

# ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

---

СЕРИЯ:

Ядерные константы

ВЫПУСК

3

1986

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, В.П. Вертебный, В.В. Возяков, В.Я. Головня, С.С. Коваленко,  
В.Е. Колесов, В.А. Коньшин, В.Н. Манохин, В.И. Мостовой, Г.В. Мурадян,  
В.Н. Нефедов, Ю.П. Попов, О.А. Сальников, Г.Н. Смиренкин, В.А. Толстиков,  
Г.Я. Труханов, Г.Е. Шаталов, М.С. Юдкевич, Г.Б. Яньков, В.П. Ярына

## КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ СТРУКТУРЫ ЯДРА И ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

Зам. главного редактора Ф.Е. ЧУКРЕЕВ

В.В. Варламов, Б.Я. Гужовский, П.П. Дмитриев, В.В. Ежела, Б.В. Журавлев,  
Р.Б. Иванов, Б.С. Ишханов, В.М. Кулаков, Ю.В. Сергеенков, В.Е. Сторижко,  
Н.П. Чижова

## ЯДЕРНО-РЕАКТОРНЫЕ ДАННЫЕ

Зам. главного редактора М.Ф. ТРОЯНОВ

П.П. Благоволин, А.И. Воропаев, А.Ю. Гагаринский, Л.В. Диев, С.М. Зарицкий,  
М.Н. Зизин, А.А. Лукьянов, В.Г. Мадеев, В.И. Матвеев, И.П. Матвеевко,  
М.Н. Николаев, Э.Е. Петров, Л.В. Точеный, В.В. Хромов

Ответственный секретарь В.В. Возяков

© Центральный научно-исследовательский институт  
информации и технико-экономических исследований  
по атомной науке и технике (ЦНИИатоминформ), 1986

**ТАЛОН ОБРАТНОЙ СВЯЗИ**  
 по оценке использования статей научно-  
 технического сборника "Вопросы атомной  
 науки и техники", серия \_\_\_\_\_  
Ядерные константы, 1986, вып. 3

№№	Наименование статей	Использована		Не использована		
		в разра- ботках	для об- щего озна- комле- ния	не соот- ветст- вует те- матике работ	не содер- жит но- вых про- грессив- ных ре- шений	информа- ция опоз- дала
	Федоров М.Б., Скляр Н.Т., Овдиенко В.Д., Яковенко Т.И., Сметанин Г.А. Эффекты энергетической структуры полных нейтронных сечений хрома в области неразрешенных резонансов					
	Комаров А.В. Факторы резонансной самоэкранировки для железа, никеля и хрома					
	Симаков С.П. Экспериментальные и оцененные данные о спектрах вторичных нейтронов из реакций на ядрах железа, хрома и никеля					
	Проняев В.Г., Игнатюк А.В. Оценка нейтронных сечений изотопов железа в резонансной области					
	Поляков А.В., Ловчикова Г.Н., Виноградов В.А., Журавлев Б.В., Сальников О.А., Сухих С.Э. Рассеяние нейтронов с энергией 6 МэВ на ванадии					
	Немилов Ю.А., Крамаровский Я.М., Тетерин Е.Д., Победоносцев Л.А. Неупругое рассеяние нейтронов на ядрах $^{93}\text{Nb}$					
	Трофимов Ю.Н. Сечение радиационного захвата нейтронов $^{116}\text{Cd}$ при энергии 0,4—2,0 МэВ					
	Григорьев Е.И., Трошин В.С., Ярына В.П. Оценка сечения реакции $^{204}\text{Pb}(n, n')^{204m}\text{Pb}$ для нейтронно-активационного детектора					
	Сухих С.Э., Ловчикова Г.Н., Виноградов В.А., Журавлев Б.В., Поляков А.В., Сальников О.А. Интегральный спектр мгновенных нейтронов деления $^{232}\text{Th}$ при вынужденном делении нейтронами с энергией 1,5 МэВ					
	Казаков Л.Е., Кононов В.Н., Мантуров Г.Н., Полетаев Е.Д., Боровко М.В., Тимохов В.М., Воеводский А.А. Измерение сечения радиационного захвата нейтронов для $^{238}\text{U}$ в области энергий 4—460 кэВ					
	Коньшин В.А., Салыхов Н.К. Оценка средних резонансных параметров $^{235}\text{U}$ , изотопов плутония и $^{241}\text{Am}$ по данным в области энергий разрешенных резонансов					

№№	Наименование статей	Использована		Не использована		
		в разработках	для обозначения	не соответствует тематике работ	не содержит новых прогрессивных решений	информация опоздала

Кудяев Г.А., Остапенко Ю.Б., Смиренкин Г.Н. О статистическом описании вероятности деления в переходной области ядер (в районе радия)

Гай Е.В. Об аппроксимации рациональными функциями сечений нескольких реакций, проходящих через составное ядро

Груша Н.М., Жук И.В., Ломоносова Е.М., Малыгин А.П., Слизов В.П., Ярошевич О.И. Анализ расчетно-экспериментальных расхождений отношений средних сечений изотопов плутония в быстро-тепловой критической сборке БТС-4

Великанов В.В., Савинов А.П., Савоськин М.М. Исследование метода линейной коллапсации нейтронных сечений

” ” \_\_\_\_\_ 198 г.

Начальник ОНТИ

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

# ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

## Серия: ЯДЕРНЫЕ КОНСТАНТЫ

Научно-технический сборник

Выпуск 3

### НЕЙТРОННЫЕ КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ ЯДЕРНО-РЕАКТОРНЫЕ ДАННЫЕ

Москва

Издается с 1971 г.

1980

#### СОДЕРЖАНИЕ

##### НЕЙТРОННЫЕ КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ

Федоров М.Б., Скляр Н.Т., Овдиенко В.Д., Яковенко Т.И., Сметанин Г.А. Эффекты энергетической структуры полных нейтронных сечений хрома в области неразрешенных резонансов .....	3
Комаров А.В. Факторы резонансной самоэкранировки для железа, никеля и хрома	6
Симаков С.П. Экспериментальные и оцененные данные о спектрах вторичных нейтро- нов из реакций на ядрах железа, хрома и никеля .....	8
Проняев В.Г., Игнатюк А.В. Оценка нейтронных сечений изотопов железа в резонансной области	13
Поляков А.В., Ловчикова Г.Н., Виноградов В.А., Журавлев В.В., Сальников О.А., Сухих С.Э. Рассеяние нейтронов с энергией 6 МэВ на ванадии .....	21
Немилов Ю.А., Крамаровский Я.М., Тетерин Е.Д., Победоносцев Л.А. Неупругое рассеяние нейтронов на ядрах $^{93}\text{Nb}$ .....	24
Трофимов Ю.Н. Сечение радиационного захвата нейтронов $^{116}\text{Cd}$ при энергии 0,4-2,0 МэВ .....	27
Григорьев Е.И., Трошин В.С., Ярына В.П. Оценка сечения реакции $^{204}\text{Pb}(n, n')^{204m}\text{Pb}$ для нейтронно-акти- вационного детектора .....	30

Сухих С.Э., Ловчикова Г.Н., Виноградов В.А., Журавлев Б.В., Поляков А.В., Сальников О.А. Интегральный спектр мгновенных нейтронов деления $^{232}\text{Th}$ при вы- нужденном делении нейтронами с энергией 1,5 МэВ .....	34
Казаков Л.Е., Кононов В.Н., Мантуров Г.Н., Полетаев Е.Д., Боховко М.В., Тимохов В.М., Воеводский А.А. Измерение сечения радиационного захвата нейтронов для $^{238}\text{U}$ в области энергий 4-460 кэВ .....	37
Коньшин В.А., Салыхов Н.К. Оценка средних резонансных параметров $^{235}\text{U}$ , изотопов плутония и $^{241}\text{Am}$ по данным в области энергий разрешенных резонансов.....	46
Кудяев Г.А., Остапенко Ю.Б., Смиренкин Г.Н. О статистическом описании вероятности деления в переходной облас- ти ядер (в районе радия) .....	55
Гай Е.В. Об аппроксимации рациональными функциями сечений нескольких реак- ций, проходящих через составное ядро .....	62

#### ЯДЕРНО-РЕАКТОРНЫЕ ДАННЫЕ

Груша Н.М., Жук И.В., Ломоносова Е.М., Мальхин А.П., Слизов В.П., Ярошевич О.И. Анализ расчетно-экспериментальных расхождений отношений сред- них сечений изотопов плутония в быстро-тепловой критической сборке БТС-4 .....	66
Великанов В.В., Савинов А.П., Савоськин М.М. Исследование метода линейной коллапсации нейтронных сечений .....	74
Библиографический индекс работ, помещенных в настоящем выпуске, в Международной системе СИИДА.....	81

## НЕЙТРОННЫЕ КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ

УДК 539.172.4

ЭФФЕКТЫ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЫ ПОЛНЫХ НЕЙТРОННЫХ  
СЕЧЕНИЙ ХРОМА В ОБЛАСТИ НЕРАЗРЕШЕННЫХ РЕЗОНАНСОВ

М.Б.Федоров, Н.Т.Скляр, В.Д.Овдиенко, Т.И.Яковенко, Г.А.Сметанин

EFFECTS OF THE ENERGY STRUCTURE OF CHROMIUM TOTAL NEUTRON CROSS-SECTIONS IN THE REGION OF UNRESOLVED RESONANCES. Chromium neutron transmissions have been measured in the energy region 1,4-2,5 MeV. Theoretical analysis of experimental chromium selfshielding factors in the energy range 0,4-2,5 MeV have been carried out using the optical-statistical approach.

Имеющаяся экспериментальная информация о факторах резонансной самоэкранировки  $f_{\pm}$  полных нейтронных сечений  $\sigma_{\pm}$  хрома в области энергий 0,4-2,5 МэВ весьма противоречива [1]. Большинство данных, основанных на исследованиях детального хода энергетической зависимости сечения  $\sigma_{\pm}$ , приводит к завышенным значениям факторов  $f_{\pm}$  в результате хотя и высокой, но конечной разрешающей способности современных нейтронных спектрометров [2]. Немногочисленные в рассматриваемой области исследования, основанные на изучении пропускания нейтронов образцами исследуемого материала различной толщины  $nh$  [2,3], свободны от этого недостатка, поэтому соответствующие им значения  $f_{\pm}$  можно считать более достоверными. Цель настоящей работы - получение независимых экспериментальных данных о пропусканиях и факторах самоэкранировки хрома, дополняющих имеющиеся данные для энергетического диапазона 1,4-2,5 МэВ, и разработка методов самосогласованного теоретического описания усредненных нейтронных сечений и эффектов резонансной структуры в рамках общепринятых модельных подходов.

В работе применялась экспериментальная методика, описанная ранее при исследованиях пропусканий в области 0,4-1,4 МэВ [4]. Ее отличительная особенность - использование нейтронов из мишеней  $LiF$  и трития импульсного электростатического ускорителя ЭГ-5 и метода времени пролета для исключения регистрации  $\beta$ -квантов из мишени ускорителя и значительной части равномерно распределенного во времени фона. Методика позволила получить значения пропусканий в диапазоне 0,9-0,001 со статистической точностью около 2%. Полученные значения наблюдаемых полных сечений хрома  $\sigma_{\pm} = (nh)^{-1} \ln(1/T)$  приведены на рис.1.

Экспериментальные данные о пропусканиях использовали для получения факторов самоэкранировки полных сечений методом работы [5] (рис.2). Сравнение с оцененными групповыми данными для 4-6 энергетических групп показывает, что настоящие результаты в целом близки к оценкам работ [1, 3], несколько превышая их в области 4-й группы (1,4 - 2,5 МэВ). Другие оценки, основанные на результатах исследований детальной энергетической зависимости полных сечений, сильно завышены по сравнению с данными работ [1, 3] и авторов настоящей статьи.

При выборе методов модельного описания эффектов энергетической структуры авторы отдали предпочтение оптико-статистическому подходу, широко применяемому при оценке усредненных нейтронных сечений. Использование оптико-статистической схемы расчетов позволяет надеяться, что оптические параметры, подобранные при анализе сечений в широкой энергетической области, могут быть полезны для теоретической оценки факторов самоэкранировки в случае недостатка экспериментальной информации или скорректированы так, чтобы получить самосогласованное описание сечений и факторов самоэкранировки.

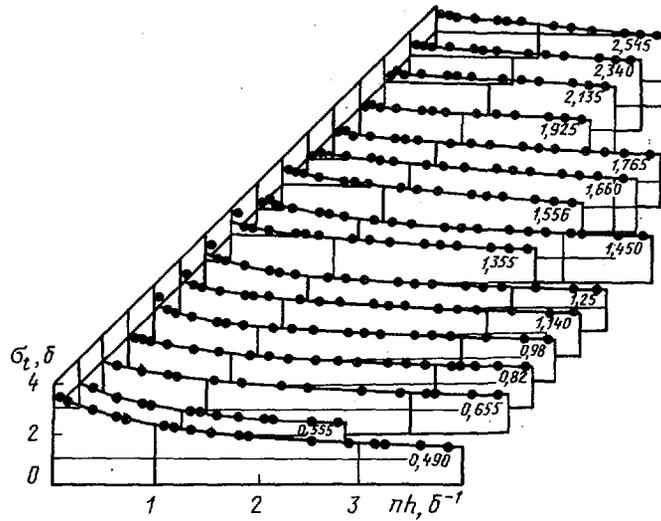


Рис.1. Наблюдаемые полные сечения хрома в зависимости от толщины образца при указанных на рисунке энергиях (в мегаэлектронвольтах)

Анализ нейтронных сечений изотопа  $^{52}\text{Cr}$  проводили в рамках обобщенной оптической модели с учетом связи каналов, соответствующих основному и первому возбужденному  $2\frac{1}{2}^+$ -состояниям ядра-мишени. Полученные при этом элементы матрицы столкновений использовали далее для расчетов пропусаний. В области ниже порога возбуждения  $2\frac{1}{2}^+$ -состояния применили формулу [7], справедливую в одноканальном случае, который приблизительно реализуется для  $^{52}\text{Cr}$  при энергиях 0,4–1,4 МэВ. Из исправленных на эффект Доплера по методу работы [8] расчетных пропусаний [4] определяли факторы самоэкранировки.

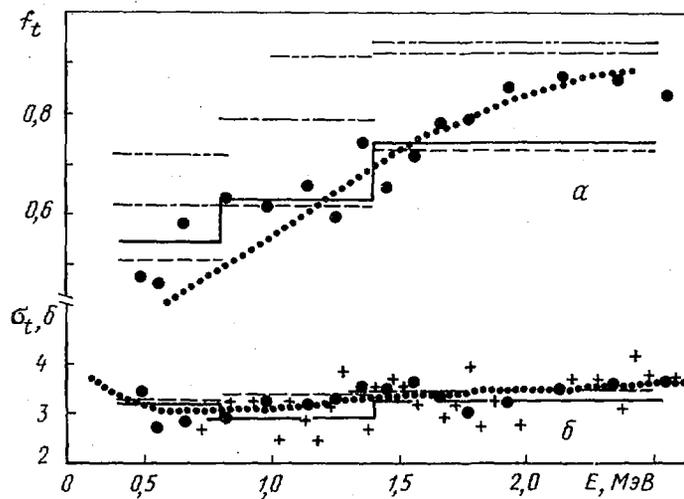


Рис.2. Факторы самоэкранировки (а) и полные нейтронные сечения (б) хрома: ● - экспериментальные данные, полученные в настоящей работе; ..... - расчет на основе оптико-статистического подхода; — — — — групповые константы БНАВ-78 [1]; - - - - оценка В.В.Филиппова [3]; - · - · - по данным КЕК-1000 [6]; - · - · - по данным английской библиотеки UKNDL-73; + - оценка полного сечения американской библиотеки ENDF/B-IV после усреднения в интервалах 50 кэВ

Для расчета эффектов резонансной структуры в многоканальном случае была разработана программа STAR с использованием метода случайной матрицы столкновений. В основу программы положен алгоритм [9], основные особенности которого:

- K-матричная параметризация матрицы столкновений, обеспечивающая ее унитарность и симметричность;
- нормальное распределение амплитуд парциальных ширин K-матрицы и распределение Вигнера для энергетических межполосных интервалов;
- замена энергетического усреднения функционалов, включая  $\exp(-nh \sigma_{\pm})$ , усреднением по ансамблю.

В отличие от работы [9] авторы не вводили корреляции распределения энергетических интервалов, что объясняется слабой чувствительностью результатов к введению таких корреляций. Эффект Доплера учитывали путем предварительного усреднения каждого из членов ансамбля в пределах доплеровской ширины, пересчитанной для распределения тепловых энергий в форме Лоренца [8].

Теоретические пропуски и факторы самоэкранировки для природного хрома получали на основе расчетов изотопа  $^{52}\text{Cr}$ , распространенность которого составляет 83,76%. Предполагалось, что полные нейтронные сечения различных изотопов хрома не коррелированы между собой. Поскольку парциальные толшины нераспространенных изотопов в исследуемых образцах малы, для них оправдано приближение экспоненциального ослабления, соответствующее нефлюктуирующим сечениям. Поэтому наличие таких изотопов в образце может быть учтено введением некоторого сечения разбавления, которое определяется полными нейтронными сечениями указанных изотопов и их распространенностью. В настоящих расчетах средние полные сечения малораспространенных изотопов предполагались равными среднему сечению  $^{52}\text{Cr}$ .

Использовали оптические параметры, подобранные ранее при анализе полных сечений, силовых функций и сечений упругого рассеяния изотопа  $^{52}\text{Cr}$ . Удовлетворительное единое описание силовых функций и полных сечений в энергетической области 0,4 - 9 МэВ было достигнуто при выборе глубины поверхностного потенциала поглощения для упругого канала  $w_s^{(0)} = 2,1$  МэВ и для каналов с возбуждением  $2_1^+$ -состояния  $w_s^{(1)} = 13$  МэВ в соответствии с данными работы [10]. Остальные параметры имели следующие значения (обозначения общепринятые):  $v = 49,15$  МэВ,  $v_{so} = 8,8$  МэВ,  $r_{ow} = r_{ov} = -r_{oso} = r_o = 1,25$  фм\*,  $a_v = 0,52$  фм,  $a_w = 0,49$  фм,  $\beta_2 = 0,23$ . Качество описания полных сечений в рассматриваемой энергетической области иллюстрирует рис. 2. Как видно из рисунка, указанные параметры привели к удовлетворительному согласию рассчитанного и полученного авторами в эксперименте усредненного энергетического хода факторов самоэкранировки.

Полученный результат свидетельствует о том, что усредненные в некотором интервале энергий экспериментальные значения факторов самоэкранировки, по-видимому, объяснимы с позиций оптико-статистической модели, которая поэтому может использоваться при оценке эффектов энергетической структуры сечений.

В связи с тем, что достоверность полученных в настоящей работе значений факторов самоэкранировки для хрома подтверждается самосогласованными теоретическими расчетами, рекомендуется повысить оцененное в системе БНАВ-78 значение фактора в 4-й энергетической группе до величины примерно 0,82.

#### 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. Филиппов В.В. Ядерные константы, 1972, вып. 8, ч. I, с. 39.
3. Филиппов В.В. В кн.: Нейтронная физика: Материалы 6-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 2-6 октября 1983 г. Т. 3. М.: ЦНИИатоминформ, 1984, с. 107.
4. Овдиенко В.Д., Скляр Н.Т., Сметанин Г.А. и др. Там же, с. 73.
5. Тараско М.З. Препринт ФЭИ-156. Обнинск, 1966.
6. Cierjacks S., Fortt P., Kopsch D. e.a. Prepr. KFK-1000. Karlsruhe, 1968.

\* 1 фемтометр =  $10^{-15}$  м.

7. Зарецкий Д.Ф., Сироткин В.К., Урин М.Г. Ядерная физика, 1975, т.22, с.709.
8. Лукьянов А.А. Структура нейтронных сечений. М.: Атомиздат, 1978.
9. Hofmann H.M., Richert J., Terel J.W. Ann. Phys., 1975, v.90, N 2, p.391-402.
10. Федоров М.В. Ядерная физика, 1980, т.32, вып. 2(8), с.392.

Статья поступила в редакцию 24 октября 1985 г.

УДК 539.170.013

## ФАКТОРЫ РЕЗОНАНСНОЙ САМОЭКРАНИРОВКИ ДЛЯ ЖЕЛЕЗА, НИКЕЛЯ И ХРОМА

А.В.Комаров

SELFSHIELDING FACTORS FOR IRON, NICKEL AND CHROM. The self-shielding factors for iron, nickel and chrom are calculated with there errors from the neutron transmission data using the equal equidistant resonance method. The results are compared with BNAB-78 data.

Точность расчета ядерных реакторов и защиты во многом определяется точностью учета эффектов резонансной самоэкранировки нейтронных сечений. Существует несколько способов учета резонансной структуры сечений при многогрупповом решении уравнения переноса нейтронов. Наиболее распространенными методами такого учета являются: формализм факторов резонансной самоэкранировки [1], метод подгрупп [2,3], а за рубежом метод вероятностных таблиц [4]. Разрабатываются и другие более точные или более удобные в отдельных приложениях методы: мультигрупповой подход [5,6], метод одинаковых резонансов [7], представление резонансной структуры сечений в виде функции распределения сечения в группе [8,9]. Методы работ [5-9], однако, по полноте охватываемых ими элементов и изотопов не могут пока конкурировать с методом подгрупп и формализмом факторов самоэкранировки.

Несмотря на то что использование факторов самоэкранировки в групповых расчетах переноса нейтронов дает значительно большие погрешности по сравнению с методом подгрупп и некоторыми другими методами, сравнение этих факторов наиболее удобно для оценки имеющейся в различных источниках информации о самоэкранировке нейтронных сечений. Кроме того, факторы самоэкранировки используются для получения подгрупповых параметров и параметров других более точных методов.

Оценка значений факторов самоэкранировки может быть проведена путем анализа детального хода резонансных сечений, анализа данных по пропусканию, подгонки к макроэкспериментам и другими способами. Для области неразрешенных резонансов, в которой отсутствуют достоверные сведения о детальном ходе сечений, данные по пропусканию широких по энергии пучков нейтронов являются основным источником информации о резонансном самоэкранировании сечений.

Анализ экспериментальных данных. Чем больший диапазон изменения толщин образцов содержит кривая пропускания, тем с большей точностью она позволяет рассчитывать прямые и обратные моменты сечений, а значит, и факторы самоэкранировки. Широкий интервал изменения толщин образцов пропусканий нейтронов, имеющих малую погрешность, представлен в работах [10,11]. Экспериментальная погрешность данных о пропускании для железа, никеля и хрома изменяется в пределах 2-10% во всех группах, кроме шестой. В шестой группе эта погрешность больше 10%, так как в отличие от других групп в нее попал всего один экспериментальный энергетический интервал, а спектр нейтронов для нее можно считать фермиевским лишь с большой погрешностью.

Данные о пропускании обрабатывали в рамках метода одинаковых резонансов для железа, никеля и хрома с помощью библиотечной программы FUMILL методом наименьших квадратов [7,12,13]. Метод одинаковых резонансов позволяет получать данные о резонансном самоэкранировании сечений радиационного захвата из анализа прямых пропусканий и рассчитывать значения факторов самоэкранировки по простым аналитическим формулам для любых разбавлений и температур. Методика и таблицы численных результатов для факторов самоэкранировки по полному сечению  $\sigma_t$ , рассеянию  $\sigma_e$  и захвату  $\sigma_c$  для железа и хрома приведены в работах [7,12]. В данной работе так же, как это сде-

лено для хрома, рассчитаны факторы  $f_t$ ,  $f_e$  и  $f_c$  для никеля в 4-9-й группах системы констант БНАВ-78. При расчете этих факторов использовали только значения экспериментальных пропусаний и средних сечений в группе работы [3].

В таблице результаты предыдущих (для железа и хрома) [7] и настоящих расчетов сравниваются с данными БНАВ-78 [3]. Значения факторов  $f_t$  и  $f_e$  в системе констант БНАВ-78 получены из анализа тех же экспериментальных данных о пропускании [10,11] методом направленных расхождений [3,14], поэтому имеющиеся различия в факторах  $f_t$  и  $f_e$  характеризуют методические погрешности обработки экспериментальных данных. Погрешности приведенных в таблице факторов самоэкранировки складываются из методической и экспериментальной составляющих. Методическая погрешность в расчете факторов самоэкранировки с помощью метода одинаковых резонансов состоит в основном из флюктуационной погрешности и погрешности применения модельных параметров. Исходя из методики, подробно описанной в работах [7], эти составляющие погрешности были оценены автором для железа, никеля и хрома. В результате получено, что расчет факторов самоэкранировки по полному сечению и рассеянию имеет методическую погрешность в пределах 2-5% для указанных трех элементов, а расчет факторов самоэкранировки по захвату имеет методическую погрешность меньше 30% для никеля и хрома и меньше 15% для железа.

Значения фактора  $f_c$  по данным о прямых пропусканиях для никеля и хрома могут быть получены методом одинаковых резонансов более точно, если использовать дополнительную информацию о вкладе в среднее сечение захвата различных систем резонансных уровней (эта информация использовалась при вычислении фактора  $f_c$  для железа) и более корректно учесть процесс неупругого рассеяния.

Факторы резонансной самоэкранировки сечений железа, никеля, хрома при нулевом разбавлении

Номер группы	Железо			Никель			Хром		
	$f_c$	$f_t$	$f_e$	$f_c$	$f_t$	$f_e$	$f_c$	$f_t$	$f_e$
3	-	-	-	-	-	-	0,993 (1,01)*	0,822 (0,837)	0,931 (0,874)
4	0,93 (0,882)	0,767 (0,755)	0,883 (0,852)	0,98 (0,966)	0,791 (0,779)	0,903 (0,875)	0,924 (0,98)	0,784 (0,747)	0,891 (0,823)
5	0,726 (0,784)	0,662 (0,622)	0,825 (0,785)	0,943 (0,942)	0,679 (0,708)	0,836 (0,866)	0,914 (0,944)	0,682 (0,63)	0,827 (0,773)
6	0,623 (0,626)	0,455 (0,407)	0,684 (0,645)	1,04 (0,896)	0,582 (0,662)	0,715 (0,804)	0,756 (0,902)	0,554 (0,544)	0,735 (0,714)
7	0,557 (0,609)	0,34 (0,346)	0,600 (0,624)	0,878 (0,837)	0,542 (0,530)	0,729 (0,697)	-	-	-
8	0,498 (0,499)	0,275 (0,263)	0,541 (0,564)	0,961 (0,794)	0,375 (0,366)	0,636 (0,607)	-	-	-
9	0,522 (0,535)	0,312 (0,353)	0,586 (0,629)	0,859 (0,745)	0,457 (0,403)	0,694 (0,483)	-	-	-

\*В скобках - соответствующие данные работы [3].

#### Список литературы

1. Абагян Л.П., Базазянц Н.О., Бондаренко И.И., Николаев М.Н. Групповые константы для расчета атомных реакторов. М.: Атомиздат, 1964.

2. Николаев М.Н., Игнатов А.А., Исаев Н.В., Хохлов В.Ф. Метод подгрупп для учета резонансной структуры сечений в нейтронных расчетах. - Атомная энергия, 1970, т.29, с.11; 1971, т.30, с.416.
3. Абагян Л.П., Базазянц Н.О., Николаев М.Н., Цибуля А.М. Групповые константы для расчета реакторов и защиты. М.: Энергоиздат, 1981.
4. Levitt L.B. Nucl. Sci. and Engng, 1972, v.49, N 4, p.450.
5. Rago A.L., Hummel H.H. USAEC Rep. ANL-6805. January 1964.
6. Katsuragi S., Ishiguro Y., Kato O. Rep. JAERI-1109. December 1965.
7. Комаров А.В., Лукьянов А.А. Метод определения коэффициентов самоэкранирования в области неразрешенных резонансов. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1981, вып.3 (47), с.16; Комаров А.В. Анализ резонансного самоэкранирования в области неразрешенных уровней. - Автореф. на соиск.учен.степ.канд.физ.-мат.наук. Обнинск, ФЭИ, 1984.
8. Колесов В.Е., Соловьев Н.А. Получение из фундаментальных библиотек оцененных данных равновероятных внутригрупповых сечений для расчета защиты методом Монте-Карло. - Атомная энергия, 1980, т.48, вып.3, с.180.
9. Азарнова Т.А., Андросенко П.А. Представление нейтронных сечений в резонансной области энергий непрерывными случайными величинами. - Препринт ФЭИ-1614. Обнинск, 1984.
10. Филиппов В.В. Резонансная структура полного нейтронного сечения взаимодействия нейтронов с ядрами железа. - В кн.: Радиационная безопасность и защита атомных станций. М.: Атомиздат, 1977, вып.3, с.84.
11. Николаев М.Н., Филиппов В.В. Измерение параметров резонансной структуры полных сечений некоторых элементов в области 0,3-2,7 МэВ. - Атомная энергия, 1963, т.15, с.493.
12. Возяков В.В., Комаров А.В., Кривцов А.С. Сравнение факторов самоэкранировки нейтронных сечений хрома. - В кн.: Нейтронная физика: Материалы 6-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 2-6 октября 1983 г. Т.3. М.: ЦНИИАтоминформ, 1984, с.84.
13. Комаров А.В., Лукьянов А.А. Метод анализа средних по энергии пропусканий резонансных нейтронов. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1981, вып.3(42), с.3.
14. Филиппов В.В., Тараско М.З. Измерение плотности распределения полного нейтронного сечения. - В кн.: Нейтронная физика: Материалы 3-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 9-13 июня 1975 г. Ч.2. М.: ЦНИИАтоминформ, 1976, с.57.

Статья поступила в редакцию 31 октября 1985 г.

УДК.539.172.4

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ И ОЦЕНЕННЫЕ ДАННЫЕ О СПЕКТРАХ ВТОРИЧНЫХ НЕЙТРОНОВ ИЗ РЕАКЦИЙ НА ЯДРАХ ЖЕЛЕЗА, ХРОМА И НИКЕЛЯ

С.П.С и м а к о в

EXPERIMENTAL AND EVALUATED DATA FOR THE SECOND NEUTRON SPECTRA FROM NEUTRON REACTIONS FOR THE NUCLEI IRON, CHROMIUM, NICKEL. The compilation and analysis of the experimental secondary neutron spectra from neutron interaction of fast neutrons with nuclei iron, chromium, nickel are made. It is shown that more complete data are exist for iron, but for another nuclei the experimental data are mainly restricted to the incident neutron energy 14 MeV. The comparison of the experimental and evaluated data from ENDF/B-IV and JENDL-2 libraries have shown, that evaluated files must be corrected.

Знание сечений взаимодействия нейтронов с ядрами железа, хрома и никеля как основными конструкционными элементами ядерных установок имеет большое практическое значение. В области энергий нейтронов порядка мегаэлектронвольта и выше в полное сечение основной вклад вносят процесс неупругого рассеяния и реакции  $(n, 2n)$ ,  $(n, np)$ ,  $(n, n\alpha)$ . С прикладной точки зрения большое значение имеет также знание энергетических распределений вторичных нейтронов из этих реакций, в соответствии с которыми происходит "смягчение" нейтронного потока в реакторе. В настоящее время к

этим физическим величинам предъявляется требование на точность 5–20% [1]. В данной работе рассмотрен вопрос качественного соответствия экспериментальных и оцененных данных этим требованиям.

Сравнительно легкие ядра железа, хрома, никеля характеризуются невысокой плотностью низколежащих ядерных уровней, поэтому экспериментальная информация о неупругих взаимодействиях нейтронов с энергиями до 5 МэВ представлена, как правило, в виде парциальных сечений неупругого рассеяния с возбуждением отдельных уровней. Остановимся на области более высоких энергий, в которой эксперимент позволяет получить информацию о непрерывных энергетических распределениях вторичных нейтронов.

Рассмотрим две библиотеки оцененных нейтронных данных для природной смеси изотопов хрома, железа и никеля: четвертую версию американской библиотеки ENDF/B-IV [2] и вторую версию японской библиотеки JENDL-2 [3]. В табл. I приведены экспериментальные работы (за исключением работ, выполненных при энергиях 14–15 МэВ), посвященные исследованию спектров вторичных нейтронов, образованных в результате взаимодействия быстрых нейтронов с указанными элементами.

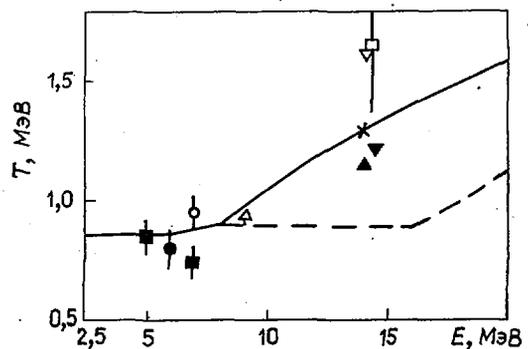
Наиболее полно информация представлена для железа, в то время как для других элементов она ограничена результатами только 2–3 работ. Экспериментальные сечения (за исключением работы [4]) измерены методом времени пролета. Эти данные, как правило, согласуются между собой, а также с другими данными при совпадающих энергиях и ядрах, что свидетельствует об их достоверности.

На рис. 1 приведены ядерные температуры, характеризующие энергетическую зависимость спектров неупругого рассеяния для железа, полученные разными авторами. Как видно, температуры при энергиях нейтронов до 10 МэВ хорошо согласуются между собой и с оцененными данными из библиотеки JENDL-2 (разброс данных при энергии 14 МэВ свидетельствует о значительном расхождении экспериментальных спектров при этой энергии). Оцененные данные о ядрах хрома и никеля плохо согласуются с экспериментальными (см. результаты работы [8] на рис. 2). Как видно из рисунка, оцененные данные библиотеки ENDF/B-IV, в которой используется поточечное представление, также неудовлетворительно согласуются с экспериментом.

Рис. 1. Температура ядра железа в зависимости от энергии падающих нейтронов. Экспериментальные данные работ: ■ - [4]; ○ - [5]; ● - [6]; △ - [8]; × - [11]; □ - [12]; ▲ - [13]; ▼ - [14]; ▽ - [15]. Оцененные данные библиотеки JENDL-2: — — — — — ядерная температура после испускания первого нейтрона; - - - - - то же для второго нейтрона.

Таблица I  
Ядра и начальные энергии, для которых измерялись спектры вторичных нейтронов

Ядро	Начальная энергия, МэВ	Литература
Железо	5; 7	[4]
"	7	[5]
"	6	[6]
Никель	3,6–8,5	[7]
Железо, хром, никель	9,1	[8]
" " "	4–8,5	[9]
Железо	25,7	[10]



Рассмотрим экспериментальные данные, полученные при энергиях 14–15 МэВ. Сравнительно большое число независимых экспериментов при этих энергиях позволяет сделать конкретные выводы о достоверности тех или иных результатов. При начальной энергии 14 МэВ на рассматриваемых ядрах открываются помимо канала реакции  $(n, n')$  каналы других реакций:  $(n, 2n)$ ,  $(n, np)$  и  $(n, n\alpha)$ . Поэтому спектр вторичных нейтронов представляет собой сумму спектров нейтронов всех этих реакций, т.е. спектр эмиссии.

В табл.2 перечислены основные экспериментальные исследования с указанием некоторых параметров. В первой группе экспериментов (верхняя часть табл.2) можно выделить те, в которых временное разрешение нейтронного спектрометра, отнесенное к его пролетной базе ( $\Delta t/L$ ), было больше 1 нс/м. В экспериментах с таким умеренным разрешением наиболее надежной является информация о низкоэнергетической части спектров эмиссии, так как в высокоэнергетической части возможны значительные систематические погрешности, связанные с некорректным отделением пика упруго-рассеянных нейтронов. Как видно из рис.3, результаты этих исследований, выполненных в основном в 1966-1972 гг., обнаруживают существенные расхождения в области энергий вторичных нейтронов  $E' \leq 1$  МэВ. Эксперимент, поставленный в 1979 г. специально для исследования низкоэнергетической части спектров [19], подтвердил данные работы [12]. Учитывая совершенство методики этих работ, можно утверждать, что для железа, хрома и никеля исчерпывающее представление о низкоэнергетической части спектров эмиссии при 14 МэВ может быть получено на основе данных работ [12, 19].

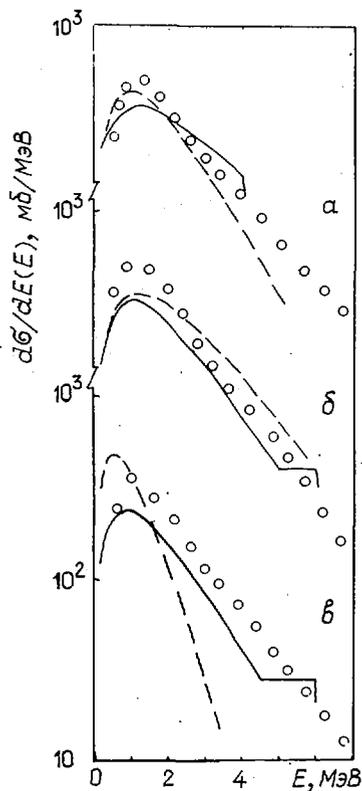


Рис.2. Дифференциальные сечения неупругого рассеяния нейтронов на ядрах железа (а), хрома (б), никеля (в) при энергии 9,1 МэВ (на этом рисунке и далее по оси абсцисс отложена энергия вторичных нейтронов): о - экспериментальные данные работы [8]; оцененные данные библиотек: — — — ENDF/B-IV, - - - - JENDL-2

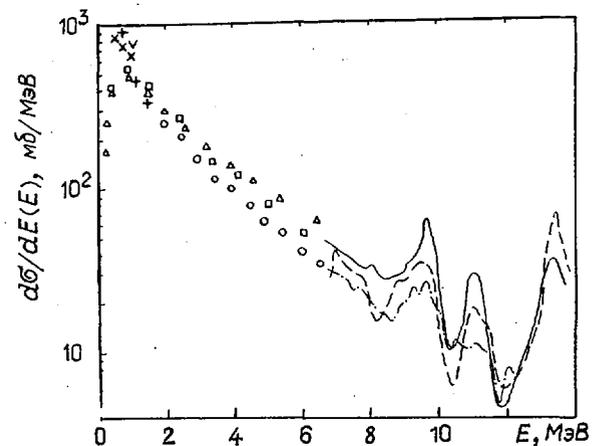


Рис.3. Дифференциальные сечения эмиссии нейтронов реакции (Fe + n) при энергии 14-15 МэВ. Экспериментальные данные работ: √ [11]; Δ [12]; ○ [14]; + [16]; × [17]; □ [19]; - - - [15]; - - - [20]; — — — [21]

В последние годы по мере улучшения разрешающей способности нейтронных спектрометров внимание исследователей стала привлекать высокоэнергетическая часть спектров эмиссии. Соответствующие работы (при  $\Delta t/L < 1$  нс/м) перечислены во второй части табл.2, а их результаты также приведены на рис.3. Как видно из рисунка, между данными различных работ наблюдается расхождение, хотя можно с уверенностью констатировать, что при неупругом рассеянии нейтронов с большой вероятностью возбуждаются коллективные состояния ядра  $^{56}\text{Fe}$  со спинами  $2^+$  и  $3^-$ . Этот вывод основан на том, что положение и величина максимумов в высокоэнергетической части экспериментальных спектров неупругорассеянных нейтронов могут быть описаны в модели сильной связи каналов в предположении коллективной природы нижайших состояний ядра  $^{56}\text{Fe}$  (см., например, работу [15]).

Что касается оцененных данных, то, как видно из рис.4, спектры нейтронов библиотеки ENDF/B-IV описывают экспериментальные данные сравнительно хорошо. В случае хрома в данных библиотеки ENDF/B-IV необходимо произвести корректировку заложенных спектров.

Таблица 2

Экспериментальные исследования спектров вторичных нейтронов при энергии 14-15 МэВ

Измеряемый процесс, разрешение	Элемент	$\Delta t/L$ , нс/м	Углы, град.	$E'$ , МэВ	Литература
Эмиссия, $\Delta t/L > 1$ нс/м	Железо	1,6	30, 90, 120	1-5	[11]
	"	5,3	90	0,5-7	[16]
	Железо, хром, никель	3,5	31-151	0,1-14	[12]
	Железо, никель	3,8	90	0,1-7	[17]
	Железо, хром, никель	2,5	110	2-6,5	[13]
	" " "	1,5	40-150	2-14	[14]
	Никель	-	120	2,5-16	[18]
	Железо, хром, никель	2,5	Интеграл по углам	0,3-6	[19]
Эмиссия, $\Delta t/L < 1$ нс/м	Железо, никель	0,2	45-135	1-14	[20]
	Железо	0,5	60	0,5-14	[15]
	Железо, хром, никель	0,2	15-143	0,6-14	[21]
	Железо	0,13	45	3-14	[22]
	"	0,9	30, 45, 60	1-14	[23]
Неупругое рассеяние	Железо	-	Интеграл по углам	1-8,5	[24]
	"	-	70	0,6-4,1	[25]
	"	-	Интеграл по углам	0,2-9	[26]

Новый тип экспериментов, выполненных корреляционным методом (измерение испущенных нейтронов на совпадения с  $\gamma$ -квантами) (конец 70-х гг.) [24-26], дал уникальную информацию о спектрах нейтронов из реакции  $(n, n'\gamma)$ , что позволяет составить представление о спектрах первого и последующих нейтронов. Соответствующие работы перечислены в третьей части табл.2, а их результаты для ядра  $^{56}\text{Fe}$  приведены на рис.5.

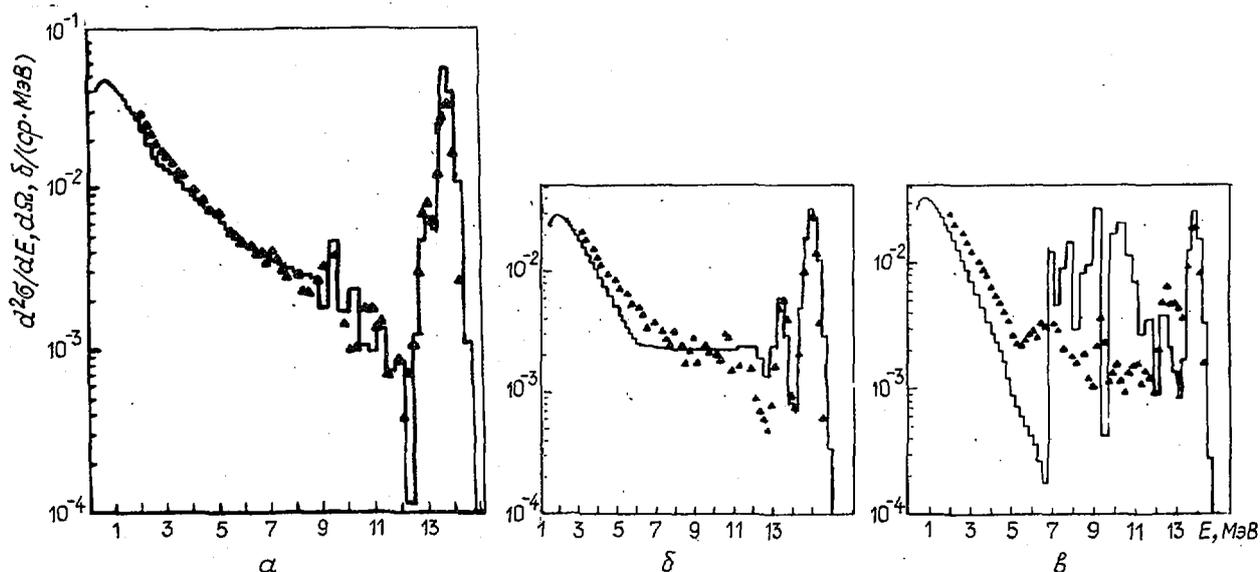


Рис.4. Дважды дифференциальные сечения эмиссии нейтронов при начальной энергии 14 МэВ для ядер железа (а), никеля (б) и хрома (в) под углом  $80^\circ$ . Данные:  $\blacktriangle$  - экспериментальные [21]; — - оцененные (ENDF/B-IV)

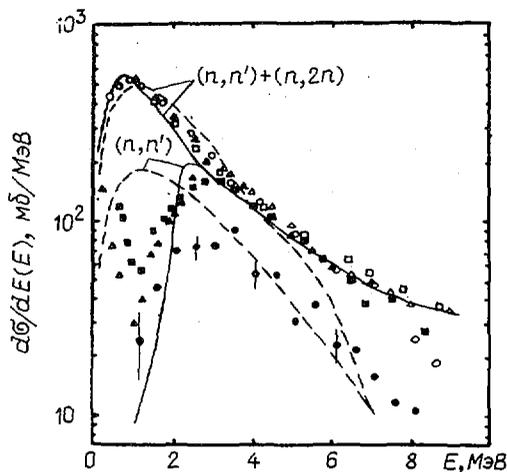


Рис. 5. Дифференциальные сечения неупругого рассеяния реакции  $(n, n')$  и эмиссии [сумма сечений реакций  $(n, n')$  и  $(n, 2n)$ ] при начальной энергии 14–15 МэВ для ядра железа. Экспериментальные данные работ:  $\Delta$  - [15];  $\circ$  - [19] (проинтегрировано в интервале 0,5 МэВ);  $\bullet$  - [24];  $\square$ ,  $\blacksquare$  - [25];  $\blacktriangle$  - [26]. Оцененные данные библиотек: — — ENDF/B-IV; - - - - JENDL-2

Сложность корреляционных экспериментов вызывает расхождение результатов разных авторов. Однако общая тенденция, которая прослеживается во всех работах, заключается в том, что спектр нейтронов реакции  $(n, n' \gamma)$  при  $E' \leq E + Q_{n2n}$ , когда открывается канал испускания второго нейтрона из возбужденного ядра  $^{56}\text{Fe}$ , спадает до нуля. Эта тенденция в принципе правильно отражена в данных библиотеки ENDF/B-IV, в то время как данные о спектре первого нейтрона, заложенные в библиотеке JENDL-2, не отражают эту тенденцию. Для ядер хрома и никеля в библиотеке ENDF/B-IV для спектра первого нейтрона используется неверное представление. И хотя информации по реакциям Cr  $(n, n' \gamma)$ , Ni  $(n, n' \gamma)$  не существует, тем не менее, как указывают экспериментальные данные для соседних ядер [25], спектры нейтронов реакции  $(n, n' \gamma)$  должны иметь спадающую к нулю зависимость от  $E'$  при  $E' \leq E + Q_{n2n}$ . Это обстоятельство следует учесть при корректировке файлов оцененных данных.

На основе анализа, проведенного в данной работе, можно сделать следующий вывод. По железу в настоящее время имеется достаточно экспериментального материала, чтобы сделать выводы о структуре нейтронных спектров в области энергий нейтронов 5–15 МэВ. Относительно оцененных данных можно отметить удовлетворительную параметризацию ядерных температур в библиотеке JENDL-2 и спектров первого и второго нейтронов при 14 МэВ в библиотеке ENDF/B-IV. Эти положительные моменты должны быть учтены при выработке новой версии оцененных данных. Что касается экспериментальных результатов по хрому и никелю, то их сравнительно мало, а оцененные данные плохо согласуются с ними.

