

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

СЕРИЯ:
Ядерные константы

ВЫПУСК

1

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. I

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

Нейтронные константы и параметры

1. Николаев М.Н., Сеница В.В., Кошечев В.Н.
Предложения по модификации формата ENDF для представления данных о структуре сечений в области неразрешенных резонансов
2. Пшеничный В.А., Грицай Е.А., Гнидак Н.Л.
Изомерное отношение ^{151}Eu для тепловых нейтронов и нейтронов с энергией 2; 55 и 144 кэВ
3. Мороговский Г.Б.
Резонансные параметры ^{235}U в энергетическом интервале 1-100 эВ
4. Аникин Г.В., Котухов И.И.
О рассеянии нейтронов на малые углы ядрами ^{238}U
5. Блохин А.И., Булеева Н.Н., Денискина М.В., Кравченко И.В., Манохин В.Н., Пахомова О.А., Улаева М.В.
Библиотека сервисных программ для работы с оцененными нейтронными данными в форматах KEDAK и ENDF/B
6. Довбенко А.Г., Мурогов В.М., Шубин Ю.Н.
Функции возбуждения реакций $^{235}\text{U}(n, xn)$ и $^{234}\text{U}(n, xn)$ нейтронами спектра бланкета электроядерной установки и накопление изотопов урана 1984 г.

Начальник ОНТИ

Примечание. Талон заполняется в 30-дневный срок после получения сборника и направляется в адрес ЦНИИатоминформа (127434, Москва, а6/яц 971)

7. Тараско М.З., Филиппов ВВ.
Оценка моментов полных нейтронных сечений по измеренным пропусканиям
8. Боховко М.В., Казаков Л.Е., Кононов В.Н., Полетаев Е.Д., Тимохов В.М., Воеводский А.А.
Измерение сечений радиационного захвата нейтронов для изотопов вольфрама в области энергий 5-400 кэВ
Константы и параметры структуры ядра и ядерных реакций
9. Дмитриев П.П.
Систематика выходов ядерных реакций для толстой мишени при энергии α -частиц 44 МэВ
Ядерно-реакторные данные
10. Абрамов Б.Д.
О задаче подбора групповых гомогенизированных констант
11. Бедняков С.М., Дулин В.А., Мантуров Г.Н., Можаяев В.К.
Изучение поглощения нейтронов продуктами деления в критической сборке
12. Голубев В.И., Дулин В.А., Козловцев В.Г., Ланцов М.Н., Дитце К., Ферманн К., Леманн Е., Хюттель Г.
Проверка точности групповых констант молибдена в экспериментах на быстрых критических сборках
13. Звенигородский А.Г., Гужовский Б.Я., Абрамович С.Н., Жеребцов В.А., Пелипенко О.А.
Оценка полных сечений образования нейтронов и протонов при взаимодействии дейтронов с ядрами

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

Серия: ЯДЕРНЫЕ КОНСТАНТЫ

Научно-технический сборник

Выпуск 1

НЕЙТРОННЫЕ КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ СТРУКТУРЫ ЯДРА И ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ ЯДЕРНО-РЕАКТОРНЫЕ ДАННЫЕ

Москва

Издается с 1971 г.

1986

СОДЕРЖАНИЕ

Нейтронные константы и параметры

Николаев М.Н., Сяница В.В., Кошечев В.Н. Предложения по модификации формата ENDF для представления данных о структуре сечений в области неразрешенных резонансов _____	3
Пшеничный В.А., Грицай Е.А., Гнидак Н.Л. Изомерное отношение ^{151}Eu для тепловых нейтронов и нейтронов с энергией 2; 55 и 144 кэВ _____	9
Мороговский Г.Б. Резонансные параметры ^{235}U в энергетическом интервале I-100 эВ _____	12
Аникин Г.В., Котухов И.И. О рассеянии нейтронов на малые углы ядрами ^{238}U _____	20
Елохин А.И., Булеева Н.Н., Денискина М.В., Кравченко И.В., Манохин В.Н., Пахомова О.А., Улаева М.Б. Библиотека сервисных программ для работы с оцененными нейтронными данными в форматах KEEDAK и ENDF/B _____	26
Ловбенко А.Г., Мурогов В.М., Шубин Ю.Н. Функции возбуждения реакций $^{235}\text{U}(n, xn)$ и $^{234}\text{U}(n, xn)$ нейтронами спектра blankets атомно-энергетической установки и накопление изотопов урана _____	28
Тараско М.З., Филиппов В.В. Оценка моментов полных нейтронных сечений по измеренным пропусканиям _____	34
Боховко М.В., Казаков Л.Е., Кононов В.Н., Полетаев Е.Д., Тимохов В.М., Воеводский А.А. Измерение сечений радиационного захвата нейтронов для изотопов вольф- рама в области энергий 5-400 кэВ _____	39

Константы и параметры структуры ядра
и ядерных реакций

Дмитриев П.П. Систематика выходов ядерных реакций для толстой мишени при энергии α -частиц 44 МэВ	48
<u>Ядерно-реакторные данные</u>	
Абрамов Б.Д. О задаче подбора групповых гомогенизированных констант	52
Бедняков С.М., Дулин В.А., Мантуров Г.Н., Можаяев В.К. Изучение поглощения нейтронов продуктами деления в критической сборке	62
Голубев В.И., Дулин В.А., Козловцев В.Г., Ланцов М.Н., Дитце К., Ферманн К., Леманн Е., Хюттель Г. Проверка точности групповых констант молибдена в экспериментах на быстрых критических сборках	68
Библиографический индекс работ, помещенных в настоящем выпуске, в Международной системе СИИДА	74
Звенигородский А.Г., Гужовский Б.Я., Абрамович С.Н., Жеребцов В.А., Целипенко О.А. Оценка полных сечений образования нейтронов и протонов при взаимодействии дейтронов с ядрами ${}^7\text{Li}$	75

Редактор Г.В.Зубова
Технический редактор С.И.Халиллулина
Корректоры М.А.Макеева, Г.С.Шатонова, Е.М.Спиридонова

Подписано в печать 25.02.86. Т-07707. Формат 60x84 1/8.
Печать офсетная. Печ.л. 11,0. Уч.-изд.л. 10,0. Тираж 230 экз.
Индекс 3645. 13 статей. Зак.тип. № 397

Отпечатано в ЦНИИреминформе
127434, Москва, а/я № 971

НЕЙТРОННЫЕ КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ

УДК 621.039

ПРЕДЛОЖЕНИЯ ПО МОДИФИКАЦИИ ФОРМАТА ENDF ДЛЯ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ
ДАННЫХ О СТРУКТУРЕ СЕЧЕНИЙ В ОБЛАСТИ НЕРАЗРЕШЕННЫХ РЕЗОНАНСОВ

М.Н.Николаев, В.В.Синица, В.Н.Кощеев

ENDF-FORMAT MODIFICATION PROPOSALS FOR CROSS-SECTION STRUCTURE DATA REPRESENTATION IN THE UNRESOLVED RESONANCE REGION. Some questions concerning evaluated neutron data representation in the ENDF-format are considered. Disadvantages of current format version for unresolved resonance region data are pointed. Proposals for its modification are given.

Формат ENDF определяет порядок записи на машинных носителях информации наборов оцененных ядерных данных (Evaluated Nuclear Data Files) [1]. Он разработан в США в связи с формированием американской национальной библиотеки оцененных ядерных данных, которая создавалась на двух уровнях:

- библиотеки нижнего уровня ENDF/A, предназначенной для хранения не окончательно принятых оцененных данных;
- библиотеки верхнего уровня ENDF/B, предназначенной для хранения полных наборов оцененных ядерных данных, обладающих лишь необходимой, предусмотренной форматом избыточностью информации. В настоящее время действует уже пятая версия формата ENDF/B и подготавливается шестая.

Формат ENDF [2] разработан с учетом опыта формирования ранее созданных библиотек оцененных ядерных данных (английской UKNDL [3] и западногерманской KEDAK [4]) и обладает определенными преимуществами по сравнению с форматами этих библиотек. Благодаря преимуществам формат ENDF получил широкое распространение: в нем записаны нейтронные данные Национальной лаборатории Лоуренса в Ливерморе (библиотека ENDL [5], разработанная независимо от ENDF/B) и японской национальной библиотеки JENDL [6]. Оцененные данные в формате ENDF используются и в западноевропейских странах. Секцией ядерных данных МАГАТЭ принято решение рекомендовать формат ENDF для международного обмена оцененными ядерными данными. В СССР формирование наборов оцененных нейтронных данных первоначально велось с использованием так называемого формата СОКРАТОР [7], близкого к формату UKNDL. Однако впоследствии, чтобы упростить организацию международного сотрудничества в области оцененных данных, принято решение перейти к формату ENDF. В частности, в нашей стране в формате ENDF сформирована библиотека оцененных нейтронных данных [8] для обеспечения проектных расчетов ядерных реакторов и радиационной защиты групповыми (и в дальнейшем мультигрупповыми) константами.

В процессе работы над этой библиотекой выявились недостатки в формате ENDF, затрудняющие его использование для представления результатов реально выполненных оценок нейтронных данных. Недостатки формата ENDF выявлены и специалистами других стран, использующими его в работе с оцененными данными. В начале апреля 1984 г. в Вене МАГАТЭ организовало совещание экспертов, обсудивших накопившиеся замечания [9], которые можно разбить на три группы:

1. Ограничения, препятствующие представлению современных оцененных нейтронных данных в формате ENDF. В первую очередь это относится к данным о резонансной структуре сечений, где было бы желательно ввести энергетическую зависимость радиуса рассеяния, дополнить перечень допустимых резонансных формул R-матричным формализмом Райха - Мура (широко используемым при оценке нейтронных данных), усовершенствовать представление данных о резонансной структуре сечений в области неразрешенных резонансов. К этой же группе замечаний можно отнести пожелание задавать в наборах оцененных данных энергоугловые распределения частиц - продуктов реакций, так как разделение этих распределений на некоррелирующие друг с другом угловые и энергетические распределения иногда не

отражает специфики реальных распределений (особенно для реакций на легких ядрах, важных для физики термоядерных устройств).

2. Замечания, касающиеся повышения полноты и логичности формата **ENDF**. Так, некоторые специалисты отметили недостатки в классификации реакций, сопровождающихся последовательным испусканием нескольких вторичных частиц [таких, как $(n, 2n)$, $(n, p'$), $(n, \alpha n')$ и т.п.]

3. Замечания, связанные со стремлением расширить область применения формата **ENDF** на реакции под действием заряженных частиц и на групповые константы.

С точки зрения приложения оцененных ядерных данных к задачам расчета реакторов и радиационной защиты наиболее важными являются замечания первой группы. Почти все высказанные на совещании замечания нашли понимание у представителей Подкомитета по форматам и процедурам переработки оцененных данных (CSEWG), созданного американской рабочей группой по оценке. Единственным исключением явилось пожелание об усовершенствовании представления данных о резонансной структуре сечений в области неразрешенных резонансов. Между тем именно в этой области формат **ENDF** не соответствует потребностям практического применения. Правда, причина этой неадекватности лежит не столько в ограниченности тех способов представления данных о резонансной структуре сечений, которые дает оценщикам формат **ENDF**, сколько в отсутствии общепринятых приемов переработки средних резонансных параметров и других данных о неразрешенной структуре в величины, требующиеся для практических расчетов (факторы самоэкранировки, подгрупповые параметры и др.). Отсутствуют следующие общепринятые надежные алгоритмы:

- расчета моментов сечений вида $\langle \sigma_x / (\sigma_t + \sigma_0) \rangle$ для системы резонансов с заданными спином J и четностью \mathcal{L} (σ_x - сечение одной из парциальных реакций; σ_t - полное сечение; σ_0 - "сечение разбавления"; угловые скобки означают усреднение по распределениям ширин и расстояний между уровнями при заданной энергии E и температуре T);
- свертки моментов указанного выше вида по всем системам резонансов;
- вычисления подгрупповых параметров из свернутых и проинтегрированных по энергетическим группам моментов при фиксированной температуре T ;
- определения температурных зависимостей подгрупповых параметров при фиксированных долях подгрупп.

Работа над этими алгоритмами ведется, и в скором времени, видимо, можно дать рекомендации, приемлемые для широкого круга пользователей. Однако незавершенность этой работы, по нашему убеждению, не должна сдерживать совершенствования формата представления оцененных данных в области неразрешенных резонансов, который может стать, с одной стороны, более гибким для того, чтобы соответствовать структуре оцененных данных, а с другой - лучше соответствовать особенностям разрабатываемых алгоритмов переработки данных в области неразрешенных резонансов.

Учитывая изложенное выше, а также то, что на совещании экспертов в Вене не представлено конкретных предложений по модификации формата **ENDF** для области неразрешенных резонансов, авторы настоящей работы вносят такие предложения с соответствующей аргументацией. Прежде чем приступить к дальнейшему изложению, напомним, что структурной единицей набора оцененных данных для данного материала (идентифицируемого номером **MAT**) является файл, идентифицируемый номером **MF**. Резонансные параметры (как для разрешенных, так и для неразрешенных резонансов) приводятся в файле **MF=2**. Таблицы энергетических зависимостей сечений, приводимых в явном виде, находятся в файле **MF=3**.

Предложение # 1. В части резонансной области, соответствующей полностью неразрешенным резонансам, допустить возможность задания в файле **MF=2** данных только о резонансной структуре, а данные о детальной энергетической зависимости средних сечений для этой части резонансной области энергий приводить в файле **MF=3**.

Принятие этого предложения позволит устранить существующие в настоящее время проблемы:

1. В области неразрешенных резонансов наиболее надежно оцениваемыми величинами являются средние сечения. Силовые функции с различными орбитальными моментами и радиусы рассеяния определяются, как правило, путем подгонки под оцененные средние сечения (иногда с использованием дополнительной информации). При этом разными оценщиками могут использоваться (и используются) разные способы представления средних сечений через силовые функции и радиусы рассеяния. В частности, существуют разные приемы для описания эффекта частичного наложения резонансов, по-разному учитываются флуктуации резонансных ширин и расстояний между резонансами, могут приниматься (или не

приниматься) во внимание различные корреляционные эффекты. Форматом ENDF все эти детали не регламентируются, поэтому использование представленных в этом формате средних резонансных параметров не гарантирует пользователю получение тех самых значений средних сечений, из которых исходил оценщик. Предложение авторов позволяет решить проблему сохранения оцененных значений средних сечений в области неразрешенных резонансов. Остается лишь менее острая проблема неопределенности алгоритмов расчета факторов самоэкранировки.

2. Флуктуации средних сечений, проявляющиеся в экспериментах с низким разрешением, как правило, описываются путем задания энергетических зависимостей средних резонансных параметров. Таким образом, характеристики резонансной структуры также флуктуируют. Последние флуктуации описываются при этом неадекватно, что весьма нежелательно, поскольку целью описания сечений средними резонансными параметрами является представление данных о структуре сечений. Принятие такого предложения позволяет решить эту проблему.

3. В настоящее время существует проблема обеспечения соотношения баланса сечений в области неразрешенных резонансов: суммарное сечение конкурирующих процессов, среднее значение которого задается поточечно (в соответствующих секциях файла MF=3), может не совпадать (поэтому практически никогда точно не совпадает) с разностью между полным сечением и сечениями упругого рассеяния, радиационного захвата и деления, рассчитываемыми по средним резонансным параметрам. Принятие такого предложения позволяет решить эту проблему.

Предложение о том, чтобы резонансные сечения можно было включать в энергетические зависимости сечений, приводимых поточечно в файле MF=3, было выдвинуто также Д.Калленом (Секция ядерных данных МАГАТЭ) и нашло понимание в Подкомитете по форматам и процедурам переработки оцененных данных. Различие между настоящим предложением и предложением Д.Каллена состоит в том, что мы предлагаем:

- приводить в файле MF=3 параметрически заданные в файле MF=2 сечения только в области неразрешенных резонансов, причем рекомендовать делать это при всех новых компиляциях наборов оцененных данных;

- рассматривать данные о средних резонансных параметрах, приводимые в файле MF=2, как информацию лишь о структуре сечений, которая не обязательно должна приводить к средним сечениям, совпадающим с приведенными в файле MF=3.

Несмотря на эти различия, предлагаемое ниже обобщение формата файла MF=2 позволит учесть и пожелание Д.Каллена, если оно будет принято. Следует отметить, что мы сомневаемся в целесообразности представления в файле MF=3 детального хода сечений, рассчитанных по параметрам разрешенных резонансов из файла MF=2, поскольку такое положение не расширяет принципиально возможности формата, но приведет, вероятно, к появлению наборов оцененных данных чрезмерно большого объема.

Для определения того, учтены или не учтены в файле MF=3 данные о сечениях, параметрически заданных в файле MF=2, можно использовать признак LRP, который приводится в поле 5 на заголовочной карте файла MF=1 секции MF=451. достаточно расширить число значений этого признака:

- LRP=0 - резонансные параметры в файле MF=2 не приводятся;
- LRP=1 - резонансные параметры в файле MF=2 приводятся, рассчитанные по ним сечения следует добавлять к приведенным в файле MF=3 плавным сечениям;
- LRP=2 - резонансные параметры в файле MF=2 приводятся; сечения, рассчитанные по параметрам разрешенных резонансов, следует добавлять к плавным сечениям, заданным в файле MF=3; в области неразрешенных резонансов приводимые в файле MF=2 параметры описывают лишь резонансные флуктуации относительно средних сечений, заданных в файле MF=3 (предложение авторов);
- LRP=3 - резонансные параметры в файле MF=2 приводятся, несмотря на то что в плавных сечениях, представленных в файле MF=3, их вклад уже учтен (предложение Д.Каллена в реализации Ч.Данфорда).

Если в файле MF=2 задается резонансная структура сечений в области неразрешенных резонансов, авторам кажется оправданной рекомендация использовать LRP=2.

Предложение № 2. Ввести различные деления на области разрешенных и неразрешенных резонансов для разных орбитальных моментов одного и того же изотопа.

Принятие этого предложения позволит сделать формат достаточно гибким для представления результатов оценки в области неразрешенных (или частично разрешенных) резонансов. Это предложение высказывалось как нами, так и другими специалистами, однако на совещании экспертов в Вене представители CSEWG отметили, что усложнение процесса переработки данных сведет на нет преимущества, представляемые оценщиками; кроме того, отмечалось, что вклад неразрешенных p - и d -уровней в области полного разрешения s -резонансов может быть учтен путем задания параметров разрешенных резонансов, оцененных розыгрышем из случайных распределений, определенных средними резонансными параметрами. Такой путь возможен, но нежелателен, так как вводит пользователей в заблуждение относительно числа реально разрешенных резонансов (не говоря уже о том, что этот способ перекладывает трудность решения проблемы на оценщиков). Не удивительно, что в наборах оцененных данных, находящихся в международном обменном фонде, этот прием, по-видимому, нигде не использовался. Вместо этого оценщики просто пренебрегают учетом резонансной структуры, обусловленной неразрешенными p - и d -резонансами в области разрешенных s -резонансов (как, например, в данных для конструкционных материалов в библиотеках ENDF/B-IV и JENDL-II).

Сложности, связанные с введением зависимости границы разрешенной и неразрешенной областей от орбитального момента, действительно существенны: при этом изменяется не только структура данных, но и последовательность их переработки, т.е. структура программ обработки нейтронных данных. Поэтому вполне естественно, что это предложение не вызывает энтузиазма у членов Подкомитета по форматам и процедурам переработки оцененных данных. Понимая это, мы предлагаем следующее решение проблемы, которое, не отличаясь изяществом, позволяет удовлетворить потребности и оценщиков, и потребителей данных. При этом не требуется модификации обрабатывающих программ (во всяком случае существенных). Речь идет о том, чтобы данные для систем резонансов, отличающихся разными орбитальными моментами, рассматривать в файле MF=2 так, как если бы это были данные, относящиеся к различным изотопам данного материала MAT.

Авторы применили такой прием для формирования набора оцененных нейтронных данных для ^{238}U и ^{232}Th . Например, данные для ^{238}U представлены в файле MF=2 в виде смеси "изотопов": урана- ^{238}u , урана- ^{238}p и урана- ^{238}d . Проверка этих наборов данных по программе FIZCON [10] выявила, что сумма концентраций "изотопов" оказалась равной 300%, что для второго "изотопа" не приведены данные для s -волны, а для третьего "изотопа" - данные для s - и p -волн. Эта информация, предупреждающая о необычном представлении данных, как показали контрольные расчеты, не препятствует, однако, их переработке по программам: PRYCON [11], NJOY [12] и RECENT [13]. Таким образом, существующий формат без каких-либо изменений позволяет представлять резонансные данные с разными границами области полного разрешения для разных орбитальных моментов. Было бы желательно, чтобы использование этой возможности отмечалось специальным признаком. Как показано ниже, это сделать нетрудно.

Предложение № 3. Ввести возможность задания энергетических зависимостей радиуса рассеяния для каждого из имеющихся орбитальных моментов.

Аналогичное предложение, высказанное на совещании в Вене, нашло понимание у представителей CSEWG. В частности, они предложили задавать энергетическую зависимость радиуса рассеяния в специальных записях, которые можно помещать как в подсекцию, соответствующую области разрешенных резонансов, так и в подсекцию, соответствующую области неразрешенных резонансов. Предложенный вариант решения обладает, по-видимому, с точки зрения переработки оцененных данных удобством, но он же обладает двумя большими недостатками. Во-первых, при этом не решается проблема учета зависимости радиуса рассеяния от орбитального момента. Во-вторых, независимое задание радиуса рассеяния для области разрешенных и неразрешенных резонансов зачастую будет вести к тому, что на границе этих областей радиус рассеяния будет скачкообразным. Если в существующем формате, предполагающем постоянство радиуса рассеяния в каждой из областей, возможность введения такого "скачка" оправдана, то при задании энергетической зависимости радиуса рассеяния нужда в скачкообразном изменении радиуса рассеяния отпадает. Поэтому представляется целесообразным вводить единую для всей резонансной области энергетическую зависимость радиуса рассеяния (для разрешен-

ных и неразрешенных резонансов). В этом случае запись, содержащую энергетическую зависимость радиуса, естественно помещать перед записями типа CONT, открывающими информацию для областей разрешенных и неразрешенных резонансов (а не после этих записей, как предлагалось на совещании в Вене).

Модифицированный формат файла MF=2. Напомним идентификаторы величин, приводимых в заголовочной секции (MT=451) файла MF=1 и используемых, в частности, для указания наличия в наборе данных для данного материала MAT информации о резонансной структуре сечений, а также величин, приводимых в файле MF=2 (те идентификаторы, которые предлагается использовать впервые или после редакции, будут подчеркнуты):

- LRP - признак наличия данных о параметрах резонансной структуры сечений и способа их учета (смотри предложение № 1);
 - LFI - указатель того, является ли материал делящимся (LFI=0 - материал неделящийся, LFI=1 - материал делящийся);
 - NLIB - идентификатор библиотеки (NLIB=0 - библиотека ENDF/V).
 - NMOD - идентификатор модификации оцененных данных (NMOD=0 - приводится оценка из предыдущей версии библиотеки, NMOD=1 - для данной версии библиотеки оценка выполнена заново или существенно пересмотрена, NMOD=2,3... - последующие модификации оцененных данных, если таковые проводились в рамках данной версии библиотеки);
 - NIS - число изотопов (действительных или фиктивных) для данного материала MAT ($NIZ \leq 10$);
 - NIR - число действительных изотопов для данного материала MAT;
 - NRI - порядковый номер действительного изотопа для данного материала MAT;
 - ZA $\equiv (1000Z+A)$ для данного материала MAT, где Z - зарядовый номер, A - атомный номер. Для материала, представляющего собой природную смесь изотопов, A = 0;
 - ZAI $\equiv (1000Z+A_1)$, где A_1 - атомный номер изотопа;
 - AWR - отношение средней массы ядра материала MAT к массе нейтрона;
 - AWRI - отношение массы изотопа к массе нейтрона;
 - ABN - содержание изотопа в материале (доля, которую составляют ядра этого изотопа в смеси изотопов);
 - NER - число энергетических областей ($NER \leq 2$) для данного изотопа (NER=0 - резонансные параметры не задаются, NER=1 - задаются параметры только разрешенных или неразрешенных резонансов, NER=2 - задаются параметры разрешенных и неразрешенных резонансов);
 - EL - нижняя энергетическая граница области задания параметров;
 - EH - верхняя энергетическая граница области задания параметров;
 - SPI - спин основного состояния данного изотопа;
 - AP - радиус рассеяния (может зависеть от орбитального момента и энергии взаимодействующих нейтронов);
 - LFW - идентификатор наличия данных о средней делительной ширине (LFW=0 - средняя делительная ширина не приводится, LFW=1 - средняя делительная ширина приводится);
 - LRU - идентификатор характера данных, приводимых для данной энергетической области (LRU=0 - приводится лишь радиус рассеяния, LRU=1 - приводятся параметры разрешенных резонансов, LRU=2 - приводятся средние параметры неразрешенных резонансов);
 - LRP - идентификатор используемого для данной области варианта параметризации резонансных сечений.
- При LRU=1 (область разрешенных резонансов):
- LRP=1 - приводятся параметры для одноуровневой формулы Брейта - Вигнера (SLBW);
 - LRP=2 - приводятся параметры для многоуровневой формулы Брейта - Вигнера (MLBW);
 - LRP=3 - приводятся параметры для R-матричной формулы Райха - Мура (RM);
 - LRP=4 - приводятся параметры для S-матричной формулы Адлер - Адлера (AA).
- При LRU=2 (область неразрешенных резонансов):
- LRP=1 - от энергии зависит лишь средняя делительная ширина (если таковая задана, LFW=1);

LRF=2 – среднее расстояние между резонансами, приведенная нейтронная ширина, радиационная ширина, делительная ширина и суммарная ширина других конкурирующих процессов – всё зависит от энергии.

LAP – идентификатор наличия энергетической зависимости радиуса рассеяния (LAP=0 – радиус рассеяния не зависит от энергии в пределах каждой из областей, LAP=1 – энергетическая зависимость радиуса рассеяния задана поточечно, LAP=2 – энергетическая зависимость радиуса рассеяния задана разложением в ряд $AP(E) = \sum_{k=1}^{NTM} P_k E^{(k-1)}$).

Ниже приводится пример представления данных в форме образов перфокарт (используется символика, предложенная в работе [2]); напомним, что MT=451 – номер заголовочной секции, содержащей общие характеристики набора данных с номером MAT, которая находится в файле MF=1; MT=151 – номер секции резонансных параметров, приводимой в файле MF=2:

$\sqrt{\text{MAT, 1, 451/ZA, AWR, LRP=2, LFI, NLIB, NMOD}}_{\text{HEAD}}$ (файл 1) < остальные части файла MF=1
 останутся в прежнем формате >;
 $\sqrt{\text{MAT, 2, 151/ZA, AWR, 0, 0, NLS=4, NIR=3}}_{\text{HEAD}}$ (файл 2);
 $\sqrt{\text{MAT, 2, 151/ZAI, ABN, LAP=0, LFW, NER=2, NRI=1}}_{\text{CONT}}$ (изотоп 1);
 $\sqrt{\text{MAT, 2, 151/EL, EH, LRU, LRF, 0, 0}}_{\text{CONT}}$ (область 1);
 $\sqrt{\text{MAT, 2, 151/SPI, AP, 0, 0, NLS, 0}}_{\text{CONT}}$ < данные о параметрах разрешенных резонансов
 первого изотопа последовательно для всех орбитальных моментов $l=0,1,\dots,NLS$ >;
 $\sqrt{\text{MAT, 2, 151/EL, EH, LRU, LRF, 0, 0}}_{\text{CONT}}$ (область 2);
 $\sqrt{\text{MAT, 2, 151/SPI, AP, 0, 0, NLS, 0}}_{\text{CONT}}$ < данные о параметрах неразрешенных резонансов
 первого изотопа последовательно для всех орбитальных моментов $l=0,1,\dots,NLS$ >;
 $\sqrt{\text{MAT, 2, 151/ZAI, ABN, LAP=1, LFW, NER=2, NRT=2}}_{\text{CONT}}$ (изотоп 2);
 $\sqrt{\text{MAT, 2, 151/EL, EH, 0, 0, NR, NP/E}_{\text{int}}/\text{AP}(E)}_{\text{TABL}}$;
 $\sqrt{\text{MAT, 2, 151/EL, EH, LRU, LRF, 0, 0}}_{\text{CONT}}$ (область 1);
 $\sqrt{\text{MAT, 2, 151/SPI, AP=0.0, 0, 0, NLS, 0}}_{\text{CONT}}$ < данные о параметрах разрешенных резонансов
 второго (фиктивного) изотопа, т.е. для NLS заданных значений орбитального момента l
 второго действительного изотопа >;
 $\sqrt{\text{MAT, 2, 151/EL, EH, LRU, LRF, 0, 0}}_{\text{CONT}}$ (область 2);
 $\sqrt{\text{MAT, 2, 151/SPI, AP=0.0, 0, 0, NLS, 0}}_{\text{CONT}}$ < данные о параметрах неразрешенных резо-
 нансов второго (фиктивного) изотопа, т.е. для NLS заданных значений орбитального момента
 l второго действительного изотопа >;
 $\sqrt{\text{MAT, 2, 151/ZAI, ABN, LAP=2, LFW, NER=2, NRI=2}}_{\text{CONT}}$ (изотоп 3);
 $\sqrt{\text{MAT, 2, 151/EL, EH, 0, 0, NTM, 0/P}_1, P_2, \dots, F_{\text{NTM}}}_{\text{LIST}}$;
 $\sqrt{\text{MAT, 2, 151/EL, EH, LRU, LRF, 0, 0}}_{\text{CONT}}$ (область 1);
 $\sqrt{\text{MAT, 2, 151/SPI, AP=0.0, 0, 0, NLS, 0}}_{\text{CONT}}$ < данные о параметрах разрешенных резонансов
 третьего (фиктивного) изотопа, т.е. для NLS' заданных значений орбитального момента l
 второго действительного изотопа >*,
 $\sqrt{\text{MAT, 2, 151/EL, EH, LRU, LRF, 0, 0}}_{\text{CONT}}$ (область 2);
 $\sqrt{\text{MAT, 2, 151/SPI, AP=0.0, 0, 0, NLS, 0}}_{\text{CONT}}$ < данные о параметрах неразрешенных резонан-
 сов третьего (фиктивного) изотопа, т.е. для NLS' заданных значений орбитального момента l
 второго действительного изотопа >*,
 $\sqrt{\text{MAT, 2, 151/ZAI, ABN, LAP=2, LFW, NER=0, NRI=3}}_{\text{CONT}}$ (изотоп 4);

* NLS' значений орбитального момента l для третьего (фиктивного) изотопа дополняют NLS значений орбитального момента, приведенных для второго фиктивного изотопа, до полного числа значений орбитального момента второго действительного изотопа в области разрешенных или соответственно неразрешенных резонансов.

$\sqrt{\text{MAT}}$, 2, 151/EL, EH, 0, 0, NTM, 0/ P₁, P₂,..... P_{NTM} $\sqrt{\text{LIST}}$;
 $\sqrt{\text{MAT}}$, 2, 151/EL, EH, LRU=0, LRF=0, 0, 0 $\sqrt{\text{CONT}}$ (область);
 $\sqrt{\text{MAT}}$, 2, 151/SPI, AP=0.0, 0, 0, 0, 0 $\sqrt{\text{CONT}}$;
 $\sqrt{\text{MAT}}$, 2, 0/0.0, 0.0, C, C, 0, 0 $\sqrt{\text{SEND}}$;
 $\sqrt{\text{MAT}}$, 0, 0/0.0, 0.0, 0, 0, 0, 0 $\sqrt{\text{FEND}}$.

Список литературы

1. ENDF/B Summary documentation: BNL-17541 (ENDF-201). 3rd ed., 1979.
2. Kensey R. Data formats and procedures for the evaluated nuclear data file: BNL-NCS-50496 (ENDF-102). 2nd ed., 1979.
3. Norton D.S. The UKAEA Nuclear Data Library: AEEW-M 824, 1968.
4. Woll D. Card Image Format of the Karlsruhe Evaluated Nuclear Data File KEDAK: KFK-880, 1968.
5. Howerton R., MacGregor M.H. The Evaluated Nuclear Data Library (ENDL): Descriptions of individual evaluations for Z=0-98: UCRL-50400. 1978, v.15, part D, rev.1.
6. Igarasi S., Nakagawa T., Kikuchi V. e.a. Japanese Evaluated Nuclear Library. Ver.1, JENDL-1, JEARI 1261, NEANDC(J) 59/1, 1979.
7. Колесов В.Е., Николаев М.Н. Формат библиотеки рекомендованных ядерных данных для расчета реакторов. - Ядерные константы, 1972, вып.8, ч.1, с.3-66.
8. Кошеев В.Н., Николаев М.Н. Библиотека нейтронных данных для расчета групповых констант. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1984, вып.5(59), с.16-20.
9. Schwerer O., Lommel H.D. IAEA Specialists meeting on the "Format for the exchange of evaluated neutron nuclear data". Vienna, 2-4 April 1984: INDC(NDS)-156.
10. ENDF/B-5 Processing programs: IAEA-NDS-29, rev.0, 1980.
11. Синица В.В. Программа расчета групповых констант на основе библиотеки оцененных нейтронных данных. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1984, вып.5(59), с.34-38.
12. MacFarlane R.E., Boicourt R.M. NJCY: A Neutron and photon cross-section processing system.- Trans. ANL, 1975, v.15, part D, rev.1.
13. Cullen D.E. Program RECENT (version 79-1): reconstruction of energy dependent neutron cross-section from resonance parameters in ENDF/B format: UCRL-50400. 1979, v.17, part C.

Статья поступила в редакцию 19 июля 1985 г.

УДК 539.125.5.04:539.163

ИЗОМЕРНОЕ ОТНОШЕНИЕ ^{151}Eu ДЛЯ ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ
И НЕЙТРОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ 2, 55 и 144 кэВ

В.А.Ишеничный, Е.А.Грицай, Н.Л.Гнидак

ISOMETRIC CROSS-SECTION RATIOS OF ^{151}Eu FOR THERMAL 2, 55 and 144 keV NEUTRONS. The isometric cross-section ratios of ^{151}Eu for neutrons with neutron energies 2, 55, 144 keV and thermal obtained with Sc- and Si-filters have been measured at the VVR-M reactor. A decrease of the isometric cross-section ratio is observed about 10% for neutrons with energy 144 keV.

Определение изомерного отношения в зависимости от энергии нейтронов представляется важным для вычисления параметров функции плотности ядерных уровней, в частности параметра спиновой зависимости. Дальнейшее развитие идей работы [1] привело к значительным успехам в определении изомерных отношений отдельных ядер, а также энергетической зависимости этой характеристики для некоторых изомерных пар [2]. Наблюдаемое изомерное отношение ^{151}Eu для тепловых нейтронов отличается от расчетного примерно в четыре раза.

Для этого изомера энергетическая зависимость изомерного отношения не измерялась. Поэтому авторы провели измерения этого отношения для тепловых и квазимонохроматических нейтронов, выделенных с помощью скандиевого (2 кэВ) и кремниевого (55 и 144 кэВ) фильтров. Измерения осуществлены на атомном реакторе ВВР-М Института ядерных исследований АН УССР. Образец ^{151}Eu (97%-ного обогащения) облучали в потоке нейтронов соответствующей энергии, а затем переносили на германий-литиевый гамма-спектрометр, с помощью которого наблюдали β -линии, соответствующие распаду ^{152}Eu из изомерного ($T_{1/2}=9,3$ ч) или из основного ($T_{1/2}=13,17$ лет) состояний. Если регистрировать выход обоих изомерных состояний по β -линиям с одинаковыми энергиями, то можно без поправок на энергетическую зависимость эффективности гамма-спектрометра определить выход ядер изомера ^{152m}Eu по отношению к выходу ядер ^{152g}Eu . Для этого определяли величину площади под пиком выбранной β -линии сразу же после облучения и наблюдали изменение ее во времени в результате распада изомера. Таким образом наблюдали выход изомера ^{152m}Eu , а измерение величины площади под пиком для этой β -линии после распада изомера давало выход ^{152g}Eu .

При такой постановке эксперимента возрастают требования к стабильности работы спектрометра в течение значительного периода времени. Контроль за работой спектрометра в каждой серии измерений осуществляли с помощью эталонного гамма-источника ^{152}Eu . Авторы использовали хорошо разрезанные на германий-литиевом спектрометре β -линии с энергией 121,8 и 344,3 кэВ. Кроме того, использовали еще два независимых определения изомерного выхода по близко расположенным линиям: одно - по линиям 851,7 кэВ (изомерное состояние) и 867 кэВ (основное состояние), второе - по линиям 963,4 и 964,0 кэВ. Для достижения (1-2)%-ной точности при определении выхода ядер ^{152}Eu облучение образцов ^{151}Eu проводили в несколько этапов общей длительностью до 12 сут. После каждого этапа измеряли выход изомера, а выход долгоживущего ^{152g}Eu определяли после облучений образца. Выход ^{152g}Eu для каждого облучения вычисляли в соответствии с набранным флуенсом нейтронов при каждом облучении. Флуенс определяли либо по активации образца золота, который облучали одновременно с образцом европия, либо по выходу ядер изомера ^{152}Eu . Примесь ^{153}Eu в образцах ^{151}Eu создает дополнительные трудности при регистрации β -линии 121,8 кэВ, так как образующийся радиоактивный изотоп ^{154}Eu при своем распаде имеет β -линию 123,1 кэВ. Вклад этой линии учитывали в соответствии с концентрацией ^{153}Eu в образце. Для этого проводили дополнительные облучения образцов ^{153}Eu (99,1%-ного обогащения) и ^{151}Eu (97,5%-ного обогащения). Погрешность, внесенная в определение выхода ^{152}Eu из-за наличия линии 123,1 кэВ, у ^{154}Eu не превышала 1,5%.

Наблюдая выход радиоактивного ядра после облучения в потоке нейтронов Φ , можно вычислить величину $A_1 = \epsilon n \sigma \Phi$, где ϵ - эффективность регистрации β -линии, по которой наблюдается распад радиоактивного нуклида; n - концентрация исходного ядра; σ - сечение радиационного захвата. При облучении образца фильтрованными нейтронами величина A_1 состоит из суммы двух величин, одна из которых соответствует квазимонохроматическим нейтронам (A_0), а другая - нейтронам фона (F):

$$A_1 = A_0 + F. \quad (1)$$

Для определения фона брали экраны, которые значительно ослабляют фильтрованные нейтроны и незначительно - нейтроны фона (для 55-кэВ нейтронов это титан, имеющий сильный резонанс в области 51,9 кэВ, для 144-кэВ нейтронов - сера, имеющая резонансы в области 102,71 и 112,180 кэВ), ставили на пучок один, два, три одинаковых экрана и экспериментально определяли величины A_2 , A_3 , A_4 :

$$A_2 = A_0 x + Fy; \quad A_3 = A_0 x^2 \alpha + Fy^2 \beta; \quad A_4 = A_0 x^3 \alpha^{\odot} + Fy^3 \beta^{\odot}, \quad (2)$$

где x и y - пропускание единичного экрана для квазимонохроматических нейтронов и нейтронов фона соответственно; α , α^{\odot} , β и β^{\odot} - коэффициенты, учитывающие эффекты самоэкранирования нейтронов, которые можно оценить для используемых экранов. Совокупность уравнений (1) и (2) образует систему четырех нелинейных уравнений, левые части которых являются экспериментальными величинами, определенными с ошибкой. Такие системы уравнений представляют пример некорректно поставленных задач, методы решения которых подробно разобраны в работе [3]. В соответствии с данными этой работы мы минимизировали функционал

$$\sum_{i=1}^4 \frac{[A_i - A_i(A_0, F)]^2}{\Delta A_i^2} = \min,$$

где $A_i(A_0, F)$ - правые части системы; ΔA_i - точность. Коэффициенты $\alpha, \alpha^*, \beta, \beta^*$ для экранов из серы и титана равны примерно 1,06. Величины A_0, F, x, y , полученные при минимизации функционала, слабо чувствительны к значениям этих коэффициентов. Отношение величин фона и эффекта F/A_0 для нейтронов с энергией 144 и 55 кэВ равно $0,42 \pm 0,07$ и $0,33 \pm 0,03$ соответственно. Для нейтронов с энергией 2 кэВ величина $F/A_0 = 0,02 \pm 0,002$; она получена по измерению выхода изомера ^{152}Eu , когда пучок нейтронов перекрыт марганцевым экраном. В величину изомерного отношения наличие фоновых нейтронов вносит ошибку 1,7%.

Для определения величины изомерного отношения необходимо знать абсолютные выходы для каждой из выбранных β -линий для обоих изомеров. Используя данные таблиц работы [4], мы получили следующие значения отношения абсолютных выходов β -линий ^{152m}Eu к ^{152g}Eu : для линии 121,8 кэВ - $0,2206 \pm 0,0088$; для линии 344,3 кэВ - $0,0787 \pm 0,0043$; для группы линий 841,7/867,4 кэВ - $2,903 \pm 0,120$ и для группы линий 963,4/964 кэВ - $0,738 \pm 0,029$. Именно по этим линиям определено изомерное отношение для тепловых нейтронов.

Для нейтронов других энергий также было определено изомерное отношение ^{151}Eu :

Тепловые нейтроны.....	$0,395 \pm 0,008^*$; $0,394 \pm 0,005^{*2}$
Эпикадмиевые нейтроны.....	$0,398 \pm 0,009^*$; $0,399 \pm 0,004^{*2}$
2 кэВ.....	$0,412 \pm 0,005^{*2}$
55 кэВ.....	$0,403 \pm 0,007$; $0,400 \pm 0,010^{*2}$
144 кэВ.....	$0,364 \pm 0,004$; $0,359 \pm 0,007^{*2}$

Точность определялась по среднеквадратичному разбросу четырех независимых определений (70%-ный доверительный интервал, три степени свободы). Авторы использовали еще два набора абсолютных выходов β -линий, один из которых представлен в справочнике [5], второй получен по работам [6,7]. Все три набора абсолютных интенсивностей дают средневзвешенные величины изомерного отношения для тепловых нейтронов, которые в пределах 1,5% согласуются друг с другом. В приведенном выше выводе ссылкой *2 отмечены изомерные отношения, определенные только по выходу β -линий 344,3 кэВ, которые и использовались для получения энергетической зависимости изомерного отношения. Точность, указанная для этих измерений, определяется только статистической ошибкой. Остальные величины изомерного отношения определены как среднее двух независимых измерений изомерного отношения по линиям 121,8; 344,3 кэВ.

Результаты настоящих измерений показывают, что изомерное отношение ^{151}Eu в области энергий нейтронов от тепловых до 55 кэВ в пределах 3% постоянно, а в области 144 кэВ уменьшается на 10%. Такое уменьшение указывает на относительное увеличение выхода ^{152g}Eu (который имеет спин, равный 3⁻) и объясняется увеличением вклада р-нейтронов в сечение радиационного захвата (поскольку эти нейтроны увеличивают возможность заселения высоковозбужденных состояний с большим спином).

Для определения сечения выгорания изомера ^{152}Eu авторы провели измерение изомерного отношения ^{151}Eu для тепловых нейтронов [8]; эти данные и результаты настоящей работы (выполненные с более высокой точностью, чем первые) вместе с данными других авторов представлены в таблице. В примечании указаны некоторые особенности проведенных экспериментов. В пределах двойных-тройных стандартных отклонений все результаты согласуются.

В этих экспериментах определялись также другие физические величины. В результате 62 измерений определен период полураспада ^{152m}Eu для 17 образцов; он оказался равным $T_{1/2} = (9,260 \pm 0,019)$ ч, что находится в хорошем согласии с принятой величиной $T_{1/2} = (9,302 \pm 0,049)$ ч [4].

Изомерное отношение для эпикадмиевых и тепловых нейтронов равно $1,01 \pm 0,01$, что несколько противоречит величине $0,97 \pm 0,01$, измеренной в работе [8].

* Средневзвешенные значения по четырем независимым измерениям; погрешность соответствует стандартному квадратичному отклонению с учетом трех степеней свободы. Остальные ошибки - чисто статистические.

*2 Результаты, полученные только по выходу β -линии 344,3 кэВ [4].

