

# ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

---

СЕРИЯ:

Ядерные константы

ВЫПУСК

2

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. Толстикова,  
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, С.И. Ишманов, В.М. Кулаков, Ю.В. Сергеенков, В.Е. Сторишко,  
Н.П. Чиждова**

### **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. Матвеев,  
М.Н. Николаев, Э.Е. Петров, Л.В. Точный, 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.2

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

**Журавлев Б.В.**

Угловые распределения нейтронов в реакциях  $(d, xn)$  и  $(\alpha, xn)$

**Биржков Н.С., Журавлев Б.В., Руденко А.П., Трыкова В.И.**

Спектры нейтронов из реакций, вызванных дейтронами с энергией 22,3 МэВ

**Довбенко А.Г., Лунев В.П.**

Сечения взаимодействия нейтронов с энергией 0,001-2,5 МэВ с четно-четными деформированными ядрами в методе сильной связи каналов

**Манкович В.П.**

О внедрении Международной системы единиц физических величин в области радиационной защиты

**Николаев М.Н., Долгов Е.В., Кошечев В.Н., Кривцов А.С., Кулагин Н.Т., Савоськин М.М., Сивница В.В., Цибуля А.М.**

Новое в константном обеспечении групповых расчетов нейтронных полей в защите

**Даниэль А.В., Душин В.Н.**

Комплекс программы подготовки I75-групповой системы нейтронных сечений с подгрупповым описанием области резонансов

**Дубинин А.А., Колесов В.Е., Кривцов А.С., Сахаров В.К., Строганов А.А., Шикин А.В.**

Библиотека групповых констант для расчета источников фотонов в ядерно-технических установках

**Возяков В.В., Манохин В.Н., Труханов Г.Я.**

Состояние ядерных данных в проблеме переноса нейтронов в атмосфере Земли и в средах из основных породообразующих элементов

1986 г.

Начальник ОНТИ

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

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

Волощенко А.М., Гермогенова Т.А., Исаенко Т.Г., Кац Э.Х., Духовицкая Э.С., Николаев М.Н., Олейник-Овод Г.М., Савоськин М.М., Строганов А.А., Фейгельсон Н.Б.

ОКС-3.5 - пакет программ константного обеспечения

Колесов В.Е., Соловьев Н.А., Цуркова Е.В.

Разработка константного обеспечения для негрупповых расчетов защиты методом Монте-Карло

Кулагин Н.Т., Маркелов И.П., Колесов В.Е., Кривцов А.С., Блохин А.И.

Тестировка оцененных нейтронных данных для хрома и никеля на основе макроэкспериментов

Демин В.П., Липовый Н.М., Носов А.А., Римский-Корсаков А.А., Хасанова М.В.

Определение эффективных сечений реакций  $(n, n')$  и  $(n, 2n)$  на ниобии

Коробейников В.В., Кулагин Н.Т., Николаев М.Н., Пивоваров В.А., Савоськин М.М., Цибуля А.М.

Влияние моделей замедления, резонансной самоэкранировки сечений и анизотропии упругого рассеяния на результаты многогруппового расчета защиты быстрого реактора

Балашов Ю.И., Болятко В.В., Волощенко А.М., Илюшкин А.И., Машкович В.П., Савицкий В.И.

Физика формирования и статистическая корректировка функционалов поля излучения в реакторе и защите

Балашов Ю.И., Болятко В.В., Елисеев И.А., Илюшкин А.И., Илютин Е.И., Савина В.В., Савицкий В.И.

Физические закономерности переноса нейтронов во внутрикорпусной защите быстрых реакторов

Болятко В.В., Машкович В.П., Строганов А.А.

Погрешности расчетов защиты реактора на быстрых нейтронах

Гудков А.Н., Живун В.М., Коваленко В.В., Колдобский А.Б., Кривашев С.В.

Экспериментальное определение выходов групп запаздывающих нейтронов деления  $^{233}\text{U}$  и  $^{235}\text{U}$  тепловыми нейтронами

Воротынецов М.Ф., Ринейский А.А., Сатаев Е.А.

Метод учета неразрешенной резонансной структуры в уравнении замедления нейтронов

# ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

## Серия: ЯДЕРНЫЕ КОНСТАНТЫ

Научно-технический сборник

Выпуск 2

### НЕЙТРОННЫЕ КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ ЯДЕРНО-РЕАКТОРНЫЕ ДАННЫЕ

Москва

Издается с 1971 г.

1986

#### СОДЕРЖАНИЕ

##### НЕЙТРОННЫЕ КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ

- Журавлев Б.В.  
Угловые распределения нейтронов в реакциях  $(d, xn)$  и  $(\alpha, xn)$  \_\_\_\_\_ 3
- Бириков Н.С., Журавлев Б.В., Руденко А.П., Трыкова В.И.  
Спектры нейтронов из реакций, вызванных дейтронами с энергией 22,3 МэВ \_\_\_\_\_ 6
- Довбенко А.Г., Лунев В.П.  
Сечения взаимодействия нейтронов с энергией 0,001–2,5 МэВ с четно-четными деформированными ядрами в методе сильной связи каналов \_\_\_\_\_ II

##### ЯДЕРНО-РЕАКТОРНЫЕ ДАННЫЕ

- Машкович В.П.  
О внедрении Международной системы единиц физических величин в области радиационной защиты \_\_\_\_\_ 14
- Николаев М.Н., Долгов Е.В., Кошечев В.Н., Кривцов А.С., Кулагин Н.Т., Савоськин М.М., Сяницца В.В., Цибуля А.М.  
Новое в константном обеспечении групповых расчетов нейтронных полей в защите \_\_\_\_\_ 18
- Дангаль А.В., Душин В.Н.  
Комплекс программ подготовки I75-групповой системы нейтронных сечений с подгрупповым описанием области резонансов \_\_\_\_\_ 20
- Лубинин А.А., Колесов В.Е., Кривцов А.С., Сахаров В.К., Строганов А.А., Шикин А.В.  
Библиотека групповых констант для расчета источников фотонов в ядерно-технических установках \_\_\_\_\_ 22
- Возяков В.В., Манохин В.Н., Труханов Г.Я.  
Состояние ядерных данных в проблеме переноса нейтронов в атмосфере Земли и в оредах из основных порообразующих элементов \_\_\_\_\_ 25

Волощенко А.М., Гермогенова Т.А., Исаенко Т.Г., Кац Э.Х., Луковицкая Э.С., Николаев М.Н., Олейник-Овод Г.М., Савоськин М.М., Строганов А.А., Фейгельсон Н.Б.	
ОКС-3.5 - пакет программ константного обеспечения	28
Колесов В.Е., Соловьев Н.А., Цуркова Е.В.	
Разработка константного обеспечения для негрупповых расчетов защиты методом Монте-Карло	31
Кулагин Н.Т., Маркелов И.П., Колесов В.Е., Кривцов А.С., Блохин А.И.	
Тестировка оцененных нейтронных данных для хрома и никеля на основе макроэкспериментов	36
Демин В.П., Липовый Н.М., Носов А.А., Римский-Корсаков А.А., Хасанова М.В.	
Определение эффективных сечений реакций $(n, n')$ и $(n, 2n)$ на нисобии	39
Коробейников В.В., Кулагин Н.Т., Николаев М.Н., Пивоваров В.А., Савоськин М.М., Цибуля А.М.	
Влияние моделей замедления, резонансной самокранировки сечений и анизотропии упругого рассеяния на результаты многогруппового расчета защиты быстрого реактора	41
Балашов Д.И., Болятко В.В., Волощенко А.М., Илешкин А.И., Машкович В.П., Савицкий В.И.	
Физика формирования и статистическая корректировка функционалов поля излучения в реакторе и защите	44
Балашов Д.И., Болятко В.В., Едисеев И.А., Илешкин А.И., Ивочкин Е.И., Савина В.В., Савицкий В.И.	
Физические закономерности переноса нейтронов во внутрикорпусной защите быстрых реакторов	48
Болятко В.В., Машкович В.П., Строганов А.А.	
Погрешности расчетов защиты реактора на быстрых нейтронах	53
Гудков А.Н., Ливун В.М., Коваленко В.В., Колдобский А.Б., Кривашев С.В.	
Экспериментальное определение выходов групп запаздывающих нейтронов деления $^{233}\text{U}$ и $^{235}\text{U}$ тепловыми нейтронами	56
Ворстынцев М.Ф., Ринейский А.А., Сатаев Е.А.	
Метод учета неразрешенной резонансной структуры в уравнении замедления нейтронов	60
Библиографический индекс работ, помещенных в настоящем выпуске, в Международной системе СИГДА	70

---

Первые 14 статей раздела "Ядерно-реакторные данные" - материалы IУ Всесоюзной научной конференции по защите от ионизирующих излучений ядерно-технических установок, состоявшейся 9-12 сентября 1980 г. в г.Томске.

---

## НЕЙТРОННЫЕ КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ

УДК 539.172.4

УГЛОВЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ НЕЙТРОНОВ В РЕАКЦИЯХ  $(d, xn)$  И  $(\alpha, xn)$

Б.В.Журавлев

THE ANGULAR DISTRIBUTIONS OF NEUTRON IN REACTIONS  $(d, xn)$  AND  $(\alpha, xn)$ . The angular distributions of neutrons from reactions  $(d, xn)$  at  $E_d = 22$  MeV and  $(\alpha, xn)$  at  $E_\alpha = 27$  MeV from targets ranging in mass from 27 to 181 are analysed in framework of phenomenology approach. It is shown that the shapes of continuum angular distributions can be described in terms of Legendre polynomials with the coefficients being a simple function of the emitted particles energy.

Настоящая статья является продолжением работы [1] по анализу угловых распределений нейтронов, испускаемых в континуумную часть спектра, в рамках феноменологического подхода, предложенного в работе [2]. В основе подхода лежит эмпирически установленный факт, что в первом приближении угловые распределения не чувствительны к массе и энергии падающих частиц, к массе ядра-мишени, но сильно коррелируют с изменением энергии испускаемых частиц и доли неравновесной эмиссии. Параметризовав экспериментальные данные по приведенным коэффициентам Лежандра для большого числа ядерных реакций, авторы работы [2] получили простые выражения для расчета угловых распределений частиц. В работе [1] применимость этого подхода проверена по экспериментальным данным об угловых распределениях нейтронов в следующих реакциях:  $(n, xn)$  при  $E_n$ , равной 9 и 14 МэВ;  $(p, xn)$  при  $E_p$ , равной 11 и 22 МэВ;  $(\alpha, xn)$  при  $E_\alpha$ , равной 45 МэВ. В настоящее время выполнены измерения дважды дифференциальных сечений эмиссии нейтронов в реакциях  $(d, xn)$  при  $E_d = 22$  МэВ и  $(\alpha, xn)$  при  $E_\alpha = 27$  МэВ [3, 4], а их анализ в рамках феноменологического подхода представляется необходимым для использования новых реакций, энергий и масс падающих частиц, а также ядер-мишеней.

Эксперимент. Спектры нейтронов реакций, вызванных  $\alpha$ -частицами с энергией 26,8 МэВ на ядрах  $^{27}\text{Al}$ ,  $^{53}\text{Cr}$ ,  $^{56}\text{Fe}$ ,  $^{58}\text{Ni}$ ,  $^{60}\text{Ni}$ ,  $^{62}\text{Ni}$ ,  $^{90}\text{Zr}$ ,  $^{91}\text{Zr}$ ,  $^{94}\text{Zr}$ ,  $^{113}\text{Cd}$ ,  $^{115}\text{In}$ ,  $^{122}\text{Sn}$ ,  $^{181}\text{Ta}$  и дейтронами с энергией 22,3 МэВ на ядрах  $^{27}\text{Al}$ ,  $^{53}\text{Cr}$ ,  $^{90}\text{Zr}$ ,  $^{94}\text{Zr}$ ,  $^{115}\text{In}$ ,  $^{122}\text{Sn}$ ,  $^{181}\text{Ta}$ , измеряли под углами  $30^\circ$ ,  $60^\circ$ ,  $90^\circ$ ,  $120^\circ$ ,  $150^\circ$  методом времени пролета на 150-см циклотроне Физико-энергетического института [5]. В качестве мишеней использовали металлические фольги, толщина и изотопное обогащение которых указаны в работе [6]. Ток на мишени составлял в среднем 30 нА. Нейтроны регистрировались сцинтилляционным детектором на основе кристалла стильбена (диаметром 70 мм, высотой 50 мм) и фотоумножителя ФЭУ-30 со схемой  $(n-\gamma)$ -дискриминации по принципу раздельного интегрирования компонентов заряда. Эффективность детектора до 15 МэВ определяли измерением спектра мгновенных нейтронов деления  $^{252}\text{Cf}$  методом времени пролета; для более высоких энергий эффективность рассчитывали методом прямого моделирования взаимодействия нейтронов с веществом. Разрешающая способность спектрометра, определяемая по ширине  $\gamma$ -пика на полувысоте, составляла 1 нс/м при пролетной базе 2,5 м.

Характерные интегральные спектры и угловые распределения нейтронов представлены на рис. 1, 2. Гистограммой представлен спектр неравновесной эмиссии, определенный как асимметричный компонент углового распределения по 1-МэВ энергетическим интервалам и нормированный на высокоэнергетическую часть интегрального спектра. Вклад неравновесной эмиссии в реакции  $(d, xn)$  практически на порядок больше, чем в реакции  $(\alpha, xn)$ . Спектр равновесной эмиссии определялся как разность между интегральным спектром и спектром неравновесной эмиссии нейтронов.

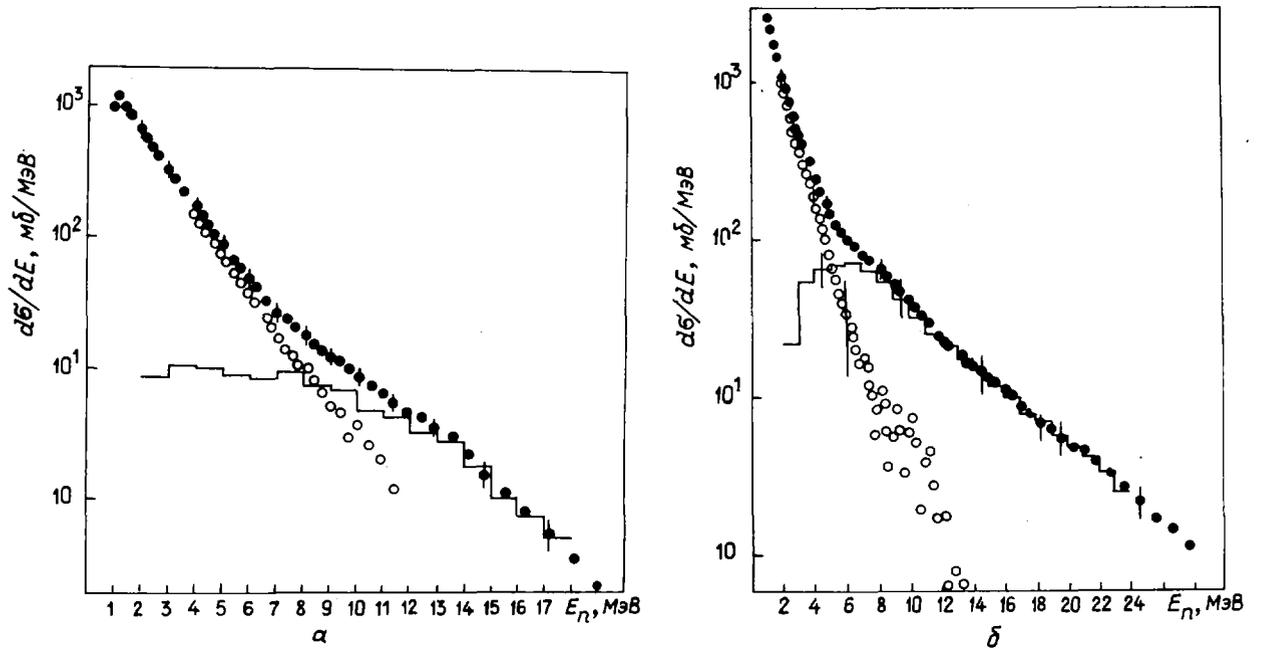


Рис. 1. Спектр нейтронов реакций  $^{113}\text{Ca}(\alpha, xn)$  (а) и  $^{181}\text{Ta}(d, xn)$  (б): ● - интегральный спектр; ○ - равновесная часть; — - неравновесная часть

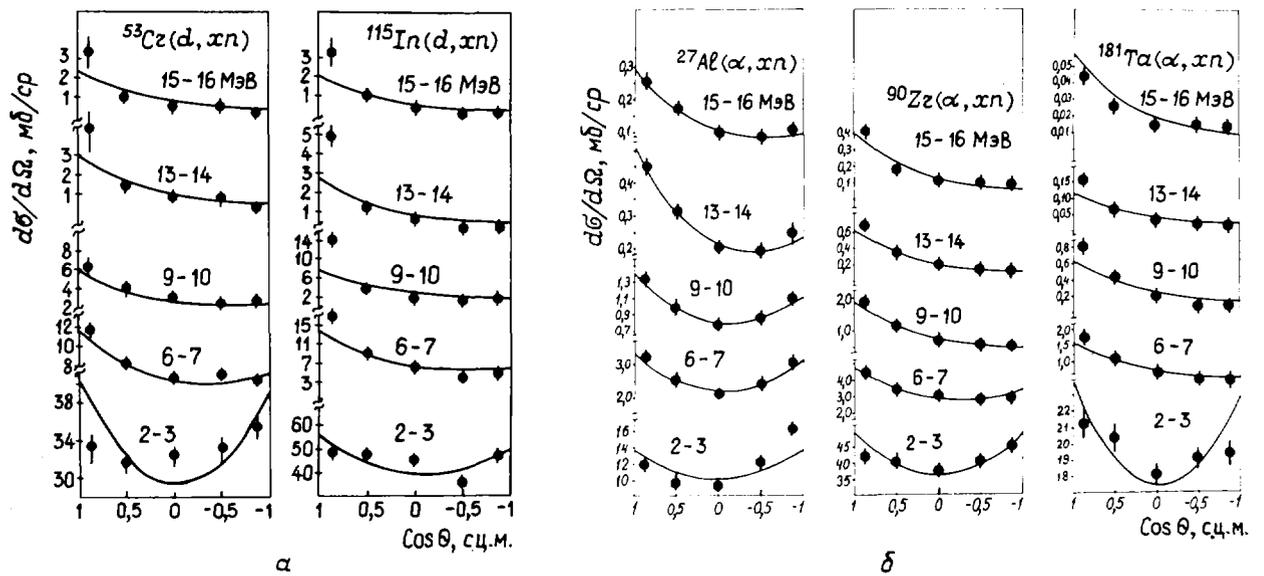


Рис. 2. Угловые распределения нейтронов реакций  $(d, xn)$  при  $E_\alpha = 26,8$  МэВ (а) и  $(\alpha, xn)$  при  $E_d = 22,3$  МэВ (б). Кривые - расчет, точки - данный эксперимент

Расчет угловых распределений. Согласно данным работы [2], дифференциальное сечение представляется в виде разложения по полиномам Лежандра отдельно для равновесного и неравновесного компонентов:

$$d\sigma(\Omega, E_n)/d\Omega = \sigma_{равн}(E_n)/4\pi \sum_{\substack{\ell=0 \\ \Delta\ell=2}}^{\ell_{max}} b_{\ell}(E_n) P_{\ell}(\cos\theta) + \left[ \sigma_{неравн}(E_n)/4\pi \sum_{\ell=0}^{\ell_{max}} b_{\ell}(E_n) P_{\ell}(\cos\theta) \right],$$

причем в равновесную часть дают вклад только четные члены разложения. Приведенные коэффициенты Лежандра определяются согласно выражению  $b_{\ell} = (2\ell + 1)/1 + \exp[A_{\ell}(E_{\ell} - E_n)]$ , где  $A_{\ell} = 0,036 + 0,0039\ell(\ell + 1) \text{ МэВ}^{-1}$ ;  $E_{\ell} = 92 - 90 \sqrt{\ell(\ell + 1)} \text{ МэВ}$ . Процедура определения интегральных сечений равновесной и неравновесной эмиссий нейтронов описана выше.

Типичные результаты проведенных измерений представлены на рис.2. Наблюдается хорошее согласие расчета с экспериментальными данными в реакциях, вызываемых  $\alpha$ -частицами. В работе [1] отмечалось, что при  $E_{\alpha} = 45 \text{ МэВ}$  эксперимент указывает на более сильную асимметрию в угловом распределении, чем расчет. Предполагалось, что возможной причиной различия расчета и эксперимента является некоторая зависимость значений приведенных полиномов Лежандра от массы налетающей частицы. Анализ же данных при  $E_{\alpha} = 27 \text{ МэВ}$  показывает, что расхождение эксперимента с расчетом при более высоких энергиях  $\alpha$ -частиц обусловлено скорее зависимостью полиномов Лежандра от энергии падающих частиц. В реакциях, вызванных дейтронами, наблюдается некоторая недооценка сечения эмиссии под малые углы. По-видимому, это связано с существенно большим по сравнению с другими реакциями вкладом неравновесной эмиссии и с особенностями этой эмиссии, обусловленной процессом прямого срыва при взаимодействии дейтрона с ядром.

Полученные в работе результаты подтверждают выводы, сделанные в работах [1, 2] о том, что угловые распределения частиц, испускаемых в континуумную часть спектра в ядерных реакциях с нейтронами, протонами, дейтронами,  $^3\text{He}$  и  $^4\text{He}$  во входном и выходном каналах, могут быть описаны в первом приближении разложением по полиномам Лежандра с приведенными коэффициентами, являющимися простой функцией энергий испускаемых частиц. Наблюдаемые отклонения при высоких энергиях ( $E_{\alpha} = 45 \text{ МэВ}$ ) и в реакции ( $d, xn$ ) указывают на необходимость более сложных математических форм аппроксимации угловых распределений, учитывающих как зависимость от начальной энергии частиц, так и особенности механизма ядерных реакций.

#### Список литературы

1. Журавлев Б.В., Корнилов Н.В. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1981, вып.5(44), с.16-21.
2. Kalbach C., Mann F.M. BNL-NCS-51245: Proc. of the Symp. on neutron cross-sections from 10 to 50 MeV. New York, 1980, v.II, p.689.
3. Бирюков Н.С., Журавлев Б.В., Руденко А.П. и др. Нейтронная физика: Материалы 6-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 2-6 октября 1983 г. М.: ЦНИИатоминформ, 1983, т.3, с. 283-285.
4. Бирюков Н.С., Журавлев Б.В., Руденко А.П. и др. Там же, с.290-293.
5. Бирюков Н.С., Журавлев Б.В., Руденко А.П. и др. Ядерная физика, 1980, т.31, с.561.
6. Бирюков Н.С., Журавлев Б.В., Руденко А.П. и др. Нейтронная физика: Материалы 5-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 15-19 сентября 1980 г. М.: ЦНИИатоминформ, 1980, ч. 2, с.30.

Статья поступила в редакцию 12 сентября 1986 г.

УДК 539.172.4

СПЕКТРЫ НЕЙТРОНОВ ИЗ РЕАКЦИЙ,  
ВЫЗВАННЫХ ДЕЙТРОНАМИ С ЭНЕРГИЕЙ 22,3 МэВ

Н.С. Бирюков, Б.В. Журавлев, А.П. Руденко,  
В.И. Трыкова

SPECTRA OF NEUTRONS FROM (d,xn)-REACTIONS AT THE DEUTERON ENERGY OF 22,3 MeV. Angular and energy distributions of neutrons from (d,xn)-reaction on nuclei  $^{27}\text{Al}$ ,  $^{53}\text{Cr}$ ,  $^{90}\text{Zr}$ ,  $^{94}\text{Zr}$ ,  $^{115}\text{In}$ ,  $^{122}\text{Sn}$ ,  $^{181}\text{Ta}$  at the deuteron energy of 22,3 MeV are measured. The measurements were made by time-of-flight spectrometer at the 150 cm cyclotron of PBI for laboratory angles at  $30^\circ$  to  $150^\circ$ . The level density parameters are determined. The fractions of compound and noncompound cross-sections are estimated.

**Эксперимент.** Спектры нейтронов реакции (d, xn) на ядрах  $^{27}\text{Al}$ ,  $^{53}\text{Cr}$ ,  $^{90}\text{Zr}$ ,  $^{94}\text{Zr}$ ,  $^{115}\text{In}$ ,  $^{122}\text{Sn}$ ,  $^{181}\text{Ta}$  измеряли при энергии дейтронов 22,3 МэВ под углами  $30^\circ, 60^\circ, 90^\circ, 120^\circ, 150^\circ$  спектрометром нейтронов по времени пролета на 150-см циклотроне Физико-энергетического института [1,2]. В качестве мишеней использовали металлические фольги толщиной 2,79; 1,41; 2,43; 4,91; 4,00; 2,10; 19,86 мг/см<sup>2</sup> соответственно для  $^{27}\text{Al}$  (состав 99,9%),  $^{53}\text{Cr}$  (92,8%),  $^{90}\text{Zr}$  (96,8%),  $^{94}\text{Zr}$  (91,2%),  $^{115}\text{In}$  (99,9%),  $^{122}\text{Sn}$  (80,2%),  $^{181}\text{Ta}$  (99,9%). Фольги диаметром 30 мм наклеивали на тонкие алюминиевые кольца и пять таких мишеней монтировали в мишенной камере, корпус которой изготовлен из нержавеющей стали толщиной 0,4 мм. Смену мишеней во время эксперимента производили дистанционно. Прохождение пучка дейтронов контролировали измерением пучка на четырех секторных ламелях на входе в мишенную камеру, образующих вместе диафрагму с круглым отверстием диаметром 10 мм. Измерения проводили практически при 100%-ном прохождении тока через эту диафрагму. Ток на мишени составлял в среднем 30 нА. Для регистрации числа дейтронов, падающих на мишень, использовали цилиндр Фарадея длиной 400 мм и диаметром входного окна 40 мм.

Нейтроны регистрировались сцинтилляционным детектором на основе кристалла стибьбена (диаметром 70 мм, высотой 50 мм) и фотоумножителя ФЭУ-30, расположенным на расстоянии 252 см от мишени. Для уменьшения фона детектор помещали в защиту, которая состояла из бака со смесью гидрида лития с парафином и усеченной металлической пирамиды из железа и меди впереди бака. Для подавления фона от  $\gamma$ -квантов детектор окружали свинцом толщиной 12 см и использовали схему (п- $\gamma$ )-дискриминации по принципу раздельного интегрирования компонентов заряда с коэффициентом подавления  $\gamma$ -квантов около 130 при энергетическом пороге по нейтронам 400 кэВ. Абсолютную эффективность детектора нейтронов до 15 МэВ определяли путем измерения спектра мгновенных нейтронов деления  $^{252}\text{Cf}$  методом времени пролета с регистрацией осколков деления быстрой ионизационной камерой.

В качестве эталонного спектра нейтронов  $^{252}\text{Cf}$  использовали максвелловское распределение с температурой 1,42 МэВ. Выше 15 МэВ эффективность детектора рассчитывали методом прямого моделирования взаимодействия нейтронов с веществом сцинтиллятора.

Для определения временной отметки по детекторному каналу применили дискриминатор постоянной доли импульса, позволивший устранить неопределенность, связанную с амплитудным разбросом детекторных импульсов. Опорные импульсы формировались на основе высокочастотного напряжения на дуантах циклотрона. Устранение неопределенности во времени, связанной с плаванием сгустка ускоренных частиц относительно фазы ускоряющего высокочастотного напряжения, как и стабильность работы ускорителя в целом, достигалось использованием созданных для этой цели систем стабилизации напряжения на дуантах, стабилизации резонансной частоты и симметрирования напряжения на дуантах циклотрона [3]. Измеряемые временные интервалы регистрировались 4096-канальным анализатором ИР-4900 с шириной канала  $0,727 \pm 0,002$  нс. Интегральная нелинейность спектрометра составляла 0,8%, дифференциальная 0,9%; при пролетной базе 2,5 м его разрешающая способность была равна 1 нс/м. Стабильность работы спектрометра контролировали неоднократным измерением спектра спонтанного деления  $^{252}\text{Cf}$ .

Стабильность работы интегратора тока проверяли стабилизированным источником тока. Всю регистрирующую аппаратуру блокировали на "мертвое" время анализатора и на время отсутствия тока в мишени из-за низкочастотной модуляции пучка на циклотроне.

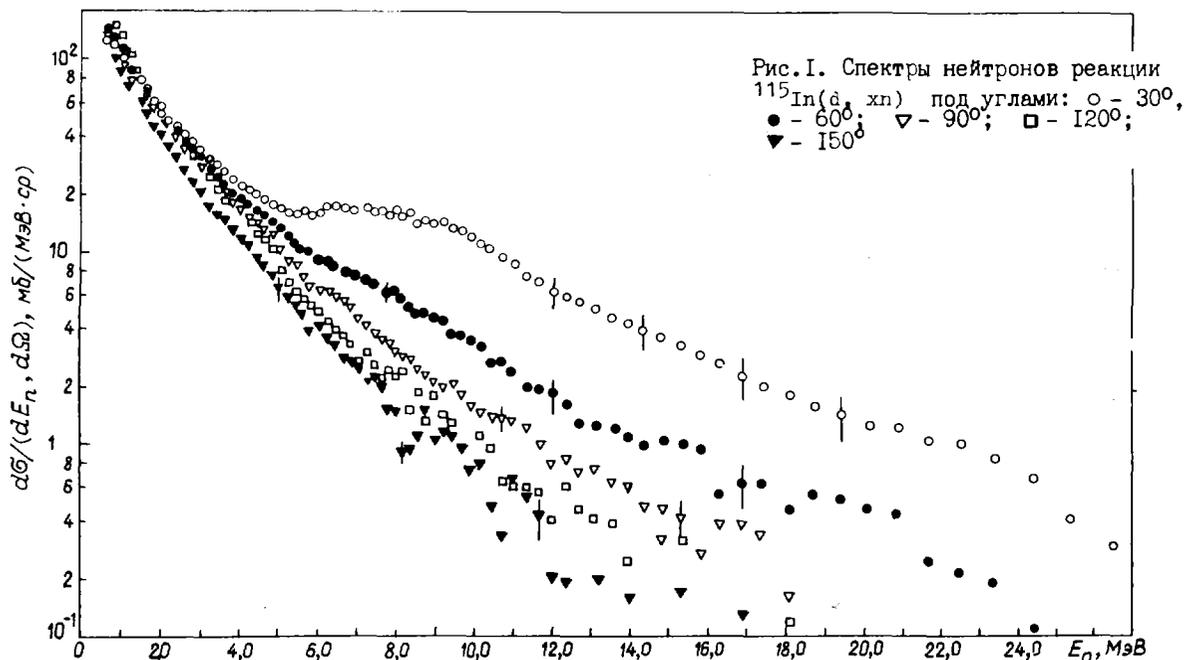
Процедура определения нейтронных спектров заключалась в измерениях с использованием мишени и без нее на одинаковый счет интегратора. Во избежание случайных ошибок измерения повторяли в среднем до пяти раз под каждым углом. Измеренные спектры суммировали и с учетом эффективности переводили в энергетическую шкалу. Ошибки в спектрах определяли с учетом следующих неопределенностей:

- статистической погрешности измерения - 2-20% в исследуемом интервале энергий;
- погрешности эффективности детектора нейтронов - 3-20% в исследуемом интервале энергий;
- погрешности в определении числа частиц, попавших на мишень, - 3%;
- погрешности определения толщины мишени - 2%;
- погрешности, связанной с определением времени пролета, - не более 2%;
- погрешности определения пролетного расстояния - 0,5%.

Результаты измерений. Типичные спектры эмиссии нейтронов (в системе центра масс) под пятью исследуемыми углами представлены на рис.1 на примере реакции  $^{115}\text{In}(\alpha, xn)$ . Для передних углов характерно наличие довольно интенсивной высокоэнергетической части, обусловленной неравновесной эмиссией нейтронов. С увеличением угла вклад неравновесной эмиссии резко уменьшается. Форма спектров под задними углами ( $120^\circ$ ,  $150^\circ$ ) практически идентична форме спектров под передними углами и без заметных отклонений от спектра равновесного распада [4]. Интегральные спектры для всех исследуемых ядер представлены на рис.2. С ростом массового числа наблюдается смягчение спектра эмиссии, обусловленное изменением формы спектра равновесного распада, и более четко проявляются различные компоненты механизма реакции.

На рис.3 представлены типичные угловые распределения нейтронов на примере реакции  $^{181}\text{Ta}(\alpha, xn)$  и аппроксимация их разложением по полиномам Лежандра. Наблюдаемые отклонения экспериментальных точек от описания под малыми углами указывают на необходимость использования более высоких гармоник в разложении ( $n \geq 3$ ), а следовательно, и большего числа экспериментальных точек в измеряемых угловых распределениях.

На рис.4 представлены интегральные спектры неравновесной эмиссии нейтронов, определенные как асимметричный компонент угловых распределений, а также спектры неравновесной эмиссии под углом  $30^\circ$ , определенные как разница измерений под углами  $30^\circ$  и  $150^\circ$  в предположении, что неравновесная эмиссия под углом  $150^\circ$  пренебрежимо мала. Для сравнения спектры под углом отнормированы на интегральные. Хорошее согласие формы спектров указывает на то, что спектр с изменением угла существенно не изменяется.



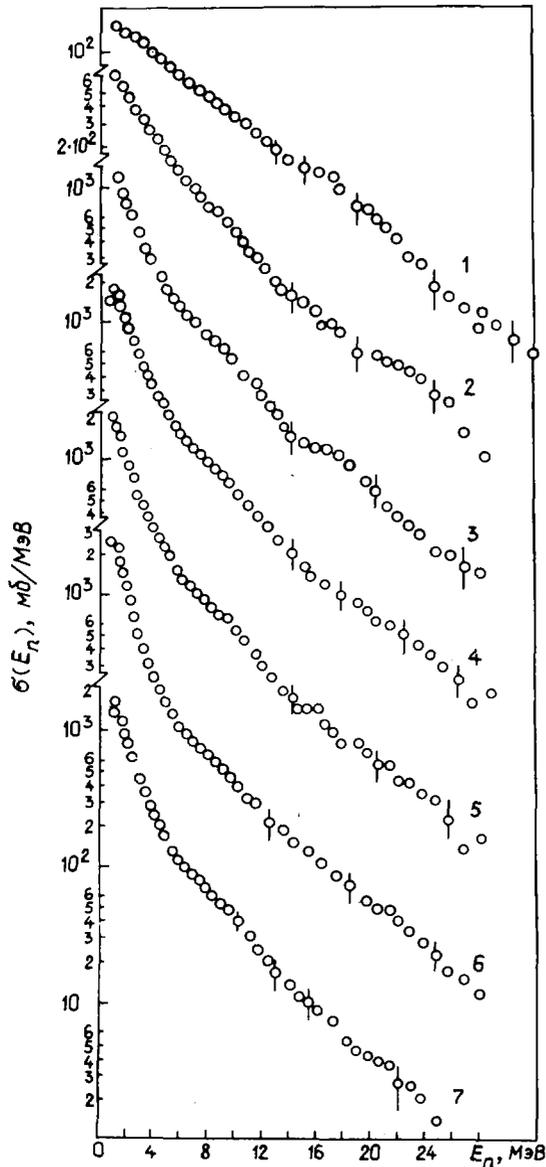


Рис. 2.

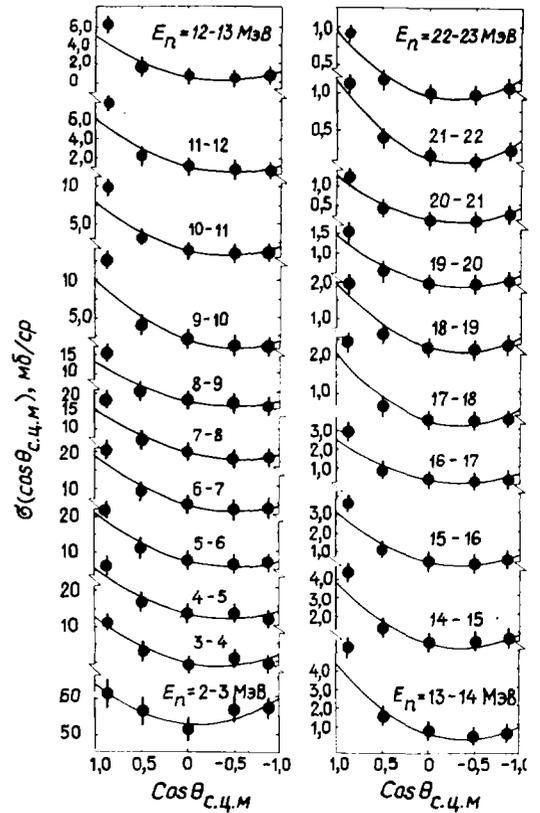


Рис. 3.

Рис. 2. Интегральные спектры нейтронов: 1 -  $^{27}\text{Al}$ ; 2 -  $^{53}\text{Cr}$ ; 3 -  $^{90}\text{Zr}$ ; 4 -  $^{94}\text{Zr}$ ; 5 -  $^{122}\text{Sn}$ ; 6 -  $^{181}\text{Ta}$ ; 7 -  $^{115}\text{In}$

Рис. 3. Угловые распределения нейтронов из реакции  $^{181}\text{Ta}(d, xn)$ : • - эксперимент; — - аппроксимация разложением по полиномам Лежандра

Спектры нейтронов реакции  $(d, xn)$  после вычитания асимметричного компонента анализировали в рамках статистической теории равновесного распада согласно выражению Лекутера [5]:

$$N(E_n)dE_n = \text{const } E_n^{5/11} \sigma_c(E_n) \exp\left(-\frac{12}{11} \frac{E_n}{T}\right) dE_n, \quad (1)$$

где  $E_n$  - энергия нейтронов;  $\sigma_c(E_n)$  - сечение обратной реакции;  $T$  - температура ядра после испарения первого нейтрона.

Значения параметра плотности ядерных уровней по модели ферми-газа рассчитывали следующим образом:

$$a = \left(\frac{1}{T} + \frac{5}{4\bar{U}}\right)^2 \bar{U}; \quad a' = \left(\frac{1}{T} + \frac{2}{\bar{U}}\right)^2 \bar{U}, \quad (2)$$

где  $\bar{U} = E_d - \bar{E}_n + Q - \Delta$  (значения  $\Delta$  взяты из работы [6]).