#### Список литературы

1. WRENDA 83/84: Rep. INDC(SEC)-88/URSP. Vienna: IAEA, 1983.
2. ENDF/B Summary documentation: Rep. ENDF-201. Brookhaven, 1975.
3. Jamakoshi H. J. Nucl. Sci. and Technol., 1980, v.17, p.477; Kikuchi Y. Ibid., p.567.
4. Ewing R.I., Bonner T.W. Bull. Amer. Phys. Soc., 1961, v.6, N 2, p.149.
5. Thomson D.B. Phys. Rev., 1963, v.129, N 4, p.1649.
6. Seth K.K., Wilenzick R.M., Griffy T.A. Phys. Letters, 1964, v.11, p.308.
7. Maruyama M. Nucl. Phys., 1969, v.A131, p.145.
8. Бирюков Н.С., Журавлев Б.В., Корнилов Н.В. и др. Ядерная физика, 1974, т.19, вып.6, с.1190.
9. Kinney W.E., Perey F.G. NBS special publication, 1975, v.425, p.883.
10. Marcinkowski A., Finlay R.W., Randers-Pehrson G. e.a. Nucl. Sci. and Engng, 1983, v.83, p.13.
11. Schectman R.M., Anderson J.D. Nucl. Phys., 1966, v.77, p.241.
12. Сальников О.А., Ловчикова Г.Н., Котельникова Г.В. и др. Ядерные константы, 1971, вып.7, с.134.
13. Fujita I., Sonoda M., Katase A. J. Nucl. Sci. and Technol., 1972, v.9, p.301.
14. Hermsdorf D., Meister A., Sassonoff S. e.a. Rep. ZFK-277. Dresden, 1974.
15. Лычагин А.А., Девкин Б.В., Виноградов В.А. и др. Препринт ФЭИ-1406. Обнинск, 1983.

16. Mathur S.C., Buchanan P.S., Morgan L.L. Phys. Rev., 1969, v.186, p.1038.
17. Clayeux G., Voignier J. Rep. CEA-R-4279. France, 1972.
18. Shin K., Hasegawa T., Hyedo T. Trans. Amer. Nucl. Soc., 1980, v.34, p.657.
19. Chalupka A., Vonach H., Wenninger F. Rep. ZFK-382. Dresden, 1979.
20. Kammerdiener J.L. Doctor Thesis. Livermore, 1972.
21. Takahashi A., Jamamoto J. Rep. A-83-01. Osaka, 1983.
22. Takahashi A., Fukazawa M., Yanagi J. Rep. A-83-08. Osaka, 1984.
23. Gul K., Anwar M., Ahmad M. e.a. Phys. Rev., 1985, v.C31, p.74.
24. Stengl G., Uhl M., Vonach H. Nucl. Phys., 1977, v. A290, p.109.
25. Козырь Ю.Е., Прокопец Г.А. Изв. АН СССР. Сер. физич., 1978, т.42, с.140.
26. Лычагин А.А., Левкин Б.В., Виноградов В.А. и др. Препринт ФЭИ-1722. Обнинск, 1985 г.

Статья поступила в редакцию 24 декабря 1985 г.

УДК.539.172.4

#### ОЦЕНКА НЕЙТРОННЫХ СЕЧЕНИЙ ИЗОТОПОВ ЖЕЛЕЗА В РЕЗОНАНСНОЙ ОБЛАСТИ

В.Г.Проняев, А.В.Игнатюк

NEUTRON CROSS-SECTION EVALUATION FOR IRON ISOTOPES IN RESONANCE REGION. A new evaluation (CJD-2) of the  $^{54,57,58}\text{Fe}$  isotope neutron cross-sections in the energy range  $10^{-5}$  eV to 500 keV and  $^{56}\text{Fe}$  in the energy range  $10^{-5}$  eV to 850 keV is presented. The main attention was paid to the problem of description of the global structure of the cross-sections in the wide energy region; it will provide the correct account of the self-shielding of the cross-sections in nuclear reactors with fast neutron spectrum.

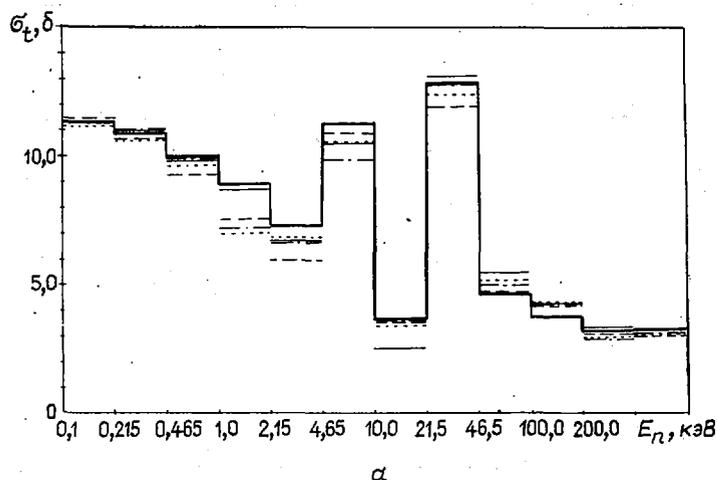
Проведена оценка нейтронных сечений изотопов  $^{54,57,58}\text{Fe}$  в области энергий  $10^{-5}$  эВ - 500 кэВ и  $^{56}\text{Fe}$  в области энергий  $10^{-5}$  эВ - 850 кэВ. Оценка (ЦЯД-2) основана главным образом на экспериментальных данных, полученных после 1975 г. Основное внимание уделялось вопросу описания структуры сечений в широком интервале энергий нейтронов, что обеспечивает корректный учет самоэкранировки сечений при нейтронно-физических расчетах систем с жестким спектром, содержащих железо.

Потребителям оцененных нейтронных сечений в настоящее время доступны файлы данных для железа из библиотек оцененных нейтронных сечений ENDF/B-IV [1], ЦЯД-I [2], ENDF-82 [3], JENDL-II [4]. При сравнении усредненных по широким группам сечений из различных библиотек [5] необходимо отметить удовлетворительное согласие полных сечений и заметные расхождения для сечений захвата (рис.1, а, б). Так, для сечения захвата природной смеси изотопов железа даже при исключении из рассмотрения оценки библиотеки ENDF-82, которая систематически лежит выше других, расхождения в отдельных группах при 26-групповом разбиении оказываются в пределах 30-50%.

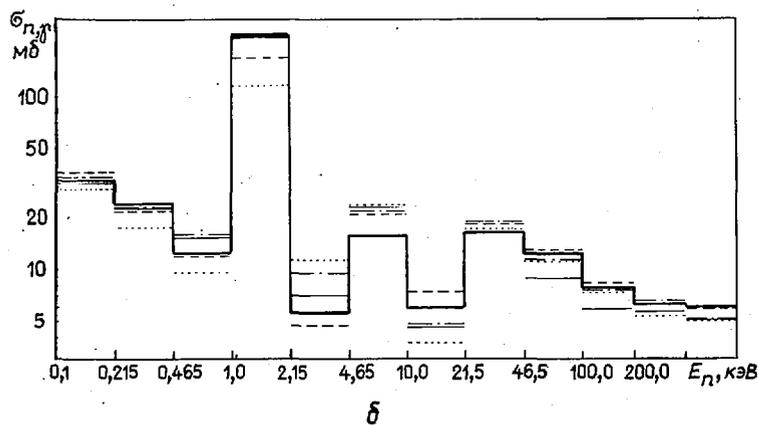
Известный недостаток всех файлов оцененных нейтронных сечений для железа и его изотопов состоит в том, что область разрешенных резонансов ограничивается энергией нейтронов 200-300 кэВ, а выше даются сглаженные сечения или приводится область неразрешенных резонансов со средними значениями резонансных параметров. При этом учет самоэкранировки сечений требует введения дополнительных моделей флуктуации сечений, не дающих однозначного ответа на вопрос о величине коэффициента самоэкранировки сечений в этой области.

Выполненные в последнее время измерения полных сечений изотопа  $^{56}\text{Fe}$  до энергии 850 кэВ [6] вместе с данными более ранних работ, а также результаты измерения таких характеристик, как

площади под сечение захвата для отдельных резонансов ( $A_{g^z}^z = g^z \Gamma_n^z \Gamma_g^z / \Gamma_{tot}^z$ ), могут служить основой для расширения области разрешенных резонансов до более высокой энергии. Существуют два основных момента, препятствующих такому расширению. Во-первых, верхняя граница этой области для резонансов с разными спиновыми характеристиками может быть существенно различной; форматные ограничения библиотеки ENDF-V в настоящее время формально не позволяют вводить разную верхнюю границу для состояний с различными спинами. Второе ограничение связано с числом учитываемых резонансов при получении поточечного представления с некоторой наперед заданной точностью. Для современных ЭВМ это число должно быть, по-видимому, ограничено уровнем 300-400 резонансов. Однако посредством введения "псевдоизотопов" для каждого спинового состояния оказалось возможным без какого-либо изменения формата и обрабатывающих программ использовать различные верхние границы для последовательностей уровней с разными орбитальными моментами. Резонансы  $s$ -волны, определяющие глобальную структуру полного сечения и сечения рассеяния, известны, как правило, до более высокой энергии, чем резонансы  $p$ - и  $d$ -волн, поэтому, используя метод "псевдоизотопов", можно надеяться, что не только средние сечения, но и их флюктуационные свойства (а следовательно, и такие характеристики, как факторы самоэкранировки сечений) будут воспроизводить эти же величины, наблюдаемые в интегральных экспериментах в широком диапазоне энергий, важном для систем с жестким спектром. При этом общее число резонансов для рассматриваемых ядер оказывается в пределах допустимого.



а



б

Рис. I. Сравнение полных сечений (а) и сечений захвата (б) для природного железа на основе разных библиотек оцененных нейтронных сечений в 20-групповом представлении:  
 — — — — — ЦАД-2; ..... ЦАД-1; - - - - - БНАВ-78; — — — — — ENDF/B-IV; - - - - - JENDL-II

Другая проблема, возникающая при описании составляющей сечения, обусловленной  $s$ -резонансами, — введение единого для всей рассматриваемой области энергий радиуса потенциального рассеяния. Хорошее описание кривых полного сечения в широком диапазоне энергий в области разрешенных резонансов с единым радиусом требует введения удаленных резонансов (расположенных вне анализируемой области), характеристики которых, как правило, недостаточно известны. При этом они заметно влияют на уровень среднего сечения и его энергетическую зависимость в широкой области энергий. Такой подход равноценен введению энергетической зависимости радиуса потенциального рассеяния. Учет удаленных резонансов позволяет освободиться от необходимости введения фонового компонента в сечении рассеяния и полном сечении.

Так как эффекты межрезонансной интерференции для изотопов железа являются заметными, вопрос выбора расчетных формул в области разрешенных резонансов является существенным. Как показали проведенные расчеты, использование многоуровневой формулы Брейта — Вигнера для изотопа  $^{56}\text{Fe}$  является малооправданным. Основные недостатки ее использования: в условиях заметной межрезонансной интерференции она сильно искажает форму резонансов, не воспроизводит минимумы сечений, приводит к заметному перераспределению сечений даже при широкогрупповом разбиении. Кроме того, анализ последних экспериментов в области разрешенных резонансов выполнен в рамках формализма Рейха — Мура, учитывающего в лучшем приближении межрезонансную интерференцию. Следовательно, использование этого формализма в последовательной оценке является неизбежным.

Ниже остановимся на особенностях оценок отдельных изотопов железа.

$^{56}\text{Fe}$ . Посредством использования "псевдоизотопов" область разрешенных резонансов для  $s$ -волн  $^{56}\text{Fe}$  составляет  $10^{-5}$  эВ — 850 кэВ, т.е. распространяется до порога неупругого рассеяния, в то время как для  $p$ - и  $d$ -волн она ограничена сверху энергией 350 кэВ. В области 350 — 850 кэВ вклад  $p$ - и  $d$ -волн представлен через средние резонансные параметры, зависящие от энергии и заданные в точках с шагом 50 кэВ. Радиус потенциального рассеяния выбран равным 5,0 фм, т.е. равен значению радиуса канала, полученному при анализе полных сечений в широкой энергетической области [6]. Последовательность отрицательных и положительных  $s$ -резонансов, расположенных вне области  $10^{-5}$  эВ — 850 кэВ, генерировалась на основе средних резонансных параметров; затем положения и ширины нескольких удаленных резонансов варьировались таким образом, чтобы описать сечение в тепловой точке и уровень среднего сечения в группах, расположенных на границах области разрешенных резонансов. Параметры первых  $p$ - (1,15 кэВ) и  $s$ -резонансов (27,74 кэВ), заметно определяющие сечение захвата железа в быстрых реакторах, были выбраны в соответствии с рекомендациями международной группы [7], занимавшейся анализом и оценкой параметров  $p$ -волнового резонанса, а также результатами последних экспериментов [8] для  $s$ -резонанса (табл. I). Как показано на рис. 2, с применением данных параметров в рамках приближений Рейха — Мура получено удовлетворительное описание экспериментальных данных об интерференционном минимуме в полном сечении для резонанса 27,74 кэВ, в то время как расчеты по многоуровневой формуле Брейта — Вигнера существенно завышают сечение в минимумах. Положение и нейтронные ширины разрешенных резонансов для энергий выше 350 кэВ взяты из работы [6], а для энергий ниже этой границы — из работы [9].

На рис. 3,а приведены графики нарастающих сумм чисел резонансов для  $s$ -,  $p$ - и  $d$ -волн для изотопа  $^{56}\text{Fe}$ . По-видимому, имеется некоторый пропуск слабых  $d$ -резонансов, но их вклад в полное сечение и сечение упругого рассеяния пренебрежимо мал.

На рис. 2,б представлены результаты расчета вклада в полное сечение от  $s$ -волны при нулевой температуре, вычисленного из резонансных параметров [6] в рамках формализма Рейха — Мура и многоуровневой формулы Брейта — Вигнера. Так как сами параметры получены в приближении Рейха — Мура, поточечное представление, полученное в рамках этого формализма, описывает наблюдаемый при эксперименте ход полного сечения  $s$ -волны, а отличие в описании, даваемое многоуровневой формулой Брейта — Вигнера, характеризует уровень погрешности в описании сечений, возникающий при ее использовании в условиях заметной межрезонансной интерференции. Отклонения в минимумах сечения являются наиболее существенными при расчете факторов самоэкранировки.

Радиационные ширины, приписанные разрешенным резонансам, основываются, как правило, на известных значениях площадей под резонансами в сечениях захвата [9] и на средних значениях

Таблица I

Параметры первых р- и s-резонансов  $^{56}\text{Fe}$ 

Параметр	р-Резонанс	s-Резонанс
Энергия резонанса, кэВ	1,15	27,74
Спин четности $I^{\pi}$	$(1/2)^{-}$	$(1/2)^{+}$
Нейтронная ширина		
$\Gamma_n$ , эВ	0,0617	1474,0
Радиационная ширина		
$\Gamma_\gamma$ , эВ	0,574	1,06

радиационных ширин для s-, p- и d-резонансов, определенных из анализа для тех резонансов, где они известны.

Средние резонансные параметры для нижней границы области неразрешенных резонансов p- и d-волн ( $E = 350$  кэВ) первоначально были определены путем усреднения параметров разрешенных резонансов (табл.2, значения в скобках). Сечение захвата, рассчитанное с помощью этих параметров, хорошо согласуется с величиной, полученной при эксперименте. Однако часть определенных

таким образом параметров [например, среднее расстояние между резонансами со спином  $I^{\pi} = (5/2)^{+}$ ] не согласуется с существующими представлениями об их возможной зависимости от спина и четности. Поэтому в дальнейшем с помощью программы БУРАГ [10] проведена корректировка и определен такой набор средних резонансных параметров для p- и d-волн, который, с одной стороны, основывался на параметрах, полученных усреднением в области разрешенных резонансов, а с другой – не противоречил современным представлениям об их зависимости от спина и четности. Найденные параметры приведены в табл.2 для крайних энергий области неразрешенных резонансов. Обращает внимание заметное различие плотности состояний с одинаковым спином, но с различной четностью.

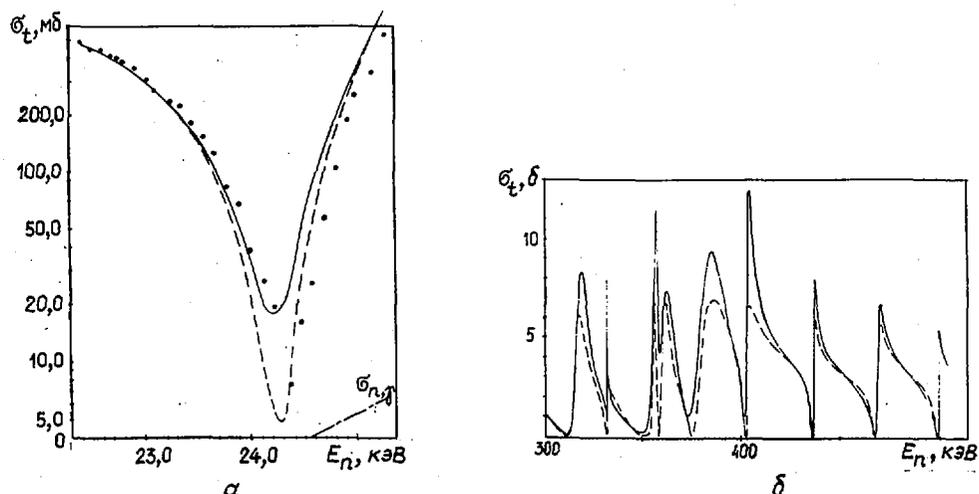


Рис.2. Описание полного сечения изотопа  $^{56}\text{Fe}$  в области интерференционного минимума s-резонанса (а) и более широкой области энергий (б) при энергии 27,74 кэВ в рамках многоуровневой формулы Брейта - Вигнера (сплошная кривая) и формализма Гейха - Мура (пунктирная кривая). Точки – экспериментальные данные

Формат библиотеки ENDF-V не позволяет явно рассматривать f-волну, вклад от которой в сечение захвата на верхней границе области неразрешенных резонансов становится заметным. Учет вклада f-волны осуществлен через завышение средних радиационных ширин d-волны с изменением энергии, что, вероятно, предпочтительнее, чем добавление гладкого компонента в сечение. Данные для s-волны в табл.2 не приводятся, так как вклад s-волны в эту область (350–350 кэВ) получен от разрешенных резонансов.

В табл.3 сечения в тепловой точке, восстановленные из резонансных параметров, сравниваются с результатами оценки [11].

$^{54}\text{Fe}$ . Область разрешенных резонансов для s-волны этого изотопа –  $10^{-5}$  эВ – 500 кэВ, для p- и d-волн эта область находится в диапазоне  $10^{-5}$  эВ – 200 кэВ, а от 200 до 500 кэВ вклад этих волн в сечение представлен через средние резонансные параметры. Радиус потенциального рассеяния взят равным 5,0 фм для всей резонансной области. Сечения в области разрешенных и неразрешенных резонансов восстанавливаются на основе заданных параметров без использования каких-либо фоновых подложек.

Таблица 2

Средние расстояния между уровнями  $\langle D \rangle$  (в килоэлектронвольтах) и средние ширины  $\langle \Gamma_n^0 \rangle$ ,  $\langle \Gamma_{n'} \rangle$ ,  $\langle \Gamma_{\gamma} \rangle$  (в электронвольтах) для граничных значений энергии области неразрешенных резонансов изотопов железа

$^{56}\text{Fe}, I^{\pi} = 0^+$																
$E_n$ , кэВ	1 = 1						1 = 2									
	$I^{\pi} = (1/2)^-$			$I^{\pi} = (3/2)^-$			$I^{\pi} = (3/2)^+$			$I^{\pi} = (5/2)^+$						
	$\langle D \rangle$	$\langle \Gamma_n^0 \rangle$	$\langle \Gamma_{\gamma} \rangle$	$\langle D \rangle$	$\langle \Gamma_n^0 \rangle$	$\langle \Gamma_{\gamma} \rangle$	$\langle D \rangle$	$\langle \Gamma_n^0 \rangle$	$\langle \Gamma_{\gamma} \rangle$	$\langle D \rangle$	$\langle \Gamma_n^0 \rangle$	$\langle \Gamma_{\gamma} \rangle$				
350	13,2	0,248	0,64	6,60	0,124	0,53	10,6	1,77	0,49	7,06	1,18	0,37				
	(14,3)	(0,266)	(0,58)	(8,50)	(0,164)	(0,58)	(10,0)	(1,68)	(0,8)	(27,0)	(4,02)	(0,8)				
850	9,22	0,17	0,77	4,58	0,084	0,64	7,40	1,18	1,54	4,88	0,78	1,16				
$^{54}\text{Fe}, I^{\pi} = 0^+$																
$E_n$ , кэВ	1 = 1						1 = 2									
	$I^{\pi} = (1/2)^-$			$I^{\pi} = (3/2)^-$			$I^{\pi} = (3/2)^+$			$I^{\pi} = (3/2)^+$						
	$\langle D \rangle$	$\langle \Gamma_n^0 \rangle$	$\langle \Gamma_{\gamma} \rangle$	$\langle D \rangle$	$\langle \Gamma_n^0 \rangle$	$\langle \Gamma_{\gamma} \rangle$	$\langle D \rangle$	$\langle \Gamma_n^0 \rangle$	$\langle \Gamma_{\gamma} \rangle$	$\langle D \rangle$	$\langle \Gamma_n^0 \rangle$	$\langle \Gamma_{\gamma} \rangle$				
200	10,3	0,44	0,75	5,14	0,22	0,64	10,4	1,73	0,64	6,90	1,15	0,50				
	(9,87)	(0,40)	(0,64)	(6,58)	(0,50)	(0,64)	(8,20)	(1,37)	(1,0)	(23,6)	(9,50)	(1,0)				
500	8,41	0,35	0,83	4,19	0,17	0,71	8,46	1,39	0,71	5,61	0,92	0,55				
$^{57}\text{Fe}, I^{\pi} = (1/2)^-$																
$E_n$ , кэВ	1 = 0				1 = 1				1 = 1				1 = 1			
	$I^{\pi} = 0^-$				$I^{\pi} = 1^-$				$I^{\pi} = 0^+$				$I^{\pi} = 1^+$			
	$\langle D \rangle$	$\langle \Gamma_n^0 \rangle$	$\langle \Gamma_{n'} \rangle$	$\langle \Gamma_{\gamma} \rangle$	$\langle D \rangle$	$\langle \Gamma_n^0 \rangle$	$\langle \Gamma_{n'} \rangle$	$\langle \Gamma_{\gamma} \rangle$	$\langle D \rangle$	$\langle \Gamma_n^0 \rangle$	$\langle \Gamma_{n'} \rangle$	$\langle \Gamma_{\gamma} \rangle$	$\langle D \rangle$	$\langle \Gamma_n^0 \rangle$	$\langle \Gamma_{n'} \rangle$	$\langle \Gamma_{\gamma} \rangle$
200	26,3	8,31	0,0	1,9	12,4	5,95	1887	2,1	26,3	0,7	29	0,69	8,77	0,31	31,8	0,65
500	26,3	8,31	0,0	1,9	12,4	5,95	4651	2,1	26,3	0,7	131	0,69	8,77	0,31	167	0,65
$E_n$ , кэВ	1 = 1				1 = 2				1 = 2				1 = 2			
	$I^{\pi} = 2^+$				$I^{\pi} = 1^-$				$I^{\pi} = 2^-$				$I^{\pi} = 3^-$			
	$\langle D \rangle$	$\langle \Gamma_n^0 \rangle$	$\langle \Gamma_{n'} \rangle$	$\langle \Gamma_{\gamma} \rangle$	$\langle D \rangle$	$\langle \Gamma_n^0 \rangle$	$\langle \Gamma_{n'} \rangle$	$\langle \Gamma_{\gamma} \rangle$	$\langle D \rangle$	$\langle \Gamma_n^0 \rangle$	$\langle \Gamma_{n'} \rangle$	$\langle \Gamma_{\gamma} \rangle$	$\langle D \rangle$	$\langle \Gamma_n^0 \rangle$	$\langle \Gamma_{n'} \rangle$	$\langle \Gamma_{\gamma} \rangle$
200	5,26	0,27	34,5	0,61	16,6	1,86	1890	1,5	10	0,64	2990	1,26	7,14	0,4	1000	1,26
500	5,26	0,27	202	0,61	16,6	1,86	4651	1,5	10	0,64	7330	1,26	7,14	0,4	2640	1,26
$^{58}\text{Fe}, I^{\pi} = 0^+$																
$E_n$ , кэВ	1 = 0			1 = 1			1 = 2			1 = 2			1 = 2			
	$I^{\pi} = (1/2)^+$			$I^{\pi} = (1/2)^-$			$I^{\pi} = (3/2)^-$			$I^{\pi} = (3/2)^+$			$I^{\pi} = (5/2)^+$			
	$\langle D \rangle$	$\langle \Gamma_n^0 \rangle$	$\langle \Gamma_{\gamma} \rangle$	$\langle D \rangle$	$\langle \Gamma_n^0 \rangle$	$\langle \Gamma_{\gamma} \rangle$	$\langle D \rangle$	$\langle \Gamma_n^0 \rangle$	$\langle \Gamma_{\gamma} \rangle$	$\langle D \rangle$	$\langle \Gamma_n^0 \rangle$	$\langle \Gamma_{\gamma} \rangle$	$\langle D \rangle$	$\langle \Gamma_n^0 \rangle$	$\langle \Gamma_{\gamma} \rangle$	
200	21,5	6,90	1,20	18,0	1,06	0,44	8,98	0,53	0,38	10,7	1,06	0,30	7,12	0,70	0,23	
	(21)	(6,9)	(1,2)	(18,)	(1,1)	(0,4)	(9,0)	(0,5)	(0,4)	-	-	-	-	-	-	
500	17,3	3,05	1,34	14,5	0,82	0,50	7,23	0,41	0,42	8,62	0,84	0,61	5,72	0,56	0,47	

Таблица 3

Тепловые сечения ( $E_n = 0,0253$  эВ) на изотопах железа

Изотоп	ЦЯД-2		MDH-81 [II]	
	$\sigma_s$	$\sigma_f$	$\sigma_s$	$\sigma_f$
$^{54}\text{Fe}$	2,16	2,14	$2,17^{*}_{\pm 0,10}$	$2,25^{*}_{\pm 0,18}$
$^{56}\text{Fe}$	12,27	2,63	$12,46^{*}_{\pm 0,49}$	$2,59^{*}_{\pm 0,14}$
$^{57}\text{Fe}$	2,13	2,44	-	$2,48^{*}_{\pm 0,30}$
$^{58}\text{Fe}$	3,19	1,27	-	$1,28_{\pm 0,05}$

\* Сечения усреднены по тепловому спектру.

Положения разрешенных резонансов взяты из работы [11], выбор нейтронных ширин  $\nu$ -резонансов основывался на результатах работы [12]. В случае  $p$ - и  $d$ -резонансов анализировалась вся совокупность данных о ширинах и производных от них величинах. При этом нейтронные и радиационные ширинны, если они неизвестны, выбирались таким образом, чтобы описать величины  $A_{\nu}^{\text{r}}$ , измеренные в работе [13], а радиационные ширинны отдельных резонансов не сильно отличались бы от среднего значения радиационной ширинны для резонансов данной волны. Так как наблюдался заметный пропуск  $d$ -резонансов, приводивший к недооценке сечения захвата по сравнению с наблюдаемым на экспериментах с "плохим" разрешением (особенно для области 100-200 кэВ), система  $d$ -уровней была дополнена 24 резонансами с приписанными им средними значениями ширин. Эти резонансы в отличие от резонансов, наблюдаемых в эксперименте, отмечены в файле тем, что в энергии резонанса у них последней значащей является цифра 9. Нарастающие суммы чисел резонансов для  $\nu$ -,  $p$ - и  $d$ -волн с учетом коррекции для системы резонансов  $d$ -волны  $^{54}\text{Fe}$  показаны на рис.3,б. Для правильного описания полного сечения вблизи верхней границы области разрешенных резонансов  $\nu$ -волны введены удаленные положительные резонансы. При поточечном представлении сечений в области разрешенных  $\nu$ -резонансов, как и в случае изотопа  $^{56}\text{Fe}$ , рекомендуется пользоваться формализмом Рейха - Мура.

Сечения в области неразрешенных резонансов для  $p$ - и  $d$ -волн описывались с помощью средних резонансных параметров, полученных при обработке программой EVPAR средних из области разрешенных резонансов, которые приведены в табл.2 в скобках. Оба набора параметров дают хорошее описание сечения захвата, наблюдаемое в этой области. В табл.3 приведены значения сечений в тепловой точке, получающиеся при расчетах из резонансных параметров.

$^{57}\text{Fe}$  является единственным стабильным изотопом железа, обладающим низким (14,7 кэВ) порогом неупругого рассеяния. Область разрешенных резонансов для волн с разными орбитальными моментами была выбрана единой - от  $10^{-5}$  эВ до 200 кэВ, а область неразрешенных резонансов - от 200 до 500 кэВ. Радиус потенциального рассеяния взят равным 5,9 фм для области разрешенных и 5,0 фм для области неразрешенных резонансов.

Положения и радиационные ширинны разрешенных резонансов определены в работе [14], нейтронные ширинны  $\nu$ -резонансов для упругого и неупругого каналов - в работе [15]. Нейтронную ширинну канала упругого рассеяния для  $p$ - и  $d$ -резонансов выбирали из совокупности всех экспериментальных данных по тому или иному резонансу, включая площади под кривой захвата, предполагаемые средние значения радиационных и приведенных нейтронных ширин, а также возможные распределения по спинам и четностям. Проведенная таким образом идентификация резонансов является, конечно, весьма условной, хотя и не противоречит всей совокупности имеющихся экспериментальных данных. На рис.3,в показаны нарастающие суммы чисел резонансов, полученные для  $^{57}\text{Fe}$  в области разрешенных резонансов. В соответствии с требованием формата ENDF-V файл 3 для полного сечения в области разрешенных и неразрешенных резонансов будет содержать подложку, имеющую резонансную форму в области разрешенных резонансов и дающую величину сечения неупругого рассеяния в этой области.

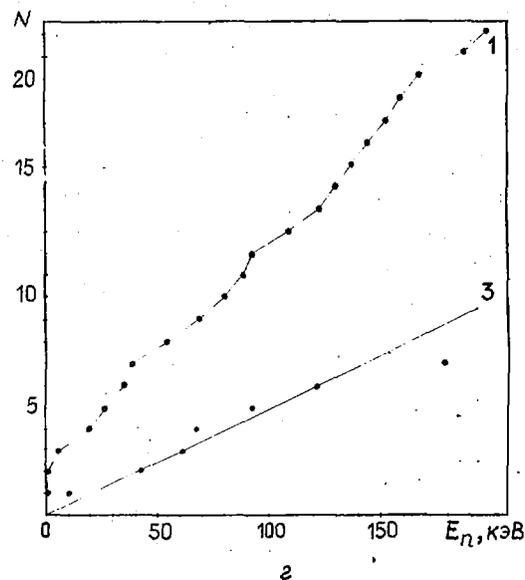
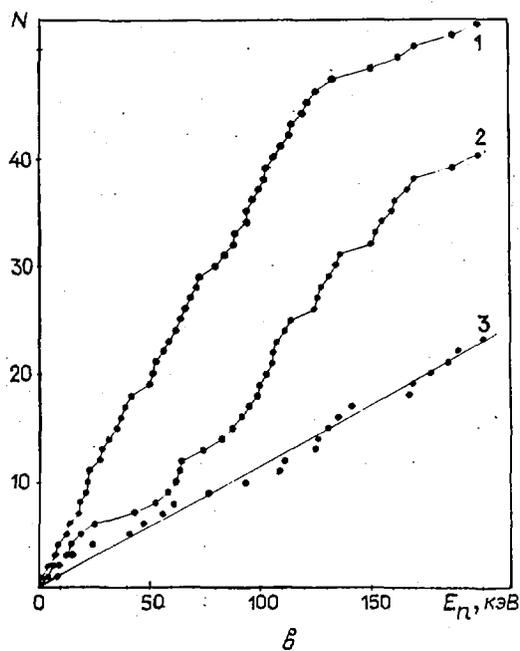
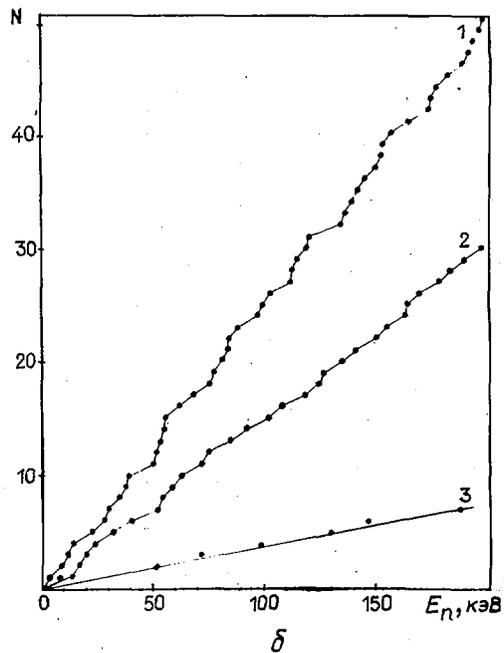
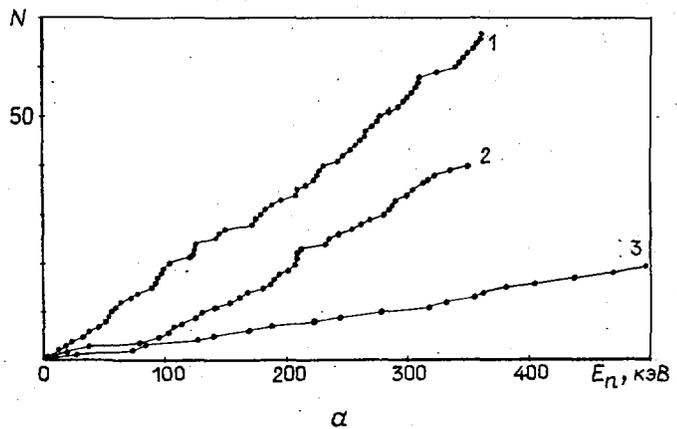


Рис.3. Нарастающие суммы чисел резонансов для p-волн (кривая 1,  $l=1$ ), d-волн (кривая 2,  $l=2$ ) и s-волн (кривая 3,  $l=0$ ) изотопов  $^{56}\text{Fe}$  (а),  $^{54}\text{Fe}$  (б),  $^{57}\text{Fe}$  (в),  $^{58}\text{Fe}$  (г). Для наглядности точки, соответствующие числу резонансов по данной энергии, соединены линиями или через них проведена прямая линия.

Средние резонансные параметры для области неразрешенных резонансов получены усреднением по области разрешенных резонансов и приведены в табл.2. Конкурирующие ширины, описывающие неупругое рассеяние в области неразрешенных резонансов, эффективно учитывают вклад от нескольких уровней неупругого рассеяния для тех спиновых состояний и энергий, где он заметен.

В табл.3 приведены полученные из резонансных параметров значения сечений в тепловой точке.

<sup>58</sup>Fe является наименее изученным среди стабильных изотопов железа. Так как его содержание в природной смеси составляет лишь 0,28%, даже заметная неопределенность в его сечениях не скажется существенно на сечениях природного железа.

В основу оценки для области разрешенных резонансов (от  $10^{-5}$  эВ до 200 кэВ) положены значения параметров, приведенные в работе [II]. Только вклад от s- и p-волн учитывался в области разрешенных резонансов. Радиационные ширины p-резонансов, для которых они неизвестны, брались равными средним значениям, полученным усреднением известных ширин для p-резонансов, а затем варьировались таким образом, чтобы описать уровень среднего сечения захвата, известный по экспериментам с низким разрешением. На рис.3,г показана нарастающая сумма чисел резонансов для s- и p-волн в области разрешенных резонансов для <sup>58</sup>Fe.

Область неразрешенных резонансов выбрана равной 200-500 кэВ. Средние нейтронные ширины и расстояния между уровнями первоначально получены из усреднения параметров в области разрешенных резонансов, а средние радиационные ширины предварительно оценивались из систематики этих ширин (см.табл.2). Затем была использована программа EVPAR, с помощью которой параметры s- и p-резонансов были несущественно скорректированы, а параметры d-волны выбраны из условия описания сечений, полученных в экспериментах с плохим разрешением. Сечения в тепловой точке, полученные из резонансных параметров, приведены в табл.3.

Природное железо. Сечения для природной смеси изотопов железа получены как результат суммирования всех стабильных изотопов, входящих в состав железа с содержанием <sup>56</sup>Fe 91,72%, <sup>54</sup>Fe 5,8%, <sup>57</sup>Fe 2,2% и <sup>58</sup>Fe 0,28%. Поэтому оценка природного железа в области разрешенных и неразрешенных резонансов согласована с оценками отдельных изотопов железа. Обращают на себя внимание следующие особенности предлагаемой оценки:

1. Сечение захвата в группе 4,65 - 10 кэВ примерно на 30% ниже значений, приводимых в других оценках (см.рис.1), и подтверждается результатами измерений на свинцовом кубе. Необходимо увеличить сечение захвата в этой группе для изотопа <sup>54</sup>Fe, дающего основной вклад в эту область (примерно на 60%), для того чтобы получить такой высокий уровень сечения на природном железе. Однако параметры двух резонансов <sup>54</sup>Fe, дающих вклад в эту группу, известны достаточно хорошо и не могут быть заметно изменены.

2. Полное сечение для энергий 1 - 40 кэВ проходит выше, а для 40 - 200 кэВ ниже всех других оценок. Это, по-видимому, связано с тем, что расчеты для изотопа <sup>56</sup>Fe в широком интервале энергий  $10^{-5}$  эВ - 850 кэВ выполнены с единым радиусом потенциального рассеяния, равным 5,0 фм. Однако сам уровень средних сечений в этой области нуждается в экспериментальном уточнении.

#### Список литературы

1. ENDF/B Summary Documentation, BNL-17541, 1973.
2. Бычков В.М., Возяков В.В., Манохин В.Н. и др. Ядерные константы, 1974, вып.19, ч.1, с.46.
3. Howerton R.J., Dye R.E., Perkins S.T. Rep. UCRL-50400, v. 4, rev.1, appendix C, 1982.
4. Summary of JENDL-2 general purpose file. Ed. by T.Nakagawa; JAERI-M-84-103, 1984, p.150.
5. Cullen D.E. In: Nucl. data for structural materials: Proc. of the IAEA consultants meeting: INDC(NDS)-152/L, 1984, p.150.
6. Cornelis E.M., Mewissen L., Poortmans F. In: Nucl. data for Sci. and technol.: Proc. of the intern. conf. (Antwerp., 1982). Holland, 1983, p.135.
7. Perey F.G.J. In: [5], p.46.
8. Wisshak K., Käppeler F. Ibid., p.46.
9. Corvi F., Brusegan A., Buyl R., Rohr. G. Ibid. p.31.
10. Мантуров Г.Н. Препринт ФЭИ-666. Обнинск, 1976.
11. Mughabghab S.F., Divadeenam M., Holden N.E. Neutron Cross-Sections, v.1, part A. Academic Press, 1981.
12. Moxon M.G., Brisland J.B. In: Neutron data of structural materials for fast reactors: Proc. of specialist meeting. Geel, 1977, p.689.

13. Brusegan A., Corvi F., Shelley R. e.a. In: [6], p.135.
14. Rohr G., Brusegan A., Corvi F. e.a. Ibid., p.139.
15. Rohr G., Müller K.N. Z. Phys., 1969, v.227, p.1.

Статья поступила в редакцию 18 декабря 1985 г.

УДК 539.172.4

#### РАССЕЯНИЕ НЕЙТРОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ 6 МэВ НА ВАНАДИИ

А.В.Поляков, Г.Н.Ловчикова, В.А.Виноградов, Б.В.Журавлев, О.А.Сальников, С.Э.Сухих

SCATTERING OF NEUTRONS WITH ENERGY 6 MeV ON VANADIUM. Doubledifferential cross-sections of elastic and inelastic scattering of neutrons with energy  $6,07 \pm 0,07$  MeV natural vanadium have been measured at angles  $30^\circ$ ,  $45^\circ$ ,  $60^\circ$ ,  $90^\circ$ ,  $120^\circ$  and  $150^\circ$ . The measurements were performed by time-of-flight method using the tritium gas target as the neutron source. The absolute values of cross-sections was obtained by normalizing on scattering cross-section of neutrons on hydrogen. The accuracy of the angular distribution of elastic neutrons scattering amounted 6,5%, the accuracy of the integrated secondary neutron spectra was 7-12% in the energy region from 0,6 to 5,2 MeV.

Ванадий предполагается использовать как конструкционный материал в blankets термоядерных реакторов в качестве материала разделительной оболочки между зоной термоядерной плазмы и зоной тепловыделения и воспроизводства трития. Согласно списку требуемых данных [1], существует потребность в энергетических и угловых распределениях рассеянных нейтронов в области энергий несколько мегаэлектронвольт на ванадии. Требуемая точность к угловым распределениям упругого рассеяния составляет 10%, а к энергетическим спектрам вторичных нейтронов - 15%. С учетом данных требований и была выполнена настоящая работа.

Измерения спектров рассеянных нейтронов на природном ванадии выполнены на спектрометре нейтронов по времени пролета [2] на базе ускорителя ЭПП-10М. Источником нейтронов служила реакция  ${}^3\text{T}(p,n){}^3\text{He}$  с использованием газовой тритиевой мишени. Начальная энергия нейтронов, падавших на образец, равнялась  $6,07 \pm 0,07$  МэВ. Характеристики газовой мишени подробно описаны в работе [3]. Детектор нейтронов состоял из кристалла стибьена (диаметром 6,3 см и толщиной 3,9 см), просматриваемого фотоумножителем ФЭУ-30. Для уменьшения фона детектор располагали в защите, конструкция которой описана в работе [2]. Расстояние между детектором и образцом составляло 1,98 м. Образец из природного ванадия, расположенный на расстоянии 16,5 см от центра мишени, был выполнен в виде полого цилиндра массой 120 г, имел высоту 5 см, внешний диаметр 3 см, внутренний диаметр 2 см.

Выход нейтронов из мишени контролировался детектором нейтронов, аналогичным основному детектору; его располагали под углом  $45^\circ$  к направлению ускоренных протонов на расстоянии 3 м от центра мишени. По пику монохроматических нейтронов проводили нормировку спектров рассеянных нейтронов и осуществляли контроль за работой спектрометра. Дополнительным монитором служил всеволновый счетчик. Стабильность работы детектора, монитора и всеволнового счетчика проверяли периодическими измерениями числа зарегистрированных за определенный промежуток времени событий от радиоактивных источников. Стабильность работы детектора и монитора находилась на уровне 1,5%, а всеволнового счетчика - 1%.

Абсолютная эффективность регистрации нейтронов детектором в диапазоне от порога регистрации до энергии 7 МэВ получена в результате сравнения экспериментального и расчетного спектров мгновенных нейтронов спонтанного деления  ${}^{252}\text{Cf}$ . Расчетный спектр описан распределением Максвелла с параметром  $T = 1,42$  МэВ. Среднеквадратичная погрешность результатов серии измерений сос-

тавляла 2-5% в диапазоне энергий вылетающих нейтронов 0,4 - 7 МэВ. Порог регистрации нейтронов детектором равнялся 0,4 МэВ.

Блок-схема и принцип работы электронной аппаратуры спектрометра описаны в работе [4]. Ширина канала временного преобразователя равна 0,503 нс, а его дифференциальная и интегральная нелинейности соответственно не хуже 1 и 0,5%. Полное временное разрешение спектрометра, определенное по ширине  $\gamma$ -пика на половине высоты, на пролетной базе 1,98 м составило 3 нс.

Абсолютные значения сечений упругого и неупругого рассеяний нейтронов получены нормировкой на сечение (n - p)-рассеяния на водороде [5]. Для этого проведены измерения под углом 45° к направлению движения протонов на полиэтиленовом образце (высотой 5 см, диаметром 1 см). Полиэтиленовый рассеиватель располагали в том же месте, что и образец из ванадия.

Методом Монте-Карло по программе, описанной в работе [6], рассчитана поправка на ослабление и многократное рассеяние нейтронов в образце из ванадия. Процедура исследования спектров рассеянных нейтронов на ванадии состояла из серии измерений с образцом и без образца под углами 30°, 45°, 60°, 90°, 120° и 150° с вакуумированной мишенью и с мишенью, заполненной тритием до давления около  $2,02 \cdot 10^5$  Па. В начале каждой серии измеряли спектр прямого потока под углом 0°. На рис. 1 показан временной спектр рассеянных нейтронов на ванадии, измеренный под углом 120° при энергии нейтронов 6,07 МэВ. На спектре видны группы нейтронов, соответствующие возбуждению уровней ванадия, и пик упругорассеянных нейтронов. Разделение процессов упругого и неупругого рассеяний нейтронов осуществлялось по форме спектра прямого потока методом, описанным в работе [7].

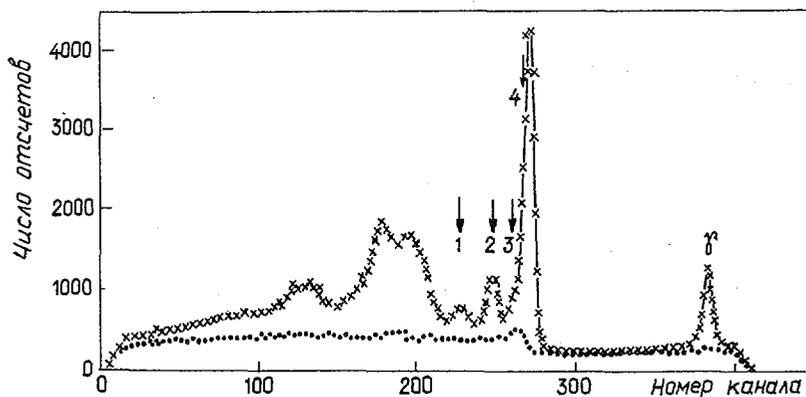


Рис. 1. Временные спектры нейтронов с образцом (x) и без образца (•), измеренные под углом 120° с мишенью, заполненной тритием. Значение  $Q$  для групп уровней: 1 -  $Q = -(2,409 + 2,545 + 2,675 + 2,699 + 2,790)$  МэВ; 2 -  $Q = -(1,609 + 1,813)$  МэВ; 3 -  $Q = -0,930$  МэВ; 4 -  $Q = -0,320$  МэВ

Дифференциальные сечения упругого рассеяния на ванадии приведены на рис. 2. Результаты настоящей работы и работы [8], полученные при той же энергии нейтронов, совпадают в пределах погрешностей измерений для углов 60° и 90°. Для углов 30°, 45°, 120° и 150° результаты настоящей работы на 15-30% превышают данные работы [8]. Для сравнения на рисунке приведены результаты работы [9], полученные для энергий нейтронов 5,44 и 6,44 МэВ.

Спектры под отдельными углами и интегральный спектр неупругорассеянных нейтронов на ванадии при начальной энергии  $E_0 = 6,07$  МэВ приведены на рис. 3. Было проведено отделение группы нейтронов, соответствующей возбуждению уровней  $Q = -(1,609 + 1,813)$  МэВ. Отделение этой группы нейтронов проводилось на временных спектрах в предположении, что вклад со стороны более низкоэнергетических и более высокоэнергетических нейтронов равен вкладу от нейтронов выделяемой группы в области более высокоэнергетических и более низкоэнергетических нейтронов.