Измеренное отношение ^{151}Eu для тепловых нейтронов
по данным разных авторов

Измеренное отношение $\sigma_m / (\sigma_m + \sigma_g)$	Литература	Примечание
$0,32 \pm 0,04$	[9] (Джонсон)	-
$0,35 \pm 0,04$	[9] (Мур и Эш, 1959 г.)	По γ -линии 344,3 кэВ
$0,359 \pm 0,016$	[10]	По γ -линиям 121,8 и 344,3 кэВ
$0,352 \pm 0,015$	[11]	Совпадение γ -линий 121,8 и 344,3 кэВ [в измерениях использованы два кристалла NaI(Tl)]
$0,400 \pm 0,020$	[8]	По четырем γ -линиям (использован германий-литиевый спектрометр)
$0,395 \pm 0,008$	Настоящая работа	То же

Список литературы

1. Huizenga J.R., Vandenbosch R. The interpretation of isomeric ratio for (n, γ)- and (γ , n)-reactions. - Phys. Rev., 1960, v.120, p.1305.
2. Арифов И.Я., Мазитов Б.С., Уланов Б.Г. Относительная вероятность заселения изомеров в реакциях радиационного захвата. - Ядерная физика, 1981, т.34, с.1028.
3. Тихонов А.И., Арсенин В.Я. Методы решения некорректных задач. М.: Высшая школа, 1979.
4. Tables of isotopes. Ed. Zederer C.M., Shirley V.S. New York, 1978.
5. Гусев Н.Г., Дмитриев П.П. Квантовое излучение радиоактивных нуклидов. М.: Атомиздат, 1977.
6. Baker K.R., Hamilton J.H., Ramaaya A.V. The detailed study of coincidences on Ge(Li)-Ge(Li)-spectrometer of ^{152}Sm and ^{152}Gd levels. - Z. Phys., 1972, Bd 256, S. 387.
7. Barrette J., Barrette M. e.a. Properties of the levels in ^{152}Sm and ^{152}Gd from the decay of the $^{152\text{m}}\text{Eu}$ isomeric pair. - Can. J. Phys., 1971, v.49, p.2462.
8. Pshenichnyi V.A., Vertebnyi V.P., Grtzyay E.A. Nucl. data for sci. and technol.: Proc. of the Intern. conf. (Antwerp, 1982). Holland, 1983, p.230.
9. Neutron Cross-Sections: BNL-325. Ed. 2, 1966.
10. Keish B. The ratio of isomers produced at neutron activation. - Phys. Rev., 1963, v.129, p.769.
11. Poortmans F., Giralcar J., Farby A. The neutron cross-sections of ^{151}Eu in energy region below 1 eV. - Nucl. Phys., 1971, v. A172, p.489.

Статья поступила в редакцию 15 августа 1985 г.

УДК 539.163

РЕЗОНАНСНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ^{235}U В ЭНЕРГЕТИЧЕСКОМ ИНТЕРВАЛЕ 1-100 эВ

Г.Б.Мороговский

THE RESONANCE PARAMETERS OF ^{235}U IN ENERGY RANGE 1-100 eV. Calculated values of ^{235}U resonance parameters have been obtained according to Breit-Wigner and Adler-Adler formalisms. The comparison of the quality of the description of cross-sections in the range of resolved resonances conducted by two systems of parameters has been given and the equality of the systems utilization has been shown. The use of the smooth file method allows to improve the quality of the description of experimental data.

Несмотря на большое количество работ, посвященных экспериментальным исследованиям нейтронных сечений ^{235}U в области разрешенных резонансов, задача параметризации сечений еще далека от окончательного решения. Это объясняется тем, что ядро является весьма сложным как для эксперименталь-

ного изучения, так и для теоретического моделирования в рассматриваемой области энергий. Малое среднее расстояние между резонансами (порядка 0,5 эВ по последним измерениям [1]) и заметная межуровневая интерференция предъявляют жесткие требования к условиям, при которых производится измерение, так как от качества экспериментальных данных зависят качество параметризации и надежность средних резонансных параметров, используемых в неразрешенной резонансной области.

При проведении параметризации необходимо решить две задачи: отобрать экспериментальные данные по разным типам сечений, пригодные для дальнейшей работы, и выбрать формализм параметризации. Тщательный анализ имеющихся экспериментальных данных привел к выбору работ [2-8] по сечениям σ_t , σ_f и σ_n . К сожалению, по-прежнему нет пригодных для обработки измерений сечения упругого рассеяния σ_n , что наряду с недостаточно надежными данными о сечении радиационного захвата σ_n [7,8] может дать большую погрешность в оцененных сечениях рассеяния σ_n . Поэтому следует отметить, что часто отбор экспериментальных данных для параметризации означает использование всех измерений, которые имеются для данного типа сечения или в данной энергетической области, так как других данных нет. Выбор формализма определяется свойствами параметризуемого ядра и имеющейся экспериментальной информацией, однако в настоящей работе предусматривалось еще одно условие: полученные резонансные параметры должны быть представлены в формате ENDF/B [9], т.е. можно было применять только формализмы Брейта - Вигнера или Адлер - Адлера. Использованы оба формализма, причем первый являлся нулевым приближением второго.

На основе ранее написанных автором ЭВМ-программ параметризации тяжелых делящихся ядер [10-12] была создана новая обобщенная программа с учетом гладкого файла, ориентированная на ЭВМ типа ЕС. Программа RPZFC позволяет проводить параметризацию экспериментальных данных по сечениям σ_t , σ_f и σ_n в разрешенной резонансной области с использованием формализмов Брейта - Вигнера и Адлер - Адлера и возможностью расчета гладкого файла для указанных типов сечений, причем считается, что для сечения σ_n гладкий файл равен нулю во всей рассматриваемой энергетической области.

Параметризацию проводили в два этапа. На первом этапе получены параметры Брейта - Вигнера, что позволило рассчитать средние резонансные параметры, а также сравнить полученную систему параметров с другими оценками. На втором этапе получены параметры Адлер - Адлера и проведено их сравнение с параметрами Брейта - Вигнера. В качестве исходных на первом этапе взяты параметры из работы [10] (150 резонансов в интервале 0-100 эВ), дополненные параметрами из работы [1], т.е. в интервале 0-100 эВ подгонялись параметры 201 резонанса. При расчетах использовали еще четыре резонанса с фиксированными параметрами: отрицательный резонанс при энергии - 1,49 эВ и три резонанса в области выше 100 эВ для снятия крайних эффектов. Параметры резонансов подгонялись с таким расчетом, чтобы обеспечить наилучшее (с учетом экспериментальных условий) описание всех трех типов сечений одновременно. Полученные параметры приведены в полном файле оцененных данных для ^{235}U . Они описывают весь набор использованных экспериментальных данных существенно лучше, чем параметры работ [1,10].

На основе этих данных обычным усреднением получены следующие средние резонансные параметры: $\langle \Gamma_n^0 \rangle = 0,939 \cdot 10^{-4}$ эВ; $\langle \Gamma_n^0 \rangle_3 = 0,839 \cdot 10^{-4}$ эВ; $\langle \Gamma_n^0 \rangle_4 = 1,018 \cdot 10^{-4}$ эВ; $\langle \Gamma_f \rangle = 0,153$ эВ; $\langle \Gamma_f \rangle_3 = 0,205$ эВ; $\langle \Gamma_f \rangle_4 = 0,111$ эВ; $\langle \Gamma_p \rangle = 0,0343$ эВ; $S^0 = 0,966 \cdot 10^{-4}$ (при $\langle D \rangle = 0,5$ эВ).

Величины $\langle \Gamma_f \rangle_3$ оказались несколько больше, чем соответствующие значения из работы [1]. Это объясняется тем, что при описании трех типов сечений (σ_t , σ_f и σ_n) неточности экспериментальных данных, особенно для сечений σ_t и σ_f , сказываются на ширинах Γ и Γ_f , так как значения Γ_p ограничены. Кроме того, следует учесть замечания авторов работы [1] о расчете делительных ширин при получении ими резонансных параметров. Ясно, что значения параметров, полученные разными способами и по различным экспериментальным данным, не могут совпасть.

Критерий качества параметров - возможность восстановить по ним ход любого эксперимента (при использовании всей информации о нем). Как уже отмечалось, полученные параметры Брейта - Вигнера лучше описывают экспериментальные данные [2-8], чем параметры работ [1,10], в том числе и данные о делении. Следует также иметь в виду, что приведенные выше средние резонансные параметры близки к тем, которые использовали в неразрешенной резонансной области при создании полного файла оцененных ядерных данных ^{235}U .

Завершающим этапом параметризации является расчет гладкого файла. Необходимость его введения объясняется тем, что сечения, рассчитанные по параметрам, имеют, как правило, точность ниже

той, которая требуется в настоящее время. Мерой точности может служить расхождение между экспериментально измеренными сечениями σ_t , σ_f , σ_p и их значениями, полученными из параметров формализма с учетом условий эксперимента. Для уточнения расчетных величин используется набор добавочных значений сечений в некоторых энергетических точках (файл 3 в формате ENDF/B), подчиняющийся трем условиям:

- величины сечений в энергетических точках, отличающихся от заданных, получаются линейной интерполяцией;
- для любой энергетической точки $\sigma_t^F = \sigma_f^F + \sigma_p^F + \sigma_n^F$, где индекс F означает, что сечения взяты из гладкого файла;
- сечения из гладкого файла не зависят от температуры и энергетического разрешения эксперимента, т.е. считается, что эта зависимость корректно учтена в использованном формализме.

Таким образом, рассчитанное сечение состоит из двух частей: сечения, полученного из параметров формализма, и небольшой добавки, взятой из гладкого файла. Так как экспериментальная информация о сечении упругого рассеяния отсутствовала, гладкий файл для него был взят равным нулю и второе условие приобрело вид $\sigma_t^F = \sigma_f^F + \sigma_p^F$. Опорные энергетические точки гладкого файла рассчитывали с учетом двух требований:

- для каждого типа сечения среднее процентное отклонение интерполированных значений от экспериментальных не должно превышать заданной величины;
- количество экспериментальных точек в интервале между двумя опорными точками не может быть меньше заданного для любого типа сечения, причем это условие является более важным, чем предыдущее.

В работе использовалось следующее количество экспериментальных точек: по σ_t - 4445 [2,3], по σ_f - 4787 [4-6], по σ_p - 2275 [7,8]. Гладкий файл содержит 295 точек и обеспечивает заметное улучшение согласия сечений, восстановленных из параметров, с соответствующими экспериментальными значениями (табл. I, 2). В первую очередь это относится к сечениям в межрезонансной области, что хорошо видно из рисунка. Параметры Брейта - Вигнера и соответствующий им гладкий файл вошли в полный файл оцененных ядерных данных ^{235}U , переданный в Центр по ядерным данным Госкомитета по использованию атомной энергии СССР (г. Обнинск).

Резонансные параметры Брейта - Вигнера, полученные на первом этапе работы, явились нулевыми приближением для подгонки параметров Адлер - Адлера, так как ширины резонансов и адлеровский параметр G связаны соотношением $G_z = 2q\Gamma_n^0 \Gamma_z / \Gamma$, где z - соответствующая реакция, а исходные параметры интерференции H_z можно положить равными нулю. Величины Γ взяты такими, какими они были получены при подгонке параметров Брейта - Вигнера (в дальнейшем не варьировались). Кроме того, считалось, что значения параметров E_z и Γ являются одними и теми же для всех типов реакций на данном резонансе, хотя формат ENDF/B допускает, что каждому типу реакции могут соответствовать свои значения E_z и Γ .

Адлеровские параметры рассчитывали двумя способами:

- вычисляли параметры G_z и H_z независимо для каждого типа сечения;
- величины параметров G_z получали с учетом самосогласования способом, аналогичным предложенному в работе [14], но при этом сечение радиационного захвата также включалось в оценку. В дальнейшем под адлеровскими параметрами будут пониматься значения G_z и H_z , полученные с учетом самосогласования.

После завершения этапа подгонки проведен расчет гладкого файла, в котором оказалось 297 точек (файл рассчитывали при тех же условиях, что и предыдущий). Как видно из табл. I-3, и в этом случае гладкий файл существенно улучшает согласие восстановленных и экспериментальных сечений; в обоих случаях (для параметров Брейта - Вигнера и Адлер - Адлера) для гладкого файла потребовалось всего в полтора раза больше точек, чем имелось резонансов. Средние резонансные параметры Брейта - Вигнера, полученные из адлеровских параметров простым усреднением, имеют следующие значения: $\langle \Gamma_n^0 \rangle = 0,959 \cdot 10^{-4}$ эВ; $\langle \Gamma_n^0 \rangle_3 = 0,856 \cdot 10^{-4}$ эВ; $\langle \Gamma_n^0 \rangle_4 = 1,040 \cdot 10^{-4}$ эВ; $\langle \Gamma_f \rangle = 0,150$ эВ; $\langle \Gamma_f \rangle_3 = 0,202$ эВ; $\langle \Gamma_f \rangle_4 = 0,168$ эВ; $\langle \Gamma_p \rangle = 0,0365$ эВ; $S^0 = 0,090 \cdot 10^{-4}$ эВ (при $\langle D \rangle = 0,5$ эВ).

Сравнение групповых констант ²³⁵U в области разрешенных резонансов

Группа, эВ	σ_t, σ						σ_f, σ					
	ЕВ	ЕВФ	АА	ААФ	ЕНДФ/В	ЕНАФ-78	ЕВ	ЕНФ	АА	ААФ	ЕНДФ/В	ЕНАФ-78
0,215-0,465	199,26	203,91	199,61	205,87	206,69	207,49	150,21	154,62	148,97	153,34	158,24	158,40
0,465-1,0	84,70	86,14	83,53	86,60	86,69	86,94	62,11	64,13	61,70	63,55	65,32	65,85
1,0-2,15	64,85	60,54	63,91	61,15	60,89	62,91	40,12	35,04	39,14	34,98	35,95	35,08
2,15-4,65	36,87	35,14	36,78	36,10	35,5	36,77	18,73	17,49	17,74	15,70	17,11	16,82
4,65-10,0	97,60	96,30	99,82	97,75	96,6	94,07	51,91	48,31	52,77	48,40	48,36	46,06
10,0-21,5	113,59	116,26	116,87	117,46	108,05	102,58	51,46	51,25	49,45	48,11	51,14	48,05
21,5-46,5	79,76	78,44	84,11	79,10	79,31	83,13	40,30	39,30	42,55	39,74	43,09	42,53
46,5-100,0	72,63	66,64	70,67	66,86	66,53	62,02	41,75	36,67	41,96	37,68	34,54	34,29

(из
JENDL-II)
/13/

Окончание табл. I

15

Группа, эВ	σ_t, σ						σ_n, σ			
	ЕВ	ЕВФ	АА	ААФ	ЕНДФ/В	ЕНАФ-78	ЕВ	АА	ЕНДФ/В	ЕНАФ-78
0,215-0,465	33,80	34,03	32,90	34,79	34,42	34,09	15,25	17,14	14,03	15,0
0,465-1,0	8,41	7,83	6,18	7,40	7,95	7,09	14,18	15,65	13,42	14,0
1,0-2,15	11,81	12,57	10,82	12,22	12,38	14,43	12,39	13,95	12,56	13,4
2,15-4,65	6,64	7,21	5,34	6,69	6,98	7,35	11,51	13,71	11,41	12,6
4,65-10,0	34,56	36,84	33,81	36,10	37,20	37,41	11,10	13,25	11,04	10,6
10,0-21,5	48,32	51,94	55,77	57,69	44,67	42,93	13,67	11,65	12,24	11,6
21,5-46,5	26,88	26,55	29,29	27,09	23,90	27,60	12,59	12,27	12,32	13,0
46,5-100,0	17,10	16,18	16,52	16,99	18,82	15,77	13,79	12,19	13,17	12,0

(из
JENDL-II)
/13/

Примечание. ЕВ - расчет по параметрам Брейта - Вигнера; ЕВФ - расчет по тем же параметрам с учетом гладкого файла; АА и ААФ - то же для параметров Адлер - Адлера.

Таблица 2

Отклонение расчетных значений сечений σ_t , σ_f и σ_r от экспериментальных по данным разных авторов

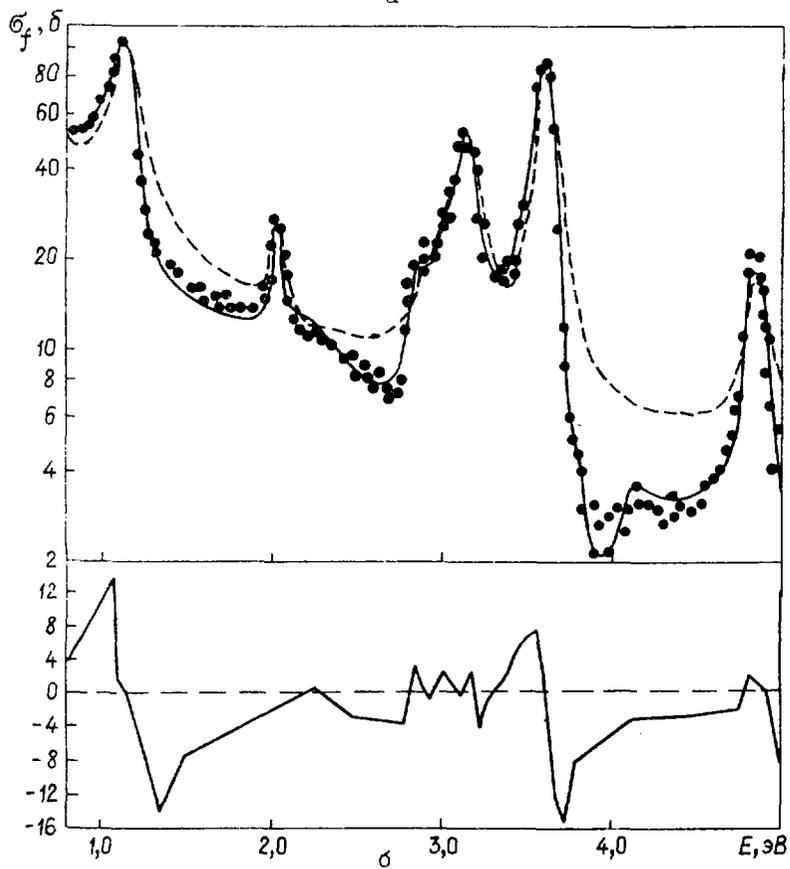
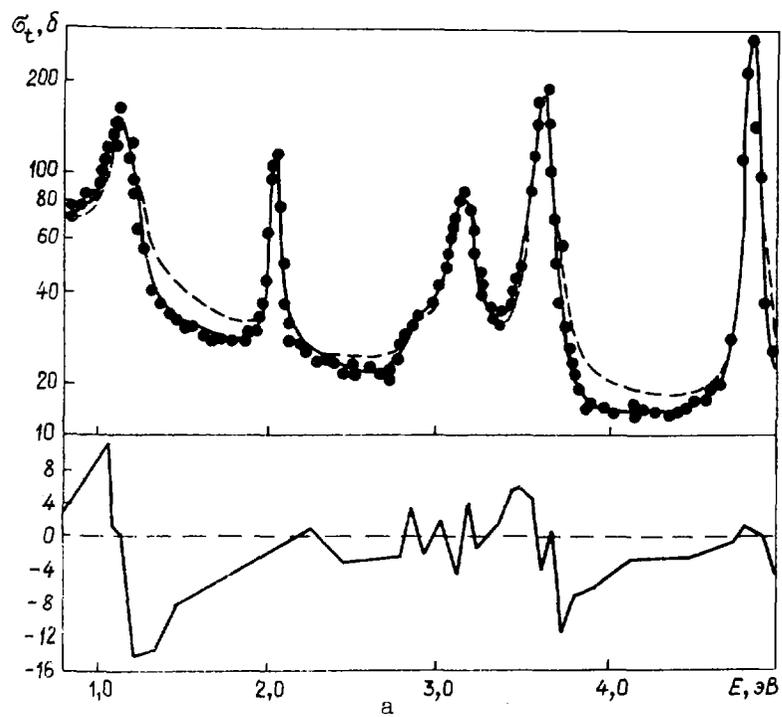
Способ параметризации	σ_t [2,3]				σ_f [4-6]					
	Энергетический интервал ΔE , эВ									
	0,088-1,305	1,31-8,0	8,0-50,05	50,07-99,92	0,088-99,92	0,02-10,98	10,99-26,50	26,51-39,95	39,95-67,96	68,02-99,90
БВ	$\frac{8,24}{6,97}$ (10,2)	$\frac{4,51}{14,81}$ (7,3)	$\frac{10,41}{24,67}$ (4,8)	$\frac{8,14}{17,45}$ (13,6)	$\frac{8,12}{19,17}$ (9,0)	$\frac{8,85}{24,89}$ (25,7)	$\frac{6,50}{19,89}$ (12,3)	$\frac{6,32}{36,73}$ (19,0)	$\frac{5,04}{31,02}$ (19,9)	$\frac{7,62}{51,22}$ (27,3)
БВБ	$\frac{3,54}{2,66}$ (15,6)	$\frac{1,49}{4,03}$ (2,6)	$\frac{10,95}{23,12}$ (4,2)	$\frac{4,99}{8,64}$ (4,4)	$\frac{5,99}{12,73}$ (4,3)	$\frac{5,34}{11,13}$ (7,5)	$\frac{5,91}{14,24}$ (7,7)	$\frac{5,22}{21,56}$ (12,5)	$\frac{3,94}{19,92}$ (5,9)	$\frac{3,54}{20,31}$ (6,9)
АА	$\frac{8,06}{6,78}$ (10,6)	$\frac{4,17}{14,43}$ (9,5)	$\frac{10,66}{27,75}$ (5,9)	$\frac{7,31}{17,07}$ (11,0)	$\frac{7,33}{20,08}$ (8,7)	$\frac{9,01}{22,88}$ (23,5)	$\frac{5,18}{18,42}$ (8,7)	$\frac{6,13}{39,69}$ (15,0)	$\frac{6,65}{46,63}$ (24,7)	$\frac{7,72}{58,20}$ (30,4)
ААБ	$\frac{3,47}{2,69}$ (17,9)	$\frac{1,87}{5,61}$ (4,7)	$\frac{9,20}{22,35}$ (4,0)	$\frac{5,22}{8,96}$ (4,0)	$\frac{5,84}{12,94}$ (4,2)	$\frac{6,43}{12,87}$ (13,8)	$\frac{4,95}{14,11}$ (6,6)	$\frac{4,86}{21,71}$ (6,6)	$\frac{5,33}{26,61}$ (10,3)	$\frac{3,59}{20,84}$ (8,0)

16

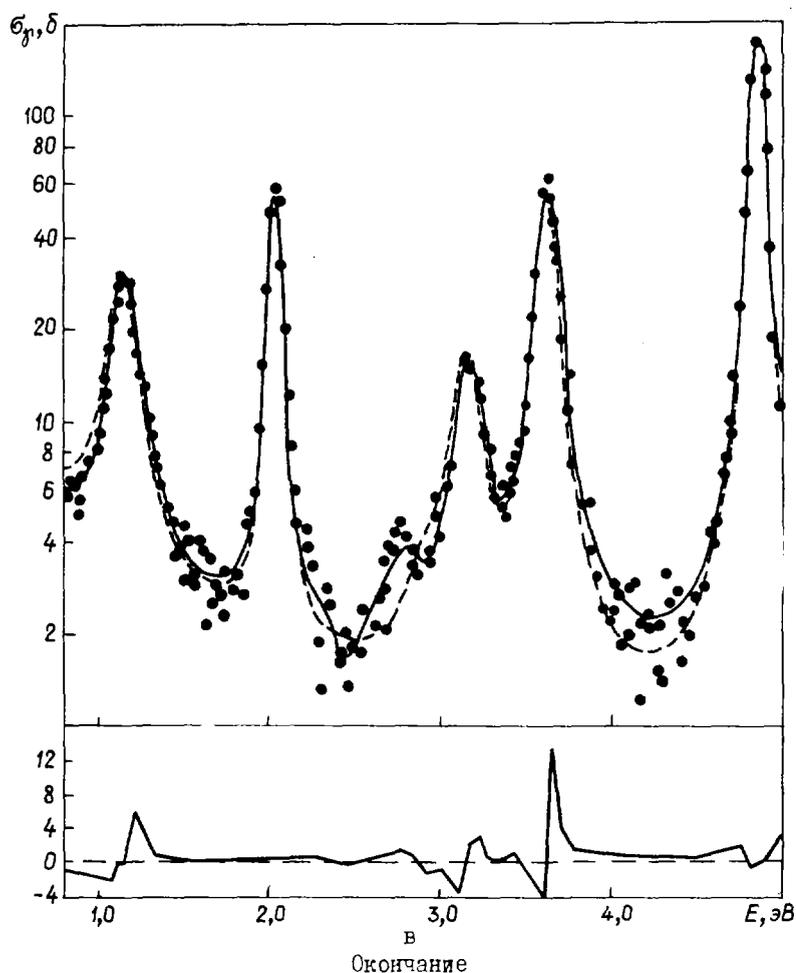
Окончание табл. 2

Способ параметризации	σ_f [4,5]	σ_r [7,8]							
	Энергетический интервал ΔE , эВ								
	0,02-99,90	0,42-3,0	3,01-6,7	6,02-8,06	8,06-11,79	11,8-31,75	31,79-68,85	68,94-100,2	0,42-100,2
БВ	$\frac{6,87}{30,90}$ (21,1)	$\frac{1,41}{17,34}$ (6,3)	$\frac{1,30}{17,21}$ (6,9)	$\frac{5,46}{26,27}$ (17,2)	$\frac{8,92}{32,84}$ (13,0)	$\frac{9,07}{50,34}$ (16,9)	$\frac{4,52}{28,51}$ (27,0)	$\frac{2,65}{29,30}$ (16,4)	$\frac{4,92}{30,90}$ (20,1)
БВБ	$\frac{5,10}{16,97}$ (7,5)	$\frac{8,91}{11,39}$ (4,7)	$\frac{8,78}{9,82}$ (1,9)	$\frac{5,36}{22,22}$ (11,1)	$\frac{8,87}{35,42}$ (6,6)	$\frac{8,03}{51,92}$ (14,7)	$\frac{4,77}{35,46}$ (13,9)	$\frac{3,23}{40,73}$ (16,9)	$\frac{4,33}{33,0}$ (14,3)
АА	$\frac{6,68}{33,96}$ (22,3)	$\frac{2,74}{34,18}$ (40,4)	$\frac{1,42}{32,41}$ (31,1)	$\frac{5,72}{26,22}$ (27,7)	$\frac{8,95}{35,60}$ (19,1)	$\frac{10,53}{52,52}$ (21,6)	$\frac{5,80}{22,96}$ (27,3)	$\frac{2,87}{31,57}$ (18,4)	$\frac{5,61}{38,43}$ (23,5)
ААБ	$\frac{5,93}{18,20}$ (8,9)	$\frac{1,25}{15,64}$ (22,7)	$\frac{1,11}{17,76}$ (17,0)	$\frac{5,13}{28,66}$ (7,6)	$\frac{8,46}{31,81}$ (13,2)	$\frac{9,40}{42,85}$ (17,5)	$\frac{4,73}{38,03}$ (18,9)	$\frac{2,81}{36,07}$ (14,5)	$\frac{4,74}{33,45}$ (16,8)

Примечание. Числитель - среднее абсолютное отклонение на одну экспериментальную точку в барнах, знаменатель - то же в процентах, в скобках - среднее процентное отклонение сечений, усредненных по интервалу одного резонанса.



Сравнение экспериментальных и расчетных значений сечений σ_t (а); σ_f (б) и σ_{sp} (в). Данные: • - экспериментальные; ---- - расчетные по полученным параметрам; — - то же с добавлением гладкого фона, который показан в нижней части рисунка



Использование обычной адлеровской схемы параметризации (без согласования параметров G_z) дает нефизические значения ширины Γ_f и Γ_g , что обусловлено независимостью получения параметра G_z . В этом случае расчет средних резонансных параметров не имеет смысла. Возникают также трудности с интерпретацией хода сечения $\sigma_n(E)$, получаемого как разность $\sigma_n = \sigma_t - \sigma_f - \sigma_g$ так как ошибки экспериментальных значений σ_f , σ_t и σ_g могут оказаться больше самих сечений σ_n , что приводит к аномально большим и аномально малым (вплоть до отрицательных) сечениям рассеяния, хотя усредненные характеристики качества подгонки оказываются примерно одинаковыми для обоих вариантов адлеровской схемы.

Хотя формат ENDF/B позволяет улучшить согласие расчетных значений сечений с экспериментом благодаря введению гладкого файла и тем самым повысить качество и надежность оценки в разрешенной резонансной области, он не свободен от существенного недостатка, который особенно отчетливо проявляется для ядер типа ^{235}U , имеющих малое расстояние между резонансами $\langle D \rangle$ при относительно сильной их асимметрии. Этот недостаток — требование учета вклада в сечение в данной энергетической точке от всех резонансов. Таким образом, сечение в любой точке является суммой вкладов, определяемой как параметрами того резонанса, которому она принадлежит, так и параметрами всех остальных резонансов. Причем, если доплеровский интеграл Ψ сильно спадает (примерно на 3–4 порядка в интервале $x = 0,3-100$, где $x = 2(E_z - E)/\Gamma$), а значение Γ близко к среднему, то величина доплеровского интеграла χ на указанном интервале изменяется лишь на порядок; следовательно, основной вклад в энергетическую точку от дальних резонансов определяется параметрами интерференции H_z . Для слабых резонансов величина такого "стороннего" вклада часто оказывается не только существенно больше, чем вклад параметров самого резонанса, но и превышает эксперименталь-

но измеренное сечение. Такое положение наблюдалось при расчете адлеровских параметров некоторых слабых резонансов, особенно резонансов, попадающих на склон сильного соседнего пика или между двумя резонансами с конструктивной интерференцией, что ухудшало расчеты детального хода сечений по сравнению с использованием формализма Брейта - Витнера.

Оценку качества параметризации можно осуществить на основе данных табл. I-2, где приведено сравнение восстановленных из параметров сечений с экспериментальными данными. Энергетические интервалы для каждого типа сечений соответствуют областям с постоянными условиями эксперимента. Видно, что использование гладкого файла существенно улучшает согласие расчетного хода кривых $\sigma_t(E)$ и $\sigma_f(E)$ с экспериментом, в то время как на величинах $\sigma_n(E)$ гладкий файл оказался слабее, и что оба использованных формализма практически одинаково воспроизводят как экспериментальные данные о сечениях, так и групповые константы. Последний результат кажется необычным, однако его можно ожидать, учитывая сделанное выше замечание о необходимости учета в формализме Адлер - Адлера всех резонансов. Кроме того, в настоящей работе в оценку было включено примерно 300 резонансов в интервале 0-100 эВ, а не около 150, как в предыдущих оценках. Такая добавка уровней на основе работы [1] позволила для некоторых резонансов в значительной мере избавиться от эффектов, которые раньше объяснялись интерференцией, но оказалось, что это были резонансы, не разрешенные в эксперименте. Действительно, примерно из 50 дополнительных резонансов 12 появляются в результате разрешения дублетов, а остальные - это слабые резонансы на "крыльях" уже известных пиков, которые раньше в экспериментах не выделялись, а их вклады в сечения интерпретировались как интерференционные эффекты. Можно предположить, что величина межрезонансной интерференции в предыдущих оценках для ^{235}U была завышена.

Из табл. I видно, что есть только одна группа (10-21,5 эВ) для сечений σ_t и σ_n , в которой расхождение расчетов и библиотечных значений достаточно заметно, а расчеты с гладким файлом хуже согласуются с оценками, чем расчеты без него. Однако анализ детального хода сечений показывает, что и в указанной области использование гладкого файла улучшает согласие расчетного и экспериментального ходов сечений. Причины отмеченных расхождений могут оказаться в том, что экспериментальные данные в этой области энергий недостаточно надежны и что библиотечные значения групповых сечений нуждаются в пересмотре. Таким образом, параметризацию области разрешенных резонансов ^{235}U можно с одинаковым успехом осуществлять как формализмом Брейта - Витнера, так и формализмом Адлер - Адлера.

В связи с выбором формализма для параметризации экспериментальных данных в области разрешенных резонансов, следует отметить, что цель параметризации существенно влияет на решение этого вопроса. Так, при создании файла оцененных ядерных данных в формате ENDF/B используются формализмы, о которых речь шла выше. При решении задачи параметризации одного или двух типов сечений в широком интервале энергий предпочтительнее использовать формализм Адлер - Адлера в обычном виде (без самосогласования). При изучении вопросов, связанных с точным учетом межуровневой и тем более межканальной интерференции в относительно узких (примерно 10-100 эВ) энергетических интервалах, необходимо использовать формализм Рейха - Мура, а в очень узких интервалах (порядка 5 эВ) возможно использование формализма Фогта (для тяжелых делящихся ядер ширины интервалов даны применительно к ядру ^{235}U с большим, чем у него, значением $\langle D \rangle$; соответствующие интервалы также могут быть существенно шире).

Повышение точности оценки сечений в разрешенной резонансной области связано в основном с получением надежных экспериментальных данных о сечениях радиационного захвата σ_n и рассеяния σ_n , измеренных с хорошим разрешением и при низкой температуре образца. Пока такие данные отсутствуют, вряд ли можно ожидать существенного улучшения оценки в рассматриваемой области.

Список литературы

1. Moore M.S., Moses J.D., Keyworth G.A. Spin determination of resonance structure in ($^{235}\text{U}+n$) below 25 keV. - Phys. Rev. C, 1978, v.18, N 5, p.1328-1348.
2. Shore F.J., Sailor V.L. Slow neutron resonances in ^{235}U . - Ibid., 1958, v.112, p.191-202.
3. Michaudon A., Derrien H., Ribon P. e.a. Propriétés statistiques des niveaux de 1^{235}U induits dans 1^{235}U par les neutrons lents. - Nucl. Phys., 1965, v.69, p.545-572.

4. Deruytter A.J., Wagemans C. Measurement and normalization of the relative ^{235}U fission cross-section in the low resonance region. - J.Nucl.Energy, 1971, v.25, p.263-272.
5. Cao M.J., Migneco E., Theobald J.P. e.a. Fission cross-section measurement on ^{235}U . - In: Proc. of the conf. on neutron cross-section and technology. V.1.Washington, 1968, p.481-490.
6. Blons J., Derrien H., Michaudon A. Measurement and analysis of the fission cross-sections of ^{235}U and ^{233}U for neutron energies below 30 keV. - In: Proc.of the Intern.conf.on neutron cross-sections and technology. V.2. Knoxville, 1971, p.829-835.
7. De Saussure G., Weston L.W., Gwin R. e.a. Measurement of the neutron capture and fission cross-sections and of their ratio alpha for ^{233}U , ^{235}U and ^{239}Pu . - In: Proc.of the conf. on nuclear data for reactors. V.2 (Paris, 1966). Vienna: IAEA, 1967, p.233-249.
8. Perez R.B., De Saussure G., Silber F.G. e.a. Simultaneous measurements of the neutron fission and capture cross-sections for ^{235}U for neutron energies from 8 eV to 10 keV. - Nucl.Sci. and Engng, 1973, v.52, p.46-73.
9. Kinsey R. Data formats and procedures for the evaluated nuclear data file (ENDF).BNL, 1979.
10. Коньшин В.А., Анципов Г.В., Мороговский Г.Б. и др. Оценка ядерных констант для ^{235}U в области энергий нейтронов 10^{-4} эВ - 15 МэВ. - Нейтронная физика: Материалы 3-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 9-13 июня 1975 г. М.: ЦНИИатоминформ, 1975, ч.2, с.43-47.
11. Анципов Г.В., Баханович Л.А., Жарков В.Ф. и др. Оценка ядерных данных для ^{239}Pu . Ч.1: Препринт № 12. Минск: ИТМО АН БССР, 1981.
12. Коньшин В.А., Анципов Г.В., Суховицкий Е.Ш. и др. Оценка ядерных данных для ^{241}Pu в области энергий нейтронов 10^{-3} эВ - 15 МэВ. Ч.2: Препринт № 3. Минск: ИТМО АН БССР, 1979.
13. Cullen D.E., Schwerer O. Comparison of uranium and plutonium group averaged cross-sections and staircase plots. - In: Proc.of the IAEA consultants meeting on uranium and plutonium isotope resonance parameters: INDC(NDS)-129/GS. Vienna: IAEA, 1981, p.197-217.
14. Колесов В.В., Лукьянов А.А. Унитарная схема построения сечений в резонансной области: Препринт ФЭИ-1588. Обнинск, 1984.

Статья поступила в редакцию 12 сентября 1985 г.

УДК 539.171

О РАССЕЯНИИ НЕЙТРОНОВ НА МАЛЫЕ УГЛЫ ЯДРАМИ ^{238}U

Г.В.Аникин, И.И.Котухов

ABOUT THE NEUTRON SMALL-ANGLE SCATTERING BY NUCLEI OF ^{238}U . The situation in the experimental study and analysis of the angular distributions of fast neutrons is considered for estimation of the electric polarizability of neutron. Some proposals are presented in this field.

Исследования тонкой структуры первого дифракционного максимума в угловом распределении быстрых нейтронов, упруго рассеянных тяжелыми ядрами, ведутся давно. Сначала усилия экспериментаторов были направлены на обнаружение эффекта Швингера [1], затем внимание было обращено на другой возможный источник искажений углового распределения нейтронов при малых углах рассеяния - электрическую поляризуемость нейтрона [2]. Оценки показали [3], что при величине коэффициента поляризуемости $\alpha_n \approx 10^{-40}$ см³ изменения сечений достигают десятых долей барна на стерадиан и могут быть легко замечены в экспериментах по рассеянию нейтронов.

Однако, если швингеровское рассеяние, приводящее для всех энергий нейтронов к резкому возрастанию сечения при углах, меньших 3° , быстро исследовано качественно, а затем и количественно [4-6], то по поводу наличия второго эффекта исследователи до сих пор не пришли к общему мнению. Причина этого - трудность аппроксимации "чисто ядерного" рассеяния, на фоне которого исследуются аномалии, более плавные, чем швингеровское искажение сечений. В некоторых ранних работах для представления ядерного рассеяния были использованы слишком грубые приближения. Оно вычислялось по дифракционной формуле [7] или аппроксимировалось косинусоидой [5,8]. Выводы этих работ не сле-

дует принимать во внимание в настоящем анализе, хотя, как правило, их экспериментальные результаты не противоречат более поздним измерениям. Например, в работах [5,8] для нейтронов со средними энергиями 2,2 и 2,8 МэВ, рассеянных ураном, сделан вывод о наличии избыточного рассеяния, т.е. об отрыве вверх от расчетной кривой (косинусоиды) экспериментальных сечений при малых углах.

При выполнении более поздних измерений для нейтронов со средней энергией 2,45 МэВ [9] сечения рассеяния, вычисленные в рамках оптической модели, были усреднены также по спектру нейтронов из работы [5]. Сравнение показало, что экспериментальные сечения работы [5] обнаруживают с уменьшением угла более медленный рост, чем вычисленные в рамках оптической модели сечения (так же, как и сечения для $E_n = 2,45$ МэВ). Но и в тех случаях, когда в основу анализа положена оптическая модель, выводы разных авторов не совпадают. В некоторых работах отмечено наличие расхождений экспериментальных и расчетных сечений [9,10], в других отклонения отсутствуют [11,12]. В настоящей работе основное внимание уделяется тем аспектам проблемы, которые изучены недостаточно, в частности абсолютным величинам дифференциальных сечений и их энергетической зависимости.

Современное состояние эксперимента и анализа. Анализ возможных эффектов получается наиболее наглядным, когда используется выражение для амплитуды поляризационного рассеяния, полученное в Борновском приближении [3] с потенциалом $U_{пол} = -1/2\alpha_n E^2 \sim const/r^4$, обрезанным на границе ядра:

$$f_{пол} = \alpha_n M_n / 2R(Ze/\hbar)^2 KR \left[\sin KR / (KR)^2 + \cos KR / KR + \text{si} KR \right], \quad (1)$$

где M_n - масса нейтрона; R - радиус ядра; Ze - заряд ядра; $K = 2k \sin \theta/2$. Если при этом амплитуду рассеяния нейтрона ядерным короткодействующим потенциалом представить в виде $f_{яг} = A(\theta) + B(\theta)(\vec{\sigma} \cdot \vec{n})$, то в сечении рассеяния можно выделить два члена, которые будут зависеть от поляризуемости:

$$\sigma(\theta) = \sigma_0(\theta) + 2 \text{Re} A(\theta) f_{пол} + f_{пол}^2, \quad (2)$$

где $\sigma_0(\theta)$ включает все другие компоненты сечения, в том числе те, которые зависят от спин-орбитального взаимодействия.

Характер угловой зависимости поляризационной амплитуды $f_{пол}$, вычисленной по формуле (1) для ядра ^{238}U , представлен на рис.1,а. Ее абсолютная величина, пропорциональная коэффициенту α_n , соответствует на рисунке величине $\alpha_n = 1 \cdot 10^{-40}$ см³. Реальная часть ядерной амплитуды $\text{Re} A(\theta)$, вычисленная в рамках оптической модели с параметрами Вилмора - Ходгсона [13], представлена на рис.1,б. Обе амплитуды, имеющие при малых углах один порядок величины, для большинства энергий противоположны по знаку. Благодаря этому при некоторых энергиях нейтрона, величина которых зависит от коэффициента поляризуемости α_n , возможно сильное интерференционное самогашение эффекта, т.е. взаимная компенсация второго и третьего членов в формуле (2).

Как видно из рис.1,а, главный максимум интенсивности поляризационного рассеяния для энергий $E_n < 14$ МэВ занимает гораздо более широкий угловой диапазон, чем тот, в котором обычно измеряются сечения рассеяния для оценки поляризуемости нейтрона. В этом состоит основной недостаток большей части выполненных до сих пор работ, в том числе наших [8,9], поскольку в данном случае возможный эффект поляризуемости нивелируется произвольной процедурой нормировки, к которой экспериментаторы обычно прибегают для согласования измеренных и расчетных сечений.

Иллюстрацией сказанного является рис.2, на котором представлены экспериментальные данные [14,15], абсолютный уровень которых нормирован на водородное сечение. Теоретические угловые распределения вычислены с помощью следующих параметров потенциала: реальная часть (потенциал Будса - Саксона) - $V_R = 41,6$ МэВ, $R_R = 7,35$ фм*, $a_R = 0,63$ фм; мнимая часть имеет "объемный" компонент - $W_V = 1,7$ МэВ с форм-фактором реальной части и поверхностный компонент (в форме производной) - $W_D = 4,3$ МэВ, $R_D = 7,95$ фм, $a_D = 0,63$ фм; спин-орбитальная часть (в форме Томаса - Ферми) имеет $V_{SO} = 17,3$ МэВ, $R_{SO} = 7,35$ фм, $a_{SO} = 0,63$ фм. Этот набор приблизительно воспроизводит более сложную форму потенциала, использованную в работе [14] для данного энергетического интервала. Данные этой работы на рис.2 воспроизводятся с коэффициентом поляризуемости $\alpha_n = 3 \cdot 10^{-40}$ см³, сечения работы [15] - с $\alpha_n = 1,7 \cdot 10^{-40}$ см³. На рисунке хорошо видно, что 15-

* 1 фемтометр = 10^{-15} м.

20%-ный эффект поляризационного рассеяния не мог бы быть уничтожен нормировкой, если бы измерения были выполнены в диапазоне углов до 60° - 70° .

Наиболее заметный качественный эффект, наблюдаемый в диапазоне энергий нейтронов 1,2-2,5 МэВ [14,15,18] - пологий спад сечений в районе вершины дифракционного максимума (до углов 10° - 15°). Эта деталь довольно легко воспроизводится расчетом с поляризуемостью благодаря интерференции [2-й член в формуле (2)] и не воспроизводится без поляризуемости при расчете как со сферическим, так и с деформированным [19] потенциалом, хотя параметры последнего тщательно подобраны, исходя из условия хорошего описания упругого и неупругого рассеяния нейтронов при больших углах рассеяния.