Результаты анализа, представленные на рис.5-7 и в таблице, показывают:  
 - спектры нейтронов в пределах ошибок описываются выражением (I);  
 - значения параметров плотности ядерных уровней находятся в согласии с систематиками работ [6, 7]. Для остаточных ядер  $^{91}\text{Nb}$  и  $^{116}\text{Sn}$  параметры плотности совпадают в пределах ошибок с данными, полученными из реакций  $(p, xn)$  [2] и  $(\alpha, xn)$  [3], при близких значениях энергий возбуждения.

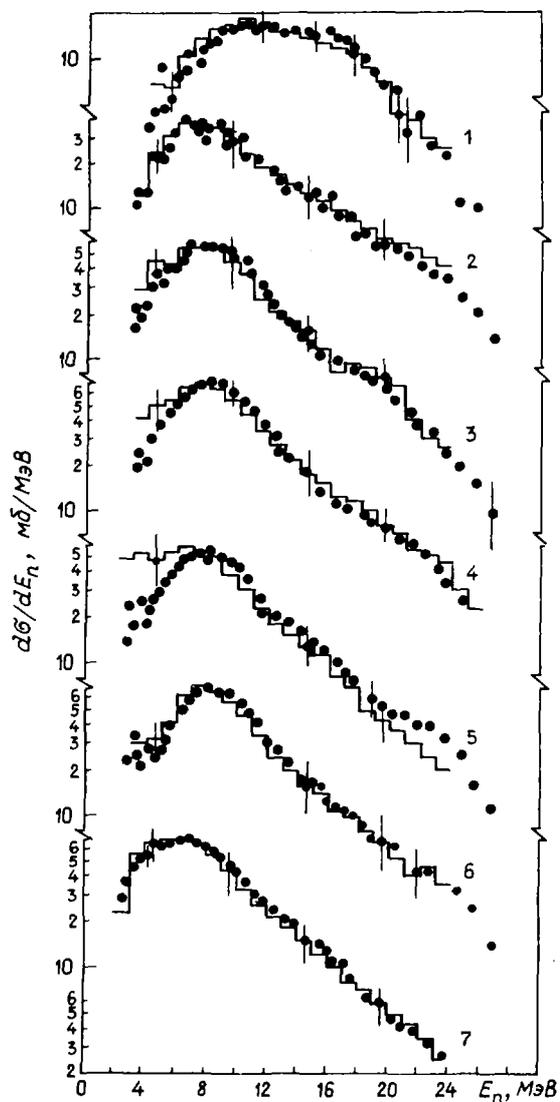


Рис.4. Спектры неравновесной эмиссии нейтронов: — интегральный; ● — под углом  $30^\circ$ . Данные для ядер: 1 -  $^{27}\text{Al}$ ; 2 -  $^{53}\text{Cr}$ ; 3 -  $^{90}\text{Zr}$ ; 4 -  $^{94}\text{Zr}$ ; 5 -  $^{115}\text{In}$ ; 6 -  $^{122}\text{Sn}$ ; 7 -  $^{181}\text{Ta}$ .

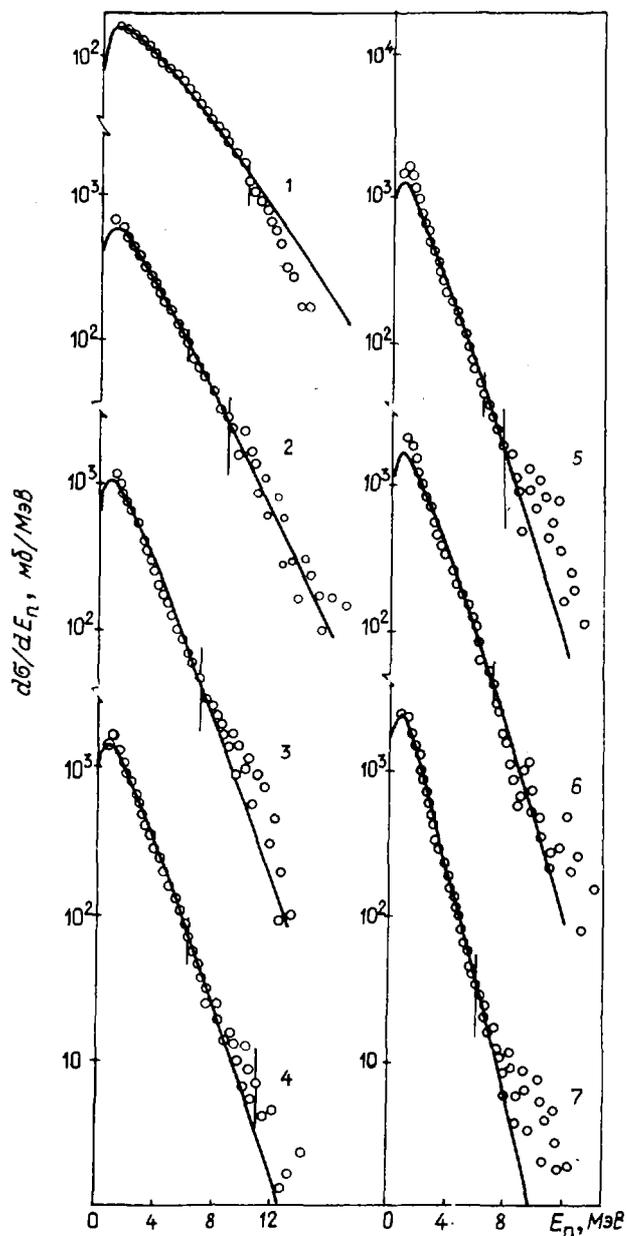


Рис.5. Спектры равновесной эмиссии нейтронов: ○ — эксперимент; — — расчет согласно выражению (I). Данные для ядер: 1 -  $^{27}\text{Al}$ ; 2 -  $^{53}\text{Cr}$ ; 3 -  $^{90}\text{Zr}$ ; 4 -  $^{94}\text{Zr}$ ; 5 -  $^{115}\text{In}$ ; 6 -  $^{122}\text{Sn}$ ; 7 -  $^{181}\text{Ta}$ .

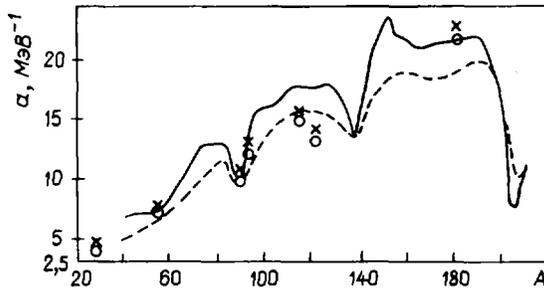


Рис.6. Параметры плотности ядерных уровней:  
 o -  $\alpha_{\text{эксп}}$ ; x -  $\alpha'_{\text{эксп}}$ . Данные работ:  
 ---- [6]; — [7]

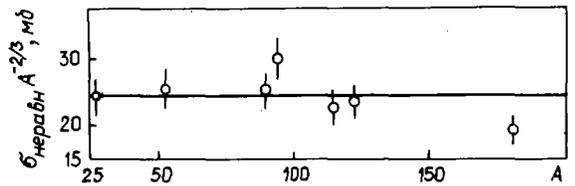


Рис.7. Сечение неравновесной эмиссии  
 в зависимости от массового числа

При определении представленных в таблице сечений спектры равновесной эмиссии экстраполировались в область энергий менее 1 МэВ в соответствии с выражением (1), а спектры неравновесной эмиссии согласно наблюдаемой энергетической зависимости при низких энергиях - к нулевому значению. Полученные данные о сечениях неравновесной эмиссии наилучшим образом согласуются с массовой зависимостью  $A^{2/3}$  ( $\sigma = 24,4 A^{2/3}$ ), указывая на поверхностный характер взаимодействия, свойственный прямым процессам срыва.

Параметры плотности ядерных уровней  
 и сечения равновесной и неравновесной эмиссии

Остаточное ядро	$T_1$ , МэВ	$\alpha$ , МэВ <sup>-1</sup>	$\alpha'$ , МэВ <sup>-1</sup>	$\sigma_{\text{равн}}$ , мб	$\sigma_{\text{неравн}}$ , мб
<sup>28</sup> Si	2,90 ± 0,05	3,90 ± 0,2	4,5 ± 0,2	768 ± 54	217 ± 23
<sup>54</sup> Mn	2,11 ± 0,03	7,0 ± 0,3	7,8 ± 0,3	2171 ± 152	362 ± 40
<sup>91</sup> Nb	1,61 ± 0,03	9,8 ± 0,3	10,9 ± 0,3	2992 ± 210	500 ± 55
<sup>95</sup> Nb	1,49 ± 0,02	12,6 ± 0,4	13,3 ± 0,4	4157 ± 290	626 ± 70
<sup>116</sup> Sn	1,40 ± 0,02	14,6 ± 0,4	15,7 ± 0,5	3100 ± 217	536 ± 60
<sup>123</sup> Sb	1,42 ± 0,02	13,1 ± 0,4	14,3 ± 0,4	4143 ± 290	578 ± 64
<sup>182</sup> W	1,12 ± 0,02	21,9 ± 0,6	23,3 ± 0,6	4803 ± 330	618 ± 70

Основные результаты работы сводятся к следующему:

1. Спектры нейтронов из реакции (d, xn) измерены при энергии дейтронов 22,3 МэВ для ядер <sup>27</sup>Al, <sup>53</sup>Cr, <sup>90</sup>Zr, <sup>94</sup>Zr, <sup>115</sup>In, <sup>122</sup>Sn, <sup>181</sup>Ta под углами 30°, 60°, 90°, 120° и 150° в диапазоне нейтронных энергий  $[0,8 \div (E_d + Q_{d,n})]$  МэВ.

2. По наблюдаемым в эксперименте угловым распределениям нейтронов определены спектры неравновесной эмиссии.

3. Из анализа равновесной части спектров определены параметры плотности ядерных уровней, значения которых согласуются с систематиками данных, основанными на большом совокупном материале по плотности ядерных уровней.

4. Определена массовая зависимость сечения неравновесной эмиссии, указывающая на прямой характер взаимодействия.

#### Список литературы

1. Бирюков Н.С., Журавлев В.В., Руденко А.П. и др. Ядерная физика, 1974, № 19, с.1190.
2. Бирюков Н.С., Журавлев В.В., Руденко А.П. и др. Там же, 1980, № 31, с.561.

3. Бирюков Н.С., Журавлев В.В. Препринт ФЭИ-1684. Обнинск, 1985.
4. Бирюков Н.С., Журавлев В.В., Руденко А.П. и др. Нейтронная физика: Материалы 6-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 2-6 октября 1983 г. М.: ЦНИИАтоминформ, 1984, т.3, с.263.
5. Le Couteur K.J., Lang D.W. Nucl. Phys., 1959, v.13, p.32.
6. Dilg W., Schantl W., Vonach H. Ibid., 1973, v.A217, p.269.
7. Facchini U., Saetta-Manichella E. Energia Nucl., 1968, v.15, p.54.

Статья поступила в редакцию 12 сентября 1985 г.

УДК 539.171.015:539.172.4

СЕЧЕНИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НЕЙТРОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ 0,001-2,5 МэВ  
С ЧЕТНО-ЧЕТНЫМИ ДЕФОРМИРОВАННЫМИ ЯДРАМИ В МЕТОДЕ СИЛЬНОЙ СВЯЗИ КАНАЛОВ

А. Г. Довбенко, В. П. Лунев

CROSS-SECTIONS OF NEUTRONS WITH ENERGY 0,001-2,5 MeV ON EVEN-EVEN DEFORMED NUCLEI IN STRONG CHANNEL COUPLING METHOD. Results of the generalized optical model calculations neutron cross-sections on even-even deformed nuclei of actinide region  $^{230}\text{Th}$ ,  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{234}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{242}\text{Pu}$ ,  $^{246}\text{Cm}$ ,  $^{252}\text{Cf}$  are presented. Comparison with other similar calculations is carried out and possible reasons of different cross-section dependence with energy are discussed. The reliability of the obtained results is confirmed by a good agreement found for  $^{238}\text{U}$  test calculations.

При анализе многочисленных нейтронных данных и проведении различного рода оценок в настоящее время успешно используется обобщенная оптическая модель. Широко распространено несколько программ, реализующих метод сильной связи каналов в различных модификациях. Важнейший этап внедрения этих программ в практику оценки нейтронных данных - проведение тестовых расчетов и сравнение возможностей таких программ. Результаты и рекомендации проведенного в рамках международного сотрудничества тестирования существующих программ модели сильной связи каналов опубликованы в работе [1]. Для тестового расчета выбран изотоп  $^{238}\text{U}$ ; параметры нейтронного оптического потенциала и их энергетическая зависимость взяты из работы [2]. В работе [1] отмечается хорошее совпадение результатов тестовых расчетов по программе ECIS-79 с аналогичными расчетами, проведенными по программе CSROT [3]. Это обстоятельство свидетельствует о надежности результатов, получаемых по программе CSROT.

В работе [2] подробно представлены рассчитанные методом сильной связи каналов сечения взаимодействия нейтронов в широком диапазоне энергий с четно-четными ядрами области актинидов. Результаты этой работы использовались в дальнейшем для проведения оценок нейтронных данных, однако ее данные для  $^{238}\text{U}$  в области энергий 0,001-2,5 МэВ не согласуются с тестовыми расчетами [1]. К сожалению, в работе [2] отсутствует информация о программе, использованной для расчетов по методу сильной связи каналов. Возможно также, что отличие результатов работы [2] от тестовых расчетов связано с использованными в ней приближениями. Отмеченное расхождение с тестовыми расчетами делает необходимым проведение аналогичных расчетов, но по протестированной программе.

Параметры оптического потенциала. Взаимодействия налетающего нейтрона с ядром-мишенью моделировались оптическим потенциалом вида  $V(r) = -V_R f_R(r) - i 4a_i W_S (-df_i/dr) - (\hbar/m_{\pi}c)^2 \times V_{sl} r [-d/dr f_s(r)] (\vec{l}, \vec{\sigma})$ , где  $f_x(r) = [1 + \exp(r - R_x/a_x)]^{-1}$ , а поверхность аксиально-деформированного ядра в системе координат, связанной с ядром, имеет вид  $R_x = r_x A^{1/3} [1 + \sum_{\lambda \geq 2} \beta_{\lambda} Y_{\lambda 0}(\theta)]$ . Параметры оптического потенциала для рассматриваемых ядер взяты из работы [2] (табл. I), их энергетическая зависимость представлена ниже:  $V = V_0 - 0,3E_n$  ( $a_0 = 0,63 \text{ фм}^*$ ,  $r_0 = 1,26 \text{ фм}$ );  $W_D = W_{D_0} + 0,4E_n$  ( $a_D = 0,52 \text{ фм}$ ,  $r_D = 1,26 \text{ фм}$ );  $V_S = 6,2 \text{ МэВ}$  ( $a_S = 0,47 \text{ фм}$ ,  $r_S = 1,12 \text{ фм}$ ). В расчетах учитывались основная ротационная полоса возбуждений  $0^+$ ,  $2^+$ ,  $4^+$ ,  $6^+$  и комплексный форм-фактор связи рассматриваемых каналов.

\* Фемтометр =  $10^{-15} \text{ м}$

Таблица I

Параметры оптического потенциала некоторых изотопов

Параметр	$^{230}\text{Th}$	$^{232}\text{Th}$	$^{234}\text{U}$	$^{238}\text{U}$	$^{242}\text{Pu}$	$^{246}\text{Cm}$	$^{252}\text{Cf}$
$V_0$ , МэВ	46,6	46,6	46,42	46,20	46,02	45,4	44,5
$W_{D_0}$ , МэВ	3,6	3,6	3,72	3,6	3,51	3,2	3,2
$\beta_2$	0,180	0,190	0,194	0,198	0,204	0,22	0,23
$\beta_4$	0,085	0,071	0,071	0,057	0,051	0,033	0,0

Обсуждение результатов расчетов. Параметры оптического потенциала и деформаций  $^{238}\text{U}$  [2] совпадали с рекомендацией работы [1], поэтому результаты расчетов рассматривали как тестовые. В табл. 2 приведены полные сечения, сечения упругого рассеяния на потенциале  $\mathcal{C}_{\text{sel}}$ , а также сечения прямого возбуждения  $\mathcal{C}^{\text{dir}}$  ротационных состояний  $2^+$ ,  $4^+$  и  $6^+$ , полученные по разным программам [1, 2]. Кроме того, приведены результаты аналогичных расчетов в адиабатическом приближении [4]. Для энергий налетающих нейтронов менее 0,5 МэВ учитывалась связь только состояний  $0^+ \rightarrow 2^+$ , для больших энергий - состояний  $0^+ \rightarrow 2^+ \rightarrow 4^+ \rightarrow 6^+$ .

Таблица 2

Тестовые расчеты сечений взаимодействия нейтронов с  $^{238}\text{U}$ 

$E_n$ , МэВ	Jupiter [1]	ECIS-79 [1]	CCROT $0^+ \rightarrow 2^+ \rightarrow 4^+$ [3]	Lagrange $0^+ \rightarrow 2^+ \rightarrow 4^+$ [2]	ADAPE [4]	ADAPE BARC [1]
	Полное сечение, мб					
0,001	22794	22809	22781	24914	-	-
0,01	14622	14605	14599	15701	15261	15899
0,1	11112	11117	11115	12198	12181	12511
0,5	8710	8905	8840	8281	8694	8708
1,0	7002	7251	7182	6751	7064	7028
2,5	7280	7390	7623	7647	7446	7441
	Сечение упругого рассеяния на потенциале, мб					
0,001	10811	10795	10798	11127	-	-
0,01	10464	10449	10451	10736	10328	10661
0,1	8763	8764	8767	8838	8645	8862
0,5	5393	5492	5208	5033	5297	5409
1,0	3649	3812	3563	3364	3630	3698
2,5	3552	3577	3722	3790	3662	3756
	Сечение прямого возбуждения состояния $2^+$ (0,044 МэВ), мб					
0,1	36,8	36,8	36,8	10,6	72,4	61,7
0,5	268,7	263,8	115,6	105,6	274,4	241,6
1,0	352,3	354,9	245,1	190,0	323,8	306,6
2,5	466,9	418,1	451,8	386,0	420,2	408,7
	Сечение прямого возбуждения состояния $4^+$ (0,148 МэВ), мб					
0,5	3,6	3,9	10,1	8,3	9,5	8,2
1,0	25,8	25,4	56,1	54,5	40,0	35,8
2,5	86,7	72,9	115,1	122,8	70,0	70,2
	Сечение прямого возбуждения состояния $6^+$ (0,308 МэВ), мб					
0,5	0,01	0,02	-	-	0,06	0,81
1,0	1,77	2,26	-	-	1,82	1,79
2,5	19,02	18,8	-	-	19,22	16,83

В работе [2] учитывались уровни  $0^+ \rightarrow 2^+ \rightarrow 4^+$  во всем диапазоне энергий, поэтому расчеты проведены по программе SSCROT [3] в таком же приближении. Из данных табл.2 видно, что полные сечения, рассчитанные по программе SSCROT, хорошо согласуются с тестовыми расчетами до 0,5 МэВ и на 3% превышают последние для более высоких энергий. В пределах 1% согласуются расчеты в адиабатическом приближении ADAPE [4] с аналогичными расчетами ADAPE BARG [1]. Данные работы [2] на 10% выше тестовых при энергиях менее 0,1 МэВ и на 5% ниже при более высоких энергиях, т.е. данные работы [2] демонстрируют более резкую энергетическую зависимость в рассматриваемом диапазоне энергий, чем тестовые расчеты [1]. Видно также, что адиабатическое приближение завышает полные сечения на 3% при низких энергиях и неплохо согласуется с точным методом при энергиях более 0,5 МэВ.

Сечения упругого рассеяния согласуются во всех расчетах гораздо лучше других сечений, но в работе [2] энергетическая зависимость более резкая.

Рассчитанные сечения прямых возбуждений коллективных состояний  $2^+$  и  $4^+$  ядра-мишени существенно зависят от использованного в расчетах базиса этих состояний. Исключение из расчетов состояния  $6^+$  приводит к уменьшению сечения прямого возбуждения уровня  $2^+$  и увеличению сечения состояния  $4^+$  по сравнению с тестовыми расчетами. Отметим, однако, что сечения прямого возбуждения состояния  $2^+$ , полученные в работе [2], в среднем на 30% ниже аналогичных расчетных сечений программы SSCROT, а сечения для состояния  $4^+$  согласуются между собой. Обобщенная оптическая модель позволяет получить еще и сечение образования составного ядра как разность между полным сечением и остальными рассчитанными сечениями:  $\sigma_c = \sigma_t - \sigma_{sel} - \sigma_{2^+}^{dir} - \sigma_{4^+}^{dir}$ . Величину и энергетический ход этого сечения важно знать, например, при решении задач оценки сечения деления. Отмеченные ранее недостатки будут проявляться при расчете сечения  $\sigma_c$  из работы [2] еще в большей степени, что делает необходимым повторить расчеты и для остальных ядер этой работы. Для сокращения машинных затрат расчеты проводили по программе ADAPE [4] с параметрами потенциала из табл.1. Результаты расчетов приведены в табл.3. Отмеченные ранее расхождения расчетов для  $^{238}\text{U}$  сохраняются и при расчетах остальных рассмотренных ядер примерно в тех же масштабах. Поскольку публикуемые результаты получены по оттестированной программе, в рамках использованного приближения они окажутся более достоверными.

Сечения реакции  $(n, n')$ , рассчитанные по программе ADAPE

Таблица 3

$E_n$ , МэВ	$^{230}\text{Th}$	$^{232}\text{Th}$	$^{234}\text{U}$	$^{242}\text{Pu}$	$^{246}\text{Cm}$	$^{252}\text{Cf}$
Полное сечение, мб						
0,001	23537	23895	24648	24429	25633	28296
0,01	15284	15317	15511	15285	15869	17126
0,1	12306	12238	12224	12078	12320	13032
0,5	8476	8550	8580	8802	8957	9369
1,0	6718	6852	6929	7240	7433	7748
2,5	7320	7335	7384	7522	7626	7687
Сечение упругого рассеяния на потенциале, мб						
0,001	10783	10671	10672	10465	10879	11559
0,01	10433	10321	10305	10114	10485	11090
0,1	8728	8638	8591	8450	8682	9067
0,5	5262	5264	5233	5249	5361	5686
1,0	3530	3564	3578	3661	3828	4147
2,5	3670	3635	3655	3669	3744	3787
Сечение прямого возбуждения состояния $2^+$ , мб						
0,1	62,9	70,3	68,9	74,1	80,4	78,6
0,5	253,4	270,5	266,7	282,1	303,6	278,2
1,0	300,1	316,1	310,4	336,2	363,2	363,1
2,5	346,6	383,0	378,4	448,9	524,1	575,0

$E_n$ , МэВ	$^{230}\text{Th}$	$^{232}\text{Th}$	$^{234}\text{U}$	$^{242}\text{Pu}$	$^{246}\text{Cm}$	$^{252}\text{Cf}$
Сечение прямого возбуждения состояния $4^+$ , мб						
0,5	7,0	8,0	8,7	12,5	15,3	13,2
1,0	30,5	34,3	35,7	48,8	60,3	58,5
2,5	65,4	66,1	64,5	75,9	101,6	121,8
Сечение прямого возбуждения состояния $6^+$ , мб						
0,5	0,07	0,07	0,07	0,08	-	0,09
1,0	1,9	1,8	1,9	2,2	-	2,4
2,5	25,6	22,4	22,4	19,5	-	29,5

## Список литературы

1. Sartori E. Report on the International nuclear model code intercomparison coupled-channel model study: NEANDC-182 A. Vienna, 1984.
2. Lagrange Ch. Results of coupled-channels calculations for the neutrons cross-sections of a set of actinide nuclei. - Preprint NEANDC(E)228"L". France, 1982.
3. Игнатюк А.В., Лунев В.П., Шорин В.С. Расчеты сечений рассеяния нейтронов коллективными состояниями ядер методом связанных каналов. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1974, вып.13, с.59.
4. Лунев В.П., Довбенко А.Г. Программа расчетов сечений неупругого рассеяния нейтронов на деформированных ядрах методом связанных каналов в адиабатическом приближении ADAPE. - Препринт ФЭИ-1590. Обнинск, 1984.

Статья поступила в редакцию 16 августа 1985 г.

## ЯДЕРНО-РЕАКТОРНЫЕ ДАННЫЕ

Первые 14 статей данного раздела - материалы IУ Всесоюзной научной конференции по защите от ионизирующих излучений ядерно-технических установок, состоявшейся 9-12 сентября 1985 г. в г.Томске.

УДК 389.6.100

О ВНЕДРЕНИИ МЕЖДУНАРОДНОЙ СИСТЕМЫ ЕДИНИЦ ФИЗИЧЕСКИХ ВЕЛИЧИН  
В ОБЛАСТИ РАДИАЦИОННОЙ ЗАЩИТЫ

В.П.М а ш к о в и ч

EMBEDDING OF INTERNATIONAL SYSTEM OF UNITS IN RADIATION SHIELDING. Peculiarities of transition on SI units in radiation shielding problems are investigated on base of Methodical manual RD 50-484-84 about embedding and usage SI units in the field of radiation. Some recommendations about employment of units for main physical values are given.

**В** 1960 г. XI Генеральная конференция по мерам и весам в целях международной унификации единиц физических величин приняла единую Международную систему единиц (СИ). В нашей стране ГОСТ 9867-61 "Международная система единиц" с 1963 г. установил применение единиц СИ как предпочтительных. В 1981 г. на основе стандарта СЭВ [1] утвержден ГОСТ 8.417-81 "Единицы физических величин" [2], который с 1 января 1982 г. вводит Международную систему единиц физических величин в действие как обязательную.

Общий порядок внедрения и применения в СССР совокупности новых единиц физических величин определяют Методические указания [3], согласно которым министерства и ведомства СССР должны разработать и согласовать с Госстандартом программы мероприятий по внедрению ГОСТ 8.417-81. Программы должны предусматривать порядок и сроки перехода на новые единицы. При этом в первую очередь ставится задача перехода на новые единицы при выпуске новой продукции (прежде всего новых средств измерений), при издании публикаций всех видов.

Введением ГОСТ 8.417-81 изымаются из обращения все основные широко использовавшиеся ранее в области ионизирующих излучений и радиационной защиты внесистемные единицы активности и дозовых характеристик излучения. Среди них единица кюри для активности радионуклида в источнике, рад для поглощенной дозы и кермы, бэр для эквивалентной дозы, рентген для экспозиционной дозы фотонного излучения, миллиграмм-эквивалент радия для нестандартной величины  $\mu$ -эквивалента и производные от них единицы, такие, как  $\text{P}\cdot\text{см}^2/(\text{ч}\cdot\text{мКи})^*$  для  $\mu$ -постоянной.

Существует ограниченная группа единиц, которые не во всех случаях можно заменить единицами СИ. Поэтому наравне с единицами СИ ГОСТ 8.417-81 допускает к применению без ограничения срока некоторые внесистемные единицы. Среди них, например, следующие единицы: тонна и атомная единица массы для массы; минута, час, сутки и другие, получившие широкое распространение единицы для времени; градус, минута, секунда для плоского угла; литр для объема и вместимости. Для радиационной защиты особо положительную роль играет разрешение применять без ограничения срока внесистемную единицу энергии электронвольт (эВ) и ее десятичные кратные единицы, такие, как кэВ, МэВ, ГэВ.

Цель настоящей работы - рассмотрение особенностей и нововведений при переходе на единицы СИ в области радиационной защиты. Переход на единицы СИ связан, в частности, с выбором некоторых специфических, используемых при расчетах радиационных защит производных единиц таких величин, как  $\mu$ -постоянная радионуклида и радиевый  $\mu$ -эквивалент препарата. Это усложняет и без того непростой переход на единицы СИ.

Переход на единицы СИ в области ионизирующих излучений обусловил появление работ в отечественной и зарубежной литературе, касающихся выбора величин и единиц в области радиационной физики и защиты [4-12].

Конец дискуссии по выбору основных величин и единиц в области радиационной защиты определил выход в свет Методических указаний по внедрению и применению ГОСТ 8.417-81 в области ионизирующих излучений [13]. Этот документ, подготовленный Комиссией по измерению ионизирующих излучений Постоянной комиссии по обеспечению единства измерений Метрологического совета НТС Госстандарта СССР, проанализировал все имевшиеся предложения и сформулировал, исходя из основных нормативных документов [2, 3, 14], определения основных величин, их единиц, дал рекомендации по использованию внесистемных единиц, изымаемых в переходный период на единицы СИ. Основные положения Методических указаний [13] изложены также в работе [15].

Рассмотрим основные особенности перехода на единицы СИ в области ионизирующих излучений, в частности в области радиационной защиты:

1. В соответствии с Методическими указаниями [13] по внедрению и применению ГОСТ 8.417-81 в области ионизирующих излучений переход на единицы СИ должен быть завершен в период до 1 января 1990 г.

2. Переход к единице энергии джоуль, ее десятичным кратным или дольным единицам для характеристики энергии отдельной частицы  $E_0$  внес бы большие трудности и путаницу. Вместе с тем энергия излучения - исходная характеристика при расчетах переданной и поглощенной энергии и некоторых других характеристик. Поскольку единицы этих характеристик в СИ - производные от энергии, очевидно, здесь энергию целесообразно выражать в джоулях и производных от него единицах. Вот почему в Методических указаниях [13] проводится различие между энергией отдельной частицы  $E_0$ , для которой рекомендовано применять внесистемную единицу электронвольт и образованные от нее десятичные кратные единицы, и энергией излучения  $W$ , для которой рекомендуется джоуль и производные от него единицы.

3. В переходный период произойдет отказ от использования экспозиционной дозы и производных от нее величин. Укажем причины, обосновывающие целесообразность такого отказа:

---

\* Здесь и далее в некоторых случаях для краткости вместо наименования единиц приводятся их обозначения.

- экспозиционная доза - характеристика поля только фотонного излучения - используется обычно при энергиях фотонов не выше 3 МэВ;

- при энергии фотонов выше 1,25 МэВ единица экспозиционной дозы не воспроизводится;

- значения экспозиционной (в рентгенах) и поглощенной (в радах) доз отличаются во внесистемных единицах всего лишь в 1,14 раза, в то время как в единицах СИ различие становится весьма существенным;

- между новыми и старыми единицами экспозиционной дозы отсутствует простое целочисленное соотношение [ $1\text{Р} = 2,58 \cdot 10^{-4}$  Кл/кг (точно),  $1\text{Кл/кг} = 3,88 \cdot 10^3\text{Р}$  (приближенно)].

Именно по указанным причинам при утверждении единицы СИ экспозиционной дозы кулон на килограмм (Кл/кг) ей не было присвоено специального наименования, так как эта единица и величина, мерой которой она является, в ближайшие годы выйдут из употребления.

4. Важной характеристикой  $\beta$ -излучения радионуклидов по ионизационному эффекту в воздухе долгие годы служила нашедшая широкое применение в расчетах защиты от  $\beta$ -излучения радионуклидов и их смесей  $\beta$ -постоянная [16-19], которая по физическому смыслу характеризует мощность экспозиционной дозы (Р/ч), создаваемую  $\beta$ -излучением нефльтрованного точечного изотропного источника активностью 1 мКи на расстоянии 1 см от него.

Отказ от понятия экспозиционной дозы обусловил целесообразность замены  $\beta$ -постоянной на постоянную мощности воздушной кермы (керма-постоянную). Керма-постоянная  $\Gamma_\delta$  - отношение мощности воздушной кермы  $\dot{K}$  (создаваемой фотонами с энергией больше заданного порогового значения  $\delta$  от точечного изотропно излучающего источника данного радионуклида, находящегося в вакууме) на расстоянии  $r$  от источника, умноженной на квадрат этого расстояния, к активности радионуклида  $A$  источника:  $\Gamma_\delta = \dot{K}r^2/A$ . Предпочтительная единица керма-постоянной аГр·м<sup>2</sup>/(с·Бк).

Нетрудно показать, что числовое значение керма-постоянной в аГр·м<sup>2</sup>/(с·Бк) в 6,55 раза больше числового значения  $\beta$ -постоянной, выраженной в Р·см<sup>2</sup>/(ч·мКи).

5. Величиной, вызвавшей, пожалуй, наибольшую дискуссию, был радиевый  $\beta$ -эквивалент препарата [18, 19], введенный для сравнения ионизационного действия по мощности экспозиционной дозы фотонного излучения радионуклидов и стандартного источника радия в равновесии с основными дочерними продуктами распада.

Величину  $\beta$ -эквивалента и единицу ее - миллиграмм эквивалент радия (мг-экв. Ra) - ГОСТ не предусматривает. Естественно, что эту нестандартизованную, но практически нужную величину следовало заменить на соответствующую величину, не привязанную к радю и к экспозиционной дозе, изымаемой в переходный период.

Новая величина, как и керма-постоянная, определена по мощности воздушной кермы и названа керма-эквивалентом. Керма-эквивалент  $K_e$  - мощность воздушной кермы  $K$  фотонного излучения с энергией фотонов больше заданного порогового значения  $\delta$  точечного изотропно излучающего источника, находящегося в вакууме, на расстоянии  $r$  от источника, умноженная на квадрат этого расстояния:  $K_e = Kr^2$ . Единица керма-эквивалента - грэй на метр в квадрате в секунду (Гр·м<sup>2</sup>/с). Предпочтительная единица - аГр·м<sup>2</sup>/с.

Нетрудно показать, что числовое значение керма-эквивалента в нГр·м<sup>2</sup>/с в 2,04 раза больше числового значения радиевого  $\beta$ -эквивалента, выраженного в мг-экв. Ra.

Удобство использования воздушной кермы для керма-постоянной и керма-эквивалента обусловлено тем, что единица СИ кермы имеет простое целочисленное соотношение с внесистемной единицей (1 рад = 10<sup>-2</sup> Гр), керма применима для определения полей как фотонов, так и нейтронов в любом диапазоне доз и энергий излучения, не вводит неоднозначных параметров в расчеты, а воздушная керма для  $\beta$ -излучения радионуклидных источников с погрешностью до 1% совпадает с поглощенной дозой в воздухе при наличии электронного равновесия.

6. При переходе на единицы СИ следует разумно использовать предоставленную в пределах нормативных документов свободу выбора исходных, десятичных кратных и дольных единиц. При этом должна соблюдаться преемственность с имеющейся практикой в рамках, допускаемых нормативными документами.

Выбор предпочтительной единицы определяется областью использования данной величины. Укажем несколько примеров. Целесообразно для потока частиц при характеристике степени загрязнения поверхностей радионуклидами сохранить предпочтительную единицу мин<sup>-1</sup>, для флюенса частиц - см<sup>-2</sup>,

для плотности потока частиц  $\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ ; для энергетической плотности потока частиц  $\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{эВ}^{-1}$  (или  $\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{кэВ}^{-1}$ , либо  $\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{МэВ}^{-1}$ ), для угловой плотности потока частиц  $\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{ср}^{-1}$ , для линейного, массового и атомного коэффициентов ослабления  $\text{см}^{-1}$ ,  $\text{см}^2/\text{г}$  и  $\text{см}^2$  соответственно, для массовой толщины  $\text{г}/\text{см}^2$ . Допустимую концентрацию радионуклидов в воде удобно выражать в Бк/л, так как суточное потребление воды человеком измеряется обычно в литрах, а допустимую концентрацию радионуклидов в воздухе — в Бк/м<sup>3</sup>.

Творческое изучение нормативных документов [2, 3, 13] открывает в этом отношении большие возможности для специалистов. Важно повсеместно организовать тщательное изучение нового стандарта.

7. Переход на единицы СИ следует использовать также для "чистки" и уточнения терминологии в области радиационной безопасности и защиты, и прежде всего в области наименования величин и их единиц. Основными документами для этого являются новые ГОСТы [2, 14] и методические указания [3, 13].

Укажем в этой связи на некоторые положения этих документов, невыполнение которых ведет к частым ошибкам:

— в определениях величин не следует допускать упоминание единиц физических величин, так как физический смысл величин не должен зависеть от выбора единиц. Поэтому неправильно, например, определять плотность потока частиц  $\varphi$  для направленного излучения как число частиц, переносимых в единицу времени через единицу поверхности, расположенную нормально к направлению распространения излучения. Эту физическую величину следует определить как отношение числа частиц  $dN$ , переносимых за время  $dt$  через элементарную поверхность площадью  $dS$ , расположенную нормально к направлению распространения излучения, к площади элементарной площадки  $dS$  и к интервалу времени  $dt$ :  $\varphi = d^2N/(dSdt)$ ;

— к обозначениям и наименованиям единиц нельзя добавлять буквы или слова, указывающие на физическую величину или на объект, например "% весовых". Во всех случаях определяющие слова следует присоединять к наименованию величины, а единицу обозначать в соответствии со стандартом. В приведенном примере следует говорить не "% весовых", а "массовая доля %";

— прилагательное "удельный" можно применять только для величин, представляющих отношение величины к массе;

— термин "гамма-квант" следует исключить из употребления, заменив его на термин "фотон".

8. Переход на новые единицы следует использовать для совершенствования всех работ по стандартизации в области ионизирующих излучений.

9. В переходный период вместе со значениями величин в единицах СИ в скобках (в отдельных графах таблиц, на параллельных шкалах графиков, в сносках и примечаниях) следует помещать значения этих величин в подлежащих исключению из обращения с 1 января 1990 г. внесистемных единицах. Исключение составляет экспозиционная доза. Во время переходного периода (имея в виду отказ от этой величины после 1 января 1990 г.) для экспозиционной дозы рекомендуется использовать только изымаемые из обращения внесистемные единицы.

Изложенные выше взгляды значительно облегчают переход на новые единицы СИ. Если при этом еще учесть, что использование единицы беккерель для активности более естественно, чем использование искусственной единицы активности кюри, и что единицы грэй для поглощенной дозы и зиверт для эквивалентной дозы имеют простое целочисленное соотношение с внесистемными единицами рад и бэр ( $1 \text{ рад} = 10^{-2} \text{ Гр}$ ;  $1 \text{ бэр} = 10^{-2} \text{ Зв}$ ), а экспозиционная доза и ее единицы будут изъяты из обращения, то переход на единицы СИ в области ионизирующих излучений, в том числе и в области радиационной защиты, не будет представляться затруднительным.

В целом же переход на Международную систему единиц позволит провести унификацию и стандартизацию единиц физических величин, использовать универсальную систему для всех областей науки, техники и народного хозяйства с удобными основными и производными единицами, упростить запись уравнений и формул в различных областях науки и техники.