На рис. 4 приведены полученные в настоящей работе угловые распределения нейтронов, соответствующие возбуждению уровней  $Q = -(1,609 + 1,813)$  МэВ, в сравнении с результатами работы [9]. Из рисунка видно, что при близких значениях начальных энергий данные настоящей работы не находятся в противоречии с данными работы [9].

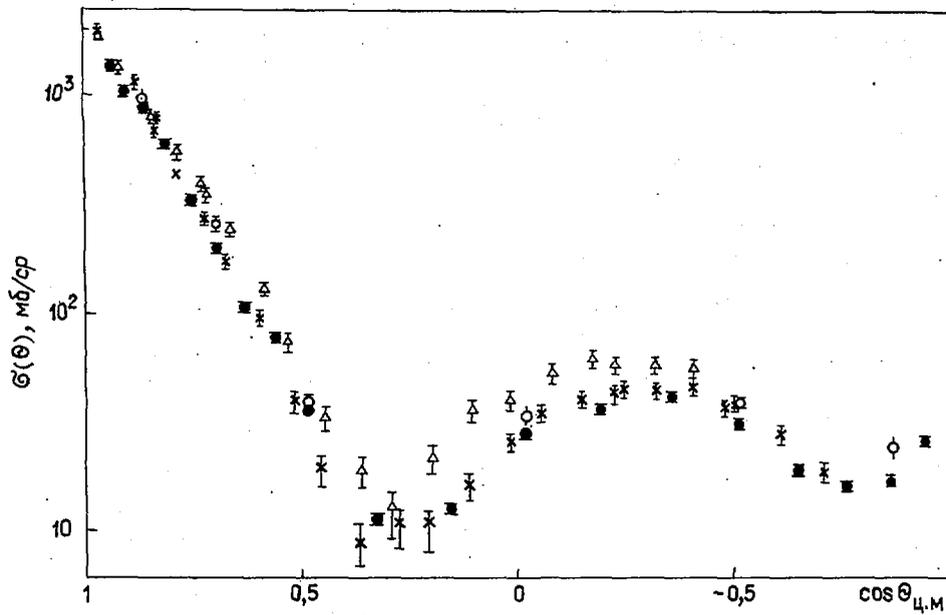


Рис. 2. Угловые распределения упругорассеянных нейтронов на ванадии. Данные работ:  $\circ$  - настоящей ( $E_0 = 6,07$  МэВ);  $\bullet$  - [8] ( $E_0 = 6,09$  МэВ);  $\Delta$  - [9] ( $E_0 = 5,44$  МэВ);  $\times$  - [9] ( $E_0 = 6,44$  МэВ)

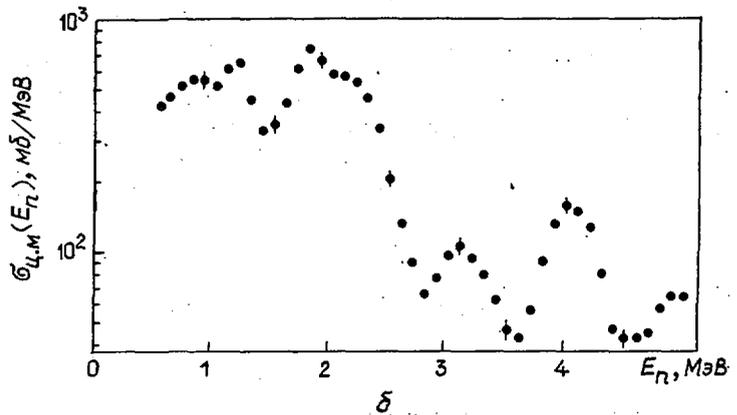
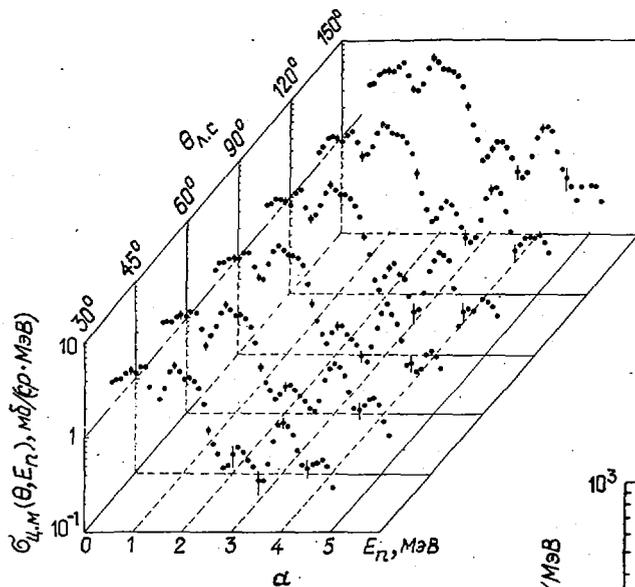


Рис. 3. Дважды дифференциальные сечения (а) и интегральный спектр (б) неупругорассеянных нейтронов на ванадии

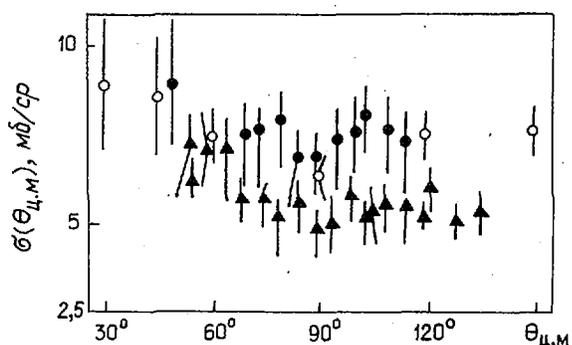


Рис. 4. Угловые распределения неупруго-рассеянных нейтронов. Данные работ: ○ - настоящей ( $E_0 = 6,07$  МэВ); ● - [97] ( $E_0 = 5,44$  МэВ); ▲ - [99] ( $E_0 = 6,44$  МэВ)

Сечения неупругорассеянных нейтронов в зависимости от энергии вторичных нейтронов измерены с точностью 6-12%. Эта погрешность включает статистическую погрешность (2-8%), а также погрешности, составляющие 6%, которые обусловлены нормировкой на сечение (n-p)-рассеяния на полиэтилене, стабильностью работы аппаратуры, эффективностью детектора, переводом временного спектра в энергетический, вычитанием упругого пика. Погрешность отделения группы нейтронов, соответствующей возбуждению уровней  $Q = (1,609 + 1,813)$  МэВ, составила 10-20% для разных углов вылета нейтронов.

Дважды дифференциальные сечения неупругого рассеяния, угловые распределения упругого рассеяния и неупругого рассеяния нейтронов, соответствующего возбуждению уровней  $Q = (1,609 + 1,813)$  МэВ, переданы в Центр по ядерным данным Госкомитета по использованию атомной энергии СССР.

#### Список литературы

1. WRENDA 83/84: Rep. INDC(SEC)-88 URSF. Vienna: IAEA, 1983.
2. Труфанов А.М., Нестеренко В.С., Фетисов Н.И. и др. Приборы и техника эксперимента, 1979, вып. 2, с. 50-55.
3. Фетисов Н.И., Симаков С.П., Труфанов А.М. и др. Там же, 1980, № 6, с. 22-25.
4. Симаков С.П., Ловчикова Г.Н., Сальников О.А. Атомная энергия, 1981, т. 51, вып. 4, с. 244.
5. Симаков С.П., Ловчикова Г.Н., Сальников О.А. и др. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1980, вып. 4(39), с. 7.
6. Попов В.И., Котельникова Г.В. Там же, 1974, вып. 16, с. 113.
7. Симаков С.П., Ловчикова Г.Н., Сальников О.А. и др. Там же, 1981, вып. 5(44), с. 23.
8. Holmqvist B., Johansson S.G., Iodin G., Weidling T. Nucl. Phys., 1970, v. A146, p. 321.
9. Perey F.G., Kinney W.E. Rep. ORNL-4551. Oak Ridge, 1970.

Статья поступила в редакцию 31 января 1986 г.

УДК 539.171.017

#### НЕУПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ НЕЙТРОНОВ НА ЯДРАХ $^{93}\text{Nb}$

Ю.А. Немиллов, Я.М. Крамаровский, Е.Д. Тетерин,  
Л.П. Победоносцев

THE NEUTRON INELASTIC SCATTERING OF  $^{93}\text{Nb}$ . The excitation functions of neutron inelastic scattering by  $^{93}\text{Nb}$  have been measured for all levels with energies  $E_x$  between 687 and 979 keV at the neutron energy range  $E_n = 780-2190$  keV. The reaction  $^{93}\text{Nb}(n, n' \gamma)$  have been used. The measurement results are presented as the table.

**Ниобий** является материалом, перспективным для применения в различных конструкциях ядерных реакторов. Этот элемент обладает такими ценными свойствами, как высокая температура плавления, относительно низкое сечение захвата нейтронов, и легко поддается механической обработке. Изуче-

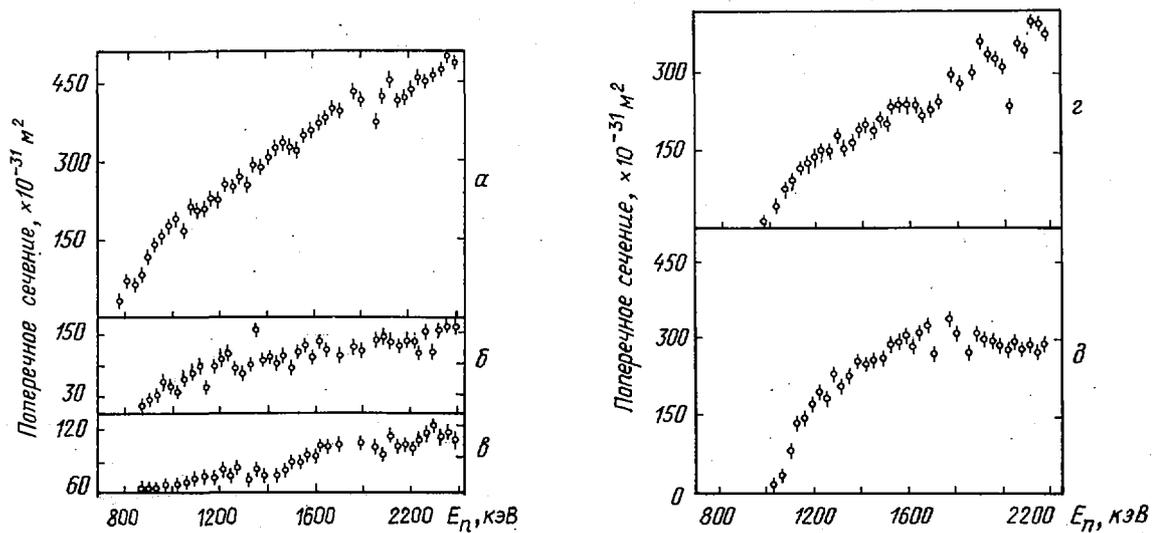
нию неупругого рассеяния нейтронов на ядрах  $^{93}\text{Nb}$  посвящены работы [1-3], но величины определяемых сечений в них имеют значительные расхождения. Так, в работе [1] сечение реакции  $^{93}\text{Nb}(n, n'\gamma)$  с возбуждением уровня 809,8 кэВ в диапазоне энергий нейтронов 1-2 МэВ достигает величины 125 мб, в работе [3] в том же диапазоне энергий это сечение не превышает 75 мб. Имеются также несогласованности в используемых системах уровней ядра  $^{93}\text{Nb}$  и в  $\beta$ -переходах между ними: в работе [1] не проявляется и не указывается уровень с энергией возбуждения 686,8 кэВ, но он проявляется в работе [3]. Поэтому нами выполнены измерения поперечных сечений неупругого рассеяния нейтронов с энергиями 780 - 2200 кэВ с возбуждением ряда нижних уровней ядра  $^{93}\text{Nb}$ . Методика измерений аналогична приведенной в работе [4]. Источником нейтронов служила реакция  $\text{T}(\rho, n)$ , толщина мишени составляла около 1 мг/см<sup>2</sup>. Образец из металлического высокочистого ниобия в форме цилиндра диаметром 18 мм и высотой 27 мм располагали на расстоянии 10 см от мишени. Гамма-кванты регистрировались Ge(Li)-детектором объемом 45 см<sup>3</sup>, помещенным в защиту  $^{60}\text{Co}$  из свинца и водородосодержащих материалов. Разрешение детектора составляло 4,5 кэВ по линиям  $^{137}\text{Cs}$  и  $^{152}\text{Eu}$ .

Калибровку эффективности детектора осуществляли по источникам  $^{137}\text{Cs}$  и  $^{152}\text{Eu}$ , которые располагали на месте исследуемого образца. Поток нейтронов на образец во время измерений определяли по счету осколков деления в миниатюрной ионизационной камере с известным количеством  $^{235}\text{U}$ , прикрепленного к исследуемому образцу. При определении количества зарегистрированных  $\gamma$ -квантов вносили поправки на конечные размеры образца согласно данным работы [5]. При определении сечений реакции  $^{93}\text{Nb}(n, n'\gamma)$  с возбуждением ряда низкоэнергетических уровней этого ядра мы использовали непосредственно те  $\gamma$ -линии, которые наблюдались в эксперименте. При этом большее внимание уделено поиску  $\beta$ -линий, которые могут быть связаны с заселением исследуемых состояний в результате переходов с более высоковозбужденных состояний (см. таблицу и рисунок). Измеренные в настоящей работе функции возбуждения  $^{93}\text{Nb}$  для состояний 743,7; 808,4; 809,8; 949,6 и 978,6 кэВ по форме существенно не отличаются от подобных кривых, приведенных в работе [3]. Однако для состояний 743,7 и 949,6 кэВ в работе [3] при  $E > 1,6$  МэВ отмечается меньшее сечение, в то же время при  $E < 1,4$  МэВ для состояния 808,4 кэВ в работе [3] указываются сечения, большие, чем в настоящей работе.

Сечения (и их погрешности) возбуждения шести уровней в реакции  $^{93}\text{Nb}(n, n')$ ,  $\times 10^{-31}$  м<sup>2</sup>(мб)

Энергия нейтронов, кэВ	Энергия возбуждения уровня					
	686,8 кэВ; (1/2, 3/2) <sup>-</sup>	743,7 кэВ; 7/2 <sup>+</sup>	808,4 кэВ; 5/2 <sup>+</sup>	809,8 кэВ; 5/2 <sup>-</sup>	949,6 кэВ; 13/2 <sup>+</sup>	978,6 кэВ; 11/2 <sup>+</sup>
780	-	32(5)	-	-	-	-
810	-	70(5)	-	-	-	-
840	-	66(7)	-	-	-	-
870	19(5)	83(6)	6(5)	10(5)	-	-
900	23(4)	112(8)	7(4)	26(6)	-	-
930	18(4)	142(13)	10(5)	34(6)	-	-
960	30(5)	186(13)	12(5)	57(5)	-	-
990	22(4)	179(14)	10(5)	47(12)	-	-
1020	29(5)	192(15)	14(5)	40(12)	-	-
1050	29(6)	167(14)	15(4)	64(12)	50(8)	20(8)
1080	24(4)	216(15)	22(7)	74(14)	85(8)	35(8)
1110	-	209(15)	26(7)	91(6)	96(7)	84(8)
1140	28(4)	210(15)	31(10)	49(16)	119(7)	138(7)
1170	19(4)	224(16)	28(7)	91(14)	128(8)	149(9)
1200	-	226(17)	40(5)	98(12)	145(8)	174(9)
1230	33(6)	256(17)	32(6)	110(7)	150(8)	198(9)
1260	24(4)	255(18)	38(14)	84(15)	150(9)	190(10)
1290	30(6)	270(18)	10(7)	82(14)	179(10)	233(10)
1320	31(7)	256(17)	22(7)	90(14)	158(9)	211(9)

Энергия нейтронов, кэВ	Энергия возбуждения уровня					
	686,8 кэВ; (1/2, 3/2) <sup>-</sup>	743,7 кэВ; 7/2 <sup>+</sup>	808,4 кэВ; 5/2 <sup>+</sup>	809,8 кэВ; 5/2 <sup>-</sup>	949,6 кэВ; 13/2 <sup>+</sup>	978,6 кэВ; 11/2 <sup>+</sup>
1350	32(6)	287(20)	41(6)	158(9)	171(7)	228(8)
1380	29(6)	289(20)	34(6)	98(6)	192(9)	255(9)
1410	-	307(20)	-	101(16)	201(9)	261(9)
1440	-	323(20)	31(10)	96(16)	194(11)	257(12)
1470	25(5)	331(20)	37(13)	108(16)	209(10)	263(11)
1500	36(4)	328(20)	52(13)	85(14)	207(10)	266(11)
1530	-	324(20)	51(10)	116(11)	237(12)	292(14)
1560	32(5)	351(20)	70(12)	123(14)	236(8)	297(8)
1590	29(6)	361(21)	65(15)	107(17)	239(13)	306(14)
1620	48(6)	374(20)	84(9)	138(7)	241(11)	287(12)
1650	41(7)	383(18)	87(9)	120(9)	225(8)	315(10)
1680	-	400(20)	120(12)	125(10)	238(14)	325(18)
1710	-	399(24)	91(14)	109(10)	247(12)	290(14)
1770	83(13)	432(26)	120(17)	124(15)	302(17)	339(18)
1800	108(20)	417(25)	93(16)	125(15)	284(17)	312(18)
1830	-	443(28)	88(15)	133(16)	295(17)	296(18)
1860	-	376(25)	83(12)	141(15)	306(17)	280(15)
1890	-	426(31)	73(13)	142(20)	363(19)	312(18)
1920	-	454(33)	102(12)	137(14)	343(19)	300(17)
1950	-	417(30)	86(9)	133(13)	335(18)	298(20)
1980	-	414(30)	87(10)	138(13)	317(19)	289(21)
2010	-	434(25)	80(12)	140(12)	234(12)	286(22)
2040	-	456(27)	96(10)	111(13)	360(25)	298(22)
2070	-	452(27)	110(12)	152(15)	353(24)	286(22)
2100	-	462(27)	123(12)	110(20)	404(25)	285(23)
2130	-	470(28)	106(8)	150(11)	400(23)	280(22)
2160	-	498(30)	105(8)	153(4)	377(24)	292(21)
2190	-	487(30)	95(6)	160(10)	380(24)	333(18)



Сечение неупругого рассеяния нейтронов на ядрах <sup>93</sup>Nb с возбуждением уровней, кэВ:  
 а - 743,7; б - 808,4; в - 809,8; г - 949,6; д - 978,6

## Список литературы

1. Rogers V.C., Beghian L.E., Glikeman F.M. Nucl. Phys., 1970, v.A142, N 1, p.100-112.
2. Gobel H., Feicht E.J. Z. Phys., 1970, v.240, N 5, p.430.
3. Heerden J. van, McMurray W.R. Ibid., 1973, v.260, N 1, p.9-34.
4. Немилов Ю.А., Победоносцев Л.А., Тетерин Е.Д. Атомная энергия, 1982, т.53, вып.3.
5. Dickens J.K. Nucl. Instrum. and Methods, 1972, v.98, N 3, p.451-454.

Статья поступила в редакцию 16 августа 1985 г.

УДК 539.172.4

СЕЧЕНИЕ РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА НЕЙТРОНОВ  $^{116}\text{Cd}$  ПРИ ЭНЕРГИИ 0,4 - 2,0 МэВ

Ю.Н. Трофимов

NEUTRON RADIATIVE CAPTURE CROSS-SECTION  $^{116}\text{Cd}$  FOR  $E_n = 0,4 - 2,0$  MeV. Activation cross-sections for  $^{116}\text{Cd}(n, \gamma)^{117}\text{Cd}$  reaction have been measured at 12 neutron energies between 0,4 and 2,0 MeV. Neutrons were produced by means of the  $^3\text{He}(p, n)^3\text{He}$  reaction, using Van-de-Graaff accelerator. The measurements were made relative reactions  $^{115}\text{In}(n, n')^{115\text{m}}\text{In}$ ,  $^{187}\text{Re}(n, \gamma)^{188}\text{Re}$  and  $^{197}\text{Au}(n, \gamma)^{198}\text{Au}$ .

Формирование модельных представлений о процессах взаимодействия нейтронов с ядрами требует увеличения объема экспериментальных исследований радиационного захвата быстрых нейтронов. Отсутствие экспериментальных данных о сечениях радиационного захвата нейтронов с энергией выше 1,3 МэВ ядрами  $^{116}\text{Cd}$  стимулировало проведение настоящих измерений. Опубликована лишь одна работа [1], в которой измерена функция возбуждения реакции  $^{116}\text{Cd}(n, \gamma)^{117}\text{Cd}$  при четырех энергиях нейтронов.

Автором данной работы методом активации измерены сечения реакции  $^{116}\text{Cd}(n, \gamma)^{117}\text{Cd}$  в диапазоне энергий нейтронов 0,4-2,0 МэВ относительно сечений опорных реакций  $^{115}\text{In}(n, n')^{115\text{m}}\text{In}$ ,  $^{187}\text{Re}(n, \gamma)^{188}\text{Re}$ ,  $^{197}\text{Au}(n, \gamma)^{198}\text{Au}$ . Нейтроны получали на электростатическом ускорителе Радиевского института им. В.Г.Хлопина при реакции  $^3\text{H}(p, n)^3\text{He}$  с использованием твердой титан-тритиевой мишени.

При облучении применяли обогащенный изотоп кадмия следующего состава, %: 94,0 $\pm$ 0,3  $^{116}\text{Cd}$ ; 0,46  $^{110}\text{Cd}$ ; 0,44  $^{111}\text{Cd}$ ; 1,31  $^{112}\text{Cd}$ ; 0,77  $^{113}\text{Cd}$ ; 3,02  $^{114}\text{Cd}$ . Химические примеси других элементов присутствовали в пренебрежимо малых количествах. Образцы кадмия и индия диаметром 6 мм и массой 50 - 54 мг были изготовлены из металлической фольги. Образцы рения изготовляли прессованием изотопически обогащенного металлического порошка в таблетки диаметром 6 мм и массой 20-30 мг. Изотопный состав обогащенного рения, %: 1,3  $^{185}\text{Re}$ ; 98,7  $^{187}\text{Re}$ . Таблетку помещали между двумя тонкими склеенными полиэтиленовыми пленками толщиной 8 мг/см<sup>2</sup>.

Интегральный поток нейтронов измеряли методом активационных детекторов из изотопов опорной реакции. Сборку из двух детекторов из индия, рения или золота и образца между ними укрепляли на фланце источника нейтронов на расстоянии 12 мм от торца мишени под углом 0° к пучку протонов. Время облучения при среднем токе 20 мкА составляло 1-2 ч. Наведенную  $\gamma$ -активность образцов и детекторов измеряли Ge(Li)-спектрометром, прокалиброванным с помощью эталонных  $\gamma$ -нуклидов и образцовых  $\gamma$ -источников Всесоюзного научно-исследовательского института метрологии им. Д.И.Менделеева с погрешностью 1-4%.

В  $\gamma$ -спектре облученного  $^{116}\text{Cd}$  присутствовали интенсивные линии с энергиями 158,6; 273,3 и 553 кэВ. Упрощенная схема распада  $^{117}\text{Cd}$  приведена на рис.1. Измерение активности  $^{117}\text{Cd}$  проводили по  $\gamma$ -линии с энергией 273,3 кэВ (квантовый выход 22,3%), так как использование  $\gamma$ -пииков с энергиями 158,6 и 553 кэВ сопряжено с введением добавочных поправок на накопление, распад и

квантовый выход основного и изомерного состояний  $^{117}\text{In}$ . Обработку  $\gamma$ -спектра и внесение поправок на распад активности за время облучения, выдержки и измерения, на эффективность регистрации  $\gamma$ -квантов и поглощение  $\gamma$ -излучения в образце осуществляли с помощью разработанной программы, реализуемой на вычислительном устройстве "Электроника ДЗ-28".

Большое внимание уделялось проблеме минимизации поправок.

Опишем кратко эти меры:

1. Использование при облучении образца кадмия, обогащенного изотопом  $^{116}\text{Cd}$ , существенно упростило  $\gamma$ -спектр из-за отсутствия активностей, обусловленных реакциями на неосновных изотопах природного кадмия.

2. Облучаемую массу  $^{116}\text{Cd}$  уменьшили до минимально возможных значений, чтобы свести к минимуму поправки на самопоглощение  $\gamma$ -излучения и рассеяние нейтронов.

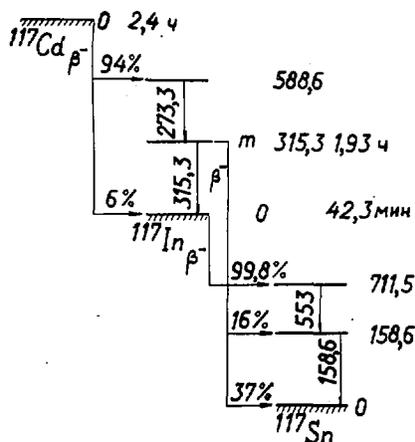


Рис.1. Упрощенная схема распада  $^{117}\text{Cd}$  [2]

3. Толщина образца  $^{116}\text{Cd}$  была малой, и для применяемого градиента нейтронного поля разница активаций детекторов, закрывающих  $^{116}\text{Cd}$  с двух сторон и регистрирующих плотность потока нейтронов, не превышала 10-20%.

4. Дисковые образцы  $^{116}\text{Cd}$ ,  $^{115}\text{In}$ ,  $^{187}\text{Re}$  и  $^{197}\text{Au}$  имели одинаковые диаметры, и измерение  $\gamma$ -излучения на Ge(Li)-детекторе проводили в стандартной геометрии.

5. Поправка на "мертвое" время и наложение импульсов была незначительна, так как загрузка спектрометрического тракта не превышала на импульс 1-10  $\text{с}^{-1}$ .

6. Для уменьшения влияния нестационарности нейтронного потока на активацию образца и детекторов нейтронного потока применяли опорные реакции с близкими  $^{117}\text{Cd}$  периодами полураспада.

7. Для проверки спектральных характеристик нейтронного поля проводили совместное облучение активационных детекторов [ $^{197}\text{Au}(n, \gamma)^{198}\text{Au}$ ] и моноизотопа  $^{238}\text{U}$  в идентичной геометрии при энергии нейтронов 1,9 МэВ. Масса  $^{238}\text{U}$  (тетрафторид  $^{238}\text{U}$  с активным слоем диаметром 6 мм на алюминиевой подложке толщиной 0,1 мм) составляла  $15,00 \pm 0,04$  мкг. Число делений  $^{238}\text{U}$  подсчитывали по трекам от осколков деления урана в следе ( $\sigma_{nf} = 518,9$  мб [3]). Плотность нейтронного потока, рассчитанная по этим детекторам, составила ( $\times 10^7$ ): для  $^{197}\text{Au}$  ( $E_{\gamma} = 411,8$  кэВ)  $13,9 \pm \pm 1,5$   $\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ ; для  $^{238}\text{U}$  (счет осколков деления)  $14,0 \pm 0,7$   $\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ . Эти результаты в пределах экспериментальных ошибок и погрешностей используемых ядерных констант хорошо согласуются друг с другом, что свидетельствует о малом вкладе рассеянных нейтронов в наведенную активность образцов. При заметном вкладе рассеянных нейтронов следовало бы ожидать расхождения в показаниях детекторов  $^{197}\text{Au}(n, \gamma)^{198}\text{Au}$ , с одной стороны, и  $^{238}\text{U}(n, f)$  - с другой вследствие разного хода зависимости сечения этих реакций от энергии нейтронов.

Основные характеристики ядер - продуктов исследуемой и опорных реакций приведены в табл. I. Сечение определяли из соотношения  $\sigma = A/n\Phi$ , где  $n$  - число ядер изотопа;  $\Phi$  - плотность потока нейтронов, определяемая по среднему из значений активностей детекторов нейтронов, прилегающих к обеим сторонам облучаемого образца;  $A$  - активность, приведенная к моменту времени конца облучения, которая находилась из соотношения

$$A = \lambda k \Sigma \left\{ \rho \varepsilon [1 - \exp(-\lambda t_{обл})] \exp(-\lambda t_{выг}) [1 - \exp(-\lambda t_{изм})] \right\},$$

где  $k$  - поправка на самопоглощение;  $\Sigma$  - число импульсов в фотопике;  $\rho$  - квантовый выход  $\gamma$ -излучения с данной энергией;  $\varepsilon$  - эффективность регистрации  $\gamma$ -квантов Ge(Li)-спектрометром;  $t_{обл}$ ,  $t_{выг}$ ,  $t_{изм}$  - время облучения, выдержки и измерения активности образца соответственно.

Таблица I

Характеристики ядер - продуктов исследуемой и опорных реакций

Реакция	Период полураспада [2,4]	$E_{\gamma}$ , кэВ	Квантовый выход [2,4], %
$^{116}\text{Cd}(n, \gamma)^{117}\text{Cd}$	$2,42 \pm 0,07$ ч	273,3	$22,3 \pm 0,5$
$^{115}\text{In}(n, n')^{115\text{m}}\text{In}$	$4,486 \pm 0,004$ ч	336,25	$45,9 \pm 0,3$
$^{187}\text{Re}(n, \gamma)^{188}\text{Re}$	$16,98 \pm 0,02$ ч	155,04	$15,2 \pm 0,5$
$^{197}\text{Au}(n, \gamma)^{198}\text{Au}$	$2,695 \pm 0,002$ сут	411,8	$95,56 \pm 0,07$

Результаты настоящих измерений приведены на рис. 2 и в табл. 2, где рядом с измеренным сечением в скобках указано использованное сечение опорной реакции и его погрешность из приведенного источника. Для сечений реакции  $^{197}\text{Au}(n, \gamma)^{198}\text{Au}$  погрешность составляла 6,1%, а для реакции  $^{115}\text{In}(n, n')^{115\text{m}}\text{In}$  - 10%, что соответствует разбросу величин сечений этой реакции по данным библиотек ENDF/B-V, IRDF-82 и ZACRSS.

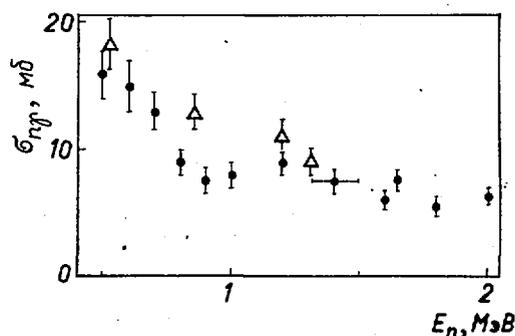


Рис. 2. Зависимость сечения радиационного захвата нейтронов  $^{116}\text{Cd}$  от энергии нейтронов. Данные работ:  $\Delta$  - [1];  $\circ$  - настоящей;

Таблица 2

Экспериментально измеренные сечения реакции  $^{116}\text{Cd}(n, \gamma)^{117}\text{Cd}$  относительно сечений опорных реакций, мб ( $1 \text{ мб} = 10^{-31} \text{ м}^2$ ).

$E_n$ , МэВ	$\pm \Delta E_n$ , МэВ	Сечения опорных реакций			Среднее значение
		$^{115}\text{In}(n, n')^{115\text{m}}\text{In}$ [5]	$^{187}\text{Re}(n, \gamma)^{188}\text{Re}$ [6]	$^{197}\text{Au}(n, \gamma)^{198}\text{Au}$ [3]	
0,4	0,14	15(1,6)	13,9(297 $\pm$ 14)	14(159,5)	14 $\pm$ 2
0,5	0,12	16(2,6)	-	15,5(134,6)	16 $\pm$ 2
0,6	0,12	13,5(7,3)	14,6(230 $\pm$ 15)	-	14 $\pm$ 2
0,7	0,12	13(17,7)	-	-	13 $\pm$ 2
0,8	0,11	9(30,9)	-	-	9 $\pm$ 1
0,9	0,11	7,5(50,5)	-	-	7,5 $\pm$ 1
1,0	0,10	8(64,4)	-	-	8 $\pm$ 1
1,2	0,09	9(112,2)	-	-	9 $\pm$ 1
1,45	0,08	8,1(169,4)	6,9(102 $\pm$ 7)	-	7,5 $\pm$ 0,8
1,65	0,07	7,5(198)	-	-	7,5 $\pm$ 0,8
1,8	0,07	5,1(221,7)	-	-	5,1 $\pm$ 0,6
1,9	0,07	6,0(244,3)	5,1(72 $\pm$ 3)	-	5,5 $\pm$ 0,6
2,0	0,06	6,3(268,5)	-	-	6,3 $\pm$ 0,6

Сечения измеряемой реакции  $^{116}\text{Cd}(n, \gamma)^{117}\text{Cd}$  определяли по одной, двум или трем опорным реакциям. В тех случаях, когда сечение определяли по нескольким опорным реакциям, сходимость результатов была хорошей и величины расхождений не превышали 10% (см. табл. 2).

Все факторы, которые дают вклад в приведенную в табл. 2 среднеквадратическую ошибку сечения реакции  $^{116}\text{Cd}(n, \gamma)^{117}\text{Cd}$ , с поправками приведены ниже:

Нейтроны, рассеянные конструкцией мишенедержателя ....	$3 \pm 1$
Нестационарность плотности потока нейтронов .....	$(0-2) \pm 0,2$
Самопоглощение $\gamma$ -излучения в образце .....	$(1-4) \pm 0,5$
Измерение $\gamma$ -активности .....	$\pm 1$
Эффективность Ge(Li)-детектора .....	$\pm (3-4)$
Сечения опорных реакций .....	$\pm (6-10)$
Геометрия .....	$\pm 0,5$
Изотопная чистота образца .....	$\pm 0,3$
Взвешивание образца .....	$\pm 1$

Разброс энергии нейтронов, указанный в табл. 2 и на рис. 2 при  $E_n = 1,4 \text{ МэВ}$ , обусловлен энергетическими потерями протонов в титантригидридной мишени и телесным углом образца относительно источника нейтронов.

#### Список литературы

1. Herman M., Marcinkowski A. In: Nucl. cross-sect. and technol.: Proc. of Intern. conf. (Knoxville, 1979). Washington, 1980, p.307.
2. Lederer C., Shirley V. Table of isotopes. 7th ed. N-Y. - Toronto, J. Wiley and sons, 1978.
3. Nuclear data standards for nuclear measurement. Report series N 227. Vienna: IAEA, 1983.
4. Гусев Н.Г., Дмитриев П.П. Квантовое излучение радиоактивных нуклидов. М.: Атомиздат, 1977.
5. International reactor dosimetry file: IAEA/NDS - 42/R, 1982.
6. Lindner M., Nagle R., Landrum J. Nucl. Sci. and Engng, 1976, v.59, p.381.

Статья поступила в редакцию 24 декабря 1985 г.

УДК 539.173.84

ОЦЕНКА СЕЧЕНИЯ РЕАКЦИИ  $^{204}\text{Pb}(n, n')^{204m}\text{Pb}$  ДЛЯ НЕЙТРОННО-АКТИВАЦИОННОГО ДЕТЕКТОРА

Е.И. Григорьев, В.С. Трошин, В.П. Ярина

THE EVALUATION OF CROSS-SECTION OF  $^{204}\text{Pb}(n, n')^{204m}\text{Pb}$  REACTION FOR ACTIVATION DETECTOR. Averaged cross-section of the fission spectrum  $^{235}\text{U}$  is evaluated. Estimated volume  $19,4 \pm 1,2 \text{ mb}$  was used for creation of cross-section energy dependence. Group cross-section of reaction is showed. Effective cross-section is received it was equal  $182 \text{ mb}$  for effective threshold.

Реакция  $^{204}\text{Pb}(n, n')^{204m}\text{Pb}$  представляет значительный интерес для спектрометрии реакторных нейтронных полей. Область чувствительности реакции в таких полях - приблизительно 2,6-8 МэВ. Продукт реакции имеет удобную схему распада: период полураспада 66,9 мин, энергия фотонов 0,375 и 0,900 МэВ, эмиссия соответствующих фотонов 0,93 и 1,89 [1]. Практически отсутствуют мешающие активности, появляющиеся вследствие сопутствующих реакций, что позволяет использовать в качестве сырья для детекторов природную смесь изотопов свинца. Однако широкому применению данного детектора препятствовало отсутствие надежных данных о нейтронных характеристиках реакции.

В настоящей работе по результатам дифференциальных и интегральных измерений выполнена оценка сечения рассматриваемой реакции. В табл. I приведены экспериментальные данные о среднем сечении реакции для нейтронов деления  $^{235}\text{U}$ . Последние три результата получены авторами при измерениях на реакторе по методике работы [4]. При этом использовали образцы массой 20-300 мг из металлического свинца, как природного, так и обогащенного изотопом  $^{204}\text{Pb}$  до 66,5%. Средне-взвешенное значение сечения составило  $19,4 \pm 1,2$  мб, что отличается от оценки [2], равной  $18,6 \pm 1,5$  мб. Указанная погрешность является среднеквадратической.

Таблица I

Среднее сечение реакции  $^{204}\text{Pb}(n,n')^{204m}\text{Pb}$   
для нейтронов деления  $^{235}\text{U}$

Работа	Экспериментальные данные			Оцененные сечения реакций, мб	
	Сечение исследуемой реакции, мб	Нормирующая реакция	Сечение нормирующей реакции, мб	нормирующей	исследуемой
[2]	$22 \pm 3,5$	$^{238}\text{U}(n,f)$	310	305,2	21,7
[2]	$15,3 \pm 0,7$	$^{58}\text{Ni}(n,p)$	100	102,8	15,7
[2]	$18,9 \pm 2,0$	$^{58}\text{Ni}(N,p)$	104	102,8	19,6
		$^{24}\text{Mg}(n,p)$	1,4	1,44	-
[3]	$19,8 \pm 1,6$	$^{27}\text{Al}(n,\alpha)$	0,63	0,687	-
		$^{58}\text{Ni}(n,p)$	113	102,8	18,0
Настоящая	$20,1 \pm 1,1$	-	-	-	20,1
	$19,5 \pm 2,0$	-	-	-	19,5
	$19,9 \pm 1,5$	-	-	-	19,9

Информация о ходе сечения рассматриваемой реакции ограничивается данными работ [5-7]. В работе [6] сечение измерено при энергиях 14,2 и 14,6 МэВ относительно сечения реакции  $^{65}\text{Cu}(n,2n)$ . В работе [5] представлено девять экспериментальных результатов измерений в диапазоне энергий 12,85-17,83 МэВ, выполненных относительно реакции  $^{56}\text{Fe}(n,p)$ . Данные работы [7] содержат 73 экспериментальных значения в диапазоне энергий 2,2-10 МэВ, полученных относительно сечений реакций  $^{235}\text{U}(n,f)$  и  $^{238}\text{U}(n,f)$ .

Оцененное авторами сечение реакции  $^{204}\text{Pb}(n,n')^{204m}\text{Pb}$  в зависимости от энергии нейтронов приведено в табл. 2, а также на рис. 1 в сопоставлении с основными дифференциальными данными работ [5-7]. Сечение представлено в групповом виде, соответствующем энергетическому разбиению формата ENDF, с условным отнесением значения усредненного сечения к нижней границе энергетической группы.

Таблица 2

Групповое сечение реакции

E, МэВ	$\sigma$ , мб								
2.00E+00	0.000E-00	2.10E+00	0.000E-00	2.20E+00	1.400E-01	2.30E+00	4.200E-01	2.40E+00	1.960E+00
2.50E+00	4.760E+00	2.60E+00	8.470E+00	2.70E+00	1.309E+01	2.80E+00	1.771E+01	2.90E+00	2.233E+01
3.00E+00	2.676E+01	3.10E+00	3.102E+01	3.20E+00	3.528E+01	3.30E+00	3.953E+01	3.40E+00	4.379E+01
3.50E+00	4.804E+01	3.60E+00	5.230E+01	3.70E+00	5.656E+01	3.80E+00	6.081E+01	3.90E+00	6.507E+01

E, МэВ	σ, мб								
4.00E+00	6.955E+01	4.10E+00	7.425E+01	4.20E+00	7.896E+01	4.30E+00	8.366E+01	4.40E+00	8.836E+01
4.50E+00	9.307E+01	4.60E+00	9.777E+01	4.70E+00	1.024E+02	4.80E+00	1.071E+02	4.90E+00	1.118E+02
5.00E+00	1.168E+02	5.10E+00	1.219E+02	5.20E+00	1.271E+02	5.30E+00	1.322E+02	5.40E+00	1.387E+02
5.50E+00	1.424E+02	5.60E+00	1.473E+02	5.70E+00	1.523E+02	5.80E+00	1.572E+02	5.90E+00	1.621E+02
6.00E+00	1.674E+02	6.10E+00	1.730E+02	6.20E+00	1.786E+02	6.30E+00	1.842E+02	6.40E+00	1.898E+02
6.50E+00	1.952E+02	6.60E+00	2.003E+02	6.70E+00	2.055E+02	6.80E+00	2.106E+02	6.90E+00	2.158E+02
7.00E+00	2.213E+02	7.10E+00	2.271E+02	7.20E+00	2.329E+02	7.30E+00	2.387E+02	7.40E+00	2.446E+02
7.50E+00	2.497E+02	7.60E+00	2.542E+02	7.70E+00	2.587E+02	7.80E+00	2.632E+02	7.90E+00	2.676E+02
8.00E+00	2.720E+02	8.10E+00	2.763E+02	8.20E+00	2.805E+02	8.30E+00	2.848E+02	8.40E+00	2.890E+02
8.50E+00	2.925E+02	8.60E+00	2.951E+02	8.70E+00	2.977E+02	8.80E+00	3.001E+02	8.90E+00	3.024E+02
9.00E+00	3.040E+02	9.10E+00	3.052E+02	9.20E+00	3.060E+02	9.30E+00	3.066E+02	9.40E+00	3.068E+02
9.50E+00	3.068E+02	9.60E+00	3.068E+02	9.70E+00	3.068E+02	9.80E+00	3.068E+02	9.90E+00	3.068E+02
1.00E+01	3.067E+02	1.01E+01	3.065E+02	1.02E+01	3.063E+02	1.03E+01	3.060E+02	1.04E+01	3.058E+02
1.05E+01	3.055E+02	1.06E+01	3.052E+02	1.07E+01	3.048E+02	1.08E+01	3.040E+02	1.09E+01	3.029E+02
1.10E+01	3.015E+02	1.11E+01	2.982E+02	1.12E+01	2.947E+02	1.13E+01	2.909E+02	1.14E+01	2.866E+02
1.15E+01	2.817E+02	1.16E+01	2.761E+02	1.17E+01	2.697E+02	1.18E+01	2.629E+02	1.19E+01	2.555E+02
1.20E+01	2.478E+02	1.21E+01	2.396E+02	1.22E+01	2.316E+02	1.23E+01	2.236E+02	1.24E+01	2.156E+02
1.25E+01	2.065E+02	1.26E+01	1.960E+02	1.27E+01	1.857E+02	1.28E+01	1.755E+02	1.29E+01	1.654E+02
1.30E+01	1.559E+02	1.31E+01	1.477E+02	1.32E+01	1.395E+02	1.33E+01	1.313E+02	1.34E+01	1.231E+02
1.35E+01	1.161E+02	1.36E+01	1.103E+02	1.37E+01	1.045E+02	1.38E+01	9.870E+01	1.39E+01	9.290E+01
1.40E+01	8.830E+01	1.41E+01	8.490E+01	1.42E+01	8.150E+01	1.43E+01	7.810E+01	1.44E+01	7.385E+01
1.45E+01	7.170E+01	1.46E+01	6.910E+01	1.47E+01	6.650E+01	1.48E+01	6.390E+01	1.49E+01	6.130E+01
1.50E+01	5.920E+01	1.51E+01	5.760E+01	1.52E+01	5.600E+01	1.53E+01	5.440E+01	1.54E+01	5.280E+01
1.55E+01	5.120E+01	1.56E+01	4.960E+01	1.57E+01	4.800E+01	1.58E+01	4.640E+01	1.59E+01	4.480E+01
1.60E+01	4.360E+01	1.61E+01	4.280E+01	1.62E+01	4.200E+01	1.63E+01	4.120E+01	1.64E+01	4.040E+01
1.65E+01	3.960E+01	1.66E+01	3.880E+01	1.67E+01	3.800E+01	1.68E+01	3.720E+01	1.69E+01	3.640E+01
1.70E+01	3.570E+01	1.71E+01	3.510E+01	1.72E+01	3.450E+01	1.73E+01	3.390E+01	1.74E+01	3.330E+01
1.75E+01	3.270E+01	1.76E+01	3.210E+01	1.77E+01	3.150E+01	1.78E+01	3.090E+01	1.79E+01	3.030E+01

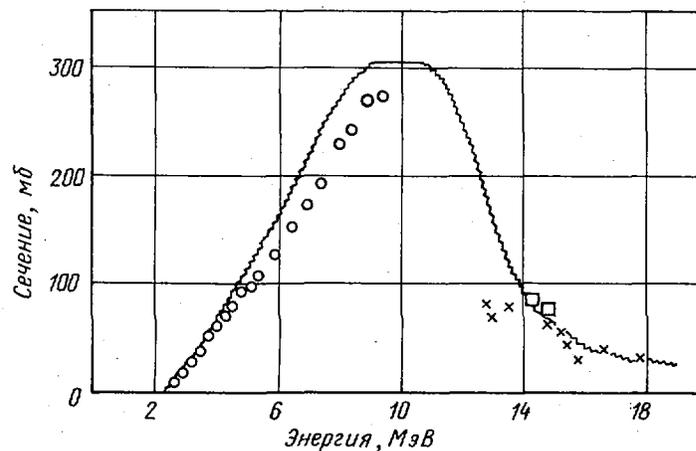


Рис.1. Энергетическая зависимость сечения реакции  $^{204}\text{Pb}(n, n')^{204\text{m}}\text{Pb}$ . Данные работ: x - [5]; □ - [6]; ○ - [7]

При построении энергетической зависимости сечения ставили задачу согласовать среднее сечение реакции в спектре нейтронов деления  $^{235}\text{U}$ , получаемое расчетом с использованием данного хода сечения, с оцененным значением 19,4 мб. Следуя этому критерию, сечение было проведено на 12-15% выше экспериментальных данных [7]. Расчетные значения среднего сечения реакции для нейтронов деления  $^{235}\text{U}$  и  $^{252}\text{Cf}$  в представлении библиотеки БКС-2 [8] составляют 19,5 и 23,9 мб.

Для предложенного сечения рассматриваемой реакции определено эффективное пороговое сечение. На рис. 2 приведены результаты расчета для 12 характерных нейтронных спектров из библиотеки БКС-2 в виде отношения  $\sigma_{\text{эф}}^j / \sigma_{\text{эф}}^{\text{U}}$ , где  $\sigma_{\text{эф}}^j$  - эффективное сечение для  $j$ -спектра, а  $\sigma_{\text{эф}}^{\text{U}}$  - для спектра деления  $^{235}\text{U}$ . В качестве эффективного порога реакции принята энергия 4 МэВ. При этом эффективное сечение составляет 182 мб при разбросе значений около 4% для широкого класса спектров.

