

# ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

---

СЕРИЯ:  
Ядерные константы

ВЫПУСК  
3 (47)

1982



# ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

## Серия: ЯДЕРНЫЕ КОНСТАНТЫ

Научно-технический сборник

Выпуск 3 (47)

### ЯДЕРНО-РЕАКТОРНЫЕ ДАННЫЕ

---

Москва ЦНИИАтоминформ 1982

---

#### СОДЕРЖАНИЕ

Горюнов В.К., Шевелев И.В. Восстановление поля нейтронов из измерений в гармоническом приближении для пространственных корреляций ошибок физического расчета	3
Голубев В.И., Исачин С.И., Козловцев В.Г., Ферманн К., Хюттель Г., Леманн Е. Измерение величины $\alpha$ $^{235}\text{U}$ в быстрой критической сборке КБР-5 осцилляторным способом	12
Комаров А.В., Лукьянов А.А. Метод определения коэффициентов самоэкранирования в области неразрешенных резонансов	16
Лопаткин А.В., Ганев И.Х., Точеный Л.В. Удельное радиационное энерговыделение $^{232}\text{U}$ как функция времени	25
Жежерун И.Ф. Изучение почти однородных систем $^{235}\text{U}+\text{Be}$ методом импульсного источника нейтронов	27
Жежерун И.Ф. Изучение почти однородных систем $^{235}\text{U}+\text{BeO}$ методом импульсного источника нейтронов	48
Голяев Н.Д., Деев М.И., Евсеев А.Я., Звонарев А.В., Казанский Ю.А., Козлов В.П., Колыженков В.А., Матвеев В.И., Миронович Ю.Н., Панарина Л.М., Черный В.А. Исследование скоростей реакций и отношений сечений в реакторе БН-600	62
Бадиков С.А., Виноградов В.Н., Гай Е.В., Манохин В.Н., Пашенко А.Б., Работнов Н.С. Аналитическое представление на основе Паде-аппроксимации оцененных данных по сечениям пороговых реакций под действием нейтронов	66
Тарасов В.А., Матусевич Е.С., Даруга В.К., Звонарев А.В., Лисичкин Ю.В., Лифоров В.Г. Измерение эффективной доли запаздывающих нейтронов на быстрой урановой сборке БЭС-40	80
Пивоваров В.А. Влияние способа подготовки групповых констант на расчет натриевого пустотного эффекта реактивности	85

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

Главный редактор О.Д.КАЗАЧКОВСКИЙ

НЕЙТРОННЫЕ КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ

Зам. главного редактора Л.Н.УСАЧЕВ

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

КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ СТРУКТУРЫ ЯДРА  
И ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

Зам. главного редактора А.Г. ЗЕЛЕНКОВ

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

ЯДЕРНО-РЕАКТОРНЫЕ ДАННЫЕ

Зам. главного редактора М.Ф. ТРОЯНОВ

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

Ответственный секретарь Д.А. КАРДАШЕВ



Физико-энергетический институт (ФЭИ), 1982

УДК.621.039.517

ВОССТАНОВЛЕНИЕ ПОЛЯ НЕЙТРОНОВ ИЗ ИЗМЕРЕНИЙ В ГАРМОНИЧЕСКОМ ПРИБЛИЖЕНИИ  
ДЛЯ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ КОРРЕЛЯЦИЙ ОШИБЕК ФИЗИЧЕСКОГО РАСЧЕТА

В.К.Горюнов, Я.В.Шевелев

THE MEASURED NEUTRON FLUX DISTRIBUTION REESTABLISHMENT BY THE MODAL APPROACH FOR THE SPATIAL CORRELATIONS OF THE NEUTRON CALCULATION ERRORS. The possibilities are discussed of the maximum verisimilarity method for a neutron field prediction in the presence of measurement errors and input datum indeterminations. The precision are analytically estimated and the estimations are confirmed with the computation experiments and with the calculations for the Bilibino Atomic Power Plant.

По мере роста вычислительных мощностей ЭВМ, работающих в системе контроля АЭС, должны совершенствоваться методы обработки показаний детекторов системы внутриреакторного контроля (ВРК). Если вначале эти методы сводились к простой интерполяции показаний детекторов нейтронного потока на каналы, не снабженные детекторами [1], то затем появились алгоритмы, базирующиеся на данных физического расчета реактора [1,2]. Наиболее точный контроль за полем тепловыделений в реакторе возможен при слиянии априорной (основанной на математической модели реактора, воплощенной в программу физического расчета) и опытной информации, поставляемой детекторами, на основе принципа максимального правдоподобия. Это требует оценки погрешностей физического расчета и измерений. Кроме того, необходимо знать функции влияния различных неточно известных входных параметров физического расчета на расчетные потоки нейтронов. В зависимости от вычислительной мощности станционной ЭВМ и устройства реактора можно применять разные методы расчета этих функций влияния: прямой расчет по программе, аналитический расчет, использование теории возмущений [3].

В данной работе функции влияния вычисляются аналитически методом разложения по гармоникам. Разумеется, в ходе аналитического расчета используется ряд приближений, т.е. фактически рассчитывается идеализированная модель реактора. Такой метод целесообразен при малой вычислительной мощности станционной ЭВМ или для расчетов в оперативном режиме в реакторах с малыми размерами активной зоны. Реально он ориентирован на реакторы Билибинской АЭС и реакторы типа ВВЭР.

В разделах настоящей статьи, демонстрирующих возможности метода и смысл величин, которыми он оперирует, основные положения математической модели реактора, используемые при вычислении функций влияния, сводятся к следующему. Поле нейтронов можно рассчитать в одногрупповом диффузионном приближении при постоянном коэффициенте диффузии. Переменная по оси реактора отделяется от переменных в плоскости поперечного сечения (осевой профиль поля нейтронов одинаков во всех каналах), так что можно ограничиться двумерной моделью. Поле нейтронов в поперечном сечении выровнено.

При описании результатов работы программы СТАМОД рассматривается двумерная модель реактора Билибинской АЭС с эффективными граничными условиями. Одногрупповое приближение принимается лишь для отклонений реального поля нейтронов от результатов физического расчета.

Заметим, что все эти гипотезы не распространяются на модель, заложенную в программу физического расчета. Они нужны лишь для расчета поправок, которые вносятся в результаты после сличения действительных показаний детекторов с их расчетными аналогами.

Общая теория косвенных измерений

Пусть два случайных нормально распределенных вектора с нулевыми математическими ожиданиями  $u$  и  $v$  коррелированы друг с другом. Если значение вектора  $u$  стало известно, то распределение вероятностей для  $v$  изменится: оно станет условным распределением. Изменятся математическое ожи-

данные и ковариационная матрица для  $v$ . Их расчет - классическая задача теории вероятностей. Он приводит к следующим формулам:

$$\langle v \rangle_u = \langle v u^T \rangle \langle u u^T \rangle^{-1} u; \quad (1)$$

$$\langle (v - \langle v \rangle_u)(v - \langle v \rangle_u)^T \rangle_u = \langle v v^T \rangle - \langle v u^T \rangle \langle u u^T \rangle^{-1} \langle u v^T \rangle. \quad (2)$$

Здесь  $\langle x \rangle$  - математическое ожидание  $x$ ;  $T$  - знак транспонирования, так что  $\langle u u^T \rangle$  - ковариационная матрица для  $u$ ;  $\langle v u^T \rangle$  - матрица ковариаций  $v$  и  $u$ . Нижний индекс  $u$  означает, что математическое ожидание вычисляется при условии, что значение  $u$  известно. Формула (1) дает наиболее вероятное значение  $v$  при известном  $u$ . Формула (2) дает ковариационную матрицу для  $v$  после того, как  $u$  стало известно; от  $u$  она не зависит.

Показания детекторов, как и мощности каналов реактора, можно рассчитать по реакторной программе; для этого нужен блок-приставка с информацией об устройстве детекторов и о результатах их тарировки. Расхождения показаний детекторов и их расчетных значений образуют вектор  $u$ , который становится известен после выполнения расчета и снятия показаний детекторов. Математическое ожидание этого вектора равно нулю, иначе можно было бы внести поправку в расчет и добиться лучшего согласия с измерениями. Под  $v$  можно понимать вектор расхождений действительных (неизмеряемых) мощностей каналов с их расчетными значениями. Он также имеет нулевое математическое ожидание. Формулы (1), (2) можно применить к определению наиболее вероятного значения  $v$  после измерения  $u$  и погрешности этого определения. Для этого нужно знать ковариационные матрицы, входящие в правые части этих формул. Корреляция между  $v$  и  $u$  связана с тем, что частично ошибки расчета показаний детекторов и мощностей каналов имеют единый источник: неточное знание концентраций, размеров, температур. Показания детекторов дают некоторую информацию об этих неточно известных величинах. Именно поэтому их можно рассматривать как косвенное измерение мощностей каналов.

В дальнейшем упрощенном анализе будем считать, что неточность расчета мощностей каналов связана с неточным знанием  $k_\infty$  для различных ячеек реактора. Что касается детекторов, то в расчет их показаний вносится дополнительная ошибка, связанная с неточным знанием их устройства и ошибками тарировки. Обычно эту дополнительную ошибку трактуют как ошибку измерения.

#### Разложение погрешностей по гармоникам

Теория флуктуаций потока нейтронов в реакторе со случайными неоднородностями первоначально разработана А.В. Степановым [4]. Применительно к задаче контроля за полем тепловыделений она изложена в работах [5, 6].

Модель полностью выровненного реактора, для которого здесь будут выполнены расчеты, фактически можно применять к реактору с зоной плато и относительно узкой периферийной зоной подпора с повышенным значением  $(k_\infty - 1)$ . При замене реального реактора полностью выровненным границу активной зоны следует перенести на середину зоны подпора. Тогда сохраняются собственные значения гармоник [7].

В одногрупповом приближении диффузионное уравнение выровненного согласно проекту реактора, у которого в ячейке  $i$  имеется фактически измененное на  $\delta k_i$  значение  $k_\infty$ , имеет вид

$M^2 \nabla^2 (\Phi_0 + \delta\Phi) + (\Phi_0 + \delta\Phi)(\delta k - \lambda) = 0$ , где  $M^2$  - площадь миграции;  $\Phi_0$  - постоянный по зоне невозмущенный поток нейтронов;

$$\delta k(\bar{z}) = \pi R^2 \sum_{i=1}^N \delta k_i \delta(\bar{z} - \bar{z}_i) / N \quad (3)$$

( $R$  - радиус активной зоны эквивалентного выровненного реактора,  $N$  - число ячеек в этой зоне,  $\delta(\bar{z})$  -  $\delta$ -функция);  $\lambda$  характеризует некритичность реактора. В линейном по возмущению потока  $\delta\Phi$  приближении

$$M^2 \nabla^2 \delta\Phi + \Phi_0 (\delta k - \lambda) = 0. \quad (4)$$

Разложим  $\delta\Phi$  по собственным функциям оператора  $\nabla^2$  с условиями нулевой производной на радиусе  $R$ , т.е. по ортонормированным функциям:

$$\varphi_{\bar{n}}(\bar{z}) = J_{n_1}(\mu_{\bar{n}} z/R) e^{n_3 i n_1 \theta} / \left[ \pi R^2 \int_0^1 J_{n_1}^2(\mu_{\bar{n}} \rho) 2 \rho d\rho \right]^{1/2}.$$

Здесь  $\bar{n}$  - вектор с компонентами  $n_1, n_2, n_3$ , где  $n_1$  - порядок функции Бесселя,  $n_2$  - номер корня уравнения  $J'_{n_1}(\mu_{\bar{n}}) = 0$ ,  $n_3 = \pm 1$ ;  $\theta$  - полярный угол. Полагая  $\delta\Phi = \sum_{\bar{n}} \Phi_{\bar{n}} \varphi_{\bar{n}}(\bar{z})$ , из формулы (4) получим умножением на  $\varphi_{\bar{m}}$  и интегрированием

$$-M^2 \lambda_{\bar{m}} \Phi_{\bar{m}} + \Phi_0 \int \varphi_{\bar{m}} (\delta k - \lambda) d\bar{z} = 0, \quad (5)$$

где  $\lambda_{\bar{m}} = -(\mu_{\bar{m}}/R)^2$ , причем наименьшее из  $\lambda_{\bar{m}}$  равно нулю:  $\lambda_0 = 0$ . Из формулы (5) при  $\bar{m} = 0$  следует  $\int (\delta k - \lambda) d\bar{z} = 0$ . При  $m \neq 0$  из формул (5) и (3) получим

$$\Phi_{\bar{m}} = \Phi_0 \frac{\int \varphi_{\bar{m}} \delta k d\bar{z}}{M^2 \lambda_{\bar{m}}} = \Phi_0 \frac{\pi R^2}{N} \frac{\sum_{i=1}^N \varphi_{\bar{m}}(\bar{z}_i) \delta k_i}{M^2 \lambda_{\bar{m}}}.$$

Будем считать  $\delta k_i$  случайными независимыми величинами с нулевыми математическими ожиданиями и равными дисперсиями  $\sigma^2$ . Напомним, что для математического ожидания величины  $x$  мы используем символ  $\langle x \rangle$ . Тогда

$$\langle \Phi_{\bar{m}} \rangle = 0;$$

$$\langle \Phi_{\bar{m}} \Phi_{\bar{n}} \rangle = \left[ \Phi_0^2 (\pi R^2 / N) / M^4 \lambda_{\bar{m}} \lambda_{\bar{n}} \right] \sum_i^N \sum_j^N \varphi_{\bar{m}}(\bar{z}_i) \varphi_{\bar{n}}(\bar{z}_j) \langle \delta k_i \delta k_j \rangle;$$

$$\langle \Phi_{\bar{m}} \Phi_{\bar{m}} \rangle = \left[ \Phi_0^2 \sigma^2 (\pi R^2 / N) / M^4 \lambda_{\bar{m}} \lambda_{\bar{m}} \right] \sum_{i=1}^N \varphi_{\bar{m}}(\bar{z}_i) \varphi_{\bar{m}}(\bar{z}_i).$$

Будем считать  $N$  настолько большим, что сумму по каналам можно без заметной погрешности заменить интегралом. Тогда в силу ортонормированности функций  $\varphi_{\bar{m}}$

$$\langle \Phi_{\bar{m}} \Phi_{\bar{n}} \rangle = \sigma_{\bar{m}}^2 \delta_{\bar{m}\bar{n}}, \quad (6)$$

где

$$\sigma_{\bar{m}}^2 = \Phi_0^2 \sigma^2 (\pi R^2 / N \mu_{\bar{m}}^4 M^4). \quad (7)$$

Итак, амплитуды гармоник имеют нулевые математические ожидания, они статистически независимы, и их дисперсии определяются формулой (7). Она не применима к нулевой гармонике, амплитуду которой держит на нулевом уровне регулятор мощности.

### Гармоническое приближение

Будем считать детекторы расставленными достаточно равномерно по активной зоне и настолько густо, что приближение, ранее использованное для каналов, можно применить и к ним. Именно, если  $z_j$  - места расположения  $n$  детекторов, то сумму по детекторам можно заменить интегралом, так что в силу ортонормированности  $\varphi_{\bar{m}}$  получим

$$\sum_{j=1}^n \varphi_{\bar{m}}(\bar{z}_j) \varphi_{\bar{n}}(\bar{z}_j) = (\pi R^2 / N)^{-1} \delta_{\bar{m}\bar{n}}. \quad (8)$$

Такое приближение назовем гармоническим.

Пусть  $Y$  - матрица (неопределенной пока ширины), каждый столбец которой дает поправки  $\delta\Phi(\bar{z}_i)$  к потокам на разных каналах  $i$  от гармоник, имеющей номер столбца, при единичной ее

амплитуде. В матрице  $U$  столбцы дают аналогичные поправки  $\delta\Phi(\bar{z}_j)$  к показаниям детекторов  $j$ . Если  $\Phi$  - вектор (неопределенной пока длины), компоненты которого - амплитуды гармоник, то вектор поправок к расчетным значениям потоков в каналах можно найти по формуле

$$v = Y\Phi. \quad (9)$$

Аналогично для детекторов

$$u = U\Phi + u_{\text{и}}, \quad (10)$$

где второе слагаемое - дополнительная ошибка в расчете показаний детекторов, не связанная с ошибкой в расчете потока в канале; это та самая величина, которую называют ошибкой измерения потока нейтронов в канале, содержащем детектор. Будем считать компоненты вектора  $u_{\text{и}}$  некоррелированными, статистически не зависящими от  $\Phi$  и имеющими дисперсии, так что

$$\langle u_{\text{и}} u_{\text{и}}^T \rangle = \phi_0^2 \sigma_{\text{и}}^2 E_n, \quad (11)$$

где  $\sigma_{\text{и}}$  - относительная погрешность измерения;  $E_n$  - единичная матрица  $n \times n$ . Ковариационная матрица  $\langle \Phi \Phi^T \rangle$  согласно формуле (6) диагональна. Ее диагональные элементы определяются по формуле (7).

В дальнейшем нам понадобится матрица  $u^T u$ . Элемент  $(\bar{m}, \bar{n})$  этой матрицы - это сумма (8). Следовательно, в гармоническом приближении

$$u^T u = (\pi R^2/n) E_n. \quad (12)$$

В формулах (1), (2) подставим  $\Phi$  вместо  $v$ . Получим

$$\langle \Phi \rangle_u = \langle \Phi u^T \rangle \langle u u^T \rangle^{-1} u; \quad (13)$$

$$\langle (\Phi - \langle \Phi \rangle_u) (\Phi - \langle \Phi \rangle_u)^T \rangle_u = \langle \Phi \Phi^T \rangle - \langle \Phi u^T \rangle \langle u u^T \rangle^{-1} \langle u \Phi^T \rangle. \quad (13')$$

Согласно формуле (10)

$$\langle \Phi u^T \rangle = \langle \Phi \Phi^T \rangle U^T; \quad \langle u \Phi^T \rangle = U \langle \Phi \Phi^T \rangle; \quad (14)$$

$$\langle u u^T \rangle = U \langle \Phi \Phi^T \rangle U^T + \langle u_{\text{и}} u_{\text{и}}^T \rangle. \quad (15)$$

Введем обозначения

$$Z = \langle u u^T \rangle^{-1} u; \quad (16)$$

$$G = \langle u u^T \rangle^{-1} U \langle \Phi \Phi^T \rangle. \quad (17)$$

Из формул (16), (15) и (11) следует  $U \langle \Phi \Phi^T \rangle U^T Z + \phi_0^2 \sigma_{\text{и}}^2 Z = u$ . Умножив слева на  $U^T$  и используя равенство (12), получим  $[(\pi R^2/n)^{-1} \langle \Phi \Phi^T \rangle + \phi_0^2 \sigma_{\text{и}}^2 E_n] U^T Z = U^T u$ , откуда

$$U^T Z = [(\pi R^2/n)^{-1} \langle \Phi \Phi^T \rangle + \phi_0^2 \sigma_{\text{и}}^2 E_n]^{-1} U^T u. \quad (18)$$

В равенстве (18) обращается диагональная матрица. При этом ее диагональные элементы заменяются на обратные. Аналогично из формул (17), (15) и (11) следует  $U \langle \Phi \Phi^T \rangle U^T G + \phi_0^2 \sigma_{\text{и}}^2 G = U \langle \Phi \Phi^T \rangle$ . Умножив слева на  $U^T$  и используя равенство (12) получим  $[(\pi R^2/n)^{-1} \langle \Phi \Phi^T \rangle + \phi_0^2 \sigma_{\text{и}}^2 E_n] U^T G = (\pi R^2/n)^{-1} \langle \Phi \Phi^T \rangle$ , откуда

$$U^T G = [(\pi R^2/n)^{-1} \langle \Phi \Phi^T \rangle + \phi_0^2 \sigma_{\text{и}}^2 E_n]^{-1} \langle \Phi \Phi^T \rangle (n/\pi R^2). \quad (19)$$

Согласно формулам (13), (16) и (14)  $\langle \Phi \rangle_u = \langle \Phi \Phi^T \rangle U^T Z$ , так что из равенства (18) следует

$$\langle \Phi \rangle_u = \langle \Phi \Phi^T \rangle [(\pi R^2/n)^{-1} \langle \Phi \Phi^T \rangle + \phi_0^2 \sigma_{\text{и}}^2 E_n]^{-1} U^T u. \quad (20)$$



Согласно формулам (I3'), (I4) и (I7)  $\langle(\phi - \langle\phi\rangle_u)(\phi - \langle\phi\rangle_u)^T\rangle_u = \langle\phi\phi^T\rangle - \langle\phi\phi^T\rangle U^T G$ , так что из формулы (I9) следует

$$\langle(\phi - \langle\phi\rangle_u)(\phi - \langle\phi\rangle_u)^T\rangle_u = \langle\phi\phi^T\rangle - \langle\phi\phi^T\rangle \left[ (\pi R^2/n)^{-1} \langle\phi\phi^T\rangle + \phi_0^2 \sigma_n^2 E_n \right]^{-1} \langle\phi\phi^T\rangle n / \pi R^2. \quad (21)$$

Апостериорная (после измерений) ковариационная матрица для  $\phi$  оказывается в рассматриваемом приближении диагональной.

Перейдя к компонентам, получим из формул (20) и (6)

$$\langle\phi_{\bar{m}}\rangle_u = \frac{\sum_{j=1}^n \varphi_{\bar{m}}(\bar{z}_j) u_j}{\left(\frac{\pi R^2}{n}\right)^{-1} + \frac{\phi_0^2 \sigma_n^2}{\sigma_{\bar{m}}^2}} = \frac{\frac{\pi R^2}{n} \sum_{j=1}^n \varphi_{\bar{m}}(\bar{z}_j) u_j}{1 + \frac{\pi R^2}{n} \phi_0^2 \frac{\sigma_n^2}{\sigma_{\bar{m}}^2}}$$

или

$$\langle\phi_{\bar{m}}\rangle_u = \frac{\pi R^2}{n} \frac{\sum_{j=1}^n \varphi_{\bar{m}}(\bar{z}_j) u_j}{1 + \mu_{\bar{m}}^4 \psi},$$

где

$$\psi = (N/n) (\sigma_n^2 / \sigma^2) (M^4 / R^4). \quad (22)$$

Обозначим через  $\sigma_{p.i.\bar{m}}^2$  диагональный элемент апостериорной ковариационной матрицы для  $\phi$ . Из формул (21), (6), (7) и (22) получим

$$\sigma_{p.i.\bar{m}}^2 = \sigma_{\bar{m}}^2 - \frac{\sigma_{\bar{m}}^2 \frac{n}{\pi R^2}}{\sigma_{\bar{m}}^2 \frac{n}{\pi R^2} + \phi_0^2 \sigma_n^2} = \sigma_{\bar{m}}^2 \frac{\mu_{\bar{m}}^4 \psi}{1 + \mu_{\bar{m}}^4 \psi}$$

или

$$\sigma_{p.i.\bar{m}}^2 = \frac{\pi R^2}{n} \phi_0^2 \sigma_n^2 \frac{1}{1 + \mu_{\bar{m}}^4 \psi}. \quad (23)$$

Для вектора  $\psi$  - вектора поправок к потокам нейтронов в каналах - получим согласно равенству (9):

$$\langle\psi\rangle_u = Y \langle\phi\rangle_u; \quad (24)$$

$$\langle(\psi - \langle\psi\rangle_u)(\psi - \langle\psi\rangle_u)^T\rangle_u = Y \langle(\phi - \langle\phi\rangle_u)(\phi - \langle\phi\rangle_u)^T\rangle_u Y^T. \quad (25)$$

Покомпонентная запись формулы (24) дает

$$\langle\psi_i\rangle_u = \sum_{\bar{m} \neq 0} \frac{\varphi_{\bar{m}}(\bar{z}_i)}{1 + \mu_{\bar{m}}^4 \psi} \frac{\pi R^2}{n} \sum_{j=1}^n \varphi_{\bar{m}}(\bar{z}_j) u_j. \quad (26)$$

Обозначив через  $\sigma_{p.i.i}^2$  диагональные элементы апостериорной ковариационной матрицы для  $\psi$ , т.е. дисперсии потоков в каналах  $i$ , получим из формулы (25)

$$\sigma_{p.i.i}^2 = \sum_{\bar{m} \neq 0} [\varphi_{\bar{m}}(\bar{z}_i)]^2 \sigma_{p.i.\bar{m}}^2,$$

или согласно формуле (23)

$$\sigma_{p.i.i}^2 = \sum_{\bar{m} \neq 0} \frac{\varphi_{\bar{m}}^2(\bar{z}_i)}{1 + \mu_{\bar{m}}^4 \psi} \phi_0^2 \pi R^2 \frac{\sigma_n^2}{n}. \quad (27)$$

Сходимость рядов (26), (27) существенно зависит от параметра  $\nu$ . Множитель  $(\sigma_i^2/n)/(\sigma^2/N)$  — это отношение погрешности, связанной с неточной информацией об устройстве детекторов, к погрешности, связанной с неточной информацией об устройстве ячеек реактора. Множитель  $M^4/R^4$  зависит от размера реактора, который естественно выражать в длинах миграции. На быструю сходимость рядов можно рассчитывать только в малом реакторе. Реально используемое число компонентов в векторе  $\Phi$  обратно пропорционально  $\sqrt{\nu}$ , поскольку  $\mu_{\bar{m}}^2$  растет пропорционально порядковому номеру.

#### Обсуждение модели

В гармоническом приближении при безошибочных детекторах ( $\sigma_i^2 = 0$ ) формула (27) дает  $\sigma_{p,i}^2 = 0$ . Это следствие гипотезы о большом числе детекторов и равномерности их распределения, т.е. следствии формулы (12). В этом приближении точные детекторы позволяют точно определить амплитуды всех гармоник. На самом деле при  $n$  точных детекторах в лучшем случае можно найти амплитуды  $n$  первых гармоник, полагая, что прочие гармоники несущественны. А так как число гармоник, дающих реальный вклад в суммы (26) и (27), пропорционально  $\sqrt{n}/\sigma_i$ , то гармоническое приближение теряет смысл при  $\sigma_i \rightarrow 0$ . Условием его применимости можно считать  $n > \nu^{-1/2}$ , или  $\sigma_i > (R^2/M^2)(\sigma/\sqrt{Nn})$ .

Формула (27) не дает полной ошибки в определении потока нейтронов в канале, а тем более в определении мощности канала, которая помимо потока нейтронов определяется концентрацией делящихся изотопов, о которых детекторы не дают прямой информации. Косвенная информация о концентрации делящихся изотопов, влияющей на  $k_{\infty}$ , усреднена по многим каналам, а для расчета мощности канала нужно знать концентрацию в нем, а не среднюю по группе каналов. Но и ошибка в потоке нейтронов содержит компоненты, не учитываемые гармоническим анализом. Эти компоненты, в частности, связаны с тем, что для каналов с разным окружением (например, близких к регулирующим стержням и далеких от стержней) физический расчет содержит разные методические погрешности.

Наконец, расчет выполнен в предположении, что все каналы реактора — это рабочие каналы, и в них  $\sigma k_i$  имеют равные дисперсии  $\sigma^2$ . На самом деле имеются ячейки с регуляторами, а рабочие каналы могут различаться по глубине выгорания.

Гипотеза полного выравнивания вносит свое приближение. В невыровненном реакторе матрица  $\langle \Phi \Phi^T \rangle$  недиагональна.

#### Численные эксперименты

Для отработки метода коррекции физического расчета по измерениям написана программа СТАМОД, осуществляющая статистическое моделирование процесса появления расхождений "эксперимент — расчет" и последующую коррекцию расчета. В программе реализована двумерная модель реактора с эффективными граничными условиями и одnogрупповым приближением для отклонений реального поля нейтронов от результатов физического расчета, но без гармонического приближения для детекторов.

Программа отлажена на языке АЛГОЛ для ЭВМ М-222 и содержит блоки следующего назначения:

1. Имитация тех отклонений физического расчета от условно истинного распределения, которые обусловлены только случайным разбросом входных параметров тепловыделяющих сборок (ТВС). Имитация производится посредством розыгрыша методом Монте-Карло амплитуд и фаз некоторого числа радиально-азимутальных гармоник. Принимается во внимание закон распределения разыгрываемых величин (закон Гаусса — для амплитуд, равномерное распределение — для фаз), степень скоррелированности амплитуд отдельных гармоник, зависимость амплитуд и корреляций от размеров активной зоны и граничных условий в соответствии с работой [5].

2. Наложение на полученные отклонения распределенных по Гауссу величин с дисперсией  $\sigma_p^2$  моделирующих некоррелированную методическую погрешность программы физического расчета в каждой ТВС.

3. Розыгрыш погрешностей измерения поля нейтронов в  $n$  из полного числа  $N$  ТВС и наложение полученного "шума" на условно истинное распределение.

4. Восстановление поля нейтронов описываемым методом по результатам физического расчета (блок № 2) и измерений (блок № 3) без использования условно истинного распределения.

5. Сравнение результата восстановления с условно истинным распределением, а именно: расчет средних и среднеквадратических отклонений на различных радиусах и в целом по активной зоне.

Некоторые результаты расчетов по программе СТАМОД с исходными данными для реактора ЭП-6 Билибинской АЭС показаны в табл. I.

Таблица I

Условия и некоторые результаты численных экспериментов

Номер эксперимента	Разброс свойств ТВС в $\nu \Sigma_f^{(2)}$ $\sigma, \%$	Ошибка		Число ТВС с измерениями $n$	Средняя по всем ТВС дисперсия в (%) <sup>2</sup> отклонения условно истинного распределения от			
		методическая (программа физического расчета) $\sigma_p, \%$	измерений $\sigma_n, \%$		физического расчета		восстановленного поля	
					только по причине разброса свойств ТВС	по причинам разброса свойств ТВС и погрешности программы	в численном эксперименте	аналитическая оценка
I	4	0,1	0,1	8	11,1	11,1	0,03	0,02
2	4	I	0,1	8	11,1	12,0	1,9	1,3
3	4	I	0,1	16	11,1	12,0	1,3	1,1
4	4	I	0,1	8	11,1	12,0	1,9	1,3
5	4	I	3	8	11,1	12,0	4,9	-
Среднее по реализациям номеров 5-10					45	47	5	3,7
II	2	3	4	13	3,2	11,6	9,3	-
12	2	3	4	16	3,2	11,6	9,6	-
13	2	3	4	16	4,0	13,1	10,0	-
14	2	3	4	16	4,4	12,6	13,5	-
15	2	3	4	16	2,6	12,2	13,0	-
16	2	3	4	16	2,1	10,5	8,8	-
17	2	3	4	16	0,4	8,7	9,0	-
Среднее по реализациям номеров 11-17					2,8	11,5	10,7	10,4
18	4	0,1	4	8	80,7	80,8	9,1	-
19	4	0,1	4	16	80,7	80,8	10,2	-
20	4	0,1	4	16	24,1	24,1	4,5	-
21	4	0,1	4	16	90,0	90,0	4,2	-
22	4	0,1	4	16	22,1	22,1	7,9	-
23	4	0,1	4	16	28,2	28,2	1,7	-
24	4	0,1	4	16	68,0	68,2	3,6	-
Среднее по реализациям номеров 18-24					52	52	5,4	4,9

Примечания: 1. Полное число ТВС в активной зоне - 273. 2. Число разыгрываемых (и восстанавливаемых) радиально-азимутальных гармоник не превышало 32.

Часть экспериментов проводилась с целью проверить работоспособность программы и исследовать качество восстановления при поочередной вариации числа точек измерения  $n$ , величин неопределенностей во входных параметрах программы физического расчета  $\sigma$ , методической ошибки программы физического расчета  $\sigma_p$  и ошибки измерений  $\sigma_n$ . При этом неопределенности входных параметров ТВС

сводились к эквивалентной ошибке в макросечении деления в тепловой группе  $\nu \Sigma_f^{(2)}$ . Три серии по шесть экспериментов: 5-10, 11-17 и 18-24 проводились при неизменных в серии среднеквадратических значениях перечисленных выше неопределенностей. В каждом из шести экспериментов осуществлялась независимая реализация имитируемых распределений погрешностей, а результаты сравнения восстановленных и условно истинных полей обрабатывались затем для нахождения средних по реализациям. В последней серии экспериментов при розыгрышах использованы близкие к реальным значения погрешностей. Видна значительная ошибка физического расчета, обусловленная разбросом свойств ТВС.

Результаты численных экспериментов доказывают работоспособность метода и программы восстановления, что видно по снижению дисперсии расхождения восстановленного поля от условно истинного против аналогичной величины для некорректированного физического расчета.

В экспериментах подтверждается аналитическая оценка погрешности метода (27), а также предсказанное этой формулой снижение погрешности восстановления в ТВС центральной области активной зоны в сравнении с погрешностью в целом по реактору.

### Восстановление нейтронного поля в реакторе Билибинской АЭС

Во время физических пусков реакторов Билибинской АЭС выполнены прецизионные измерения относительных распределений плотности нейтронов малогабаритными камерами деления [3]. Измерения под руководством А.А. Ваймугина проводились во всех 269 топливных каналах (ТК) на середине высоты активной зоны. Использовались одновременно три камеры, одна из которых служила монитором, а двумя другими делались последовательные замеры в центральных трубках ТК, симметричных относительно центра зоны. После измерений 10-20 рядом стоящих ТК камеры менялись местами с повторением измерений в центральном ТК. Специальная организация измерений и последующая обработка результатов позволили учесть дрейф параметров регистрирующих трактов всех камер и снизить погрешность измерений, за которую принималась неидентичность измерений поля двумя независимыми камерами, до 0,7-1%.

Физический расчет полей проводился по программе И.С. Акимова МРАК-2. Дисперсия расхождения между расчетом и измерениями в среднем по реактору составляла соответственно 37 и 26,5(%)<sup>2</sup> для двух различных состояний реактора, рассматриваемых ниже.

Модификация программы СТАМОД, принятая в эксплуатацию на реакторах Армянской АЭС, была использована для коррекции физического расчета полей по небольшой части измерений. При этом в качестве условно истинных полей принимались результаты измерений как обладающие незначительной погрешностью в сравнении с результатом расчета.

Итак, в качестве исходной информации в программу коррекции вводились результаты соответствующих расчетов и измерений полей, а также корреляционная функция для отклонений расчетных потоков, обусловленных разбросом свойств ТК. В  $n$  ТК, произвольно выбранных из 269 ТК, предполагались выполненными измерения, результаты которых отличались от истинных результатов измерений на случайную величину, разыгранную для каждого ТК методом Монте-Карло в соответствии с задаваемой нами произвольно дисперсией измерений  $\sigma_n^2$ .

Коррекция результатов физического расчета первого поля (табл.2) позволила снизить дисперсию расхождения со всеми измерениями с 37 до 19-21(%)<sup>2</sup> при 8 точках "измерения" или до 17(%)<sup>2</sup> - при 16 точках (расчеты 5,6;  $\sigma_n = 0,7\%$ ). На втором поле дисперсия уменьшается с 27 до 16-17(%)<sup>2</sup> при 16 точках или до 13-17(%)<sup>2</sup> при 8. Парадоксальное улучшение качества коррекции при уменьшении числа точек измерения, принятых для коррекции, объясняется, по-видимому, их более удачным при  $n = 8$  размещением для выявления преобладающей низкой пространственной гармоникой в этом поле.

Следует отметить, что результаты восстановления поля 1 указанным методом (расчет 6 в табл.2 при  $n = 16$ ) находятся в хорошем согласии с результатами коррекции по 24 точкам, выполненной И.С.Акимовым и Р.А.Земцевой [9] в таких же предположениях относительно неопределенности макроконстант и измерений. Расхождение между результатами двух коррекций этого поля составляет 1,5%, несмотря на различное число реперных точек с измерениями. При этом в работе [9] та же задача решалась в многогрупповом диффузионном приближении с привлечением формул обобщенной теории возмущений и градиентных методов поиска минимума функционала.

Как показывает практика расчетов, метод коррекции относительно не критичен к точности задаваемых  $\sigma_p$ ,  $\sigma_n$ ,  $\sigma$  в той области их значений, которая достигнута к настоящему времени.

Таблица 2

Результаты коррекции полей I и 2

Номер расчета	Число учитываемых гармоник	Предполагаемый разброс свойств ТК в $\nu \sum_f^{(2)}$ $\sigma, \%$	Погрешность		Дисперсия расхождений между восстановленным (корректированным) полем и измеренным в среднем по 269 ТК при числе точек измерения	
			предполагаемая программой физического расчета $\sigma_p, \%$	измерений, задаваемая для рознгрша $\sigma_{и}, \%$	$n = 16$	$n = 8$
Коррекция поля I						
I	3	4,5	3	0,7	26,2	-
2	3	4	3	0,7	26,6	-
3	3	3,6	3	0,7	24,4	27,6
4	5	3,6	3	0,7	19,0	21,3
5	7	3,6	3	0,7	18,6	19,1
6	9	3,6	3	0,7	17,0	21,2
7	9	3,6	3	2	19,3	24,8
8	9	3,6	3	3	17,9	24,2
9	9	3,6	3	4	18,5	-
10	9	3,1	3	0,7	18,2	21,2
II	9	3,6	3	0,7	17,0	-
I2	9	4	3	0,7	16,9	-
I3	9	4,5	3	0,7	17,4	-
I4	9	4,5	3	0,01	17,1	-
I5	9	3,9	2	0,7	18,2	-
I6	9	4,8	2	0,01	18,0	-
I7	9	4,8	4	0,7	16,7	21,4
I8	9	3,1	4	0,7	19,2	-
Коррекция поля 2						
I9	3	0,5	14	0,01	25,2	-
20	9	0,5	14	0,01	25,5*	-
21	3	2,4	4	0,01	20,3	-
22	9	2,4	4	0,01	20,4*	20,5
23	3	3,75	2	0,01	-	13,2
24	9	3,75	2	0,01	-	15,1
25	3	3,2	3	0,01	16,7	16,4
26	9	3,2	3	0,01	16,5*	17,5*
27	3	3,6	3	0,7	16,9/15,6*	15,4
28	5	3,6	3	0,7	16,7	18,2
29	7	3,6	3	0,7	16,1	17,4
30	9	3,6	3	0,7	16,5	-

\*Расчеты, отличающиеся другим выбором реперных ТК при том же числе  $n$ .