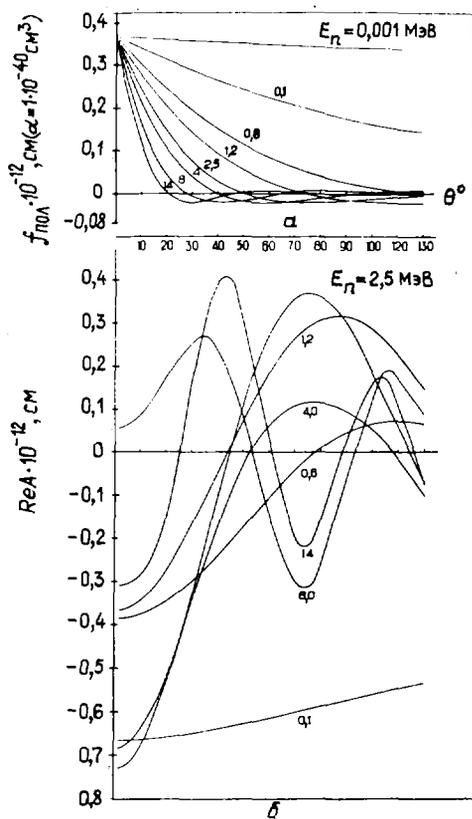


Рис.1

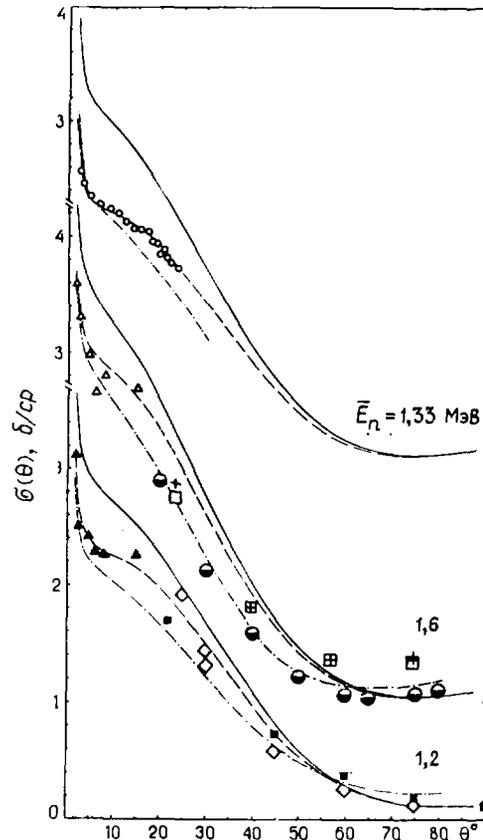


Рис.2

Рис.1. Амплитуды рассеяния быстрых нейтронов потенциалом: а - поляризационным, обрезанным на границе ядра; б - ядерно-оптическим с параметрами из работы [13]

Рис.2. Сравнение абсолютных величин сечений и формы угловых распределений нейтронов ^{238}U из работ [14] (\circ) и [15] (Δ и \blacktriangle) с расчетом. Сплошные кривые - оптическая модель со сферически-симметричным потенциалом и $\alpha_n = 0$, штриховые - то же с $\alpha_n \sim (1,7-2,6) \cdot 10^{-40} \text{ см}^3$, штрих-пунктирные - расчет с деформированным потенциалом [19]. Сечения на больших углах для энергий нейтронов 1,17 МэВ (\blacksquare) и 1,25 МэВ (\diamond) взяты из работы [16], для энергий 1,54 МэВ (\square) и 1,65 МэВ ($+$) - из работы [17], для энергии 1,5 МэВ (\bullet) - из работы [19]

Что касается нормировки сечений, то небольшая нормировка при сравнении с расчетом допустима ввиду неизбежных систематических погрешностей эксперимента. Но, если в пределах сравнительно небольшого интервала энергий (0,6-1,6 МэВ) нормировочные множители для кривых, измеренных одними авторами [15], изменяются для ^{238}U почти на 40% и имеют к тому же систематическую зависимость от энергии, мы не должны оставлять этого без внимания.

Поскольку в работах [15,20,21] для сравнения с опытом используются сечения, вычисленные с параметрами оптического потенциала Ауэрбаха и Мура [22], решено изучить энергетическую зависимость отклонений экспериментальных сечений для ^{238}U от расчета с этими параметрами для углов рассеяния, близких к 6° , где швингеровское рассеяние почти отсутствует (рис.3). Данные работы [21] (черные кружки) представлены нами следующим образом: сечения рассеяния ураном поточечно нормированы на водородное сечение из этой же работы (для удобства сравнения с данными работ [14,15]) и сгруппированы по три для уменьшения разброса. Видно, что энергетическая зависимость отклонений из работ [15,21] совпадает по форме.

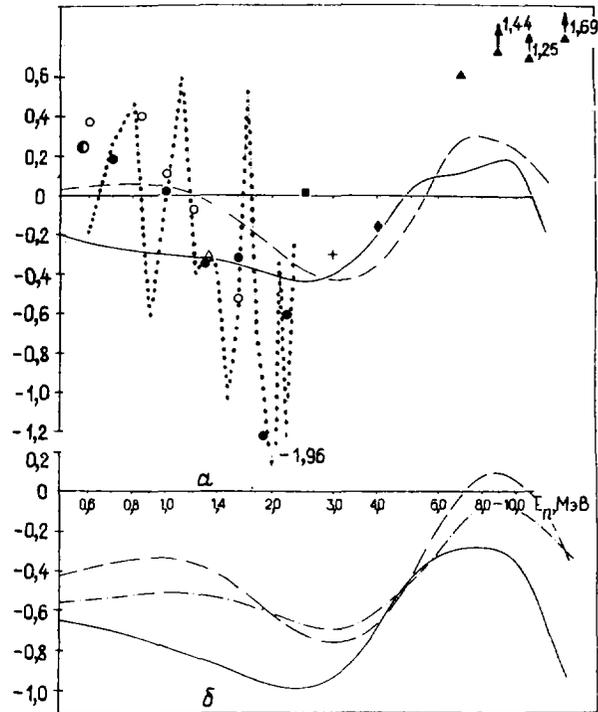


Рис.3. Сравнение энергетической зависимости $\Delta\sigma_1 = \sigma_{\text{эксп}} - \sigma_{\text{расч}}$ (а) с энергетической зависимостью реальной части ядерной амплитуды (б), вычисленной с параметрами из работы [22] (сплошная кривая), [13] (штриховая), [25] (штрих-пунктирная). Данные работ: \circ - [15]; Δ - [14] (наш спектр нейтронов со средней энергией $E_n = 1,33$ МэВ); \blacklozenge - [11]; \blacksquare - [18]; \bullet - [20]; \bullet - [21]; $+$ - [23]; \blacktriangle - [24]

Из рис.3 видно, что разности $\Delta\sigma_1$ имеют вполне определенную энергетическую упорядоченность. На рисунке представлена расчетная разность $\Delta\sigma_2 = \sigma(\alpha_n = 10^{-40} \text{ см}^3) - \sigma(\alpha_n = 0)$, также относящаяся к параметрам Ауэрбаха и Мура [22]. Не трудно отметить общность в энергетической зависимости двух разностей $\Delta\sigma_1$ и $\Delta\sigma_2$. Обе они коррелированы с энергетической зависимостью реальной части ядерной амплитуды (см.рис.3,б). Разности $\Delta\sigma_1$ и $\Delta\sigma_2$ не совпадают на рис.3 не только по величине, но и по знаку. Мало того, для других наборов параметров и сама разность $\Delta\sigma_1$ может иметь другую форму. Полное совпадение разностей $\Delta\sigma_1$ и $\Delta\sigma_2$ можно получить лишь с "истинной" формой ядерного потенциала, которую, в свою очередь, нельзя было найти без включения поляризационного потенциала (поскольку он соответствовал большому коэффициенту $\alpha_n \approx 10^{-40} \text{ см}^3$). Но если хотя бы с одним ядерным потенциалом наблюдается сходство энергетической зависимости разностей $\Delta\sigma_1$ и $\Delta\sigma_2$, то это позволяет считать, что путем включения дополнительного взаимодействия, амплитуда рассеяния которого интерферирует с реальной частью амплитуды короткодействующего ядерного потенциала, можно получить правильную форму вершины первого дифракционного максимума и свести к минимуму необходимость нормировок сечений.

Точка при энергии нейтронов 0,84 МэВ из работы [15] (см.рис.3) находится на границе области, где начинается быстрое падение сечения (вычитательная интерференция). Даже небольшое изменение энергии или энергетического разрешения может в такой ситуации изменить условия интерференции и привести к различию углового распределения нейтронов при малых углах рассеяния, что в какой-то мере может объяснить неустойчивость формы углового распределения для нейтронов с энергиями 0,83 МэВ [10] и 0,84 МэВ [15]. Это положение только усилится, если структура, обнаруживаемая в сечениях из работы [21] (данные этой работы без группировки точек по три нанесены на рис.3 мел-

кими точками), относится к изменению реальной части ядерной амплитуды. Тогда условия интерференции и форма углового распределения для энергий 0,8 и 0,9 МэВ могут резко различаться, а результат измерения для любой промежуточной энергии может быть неустойчивым.

Авторы работ [11,15] показали, что расчетные величины швингеровской поляризации, слабо зависящие от параметров ядерного потенциала, можно согласовать с их опытными данными лучше при введении коэффициента поляризуемости α_n , несколько большего, чем $1 \cdot 10^{-40}$ см³. Однако авторы работы [15] отказались от введения столь большой поляризуемости, ссылаясь на работу [26], где в результате анализа угловых распределений киловольтных нейтронов был сделан вывод, что в качестве верхнего предела коэффициента α_n может быть принята лишь величина около 10^{-41} см³. Ввиду столь большого значения работы [26] в исследовании электрической поляризуемости нейтрона необходимо подвергнуть критическому рассмотрению ее результаты. Слабое место анализа в этой работе – априорное предположение о малой величине поляризуемости, которое позволяет авторам пренебречь квадратом поляризационной амплитуды [третий член в формуле (2) настоящей работы] и в отсутствие компенсирующей роли этого члена зависить чувствительность эксперимента к величине α_n .

Вторым обстоятельством, также вытекающим из предположения о малости коэффициента α_n , является нормировка в работе [26] всех угловых распределений на кривую $\sigma(\theta)$ для нейтронов с энергией 0,25 кэВ в предположении изотропии рассеяния нейтронов этой энергии. В отсутствие дальности действия* это так, но если $\alpha_n \geq 6 \cdot 10^{-41}$ см³, то при расчете, например, с потенциалом Вилмора – Ходгсона [13] коэффициент ω_1 , определяемый в этой работе, при $E_n = 0,25$ кэВ оказывается равным примерно $-0,3 \pm 0,5\%$, а при расчете со специально подобранными нами параметрами коэффициент ω_1 достигнет величины примерно -1% . Если это так, то на эту же величину будут завышены коэффициенты ω_1 при других энергиях, что опять-таки снизит значение α_n . Таким образом, результаты анализа угловых распределений киловольтных нейтронов должны быть пересмотрены с учетом сделанных замечаний.

Возможность описать все данные о рассеянии нейтронов свинцом в диапазоне энергий от 1 кэВ до 15 МэВ может быть связана, по-видимому, лишь с ядерным потенциалом (в общей геометрии) [27], который допускает неплывное изменение реальной и мнимой частей потенциала с изменением энергии нейтрона, оставляя общими для всех энергий "геометрические" параметры потенциала. В число общих можно включить и параметр дальности действия. Кстати, отклонения сечений для свинца [24] от расчетных с параметрами работы [27] также коррелируют по форме энергетической зависимости с реальной частью ядерной амплитуды, как и небольшие отклонения от предела Вика [24].

* *
*

Таким образом, анализ экспериментального материала, проводимый в целях обнаружения и исследования дальности действия между нейтроном и ядром, нельзя считать завершенным. В порядке обсуждения совершенствования процедуры такого анализа, на наш взгляд, можно принять во внимание следующие соображения:

1. Полное угловое распределение упругорассеянных нейтронов (от углов примерно 1° – 3° до близких к 180°) является важнейшим источником информации не только о дальности действия, но и о других деталях тонкой структуры ядерного потенциала. К сожалению, полное угловое распределение приходится "конструировать" из частичных распределений, которые часто не совпадают по энергии и не имеют перекрытия углового диапазона, что приводит к произвольным нормировкам, а значит, и к искажению истинной формы распределения.

Наибольшую ценность представляют результаты измерения всего углового распределения одним детектором со сменой лишь системы коллимации при переходе от малых углов рассеяния к большим [12]. Но и измерения только в диапазоне больших или малых углов при энергиях, для которых уже получена информация в сопряженном угловом диапазоне, могли бы способствовать созданию набора полных угловых распределений, если принять меры по угловому перекрытию двух наборов сечений.

2. По-видимому, наиболее надежным и доступным средством анализа угловых распределений нейтронов является расчет в рамках оптической модели. Хотя этот расчет при использовании его для ин-

* Этот параметр условно (в рамках традиции) именуем поляризуемостью, допуская, конечно, и другое его физическое толкование.

терполяции или экстраполяции в области энергий, где отсутствуют экспериментальные данные, обеспечивает ограниченную точность оценки угловых распределений, аппроксимация опытных данных для отдельных энергий может быть получена гораздо более высокого качества.

Эффективный и достаточно строгий метод учета дальнего действия типа const/z^4 описан в работе [28]. Однако и простое численное интегрирование уравнения Шредингера с потенциалом, включающим дальнее действие, вплоть до радиусов $\rho \approx 20-30$ ($\rho = k z$) для 15-20 ℓ -гармоник позволяет на 90-95% учесть вклад дальнего действия в сечения рассеяния. Этого вполне достаточно, пока речь идет об оценке дальнего действия по порядку величины. В настоящей работе использовано именно такое приближение для оценки вклада поляризационного потенциала.

Разумеется, подбор параметров потенциала должен осуществляться путем минимизации квадратичного функционала отклонений опытных сечений от расчета, что, к сожалению, редко соблюдалось в работах по рассеянию нейтронов на малые углы.

3. До тех пор, пока возможности "конструирования" полных угловых распределений ограничены, можно попытаться выполнить аппроксимацию набора угловых распределений тяжелых элементов без нормировки отдельных их частей с уровнем сечений, полученным из опыта, или применить процедуру подгонки параметров, требующую минимизации нормировочных множителей.

Список литературы

1. Schwinger J. Phys.Rev., 1948, v.73, N 4, p.407.
2. Александров В.А., Бондаренко И.И. У. эксперим. и теор. физ., 1956, т.31, вып.4, с.756.
3. Барашенков В.С., Стаханов И.П., Александров В.А. Там же, 1957, т.32, вып.1, с.154.
4. Voss R.G.P., Wilson R. Philos.Mag., 1956, v.1, ser.8, N 2, p.175.
5. Александров В.А. У.эксперим. и теор.физ., 1957, т.33, вып.1(7), с.294.
6. Горлов Г.В., Лебедева Н.С., Морозов В.М. Ядерные реакции при малых и средних характеристиках: Труды Всесоюзной конференции (ноябрь 1957 г.). М.: Изд-во АН СССР, 1958, с.93.
7. Лукаревич В.В., Дюмин А.Н. У.эксперим. и теор. физ., 1963, т.44, вып.1, с.130.
8. Александров В.А., Аникин Г.В., Солдатов А.С. Там же, 1961, т.40, вып.6, с.1878.
9. Аникин Г.В., Котухов И.И. Ядерная физика, 1970, т.12, вып.6, с.1121.
10. Elwyn A.J., Monahan J.E., Lane R.C. e.a. Phys.Rev., 1966, v.142, N 3, p.758.
11. Горлов Г.В., Лебедева Н.С., Морозов В.М. Ядерная физика, 1968, т.8, вып.6, с.1086.
12. Адам А., Деак Ф., Еки Л. и др. Там же, вып.3, с.439.
13. Wilmore W., Hodgson R.E. Nucl.Phys., 1964, v.25, p.673.
14. Аникин Г.В., Котухов И.И. Ядерная физика, 1971, т.14, вып.2, с.269.
15. Kuchnir F.T., Elwyn A.J., Monahan J.E. e.a. Phys.Rev., 1968, v.176, N 4, p.176.
16. Smith A.B. Nucl.Phys., 1963, v.47, p.633.
17. Lane R.C., Langsdorf A.W., Monahan J.E., Elwyn A.J. J. appl.Phys., 1961, v.12, p.135.
18. Giordano V., Manduchi C., Russo-Manduchi M.F., Segato G.F. Lettere al Nuovo Cimento, 1977, v.18, N 6, p.193.
19. Hasciat G., Lachkar J., Lagrange Ch. e.a. Nucl.Sci. and Engng, 1982, v.81, p.491.
20. Walt M., Fossan D.B. Phys.Rev., 1965, v.137, N 3B, p.629.
21. Yu L.L., Overley J.C. Nucl.Phys., 1979, v.A324, p.160.
22. Auerbach E.H., Moore S.O. Phys.Rev., 1964, v.135, p.B895.
23. Galloway R.B., Maayouf E.M. Nucl.Phys., 1973, v.A212, p.182.
24. Bucher W., Hollandsworth C.E., Youngblood J.E. NBS Special publication-425 (75 Washington), 1975, v.II, p.946.
25. Veschetti F.D., Jr., Greenlees G.E. Phys.Rev., 1969, v.182, p.1190.
26. Александров В.А., Самосват Г.С., Сарватер Ж., Цой Ген Сор. Письма в ЖЭТФ, 1966, т.4, вып.5, с.196.
27. Rapaport J., Cheema T.S., Vainum D.E. e.a. Nucl.Phys., 1978, v.A296, p.95.
28. Monahan J.E., Elwyn A.J. Phys.Rev., 1964, v.136, N 6B, p.678.

Статья поступила в редакцию 2 августа 1985 г.

БИБЛИОТЕКА СЕРВИСНЫХ ПРОГРАММ ДЛЯ РАБОТЫ С ОЦЕНЕННЫМИ НЕЙТРОННЫМИ ДАННЫМИ
В ФОРМАТАХ KEDAK И ENDF/B

А.М.Блохин, Н.Н.Булеева, М.В.Денискина, И.В.Кравченко,
В.Н.Манюхин, О.А.Пахомова, М.В.Улаева

THE LIBRARY OF SERVICE PROGRAMS FOR THE WORK WITH EVALUATED NEUTRON DATA FROM KEDAK AND ENDF/B. This paper gives the list of foreign evaluated nuclear data libraries, received by CJD in the framework of international exchange; and the list of service programs adapted on the computer EC-1033 and used in CJD for the work with evaluated data. The functions of programs are shown.

В настоящее время в Центре по ядерным данным (ЦЯД) Госкомитета по использованию атомной энергии СССР (г.Обнинск) имеется в распоряжении большое количество оцененных нейтронных данных, представленных в форматах ENDF/B, KEDAK, UKNDL и др. Ниже представлен перечень зарубежных библиотек оцененных ядерных данных, полученных ЦЯД в рамках международного обмена:

ENDF/B-1V	Американская национальная библиотека, версия 4
TAPE 401-411.....	Файлы общего назначения
TAPE 412	Файлы данных, используемых в нейтронной дозиметрии
TAPE 413	Файлы данных, используемых в качестве стандартов в ядерных измерениях
TAPE 414-419	Файлы данных для продуктов деления
TAPE 420-421	Файлы данных по взаимодействию β -квантов
JENDL-1	Японская национальная библиотека, версия 1, файлы общего назначения
JENDL-2	То же, версия 2
JENDL-FP	То же, для продуктов деления
ENDL-78	Ливерморская национальная библиотека, версия 1978 г.
ENDL-82	То же, версия 1982 г.
KEDAK-3	Западногерманская библиотека
UKNDL	Английская национальная библиотека
ENDF/B-V	Американская национальная библиотека, версия 5
TAPE 511	Файлы стандартов
TAPE 509, 510, 541-546, 566	Файлы данных для продуктов деления
TAPE 531	Файлы данных для нейтронной дозиметрии
TAPE 532, 564	Файлы данных по сечениям активизации
TAPE 533	Файлы данных по сечениям накопления легких элементов
TAPE 514, 521, 522, 565	Файлы данных для актиноидов
INDL/V	Международная библиотека оцененных нейтронных данных, скомпилированная Секцией ядерных данных МАГАТЭ для различных элементов и реакций
INDL/A	То же, для актиноидов
INDF/82	То же, для элементов и реакций, используемых в реакторной дозиметрии

Для представления данных широкое распространение получили форматы ENDF/B [1] и KEDAK [2]. Для организации работ, связанных как с подготовкой, так и с обработкой оцененных нейтронных данных, в ЦЯД освоены наиболее широко используемые сервисные программы [3,4] по оперированию с данными в формате ENDF/B и создано несколько программ с дополнительными функциями. В работе [5] описаны основные сервисные программы по обработке данных в формате ENDF/B. В настоящей работе авторы расширили возможности комплекса программ [5] - разработали программу по обработке данных в формате KEDAK.

Ниже приведен список освоенных в ЦНД на ЭВМ ЕС-1033 программы и программных комплексов с кратким перечислением выполняемых ими функций:

Выборка данных по элементу, реакции и т.п. из библиотек в формате:

KEDAK PRINKED
ENDF/B MERGER, PRINF, PRINTE

Составление информации об общем содержании файла данных в формате:

KEDAK PRINKED
ENDF/B SUMRIZ, LSTFCY, PRINF

Восстановление сечений в резонансной области энергий нейтронов, учет доплеровского уширения уровней

RESEND, LINEAR, RECENT, SIGMA-1, NJOY

Вычисление заблокированных групповых сечений

INTEND, GROPIE, NJOY

Вычисление заблокированных групповых сечений, матриц неупругих переходов

NJOY

Вычисление тепловых сечений, g-факторов, резонансных интегралов

INTER

Представление групповых сечений в виде таблиц

TBL 1 - программа обрабатывает данные, полученные с помощью программ GROPIE, NJOY

Проверка данных:

на соответствие структуре формата

ENDF/B-V CHECKER, версии 1981 и 1983 гг.

на физическую согласованность

нейтронных данных FIZKON, версия 1981, 1982 гг.;

PSYCHE, версия 1981, 1983 гг.

Корректировка данных в формате ENDF/B CREXT, DICTION, CRMAT

Комплекс NJOY [6] адаптирован на ЭВМ ЕС-1033. На основе перечисленных программ в ЦНД разработана технология по обработке различного рода запросов на оцененные ядерные данные. Эта технология позволяет проводить выборку, обработку и корректировку оцененных нейтронных данных в форматах KEDAK и ENDF/B. Для организации такой работы была создана библиотека рабочих алгоритмов. Библиотека состоит из каталогизированных наборов исходных модулей, написанных на языке ФОРТРАН или ПЛ/I, и инструкций по составлению пакетов заданий к каждой программе. По запросу данная библиотека может быть представлена потребителям совместно с теми или иными наборами оцененных данных.

Таким образом, рассматриваемая библиотека алгоритмов позволяет проводить разнообразную обработку оцененных нейтронных данных и будет способствовать более широкому практическому применению нейтронных данных в различных приложениях.

Список литературы

1. Data formats and procedures for the evaluated nuclear data file (ENDF): BNL-NCS-50496 (ENDF-102), 1979.
2. Woll D. Card image format of the Karlsruhe evaluated nuclear data file (KEDAK): KFK-880, 1968.
3. ENDF/B-5 processing programs. Editor N.Day-Day: IAEA-NDS-29, 1980.
4. Cullen D.E. Summary of ENDF/B pre-processing codes: IAEA-NDS-39, 1981.
5. Блохин А.И., Булеева Н.Н., Колесов В.Е. и др. Постановка на ЭВМ ЕС-1033 комплекса программ для работы с библиотеками оцененных нейтронных данных в формате ENDF/B. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1984, вып.1(55), с.18.
6. Macfarlane R.E., Muir D.W., Boisicourt R.M. The NJOY nuclear data processing system LA-9303-M. 1982, v.1.

Статья поступила в редакцию 1 августа 1985 г.

ФУНКЦИИ ВОЗБУЖДЕНИЯ РЕАКЦИЙ $^{235}\text{U}(n, xn)$ И $^{234}\text{U}(n, xn)$ НЕЙТРОНАМИ СПЕКТРА
БЛАНКЕТА ЭЛЕКТРОЯДЕРНОЙ УСТАНОВКИ И НАКОПЛЕНИЕ ИЗОТОПОВ УРАНА

А.Г.Довбенко, В.М.Урогов, Ю.Н.Шубин

EXITATION FUNCTIONS OF $^{235}\text{U}(n, xn)$ AND $^{234}\text{U}(n, xn)$ -REACTIONS BY NEUTRONS WITH SPECTRUM OF ACCELERATOR-BREEDER'S BLANKET AND BUILD-UP OF URANIUM ISOTOPES. Reactions with multiple particle productions, generated by neutrons, having the spectrum of accelerator-breeder's blanket and energy between 1 to 50 MeV with ^{235}U and ^{234}U , was studied. Excitation Functions and spectrum of nucleon's, α -particles and γ -rays was calculated by method's of statistical theory of nuclear reactions for each stage of decay. Yield of different uranium isotopes ^{232}U particularly, was calculated for spectrum from two different targets.

На некоторых этапах внешнего топливного цикла работу с ядерным топливом затрудняет его собственная и наведенная активности [1]. Технология повторного использования урана в значительной мере определяется накоплением наряду с вторичным топливом ^{232}U [2].

Способ наработки вторичного ядерного топлива в blankets гибридных термоядерных реакторов отличается от наработки в зоне воспроизводства быстрого реактора резким увеличением загрязненности вторичного ядерного топлива ^{232}Pu (урана) и ^{236}Pu , ^{238}Pu (плутония) [1]. Отличие выходов этих изотопов связано с пороговым характером реакций $(n, 2n)$ и $(n, 3n)$, определяющих их образование наряду с накоплением вторичного ядерного топлива, и с различием нейтронных спектров в этих установках. В последнее время электроядерный бридинг-процесс рассматривается как один из возможных способов наработки вторичного топлива [3,4].

Нейтронный спектр электроядерных установок (ЭЯУ), формирующийся при взаимодействии частиц высоких энергий с толстой мишенью из тяжелых элементов, простирается в области энергий от тепловых до сотен мегаэлектронвольт [5,6]. При таких энергиях нейтронов в blanket ЭЯУ существенно возрастает вероятность ядерных реакций (n, xn) , (n, pxn) , $(n, \alpha xn)$ и т.д. с испусканием нескольких частиц.

В данной работе изучены реакции с множественным испусканием частиц ядрами ^{235}U и ^{234}U , вызванные нейтронами спектра blanket ЭЯУ с энергиями 1-50 МэВ. Рассмотренные реакции охватывают основные каналы образования изотопов урана и в значительной мере отражают специфику процессов, происходящих в blanket установки при накоплении вторичного ядерного топлива. На основе статистической теории ядерных реакций рассчитаны функции возбуждения, спектры нуклонов, α -частиц и γ -квантов. Определены выходы различных изотопов урана для двух спектров, соответствующих двум мишеням ЭЯУ, в частности выходы ^{232}U .

Схема расчета. Расчеты проводились на основе статистической теории ядерных реакций, поскольку при исследовании реакций с участием сильно возбужденных ядер вклад равновесного механизма во многих случаях оказывается подавляющим [7]. Определяющую роль во всех практических приложениях статистической теории играет плотность уровней возбужденных ядер. Для ее описания широко используется модель ферми-газа, в которой основными параметрами являются параметр a плотности уровней, связанный с плотностью одночастичных состояний вблизи энергии Ферми, а также энергия спаривания δ , определяющая эффективную энергию возбуждения. Расчеты проводились с использованием модификации программы GROGI-2, которая позволяет детально проследить за распадом возбужденной составной системы с эмиссией нейтронов, протонов, α -частиц и γ -квантов с учетом делительного канала. В настоящей работе авторы следили за основным каналом распада - нейтронным, который идет с подавляющей вероятностью по сравнению с вылетом заряженных частиц (табл.1).

Начальное распределение составного ядра μ по энергии и моменту $P_\mu(\bar{E}, \bar{J})$ рассчитывалось по оптической модели с параметрами, рекомендованными в работах [8]. Исходя из начального распределения $P_\mu(\bar{E}, \bar{J})$, рассчитывается распределение остаточного ядра $P_{\mu-1}(\bar{E}, \bar{J})$. Для каждой точки (\bar{E}, \bar{J}) начального распределения с заселенностью $P_\mu(\bar{E}, \bar{J})$ и для всех возможных видов распада и значений (E, J) рассчитываются относительные вероятности распада:

$$R_{\mu i}(\bar{E}, \bar{J}; E, J) = \rho_i(E, J) \sum_{s=|J-s|}^{J+s} \sum_{\ell=|\bar{J}-s|}^{\bar{J}+s} T_{i\ell}(\varepsilon),$$

где i - вылетающая частица (нейтрон, протон или α -частица); $\rho_i(E, J)$ - плотность уровней остаточного ядра с энергией возбуждения E и угловым моментом J ; s - спин вылетающей частицы; $T_{i\ell}(\varepsilon)$ - коэффициенты проницаемости соответствующей частицы с угловым моментом ℓ и энергией ε . Для эмиссии β -квантов соответствующая относительная вероятность определяется соотношением

$$R_{\mu\beta} = \sum_L \xi_L \varepsilon^{2L+1} \rho_{\mu}(E, J),$$

где ε - энергия фотона; L - мультипольность перехода; ξ_L - константа, обеспечивающая нормировку на экспериментальное значение радиационной ширины. В расчетах учитывались дипольные и квадрупольные β -кванты.

Таблица 1
интегральные выходы нейтронов, протонов, β -квантов,
 α -частиц и деления в реакции $^{235}\text{U}(n, xn)$ на каждом этапе
распада (мб) при энергии налетающих нейтронов $E_0 = 27$ МэВ

Этап распада	канал распада				
	нейтронный	протонный	радиационный	α -частичный	делительный
1	$1,77 \cdot 10^3$	$5,05 \cdot 10^{-2}$	$3,53 \cdot 10^{-1}$	$9,11 \cdot 10^{-1}$	$1,21 \cdot 10^3$
2	$1,01 \cdot 10^3$	$3,18 \cdot 10^{-3}$	$2,52 \cdot 10^{-1}$	$1,29 \cdot 10^{-1}$	$7,61 \cdot 10^2$
3	$4,9 \cdot 10^2$	$5,9 \cdot 10^{-5}$	$1,51 \cdot 10^{-1}$	$1,28 \cdot 10^{-2}$	$5,13 \cdot 10^2$
4	$1,9 \cdot 10^2$	$3,05 \cdot 10^{-5}$	$2,59 \cdot 10^{-2}$	$4,15 \cdot 10^{-5}$	$2,85 \cdot 10^2$
5	$1,5 \cdot 10^{-3}$	-	$2,8 \cdot 10^2$	$3,1 \cdot 10^{-9}$	$3,16 \cdot 10$

Одним из наиболее важных каналов распада сильно возбужденных состояний тяжелых ядер является делительный канал. Вероятность деления ядра μ при наличии одногорбого барьера высотой B_f и кривизной $\hbar\omega$ определяется соотношением

$$R_{\mu f}(\bar{E}, \bar{J}) = \int_0^E \frac{\rho_{\mu f}(\varepsilon, \bar{J}) d\varepsilon}{1 + \exp[2\pi/\hbar\omega(B_f + \varepsilon - \bar{E})]}, \quad (1)$$

где $\rho_{\mu f}(\varepsilon, \bar{J})$ - плотность уровней ядра μ в седловой точке. Для двугорбого барьера с параметрами $B_f^I, \hbar\omega^I, B_f^{II}, \hbar\omega^{II}$ вероятность деления

$$R_{\mu f}(\bar{E}, \bar{J}) = \left[\frac{1}{R_{\mu f}^I(\bar{E}, \bar{J})} + \frac{1}{R_{\mu f}^{II}(\bar{E}, \bar{J})} \right]^{-1},$$

где величины $R_{\mu f}^I$ и $R_{\mu f}^{II}$ определяются согласно выражению (1).

Нормированная вероятность распада рассчитывается следующим образом:

$$G_{\mu i}(\bar{E}, \bar{J}; E, J) = R_{\mu i}(\bar{E}, \bar{J}; E, J) / G_{\mu},$$

где G_{μ} - суммарная относительная вероятность распада, равная

$$G_{\mu} = \sum_i \sum_J \int R_{\mu i}(\bar{E}, \bar{J}; E, J) dE. \quad (2)$$

Суммирование в выражении (2) проводится по всем возможным каналам распада и включает дипольные и квадрупольные γ -кванты, три типа частиц (нейтроны, протоны, α -частицы) и деление. Аналогичным образом рассчитывается спектр частицы i , вылетающей из ядра μ :

$$S_{\mu i}(\epsilon) = \sum_{\bar{E}} \sum_{\bar{J}} P_{\mu}(\bar{E}, \bar{J}) \sum_{\bar{J}} R_{\mu i} / G .$$

После того как все распределения нормированы, рассчитываются вероятности переходов для других точек начального распределения. вновь созданное распределение дочернего ядра становится родительским для следующего шага испарительного каскада. Подробное метод расчета описан в работе [9].

Результаты работы. На рис.1 показан спектр нейтронов, полученный при взаимодействии протонов при энергии 1 ГэВ с толстой свинцовой мишенью под углом $\Theta = 45^\circ$ по отношению к падающему пучку [5]. Несмотря на экспоненциальный спад, вклад нейтронов с энергией выше 10 МэВ довольно значительный. Именно в этой области могут протекать пороговые реакции с образованием различных ядер - продуктов реакции.

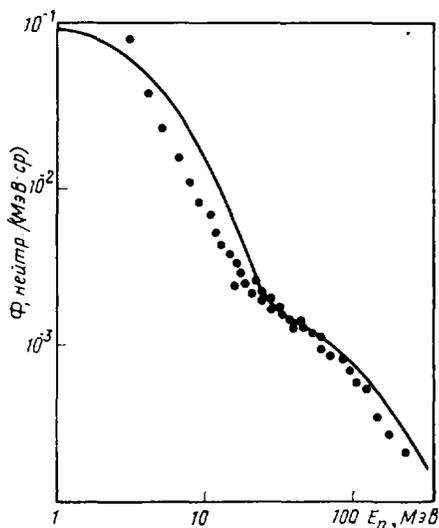


Рис.1. Энергетический спектр нейтронов из толстой свинцовой мишени (экспериментальные точки и расчетная кривая)

В табл.1 представлены результаты расчетов сечений реакций с эмиссией нейтронов, протонов, γ -квантов, α -частиц, а также реакции деления на каждом этапе последовательного распада сильно возбужденного ядра ^{236}U , образованного при взаимодействии нейтрона с начальной энергией $E_0 = 27$ МэВ. Видно, что на первом этапе преимущественным каналом распада является нейтронный, так что с подавляющей вероятностью образуется изотоп ^{235}U . Вероятность вылета заряженных частиц (следовательно, образования других изотопов) на 4-5 порядков меньше. Образованное в результате вылета нейтрона ядро ^{235}U также является сильно возбужденным и распадается по всем возможным каналам (второй этап распада). Сечения соответствующих процессов приведены в табл.1. Так и на первом этапе, преимущественными каналами распада являются нейтронный и канал деления. Такое положение сохраняется до последнего (пятого) этапа распада. Образованное в результате последовательных распадов по нейтронному каналу ядро ^{232}U имеет максимальную энергию возбуждения свыше 9 МэВ, что значительно превышает энергию связи нейтрона. Однако из-за сильного ограничения по угловому моменту радиационный канал является определяющим, возбуждение снимается каскадом γ -переходов и остаточное ядро ^{232}U переходит в основное состояние.

На рис.2 показаны функции возбуждения реакций (n, xn) на ядрах ^{235}U и ^{234}U с образованием изотопов от ^{235}U до ^{231}U . В табл.2 приведены параметры плотности уровней α и δ , использованные в расчетах для радиационного, нейтронного, протонного и α -частичного каналов на каждом этапе распада для реакции $^{235}\text{U}(n, xn)$. В табл.3 приведены параметры плотности уровней α_f в делительном канале и соответствующие им отношения нейтронной и делительной ширины при различных

энергиях налетающих нейтронов для ^{235}U и ^{234}U . Вариацией параметров плотности уровней в делительном канале обеспечивалось правильное соотношение между основными каналами распада: нейтронным и делительным. Тем самым надежность полученных результатов повышается, так как неопределенности будут связаны лишь с точностью описания полного сечения в оптической модели [8] и экспериментальными и оцененными данными по отношениям нейтронной и делительной ширин Γ_n/Γ_f [10].

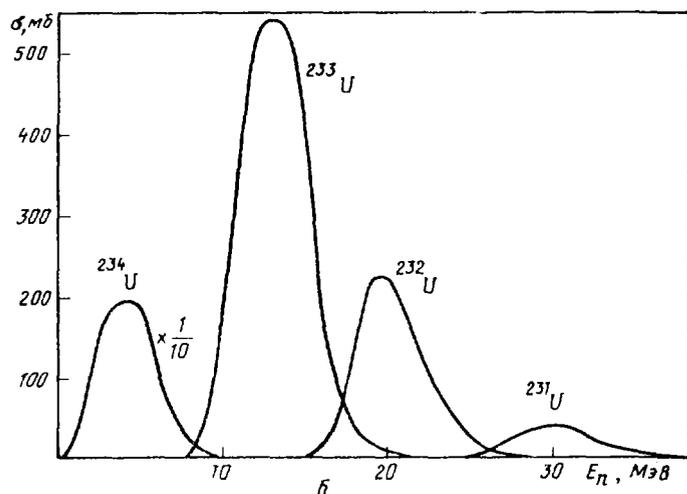
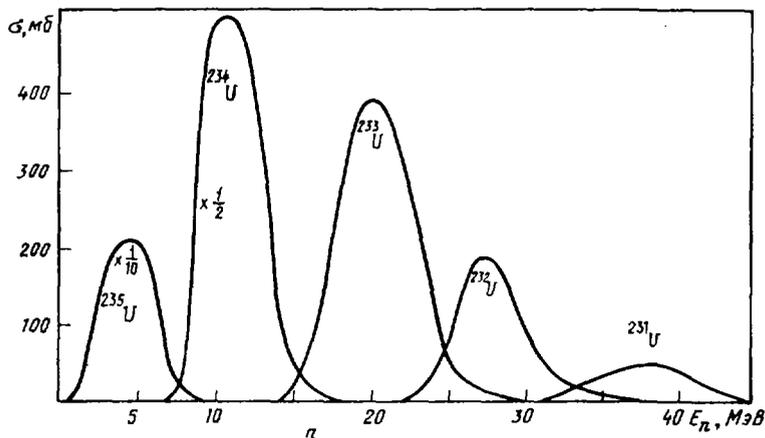


Рис. 2. Функции возбуждения реакций $^{235}\text{U}(n, xn)$ (а) и $^{234}\text{U}(n, xn)$ (б) с образованием различных изотопов от ^{235}U до ^{231}U

Учет делительного канала основывался на данных последней систематики нейтронных сечений и других характеристик вероятности деления трансурановых ядер [10]. Параметры плотности уровней, взятые в начальном приближении на основе работы [11], варьировались таким образом, чтобы описать экспериментальные значения отношения нейтронной и делительной ширин [10]. Из рис. 2 видно, что существуют области энергий, в которых образуется преимущественно какой-либо один изотоп. Например, в интервале энергий нейтронов 15–25 МэВ происходит в основном образование ^{233}U , а в интервале 25–33 МэВ образуется ^{232}U [для реакций $^{235}\text{U}(n, xn)$]. При реакции на ^{234}U преимущественное образование ^{233}U происходит в интервале энергий 10–17 МэВ, а ^{232}U – в области 17–27 МэВ.

Таблица 2

Параметры плотности уровней α и δ , использованные в расчетах для радиационного, нейтронного, протонного и α -частичного каналов на каждом этапе распада для реакции $^{235}\text{U}(n, xn)$

Этап распада	Параметр	канал распада			
		радиационный	нейтронный	протонный	α -частичный
1	α	24,6	23,7	24,0	23,6
	δ	0,4	-0,4	-0,4	0,3
2	α	23,7	23,0	23,0	23,6
	δ	-0,4	0,12	-0,6	0,3
3	α	23,0	24,2	24,0	23,6
	δ	0,12	-0,4	0,1	0,3
4	α	24,2	23,0	24,0	24,3
	δ	-0,4	0,12	-0,4	-0,6
5	α	23,0	24,2	24,0	23,6
	δ	0,12	-0,4	0,1	0,3

Таблица 3

Параметры плотности уровней в делительном канале a_f (МэВ^{-1}) и соответствующее отношение нейтронной и делительной ширин для различных энергий на первом и втором этапах распада

Составное ядро	Параметр	Энергия нейтронов, МэВ															
		14	16	18	20	22	24	26	27	28,5	29	30	32	34	36	38	
Реакция $^{235}\text{U}(n, xn)$																	
^{236}U	a_f	26,9	26,8	26,7	26,6	26,5	26,5	26,5	26,4	-	26,3	26,3	26,2	26,2	-	-	-
	Γ_n/Γ_f	1,57	1,55	1,55	1,54	1,54	1,47	1,37	1,48	-	1,52	1,53	1,53	1,46	-	-	-
^{235}U	a_f	27,1	27,0	27,0	26,7	26,6	26,5	26,4	26,3	-	26,5	26,1	26,0	26,0	-	-	-
	Γ_n/Γ_f	1,65	1,55	1,35	1,43	1,39	1,32	1,28	1,32	-	1,2	1,37	1,37	1,27	-	-	-
Реакция $^{234}\text{U}(n, xn)$																	
^{235}U	a_f	26,3	27,9	27,6	27,3	27,2	27,0	26,8	26,7	26,5	-	26,5	26,4	26,3	26,2	26,1	-
	Γ_n/Γ_f	1,56	1,38	1,36	1,42	1,28	1,25	1,32	1,36	1,50	-	1,30	1,35	1,35	1,35	1,37	-
^{234}U	a_f	26,2	26,3	26,55	26,6	26,65	26,7	26,75	26,75	26,75	-	26,7	26,7	26,7	26,7	26,6	-
	Γ_n/Γ_f	0,5	0,685	0,65	0,69	0,71	0,71	0,7	0,7	0,7	-	0,7	0,69	0,71	0,7	0,74	-

в табл.4 приведены вероятности образования изотопов урана $Y_i^A = \int \sigma^A(E) \Phi_i(E) dE$ при взаимодействии нейтронов спектра ядерного реактора с ^{235}U для двух случаев, когда:
 - используется толстая свинцовая мишень, энергия протонов 1 ГэВ, угол вылета 45° [5];
 - используется урановая мишень размером 30x15 см, энергия протонов 750 МэВ, угол вылета 90° [6].

Из табл.4 видно, что выходы изотопов, отличных от ядер-мишени ^{235}U , могут составить в акте взаимодействия 7-12% в зависимости от спектра нейтронов, покидающих мишень установки. В этом случае образованные изотопы урана, отличные от ядра-мишени ^{235}U , составляют 3-5% в зависимости от нейтронного спектра установки. Полученные в данной работе результаты позволяют уточнить оценки изотопного состава вторичного ядерного топлива и накопления в нем отдельных примесей, в частности ^{232}U для реального состава blankets.

Таблица 4

Выходы изотопов, рассчитанные для полученных в данной работе функций возбуждения (см.рис.2) $Y_i^A = \int \sigma^A(E) \phi_i(E) dE$, соответствующие двум нейтронным спектрам (1=1,2)

Выход	Остаточное ядро				
	^{235}U	^{234}U	^{233}U	^{232}U	^{231}U
Реакция $^{235}\text{U}(n, xn)$					
Y_1	395,67	43,92	7,89	2,11	0,52
	87,90	9,76	1,75	0,47	0,12
Y_2	756,15	41,56	11,84	2,87	0,63
	93,0	5,11	1,46	0,35	0,08
Реакция $^{234}\text{U}(n, xn)$					
Y_1	-	415,79	17,59	3,55	0,43
	-	95,00	4,00	0,8	0,2
Y_2	-	929,0	23,21	5,32	0,58
	-	97,0	2,4	0,56	0,04

Примечание. Числитель - абсолютные значения выходов в мб·нейтр./(первичн.протон·ср), знаменатель - доля данного изотопа в процентах.