Все это будет способствовать успешному решению задач стандартизации, унификации, взаимозаменяемости, улучшению качества продукции, повышению производительности и эффективности труда в научных исследованиях и в народном хозяйстве, активному взаимодействию различных отраслей науки, техники, производства, научно-техническому прогрессу в метрологии, обеспечению лучшего

взаимодействия при дальнейшем развитии научно-технических и экономических связей между разными странами.

#### Список литературы

1. Стандарт СЭВ СТ СЭВ 1052-78 "Метрология. Единицы физических величин". М.: Изд-во стандартов, 1978.
2. ГСИ. Единицы физических величин. ГОСТ 8.417-81 (СТ СЭВ 1052-78). М.: Изд-во стандартов, 1981.
3. Методические указания. Внедрение и применение СТ СЭВ 1052-78 "Метрология. Единицы физических величин". РД 50-160-79. М.: Изд-во стандартов, 1979.
4. Брегадзе Д.И., Исаев Б.М., Масляев П.Ф. Измерительная техника, 1979, № 8, с.65.
5. Берлянд В.А., Брегадзе Д.И., Генералова В.В. и др. Там же, с.68.
6. Гусев Н.Г., Машкович В.П. Атомная энергия, 1980, т.49, вып.5, с.330.
7. Исаев Б.М., Центер Э.М. Измерительная техника, 1980, № 9, с.60.
8. Radiation quantities and units; ICRU. Rep.33. Issued 15 April 1980. Washington, USA.
9. Иванов В.И., Машкович В.П., Центер Э.М. Международная система единиц (СИ) в атомной науке и технике. М.: Энергоиздат, 1981.
10. Бочкарев В.В., Кейрим-Маркус И.Б., Маргулис У.Я. Атомная энергия, 1983, т.55, вып.1, с.53.
11. Брегадзе Д.И., Исаев Б.М., Масляев П.Ф. Измерительная техника, 1984, № 8, с.59.
12. Машкович В.П. Атомная энергия, 1985, т.58, вып.4, с.262.
13. Методические указания. Внедрение и применение ГОСТ 8.417-81 "ГСИ. Единицы физических величин" в области ионизирующих излучений. РД 50-454-84. М.: Изд-во стандартов, 1984.
14. ГОСТ 15.484-81. Излучения ионизирующие и их измерения. Термины и определения. М.: Изд-во стандартов, 1981.
15. Бочкарев В.В., Брегадзе Д.И., Вайнберг М.Ш. и др. Атомная энергия, 1984, т.57, вып.1, с.3.
16. Гусев Н.Г., Машкович В.П., Вербицкий Б.В. Радиоактивные изотопы как гамма-источники. М.: Атомиздат, 1964.
17. Гусев Н.Г., Дмитриев П.П. Квантовое излучение радиоактивных нуклидов. М.: Атомиздат, 1977.
18. Гусев Н.Г., Машкович В.П., Суворов А.П. Защита от ионизирующих излучений. Том I. Физические основы защиты от излучений. Изд. 2-е. М.: Атомиздат, 1980.
19. Машкович В.П. Защита от ионизирующих излучений. Изд. 3-е. М.: Энергоатомиздат, 1982.

Статья поступила в редакцию 13 декабря 1985 г.

УДК 539.17:621.039.51.134

#### НОВОЕ В КОНСТАНТНОМ ОБЕСПЕЧЕНИИ ГРУППОВЫХ РАСЧЕТОВ НЕЙТРОННЫХ ПОЛЕЙ В ЗАЩИТЕ

М.Н.Николаев, Е.В.Долгов, В.Н.Кощеев, А.С.Кривцов,  
Н.Т.Кулагин, М.М.Савоськин, В.В.Синица, А.М.Цибуля

A SOME IDEAS IN PREPARING OF CONSTANTS FOR GROUP CALCULATIONS OF NEUTRON FIELDS IN A SHIELDING. The present status of constant system developing for reactor and shielding calculations is given. The data bank is consist from library of evaluated neutron data (FOND), system of 26-group constants (BNAB-85) and multigroup neutron library. The servis functions for these libravies, a calculation of group constants (codes GRUCON NJOY), a preparing of constants (codes ARAMACO-S1, MULTIC) for calculations by codes ROZ-6, ANISN, DOT-III and other ones are organized.

Получила дальнейшее развитие система обеспечения константами расчетов атомных реакторов и защиты (система СОКРАТОР), составной частью которой является широко используемая система АРАМАКО. Развивающаяся система представляет пока ограниченные дополнительные возможности для расчета радиационной защиты по сравнению с системой АРАМАКО, однако в ближайшем будущем предусмотрено существенное расширение этих возможностей.

Новая система константного обеспечения создается на базе ЕС ЭВМ, и лишь необходимая часть переводится на ЭВМ БЭСМ-6. Сохранена традиционная для системы СОКРАТОР стратегия, характеризующаяся двумя основными положениями: оцененные нейтронные данные предварительно перерабатываются в системы групповых констант; на основе результатов расчетного анализа базовых макроскопических экспериментов производятся переоценка нейтронных данных и оценка точности расчетных предсказаний.

В соответствии с этой стратегией организованы базы данных системы СОКРАТОР. База данных верхнего уровня (БДС0) содержит библиотеки файлов оцененных нейтронных данных, библиотеку ФОНД [1]. Предполагается хранить в БДС0 две библиотеки: одну, содержащую новейшие оценки дифференциальных данных; вторую, содержащую оценки, откорректированные с учетом макроэкспериментов. База данных БДС1 содержит библиотеки 26- и 28-групповых констант системы АРАМАКО, а также новую уточненную и расширенную версию 26-групповых констант, которая называется БНАБ-85. При разработке БНАБ-85 преследовалась цель улучшить константное обеспечение расчетов реакторов. Число нуклидов, для которых даны константы, расширено до 95. Константы тех материалов, которые не были пересмотрены при разработке системы БНАБ-78 [2], составлены заново на основе данных библиотеки ФОНД. Константы БНАБ-78 не пересматривались.

База данных БДС2 предназначена для хранения мультигрупповых констант. Формируемая в настоящее время мультигрупповая библиотека охватывает область энергий от  $10^{-4}$  эВ до 20 МэВ; в интервале от 0,465 эВ до 100 кэВ принято равномерное по логарифму разбиение с шириной  $\Delta U = 0,06396$  (1/36 декады). При более низких и более высоких энергиях равномерность разбиения по логарифму нарушается, но обеспечена совместимость с границами групп БНАБ. Максимальная ширина мультигруппы в области высоких энергий не превышает  $\Delta U = 0,08$ . Резонансная структура, не разрешенная в мультигрупповом приближении, описывается путем введения подгрупп. В настоящее время идет заполнение мультигрупповой библиотеки данными для основных материалов быстрых реакторов и радиационной защиты (среди последних железо, никель, хром, марганец, натрий, кислород, углерод, водород). Кроме основной мультигрупповой библиотеки в базу данных БДС2 включена дополнительная мультигрупповая библиотека, сформированная на основе данных системы БНАБ-85 (т.е. без учета детального поведения сечений внутри групп БНАБ). Для мультигрупп, лежащих в области энергий 10,5-14,86 МэВ использованы данные БНАБ-78. Выше этой энергии и до 20 МэВ принимаются константы (-I)-й группы БНАБ. Дополнительная библиотека содержит данные для большого числа материалов. На ЕС ЭВМ наиболее объемная база данных БДС0, содержащая информацию в текстовом виде, управляется через пакет прикладных программ LIBRARIAN [3], в рамках которого обеспечены многочисленные функции: пополнение, редактирование, перемещение, отображение данных и др. Базы данных, содержащие групповые константы, - бинарные. Для них также создана система пополнения, редактирования и т.д.

Кроме баз данных система СОКРАТОР содержит программы переработки этих данных. В настоящее время действуют две группы перерабатывающих программ, входящие в подсистемы МИКРО и МАКРО. Подсистема МИКРО содержит программы переработки оцененных нейтронных данных в групповые константы (в настоящее время это программы ГРУКОН [4] и ПГОУ [5], с помощью которых получены новые константы для системы БНАБ-85 и ведется формирование основной мультигрупповой библиотеки). К этой же подсистеме относятся программы перевода данных из одной групповой библиотеки в другую (программа формирования дополнительной мультигрупповой библиотеки, о которой говорилось выше). Подсистема МАКРО включает программы оперативной подготовки макро- и блокированных микроконстант, необходимых для программ расчета нейтронных полей и их функционалов. В нее входят прежде всего программы переработки 26-групповых констант БНАБ-85, образующие систему константного обеспечения АРАМАКО-SI. Эта версия АРАМАКО отличается от прежних тем, что в ней предусмотрено обязательное введение поправок в сечения упругого замедления на форму внутригруппового спектра. В стандартном варианте эти поправки вводятся на основе интегрального спектра бесконечной среды с источником деления, который рассчитывается в групповом приближении самой системой. Однако предусмотрена возможность использования и более корректных интегральных групповых спектров зон, оцениваемых программами пользователя. Версия АРАМАКО-SI снабжена системой проверки стабильности базы данных и результатов расчета. Подготавливаемые этой системой константы рассчитаны на проведение расчетов в транспортном или  $P_1$ -приближениях. В настоящее время к системе АРАМАКО-SI на ЭВМ ЕС-1060 подключены программные комплексы КРАБ-I [6], РЕР-80 [7], ANISN [8] и DOT-III [9].

В подсистему МАКРО входит и комплекс программ подготовки констант на основе мультигрупповой библиотеки. Этот комплекс содержит программу перевода мультигрупповой библиотеки в более удобную для оперативных расчетов форму, программу расчета мультигрупповых макро- и блокированных микроконстант, программу расчета мультигруппового спектра бесконечной среды в  $V^2$ -приближении и программу свертки мультигрупповых макро- и микроконстант в многогрупповые с весом рассчитанного мультигруппового спектра. Действующая версия программ мультигрупповых расчетов не учитывает термализационных эффектов.

Планируется скомпоновать также программный комплекс по расчету одномерных систем для ЕС ЭВМ на основе программ РОЗ-6 и КРАБ-1.

Последней в системе СОКРАТОР является подсистема ИНДЭКС, предназначенная для оценки точности расчетных результатов и корректировки констант. Она оперирует с тремя базами данных: ковариационной матрицей погрешностей групповых констант, библиотекой чувствительностей расчетных результатов к концентрациям и константам и библиотекой оцененных макроэкспериментов. Существующая версия ИНДЭКСа поставлена на ЭВМ БЭСМ-6 и описана в работе [10]. В дальнейшем планируется и эту систему перевести на ЕС ЭВМ, что в настоящее время сдерживается отсутствием на ЕС ЭВМ программы расчета чувствительностей. Ведется работа по более подробному энергетическому представлению ковариационной матрицы, однако повышать эту детализацию сверх 26-группового приближения не планируется.

#### Список литературы

1. 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.
2. Абагян Л.П., Базазянц Н.О., Николаев М.Н., Цибуля А.М. Групповые константы для расчета реакторов и защиты. М.: Энергоиздат, 1981.
3. The LIBRARIAN. User reference manual: Rep. P114L-2. New-Jersey, Princeton, 1975.
4. Синица В.В. Программа расчета групповых констант на основе библиотек оцененных нейтронных данных. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1984, вып. 5(59), с.34.
5. MacFarlane R.E., Boicourt R.M. NJOY: A Neutron and photon cross-section processing system. - Trans. Amer. Nucl. Soc., 1975, v.22, p.702.
6. Савоськин М.М., Морозова Т.Б., Новиковская Е.И. и др. Аннотация пакета программ КРАБ-1.-Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика и техника ядерных реакторов, 1984, вып. 6(43), с.44.
7. Зинин А.И., Колесов В.Е., Воропаев А.И. и др. Математическая модель активной зоны быстрого реактора. - Там же, 1982, вып. 7(29), с.40.
8. Engle W.W. A User's manual for ANISN. Union carbide corporation; Rep. K-1693, 1967.
9. Rhoades W.A., Mynatt F.R. The DOT-111 two-dimensional discrete ordinat transport code: Rep. ORNL-TM-4280, 1973.
10. Мантуров Г.Н. Система программ и архивов ИНДЭКС.- Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1984, вып.5(59), с.20.

Статья поступила в редакцию 13 декабря 1985 г.

УДК 621.039.51.134

КОМПЛЕКС ПРОГРАММ ПОДГОТОВКИ 175-ГРУППОВОЙ СИСТЕМЫ НЕЙТРОННЫХ СЕЧЕНИЙ  
С ПОДГРУППОВЫМ ОПИСАНИЕМ ОБЛАСТИ РЕЗОНАНСОВ

А.В. Д а н и э л ь, В.Н. Д у ш и н

THE PROGRAM COMPLEX OF PREPARATION OF 175-GROUP NEUTRON CONSTANT SYSTEM WITH THE SUBGROUP RESONANCE RANGE. The program complex for preparation neutron constants for statistical model studies of neutron propagation was described. The neutron cross-sections from ENDF-78 and ENDF/B-IV were included in system. The LINEAR and GROUPE programs were realized on EC-computer.

Описываемый комплекс программ - один из возможных способов подготовки ядерно-физических констант, обеспечивающих проведение расчетов энергетических распределений нейтронов в различных ядерно-технических установках методом статистических испытаний. Комплекс позволяет готовить биб-

лиотеки групповых микросечений с числом групп не более 175 и с произвольным выбором границ групп ( $E_{max} \leq 20 \text{ МэВ}$ ). Для описания сечений в области резонансов допускается использовать метод подгрупп. Ограниченные ресурсы современных вычислительных машин сохраняют актуальной задачу эффективного "уплотнения" хранимой информации, которое достигается специальной формой представления сечений. Предлагаемая форма представления сечений позволяет: исключить хранение всех нулевых сечений; в наборе  $N$  сечений, сумма значений которых равна полному сечению, не включать значение последнего в библиотеку, а информацию о том, что оно существует, сохранить. В то же время в библиотеке содержится описание практически всех реакций, существенных для расчета переноса нейтронов. В библиотеку включены:

- сечения полные, захвата, упругого рассеяния, деления, неупругого рассеяния на дискретных уровнях (допускается задание до 40 уровней), неупругого рассеяния на перекрывающихся уровнях, реакций ( $n, 2n$ ), ( $n, 3n$ ) (первые четыре сечения могут иметь подгрупповое описание);
- параметры для описания угловых распределений нейтронов при упругом рассеянии;
- средние для каждой группы множественности нейтронов деления;
- параметры для описания энергетических распределений нейтронов в реакциях деления, неупругого рассеяния на перекрывающихся уровнях, в реакциях ( $n, 2n$ ), ( $n, 3n$ ). Исходной информацией для комплекса программ служат оцененные нейтронные данные в библиотеках формата ENDF/V.

Групповые и подгрупповые сечения готовятся с помощью совместно используемых адаптированных программ: LINEAR для перехода от общего закона интерполяции к линейному; RESCENT для преобразования резонансных параметров к таблице сечений с линейным законом интерполяции; GROUPIE для обработки сечений с линейным законом интерполяции и расчета групповых и подгрупповых сечений. Перечисленные программы согласованы на уровне входных-выходных файлов. Результатом их работы являются файл групповых сечений в формате ENDF/V и файл подгрупповых сечений.

Данные, необходимые для моделирования отдельных типов реакций, готовятся созданной программой ENSPEC, которая обрабатывает 452-ю секцию первого файла, 2-ю секцию четвертого файла, 6-9, 16-18, 91-ю секции пятого файла библиотеки ENDF. Параметры для описания угловых распределений нейтронов при упругом рассеянии рассчитываются только в тех группах, где рассеяние неизотропно в системе центра масс с погрешностью до 1%. Угловое распределение в группе описывается набором значений косинусов ( $C_i$ ), вычисленных так, что вероятности рассеяния в любом интервале ( $C_i - C_{i-1}$ ) в системе центра масс равны между собой.

Энергетические спектры нейтронов в реакциях деления, неупругого рассеяния на перекрывающихся уровнях и в реакциях ( $n, 2n$ ), ( $n, 3n$ ) описываются спектрами деления для первой реакции и спектрами испарения для остальных реакций. Спектры испарения обрезаны с двух сторон. Температуры, характеризующие спектры, определяются для каждой реакции в каждой группе с помощью подгонки поточечно задаваемых спектральных распределений.

Программа ENSPEC подготавливает файл, в котором каждой обработанной секции в библиотеке ENDF соответствуют две записи. Структура записей для всех секций идентична. В первой записи содержатся порядковый номер  $Z$  элемента и его относительная атомная масса  $A$ , а также номер по каталогу библиотеки ENDF, номера файла и секции, первой и последней групп, для которых приведена информация, объем информации для одной группы в машинных словах. Во второй записи содержится массив данных. Такое представление позволяет единым образом хранить одномерные и двумерные таблицы.

Непосредственно библиотеку сечений формирует программа ENFORL·V, которая использует файлы групповых и подгрупповых сечений и файл параметров. Программа проверяет наличие полной информации о нуклиде, описание которого должно быть включено в библиотеку. Вся необходимая информация о нуклиде вводится в оперативную память. В этот период информация еще не "уплотнена", для каждого типа сечений отводится память в машинных словах, равная числу групп. Для сечений, допускающих подгрупповое описание, объем выделяемой памяти увеличен пропорционально числу возможных подгрупп. Чтобы увеличить скорость определения типа реакции при моделировании, осуществляется переход от сечений реакций к вероятностям. В дальнейшем вероятности реакций и параметры, необходимые для описания отдельных типов реакций, упаковываются в одномерный массив, для каждой группы резервируется одно машинное слово для служебной информации. При упаковке происходит эффективное "сжатие" данных. Таким образом вся информация о  $^{238}\text{U}$  в 175-групповой библиотеке с двумя подгруппами размещается в 3367 машинных словах.

Информация о каждом элементе, включенном в библиотеку, содержится в двух последовательных записях. Первая запись имеет всегда фиксированную длину. В ней содержатся данные о числах  $Z$  и  $A$ , об отношении массы нуклида к массе нейтрона, использованном числе подгрупп, числе разбиений по косинусу угла рассеяния и для описания упругого взаимодействия числе дискретных уровней энергии и длине второй записи в машинных словах. Вторая запись содержит одномерный массив со "сжатой" информацией, описанный выше.

В комплекс программ включены программы чтения библиотеки групповых сечений, осуществляющие распечатку хранимой информации в удобном виде или передачу информации программам моделирования переноса нейтронов. Способ представления позволяет вводить всю информацию о нескольких нуклидах в один одномерный массив; при этом скорость выборки практически не увеличивается. Такое расположение данных в оперативной памяти имеет очевидное преимущество. Появляется возможность эффективно регулировать требуемую задачей оперативную память в зависимости от числа используемых нуклидов. Помимо программ, непосредственно связанных с формированием библиотек ядерных данных, в комплекс входят программы обслуживания библиотек формата ENDF/V. Все программы комплекса написаны на языке ФОРТРАН-0Е и реализованы на ЕС ЭВМ.

Статья поступила в редакцию 13 декабря 1985 г.

УДК 539.17

БИБЛИОТЕКА ГРУППОВЫХ КОНСТАНТ ДЛЯ РАСЧЕТА ИСТОЧНИКОВ ФОТОНОВ  
В ЯДЕРНО-ТЕХНИЧЕСКИХ УСТАНОВКАХ

А.А. Дубинин, В.Е. Колесов, А.С. Кривцов, В.К. Сахаров,  
А.А. Строганов, А.В. Шикин

THE GROUP CONSTANTS LIBRARY FOR PHOTON PRODUCTION CALCULATION IN NUCLEAR INSTALLATIONS. The group constants library for photon production in neutron - nucleus interactions are described. The library is based on the ENDF evaluated data files. The 49-group structure for neutrons and the 15-group structure for photons was taken. The library includes data for 41 nuclei to be important for nuclear reactors and shielding.

Одно из наиболее слабых мест системы константного обеспечения расчетов радиационных защит ядерно-технических установок - отсутствие надежной библиотеки констант, определяющих выход фотонов при неупругих взаимодействиях нейтронов с ядрами веществ, используемых в качестве материалов ядерного реактора и защиты от излучений. Цель работы - анализ современного состояния данных о выходе вторичного  $\gamma$ -излучения и создание групповой библиотеки выходов фотонов при неупругих взаимодействиях нейтронов с ядрами различных материалов (49 нейтронных групп [1] и 15 групп фотонов). Основным процессом, определяющим источники вторичного  $\gamma$ -излучения в ядерных реакторах, является радиационный захват нейтронов. Работа по оценке выхода фотонов при радиационном захвате тепловых нейтронов может считаться в основном завершенной. Данные разных авторов, содержащиеся в библиотеках, различаются незначительно. По-видимому, существенным может быть лишь распространение данных на область промежуточных и высоких энергий нейтронов и уточнение сечений  $(n, \gamma)$ -реакции. Поэтому групповая библиотека констант выхода фотонов (БВФ) при радиационном захвате нейтронов ( $26n+15\gamma$ ) [2] обеспечивает приемлемую для практики проектных исследований точность расчета такого компонента излучений. В связи с этим при выполнении работы по созданию библиотеки БВФ (49 + 15) цель состояла не столько в уточнении данных, сколько в привязке их к 49-групповой библиотеке нейтронных констант и в увеличении числа включенных в библиотеку элементов. При этом вносились также коррективы в данные. В частности, для некоторых ядер данные базовой библиотеки, в качестве которой использовалась библиотека оцененных данных ENDF, по полной энергии испускаемых

в акте радиационного захвата нейтронов несколько отличаются от энергии связи нейтрона в ядре. В этом случае полученные по библиотечным данным групповые выходы фотонов перенормировывали на значение энергии связи нейтрона в ядре.

С существенно большими трудностями столкнулись при создании библиотеки групповых выходов фотонов при неупругих взаимодействиях нейтронов с ядрами веществ. Под неупругими процессами взаимодействия понимается неупругое рассеяние нейтронов, реакций  $(n, 2n)$  и  $(n, 3n)$ , а также реакции с испусканием заряженных частиц (в том числе с испусканием нейтронов и заряженных частиц одновременно). Во-первых, систематика таких данных менее представительна. Из доступных полных сводок данных можно назвать лишь библиотеки ENDF и ENDF. Во-вторых, анализ содержащихся в библиотеках данных о выходе вторичного  $\gamma$ -излучения при неупругих взаимодействиях нейтронов показывает, что проведенная создателями библиотек оценка таких данных оставляет желать лучшего. По-видимому, в библиотеки включались имеющиеся в распоряжении данные без их критической оценки. Зачастую приведенная информация балансно не согласована и противоречит соответствующим данным об энергетических характеристиках нейтронов. В связи с этим при создании библиотеки БВФ (49+15) полученные с использованием библиотеки ENDF данные существенно пересматривались. Изложим кратко основные принципы, положенные в основу оценок авторов настоящей работы.

В качестве основного принципа при выработке групповых выходов фотонов при неупругих взаимодействиях нейтронов был использован принцип балансной согласованности значений энергии на входном и выходном каналах реакции, т.е. для каждой реакции должно выполняться условие  $E_n = E_{n'} + E_{\gamma,0} + E_{\text{пор}} + E_{3,2} + E_{\gamma}$ , где  $E_{n'}$  - энергия, уносимая рассеянными нейтронами;  $E_{\gamma,0}$  - энергия ядер отдачи;  $E_{\text{пор}}$  - энергия, затрачиваемая на реакцию;  $E_{3,2}$  - энергия, уносимая заряженными частицами;  $E_{\gamma}$  - энергия, уносимая испускаемыми при реакции фотонами. Сумма этих энергий должна равняться исходной энергии нейтрона ( $E_n$ ). При получении групповых констант предпочтение следует отдавать вычисленным по оцененным данным библиотеки ENDF значениям суммарной энергии, уносимой рассеянными нейтронами ( $E_{n'}$ ), полагая, что данные, включенные в эту библиотеку, многократно уточнялись и, следовательно, являются наиболее достоверными.

Получение данных об энергии ядер отдачи не вызывает трудностей, поскольку основано на законах сохранения энергии и импульса. Значения  $E_{\text{пор}}$  с высокой точностью получены из анализа масс в процессе реакции, однако при рассмотрении смеси изотопов может возникнуть трудность из-за отсутствия данных о сечениях реакции на отдельных изотопах. Если таких данных не оказывалось, принималось решение либо об использовании приведенных в библиотеке ENDF значений энергии реакции для смеси изотопов, либо об использовании предположения, что при энергии нейтронов, превышающей порог реакции, вклад в реакцию конкретного изотопа пропорционален его доле в природной смеси изотопов. Для каждой конкретной энергии нейтронов  $E_n$  при этом учитывались лишь те изотопы, пороговые значения энергии которых ниже значения  $E_n$ . Наибольшие трудности возникали при оценке энергии, уносимой заряженными частицами, так как в библиотеке такие данные отсутствовали, а информация по данному вопросу практически не встречается. В связи с этим проводился анализ структуры уровней ядер, образующихся в результате реакций с испусканием заряженных частиц. Если энергия, равная разности энергии первоначального нейтрона и суммарной энергии, уносимой рассеянными нейтронами и ядрами отдачи, и энергии, затрачиваемой на отрыв частицы, была меньше энергии возбуждения первого уровня ядра - продукта реакции, т.е. если  $\Delta E = E_n - E_{n'} - E_{\gamma,0} - E_{\text{пор}} < E_{\text{Iур}}$ , то энергия  $E_{3,2}$  принималась равной  $\Delta E$ , а энергия  $E_{\gamma}$  - нулю. В случае  $\Delta E > E_{\text{Iур}}$  значение  $\Delta E$  распределялось между  $E_{3,2}$  и  $E_{\gamma}$ , остаточная энергия при этом чаще всего распределялась поровну между фотонами и заряженными частицами.

Наибольшую погрешность в суммарную энергию, уносимую фотонами при неупругих взаимодействиях нейтронов, будет вносить  $\gamma$ -излучение, возникающее при реакциях с испусканием заряженных частиц, так как энергия фотонов при таких реакциях может изменяться от 20-30% и даже нуля вблизи порога реакции до 70-80% остаточной энергии. В связи с этим предположение о равновероятном распределении энергии между фотонами и заряженными частицами может привести как к завышению, так и к занижению уносимой фотонами энергии. Однако для большинства случаев вклад этих реакций в полную энергию фотонов при всех неупругих взаимодействиях не превышает 10-20%. Следовательно, максимальная ошибка в полной энергии фотонов в этих случаях не будет превышать 10-20%. Конечно, для кремния, калия, кальция, никеля вклад фотонов, сопровождающих реакции с испусканием заряженных частиц, может достигать 50% полной энергии фотонов, генерируемых при неупругих процессах. В этом случае ошибка в

оценке этого компонента приводит к существенным погрешностям полной энергии  $\gamma$ -излучения при неупругих взаимодействиях. Однако подчеркнем следующее обстоятельство. Общая энергия, уносимая заряженными частицами и фотонами, при наших расчетах получается по балансным соотношениям с высокой точностью, а неточности возникают лишь при распределении этой энергии между фотонами и заряженными частицами. Если учесть, что вторичное  $\gamma$ -излучение, сопровождающее неупругие взаимодействия, вносит наиболее заметный вклад в энерговыделение и что недооценка (переоценка) вклада в энерговыделение за счет фотонов автоматически приводит к переоценке (недооценке) на ту же величину вклада благодаря кинетической энергии заряженных частиц, то станет очевидным, что общая погрешность расчета энерговыделения при таких реакциях будет сравнительно невелика. При этом полная энергия, выделяемая в слое с учетом всех реакций, будет рассчитана с высокой точностью. Лишь пространственное распределение плотности энерговыделения будет неодинаковым при различных перераспределениях энергии между фотонами и заряженными частицами. Вклад же фотонов, сопровождающих неупругие взаимодействия нейтронов, в дозовые характеристики поля излучений за защитой в большинстве случаев невелик по сравнению с вкладом фотонов радиационного захвата и фотонов от внешнего источника. Следовательно, погрешность, вносимая в расчет неточностью в знании доли энергии, уносимой фотонами при реакциях с испусканием заряженных частиц, не должна существенно влиять на качество расчета в целом.

Подчеркнем, что наиболее существенным элементом оценки авторов и подготовленной групповой библиотеки выходов фотонов БВФ (49+15) является балансная несогласованность энергии на входном и выходном каналах для каждого элементарного акта взаимодействия нейтронов с ядрами веществ и для процесса неупругого взаимодействия в целом.

Полученные описанным выше образом данные позволили рассчитать полную энергию, уносимую фотонами, сопровождающими реакцию:  $E_{\gamma} = E_n - E_{n'} - E_{\text{я.о}} - E_{\text{пор}} - E_{\text{э.ч}}$ . Это значение сопоставили со значением полной энергии  $\gamma$ -излучения, полученным непосредственно из данных о выходе фотонов, приведенных в библиотеке ENDF. Если в библиотеке имелись лишь суммарные данные о выходе вторичного  $\gamma$ -излучения при всех неупругих процессах, то предварительно проводилась свертка полученных для отдельных реакций данных с весом сечений соответствующих реакций.

Далее полученные по библиотечным данным матрицы групповых выходов фотонов при неупругих процессах ( $f_{\delta}^{gn \rightarrow P_{\gamma}}$ ), перенормировывали на полную энергию фотонов ( $E_{\gamma}^{gn}$ ), полученную по балансным соотношениям:  $f_{\delta}^{gn \rightarrow P_{\gamma}} = f_{\delta}^{gn \rightarrow P_{\gamma}} (E_{\gamma}^{gn} / E_{\delta}^{gn})$ . Таким образом, спектр фотонов принимали в соответствии с данными библиотеки ENDF, а его нормировку проводили на основе балансного принципа при явном приоритете доверия к нейтронным данным.

Однако принцип максимального доверия к данным об энергетическом распределении неупругорассеянных нейтронов последовательно выдерживался лишь для исходных значений энергии нейтронов, существенно превышающих значения энергии возбуждения первых уровней. Вблизи порога неупругого рассеяния выход фотонов получали путем анализа структуры первых уровней возбужденных состояний ядра с использованием библиотечных данных о сечениях рассеяния на отдельных уровнях, а иногда с привлечением соответствующих литературных данных и информации о вероятностях переходов при возвращении ядра в основное состояние. При этом в случае сильного нарушения баланса в документе с подробным описанием процедуры получения групповых констант для каждого элемента приводится сообщение о том, что данные о спектре неупругорассеянных нейтронов для соответствующего элемента и определенного диапазона энергии нейтронов, приведенные в библиотеке ENDF, не внушают доверия.

Следует заметить, что в окончательные групповые данные о выходе вторичного  $\gamma$ -излучения при неупругих процессах данные о фотонах, сопровождающих радиоактивный распад ядер - продуктов реакции, включены в том случае, если их период полураспада не превышает 100 сут.

С использованием описанного выше подхода был проведен анализ процессов неупругого взаимодействия нейтронов для 41-го элемента или изотопа, наиболее часто используемых при создании ядерных реакторов и радиационных защит.

Групповая библиотека выхода фотонов на акт неупругого взаимодействия нейтронов (при этом под неупругим взаимодействием понимаются все неупругие процессы, за исключением радиационного захвата и деления, для которых матрицы групповых выходов фотонов представлены в виде отдельных таблиц), а также соответствующие сечения подготовлены, записаны на магнитные ленты и включены в систему АРАМАКО-С.

Список литературы

1. Вырский М.Ю., Дубинин А.А., Илюшкин А.И. и др. 49-групповая система констант для расчета переноса нейтронов в радиационных защитах. - В кн.: Третья всесоюзная научная конференция по защите от ионизирующих излучений ядерно-технических установок (27-29 октября 1981 г.). Тбилиси: ИПМ ТГУ, 1981, с.53.
2. Абагян А.А., Барыба М.А., Басс Л.П. и др. АРАМАКО-G - система обеспечения многогрупповыми константами расчетов полей гамма-излучений в реакторах и защите: Препринт № 122. М.: ИПМ АН СССР, 1978.

Статья поступила в редакцию 13 декабря 1985 г.

УДК 539.17

СОСТОЯНИЕ ЯДЕРНЫХ ДАННЫХ  
В ПРОБЛЕМЕ ПЕРЕНОСА НЕЙТРОНОВ В АТМОСФЕРЕ ЗЕМЛИ  
И В СРЕДАХ ИЗ ОСНОВНЫХ ПОРОДОБРАЗУЮЩИХ ЭЛЕМЕНТОВ

В.В.В о з я к о в, В.Н.М а н о х и н, Г.Я.Т р у х а н о в

THE STATUS OF NUCLEAR DATA FOR NEUTRON PROPAGATION PROBLEM IN THE ATMOSPHERE AND THE ENVIRONMENTS OF MAIN ROCK ELEMENTS. The analytical approximation of macroscopic cross-section and neutron free paths in the atmosphere and soil were obtained in energy range 1 eV - 100 keV. Some of them are recommended for using in neutron field calculation and evaluated data fails. The status of standard data and recommended data are discussed.

**В** последние годы обеспечение ядерными данными задач неэнергетического характера (в области ядерной геофизики, метеорологии, физики защиты, биомедицины и др.) значительно улучшилось. Помимо распространения Центром по ядерным данным (г.Обнинск) по запросам пользователей файлов из библиотек оцененных данных зарубежных стран (ENDF/B, ENDF - США; UKNDL - Великобритания; KEDAK - ФРГ; JENDL - Япония; INDL - МАГАТЭ и др.) в нашей стране издан справочник [1], содержащий оцененные ядерные данные для девяти элементов, входящих в состав атмосферы и земной коры: водорода, углерода, азота, кислорода, алюминия, кремния, аргона, кальция и железа (см.таблицу). Выбор этих элементов и типов их констант: нейтронных сечений, сечений генерации и интенсивности вторичных частиц и т.п. - обусловлен потребностями различных отраслей науки и техники, предъявляющих к константному обеспечению аналогичные требования по точности, энергетическому разбиению и др. Общая черта этих требований - необходимость расчета не только полей нейтронов, но и порождаемых ими вторичных эффектов в атмосфере Земли и в средах из основных породообразующих элементов. Необходимость выделения ядерных данных для решения указанных задач в самостоятельный раздел константного обеспечения диктовалась также тем, что в файлах оцененных данных, специализированных для расчета ядерных реакторов, не всегда содержится информация по интенсивности, угловому и энергетическому распределениям вторичных частиц, их переносным параметрам, а также данные о ядрах отдачи и радиоактивных ядрах-продуктах. Издание справочника [1] было началом создания БД АТОЗ, специализированного для неэнергетических приложений. Вся информация также была записана на машинные носители в формате ENDF/B. Развитие и эксплуатация БД АТОЗ ведется организациями различных министерств по договорам о научно-техническом сотрудничестве в рамках программы тематической группы с условным названием "Ядерная геофизика" Комиссии по ядерным данным Госкомитета по использованию атомной энергии СССР. БД АТОЗ включен в нелинейный итерационный процесс (сложный и трудоемкий) по выработке рекомендованных справочных данных. Суть процесса состоит в оценке данных, определении чувствительности результатов расчета к их неточностям, формулировании на этой основе требований к точности ядерных данных, проведении в случае необходимости уточняющих экспериментов и новых оценок на более высоком уровне. Программно-математическое обеспечение состоит из программ трех типов:

- программ, используемых в оценке данных и при аппроксимациях аналитическими соотношениями нейтронных сечений и длин пробегов в средах;
- сервисных программ для подготовки константного обеспечения программ третьего типа;
- программ расчета пространственно-энергетических угловых распределений плотности потока нейтронов и его функционалов, включая расчет коэффициентов чувствительности величин к вариациям констант.

Наличие файлов оцененных данных в различных машинных библиотеках

Элемент или изотоп	KEDAK-3	UKNDL	JENDL-2	ENDF/B-IV	ATOS
Водород	+	+	+	+	+
<sup>9</sup> Be	-	+	+	+	-
<sup>10</sup> B	-	+	+	+	-
Углерод	+	+	+	+	+
Азот	+	-	-	+	+
Кислород	+	-	-	+	+
Натрий	+	+	+	+	-
Магний	-	+	-	+	-
Алюминий	+	+	+	+	+
Кремний	-	+	+	+	+
Фосфор	-	+	-	-	-
Сера	-	+	-	-	-
Хлор	+	+	-	+	-
Аргон	-	-	-	-	+
Калий	-	-	-	+	-
Кальций	-	<sup>40</sup> Ca	+	+	+
Титан	-	+	-	+	-
Марганец	-	-	+	+	-
Железо	+	<sup>56</sup> Fe	+	+	+

П р и м е ч а н и я: 1. ATOS - банк данных (БД) АТМОС-ФЕРА - ЗЕМЛЯ. 2. В библиотеке JENDL-2 есть файлы всех указанных в таблице элементов. 3. ЦДЦ располагает файлами для водорода, <sup>10</sup>B, углерода из библиотеки ENDF/B-V, принятыми в числе некоторых других файлов в качестве международного стандарта.

Программы первого типа (см., например, работу [2]) позволяют найти простейшие аппроксимации сечений и длин пробега нейтронов, что обеспечивает в некоторых случаях аналитическое решение уравнения переноса в области аппроксимации и экономию машинного времени на два-четыре порядка по сравнению с численным методом. Кроме того, значительно упрощается анализ чувствительности дифференциальных характеристик и функционалов плотности потока нейтронов к вариации констант. Примером простой аппроксимации может служить выражение  $A + Bx^q$  [где  $A, q, B$  - константы,  $x$  - аргумент (скорость, энергия или летаргия)], а также полиномы  $\sum_{m=0}^M a_m x^m$  с небольшим числом членов ( $M \leq 6$ ). С помощью таких аппроксимаций были получены качественно новые результаты в нестационарной теории переноса нейтронов в тяжелых средах (см., например, работу [3]). Так, при аппроксимации длины пробега нейтронов  $L$  по отношению к упругому рассеянию в воздухе выражением  $L_{el} = av^q$  (где  $a$  и  $q$  - константы,  $v$  - скорость) получено аналитическое выражение функции Грина для бесконечной однородной среды в области энергий  $1 - 10^5$  эВ. Использование этого результата в расчетной схеме позволяет сократить время расчета на 3-4 порядка по сравнению с численным методом. Аппроксимации энергетического хода полного нейтронного сечения в дорезонансной области ( $E \leq 100$  кэВ) для таких элементов, как, например, азот, углерод, кислород, не выходят за пределы погрешности оцененных данных, поэтому возможно использование такого описания сечения в файлах оцененных данных. В слу-

чае грунта, состоящего из водорода, кислорода, кремния, алюминия, авторами исследована возможность аппроксимации сечения упругого рассеяния константой. Возмущение вносят резонансы алюминия, сечение остальных трех нуклидов с точностью около 4% аппроксимируется константой. Поскольку ядерная концентрация алюминия на порядок меньше, вклад его резонансов в макросечение грунта падает и, хотя резонансы в макросечении все же проявляются, возможна простейшая аппроксимация комбинацией двух прямых: константой в области менее 5,9 кэВ (точность лучше 0,3%) и прямой типа  $A + Bx$  в области 5,9–100 кэВ. Максимальное отклонение истинного сечения от прямой в резонансах значительное. Так, в резонансе при 5,9 кэВ оно составляет 62%, для трех же других резонансов 31, 6 и 3% при энергии около 35, 70, 90 кэВ соответственно. Однако вклад площадей резонансов в общую площадь невелик (в сумме около 5%).