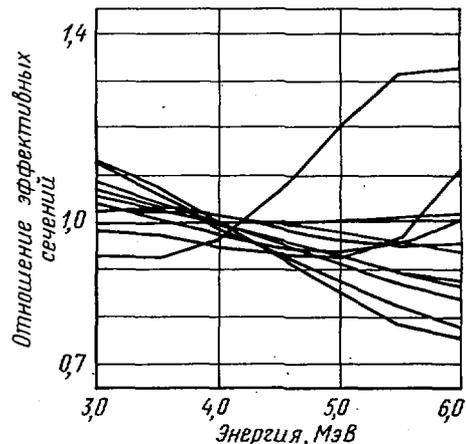


Рис.2. Энергетическая зависимость эффективного сечения реакции  $^{204}\text{Pb}(n,n')^{204\text{m}}\text{Pb}$  для 12 спектров

#### Список литературы

1. Lederer G., Shirley V. Table of isotopes. 6th ed. N.-Y.-Toronto, J.Wiley and sons, 1968.
2. Calamand A. Cross-sections for fission neutron spectrum induced reactions: INDC(NDS)-55/L. Sept. 1973.
3. Бродская А.К., Иванова Н.И., Насыров Ф.Х. Средние по спектру нейтронов деления сечения реакций  $(n,\alpha)$ ,  $(n,p)$ ,  $(n,2n)$ ,  $(n,n')$  для ряда элементов. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1976, вып. 23, с. 4.
4. Григорьев Е.И., Тарновский Г.Б., Ярына В.П. Измерения средних сечений пороговых реакций для нейтронов деления урана-235. - В кн.: Нейтронная физика: Материалы 6-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 2-6 октября 1983 г. Т. 3. М.: ЦНИИАтоминформ, 1984, с. 187-190.
5. Decowski P. e.a. Cross-sections the  $(n, n')$  and  $(n, 2n)$  reactions on In-113 and Pb-204. - Nucl. Phys., 1973, v.A204, p.121.
6. Маслов Г.Н., Насыров Ф., Пешкин Н.Ф. Экспериментальные сечения ядерных реакций на нейтронах с энергией 14 МэВ. - Ядерные константы. М.: Атомиздат, 1972, вып. 9, с. 50.
7. Smith D.L., Meadows J.W. Neutron inelastic scattering studies for Lead-204:ANL-NDM-37.Dec.1977.
8. Григорьев Е.И., Колерова О.Н., Тарновский Г.Б., Ярына В.П. Библиотека классифицированных спектров нейтронов БКС-2. - В кн.: Материалы 3 Всесоюзного совещания по метрологии нейтронного излучения на реакторах и ускорителях. Т. 2. М.: ЦНИИАтоминформ, 1983, с. 215.

Статья поступила в редакцию 4 октября 1985 г.

ИНТЕГРАЛЬНЫЙ СПЕКТР МГНОВЕННЫХ НЕЙТРОНОВ ДЕЛЕНИЯ  $^{232}\text{Th}$   
ПРИ ВЫНУЖДЕННОМ ДЕЛЕНИИ НЕЙТРОНАМИ С ЭНЕРГИЕЙ 1,5 МэВ

С.Э.Сухих, Г.Н.Ловчикова, В.А.Виноградов, Б.В.Журавлев, А.В.Поляков, О.А.Сальников

THE PROMPT FISSION NEUTRON SPECTRUM FROM 1,5 MeV NEUTRON INDUCED FISSION OF  $^{232}\text{Th}$ . The prompt fission neutron spectrum from  $^{232}\text{Th}$  neutron-induced fission has been measured at incident neutron energy 1,49 MeV. The measurements were carried out by means of the time-of-flight technique with pulsed-beam proton tandem accelerator and gas tritium target as a neutron source. The prompt fission neutron spectrum has been measured over the neutron energy range 2-10 MeV at two angles  $90^\circ$  and  $150^\circ$  to incident neutron beam. The experimentally obtained spectrum was described quite well by Maxwellian distribution with parameters  $T = 1,27 \pm 0,04$  MeV for 2-10 MeV energy region.

В работе измерены спектры мгновенных нейтронов деления при вынужденном делении ядер  $^{232}\text{Th}$  нейтронами с энергией 1,5 МэВ. В настоящее время заметно возрос интерес к спектрам мгновенных нейтронов деления. С одной стороны, появились новые расчетные подходы, основанные на применении достижений теории ядра к анализу спектров мгновенных нейтронов деления, с другой - увеличилось число экспериментальных исследований этих спектров [1, 2]. Однако работы, посвященные измерению спектров мгновенных нейтронов деления, возникающих при делении  $^{232}\text{Th}$  быстрыми нейтронами, практически отсутствуют, что связано с трудностями проведения экспериментов. В то же время эти сведения нужны для расчета ядерных энергетических установок и запрос на них содержится в списке необходимых ядерных данных [3]. Требуемая точность данных составляет 10%.

В работе измерены спектры нейтронов эмиссии из ядер  $^{232}\text{Th}$  в интервале энергий вторичных нейтронов от порога детектора (0,6 МэВ) до  $E_d = 10$  МэВ. Спектр эмиссии в области энергий выше, чем начальная энергия бомбардирующих нейтронов, содержит только нейтроны, образовавшиеся в результате деления. Измерение спектров нейтронов эмиссии проведено методом времени пролета с использованием спектрометра на базе ускорителя ЭПН-10М, работающего в импульсном режиме. Источником нейтронов служила реакция  $^3\text{T}(p, n)^3\text{He}$  с использованием газовой тритиевой мишени. Начальная энергия нейтронов, падавших на образец, равна  $1,49 \pm 0,05$  МэВ. Конструкция и характеристики мишени подробно описаны в работе [4]. Средний ток протонов на мишени составлял 1 мкА при частоте следования импульсов 5 МГц. Образец из металлического тория, выполненный в виде полого цилиндра с внешним диаметром 4,5 см, внутренним диаметром 4,0 см и высотой 5,0 см, располагался под углом  $0^\circ$  к направлению пучка протонов на расстоянии 16,8 см от центра газовой тритиевой мишени. Образец содержал 0,737 моля ядер  $^{232}\text{Th}$ .

Нейтроны регистрировались сцинтилляционным детектором, расположенным на расстоянии 198 см от центра образца. Детектор, состоящий из кристалла стильбена (диаметром 6,3 см и высотой 3,9 см) в контакте с ФЭУ-30, был помещен в защиту, конструкция которой описана в работе [5]. Абсолютная эффективность регистрации нейтронов детектором в диапазоне от порога регистрации до энергии 11 МэВ получена в результате сравнения экспериментального и расчетного спектров мгновенных нейтронов спонтанного деления  $^{252}\text{Cf}$ . Расчетный спектр описан распределением Максвелла с параметром  $T = 1,42$  МэВ; для области энергий выше 6 МэВ введена поправка, учитывающая отклонение спектра нейтронов деления  $^{252}\text{Cf}$  от распределения Максвелла [6]. Статистическая погрешность результатов измерений спектра нейтронов деления  $^{252}\text{Cf}$  составляла 2-7%, временное разрешение спектрометра - 3 нс на половине высоты пика  $\gamma$ -квантов из мишени. Ширина канала временного анализатора была равна 0,503 нс, интегральная нелинейность - 0,4%, дифференциальная нелинейность - 0,6%. В качестве монитора потока нейтронов использовался сцинтилляционный детектор, с помощью которого измерялся временной спектр нейтронов из мишени. Выход нейтронов из мишени контролировали также всеволновым детектором. Блок-схема и принцип работы электронной аппаратуры спектрометра описаны в работе [7].

Измерения спектров нейтронов эмиссии из  $^{232}\text{Th}$  проведены под углами  $90^\circ$  и  $150^\circ$  при энергии падающих на образец нейтронов 1,49 МэВ. Исследования заключались в измерении спектров нейтронов, вылетевших из образца (эффект с фоном), и в измерении фона без образца при фиксированном

числе протонов, попавших на мишень. Одновременно монитором определяли спектр нейтронов из мишени. Измерения проводили сериями для уменьшения влияния нестабильности работы ускорителя и электронной аппаратуры на результаты. Стабильность работы контролировали по форме и положению пика нейтронов мониторингового спектра, а также по положению центра тяжести пиков  $\gamma$ -квантов на спектре монитора и основного детектора. В каждой серии был измерен спектр нейтронов, вылетающих из мишени под углом  $0^\circ$  по отношению к пучку ускоренных протонов. Абсолютное значение дифференциального сечения эмиссии нейтронов из ядер  $^{232}\text{Th}$  определено нормировкой на сечение упругого рассеяния на углероде, измерение которого выполнено под углом  $90^\circ$  к направлению пучка падающих нейтронов. В качестве рассеивателя использовали полый цилиндр из графита (с внешним диаметром 3,0 см, высотой 4,5 см и толщиной 0,5 см), содержащий 14,27 моля ядер  $^{12}\text{C}$ . Дифференциальное сечение упругого рассеяния на углероде под углом  $90^\circ$  (в лабораторной системе), равное 0,2033 б/ср, взято из работы [8]. Аппаратурный спектр, полученный при измерении с образцом  $^{232}\text{Th}$  под углом  $90^\circ$ , представлен на рис.1. После отделения упругорассеянных нейтронов методом, изложенным в работе [9], дальнейшей обработке подвергали спектры в энергетическом интервале 2–10 МэВ, который содержал только нейтроны, образовавшиеся при делении. Процедура обработки подробно описана в работе [10]. Энергетические спектры мгновенных нейтронов деления представлены на рис.2.

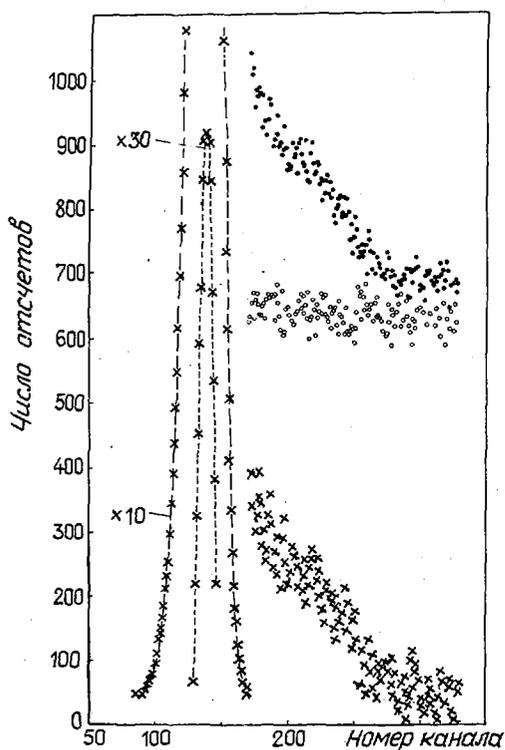


Рис.1. Аппаратурные спектры под углом  $90^\circ$ : ● - эффект с фоном; ○ - фон; x - эффект

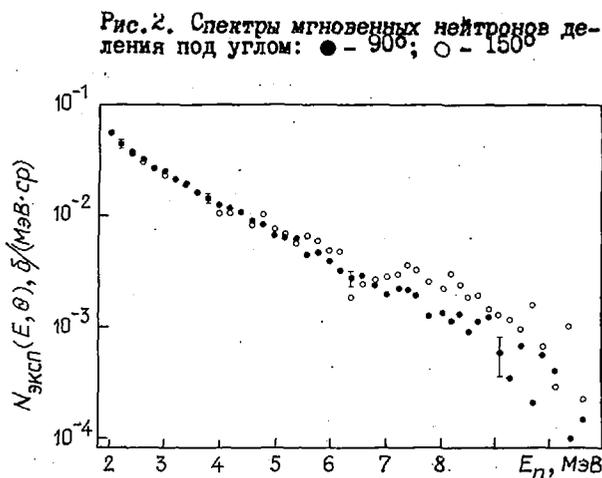


Рис.2. Спектры мгновенных нейтронов деления под углом: ● -  $90^\circ$ ; ○ -  $150^\circ$

Анализ формы спектра мгновенных нейтронов деления  $^{232}\text{Th}$  проведен в предположении, что для достаточно широкого интервала энергий спектр описывается максвелловским распределением  $N(E) = A\sqrt{E} \exp(-E/T)$ . Для подбора параметров распределения  $A$  и  $T$  проведено преобразование координат  $N(E) \rightarrow \ln N(E)/\sqrt{E}$  в целях линеаризации кривой распределения. Экспериментальный спектр после преобразования координат показан на рис.3. Аппроксимация экспериментальных точек распределением Максвелла по методу наименьших квадратов в интервале энергий 2 - 10 МэВ приводит к значениям  $A = 0,151 \pm 0,006 \text{ МэВ}^{-3/2} \cdot \text{б}$ ,  $T = 1,27 \pm 0,04 \text{ МэВ}$ . Приписываемые погрешности вычислены с использованием формул из работы [11]. Анализ вклада в полную погрешность различных составляющих приведен в работе [10]. Интегрирование отнормированного распределения Максвелла с парамет-

рами  $\Lambda = 0,151 \text{ МэВ}^{-3/2} \cdot \text{б}$  и  $T = 1,27 \text{ МэВ}$  в пределах энергий от нуля до бесконечности дало величину сечения эмиссии нейтронов деления ядер  $^{232}\text{Th}$ , равную  $0,185 \pm 0,021 \text{ б}$ , т.е.

$$\int_0^{\infty} 0,151 \sqrt{E} \exp(-E/1,272) dE = \sigma_f(E_0) \bar{\nu}_p(E_0) = 0,185,$$

где  $\sigma_f(E_0)$  - сечение деления ядер  $^{232}\text{Th}$  нейтронами с энергией  $1,5 \text{ МэВ}$ ;  $\bar{\nu}_p(E_0)$  - среднее число мгновенных нейтронов деления при этой энергии. С другой стороны, используя рекомендованное значение  $\sigma_f(1,5 \text{ МэВ}) = 0,077 \text{ б}$  [12] и экспериментальное значение  $\bar{\nu}_p(1,5 \text{ МэВ}) = 2,25$  [13], можно получить  $\sigma_f \bar{\nu}_p = 0,1778$ , что удовлетворительно согласуется с результатом интегрирования распределения Максвелла, описывающего совокупность экспериментальных точек. В свою очередь, значение параметра  $T$ , вычисленное по соотношению [14]  $T = 2/\bar{\bar{E}} = 2/3 [0,74 + 0,35 (\bar{\nu}_p + 1)]$ , где  $\bar{\bar{E}}$  - средняя энергия распределения Максвелла, равно  $1,252 \text{ МэВ}$  и находится в хорошем согласии с значением  $T = 1,27 \pm 0,04 \text{ МэВ}$ , полученным в данной работе.

Угловая зависимость числа мгновенных нейтронов деления оценена сравнением числа нейтронов, вылетевших под углами  $90^\circ$  и  $150^\circ$ . Отношение числа нейтронов, вылетевших под углом  $150^\circ$ , к числу нейтронов, вылетевших под углом  $90^\circ$ , равно  $1,04 \pm 0,04$ . Полученный результат находится в качественном согласии с данными работы [15], в которой подобные оценки проведены для спектров мгновенных нейтронов деления  $^{238}\text{U}$ . Измеренный спектр мгновенных нейтронов деления  $^{232}\text{Th}$  представлен в таблице.

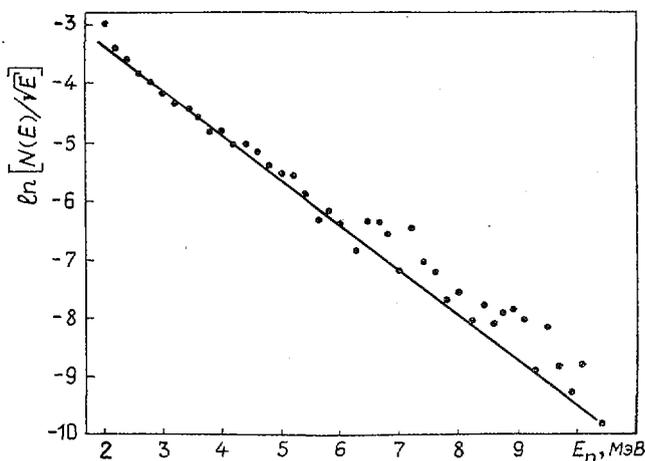


Рис.3. Экспериментальный спектр (●) и его аппроксимация распределением Максвелла с параметром  $T=1,27 \text{ МэВ}$  (прямая линия)

Спектр мгновенных нейтронов деления  $^{232}\text{Th}$

$E, \text{ МэВ}$	$N_{\text{эксп}}(E) \cdot 10^4, \text{ б/МэВ}$	$E, \text{ МэВ}$	$N_{\text{эксп}}(E) \cdot 10^4, \text{ б/МэВ}$
2,03	6240 ± 5,2	6,19	322 ± 7
2,20	4531 ± 5,2	6,36	266 ± 7
2,40	3668 ± 5,3	6,59	300 ± 8,5
2,60	3214 ± 5,3	6,84	231 ± 8,5
2,81	2693 ± 5,3	7,03	186 ± 10
3,00	2648 ± 5,3	7,23	226 ± 10
3,19	2060 ± 5,3	7,44	203 ± 10
3,40	1901 ± 5,6	7,59	175 ± 12
3,60	1643 ± 5,6	7,81	115 ± 12
3,80	1549 ± 5,6	8,05	121 ± 12
3,99	1428 ± 5,6	8,21	100 ± 15
4,20	1125 ± 5,6	8,38	92 ± 15
4,42	1138 ± 5,6	8,56	94 ± 26
4,62	912 ± 5,6	8,73	83 ± 26
4,80	843 ± 5,6	8,92	111 ± 26
4,99	667 ± 6,1	9,11	51 ± 32
5,19	592 ± 6,1	9,31	31 ± 32
5,41	620 ± 6,1	9,51	59 ± 32
5,64	442 ± 6,1	9,72	17 ± 32
5,83	461 ± 6,8	9,94	43 ± 40
6,03	407 ± 6,8	10,16	68 ± 40

Примечания: 1.  $N_{\text{эксп}}(E) = 4\pi N_{\text{эксп}}(E, 90^\circ)$ . 2. Относительная ошибка измерений указана в процентах.

В работе получены следующие результаты:

1. Измерен спектр мгновенных нейтронов деления  $^{232}\text{Th}$  в интервале энергий 2-10 МэВ. Данные о делении  $^{232}\text{Th}$  нейтронами с энергией  $1,5 \text{ МэВ}$  получены впервые. Полное число нейтронов де-

ления, полученное по измеренным спектрам, находится в хорошем согласии со значениями  $\beta_f$  и  $\bar{V}_p$ , определенными по данным работ [12, 13].

2. Результаты эксперимента показывают, что удовлетворительно описать спектр в области энергий 2-10 МэВ можно распределением Максвелла с параметром  $T = 1,27 \pm 0,04$  МэВ.

3. В области энергий 7-10 МэВ наблюдается некоторое различие спектров, измеренных под углами  $90^\circ$  и  $150^\circ$ , однако это различие лежит в пределах ошибок измерений, что не позволяет сделать вывод об угловой зависимости спектров нейтронов деления  $^{235}\text{U}$  при данной начальной энергии нейтронов.

#### Список литературы

1. Madland D.G., Nix J.R. Nucl. Sci. and Engng, 1982, v.81, p.213-271.
2. Блинов М.В., Бойков Г.С., Витенко В.А. В кн.: Нейтронная физика: Материалы 6-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 2-6 октября 1983 г. Т.2. М.: ЦНИИатоминформ, 1984, с.280-301.
3. WRENDA 83/84: Rep. INDC(SEG)-88/URSF. Vienna: IAEA, 1983.
4. Фетисов Н.И., Симаков С.П., Труфанов А.М. и др. Приборы и техника эксперимента, 1980, № 6, с.22-25.
5. Труфанов А.М., Нестеренко В.С., Фетисов Н.И. и др. Там же, 1979, № 2, с.50-55.
6. Grundl J.A., Eisenbauer C.M. In: Nucl. cross-sections and technol.: Proc. conf. 3-7 March, Washington, 1975, v.1. NBS Special publ. 425, 1975, p.250.
7. Симаков С.П., Ловчикова Г.Н., Труфанов А.М. и др. Атомная энергия, 1981, т.51, вып.4, с.244-247.
8. Nuclear standards file INDC/NEANDC. Version: 1980, INDC-36/LN. Vienna, 1981, p.A-9.
9. Симаков С.П., Ловчикова Г.Н., Труфанов А.М. и др. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1981, вып.5(44), с.23-26.
10. Ловчикова Г.Н., Поляков А.В., Сальников О.А. и др. Препринт ФЭИ-1564. Обнинск, 1984.
11. Худсон Д. Статистика для физиков. М.: Мир, 1967.
12. Carlsson A.D., Bhat M.R. ENDF/B-V Cross-section measurement standards: BNL-NBS-51619, 1982.
13. Малиновский В.В., Воробьева В.Г., Кузьминов Б.Д. и др. Атомная энергия, 1983, т.54, вып.2, с.83-86.
14. Howerton R.J., Doyas R.J. Nucl. Sci. and Engng, 1971, v.46, N 3, p.414-416.
15. Nair S., Gayther D.B. UK Nuclear data progress report: INDC(UK)-23/L. Harwell, 1974, p.26-28.

Статья поступила в редакцию 22 января 1986 г.

УДК 539.172.4

#### ИЗМЕРЕНИЕ СЕЧЕНИЯ РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА НЕЙТРОНОВ ДЛЯ $^{238}\text{U}$ В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ 4 - 460 кэВ

Л.Е. Казаков, В.Н. Кононов, Г.Н. Мантуров, Е.Д. Полетаев,  
М.В. Боховко, В.М. Тимохов, А.А. Воеводский

THE MEASUREMENT OF THE NEUTRON CAPTURE CROSS-SECTION FOR  $^{238}\text{U}$  IN THE ENERGY REGION FROM 4 TO 460 keV. The results of the measurements of the neutron capture cross-section for  $^{238}\text{U}$  in the energy range 4-460 keV are presented. The measurements were carried out at the pulsed Van-de-Graaf accelerator EG-1 FEI using the time-of-flight technique. The absolute capture cross-section was determined by the saturated resonance method. The accuracy of present results equals 4,5-6% for the most part of the investigated energy region.

Сечение радиационного захвата нейтронов  $\sigma_c(E)$  для  $^{238}\text{U}$  в области энергий 1-500 кэВ - важнейший параметр, используемый для расчета и оптимизации реакторов-размножителей на быстрых нейтронах. К точности знания этой величины выдвигаются высокие требования - 2 - 2,5% [1]. В по-

следние годы на различных экспериментальных установках выполнены измерения сечения  $\sigma_c(E)$  для  $^{238}\text{U}$  в широкой области энергий нейтронов [2-12]. Однако расхождения результатов этих работ значительно превышают требуемый уровень точности и для некоторых энергетических интервалов достигают 20 - 30%, что обусловлено трудностью измерения сечения радиационного захвата нейтронов в  $^{238}\text{U}$  из-за аномально малой величины энергии связи нейтрона, заметного естественного радиационного фона, сильного резонансного самоэкранирования захвата нейтронов и других факторов.

Цель настоящей работы - получение новых экспериментальных данных о сечении захвата нейтронов в  $^{238}\text{U}$  в области энергий 4 - 460 кэВ. Используемый метод измерений и экспериментальная установка заметно отличаются от применявшихся ранее в других работах и позволили получить новые результаты по абсолютной величине сечения захвата нейтронов в  $^{238}\text{U}$ .

Метод измерения и экспериментальная установка. Измерения сечения радиационного захвата нейтронов проводили на спектрометре быстрых и резонансных нейтронов на базе импульсного электростатического ускорителя Ван-де-Граафа ЭГ-1 Физико-энергетического института (г.Обнинск) [13]. Измерения были основаны на регистрации мгновенных  $\gamma$ -квантов захвата с помощью большого жидкостного сцинтилляционного детектора (БЖСД) и на применении метода времени пролета для определения энергии нейтронов и дискриминации фона. Для нормировки сечения использовали методику насыщенного резонанса, позволяющую исключить прямое измерение нейтронного потока и эффективности детекторной системы.

Детектор событий захвата представлял собой сферический бак объемом 17 л, заполненный сцинтиллятором на основе толуола с добавлением 60% триметилбората. Для измерения нейтронного потока использовали детектор с тонким (толщиной 1 мм)  $^6\text{Li}$ -стеклом, помещенный перед исследуемым образцом, и детектор, состоящий из  $^{10}\text{B}$ -пластины и двух кристаллов  $\text{NaI(Tl)}$ , помещенный за образцом.

Эксперимент выполнялся в три этапа:

- измерения в области энергий 2 - 130 кэВ на пролетной базе 0,72 м;
- измерения в области энергий нейтронов 30 - 460 кэВ на пролетной базе 2,4 м;
- измерения в резонансной области энергий на пролетной базе 2,4 м.

Параметры спектрометра, используемые в экспериментах, приведены в табл. 1. Источником нейтронов служила реакция  $^7\text{Li}(p, n)^7\text{Be}$ , применялась металлическая литиевая мишень. В последнем опыте для получения резонансных нейтронов мишень окружили полиэтиленовым замедлителем, размеры которого были выбраны оптимизацией выхода резонансных нейтронов и разрешения спектрометра, необходимого для наблюдения "полки" насыщенного резонанса  $^{238}\text{U}$  при  $E_0 = 6,67$  эВ. Геометрию всех трех опытов и параметры электронной аппаратуры (усиление и пороги дискриминации) сохраняли неизменными. Коллимацию нейтронного пучка осуществляли таким образом, чтобы диаметр его не превышал диаметра образца и диаметра детекторов нейтронного потока. Форму и положение нейтронного пучка на образце контролировали с помощью специальных опытов с использованием кольцевых образцов из металлического индия. Подробное описание экспериментальной установки, электронной аппаратуры и процедуры измерений приведено в работах [14-16]. Большое внимание в эксперименте было уделено снижению уровня фона детектора событий захвата, для которого фон можно условно разделить на постоянную (не зависящую от времени пролета) и переменную (мгновенную) составляющие.

Постоянный фон обусловлен космическим излучением, естественной радиоактивностью, а также дополнительным фоном помещения, связанным с нейтронным пучком и работой ускорителя. Этот фон, определяющий в общем уровне фона, при измерениях на пролетной базе 2,4 м был существенно уменьшен благодаря размещению детектирующей системы в изолированном помещении, отделенном от мишенного зала ускорителя 2-метровой стеной из тяжелого бетона, а также благодаря использованию свинцовой защиты. В экспериментах на короткой пролетной базе, когда детекторная система располагалась в мишенном зале, для уменьшения нейтронного фона мишень окружалась компактной защитой из смеси  $\text{LiH}$  с парафином, а между детектором и мишенью устанавливалась защитная стенка из свинца толщиной 150 мм. При этом, несмотря на некоторое увеличение фона БЖСД, благодаря использованию короткой базы в этих измерениях получено значительно (примерно в 10 раз) лучшее отношение эффекта к фону по сравнению с опытами на пролетной базе, равной 2,4 м. Величина постоянного фона измерялась с высокой точностью ( $\sim 0,5\%$ ) в каждой рабочей экспозиции по области спектра между  $\gamma$ -пиком и моментом регистрации нейтронов с максимальной энергией при измерениях на длинной пролетной базе, а также по области резонанса  $^{23}\text{Na}$ -фильтра ( $E_0 = 2,85$  кэВ), постоянно установлен-

ного на пучке нейтронов при измерениях на короткой базе, и по области резонансов  $^{115}\text{In}$ -фильтра ( $E_0$  равна 3,86 и 9,12 эВ), постоянно установленного при измерениях в резонансной области энергий.

В экспериментах на короткой пролетной базе в спектрах, измеренных по времени пролета, наблюдалась переменная составляющая фона, связанная с регистрацией событий захвата нейтронов источника в защите, время жизни которых в подобных системах составляет 150 - 200 нс. Величина этого компонента составляла 5 - 10% эффекта и измерялась в опытах без исследуемого образца.

Мгновенный фон обусловлен регистрацией рассеянных на исследуемом образце нейтронов пучка и наряду с постоянным нейтронным фоном был уменьшен благодаря добавлению в сцинтиллятор триметилбората. Специальные исследования, проведенные с рассеивателями из графита и  $^{208}\text{Pb}$ , показали, что чувствительность нашего детектора к рассеянным нейтронам не превышает  $7 \cdot 10^{-3}$  при энергии 5 кэВ и уменьшается до  $2 \cdot 10^{-5}$  при энергии 100 кэВ. В условиях эксперимента мгновенный компонент фона составлял 2 - 10% эффекта и измерялся в опытах с эквивалентным рассеивателем.

Другой важный источник систематических погрешностей в экспериментах по измерению сечений захвата - конечная толщина используемых образцов. Для выявления этих погрешностей и проверки правильности введения соответствующих поправок проводили измерения с металлическим образцом и окисными образцами двух толщин. Образцы, изготовленные из обедненного  $^{238}\text{U}$ , содержащего менее 0,004%  $^{235}\text{U}$ , упаковывали в алюминиевые контейнеры диаметром 40 мм с толщиной стенок 0,07 мм (табл. 2).

Таблица 1

Параметр	Эксперимент		
	1	2	3
Ускоритель Ван-де-Граафа:			
Энергия:			
протонов, МэВ	1,9	2,1	2,8
нейтронов, кэВ	2-130	30-460	1-30 эВ
Длительность импульса, нс	4	5	0,4 мкс
Период следования, мкс	1,7	2,2	140
Средний ток, мкА	2	1,8	1,5
Пролетная база спектрометра, м:			
БЖСД	0,72	2,4	2,4
Детектор:			
с $^6\text{Li}$ -стеклом	0,51	2,2	2,2
с $^{10}\text{B}$ -пластиной	-	2,7	-

В процессе эксперимента наряду с измерениями сечения радиационного захвата для  $^{238}\text{U}$  измеряли это же сечение для  $^{197}\text{Au}$ . Результаты измерений служили для контроля экспериментальных условий и позволили получить независимые данные об абсолютной величине отношения этих двух сечений.

Нормировка сечения и поправки. Используя для нормировки метод насыщенного резонанса, можно получить величину сечения радиационного захвата нейтронов следующим образом:

$$\sigma_c(E) = K \frac{N_c(E)}{N_{Li}(E)} \frac{1}{n} \frac{\sigma_{n\alpha}(E)}{\sigma_{n\alpha}^z} \frac{S_{Li}(E)}{S(E)T_{Li}(E)}, \quad (I)$$

где  $K$  - нормировочный коэффициент;  $N_c(E)$  и  $N_{Li}(E)$  - число отсчетов детектора событий захвата и детектора нейтронного потока с  $^6\text{Li}$ -стеклом в области быстрых нейтронов в зависимости от их энергии;  $n$  - число ядер в исследуемом образце, атом/б;  $\sigma_{n\alpha}(E)$ ,  $\sigma_{n\alpha}^z$  - сечение реакции  $^6\text{Li}(n,\alpha)^3\text{H}$  при энергии нейтронов  $E$  и в области насыщенного резонанса;  $S_{Li}(E)$  - поправка на самоэкранировку и многократное рассеяние нейтронов в мониторе;  $S(E)$  - поправка на резонансную

Таблица 2  
Характеристики используемых образцов

Номер образца	Образец	Толщина, атом/б
1	$^{238}\text{U}$ (метал.)	0,00646
2	$^{238}\text{U}_{308}$	0,00654
3	$^{238}\text{U}_{308}$	0,00274
4	$^{197}\text{Au}$	0,00458
5	$^{197}\text{Au}$	0,00229

самоэкранировку и многократное рассеяние нейтронов в исследуемом образце;  $T_{Li}(E)$  - пропускание детектора с  ${}^6Li$ -стеклом. Величину коэффициента  $K$  определяли по измерениям в области насыщенного резонанса, используя соотношение

$$K = \frac{N_{Li}^z}{N_C^z} P_C^z \frac{T_{Li}^z}{S_{Li}^z} \frac{F_{\eta}^z \varepsilon_{\eta}^z}{F_{\eta}^f \varepsilon_{\eta}^f}, \quad (2)$$

где индекс  $z$  обозначает величины в области насыщенного резонанса;  $f$  - то же в области быстрых нейтронов;  $P_C^z$  - вероятность радиационного захвата нейтронов в образце;  $F_{\eta}$  - поправка на самопоглощение  $\eta$ -квантов захвата в образце;  $\varepsilon_{\eta}$  - эффективность детектора событий захвата.

Вероятность захвата нейтронов в образце в области насыщенного резонанса  $P_C^z$  определяли по известным резонансным параметрам с учетом вклада близлежащих резонансов и эффекта многократного рассеяния нейтронов, который рассчитывали методом Монте-Карло. Для образца металлического урана, используемого в измерениях в резонансной области, вероятность  $P_C^z$  получена равной  $0,99 \pm 0,02$  ( $E_0 = 6,67$  эВ), а для образца золота -  $0,98 \pm 0,02$  ( $E_0 = 4,9$  эВ). Погрешность расчета величины  $P_C^z$  связана главным образом с неопределенностью ширин  $\Gamma_n$  и  $\Gamma_{\eta}$  для этих резонансов.

Отношение  $(F_{\eta}^z \varepsilon_{\eta}^z) / (F_{\eta}^f \varepsilon_{\eta}^f) = 1 \pm 0,02$  как для  ${}^{238}U$ , так и для золота получено из анализа амплитудных спектров событий захвата в быстрой и резонансной областях и расчета поправки на самопоглощение  $\eta$ -квантов захвата в образце, который проводился методом Монте-Карло с использованием программного комплекса BRAND [17].

При расчете поправки  $F_{\eta}$  использовали модельные спектры, представляющие собой набор каскадов  $\eta$ -квантов [18], который соответствовал экспериментальным  $\eta$ -спектрам захвата тепловых нейтронов как по форме, так и по средней множественности. Типичное значение поправки  $F_{\eta}$  для использованных образцов составляло  $0,9 - 0,95$ , однако для отношения  $F_{\eta}^z / F_{\eta}^f$  получено значение  $0,98 \pm 0,01$ . Отличие этого отношения от единицы связано с различным распределением по толщине образца событий захвата быстрых и резонансных нейтронов.

Отношение эффективностей  $\varepsilon_{\eta}^z / \varepsilon_{\eta}^f = 1,02 \pm 0,02$  получено сравнением счета выше порога регистрации, измеренного в области быстрых и резонансных нейтронов. При этом приведение к одинаковому числу событий захвата проводилось путем нормировки на величину полной энергии  $\eta$ -квантов, полученной методом амплитудного взвешивания с использованием весовой функции нашего детектора [19]. Этот результат также был подтвержден сравнением формы нормированных по площадям амплитудных спектров событий захвата, которые в пределах статистической точности ( $\pm 2\%$ ) не изменяются при переходе от насыщенного резонанса к области быстрых нейтронов.

Таким образом, с учетом неопределенности введения других незначительных поправок ( $T_{Li}^z$  и  $S_{Li}^z$ ), входящих в выражение (2), а также неопределенности измеряемого экспериментально-го отношения  $N_{Li}^z / N_C^z$ , точность метода нормировки была оценена равной  $\pm 3\%$ .

Относительный ход сечения реакции  ${}^6Li(n, \alpha){}^3H$  использовался для получения сечения  $\sigma_C(E)$  до энергии 130 кэВ. При более высоких энергиях для определения формы нейтронного потока служила реакция  ${}^{10}B(n, \alpha){}^7Li$ , а данные нормировали к полученным абсолютным значениям сечения по интервалу 50 - 100 кэВ. Сечения этих опорных реакций взяты согласно оценке библиотеки ENDF/B-V [20].

Поправку на многократное рассеяние нейтронов в детекторах нейтронного потока рассчитывали методом Монте-Карло по программному комплексу BRAND. Для детектора с  ${}^6Li$ -стеклом поправка составляла 4 - 4,5% в диапазоне энергий 4 - 130 кэВ, а для детектора с  ${}^{10}B$ -пластиной поправка изменялась с 13% при  $E_n = 30$  кэВ до 16% при  $E_n = 450$  кэВ. Отметим, что, поскольку данные, полученные относительно реакции  ${}^{10}B(n, \alpha){}^7Li$ , нормировались на результаты, полученные относительно реакции  ${}^6Li(n, \alpha){}^3H$ , неопределенность введения этой поправки для детектора с  ${}^{10}B$ -пластиной обусловлена не ее абсолютной величиной, а энергетическим ходом.

Расчет поправки на резонансную самоэкранировку и многократное рассеяние нейтронов в используемых образцах проводился согласно методике, предложенной в работе [21]. Величина поправки составляла 1% при энергии нейтронов 4 кэВ и плавно увеличивалась до 7% при более высоких энергиях. Неопределенность расчета поправки в основном связана с погрешностью резонансных параметров и оценена равной 2%.

Следует сказать, что сделанный выше вывод о том, что величина  $F_p \varepsilon_p$  слабо меняется при переходе от насыщенного резонанса к быстрой области, позволяет определить абсолютную величину отношения эффективностей детектора событий захвата для урана и золота по измерениям в резонансной области и тем самым получить отношение сечений  $\sigma_C^U(E)/\sigma_C^{Au}(E)$ . Этот функционал, по-видимому, является важной дополнительной информацией, поскольку не требует привлечения величины опорных сечений реакций  ${}^6\text{Li}(n, \alpha){}^3\text{H}$  и  ${}^{10}\text{B}(n, \alpha p){}^7\text{Li}$  и исключает связанные с ними неопределенности.

Результаты и обсуждения. Результаты измерений сечений захвата нейтронов приведены в табл. 3.

Результаты измерения сечения захвата нейтронов в  ${}^{238}\text{U}$   
и отношения сечений захвата нейтронов в  ${}^{238}\text{U}$  и  ${}^{197}\text{Au}$

Таблица 3

$E_n$ , кэВ	$\sigma_C$ , мб				$\langle \sigma_C \rangle$ , мб	$R = \sigma_C^U / \sigma_C^{Au}$
	1	2	3	4		
4-5	1018	-	1290	-	1154+192	0,530+0,094
5-6	1085	-	1225	-	1155+158	0,572+0,084
6-7	881	-	880	-	881+97	0,509+0,061
7-8	819	-	880	-	850+80	0,584+0,059
8-9	713	-	820	-	767+61	0,566+0,049
9-10	668	-	808	-	738+52	0,621+0,051
10-12	643	-	719	-	681+42	0,582+0,044
12-14	653	-	707	-	680+38	0,689+0,044
14-16	584	-	598	-	589+31	0,714+0,043
16-18	572	-	594	-	583+29	0,727+0,042
18-20	530	-	569	-	550+27	0,776+0,044
20-22	514	-	535	-	525+25	0,763+0,043
22-24	480	-	491	-	486+23	0,788+0,044
24-26	458	-	486	-	472+22	0,752+0,041
26-28	455	-	469	-	462+21	0,769+0,042
28-30	437	-	473	-	455+21	0,733+0,041
30-35	428	419	440	440	434+20	0,785+0,044
35-40	400	403	407	409	405+18	0,770+0,042
40-45	381	376	387	371	384+17	0,820+0,044
45-50	333	316	336	341	335+15	0,748+0,040
50-55	287	301	298	303	294+13	0,721+0,039
55-60	272	292	280	278	277+12	0,692+0,037
60-65	256	263	262	264	260+12	0,664+0,037
65-70	237	254	240	226	240+11	0,627+0,035
70-75	222	234	230	221	226+10	0,613+0,033
75-80	216	224	218	214	217+9,8	0,605+0,033
80-85	208	195	204	208	207+9,3	0,597+0,033
85-90	199	194	198	201	200+9	0,602+0,033
90-95	187	195	192	194	191+8,6	0,590+0,032
95-100	182	187	186	181	184+8,3	0,579+0,032
100-110	182	175	186	169	184+8,3	0,571+0,031
110-120	173	169	172	161	173+7,8	0,585+0,032
120-130	168	165	162	163	164+9,5	0,575+0,038
130-140	-	155	-	147	151+8,8	0,534+0,035
140-150	-	152	-	142	147+8,5	0,531+0,035
150-160	-	138	-	139	138+8,1	0,493+0,032
160-170	-	144	-	139	142+8,1	0,515+0,033
170-180	-	136	-	139	138+7,9	0,509+0,033

Окончание табл. 3

$E_n$ , кэВ	$\sigma_c$ , мб				$\langle \sigma_c \rangle$ , мб	$R = \sigma_c^U / \sigma_c^{Au}$
	1	2	3	4		
180-190	-	I40	-	I33	137,7,8	0,515+0,033
190-200	-	I45	-	I35	140,7,8	0,539+0,034
200-210	-	I44	-	I33	139,7,8	0,533+0,034
210-220	-	I37	-	I34	136,7,6	0,506+0,032
220-230	-	I37	-	I30	134,7,4	0,498+0,031
230-240	-	I36	-	I29	133,7,3	0,516+0,032
240-250	-	I26	-	I21	124,6,8	0,481+0,030
250-260	-	I32	-	II7	125,6,9	0,500+0,032
260-270	-	I23	-	I22	122,5,6,7	0,492+0,031
270-280	-	I32	-	II9	126,6,8	0,510+0,032
280-290	-	I41	-	I25	133,7,2	0,613+0,038
290-300	-	I32	-	I33	132,5,7,2	0,634+0,040
300-320	-	I35	-	I27	131,6,9	0,642+0,039
320-340	-	I38	-	I22	130,6,9	0,688+0,042
340-360	-	I30	-	I24	127,6,6	0,726+0,044
360-380	-	I27	-	I22	125,6,5	0,767+0,046
380-400	-	I26	-	I20	123,6,3	0,794+0,047
400-420	-	I24	-	II8	121,6,1	0,801+0,047
420-440	-	I21	-	I21	121,6,1	-
440-460	-	I26	-	I22	124,6,1	-

П р и м е ч а н и е. Сечения захвата относительно реакций: 1 -  ${}^6\text{Li}(n, \alpha){}^3\text{H}$  (металл); 2 -  ${}^{10}\text{B}(n, \alpha p){}^7\text{Li}$  (металл); 3 -  ${}^6\text{Li}(n, \alpha){}^3\text{H}$  ( ${}^{238}\text{U}_3\text{O}_8$ ); 4 -  ${}^{10}\text{B}(n, \alpha p){}^7\text{Li}$  ( ${}^{238}\text{U}_3\text{O}_8$ ).

В графах 1 и 2 таблицы показаны результаты, полученные для образца металлического урана относительно сечений опорных реакций  ${}^6\text{Li}(n, \alpha){}^3\text{H}$  и  ${}^{10}\text{B}(n, \alpha p){}^7\text{Li}$  соответственно, а в графах 3 и 4 - результаты для окисного образца толщиной 0,00654 атом/б.

Анализ данных, полученных при измерениях с различными видами образцов, показал, что после введения соответствующих поправок на конечную толщину образцов они в пределах оцениваемой погрешности измерения согласуются. Поэтому конечные значения  $\sigma_c(E)$  для  ${}^{238}\text{U}$  были получены путем усреднения результатов всех видов измерения с весом, обратно пропорциональным квадрату погрешности.

Погрешность измерений складывается из статистической точности, которая определялась как среднеквадратичный разброс между сериями (от 6 до 21 для отдельных типов образцов), погрешности вычитания фона, погрешности нормировки, неопределенности относительного хода опорных сечений, погрешности введения поправок. Компоненты полной погрешности в зависимости от энергии нейтронов приведены в табл. 4.

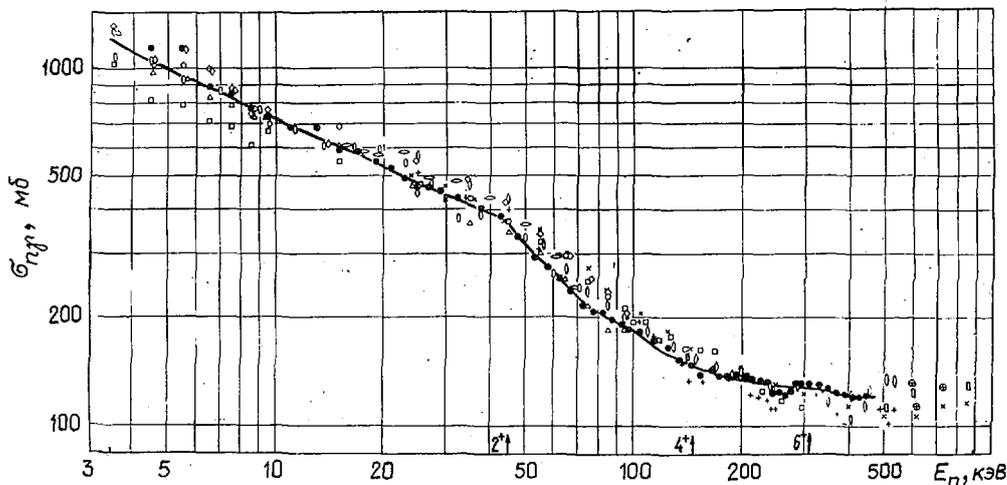
Таблица 4

Погрешности экспериментальных результатов

$E_n$ , кэВ	Погрешность, %				$E_n$ , кэВ	Погрешность, %			
	статисти- ческая	вычитания фона	сечений опорных реакций	полная		статисти- ческая	вычитания фона	сечений опорных реакций	полная
4-5	10,6	12,2	0,5	16,6	120-130	3,8	0,5	2,0	5,8
5-6	7,2	11,0	0,5	13,7	200-210	3,8	0,5	1,6	5,7
10-12	3,0	3,4	1,0	6,1	300-320	3,0	0,5	2,0	5,3
30-35	0,7	0,5	2,0	4,5	440-460	2,2	0,5	2,0	4,9
110-120	0,65	0,5	2,0	4,5					

П р и м е ч а н и е. Для всех значений энергии ошибка нормировки составляет 3,0%, погрешность введения поправок - 2,5%.

На рисунке приводится сравнение полученных результатов по  $\sigma_c(E)$  для  $^{238}\text{U}$  с данными других работ. Можно отметить хорошее согласие с данными работы [2], особенно в интервале энергий 10 - 100 кэВ, где результаты согласуются в пределах  $\pm 3\%$ , за исключением двух точек (при 35 и 85 кэВ). В области энергий 4 - 10 кэВ данные [2] лежат ниже наших результатов в среднем на 10%. В области энергий 4 - 30 кэВ наблюдается согласие с данными работы [8], в то же время данные работы [3] здесь лежат ниже примерно на 30%. Следует отметить, что в этой области энергий благодаря малой плотности уровней сечение захвата может сильно флюктуировать. Поэтому различные интервалы усреднения, используемые в разных работах, могут служить дополнительным источником расхождения результатов. Данные работы [4] неплохо согласуются с нашими результатами при энергии ниже 10 кэВ, а в области 20 - 100 кэВ лежат систематически выше на 15%. В области энергий 30 - 300 кэВ наблюдается хорошее согласие по абсолютной величине с последними данными работы [12].



Сечение радиационного захвата в  $^{238}\text{U}$ . Данные работ: ● - настоящей; △ - [2]; □ - [3]; ◇ - [4]; ○ - [5]; × - [6]; + - [7]; ◊ - [8]; ○ - [9]; ⊕ - [10]; ○ - [11]; □ - [12]; кривая - результаты расчета авторов по программе EVPAR с параметрами из табл. 5

Сравнивая полученные результаты с данными других авторов, можно сделать вывод, что в области энергий 10 - 200 кэВ они лежат на нижней границе всей совокупности экспериментальных данных. Отметим также, что наши данные во всем исследуемом диапазоне энергий нейтронов хорошо согласуются с последней оценкой [22], выполненной на основе одновременного анализа экспериментальных данных по всем нейтронным сечениям для  $^{238}\text{U}$ .