## Список литературы

1. Филиппук Е.В. и др. Управление нейтронным полем ядерного реактора. М.: Энергоиздат, 1981.
2. Емельянов И.Я. и др. Дискретный контроль распределений энерговыделения в активных зонах ядерных реакторов. - Атомная энергия, 1973, т.34, вып.2, с.75.
3. Акимов И.С., Земцева Р.А. О коррекции исходных данных для расчета распределения мощности по реактору. - Препринт ФЭИ-948, 1979 (Обнинск).
4. Stepanov A.V. In: Pulsed Neutron Research. Vienna: IAEA, 1965, v.1, p.339.
5. Горюнов В.К. Перекосы поля нейтронов в реакторах при случайно распределенных возмущениях макросечений. - Атомная энергия, 1980, т.49, вып.5, с.321.
6. Гомин Е.А., Городков С.С. О некоторых свойствах флуктуаций нейтронного поля в ядерном реакторе. - Там же, 1979, т.46, вып.3, с.187.
7. Шевелев Я.В. К вопросу о пространственной устойчивости. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика и техника ядерных реакторов, 1980, вып.3(12), с.23.
8. Ваймугин А.А. и др. Исследования физических характеристик реактора во время пуска первого блока Билибинской АЭС. - Атомная энергия, 1975, т.39, вып.1, с.3.
9. Акимов И.С., Земцева Р.А. Об организации алгоритма коррекции исходных данных для расчета распределения мощности по реактору. - Препринт ФЭИ-1008, 1980 (Обнинск).

Статья поступила в редакцию 24 июня 1982 г.

УДК 621.039.51

ИЗМЕРЕНИЕ ВЕЛИЧИНЫ  $\alpha$   $^{235}\text{U}$

В БЫСТРОЙ КРИТИЧЕСКОЙ СБОРКЕ КБР-5 ОСЦИЛЛЯТОРНЫМ СПОСОБОМ

В.И.Г о л у б е в, С.И.И с а ч и н, В.Г.К о з л о в ц е в,  
К.Ф е р м а н н, Г.Х в т т е л ь, Е.Л е м а н н

MEASUREMENT OF  $\alpha$   $^{235}\text{U}$  VALUE IN THE KBR-5 FAST CRITICAL ASSEMBLY BY PILE OSCILLATOR METHOD. The method of determination of the fission material  $\alpha$ -value in the center of a fast critical assembly based on the measurement of a total reactivity effect and a reactivity effect from delayed neutrons of a fission sample has been presented in this paper. The  $\alpha$   $^{235}\text{U}$  value measured in the KBR-5 assembly equals  $0,24 \pm 0,03$  and the calculated one is 0,251. The satisfactory agreement between experimental and calculated results and the available possibilities to improve the experimental accuracy give evidence about the suitability of a rather simple method mentioned above.

Постоянный интерес к величине  $\alpha$  - отношению сечения радиационного захвата к сечению деления делящихся материалов - обусловлен тем, что она существенным образом определяет воспроизводство ядерного топлива в реакторе.

Среди методов экспериментального определения  $\alpha$  в реакторных условиях можно выделить масс-спектрометрический и радиохимический методы, комбинированные измерения коэффициентов реактивности и скоростей реакций, метод нулевой реактивности [1, 2, 3]. В настоящей работе рассмотрено определение  $\alpha$  осцилляторным способом [4, 5], в котором непосредственно измеряемыми величинами являются:

- эффект реактивности  $\rho$  образца из исследуемого делящегося материала, который в основном определяется процессами радиационного захвата и деления;
- эффект реактивности от запаздывающих нейтронов  $\rho_{\beta}$  этого же образца, который прямо пропорционален сечению деления.

## Метод измерения

Величины  $\alpha$ ,  $\rho$  с учетом поправки на замедление нейтронов и  $\rho_\beta$  в рассматриваемом способе связаны между собой соотношением

$$1 + \alpha^+ = R[(1 - T\beta)\rho/\rho_\beta], \quad (I)$$

в котором ближайшо усредненная по спектру и ценности нейтронов  $\alpha^+$  незначительно отличается от  $\alpha$ . В соотношении (I)  $R$ ,  $T$  и  $\beta$  относятся к исследуемому образцу и представляют собой соответственно усредненный выход нейтронов деления  $\nu$ , отношение ценностей запаздывающих и мгновенных нейтронов, близкое к единице, и доля запаздывающих нейтронов;

$$R = \iint \nu \sigma_f(E) \phi(E) \chi_f(E') \phi^+(E') dE' dE / \int \sigma_f(E) \phi(E) \phi^+(E) dE; \quad (2)$$

$$T = \int \chi_\beta(E') \phi^+(E') dE' / \int \chi_f(E') \phi^+(E') dE'. \quad (3)$$

Эффект реактивности от запаздывающих нейтронов  $\rho_\beta$  измеряется при осциллировании путем пары одинаковых образцов из исследуемого делящегося материала таким образом, что попеременно один из них в течение полупериода  $T/2$  находится в центре активной зоны, а другой — за ее пределами. В этом случае мгновенные компоненты возмущения реактивности взаимно компенсируются, а эффект реактивности  $\rho_\beta(t)$  от источника запаздывающих нейтронов в образце проявляется в полной мере, следуя закону накопления предшественников в нем:

$$\rho_\beta(t) = \rho_\beta S(t), \quad 0 \leq t \leq T/2; \quad (4)$$

$$S(t) \approx \sum_i a_i (1 - e^{-\lambda_i t}) / (1 + e^{-\lambda_i T/2}).$$

Здесь  $a_i$ ,  $\lambda_i$  — относительные выходы и постоянные спада  $i$ -х групп запаздывающих нейтронов. Величину  $\rho_\beta$  получают как параметр оптимизации при совмещении рассчитанного относительного хода  $S(t)$  и измеренного  $\rho_\beta(t)$ .

В эффекте реактивности  $\rho$  отдельного делящегося образца поправка на замедление нейтронов составляет около 1% в зонах быстрых реакторов и может быть учтена либо расчетным путем, либо дополнительными измерениями со свинцовым или висмутовым образцом. Диффузионная составляющая в  $\rho$  при отсутствии градиента потока в центре зоны равна нулю.

В целом можно отметить, что рассматриваемый метод удобен единой, относительно простой техникой измерения возмущений реактивности основными и вспомогательными образцами и возможностью использования в качестве исследуемых образцов натуральных проб из состава активной зоны. К недостаткам следует отнести малую величину  $\rho_\beta$ , составляющую, например, для  $^{235}\text{U}$  около 1% от полного эффекта  $\rho$ , и в связи с этим возможность искажения экспериментального хода  $\rho_\beta(t)$  сравнимыми эффектами, например пространственно-кинетическими и переходными процессами при движении образцов.

## Проведение измерений

Эксперименты по определению величины  $\alpha$   $^{235}\text{U}$  осцилляторным способом были выполнены на критической сборке КБР-5 стелда КОБРА, которая содержала активную зону диаметром 1,1 м и высотой 0,7 м с большой долей пустот и загрузкой по  $^{235}\text{U}$  около 650 кг [6]. Спектр нейтронов в этой сборке сравнительно жесткий и близок к спектру промышленных реакторов на быстрых нейтронах.

Вводимые в центр зоны урановые образцы обогащением 90% по  $^{235}\text{U}$  массой около 150 г имели форму таблеток диаметром 45 мм и высотой 5 мм. Для подавления переходных пиков реактивности при измерении  $\rho_\beta(t)$  парой урановых образцов использовали также таблетки из естественного карбида бора массой 14 г.

Осциллятор имел прямоугольную диаграмму движения, ход 1 м, время хода 0,6 с. Период осциллирования был выбран равным 20,48 с и синхронизирован с 256-канальной разверткой памяти анализатора; при этом ширина канала  $\theta$  составляла 0,08 с. Необходимый для совмещения  $S(t)$  и  $\rho_\beta(t)$  момент

эффективного ввода образца в центр зоны, определенный из практически прямоугольного хода реактивности при осциллировании одиночного уранового образца, соответствовал 16-му каналу развертки анализатора в каждом полупериоде.

Измерения были выполнены на мощности около 100 Вт, при этом время измерения эффекта реактивности  $\rho$  отдельного образца составляло примерно 1 ч, а время измерения  $\rho_{\beta}(t)$  парой образцов - около 12 ч.

Техника измерения и перевод информации об осцилляциях нейтронного потока, накопленной в памяти анализатора, в соответствующий ход реактивности посредством обращенных решений уравнений точечной кинетики детально изложены в [7]. Приведенные в настоящей работе значения эффектов реактивности даны в центах:  $1\% = 0,01 \beta_{эф}$ , расчетное значение  $\beta_{эф} = 0,0073$ .

### Экспериментальные результаты

Измеренный эффект реактивности  $\rho$  отдельного уранового образца составил  $(2,39 \pm 0,01)\%$ . Расчетная поправка на компоненту замедления в нем из-за слабой зависимости ценности нейтронов от энергии в центре сборки КБР-5 составляла всего лишь  $-0,5\%$ .

Результат измерения эффекта реактивности  $\rho_{\beta}(t)$  от запаздывающих нейтронов уранового образца при одновременном блокировании карбидом бора мгновенных компонент реактивности графически представлен для одного полупериода на рис.1 плавно возрастающим участком сплошной кривой. В другом полупериоде ход реактивности наблюдался таким же. Относительный ход  $S(t)$  при оптимальном совмещении практически совпадает с этим участком и вблизи момента эффективного ввода, где проявляются переходные процессы, показан штриховой линией.

Результаты определения полного асимптотического эффекта реактивности от запаздывающих нейтронов  $\rho_{\beta}$  в опытах с блокированными урановыми образцами в зависимости от нижней границы совмещения  $S(t)$  и  $\rho_{\beta}(t)$  при постоянной верхней  $j = 128$  ( $j$  - номер канала анализатора) показаны на рис.2. Наблюдаемая устойчивость значений  $\rho_{\beta}$  у горизонтальной линии свидетельствует о хорошем описании экспериментальных результатов теоретической моделью (4). Полученная таким образом  $\rho_{\beta} = (2,90 \pm 0,03) \cdot 10^{-2} \%$ .

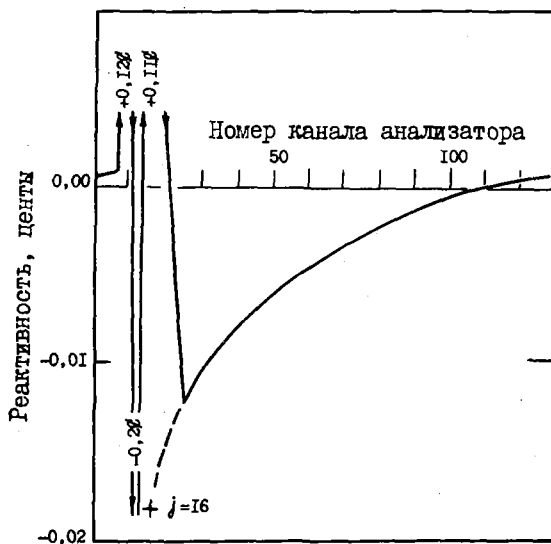


Рис.1

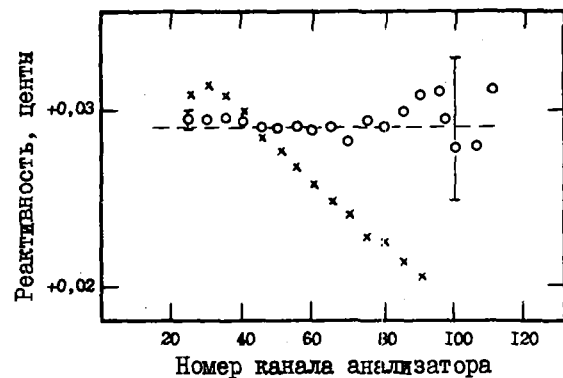


Рис.2

Рис.1. Изменение реактивности во времени при осциллировании путем пары комбинированных образцов (уран 90% +  $V_4C$ ) / (уран 90% +  $V_4C$ )

Рис.2. Эффект реактивности  $\rho_{\beta}$  от запаздывающих нейтронов уранового образца в зависимости от нижней границы  $j$  совмещения измеренного и расчетного хода реактивности: o - урановый образец, блокированный  $V_4C$ ; x - неблокированный урановый образец



В случае необлокированных карбидом бора "голых" урановых образцов переходные пики реактивности более чем в пять раз превышали те, которые проявлялись при их компенсации; они так искажали ход реактивности  $\rho_{\beta}(t)$ , что значение  $\rho_{\beta}$  в зависимости от выбора нижней границы оптимизации монотонно спадало (рис.2). Это затрудняло определение действительного значения  $\rho_{\beta}$ . Возможной причиной таких искажений могут быть пространственные кинетические эффекты, которые, возникая в момент смены образцов, оставляют след в интервалах покоя образцов, не учитываемый точечной моделью.

Для расчетных  $R$  и  $T$  были получены следующие значения:  $R = 2,51$ ;  $T = 0,95$ ; необходимые для этой цели спектр  $\Phi(E)$  и ценность  $\Phi^+(E)$  нейтронов предварительно рассчитывались для двухмерной геометрии в 26-групповом диффузионном приближении. Для  $\beta$  было получено значение 0,00645, которое практически совпадает с долей запаздывающих нейтронов  $^{235}\text{U}$  из-за небольшой доли делений  $^{238}\text{U}$  в высокообогащенном урановом образце.

Подставляя в формулу (1) измеренные  $\rho$ ,  $\rho_{\beta}$  и рассчитанные  $R$ ,  $T$  и  $\beta$  значения, получаем  $\alpha^+ = 0,24$ .

Точность определения  $\alpha^+$  можно оценить из соотношения

$$\left(\frac{d\alpha_1^+}{\alpha_1^+}\right)^2 = \left(\frac{dR}{R}\right)^2 + \left(\frac{R-\alpha_1}{\alpha_1}\right)^2 \left[ \left(\frac{d\beta}{\beta}\right)^2 + \left(\frac{d\rho_{\beta}}{\rho_{\beta}}\right)^2 + \left(\frac{dT}{T}\right)^2 + \left(\frac{d\rho}{\rho}\right)^2 \right], \quad (5)$$

в котором  $\alpha_1^+ = 1 + \alpha^+$ .

Расчетные значения  $R$  и  $T$  слабо зависят от вариации системы констант, и по оценкам, их изменение не превышает 1%. Что касается существующей неопределенности значения  $\beta$  делящихся изотопов, то она может быть улучшена по мере уточнения данных о запаздывающих нейтронах; для  $^{235}\text{U}$  эта неопределенность в настоящее время составляет около 2%. При постановке эксперимента рассматриваемым способом следует также учитывать ухудшение точности при уменьшении доли запаздывающих нейтронов, как, например, в образцах  $^{239}\text{Pu}$ .

Экспериментальные значения  $\rho$  и  $\rho_{\beta}$  были определены с точностью 0,4 и 1% соответственно; однако точность их измерения может быть улучшена за счет увеличения мощности реактора и времени измерения.

Используя в формуле (5) эти неопределенности, получим, что величина  $1 + \alpha^+$  была определена с точностью около 3% и  $\alpha^+$  - с точностью около 13%, причем половина этой неопределенности обуславливалась неточностью  $\beta$ .

Для сравнения измеренного значения  $\alpha^+ = 0,24 \pm 0,03$  приведем рассчитанные значения:  $\alpha_{\text{расч}}^+ = 0,255$  и  $\alpha_{\text{расч}} = 0,251$ .

Непротиворечивость экспериментальных и расчетных результатов, имеющиеся возможности повышения точности свидетельствуют о приемлемости рассмотренного способа определения  $\alpha$  делящихся материалов.

#### Список литературы

1. Fox W.N. e.a. J.Brit. Nucl. Energy Soc., 1967, v.6, p.63.
2. International Conference on Fast Critical Experiments and their Analysis. ANL-7320, 1966, p.223.
3. Bretscher M.M., Redman W.C. Nucl.Sci. and Engng, 1970, v.39, p.368.
4. Fahmann K., Hedderich D., Huttel G. Kernenergie, 1973, N 16, S.284.
5. Ферманн К., Хеддерих Д., Хиттель Г. Определение  $\alpha$ -коэффициента делящегося материала эффектом реактивности запаздывающих нейтронов. - Второй симпозиум СЭВ по быстрым реакторам. Обнинск, 1973.
6. Пономарев-Степной Н.Н., Проценко А.Н., Морозов Г.Е. и др. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика и техника ядерных реакторов, 1981, вып.5(18), с.21-27.
7. Козловцев В.Г. Там же. Сер. Ядерные константы, 1978, вып.2(29), с.61-70.

Статья поступила в редакцию 19 мая 1982 г.

МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТОВ САМОЭКРАНИРОВАНИЯ  
В ОБЛАСТИ НЕРАЗРЕШЕННЫХ РЕЗОНАНСОВ

А.В.Комаров, А.А.Лукьянов

SELFSHIELDING COEFFICIENTS CALCULATIONS IN UNRESOLVED RESONANCE REGION. The method of selfshielding coefficients calculations using the approximate theoretical model of resonance cross-sections in unresolved region is proposed. Selfshielding factors are represented by the simple analytical formulae as function of averaged resonance parameters. The practical analysis has been done for iron and aluminium.

Учет влияния резонансной структуры нейтронных сечений реакторных материалов на процессы замедления, поглощения и переноса нейтронов в средах остается традиционно одним из наиболее сложных этапов реакторно-физического расчета. Повысить точность вычислений можно как подробным исследованием детальной энергетической зависимости сечений, так и совершенствованием методов расчета нейтронных спектров в реальных реакторных системах. В настоящее время основным источником погрешностей является, как правило, недостаток точности экспериментальных данных в резонансной области, особенно вблизи интерференционных минимумов, существенно влияющих на перенос нейтронов в протяженных средах [1]. В тех энергетических областях, где резонансные сечения измерены с достаточно хорошим экспериментальным разрешением, задача воспроизведения детальной энергетической структуры может быть решена в принципе методами теоретического анализа на основе известных схем теории резонансных реакций [1]. Значительно сложнее ситуация в области неразрешенных или плохо разрешенных в эксперименте резонансов, где прямая информация о реальной энергетической структуре сечений оказывается недостаточной. Косвенным указанием на важное значение этой структуры для реакторно-физических приложений служат данные прямых измерений средних по отдельным энергетическим интервалам (группам) пропусканий в зависимости от толщины образца  $\langle \exp[-n\sigma(E)] \rangle$  [2]. Для ряда основных делящихся и конструкционных элементов в широком интервале области неразрешенных резонансов средние по группам пропускания на больших толщинах  $n$ , как правило, существенно отличаются от  $\exp(-n\langle\sigma\rangle)$ , вычисляемых с использованием соответствующих экспериментальных значений средних сечений  $\langle\sigma\rangle$  (рис.1) [3]. При отсутствии в этой области прямой экспериментальной информации о детальной энергетической структуре сечений необходимо обращаться к определенным моделям такой структуры, позволяющим учитывать резонансные эффекты в конкретных реакторно-физических приложениях с достаточной точностью. Для этих целей известен и широко используется на практике метод подгрупп, где резонансная структура сечений в группе моделируется ступенчатой функцией, а среднее по группам пропускание — суммой экспонент  $\langle \exp(-n\sigma) \rangle = \sum_k a_k \exp(-n\sigma_k)$ . В таком подходе любой средний по группе функционал сечения  $\langle F(\sigma) \rangle$  представляется как  $\langle F(\sigma) \rangle = \sum_k a_k F(\sigma_k)$ , и для его нахождения необходимо задать лишь набор подгрупповых параметров  $a_k$  и  $\sigma_k$  [4,5]. При всем удобстве для практического использования данного метода в нем остается открытым вопрос о физическом смысле параметров подгрупп, возможности их предсказания безотносительно к имеющимся данным по средним в группах пропусканиям и по другим интегральным экспериментам.

Предлагаемый ниже метод использует более последовательную с точки зрения теории резонансных реакций модель детальной энергетической структуры сечений в области неразрешенных резонансов и позволяет провести параметризацию необходимых в реакторных расчетах средних по группам функционалов  $\langle F(\sigma) \rangle$  с помощью параметров, имеющих конкретный в теории ядерных реакций с нейтронами физический смысл. Не останавливаясь в данной работе на изложении особенностей построения метода групп в резонансной области, подробно рассмотренных в работах [1,4], ограничимся здесь определением основных выражений для групповых сечений и соответственно коэффициентов резонансного самоэкранирования, получаемых при использовании предлагаемой модели сечения, и сравнением результатов с соответствующими значениями метода подгрупп.

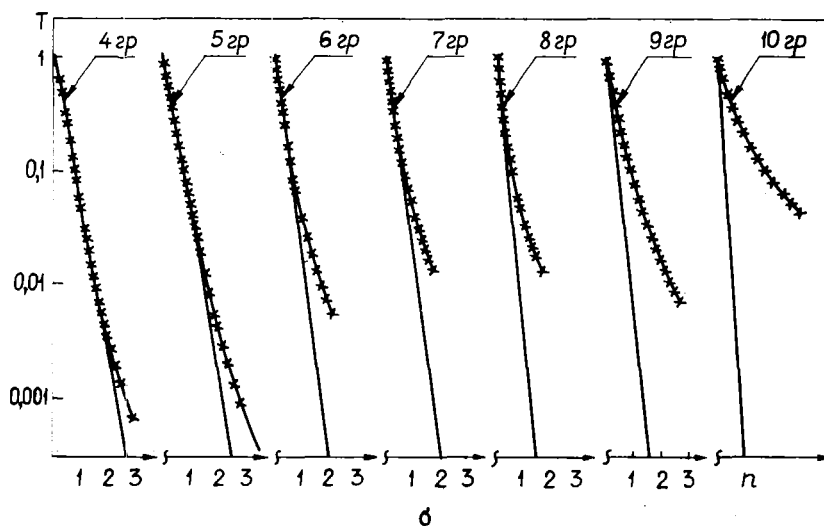
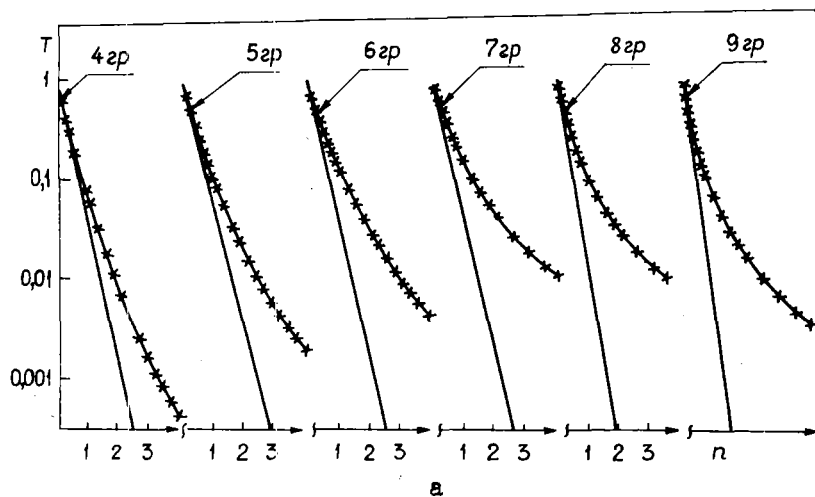


Рис. I. Экспериментальные (\*\*\*) и расчетные (—) значения функции пропускания на железе в 4–9-й группах (а) и на алюминии в 4–10-й группах (б); прямая соответствует значениям  $\exp(-n/\langle\sigma\rangle)$

#### Описание метода

Для описания детальной энергетической зависимости сечений в области неразрешенных резонансов используется модель эквидистантных одинаковых резонансов. В формализме  $R$ -матричной теории для неделищихся элементов ниже порога неупругого рассеяния соответствующие выражения для полного сечения  $\sigma$  и сечения радиационного захвата  $\sigma_c$  могут быть представлены довольно простыми формулами

$$\sigma(E) = \sigma_m + \sigma_0 \frac{(\sigma \cos \varphi - \operatorname{tg} z \sin \varphi)^2}{s^2 + \operatorname{tg}^2 z}; \quad (1)$$

$$\sigma_c(E) = \sigma_{0c} S^2 \frac{\operatorname{tg}^2 z + 1}{\operatorname{tg}^2 z + S^2}. \quad (2)$$

Здесь  $\sigma_m$  – сечение в минимуме резонанса;  $S = \pi\Gamma/2D$  – силовая функция;  $\varphi$  – фаза интерференции потенциального и резонансного рассеяния;  $z = \eta E/D$ , где  $E$  – энергия,  $D$  – расстояние между резонансами;  $\sigma_0 = \sigma_M - \sigma_m$ ,  $\sigma_{0c} = \sigma_{Mc} - \sigma_{mc}$  – характеризуют значения сечений в максимуме резонанса.

Формулы (1) и (2) позволяют качественно учитывать не только резонансные, но и основные интерференционные особенности поведения реальных сечений. В случае  $S \ll 1$  выражения (1) и (2) приводятся к обычным формулам Брейта - Вигнера, а усреднение по энергии  $E$  соответствует для них усреднению по периоду  $-\pi/2 \leq z \leq \pi/2$  и дает известные результаты для средних сечений [1]:

$$\langle \sigma \rangle = \sigma_m + \sigma_0 \frac{\sin^2 \varphi + S \cos^2 \varphi}{1 + S^2} = \sigma_p + \sigma_0 \frac{S \cos 2\varphi}{1 + S}; \quad (3)$$

$$\langle \sigma_c \rangle = \sigma_{0c} S,$$

где  $\sigma_p = \sigma_m + \sigma_0 \sin^2 \varphi$  - потенциальное сечение.

Функция пропускания с использованием модельного сечения (1) определяется как

$$T = \langle \exp(-n\sigma) \rangle = \frac{1}{\pi} \exp(-n\sigma_m) \int_0^\pi \exp \left\{ -n\sigma_0 \frac{(S \cos \varphi - \operatorname{tg} z \sin \varphi)^2}{S^2 + \operatorname{tg}^2 z} \right\} dz \quad (4)$$

и для вычисления этой функции на любой толщине  $n$  достаточно в общем случае знать четыре параметра модели:  $\sigma_m$ ,  $\varphi$ ,  $S$ ,  $\sigma_0$ . Основные математические свойства функции пропускания (4) в том числе и асимптотическое поведение на больших толщинах подробно рассмотрены в работе [6]. Для рассматриваемой модели сечения (1) легко вычисляются интегралы от функции пропускания:

$$\left\langle \frac{1}{\sigma} \right\rangle = \int_0^\infty \langle \exp(-n\sigma) \rangle dn = \frac{1}{\sqrt{\sigma_m \sigma_M}} \frac{(S\sqrt{\sigma_m} + \sqrt{\sigma_M})(S\sqrt{\sigma_M} + \sigma_m)}{(S\sqrt{\sigma_M} + \sqrt{\sigma_m})^2 + \sigma_0 \sin^2 \varphi (1 - S^2)}; \quad (5)$$

$$\left\langle \frac{1}{\sigma^2} \right\rangle = \left\langle \frac{1}{\sigma} \right\rangle^2 + \frac{S\sigma_0^2}{2[\sigma_m \sigma_M]^{3/2} [(S\sqrt{\sigma_M} + \sqrt{\sigma_m})^2 + \sigma_0 \sin^2 \varphi (1 - S^2)]}, \quad (6)$$

где  $\sigma_M = \sigma_0 + \sigma_m$  - сечение в максимуме резонанса. В приближении "узких резонансов" интегралы от функции пропускания (5), (6) характеризуют степень резонансного самоэкранирования среднего по группе потока и коэффициента диффузии в группе [1]. Количественной оценкой для резонансной структуры в неразрешенной области может служить и величина дисперсии сечения

$$\langle \sigma^2 \rangle - \langle \sigma \rangle^2 = \frac{S\sigma_0^2}{2(1+S)^2}. \quad (7)$$

Набор средних по энергии группы функционалов полного сечения (3), (5)-(7) определяется также, как и функция пропускания (4) в нашей схеме, с помощью четырех параметров:  $\sigma_m$ ,  $\varphi$ ,  $S$  и  $\sigma_0$ , и если эти параметры получены с определенной погрешностью из анализа данных по пропусканию в широком диапазоне толщин образцов, то и приведенные выше функционалы должны определяться с соответствующей точностью.

В методе групп при определении групповых сечений используются так называемые факторы резонансного самоэкранирования, учитывающие также и степень разбавления рассматриваемого резонансного элемента в среде [1, 5]. Введя соответствующее нерезонансное сечение разбавления  $\sigma_R$  (сумма полных сечений всех других элементов, входящих в среду), отнесенное на одно ядро резонансной компоненты рассматриваемого элемента, можно определить следующие факторы самоэкранирования в рамках приближения постоянной в группе плотности столкновений [5]:

- по полному сечению

$$f_t(\sigma_R) = \frac{1}{\langle \sigma \rangle} \left[ \left\langle \frac{1}{\sigma + \sigma_R} \right\rangle / \left\langle \frac{1}{(\sigma + \sigma_R)^2} \right\rangle - \sigma_R \right]; \quad (8)$$

- резонансного поглощения в группе

$$f_c(\sigma_R) = \frac{1}{\langle \sigma_c \rangle} \left[ \left\langle \frac{\sigma_c}{\sigma + \sigma_R} \right\rangle / \left\langle \frac{1}{\sigma + \sigma_R} \right\rangle \right]; \quad (9)$$

- по рассеянию

$$f_e(\sigma_R) = \frac{1}{\langle \sigma_e \rangle} \left[ \left\langle \frac{\sigma_e}{\sigma + \sigma_R} \right\rangle / \left\langle \frac{1}{\sigma + \sigma_R} \right\rangle \right]. \quad (10)$$

Групповые сечения определяются умножением средних сечений на соответствующие факторы самоэкранирования. В формулах (8)-(10) добавление к  $\sigma$  нерезонансного сечения разбавления  $\sigma_R$  эквивалентно в нашей схеме переопределению в формулах (5), (6) значения сечения в минимуме  $\sigma_m \rightarrow \sigma_m^* = \sigma_m + \sigma_R$ .

В рассматриваемой модели довольно просто выражаются и средние по группе сечения захвата на фильтрованных пучках в зависимости от изменения толщин фильтров [7]:

$$\langle \sigma_c \exp(-n\sigma) \rangle = \langle \sigma_c \rangle \exp \left\{ -n \left( \sigma_m + \frac{n\sigma_0}{2} \right) \right\} I_0 \left( \frac{n\sigma_0}{2} \right), \quad (11)$$

где  $I_0$  - функция Бесселя мнимого аргумента. Соответственно эффективный резонансный интеграл поглощения  $\langle \sigma_c / \sigma \rangle$  в группе определяется через формулу (11) как [1]

$$\langle \sigma_c / \sigma \rangle = \int_0^\infty \langle \sigma_c \exp(-n\sigma) \rangle = \langle \sigma_c \rangle \frac{1}{\sqrt{\sigma_m \sigma_m^*}}. \quad (12)$$

Коэффициент самоэкранирования  $f_c$  (9) в этом случае можно представить формулой

$$f_c = \frac{(\sqrt{\sigma_m^*} + \sqrt{\sigma_m})^2 + \sigma_0 \sin^2 \varphi (1 - S^2)}{(\sqrt{\sigma_m^*} + \sqrt{\sigma_m}) (\sqrt{\sigma_m^*} + \sqrt{\sigma_m})}, \quad (13)$$

где в  $\sigma_m^* = \sigma_m + \sigma_R$ ,  $\sigma_m^* = \sigma_m^* + \sigma_0$  учтено сечение разбавления  $\sigma_R$ .

#### Анализ экспериментальных данных

Для иллюстрации предлагаемого метода определения коэффициентов самоэкранирования в области неразрешенных резонансов был проведен анализ экспериментальных данных по пропусканию нейтронов через образцы железа и алюминия (естественная смесь изотопов), полученных в работах [3,8]. Экспериментальные данные обрабатывались в энергетических интервалах усреднения, соответствующих 4-9-й группам железа и 4-10-й группам для алюминия системы констант БНАБ-78, используемой для расчета реакторов [5].

В предположении, что экспериментальные данные можно непосредственно описывать функцией  $T(n, \sigma_m, \sigma_0, S, \varphi)$  (4), на БЭСМ-6 была проведена подгонка параметров  $\sigma_m, \sigma_0, S$  и  $\varphi$  методом наименьших квадратов с помощью библиотечной программы FUMILI [9]. Для подгонки использовалась имеющаяся информация о  $\langle \sigma \rangle$  [5], а также в нижних по энергии группах априорная информация о  $\sigma_0$ : для железа  $\sigma_0 = 0,92 \cdot 4 \pi k^{-2}$ , где 0,92 - содержание  $^{56}\text{Fe}$  в естественной смеси элементов; для алюминия  $\sigma_0 = 4 \pi k^{-2} \bar{g}$ , где  $\bar{g} = (g_1 + g_2)/2$  - средний статистический фактор двух возможных систем уровней для s-нейтронов. Программы, примененные для обработки экспериментальных данных, описаны в работах [9,10].

На рис.1 показаны экспериментальные и подогнанные значения пропусканий на железе и алюминии. Поведение экспериментальной кривой хорошо описывается формулой (4) и существенно отличается от экспоненты [10]. В табл.1 приведены значения средних резонансных параметров  $\sigma_m, \varphi, S$  и  $\sigma_0$ , полученных в результате подгонки (4) к экспериментальным данным по пропусканию для железа и алюминия. Эти параметры находятся в хорошем согласии с соответствующими оцененными данными в 7-9-й группах Fe [9], где в пропускании преобладает действие S-нейтронов. Параметры в 4-10-й группах алюми-

ния и в 4-6-й группах железа имеют модельный характер, ввиду того что в полное сечение дает вклад несколько систем резонансных уровней, для моделирования каждой из которых применима формула (I).

Таблица I

Параметры функции пропускания в отдельных группах

Номер группы	$\sigma_m, \sigma^*$	$\varphi$	$S$	$\sigma_0, \sigma$
Железо				
4	$1,041 \pm 0,06$	$0,567 \pm 0,097$	$0,069 \pm 0,027$	$6,61 \pm 1,44$
5	$0,847 \pm 0,075$	$0,643 \pm 0,11$	$0,146 \pm 0,069$	$4,77 \pm 1,18$
6	$0,671 \pm 0,059$	$0,609 \pm 0,09$	$0,226 \pm 0,093$	$6,23 \pm 1,58$
7	$0,426 \pm 0,033$	$0,52 \pm 0,01$	$0,163 \pm 0,015$	$7,99 \pm 0,3$
8	$0,445 \pm 0,027$	$0,424 \pm 0,007$	$0,113 \pm 0,005$	$15,9 \pm 0,8$
9	$0,49 \pm 0,02$	$0,323 \pm 0,007$	$0,052 \pm 0,002$	$32,7 \pm 1,2$
Алюминий				
4	$0,795 \pm 0,155$	$1,5 \pm 0,12$	$0,0133 \pm 0,0048$	$2,24 \pm 0,147$
5	$1,24 \pm 0,057$	$0,825 \pm 0,06$	$0,0805 \pm 0,015$	$3,99 \pm 0,39$
6	$1,25 \pm 0,125$	$0,730 \pm 0,052$	$0,133 \pm 0,03$	$6,01 \pm 0,59$
7	$1,52 \pm 0,193$	$0,706 \pm 0,11$	$0,404 \pm 0,186$	$5,11 \pm 0,51$
8	$0,73 \pm 0,11$	$0,799 \pm 0,07$	$0,151 \pm 0,032$	$8,76 \pm 0,95$
9	$1,1 \pm 0,057$	$0,376 \pm 0,02$	$0,213 \pm 0,04$	$14,9 \pm 1,45$
10	$0,42 \pm 0,039$	$0,13 \pm 0,006$	$0,0832 \pm 0,008$	$76,6 \pm 5,85$

\*  $1 \sigma = 10^{-28} \text{ м}^2$ .

С использованием полученных значений средних резонансных параметров  $\sigma_m$ ,  $\varphi$ ,  $S$  и  $\sigma_0$  в рассматриваемых группах были вычислены значения прямых и обратных моментов по формулам (3), (5)-(7). Результаты таких вычислений в сравнении с данными метода подгрупп [5] для нулевого разбавления  $\sigma_R$  приведены в табл.2 для железа и алюминия соответственно.

Через значения прямых и обратных моментов по формулам (8), (10) были рассчитаны факторы резонансного самоэкранирования по полному сечению и по рассеянию, результаты расчета в сравнении с данными [5] приведены в табл.3. При вычислении факторов резонансного самоэкранирования по рассеянию (10) вследствие малости радиационного захвата на железе и алюминии было принято  $\langle \sigma_e \rangle \approx \langle \sigma \rangle$ ,

$$\left\langle \frac{\sigma_e}{\sigma + \sigma_R} \right\rangle = 1 - \left\langle \frac{\sigma_c}{\sigma + \sigma_R} \right\rangle - \sigma_R \left\langle \frac{1}{\sigma + \sigma_R} \right\rangle \approx 1 - \sigma_R \left\langle \frac{1}{\sigma + \sigma_R} \right\rangle.$$

Факторы резонансного самоэкранирования и частично моменты функции пропускания, с которыми проводится сравнение, были получены для железа из обработки рассматриваемых в данной работе экспериментальных данных [5,11], но другими методами, для алюминия - из обработки экспериментальных данных [5]. Из табл.2,3 видно, что как в том, так и в другом случае факторы самоэкранирования по полному сечению и по рассеянию и моменты функции пропускания близки друг к другу в соответствующих значениях. Модельные параметры 4-6-й групп железа и 4-10-й групп алюминия дают столь же хорошее согласие в вычислении моментов функции пропускания и факторов самоэкранирования, как и параметры 7-9-й групп железа, имеющие непосредственный физический смысл [9] (см.табл.2,3). Это говорит о корректности использования одноуровневой модели и сечения (I) для представления реального многоуровневого сечения в получении определенных реакторных функционалов из анализа экспериментальных данных по пропусканию.