Программы второго типа помимо преобразований числовой информации позволяют также получать энергетический ход макросечений элемента или среды и групповые константы.

Блок программ третьего типа, являющихся потребителями ядерных данных, содержит программы НАТА, ЛИНЗА, ДЕМЕТРА, К4. По программе НАТА можно рассчитывать поля нейтронов при произвольном распределении источника нейтронов в пространстве, во времени, по углам и энергии; сечения могут быть заданы поточечно или в групповом виде. Одна из версий этой программы реализует расчетную схему с заменой вероятностного подхода на аналитическое решение кинетического уравнения в области промежуточных энергий нейтронов, т.е. там, где сходимость метода Монте-Карло резко ухудшается. ЛИНЗА – программа расчета полей нейтронов по теоретическим соотношениям в промежуточной области энергий. ДЕМЕТРА – программа расчета полей тепловых нейтронов методом квазидиффузии. К4 – программа расчета коэффициентов чувствительности методом Монте-Карло, реализующая метод оценки возмущений линейных функционалов плотности потока нейтронов.

Применение программного обеспечения БД АТОЗ для выработки рекомендованных справочных данных показало, что точность полного сечения перечисленных элементов удовлетворительна для решения задач ядерной геофизики, биомедицины, метеорологии и других неэнергетических приложений. Это позволило аттестовать полное сечение водорода, углерода, азота, кислорода, аргона, кальция и железа в качестве рекомендованных справочных данных. В некоторых случаях анализ ситуации с помощью программы БД АТОЗ привел к корректировке сечений пороговых реакций [например, реакции ( $n, n'$ ) на азоте] и существенному уменьшению (в 2–4 раза) объема хранимой числовой информации в некоторых энергетических интервалах для большинства реакций на азоте и кислороде. Однако в области, где вклад сечений пороговых реакций существен, точность сечения упругого рассеяния недостаточна. Для расчета вторичных эффектов точность сечений пороговых реакций должна быть не хуже 25%, однако экспериментальные результаты часто имеют точность 30–50%, поэтому желательны новые измерения и оценки с их учетом. Можно считать, что задачи, затронутые в настоящей работе, обеспечены ядерными данными удовлетворительно.

#### Список литературы

1. Медведев Ю.А., Степанов Б.М., Труханов Г.Я. Ядерно-физические константы взаимодействия нейтронов с элементами атмосферы земной коры. М.: Энергоиздат, 1981.
2. Труханов Г.Я., Абдуллаев Х.Т., Маглеванный И.И. Аналитическое описание нейтронных сечений и длин пробега нейтронов в воздухе. – Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1985, вып. I (60), с. I–16.
3. Подосенов С.А., Труханов Г.Я. О функциях распределения промежуточных нейтронов в тяжелых однородных средах. – Атомная энергия, 1982, т. 52, вып. 6, с. 427–429.

Статья поступила в редакцию 13 декабря 1985 г.

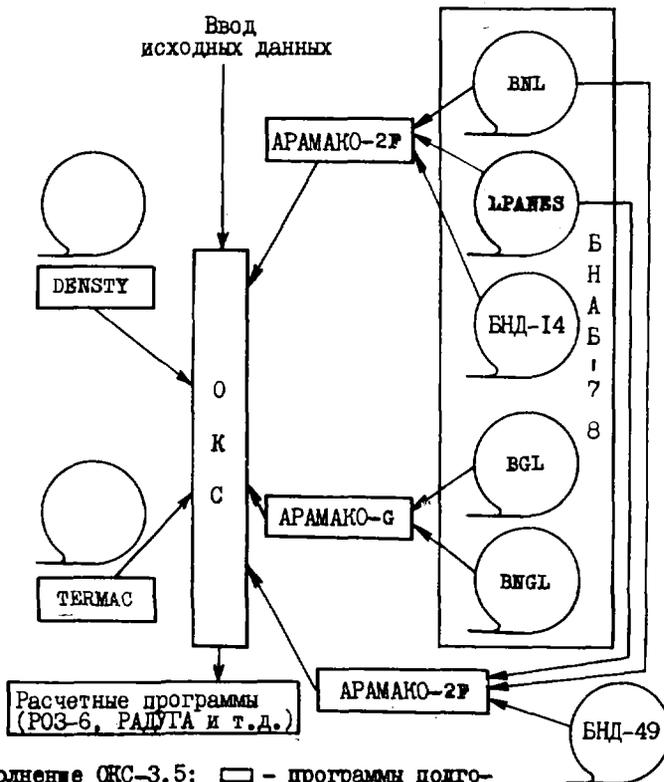
ОКС-3.5 - ПАКЕТ ПРОГРАММ КОНСТАНТНОГО ОБЕСПЕЧЕНИЯ

А.М. Волощенко, Т.А. Гермогенова, Т.Г. Исаенко,  
Э.Х. Кац, Э.С. Луховицкая, М.Н. Николаев, Г.М.Олейник-Овод,  
М.М. Савоськин, А.А. Строганов, Н.Б. Фейгельсон

ОКС-3.5-THE PACKAGE OF PROGRAMS FOR CONSTANT SYSTEM. The United system OKS-3,5 includes the most wellknown group cross-sections systems such as ARAMAKO-2F, ARAMAKO-G, TERMAC and others. The group cross-sections, received with help of OKS, may be used for calculations of reactors and radiation shielding. Also OKS allows to carry out the reorganization of received files: the transfer from one format to another, the merging of two files together.

Объединенная константная система ОКС [1] предназначена для обеспечения эксплуатации различных константных систем в расчетах решений уравнений переноса излучения, функций ценности и их функционалов. Версия ОКС-3.5 содержит следующие константные системы (см. рисунок):

- семейство константных программ АРАМАКО (защитная и реакторная версии), использующих библиотеку констант БНАБ-78 [2-4];
- 49-групповую систему констант с библиотекой БНД-49 [6];
- константный комплекс DENSTY [5];
- систему расчета термализационных констант TERMAC [8].



Функциональное наполнение ОКС-3.5: □ - программы подготовки констант; ○ - бинарные библиотеки исходной информации (приведены названия, принятые в работах [2-7])

Пакет программ ОКС-3.5, обращаясь к семейству программ АРАМАКО, позволяет подготовить как константы для расчета быстрых реакторов (в формате FMAC1 [2] с анизотропией рассеяния в  $P_1$ -приближении с 26-групповой разбивкой по энергии), так и константы для расчета радиационной защиты

и бланкетов термоядерных реакторов. Последний вид констант готовится в формате FMAS5A [2] с анизотропией рассеяния в  $P_2$ -приближении в следующих комбинациях (по нейтронам и фотонам):  $26n$ ,  $28n$ ,  $49n$ ,  $26n + 15\gamma$ ,  $28n + 15\gamma$ ,  $15\gamma$ . Нейтронные,  $(n-\gamma)$ - и  $\gamma$ -константы можно также получить в виде объединенного файла констант в формате FMAS5A. В системе OKC-3.5 имеется возможность слияния двух файлов констант, рассчитанных в разное время и для разных веществ, в один файл в формате FMAS5A. Файл FMAS5A можно преобразовать в некоторые другие форматы. Все эти действия можно выполнить в рамках одного задания на языке OKC. Ниже описываются язык и возможности этой системы, реализованные в версии OKC-3.5.

### Операторы языка OKC-3.5

Задание для OKC представляет собой последовательность операторов. По своему функциональному назначению операторы делятся на исполняемые и неисполняемые: первые задают некоторое действие, например вызов константной программы; вторые представляют описание объектов, используемых при работе исполняемого оператора. Неисполняемые операторы помещаются вслед за соответствующим исполняемым оператором. Порядок выполнения операторов определяется порядком их написания.

Оператор CONST - исполняемый, вычисляет константы по одной из константных программ, входящих в OKC. Оператор имеет вид: CONST: <имя массива>, <имя программы>, <режим>.

Посчитанному массиву констант присваивается имя (первый параметр), под которым он будет упоминаться в задании. Имя программы однозначно определяет программу, которую следует применить для расчета нужного типа констант. В настоящее время в систему OKC включены следующие программы:

- NEUTR - расчет нейтронных констант в 26-, 28-групповом приближении с помощью системы АРАМАКО-2F [2] и в 49-групповом приближении с помощью 49-групповой константной системы [6];
- GAMMA - расчет  $\gamma$ -констант в 15-групповом приближении с помощью системы АРАМАКО-G [3];
- N-G - расчет нейтронных и  $\gamma$ -констант (АРАМАКО-G);
- NN-GG - расчет нейтронных,  $(n-\gamma)$ - и  $\gamma$ -констант (АРАМАКО-G);
- CNN-GG - расчет нейтронных,  $(n-\gamma)$ - и  $\gamma$ -констант и представление их в виде одного массива в формате FMAS5A (АРАМАКО-G);
- DENSTY - расчет 21-групповых нейтронных реакторных констант с помощью системы DENSTY [5];
- RNEUTR - расчет 26-групповых нейтронных реакторных констант с помощью системы АРАМАКО-80 [2];
- TERMAC - расчет термализационных констант с помощью системы TERMAC [8].

Параметр "режим" определяет выбор варианта работы программы.

Оператор ZONE - неисполняемый, описывает одну физическую зону (вещество). Он имеет вид: ZONE: <номер зоны>, <T>, <имя изотопа>, <концентрация>, <TI>, где T - общая температура

зоны, K; TI - температура изотопа, K. Если температура изотопа не задана, то она считается равной общей температуре зоны.

Оператор FORM - исполняемый, предназначен для преобразования констант из одного формата в другой. Он имеет вид: FORM: <имя полученного массива>, <формат>, <имя исходного массива>, <режим>.

Массив, полученный оператором CONST (исходный массив), преобразуется в указанный формат. Режим определяет характер работы программы, выполняющей преобразование. Параметр может быть опущен.

В систему OKC включены:

- AMAS5A - формат сопряженных констант, полученный из формата FMAS5A;
- PO3-6 - формат констант, используемый программой PO3-6 [7];
- AROZ-6 - формат сопряженных констант, используемый программой PO3-6;
- CROZ-6 - объединенный формат, константы в котором представляют два последовательно записанных массива в форматах PO3-6 и AROZ-6.

Оператор TAPE - неисполняемый, предназначен для задания места во внешней памяти, куда помещают массив с данным именем. Этот массив вырабатывает исполняемый оператор, к которому относится и оператор TAPE. Этот же исполняемый оператор записывает массив на указанное место. Оператор имеет вид: TAPE: <имя массива>, <номер BU>, <номер зоны>, <допустимое число зон> или TAPE: <имя массива>, <номер канала>.

Пример:

CONST: A, GAMMA, -6;  
ZONE: 1, 300., FE., 066., 0-16., 033;  
ZONE: 2, 300., CR., 04., H., 001;  
FORM: B, ROZ-6, A;  
TAPE: B, 5.

Пример задает расчет 15-групповых  $\rho$ -констант. Посчитанный массив будет переведен в формат P03-6 и записан в канал 5.

Оператор JOIN - исполняемый, предназначен для объединения двух массивов, представленных в формате FMAC5A и посчитанных для различных наборов материалов в один массив также в формате FMAC5A. Оператор имеет вид: JOIN : < имя полученного массива >, FMAC5A, < имя 1-го массива >, < имя 2-го массива >, < режим >.

Объединяемые массивы должны быть посчитаны операторами CONST с одинаковым набором параметров. Допускается, чтобы один из массивов был посчитан заранее и записан на ленту. В этом случае после оператора JOIN должен присутствовать оператор TAPE с информацией о месте хранения массива. Параметр "режим" определяет характер работы оператора и может быть опущен.

Пример:

JOIN: C, FMAC5A, A, B;  
TAPE: B, 34, 21, 10.

Предполагается, что массив A посчитан в данном задании оператором CONST. Массив B был посчитан ранее и записан на ленту с математическим номером 34, начиная с 21-й зоны.

Перспективы развития ОКС-3.5

В настоящее время ведутся работы по расширению возможностей функционального наполнения ОКС. Будут включены новая система расчета  $(\rho - \rho')$ -констант  $(49\rho + 15\rho')$  и программы подготовки констант для расчета функционалов. Начаты работы по шивке констант в формате FMAC5A и термализационных констант. Полученный файл будет иметь структуру FMAC5A.

Список литературы

1. Волощенко А.М., Гермогенова Т.А., Исаенко Т.Г. и др. Объединенная система константного обеспечения - ОКС. Версия 3.0: Препринт № 20. М.: ИГМ АН СССР, 1984.
2. Базазянц Н.О., Вьрский М.Д., Гермогенова Т.А. и др. АРАМАКО-2F - система обеспечения нейтронными константами расчетов переноса излучения в реакторах и защите. М.: ИГМ АН СССР, 1976.
3. Абагян А.А., Барыба М.А., Басс Л.П. и др. АРАМАКО-G - система обеспечения многогрупповыми константами расчетов полей гамма-излучения в реакторах и защите: Препринт № 122. М.: ИГМ АН СССР, 1978.
4. Абагян Л.П., Базазянц Н.О., Николаев М.Н., Цибуля А.М. Групповые константы для расчета реакторов и защиты. М.: Энергоиздат, 1981.
5. Марин С.В., Марковский Д.В., Шаталов Г.Е. Программа расчета пространственно-энергетического распределения нейтронов в одномерной геометрии DENZTU: Препринт № 2832. М.: ИАЭ, 1977.
6. Вьрский М.Д., Дубинин А.А., Илюшин А.И. и др. Многогрупповая система констант для расчета переноса высокоэнергетических нейтронов. - Атомная энергия, 1982, т.53, вып.2, с.113-114.
7. Волощенко А.М., Костин Е.И., Панфилова Е.И., Уткин В.А. P03-6 - система программ для решения уравнения переноса в одномерных геометриях. Версия-2. М.: ИГМ АН СССР, 1980.
8. Гомин Е.А., Майоров Л.В. Программа TERMAC. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика и техника ядерных реакторов, 1982, вып.5.

Статья поступила в редакцию 13 декабря 1985 г.

РАЗРАБОТКА КОНСТАНТНОГО ОБЕСПЕЧЕНИЯ ДЛЯ НЕГРУППОВЫХ РАСЧЕТОВ  
ЗАЩИТЫ МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО

В.Е. Колесов, Н.А. Соловьев, Е.В. Цуркова

THE SYSTEM OF CONSTANT PREPARATION FOR NONGROUP SHIELDING CALCULATIONS BY THE MONTE-CARLO METHOD. The system of constant preparation for nongroup shielding calculations by the Monte-Carlo method based on the detail nuclear data information is described. The structure of data bank and service programs for its processing are briefly discussed.

**В** последние годы наметилась тенденция к использованию в расчетах переноса излучения детальной информации по ядерным данным. Такая информация в систематизированном виде хранится в библиотеках оцененных ядерных данных. Одним из методов, который позволяет воспользоваться при расчетах детальным ходом ядерных констант, является метод Монте-Карло. Некоторые другие методы также могут применяться при расчетах ядерных данных в негрупповом виде. Однако непосредственное применение в расчетах библиотечных файлов оцененных данных связано с определенными трудностями, связанными с большим объемом заключенной в файлах информации и ограниченными ресурсами ЭВМ. Поэтому требуется предварительная работа по приведению содержащихся в библиотеке ядерных данных к виду, удобному для дальнейшего использования в негрупповых расчетах.

Далее рассматриваются работы по развитию и совершенствованию методов "сжатия" информации и способов представления ее в компактном виде, по разработке структуры и форматов хранения информации для системы константного обеспечения негрупповых расчетов. С точки зрения практического применения исследованы следующие способы описания и представления данных о сечениях, угловых и энергетических распределениях: редуцирование дискретного представления, аппроксимация дробно-рациональными функциями, полиномиальная аппроксимация, представление данных интегральной функцией распределения.

Метод редуцирования дискретного представления данных позволяет сократить количество сохраняемой информации благодаря тем значениям, которые в пределах принятой точности не влияют на ход интерполированной зависимости данных. Общеизвестна трехточечная схема редуцирования средней точки по двум соседним. Более общая схема многоточечного редуцирования, включающая трехточечную схему как предельный частный случай, кратко описана в работе [1]. Применение этой схемы позволяет из общего массива данных, представленных в дискретном виде, отобрать и сохранить только те значения, которые необходимы для воспроизведения хода данных по соответствующим законам интерполирования с заданной точностью.

Весьма универсальным методом аналитического продолжения функций, заданных своими значениями в дискретных точках, является аппроксимация дробно-рациональными выражениями. Проведена оценка дробно-рациональной аппроксимации хода сечений в резонансной области для железа и кислорода. Опробованы два метода: метод Ньютона и метод Гаусса в его варианте с применением интерполяционно-экстраполяционной схемы для выбора размера шага [2]. Результаты расчетов позволяют утверждать перспективность использования этих методов для решения практических задач аппроксимации данных.

В некоторых случаях эффективным средством сокращения объема подлежащей хранению информации и уменьшения трудоемкости вычислений при использовании и обработке данных табличного вида может служить полиномиальная аппроксимация этих данных. В работах [3,4] развит метод аппроксимации функций, заданных поточечным представлением, алгебраическими полиномами. При этом выдвигается требование точного воспроизведения хода аппроксимируемой функции в максимумах и минимумах. Поэтому в точках минимума и максимума налагаются условия равенства значений полинома, функции и их первых производных. В остальных точках функция аппроксимируется приближенно, но с заданной точностью. Коэффициенты полинома выбираются из условия наименьшего отклонения кривой от заданных значений функции, а степень полинома оптимизируется исходя из допустимых погрешностей. Проведенные расчеты показали хорошую точность аппроксимации и подтвердили возможность использования полиномиального представления данных.

Очень эффективным способом "сжатия" информации является представление данных в виде распределения накопленной вероятности [5]. Такое представление данных о сечениях позволяет корректно

учитывать в расчетах переноса резонансную структуру сечений при небольшом объеме хранимой информации. Наиболее целесообразно вероятностную аппроксимацию данных применять в области неразрешенных резонансов, поскольку используемые в настоящее время методы представления сечений тоже носят вероятностный характер. Однако метод накопленной вероятности с успехом можно использовать также и в резонансной области.

Анализ проведенных исследований позволяет дать некоторые практические рекомендации по применению рассмотренных методов. В области гладкого хода сечений рекомендуется один из двух способов представления данных: аппроксимация полиномами и редуцирование числа точек. В обоих случаях можно обеспечить заданную точность представления данных.

Для описания сечений в резонансной области существуют разные методы и подходы. Наиболее "физическим" является метод описания энергетической зависимости сечений с помощью резонансных формул в рамках того или иного формализма теории ядерных реакций. Однако при восстановлении хода сечений приходится проводить весьма трудоемкие вычисления. Поэтому использование таких формул для обеспечения расчетов в негрупповом приближении оказывается неэффективным. Более экономичным с точки зрения затрат вычислительного труда является применение различного рода аппроксимирующих функций и редуцированного поточечного представления данных.

Выбор конкретного способа задания данных в резонансной области будет зависеть как от структуры резонансов, так и от поставленной задачи. При наличии одного широкого резонанса достаточно редуцирования. В случае большего числа резонансов (от двух до восьми) эффективна дробно-рациональная аппроксимация. При решении задач защиты, где особенно важен корректный учет минимумов и максимумов в сечениях, может оказаться целесообразным представление данных полиномами с точным воспроизведением сечений в точках минимума и максимума. Что касается области неразрешенных резонансов, то, как уже отмечалось выше, наиболее целесообразным является задание данных в виде функции распределения накопленной вероятности.

Поскольку, как правило, сечения имеют сложную энергетическую зависимость, единообразная аппроксимация их с достаточной точностью в широких энергетических границах вряд ли возможна. Поэтому имеет смысл разбивать энергетическую область на сегменты с границами в некоторых характерных точках и в каждом из них представлять сечения наиболее подходящим способом. Для этого создается пакет программ, функциями которого являются: разбивка всей энергетической области детального хода нейтронных сечений на сегменты с граничными точками, где сечение минимально или максимально; отнесение принадлежности сегмента к определенному классу (гладкий ход, резонансная область, область неразрешенных резонансов); проведение операций редуцирования, аппроксимации дробно-рациональными функциями и полиномами, построения функций накопленной вероятности. Предполагается, что система программ пакета будет работать в автоматическом режиме. Все программы ориентированы на работу с библиотеками в формате ENDF/B. В настоящее время пакетом обрабатываются данные о сечениях. Однако нет принципиальных трудностей при использовании алгоритмов для обработки данных об угловых и энергетических распределениях. Пакет программ создается на ЭВМ ЕС-1060. Часть программ пакета отлажена и проходит тестовые испытания.

Применение новых способов компактного представления информации, не предусмотренных в существующих библиотеках ядерных данных, требует разработки форматов представления и хранения такого рода информации. Эти форматы должны быть максимально ориентированы на пользователя, применяющего ядерные данные в своих расчетах. Отметим, что способы представления информации, структура и форматы имеющихся библиотек ядерных данных не соответствуют этим целям.

В работе [6] описана структура базы ядерных данных в негрупповом представлении, ориентированная в основном на проведение расчетов ядерных реакторов и защиты методом Монте-Карло. База данных включает банк ядерных данных и набор обслуживающих программ. Важная особенность организации банка данных состоит в разделении его на две автономные части. Одна из них содержит все числовые данные, образуя информационный массив; вторая часть - каталог, назначение которого обеспечить быстрый и эффективный поиск любых данных, содержащихся в информационном массиве. Каталог построен по иерархическому принципу. Для облегчения и ускорения поиска информации каждый уровень каталога снабжен специальными ссылочными номерами как на более низкие уровни самого каталога, так и на структурные единицы информационного массива. Банк содержит данные для всех имеющихся изотопов и материалов в виде набора файлов. Любой файл представляет собой совокупность каталога и ин-

формационного массива для отдельного изотопа или материала. Для проведения конкретного расчета формируется рабочий набор данных, включающий файлы только тех изотопов и материалов, которые требуются в данном расчете.

Чтобы использовать ядерно-физическую информацию, хранящуюся в банке данных в негрупповом представлении, непосредственно в расчетах, необходимы соответствующие программы. Таких программ еще не существует. Однако имеются программы расчета ядерных реакторов и защиты методом Монте-Карло, которые используют мультигрупповые системы констант. К этому типу программ относится, например, известный комплекс программ MORSE [7]. Чтобы расчетная программа была в состоянии воспринимать и использовать детальную информацию по ядерным данным, она должна иметь специализированные блоки константного обеспечения, такие, как блок выборки параметров из банка данных, блоки розыгрыша различных величин и другие необходимые блоки. Таким образом, банк данных и программы использования хранящейся в нем информации должны стать составной частью пакета программ расчетов методом Монте-Карло. В настоящее время ведутся работы по применению программ, использующих метод Монте-Карло, для проведения расчетов с детальным ходом констант.

В качестве примера, иллюстрирующего возможности упомянутых выше методик, приведем (без описания деталей процедуры обработки данных) некоторые результаты, полученные для файла кислорода MAT-78I4 (оценка 1978 г.) в формате ENDF/B из библиотеки ENDF/LLL [8].

Нейтронные сечения для кислорода имеют сложную энергетическую зависимость (рис. I). В энергетическом поведении сечений выделяются области плавного хода сечений и резонансные области, которые в свою очередь можно разбить на области разрешенных и неразрешенных (перекрывающихся) резонансов. В каждой из этих областей структура сечений имеет свои характерные особенности, которые необходимо учитывать при выборе способа экономичного представления данных.

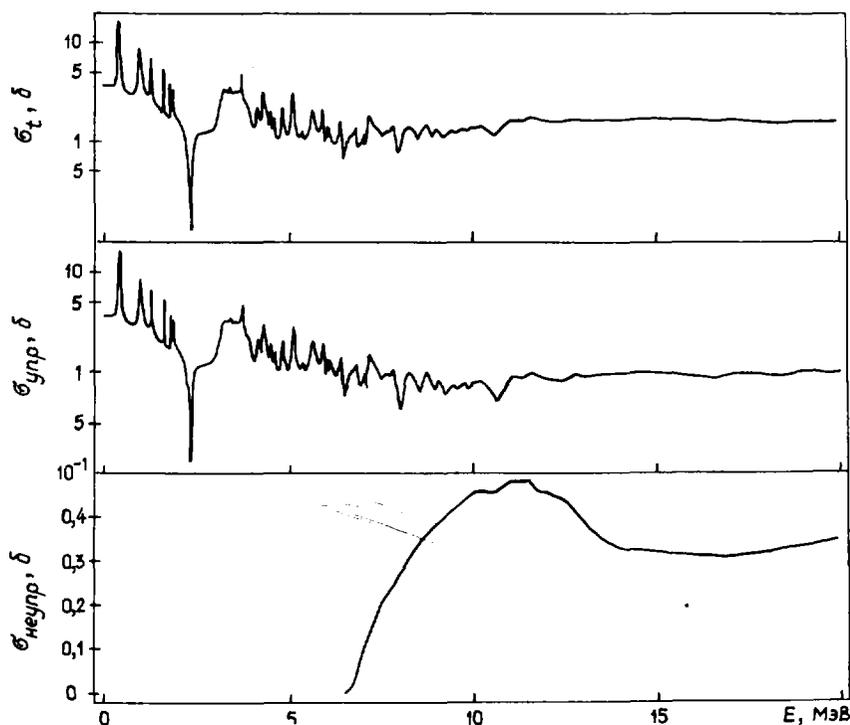


Рис. I. Энергетическая зависимость нейтронных сечений кислорода

Разбивка всей энергетической шкалы детального хода сечений на области (сегменты) с определением их границ проводится с помощью специальной программы сегментации. В полном сечении кислорода эта программа выделяет пять характерных областей (табл. I).

Таблица I

Сегментация полного сечения для файла кислорода

Область	Интервал энергии, МэВ	Область	Число	
			точек в области	параметров
1	$10^{-10}$ –1,1625	Разрешенные резонансы	58	13
2	1,1625–3,21	Узкие резонансы	52	9
3	3,21–3,47	Гладкие сечения	10	-
4	3,47–8,53	Неразрешенные резонансы	150	11
5	8,53–20	Гладкие сечения	63	-

Первая область, включающая три широких и хорошо разрешенных резонанса, аппроксимировалась дробно-рациональной функцией вида

$$f(x) = a_0 + \sum_{i=1}^I \frac{a_{1i}(a_{2i} + x)}{a_{3i} + a_{4i}x + x^2},$$

где  $I$  – число резонансов в области;  $a_0, a_{1i}, \dots, a_{4I}$  – коэффициенты, которые находили из условия минимизации квадратичных отклонений аппроксиманты от значений детального хода сечений. Оптимизационную задачу решали методом Гаусса с выбором размера шага по интерполяционно-экстраполяционной схеме [2]. Результаты расчета показаны на рис. 2. Дробно-рациональная аппроксимация хорошо воспроизводит пики резонансов. Однако процесс минимизации квадратов отклонений несколько увеличивает относительные ошибки малых значений аппроксимируемой функции, что проявляется на крыльях резонансных пиков. В тех случаях, когда необходим точный учет минимумов в сечениях, следует применять аппроксимацию резонансов полиномами с заданием условий в точках минимума и максимума.

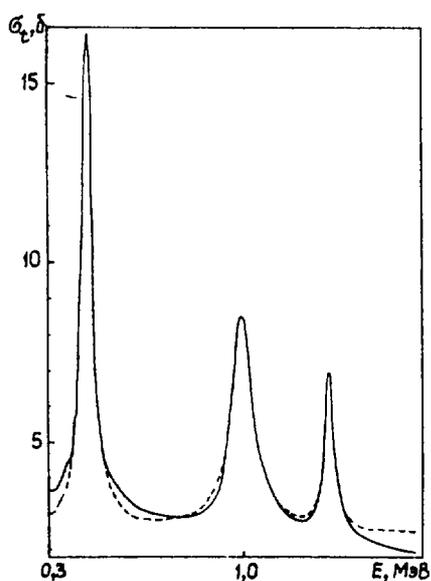


Рис. 2. Полное сечение в резонансной области I: — — сечение из файла MAT-78I4; - - - - дробно-рациональная аппроксимация

Методы описания сечений в области неразрешенных (перекрывающихся) резонансов имеют вероятностный характер, поэтому в этом случае можно использовать вероятностную аппроксимацию и задавать данные функцией накопленной вероятности. Функция распределения накопленной вероятности для областей 2 и 4, содержащих близко расположенные и неразрешенные резонансы, показана на рис. 3. Здесь же приведено распределение накопленной вероятности и для области разрешенных резонансов (область I). Эти результаты изображены на рисунке сплошной линией и получены по методике, описанной в работе [5]. Количество равновероятных отрезков сечений при этом бралось достаточно большим, так что ход кривой накопленной вероятности отражает особенности поведения резонансной структуры сечений.

Пунктирными линиями на рис. 3 изображены результаты аппроксимации распределений накопленной вероятности алгебраическими полиномами степени 10 для областей I и 4 и степени 8 для области 2.

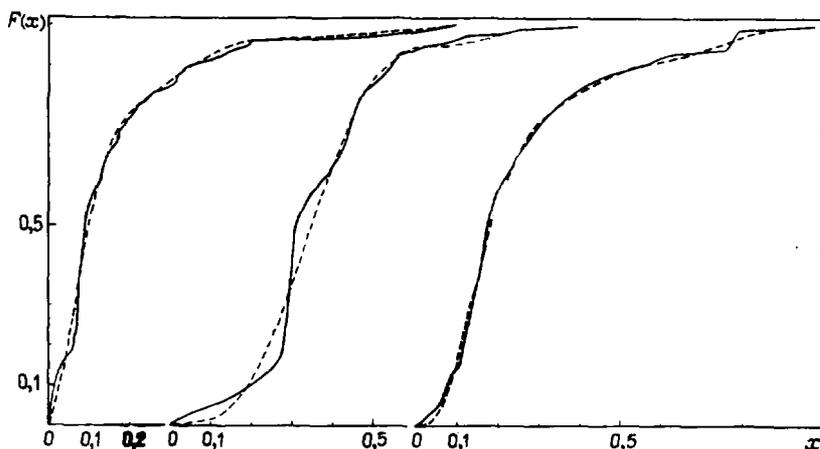


Рис.3. Распределения накопленной вероятности для областей I, 2, 4 (слева направо): — — расчет по методике работы [5]; - - - - аппроксимация полиномами

Как видно, полиномы сравнительно хорошо передают ход кривых накопленной вероятности, поэтому для проведения расчетов можно использовать кривые полиномиальной аппроксимации и тем самым существенно сократить объем хранимой информации.

На рис. 4 приведены плотности распределений, полученные дифференцированием полиномиальной аппроксимации соответствующих накопленных вероятностей для областей I, 2 и 4. Вычисленные значения средних сечений для областей I, 2 и 4 соответственно равны 3,77; 1,36; 1,44 б. Вычисленные значения наиболее вероятных сечений для областей I, 2, 4 соответственно равны 2,77; 1,34; 1,10 б. Как видно, наблюдается асимметрия данных, особенно для областей I и 4, поэтому использование для розыгрыша средних (групповых) сечений может приводить к смещению результатов.

Для сечений с гладким ходом (области 3 и 5) проводили многоточечное редуцирование [1] дискретного массива данных с обеспечением воспроизведения хода сечений с помощью линейной интерполяции с заданной точностью. Некоторые характеристики этого процесса приведены в табл.2.

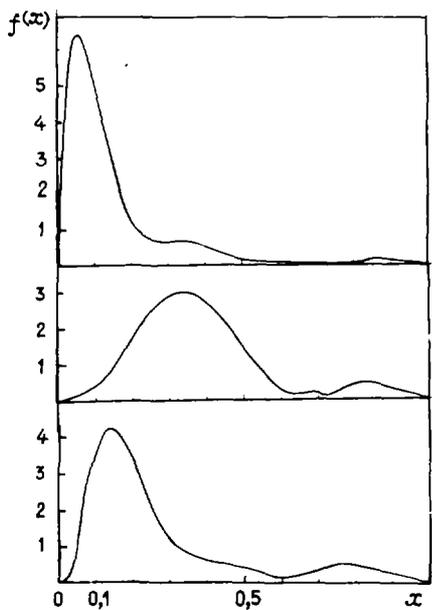


Таблица 2  
Многоточечное редуцирование гладкого хода сечений

Область	Интервал энергии, МэВ	Число точек в области	Редуцирование при обеспечении точности, %		
			1%	2%	3%
3	3,21-3,47	10	10	30	30
5	8,53-20	63	43	54	57

Рис.4. Плотности распределений для областей I, 2, 4 (сверху вниз)

#### Список литературы

1. Колесов В.Е., Соловьев Н.А. Пакет программ подготовки нейтронных констант для расчетов методом Монте-Карло на основе оцененных данных. - Нейтронная физика: Материалы 5-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 15-19 сентября 1980 г. М.: ЦНИИАтоминформ, 1980, ч.4, с.25-29.
2. Бард Й. Нелинейное оценивание параметров. М.: Статистика, 1979.
3. Соловьев Н.А., Колесов В.Е. Аппроксимация нейтронных сечений в области разрешенных резонансов. - См. [1], с. 20-24.
4. Колесов В.Е., Соловьев Н.А., Цуркова Е.В. Аппроксимация ядерных данных полиномами. - В кн.: Защита от ионизирующих излучений ядерно-технических установок: Труды Третьей всесоюзной научной конференции по защите от ионизирующих излучений ядерно-технических установок (27-29 октября 1981 г.). Тбилиси: Изд-во ИПМ ТГУ, 1983, т.2, с. 124-131.
5. Колесов В.Е., Соловьев Н.А. Получение из фундаментальных библиотек оцененных ядерных данных равновероятных внутригрупповых сечений для расчета защиты методом Монте-Карло. - Атомная энергия, 1980, т.48, вып.3, с.180-182.
6. Колесов В.Е., Соловьев Н.А., Такуева Н.К. Структура базы данных и программы константного обеспечения расчетов реакторов и защиты методом Монте-Карло. - См. [4], с.57.
7. Emmett M.B. The MORSE Monte-Carlo radiation transport code system: Rep. ORNL-4972. Oak-Ridge, 1975.
8. Howerton R.J. e.a. Rep. UCRL-50400. Livermore, 1976.

Статья поступила в редакцию 13 декабря 1985 г.

УДК 539.172.42

#### ТЕСТИРОВКА ОЦЕНЕННЫХ НЕЙТРОННЫХ ДАННЫХ ДЛЯ ХРОМА И НИКЕЛЯ НА ОСНОВЕ МАКРОЭКСПЕРИМЕНТОВ

Н.Т.Кулагин, И.П.Маркелов, В.Е.Колесов,  
А.С.Кривцов, А.И.Блохин

A TESTING OF EVALUATED NEUTRON DATA OF CHROMIUM AND NICKEL ON THE RESULTS OF MACROEXPERIMENTS. On the base of macroexperiments the test of the chromium and nickel evaluated neutron data developed in CJD (FEI) has been performed. The calculations are made by means of the ANISN code using 100-group energy presentation of GAM-II obtained in NJOY program.

При проектировании ядерно-технических установок предъявляются высокие требования к знанию ядерных констант для конструктивных элементов, таких, как железо, хром, никель. Однако в настоящее время эти данные (как экспериментальные, так и оцененные), взятые из различных источников, не согласуются между собой. Так, проведенные в последнее время с хорошей точностью измерения сечений радиационного захвата быстрых нейтронов на железе и никеле (см., например, работу [1], с.31,46) обнаруживают расхождения, значительно превышающие требуемые точности по ядерным данным. В работе [1] показано, что при сравнении групповых констант, полученных для широких энергетических интервалов, в групповом ЕНАВ-разбиении имеются значительные расхождения данных библиотек ENDF/B-IV, ENDF-78, JENDL-2 и Центра по ядерным данным Госкомитета по использованию атомной энергии СССР (г.Обнинск) по основным типам сечений (полного, упругого и радиационного захвата) для элементов хрома, никеля, железа.

В 1983-1985 гг. в ЦИД проведена работа по переоценке ядерных данных для хрома и никеля на основе современных экспериментальных данных и последних достижений в развитии теоретических ядерных моделей [2]. Сравнительный анализ групповых сечений показывает, что в некоторых энергетических областях наблюдаются заметные расхождения наших результатов с аналогичными данными библиотеки JENDL-2. Чтобы выявить причины таких расхождений, интересно провести анализ этих данных на основе макроэкспериментов.

В данной работе проанализированы экспериментальные данные по пропусканию нейтронов через сферы из хрома и никеля диаметром 60 см. Методика измерения изложена в работах [3-6]. Источником нейтронов служила помещенная в центре сферы свинцовая мишень, облучаемая электронами с энергией 30 МэВ. Исходный спектр нейтронов был изотропным [5] и имел вид

$$\Phi(E_n) = \begin{cases} 1,158 E_n \exp(-E_n/0,89), & E_n < 3,8 \text{ МэВ}; \\ 0,1513 E_n \exp(-E_n/1,7), & E_n > 3,8 \text{ МэВ}, \end{cases}$$

где спектр источника нейтронов нормирован на единицу. Плотности заполнения сфер никелем и хромом равны 2,94 и 3,95 г/см<sup>3</sup> соответственно [6]. Экспериментальный спектр рассеянных в среде нейтронов измеряли на расстоянии 15 см от источника нейтронов и под углом 90° по отношению к падающему потоку электронов. Экспериментальные значения взяты из рис. 10 и 12 работы [6]. Теоретические расчеты нейтронных спектров проведены с помощью комплекса программ ANISN в S<sub>12</sub>-приближении; при этом шаг по радиусу взят равным 1 см, анизотропию рассеянных нейтронов учитывали в P<sub>5</sub>-приближении. Групповые сечения и факторы самоэкранировки получены с помощью комплекса NJOY [7] на основе файлов оцененных данных ЦЯД [2] и библиотеки JENDL-2 [8].