В полученных результатах хорошо проявляется резкое изменение энергетического хода  $\sigma_c(E)$  выше энергии 44,7 кэВ, связанное с открыванием канала неупругого рассеяния нейтронов с возбуждением первого уровня  $2^+$  в  $^{238}\text{U}$ . Обращает на себя внимание заметные флюктуации в сечении захвата в области энергий 150 - 300 кэВ, которые проявляются также в других работах [7, 12]. Однако детальный ход этих флюктуаций в настоящее время нельзя считать надежно установленным и вполне возможно, что причиной их являются неучтенные систематические погрешности измерений.

Полученные экспериментальные результаты по сечению захвата нейтронов были проанализированы в рамках статистической теории ядерных реакций с целью определения средних резонансных параметров. Для анализа использовалась программа EVPAR [23], в которой сечение радиационного захвата нейтронов рассчитывается в модели Хаузера - Фешбаха - Молдауэра, а оптимизация теоретической кривой сечения с экспериментом проводится методом максимума правдоподобия. С помощью программы формировалась также корреляционная матрица погрешностей экспериментальных данных на основе сделанного выше анализа компонентов полной погрешности измерений.

В области энергий выше 10 кэВ в сечении захвата становится существенным вклад нейтронов с орбитальным моментом, отличным от нуля, следовательно, величина сечения в исследуемом диапазо-

не энергий определяется s-, p- и d-волновыми нейтронными и радиационными силовыми функциями. Чтобы уменьшить число варьируемых параметров, s-волновая нейтронная силовая функция была принята равной величине  $S_0 = 1,11 \cdot 10^{-4}$  (+10%), полученной из анализа разрешенных резонансов [24] с высокой степенью надежности.

Из анализа данных ниже 10 кэВ, где сечение захвата определяется в основном s-волной, была получена величина радиационной силовой функции  $S_{\gamma_0}$ , которая в пределах оцениваемой погрешности (+10%) совпадала с резонансным значением. Поэтому в дальнейшем анализе  $S_{\gamma_0}$  была взята также равной резонансному значению  $S_{\gamma_0} = 11,3$  (+4%) из работы [24] и не варьировалась.

Оптимальные значения средних резонансных параметров, включая найденные нами значения четырех силовых функций  $S_1$ ,  $S_2$ ,  $S_{\gamma_1}$  и  $S_{\gamma_2}$ , а также их корреляционная матрица приведены в табл. 5. Корреляционная матрица получена с учетом погрешностей  $S_0$  и  $S_{\gamma_0}$ , взятых из области разрешенных резонансов.

Таблица 5

Оптимальные значения средних резонансных параметров для  $^{238}\text{U}$  и сравнение их с оценкой [22]

Параметр	Оптимальное значение, $\times 10^{-4}$	Погрешность, %	Коэффициенты корреляции					Оценка [22], $\times 10^{-4}$	
			$S_0$	$S_1$	$S_2$	$S_{\gamma_0}$	$S_{\gamma_1}$		$S_{\gamma_2}$
$S_0$	1,11 [24]	10,0	I					0,93 $\pm$ 0,03	
$S_1$	2,2	8,5	-0,16	I				2,30 $\pm$ 0,07	
$S_2$	2,8	9,7	0,03	0,03	I			3,0 $\pm$ 0,3	
$S_{\gamma_0}$	11,3 [24]	4,0	-0,08	-0,55	0,02	I		11,0 $\pm$ 0,3	
$S_{\gamma_1}$	8,1	6,5	0,27	0,03	-0,01	-0,21	I	8,0 $\pm$ 0,3	
$S_{\gamma_2}$	10,8	10,4	0,52	0,31	-0,37	-0,18	-0,14	I	8,0 $\pm$ 0,3

Полученные значения нейтронных и радиационных силовых функций для p- и d-нейтронов незначительно отличаются от параметров оценки [22], хотя и получены при несколько различающихся исходных предпосылках. В целом можно отметить, что наши данные о сечении захвата нейтронов в  $^{238}\text{U}$  во всем диапазоне энергий 4 - 460 кэВ хорошо описываются в рамках модели Хаузера - Фешбаха - Молдауэра с использованием резонансных значений  $S_0$  и  $S_{\gamma_0}$ . При этом значения радиационных силовых функций для s- и d-нейтронов оказываются близкими друг к другу, а для p-нейтронов - на 25% ниже.

x x  
x

В результате нескольких циклов измерений получены новые экспериментальные данные о величине сечения радиационного захвата нейтронов для  $^{238}\text{U}$  в области энергий 4 - 460 кэВ. Точность результатов в области энергий 10 - 460 кэВ составляет 4,5 - 6%. В этой области энергий полученные данные лежат на нижней границе совокупности всех экспериментальных результатов, но хорошо согласуются с последней оценкой сечения захвата ФЭИ, принятой в библиотеке оцененных данных ФОНД [25]. Анализ сечения захвата, проведенный в рамках модели Хаузера - Фешбаха - Молдауэра, показал хорошее согласие полученных данных с теоретическими расчетами при резонансных значениях  $S_0$  и  $S_{\gamma_0}$ .

#### Список литературы

1. WRENDA: World request list for nuclear data: 83/84, INDC(SEC) 88/URSF. Vienna: IAEA, 1983.
2. Moxon M.C. The neutron capture cross-section of  $^{238}\text{U}$  in the energy region 0,5 to 100 keV. AERE-R6074, 1969, U.K. Atomic Energy Authority.
3. Fricke M.P., Mathews D.R., Friesenhahn S.J. e.a. Proc.conf. neutron cross-section technol., 1971, v.1, p.252.

4. De Saussure G., Silver E.G., Perez R.B. e.a. Measurement of the uranium-238 capture cross-section for incident neutron energy up to 100 keV. - Nucl. Sci. and Engng, 1973, v.51, p.385-404.
5. Spencer R.R., Kaeppler F. Measurement of the  $^{238}\text{U}$  capture cross-section shape in the neutron energy region 20 to 550 keV. - In: Nucl. cross-sect. and technol.: Proc. of Intern. conf. Washington, 1975, v.2, p.620-622.
6. Паниткин Д.Г., Шерман Л.Е. Абсолютные измерения сечения радиационного захвата нейтронов с энергией 30 кэВ в  $^{238}\text{U}$ . - Атомная энергия, 1975, т. 39, вып. 1, с. 17-19.
7. Le Rigoleur C., Arnaud A., Tast J. Absolute measurements of neutron radiative capture cross-section for  $^{23}\text{Na}$ , Cr,  $^{55}\text{Mn}$ , Fe, Ni,  $^{103}\text{Rh}$ , Ta,  $^{238}\text{U}$  in the keV energy range. - In: [5], p. 953-956.
8. Адамчук Д.В., Восканян М.А., Мурадян Г.В. и др. Измерение сечения захвата урана-238. - В кн.: Нейтронная физика: Материалы 4-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 18-22 апреля 1977 г. М.: ЦНИИатоминформ, 1977, ч. 2, с. 192-195.
9. Wisshak K., Kaeppler F. Neutron capture cross-section ratios of  $^{240}\text{Pu}$ ,  $^{242}\text{Pu}$ ,  $^{238}\text{U}$  and  $^{197}\text{Au}$  in the energy range from 10 to 90 keV. - Nucl. Sci. and Engng, 1978, v.66, p.363-377.
10. Давлетшин А.Н., Типунков А.О., Тихонов С.В., Толстикова В.А. Измерение сечений радиационного захвата нейтронов для  $^{238}\text{U}$  и  $^{197}\text{Au}$  относительно сечения упругого рассеяния нейтронов на протонах. - Атомная энергия, 1980, т. 48, вып. 2, с. 87-91.
11. Yamashiro N., Saito K., Emoto T. e.a. Neutron capture cross-section measurements of Nb-93, I-127, Ho-165, Ta-181 and U-238 between 3,2 and 80 keV. - J.Nucl.Sci. and Technol., 1980, v.17, p.582-592.
12. Poenitz W.P. Measurements of the neutron capture cross-section of gold-197 and uranium-238 between 20 and 3500 keV. - Nucl. Sci. and Engng, 1975, v.57, p.300-308; Poenitz W.P., Fawcett L.R., Jr, and Smith D.L. Measurements of the  $^{238}\text{U}(n,\gamma)$  cross-section at thermal and fast energies. - Ibid., 1981, v.78, p.239-247.
13. Кононов В.Н., Полетаев Е.Д., Боховко М.В. и др. Спектрометр быстрых и резонансных нейтронов на базе электростатического ускорителя ЭГ-1. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1981, вып. 1 (40), с. 67.
14. Кононов В.Н., Полетаев Е.Д., Боховко М.В. и др. Абсолютный метод измерения сечения радиационного захвата быстрых нейтронов в уране-238. - В кн.: Нейтронная физика: Материалы 5-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 15-19 сентября 1980 г. Ч. 2. М.: ЦНИИатоминформ, 1980, с. 280.
15. Казаков Л.Е., Кононов В.Н., Полетаев Е.Д. и др. Измерение сечений радиационного захвата нейтронов для  $^{238}\text{U}$  и  $^{197}\text{Au}$  в области энергий 3 - 420 кэВ. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1985, вып. 2, с. 44-49.
16. Боховко М.В., Казаков Л.Е., Кононов В.Н. и др. Спектрометрическая аппаратура для абсолютного измерения сечения радиационного захвата быстрых нейтронов в уране-238: Препринт ФЭИ-973. Обнинск, 1979.
17. Андросенко А.А., Андросенко П.А. Комплекс программ BRAND для расчетов характеристик переноса излучения методом Монте-Карло. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика и техника ядерных реакторов, 1985, вып. 7, с. 33-37.
18. Андросенко П.А., Болонкина Г.В., Кононов В.Н. и др. Расчет функции отклика большого сцинтилляционного детектора событий захвата нейтронов методом Монте-Карло: Препринт ФЭИ-1604. Обнинск, 1984.
19. Кононов В.Н., Полетаев Е.Д., Тимохов В.М. и др. Применение метода амплитудного взвешивания для большого сцинтилляционного детектора: Препринт ФЭИ-1589. Обнинск, 1984.
20. Nuclear Standards File 1980 Version. INDC-36/LM. Vienna: IAEA, 1981.
21. Macklin R.L. Resonance self-shielding in neutron capture cross-section measurements. - Nucl. Instrum. and Methods, 1964, v.26, p.213-215.
22. Мантуров Г.Н., Лунев В.П., Горбачева Л.В. Оценка нейтронных данных  $^{232}\text{Th}$  и  $^{238}\text{U}$  в области неразрешенных резонансов. - В кн.: Нейтронная физика: Материалы 6-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 2-6 октября 1983 г. М.: ЦНИИатоминформ, 1983, т. 2, с. 231-237.

23. Мантуров Г.Н., Лунев В.П., Горбачева Л.В. Оценка нейтронных данных  $^{232}\text{Th}$  в области неразрешенных резонансов. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1983, вып. I, с. 50-63.
24. Николаев М.Н., Абагян Л.П., Корчагина Ж.А. и др. Нейтронные данные для урана-238: Аналитический обзор. Ч. I. Обнинск, 1978.
25. Кошечев В.Н., Николаев М.Н. Библиотека нейтронных данных для расчета групповых констант. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1984, вып. 5, с. 16-20.

Статья поступила в редакцию 3 февраля 1986 г.

УДК 621.039.519

ОЦЕНКА СРЕДНИХ РЕЗОНАНСНЫХ ПАРАМЕТРОВ  $^{235}\text{U}$ , ИЗОТОПОВ ПЛУТОНИЯ И  $^{241}\text{Am}$  ПО ДАННЫМ В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ РАЗРЕШЕННЫХ РЕЗОНАНСОВ

В.А.Коньшин, Н.К.Салыхов

EVALUATION OF AVERAGE RESONANCE PARAMETERS FOR  $^{235}\text{U}$ , PLUTONIUM ISOTOPES AND  $^{241}\text{Am}$  USING THE DATA FROM THE RESOLVED RESONANCE ENERGY REGION. A comparative analysis of the methods allowing to calculate average parameters on the base of resolved resonance data is made. The evaluated values for  $\langle D \rangle_0$ ,  $\langle g\Gamma_n^0 \rangle$  for  $^{235}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{240}\text{Pu}$ ,  $^{241}\text{Pu}$ ,  $^{242}\text{Pu}$ ,  $^{241}\text{Am}$  are obtained taking into account a correction for level omission. Application of different methods allows the reliability of the average parameter evaluation to be increased.

В работе [1] рассмотрены основные предположения аналитических методов оценки средних резонансных параметров:  $\Delta_3$ -статистики [2], моментов [3] и максимального правдоподобия с учетом пропуска слабых резонансов [4,5], а также метода максимального правдоподобия с учетом пропуска слабых резонансов и пропуска резонансов по мультиплетности [6,7]. В работе [1] авторы остановились на описании и применении наиболее совершенных методов [4,6] для анализа данных по  $^{238}\text{U}$ . В настоящей статье дается пример совместного применения перечисленных методов к оценке средних параметров  $^{235}\text{U}$ , изотопов плутония и  $^{241}\text{Am}$ .

В методе  $\Delta_3$ -статистики [2] область отсутствия пропуска резонансов определяется в предположении независимости истинной плотности резонансов от энергии. Иными словами, предполагается линейная зависимость нарастающей суммы резонансов  $N(E)$  от энергии в области отсутствия их пропуска. Эта область задается условием [3]

$$\langle \Delta_3(E) \rangle - \sigma(\Delta_3) \leq \Delta_3(E) \leq \langle \Delta_3(E) \rangle + \sigma(\Delta_3),$$

где

$$\Delta_3(E) = \min_{A,B} \int_{\Delta E} [N(E) - (AE+B)]^2 dE; \quad \langle \Delta_3(E) \rangle = 1/\pi^2 \left\{ \ln [N(E) - 0,0687] \right\}; \quad \sigma^2(\Delta_3) = 0,012.$$

Метод моментов [3] основан на использовании моментов распределения нейтронных ширин для учета пропуска слабых резонансов. Предполагается, что все резонансы, приведенные ширины  $g\Gamma_n^0$  которых больше условной доли  $\alpha$  истинной средней  $\langle g\Gamma_n^0 \rangle$ , замечены. Сущность метода состоит в сопоставлении ожидаемого теоретического значения фактора, задаваемого через моменты распределения величиной  $\alpha$ , с его экспериментальным значением по числу ширин  $n_\alpha$ , для которых  $g\Gamma_n^0 \geq \alpha \langle g\Gamma_n^0 \rangle$  [4]:

$$n_\alpha \sum_{g\Gamma_n^0 > \alpha \langle g\Gamma_n^0 \rangle}^{n_\alpha} g\Gamma_n^0 / \left[ \sum_{g\Gamma_n^0 > \alpha \langle g\Gamma_n^0 \rangle}^{n_\alpha} \sqrt{g\Gamma_n^0} \right]^2 = \int_{\alpha}^{\infty} x f(x) dx \int_{\alpha}^{\infty} f(x) dx / \left[ \int_{\alpha}^{\infty} \sqrt{x} f(x) dx \right]^2, \quad (1)$$

где  $f(x) dx = (2\pi x)^{-1/2} \exp(-x) dx$ ;  $x = g\Gamma_n^0 / 2 \langle g\Gamma_n^0 \rangle$ .

Вычисление сумм в левой части ведется по убыванию ширин до выполнения соотношения (1), и величина  $F(\alpha) = \int_{\alpha}^{\infty} f(x) dx$  определяет долю, которую составляет  $n_{\alpha}$  от истинного числа  $N$  резонансов в наборе. Авторы работы [3] использовали данный метод лишь для одного значения  $\alpha = 0,25$ . Очевидно, независимость результата от параметра  $\alpha$  свидетельствовала бы о надежности оценки числа  $N$ , поэтому целесообразно изучить вопрос о зависимости  $N(\alpha)$ .

Метод максимального правдоподобия Коцевой [4] позволяет определять наряду с параметрами  $\langle g_{n}^{0} \rangle$  и  $\langle D \rangle_0$  (среднее расстояние для s-резонансов) значение средней приведенной нейтронной ширины  $\langle g_{n}^{1} \rangle$  для p-резонансов. Выбор формы и высоты условного порога  $\eta(E)$ , выше которого предполагается отсутствие пропуска резонансов, - важный момент применения указанного метода [4]. Авторы настоящей работы использовали вид порога, предложенный автором работы [5]:

$$\eta(E) = (AE^B + C)t, \quad (2)$$

где  $t$  - варьируемый параметр; коэффициенты  $A, B, C$  выбираются при  $t=1$  из условия соответствия реальному порогу регистрации резонансов.

Метод Фрэнера [6] позволяет учесть диффузность реального порога регистрации резонансов. Используется автоматический выбор параметров условного порога, задаваемого не явно. Слабое место метода [6] - способ аппроксимации кривой нарастающей суммы резонансов при получении выражения наблюдаемой плотности резонансов. В некоторых случаях отсутствие сходимости функции правдоподобия, явившееся результатом некорректной аппроксимации, не позволило авторам применить этот метод к анализу данных по <sup>241</sup>Pu.

Упомянутые методы различаются по степени надежности. Можно выделить шесть определяющих ее факторов:

1) учет энергетической зависимости порога, выше которого все резонансы определены экспериментально;

2) учет диффузности реального порога регистрации;

3) учет пропуска резонансов из-за мультиплетности наблюдаемых пиков;

4) использование информации об энергетической зависимости плотности наблюдаемых пиков;

5) использование информации о распределении нейтронных ширин;

6) использование информации о распределении расстояний между резонансами.

Информация о том, в какой степени различные методы учитывают эти факторы, дана в табл. I, из которой видно, что метод работы [6] наиболее полно учитывает статистические свойства резонансных параметров и причины пропуска резонансов. Однако следует иметь в виду, что адекватность учета этих свойств может быть разной. Так, учет фактора 4 в работе [4] проведен более точно, чем в работе [6].

Согласование результатов применения методов с представлениями о полноте учета факторов, определяющих надежность оценки, должно повысить обоснованность оценки средних параметров. Применение описанных методов для оценки средних параметров <sup>235</sup>U по данным работы [3], в которой проведено разделение резонансов по спинам, подтверждает этот вывод. Статистические данные позволяют проводить оценку по суммарному и разделенным по спинам наборам резонансов с последующей проверкой этих результатов на согласованность. Это также позволило повысить надежность конечной оценки. Для повышения надежности оценок описанные методы, кроме того, применялись в нескольких энергетических интервалах. Согласование результатов по некоторым интервалам служило свидетельством адекватного учета пропуска резонансов.

Использование метода  $\Delta_3$ -статистики [2] показало, что условию линейности нарастающей суммы уровней соответствует набор 3<sup>-</sup>резонансов в области 0-100 эВ, а также набор 4<sup>-</sup>резонансов и полный набор резонансов в интервале 0-73 эВ. Полученные с помощью метода работы [2] средние значения  $\langle D \rangle_0$  с соответствующими статистическими ошибками в интервале 0-73 эВ приведены в табл. 2.

Таблица I  
Учет факторов, определяющих надежность оценки средних резонансных параметров различными методами

Методы работ	Факторы					
	1	2	3	4	5	6
[2]			-	+	-	-
[3]	-	-	-	-	+	-
[4]	+	-	-	+	+	-
[6]	+	+	+	+	+	+

Таблица 2

Результаты оценки параметров  $\langle q\Gamma_n^0 \rangle$ ,  $\langle D \rangle_0$ ,  $\langle S_0 \rangle$  для  $^{235}\text{U}$ , полученные при анализе экспериментальных данных [3] с помощью разных методов

Параметр	Вид набора параметров	Метод работ				Окончательная оценка
		[2]	[3]	[4]	[6]	
$\langle q\Gamma_n^0 \rangle, 10^{-5}$ эВ	3 <sup>-</sup> -Резонансы	-	-	3,56 $\pm$ 0,54	3,30 $\pm$ 0,51	3,30 $\pm$ 0,51
	4 <sup>-</sup> -Резонансы	-	-	4,23 $\pm$ 0,56	4,50 $\pm$ 0,58	4,50 $\pm$ 0,58
	Полный набор	-	-	3,93 $\pm$ 0,38	4,07 $\pm$ 0,40	4,07 $\pm$ 0,40
$\langle D \rangle_0$ , эВ	3 <sup>-</sup> -Резонансы	1,090 $\pm$ 0,060	0,982 $\pm$ 0,127	1,019 $\pm$ 0,037	0,926 $\pm$ 0,050	0,926 $\pm$ 0,050
	4 <sup>-</sup> -Резонансы	0,905 $\pm$ 0,053	0,820 $\pm$ 0,088	0,801 $\pm$ 0,027	0,790 $\pm$ 0,040	0,790 $\pm$ 0,040
	Полный набор	0,491 $\pm$ 0,035	0,447 $\pm$ 0,036	0,448 $\pm$ 0,011	0,434 $\pm$ 0,016	0,426 $\pm$ 0,016
$\langle S_0 \rangle$ , $10^{-4}$	3 <sup>-</sup> -Резонансы	-	-	0,80 $\pm$ 0,11	0,815 $\pm$ 0,11	0,815 $\pm$ 0,11
	4 <sup>-</sup> -Резонансы	-	-	0,94 $\pm$ 0,12	1,01 $\pm$ 0,12	1,01 $\pm$ 0,12
	Полный набор	-	-	0,88 $\pm$ 0,09	0,94 $\pm$ 0,09	0,95 $\pm$ 0,09

Следует отметить, что линейность нарастающей суммы уровней часто рассматривают как показатель того, что пропуск уровней отсутствует. На самом деле она означает лишь, что доля пропущенных уровней не зависит от энергии, как это было продемонстрировано в случае  $^{238}\text{U}$ .

Результаты расчета величины  $\langle D \rangle_0$  по методу работы [3] показали, что значения  $D_3^0(\alpha)$  и  $D_4^0(\alpha)$  практически не зависят от параметра  $\alpha$  в широкой области его изменения. Наблюдаются значительные отклонения от плато в значении  $D_3^0(\alpha)$  в энергетических интервалах 0-100, 0-80 эВ, величина  $D_3^0(\alpha)$  изменяется в пределах 0,86-1,00 эВ при  $\alpha = 0,1-0,3$ . Существенная зависимость величины  $D_3^0$  от интервала определения и параметра  $\alpha$  связана, по-видимому, с отклонением экспериментального распределения нейтронных ширин для 3<sup>-</sup>-резонансов от распределения Портера - Томаса в области выше условного порога  $\alpha < q\Gamma_n^0 \rangle_3$  (выше 70 эВ). Приведенные в табл.1 значения получены по интервалу 0-80 эВ. Параметр  $\langle D \rangle_0$  лежит в пределах 0,43-0,46 эВ, в области изменения  $\alpha \in [0,1-0,3]$ ; значение  $\langle D \rangle_4$  находится в среднем в пределах 0,79-0,84 эВ. Ошибка оценки  $\langle D \rangle_0$  по методу работы [3] включает статистическую ошибку ( $0,52/\sqrt{N}$ ), ошибку, связанную с флуктуацией средних значений по энергетическим интервалам, и ошибку, связанную с параметром  $\alpha$ . Результаты оценки средних значений  $\langle q\Gamma_n^0 \rangle$  и  $\langle D \rangle_0$  для  $^{235}\text{U}$  с помощью метода работы [4] приведены в табл.2.

Область допустимого изменения высоты порога ограничивалась 80%-ным объемом части выборки выше порога, что является условием применимости оценок статистических ошибок метода. Оказалось, что оцененные средние параметры (неразделенный по спинам набор резонансов) практически не зависят от величины  $t$  (рис.1). Порог обрезания ширин имел следующий вид:

$$\eta(E) = (4,2 \cdot 10^{-8} E^{1,038} + 3,16 \cdot 10^{-6})t.$$

Применение метода работы [6] показало, что параметры  $\langle q\Gamma_n^0 \rangle$  и  $\langle D \rangle_0$  для 4<sup>-</sup>-резонансов в интервалах 0-90, 0-100 эВ заметно ниже (на 9%), чем для интервалов 0-60, 0-70 и 0-80 эВ; это приводит к некоторому расхождению значений  $\langle D \rangle_0$ , полученных из полного набора параметров, и из наборов для 3<sup>-</sup> и 4<sup>-</sup>-резонансов. Это свидетельствует о том, что в области 80-100 эВ пропуск уровней учитывается недостаточно корректно. Некорректность может быть связана с выбором параметров энергетической зависимости выражения для плотности наблюдаемых резонансов  $\rho_0$  в методе работы [6]. Более реалистичной оценкой коэффициентов, входящих в выражение для  $\rho_0$ , является определение их в области линейности  $\eta(E)$ . Тогда получаемые значения  $\langle D \rangle_4$  и  $\langle q\Gamma_n^0 \rangle_4$  согласуются с результатами по более узким интервалам и могут быть использованы при оценке средних значений (рис.2). Отметим, что для интервала 0-60 эВ значения  $\langle q\Gamma_n^0 \rangle$  для полного набора параметров и набора для 4<sup>-</sup>-резонансов заметно выше (на 8%), чем для интервалов 0-70, 0-80 и 0-90 эВ, что может быть связано с малым объемом выборки.

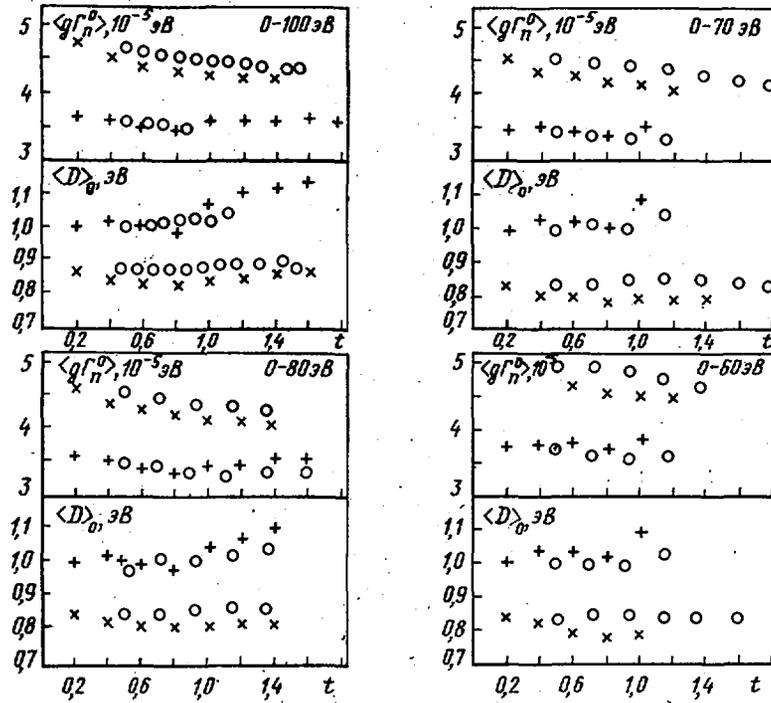


Рис. 1. Результаты расчета средних значений  $\langle D \rangle_0$ ,  $\langle g\Gamma_n^0 \rangle$  методом работы [4] для  $^{235}\text{U}$  по данным работы [3] на разных интервалах энергий. Порог задан выражением (2); x, + - параметры порога с  $A = 4,2 \cdot 10^{-8}$ ,  $B = 1,038$ ,  $C = 3,16 \cdot 10^{-6}$ ; o - то же, но  $C = 3,16 \cdot 10^{-7}$  (+, o - 3<sup>-</sup>-резонансы; x, o - 4<sup>-</sup>-резонансы)

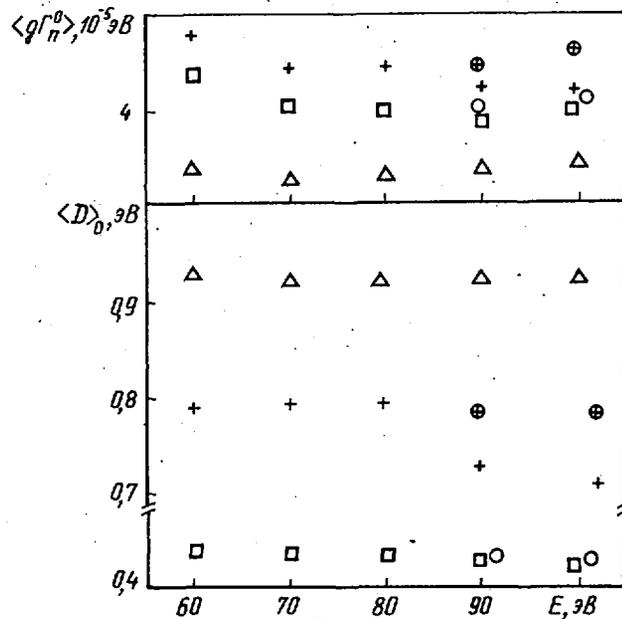


Рис. 2. Результаты расчета средних резонансных параметров методом работы [6] для  $^{235}\text{U}$  по разным интервалам энергий. Набор резонансов со спином:  $\Delta$  - J=3; + - J=4;  $\oplus$  - скорректированные результаты для набора J=4;  $\square$  - набор резонансов, неразделенных по спину; o - то же для скорректированных результатов

Приведенные неопределенности в средних значениях  $\langle g\Gamma_n^0 \rangle$  и  $\langle D \rangle_0$ , полученных методом работы [6], включают статистическую ошибку и ошибку из-за флуктуации параметров по интервалам. Полученное для полного набора параметров значение  $\langle D \rangle_0 = 0,426 \pm 0,016$  эВ совпадает со значением, определенным из наборов для 3<sup>-</sup>- и 4<sup>-</sup>-резонансов. Из табл. I видно, что значения  $\langle D \rangle_0$ , полу-

ченные методом работы [4], систематически выше тех же значений, полученных методом работы [6]. Это объясняется тем, что в первом методе не учитывается пропуск уровней по мультиплетности.

Для оценки средних параметров  $^{239}\text{Pu}$  авторы использовали оцененные данные работы [8]. В области энергий до 500 эВ у  $^{239}\text{Pu}$  имеется 203 резонанса. Предполагалось, что все они принадлежат  $\alpha$ -типу. Результаты расчетов средних параметров методом работ [4,6] представлены на рис.3.

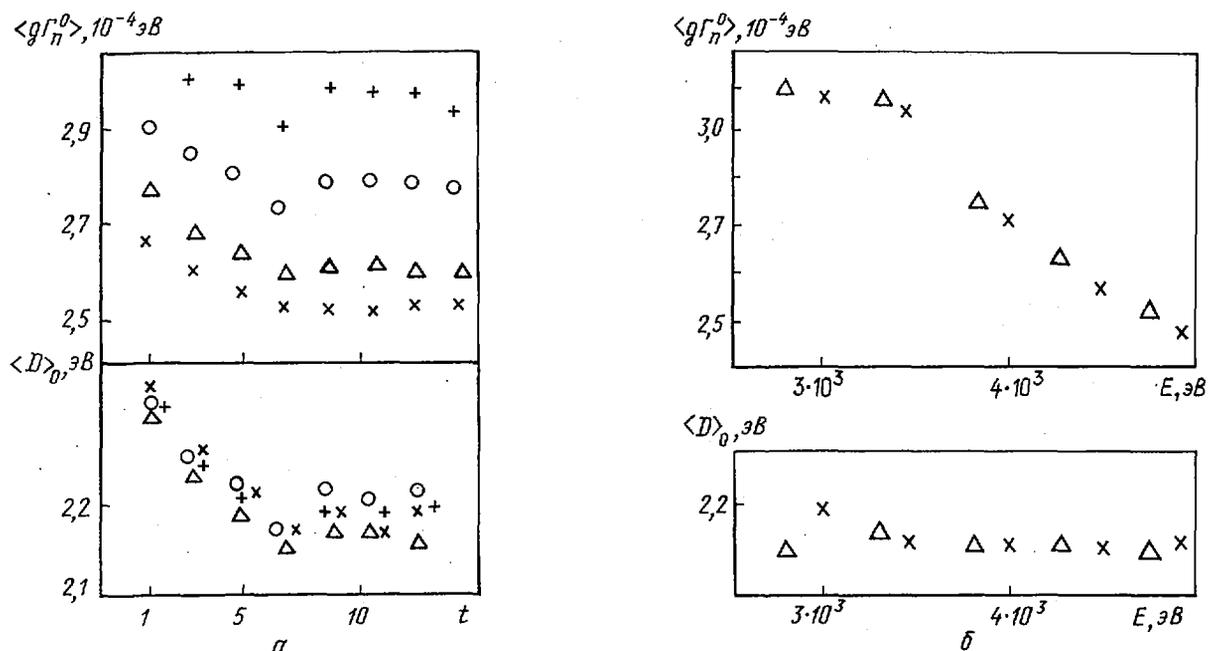


Рис.3. Результаты применения метода работ [4] (а) и [6] (б) к набору резонансных параметров  $^{239}\text{Pu}$  по данным работы [9] для интервалов: 0 - 500 эВ (x); 0 - 450 эВ (Δ); 0 - 400 эВ (O); 0 - 350 эВ (+)

Применение метода Кочевой к данным работы [8] показало существенную зависимость средних значений от ширины интервала, по которому проводится усреднение, что объясняется малым объемом выборки в интервалах 0-350, 0-400, 0-450 эВ. В каждом интервале достигнута независимость результата от высоты условного порога регистрации параметра  $t$  (см. рис.3, а). Последнее свидетельствует о том, что зависимость от энергетического интервала является свойством самих данных [9], а не способа применения метода [4]. В интервале 0-500 эВ значения  $\langle g\Gamma_n^0 \rangle = (2,51 \pm 0,15) \cdot 10^{-4}$  эВ;  $\langle D \rangle_0 = (2,17 \pm 0,04)$  эВ;  $\langle S \rangle_0 = (1,16 \pm 0,05) \cdot 10^{-4}$ . Применение метода Фрэнера [6] также показало зависимость значений  $\langle g\Gamma_n^0 \rangle$  от интервала усреднения в области 350-500 эВ и наличие плато в области 270-330 эВ (см. рис.3, б).

В области 0-500 эВ средние значения  $\langle g\Gamma_n^0 \rangle = (2,51 \pm 0,10) \cdot 10^{-4}$  эВ,  $\langle D \rangle_0 = (2,17 \pm 0,04)$  эВ совпадают со значениями, полученными методом работы [4]. В нашей оценке [8] получены следующие средние значения параметров для  $^{239}\text{Pu}$ :  $\langle D \rangle_0 = 2,38 \pm 0,06$  эВ,  $\langle S \rangle_0 = (1,19 \pm 0,17) \cdot 10^{-4}$ . Применение методов, позволяющих вводить поправку на пропуск уровней, привело к снижению значения  $\langle D \rangle_0$  на 10%.

Был проведен анализ оцененных резонансных параметров  $^{240}\text{Pu}$  [10]. Полученные с помощью метода работы [4] средние значения параметров оказались равными: в интервале 0-1 кэВ  $\langle D \rangle_0 = 13,1 \pm 0,4$  эВ,  $\langle g\Gamma_n^0 \rangle = (1,40 \pm 0,05) \cdot 10^{-3}$  эВ (полное число резонансов - 75, зарегистрировано - 70), в интервале 0-0,9 кэВ  $\langle D \rangle_0 = 13,5 \pm 0,5$  эВ,  $\langle g\Gamma_n^0 \rangle = (1,38 \pm 0,05) \cdot 10^{-3}$  эВ (полное число резонансов - 67, зарегистрировано - 62), в интервале 0-0,8 кэВ  $\langle D \rangle_0 = 13,5 \pm 0,5$  эВ,  $\langle g\Gamma_n^0 \rangle = (1,30 \pm 0,10) \cdot 10^{-3}$  эВ (полное число резонансов - 59, зарегистрировано - 56). Применение метода работы [6] к анализу данных [10] дало следующие значения средних параметров: в интервале 0-0,95 кэВ  $\langle D \rangle_0 = 13,1 \pm 0,3$  эВ,  $\langle g\Gamma_n^0 \rangle = (1,33 \pm 0,06) \cdot 10^{-3}$  эВ (полное число резонансов - 73, зарегистрировано -

66), в интервале 0-0,85 кэВ  $\langle D \rangle_0 = 13,1 \pm 0,3$  эВ,  $\langle q\Gamma_n^0 \rangle = (1,28 \pm 0,06) \cdot 10^{-3}$  эВ (пропущено шесть резонансов), в интервале 0-0,75 кэВ  $\langle D \rangle_0 = 13,0 \pm 0,3$  эВ,  $\langle q\Gamma_n^0 \rangle = (1,26 \pm 0,07) \cdot 10^{-3}$  эВ (пропущено шесть резонансов).

Рекомендуемые значения средних параметров для  $^{241}\text{Pu}$  равны:  $\langle D \rangle_0 = 13,1 \pm 0,03$  эВ,  $\langle q\Gamma_n^0 \rangle = 1,33 \pm 0,06 \cdot 10^{-3}$  эВ,  $\langle S_0 \rangle = (1,01 \pm 0,05) \cdot 10^{-4}$ . В нашей оценке [10] получены следующие значения:  $\langle D \rangle_0 = 13,5 \pm 0,05$  эВ;  $\langle S_0 \rangle = (1,10 \pm 0,16) \cdot 10^{-4}$ . Введение поправки на пропуск уровней привело к уменьшению значения  $\langle D \rangle$  на 3%.

Для оценки  $^{241}\text{Pu}$  использованы наши данные [9], а также данные японской библиотеки [11]. Из-за невысокого качества анализ этих экспериментальных данных представляет определенную проблему. Различие резонансных параметров касается распределения их нейтронных ширин (рис.4, а, б) при практически одинаковых кривых нарастающей суммы резонансов (рис.5). Из-за вогнутой в целом формы полученной кривой, что воспрепятствовало ее описанию в приближениях метода Фрэнера [6], применение этого метода было невозможно.

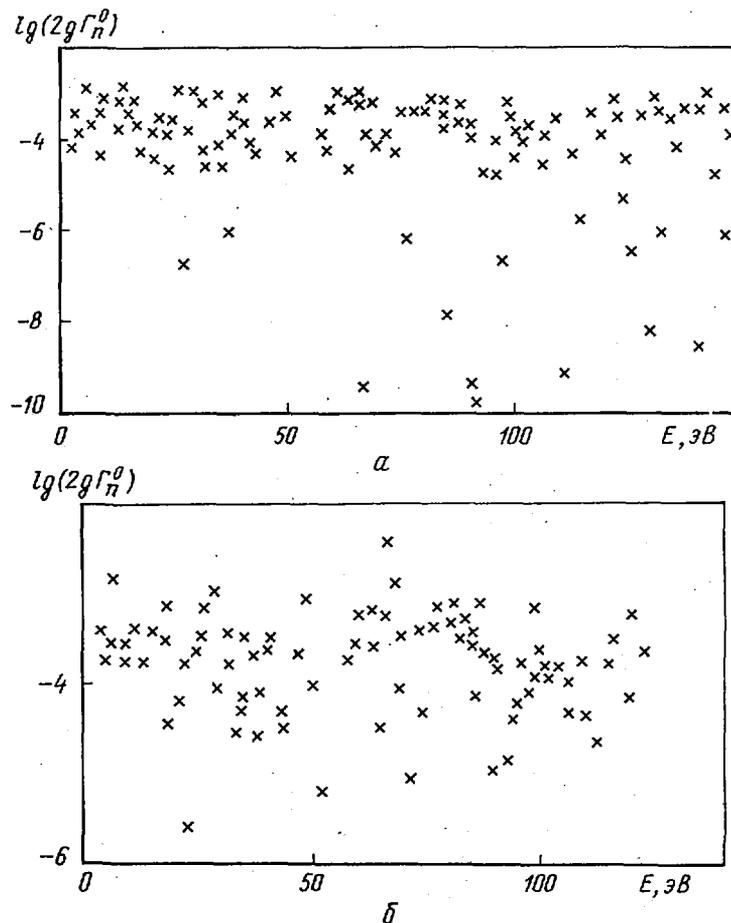


Рис.4. Приведенные нейтронные ширины резонансов  $^{241}\text{Pu}$  по данным работ [9]/(а) и [11]/(б)

Применение метода Кочевой [4] к данным работы [9] показало заметную зависимость оцениваемых средних значений параметров от рассматриваемого энергетического интервала (рис.6, а). В интервале 0-50 эВ  $\langle D \rangle_0 = (1,06 \pm 0,06)$  эВ;  $\langle q\Gamma_n^0 \rangle = (1,55 \pm 0,15) \cdot 10^{-4}$  эВ (пропущено пять резонансов), в интервале 0-100 эВ  $\langle q\Gamma_n^0 \rangle = (1,54 \pm 0,15) \cdot 10^{-4}$  эВ,  $\langle D \rangle_0 = (1,12 \pm 0,06)$  эВ (пропущено 13 резонансов).

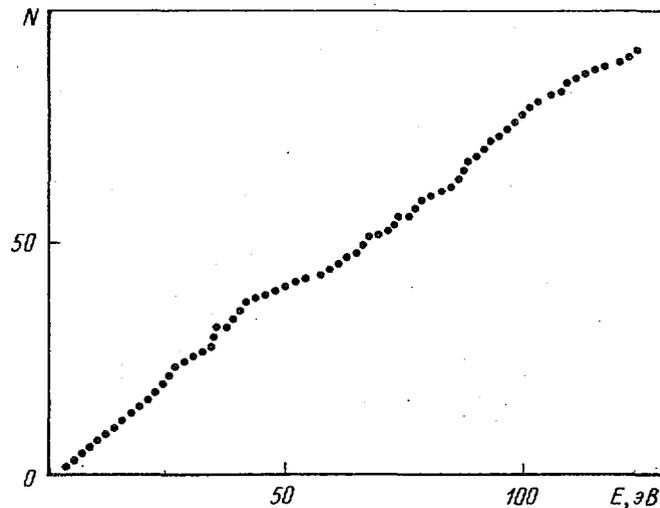


Рис.5. Нарастающие суммы резонансов  $^{241}\text{Pu}$  по данным работ [9] и [11] (кривые совпадают)

Оцененные данные [II] в области разрешенных резонансов получены с использованием экспериментальных данных по сечению захвата [12], поэтому они предпочтительнее по сравнению с оценкой работы [9]. Использование метода Кочевой [4] для анализа данных [II] показало меньшую по сравнению с работой [9] зависимость средних значений параметров от энергетического интервала рассмотрения, особенно для  $\langle D \rangle_0$  (рис.6,б). Оказалось, что в интервале 0-50 эВ  $\langle g\Gamma_n^0 \rangle = (1,30 \pm 0,10) \times 10^{-4}$  эВ,  $\langle D \rangle_0 = (1,00 \pm 0,09)$  эВ, а для интервала 0-100 эВ  $\langle g\Gamma_n^0 \rangle = (1,42 \pm 0,10) \cdot 10^{-4}$  эВ,  $\langle D \rangle_0 = (1,07 \pm 0,05)$  эВ. Можно рекомендовать следующие средние значения параметров:  $\langle D \rangle_0 = 1,07 \pm 0,07$  эВ,  $\langle g\Gamma_n^0 \rangle = (1,42 \pm 0,10) \cdot 10^{-4}$  эВ,  $\langle S_0 \rangle = (1,32 \pm 0,15) \cdot 10^{-4}$ . Введение поправки на пропуск уровней привело к уменьшению значения  $\langle D \rangle_0$  на 25% по сравнению с нашей оценкой [9], в которой  $\langle D \rangle_0$  принято равным 1,34 эВ. Следует отметить невысокое качество имеющихся экспериментальных данных в области энергий разрешенных резонансов для  $^{241}\text{Pu}$ , которые не позволяют провести надежную оценку резонансных параметров.

Верхняя граница области разрешенных резонансов для  $^{242}\text{Pu}$  равна 1 кэВ. Измерения в более высокой области энергий не позволяют провести резонансный анализ. Для оценки средних параметров  $^{242}\text{Pu}$  использованы оцененные данные [13]. Нарастающая сумма уровней до энергии 1 кэВ линейна. Применение метода работы [4] к нашим данным [13] дает значение  $\langle D \rangle_0 = 15,0 \pm 2,0$  эВ и  $\langle g\Gamma_n^0 \rangle = (1,41 \pm 0,20) \cdot 10^{-3}$  эВ в области 0-1 кэВ. Наблюдается сильная зависимость значений средних параметров от ширины энергетической области, по которой проводится усреднение, и от параметра порога регистрации. Анализ данных [13] с помощью метода работы [6] приводит к следующим значениям параметров:  $\langle D \rangle_0 = 13,5 \pm 0,5$  эВ,  $\langle g\Gamma_n^0 \rangle = (1,13 \pm 0,05) \cdot 10^{-3}$  эВ в области 0-1 кэВ (пропущены четыре резонанса),  $\langle D \rangle_0 = 13,5 \pm 0,5$  эВ,  $\langle g\Gamma_n^0 \rangle = (1,17 \pm 0,06) \cdot 10^{-3}$  эВ в области 0-0,85 кэВ (пропущены три резонанса),  $\langle D \rangle_0 = 13,4 \pm 0,5$  эВ,  $\langle g\Gamma_n^0 \rangle = (1,13 \pm 0,06) \cdot 10^{-3}$  эВ в области 0-0,75 кэВ (пропущены три резонанса),  $\langle D \rangle_0 = 13,08 \pm 0,5$  эВ,  $\langle g\Gamma_n^0 \rangle = (1,10 \pm 0,06) \cdot 10^{-3}$  эВ в области 0-0,65 кэВ (пропущены два резонанса). Рекомендуемые значения параметров  $^{242}\text{Pu}$ :  $\langle D \rangle_0 = 13,5 \pm 0,5$  эВ,  $\langle g\Gamma_n^0 \rangle = (1,13 \pm 0,05) \cdot 10^{-3}$  эВ,  $\langle S_0 \rangle = (0,84 \pm 0,05) \cdot 10^{-4}$ . Введение поправки на пропуск уровней привело к уменьшению значения  $\langle D \rangle_0$  на 5% по сравнению с нашей оценкой [13], в которой  $\langle D \rangle_0$  получено равным 14,23  $\pm$  0,5 эВ и  $\langle g\Gamma_n^0 \rangle = (0,91 \pm 0,15) \cdot 10^{-4}$ .

Наиболее детальные измерения резонансных параметров  $^{241}\text{Am}$  сделаны в работе [14], в которой по измерениям пропускания получены значения  $2g\Gamma_n^0$  для всех наблюдаемых резонансов в области 1-150 эВ, а также значения  $\Gamma_n$  для 40% резонансов. Применение метода Кочевой [4] для анализа данных работы [14] привело к следующим средним значениям параметров: в области 0-50 эВ  $\langle D \rangle_0 = 0,552 \pm 0,050$  эВ;  $\langle g\Gamma_n^0 \rangle = (3,7 \pm 0,3) \cdot 10^{-5}$  эВ (полное число резонансов в этой области равно 89, за-

регистрировано 76 резонансов, что соответствует пропуску 15% уровней), в области 0-75 эВ  $\langle D \rangle_0 = 0,572 \pm 0,050$  эВ,  $\langle g\Gamma_n^0 \rangle = (4,3 \pm 0,7) \cdot 10^{-5}$  эВ (полное число уровней - 132, зарегистрировано - 108), в области 0-100 эВ  $\langle D \rangle_0 = 0,570 \pm 0,050$  эВ,  $\langle g\Gamma_n^0 \rangle = (4,47 \pm 0,7) \cdot 10^{-5}$  эВ (полное число уровней - 171, зарегистрировано - 136).