Таблица 2

Полные и обратные моменты функции пропускания  
в отдельных группах при нулевом разбавлении

Номер группы	$\langle \sigma \rangle, \sigma$	$\langle \sigma^2 \rangle, \sigma^2$	$\langle 1/\sigma \rangle, \sigma^{-1}$	$\langle 1/\sigma^2 \rangle, \sigma^{-2}$
Железо				
4	3,12(3,12)	11,0(9,93)	0,362(0,361)	0,151(0,153)
5	2,73(2,73)	8,7(8,8)	0,443(0,45)	0,246(0,265)
6	3,10(3,10)	12,5(19,3)	0,471(0,50)	0,333(0,395)
7	2,98(2,91)	12,7(14,9)	0,558(0,552)	0,552(0,549)
8	4,20(4,20)	29,1(24,6)	0,438(0,423)	0,379(0,38)
9	5,05(5,05)	50,2(45,1)	0,336(0,314)	0,212(0,183)
Алюминий				
4	3,0(3,0)	9,02(9,04)	0,337(0,339)	0,116(0,119)
5	3,37(3,37)	11,9(11,8)	0,317(0,317)	0,111(0,113)
6	4,01(4,01)	17,9(17,0)	0,289(0,295)	0,102(0,121)
7	3,9(3,9)	17,9(16,9)	0,316(0,306)	0,124(0,115)
8	5,2(5,2)	31,4(33,6)	0,262(0,272)	0,12(0,101)
9	5,0(5,0)	41(44)	0,347(0,36)	0,179(0,207)
10	7,4(7,4)	263(104)	0,674(0,695)	0,873(0,83)

Примечание. В скобках приведены результаты расчета методом подгрупп.

Таблица 3

Факторы резонансной самоэкранировки по полному сечению и рассеянию

Номер группы	$f_t$ при $\sigma_R$ , равном					$f_e$ при $\sigma_R$ , равном				
	1000	100	10	1	0	1000	100	10	1	0
Железо										
4	0,999 (1)	0,932 (0,996)	0,945 (0,965)	0,838 (0,838)	0,767 (0,755)	0,999 (1)	0,995 (0,997)	0,970 (0,976)	0,914 (0,903)	0,883 (0,852)
5	0,999 (0,999)	0,991 (0,991)	0,932 (0,936)	0,772 (0,754)	0,662 (0,622)	0,999 (0,999)	0,995 (0,995)	0,964 (0,961)	0,881 (0,863)	0,825 (0,785)
6	0,998 (0,994)	0,982 (0,952)	0,869 (0,823)	0,606 (0,581)	0,455 (0,407)	0,997 (0,997)	0,989 (0,974)	0,931 (0,886)	0,781 (0,751)	0,684 (0,645)
7	0,997 (0,996)	0,976 (0,963)	0,836 (0,842)	0,539 (0,575)	0,34 (0,346)	0,997 (0,998)	0,986 (0,981)	0,911 (0,903)	0,733 (0,762)	0,600 (0,624)
8	0,995 (0,997)	0,951 (0,969)	0,751 (0,808)	0,456 (0,468)	0,275 (0,263)	0,996 (0,998)	0,973 (0,984)	0,856 (0,897)	0,664 (0,71)	0,541 (0,564)
9	0,99 (0,993)	0,924 (0,943)	0,731 (0,799)	0,493 (0,505)	0,312 (0,353)	0,993 (0,996)	0,957 (0,969)	0,827 (0,875)	0,677 (0,727)	0,586 (0,629)
Алюминий										
4	1,0 (1,0)	1,1 (1,0)	0,997 (0,996)	0,986 (0,975)	0,966 (0,951)	1,0 (1,0)	1,0 (1,0)	0,999 (0,998)	0,995 (0,989)	0,991 (0,982)
5	1,0 (1,0)	0,997 (0,998)	0,975 (0,980)	0,904 (0,900)	0,851 (0,834)	1,0 (1,0)	0,998 (0,999)	0,987 (0,990)	0,956 (0,958)	0,937 (0,935)
6	0,999 (1,0)	0,991 (0,995)	0,934 (0,954)	0,792 (0,758)	0,708 (0,607)	0,999 (1,0)	0,995 (0,998)	0,967 (0,979)	0,899 (0,906)	0,862 (0,846)

Номер группы	$f_t$ при $\sigma_R$ , равном					$f_e$ при $\sigma_R$ , равном				
	1000	100	10	1	0	1000	100	10	1	0
7	0,999 (0,999)	0,987 (0,999)	0,903 (0,927)	0,728 (0,758)	0,655 (0,685)	0,999 (1,0)	0,993 (0,996)	0,951 (0,965)	0,855 (0,881)	0,81 (0,839)
8	0,997 (0,998)	0,969 (0,976)	0,801 (0,824)	0,512 (0,579)	0,4 (0,519)	0,998 (0,999)	0,984 (0,988)	0,897 (0,912)	0,736 (0,762)	0,66 (0,706)
9	0,994 (0,992)	0,943 (0,93)	0,713 (0,626)	0,466 (0,409)	0,388 (0,382)	0,996 (0,996)	0,971 (0,965)	0,835 (0,785)	0,647 (0,562)	0,576 (0,505)
10	0,948 (0,987)	0,683 (0,878)	0,324 (0,380)	0,162 (0,130)	0,106 (0,113)	0,973 (0,993)	0,814 (0,938)	0,483 (0,635)	0,279 (0,281)	0,203 (0,194)

Примечание. В скобках приведены данные работы [5].

### Самоэкранирование резонансного поглощения в группах

Непосредственное распространение представленной выше методики на определение факторов самоэкранирования резонансного поглощения в рассматриваемых примерах сталкивается с некоторыми существенными трудностями. Для широкой области резонансных энергий различных элементов сечения радиационного захвата определяются в основном системами резонансных уровней, дающих малый вклад в полное сечение. Это видно из проведенных расчетов относительных вкладов парциальных сечений в полное сечение взаимодействия нейтронов с ядрами железа (рис.2) с использованием средних резонансных параметров из работ [9,12]. Из рис.2,а видно, что основной вклад в полное сечение во всех группах, кроме четвертой, дают S-нейтроны, в то время как вклад p- и d-нейтронов (системы уровней с  $\ell = 1$  и 2) невелик. Подобная оценка, проведенная для сечения захвата на железе с использованием данных работы [13], показывает, что уже в 9-й, а тем более в последующих группах относительный вклад волн высших моментов в полное сечение радиационного захвата существенно превышает вклад S-волны (рис.2,б). На железе имеется, кроме того, некоторый неблокируемый вклад в захват, связанный с примесью к основному изотопу  $^{56}\text{Fe}$  примерно 8% других изотопов и, возможно, с наличием прямого радиационного захвата, вклада высших моментов и т.п. Поэтому при определении эффективного резонансного интеграла поглощения в группе  $\langle \sigma_c/\sigma \rangle$  представим его как сумму:

$$\langle \sigma_c/\sigma \rangle = [\langle \sigma_{cs}/\sigma \rangle + \langle \sigma_{cp}/\sigma \rangle] 0,92 + 0,08 \langle \sigma'_c \rangle \langle 1/\sigma \rangle, \quad (14)$$

где в квадратных скобках дано в приближении S-волны и конкурирующих p- и d-волн поглощение основным изотопом  $^{56}\text{Fe}$ ;  $\langle \sigma'_c \rangle$  - среднее сечение поглощения остальными изотопами.

Эффективный резонансный интеграл поглощения в формуле (14) отвечает поглощению резонансами S-волны и вычисляется приближенно в нашей модели как (12)

$$\langle \sigma_{cs}/\sigma \rangle \approx \langle \sigma_{cs} \rangle / \sqrt{\sigma_m \sigma_M}, \quad (15)$$

где  $\sigma_m$  и  $\sigma_M = \sigma_m + \sigma_0$  - определенные выше параметра (см.табл.1). В приближенном равенстве (15) предполагается, что вклад волн высших моментов в полное сечение несуществен.

Второй член (14) дает поглощение резонансами систем уровней с  $\ell \geq 1$  (в рассматриваемом примере p- и d-резонансами), и при его вычислении по формуле (12)

$$\langle \sigma_{cp}/\sigma \rangle = \langle \sigma_{cp} \rangle / \sqrt{\sigma_{m_1} \sigma_{M_1}} \quad (16)$$

необходимо определить значения  $\sigma_{m_1}$  и  $\sigma_{M_1} = \sigma_{m_1} + \sigma_{op}$ . В анализе самоэкранирования p- и d-резонансов вклад S-волны рассматривается обычно как некоторый постоянный по энергии "фон", величина которого характеризуется соответствующим средним групповым сечением для S-нейтронов [1]. В данном случае это соответствует выбору

$$\sigma_{m_1} = \langle \sigma \rangle f_e. \quad (17)$$



Величина  $\sigma_{op}$  для  $p$ -, а затем и  $d$ -волны в области, где действие этих волн становится заметным, быстро стремится к своей максимальной величине  $4\pi k^{-2}q$ , поэтому в приближенных оценках можно принять  $\sigma_{op} \approx \sigma_c$ . При этих допущениях второй член в определении эффективного резонансного интеграла (I4) можно оценить как

$$\langle \sigma_{cp}/\sigma \rangle \approx \langle \sigma_{cp} \rangle / \sqrt{\langle \sigma \rangle f_e [\langle \sigma \rangle f_e + \sigma_0]}, \quad (I8)$$

при этом  $\langle \sigma_{cp} \rangle = \langle \sigma_c \rangle - \langle \sigma_{cs} \rangle$ . Наконец, для последнего члена (I4) можно принять  $\langle \sigma'_c \rangle \approx \langle \sigma_c \rangle$ , т.е. сечения захвата остальных изотопов Fe близки к сечению основного изотопа  $^{56}\text{Fe}$ . С учетом сделанных приближений (I5)-(I8) фактор самоэкранирования резонансного поглощения в группе (9) может быть определен выражением

$$f_e(\sigma_R) \approx 0,92 f_c^* \left[ \frac{\langle \sigma_{cs} \rangle}{\langle \sigma_c \rangle} + \left( 1 - \frac{\langle \sigma_{cs} \rangle}{\langle \sigma_c \rangle} \right) \sqrt{\frac{\sigma_m^*}{\langle \sigma^* \rangle f_e^*}} \right] + 0,08, \quad (I9)$$

где  $f_c^*$  рассчитывается по формуле (I3), при этом значения  $\sigma_m^*$ ,  $f_c^*$ ,  $\langle \sigma^* \rangle$ ,  $f_e^*$  вычисляются с учетом сечения разбавления  $\sigma_R$  переопределением параметра  $\sigma_m$ .

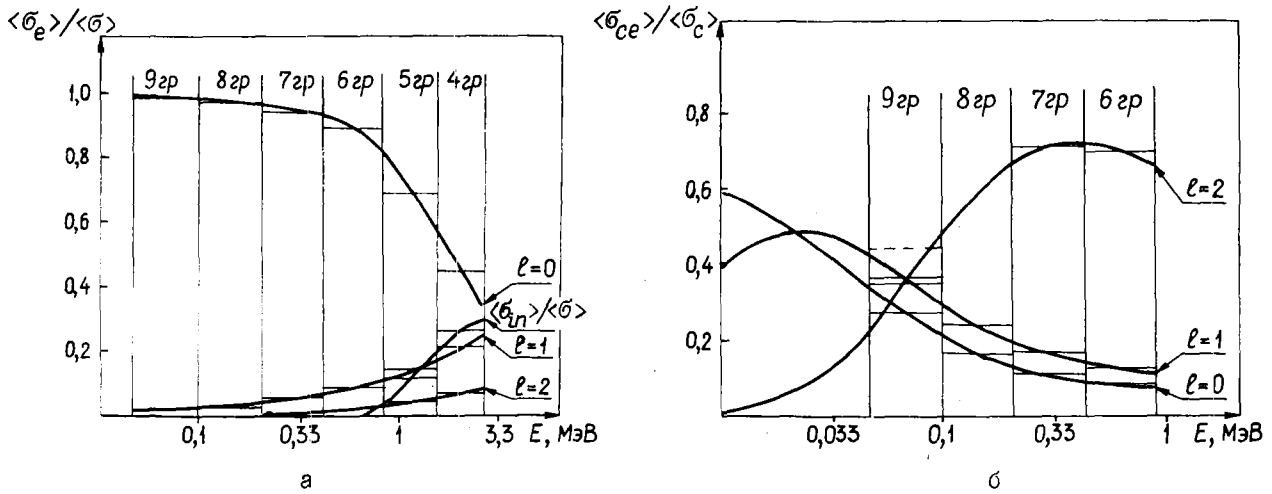


Рис.2. Относительный вклад нейтронов с различными  $l$  в полное (а) и среднее (б) сечения захвата железа

Результаты расчета факторов  $f_c$  (I9) для 5-9-й групп железа представлены в табл.4. В 9-й группе сечение  $\langle \sigma_{cs} \rangle$  было несколько увеличено (пунктир на рис.2,б), при этом была учтена реальная резонансная структура сечения захвата [5], не описываемая при расчете через средние резонансные параметры в 9-й группе по данным работы [13]. В 4-й группе расчет не проводился, поскольку в ней существенно неупругое рассеяние (рис.2,а) и приближения формулы (I9) не работают.

Таблица 4

Факторы резонансной самоэкранировки по захвату для железа

Номер группы	$f_c$ при $\sigma_R$ , равном				
	1000	100	10	1	0
5	0,999(0,999)	0,990(0,987)	0,928(0,925)	0,790(0,831)	0,726(0,784)
6	0,999(0,995)	0,988(0,960)	0,91(0,836)	0,726(0,708)	0,623(0,626)
7	0,998(0,995)	0,982(0,952)	0,878(0,784)	0,667(0,654)	0,557(0,609)
8	0,996(0,996)	0,962(0,961)	0,788(0,765)	0,572(0,537)	0,498(0,499)
9	0,989(0,988)	0,913(0,907)	0,664(0,683)	0,518(0,566)	0,522(0,535)

Примечание. В скобках приведены данные работы [5].

Как видно из табл.4, наблюдается хорошее согласие полученных значений с соответствующими данными справочника [5], где для вычисления факторов самоэкранирования по захвату использовались не только результаты измерений сечений поглощения, но и имеющаяся довольно скудная информация по измерению сечений поглощения на фильтрованных пучках и данные интегральных экспериментов. Наличие процесса неупругого рассеяния, не учитываемого, строго говоря, в предлагаемой методике, приводит к получению более низких коэффициентов самоэкранирования, что означает, по-видимому, занижение для высокоэнергетических групп необлокируемой части поглощения. В целом при существующем разбросе данных для  $f_c$  результаты расчета правильно отражают все основные тенденции изменения факторов самоэкранирования от группы к группе и относительно сечения разбавления  $\sigma_R$  в области неразрешенных резонансов железа. Критерием точности схемы могли бы служить данные по измерению средних по группам сечений захвата на фильтрованных пучках для достаточно толстых фильтров, позволяющих определить непосредственно экспериментальные значения эффективных интегралов в группах  $\langle \sigma_c / \sigma \rangle$ .

Представленная методика определения факторов резонансного самоэкранирования в области неразрешенных резонансов позволяет простым способом выразить соответствующие интегралы в группах с помощью ограниченного набора средних резонансных параметров. Новым параметром здесь является лишь групповое минимальное сечение  $\sigma_m$ , для определения которого приходится привлекать данные по пропусканию нейтронов через толстые образцы. В энергетической области, где в реальности необходимо учитывать уровни высших моментов, в рассматриваемом здесь приближении одной системы резонансных уровней полученные из анализа пропускания параметры имеют в какой-то степени "модельный" характер. Однако, определив эти параметры из эксперимента, легко вычислить все необходимые в методе группы средние по энергии функционалы сечений в такой форме, в какой они определяются в современной многогрупповой схеме реакторно-физического расчета [1,4,5]. Используемые параметры, в отличие от параметров метода подгрупп [4], которые являются свободными параметрами метода, имеют более наглядный физический смысл и являются в ряде случаев обычными средними резонансными параметрами, к которым добавляется минимальное сечение  $\sigma_m$  в отдельных группах [9]. Вопросы точности оценки факторов самоэкранирования в предлагаемой методике сводятся к требованиям точности определения средних резонансных параметров и сечений  $\sigma_m$ .

#### Список литературы

1. Лукьянов А.А. Замедление и поглощение резонансных нейтронов. М.: Атомиздат, 1974.
2. Николаев М.Н., Филиппов В.В. Измерение параметров резонансной структуры полных сечений некоторых элементов в области 0,3-2,7 МэВ. - Атомная энергия, 1963, т.15, с.493.
3. Филиппов В.В. Резонансная структура полного нейтронного сечения взаимодействия нейтронов с ядрами железа. - В кн.: Радиационная безопасность и защита атомных станций. М.: Атомиздат, 1977, вып.3, с.84.
4. Николаев М.Н. Исследования по физике распространения быстрых и промежуточных нейтронов в средах. - Автореф. на соиск. учен. степени д-ра физ.-мат. наук. М.: МИФИ, 1964.  
Николаев М.Н., Игнатов А.А., Исаев Н.В., Хохлов В.Ф. Метод подгрупп для учета резонансной структуры сечений в нейтронных расчетах. - Атомная энергия, 1970, т.29, с.11; 1971, т.20, с.416.
5. Абагян Л.Л., Базазянц Н.О., Николаев М.Н., Цибуля А.П. Групповые константы для расчета реакторов и защиты. М.: Энергоиздат, 1981.
6. Комаров А.В., Лукьянов А.А. Асимптотические свойства интеграла пропускания в области неразрешенных резонансов. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1980, вып.3(38), с. 10.
7. Лукьянов А.А. Структура нейтронных сечений. М.: Атомиздат, 1978.
8. Филиппов В.В., Николаев М.Н., Тараско М.З. Распределение полных сечений Al, Ti, Cr и U для быстрых нейтронов. - Бюлл. информ. центра по ядерным данным, 1966, вып.3, с.93.
9. Комаров А.В., Лукьянов А.А. Метод анализа средних по энергии пропусканий резонансных нейтронов. - См. [6], 1981, вып.3(42), с.3.
10. Комаров А.В. Сравнительный анализ данных по пропусканию резонансных нейтронов на железе. - Препринт ФЭИ-1202, Обнинск. 1981.

11. Филиппов В.В., Тараско М.З. Измерение плотности распределения полного нейтронного сечения. - В сб.: Нейтронная физика (Материалы 3-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 1975). М.: ЦНИИатоминформ, 1976, ч.2, с.57.
12. Allen V.J., Musgrove A.R., Boldeman J.M., Kenny M.J. Nucl.Phys., A269, 1976, p. 408.
13. Бычков В.М., Возяков В.В., Довбенко А.Г. и др. Применение теоретических моделей для оценки средних нейтронных сечений железа. - См. [6], 1975, вып.19, с.110.

Статья поступила в редакцию 19 мая 1982 г.

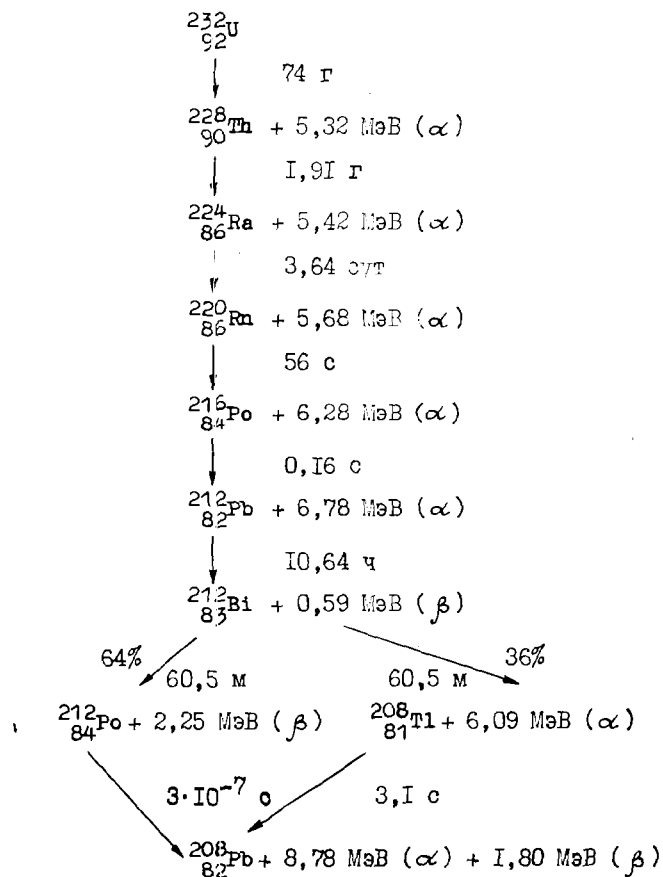
УДК 539.163

УДЕЛЬНОЕ РАДИАЦИОННОЕ ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИЕ  $^{232}\text{U}$  КАК ФУНКЦИЯ ВРЕМЕНИ

А.В.Лопаткин, И.У.Ганев, Л.В.Точеный

THE SPECIFIC  $^{232}\text{U}$  DECAY POWER AS A TIME FUNCTION. The decay power of  $^{232}\text{U}$  with its further daughter decay family is analyzed as a time function. Specific power change has been evaluated. Two components are taken into account. The first one is owing to the activity decay of  $^{232}\text{U}$  itself. The second refers to  $^{228}\text{Th}$  and to its decay series activity growth and subsequent decrease. The plot is presented.

Нуклид  $^{232}\text{U}$  можно рассматривать в качестве начального звена цепочки распадов:



Эту цепочку сокращенно можно записать [1] так:  $^{232}\text{U} (6\alpha + 2\beta + m\gamma) ^{208}\text{Pb}$ , где  $m$  - количество  $\gamma$ -квантов, испускаемых на один распад  $^{232}\text{U}$ . Согласно работе [1] при расчете удельного энерговыделения от радиационных распадов принимается, что в образце выделяется целиком энергия  $\alpha$ - и  $\beta$ -частиц и 50% энергии  $\gamma$ -квантов. Уран-232 вместе с дочерними нуклидами является интенсивным излучателем, удельная мощность которого может (при определенных условиях) со временем увеличиваться.

В работе [1] приводится зависимость удельной мощности  $^{232}\text{U}$  как функции времени с учетом накопления дочернего изотопа  $^{228}\text{Th}$  (рис.1). Поскольку результаты нашей оценки отличны от приведенных на рис.1, рассмотрим подробнее процедуру расчета этой зависимости.

Распад радиоактивных ядер происходит по экспоненциальному закону  $dN(t)/dt = -\lambda N(t)$ , где  $N(t)$  - число ядер рассматриваемого нуклида в образце,  $t$  - время распада, с;  $\lambda$  - постоянная распада этого нуклида,  $\text{с}^{-1}$ . Решение этого уравнения для материнских ядер  $^{232}\text{U}$  и дочерних ядер  $^{228}\text{Th}$  при условии, что в начальный момент  $N_{232}(t) = N_{232}^0$ , а  $N_{228}(0) = 0$ , имеет вид

$$N_{232}(t) = N_{232}^0 e^{-\lambda_{232}t}; \quad N_{228}(t) = \left[ \frac{N_{232}^0 \lambda_{232}}{\lambda_{228} - \lambda_{232}} \right] (e^{-\lambda_{232}t} - e^{-\lambda_{228}t}).$$

Значения постоянных распада [2]:  $\lambda_{228} = 1,15 \cdot 10^{-8} \text{ с}^{-1}$  ( $T_{1/2} = 1,91$  года);  $\lambda_{232} = 3,05 \cdot 10^{-10} \text{ с}^{-1}$  ( $T_{1/2} = 72$  года).

На рис.2 показаны результаты расчета  $N_{232}(t)$  и  $N_{228}(t)$  при условии, что в начальный момент времени имелся 1 г  $^{232}\text{U}$ . Количество  $^{228}\text{Th}$  достигает максимума примерно через 10 лет и в дальнейшем находится в равновесии с количеством  $^{232}\text{U}$  в соотношении  $N_{228}(t)/N_{232}(t) = \lambda_{232}/\lambda_{228} = 2,58\%$ . Удельная мощность при  $\alpha$ -распаде собственно  $^{232}\text{U}$  (без дочерних нуклидов)  $E_{232} = (6,022 \cdot 10^{23}/232) \lambda_{232} E_{232}^{\alpha, \gamma} = 1,6 \cdot 10^{-13} \text{ Дж/МэВ} = 0,7 \text{ Вт/г}$ , где  $6,022 \cdot 10^{23} \text{ моль}^{-1}$  - число Авогадро;  $E_{232}^{\alpha, \gamma} = 5,521 \text{ МэВ}$  - энергия  $\alpha$ -частиц и  $\gamma$ -квантов, выделяемая при распаде  $^{232}\text{U}$ ;  $1,6 \cdot 10^{-13} \text{ Дж/МэВ}$  - переводной коэффициент.

Если в начальный момент дочерние нуклиды отсутствуют, то энерговыделение определяется сначала активностью  $^{232}\text{U}$  и затем увеличивается по мере накопления  $^{228}\text{Th}$  и следующих нуклидов. Период полураспада  $^{228}\text{Th}$  - 1,91 года, период полураспада самого долгоживущего из остальных радиоактивных дочерних нуклидов  $^{224}\text{Ra}$  - 3,64 сут, поэтому достаточно быстро, через 10-20 сут, накапливаются равновесные количества дочерних нуклидов. Поскольку при анализе динамической системы  $^{232}\text{U} - ^{228}\text{Th}$  характерной мерой времени является интервал в несколько лет, то можно считать, что дочерние нуклиды присутствуют в образце практически в равновесном по отношению к  $^{228}\text{Th}$  количестве, что и нужно учитывать при расчете энерговыделения.

Согласно [1] в смеси  $^{228}\text{Th}$  с равновесными количествами дочерних нуклидов выделяется мощность 161 Вт/г. На основе зависимости  $N_{232}(t)$  (рис.2) и указанных выше значений удельной мощности построен график (рис.3) изменения во времени удельной мощности  $^{232}\text{U}$  и последующей цепочки. Считается, что в начальный момент эта цепочка нуклидов отсутствует и стартовым является нуклид  $^{232}\text{U}$ .

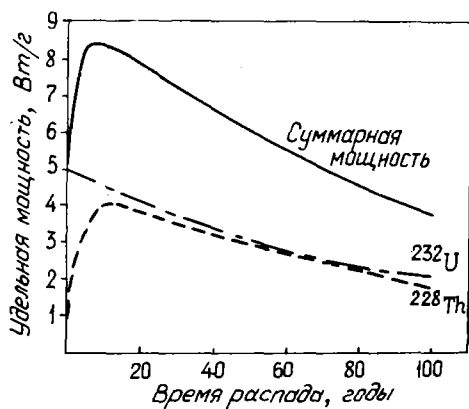


Рис.1 Удельная мощность  $^{232}\text{U}$  как функция времени с учетом накопления дочернего нуклида [1]

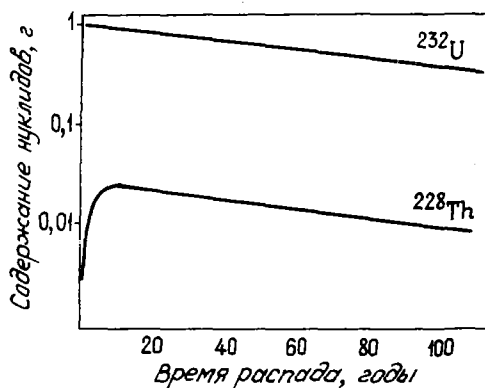
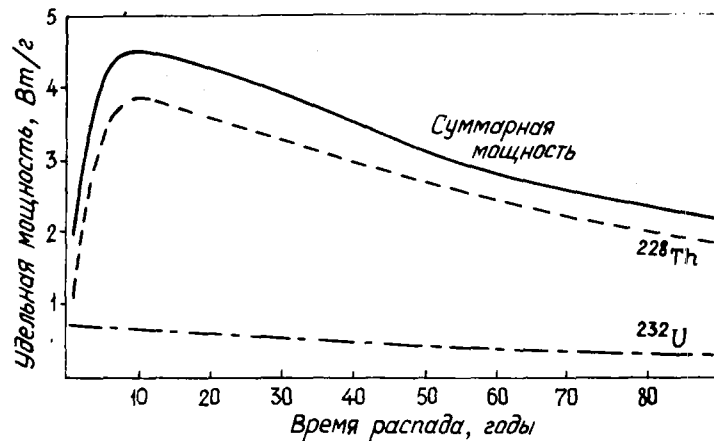


Рис.2. Изменение содержания  $^{228}\text{Th}$  в 1 г  $^{232}\text{U}$

Рис.3. Результаты расчета удельного энерговыделения как функции времени в 1 г  $^{232}\text{U}$  с учетом дочерних нуклидов



Отличие полученной зависимости от показанной на рис.1 обусловлено разной оценкой удельной мощности собственно  $^{232}\text{U}$ . В работе [1] при определении этой величины к энергии  $\alpha$ - и  $\gamma$ -распада  $^{232}\text{U}$  добавляется энергия распадов последующих нуклидов, при этом получается значение удельной мощности 4,8 Вт/г. Это справедливо в случае начального равновесного содержания дочерних нуклидов в образце с  $^{232}\text{U}$ , но тогда не требуется еще раз добавлять мощность, выделяемую  $^{228}\text{Th}$  и его дочерними нуклидами, к мощности  $^{232}\text{U}$ , как это показано на рис.1. Увеличения мощности со временем в этом случае не должно быть, возможен только экспоненциальный спад.

На графике рис.3 приведены мощность собственно  $^{232}\text{U}$  и его дочерних нуклидов с учетом отмеченного выше обстоятельства.

#### Список литературы

1. Корлисс У., Харви Д. Источники энергии на радиоактивных изотопах. М.: Мир, 1967.
2. Горбачев В.Н., Лбов А.А. Основные характеристики изотопов. М.: Атомиздат, 1975.

Статья поступила в редакцию 19 мая 1982 г.

УДК 621.039.5

ИЗУЧЕНИЕ ПОЧТИ ГОМОГЕННЫХ СИСТЕМ  $^{235}\text{U}+\text{Be}$   
МЕТОДОМ ИМПУЛЬСНОГО ИСТОЧНИКА НЕЙТРОНОВ

И.Ф.Жежерун

PULSED NEUTRON STUDY OF NEARLY HOMOGENEOUS SYSTEMS  $^{235}\text{U} + \text{Be}$ . Results of study of  $^{235}\text{U} + \text{Be}$  subcritical bare assemblies, which consist of thin layers of moderator and fuel, are presented. By means of the analysis of the dependence of the decay constant on the reactivity and assembly buckling nearly comprehensive data on these multiplication systems are obtained, including all macro- and majority of microparameters. Decay constant multigroup calculations are also described. A review of critical experiments with  $^{235}\text{U} + \text{Be}$  and  $^{235}\text{U} + \text{BeO}$  flaky nearly homogeneous systems are also presented.

ЧАСТЬ 1. ВОЗРАСТНО-ДИФфуЗИОННАЯ МОДЕЛЬ

Разноэтажные системы  $^{235}\text{U}+\text{Be}$  отличаются малыми размерами и могут найти различное применение в атомной технике. Однако свойства этих систем изучены недостаточно. Некоторые данные имеются только по материальным параметрам  $k_{\infty}$ , полученным в экспериментах с критическими сборками [1-3]. Из экспериментов с подкритическими сборками известна только одна работа [3], выполненная методом импульсного источника нейтронов. В ней изучались слоистые системы  $^{235}\text{U}+\text{Be}$  с расстоянием

между слоями (шагом плоской решетки) 1 см и отношением ядерных концентраций бериллия / $^{235}\text{U}$ , равным 1745 (использовался уран 90%-ного обогащения по  $^{235}\text{U}$ ). Приводятся только конечные результаты - параметры, полученные на основе измерений зависимости декремента затуханий  $\alpha$  от геометрического параметра сборки  $B^2$  методом наименьших квадратов: коэффициент размножения для бесконечной среды  $K_\infty = 2,23 \pm 0,05$ ; квадрат длины диффузии  $L^2 = 20,7 \pm 1,5 \text{ см}^2$ ; время жизни нейтронов  $\ell_\infty = (1,74 \pm 0,18) \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$ ; эффективная доля запаздывающих нейтронов  $\beta_{\text{эф}} = (6,68 \pm 1,08) \cdot 10^{-3}$ ; коэффициент размножения при реакции  $^9\text{Be}(n, 2n)$   $K_{n,2n} = 1,12 \pm 0,05$ . Позже [4] эти эксперименты были описаны более подробно; определена также величина возраста нейтронов  $\tau$  до тепловой энергии -  $84,3 \pm 2,3 \text{ см}^2$  (при плотности бериллия  $1,8 \text{ г/см}^3$ ). Но величины  $\tau$  и  $\ell_\infty$ , очевидно, завязаны из-за слишком упрощенной интерпретации результатов измерений.

Автором были предприняты эксперименты со многими подкритическими сборками  $^{235}\text{U}+\text{Be}$ - и  $^{235}\text{U}+\text{BeO}$ , выполненные также методом импульсного источника нейтронов. Цель экспериментов - изменение параметров этих размножающих систем в возрастно-диффузионном приближении и проверка многогрупповых расчетов.

Изучавшиеся сборки  $^{235}\text{U}+\text{Be}$  были без отражателя, имели простой химический состав и простую слоистую структуру: тонкие плоские слои топлива ( $^{235}\text{U}$  90%-ного обогащения) и замедлителя (бериллия). Таким образом, практически сборки можно было рассматривать как гомогенные. Эксперименты (критические или подкритические) с такими простейшими размножающими сборками имеют большие преимущества для проверки расчетов. Основной расчетной величиной был декремент затухания  $\alpha$  нейтронов в сборке, непосредственно измерявшийся в эксперименте. Для некоторых сборок измерялись и рассчитывались также и другие величины, в частности реактивность, возраст нейтронов, вклад реакции  $^9\text{Be}(n, 2n)$  в баланс нейтронов, групповые потоки и скорости реакций, микропараметры и т.п.

В первой части работы описываются эксперименты с системами  $^{235}\text{U}+\text{Be}$  и дается их интерпретация по возрастно-диффузионной модели. В результате получены практически все параметры систем. Интерпретация по многогрупповой модели дана во второй части. Эксперименты с системами  $^{235}\text{U}+\text{BeO}$  описываются в другой работе\*.

#### Описание экспериментов и результатов измерений

Размножающие сборки собирали в форме параллелепипеда, близкого к кубу (рис.1), из плоских слоев бериллия 1 и топлива 2. Бериллий представлен в виде пластин размерами  $1 \times 5 \times 10 \text{ см}$  со средней плотностью  $1,8 \text{ г/см}^3$ , топливо - в виде плоских твэлов из смеси  $\text{U}_3\text{O}_8$  с тефлоном в тефлоновой оболочке [5] с ураном, обогащенным по  $^{235}\text{U}$  до 90%. Твэл размером  $10 \times 10 \text{ см}$  ( $9,6 \times 9,6 \text{ см}$  по  $\text{U}_3\text{O}_8$ ), толщиной около 0,5 мм содержал, по данным работы [3], в среднем  $1,775 \text{ г}$   $\text{U}_3\text{O}_8$  или  $1,352 \text{ г}$   $^{235}\text{U}$ . Масса тефлона в одном твале около 10 г (85% общей массы твала). Ядерно-диффузионные параметры бериллия были измерены ранее [6].

Сборки закрывали со всех сторон листовым кадмием толщиной 0,5 мм и помещали на решетчатой алюминиевой платформе, практически прозрачной для нейтронов. В качестве импульсных источников нейтронов использовали линейный ускоритель электронов ИАЭ им.И.В.Курчатова и портативный источник  $D(T,n)$ -нейтронов. Длительность импульсов составляла 0,5-1 мкс, частота варьировалась в пределах 10-100 Гц. Выход нейтронов между импульсами не превышал  $10^{-3}$  для ускорителя с урановой мишенью и практически был равен нулю для портативного источника и ускорителя при работе с вольфрамовой мишенью.

Детекторами нейтронов служили связки четырех параллельно соединенных  $^{10}\text{BF}_3$ -счетчиков диаметром 2 см, длиной 5 см и трех или пяти таких же счетчиков диаметром 1 см, длиной 10 см. Детекторы помещали на поверхности сборок в месте, благоприятном для выделения основной гармоника. Измерительная аппаратура аналогична описанной в работе [6].

Декременты затухания определялись на ЭВМ по измерявшемуся спаду плотности нейтронов  $N(t)$  с течением времени методом наименьших квадратов [7]. Для этого использовалась специально состав-

\* Работы являются частью докторской диссертации автора "Экспериментальное изучение некоторых вопросов физики ядерных реакторов с кристаллическими замедлителями", М., 1973.

ленная автором программа ПОРИ, которая содержала арифметическую часть [7] и блок управления, проверяющий устойчивость получаемых значений  $\alpha$  по отношению к опусканию начальных точек кривой  $N(t)$ . Последнее необходимо было для надежного выделения основной гармоника.