Список литературы

1. Бобков Ю.Г., Илюнин В.Г., Мурогов В.М. и др. Расчетные исследования накопления ^{232}U , ^{236}Pu , и ^{238}Pu в зонах воспроизводства гибридных и быстрых реакторов. - Атомная энергия, 1980, т.48, вып.6, с.395-396.
2. Матвеев Л.В., Центр Э.М. Проблема накопления ^{232}U и ^{236}Pu в ядерном топливе. - Атомная техника за рубежом, 1980, № 4, с.10.
3. Киселев Г.В. Электроядерный способ получения ядерного горючего. - Энергетическое строительство за рубежом, 1983, № 5, с.8.
4. Васильков Р.Г., Гольданский В.И., Орлов В.В. Об электрическом бридинге. - Успехи физ.наук, 1983, вып.3, с.435.
5. Frazer J.S. Spallation target physics and technology: Proceedings of information meeting on accelerator breeding. Brockhaven, 1977, p. 167.
6. Барашенков В.С., Тонеев В.Д., Чигринов С.Е. К расчету электроядерного способа генерации нейтронов. - Атомная энергия, 1974, т.37, с.480.
7. Игнатюк А.В. Статистические свойства возбужденных атомных ядер. М.: Энергоатомиздат, 1983.
8. Wilmore D., Hodgson P.E. The calculation of neutron cross-sections from optical potentials. - Nucl. Phys., 1964, v.55, p.673; Huizenga J.R. Theoretical reaction cross-sections for alpha-particles with an optical model. - Ibid., 1962, v.29, p.462; Perey F.G. Optical model analysis of proton elastic scattering in the range of 9 to 22 MeV. - Phys. Rev., 1963, v.131, p.745.

9. Иванова С.П., Шубин Ю.Н. Спектры нейтронов с каскадным испусканием частиц и плотность уровней ядер. - Ядерная физика, 1982, т.35, с.318.
10. Куприянов В.М., Смиренин Г.Н., Фурсов Б.И. Систематика нейтронных сечений и других характеристик вероятности деления трансурановых ядер. - Ядерная физика, 1984, т.30, с.281.
11. Dilg W., Schante W., Vonach H., Uhl M. Level density parameters for the back-shifted fermi-gas model in the mass range $40 < A < 250$. - Nucl. Phys., 1973, v.A 217, p.269.

Статья поступила в редакцию 22 июля 1985 г.

УДК 539.170

ОЦЕНКА МОМЕНТОВ ПОЛНЫХ НЕЙТРОННЫХ СЕЧЕНИЙ ПО ИЗМЕРЕННЫМ ПРОПУСКАНИЯМ

М.З.Т а р а с к о, В.В.Ф и л и п п о в

THE EVALUATION OF NEUTRON TOTAL CROSS-SECTION MOMENTA FROM MEASURED TRANSMISSIONS. A nontraditional approach to neutron total cross-section momenta evaluation as linear combinations of measured transmission values is developed. The results for three typical probability distributions are presented.

Концепция многогрупповых расчетов ядерных реакторов и защиты [1] основана на предположении о постоянстве нейтронных сечений в пределах данной энергетической группы. Все реальные отклонения от этого допущения учитываются с помощью факторов самоэкранировки f , которые в случае полного нейтронного сечения - это комбинации трех начальных моментов M_k (k равно 1, -1, -2) распределения вероятности сечения. Расчеты моментов основаны на измерениях детальной (точка за точкой) энергетической зависимости полного сечения. При таких измерениях конечность разрешения сглаживает быстрые осцилляции сечения, вследствие чего расчетные значения моментов недооценивают роль самоэкранирования. Это обстоятельство отмечалось, например, для конструкционных материалов при энергиях около 1 МэВ [2].

В такой ситуации оказываются перспективными эксперименты по измерению функции пропускания нейтронов $F(t_i)$ в условиях хорошей геометрии, форма которой чувствительна к реальным изменениям полного сечения в пределах усреднения пропускания. Анализ функции пропускания основан на следующем интегральном соотношении:

$$\int_{E_{min}}^{E_{max}} f(E) \exp[-\Sigma(E)t_i] dE = F(t_i) \quad (i = 1, 2, \dots, M),$$

где $f(E)$ - энергетический спектр источника нейтронов; (E_{min}, E_{max}) - интервал возможных значений энергий нейтронов источника; $\Sigma(E)$ - полное сечение взаимодействия нейтронов в образце исследуемого вещества; $F(t_i)$ - значение функции пропускания при толщине образца t_i .

Переменную интегрирования E можно трактовать как случайную величину, заданную в интервале (E_{min}, E_{max}) с плотностью вероятности $f(E)$: появление отдельного нейтрона влечет за собой появление того или иного значения величины E . Можно также считать, что появление нейтрона с энергией E влечет появление величины $\sigma = \Sigma(E)$, и говорить о сечении $\Sigma(E)$, как о случайной величине с плотностью вероятности $P(\sigma)$.

Случайная величина σ представляет собой однозначную функцию случайной величины E , так что при любом фиксированном значении E величина σ имеет одно единственное значение $\Sigma(E)$, вероятность которого равна единице. Следовательно, условная плотность вероятности случайной величины σ относительно E при любом значении E представляет собой δ -функцию: $h(\sigma/E) = \delta[\sigma - \Sigma(E)]$.

Совместная плотность вероятности случайных величин σ и E выражается формулой $g(\sigma, E) = f(E)\delta[\sigma - \Sigma(E)]$. Подставляя это выражение в формулу $P(\sigma) = \int_0^\infty g(\sigma, E) dE$, имеем $P(\sigma) = \int_0^\infty f(E)\delta[\sigma - \Sigma(E)] dE \exp(-\sigma t) d\sigma$. В таком случае

$$\begin{aligned} \int_0^\infty P(\sigma) \exp(-\sigma t) d\sigma &= \int_0^\infty \int_0^\infty f(E)\delta[\sigma - \Sigma(E)] dE \exp(-\sigma t) d\sigma = \\ &= \int_0^\infty f(E) \int_0^\infty \delta[\sigma - \Sigma(E)] \exp(-\sigma t) d\sigma dE = \int_0^\infty f(E) \exp[-\Sigma(E)t] dE, \end{aligned}$$

и, следовательно, при анализе функции пропускания можно исходить из интегрального соотношения

$$\int_{\sigma_{\min}}^{\sigma_{\max}} P(\sigma) \exp(-\sigma t_i) d\sigma = F(t_i).$$

Традиционный анализ состоит в поиске плотности $P(\sigma)$ тем или иным способом. Задача решения интегрального уравнения первого рода является некорректно поставленной и, следовательно, не легкой как с математической, так и с вычислительной точек зрения. Как правило, для получения плотности $P(\sigma)$ используется либо метод наименьших квадратов [эффективное дискретное приближение $P(\sigma)$] [2], либо метод минимума направленного расхождения [3]. Для многих целей, однако, полной информации о плотности $P(\sigma)$ не требуется; достаточно дать оценку функционала

$$x = \int_{\sigma_{\min}}^{\sigma_{\max}} P(\sigma) W(\sigma) d\sigma, \quad (I)$$

где $W(\sigma)$ - заданная функция сечения. В частности, оцениваемым функционалом может быть k -й момент сечения. Функция $W(\sigma)$ в этом случае имеет вид σ^k .

Знание величины $P(\sigma)$ позволяет легко получить оценку x по формуле (I), однако такой путь представляется неестественным: чтобы дать оценку одного скалярного значения, приходится искать функцию из некорректно поставленной задачи, что при недостаточно информативных экспериментальных данных является нереальным. Рассмотрим алгоритм оценки моментов сечений, не содержащий в качестве промежуточного этапа восстановления плотности $P(\sigma)$. Аналогично методике, изложенной в работе [4], мы конструируем оценку моментов непосредственно по измеренным значениям функции пропускания. Пусть β_i - измеренные значения функции пропускания $F(t_i)$ при толщине образца t_i , так что $M(\beta_i) = F(t_i)$. Оценку значения функционала (I) найдем в виде линейной функции измеренных значений:

$$\hat{x} = \sum_{i=1}^M u_i \beta_i, \quad (2)$$

где u_i - неизвестные и подлежащие определению коэффициенты.

Классическими требованиями, предъявленными к оценкам, являются требования несмещенности и эффективности. Требование несмещенности выражается равенством $M(\hat{x}) = x$, а эффективность означает минимум дисперсии \hat{x} . Предполагая измерения β_i независимыми, для дисперсии \hat{x} имеем

$$D(\hat{x}) = \sum_{i=1}^M u_i^2 S_i^2, \quad (3)$$

где S_i - стандартная ошибка измерения β_i , так что эффективность оценки означает малость величины $D(\hat{x})$, определяемой формулой (3). Это требование без дополнительных условий приводит к тривиальному результату $u_i = 0$ для всех i . Дополнительное условие дает требование несмещенности. Однако, задавая оценку x в виде выражения (2), допускаем, что она в общем случае может иметь некоторое отличное от нуля смещение:

$$\Delta = |M(\hat{x}) - x|.$$

Поэтому при выборе набора коэффициентов u_i следует стремиться к тому, чтобы величины Δ и $D(\hat{x})$ были одновременно как можно меньше. Легко проверить справедливость следующей цепочки равенств и неравенств:

$$\Delta = \left| \sum_{i=1}^M u_i F(t_i) \int_{\sigma_{\min}}^{\sigma_{\max}} P(\sigma) W(\sigma) d\sigma \right| = \left| \int_{\sigma_{\min}}^{\sigma_{\max}} P(\sigma) \left\{ \sum_{i=1}^M u_i A_i(\sigma) - W(\sigma) \right\} d\sigma \right| \leq$$

$$\leq \int_{\sigma_{\min}}^{\sigma_{\max}} P(\sigma) \left| \sum_{i=1}^M u_i A_i(\sigma) - W(\sigma) \right| d\sigma,$$

где $A_i(\sigma) = \exp(-\sigma t_i)$.

Разобьем интервал $(\sigma_{\min}, \sigma_{\max})$ на N частичных интервалов (σ_{j-1}, σ_j) так, чтобы поведение функций $W(\sigma)$ и $A_i(\sigma)$ на этих интервалах было близко к линейному значению. Согласно данным работы [4], имеет место слабое неравенство

$$\left| W(\sigma) - \sum_{i=1}^M u_i A_i(\sigma) \right| \leq \sum_{j=1}^N \left| W(\sigma_j) - \sum_{i=1}^M u_i A_i(\sigma_j) \right| \left[A_{i^*(j)}(\sigma) / A_{i^*(j)}(\sigma_j) \right]$$

для любого i^* -го значения такого, что $A_{i^*(j)}(\sigma_j) \neq 0$. Тогда

$$\Delta \leq \sum_{j=1}^N \left| W(\sigma_j) - \sum_{i=1}^M u_i A_i(\sigma_j) \right| \frac{F_{i^*(j)}[t_{i^*(j)}]}{A_{i^*(j)}(\sigma_j)}.$$

Поскольку $F_{i^*(j)}[t_{i^*(j)}]$ не известно, заменим его на большую величину $b_{i^*(j)} + s_{i^*(j)}$:

$$\Delta \leq \sum_{j=1}^N \left| W(\sigma_j) - \sum_{i=1}^M u_i A_i(\sigma_j) \right| \frac{b_{i^*(j)} + s_{i^*(j)}}{A_{i^*(j)}(\sigma_j)}.$$

Вводя обозначение

$$Q_j = \min_i \frac{b_i + s_i}{A_i(\sigma_j)},$$

получаем

$$\Delta \leq \sum_{j=1}^N \left| W(\sigma_j) - \sum_{i=1}^M u_i A_i(\sigma_j) \right| Q_j.$$

Применяя к последнему выражению неравенство Шварца

$$\sum_{j=1}^N |\alpha_j| \leq N^{1/2} \left(\sum_{j=1}^N \alpha_j^2 \right)^{1/2},$$

имеем

$$\Delta \leq \left\{ N \sum_{j=1}^N \left[W(\sigma_j) - \sum_{i=1}^M u_i A_i(\sigma_j) \right]^2 Q_j^2 \right\}^{1/2} = \delta.$$

Таким образом построена функция δ , зависящая от коэффициентов u_i , и мажорирующая величина Δ . Если некоторый набор u_i минимизирует величину δ , то значение Δ будет при этом тоже малым. Имея целью получение наименее смещенной и наиболее эффективной оценки, мы свели таким образом задачу поиска коэффициентов u_i к минимизации квадратичной функции: $\epsilon^2 = \delta^2 + \tau^2 \mathcal{Q}(\hat{x})$. Неопределенный множитель τ^2 введен для учета информации о минимуме $\mathcal{Q}(x)$ на случай, если задача минимизации функции δ^2 окажется плохо обусловленной (сравни с концепцией регуляризирующего множителя в подходе работы [5]).

Необходимые условия минимума функции ϵ^2 приводят к следующей нормальной системе уравнений для коэффициентов u_i :

$$\left[A Q^2 A^T + \frac{\tau^2}{N} S^2 \right] U = A Q^2 W,$$

где A - матрица из коэффициентов $A_{ij} = A_i(\sigma_j)$; A^T - транспонированная матрица; Q - диагональная матрица весовых коэффициентов Q_j ; S_i^2 - диагональная матрица дисперсий измерений s_i^2 ; U - вектор коэффициентов u_i ; W - вектор значений функции $W(\sigma_j)$.

Найденное тем или иным способом решение этой системы можно подставить в выражения (2) и (3) и определить таким образом оценку \hat{x} и ее дисперсии. Величина $\hat{\sigma}^2$, вычисленная при найденных значениях u_i , даст при этом верхнюю оценку для квадрата смещения (систематической ошибки).

Для иллюстрации применимости изложенного подхода к проблеме оценки моментов сечений проведены расчеты для нескольких тестовых задач. При этом, чтобы иметь возможность сравнить результаты оценки с точно известными моментами, были рассмотрены три конкретных распределения сечений $P(\sigma)$, наиболее типичных среди всех возможных: равномерное, нормальное, распределение с тремя максимумами ("трехгорбое"). Во всех случаях задавался один и тот же диапазон сечений 0,5–6,5 σ с числом узлов, равным 51, и во всех случаях пропускания вычисляли один и тот же набор толщин образцов. Толщины и вычисленные пропускания для 13 моментов приведены в табл. I. При вычислении нормального распределения в узлах по формуле $P_j = \exp[-(\sigma_i - a)^2 / 2D]$ величины a и D задавались в виде $a = (\sigma_{min} + \sigma_{max}) / 2$, $D = (\sigma_{max} - \sigma_{min})^2 / 36$ с тем, чтобы диапазон сечений охватывал по три стандартных отклонения от центра. Вычисленное таким образом распределение нормировалось на единицу.

"Трехгорбое" распределение вычислялось по формуле $P_j = (0,25 C_{50}^j \cdot 0,25^j \cdot 0,75^{50-j}) + (0,5 C_{50}^j \cdot 0,5^j \cdot 0,5^{50-j}) + (0,25 C_{50}^j \cdot 0,75^j \cdot 0,25^{50-j})$.

Таблица I

Вычисленные пропускания для оценки моментов

Распределение сечения			Толщина образца, см	Порядок момента
равномерное	нормальное	"трехгорбое"		
0,999650	0,999650	0,999650	0,0001	1
0,763352	0,758151	0,758890	0,08	2
0,612539	0,598094	0,600134	0,15	3
0,401179	0,365655	0,370550	0,30	4
0,278832	0,228464	0,235151	0,45	5
0,154936	0,0951712	0,102119	0,75	6
0,0801370	0,0299037	0,0341548	1,20	7
0,0637355	0,0211510	0,0244944	1,35	8
0,0431515	0,00917447	0,0107045	1,75	9
0,0338061	0,00577751	0,00660102	2,00	10
0,0269027	0,00378348	0,00415221	2,25	11
0,0144716	0,00130157	0,00112730	3,00	12
0,00696096	0,000430922	0,000227927	4,00	13

Результаты оценки вместе со значениями, вычисленными по распределениям (точными), приведены в табл. 2. Из таблицы видно, что моменты как положительных, так и отрицательных небольших порядков (от -3 до +3) восстанавливаются с большой точностью. С увеличением порядка точность восстановления незначительно ухудшается. Поскольку моменты больших порядков на практике не используются, анализ результатов позволяет сделать вывод, что предлагаемая методика может быть использована для оценки моментов по измеренным значениям кривой пропускания.

Таблица 2

Сравнение измеренных (числитель) значений моментов сечения оцененными (знаменатель) для трех типов распределения

Распределение сечения			Порядок момента
равномерное	нормальное	"трехгорбое"	
3,3279	0,1097	0,006727	-7
3,1970	0,1094	0,003348	
1,1865	0,0667	0,009807	-6
1,1313	0,0665	0,008290	

Распределение сечения			Порядок момента
равномерное	нормальное	"трехгорбое"	
<u>1,0277</u> <u>1,0061</u>	<u>0,465</u> <u>0,0464</u>	<u>0,01562</u> <u>0,01498</u>	-5
<u>0,6168</u> <u>0,6093</u>	<u>0,0423</u> <u>0,0424</u>	<u>0,02719</u> <u>0,02719</u>	-4
<u>0,4126</u> <u>0,4104</u>	<u>0,0579</u> <u>0,0579</u>	<u>0,05410</u> <u>0,05403</u>	-3
<u>0,3442</u> <u>0,3438</u>	<u>0,1184</u> <u>0,1184</u>	<u>0,1227</u> <u>0,1227</u>	-2
<u>0,4410</u> <u>0,4410</u>	<u>0,3173</u> <u>0,3173</u>	<u>0,3249</u> <u>0,3249</u>	-1
<u>1,0000</u> <u>1,0001</u>	<u>1,0000</u> <u>1,0001</u>	<u>1,0000</u> <u>1,0001</u>	0
<u>3,5000</u> <u>3,5011</u>	<u>3,5000</u> <u>3,5006</u>	<u>3,5000</u> <u>3,5011</u>	1
<u>15,3700</u> <u>15,3844</u>	<u>13,2274</u> <u>13,2298</u>	<u>13,5326</u> <u>13,5441</u>	2
<u>75,6350</u> <u>75,8124</u>	<u>53,1379</u> <u>53,1457</u>	<u>56,3412</u> <u>56,4654</u>	3
<u>396,395</u> <u>398,763</u>	<u>224,623</u> <u>224,624</u>	<u>247,820</u> <u>249,022</u>	4
<u>2169,40</u> <u>2186,64</u>	<u>991,896</u> <u>991,892</u>	<u>1136,22</u> <u>1146,73</u>	5
<u>12196,2</u> <u>12340,3</u>	<u>4549,88</u> <u>4549,60</u>	<u>5378,48</u> <u>5462,18</u>	6
<u>69992,3</u> <u>71114,8</u>	<u>21581,4</u> <u>21580,6</u>	<u>26102,8</u> <u>26727,8</u>	7

Список литературы

1. Абагян Л.П., Базазянц Н.О., Николаев М.Н., Циоуля А.М. Групповые константы для расчета реакторов и защиты. М.: Энергоиздат, 1981.
2. Филиппов В.В., Николаев М.Н., Тараско М.З. Распределение полного сечения алюминия, титана, хрома и урана для быстрых нейтронов. - Бюллетень информационного центра по ядерным данным. М.: Атомиздат, 1966, вып.3, с.93.
3. Филиппов В.В., Тараско М.З. Измерение плотности распределения полного нейтронного сечения. - Нейтронная физика: Материалы 3-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 9-13 июня 1975. М.: ДНМатоминформ, 1976, ч.2, с.57.
4. Burrus W.R., Verbinski V. Fast neutron spectroscopy with thick organic scintillators. - Nucl. Instrum. and Methods, 1969, v.69.
5. Тихонов А.Н. О решении некорректно поставленных задач и методе регуляризации. - Докл.АН СССР, 1963, т.151, вып.3, с.176.

Статья поступила в редакцию 1 августа 1985 г.

ИЗМЕРЕНИЕ СЕЧЕНИЙ РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА НЕЙТРОНОВ
 ДЛЯ ИЗОТОПОВ ВОЛЬФРАМА В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ 5-400 кэВ

М.В.Боховко, Л.Е.Казakov, В.Н.Конов, Е.Д.Полетаев, В.М.Тимохов, А.А.Воеводский

THE MEASUREMENT OF THE NEUTRON CAPTURE CROSS-SECTION FOR TUNGSTEN ISOTOPES IN THE ENERGY REGION FROM 5 TO 400 keV. The results of the measuring of the neutron capture cross-section for the isotopes ^{180}W , ^{182}W , ^{183}W , ^{184}W , ^{186}W and natural tungsten in the energy region from 5 to 400 keV are presented. The measurements were carried out at the time-of-flight spectrometer of neutron on the pulsed Van-de-Graaf accelerator EG-1 (FEI). Normalization of the capture cross-section was made on the results of the measuring in the saturated resonance ^{197}Au , ^{109}Ag , ^{182}W , ^{142}Nd , using the weighting technique and cross-section $^6\text{Li}(n, \alpha)^3\text{H}$ for the monitoring of neutron flux. The accuracy of present results equals 5-7% for the most part of the investigated energy region.

Сечения радиационного захвата нейтронов для изотопов вольфрама в килоэлектронвольтовой области энергий представляют интерес как ядерные данные, используемые для расчета реакторов и термоядерных установок, в которых вольфрам применяется в качестве конструкционного материала. С другой стороны, данные об этих сечениях являются важным источником информации о средних резонансных параметрах, в частности о нейтронных и радиационных силовых функциях для s -, p - и d -нейтронов.

В настоящей работе измерены сечения радиационного захвата нейтронов с энергией 5-400 кэВ всех стабильных изотопов вольфрама (^{180}W , ^{182}W , ^{183}W , ^{184}W , ^{186}W), а также их природной смеси.

Метод измерения и описание экспериментальной установки. Метод измерения сечения радиационного захвата нейтронов основан на регистрации мгновенных β -квантов захвата с помощью большого жидкостного сцинтилляционного детектора (БЭСД) и применения метода времени пролета для определения энергии нейтронов и дискриминации фона. Для нормировки сечений использовали метод насыщенного резонанса в сочетании с методом амплитудного взвешивания, позволяющим устранить чувствительность детектора событий захвата к изменениям спектра и множественности β -квантов захвата с изменением энергии нейтронов и при переходе от одного ядра к другому.

Измерения проводили на спектрометре быстрых и резонансных нейтронов на базе импульсного электростатического ускорителя ЭГ-1 ФЭИ [1]. Источником нейтронов служила реакция $^7\text{Li}(p, n)^7\text{Be}$, использовалась "толстая" металлическая литиевая мишень. Детектор событий захвата представлял собой сферический сцинтилляционный бак объемом 17 л, заполненный сцинтиллятором на основе толуола с 60%-ной добавкой триметилобората для уменьшения чувствительности к рассеянным нейтронам. Поток нейтронов измеряли детектором с тонким (1 мм) ^6Li -стеклом NE-912 (располагаемым перед захватным образцом), а также детектором, состоящим из ^{10}B -пластины и двух кристаллов $\text{NaI}(\text{Tl})$ (устанавливаемым за исследуемым образцом).

Эксперимент проводили в три этапа. Измерения в области энергий нейтронов 20-400 кэВ выполнены на пролетной базе от мишени до исследуемого образца 2,4 м (длинная база). На этой же пролетной базе были выполнены измерения в электронвольтовой области энергий нейтронов (2-20 эВ), которые позволили провести абсолютизацию сечений методом насыщенного резонанса. Для расширения диапазона исследуемых энергий в сторону низких энергий были проведены также измерения на пролетной базе 0,72 м (короткая база), обеспечившие получение данных в области энергий 4-140 кэВ. Основные параметры спектрометра, при которых проводили все три этапа измерений, представлены в табл. I.

В опытах на длинной пролетной базе детекторная система и источник нейтронов размещали в разных помещениях, разделенных 2-метровой стеной из тяжелого бетона. Для формирования нейтронного пучка использовали канал диаметром 40 мм, соединяющий мишенный зал ускорителя с измерительным помещением. Такие условия измерений позволили значительно уменьшить фон детекторов, связанный с нейтронным лучком, который не превышал 10% величины космического фона и фона естественной радиоактивности.

Параметры спектрометра нейтронов

Таблица 1

Параметр	Область быстрых нейтронов		Область резонансных нейтронов
	Короткая база	Длинная база	
Ускоритель Ван-де-Граафа ЭГ-1:			
энергия протонов, МэВ	1,9	2,3	2,8
диапазон исследуемых энергий нейтронов, кэВ	3-140	16-500	2-20 эВ
длительность импульсов, нс	4	4,5	0,4 мкс
средний ток, мкА	2	2,5	1
Пролетная база детектора, м:			
событий захвата	0,72	2,4	2,4
с ${}^6\text{Li}$ -стеклом	0,51	2,1	2,1
с ${}^{10}\text{B}$ -пластиной	-	2,7	-
Разрешение детектора, нс/м:			
событий захвата	6,3	2	0,17 мкс/м
с ${}^6\text{Li}$ -стеклом	9	2,3	0,19 мкс/м
с ${}^{10}\text{B}$ -пластиной	-	1,8	-

ным коллиматором, состоящим из колец ${}^6\text{LiH}$ с парафином, борированного полиэтилена и свинца. Для защиты детекторов от γ -квантов, возникающих в мишени ускорителя и нейтронной защите, служил свинцовый диск размером ϕ 30 x 15 см, располагаемый перед детекторной системой. Использование такой защиты обеспечило условия, при которых фон детектора событий захвата, обусловленный нейтронами, был приблизительно равен естественному фону. Пучок нейтронов постоянно перекрывался фильтром из ${}^{23}\text{Na}$ (7 мм), позволяющим определять величину фона в области черного резонанса 2,85 кэВ и проводить калибровку временной шкалы по резонансу 53,191 кэВ.

Исследования фона детектора событий захвата показали, что он может быть условно разделен на три составляющие: постоянную, переменную и мгновенную. Постоянный фон обусловлен космическим излучением, естественной радиоактивностью, а также фоном измерительного помещения, связанным с нейтронным пучком и работой ускорителя. Постоянный компонент был определяющим в общем уровне фона, однако его величина измерялась с высокой точностью (не более 0,5%) в каждой рабочей экспозиции по области время-пролетного спектра между γ -пиком и моментом регистрации нейтронов с максимальной энергией при измерениях на длинной базе, по области резонанса ${}^{23}\text{Na}$ -фильтра (2,85 кэВ) при измерениях на короткой базе и по областям резонансов ${}^{115}\text{In}$ -фильтра (3,86 и 9,12 эВ) при измерениях в резонансной области энергий.

В опытах на короткой пролетной базе вследствие захвата нейтронов в защите, конструкциях мишени и стенках коллиматора во время-пролетных спектрах наблюдалась переменная составляющая фона (150 нс). Величина этого компонента составляла 5-7% эффекта для образцов ${}^{180}\text{W}$, ${}^{182}\text{W}$, ${}^{183}\text{W}$, ${}^{15-20\%}$ для образцов ${}^{184}\text{W}$, ${}^{186}\text{W}$ и определялась в опытах без исследуемого образца.

Мгновенная составляющая фона обусловлена регистрацией рассеянных на исследуемом образце нейтронов пучка. При измерениях на длинной базе величина этого фона составляла не более 2-3% эффекта, а на короткой базе - не более 3% и определялась в опытах с эквивалентным рассеивателем из графита. В экспериментах в резонансной области энергий мгновенный фон был пренебрежимо мал, как для насыщенных резонансов $\Gamma_p \gg \Gamma_n$.

Фон монитора с ${}^6\text{Li}$ -стеклом был независимым от времени пролета, а величину его определяли так же, как и постоянный фон БЖСД. Структура фона и способ его определения для детектора нейтронов с ${}^{10}\text{B}$ -пластиной были аналогичны фону сцинтилляционного бака.

Измерения в резонансной области энергий нейтронов проводили в той же геометрии, что и в быстрой области. Для получения спектра резонансных нейтронов мишень окружали замедлителем из полиэтилена. Размеры и форму замедлителя выбирали такими, чтобы обеспечить оптимальное соотношение выхода резонансных нейтронов и разрешенная спектрометра. В целях устранения рециклических нейтронов, энергия которых в этих экспериментальных условиях составляла не более 2 эВ, пучок нейтронов перекрывался фильтрами из кадмия (1,6 мм) и индия (8 мм). Индиевый фильтр служил также для определения величины фона при энергиях нейтронов 3,86 и 9,12 эВ.

В экспериментах на коротких пролетных базах для уменьшения нейтронного фона помещения мишень окружали 49-защитой, основным элементом которой был цилиндр размерами ϕ 26 x 40 см, заполненный смесью ${}^6\text{LiH}$ с парафином. Нейтронный пучок формировался секцион-

Электронная аппаратура, используемая в эксперименте [2], обеспечивала одновременное измерение временных спектров детектора событий захвата и мониторов с ${}^6\text{Li}$ -стеклом и ${}^{10}\text{B}$ -пластиной. Одновременно измеряли амплитудные спектры импульсов гамма-детектора в двух временных интервалах: фон и эффект + фон. В эксперименте использовали упакованные в цилиндрические алюминиевые контейнеры образцы разделенных изотопов из металлического порошка, пересекаемые нейтронным пучком 0,08 мм. Основные данные образцов приведены в табл.2.

Таблица 2
Характеристика используемых образцов

Образец	Масса, г	Толщина образца, атом/б	Изотопный состав, мас.%				
			${}^{180}\text{W}$	${}^{182}\text{W}$	${}^{183}\text{W}$	${}^{184}\text{W}$	${}^{186}\text{W}$
${}^{180}\text{W}$	19	0,005063	95,1	4,8	-	-	-
${}^{182}\text{W}$	30	0,007938	0,05	99,44	0,43	0,04	0,04
${}^{183}\text{W}$	30	0,007885	0,003	5,12	75	17,76	2,12
${}^{184}\text{W}$	30	0,007851	0,003	0,82	1,34	95,2	2,64
${}^{186}\text{W}$	30	0,007767	0,001	0,04	0,04	0,13	99,79
Природный вольфрам	29,34	0,00769	0,13	26,3	14,3	30,67	28,6

Обработка результатов измерений. Применение для абсолютизации сечений радиационного захвата нейтронов метода насыщенного резонанса позволяет исключить прямое измерение эффективности детектора событий захвата и потока нейтронов. Сочетание этого метода с методикой амплитудного взвешивания, позволяющей уменьшать погрешность, связанную с чувствительностью гамма-детектора к изменениям спектра и множественности β -квантов захвата, дает возможность распространить его для ядер, не имеющих удобных для нормировки насыщенных резонансов. Это обстоятельство является важным, так как из исследуемых ядер только ${}^{182}\text{W}$ имеет удобный для этой цели резонанс при $E_0=4,16$ эВ.

В работе [3] проведены исследования методики амплитудного взвешивания применительно к используемому в эксперименте БЖСД и показано, что для широкого класса ядер метод определения полной энергии β -квантов событий захвата обеспечивает нечувствительность к форме спектра и множественности β -квантов захвата с точностью не более 3%. При этом весовая функция детектора w_j имеет вид

$$w_j = 3,654 U^{-0,331} j^{1,75}, \quad (I)$$

где U - полная энергия возбуждения компаунд-ядра ($U = E_n + E_n$); j - номер канала амплитудного анализатора (или соответствующая ему энергия β -кванта).

В данном эксперименте измерение амплитудных спектров БЖСД, необходимых для применения методики амплитудного взвешивания, проводили в отдельных временных интервалах: в области насыщенных резонансов и в области быстрых нейтронов в интервале энергий 50-100 и 100-150 кэВ при измерениях на короткой и длинной базах соответственно. В этом случае, используя основные соотношения метода [3, 4], величину сечения захвата σ_c можно получить следующим образом:

$$\sigma_c^i = K \frac{N_c^i}{N_m^i} \frac{1}{n} \frac{\sigma_{n\alpha}^i}{T_m^i} \frac{S_m^i}{S_c^i},$$

где K - нормировочный коэффициент; N_c^i и N_m^i - числа отсчетов детектора событий захвата выше порога регистрации и монитора с ${}^6\text{Li}$ -стеклом в i -м временном (энергетическом) канале при измерениях в области быстрых нейтронов; n - число ядер в исследуемом образце, атом/б; $\sigma_{n\alpha}^i$ - сечение реакции ${}^6\text{Li}(n, \alpha){}^3\text{H}$; T_m^i - пропускание детектора с ${}^6\text{Li}$ -стеклом; S_m^i - поправка на самоэкранировку и многократное рассеяние нейтронов в мониторе; S_c^i - поправка на резонансную

самоэкранировку и многократное рассеяние нейтронов в исследуемом образце. Величину коэффициента K определяли из опытов в резонансной и быстрой областях энергий нейтронов, используя следующее соотношение:

$$K = \left\langle \frac{P_c^z T_m^z F_p^z B_n}{\sigma_{n\alpha}^z S_m^z} \frac{N_m^z}{\sum_{j=0}^{j=\max} A_j^z W_j} \right\rangle \frac{\sum A_j W_j}{F_p(B_n + \bar{E}_n) \sum_R^{j=\max} A_j}, \quad (2)$$

где P_c^z - вероятность радиационного захвата нейтронов в образце в области насыщенного резонанса, которую рассчитывали по известным резонансным параметрам с учетом эффекта многократного рассеяния нейтронов и которая составляла для исследуемых ядер 0,97-0,99; индекс z обозначает величины в области насыщенного резонанса; F_p - поправка на самопоглощение γ -квантов захвата в исследуемых образцах; A_j - амплитудный спектр детектора событий захвата, измеренный в указанных временных интервалах; W_j - весовая функция детектора, определяемая соотношением (1); \bar{E}_n - средняя энергия нейтронов, соответствующая временному интервалу, в котором измерялся амплитудный спектр в быстрой области; R - номер канала амплитудного спектра, соответствующий порогу регистрации событий захвата во временных спектрах (около 2 МэВ); $\langle \rangle$ - усреднение результатов измерений в области насыщенных резонансов для нескольких изотопов.

Для нормировки использовали сильные захватные резонансы ^{109}Ag (5,19 эВ), ^{145}Nd (4,35 эВ), ^{181}Tl (4,28 эВ), ^{182}W (4,16 эВ) и ^{197}Au (4,906 эВ), результаты измерений которых находились в согласии в пределах $\pm 4\%$. Это соответствует оцениваемой точности метода нормировки, определяемой статистической точностью измерений 1-2%, а также погрешностью расчета вероятности P_c^z - 2% и суммарной неопределенностью расчета поправок, входящих в выражение (2), - 3%. Следует отметить, что для ядра ^{182}W нормировочный коэффициент, полученный путем привлечения только результатов измерений в области его собственного насыщенного резонанса и счета детектора выше порога, в пределах 1% согласуется с коэффициентом, определяемым методом амплитудного взвешивания. Этот факт указывает, что для данного типа ядер характеристики захватных γ -квантов и связанная с ними эффективность используемого БЭСД слабо меняются при переходе от резонансной области энергий нейтронов к быстрой. Расчет поправок на конечную толщину образцов и мониторов проводили следующим образом.

Поправку на многократное рассеяние в ^6Li -стекле и ^{10}B -пластине рассчитывали согласно методике работы [5]. Сравнение результатов расчетов для ^6Li -стекла с расчетами, выполненными методом Монте-Карло [6], показывает, что различие между ними до энергий нейтронов не более 100 кэВ не превышает 0,5%. Расчет поправок на резонансную самоэкранировку и многократное рассеяние нейтронов в используемых образцах проводили по алгоритму, предложенному в работе [7]. Точность расчета, составляющая 3-4% при $E_n=5$ кэВ и 1-2% выше 30 кэВ, определяли в основном погрешностью резонансных параметров.

Поправку на самопоглощение γ -квантов захвата в образцах определяли методом Монте-Карло с использованием модельных спектров событий захвата и реальных геометрических условий [3,8]. Оцениваемая точность методики расчета составляет около 2%.

Таким образом, для получения абсолютного значения сечения захвата применяемый метод измерения требует знания только одной опорной величины: относительного хода сечения реакции $^6\text{Li}(n, \alpha)^3\text{H}$, который использовался до энергии 100 кэВ. При более высоких энергиях для определения формы нейтронного потока служила реакция $^{10}\text{B}(n, \alpha\gamma)^7\text{Li}$, а данные нормировались к полученным абсолютным значениям сечений по интервалу 50-100 кэВ. Сечения этих реакций взяты согласно оценке ENDF/B-V [9].

Результаты и обсуждения. Результаты измерения сечений радиационного захвата нейтронов с энергией 5-400 кэВ в ядрах $^{180}, ^{182}, ^{183}, ^{184}, ^{186}\text{W}$ и природной смеси вместе с полной погрешностью приведены в табл.3. Погрешность результатов складывается из статистической точности измерений и систематических погрешностей метода. Статистическая точность составляет 0,5-1,0% в интервале энергий нейтронов 30-100 кэВ для всех ядер и ухудшается с уменьшением энергии до 7-9%, а для ядер ^{184}W до 14% при $E_n=5$ кэВ. В интервале энергий 100-400 кэВ статистическая точность составляет 1-3% в зависимости от энергии и изотопа. К систематическим погрешностям метода относятся неоп-

реденности, связанные с нормировкой сечений (4%), с процедурой вычитания фона во время-пролетных спектрах (3-15% при $E_n = 5$ кэВ, 1-5% при $E_n = 10$ кэВ и менее 0,5% при $E_n \geq 30$ кэВ), с точностью относительного хода реакций ${}^6\text{Li}(n, \alpha){}^3\text{H}$ (1-2%) и ${}^{10}\text{B}(n, \alpha){}^7\text{Li}$ (2-3%), а также с введением поправок на конечную толщину образцов и мониторов, оценка точности расчета которых была сделана выше. Следовательно, полная ошибка полученных результатов составляет 4,6-7% в большей части исследуемого диапазона энергий и увеличивается при $E_n \leq 10$ кэВ до 8-17% в зависимости от изотопа.

В последней колонке табл.3 приведены результаты измерения сечения радиационного захвата нейтронов для природной смеси изотопов вольфрама, полученные суммированием экспериментально измеренных сечений для отдельных изотопов. Хорошее согласие их (не более 3%) с экспериментальными результатами, полученными для образца природного вольфрама, свидетельствует о взаимосогласованности результатов измерения сечения радиационного захвата нейтронов для всех изотопов.