В расчетах использовали групповые сечения, энергетические интервалы которых выбирали следующим образом: в интервале энергий 0,111-170 МэВ границы групп соответствовали шагу по летаргии, равному 0,15; в области ниже 0,111 МэВ шаг по летаргии равен 0,25. Групповые сечения были вычислены с помощью спектра усреднения, имеющего форму 1/E ниже 0,0675 МэВ, и спектра деления в области выше 0,0675 МэВ. Результаты вычислений представлены на рис. 1, 2. Для хрома на рис. 1, а представлены расчеты спектров нейтронов N(E<sub>n</sub>, θ=90°) в сравнении с экспериментальными данными, взятыми из работы [6]. Как и в работе [3], нормировка расчетных и экспериментального спектров проведена в области E<sub>n</sub> = 0,3-1,0 МэВ по полному выходу нейтронов. Сравнительный анализ спектров, полученных на основе данных библиотеки JENDL-2 и файла ЦЯД, показывает, что:

- при E<sub>n</sub> = 1-35 кэВ и E<sub>n</sub> = 1,8 МэВ данные ЦЯД превышают данные JENDL-2, однако те и другие лежат существенно ниже экспериментальных результатов;

- в области энергий E<sub>n</sub> = 35-1800 кэВ расчетные спектры, полученные на основе различных групповых констант, сравнимы между собой. Из этого можно сделать вывод, что теоретические расчеты удовлетворительно воспроизводят форму и энергетическую зависимость экспериментального спектра в области E<sub>n</sub> > 50 кэВ. При E<sub>n</sub> < 50 кэВ наблюдается систематическое (примерно в 6 раз) превышение экспериментальных данных по сравнению с расчетными. Как указано в работе [3], одной из причин таких расхождений может служить тот факт, что при расчете спектров нейтронов необходимо учитывать присутствие водорода внутри исследуемых образцов-сфер.

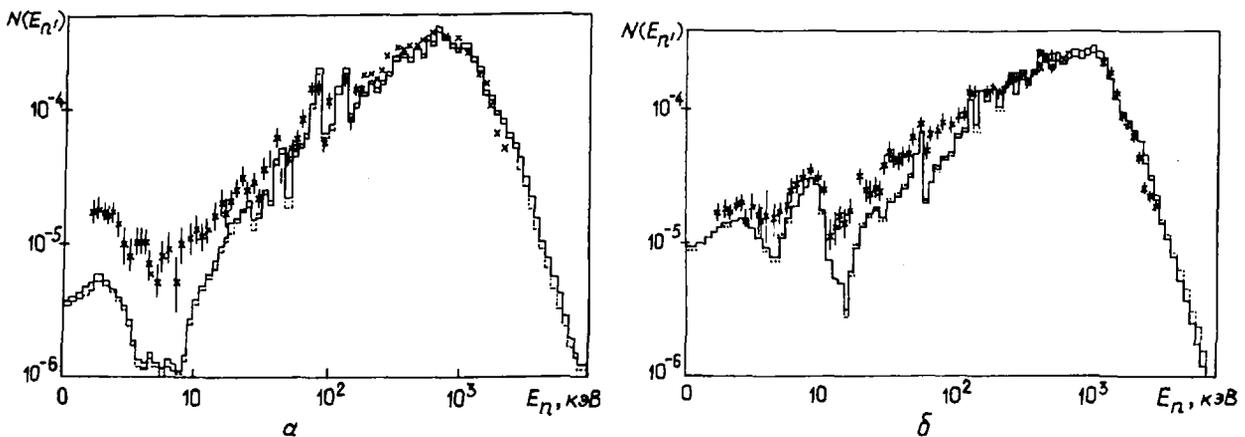


Рис. 1. Спектр нейтронов под углом 90°, полученный для хрома (а) и никеля (б) на расстоянии z = 15 см: x - экспериментальные данные работы [6]. Расчет на основе оценки: — — — ЦЯД; ... - JENDL-2

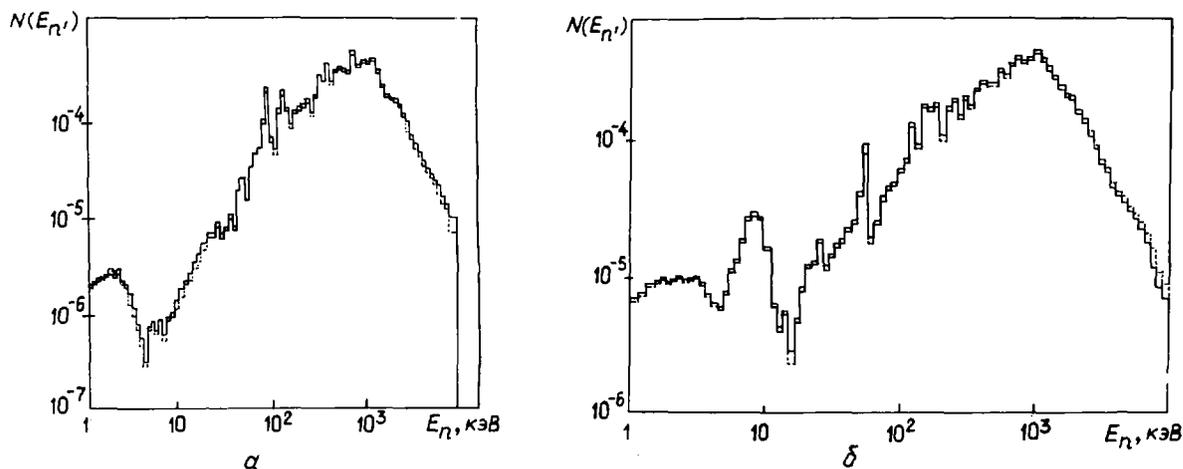


Рис.2. Интегральный спектр нейтронов для хрома (а) и никеля (б). Расчет на основе оценки: — ЦЯД; ..... - JENDL-2

На рис. 1,б представлены аналогичные результаты для никеля. Как и для хрома, для никеля наблюдаются расхождения между расчетными и экспериментальными результатами в области энергий нейтронов  $E_n = 1-100$  кэВ. В то же время результаты расчетов спектров на основе данных библиотек JENDL-2 и ЦЯД в области энергий  $E_n < 2$  МэВ практически совпадают. Небольшие расхождения наблюдаются только для отдельных групп. Однако в области  $E_n > 2$  МэВ данные JENDL-2 примерно на 30-60% превышают наши результаты. В целом экспериментальные данные для сферы из никеля лучше описываются как данными JENDL-2, так и данными оценки ЦЯД.

На рис. 2,а,б представлены результаты расчетов полных спектров рассеянных нейтронов, полученные на основе двух систем групповых констант. Видно, что расчетные значения интегральных спектров с двумя системами групповых констант значительно лучше согласуются между собой, чем аналогичные результаты при фиксированном угловом направлении вылета нейтронов.

#### Список литературы

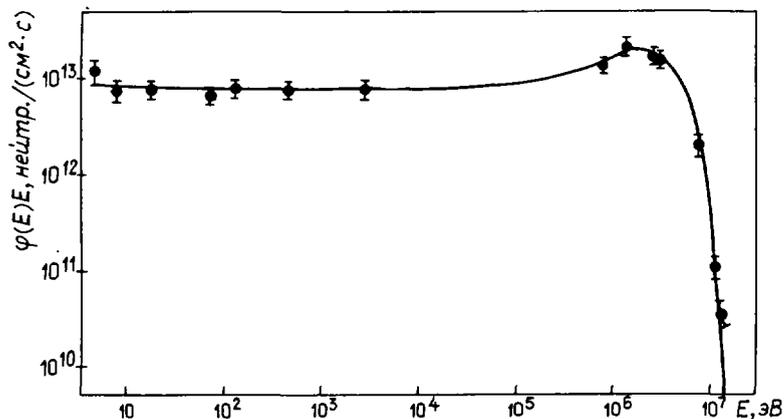
1. Cullen D.E. In: Proc. of meeting "Nuclear Data for Structural Materials": INDC(NDS)-152/L. Vienna, 1983, p.150.
2. Blokhin A.I. e.a. Ibid., p.101.
3. Hayashi A. e.a. Ibid., p.20.
4. Kimura I. e.a. In: Nucl. cross-sections for technol.: Proc. of the Intern. conf. Washington, 1975, v.1, p.184.
5. Kimura I. In: Nucl. cross-sections for technol.: Proc. of the Intern. conf. Knoxville, 1979, p.265.
6. Kimura I. e.a. In: Nucl. data for sci. and technol.: Proc. of the Intern. conf. (Antwerp, 1982). Holland, 1983, p.98.
7. MacFarlane R.E. e.a. ENDF-324, 1982, v.1, p.3.
8. JENDL-2 (Rev.1). IAEA-NDS-13. Vienna, 1984; Asami T. In: [1], p.114.

Статья поступила в редакцию 13 декабря 1985 г.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭФФЕКТИВНЫХ СЕЧЕНИЙ РЕАКЦИЙ  $(n, n')$  И  $(n, 2n)$  НА НИОБИИВ.П.Демин, Н.М.Липовый, А.А.Носов, А.А.Римский-Корсаков,  
М.В.Хасанова

THE DETERMINATION OF THE EFFECTIVE  $(n, n')$  AND  $(n, 2n)$  REACTION CROSS-SECTIONS ON NIOBIUM. The problems connected with the study of the VVR-M reactor spectrum neutron induced activation of Nb-based structural materials that can be used in the creation of shield for nuclear-engineering units are considered. Data on resonance and threshold detectors and programs which were used for restoration of neutron spectra influencing the specimens studied is given. The estimates of the effective  $^{93}\text{Nb}(n, n')$ ,  $^{93}\text{Nb}(E_{\text{thr}} - 0,1 \text{ MeV})$  and  $^{93}\text{Nb}(n, 2n)^{92\text{m}}\text{Nb}(E_{\text{thr}} - 10 \text{ MeV})$  reaction cross-sections which values were  $(126 \pm 25)$  and  $(350 \pm 80)$  mb, respectively, were made.

Оценены эффективные сечения реакций  $(n, n')$  и  $(n, 2n)$  на ниобии, на основе которого изготавливаются сплавы, применяемые при создании оболочек твэлов, тракта теплоносителя и защиты ядерных реакторов. Для оценок эффективных сечений образцы исследуемого сплава с известным содержанием ниобия (один из которых помещен в кадмиевый экран) были облучены в ячейке активной зоны реактора ВВР-М Ленинградского института ядерной физики АН СССР. Для получения данных о спектре нейтронов в области облучаемых образцов (см. рисунок) использовали набор резонансных и пороговых детекторов по реакциям  $^{197}\text{Au}(n, \gamma)^{198}\text{Au}$ ,  $^{152}\text{Sm}(n, \gamma)^{153}\text{Sm}$ ,  $^{186}\text{W}(n, \gamma)^{187}\text{W}$ ,  $^{139}\text{La}(n, \gamma)^{140}\text{La}$ ,  $^{59}\text{Co}(n, \gamma)^{60}\text{Co}$ ,  $^{98}\text{Mo}(n, \gamma)^{99}\text{Mo}$ ,  $^{63}\text{Cu}(n, \gamma)^{64}\text{Cu}$ ,  $^{23}\text{Na}(n, \gamma)^{24}\text{Na}$ ,  $^{103}\text{Rh}(n, n')^{103\text{m}}\text{Rh}$ ,  $^{54}\text{Fe}(n, p)^{54}\text{Mn}$ ,  $^{27}\text{Al}(n, \alpha)^{24}\text{Na}$ ,  $^{55}\text{Mn}(n, 2n)^{54}\text{Mn}$ . В детекторе в области  $1/v$  использована реакция  $^{31}\text{P}(n, \gamma)^{32}\text{P}$ . Необходимые для расчетов ядерно-физические характеристики детекторов приведены в работах [1-4]. Активности облученных детекторов определены по  $\beta$ -излучению с помощью спектрометрической методики и использованы при восстановлении спектра нейтронов, которое проводилось в эпитепловой области по методу вычитания вклада  $1/v$ -части [1], а в области быстрых нейтронов по методу максимального правдоподобия [5].



Полученный спектр нейтронов в активной зоне реактора ВВР-М (мощность реактора 16 МВт)

Для определения активностей нуклидов, образованных в облученных образцах исследуемого сплава, выполнены измерения их  $\beta$ -спектров (см. таблицу).

Спектр рентгеновского излучения  $^{93\text{m}}\text{Nb}$  измеряли на анализаторе Союзрис- $\beta$ , в состав которого входил детектор EGPR100 на основе кристалла чистого германия, спектрометрический тракт и ЭВМ PDP 11/05 для обработки спектра по программе PRXMOD. Энергетическое разрешение детектора составляло 550 эВ по линии 122 кэВ. Калибровку по эффективности выполняли по линиям  $K_{\alpha}$  (Sr) источника  $^{88}\text{Y}$  с энергией 14,15 кэВ (квантовый выход 54,6%) и линиям  $K_{\alpha}$  (As) источника  $^{109}\text{Cd}$  с энергией 22,15 кэВ

(квантовый выход 82,7%). При определении активности  $^{99m}\text{Nb}$  учтено самопоглощение КХ-излучения в слое исследуемого образца. Измерения  $\beta$ -спектров в области энергий от 70 кэВ до 1,5 МэВ выполнены с использованием Ge(Li)-детектора объемом 155 см<sup>3</sup> с разрешением 1,5 и 2,2 кэВ по линиям 122 и 1332 кэВ соответственно, калибровку которого по энергии и эффективности проводили с помощью источника  $^{152}\text{Eu}$  известной активности.

Спектрометрические данные о радионуклидах ниобия

Радионуклид	$T_{1/2}$	Энергия излучения, кэВ	Квантовый выход, %	Литература
$^{93m}\text{Nb}$	16,11±0,10 года	16,61 18,66	10,6	[6]
$^{92m}\text{Nb}$	10,15 сут	934	99,2	[7]
$^{94}\text{Nb}$	2,03·10 <sup>4</sup> года	702 871	100 100	[7]

По результатам измерений, проведенных через 20 сут и спустя 1 год после облучения, определены активности радионуклидов  $^{92m}\text{Nb}$ ,  $^{94}\text{Nb}$ . Активности всех рассмотренных нуклидов рассчитаны на момент окончания облучения. По наведенной активности и полученному спектру нейтронов проведена оценка эффективного сечения реакции неупругого рассеяния  $^{93}\text{Nb}(n, n')^{93m}\text{Nb}$  для энергий выше значения эффективного порога (принимаемого равным 0,1 МэВ [8]) по уравнению

$$\sigma_{\text{эф}} = \frac{\int_0^{\infty} \sigma(E) \varphi(E) dE}{\int_{E_{\text{эф}}}^{\infty} \varphi(E) dE},$$

где  $\sigma(E)$  - сечение реакции;  $\varphi(E)$  - дифференциальная зависимость плотности потока нейтронов от энергии;  $E_{\text{эф}}$  - эффективная пороговая энергия реакции.

В результате оценки получено значение эффективного сечения, равное  $126 \pm 25$  мб. Считаю, что облучение осуществлялось в спектре нейтронов, который при энергии  $E_n > 0,1$  МэВ близок к спектру деления, можно заметить, что и оцененное сечение достаточно близко по значению к сечению  $149 \pm 10$  мб, определенному при облучении в делительном спектре нейтронов [9].

Аналогичным образом определено сечение реакции  $^{93}\text{Nb}(n, 2n)^{93m}\text{Nb}$  с эффективной пороговой энергией 10 МэВ, величина которого составила  $350 \pm 80$  мб.

Таким образом, полученные в данной работе эффективные сечения могут быть использованы при оценке уровней радиации конструкций ядерно-технических установок.

#### Список литературы

1. Григорьев Е.И., Васильев Р.Д., Тарновский Г.Б., Ярына В.П. Методика восстановления спектра надтепловых нейтронов методом вычитания вклада 1/ν МИ 71-75. М.: Из-во стандартов, 1976.
2. Лапенас А.А. Измерение спектров нейтронов активационным методом. Рига: Из-во "Зинатне", 1975.
3. Lorenz A. Nuclear decay data for radionuclides used as calibration standards: INDC(NDS)-145/GEI. Vienna, 1983.
4. Борисов Г.А., Васильев Р.Д., Григорьев Е.И. и др. Библиотека групповых сечений пороговых реакций (БГС-I). - В кн.: Метрология нейтронных измерений в ядерно-физических установках, 1976, т. I, с. 194.
5. Крамер-Агеев Е.А., Трошин В.С., Тихонов Е.Г. Активационные методы спектрометрии нейтронов. М.: Атомиздат, 1976, с. 107-115.
6. Хольнов Ю.В., Чечев В.П., Камынов Ш.В. и др. Характеристики излучений радиоактивных нуклидов, применяемых в народном хозяйстве. М.: Атомиздат, 1980.
7. Lederer C.M., Shirley V.S. Table of isotopes. New York, 1978.
8. Sakurai K. Measurement of neutron fluence above 0,1 MeV with the dosimeter  $^{93}\text{Nb}(n, n')^{93m}\text{Nb}$ . - Nucl. Technology, 1982, v. 57, p. 436.
9. Hegedüs F. Reactor radiation metrology. - News Letters, 1980, N 13.

Статья поступила в редакцию 13 декабря 1986 г.

ВЛИЯНИЕ МОДЕЛЕЙ ЗАМЕДЛЕНИЯ, РЕЗОНАНСНОЙ САМОЭКРАНИРОВКИ  
СЕЧЕНИЙ И АНИЗОТРОПИИ УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ  
НА РЕЗУЛЬТАТЫ МНОГОГРУППОВОГО РАСЧЕТА ЗАЩИТЫ БЫСТРОГО РЕАКТОРА

В.В.Коробейников, Н.Т.Кулагин, М.Н.Николаев,  
В.А.Пивоваров, М.М.Савоськин, А.М.Цибуля

THE INFLUENCE OF SLOWING DOWN, RESONANCE SELF-SHIELDING AND ANISOTROPIC ELASTIC SCATTERING FOR RESULTS OF MULTIGROUP CALCULATIONS IN FAST REACTOR SHIELDING. The influence of slowing down model, resonance structure of cross-sections and anisotropic elastic scattering in calculations of the fast reactor shielding are examined. The calculations were made by means of Monte-Carlo method. The calculations of fast neutron flux on a large distance from core depended on accuracy of slowing down model. It is shown that the calculation of fast reactor shielding in  $P_3$ -approximation of anisotropic function is good.

Результаты многогрупповых расчетов нейтронной защиты зависят от того, насколько корректно осуществляется учет кинетических, резонансных и других эффектов. Необходимость учета кинетических эффектов всем известна хотя бы из того, что для расчетов радиационной защиты используются, как правило, программы, предусматривающие учет этих эффектов (например, РОЗ-6, ANISN, РАДУГА, DOT-III). Поэтому при расчетах нейтронной защиты необходимо учитывать анизотропию рассеяния и соответствующую информацию включать в системы групповых констант для расчета защиты. Что касается резонансных эффектов, то большинство расчетчиков-практиков ясно осознает необходимость учета резонансной самоэкранировки сечений, но слабо представляет влияние того или иного способа учета этих эффектов (о степени этого влияния можно судить лишь по методическим работам [1-3], так как возможности вариации способов учета резонансных эффектов при использовании определенной рабочей программы и системы констант весьма ограничены). Еще менее изучено влияние на результаты метода учета замедления нейтронов. Исследования показывают, что иногда неточности описания замедления в групповом приближении могут весьма сильно исказить результаты расчета (см., например, работу [4]). Таким образом, оценка влияния перечисленных эффектов на результаты расчета нейтронной защиты представляется актуальной задачей. Цель настоящей работы - подчеркнуть эту актуальность результатами расчетов реалистичной тестовой задачи. В качестве таковой была принята расчетная модель внутрикорпусной противорадиационной защиты быстрого реактора-размножителя, предложенная М.Сальватерсом [5] для международной тестировки расчетных методов. Защита представляет собой многослойную сферическую оболочку диаметром 20,33 м с центральной полостью диаметром 4,75 м, на поверхности которой находится источник. Первый сферический слой толщиной 1,8 м представляет собой сталь-натриевую защиту (объемное содержание стали 53%), далее идет слой натрия толщиной 5 м, затем 0,5 м-зона, имитирующая теплообменники (содержание стали 15%), и, наконец, слой натрия толщиной 0,5 м. Достигается ослабление потока нейтронов до  $10^8$  раз (по полному потоку) и до  $10^{12}$  раз (для нейтронов с  $E_n > 100$  кэВ).

Наиболее сильным из исследованных оказался эффект учета упругого замедления нейтронов. Повышение точности учета замедления осуществлялось не традиционно (путем существенного увеличения числа групп), а так, как это принято в реакторных расчетах: путем уточнения сечений упругого замедления на основе предварительной оценки интегральных по геометрическим зонам спектров нейтронов. Расчеты проводились по программам КРАБ-1, РОЗ-6 и RVA [3]. Использовался и независимый эквивалентный по точности путь: многогрупповой расчет защиты методом Монте-Карло с детальным слежением за энергией нейтронов в пределах группы по специальной программе ММКРК. Расчеты велись в 26-групповом приближении по константам ВНАБ-78. На рис.1 показано отношение потоков нейтронов, вычисленных с поправками и без них в сечение упругого замедления; последнее рассчитывалось для стандартного спектра (спектра Ферми ниже 2,5 МэВ) и для спектра, оцененного на основе предварительного расчета методом двухузловой интерполяции [1]. Уточнение сечений замедления ведет к снижению полного потока нейтронов за защитой (следовательно, и активации натрия второго контура) на порядок; расчетное же значение потока нейтронов с  $E_n > 100$  кэВ снижается на три порядка. Столь сильные изменения обусловлены прогрессирующим смягчением спектра нейтронов в защите, что ведет к

увеличению сечений упругого замедления нейтронов из группы в 1,5-2 раза. Исследовались также и другие эффекты, однако их влияние на результаты расчета оказалось существенно меньшим, чем влияние точности учета замедления, а сама степень влияния - зависящей от того, осуществляется ли при расчете корректировка сечений замедления или нет. Из-за неточности диффузионного приближения полный поток нейтронов в районе теплообменника занижается не более чем в 2 раза; погрешность  $S_4$ -приближения не превышает 10% даже для нейтронов с  $E_n > 100$  кэВ.

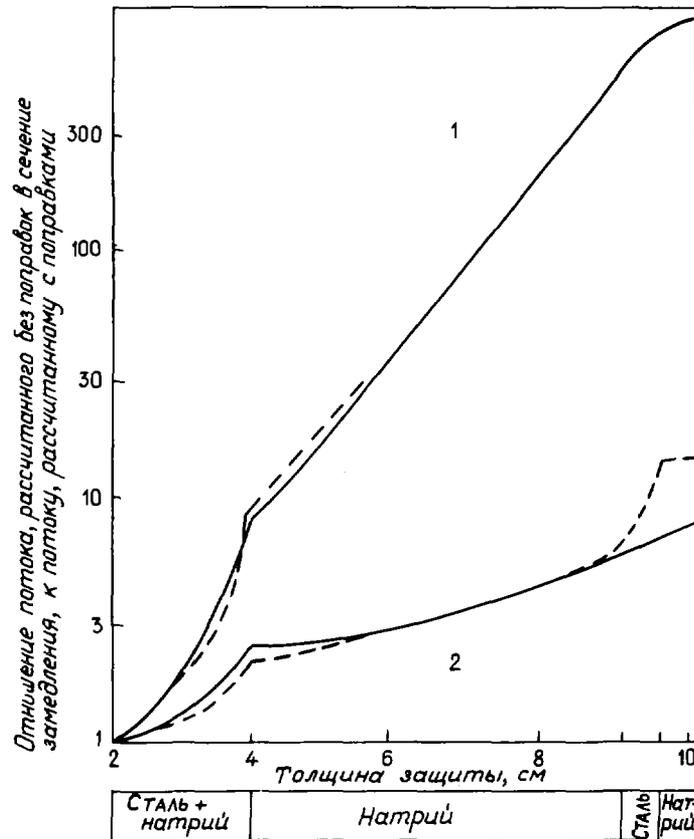


Рис. 1. Влияние на поток введения поправок в сечения замедления: 1 - для потока нейтронов с  $E_n > 100$  кэВ; 2 - для полного потока; — - расчет по программе РВА; - - - расчет по программе МКФК

Анизотропию рассеяния в рассматриваемой задаче оказалось достаточно учитывать в приближении  $P_1$  или в транспортном (погрешность в полном потоке составляла до 5%, в потоке нейтронов с  $E_n > 100$  кэВ - до 50%).

Точность учета резонансных эффектов оказалась более существенной. Реперным является расчет в подгрупповом приближении. Усреднение транспортного сечения по резонансной структуре тока нейтронов  $\varphi_1 \sim 1/\Sigma_t$  (как это обычно делается при подготовке констант к расчету) ведет к занижению полного потока на 40%, а потока нейтронов с  $E_n > 100$  кэВ - в 2 раза (рис. 2). Если же транспортное сечение усреднять по резонансной структуре потока  $\varphi_0 \sim 1/\Sigma_t$ , то расчетные погрешности возрастают более чем вдвое.

Заметим, что результаты расчета защиты по разным программам при использовании адекватных приближений хорошо согласуются между собой (табл. 1). Однако результаты расчетов, выполненных по программе Р03-6 с достаточной корректностью (с уточнением сечений замедления, усреднением транспортного сечения по спектру тока, на предписанной условиями теста расчетной сетке), существенно превышают результаты, полученные зарубежными авторами [5] (табл. 2). Двукратное расхождение на больших толщинах обусловлено тем, что в зарубежных расчетах  $\Sigma_{t2}$  усреднялось по спектру потока. Причины оставшихся расхождений пока не выяснены.

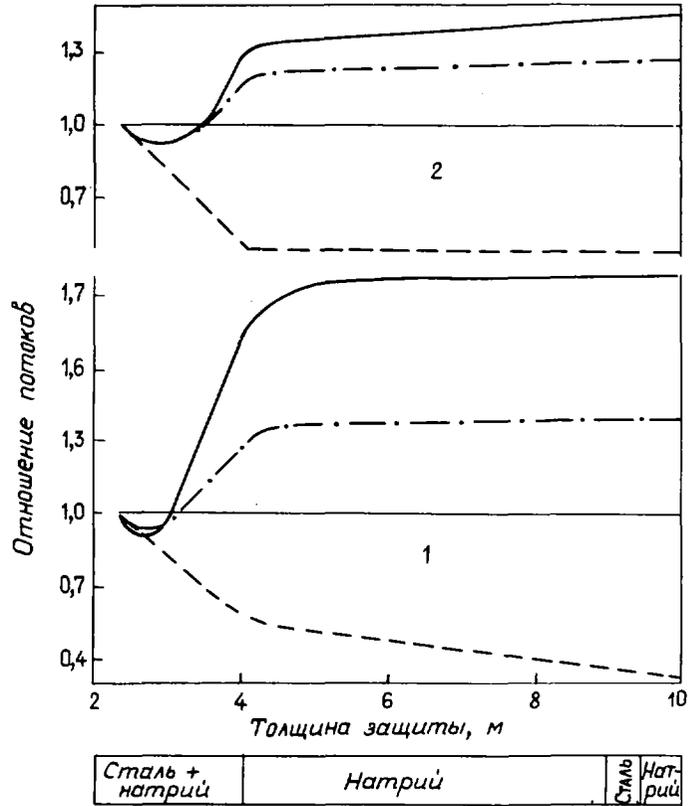


Рис. 2. Влияние на поток различных способов учета резонансной самоэкранировки: 1 - для потока нейтронов с  $E_n > 100$  кэВ; 2 - для полного потока. Отношение к потоку, рассчитанному при усреднении по спектру тока: - · - · - · - подгруппового потока без поправок в сечения замедления; — — — — подгруппового потока с поправкой в сечения замедления; - - - - группового потока с  $\Sigma_{tz}$ , усредненным по спектру потока

Из результатов настоящей работы следует, что введение поправок в сечения замедления при расчетах защиты в 26-, 28- и 49-групповых приближениях является необходимой процедурой. Поиск и обоснование оптимальных способов введения этих поправок и способов учета резонансных эффектов должны быть продолжены.

Таблица I

Сравнение результатов расчета, выполненных по разным программам без введения поправок в сечение замедления с  $\Sigma_{tz}$ , усредненным по спектру тока

Программа	Полный поток нейтронов (отн.ед.) на радиусах, см				Поток нейтронов с $E_n > 100$ кэВ (отн.ед.) на радиусах, см			
	293,5	416,5	668,5	918,5	293,5	416,5	668,5	918,5
PO3-6	4,3+I2	3,5+9	2,7+7	6,0	4,8+II	1,8+8	1,3+4	8,6
ANISN	4,4+I2	3,4+9	2,8+7	6,3	4,3+II	1,4+8	1,0+4	6,2
PVA	4,0+I2	3,5+9	2,9+7	7,2	4,2+II	1,6+8	1,3+4	6,1
МКРК	4,5+I2	3,4+9	3,1+7	5,4	-	-	-	-

Сравнение результатов расчета по программе РОЗ-6 с данными работы [5]

Программа	Полный поток нейтронов (отн.ед.) на радиусах, см				Поток нейтронов с $E_n > 100$ кэВ (отн.ед.) на радиусах, см			
	293,5	416,5	668,5	918,5	293,5	416,5	668,5	918,5
РОЗ-6	4,3+12	16+8	8,5+6	9,8+3	3,0+11	2,3+7	250	1,6
Расчеты зарубежных авторов [5]	3,6+12	6,7+8	4,3+6	5,4+3	3,3+11	1,1+7	77	3,6-3
	3,2+12	4,3+8	2,4+6	2,1+3	2,6+11	0,5+7	16	0,04-3

Примечание. Числитель - максимальные значения, знаменатель - минимальные.

#### Список литературы

1. Николаев М.Н., Рязанов Б.Г., Савосьякин М.М., Цибуля А.М. Многогрупповое приближение в теории переноса нейтронов. М.: Энергоатомиздат, 1984.
2. Болятко В.В., Выровский М.Ю., Илюшкин А.А. и др. Погрешности расчетов защиты от излучений. М.: Энергоатомиздат, 1983.
3. Пивоваров В.А. Подгрупповой расчет плоско-параллельных систем. Ч.1. Метод расчета: Препринт ФЭИ-1451. Обнинск, 1983.
4. Дубинин А.А., Журавлев В.И., Кулаковский М.Я. и др. О погрешности группового приближения в описании замедления нейтронов на больших расстояниях от источника. Кинетический подход. - В кн.: Вопросы дозиметрии и защиты от излучений. Вып.18. М.: Атомиздат, 1979.
5. Palmiotti G., Salvatores M. LMFBR shielding benchmark: NEACRP-A-503, 1982.

Статья поступила в редакцию 13 декабря 1985 г.

УДК 621.039.51.134

#### ФИЗИКА ФОРМИРОВАНИЯ И СТАТИСТИЧЕСКАЯ КОРРЕКТИРОВКА ФУНКЦИОНАЛОВ ПОЛЯ ИЗЛУЧЕНИЯ В РЕАКТОРЕ И ЗАЩИТЕ

Ю.И. Балашов, В.В. Болятко, А.М. Волощенко,  
А.И. Илюшкин, В.П. Машкович, В.И. Савицкий

PHYSICS OF FORMATION AND STATISTICAL ADJUSTMENT OF THE CALCULATIONS OF RADIATION FIELDS IN REACTOR AND SHIELDING. Comparisons between different results of neutron field calculations for fast reactor radial shield configuration are made. Calculations are performed utilizing russian and foreign cross-section libraries. As an illustration of usage of sensitivity analysis and spatial channel theory for determination of certain detector response formation physics one shielding configuration is investigated. Statistical adjustment of results of transport calculation is made.

В 1980 г. была уточнена международная программа по изучению базовых расчетных моделей защиты. Задача этих исследований - сравнение новых библиотек многогрупповых сечений, а также методов анализа чувствительности и погрешности расчетов.

Для базовой расчетной модели защиты реактора на быстрых нейтронах с жидкометаллическим теплоносителем [1] используется одномерная сферическая геометрия (табл.1).

Таблица I

Базовая расчетная модель защиты реактора на быстрых нейтронах

Зона	Внутренний радиус, см	Внешний радиус, см	Толщина зоны, см	Материал зоны
Источник	236,5	236,5I	0,0I	—
Стальная защита	236,5I	4I6,5	I80	Нержавеющая сталь (53%) + натрий (47%)
Натриевый бассейн	4I6,5	9I6,5	500	Натрий
Теплообменник	9I6,5	966,5	50	Нержавеющая сталь (I5%) + натрий (85%)
Натриевая зона	966,5	I0I6,5	50	Натрий

Изучаются функционалы поля излучения в различных геометрических зонах, в частности активация натрия в области передней (обращенной к активной зоне) стенки теплообменника. Для расчетов использовали стандартную зарубежную программу ANISN, реализующую дискретный  $S_N$ -метод ( $S_4P_1$  -приближение угловой переменной), и различные библиотеки многогрупповых констант: VITAMIN-B (I74 группы), VITAMIN-C (I7I группа), EURLIV (I00 групп), WABEL (II3 групп), PROPANE (45 групп). Большинство библиотек основано на данных библиотеки ENDF и содержит более I00 нейтронных групп. Библиотека PROPANE (версии  $D_0$  и  $D_1$ ) получена из библиотеки WABEL и является проблемно-ориентированной. Результаты сравнения этих расчетов приведены в работе [2]. Авторы отмечают значительные расхождения результатов, полученных с использованием библиотек групповых констант, генерированных из одних ядерных данных (ENDF-B) с использованием различных методик усреднения (выбор спектра усреднения, учет резонансной самоэкранировки и др.). Дисперсия результатов для указанного функционала достигает 60%.

В настоящей работе проведен обсчет указанной композиции с использованием отечественных программ P03-6 и P03-II (в близких приближениях угловой и пространственной переменной) и 26-групповой библиотеки нейтронных констант БНАБ. Результаты сравнения расчетных данных, полученных по программе P03-6 ( $S_4P_3$ -приближение угловой переменной)\* и по программе ANISN с библиотекой VITAMIN-B, приведены в табл. 2.

Таблица 2

Сравнение результатов расчетов различных функционалов, полученных по программам ANISN и P03-6\*

Функционал	Программа	Расстояние от центра активной зоны R, см			
		292	4I8,5	666,5	9I7,5
$\varphi_{\text{полн}}$	ANISN	$3,58+I2(I,0)^*$	$6,74+08(I,0)$	$4,06+06(I,0)$	$3,64+03(I,0)$
	P03-6	$8,84+I2(2,5)$	$5,89+09(8,7)$	$5,09+07(I2,5)$	$I,03+05(28,2)$
$\varphi > 0, I \text{ МэВ}$	ANISN	$3,34+II(I,0)$	$I, I2+07(I,0)$	$7,7I+0I(I,0)$	$3,62-03(I,0)$
	P03-6	$9,64+II(2,9)$	$2,92+08(26,2)$	$2,46+04(3I8)$	$I,34+00(369)$
$^{23}\text{Na}(n,\gamma)$	ANISN	$5,47+I0(I,0)$	$2,76+07(I,0)$	$8,07+05(I,0)$	$I,33+03(I,0)$
	P03-6	$I, I5+II(2, I)$	$I, I5+08(4,2)$	$4, I6+06(5,2)$	$I, I5+04(8,7)$
$^{59}\text{Co}(n,\gamma)$	ANISN	$2,43+I3(I,0)$	$8,62+09(I,0)$	$7,2I+07(I,0)$	$9,55+04(I,0)$
	P03-6	$5,26+I3(2,2)$	$4, I7+I0(4,8)$	$4,54+08(6,3)$	$8,84+05(9,2)$
$^{235}\text{U}(n,f)$	ANISN	$7,2I+I3(I,0)$	$3,33+I0(I,0)$	$8,0I+08(I,0)$	$I,27+06(I,0)$
	P03-6	$I,47+I4(2,0)$	$I,40+II(4,2)$	$4, I4+09(5,2)$	$I,08+07(8,5)$

\*В скобках дано отношение результатов расчетов к данным программы ANISN.

\*Расчет проводили без внесения поправок в сечения замедления на форму внутригруппового спектра.

Из табл.2 видно значительное расхождение данных: примерно в 10 раз для низкоэнергетических функционалов, примерно в 30 раз для полной плотности потока и примерно в 300 раз для быстрых нейтронов при кратностях ослабления  $10^9-10^{14}$ . Дисперсия результатов, приведенных в работе [2], составляет 60% для полной плотности потока и около 200% для быстрых нейтронов. Следует отметить, что расчеты по программе P03-6 дают систематическое завышение результатов; расчеты по программе P03-II дают еще большее завышение результатов. Основное расхождение наблюдается для данных по стальной защите. Предполагая, что программы P03-6 и ANISN, реализующие один и тот же метод, в одинаковых приближениях должны давать близкие результаты, расхождение можно объяснить неправильным учетом замедления нейтронов в "малогрупповой" структуре БНАБ (без внесения поправок на форму внутригруппового спектра), особенно для элементов стали. При использовании 26-групповой структуры необходимо, по-видимому, для задач глубокого проникновения использовать специально откорректированную библиотеку констант, аналогичную системе PROpane-D<sub>1</sub>. Набор откорректированных констант для данной модели был получен с использованием модулей комплекса ЗАКАТ-2 и программы SIZAM. После внесения поправок в сечение замедления расхождения с данными работы [2] для активации натрия сократились с 8,7 раза до 2 раз.

В статье выполнен также анализ чувствительности с использованием отечественных комплексов ЗАКАТ и ЗАКАТ-2, работающих с программами расчета поля излучения P03-II и P03-6 соответственно. Результаты приведены в табл.3 совместно с данными, полученными по комплексу SWANLAKE [3]. Рассмотрение этих данных показывает их удовлетворительное согласие.