Измерения декремента затухания были выполнены для более чем сотни сборок  $^{235}\text{U}+\text{Be}$  размерами от  $20 \times 20 \times 29$  до  $70 \times 70 \times 71$  см с плоскими слоями бериллия толщиной 2 и 4 см и топлива толщиной в один твал. Шаг плоской решетки с учетом толщины твала составил соответственно 2,09 и 4,09 см. Сверху и снизу каждой сборки находился слой замедлителя половинной толщины. Результаты измерений приведены на рис.2.

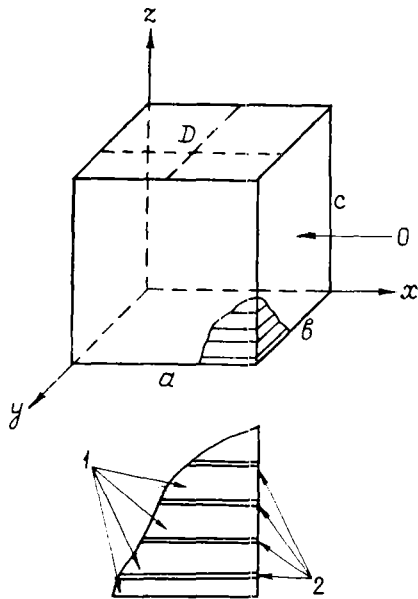


Рис.1.

Рис.1. Подкритическая сборка для измерений декремента затухания размерами  $abc$ , закрытая кадмием (вверху) и схема структуры сборки (внизу): 0 - пучок нейтронов; D - место детектора; 1 - слои бериллия; 2 - слои топлива

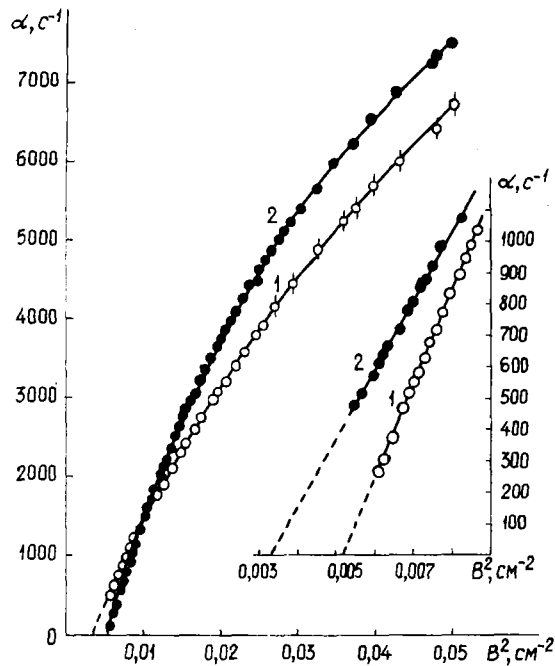


Рис.2.

Рис.2. Зависимость декремента затухания  $\alpha$  от геометрического параметра  $B^2$ :  $\circ \bullet$  - экспериментальные значения для сборок  $^{235}\text{U}+\text{Be}$  с шагом 4,09 и 2,09 соответственно. Кривые 1 и 2 получены по выражению (2) со значениями параметров, взятыми из табл.1. Внутри рисунка - определение критического параметра  $B_{кр}^2$  линейной аппроксимацией  $\alpha(B^2)$  к нулю

Погрешность декремента затухания  $\Delta\alpha$  оценивалась в 0,7-1,0%. Только незначительную ее часть составляла статистическая ошибка, определяемая программой [7]; основная часть погрешности связана с неконтролируемыми эффектами, в частности с фоном рассеянных в экспериментальном зале и возвратившихся в сборку нейтронов.

Чтобы снизить искажающее влияние этого фона, в настоящих измерениях сравнительно большие сборки  $^{235}\text{U}+\text{Be}$  помещали на решетчатой платформе на высоте 2,1 м от уровня пола и не ближе 6 м от стен большого экспериментального зала. В этих сборках, возбуждавшихся портативным источником нейтронов, кроме декремента затухания измерялась также реактивность по методу площадей [8]. При измерениях с использованием малых сборок мощность портативного источника была недостаточной, поэтому декремент затухания в них измеряли на пучке линейного ускорителя. В этом случае сборки помещали на решетчатой платформе на уровне 0,7-0,8 м от пола и не менее 4 м от ближайшей стены. Контрольные эксперименты показали, что значения декремента затухания для этих сборок не зависят от места измерений.

Теория экспериментов с использованием импульсных источников нейтронов в возрастно-диффузионном приближении [9] дает соотношение

$$\alpha = \nu \Sigma_a + DB^2 - CB^4 - \nu \Sigma_a (1 - \beta_{эф}) K_\infty \exp(-\tau B^2 + \alpha t_3), \quad (I)$$

связывающее декремент затухания  $\alpha$  нейтронов в сборке и ее геометрический параметр  $B^2$  с параметрами размножающей среды: вероятностью (скоростью) поглощения тепловых нейтронов  $\nu \Sigma_a$ , коэффициентом диффузии  $D$ , коэффициентом диффузионного охлаждения  $C$ , коэффициентом размножения для бесконечной среды  $K_\infty$ , возрастом нейтронов  $\tau$  и временем замедления нейтронов  $t_3$ . Первые три члена в выражении (I), очевидно, определяют потери нейтронов  $\Pi(B^2)$ , последний - их генерацию  $\Gamma(B^2)$ .

Для изучавшихся автором слоистых размножающихборок, размеры которых менялись в широкой области (включая и сравнительно малые), соотношение (I) усложнится по следующим причинам:

- скорость тепловых нейтронов в направлении, параллельном и перпендикулярном слоям, по-видимому, будет различна из-за преимущественного поглощения в слоях топлива более медленных нейтронов, причем  $v_\perp > v_\parallel$ . Поэтому коэффициенты диффузии  $D$  и диффузионного охлаждения  $C$  будут анизотропны. Поскольку член  $CB^4$  являлся только небольшой поправкой и сборки по форме мало отличались от куба, анизотропией коэффициента  $C$  можно было пренебречь;

- в малых сборках на возраст нейтронов  $\tau$ , очевидно, окажет влияние смятение спектра замедления из-за преимущественной утечки более быстрых нейтронов, т.е. будет наблюдаться явление, подобное диффузионному охлаждению [10];

- заметным будет размножение резонансных нейтронов в  $^{235}\text{U}$  (их эффективный возраст обозначим  $\tau_p = \alpha \tau$ , где отношение возрастов резонансных и замедлившихся до энергии 0,3 эВ нейтронов  $\alpha < 1$ );

- в бериллии происходит размножение быстрых нейтронов спектра деления на реакции  $^9\text{Be}(n, 2n)$ , характеризуемое обычно коэффициентом размножения для среды бесконечных размеров  $K_{n,2n}$ . В сборке конечных размеров с геометрическим параметром  $B^2$  этот коэффициент, очевидно, будет равен  $K_{n,2n}(B^2) = K_{n,2n} \exp(\Delta \tau_1 B^2)$ , где  $\Delta \tau_1$  - разность возрастов нейтронов деления и нейтронов, появляющихся в реакции  $^9\text{Be}(n, 2n)$ .

С учетом перечисленных эффектов соотношение (I) приобретет вид

$$\alpha = \nu \Sigma_a + D_\parallel B_\parallel^2 + D_\perp B_\perp^2 - CB^4 - \nu \Sigma_a (1 - \beta_{эф}) \varepsilon \exp(\ln K_\infty - \tau^X B^2 + \omega B^4 + \alpha t_3). \quad (2)$$

Здесь  $B_\parallel^2 = \pi^2(x_{эф}^2 + y_{эф}^2)$ ;  $B_\perp^2 = \pi^2 z_{эф}^2$ ;  $B^2 = B_\parallel^2 + B_\perp^2$  (где  $x_{эф}$ ,  $y_{эф}$ ,  $z_{эф}$  - эффективные размерыборок по осям  $x$ ,  $y$  и  $z$ , слои перпендикулярны оси  $z$ );  $D_\parallel = \frac{1}{3} \lambda_{tz} v_\parallel$  (где  $\lambda_{tz}$  - длина переноса);  $D_\perp = \frac{1}{3} \lambda_{tz} v_\perp$ ;  $\varepsilon = (1 - K_\infty^z) / (1 - K_\infty^z) \exp[\alpha(-\tau^X B^2 + \omega B^4 + \alpha t_3)]$ ;  $\rho \exp(-\tau^X B^2 + \omega B^4 + \alpha t_3) \equiv \mathcal{K}_\infty(B^2, \alpha, E_c)$  - зависящее от времени ядро замедления в бесконечной среде, преобразованное по Фурье - Лапласу (где  $\rho$  - вероятность избежать резонансного поглощения при замедлении,  $B$  - переменная преобразования Фурье,

$\alpha$  - переменная преобразования Лапласа). Это ядро представляет собой не что иное, как вероятность замедления (термализации) нейтронов до энергии в сборке  $E_c$  с геометрическим параметром  $B^2$  и декрементом затухания  $\alpha$ ;  $\tau^X = \tau_M - \Delta \tau_1$  (где  $\tau_M$  - возраст мгновенных нейтронов деления);  $\omega$  - коэффициент охлаждения замедляющихся нейтронов;  $K_\infty$  включает  $K_{n,2n}$ , причем  $K_\infty = K_\infty^{th} / (1 - K_\infty^z)$  (где  $K_\infty^{th}$  и  $K_\infty^z$  - коэффициенты размножения тепловых и резонансных нейтронов).

Если в величине  $\nu \Sigma_a$  выделить скорости поглощения в замедлителе  $\nu \Sigma_a^m$  и в топливе  $\nu \Sigma_a^f$ , то выражение (2) можно представить в виде

$$\alpha = \nu \Sigma_a^m + D_\parallel B_\parallel^2 + D_\perp B_\perp^2 - CB^4 + \nu \Sigma_a^f [1 - (1 - \beta_{эф}) \varepsilon \exp(\ln \eta \mu \rho - \tau^X B^2 + \omega B^4 + \alpha t_3)], \quad (2a)$$

где  $\eta$  - число нейтронов, испускаемых на один поглощенный нейтрон в топливе;  $\mu = \mu' K_{n,2n}$  коэффициент размножения нейтронов с энергией выше границы спектра замедления  $E_c$ .

Декремент затухания для критического состояния  $\alpha_{кр}$  и параметр кинетики  $(\beta/\ell)_{кр}$ , не входящие явно в выражение (2), выводятся из соотношения



$$\alpha = \alpha'_{кр} (1 + \rho) \approx \frac{K\beta}{\ell} (1 + \rho), \quad (3)$$

связывающего реактивность  $\rho$  (измеренную в долларах) с декрементом затухания  $\alpha$ .

**Определение параметров.** Соотношения (2) и (3) были использованы для получения параметров систем  $^{235}\text{U} + \text{Be}$  из экспериментальных данных методом наименьших квадратов на ЭВМ (табл. I). Первые восемь параметров определены по выражению (2) при следующих условиях:

1. За границу спектра замедления была принята энергия  $E_0 = 0,3$  эВ, находящаяся в области, где поток нейтронов спектра замедления сравнивается с максвелловским (см. часть 2 настоящей работы). Время замедления  $t_3$  до этой энергии известно: оно было измерено в отдельном эксперименте [11] и совпало с расчетным временем при учете химической связи [12].

2. Для параметров  $\nu\Sigma_a$ ,  $C$  и  $\omega$  использовались дополнительные приближенные соотношения, связывающие их с некоторыми значениями  $\alpha_i$  и  $B_+^2$ , полученными на основе экспериментальных данных:

$$\nu\Sigma_a = (\nu\Sigma_a)_i = \frac{\alpha_i - D_{||} B_{||}^2 - D_{\perp} B_{\perp}^2 + CB^4}{1 - (1 - \beta_{эф}) \varepsilon \exp(\ln K_{\infty} - \tau^X B^2 + \omega B^4 + \alpha t_3)} \quad (4)$$

Здесь  $\alpha_i$  - экспериментальные значения декремента затухания; черта сверху - усреднение по всем значениям  $(\nu\Sigma_a)_i$  с соответствующими статистическими весами;

$$C = \frac{\bar{D} B_+^2 - \alpha_+}{B_+^4}, \quad (5)$$

где  $\bar{D} = 2/3 D_{||} + 1/3 D_{\perp}$ ;  $\alpha_+$  и  $B_+^2$  - значения  $\alpha$  и  $B^2$ , при которых знаменатель (4) равен нулю (т.е. поглощение тепловых нейтронов полностью компенсируется их генерацией);

$$\omega = (\ln K_{\infty} - \tau^X B_0^2) / B_0^4. \quad (6)$$

( $B_0^2$  - значение параметра  $B^2$ , при котором  $\ln K_{\infty} - \tau^X B^2 + \omega B^4 = 0$ ).

3. Эффективная доля запаздывающих нейтронов рассчитывалась по формуле  $\beta_{эф}(B^2) = (\beta/K_{\infty, 2n}) \times \exp(\Delta\tau_2 - \Delta\tau_1) B^2$ , где  $\beta$  - выход этих нейтронов;  $\Delta\tau_2$  - разность возрастов мгновенных и запаздывающих нейтронов.

Величины  $\Delta\tau_1$ ,  $\Delta\tau_2$ , а также  $K_{\infty}^2$ ,  $x = \tau_p/\tau$ , входящие в величину  $\varepsilon$  выражения (2), были получены в многогрупповых расчетах (см. часть 2). Их погрешности практически не сказываются ни на величине  $\alpha$ , ни на значениях параметров, приведенных в табл. I. Параметры  $\alpha_{кр}$  и  $(\beta/\ell)_{кр}$  получены на основе измерений реактивности по выражению (3) (рис. 3), причем  $(\beta/\ell)_{кр}$  меньше  $\alpha_{кр}$  на небольшую поправку, связанную с влиянием запаздывающих нейтронов [13].

Критические геометрические параметры для всех ( $B_{кр}^2$ ) и одних только мгновенных нейтронов деления ( $B_{кр, м}^2$ ) определялись как корни уравнений  $\alpha(B_{кр}^2) - \alpha_{кр} = 0$  и  $\alpha(B^2) = 0$ . При этом экспериментальные данные для  $\alpha(B^2)$  представлялись полиномом (в пренебрежении анизотропией  $D$ )  $\alpha = -a_1 + a_2 B^2 - a_3 B^4 + a_4 B^6 - a_5 B^8$ . Были использованы полиномы 1-4-й степени по отношению к параметру  $B^2$ ; все полиномы приводили к одинаковым результатам, если массив экспериментальных данных параметра  $\alpha$  брать в области  $B^2$ , тем более широкой, чем выше степень полинома.

Нейтральный геометрический параметр  $B_{н}^2$ , соответствующий размерам сборки, в которой поглощение тепловых нейтронов в топливе полностью компенсируется их генерацией [при этом квадратная скобка в выражении (2а) обращается в нуль], определялся как корень уравнения  $\alpha(B^2) - (\alpha_+ + \nu\Sigma_a^m) = 0$ . Он соответствует области пересечения графиков  $\alpha(B^2)$  с различной концентрацией топлива.

Все приведенные в таблице параметры проверялись на устойчивость путем уменьшения массива экспериментальных данных (т.е. последовательного отбрасывания точек со стороны как малых, так и больших значений реактивности  $\rho$  и декремента  $\alpha$ , включая значения, находящиеся выше предела Корнгольда  $B_{к}^2$ ). Их значения являются средневзвешенными данными, полученных при проверке на устойчивость, а погрешности определены из разброса этих данных.

Таблица I

Параметры систем  $^{235}\text{U}+\text{Be}$  с одним твалом в слое, полученные в результате измерений декремента затухания и реактивности для подкритическихборок (по сравнению с расчетными параметрами)

Параметр	Единица измерения	Шаг решетки 4,09 см	Шаг решетки 2,09 см
		Отношение концентраций $\text{Be}/^{235}\text{U}$	
		I6220	8040
<u>Экспериментальные величины</u>			
Вероятность (скорость) поглощения тепловых нейтронов за 1 с - $\nu \Sigma_a$	с <sup>-1</sup>	1231 $\pm$ 31	2264 $\pm$ 55
Коэффициент диффузии в направлении, параллельном слоям, - $D_{\parallel}$	см <sup>2</sup> /с	129300 $\pm$ 800	144400 $\pm$ 900
Коэффициент диффузии в направлении, перпендикулярном слоям, - $D_{\perp}$	см <sup>2</sup> /с	132000 $\pm$ 1800	148200 $\pm$ 2100
Коэффициент диффузионного охлаждения - $C$	см <sup>4</sup> /с	351000 $\pm$ 100000	712000 $\pm$ 38000
Коэффициент размножения для бесконечной среды - $K_{\infty}$	-	1,812 $\pm$ 0,018	2,109 $\pm$ 0,025
Возраст нейтронов до энергии 0,3 эВ - $\tau^X$ (без поправок $\Delta \tau_i$ )	см <sup>2</sup>	77,0 $\pm$ 1,0	78,9 $\pm$ 1,3
Коэффициент охлаждения замедляющихся нейтронов - $\omega$	см <sup>4</sup>	372 $\pm$ 200	372 $\pm$ 200
Время замедления нейтронов деления до энергии 0,3 эВ - $t_3$	мкс	21,9	22,2
Параметр кинетики - $(\beta/\ell)_{кр}$	с <sup>-1</sup>	11,21 $\pm$ 0,14	20,83 $\pm$ 0,20
Декремент затухания в критическом состоянии - $\alpha_{кр}$	с <sup>-1</sup>	11,68 $\pm$ 0,14	21,18 $\pm$ 0,20
Критический геометрический параметр для всех нейтронов - $B_{кр}^2$	см <sup>-2</sup>	0,003379 $\pm$ 0,000034	0,005243 $\pm$ 0,000058
Критический геометрический параметр для мгновенных нейтронов - $B_{кр,м}^2$	см <sup>-2</sup>	0,003329 $\pm$ 0,000034	0,005178 $\pm$ 0,000058
Нейтральный декремент затухания - $\alpha_n$	с <sup>-1</sup>	1297 $\pm$ 15	1610 $\pm$ 20
Нейтральный геометрический параметр - $B_n^2$	см <sup>-2</sup>	0,00940 $\pm$ 0,00008	0,01070 $\pm$ 0,00010
Вероятность поглощения тепловых нейтронов в топливе - $\nu \Sigma_a^f = \nu \Sigma_a - \nu \Sigma_a^m$	с <sup>-1</sup>	974 $\pm$ 32	2007 $\pm$ 55
Вероятность поглощения тепловых нейтронов в топливе ( $\nu \Sigma_a^f$ ) <sub>кр</sub> , полученная с помощью параметра $(\beta/\ell)_{кр}$	с <sup>-1</sup>	1034 $\pm$ 45	2053 $\pm$ 61
Средний коэффициент диффузии - $\bar{D}$	см <sup>2</sup> /с	130500 $\pm$ 700	145800 $\pm$ 800
Анизотропия коэффициента диффузии - $D_{\perp}/D_{\parallel}$	-	1,018 $\pm$ 0,013	1,026 $\pm$ 0,010
Квадрат средней длины диффузии - $\bar{L}^2 = \bar{D}/(\nu \Sigma_a)$	см <sup>2</sup>	106,0 $\pm$ 2,3	64,4 $\pm$ 1,4
Коэффициент теплового использования - $f = \nu \Sigma_a^f / (\nu \Sigma_a)$	-	0,791 $\pm$ 0,008	0,886 $\pm$ 0,005
Произведение вероятности избежать резонансного поглощения на коэффициент размножения надкадмиевых нейтронов - $\rho \mu$	-	1,102 $\pm$ 0,011	1,144 $\pm$ 0,014
<u>Расчетные величины</u>			
Вероятность (скорость) поглощения тепловых нейтронов в топливе - $\rho_{th} \nu \Sigma_a^f$	с <sup>-1</sup>	1158	2293
Коэффициент теплового использования - $f$	-	0,774 $\pm$ 0,004	0,875 $\pm$ 0,005
Коэффициент размножения для бесконечной среды - $K_{\infty}$	-	1,794 $\pm$ 0,018	2,085 $\pm$ 0,021
то же, но без учета реакции $^9\text{Be}(n,2n)$ - $K_{\infty}$	-	1,6456	1,9127

Параметр	Единица измерения	Шаг решетки 4,09 см		Шаг решетки 2,09 см	
		Отношение концентраций Be/ <sup>235</sup> U			
		16220		8040	
Коэффициент размножения резонансных нейтронов - $K_{\infty}^z$	-	0,0462		0,0933	
Разность возрастов нейтронов деления в реакции <sup>9</sup> Be(n,2n) - $\Delta\tau_1$	см <sup>2</sup>	3,80		3,87	
Разность возрастов мгновенных и запаздывающих нейтронов - $\Delta\tau_2$	см <sup>2</sup>	28,62		29,16	
Поправка на замедление в тефлоне твэла - $\Delta\tau_3$	см <sup>2</sup>	1,10		2,28	
Отношение возрастов резонансных и замедлившихся до энергии 0,3 эВ нейтронов - $\alpha$	-	0,67		0,67	
Вероятность избежать резонансного поглощения в уране - $\rho$	-	0,9777		0,9525	
Кадмиевое отношение - R	-	23,0		13,0	
Коэффициент экранировки тепловых нейтронов - $\beta_{th}$	-	0,9658		0,9701	
Эффективная доля запаздывающих нейтронов в критическом состоянии - $\beta_{эф}$	-	0,006515		0,006789	

Примечания: 1. Экспериментальные значения  $\tau$  и отношения  $\omega/\tau$ , приведенные к плотности бериллия 1,85 г/см<sup>3</sup> (с поправками  $\Delta\tau_i$ ):  $\tau(E_z=0,3 \text{ эВ})=74,6 \pm 0,9 \text{ см}^2$ ;  $\omega/\tau=4,4 \pm 2,4 \text{ см}^2$ ;  $\tau(E_z=1,46 \text{ эВ})=69,3 \pm 1,5 \text{ см}^2$ . Поправка на замедление от 1,46 до 0,3 эВ -  $5,3 \pm 1,2 \text{ см}^2$  [11].

2. В расчетах принималась указанная в таблице концентрация <sup>235</sup>U, полученная на основе измерений  $\nu \Sigma_a^f$  (за исключением величины  $\beta_{th} \nu \Sigma_a^f$ , рассчитывавшейся по данным работы [3]).

Проверка параметров на устойчивость оказалась довольно трудоемкой и требовала тщательных расчетов на ЭВМ с использованием соотношений (4)-(6) и с заменой их попеременной фиксацией части параметров. Однако проверка дала возможность обнаружить систематические погрешности в измерениях декремента затухания для сборок <sup>235</sup>U + Be с шагом 2,09 см; при отбрасывании части экспериментальных точек со стороны малых значений  $\alpha$  (см. рис. 2) параметр  $B_{кр}^2$  монотонно уменьшался.

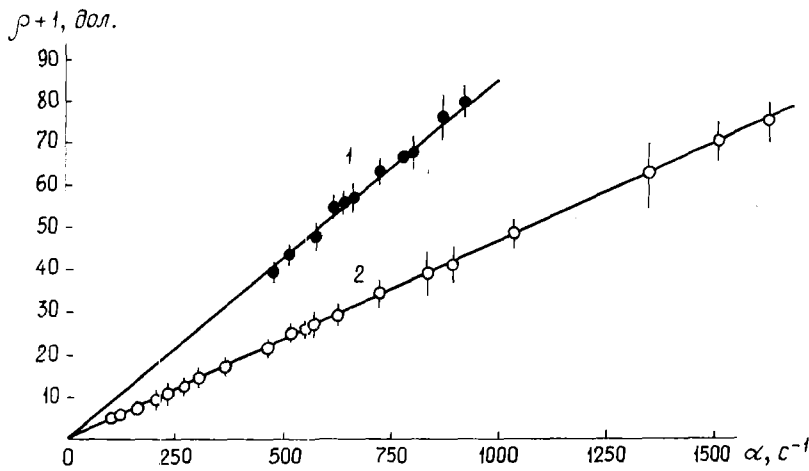


Рис. 3. Зависимость декремента затухания  $\alpha$  от реактивности  $\rho$ :  $\bullet, \circ$  - экспериментальные точки для сборок с шагом 4,09 и 2,09 см соответственно; прямые 1 и 2 получены методом наименьших квадратов по выражению (3);  $\alpha_{кр} = \partial\alpha/\partial(\rho+1)$

Все значения  $\alpha$  с такими погрешностями (вызванными, очевидно, упоминавшимся выше эффектом возврата в сборку рассеянных в экспериментальном зале нейтронов) были исключены из массива экспериментальных данных для  $\alpha$  и при выводе параметров таблицы не использовались.

**Обсуждение результатов.** Полученные параметры (см. табл. I) дают по формулам (2) и (3) значения  $\alpha$  и  $\beta$ , совпадающие с экспериментальными (см. рис. 2 и 3), хотя замена трехмерной функции  $\alpha(B_{||}^2, B_{\perp}^2)$  двумерной  $\alpha(B^2)$  могла несколько увеличить разброс точек  $\alpha(B^2)$ . Эти параметры позволяют также определить полные потери  $\Pi(B^2)$ , генерацию  $\Gamma(B^2)$  тепловых нейтронов и вероятность термализации  $K_{\infty}$ , которые показаны на рис. 4-6. Так, кривая 1 на рис. 4 соответствует  $\Pi(B^2) = \nu \Sigma_a + D_{||} B_{||}^2 + D_{\perp} B_{\perp}^2 - CB^4$ , точки на ней -  $\alpha_i - \Gamma(B^2)$ ; прямая 2 соответствует значению  $\nu \Sigma_a$ , точки на ней -  $(\nu \Sigma_a)_i$  в соответствии с выражением (4). Разброс  $(\nu \Sigma_a)_i$  увеличивается вблизи параметра  $B^2 = B_H^2$ , где величина  $\alpha_i$  нечувствительна к концентрации топлива. Аналогично изображены компоненты вероятности генерации нейтронов на рис. 5, из которого видно, что экспериментальные точки ложатся на параболу  $\ln K_{\infty} - \tau^X B^2 + \omega B^4$ , а не на прямую  $\ln K_{\infty} - \tau^X B^2$  (это вызвано "охлаждением" спектра замедления в малых сборках). Равномерное расположение точек вокруг кривых рис. 2-5 свидетельствует о взаимном согласии и оптимальности полученных параметров; неоптимальность какого-либо из них привела бы к систематическому отклонению точек от кривых (см. об этом в описании экспериментов со сборками  $^{235}\text{U} + \text{BeO}$ ).

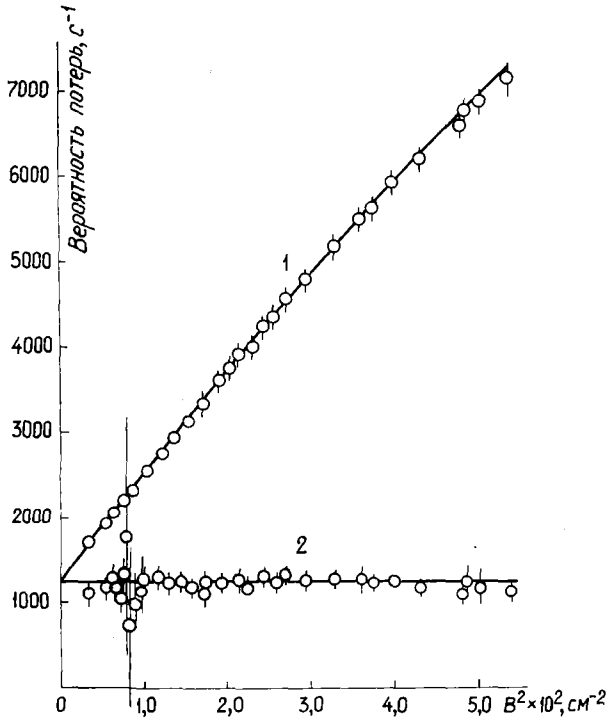


Рис. 4. Вероятность потерь тепловых нейтронов за I с в сборках  $^{235}\text{U} + \text{Be}$  с шагом 4,09 см

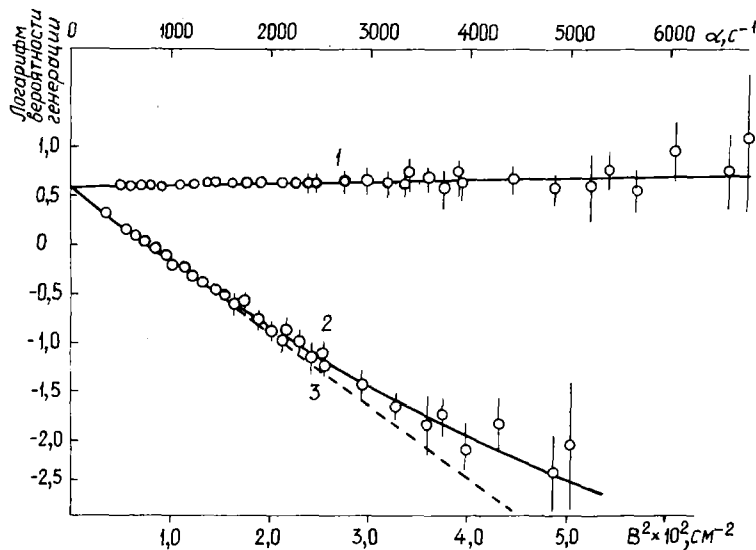


Рис. 5. Компоненты вероятности генерации тепловых нейтронов (при  $\nu \Sigma_a = 1$ ) для сборок  $^{235}\text{U} + \text{Be}$  с шагом 2,09 см: 1 -  $\ln \exp(\ln K_{\infty} + \alpha t_3)$ ; 2 -  $\ln \exp(\ln K_{\infty} - \tau^X B^2 + \omega B^4)$ ; 3 -  $\ln \exp(\ln K_{\infty} - \tau^X B^2)$

На рис.6 изображены вероятность термализации  $K_{\infty}(B^2, \alpha, E_c)$  до энергии  $E_c=0,3$  эВ для сборок  $^{235}\text{U}+\text{Be}$  с шагом 4,09 см (экспериментальные точки) и расчетные значения для бериллия до тепловой энергии по возрастно-диффузионной теории (кривая), взятые из работы [14]. Расчеты несколько занижают значения  $K_{\infty}$ .

В табл.1 для сравнения приведены некоторые результаты выполненных автором многогрупповых расчетов (см.часть 2). Видно, что значения  $K_{\infty}$  и  $f$  совпадают, а коэффициент  $K_{n,2n}=1,102\pm 0,008$ , получаемый как частное  $K_{\infty}^{\text{эксп}}/K_{\infty}^{\text{расч}}$ , согласуется с результатами прямых измерений [15].

Возраст нейтронов  $\tau=69,3\pm 1,5$  см<sup>2</sup> до энергии 1,46 эВ на 14% меньше единственного экспериментального значения  $80,2\pm 2$  см<sup>2</sup> [16]<sup>‡</sup>, но согласуется со значением  $71,0\pm 2,5$  см<sup>2</sup>, являющимся средним многих расчетных данных [17].

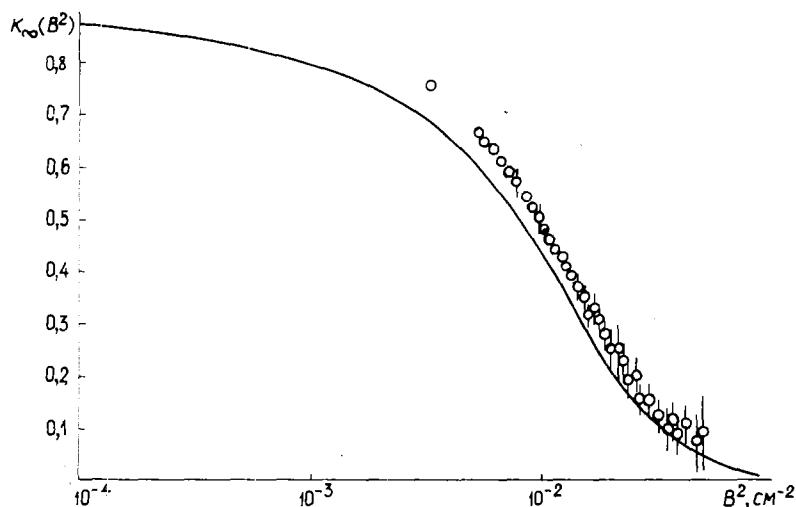


Рис.6. Вероятность термализации коэффициента  $K_{\infty}(B^2, \alpha, E_c)$  для сборки  $^{235}\text{U}+\text{Be}$  с шагом 4,09 см до энергии  $E_c=0,3$  эВ (точки) и расчет по возрастно-диффузионной модели [14] (кривая)

Коэффициент диффузии  $\bar{D}$  близок к величине  $D_0(\bar{v}_{сб}/\bar{v}_{бл})$  (см.часть 2), равной  $1,31\cdot 10^5$  и  $1,40\cdot 10^5$  см<sup>2</sup>/с для сборки с шагом 4,09 и 2,09 см соответственно (где  $D_0$  - коэффициент диффузии для бериллия,  $\bar{v}_{сб}/\bar{v}_{бл}$  - отношение средних скоростей нейтронов в сборках  $^{235}\text{U}+\text{Be}$  и равновеликих блоках бериллия). Коэффициент диффузионного охлаждения  $C$  увеличивается, как и следовало ожидать, с повышением концентрации топлива.

Скорость поглощения в топливе  $\nu\Sigma_a^f$  определена по скорости полного поглощения  $\nu\Sigma_a$  путем вычитания величины поглощения в замедлителе  $\nu\Sigma_a^m$  (равной с учетом поглощения тефлона  $257\pm 6,7$  с<sup>-1</sup>), что дало 974 и 2007 с<sup>-1</sup> для сборки с шагом 4,09 и 2,09 см соответственно. Это составляет  $0,8406\pm 0,0210$  и  $0,8753\pm 0,021$ , или в среднем (с учетом аналогичных данных для систем  $^{235}\text{U}+\text{BeO}$ )  $0,873\pm 0,010$  расчетных значений  $\beta_{th}\nu\Sigma_a^f$ , основанных на данных работы [3] о количестве  $^{235}\text{U}$  в твале. Величины  $\nu\Sigma_a^f$  были получены независимо также на основе измеренных параметров кинетики  $(\beta/\ell)_{кр}$  и оказались равными  $0,885\pm 0,014$  расчетных. Значения коэффициента  $\beta_{th}$ , которые для пластин рассчитываются с хорошей точностью, показывают, что изучавшиеся сборки близки к гомогенным.

Таким образом, эксперименты с системами  $^{235}\text{U}+\text{Be}$ , выполненные методом импульсного источника нейтронов, дали возможность измерить практически все параметры этих систем в возрастно-диффузионном приближении; среди них - скорость реакции поглощения тепловых нейтронов  $\nu\Sigma_a$ , которая позволила определить истинную концентрацию  $^{235}\text{U}$  в сборках.

<sup>‡</sup> Эта величина, измеренная на исследовательском реакторе с большим  $\beta$ -фоном, могла оказаться завышенной в результате влияния реакции  $^9\text{Be}(\gamma, n)$ .

Обзор экспериментов с критическими, почти гомогенными системами  $^{235}\text{U} + \text{Be}$  и  $^{235}\text{U} + \text{BeO}$

Эксперименты с критическими, почти гомогенными системами  $^{235}\text{U} + \text{Be}$  и  $^{235}\text{U} + \text{BeO}$  были предметом исследования как американских [1, 18, 19], так и советских [2, 3, 20] авторов (табл. 2). Все системы имели форму прямоугольного параллелепипеда и состояли из плоских слоев замедлителя и топлива. В работах [1, 18, 19] слои топлива были в виде фольги металлического урана (обогащение по  $^{235}\text{U}$  93,2%) толщиной 0,025 и 0,05 мм размерами 13,35x13,35 см. Для предотвращения окисления фольги покрывались тонкой пленкой тефлона (около 1,3 мкм). Масса тефлона - 0,92 г на одну фольгу, что составляло 5-10% ее общей массы. Слои замедлителя складывались из пластин бериллия толщиной 7,61 см плотностью 1,85 г/см<sup>3</sup>. В работах [2, 3, 20] слои топлива состояли из таких же плоских твалов, что и в эксперименте с подкритическими сборками (см. часть I). Слои замедлителя складывались из пластин бериллия размерами 10x5x1 см плотностью 1,8 г/см<sup>3</sup> и окиси бериллия размерами 10x10x5 см плотностью 2,8 г/см<sup>3</sup>. В табл. 2 толщина слоев топлива во всех сборках пересчитана в г/см<sup>2</sup>  $^{235}\text{U}$ . Толщина слоев замедлителя почти равна шагу решетки, поскольку слои топлива очень тонки. Исключением являются только сборки с большим числом твалов в слое [2, 3, 20], где толщина топлива вместе с тефлоновой оболочкой составляет заметную долю шага.

Кроме данных для слоистыхборок в табл. 2 приведены также материальные параметры гомогенизированныхборок, полученные авторами [19, 20] путем экстраполяции параметра  $B_{кр}^2$  с различной толщиной топлива в слое (при одинаковой концентрации  $^{235}\text{U}$ ) к нулевой толщине. Два значения  $B_{кр}^2$  соответствуют линейной и параболической экстраполяции.

