

ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ
ПО ИСПОЛЬЗОВАНИЮ АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ СССР

INDC(CCP)-240/G

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

СЕРИЯ:

Ядерные константы

ВЫПУСК

3 (57)**1984**

Сборник подготовлен Физико-энергетическим институтом
и Комиссией по ядерным данным

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

Главный редактор О.Д. КАЗАЧКОВСКИЙ

НЕЙТРОННЫЕ КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ

Зам. главного редактора Б.Д. КУЗЬМИНОВ

Ф.Н. Беляев, П.П. Благоволин, В.П. Вертебный, В.Я. Головня, Ю.С. Замятнин,
Ю.А. Казанский, С.С. Коваленко, В.Е. Колесов, В.А. Коньшин, В.Н. Манохин,
В.И. Мостовой, Г.В. Мурадян, В.Н. Нефедов, М.Н. Николаев, Ю.П. Попов,
Г.Я. Труханов, В.А. Толстикова, О.А. Сальников, С.И. Сухоручкин, Г.Е. Шаталов,
Г.Б. Яньков, Г.П. Ярына, М.С. Юдкевич

КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ СТРУКТУРЫ ЯДРА И ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

Зам. главного редактора А.Г. ЗЕЛЕНКОВ

Б.Я. Гужовский, П.П. Дмитриев, Н.Н. Жуковский, Б.С. Ишханов, Е.Г. Копанец,
В.М. Кулаков, И.П. Селинов, Ю.В. Сергеев, Ю.В. Хольнов, Н.П. Чижова,
Ф.Е. Чукреев

ЯДЕРНО-РЕАКТОРНЫЕ ДАННЫЕ

Зам. главного редактора М.Ф. ТРОЯНОВ

И.А. Архангельский, П.П. Благоволин, А.И. Воропаев, А.Ю. Гагаринский,
Т.В. Голашвили, Л.В. Диев, В.П. Жарков, С.М. Зарицкий, Ю.А. Казанский,
А.А. Лукьянов, В.Г. Мадеев, В.И. Матвеев, В.А. Наумов, М.Н. Николаев,
Р.В. Никольский, Э.Е. Петров, Г.Б. Померанцев, Л.В. Точеный, В.В. Хромов,
О.В. Шведов

Ответственный секретарь выпуска В.В. Возяков

ТАЛОН ОБРАТНОЙ СВЯЗИ
по оценке использования статей научно-технического сборника "Вопросы атомной науки и техники", серия "Ядерные константы", выпуск 3(57), 1984

№ п.п.	Наименование статей	Использована		Не использована	
		в разработках для общего ознакомления	не соответствует тематике работ	не содержит новых прогрессивных решений	информация опоздала
Нейтронные константы и параметры					
1.	Блинов М.В., Сидорский Б.Д., Филатов А.А., Шарьев Б.М. Спектры γ -излучения, возникающего при взаимодействии нейтронов с энергией 3 МэВ с ядрами ^{232}Th , ^{235}U и ^{238}U				
2.	Говордовский А.А., Гордилин А.К., Кузьминов Б.Д., Митрофанов В.В., Сергачев А.И., Соловьев С.М., Соловьев Н.С. Измерение отношения деления ^{237}Np и ^{235}U методом изотопных примесей				
3.	Трофимов Ю.Н., Немцов Ю.А. Сечение радиационного захвата ^{98}Mo при энергии нейтронов 0,3-3,0 МэВ				
4.	Фомушкин Э.Ф., Новоселов Г.Ф., Виноградов Ю.И., Гаврилов В.В., Масленников Б.К., Полнов В.Н., Сурин В.М., Швецов А.М. Энергетическая зависимость сечения деления ^{243}Am быстрыми нейтронами				
5.	Григорьев Е.И., Ярма В.П. Сечение реакции $^{159}\text{Nd}(n,n')^{159m}\text{Nd}$ для использования в нейтронно-активационных измерениях				
6.	Душин В.Н., Фомичев А.В., Шляков В.И., Коваленко С.С. Оценка сечения деления ^{235}U нейтронами с энергией 14,5-14,7 МэВ				
7.	Маршалкин В.Е., Помышев В.М. Энергетическое распределение γ -излучения, сопровождающего взаимодействие быстрых нейтронов с природной смесью изотопов свинца				
8.	Колесов В.В., Лукьянов А.А. Построение сечения поглощения нейтронов по данным многоуровневого анализа полного сечения				
9.	Бадиков С.А., Блохин А.И., Гай Е.В., Манохин В.Н., Работнов Н.С. Аналитическое представление на основе Паде-аппроксимации сечений пороговых реакций из дозиметрического файла				
10.	Бондаренко И.М., Петров Э.Е. Оценка сечений взаимодействия нейтронов с ядрами ^{6}Li для расчета керма-фактора				
11.	Бондаренко И.М., Петров Э.Е. Оценка сечений взаимодействия нейтронов с ядрами ^{7}Li для расчета керма-фактора				
Ядерно-реакторные данные					
12.	Пивоваров В.А. Пространственная зависимость групповых констант в неразмножающих резонансных средах				
13.	Биков В.А., Вилулов В.К., Жирнов А.Д., Замора П.В., Климов А.Д., Митяев Ю.И., Сироткин А.П. Учет блокировки резонансного поглощения нейтронов на ^{238}U в малогрупповых расчетах тепловых реакторов				
14.	Чирков В.А., Уснин Г.Б. Потенциал воспроизводства ядерного топлива для изотопов плутония в реакторе на быстрых нейтронах				

1984 г.

Начальник ОНТИ

Примечание. Талон заполняется в 30-дневный срок после получения сборника и направляется в адрес ЦНИИАтоминформа (127434, Москва, аб/яц 971)

961-370

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

Серия: ЯДЕРНЫЕ КОНСТАНТЫ

Научно-технический сборник

Выпуск 3(57)

НЕЙТРОННЫЕ КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ ЯДЕРНО-РЕАКТОРНЫЕ ДАННЫЕ

Москва

1984

СОДЕРЖАНИЕ

Нейтронные константы и параметры

Блинов М.В., Сидорский Б.Д., Филатов А.А., Ширяев Б.М.

Спектры γ -излучения, возникающего при взаимодействии нейтронов с энергией 3 МэВ с ядрами ^{232}Th , ^{235}U и ^{238}U _____ 3

Госвердовский А.А., Гордишви А.К., Кузьминков Б.Д., Митрофанов В.Ф., Сергачев А.И., Соловьев С.М., Солосеньков П.С.

Измерение отношения сечений деления ^{237}Np и ^{235}U методом изотопных примесей _____ 13

Трофимов Ю.Н., Немцов Ю.А.

Сечение радиационного захвата ^{98}Mo при энергии нейтронов 0,3-2,0 МэВ _____ 15

Фомочкин Э.Ф., Новоселов Г.Ф., Винеградов Ю.И., Гаврилов В.В., Масленников Б.К., Палинов В.Н., Суриц В.М., Швецов А.М.

Энергетическая зависимость сечения деления ^{243}Am быстрыми нейтронами _____ 17

Григорьев Е.И., Ярина В.П.

Сечение реакции $^{199}\text{Hg}(n, n')^{199\text{m}}\text{Hg}$ для использования в нейтронно-активационных измерениях _____ 19

Дукин В.Н., Фомичев А.В., Шакиев В.И., Кеваленко С.С.

Оценка сечения деления ^{235}U нейтронами с энергией 14,5-14,7 МэВ _____ 21

Маршалкин В.Е., Пономев В.М.

Энергетическое распределение γ -излучения, сопровождающего взаимодействие быстрых нейтронов с природной смесью изотопов свинца _____ 23

Колесов В.В., Лукьянов А.А.	
Построение сечения поглощения нейтронов по данным многоуровневого анализа полного сечения	25
Бадиков С.А., Блохин А.И., Гай Е.В., Манохин В.Н., Работнов Н.С.	
Аналитическое представление на основе Паде-аппроксимации сечений пороговых реакций из дозиметрического файла	28
Бондаренко И.М., Петров Э.Е.	
Оценка сечений взаимодействия нейтронов с ядрами ${}^6\text{Li}$ для расчета керма-фактора	35
Бондаренко И.М., Петров Э.Е.	
Оценка сечений взаимодействия нейтронов с ядрами ${}^7\text{Li}$ для расчета керма-фактора	44
<u>Ядерно-реакторные данные</u>	
Пивоваров В.А.	
Пространственная зависимость групповых констант в неразмножающих резонансных средах	51
Быков В.А., Викулов В.К., Ейрнов А.Д., Загора П.В., Климов А.Д., Митяев Ю.И., Сироткин А.П.	
Учет блокировки резонансного поглощения нейтронов на ${}^{236}\text{U}$ в малогрупповых расчетах тепловых реакторов	59
Чирков В.А., Уснин Г.Б.	
Потенциалы воспроизводства ядерного топлива для изотопов плутония в реакторе на быстрых нейтронах	64
Библиографический индекс работ, помещенных в настоящем выпуске, в Международной системе СИИДА	68

УДК 539.172.4

СПЕКТРЫ γ -ИЗЛУЧЕНИЯ, ВОЗНИКАЮЩЕГО ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ НЕЙТРОНОВ
С ЭНЕРГИЕЙ 3 МэВ С ЯДРАМИ ^{232}Th , ^{235}U И ^{238}U

М.В.Блинов, Б.Д.Сциборский, А.А.Филатенков,
Б.М.Ширяев

SPECTRA OF γ -RAYS FROM THE INTERACTION OF 3 MeV NEUTRONS WITH ^{232}Th , ^{235}U AND ^{238}U NUCLEI. The measurements of γ -ray spectra in neutron interaction reactions at 3 MeV energy with ^{232}Th , ^{235}U and ^{238}U nuclei have been carried out. 80 γ -transitions in $^{232}\text{Th}(n, n'\gamma)$ -reaction, 90 in $^{235}\text{U}(n, n'\gamma)$ and 185 in $^{238}\text{U}(n, n'\gamma)$ -reactions have been observed.

Изучение неупругого взаимодействия нейтронов с конструкционными и делящимися материалами атомных реакторов обусловлено практической задачей создания эффективной защиты и формирования нейтронного спектра реактора. Эти исследования используются также для определения различных характеристик ядер и анализа ядерных реакций: энергий возбужденных состояний ядер, спектроскопических состояний, сечений реакций.

Для актинидных ядер подобные исследования существенно осложняются высокой плотностью возбужденных состояний, а также мгновенным β -излучением при делении ядер. В связи с этим имеется немного исследований неупругого рассеяния быстрых нейтронов на актинидных ядрах. До настоящего времени опубликовано несколько работ по измерениям дискретных спектров β -излучения, сопровождающего взаимодействие быстрых нейтронов с ядрами ^{232}Th и ^{238}U [1-3]. Для ^{235}U аналогичных публикаций нет. Наиболее последовательная систематика и анализ результатов по ^{232}Th и ^{238}U приведены в работе [4].

В настоящей работе приведены результаты измерений спектров β -излучения, возникающего при взаимодействии нейтронов с энергией 3 МэВ с ядрами ^{232}Th , ^{235}U и ^{238}U . Эти результаты, полученные в течение последних лет, частично опубликованы [5-7]. Увеличение энергии нейтронов в данных исследованиях по сравнению с работами других авторов дало дополнительный вклад высоковозбужденных состояний ядер, что способствовало выявлению значительно большего числа β -переходов.

Нейтроны получали при реакции $^2\text{H}(d, n)^3\text{He}$ на нейтронном генераторе НГ-400, который вырабатывал импульсы с частотой 1 МГц длительностью на половине высоты около 3 нс. Облучаемые образцы в форме цилиндров из металлического ^{232}Th , ^{238}U и ^{235}U (обогащение 99%) поочередно располагали на расстоянии 4 см от мишени ускорителя под углом 0° к пучку ускоренных ионов дейтерия. Образцы из ^{232}Th и ^{238}U имели диаметр 22 мм и высоту 27 мм, образец из ^{235}U имел диаметр 15 мм и высоту 28 мм. β -Излучение регистрировалось Ge(Li)-детектором ДДК-40, расположенным под углом 125° к направлению падающего на образец потока нейтронов. Чтобы уменьшить фон, детектор был заключен в круговую защиту, состоящую из свинца и водородсодержащих материалов с добавлением бора. Для дальнейшего уменьшения фона, связанного с попаданием в детектор нейтронов из импульсного источника, использовали методику времени пролета. В целях анализа спектра отбирали только события, попадающие во "временное окно" шириной 20 нс, центрированное вокруг пика мгновенного β -излучения. Полная ширина этого пика на половине высоты составляла 6-7 нс. Энергетическое разрешение всей системы при продолжительности измерений 100 ч составляло около 4 кэВ при энергии β -квантов 1 МэВ.

Фон измеряли как без образца, так и при облучении образца из щавелевой кислоты (химическая формула $\text{H}_2\text{C}_2\text{O}_4$). Для калибровки гамма-спектрометра по энергии и эффективности использовали источник ^{226}Ra , который помещали на место исследуемого образца. Данные о β -спектре находящегося в равновесии продуктов распада ^{226}Ra взяты из работы [8].

Аппаратурные спектры γ -излучения от образцов ^{232}Th и ^{238}U обработаны на ЭММ "Минск-22" по программе "Перспект" [9], спектр от ^{235}U - на ЭММ ЕС-1033 по программе ЗАПРО [10]. В результате обработки для реакции $^{232}\text{Th}(n,n'\gamma)$ было получено 80 γ -переходов (табл.1), для реакции $^{235}\text{U}(n,n'\gamma)$ 90 (табл.2) и для реакции $^{238}\text{U}(n,n'\gamma)$ 185 γ -переходов (табл.3). Дискретное γ -излучение, связанное своим возникновением фоном помещения, установки и собственному излучению образцов, в таблицы не включено.

Таблица 1

Характеристики γ -переходов в реакции $^{232}\text{Th}(n,n'\gamma)$

$E_{\gamma}(\Delta E_{\gamma}),$ кэВ	$I_{\gamma}(\Delta I_{\gamma})$	$E_i,$ кэВ	$J_i^{\pi} K_i$	$E_f,$ кэВ	$J_f^{\pi} K_f$
170,9(4)	41(13)	334,0	6^{+0+}	162,4	4^{+0+}
222,6(6)	13(5)	1183,0	3^{-3-}	960,2	5^{+2+}
332,1(5)	19(4)	1105,7	3^{-2-}	774,1	2^{+0+} или 3^{0-}
402,2(6)	7(2)	-	-	-	-
423,4(7)	6(2)	-	-	-	-
430,9(5)	7(2)	1143,3	4^{-2-}	714,25	1^{0-}
442,7(7)	5(2)	-	-	-	-
456,2(6)	6(2)	-	-	-	-
468,6(5)	7(2)	1183,0	3^{-3-}	714,25	1^{0-}
486,2(5)	8(2)	-	-	-	-
523,7(6)	6(2)	-	-	-	-
550,5(1)	55(6)	883,3	5^{0-}	334,0	6^{+0+}
506,8(7)	5(2)	-	-	-	-
612,4(1)	114(9)	774,1	2^{+0+}	162,4	4^{+0+}
626,6(5)	8(3)	960,2	5^{+2+}	334,0	6^{+0+}
627,8(5)	7(3)	-	-	-	-
665,5(1)	100(7)	714,25	1^{0-}	49,4	2^{+0+}
669,0(6)	9(3)	829,6	3^{+2+}	162,4	4^{+0+}
681,2(3)	13(2)	730,10	0^{+0+}	49,4	2^{+0+}
693,2(3)	11(2)	-	-	-	-
706,7(3)	14(2)	-	-	-	-
714,1(6)	16(3)	714,25	1^{0-}	0,0	0^{+0+}
717,5(5)	12(3)	-	-	-	-
727,9(9)	49(10)	890,1	4^{+2+}	162,4	4^{+0+}
735,0(1)	62(6)	785,2	2^{+2+}	49,4	2^{+0+}
750,4(7)	5(2)	-	-	-	-
769,0(8)	5(2)	-	-	-	-
773,7(3)	12(3)	774,1	2^{+0+}	0,0	0^{+0+}
780,3(1)	63(6)	829,6	3^{+2+}	49,4	2^{+0+}
785,5(1)	33(4)	785,2	2^{+2+}	0,0	0^{+0+}
798,3(3)	21(3)	960,2	5^{+2+}	162,4	4^{+0+}
823,9(3)	12(2)	873,0	4^{+0+}	49,4	2^{+0+}
840,5(4)	7(2)	890,1	4^{+2+}	49,4	2^{+0+}
885,7(7)	5(2)	-	-	-	-
931,0(9)	4(2)	1094,4	2^{1-}	162,4	4^{+0+}
936,1(8)	4(2)	-	-	-	-
943,4(7)	4(1)	1105,7	3^{-2-}	162,4	4^{+0+}
958,9(3)	10(2)	1122,8	2^{+0+}	162,4	4^{+0+}
981,3(2)	23(3)	1143,3	4^{-2-}	162,4	4^{+0+}
986,7(6)	5(2)	1143,3	4^{+0+}	162,4	4^{+0+}

Окончание табл. I

$E_f(\Delta E_f)$, кэВ	$I_f(\Delta I_f)$	E_i , кэВ	$J_i^{\pi} K_i$	E_f , кэВ	$J_f^{\pi} K_f$
1002,5(8)	3(I)	1053,6	2 ⁻ 2 ⁻	49,4	2 ⁺ 0 ⁺
1023,6(I)	37(4)	1072,9	2 ⁺ 2 ⁺	49,4	2 ⁺ 0 ⁺
1029,5(3)	13(2)	1078,7	0 ⁺ 0 ⁺	49,4	2 ⁺ 0 ⁺
1047,0(2)	17(2)	1208,9	5 ⁻ 2 ⁻	162,4	4 ⁺ 0 ⁺
1056,3(I)	41(4)	1105,7	3 ⁻ 2 ⁻	49,4	2 ⁺ 0 ⁺
1063,4(5)	6(I)				
1072,6(2)	36(4)	1072,9	2 ⁺ 2 ⁺	0,0	0 ⁺ 0 ⁺
1077,1(2)	34(4)	1077,5	1 ⁻ 1 ⁻	0,0	0 ⁺ 0 ⁺
1133,3(2)	26(3)	1182,5	3 ⁻ 3 ⁻	49,4	2 ⁺ 0 ⁺
1166,9(3)	11(2)	-	-	-	-
1226,0(8)	3(I)	-	-	-	-
1231,4(7)	5(I)	-	-	-	-
1305,2(8)	3(I)	-	-	-	-
1324,6(5)	5(I)	-	-	-	-
1337,5(6)	5(I)	-	-	-	-
1356,8(10)	3(I)	-	-	-	-
1400,3(4)	7(I)	-	-	-	-
1486,4(7)	4(I)	-	-	-	-
1503,8(3)	11(2)	-	-	-	-
1529,5(10)	3(I)	-	-	-	-
1555,4(7)	5(I)	-	-	-	-
1561,6(9)	4(I)	-	-	-	-
1571,6(4)	9(2)	-	-	-	-
1640,2(7)	5(I)	-	-	-	-
1663,8(11)	3(I)	-	-	-	-
1680,0(12)	3(I)	-	-	-	-
1688,0(13)	3(I)	-	-	-	-
1693,6(9)	4(I)	-	-	-	-
1723,0(12)	5(I)	-	-	-	-
1832,8(10)	3(I)	-	-	-	-
1870,5(13)	3(I)	-	-	-	-
1894,1(11)	3(I)	-	-	-	-
1902,8(13)	3(I)	-	-	-	-
1941,7(7)	5(2)	-	-	-	-
1952,5(13)	4(I)	-	-	-	-
1997,6(11)	3(I)	-	-	-	-
2171,9(10)	3(I)	-	-	-	-
2232,3(11)	3(I)	-	-	-	-
2264,3(12)	3(I)	-	-	-	-
2303,9(13)	2(I)	-	-	-	-

При вычислении относительных интенсивностей γ -излучения предполагалось, что величина поглощения γ -квантов в образцах та же, что и в случае цилиндра с равномерно распределенной по объему активностью [11]. Расчеты по методу Монте-Карло [12] с учетом геометрии опытов, пространственно-энергетического распределения нейтронов источника и его конечных размеров, а также с учетом изменения спектра и плотности потока нейтронов в результате упругого и неупругого рассеяния первичных нейтронов в образцах, реакций деления и радиационного захвата дали совпадающие величины коэффициентов ослабления. Наряду с этими расчетами проведены контрольные измерения, в которых цилиндрические образцы ^{232}Th и ^{238}U заменяли пластинками из таких же материалов, расположенными так,

что нормаль к поверхности пластинки делала пополам угол между направлениями на источник и детектор. Результаты контрольных измерений в пределах погрешностей совпадали с результатами основного эксперимента.

В табл. I-3 приведены энергии E_{γ} и относительные интенсивности I_{γ} обнаруженных γ -переходов и погрешности приводимых значений (в круглых скобках), выраженные в единицах последнего знака соответствующей величины. Погрешность в определении энергии γ -переходов складывалась из погрешностей определения положения γ -пика в спектре (0,03-1,2 кэВ) и энергетической калибровки гамма-спектрометра (около 0,1 кэВ). При определении погрешностей интенсивностей γ -переходов учитывалась погрешность вычисления площади γ -пика (1-30%), погрешность определения относительной эффективности Ge(Li)-детектора (1,5-8%) и погрешность в вычислении коэффициента ослабления потока γ -квантов, выходящих из образца (4-15%). В таблицах приведены также энергии E , спины J , проекции полного углового момента на ось симметрии ядра K и четности π начального i и конечного f состояний ядер, переходу между которыми может быть приписано данное γ -излучение в соответствии со схемами уровней ^{232}Th и ^{238}U [2-4, 13].

Таблица 2

Характеристики γ -переходов в реакции $^{235}\text{U} (n, n' \gamma)$

$E_{\gamma}(\Delta E_{\gamma})$, кэВ	$I_{\gamma}(\Delta I_{\gamma})$	E_i , кэВ	$J_i^{\pi} K_i$	E_f , кэВ	$J_f^{\pi} K_f$
159,1(3)	270(80)	491,9	$7/2^+$	332,8	$5/2^+$
179,8(3)	154(40)	-	-	-	-
288,2(4)	34(7)	-	-	-	-
296,2(2)	64(9)	-	-	-	-
310,8(10)	22(3)	-	-	-	-
331,63(3)	67(9)	-	-	-	-
343,2(2)	51(7)	-	-	-	-
346,5(6)	20(6)	-	-	-	-
352,04(6)	115(9)	-	-	-	-
359,8(3)	48(12)	-	-	-	-
369,6(1)	58(7)	-	-	-	-
376,1(3)	45(7)	-	-	-	-
392,94(6)	24(5)	393,2	$3/2^+$	0,0	$7/2^-$
400,2(2)	39(5)	445,7	$7/2^+$	46,2	$9/2^-$
415,0(1)	34(3)	-	-	-	-
423,4(2)	23(3)	-	-	-	-
428,1(1)	47(4)	-	-	-	-
431,2(1)	51(4)	-	-	-	-
434,9(3)	19(3)	-	-	-	-
445,7(1)	22(3)	491,9	$7/2^+$	46,2	$9/2^-$
451,1(3)	25(5)	-	-	-	-
456,8(2)	51(9)	-	-	-	-
468,3(4)	14(4)	-	-	-	-
474,8(1)	54(5)	-	-	-	-
482,2(1)	93(9)	-	-	-	-
484,4(4)	32(8)	-	-	-	-
492,2(3)	26(4)	-	-	-	-
497,6(2)	26(4)	-	-	-	-
536,4(4)	19(3)	-	-	-	-
554,3(3)	18(3)	-	-	-	-
566,0(3)	35(5)	-	-	-	-
583,5(1)	63(5)	-	-	-	-
588,86(5)	94(6)	-	-	-	-

Продолжение табл. 2

$E_p(\Delta E_p)$, кэВ	$I_p(\Delta I_p)$	E_i , кэВ	$J_i^{\pi} K_i$	E_f , кэВ	$J_f^{\pi} K_f$
606,3(2)	28(4)	1085,1	5/2 ⁺	426,7	5/2 ⁺
619,2(2)	41(6)	-	-	-	-
625,2(2)	34(6)	671,0	7/2 ⁻	46,2	9/2 ⁻
631,5(3)	44(7)	-	-	-	-
646,9(2)	19(4)	659,0	-	13,0	3/2 ⁺
654,6(3)	21(4)	701,0	-	46,2	9/2 ⁻
658,7(2)	26(4)	659,0	-	0,0	7/2 ⁻
667,0(3)	22(4)	-	-	-	-
682,8(4)	12(2)	-	-	-	-
706,88(7)	100(7)	-	-	-	-
713,2(5)	10(3)	848,7	3/2 ⁺	129,8	5/2 ⁺
729,6(2)	31(5)	-	-	-	-
761,1(3)	14(2)	760,9	1/2 ⁺	0,0	7/2 ⁻
768,7(1)	40(5)	-	-	-	-
775,7(1)	31(4)	1202,6	3/2 ⁻	426,7	5/2 ⁺
781,8(5)	6(2)	-	-	-	-
798,8(3)	18(3)	-	-	-	-
802,4(2)	33(5)	-	-	-	-
808,1(3)	15(3)	-	-	-	-
813,6(3)	21(4)	-	-	-	-
815,12(7)	59(8)	-	-	-	-
831,8(5)	12(3)	1057,3	7/2 ⁺	225,4	9/2 ⁺
837,1(1)	76(9)	-	-	-	-
863,1(3)	13(4)	1085,1	5/2 ⁺	171,3	7/2 ⁺
868,7(2)	19(4)	-	-	-	-
882,2(4)	12(4)	-	-	-	-
886,6(4)	13(4)	1057,3	7/2 ⁺	171,3	7/2 ⁺
908,6(3)	12(3)	-	-	-	-
913,3(1)	85(5)	-	-	-	-
920,4(4)	13(3)	-	-	-	-
933,7(4)	7(2)	-	-	-	-
940,9(2)	13(2)	-	-	-	-
953,5(2)	30(4)	-	-	-	-
977,6(3)	19(5)	-	-	-	-
987,4(4)	19(5)	1116,2	5/2 ⁺	129,8	5/2 ⁺
998,1(3)	17(4)	-	-	-	-
1010,1(4)	14(3)	-	-	-	-
1014,6(1)	38(6)	-	-	-	-
1022,4(8)	14(8)	-	-	-	-
1081,9(9)	8(3)	-	-	-	-
1089,2(2)	16(3)	-	-	-	-
1133,9(1)	35(5)	-	-	-	-
1160,3(6)	11(1)	-	-	-	-
1181,8(3)	21(2)	-	-	-	-
1220,0(2)	42(5)	-	-	-	-
1228,6(2)	45(5)	-	-	-	-
1279,8(2)	24(4)	-	-	-	-
1294,4(4)	19(4)	-	-	-	-
1307,8(2)	34(6)	1321,2	5/2 ⁺	13,0	3/2 ⁺

Окончание табл.2

$E_{\gamma}(\Delta E_{\gamma})$, кэВ	$I_{\gamma}(\Delta I_{\gamma})$	E_i , кэВ	$J_i^{\pi} K_i$	E_f , кэВ	$J_f^{\pi} K_f$
1311,9(5)	13(4)	-	-	-	-
1362,5(3)	21(2)	-	-	-	-
1426,8(7)	8(2)	1438,6	5/2 ⁺	13,0	3/2 ⁺
1437,1(3)	13(3)	-	-	-	-
1441,3(3)	10(3)	-	-	-	-
1454,1(4)	14(3)	-	-	-	-
1509,1(3)	12(3)	-	-	-	-

Таблица 3

Характеристики γ -переходов в реакции $^{238}\text{U}(\alpha, n'\gamma)$

$E_{\gamma}(\Delta E_{\gamma})$, кэВ	$I_{\gamma}(\Delta I_{\gamma})$	E_i , кэВ	$J_i^{\pi} K_i$	E_f , кэВ	$J_f^{\pi} K_f$
141,2(2)	49(40)	-	-	-	-
159,5(3)	70(22)	307,2	6 ⁺ 0 ⁺	148,4	4 ⁺ 0 ⁺
163,5(10)	21(12)	-	-	-	-
193,4(10)	10(6)	-	-	-	-
198,6(3)	14(7)	1128,7	2 ⁻ 2 ⁻	930,8	1 ⁻ 1 ⁻
203,4(10)	6(6)	-	-	-	-
208,3(10)	17(5)	-	-	-	-
212,3(4)	19(6)	518,3	8 ⁺ 0 ⁺	307,2	6 ⁺ 0 ⁺
218,0(3)	15(5)	950,0	2 ⁻ 1 ⁻	731,9	3 ⁻ 0 ⁻
223,4(4)	17(4)	-	-	-	-
243,6(7)	9(4)	-	-	-	-
251,3(10)	4(4)	930,8	1 ⁻ 1 ⁻	680,1	1 ⁻ 0 ⁻
260,0(13)	4(3)	-	-	-	-
270,1(4)	11(4)	950,0	2 ⁻ 1 ⁻	680,1	1 ⁻ 0 ⁻
274,0(10)	7(3)	-	-	-	-
282,2(6)	7(3)	-	-	-	-
287,9(4)	11(3)	-	-	-	-
296,6(4)	9(3)	/1245,9/	-	950,0	2 ⁻ 1 ⁻
300,6(10)	4(3)	-	-	-	-
325,9(2)	18(3)	1057,5	-	731,9	3 ⁻ 0 ⁻
331,6(2)	17(3)	/1368,1/	-	1037,3	2 ⁺ 0 ⁺
352,3(1)	26(2)	-	-	-	-
357,7(4)	7(2)	1037,3	2 ⁺ 0 ⁺	680,1	1 ⁻ 0 ⁻
369,5(2)	13(2)	/1368,1/	-	997,5	3 ⁻ 1 ⁻
376,7(2)	18(2)	-	-	-	-
396,3(2)	18(2)	1128,7	2 ⁻ 2 ⁻	731,9	3 ⁻ 0 ⁻
401,6(3)	10(2)	-	-	-	-
405,8(10)	4(2)	/1355,1/	-	950,0	2 ⁻ 1 ⁻
423,8(3)	10(2)	/1355,1/	-	930,8	1 ⁻ 1 ⁻
428,5(10)	5(2)	-	-	-	-
432,5(3)	8(2)	-	-	-	-
436,8(3)	10(2)	-	-	-	-

Продолжение табл. 3

$E_f(\Delta E_f)$ кэВ	$I_f(\Delta I_f)$	$E_i,$ кэВ	$J_i^{\mathcal{K}} K_i$	$E_f,$ кэВ	$J_f^{\mathcal{K}} K_f$
443,8(10)	5(2)				
448,4(9)	27(3)	{ 965,9	7 ⁻⁰⁻	517,8	8 ⁺⁰⁺
457,7(1)	18(2)	{ 1128,7	2 ⁻²⁻	680,1	1 ⁻⁰⁻
482,9(3)	7(2)	-	-	-	-
486,8(10)	6(2)	-	-	-	-
490,3(2)	11(2)	1222,9	2 ⁺	731,9	3 ⁻⁰⁻
497,3(3)	9(2)	-	-	-	-
501,0(10)	7(2)	-	-	-	-
519,44(8)	25(2)	827,2	5 ⁻⁰⁻	307,2	6 ⁺⁰⁺
536,8(4)	5(2)	-	-	-	-
547,0(3)	8(2)	-	-	-	-
552,5(10)	5(2)	-	-	-	-
555,3(5)	5(2)	-	-	-	-
566,1(3)	9(2)	-	-	-	-
583,55(3)	82(3)	731,9	3 ⁻⁰⁻	148,4	4 ⁺⁰⁺
589,1(2)	9(2)	-	-	-	-
606,6(2)	25(3)	-	-	-	-
620,4(3)	7(2)	-	-	-	-
625,2(2)	11(2)	-	-	-	-
629,6(10)	8(2)	-	-	-	-
635,18(3)	100(3)	680,1	1 ⁻⁰⁻	44,9	2 ⁺⁰⁺
641,3(4)	5(2)	-	-	-	-
647,7(4)	6(2)	-	-	-	-
651,8(10)	5(2)	-	-	-	-
655,0(10)	5(2)	-	-	-	-
659,1(2)	14(2)	965,9	7 ⁻⁰⁻	307,2	6 ⁺⁰⁺
679,5(3)	107(5)	{ 827,2	5 ⁻⁰⁻	148,4	4 ⁺⁰⁺
680,1(3)		{ 680,1	1 ⁻⁰⁻	0,0	0 ⁺⁰⁺
686,99(3)		{ 731,9	3 ⁻⁰⁻	44,9	2 ⁺⁰⁺
706,6(2)	16(2)	-	-	-	-
711,0(10)	2(2)	-	-	-	-
738,5(10)	3(2)	-	-	-	-
749,3(2)	11(2)	-	-	-	-
758,8(4)	4(1)	-	-	-	-
768,3(2)	11(1)	-	-	-	-
774,7(4)	5(1)	-	-	-	-
783,0(10)	2(1)	-	-	-	-
786,0(10)	1(1)	-	-	-	-
798,9(2)	11(1)	-	-	-	-
808,4(1)	14(2)	-	-	-	-
814,8(2)	11(2)	-	-	-	-
818,1(2)	17(2)	966,3	2 ⁺⁰⁺	148,4	4 ⁺⁰⁺
828,3(6)	3(1)	-	-	-	-
836,7(2)	9(1)	-	-	-	-
849,7(2)	28(3)	997,5	3 ⁻¹⁻	148,4	4 ⁺⁰⁺
855,5(3)	7(1)	-	-	-	-
863,5(6)	3(1)	-	-	-	-
880,8(2)	11(1)	927,0	0 ⁺⁰⁺	44,9	2 ⁺⁰⁺

Продолжение табл. 3

$E_p(\Delta E_p),$ кэВ	$I_p(\Delta I_p)$	$E_i,$ кэВ	$J_i^{\pi} K_i$	$E_f,$ кэВ	$J_f^{\pi} K_f$
885,8(3)	65(4)	980,8	1 ⁻ 1 ⁻	44,9	2 ⁺ 0 ⁺
905,6(6)	30(2)	950,0	2 ⁻ 1 ⁻	44,9	2 ⁺ 0 ⁺
911,4(5)	29(2)	1060,3	2 ⁺ 2 ⁺	148,4	4 ⁺ 0 ⁺
922,3(2)	8(I)	966,3	2 ⁺ 0 ⁺	44,9	2 ⁺ 0 ⁺
932,7(3)	8(I)	-	-	-	-
952,70(7)	30(2)	997,5	3 ⁻ 1 ⁻	44,9	2 ⁺ 0 ⁺
957,33(6)	32(2)	1105,6	3 ⁺ 2 ⁺	148,4	4 ⁺ 0 ⁺
962,0(10)	4(I)	-	-	-	-
967,3(2)	11(2)	966,3	2 ⁺ 0 ⁺	0,0	0 ⁺ 0 ⁺
978,5(3)	7(I)	-	-	-	-
993,0(10)	3(I)	1037,3	2 ⁺ 0 ⁺	44,9	2 ⁺ 0 ⁺
1015,06(2)	115(7)	1060,3	2 ⁺ 2 ⁺	44,9	2 ⁺ 0 ⁺
1019,61(8)	28(2)	1167,7	4 ⁺ 2 ⁺	148,4	4 ⁺ 0 ⁺
1033,2(5)	4(I)	-	-	-	-
1037,4(2)	8(I)	1037,3	2 ⁺ 0 ⁺	0,0	0 ⁺ 0 ⁺
1043,0(10)	1(I)	-	-	-	-
1055,9(4)	4(I)	-	-	-	-
1060,98(3)	67(4)	{ 1105,6 1060,3	{ 3 ⁺ 2 ⁺ 2 ⁺ 2 ⁺	{ 44,9 0,0	{ 2 ⁺ 0 ⁺ 0 ⁺ 0 ⁺
1074,4(2)	7(I)	-	-	-	-
1084,13(7)	26(2)	1128,7	2 ⁻ 2 ⁻	44,9	2 ⁺ 0 ⁺
1090,9(2)	12(I)	-	-	-	-
1112,7(3)	7(I)	-	-	-	-
1123,1(2)	11(I)	1167,7	4 ⁺ 2 ⁺	44,9	2 ⁺ 0 ⁺
1132,2(3)	6(I)	-	-	-	-
1138,0(10)	3(I)	-	-	-	-
1153,0(10)	2(I)	-	-	-	-
1160,4(2)	10(I)	-	-	-	-
1173,4(7)	3(I)	-	-	-	-
1179,4(2)	15(2)	-	-	-	-
1200,6(4)	4(I)	-	-	-	-
1209,3(3)	6(I)	-	-	-	-
1215,9(2)	11(I)	-	-	-	-
1223,2(2)	10(I)	1222,9	2 ⁺	0,0	0 ⁺ 0 ⁺
1233,8(3)	8(I)	-	-	-	-
1262,0(10)	2(I)	-	-	-	-
1265,6(10)	3(I)	-	-	-	-
1273,0(10)	3(I)	-	-	-	-
1278,8(2)	10(I)	1278,9	-	0,0	0 ⁺ 0 ⁺
1286,0(10)	3(I)	-	-	-	-
1296,0(10)	3(I)	-	-	-	-
1306,1(4)	5(I)	-	-	-	-
1310,5(4)	5(I)	{ 1355,1/ 2168,5/	-	44,9	2 ⁺ 0 ⁺
1336,2(3)	6(I)	{ 2168,5/ 1355,1/	-	827,2	5 ⁺ 0 ⁻
1354,5(10)	3(I)	{ 1355,1/ -	-	0,0	0 ⁺ 0 ⁺
1361,5(10)	5(I)	-	-	-	-
1368,3(2)	13(I)	{ 1368,1/ -	-	0,0	0 ⁺ 0 ⁺
1376,8(9)	2(I)	-	-	-	-
1381,8(5)	4(I)	-	-	-	-

Продолжение табл.3

$E_p(\Delta E_p),$ кэВ	$I_p(\Delta I_p)$	$E_i,$ кэВ	$J_i^{JK_i}$	E_f кэВ	$J_f^{JK_f}$
I410,7(2)	8(I)	-	-	-	-
I417,5(4)	5(I)	-	-	-	-
I428,5(I0)	2(I)	-	-	-	-
I431,8(I0)	4(I)	[2168,5]	-	781,9	3 ⁻⁰⁻
I437,1(2)	18(2)	-	-	-	-
I441,4(I0)	3(I)	-	-	-	-
I446,2(3)	8(I)	-	-	-	-
I454,0(I0)	3(I)	-	-	-	-
I458,0(I0)	6(I)	-	-	-	-
I464,0(I0)	4(I)	-	-	-	-
I470,0(I0)	7(I)	-	-	-	-
I485,0(I0)	2(I)	-	-	-	-
I489,0(I0)	2(I)	-	-	-	-
I495,0(I0)	4(I)	-	-	-	-
I507,1(3)	8(I)	-	-	-	-
I511,0(I0)	3(I)	-	-	-	-
I523,7(3)	5(I)	-	-	-	-
I531,6(I0)	2(I)	-	-	-	-
I545,9(I2)	2(I)	-	-	-	-
I550,0(4)	6(I)	-	-	-	-
I560,2(I0)	2(I)	-	-	-	-
I568,5(I0)	2(I)	-	-	-	-
I584,9(3)	7(I)	-	-	-	-
I598,2(4)	5(I)	-	-	-	-
I609,0(I0)	2(I)	-	-	-	-
I614,8(I0)	2(I)	-	-	-	-
I627,3(6)	3(I)	-	-	-	-
I705,0(I2)	3(2)	-	-	-	-
I716,7(6)	4(I)	-	-	-	-
I737,4(4)	5(I)	-	-	-	-
I750,2(3)	5(I)	-	-	-	-
I759,6(3)	6(I)	-	-	-	-
I768,5(I0)	2(I)	-	-	-	-
I778,1(6)	4(I)	-	-	-	-
I782,0(I0)	4(I)	-	-	-	-
I801,9(4)	6(I)	-	-	-	-
I807,0(I0)	3(I)	-	-	-	-
I814,1(I0)	3(I)	-	-	-	-
I826,9(4)	5(I)	-	-	-	-
I833,0(I0)	3(I)	-	-	-	-
I844,6(5)	4(I)	-	-	-	-
I856,6(4)	6(I)	[2168,5]	-	307,2	6 ⁺⁰⁺
I862,5(I0)	3(I)	-	-	-	-
I874,0(8)	2(I)	-	-	-	-
I882,0(I0)	3(I)	-	-	-	-
I888,3(5)	4(I)	-	-	-	-
I905,1(4)	5(I)	-	-	-	-
I911,0(I0)	2(I)	-	-	-	-
I923,0(I0)	2(I)	-	-	-	-

Окончание табл.3

$E_{\gamma}(\Delta E_{\gamma})$, кэВ	$I_{\gamma}(\Delta I_{\gamma})$	E_i , кэВ	$J_i^{\pi} K_i$	E_f , кэВ	$J_f^{\pi} K_f$
1930,0(10)	2(I)	—	—	—	—
1994,0(3)	6(I)	—	—	—	—
2007,0(10)	1(I)	—	—	—	—
2014,8(4)	5(I)	[2163,5]	—	148,4	4 ⁺ 0 ⁺
2030,0(10)	—	—	—	—	—
2034,8(5)	5(I)	—	—	—	—
2052,0(6)	3(I)	—	—	—	—
2791,1(6)	2,5(8)	—	—	—	—

Информация о возбужденных состояниях с $E^* > 1,2$ МэВ явно недостаточна. Предпринятая попытка дополнить схемы уровней ^{232}Th и ^{238}U методом энергетических совпадений γ -переходов с использованием полученных результатов встречи затруднена. Они обусловлены как большой вероятностью случайных совпадений энергий γ -переходов из-за значительной плотности уровней и недостаточной точности определения энергии слабого γ -излучения, так и возможностью примеси γ -квантов осколков деления. Идентификация γ -излучения осколков деления представляется нетривиальной задачей, так как спектры γ -излучения при делении даже близких по массе ядер могут существенно различаться [14]. Поэтому в табл.3 приведено несколько новых рекомендуемых уровней возбуждения ядра ^{238}U (энергии этих уровней заключены в квадратные скобки), для которых оцененная вероятность случайного совпадения составляет 0,05-0,1.