Таблица 3

Относительные чувствительности активации натрия на передней стенке теплообменника к сечениям взаимодействия

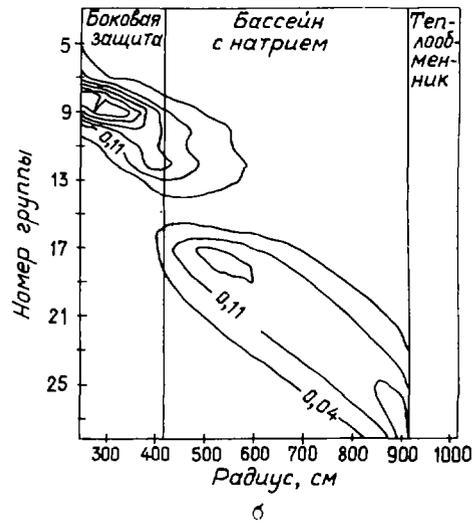
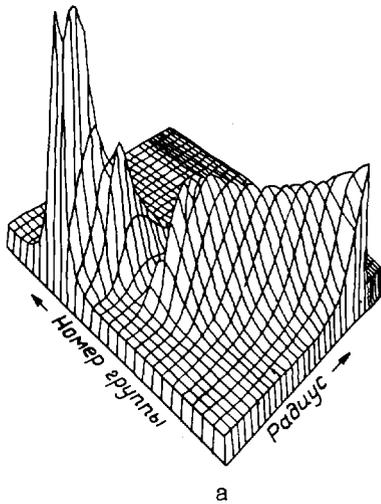
Зона	Программа	Элемент				
		Натрий	Железо	Хром	Никель	Все элементы
Стальная защита	SWANLAKE	-4,30	-6,06	-2,30	-3,75	-16,41
	ЗАКАТ	-3,11	-3,03	-1,17	-0,85	-8,16
Натриевый бассейн	SWANLAKE	-15,18	-	-	-	-15,18
	ЗАКАТ	-13,81	-	-	-	-13,81
Вся система	SWANLAKE	-20,81	-8,18	-2,63	-4,71	-36,94
	ЗАКАТ	-16,96	-3,01	-1,18	-0,85	-22,00

Анализ данных об относительной чувствительности показывает, что основным процессом в данной композиции является упругое рассеяние нейтронов в бассейне с натрием. Следующими по важности процессами являются упругое и неупругое рассеяния на железе в области стальной защиты.

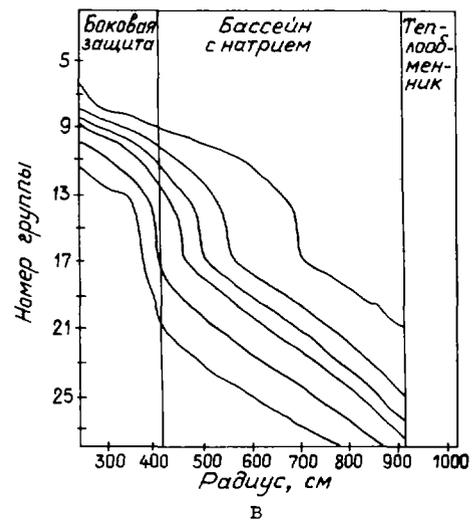
Проведено сравнение расчетов константной составляющей погрешности активации вторичного натрия. На основе данных библиотек ENDF/B-IV и ENDF/B-V получена погрешность 69 и 65% соответственно [2], а на основе комплекса LUND + CORE [4] - 76%.

Расчитанные по программе ЗАКАТ-2 величины тока отклика (см. рисунок) позволяют судить о важности пространственно-энергетических областей защиты с точки зрения вклада в активацию вторичного натрия в области передней стенки теплообменника: в области стальной защиты определяющий вклад дают нейтроны с энергиями 1-0,1 МэВ (максимум в спектре источника). Нейтроны этого диапазона вносят вклад в функционал и для точек в бассейне с натрием на глубину примерно до 1 м. По мере увеличения слоя натрия резко возрастает роль замедлившихся в результате упругого рассеяния нейтронов. После слоя натрия толщиной примерно 3 м дают вклад только нейтроны с энергиями менее 1 кэВ.

Важной составляющей исследований физики формирования функционалов является определение статистической поправки [5], учитывающей, что из-за статистических разбросов сечений взаимодействия среднее значение (математическое ожидание) функционала отличается от значения функционала при средних значениях (математических ожиданиях) сечений. Статистическая поправка (множитель для рассчитанного функционала) для задач переноса излучения всегда больше единицы. В данном примере она составила около 1,3. Таким образом, без учета поправки рассчитанный функционал будет заниженным в 1,3 раза.



Пространственно-энергетические каналы вклада в активацию вторичного теплоносителя: а - пространственно-энергетическая зависимость тока отклика; б - изолинии тока отклика; в - пространственно-энергетические каналы переноса вклада в активацию вторичного теплоносителя (через область между двумя кривыми переносится 20% вклада в функционал)



Методические исследования статистической поправки на модельной задаче (решение уравнения Кейса с прямым розыгрышем нормально распределенных сечений) показали увеличение статистической поправки с ростом рассеивающих свойств среды и дисперсии сечений.

#### Список литературы

1. Salvatores M. Definition of a fast breeder reactor bench-mark configuration for comparison of shielding cross-section data.-NEA Data Bank, 16 March 1981, p.3.
2. Salvatores M., Palmiotti G. International LMFBR shielding benchmark. Intercomparison and analysis. - In: Proc. of the VI Intern. conf. on radiation shielding (May 16-20, 1983). Tokyo, JAERI, 1983, v.1, p.34-44.
3. Canali V., Gonano G., Nicks R. Sensitivity of the secondary sodium activation in the FBR configuration. - In: Proc. of a Specialists meeting on differential and integral nuclear data requirements for shielding calculations (Vienna, 1976): IAEA-207. Vienna, 1978.
4. Болятко В.В., Върский М.Д., Илюшкин А.И. и др. Погрешности расчетов защиты от излучений. М.: Энергоатомиздат, 1983, с.176.
5. Балашов Д.И., Болятко В.В., Илюшкин А.И. и др. Статистическая корректировка результата расчета задач переноса излучений.- Атомная энергия, 1983, т.55, вып.2, с. 99-102.

Статья поступила в редакцию 13 декабря 1985 г.

ФИЗИЧЕСКИЕ ЗАКОНОМЕРНОСТИ ПЕРЕНОСА НЕЙТРОНОВ  
ВО ВНУТРИКОРПУСНОЙ ЗАЩИТЕ БЫСТРЫХ РЕАКТОРОВ

Ю.И. Балашов, В.В. Болятко, И.А. Елисеев,  
А.И. Илюшкин, Е.И. Инютин, В.В. Савина, В.И. Савицкий

PHYSICAL PECULIARITIES OF NEUTRON TRANSPORT IN FAST REACTOR IN-VESSEL SHIELD. Possibility of usage of sensitivity analysis for reactor shielding project is analysed. For bench-mark calculational configuration of spherical in-vessel fast reactor shield peculiarities of radiation transport are determined. Importances of different partial cross-sections and contributions of different isotopes are estimated.

В последнее время все более широкое применение в изучении защиты находит методика исследования чувствительности результатов расчетов к изменению входных параметров [1]. Анализируя возможность использования методики исследования чувствительности для практических нужд проектирования защиты, можно выделить следующие области применения: выбор адекватного метода расчета поля излучения для набора однотипных задач; формирование требований к константному обеспечению для решения задач рассматриваемого класса; количественная оценка результатов малых изменений в составе защиты или форме источников излучения; оценка погрешностей расчета и обоснование проектных коэффициентов запаса.

Следует отметить, что необходимым условием выбора расчетного метода и системы констант является предварительное установление закономерностей переноса излучения для рассматриваемого класса задач, определение важности того или иного парциального процесса взаимодействия излучения с веществом, роли отдельных изотопов. В свою очередь, принцип классификации задач заключается в сходстве закономерностей переноса излучения, совпадении тех параметров расчета, к которым наиболее чувствительны расчетные результаты.

В настоящей работе исследуются задачи, возникающие при проектировании активационной защиты быстрых энергетических реакторов. Используется одномерная сферическая расчетная модель активационной защиты и ее модификация, отличающаяся спектром излучения на входе в защиту. Активационная внутрикорпусная защита энергетических реакторов на быстрых нейтронах с интегральной схемой компоновки оборудования (например, в реакторе БН-600) воспроизводится на двух расчетных моделях. Эти модели получены из тестовой модели А, представленной в работах [2,3], с помощью отдельных изменений некоторых материальных параметров.

Ядерный состав материалов, используемый в обеих моделях, приведен в табл. I. В отличие от исходной тестовой модели в состав материалов М3 - М6 введено незначительное количество  $^{10}\text{B}$ , а в материалы М3 - М5 - еще и углерод.

Таблица I

Концентрация изотопов или элементов в материалах для двух моделей,  $10^{22}$  см $^{-3}$

Изотоп или элемент	М а т е р и а л					
	М1	М2	М3	М4	М5	М6
	Активная зона	Боковой экран	Стальная защита	Графит в трубах	Натрий	Теплообменник
$^{239}\text{Pu}$	0,0746	-	-	-	-	-
$^{238}\text{U}$	0,740	1,270	-	-	-	-
Кислород	1,710	2,540	-	-	-	-
Натрий	0,720	0,550	0,444	0,488	2,220	1,890
Железо	1,235	0,842	4,830	1,030	-	0,906
Хром	0,321	0,219	1,300	0,275	-	0,243
Никель	0,266	0,181	0,638	0,136	-	0,120
Углерод	-	-	0,00001	4,740	0,00001	-
$^{10}\text{B}$	-	-	0,00001	0,00001	0,00001	0,00001

Структура зон первой модели приведена в табл.2.

Отметим, что материалом М1 (с составом активной зоны быстрого окисного реактора) загружена зона 3, моделирующая внутреннее хранилище отработавших ТВС. Переход ко второй модели осуществляется заменой материала М1 в зоне 3 на материал М3, т.е. расширением стальной защиты на область, отведенную под внутреннее хранилище. Таким образом, вторая модель характеризует вариант, когда хранилище ТВС организовано вне реактора. Распределение плотности делений в зонах, содержащих делющиеся изотопы, приведено в работе [2].

Структура зон модели с хранилищем Таблица 2

Характеристика	З о н а						
	I	2	3	4	5	6	7
Материал	М1	М2	М1	М3	М4	М5	М6
Внутренний радиус, см	0	150	190	200	290	390	440
Толщина слоя, см	150	40	10	90	10	50	150

Расчеты проводили для трех детекторов, измеряющих следующие величины:

1. Плотность потока нейтронов с энергией выше 0,1 МэВ  $\varphi_{E>0,1}(z) = \int_{0,1}^{\infty} \varphi(z, E) dE$ . Интеграл по времени от этой величины - флюенс нейтронов - используется для оценки радиационных повреждений в элементах конструкции реактора и защиты.

2. "Энерговыведение"  $R_3(z) = \int_0^{\infty} \varphi(z, E) \sigma^B(E) dE$ , где  $\sigma^B(E)$  - сечение реакции  $^{10}\text{B}(n, \alpha)$ . Название детектора в известной степени условно, выбранная функция отклика обеспечивает лишь модельное представление радиационных энерговыведений, обусловленных захватным  $\gamma$ -излучением.

3. Активацию натрия в теплообменнике  $R_A = \int_{R_{\text{внутр}}}^{R_{\text{внешн}}} 4\pi r^2 dz \int_0^{\infty} \varphi(z, E) \sigma^{Na}(E) dE$ , где  $R_{\text{внутр}}$  и  $R_{\text{внешн}}$  - внутренний и внешний радиусы зоны теплообменника;  $\sigma^{Na}(E)$  - сечение активации  $^{23}\text{Na}$ .

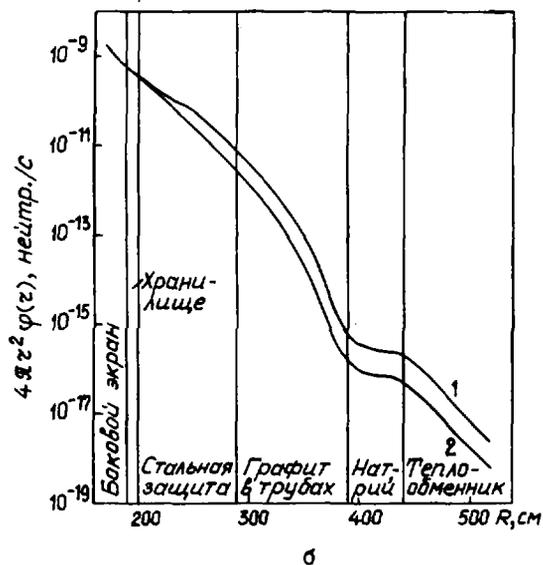
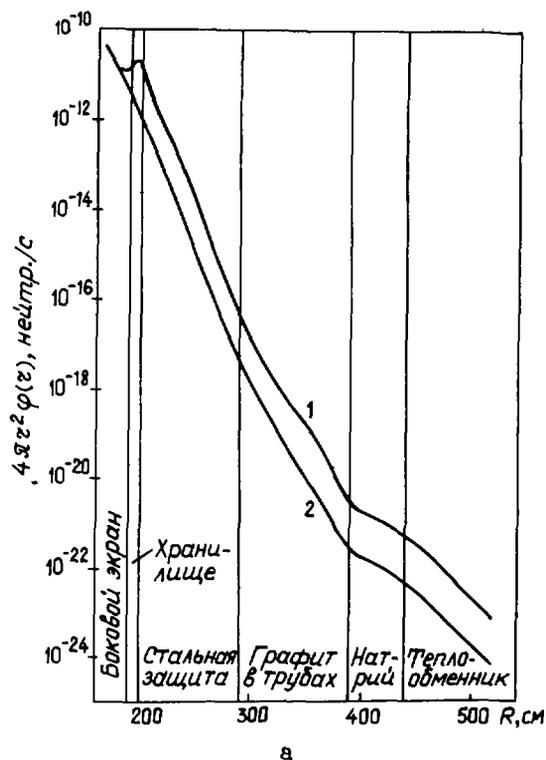
Таким образом, третий детектор является протяженным, первые два - локальными. Выбранные координаты (радиусы) для расчета обоих функционалов  $z_1 = 200$  см,  $z_2 = 290$  см совпадают и соответствуют внутренним слоям стальной и графитовой защиты.

Набор из пяти детекторов с  $\varphi_{E>0,1}(z_1)$ ,  $\varphi_{E>0,1}(z_2)$ ,  $R_3(z_1)$ ,  $R_3(z_2)$ ,  $R_A$  для двух композиций однозначно определил 10 расчетных задач. Одна из этих задач - активация натрия в композициях с хранилищем - была исследована ранее [3].

Расчеты прямых и сопряженных нейтронных полей проводили по программе РОЗ-II/4/с использованием 26-групповой системы констант ЕНАБ. Анализ чувствительности был выполнен по программе ЗАКАТ [5]. Для каждой из исследуемых задач были рассчитаны относительные чувствительности функционалов к макросечениям зон и пространственные распределения токов вклада.

На рисунке приведены для обеих композиций пространственные распределения одновременно плотности потока нейтронов с энергией выше 1,4 МэВ и полной плотности потока нейтронов. Из данных рисунка и энергетических распределений плотности потока нейтронов видно, что доля быстрых нейтронов в энергетическом спектре на входе в защиту не превышает 5%, доля нейтронов с энергией выше 0,1 МэВ - 30%. С увеличением расстояния от источника плотность потока нейтронов с энергией выше 1,4 МэВ убывает со скоростью, существенно большей, чем полная плотность потока. Величина плотности потока нейтронов с энергией выше 1,4 МэВ превышает на входе в защиту модели с хранилищем величину, рассчитанную для другой модели, примерно в 5 раз; для полной плотности потока соответствующее отношение возрастает от 0,7 на входе в защиту примерно до 4,5 в зоне теплообменников (где отношение стабилизируется).

В табл.3 приведены нормированные величины функционалов (способ нормировки виден из таблицы).



Пространственное распределение плотности потока нейтронов с энергией выше 1,4 МэВ (а) и полной плотности потока (б) для модели с хранилищем (кривая 1) и без него (кривая 2)

Анализируя данные табл.3, следует отметить, что различия в величинах одностипных функционалов объясняются не только величиной и энергетическим спектром потока нейтронов на входе в защиту, но и наличием дополнительного слоя стальной защиты толщиной 10 см в модели без хранилища. Влияние дополнительной защиты должно приводить к уменьшению величины всех функционалов, кроме  $R_3(z_1)$ . Быстрое накопление нейтронов в низкоэнергетической части спектра при удалении от границы с сильным поглотителем (боковой экран), по-видимому, обуславливает противоположный эффект для  $R_3(z_1)$ .

Таблица 3

Нормированные функционалы для двух моделей

Функционал	Радиус $z_{1,2}$ см	Модель с хранилищем	Модель без хранилища
$4\pi z^2 \varphi_{E>0,1}$	200	I	0,37I
	290	0,00340	0,000800
$4\pi z^2 R_3$	200	I	2,99
	290	0,166	0,0645
$R_A$	-	I	0,260

Рассмотрим задачу об активации натрия второго контура. В табл.4 сведены данные о чувствительности активации натрия к зонным макросечениям паоциальных процессов. Как видно из таблицы, неупругое рассеяние не играет важной роли в переносе нейтронов. Так, при увеличении всех сечений неупругого рассеяния в зонах 4 - 6 модели 1 на 10% величина функционала уменьшится менее чем на 5%. Для модели 2 роль неупругого рассеяния еще меньше.

Таблица 4

Чувствительность активации натрия к сечениям процессов взаимодействия

Процесс	З о н а				Вся за- щита
	3	4	5	6	
Модель 1 (с хранилищем)					
Рассеяние:					
упругое	-	-5,57	-12,29	-0,78	-18,64
неупругое	-	-0,48	-0,01	-	-0,49
Поглощение	-	-0,12	-0,44	-0,37	-0,93
Модель 2 (без хранилища)					
Рассеяние:					
упругое	-0,59	-6,03	-12,66	-0,81	-20,09
неупругое	-0,11	-0,22	-0,005	-	-0,33
Поглощение	-0,01	-0,12	-0,47	-0,38	-0,98

Процесс поглощения нейтронов значительнее, чем процесс неупругого рассеяния. Наблюдается повышение роли захвата при удалении от источника. В слое чистого натрия (зона 6) отнесенное к единице объема зоны значение чувствительности функционала к сечению поглощения превышает соответствующую величину, рассчитанную для зоны 5, содержащей заметное количество стали. Отметим высокую эффективность  $^{10}\text{B}$  как поглотителя нейтронов в зоне 6.

Величина активации натрия, рассчитанная по тестовой модели без бора, отличается от аналогичной величины, рассчитанной по модели 2 (с бором). Используя данные табл. 4 и парциальные вклады  $^{10}\text{B}$  в чувствительность функционала к сечениям захвата (0,38% для зоны 5 и 3,33% для зоны 6), получим величину чувствительности функционала к сечению захвата  $^{10}\text{B}$ :  $\rho(B) = [(-0,47 \cdot 0,38) 10^{-2}] - [0,33 \times 3,3] 10^{-2} = -0,017$ . Таким образом, введение  $^{10}\text{B}$  в состав тестовой модели привело к уменьшению функционала на 1,7%.

Как видно из табл. 4, упругое рассеяние играет определяющую роль в переносе нейтронов через защиту; это утверждение справедливо для всех зон защиты. Основная роль в процессе переноса вследствие упругих столкновений принадлежит углероду; его вклад в чувствительность функционала к сечениям упругого рассеяния по всей защите составляет примерно 50%. По величине чувствительности, приведенной к одному ядру, второе место принадлежит натрию.

Чувствительность функционала к параметрам расчетного приближения подробно исследована в работе [3] методом прямой замены. Исследования показали, что задача может быть корректно решена в  $R_3$ -приближении, а решение задачи в  $R_1$ -приближении приводит к недооценке функционала примерно на 40%.

Расчеты активации натрия, выполненные по двум моделям, показывают (см. табл. 3), что при удалении хранилища ТВС и заполнении освободившегося пространства стальной защитой величина активации уменьшается в 3,8 раза. Можно провести оценку этого эффекта с помощью результатов, полученных при исследованиях чувствительности для модели 1. Переход от первой модели ко второй проведен в два этапа: отключение источников нейтронов в зоне 3 (хранилище ТВС) и замена материала "Хранилище" на материал "Стальная защита".

Расчет изменения функционала на первом этапе можно выполнить, используя данные о пространственном распределении тока вклада. Применение величины тока вклада на границе зон 2 и 3, равной 0,205, позволяет получить новое значение функционала - 0,205  $R_A$ .

Для оценки эффекта замены материалов используем величину чувствительности к полному сечению для зоны 3 (хранилище)  $\rho_3 = -0,461$  и для этой же зоны с новым материалом:  $\rho'_3 = (V_3/V_4)\rho_4 = (-0,07 \times 6,20) = -0,434$ , где  $V_3$  и  $V_4$  - объемы зон 3 и 4 (стальная защита). Тогда изменение функционала, соответствующее изменению сечений на 100%,  $\Delta R_A = (-\rho_3 + \rho'_3)0,205 R_A$ . Окончательное значение функционала равно  $R'_A = 0,21 R_A$ .

Отличие оцененной величины функционала в модели 2 от точной (около 25%) объясняется искажением пространственно-энергетических распределений нейтронов в зоне 3 при "отключении" источников и погрешностью переноса величины чувствительности, средней по объему протяженной зоны, за ее пределы.

В табл. 5 приведены полные величины чувствительности энерговыделения в защите к сечениям процессов для модели 2.

Как видно из табл.5, неупругое рассеяние в зонах защиты имеет весьма малое значение для переноса нейтронов. Полное пренебрежение неупругим рассеянием приведет к увеличению функционала менее чем на 10%. Роль поглощения нейтронов в исследуемой задаче значительна и возрастает с приближением к точке детектирования. Соотношение величин чувствительности для зон 3 и 4 составляет 1:4, важное значение имеет поглощение нейтронов в зоне 5.

Определяющий процесс в переносе нейтронов - упругое рассеяние на ядрах железа, хрома и никеля (зоны 3 и 4) и ядрах углерода (зона 5). Данные о расчетных величинах функционала, полученные из расчетов в разных приближениях угловой переменной, показывают, что использование  $P_1$ -приближения приводит к занижению величины функционала не более чем на 6%.

В табл. 6 приведены значения чувствительности плотности потока нейтронов с энергией выше 0,1 МэВ для модели I. Как видно из таблицы, поглощение нейтронов практически несущественно, пренебрежение этим процессом приведет к увеличению функционала примерно на 10%.

Таблица 5

Чувствительность энерговыделения в точке  $z_2 = 290$  см к сечениям процессов

Процесс	Зона		
	3	4	5
Рассеяние:			
упругое	-0,58	-4,81	0,38
неупругое	-0,040	-0,040	-
Поглощение	-0,015	-0,87	-0,33

Таблица 6

Чувствительность плотности потока нейтронов с энергией выше 0,1 МэВ к сечениям процессов ( $z_2 = 290$  см)

Процесс	Зона	
	4	5
Гармоники упругого рассеяния:		
нулевая	-6,24	0,021
первая	0,53	-0,041
вторая	0,011	-
все	-5,70	-0,020
Неупругое рассеяние	-0,448	-
Поглощение	-0,106	-0,001
Все процессы	-6,25	-0,021

Неупругое рассеяние играет заметную роль в переносе нейтронов. Вклад железа в величину чувствительности наибольший (около 75%), затем следует вклад натрия. Удельная эффективность натрия, так же как и в задаче об его активации, высока. Отношение величин чувствительности, приведенных к одному ядру, составляет 1:2. Упругое рассеяние, как и в других задачах, играет определяющую роль в переносе нейтронов. Неупругое рассеяние конкурирует с упругим лишь в области энергий выше 0,8 МэВ.

В зоне 4 вклад в величину чувствительности к сечениям упругого рассеяния изотопов стали составляет 87%, натрия - 13%. В зоне 5 основной вклад в величину чувствительности вносит углерод.

#### Список литературы

1. Болятко В.В., Вярский М.Ю., Ильшкин А.И. и др. Погрешности расчетов защиты от излучений. М.: Энергоатомиздат, 1983, с.107.
2. Савицкий В.И. Одномерные тестовые модели защиты быстрых энергетических реакторов: Препринт ФЭИ № 1290. Омск, 1982, с.3-9.
3. Болятко В.В., Ильшкин А.И., Инютин Е.И. и др. Особенности переноса нейтронов в защитах реакторов на быстрых нейтронах. - В кн.: Радиационная безопасность и защита АЭС. Вып.8. М.: Энергоатомиздат, 1984, с.270-275.

4. Гермогенова Т.А., Вырский М.Ю., Илюшкин А.И. и др. Программа расчета полей излучений и функции ценности в одномерных гетерогенных плоских и сферических слоях РОЗ-II. - В кн: Численное решение уравнения переноса в одномерных задачах. М.: ИГиМ АН СССР, 1981, с.222-224.
5. Болятко В.В., Илюшкин А.И., Линге И.И. и др. Комплекс программ ЗАКАТ для исследования чувствительности результатов расчетов к изменению входных параметров. - См. [3], с.240-246.

Статья поступила в редакцию 13 декабря 1985 г.

УДК 621.039.51.134

ПОГРЕШНОСТИ РАСЧЕТОВ ЗАЩИТЫ РЕАКТОРА НА БЫСТРЫХ НЕЙТРОНАХ

В.В. Болятко, В.П. Машкович, А.А. Строганов

UNCERTAINTY ANALYSIS APPLIED TO THE FAST REACTOR SHIELDING CALCULATIONS. Sources of uncertainties applied to the calculations of different detector responses for neutron fields in shielding are analysed. Sensitivity analysis and uncertainty analysis of two bench-mark calculational configurations of in-vessel fast reactor shield were performed. Uncertainties of radiation heating and displacement rates calculations, secondary sodium activation calculations due to the total and partial cross-section errors are investigated.

Среди оцениваемых источников погрешностей расчетов защиты реакторов [1] наиболее важную роль играют погрешности сечений взаимодействия излучения, которые в большинстве случаев дают основной вклад в погрешность расчета [2,3]. Таким образом, часто оценка погрешностей расчета сводится к оценке константной составляющей. В этом случае предполагают [3], что последняя составляет половину полной погрешности расчета.

В настоящей работе оценивали константную составляющую погрешности расчетов защиты реактора на быстрых нейтронах. Исследовали одномерную сферическую расчетную модель активационной защиты и ее модификацию, отличающуюся отсутствием внутреннего хранилища ТВС. Активационная внутрикорпусная защита энергетических реакторов на быстрых нейтронах с интегральной схемой компоновки оборудования (например, в реакторе БН-600) воспроизводится на двух расчетных моделях [4,5]. Основные характеристики первой модели приведены в табл. I. Переход ко второй модели осуществляется расширением стальной защиты на область, отведенную под внутреннее хранилище ТВС. Таким образом, вторая модель характеризует вариант, когда хранилище ТВС организовано вне реактора.

Параметры расчетной модели

Таблица I

Номер зоны	Наименование зоны	Внешний радиус зоны R, см	Объемный состав материалов зоны, %		
			Нержавеющая сталь	Натрий	Графит
1	Активная зона	150	-	-	-
2	Боковой экран	190	-	-	-
3	Хранилище ТВС	200	-	-	-
4	Стальная защита	290	80	20	-
5	Графит в трубах	390	17	22	59
6	Натриевый бассейн	440	-	100	-
7	Теплообменник	590	15	85	-

Ядерный состав материалов и распределение плотности делений в зонах, содержащих делящиеся изотопы, приведены в работе [4]. При расчетах защиты реакторов представляют интерес четыре функционала поля излучения: радиационное повреждение, радиационное энерговыделение, активация, эквивалентная доза. При расчете внутрикорпусной защиты интерес представляют первые три функционала. Поэтому расчеты проводили для трех детекторов, измеряющих следующие величины: плотность потока нейтронов с энергией выше 0,1 МэВ (для оценки радиационных повреждений)  $\varphi_{E>0,1}(z) = \int_{0,1}^{\infty} \varphi(z, E) dE$ ; энерговыделение  $R_3(z) = \int_0^{\infty} \varphi(z, E) \sigma^B(E) dE$ , где  $\sigma^B(E)$  - сечение реакции  $^{10}\text{B}(n, \alpha)$ ; активацию натрия в теплообменнике  $R_A = \int_{R_{\text{внутр}}}^{R_{\text{внешн}}} 4\pi z^2 dz \int_0^{\infty} \varphi(z, E) \sigma^{Na}(E) dE$ , где  $R_{\text{внутр}}$  и  $R_{\text{внешн}}$  - внутренний и внешний радиусы зоны теплообменника;  $\sigma^{Na}(E)$  - сечение активации  $^{23}\text{Na}$ . Выбранные координаты для расчета первых двух функционалов  $z_1 = 200$  см,  $z_2 = 290$  см совпадают и соответствуют внутренним слоям стальной и графитовой защиты.

Расчеты переноса излучения проводили по программе P03-II/6/ с использованием 26-групповой системы констант БНАБ, для анализа чувствительности использовали программу ЗАКАТ/7/. По каждой из исследуемых задач рассчитаны относительные чувствительности функционалов к сечениям элементов и отдельным процессам.

Расчетанные по программе ЗАКАТ энергетические зависимости относительных чувствительностей использованы в системе ИНДЭКС [8] для оценки парциальных и полных константных составляющих относительной погрешности указанных функционалов. Программа CORE системы ИНДЭКС использует файл погрешностей I2-групповых нейтронных данных LUND-I2 и реализует на основе линейной теории возмущений следующую формулу для оценки константной составляющей относительной погрешности:

$$S = \sqrt{\sum_n \sum_m \rho_n \rho_m S_n S_m \rho_{nm}}, \quad \text{где } \rho_{n,m} - \text{относительная чувствительность рассчитываемого функционала } R \text{ к параметрам } x_{n,m}; S_{n,m} - \text{относительная погрешность параметров } x_{n,m} \text{ (стандартное отклонение); } \rho_{n,m} - \text{коэффициент корреляции.}$$

В табл. 2 в качестве примера приведены для основных элементов защиты и некоторых функционалов константная составляющая относительной погрешности расчетов функционалов  $S$  и соответствующие относительные чувствительности. Кроме того, приведены данные для  $^{238}\text{U}$ , входящего в первые три зоны и во многом определяющего формирование функционалов  $R_3$  и  $\varphi_{E>0,1}$ . Как видно из таблицы, в задаче об активации натрия ( $R_A$ ) неупругое рассеяние не имеет важного значения в переносе нейтронов. Роль процесса поглощения значительнее, а определяющую роль в переносе нейтронов играет упругое рассеяние. С точки зрения парциальных составляющих погрешности основной вклад дают упругое рассеяние на ядрах натрия, железа и углерода и поглощение на натрии.

В задаче об энерговыделении в стали ( $R_3$ ,  $z = 200$  см) основную роль играют процессы упругого рассеяния в стали, натрии, кислороде и  $^{238}\text{U}$ , а также поглощения в стали и  $^{238}\text{U}$ . С точки зрения константной составляющей погрешности существенны вклады всех процессов для  $^{238}\text{U}$ , стали, натрия и упругого рассеяния на кислороде. В задаче о  $\varphi_{E>0,1}$  ( $z = 290$  см) поглощение нейтронов практически несущественно, неупругое рассеяние играет заметную роль в переносе нейтронов, а упругое рассеяние, как и в других задачах, имеет определяющее значение. Для константной составляющей погрешности основной вклад дает упругое рассеяние для всех рассматриваемых элементов и неупругое рассеяние в стали и  $^{238}\text{U}$ .

Полная погрешность, приведенная в табл. 2, соответствует среднему квадратичному отклонению  $\sigma$ . Так как погрешность результата обычно характеризуют величиной  $\pm 2\sigma$  (это соответствует доверительной вероятности 96% для нормального распределения) и высказано предположение, что константная составляющая равна половине полной погрешности расчета, получим полную физическую погрешность расчета. Эти данные можно сравнить с требуемыми погрешностями расчетов, определяемыми специалистами по проектированию защиты ядерно-технических установок.

В табл. 3 для основных расчетных функционалов представлены результаты компиляции по требуемым погрешностям расчетов [9] и полученные в данной работе результаты по физическим погрешностям расчетов.

Таблица 2

Константная составляющая относительной погрешности (числитель) расчетов функционалов (в процентах) и соответствующие относительные чувствительности (знаменатель)

Функционал	Элемент	Парциальные составляющие для разных процессов взаимодействия			Полная погрешность
		поглощения	упругого рассеяния	неупругого рассеяния	
$R_A$ , вариант с хранилищем	Натрий	<u>II</u> -0,54	<u>II</u> -2,2	<u>I,9</u> -0,096	-
	Железо	<u>I, I</u> -0,68	<u>8,7</u> -4,1	<u>3,7</u> -0,44	23
	Углерод	-	<u>7,5</u> -8,9	-	-
$\varphi_{E>0,1}$ ( $z=290$ см), вариант без хранилища	Кислород	-	<u>3,0</u>	-	-
		<u>-0,012</u>	<u>-1,5</u>	<u>-0,002</u>	
	Натрий	<u>0,10</u> -0,001	<u>5,9</u> -1,0	<u>1,8</u> -0,15	-
	Железо	<u>2,1</u> -0,059	<u>9,0</u> -3,1	<u>4,2</u> -0,48	20
	$^{238}\text{U}$	<u>I, I</u> -0,12	-	<u>12</u> -0,99	-
$R_3$ ( $z=200$ см), вариант с хранилищем	Кислород	-	<u>0,93</u>	-	-
		<u>-0,004</u>	<u>-0,82</u>		
	Натрий	<u>0,23</u> -0,010	<u>0,63</u> -0,12	<u>0,30</u> -0,016	-
	Железо	<u>0,98</u> -0,260	<u>0,36</u> 0,045	<u>0,29</u> -0,031	4,4
	$^{238}\text{U}$	<u>3,4</u> -1,0	-	<u>2,3</u> -0,19	-

Из рассмотрения данных таблицы и других полученных результатов видно, что для радиационных энерговыделений и повреждений в стали ( $\varphi_{E>0,1}$ ,  $z=200$  см) физическая погрешность расчетов соответствует требуемой, а для радиационных повреждений в графите и активации натрия в теплообменнике значения физических погрешностей превышают соответствующие величины требуемых погрешностей. В других случаях это различие может быть еще больше. Так, для тестовой модели боковой защиты быстрого реактора, предложенной М. Сальваторесом [10], константная составляющая погрешности активации натрия ( $\sigma$ ) составила 65%, т.е. физическая погрешность превысила 200%.

Таблица 3

Требуемые и физические погрешности расчета различных функционалов, %

Функционал	Погрешность расчета	
	требуемая	физическая
Радиационное энерговыделение в защите	10-20	18
Радиационные повреждения в защите	10-30	80
Активация теплообменника	30-50	92
Эквивалентная доза за защитой	100	-

Список литературы

1. McCracken A.K. The role of experimental shielding bench-mark. - In: Proceedings of VI International conference on radiation shielding. Tokyo, 1983.
2. Болятко В.В., Вьрский М.Д., Илюшкин А.И. и др. Погрешности расчетов защиты от излучений. М.: Энергоатомиздат, 1983, с.107.
3. Proceedings of the specialists meeting on differential and integral nuclear data requirements for shielding calculations (Vienna, October 12-15, 1976). Vienna: IAEA, 1978.
4. Савицкий В.И. Одномерные тестовые модели защиты быстрых энергетических реакторов: Препринт ФЭИ-1290. Обнинск, 1982.
5. Болятко В.В., Илюшкин А.И., Инютин Е.И. и др. Особенности переноса нейтронов в защитах реакторов на быстрых нейтронах. - В кн.: Радиационная безопасность и защита АЭС. Вып. 8. М.: Энергоатомиздат, 1984, с.270-275.
6. Гермогенова Т.А. Илюшкин А.И. Программа расчета полей излучений и функции ценности в одномерных гетерогенных и сферических слоях РОЗ-II. - В кн.: Численное решение уравнения переноса в одномерных задачах. М.: ИПМ АН СССР, 1981.
7. Болятко В.В., Илюшкин А.И., Линге И.И. и др. Комплекс программ ЗАКАТ для исследования чувствительности результатов расчетов к изменению входных параметров. - В кн.: Радиационная безопасность и защита АЭС. Вып.8. М.: Энергоатомиздат, 1984, с.240.
8. Ментуров Г.Н. Программное обеспечение задач анализа чувствительности реакторных характеристик к ядерным константам: Препринт ФЭИ-1034.Обнинск, 1980.
9. Herrnberger V. Target accuracies. - In: [3].
10. Salvatores M., Palmiotti G. International LMFBR shielding bench-mark, intercomparison and analysis. - In: [1].

Статья поступила в редакцию 13 декабря 1985 г.

УДК 539.173.84

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВЫХОДОВ ГРУПП  
ЗАПАЗДЫВАЮЩИХ НЕЙТРОНОВ ДЕЛЕНИЯ  $^{233}\text{U}$  И  $^{235}\text{U}$  ТЕПЛОВЫМИ НЕЙТРОНАМИ

А.Н. Гудков, В.М. Живун, В.В. Коваленко,  
А.Б. Колдобский, С.В. Кривашев

EXPERIMENTAL DETERMINATION DELAYED NEUTRON GROUP YIELDS FROM THERMAL FISSION OF  $^{233}\text{U}$  AND  $^{235}\text{U}$ . A method for evaluation of fission product yield calculations by delayed neutron group yields measurements is presented. An apparatus for this method's realization, which is based on automatic pneumotransport system, is described.

Рассмотрен способ оценки работоспособности прогностических методов определения выходов короткоживущих продуктов деления методом измерения выходов отдельных групп запаздывающих нейтронов. Выход  $Y_i^{(n)}$  (где  $i$ -я группа запаздывающих нейтронов включает  $N_i$  близких по постоянным распада  $\lambda_j$  предшественников) можно определять по выражению

$$Y_i^{(n)} = \sum_{j=1}^{N_i} P_j^{(n)} Y_j, \quad (I)$$

где  $P_j^{(n)}$  - вероятность эмиссии запаздывающих нейтронов  $j$ -м предшественником;  $Y_j$  - его кумулятивный выход при делении. Следовательно, экспериментальные данные о выходах групп запаздывающих нейтронов могут быть использованы для эффективного контроля достоверности наборов выходов продуктов деления.

Разработка подобного метода особенно необходима при формировании систем ядерных констант для "нетрадиционных" делящихся материалов. Отсутствие возможности сравнительного анализа этих данных не допускает однозначности результата проверки на их основе работоспособности расчетных методов прогнозирования выходов продуктов деления. Авторы измерили выходы групп запаздывающих нейтронов для ядра  $^{235}\text{U}$ , для которого они известны с высокой точностью [1]; это позволяет оценить работоспособность развитой в настоящей работе экспериментальной методики. Рекомендуемые наборы выходов продуктов деления  $^{235}\text{U}$  тепловыми нейтронами в отличие от других реакций деления составлены главным образом на основе прямых экспериментальных данных, что допускает проверку разработанной авторами методики контроля наборов выходов безотносительно к особенностям расчетных методов их получения.

Следует иметь в виду, что основой большинства расчетных способов прогнозирования выходов продуктов деления  $^{235}\text{U}$  к настоящему времени являются эмпирические и полумпирические соотношения, а их справедливость (и соответственно работоспособность метода в целом) существенно зависит не только от объема и качества опорной экспериментальной информации, но и от ее распределения в интервале нуклонного состава делящихся ядер.