Указанные в графе 8 табл. 2 значения эффективного коэффициента размножения получены авторами по многогрупповой модели. В работе [19] использовалась программа ZOOM, которая решает одномерное уравнение диффузии для пластины, цилиндра и сферы. В многогрупповом обозначении для  $i$ -й энергетической группы нейтронов в точке K это уравнение записывается как

$$-D_k^i \nabla^2 \phi_k^i + \left( \sum_f^i + \sum_c^i + \sum_s \mu_k^{ji} \sum_s^i \right) \phi_k^i - \sum_{j \neq k} \mu_k^{ij} \sum_s^i \phi_k^j - (f/K_{эф}) \sum_j \sum_f^i \phi_k^j = 0. \quad (7)$$

Здесь  $\phi$  - скалярный поток нейтронов;  $D = 1/3 \Sigma_{tz}$  - коэффициент диффузии;  $\Sigma_f$ ,  $\Sigma_c$ ,  $\Sigma_s$  - макроскопические сечения деления, поглощения и рассеяния;  $\mu^{ij}$  - коэффициент переноса нейтронов из  $i$ -й в  $j$ -ю энергетическую группу;  $f^i$  - число нейтронов, возникающих в  $i$ -й группе на одно деление.

В расчетах нейтроны энергий от 0,0316 эВ до 10 МэВ были разделены на 17 равных (в единицах летаргии) энергетических групп с дополнительной тепловой группой 0-0,0316 эВ. При этом учитывались:

1) зависимость спектра замедления  $E^{-n}$  от поглощения и утечки в области 1 эВ - 100 кэВ, где сечение рассеяния постоянно и равно

$$n(E) = \frac{\Sigma_s(E)}{D(E)B^2 + \Sigma_T(E)} \frac{1 - \epsilon^{n(E)}}{1 - \epsilon}. \quad (8)$$

Здесь  $\epsilon = (A-1)^2/(A+1)$ , где  $A$  - относительная атомная масса замедлителя. Уменьшение  $n$  на 10% изменило значения  $\mu$  на 4% и  $K_{эф}$  на 1%;

2) экранировка топлива путем умножения сечений  $\sigma_f$ ,  $\sigma_a$  и  $\sigma_{tz}$  на коэффициенты экранировки  $\eta$ , рассчитавшиеся в  $P_1$ -приближении [21].

Как видно из табл. 2, результаты расчетов коэффициента  $K_{эф}$  достаточно хорошо согласуются с экспериментальным значением  $K_{эф} = 1,0$ . Погрешность при расчете  $K_{эф}$  обусловлена неопределенностью в количестве топлива. Кроме коэффициента  $K_{эф}$  в работе [19] был определен вклад реакции  $^{235}\text{U}(n, 2n)$  в баланс нейтронов; он равен разности скоростей  $(n, 2n)$ - и  $(n, \alpha)$ -реакций  $P_{n, 2n} - P_{n, \alpha}$ , деленной на величину  $\nu P_f$  (где  $\nu$  - число нейтронов на одно деление;  $P_f$  - скорость реакции деления), и дляборок с различной концентрацией топлива оказался в пределах  $K_{n, 2n} - 1 \equiv \epsilon = 0,068 \pm 0,082$ .

Таблица 2

Результаты экспериментов и расчетов для критических, почти гомогенных размножающих систем  $^{235}\text{U-Be}$  и  $^{235}\text{U-BeO}$ 

№ п.п.	Характеристика критических систем	Толщина слоя $^{235}\text{U}$ , г/см <sup>2</sup>	Шаг, см	Отношение атомной концентрации бериллия или BeO к $^{235}\text{U}$	Критические размеры системы, см	Материальный параметр $B_{кр}^2 \times 10^2$ , см <sup>-2</sup>	Расчет $K_{эф}$			Расчет параметра $\beta_{th}$ для тепловой группы по 25-групповой системе констант	
							по данным авторов [1-3, 18, 19]	по 18-групповой системе констант	по 25-групповой системе констант		
I	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	
1.	Плоские слои $^{235}\text{U}$ (обогащение 93,2%) в виде фольги и бериллия плотностью 1,85 г/см <sup>3</sup> [1]	0,3550	7,62	I360	60,96x60,96x52,83	0,825	0,9802	I,0445	I,0285	0,5746	
		0,0443	7,62	I0330	92,7Ix92,7Ix62,74	0,455	I,02I6	0,99I5	I,0232	0,8745	
2.	Плоские слои $^{235}\text{U}_3\text{O}_8$ (обогащение 90%) в тефлоновой оболочке и бериллия плотностью 1,8 г/см <sup>3</sup> [2, 3]	0,0443	I,19	II65	60x70x6I,5	0,666±0,008	0,98578	0,9845	I,04I2	0,9293	
		0,0295	I,13	I745	60x70x60,I	0,677±0,008	0,98537	I,00I0	I,0333	0,9436	
		0,0I48	I,08	348I	60x70x63,7	0,654±0,008	0,98206	0,9958	I,0I26	0,9634	
3.	а) Плоские слои $^{235}\text{U}$ (обогащение 93,2%) в виде фольги и окиси бериллия плотностью 2,86 г/см <sup>3</sup> [18, 19]	0,3550	2,54	247	60,96x60,96x5I,3I	0,828±0,004	0,9986±0,0050	I,0008	-	-	
		0,1770	2,54	493	60,96x60,96x55,88	0,777±0,004	0,996I±0,0050	I,0004	-	-	
		0,3550	5,08	493	60,96x60,96x56,64	0,770±0,004	0,9852±0,0050	0,9949	-	-	
		0,0885	2,54	986	60,96x60,96x65,30	0,7I5±0,005	0,99I9±0,0050	0,9923	0,9860	0,88II	
		0,1770	5,08	986	60,96x60,96x65,53	0,70I±0,005	0,9867±0,0050	0,9922	0,9845	0,7700	
		0,2660	7,62	986	60,96x60,96x69,85	0,677±0,005	0,9858±0,0050	0,9995	0,999I	0,6457	
		0,0443	2,54	I920	76,2x76,2x53,59	0,630±0,008	0,98I2±0,0050	0,9798	0,9966	0,9208	
		0,0885	5,08	I920	76,2x76,2x54,86	0,6I7±0,008	0,9774±0,0050	0,9799	0,9946	0,8453	
		0,0885	5,08	I920	76,2x60,96x66,04	0,6I3±0,008	0,9824±0,0050	0,9845	0,9990	0,8453	
		0,1330	7,62	I920	76,2x60,96x69,34	0,594±0,008	0,9806±0,0050	0,9893	I,00I8	0,7636	
		б) Фольги половинной площади	0,0443	2x2,54	3830	9I,44x9I,44x58,I7	0,49I±0,0I0	0,9859±0,0050	0,980I	I,0095	0,902I
			0,0885	2x5,08	3830	9I,44x9I,44x6I,47	0,464±0,0I0	0,9777±0,0050	0,9857	I,0086	0,7900
			0,0443	5,08	3830	9I,44x9I,44x57,66	0,495±0,0I0	0,9800±0,0050	0,9746	I,0042	0,902I
			0,0885	10,I6	3830	9I,44x9I,44x6I,47	0,464±0,0I0	0,9777±0,0050	0,9857	I,0086	0,7900
		в) Фольги I/4 площади	0,0443	4x2,54	7660	9I,44x9I,44x9I,95	0,334±0,0I2	0,9873±0,0050	0,98I2	I,0053	0,8708
г) Гомогенизированные (путем экстраполяции параметра $B_{кр}^2$ с разной толщиной фольги к нулевой толщине)	-		-	247	60,96x60,96x50,8	0,835	I,003I±0,0050	I,0008	-	I,0	
	-		-	493	60,96x60,96x55,I2	0,785	I,00I7±0,0050	I,0027	-	I,0	
	-		-	986	60,96x60,96x6I,47	0,72I-0,730	0,9936±0,0050	0,9990±0,990I	0,9886-0,9804	I,0	
	-		-	I920	76,2x76,2x52,32	0,638-0,642	0,9803±0,0050	0,9846±0,980I	0,9989-0,9947	I,0	
	-		-	3830	9I,44x9I,44x54,36	0,504-0,5I8	0,9653±0,0I10	0,9885-0,9696	I,0I63-0,9986	I,0	
	-	-	7660	9I,44x9I,44x54,36	0,35-0,38	-	0,9989-0,9476	I,0278-0,9798	I,0		

Окончание табл.2

№ п.п.	Характеристика критических систем	Толщина слоя $^{235}\text{U}$ $\text{г/см}^2$	Шаг, см	Отношение атомной концентрации бериллия или $\text{BeO}$ $^{235}\text{U}$	Критические размеры системы, см	Материальный параметр $V_{\text{кр}}^2 \times 10^2, \text{см}^{-2}$	Расчет $K_{\text{эф}}$			Расчет параметра $\delta_{\text{th}}$ для тепловой группы по 25-групповой системе констант
							по данным авторов [1-3, 18, 19]	по 18-групповой системе констант	по 25-групповой системе констант	
I	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
4.	а) Плоские слои $^{235}\text{U}_3\text{O}_8$ (обогащение 90%) в тефлоновой оболочке и окиси бериллия плотностью $2,8 \text{ г/см}^3$ [2, 3]	0,1480	10,56	1965	70,3x88,0x74,5	0,463±0,005	0,97808	1,0583	1,0665	0,6801
		0,0737	5,29	1974	70,4x79,8x74,2	0,488±0,005	0,97191	1,0591	1,0675	0,8463
		0,1180	10,45	2464	90,2x89,3x63,1	0,455±0,005	0,96468	1,0306	1,0482	0,7214
		0,0591	5,24	2464	90,5x73,0x68,2	0,478±0,005	0,96739	1,0332	1,0709	0,8674
		0,0886	10,35	3262	90,2x83,8x73,0	0,414±0,005	0,97070	1,0355	1,0577	0,7673
		0,0443	5,18	3272	90,4x77,0x72,7	0,439±0,005	0,96028	1,0312	1,0568	0,8911
		0,0591	10,11	4907	90,3x92,0x82,2	0,357±0,005	0,98028	1,0251	1,0575	0,8230
		0,0295	5,13	4904	90,3x85,1x82,2	0,376±0,005	0,99028	1,0224	1,0561	0,9185
		0,0148	5,08	8699	100,2x100,8x101,4	0,274±0,005	1,01623*	-	-	-
		б) Гомогенизированные сборки	-	-	1974	-	0,514	-	1,0363	1,0515
	-		-	2464	-	0,505	-	1,0115	1,0340	1,0
	-		-	3272	-	0,463	-	1,0124	1,0412	1,0
	-		-	4904	-	0,395	-	1,0097	1,0425	1,0
				8699	-	0,290	-	1,0250	1,0676	1,0

\* Сборка с неравномерным распределением топлива.



В работе [1] для расчета коэффициента  $K_{эф}$  использовалась подобная система групповых констант. В работе [3], где, по-видимому, использовалась многогрупповая система констант [22], погрешность коэффициента  $K_{эф}$  не указана, хотя уже из-за одной неопределенности в количестве топлива она, очевидно, не меньше, чем в работе [19]. Приводятся также [2, 3] значения  $\xi = 0,12 \pm 0,05$  и возраст нейтронов до тепловой энергии, равный  $97,1 \pm 3,1$  и  $104,6 \pm 1,2$  см<sup>2</sup> с отношением концентраций атомов бериллия и  $^{235}\text{U}$  3481 и 1745 соответственно. Значение  $\xi$  получено из анализа критического уравнения, возраст - из анализа зависимости реактивности от высоты сборки  $\partial(K_{эф} - 1)/\partial H$ .

#### Проверка групповых констант по результатам экспериментов

На основе экспериментальных данных о критических, почти гомогенных системах  $^{235}\text{U} + \text{Be}$  и  $^{235}\text{U} + \text{BeO}$  (см. табл. 2), возрасте нейтронов и влиянии реакции  $(n, 2n)$  [15] были проверены две системы многогрупповых констант в целях их последующего использования для расчета подкритических сборок  $^{235}\text{U} + \text{Be}$  и  $^{235}\text{U} + \text{BeO}$ :

- 18-групповая система констант [19] с небольшой корректировкой сечений для  $^{235}\text{U}$ , бериллия и кислорода [6, 18, 19, 23-27];

- 26-групповая система констант [28] с дополнениями и уточнениями [29, 30].

За границу тепловой области была принята энергия 0,465 эВ, т.е. из 26-групповой системы получена 25-групповая. Сечения тепловой группы были взяты:

- для  $^{235}\text{U}$  - из таблиц работы [31] при температурах нейтронного газа, определяемых формулой [32]

$$T_H = T_0(1 + 0,46\Delta) = T_0 \left[ 1 + 0,46 \frac{2A \sum \alpha(kT)}{\sum S} \right], \quad (9)$$

где  $T_0$  - температура среды;

- для бериллия и окиси бериллия - соответственно экспериментальным данным работ [6, 25] с учетом зависимости от температуры нейтронов (рис. 7), полученной усреднением сечений  $\sigma_s$  и  $\sigma_{tz}$  [33-35] по максвелловскому спектру температуры  $T_H$ .

Определенные по 18- и 25-групповым системам констант величины  $K_{эф}$  приведены в табл. 2 (графы 9-11). Расчеты выполнялись на ЭВМ по программе АЛФА, которая позволяет рассчитать  $K_{эф}$  без учета запаздывающих нейтронов и декремент затухания  $\alpha$  (а если необходимо, то и  $V_{кр}^2$ ,  $\rho_{кр}^{235}$ , а также групповые потоки  $\phi_i$ , скорости реакций деления, поглощения и замедления и некоторые другие величины) для размножающих сборок без отражателя. Для таких сборок зависимость от координат в уравнении (7) можно исключить, заменив член  $D_j \nabla^2 \phi_j$  на  $-D_j B^2 \phi_j$ . Тогда в системе (7) останется число уравнений, равное числу энергетических групп, а условие критичности будет означать равенство нулю определителя  $A_{кр}$ . Его адъюнкты (по первой строке) представляют, очевидно, групповые потоки  $\phi_i$ .

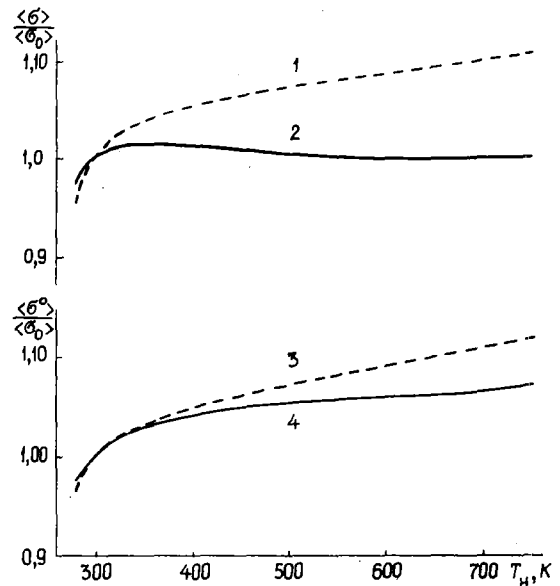


Рис. 7. Зависимость значения сечений  $\langle \sigma \rangle \equiv (\sigma^{-1})^{-1}$ , усредненных по максвелловскому спектру, от температуры нейтронов  $T_H$ : 1 и 2 -  $\langle \sigma_s \rangle$  и  $\langle \sigma_{tz} \rangle$  для бериллия; 3 и 4 - то же для окиси бериллия (значения при  $T_H = 293,4$  К приняты за единицу)

Программа АЛФА формирует определитель системы и путем итерации по источникам  $\nu^x = \nu/K_{эф}$  находит значение  $K_{эф}$ , при котором  $A_{k\ell} = 0$  (с учетом или без учета запаздывающих нейтронов). Для вычисления декремента затухания  $\alpha$  условие  $A_{k\ell} = 0$  достигается итерациями по  $\alpha$  (при  $K_{эф} = 1$ ) после замены сечений поглощения и источников [9]:

$$\Sigma_i^c \rightarrow \Sigma_i^c - (\alpha/v_i);$$

$$\chi_i \rightarrow (1 - \beta)\chi_i + \sum_{k=1}^m \frac{\lambda_k \beta_k}{\lambda_k - \alpha} \chi_i^k, \quad (10)$$

где  $v_i = [\overline{v^{-1}(E)}]^{-1}$  - обратное значение средней обратной скорости нейтронов группы  $i$ ;  $\beta_k, \chi_i^k, \lambda_k$  - выход, спектр и константа спада  $k$ -й группы запаздывающих нейтронов;  $\beta = \sum \beta_k$ .

Предварительно программа АЛФА позволяет вводить спектральные поправки (в промежуточной области - на отклонение спектра замедления от  $E^{-1}$ , в тепловой - на диффузионное охлаждение) и вычислять коэффициенты блокировки топлива для плоской ячейки по данным работы [21]. Выбор этой методики расчета был обусловлен тем, что:

- расчет коэффициента блокировки  $\beta_i$  для плоских ячеек методом Монте-Карло, выполненный В.А.Ходаковым (цитировано в работе [7]), дал результаты, совпадающие с данными расчета по работе [21];

- пробные расчеты коэффициента  $\beta_i$  вариационным методом [36] для некоторых систем с одинаковой концентрацией топлива, но с разным шагом, приводили к значительно большему разбросу значения  $K_{эф}$ , чем расчеты по данным работы [21].

Показатели  $n$  спектра замедления  $E^{-n}$ , рассчитанные по формуле (8) для сборок табл.2, находились в пределах 0,84-0,98, что вносило в значение  $K_{эф}$  поправку 0,2-1,6%. Поправка на диффузионное охлаждение вводилась путем уменьшения сечения рассеяния и переноса тепловых нейтронов в  $[1 - (C/D)B^2]$  раз, где  $C/D$  - отношение коэффициента диффузионного охлаждения к коэффициенту диффузии для чистых замедлителей.

В критических сборках работ [2,3] теплоновая оболочка и кислород твэла вносили заметные примеси: 35,5 атома углерода, 71 атом фтора, 3 атома кислорода и 0,11 атома  $^{238}\text{U}$  на каждый атом  $^{235}\text{U}$ . В 18-групповой системе отсутствуют константы углерода и фтора, поэтому при расчетах примеси углерода и фтора учитывались приближенно путем увеличения концентрации бериллия и кислорода из условия эквивалентности замедления.

По 25-групповой системе коэффициент  $K_{эф}$  рассчитывался только для сборок с  $\Delta \leq 1$  [см. формулу (2)], для которых имеет смысл понятие температуры нейтронов.

Результаты расчетов  $K_{эф}$  для критических сборок, выполненных автором настоящей работы по 18- и 25-групповым системам констант, приведены в графах 9 и 10 табл.2. Для сборок  $^{235}\text{U} + \text{BeO}$  эти результаты несколько ближе к единице (т.е. к эксперименту), чем результаты работ [18,19], причем более правильные параметры  $V_M^2$  дает параболическая экстраполяция к нулевой толщине слоя топлива. Однако заметно ухудшение согласия с расчетом при уменьшении концентрации  $^{235}\text{U}$  для 18-групповой системы констант и увеличении концентрации для 25-групповой системы. Это может быть связано с неточностью сечений [плохим приближением (13)]  $^{235}\text{U}$  для тепловых нейтронов, бериллия и кислорода для быстрых нейтронов. В самом деле в результате расчета возраста нейтронов до энергии 0,3 эВ получены значения: для BeO  $\tau = 105,9 \text{ см}^2$  по 18-групповой системе констант и  $\tau = 103,2 \text{ см}^2$  по 25-групповой системе (экспериментальное значение  $\tau = 104,5 \pm 2 \text{ см}^2$  [37]); для бериллия соответственно  $\tau = 79,7$  по 18-групповой системе;  $\tau = 80,8$  по 25-групповой системе (экспериментальное значение  $\tau = 74,6 \pm 1 \text{ см}^2$ ) (см. часть I).

Для критических сборок  $^{235}\text{U} + \text{BeO}$  работ [2,3]  $K_{эф}$  имеет разброс и заметно отличается от единицы. Его среднее значение для первых восьми сборок п.4а табл.2 равно  $0,9736 \pm 0,0096$ ;  $1,0369 \pm 0,0141$  и  $1,0601 \pm 0,0075$  для граф 8, 9 и 10 соответственно и  $1,0189 \pm 0,0141$  и  $1,0437 \pm 0,0129$  для граф 9 и 10 п.4б. Если учесть, однако, отмеченные выше неточности в расчетах величины  $\tau$  по 18-групповой системе и линейной аппроксимации  $V_{кр}^2$ , то коэффициент  $K_{эф}$  окажется равным примерно  $1,05 \pm 0,01$  для 18- и 25-групповых систем констант. В работе [20] нельзя почерпнуть никакой информации для объяснения столь большого значения  $K_{эф}$ . Неучтенный эффект возврата быстрых нейт-

ронов в сборке может только увеличить расхождение между результатами расчетов и измерений. Остается предположить, что большое значение  $K_{эф}$  связано с неточностью определения концентрации  $^{235}\text{U}$ . По величине  $\Delta M_{кр}/\Delta K_{эф}$  [19] ( $M_{кр}$  - критическая масса  $^{235}\text{U}$  в сборке) можно сделать вывод, что она завышена на 10-20%.

Проанализируем теперь данные о материальных параметрах. Для этого приведем их значения к одинаковой плотности замедлителя (2,86 г/см<sup>3</sup> для окиси бериллия и 1,85 г/см<sup>3</sup> для бериллия), пользуясь соотношением  $B^2(d_1)/B^2(d_2) = (d_1^2/d_2^2)$  [32].

На рис.8 изображена зависимость приведенных параметров  $B_M^2$  от отношения концентраций  $C = n(\text{Be}, \text{BeO})/n(^{235}\text{U})\eta_{th}$ , поправленного на коэффициент экранировки топлива для тепловых нейтронов  $\eta_{th}$ . Введение этого коэффициента как бы гомогенизирует сборки, поскольку они являются сборками на тепловых нейтронах или близкими к тепловым. Из рис.8 видно, что данные работ [18,19] и [2,3,20] группируются вблизи двух несовпадающих кривых, расстояние между которыми лежит за пределами погрешностей  $B_M^2$ , хотя все они должны лежать на одной кривой. Если уменьшить в сборках, описанных в работах [2,3,20], концентрацию  $^{235}\text{U}$  на 12-13%, т.е. на величину, полученную в части I, то треугольники рис.8 передвинутся с кривой 1 на кривую 2, где им соответствуют звездочки.

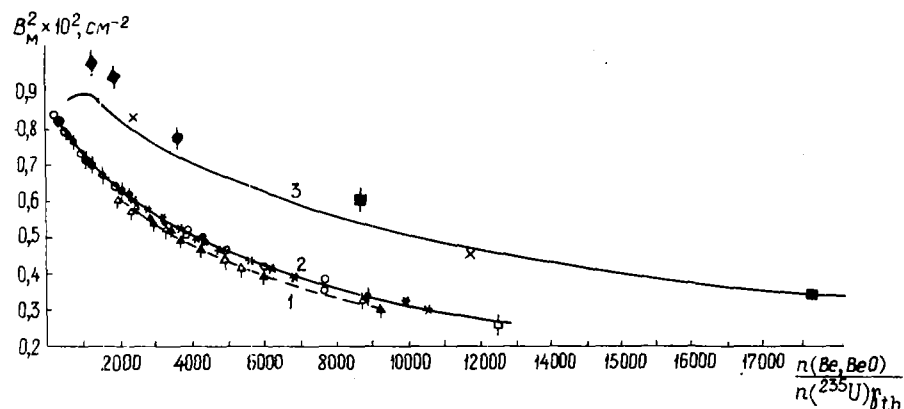


Рис.8. Зависимость материального параметра  $B_M^2 \equiv B_{кр}^2$  от отношения ядерных концентраций замедлитель -  $^{235}\text{U}$  (с поправкой  $\eta_{th}$  на самоэкранировку). Данные для сборки  $^{235}\text{U} + \text{Be}$ : x - [1]; ◆ - [2,3]; ■ - подкритические эксперименты настоящей работы. Данные для сборки  $^{235}\text{U} + \text{BeO}$ : ○, ● - [18,19]; ▲, ◆ - [2,3]; ☆ - подкритические эксперименты настоящей работы

Анализ параметра  $B_M^2$  для сборок  $^{235}\text{U} + \text{Be}$  затруднителен из-за недостаточного числа экспериментальных данных. Большой разброс этого параметра при малом отношении концентраций  $C$  может быть отчасти связан с неточностью сравнительно большой поправки на плотность для сборок работ [2,3,20]. Однако качественно экспериментальные значения этого параметра согласуются с результатами многогрупповых расчетов для гомогенных сферических систем  $^{235}\text{U} + \text{Be}$  без отражателя, представленных кривой 3 на рис.8 [38].

Эффект реакций  $(n, 2n)$  и  $(n, \alpha)$ , рассчитанный по 18-групповой системе констант, близок к экспериментальному значению для бериллия -  $\epsilon_{\text{Be}} = 0,086 \pm 0,096$  и завышен для окиси бериллия -  $\epsilon_{\text{BeO}} = 0,068 \pm 0,084$ ; рассчитанный по 25-групповой системе этот эффект близок к экспериментальному значению для окиси бериллия -  $\epsilon_{\text{BeO}} = 0,046 \pm 0,048$  и несколько занижен для бериллия -  $\epsilon_{\text{Be}} = 0,062 \pm 0,079$  [15].

Таким образом, проверка 18- и 25-групповых систем констант показала, что они дают возможность рассчитывать коэффициент  $K_{эф}$  с удовлетворительной точностью, приближенно оценить возраст  $\tau$  и эффект реакций  $(n, 2n)$  и  $(n, \alpha)$ . При этом обнаружили систематические погрешности в определении  $K_{эф}$  и  $B_M^2$  для сборок работ [2,3,20], вызванные, очевидно, завышением на 12-13% концентрации  $^{235}\text{U}$  в этих сборках.

Измерение средней скорости нейтронного спектра  
и проверка количества  $^{235}\text{U}$  в твале

Измерения декрементов затухания  $\alpha$ , приведенных в табл.3, описаны в части I. Погрешности измерений составляли около 0,7–1%. В настоящем разделе кратко описываются только эксперименты по измерению средних скоростей спектра тепловых нейтронов, необходимых для определения температуры нейтронов  $T_n$  по выражению (9) и сечений  $\sigma_a$  и  $\sigma_f$ , а также эксперименты по проверке количества  $^{235}\text{U}$  в твале. Необходимость такой проверки показали описанные выше результаты анализа критических сборок [2,3,20].

Средние скорости измерялись по пропусканию борных фильтров для нейтронов утечки из сборок  $^{235}\text{U}+\text{Be}$  размерами 70x60x65 см по сравнению со скоростями нейтронов для равновеликих блоков бериллия. Использовались фильтры толщиной 0,011 и 0,023 г/см<sup>2</sup> бора и 0,43 г/см<sup>2</sup> кадмия; с помощью последнего выделялась тепловая часть спектра (близкая к максвелловскому распределению). Сборки и блок возбуждались как импульсным, так и постоянным (Pu+Be)-источником нейтронов, причем с помощью импульсного источника измерялась скорость асимптотического спектра. Методика подобных измерений описана в работе [11].

Таблица 3

Средние скорости тепловых нейтронов в слоистых сборках  $^{235}\text{U}+\text{Be}$   
( $\bar{v}_{c\delta}$ ) по сравнению со средними скоростями  
в равновеликих блоках ( $\bar{v}_{\delta l}$ ) замедлителя и их анизотропия

Характеристика сборки	Эксперимент			Расчет $\bar{v}_{c\delta}/\bar{v}_{\delta l} = \sqrt{T_n/T_0}$ по (9)
	Метод пропускания борных фильтров		Метод измерения $\phi/\rho^*$	
	$\bar{v}_1/\bar{v}_n$	$\bar{v}_{c\delta}/\bar{v}_{\delta l}$		
Сборка $^{235}\text{U}+\text{Be}$ размерами 70x60x65,5 см, шаг 4,09 см (один твал в слое); реактивность $\rho/\rho_{эф} = 62,0 \pm 2,5$ ; $\beta_{th} = 0,958$	I,027 $\pm$ 0,01	I,045 $\pm$ 0,006	I,054 $\pm$ 0,010	I,025
Сборка $^{235}\text{U}+\text{Be}$ размерами 70x60x62 см, шаг 2,09 см (один твал в слое); реактивность $\rho/\rho_{эф} = 20,4 \pm 0,8$ ; $\beta_{th} = 0,964$	I,050 $\pm$ 0,010	I,105 $\pm$ 0,008	-	I,045

\*  $\phi$  - поток,  $\rho$  - плотность нейтронов.

Результаты измерений приведены в табл.3. Оказалось, что средняя скорость тепловых нейтронов  $\bar{v}$  зависит от направления утечки по отношению к слоям топлива, причем  $\bar{v}_1 > \bar{v}_n$ . Очевидно, преимущественное поглощение медленных нейтронов слоями топлива уменьшает их долю в спектре в направлении, перпендикулярном слоям. Значения  $\bar{v}$  в таблице определялись как  $\bar{v} = \sqrt{1/3 \bar{v}_1^2 + 2/3 \bar{v}_n^2}$ .

Средние скорости измерялись и другим методом, описанным в работе [39]. В этом методе используются детекторы, чувствительные к плотности нейтронов (BF<sub>3</sub>-счетчик) и к потоку нейтронов (счетчик  $\beta$ -частиц, заключенный в кадмиевый экран). Отношение скоростей счета этих детекторов в соответствующих точках сборки и такого же по размерам блока замедлителя равны отношению средних скоростей нейтронных спектров, т.е.  $\bar{v}_{c\delta} : \bar{v}_{\delta l} = (N_\beta / N_{BF_3})_{c\delta} : (N_\beta / N_{BF_3})_{\delta l}$ . Такой метод имеет, однако, недостаток: внесение кадмия в сборку может исказить спектр и изменить размножение нейтронов. Но результаты измерений для сборок с небольшим размножением (подкритичность  $\rho/\rho_{эф} \approx 37$ ) в пределах погрешностей совпали с результатами, полученными по пропусканию борных фильтров (см. табл. 3). В табл. 3 приведены также расчетные значения  $\bar{v}_{c\delta}/\bar{v}_{\delta l} = \sqrt{T_n/T_0}$  по формуле (9), оказавшиеся заметно меньше экспериментальных.

Количество  $^{235}\text{U}$  в твале измерялось по пропусканию пучка нейтронов стопкой из 22 твалов методом пролета (пролетная база 9,6 м). Учитывая содержащиеся в твале кислород, углерод и фтор

и неточность определения мощности пучка, для величины пропускания  $T(E_i)$  можно получить соотношение

$$\ln T^{-1}(E_i) = \text{const} + n_5 \left[ \sigma_t^5(E_i) + 2,96 \sigma_t^0(E_i) + 37,5 \sigma_t^c(E_i) + 75 \sigma_t^f(E_i) \right], \quad (\text{II})$$

где  $n_5$  - число атомов  $^{235}\text{U}$  на  $1 \text{ см}^2$  стопки твэлов;  $E_i$  - средняя энергия нейтронов, регистрируемых  $i$ -м каналом анализатора.

После подстановки измеренных пропусканий  $T(E_i)$  и полных сечений  $\sigma_t(E_i)$ , взятых из работы [33], система (II), состоящая более чем из ста уравнений, была решена на ЭВМ по методу наименьших квадратов. В результате получено значение  $n_5 = (0,7242 \pm 0,0062) \cdot 10^{21}$ , или  $1,16 \pm 0,01 \text{ г } ^{235}\text{U}$  в пересчете на один твэл, что на 13% меньше, чем указано в работах [2,3,20] и согласуется с данными, приведенными в части I.

#### Многогрупповые расчеты подкритических сборок $^{235}\text{U} + \text{Be}$

Расчет декремента затухания  $\alpha$  и эффективного коэффициента размножения  $K_{\text{эф}}$ . Эти расчеты выполнялись на ЭВМ по программе АЛФА так же, как и расчеты критических сборок (см. выше). Использовалась 25-групповая система констант, поскольку она содержит более полные данные о сечениях и спектрах запаздывающих нейтронов. По 18-групповой системе рассчитывались только некоторые дополнительные величины.

В отличие от расчета коэффициента  $K_{\text{эф}}$  расчеты декремента затухания  $\alpha$  явно включают параметры нейтронного спектра  $v_i^{-1}$  [см. формулу (10)], которые определялись путем усреднения величины  $v^{-1}(E)$  по спектру в пределах каждой группы: для быстрых нейтронов - по спектру деления, для промежуточных нейтронов - по спектру замедления  $E^{-n}$ , для тепловых нейтронов - по максвелловскому спектру, что дает значение  $v_1 = (\pi/4)\bar{v}$ .

Реальный спектр тепловых нейтронов, т.е. первой группы 25-групповой системы, включает компоненту замедления и имеет границу при  $E_c = 0,465 \text{ эВ}$ . Поэтому в значение  $v_1$  вводились поправки по экспериментальным значениям  $\alpha$  для критической и нейтральной сборки (см. часть I). Поправки составляли около 10-20%. Это свидетельствовало о существенном вкладе компоненты замедления, что видно и из спектра потоков для критического состояния (рис.9). Диффузионное охлаждение учитывалось умножением скорости  $v_1$  на величину  $[1 - (C/D)B^2]$ .

Результаты расчетов  $K_{\text{эф}}$  и  $\alpha$  приведены в табл.4. причем концентрация  $^{235}\text{U}$  взята на 12% меньшей, чем указано в работах [2,3,20]. Расчетные значения  $\alpha$  отклоняются от экспериментальных максимум на +8%, совпадая с ними, как правило, в пределах 2-3%.

Для более точных расчетов декремента затухания необходимо прежде всего уточнить среднюю величину обратной скорости группы тепловых нейтронов  $v_1^{-1}$ , поскольку изучавшиеся сборки являются размножающими системами на тепловых нейтронах. Для этого требуются расчеты спектров в сборках с учетом реального закона рассеяния и диффузионного охлаждения.