Список литературы

1. Poesnitz W.P. Nucl.Data for Reactors. Helsinki, 1970, v.2, p.3.
2. McMurray W.R., van Heerden I.J. Z.Phys., 1972, v.253, p.289.
3. Демидов А.М., Говор Л.И., Черепанцев Ю.К. и др. Атлас спектров γ -излучения от неупругого рассеяния быстрых нейтронов реактора. М.: Атомиздат, 1978, с.311-316.
4. Chan D.W.S., Egan J.J., Mittler A., Sheldon E. Phys.Rev. C., 1982, v.26, N 3, p.841-888.
5. Козулин Э.М., Тутин Г.А., Филатенков А.А. Нейтронная физика (Материалы 5-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 15-19 сентября 1980 г.). М.: ЦНИИатоминформ, 1980, ч.2, с.25-29.
6. Блинов М.В. и др. Тезисы докладов XXXIII совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. М., 1983, с.313-314.
7. Блинов М.В., Сциборский Б.Д., Филатенков А.А., Ширяев Б.М. Zentralist.Kernforsch. Rossendorf Dresden (Ber.) Proc.11 Intern.Symp. Interact.Fast Neutron Nuclei. 1982, N 476, p.116-119.
8. Zabol V. e.a. Nucl. Instrum. and Methods, 1977, N 141, p.329.
9. Кабина Л.П., Кондуров И.А., Федорова Э.И. Препринт ЛИЯФ-123. Л., 1974.
10. Routti J.T., Prussian S.G. Nucl. Instrum. and Methods, 1969, v.72, p.125-142.
11. Горшков Г.В. Гамма-излучение радиоактивных тел и элементы защиты от излучений. М.-Л., 1959, с.64.
12. Душин В.Н., Филатенков А.А. См. [5], часть 4, с.242-244.
13. Ellis Y.A. Nucl. Data Sheets, 1977, v.21, N 1, p.549.
14. Тетерев Э.Н., Вальский Г.В., Петров Г.А., Шлева Ю.С. Нейтронная физика (Материалы 3-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 9-13 июня 1975 г.). М.: ЦНИИатоминформ, 1976, ч.6, с.121.

Статья поступила в редакцию 8 февраля 1984 г.

ИЗМЕРЕНИЕ ОТНОШЕНИЯ СЕЧЕНИЙ ДЕЛЕНИЯ ^{237}Np И ^{235}U
МЕТОДОМ ИЗОТОПНЫХ ПРИМЕСЕЙА.А.Говердовский, А.К.Гордешин, Б.Д.Кузьминов,
В.Ф.Митрофанов, А.И.Сергачёв, С.М.Соловьев, П.С.СолошенкоTHE ^{237}Np AND ^{235}U FISSION CROSS-SECTION RATIO MEASUREMENTS
BY METHOD ISOTOPIC DILUTION. The fission cross-section of
 ^{237}Np and ^{235}U have been measured with the total error 2,5%
for neutron energies 7,3 and 16,4 MeV. $T(p,n)^3\text{He}$, $T(d,n)^4\text{He}$
and $D(d,n)^3\text{He}$ reactions have been taken as a source of neutrons.

Результаты измерений различными авторами сечения деления ядер ^{237}Np (σ_f^7) нейтронами с энергией выше 6 МэВ значительно расходятся как по абсолютной величине, так и по энергетической зависимости [1]. Из возможных причин этих расхождений наиболее важными являются учет различных компонентов нейтронного фона и абсолютизация энергетической зависимости сечения деления. Если первая причина определяется индивидуальными особенностями каждого эксперимента, то проблема абсолютизации является общей. Так как большинство данных о σ_f^7 получены относительным методом, далее будут обсуждаться вопросы, связанные с отношением сечений деления ^{237}Np и ^{235}U , которое можно представить в виде

$$\sigma_f^7 / \sigma_f^5 = n_7 / n_5 N_{\text{яг}}^5 / N_{\text{яг}}^7 K_E \prod_j K_j,$$

где $n_{7,5}$ - скорости счета актов деления ядер; $N_{\text{яг}}^{5,7}$ - количество ядер в мишенях; K_E - отношение эффективностей регистрации; K_j - поправочные коэффициенты.

Отношение количества ядер в образцах в работе [2] определялось методом сравнения α -активности в фиксированной геометрии. Время жизни ядер ^{235}U намного больше, чем ядер ^{237}Np , а фон ^{234}U обычно значителен, поэтому погрешность счета α -частиц ^{235}U в мишени велика. Кроме того, при использовании мишеней большого диаметра усложняется учет эффектов, связанных с формой активного пятна и неоднородностью мишени, поэтому для абсолютизации энергетической зависимости отношения сечений деления ^{237}Np и ^{235}U целесообразно использовать метод изотопных примесей или его модификацию - метод "порогового сечения" [1]. В этом случае отношение $\sigma_f^7 / \sigma_f^5 = \eta (R/R_T - 1)$, где η - относительное содержание ядер ^{235}U в мишени из ^{237}Np ; R/R_T - отношение скоростей счета осколков деления ^{237}Np и ^{235}U соответственно быстрыми и тепловыми нейтронами.

Так как сечение деления ^{237}Np составляет заметную величину даже при энергиях нейтронов в несколько килоэлектронвольт (около 0,001), метод "порогового сечения" [1] должен применяться на мишенях с высоким содержанием ядер ^{235}U , что снижает относительную точность отношения σ_f^7 / σ_f^5 . В настоящей работе предпринята попытка измерить это отношение методом изотопных примесей на электростатических ускорителях.

Делящиеся образцы были изготовлены путем нанесения растворов окислов урана и нептуния на тонкие (30 мкм) алюминиевые подложки с последующим отжигом. Неоднородность мишеней по толщине (10%) определяли миниатюрным полупроводниковым альфа-счетчиком. Гомогенность уран-нептуниевой смеси контролировали по сдвигу амплитудных спектров осколков деления, измеряемых при различной ориентации слоя относительного нейтронного потока. Соответствующие средние геометрические факторы рассчитывали методом Монте-Карло. Мишень поочередно облучали в потоках тепловых и быстрых нейтронов.

Величину η определяли по данным химического анализа и контролировали α -спектрометрическим методом. Достигнутая точность этой величины составила 1%. Смеси изготовлены из материалов изотопической чистоты 99,9%. Характеристики мишеней представлены в табл. I. Изотопическое взвешивание образцов (определение R_T) проведено в потоке нейтронов из реакции $T(p, n)^3\text{He}$, замедленных слоем полиэтилена толщиной 20 см. Кадмиевое отношение составило около 80. Детектором осколков деления служила двойная ионизационная камера деления, наполненная ксеноном до давления $1,8 \cdot 10^5$ Па. Эффективность регистрации осколков деления ^{237}Np и ^{235}U составила соответственно

91 и 98%. Отношение сечений деления ^{237}Np и ^{235}U измерено при энергиях нейтронов 7,34 и 16,4 МэВ. Источником нейтронов служили реакции $\text{D}(d,n)^3\text{He}$ и $\text{T}(d,n)^4\text{He}$ в газовой дейтериевой и твердой тритий-титановой мишенях.

Процедура определения абсолютных значений отношения σ_f^7/σ_f^5 заключалась в поочередном облучении в потоках быстрых и тепловых нейтронов образков из семи мишеней. Затем быстрыми нейтронами облучались мишени № 8 и 9 в целях определения эффективного отношения чисел делющихся в них ядер ($K_{\text{эф}}$) путем нормировки на значения σ_f^7/σ_f^5 , полученные на первых семи мишенях.

Отношение σ_f^7/σ_f^5 при энергии нейтронов 7,34 МэВ измерено на импульсном пучке тандем-генератора ЭПИ-10 М [3]. Использовали мишени № 1 и 7. Выбор энергетической точки обусловлен малым нейтронным фоном сопутствующих дейтронных реакций и экспериментального зала. Процедура измерений и внесения поправок аналогична описанной в работе [4].

Нейтроны с энергией 16,4 МэВ из реакции $\text{T}(p,n)^4\text{He}$ получали на непрерывном пучке каскадного генератора. Фон сопутствующих реакций (d,n) определяли по увеличению относительных скоростей счета осколков деления в "чистых" и "смесевых" слоях, а фон экспериментального зала - при варьировании между тритиевой мишенью и делющимися образцами. В области $E_n = 16$ МэВ наблюдалось довольно широкое плато в отношении σ_f^7/σ_f^5 , поэтому поправки на фон нейтронов, рассеянных на конструктивных материалах мишенедержателя и ионизационной камеры, малы. Поправки, связанные с процессами прохождения осколков в слоях, определяемые так же, как и в работе [5], составили 0,2-0,5%. Фон вторичных частиц из реакций (n,p) и (n,α) на материалах детектора измерен с помощью "шаблонов" - алюминиевых фольг без активного слоя.

Результаты измерений отношений σ_f^7/σ_f^5 и $K_{\text{эф}}$ представлены в табл.2. Полную ошибку измерений определяли несколькими составляющими:

- статистической погрешностью счета осколков деления ядер урана и нептуния тепловыми и быстрыми нейтронами (0,3-1,0%), погрешностью отношения эффективностей регистрации (до 1,2%), погрешностью вносимых поправок (0,2%);
- погрешностью определения изотопического состава (1%).

Таблица 1

Номер мишени	Состав, %		Плотность, мг/см ²
	²³⁵ U	²³⁷ Np	
1	3,46	96,54	300
2	4,40	95,60	300
3	6,50	93,50	300
4	18,26	81,74	106
5	24,65	75,35	100
6	34,75	65,25	98
7	99,992	-	258
8	-	99,05	460
9	99,992	-	410

Примечание. В мишени № 8 содержалось ^{241}Am и ^{239}Pu по 0,52 и 0,43% соответственно.

Таблица 2

Номер мишени	Результаты измерений σ_f^7/σ_f^5 и $K_{\text{эф}}$	
	σ_f^7/σ_f^5 при 16,4 МэВ	$K_{\text{эф}}$ при 16,4 МэВ
1	1,056	1,354
2	1,044	1,339
3	1,062	1,361
4	1,070	1,372
5	1,048	1,344
6	1,038	1,331

Примечание. Для мишени № 1 отношение σ_f^7/σ_f^5 и коэффициент $K_{\text{эф}}$ при значениях 7,34 МэВ равны 1,232 и 1,366 соответственно.

Полная погрешность (около 2,5%) вычислялась с учетом корреляции парциальных ошибок так же, как и в работе [6].

Умножая усредненное по совокупности данных $K_{\text{эф}}$ (см. табл.2) на соответствующие ненормированные значения отношения сечения деления ^{237}Np и ^{235}U , окончательно получим σ_f^7/σ_f^5 , равное $1,246 \pm 0,030$ при 7,34 МэВ, и $1,049 \pm 0,024$ при 16,4 МэВ.

Проведенные исследования показали применимость метода изотопных примесей при измерениях отношения сечений деления ^{237}Np и ^{235}U .

Список литературы

1. Bekrens J.W., Brown J.C., Walden J.C. Measurement of the neutron-induced fission cross-section of Neptunium-237 relative to Uranium-235 from 20 keV to 30 MeV. - Nucl.Sci. and Engng, 1982, v.80, p.393-400.
2. Meadows J.W., The ^{237}Np to ^{235}U Fission Cross-Section Ratio: INDC(USA)-91/L. May 1983, p.9-10.
3. Говердовский А.А., Гордишин А.К., Кузьминов Б.Д. и др. Измерение отношений сечений деления ^{238}U и ^{235}U в диапазоне энергий нейтронов 5,4-10,4 МэВ. - Атомная энергия, 1984, т.56, с.17.
4. Говердовский А.А., Гордишин А.К., Кузьминов Б.Д. и др. Измерение сечений деления тяжелых ядер методом импульсной синхронизации. - В кн.: Нейтронная физика (Материалы 6-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 2-6 октября 1983 г.). Т.4. М.: ЦНИИатоминформ, 1984.
5. Carlson G.W. The effect of fragment anisotropy on fission chamber efficiency. - Nucl.Instrum. and Methods, 1974, v.119, N 2,3, p.97-100.
6. Коньшин В.А., Суховицкий Е.Ш., Жарков В.Ф. Определение ошибок оцененных данных с учетом корреляций и проведение оценки $\sigma_f(^{235}\text{U})$, $\alpha(^{235}\text{U})$, $\alpha(^{239}\text{Pu})$ и $\sigma_f(^{239}\text{Pu})$ для БОЯД-3. - Препринт ИТМ им.А.В.Лыкова. Минск, 1978.

Статья поступила в редакцию 1 февраля 1984 г.

УДК 539.172.4

СЕЧЕНИЕ РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА ^{98}Mo ПРИ ЭНЕРГИИ НЕЙТРОНОВ 0,3-2,0 МэВ

Ю.Н. Трофимов, Ю.А. Немилев

NEUTRON RADIATIVE CAPTURE CROSS-SECTIONS OF ^{98}Mo FOR $E_n=0,3-2,0$ MeV. Activation cross-sections for $^{98}\text{Mo}(n,\gamma)^{99}\text{Mo} \xrightarrow{\beta} ^{99\text{m}}\text{Tc}$ reaction have been measured at 13 neutron energies between 0,3 and 2,0 MeV. Neutrons were produced by means of the $^2\text{H}(p,n)^3\text{He}$ reaction, using Van de Graaff accelerator. The measurements were made relative neutron radiative capture cross-sections of ^{197}Au .

Реакция $^{98}\text{Mo}(n,\gamma)^{99}\text{Mo} \xrightarrow[66,02 \text{ ч}]{\beta} ^{99\text{m}}\text{Tc} \xrightarrow[6,006 \text{ ч}]{\text{Изомерн. переход}}$ представляет интерес для реакторостроения, где молибден широко используется как конструкционный материал благодаря его высокой прочностности при высоких температурах и сравнительно низкому сечению захвата нейтронов. Следует отметить, что продуктом реакции является $^{99\text{m}}\text{Tc}$ - радионуклид, имеющий идеальные характеристики для использования в радиофармацевтических препаратах для лечения заболеваний различных органов человека ($T_{1/2} = 6,006$ ч, $E = 140,5$ кэВ, выход γ -излучения - 89,6%, отсутствие β -излучения). Сечение радиационного захвата ядра ^{98}Mo в данной области энергий нейтронов было измерено в работах [1,2]. Проведение данных измерений вызвано повышением требования к точности измерения сечений (до 15% и лучше).

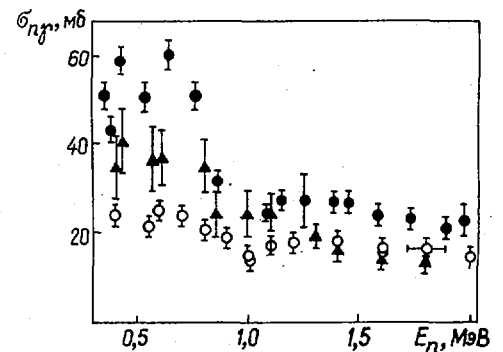
Для облучения использовали обогащенный изотоп ^{98}Mo следующего состава, мас. %: ^{98}Mo 95,9; ^{97}Mo 2,2; ^{100}Mo 1,5; ^{96}Mo 0,2; ^{95}Mo 0,1; ^{92}Mo 0,1; ^{94}Mo 0,1. Другие элементы присутствовали в незначительных количествах, мас. %: Al 0,008; Ca 0,005; Fe, Cu, Si и W 0,001. Молибден массой 10-20 мг помещали между тонкими полиэтиленовыми пленками на расстоянии 12 мм от источника нейтронов под нулевым углом относительно оси пучка. В целях уменьшения влияния нестационарности нейтронного потока во время облучения интегральный поток нейтронов измеряли методом активационных детекторов из золота, так как изменения в потоке нейтронов при облучении практически одинаково отражались на активации золота и молибдена, продукты активации которых имеют близкие периоды полураспада (64,67 ч у ^{198}Au и 66,02 ч у ^{99}Mo). Поток нейтронов определяли по среднему из двух детекторов из золота (диаметром 6 мм, толщиной 0,08 мм каждый), расположенных вплотную к образцу молибдена с двух сторон, причем разность активаций ближнего и дальнего детекторов не превышала 8%.

Моноэнергетические нейтроны получали по реакции ${}^3\text{H}(p,n){}^3\text{He}$ при бомбардировке твердой тритий-титановой мишени протонами, ускоренными на электростатическом ускорителе Радиевого института им. В.Г.Хлопина. Образцы облучали при данной энергии в течение 10–24 ч. Поток нейтронов мониторировали с помощью сцинтилляционного детектора нейтронов. Активность облученного молибдена измеряли по γ -линии ${}^{99\text{m}}\text{Tc}$ с энергией 140,5 кэВ (квантовый выход 89,6%) через 40 ч после окончания облучения, т.е. после установления радиоактивного равновесия между ${}^{99}\text{Mo}$ и ${}^{99\text{m}}\text{Tc}$. Для измерения активности образцов использовали Ge(Li)-спектрометр с детектором объемом 38 см³ и разрешением 3 кэВ на линии 1332 кэВ. Калибровку детектора осуществляли с помощью набора эталонных β -нуклидов образцового спектрометрического β -источника и образцовых β -источников Всесоюзного научно-исследовательского института метрологии им.Д.И.Менделеева с точностью 1–3%.

Результаты описанных измерений, а также использованные сечения реакции ${}^{197}\text{Au}(n,\gamma){}^{198}\text{Au}$ приведены в таблице. На рисунке представлены результаты настоящих измерений и имеющиеся экспериментальные сечения радиационного захвата нейтронов ядрами ${}^{98}\text{Mo}$. Наши измерения согласуются с данными работы [1] в области энергий нейтронов 1,2–2,0 МэВ. При $E_n = 1,0$ МэВ наблюдается провал в сечении, что согласуется с результатами расчета сечения по статистической модели [1], но при $E_n = 1,0$ МэВ результаты измерений меньше данных работы [1]. Величины сечений, полученные в работе [2], в 1,5–2 раза выше соответствующих данных настоящей работы. Погрешность измеренного сечения радиационного захвата нейтронов ядрами ${}^{98}\text{Mo}$ оценивается авторами данной работы в 10%, причем основной вклад вносит неопределенность сечения радиационного захвата ${}^{197}\text{Au}$, точность измерения которого колеблется у разных авторов от 3 до 20% [3]. Фон от нейтронов, рассеянных и замедленных на элементах конструкции ускорителя, контролировался по активации ${}^{115}\text{In}$ в двух реакциях (n,n') и (n,γ). Примесь рассеянных нейтронов, по оценке авторов, составляет не более (3±1)% основного потока нейтронов. Применение защитных слоев из кадмия к молибденовому образцу также не привело к изменению его активации. Замена трития на дейтерий в твердой мишени показала отсутствие фоновых нейтронов из побочных реакций (p,n) на подложке мишени и материалах конструкции ионопровода. Экспериментально определенная поправка на самопоглощение γ -квантов ${}^{99\text{m}}\text{Tc}$ с энергией 140 кэВ в держателе источника составила (0,7±0,1)%. Погрешность регистрации активности ${}^{99\text{m}}\text{Tc}$ составила 1%, ${}^{198}\text{Au}$ – 0,5%. Точность определения массы молибденового образца 3%. При расчете сечения радиационного захвата нейтронов ${}^{98}\text{Mo}$ были использованы следующие данные: периоды полураспада ${}^{99}\text{Mo}$ и ${}^{99\text{m}}\text{Tc}$ из работы [4], период полураспада ${}^{198}\text{Au}$, равный (2,695±0,002) сут. из работ [5]. Квантовый выход для ${}^{99\text{m}}\text{Tc}$, находящегося в радиоактивном равновесии с ${}^{99}\text{Mo}$ ($E_\gamma = 140$ кэВ), равен (89,6±0,1)% [4], квантовый выход для ${}^{198}\text{Au}$ ($E_\gamma = 411,8$ кэВ) равен (95,56±0,07)% [5].

Результаты измерений сечений реакции ${}^{98}\text{Mo}(n,\gamma){}^{99}\text{Mo}$ и использованные сечения реакции ${}^{197}\text{Au}(n,\gamma){}^{198}\text{Au}$ [3]

E_n , МэВ	$\pm \Delta E_n$, МэВ	${}^{98}\text{Mo}(n,\gamma){}^{99}\text{Mo}$		${}^{197}\text{Au}(n,\gamma){}^{198}\text{Au}$
		$\sigma_{n\gamma}$, мб	$\pm \Delta \sigma_{n\gamma}$, мб	$\sigma_{n\gamma}$, мб
0,3	0,14	26	3	206,5
0,4	0,14	23	2	159,5
0,55	0,13	21	2	124,4
0,7	0,13	22	2	101,0
0,8	0,13	19,5	2	90,8
0,85	0,12	18	2	87,2
1,0	0,12	14	1,5	83,0
1,2	0,11	17,5	1,5	76,0
1,4	0,10	17,5	1,5	72,0
1,6	0,09	16	1,5	69,0
1,8	0,09	16	1,5	61,5
2,0	0,08	13	1	54,0



Зависимость сечения радиационного захвата ядра ${}^{98}\text{Mo}$ от энергии нейтронов. Данные работ: \circ – настоящей; \blacktriangle – [1]; \bullet – [2]

Список литературы

1. Довбенко А.Г., Колесов В.Е., Королева В.П., Толстикова В.А. Атомная энергия, 1969, т.26, вып.1, с.67.
2. Stuegeria D. J.Nucl.Energy, 1968, v.22, p.267.
3. ENDF/B-V Cross-section measurement standards. N.Y., 1982. BNL/NCS - 51619.
4. Гусев Н.Г., Дмитриев П.П. Квантовое излучение радиоактивных нуклидов. М.: Атомиздат, 1977.
5. Nuclear data standards for nuclear measurement. INDC/NEANDC Nuclear standards file. Vienna: IAEA, 1983.

Статья поступила в редакцию 5 апреля 1984 г.

УДК 539.173.4

ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ ЗАВИСИМОСТЬ СЕЧЕНИЯ ДЕЛЕНИЯ ^{243}Am БЫСТРЫМИ НЕЙТРОНАМИ

Э.Ф.Фомушкин, Г.Ф.Новоселов, Ю.И.Виноградов, В.В.Гаврилов,
Б.К.Масленников, В.Н.Полынов, В.М.Сурин, А.М.Швецов

THE ENERGY DEPENDENCE OF ^{243}Am FAST NEUTRON FISSION CROSS-SECTION. ^{243}Am fission cross-section energy dependence has been measured by time-of-flight method using underground nuclear explosion as a neutron source. The cross-section normalization was made on the results of ^{243}Am effective fission cross-section by neutrons from metal uranium assembly. The cross-sections in the neutron energy range $0,3 \leq E_n \leq 4,0$ MeV were approximated by three parameter expression for penetrability of parabolic barrier. At neutron energy $E_n \approx 14,8$ MeV the ^{243}Am fission cross-section was measured using low voltage generator. The analysis of the cross-sections obtained is given. The results of measurements are compared with published data.

Несмотря на относительную доступность изотопа ^{243}Am и его сравнительно большой период полураспада (7380 лет), сечение реакции $^{243}\text{Am}(n,f)$ до настоящего времени изучено недостаточно надежно. Отдельные измерения обнаруживают заметный разброс. По-видимому, эта ситуация объясняется тем, что в образцах ^{243}Am , полученных при облучении более легких нуклидов в высокопоточных реакторах, содержится заметное количество ^{242}Cm , образующегося при распаде ^{242m}Am . Спонтанное деление ядер ^{242}Cm создает неустраняемый фон, затрудняющий проведение точных измерений сечения деления ^{243}Am на лабораторных источниках нейтронов с относительно небольшим потоком на измерительных позициях.

Совокупность ранее полученных результатов по измерению и оценке энергетической зависимости сечения деления ^{243}Am [1-5] показывает, что относительная зависимость $\sigma_f(E_n)$ в интервале энергии нейтронов $0,3 \leq E_n \leq 5$ МэВ может быть аппроксимирована кривой прохождения через барьер параболической формы:

$$\sigma_f(E_n) = \sigma_{f0} \left[1 + \exp\left(-2\pi \frac{E_n - E_{\text{пор}}}{\hbar\omega_f}\right) \right]^{-1} \quad (1)$$

Значения пороговой энергии $E_{\text{пор}}$ и параметра кривизны барьера $\hbar\omega_f$, полученные в различных измерениях, неплохо согласуются. Однако величина сечения на плато σ_{f0} довольно сильно различается в измерениях отдельных экспериментальных групп: примерно от $1,3^{+0,6}$ в оценке работы [4] до $1,7$ в измерениях [5].

Авторы настоящей работы использовали образцы ^{243}Am , полученные в результате обогащения на электромагнитном масс-спектрометре. Сразу после разделения образцы имели следующий изотопный состав, ат. %: ^{243}Am 100; ^{242m}Am $(2,60_{-0,45}^{+0,90}) \cdot 10^{-2}$; ^{241}Am $(1,81_{-0,30}^{+0,60}) \cdot 10^{-2}$; ^{240}Pu $6,6 \cdot 10^{-2}$; ^{244}Pu $5,5 \cdot 10^{-2}$.

"Взвешивание" слоев ^{243}Am проводили на полупроводниковом альфа-спектрометре в условиях "хорошей" геометрии. Градуировку энергетической шкалы альфа-спектрометра осуществляли с помощью набора образцовых спектрометрических α -источников типа ОСАИ (комплект № 536 изготовлен в октяб-

ре 1980 г.). Количество ядер ^{243}Am в слое определяли по суммарной площади пиков с энергиями 5275 кэВ (87,5%), 5233 кэВ (11%) и т.д., обусловленных α -распадом ^{243}Am . Эффективность регистрации α -частиц в спектрометре определяли с помощью калиброванного слоя ^{238}Pu также из комплекта № 536 α -источников типа ОСАИ. Период полураспада ^{243}Am принимали равным 7390 ± 40 лет [6].

Количество ядер ^{243}Am в каждом из слоев было определено с суммарной погрешностью 2,2% ($p = 0,68$); систематическая погрешность данной величины, равная 1,37%, складывалась главным образом из погрешности периода полураспада ^{243}Am (0,54%) и паспортной погрешности значения активности реперного слоя ^{238}Pu (около 1%, $p = 0,68$). На всех источниках нейтронов сечение деления ^{243}Am измеряли относительным способом, в качестве реперов использовали слой ^{235}U . Сечение деления ^{235}U принималось по результатам оценки работы [7], поправка на содержание ядер ^{238}U в реперных слоях вводилась на основе результатов масс-анализа и оценки [8].

Энергетическую зависимость сечения деления ^{243}Am нейтронами в диапазоне энергий 0,3–4,0 МэВ измеряли по методу времени пролета с использованием ядерного взрыва в качестве импульсного источника нейтронов. Методика измерений описана в работах [9,10]. Развертку по времени пролета осуществляли с помощью электромеханического устройства. Осколки деления ядер ^{243}Am и ^{235}U , используемого в качестве репера, регистрировались полимерной пленкой, которая в момент нейтронного импульса быстро перемещалась относительно слоев делящихся изотопов. Щелевые коллиматоры, которые устанавливали между каждым слоем и пленкой, формировали узкие пучки осколков деления. Временное разрешение в этом случае определялось шириной щели коллиматора Δx , скоростью движения пленки v и пролетным расстоянием L :

$$\Delta t/L \approx \Delta x/vL. \quad (2)$$

В измерениях сечения деления ^{243}Am временное разрешение составило 5,9 нс/м (полная ширина на полувысоте). После химической обработки сканирование пленок осуществляли визуально с помощью оптического микроскопа. На основе распределения по длине пленок треков от осколков деления ^{243}Am и ^{235}U строили энергетическую зависимость сечения деления ^{243}Am нейтронами. В диапазоне энергий нейтронов 0,3–4,0 МэВ эта зависимость аппроксимировалась трехпараметрической кривой прохождения через барьер параболической формы (1).

Для пороговой энергии и параметра кривизны барьера были получены значения $(0,90 \pm 0,01)$ и $(0,73 \pm 0,02)$ МэВ соответственно. Третий параметр – величину сечения на плато – определяли по результатам измерения сечения деления ^{243}Am нейтронами сборки из металлического урана. В этих измерениях слой ^{243}Am и диэлектрический (стеклянный) детектор осколков деления жестко фиксировали соосно в так называемой интегральной камере. При этом диаметры слоя делящегося вещества и детектора, а также расстояние между плоскостями слоя и детектора измеряли с точностью не хуже 0,2%. При такой геометрии вероятность попадания осколка на детектор можно вычислить с точностью около 0,3% [11]. Вследствие возможной неравномерности распределения атомов ^{243}Am по поверхности слоя погрешность вероятности регистрации осколка была увеличена приблизительно до 1%. В измерениях на урановой сборке в качестве репера использовали калиброванный слой ^{235}U (с примесями ^{238}U и ^{234}U) из набора детекторов с делящимися изотопами (делящийся комплект нейтронный) № 005, изготовленного во Всесоюзном научно-исследовательском институте физико-технических и радиотехнических измерений в 1980 г. При облучении камеру со слоем ^{243}Am и контейнер со слоем ^{235}U помещали во внутренней полости сборки, где пространственная анизотропия нейтронного потока практически не существенна. После химической обработки число треков от осколков деления на каждом из детекторов определяли визуально по микроскопу.

В результате обработки данных получена величина отношения эффективных сечений деления ^{243}Am и ^{235}U нейтронами урановой сборки: $\bar{\sigma}_f^{243\text{Am}} / \bar{\sigma}_f^{235\text{U}} = 0,490 \pm 0,014$. Эффективное сечение деления ^{235}U с учетом примесных изотопов вычисляли путем усреднения по нейтронному спектру урановой сборки рекомендованных данных [7,8]. Было получено значение $\bar{\sigma}_f^{235\text{U}} = (1,275 \pm 0,036)$ б на ядро ^{235}U . Таким образом, эффективное сечение деления ^{243}Am нейтронами урановой сборки $\bar{\sigma}_f^{243\text{Am}} = (0,625 \pm 0,025)$ б. Приведена суммарная ошибка (4,0%), компоненты которой перечислены выше.

Как уже отмечалось, энергетическая зависимость сечения деления ^{243}Am нейтронами в интервале $0,3 \leq E_n \leq 4$ МэВ достаточно надежно аппроксимируется кривой прохождения через параболический барьер. На основе полученных значений $\bar{\sigma}_f^{243\text{Am}}$, $E_{\text{пор}}$, $\hbar\omega_f$ и спектра нейтронов урановой сборки была вычислена величина сечения на плато, равная $(1,411 \pm 0,067)$ б, которая находится в хорошем

согласии с результатами работ [1,3,4], но заметно ниже значения $\sigma_{f_0} \approx 1,71$ б, полученного в работе [5].

Сечение деления ^{243}Am квазимонохроматическими нейтронами с энергией $E_n \approx 14,8$ МэВ измеряли на нейтронном генераторе НГ-150. Использовали реакцию $T(d, n)$, дейтроны ускоряли до энергии 130–140 кэВ. Методика измерений и обработки результатов была практически идентична условиям измерений на урановой сборке. Использовали те же слои ^{243}Am и ^{235}U . При облучении на нейтронном генераторе ось каждой камеры со слоем делящегося вещества и диэлектрическим детектором устанавливали под углом около 55° к направлению потока нейтронов; в такой геометрии влияние угловой анизотропии осколков сводится к минимуму. В этих измерениях фон рассеянных нейтронов не превышал 2,6% для ^{243}Am и 4,0% для ^{235}U .

При $E_n \approx 14,8$ МэВ сечение деления ^{235}U с учетом примесных изотопов было принято равным $(2,223 \pm 0,028)$ б на ядро ^{235}U . В результате измерений были получены следующие величины: $\sigma_{f, 243\text{Am}} / \sigma_{f, 235\text{U}} (E_n \approx 14,8 \text{ МэВ}) = 1,023 \pm 0,034$; $\sigma_{f, 243\text{Am}} (E_n \approx 14,8 \text{ МэВ}) = (2,275 \pm 0,080)$ б. Приведена суммарная среднеквадратичная ошибка; случайная погрешность, обусловленная статистическим разбросом количества треков в разных сериях измерений, составила 1,15%; источники систематической погрешности перечислены выше.

Полученная величина сечения деления ^{243}Am ($E_n \approx 14,8$ МэВ) неплохо согласуется с результатами работы [2], но лежит несколько ниже значения, приведенного в работе [5].

Список литературы

1. Butler D.K., Sjoblom R.K. Phys. Rev., 1961, v.124, p.1129.
2. Фомушкин Э.Ф., Гутникова Е.К., Замятин Ю.С. и др. Ядерная физика, 1967, т.5, с.966.
3. Boca I., Martalogu N., Sezon M. e.a. Nucl. Phys. A., 1969, v.134, p.541.
4. Britt H.C., Wilhelm J.B. Nucl.Sci. and Engng, 1979, v.72, p.222.
5. Behrens J.W., Browne J.C. Ibid., 1981, v.77, p.444.
6. Lorenz A. Proposed recommended list of transactinium isotopes decay date. Ph.1: Half-lives. Dec.1980. INDC(NDC)-121/NE.
7. Коньшин В.А., Марков В.Ф., Суховицкий Е.Ш. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1979, вып.3(34), с.3.
8. Николаев М.Н. Там же, 1972, вып.6, ч.1, с.10.
9. Фомушкин Э.Ф., Гутникова Е.К., Новоселов Г.Ф., Панин В.И. Атомная энергия, 1975, т.39, с.295.
10. Фомушкин Э.Ф., Новоселов Г.Ф., Виноградов Ю.И. и др. Ядерная физика, 1981, т.33, с.620.
11. Фомушкин Э.Ф. Атомная энергия, 1965, т.18, с.178.

Статья поступила в редакцию 19 апреля 1984 г.