таблица 3

Сечения радиационного захвата нейтронов (числитель) и их погрешности (знаменатель) для изотопов вольфрама и природной смеси, мб

E_n , кэВ	I80 _W	I82 _W	I83 _W	I84 _W	I86 _W	Природная смесь		E_n , кэВ	I80 _W	I82 _W	I83 _W	I84 _W	I86 _W	Природная смесь	
						Измерение	Расчет							Измерение	Расчет
5-6	$\frac{1280}{95}$	$\frac{715}{100}$	$\frac{1698}{158}$	$\frac{637}{107}$	$\frac{398}{69}$	$\frac{758}{105}$	741	48-52	$\frac{448}{20}$	$\frac{211}{10}$	$\frac{424}{20}$	$\frac{194}{9}$	$\frac{147}{7}$	$\frac{204}{10}$	218
6-7	$\frac{1223}{84}$	$\frac{600}{73}$	$\frac{1390}{116}$	$\frac{404}{59}$	$\frac{364}{56}$	$\frac{671}{82}$	586	52-56	$\frac{430}{19}$	$\frac{201}{9}$	$\frac{408}{19}$	$\frac{185}{9}$	$\frac{137}{3}$	$\frac{193}{9}$	207
7-8	$\frac{1142}{71}$	$\frac{571}{59}$	$\frac{1230}{91}$	$\frac{495}{63}$	$\frac{368}{49}$	$\frac{610}{64}$	534	56-60	$\frac{431}{19}$	$\frac{209}{10}$	$\frac{391}{18}$	$\frac{185}{9}$	$\frac{145}{7}$	$\frac{203}{10}$	209
8-9	$\frac{1039}{62}$	$\frac{559}{48}$	$\frac{1226}{80}$	$\frac{360}{38}$	$\frac{316}{35}$	$\frac{532}{52}$	524	60-64	$\frac{422}{19}$	$\frac{202}{9}$	$\frac{370}{17}$	$\frac{177}{8}$	$\frac{134}{6}$	$\frac{195}{9}$	199
9-10	$\frac{949}{49}$	$\frac{544}{38}$	$\frac{1167}{67}$	$\frac{343}{31}$	$\frac{318}{29}$	$\frac{509}{38}$	507	64-68	$\frac{416}{19}$	$\frac{210}{10}$	$\frac{343}{16}$	$\frac{170}{8}$	$\frac{141}{7}$	$\frac{191}{9}$	197
10-12	$\frac{985}{43}$	$\frac{417}{25}$	$\frac{935}{50}$	$\frac{357}{25}$	$\frac{290}{21}$	$\frac{412}{26}$	436	68-72	$\frac{421}{19}$	$\frac{209}{10}$	$\frac{322}{15}$	$\frac{175}{8}$	$\frac{135}{6}$	$\frac{192}{9}$	194
12-14	$\frac{789}{38}$	$\frac{421}{25}$	$\frac{897}{47}$	$\frac{371}{25}$	$\frac{257}{17}$	$\frac{401}{25}$	431	72-76	$\frac{403}{13}$	$\frac{206}{10}$	$\frac{322}{15}$	$\frac{182}{8}$	$\frac{134}{6}$	$\frac{196}{9}$	194
14-16	$\frac{733}{35}$	$\frac{396}{23}$	$\frac{834}{43}$	$\frac{303}{20}$	$\frac{230}{15}$	$\frac{365}{22}$	334	76-80	$\frac{395}{18}$	$\frac{203}{9}$	$\frac{314}{14}$	$\frac{173}{8}$	$\frac{131}{6}$	$\frac{191}{9}$	189
16-18	$\frac{651}{31}$	$\frac{369}{20}$	$\frac{726}{40}$	$\frac{303}{18}$	$\frac{223}{13}$	$\frac{365}{20}$	365	80-84	$\frac{403}{18}$	$\frac{201}{9}$	$\frac{311}{14}$	$\frac{166}{8}$	$\frac{128}{6}$	$\frac{187}{9}$	185
18-20	$\frac{621}{29}$	$\frac{319}{17}$	$\frac{766}{38}$	$\frac{272}{15}$	$\frac{211}{12}$	$\frac{312}{17}$	337	84-88	$\frac{397}{15}$	$\frac{201}{9}$	$\frac{299}{14}$	$\frac{169}{8}$	$\frac{127}{6}$	$\frac{186}{9}$	184
20-22	$\frac{603}{28}$	$\frac{354}{13}$	$\frac{652}{32}$	$\frac{271}{15}$	$\frac{204}{11}$	$\frac{317}{17}$	329	88-92	$\frac{391}{18}$	$\frac{194}{9}$	$\frac{303}{14}$	$\frac{175}{8}$	$\frac{127}{6}$	$\frac{185}{9}$	185
22-24	$\frac{592}{27}$	$\frac{303}{15}$	$\frac{695}{33}$	$\frac{263}{13}$	$\frac{186}{10}$	$\frac{305}{15}$	313	92-96	$\frac{373}{17}$	$\frac{189}{9}$	$\frac{287}{13}$	$\frac{169}{8}$	$\frac{131}{6}$	$\frac{176}{8}$	180
24-26	$\frac{573}{26}$	$\frac{301}{14}$	$\frac{652}{31}$	$\frac{237}{12}$	$\frac{185}{9}$	$\frac{304}{15}$	293	96-100	$\frac{373}{17}$	$\frac{178}{9}$	$\frac{277}{13}$	$\frac{159}{7}$	$\frac{128}{6}$	$\frac{173}{8}$	172
26-28	$\frac{547}{25}$	$\frac{299}{14}$	$\frac{620}{29}$	$\frac{230}{11}$	$\frac{187}{9}$	$\frac{284}{13}$	292	100-110	$\frac{349}{16}$	$\frac{143}{7}$	$\frac{256}{13}$	$\frac{157}{8}$	$\frac{126}{7}$	$\frac{158}{8}$	159
28-32	$\frac{532}{24}$	$\frac{286}{13}$	$\frac{581}{27}$	$\frac{229}{11}$	$\frac{179}{8}$	$\frac{275}{13}$	280	110-120	$\frac{299}{14}$	$\frac{127}{6}$	$\frac{221}{11}$	$\frac{117}{6}$	$\frac{118}{6}$	$\frac{135}{7}$	135
32-36	$\frac{526}{24}$	$\frac{268}{12}$	$\frac{567}{23}$	$\frac{216}{10}$	$\frac{167}{8}$	$\frac{261}{12}$	266	120-130	$\frac{296}{16}$	$\frac{116}{7}$	$\frac{210}{12}$	$\frac{101}{6}$	$\frac{93}{6}$	$\frac{118}{7}$	118
36-40	$\frac{481}{22}$	$\frac{254}{12}$	$\frac{506}{23}$	$\frac{198}{9}$	$\frac{167}{8}$	$\frac{240}{11}$	248	130-140	$\frac{265}{15}$	$\frac{108}{6}$	$\frac{199}{12}$	$\frac{95}{6}$	$\frac{75}{5}$	$\frac{108}{7}$	108
40-44	$\frac{448}{20}$	$\frac{234}{11}$	$\frac{477}{22}$	$\frac{193}{9}$	$\frac{148}{7}$	$\frac{229}{11}$	232	140-150	$\frac{263}{15}$	$\frac{105}{6}$	$\frac{189}{11}$	$\frac{89}{5}$	$\frac{71}{5}$	$\frac{107}{7}$	102
44-48	$\frac{448}{20}$	$\frac{229}{11}$	$\frac{474}{22}$	$\frac{203}{9}$	$\frac{155}{7}$	$\frac{231}{11}$	235	150-160	$\frac{250}{14}$	$\frac{99}{6}$	$\frac{187}{11}$	$\frac{81}{5}$	$\frac{63}{4}$	$\frac{91}{6}$	96

E _n , кэВ	180 _W	182 _W	183 _W	184 _W	186 _W	Природная смесь		E _n , кэВ	180 _W	182 _W	183 _W	184 _W	186 _W	Природная смесь	
						Изме- рение	Рас- чет							Изме- рение	Рас- чет
160-170	$\frac{253}{14}$	$\frac{93}{6}$	$\frac{180}{11}$	$\frac{90}{6}$	$\frac{62}{5}$	$\frac{93}{6}$	96	260-270	$\frac{217}{13}$	$\frac{83}{6}$	$\frac{131}{9}$	$\frac{63}{5}$	$\frac{49}{5}$	$\frac{72}{5}$	74
170-180	$\frac{233}{13}$	$\frac{89}{6}$	$\frac{186}{11}$	$\frac{79}{5}$	$\frac{56}{4}$	$\frac{87}{6}$	90	270-280	$\frac{218}{13}$	$\frac{77}{5}$	$\frac{122}{8}$	$\frac{68}{5}$	$\frac{47}{5}$	$\frac{73}{6}$	72
180-190	$\frac{237}{14}$	$\frac{83}{6}$	$\frac{176}{11}$	$\frac{76}{5}$	$\frac{52}{4}$	$\frac{89}{6}$	87	280-290	$\frac{211}{13}$	$\frac{77}{5}$	$\frac{127}{9}$	$\frac{68}{5}$	$\frac{47}{5}$	$\frac{69}{5}$	73
190-200	$\frac{225}{13}$	$\frac{88}{6}$	$\frac{161}{10}$	$\frac{79}{5}$	$\frac{52}{4}$	$\frac{84}{5}$	85	290-300	$\frac{204}{13}$	$\frac{77}{6}$	$\frac{110}{8}$	$\frac{66}{5}$	$\frac{48}{5}$	$\frac{68}{5}$	70
200-210	$\frac{221}{13}$	$\frac{89}{6}$	$\frac{161}{10}$	$\frac{78}{6}$	$\frac{50}{4}$	$\frac{87}{6}$	85	300-320	$\frac{210}{12}$	$\frac{78}{5}$	$\frac{113}{8}$	$\frac{60}{4}$	$\frac{49}{4}$	$\frac{67}{4}$	69
210-220	$\frac{229}{13}$	$\frac{89}{6}$	$\frac{155}{10}$	$\frac{69}{5}$	$\frac{47}{4}$	$\frac{79}{5}$	80	320-340	$\frac{201}{12}$	$\frac{76}{5}$	$\frac{102}{7}$	$\frac{60}{4}$	$\frac{44}{3}$	$\frac{68}{4}$	66
220-230	$\frac{224}{13}$	$\frac{86}{6}$	$\frac{147}{9}$	$\frac{71}{5}$	$\frac{43}{4}$	$\frac{79}{6}$	78	340-360	$\frac{200}{11}$	$\frac{72}{4}$	$\frac{98}{6}$	$\frac{54}{4}$	$\frac{46}{3}$	$\frac{61}{4}$	63
230-240	$\frac{223}{13}$	$\frac{85}{6}$	$\frac{145}{9}$	$\frac{68}{5}$	$\frac{49}{4}$	$\frac{74}{5}$	78	360-380	$\frac{190}{11}$	$\frac{67}{4}$	$\frac{94}{6}$	$\frac{55}{4}$	$\frac{43}{3}$	$\frac{57}{3}$	61
240-250	$\frac{218}{13}$	$\frac{85}{5}$	$\frac{137}{9}$	$\frac{72}{5}$	$\frac{47}{4}$	$\frac{79}{6}$	78	380-400	$\frac{176}{9}$	$\frac{68}{4}$	$\frac{88}{5}$	$\frac{56}{4}$	$\frac{43}{3}$	$\frac{57}{3}$	60
250-260	$\frac{208}{13}$	$\frac{88}{6}$	$\frac{128}{9}$	$\frac{67}{5}$	$\frac{48}{4}$	$\frac{69}{5}$	76								

В целях проверки точности и надежности используемого метода измерения в процессе всего эксперимента проводились контрольные измерения сечения радиационного захвата нейтронов для ^{197}Au , относящегося к классу стандартов. Результаты этих измерений в пределах 1-3% согласовывались (как по абсолютной величине, так и относительно ходу) с оценкой ENDF/B-V [9].

На рис.1-5 сравниваются результаты измерения изотопов ^{180}W , ^{182}W , ^{183}W , ^{184}W , ^{186}W и природной смеси с экспериментальными данными других авторов [10-14] и оценкой библиотеки файлов оцененных нейтронных данных (END) [15].

Для ^{180}W сечение захвата получено впервые; для других изотопов и природной смеси можно отметить удовлетворительное согласие всех экспериментальных данных. Однако, например, данные работы [10] для ^{182}W , ^{184}W , ^{186}W в области малых энергий лежат ниже результатов настоящей работы на 10-20% и показывают более пологий энергетический ход сечения захвата, чем все другие работы.

Данные работы [11] для ^{183}W , ^{184}W , ^{186}W в области энергий 10-40 кэВ лежат ниже наших результатов, для ^{182}W - выше на 10-20% и согласуются в пределах не более 5-10% при других энергиях, а для природной смеси - во всем исследуемом диапазоне энергий.

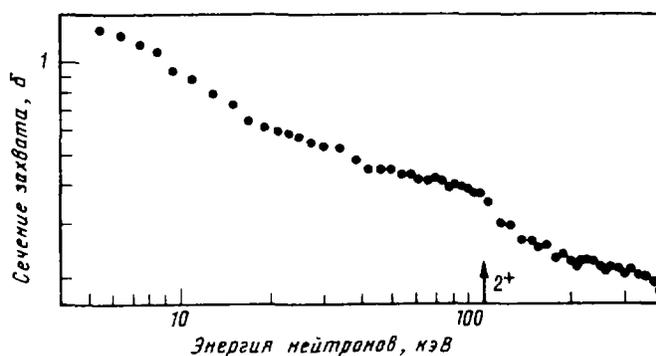


Рис.1. Сечение радиационного захвата в ^{180}W

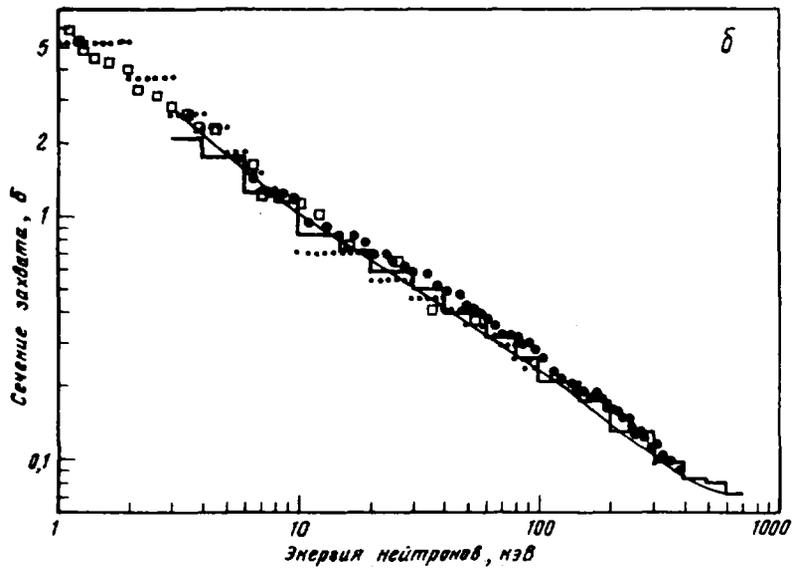
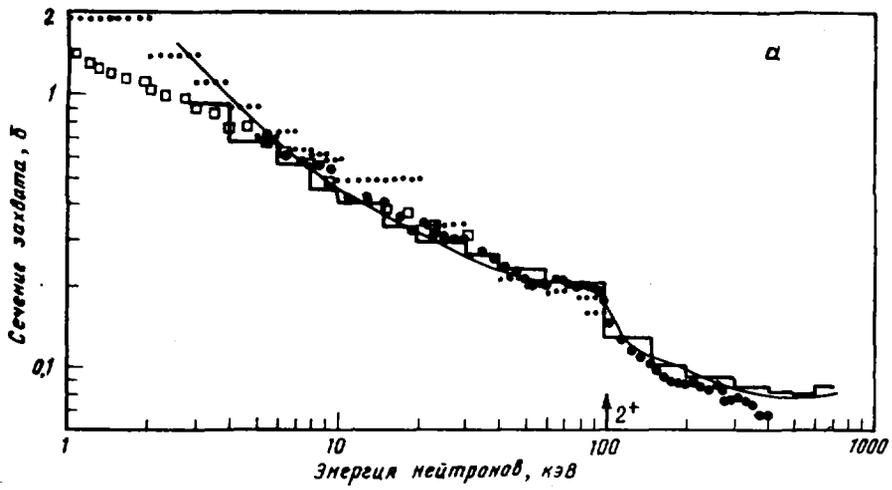


Рис.2. Сечение радиационного захвата в ^{182}W (а) и в ^{183}W (б). Данные работ: ● - настоящей; □ - [10]; ... - [11]; ┌ - [12]

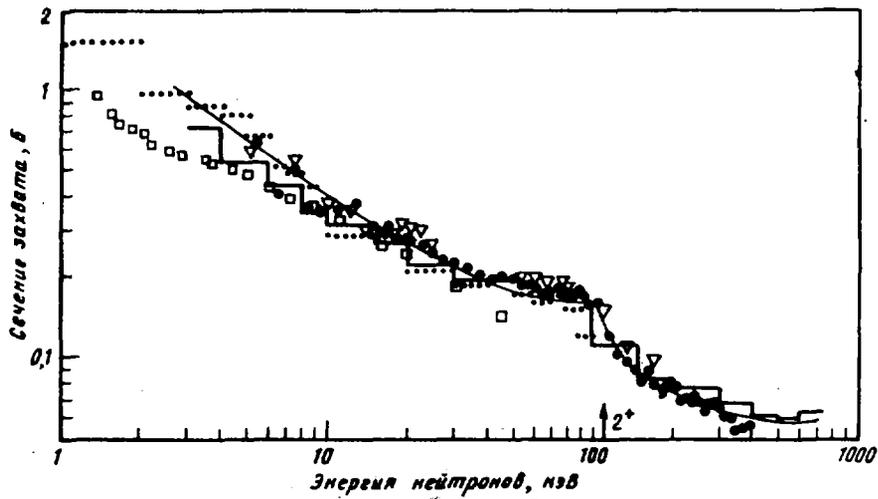


Рис.3. Сечение радиационного захвата в ^{184}W . Данные работ: ● - настоящей; □ - [10]; ... - [11]; ┌ - [12]; ▽ - [13]

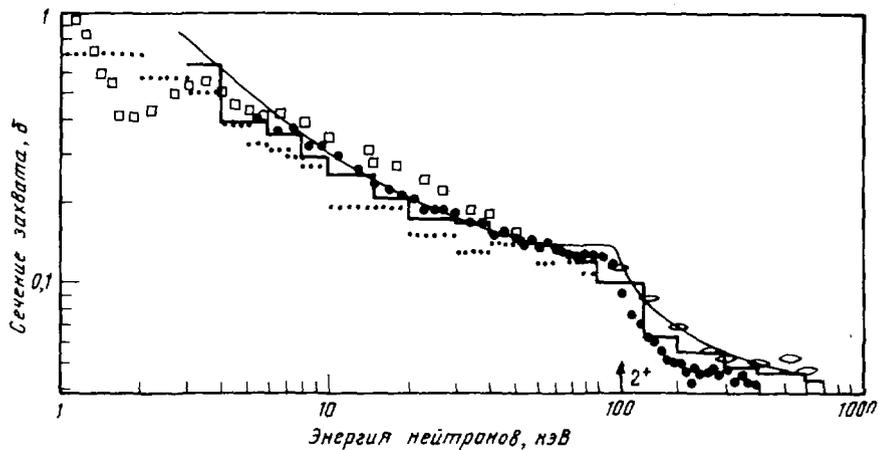


Рис.4. Сечение радиационного захвата в ^{186}W . Данные работ: ● - настоящей; □ - [10]; ... - [11]; — [12]; ◊ - [14]

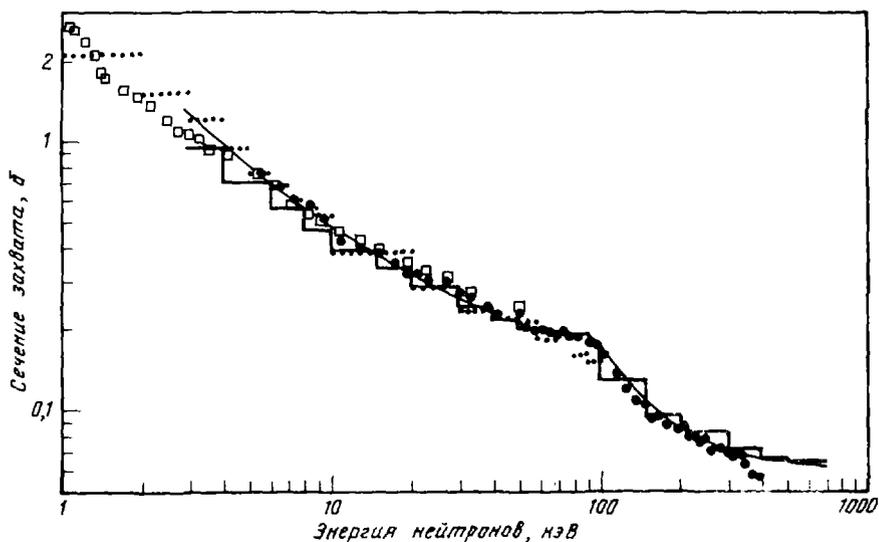


Рис.5. Сечение радиационного захвата для природной смеси изотопов. Данные работ: ● - настоящей; □ - [10]; ... - [11]; — [12]

для четных изотопов вольфрама и природной смеси наблюдается хорошее согласие с данными работы [12] до энергии около 200 кэВ, которые при более высоких энергиях лежат выше на 10-20%. Для ^{183}W данные работы [12] в интервале 10-100 кэВ систематически находятся ниже на 5-10% и согласуются с настоящими измерениями в остальных областях энергий.

данные по сечению радиационного захвата ^{184}W работы [13] хорошо согласуются с результатами настоящей работы во всем перекрывающемся диапазоне энергий; данные активационных измерений ^{186}W работы [14] лежат выше на 20-30%.

Анализ данных работы [16], полученных в 1965 г. относительно сечения радиационного захвата ^{115}In , показал, что после перенормировки их к современным значениям опорной величины они согласуются с результатами настоящей работы для ^{186}W и природной смеси и лежат выше на 10-20% для $^{182},^{184}\text{W}$. Это расхождение можно объяснить тем, что в работе [16] использовали относительно толстые образцы, требующие более корректного введения поправок.

Результаты оценки ФОНД [15], выполненной в ФЭИ в 1984 г. и в значительной мере опирающейся на данные работы [12], в целом согласуются с результатами настоящей работы, а наблюдаемое

для четных изотопов различие при энергиях выше 150-200 кэВ отражает расхождение наших результатов с данными работы [12].

Характерная особенность четно-четных изотопов вольфрама - наличие резкого сброса в сечении захвата при энергии нейтронов, соответствующей энергии первого уровня ядра мишени 2^+ , который вызван конкуренцией со стороны открывающегося канала реакции неупругого рассеяния нейтронов. Это обстоятельство может служить основой для определения парциального вклада в сечение захвата d -нейтронов и, следовательно, d -волновых нейтронных силовых функций [17]. Полученные в настоящей работе сечения захвата нейтронов для четных изотопов вольфрама можно использовать для уточнения зависимости S_2 от массового числа в области $3d$ -резонанса формы.

Список литературы

1. 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. I (40), с.67.
2. Боховко М.В., Казаков Ш.Е., Кононов В.Н. и др. Спектрометрическая аппаратура для абсолютного измерения сечения радиационного захвата быстрых нейтронов в уране-238: Препринт ФЭИ-973. Обнинск, 1979.
3. Кононов В.Н., Полетаев Е.Д., Тимохов В.М. и др. Применение метода амплитудного взвешивания для большого сцинтилляционного детектора: Препринт ФЭИ-1589. Обнинск, 1984.
4. 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. М.: ЦНИИАтоминформ, 1980, ч.2, с.280.
5. Widder F. Effect der Mehrfachstreuung bei Messungen von Neutronen - Einfangquerschnitten. - EIR, Technische Mitteilung TM-PH-453, 30.11.1972, S. 1-19.
6. Lamaze G.P., Schrack R.A., Wasson O.A. A new measurement of the ${}^6\text{Li}(n, \alpha)\text{T}$ cross-section. - Nucl. Sci. and Engng, 1975, v.68, p.183-188.
7. Macklin R.L. Resonance self-shielding in neutron capture cross-section measurements. - Nucl. Instrum. and Methods, 1964, v.26, p.213-215.
8. 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.
9. Nuclear Standards File 1980 Version: INDC-36/IM. Vienna: IAEA, 1981.
10. Капчигашев С.П., Попов Ю.П. В кн.: Радиационный захват быстрых нейтронов. М.: Атомиздат, 1970, с.240-246.
11. Bartolome Z.M., Hockenbury R.W., Moyer W.R. e.a. Neutron radiative capture and transmission measurement of W and Zr isotopes in the keV region. - Nucl. Sci. and Engng, 1969, v.37, p.137-156.
12. Macklin R.L., Drake D.M., Arthur E.D. Neutron capture cross-sections of ${}^{182}\text{W}$, ${}^{183}\text{W}$, ${}^{184}\text{W}$ and ${}^{186}\text{W}$ from 2.6 to 2000 keV. - Ibid., 1983, v.84, p.98-119.
13. Beer H., Kappeler F., Wisshak K. The neutron capture cross-section of natural ${}^{170}\text{Yb}$, ${}^{175}\text{Yb}$, ${}^{175}\text{Lu}$ and ${}^{184}\text{W}$ in the energy range from 5 to 200 keV for ${}^{176}\text{Lu}$ - chronometer. - In: Proc. of the Internat. conf. on nucl. cross-sections for technol. (Held at the University of Tennessee, Knoxville, October 22-26, 1979); EXFOR 21768. 1979, p.340-343.
14. Lindner M., Nagle R.J., Landrum J.H. Neutron capture cross-section from 0.1 to 3 MeV by activation measurement. - Nucl. Sci. and Engng, 1976, v.59, p.381-394.
15. Коцеев В.Н., Николаев М.Н. Библиотека нейтронных данных для расчета групповых констант. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1984, вып.5 (59), с.16-20.
16. Кононов В.Н., Стависский Ю.Я., Колесов В.Е. и др. Сечения радиационного захвата нейтронов с энергией 30-170 кэВ. - Ядерная физика, 1966, т.4, с.282-292.
17. Кононов В.Н. Метод определения силовых функций d -нейтронов для четно-четных ядер из сечений радиационного захвата. - Там же, 1967, т.5, вып. I, с.129-133.

Статья поступила в редакцию 26 июня 1985 г.

КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ СТРУКТУРЫ ЯДРА И ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

УДК 539.172.13

СИСТЕМАТИКА ВЫХОДОВ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ ДЛЯ ТОЛСТОЙ МИШЕНИ
ПРИ ЭНЕРГИИ α -ЧАСТИЦ 44 МэВ

П. П. Д м и т р и е в

SYSTEMATICS OF NUCLEAR REACTIONS YIELDS FOR THICK TARGET AT 44 MeV α -PARTICLES ENERGY. The paper presents the yields of nuclear reactions of various types for a thick target at irradiating chemical elements by 44 MeV energy α -particles. The reaction yield is determined by a number of reaction events per 1000 α -particles. On all there are 206 meanings of reaction yields of the types αn , $\alpha 2n$, $\alpha 3n$, αpn , $\alpha \alpha n$, $\alpha(p2n+3n)$, $\alpha p2n$... These yields are systematized according to the reaction types. To obtain the reaction yields meanings the author has employed his previously published yields of radioactive nuclides for the thick target at $E_{\alpha} = 44$ MeV. The use of presented data for the evaluation of radionuclide yields is briefly considered.

В работе [1] приведено 215 экспериментальных значений выходов для 145 радиоактивных нуклидов при облучении α -частицами с энергией 44 МэВ толстых мишеней из различных химических элементов. Указаны также реакции получения радиоактивных нуклидов типа αn , $\alpha 2n$, $\alpha 3n$, αpn , $\alpha(pn+2n)$, $\alpha p3n$, $\alpha(p2n+3n)$, $\alpha \alpha n$ и др. Большое число приведенных в работе [1] данных о выходах радионуклидов позволяет систематизировать и сравнить выходы реакций различного типа в широкой области масс ядер.

Систематизированные данные о выходах 185 реакций различного типа для толстой мишени под действием протонов с энергией 22 МэВ представлены в работе [2], а в работе [3] приведены аналогичные данные о выходах 211 реакций под действием дейтронов с энергией 22 МэВ. В работе [2] описана также методика получения значения выхода основной реакции в тех случаях, когда при облучении химического элемента радиоактивный нуклид образуется по нескольким реакциям. Изложенная в работе [2] методика полностью применима к реакциям под действием α -частиц, поэтому в настоящей статье ограничимся лишь краткими пояснениями.

Выход реакции можно определить числом актов реакции на 1000 бомбардирующих α -частиц. В каждом акте реакции образуется атом определенного радионуклида. Если при облучении химического элемента α -частицами радионуклид образуется только по одной реакции, то, зная его выход, выход реакции находят по формуле

$$W = I, II T_{1/2} V/P_c \quad (1)$$

где W - выход, атом/1000 α -частиц; $T_{1/2}$ - период полураспада нуклида, сут; V - выход радионуклида, Мк/(мкА·ч); P_c - содержание изотопа-мишени, %.

Выход реакции, как и ее сечение, характеризует вероятность процесса. Использование величины P_c позволяет определить выход реакции, как и сечение, для 100%-ного содержания изотопа-мишени. Выход реакции для толстой мишени связан со средним по пробегу бомбардирующей частицы эффективным сечением реакции формулой $\bar{\sigma} = 1,66 \cdot 10^3 W A/R$, где $\bar{\sigma}$ - среднее по пробегу сечение реакции, мб; W - выход реакции, атом/1000 α -частиц; A - массовое число ядра-мишени; R - пробег частицы, мг/см².

В настоящей работе большинство значений выходов радионуклидов, приведенных в работе [1], пересчитаны в значения выходов ядерных реакций определенного типа и систематизированы по типам реакций (см. таблицу). Выходы определены для 206 реакций следующих типов (в скобках дано число реакций): $\alpha 2n$ (33), $\alpha 3n$ (32), αn (27), αpn (22), $\alpha \alpha n$ (16), $\alpha(p2n+3n)$ (15), $\alpha p2n$ (9), $\alpha(pn+2n)$ (6), $\alpha 2pn$ (6), $\alpha 4n$ (6), $\alpha \alpha 2n$ (5), $\alpha(p+n)$ (5), $\alpha 2p$ (3), $\alpha(p3n+4n)$ (3), αp (2), $\alpha \alpha p$ (2), $\alpha \alpha pn$ (2), $\alpha(\alpha pn+\alpha 2n)$ (2), $\alpha 2 \alpha n$ (2), $\alpha 3p$ (1), $\alpha p3n$ (1), $\alpha 3pn$ (1), $\alpha(2p+pn)$ (1), $\alpha(\alpha p+\alpha n)$ (1), $\alpha(2pn+p2n+3n)$ (1), $\alpha \alpha p2n$ (1), $\alpha \alpha 2pn$ (1). Реакции перечислены в порядке уменьшения их числа.

Выходы реакций различных типов для толстой мишени под действием α -частиц с энергией 44 МэВ

Ядро-мишень	Ядро-продукт	Выход реакции, атом/1000 α -частиц	Ядро-мишень	Ядро-продукт	Выход реакции, атом/1000 α -частиц	Ядро-мишень	Ядро-продукт	Выход реакции, атом/1000 α -частиц
<u>Реакция $\alpha 2n$</u>			<u>Реакция $\alpha 3n$</u>			200 _{Hg}	201 _{Pb}	0,38 оп
9 _{Be}	11 _C	0,12	51 _V	52 _{Mn}	0,18 оп	202 _{Hg}	203 _{Pb}	0,37 оп
11 _B	13 _N	0,02 оп	55 _{Mn}	56 _{Co}	0,18	205 _{Tl}	206 _{Pb}	0,68 оп
50 _{Cr}	52 _{Fe}	0,4 оп	56 _{Fe}	57 _{Ni}	0,016 кв	<u>Реакция αn</u>		
55 _{Mn}	57 _{Co}	0,78	65 _{Cu}	66 _{Ga}	0,28 кв	15 _N	18 _F	0,35
60 _{Ni}	62 _{Zn}	0,15 оп	71 _{Ga}	72 _{As}	0,60 кв	41 _K	44 _{mSc}	0,11
65 _{Cu}	67 _{Ga}	1,1	74 _{Ge}	75 _{Se}	0,65 оп	45 _{Sc}	48 _V	0,15
66 _{Zn}	68 _{Ge}	2,1 оп	75 _{As}	76 _{Br}	0,42	48 _{Ti}	51 _{Cr}	0,32 оп
69 _{Ga}	71 _{As}	0,93 оп	78 _{Se}	79 _{Kr}	0,57 оп	51 _V	54 _{Mn}	0,22
71 _{Ga}	73 _{As}	1,1	87 _{Rb}	88 _Y	0,71 кв	52 _{Cr}	55 _F	0,33 оп
70 _{Ge}	72 _{Se}	0,50 оп	88 _{Sr}	89 _{Zr}	0,74 оп	55 _{Mn}	58 _{Co}	0,30
75 _{As}	77 _{Br}	0,77	112 _{Cd}	113 _{Sn}	0,68 оп	54 _{Fe}	57 _{Ni}	0,10 кв
79 _{Br}	81 _{Rb}	1,02 оп	116 _{Cd}	117 _{mSn}	0,86 оп	62 _{Ni}	65 _{Zn}	0,52 оп
81 _{Br}	83 _{Rb}	1,1	120 _{Sn}	121 _{mTe}	0,55 оп	63 _{Cu}	66 _{Ga}	0,34 оп
85 _{Rb}	87 _{mY}	0,64 оп	122 _{Sn}	123 _{mTe}	0,41 кв	69 _{Ga}	72 _{As}	0,40 кв
85 _{Rb}	87 _Y	0,79 оп	123 _{Sn}	124 _I	0,56 кв	71 _{Ga}	74 _{As}	0,23
86 _{Sr}	88 _{Zr}	1,03 оп	126 _{Te}	127 _{Xe}	0,41 оп	81 _{Br}	84 _{Rb}	0,20
93 _{Nb}	95 _{mTc}	0,075	138 _{Ba}	139 _{Ce}	0,49 оп	85 _{Rb}	88 _Y	0,22 оп
103 _{Rh}	105 _{Ag}	0,69	165 _{Ho}	166 _{Tm}	0,60	89 _Y	92 _{mNb}	0,053
109 _{Ag}	111 _{In}	0,74	168 _{Er}	169 _{Yb}	0,38 оп	93 _{Nb}	96 _{Tc}	0,17
111 _{Cd}	113 _{Sn}	0,56 оп	171 _{Yb}	172 _{Hf}	0,53 оп	103 _{Rh}	106 _{mAg}	0,055
116 _{Sn}	118 _{Te}	0,60 оп	172 _{Yb}	173 _{Hf}	0,61 оп	120 _{Sn}	123 _{mTe}	0,14 кв
121 _{Sb}	123 _I	0,74 оп	174 _{Yb}	175 _{Hf}	0,69 оп	121 _{Sb}	124 _{I кв}	0,075 кв
123 _{Sb}	125 _I	0,31	181 _{Ta}	182 _{mRe}	0,26 оп	123 _{Sb}	126 _I	0,057
127 _I	129 _{Cs}	0,33	181 _{Ta}	182 _{Re}	0,35 оп	139 _{La}	142 _{Pr}	0,076
141 _{Pr}	143 _{Pm}	0,34	184 _W	185 _{Os}	0,31 оп	141 _{Pr}	144 _{Pr}	0,055
151 _{Eu}	153 _{Tb}	0,45 оп	187 _{Re}	188 _{Ir}	0,20 оп	153 _{Eu}	156 _{Tb}	0,055
153 _{Eu}	155 _{Tb}	0,32	190 _{Os}	191 _{Pt}	0,25 оп	165 _{Ho}	168 _{Tm}	0,022
165 _{Ho}	167 _{Tm}	0,38	194 _{Pt}	195 _{mHg}	0,23 оп	181 _{Ta}	184 _{mRe}	0,0030
169 _{Tm}	171 _{Lu}	0,31				181 _{Ta}	184 _{eRe}	0,0097
175 _{Lu}	177 _{Ta}	0,30 оп				197 _{Au}	200 _{Tl}	0,014
181 _{Ta}	183 _{Re}	0,26 оп				<u>Реакция αpn</u>		
187 _{Re}	189 _{Ir}	0,14				24 _{Mg}	26 _{Al}	0,34 оп
205 _{Tl}	207 _{Pb}	0,22				44 _{Ca}	46 _{Sc}	0,62 оп
						50 _{Cr}	52 _{Mn}	0,13 оп

Продолжение таблицы

Ядро-мишень	Ядро-продукт	Выход реакции, атом/1000 α -частиц	Ядро-мишень	Ядро-продукт	Выход реакции, атом/1000 α -частиц	Ядро-мишень	Ядро-продукт	Выход реакции, атом/1000 α -частиц
^{52}Cr	^{54}Mn	0,88 ор	^{197}Au	^{196}Au	0,019	^{54}Fe	^{56}Co	0,75 ор
^{56}Fe	^{58}Co	0,95 ор	<u>Реакция $\alpha(p2n+3n)$</u>			^{63}Cu	^{65}Zn	1,4 ор
^{72}Ge	^{74}As	0,47 ор	^{48}Ti	^{49}V	0,35 ор	^{64}Zn	^{66}Ga	0,72 ор
^{72}Se	^{82}Br	0,086 ор	^{54}Fe	^{55}Co	0,16 ор	^{74}Se	^{76}Br	0,95 ор
^{90}Zr	^{92}mNb	0,094 ор	^{56}Fe	^{57}Co	0,48 ор	^{107}Ag	^{109}Cd	0,73 ор
^{94}Zr	^{96}Nb	0,092 ор	^{66}Zn	^{67}Ga	0,23 кв	<u>Реакция $\alpha 2pn$</u>		
^{115}In	^{117}mSn	0,053	^{72}Ge	^{73}As	0,91 ор	^{55}Mn	^{56}Mn	0,014
^{122}Sn	^{124}Sb	0,024 ор	^{76}Se	^{77}Br	0,64 ор	^{59}Co	^{60}Co	0,071
^{121}Sb	^{123}mTe	0,026 ор	^{90}Zr	^{91}mNb	0,59 ор	^{63}Cu	^{64}Cu	0,051 кв
^{123}Sb	^{125}mTe	0,015	^{110}Cd	^{111}In	0,22 кв	^{123}Sb	^{124}Sb	0,027
^{122}Te	^{124}I	0,043 ор	^{122}Te	^{123}I	0,35 ор	^{139}La	^{140}La	0,011 ор
^{128}Te	^{130}I	0,015 ор	^{124}Te	^{125}I	0,25 ор	^{197}Au	^{198}Au	0,051
^{130}Te	^{132}I	0,026	^{166}Er	^{167}Tm	0,39 ор	<u>Реакция $\alpha 4n$</u>		
^{133}Cs	^{135}mBa	0,063	^{170}Yb	^{171}La	0,35 ор	^{55}Mn	^{55}Co	0,00077
^{138}Ba	^{140}La	0,022 ор	^{172}Yb	^{173}Lu	0,90 ор	^{127}I	^{127}Cs	0,021
^{139}La	^{141}Ce	0,043 ор	^{194}Pt	^{195}Au	0,34 ор	^{165}Ho	^{165}Tm	0,13
^{151}Eu	^{153}Gd	0,022 ор	^{200}Hg	^{201}Tl	0,35 ор	^{181}Ta	^{181}Re	0,11 ор
^{166}Er	^{168}Tm	0,013 ор	<u>Реакция $\alpha p2n$</u>			^{200}Hg	^{200}Pb	0,28 ор
^{196}Pt	^{198}Au	0,012 ор	^{10}B	^{11}C	0,12 ор	^{205}Tl	^{205}Bi	0,63 ор
<u>Реакция $\alpha \alpha n$</u>			<u>Реакция $\alpha p2n$</u>			<u>Реакция $\alpha \alpha 2n$</u>		
^{12}C	^{11}C	0,17 ор	^{12}O	^{13}N	0,018 ор	^9Be	^7Be	0,051
^{14}N	^{15}N	0,17 ор	^{94}Zr	^{95}Nb	0,14 ор	^{51}V	^{49}V	0,042 ор
^{19}F	^{18}F	0,69	^{94}Mo	^{95}mTc	0,12 кв	^{59}Co	^{57}Co	0,083
^{23}Na	^{22}Na	0,20	^{95}Mo	^{96}Tc	0,30 ор	^{89}Y	^{87}Y	0,022
^{52}Cr	^{51}Cr	0,23 ор	^{98}Ru	^{99}Rh	0,15 ор	^{107}Ag	^{105}Ag	0,033
^{56}Fe	^{55}Fe	0,49 ор	^{125}Te	^{126}I	0,025 ор	<u>Реакция $\alpha(p+n)$</u>		
^{59}Co	^{58}Co	0,29	^{130}Te	^{131}I	0,029 ор	^{64}Zn	^{67}Ga	0,26 кв
^{58}Ni	^{57}Ni	0,075 ор	^{198}Pt	^{199}Au	0,012 ор	^{96}Zr	^{99}Mo	0,067
^{65}Cu	^{64}Cu	0,086 кв	<u>Реакция $\alpha(pn+2n)$</u>			^{100}Mo	^{103}Ru	0,052
^{75}As	^{74}As	0,14	^{16}O	^{18}F	0,53 ор	^{108}Cd	^{111}In	0,25 кв
^{89}Y	^{88}Y	0,054				^{138}Ba	^{141}Cl	0,13
^{103}Rh	^{102}mRh	0,026						
^{107}Ag	^{106}mAg	0,11 ор						
^{115}In	^{114}mIn	0,041 ор						
^{133}Cs	^{132}Cs	0,033						

Ядро-мишень	Ядро-продукт	Выход реакции, атом/1000 α -частиц	Ядро-мишень	Ядро-продукт	Выход реакции, атом/1000 α -частиц	Ядро-мишень	Ядро-продукт	Выход реакции, атом/1000 α -частиц
<u>Реакция $\alpha 2p$</u>			<u>Реакция $\alpha 2pn$</u>			<u>Реакция $\alpha 3pn$</u>		
^{26}Mg	^{28}Mg	0,0073	^{48}Tl	^{46}Sc	0,0055 ор	^{133}Cs	^{133}Xe	0,0081
^{41}K	^{43}K	0,019	^{50}Ni	^{58}Co	0,13 ор	<u>Реакция $\alpha(2p+pn)$</u>		
^{65}Cu	^{67}Cu	0,0026	<u>Реакция $\alpha(\alpha pn + \alpha 2n)$</u>			^{180}Hf	^{182}Ta	0,011 ор
<u>Реакция $\alpha(p 3n + 4n)$</u>			^{24}Mg	^{22}Na	0,019 ор	<u>Реакция $\alpha(\alpha p + \alpha n)$</u>		
^{139}La	^{139}Ce	0,045 ор	^{58}Ni	^{56}Co	0,044 ор	^{58}Ni	^{57}Co	0,39 ор
^{169}Tb	^{169}Tb	0,13	<u>Реакция $\alpha 2 \alpha n$</u>			<u>Реакция $\alpha(2pn + p 2n + 3n)$</u>		
^{175}Lu	^{175}Hf	0,22 ор	^{23}Na	^{18}F	0,047	^{64}Zn	^{65}Zn	0,15
<u>Реакция αp</u>			^{27}Al	^{22}Na	0,067	<u>Реакция $\alpha \alpha p 2n$</u>		
^{44}Ca	^{47}Sc	0,10 ор	<u>Реакция $\alpha 3p$</u>			^{14}N	^{11}C	0,0093
^{92}Mo	$^{95\text{m}}\text{Tc}$	0,060 кв	^{27}Al	^{28}Mg	0,00011	<u>Реакция $\alpha \alpha 2pn$</u>		
<u>Реакция $\alpha \alpha p$</u>			<u>Реакция $\alpha p 3n$</u>			^{27}Al	^{24}Na	0,00051
^{25}Mg	^{24}Na	0,44 ор	^{124}Te	^{124}I	0,013 ор			
^{48}Tl	^{47}Sc	0,019 ор						

Примечания: 1. Погрешность полученных значений выходов ядерных реакций соответствует погрешности экспериментальных значений выходов радионуклидов в работе [1] и в большинстве случаев не превышает 15%. 2. Пояснение "ор" и "кв" см. в тексте, с. 51.

Как видно из табл. I работы [1], радионуклиды образуются в результате одной или нескольких реакций. При получении радионуклида по одной реакции ее выход находят по формуле (1). Если нуклид образуется по нескольким реакциям на ядрах-мишенях различных стабильных изотопов облучаемого элемента и одна из реакций является основной (преобладающей), то выход этой реакции рассчитывают по формуле

$$W_0 = \frac{W_n 100 - \sum_i W_i P_i}{P_0}, \quad (2)$$

где W_0 - выход основной реакции, атом/1000 α -частиц; W_n - выход всех реакций (атом/1000 α -частиц), вычисленный по известному выходу радионуклида по формуле (1) при $P_c = 100\%$; W_i - выходы других реакций (атом/1000 α -частиц), дающих меньший по сравнению с основной реакцией вклад в выход радионуклида; P_i - содержание изотопов мишеней других реакций, %; P_0 - содержание изотопа-мишени основной реакции, %. При энергии α -частиц 44 МэВ $i \leq 4$.

В работе [2] рассмотрены методики определения значений W_i , границы применимости формулы (2), оценка погрешности значений W_0 , обусловленная погрешностью W_i . Выходы реакций, рассчитанные по формуле (2), отмечены в таблице буквами "ор" (основная реакция). В работе [2] рассмотрен также способ определения выхода реакций из измеренной кривой выхода радионуклида, когда пороги реакций сильно различаются. Выходы реакций, найденные этим способом, отмечены в таблице буквами "кв" (кривая выхода).

Выход реакции для толстой мишени определяется интегралом по пробегу функции возбуждения этой реакции. Поэтому значения выходов реакций в таблице обусловлены факторами, влияющими на величину сечения реакции и характер зависимости сечения от энергии бомбардирующих частиц, например величиной порога реакции, механизмом реакции и свойствами участвующих в реакции ядер, величинами кулоновского барьера для бомбардирующей и испускаемых частиц.

Значения выходов реакций, приведенные в таблице, можно использовать для оценки выходов радионуклидов при облучении толстой мишени α -частицами с энергией 44 МэВ и при другой энергии α -частиц. В ссылке [4] работы [2] указаны публикации, в которых приведены значения выходов радионуклидов в зависимости от энергии протонов для различного типа реакций. В большинстве этих публикаций имеются и кривые выхода нуклидов для различного типа реакций с α -частицами. Кривые выхода радионуклидов в реакциях с α -частицами приведены в работах [4]. Относительный ход указанных кривых выхода можно использовать для получения величины выхода радиоактивных нуклидов при энергии α -частиц меньше 44 МэВ.

Список литературы

1. Дмитриев П.П., Молин Г.А. Выходы радиоактивных нуклидов для толстой мишени при энергии α -частиц 44 МэВ. - Вопросы атомной науки и техника. Сер. Ядерные константы, 1982, вып.5(49), с.26-30.
2. Дмитриев П.П. Систематика выходов ядерных реакций для толстой мишени при энергии протонов 22 МэВ. - Там же, 1983, вып.2(51), с.57-61.
3. Дмитриев П.П. Систематика выходов ядерных реакций для толстой мишени при энергии дейтронов 22 МэВ. - Там же, 1984, вып.2(56), с.32-36.
4. Дмитриев П.П. и др. - Атомная энергия, 1966, т.20, с.57; 1970, т.28, с.258-259; 1971, т.31, с.157; 1972, т.32, с.426; 1974, т.37, с.496; 1975, т.39, с.135; 1976, т.40, с.66; 1978, т.44, с.524; 1979, т.46, с.185; 1981, т.50, с.418; 1983, т.55, с.256.

Статья поступила в редакцию 26 июня 1985 г.

ЯДЕРНО-РЕАКТОРНЫЕ ДАННЫЕ

УДК 621.039.519

О ЗАДАЧЕ ПОДБОРА ГРУППОВЫХ ГОМОГЕНИЗИРОВАННЫХ КОНСТАНТ

Е.Д. А б р а м о в

ON THE PROBLEM OF SELECTION OF GROUP HOMOGENIZED CONSTANTS. The paper considers a problem of construction of algorithms for selection of group homogenized constants which provide, for a given group division, some unaltered set of functionals such as k_{ef} , process numbers, fluxes and currents when passing from the initial problem to a multigroup one with any given precision limited by nuclear constants uncertainties.

В работе предлагается и анализируется некоторая математическая схема сведения решения краевых задач теории переноса нейтронов с сечениями взаимодействия общего вида к решению последовательности краевых задач с кусочно-постоянными по энергии и пространству коэффициентами (групповыми гомогенизированными константами), значения которых определяются в ходе итерационного процесса из условия сохранения с любой наперед заданной точностью определенной совокупности функционалов типа $k_{эф}$, чисел процессов по группам и зонам, потоков и токов при переходе от исходной задачи к многогрупповой. Эта схема является определенным обобщением известного метода групп [1,2] и может рассматриваться так же, как некоторая схема итерационного уточнения значений групповых гомогенизированных констант. Реально достижимая точность такого подхода лимитирована неопределенностями ядерных данных.