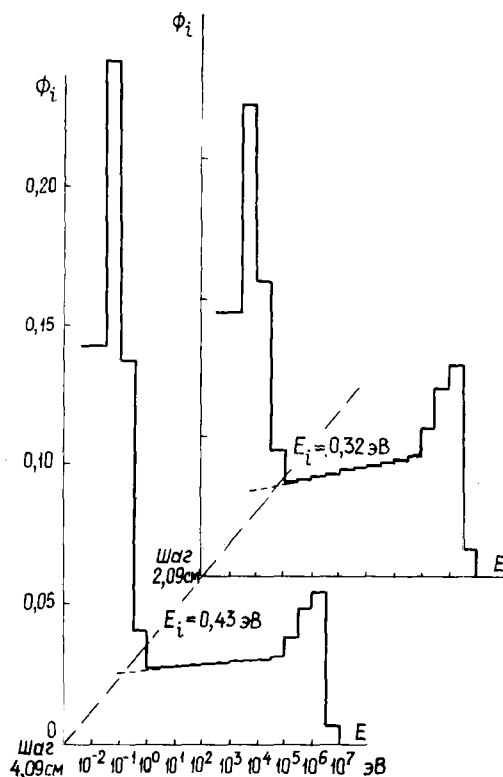


Рис.9. Спектр потоков для критических сборок  $^{235}\text{U} + \text{Be}$

Таблица 4

Результаты измерений и расчетов декремента затухания  $\alpha$  и эффективного коэффициента размножения  $K_{эф}$  в сборках  $^{235}\text{U}+\text{Be}$

№ п.п.	Размер сборки, см	Геометрический параметр $V^2 \times 10^2, \text{см}^{-2}$	$\alpha, \text{с}^{-1}$		$K_{эф}$ (расчет)
			Эксперимент	Расчет	
I	70, Ix70, 2x73,8	0,548I	476,9	508,0	0,7404
2	70, Ix70, 2x69,8	0,5689	5II,7	552,2	0,7208
3	70, Ix70, 2x65,6	0,6026	575,3	606,7	0,6973
4	60, Ix70, 2x73,8	0,6I44	6I7,6	654,8	0,677I
5	70, Ix70, 2x6I,5	0,62I4	634,0	669,9	0,6709
6	60, Ix70, 2x69,7	0,6346	657,9	698,9	0,659I
7	60, Ix70, 2x65,6	0,6682	722,7	750,8	0,6386
8	60, Ix70, 2x6I,5	0,6870	779,0	8I2,4	0,6I49
9	60, Ix60, 2x69,7	0,7002	799,2	840,0	0,6046
IO	60, Ix70, 2x67,4	0,72I6	850,7	886,3	0,5877
II	60, Ix60, 2x65,6	0,7339	866,9	890,6	0,5862
I2	60, Ix60, 2x6I,5	0,7526	9I5,0	950,6	0,5649
I3	60, Ix60, 2x57,4	0,7873	979,6	IO22,7	0,5404
I4	60, Ix60, 2x53,3	0,8300	IO72,0	II00,0	0,5I20
I5	50, Ix60, Ix65,6	0,83II	IO70,0	III3,4	0,5IIO
I6	50, Ix60, Ix6I,5	0,8595	II26,0	II7I, I	0,493I
I7	50, Ix60, Ix57,4	0,8942	II96,7	I240,4	0,4723
I8	50, Ix60, Ix53,3	0,9396	I286,6	I324,4	0,4483
I9	50, Ix50, Ix6I,5	0,9665	I347,4	I38I,7	0,4326
20	50, Ix50, Ix59,4	0,979I	I387,3	I4I4,3	0,4239
2I	50, Ix60, Ix49,2	0,9902	I389, I	I427,6	0,4204
22	50, Ix50, Ix57,4	I,00I2	I428,5	I448,4	0,4I49
23	50, Ix50, Ix53,3	I,0438	I509,4	I529,4	0,3944
24	50, Ix50, Ix49,2	I,097I	I6I3,0	I629, I	0,3705
25	50, Ix50, Ix45, I	I, I648	I748, I	I753,3	0,3426
26	40, Ix50, Ix57,4	I, I926	I787,2	I803,2	0,3320
27	40, Ix50, Ix33,3	I, 2353	I860, I	I879,5	0,3I63
28	50, Ix50, Ix4I,0	I, 253I	I896,6	I9IO,6	0,3IOI
29	40, Ix50, Ix49,2	I, 2887	I965,4	I973,5	0,2980
30	40, Ix50, Ix45, I	I, 3563	2080,4	2090,9	0,2765
3I	50, Ix50, Ix36,9	I, 3696	2IOI,0	2II4,4	0,2734
32	40, Ix50, Ix4I,0	I, 4445	2242,3	2240,0	0,25I3
33	40, Ix40, Ix49,2	I, 480I	2305,3	2299,4	0,24I9
34	40, Ix40, Ix46, I	I, 5295	2380,2	238I,2	0,2295
35	40, Ix40, Ix45, I	I, 5478	24IO,2	24IO,8	0,2252
36	40, Ix50, Ix39,9	I, 56II	24I7,2	2433,2	0,22I9
37	40, Ix40, Ix40, I	I, 66I2	257I,6	2552,7	0,2054
38	40, Ix50, Ix32,8	I, 72I8	2657,4	2689,3	0, I880
39	40, Ix40, Ix36,9	I, 7526	2754,5	2737,0	0, I823
40	40, Ix40, Ix32,8	I, 9I32	2999,5	2982,0	0, I553
4I	30, Ix40, Ix45, I	I, 9438	3044,3	3027,0	0, I508
42	30, Ix40, Ix4I,0	2,0572	3I97,2	3I56,8	0, I385
43	30, Ix40, Ix36,9	2, I486	3370, I	3326, I	0, I239

Сборки с одним твэлом в слое, шаг 4,09 см; ядерные концентрации  $\text{С} \times 10^{-24}$ :

$n(\text{Be}) = 0,1177$ ;  $n(^{235}\text{U}) = 0,7256 \cdot 10^{-5}$ ;  $n(\text{Be})/n(^{235}\text{U}) = 16220$

№ п.п.	Размер сборки, см	Геометрический параметр $V^2 \times 10^2$ , см <sup>-2</sup>	$\alpha$ , с <sup>-1</sup>		$K_{эф}$ (расчет)
			Эксперимент	Расчет	
44	30, Ix40, Ix35,9	2,1818	3371,2	3375,2	0,1199
45	30, Ix40, Ix32,8	2,3093	3574,6	3552,5	0,1067
46	30, Ix30, Ix41,0	2,4533	3785,0	3714,7	0,0958
47	30, Ix40, Ix28,7	2,5374	3897,0	3864,2	0,0868
48	30, Ix30, Ix36,9	2,5447	3928,0	3872,6	0,0863
49	30, Ix30, Ix32,8	2,7053	4176,7	4084,4	0,0749
50	30, Ix30, Ix28,7	2,9334	4440,4	4377,3	-
51	30, Ix30, Ix24,6	3,2750	4875,9	4800,0	-
52	20, Ix30, Ix36,9	3,5893	5246,6	5170,8	-
53	20, Ix30, Ix32,8	3,7500	5397,1	5356,7	-
54	20, Ix30, Ix28,7	3,9780	5699,3	5616,0	-
55	20, Ix30, Ix24,6	4,3196	5997,3	5993,8	-
56	20, Ix20, Ix32,8	4,7945	6422,0	6498,2	-
57	20, Ix20, Ix28,7	5,0226	6720,0	6735,4	-

Сборки с одним твэлом в слое, шаг 2,09 см; ядерные концентрации  $C \times 10^{-24}$ :  
 $n(\text{Be})=0,1156$ ;  $n(^{235}\text{U})=0,1437 \cdot 10^{-4}$ ;  $n(\text{Be})/n(^{235}\text{U})=8040$

I	50, Ix60, 2x62,6	0,8504	984,0	1070,3	0,6749
2	50, Ix60, 2x60,6	0,8664	1032,7	1113,2	0,6636
3	50, Ix60, 2x56,4	0,9034	1142,2	1216,8	0,6368
4	50, Ix60, 2x52,2	0,9491	1278,3	1342,3	0,6054
5	50, Ix50, Ix60,6	0,9733	1344,7	1470,0	0,5897
6	50, Ix50, Ix58,5	0,9908	1403,8	1453,8	0,5785
7	50, Ix50, Ix56,4	1,0103	1466,1	1505,2	0,5664
8	50, Ix50, Ix54,3	1,0320	1505,2	1561,9	0,5533
9	50, Ix50, Ix52,2	1,0563	1586,7	1624,7	0,5390
10	50, Ix50, Ix50,1	1,0835	1627,8	1694,3	0,5235
11	50, Ix50, Ix48,0	1,1140	1698,4	1771,9	0,5067
12	50, Ix60, Ix41,8	1,1479	1818,0	1800,9	0,5005
13	50, Ix40, Ix56,4	1,2014	1959,0	1984,1	0,4627
14	50, Ix40, Ix54,3	1,2323	2019,5	2036,2	0,4523
15	50, Ix15, Ix41,8	1,2335	2011,2	2059,5	0,4477
16	50, Ix40, Ix52,2	1,2474	2080,8	2093,8	0,4411
17к	50, Ix40, Ix50,1	1,2746	2111,8	2157,9	0,4288
18к	50, Ix40, Ix50,1	1,2746	2141,7	2157,9	0,4288
19	50, Ix50, Ix39,7	1,2858	2183,6	2182,5	0,4242
20	50, Ix40, Ix48,0	1,3052	2218,8	2229,3	0,4155
21к	50, Ix40, Ix46,0	1,3390	2307,0	2305,1	0,4017
22к	50, Ix40, Ix46,0	1,3390	2323,1	2305,1	0,4017
23	50, Ix50, Ix37,6	1,3466	2322,2	2322,2	0,3986
24	50, Ix40, Ix43,9	1,3795	2375,7	2394,3	0,3859
25к	50, Ix40, Ix41,8	1,4246	2508,5	2494,9	0,3687
26к	50, Ix40, Ix41,8	1,4246	2517,6	2494,9	0,3687
27	40, Ix40, Ix50,1	1,4658	2595,6	2585,9	0,3536
28	50, Ix40, Ix36,7	1,4769	2636,3	2610,0	0,3500
29	40, Ix40, Ix48,0	1,4963	2665,0	2552,1	0,3430
30	40, Ix40, Ix46,0	1,5302	2786,7	2722,5	0,3319
31	50, Ix40, Ix37,7	1,5352	2763,9	2731,7	0,3305
32	40, Ix40, Ix43,9	1,5706	2859,0	2805,3	0,3193

№ п.п.	Размер сборки, см	Геометрический параметр $V^2 \times 10^2, \text{см}^{-2}$	$\alpha, \text{с}^{-1}$		$K_{\text{эф}}$ (расчет)
			Эксперимент	Расчет	
33	50, Ix40, Ix35,5	1,6088	2920,3	2886,4	0,3073
34	40, Ix40, Ix41,8	1,6158	2956,7	2898,9	0,3055
35	40, Ix40, Ix39,7	1,6681	3045,4	3005,0	0,2904
36	40, Ix40, Ix37,6	1,7288	3190,3	3125,9	0,2740
37	40, Ix40, Ix35,5	1,8000	3334,0	3264,4	0,2560
38	40, Ix40, Ix33,4	1,8840	3487,8	3424,0	0,2366
39	30, Ix40, Ix43,9	1,9660	3650,3	3571,8	0,2196
40	30, Ix40, Ix41,8	2,0112	3756,9	3653,8	0,2107
41	30, Ix40, Ix39,8	2,0614	3854,2	3742,4	0,2014
42	30, Ix40, Ix37,6	2,1243	3962,8	3853,8	0,1901
43	30, Ix40, Ix35,5	2,1954	4067,0	3976,5	0,1784
44	30, Ix40, Ix33,4	2,2795	4233,4	4118,5	0,1655
45	30, Ix40, Ix31,3	2,3792	4417,0	4283,9	0,1515
46	30, Ix30, Ix39,8	2,4568	4519,2	4403,5	0,1421
47	30, Ix40, Ix29,2	2,5000	4598,7	4472,0	0,1369
48	30, Ix30, Ix37,6	2,5197	4613,2	4503,9	0,1346
49	30, Ix30, Ix35,5	2,5908	4753,6	4614,7	0,1266
50	30, Ix30, Ix33,4	2,6749	4854,6	4743,4	0,1180
51	30, Ix30, Ix31,3	2,7746	5021,0	4894,0	0,1085
52	30, Ix30, Ix30,3	2,8258	5108,0	4974,8	0,1037
53	30, Ix30, Ix29,2	2,8955	5218,0	5071,6	0,0982
54	30, Ix30, Ix27,2	3,0927	5404,0	5271,9	0,0876
55	30, Ix30, Ix25,1	3,2249	5646,4	5523,6	0,0758
56	30, Ix30, Ix23,0	3,4501	5984,5	5829,6	0,0634
57	30, Ix20, Ix33,4	3,7173	6245,0	6166,8	0,0520
58	30, Ix20, Ix29,2	3,9378	6513,8	6460,9	0,0442
59	30, Ix20, Ix25,1	4,2673	6880,2	6825,6	0,0351
60	30, Ix20, Ix33,4	4,7606	7265,0	7384,4	-
61	30, Ix30, Ix20,1	4,7926	7365,8	7567,2	-
62	30, Ix20, Ix29,2	4,9931	7498,0	7626,6	-

Примечание. Буквой "к" у порядкового номера отмечены сборки, для которых декремент затухания измерялся дважды: с портативным источником DТ-нейтронов и на линейном ускорителе.

Дополнительные расчеты были выполнены для критическихборок. Полученные в части I значения параметра  $V_{\text{кр}}^2$ , приведенные к плотности бериллия  $1,85 \text{ г/см}^3$ , равны  $(0,374 \pm 0,004) \cdot 10^{-2}$  и  $(0,605 \pm 0,006) \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-2}$  дляборок соответственно с шагом 4,09 и 2,09 см, а рассчитанные по 25-групповой системе коэффициенты  $K_{\text{эф}}$  равны соответственно 1,0020 и 0,9895. По этой же системе рассчитывались параметры  $\beta_{\text{эф}}$ , возрасты запаздывающих нейтронов и нейтронов реакции  ${}^9\text{Be}(n, 2n)$ , а также поправки  $\Delta\tau_1, \Delta\tau_2, \Delta\tau_3$ . По 18-групповой системе рассчитывались групповые потоки (см. рис.9), скорости различных реакций, коэффициенты блокировки  $\beta_{th}$ , вероятности избежать резонансного поглощения  $p$ , коэффициенты теплового использования  $f$  и размножения на тепловых  $K_{\infty}^{th}$  и резонансных  $K_{\infty}^z$  нейтронах, кадмиевое отношение  $R$  и т.п. (см.табл.1). Подробнее об этом см. в расчетах подкритическихборок  ${}^{235}\text{U}+\text{BeO}$ .

Следует отметить, что результаты настоящих расчетов удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными.



Список литературы

1. АРЕХ-633. Evaluation of Berillium and Uranium Cross-Sections for Neutron Diffusion Theory Calculation. F.G.Dowson 58. UC-34.
2. Пономарев-Степной Н.Н., Ломакин С.С. Атомная энергия, 1964, т.16, с.228.
3. Bondarenko I.I. e.a. Proceedings of the Third International Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy. V. 3. New York: United Nations, 1965, p.248.
4. Гарин В.П., Митрохин Ю.К. В кн.: Теоретические и экспериментальные проблемы нестационарного переноса нейтронов. М.: Атомиздат, 1972, с.292.
5. Пономарев-Степной Н.Н., Ломакин С.С., Дегальцев Ю.Г. Атомная энергия, 1963, т.15, с.259.
6. Zhezherun I.F. Proceedings of the Symposium on Neutron Thermalization and Reactor Spectra. V. 2. Vienna: IAEA, 1968, p.379.
7. Силин И.Н. Стандартная программа для решения задач методом наименьших квадратов.-Препринт ОИЯИ, № II-3362, Дубна, 1967.
8. Gozani T. Nucleonics, 1962, v.4, p.348.
9. Межерун И.Ф. См./4/, с.224.
10. Beckurts K.H. Proceedings of the Second Symposium on the Application of Pulsed Neutron Technique. UCRL-5665, 1958.
11. Межерун И.Ф. Атомная энергия, 1965, т.18, с.127.
12. Williams M.M.R. Nucl. Sci. and Engng, 1964, v. 19, p. 221.
13. Хвачевски С., Дыбовски К. Proceedings of the Symposium on Pulsed Neutron Research. V. 2. Vienna: IAEA, 1965, p.287.
14. Kinney W.E. Neutron Physics Annual Progress Report (September, 1960 ). ORNL-3016, p.169-183.
15. Межерун И.Ф., Тарабанько В.А. Атомная энергия, 1972, т.33, с.914.
16. Уз Д. Нейтронные исследования на ядерных котлах. М.: Изд-во иностр.лит., 1954, с.161.
17. Amster H., Perkins S.T. - J. Nucl. Energy, 1967, v. 21, p.26.
18. Kloverstrom F.A., Deck R.M.R., Regenga A.J. Nucl.Sci. and Engng, 1960, v. 8, p.221.
19. Lingenfelter R.E. Ibid., p.226.
20. Ломакин С.С. Атомная энергия, 1965, т.19, с.69.
21. Cohen E.R. Nucl. Sci. and Engng, 1958, v. 4, p.255.
22. Марчук Г.И. Методы роста реакторов. М.: Госатомиздат, 1961.
23. Бюллетень Информационного центра по ядерным данным. Вып.3. М.: Атомиздат, 1967.
24. Кипин Дж.Р. Физические основы кинетики ядерных реакторов. М.: Атомиздат, 1967.
25. Цит.в ст. S.K.Thrikha. - J. Nucl. Energy, 1965, v. 19, parts A/B, p.687.
26. Schmidt J.J. Neutron Cross-Section for Fast Reactor Materials. II. KFK-120: EANDC-E-35U.
27. Axfors T.N., Hines K.C., Pollard J.P. - J. Nucl. Energy, 1964., v.18, part A/B, p.131.
28. Абагян А.П., Базазянц Н.О., Бондаренко И.И., Николаев М.Н. Групповые константы для расчета ядерных реакторов. М.: Атомиздат, 1964.
29. Базазянц Н.О., Зарицкий С.М., Троянов М.Ф. Обсчет экспериментов на сборках ZPR-III при помощи системы констант ФЭИ.-В кн.: Бюллетень Информационного центра по ядерным данным. Вып.2, М.: Атомиздат, 1965, с.247.
30. Бюллетень Информационного центра по ядерным данным. Вып.4. М.: Атомиздат, 1968.
31. Гордеев И.В., Кардашев Д.А., Малышев А.В. Ядерно-физические константы. М.: Атомиздат, 1963, с.481.
32. Вейнберг А., Вигнер Е. Физическая теория ядерных реакторов. М.: Изд-во иностр.лит., 1961, с.317.
33. Хьюдж Д.Ж., Шварц Р.Б. Атлас нейтронных сечений. М.: Атомиздат, 1959.
34. Сингви К., Кохари Л. Труды Второй международной конференции по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1958). Избр.докл.иностр.ученых. Т.2. М.: Атомиздат, 1959, с.675.
35. Межерун И.Ф., Садиков И.П., Чернышов А.А. Атомная энергия, 1962, т.13, с.250.
36. Bohl L.S., Stewart J.C., Francis N.C. Nucl. Sci. and Engng, 1958, v. 4, p.27.
37. Межерун И.Ф. и др. Атомная энергия, 1962, т.13, с.258.
38. Марчук Г.И. и др. Критические параметры гомогенных размножающих систем. М.: Атомиздат, 1965.
39. Толстов К.Д., Шапиро Ф.Л., Штраних И.В. Сессия АН СССР по мирному использованию атомной энергии (1-5 июля 1955 г.).Заседание отделения физико-математических наук. М.: Изд-во АН СССР, 1955, с.87-132.

Статья поступила в редакцию 24 июня 1982 г.

PULSED NEUTRON STUDY OF  $^{235}\text{U} + \text{BeO}$  NEARLY HOMOGENEOUS SYSTEMS. Results of study of  $^{235}\text{U} + \text{BeO}$  nearly homogeneous subcritical bare assemblies, which consist of thin layers of moderator and fuel, are presented. By means of the analysis of the dependence of the measured decay constant on the reactivity and assembly buckling nearly comprehensive data on these multiplication systems are obtained, including all macro- and majority of microparameters. Decay constant multigroup calculation for this assemblies are also presented.

#### ЧАСТЬ 1. ВОЗРАСТНО-ДИФфуЗИОННАЯ МОДЕЛЬ

Размножающиеся системы  $^{235}\text{U} + \text{BeO}$  могут найти применение в атомной технике как высокотемпературные энергетические реакторы. Однако свойства этих систем изучены недостаточно. Сравнительно много данных имеется только по материальным параметрам  $B_M^2$ , полученным в экспериментах с критическими сборками [1-4]. Из экспериментов с подкритическими сборками известна только одна работа [5], выполненная методом импульсного источника нейтронов. В ней изучались слоистые сборки  $^{235}\text{U} + \text{BeO}$  с расстоянием между слоями (шагом плоской решетки) 2,54; 2,62 и 5,08 см и отношением ядерных концентраций оксид бериллия -  $^{235}\text{U}$  от 123 до 3830. Спеченная оксид бериллия была в виде пластин, металлический уран 93,2%-ного обогащения - в виде фольг размерами 13,35 x 13,35 см, толщиной 0,03 и 0,05 мм. Для предотвращения окисления урана фольги покрывались 0,0064-мм слоем тефлона. Измерены декременты затухания  $\alpha$  около 30борок без отражателя и влияние на него отражателей, помещаемых на поверхности, а также плоских слоев поглотителей, помещаемых в серединеборок. Результаты измерений предназначались, очевидно, для проверки многогрупповых расчетов, так как из них определены только декременты затухания для критического состояния  $\alpha_{кр}$ . Автор указывает также на новую возможность такой проверки путем сравнения рассчитанной эффективной доли запаздывающих нейтронов  $\beta_{эф}$  с измеренной  $\beta_{эф} = -\alpha_{кр} \ell$ . Время жизни нейтронов выводится на основе экспериментальных данных как отношение производных эффективного коэффициента размножения  $K$  и декремента  $\alpha$  по геометрическому параметру  $B^2$ :

$$\ell = - \frac{dK}{d\alpha} = \frac{\Delta K / \Delta B^2}{\Delta \alpha / \Delta B^2}.$$

В настоящей работе описываются эксперименты с подкритическими сборками  $^{235}\text{U} + \text{BeO}$ , выполненные методом импульсного источника нейтронов и являющиеся продолжением работы автора с системами  $^{235}\text{U} + \text{Be}$  [6]. В первой части дается интерпретация результатов измерений по возрастно-диффузионной модели, во второй - по многогрупповой.

#### Описание экспериментов и результатов измерений

Сборки собирались в форме параллелепипеда, близкого к кубу, из плоских слоев спеченной оксид бериллия и топлива. Их размеры варьировались в пределах (30x40x40) - (70x80x87) см. Оксид бериллия была в виде пластин размерами 5x10x10 и 1,5x5x10 см со средней плотностью 2,8 г/см<sup>3</sup>; ее ядерно-диффузионные параметры измерены ранее [7]. Топливо - в виде плоских твэлов [8] из смеси  $\text{U}_2\text{O}_8$  с тефлоном в тефлоновой оболочке, с ураном, обогащенным по  $^{235}\text{U}$  до 90%, как и в работе [6]. Аналогичной была и постановка эксперимента. Отличие состояло только в том, что большие сборки  $^{235}\text{U} + \text{BeO}$ , для которых кроме декремента затухания измерялась также реактивность, помещались на решетчатой платформе дальше от пола зала - на высоте 3,2 м.

Декремент затухания определялся на ЭВМ по измеряемому спаду плотности нейтронов  $N(t)$  методом наименьших квадратов [9] и проверялся на устойчивость так же, как и в работе [6]. Погрешности  $\Delta\alpha$  оценены в 0,7-1,0%. Измерения были выполнены на более чем сотнеборок слоистых систем  $^{235}\text{U} + \text{BeO}$  с плоскими слоями оксид бериллия толщиной 5 см и топлива с одним, двумя и тремя твэлами в слое. С учетом толщины твэла шаг плоской решетки для этих систем был соответственно 5,06; 5,13 и 5,18 см. Результаты измерений декремента затухания и реактивности  $\rho$  приведены на рис. 1 и 2 (точки). Погрешности отмечены вертикальными черточками.

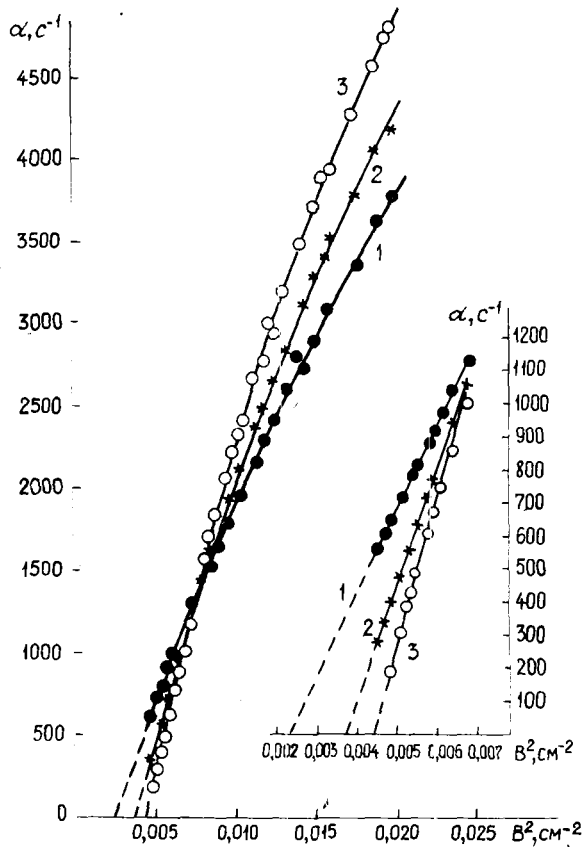


Рис.1

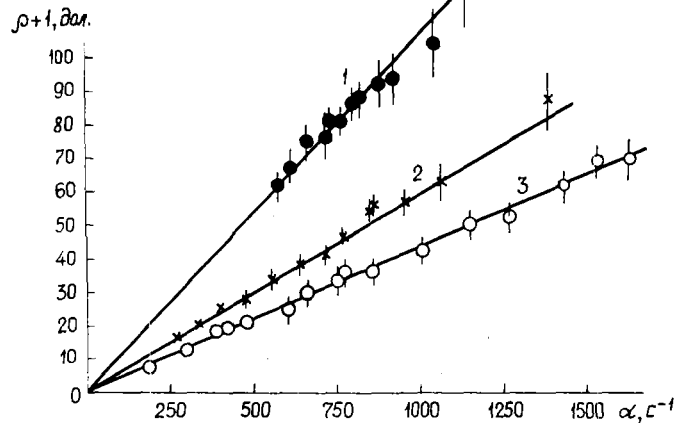


Рис.2

Рис.1. Зависимость декремента затухания  $\alpha$  от геометрического параметра  $B^2$  для систем  $^{235}\text{U}+\text{BeO}$ :  $\bullet$ ,  $*$ ,  $\circ$  - для сборок с одним, двумя и тремя твэлами в слое соответственно; кривые 1,2,3 получены по выражению (2) с указанными в табл.1 параметрами. Внутри рисунка - определение критического параметра для мгновенных нейтронов  $B_{кр,м}^2$  линейной аппроксимацией  $\alpha(B^2)$

Рис.2. Зависимость декремента затухания  $\alpha$  от отрицательной реактивности  $\rho$  для систем  $^{235}\text{U}+\text{BeO}$ :  $\bullet$ ,  $*$ ,  $\circ$  - экспериментальные точки для сборок с одним, двумя и тремя твэлами в слое соответственно; прямые 1,2,3 получены методом наименьших квадратов; тангенс угла наклона дает  $\alpha_{кр} = d\alpha/d\rho$

### Обработка результатов измерений и их обсуждение

**Вывод параметров из экспериментальных данных и их анализ.** Теория экспериментов с импульсным источником нейтронов дает в возрастно-диффузионном приближении известное соотношение [10], связывающее декремент затухания в сборке и ее геометрический параметр с параметрами размножающей среды:

$$\alpha = \nu \Sigma_a + DB^2 - CB^4 - \nu \Sigma_a K_\infty (1 - \beta_{эф}) \exp(-\tau B^2 + \alpha t_3). \quad (1)$$

Первые три члена определяют потери тепловых нейтронов  $\Pi(B^2)$  - поглощение и утечку; последний - их генерацию  $\Gamma(B^2)$ . Обозначения общепринятые (табл.1). В данной работе использовалось аналогичное соотношение

$$\alpha = \nu \Sigma_a + D_{||} B_{||}^2 + D_{\perp} B_{\perp}^2 - CB^4 - \nu \Sigma_a (1 - \beta) \varepsilon \exp[\ln K_\infty (-\tau^X B^2 + \omega B^4 + \alpha t_3)], \quad (2)$$

являющееся обобщением выражения (1) с учетом специфики изучавшихся сборок [6], а также формулы

$$\alpha = \alpha_{кр}(1 + \rho) = (K\beta/l)(1 + \rho), \quad (3)$$

связывающей декремент затухания с реактивностью сборки. Здесь

$$B_{||}^2 = \pi^2(x_{эф}^{-2} + y_{эф}^{-2}); \quad B_{\perp}^2 = \pi^2 z_{эф}^{-2}; \quad B^2 = B_{||}^2 + B_{\perp}^2.$$

( $x_{эф}, y_{эф}, z_{эф}$  - эффективные размеры сборок по осям  $x, y, z$ ; слой топлива перпендикулярен оси  $z$ );  $\tau^X = \tau_M - \Delta\tau_1$ , где  $\tau_M$  - возраст мгновенных нейтронов;  $\Delta\tau_1$  - разность возрастов нейтронов деления и реакции  ${}^9\text{Be}(n, 2n)$ ;  $K_{\infty} = K_{\infty}^{th}/(1 - K_{\infty}^z)$ , где  $K_{\infty}^{th}$  и  $K_{\infty}^z$  - коэффициенты размножения тепловых и резонансных нейтронов для бесконечной среды.

Результаты обработки измеренных на ЭВМ декремента затухания и реактивности по методу наименьших квадратов [9] приведены в табл. I. Погрешности определены по разбросу параметров при их проверке на устойчивость. Условия и детали процедуры обработки описаны в работе [6]. Следует остановиться только на анализе оптимальности и взаимной согласованности полученных параметров и их соответствии результатам измерений.

На рис. 1 и 2 кроме экспериментальных данных по величинам  $\alpha$  и  $\rho$  (точки) приведены их значения, получаемые по формулам (2) и (3) при подстановке указанных в табл. I параметров. Видно их хорошее согласие; это подтверждали и суммы квадратов невязок  $S = \text{Sum}[(\alpha_i - \alpha)/\Delta\alpha]^2$ , выдаваемые программой [9], которые везде примерно равны числу экспериментальных точек (как и требуется по теории).

Анализ на взаимосогласованность проводился с помощью написанной для этой цели программы АЛФА-8, представлявшей одновременно арифметическую часть [9] и блок управления. Она позволяла учитывать при желании дополнительные соотношения для параметров  $\nu\Sigma_a, C$  и  $\omega$ , определять  $(\nu\Sigma_a)_i, \alpha_+, B_+^2, B_0^2$  (см. работу [6]), попеременно фиксировать часть параметров, а также выделять из экспериментальных данных потери  $\Pi(B^2)$  тепловых нейтронов, компоненты их генерации  $\Gamma(B^2)$  и вероятность термализации  $K_{\infty}(B^2, \alpha, E_c)$  и т.п. Результаты анализа для сборок  ${}^{235}\text{U} + \text{BeO}$  с тремя твэлами в слое, типичные для всех размножающих систем, приведены на рис. 3-5.

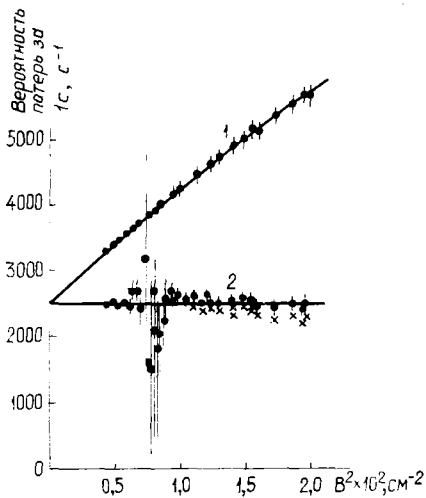


Рис. 3

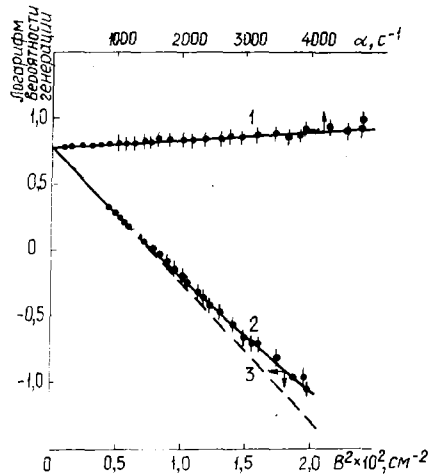


Рис. 4

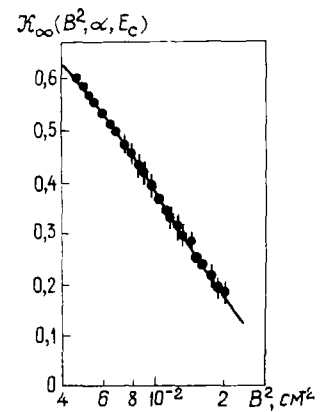


Рис. 5

Рис. 3. Вероятность потерь тепловых нейтронов за 1 с в сборках  ${}^{235}\text{U} + \text{BeO}$  с тремя твэлами в слое

Рис. 4. Компоненты вероятности генерации тепловых нейтронов (при  $\nu\Sigma_a = 1$ ) -  $\exp(\ln K_{\infty} + \alpha t_3)$  и  $\exp(\ln K_{\infty} - \tau^X B^2 + \omega B^4)$  - для сборок  ${}^{235}\text{U} + \text{BeO}$  с тремя твэлами в слое

Рис. 5. Вероятность термализации  $K_{\infty}(B^2, \alpha, E_c)$  нейтронов до энергии 0,3 эВ для сборок  ${}^{235}\text{U} + \text{BeO}$  с тремя твэлами в слое

Прямая 1 на рис.3 представляет полные потери тепловых нейтронов  $\Pi(B^2) = \nu \Sigma_a + D_{||} B_{||}^2 + D_{\perp} B_{\perp}^2 - CB^4$ ; точки на ней -

$$\alpha_i - \nu \Sigma_a (1 - \beta_{эф}) \varepsilon \exp(\ln K_{\infty} - \tau^X B^2 + \omega B^4 + \alpha t_3), \quad (4)$$

т.е. разность измеренного декремента затухания  $\alpha_i$  и вероятности генерации  $\Gamma(B^2)$ , вычисленной по параметрам, взятым из табл.1. Их погрешности равны  $\Delta \alpha_i$ ; прямая 2 - вероятность поглощения  $\nu \Sigma_a$ ; точки на ней

$$(\nu \Sigma_a)_i = \frac{\alpha_i - D_{||} B_{||}^2 - D_{\perp} B_{\perp}^2 + CB^4}{1 - \mathcal{F}(B^2)} \quad (5)$$

с погрешностями

$$\Delta(\nu \Sigma_a)_i = \frac{\Delta \alpha_i}{1 - \mathcal{F}(B^2)}, \quad (6)$$

где  $\mathcal{F}(B^2)$  означает вероятность генерации  $\Gamma(B^2)$  при  $\nu \Sigma_a = 1$ . Вблизи параметра  $B_x^2$ , обращающего  $1 - \mathcal{F}(B^2)$  в нуль, заметен разброс с большими погрешностями, как и должно быть согласно выражениям (5) и (6), видно, что экспериментальные точки хорошо ложатся на графики, не отклоняясь от них в одну сторону. Это свидетельствует об оптимальности параметров табл.1. Изменение, например, коэффициента C на 50% сразу дает такое отклонение (см.крестики для  $\nu \Sigma_a$  на рис.3).

Таблица 1

Параметры систем  $^{235}\text{U} + \text{BeO}$ , полученные на основе измерений декремента затухания и реактивности для подкритических сборок (по сравнению с расчетными параметрами)

Параметр	Единица измерения	Один твэл в слое, шаг 5,08 см	Два твэла в слое, шаг 5,13 см	Три твэла в слое, шаг 5,18 см
		Отношение концентраций окись бериллия - $^{235}\text{U}$		
		11400	5560	3750
<b>Экспериментальные величины</b>				
Вероятность (скорость) поглощения тепловых нейтронов за 1 с - $\nu \Sigma_a$	с <sup>-1</sup>	1004 $\pm$ 25	1803 $\pm$ 43	2494 $\pm$ 61
Коэффициент диффузии в направлении, параллельном слоям, - $D_{  }$	см <sup>2</sup> /с	166200 $\pm$ 2000	173600 $\pm$ 2900	184800 $\pm$ 2000
Коэффициент диффузии в направлении, перпендикулярном слоям, - $D_{\perp}$	см <sup>2</sup> /с	167500 $\pm$ 4300	175300 $\pm$ 3100	197000 $\pm$ 3000
Коэффициент диффузионного охлаждения - C	см <sup>4</sup> /с	504000 $\pm$ 300000	863000 $\pm$ 400000	1270000 $\pm$ 600000
Коэффициент размножения для бесконечной среды - $K_{\infty}$	-	1,845 $\pm$ 0,025	2,049 $\pm$ 0,019	2,165 $\pm$ 0,012
Возраст нейтронов до энергии 0,3 эВ (без поправок $\Delta t_i$ ) - $\tau^X$	см <sup>2</sup>	98,7 $\pm$ 3,9	101,8 $\pm$ 2,9	103,1 $\pm$ 1,0
Коэффициент "охлаждения" замедляющихся нейтронов - $\omega$	см <sup>4</sup>	560 $\pm$ 300	560 $\pm$ 300	560 $\pm$ 300
Время замедления нейтронов деления до энергии 0,3 эВ - $t_3$	мкс	28,9	29,1	29,3
Параметр кинетики - $(\beta/\ell)_{кр}$	с <sup>-1</sup>	8,69 $\pm$ 0,15	16,40 $\pm$ 0,13	22,77 $\pm$ 0,23
Декремент затухания в критическом состоянии - $\alpha_{кр}$	с <sup>-1</sup>	9,17 $\pm$ 0,15	16,87 $\pm$ 0,13	23,22 $\pm$ 0,23
Критический геометрический параметр для всех нейтронов - $B_{кр}^2$	см <sup>-2</sup>	0,002428 $\pm$ 0,000064	0,003813 $\pm$ 0,00003	0,004477 $\pm$ 0,00003
Критический геометрический параметр для мгновенных нейтронов - $B_{кр.м}^2$	см <sup>-2</sup>	0,002390 $\pm$ 0,000064	0,003667 $\pm$ 0,00003	0,004428 $\pm$ 0,00003
Нейтральный геометрический параметр - $B_H^2$	см <sup>-2</sup>	0,00750 $\pm$ 0,00007	0,00793 $\pm$ 0,00010	0,00810 $\pm$ 0,00010
Нейтральный декремент затухания - $\alpha_H$	с <sup>-1</sup>	1272 $\pm$ 15	1413 $\pm$ 20	1537 $\pm$ 25

Параметр	Единица измерения	Один твэл в слое, шаг 5,08 см	Два твэла в слое, шаг 5,13 см	Три твэла в слое, шаг 5,18 см
		Отношение концентраций окись бериллия - $^{235}\text{U}$		
		II400	5560	3750
Вероятность поглощения тепловых нейтронов в топливе - $\nu \Sigma_a^f = \nu \Sigma_a - \nu \Sigma_a^m$	$\text{с}^{-1}$	820 $\pm$ 26	1619 $\pm$ 43	2310 $\pm$ 61
Вероятность поглощения тепловых нейтронов в топливе ( $\nu \Sigma_a^f$ ) эр, полученная из параметра $(\beta/\rho)_{\text{кр}}$	$\text{с}^{-1}$	762 $\pm$ 43	1630 $\pm$ 47	2387 $\pm$ 68
Средний коэффициент диффузии - $\bar{D} = 2/3 D_{\parallel} + 1/3 D_{\perp}$	$\text{см}^2/\text{с}$	166600 $\pm$ 2000	174200 $\pm$ 2200	188900 $\pm$ 1400
Анизотропия коэффициента диффузии - $D_{\perp}/D_{\parallel}$	-	1,008 $\pm$ 0,028	1,010 $\pm$ 0,024	1,066 $\pm$ 0,020
Квадрат средней длины диффузии - $L^2 = \bar{D}/(\nu \Sigma_a)$	$\text{см}^2$	165,9 $\pm$ 4,0	96,6 $\pm$ 2,4	75,7 $\pm$ 0,005
Произведение вероятности избежать резонансного поглощения на коэффициент размножения надкадмиевых нейтронов - $\rho_{\text{м}}$	-	1,087 $\pm$ 0,015	1,098 $\pm$ 0,010	1,124 $\pm$ 0,006
Коэффициент теплового использования - $f = \nu \Sigma_a^f / (\nu \Sigma_a)$	-	0,817 $\pm$ 0,008	0,898 $\pm$ 0,005	0,926 $\pm$ 0,005
<u>Расчетные величины</u>				
Вероятность поглощения тепловых нейтронов в топливе - $\delta_{th} \nu \Sigma_a^f$	$\text{с}^{-1}$	930,5	1834	2633
Коэффициент теплового использования - $f$	-	0,805 $\pm$ 0,004	0,892 $\pm$ 0,005	0,923 $\pm$ 0,005
Коэффициент размножения для бесконечной среды - $K_{\infty}$	-	1,791 $\pm$ 0,018	2,043 $\pm$ 0,020	2,159 $\pm$ 0,021
То же без учета реакции $^9\text{Be}(n, 2n)$ - $K_{\infty}'$	-	1,7086	1,9494	2,0598
Коэффициент размножения резонансных нейтронов - $K_{\infty}^z$	-	0,0467	0,0958	0,1350
Разность возрастов нейтронов деления и реакции $^9\text{Be}(n, 2n)$ - $\Delta\tau_1$	$\text{см}^2$	6,08	6,08	6,07
Разность возрастов мгновенных и запаздывающих нейтронов - $\Delta\tau_2$	$\text{см}^2$	27,31	27,27	27,25
Поправка на замедление в тефлоне твэла - $\Delta\tau_3$	$\text{см}^2$	1,05	2,14	3,20
Отношение возрастов резонансных и замедлившихся до энергии 0,3 эВ нейтронов - $\alpha$	-	0,70	0,70	0,70
Вероятность избежать резонансного поглощения в уране - $\beta$	-	0,9760	0,9530	0,9310
Кадмиевое отношение - $R$	-	20,7	12,4	9,17
Коэффициент экранировки тепловых нейтронов - $\delta_{th}$	-	0,9658	0,9398	0,9198
Эффективная доля запаздывающих нейтронов в критическом состоянии - $\beta_{\text{эф}}$	-	0,006539	0,006732	0,006824

Примечания: 1. Экспериментальные значения возраста нейтронов  $\tau$  и  $\omega/\tau$ , приведенные к плотности окиси бериллия 2,8 г/см<sup>3</sup> (с поправками  $\Delta\tau_i$ ):  $\tau(E_c=0,3 \text{ эВ})=104,4\pm 0,9 \text{ см}^2$ ;  $\omega/\tau=5,3\pm 2,8 \text{ см}^2$ ;  $\tau(E=1,46 \text{ эВ})=92,4\pm 1,3 \text{ см}^2$ . Поправка на замедление от 1,46 до 0,3 эВ - 12,0 $\pm$ 1 см<sup>2</sup> (см. работу [1]). 2. В расчетах принималась указанная в таблице концентрация  $^{235}\text{U}$ , полученная на основе измерения  $\nu \Sigma_a$  (за исключением  $\delta_{th} \nu \Sigma_a^f$ , рассчитанного по данным работ [1, 19]).