УДК 539.173.84

СЕЧЕНИЕ РЕАКЦИИ $^{199}\text{Hg}(n, n')^{199\text{m}}\text{Hg}$ ДЛЯ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ В НЕЙТРОННО-АКТИВАЦИОННЫХ ИЗМЕРЕНИЯХ

Е.И.Григорьев, В.П.Ярина

CROSS-SECTION $^{199}\text{Hg}(n, n')^{199\text{m}}\text{Hg}$ REACTION FOR USING AT THE NEUTRON ACTIVATION MEASUREMENTS. Results of measurements and evaluations of fission spectrum ^{235}U and ^{252}Cf averaged cross-section reaction are present. Cross-section from 0,5 to 18 MeV is evaluated.

Реакция $^{199}\text{Hg}(n, n')^{199\text{m}}\text{Hg}$ обладает достоинствами, определившими ее применение в нейтронно-активационных измерениях характеристик полей нейтронов ядерных реакторов. Существенным являются низкий порог реакции (около 530 кэВ), а также удобная схема распада продуктов реакции. С 1973 г. ртутные детекторы выпускались в составе стандартизованного набора нейтронно-активационных детекторов типа АРН [1] и, несмотря на отсутствие в то время полных данных о ходе сечения реакции, успешно применялись для определения интегральной плотности потока быстрых нейтронов. В последние годы повиснул интерес к указанной реакции и появились новые данные о ее характеристиках. Период полураспада нуклида $^{199\text{m}}\text{Hg}$ принят равным $42,6 \pm 0,2$ мин, что согласуется с полученным авторами

ми значением 42,8 мин; эмиссия β -квантов с энергией 158 кэВ составляет (52,3 \pm 0,5)%, а с энергией 374 кэВ (12,3 \pm 0,5)% [2].

Данные о дифференциальном сечении реакции пополнились результатами японской группы исследователей [3], предложившей кроме экспериментальных точек в диапазоне 0,7-7 МэВ аналитический вид зависимости сечения $\sigma(E)$ в широком диапазоне энергий. Эти данные взяты за основу проведенной оценки хода сечения. Дополнительно использован вид хода сечения в диапазоне 0,6-2,1 МэВ из работы [4] и значения сечения при энергиях 14,1 и 14,4 МэВ, равные соответственно 143 и 128 \pm 20 мб [1].

Критерием пригодности оцененного сечения для интегрального эксперимента в полях нейтронов реактора служила его согласованность с экспериментальными значениями среднего сечения реакции для спектра деления ^{235}U 278 \pm 23 мб [5], 252 \pm 20 мб [6], 225 \pm 10 мб [7], а также с измеренным авторами средним сечением для спектра деления ^{252}Cf , равным 247 мб. Значение из работы [5] взято как среднее из приведенных результатов, значение из работы [7] приведено к указанным в настоящей работе характеристикам схемы распада ^{199}Hg . В качестве рекомендованного принято значение 225 \pm 10 мб, так как, по нашему мнению, в работах [5,6] возможна недооценка вклада сопутствующей реакции $^{198}\text{Hg}(n, \beta)^{199}\text{Hg}$, в то время как в работе [7] образец ртути облучали в борном экране, исключая влияние сопутствующей реакции, а влияние экрана учитывали введением соответствующей поправки.

Оцененное сечение представлено в таблице в групповом виде при разбиении энергетической шкалы в формате ENDF/V. Значение сечения в каждой энергетической группе получали линейной интерполяцией между границами группы и полученное значение приписывали нижней граничной энергии. Расчетное значение среднего сечения для спектра деления ^{235}U при использовании настоящей оценки хода сечения и представления спектра деления БКО-2 [8] равно 224 мб. Для других описаний спектра деления, например NBS и ENDF/B-V, отличие расчетного сечения незначительно. Для спектра деления ^{252}Cf в представлении [9] среднее сечение равно 241 мб.

Сечение реакции $^{199}\text{Hg}(n, n')^{199}\text{Hg}$

E, МэВ	σ , мб	E, МэВ	σ , мб	E, МэВ	σ , мб	E, МэВ	σ , мб	E, МэВ	σ , мб
5.00E-01	0.000E+00	5.25E-01	1.000E+00	5.50E-01	3.250E+00	5.75E-01	5.750E+00	6.00E-01	8.500E+00
6.30E-01	1.180E+01	6.60E-01	1.600E+01	6.90E-01	2.056E+01	7.20E-01	2.544E+01	7.60E-01	3.088E+01
8.00E-01	3.486E+01	8.40E-01	3.738E+01	8.80E-01	4.011E+01	9.20E-01	4.326E+01	9.60E-01	4.746E+01
1.00E+00	5.565E+01	1.10E+00	7.245E+01	1.20E+00	9.450E+01	1.30E+00	1.249E+02	1.40E+00	1.533E+02
1.50E+00	1.711E+02	1.60E+00	1.858E+02	1.70E+00	1.995E+02	1.80E+00	2.235E+02	1.90E+00	2.554E+02
2.00E+00	2.803E+02	2.10E+00	3.012E+02	2.20E+00	3.213E+02	2.30E+00	3.407E+02	2.40E+00	3.592E+02
2.50E+00	3.768E+02	2.60E+00	3.936E+02	2.70E+00	4.094E+02	2.80E+00	4.244E+02	2.90E+00	4.385E+02
3.00E+00	4.517E+02	3.10E+00	4.642E+02	3.20E+00	4.758E+02	3.30E+00	4.868E+02	3.40E+00	4.970E+02
3.50E+00	5.065E+02	3.60E+00	5.155E+02	3.70E+00	5.239E+02	3.80E+00	5.317E+02	3.90E+00	5.390E+02
4.00E+00	5.459E+02	4.10E+00	5.523E+02	4.20E+00	5.583E+02	4.30E+00	5.640E+02	4.40E+00	5.692E+02
4.50E+00	5.742E+02	4.60E+00	5.788E+02	4.70E+00	5.832E+02	4.80E+00	5.872E+02	4.90E+00	5.911E+02
5.00E+00	5.946E+02	5.10E+00	5.980E+02	5.20E+00	6.012E+02	5.30E+00	6.042E+02	5.40E+00	6.070E+02
5.50E+00	6.096E+02	5.60E+00	6.120E+02	5.70E+00	6.143E+02	5.80E+00	6.165E+02	5.90E+00	6.185E+02
6.00E+00	6.204E+02	6.10E+00	6.221E+02	6.20E+00	6.238E+02	6.30E+00	6.253E+02	6.40E+00	6.266E+02
6.50E+00	6.279E+02	6.60E+00	6.290E+02	6.70E+00	6.340E+02	6.80E+00	6.309E+02	6.90E+00	6.316E+02
7.00E+00	6.322E+02	7.10E+00	6.327E+02	7.20E+00	6.330E+02	7.30E+00	6.332E+02	7.40E+00	6.332E+02
7.50E+00	6.330E+02	7.60E+00	6.327E+02	7.70E+00	6.322E+02	7.80E+00	6.315E+02	7.90E+00	6.305E+02
8.00E+00	6.293E+02	8.10E+00	6.279E+02	8.20E+00	6.262E+02	8.30E+00	6.243E+02	8.40E+00	6.220E+02
8.50E+00	6.194E+02	8.60E+00	6.165E+02	8.70E+00	6.132E+02	8.80E+00	6.095E+02	8.90E+00	6.055E+02
9.00E+00	6.010E+02	9.10E+00	5.961E+02	9.20E+00	5.907E+02	9.30E+00	5.849E+02	9.40E+00	5.786E+02
9.50E+00	5.718E+02	9.60E+00	5.645E+02	9.70E+00	5.567E+02	9.80E+00	5.484E+02	9.90E+00	5.396E+02
1.00E+01	5.303E+02	1.01E+01	5.205E+02	1.02E+01	5.103E+02	1.03E+01	4.996E+02	1.04E+01	4.886E+02
1.05E+01	4.772E+02	1.06E+01	4.654E+02	1.07E+01	4.534E+02	1.08E+01	4.411E+02	1.09E+01	4.287E+02
1.10E+01	4.161E+02	1.11E+01	4.034E+02	1.12E+01	3.906E+02	1.13E+01	3.779E+02	1.14E+01	3.652E+02
1.15E+01	3.526E+02	1.16E+01	3.402E+02	1.17E+01	3.280E+02	1.18E+01	3.161E+02	1.19E+01	3.044E+02
1.20E+01	2.930E+02	1.21E+01	2.819E+02	1.22E+01	2.712E+02	1.23E+01	2.609E+02	1.24E+01	2.509E+02
1.25E+01	2.413E+02	1.26E+01	2.322E+02	1.27E+01	2.234E+02	1.28E+01	2.151E+02	1.29E+01	2.071E+02
1.30E+01	1.995E+02	1.31E+01	1.923E+02	1.32E+01	1.855E+02	1.33E+01	1.791E+02	1.34E+01	1.730E+02
1.35E+01	1.673E+02	1.36E+01	1.619E+02	1.37E+01	1.567E+02	1.38E+01	1.520E+02	1.39E+01	1.474E+02
1.40E+01	1.432E+02	1.41E+01	1.392E+02	1.42E+01	1.355E+02	1.43E+01	1.320E+02	1.44E+01	1.287E+02
1.45E+01	1.256E+02	1.46E+01	1.227E+02	1.47E+01	1.200E+02	1.48E+01	1.175E+02	1.49E+01	1.151E+02
1.50E+01	1.129E+02	1.51E+01	1.109E+02	1.52E+01	1.089E+02	1.53E+01	1.071E+02	1.54E+01	1.054E+02
1.55E+01	1.038E+02	1.56E+01	1.023E+02	1.57E+01	1.010E+02	1.58E+01	9.971E+01	1.59E+01	9.850E+01
1.60E+01	9.736E+01	1.61E+01	9.630E+01	1.62E+01	9.531E+01	1.63E+01	9.438E+01	1.64E+01	9.351E+01
1.65E+01	9.270E+01	1.66E+01	9.194E+01	1.67E+01	9.123E+01	1.68E+01	9.057E+01	1.69E+01	8.995E+01
1.70E+01	8.936E+01	1.71E+01	8.882E+01	1.72E+01	8.834E+01	1.73E+01	8.793E+01	1.74E+01	8.738E+01
1.75E+01	8.696E+01	1.76E+01	8.657E+01	1.77E+01	8.620E+01	1.78E+01	8.586E+01	1.79E+01	8.554E+01

В отличие от работы [1] эффективный порог и сечение реакции для широкого класса спектров составили 1,4 МэВ и 410 мб соответственно при разбросе значений сечения для разных спектров около 6%.

Список литературы

1. Васильев Р.Д., Григорьев Е.И., Ноздрачев С.Ю., Ярна В.П. В кн.: Метрология нейтронного излучения на реакторах и ускорителях. Т.1. М.: Изд-во стандартов, 1972, с.194.
2. Sakurai K. NUREG/CP-0029, 1982, v.1, p.373.
3. Sakurai K. e.a. J.Nucl.Sci. and Technology, 1982, v.19, N 10, p.775.
4. Swan C.P., Metzgen P.R. Phys.Rev., 1955, v.100, p.1329.
5. Kobayashi K., Kimura I. INDC(JAP)-47/v, sept. 1979, p.78.
6. Sacurai K., Kondo I. Nucl.Instrum. and Methods, 1981, v.187, p.649.
7. Григорьев Е.И., Тарновский Г.Б., Ярна В.П. Измерение средних сечений пороговых реакций для нейтронов деления ^{235}U . - В кн.: Нейтронная физика (Материалы 6-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике). Т.3. М.: ЦНИАтоминформ, 1984.
8. Григорьев Е.И., Ноздрачев С.Ю., Ярна В.П. Атомная энергия, 1978, т.45, вып.3, с.225.
9. Nuclear data standards for nuclear measurements techn. rep. ser. N 227. Vienna: IAEA, 1983.

Статья поступила в редакцию 18 июня 1984 г.

УДК 539.173.4

ОЦЕНКА СЕЧЕНИЯ ДЕЛЕНИЯ ^{235}U НЕЙТРОНАМИ С ЭНЕРГИЕЙ 14,5-14,7 МэВ

В.Н.Д у ш и н, А.В.Ф о м и ч е в, В.И.Ш п а к о в, С.С.К о в а л е н к о

THE EVALUATION OF ^{235}U FISSION CROSS-SECTION AT NEUTRON ENERGY 14,5-14,7 MeV. The evaluation of ^{235}U fission cross-section at neutron energy 14,5-14,7 has been made on basis of 12 experimental investigations. The correlation matrix was obtained. The evaluated value of fission cross-section ($2,083 \pm 0,015\text{B}$) was corrected by experts.

В целях выработки оцененной величины сечения деления для ^{235}U (σ_{nf}) в области энергий нейтронов 14,5-14,7 МэВ рассмотрены экспериментальные работы [I-II], выполненные в девяти лабораториях пяти различных стран. Для проведения корреляционного анализа выбраны II экспериментов. Исключена работа [II], так как она выполнена на образцах с большими (8%) примесями других делящихся веществ и с низкой (5-10%) точностью. Анализ состоял из нескольких этапов:

- построение корреляционной матрицы II экспериментальных работ;
- вычисление среднего значения и его дисперсии;
- корректировка полученного результата на основе экспертной оценки.

При построении корреляционной матрицы использовали материал, изложенный в работах [I-IV]. Как известно [12], максимально полное описание измерений обеспечивает максимальную объективность нахождения корреляционной матрицы. При неполном описании недостающие детали реконструировались авторами на основе их понимания особенностей известных методик измерения сечения деления. В любом эксперименте конечная измеряемая величина σ_{nf} является функционалом трех обобщенных переменных: N_f, N_n, n_a ($\sigma_{nf} = N_f / N_n n_a$). Определение каждой из обобщенных переменных опирается на процедуру (метод) со своим набором элементарных переменных x_1, x_2, x_3, \dots . Некоторые из этих переменных в разных экспериментах, выполненных одним методом, независимы (например, статистика счета, геометрический фактор), другие совпадают полностью (например, табличные значения периодов α -распада) или частично (например, поправки, вычисленные по одной формуле). Некоторые переменные

(например, анизотропия осколков деления) при переходе от методики к методике могут совпадать. С каждой переменной связывается элементарная погрешность $\Delta x_1, \Delta x_2, \Delta x_3, \dots$. Для установления корреляций применялась следующая классификация работ в зависимости от методики измерений:

- с использованием ионизационной камеры (везде, кроме работы [9]);
- с использованием трекового детектора [9];
- абсолютные измерения по методу сопутствующих частиц [1-4];
- абсолютные измерения относительно стандартов [9, 10];
- измерения формы с нормировкой в низкоэнергетической части спектра нейтронов [5-8];
- взвешивание по α -счету в геометрии малых телесных углов [1-4, 9, 10];
- сравнение со стандартным образцом в тепловой колонне [2];
- прямое взвешивание [4, 10].

Величины N_f, N_n, n_A представлялись состоящими из следующих элементарных переменных:

В случае использования ионизационной камеры $N_f = x_1 x_2 x_3 x_4$, где x_1 - статистика счета за вычетом фона и случайных совпадений; x_2 - эффективность камеры как функция поглощения осколков в слое, порога дискриминации, просчетов делений из-за "мертвого" времени; x_3 - влияние вклада изотопов-примесей; x_4 - неоднородность слоя делящегося вещества.

В случае использования трекового детектора $N_f = x_5 x_6 x_7$, где x_5 - статистика счета осколков; x_6 - геометрический фактор; x_7 - поправка на угловое распределение осколков.

При абсолютных измерениях по методу сопутствующих частиц $N_n = x_8 x_9$, где x_8 - статистика сопутствующих частиц за вычетом фона; x_9 - искажение потока нейтронов.

При абсолютных измерениях относительно стандартов $N_n = x_{10} x_{11}$, где x_{10} - переменная, связанная с процедурой измерений; x_{11} - переменная, связанная с нормировкой относительно стандарта.

При измерениях формы с нормировкой в низкоэнергетической области спектра нейтронов $N_n = (x_{12} - x_{13}) x_{14} x_{15}$, где x_{12} - счет монитора потока; x_{13} - фон монитора потока; x_{14} - поправка на поглощение нейтронов; x_{15} - нормировочный множитель.

При взвешивании по α -счету в геометрии малых телесных углов $n_A = x_{16} x_{17} x_{18}$, где x_{16} - статистика α -счета за вычетом фонов; x_{17} - геометрический фактор; x_{18} - период α -распада.

При сравнении со стандартным образцом в тепловой колонне $n_A = x_{19} x_{20}$, где x_{19} - погрешность стандарта; x_{20} - поправка на рассеяние и поглощение нейтронов.

При прямом взвешивании $n_A = x_{21}$, где x_{21} - результат прямого взвешивания.

При построении корреляционной матрицы устанавливался один из трех уровней корреляции между элементарными составляющими погрешности: нулевой ($K = 0$), полная корреляция ($K = 1$) и промежуточный уровень ($K = 0,7$). В результате получена матрица для нахождения предварительных весов, с которыми учитывались результаты отдельных экспериментов. Формальная процедура построения корреляционной матрицы [12] не охватывает всей известной информации о положении дел при измерении сечения деления. Поэтому в дополнение к статистическому анализу проведена экспертная оценка того или иного эксперимента. Приняты во внимание следующие моменты:

1. Эксперименты [1-4] выполнены одним методом - коррелированных по времени сопутствующих частиц. Измерения в работе [3] проведены независимо от работы [1], авторы которой работали в тесном контакте. Работа [2] осуществлена, когда результаты [1, 3] были уже опубликованы. Экспериментальная установка в работе [4], по-видимому, является повторением одной из ранних вариантов установки Радиевого института им. В.Г. Хлопина.

2. Измерения формы с нормировкой в низкоэнергетической части спектра нейтронов осуществлены в работах [5-8]. Измерения [6] проводили с помощью методики и установки, разработанных в работе [8]. Однако в этих измерениях получена различная форма кривых $G_{n-f}(E_d)$. Работы [7, 8] выполнены на одной установке, однако формы кривых получены различные. Все это свидетельствует о наличии скрытых систематических ошибок, существующих в методике измерений формы.

В матрицу, полученную на основе формального корреляционного анализа, внесены изменения, соответствующие изложенным выше замечаниям. Окончательный вид матрицы приведен в таблице. Сечение деления, полученное по 11 экспериментам и вычисленное с помощью корреляционной матрицы на основе данных таблицы, предлагается как оцененная величина, равная $2,083 \pm 0,015$ б.

Литература	σ_{nf}	I	2	3	4	5	6	7	8	9	10	II
[1]*	2,095	2,5	0,682	0,629	0,904	0,904	0,02	0,021	0,033	0,033	0,221	0,691
[1]**	2,079		2,06	0,575	0,770	0,904	0,02	0,015	0	0	0,220	0,691
[2]	2,080			2,25	0,904	0,904	0,021	0,021	0,033	0,033	0,221	0,751
[3]	2,063				4	1,552	0,033	0,043	0,033	0,033	0,49	1,331
[4]	2,098					4	0,02	0,02	0,033	0,033	0,49	0,441
[5]	2,075						5		1	18,2	0	0,02
[6]	2,06							9	18,2	18,2	0	0,02
[7]	2,186								26	25	0	0
[8]	2,18									26	0	0
[9]	2,070										4,84	0,35
[10]	2,22											6,25

*Результат шести измерений в Радиовом институте им. В.Г.Хлопина, СССР.

**Результат пяти измерений в Техническом университете г.Дрездена, ГДР.

Список литературы

1. Душин В.Н., Фомичев А.В., Коваленко С.С. и др. Атомная энергия, 1983, т.55, вып.4, с.218-222.
2. Watson O.A., Carlson A.D., Duvall K.C. Nucl.Sci. and Engng, 1982, v.80, p.282.
3. Cance M., Grenier G. Ibid., 1978, v.68, p.197.
4. Li Jingwen, Li Anli, Rong Chaofan e.a. In: Proc.Intern. Conf. on "Nucl.Data for Science and Technology". Belgium, Antwerpen, 1982.
5. Czjrr J.B., Sidhu G.S. Nucl. Sci. and Engng, 1975, v.57, p.18.
6. Leugers B., Cierjacks S., Brotz P. e.a. In: Proc. NEANDC/NEACRP. Specialists' Meeting ANL-76-90, p.246.
7. Carlson A.D., Patrick B. In: Proc. of 2nd Conf on Neutron Cross-Section and Technology. Harwell, 1978, p.880.
8. Kari K. KFK-2673, 1978.
9. Mahdavi M., Knoll G.F. In: [5], p.58.
10. White P.H. J.Nucl.Energy, 1965, v.19, A/B, p.325.
11. Панкратов В.М. Атомная энергия, 1963, т.14, с.177.
12. Mannhart W. PTB-FMRB-84. Braunschweig, 1981.

Статья поступила в редакцию 9 февраля 1984 г.

УДК 539.172.4

ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ γ -ИЗЛУЧЕНИЯ, СОПРОВОЖДАЮЩЕГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ С ПРИРОДНОЙ СМЕСЬЮ ИЗОТОПОВ СВИНЦА

В.Е.Маршалкин, В.М.Повышев

THE ENERGY DISTRIBUTION OF γ -RAY BEING BORN BY NATURAL LEAD AT INTERACTION WITH FAST NEUTRONS. The spectrum of γ -radiation accompanying neutron inelastic scattering processes and (n,2n)-reactions on $^{206-208}\text{Pb}$ isotopes is obtained theoretically.

Актуальность теоретической оценки сечения γ -излучения, сопровождающего взаимодействие нейтронов с атомными ядрами, в основном обусловлена двумя практически важными обстоятельствами: необходимостью восполнения недостающей экспериментальной информации и необходимостью

выбора между экспериментально полученными значениями сечений, различающихся между собой за пределами ошибок измерений.

Надежность результатов расчетов обеспечивается использованием современных алгоритмов описания взаимодействия нейтронов с атомными ядрами и разумных представлений о механизме γ -излучения, а также введением в расчеты большого объема экспериментальной ядерно-физической информации о свойствах ядер. В свою очередь ошибки рассчитанных значений вызваны приближенностью модельных представлений, ошибками данных о свойствах ядер. С учетом этого авторы провели расчеты спектра γ -излучения, сопровождающего взаимодействие быстрых нейтронов с ядрами $^{206-208}\text{Pb}$. Расчеты выполнены по методу статистической теории γ -излучения, предложенному в работе [1] и усовершенствованному нами введением учета момента и четности состояний в процессах образования составного ядра и его распада путем излучения нейтронов или γ -квантов. Заселение возбужденных состояний в результате неупругого рассеяния нейтронов и реакции $(n, 2n)$ описывалось по известным формулам Хаузера - Фешбаха - Мольдауара, приведенным в работе [2], с использованием коэффициентов прилипания нейтронов на изотопах свинца, полученных согласно данным работы [3].

Начальными служили экспериментальные данные о свойствах ядер: спины, четности, энергии возбуждения низлежащих состояний; вероятности радиационных переходов между ними; плотности высоколежащих возбужденных состояний, привязанные к плотности нейтронных резонансов; энергии присоединения нейтронов; Γ_{γ} -ширины. Расчеты γ -излучения согласуются с расчетом сечений и спектров нейтронов в реакциях (n, n') и $(n, 2n)$. Соответствие этих значений с экспериментальными является, хотя и косвенной, но серьезной проверкой получаемых значений сечений и спектров γ -излучения. Мы приводим не результаты расчетов спектра γ -излучения на каждом изотопе от реакций (n, n') и $(n, 2n)$, а результирующий спектр γ -излучения, сопровождающего взаимодействие нейтронов с природной смесью изотопов свинца (^{206}Pb 24,1%; ^{207}Pb 22,1%; ^{208}Pb 52,4%; ^{204}Pb опущен), который обычно и измеряется экспериментально.

Значения сечения γ -излучения при энергии $E \approx 6$ МэВ в основном обусловлены вкладом γ -линий. При $6 \leq E \leq 10$ МэВ к значениям сечений γ -линий существенно добавляется вклад непрерывной части γ -излучения. При $E \geq 10$ МэВ на фоне уменьшающегося сечения γ -излучения от неупругого рассеяния нейтронов добавляется γ -излучение, сопровождающее реакцию $(n, 2n)$; это видно из таблицы для $0,5 \leq E_{\gamma} \leq 2$ МэВ.

Сечение $\sigma_{\gamma}(E, \Delta E_{\gamma})$ γ -излучения в интервале энергии γ -квантов ΔE_{γ} , сопровождающего взаимодействие нейтрона (с энергией E) с природной смесью изотопов свинца

ΔE_{γ}	Энергия, МэВ										
	0,8	1	2	3	4	5	6	8	10	12	14
0-0,1	-	-	-	0	0	0,11	0,11	0,11	0,13	0,14	0,12
0,1-0,2	-	-	0	0,02	0,06	0,26	0,26	0,28	0,21	0,15	0,17
0,2-0,3	-	-	0	0,01	0,02	0,23	0,21	0,21	0,12	0,16	0,22
0,3-0,5	0	0	0,04	0,09	0,47	0,76	0,81	0,76	0,49	1,22	1,37
0,5-0,75	0,10	0,14	0,46	0,60	0,78	1,18	1,28	1,39	1,42	1,19	1,30
0,75-1	0	0,13	0,63	0,86	1,09	1,38	1,62	1,80	1,55	0,79	0,88
1-1,5	-	0	0,04	0,16	0,33	0,68	0,93	1,10	0,82	0,31	0,43
1,5-2	-	-	0	0,15	0,25	0,75	0,78	1,05	0,60	0,20	0,23
2-2,5	-	-	-	0,02	0,08	0,21	0,29	0,60	0,38	0,13	0,13
2,5-3	-	-	-	0,24	0,88	1,43	1,41	1,53	0,93	0,35	0,20
3-4	-	-	-	0	0,01	0,05	0,16	0,27	0,23	0,07	0,05
4-5	-	-	-	-	0	0,04	0,06	0,09	0,06	0,02	0,01
5-6	-	-	-	-	-	0	0,04	0,04	0,02	0,01	0
6-7	-	-	-	-	-	-	0	0,01	0,01	0	-
7-8	-	-	-	-	-	-	-	0	0	-	-
8-10	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
0-10	0,10	0,27	1,17	2,15	3,97	7,08	8,01	9,24	6,97	4,75	5,11

Алгоритм расчета γ -излучения становится особенно простым при $E \lesssim 5$ МэВ и сводится к произведению сечений заселения дискретных уровней в реакции (n, n') на вероятности распада этих возбужденных состояний с помощью γ -переходов. В связи с тем, что сечения заселения контролируются экспериментальными данными о сечениях неупругого рассеяния нейтронов, а вероятности распада в результате испускания γ -квантов определяются весьма точными данными [4] по ветвям распада, рассчитанные значения являются более надежными и точными, чем прямые экспериментальные данные [5, 6], различающиеся между собой далеко за пределами ошибок измерений.

Однако формально в общем случае оценить ошибки приведенных значений представляется весьма сложным, поэтому заключение о точности расчетов делается по результатам сравнения рассчитанных и экспериментальных значений. Следует отметить, что при $E_\gamma \lesssim 4$ МэВ ошибка находится на уровне 20%, а при $E_\gamma \gtrsim 4$ МэВ расхождения достигают нескольких сотен процентов, причем рассчитанные значения меньше экспериментальных [5]. Для устранения этих расхождений, с нашей точки зрения, необходимо, с одной стороны, повысить точность экспериментальных измерений, с другой — уточнить входную информацию (например, плотности возбужденных состояний с $E^* \gtrsim 5$ МэВ) и совершенствовать описание механизма γ -излучения.

В заключение следует отметить, что используемая методика расчетов хорошо применима в довольно сложном для статистического подхода случае дважды магического ядра ^{208}Pb , что расчетами удалось восполнить недостающую информацию о γ -излучении с энергией $0 < E_\gamma \lesssim 0,5$ МэВ. В некоторых случаях (при $E_\gamma \lesssim 4$ МэВ) полученные значения позволяют осуществить выбор между различающимися прямыми экспериментальными данными о γ -излучении.

Список литературы

1. Troubetzkoy E.S. Phys.Rev., 1961, v.122, p.212.
2. Маршалкин В.Е., Пышев В.М. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1977, вып.26, с.7.
3. Маршалкин В.Е. В кн.: Нейтронная физика (Материалы 5-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 15-19 сентября 1980 г.). Ч.1. М., 1980, с.164.
4. Lederer C.M., Virginia S. Table of Isotopes, 7th ed. John Wiley, N.Y. - Toronto, 1978.
5. Charman I.T., Morgan I.L., Perey F.I. OBNL - T.M.-4822, 1975.
6. Савин М.В., Зоммер В.П., Дзюба Б.М., Жихарева С.В. В кн.: Нейтронная физика (Материалы 4-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 18-22 апреля 1977 г.). Ч.2, М., 1977, с.99.

Статья поступила в редакцию 27 апреля 1984 г.

УДК 539.170.013

ПОСТРОЕНИЕ СЕЧЕНИЯ ПОГЛОЩЕНИЯ НЕЙТРОНОВ ПО ДАННЫМ МНОГОУРОВНЕВОГО АНАЛИЗА ПОЛНОГО СЕЧЕНИЯ

В.В.Колесов, А.А.Лукьянов

FOUNDATION OF THE NEUTRON ABSORPTION CROSS-SECTION FROM THE MULTILEVEL ANALYSIS OF TOTAL CROSS-SECTION. On the basis of the collision matrix unitary property the set of resonance parameters for neutron absorption cross-section are constructed from the multilevel parameters of total cross-section. The cross-section formulae and numerical example for ^{239}Pu in S-matrix formalism are presented.

Сечение поглощения формально может быть построено по схеме, аналогичной той, которая использовалась в работе [1] для параметризации сечения деления ^{239}Pu . С учетом обычного соотношения между элементами матрицы столкновений U^J и сечениями ядерных реакций $\sigma_c(E) = \pi k^{-2} \sum_J g(J) |U_{nc}^J|^2$ и явного вида матрицы

$$U^J(E) = \exp(-i\varphi) \left(1 - i \sum_m \frac{\tilde{\Gamma}_m^{1/2} \tilde{\Gamma}_m^{1/2}}{E - \tilde{E}_m} \right) \exp(-i\varphi), \quad (1)$$

(где φ - диагональная матрица фаз рассеяния ($\varphi_{cc'} = \varphi_c \delta_{cc'}$); $(\tilde{\Gamma}_m^{1/2} \tilde{\Gamma}_m^{1/2})_{nc} = \tilde{\Gamma}_{mn}^{1/2} \tilde{\Gamma}_{mc}^{1/2}$; $\tilde{\Gamma}_{mc}^{1/2}$ - амплитуды комплексных ширин $\tilde{\Gamma}_{mc}$; $\tilde{E}_m = \mu_m - i\nu_m$ - комплексная энергия резонанса), выражение для сечения поглощения записывается в форме, традиционной для формализма S-матрицы [2]:

$$\sigma_a^J(E) = \frac{0,6537\pi}{\sqrt{E}} \sum_{m(J)} \frac{G_m^a \nu_m + H_m^a (E - \mu_m)}{(E - \mu_m)^2 + \nu_m^2};$$

$$\sigma_a(E) = \sum_J \sigma_a^J(E),$$

где

$$G_m^a - iH_m^a = \sum_{c(f),f} (G_m^{c,f} - iH_m^{c,f}) = 2g(J)i \sum_{m'(J)} \frac{\xi_{mm'}^a + i\xi_{mm'}^a}{\tilde{E}_{m'}^* - \tilde{E}_m};$$

$$\sqrt{E}(\xi_{mm'}^a + i\xi_{mm'}^a) = \tilde{\Gamma}_{mn}^{1/2} \tilde{\Gamma}_{m'n}^{1/2*} \sum_{c(f),f} \tilde{\Gamma}_{mc}^{1/2} \tilde{\Gamma}_{m'c}^{1/2*};$$

$\tilde{\Gamma}_{mn}(E)$ предполагается $\sim \sqrt{E}$; $\sum_{c(f),f}$ - сумма по всем радиационным и делительным каналам; суммирование по $m(m')$ будем относить лишь к резонансам с одинаковым J (J равно 0 и 1 в случае ^{239}Pu).

Прямая экспериментальная информация о сечении радиационного захвата ^{239}Pu в области разрешенных резонансов получена с разрешением, значительно худшим, чем для полного сечения и сечения деления. Поэтому нет возможности надежно определить параметры G_m^a и H_m^a на основе анализа эксперимента, как это сделано в работе [1] для $\sigma(E)$ и $\sigma_f(E)$. Существенную роль в этом случае может сыграть практическое использование общих свойств матрицы U^J .

Запишем условие унитарности матрицы столкновений в виде $\sum_c |U_{nc}^J|^2 = 1$, где суммирование производится по всем возможным каналам. Используя явный вид матрицы столкновений в формализме S-матрицы (1) и введенные выше обозначения, представим соотношение унитарности [3] как

$$\begin{aligned} -i \left(- \sum_m \frac{\tilde{\Gamma}_{mn}}{E - \tilde{E}_m} + \sum_{m'} \frac{\tilde{\Gamma}_{m'n}^*}{E - \tilde{E}_{m'}^*} \right) &= \sum_{mm'} \frac{\tilde{\Gamma}_{mn}^{1/2} \tilde{\Gamma}_{m'n}^{1/2*} \sum_c \tilde{\Gamma}_{mc}^{1/2} \tilde{\Gamma}_{m'c}^{1/2*}}{(E - \tilde{E}_m)(E - \tilde{E}_{m'}^*)} = \\ &= \sum_{mm'} \frac{\tilde{\Gamma}_{mn}^{1/2} \tilde{\Gamma}_{m'n}^{1/2*} \sum_c \tilde{\Gamma}_{mc}^{1/2} \tilde{\Gamma}_{m'c}^{1/2*}}{\tilde{E}_{m'}^* - \tilde{E}_m} \left(-\frac{1}{E - \tilde{E}_m} + \frac{1}{E - \tilde{E}_{m'}^*} \right), \end{aligned}$$

откуда следует непосредственно соотношение

$$\tilde{\Gamma}_{mn} = i \sum_{m'} \frac{\tilde{\Gamma}_{mn}^{1/2} \tilde{\Gamma}_{m'n}^{1/2*} \sum_c \tilde{\Gamma}_{mc}^{1/2} \tilde{\Gamma}_{m'c}^{1/2*}}{\tilde{E}_{m'}^* - \tilde{E}_m}. \quad (2)$$

Выделим в сумме (2) нейтронный канал, тогда

$$\tilde{\Gamma}_{mn} - i \sum_{m'} \frac{\tilde{\Gamma}_{mn} \tilde{\Gamma}_{m'n}^*}{\tilde{E}_{m'}^* - \tilde{E}_m} = \frac{1}{g(J)} i \sqrt{E} \sum_{m'} \sum_{c \neq n} \frac{\xi_{mm'}^c + i \xi_{mm'}^{c'}}{\tilde{E}_{m'}^* - \tilde{E}_m} = \frac{1}{2g(J)} \sqrt{E} (G_m^\alpha - i H_m^\alpha),$$

где $G_m^\alpha - i H_m^\alpha = G_m^f - i H_m^f + G_m^g - i H_m^g$. Выразив $\tilde{\Gamma}_{mn}$ через параметры G_m и H_m , определенные из анализа полного сечения: $\tilde{\Gamma}_{mn} = \sqrt{E} (\alpha_{mn} + i \beta_{mn}) = \frac{1}{2g(J)} \sqrt{E} (G_m - i H_m) \exp(2i\varphi_n)$, можно определить резонансные параметры сечения поглощения ($\alpha = f + g$):

$$G_m^\alpha - i H_m^\alpha = (G_m - i H_m) \exp(2i\varphi_n) - i \frac{1}{2g(J)} \sqrt{E} \sum_{m'} \frac{(G_m G_{m'} + H_m H_{m'}) - i (H_m G_{m'} - G_m H_{m'})}{\tilde{E}_{m'}^* - \tilde{E}_m}.$$

Таким образом, сечение поглощения $\sigma_\alpha(E)$ может быть записано в виде, обычном для теории S-матрицы, с параметрами

$$G_m^\alpha = G_m \cos(2\varphi_n) + H_m \sin(2\varphi_n) - \frac{1}{2g(J)} \sqrt{E} \sum_{m'} \frac{(\mu_{m'} - \mu_m)(H_m G_{m'} - G_m H_{m'}) + (\nu_{m'} + \nu_m)(G_m G_{m'} + H_m H_{m'})}{(\mu_{m'} - \mu_m)^2 + (\nu_{m'} + \nu_m)^2}; \quad (3)$$

$$H_m^\alpha = H_m \cos(2\varphi_n) - G_m \sin(2\varphi_n) - \frac{1}{2g(J)} \sqrt{E} \sum_{m'} \frac{-(\mu_{m'} - \mu_m)(G_m G_{m'} + H_m H_{m'}) + (\nu_{m'} + \nu_m)(H_m G_{m'} - G_m H_{m'})}{(\mu_{m'} - \mu_m)^2 + (\nu_{m'} + \nu_m)^2}, \quad (4)$$

которые оказываются слабо зависящими от энергии.

Зная из анализа сечения деления величины G_m^f и H_m^f , можно получить значения G_m^g и H_m^g в рамках многоуровневого формализма S-матрицы. Параметры G_m^α и H_m^α , полученные по описанной выше методике в области 52-60 эВ, приведены в таблице вместе с параметрами, полученными из многоуровневого анализа прямых экспериментов по поглощению в той же области энергий [4]. Вычисления проводились по формулам (3) и (4) с $\sqrt{E} = \sqrt{\mu_m}$.

Параметры сечения поглощения ^{239}Pu для схемы формализма S-матрицы

μ , эВ	ν , эВ	$G_{\text{эксп}}^\alpha \cdot 10^4$, эВ ^{1/2}	$G_{\text{теор}}^\alpha \cdot 10^4$, эВ ^{1/2}	$H_{\text{эксп}}^\alpha \cdot 10^4$, эВ ^{1/2}	$H_{\text{теор}}^\alpha \cdot 10^4$, эВ ^{1/2}
52,54	0,029	16,40	17,46	0,14	0,19
55,58	0,029	2,77	3,14	-0,15	-0,10
57,42	0,466	13,62	15,44	4,30	6,21
59,15	0,069	8,56	9,24	-0,07	0,05

Как уже отмечалось, имеющиеся прямые эксперименты не позволяют получить надежные параметры из их анализа, поэтому такое сравнение не является хорошим критерием правильности, хотя, как видно из таблицы, в некоторых областях получается удовлетворительное согласие. Использование данных по $\alpha(E)$ и средним сечениям дает возможность провести более корректную тестировку предложенной методики.