Исходные предпосылки

Физические расчеты ядерных реакторов базируются, как известно, на решении условно-критического уравнения [1-3]

$$M\psi = \frac{1}{k_{эф}} F\psi, \quad (1)$$

где M, F - операторы, определяемые формулами

$$M\psi = \Omega \nabla \psi + C\psi; \quad F\psi = \frac{\chi(E)}{4\pi} \int dE' \int d\Omega' \nu \Sigma_f(x, E') \psi(x, E', \Omega'); \quad (2)$$

$$C\psi = \Sigma\psi - S\psi; \quad S\psi = \int dE' \int d\Omega' \Sigma_s(x, E' \rightarrow E, \mu_0) \psi(x, E', \Omega')$$

на функциях $\psi(x, E, \Omega)$, удовлетворяющих определенным условиям гладкости в вакуумному граничному условию на внешней поверхности Γ объема реактора G . Точнее, они базируются на решении некоторого другого многогруппового уравнения

$$\tilde{M}\tilde{\psi} = \frac{1}{\tilde{k}_{эф}} \tilde{F}\tilde{\psi}, \quad (3)$$

где

$$\begin{aligned} \tilde{M}\tilde{\psi} &= \Omega \nabla \tilde{\psi} + \tilde{C}\tilde{\psi}; \quad \tilde{F}\tilde{\psi} = \frac{\tilde{\chi}(x, E)}{4\pi} \int dE' \int d\Omega' \tilde{\nu} \Sigma_f(x, E') \tilde{\psi}(x, E', \Omega'); \\ \tilde{C}\tilde{\psi} &= \tilde{\Sigma}\tilde{\psi} - \tilde{S}\tilde{\psi}; \quad \tilde{S}\tilde{\psi} = \int dE' \int d\Omega' \tilde{\Sigma}_s(x, E' \rightarrow E, \mu_0) \tilde{\psi}(x, E', \Omega'), \end{aligned} \quad (4)$$

а "сечения" $\tilde{\Sigma}, \tilde{\Sigma}_s, \tilde{\chi}\tilde{\nu}\Sigma_f$ - кусочно-постоянные функции переменных x, E , так как из-за весьма сложной (а часто и недостоверно известной) зависимости сечений $\Sigma, \Sigma_s, \chi\nu\Sigma_f$ от энергии E получение точного решения задачи (1) в настоящее время затруднительно.

Для практических целей, однако, не требуется знания детальной информации о ходе зависимости потока $\psi(x, E, \Omega)$ от переменных x, E, Ω . Обычно достаточно знать лишь некоторые интегральные характеристики решения, такие, как $k_{эф}$, числа процессов и т.п. Предполагается, что значения важнейших интегральных характеристик (функционалов) решения задачи (1) могут быть с приемлемой точностью получены на основе решения многогрупповой задачи (3), если групповые гомогенизированные константы (значения функций $\tilde{\Sigma}, \tilde{\Sigma}_s, \tilde{\chi}\tilde{\nu}\Sigma_f$ в тех интервалах энергии и объема, где они постоянны) подобраны соответствующим образом.

Подбор групповых констант может быть в принципе осуществлен на основе следующих известных положений. Предположим, что интервал рассматриваемых значений энергии разбит на подынтервалы (группы) $[E_i, E_{i-1}]$, $i = 1, 2, \dots, I$, объем реактора G - на подобласти G_n , $n = 1, 2, \dots, N$ и справедливы разложения

$$\Sigma_s(x, E' \rightarrow E, \mu_0) = \sum_{\ell=0}^{\infty} \frac{2\ell+1}{4\pi} \Sigma_s^{(\ell)}(x, E' \rightarrow E) P_\ell(\mu_0); \quad (5)$$

$$\tilde{\Sigma}_s(x, E' \rightarrow E, \mu_0) = \sum_{\ell=0}^{\infty} \frac{2\ell+1}{4\pi} \tilde{\Sigma}_s^{(\ell)}(x, E' \rightarrow E) P_\ell(\mu_0).$$

Интегрируя уравнения (1), (3) по $x \in G_n, E \in [E_i, E_{i-1}]$ с весом некоторой произвольной функции $g(x, E, \Omega)$, приравняем друг к другу соответствующие члены:

$$\Sigma_n^i(g, \tilde{\psi})_n^i = (g, \Sigma\psi)_n^i; \quad \Sigma_{sn}^{(\ell)ij}(g, P_\ell\tilde{\psi})_n^{ij} = (g, \Sigma_s^{(\ell)}P_\ell\psi)_n^{ij}; \quad (6)$$

$$\chi_n^i(\nu\Sigma_f)_n^j(g, \tilde{\psi})_n^{ij} = (g, \chi\nu\Sigma_f\psi)_n^{ij},$$

где $\Sigma_n^i, \chi_n^i, \dots$ - групповые гомогенизированные константы;

$$(g, \Sigma \psi)_n^i = \int_{G_n} dx \int_{E_i}^{E_{i-1}} dE \int d\Omega g(x, E, \Omega) \Sigma(x, E) \psi(x, E, \Omega);$$

$$(g, \Sigma_s^{(\ell)} P_\ell \psi)_n^{ij} = \int_{G_n} dx \int_{E_i}^{E_{i-1}} dE \int d\Omega g(x, E, \Omega) \int_{E_j}^{E_{j-1}} dE' \int d\Omega' \Sigma_s^{(\ell)}(x, E' \rightarrow E) P_\ell(\mu_0) \psi(x, E', \Omega'); \quad (7)$$

$$(g, \psi) = \int dx \int dE \int d\Omega g(x, E, \Omega) \psi(x, E, \Omega) = \sum_{n=1}^N \sum_{i=1}^I (g, \psi)_n^i.$$

Условия (6) имеют характер условий сохранения чисел процессов (точнее скоростей реакций) с весом g при переходе от задачи (1) к задаче (3). Эти условия могут быть и не совместными [если $(g, P_\ell \tilde{\psi})_n^{ij} = 0$, а $(g, \Sigma_s^{(\ell)} P_\ell \psi)_n^{ij} \neq 0$]. Если же они совместны, то из выражения (6) вытекают формулы усреднения сечений:

$$\Sigma_n^i = \frac{(g, \Sigma \psi)_n^i}{(g, \tilde{\psi})_n^i}; \quad \Sigma_{sn}^{(\ell)ij} = \frac{(g, \Sigma_s^{(\ell)} P_\ell \psi)_n^{ij}}{(g, P_\ell \tilde{\psi})_n^{ij}}; \quad \chi_n^i(\nu \Sigma_f)_n^j = \frac{(g, \chi \nu \Sigma_f \psi)_n^{ij}}{(g, \tilde{\psi})_n^{ij}}. \quad (8)$$

Если константы определены по этим формулам, то будут сохранены числа процессов (6). Сохранение других функционалов, в том числе $k_{эф}$, при этом не гарантируется.

При использовании формул усреднения традиционного типа

$$\Sigma_n^i = \frac{(g, \Sigma \psi)_n^i}{(g, \psi)_n^i}; \quad \Sigma_{sn}^{(\ell)ij} = \frac{(g, \Sigma_s^{(\ell)} P_\ell \psi)_n^{ij}}{(g, P_\ell \psi)_n^{ij}}; \quad \chi_n^i(\nu \Sigma_f)_n^j = \frac{(g, \chi \nu \Sigma_f \psi)_n^{ij}}{(g, \psi)_n^{ij}} \quad (9)$$

в общем случае не гарантируется сохранение ни $k_{эф}$, ни чисел процессов, ни других рассматриваемых функционалов. Но если

$$g = \tilde{\psi}^*, \quad (10)$$

где $\tilde{\psi}^*$ - групповая ценность, т.е. решение уравнения, сопряженного с уравнением (3), то константы (9) переходят в константы работы [1] и, следовательно, сохраняется $k_{эф}$. Если же

$$(g, \tilde{\psi})_n^i = (g, \psi)_n^i; \quad (g, P_\ell \tilde{\psi})_n^{ij} = (g, P_\ell \psi)_n^{ij}, \quad (11)$$

т.е. если сохраняются функционалы типа потоков (с весом g), то константы (9) совпадают с константами (8) и, следовательно, сохраняются числа процессов (6) и потоки (II). Наконец, при совместном выполнении условий (10), (11) будут сохранены $k_{эф}$, числа процессов (6), потоки (II), а также функционалы типа поверхностных токов (перетечек между зонами):

$$(g, \Omega \nabla \tilde{\psi})_n^i = (g, \Omega \nabla \psi)_n^i. \quad (12)$$

Заметим, что структура многогруппового уравнения (3) не определяется условиями (6) однозначно. Действительно, вид формул (6) не изменится, если вместо уравнения (3) будет рассмотрено другое уравнение

$$\tilde{M} \tilde{\psi} = \frac{1}{k_{эф}} \tilde{F} \tilde{\psi} + q, \quad (13)$$

где q - произвольная функция, ортогональная к g : $(g, q)_n^i = 0$. В частности, если

$$g(x, E, \Omega) = \sum_{\ell=0}^L \frac{2\ell+1}{4\pi} \int d\Omega' P_\ell(\mu_0) g(x, E, \Omega'), \quad (14)$$

то в соответствии с формулой (6) однозначно определяются лишь $L+1$ констант $\Sigma_{sn}^{(\ell)ij}$, где $\ell=0, 1, \dots, L$. Все прочие константы $\Sigma_{sn}^{(\ell)ij}$, где $\ell=L+1, L+2, \dots$, могут быть заданы произвольным образом, и это никак не отразится на числах процессов (6), а при выполнении условий (II) на значениях констант (8).

Иначе говоря, задание весовой функции $q(x, E, \Omega)$ во многом предопределяет и структуру многогруппового уравнения. Например, если требуется сохранить функционалы $(1, \Sigma \psi)_n^i$; $(1, \Sigma_s^{(0)} \psi)_n^{ij}$; $(1, \chi \nu \Sigma_f \psi)_n^{ij}$, то достаточно выбрать многогрупповое уравнение в виде уравнения с изотропным рассеянием и т.д. Неоднозначно и задание граничных условий на границах раздела гомогенизируемых зон. В данной работе предполагается, что $\tilde{\psi}$ удовлетворяет обычным условиям сшивки (почти при всех x, E, Ω), однако возможно видоизменение постановки задачи с тем, чтобы сшивалась лишь функция ψ , а функции $\tilde{\psi}$, $\psi' = \psi - \tilde{\psi}$ допускали разрывы.

Указанная неоднозначность может быть использована в целях расширения круга сохраняемых функционалов. Например, вводя функцию

$$\psi' = \psi - \tilde{\psi}, \quad (15)$$

характеризующую погрешность групповой аппроксимации, и переписывая уравнения (I), (I3) в виде

$$\begin{aligned} (\tilde{M} - \tilde{\lambda} \tilde{F}) \tilde{\psi} &= q; \\ (\tilde{M} - \tilde{\lambda} \tilde{F}) \psi' &= -q + [(\tilde{C} - C) - (\tilde{\lambda} \tilde{F} - \lambda F)] \psi, \end{aligned} \quad (16)$$

можно попытаться удовлетворить условия (II), т.е. условия

$$(q, \psi')_n^i = (q, P_\rho \psi')_n^{ij} = 0, \quad (17)$$

путем подбора источника q . В частности, если выбрать

$$q = \alpha_n^i \phi + \sum_{\ell} \frac{2\ell+1}{4\pi} \sum_j \alpha_n^{(\ell)ij} \int_{E_j}^{E_{j-1}} dE' \int d\Omega' P_\rho(\mu_0) \phi(x, E', \Omega'); \quad (18)$$

$$(q, \phi)_n^i = (q, P_\rho \phi)_n^{ij} = 0, \quad (19)$$

то задача подбора сводится к задаче определения коэффициентов $\alpha_n^i, \alpha_n^{(\ell)ij}$. Если же в условиях (I4)

$$q = \sum_{\ell=L+1} \frac{2\ell+1}{4\pi} \sum_{m=-\ell}^{\ell} Y_{\ell m}(\Omega) \sum_j \Sigma_{mn}^{(\ell)ij} \int_{E_j}^{E_{j-1}} dE' \int d\Omega' \bar{Y}_{\ell m}(\Omega') \tilde{\psi}(x, E', \Omega'), \quad (20)$$

где $Y_{\ell m}, \bar{Y}_{\ell m}$ - сферические функции,

$$\int d\Omega Y_{\ell m}(\Omega) \bar{Y}_{\ell' m'}(\Omega) = \frac{4\pi}{2\ell+1} \delta_{\ell\ell'} \delta_{mm'}; \quad P_\rho(\mu_0) = \sum_{m=-\ell}^{\ell} Y_{\ell m}(\Omega) \bar{Y}_{\ell m}(\Omega'), \quad (21)$$

то эта задача сводится к задаче определения коэффициентов $\Sigma_{mn}^{(\ell)ij}$ и т.д. Здесь $\lambda = 1/k_{эф}$, $\tilde{\lambda} = 1/\tilde{k}_{эф}$, $\phi(x, E, \Omega)$ - известная функция, удовлетворяющая условиям (I9); в формулах (18), (20) $x \in G_n$, $E \in [E_i, E_{i-1}]$.

Отметим, что задача подбора источника в виде выражения (20) эквивалентна задаче уточнения групповой индикатрисы рассеяния и в этом смысле укладывается в рамки традиционной схемы многогруппового подхода. В то же время задаче подбора источника в виде выражений (18), (19) трудно найти соответствующую аналогию, так как в этом случае многогрупповое уравнение (I3) уже не сводится к уравнению типа (3).

Рассмотренные примеры показывают, что способы подбора групповых гомогенизированных констант, позволяющие в принципе достичь строгого сохранения ряда функционалов, по-видимому, существуют. Но они не вполне конструктивны, так как базируются на использовании решений, не известных заранее. Тем не менее последнее обстоятельство не является непреодолимым препятствием для проведения практических расчетов по формулам типа (9), ибо замечено, что функционалы этого типа слабо зависят от выбора конкретных функций. Таким образом, вместо решения ψ исходной задачи (I) в этих формулах можно приближенно использовать решения некоторых модельных, идеализированных задач, допускающих точное (а часто и аналитическое) решение, причем точность подобных приближений, вообще говоря, растет по мере увеличения числа групп (уменьшения шарин групп).

Однако число групп нельзя (по практическим соображениям) увеличивать неограниченно. В этой связи может быть поставлена задача о построении алгоритмов подбора групповых гомогенизированных констант, обеспечивающих при фиксированном групповом разбиении сохранение требуемой совокупности функционалов с любой наперед заданной точностью (лимитируемой, разумеется, погрешностями ядерных данных). Некоторые пути решения этой задачи рассмотрены далее.

Внешний итерационный цикл

Нелинейная задача (3), (8) имеет, по-видимому, много различных положительных решений. Интересны решения этой задачи, сохраняющие $k_{эф}$, числа процессов и поверхностные токи с весом некоторой функции $g(x, E, \Omega) \geq 0$.

В целях отыскания таких решений рассмотрим [по аналогии с известным методом итераций источников деления /1-3/

$$M\psi^{(k+1)} = F\psi^{(k)}, \quad k=0,1,\dots; \quad k_{эф} = \lim_{k \rightarrow \infty} \frac{(g, F\psi^{(k+1)})}{(g, F\psi^{(k)})} \quad (22)$$

следующий процесс:

$$\tilde{M}^{(k+1)}\tilde{\psi}^{(k+1)} = \tilde{F}^{(k)}\tilde{\psi}^{(k)}, \quad k=0,1,\dots, \quad \tilde{k}_{эф} = \lim_{k \rightarrow \infty} \frac{(g, \tilde{F}^{(k+1)}\tilde{\psi}^{(k+1)})}{(g, \tilde{F}^{(k)}\tilde{\psi}^{(k)})}, \quad (23)$$

где $\tilde{M}^{(k+1)}, \tilde{F}^{(k)}$ операторы вида (4) с константами, зависящими, вообще говоря, от номера k итерации. Значения этих констант будем искать из условий

$$\begin{aligned} [\Sigma_n^i]^{(k+1)} (g, \tilde{\psi}^{(k+1)})_n^i &= (g, \Sigma \psi^{(k+1)})_n^i; \\ [\Sigma_{sn}^{(\ell)ij}]^{(k+1)} (g, P_\ell \tilde{\psi}^{(k+1)})_n^{ij} &= (g, \Sigma_s^{(\ell)} P_\ell \psi^{(k+1)})_n^{ij}; \\ [\chi_n^i (\nu \Sigma_f^j)]^{(k)} (g, \tilde{\psi}^{(k)})_n^{ij} &= (g, \chi \nu \Sigma_f \psi^{(k)})_n^{ij} \end{aligned} \quad (24)$$

если условия (24) совместны, то

$$[\Sigma_n^i]^{(k+1)} = \frac{(g, \Sigma \psi^{(k+1)})_n^i}{(g, \tilde{\psi}^{(k+1)})_n^i}; \quad [\Sigma_{sn}^{(\ell)ij}]^{(k+1)} = \frac{(g, \Sigma_s^{(\ell)} P_\ell \psi^{(k+1)})_n^{ij}}{(g, P_\ell \tilde{\psi}^{(k+1)})_n^{ij}}; \quad (25)$$

$$[\chi_n^i (\nu \Sigma_f^j)]^{(k)} = (g, \chi \nu \Sigma_f \psi^{(k)})_n^{ij} / (g, \tilde{\psi}^{(k)})_n^{ij}$$

и справедливы соотношения

$$(g, \Omega \nabla \tilde{\psi}^{(k+1)})_n^i = (g, \Omega \nabla \psi^{(k+1)})_n^i; \quad (26)$$

$$(g, \tilde{F}^{(k)}\tilde{\psi}^{(k)}) = (g, F\psi^{(k)}); \quad (g, \tilde{M}^{(k+1)}\tilde{\psi}^{(k+1)}) = (g, M\psi^{(k+1)}). \quad (27)$$

Из соотношений (22)-(27), а также из факта сходимости [3/ при $k \rightarrow \infty$ последовательности $\psi^{(k)}/k_{эф}^k$ к решению ψ задачи (I) следует в предположении о разрешимости задачи (23), (25) для каждого $k=0,1,\dots$, что рассматриваемый процесс решения задачи (3), (8) приводит к сохранению $k_{эф}$, чисел процессов и поверхностных токов с весом произвольной g , $(g, F\psi) \neq 0$. Сохранение функционалов типа потоков при этом не гарантируется.

В некоторых случаях удобно перейти от решения уравнений (22), (23) к решению эквивалентной системы уравнений:

$$\tilde{M}^{(k+1)}\tilde{\psi}^{(k+1)} = \tilde{Q}^{(k+1)}; \quad (28)$$

$$\tilde{M}^{(k+1)}\psi^{(k+1)} = Q^{(k+1)} + (\tilde{C}^{(k+1)} - C)\psi^{(k+1)}, \quad (29)$$

где $\psi^{(k+1)} = \psi^{(k+1)} - \tilde{\psi}^{(k+1)}$ - погрешность групповой аппроксимации;

$$Q^{(k+1)} = F\psi^{(k)}; \quad \tilde{Q}^{(k+1)} = \tilde{F}^{(k)}\tilde{\psi}^{(k)}; \quad Q^{(k+1)} = Q^{(k+1)} - \tilde{Q}^{(k+1)}. \quad (30)$$

Такое представление может оказаться полезным, если, например, многогрупповая задача (28) достаточно хорошо описывает искомые физические процессы в реакторе, так как в этом случае $\psi^{(k+1)}$ можно рассматривать как малую добавку к $\tilde{\psi}^{(k+1)}$, а следовательно, и вычислять ее лишь приближенно. Кроме того, при выполнении обычных условий многогрупповое уравнение (28) достаточно решать в диффузионном приближении, тогда как применимость этого приближения к уравнению (29) или эквивалентному ему уравнению

$$M\psi^{(k+1)} = Q^{(k+1)} + (\tilde{C}^{(k+1)} - C)\tilde{\psi}^{(k+1)} \quad (31)$$

вызывает сомнения, потому что источник в правой части уравнения не является в общем случае гладкой функцией.

Наконец, рассмотренное представление позволяет приближенно свести задачу по определению $\psi^{(k+1)}$ во всем объеме реактора к решению независимых друг от друга задач в соответствующих зонах путем замены истинных граничных условий для $\psi^{(k+1)}$ на границах раздела гомогенизируемых зон граничными условиями типа условий периодичности, отражения и т.д. Возможность такой аппроксимации вытекает из условий (26)

$$(q, \Omega \nabla \psi^{(k+1)})_n^i = 0, \quad (32)$$

аналогичных в определенном смысле условиям отражения, периодичности и т.п.

Следует заметить, что рассматриваемый алгоритм усреднения сечений весьма трудоемок, так как требует переопределения констант на каждой итерации. Но если речь идет лишь о приближенной реализации его, то может оказаться, что значения констант в пределах заданной погрешности вообще не зависят от номера итерации или устанавливаются уже за одну-две итерации.

Не известно, имеет ли задача (3), (8) решения, сохраняющие наряду с $k_{эф}$, числами процессов и поверхностными токами также функционалы типа потоков с весом произвольной $q \geq 0$. По-видимому, в общем случае это не так. Можно, однако, попытаться удовлетворить и эти условия, например путем модификации исходной задачи вида

$$\begin{aligned} \tilde{M}^{(k+1)}\tilde{\psi}^{(k+1)} &= \tilde{Q}^{(k+1)} + q^{(k+1)}, \\ \tilde{M}^{(k+1)}\psi^{(k+1)} &= Q^{(k+1)} - q^{(k+1)} + (\tilde{C}^{(k+1)} - C)\psi^{(k+1)}, \end{aligned} \quad (33)$$

где константы вычисляются по формулам (25); $q^{(k+1)}$ - некоторый источник типа (18)-(20), ортогональный к q и подбираемый из условий типа (17)

$$(q, \psi^{(k+1)})_n^i = (q, P_e \psi^{(k+1)})_n^{ij} = 0, \quad k=0,1,\dots \quad (34)$$

Введение такого источника преследует цель обеспечения требуемого перераспределения потока нейтронов $\psi^{(k+1)}$ между функциями $\psi^{(k+1)}$, $\tilde{\psi}^{(k+1)}$ и никак не сказывается на значениях $k_{эф}$, чисел процессов (24), поверхностных токов (26) и функции $\psi^{(k+1)} = \tilde{\psi}^{(k+1)} + \psi^{(k+1)}$. Последняя удовлетворяет уравнению

$$\tilde{M}^{(k+1)}\psi^{(k+1)} = Q^{(k+1)} + (\tilde{C}^{(k+1)} - C)\psi^{(k+1)}, \quad (35)$$

эквивалентному уравнению (22), $M\psi^{(k+1)} = Q^{(k+1)}$ и, следовательно, не зависит ни от способа разбиения в сумму двух функций $\tilde{\psi}$, ψ' , ни от способа подбора констант.

Если задача подбора источника $q^{(k+1)}$ разрешима, то константы (25) совпадают с константами типа (9):

$$\left[\Sigma_n^i \right]^{(k+1)} = \frac{(q, \Sigma \psi^{(k+1)})_n^i}{(q, \psi^{(k+1)})_n^i}; \quad \left[\Sigma_{sn}^{(e)ij} \right]^{(k+1)} = \frac{(q, \Sigma_s^{(e)} P_e \psi^{(k+1)})_n^{ij}}{(q, P_e \psi^{(k+1)})_n^{ij}}, \dots, \quad (36)$$

справедливы соотношения

$$(g, \tilde{C}^{(k+1)} \psi^{(k+1)})_n^i = (g, (\tilde{C}^{(k+1)} - C) \psi^{(k+1)})_n^i = 0, \quad (37)$$

задача (25), (33), (34) эквивалентна задаче (33), (34), (36).

Задачу подбора источника рассмотрим в простейшем, но, возможно, и наиболее важном случае, когда $g(x, E, \Omega) = 1$ и, следовательно, условия (34) вырождаются в условия $(1, \psi')_n^i = 0$, а константы $\Sigma_{sn}^{(\ell)ij}$, $\ell = 1, 2, \dots$ могут быть выбраны равными нулю. Описание общего случая см. в работе [4]. далее индекс k итерации для простоты опускается.

Из уравнений (33), (34) и уравнения

$$\tilde{M}^* \tilde{\psi}_{ni}^* = \theta_n^i \quad (38)$$

(где θ_n^i - характеристическая функция множества E , $x \in [E_i, E_{i-1}] \times G_n$; \tilde{M}^* - оператор, сопряженный с оператором \tilde{M}) следует, что задача подбора источника сводится к решению системы линейных алгебраических уравнений

$$(\tilde{\psi}_{ni}^*, q) = (\tilde{\psi}_{ni}^*, Q' + (\tilde{C} - C)\psi), \quad n=1, 2, \dots, N; \quad i=1, 2, \dots, I \quad (39)$$

относительно коэффициентов в разложениях типа (18)-(20). Здесь предполагается, что функция ψ известна. Если же известна функция $\tilde{\psi}$, то можно записать эквивалентную систему уравнений

$$(\psi_{ni}^*, q) = (\psi_{ni}^*, Q' + (\tilde{C} - C)\tilde{\psi}), \quad n=1, 2, \dots, N; \quad i=1, 2, \dots, I, \quad (40)$$

где $M^* \psi_{ni}^* = \theta_n^i$, M^* - оператор, сопряженный с оператором M .

Так как число неизвестных коэффициентов в разложениях типа (18)-(20) превышает число NI уравнений (39) [или (40)], то для окончательной формулировки задачи следует выбрать конкретное представление источника q , содержащее не больше NI неизвестных коэффициентов. Например, можно положить

$$\alpha_n^{(\ell)ij} = 0; \quad \Sigma_{mn}^{(\ell)ij} = \Sigma_{on}^{(\ell)ii} \delta_{\ell i} \delta_{ij}, \quad m=0, \pm 1, \dots, \pm \ell \quad (41)$$

и т.д. В частности, при определении коэффициентов $\Sigma_{mn}^{(\ell)ij}$, имеющих смысл сечений $\Sigma_{sn}^{(\ell)ij}$, могут быть использованы соображения, лежащие в основе транспортных приближений, и т.п.

Отметим, что рассматриваемая процедура подбора источника аналогична процедуре Галёркина решения уравнения $\psi' \equiv 0$, эквивалентного уравнениям

$$Q' + (\tilde{C} - C)\psi = q; \quad Q' + (\tilde{C} - C)\tilde{\psi} = q, \quad (42)$$

когда коэффициенты в разложениях (18), (20) подбираются из условий ортогональности (39), (40) к элементам $\tilde{\psi}_{ni}^*$, ψ_{ni}^* соответственно. Практическая реализация такой схемы достаточно трудоемка, так как включает решение вспомогательных задач по построению функций $\tilde{\psi}_{ni}^*$, ψ_{ni}^* , а результирующие системы уравнений (39), (40) связывают между собой значения искоемых коэффициентов во всех зонах и группах.

В этом плане может оказаться полезным поиск приближенных решений задач (42), а следовательно, и задач (39), (40) на пути аппроксимации уравнений (42) в пределах каждой отдельно взятой зоны и группы. Например, используя соотношения (21), можно получить из первого уравнения выражения (42) при $x, E \in G \times [E_i, E_{i-1}]$

$$(\Sigma_n^i - \Sigma) \psi_{\ell m} + \sum_j \int_{E_j}^{E_{j-1}} dE' \psi_{\ell m}(x, E') \Sigma_s^{(\ell)}(x, E' \rightarrow E) = \sum_j \Sigma_{mn}^{(\ell)ij} \int_{E_j}^{E_{j-1}} dE' \tilde{\psi}_{\ell m}(x, E'), \quad (43)$$

где

$$\psi_{\ell m}(x, E) = \int d\Omega \bar{V}_{\ell m}(\Omega) \psi(x, E, \Omega), \dots, \quad m=0, \pm 1, \dots, \pm \ell; \quad \ell = 1, 2, \dots \quad (44)$$

Применяя к выражению (43) операцию $(v_{\ell m}, \dots)_n^i$ с весом некоторой функции $v_{\ell m}$, получаем систему уравнений для определения $\Sigma_{mn}^{(\ell)ij}$ и т.д. Возникающие на этом пути приближенные способы подбора источника носят, по-видимому, более универсальный характер, ибо направлены на минимизацию погрешности ψ' , а не только функционалов типа $(1, \psi')_n^i$.

В рамках предположения $g \equiv 1$ рассмотрим связь между задачей подбора источника в виде (20) и задачей подбора коэффициента диффузии. Предполагая, что $\tilde{\psi}$ - достаточно гладкая функция переменной Ω :

$$\tilde{\psi}(x, E, \Omega) \approx 1/4\pi [\tilde{\Phi}(x, E) + 3\Omega\tilde{J}(x, E)], \quad (45)$$

где $\tilde{\Phi} = \tilde{\psi}_{00}$, $\tilde{J} = \int d\Omega \Omega \tilde{\psi}$, можно получить из первого уравнения выражения (33) следующие уравнения P_1 -приближения:

$$\sum_{m=-1}^1 \nabla_m \tilde{J}_m + \Sigma_n^i \tilde{\Phi} = \sum_j \Sigma_{sn}^{(0)ij} \int_{E_j}^{E_{j-1}} dE' \tilde{\Phi}(x, E') + 4\pi \tilde{Q}(x, E); \quad (46)$$

$$\frac{1}{3} \nabla_m \tilde{\Phi} + \Sigma_n^i \tilde{J}_m = \sum_j \Sigma_{mn}^{(1)ij} \int_{E_j}^{E_{j-1}} dE' \tilde{J}_m(x, E'), \quad m=0, \pm 1,$$

где $\nabla_m \tilde{\Phi}$, $\tilde{J}_m = \tilde{\Phi}_{1m}$ - проекции векторов $\nabla \tilde{\Phi}$, \tilde{J} на m -ю координатную ось декартовой системы координат, одна из осей которой ($m=0$) направлена вдоль полярной оси в представлении (2I) сферических функций $Y_{\ell m}$. Отметим, что ориентация последней может быть выбрана произвольным образом и что в соответствии с выражением (30) функции \tilde{Q} , $\tilde{\Phi}$, \tilde{J} не зависят от величины E в пределах каждой данной группы. Из уравнений (46) в упрощающем предположении $\Sigma_{mn}^{(1)ij} = \Sigma_{mn}^{(1)ii} \delta_{ij}$ вытекает уравнение диффузии

$$-\sum_{m=-1}^1 \nabla_m D_{mn}^i \nabla_m \tilde{\Phi} + \Sigma_n^i \tilde{\Phi} = \sum_j \Sigma_{sn}^{(0)ij} \int_{E_j}^{E_{j-1}} dE' \tilde{\Phi}(x, E') + 4\pi \tilde{Q} \quad (47)$$

с коэффициентом диффузии тензорного типа;

$$D_{mn}^i = 1/3 (\Sigma_n^i - \Delta E_i \Sigma_{mn}^{(1)ii}), \quad (48)$$

где $m=0, \pm 1$; $\Delta E_i = E_{i-1} - E_i$.

Анизотропия коэффициента диффузии обусловлена здесь гипотезой (20) об азимутальной асимметрии источника q . Однако строгое решение задачи подбора источника в случае $g \equiv 1$ приводит, по-видимому, лишь к азимутально симметричному источнику типа (20)-(4I). Таким образом, если задача подбора источника в виде (20)-(4I) разрешима, то в пределах погрешности, вносимой процедурой перехода от многогруппового уравнения (33) к диффузионному приближению (47), (48), функционалы $k_{эф}, (1, \psi)_n^i, (1, \Sigma \psi)_n^i, (1, \Sigma_S^{(0)} \psi)_n^i, (1, \Omega \nabla \psi)_n^i$ будут сохранены в результате решения уравнения

$$-\nabla D_n^i \nabla \tilde{\Phi} + \Sigma_n^i \tilde{\Phi} = \sum_j \Sigma_{sn}^{(0)ij} \int_{E_j}^{E_{j-1}} dE' \tilde{\Phi}(x, E') + 4\pi \tilde{Q}(x, E) \quad (49)$$

с изотропным коэффициентом диффузии $D_n^i = 1/3 (\Sigma_n^i - \Delta E_i \Sigma_{on}^{(1)ii})$. Иначе говоря, введение коэффициента диффузии тензорного типа для решения этой задачи не является, по-видимому, необходимым.

Рассматриваемый способ определения коэффициента диффузии не является традиционным, и большинство известных способов усреднения коэффициентов диффузии приводит, как правило, к величинам тензорного типа. Таковой же результат можно получить и при использовании указанной выше приближенной процедуры подбора источника.

Внутренние итерации

Рассмотрим алгоритмы решения нелинейных задач предыдущего раздела. Положим при данном $k=0, 1, \dots$

$$\tilde{M}_m^{(k+1)} \psi_{m+1}^{(k+1)} = Q^{(k+1)} + (\tilde{C}_m^{(k+1)} - C) \psi_m^{(k+1)}, \quad m=0, 1, \dots, \quad (50)$$

где $\tilde{M}_m^{(k+1)}$, $\tilde{C}_m^{(k+1)}$ - многогрупповые операторы с константами

$$[\Sigma_n^i]_m^{(k+1)} = (g, \Sigma \psi_m^{(k+1)})_n^i / (g, \psi_m^{(k+1)})_n^i; \quad [\Sigma_{sn}^{(\ell)ij}]_m^{(k+1)} = (g, \Sigma_s^{(\ell)} P_\ell \psi_m^{(k+1)})_n^{ij} / (g, P_\ell \psi_m^{(k+1)})_n^{ij}, \quad (51)$$

переопределяемыми на каждом итерационном шаге $m=0,1,\dots$ в соответствии с условиями типа (37):

$$(g, (\tilde{C}_m^{(k+1)} - C) \psi_m^{(k+1)})_n^i = 0, \quad m=0,1,\dots \quad (52)$$

Если при $m \rightarrow \infty$ в данном $k=0,1,\dots$ процесс (50), (51) сходится, то он сходится к решению задачи (35), (36), т.е. задачи (22); таким образом, в этом случае он является некоторым методом последовательных приближений для решения исходной задачи (22) (при фиксированном k) на базе решения последовательности задач с кусочно-постоянными по координате и энергии коэффициентами, когда на каждом итерационном шаге $m=0,1,\dots$ обращается многогрупповой оператор и вычисляются новые значения групповых гомогенизированных констант. Процесс вычислений продолжается до тех пор, пока значения констант (51) не установятся с заданной точностью.

Вопросы сходимости этого процесса связаны с выбором числа групп, зон, а также начального приближения $\psi_0^{(k+1)}$. По-видимому, в реальных условиях он сходится достаточно быстро.

Так как обращение оператора $M_m^{(k+1)}$ - достаточно трудная задача, можно сформулировать модификацию метода

$$\tilde{L}_m^{(k+1)} \psi_{m+1}^{(k+1)} = Q^{(k+1)} + \tilde{S}_m^{(k+1)} \psi_m^{(k+1)} + (\tilde{C}_m^{(k+1)} - C) \psi_m^{(k+1)}, \quad m=0,1,\dots, \quad (53)$$

реализующую одновременно процедуру обращения оператора $\tilde{M}_m^{(k+1)}$ в соответствии с методом итераций по столкновениям. Здесь $\tilde{L}_m^{(k+1)} \varphi = \Omega \nabla \varphi + \tilde{\Sigma}_m^{(k+1)} \varphi$, $\tilde{\Sigma}_m^{(k+1)}$, $\tilde{S}_m^{(k+1)}$ - многогрупповые операторы с константами (51). Метод (53) эквивалентен методу

$$\tilde{L}_m^{(k+1)} \psi_{m+1}^{(k+1)} = Q^{(k+1)} + S \psi_m^{(k+1)} + (\tilde{\Sigma}_m^{(k+1)} - \Sigma) \psi_m^{(k+1)}, \quad m=0,1,\dots, \quad (54)$$

сходимость которого при определенных условиях установлена в работе [4].

В некоторых случаях целесообразно разделить решение задачи (50), (51) на решение многогрупповой задачи

$$\tilde{M}_m^{(k+1)} \tilde{\psi}_{m+1}^{(k+1)} = \tilde{Q}^{(k+1)} \quad (55)$$

и решение какой-либо из задач типа

$$\tilde{M}_m^{(k+1)} \psi_{m+1}'^{(k+1)} = Q'^{(k+1)} + (\tilde{C}_m^{(k+1)} - C) \psi_m^{(k+1)}; \quad (56)$$

$$M \psi_{m+1}'^{(k+1)} = Q'^{(k+1)} + (\tilde{C}_m^{(k+1)} - C) \tilde{\psi}_m^{(k+1)} \quad (57)$$

и т.д. для погрешности $\psi_{m+1}'^{(k+1)} = \psi_{m+1}^{(k+1)} - \tilde{\psi}_{m+1}^{(k+1)}$ групповой аппроксимации. Соответствующее представление для метода (53) можно записать, например, в виде

$$\begin{aligned} \tilde{L}_m^{(k+1)} \tilde{\psi}_{m+1}^{(k+1)} &= \tilde{Q}^{(k+1)} + \tilde{S}_m^{(k+1)} \tilde{\psi}_m^{(k+1)}; \\ \tilde{L}_m^{(k+1)} \psi_{m+1}'^{(k+1)} &= Q'^{(k+1)} + \tilde{S}_m^{(k+1)} \psi_m'^{(k+1)} + (\tilde{C}_m^{(k+1)} - C) \psi_m^{(k+1)}. \end{aligned} \quad (58)$$

Если константы вычисляются по формулам

$$[\Sigma_n^i]_m^{(k+1)} = \frac{(g, \Sigma \psi_m^{(k+1)})_n^i}{(g, \tilde{\psi}_m^{(k+1)})_n^i}; \quad [\Sigma_{sn}^{(\ell)ij}]_m^{(k+1)} = \frac{(g, \Sigma_s^{(\ell)} P_\ell \psi_m^{(k+1)})_n^{ij}}{(g, P_\ell \tilde{\psi}_m^{(k+1)})_n^{ij}}, \quad (59)$$

то формулы (55), (56) задают некоторый алгоритм решения задачи (25), (28), (29), формулы (55), (57) - задачи (25), (28), (31) и т.д. Эти алгоритмы совпадают с вышеприведенными в случае

$$(g, \psi_m^{(k+1)})_n^i = (g, P_\ell \psi_m^{(k+1)})_n^{ij} = 0, \quad (60)$$

когда константы (51) совпадают с константами (59).

Рассмотрим задачу подбора источника для удовлетворения условий (60). Положим, например,

$$\begin{aligned} \tilde{M}_m^{(k+1)} \tilde{\psi}_{m+1}^{(k+1)} &= \tilde{Q}^{(k+1)} + q_m^{(k+1)}; \\ \tilde{M}_m^{(k+1)} \psi_{m+1}'^{(k+1)} &= Q'^{(k+1)} - q_m^{(k+1)} + (\tilde{C}_m^{(k+1)} - C) \psi_m^{(k+1)}, \end{aligned} \quad (61)$$

где в соответствии с определениями (18), (20)

$$\begin{aligned} q_m^{(k+1)} &= [\alpha_n^i]_m^{(k+1)} \phi + \sum_{\ell} \frac{2\ell+1}{4\pi} \sum_j [\alpha_n^{(\ell)ij}]_m^{(k+1)} \int_{E_j}^{E_{j-1}} dE' \int d\Omega' P_{\ell}(\mu_0) \phi(x, E', \Omega'); \\ q_m^{(k+1)} &= \sum_{\ell=L+1} \frac{2\ell+1}{4\pi} \sum_{\rho=-\ell}^{\ell} Y_{\ell\rho}(\Omega) \sum_j [\Sigma_{\rho n}^{(\ell)ij}]_m^{(k+1)} \int_{E_j}^{E_{j-1}} dE' \int d\Omega' \bar{Y}_{\ell\rho}(\Omega') \tilde{\psi}_m^{(k+1)}(x, E', \Omega'). \end{aligned} \quad (62)$$

Предполагая, что функции $\psi_m^{(k+1)}$ уже известны, а оператор $\tilde{M}_m^{(k+1)}$ обратим (что обычно имеет место [4]), сведем задачу подбора источника к задаче решения системы линейных алгебраических уравнений

$$\begin{aligned} \left(q, [\tilde{M}_m^{(k+1)}]^{-1} [Q'^{(k+1)} + (\tilde{C}_m^{(k+1)} - C) \psi_m^{(k+1)} - q_m^{(k+1)}] \right)_n^i &= 0; \\ \left(q, P_{\ell} [\tilde{M}_m^{(k+1)}]^{-1} [Q'^{(k+1)} + (\tilde{C}_m^{(k+1)} - C) \psi_m^{(k+1)} - q_m^{(k+1)}] \right)_n^{ij} &= 0 \end{aligned} \quad (63)$$

относительно коэффициентов в разложениях типа (62).

Уравнения (63) являются обобщением выражения (39) на случай весовой функции g произвольного вида. Нетрудно записать соответствующее обобщение формулы (40) и представить эти условия по аналогии с (39), (40) в терминах условий ортогональности к соответствующим решениям сопряженных уравнений, а также сформулировать приближенные процедуры, позволяющие определить приближенные значения коэффициентов в разложениях (62).

В практических приложениях представляется целесообразным сочетать процедуру подбора источника с процедурой подбора граничных условий. Рассмотрим последнюю в случае $g \equiv 1$, когда условия (60) вырождаются в условия

$$(1, \psi_m^{(k+1)})_n^i = 0. \quad (64)$$

Предполагая, что константы усреднены по формулам (51), получаем выражения из (56) [или (61)] с учетом формул (30), (52):

$$(1, \Omega \nabla \psi_{m+1}'^{(k+1)})_n^i + [\Sigma_n^i]_m^{(k+1)} (1, \psi_{m+1}'^{(k+1)})_n^i = \Delta E_i \sum_j [\Sigma_{Sn}^{(\ell)ij}]_m^{(k+1)} (1, \psi_{m+1}'^{(k+1)})_n^i, \quad (65)$$

откуда следует, что $\psi_{m+1}'^{(k+1)}$ будет удовлетворять условиям (64), если потребовать, чтобы выполнялись соотношения типа (32)

$$(1, \Omega \nabla \psi_{m+1}'^{(k+1)})_n^i = \int d\Omega \int_{E_i}^{E_{i-1}} dE \int_{\Gamma_n} d\gamma \Omega n(x) \psi_{m+1}'^{(k+1)}(x, E, \Omega) = 0 \quad (66)$$

(где Γ_n - поверхность зоны G_n ; $n(x)$ - внешняя нормаль к Γ_n ; $\int d\gamma \dots$ - интеграл по поверхности), и предположить, что матрица с элементами

$$[\Sigma_n^i]_m^{(k+1)} \delta_{ij} - \Delta E_i [\Sigma_{Sn}^{(0)ij}]_m^{(k+1)}, \quad i, j = 1, 2, \dots, I \quad (67)$$

не вырождена.

Таким образом, условие (64) может быть обеспечено, по-видимому, благодаря как подбору источника $q_m^{(k+1)}$, так и замене истинных граничных условий для $\psi_{m+1}'^{(k+1)}$ на Γ_n граничными условиями

типа условий периодичности, отражения и т.п., т.е. условиями, удовлетворяющими требованию (66). Возможность такой замены весьма ценна, ибо позволяет свести решение задачи по определению $\psi_{m+1}^{(k+1)}$ во всем объеме реактора к решению N независимых друг от друга задач в отдельно взятых зонах $G_n, n=1,2,\dots,N$. Однако в последнем случае встает задача постановки граничных условий для $\tilde{\psi}_{m+1}^{(k+1)}$, так как в соответствии с исходными требованиями гладкости на $\psi_{m+1}^{(k+1)} = \tilde{\psi}_{m+1}^{(k+1)} + \psi_{m+1}'^{(k+1)}$ функция $\tilde{\psi}_{m+1}^{(k+1)}$ будет, вообще говоря, разрывной на Γ_n , даже если источник $q_{m+1}^{(k+1)}$ в (61) подобран точно. На практике влиянием выбора граничных условий для $\psi_{m+1}'^{(k+1)}$ на выбор граничных условий для $\tilde{\psi}_{m+1}^{(k+1)}$ можно, по-видимому, пренебречь и считать, что функция $\tilde{\psi}_{m+1}^{(k+1)}$ непрерывна на границах раздела гомогенизируемых зон вдоль почти всех траекторий полета нейтронов, даже если источник $q_{m+1}^{(k+1)}$ вообще не учитывается. Тогда приближенный учет $q_{m+1}^{(k+1)}$ будет лишь способствовать повышению качества такой аппроксимации. В этом и заключается идея сочетания процедуры подбора источника с процедурой замены истинных граничных условий граничными условиями ячеечного типа. Отметим, что рассматриваемый подход является, очевидно, некоторым обобщением обычной процедуры расчета реактора в многогрупповом приближении с предварительной гомогенизацией ячеек, т.е. обобщением процедуры гомогенизации.