На рис.4 в логарифмическом масштабе изображены компоненты вероятности генерации  $\Gamma(B^2)$  при  $v\Sigma_a = 1$ . Прямая 1 - это  $\ln K_\infty + \alpha t_3$ , точки на ней -

$$\ln \frac{\Pi(B^2) - \alpha_i}{v\Sigma_a(1 - \beta_{эф})\epsilon} + \tau^X B^2 - \omega B^4. \quad (7)$$

Прямая 2 - это парабола  $\ln K_\infty - \tau^X B^2 + \omega B^4$ , точки на ней -

$$\ln \frac{\Pi(B^2) - \alpha_i}{v\Sigma_a(1 - \beta_{эф})\epsilon} - t_3 \alpha_i. \quad (8)$$

Погрешности величин в выражениях (7) и (8) совпадают и равны  $\Delta\alpha_i / [\Pi(B^2 - \alpha_i)]$ . Пунктир 3 - это прямая  $\ln K_\infty - \tau^X B^2$ , пересекающаяся с координатными осями в точке  $x = B_0^2$ ,  $y = \ln K_\infty$ .

Экспериментальные точки выражения (7) хорошо ложатся на прямую 1 рис.4, а это значит, что величина  $t_3$  определена правильно. Точки выражения (8) ложатся не на прямую 3, а на параболу 2, т.е. наблюдается уменьшение утечки нейтронов в процессе замедления из-за "охлаждения" спектра. Сведем это охлаждение к изменению возраста, написав выражение  $-\tau^X B^2 + \omega B^4$  как  $-\tau^X [1 - (\omega/\tau^X) B^2] B^2$ , где  $\omega/\tau^X = 5,5 \pm 2,8 \text{ см}^2$ , и увидим, что для блока из окиси бериллия с параметром  $B^2 = 0,02 \text{ см}^{-2}$  (куб с ребром 35-40 см) возраст нейтронов  $\tau$  уменьшится примерно на 10%.

На рис.5 изображена вероятность термализации до энергии 0,3 эВ. Кривая - это  $K_\infty = \rho \exp(-\tau^X B^2 + \omega B^4 + \alpha t_3)$  (при  $\rho = 0,931$ ); точки на ней -

$$\frac{\Pi(B^2) - \alpha_i}{v\Sigma_a(1 - \beta_{эф})\epsilon K_\infty}. \quad (9)$$

Приведенные в табл.1 характерные геометрические параметры  $B_{кр}^2$ ,  $B_{кр.м}^2$  и  $B_H^2$  следует отнести к сборкам в виде куба, поскольку коэффициент диффузии  $D$  имеет небольшую анизотропию. Нейтральные геометрические параметры  $B_H^2$  соответствуют сборкам таких размеров, в которых поглощение тепловых нейтронов в топливе точно компенсируется их генерацией и топливо оказывается как бы нейтральным. Декремент затухания в таких сборках  $\alpha_H$  определяется только поглощением нейтронов в замедлителе и их утечкой и не зависит прямо от концентрации топлива. Однако топливо косвенно сказывается на декременте  $\alpha_H$  из-за его влияния на спектр нейтронов. По этой причине параметры  $\alpha_H$  и  $B_H^2$  для размножающих систем с различной концентрацией топлива, хотя и близки, не совпадают. Для рассматриваемых систем дополнительное различие в параметрах  $\alpha_H$  и  $B_H^2$  вызвано также различной толщиной слоев топлива, разрыхляющей сборки.

Величины  $\beta_{эф}$ ,  $K_\infty^z$  и  $\alpha$  в формуле (2) определялись не экспериментальным, а расчетным путем. Однако это не могло заметно повлиять на полученные параметры (см. табл.1), поскольку они очень нечувствительны к погрешностям параметров  $\beta_{эф}$ ,  $K_\infty^z$  и  $\alpha$ . Например, даже 10%-ная погрешность  $K_\infty^z$  изменяет значение  $\epsilon$  не более чем на 0,5%, а декремент  $\alpha$  - в несколько раз меньше.

Сравнение параметров с результатами расчетов и других экспериментов. Сравним полученные экспериментальные параметры с результатами расчетов (см. часть 2) и других экспериментов. Из табл.1 видно, что значения  $K_\infty$  и  $f$  совпадают. Деление экспериментального коэффициента  $K_\infty$  на расчетный  $K_\infty^z$  дает коэффициенты размножения на реакции  ${}^9\text{Be}(n,2n)$ , равные  $1,079 \pm 0,014$ ;  $1,051 \pm 0,009$  и  $1,051 \pm 0,006$  для размножающих систем соответственно с одним, двумя и тремя твэлами в слое или в среднем  $1,054 \pm 0,005$ , что согласуется с результатом прямых измерений [12]. Значение возраста также совпадает с результатами как прямых измерений [13], так и расчетов [14].

Значения коэффициентов диффузии согласуются с результатами измерения отношения скоростей в размножающих сборках и равны по размеру блокам замедлителей  $\bar{v}_{сб}/\bar{v}_{бл}$  и их анизотропией (см. часть 2), хотя отношение  $D_\perp/D_\parallel$  несколько меньше  $v_\perp/v_\parallel$ . В самом деле, коэффициент  $\bar{D}$  близок к величине  $D_0 \bar{v}_{сб}/\bar{v}_{бл}$ , которая соответственно равна  $1,67 \cdot 10^5$ ;  $1,75 \cdot 10^5$  и  $1,84 \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{с}$  для систем с одним, двумя и тремя твэлами в слое ( $D_0$  - коэффициент диффузии чистого замедлителя с поправками на влияние тефлона и различие плотностей). Эти величины могут и не совпадать, поскольку  $\bar{v}_{\lambda_{tz}} \neq \bar{v}_{\lambda_{tz}}$  (где  $\lambda_{tz}$  - длина переноса).

Коэффициент диффузионного охлаждения  $S$  больше, чем для чистого замедлителя, и возрастает с увеличением концентрации топлива. Вероятности поглощения тепловых нейтронов в топливе меньше расчетных  $\beta_{th} v \Sigma_a^f$  и составляют их долю:  $0,8816 \pm 0,021$ ;  $0,8828 \pm 0,021$  и  $0,8775 \pm 0,021$  соответственно для систем с одним, двумя и тремя твэлами в слое или в среднем  $0,873 \pm 0,010$  (с учетом аналогичных данных для систем  $^{235}\text{U} + \text{Be}$  [6]). При расчетах вероятности  $\beta_{th} v \Sigma_a^f$  концентрация  $^{235}\text{U}$  бралась по данным работ [1,19] о количестве  $^{235}\text{U}$  в твэле,  $\beta_{th}$  рассчитывалось по данным работы [15]. Сечения поглощения определялись при этом исходя из значения  $\sigma_a = 6806$  при  $v = 2200$  м/с с учетом температуры нейтронов в соответствии с измерениями  $\bar{v}_{cd}/\bar{v}_{dn}$  и небольшой, зависящей от температуры поправки на отклонение хода  $\sigma_a(v)$  от закона  $v^{-1}$  [16]. Полученные таким образом сечения почти точно совпадали с сечениями  $\hat{\sigma}_m$ , определяемыми по Весткотту [17], если учесть долю резонансных нейтронов  $z$  согласно кадмиевому отношению  $R$ , приведенному в табл. I. Заметим, что сечение  $\hat{\sigma}$ , усредненное по всему спектру, превышало значение  $\hat{\sigma}_m$  всего на 1-2%. Это дает уверенность в том, что расчетные вероятности  $\beta_{th} v \Sigma_a^f$  не содержат большой погрешности.

Измеренные параметры кинетики  $(\beta/\ell)_{кр}$  также позволяют определить концентрацию топлива в сборках, если комбинировать экспериментальные и расчетные величины. Действительно, из определения параметра  $(\beta/\ell)_{кр}$  по двухгрупповой модели [10] с учетом соотношения  $L^2 = L_0^2(1-f)$  можно вывести формулу

$$(v \Sigma_a^f)_{эр} = \frac{1 - (1 - \beta_{эф}) K_{\infty}^z (1 - B_{кр}^2 L_f^2)^{-1}}{(\ell/\beta)_{кр} \beta_{эф} - \ell_0^f (1 + B_{кр}^2 L_f^2)^{-1}} - v \Sigma_a^m (1 + B_{кр}^2 L_0^2), \quad (10)$$

где  $L_f$  и  $\ell_0^f$  - соответственно длина диффузии и время жизни быстрых нейтронов;  $L_0$  - длина диффузии тепловых нейтронов в замедлителе. Значения вероятности  $(v \Sigma_a^f)_{эр}$ , приведенные в табл. I, получены при подстановке в выражение (10) расчетных параметров  $\beta_{эф}$ ,  $K_{\infty}^z$ ,  $t_3$  (вместо  $\ell_0^f$ ), экспериментальных величин  $(\beta/\ell)_{кр}$ ,  $L_0$ ,  $v \Sigma_a^m$  и при замене члена  $(1 + B_{кр}^2 L_f^2)^{-1}$  экспериментальными  $\exp(-\tau^2 B^2 + \omega B^4)$ . Эти вероятности также меньше расчетных и составляют их долю:  $0,817 \pm 0,046$ ;  $0,885 \pm 0,026$ ;  $0,902 \pm 0,027$  соответственно для систем с одним, двумя и тремя твэлами в слое или в среднем  $0,885 \pm 0,014$  (с учетом аналогичных данных для систем  $^{235}\text{U} + \text{Be}$  [6]). Таким образом, истинная концентрация  $^{235}\text{U}$  оказывается на 12% меньше, чем по данным работ [1,19].

Согласно выражению (10), вероятность  $(v \Sigma_a^f)_{эр}$  наиболее чувствительна к параметру  $\beta_{эф}$ , причем, чем больше этот параметр, тем меньше вероятность. Энергия запаздывающих нейтронов ниже порога реакции  $^9\text{Be}(n, 2n)$ , поэтому в реакторах, содержащих бериллий, их эффективность будет меньше, чем, например, в реакторах с водяным замедлителем. В связи с этим расчетные значения  $\beta_{эф}$ , полученные из разности величин коэффициента  $K_{эф}$  с учетом и без учета запаздывающих нейтронов, близки к их выходу  $\beta$ . Данные о  $\beta_{эф}$  из работ [18,19], по-видимому, некорректны, поскольку они значительно больше выхода  $\beta$ . В бесконечной размножающей среде  $^{235}\text{U} + \text{Be}$  или  $^{235}\text{U} + \text{BeO}$ , очевидно,  $\beta_{эф} = \beta/K_{n,2n}$ , т.е. меньше  $\beta$ . Для конечной среды с геометрическим параметром  $B^2$

$$\beta_{эф}(B^2) = \frac{\beta}{K_{n,2n}} \exp[(\Delta\tau_2 - \Delta\tau_1)B^2]. \quad (11)$$

Подставляя в это выражение значения  $\Delta\tau_1$ ,  $\Delta\tau_2$ ,  $K_{n,2n}$  и  $B^2 = B_{кр}^2$ , получаем значения  $\beta_{эф}$ , которые до третьего знака совпадают с приведенными в табл. I.

Как видно из таблицы, метод импульсного источника дает очень большую, практически исчерпывающую информацию о размножающих системах.

## ЧАСТЬ 2. МНОГОГРУППОВАЯ МОДЕЛЬ

### Расчетные уравнения

Основной расчетной величиной был декремент затухания  $\alpha$  нейтронов в подкритических сборках  $^{235}\text{U} + \text{BeO}$ , непосредственно измерявшийся в эксперименте. Вычислялись также коэффициент размножения  $K_{эф}$  и некоторые другие величины. Расчеты велись в диффузионном приближении на ЭВМ по программе АЛЬФА с использованием многогруппового уравнения (или ему подобного [6])



$$D_j \nabla^2 \phi_j - \sum_j^{yb} \phi_j + Q_j^s + Q_j^f = 0, \quad (12)$$

где  $D_j = (3 \sum_j^{tz})^{-1}$  - коэффициент диффузии нейтронов  $j$ -й группы;  $\sum_j^{yb} = \sum_j^c + \sum_j^f + \sum_j^d + \sum_k \sum_{j \rightarrow k}^{in}$  - макросечение увода, состоящее из суммы сечений поглощения, деления, упругого и неупругого замедления;  $Q_j^s = \sum_{k \neq j} (\sum_{k \rightarrow j}^{el} + \sum_{k \rightarrow j}^{in})$  - источник нейтронов группы  $j$ , обусловленный упругим и неупругим рассеянием нейтронов из других групп;  $Q_j^f = x_j / K_{эф} \sum_k^N v \sum_k^f \phi_k$  - источник нейтронов деления в группе  $j$  ( $x_j$  - их спектр).

Программа АЛФА формирует определитель  $A$  системы (12) после замены  $\nabla^2 \phi_j = -B^2 \phi_j$  и путем итераций по источнику  $Q^f$  позволяет найти значение  $K_{эф}$ , обращающее  $A$  в нуль. Для определения декремента затухания производится замена

$$\begin{aligned} \sum_j^c &\rightarrow \sum_j^c - \alpha / v_j; \\ x_j &\rightarrow (1 - \beta) x_j + \sum_{i=1}^n \frac{\lambda_j \beta_i}{\lambda_j - \alpha} x_j^i \end{aligned} \quad (13)$$

(где  $v_j$  - скорость нейтронов группы  $j$ ;  $\beta_i$  и  $\lambda_j$  - выходы и константы спада запаздывающих нейтронов) и путем итераций по декременту  $\alpha$  (при  $K_{эф} = 1$ ) находится такое его значение, которое обращает  $A$  в нуль. Поток  $\phi_j$  представляет адъюнкты определителя  $A=0$ .

#### Измерение средней скорости тепловых нейтронов и проверка количества $^{235}\text{U}$ в твэле

При определении сечений спектра тепловых нейтронов для  $^{235}\text{U}$  необходимо знать его температуру  $T_H$  [20]. С этой целью измерялись отношения средних скоростей тепловых (докадмиевых) нейтронов в сравнительно больших сборках  $^{235}\text{U} + \text{BeO}$  и равных по размеру блоках чистого замедлителя  $\bar{v}_{сб} / \bar{v}_{бл}$  так же, как в работе [6]. В табл.2 и на рис.6 приведены результаты измерений, причем для сравнения показаны также данные и для сборок  $^{235}\text{U} + \text{Be}$ . Видно, что отношение  $\bar{v}_{сб} / \bar{v}_{бл}$  и анизотропия средней скорости  $\bar{v}_\perp / \bar{v}_\parallel$  растут прямо пропорционально макросечению поглощения  $\sum_a(kT)$ , хотя расчетные значения  $(\sqrt{T_H/T_0} - 1)/6$  примерно в 2 раза меньше экспериментальных  $(\bar{v}_{сб} / \bar{v}_{бл} - 1)$ .

Таблица 2

Средние скорости  $\bar{v}_{сб}$  тепловых нейтронов в слоистых сборках  $^{235}\text{U} + \text{BeO}$  (по сравнению со средними скоростями в равных по размерам блоках замедлителя  $\bar{v}_{бл}$ ) и их анизотропия

Характеристика сборки	Эксперимент		Метод измерения $\phi / n^*$	Расчет $\bar{v}_{сб} / \bar{v}_{бл} = \sqrt{T_H/T_0}$ (см. в работе [6])
	Метод пропускания сборных фильтров			
	$v_\perp / v_\parallel$	$\bar{v}_{сб} / \bar{v}_{бл}$		
Сборка $^{235}\text{U} + \text{BeO}$ размерами 70x70x70,6 см, шаг 5,08 см (один твэл в слое); реактивность $\rho/\beta = 86,9 \pm 6,0$ ; $\beta_{th} = 0,958$	$1,024 \pm 0,010$	$1,069 \pm 0,004$	$1,050 \pm 0,010$	1,040
Сборка $^{235}\text{U} + \text{BeO}$ размерами 70x70x71,4 см, шаг 5,13 см (два твэла в слое); реактивность $\rho/\beta = 37,1 \pm 1,7$ ; $\beta_{th} = 0,930$	$1,0565 \pm 0,010$	$1,122 \pm 0,007$	$1,115 \pm 0,010$	1,070
Сборка $^{235}\text{U} + \text{BeO}$ размерами 70x70x72,5 см, шаг 5,18 см (три твэла в слое); реактивность $\rho/\beta = 19,8 \pm 0,9$ ; $\beta_{th} = 0,909$	$1,079 \pm 0,020$	$1,157 \pm 0,008$	-	1,098

\*  $\phi$  - поток,  $n$  - плотность нейтронов.

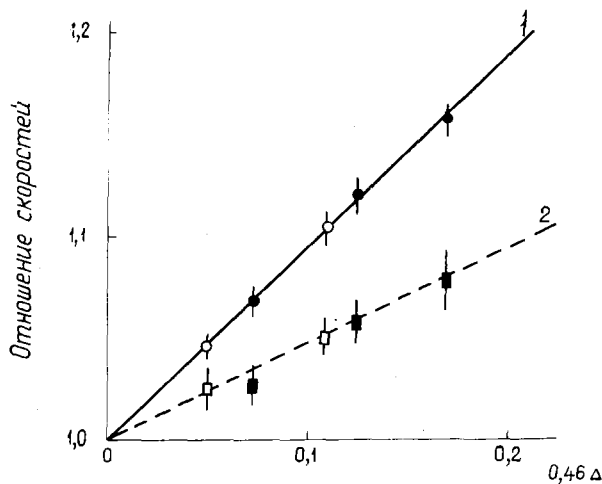


Рис.6. Отношение средних скоростей тепловых нейтронов в сборках и равных по размерам блоках замедлителя  $\bar{v}_{cb}/\bar{v}_{bl}$  (прямая 1) и их анизотропия  $\bar{v}_{\perp}/\bar{v}_{\parallel}$  (прямая 2) в зависимости от параметра  $\Delta = 2A\Sigma_a(kT)\eta_{th}/\Sigma_s$ :  $\phi, \phi$  - сборки;  $^{235}\text{U}+\text{Be}$ ;  $\bullet, \blacksquare$  - сборки  $^{235}\text{U}+\text{BeO}$

Измерения по проверке количества  $^{235}\text{U}$  в твале описываются более подробно. Технология изготовления твалов и другие данные о них содержатся в работе [9], где указывается, что количество урана в каждом твале определялось по  $\beta$ -активности элемента\* с точностью  $\pm 1\%$  и колебалось в пределах от 1,6 до 2 г  $\text{U}_3\text{O}_8$  на твал. Поэтому все твалы были рассортированы на восемь групп и соответствующим образом промаркированы. Первую группу составляли твалы с содержанием  $\text{U}_3\text{O}_8$  1,60–1,65 г (в среднем 1,625 г), вторую – 1,65–1,70 г (в среднем 1,675 г) и т.д., восьмую – 1,95–2,00 г (в среднем 1,975 г), что соответствовало поверхностной плотности  $^{235}\text{U}$  0,011–0,014 г/см<sup>2</sup>. Поскольку анализ критическихборок  $^{235}\text{U}+\text{BeO}$  из работы [1] (где использовались те же твалы, что и в настоящих экспериментах) показал завышение концентрации  $^{235}\text{U}$ , необходимо было проверить количество урана в твалах.

Сравнительное содержание урана в различных группах твалов проверялось двумя методами:

1. По пропусканию тепловых нейтронов стопками из 22 вместе сложенных твалов каждой группы. Геометрия эксперимента была такой же, как и при измерении времени термализации по пропусканию борных фильтров и средней скорости нейтронов [6, 11]. Для измерения пропускания стопки твалов размещались под коллиматором на блоке замедлителя размером 80x80x80 см, сложенном из бериллия и окиси бериллия. В качестве источников нейтронов использовался пучок ускорителя или источник  $\text{Pu}+\text{Be}$ , размещавшийся в центре блока.

2. По числу нейтронов деления, испускаемых одним или несколькими твалами данной группы в нейтронном поле тепловой колонны реактора по методу и на установке, описанном в работе [21].

Оба метода дали результаты, находящиеся в пределах погрешностей  $\pm 1,5\%$ , в основном совпадающие с данными, указанными в работе [9], хотя во второй группе содержание урана оказалось таким же (даже на 0,8% большим), как и в третьей группе.

Предпринята также попытка определить абсолютное количество урана в твалах. Для этого стопку из 22 твалов третьей группы помещали на коллимированном пучке нейтронов ускорителя и измеряли ее пропускание  $T(E)$  по методу пролета (пролетная база 9,6 м). Измерения осуществлялись на ПЮ-канальном временном анализаторе при ширине канала 64 мкс в области энергий 0,00976–0,889 эВ с разрешением по энергии 1,2–15% соответственно. Были выполнены две серии измерений, в каждой число отсчетов на канал в области максимального счета (около 0,06 эВ) достигало  $2 \cdot 10^4$ . Результаты измерений обрабатывались по соотношению

$$\ln T^{-1}(E) \equiv \Sigma_t(E) = \Sigma_t^5(E) + \Sigma_t^8(E) + \Sigma_t^0(E) + \Sigma_t^C(E) + \Sigma_t^F(E), \quad (14)$$

где  $\Sigma_t^i(E)$  с индексами 5, 8, 0, C и F – полные макросечения  $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$ , кислорода, углерода и фтора соответственно. Учитывая концентрацию этих элементов на один атом  $^{235}\text{U}$  и возможную неточность мониторинга (т.е. измерения мощности пучка) и определения фона при счете на пучке со стопкой твалов и без нее и пренебрегая макросечением  $^{238}\text{U}$ , выражение (14) можно переписать в виде

\* Масса урана в твале составляла только 15% его общей массы, что делало невозможным простейший контроль по взвешиванию.

$$\ln T^{-1}(E_i) = \text{const} + n_5 \left[ \sigma_t^5(E_i) + 2,96 \sigma_t^0(E_i) + 37,5 \sigma_t^c(E_i) + 75 \sigma_t^f(E_i) \right], \quad (I4a)$$

где  $n_5$  - число атомов  $^{235}\text{U}$  на  $1 \text{ см}^2$  стопки твэлов;  $E_i$  - средняя энергия нейтронов, регистрируемых  $i$ -м каналом анализатора.

После подстановки измеренных пропусканий  $T(E)_i$  и полных сечений [22] система (I4a), состоящая более чем из ста уравнений, была решена на ЭВМ по методу наименьших квадратов. В результате получено  $n_5 = (0,7242 \pm 0,0062) \cdot 10^{21}$ , что в пересчете на один элемент третьей группы дает  $1,16 \pm 0,01 \text{ г } ^{235}\text{U}$  по сравнению с  $1,314 \text{ г}$  по данным работ [1,9]. Погрешность  $n_5$  только статистическая и не включает возможных неточностей концентраций примесей и сечений.

Чтобы ослабить возможное влияние этих неточностей, количество  $^{235}\text{U}$  в твале было оценено также по разности сечений  $\Sigma_t(E)$  в близких энергетических областях, а именно: в области  $0,18 - 0,23 \text{ эВ}$  (минимум  $\sigma_t^5$ ) и  $0,054 - 0,068 \text{ эВ}$  (максимум скорости счета). Эту разность с достаточным приближением можно принять равной разности только сечений  $^{235}\text{U}$ , поскольку остальные сечения очень слабо зависят от энергии и при вычитании компенсируют друг друга. В результате было получено значение  $1,19 \pm 0,07 \text{ г}$ , близкое к приведенному выше, но содержащее, к сожалению, большую погрешность. Тем не менее проверка показала, что истинное количество  $^{235}\text{U}$  в твале, вероятно, на 12-13% меньше указанного в работах [1,19], что согласуется с результатами работы [6].

#### Многогрупповые расчеты подкритических сборок

В этих расчетах использовалась 25-групповая система констант [6]. Результаты расчетов  $\alpha$  и  $K_{\text{эф}}$  приведены в табл.3, причем концентрация  $^{235}\text{U}$  взята в соответствии с результатами экспериментов [6] (на 12% меньше, чем в работах [1,19]).

Таблица 3

Результаты измерений и расчетов декремента затухания  $\alpha$  и эффективного коэффициента размножения  $K_{\text{эф}}$  для сборок  $^{235}\text{U} + \text{BeO}$

№ п.п.	Размеры сборки (стороны параллелепипеда), см			Геометрический параметр $V \cdot 10^2, \text{ см}^{-2}$	$\alpha, \text{ с}^{-1}$		$K_{\text{эф}}$ (расчет)
	a	b	c		Эксперимент	Расчет	
I	70,1	80,2	85,7	0,4565	572,7	567,3	0,6662
2	70,1	80,2	80,6	0,4723	610,9	607,9	0,6472
3	70,1	80,2	75,6	0,4912	656,9	655,2	0,6256
4	70,1	80,2	70,6	0,5141	715,0	712,1	0,6008
5	70,1	70,2	80,6	0,5146	719,0	713,7	0,6001
6	70,1	70,2	75,6	0,5334	757,2	760,2	0,5805
7	70,1	80,2	65,6	0,5423	793,0	781,2	0,5719
8	70,1	70,2	70,6	0,5563	815,4	816,1	0,5579
9	70,1	70,2	65,5	0,5846	879,6	885,5	0,5311
10	70,1	60,1	75,6	0,5980	913,1	917,7	0,5191
11	70,1	70,2	60,5	0,6198	970,4	969,4	0,5005
12	60,1	70,2	65,5	0,6486	1036,7	1038,6	0,4766
13	60,1	70,2	60,5	0,6839	1131,7	1120,5	0,4498
14	60,1	60,1	65,5	0,7128	1195,1	1189,3	0,4286
15	60,1	60,1	60,5	0,7480	1295,4	1269,3	0,4051
16	60,1	60,1	55,4	0,7928	1395,6	1371,6	0,3770
17	50,1	60,1	65,5	0,8167	1474,9	1424,2	0,3633
18	60,1	60,1	50,4	0,8509	1503,0	1499,6	0,3447

Сборки с одним твэлом в слое; ядерные концентрации  $C \cdot 10^{-24}$ :  $n(\text{BeO})=0,0666$ ;  
 $n(^{235}\text{U})=0,5834 \cdot 10^{-5}$ ;  $n(\text{BeO})/n(^{235}\text{U})=11400$

Продолжение табл.3

№ п.п.	Размеры сборки (стороны параллелепипеда), см			Геометрический параметр $V^2 \times 10^2, \text{см}^{-2}$	$\alpha, \text{с}^{-1}$		Кэф (расчет)
	a	b	c		Эксперимент	Расчет	
19к	50,1	60,1	60,5	0,8519	1528,4	1501,0	0,3442
20к	50,1	60,1	60,5	0,8519	1538,5	1501,0	0,3442
21	50,1	60,1	55,4	0,8967	1646,7	1600,2	0,3212
22	50,1	60,1	50,4	0,9548	1772,3	1723,8	0,2946
23	50,1	50,1	60,5	0,9558	1779,5	1725,6	0,2942
24	50,1	50,1	55,4	1,0006	1877,4	1821,2	0,2753
25	50,1	60,1	45,4	1,0322	1952,2	1884,7	0,2633
26	50,1	50,1	50,4	1,0587	1994,2	1940,9	0,2532
27	50,1	50,1	45,4	1,1361	2152,6	2096,9	0,2271
28	50,1	40,1	55,4	1,1860	2272,6	2198,2	0,2116
29	50,1	50,1	40,3	1,2423	2412,2	2309,9	0,1858
30	40,1	50,1	50,4	1,2441	2394,5	2311,9	0,1955
31	40,1	50,1	45,4	1,3215	2588,5	2460,4	0,1764
32	40,1	50,1	40,3	1,4277	2726,8	2663,6	0,1531
33	40,1	40,1	50,4	1,4295	2753,2	2665,5	0,1529
34	40,1	40,1	45,4	1,5069	2894,5	2807,5	0,1386
35	40,1	50,1	35,3	1,5790	3064,3	2939,3	0,1265
36	40,1	40,1	40,3	1,6131	3084,4	3002,4	0,1211
37	40,1	40,1	35,3	1,7644	3355,8	3267,6	0,1008
38	30,0	40,1	45,5	1,8921	3605,2	3484,5	0,0868
39	40,1	40,1	30,2	1,9903	3763,6	3654,6	0,0773
40	30,0	40,1	40,3	1,9983	3780,4	3668,6	0,0765
Сборки с двумя твэлами в слое, шаг 5,13 см; ядерные концентрации: $n(\text{BeO})=0,0660$ ; $n(^{235}\text{U})=0,1188 \cdot 10^{-4}$ ; $n(\text{BeO})/n(^{235}\text{U})=5560$							
I	70,1	80,2	86,7	0,4535	274,8	294,8	0,8888
2	70,1	80,2	81,6	0,4689	333,8	350,5	0,8678
3	70,1	80,2	76,5	0,4874	402,5	416,8	0,8435
4	70,1	80,2	71,4	0,5098	478,1	496,2	0,8150
5	70,1	70,2	81,6	0,5112	471,7	500,6	0,8135
6	70,1	70,2	75,6	0,5334	554,2	577,9	0,7866
7	70,1	80,2	66,3	0,5374	554,6	592,5	0,7816
8	70,1	70,2	71,4	0,5521	635,5	642,8	0,7647
9	70,1	70,2	66,3	0,5797	714,9	736,8	0,7338
10	60,1	70,2	76,5	0,5937	766,6	784,3	0,7186
11	70,1	70,2	61,2	0,6141	846,8	852,3	0,6973
12	60,1	70,2	71,4	0,6161	857,0	859,2	0,6951
13	60,1	70,2	66,3	0,6437	949,3	950,0	0,6676
14	60,1	70,2	61,2	0,6782	1038,8	1061,5	0,6350
15	60,1	60,1	66,3	0,7078	1138,1	1157,6	0,6080
16	60,1	60,1	61,2	0,7422	1243,8	1265,4	0,5789
17	60,1	60,1	56,1	0,7860	1377,1	1399,9	0,5442
18к	50,1	60,1	66,3	0,8116	1484,4	1477,3	0,5251
19к	50,1	60,1	66,3	0,8116	1492,1	1477,3	0,5251
20	60,1	60,1	51,0	0,8429	1567,0	1570,1	0,5029
21к	50,1	60,1	61,2	0,8461	1593,0	1579,7	0,5006
22к	50,1	60,1	61,2	0,8461	1593,8	1579,7	0,5006
23	50,1	60,1	56,1	0,8899	1732,7	1707,4	0,4715

Продолжение табл.3

№ п.п.	Размеры сборки (стороны параллелепипеда), см			Геометрический параметр $B^2 \times 10^2, \text{см}^{-2}$	$\alpha, \text{с}^{-1}$		Кэф (расчет)
	a	b	c		Эксперимент	Расчет	
24	50,1	60,1	51,0	0,9467	1902,0	1869,5	0,4365
25	50,1	50,1	61,2	0,9499	1906,4	1878,9	0,4347
26	50,1	50,1	56,1	0,9937	2009,7	2000,4	0,4100
27	50,1	60,1	45,9	1,0224	2115,5	2078,5	0,3947
28	50,1	50,1	51,0	1,0506	2170,1	2155,0	0,3904
29	50,1	50,1	45,9	1,1262	2369,8	2355,2	0,3448
30	40,1	50,1	56,1	1,1790	2471,6	2490,1	0,3239
31	50,1	50,1	40,8	1,2301	2639,8	2619,8	0,3021
32	40,1	50,1	51,0	1,2328	2633,4	2633,4	0,3000
33	40,1	50,1	45,9	1,3115	2822,9	2819,2	0,2731
34	40,1	50,1	40,8	1,4153	3077,2	3065,9	0,2405
35	40,1	40,1	51,0	1,4211	3106,5	3078,6	0,2389
36	40,1	40,1	45,9	1,4968	3282,3	3252,5	0,2182
37	40,1	50,1	35,7	1,5633	3402,5	3402,3	0,2016
38	40,1	40,1	40,8	1,6006	3507,9	3484,0	0,1950
39	40,1	40,1	35,7	1,7486	3763,7	3801,2	0,1628
40	30,1	40,1	45,9	1,8816	4045,4	4063,6	0,1412
41	40,1	40,1	30,6	1,9697	4181,0	4250,9	0,1273

Сборки с тремя твалами в слое, шаг 5,18 см; ядерные концентрации:

 $n(\text{BeO})=0,0655$ ;  $n(^{235}\text{U})=0,1747 \cdot 10^{-4}$ ;  $n(\text{BeO})/n(^{235}\text{U})=3750$ 

I	70,1	80,2	77,3	0,4842	189,7	222,6	0,9398
2	70,1	80,2	72,1	0,5062	294,7	322,4	0,9108
3	70,1	70,2	82,4	0,5083	306,8	331,2	0,9082
4	70,1	80,2	77,2	0,5264	389,1	412,4	0,8852
5	70,1	80,2	67,0	0,5333	420,1	440,8	0,8772
6	70,1	70,2	72,1	0,5484	478,9	507,8	0,8586
7	70,1	70,2	67,0	0,5755	603,0	623,1	0,8273
8	60,1	70,2	77,3	0,5904	661,1	687,2	0,8103
9	70,1	70,2	61,8	0,6093	755,3	767,1	0,7894
10	60,1	70,2	72,1	0,6124	769,1	780,4	0,7659
11	60,1	70,2	67,0	0,6397	858,2	891,1	0,7577
12	60,1	70,2	61,8	0,6733	1005,8	1029,5	0,7235
13	60,1	60,1	67,0	0,7035	1143,8	1150,8	0,6945
14	60,1	60,1	61,8	0,7373	1265,6	1283,9	0,6636
15	60,1	60,1	56,6	0,7802	1429,0	1449,2	0,626
16к	50,1	60,1	67,0	0,8072	1525,0	1547,9	0,6054
17к	50,1	60,1	67,0	0,8072	1551,0	1547,9	0,6054
18	60,1	60,1	51,5	0,8360	1619,6	1654,8	0,5829
19к	50,1	60,1	61,8	0,8410	1638,6	1673,2	0,5791
20к	50,1	60,1	61,8	0,8410	1682,4	1673,2	0,5791
21к	50,1	60,1	56,6	0,8840	1804,3	1829,4	0,5475
22к	50,1	60,1	56,6	0,8840	1839,4	1829,4	0,5475
23	50,1	60,1	51,5	0,9397	2062,3	2023,1	0,5101
24	50,1	50,1	61,8	0,9448	2049,3	2040,4	0,5069
25	50,1	50,1	56,6	0,9877	2214,4	2188,1	0,4798
26	50,1	60,1	46,4	1,0140	2321,9	2271,4	0,4651
27	50,1	50,1	51,5	1,0435	2399,2	2371,4	0,4478

№ п.п.	Размеры сборки (стороны параллелепипеда), см			Геометрический параметр $V^2 \times 10^2, \text{см}^{-2}$	$\alpha, \text{с}^{-1}$		$K_{эф}$ (расчет)
	a	b	c		Эксперимент	Расчет	
28	50,1	50,1	46,4	1,1177	2657,5	2606,8	0,4090
29	40,1	50,1	56,6	1,1727	2772,1	2780,9	0,3820
30	50,1	50,1	41,2	1,2196	2986,0	2922,4	0,3611
31	40,1	50,1	51,5	1,2285	2960,6	2948,2	0,3574
32	40,1	50,1	46,4	1,3028	3178,9	3163,7	0,3275
33	40,1	50,1	41,2	1,4046	3485,2	3453,7	0,2904
34	40,1	40,1	51,5	1,4135	3459,7	3477,5	0,2875
35	40,1	40,1	46,4	1,4887	3711,6	3676,4	0,2643
36	40,1	50,1	36,1	1,5498	3886,6	3838,3	0,2464
37	40,1	40,1	41,2	1,5897	3922,7	3945,0	0,2352
38	40,1	40,1	36,1	1,7349	4265,9	4303,0	0,2006
39	30,1	40,1	46,4	1,8720	4561,9	4617,5	0,1738
40	40,1	40,1	30,9	1,9518	4755,0	4815,0	0,1586
41	30,1	40,1	41,2	1,9739	4785,0	4844,8	0,1558

Примечание. Буквой "к" у порядковых номеров отмечены сборки, для которых декремент затухания измерялся дважды: с портативным источником ДТ-нейтронов и на линейном ускорителе.