Простая по своей идее схема построения радиационного захвата делящихся ядер, основываясь на данных по резонансной зависимости полного сечения и сечения деления, содержит принципиальные труд-

ности при практической реализации. Прежде всего необходима четкая идентификация резонансов по спектру, так как суммирования по m (m') содержат лишь уровни одной системы. Для ^{239}Pu , однако, резонансы разных систем, как правило, существенно различаются по значению ширины и особенностям межрезонансной интерференции. Это позволяет надеяться на возможность выявления с помощью полученных параметров многоуровневого анализа $\sigma(E)$ и $\sigma_f(E)$ детальной энергетической картины поведения $\sigma_f(E) + \sigma_r(E)$, а также $\sigma_r(E)$ и $\alpha(E)$ во всем интервале энергий разрешенных резонансов.

Список литературы

1. Колесов В.В., Лукьянов А.А. Параметры многоуровневого анализа сечений ^{239}Pu в резонансной области. - Препринт ФЭИ-1404. Обнинск, 1983.
2. Лукьянов А.А. Структура нейтронных сечений. М.: Атомиздат, 1978.
3. Adler F.T., Adler D.B. Correlated analysis of fissile element cross-section and interpretation in terms of R matrix parameters. - In: Proc. Conf. on Nuclear Data for Reactors (Helsinki, 1970). V.2. Vienna: IAEA, 1970, p.777.
4. Gwin R., Silver E.G., Ingle R.W. et al. Nucl. Sci. and Engng, 1976, v.59, N 2, p.79.

Статья поступила в редакцию 31 января 1984 г.

УДК 539.171:539.172.4

АНАЛИТИЧЕСКОЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЕ НА ОСНОВЕ ПАДЕ-АППРОКСИМАЦИИ СЕЧЕНИЙ ПОРОГОВЫХ РЕАКЦИЙ ИЗ ДОЗИМЕТРИЧЕСКОГО ФАЙЛА

С.А.Бадиков, А.И.Блохин, Е.В.Гай, В.Н.Манохин,
Н.С.Работнов

THE PADE-APPROXIMATION OF THE DOSIMETRY FILE THRESHOLD REACTIONS. The approximation by rational functions was used to convert in to analytical form the evaluated data on the cross-sections of neutron induced threshold reactions from the International Reactor Dosimetry File. The comparison with the results of similar processing of the BOSPOR library data was made for some examples.

Развитый в последние годы метод обработки данных на основе Паде-аппроксимации рациональными функциями [1] является удобным средством представления в аналитической форме энергетических зависимостей нейтронных сечений, как экспериментальных, так и оцененных. В частности, был осуществлен перевод в это представление данных по пороговым реакциям, собранных в библиотеке БОСПОР [2,3]. При этом наряду с возможностью быстрого вычисления величины сечения при любом значении энергии $E_n \leq 20$ МэВ обеспечивается сокращение объема подлежащей хранению числовой информации более чем на порядок по сравнению с поточечным заданием.

Эффективность указанного метода аппроксимации заметно зависит от характера обрабатываемого материала, в первую очередь от аналитической природы функциональной зависимости, представленной в виде дискретного набора значений $\sigma(E_i)$. При обработке экспериментальных данных можно считать, что

$$\sigma(E_i) = \tilde{\sigma}(E_i) + \delta(E_i), \quad (1)$$

где $\tilde{\sigma}(E_i)$ - аналитическая функция; $\delta(E_i)$ - малая случайная добавка, статистическое распределение которой приближенно известно и обычно полагается нормальным. Для такой ситуации разработан метод оценки погрешностей аппроксиманты [4] и накоплен значительный опыт практического использования метода.

Оцененные данные, хотя они также представляются в виде $\sigma(E_i)$, часто имеют другой характер - зависимость $\sigma(E)$ уже является результатом либо некоторой аппроксимации экспериментальных данных, либо расчетов с использованием определенной теоретической модели, т.е. функция

$\sigma(E)$ является кусочно-гладкой, причем число интервалов с разной зависимостью может быть довольно велико.

Именно такой характер имеют нейтронные данные, представляемые в широко используемом формате библиотеки ENDF/B [5]. Это кусочно-гладкие функции, получаемые сокращением аппроксимирующих зависимостей пяти типов: линейно-линейной, линейно-логарифмической и т.д., что создает трудности при аппроксимации их единым аналитическим выражением. Кроме того, с точки зрения рациональной аппроксимации многие сечения в библиотеке ENDF/B, в первую очередь сечения пороговых реакций, имеют следующую неудобную особенность - весьма большой перепад значений при углублении в подбарьерную область, достигающий в некоторых случаях 15-20 порядков. Эти значения ненадежны, поскольку во многих случаях не опираются на результаты измерений; кроме того, из-за своей малости они не играют роли в нейтронно-физических расчетах. При аппроксимации же рациональными функциями именно эти малые значения создают одну из главных трудностей: рациональные аппроксиманты не содержат и факторных, и экспоненциальных малых значений; они могут в них получаться лишь как разность величин одного порядка с попятной потерей точности.

По этим причинам с точки зрения проверки метода Паде-аппроксимации представляла интерес пробная обработка данных в формате ENDF/B. В качестве первого примера для такой обработки были выбраны сечения пороговых реакций под действием нейтронов из международного дозиметрического файла [6]. Результат обработки предполагалось также сравнить с аналитическим представлением библиотеки БОСПОР [3] для тех реакций, сечения которых представлены в обеих библиотеках.

Паде-аппроксимация второго рода, использованная для обработки, представляет энергетическую зависимость сечения в виде рациональной функции $f^{[L]}(E) = P_N(E)/Q_M(E)$, где P_N и Q_M - полиномы степеней N и M соответственно, а $L = N + M + 1$ - полное число параметров аппроксиманты. Наиболее удобным для приложений в нейтронной физике является представление $f^{[L]}(E)$ в виде полюсного разложения (при $N \leq M$):

$$f^{[L]}(E) = C + \sum_{i=1}^{\ell_1} \frac{a_i}{E - \rho_i} + \sum_{k=1}^{\ell_2} \frac{\alpha_k(E - \varepsilon_k) + \beta_k}{\beta_k^2 + (E - \varepsilon_k)^2}, \quad (2)$$

где действительные полюса ρ_i должны лежать вне рассматриваемого интервала.

Международный дозиметрический файл [6] включает данные о сечениях 22 пороговых реакций. В результате проведенной обработки все они были представлены выражениями типа (2), и результирующие наборы параметров представлены в табл. I-3*. В четырех случаях интервал аппроксимации разбивался на две части. В связи с упоминавшейся трудностью описания малых значений сечения все значения, отличавшиеся от максимального больше чем в 10^6 раз, считались равными нулю и соответственно сокращался интервал аппроксимации.

Средняя относительная точность описания совокупности точек файла в большинстве случаев (18 кривых) была лучше 3%; соответствующие цифры приводятся в табл. 2-8. Худший показатель относительной точности (7%) оказался у сложной кривой реакции $^{32}\text{S}(n,p)^{32}\text{P}$. Она приведена на рис. I. Следует отметить, что данные именно для этого сечения оказались единственным случаем среди 140 кривых библиотеки БОСПОР, для которых в работе [3] не удалось получить удовлетворительного результата аппроксимации из-за большого числа нерегулярностей.

Для 14 кривых, которые обрабатывались также и по данным БОСПОР, результирующие кривые были сравнены путем вычисления среднего относительного отклонения

$$S = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \frac{(F_{1i} - F_{2i})^2}{F_{1i}^2}}, \quad (3)$$

где F_{1i} , F_{2i} - значения аппроксиманты, полученной по данным из библиотеки БОСПОР и дозиметрического файла соответственно, в i -й точке. Эти значения также приведены в табл. 2-8.

* Табл. I служит для поиска необходимой реакции.

На рис.2 рассмотрен случай самого резкого различия между оценками ВОСПОР и ENDF - сечение реакции $^{49}\text{Ti}(n, p)^{49}\text{Sc}$, когда $S = 97\%$.

В табл.2-8 для каждой реакции приведены также достигнутая относительная точность описания в процентах (параметр SUM) и нижняя граница энергетического интервала GR, на котором выполнялась аппроксимация.

Таблица 1

Реакция	Номер таблицы	Реакция	Номер таблицы
$^6\text{Li}(n, ^4\text{He})$ (левая часть)	6	$^{54}\text{Fe}(n, p)^{54}\text{Mn}$	2
$^6\text{Li}(n, ^4\text{He})$ (правая часть)	6	$^{55}\text{Mn}(n, 2n)^{54}\text{Mn}$	8
$^{10}\text{B}(n, ^4\text{He})$ (левая часть)	6	$^{56}\text{Fe}(n, p)^{56}\text{Mn}$	5
$^{10}\text{B}(n, ^4\text{He})$ (правая часть)	2	$^{58}\text{Ni}(n, p)^{58}\text{Co}$	3
$^{27}\text{Al}(n, p)^{27}\text{Mg}$ (левая часть)	8	$^{58}\text{Ni}(n, 2n)^{57}\text{Ni}$	8
$^{27}\text{Al}(n, p)^{27}\text{Mg}$ (правая часть)	3	$^{59}\text{Co}(n, 2n)^{58}\text{Co}$	8
$^{27}\text{Al}(n, \alpha)^{24}\text{Na}$	5	$^{59}\text{Co}(n, \alpha)^{56}\text{Mn}$	7
$^{32}\text{S}(n, p)^{32}\text{P}$	2	$^{60}\text{Ni}(n, p)^{60}\text{Co}$	2
$^{46}\text{Ti}(n, p)^{46}\text{Sc}$	5	$^{63}\text{Cu}(n, \alpha)^{60}\text{Co}$	3
$^{47}\text{Ti}(n, p)^{47}\text{Sc}$	3	$^{65}\text{Cu}(n, 2n)^{64}\text{Cu}$	8
$^{47}\text{Ti}(n, n'p)^{46}\text{Sc}$	7	$^{115}\text{In}(n, n')$ (левая часть)	4
$^{49}\text{Ti}(n, p)^{49}\text{Sc}$	4	$^{115}\text{In}(n, n')$ (правая часть)	4
$^{49}\text{Ti}(n, n'p)^{48}\text{Sc}$	7	$^{127}\text{I}(n, 2n)^{126}\text{I}$	7

Таблица 2

Параметр	Реакция			
	$^{10}\text{B}(n, ^4\text{He})$ (правая часть)	$^{54}\text{Fe}(n, p)^{54}\text{Mn}$	$^{60}\text{Ni}(n, p)^{60}\text{Co}$	$^{32}\text{S}(n, p)^{32}\text{P}$
α_1	2,41542 + I	-5,93095 - I	2,67081 - I	7,49552 - 2
β_1	-1,87296 + 2	1,53890 + I	2,12694 0	5,67687 0
ϵ_1	-3,22756 - 0	1,09842 + I	1,00295 + I	1,05538 + I
η_1	1,00757 + I	6,17392 0	3,66946 0	3,84387 0
α_2	6,71850 - I	6,09475 - I	3,58869 - 2	4,11467 - 2
β_2	-3,79442 - 2	-8,40358 - 2	-9,67126 - 2	1,11569 - I
ϵ_2	-9,62483 - 2	3,54848 0	5,68053 0	3,71097 0
η_2	1,41319 - I	2,05184 0	2,13304 0	5,47824 - I
α_3	-3,83745 - I	2,08757 - 3	3,79095 - 3	1,14333 - I
β_3	8,41748 - I	7,58980 - 3	-7,17559 - 3	1,11507 - I
ϵ_3	5,49434 - 0	3,06658 0	1,10127 + I	5,78448 0
η_3	1,59755 - 0	3,23752 - I	3,09036 - I	9,89106 - I
α_4	-7,83680 - 3	1,92778 - 3	6,22424 - 4	5,12899 - 2
β_4	6,68403 - 2	-1,36040 - 4	-6,68267 - 4	-9,05343 - 3
ϵ_4	1,88652 0	1,91351 0	4,30249 0	3,91524 0
η_4	3,59463 - I	1,93256 - I	5,79434 - I	1,98874 - I
α_5	-8,16269 - 3	4,71322 - 7	-9,82087 - 6	1,42668 - 2
β_5	1,84690 - 2	5,01907 - 8	9,07036 - 6	3,64704 - 3
ϵ_5	2,80089 0	1,00490 0	4,12557 0	2,28039 0
η_5	3,16010 - I	-3,6008 - 2	1,92189 - I	2,69258 - I

Параметр	Реакция			
	$^{10}\text{B}(n, ^4\text{He})$ (правая часть)	$^{54}\text{Fe}(n, p)^{54}\text{Mn}$	$^{60}\text{Ni}(n, p)^{60}\text{Co}$	$^{32}\text{S}(n, p)^{32}\text{P}$
α_6	-4,52613 - 3	-	-1,47592 - 6	2,47819 - 3
β_6	2,32146 - 3	-	1,27568 - 7	2,26354 - 5
ε_6	5,15128 - 1	-	4,02196 0	2,74871 0
η_6	1,11551 - 1	-	5,66130 - 2	5,54519 - 2
α_1	1,13264 - 1	-6,00054 - 5	-	-
ρ_1	-2,19145 - 2	6,02300 - 1	-	-
α_2	2,24315 - 2	-	-	-
ρ_2	-6,24141 - 4	-	-	-
σ	0,0	0,0	1,37680 - 2	0,0
L	28	22	25	24
SUM, %	2,03	2,58	3,3	7,0
S, %	-	11,9	43,7	-
GR, эВ	10^3	$83,4 \cdot 10^4$	$3,54 \cdot 10^6$	10^6

Таблица 3

Параметр	Реакция			
	$^{27}\text{Al}(n, p)^{27}\text{Mg}$ (правая часть)	$^{58}\text{Ni}(n, p)^{58}\text{Co}$	$^{63}\text{Cu}(n, \alpha)^{60}\text{Co}$	$^{47}\text{Ti}(n, p)^{47}\text{Sc}$
α_1	3,62135 - 1	2,60163 0	-4,47295 - 2	3,98716 - 1
β_1	2,08663 0	1,10398 + 1	3,16336 - 1	5,35194 0
ε_1	8,15974 0	4,52809 0	1,11433 + 1	9,57974 0
η_1	4,80659 0	5,10225 0	2,44066 0	6,70652 0
α_2	1,76193 - 3	-5,77524 - 1	6,60810 - 2	1,10000 - 1
β_2	-2,99232 - 3	1,60167 0	1,96349 - 1	4,86689 - 2
ε_2	4,24895 0	1,35355 1	1,36595 + 1	2,89129 0
η_2	5,23988 - 1	3,19457 0	2,73696 0	2,11697 0
α_3	-1,23127 - 3	-1,78570 - 1	9,70796 - 3	-1,96596 - 3
β_3	-4,70111 - 5	-4,50738 - 1	-3,89852 - 2	3,77225 - 5
ε_3	4,74479 0	1,44534 0	5,74129 0	2,56072 0
η_3	1,23935 - 1	1,89251 0	2,51067 0	1,71659 - 1
α_4	2,87610 - 4	-1,09434 - 4	2,30467 - 3	-3,23189 - 4
β_4	4,12347 - 5	-2,57504 - 3	-8,38305 - 4	1,74212 - 5
ε_4	3,47511 0	2,09945 0	8,22650 0	1,34038 0
η_4	7,57711 - 2	3,87797 - 1	5,54922 - 1	1,17329 0
α_5	2,36399 - 4	4,67184 - 5	-3,20727 - 8	-8,23657 - 5
β_5	-3,85641 - 6	2,72264 - 6	1,74348 - 8	-8,75808 - 6
ε_5	3,62267 0	9,94734 - 1	3,04010 0	1,58537 0
η_5	4,21889 - 2	1,07085 - 1	1,29229 - 1	8,03738 - 2
σ	0,0	0,0	0,0	0,0
L	20	20	20	20
SUM, %	3,97	1,08	1,58	2,44
S, %	-	15	-	8,73
GR, эВ	$3,01 \cdot 10^6$	$0,612 \cdot 10^6$	$2,5 \cdot 10^6$	$1,15 \cdot 10^6$

Таблица 4

Параметр	Реакция		
	$^{115}\text{In}(n,n')$ (левая часть)	$^{115}\text{In}(n,n')$ (правая часть)	$^{49}\text{Ti}(n,p)^{49}\text{Sc}$
α_1	1,57448 - 5	1,01687 - 0	2,01361 - I
β_1	-1,10969 - 4	2,13868 - I	1,33581 - 0
ε_1	5,71475 - I	4,34812 - 0	1,25090 + I
η_1	1,24622 - I	2,91421 - 0	4,89098 - 0
α_2	1,44395 - 7	2,45192 - I	3,50343 - 3
β_2	-7,60292 - 9	1,39382 - 0	1,02693 - 3
ε_2	3,54251 - I	2,34528 - 0	7,16644 - 0
η_2	5,71214 - 3	1,77961 - 0	1,33684 - 0
α_3	4,66527 - 7	-2,22319 - I	2,64278 - 5
β_3	-1,04086 - 9	-9,82683 - 2	-3,11173 - 5
ε_3	3,49165 - I	1,21432 + I	5,71495 - 0
η_3	4,11762 - 3	2,13246 - 0	2,10192 - I
α_4	-	5,17691 - 4	-2,21337 - 6
β_4	-	-6,68381 - 5	-7,31478 - 6
ε_4	-	1,11038 - 0	5,12324 - 0
η_4	-	6,05449 - 2	1,99215 - I
α_1	-1,33722 - 2	-	1,15484 - 2
ρ_1	-5,96787 - I	-	1,71012 - 0
α_2	-1,24940 - 2	-	-
ρ_2	1,12174 - 0	-	-
c	0,0	0,0	0,0
L	I6	I6	I8
SUM,%	2,25	2,58	2,65
S,%	-	-	97
GR, эВ	$0,34 \cdot 10^6$	$0,90 \cdot 10^6$	$4,4 \cdot 10^6$

Таблица 5

Параметр	Реакция		
	$^{56}\text{Fe}(n,p)^{56}\text{Mn}$	$^{27}\text{Al}(n,\alpha)^{24}\text{Na}$	$^{46}\text{Ti}(n,p)^{46}\text{Sc}$
α_1	1,30567 - I	-1,71151 - I	2,41952 - I
β_1	2,06932 - 0	2,40704 - 0	1,50620 + I
ε_1	1,25997 + I	1,43129 + I	1,20410 + I
η_1	4,39738 - 0	4,85619 - 0	7,90379 - 0
α_2	2,11728 - 2	1,72906 - I	2,82482 - I
β_2	-1,57990 - 2	-9,29483 - 2	-3,89585 - I
ε_2	5,88513 - 0	8,06589 - 0	5,07422 - 0
η_2	1,36857 - 0	3,03892 - 0	2,84986 - 0
α_3	3,08635 - 6	-8,76501 - 4	9,93159 - 3
β_3	5,49100 - 9	-8,76118 - 3	-4,66481 - 3
ε_3	4,56402 - 0	6,20195 - 0	3,72099 - 0
η_3	1,50260 - I	1,13201 - 0	8,31888 - I
α_4	-2,16105 - 3	-	-
ρ_1	2,03363 + I	-	-
c	0,0	0,0	0,0
L	I4	I2	I2
SUM,%	1,38	0,694	0,697
S,%	8,27	5,7	18,3
GR, эВ	$4,085 \cdot 10^6$	$3,6 \cdot 10^6$	$2,75 \cdot 10^6$

Таблица 6

Пара- метр	Реакция			Пара- метр	Реакция		
	${}^6\text{Li}(n, {}^4\text{He})$ (правая часть)	${}^6\text{Li}(n, {}^4\text{He})$ (левая часть)	${}^{10}\text{B}(n, {}^4\text{He})$ (левая часть)		${}^6\text{Li}(n, {}^4\text{He})$ (правая часть)	${}^6\text{Li}(n, {}^4\text{He})$ (левая часть)	${}^{10}\text{B}(n, {}^4\text{He})$ (левая часть)
a_1	3,47966 + I	2,80663 - 4	3,2632I - 2	α_1	9,28460 - I	-	-
p_1	-7,60755 + I	-I,6I484 - 6	-I,34I83 - 3	β_1	I,67399 - I	-	-
a_2	I,79876 - 2	3,25260 - 5	3,88602 - 3	ϵ_1	3,26572 0	-	-
p_2	-I,2II56 - 2	-5,57096 - 8	-4,26003 - 5	γ_1	I,52468 0	-	-
a_3	3,I7443 - 3	7,59983 - 6	8,38272 - 4	α_2	8,98463 - 3	-	-
p_3	-4,73672 - 4	-3,24II5 - 9	-2,06834 - 6	β_2	5,97580 - 3	-	-
a_4	6,80464 - 4	I,89529 - 6	I,86393 - 4	ϵ_2	2,39750 - I	-	-
p_4	-2,30298 - 5	-I,89389 - IO	-I,06825 - 7	γ_2	4,46593 - 2	-	-
a_5	I,93II7 - 4	5,64333 - 7	4,30393 - 5	C	0,0	0,0	0,0
p_5	-7,59328 - 7	-6,50484 - I2	-5,76676 - 9	L	I8	IO	I4
a_6	-	-	I,02088 - 5	SUM,%	2,37	0,28I	0,433
p_6	-	-	-2,94899 - IO	S,%	-	-	-
a_7	-	-	2,76345 - 6	GR, эВ	$I,03 \cdot IO^6$	IO^{-5}	IO^{-5}
p_7	-	-	-8,90857 - I2				

Таблица 7

Параметр	Реакция			
	${}^{59}\text{Co}(n, \alpha) {}^{56}\text{Mn}$	${}^{47}\text{Ti}(n, n'p) {}^{46}\text{Sc}$	${}^{49}\text{Ti}(n, n'p) {}^{48}\text{Sc}$	${}^{127}\text{I}(n, 2n) {}^{126}\text{I}$
α_1	I,95227 - 2	I,36264 - I	7,3734I - 2	4,25864 - 0
β_1	4,I64I7 - I	3,34730 0	5,88756 - I	2,95662 0
ϵ_1	I,38640 + I	I,78I89 + I	I,8I649 + I	I,082I2 + I
γ_1	3,93049 0	4,8I493 0	3,46422 0	3,06684 0
α_2	I,54067 - 2	9,7399I - 2	-2,0II30 - 4	-I,92I82 0
β_2	8,7I290 - 3	-I,49527 - I	-7,04837 - 3	7,96I95 0
ϵ_2	8,02446 0	I,385I7 + I	I,39450 + I	I,72833 + I
γ_2	2,32354 0	2,I7638 0	I,4II89 0	2,85804 0
C	0,0	0	0	0
L	8	8	8	8
SUM,%	2,6I	0,77	I,I4	0,82
S,%	2,5	-	-	27,2
GR, эВ	$5,5 \cdot IO^6$	$IO,6 \cdot IO^6$	$II,6 \cdot IO^6$	$9,23 \cdot IO^6$

Таблица 8

Параметр	Реакция				
	${}^{27}\text{Al}(n, p) {}^{27}\text{Mg}$ (левая часть)	${}^{55}\text{Mn}(n, 2n) {}^{54}\text{Mn}$	${}^{59}\text{Co}(n, 2n) {}^{58}\text{Co}$	${}^{58}\text{Ni}(n, 2n) {}^{57}\text{Ni}$	${}^{65}\text{Cu}(n, 2n) {}^{64}\text{Cu}$
α_1	2,98522 - 4	2,28630 0	4,73786 - I	-I,22684 - I	-I,99659 0
β_1	-I,I643I - 4	-6,95427 0	I,04572 - I	2,7536I - 2	-3,I4980 0
ϵ_1	2,85I05 0	I,09902 + I	I,30266 + I	I,I8357 + I	9,59396 0
γ_1	4,857I0 - I	3,2II60 0	I,82I36 0	5,5I78I - I	I,67869 0
a_1	-5,43075 - 4	3,97733 - 3	-5,29853 0	-	9,84587 - 2
p_1	3,33723 0	I,05804 + I	6,70779 0	-	2,04639 + I

Параметр	Реакция				
	$^{27}\text{Al}(n,p)^{27}\text{Mg}$ (левая часть)	$^{55}\text{Mn}(n,2n)^{54}\text{Mn}$	$^{59}\text{Co}(n,2n)^{58}\text{Co}$	$^{58}\text{Ni}(n,2n)^{57}\text{Ni}$	$^{65}\text{Cu}(n,2n)^{64}\text{Cu}$
a_2	-	-	1,55785 0	-	-
p_2	-	-	2,44185 + I	-	-
c	0	7,20446 - I	1,48579 0	7,2 - 2	1,407 - 0
L	6	7	9	5	7
SUM,%	0,318	1,46	0,38	1,77	0,58
S,%	-	13,0	10,0	13,6	8,74
GR, эВ	$2,41 \cdot 10^6$	$10,4 \cdot 10^6$	$10,6 \cdot 10^6$	$12,4 \cdot 10^6$	$10,06 \cdot 10^6$

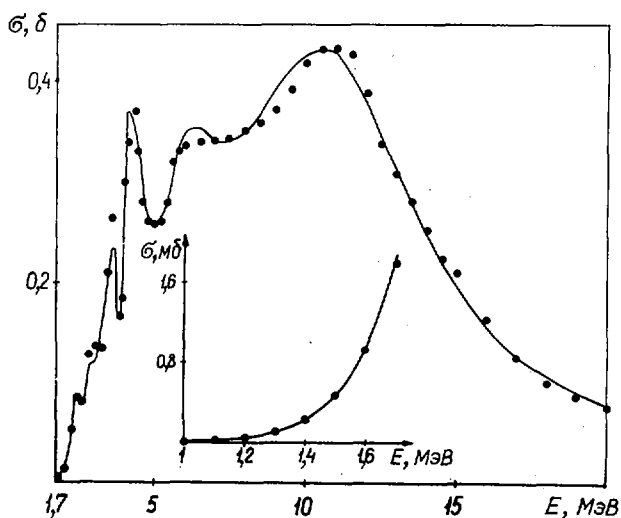


Рис.1. Результаты обработки данных файла [6] по сечению реакций $^{32}\text{S}(n,p)^{32}\text{P}$: точки - исходные данные, сплошная кривая - Паде-аппроксиманта

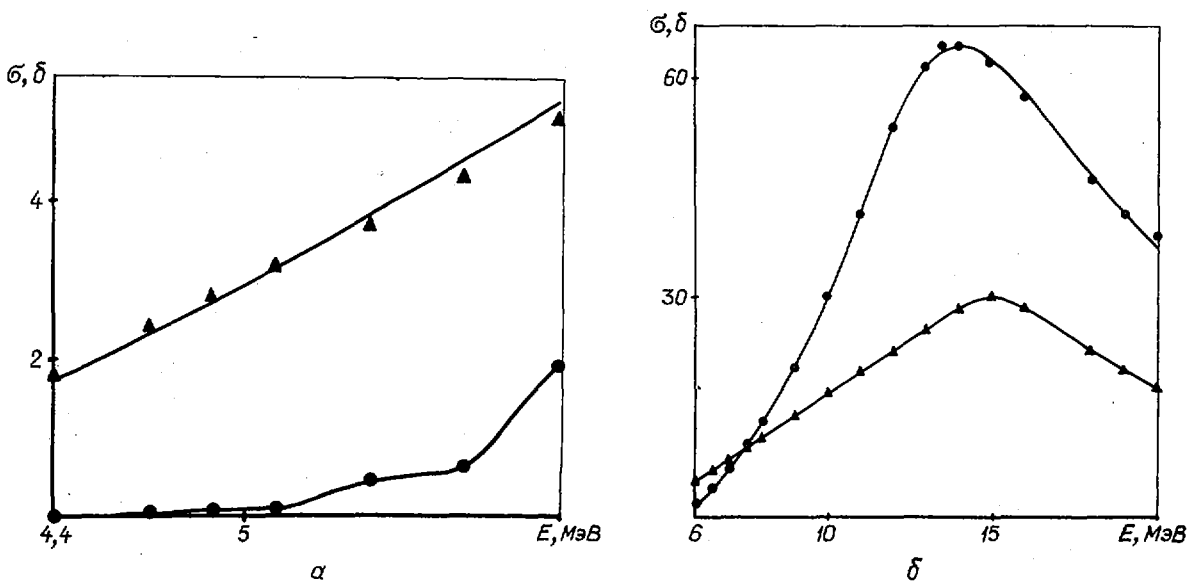


Рис.2. Сравнение результатов обработки данных по сечению реакции $^{49}\text{Ti}(n,p)^{49}\text{Sc}$ в области 4,4-6 МэВ (а) и в области 6-20 МэВ (б) в двух вариантах: ● - данные дозиметрического файла; ▲ - данные библиотеки БОСПОР; кривые - результаты Паде-аппроксимации [6]

Список литературы

1. Виноградов В.Н., Гай Е.В., Работнов Н.С. Применение приближения Паде второго рода для резонансного анализа нейтронных сечений. - Препринт ФЭИ-484. Обнинск, 1975; Метод опорных ординат в обработке и анализе экспериментальных зависимостей. - Препринт ФЭИ-1328. Обнинск, 1982.
2. Бичков В.М., Манохин В.Н., Пашенко А.Б., Пляскин В.И. Сечения пороговых реакций (n,p) , (n,α) , $(n,2n)$. Ч. I, II. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1979, вып. I(32), с. 27.
3. Бадиков С.А., Виноградов В.Н., Гай Е.В. и др. Аналитическое представление на основе Паде-аппроксимации оцененных данных по сечениям пороговых реакций под действием нейтронов. - Там же, 1982, вып. 3 (47), с. 66.
4. Бадиков С.А., Гай Е.В., Работнов Н.С. Определение погрешностей резонансных кривых на основе Паде-аппроксимации. - Там же, 1983, вып. 3 (52), с. II.
5. Data formats and procedures (ENDF-102)/Revised by R. Kinsey. 1979, BNL-NCS-50496.
6. The international reactor dosimetry file (IRDF-82)/Assembled by D.E. Cullen, N. Kocherov, P.M. McLaughlin. 1982, IAEA-NDS-41.

Статья поступила в редакцию 25 января 1984 г.

УДК 539.170

ОЦЕНКА СЕЧЕНИЙ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НЕЙТРОНОВ С ЯДРАМИ ${}^6\text{Li}$ ДЛЯ РАСЧЕТА КЕРМА-ФАКТОРА

И.М. Бондаренко, Э.Е. Петров

EVALUATION OF $n + {}^6\text{Li}$ CROSS-SECTIONS USING EXPERIMENTAL DATA FOR THE CALCULATION OF KERMA-FACTOR. New evaluation of $n + {}^6\text{Li}$ cross-sections using experimental data was performed for the neutron energy range from 0,001 to 16 MeV. Evaluated and experimental cross-sections are compared to ENDF/B-V and are presented graphic. Reaction ${}^6\text{Li}(n,n')d\alpha$ is considered in detail. These results are used for the calculation of kerma-factor. Plot of this kerma-factor is presented in units of eV·b/atom as a function of the neutron energy.

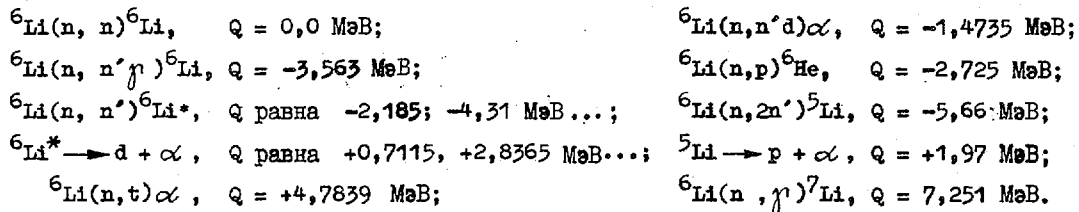
Изучению взаимодействия нейтронов с ядрами ${}^6\text{Li}$ посвящено много работ [1-24]. Это вызвано широким применением лития на практике. Из-за большого сечения поглощения нейтронов ${}^6\text{Li}$ является важным компонентом защитных материалов. Сечение реакции ${}^6\text{Li}(n,t)\alpha$ - стандартное для энергий нейтронов меньше 0,1 МэВ, поэтому ${}^6\text{Li}$ применяется в измерительной технике. Кроме того, литий планируется использовать в blankets термоядерных реакторов для воспроизводства энерговыделения благодаря реакции ${}^6\text{Li}(n,t)\alpha$ (энергия реакции $Q = +4,7839$ МэВ) [9].

Наиболее важные функционалы при проектировании blanketа - коэффициент воспроизводства трития и тепловыделение. Для расчета функционала тепловыделения помимо данных о полях нейтронов и γ -излучений необходимо точно знать значение коэффициентов перехода от потоков излучения к тепловыделению (керма-факторов).

Высокоэнергетический спектр нейтронов в blanketе приводит к увеличению роли реакций размножения $(n,n'd)$, $(n,2n')$, в результате которых получаются нейтроны, дополнительные к образованным в процессе синтеза, что существенно как с точки зрения воспроизводства трития, так и тепловыделения. Однако точность знания сечений этих реакций недостаточна [9]. В области энергий более 5 МэВ сечение упругого рассеяния нейтронов на ядрах ${}^6\text{Li}$ в оценке ENDF/B-V [25] по сравнению с результатами работ [3,6-8] завышено до 12%. В свою очередь сечение образования дейтерия занижено, так как получено как разность между полным сечением и сечениями всех остальных реакций в этом диапазоне энергий нейтронов. Кроме того, в работе [26] отмечено, что спектр испускаемых нейтронов в реакции образования дейтерия по оценке ENDF/B-V не соответствует измеренному. Это может привести к серьезным погрешностям в расчетах ослабления нейтронов и тепловыделения от них.

Все это послужило основой для проведения новой оценки сечений взаимодействия нейтронов с ядрами ${}^6\text{Li}$. Оценка выполнена на основе анализа экспериментальных данных в наиболее важной энергетической области замедления нейтронов 0,001–16 МэВ. Особенно подробно рассмотрена реакция образования дейтерия.

В диапазоне энергий нейтронов 0,001–16 МэВ возможны следующие реакции [27]:



Сечение реакции (n, γ) в указанной области энергий нейтронов очень мало, поэтому в данной работе не рассматривается и принято, как и в оценке ENDF/B-V.

Экспериментальные данные и рекомендованные сечения

Полное сечение. В рассматриваемой области энергий нейтронов это сечение изучено хорошо. Результаты разных авторов согласуются между собой в пределах $\pm 3\%$ [4]. В работе [4] для $E_n = 0,1$ – $4,8$ МэВ дан полный анализ экспериментальных результатов по полному сечению и предложено рекомендованное полное сечение с неопределенностью $\pm 3\%$. Эти результаты использовались в оценке настоящей работы. В области энергий нейтронов 0,001–0,1 МэВ полное сечение равно сумме сечения реакции (n, t) , которое является стандартным, и сечения упругого рассеяния нейтронов, почти постоянного в этой области энергий нейтронов и известного с точностью $\pm 3\%$ [2]. Для энергий нейтронов выше 4,8 МэВ полное сечение соответствует данным работы [10] и примерно на 1% систематически ниже результатов оценки ENDF/B-V.

Неопределенность полного сечения в рассматриваемом диапазоне энергий нейтронов составляет $\pm 3\%$. Это сечение по оценкам данной работы и ENDF/B-V вместе с экспериментальными результатами работы [11] представлено на рис. I-3. Наибольшее расхождение результатов двух оценок наблюдается в резонансной области и составляет не более 5%.

Сечение реакции (n, t) . С точки зрения тепловыделения от нейтронов эта реакция для энергий нейтронов до 3 МэВ является определяющей. Теоретическому и экспериментальному изучению этого сечения уделяется большое внимание [4, 5, 12–16]. Для энергий нейтронов меньше 0,1 МэВ сечение является стандартным. Разногласие экспериментальных данных наблюдается в резонансной области, т.е. в диапазоне энергий 0,1–2 МэВ. В остальной рассматриваемой области энергий данные различных авторов хорошо согласуются между собой в пределах $\pm 5\%$. На рис. I-3 приводятся не все экспериментальные данные, а только те [13–16], по которым выполнена оценка. Наиболее достоверные результаты по этому сечению получены в последние годы авторами работ [12–15].

Оценка сечения в области энергий нейтронов 0,1–2 МэВ выполнена на основе анализа экспериментальных и расчетных данных работ [5, 12–14]. Для энергий нейтронов 0,001–0,6 МэВ рекомендованное сечение совпадает с оценкой ENDF/B-V, а для энергий нейтронов 0,6–2 МэВ результаты данной оценки выше результатов ENDF/B-V (до 15%). В области энергий нейтронов 2–14 МэВ сечения соответствуют экспериментальным данным работ [15, 16]. Оцененное сечение данной работы в диапазоне энергий нейтронов 2,3–12,5 МэВ лежит систематически ниже, чем в оценке ENDF/B-V. Расхождение составляет до 8%. Для энергий нейтронов более 12,5 МэВ оценки совпадают. Неопределенность оцененного сечения (см. рис. I-3) в диапазоне энергий нейтронов 0,1–16 МэВ не превышает 5%.

Сечение упругого рассеяния. В области энергий нейтронов 0,001–0,1 МэВ оценка сечения выполнена на основе экспериментальных данных работ [2, 17]. Неопределенность этих данных и оцененного сечения составляет $\pm 3\%$. В области энергии нейтронов 0,1–1 МэВ сечение получено вычитанием сечения реакции (n, t) из полного сечения. Эти результаты хорошо согласуются с экспериментальными данными работы [18]. Неопределенность сечения не превышает 6%.