В заключение отметим, что получившая широкое распространение формулировка [2] многогруппового приближения приводит обычно к удовлетворительному согласию определенной совокупности расчетных и экспериментальных данных, однако обоснование ее носит во многом эмпирический характер и существует мнение ([2], с.8), что обосновать многогрупповое приближение лишь математическими средствами, которыми оперирует теория переноса нейтронов, практически невозможно, ибо многогрупповое приближение по существу не является математическим приближением. Иначе говоря, чтобы обосновать многогрупповое приближение, его необходимо сформулировать как математическую задачу. Одна из возможных формулировок такого рода и приведена в данной работе. Вопросы математического обоснования ее рассмотрены в работе [4].

Список литературы

1. Марчук Г.И. Методы расчета ядерных реакторов. М.: Госатомиздат, 1961.
2. Николаев М.Н., Рязанов Б.Г., Савоськин М.М., Цибуля А.М. Многогрупповое приближение в теории переноса нейтронов. М.: Энергоатомиздат, 1983.
3. Шихов С.Б. Вопросы математической теории реакторов. М.: Атомиздат, 1973.
4. Абрамов Б.Д. Принципы итерационного подбора групповых гомогенизированных констант: Препринт ФЭИ-1668. Обнинск, 1985.

Статья поступила в редакцию 28 июня 1985 г.

УДК 621.039.51

ИЗУЧЕНИЕ ПОГЛОЩЕНИЯ НЕЙТРОНОВ ПРОДУКТАМИ ДЕЛЕНИЯ В КРИТИЧЕСКОЙ СБОРКЕ

С.М.Б е д н я к о в, В.А.Д у л и н, Г.Н.М а н т у р о в, В.К.М о ж а е в

FISSION PRODUCTS NEUTRON ABSORPTION STUDIES ON A CRITICAL SUBASSEMBLY-A SIMPLE MODEL OF FAST REACTOR. The studies of the neutron absorption by the nuclear fission products on a critical subassembly—a simple model of BN-600 energetic reactor have been performed. An average important nuclides fission products cross-section ratios and reactivity coefficient ratios have been measured and calculated relatively to the ^{235}U . It is shown that the more than 20 percent discrepancy between experiments and calculations for ^{95}Mo , ^{97}Mo , ^{100}Mo , ^{104}Ru , ^{108}Pd takes place.

Поглощение нейтронов ядрами продуктов деления — один из основных процессов, определяющих длительность кампании реактора на быстрых нейтронах. В настоящее время неопределенность в сечениях захвата основных продуктов деления в наиболее важной для быстрых реакторов области энергий нейтронов 1–1000 кэВ составляет примерно 15% [1]. Соответственно в величине кампании реактора это приводит к погрешности 7–10%, которая превышает требуемый уровень.

Один из путей повышения точности сечений захвата продуктов деления — проведение реакторно-физических экспериментов на критических сборках, моделирующих энергетический реактор. При этом

для части нуклидов становится возможным измерение отношений средних сечений захвата нейтронов к среднему сечению деления ^{235}U или сечению захвата ^{238}U , которое известно с более высокой точностью. Это дает возможность уменьшать погрешность расчета кампании реактора (в других его характеристиках) до экспериментального значения отношения сечений, которое для активационной методики, например, составляет 3-5%. К сожалению, активационным методом можно измерять сечения небольшого числа нуклидов. Другой возможный метод - измерение возмущения критичности сборки при внесении в нее образцов исследуемых нуклидов [2]. Такой метод может быть использован практически для измерения всех нуклидов, однако он является более сложным в интерпретации получаемых результатов по сравнению с расчетом.

Настоящая работа посвящена изучению средних сечений захвата нейтронов ядрами разделенных изотопов (продуктов деления) активационным и реактивностным методами на критической сборке БФС-45 (модели реактора БН-600). Для отдельных нуклидов проведены оценки результатов измерений обоими методами и сравнение с расчетом для достижения взаимосогласованности этих методов. Сравнение с расчетом результатов экспериментов с образцами из разделенных изотопов ^{95}Mo , ^{97}Mo , ^{98}Mo , ^{100}Mo , ^{102}Ru , ^{104}Ru , ^{105}Pd , ^{108}Pd , ^{109}Ag , ^{153}Eu выполнено по константам, полученным путем усреднения оцененных кривых энергетических зависимостей сечений захвата из работ [1,3].

Измерения и расчет активации. Для измерения отношений средних сечений захватов в осколках к среднему сечению деления ^{235}U использовался известный метод нормировки на тепловые сечения. Согласно этому методу, отношения средних сечений получают по формуле

$$\sigma_c^i / \sigma_f^{235} = \frac{A_i}{F_{235}} \frac{F_{235}^T}{A_i^T} \frac{\sigma_{ct}^i}{\sigma_{ft}^{235}} \frac{(1-1/R_{Cd}^{235})}{(1-1/R_{Cd}^i)} \frac{g_i}{g_f^{235}} K(t), \quad (1)$$

где A_i и A_i^T - интенсивности наведенной γ -активности образцов i -го изотопа после облучения в активной зоне и тепловой колонне соответственно; F_{235} и F_{235}^T - интенсивность делений ядер ^{235}U в активной зоне и тепловой колонне соответственно; σ_{ct}^i и σ_{ft}^{235} - тепловые сечения захвата i -го изотопа и деления ^{235}U соответственно; R_{Cd}^i и R_{Cd}^{235} - соответствующие кадмиевые отношения; g_i и g_f^{235} - факторы Весткотта i -го изотопа и деления ^{235}U соответственно; $K(t)$ - временной фактор, учитывающий изменение наведенной активности. Наведенную γ -активность измеряли с помощью германий-литиевого полупроводникового спектрометра по следующим γ -линиям: для образца ^{98}Mo 140,5 кэВ; для ^{100}Mo 306,9 кэВ; для ^{102}Ru 497 кэВ; для ^{104}Ru 469,4; 676,4 и 724,2 кэВ; для ^{108}Pd 88 кэВ.

Интенсивность делений измеряли с использованием камеры деления со слоем урана 90%-ного обогащения толщиной менее 50 мкг/см². Для определения самопоглощения нейтронов в образцах использовали цилиндрические образцы диаметром 5 мм и толщинами 0,2-10 мм. При изучении наведенной γ -активности в образцах необходимо учесть различие в величинах самопоглощения γ -квантов, вылетающих из образцов разных размеров. Это достигалось применением одинаковых по массе и размерам образцов при измерениях в активной зоне и тепловой колонне.

В табл. I приводятся значения тепловых сечений, использовавшихся при получении отношений средних сечений [по формуле (1)]. Измерения проводили в центре (зона малого обогащения) критической сборки БФС-45-А1 [4], собранного из блоков реакторных материалов, типичных для сборок БФС [5]. Ячейка состояла из одного блока урана 90%-ного обогащения и чередующихся между собой четырех блоков натрия и четырех блоков двуокиси урана. Измерены усредненные по гетерогенной ячейке скорости реакций.

Расчеты критической сборки проведены с использованием 26-групповой системы констант БНАБ-78 [7]. Гомогенные расчеты групповых потоков, ценностей, скоростей реакций и коэффициентов реактивностей различных нуклидов проводили по программе КРАБ-1 [8].

Таблица I
Тепловые сечения при скорости
 $v_n = 2200$ м/с [3]

Реакция	Тепловые сечения, σ
^{98}Mo (n, γ)	0,129
^{100}Mo (n, γ)	0,199
^{102}Ru (n, γ)	1,18
^{104}Ru (n, γ)	0,330
^{108}Pd (n, γ)	0,088
^{235}U (n, f)	583,5 [3]

Примечание. Фактор Весткотта для последней реакции равен 0,9756 [6], для остальных - 1,0.

Гетерогенную структуру ячейки учитывали путем проведения дополнительных расчетов в интегрально-транспортном приближении. Изменение резонансной самокранировки сечений при переходе от однородной среды к гетерогенной рассчитывали с использованием теоремы эквивалентности. На рис.1 показаны рассчитанные по программе КРАБ-1 однородный спектр в сборке ВФС-45А-1 и гетерогенные поправки к нему, полученные описанным выше способом. Поправки относятся к случаю проведения средних по ячейке измерений в межтрубном зазоре.

Самопоглощение нейтронов в образцах различной толщины учитывали согласно методике, описанной в работе [2]. На рис.2 представлены результаты измерений отношений средних сечений $\sigma_c^{98\text{Mo}}(\ell) / \sigma_f^{235}$ (а) и $\sigma_c^{100\text{Mo}}(\ell) / \sigma_f^{235}$ (б) для образцов разной толщины $\ell = 4V/S$ (V - объем образца, S - поверхность образца). Приведены также результаты соответствующих расчетов. Величины расхождений между экспериментом и расчетом при разных толщинах образцов усредняли. В табл.2 приведены результаты сравнения измерений и расчетов отношений средних сечений.

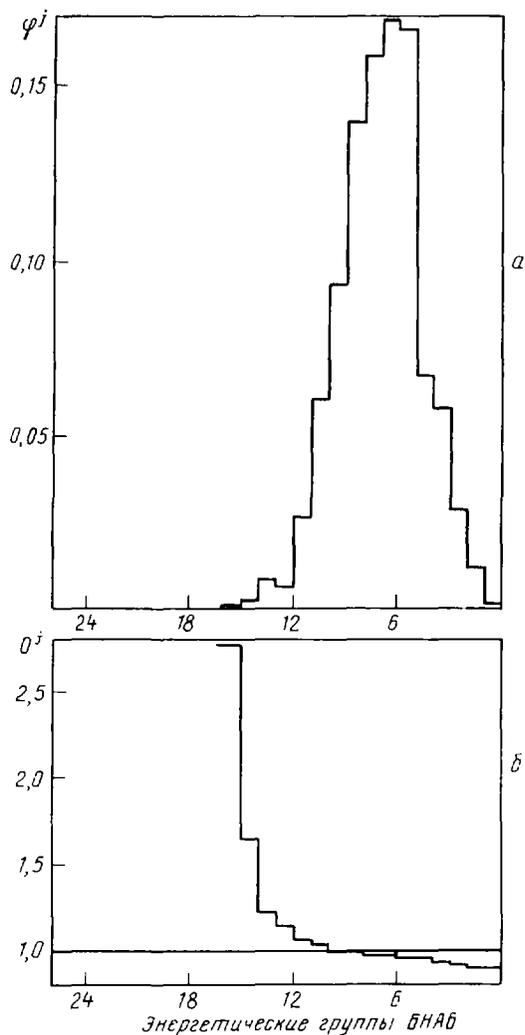


Рис.1

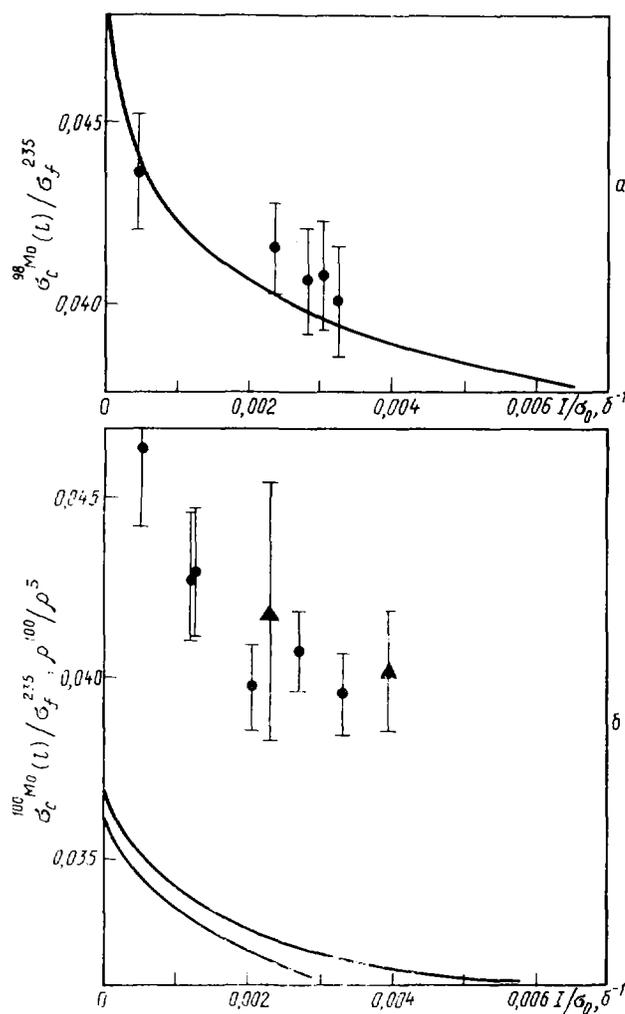


Рис.2

Рис.1. Однородный спектр нейтронов (а) и гетерогенные поправки к нему (б)

Рис.2. Отношения средних сечений и коэффициентов реактивности. Расчет: — — отношения средних сечений; - - - модуль отношения коэффициентов реактивности. Эксперимент: \bullet - отношения средних сечений; \blacktriangle - модуль отношения коэффициентов реактивности

Измерения и расчет коэффициентов реактивности. Внесение исследуемых образцов в критическую сборку приводит к возмущению ее критичности. Как известно, такие возмущения, отнесенные к единице массы, называются коэффициентами реактивности данного элемента. Эти коэффициенты измеряют путем медленных осцилляций образцов (4 мин образец находится в центре сборки, 4 мин - вне сборки). Преобразование осцилляций мощности сборки в величину коэффициента реактивности образца осуществляли цифровым реактиметром [9]. Измерения реактивности образцов разной толщины проводили, как и активационные измерения. Отношения коэффициентов реактивности

ρ отдельных изотопов-поглотителей к коэффициенту реактивности ^{235}U представляли собой величины, близкие к отношениям средних сечений $\sigma_c^i / \sigma_f^{235}$.

Для сравнения рассчитанных по программе КРАБ отношений коэффициентов реактивности с измеренными значениями необходимо было учесть влияние гетерогенности критической сборки на величину групповых сопряженных потоков. Такие расчеты проводили в приближении, использовавшемся для расчетов гетерогенных потоков и сечений [2]. Дополнительную методическую погрешность расчета отношения коэффициентов реактивности в 26-групповом приближении (по сравнению с погрешностью расчета отношений средних сечений) оценивали путем вычисления билинейных поправок [10].

Аналогичные измерения (табл.3) проведены на критической сборке БЭС-45Б-1, отличающейся от БЭС-45А-1 тем, что центральную часть сборки БЭС-45А-1 заменяли на 19 штатных тепловыделяющих сборок (пакетов) зоны малого обогащения реактора БН-600. Измерения на таких близких по составу, но существенно различающихся по степени гетерогенности центральных зонах позволили проверить точность введения гетерогенных поправок.

Таблица 2

Экспериментальные и расчетные данные для отношений $\sigma_c^i / \sigma_f^{235}$ в сборке БЭС-45А-1

Изотоп	Эксперимент - расчет, %
	Эксперимент
^{98}Mo	+0,4 ± 0,30
^{100}Mo	+20,4 ± 5,0
^{102}Ru	+13,4 ± 4,0
^{104}Ru	-55,4 ± 5,0
^{108}Pd	+27,6 ± 5,0

Таблица 3

Сравнение экспериментальных и расчетных отношений коэффициентов реактивности в двух сборках

Изотоп	Эксперимент - расчет, %	
	Эксперимент	
	БЭС-45А-1	БЭС-45Б-1
^{95}Mo	-41,2 ± 4,0	-52,6 ± 5,0
^{97}Mo	-36,1 ± 4,0	-49,6 ± 5,0
^{98}Mo	-7,9 ± 5,0	-18,2 ± 8,0
^{100}Mo	+18,6 ± 7,0	+12,6 ± 10,0
^{105}Pd	-6,3 ± 3,0	-
^{109}Ag	+15,4 ± 4,0	+13,1 ± 4,0
^{153}Eu	-15,0 ± 2,0	-21,3 ± 3,0
^{10}B	+5,0 ± 2,5	+3,0 ± 2,0

Обсуждение результатов. Анализ зависимости активации и реактивности образцов разделенных изотопов от их размеров показал, что учет самопоглощения нейтронов в них может быть проведен с точностью, близкой к статистической точности измерений (см.рис.2). Результаты расхождений между экспериментом и расчетом для данного набора продуктов деления в обеих сборках, взятые в среднем по всем изотопам с весом важности каждого из них после введения гетерогенных поправок, составляют -13±4% для БЭС-45А-1 и -21±5% для БЭС-45Б-1 и согласуются в пределах статистической точности.

Особый интерес представляло определение согласованности активационного и реактивного методов применительно к данной задаче. Для этого были использованы два поглотителя-стандарта (${}^6\text{Li}$, ${}^{197}\text{Au}$) с хорошо известными сечениями, активация и реактивность которых надежно измеряются). Методика использования ${}^{197}\text{Au}$ для подобных измерений общеизвестна [5]. Поглощение нейтронов в ${}^6\text{Li}$ измеряли путем использования метода "сэндвича" из малогабаритных кремниевых счетчиков [II]. При расчете использовали групповые сечения золота, полученные на основе данных библиотеки ENDF/B-V. Рассчитанные отношения коэффициентов реактивности (после введения библинейных поправок) и отношения средних сечений расходятся с измеренными значениями практически одинаково, следовательно, можно утверждать, что для данных сборок активационный и реактивный методы дают результаты, согласующиеся в пределах 2% (табл.4).

Таблица 4

Расчетные и экспериментальные данные об отношениях сечений

$$\sigma_a^6 / \sigma_f^{235}, \sigma_c^{197} / \sigma_f^{235}, \rho_3 / \rho_{235} \text{ и } \rho_{197} / \rho_{235}$$

Параметр	Методы расчета			Эксперимент гетерогенный	Эксперимент-расчет, % Эксперимент
	гомогенный	гетерогенный	с учетом библинейных поправок		
$\sigma_a^6 / \sigma_f^{235}$	0,591	0,591	-	$0,562 \pm 0,009$	$-5,7 \pm 1,5$
ρ_6 / ρ_{235}	-0,483	-0,494	-0,503	$-0,476 \pm 0,003$	$-5,7 \pm 1$
$\sigma_c^{197} / \sigma_f^{235}$	0,252	0,275	-	$0,306 \pm 0,006$	$+10 \pm 2$
ρ_{197} / ρ_{235}	-0,227	-0,252	-0,260	$-0,281 \pm 0,005$	$+7,5 \pm 2,5$
$\sigma_c^{197} / \sigma_f^{235}$	0,265	0,266	-	$0,284 \pm 0,004$	$+6,3 \pm 1,3$
ρ_{197} / ρ_{235}	-0,242	-0,247	-0,255	$-0,268 \pm 0,004$	$+5,0 \pm 1,5$

Отношения коэффициентов реактивности и средних сечений для ${}^{98}\text{Mo}$ и ${}^{100}\text{Mo}$ также согласуются в пределах погрешности эксперимента. Сравнительно большое расхождение для ${}^{98}\text{Mo}$ (измеренное сечение на 0,4% больше рассчитанного, а измеренный коэффициент на 7,9% меньше) может быть связано с неточностью использованных тепловых сечений при получении экспериментального отношения средних сечений (см.табл.1). Реактивный метод свободен от этой неточности. Однако по сравнению с активационным он требует введения библинейных поправок. Кроме того, погрешность расчета отношения коэффициентов реактивности зависит также от значений ν^{235} и α^{235} . Оценка показывает, что в данной сборке эта составляющая погрешности равна около 3%. Вместе с погрешностью приведения эксперимента и расчета к адекватным условиям [погрешность введения гетерогенной поправки может составлять 1/4 ее величины (см.табл.4), а погрешность библинейной поправки оценивается в 1/2 ее величину] все это может дать полную погрешность расчета около 5%. На сборках с более мягким спектром эта погрешность может быть еще больше. Такой погрешности можно избежать, если в знаменателе отношения коэффициентов реактивности использовать коэффициент стандартного поглотителя, например ${}^{10}\text{B}$. Тогда в выражение для отношения коэффициента реактивности ρ_i / ρ_{10} величины ν^{235} и α^{235} явно не входят. Поправки же на гетерогенность сборки и библинейность практически одинаковы для разделенных изотопов осколков и ${}^{10}\text{B}$. Объясняется это близостью энергетической зависимости их сечений поглощения к зависимости $1/v$ (рис.3).

Нормировка на бор удобна и для сравнения с ядерно-физическими данными, в которых она также используется. В отличие от ядерно-физических методик, где акты захвата нейтронов в осколках и поглощения в боре регистрируются различными детекторами (сцинтилляционными баками и борными счетчиками), для реактивного метода безразлично, чем поглощен нейтрон - бором или осколком. Относительная эффективность регистрации акта поглощения в этом случае одинакова. Учитывая положительный знак расхождения в отношении ρ_{10} / ρ_{235} (см.табл.3), можно утверждать, что при нормировке на ${}^{10}\text{B}$ расхождения для двух рассматриваемых критических сборок сближаются. Отметим также, что и в проектных расчетах кампании реактора удобно знать эффективность поглощения осколков в

долях эффективности поглощения в боре, поскольку именно бор используется часто в органах регулирования.

Как следует из табл. 2 и 3, для нуклидов ^{100}Mo , ^{108}Pd , ^{104}Ru , ^{95}Mo , ^{97}Mo , ^{153}Eu расхождение между экспериментальными и расчетными данными превышает 15%, причем для разных нуклидов это расхождение имеет разный знак. Это расхождение надежно установлено, так как в среднем оно составляет примерно пять статистических ошибок.

Отметим, что большие расхождения для этих нуклидов могут указывать на большую погрешность ядерных данных. На наш взгляд, сечения захвата нейтронов, положенные в основу групповых констант для ^{100}Mo и ^{108}Pd , занижены более чем на 20%, а для ^{104}Ru , ^{95}Mo и ^{97}Mo завышены более чем на 30%.

С учетом выхода осколков при делении поглощение нейтронов в изученном наборе изотопов в сборке БЭС-45А-I на 10%, а в сборке БЭС-45Б-I на 21% меньше, чем дает расчет. Кроме измерений отношений коэффициентов реактивности на сборках со спектром реактора БН-600 были проведены измерения таких коэффициентов продуктов деления на сборке с существенно более мягким спектром нейтронов. Среднее по набору нуклидов расхождение между экспериментом и расчетом, полученное с весом важности каждого нуклида, составляет 6% (при нормировке на ^{235}U). Следует отметить, что такое расхождение для рассмотренныхборок с близкими спектрами в дальнейшем будет выясняться.

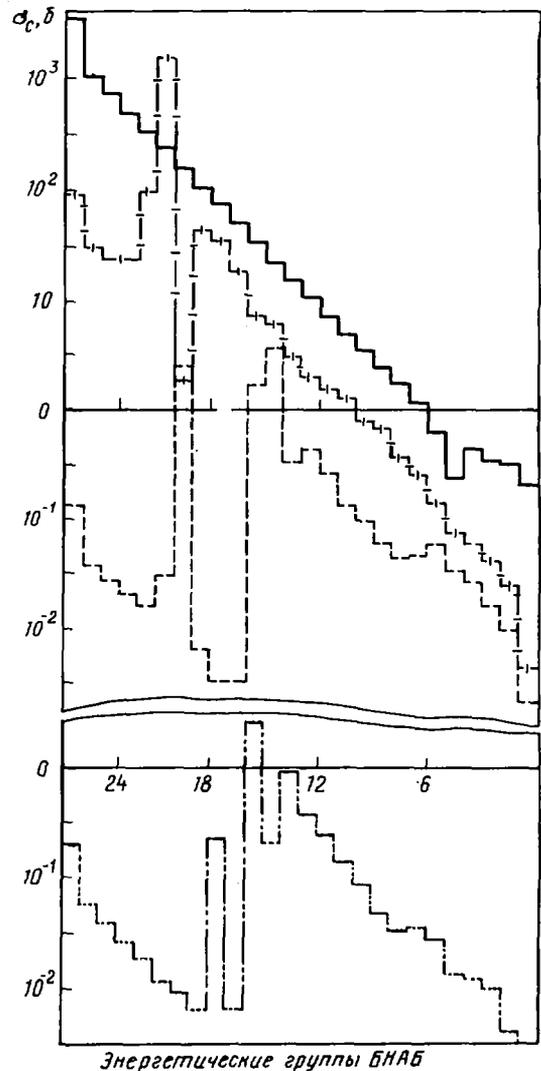


Рис. 3. Энергетическая зависимость сечений захвата для ^{10}B (—) [7]; ^{109}Ag (- - -) [3]; ^{98}Mo (- · - ·) [3] и ^{100}Mo (· · · ·) [3]

Из изложенного можно сделать следующие выводы:

1. Измеренное поглощение нейтронов для изучаемого набора нуклидов ниже рассчитанного не менее чем на 10% для спектра реактора БН-600.
2. Для ^{100}Mo и ^{108}Pd сечения захвата нейтронов, положенные в основу групповых констант, занижены, по-видимому, не менее чем на 20% в области энергий нейтронов 1-1000 кэВ. В той же области энергий деценция для ^{95}Mo , ^{97}Mo и ^{104}Ru завышены более чем на 30%.
3. Показано, что изучение поглощения нейтронов в поглотителях типа осколков деления может с успехом проводиться методом возмущений критичности. При этом особенно удобно использовать нормировку на ^{10}B .

Список литературы

- I. Беланова Т.С., Горбачева Л.В., Груздевич О.Т. и др. Сравнительный анализ оценок сечений захвата нейтронов для важнейших продуктов деления. - Нейтронная физика: Материалы 6-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 3-6 октября 1983 г. М.: ЦНИИАтоминформ, 1984, т.2, с.92.
2. Дулин В.А. Возмущение критичности реакторов и уточнение групповых констант. М.: Атомиздат, 1979.
3. Mughabghab S.F., Divadesman M., Holden N.E. Neutron cross-sections. V.1. Neutron resonance parameters and thermal cross-sections, part A. N.Y., Academic Press, 1981.
4. Казанский Ю.А., Белов С.П., Золотарев К.И. и др. Некоторые результаты исследования спектра нейтронов быстрой критической сборки. - В кн.: Эксперимент в физике реакторов. М.: ЦНИИАтоминформ, 1983, с.135.
5. Казанский Ю.А., Дулин В.А., Зиновьев В.П. и др. Методы изучения реакторных характеристик на критических сборках БФС. М.: Атомиздат, 1977.
6. Lemmel H.D. The third evaluation of the 2200 m/s and 20°C maxwellian neutron data for ^{235}U , ^{233}U , ^{239}Pu and ^{241}Pu . Vienna: IAEA, 1975.
7. Абагян Л.П., Базазянц Н.О., Николаев М.Н., Цибуля А.М. Групповые константы для расчета реакторов и защиты. М.: Энергоиздат, 1981.
8. Савоськин М.М., Морозова Т.Б., Новиковская Е.Н. и др. Аннотация пакета программ КРАБ-I. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика и техника ядерных реакторов, 1984, вып.6 (43), с.44.
9. Бакон А.Т., Бондарев А.П., Грачев А.В. и др. Цифровой реактиметр на базе микро-ЭВМ "Электроника-60": Препринт ФЭИ-1439. Обнинск, 1983.
10. Дулин В.А. Оценка точности групповых расчетов возмущений критичности реакторов. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1983, вып. 1(50), с.63.
11. Кочетков А.Л. Экспериментальное определение среднего сечения деления урана-235 в быстрых критических сборках БФС: Препринт ФЭИ-1209. Обнинск, 1981.

Статья поступила в редакцию 23 июля 1985 г.

УДК 539.17:621.039.519.4

ПРОВЕРКА ТОЧНОСТИ ГРУППОВЫХ КОНСТАНТ
МОЛИБДЕНА В ЭКСПЕРИМЕНТАХ НА БЫСТРЫХ
КРИТИЧЕСКИХ СБОРКАХ

В.И.Голубев, В.А.Дулин, В.Г.Козловцев, М.М.Заяцков,
К.Дитце, К.Ферманн, Е.Леманн, Г.Хюттель

MOLIBDENIUM GROUP CONSTANT ACCURACY VERIFICATION IN EXPERIMENTS AT FAST CRITICAL FACILITIES. To verify an accuracy of molybdenum group constants the reactivity worths of several molybdenum samples have been measured at the critical facilities KBR-9, KBR-10 and SEG-IV. All experimental results have been extrapolated to zero size of the sample. The data recommended in several sets of molybdenum group constants were used in the calculation. The effects of heterogeneity and resonance structure of the adjoint function were taken into account. The calculated data were compared with the measurements. It was found that the minimum discrepancy was occurred in the case of BNAB-78 (up to $\pm 5\%$).

Надежность расчетных предсказаний нейтронно-физических и экономических параметров энергетических реакторов на быстрых нейтронах связана непосредственно с точностью нейтронных данных материалов, применяемых в реакторостроении. В последнее время значительное внимание уделяется нержавеющей стали (как основному конструкционному реакторному материалу) и ее компонентам (железо, никель, хром и др.).

Один из методов проверки точности групповых констант - интегральный эксперимент на критических сборках, в которых содержание исследуемого материала достаточно для того, чтобы оказать заметное влияние на такие интегральные параметры, как коэффициенты $K_{эф}$ или K_{∞} . Подобный подход был реализован в экспериментах на критических сборках КБР-3 и КБР-7, в которых центральная вставка кроме ^{235}U содержала соответственно нержавеющей сталь и никель [1,2]. При отсутствии исследуемого материала в составе критической сборки информацию о точности его групповых констант можно получить при измерении функционалов, достаточно чувствительных к константам, например при измерении центральных коэффициентов реактивности. Общим для таких экспериментов является простота геометрии и состава критической сборки, что необходимо для минимизации возможных расчетных погрешностей, обусловленных неадекватностью расчетной модели и реальной композиции.

В настоящей работе описаны эксперименты по исследованию точности групповых констант молибдена, который может применяться в качестве легирующей добавки к нержавеющей сталям и благодаря своим хорошим термическим и технологическим характеристикам рассматривается как конструкционный материал для высокотемпературных реакторов. Эксперименты выполнены на критических сборках SEG-IV (Центральный институт ядерных исследований, ГДР), КБР-9 и КБР-10 (Физико-энергетический институт, СССР) и по своему характеру аналогичны проведенным для проверки групповых констант кадмия на сборке КБР-9 [3].

Описание экспериментов. В композицию центральной вставки критической сборки SEG-IV входили: уран 36%-ного обогащения, графит и кадмий, заложенные в плотную алюминиевую матрицу в таких пропорциях, чтобы обеспечить в центре вставки постоянство ценности нейтронов $\Phi^+(E)$ в области энергий, соответствующих спектру $\Phi(E)$. Эта особенность позволяет достигнуть минимальной величины эффекта замедления в коэффициентах реактивности исследуемых материалов и таким образом экспериментально выделить эффект поглощения нейтронов [4].

Критические сборки КБР-9 и КБР-10 по своей конструкции и составу аналогичны урано-стальной сборке КБР-3 [1]; в отличие от нее все зоны имели не сферическую, а цилиндрическую форму. Центральная вставка сборки КБР-9 содержала уран 90%-ного обогащения и нержавеющей сталь. В сборке КБР-10 в центральную вставку добавлен молибден (около 2,5% ядерной концентрации стали). В обоих случаях центральные вставки были окружены одинаковым драйвером из обогащенного урана. Коэффициент K_{∞} для них, так же, как и для сборки КБР-3, был близок к единице. Спектр нейтронов $\Phi(E)$ в центре обеих вставок мало отличался от спектра соответствующих бесконечных сред. В центральных областях исследованных критическихборок спектры нейтронов заметно различались. Степень смягчения спектра нейтронов в центре этихборок по сравнению со спектром реактора на быстрых нейтронах типа БН представлена в табл. I.

Все три критические сборки предназначены для проверки групповых констант молибдена в области энергий от 1 МэВ до 20 эВ, в особенности в области резонансных энергий ниже 100 кэВ, на которую приходится около 90% полного эффекта реактивности, связанного с поглощением нейтронов в молибдене. В табл. 2 приведены групповые доли эффекта реактивности, обусловленного поглощением

в молибдене, для трех используемыхборок, а также групповые сечения захвата молибдена, рассчитанные по константам БНАБ-78.

На всех сборках основными измеряемыми величинами являлись эффекты реактивности образцов молибдена. Эти образцы периодически вводились в центр вставок и извлекались наружу посредством осциллятора. Описание осцилляторного метода измерения возмущений реактивности, а также соответствующей математической обработки отклика реактора дано в работах [5,6].

Были использованы образцы металлического молибдена в виде дисков диаметрами 46,5 и 40 мм, толщиной 0,05-14,6 мм и массой 0,6-250 г; чистота образцов была лучше чем 0,999.

Чтобы избежать погрешностей, обусловленных неопределенностью абсолютных значений эффектов реактивности, все измеренные реактивности образцов молибдена относили к реактивности стандартно-

Таблица I

Доли потока нейтронов (в процентах) с энергией ниже 10 и 1 кэВ в центре исследуемых критическихборок и реактора на быстрых нейтронах

Энергия, кэВ	SEG-IV	КБР-9	КБР-10	Быстрый реактор
Ниже 10	17	15,6	13,5	10,7
" 1	5	5,4	3,8	2

го элемента. В опытах на сборке SEG-IV таким элементом выбран ^{10}B , а на сборках КБР-9 и КБР-10- ^{235}U и ^{10}B . Затем в дополнительных экспериментах были определены величины реактивностей ^{10}B и ^{235}U , приведенные к нулевой толщине соответствующих образцов.

Таблица 2

Групповые сечения захвата для молибдена в системе констант БНАБ-78 и групповые доли эффекта реактивности, обусловленного захватом нейтронов в молибдене

Номер энергетической группы в системе БНАБ-78	Сечение захвата, б	Доли эффекта реактивности, %		
		SEG-IV	КБР-9	КБР-10
I	0,020	-	-	-
2	0,007	0,1	-	-
3	0,015	0,2	0,1	-
4	0,020	0,5	0,1	0,2
5	0,028	0,8	0,5	0,7
6	0,042	1,7	2,3	3,0
7	0,052	1,8	3,4	4,4
8	0,070	2,3	3,9	4,8
9	0,100	3,1	4,4	6,2
10	0,150	4,1	5,9	5,8
11	0,260	6,3	5,4	6,2
12	0,450	8,9	5,2	5,5
13	0,546	8,6	6,0	6,3
14	0,691	8,0	6,9	6,9
15	1,237	10,2	9,0	9,5
16	1,520	7,7	5,8	5,8
17	5,740	16,9	19,0	17,0
18	1,635	2,7	3,3	3,0
19	18,27	15,6	18,5	14,5
20	0,64	0,3	0,3	0,2
21	0,16	0,1	-	-
22	0,24	0,1	-	-
23	0,35	-	-	-
24	0,52	-	-	-
25	0,76	-	-	-
26	2,70	-	-	-

Сравнение результатов эксперимента и расчета. Расчет фактора самоэкранировки $a(\bar{l})$ в зависимости от величины средней хорды \bar{l} образцов молибдена для сборки SEG-IV выполнен с привлечением r -факторов [7] из нескольких библиотек групповых констант. Результаты этого расчета представлены на рис.1, где константы молибдена из библиотеки ENDF-78 указывают на слабую, а ENDF/B-IV на сильную зависимости фактора самоэкранировки от величины средней хорды образца. Кривые для констант из библиотек UKNDL-80, JFS-II и БНАБ-78 группируются в промежуточной области.

Результаты расчетов фактора самоэкранировки на сборке SEG-IV использованы для последующего внесения соответствующих поправок на самоэкранировку в экспериментальные значения удельных реактивностей реальных образцов. На рис.2 приведены экспериментальная зависимость удельной реактивности от величины средней хорды образцов молибдена, а также результаты учета самоэкранировки

по различным групповым константам. Можно отметить, что константы из библиотеки ENDF/B-IV значительно переоценивают самоэкранировку поглощения нейтронов в образцах молибдена, а константы ENDL-78 - недооценивают. В последнем случае недооценка связана с тем, что при генерации f -факторов для библиотеки ENDL-78 по программе FEGROUP [8] в файлах в резонансной области мало данных и f -факторы получены близкими к единице.

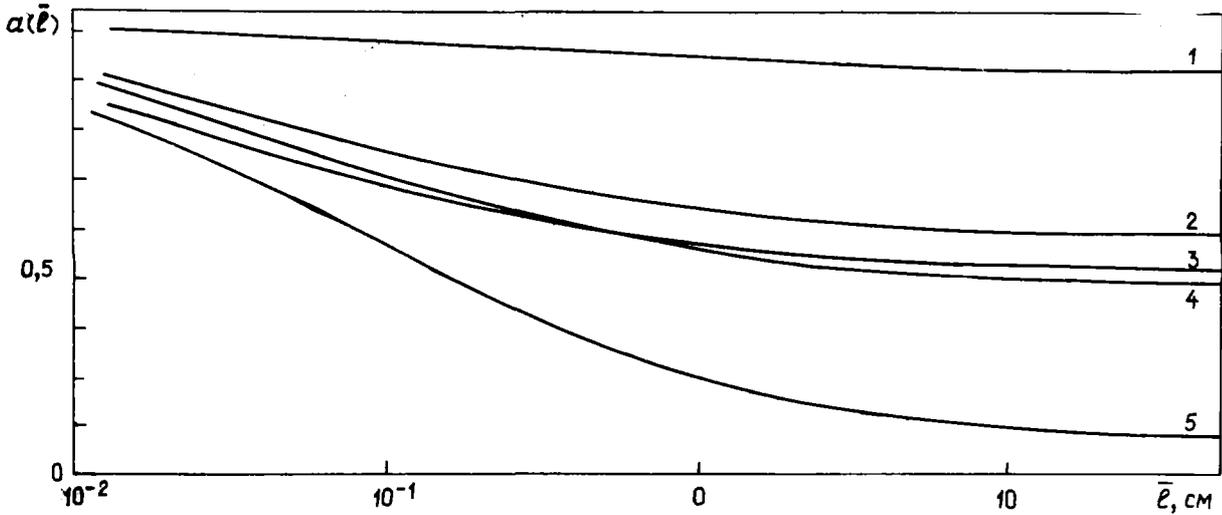


Рис.1. Зависимость фактора самоэкранировки $a(\bar{l})$ от средней хорды \bar{l} образцов молибдена для сборки SEG-IV, рассчитанная по константам: 1 - ENDL-78; 2 - UKNDL-80; 3 - JFS-II; 4 - БНАБ-78; 5 - ENDF/B-IV

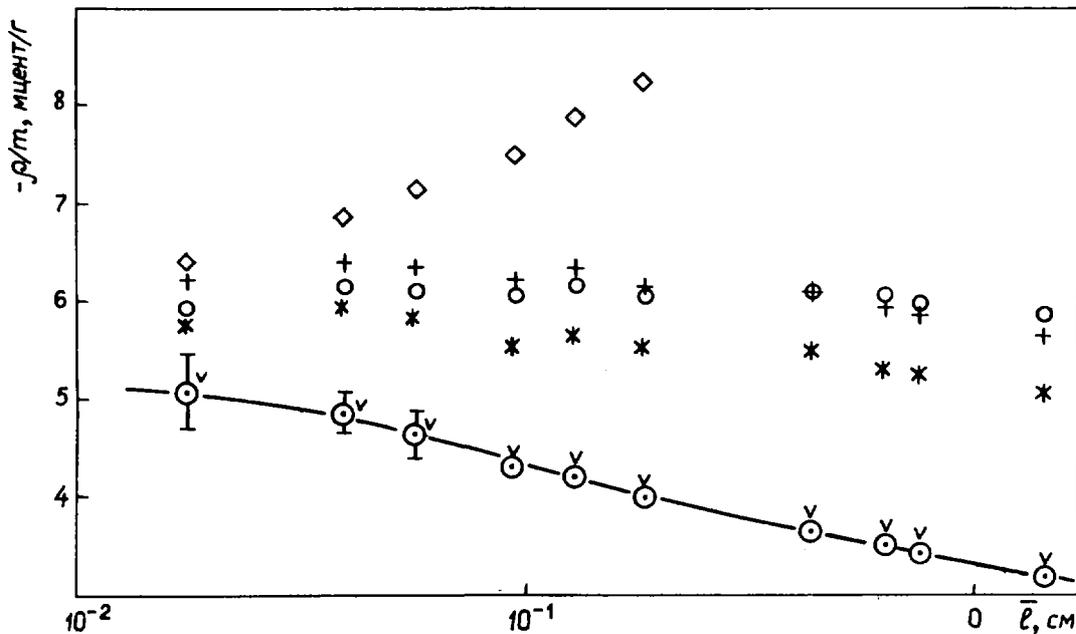


Рис.2. Измеренные удельные реактивности $\rho/m(\bar{l})$ образцов молибдена с различной средней хордой для сборки SEG-IV. \odot - Эксперимент. Результаты эксперимента с учетом фактора самоэкранировки, рассчитанного по константам: ∇ - ENDL-78; $*$ - UKNDL-80; $+$ - JFS-II; \circ - БНАБ-78; \diamond - ENDF/B-IV

Учет самоэкранировки по константам БНАБ-78, JPS-II и UKNDL-80 дает более или менее постоянные величины экстраполированных к $T=0$ коэффициентов реактивности молибдена. Поэтому для сравнения с результатами эксперимента расчет потоков и ценностей нейтронов в центре изучаемых сборок, а также коэффициентов реактивности в дальнейшем проводился по групповым константам БНАБ-78. В сборке SEG-IV расчет был выполнен только для однородной среды без учета гетерогенности вставки и резонансной структуры функции ценности. В расчетные значения коэффициентов реактивности для сборок КБР-9 и КБР-10 были введены гетерогенная и билинейная поправки [9].

В табл.3 показаны отношения рассчитанных (С) значений центральных относительных коэффициентов реактивности (ρ_{Mo}/ρ_5 , ρ_{Mo}/ρ_B) к соответствующим экспериментальным (Е) величинам, экстраполированным к нулевой толщине образцов, согласно зависимости фактора самоэкранировки $a(T)$, показанной на рис.1.

Таблица 3

Отношение центральных коэффициентов реактивности молибдена, рассчитанных по константам БНАБ-78, к экспериментальным значениям для трех сборок

Параметр	Метод расчета	Отношение С/Е		
		КБР-9	КБР-10	SEG-IV
ρ_{Mo}/ρ_5	Однородный	1,01	1,00	-
ρ_{Mo}/ρ_B	" "	1,08	1,05	1,16
ρ_{Mo}/ρ_5	Гетерогенный	1,00	1,03	-
ρ_{Mo}/ρ_5	Гетерогенный+ билинейная поправка	1,01	0,98	-
ρ_{Mo}/ρ_B	То же	1,01	0,95	-

На рис.3 приведены экспериментальные значения ρ_{Mo}/ρ_5 при различных NT образцов молибдена и расчетные зависимости $\rho_{Mo}/\rho_5(NT)$ для сборок КБР-9 и КБР-10. Для сборки КБР-9 расчетная зависимость (кривая 1) с учетом гетерогенности среды и билинейной поправки практически сливается с кривой 2, полученной только с учетом гетерогенности. Для сборки КБР-10 расчетная кривая 1 лежит по абсолютной величине несколько ниже кривой 2. Расчеты для обеих сборок хорошо вписываются в экспериментальные результаты в большом диапазоне размеров образцов. Учет самоэкранировки для экспериментальных результатов ρ_{Mo}/ρ_5 различных образцов молибдена приводит к экстраполированным на $T=0$ величинам коэффициентов реактивности молибдена (нормированных на центральный коэффициент реактивности ^{235}U), которые лежат в 4%-ном коридоре ошибок для обеих сборок. Только для самых крупных образцов молибдена (массой 250 г для сборки КБР-10 и 177 г для сборки КБР-9) наблюдается заметное различие между расчетом и экспериментом, когда расчетная модель уже недостаточно точно описывает эксперимент.