Исследуемые образцы массой около 1 мкг, герметично запакованные в полиэтиленовые контейнеры, облучали потоком тепловых нейтронов плотностью около  $4 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ . Эксперимент проводили в циклическом режиме. Для его реализации использовали автоматизированную пневмочту [2] со временем доставки исследуемых образцов из активной зоны реактора на позицию измерения 0,9 с (см. рисунок). Регистрацию запаздывающих нейтронов осуществляли нейтронным радиометром на основе 14 счетчиков СМ-II в баке с водным замедлителем. Оценки указывают на незначительное изменение эффективности регистрации запаздывающих нейтронов описываемым радиометром в диапазоне энергий 50 кэВ - 2 МэВ. "Мертвое" время радиометра, измеренное методом "двух источников", составляло 5 мкс, что позволило сохранить работоспособность установки при загрузках до  $10^5$  нейтр./с. Собственный фон установки составлял около 100 нейтр./с. Анализ спада интенсивности счета запаздывающих нейтронов осуществлялся в режиме "на линии" [3] с помощью мультискалерного блока ЛРН-4913 многоканального анализатора ЛР-4900. Обработку экспериментальных данных проводили на ЭЕМ СМ-4. Управление мультискалерным режимом осуществлялось с помощью специальной программы для встроенного микропроцессорного анализатора ЛР-4900. Время цикла было равно 640 с, измерения осуществлялись в течение не менее 580 с. Выбор столь значительной величины времени измерения по сравнению с  $T_{1/2}$  предшественников запаздывающих нейтронов преследовал задачу повышения точности определения фоновой составляющей, устранения необходимости внесения в последующих циклах поправок на неполный распад предшественников запаздывающих нейтронов. Общее число циклов для каждого из исследуемых образцов составило 16. Мультискалерные режимы были выбраны таким образом, чтобы в каждой серии циклов определить с наименьшей погрешностью вклад одной из групп запаздывающих нейтронов. Для нахождения выходов групп этих нейтронов минимизировался следующий функционал:

$$S = \sum_{\ell=1}^N \left\{ Q_{\ell} - \sum_{i=1}^m \frac{A_i}{\lambda_i} [1 - \exp(-\lambda_i T_{\text{обл}})] \exp(-\lambda_i t_{\ell}) [1 - \exp(-\lambda_i t_k)] - A_{m+1} \right\}^2 / \sigma_{Q_{\ell}}^2,$$

где  $Q_{\ell}$ ,  $\sigma_{Q_{\ell}}$  - соответственно экспериментальные значения скоростей счета запаздывающих нейтронов и их абсолютные погрешности;  $N$  - число измеренных значений скорости счета;  $m$  - число групп запаздывающих нейтронов;  $A_i$  - искомые коэффициенты, с точностью до постоянного множителя равные выходам групп запаздывающих нейтронов  $Y_i^{(n)}$ ;  $\lambda_i$  - постоянная распада  $i$ -й группы запаздывающих нейтронов;  $T_{\text{обл}}$  - время облучения исследуемого образца;  $t_{\ell}$  - время, прошедшее после конца облучения;  $t_k$  - время измерения в мультискалерном режиме;  $A_{m+1}$  - коэффициент, учитывающий фоновую составляющую.

В качестве начальных приближений для  $\lambda_i$  взяли рекомендованные значения из работ [1,4], которые затем уточняли для конкретного эксперимента согласно итерационной процедуре [5].

Постоянным коэффициентом, связывающим величины  $A_i$  и  $Y_i^{(n)}$ , является произведение абсолютной эффективности радиометра  $\varepsilon_n$  и числа делений в единицу времени  $W$ , которое определялось методом полупроводниковой  $\gamma$ -спектрометрии [6] с помощью калиброванного Ge(Li)-детектора.

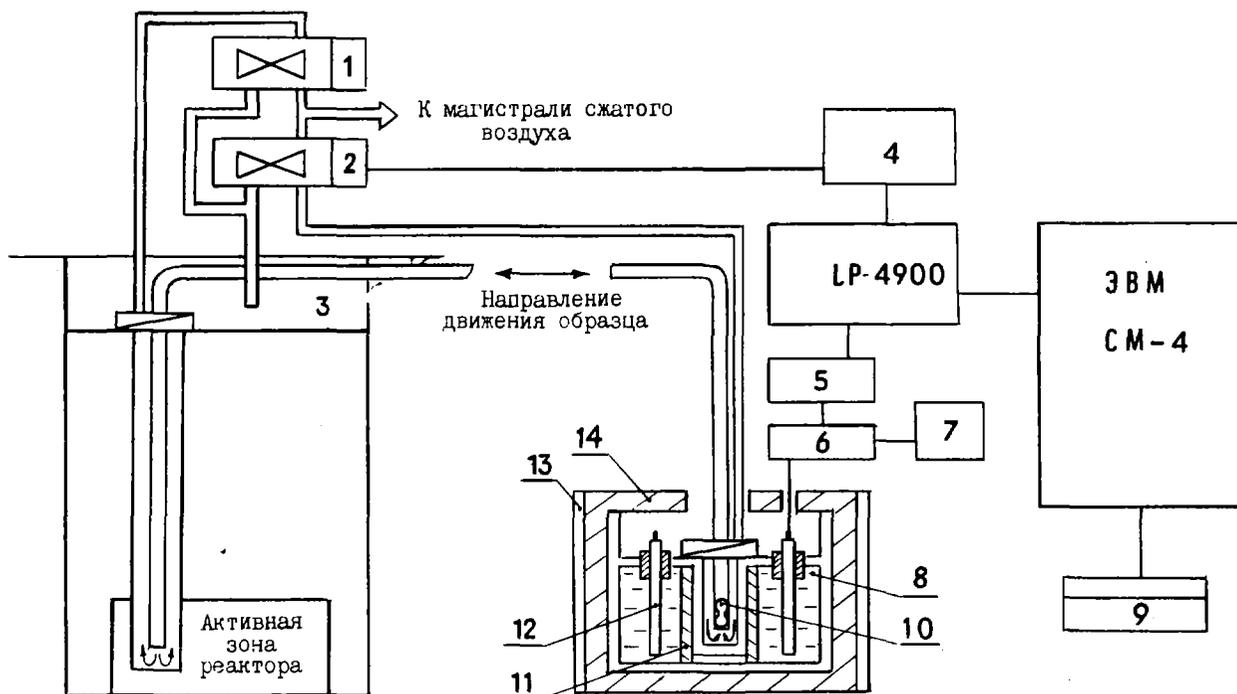


Схема экспериментальной установки для регистрации запаздывающих нейтронов: 1, 2 - пневмоклапанные группы; 3 - зона пониженного давления; 4 - блок управления пневмопочтой; 5 - усилитель (БЭС-2-47); 6 - предусилитель; 7 - высоковольтный блок питания; 8 - замедлитель (вода); 9 - накопитель на магнитном диске; 10 - полиэтиленовая капсула с исследуемым образцом; 11 - свинцовый экран; 12 - 14 счетчиков СМ-II; 13 - кадмиевая защита; 14 - защита из борированного полиэтилена

Полагая, что изменения энергетической эффективности радиометра несущественны и поток тепловых нейтронов на позиции облучения постоянен, с учетом известного числа запаздывающих нейтронов на акт деления  $^{235}\text{U}$  тепловыми нейтронами ( $0,0165 \pm 0,0008$  [1]) и результатов определения  $W$  для образца  $^{235}\text{U}$  можно вычислить величину  $\varepsilon_n$ ; она оказалась равной  $(7,01 \pm 0,64)\%$ .

Полученные авторами значения выходов групп запаздывающих нейтронов совместно с известными экспериментальными данными и расчетными величинами по формуле (1), использующими значения  $Y_j$  и  $\rho_j^{(n)}$  из работ [7-10], помещены в табл.1. Хорошее согласие определенных в настоящей работе экспериментальных значений  $Y_j^{(n)}$  с рекомендованными свидетельствует о пригодности предложенной методики для измерения выходов запаздывающих нейтронов.

Сравнение расчетных и экспериментальных значений  $Y_j^{(n)}$  обнаруживает их весьма близкое согласие для  $^{235}\text{U}$  и несколько большие расхождения для  $^{233}\text{U}$ , что позволяет сделать следующие выводы. Превышение расчетного суммарного выхода запаздывающих нейтронов для  $^{235}\text{U}$  (особенно значимое для  $^{233}\text{U}$ ), по-видимому, обусловлено тем, что метод работы [11], используемый (через компиляцию [7]) в проведенных расчетах, не содержит поправок на четно-нечетные эффекты в зарядовых распределениях. Основной вклад в суммарный выход запаздывающих нейтронов дают предшественники, имеющие нечетное значение числа  $Z$ . Именно для короткоживущих групп этих нейтронов берутся, как правило, не экспериментальные, а расчетные величины, отсюда и завышенные значения  $Y_i^{(n)}$  для 4-, 5- и 6-й групп. Величины поправки на четно-нечетные эффекты в зарядовых распределениях при тепловом делении  $^{235}\text{U}$  и  $^{233}\text{U}$  равны соответственно  $0,25 \pm 0,02$  и  $0,32 \pm 0,03$  [12]. Скорректированные должным образом значения  $Y_i^{(n)}$  приведены в табл.2. При расчете предполагалось, что выходы  $Y_j$  короткоживущих продуктов деления мало отличаются от их независимых выходов. По этой причине расчеты являются приближенными, но тем не менее анализ полученных данных свидетельствует о достаточной корректности реализованной процедуры учета эффектов четности.

Таблица I

Выходы групп запаздывающих нейтронов

Номер группы	$\lambda_i$ (настоящая работа)	$Y_i^{(n)}$		
		рассчитанные	по данным настоящей работы	рекомендованные [2]
Для реакции $^{235}\text{U}(n_{\text{thr}}, f)$				
I	0,0120±0,0008	0,052±0,005	0,033±0,006	0,054±0,007
2	0,0307±0,0004	0,380±0,025	0,299±0,020	0,362±0,027
3	0,107±0,005	0,307±0,018	0,312±0,022	0,324±0,053
4	0,306±0,014	0,773±0,081	0,605±0,045	0,651±0,039
5	1,17±0,43	0,244±0,034	0,26±0,09	0,190±0,022
6	3,0±2,0	0,060±0,018	0,14±0,11	0,069±0,012
$\Sigma$	-	1,82±0,09	1,65	1,65±0,08
Для реакции $^{233}\text{U}(n_{\text{thr}}, f)$				
I	0,0123±0,0004	0,056±0,004	0,042±0,005	0,060±0,005
2	0,0338±0,0002	0,208±0,014	0,222±0,025	0,206±0,013
3	0,142±0,004	0,157±0,014	0,158±0,021	0,173±0,040
4	0,305±0,017	0,317±0,072	0,175±0,029	0,192±0,024
5	1,24±0,49	0,067±0,017	0,03±0,02	0,036±0,024
6	2,50±0,62	0,012±0,005	Не измерено	0,023±0,013
$\Sigma$	-	0,82±0,08	0,63±0,05	0,69±0,06

Таблица 2

Рассчитанные выходы  $Y_i^{(n)}$  с коррекцией и без коррекции на четно-нечетные эффекты в зарядовых распределениях

Номер группы	$Y_i^{(n)}$ для $^{235}\text{U}_{\text{thr}}$		$Y_i^{(n)}$ для $^{233}\text{U}_{\text{thr}}$	
	без коррекции	с коррекцией	без коррекции	с коррекцией
4	0,773±0,081	0,603±0,063	0,317±0,072	0,223±0,051
5	0,244±0,034	0,192±0,027	0,067±0,017	0,048±0,012
6	0,060±0,018	0,047±0,014	0,012±0,005	0,011±0,005

Результаты исследований дают основание отметить пригодность предложенной методики измерения выходов  $Y_i^{(n)}$  и указывают на перспективность использования этих данных для проверки непротиворечивости наборов выходов продуктов деления и надежности расчетных методов, применяемых для их формирования.

## Список литературы

1. Случевская В.М., Матвеев И.П. Основные данные по запаздывающим нейтронам. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1980, вып.3(38), с.29.
2. Гудков А.Н., Казанцев В.В., Колдобский А.Б. Циклическая пневмотранспортная установка на реакторе ИРТ-2000 МИФИ. - В кн.: Экспериментальные методы ядерной физики. М.: Атомиздат, 1980, вып.7, с.30.

3. Гудков А.Н., Живун В.М., Зубец А.А. и др. Автоматизированный гамма-спектрометрический комплекс на линии связи с ЭВМ СМ-4 в системе коллективного пользования. - В кн.: Автоматизация эксперимента в физических исследованиях. М.: Энергоатомиздат, 1984, с.51.
4. Waldo R.W., Karam R.A., Meyer R.A. Delayed neutron yields: Time dependent measurements and a predictive model. - Phys.Rev., 1981C, v.23, p.1113.
5. Keepin G.R., Wimett T.F., Zeigler R.K. Delayed neutrons from fissionable isotopes of uranium, plutonium and thorium. - J.Nucl.Energy, 1957, v.6, p.1.
6. Гудков А.Н., Живун В.М., Коваленко В.В. и др. Методика определения выходов продуктов деления тория-232, урана-233, урана-235, урана-238, плутония-239 быстрыми нейтронами. - В кн.: Экспериментальные методы ядерной физики. М.: Атомиздат, 1978, вып.4, с.105.
7. Meek M.E., Rider B.F. Compilation of fission product yield, 1977: NEDO-12154-2.
8. Tuttle R.J. Delayed neutron data for reactor physics analysis. - Nucl. Sci. and Engng, 1975, v.56, p.37.
9. England T.R., Wilson W.B., Schenter R.E., Mann F.M. Aggregate delayed neutron intensities and spectra using augmented ENDF/B-V precursor data. - Ibid., 1983, v.85, p.139.
10. Reeder P.L., Warner R.A. Delayed neutron precursors at masses 97-99 and 146-148. - Phys. Rev., 1983C, v.28, p.1740.
11. Nethaway D.R. Tables of values of  $Zp'$  the most probable charge in fission: Rep. URCL-51640, 1974.
12. Erten H.N., Grütter A., Rössler E., Von Gunten H.R. Charge distribution in the reactor neutron induced fission of  $^{232}\text{Th}$ . - Phys. Rev., 1982C, v.25, N 5, p.2519.

Статья поступила в редакцию 13 декабря 1985 г.

УДК 621.039.51

МЕТОД УЧЕТА НЕРАЗРЕШЕННОЙ РЕЗОНАНСНОЙ СТРУКТУРЫ  
В УРАВНЕНИИ ЗАМЕДЛЕНИЯ НЕЙТРОНОВ

М.Ф. Воротынецев, А.А. Ринейский, Е.А. Сатаев

A METHOD OF THE TAKING INTO ACCOUNT OF THE UNRESOLVED RESONANCE STRUCTURE IN THE SLOWING-DOWN EQUATION. The problem is investigated to obtain the detail slowing-down equation the probability resonance structure describe being used in modern neutron data libraries in the unresolved resonance region. There is proposed to consider the detail solution as a probability average, which can be obtained by averaging in described way the parameters of the original equation.

Задача группового описания нейтронных распределений и их функционалов в реакторах на быстрых нейтронах приводит к необходимости знания точного и приближенного представлений различных энергетических распределений нейтронов. Приближенные представления, как правило, достаточно простые (например, приближение узкого резонанса [1], спектра Ферми [1], спектра Максвелла [1] и др.); они широко используются непосредственно при построении алгоритмов подготовки групповых констант [2]. Точные представления соответствуют уравнениям, моделирующим энергетические распределения в практических ситуациях, и предназначены для более строгого описания различных функционалов с целью оценки погрешности приближений. Для широкого круга задач, решаемых в практике физического расчета быстрых реакторов, энергетические распределения удовлетворяют уравнению замедления нейтронов [1], системам подобных уравнений в  $P_n$  и  $B_n$ -приближениях [3], уравнениям типа уравнения замедления [4-6] и др. Такие уравнения являются теоретической основой для обоснования применения приближенных представлений энергетических распределений нейтронов, а их численные решения, называемые детальными спектрами, непосредственно используются для оценки погрешности приближений в групповых константах и других функционалах нейтронного поля.

При разработке методов и алгоритмов построения численного решения уравнений для детальных спектров наиболее трудные вопросы возникают в связи с необходимостью корректного описания эффектов, порождаемых резонансной структурой сечения. Традиционные представления о смысле детальных спектров и о подходе к их получению не позволяют решить эту задачу. Так, в работе [7] утверждается, что в случае типичной для быстрых реакторов композиции нуклидов при описании в детальном спектре эффектов разрешенных резонансов потребуются миллионы групп. Такие расчеты невозможно провести при современном уровне развития вычислительной техники; для расчета же детальных спектров в области неразрешенных резонансов нет нейтронных данных.

Не касаясь первого утверждения работы [7], следует отметить, что ситуацию, связанную с существованием неразрешенных резонансных областей, можно преодолеть следующим образом. Необходимо уточнить понятие детального спектра с точки зрения имеющихся нейтронных данных и методов их использования для описания сечений в неразрешенной резонансной области. Под детальным решением будем понимать такое, которое с наибольшей полнотой учитывает исходную информацию для максимально корректного отражения в его функционалах, в частности в групповых константах, эффектов самоэкранирования потока как в окрестности разрешенных резонансов, так и в неразрешенной области при условии возможного перекрытия областей. Поэтому поставим задачу получить уравнение, решение которого отвечало бы этим требованиям. Такое решение можно сравнить при любом значении энергии с экспериментально наблюдаемым спектром нейтронов (в адекватной уравнению ситуации), измеренным с разрешением оцененных ядерных данных.

Обратимся к утверждению работы [7] о необходимости миллионов групп для описания в спектре нейтронов флуктуаций, обусловленных разрешенными резонансами. Это действительно так, если использовать идеологию традиционного группового подхода для поиска детального спектра. Изучение энергетических распределений нейтронов в различных средах [8,9] и развитие методов решения уравнения замедления [10] показывают, что нет необходимости использовать для решения уравнения столь частую сетку по энергии. Уравнения, описывающие энергетические распределения, необходимо разрешать относительно плотности столкновений нейтронов (или функций ее типа), которая ведет себя несравненно более "гладким" образом, чем поток. Тогда все локальные флуктуации потока берет на себя полное макроскопическое сечение композиции. Для численного решения этой задачи можно использовать метод разрывных конечных элементов [10]. Приведем пример из работы [10]. При расчете спектра плотности столкновений  $\psi(u)$  в области энергий 6-25 эВ в двуокиси  $^{238}\text{U}$  обнаруживается среднее изменение  $\psi(u)$  в  $10^3$  раз на этом интервале при наличии значительных неасимптотических флуктуаций. Применение метода разрывных конечных элементов с сеткой  $\Delta u = 0,04$  описывает довольно сложное поведение  $\psi(u)$  в этом случае так же, как и на сетке  $\Delta u = 0,004$  (см. точное решение на рис.8 работы [10]). Если принять для целей оценки равномерную сетку с  $\Delta u = 0,04$  на интервале энергий 1 эВ - 10 МэВ, то это потребует около 400 интервалов для описания детального спектра. Таким образом, описание эффектов разрешенной резонансной структуры в детальном спектре не является препятствием для его получения.

В настоящей работе ограничимся рассмотрением задачи детального решения уравнения замедления, позволяющего выявить основные черты предлагаемого подхода.

Преобразование уравнения замедления к обобщенному виду для учета неразрешенной резонансной структуры. Запишем уравнение замедления в традиционном виде:

$$\Sigma_t(u)\varphi(u) = \int du' \Sigma_s(u' \rightarrow u)\varphi(u') + S(u), \quad (I)$$

где обозначения - общеприняты (см., например, работу [11]). Запись выражения (I) предполагает, что все сечения в рассматриваемой композиции нуклидов определены однозначно. Однако практически это не так ввиду существования у нуклидов областей неразрешенных резонансов, описываемых статистическими распределениями резонансных параметров. Поэтому сечения в уравнении (I) должны рассматриваться как случайные функции энергии и, следовательно, решение  $\varphi(u)$  оказывается также случайной функцией. В результате прежде всего возникают вопросы о том, как можно получить детальное решение уравнения (I) и о способе его использования при подготовке групповых констант.

Возможный подход к решению задачи состоит в том, чтобы произвести некоторое число резонансных последовательностей, для каждой из них найти решение и его функционалы, которые необходимо

осреднить некоторым образом. Заметим также, что подобные расчеты, судя по зарубежным источникам [12], требуют больших вычислительных ресурсов. Кроме того, случайный характер сечений, принятый для их описания в неразрешенной области, никак не проявляется себя в экспериментах по измерению детальных спектров нейтронов и их функционалов, так как сечения в неразрешенной резонансной области детерминированы в той же степени, как и в разрешенной области, т.е. поиск вероятностных характеристик распределения решений  $\varphi(u)$  не имеет под собой физической основы; это лишь средство во найти средние величины, которые только и можно сравнивать с наблюдаемыми значениями.

Другой подход, принимаемый в настоящей работе, состоит в том, чтобы трансформировать уравнение (1) с случайными функциями сечений в уравнение относительно некоторой средней по вероятностному пространству характеристики нейтронного спектра. При этом должны выполняться следующие требования:

- а) уравнение должно содержать лишь энергетические зависимости осредненных функций случайных сечений;
- б) решение уравнения должно учитывать в среднем эффекты самоэкранирования, порождаемого резонансами в неразрешенной области, и должно содержать особенности, обусловленные разрешенными резонансами;
- в) характеристика нейтронного спектра должна позволять находить групповые константы с учетом указанных в предыдущем пункте эффектов.

Перепишем уравнение (1) в виде

$$\Psi(u) = \int du' \frac{\Sigma_s(u' \rightarrow u)}{\Sigma_t(u')} \Psi(u') + S(u), \quad (2)$$

где  $\Psi(u) = \Sigma_t(u)\varphi(u)$  - плотность столкновений нейтронов. Интеграл столкновений в уравнении (2), так же как и  $\Psi(u)$ , является случайной функцией. Далее предположим, что математические ожидания всех случайных величин, представляющие интегралы от них по вероятностному пространству, существуют. Тогда из выражения (2) следует

$$M\Psi(u) = M \int du' \frac{\Sigma_s(u' \rightarrow u)}{\Sigma_t(u')} \Psi(u') + S(u), \quad (3)$$

где символ  $M$  означает математическое ожидание величины, перед которой он стоит. Источник нейтронов  $S(u)$  предполагается детерминированной функцией. В связи с предположением о существовании математического ожидания интеграла столкновений интегрирования по логарифму и по вероятностному пространству перестановочны. Далее, так как при каждом фиксированном  $u'$   $\Sigma_s(u')/\Sigma_t(u')$  и  $\Psi(u')$  являются случайными величинами, воспользуемся формулой математического ожидания произведения двух случайных величин, что приводит к выражению

$$M\Psi(u) = \int du' w(u' \rightarrow u) M \frac{\Sigma_s(u')}{\Sigma_t(u')} M\Psi(u') + \int du' w(u' \rightarrow u) \text{cov} \left[ \frac{\Sigma_s}{\Sigma_t}(u'), \varphi(u') \right] + S(u), \quad (4)$$

где функции рассеяния  $w(u' \rightarrow u)$  являются детерминированными функциями; ковариация  $\text{cov} \left[ \frac{\Sigma_s(u')}{\Sigma_t(u')}, \varphi(u') \right] = M \left[ \left( \frac{\Sigma_s}{\Sigma_t} \right) - M \left( \frac{\Sigma_s}{\Sigma_t} \right) \right] (\Psi - M\Psi)$ .

Примем следующую рабочую гипотезу:

$$\int du' w(u' \rightarrow u) \text{cov} \left[ \frac{\Sigma_s}{\Sigma_t}, \varphi(u') \right] \ll \int du' w(u' \rightarrow u) M \frac{\Sigma_s(u')}{\Sigma_t(u')} M\Psi(u'). \quad (5)$$

Обсуждение этой гипотезы проведем ниже. Выражение (4) с учетом (5) превращается в уравнение относительно приближения к математическому ожиданию плотности столкновений  $M\Psi(u)$ :

$$\widetilde{M}\Psi(u) = \int du' w(u' \rightarrow u) M \frac{\Sigma_s(u')}{\Sigma_t(u')} \widetilde{M}\Psi(u') + S(u). \quad (6)$$

Аналогично получим уравнение относительно  $\widetilde{M}\varphi(u)$  -приближения к математическому ожиданию детальной энергетической зависимости потока нейтронов. Для этого разделим уравнение (I) на  $\Sigma_t(u)$ , от каждого слагаемого возьмем математическое ожидание и заменим интеграл столкновений на его среднее значение:

$$\widetilde{M}\varphi(u) = M \left( \frac{1}{\Sigma_t(u)} \right) \int du' w(u' \rightarrow u) M \frac{\Sigma_s(u')}{\Sigma_t(u')} \widetilde{M}\Psi(u') + S(u) M \left( \frac{1}{\Sigma_t} \right) \quad (7)$$

Из уравнений (6), (7) следует связь между осредненными по вероятностному пространству потоком и плотностью столкновений нейтронов:

$$\widetilde{M}\varphi(u) = \widetilde{M}\Psi(u) M(1/\Sigma_t). \quad (8)$$

Используя связь выражения (8), заменим  $\widetilde{M}\Psi(u)$  на  $\widetilde{M}\varphi(u)$  в интеграле столкновений уравнения (6), что приведет к уравнению относительно  $\widetilde{M}\varphi(u)$ :

$$\frac{\widetilde{M}\varphi(u)}{M[\Sigma_t^{-1}(u)]} = \int du' w(u' \rightarrow u) \frac{M(\Sigma_s/\Sigma_t)}{M(\Sigma_t^{-1})} \widetilde{M}\varphi(u') + S(u). \quad (9)$$

Структура уравнения (9) совпадает со структурой уравнения (I), но детальная энергетическая зависимость сечений представлена в нем иным образом. Так, для нуклида  $i$  сечение рассеяния  $\sigma_{si}(u)$  заменяется на  $\sigma_{si}^*(u)$ , где

$$\sigma_{si}^*(u) = \frac{M[\sigma_{si}(u)/\Sigma_t(u)]}{M[1/\Sigma_t(u)]}. \quad (10)$$

Выражение (10) следует непосредственно из уравнения (9) из-за аддитивности макроскопического сечения  $\Sigma_s(u)$  относительно ядерных концентраций. В области разрешенных резонансов сечение  $\sigma_{si}^*(u)$  переходит в обычное сечение  $\sigma_{si}(u)$ . Далее получим, что сечения любой реакции типа  $\alpha$  представляются аналогично  $\sigma_{si}^*(u)$ . Поэтому полное макроскопическое сечение композиции нуклидов  $\Sigma_t^*$  оказывается представленным в уравнении (9) в виде

$$\Sigma_t^* = \left\{ M[\Sigma_t^{-1}(u)] \right\}^{-1}. \quad (11)$$

Таким образом, уравнение (I) с случайными функциями сечений можно трансформировать в уравнения (6), (9), содержащие лишь детальные энергетические зависимости математических ожиданий случайных функций сечений. При этом решения  $\widetilde{M}\varphi(u)$  и  $\widetilde{M}\Psi(u)$  удовлетворяют п. б) указанных выше требований, так как в уравнениях (6), (9) разрешенная резонансная структура представлена строго, а учет эффектов самоэкранирования в неразрешенной резонансной области обеспечивается композиционно зависящими сечениями вида (10), (11). Однако пока не ясно, в каком смысле  $\widetilde{M}\varphi(u)$  представляет детальный спектр и можно ли обращаться с функцией  $\widetilde{M}\varphi(u)$  при получении групповых констант традиционным образом.

Рассмотрим получение групповых констант на основе детальных распределений  $\widetilde{M}\Psi(u)$  [или  $\widetilde{M}\varphi(u)$ ]. Исходя из смысла групповых констант и случайного характера сечений их следует выводить

посредством математических ожиданий групповых значений случайных скоростей реакции в данной композиции. Отсюда следует определение группового значения  $\Sigma_x^j$  макросечения типа  $x$ :

$$\begin{aligned} \Sigma_x^j M \int_{\Delta u_j} \varphi(u) du &\stackrel{\text{def}}{=} M \int_{\Delta u_j} \Sigma_x(u) \varphi(u) du = M \int_{\Delta u_j} \frac{\Sigma_x(u)}{\Sigma_t(u)} \psi(u) du = \\ &= \int_{\Delta u_j} M(\Sigma_x / \Sigma_t) M\psi(u) du + \int_{\Delta u_j} \text{cov}(\Sigma_x / \Sigma_t, \psi) du. \end{aligned} \quad (12)$$

В результате приходим к необходимости предположения, аналогичного гипотезе (5):

$$\int_{\Delta u_j} M(\Sigma_x / \Sigma_t) M\psi du \gg \int_{\Delta u_j} \text{cov}(\Sigma_x / \Sigma_t, \psi) du. \quad (13)$$

Использование неравенства (13) в определении (12) и замена  $M\psi(u)$  на  $\widetilde{M}\psi(u)$  приводят к следующим формулам группового микроскопического сечения типа  $x$  нуклида  $i$ :

$$\sigma_{xi}^j = \frac{\int_{\Delta u_j} M(\sigma_{xi} / \Sigma_t) \widetilde{M}\psi(u) du}{\int_{\Delta u_j} \widetilde{M}\psi(u) M(1 / \Sigma_t) du}, \quad (14)$$

или

$$\sigma_{xi}^j = \frac{\int_{\Delta u_j} \frac{M(\sigma_{xi} / \Sigma_t)}{M(1 / \Sigma_t)} \widetilde{M}\varphi(u) du}{\int_{\Delta u_j} \widetilde{M}\varphi(u) du}. \quad (15)$$

Из формулы (15), записанной в традиционном виде через детальный энергетический спектр, вытекает выражение для детальной энергетической зависимости микроскопического сечения  $\sigma_{xi}^*(u)$  в конкретной композиции нуклидов:

$$\sigma_{xi}^*(u) = \frac{M[\sigma_{xi}(u) / \Sigma_t(u)]}{M[1 / \Sigma_t(u)]}. \quad (16)$$

К формулам (14), (15) можно прийти другим путем непосредственно из уравнения (9). Для этого достаточно перейти в уравнении (9) к групповому описанию процессов, что достигается стандартной процедурой интегрирования этого уравнения по каждому из групповых интервалов  $\Delta u_j$  и введением групповых потоков  $\varphi_j = \int_{\Delta u_j} M\varphi(u) du$ . Получающееся совпадение формул для групповых констант позволяет подвести некоторые итоги этому разделу.

Сформулирован подход к нахождению детального энергетического спектра с обобщением на учет неразрешенной резонансной структуры сечений. Он сводится к уравнению (6) или вытекающему из него уравнению (9). Уравнения (6), (9) по своей структуре совпадают с уравнениями (2) и (1) соответственно. Это позволяет применять к уравнениям (6), (9) методы решения, развитые для уравнений (1), (2). Обобщение для учета неразрешенной резонансной структуры отражается в появлении эффективных детальных композиционно зависящих сечений  $\sigma_{xi}^*(u)$  [см. формулу (16)] для неразрешенных микросечений при данной энергии и обычных микросечений  $\sigma_{xi}(u)$  для разрешенных при той же энергии

процессов. Кроме того, это обобщение проявляется в изменении смысла функций потока  $\varphi(u)$  и плотности столкновений  $\psi(u)$ , представленных теперь математическими ожиданиями  $\widetilde{M}\varphi(u)$  и  $\widetilde{M}\psi(u)$ . Детальный спектр  $\widetilde{M}\varphi(u)$  при получении групповых констант играет роль спектра усреднения сечений вида (I6) в любой области энергий и для любых нуклидов, независимо от того, разрешены или нет сечения. Пренебрежение энергетической зависимостью  $\widetilde{M}\psi(u)$  при  $u \in \Delta u_j$  в формуле (I4) и принятие концепции группового сечения разбавления  $\sigma_0$  [2] соответствует процедуре подготовки групповых констант в области неразрешенных резонансов в пакете прикладных программ ГРУКОН [13].

Обсуждение гипотез (5), (I3). Прежде всего отметим, что введение этих гипотез не равносильно предположению о независимости случайных величин  $\Sigma_x(u)/\Sigma_t(u)$  и  $\psi(u)$ . Требование малости  $\text{cov}(\Sigma_x/\Sigma_t, \psi)$  существенно более жесткое, чем интегральные гипотезы (5), (II).

Попробуем качественно представить энергетическую зависимость  $\text{cov}(\Sigma_x/\Sigma_t, \psi)$ . Корреляция рассматриваемых случайных величин должна проявляться в отражении структуры частных реализаций резонансных последовательностей в поведении соответствующих им плотностей столкновений. Представление об этом можно составить из анализа энергетической зависимости плотности столкновений (в некоторой композиции нуклидов) от структуры разрешенной резонансной последовательности в окрестности границы неразрешенной области. В этом случае последовательность разрешенных резонансов можно рассматривать как частную реализацию случайной функции резонансного сечения.

Многочисленные исследования поведения плотности столкновений в средах с резонансными сечениями [11] показывают, что влияние резонансной структуры проявляется в установлении некоторой скорости спада плотности столкновений, характерной для довольно широких областей энергии и обусловленной резонансным поглощением нейтронов, и в появлении локальных флуктуаций в окрестности отдельных резонансов и групп резонансов. Такое поведение хорошо иллюстрируется зависимостью  $\psi(u)$  в двуокиси  $^{238}\text{U}$  в области энергий 10 эВ - 4 кэВ, представленной на рис. I-3. Алгоритм расчета  $\psi(u)$  описан в работе [14]. На рис. I-2 помимо зависимости  $\psi(u)$  представлена также структура полного сечения  $\sigma_t^8(u)$  в области энергий 10 эВ - 2 кэВ.

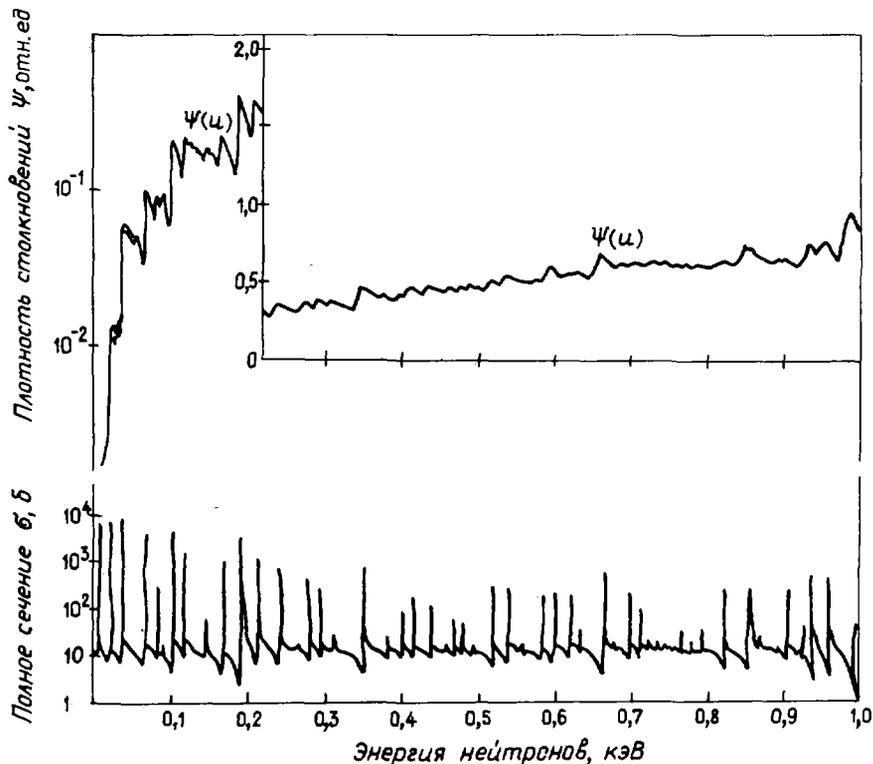


Рис. I. Плотность столкновений нейтронов в двуокиси  $^{238}\text{U}$  и полное сечение  $^{238}\text{U}$  в области  $E_n < 1$  кэВ,  $T = 300$  К (данные библиотеки UKNDL)

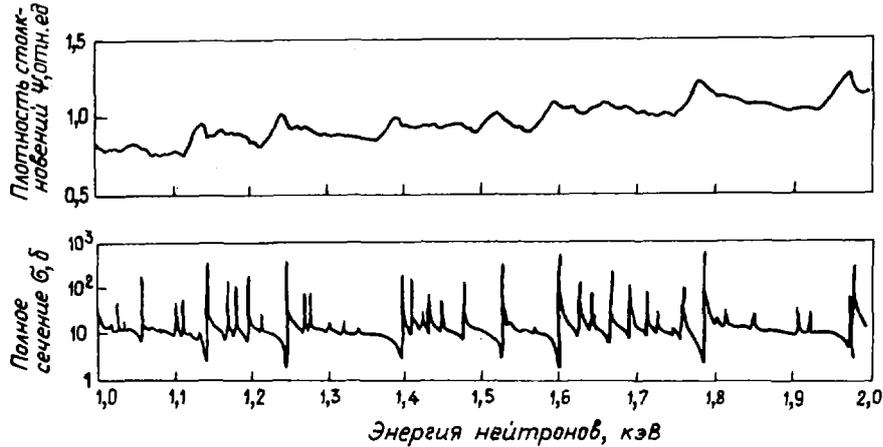


Рис.2. Плотность столкновений нейтронов в двуокиси  $^{238}\text{U}$  и полное сечение  $^{238}\text{U}$  в области  $1 \text{ кэВ} < E_n < 2 \text{ кэВ}$ ,  $T = 300 \text{ К}$  (данные библиотеки UKNDL)

Разрешенная резонансная структура  $^{238}\text{U}$  в области энергий  $E_n > 3 \text{ кэВ}$  имитирует с рассматриваемой точки зрения структуру в области неразрешенных резонансов. Действительно, величина ступеньки замедления на  $^{238}\text{U}$  в этой области энергий  $\Delta E$  не менее 50 эВ, и на любом таком интервале располагаются 2-3  $S$ -резонанса и до 10  $P$ -резонансов, т.е. на ступеньке замедления  $^{238}\text{U}$  в этой области энергий размещается уже достаточно много резонансов. По этой причине индивидуальность структуры резонансной последовательности не проявляется в поведении  $\psi(u)$  и обнаруживается лишь в слабой зависимости  $\psi(u)$  - локальной скорости изменения  $\psi(u)$ . Кроме того, чем больше резонансов на минимальной ступеньке замедления  $z_{\min}$ , тем слабее зависимость  $\psi(u)$  от порядка расположения резонансов на отрезке резонансной последовательности, уходящегося на  $z_{\min}$ . Это является следствием интегрального вида оператора замедления.