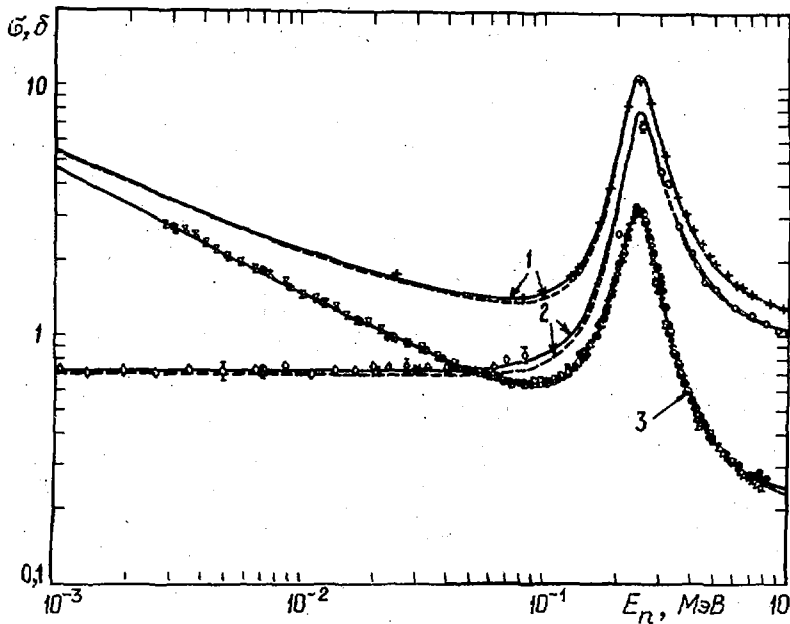


Рис.1. Сечения в области энергий нейтронов 0,001-1 МэВ (--- - оценка ENDF/B-V): 1 - полное сечение; 2 - сечение упругого рассеяния нейтронов; 3 - сечение реакции (n,t); \diamond - [2]; + - [11]; \times - [13]; \bullet - [14]; * - [17]; \circ - [18]

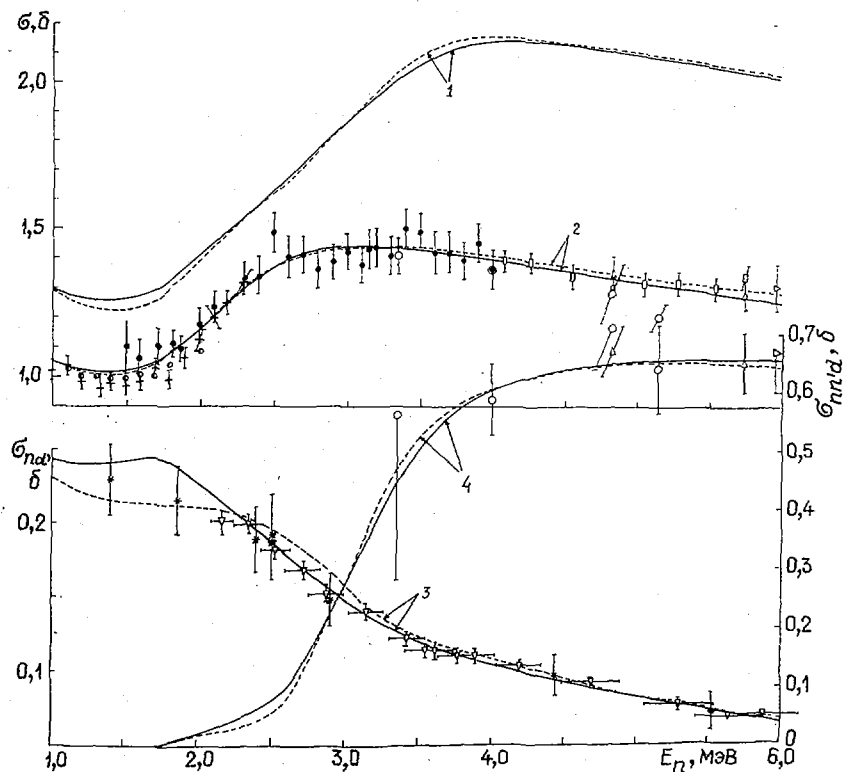


Рис.2. Сечения в области энергий нейтронов 1-6 МэВ (--- - оценка ENDF/B-V): 1 - полное сечение; 2 - сечение упругого рассеяния нейтронов; 3 - сечение реакции (n,t); 4 - сечение реакции образования дейтерия: \bullet - [4]; \square - [7]; \triangleright - [8]; ∇ - [15]; * - [16]; \circ - [18]; + - [19]; \triangle - [20]; \circ - [23]

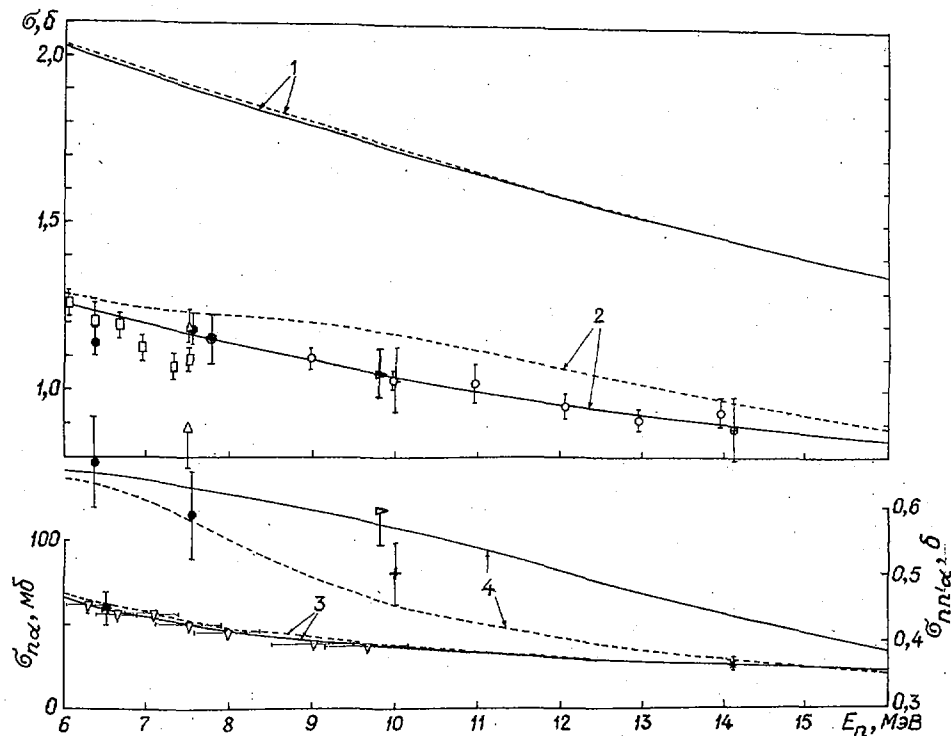


Рис.3. Сечения в области энергий нейтронов 6-16 МэВ (---- - оценка ENDF/B-V): 1 - полное сечение; 2 - сечение упругого рассеяния нейтронов; 3 - сечение реакции (n, t) ; 4 - сечение реакции образования дейтерия; \odot - [3]; \circ - [6]; \square - [7]; \triangleright - [8]; ∇ - [15]; $*$ - [16]; Δ - [20]; $+$ - [21]; \oplus - [22]; \bullet - [23]

Для энергий нейтронов 1-4 МэВ использовались рекомендованные данные работы [4] с неопределенностью $\pm 4\%$. Оцененное сечение в области энергий нейтронов 4-16 МэВ получено методом наименьших квадратов на основе экспериментальных данных работ [3, 6-8, 20-23] с неопределенностью $\pm 4\%$. Это сечение по оценкам настоящей работы и ENDF/B-V вместе с экспериментальными данными представлено на рис.1-3. Наибольшее расхождение результатов двух оценок имеется в области энергий нейтронов выше 5 МэВ и составляет до 12%.

Сечения неупругого рассеяния. Неупругое взаимодействие нейтронов с ядрами ${}^6\text{Li}$ идет по таким реакциям: $(n, n'\gamma)$, $(n, 2n')$ и $(n, n'd)\alpha$.

1. Реакция $(n, n'\gamma)$ - это неупругое рассеяние нейтронов на дискретном уровне ($Q = -3,563$ МэВ) с испусканием γ -кванта. Неупругое рассеяние нейтронов на других уровнях ведет к испусканию двух заряженных частиц. Это взаимодействие относится к реакции образования дейтерия. Сечение реакции $(n, n'\gamma)$ мало, имеется только одна работа [24], в которой проведено систематическое изучение этого сечения в диапазоне энергий нейтронов от порога реакции до 9 МэВ. Поэтому оцененное сечение в этом диапазоне энергий нейтронов соответствует экспериментальным результатам работы [24], а при $E_n > 9$ МэВ совпадает с оценкой ENDF/B-V.

2. Сечение реакции $(n, 2n')$ соответствует оценке ENDF/B-V. Сечения реакций $(n, n'\gamma)$ и $(n, 2n')$ приведены на рис.4.

3. Реакция $(n, n'd)\alpha$ - реакция образования дейтерия. По вкладу в полное сечение этот канал является вторым после упругого рассеяния при $E_n \geq 3$ МэВ и с точки зрения ослабления нейтронов и тепловыделения от них играет очень важную роль в blankets термоядерного реактора. Хотя точность отдельных экспериментальных значений сечения составляет $\pm(10-15\%)$, разброс точек заметно больше. Это объясняется тем, что имеющиеся экспериментальные данные о полном сечении

образования дейтерия получены прямым измерением неупругого рассеяния нейтронов на ядрах ${}^6\text{Li}$. Этот метод не дает хороших результатов из-за того, что экспериментально измерить спектр испускаемых нейтронов в низкой области энергий невозможно, а всякие экстраполяции приводят к существенным ошибкам. Поэтому полное сечение образования дейтерия получают вычитанием сечений других реакций из полного. Если полное сечение имеет неопределенность $\pm 3\%$, а сечение упругого рассеяния $\pm 4\%$, то сечение образования дейтерия в области энергий нейтронов 3,5–16 МэВ будет иметь неопределенность до 20%.

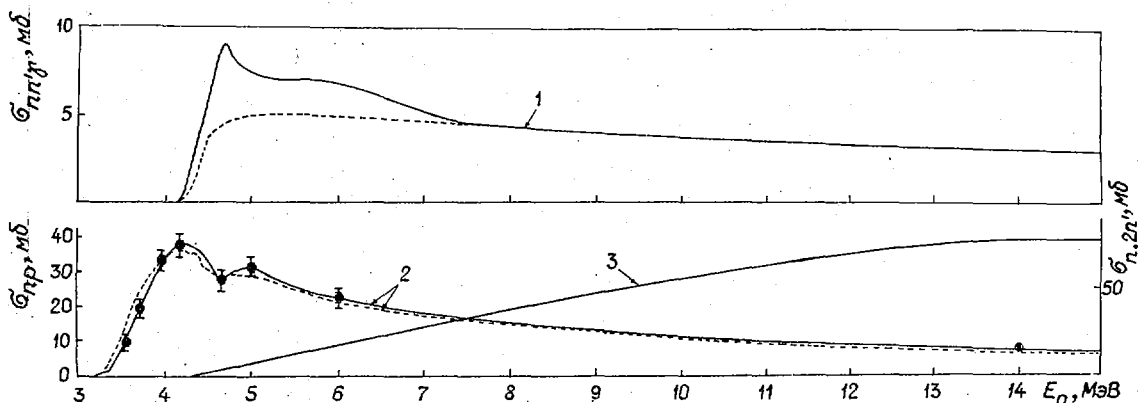
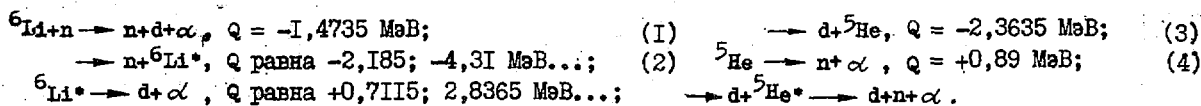


Рис.4. Сечения реакций: 1 - $(n, n' \gamma)$; 2 - (n, p) ; 3 - $(n, 2n')$; ● - [24]; ● - [28]; --- - оценка ENDF/B-V

На рис.2,3 представлено полное сечение образования дейтерия, полученное вычитанием сечений других реакций из полного; оно хорошо согласуется с экспериментальными результатами [8, 20, 23] и в области энергий нейтронов $E_n \geq 5$ МэВ систематически выше результатов оценки ENDF/B-V (до 20%).

Кроме сечения реакции важно знать и спектр испускаемых нейтронов. Для этого необходимо рассмотреть все процессы, происходящие в этой реакции. Образование дейтерия может происходить по следующим каналам [27]:



Реакция (1) - одновременного испускания трех частиц - изучалась только в работе [16]. В результате грубых измерений при энергиях нейтронов 5,53; 6,52 и 14,1 МэВ получено сечение, равное около 200 мб. Измерения показывают, что этот канал реакции является одним из основных при образовании дейтерия. Реакция (2) - это неупругое рассеяние нейтронов на дискретных уровнях (Q равна $-2,185, -4,31$ МэВ...) с испусканием двух заряженных частиц. Самая многочисленная информация имеется о реакции ${}^6\text{Li}(n, n'){}^6\text{Li}^*(2,185 \text{ МэВ})$ [3, 4, 6, 8, 20, 21]. Экспериментальные результаты различных авторов хорошо согласуются между собой (рис.5). На основе этих данных выполнена оценка сечения. В области энергий нейтронов от порога реакции до 4 МэВ оцененное сечение почти совпадает с результатами оценки ENDF/B-V и получено с неопределенностью $\pm 20\%$. Сечение в области энергий нейтронов 4–16 МэВ получено методом наименьших квадратов. Неопределенность этого сечения для энергий нейтронов 6–16 МэВ составляет $\pm 5\%$.

Сечение реакции ${}^6\text{Li}(n, n'){}^6\text{Li}^*$ (4,31 МэВ) измерено только при одном значении энергии нейтронов - 9,83 МэВ. Величина этого сечения равна 61 ± 30 мб [8]. На основе экспериментальных данных и анализа измерений работы [29] получено рекомендованное сечение с неопределенностью не более 50%.

Реакция (3) изучалась при энергии нейтронов 6,77 МэВ [30] и в области 14–14,4 МэВ [29, 31–34]. Дифференциальные сечения этой реакции приведены на рис.6. Данные работ [31, 32] хорошо согласуются между собой; на основе их анализа получено сечение с неопределенностью $\pm 10\%$.

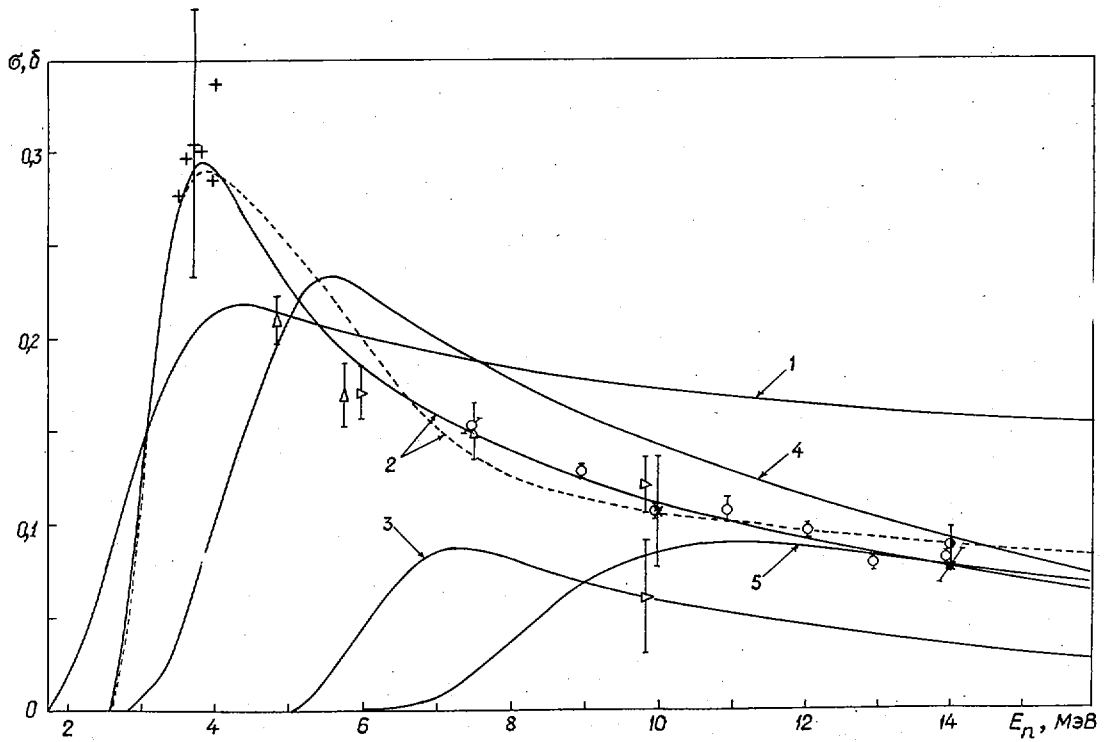


Рис.5. Парциальные сечения реакции образования дейтерия: 1 - $(n, n' d) {}^6\text{Li}$; 2 - ${}^6\text{Li}(n, n') {}^6\text{Li}^*$ (2,185 МэВ); 3 - ${}^6\text{Li}(n, n') {}^6\text{Li}^*$ (4,31 МэВ); 4 - ${}^6\text{Li}(n, d) {}^5\text{He}$; 5 - ${}^6\text{Li}(n, d) {}^5\text{He}^*$; + - [4]; o - [6]; Δ - [8]; x - [21]; o, * - [29]; ---- оценка ENDF/B-V, $Q = -2,185$ МэВ

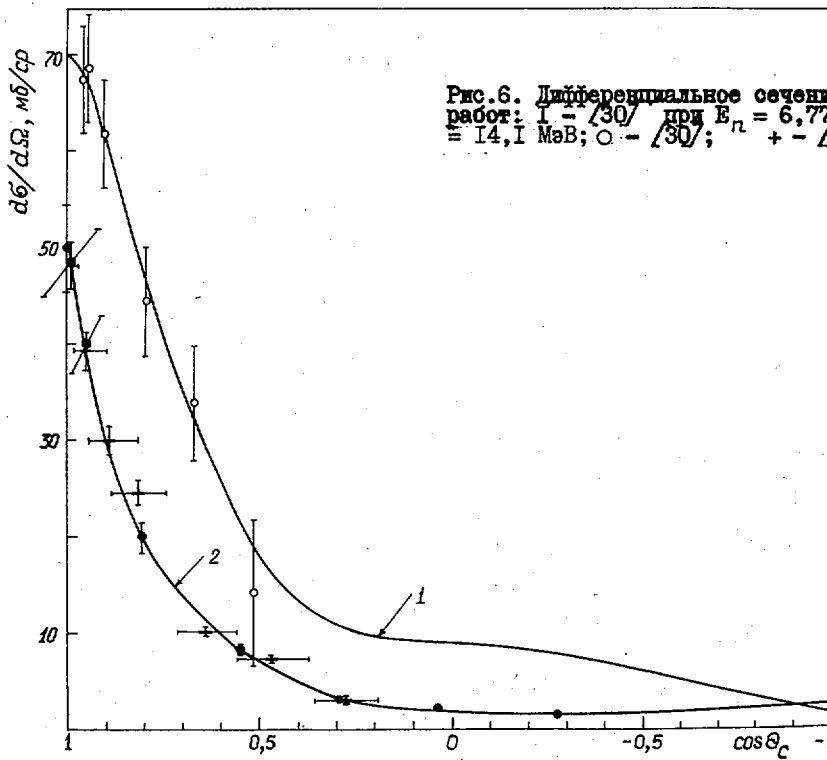


Рис.6. Дифференциальное сечение реакции ${}^6\text{Li}(n, d) {}^5\text{He}$ по данным работ: 1 - [30] при $E_n = 6,77$ МэВ; 2 - [31, 32] при $E_n = 14,1$ МэВ; o - [30]; + - [31]; • - [32]

Реакция (4) изучалась только в области энергий нейтронов 14-14,4 МэВ [29, 34]. Сечения для реакций (1) и (4) получены вычитанием из полного сечения образования дейтерия всех остальных парциальных сечений, но с учетом экспериментальных данных работ [16, 29, 34]. Неопределенность полученных сечений составляет $\pm 20\%$. Парциальные сечения реакции образования дейтерия приведены на рис.5.

Сечение реакции (п, р). В работе [24] проведено систематическое изучение сечения в области энергий нейтронов от порога реакции до 9 МэВ. На основе данных работ [24, 28] получено сечение этой реакции с неопределенностью, равной неопределенности экспериментальных данных ($\pm 10\%$). Сечение по оценкам настоящей работы и ENDF/B-V вместе с экспериментальными результатами представлено на рис.4. Расхождение результатов двух оценок составляет до 50%.

Расчет керма-фактора

Микроскопический керма-фактор при взаимодействии нейтронов с ядрами ${}^6\text{Li}$ определяется следующим образом:

$$k(E_n) = \sum_i \sigma_i(E_n) \bar{E}_{n_i}(E_n),$$

где $\sigma_i(E_n)$ - сечение i -й реакции; $\bar{E}_{n_i}(E_n)$ - средняя, локально выделяемая энергия в i -й реакции; E_n - энергия взаимодействующих нейтронов. Вычислению средней, локально выделяемой энергии в реакциях всех типов посвящена работа [1]. В дополнение к ней из-за сложности определения спектра испускаемых нейтронов следует рассмотреть реакцию образования дейтерия. В работе [26] отмечено, что спектр испускаемых нейтронов в этой реакции по оценке ENDF/B-V не соответствует экспериментальному. Это может серьёзно повлиять на точность расчетного керма-фактора и на расчет тепловыделения. Средняя, локально выделяемая энергия в реакции образования дейтерия равна $\bar{E}_n = E_n - Q - \bar{E}'_n$, где $Q = -1,4735$ МэВ; \bar{E}'_n - средняя энергия испускаемого нейтрона в данной реакции, определяемая по спектру испускаемых нейтронов (спектр определяется каналом реакции образования дейтерия).

Реакция (1) - это реакция одновременного испускания трех частиц. В работе [35] показано, что спектр испускаемых нейтронов в системе центра масс для этой реакции имеет вид $N(E'_m) = \text{const} \sqrt{E'_m(E_{max} - E'_m)}$, где E'_m - энергия испускаемых нейтронов; E_{max} - максимально возможная энергия испускаемых нейтронов. Чтобы определить скорость испускаемого нейтрона в лабораторной системе координат $(L) \vec{U}'_n$, необходимо к скорости нейтрона в системе центра масс $(C) \vec{U}'_m$ прибавить векторно \vec{V}_C - скорость центра масс в системе L , т.е. $\vec{U}'_n = \vec{V}_C + \vec{U}'_m$ или $U_n'^2 = V_C^2 + U_m'^2 + 2V_C U_m' \cos \theta_C$;

$$E_n' = \frac{E_n}{(1+A)^2} + E_m' + 2\mu_C \sqrt{E_m' \frac{E_n}{(1+A)^2}},$$

где $\mu_C = \cos \theta_C$ - косинус угла вылета нейтрона в системе C ; E_n' - энергия испускаемого нейтрона в системе L ; A - отношение массы ядра к массе нейтрона. Если принять изотропным испускание нейтрона (это подтверждено экспериментально) в системе C , то средняя энергия нейтрона в системе L будет равна

$$\bar{E}_n' = \frac{E_n}{(1+A)^2} + \bar{E}_m', \quad (5)$$

где

$$\bar{E}_m' = \frac{\int_0^{E_{max}} E'_m N(E'_m) dE'_m}{\int_0^{E_{max}} N(E'_m) dE'_m} = \frac{E_{max} \int_0^1 x \sqrt{x(1-x)} dx}{\int_0^1 \sqrt{x(1-x)} dx} = \frac{E_{max}}{2}; \quad x = E'_m / E_{max}$$

Реакция (2) - неупругое рассеяние нейтрона на дискретном уровне, поэтому, как следует из работы [1], средняя энергия испускаемого нейтрона равна

$$\bar{E}'_n = \frac{2AE_n}{(1+A)^2} \left[\frac{A^2+1}{2A} - \frac{(A+1)E_\lambda}{2E_n} + \left(1 - \frac{A+1}{A} \frac{E_\lambda}{E_n} \right)^{1/2} \overline{\cos \Theta_c} \right], \quad (6)$$

где E_λ - энергия возбужденного уровня; $\overline{\cos \Theta_c}$ - средний косинус угла рассеяния нейтрона в системе центра масс. В работе [36] рассмотрена двухшаговая реакция (3), а также получено выражение

$$E_{He} = \left[\frac{1}{1+\gamma} + \frac{m_{He}m_n}{m_L^2} \beta \right] \beta E_n + \frac{Q_1}{1+\gamma} - 2\mu_{C_1} \frac{\beta E_n}{m_L} \left[\left(1 + \frac{Q_1}{\beta E_n} \right) \frac{m_{He}m_z}{1+\gamma} \right]^{1/2}; \quad (7)$$

$$E'_n = \frac{Q_2}{\left(1 + \frac{m_n}{m_\alpha} \right)} + E_{He} \left(\frac{m_n}{m_{He}} \right) + 2\mu_{C_2} \left[\frac{Q_2 m_n E_{He}}{\left(1 + \frac{m_n}{m_\alpha} \right) m_{He}} \right]^{1/2}, \quad (8)$$

где $\gamma = m_{He}/m_D$; $\beta = m_L/(m_n + m_L)$; $m_z = m_n m_L/(m_n + m_L)$; E_{He} - энергия ${}^5\text{He}$ в лабораторной системе координат; μ_{C_1} - косинус угла рассеяния дейтерия в системе центра масс ($n+{}^6\text{Li}$); μ_{C_2} - косинус угла рассеяния нейтрона в системе центра масс (${}^5\text{He}$); $m_n, m_L, m_{He}, m_D, m_\alpha$ - масса нейтрона, ${}^6\text{Li}$, ${}^5\text{He}$, дейтерия и α -частицы соответственно. На рис.6 приведены дифференциальные сечения испускания дейтерия в первой системе центра масс.

Средняя энергия нейтрона определяется средними косинусами в приведенных выше уравнениях. Как следует из работы [36], $\bar{\mu}_{C_2} = 0$. Значение $\bar{\mu}_{C_1}$ найдено по экспериментальным данным работ [29-34]. Для реакции (4) средняя энергия испускаемого нейтрона определена по уравнениям (7), (8) при $Q_1 = -2,3635 - \varepsilon$; $Q_2 = 0,89 + \varepsilon$; $\bar{\mu}_{C_2} = 0$, где ε - энергия возбуждения ядра ${}^5\text{He}$ для которого характерен широкий уровень возбуждения $4+1$ МэВ [21]; Q_1 и Q_2 - в мегаэлектронвольтах. Значение $\bar{\mu}_{C_1}$ найдено по экспериментальным данным работы [29].

На рис.7 приведены вычисленные микроскопические керма-факторы от реакции образования дейтерия и от всех реакций. При $E_n = 14$ МэВ вклад реакции образования дейтерия в полный керма-фактор составляет примерно 70%. Сравнение результатов, полученных в данной работе и в работе [1], показывает, что в области энергий нейтронов 3-16 МэВ вычисленный керма-фактор в данной работе систематически выше (до 20%), т.е. вклад реакции образования дейтерия в полный керма-фактор стал больше. Неопределенность вычисленного керма-фактора для $E_n \leq 0,1$ МэВ составляет $\pm 1\%$, для энергий нейтронов 0,1-4 МэВ - не более 5% и для $E_n > 4$ МэВ - не более 10%.

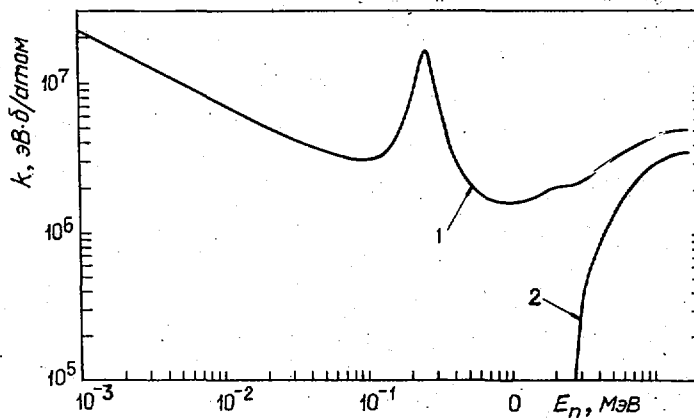


Рис.7. Керма-факторы в области энергий нейтронов 0,001-16 МэВ: 1 - полный керма-фактор; 2 - керма-фактор от реакции образования дейтерия

Авторы считают, что приведенная оценка сечений взаимодействия нейтронов с ядрами ${}^6\text{Li}$ на основе анализа имеющихся экспериментальных данных удовлетворяет требуемой точности [9], поэтому оцененные сечения и вычисленный керма-фактор могут быть рекомендованы для практического использования.

Список литературы

1. Бондаренко И.М. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1978, вып.4(31), с.83.
2. Алфименков В.П. и др. Ядерная физика, 1982, т.36, вып.5(II), с.1089.
3. Фёрч Г., Шмидт Д., Зелигер Д. и др. ВАНТ. Сер. Ядерные константы, 1982, вып. I(45), с.7-9.
4. Smith A.B., Guenther P., Whalen J.F. Nucl. Phys., 1982, v.A375, N 2, 305.
5. Chiu Y.H., Firk F.W.K. Nucl. Phys., 1981, v.A364, N 1, p.43.
6. Hogue H.H. e.a. Nucl. Sci. and Engng, 1979, v.69, N 1, p.22.
7. Knox H.D., White R.M., Lane R.O. Ibid., N 2, p.223.
8. Lisowski P.W. e.a. Report LA-8342. Los-Alamos, 1980.
9. Haight R.C. Proc. Intern. Conf. on Nuclear Cross-Sections for Technology. Knoxville, 1979, p.228.
10. Kellie J.D., Lamaze G.P., Schwartz R.B. Ibid., p.48.
11. Harvey J.A., Hill N.W. Proc. Intern. Conf. on Nuclear Cross-Sections and Technology. Washington, 1975, v.1, p.244.
12. Macklin R.L., Ingle R.W., Halperin J. Nucl. Sci. and Engng, 1979, v.71, N 2, p.205.
13. Lamaze G.P., Schrack R.A., Wasson O.A. Ibid., 1978, v.68, N 2, p.183.
14. Gayther D.B. Ann. Nucl. Energy, 1977, v.4, N 11/12, p.515.
15. Bartle C.M. Nucl. Phys., 1979, v.A330, N 1, p.1.
16. Ribe F.L. Phys. Rev., 1956, v.103, N 3, p.741.
17. Asami A., Moxon M.C. Proc. Conf. on Nuclear Data for Reactors. Helsinki, 1970, v.1, p.153.
18. Lane R.O. e.a. Ann. Phys., 1961, v.12, N 2, p.135.
19. Knitter H.H., Coppola A.M., 1967, EANDC (E) 57 (V).
20. Hopkins J.C., Drake D.M., Conde H., Nucl. Phys., 1968, v.A107, N 1, p.139.
21. Cookson J.A., Dandy D., Hopkins J.C. Ibid., 1967, v.A91, N 2, p.273.
22. Armstrong A.H., e.a. Ibid., 1964, v.52, N 3, p.505.
23. Batchelor R., Tocole J.H. Ibid., 1963, v.47, N 3, p.385.
24. Presser G., Bass R., Krüger K. Ibid., 1969, v.A131, N 3, p.679.
25. Hale G., Stewart L., Young P. ${}^6\text{Li}$ Evaluation (MAT-1303), ENDF/B-V, 1979.
26. Stewart L., Young P.G. Trans. Amer. Nucl. Soc., 1976, v.23, p.22.
27. Ajzenberg-Selove F. Nucl. Phys., 1979, v.A320, N 1.
28. Mercher F., Boucher R., Yavin A.I. Ibid., 1972, v.A182, N 2, p.428.
29. Frye G.M., Jr. Phys. Rev., 1954, v.93, N 5, p.1086.
30. Rosario-Garcia E., Benenson R.E. Nucl. Phys., 1977, v.A275, N 2, p.453.
31. Higuchi S.-T. e.a. Ibid., 1982, v.A384, N 1/2, p.51.
32. Valković V. e.a. Phys. Rev., 1965, v.B139, N 2, p.331.
33. Miljanić D., Valković V. Nucl. Phys., 1971, v.A176, N 1, p.110.
34. Miljanić D., Furić M., Valković V. Ibid., 1970, v.A148, N 1, p.312.
35. Antolković B. Ibid., 1974, v.A219, N 2, p.332.
36. Beynon T.D., Oastler A.J. Ann. Nucl. Energy, 1979, v.6, p.537.

Статья поступила в редакцию 13 марта 1984 г.

ОЦЕНКА СЕЧЕНИЙ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НЕЙТРОНОВ С ЯДРАМИ ${}^7\text{Li}$
ДЛЯ РАСЧЕТА КЕРМА-ФАКТОРА

И.М.Бондаренко, Э.Е.Петров

EVALUATION OF $n + {}^7\text{Li}$ CROSS-SECTIONS USING EXPERIMENTAL DATA FOR THE CALCULATION OF KERMA-FACTOR. New evaluation of $n + {}^7\text{Li}$ cross-sections using experimental data was performed for the neutron energy range from 0,001 to 16 MeV. Evaluated and experimental cross-sections are compared to ENDF/B-V and are presented graphic. Reaction ${}^7\text{Li}(n,n)t$ is considered in detail. These results are used for the calculation of kerma-factor. Plot of this kerma-factor is presented in units of eV.b/atom as a function of the neutron energy.

В последние годы изучению взаимодействия нейтронов с ядрами ${}^7\text{Li}$ уделяется большое внимание [1-15]. Это вызвано тем, что литий планируется использовать в blankets термоядерного реактора с тритий-дейтериевой плазмой для воспроизводства трития в результате реакций ${}^7\text{Li}(n,n't)$ и ${}^6\text{Li}(n,t)\alpha$ и добавочного энерговыделения благодаря реакции ${}^6\text{Li}(n,t)\alpha$ (энергия реакции $Q = +4,7839$ МэВ). Поэтому полная и надежная информация по всем реакциям взаимодействия нейтронов с ядрами ${}^7\text{Li}$ необходима при проектировании для расчета с приемлемой точностью величины ослабления нейтронов, коэффициента воспроизводства и тепловыделения в blankets. Пока точность имеющихся оцененных сечений взаимодействия нейтронов с ядрами ${}^7\text{Li}$ недостаточна [4,5]. Интегральные и дифференциальные измерения [4-7] показывают, что сечение реакции образования трития в оценке ENDF/B-V [16] при $E_n = 6-14$ МэВ завышено в пределах 10-35%.

В работе [8] дан анализ спектра испускаемых нейтронов в реакции $(n,n't)\alpha$ и показано несоответствие испарительной модели спектра в имеющихся оценках измеренному спектру. Из анализа сечения реакции ${}^7\text{Li}(n,n'\gamma)$ в работах [11, 13, 14] следует, что это сечение в оценке ENDF/B-V для энергий нейтронов выше 4 МэВ завышено. Все это может привести к серьезным погрешностям в расчетах.

Настоящая работа, являющаяся продолжением работ [1], посвящена оценке сечений взаимодействия нейтронов с ядрами ${}^7\text{Li}$ на основе анализа экспериментальных данных. Рассматривается наиболее важная энергетическая область замедления нейтронов 0,001-16 МэВ. Детально изучается реакция образования трития. При взаимодействии нейтронов с ядрами ${}^7\text{Li}$ в диапазоне энергии 0,001-16 МэВ возможны следующие реакции [17]:



Сечение реакции (n,p) , измеренное в работе [18] при $E_n = 14,8$ МэВ, очень мало, поэтому в настоящей работе не рассматривается.

Экспериментальные данные и рекомендованные сечения

Полное сечение. В рассматриваемой области энергий нейтронов это сечение изучено неравномерно. Следует выделить четыре области:

1. Для области $1 \leq E_n < 100$ кэВ имеются новые данные только в работе [3]; с ними хорошо согласуются результаты измерений по 1972 г., анализ которых дан в работе [19]. Поэтому полное сечение в этой области соответствует данным работы [3], а точность сечения составляет не более 3%.

2. Для области $0,1 \leq E_n \leq 1$ МэВ (резонансная) по-прежнему недостаточно экспериментальных данных. Данные разных авторов имеют точность до 10% [19]. Отмечается разногласие в определении энергии резонанса. В настоящей работе принята энергия резонанса 255 кэВ, что соответствует измеренной энергии 254,3 кэВ в работе [20]. В соответствии с рекомендацией [19] оценка

полного сечения в этой области энергий нейтронов получена на основе экспериментальных данных работы [21], взятых со сдвигом по энергии на -6 кэВ. Точность сечения составляет не более 5%.

3. В области $1 < E_n < 2$ МэВ сечение соответствует данным работы [19], точность которых составляет $\pm 3\%$.

4. В области $2 \leq E_n \leq 16$ МэВ сечение соответствует оценке работы [4]. Точность сечения в этой области энергии нейтронов составляет $\pm 3\%$. Авторы работы [22] в своих измерениях полного сечения с хорошим разрешением выделили резонанс при энергии нейтронов 5,1 МэВ. Их результаты использовались для оценки полного сечения в этой резонансной области. Оцененные полные сечения, полученные в данной работе, и по оценке ENDF/B-V представлены на рис. 1-3. Расхождение во всей рассматриваемой области энергии нейтронов не превышает $\pm 5\%$.