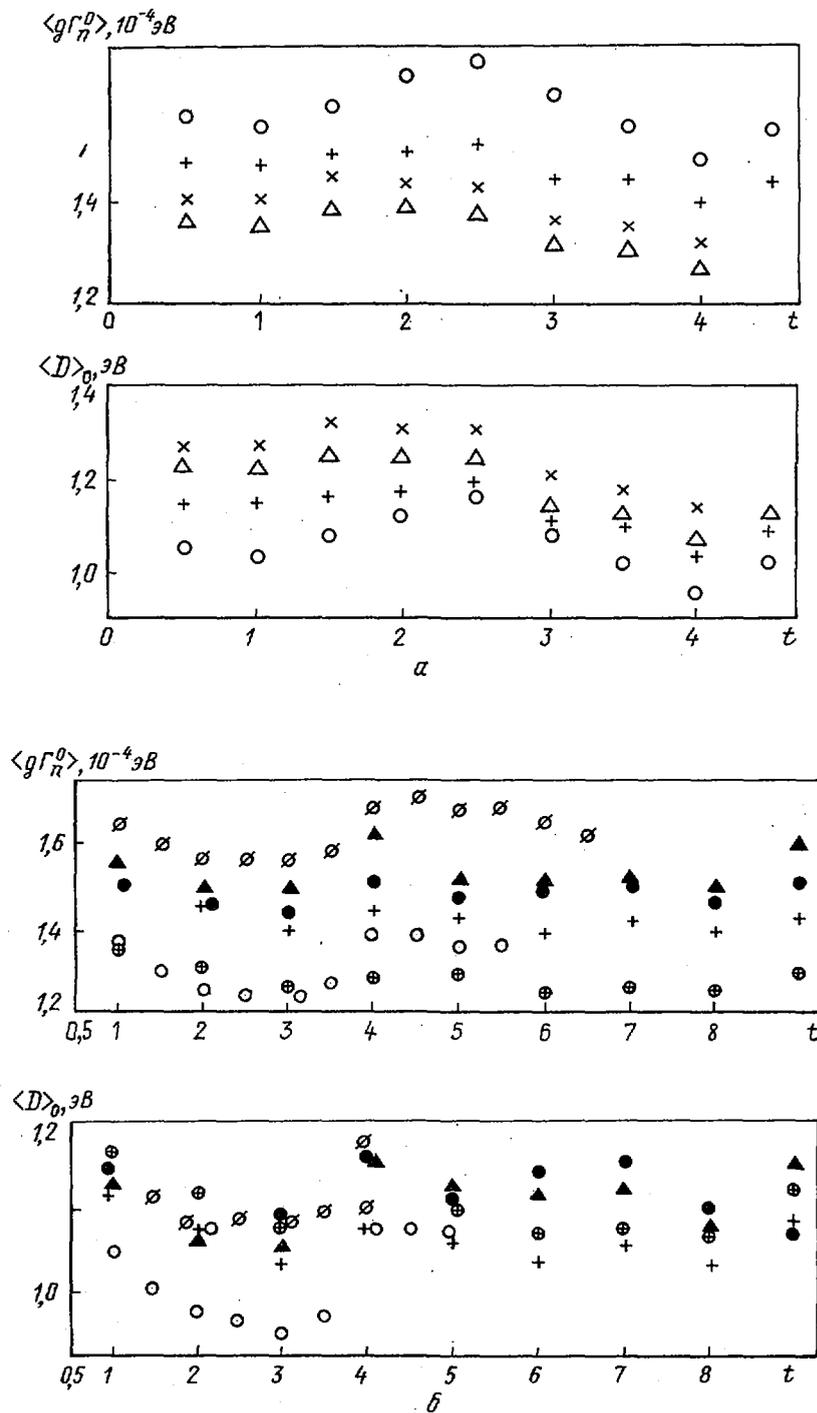


Рис. 6. Результаты применения метода Кочевой [47] к резонансным параметрам  $^{212}\text{Pb}$  по оцененным данным работы [97] (а) и [117] (б) для интервалов 0 - 150 эВ (x); 0 - 140 эВ ( $\Delta$ ); 0 - 125 эВ ( $\oplus$ ); 0 - 100 эВ (+); 0 - 80 эВ ( $\bullet$ ); 0 - 70 эВ ( $\blacktriangle$ ); 0 - 60 эВ ( $\emptyset$ ); 0 - 50 эВ (O)

Метод Фрэнера [6] при анализе данных работы [10] приводит к следующим значениям средних параметров: в области 0-60 эВ  $\langle D \rangle_0 = 0,50 \pm 0,08$  эВ,  $\langle g \Gamma_n^0 \rangle = (3,5 \pm 0,8) \cdot 10^{-5}$  эВ (полное число уровней - 119, зарегистрировано - 88), в области 0-80 эВ  $\langle D \rangle_0 = 0,62 \pm 0,07$  эВ,  $\langle g \Gamma_n^0 \rangle = (4,9 \pm 0,6) \times 10^{-5}$  эВ.

Из изложенного можно сделать следующие выводы:

1. Получены оцененные значения средних параметров  $^{235}\text{U}$ . Оценки средних по суммарному и разделенным по спидам наборам данных согласуются между собой.
2. Спиновая идентификация наблюдаемых резонансов набора данных по  $^{235}\text{U}$  повышает надежность оценки благодаря дополнительной проверке результатов на согласованность по суммарному и разделенным по спидам наборам данных.
3. Получены оцененные значения средних параметров  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{240}\text{Pu}$ ,  $^{242}\text{Pu}$ ,  $^{241}\text{Am}$  с применением методов работ [4,6]. Ввиду низкого качества и противоречивости данных о  $^{241}\text{Pu}$  для этого ядра необходимо провести новые измерения полного сечения и сечения деления типа эксперимента работы [14] в области энергий разрешенных резонансов 0-100 эВ.

#### Список литературы

1. Коньшин В.А., Салыхов Н.К. Оценка средних параметров из данных в области энергий разрешенных резонансов для  $^{238}\text{U}$ . - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1985, вып. 4, с. 3.
2. Dyson F.T., Mehta M.L. Statistical theory of the energy levels of complex systems. - J. Math. Phys., 1963, v. 4, p. 701-719.
3. Moore M.S., Moses I.D., Keyworth G.A. e.a. Spin determination of resonance structure in ( $^{235}\text{U} + n$ ) below 25 keV. - Phys. Rev., 1978, v. C18, p. 1328-1348.
4. Coceva C., Stefanon M. Experimental aspects of the statistical theory of nuclear spectra fluctuations. - Nucl. Phys., 1979, v. 315, p. 1-20.
5. Delfini G., Gruppelaar H. Maximum likelihood analysis of resolved resonance parameters for some fission product nuclides. - In: Neutron cross-sections of fission product nuclei: Proc. of the Specialists meeting (Bologna, Italy, 1979). Rezione Technica Interna, 1979, p. 169-178.
6. Fröhner F.H. Level density estimation with account of unrecognized multiplets applied to uranium and plutonium resonance data. - In: Proc. of the IAEA consultants meeting on uranium and plutonium isotope resonance parameters (Vienna, 1981). Vienna: IAEA, 1981, p. 103-111.
7. Fröhner F.H. Statistical inference of level densities from resolved resonance parameters. - In: Proc. of the IAEA advisory group meeting on basis and applied problems of nuclear level densities (Brookhaven, 1983). Brookhaven, 1983, p. 219-244.
8. Анципов Г.В., Баханович Л.А., Коньшин В.А. и др. Оценка ядерных данных для  $^{239}\text{Pu}$ . - Препринты № 12-16. Минск: ИТМО АН БССР, 1981.
9. Коньшин В.А., Анципов Г.В., Суховицкий Е.Ш. Оценка ядерных данных для  $^{241}\text{Pu}$  в области энергий нейтронов  $10^{-3}$  эВ - 15 МэВ. - Препринт № 3. Минск: ИТМО АН БССР, 1979.
10. Анципов Г.В., Коньшин В.А., Суховицкий Е.Ш. Ядерные константы для изотопов плутония. Минск: Наука и техника, 1982.
11. Kikuchi Y., Sekine N. Evaluation of neutron nuclear data of  $^{241}\text{Pu}$  for JENDL-2, 1984: JABRI-M-84-111.
12. Weston L.W., Todd J.H. Multilevel resonance parameters of plutonium-241. - Nucl. Sci. and Engng, 1978, v. 68, p. 125.
13. Анципов Г.В., Баханович Л.А., Коньшин В.А. Оценка ядерных данных для  $^{242}\text{Pu}$  в области разрешенных и неразрешенных резонансов ( $10^{-5}$  эВ - 200 кэВ). - В кн.: Сб. научных трудов ИТМО АН БССР. Минск, 1979, с. 3-52.
14. Derrien H., Lucas B. The Total Cross-Section and the Fission Cross-Section of  $^{241}\text{Am}$  in the Resonance Region, Resonance Parameters. - In: Nucl. cross-sections and technol.: Proc. conf. 3-7 March, Washington, 1975. V. 2. NBS Special publ. 425, 1975, p. 637.

Статья поступила в редакцию 17 марта 1986 г.

О СТАТИСТИЧЕСКОМ ОПИСАНИИ ВЕРОЯТНОСТИ ДЕЛЕНИЯ  
В ПЕРЕХОДНОЙ ОБЛАСТИ ЯДЕР (В РАЙОНЕ РАДИЯ)

Г.А.Кудяев, Ю.Б.Остапенко, Г.Н.Смиренин

ABOUT STATISTICAL DESCRIPTION OF FISSION PROBABILITY IN THE TRANSITIONAL REGION OF NUCLEI (IN THE RADIUM AREA). Possibility of uniform statistical approach to the analysis of symmetric and asymmetric fission probability in transition region of fissioning nuclei (radium, actinium) is discussed. It is shown, that description of observable fissionabilities for given types of fission consistent with theoretical predictions is achieved for the thresholds which are distinguished by approximately 1 MeV.

**Переходная область ядер как объект исследования.** Вследствие сложности процесса деления ядер и несовершенства существующих моделей теория и по настоящий день не в состоянии удовлетворить потребности практики в описании сечений, необходимых для расчета ядерных реакторов. Все пробелы в используемых с этой целью данных восполняются с помощью измерений и оценки. Поэтому развитие различных феноменологических подходов к анализу экспериментальной информации о сечениях и других характеристиках вероятности деления ядер является актуальной и практически важной задачей. Однако поиск наиболее благоприятных объектов для таких исследований приводит к ядрам, которые сами по себе существенного практического значения не имеют. Дело в следующем.

Нуклиды, используемые и образующиеся в ядерных реакторах, сосредоточены в трансактиниевой области ( $Z \geq 90$ ). В этом случае теоретическое описание и анализ сталкиваются с двумя серьезными трудностями. Во-первых, ядра-актиниды имеют сложную форму барьера деления: двугорбую для трансурановых ядер и, по-видимому, трехгорбую в интервале  $Z \approx 90-92$ . Это значительно усложняет задачу по сравнению с задачей с более легкими ядрами ( $Z < 90$ ), при описании вероятности деления которых в практически интересной области энергий может использоваться модель одногорбого барьера [1,2]. Во-вторых, делимость  $P_f$  тяжелых ядер довольно близка единице:

$$P_f = \frac{\sigma_f}{\sigma_c} \approx \frac{\gamma}{1+\gamma}. \quad (1)$$

Здесь  $\sigma_f$  и  $\sigma_c$  - соответственно сечения деления и образования составного ядра;  $\gamma = \Gamma_f / \Gamma_{sp}$ , где  $\Gamma_f$  и  $\Gamma_{sp}$  - средние ширины его распада путем деления и конкурирующих с ним процессов соответственно. С ростом делимости  $P_f$  существенно увеличивается неопределенность результатов анализа свойств делительного канала, т.е. значения  $\Gamma_f$  или  $\gamma$ , поскольку

$$\Delta \gamma \approx \frac{\Delta P_f}{(1 - P_f)^2}. \quad (2)$$

В области с  $Z < 90$  быстро растет высота барьера и падает значение  $P_f$ , что, согласно выражению (2), при прочих равных условиях также облегчает анализ.

Легче радия нет подходящих ядер-мишеней для исследования процесса деления вплоть до висмута, делимость которого уже так мала, что фактор  $P_f \ll 1$  из преимущества становится серьезным недостатком, препятствующим измерениям. Таким образом, экспериментальные данные о делимости ядер в переходной области (радий, актиний) можно рассматривать как очень удобный материал для тестирования описания  $P_f(E)$ . Термин "переходная область", примененный к ближайшей окрестности радия, имеет более глубокий физический смысл.

При переходе через область с  $Z = 90$  довольно резко меняются массово-энергетические распределения осколков, в частности соотношение между выходами асимметричных и симметричных мод деления: трансактиниевые ядра вплоть до фермия делятся при низких возбуждениях преимущественно асимметрично, ядра легче висмута - симметрично, в переходной области - со сравнимой вероятностью обоих компонентов массового распределения  $Y(M)$  (трехгорбые кривые выхода масс). Исследования ядер в районе радия показали, что компоненты  $Y(M) = Y_s(M) + Y_a(M)$ , соответствующие симметричному и асимметричному типам деления  $Y_s(M)$  и  $Y_a(M)$ , ведут себя с энергией так, как если бы они

формировались разными путями и им соответствовали бы разные высоты барьера  $E_f^s$  и  $E_f^a$ . Имеются теоретические расчеты потенциальной энергии деформации [3-6], которые позволяют понять эти свойства как следствие предсказываемого ими существования на барьере деления доактинидов двух долин, существенно отличающихся некоторыми параметрами делящегося ядра.

Представления о двух независимых типах деления, высказанные много лет назад как гипотеза [7,8], до сих пор являются дискуссионными (см., например, работу [9]), в том числе и вопрос о различии соответствующих им порогов деления  $E_f^s$  и  $E_f^a$ . В этой связи наряду с отмеченными прикладными аспектами значительный интерес представляет рассмотрение возможности единообразного описания экспериментальных данных о вероятности симметричного и асимметричного делений с учетом предсказываемых теорией свойств барьера в переходной области ядер.

Описание вероятности деления ядер. Экспериментальная информация о вероятности симметричного и асимметричного типов деления, которой мы будем пользоваться в дальнейшем, в большинстве оригинальных работ [10,11] представляется так, как необходимо для данного анализа - в виде дели- мостей:

$$P_f^i = \frac{\sigma_f \sum_M Y_i(M)}{\sigma_c \sum_M Y(M)}, \quad (3)$$

где  $\sigma_f$  - полное сечение деления;  $\sigma_c$  - сечение образования составного ядра;  $i = s$  или  $a$  - индекс, обозначающий тип деления. Величины  $P_f^i$  можно выразить через характеристики конкурирующих каналов распада составного ядра:

$$P_f^i = \sigma_c^{-1} \sum_J \sigma_c^J \tau_{f_i}^J / (\sum_i \tau_{f_i}^J + \tau_n^J + \tau_\gamma^J), \quad (4)$$

где  $\sigma_c^J, \tau_{f_i}^J, \tau_n^J, \tau_\gamma^J$  - соответственно сечение образования составного ядра, проницаемости его делительных, нейтронного и радиационного каналов распада для заданного значения спина  $J$ ;  $\sum_J \sigma_c^J = \sigma_c$ .

В районе радиуса порог для нейтронного канала  $B_n$  (энергия связи нейтрона) заметно ниже делительных порогов  $E_f^i$ , поэтому в знаменателе выражения (4) преобладает нейтронная проницаемость:

$$\tau_n^J = 2A^{2/3} / \alpha \int_0^{E-B_n} (E-B_n-U) \rho_n(U, J) dU, \quad (5)$$

где  $\alpha = 10$  МэВ;  $\rho_n$  - плотность уровней. Радиационная проницаемость  $\tau_\gamma^J$ , роль которой в рассматриваемом случае незначительна, рассчитывалась в предположении дипольного взаимодействия, как в работах [12,13]. Расчет делительных проницаемостей  $\tau_{f_i}^J$  проводился в соответствии с выводами работ [1,2], как для одностороннего барьера:

$$\tau_{f_i}^J = \int_{-E_f}^{E-E_f} \left[ 1 + \exp\left(-\frac{2\pi U}{\hbar\omega_i}\right) \right]^{-1} \rho_f^i(E-E_f-U, J) dU, \quad (6)$$

где  $\hbar\omega_i$  - параметры кривизны барьеров.

При вычислении интегралов в выражениях (5) и (6) использовали феноменологическое описание [14]

$$\rho(U, J) = \rho_{\delta n}(U, J) K_{рот}(U) K_{виб}(U), \quad (7)$$

в котором расчет плотности внутренних возбуждений  $\rho_{\delta n}(U, J)$  проводился по сверхтекучей модели с учетом оболочечных эффектов в параметре плотности уровней:

$$\alpha(Z, N, U) = \begin{cases} \tilde{\alpha}(A) [1 + \delta W(Z, N) f(U - E_{конг}) / (U - E_{конг})] & \text{для } U \geq U_{кр}; \\ \alpha(U_{кр}) & \text{для } U < U_{кр}, \end{cases} \quad (8)$$

а вклад коллективных возбуждений учитывается коэффициентами ротационного и вибрационного увеличения  $K_{рот}$  и  $K_{виб}$ . В соотношении (8)  $\delta W(Z, N)$  - оболочечная поправка к энергии ядер для основных состояний, легко вычисляемая как разность между экспериментальной массой и рассчитан-

ной по жидко-капельной формуле масс для равновесной деформации ядер;  $f(U) = 1 - \exp(-\lambda U)$  - эмпирическая функция, подобранная исходя из результатов микроскопических расчетов, которая учитывает "затухание" оболочечных эффектов с энергией и приводит, в частности при больших  $U$ , к асимптотическому (жидко-капельному) значению  $a \rightarrow \tilde{a} = cA$ , где  $A$  - массовое число ядра; константы  $\lambda$  и  $c$  находятся из подгонки к наблюдаемой плотности нейтронных резонансов. Соотношение (8) удобно тем, что позволяет в соответствии с общей идеологией метода оболочечной поправки [15] связать зависимость  $a(U)$  непосредственно с рассматриваемыми ею компонентами потенциальной энергии деформации:

$$V(\alpha_j) = \tilde{V}(\alpha_j) + \delta W(\alpha_j), \quad (9)$$

а именно, с жидко-капельной составляющей  $\tilde{V}(\alpha)$  и оболочечной поправкой  $\delta W(\alpha)$  ( $\alpha_j$  - набор параметров деформации).

Важным параметром сверхтекучей модели является корреляционная функция  $\Delta$  (для  $t = 0$ ), определяющая энергию конденсации  $E_{\text{конд}}$  и критическую энергию  $U_{\text{кр}}$  фазового перехода ядра из сверхтекучего состояния в нормальное (ферми-газовое):

$$E_{\text{конд}} = 0,152 a_{\text{кр}} \Delta^2 - n \Delta; \quad U_{\text{кр}} = 0,472 a_{\text{кр}} \Delta^2 - n \Delta, \quad (10)$$

где  $n$  равно 0, 1 и 2 соответственно для четно-четного,  $A$ -нечетного, нечетно-нечетного ядер. Параметр  $\Delta$  для основных состояний ( $\Delta_0$ ) находится из четно-нечетных различий масс ядер [16]. Как следует из результатов анализа экспериментальных данных и теоретических расчетов, величина параметра  $\Delta$  для сильнодеформированных состояний деформируемых ядер ( $\Delta_f$ ) превышает значение  $\Delta_0$  на 10-20% [17-19] и коррелирует с величиной оболочечной поправки: значение  $\Delta$  тем больше, чем больше  $\delta W$  [20, 21]. Оценка величины  $\Delta_f$  составляет одну из задач описания вероятности деления.

Спиновая зависимость плотности уровней задавалась в соответствии с моделью аксиально-симметричного ядра:

$$\rho(U, J) = \rho(U, 0) \sum_{|K| < J} \exp \left[ -\frac{(J+1/2)^2}{2\sigma_1^2} - \frac{K^2}{2} \left( \frac{1}{\sigma_{\parallel}^2} - \frac{1}{\sigma_1^2} \right) \right], \quad (11)$$

$$\text{где } \sigma_1^2 = J_1 t / \hbar^2; \quad \sigma_{\parallel}^2 = J_{\parallel} t / \hbar^2; \quad (12)$$

$K$  - проекция  $J$  на ось симметрии;  $J_{\parallel}$  и  $J_1$  - моменты инерции ядра относительно этой оси и оси, перпендикулярной ей;  $t$  - температура ядра. Расчет  $t$ ,  $J_{\parallel}$ ,  $J_1$  производился по сверхтекучей модели с твердотельными значениями моментов инерции согласно данным работы [14].

В описании вероятности деления большую роль играет сильно зависящая от формы ядра величина:

$$K_{\text{ром}} = \begin{cases} 1 & \text{- для сферических ядер;} \\ \sigma_1^2 & \text{- для аксиально- и зеркально-симметричных ядер;} \\ 2\sigma_1^2 & \text{- для зеркально-асимметричных, но аксиально-симметричных ядер;} \\ \sqrt{\frac{\pi}{2}} \sigma_1^2 \sigma_{\parallel} & \text{- для ядер, имеющих симметрию относительно поворота на } 180^\circ \text{ вокруг} \\ & \text{всех трех осей ( } D_2 \text{-симметрию);} \\ \sqrt{8\pi} \sigma_1^2 \sigma_{\parallel} & \text{- для ядер, не имеющих симметрии вращения.} \end{cases} \quad (13)$$

Поскольку в нашем случае  $K_{\text{ром}} \gg K_{\text{вуд}}$ , мы не будем учитывать различия  $K_{\text{вуд}}$  в делительных и нейтронном каналах.

На рис. I сравниваются некоторые расчеты для ядра  $^{240}\text{Pu}$ , выполненные с помощью феноменологического описания, которое рассмотрено и используется авторами в дальнейшем, а также выполненные в рамках микроскопического подхода, реализованного в работе [22]. Здесь представлены энергетические зависимости плотности состояний

$$\omega(U) = 2\sqrt{2\pi} \sigma_{\parallel}(U) \rho(U, 0) \quad (14)$$

и параметра  $\sigma_{\parallel}(U)$ , для которых в работе [23] приводятся выражения, аппроксимирующие результаты расчетов в работе [22].

Описание  $\rho(U, J)$  в области дискретного спектра. С уменьшением энергии возбуждения статистический подход к описанию  $\rho(U, J)$  утрачивает точность, и это обстоятельство в рамках постав-

ленной задачи требует внимания. На рис.2 результаты статистических расчетов полной плотности уровней

$$\rho_{\text{полн}}(U) = \int_0^{\infty} \rho(U, J) dJ, \quad (15)$$

согласно выражениям (7)-(12), для тяжелых ядер с разной четностью числа нуклонов сравниваются с гистограммой

$$\rho_{\text{полн},j} = \frac{1}{n \Delta U} \sum_{\nu} N_{j\nu}, \quad (16)$$

полученной подсчетом числа экспериментально установленных низколежащих уровней  $N_{j\nu}$  в интервале  $\Delta U = 0,1$  МэВ [24]. Для увеличения статистической точности  $\rho_{\text{полн},j}$  проводилось усреднение  $N_{j\nu}$  по ядрам одинаковой четности от актиния до калифорния, которые нумеруются индексом  $\nu=1, \dots, n(j)$ .

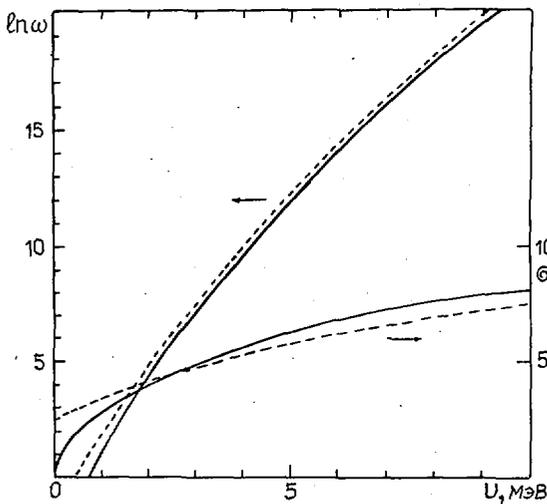


Рис.1

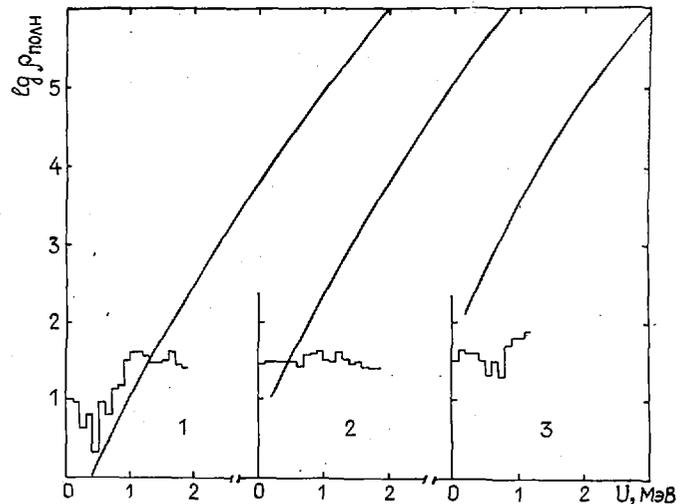


Рис.2

Рис.1. Энергетическая зависимость плотности состояний  $\omega(U)$  и параметра  $\sigma_{II}(U)$  для ядра  $^{240}\text{Pu}$ . Данные работ: — — — — настоящей; - - - - - [22] (макроскопические расчеты)

Рис.2. Энергетическая зависимость полной плотности уровней для ядер с разной четностью числа нуклонов: 1 - для четно-четного  $^{240}\text{Pu}$ ; 2 - A-нечетного  $^{241}\text{Pu}$ ; 3 - нечетно-нечетного  $^{242}\text{Am}$ . Линия - статистические расчеты  $\rho_{\text{полн}}(U)$  в настоящей работе; гистограммы  $\rho_{\text{полн},j}$  - экспериментальные данные работ [24]

Гистограммы (16) для четно-четных и A-нечетных ядер пересекают плавные расчетные кривые (15) в точках  $U_0^{\text{чет-чет}}$  и  $U^{\text{A-нечет}}$ , сравнимых с  $2\Delta_g$  в первом случае и  $\Delta_g$  во втором. Мы полагаем, если  $\rho_{\text{полн},j} \geq \rho_{\text{полн}}(U)$ , то их разница имеет объективный характер, а если  $\rho_{\text{полн},j} \leq \rho_{\text{полн}}(U)$ , то их разница объясняется пропуском уровней из-за конечного энергетического разрешения спектрометрической техники. Для нечетно-нечетных ядер  $\rho_{\text{полн},j} < \rho_{\text{полн}}(U)$  во всем диапазоне энергий, что позволяет обобщить отношение (обоснование см. также в работах [25,26]):

$$\frac{V_0}{\Delta_g} \sim n = \begin{cases} 0 & \text{для нечетно-нечетных ядер;} \\ 1 & \text{для A-нечетных ядер;} \\ 2 & \text{для четно-четных ядер.} \end{cases} \quad (17)$$

Поведение полной плотности уровней  $\rho_{\text{полн}}$  при малых энергиях возбуждения - важный фактор при выборе объектов анализа. Наименее благоприятны для анализа четно-четные делящиеся ядра, у которых протяженность дискретной области в спектре переходных состояний около  $2\Delta_f$  (энергетическая щель) наибольшая. По-видимому, значительная разница в результатах расчетов делимости  $P_f(E)$  для реакции  $^{226}\text{Ra}(t, pf)$  и выводах делимости относительно формы барьера деления  $^{228}\text{Ra}$  в рабо-

тах [II,27] связана с указанным обстоятельством. При данном подходе наиболее благоприятны для анализа нечетно-нечетные ядра, у которых, как видно из рис.2, расчет  $\rho_{\text{полн}}(U)$  для делительного канала можно проводить в рамках статистического описания практически от порога деления ( $U_0=0$ ). К сожалению, для единственного такого ядра  $^{228}\text{Ac}$ , у которого при делении в реакции  $^{226}\text{Ra}(^3\text{He}, \alpha f)$  делимости симметричного и асимметричного типов наиболее подробно изучены, значения  $P_f^s$  и  $P_f^i$  в районе порогов  $E_f^s$  и  $E_f^i$  [10], полные делимости  $P_f = P_f^s + P_f^i$ , согласно работе [10], и реакции  $^{227}\text{Ac}(n, f)$  [28] расходятся примерно в четыре раза.

Авторы остановились на выборе нечетно-четного ядра  $^{227}\text{Ac}$ , делимости которого  $P_f^i(E)$  были изучены в реакции  $^{226}\text{Ra}(^3\text{He}, \alpha f)$  [10] (рис.3,4). Сечения деления и массовые распределения осколков этого ядра были подробно изучены в реакции  $^{226}\text{Ra}(p, f)$ , но в существенно надпороговой области энергий [29,30]. Экспериментальные данные о делимости  $^{227}\text{Ac}$  в этих реакциях, а также при фотоделении в реакции  $^{227}\text{Ac}(\gamma, f)$  [31] неплохо согласуются между собой.

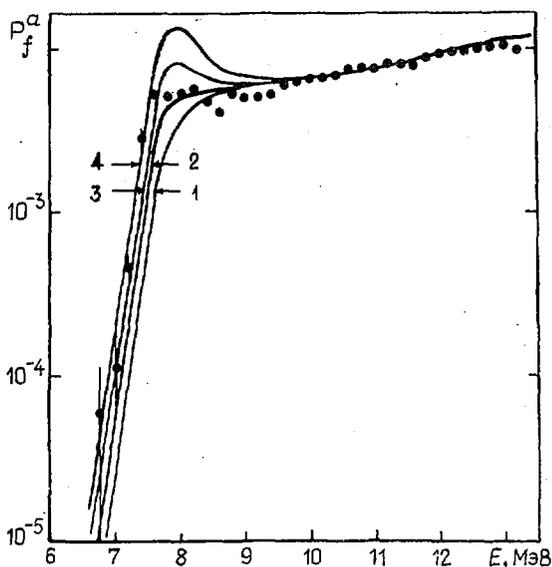


Рис.3

Рис.3. Чувствительность описания  $P_f^a$  к величине параметра  $\nu = U_0/\Delta$ ; ● - данные работы [10]. Результаты расчетов: 1 -  $\nu = 0$ ; 2 -  $\nu = 0,5$ ; 3 -  $\nu = 0,75$ ; 4 -  $\nu = 1$

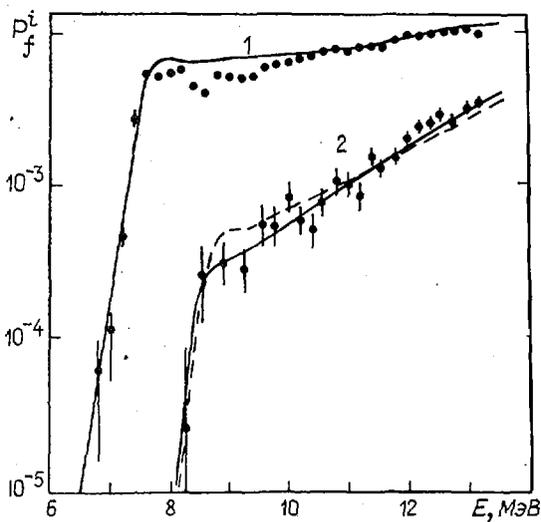


Рис.4

Рис.4. Зависимость делимости  $P_f^i$  от энергии возбуждения составного ядра  $E$  для симметричного (1) и асимметричного (2) типов деления; ● - данные работы [10]. Кривые - см. в таблице

При последовательном описании околопорогового участка делимости  $P_f^i$  следовало бы определить спектр переходных состояний для симметричных и асимметричных долин деления, учесть его дискретность суммированием вкладов отдельных делительных каналов ( $J, K^{\pi}$ ), как, например, в работах [I,27]. Однако такой расчет - весьма сложная задача, поэтому мы пожертвовали детальностью расчетов величины  $P_f^i$  в районе порогов и при всех энергиях использовали статистическое описание  $\rho(U, J)$ , в котором разницу в симметрии седловых форм ядра можно учесть просто, используя различные предположения о величине  $K_{\text{рот}}$  согласно выражению (13). С этой целью в соответствии с характером отступлений  $\rho_{\text{полн}, j}$  от  $\rho_{\text{полн}}(U)$  на рис.2 при  $U \leq 1$  МэВ предположили  $\rho(U, 0) = \rho(U_0, 0) = \text{const}$  при  $U \leq U_0$ , а энергию сшивки  $U_0$ , которую, согласно выражению (16), естественно выразить в единицах  $\Delta_f$ , находим из подгонки делимости под экспериментальные данные.

Анализ и его результаты. Необходимая для расчета зависимости  $P_f^i(E)$ , согласно выражению (4), информация о распределении угловых моментов  $\sigma_C^J/\sigma_C$  в реакции  $(^3\text{He}, \alpha f)$  взята из работы [32]. Достаточно хорошо известны параметры нейтронного канала:  $V_n$  [33],  $\Delta^N$  и  $\Delta^Z$  [34],  $\delta W_g$  [35]. В таблице мы приводим необходимое для однокомпонентного описания значение  $E_f^i$  [36]

$$\Delta_g = \left[ \Delta_N^2 + \Delta_Z^2 (Z/N)^{1/3} \right]^{1/2} / \left\{ \left[ 1 + (Z/N)^{1/3} \right] \right\}^{1/2} \quad (18)$$

Параметры описания делимостей симметричного и асимметричного типов

Канал распада	Порог ( $B_n, E_f^i$ ), МэВ	$K_{ром}/\sigma_{\perp}^2$	$\Delta$ , МэВ	$\nu = U_0/\Delta$	$\delta W$ , МэВ
Нейтронный	6,527	1	0,71	0	-0,248
Асимметричный делительный	7,50	2	0,80	0,5	-1,8
Симметричный делительный:					
Сплошная кривая на рис.4	8,5	$1/2 \sqrt{\pi/2} \sigma_{\parallel}$	0,83	0,5	1,5
Штриховая " "	8,55	$\sqrt{\pi/2} \sigma_{\parallel}$	0,93	0,5	2,0

Параметры делительных каналов невозможно задать с такой же точностью, как для нейтронного. Для некоторых из них можно получить лишь разумную оценку, другие определяются в самом анализе. Так, оболочечные поправки  $\delta W_f^i$  можно найти из соотношения высот барьеров:

$$E_f^i = \tilde{V}_i + \delta W_f^i - \delta W_g^0 + \Delta_f^i - \Delta_g, \quad (19)$$

в котором  $E_f^i$  легко оцениваются по положению наблюдаемых в величине  $P_f^i$  порогов; жидко-капельная составляющая  $\tilde{V}_i(\alpha, \eta, \gamma)$  как функция параметров зеркально- и аксиально-симметричной деформаций  $\alpha$ , зеркально-асимметричной  $\eta$  и аксиально-асимметричной  $\gamma$  вычисляется согласно данным работ [37,38];  $\delta W_g^0$  - оболочечная поправка, отсчитываемая от основного состояния модели жидкой капли  $\alpha=0$  [в отличие от поправки  $\delta W_g$  в выражении (9)]. В этих оценках, как и при анализе в целом, используется упрощающее предположение, что значения  $\alpha$  для переходных состояний обоих делительных каналов (долин) соответствуют жидко-капельной седловой точке.

Более прост анализ асимметричного компонента делимости  $P_f^a(E)$ , так как при его описании в делительном канале определена величина  $K_{ром}^f = 2\sigma_{\perp}^2$  (соответствует  $\eta \neq 0, \gamma = 0$ ). Рис.3 демонстрирует его чувствительность к выбору параметра  $U_0/\Delta$ , который влияет лишь на околопороговый участок  $E - E_f^a \lesssim 1,0-1,5$  МэВ, так что при более высоких энергиях делимость полностью определяется параметрами  $E_f^a$  и  $\Delta_f^a$ . Мы остановились на значении  $U_0/\Delta = 0,5$  и снова слегка изменили значения  $E_f^a$  и  $\Delta_f^a$ , чтобы получить описание  $P_f^a(E)$ , показанное на рис.4. Эти значения  $E_f^a$  и  $\Delta_f^a$  приведены в таблице. При такой подгонке величина  $\delta W_f^a = -1,8$  МэВ, оцененная из выражения (19), фиксировалась. Подчеркнем, что вследствие разницы  $E_f - B_n \approx 1 - 2$  МэВ возможные неточности в описании  $\rho_n(U, J)$  в области  $E_f - B_n \approx 1,0-1,5$  МэВ практически не сказываются на результатах анализа  $P_f(E)$ .

На рис.4 демонстрируется также описание экспериментальных данных о делимости симметричного типа  $P_f^s(E)$ . Оно использует  $U_0/\Delta = 0,5$ , полученное при анализе зависимости  $P_f^a(E)$ . Как и в предыдущем случае, принятое значение  $\delta W_f^s = 1,5$  МэВ было оценено по выражению (19). Однако с этими параметрами в предположении  $K_{ром}^f = \sigma_{\perp}^2$  ( $\eta = \gamma = 0$ ) при разумных значениях  $\Delta_f^s$  не удастся получить удовлетворительного описания делимости: расчетные кривые  $P_f^s(E)$  проходят ниже экспериментальных точек при  $E > E_f^s$  и с наклоном, меньшим наблюдаемого. Чтобы устранить это расхождение, мы учли, как и в работе [11], предсказанную теоретическими расчетами неаксиальность делящегося ядра в симметричной долине ( $\gamma \neq 0$ ). На рис.4 одна кривая (штриховая) соответствует  $K_{ром}^f = \sqrt{\pi/2} \sigma_{\perp}^2 \sigma_{\parallel}$ , т.е. предположению о  $D_2$ -симметрии, другая (сплошная), лучше согласующаяся с экспериментом, соответствует вдвое меньшей величине  $K_{ром}^f$ . Другие параметры описания приведены в таблице.

x x x

Итоги работы кратко можно сформулировать следующим образом. Показана возможность описания обеих делимостей  $^{227}_{Ac}: P_f^a(E)$  и  $P_f^s(E)$ , параметры которых согласованы между собой ( $E_f^i$  и  $\delta W_f^i$ ), а также с имеющимися представлениями о симметрии ядра и параметре  $\Delta$  в различных каналах реакции. Анализ существенно более точной делимости  $P_f^a \approx P_f(E)$  интересен как испытание модели плотности уровней. В этой связи стоит подчеркнуть значение ядер переходной области как наиболее благоприятных объектов для такого исследования. У более легких доактинидов гораздо слабее выражена и хуже изучена область порога деления, что ведет к большим погрешностям анализа в целом. Делимость трансаактиниевых ядер известна с лучшей точностью, чем ядер в переходной области, однако это преимущество не компенсирует неопределенности анализа из-за сложной формы барьера и близости  $P_f$  к единице (что авторы уже отмечали), а также из-за того, что отношение  $\Gamma_f/\Gamma_n \sim (E - E_f^a)/(E - B_n)$  наименее информативно о плотности уровней при соотношении  $E_f \approx B_n$ , характерном для широкого круга актинидов. Поэтому следует считать, что систематика плотности уровней [14], испытывавшаяся в прошлом как для более легких ядер [39], так и более тяжелых [40], в настоящей работе прошла наиболее строгую проверку. В этом состоит замысел работы и ее практическое значение.

Дополнительного анализа заслуживают вопросы физики деления, связанные с существованием двух разных порогов  $E_f^a$  и  $E_f^s$ , а также с разницей других параметров делительных каналов. Однако эти вопросы выходят за рамки данной статьи, поэтому авторы ограничиваются констатацией факта, что единообразное описание вероятности симметричного и асимметричного типов деления в околопороговой области, соответствующее теоретическим предсказаниям, достигнуто вполне непринужденно.

#### Список литературы

1. Немилов Ю.А., Рубченя В.А., Салицкий Ю.А. и др. Ядерная физика, 1983, т.37, с.819.
2. Андросенко Х.Д., Немилов Ю.А., Остапенко Ю.Б. и др. Там же, 1983, т.38, с.832.
3. Pashkevich V.V. Nucl. Phys., 1971, v.A169, p.275.
4. Mustafa M.G., Mosal V., Schmitt H.W. Phys.Rev., 1973, v.C7, p.1519.
5. Britt H.C. In: Physics and chemistry of fission: Proc. of a symposium (Jülich, 1979). Vienna: IAEA, 1980, v.1, p.3.
6. Пашкевич В.В. В кн.: Международная школа-семинар по физике тяжелых ионов. Дубна: ОИЯИ, 1983, с.405.
7. Turkevich A., Niday J.B. Phys. Rev., 1951, v.84, p.52.
8. Britt H.C., Wegner H.E., Gursky J.C. Ibid., 1963, v.129, p.2239.
9. Селицкий Ю.А. Элементарные частицы и атомное ядро, 1979, т.10, с.314.
10. Konesny E., Specht H.J., Weber J. Phys. Letters, 1973, v.45B, p.329.
11. Weber J., Britt H.C., Gavron A. e.a. Phys. Rev., 1976, v. C13, p.2413.
12. Bjornholm S., Lynn J.E. Rev. Mod. Phys., 1980, v.52, p.725.
13. Остапенко Ю.Б. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1980, вып.1(36), с.12.
14. Игнатюк А.В., Истеков К.К., Смиренкин Г.Н. Ядерная физика, 1979, т.29, с.875.
15. Strutinsky V.M. Nucl. Phys., 1968, v.A122, p.1.
16. Бор О., Моттельсон Б. Структура атомного ядра. Т.1. М.: Мир, 1977, с.170.
17. Ignatjuk A.V., Smirenkin G.N. Phys. Letters, 1969, v.29B, p.159.
18. Шпак Д.Л., Остапенко Ю.Б., Смиренкин Г.Н. Ядерная физика, 1970, т.13, с.950.
19. Игнатюк А.В., Истеков К.К., Смиренкин Г.Н. Там же, 1982, т.36, с.54.
20. Damgaard J., Pauli H.C., Strutinsky V.M. e.a. - In: Physics and Chemistry of fission: Proc. of a symposium, Vienna, 1969. Vienna: IAEA, 1969, p.213.
21. Nilsson S., Tsang C., Sobiczewski A. e.a. Nucl. Phys., 1969, v.A131, p.1.
22. Gavron A., Britt H.C., Konesny E. e.a. Phys. Rev., 1976, v.C13, p.2374.
23. Delagrange H., Fleury A., Alexander J.M. Ibid., 1978, v.C17, p.1706.
24. Lederer G.M., Shirley V.S. Tables of isotopes. 7-th ed. N.Y.: J. Wiley and Sons Inc., 1978.
25. Игнатюк А.В., Соколов Ю.В. Ядерная физика, 1974, т.19, с.1229.
26. Игнатюк А.В. Статистические свойства возбужденных атомных ядер. М.: Энергоатомиздат, 1983, с.52.

27. Егоров С.А., Немилев Ю.А., Рубченя В.А. и др. В кн.: Нейтронная физика: Материалы 6-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 2-6 октября 1983 г. Т.1. М.: ЦНИИАтоминформ, 1984, с.290.
28. Кукс И.М., Селицкий Ю.А., Фунштейн Ю.Б. Ядерная физика, 1975, т.22, с.334.
29. Kopcesny E., Schmitt H.W. Phys. Rev., 1968, v.172, p.1226.
30. Perry D.G., Fairhall A.W. Ibid., 1971, v.04, p.977.
31. Жуко В.Е., Селицкий Ю.А., Фунштейн В.Б. и др. Ядерная физика, 1978, т.27, с.301.
32. Vosk V.V., Neusen O., Britt H.C., Garrett J.D. Phys. Rev., 1974, v.09, p.1924.
33. Кравцов В.А. Массы атомов и энергия связи ядер. М.: Атомиздат, 1974.
34. Вдовин А.И., Комов А.Л., Малов Л.А. Препринт ОИЯИ Р4-5125. Дубна, 1970.
35. Myers W.D., Swiatecki W.J. Ark. Fys., 1967, Bd 36, S.593.
36. Игнатюк А.В., Соколов Ю.В., Шубин Ю.Н. Ядерная физика, 1973, т.18, с.989.
37. Уилетс Л. Теории ядерного деления. М.: Атомиздат, 1967.
38. Струтинский В.М. Ж.эксперим. и теор.физ., 1963, т.45, с.1900.
39. Игнатюк А.В., Смиренкин Г.Н., Иткис М.Г. и др. Элементарные частицы и атомное ядро, 1985, т.16, с.709.
40. Игнатюк А.В., Клепацкий А.Б., Маслов В.М., Суховицкий Е.Ш. Ядерная физика, 1985, т.42, с.569.

Статья поступила в редакцию 31 января 1986 г.

УДК 539.12.088

ОБ АППРОКСИМАЦИИ РАЦИОНАЛЬНЫМИ ФУНКЦИЯМИ СЕЧЕНИЙ НЕСКОЛЬКИХ РЕАКЦИЙ, ПРОХОДЯЩИХ ЧЕРЕЗ СОСТАВНОЕ ЯДРО

Е. В. Г а й

ON THE APPROXIMATION BY RATIONAL FUNCTIONS FOR THE CROSS-SECTIONS OF SEVERAL REACTIONS, PROCEEDING THROUGH THE FORMATION OF COMPOUND NUCLEUS. The method is proposed for joint approximation of the experimental data of several reactions, proceeding through the formation of a compound nucleus. The method is based on recursive constructing of interpolating rational functions and on subsequent statistical optimisation of those functions by least-square criterion.

Согласно теории ядерных реакций, сечения всех реакций, проходящих через одно и то же составное ядро, должны иметь одинаковые резонансные знаменатели. Одно и то же квазистационарное состояние составного ядра в различных реакциях может проявляться с разной интенсивностью и интерферировать с другими реакциями, поэтому наблюдаемая структура для каждого из сечений своя, но корни резонансных знаменателей определяются лишь характеристиками этих знаменателей и не зависят от типа реакции. Такое теоретическое положение полностью подтверждается экспериментальными данными. В формализме Адлера - Адлера эти сечения можно привести к виду

$$\sigma_i(E) = \frac{1}{\sqrt{E}} \frac{P_{N_i}(E)}{Q_M(E)}, \quad (I)$$

где  $P_{N_i}$  и  $Q_M$  - полиномы степеней  $N_i$  и  $M$ , причем полином в знаменателе приведенного выражения в отличие от полиномов в числителях - один и тот же для всех реакций, т.е. для всех  $i$ . Естественно, что и сумма сечений таких реакций или только их части должна характеризоваться теми же резонансными знаменателями.

Однако из-за погрешностей эксперимента отдельная статистическая обработка результатов измерения сечений различных реакций приводит, как правило, к значениям параметров резонансных знаменателей, несколько отличающимся от истинных и разным для различных реакций. Более того, если эти погрешности достаточно велики, такая обработка может привести к результатам, противоречащим

очевидному требованию равенства полного сечения сумме парциальных  $\sigma_t(E) = \sum_i \sigma_i(E)$ . Если же одно из парциальных сечений не измеряется, а определяется как разность полного и остальных парциальных сечений  $\sigma_k(E) = \sigma_t(E) - \sum_{i \neq k} \sigma_i(E)$ , в некоторой области энергий для него могут получиться физически бессмысленные отрицательные значения.