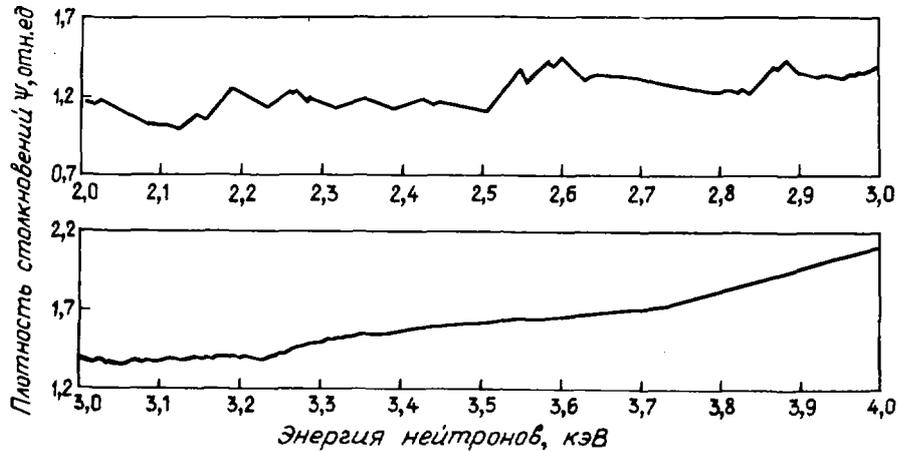


Рис.3. Плотность столкновений нейтронов в двуокиси  $^{238}\text{U}$  в области  $2 \text{ кэВ} < E_n < 4 \text{ кэВ}$

Таким образом, можно утверждать, что в случае двуокиси  $^{238}\text{U}$  плотность столкновений  $\psi(u)$  ведет себя весьма "гладким" образом в неразрешенной резонансной области для любой резонансной последовательности и что индивидуальность частной последовательности слабо проявляется в поведении  $\psi(u)$ . Это означает близость любой величины  $\psi(u)$  к  $M\psi(u)$ :

$$\frac{|\psi(u) - M\psi(u)|}{M\psi(u)} \ll 1. \quad (17)$$

Весьма интересен с практической точки зрения случай наложения разрешенной и неразрешенной резонансных структур, например разрешенной для  $^{238}\text{U}$  и неразрешенной для  $^{239}\text{Pu}$  в области энергий  $E_n < 2$  кэВ. В этом случае плотность столкновений  $\Psi(u)$  обнаруживает неасимптотические колебания в окрестности S-резонансов  $^{238}\text{U}$ . Если учесть, что топливные смеси нуклидов содержат легкий нуклид (кислород или углерод) с большой ступенькой замедления, то можно ожидать, что энергетическая зависимость неасимптотических осцилляций  $\Psi(u)$  будет слабо зависеть от частных реализаций неразрешенных резонансных последовательностей  $^{239}\text{Pu}$  и неравенство (I7) выполняется достаточно хорошо.

Можно составить некоторое представление о величине левой части неравенства (I7) на основе результатов работы [15]. В этой работе оценивалась величина флуктуаций плотности столкновений в смеси  $^{238}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$  и разбавителя с массовым числом 40, где ядерные концентрации относились соответственно, как 0,17:0,83:1,00. В области разрешенных резонансов  $^{238}\text{U}$   $E_n \lesssim 5$  кэВ относительная величина флуктуаций  $\delta\Psi/\Psi$  не превышает 0,04, при этом флуктуации обусловлены структурой  $^{238}\text{U}$ .

Примем во внимание, что отклонения зависимости  $\Psi(u)$  от  $M\Psi(u)$  должны иметь знакопеременный характер на ступеньке замедления  $\zeta_{min}$  в связи со случайным размещением большого числа неразрешенных резонансов. Это обстоятельство наряду с малостью величины  $|\text{cov}(\Sigma_S/\Sigma_t, \Psi)|$  по сравнению с  $\Sigma_S/\Sigma_t \Psi$  [за счет множителя  $(\Psi - M\Psi)$ ] позволяет надеяться на достаточно хорошее выполнение интегрального неравенства (5). Аналогичные рассуждения применимы к обоснованию неравенства (I3).

К расчету детальной энергетической зависимости математических ожиданий случайных функций сечений. Для нахождения решения уравнения (6) и последующего расчета групповых констант (I4) необходимо предварительно, на основе библиотеки оцененных ядерных данных, рассчитать детальную энергетическую зависимость величин  $M(1/\Sigma_t)$  и  $M(\Sigma_x/\Sigma_t)$  для заданной композиции нуклидов. Хотя проведение подобных расчетов представляет довольно сложную и трудоемкую задачу, в настоящее время она может быть решена относительно просто благодаря развитию пакета прикладных программ ГРУКОН. Не останавливаясь на всех этапах действий при переработке данных, укажем лишь основные принципы расчета интересующих нас величин.

Пусть для произвольной точки  $E_0$  макросечения  $\Sigma_t(\Sigma_x)$  представляются в виде суммы разрешенной  $\Sigma_t^{zes}(\Sigma_x^{zes})$  и неразрешенной  $\Sigma_t^{unz}(\Sigma_x^{unz})$  составляющих:

$$\Sigma_t = \Sigma_t(E_0) = \Sigma_t^{zes}(E_0) + \Sigma_t^{unz}(E_0) \equiv \Sigma_t^{zes} + \Sigma_t^{unz}; \quad (\text{I8a})$$

$$\Sigma_x \equiv \Sigma_x(E_0) = \Sigma_x^{zes}(E_0) + \Sigma_x^{unz}(E_0) \equiv \Sigma_x^{zes} + \Sigma_x^{unz}. \quad (\text{I8b})$$

Предположим, что значения разрешенных составляющих  $\Sigma_t^{zes}$  и  $\Sigma_x^{zes}$  в точке  $E_0$  найдены. Тогда, если в этой точке известны величины вида  $M(\Sigma_t^{unz} + C)^{-1} \equiv M_t$  и  $M[\Sigma_x^{unz}(\Sigma_x^{unz} + C)^{-1}] \equiv M_{xt}$  для достаточно представительного набора значений  $C$ , то задача расчета искомых величин сводится к задаче интерполяции.

Прямой расчет последних математических ожиданий из параметров неразрешенных резонансов представляется весьма проблематичным, так как сводится к расчету многократных статистических интегралов очень большой кратности. В пакете ГРУКОН эта задача решается в три этапа. На первом этапе из параметров неразрешенных резонансов рассчитываются величины  $M(\sigma_{vt}^{(j)} + \sigma_0)^{-1}$ ,  $M\sigma_{vx}^{(j)}$ ,  $M\sigma_{vx}^{(j)} \times (\sigma_{vt}^{(j)} + \sigma_0)^{-1}$  для каждой волны  $\nu$  каждого нуклида  $j$  для некоторого набора  $\sigma_0$ . Используя полученные результаты, на втором этапе можно определить функционалы сечений вида  $M(\sigma_t^{(j)} + \sigma_0)^{-1}$ ,  $M\sigma_x^{(j)}$ ,  $M\sigma_x^{(j)}(\sigma_t^{(j)} + \sigma_0)^{-1}$  также для набора  $\sigma_0$ . На третьем этапе из функционалов сечений находят величины  $M_t$  и  $M_{xt}$ . Расчеты второго и третьего этапов основаны на определении вероятностных распределений парциальных волн и сечений по их средним характеристикам. Эта задача решается поиском дискретных распределений, близких к точным лишь в слабом смысле, по отношению к функ-

ционалам  $M(\sigma_{\nu t}^{(j)} + \sigma_0)^{-1}$  и  $M[\sigma_{\nu x}^{(j)}(\sigma_{\nu t}^{(j)} + \sigma_0)^{-1}]$ , или  $M(\sigma_t^{(j)} + \sigma_0)^{-1}$  и  $M[\sigma_x^{(j)}(\sigma_t^{(j)} + \sigma_0)^{-1}]$ . Параметры такого приближенного дискретного распределения могут быть найдены Паде-аппроксимацией исходных величин [16]. Например, для получения величин  $M_t$  и  $M_{xt}$  из средних характеристик сечений исходный набор функционалов аппроксимируется функциями от  $\sigma_0$  вида

$$M \frac{1}{\sigma_t^{(j)} + \sigma_0} \approx \sum_i \frac{\alpha_i^{(j)}}{S_{ti}^{(j)} + \sigma_0}; \quad (19)$$

$$M \frac{\sigma_x^{(j)}}{\sigma_t^{(j)} + \sigma_0} \approx M \sigma_x^{(j)} \sum_i \frac{\alpha_{xi}^{(j)}}{S_{tx,i}^{(j)} + \sigma_0}, \quad (20)$$

где  $\alpha_i^{(j)}$ ,  $S_{ti}^{(j)}$ ,  $\alpha_{xi}^{(j)}$ ,  $S_{tx,i}^{(j)}$  - параметры аппроксимант (19), (20). При ограничениях  $\sum_i \alpha_i^{(j)} = \sum_i \alpha_{xi}^{(j)} = 1$  параметры аппроксимант (19), (20) определяют вероятностные распределения дискретного типа для случайных сечений. Обратим внимание на то, что совместное распределение сечений  $\sigma_x$ ,  $\sigma_t$ , описывающее функционалы  $M \sigma_x^{(j)} / (\sigma_t^{(j)} + \sigma_0)$ ,  $M \sigma_x^{(j)}$ , определяется независимо от распределения величины  $\sigma_t$ , описывающего функционал  $M[1 / (\sigma_t^{(j)} + \sigma_0)]$ . Это обеспечивает учет неполной корреляции между полным и парциальным сечениями.

Таким образом, задача нахождения значений  $M(1/\Sigma_t)$  и  $M(\Sigma_x/\Sigma_t)$  решена. Пусть, например, в композицию входят два неразрешенных нуклида, для которых получены параметры  $\{\alpha_i^{(1)}, S_{ti}^{(1)}, \alpha_{xi}^{(1)}, S_{tx,i}^{(1)}\}$ ,  $\{\alpha_k^{(2)}, S_{tk}^{(2)}, \alpha_{xk}^{(2)}, S_{tx,k}^{(2)}\}$ . Тогда свертка соответствующих распределений дает

$$M \frac{1}{\Sigma_t^{unz} + C} = M \frac{1}{\rho_1 \sigma_t^{(1)} + \rho_2 \sigma_t^{(2)} + C} = \sum_{i,k} \alpha_i^{(1)} \alpha_k^{(2)} \frac{1}{\rho_1 S_{ti}^{(1)} + \rho_2 S_{tk}^{(2)} + C}; \quad (21)$$

$$M \frac{\Sigma_x^{unz}}{\Sigma_t^{unz} + C} = M \frac{\rho_1 \sigma_x^{(1)} + \rho_2 \sigma_x^{(2)}}{\rho_1 \sigma_t^{(1)} + \rho_2 \sigma_t^{(2)} + C} = \rho_1 M \sigma_x^{(1)} \sum_{i,k} \alpha_{xi}^{(1)} \alpha_k^{(2)} \frac{1}{\rho_1 S_{tx,i}^{(1)} + \rho_2 S_{tk}^{(2)} + C} + \rho_2 M \sigma_x^{(2)} \sum_{i,k} \alpha_i^{(1)} \alpha_{xk}^{(2)} \frac{1}{\rho_1 S_{ti}^{(1)} + \rho_2 S_{tx,k}^{(2)} + C}. \quad (22)$$

**Основные результаты.** В работе предлагается нетрадиционное понимание смысла детального решения уравнения замедления при наличии неразрешенных резонансных областей, описываемых вероятностными распределениями сечений. В качестве детального решения принято приближение к математическому ожиданию плотности столкновений нейтронов, которое позволяет определить и средний по вероятности поток нейтронов. Уравнение, которому удовлетворяет это решение, имеет вид уравнения замедления с обычной энергетической зависимостью разрешенных микросечений и о композиционно зависящими эффективными микросечениями в неразрешенных областях энергии; микросечения оказываются некоторыми комбинациями математических ожиданий случайных микро- и макросечений. Рассмотренный на примере уравнения замедления подход к трактовке детального решения как среднего по вероятности может быть применен к нахождению детальных энергетических распределений в других задачах, отмеченных в вводной части работы.

В работе получены формулы для усреднения сечений в групповые константы с весом математического ожидания детального спектра и сделан вывод о том, что предлагаемый подход учитывает эффекты резонансного самоэкранирования в неразрешенной области в более высоком приближении, чем традиционная методика подготовки групповых констант. При этом в случае наложения неразрешенной и разрешенной резонансных структур, последние будут отражаться в групповых константах также более корректно.

Рассмотрен вопрос о получении детальной энергетической зависимости композиционно зависящих микросечений неразрешенных нуклидов и предложена методика их расчета, опирающаяся на развитые в пакете ГРУКОН алгоритмы свертки функционалов сечений.

Основные положения статьи служат теоретической базой проводимой в настоящее время работы по расширению возможностей пакета прикладных программ ГРУКОН в целях расчета детальных решений уравнения замедления и уравнений подобного типа.

#### Список литературы

1. Вейнберг А., Вигнер Е. Физическая теория ядерных реакторов. М.: Изд-во иностр. лит., 1961.
2. Абагян Л.П., Базазянц Н.О., Бондаренко И.И., Николаев М.Н. Групповые константы для расчета ядерных реакторов. М.: Атомиздат, 1964.
3. Белл Д., Глестон С. Теория ядерных реакторов. М.: Атомиздат, 1974.
4. Воротынец М.Ф., Серегин А.С. К проблеме группового описания билинейных функционалов нейтронных распределений. Часть II. Последовательное групповое описание билинейных функционалов при линейной формулировке групповых констант: Препринт ФЭИ-1514. Обнинск, 1983.
5. Воротынец М.Ф. К проблеме группового описания билинейных функционалов нейтронных распределений. Часть III. Последовательное групповое описание некоторых билинейных функционалов обобщенной теории возмущений: Препринт ФЭИ-1581. Обнинск, 1984.
6. Воротынец М.Ф., Ринейский А.А. Определение коэффициентов реактивности в критическом однозонном реакторе с помощью стационарных функций влияния: Препринт ФЭИ-1638. Обнинск, 1984.
7. Николаев М.Н., Рязанов Б.Г., Савоськин М.М. и др. Многогрупповое приближение в теории переноса нейтронов. М.: Энергоатомиздат, 1984.
8. Казанский Ю.А., Ваньков А.А., Возяков В.В. и др. Изучение энергетических спектров нейтронов на сборках ВЭС. - Атомная энергия, 1982, т.52, вып.4, с.235.
9. Воротынец М.Ф., Воропаев А.И., Пивоваров В.А. и др. Анализ погрешностей алгоритмов подготовки групповых констант в инженерных расчетах быстрых реакторов. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1983, вып.4(53), с.26.
10. Воротынец М.Ф., Жиров А.Ю., Сатаев В.А. Метод разрывных конечных элементов для решения уравнения замедления нейтронов. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика и техника ядерных реакторов, 1983, вып.4(33).
11. Лукьянов А.А. Замедление и поглощение резонансных нейтронов. М.: Атомиздат, 1974.
12. Takano H., Ishiguro Y., Matsui Y. TIMS-1: A processing code for production of group constants of heavy resonant nuclei: JAERI-1267, 1980.
13. Сеница В.В. Пакет ГРУКОН. Часть 4. Расчет факторов резонансной самоэкранировки сечений: Препринт ФЭИ-1429. Обнинск, 1983.
14. Воротынец М.Ф., Пивоваров В.А. Метод решения уравнения замедления в многоизотопной среде. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика и техника ядерных реакторов, 1980, вып.4 (13), с. 13.
15. Segev M. A many-resonance approximation for the neutron energy spectrum. - Nucl. Sci. and Engng, 1973, v.50, N 4, p.354.
16. Бадиков С.А., Гай Е.В., Работнов Н.С., Сеница В.В. Применение Паде-аппроксимации в задачах расчета групповых констант: Препринт ФЭИ-1580. Обнинск, 1984.

Статья поступила в редакцию 4 ноября 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		
TH	230	TOT	FBI	THEO	1.0+4	2.5+6	II	DOVBENCO + OPTMDL, C-C CALC, SIG(E), TBL
TH	230	SEL	FBI	THEO	1.0+3	2.5+6	II	DOVBENCO + OPTMDL, ONLY SHAPE ELAS, TBL
TH	230	DIN	FBI	THEO	1.0+5	2.5+6	II	DOVBENCO + S(E) TBL, ONLY DIRECT REACT
TH	232	TOT	FBI	THEO	1.0+4	2.5+6	II	DOVBENCO + OPTMDL, C-C CALC, SIG(E), TBL
TH	232	SEL	FBI	THEO	1.0+3	2.5+6	II	DOVBENCO + OPTMDL, ONLY SHAPE ELAS, TBL
TH	232	DIN	FBI	THEO	1.0+5	2.5+6	II	DOVBENCO + S(E) TBL, ONLY DIRECT REACT
U	234	TOT	FBI	THEO	1.0+4	2.5+6	II	DOVBENCO + OPTMDL, C-C CALC, SIG(E), TBL
U	234	SEL	FBI	THEO	1.0+3	2.5+6	II	DOVBENCO + OPTMDL, ONLY SHAPE ELAS, TBL
U	234	DIN	FBI	THEO	1.0+5	2.5+6	II	DOVBENCO + S(E) TBL, ONLY DIRECT REACT
U	238	TOT	FBI	THEO	1.0+3	2.5+6	II	DOVBENCO + OPTMDL, C-C CALC, SIG(E), TBL
U	238	SEL	FBI	THEO	1.0+3	2.5+6	II	DOVBENCO + OPTMDL, ONLY SHAPE ELAS, TBL
U	238	DIN	FBI	THEO	1.0+5	2.5+6	II	DOVBENCO + S(E) TBL, ONLY DIRECT REACT
PU	242	TOT	FBI	THEO	1.0+4	2.5+6	II	DOVBENCO + OPTMDL, C-C CALC, SIG(E), TBL
PU	242	SEL	FBI	THEO	1.0+3	2.5+6	II	DOVBENCO + OPTMDL, ONLY SHAPE ELAS, TBL
PU	242	DIN	FBI	THEO	1.0+5	2.5+6	II	DOVBENCO + S(E) TBL, ONLY DIRECT REACT
CM	246	TOT	FBI	THEO	1.0+4	2.5+6	II	DOVBENCO + OPTMDL, C-C CALC, SIG(E), TBL
CM	246	SEL	FBI	THEO	1.0+3	2.5+6	II	DOVBENCO + OPTMDL, ONLY SHAPE ELAS, TBL
CM	246	DIN	FBI	THEO	1.0+5	2.5+6	II	DOVBENCO+S(E) TBL, ONLY DIRECT REACT
CF	252	TOT	FBI	THEO	1.0+4	2.5+6	II	DOVBENCO + OPTMDL, C-C CALC, SIG(E), TBL
CF	252	SEL	FBI	THEO	1.0+3	2.5+6	II	DOVBENCO + OPTMDL, ONLY SHAPE ELAS, TBL
CF	252	DIN	FBI	THEO	1.0+5	2.5+6	II	DOVBENCO + S(E) TBL, ONLY DIRECT REACT

Редактор Г.В.Зубова

Технический редактор С.И.Халиллулина

Корректоры Г.С.Платенева, Е.М.Спирidonова

Подписано в печать 5.05.86.

Печать офсетная.

Индекс 3645.

Печ.л. 10,0.

Т-11752.

Уч.-изд.л. 9,4.

18 статей.

Формат 60x84 1/8.

Тираж 235 экз.

Зак.т.н. № 750

Отпечатано в ЦНИИатоминформе  
127434, Москва, ад/яц 971

УДК 539.172.4

УГЛОВЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ НЕЙТРОНОВ В РЕАКЦИЯХ  $(d, xn)$  и  $(\alpha, xn)$  /  
Б.В.Журавлев. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные кон-  
станты, 1986, вып.2, с.3-5.

Проведен анализ угловых распределений нейтронов, испускаемых в континуумную часть спектра в рамках феноменологического подхода из реакций  $(d, xn)$  при  $E_d = 22$  МэВ и  $(\alpha, xn)$  при  $E_\alpha = 27$  МэВ в области массовых чисел 27-181. Показано, что угловые распределения могут быть описаны разложением по полиномам Лежандра с приведенными коэффициентами, являющимися простой функцией энергии испускаемых частиц (рис.2, список лит. - 6 назв.).

УДК 539.172.4

СПЕКТРЫ НЕЙТРОНОВ ИЗ РЕАКЦИЙ, ВЫЗВАННЫХ ДЕЙТРОНАМИ С ЭНЕРГИЕЙ 22,3 МэВ/Н.С.Бириков, Б.В.Журавлев, А.П.Руденко, В.И.Трыкова. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1986, вып.2, с.6-11.

Спектры нейтронов реакции  $(d, xn)$  измерены при энергии дейтронов 22,3 МэВ для ядер  $^{27}\text{Al}$ ,  $^{53}\text{Cr}$ ,  $^{90}\text{Zr}$ ,  $^{94}\text{Zr}$ ,  $^{115}\text{In}$ ,  $^{122}\text{Sn}$ ,  $^{181}\text{Ta}$  под углами  $30^\circ, 60^\circ, 90^\circ, 120^\circ, 150^\circ$ . Измерения проводили на 150-см циклотроне ФЭИ методом времени пролета. Разрешающая способность спектрометра составляла 1 нс/м, энергетический порог регистрации нейтронов - 0,4 МэВ. Из анализа экспериментальных данных определены: спектры равновесной и неравновесной эмиссии нейтронов; параметры плотности ядерных уровней, значения которых согласуются с систематикой данных, полученной в модели ферми-газа с обратным смещением; массовая зависимость сечения неравновесной эмиссии, указывающая на поверхностный характер взаимодействия, свойственный прямым процессам срыва (рис.7, табл.1, список лит. - 7 назв.).

УДК 539.171.015:539.172.4

СЕЧЕНИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НЕЙТРОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ 0,001-2,5 МэВ С ЧЕТНО-ЧЕТНЫМИ ДЕФОРМИРОВАННЫМИ ЯДРАМИ В МЕТОДЕ СИЛЬНОЙ СВЯЗИ КАНАЛОВ / А.Г.Довбенко, В.П.Лунев. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1986, вып.2, с.11-14.

Представлены результаты расчетов сечений взаимодействия нейтронов с четно-четными деформированными ядрами в области актинидов ( $^{230}\text{Th}$ ,  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{234}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{242}\text{Pu}$ ,  $^{246}\text{Cm}$ ,  $^{252}\text{Cf}$ ) в обобщенной оптической модели. Данные об  $^{238}\text{U}$  сравниваются с аналогичными расчетами других авторов и обсуждаются возможные причины различия в энергетическом ходе сечений. Совпадение расчетов для  $^{238}\text{U}$  с тестовыми данными подтверждает надежность полученных результатов (табл.3, список лит. - 4 назв.).

УДК 389.6.100

О ВНЕДРЕНИИ МЕЖДУНАРОДНОЙ СИСТЕМЫ ЕДИНИЦ ФИЗИЧЕСКИХ ВЕЛИЧИН В ОБЛАСТИ РАДИАЦИОННОЙ ЗАЩИТЫ/В.П.Машкович. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1986, вып.2, с.14-16.

ГОСТ 8.417-81 ввел Международную систему (СИ) единиц физических величин как обязательную. Это обусловило необходимость отказа в области ионизирующих излучений и радиационной защиты от используемых ранее единиц активности, поглощенной, экспозиционной, эквивалентной доз, кермы и производных от них единиц. Методические указания РД 50-484-84 обусловили порядок внедрения и применения единиц СИ в области ионизирующих излучений. Рассмотрены особенности перехода на единицы СИ в задачах радиационной защиты. Даны рекомендации по использованию единиц СИ для основных физических величин в области радиационной защиты (список лит. - 19 назв.).

УДК 539.17:621.039.51.134

НОВОЕ В КОНСТАНТНОМ ОБЕСПЕЧЕНИИ ГРУППОВЫХ РАСЧЕТОВ НЕЙТРОННЫХ ПОЛЕЙ В ЗАЩИТЕ/М.Н.Николаев, Е.В.Долгов, В.Н.Кощеев и др. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1986, вып.2, с.18-20.

Освещается современное состояние дел с разработкой системы обеспечения константами расчетов атомных реакторов и защиты (СОКРАТОР). База данных этой системы содержит библиотеку файлов оцененных нейтронных данных (ФОНД), уточненную расширенную систему 26-групповых констант (БНАБ-85), мультигрупповую библиотеку констант. Организовано обслуживание этих библиотек, расчет групповых констант (программы ГРУКОН, NJOY), подготовка констант (АРАМАКО-СИ, МУЛЬТИК) к расчету по программам РОЗ-6, ANISN, DOT-III и др. (список лит. - 10 назв.).

УДК 621.039.51.134

КОМПЛЕКС ПРОГРАММ ПОДГОТОВКИ 175-ГРУППОВОЙ СИСТЕМЫ НЕЙТРОННЫХ СЕЧЕНИЙ С ПОДГРУППОВЫМ ОПИСАНИЕМ ОБЛАСТИ РЕЗОНАНСОВ/А.В.Даниэль, В.Н.Душин. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1986, вып.2, с.20-22.

Описан комплекс программ подготовки системы констант для статистического моделирования переноса нейтронов с энергией ниже 20 МэВ. В систему включены восемь типов нейтронных сечений из библиотек оцененных данных ENDF/B-IV и ENDF-78. В комплекс включены адаптированные программы LINEAR и GROUPS. Комплекс реализован на ЕС ЭВМ.

УДК 539.17

БИБЛИОТЕКА ГРУППОВЫХ КОНСТАНТ ДЛЯ РАСЧЕТА ИСТОЧНИКОВ ФОТОНОВ В ЯДЕРНО-ТЕХНИЧЕСКИХ УСТАНОВКАХ/А.А.Дубинин, В.Е.Колесов, А.С.Кривцов и др. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1986, вып.2, с.22-25.

Изложены итоги работы по созданию групповой библиотеки выходов фотонов (БВФ) при реакциях взаимодействия нейтронов с ядрами различных веществ. Энергетическая зависимость нейтронов в диапазоне энергий от 18 МэВ до тепловых описывается в 49-групповом приближении; энергетический интервал фотонов от 11 до 0,01 МэВ представлен в 15-групповом приближении. В качестве исходной информации при создании групповой библиотеки используются файлы оцененных данных библиотеки ENDF. В качестве основного принципа при переоценке этих данных принят принцип балансной согласованности энергии на входном и выходном каналах реакции. Энергетический анализ реакций взаимодействия нейтронов с веществом выполнен для 41 изотопа, т.е. практически для всех веществ, наиболее часто встречающихся в практике расчета ядерных реакторов и радиационных защит. Групповая библиотека включена в систему подготовки констант АРАМАКО (список лит. - 2 назв.).

УДК 539.17

СОСТОЯНИЕ ЯДЕРНЫХ ДАННЫХ В ПРОБЛЕМЕ ПЕРЕНОСА НЕЙТРОНОВ В АТМОСФЕРЕ ЗЕМЛИ И В СРЕДАХ ИЗ ОСНОВНЫХ ПОРОДОБРАЗУЮЩИХ ЭЛЕМЕНТОВ/В.В.Возяков, В.Н.Манюхин, Г.Я.Труханов. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1986, вып.2, с.25-27.

Характеризуется современное состояние оцененных ядерных данных для основных элементов атмосферы и земной коры. Получены аналитические аппроксимации макросечений и длин пробега нейтронов в воздухе и грунте для области энергий от 1 эВ до 100 кэВ. Некоторые из них рекомендуется использовать в файлах оцененных данных и расчетах полей нейтронов. Обсуждается состояние рекомендуемых и стандартных справочных данных в затронутой проблеме (табл.1, список лит. - 3 назв.).

УДК 539.17

ОКС-3.5 - ПАКЕТ ПРОГРАММ КОНСТАНТНОГО ОБЕСПЕЧЕНИЯ/А.М.Воложенко, Т.А.Гермогенова, Т.Г.Исаенко и др. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1986, вып.2, с.28-30.

Объединенная константная система (ОКС) предназначена для эксплуатации константных систем при расчетах реакторов и радиационной защиты. Версия ОКС-3.5 содержит: семейство константных программ АРАМАКО, использующих библиотеку БНАБ-78; 49-групповую систему констант с библиотекой БНД-49; константный комплекс DENSTY и систему расчета термализационных констант TERMAC. ОКС позволяет получить защитные нейтронные,  $(n, -f)$ - и  $f$ -константы в 26- и 28-групповом приближениях, нейтронные константы в 49-групповом приближении. Полученные константы могут быть представлены в виде объединенного файла в формате FMAS5A. Возможно слияние двух файлов констант, полученных в разное время и для различных веществ, в один файл в формате FMAS5A. Файл FMAS5A может быть преобразован в один из форматов (PO3-6, AROZ-6, CROZ-6), используемых программой PO3-6.3 (рис.1, список лит. - 8 назв.).

УДК 539.17:621.039.51.17

РАЗРАБОТКА КОНСТАНТНОГО ОБЕСПЕЧЕНИЯ ДЛЯ НЕГРУППОВЫХ РАСЧЕТОВ ЗАЩИТЫ МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО/В.Е.Колесов, Н.А.Соловьев, Е.В.Дуркова. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1986, вып.2, с.31-36.

Разработана система константного обеспечения, ориентированная на проведение негрупповых расчетов защиты методом Монте-Карло с привлечением детальной информации о ядерных данных. Для представления информации используются редуцирование дискретного набора данных, аппроксимация дробно-рациональными функциями и полиномами, представление данных в виде накопленной вероятности. Даются рекомендации по применению этих методов. Приводятся краткие сведения о структуре банка данных и программах наполнения и функционирования. На примере библиотечного файла кислорода в формате ENDF/B описывается процедура подготовки ядерных данных, предназначенных для включения в систему константного обеспечения негрупповых расчетов защиты методом Монте-Карло (рис.4, табл.2, список лит. - 8 назв.).

УДК 539.172.42

ТЕСТИРОВКА ОЦЕНЕННЫХ НЕЙТРОННЫХ ДАННЫХ ДЛЯ ХРОМА И НИКЕЛЯ НА ОСНОВЕ МАКРОЭКСПЕРИМЕНТОВ/Н.Т.Кулагин, И.П.Маркелов, В.Е.Колесов и др. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1986, вып.2, с.36-38.

На основе макроэкспериментов, выполненных на сферах из хрома и никеля, проведена тестировка оцененных нейтронных данных для соответствующих файлов, разрабатываемых в Центре по ядерным данным (г.Обнинск). Расчеты проведены с помощью программы ANISN в приближении сферической геометрии и изотропного источника нейтронов (при ISO-групповом энергетическом разбиении) GAM-II, полученном по программе NJOY (рис.2, список лит. - 8 назв.).

УДК 539.172.4:539.125.162.5

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭФФЕКТИВНЫХ СЕЧЕНИЙ РЕАКЦИЙ  $(n, n')$  И  $(n, 2n)$  НА  $^{93}\text{Nb}$ /В.П.Демин, Н.М.Диповый, А.А.Носов и др. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1986, вып.2, с.39-40.

Рассмотрены вопросы, связанные с изучением активации (под действием нейтронов спектра реактора ВВР-М) конструкционных материалов на основе ниобия, которые могут быть использованы при создании защиты ядерно-технических установок. Приводятся данные о резонансных и пороговых детекторах и программах, основанных на методах вычитания вклада  $1/\nu$ -части и максимального правдоподобия, с помощью которых осуществлено восстановление спектров нейтронов, воздействующих на исследуемые образцы. Описана методика  $\gamma$ -спектрометрических измерений, используемая при определении активности детекторов и образцов. Произведены оценки эффективных сечений реакций  $^{93}\text{Nb}(n, n')$   $^{93}\text{Nb}$  ( $E_{\text{пор}} \approx 0,1 \text{ МэВ}$ ) и  $^{93}\text{Nb}(n, 2n)$   $^{92\text{m}}\text{Nb}$  ( $E_{\text{пор}} \approx 10 \text{ МэВ}$ ), значения которых составили  $126 \pm 25$  и  $350 \pm 80 \text{ мб}$  соответственно (рис.1, табл.1, список лит. - 9 назв.).

УДК 621.039.512.4:621.039.51.134

ВЛИЯНИЕ МОДЕЛЕЙ ЗАМЕДЛЕНИЯ, РЕЗОНАНСНОГО САМОЭКРАНИРОВАНИЯ СЕЧЕНИЙ И АНИЗОТРОПИИ УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ НА РЕЗУЛЬТАТЫ МНОГОГРУППОВОГО РАСЧЕТА ЗАЩИТЫ БЫСТРОГО РЕАКТОРА/В.В.Коробейников, Н.Т.Кулагина, М.Н.Николаев и др. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1986, вып.2, с.41-44.

Оценивается влияние различных приближений, используемых в расчетных методах, и точности описания модели взаимодействия нейтронов с веществом на распространение нейтронов в защите быстрого реактора. В качестве тестовой модели защиты выбрана одномерная модель, предложенная М.Сальваторесом. Результаты расчетов по различным программам показывают, что степень кинетичности, точность описания анизотропии упругого рассеяния и резонансной самоэкранировки сечений влияют на распространение нейтронов в защите менее существенно, чем точность описания замедления. Введение поправок в сечение замедления на форму внутргруппового спектра приводит к снижению полного потока в зонах, моделирующих теплообменник, почти на порядок. Повышение точности учета анизотропии приводит к изменению плотности потока в тех же зонах всего на 5% (рис.2, табл.2, список лит. - 5 назв.).

УДК 621.039.51.134

ФИЗИКА ФОРМИРОВАНИЯ И СТАТИСТИЧЕСКАЯ КОРРЕКТИРОВКА ФУНКЦИОНАЛОВ ПОЛЯ ИЗЛУЧЕНИЯ В РЕАКТОРЕ И ЗАЩИТЕ/С.М.Балашов, В.В.Болятко, А.М.Боложенко и др. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1986, вып.2, с.44-47.

На примере тестовой композиции защиты реактора на быстрых нейтронах сопоставляются итоги расчетов, полученные с использованием восьми зарубежных библиотек сечений взаимодействия с результатами расчетов из системы АРАМКО+БИАНЕ. На основе программы ЗАКАТ-2 получена информация о чувствительности функционалов к изменению сечений взаимодействия в базовых одномерных композициях защиты реакторов. Эта информация использована для построения физической картины переноса - определения пространственно-энергетических областей в защите и энергетических диапазонов в сечениях, которые формируют исследуемый функционал. Оценено влияние изменений параметров материалов в защите на изменение рассчитанного функционала. На основе полученных погрешностей функционала проведена его корректировка, учитывающая статистическое распределение сечений взаимодействия (рис.1, табл.3, список лит. - 5 назв.).

УДК 621.039.51.12

ФИЗИЧЕСКИЕ ЗАКОНОМЕРНОСТИ ПЕРЕНОСА НЕЙТРОНОВ ВО ВНУТРИКОРПУСНОЙ ЗАЩИТЕ БЫСТРЫХ РЕАКТОРОВ/Ю.И.Балашов, В.В.Болятко, И.А.Елисеев и др. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1986, вып.2, с.48-53.

Для тестовой одномерной сферической композиции внутрикорпусной защиты быстрого реактора интегрального типа и в рамках линейной теории возмущений получены относительные чувствительности расчетов различных функционалов поля излучения к сечениям взаимодействия нейтронов с веществом. Анализируется роль парциальных процессов взаимодействия нейтронов, отдельных элементов, энергетических интервалов при расчете тепловыделений и радиационных повреждений в защите, активации натрия второго контура. Обсуждаются рекомендации по улучшению расчетного обеспечения (рис.1, табл.6, список лит. - 5 назв.).

УДК 621.039.51.134

ПОГРЕШНОСТИ РАСЧЕТОВ ЗАЩИТЫ РЕАКТОРА НА БЫСТРЫХ НЕЙТРОНАХ/В.В.Боялякко, В.П.Машкович, А.А.Строганов. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1986, вып.2, с.53-56.

Получены погрешности 26-групповых расчетов различных функционалов поля излучения в защите реакторов на быстрых нейтронах. Анализ погрешностей выполнен с использованием аппарата анализа чувствительности по программе ЗАКАТ для двух базовых расчетных моделей внутрикорпусной защиты современных быстрых реакторов. Рассмотрены обусловленные константной составляющей погрешности расчетов тепловыделения и радиационных повреждений в защите, активации натрия второго контура на теплообменнике. Оценены вклады парциальных процессов в константную составляющую погрешности (табл.3, список лит. - 10 назв.).

УДК 539.173.84

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВЫХОДОВ ГРУПП ЗАПАЗДЫВАЮЩИХ НЕЙТРОНОВ ДЕЛЕНИЯ  $^{233}\text{U}$  И  $^{235}\text{U}$  ТЕПЛОВЫМИ НЕЙТРОНАМИ/А.Н.Гудков, В.И.Кивун, В.В.Коваленко и др. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1986, вып.2, с.56-60.

Определены выходы пяти групп запаздывающих нейтронов деления  $^{233}\text{U}$  и пяти групп  $^{235}\text{U}$  тепловыми нейтронами. Работа выполнена с использованием автоматизированной циклической пневмотранспортной системы. В качестве радиометра запаздывающих нейтронов использовали сборки из 14 счетчиков типа СМ-11, помещенных в водяной замедлитель. Кривые спада активности нейтронов, полученные в мультистабильном режиме, передавались по линии связи из анализатора LR-4900 на ЭВМ СМ-4 для обработки методом частичной линеаризации. Время доставки образцов от места облучения до позиции измерения составляло 0,9 с. Полученные данные использовались для проверки методики эксперимента (рис.1, табл.2, список лит. - 12 назв.).

УДК 621.039.51

МЕТОД УЧЕТА НЕРАЗРЕШЕННОЙ РЕЗОНАНСНОЙ СТРУКТУРЫ В УРАВНЕНИИ ЗАМЕДЛЕНИЯ НЕЙТРОНОВ/М.Ф.Воротынец, А.А.Ринецкий, Е.А.Сатаев. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1986, вып.2, с.60-69.

Исследуется проблема получения детального решения уравнения замедления при условии вероятностного описания резонансной структуры сечений, используемого в современных библиотеках нейтронных данных в области неразрешенных резонансов. Предлагается рассматривать детальное решение как некоторое приближение к математическому ожиданию плотности столкновений. Уравнение, которому удовлетворяет это решение, имеет вид уравнения замедления с композиционно зависящими эффективными сечениями в неразрешенной области (рис.3, список лит. 16 назв.).

1 р. 50 к.

Индекс 3645

Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1986, вып.2, 1-70.