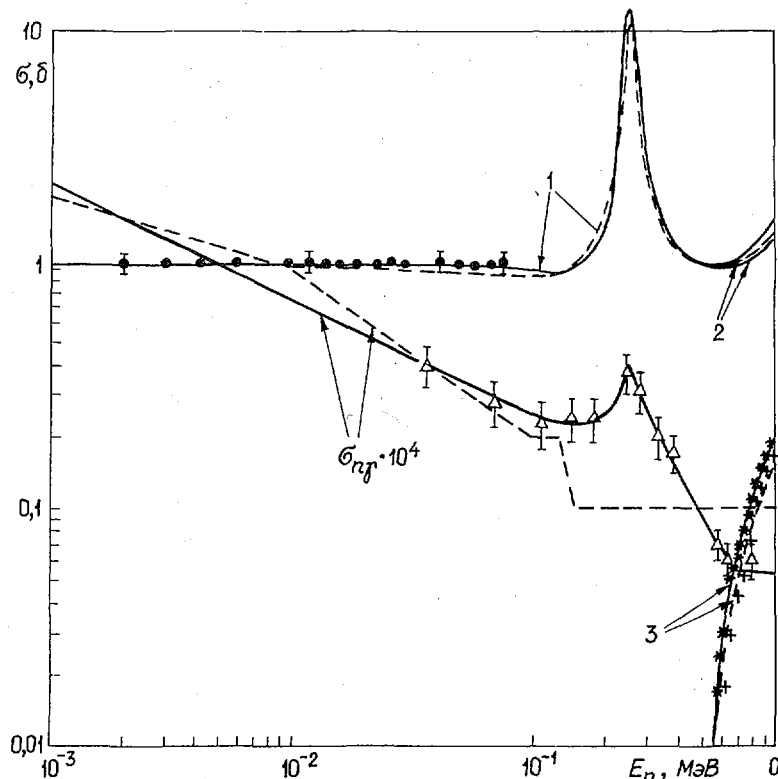


Рис.1. Сечение в области энергий нейтронов 0,001-1 МэВ:
 --- - оценка ENDF/B-V; — - оценка настоящей работы;
 1 - полное сечение; 2 - сечение упругого рассеяния нейтронов;
 3 - сечение реакции $(n, n' \gamma)$; ● - [3]; Δ - [23];
 * - [13]; + - [14]

Сечения неупругого рассеяния. Неупругое взаимодействие нейтронов с ядрами ^{71}Li в рассматриваемой области энергий осуществляется в результате трех основных реакций: $(n, n' \gamma)$, $(n, n' t)$ и $(n, 2n')$.

1. Реакция $(n, n' \gamma)$ - неупругое рассеяние нейтронов на дискретном уровне ($Q = -0,478$ МэВ) с испусканием γ -кванта. Неупругое рассеяние нейтронов на вышестоящих уровнях ведет к испусканию двух заряженных частиц. Это взаимодействие относится к реакции образования трития. На рис.1-3 приведены экспериментальные данные работ [13,14, 24-26], которые использовались для оценки сечения реакции $(n, n' \gamma)$. Анализ и сравнение всех экспериментальных данных приводится в работах [11,13,14]. Разногласие данных отмечается для энергий нейтронов от порога реакции до 1,2 МэВ. Как указано в работах [13,14], это вызвано плохим энергетическим разрешением. В этой области энергий нейтронов для оценки использовались данные работ [13,14] имеющие расхождение в пределах 15%. Данные работ [13,14,25,26] в области энергий нейтронов 1,2-4 МэВ хорошо согласуются

между собой. Сечение от порога реакции до 4 МэВ получено методом наименьших квадратов. Точность полученного сечения составляет $\pm 5\%$.

Для анализа в области энергий нейтронов 4–16 МэВ использовались данные, приведенные в работах [9, 11]. Точность сечения в указанной области энергий определяется точностью этих данных и составляет $\pm 10\%$. Сечения реакции $(n, n'\gamma)$ настоящей работы и по оценке ENDF/B-V представлены на рис. 1–3. Расхождение составляет до 30%, оно особенно значительно при $E_n > 4$ МэВ.

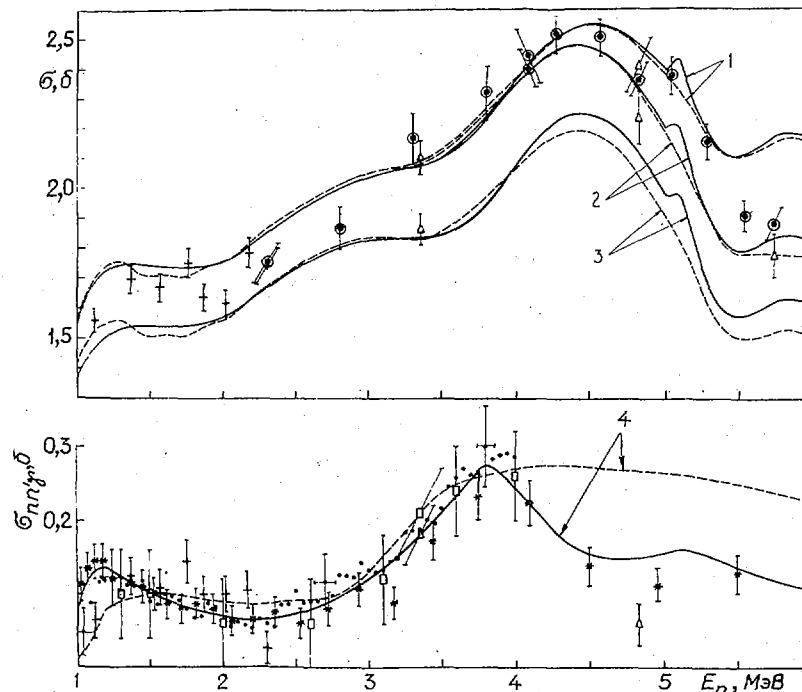
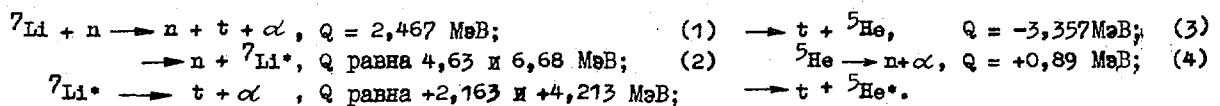


Рис. 2. Сечения в области энергий нейтронов 1–6 МэВ: --- - оценка ENDF/B-V; — - оценка настоящей работы; 1 - полное сечение; 2 - сечение упругого рассеяния нейтронов и реакции $(n, n'\gamma)$; 3 - сечение упругого рассеяния нейтронов; 4 - сечение реакции (n^+, n'^+) ; \odot - [10]; \oplus - [12]; $+$ - [24]; Δ - [25]; $*$ - [13]; \bullet - [14]; \square - [26]

2. Реакция $(n, n't)\alpha$ образования трития имеет большое значение как для расчета коэффициента воспроизводства трития, так и для расчета переноса нейтронов и тепловыделения. Образование трития идет по следующим каналам [27]:



В последние годы реакции $(n, n't)\alpha$ уделяется большое внимание из-за применения лития в blankets термоядерного реактора [4–8]. Сечение измерялось разными методами, анализ которых, как и полученных с их помощью данных, приводится в работе [7]. Наиболее достоверными результатами по полному сечению являются те, которые получены активационным методом. Именно эти данные приводятся на рис. 4. Следует отметить работу [6], в которой измерено среднее полное сечение образования трития в области энергий нейтронов 7–9 МэВ с точностью 3,8%. Сечение равно 372 мб. Полное сечение образования трития для энергий нейтронов от порога реакции до 5,3 МэВ совпадает с оценкой ENDF/B-V, а для $E_n = 6$ –16 МэВ – с оценкой работы [4]. В первом диапазоне энергий нейтронов точность полного сечения образования трития составляет $\pm 10\%$, а во втором – $\pm 5\%$. На рис. 4 представлены сечения образования трития по оценке настоящей работы (сплошная кривая) и ENDF/B-V (пунктирная кривая). Расхождение составляет до 14% для энергий нейтронов выше 5,3 МэВ. Для расчета керма-фактора необходима информация по каждому каналу.

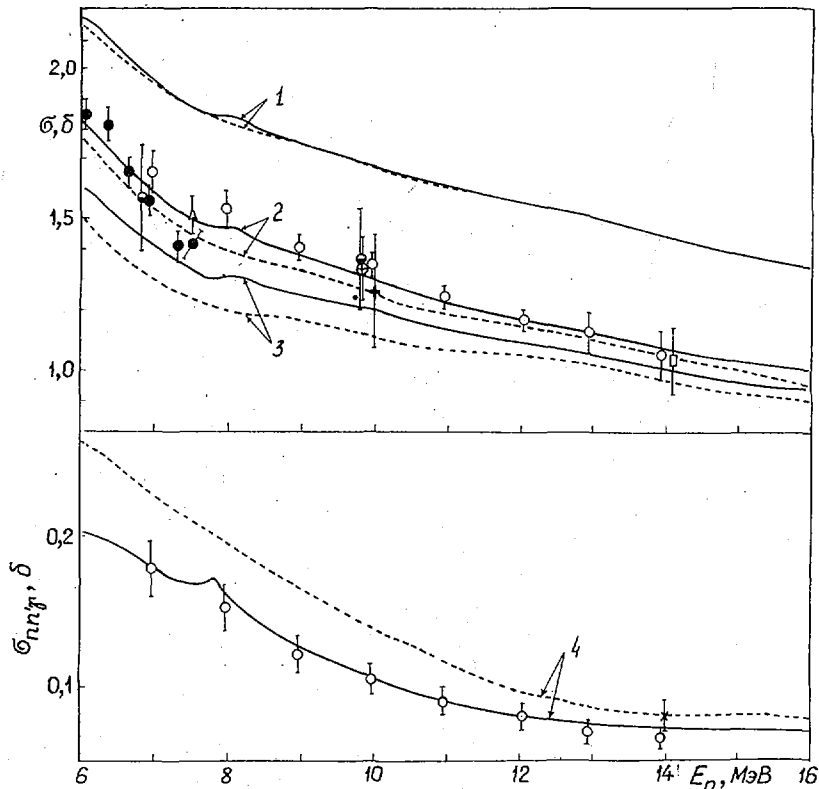


Рис.3. Сечения в области энергий нейтронов 6-16 МэВ: --- - оценка ENDF/B-V; — - оценка настоящей работы; 1 - полное сечение; 2 - сечение упругого рассеяния нейтронов и реакции $(n, n'\gamma)$; 3 - сечение упругого рассеяния нейтронов; 4 - сечение реакции $(n, n'\gamma)$; ● - [10]; ○ - [9]; ⊕ - [12]; ⊙ - [2]; + - [27]; □ - [28]; - [29]

Реакция (1) - одновременного испускания трех частиц - изучалась в области энергий нейтронов 14-14,4 МэВ [33-35], но результаты по сечению отсутствуют. Сечение, как и в работе [8], принято равным 10-15% полного сечения образования трития.

Реакция (2) - это реакция неупругого рассеяния нейтронов на дискретных уровнях (Q равна -4,63 и 6,68 МэВ). Наибольшее число данных имеется по реакции ${}^7\text{Li}(n, n'){}^7\text{Li}^*$ (4,63 МэВ). Однако результаты измерения интегрального сечения, полученные авторами работ [9, 12, 15, 25, 27], различаются на 10-60%. Разногласие в экспериментальных данных вызвано, по всей видимости, неправильным учетом вклада этой реакции в непрерывную часть испускаемого спектра нейтронов. Имеется только одна работа [9], в которой проведено систематическое изучение этого сечения в области энергий нейтронов 9-14 МэВ и результаты которой выше, чем результаты других работ [12, 27]. При изучении рассматриваемой реакции в работах [32, 33] отмечен значительный вклад ее в полную реакцию образования трития. Поэтому оценка сечения реакции получена на основе данных работ [9, 15]. Точность и надежность оцененного сечения будет определяться точностью и надежностью этих экспериментальных данных. На основе реакции ${}^7\text{Li}(n, n'){}^7\text{Li}^*$ (6,68 МэВ), изучаемой авторами работ [12, 15, 33], получено сечение с точностью $\pm 20\%$.

Реакции (3) и (4) изучались только в области энергий нейтронов 14-14,4 МэВ [32-35]. Для остальной части рассматриваемой области энергий информация отсутствует. Рекомендованные сечения реакций (3) и (4) получены вычитанием из полного сечения реакции образования трития остальных парциальных сечений этой реакции, но с учетом данных работ [32-35]. Точность полученных сечений не более 20%. На рис.5 представлены дифференциальные сечения реакции ${}^7\text{Li}(n, t){}^5\text{He}$, измеренные в работах [32, 34, 35]. Эти данные использовались для расчета керма-фактора.

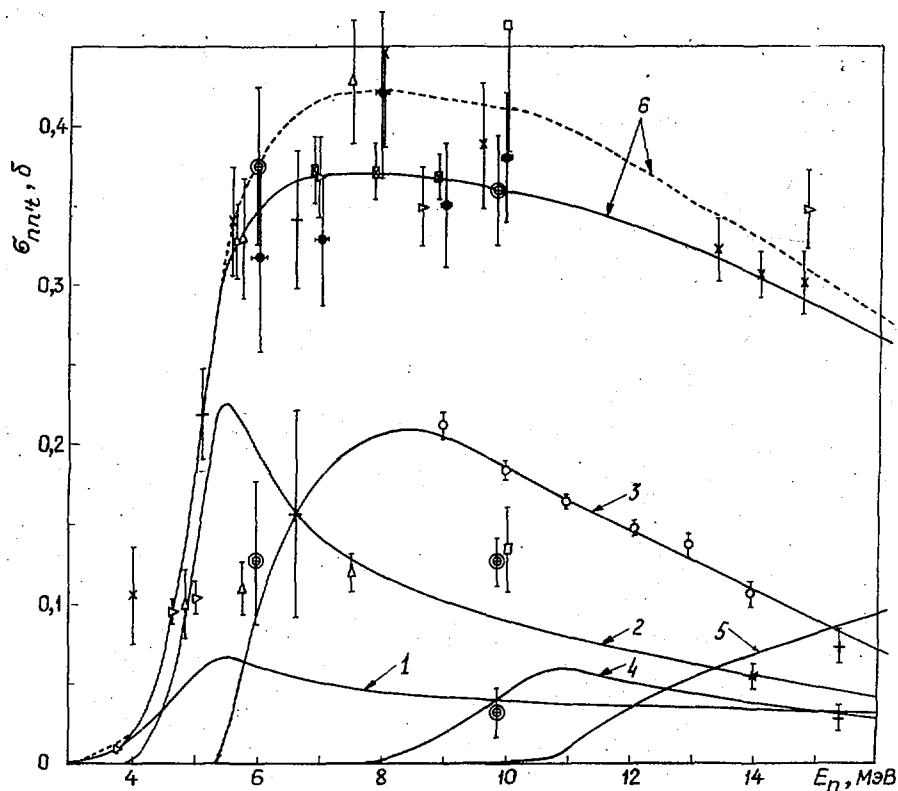


Рис.4. Парциальные сечения реакции образования трития: 1 - $(n,n't)\alpha$; 2 - ${}^7\text{Li}(n,t){}^5\text{He}$; 3 - ${}^7\text{Li}(n,n'){}^7\text{Li}^*$ (4,63 МэВ); 4 - ${}^7\text{Li}(n,n'){}^7\text{Li}^*$ (6,68 МэВ); 5 - ${}^7\text{Li}(n,t){}^5\text{He}^*$; 6 - полное сечение образования трития; \square - [6]; \bullet - [7]; \circ - [9]; \odot - [12]; $+$ - [15]; \square - [27]; Δ - [25]; \triangleright - [30]; \times - [31]; $*$ - [32]

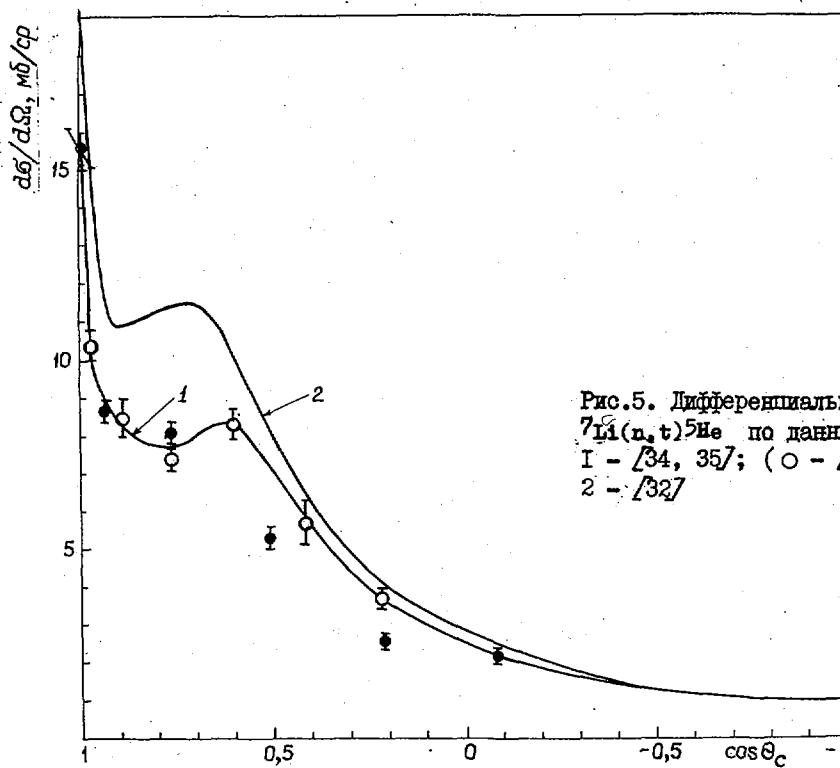


Рис.5. Дифференциальное сечение реакции ${}^7\text{Li}(n,t){}^5\text{He}$ по данным работ: 1 - [34, 35]; (\circ - [34]; \bullet - [35]); 2 - [32]

3. По реакции $(n, 2n')$ по-прежнему недостаточно экспериментальной информации. Имеется единственная работа [36], в которой измерено полное сечение этой реакции при двух энергиях нейтронов. Эти данные использовались для оценки полного сечения реакции $(n, 2n')$. Однако реакция может протекать по двум каналам: ${}^7\text{Li}(n, 2n'){}^6\text{Li}$ и ${}^7\text{Li}(n, 2n')d\alpha$. Соотношение сечений по этим каналам в оценке данной работы, как и в оценке ENDF/B-V, сохранено при $E_n = 14$ МэВ. Сечения представлены на рис.6.

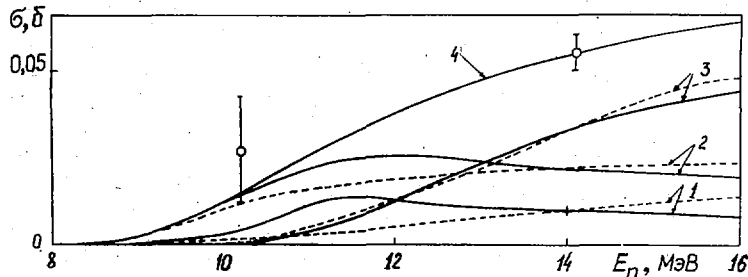


Рис.6. Сечения реакций: 1 - (n, d) ; 2 - ${}^7\text{Li}(n, 2n'){}^6\text{Li}$; 3 - ${}^7\text{Li}(n, 2n')d\alpha$; 4 - $(n, 2n')$; O - [36]; + - [37]; ---- - оценка ENDF/B-V

Сечение упругого рассеяния. В области энергии нейтронов 1 кэВ - порог реакции $(n, n'\gamma)$ (около 0,55 МэВ) взаимодействие идет по двум каналам: упругое рассеяние и радиационный захват. Однако последним можно пренебречь ввиду малости сечения (менее 0,23 мб) [23]. Следовательно, сечение упругого рассеяния в этой области энергий нейтронов совпадает с полным сечением. Для энергий нейтронов от 0,55 МэВ до порога реакции образования трития (около 2,8 МэВ) взаимодействие идет еще по третьему каналу - неупругому рассеянию на дискретном уровне ($Q = -0,478$ МэВ). Необходимо отметить, что из-за недостаточного энергетического разрешения спектрометров пока не отделяют этот канал от упругого рассеяния. Поэтому экспериментальные данные представлены для двух каналов и сечение упругого рассеяния определялось вычитанием сечения реакции $(n, n'\gamma)$ из суммарного сечения. Для энергий нейтронов 0,55-2,8 МэВ сечение упругого рассеяния получено вычитанием сечения реакции $(n, n'\gamma)$ из полного сечения. Точность сечения составляет $\pm 4\%$.

Сечение для двух каналов в диапазоне энергии нейтронов 2,8-16 МэВ получено на основе анализа экспериментальных данных работ [2, 9-12, 25, 26-28] и совпадает с оценкой работы [4]. В настоящей работе выделены два резонанса при энергии нейтронов 5,1 и 8 МэВ. Сечение упругого рассеяния нейтронов получено вычитанием с точностью $\pm 5\%$ из сечения для двух каналов сечения реакции $(n, n'\gamma)$

Сечение захвата. При взаимодействии нейтронов с ядрами ${}^7\text{Li}$ при низких энергиях возможен только радиационный захват, а при высоких энергиях следует рассмотреть только реакцию (n, d) . Другие реакции захвата нейтронов с испусканием заряженных частиц возможны при высоких энергиях нейтронов [18], но сечения их незначительны, и ими можно пренебречь. Оценка сечения радиационного захвата для быстрых нейтронов выполнена на основе анализа экспериментальных данных работы [23]. Для энергий нейтронов меньше 100 кэВ сечение (в миллибарнах) равно $\sigma_{nj} = (7,22095/\sqrt{E_n}) + 0,00227$, где E_n - в электронвольтах. Это сечение представлено на рис.1. Реакция (n, d) изучалась во многих работах в области энергии нейтронов 14-14,4 МэВ, но оценка сечения этой реакции, как и оценка ENDF/B-V, выполнена на основе результатов работы [37]. Сечение представлено на рис.6.

Расчет керма-фактора

Микроскопический керма-фактор при взаимодействии нейтронов с ядрами ${}^7\text{Li}$ определяется следующим образом: $k(E_n) = \sum_i \sigma_i(E_n) \bar{E}_{n_i}(E_n)$, где $\sigma_i(E_n)$ - сечение i -й реакции; $\bar{E}_{n_i}(E_n)$ - средняя, локально выделяемая энергия в i -й реакции. Вычисление средней, локально выделяемой

энергии во всех типах реакций посвящена работа [1]. В реакции образования трития эта энергия равна $\bar{E}_n = E_n + Q - \bar{E}'_n$, где $Q = -2,467$ МэВ. В работах [8, 38] приводится алгоритм вычисления средней энергии испускаемого нейтрона для всех каналов реакции образования трития. По этому алгоритму и с учетом выполненной оценки сечений вычислен микроскопический керма-фактор от реакции образования трития. Керма-фактор от других реакций вычислен по алгоритму работы [1].

На рис.7 приведены керма-факторы от реакции образования трития и от всех реакций. При $E_n = 14$ МэВ керма-фактор от реакции трития составляет около 60% от полного. Сравнение результатов показывает, что для энергий нейтронов 4–16 МэВ керма-фактор настоящей работы систематически выше (до 20%) результатов работы [1], т.е. вклад реакции образования трития в полный керма-фактор стал больше. Точность вычисленного керма-фактора в диапазоне энергии 0,001–4 МэВ составляет $\pm 5\%$, а для $E_n > 4$ МэВ – не более 10%. Авторы считают, что приведенная оценка рассмотренных выше сечений взаимодействия нейтронов с ядрами ${}^7\text{Li}$ лучше соответствует имеющимся экспериментальным данным, поэтому вычисленный керма-фактор может быть рекомендован для практического использования.

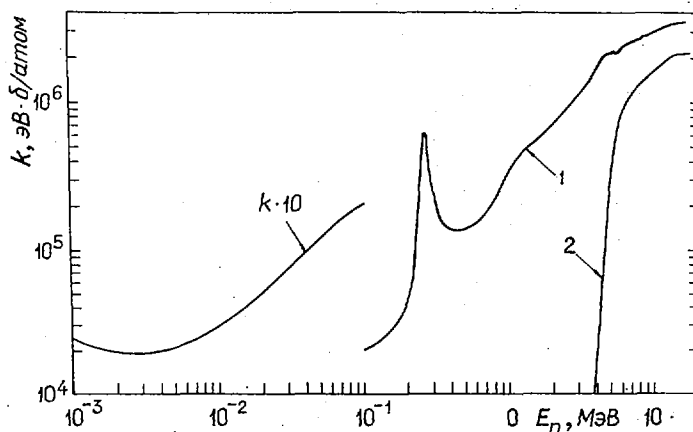


Рис.7. Керма-факторы в области энергий нейтронов 0,001–16 МэВ: 1 – полный; 2 – реакции образования трития

Список литературы

1. Бондаренко И.М. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1978, вып.4(31), с.83.
2. Фёрч Г., Шмидт Д., Зеллигер Д. и др. Там же, вып.1(45), с.7–9.
3. Алфименков В.П. и др. Ядерная физика, 1982, т.35, вып.3, с.542.
4. Young P.G. Trans. Amer. Nucl. Soc., 1981, v.39, p.272.
5. Haight R.C. Proc. Intern. Conf. Nuclear Cross-Sections for Technology. Knoxville, 1979, p.228.
6. Smith D.L., Bretscher M.M., Meadows J.W. Nucl. Sci. and Engng, 1981, v.78, N 4, p.359.
7. Liskien H., Paulsen A. Ann. Nucl. Energy, 1981, v.8, N 9, p.423.
8. Beynon T.D., Oastler A.J. Ibid., 1979, N 6, p.537.
9. Hogue H.H. e.a. Nucl. Sci. and Engng., 1979, v.69, N 1, p.22.
10. Knox H.D., White R.M., Lane R.O. Ibid., N 2, p.223.
11. Knox H.D., Lane R.O. Nucl. Phys., 1981, v.359, N 1, p.131.
12. Lisowski P.W. e.a. Report LA-8342. Los-Alamos, 1980.
13. Olsen D.K., Morgan G.L., McConnell J.W. Nucl. Sci. and Engng, 1980, v.74, N 3, p.219.
14. Smith D.L. Ibid., 1976, v.61, N 4, p.540.
15. Baba M. e.a. In: [9], p.43.
16. Kinsey R. ENDF/B Summary Documentation, BNL-NCS-17541 (ENDF-201), 1979.
17. Ajzenberg-Selove F. Nucl. Phys., 1979, v.A320, N 1.
18. Lindsay R.H., Toews W., Veit J.J. Ibid., 1973, v.A199, N 3, p.513.
19. Conlon T.W. Report AERE-R-7166, 1972.

20. Allen B.J., Macklin R.L. Phys. Rev., 1971, v.03, N 5, p.1737.
21. Meadows J.W., Whalen J.F. Nucl. Sci. and Engng, 1970, v.41, N 3, p.351.
22. Foster D.G. Jr., Glasgow D.W. Phys. Rev., 1971, v.03, N 2, p.576.
23. Imhof W.L. e.a. Ibid., 1959, v.114, N 4, p.1037.
24. Knitter H., Coppola M. Report EUR-3903. Belgium, Geel, 1968.
25. Hopkins J.C., Drake D.M., Conde H. Nucl. Phys., 1968, v.A107, N 1, p.139.
26. Batchelor R., Towle J.H. Ibid., 1963, v.47, N 3, p.385.
27. Cookson J.A., Dandy D., Hopkins J.C. Ibid., 1967, vA91, N 2, p.273.
28. Armstrong A.H. e.a. Ibid., 1964, v.52, N 3, p.505.
29. Benveniste J. e.a. Ibid., 1962, v.38, N 2, p.300.
30. Brown F. e.a. J. Nucl. Energy, 1963, A/B v.17, N 1, p.137.
31. Wyman M.E., Thorpe M.M. Report LA-2235, Los-Alamos, 1958.
32. Frye G.M. Jr. Phys. Rev., 1954, v.93, N 5, p.1086.
33. Antolković B. Nucl. Phys., 1974, v.A219, N 2, p.332.
34. Miljanić D., Furić M., Valković V. Ibid., 1970, v.A148, N 1, p.312.
35. Valković V. e.a. Ibid., 1967, v.A98, N 2, p.305.
36. Ashby V.J. e.a. Phys. Rev., 1963, v.129, N 4, p.1771.
37. Batat M.E., Ribe F.L. Ibid., 1953, v.89, N 1, p.80.
38. Бондаренко И.М., Петров Э.Е. Оценка сечений взаимодействия нейтронов с ядрами ^{6}Li для расчета керма-фактора. - См. настоящий выпуск, с. 35-43.

Статья поступила в редакцию 13 марта 1984 г.

Я Д Е Р Н О - Р Е А К Т О Р Н Ы Е Д А Н Н Ы Е

УДК 621.039.51

ПРОСТРАНСТВЕННАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ГРУППОВЫХ КОНСТАНТ
В НЕРАЗМНОЖАЮЩИХ РЕЗОНАНСНЫХ СРЕДАХ

В.А. П и в о в а р о в

SPATIAL DEPENDENCE OF GROUP CONSTANTS IN NONMULTIPLICATING RESONANS MEDIAS. The subgroup calculations results for nonmultiplicating assemblies with resonance structure of cross-sections are presented. The influence of spatial dependence of group constants for calculation of neutron flux and average reactions rates are investigated.

Известно, что одно из основных приближений группового метода [1] - предположение о пространственной независимости нейтронного спектра, а следовательно, и групповых констант в пределах достаточно большой области - во многих реальных ситуациях оказывается несправедливым. Особенно сильная зависимость спектра от пространственной координаты наблюдается вблизи границ раздела зон с разными физическими свойствами, в толстых слоях резонансного рассеивателя, в гетерогенных ячейках и т.п. Один из наиболее простых и эффективных способов учета этой зависимости основан на использовании предложенного в работах [2,3] метода подгрупп. Этот метод не только дает более удобное и информативное по сравнению с групповым методом представление резонансных сечений, но позволяет также сформулировать уравнение переноса нейтронов с учетом пространственной зависимости факторов резонансной самоэкранировки групповых сечений.

В работах [4-9] приведены результаты расчетных исследований, выполненных с использованием подгруппового метода. Эти исследования большей частью ограничивались рассмотрением железных барьеров толщиной менее 60 см, наиболее подробно исследованы пластины толщиной 8-10 см. Расчеты для больших толщин и других материалов проводились либо с подгрупповым учетом только нерассеянной компоненты, либо для модельной одnogрупповой задачи без поглощения. Используемая в настоящей работе программа PVA-26 позволила существенно расширить круг расчетных моделей, приблизив их к условиям реальных защитных композиций реакторов на быстрых нейтронах.

В основу численного алгоритма положены приближение метода вероятностей первых столкновений и принцип итерирования по подобластям [10]. Анизотропия упругого рассеяния описывается в транспортном приближении. Полученные уравнения в случае плоской геометрии близки к уравнениям метода дискретных ординат в формулировке Вика - Чандрасекара [11], но в отличие от этого метода в алгоритме автора решение не ищется в узлах пространственно-угловой сетки, а рассчитывается средний по подобласти интегральный поток. Подробное описание алгоритма и результаты тестовых расчетов приведены в работе [12].

Главная цель настоящей работы - исследование эффекта пространственной зависимости резонансной самоэкранировки групповых сечений, который описывается в подгрупповом приближении, и оценка его влияния на расчет потока и скоростей реакций. Методика исследования состоит в сравнении результатов подгрупповых расчетов с результатами, полученными групповым методом. Вопрос о корректности самого подгруппового метода не затрагивается. Этому посвящена, например, работа [3], где подгрупповые расчеты сравниваются с мультигрупповыми. Как и авторы работ [2, 3], автор настоящей работы полагает, что подгрупповой подход обеспечивает существенно более точное описание диффузии нейтронов в резонансной области энергий по сравнению с групповым методом.

Известно, что кроме указанного выше резонансного эффекта большое влияние на точность расчета защиты оказывают погрешности в определении сечения замедления, связанные с учетом формы внутригруппового спектра. В работе сделана попытка оценить это влияние путем введения β_j -поправки к сечению замедления, процедура определения которой описана в работе [1]. В программе PVA-26 эта поправка вводится во всех расчетных слоях [12]. Полученные результаты сравниваются с расчетами без поправки, т.е. с $\beta_j = 1$. Дана сравнительная оценка влияния обоих эффектов (резонансного и замедления) на расчет потока нейтронов и средних скоростей реакций.

Результаты расчетов

Однородные системы. Рассмотрены однородные железные и натриевые барьеры толщиной 30 см-3 м. Во всех случаях, где это специально не оговорено, расчеты выполнены для изотропного источника на левой границе, энергетическое распределение которого примерно соответствует спектру активной зоны реактора типа БН-600. Рассчитывались пространственные распределения подгрупповых потоков $\varphi_j^\ell(x)$, групповых потоков $\Phi_j(x) = \sum_\ell \varphi_j^\ell(x)$, полного потока $\bar{\Phi}(x) = \sum_j \Phi_j(x)$, а также потоков нейтронов с энергией выше 1,4 и 0,1 МэВ, где j - номер группы, ℓ - номер подгруппы в группе j . Исследовалась пространственная зависимость полных сечений (табл. I-3):

$$\sigma_{tj}(x) = \frac{\sum_\ell \sigma_{tj}^\ell \varphi_j^\ell(x)}{\sum_\ell \varphi_j^\ell(x)} ; \quad (1)$$

$$\sigma_{tj}(x) = \frac{\sum_\ell \varphi_j^\ell(x)}{\sum_\ell \frac{1}{\sigma_{tj}^\ell} \varphi_j^\ell(x)} . \quad (2)$$

Таблица I

Пространственная зависимость полного сечения железа
в пластине толщиной 200 см

Группа	Подгрупповые параметры	Несблокированные сечения	Вариант	Блокированные сечения	Полное сечение в слое с координатами						
					0-I	4-5	49-50	99-100	149-150	194-195	199-200
2	0,0387; 2,031 0,9613; 3,715	3,65	а б	3,60	3,64	3,62	3,39	2,90	2,45	2,44	2,38
				3,51	3,59	3,56	3,20	2,65	2,29	2,28	2,24
3	0,2000; 1,878 0,8000; 3,855	3,46	а б	3,18	3,38	3,25	2,52	2,30	2,48	2,42	2,35
				2,84	3,08	2,92	2,25	2,11	2,23	2,19	2,14
4	0,2020; 1,509 0,7980; 3,528	3,12	а б	2,78	3,00	2,85	2,21	2,15	2,07	2,11	2,02
				2,36	2,62	2,44	1,88	1,84	1,79	1,82	1,76
5	0,2060; 1,067; 0,0130; 10,79 0,7810; 3,046	2,73	а б	2,15	2,52	2,34	1,68	1,68	1,69	1,77	1,63
				1,70	1,99	1,81	1,38	1,33	1,34	1,38	1,30
6	0,1880; 0,777; 0,0240; 22,07 0,7880; 3,084	3,11	а б	2,01	2,46	2,19	1,75	1,62	1,55	1,51	1,32
				1,26	1,59	1,40	1,12	1,06	1,03	1,01	0,94
7	0,1530; 0,585; 0,0300; 16,60 0,8170; 2,837	2,91	а б	1,81	2,29	2,03	1,69	1,60	1,55	1,46	1,23
				1,01	1,34	1,15	0,93	0,89	0,87	0,83	0,75
8	0,123; 0,620; 0,217; 8,953 0,660; 3,300	4,20	а б	2,37	3,17	2,66	2,25	2,20	2,16	2,07	1,69
				1,10	1,55	1,27	1,05	1,03	1,01	0,97	0,85
9	0,153; 1,036; 0,037; 28,920; 0,817; 4,932	5,05	а б	3,18	3,82	3,38	3,12	3,10	3,10	3,08	2,68
				1,78	2,23	1,91	1,75	1,75	1,75	1,73	1,53
10	0,239; 0,400; 0,092; 69,550 0,669; 9,440	12,78	а б	1,49	3,99	1,87	1,49	1,39	1,35	1,32	1,00
				0,45	0,59	0,47	0,45	0,44	0,44	0,44	0,42
11	0,277; 2,017; 0,042; 7,858 0,681; 4,048	3,64	а б	3,21	3,37	3,24	3,21	3,21	3,21	3,21	3,14
				2,82	2,96	2,84	2,82	2,82	2,81	2,81	2,75
12	0,362; 4,769; 0,153; 21,790 0,485; 9,905	9,86	а б	7,58	8,05	7,59	7,58	7,58	7,58	7,58	7,44
				6,22	6,51	6,23	6,23	6,23	6,22	6,22	6,13
13	0,066; 14,130; 0,677; 5,535 0,257; 7,541	6,62	а б	6,21	6,27	6,22	6,22	6,21	6,21	6,21	6,18
				5,98	6,01	5,98	5,98	5,97	5,97	5,97	5,96

Таблица 2

Пространственная зависимость полного сечения железа
в пластине толщиной 30 см (вариант "а")

Группа	Полное сечение в слое с координатами					Группа	Полное сечение в слое с координатами				
	0-1	4-5	14-15	24-25	29-30		0-1	4-5	14-15	24-25	29-30
2	3,64	3,62	3,59	3,55	3,52	8	3,19	2,68	2,44	2,30	1,92
3	3,38	3,25	3,04	2,85	2,70	9	3,85	3,40	3,23	3,14	2,71
4	3,00	2,70	2,70	2,50	2,35	10	4,22	1,97	1,64	1,60	1,17
5	2,52	2,34	2,13	1,94	1,76	11	3,38	3,24	3,21	3,21	3,17
6	2,46	2,19	2,00	1,87	1,74	12	8,06	7,59	7,57	7,57	7,42
7	2,30	2,04	1,88	1,75	1,50	13	6,27	6,22	6,21	6,21	6,18
						14	7,05	7,04	7,04	7,04	7,04

Таблица 3

Пространственная зависимость полного сечения натрия
в пластине толщиной 200 см

Группа	Подгрупповые параметры	Неблоки- рованные сечения	Вари- ант	Блокиро- ванные сечения	Полное сечение в слое с координатами				
					0-2	8-10	98-100	188-190	198-200
6	0,600; 2,900	4,49	а	3,77	4,09	3,84	3,68	3,68	3,63
	0,400; 2,865			б	3,32	3,51	3,36	3,27	3,27
7	0,013; 1,100;	3,78	а	3,34	3,53	3,38	3,23	3,03	2,92
	0,200; 6,800			б	3,01	3,17	3,07	2,83	2,46
8	0,975; 3,205	3,27	а	3,24	3,25	3,24	3,24	3,24	3,24
	0,025; 5,793			б	3,23	3,23	3,22	3,22	3,22
9	0,935; 3,841	5,10	а	4,06	4,24	4,06	4,05	4,04	4,03
	0,065; 23,260			б	3,88	3,91	3,88	3,88	3,88
10	0,960; 4,000	4,07	а	4,05	4,05	4,05	4,05	4,05	4,04
	0,040; 5,680			б	4,03	4,04	4,03	4,03	4,03
12	0,654; 6,528	8,24	а	7,72	7,82	7,68	7,67	7,66	7,60
	0,346; 11,480			б	7,25	7,36	7,25	7,25	7,25
13	0,450; 21,600	99,74	а	39,48	42,72	39,48	39,46	39,46	39,62
	0,150; 337,00			б	25,13	25,89	25,14	25,16	25,16
14	0,744; 4,793	7,16	а	5,77	6,03	5,81	5,75	5,74	5,60
	0,256; 14,030			б	5,15	5,26	5,17	5,14	5,14

Данные о пространственной зависимости групповых сечений железа представлены в табл. I, 2, натрия - в табл. 3. Вариант "а" в табл. I-3 соответствует усреднению по формуле (1), вариант "б" - усреднению по формуле (2). На рис. I изображены характерные зависимости подгрупповых потоков и полных сечений в железной пластине толщиной 30 см. Кривые I-3 - подгрупповые потоки в 6-й группе, кривая 4 - полное сечение в 6-й группе, рассчитанное по формуле (1); кривые I-IV - аналогичная информация для 10-й группы БНАБ [1].