Все это, конечно, указывает в первую очередь на необходимость повышения точности экспериментальных данных, а также на необходимость совместной обработки всей их совокупности с учетом статистического веса каждого измерения. При традиционных методах статистической обработки такая программа в чистом виде в настоящее время трудноосуществима из-за нелинейности метода наименьших квадратов при поиске параметров любого из сечений [1]. Приходится использовать предположение о близости искомых параметров к некоторым априорным значениям (что позволяет линеаризовать задачу), а также привлекать различные модельные представления до или после непосредственно статистической обработки. Все это позволяет согласовать между собой сечения различных реакций, но вносит некоторый элемент неопределенности.

**Постановка задачи.** В качестве критерия для определения параметров рациональных функций [1] потребуем, чтобы эти функции минимизировали обычный функционал  $S$  метода наименьших квадратов:

$$S = \sum_i \sum_{\ell} \left[ \tilde{\sigma}(E_{\ell}) - \sigma^{(L)}(E_{\ell}) \right]^2 \omega_i^{\ell} + \sum_k \left[ \tilde{\nu}(E_k) - \nu^{(L)}(E_k) \right]^2,$$

где  $\omega_i^{\ell}$  - статистический вес измерения сечения  $\tilde{\sigma}_i$  при энергии  $E = E_{\ell}$ . Последняя сумма в этом выражении соответствует учету результатов других экспериментов, которые несут информацию о параметрах сечений. Это могут быть, например, как в работе [1], эксперименты по пропусканию. Вместо того, чтобы искать тем или иным приближенным методом решение системы нелинейных уравнений  $\partial S / \partial p_x = 0$  (где  $p_x$  - искомые параметры), воспользуемся методом, аналогичным обработке результатов измерения одного сечения с помощью Паде-интерполяции [2,3].

Если бы погрешности эксперимента были равны нулю, для определения сечений (I) при любой энергии было бы достаточно знать их в  $L$  точках (где  $L$  - суммарное число параметров всех сечений) и построить интерполирующие функции с заданными степенями  $N_i$  и  $M$ . При конечной погрешности эксперимента на основе свойств порядковых статистик [4] можно утверждать следующее: если  $L \ll N_{ex}$  (где  $N_{ex}$  - полное число экспериментальных точек), то среди множества вариантов выбора  $L$  узлов интерполяции из  $N_{ex}$  будут и такие, при которых интерполирующие функции вида (I) практически совпадают со статистически оптимальными. В настоящей работе предлагается метод совместной обработки результатов измерений нескольких сечений, проходящих через одно и то же составное ядро, основанный на рекуррентном построении интерполирующих рациональных функций, удобным для их оптимизации методом перебора.

**Построение интерполирующих функций.** Для простоты изложения ограничимся рассмотрением всего двух сечений и перейдем к следующей интерполяционной задаче: функции  $\tilde{\sigma}_1(x)$  и  $\tilde{\sigma}_2(y)$  известны в  $L_1$  точках  $x_i$  и в  $L_2$  точках  $y_k$  соответственно. Надо построить три полинома  $P(z)$ ,  $T(z)$  и  $Q(z)$  степеней  $N_1$ ,  $N_2$  и  $M$  соответственно, таких, чтобы

$$\sigma_1^{(L)}(x_i) \equiv \frac{P_{N_1, N_2, M}^{L_1, L_2}(x_i)}{Q_{N_1, N_2, M}(x_i)} = \tilde{\sigma}_1(x_i), \quad \text{где } i = 1, 2, \dots, L_1;$$

$$\sigma_2^{(L)}(y_k) \equiv \frac{T_{N_1, N_2, M}^{L_1, L_2}(y_k)}{Q_{N_1, N_2, M}(y_k)} = \tilde{\sigma}_2(y_k), \quad \text{где } k = 1, 2, \dots, L_2,$$

т.е. построить две рациональные функции с одинаковым знаменателем. Здесь и в дальнейшем верхние индексы означают число узлов интерполяции, нижние - набор степеней полиномов. Заметим, что в отличие от случая обычной рациональной интерполяции, число узлов которой  $L$  связано со степенями

полиномов числителя  $N$  и знаменателя  $M$  равенством  $L = N + M$ , в рассматриваемой задаче  $L_1 \leq N_1 + M + 1$ ;  $L_2 \leq N_2 + M + 1$ ;  $L = L_1 + L_2 = N_1 + N_2 + M + 2$ . Прежде всего схематически изобразим ту последовательность степеней полиномов, которые будем строить с помощью рекуррентных соотношений  $(N_1, N_2, M) \rightarrow (N_1 + 1, N_2, M) \rightarrow (N_1 + 1, N_2 + 1, M) \rightarrow (N_1 + 1, N_2 + 1, M + 1) \rightarrow (N_1 + 2, N_2 + 1, M + 1) \rightarrow \dots$  Такая схема удобна для построения приближений, у которых степени числителей и знаменателя отличаются не больше чем на единицу. Именно такие рациональные функции представляют наибольший интерес при обработке сечений.

Рекуррентные соотношения для всех трех полиномов  $P, T, Q$  одинаковы; их можно записать в виде

$$R^{(L+3)} = \alpha R^{(L+2)} + \beta R^{(L+1)} + \gamma (z - z_{L+1}) R^{(L)}.$$

Коэффициенты  $\alpha, \beta, \gamma$  определяются из условия нормировки полиномов [можно потребовать, чтобы при любом наборе степеней полиномов  $(N_1, N_2, M)$  коэффициент при  $z^M$  в знаменателе был равен единице] и из двух линейных уравнений, которые следуют из требований  $\varphi^{(L+3)}(z_{L+1}) =$

$$= \varphi(z_{L+2}); \quad \varphi^{(L+3)}(z_{L+3}) = \varphi(z_{L+3}), \quad \text{где } \varphi(z_n) \text{ обозначает } \tilde{\sigma}_1(z_n) \text{ или } \tilde{\sigma}_2(z_n)$$

в зависимости от того, к какой функции относится узел  $z_n$ . Рассмотрим, например, один из возможных вариантов наращивания степени знаменателя:

$$R_{N_1+1, N_2+1, M+1}^{L_1+1, L_2+2} = \alpha R_{N_1+1, N_2+1, M}^{L_1+1, L_2+1} + \beta R_{N_1+1, N_2, M}^{L_1, L_2+1} + (z - y_{L_2+1}) R_{N_1, N_2, M}^{L_1, L_2} \quad (2)$$

Система линейных уравнений для определения коэффициентов  $\alpha, \beta$  в этом случае имеет вид

$$P_{N_1+1, N_2+1, M+1}^{L_1+1, L_2+2}(x_{L_1+1}) - \tilde{\sigma}_1(x_{L_1+1}) Q_{N_1+1, N_2+1, M+1}^{L_1+1, L_2+2}(x_{L_1+1}) = 0;$$

$$T_{N_1+1, N_2+1, M+1}^{L_1+1, L_2+2}(y_{L_2+2}) - \tilde{\sigma}_2(y_{L_2+2}) Q_{N_1+1, N_2+1, M+1}^{L_1+1, L_2+2}(y_{L_2+2}) = 0.$$

В эту систему вместо полиномов  $P^{(L+3)}, T^{(L+3)}, Q^{(L+3)}$  надо подставить правые части соответствующих равенств (2). Нетрудно получить ее буквенное решение, т.е. формулы, выражающие коэффициенты  $\alpha$  и  $\beta$  через значения  $\tilde{\sigma}_1(x_{L_1+1})$  и  $\tilde{\sigma}_2(y_{L_2+2})$  и значения полиномов предыдущих приближений в точках  $x_{L_1+1}, y_{L_2+2}$ .

Аналогичным образом определяются коэффициенты рекуррентных соотношений для наращивания степени одного из числителей, а также для других цепочек изменения верхних индексов, т.е. для других последовательностей наращивания узлов интерполирования.

Для иллюстрации метода приведем один из вариантов построения интерполирующих функций низших рангов:

$$P_{-1,0,0}^{0,1} / Q_{-1,0,0}^{0,1} = \tilde{\sigma}_1 / 1; \quad T_{-1,0,0}^{0,1} / Q_{-1,0,0}^{0,1} = \tilde{\sigma}_2(y_1) / 1;$$

$$P_{0,0,0}^{1,1} / Q_{0,0,0}^{1,1} = \tilde{\sigma}_1(x) / 1; \quad T_{0,0,0}^{1,1} / Q_{0,0,0}^{1,1} = \tilde{\sigma}_2(y_1) / 1;$$

$$P_{0,0,1}^{1,2} / Q_{0,0,1}^{1,2} = c \tilde{\sigma}_1(x_1) / (z - x_1 + c); \quad T_{0,0,1}^{1,2} / Q_{0,0,1}^{1,2} = (y_1 - x_1 + c) \tilde{\sigma}_2(y_1) / (z - x_1 + c),$$

$$\text{где } c = \frac{\tilde{\sigma}_2(y_1)(y_1 - x_1) - \tilde{\sigma}_2(y_2)(y_2 - x_1)}{\tilde{\sigma}_2(y_2) - \tilde{\sigma}_2(y_1)}.$$

Обобщение изложенной схемы на случай большего числа кривых (обрабатываемых сечений) очевидно; добавление еще одной кривой приводит к увеличению на единицу глубины рекурсии по числу  $L$ , при этом увеличивается на единицу и ранг системы линейных уравнений для определения коэффициентов рекуррентного соотношения (он всегда равен числу кривых) и может оказаться более удобным их численное решение, без получения сравнительно громоздких буквенных выражений.

**Статистическая оптимизация.** Как указывалось, среди множества вариантов выбора  $L$  узлов интерполяции из  $N_{\ell x}$  будут и такие, при которых интерполирующие функции практически совпадают со статистически оптимальными. Построение большого числа различных вариантов интерполяции становится возможным благодаря тому, что в изложенном выше алгоритме рекуррентного построения от последнего добавляемого узла  $z_L$  зависят только коэффициенты рекуррентных соотношений. Поэтому перебор всех возможных значений  $z_L$  можно осуществить, не проводя каждый раз построения с самого начала, а используя результаты предыдущих приближений и рекуррентные соотношения. Вычисляя для каждого набора  $L$  узлов значение функционала (по всем  $N_{\ell x}$  точкам), можно подобрать оптимальный вариант. Более подробный метод перебора описан в работах [3,5].

Анализ корней числителей и знаменателей полученных аппроксимант позволяет отбросить описания, неудовлетворительные с физической точки зрения. Именно при выбранной нормировке требование положительности сечений приводит к необходимости положительности всех числителей и знаменателя, поэтому следует отбросить все варианты с корнями на действительной оси. Кроме того, должны быть отброшены варианты с так называемыми "шумовыми полюсами", т.е. с близкими к действительной оси и друг к другу корнями числителя и знаменателя (подробнее см. в работе [3]). В том случае, когда обрабатываемые сечения линейно зависимы, т.е. измерено полное сечение и все парциальные сечения, числитель аппроксиманты для одного из них следует искать в виде линейной комбинации числителей остальных (для  $\sigma_t^{(L)}$ , например, в виде суммы). Этот числитель подчиняется тому же рекуррентному соотношению, что и все остальные полиномы, поэтому экспериментальные значения соответствующего сечения обычным образом учитываются в методе перебора. Такой подход позволяет получать оценки сечений, удовлетворяющие требованию  $\sigma_t^{(L)} = \sum_i \sigma_i^{(L)}$ . Если же обрабатывается полное сечение и только часть парциальных, необходимо потребовать, чтобы разность числителя  $\sigma_t^{(L)}$  и суммы всех остальных числителей были положительными, т.е. необходимо анализировать еще и корни этой разности.

Предлагаемый метод обработки сечений не требует никаких априорных предположений о значениях их параметров и не использует никаких модельных предположений о связи между параметрами. Он основан на предположении, что сечение есть рациональная функция энергии и что погрешности измерений независимы и случайны. Получающаяся в результате оценка сечений необходимо подвергнуть обычному анализу для проверки правильности сделанной статистической гипотезы. Простейший шаг в этом направлении - сравнение полученных кривых с экспериментальными данными. Если одна из этих кривых заметно выходит из коридора экспериментальных погрешностей соответствующего сечения, можно сделать вывод о наличии неучтенной систематической ошибки в этом сечении.

#### Список литературы

1. Марковски Б., Янева Н. В кн.: Нейтронная физика: Материалы 6-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 2-6 октября 1983 г. Т. I. М.: ЦНИИАтоминформ, с. 89-96.
2. Виноградов В.Н., Гай Е.В., Работнов Н.С. Обзор ОБ-125. Обнинск: ФЭИ, 1984.
3. Бадиков С.А., Виноградов В.Н., Гай Е.В., Работнов Н.С. Атомная энергия, 1984, т. 56, вып. I, с. 20-25.
4. Дейвид Г. Порядковые статистики. М.: Наука, 1979.
5. Бадиков С.А., Гай Е.В., Работнов Н.С. Препринт ФЭИ-1565. Обнинск, 1984.

Статья поступила в редакцию 11 марта 1986 г.

## ЯДЕРНО-РЕАКТОРНЫЕ ДАННЫЕ

УДК 621.039.51

АНАЛИЗ РАСЧЕТНО-ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РАСХОЖДЕНИЙ ОТНОШЕНИЙ СРЕДНИХ СЕЧЕНИЙ ИЗОТОПОВ ПЛУТОНИЯ В БЫСТРО-ТЕПЛОВОЙ КРИТИЧЕСКОЙ СБОРКЕ БТС-4

Н.М. Груша, И.В. Жук, Е.М. Ломоносова, А.П. Малыхин, В.П. Слизов, О.И. Ярошевич

ANALYSIS OF EXPERIMENTAL AND CALCULATIONAL DISAGREEMENTS OF Pu ISOTOPE AVERAGE CROSS-SECTION RATIOS IN FAST-THERMAL CRITICAL ASSEMBLY BТС-4. Results of experimental and calculational studies of Pu isotope average fission cross-sections to  $^{235}\text{U}$  average fission cross-section ratios in the centre of fast-thermal critical assembly (BТС-4) are reported. Measurements have been carried out by solid track detector method. Calculational studies have been conducted by ИФ-6 programme complex using different versions of group constants. Calculations have shown the best agreement with experimental data is being achieved by ОСКАР-76 and БНАБ-78 group constants.

Имеющаяся на сегодняшний день неопределенность в ядерных константах не позволяет рассчитывать нейтронно-физические характеристики ядерных реакторов с требуемой точностью [1]. Поэтому в большинстве случаев уточнение физических параметров проектируемых реакторов проводится по результатам экспериментов на критических сборках, моделирующих исследуемый реактор. Экспериментальное обоснование некоторых физических характеристик разрабатываемого в ИЯЭ АН БССР охлаждаемого диссоциирующим газом  $\text{N}_2\text{O}_4$  быстрого реактора БРИГ-300 [2] производится на быстро-тепловой критической сборке БТС-4 [3], в центре которой формируется спектр нейтронов, характерный для проектируемого быстрого реактора. В программу расчетно-экспериментальных исследований на сборке БТС-4, направленных на определение точности основных параметров реактора, входят измерение и расчет в центре быстрой зоны сборки отношений средних сечений для некоторых делящихся и поглощающих изотопов. Результаты измерений и расчетов некоторых отношений средних сечений, например  $\bar{\sigma}_f^{232}/\bar{\sigma}_f^{235}$  и  $\bar{\sigma}_f^{238}/\bar{\sigma}_f^{235}$ , уже анализировались [4].

В данной работе приводятся результаты расчетно-экспериментальных исследований отношений средних сечений  $\bar{\sigma}_f^{239}/\bar{\sigma}_f^{235}$ ,  $\bar{\sigma}_f^{240}/\bar{\sigma}_f^{235}$  и  $\bar{\sigma}_f^{241}/\bar{\sigma}_f^{235}$ .

Анализ расчетно-экспериментальных расхождений для этих отношений средних сечений позволит судить о точности расчетного метода и групповых констант, используемых в расчетах сборки и моделируемого реактора. Кроме того, интерес к изотопам плутония объясняется тем, что в процессе работы быстрого реактора-переработчика эти изотопы будут накапливаться и существенно влиять на баланс нейтронов. В реакторах-размножителях  $^{239}\text{Pu}$  является основным делящимся изотопом и содержание высших изотопов плутония значительно. В то же время нейтронные сечения деления изотопов плутония известны с заметными погрешностями [5]. Например, характерная погрешность сечений деления  $^{239}\text{Pu}$  для спектра быстрых реакторов составляет около 3%, сечений деления  $^{240}\text{Pu}$  — около 15-20%, а сечений деления  $^{241}\text{Pu}$  — около 8-10%. Кроме того, отношения средних сечений изотопов плутония наряду с другими спектральными индексами будут использоваться для экспериментального определения (восстановления) нейтронного спектра в центре быстрой зоны сборки БТС-4. Все эти причины явились основанием для проведения экспериментов и расчетов по определению отношений средних сечений  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{240}\text{Pu}$  и  $^{241}\text{Pu}$  к среднему сечению  $^{235}\text{U}$  для центра быстрой зоны сборки. Анализ расчетных и экспериментальных результатов по определению этих отношений позволит оценить точность базовой системы констант БНАБ-78 в целом и сечений деления исследуемых изотопов плутония в частности для типичного спектра нейтронов быстрых газоохлаждаемых реакторов.

**Методика измерений.** Измерения отношений средних сечений деления изотопов  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{240}\text{Pu}$  и  $^{241}\text{Pu}$  к среднему сечению деления  $^{235}\text{U}$  проводили методом твердых трековых детекторов. В экспериментах использовали высокообогащенные мишени этих изотопов (табл. I).

Таблица 1

Доля ядер (%) в мишенях, применяемых для измерения скоростей деления

Изотоп	Мишени из		
	$^{239}\text{Pu}$	$^{240}\text{Pu}$	$^{241}\text{Pu}$
$^{239}\text{Pu}$	95,17 ± 0,05	8,68 ± 0,06	-
$^{240}\text{Pu}$	4,58 ± 0,05	88,29 ± 0,08	9,5 ± 0,1
$^{241}\text{Pu}$	0,23 ± 0,05	2,68 ± 0,04	79,8 ± 0,1
$^{242}\text{Pu}$	-	0,2 ± 0,1	7,6 ± 0,1
$^{241}\text{Am}$	-	0,15 ± 0,04	3,13 ± 0,06
$^{238}\text{Pu}$	0,02 ± 0,05	-	-

Примечание. Толщина мишени из  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{240}\text{Pu}$  и  $^{241}\text{Pu}$  соответственно 0,12; 0,55; 0,13 мг/см<sup>2</sup>.

Доля ядер (%) в мишени толщиной 0,20 мг/см<sup>2</sup>, применяемой для измерения скорости деления  $^{235}\text{U}$ :

$^{234}\text{U}$	0,0020 ± 0,0005
$^{235}\text{U}$	99,992 ± 0,001
$^{236}\text{U}$	0,0040 ± 0,0005
$^{238}\text{U}$	0,0020 ± 0,0005

Для регистрации осколков деления, выходящих из мишеней, использовали искусственную слюду-фторфлогопит. Детектор из слюды имел толщину 0,030 мм, диаметр 6,2 мм. Облучения "сандвичей" (детектор - мишень) проводили в центре быстрой зоны критической сборки БТС-4. Сандвичи помещали между топливными таблетками экспериментального твэла. Материальный состав твэла совпадал с материальным составом штатных твэлов быстрой зоны БТС-4. Сандвичи облучали в течение 30 мин. Было выполнено по восемь таких облучений для каждой пары сандвичей. В качестве эталонного поля нейтронов использовали поле нейтронов, создаваемое в центре графитовой тепловой колонны реактора Ф-1 (ИАЭ им. И.В.Курчатова). После каждого облучения детекторы протравливали в водном растворе 7%-ной плавиковой кислоты при температуре 60°C в течение 30 мин. Затем поверхность каждого твердого трекового детектора фотографировали с помощью микроскопа МИМ-8М. Треки от осколков деления подсчитывали на проецируемом с пленки изображении с помощью счетчика с ручкой-отметчиком. Подсчитываемое число треков на каждом твердом трековом детекторе составляло около 7000, что обеспечивало хорошую статистическую точность измерений.

Для перехода от измеряемых в эксперименте отношений плотностей треков на детекторах от плутониевой ( $N_{\text{Pu}}$ ) и урановой ( $N_{\text{U}}$ ) мишеней в эталонном поле нейтронов  $\alpha = (N_{\text{Pu}}/N_{\text{U}})_0$  и в поле нейтронов в центре быстрой зоны критической сборки БТС-4  $\beta = (N_{\text{Pu}}/N_{\text{U}})_u$  к отношению средних сечений исследуемых изотопов использовалось следующее соотношение:

$$\frac{\bar{\sigma}_f^j}{\bar{\sigma}_f^{235}} = k \frac{\beta}{\alpha} \left( \frac{\sigma_{f_0}^j g_{f_0}^j}{\sigma_{f_0}^{235} g_{f_0}^{235}} + \sum_i \frac{\sigma_{f_0}^i g_{f_0}^i \chi_{j_0}^i}{\sigma_{f_0}^{235} g_{f_0}^{235} \chi_{j_0}^i} \right) \left( 1 + \sum_m \frac{\sigma_f^m \chi_{235}^m}{\sigma_f^{235} \chi_{235}^{235}} \right) \exp[-\lambda_j(t_0 - t_u)] - \sum_i \frac{\bar{\sigma}_f^i \chi_{ju}^i}{\bar{\sigma}_f^{235} \chi_{ju}^i}, \quad (I)$$

где индекс  $j$  относится к изотопу  $^{239}\text{Pu}$  или  $^{240}\text{Pu}$  и  $^{241}\text{Pu}$ ;  $i$  - к примесным изотопам, содержащимся в мишени, используемой для измерения скорости деления изотопа  $^j\text{Pu}$ ;  $m$  - к примесным изотопам, содержащимся в мишени, используемой для измерения скорости деления  $^{235}\text{U}$ ;  $\sigma_{f_0}^j$  - сечение деления  $j$ -го изотопа нейтронами со скоростью 2200 м/с (в барнах);  $g_{f_0}^j$  - фактор Весткотта для  $j$ -го изотопа;  $\bar{\sigma}_f^i / \bar{\sigma}_f^{235}$  - отношение среднего сечения  $i$ -го изотопа к среднему сечению  $^{235}\text{U}$  для спектра нейтронов в центре критической сборки БТС-4;  $\chi_{j_0}^i$  - содержание  $i$ -го изотопа (в процентах) в мишени, используемой для измерения скорости деления  $j$ -го изотопа, индексы  $u$  и  $0$  означают, что рассматривается содержание изотопов в мишени на момент облучения ее в исследуемом и эталонном спектрах нейтронов соответственно;  $\lambda_j$  - постоянная распада  $j$ -го изото-

па;  $t_0$  и  $t_u$  - времена между изготовлением плутониевой мишени и облучениями ее в эталонном и исследуемом спектрах нейтронов соответственно;  $k$  - коэффициент, учитывающий возмущение нейтронного потока мишенями.

Погрешности результата измерений отношений средних сечений определялись в соответствии с положениями ГОСТ 8.207-76 при доверительной вероятности  $p = 0,95$ . В результате проведенной работы были получены следующие результаты:  $\bar{\sigma}_f^{239} / \bar{\sigma}_f^{235} = 1,16 \pm 0,04$ ;  $\bar{\sigma}_f^{240} / \bar{\sigma}_f^{235} = 0,335 \pm 0,011$ ;  $\bar{\sigma}_f^{241} / \bar{\sigma}_f^{235} = 1,38 \pm 0,05$ . Основные составляющие полной погрешности результата измерения отношений средних сечений приведены в табл. 2.

Таблица 2

Физические величины и составляющие полной погрешности результата измерения отношений скоростей деления в центре критической сборки ВТС-4

Физическая величина	Значение физической величины	Погрешность, %	Расчет, эксперимент или литература	Погрешность отношения, обусловленная погрешностью физической величины, %
<u>Для отношения <math>\bar{\sigma}_f^{239} / \bar{\sigma}_f^{235}</math></u>				
$a$	$0,556 \pm 0,014$	2,55	-	2,55
$b$	$0,472 \pm 0,011$	1,9	-	2,33
$\bar{\sigma}_f^{234} / \bar{\sigma}_f^{235}$	$0,305 \pm 0,031$	10	Расчет по программе DRZM	$< 10^{-2}$
$\bar{\sigma}_f^{236} / \bar{\sigma}_f^{235}$	$0,095 \pm 0,0095$	10	То же	$< 10^{-2}$
$\bar{\sigma}_f^{238} / \bar{\sigma}_f^{235}$	$0,0414 \pm 0,004$	10	"	$< 10^{-2}$
$\bar{\sigma}_f^{240} / \bar{\sigma}_f^{235}$	$0,335 \pm 0,011$	3,3	Экспериментальные значения	0,05
$\bar{\sigma}_f^{241} / \bar{\sigma}_f^{235}$	$1,38 \pm 0,05$	3,6	То же	0,01
$\sigma_{f0}^{235}$	$582,6 \pm 1,1$	0,19	[6]	0,19
$q_{f0}^{235}$	$0,9758 \pm 0,0014$	0,14	[7]	0,14
$\sigma_{f0}^{239}$	$748,1 \pm 2,0$	0,27	[6]	0,27
$q_{f0}^{239}$	$1,0555 \pm 0,0024$	0,23	[7]	0,23
$\gamma_{239}^{240}$	$4,58 \pm 0,05$	1,1	Паспортные данные	0,05
$\gamma_{239}^{241}$	$0,23 \pm 0,05$	22	То же	0,09
Отличие температуры в тепловой колонне от 20°C	$\pm 3^\circ\text{C}$	1	[8]	0,3
<u>Для отношения <math>\bar{\sigma}_f^{240} / \bar{\sigma}_f^{235}</math></u>				
$a$	$0,486 \pm 0,0103$	2,09	-	2,09
$b$	$1,257 \pm 0,251$	2,00	-	2,00
$\sigma_{f0}^{235}$	$582,6 \pm 1,1$	0,19	[6]	0,19
$\sigma_{f0}^{239}$	$748,1 \pm 2,0$	0,27	[6]	0,20
$q_{f0}^{235}$	$0,9758 \pm 0,0014$	0,14	[7]	0,14
$q_{f0}^{239}$	$1,0555 \pm 0,0024$	0,23	[7]	0,17
$\sigma_{f0}^{Am241}$	$3,14 \pm 1,57$	50	[9]	0,01
$\sigma_{f0}^{241}$	$1011,1 \pm 6,2$	0,6	[6]	0,15
$q_{f0}^{241}$	$1,0442 \pm 0,0048$	0,46	[7]	0,11

Окончание табл. 2

Физическая величина	Значение физической величины	Погрешность, %	Расчет, эксперимент или литература	Погрешность отношения, обусловленная погрешностью физической величины, %
$\bar{\sigma}_f^{240}$	0,059±0,0295	50	[10]	0,03
$\bar{\sigma}_f^{239} / \bar{\sigma}_f^{235}$	1,16±0,04	3,5	Экспериментальное значение	1,24
$\bar{\sigma}_f^{241} / \bar{\sigma}_f^{235}$	1,38±0,05	3,6	То же	0,38
$\bar{\sigma}_f^{Am241} / \bar{\sigma}_f^{235}$	0,298±0,075	25	Расчет по программе DRZM	0,05
$\bar{\sigma}_f^{242} / \bar{\sigma}_f^{235}$	0,233±0,058	25	То же	0,05
$\chi_{240}^{240}$	88,29±0,08	0,09	Паспортные данные	0,065
$\chi_{240}^{241}$	2,68±0,04	1,5	То же	0,122
$\chi_{240}^{Am241}$	0,15±0,04	26,6	"	0,03
$\chi_{240}^{242}$	0,2±0,1	50	"	0,06
$\chi_{240}^{239}$	8,68±0,06	0,69	"	0,36
Отличие температуры в тепловой колонне от 20°C	±3°C	1,0	[8]	0,3

Для отношения  $\bar{\sigma}_f^{241} / \bar{\sigma}_f^{235}$

$\alpha$	0,852±0,013	1,52	-	1,52
$\beta$	0,635±0,016	2,52	-	2,52
$\bar{\sigma}_f^{241}$	1011,1±6,2	0,6	[6]	0,6
$\bar{\sigma}_f^{235}$	582,6±1,1	0,2	[6]	0,2
$\rho_{f_0}^{241}$	1,0442±0,0048	0,46	[7]	0,46
$\rho_{f_0}^{235}$	0,9758±0,0014	0,14	[7]	0,14
$\bar{\sigma}_f^{240} / \bar{\sigma}_f^{235}$	0,335±0,011	3,3	Экспериментальное значение	0,11
$\bar{\sigma}_f^{Am241} / \bar{\sigma}_f^{235}$	0,298±0,075	25	Расчет по программе DRZM	1,275
$\bar{\sigma}_f^{242} / \bar{\sigma}_f^{235}$	0,233±0,058	25	То же	0,475
$\chi_{241}^{240}$	9,5±0,1	1,05	Паспортные данные	0,04
$\chi_{241}^{242}$	7,6±0,1	1,32	То же	0,024
$\lambda_{241}$	(4,81±0,07)·10 <sup>-2</sup>	1,4	[11]	0,07
Отличие температуры в тепловой колонне от 20°C	±3°C	1,0	[8]	0,3

Примечания: 1. Для величин  $\alpha$  и  $\beta$  погрешность - случайная,  $\rho \approx 0,95$ ; для всех остальных величин - систематическая. 2. Результирующая погрешность: для  $\bar{\sigma}_f^{239} / \bar{\sigma}_f^{235}$  - 3,5%; для  $\bar{\sigma}_f^{240} / \bar{\sigma}_f^{235}$  - 3,3%; для  $\bar{\sigma}_f^{241} / \bar{\sigma}_f^{235}$  - 3,4%. 3. Не приведены составляющие погрешности отношений скоростей деления, обусловленные погрешностями содержаний изотопов  $f_j^i$  и постоянной распада  $\lambda_j$ , если вклад этих составляющих меньше 10<sup>-2</sup>%. 4. Не приведены составляющие погрешности отношений скоростей деления, обусловленные погрешностями сечений деления и их отношений, если вклад этих составляющих меньше 10<sup>-2</sup>%.

В этой таблице в полную погрешность включены погрешности всех величин, входящих в формулу (1), но большинство из них не приводится, так как вклад их погрешности (последняя графа) меньше или равен 0,01%.

Расчетные методы и математические программы. Расчетные исследования сборки БТС-4 проводили с помощью математической программы DRZM из расчетного комплекса НФ-6 [12]. В программе DRZM пространственно-энергетическое распределение потока нейтронов определяется в диффузионном 26-групповом приближении. Конечно-разностные уравнения переноса нейтронов решаются итерационным сеточным методом переменных направлений в двумерной цилиндрической геометрии. Подготовка микро- и макросечений по физическим зонам реактора осуществляется с помощью константной программы МИМ [13]. Эта программа работает с библиотеками 26-групповых констант, в которых резонансная самоэкранировка сечений описывается с помощью факторов гомогенной резонансной экранировки. Библиотека микросечений расчетного комплекса НФ-6 состоит из 90 элементов, объединенных в пять систем групповых констант: БНАБ-64 [14], БНАБ-70 [15], ФЭИ-70 [16], ОСКАР-76 [17], БНАБ-78 [5].

Выбор программы DRZM в качестве основного инструмента для расчетных исследований сборки БТС-4 обусловлен следующим:

- программа позволяет рассчитывать реакторные системы, имеющие в своем составе водород (тепловая зона сборки);
- программа является многогрупповой, двумерной, цилиндрической, что дает возможность максимально приблизить расчетную модель к реальной геометрии сборки, а также корректно рассчитать быструю зону сборки, где проводится большинство измерений;
- в программе предусмотрена возможность ввода макросечений тепловой группы, что является необходимым условием правильного расчета тепловой зоны сборки.

Расчеты нейтронно-физических характеристик сборки БТС-4 проводились с использованием всех имеющихся в комплексе НФ-6 версий групповых констант. Но базовой системой, результаты расчетов по которой анализировались при сравнении с экспериментами, является версия БНАБ-78. Расчеты по другим системам констант выполнены лишь для облегчения анализа расчетно-экспериментальных расхождений, определения чувствительностей отношений средних сечений к используемым системам констант и носят иллюстративный характер. Для учета эффектов гетерогенности и термализации тепловой зоны сборки БТС-4 использовалась математическая программа РИТМ [18], предназначенная для расчета гетерогенной реакторной ячейки во всей области энергий. Тепловая область (0-0,5 эВ) разбита на 30 энергетических групп. Полученные по программе РИТМ сечения тепловой группы для всех зон сборки БТС-4 вводились в программу DRZM и заменяли тепловые макросечения, рассчитанные константной программой МИМ.

Расчетные отношения средних сечений получены для критического состояния, т.е. сборка выводилась на критичность в результате изменения размеров тепловой зоны.

Результаты расчетов и сравнение их с экспериментами. Для сравнения экспериментальных результатов с расчетными требовалось привести измеренные и рассчитанные величины к адекватным условиям, т.е. сделать оценку макроэкспериментов. Она заключалась в проведении дополнительных экспериментов и расчетов, позволяющих привести исходные экспериментальные значения к условиям обобщаемой модели. Обычно расчеты выполняются для простой одномерной модели и затем вводятся всевозможные поправки на приведение такой идеализированной расчетной модели к модели реального эксперимента. Для уменьшения числа и веса вводимых в расчет поправок в качестве обобщаемой модели сборки БТС-4 была принята следующая: геометрия - двумерная цилиндрическая, метод расчета - 26-групповой расчет гомогенной сборки в диффузионном приближении с использованием расчетного комплекса НФ-6. Отметим, что из имеющихся в распоряжении авторов одномерных и двумерных программных комплексов принятая расчетная модель в наибольшей степени обеспечивает приближение к модели реального эксперимента.

Для определения влияния гетерогенности быстрой зоны сборки БТС-4 на измеряемые величины методом твердых трековых детекторов были измерены распределения скоростей деления <sup>235</sup>U, <sup>238</sup>U и <sup>239</sup>Pu по радиусу ячейки быстрой зоны. Использовалась методика измерений, изложенная в работе [19]. Эти эксперименты показали, что поправка на гетерогенность быстрой зоны сборки БТС-4 для

отношений средних сечений равна  $1,00 \pm 0,02$ . Расчеты гетерогенности быстрой зоны, выполненные с помощью многогрупповой ячеечной программы РИТМ, хорошо согласуются с данными эксперимента.

Поправка, учитывающая возмущение нейтронного потока мишенями и детекторами, рассчитывалась по методике, предложенной в работе [20]. Для экспериментов на сборке БТС-4 поправочный коэффициент равен 0,999. Оценивалась также поправка, учитывающая конечную толщину мишеней и детекторов. Величина этой поправки в сборке БТС-4 близка к единице.

Для учета влияния эффектов гетерогенности и термализации нейтронов тепловой зоны сборки на спектр нейтронов в центре быстрой зоны сборки использовалась математическая программа РИТМ. Расчетные значения отношений средних сечений изотопов плутония приведены далее с учетом этих эффектов

$\frac{\bar{\sigma}_f^{239}}{\bar{\sigma}_f^{235}}$ . Для этого отношения средних сечений наименьшее расхождение между расчетом и экспериментом наблюдается при использовании в расчетах сборки БТС-4 систем констант ОСКАР-76 и БНАБ-78. Расчетно-экспериментальное расхождение для базовой системы констант БНАБ-78 составляет  $-3,1\%$  при экспериментальной погрешности  $\pm 3,5\%$ . Наибольший вклад в этот индекс дают нейтроны с энергией  $10,5-0,1$  МэВ (группы I-8), так как в этом энергетическом диапазоне содержится около 80% всех нейтронов. Чувствительность отношения  $\frac{\bar{\sigma}_f^{239}}{\bar{\sigma}_f^{235}}$  к групповым сечениям деления  $^{239}\text{Pu}$  в этой области энергий выше, чем к сечениям  $\bar{\sigma}_{ff}^{235}$ , так как в группах I-8  $\bar{\sigma}_{ff}^{239} > \bar{\sigma}_{ff}^{235}$ . Несмотря на то что расчетно-экспериментальное расхождение, предсказываемое базовой системой констант БНАБ-78 не выходит за пределы экспериментальной погрешности определения отношения  $\frac{\bar{\sigma}_f^{239}}{\bar{\sigma}_f^{235}}$ , для сближения расчетного и экспериментального значений необходимо на несколько процентов повысить групповые сечения деления  $^{239}\text{Pu}$  в кэвной области энергий. Это не противоречит результатам оценок расчетно-экспериментальных расхождений отношения  $\frac{\bar{\sigma}_f^{239}}{\bar{\sigma}_f^{235}}$  для системы констант БНАБ-78, приведенным в работе [5]. Расчетные значения этого индекса для 34 критическихборок, используемых для корректировки системы констант БНАБ - МИКРО, в среднем на 0,5% ниже экспериментальных значений.

$\frac{\bar{\sigma}_f^{240}}{\bar{\sigma}_f^{235}}$ . Этот спектральный индекс очень чувствителен к доле нейтронов в высокоэнергетической области энергий. Наибольший вклад в сечение  $\bar{\sigma}_f^{240}$  вносят нейтроны энергетических групп 3-6 (0,4-4,0 МэВ). Смягчение спектра нейтронов вызывает понижение расчетного значения индекса, а изменения групповых сечений  $^{240}\text{Pu}$  и  $^{235}\text{U}$  могут привести и к возрастанию отношения  $\frac{\bar{\sigma}_f^{240}}{\bar{\sigma}_f^{235}}$ . Проведенные расчетные исследования показали, что при переходе от ранних версий констант к БНАБ-78 спектр нейтронов в центре быстрой зоны сборки БТС-4 смягчается. Тем не менее расчетное значение спектрального индекса увеличивается, так как групповые сечения  $^{235}\text{U}$  по мере появления новейших версий констант в целом понизились (в группах I-14), а групповые сечения  $^{240}\text{Pu}$  - возросли. Для версии БНАБ-78 расхождение между расчетным и экспериментальным значением  $\frac{\bar{\sigma}_f^{240}}{\bar{\sigma}_f^{235}}$  находится в пределах экспериментальной погрешности и составляет  $+2,6\%$  (табл.3). Для снижения расчетного значения этого индекса и уменьшения расчетно-экспериментального расхождения можно рекомендовать понизить на несколько процентов групповые сечения деления  $^{240}\text{Pu}$ . Такой же вывод следует из результатов, приведенных в работе [5]. При использовании в расчетах системы констант БНАБ-78 расчетные значения  $\frac{\bar{\sigma}_f^{240}}{\bar{\sigma}_f^{235}}$  для некоторых критическихборок превышают экспериментальные значения в среднем на  $+2,4\%$ .

$\frac{\bar{\sigma}_f^{241}}{\bar{\sigma}_f^{235}}$ . Чувствительность этого отношения средних сечений к изменению групповых сечений деления  $^{235}\text{U}$  и  $^{241}\text{Pu}$  в сборке БТС-4 практически одинакова. Наибольший вклад в это отношение приходится на область энергий 2,5 МэВ - 10 кэВ (группы 4-II). Из результатов, приведенных в табл.3, видно, что за исключением системы ОСКАР-76 расчеты по другим версиям групповых констант дают значение отношения  $\frac{\bar{\sigma}_f^{241}}{\bar{\sigma}_f^{235}}$  существенно ниже экспериментального. Для базовой системы констант БНАБ-78 расчетно-экспериментальное расхождение составляет  $5,2\%$  при погрешности эксперимента  $\pm 3,4\%$ . Поскольку энергетический ход групповых сечений деления  $^{241}\text{Pu}$  и  $^{235}\text{U}$  примерно одинаков, это означает, что данное отношение средних сечений слабо зависит от изменений нейтронного спектра. Прямые расчеты показали, что максимальный разброс расчетных значений рассматриваемого отношения в зависимости от возможных изменений нейтронного спектра при использовании в расчетах различных версий групповых констант составляет менее 1%. Следовательно, причиной расхождений расчетного и экспериментального результатов являются групповые сечения  $^{235}\text{U}$  и (или)  $^{241}\text{Pu}$ .

Сравнение расчетных и экспериментальных отношений скоростей делений в центре сборки БТС-4

Отношение сечений	Экспериментальное значение ( $E$ ) и $\Delta E, \%$	БНАБ-64	БНАБ-70	ФЭИ-70	ОСКАР-76	БНАБ-78
$\bar{\sigma}_f^{239} / \bar{\sigma}_f^{235}$	$1,160 \pm 3,5$	$\underline{1,115}$ -3,9	$\underline{1,076}$ -7,3	$\underline{1,075}$ -7,4	$\underline{1,162}$ +0,2	$\underline{1,124}$ -3,1
$\bar{\sigma}_f^{240} / \bar{\sigma}_f^{235}$	$0,335 \pm 3,5$	$\underline{0,313}$ -6,6	$\underline{0,321}$ -4,2	$\underline{0,321}$ -4,2	$\underline{0,327}$ -2,3	$\underline{0,344}$ +2,6
$\bar{\sigma}_f^{241} / \bar{\sigma}_f^{235}$	$1,380 \pm 3,4$	$\underline{1,227}$ -11,1	$\underline{1,320}$ -4,4	$\underline{1,362}$ -1,3	$\underline{1,438}$ +4,2	$\underline{1,309}$ -5,2

Примечание. Везде в числителе - расчетное значение  $C$ , в знаменателе - отношение  $(C-E)/E$  в процентах.

Из рассматриваемых изотопов наименьшую характерную погрешность, равную  $\pm 2,5\%$ , имеют микросечения деления  $^{235}\text{Pu}$ . Если предположить, что сечения  $^{235}\text{Pu}$  системой констант БНАБ-78 предсказываются правильно, тогда для согласования расчета и эксперимента необходимо повысить групповое сечение  $^{241}\text{Pu}$ .

x x x

Выполненные расчетно-экспериментальные исследования отношений средних сечений плутониевых изотопов в центре сборки БТС-4 показали, что наименьшее расхождение между расчетом и экспериментом наблюдается при использовании в расчетах новейших версий групповых констант ОСКАР-76 и БНАБ-78. Если принять во внимание и другие эксперименты по определению отношений средних сечений (например,  $\bar{\sigma}_f^{238} / \bar{\sigma}_f^{235}$ ,  $\bar{\sigma}_f^{232} / \bar{\sigma}_f^{235}$  и др. [4]), то оказывается, что в целом система констант БНАБ-78 лучше других предсказывает экспериментальные величины. Из анализа расчетно-экспериментальных расхождений отношений средних сечений плутониевых изотопов следует, что:

- расчетные значения отношений  $\bar{\sigma}_f^{239} / \bar{\sigma}_f^{235}$  и  $\bar{\sigma}_f^{240} / \bar{\sigma}_f^{235}$ , полученные с использованием базовой системы констант БНАБ-78, укладываются в пределы экспериментальной погрешности, причем расчетное значение  $\bar{\sigma}_f^{239} / \bar{\sigma}_f^{235}$  ниже, а  $\bar{\sigma}_f^{240} / \bar{\sigma}_f^{235}$  выше экспериментального значения;
- величина расчетно-экспериментального расхождения для отношения  $\bar{\sigma}_f^{241} / \bar{\sigma}_f^{235}$  (версия БНАБ-78) выходит за пределы погрешности эксперимента, причем для большинства версий групповых констант (исключая лишь ОСКАР-76) расчетное значение ниже экспериментального.

Поскольку характерная погрешность микросечений деления  $^{235}\text{Pu}$  гораздо меньше погрешностей сечений деления исследуемых изотопов плутония, можно предположить, что величина расчетно-экспериментального расхождения в основном определяется погрешностью в сечениях изотопов плутония.

#### Список литературы

1. Зарицкий С.М., Николаев М.Н., Троянов М.Ф. Потребности в ядерных данных для расчета быстрых реакторов. - В кн.: Нейтронная физика. Киев: Наукова думка, 1973, с.53.
2. Нестеренко В.Б., Михалевич А.А., Тверковкин Б.Е. Быстрые реакторы и теплообменные аппараты АЭС с диссоциирующим теплоносителем. Минск: Наука и техника, 1978.
3. Наумов В.А., Серафимович И.Г., Чуркин Ю.И., Ярошевич О.И. Вестн. АН БССР. Сер. физ.-техн. наук, 1982, № 1, с.3-8.
4. Груша Н.М., Жук И.В., Ломоносова Е.М., Ярошевич О.И. Расчетно-экспериментальное изучение распределений скоростей деления и спектральных индексов в многозонной быстро-тепловой критической сборке БТС-4. - В кн.: Моделирование нейтронно-физических процессов в реакторах АЭС:

- Доклад на IV Всесоюзном семинаре по проблемам физики реакторов. М.: ЦНИИАтоминформ, 1985, с. 77-80.
5. Абагян Л.П., Базазянц Н.О., Николаев М.Н., Цибуля А.М. Групповые константы для расчета реакторов и защиты. М.: Атомиздат, 1981.
  6. Lemmel H.D. Thermal parameters for  $^{233}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{241}\text{Pu}$ . Nucl. data standards for nucl. measurements. techn.: Rep. N 297. Vienna: IAEA, 1983, p.71-73.
  7. Lemmel H.D. The third IAEA evaluation of the 2200 m/s and 20°C Maxwellian neutron data for  $^{233}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$  and  $^{241}\text{Pu}$ : Proc. of the Conf. on neutron cross-sections and technology. Washington, 1975, v.I, p.226-232.
  8. Ломакин С.С., Петров В.И., Самойлов П.С. Радиометрия нейтронов активационным методом. М.: Энергоиздат, 1982, с.141.
  9. Benjamin R.W. Survey of experimentally determined neutron cross-sections of the actinides: DP Report-1324, 1973.
  10. Анципов Г.В., Коньшин В.А., Суховицкий Е.Ш. Ядерные константы для изотопов плутония. Минск: Наука и техника, 1982, с. 165.
  11. Сурин В.М., Фомушкин Э.Ф. Периоды полураспада долгоживущих изотопов трансактиниевых элементов (от  $^{228}\text{Th}$  до  $^{257}\text{Fm}$ ). - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1982, вып. 4(48), с.3.
  12. Зизин М.Н., Савочкина О.А., Чухлова О.П. Комплекс программ НФ-6 для расчета основных характеристик атомных реакторов на ЭВМ БЭСМ-6: Препринт П-40(334). Димитровград: НИИАР, 1979.
  13. Балмачников А.И. Константное обеспечение комплекса НФ-6: Препринт П-49(408). Димитровград: НИИАР, 1977.
  14. Абагян Л.П., Базазянц Н.О., Бондаренко И.И., Николаев М.Н. Групповые константы для расчета ядерных реакторов. М.: Атомиздат, 1964.
  15. Абагян Л.П., Барыба М.А., Петрова Л.В., Савочкин М.М. Расчеты характеристик "стандартного" быстрого реактора: Препринт ФЭИ-525. Обнинск, 1974.
  16. Антонова Л.В., Базазянц Н.О., Барыба М.А. Переоценка сечений деления урана-235 и захвата урана-238 на основе анализа критических параметров критсборки. - В кн.: Труды трехстороннего советско-бельгийско-голландского симпозиума по некоторым проблемам физики быстрых реакторов. М.: ЦНИИАтоминформ, 1970, т. I, Д-25.
  17. Усачев Л.Н., Казанский Ю.А., Дулин В.А., Бобков Ю.Т. Смещение оцененных микроскопических данных при использовании набора оцененных интегральных экспериментов. - В кн.: Нейтронная физика (Материалы 4-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 18-22 апреля 1977 г.). Ч.4. М.: ЦНИИАтоминформ, 1977, с.27-31.
  18. Наумов В.А., Рубин И.Е. Альбедный расчет ячейки в тепловой области с учетом термализации. - Весті АН БССР. Сер. фіз.-техн. наук, 1980, № I, с. 19-26.
  19. Малькин А.П., Жук И.В., Яровиц О.И., Чуркин Ю.И. Измерение отношения эффективных сечений деления  $\frac{\sigma_f^{235}}{\sigma_f^{238}}$ ,  $\frac{\sigma_f^{235}}{\sigma_f^{239}}$  и гетерогенных эффектов в быстрых тепловых критических сборках. - Весті АН БССР. Сер. фіз.-энерг. наук, 1975, № I, с.22-24.
  20. Reactor physics constants. Rep. ANL-5800, 1963, p.667-681.