Блокировка сечений захвата нейтронов в образцах молибдена из-за его присутствия в составе сборки КБР-10 заметно влияет на экспериментальные и расчетные зависимости коэффициентов реактивности от размеров образцов. Для сборки КБР-10 эта зависимость выражена слабее, чем для сборок КБР-9 и SEG-IV, в которых отсутствует молибден. В результате сравнения расчетных и экспериментальных значений центральных коэффициентов реактивности молибдена для сборок КБР-9 и КБР-10 можно сделать вывод, что групповые константы молибдена из библиотеки БНАБ-78 удовлетворительно (с точностью около 4%) описывают интегральный эксперимент. Для сборки SEG-IV это отношение при учете всех необходимых поправок может выразиться величиной, более близкой к единице.

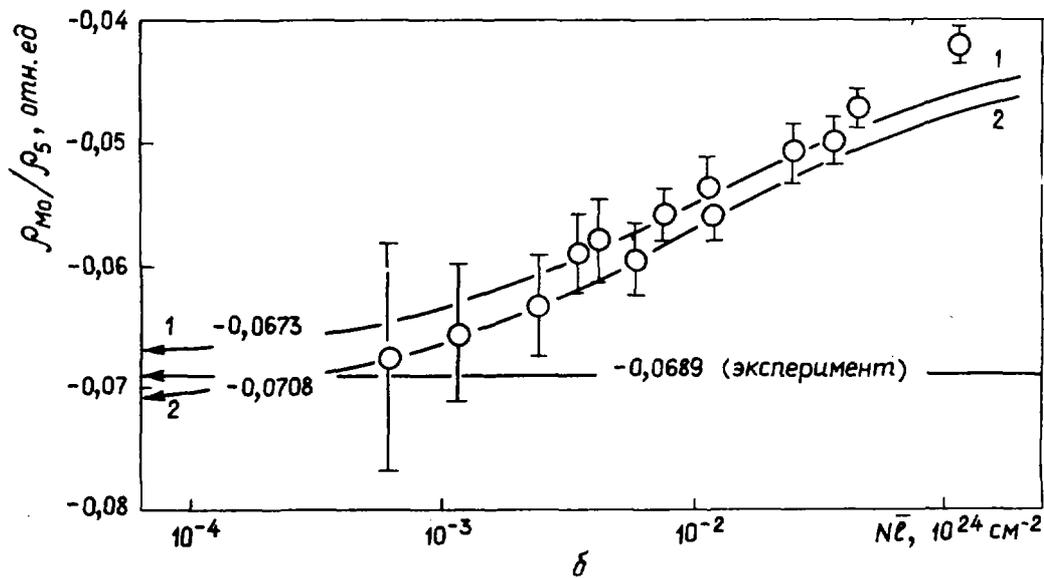
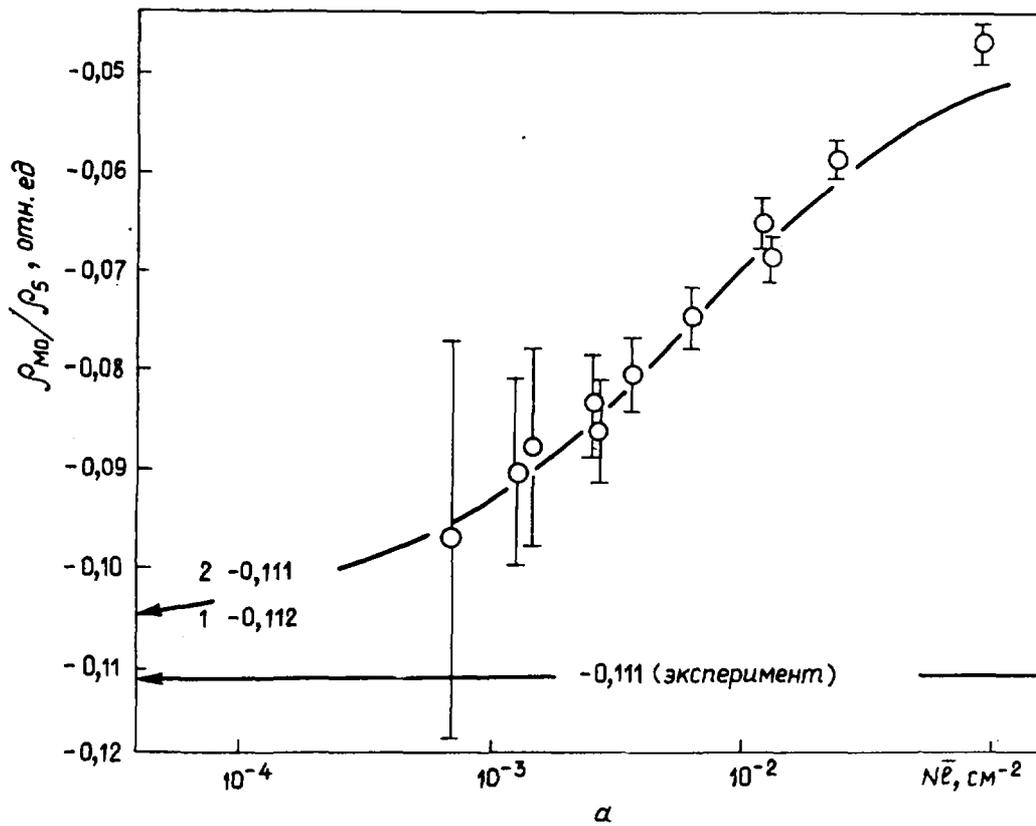


Рис.3. Отношение реактивностей молибдена и ^{235}U , отнесенное к одному ядру, в зависимости от $N\bar{I} = I/\sigma_0$ дляборок КБР-9 (а) и КБР-10 (б). Расчет по ИНАБ-78 с учетом; 1 - гетерогенности среды и билинейной поправки; 2 - только гетерогенности среды (обе кривые практически совпали). \circ - Эксперимент

Список литературы

1. Голубев В.И., Исачин С.И., Казанской И.А. и др. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1978, вып. 1(28), с.41.
2. Голубев В.И., Дулин В.А., Казанский Ю.А. и др. Уточнение сечений захвата конструкционных элементов путем измерения баланса нейтронов в размножающих средах с $K_{\infty} = 1$. (Доклад на советско-французском семинаре). Обнинск, 1982.
3. Дитце К., Голубев В.И., Козловцев В.Г. и др. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1984, вып. 1(55), с.13.
4. K.Fährmann, E.Lehmann. Kernenergie, 1981, Bd 24, N.11, S.431.
5. K.Fährmann, G.Hüttel, P.Liewers. Ibid., 1970, Bd 13, N.1, S.11.
6. Козловцев В.Г. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1978, вып.2(29), с.61.
7. Dietze K., Fährmann K. Rep. ZfK-RPP-20/79, 1979.
8. Vertes P. Rep. KFKI-1981-34, 1981.
9. Дулин В.А. Возмущение критичности реакторов и уточнение групповых констант. М.: Атомиздат, 1979.

Статья поступила в редакцию 23 июля 1985 г.

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

Element		Quantity	Laboratory	Work-type	Energy (eV)		Page	COMMENTS
S	A				min	max		
FU	151	NG	IJI	EXPT	2.5-2	1.4+5	9	PSHENICHNYJ + ISOM RATIO, TBL, CPD
U	235	RES	ITE	THEO	1.0+0	1.0+2	12	MOROGOVSKIJ AVG WN, WP, WG, D, TBL, CPD
U	235	STF	ITE	THEO	1.0+0	1.0+2	12	MOROGOVSKIJ CALC SO, TBL, CPD
U	235	TOT	ITE	THEO	1.0+0	5.0+0	12	MOROGOVSKIJ SIG(E), CALC VS EXPT, GRPH
U	235	NG	ITE	THEO	1.0+0	5.0+0	12	MOROGOVSKIJ SIG(E), CALC VS EXPT, GRPH
U	235	NP	ITE	THEO	1.0+0	5.0+0	12	MOROGOVSKIJ SIG(E), CALC VS EXPT, GRPH
U	238	DEL	FBI	REVW	1.2+6	1.6+6	20	ANIKIN + ANGDIST CALC VS EXPTS, GRPH

ОЦЕНКА ПОЛНЫХ СЕЧЕНИЙ ОБРАЗОВАНИЯ НЕЙТРОНОВ И ПРОТОНОВ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ДЕЙТРОНОВ С ЯДРАМИ ${}^7\text{Li}^*$

А.Г. ЗВЕНИГОРОДСКИЙ, Б.Я. ГУЖОВСКИЙ, С.Н. АБРАМОВИЧ,
В.А. ЖЕРЕБЦОВ, О.А. ПЕЛИПЕНКО

ESTIMATION OF TOTAL CROSS-SECTIONS OF FORMATION OF NEUTRONS AND PROTONS WITH INTERACTION OF DEUTERONS WITH NUCLEI ${}^7\text{Li}$. The cubic spline approximation curves were obtained on base of available experimental data. The brief description of evaluation method with use of spline-functions with due regard for systematic and accidental errors is given. The method of representation of obtained estimation curve in form of table of cubic spline coefficients which are convenient for interpolation calculation is proposed.

Постоянный интерес к созданию контролируемых термоядерных реакторов стимулировал работу по уточнению полных сечений различных реакций на легких ядрах. Помимо уточнения констант для основных реакций ${}^2\text{H}(d, n){}^3\text{He}$, ${}^2\text{H}(t, n){}^4\text{He}$ значительные усилия направлены на получение и оценку величин полных и дифференциальных сечений взаимодействия ядер изотопов водорода с ядрами лития [1, 2].

В настоящей работе представлены результаты оценки полных сечений реакций ${}^7\text{Li}(d, n)$ TOT и ${}^7\text{Li}(d, p){}^8\text{Li}$. Исходные данные в основном представлены в литературе в виде графиков, что потребовало в свою очередь их цифрования [3]. Случайные ошибки исходных значений сечений складывались квадратично из ошибок, приведенных авторами оригинальных работ, и ошибок округления при обработке цифрового материала. В ходе экспертной оценки каждой конкретной экспериментальной работы определяли систематические ошибки, которые в основном отражали степень доверия физика-оценщика к рассматриваемым экспериментальным данным.

Помимо оцененных значений полных сечений приведенных выше реакций следует обратить внимание на форму представления оцененных кривых в виде таблиц сплайн-коэффициентов, а также кратко рассмотреть методику оценки с использованием сплайн-аппроксимации.

Методика оценки. Для построения кривой оценки использован метод, который в основном описан в работе [4]. В качестве кривой, аппроксимирующей экспериментальные данные, взята полиномиальная сплайн некоторой степени p на фиксированной сетке: $E_n = x_0 < x_1 \dots < x_{n-1} < x_n = E_k$, где $[E_n, E_k]$ — интересующий авторов статьи интервал изменения энергии.

Обычно используется сплайн-дефект 1 [5], когда в узлах сетки все производные порядка до $p-1$ непрерывны. Однако довольно часто возникает необходимость довольствоваться менее гладкими функциями (например, из-за резких скачков или крутых изгибов в оценочной кривой). В этом случае в некоторых узлах можно использовать сплайн-дефект $k > 1$, т.е. требовать непрерывности производных только до порядка $p-k$.

Как следует из теории сплайнов [6], линейное пространство, образуемое множеством сплайнов, определенных на фиксированной сетке с фиксированными значениями дефектов, будет полностью определено, если в нем определен какой-либо базис. Элементами базиса (использованного в данной работе), имеющими дефект k в узле x_i , являются следующие функции:

$$Q_{i,k}(x) = \sum_{j=1}^{p+2-k} \frac{(x_{j+i} - x)_+^p}{(x_{j+i} - x_i)^{k-1} \prod_{m=0}^{p+2-k} (x_{j+i} - x_{m+i})}, \quad (1)$$

где $i = -p, -p+1, \dots, n-1$, $1 \leq k \leq p+1$, $(x_{j+i} - x)_+^p = \begin{cases} (x_{j+i} - x)^p, & (x_{j+i} - x) > 0; \\ 0 & , (x_{j+i} - x) < 0. \end{cases}$

* Статья публикуется повторно в связи с ошибками, допущенными при подготовке издания (см. ВАНТ, сер. Ядерные константы, 1985, вып. 3, с. 55-60).

Можно показать, что функции указанного базиса отличны от нуля только на небольшом $(p + 2 - k)$ числе интервалов сетки. Это облегчает решение линейных систем, возникающих в задачах оценки.

Формула (1) удобна для программирования. Однако она имеет недостаток: при больших p ($p \geq 5$) вычисления по ней могут привести к большим ошибкам округления. Обычно p не превышает 3, поэтому приведенное выше ограничение несущественно. Исходя из базиса (1), можно любой сплайн представить в виде

$$S = \sum_1 a_l Q_l, \quad (2)$$

где l — номер базисного сплайна, который можно выразить через i, k в формуле (1).

Таким образом, решение любой задачи построения приближения в абстрактном линейном конечномерном функциональном пространстве будет иметь решение в виде сплайнов. Отсюда следует, что использование сплайнов в задачах оценок, основанных на методе максимума правдоподобия, позволяет решать задачи оценки в линейном приближении, что существенно упрощает методику расчетов.

В работе [4] достаточно подробно описана статистическая модель, ориентированная на обработку данных ядерного эксперимента. Модель дает возможность получить оценочную кривую по результатам экспериментов разных авторов с учетом случайных и систематических ошибок. При этом предполагалось, что случайные ошибки каждого автора и систематические ошибки группы авторов распределены по нормальному закону с нулевым математическим ожиданием. Так как систематические ошибки, как правило, неизвестны, приходилось определять их в ходе экспертизы конкретной экспериментальной работы. Эту систематическую ошибку брали в качестве первого приближения. Окончательное значение систематической ошибки для данных конкретного автора определяли из рассмотрения всей совокупности данных разных авторов.

Коридор ошибок для кривой оценки получали следующим образом. Согласно методу максимума правдоподобия для аппроксимационного S -сплайна, получали ковариационную матрицу $C(a_i, a_j)$ относительно коэффициентов a_i [см. формулу (2)]. Если ковариационная матрица известна, то дисперсия сплайн-кривой будет

$$\sigma^2(S) = \sum_{i,j} C(a_i, a_j) Q_i(x) Q_j(x). \quad (3)$$

В данном случае дисперсию рассчитывали лишь в узлах сплайна с последующим предположением, что в промежуточных точках значение дисперсии можно получить с помощью линейной интерполяции.

Для получения сплайн-кривой в целях практического использования представление сплайна по формуле (2) не совсем удобно из-за громоздкости последующих вычислений с использованием коэффициентов a_i . Гораздо удобнее путем несложных перерасчетов получить коэффициенты для представления оценочной кривой в виде полинома степени p на каждом промежутке сетки $[x_i, x_{i+1}]$ по степеням $(x - x_i)$.

Например, для кубического сплайна, использованного в приведенных ниже оценках сечений реакций, выдается набор коэффициентов $\{S_0^{(i+1)}, S_1^{(i+1)}, S_2^{(i+1)}, S_3^{(i+1)}\}$, значение сплайна в точке $x_i < x < x_{i+1}$ вычисляется по формуле

$$S(x) = \sum_{l=0}^3 S_l^{(i+1)} (x - x_i)^l.$$

Экспериментальные данные. Образование нейтронов в реакции ${}^7\text{Li} + d$ происходит по многим каналам, что приводит к сложному виду нейтронного спектра [7]. Трудности, возникающие при изучении многочастичных нейтронных каналов (${}^7\text{Li} + d$)-взаимодействия, ограничивают возможность детального описания каждого канала. В то же время для практики часто желательно знать в первую очередь величину полного выхода нейтронов. Что касается конкретных результатов измерения полного выхода нейтронов из реакции ${}^7\text{Li}(d, n)\text{TOT}$, то достаточно надежными можно назвать лишь данные работы [8], где измерено дифференциальное сечение этой реакции в диапазоне энергий $E_d = 0,2 - 2$ МэВ под углом 90° . При больших энергиях сечение полного выхода нейтронов при взаимодействии дейтронов с ядрами ${}^7\text{Li}$ было измерено в диапазоне $E_d = 2,76 - 10,96$ МэВ.

Абсолютизацию сечения в последнем случае проводили с использованием метода отношений по известной реакции ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$. Точность абсолютизации не хуже 15%.

Из рассмотрения видов угловых распределений нейтронов по различным каналам (${}^7\text{Li} + d$)-взаимодействия [9, 10] для энергий налетающих дейтронов $E_d < 2$ МэВ следует, что в пределах 10–15% полное сечение реакции ${}^7\text{Li}(d, n)\text{TOT}$ можно выразить через дифференциальное сечение под углом 90° путем умножения на 4π . Исходя из этого, для создания аппроксимационной кривой в энергетическом интервале $E_d = 0,2\text{--}11$ МэВ помимо своих данных использовали данные работы [8], умножив их на 4π .

На рис. 1 приведена функция возбуждения полного сечения интегрального выхода нейтронов из реакции ${}^7\text{Li}(d, n)\text{TOT}$.

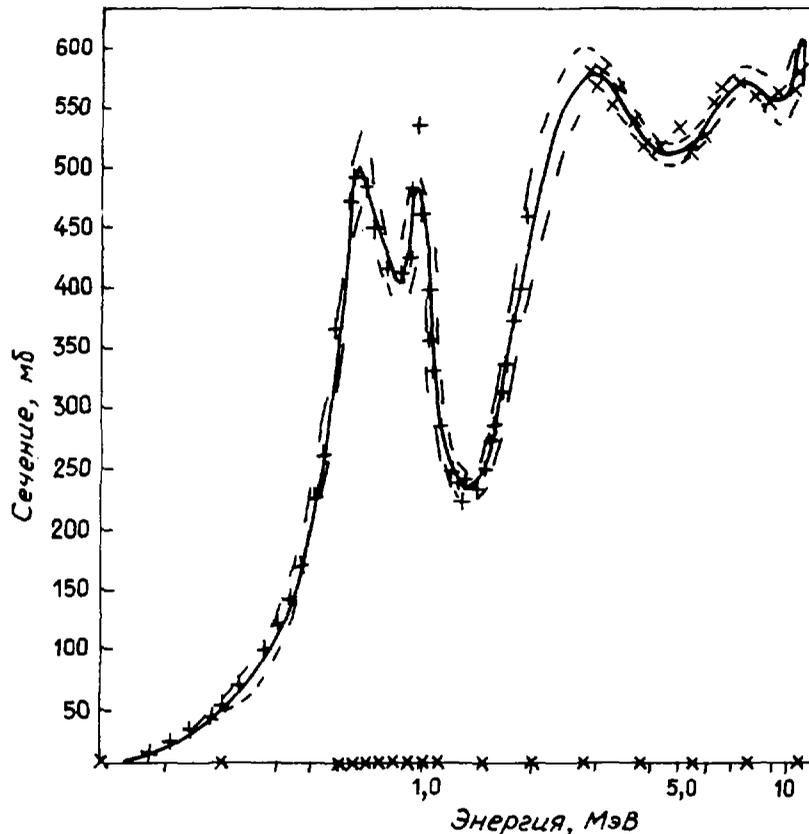


Рис. 1. Функция возбуждения полного сечения реакции ${}^7\text{Li}(d, n)\text{TOT}$: + — данные работы [8]; * — авторов настоящей статьи; — — аппроксимационная сплайн-кривая, узлы которой отмечены на оси абсцисс x; - - - - 67%-ный доверительный интервал

В табл. 1 представлены значения коэффициентов сплайн-кривой и значения разбросов оцененных сечений, отнесенных к конкретным сплайн-узлам.

Величину оцененного сечения можно получить по формуле

$$\sigma_t(E) = S_0^{i+1} + \sum_{l=1}^3 S_l^{i+1} [\ln(E/E_l)]^l, \quad (4)$$

где $\ln(E/E_l)$ — натуральный логарифм отношения текущего значения энергии к значению энергии для ближайшего узла сплайн-кривой, соответствующего условию $E_l < E$.

Из ненейтронных каналов для (${}^7\text{Li} + d$)-взаимодействия интерес представляет сечение реакции ${}^7\text{Li}(d, p){}^8\text{Li}$, абсолютное поперечное сечение которой требуется для осуществления проектов управляемых термоядерных реакторов [11] и для контроля значений сечений других реакций [12], важных для астрофизических расчетов.

Имеется сравнительно много работ, посвященных реакции ${}^7\text{Li}(d, p){}^8\text{Li}$, в которой измеряли полный выход протонов. Основные измерения проводили по наблюдению β -распада ${}^8\text{Li}$. Изучение этих работ показывает, что в имеющихся в настоящее время данных наблюдается значительный разброс по абсолютному значению. Наиболее надежными, по мнению авторов, являются данные работ [13, 14], но даже они различаются между собой на 24%, что боль-

ше суммы среднеквадратичных ошибок. Такая рассогласованность в данных заставила провести дополнительные измерения полного сечения реакции ${}^7\text{Li}(d, p){}^8\text{Li}$ [15, 16] с помощью двух различных методик, как по измерению выхода протонов, так и по исследованию распада ядра ${}^8\text{Li}$. Проведенные измерения [15, 16] дали хорошо согласующиеся между собой результаты, которые оказались близкими к значениям работы [13].

Коэффициенты сплайн-кривой,
полученной для описания оцененных значений полных сечений
образования нейтронов в каналах (${}^7\text{Li} + d$)-взаимодействия

Таблица 1

Номер узла	Энергия узла, МэВ	S_0 , мб	S_1 , мб	S_2 , мб	S_3 , мб	$\Delta\sigma$, мб
1	0,134	—	—	—	—	0,669
2	0,283	6,722	-14,60	140,26	-54,82	2,266
3	0,599	51,65	103,3	16,75	541,9	0,238
4	0,664	368,2	1045,4	12111	-94308	0,318
5	0,734	500,2	604,9	-16471	68790	0,292
6	0,812	464,1	-616,9	4376,9	-21921	0,277
7	0,898	423,9	-403,7	-226,7	51996	0,264
8	0,994	413,6	730,3	13492	-142090	0,281
9	1,1	478,6	-89,40	-29570	204890	0,170
10	1,483	297,7	-595,6	1079	1370,3	0,118
11	2,0	252,7	417,3	2308,6	-4488,2	0,478
12	2,809	463,9	-594,3	-592,7	-444,0	0,204
13	3,951	579,9	36,83	-1045,9	1454,9	8,979
14	5,551	528,7	-169,6	-439,1	85,45	9,507
15	7,799	525,2	158,8	526,3	-1638,6	10,71
16	10,957	575,7	-52,06	-1146,1	4754,4	22,99

Имеющиеся в литературе данные о полном сечении реакции ${}^7\text{Li}(d, p){}^8\text{Li}$ перекрывают диапазон от порога реакции до $E_d = 4,0$ МэВ. При больших энергиях авторы воспользовались данными работы [17], которые были нормированы в точке $E_d = 2,0$ МэВ по данным работы [13].

Полное сечение реакции ${}^7\text{Li}(d, p){}^8\text{Li}$ можно найти по формуле (4), если воспользоваться сплайн-коэффициентами, приведенными в табл. 2.

Коэффициенты сплайн-кривой,
полученной для описания оцененных значений
полного сечения реакции ${}^7\text{Li}(d, p){}^8\text{Li}$

Таблица 2

Номер узла	Энергия узла, МэВ	S_0 , мб	S_1 , мб	S_2 , мб	S_3 , мб	$\Delta\sigma$, мб
1	0,405	—	—	—	—	14,84
2	0,695	1,839	110,61	-609,97	1464,3	6,0
3	0,768	113,39	728,56	-4328,9	4373,2	5,5
4	0,849	147,33	-6,289	-3016,3	11732	5,9
5	0,938	128,26	-257,54	504,91	8453,3	6,0
6	1,037	116,02	97,314	3042,0	-25032	5,9
7	1,146	131,13	-45,657	-4471,1	29263	6,0
8	1,266	111,12	-61,583	4311,9	-18053	7,5
9	1,400	130,04	259,11	-1106,4	2580,8	6,7
10	1,962	147,47	115,22	-331,83	496,67	6,5
11	2,750	167,66	60,977	171,14	-484,68	6,4
12	3,317	189,10	10,833	2829,5	-10845	6,8
13	4,000	219,13	-70,895	-3265,7	12010	6,9
14	5,314	170,19	-29,953	-756,69	1241,2	6,9
15	7,059	129,09	-159,43	300,81	-390,66	10,7

Как видно из рис. 2, оцененная кривая следует в основном данным работ [13, 15–18] и хорошо отражает резонансный характер функции возбуждения полного сечения реакции ${}^7\text{Li}(d, p){}^8\text{Li}$.

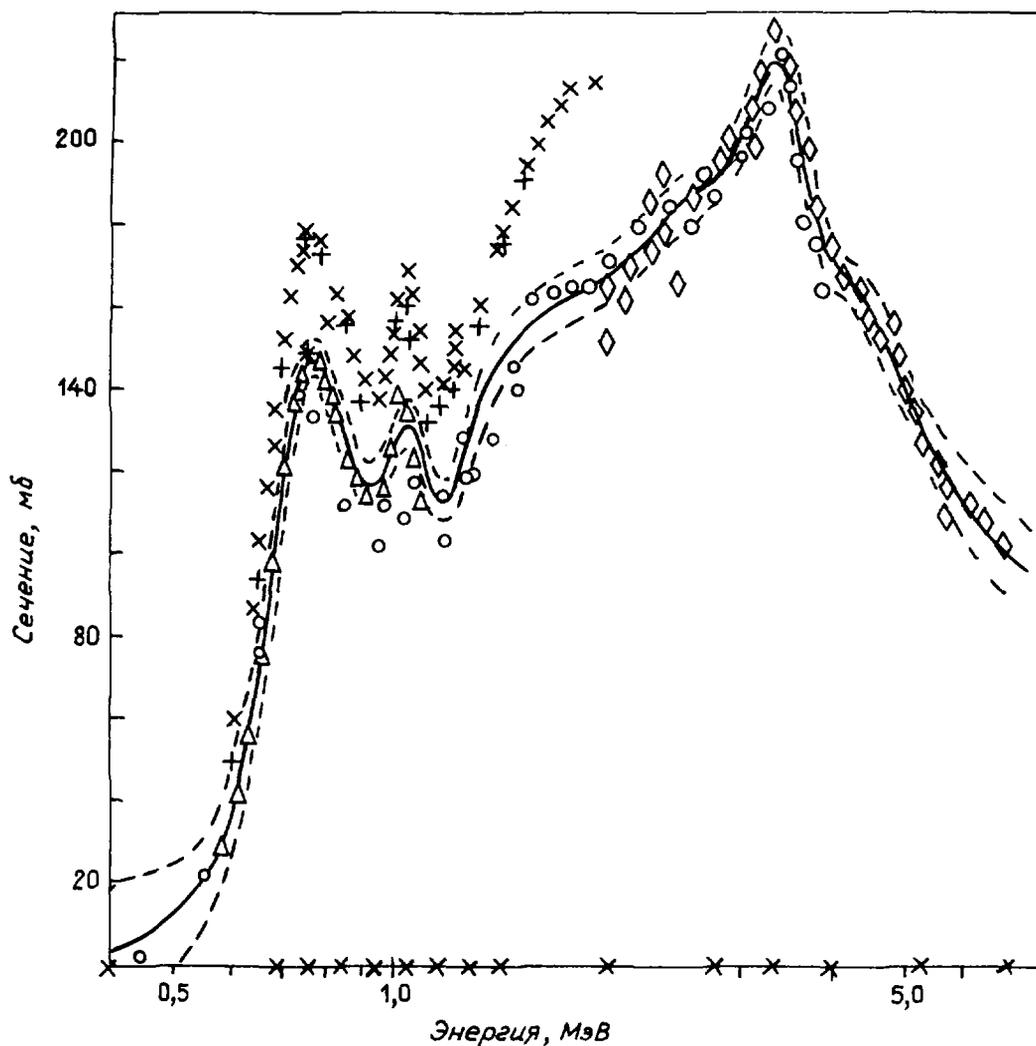


Рис. 2. Функция возбуждения полного сечения реакции ${}^7\text{Li}(d, p){}^8\text{Li}$: O — данные работы [13]; + — [18]; Δ — [16]; * — [15]; x — [14]; ◇ — [17]; — — аппроксимационная сплайн-кривая, узлы которой отмечены на оси абсцисс x; - - - - 67%-ный доверительный интервал

Таким образом, предлагая сплайн-функцию в качестве аппроксимирующей кривой при оценке экспериментальных данных, можно отметить следующие достоинства метода:

- применение сплайн-функции позволяет использовать метод максимума правдоподобия в линейном приближении;
- найденную оцененную кривую можно представить в виде набора небольшого числа коэффициентов в узлах сплайн-функции;
- использование метода сплайнов позволяет отыскивать аппроксимационную кривую, удовлетворяющую определенным граничным условиям, что в свою очередь удобно при организации сшивки аппроксимационной кривой с соответствующими аналитическими продолжениями.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Holland R.E., Elwyn A.J., Davids C.N. e. a. Nuclear cross-section for light ions on ${}^6\text{Li}$. — IEEE Trans. Nucl. Sci., 1981, v. 28, N 2, p. 1344–1349.
2. Jones D.T.L., Bartle C.M. Neutron from 2 MeV deuteron bombardment of thick Li-7 targets. — Nucl. Instrum. and Methods, 1974, v. 118, N 2, p. 525–529.
3. Звенигородский А.Г., Агуреев В.А., Дунаев И.Б. и др. Аппаратно-программный комплекс для работы по оценке ядерно-физических констант. — Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1983, вып. 2 (51), с. 61–68.

4. Horsley A., Parker J.B., Parker K. e.a. Curve fitting and statistical techniques for use in the mechanized evaluation of neutron cross-section. — Nucl. Instrum. and Methods, 1968, v. 62, N 1, p. 29—42.
5. Завьялов Ю.С., Квасов Б.И., Мирошниченко В.Л. Методы сплайн-функций. М.: Наука, 1980.
6. Алберг Д. и др. Теория сплайнов и ее приложения. М.: Мир, 1972.
7. Friedland E., Venter I. Die Reaction ${}^7\text{Li}(d, \alpha){}^5\text{He}$ im Energiegebiet von 0.66 bis 2.0 MeV. — Z. Phys., 1971, Bd 243, N 2, S. 126—131.
8. Baggett L.M., Bame S.J. The disintegration of lithium by deuteron bombardment. — Phys. Rev., 1952, v. 85, N 3, p. 434—436.
9. Осетинский Г.М., Сикора В., Туке Я., Фришин В. Исследование ${}^7\text{Li}(d, n){}^8\text{Be}$ -реакции: Препринт Р-15-5143. Дубна, 1970.
10. Robaye G., Delbrouck-Habary J.H., Garnir H.P. e.a. Distributions angulaires de la reaction ${}^7\text{Li}(d, \alpha){}^5\text{He}$ dans une gamme d'energie variant de 600 a 1250 keV. — Bull. Soc. Roy. Sci. Liege, 1973, v. 42, N 11—12, p. 598—607.
11. McNally J.R. Report ORNL-TM-3783, 1972, part 7.
12. Bahcall J.N., Sears R.L. Solar neutrinos. — Annual Rev. astron. astrophys., 1972, v. 10, p. 25—44.
13. McClenahan C.R., Segel R.E. Cross-sections for the ${}^7\text{Li}(d, p){}^8\text{Li}$, ${}^6\text{Li}({}^3\text{He}, n){}^8\text{B}$, ${}^6\text{Li}(d, \alpha){}^4\text{He}$, ${}^6\text{Li}(d, p){}^7\text{Li}$, and ${}^6\text{Li}(d, n){}^7\text{Be}$ reactions. — Phys. Rev., 1975, v. C11, N 2, p. 370—382.
14. Sehillig A.E., Mangelson N.F., Nielsen V.C. e.a. An accurate measurement of the ${}^7\text{Li}(d, p){}^8\text{Li}$. — Nucl. Phys., 1976, v. A263, N 3, p. 389—396.
15. Elwyn A.J., Holland R.E., Davids C.N., Ray W. $\text{Li-7}(d, p)\text{Li-8}$ -reaction cross-section near 0.78 MeV. — Phys. Rev., 1982, v. C25, N 5, p. 2168—2173.
16. Filippone B.W., Elwyn A.J., Ray W., Koetke D.D. Absolute cross-section for $\text{Li-7}(d, p)\text{Li-8}$ and solar neutrino capture rates. — Ibid., 1982, v. C-25, N 5, p. 2174—2179
17. Абрамович С.Н., Гуджовский Б.Я., Звенигородский А.Г. и др. Исследование высоковозбужденных состояний ${}^9\text{Be}$ и ${}^{10}\text{B}$ в реакциях ${}^7\text{Li}(t, p){}^8\text{Li}$, ${}^6\text{Li}(t, p){}^8\text{Li}$, ${}^7\text{Li}(t, p){}^9\text{Li}$. — Изв. АН СССР. Сер. физ., 1973, т. 37, № 9, с. 1967—1970.
18. Kavanagh R.N. Proton capture in ${}^7\text{Be}$. — Nucl. Phys., 1960, v. 15, N 3, p. 411—420.

Статья поступила в редакцию 29 июня 1984 г.

УДК 621.039

ПРЕДЛОЖЕНИЯ ПО МОДИФИКАЦИИ ФОРМАТА ENDF ДЛЯ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ ДАННЫХ О СТРУКТУРЕ СЕЧЕНИЙ В ОБЛАСТИ НЕРАЗРЕШЕННЫХ РЕЗОНАНСОВ/ М.Н. Николаев, В.В. Сеница, В.Н. Кошечев. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1986, вып.1, с. 3-9.

Рассмотрены некоторые вопросы представления оцененных нейтронных данных с помощью формата ENDF. Отмечены недостатки существующей версии формата представления данных в области неразрешенных резонансов. Даны предложения по его модификации (список лит. - 13 назв.).

УДК 539.126.5.04:539.163

ИЗОМЕРНОЕ ОТНОШЕНИЕ ^{151}Eu ДЛЯ ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ И НЕЙТРОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ 2, 55 и 144 кэВ/В.А. Шеницкий, Е.А. Примай, Н.Л. Гнидак. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1986, вып.1, с. 9-12.

Проведены измерения изомерного отношения ^{151}Eu для тепловых нейтронов и квазимонохроматических нейтронов, выделенных с помощью скандиевого (2 кэВ) и кремниевых (55 и 144 кэВ) фильтров. Образец ^{151}Eu облучали в потоке нейтронов определенной энергии, а затем переносили на германий-литиевый гамма-спектрометр, с помощью которого наблюдали β -линии, соответствующие распаду ^{152}Eu из изомерного ($T_{1/2}=9,3$ ч) или из основного ($T_{1/2}=13,17$ лет) состояний. В результате получено изомерное отношение ^{151}Eu , которое в области энергий нейтронов от тепловых до 15 кэВ в пределах 3% постоянно, а в области 144 кэВ уменьшается на 10% (табл.1, список лит. - 11 назв.).

УДК 539.163

РЕЗОНАНСНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ^{235}U В ЭНЕРГЕТИЧЕСКОМ ИНТЕРВАЛЕ 1-100 эВ/ Г.Б. Мороговский. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1986, вып.1, с. 12-20.

Настоящая работа является составной частью работы по созданию полного файла оцененных ядерных данных ^{235}U , выполненной в Институте ядерной физики АН БССР. Получены расчетные значения резонансных параметров ^{235}U по формализмам Брейта - Вигнера и Адлера - Адлера. Проведено сравнение качества описания сечений в области разрешенных резонансов двумя системами параметров и показана равноправность их применения. Использование методики гладкого файла позволило заметно улучшить качество описания экспериментальных данных (рис.1, табл.2, список лит. - 14 назв.).

УДК 539.171

О РАССЕЯНИИ НЕЙТРОНОВ НА МАЛЫЕ УГЛЫ ЯДРАМИ ^{238}U /Г.В.Аникин, И.И.Котухов. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1986, вып.1, с.20-25.

Рассматривается современное состояние экспериментального исследования и анализа угловых распределений рассеянных нейтронов, которые были выполнены для оценки электрической поляризуемости нейтрона. Выдвигаются также предложения по дальнейшему направлению исследований (рис.3, список лит. - 28 назв.).

УДК 539.170:681.3.06

БИБЛИОТЕКА СЕРВИСНЫХ ПРОГРАММ ДЛЯ РАБОТЫ С ОЦЕНЕННЫМИ НЕЙТРОННЫМИ ДАННЫМИ В ФОРМАТАХ KEDAK И ENDF/V /А.И.Блохин, Н.Н.Булеева, М.В.Денискина и др. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1986, вып.1, с.26-27.

В работе даны перечень зарубежных библиотек оцененных ядерных данных, полученных Центром ядерных данных в рамках международного обмена, и перечень сервисных программ, адаптированных на ЭВМ ЕС-1033 и используемых в ЦЯД для работы с оцененными данными. Указано функциональное назначение каждой программы (список лит. - 6 назв.).

УДК 539.172

ФУНКЦИИ ВОЗБУЖДЕНИЯ РЕАКЦИЙ $^{235}\text{U}(n, xn)$ и $^{234}\text{U}(n, xn)$ НЕЙТРОНАМИ СПЕКТРА БЛАНКЕТА ЭЛЕКТРОЯДЕРНОЙ УСТАНОВКИ И НАКОПЛЕНИЕ ИЗОТОПОВ УРАНА/А.Г.Довбенко, В.М.Мурогов, Ю.Н.Шубин. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1986, вып.1, с.28-34.

Изучены реакции с множественным испусканием частиц, вызванные взаимодействием нейтронов спектра бланкета электроядерной установки с энергиями 1-50 МэВ с ядрами ^{235}U и ^{234}U . На основе статистической теории ядерных реакций рассчитаны функции возбуждения, спектры нуклонов, α -частиц и γ -квантов, а также заселенности ядер на каждом этапе распада. Определены выходы различных изотопов урана, в частности ^{232}U , для спектров, соответствующих двум мишеням электроядерных установок (рис.2, табл.4, список лит. - 11 назв.).

УДК 539.170

ОЦЕНКА МОМЕНТОВ ПОЛНЫХ НЕЙТРОННЫХ СЕЧЕНИЙ ПО ИЗМЕРЕННЫМ ПРОПУСКАНИЯМ/М.З. Тараско, В.В. Филиппов. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1986, вып. I, с. 34-38.

Предлагается нетрадиционный способ оценки моментов полных нейтронных сечений в виде линейной функции измеренных значений кривой пропускания. Приведены результаты оценки для трех типичных тестовых распределений (табл. 2, список лит. - 5 назв.).

УДК 539.172.4

ИЗМЕРЕНИЕ СЕЧЕНИЙ РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА НЕЙТРОНОВ ДЛЯ ИЗОТОПОВ ВОЛЬФРАМА В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ 5-400 кэВ/М.В. Боховко, Л.Е. Казаков, В.Н. Кононов и др. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1986, вып. I, с. 39-47.

Представлены результаты измерения сечения радиационного захвата нейтронов изотопов ^{180}W , ^{182}W , ^{183}W , ^{184}W , ^{186}W и их природной смеси в области энергий 5-400 кэВ. Измерения выполнены на спектрометре нейтронов по времени пролета на импульсном ускорителе Ван-де-Граафа ЭГ-I (ФЭИ). Нормировку сечений проводили по результатам измерений в насыщенных резонансах ^{197}Au , ^{109}Ag , ^{182}W , ^{145}Nd , используя методику амплитудного взвешивания и сечение реакции $^6\text{Li}(n,\alpha)^3\text{H}$ для мониторинга нейтронного потока. Точность полученных результатов составила 5-7% в большей части исследуемого диапазона энергий (рис. 5, табл. 3, список лит. - 17 назв.).

УДК 539.172.13

СИСТЕМАТИКА ВЫХОДОВ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ ДЛЯ ТОЛСТОЙ МИШЕНИ ПРИ ЭНЕРГИИ α -ЧАСТИЦ 44 МэВ/П.П. Дмитриев. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1986 вып. I, с. 48-52.

Приведены данные о выходах ядерных реакций различного типа при облучении толстых мишеней из химических элементов α -частицами с энергией 44 МэВ. Значение выхода реакции определяется числом актов реакции на 1000 падающих частиц. В таблице представлено 206 значений выхода реакций различных типов. Выходы систематизированы по типам реакций. Выходы получены на основе опубликованных автором экспериментальных выходов радиоактивных нуклидов при облучении толстых мишеней α -частицами с энергией 44 МэВ. Кратко обсуждается использование приведенных данных для оценки выхода радионуклидов (табл. I, список лит. - 4 назв.).

УДК 621.039.519

О ЗАДАЧЕ ПОДБОРА ГРУППОВЫХ ГОМОГЕНИЗИРОВАННЫХ КОНСТАНТ/Б.Д.Абрамов. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1986, вып.1, с. 52-62.

Рассмотрена задача о построении алгоритмов подбора групповых гомогенизированных констант, обеспечивающих для заданного группового разбиения сохранение определенной совокупности функционалов типа K_{eff} , чисел процессов, потоков и токов при переходе от исходной задачи к многогрупповой с любой наперед заданной точностью, лимитируемой, разумеется, неопределенностями ядерных данных. Эти алгоритмы могут найти применение, например, в качестве алгоритмов свертки групп и гомогенизации (список лит. - 4 назв.).

УДК 621.039.51

ИЗУЧЕНИЕ ПОГЛОЩЕНИЯ НЕЙТРОНОВ ПРОДУКТАМИ ДЕЛЕНИЯ В КРИТИЧЕСКОЙ СБОРКЕ/С.М.Бедняков, В.А.Дулин, Г.Н.Мантуров, В.К.Можаяев. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1986, вып.1, с. 62-68.

В критической сборке ВЭС-4Б (простой модели энергетического реактора БН-600) проведено изучение поглощения нейтронов ядрами продуктов деления ^{95}Mo , ^{97}Mo , ^{98}Mo , ^{100}Mo , ^{104}Ru , ^{102}Ru , ^{105}Pd , ^{108}Pd , ^{109}Ag , ^{155}Eu . Относительно средних сечений деления и коэффициентов реактивности ^{235}U измерены и рассчитаны средние сечения захвата и коэффициенты реактивности продуктов деления. Показано, что для ^{95}Mo , ^{97}Mo , ^{100}Mo , ^{104}Ru и ^{108}Pd расхождение между экспериментальными и расчетными данными превышает 20% и является следствием неточности ядерных данных. Для уменьшения погрешности метода возмущения критичности предложено нормировать коэффициенты реактивности продуктов деления на коэффициенты реактивности ^{10}B (рис.3, табл.4, список лит. - 11 назв.).

УДК 539.17:621.039.519.4

ПРОВЕРКА ТОЧНОСТИ ГРУППОВЫХ КОНСТАНТ МОЛИБДЕНА В ЭКСПЕРИМЕНТАХ НА БЫСТРЫХ КРИТИЧЕСКИХ СБОРКАХ/В.И.Голубев, В.А.Дулин, В.Г.Козловцев и др. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1986, вып.1, с.68-74.

На критических сборках КБР-9, КБР-10 (ФЭИ, СССР) и SEG-IV (ЦНИИ, ГДР) измерены центральные коэффициенты реактивности молибдена в целях проверки точности его групповых констант. В измеренные функционалы введены поправки на гетерогенный эффект и билинейное усреднение сечений. Сравнение с расчетом показало, что использование групповых констант библиотеки БНАБ-78 приводит к достаточно хорошему согласию с экспериментом. Для коэффициентов реактивности молибдена, нормированных на реактивность ^{235}U , расхождение лежит в пределах 2%, в случае нормировки на ^{10}B это расхождение несколько больше - примерно 5% (рис.3, табл.3, список лит. - 9 назв.).

УДК 539.172.15

ОЦЕНКА ПОЛНЫХ СЕЧЕНИЙ ОБРАЗОВАНИЯ НЕЙТРОНОВ И ПРОТОНОВ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ДЕЙТРОНОВ С ЯДРАМИ /Л.А.Т.Звенигородский, Б.Я.Гузовский, С.Н.Абрамович, В.А.Жеребцов, О.А.Пелипенко. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1986. вып.1, с.75-80.

По имеющимся экспериментальным данным получены аппроксимационные кривые на основе кубических сплайнов. Кратко описана методика оценки с использованием сплайн-функций с учетом систематических и случайных погрешностей. Предложен способ представления найденной кривой оценки в виде таблицы коэффициентов кубических сплайнов, удобной для интерполяционных расчетов (рис.2, табл.2, список лит. - 18 назв.).

1 р. 50 к.

Индекс 3645

Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы, 1986, вып. I, с. I-80