Анализ полученных результатов показывает, что в группах с сильной резонансной структурой сечений существует значительная зависимость групповых констант от пространственной переменной. Так, изменение полного сечения железа в 6-й, 7-й группах на протяжении 2 м составляет 30-35%, в 8-й группе это сечение уменьшается почти в два раза, а в 10-й - в четыре раза (см. табл. I). Физическая причина такой зависимости состоит в том, что энергетический спектр нейтронов в резонансной области деформируется по мере удаления от источника неравномерно. Взаимодействие ядер вещества с нейтронами в пиках резонансов происходит значительно интенсивнее, чем в межрезонансной области, в результате чего наблюдается резкое уменьшение плотности нейтронов с резонансной энергией и, таким образом, вес резонансов при усреднении падает, что приводит к уменьшению среднегруппового сечения. Однако кроме "выедания" потока нейтронов пиками резонансов имеется обратный процесс - пополнение числа резонансных нейтронов в результате замедления. В протяженных средах оба процесса уравниваются, и на достаточном расстоянии от границы устанавливается асимптотический спектр.

Рассмотрим, в какой мере указанные закономерности описываются в рамках подгруппового метода. Из рис. I видно, что подгрупповой поток, соответствующий большему подгрупповому сечению (подгрупповые параметры приведены в табл. I), вначале спадает быстрее. Далее имеется область, где наклоны сближаются, а для 10-й группы кривые, изображающие подгрупповые потоки, идут почти параллельно. Затем вблизи правой границы наклоны опять меняются в соответствии с величинами подгрупповых сечений. Таким образом, в 10-й группе асимптотическое распределение устанавливается уже при расчете слоя толщиной 30 см.

Характер пространственной зависимости полного сечения (см. табл. I-3) подтверждает вывод о наличии асимптотического спектра. Рассмотрим, например, поведение полного сечения железа в слое толщиной 200 см. Вначале сечение резко уменьшается (см. табл. I), далее имеется область слабого изменения среднегруппового сечения, а вблизи правой границы расчетного слоя опять наблюдается более или менее резкий спад. Причем если в верхних группах область сильного спада у левой границы составляет 50-100 см, то в группах ниже 8-й - всего 5-10 см, т.е. для нижних групп асимптотический спектр устанавливается значительно раньше. Все это вполне соответствует изложенному выше качественному представлению о диффузии нейтронов в резонансной области энергий.

Отметим, что величина изменения группового сечения по пространству зависит также и от способа усреднения. Например, в 10-й группе при усреднении по формуле (1) сечение на двухметровом интервале уменьшается в четыре раза, а при усреднении по формуле (2) - всего на 35%. Объясняется это тем, что в последнем случае вклад пиков резонансов в среднее сечение минимален, поэтому изменение весовой функции для них слабо влияет на величину групповой константы. Таким образом, транспортное сечение, усредняемое по формуле (2), оказывается более консервативным, чем сечения, рассчитываемые по формуле (1).

В табл. I, 3 приведены значения неблокированных групповых констант (неблокированные сечения) и сечений, рассчитанных в приближении постоянства плотности столкновений, что в рассматриваемом случае соответствует усреднению по $\varphi_j^L = 1/\sigma_{tj}^L$ (блокированные сечения). Видно, что у

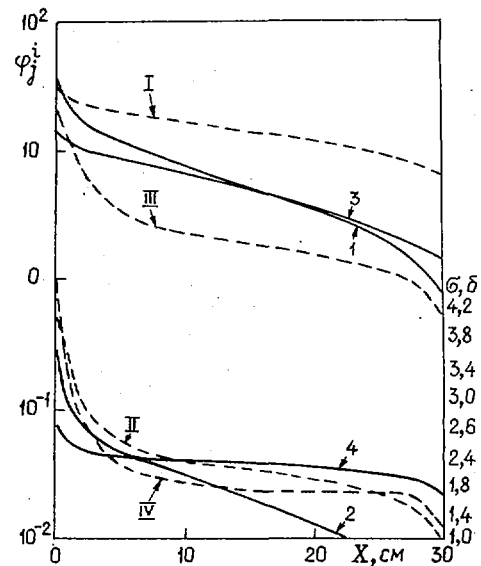


Рис. I. Пространственная зависимость подгрупповых потоков и полных сечений в железной пластине толщиной 30 см

левой границы пластины сечения, свернутые по подгрупповым потокам, значительно превышают сечения, полученные в приближении постоянства плотности столкновений, не достигая, однако, значений неблокированных констант. Асимптотические величины средних сечений в группах (начиная с 8-й и ниже) для железа и практически во всех группах для натрия близки к значениям групповых констант, рассчитанных с весом $\varphi_j^l = \alpha_l / \sigma_{tj}^l$. В верхних группах асимптотические значения средних сечений для железа оказываются заметно (примерно на 20%) ниже сечений, усредненных в приближении постоянства плотности столкновений.

Влияние рассмотренного выше эффекта пространственной зависимости групповых констант на расчет потоков и средних скоростей реакций показано на рис.2, где кривая 1 - полный поток нейтронов; 2 - поток нейтронов с энергией больше 0,1 МэВ; 3 - поток нейтронов с энергией выше 1,4 МэВ; 4 - средняя скорость захвата на железе для железной пластины и в натрия для натриевой; 5 - средняя скорость деления ^{235}U ; сплошная линия - расчет в групповом приближении с введением β_j ; пунктирная - расчет в подгрупповом приближении с введением β_j ; штрих-пунктирная - то же без β_j ($\beta_j = 1$).

Из рис.2,а видно, что для железной пластины групповой расчет превышает величину полного потока по сравнению с подгрупповым расчетом. Наибольшее различие наблюдается на расстоянии 30-100 см от источника и составляет примерно 40%. Затем это различие уменьшается и у правой границы оно не превышает 15%. Поток нейтронов с энергией более 0,1 МэВ в групповом расчете завьшается на 35-40% на расстоянии 30 см от источника, затем это различие уменьшается и на расстоянии примерно 1 м меняет знак, т.е. групповой расчет становится меньше подгруппового. У правой границы пластины поток резонансных нейтронов занижается в групповом расчете по сравнению с подгрупповым более чем в три раза. Средние скорости захвата на железе и ^{235}U в групповом и подгрупповом расчетах различаются на 5-10%, причем на расстоянии до 30 см групповой расчет занижает эти величины, а на больших расстояниях завьшает.

Для натриевой пластины различие группового и подгруппового расчетов незначительно (см. рис.2,б). Это согласуется и с данными табл.3, из которой видно, что пространственная зависимость сечений натрия значительно слабее, чем сечений железа. Максимальное изменение полного сечения на двухметровом интервале наблюдается в 7-й группе и составляет всего 17%; в 13-й группе, содержащей наиболее сильный резонанс натрия, сечение уменьшается на 8%. Таким образом, подгрупповой расчет натриевых зон в реальной защите представляется нецелесообразным.

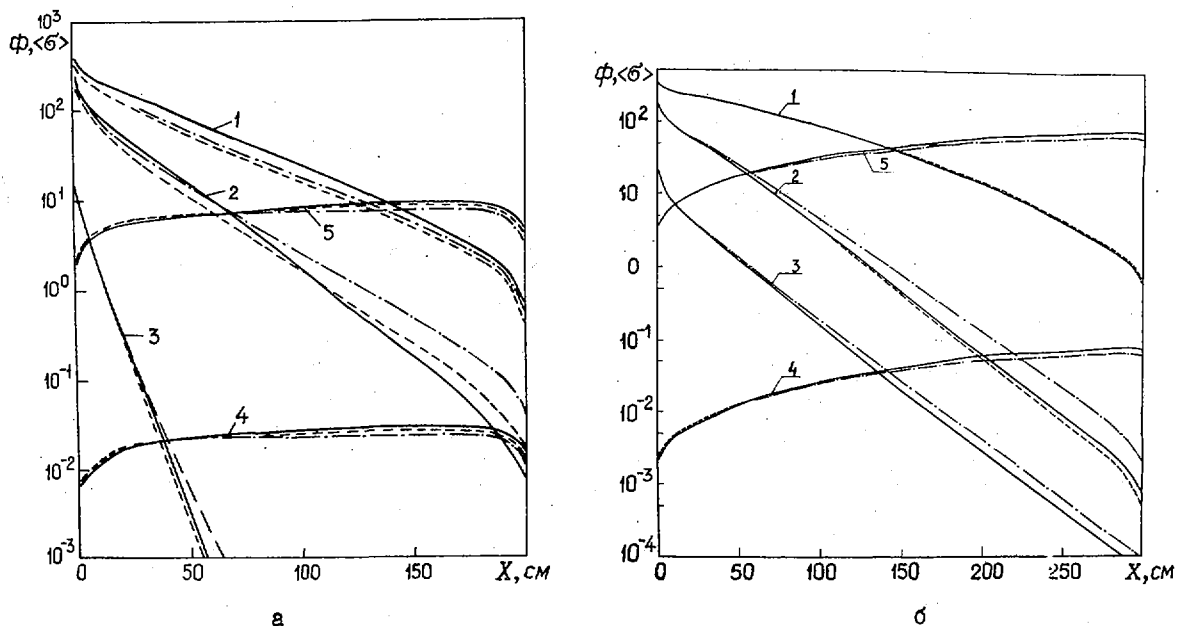


Рис.2. Пространственная зависимость потока нейтронов и средних скоростей реакций в железной пластине толщиной 200 см (а) и в натриевой пластине толщиной 300 см (б)

Влияние пространственной зависимости сечения замедления можно оценить, хотя и грубо (см. рис.2), сравнивая подгрупповые расчеты с введением β_j и расчеты без них (пунктир и штрих-пунктир соответственно). Видно, что это влияние весьма значительно, особенно при расчете потока резонансных нейтронов с энергией больше 0,1 МэВ. Если в железной пластине резонансный эффект несколько преобладает, то при расчете натриевого барьера влияние β_j оказывается гораздо более сильным, чем учет пространственной зависимости резонансных сечений.

Гетерогенные системы. На рис.3 представлены результаты расчета гетерогенной системы, состоящей из чередующихся слоев железа (три слоя по 16 см) и натрия (два слоя по 20 см). Кривая 1 соответствует полному потоку, 2 - потоку нейтронов с $E > 0,1$ МэВ, 3 - потоку нейтронов с $E > 1,4$ МэВ, 4 - средней скорости деления ^{235}U , 5 - полному сечению в 10-й группе БНАБ, усредненному по формуле (1). Сплошная линия - групповой расчет с введением β_j , пунктирная - подгрупповой расчет с введением β_j .

Расхождение группового и подгруппового расчетов на выходе из барьера составляет: для полного потока 25% при ослаблении его на два порядка, для потока с $E > 0,1$ МэВ 35% при ослаблении на три порядка и для потока с $E > 1,4$ МэВ 12% при ослаблении на пять порядков. Суммарная толщина железных пластин в этом тесте составляет 48 см. Величины различий группового и подгруппового расчетов в рассматриваемой гетерогенной системе примерно равны аналогичным величинам для однородной железной пластины толщиной 50 см. Из рис. 3 видно, что полное сечение железа возрастает вблизи границы железного слоя с натрием. Такая разблокировка группового сечения обусловлена увеличением доли нейтронов с резонансной энергией в результате натечки их из соседней натриевой области.

Для более достоверной оценки резонансного эффекта в условиях реальной защиты был рассчитан плоский аналог одномерного теста из работы [13], имитирующего защиту быстрого энергетического реактора типа БН-600. Состав и толщина этой модели представлены в табл.4. Результаты расчета приведены на рис.4.

Полученные результаты дают представление о масштабе погрешностей, связанных с пренебрежением пространственной зависимостью групповых констант при расчете реальной защиты. Для данной композиции определяющее значение имеет способ подготовки сечения замедления. Различие расчетов с введением β_j и без них значительно превышает различие группового и подгруппового расчетов.

На основе вышеизложенного можно сделать следующие выводы:

1. Приведенные результаты позволяют оценить влияние пространственной зависимости групповых констант на расчет неразмножающих защитных композиций. В наибольшей степени это влияние проявляется в железных барьерах при вычислении потока нейтронов с энергией выше 0,1 МэВ.

2. Пространственная зависимость групповых сечений в резонансной области энергий характеризуется реаким спадом вблизи источника с последующим уменьшением наклона в центральной области и новым спадом вблизи правой границы.

3. Характерной особенностью для протяженных сред является формирование асимптотического подгруппового распределения нейтронов на достаточном (для каждой группы - своем) расстоянии от

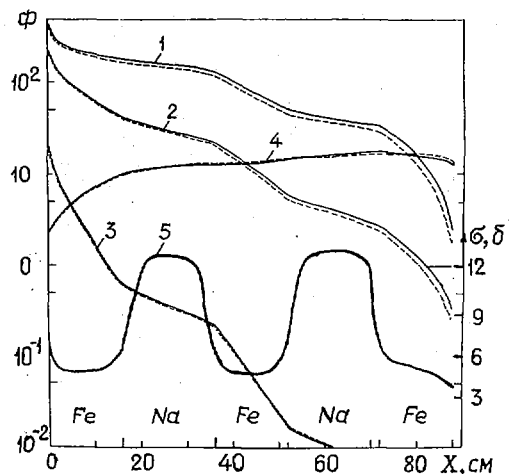
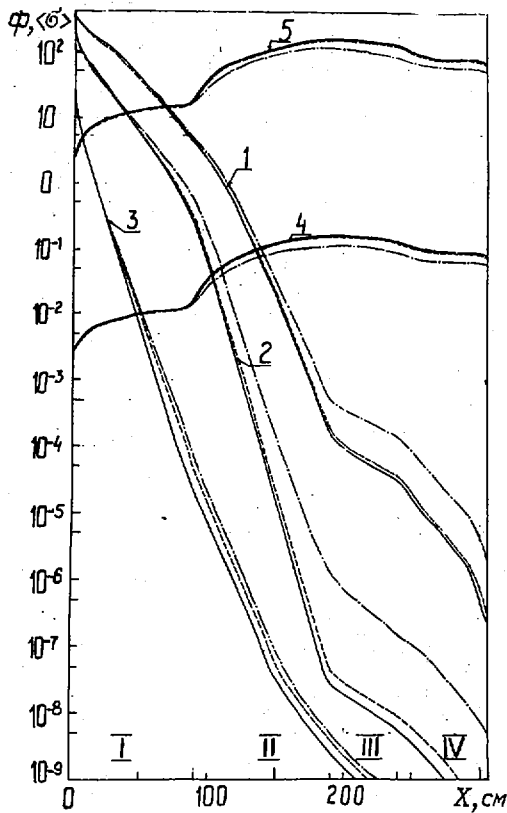


Рис.3. Пространственная зависимость потока, средней скорости деления ^{235}U и полного сечения железа в гетерогенной железо-натриевой системе

Таблица 4
Состав и толщина тестовой модели

Вариант модели	Состав, об. %			Толщина, см
	Натрий	Сталь	Углерод	
I	20	80	-	90
II	18	17	65	100
III	100	-	-	50
IV	75	25	-	66



источника. Групповые константы, начиная с 8-й группы и ниже в асимптотической области близки к сечениям, усредненным в приближении постоянства плотности столкновений. Для более высоких групп асимптотические сечения лежат ниже, чем блокированные по $\varphi_j^l = \alpha_e \cdot \beta_{ej}^l$.

4. Большое влияние на расчет потока нейтронов в протяженных средах оказывает неопределенность в величине сечения замедления. При расчете тестового варианта, моделирующего реальную защиту энергетического реактора на быстрых нейтронах, это влияние значительно превышает влияние резонансного эффекта. Таким образом, в подобных системах повышение точности описания замедления нейтронов является первостепенной задачей. Практическим способом решения этой задачи может стать переход к мультигрупповым расчетам защиты. В многогрупповых расчетах весьма полезным, по мнению автора, является введение β_j -факторов, учитывающих форму внутригруппового спектра [1].

Рис.4. Пространственная зависимость потока нейтронов и средних скоростей реакций в тестовой композиции: — групповой расчет с введением β_j ; - - - подгрупповой расчет с введением β_j ; - · - · то же без β_j ; кривая 1 - полный поток нейтронов; 2 - поток нейтронов с $E > 0,1 \text{ МэВ}$; 3 - то же с $E > 1,4 \text{ МэВ}$; 4 - скорость захвата в натрия; 5 - скорость деления ^{235}U

Список литературы

1. Абагян Л.П., Базазянц Н.О., Николаев М.Н., Цибуля А.М. Групповые константы для расчета реакторов и защиты. М.: Энергоиздат, 1981.
2. Николаев М.Н., Игнатов А.А., Исаев Н.В., Хохлов В.Ф. Метод подгрупп для учета резонансной структуры сечений в нейтронных расчетах. Ч.1. - Атомная энергия, 1970, т.29, вып.1, с.11-16.
3. Николаев М.Н., Игнатов А.А., Исаев Н.В., Хохлов В.Ф. Метод подгрупп для учета резонансной структуры сечений в нейтронных расчетах. Ч.2. - Там же, 1971, т.30, вып.5, с.426-430.
4. Хохлов В.Ф., Ткачев В.Д., Уткин В.А., Николаев М.Н. Подгрупповой учет нерассеянного излучения в многогрупповых расчетах защиты. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1972, вып.8, ч.4, с.154-163.
5. Николаев М.Н., Гермогенова Т.А., Исаев Н.В., Хохлов В.Ф. Расчетные исследования распространения нейтронов с учетом резонансной структуры сечений. - Атомная энергия, 1973, т.35, вып.1, с.29.
6. Пекарский Г.Ш., Кацман Ю.Я., Кучер Г.А. Влияние аппроксимации индикатрисы рассеяния и представления констант на результаты расчета характеристик поля за барьером из железа. - Там же, 1977, т.42, вып.1, с.47-48.
7. Хохлов В.Ф., Ткачев В.Д., Рейтблат В.Л., Шейно И.Н. Подгрупповой метод учета пространственного распределения нерассеянных и однократно рассеянных нейтронов в многогрупповых расчетах защиты. - Там же, 1978, т.44, вып.4, с.324-327.
8. Коробейников В.В. Оценка граничных резонансных эффектов в быстрых реакторах со стальным или никелевым отражателем. - Там же, 1980, т.49, вып.6, с.364-365.
9. Рязанов Б.Г. Расчет гетерогенных эффектов в системе АРАМАКО. Комплекс программ ПОВЕСА. - В кн.: Резонансное поглощение нейтронов. М.: ЦНИИатоминформ, 1978, с.38-42.
10. Смелов В.В. Принцип итерирования по подобластям в задачах с уравнением переноса. - В кн.: Методы решения систем вариационно-разностных уравнений. Новосибирск, 1979, вып.5, с.139-158.

11. Гусев Н.Г., Машкович В.П., Суворов А.П. Физические основы защиты от излучений. М.: Атомиздат, 1980.
12. Ливоваров В.А. Подгрупповой расчет плоскопараллельных систем. - Препринт ФЭИ-1451. Обнинск, 1983.
13. Савицкий В.И. Одномерные тестовые модели защиты быстрых энергетических реакторов. - Препринт ФЭИ-1290, Обнинск, 1982.

Статья поступила в редакцию 30 января 1984 г.

УДК 621.039.51:681.142.32

УЧЕТ БЛОКИРОВКИ РЕЗОНАНСНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ НЕЙТРОНОВ НА ^{236}U
В МАЛОГРУППОВЫХ РАСЧЕТАХ ТЕПЛОВЫХ РЕАКТОРОВ

В.А.Б н к о в, В.К.В и к у л о в, А.Д.Ж и р н о в, П.В.З а м о р а,
А.Д.К л и м о в, Ю.И.М и т я е в, А.П.С и р о т к и н

EVALUATION OF HIGH-RESONANCE NEUTRON ABSORPTION SHIELDING OF ^{236}U FOR FEW-GROUP CALCULATIONS OF THERMAL REACTORS. Approximate evaluation of high-resonance neutron absorption shielding of ^{236}U is presented. The calculation results of the REMK fuel cell with different ^{236}U content are compared with values of higher accuracy.

Одним из эффективных способов снижения потребности в природном уране является увеличение глубины выгорания топлива и его повторное использование в реакторах. Однако при повторном использовании отработавшего урана (регенерата) в ядерном топливе существенно увеличивается содержание ^{236}U , который является вредным поглотителем и ухудшает использование нейтронов в реакторе [1]. Для компенсации вредного влияния ^{236}U в регенерированном топливе необходимо увеличить начальную концентрацию ^{235}U . Это дополнительное увеличение содержания ^{235}U ("штраф" за наличие в топливе ^{236}U) зависит от количества ^{236}U в регенерате и от конструкции твэлов и ТВС.

В принятых для проектирования канальных водо-графитовых реакторов программах, таких как ВРМ [2], НЕКТАР [3], VOR [2] и др., как правило, предполагается незначительное накопление ^{236}U (например, в топливе реактора РЕМК к концу кампании накапливается всего около 2 кг/т ^{236}U), и он рассматривается как бесконечно разбавленный резонансный поглотитель, для которого эффекты блокировки резонансов несутся. При увеличении содержания ^{236}U в топливе (в два и более раз) подобный подход может приводить к опутимому расчетному завышению поглощения нейтронов и соответствующей ошибке в дополнительной загрузке ^{235}U (завышению "штрафа"). В этом случае необходимо проводить расчеты по многогрупповым программам (таким, как WIMS или TRIGON [4]), детально описывающим процессы взаимодействия нейтронов в резонансной области энергии, или хотя бы приближенно учитывать блокировку резонансного интеграла ^{236}U в малогрупповых программах ВРМ, НЕКТАР и VOR.

Ниже приводится методика приближенного учета блокировки поглощения нейтронов на сильных резонансах ^{236}U , несложная для реализации в малогрупповых программах [2,3], принятых для расчета канальных реакторов, и вместе с тем позволяющая с достаточной для практики точностью рассчитывать эффективный резонансный интеграл ^{236}U .

Полный резонансный интеграл ^{236}U при бесконечном разбавлении равен 335 б [5]. При этом вклад низкочастотной области, где сечение поглощения изменяется по закону $1/u$, и области неразрешенных резонансов составляет всего 31 б, остальные 304 б - вклад резонансных интегралов выделенных уровней. В области выделенных резонансов основное поглощение определяется несколькими нижними уровнями, причем вклад первого из них составляет 75%. Именно для этих резонансов необходимо учитывать блокировку. На основе изложенного выше полный эффективный резонансный интеграл поглощения на ^{236}U с достаточной точностью можно представить в следующем виде:

$$J_{\text{эф}} = \sum_{\lambda=1}^n J_{\text{эф}}^{\lambda} + \sum_{\lambda=n+1}^N J_R^{\lambda} + J_{1/\sigma}, \quad (1)$$

где первое слагаемое определяется суммой n эффективных интегралов на наиболее сильных резонансах, рассчитываемых с учетом блокировки; второе слагаемое – сумма неблокированных интегралов на остальных $(N-n)$ -рассматриваемых резонансах, для которых эффект экранировки не существен; третье слагаемое – вклад гладкой части сечения.

Эффективный резонансный интеграл на отдельном твэле. Эффективный резонансный интеграл на каждом выделенном уровне может быть определен в продолжении узкого резонанса. Для поглощающего блока (твэла), помещенного в бесконечную замедляющую среду с равномерно распределенными источниками резонансных нейтронов, эффективный интеграл на уровне λ в NR-приближении [6] может быть выражен в виде:

$$J_{NR} = \frac{1}{\rho_a} \left[\int_{\Delta U_{\lambda}} \frac{\Sigma_a \Sigma_s}{\Sigma} du + \int_{\Delta U_{\lambda}} \frac{\Sigma_a (\Sigma - \Sigma_s)}{\Sigma} P_0(\Sigma \bar{\ell}) du \right], \quad (2)$$

где ρ_a – концентрация ^{236}U в твэле; Σ_a – сечение радиационного захвата резонансных нейтронов в ^{236}U ; Σ_s – сечение потенциального рассеяния резонансных нейтронов на всех элементах твэла; Σ – полное сечение взаимодействия резонансных нейтронов на всех элементах твэла; $\bar{\ell}$ – средняя хорда в твэле; $P_0(\Sigma \bar{\ell})$ – вероятность пролета резонансных нейтронов без столкновений в твэле. При этом предполагается, что эффективная ширина резонанса мала по сравнению со средним сбросом энергии при упругом рассеянии.

Первое слагаемое в выражении (2) характеризует объемное поглощение и определяется эффективным интегралом для однородной среды с таким же составом, что и рассматриваемый твэл. Второе слагаемое существенно зависит от размеров и формы твэла и определяет поверхностное поглощение. Для цилиндрического твэла в предположении сильного резонанса (при $\Sigma_{o\lambda} / \Sigma_s = h_{\lambda} \gg 1$ и $\Sigma_{o\lambda} \bar{\ell} \gg 1$, где $\Sigma_{o\lambda} = \rho_a \sigma_{o\lambda}$; $\sigma_{o\lambda}$ – высота резонанса) и при использовании одноуровневых соотношений*

$$\left. \begin{aligned} \Sigma_a &= \left[\Sigma_{o\lambda} / (1+x^2) \right] \Gamma_{p\lambda} / \Gamma_{\lambda}; \\ \Sigma &= \Sigma_s + \left[\Sigma_{o\lambda} / (1+x^2) \right]. \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

где Γ_{λ} и $\Gamma_{p\lambda}$ – полная и радиационная полуширина резонанса λ соответственно; $x = 2(E_0 \lambda - E) / \Gamma$ – безразмерная переменная интегрирования, выражение (2) может быть преобразовано к следующему виду [6]:

$$J_{NR}^{\lambda} \approx J_R^{\lambda} \left[\frac{1}{\sqrt{1+h_{\lambda}}} + \frac{\sqrt{1+h_{\lambda}}}{(1+h_{\lambda})^2} \frac{h_{\lambda}}{2\Sigma_s \bar{\ell}} Z(\Sigma_s \bar{\ell}) \right], \quad (4)$$

где $J_R^{\lambda} = \pi \Gamma_{p\lambda} \Sigma_{o\lambda} / 2E_0 \rho_a$ – неблокированный резонансный интеграл; $Z(\Sigma_s \bar{\ell}) = \text{erf}(\sqrt{\Sigma_s \bar{\ell}}) (1 + 2\Sigma_s \bar{\ell}) + (2/\sqrt{\pi}) \sqrt{\Sigma_s \bar{\ell}} \exp(-\Sigma_s \bar{\ell}) - 2\Sigma_s \bar{\ell}$; $\bar{\ell} = 4V/S$ – гидравлический диаметр твэла.

Учет взаимной экранировки твэлов. Результаты расчетов эффективного резонансного интеграла на выделенных уровнях ^{236}U для одиночного твэла могут быть использованы и для пучка твэлов, образующих ТВС. Для этого в формуле (4) второе слагаемое необходимо умножить на некоторый коэффициент экранировки $K_{\text{э}} < 1$, который может быть вычислен с использованием поправок Данкова – Гинзбурга [6]. Вычисление этих поправок не зависит от ядерно-физических свойств самих твэлов и определяется лишь геометрическими характеристиками пучка твэлов и ядерно-физическими свойствами межтвэльной среды. В работе [6] для пучка одинаковых твэлов рекомендована следующая формула для определения $K_{\text{э}}$:

*Соотношение (3) не учитывает температурного уширения резонанса и интерференцию резонансного и потенциального рассеяния нейтронов.

$$K_0 = 1 - \sum_{j=1}^k n_j \sum_{i=1}^m c_i(\alpha_i, \Sigma_M d_i) / \sum_{j=1}^k n_j, \quad (5)$$

где $c_i(\alpha_i, \Sigma_M d_i)$ - поправка Данкова - Гинзбурга для двух параллельных твэлов радиусом R (табулирована в работе [6]); $\alpha_i = R/d_i$; d_i - расстояние между центрами пары твэлов; Σ_M - полное сечение взаимодействия резонансных нейтронов с межтвэльной средой; m - число возможных экранировок для твэла типа j ; n_j - число твэлов типа j ; k - число типов пространственного расположения твэлов (твэлы наружного, внутреннего рядов и т.д.).

Соотношение (5) позволяет учитывать взаимную экранировку в нерегулярной решетке твэлов, и с этой точки зрения оно универсально для любой конфигурации пучка твэлов; однако соотношение справедливо лишь при малых поправках Данкова - Гинзбурга. Для ТВС реактора РБМК $K_0 = 0,88$.

Депрессия потока резонансных нейтронов на пучке твэлов. При рассмотрении резонансного поглощения нейтронов в пучке твэлов поток из внешнего замедлителя на поверхности твэла предполагается фермиевским, т.е. не зависящим от летаргии. Такое предположение справедливо при рассмотрении одного уровня, который по отношению к ядрам внешнего замедлителя можно считать узким. Однако из-за поглощения нейтронов в области более высоких резонансов ^{236}U и из-за резонансного поглощения ^{238}U , концентрация которого приблизительно на два порядка выше концентрации ^{236}U , а резонансы расположены практически в той же энергетической области, поток резонансных нейтронов, падающих на твэл, может отличаться от асимптотического. Этот эффект при определении полного эффективного резонансного интеграла учитывается с помощью коэффициента депрессии g [7].

Депрессия потока резонансных нейтронов на пучке твэлов может быть определена из решения односкоростного диффузионного уравнения в замедлителе:

$$D_1 \Delta \phi - \Sigma_{\alpha_1} \phi + q_1 = 0. \quad (6)$$

Для этого на наружной цилиндрической поверхности радиусом R_0 , отгибавшей пучок твэлов, необходимо обеспечить условие

$$\phi(R_0) \frac{n(V\rho)_8 I_{\text{эф}}^*}{U_{\text{zes}}} = 2\pi R_0 D_1 \left. \frac{\partial \phi}{\partial R} \right|_{R=R_0} \quad (7)$$

и равенство нулю производной потока на границе ячейки R_1 .

В уравнениях (6) и (7) D_1 - коэффициент диффузии нейтронов в замедлителе; $\Sigma_{\alpha_1} = \xi \Sigma_{s_1} / U_{\text{zes}}$ - сечение увода резонансных нейтронов из резонансной области вследствие рассеяния в замедлителе; q_1 - плотность генерации резонансных нейтронов в замедлителе; $\phi(R_0)$ - поток нейтронов на поверхности радиусом R_0 ; $n(V\rho)_8 I_{\text{эф}}^* / \pi R_0^2 U_{\text{zes}} = \Sigma_{\alpha_0}$ - среднее макроскопическое сечение поглощения резонансных нейтронов в интервале летаргии U_{zes} и объема $\pi R_0^2 (U_{\text{zes}} \approx 3/8)$, где $n(V\rho)_8$ - полное число ядер ^{238}U в объеме πR_0^2 ; $I_{\text{эф}}^*$ - эффективный интеграл поглощения резонансных нейтронов на ^{238}U , образовавшихся вне объема πR_0^2 .

Тогда коэффициент депрессии резонансных нейтронов на пучке твэлов представляет собой отношение потока резонансных нейтронов на наружной поверхности радиусом R_0 к среднему потоку в ячейке:

$$g = \frac{\phi(R_0)}{\bar{\phi}_{\text{яч}}} = \frac{\phi(R_0) R_1^2}{\phi(R_0) R_0^2 + \bar{\phi}_1 (R_1^2 - R_0^2)}. \quad (8)$$

В выражении (8) принято, что поток резонансных нейтронов внутри пучка твэлов постоянен и равен $\phi(R_0)$; это соответствует определению эффективного резонансного интеграла для гетерогенных сред.

Решение уравнения (6) можно представить в виде [8] $\phi(R) = (q_1 / \Sigma_{\alpha_1}) - \beta C(R)$, где $C(R) = \alpha_1 [K_1(\alpha_1 R_1) I_0(\alpha_1 R) + I_1(\alpha_1 R_1) K_0(\alpha_1 R)]$; $\alpha_1 = \sqrt{\Sigma_{\alpha_1} / D_1}$. При этом коэффициент β нетрудно определить, используя балансное соотношение (7):

$$\beta = \frac{q_1 / \Sigma_{a_1}}{[C(R_0) - 2\pi R_0 D_1 C'(R_0)] / \Sigma_{a_0} \pi R_0^2} = \frac{q_1 / \Sigma_{a_1}}{[C(R_0) - 2D_1 C'(R_0)] / \Sigma_{a_0} R_0},$$

где $C'(R_0) = \left. \frac{\partial C(R)}{\partial R} \right|_{R=R_0} = \alpha_1^2 [K_1(\alpha_1 R_1) I_1(\alpha_1 R_0) - I_1(\alpha_1 R_1) K(\alpha_1 R_0)]$. В результате выражение для $\phi(R)$ в замедлителе принимает вид

$$\phi(R) = \frac{q_1}{\Sigma_{a_1}} \left[1 - \frac{C(R)}{[C(R_0) - 2D_1 C'(R_0)] / \Sigma_{a_0} R_0} \right], \quad (9)$$

откуда средний поток резонансных нейтронов в замедлителе

$$\bar{\phi}_1 = \frac{q_1}{\Sigma_{a_1}} \left\{ 1 + \frac{2R_0}{(R_1^2 - R_0^2)} \frac{C'(R_0) / \alpha_1^2}{[C(R_0) - 2D_1 C'(R_0)] / \Sigma_{a_0} R_0} \right\}.$$

Подставив ϕ_1 в выражение (8) и проведя соответствующие преобразования, получим

$$g = 1 / \left[1 - \frac{R_0^2}{R_1^2} \frac{\Sigma_{a_0}}{\Sigma_{a_1}} - \frac{\Sigma_{a_0} R_0}{2D_1} \left(1 - \frac{R_0^2}{R_1^2} \right) \frac{C(R_0)}{C'(R_0)} \right]. \quad (10)$$

Для топливного канала реактора РБМК $g = 0,84$.

Расчетная формула для полного эффективного резонансного интеграла ^{236}U . С учетом коэффициента депрессии формула для полного эффективного резонансного интеграла ^{236}U принимает вид

$$J_{\text{эф}} = \left(\sum_{\lambda=1}^n J_{NR}^{\lambda} + \sum_{\lambda=n+1}^N J_R^{\lambda} \right) g + J_{1/v}. \quad (11)$$

После подстановки в выражение (11) соотношения (4) и значений $J_{1/v}$ и J_R^{λ} полный эффективный резонансный интеграл с учетом блокировки на семи нижних резонансах и только на одном первом резонансе может быть вычислен соответственно по формулам

$$J_{\text{эф}}^{(7)} = \left\{ \sum_{\lambda=1}^7 J_R^{\lambda} \left[(1+h_{\lambda})^{-1/2} + (1+h_{\lambda})^{-3/2} (h_{\lambda} / 2\Sigma_s \bar{\ell}) Z(\Sigma_s \bar{\ell}) K_3 \right] + 8,8 \right\} g + 30,9; \quad (12)$$

$$J_{\text{эф}}^{(1)} = \left\{ 231,5 \left[(1+h_{\lambda})^{-1/2} + (1+h_{\lambda})^{-3/2} (h_{\lambda} / 2\Sigma_s \bar{\ell}) Z(\Sigma_s \bar{\ell}) K_3 \right] + 72,6 \right\} g + 30,9. \quad (13)$$

Результаты расчетов топливной ячейки реактора РБМК-1000 с регенератором урана. Эффективные резонансные интегралы ^{236}U , полученные по рассмотренной методике для рабочего состояния топливной ячейки реактора РБМК с 2%-ным обогащением при различном содержании ^{236}U в топливе, представлены в таблице.

Эффективные резонансные интегралы ^{236}U

Интеграл	Содержание $^{236}\text{U}(G_6)$, кг/т		
	1,0	5,0	10,0
$J_{\infty} / 5/$	335,0	335,0	335,0
$J_{\text{эф}}^{(1)}$ (13)	271,0	205,1	176,7
$J_{\text{эф}}^{(7)}$ (12)	268,1	192,8	158,4

Для сравнения в таблицу включен также резонансный интеграл J_{∞} при бесконечном разбавлении ^{236}U . Данные таблицы показывают, что с увеличением содержания ^{236}U учет экранировки оказывает заметное влияние на резонансное поглощение нейтронов этим изотопом. Так, при $G_6 = 1$ кг/т эффект экранировки составляет примерно 20%, при $G_6 = 5$ кг/т - примерно 40%, при $G_6 = 10$ кг/т - около 50%. При учете экранировки одного самого сильного резонанса ^{236}U расхождение с более точными результатами, полученными с учетом экранировки семи резонансов,

невелико и составляет около 1% при содержании 1 кг/т ^{236}U , около 6% - при 5 кг/т ^{236}U и менее 12% - при 10 кг/т ^{236}U .