Статья поступила в редакцию 27 марта 1985 г.

INVESTIGATIONS OF LINEAR COLLAPSING METHOD OF NEUTRON CROSS-SECTIONS. Methodical investigations of influence of neutron constant collapsing method with the weight of integral neutron flux on the computation accuracy of fundamental functionals of the neutron field of fast power reactors in small group approximation have been carried out.

В стоимости научных разработок и проектирования ядерного реактора существенную долю занимает стоимость машинного времени, затрачиваемого на вариантыные расчеты [1]. Возможности современных вычислительных машин не позволяют осуществить двух- или трехмерный расчет в многогрупповом приближении с быстродействием, достаточным для решения, например, сложных оптимизационных задач или имитационного моделирования динамики и кинетики реакторов. Оперативное проведение многомерных, пусть и малогрупповых, расчетов необходимо также и для решения многих задач, возникающих при эксплуатации действующих реакторов. Таким образом, встает проблема выбора наименьшего числа энергетических групп, автоматизации подготовки малогрупповых нейтронных констант и обеспечения ими двух- и трехмерных программ расчета реактора [2-4], причем так, чтобы обеспечить приемлемую точность расчета основных реакторных функционалов.

В настоящее время известно несколько способов коллапсации многогрупповых сечений в малогрупповые; основные из них:

- линейный (обычно с весом интегрального по зоне реактора потока нейтронов);
- билинейный - усреднение с весом произведения потока нейтронов и ценности [5,6], позволяющий сохранять малые возмущения реактивности;
- способ усреднения с весом произведения многогруппового потока и малогрупповой ценности (или наоборот), сохраняющий невозмущенным значение эффективного коэффициента размножения  $K_{эф}$  [7] (того функционала, по отношению к которому определена ценность).

В практической деятельности наибольшее распространение получил способ линейного усреднения сечений, на котором основаны если не все, то подавляющее большинство программ подготовки малогрупповых констант [8]. Пожалуй, наиболее удачный алгоритм линейной коллапсации нейтронных сечений, предложенный в работах [9,10], состоит в следующем:

- подготовка многогрупповых констант;
- расчет многогрупповых нейтронных спектров в  $B^2$ -приближении и расчет по ним одногрупповых констант;
- трехмерный одногрупповой расчет рассматриваемого реактора и оценка распределения источников нейтронов деления;
- трехмерный многогрупповой расчет нейтронного потока с фиксированными (найденными на предыдущем этапе) источниками деления;
- коллапсация многогрупповых констант в малогрупповые;
- завершение расчета в малогрупповом приближении.

Реализация этой методики требует довольно сложной организации расчетных программ; необходимо также иметь в оперативном доступе многогрупповую систему константного обеспечения. Поэтому разработка схемы малогруппового расчета не сняла с повестки дня вопрос о предварительной разработке специализированных малогрупповых систем констант, ориентированных на конкретный реактор и предназначенных для решения таких задач, как, например, расчет этого реактора в различных эксплуатационных режимах или определение его динамических характеристик. Настоящая работа ориентирована на потребности специалистов, заинтересованных именно в таком режиме проведения малогрупповых расчетов.

Уточним схему расчета. В первую очередь проводится многогрупповой расчет базового варианта композиции того конкретного реактора, для которого готовятся малогрупповые константы. Этот расчет может выполняться в одно-, двух- или трехмерной геометрии в зависимости от конкретных потребностей и имеющихся возможностей. Определенные в результате этого расчета интегральные спектры зон используются для свертки многогрупповых констант в малогрупповые. Полученная в результа-

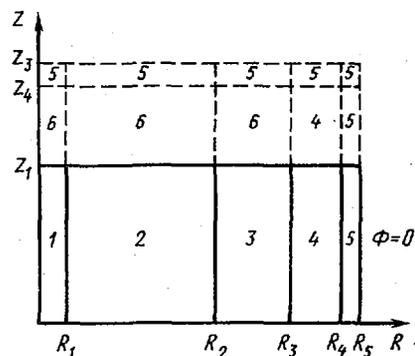
те система мало групповых констант служит затем основой многовариантных расчетов, которые проводятся, возможно, по другим программам и на других ЭВМ. Возможности использования заранее подготовленной системы мало групповых констант исследуем на примере расчета характеристик "стандартного" быстрого реактора (международная двумерная тестовая модель МВАСРР [ II, 12 ]. Активная зона объемом  $10 \text{ м}^3$  содержит две равновеликие подзоны: малого и большого обогащения. Высота активной зоны 101,6 см. Объемные доли топлива, натрия и стали соответственно равны: 41,38, 21%. Изотопный состав плутония следующий: 67,8%  $^{239}\text{Pu}$ , 19,4%  $^{240}\text{Pu}$ , 10,3%  $^{241}\text{Pu}$ , 2,5%  $^{242}\text{Pu}$ . Толщина бокового экрана - 47 см. Сырьевой материал - окись отвалного урана. Расчетная схема приведена на рисунке, ядерные концентрации на начальный момент работы реактора - в работе [ II ].

Геометрические размеры тестовой модели, см:

$Z_1$ .....	50,8000
$Z_2$ .....	83,8200
$Z_3$ .....	91,4400
$R_1$ .....	7,2026
$R_2$ .....	136,8501
$R_3$ .....	176,5330
$R_4$ .....	223,1990
$R_5$ .....	238,5877

Согласно спецификации [ 12 ], расчеты будем выполнять при следующих условиях: использование  $P_1$ -приближения; граничные условия -  $\phi = 0$  на внешних границах зоны "подпора", тепловая мощность 3000 МВт, средняя энергия на акт деления 208 МэВ, критерий точности при расчете коэффициента  $K_{эф}$   $10^{-5}$ , температура для всех делящихся сырьевых изотопов 1100 К, в цепочках изотопной кинетики учитываются изотопы  $^{235}\text{U}$ ,  $^{236}\text{U}$ ,  $^{237}\text{Np}$ ,  $^{238}\text{Pu}$ ,  $^{239}\text{Np}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{240}\text{Pu}$ ,  $^{241}\text{Pu}$ ,  $^{241}\text{Am}$ ,  $^{242}\text{Pu}$ ; осколки  $^{235}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$ , в расчетах необходимо оценить изменение реактивности при непрерывной работе реактора на постоянной мощности за 360 эффективных суток, компенсация реактивности при выгорании не проводится.

Геометрия тестовой модели: 1 - центральная область зоны малого обогащения (зона регулирующего стержня); 2 - зона малого обогащения; 3 - зона большого обогащения; 4 - боковой экран; 5 - "подпор"; 6 - торцевой экран



Ядерные константы подготавливаются на начальный момент работы реактора, без перерасчета их в процессе выгорания. Поскольку авторы решают методическую задачу, модель реактора была упрощена: сведена к одномерной - цилиндрической. Для построения одномерной модели с помощью двумерной программы SINVAR-2 [ 13 ] для базового варианта композиции реактора были определены такие значения аксиальных геометрических параметров зон, которые обеспечивали строгую критичность цилиндрического реактора.

Расчет одномерной модели проводился в  $P_1$ -приближении. Система уравнений реактора в  $P_1$ -приближении имеет вид

$$\nabla \phi_1^g(\vec{z}) + \sum_{t_0}^g \phi_0^g(\vec{z}) = \sum_{j \leq g} \sum_{s_0}^{j \rightarrow g} \phi_0^j(\vec{z}) + \frac{\chi^g}{K_{эф}} Q(\vec{z}); \quad (I)$$

$$\frac{1}{3} \nabla \Phi_0^g(\vec{z}) + \Sigma_{t_1}^g \Phi_1^g(\vec{z}) = \sum_{j \leq g} \Sigma_{s_1}^{j \rightarrow g} \Phi_1^j(\vec{z}), \quad (2)$$

где  $Q(\vec{z}) = \sum_{g'=1}^G \nu \Sigma_f^{g'} \Phi_0^{g'}(\vec{z})$ ;  $G$  - число групп в расчете. Граничные условия этой системы можно представить в виде  $2[\Phi_1^g(\vec{z})] - \Phi_0^g(\vec{z}) = 0$ .

Уравнения (1) и (2) решались методом факторизации с помощью модификации пакета программ КРАБ-1 [14], предназначенной для расчета реактора в одномерной геометрии как в много-, так и в малогрупповом приближениях. В качестве константной базы в расчетах использовалась система константного обеспечения АРАМАКО [15].

Усреднение макро- и микроконстант проводилось линейно с весом интегральных по зонам реактора потоков, определенных при расчете реактора в многогрупповом приближении. Спектр тока принимался пропорциональным  $\Phi_0^g / \Sigma_{tz}$ . Например,

$$\Sigma_{t_0}^\alpha = \frac{\sum_{g \in \alpha} \Sigma_{t_0}^g \int_{V_m} \Phi_0^g(\vec{z}) d\vec{z}}{\sum_{g \in \alpha} \int_{V_m} \Phi_0^g(\vec{z}) d\vec{z}}; \quad \Sigma_{t_1}^\alpha = \frac{\sum_{g \in \alpha} \frac{\Sigma_{t_1}^g}{\Sigma_{tz}^g} \int_{V_m} \Phi_0^g(\vec{z}) d\vec{z}}{\sum_{g \in \alpha} \frac{1}{\Sigma_{tz}^g} \int_{V_m} \Phi_0^g(\vec{z}) d\vec{z}},$$

где  $\Sigma_{tz}^g = \Sigma_{t_1}^g - \Sigma_{s_1}^{g \rightarrow g} - \Sigma_{s_1}^{g \rightarrow g+1}$ ;  $V_m$  - область интегрирования и группа  $g$  принадлежит "широкой" группе  $\alpha$ .

Чтобы проанализировать точность расчета основных реакторных функционалов в зависимости от числа групп, было проведено пять нейтронно-физических расчетов базового варианта композиции реактора с числом групп 26, 6, 3, 2 и 1. При 6-групповом разбиении "широкие" группы имели следующие границы: 1-4, 5-6, 7-8, 9-11, 12-14, 15-26; при 3-групповом разбиении 1-6, 7-11, 12-26; при 2-групповом 1-8, 9-26.

Расчеты показали, что эффективный коэффициент размножения базового варианта в малогрупповом приближении сохраняется с высокой точностью: даже в одnogрупповом приближении погрешность его расчета составляет менее 0,2%. В табл.1 приведены составляющие баланса нейтронов в реакторе согласно 26-групповому расчету, нормированные на 1000 нейтронов деления, и погрешности расчета этих же величин в 6, 3, 2 и 1-групповом приближениях соответственно, где  $P_f$  - образование нейтронов в результате реакции деления;  $P_{n, 2n}$  - образование нейтронов в результате реакции  $(n, 2n)$ ;  $A$  - поглощение нейтронов;  $Y_z$  - торцевая утечка;  $Y_n$  - утечка нейтронов наружу через боковую поверхность;  $Y_{bn}$  - втечка (утечка) нейтронов вовнутрь зоны через боковую поверхность.

Значение коэффициента воспроизводства (KB) для базового варианта во всех приближениях получено практически одинаковым и равным 1,123. Столь низкое его значение обусловлено тем, что в нашей модели отсутствовали торцевые экраны. Для RZ-модели KB=1,371.

В табл.2 приведены значения тепловыделения в зонах реактора согласно 26-групповому расчету и погрешности расчета этих же величин в 6, 3, 2 и 1-групповом приближениях соответственно.

Анализ результатов, приведенных в табл.1 и 2, показывает, что метод линейной свертки сечений позволяет сохранить невозмущенными линейные и дробно-линейные реакторные функционалы с достаточной для практических расчетов точностью: менее  $\pm 1\%$  в 6-групповом приближении и менее  $\pm 2\%$  в 1-групповых расчетах. Велика погрешность лишь в энергосвободении в зоне нейтронного "подпора", где и требования к точности расчета могут быть, видимо, снижены.

Разумеется, высокая точность малогрупповых приближений для базового варианта свидетельствует лишь о том, что спектры нейтронов в данной расчетной модели достаточно слабо зависят от координат в пределах физической зоны и усреднение этих спектров по объему без веса ценности, тем не менее, обеспечивало сохранение значения  $K_{эф}$ . Эта ситуация типична не только для энергетических быстрых реакторов, что и делает привлекательной линейную коллапсацию сечений. Вопрос состоит в том, при каком числе групп малогрупповое приближение будет адекватно для описания не только

базового, но и иных состояний реактора. Таким иным состоянием является, в частности, состояние реактора на конец кампании. Расчет эффективных концентраций на конец кампании производили путем решения уравнений изотопной кинетики с использованием средних сечений реакций, усредненных по состоянию на начало кампании. Характеристики реактора в конце кампании в "точном" 26-групповом расчете были получены с использованием нуклидных микроконстант, рассчитанных для найденного состава на конец кампании.

Таблица I

Составляющие баланса нейтронов (числитель) в реакторе из 26-группового расчета и погрешности расчета (знаменатель) этих же величин в 6,3,2 и 1-групповом приближениях соответственно, %

Составляющие	З о н а					По реактору
	регулирующего стержня	малого обогащения	большого обогащения	бокового экрана	"подпора"	
$P_f$	1,912 0;0;0;-1	637,395 0;0;0;-1	352,435 0;0;1;2	8,257 0;-1;-1;-2	0,000 0;0;0;0	1000,000 0;0;0;0
$P_{n,2n}$	0,003 0;0;0;0	0,993 0;0;0;-1	0,493 0;0;1;2	0,070 0;0;0;-1	0,000 0;0;0;0	1,559 0;0;0;0
A	1,662 0;0;0;-1	552,114 0;0;0;-1	264,391 0;0;1;2	59,132 0;-1;-1;-2	0,408 8;19;18;39	877,707 0;0;0;0
$Y_z$	0,241 0;0;0;-1	80,424 0;0;0;-1	37,888 0;0;1;2	4,552 0;-1;-1;-2	0,040 12;28;25;40	123,144 0;0;0;0
$Y_H$	0,013 0;0;-8;-23	5,857 0;-2;-6;-19	56,521 0;0;0;0	1,150 11;25;24;43	0,702 12;28;28;47	0,702 12;28;28;47
$Y_{BH}$	0,000 0;0;0;0	0,013 0;0;-8;-23	5,857 0;-2;-6;-19	56,521 0;0;0;0	1,150 11;25;24;43	0,000 0;0;0;0

Таблица 2

Расчет тепловыделения в зонах реактора и погрешности расчета

Зона	Тепловыделение, кВт/л	Погрешность, %
Регулирующего стержня	5,6457±0,4	0;0;0;-1
Обогащения:		
малого	1,8811±0,7	0;0;0;-1
большого	1,0249±0,7	0;0;1;2
Бокового экрана	4,0986±0,5	0;-1;-1;-2
"Подпора"	1,1625±0,3	9;18;18;39

В малогрупповых приближениях характеристики реактора в конце кампании рассчитывались с использованием тех же микроконстант, что и в начале кампании (макроконстанты, естественно, отличались). Таким образом, результаты точного и малогруппового 26-группового расчетов различаются лишь тем, что в последнем не учитывается изменение резонансной самоэкранировки сечений в процессе выгорания. Отличия 6,3,2 и 1-групповых расчетов от точного обусловлены также изменением энергетических спектров нейтронов в широких группах за время кампании.

В табл.3 приведены результаты расчетов изменений основных характеристик реактора в течение кампании (360 эффективных суток работы на полной мощности). Как видно из данных таблицы, основная погрешность в результатах малогрупповых расчетов при числе групп, большем двух, обусловлена неучетом изменений резонансной самоэкранировки. Эта погрешность составляет примерно 0,1%  $\Delta K/k$ , т.е. примерно 5% полной потери реактивности за кампанию. В большинстве практических

расчетов такая погрешность вычислений потери реактивности является вполне допустимой. В 2- и в I-групповых приближениях становятся заметными эффекты, связанные с изменением общей формы внутргрупповых спектров, и погрешность расчета потери реактивности возрастает примерно вдвое, что находится на пределе допустимого.

Таблица 3

Точные значения изменений коэффициентов размножения и воспроизводства в течение кампании и значения этих изменений, полученные в малогрупповых приближениях

Число групп	Основные характеристики	
	$(K_I - K_0)/K_0 \cdot 100\%$	$K_{B_I} - K_{B_0}$
26 (точный расчет)	-2,15	-0,013
26	-2,06	-0,018
6	-2,04	-0,018
3	-2,02	-0,018
2	-1,98	-0,021
I	-2,29	-0,017

Примечание. Индекс 0 означает состояние на начало кампании, I - на конец.

Погрешности в расчете изменения значения KB имеют тот же порядок величины, что и погрешности в расчете  $K_{эф}$ , но допустимый уровень погрешности здесь гораздо выше. Поскольку интерес представляет не столько изменение коэффициента воспроизводства за кампанию, сколько его среднее за кампанию значение (последнее вполне достаточно знать с точностью  $\pm 0,01$  [16]), видим, что все малогрупповые приближения вполне удовлетворяют этому критерию точности.

В табл. 4 приведены отдельные вклады в потерю реактивности за кампанию. Полная потеря реактивности A и ее составляющие B, C, D определены следующим образом [12]:

$$A = \frac{K_1 - K_0}{K_1}; \quad B = \frac{K_2 - K_0}{K_1}; \quad C = \frac{K_3 - K_0}{K_1}; \quad D = \frac{K_4 - K_0}{K_1},$$

где  $K_0 = 1$  - значение  $K_{эф}$  для базового варианта, соответствующего началу кампании;  $K_1 - K_{эф}$  на конец кампании;  $K_2 - K_{эф}$  для активной зоны на начало кампании и экрана, соответствующего концу кампании;  $K_3 - K_{эф}$  реактора с активной зоной, соответствующей свежему топливу, но в него включены продукты деления на конец топливного цикла, а состав экрана соответствует началу кампании;  $K_4 - K_{эф}$  реактора с активной зоной, соответствующей концу кампании, но без продуктов деления, а состав экрана соответствует началу работы реактора.

Таблица 4

Суммарная потеря реактивности за топливный цикл (A) и ее составляющие (B, C, D)

Число групп	Суммарная потеря реактивности за топливный цикл (A)	Составляющие		
		накопление плутония в экране (B)	выгорание топлива и накопление продуктов деления (C)	изменение изотопного состава топлива в активной зоне (D)
26	-2,10	0,07	-1,99	-0,05
6	-2,08	0,07	-1,99	-0,05
3	-2,06	0,06	-1,91	-0,13
2	-2,02	0,05	-1,82	-0,17
I	-2,34	0,04	-2,30	0,03

Рассматриваемые эффекты не аддитивны, поэтому точного равенства  $A=B+C+D$  нет. Из данных табл. 4 видно, что высокая точность результатов 3-группового приближения в значительной степени обусловлена компенсацией погрешностей в составляющих C и D. Эта компенсация имеет место и в

2-групповом и даже в 1-групповом приближениях, хотя в последнем случае погрешности расчета составляющих становятся значительно больше.

Рассмотрим теперь возможность использования мало групповых приближений для расчета вариантов реактора, более далеких от базового, чем в рассмотренном выше случае. Оценим прежде всего точность мало групповых расчетов эффективности регулирующего стержня. Рассмотрим три варианта композиции реактора: вариант № 1 - базовый; вариант № 2 отличается тем, что состав центральной зоны зоны регулирующего стержня (см. рисунок) - соответствует гильзе органа системы управления и защиты с извлеченным борным стержнем; вариант № 3 отличается от предыдущего тем, что борный стержень введен в реактор. Определим эффективность борного стержня соотношением

$$\partial_1 = \frac{1}{K_3} - \frac{1}{K_2} \cdot 100\%,$$

где  $K_3$  и  $K_2$  - значения эффективного коэффициента размножения соответственно для вариантов № 3 и № 2. Результаты мало групповых расчетов  $\partial_1$  представлены в табл. 5.

Видно, что в 6,3 и 2-групповом приближениях погрешность расчета  $\partial_1$  не превышает 10%, а в 1-групповом приближении достигает 30%. Можно попытаться сократить эту погрешность, если усреднение 1-групповых констант борного стержня проводить с использованием интегрального много группового спектра зоны регулирующего стержня, рассчитанного для варианта № 3 (когда стержень введен в активную зону). Константы всех остальных зон по-прежнему усредняются по интегральным много групповым спектрам, рассчитанным для основного варианта № 1. Результаты такого расчета приведены в последней строке табл. 5. Видно, что такой прием сокращает погрешность в расчете эффективности борного стержня до 20%.

Таблица 5

"Точные" значения эффективности борных стержней и натриевого пустотного эффекта реактивности (ЭР) и значения этих же величин, полученные в мало групповых приближениях

Число групп	Эффективность		ЭР
	$\partial_1$	$\partial_2^*$	
26 (точный расчет)	0,28	0,44	-1,27
26	0,28	0,43	-1,11
6	0,29	0,45	-1,11
3	0,31	0,49	-1,53
2	0,32	0,49	-0,71
1	0,41	0,55	1,28
1 <sup>xx</sup>	0,36	-	-

\*  $\partial_2$  - эффективность борного стержня в реакторе без натрия.

xxC константами борного стержня, усредненными по спектру зоны регулирующего стержня со стержнем.

Существенно, что эффективность борного стержня в 1-групповом приближении оказывается завышенной. Это вполне естественно для быстрого энергетического реактора, так как ужесточение спектра нейтронов, связанное с введением борного стержня, ведет к повышению коэффициента  $K_\infty$  для зоны малого обогащения (в данном случае это повышение составило 0,13%).

Нередко рассматривают эффект реактивности от аварийной утечки натрия из активной зоны. В табл. 5 приведены результаты 26-группового и мало групповых расчетов этого эффекта, связанного с осушением зоны малого обогащения (натриевый пустотный эффект реактивности). Видно, что три и большее число групп позволяет этот эффект описать с вполне приемлемой точностью; 2-групповое приближение ведет к двукратному занижению эффекта, а в 1-групповом приближении погрешность достигает 200% - эффект меняет знак на противоположный. Этот факт непосредственно указывает на то, что натриевый пустотный эффект реактивности в значительной степени определяется спектральными эффектами (ужесточением спектра нейтронов при утечке натрия), которые в однокрупном при-

ближении в принципе учесть невозможно. Таким образом, если задачей малогруппового расчета является оценка таких эффектов реактивности, как натриевый пустотный, то число групп должно быть не менее трех.

Номенклатура тестовых расчетов, определенная в работе [11], содержала оценку эффективности борного стержня в реакторе без натрия. Результаты расчета этой эффективности  $\beta_p$  также приведены в табл. 5. Видно, что масштаб и характер погрешностей малогруппового расчета эффективности борного стержня в состоянии, пожалуй, предельно далеком от базового, остаются прежними.

Из изложенного можно сделать вывод, что в эксплуатационных расчетах быстрых энергетических реакторов вполне достаточно использовать 2-3-групповое приближение. Что касается проектных расчетов, при которых может представлять интерес более широкий набор функционалов нейтронного поля и при которых могут рассматриваться состояния, более удаленные от базового, то шести разумно выбранных энергетических групп вполне достаточно (как правило, можно обойтись и меньшим числом групп).

#### Список литературы

1. Зизин М.Н. Расчет нейтронно-физических характеристик реакторов на быстрых нейтронах. М.: Атомиздат, 1978, с. 72.
2. Серегин А.С. Аннотация программы AMBAR для малогруппового нейтронно-физического расчета реактора в двумерной гексагональной геометрии. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика и техника ядерных реакторов, 1983, вып. 4(33), с. 57-58.
3. Серегин А.С. Аннотация программы TRIGEX для малогруппового нейтронно-физического расчета реактора в трехмерной гексагональной геометрии. - Там же, с. 59-60.
4. Хромов В.В., Апсэ В.А., Школьник В.С. Создание и опыт использования комплекса программ для математического моделирования реактора БН-350. - В кн.: Математические модели ядерно-энергетических установок. М.: Энергоатомиздат, 1983, с. 64-66.
5. Pitterle T.A., Maunard C.W. Bilinear averaging for diffusion theory parameters. - Trans. Amer. Nucl. Soc., 1965, v.8, p.205.
6. Дулин В.А. Возмущение критичности реакторов и уточнение групповых констант. М.: Атомиздат, 1979, с. 16.
7. Марчук Г.И. Методы расчета ядерных реакторов. М.: Атомиздат, 1961.
8. Николаев М.Н., Рязанов Б.Г., Савоськин М.М., Цибуля А.М. Многогрупповое приближение в теории переноса нейтронов. М.: Энергоатомиздат, 1984.
9. Пивоваров В.А., Серегин А.С. Методика и программа автоматизированной подготовки малогрупповых констант для расчета реакторов в трехмерной гексагональной геометрии. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1984, вып. 5(59), с. 27-34.
10. Пивоваров В.А., Серегин А.С. Подготовка малогрупповых констант для расчета реакторов в трехмерной гексагональной геометрии: Препринт ФЭИ-1517. Обнинск, 1984.
11. Чухлова О.П., Воропаев А.И., Ваньков А.А. и др. Расчеты характеристик стандартного быстрого реактора (международная двумерная тестовая модель NEACRP): Препринт ФЭИ-802. Обнинск, 1977.
12. International comparison calculation of a large sodium-cooled fast breeder reactor: Rep. ANL-80-78 (NEA-CRP-L-243), 1980.
13. Хромов В.В., Виноградова Е.В., Савоськина Г.В. и др. Комплекс программ, используемых для оптимизационных расчетов быстрых реакторов. - В кн.: Математическое моделирование ядерных реакторов в составе энергетических установок и инженерные методы их расчета. Иркутск: СЭИ, 1981, с. 45.
14. Савоськин М.М., Морозова Т.Б., Новиковская Е.И. и др. Аннотация пакета программ КРАБ-1. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика и техника ядерных реакторов, 1984, вып. 6(43), с. 44-47.
15. Николаев М.Н., Савоськин М.М. О современном состоянии системы АРАМАКО. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1984, вып. 5(59), с. 24-27.
16. Зарицкий С.М., Николаев М.Н., Троянов М.Ф. Потребности в ядерных данных для расчета быстрых реакторов. - В кн.: Нейтронная физика. Киев: Наукова думка, 1972, т. I, с. 5.

Статья поступила в редакцию 19 мая 1986 г.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ ИНДЕКС РАБОТ, ПОМЕЩЕННЫХ В НАСТОЯЩЕМ ВЫПУСКЕ,  
В МЕЖДУНАРОДНОЙ СИСТЕМЕ СИДЛА

Element	Quantity	Labo- ratory	Work type	Energy (eV)	Page	COMMENTS
S	A			min	max	
V	DEL	FEI	EXPT	6.1 + 6		PØLJKØV+TØF, ANGDIST, GRPH, CFD
V	DIN	FEI	EXPT	6.1 + 6		PØLJKØV+TØF, N-SPECS, AT GANGS, GRPHS
CR	TØT	IJI	EXPT	1.4 + 6	2.5+6	FEDØRØV+SIG(E), SELFSHIELD CØEF, GRPH
CR	DIN	FEI	REVV	9.1 + 6		SIMAKØV.N-SPEC(0.5-7MEV), GRPH, CFD
CR	NEM	FEI	REVV	1.4 + 7		SIMAKØV.N-SPEC(0.2-14MEV), GRPH, CFD
FE	TØT	FEI	EVAL	1.0 + 2	8.0+5	PRØNJAEV+GRØUP SIG(E), GRPH, CFD
FE	NG	FEI	EVAL	1.0 + 2	8.0+5	PRØNJAEV+GRØUP SIG(E), GRPH, CFD
FE	LDL	FEI	REVV	2.5 + 6	2.0+7	SIMAKØV.NUCL T VS EN, EXPT, EVAL, GRPH
FE	DIN	FEI	REVV	9.1 + 6	1.5+7	SIMAKØV.N-SPEC(0.2-9MEV), CFD, GRPH
FE	NEM	FEI	REVV	1.4 + 7	1.5+7	SIMAKØV.N-SPEC(0.2-14MEV), GRPH, CFD
FE	054	RES	FEI	EVAL	2.0 + 2 5.0+2	PRØNJAEV+WN, WG, D, TBL
FE	054	TSL	FEI	EVAL	2.5 - 2	PRØNJAEV+SIG, TBL, CFD
FE	056	RES	FEI	EVAL	3.5 + 2 2.8+4	PRØNJAEV+WV, WG, D, TBL
FE	056	TSL	FEI	EVAL	2.5 - 2	PRØNJAEV+SIG, TBL, CFD
FE	056	TØT	FEI	EVAL	2.2 + 4 5.0+5	PRØNJAEV+SIG(E), GRPH, CFD
FE	057	RES	FEI	EVAL	2.0 + 2 5.0+2	PRØNJAEV+WN, WG, D, TBL
FE	057	TSL	FEI	EVAL	2.5 - 2	PRØNJAEV+SIG, TBL, CFD
FE	058	RES	FEI	EVAL	2.0 + 2 5.0+2	PRØNJAEV+WN, WG, D, TBL
FE	058	TSL	FEI	EVAL	2.5 - 2	PRØNJAEV+SIG, TBL, CFD
NI	DIN	FEI	REVV	9.1 + 6		SIMAKØV.N-SPEC(0.5-7MEV), GRPH, CFD
NI	NEM	FEI	REVV	1.4 + 7		SIMAKØV.N-SPEC(0.2-14MEV), GRPH, CFD
NB	093	DIN	NIR	EXPT	7.8 + 5 2.2+6	NEMILØV+G-DET, 6 LVL EXCIT FN, TBL
CD	116	NG	RI	EXPT	4.0 + 5 2.0+6	TRØFIMØV. ACTIV, GE-LI, SIG(E), TBL
PB	204	DIN	FRT	EVAL	2.0 + 6 1.8+7	GRIGØR'EV+SIG(E) TØ PB204META, TBL
TH	232	SPN	FEI	EXPT	1.5 + 6	SUKHIKH+TØF, N-SPEC(2-10MEV), TBL, CFD
U	235	RES	IJE	EVAL		7.3+1 KØN'SHIM +AVGD, WN GVN. CFD, TBL, GRPH
U	235	STF	IJE	EVAL		7.3+1 KØN'SHIN +AVG SO=0.95 + - 0.09
U	238	NG	FEI	EXPT	4.0 + 3 4.6+5	KAZAKØV+TØF, ABS SIG(E), TBL, GRPH, CFD
U	238	STF	FEI	EXPT	4.0 + 3 4.6+5	KAZAKØV+TØF, SO, S1, S2 GVN, TBL
PU	239	RES	IJE	EVAL	0.0 0 5.0+2	KØN'SHIN+ AVGD, WN GVN. CFD, GRPH
PU	239	STF	IJE	EVAL	0.0 0 5.0+2	KØN'SHIN+ AVG SO=1.16+ - 0.05
PU	240	RES	IJE	EVAL	0.0 0 9.5+2	KØN'SHIN+ AVGD, WN GVN. CFD, GRPH
PU	240	STF	IJE	EVAL	0.0 0 9.5+2	KØN'SHIN+ AVG SO=1.01+ -0.05
PU	241	RES	IJE	EVAL	0.0 0 1.0+2	KØN'SHIN+ AVGD, WN GVN. CFD, GRPH
PU	241	STF	IJE	EVAL	0.0 0 1.0+2	KØN'SHIN+ AVG SO=1.32+ -0.15
PU	242	RES	IJE	EVAL	0.0 0 1.0+3	KØN'SHIN+ AVGD, WN GVN. CFD, GRPH
PU	242	STF	IJE	EVAL	0.0 0 1.0+2	KØN'SHIN+ AVG SO=0.84 + - 0.05
AM	241	RES	IJE	EVAL	1.0 0 1.5+2	KØN'SHIN+ AVGD, WN GVN; CFD, GRPH

Редактор Г.В.Зубова  
Технический редактор С.И.Халиллулина  
Корректоры: Г.С.Платонова; Е.М.Спиридонова

---

Подписано в печать 30.09.86. Т-21138      Формат 60x84 1/8.  
Печать офсетная. Печ.л. 11,5.      Уч.-изд.л. 10,0.      Тираж 350 экз.  
Индекс 3645.      15 статей.      Зак. тип. №/306

---

Отпечатано в ЦНИАтоминформе  
127434, Москва, аб/ящ 971

УДК 539.172.4

ЭФФЕКТЫ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЫ ПОЛНЫХ НЕЙТРОННЫХ СЕЧЕНИЙ ХРОМА В ОБЛАСТИ НЕРАЗРЕШЕННЫХ РЕЗОНАНСОВ/ М.Б.Федоров, Н.Т.Скляр, В.Д.Овдиенко и др. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1986, вып. 3, с.3-6.

Измерены величины пропускания нейтронов образцами хрома в энергетической области 1,4-2,5 МэВ методом времени пролета. Для анализа результатов эксперимента использовался оптико-статистический подход. Полученные групповые величины факторов самоэкранировки полного сечения сравнивались с результатами других экспериментов и оценки. В 4-й группе библиотеки БНАВ-78 рекомендуется повысить оцененное значение фактора самоэкранировки до 0,82 (рис.2, список лит. - 10 назв.).

УДК 539.170.013

ФАКТОРЫ РЕЗОНАНСНОЙ САМОЭКРАНИРОВКИ ДЛЯ ЖЕЛЕЗА, НИКЕЛЯ И ХРОМА/ А.В.Комаров. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1986, вып. 3, с.6-8.

На основе метода одинаковых резонансов по экспериментальным данным о полных пропусканиях нейтронов через образцы исследуемого вещества получены значения факторов резонансной самоэкранировки по полному сечению, рассеянию и захвату для железа, никеля и хрома. Результаты сравниваются с соответствующими данными системы БНАВ-78. Проведена оценка погрешностей значений факторов самоэкранировки (табл. 1, список лит. - 14 назв.).

УДК 539.172.4

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ И ОЦЕНЕННЫЕ ДАННЫЕ О СПЕКТРАХ ВТОРИЧНЫХ НЕЙТРОНОВ ИЗ РЕАКЦИЙ НА ЯДРАХ ЖЕЛЕЗА, ХРОМА И НИКЕЛЯ/С.П.Симаков. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1986, вып.3, с.8-13

Проведены компиляция и анализ экспериментальных данных по энергетическим спектрам вторичных нейтронов, образованных в результате взаимодействия быстрых нейтронов с ядрами железа, хрома и никеля. Наиболее полно эти данные представлены для железа, в то время как для других элементов они имеются в основном при энергии 14 МэВ. Сравнение результатов экспериментов с оцененными данными библиотек ENDF/B-IV и JENDL-2 показало, что соответствующие файлы требуют корректировки (рис.5, табл.2, список лит. - 26 назв.).



УДК 539.172.4

ОЦЕНКА НЕЙТРОННЫХ СЕЧЕНИЙ ИЗОТОПОВ ЖЕЛЕЗА В РЕЗОНАНСНОЙ ОБЛАСТИ / В.Г.Проняев, А.В.Игнатюк. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1986, вып. 3, с.13-21.

Работа содержит описание новой оценки (ЦЯД-2) нейтронных сечений изотопа  $^{56}\text{Fe}$  в области энергий  $10^{-5}$  эВ - 850 кэВ и изотопов  $^{54,57,58}\text{Fe}$  в области энергий  $10^{-5}$  эВ - 500 кэВ. Оценка основана главным образом на экспериментальных данных, полученных после 1975 г. Большое внимание уделялось вопросу описания структуры сечений в широком интервале энергий нейтронов, что обеспечивает корректный учет самоэкранировки сечений при нейтронно-физических расчетах систем с жестким спектром, содержащих железо. При этом для изотопов  $^{54,56}\text{Fe}$  использован формализм Рейха - Мура с единым для всей энергетической области радиусом потенциального рассеяния и с введением удаленных резонансов. Показано, что использование многоуровневой формулы Брейта - Вигнера приводит к заметным погрешностям в описании резонансов, особенно в минимумах полного сечения, определяющих факторы резонансной самоэкранировки сечений (рис.3, табл.3, список лит. - 15 назв.).

УДК 539.172.4

РАССЕЯНИЕ НЕЙТРОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ 6 МэВ НА ВАНАДИИ / А.В.Поляков, Г.Н.Ловчикова, В.А.Виноградов и др. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1986, вып. 3, с.21-24.

Методом времени пролета измерены дважды дифференциальные сечения упругого и неупругого рассеяния нейтронов с энергией  $6,07 \pm 0,07$  МэВ на природном ванадии под углами  $30^\circ, 45^\circ, 60^\circ, 90^\circ, 120^\circ$  и  $150^\circ$ . Получены угловые распределения неупругорассеянных нейтронов, соответствующие возбуждению уровней  $Q = -(1,609 + 1,813)$  МэВ. Результаты настоящей работы сравниваются с данными других работ (рис.4, список лит. - 9 назв.).

УДК 539.171.017

НЕУПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ НЕЙТРОНОВ НА ЯДРАХ  $^{93}\text{Nb}$  / Ю.А.Немилов, Я.М.Крамаровский, Е.Д.Тетерин, Л.А.Победносцев. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1986, вып.3, с.24-27.

Измерены функции возбуждения неупругого рассеяния нейтронов на ядрах  $^{93}\text{Nb}$  для всех уровней с энергиями  $E_x$  от 687 до 979 кэВ в диапазоне энергий нейтронов  $E_n = 780-2190$  кэВ. Использовалась реакция  $^{93}\text{Nb}(n, n')$ . Результаты измерений представлены в виде таблицы (рис.1, табл.1, список лит. - 5 назв.).



УДК 539.172.4

СЕЧЕНИЕ РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА НЕЙТРОНОВ  $^{116}\text{Cd}$  ПРИ ЭНЕРГИИ 0,4-2,0 МэВ / Ю.Н.Трофимов. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1986, вып. 3, с.27-30.

Методом активации в диапазоне энергий нейтронов 0,4-2,0 МэВ измерены сечения реакции  $^{116}\text{Cd}(n,\gamma)^{117}\text{Cd}$  с точностью 8-15% при 12 значениях энергии нейтронов относительно известных сечений реакций  $^{115}\text{In}(n,n)^{115m}\text{In}$ ,  $^{187}\text{Re}(n,\gamma)^{188}\text{Re}$  и  $^{197}\text{Au}(n,\gamma)^{198}\text{Au}$ . Нейтроны получали на электростатическом ускорителе при реакции  $^3\text{H}(p,n)^3\text{He}$  с использованием твердой титан-тритиевой мишени. Гамма-активность продуктов реакции измеряли Ge(Li)-спектрометром, прокалиброванным эталонными  $\gamma$ -источниками. (рис.2, табл.2, список лит. - 6 назв.).

УДК 539.173.84

ОЦЕНКА СЕЧЕНИЯ РЕАКЦИИ  $^{204}\text{Pb}(n,n')^{204m}\text{Pb}$  ДЛЯ НЕЙТРОННО-АКТИВАЦИОННОГО ДЕТЕКТОРА / Е.И.Григорьев, В.С.Трошин, В.П.Ярына. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1986, вып.3, с.30-33.

Выполнена оценка среднего сечения реакции  $^{204}\text{Pb}(n,n')^{204m}\text{Pb}$  для нейтронов деления  $^{235}\text{U}$ . Полученное значение  $19,4 \pm 1,2$  мб использовано для построения энергетической зависимости сечения. Приведено групповое сечение реакции. Определено эффективное сечение, равное 182 мб, для эффективного порога 4 МэВ (рис.2, табл.2, список лит. - 8 назв.).

УДК 539.173.4

ИНТЕГРАЛЬНЫЙ СПЕКТР МГНОВЕННЫХ НЕЙТРОНОВ ДЕЛЕНИЯ  $^{232}\text{Th}$  ПРИ ВЫНУЖДЕННОМ ДЕЛЕНИИ НЕЙТРОНАМИ С ЭНЕРГИЕЙ 1,5 МэВ / С.Э.Сухих, Г.Н.Ловчихова, В.А.Виноградов и др. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1986, вып.3, с.34-37.

Методом времени пролета измерен спектр мгновенных нейтронов деления  $^{232}\text{Th}$  при вынужденном делении нейтронами с энергией 1,49 МэВ. Измерения выполнены с использованием спектрометра на базе ускорителя ЭП-10М, оснащенного газовой тритиевой мишенью в качестве источника нейтронов. Спектр мгновенных нейтронов деления измерен в области энергий 2-10 МэВ под углами  $90^\circ$  и  $150^\circ$  по отношению к направлению потока падающих нейтронов. Абсолютная величина сечения эмиссии нейтронов определялась нормировкой на сечение упругого рассеяния на ядрах  $^{12}\text{C}$ . Получены параметры распределения Максвелла, описывающие измеренный спектр в интервале энергий 2-10 МэВ:  $A = 0,151 \text{ МэВ}^{-3/2}$ ,  $T = 1,27 \pm 0,04 \text{ МэВ}$  (рис.3, табл.1, список лит. 15 назв.).



УДК 539.172.4

ИЗМЕРЕНИЕ СЕЧЕНИЯ РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА НЕЙТРОНОВ ДЛЯ  $^{238}\text{U}$  В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ 4-460 кэВ / Л.Е.Казаков, В.Н.Кононов, Г.Н.Мантуров и др. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1986, вып.3, с.37-46.

Представлены результаты измерения сечения радиационного захвата нейтронов для  $^{238}\text{U}$  в области энергий 4-460 кэВ. Измерения выполнены на спектрометре нейтронов методом времени пролета на импульсном ускорителе Ван-де-Граафа ЭГ-1. Абсолютизация сечения проводилась методом насыщенного резонанса. Точность полученных результатов составляет 4,5-6% в большей части исследуемого диапазона энергий (рис.1, табл.5, список лит. - 25 назв.).

УДК 621.039.519

ОЦЕНКА СРЕДНИХ РЕЗОНАНСНЫХ ПАРАМЕТРОВ  $^{235}\text{U}$ , ИЗОТОПОВ ПЛУТОНИЯ И  $^{241}\text{Am}$  ПО ДАННЫМ В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИИ РАЗРЕШЕННЫХ РЕЗОНАНСОВ / В.А.Коньшин, Н.К.Салыхов. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1986, вып.3, с.46-54.

Проведен сравнительный анализ методов, позволяющих оценить средние резонансные параметры, исходя из данных в области энергий разрешенных резонансов с учетом пропуска уровней. Получены оцененные значения средних параметров  $\langle D \rangle_0$  и  $\langle g \Gamma_n^0 \rangle$  для  $^{235}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{240}\text{Pu}$ ,  $^{241}\text{Pu}$ ,  $^{242}\text{Pu}$ ,  $^{241}\text{Am}$ . Согласование результатов применения методов с представлениями о полноте учета факторов, определяющих надежность оценки, позволяет повысить обоснованность оценки средних параметров (рис.6, табл.2, список лит. - 14 назв.).

УДК 539.173.4

О СТАТИСТИЧЕСКОМ ОПИСАНИИ ВЕРОЯТНОСТИ ДЕЛЕНИЯ В ПЕРЕХОДНОЙ ОБЛАСТИ ЯДЕР (В РАЙОНЕ РАДИЙ) / Г.А.Кудяев, Ю.Б.Остапенко, Г.Н.Смиренкин. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1986, вып.3, с.55-62.

Обсуждается возможность единого статистического подхода к анализу вероятности симметричного и асимметричного типов деления в переходной области делящихся ядер (радий, актиний). На примере реакции  $^{226}\text{Ra}(\text{He}, \text{df})$  показано, что согласованное с теоретическими предсказаниями описание наблюдаемых делимостью для указанных типов деления достигается при разных порогах, различающихся приблизительно на 1 МэВ (рис.4, табл.1, список лит. - 40 назв.).



УДК 539.12.088

ОБ АППРОКСИМАЦИИ РАЦИОНАЛЬНЫМИ ФУНКЦИЯМИ СЕЧЕНИЙ НЕСКОЛЬКИХ РЕАКЦИЙ, ПРОХОДЯЩИХ ЧЕРЕЗ СОСТАВНОЕ ЯДРО / Е.В.Гай. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1986, вып.3, с.62-65.

Предлагается метод совместной обработки экспериментальных данных по сечениям нескольких реакций, проходящих через составное ядро. Метод основан на рекуррентном построении интерполирующих рациональных функций и их последующей статистической оптимизации методом перебора (список лит. - 5 назв.).

УДК 621.039.51

АНАЛИЗ РАСЧЕТНО-ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РАСХОЖДЕНИЙ ОТНОШЕНИЙ СРЕДНИХ СЕЧЕНИЙ ИЗОТОПОВ ПЛУТОНИЯ В БЫСТРО-ТЕПЛОВОЙ КРИТИЧЕСКОЙ СБОРКЕ ВТС-4 / Н.М.Груша, И.В.Жук, Е.М.Ломоносова и др. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1986, вып.3, с.66-73.

Представлены результаты расчетно-экспериментальных исследований отношений средних сечений деления  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{240}\text{Pu}$  и  $^{241}\text{Pu}$  к среднему сечению деления  $^{235}\text{U}$ . Измерения проводились методом твердых трековых детекторов. Анализируются составляющие погрешностей измерений. Результирующая погрешность не превышает 3,5% при доверительной вероятности 0,95. Расчетные исследования выполнялись с помощью комплекса программ НФ-6 с использованием различных версий групповых констант. Расчеты показали, что лучшее согласие с экспериментом достигается при использовании групповых констант ОСКАР-76 и ВНАВ-78 (табл.3, список лит. - 20 назв.).

УДК 621.039.519

ИССЛЕДОВАНИЕ МЕТОДА ЛИНЕЙНОЙ КОЛЛАПСАЦИИ НЕЙТРОННЫХ СЕЧЕНИЙ / В.В.Великанов, А.П.Савинов, М.М.Савоськин. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1986, вып.3, с.74-80.

Выполнены исследования влияния метода линейной коллапсации нейтронных констант (с весом интегрального потока нейтронов) на точность расчета основных функционалов нейтронного поля быстрого энергетического реактора. Даны практические рекомендации для выбора числа энергетических групп при выполнении проектных и эксплуатационных расчетов быстрых реакторов в малогрупповом приближении. Исследования выполнялись на примере расчета характеристик "стандартного" быстрого реактора (международная двумерная тестовая модель NEACRP) (рис.1, табл.5, список лит. - 16 назв.).

1 р. 50 к.

Индекс 3645

Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы, 1986, вып.3, 1-82