Влияние учета экранировки резонансов ^{236}U на коэффициент размножения нейтронов в бесконечной решетке K_∞ свежих топливных каналов реактора РБМК представлено на рис.1; там же для сравнения приведены данные, полученные по программе TRIFON, корректно учитывающей резонансы ^{236}U . Из рисунка видно, что учет экранировки резонансов ^{236}U не сильно сказывается на коэффициенте K_∞ при $G_6 < 5$ кг/т. Однако при относительно большом содержании ^{236}U ($G_6 \approx 10$ кг/т) обусловленная этим ошибка в величине K_∞ составляет уже около 1%. Необходимо отметить, что при учете всего одного, правда, наиболее сильного резонанса ^{236}U ошибка в значении K_∞ уменьшается почти на порядок.

Для практических целей интересно знать, насколько надо изменить загрузку ^{235}U (или его обогащение), чтобы скомпенсировать то или иное содержание ^{236}U в свежем топливе по его воздействию на коэффициент K_∞ и выгорание P выгружаемого урана. Для ответа на этот вопрос решалась следующая задача. В зависимости от содержания ^{236}U в свежем топливе G_6 определялась дополнительная загрузка ^{235}U ΔG_5 , такая, чтобы в решетке топливных каналов обеспечивались либо те же размножающие свойства в начале кампании [$K_\infty(0) = \text{const}$], либо такое же выгорание выгружаемого урана ($P = \text{const}$), как и в решетке топливных каналов с топливом без ^{236}U . Расчеты по программе ВРМ без учета экранировки и по программе VOR с учетом и без учета экранировки проводились для рабочего состояния реактора РБМК-1000 с 2%-ным обогащением урана ($G_5 = 20$ кг/т) при естественном условии $G_5 + G_6 + G_8 = 1000$ кг/т. Результаты вычислений, приведенные на рис.2, также сравнивались с данными, полученными из расчетов по программе TRIFON. Результаты вычислений ΔG_5 по программам VOR и ВРМ без учета экранировки хорошо согласуются между собой.

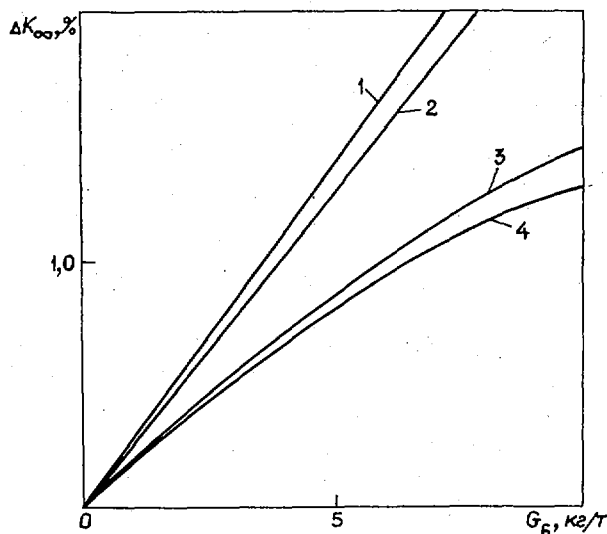


Рис.1. Относительное изменение размножающих свойств решетки ТК топливных каналов реактора РБМК: $\Delta K_\infty = \left\{ \frac{K_\infty^{без\ U_6}(0) - K_\infty^{с\ U_6}(0)}{K_\infty^{без\ U_6}(0)} \right\} 100\%$ в зависимости от содержания ^{236}U в свежем топливе; 1,2 - программы ВРМ и VOR без учета экранировки резонансов ^{236}U ; 3 - программа VOR с учетом экранировки одного резонанса ^{236}U ; 4 - программа TRIFON

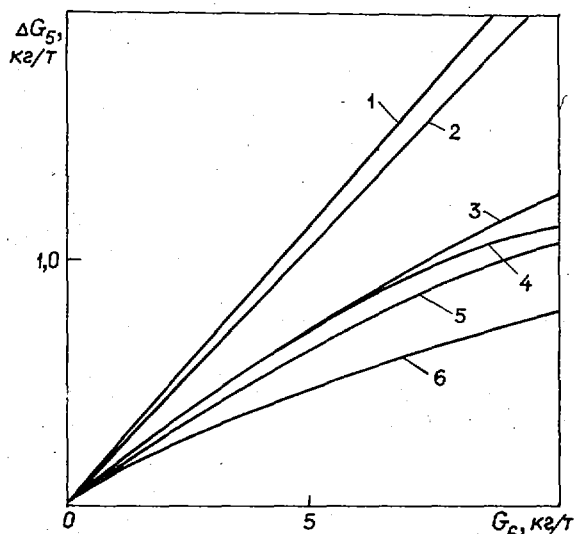


Рис.2. Зависимость $\Delta G_5 = f(G_6)$: 1,2 - программы ВРМ и VOR без учета экранировки резонансов ^{236}U , $K_\infty(0) = \text{const}$; 3,4 - программа VOR с учетом экранировки одного и семи резонансов ^{236}U , $K_\infty(0) = \text{const}$; 5 - программа TRIFON, $K_\infty(0) = \text{const}$; 6 - программа VOR с учетом экранировки одного резонанса ^{236}U , $P = \text{const}$

Как и следовало ожидать, учет экранировки резонансов ^{236}U сказывается тем сильнее, чем выше содержание ^{236}U в топливе (см. рис.2). Вместе с тем необходимо отметить, что относительное изменение загрузки ^{235}U , т.е. $\Delta G_5/G_5$, невелико. Даже при значительном содержании ^{236}U ($G_6 = 10$ кг/т) величина $\Delta G_5/G_5$ составляет всего 0,05. Еще меньше это отношение при обеспечении постоянства выгорания урана, причем разница между величинами $(\Delta G_5/G_5)_{K_\infty = \text{const}}$ и $(\Delta G_5/G_5)_{P = \text{const}}$ тем

больше, чем выше содержание ^{236}U в свежем топливе (см. кривые 3 и 6 на рис.2). В основном это объясняется тем, что с увеличением содержания ^{236}U все заметнее проявляются его свойства как выгорающего поглотителя.

В заключение следует отметить, что в предлагаемой методике не учитывается температурное уширение резонансных уровней ^{236}U . Это должно приводить к некоторому занижению $J_{\text{эф}}$. Однако оценки эффекта уширения на первом уровне ^{236}U в предположении гауссовой формы резонанса показывают, что $J_{NR}^{A=1}$ [см. (4)] может увеличиться при рабочих температурах топлива реактора РБМК не более чем на 10%. С другой стороны, в данной методике не учитывается также эффект "выедания" потока резонансных нейтронов при энергии первого уровня ($E = 5,49$ эВ) ближайшим, но более высоким уровнем резонанса ^{238}U (при $E = 6,68$ эВ). Этот эффект, как показывают расчеты по программе TRIFON (позволяющей осуществлять сличение энергетических подгрупп вблизи наиболее сильных резонансов и выявлять особенности энергетического распределения нейтронов в их окрестности), составляет для топлива реактора РБМК примерно 10%. Таким образом, учет этих двух взаимно компенсирующих факторов не должен приводить к существенной ошибке определения $J_{\text{эф}}$, что и подтверждается сравнением результатов по программам VOR и TRIFON (см. рис.1 и 2).

Список литературы

1. Синев Н.М., Батуров Б.Б. Основы технологии и экономики ядерного топлива. М.: Атомиздат, 1980.
2. Доллежалъ Н.А., Емельянов И.Я. Канальный ядерный энергетический реактор. М.: Атомиздат, 1980.
3. Гольцев А.О., Викулов В.К., Карпов В.А. и др. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерная физика низких и средних энергий, реакторная физика, 1977, вып.5, с.57.
4. Бурмистров А.Я., Кочуров Б.П. Пространственно-энергетическое распределение нейтронов в цилиндрической ячейке реактора (Программа TRIFON). - Препринт ИТЭФ-107, 1978.
5. Бюллетень информационного центра по ядерным данным. Вып.3. Приложение I. Ядерно-физические константы для расчета реакторов. М.: Атомиздат, 1967.
6. Лукьянов А.А. Замедление и поглощение резонансных нейтронов. М.: Атомиздат, 1974.
7. Орлов В.В., Шарапов В.Н., Ваймугин А.А. и др. Резонансное поглощение нейтронов в трубчатых твэлах. - Атомная энергия, 1974, т.36, вып.6, с.491.
8. Вейнберг А., Витнер Е. Физическая теория ядерных реакторов. М., 1961, с.575.

Статья поступила в редакцию 22 мая 1984 г.

УДК 621.039.526

ПОТЕНЦИАЛЫ ВОСПРОИЗВОДСТВА ЯДЕРНОГО ТОПЛИВА
ДЛЯ ИЗОТОПОВ ПЛУТОНИЯ В РЕАКТОРЕ НА БЫСТРЫХ НЕЙТРОНАХ

В.А.Ч и р к о в, Г.Б.У с н и н

NUCLEAR FUEL REPRODUCTION POTENTIALS FOR PLUTONIUM ISOTOPES IN FAST REACTORS. A simple method of account of different plutonium isotope importance for developing FBR system was offered. The quantitative assessments of equivalent plutonium composition have been made.

Характеристики воспроизводства реактора на быстрых нейтронах существенным образом зависят от изотопного состава потребляемого топлива. Если реактор начинает работать в замкнутом топливном цикле с произвольным начальным изотопным составом потребляемого топлива и при этом все избыточное топливо вкладывается в развитие системы, то изотопный состав выдаваемого и потребляемого топлива и соотношение между количеством отдельных изотопов топлива в развивающейся системе непрерывно меняются. По истечении некоторого времени реактор выйдет в собственный топливный режим и указанные изменения прекратятся.

В связи с расширенным воспроизводством абсолютное количество того или иного изотопа в системе растет и в любой момент времени t будет определяться начальным ($t = 0$) изотопным составом потребляемого топлива (см. рисунок). В этом смысле начальный изотопный состав топлива для заданной конструкции реактора и режима его работы будет иметь определенный потенциал воспроизводства топлива. Предположим, что реактор работает в режиме непрерывной перегрузки. Избыточное количество эквивалентного плутония, выгружаемого из реактора в единицу времени $[1, 2]$,

$$z(t) = P'(t) - P^o(t - T_u) = \sum_{i=239}^{242} W_i [P'_i(t) - P_i^o(t - T_u)],$$

где

$$P'_i = \int_{z \in V_p} \frac{\mu(\vec{z})}{T(\vec{z})} \rho'_i(\vec{z}, t) d\vec{z}; \quad P_i^o(t) = \int_{\vec{z} \in V_p} \frac{\mu(\vec{z})}{T(\vec{z})} \rho_i^o(\vec{z}, t) d\vec{z} -$$

соответственно скорость выдачи и потребления плутония в момент времени t ; $\mu(\vec{z})$, $T(\vec{z})$ - масса тяжелых атомов и время ее задержки в точке \vec{z} ; $\rho'_i(\vec{z}, t)$, $\rho_i^o(\vec{z}, t)$ - относительные концентрации i -го изотопа плутония в точке \vec{z} в момент времени t ; $P' = \sum_{i=239}^{242} W_i P'_i$; $P^o = \sum_{i=239}^{242} W_i P_i^o$ - количество эквивалентного плутония, соответственно выдаваемого и потребляемого реактором; V_p - объем реактора; W_i - относительная ценность i -го изотопа плутония по сравнению с ^{239}Pu , значение которой определено заранее; T_u - среднее время нахождения топлива в реакторе.

Скорость воспроизводства топлива является хорошей оценкой темпа роста системы $[1]$:

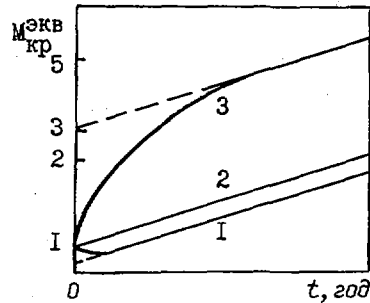
$$CB(t) = \frac{z(t)}{G(t)} = \frac{P'(t) - P^o(t - T_u)}{G(t)} = \frac{\sum_{i=239}^{242} W_i [P'_i(t) - P_i^o(t - T_u)]}{\sum_{i=239}^{242} W_i G_i(t)},$$

где

$$G_i(t) = \int_{\vec{z} \in V_p} \left[\mu(\vec{z}) \bar{\rho}(\vec{z}) + \rho_i^o(\vec{z}) \frac{\varphi^t t_{x.p}}{T(\vec{z})} \right] d\vec{z};$$

$\bar{\rho}_i(\vec{z})$ - средняя относительная концентрация i -го изотопа плутония; $t_{x.p}$ - время задержки топлива в химической переработке; φ - коэффициент использования номинальной мощности АЭС;

$G = \sum_{i=239}^{242} W_i G_i$ - количество эквивалентного плутония в цикле. Для определения эквивалентного плутония будем использовать два набора относительных весовых коэффициентов $W_{i,k}$: первый $W_{i,1} = \{1; 0,15; 1,5; 0,11\}$ по вкладу в критическую массу; второй $W_{i,2} = \{1; 0,51; 1,13; -0,1\}$ по вкладу в воспроизводство топлива в собственном топливном режиме. Численные значения этих коэффициентов получены для большого натриевого реактора с окисным топливом типа БН-1600. Целесообразность использования набора весовых коэффициентов $W_{i,2}$ определяется тем, что скорость воспроизводства топлива с этими коэффициентами, вычисленная на любом начальном изотопном составе, равна скорости воспроизводства топлива в собственном топливном режиме, т.е. $CB_2(t) = CB_1(t \rightarrow \infty) = CB_2(t \rightarrow \infty) = CB_{c,p}$, где $CB_{c,p}$ - скорость воспроизводства топлива в собственном топливном режиме. Расчет величины $W_{i,2}$ [3] проводился по методу работы [2]. Предположим, что реактор работает в собственном топливном режиме и система развивается с некоторой скоростью воспроизводства $CB(t \rightarrow \infty) = CB_{c,p}$. В момент $t = 0$ внесем в систему некоторое количество i -го изотопа плутония, собственный топливный режим при этом нарушается. Через некоторое время снова установится собственный топливный режим. Отношение дополнительного количества i -го изотопа в возмущенной системе при $t \rightarrow \infty$ к дополнительному количеству этого же изотопа в системе, возмущенной с помощью ^{239}Pu , даст величину $W_{i,2}$.



Изменение эквивалентного (по вкладу в критическую массу) плутония в системе. Начальный состав: 1 - чистый ^{239}Pu ; 2 - собственный состав; 3 - чистый ^{240}Pu .

Оценим абсолютное количество эквивалентного плутония в системе [4], в которой весь избыточный плутоний вкладывается в ее развитие. Если реактор сразу начинает работать в собственном топливном режиме, то $M_{c.p}(t) = G_{c.p}(0) \exp CB_{c.p} t$, где $G_{c.p}(0)$ - начальное эквивалентное количество плутония собственного изотопного состава в системе. Если реактор начинает работать на произвольном изотопном составе, то количество эквивалентного плутония в системе в момент времени t

$$M(t) = G_0(0) \exp \int_0^t CB_1(t) dt, \quad (1)$$

где $G_0(0)$ - начальное эквивалентное (по вкладу в критическую массу) количество плутония произвольного изотопного состава в системе. Причем в зависимости от начального изотопного состава G_0 может быть больше, равно или меньше $G_{c.p}$. Обозначив $\delta CB(t) = CB_1(t) - CB_2(t) = CB_1(t) - CB_{c.p}$, вместо выражения (1) получим $M(t) = G_0(0) \left[\exp \int_0^t \delta CB(t) dt \right] \exp CB_{c.p} t$. Для достаточно больших значений t интеграл от $\delta CB(t)$ близок к предельному, поэтому

$$M_{c.p}(t) = G_0(0) \left[\exp \int_0^{\infty} \delta CB(t) dt \right] \exp CB_{c.p} t = G_{c.p}(0) \exp CB_{c.p} t, \quad (2)$$

где $G_{c.p}(0) = G_0(0) \exp \int_0^{\infty} \delta CB(t) dt$ показывает, какое начальное эквивалентное количество плутония собственного изотопного состава должно быть в системе, чтобы получить то же самое количество плутония в асимптотической системе, которое получено для начального количества плутония $G_0(0)$ произвольного изотопного состава.

Из уравнения (2) определим потенциал воспроизводства топлива [4] данного изотопного состава для данной конструкции реактора и режима его работы, как отношение количества эквивалентного плутония собственного изотопного состава к количеству эквивалентного плутония данного изотопного состава без единицы:

$$ПВ = \frac{G_{c.p}(0) - G_0(0)}{G_0(0)},$$

или

$$ПВ = \exp \int_0^{\infty} \delta CB(t) dt - 1. \quad (3)$$

Для определения величины ПВ по формуле (3) необходимо провести вычисление скорости воспроизводства за весь переходный период [5]. Этого можно избежать, если учесть, что

$$G_0(0) = \sum_{i=239}^{242} \omega_{i,1} G_i(0); \quad G_{c.p}(0) = \sum_{i=239}^{242} \omega_{i,2} G_i(0).$$

Тогда потенциал воспроизводства запишется в виде

$$ПВ = \frac{\sum_{i=239}^{242} (\omega_{i,2} - \omega_{i,1}) G_i(0)}{\sum_{i=239}^{242} \omega_{i,1} G_i(0)},$$

где $\omega_{i,1}$ и $\omega_{i,2}$ - абсолютная ценность плутония по вкладу соответственно в критическую массу и в воспроизводство [4].

Проиллюстрируем полученные результаты некоторыми конкретными расчетами. На рисунке для реактора типа БН-1600 с окисным топливом показано изменение эквивалентного количества плутония в системе, стартовой на ^{240}Pu и ^{238}U . Как показывают результаты, потенциал воспроизводства ^{240}Pu положителен, т.е. в развивающейся системе количество реакторов оказывается больше, чем при старте с плутонием собственного изотопного состава, и исходная критическая масса ^{240}Pu эквивалентна (в смысле количества плутония в системе при $t \rightarrow \infty$) более чем трем (ПВ + 1, см. таблицу) исходным критическим массам собственного изотопного состава плутония данного реактора.

Физические характеристики реакторов
для различных средних составов топлива

Вариант состава плутония, мас. %	$\frac{w^*}{M_{кр}}$	Потенциал воспроизводства	Загрузка плутония, т
Собственный:			
^{239}Pu - 73,85	} 0,129	0	3,850
^{240}Pu - 21,85			
^{241}Pu - 3,45			
^{242}Pu - 0,85			
Чистый:			
^{239}Pu	0,139	0,09	2,972
^{240}Pu	1,255	+2,13	16,351
^{241}Pu	0,006	-0,29	2,038
Смесь:			
^{241}Pu - 1,4	} -0,005	-1,57	24,103
^{242}Pu - 98,6			
В реакторе ВВЭР-1000 ^{***} :			
^{239}Pu - 55,45	} 0,098	-0,08	3,237
^{240}Pu - 20,79			
^{241}Pu - 17,82			
^{242}Pu - 5,94			
В реакторе РБМК-1000 ^{***} :			
^{239}Pu - 43,48	} 0,146	+0,04	4,730
^{240}Pu - 37,81			
^{241}Pu - 10,40			
^{242}Pu - 8,32			

* $w = 4000$ МВт.

*** По данным работы [6].

Как показывают результаты расчетов (см. таблицу), увеличение содержания ^{240}Pu и уменьшение содержания ^{242}Pu благоприятно сказывается на характеристиках воспроизводства активной зоны. Потенциал воспроизводства делящихся изотопов отрицателен, т.е., например, если в систему, развивающуюся в собственном топливном режиме, в момент времени $t = 0$ внести некоторое дополнительное количество ΔG ^{241}Pu , то оно по истечении некоторого времени будет эквивалентно тому количеству плутония собственного состава $[(1 + \beta_{241}) \Delta G \approx 0,71 \Delta G]$, которое бы внесли в систему в момент $t = 0$.

Список литературы

1. Каграманян В.С., Литкин В.Б., Троянов М.Ф. Характеристики воспроизводства быстрых реакторов-размножителей и их определение. - Атомная энергия, 1979, т.46, вып.4, с.232-236.
2. Уснин Г.Б., Чирков В.А. Методика расчета выгорания топлива для определения физических характеристик быстрого энергетического реактора в стационарном режиме. - Там же, 1980, т.48, вып.6, с.357-360.
3. Naran N.A., Borg R.C., Ott K.O. Interpretation of the isotopic breeding worth factors. - Amer. Nucl. Soc., 1978, v.28, p.382.
4. Ott K.O., Naran N.A., Mandlin P.J., Borg R.C. Description of reactor fuel breeding with three integral concepts. - Nucl. Sci. and Engng., 1979, v.72, p.152-159.
5. Чирков В.А. Характеристики воспроизводства реактора на быстрых нейтронах в переходном топливном режиме. - Атомная энергия, 1983, т.55, вып.6, с.402-403.

6. Коченов А.С., Левина И.К., Коваленко Л.И. Возможные пути улучшения топливных циклов тепловых реакторов.-Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика и техника ядерных реакторов, 1982, вып.5(27), с.3-II.

Статья поступила в редакцию 9 августа 1983 г.

Библиографический индекс работ, помещенных в настоящем выпуске,
в Международной система СИИДА

Element	S	A	Quan- tity	Labo- rato- ry	Work- type	Energy (ev)				Page	Comments
						min	max				
LI	006	EVL	FBI	EVAL	1.0	3	1.6	7	35	BONDARENKO+, ANAL OF EXPT, GRAPH, CFD	
LI	007	EVL	FBI	EVAL	1.0	3	1.6	7	44	BONDARENKO+, ANAL OF EXPT, GRAPH, CFD	
J	098	NG	RI	EXPT	3.0	5	2.0	6	15	TROFIMOV+, ACT, VDG, GE-LI, SIG(E)-TBL	
PB		DNG	KUR	THEO	8.0	5	1.4	7	23	MARSHALKIN+, H-F, G-SPEC FROM INEL+N2N	
TH	232	DNG	RI	EXPT	3.0	6			3	BLINOV+, TOF, GE-LI DET, REL G-YLD, TBL	
U	235	DNG	RI	EXPT	3.0	6			3	BLINOV+, TOF, GE-LI DET, REL G-YLD, TBL	
U	235	NF	FBI	EVAL	1.4	7	1.5	7	21	DUSHIN+, CORR ANAL, CS=2.083+-0.015B	
U	238	DNG	RI	EXPT	3.0	6			3	BLINOV+, TOF, GE-LI DET, REL G-YLD, TBL	
NP	237	NF	FBI	EXPT	7.3	6	1.6	7	13	GOVERDOVSKIJ+, ION. CH, NP237/U235, TBL	
AM	243	NF	KUR	EXPT	3.0	5	4.0	6	17	FOMUSHKIN+, TOF, REL U235, SIG GVN, CFD	
AM	243	NF	KUR	EXPT	1.5	7			17	FOMUSHKIN+, C-W, GLASS DET, REL U235	

УДК 539.172.4

СПЕКТРЫ γ -ИЗЛУЧЕНИЯ, ВОЗНИКАЮЩЕГО ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ НЕЙТРОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ 3 МэВ С ЯДРАМИ ^{232}Th , ^{235}U и ^{238}U /М.В.Блинов, Б.Д.Спиборский, А.А.Филатенков, Б.М.Ширяев. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1984, вып.3(57), с. 3-12.

Изучение неупругого взаимодействия нейтронов с конструкционными и делящимися материалами атомных реакторов, имеющее важное значение при создании эффективной защиты и формирования нейтронного спектра реактора, используется также для определения различных характеристик ядер и анализа ядерных реакций. Проведены измерения спектров γ -излучения в реакциях взаимодействия нейтронов с энергией 3 МэВ с ядрами ^{232}Th , ^{235}U и ^{238}U . Нейтроны получались при реакции $^2\text{H}(d,n)^3\text{He}$ в импульсном режиме работы ускорителя. Исследовано 80 γ -переходов в реакции $^{232}\text{Th}(n,n'\gamma)$, 90 в реакции $^{235}\text{U}(n,n'\gamma)$ и 185 в реакции $^{238}\text{U}(n,n'\gamma)$. Определены энергии и относительные интенсивности γ -переходов (табл.3, список лит. - 14 назв.).

УДК 539.173

ИЗМЕРЕНИЕ ОТНОШЕНИЯ СЕЧЕНИЙ ДЕЛЕНИЯ ^{237}Np И ^{235}U МЕТОДОМ ИЗОТОПНЫХ ПРИМЕСЕЙ/А.А.Говердовский, А.К.Горджин, Б.Д.Кузьминов и др. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1984, вып.3(57), с. 13-15.

Приводятся результаты измерения отношения сечений деления ^{237}Np и ^{235}U методом изотопных примесей нейтронами с энергией 7,34 и 16,4 МэВ. Использование набора мишеней с различным содержанием позволило значительно снизить систематическую погрешность определения отношения чисел ядер ^{237}Np и ^{235}U . Изотопическое взвешивание образцов проведено в потоке нейтронов, замедленных слоем полиэтилена толщиной 20 см. В качестве детектора осколков деления использовали двойную ионизационную камеру. Источником нейтронов служили реакции $\text{T}(p,n)^3\text{He}$, $\text{D}(d,n)^3\text{He}$ и $\text{T}(d,n)^4\text{He}$ на электростатических ускорителях (табл.2, список лит. - 6 назв.).

УДК 539.172.4

СЕЧЕНИЕ РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА ^{98}Mo ПРИ ЭНЕРГИИ НЕЙТРОНОВ 0,3-2,0 МэВ/Д.Н.Трофимов, Ю.А.Немцов. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1984, вып.3(57), с. 15-17.

Низкое сечение захвата нейтронов и прочность при высоких температурах обуславливают использование молибдена в реакторостроении. Проведение данных измерений вызвано повышением требования к точности измерения сечений (до 15% и лучше). Данные о величинах сечения радиационного захвата нейтронов ядрами ^{98}Mo могут быть использованы при расчете радиационной защиты реактора и для задач дозиметрии. Активационные сечения реакции $^{98}\text{Mo}(n,\gamma)^{99}\text{Mo}$ измерены с точностью 10% при 13 значениях энергии нейтронов в диапазоне энергий 0,3-2,0 МэВ. Моноэнергетические нейтроны получали из реакции $^2\text{H}(p,n)^3\text{He}$. Протоны ускорялись электростатическим ускорителем. Измерения проводились относительно сечений радиационного захвата нейтронов ^{197}Au (рис.1, табл.1, список лит. - 5 назв.).

УДК 539.173.4

ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ ЗАВИСИМОСТЬ СЕЧЕНИЯ ДЕЛЕНИЯ ^{243}Am БЫСТРЫМИ НЕЙТРОНАМИ/Э.Ф.Фомушкин, Г.Ф.Новоселов, Ю.И.Виноградов, В.В.Гаврилов, Б.К.Масленников, В.Н.Полынов, В.М.Сурич, А.М.Швецов. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1984, вып.3(57), с. 17-19.

Форма энергетической зависимости сечения деления ^{243}Am измерялась по методу времени пролета с использованием ядерного взрыва в качестве импульсного источника нейтронов. Нормировка сечения осуществлялась по результатам измерения эффективного сечения деления ^{243}Am нейтронами сборки из металлического урана. В интервале энергии нейтронов $0,3 \leq E_n \leq 4,0$ МэВ сечения аппроксимировались трехпараметрической кривой Хилла-Уилера прохождения через барьер параболической формы. При энергии нейтронов $E_n \approx 14,8$ МэВ сечение деления ^{243}Am было измерено на низковольтной ускорительной трубке. Проводится анализ погрешностей полученных данных. Результаты измерений сравниваются с ранее опубликованными данными (список лит. - II назв.).

УДК 539.173.84

СЕЧЕНИЕ РЕАКЦИИ $^{199}\text{Hg}(n,n')^{199m}\text{Hg}$ ДЛЯ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ В НЕЙТРОННО-АКТИВАЦИОННЫХ ИЗМЕРЕНИЯХ/Е.И.Тригорьев, В.П.Ярына. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1984, вып.3(57), с. 19-21.

Приведены результаты измерения и оценки среднего сечения реакции для спектров деления ^{235}U и ^{252}Cf . Выполнена оценка сечения в диапазоне энергии 0,5-18 МэВ (табл. I, список лит. - 9 назв.).

УДК 539.173.4

ОЦЕНКА СЕЧЕНИЯ ДЕЛЕНИЯ ^{235}U НЕЙТРОНАМИ С ЭНЕРГИЕЙ 14,5-14,7 МэВ/В.Н.Душин, А.В.Фомичев, В.И.Шпаков, С.С.Коваленко. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1984, вып.3(57), с. 21-23.

Выполнена оценка сечения деления ^{235}U для области энергии нейтронов 14,5-14,7 МэВ на основе анализа 12 экспериментальных работ. Анализ включал построение корреляционной матрицы по результатам 11 работ, вычисление среднего значения сечения деления и его дисперсии, корректировку полученного значения среднего сечения на основе экспертной оценки. Полученное оцененное значение сечения деления $2,083 \pm 0,015$ б (табл. I, список лит. - 12 назв.).

УДК 539.172.4

ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ β -ИЗЛУЧЕНИЯ, СОПРОВОЖДАЮЩЕГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ С ПРИРОДНОЙ СМЕСЬЮ ИЗОТОПОВ СВИНЦА/В.Е.Маршалкин, В.М.Повышев. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1984, вып.3(57), с. 23-25.

Теоретическим путем получен спектр β -излучения, сопровождающего процесс упругого рассеяния нейтронов и реакции ($n, 2n$) на изотопах ^{206}Pb - ^{208}Pb . Используемая методика расчетов применяется в случае дважды магического ядра ^{208}Pb и позволяет восполнить недостающую информацию по β -излучению с энергией $0 < E_{\beta} \leq 0,5$ МэВ. В некоторых случаях (при $E_{\beta} \leq 4$ МэВ) полученные значения позволяют осуществить выбор между различающимися прямыми экспериментальными данными по β -излучению (табл.1, список лит. - 6 назв.).

УДК 539.170.013

ПОСТРОЕНИЕ СЕЧЕНИЯ ПОГЛОЩЕНИЯ НЕЙТРОНОВ ПО ДАННЫМ МНОГОУРОВНЕВОГО АНАЛИЗА ПОЛНОГО СЕЧЕНИЯ/В.В.Колесов, А.А.Лукьянов. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1984, вып.3(57), с. 25-28.

Исходя из свойства унитарности матрицы столкновений получены соотношения, позволяющие в формализме S-матрицы восстанавливать сечение поглощения на основе резонансных параметров, определенных из многоуровневого анализа полного сечения. Прямые измерения сечения поглощения обычно имеют более слабое разрешение, чем эксперименты по измерению полного сечения, поэтому метод дает возможность более точно определить сечение поглощения, а следовательно, и сечение упругого рассеяния нейтронов. Простой по своей идее метод содержит принципиальные трудности в практической реализации, главной из которых является необходимость четкой идентификации резонансов по спине (табл.1, список лит. - 4 назв.).

УДК 539.171:539.172.4

АНАЛИТИЧЕСКОЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЕ НА ОСНОВЕ ПАДЕ-АПРОКСИМАЦИИ СЕЧЕНИЙ ПОРОГОВЫХ РЕАКЦИЙ ИЗ ДОЗИМЕТРИЧЕСКОГО ФАЙЛА/С.А.Баликов, А.И.Бхохия, Е.В.Гай, В.Н.Маюхин, Н.С.Работнов. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1984, вып.3(57), с.28-35.

С помощью метода аппроксимации экспериментальных зависимостей рациональными функциями (Паде-аппроксимация) осуществлен перевод в аналитическую форму оцененных данных по сечениям пороговых реакций под действием нейтронов из международного дозиметрического файла в целях сокращения подлежащего хранению объема числовой информации и представления его в форме, удобной для практического использования в нейтронно-физических расчетах. Средняя относительная точность описания совокупности точек файла в большинстве случаев лучше 3%. В четырех случаях интервал аппроксимации разбивался на две части. Сечения, отличавшиеся от максимального больше чем в 10^6 раз, полагались равными нулю и соответственно сокращался интервал аппроксимации. Всего обработано 22 кривые. Удовлетворительное согласие наблюдается в большинстве случаев, единственным резким исключением является реакция $^{49}\text{Tl}(n,p)^{49}\text{Pb}$, когда наблюдается двукратное различие. Приводится таблица, полностью содержащая результаты обработки в виде наборов параметров аппроксимант с указанием средней относительной точности описания (рис.2, табл.8, список лит. - 6 назв.).

УДК 539.170

ОЦЕНКА СЕЧЕНИЙ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НЕЙТРОНОВ С ЯДРАМИ ${}^6\text{Li}$ ДЛЯ РАСЧЕТА КЕРМА-ФАКТОРА/И.М.Бондаренко, Э.Е.Петров. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1984, вып.3(57), с.35-43.

Оценка сечений взаимодействия нейтронов с ядрами ${}^6\text{Li}$, необходимых для расчета керма-фактора, выполнена на основе анализа результатов последних экспериментальных и расчетных исследований в области энергий нейтронов 0,001-16 МэВ. Особенно подробно рассмотрена реакция образования дейтерия ${}^6\text{Li}(n,n'd)$, которая с точки зрения ослабления нейтронов и тепловыделения от них играет важную роль. В этой реакции рассмотрены четыре канала образования дейтерия. Для каждого канала получена средняя, локально выделяемая энергия. Оцененные и экспериментальные сечения представлены графически и сравниваются с оценкой ENDF/B-V. На основе этой оценки вычислен керма-фактор (рис.7, список лит. - 36 назв.).

УДК 539.170

ОЦЕНКА СЕЧЕНИЙ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НЕЙТРОНОВ С ЯДРАМИ ${}^7\text{Li}$ ДЛЯ РАСЧЕТА КЕРМА-ФАКТОРА/И.М.Бондаренко, Э.Е.Петров. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1984, вып.3(57), с.44-51.

На основе анализа экспериментальных данных выполнена оценка полного набора сечений взаимодействия нейтронов с ядрами ${}^7\text{Li}$ в области энергий нейтронов 0,001-16 МэВ. В реакции ${}^7\text{Li}(n,n't)$ рассмотрены все процессы, протекающие в этой реакции. Оцененные и экспериментальные сечения представлены графически и сравниваются с оценкой ENDF/B-V. С учетом этих сечений вычислен керма-фактор (рис.7, список лит. - 38 назв.).

УДК 621.039.51

ПРОСТРАНСТВЕННАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ГРУППОВЫХ КОНСТАНТ В НЕРАЗМНОЖАЮЩИХ РЕЗОНАНСНЫХ СРЕДАХ/В.А.Пивоваров. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1984, вып.3(57), с.51-59.

Рассмотрена задача о прохождении нейтронов через неразмножающие материалы в плоскопараллельной геометрии с источником на левой границе. Для учета пространственной зависимости резонансной самоэкранировки групповых сечений использован подгрупповой метод. Приведены результаты подгрупповых расчетов однородных и слоистых барьеров из типичных защитных материалов толщиной 30 см-3 м, которые сравниваются с результатами, полученными групповым методом. Исследован вопрос о влиянии β -факторов, учитывающих зависимость сечения упругого замедления от формы внутригруппового спектра, на расчет нейтронного потока и скоростей реакций в задачах защиты. Приведены результаты, характеризующие пространственное изменение групповых сечений в резонансной области энергий (рис.4, табл.4, список лит. - 13 назв.).

УДК 621.039.51:681.142.32

УЧЕТ БЛОКИРОВКИ РЕЗОНАНСНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ НЕЙТРОНОВ НА ^{236}Pu В МАЛОГРУППОВЫХ РАСЧЕТАХ ТЕПЛОВЫХ РЕАКТОРОВ/В.А.Быков, В.К.Викулов, А.Д.Жирнов, П.В.Замора, А.Д.Климов, Ю.И.Митяев, А.П.Сироткин. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1984, вып.3(57), с.59-64.

Приводится методика приближенного учета блокировки поглощения нейтронов на сильных резонансах ^{236}Pu , позволяющая с достаточной для практики точностью рассчитывать эффективный резонансный интеграл ^{236}Pu и вместе с тем, не представляющая сложности для реализации в мало групповых программах, принятых для расчета канальных реакторов. Представлены результаты расчета по рассмотренной методике топливной ячейки РБМК-1000 с различным содержанием ^{236}Pu в топливе и приведено их сравнение с вычислениями по многогрупповой программе, корректно учитывающей процессы взаимодействия нейтронов в резонансной области энергий (рис.2, табл.1, список лит. - 8 назв.).

УДК 621.039.526

ПОТЕНЦИАЛЫ ВОСПРОИЗВОДСТВА ЯДЕРНОГО ТОПЛИВА ДЛЯ ИЗОТОПОВ ПЛУТОНИЯ В РЕАКТОРЕ НА БЫСТРЫХ НЕЙТРОНАХ/В.А.Чирков, Г.Б.Уснин. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1984, вып.3(57), с.64-68.

В практике расчетов баланса топлива в быстром реакторе широко используется методика, учитывающая только "делящиеся" без порога изотопы ^{239}Pu и ^{241}Pu , обычно с одинаковыми единичными массами. Однако, если реактор работает в замкнутом цикле и все избыточное топливо вкладывается в развитие системы, темп развития такой системы сильно зависит от начального изотопного состава плутония, особенно содержания в нем ^{240}Pu . Используя понятие эквивалентного плутония с двумя наборами весовых коэффициентов (ценность по вкладу в критическую массу и ценность по вкладу в воспроизводство в собственном топливном режиме), можно предложить наглядный критерий - "потенциал воспроизводства" для топлива различного изотопного состава. Показано, что высокое содержание ^{240}Pu в начальной загрузке выгодно для развития системы (рис.1, табл.1, список лит. - 6 назв.).

Редакторы Е.Е.Гудкова, Г.В.Зубова
Технический редактор С.И.Халиллулина
Корректоры М.А.Макеева, Е.М.Спирidonова

Подписано в печать 18.09.84. Т-19534. Формат 60x84 1/8.
Печать офсетная. Печ.л. 9,5. Уч.-изд.л. 10,0. Тираж 370 экз.
Индекс 3645. 14 статей. Зак.тип. #961

Отпечатано в ЦНИИатоминформе
127434, Москва, ас/яц 971

1 р. 50 к.

Индекс 3645

Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы, 1984, вып 3(57), 1-68.