Сравнение расчетных и экспериментальных значений  $\alpha$  показывает, что как правило, они совпадают в пределах 2-3%, различаясь не более чем на +4,9 и -9,4%. Для более точных расчетов необходимо прежде всего уточнить обратную среднюю скорость  $v_1$  группы тепловых нейтронов.

Дополнительные расчеты были выполнены для сборок в критическом состоянии. По данным части I, значения параметра  $V_{кр}^2$ , приведенные к плотности окиси бериллия 2,86 г/см<sup>3</sup>, равны  $(0,261 \pm 0,007) \cdot 10^{-2}$ ,  $(0,417 \pm 0,004) \cdot 10^{-2}$  и  $(0,500 \pm 0,004) \cdot 10^{-2}$  см<sup>-2</sup> для сборок <sup>235</sup>U+BeO соответственно с одним, двумя

и тремя твэлами в слое, а коэффициенты  $K_{эф}$ , рассчитанные по 25-групповой системе, равны 1,0103; 0,9984 и 0,9939 соответственно. По этой же системе рассчитывалась эффективная доля запаздывающих нейтронов  $\beta_{эф}$ , возраст запаздывающих нейтронов и нейтронов реакции <sup>9</sup>Be(n,2n), а также поправки  $\Delta\tau_1, \Delta\tau_2, \Delta\tau_3$  (см. часть I).

По 18-групповой системе [4] вычислялись групповые потоки  $\Phi_i$  (рис.7), скорости различных реакций, а также коэффициент теплового использования  $f$ :

$$f = \frac{\sum_T \Phi_j \sum_j^f}{\sum_T \Phi_j \sum_j^a};$$

вероятность избежать резонансного поглощения

$$p = \prod_{\delta} p_k;$$

коэффициент размножения резонансных нейтронов

$$K_{\infty}^z = \frac{\sum_{\delta} (\nu \Sigma_i^f / \Sigma_i^a) (1 - p_i) \prod_i^{i-1} p_k}{\delta}$$

(где  $\nu$  - число вторичных нейтронов на акт деления);

коэффициент размножения тепловых нейтронов

$$K_{\infty}^{th} = \mu \nu f p,$$

(где  $\mu$  - коэффициент размножения быстрых нейтронов).

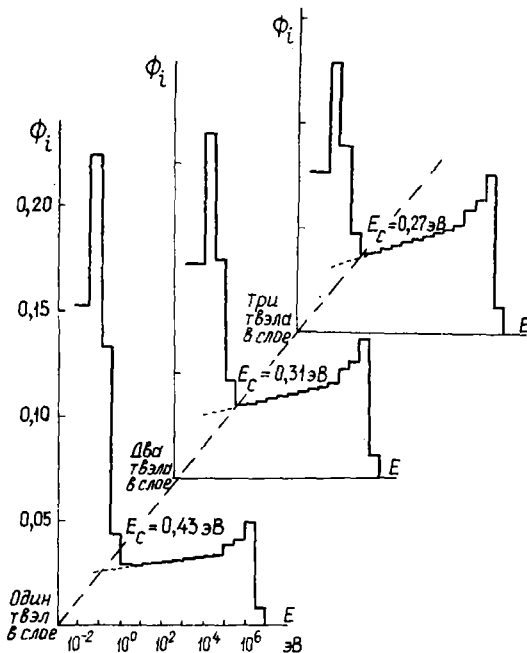


Рис.7. Спектр потоков для критических сборок <sup>235</sup>U+BeO

Кадмиевое отношение

$$R_{cd} = \frac{\sum_{\tau} \phi_j \Sigma_j^a}{\sum_{\delta} \phi_j \Sigma_j^a}$$

(индексы  $\tau$  и  $\delta$  означают группы тепловых и быстрых нейтронов). Результаты расчетов согласуются с экспериментальными данными (см. также работу [6]).

#### Список литературы

1. Bondarenko I.I. e.a. Proceedings of the Third International Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy. V.3. New York: United Nations, 1965, p.248.
2. Ломакин С.С. Атомная энергия, 1965, т.19, с.69.
3. Kloversfrom F.A., Deck R.M.R., Regenda A.J. Nucl. Sci. and Engng, 1960, v. 8, p.221.
4. Lingenfelter R.E. Ibid., p.226.
5. Morton J.R. Proceedings of the Symposium on Pulsed Neutron Research. V.2. Vienna: IAEA, 1965, p.193.
6. Кежерун И.Ф. Изучение почти гомогенных систем  $^{235}\text{U}+\text{Be}$  методом импульсного источника нейтронов.—См. настоящий выпуск, с.27-47.
7. Кежерун И.Ф. Proceedings of the Symposium on Neutron Thermalization and Reactor Spectra. V. 2. Vienna: IAEA, 1968, p.379.
8. Пономарев-Степной Н.Н., Ломакин С.С., Дегальцев Н.Г. Атомная энергия, 1963, т.15, с.259.
9. Сидлин И.Н. Стандартная программа для решения задач методом наименьших квадратов.—Препринт ОИЯИ, № II-3362, Дубна, 1967.
10. Кежерун И.Ф. В кн.: Теоретические и экспериментальные проблемы нестационарного переноса нейтронов. М.: Атомиздат, 1972, с.224.
11. Кежерун И.Ф. Атомная энергия, 1965, т.18, с.127.
12. Кежерун И.Ф., Тарабанько В.А. Там же, 1972, т.33, с.283.
13. Кежерун И.Ф., Садиков И.П., Тарабанько В.А., Чернышов А.А. Там же, 1962, т.13, с.258.
14. Amster H., Perkins S.T. J.Nucl.Energy, 1967, v.21, p.26.
15. Cohen E.R. Nucl. Sci. and Engng, 1958, v.4, p.255.
16. Галанин А.Д. Теория ядерных реакторов на тепловых нейтронах. М.: Атомиздат, 1959, с.362.
17. Westcott C.H. CRRP-960, Proceedings of the Second United Nations Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy, 1958, v. 10, p.70.
18. Гарин В.П., Митрохин Ю.К. См. [10], с.292.
19. Ломакин С.С. Автореферат дис. на соиск.учен.степ.канд.физ.наук. М.: ИАЭ, 1965.
20. Гордеев И.В., Кардашев Д.А., Малышев А.В. Ядерно-физические константы. М.: Госатомиздат, 1963, с.481.
21. Спивак П.Е., Броволинский Б.Г. Материалы Международной конференции по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1955). Т.4. М.: Изд-во АН СССР, с.347.
22. Хьлдрх Д.Ж., Шварц Р.А. Атлас нейтронных сечений. М.: Атомиздат, 1959.

Статья поступила в редакцию 24 июня 1982 г.

## ИССЛЕДОВАНИЕ СКОРОСТЕЙ РЕАКЦИЙ И ОТНОШЕНИЙ СЕЧЕНИЙ В РЕАКТОРЕ БН-600

Н.Д.Голяев, М.И.Деев, А.Я.Евсеев, А.В.Звонарев,  
 Д.А.Казанский, В.П.Козлов, В.А.Колыженков,  
 В.И.Матвеев, Ю.Н.Миронович, Л.М.Панарина, В.А.Черный

THE INVESTIGATION OF REACTION RATES AND CROSS-SECTION RATIOS IN THE BN-600 REACTOR. This paper gives the results of measuring and calculating the following reaction rates:  $^{235}\text{U}(n, f)$ , natural  $\text{U}(n, f)$ ,  $^{239}\text{Pu}(n, f)$ ,  $^{238}\text{U}(n, f)$ ,  $^{23}\text{Na}(n, f)$ ,  $^{197}\text{Au}(n, f)$ ,  $^{58}\text{Ni}(n, p)$ ,  $^{27}\text{Al}(n, \alpha)$  and the ratios (relative to fission of  $^{235}\text{U}$ ) of their average cross-sections for a core and a lateral shield of the BN-600 reactor during the initial period of its operation. These measurements have been carried out by a technique of the activation needle detectors irradiated in the space between fuel rods of the regular fuel assemblies. The calculations have been carried out in the 26-group diffusion approximation in the (x, y) geometry using the BNAB-70 and 78 constants. It is shown a fair agreement between the measured and calculated values.

В процессе пуска реактора БН-600 большое внимание было направлено на изучение распределений различных составляющих энерговыделения, а также исследование различных спектральных индексов. Измерялись скорости следующих реакций:  $^{235}\text{U}(n, f)$ , природный  $\text{U}(n, f)$ ,  $^{239}\text{Pu}(n, f)$ ,  $^{238}\text{U}(n, f)$ ,  $^{23}\text{Na}(n, f)$ ,  $^{197}\text{Au}(n, f)$ ,  $^{58}\text{Ni}(n, p)$  и  $^{27}\text{Al}(n, \alpha)$ , а также отношения (к сечению деления  $^{235}\text{U}$ ) их средних сечений. Измерения выполнялись методом активационных игольчатых детекторов.

Активационные детекторы игольчатого типа представляют собой отрезки капиллярной трубки диаметром 1,2x0,1 мм, длиной 15 мм из нержавеющей стали марки IX18NiOT с заваренными торцами и заполненные рабочим материалом в виде порошка, фольги или проволоки. Основные характеристики детекторов представлены в табл. I. Детекторы размещались внутри 12 штатных ТВС в специальных ампулах: 5 ТВС активной зоны малого обогащения (ЗМО), 4 ТВС зоны большого обогащения (ЗБО), 2 ТВС бокового экрана (БЭ) и одна ТВС, предназначенная для компенсации избыточной реактивности (КР). ТВС КР по конструкции идентична ТВС активной зоны, но вместо обогащенной двуокиси урана заполнена обедненной. Во всех ТВС ампулы устанавливались рядом с центральным твэлом, кроме того, в четырех из них (по одной ТВС ЗМО, ЗБО, БЭ и КР) располагалось дополнительно по две ампулы вблизи диаметрально противоположных граней ТВС. Во всех ампулах детекторы размещались вблизи центральной (по высоте) плоскости активной зоны. В четырех ампулах, которые помещались рядом с центральным твэлом в двух ТВС ЗМО и в двух ТВС БЭ, дополнительно устанавливались детекторы по высоте активной зоны и экранов. ТВС с детекторами были установлены в реактор после того, как он проработал с начала пуска примерно 40 сут на мощности 30% номинальной. Облучение детекторов продолжалось в течение 5 ч на мощности примерно 2 МВт.

Таблица I

Нейтронно-физические характеристики активационных игольчатых детекторов

Материал детектора	Толщина детектора, мг/см <sup>2</sup>	Исследуемая реакция	Измеряемый изотоп	Сечение активации при 2200 м/с	Энергия поглощения, кэВ /5/	Период полураспада /5/	Квантовый выход, % /5/
Na <sub>2</sub> CO <sub>3</sub>	50	$^{23}\text{Na}(n, f)$	$^{24}\text{Na}$	0,532±0,001 [4]	1368,526	15,0 ч	100
Al	250	$^{27}\text{Al}(n, \alpha)$	$^{24}\text{Na}$	-	1368,526	15,0 ч	100
Ni	660	$^{58}\text{Ni}(n, p)$	$^{58}\text{Co}$	-	810,757	71,3 сут	99,44±0,02
Au	35	$^{197}\text{Au}(n, f)$	$^{198}\text{Au}$	98,8±0,3 · [4]	411,794	2,6946 сут	95,50±0,05
Обогащенный U (90%)	15	$^{235}\text{U}(n, f)$	$^{140}\text{La}$	582,2±1,3 [3]	1596,217	40,27 ч	95,6±0,3
	1000	$\text{U}(n, f)$	$^{140}\text{La}$	-	1596,217	40,27 ч	95,6±0,3
Природный U	1000	$^{238}\text{U}(n, f)$	$^{239}\text{Np}$	2,70±0,02 [3]	277,6	2,35 сут	12,1
PuO <sub>2</sub>	80	$^{239}\text{Pu}(n, f)$	$^{140}\text{La}$	742,5±3,1 [3]	1596,217	40,27 ч	95,6±0,3



В соответствии с методикой измерения отношений сечений одновременно с облучением детекторов в реакторе БН-600 облучались детекторы (тех же типов) в потоке тепловых нейтронов в канале ионизационных камер ИК-21 реактора АМБ-200. Для этого канала были проведены предварительные измерения с целью определить характеристики поля тепловых нейтронов: интегральный поток, температуру нейтронного газа, кадимиевые отношения, аксиальную неравномерность потока нейтронов в канале.

После извлечения ампул из ТВС и их разделки на гамма-спектрометрических установках измерялись интенсивности соответствующих скоростей реакций. Активность детекторов измерялась на 4-канальной спектрометрической установке СЭ-95 и на одноканальных спектрометрах со спитиляционными детекторами с кристаллом NaI(Tl).

Четырехканальная спектрометрическая установка СЭ-95 обеспечивает сбор информации с четырех (Ge-Li)-детекторов, обработку пиков полного поглощения, вывод информации на дисплей, телетайп "Консул" и перфоратор. Границы интересующего участка для обработки и вывода определялись с помощью дисплея и светового карандаша [1]. Расстояние между облученными активационными детекторами и детекторами, регистрирующими  $\beta$ -излучение, выбиралось таким, чтобы просчеты не превышали 0,5%. Обработка результатов измерений состояла в приведении измеренных активностей к активности насыщения, к единой геометрии облучения и обсчета, к единице массы детектора. Максимальное значение поправки по аксиальным распределениям составило 1,04.

Измеренные скорости реакций нормировались на соответствующие значения в центральной плоскости ТВС Э10, ближайшей к центру активной зоны ( $R = 171$  мм). Относительные распределения скоростей реакций в центральной диаметральной плоскости активной зоны представлены в табл.2, а по высоте ТВС зоны малого обогащения и бокового экрана - в табл.3. Приведенные в таблицах скорости реакций измерены с суммарной погрешностью не хуже 2% для активной зоны и 4% для экранов. Суммарная погрешность измерений складывается из среднеквадратичных погрешностей 5-10 серий измерений активностей детекторов, погрешности определения их весов и ошибки коэффициентов приведения к единой геометрии облучения и измерения.

Таблица 2

Относительное распределение скоростей реакций по ячейкам реактора БН-600

Тип ТВС	R, мм	$^{235}\text{U}(n, f)$	$^{239}\text{Pu}(n, f)$	Природный U(n, f)	$^{238}\text{U}(n, \gamma)$	$^{23}\text{Na}(n, \gamma)$	$^{197}\text{Au}(n, \gamma)$	$^{58}\text{Ni}(n, p)$	$^{27}\text{Al}(n, \alpha)$
Э10	171	<u>1,000</u>	<u>1,000</u>	<u>1,000</u>	<u>1,000</u>	<u>1,000</u>	<u>1,000</u>	<u>1,000</u>	<u>1,000</u>
		0	0	0	0	0	0	0	0
		<u>1,064</u>	<u>0,967</u>	-	-	<u>1,153</u>	<u>1,195</u>	<u>0,647</u>	<u>0,595</u>
		-	-	-	-	-	-	-	-
		<u>1,056</u>	<u>1,019</u>	<u>0,759</u>	<u>1,071</u>	<u>1,083</u>	<u>1,198</u>	<u>0,651</u>	<u>0,572</u>
Э10	297	-1	0	0	+2	-4	-2	-12	-22
		<u>1,013</u>	-	<u>0,791</u>	<u>1,083</u>	<u>1,097</u>	<u>1,174</u>	<u>0,668</u>	<u>0,635</u>
		-	-	-	-	-	-	-	-
		<u>0,946</u>	<u>0,965</u>	<u>0,956</u>	<u>0,954</u>	<u>0,940</u>	<u>0,941</u>	<u>0,965</u>	<u>0,892</u>
		0	+2	+4	+1	+2	+2	+6	-2
Э10	594	<u>0,863</u>	-	<u>0,920</u>	<u>0,878</u>	<u>0,852</u>	<u>0,844</u>	<u>0,924</u>	<u>0,927</u>
		-1	-	+3	+3	-1	-1	+3	+4
Э10	693	<u>0,874</u>	<u>0,856</u>	<u>0,891</u>	<u>0,849</u>	<u>0,800</u>	<u>0,790</u>	<u>0,903</u>	<u>0,826</u>
		+1	-3	-3	-1	-5	-5	-1	-9
Э10	863	<u>0,674</u>	<u>0,674</u>	<u>0,761</u>	<u>0,699</u>	<u>0,704</u>	<u>0,667</u>	<u>0,797</u>	<u>0,700</u>
		+11	+7	+8	+18	+5	+11	+9	-2
		<u>0,680</u>	-	<u>0,751</u>	<u>0,717</u>	<u>0,714</u>	<u>0,720</u>	<u>0,738</u>	<u>0,741</u>
		+2	-	+7	+9	+5	0	+13	+4
		<u>0,747</u>	<u>0,742</u>	<u>0,748</u>	<u>0,739</u>	<u>0,759</u>	<u>0,823</u>	<u>0,762</u>	<u>0,701</u>
Э10	810	0	+2	+9	-3	-1	-19	+16	+19
		<u>0,723</u>	<u>0,761</u>	<u>0,884</u>	<u>0,680</u>	<u>0,658</u>	<u>0,599</u>	<u>0,950</u>	<u>0,890</u>
		0	0	-2	-3	-2	-6	+5	-2

Окончание табл. 2

Тип ТВС	R, мм	$^{235}\text{U}(n, f)$	$^{239}\text{Pu}(n, f)$	Природный $\text{U}(n, f)$	$^{238}\text{U}(n, f)$	$^{23}\text{Na}(n, \gamma)$	$^{197}\text{Au}(n, \gamma)$	$^{58}\text{Ni}(n, p)$	$^{27}\text{Al}(n, \alpha)$
ЗБО	89I	<u>0,616</u>	<u>0,673</u>	<u>0,834</u>	<u>0,620</u>	<u>0,561</u>	<u>0,535</u>	<u>0,892</u>	<u>0,816</u>
		-4	+1	+3	+1	-8	-7	+4	-5
		<u>0,693</u>	<u>0,714</u>	<u>0,918</u>	<u>0,674</u>	<u>0,583</u>	<u>0,579</u>	<u>0,987</u>	<u>0,892</u>
ЗБО	944	-6	-7	+1	-5	-16	-12	+2	-8
		<u>0,604</u>	<u>0,626</u>	<u>0,777</u>	<u>0,623</u>	-	<u>0,524</u>	<u>0,846</u>	<u>0,791</u>
		-3	-3	-1	+4	-	-8	+6	-1
ЗБО	1004	<u>0,548</u>	<u>0,571</u>	<u>0,688</u>	<u>0,558</u>	<u>0,515</u>	<u>0,496</u>	<u>0,750</u>	<u>0,698</u>
БЭ	1089	+4	+7	+5	+7	-1	-5	+23	+14
		<u>0,408</u>	<u>0,349</u>	<u>0,190</u>	<u>0,423</u>	<u>0,524</u>	<u>0,608</u>	<u>0,130</u>	<u>0,117</u>
		-3	-12	-11	+6	-3	-10	-10	-5
БЭ	1287	<u>0,436</u>	-	<u>0,233</u>	<u>0,450</u>	<u>0,614</u>	<u>0,601</u>	<u>0,175</u>	<u>0,151</u>
		0	-	+4	+9	+9	-10	+7	-4
		<u>0,455</u>	<u>0,407</u>	<u>0,264</u>	<u>0,505</u>	<u>0,609</u>	<u>0,625</u>	<u>0,206</u>	<u>0,188</u>
БЭ	1287	-3	-8	-7	+13	+3	-10	-18	-33
		<u>0,157</u>	<u>0,124</u>	<u>0,0458</u>	<u>0,155</u>	<u>0,231</u>	<u>0,297</u>	<u>0,0146</u>	<u>0,0151</u>
		+10	-1	+16	+17	+15	+3	+6	+6

Примечание. Значения: числитель - экспериментальные; знаменатель - (Э-Р)/Р, %.

Таблица 3

Экспериментальные относительные распределения скоростей реакций по высоте реактора в ТВС активной зоны и бокового экрана

Тип реакции	H, мм	ЗМО, R=171 мм	ЗМО, R=297 мм	БЭ, R=1089 мм	БЭ, R=1287 мм
$^{235}\text{U}(n, f)$	+583	0,288	0,262	0,261	0,266
	+438	0,492	0,468	0,460	0,453
	+333	0,549	0,560	0,563	0,535
	+215	0,808	0,788	0,829	0,807
	+15	1,000	1,000	1,000	1,000
	-185	0,947	0,934	0,889	0,913
	-383	0,720	0,716	0,569	0,590
Природный $\text{U}(n, f)$	+768	-	0,0391	0,0715	-
	+562	-	-	0,157	-
	+553	0,100	0,0952	-	0,264
	+403	0,272	0,258	0,363	0,475
	+353	0,468	0,474	0,503	0,576
	+185	0,833	0,860	0,855	0,848
	+30	1,000	1,000	1,000	1,000
	-215	0,925	0,922	0,856	0,852
	-398	0,416	0,421	0,448	0,540
	-440	0,292	0,292	0,353	0,452
	-590	0,123	0,123	0,147	0,244
-768	0,061	0,0614	-	0,190	

Окончание табл.3

Тип реакции	H, мм	ЗМО,		БЭ,	
		R = 171 мм	R = 297 мм	R = 1089 мм	R = 1287 мм
$^{238}\text{U}(n, f)$	+768	-	0,162	0,126	-
	+568	-	-	0,272	-
	+553	0,336	0,309	-	0,282
	+403	0,568	0,510	0,489	0,521
	+353	0,612	0,602	0,585	0,597
	+185	0,916	0,862	0,864	0,879
	+ 30	1,000	1,000	1,000	1,000
	-215	0,927	0,925	0,871	0,873
	-398	0,739	0,728	0,575	0,561
	-440	0,707	0,692	0,480	0,497
	-590	0,424	0,416	0,260	0,258
	-768	0,229	0,245	-	0,231

Отношения средних сечений измерялись в центральной плоскости двух ТВС ЗМО с  $R = 171$  и  $594$  мм. Результаты измерения отношений средних сечений представлены в табл.4. В качестве опорной выбрана реакция деления  $^{235}\text{U}(n, f)$ . Суммарная погрешность измерения отношений средних сечений не превышает 4%. Основными компонентами суммарной ошибки измерения отношений сечений явились: ошибка из-за детекторов, неопределенность коэффициентов приведения к единой геометрии облучения и об-счета детекторов, а также погрешность определения  $g$ -фактора [для реакции  $^{239}\text{Pu}(n, f)$ ]. При вычислении отношений сечений  $\sigma_c^{Al}/\sigma_f^{235}$  и  $\sigma_c^{Ni}/\sigma_f^{235}$  существенный вклад в ошибку вносит погрешность определения абсолютной эффективности спектрометра.

Для сравнения с экспериментом были проведены рас-четы скоростей реакций и отношений средних сечений в центральной диаметральной плоскости активной зоны и бокового экрана. Расчеты были выполнены в  $(X, Y)$ -ге-ометрии по двумерному комплексу программ ДЦ-30, раз-работанному в Физико-энергетическом институте и реали-зованному на ЭВМ ЕС-1030 [2]. Расчетная модель реакто-ра, насчитывающая  $67 \times 37 = 2479$  расчетных узлов, позво-лила описать "стартовую" загрузку реактора. Каждый элемент (ТВС, стержень СУЗ, источник нейтронов, кита-тор ТВС), загруженный в ячейку реактора, описывался двумя расчетными узлами; при этом переход от реальной гексагональной ячейки к прямоугольной был осуществлен по принципу равенства их площадей и геометрических ме-тодов. Стержни СУЗ, которые были частично введены в активную зону, учитывались путем гомогенизации погру-женной поглощающей части на всю высоту активной зоны. Распределение потока нейтронов рассчитывалось в 26-груп-повом диффузионном приближении с использованием кон-стант БНАБ-70. Утечка нейтронов в осевом направлении учитывалась с помощью зонных лапласианов. При расчете скоростей реакций и отношений сечений использовались константы БНАБ-78.

Расчетные результаты в сравнении с экспериментальными (Э-Р/Р) представлены в табл. 2 и 4.

В основном получено удовлетворительное согласие измеренных и рассчитанных распределений скоростей реакций  $^{235}\text{U}(n, f)$ ,  $^{239}\text{Pu}(n, f)$ , природный  $\text{U}(n, f)$ ,  $^{238}\text{U}(n, f)$  и отношений их сечений, что указывает на применимость представленного расчетного метода и констант для предсказания

Таблица 4

Отношения средних сечений\*

Тип реакции	ЗМО,	
	R = 171 мм	R = 594 мм
$^{235}\text{U}(n, f)$	1,000	1,000
	0	0
$^{239}\text{Pu}(n, f)$	1,068	-
	+4	
$^{238}\text{U}(n, f)$	0,0293	0,0312
	-2	+2
$^{238}\text{U}(n, f)$	0,140	0,143
	+4	+7
$^{23}\text{Na}(n, f)$	0,000648	0,000614
	-21	-25
$^{197}\text{Au}(n, f)$	0,346	0,311
	-16	-18
$^{58}\text{Ni}(n, p)$	0,00834	0,00873
	-3	-0,3
$^{27}\text{Al}(n, \alpha)$	0,0000482	0,0000517
	+27	+33

\* См. примечание к табл.2.

энерговыведения, потока и спектра нейтронов в области энергий, в которой сосредоточена определяющая доля нейтронов как в активной зоне, так и в боковом экране урановых реакторов типа БН-600. Расхождение имеет место для ТВС ЭМО ( $R = 863$  мм), которая была установлена в ячейку рядом со штатным источником нейтронов. Источник содержит бериллий, который приводит к увеличению градиента потока нейтронов и к существенному изменению спектра в рядом стоящей ТВС и, по-видимому, двух расчетных узлов на такую ТВС недостаточно для корректного их описания. Следует отметить хорошее согласие измеренных и рассчитанных реакций, за исключением реакций  $^{58}\text{Ni}(n,p)$  и  $^{27}\text{Al}(n,\alpha)$  в ТВС КР, выполненной на основе обедненной двуокиси урана, что указывает на удовлетворительное описание сырьевых ТВС, размещаемых в активной зоне. Отличие измеренных и рассчитанных отношений средних сечений реакции  $^{27}\text{Al}(n,\alpha)$  к среднему сечению реакции  $^{235}\text{U}(n,f)$ , вероятно, обусловлено тем, что в области энергий выше нескольких мегаэлектронвольт расчет занижает долю нейтронов. Указанные расхождения и другие [для  $^{23}\text{Na}(n,\gamma)$  и  $^{197}\text{Au}(n,\gamma)$  см. табл.4] требуют дополнительного анализа.

#### Список литературы

1. Курочкин С.С., Агапов С.А., Николаев Г.Н. Устройство накопления и обработки информации УНО-92.- Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерное приборостроение. 1977, вып. 34-35, т.2, с.158-167.
2. Миронович Ю.Н. Современное состояние программного комплекса ДД.- В кн.: Сборник докладов по программам и методам физического расчета быстрых реакторов. Димитровград, 1975, с. 56-63.
3. Горбачев В.Н., Замятин Ю.С., Лбов А.А. Взаимодействие излучений с ядрами тяжелых элементов и деление ядер. М.: Атомиздат, 1976.
4. Гордеев И.В., Кардашев Д.А., Малышев А.В. Ядерно-физические константы. М.: Атомиздат, 1963.
5. Нестеров Б.В. Константы  $\gamma$ -излучения радиоактивных ядер. - См. [1]: Сер. Ядерные константы, 1980, вып.2(41), с.60-87.

Статья поступила в редакцию 24 июня 1982 г.

УДК 539.171:539.172.4

#### АНАЛИТИЧЕСКОЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЕ НА ОСНОВЕ ПАДЕ-АПРОКСИМАЦИИ ОЦЕНЕННЫХ ДАННЫХ ПО СЕЧЕНИЯМ ПОРОГОВЫХ РЕАКЦИЙ ПОД ДЕЙСТВИЕМ НЕЙТРОНОВ

С.А.Б а д и к о в, В.Н.В и н о г р а д о в, Е.В.Г а й, В.Н.М а н о х и н,  
А.Б.П а щ е н к о, Н.С.Р а б о т н о в

THE PADE-APPROXIMATION OF THE EVALUATED DATA ON THE CROSS-SECTIONS OF NEUTRON INDUCED THRESHOLD REACTIONS. The Pade-approximation by rational functions was used to convert into analytical form the library of the evaluated data on the cross-sections of neutron induced threshold reactions BOSPOR. The 142 curves of the library were processed. The average accuracy of the approximation for the majority of curves is better than 1% and within 10% for other curves.

**А**ппроксимация рациональными функциями (Паде-аппроксимация) является удобным средством для обработки, анализа, оценки и хранения ядерных данных. Полное разложение Паде-аппроксиманта особенно удобно для резонансного анализа, так как является обобщением многоуровневых формул. В то же время хорошие аналитические свойства Паде-аппроксимации, прежде всего ее быстрая сходимость в широкой области [см., например, [1,2]], позволяет использовать ее для аппроксимации практически любых экспериментальных зависимостей. Основное препятствие - нелинейность метода наименьших

квадратов. Однако существует метод [3], позволяющий обойти эту трудность. В настоящей работе он был использован для перевода в аналитическую форму библиотеки оцененных данных по сечениям пороговых реакций под действием нейтронов БОСНОР [4] в энергетических интервалах от порога до 20 МэВ. Библиотека содержит свыше 140 наборов данных (эквидистантные точки с шагом 0,1 МэВ), довольно разнородных по точности и детальности воспроизведения реальных сечений. При их получении использовались как систематизация и оценка имеющегося экспериментального материала, так и чисто теоретические расчеты или их комбинация для одного и того же сечения в разных энергетических интервалах. Этим объясняются следующие особенности наборов данных библиотеки как объектов аналитической аппроксимации:

- неизвестность погрешности данных в отдельных точках, поэтому нельзя для определения числа параметров оптимальной аппроксимации последовательно использовать критерии типа  $\chi^2$ ;
- сглаженность данных на отдельных энергетических интервалах (результат некоего сглаживания, чаще всего простейшего - линейного), что иногда приводит кусочные аппроксимации к стыковке между собой с резким изменением характера зависимости;
- резкое отличие детальности структуры отдельных кривых от некоторого верхнего и нижнего значения энергии, по разные стороны от которого использовались различные методы оценки.

Задача представления всех этих данных по возможности в единой аналитической форме преследовала две главные цели:

- обеспечить возможность быстрого вычисления нужного сечения при любом значении энергии  $E \leq 20$  МэВ, а также использования соответствующей формулы в аналитических расчетах;
- сократить объем подлежащей хранению числовой информации без существенного снижения точности оцененных данных.

Паде-аппроксимация второго рода, использованная для обработки, - это рациональная функция  $f^{[L]}(E) = \frac{P_N(E)}{Q_M(E)}$ , где  $P_N$  и  $Q_M$  - полиномы степеней  $N$  и  $M$  соответственно, а  $L = N + M + 1$  - полное число параметров аппроксиманты. Ее можно параметризовать различными способами. Один из наиболее удобных - полюсное разложение (при  $N \leq M$ ):

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

Именно разложение (I) было использовано для подавляющего большинства результирующих функций. Для нахождения его параметров, однако, требуется найти комплексные корни знаменателя аппроксиманты. При большом числе параметров эта процедура иногда была затруднительна. В этих немногочисленных случаях в качестве параметров использовались так называемые опорные ординаты и абсциссы  $f_i$  и  $E_i$ . Полное число таких пар равно  $L$ , и значение аппроксиманты в любой точке определяется следующим образом. Сперва находят коэффициенты  $C_n$  цепной дроби, эквивалентной разложению (I), с помощью следующих рекурсивных формул

$$f^{[L]}(E) = \frac{C_1}{1 + (E - E_1)C_2} \frac{1}{1 + \dots + (E - E_{L-1})C_L},$$

причем  $C_n = u_{n+1}(E_n)/u_n(E_n)$ , где  $u_1(E_1) \equiv 1$ ;  $u_2(E_1) \equiv f(E_1)$ ;  $u_{n+2}(E) = (C_n u_n - u_{n+1})/(E - E_n)$ ;  $n = 1, 2, \dots, L-2, L-1, L$ , затем вычисляют значение аппроксиманты при заданном  $E$  с применением другой рекуррентной процедуры:  $P_n = P_{n-1} + C_n(E - E_{n-1})P_{n-2}$ ;  $Q_n = Q_{n-1} + C_n(E - E_{n-1})Q_{n-2}$ , где  $P_0 = 0$ ;  $P_1 = C_1 E$ ;  $Q_0 = 1$ ;  $Q_1 = E$ . Результаты обработки приведены в табл. I-8. Для каждого сечения указана достигнутая средняя относительная точность аппроксимации. Она составляет: для 88 кривых меньше 1%; для 37 кривых от 1 до 2%; для остальных 19 от 2 до 10%. В последних случаях решено было удовлетвориться достигнутой точностью, поскольку она ухудшается главным образом из-за трудностей в описании начальных участков кривых, где сечения малы по абсолютной величине и плохо известны. Объем числовой информации по сравнению с поточечным заданием уменьшился более чем в десять раз.

Для вычисления значений сечений затрачиваются немногие десятки операций в точке. Библиотека оформлена в виде данных на картах (примерно 300 перфокарт) и небольшой обслуживающей программы.

Поясним структуру таблиц. При задании аппроксиманты параметрами полюсного разложения, а эта параметризация использована во всех случаях кроме четырех - их общее число и соотношение между  $\ell_1$  и  $\ell_2$  сильно меняются. Это затрудняет организацию таблиц. В приложении приводятся восемь таблиц. Ключевой является табл. I, где указаны названия реакций и номера таблиц с параметрами. Например, параметры аппроксиманты для реакции  $n_2(n_2n)_1$  находятся в табл. 2. Обозначения в таблицах соответствуют обозначениям формулы (I). Параметры записываются и в тех случаях, когда они равны нулю. Почти все значения параметров округлены до 4 знаков, замыкающие нули опускаются. В двух случаях - для реакций  $^{14}N(n, \alpha)$  и  $^{16}O(n, \alpha)$  - интервал разбивался на два, аппроксиманты строились для каждого интервала, при этом параметры приводятся для обеих частей кривой.

Для четырех кривых (табл. 6), параметризованных опорными ординатами, приводятся последовательные пары  $(E_i, f_i)$ .

Таблица I

Реакция	Номер таблицы	Реакция	Номер таблицы	Реакция	Номер таблицы
$^2H(n_2n)_1^1H$	2	$^{31}P(n_2n)^{30}P$	3	$^{46}Ti(n_2n)^{45}Ti$	4
$^6Li(np)^6He$	4	$^{32}S(np)^{32}P$	6	$^{47}Ti(np)^{47}Sc$	4
$^6Li(n_2n)^5Li$	3	$^{32}S(n, \alpha)^{29}Si$	2	$^{48}Ti(np)^{48}Sc$	4
$^9Be(n_2n)^8Be$	4	$^{32}S(nt)^{30}P$	3	$^{49}Ti(np)^{49}Sc$	4
$^{10}B(nt)^8Be$	4	$^{32}S(n_2n)^{31}S$	3	$^{50}Ti(np)^{50}Sc$	2
$^{12}C(np)^{12}B$	4	$^{34}S(n, \alpha)^{31}Si$	2	$^{51}V(n, \alpha)^{48}Sc$	4
$^{14}N(n, \alpha)^{11}B$	2, 4	$^{35}Cl(n, \alpha)^{32}P$	4	$^{50}Cr(n_2n)^{49}Cr$	3
$^{14}N(n_2n)^{13}N$	2	$^{35}Cl(n_2n)^{34}Cl$	3	$^{52}Cr(np)^{52}V$	2
$^{16}O(np)^{16}N$	5	$^{35}Cl(n_2n)^{34m}Cl$	3	$^{52}Cr(n_2n)^{51}Cr$	4
$^{16}O(n, \alpha)^{13}C$	5	$^{39}K(np)^{39}Ar$	2	$^{55}Mn(n_2n)^{54}Mn$	3
$^{19}F(np)^{19}O$	2	$^{39}K(n, \alpha)^{36}Cl$	2	$^{54}Fe(np)^{54}Mn$	4
$^{19}F(n, \alpha)^{16}N$	6	$^{39}K(n_2n)^{38}K$	3	$^{54}Fe(n, \alpha)^{51}Cr$	2
$^{19}F(n_2n)^{18}F$	3	$^{41}K(np)^{41}Ar$	4	$^{54}Fe(n_2n)^{53}Fe$	3
$^{23}Na(np)^{23}Ne$	7	$^{41}K(n, \alpha)^{38}Cl$	3	$^{56}Fe(np)^{56}Mn$	4
$^{23}Na(n, \alpha)^{20}F$	2	$^{42}Ca(np)^{42}K$	2	$^{56}Fe(n_2n)^{55}Fe$	4
$^{23}Na(n_2n)^{22}Na$	3	$^{44}Ca(np)^{44}K$	2	$^{59}Co(np)^{59}Fe$	4
$^{24}Mg(np)^{24}Na$	5	$^{44}Ca(n, \alpha)^{41}Ar$	2	$^{59}Co(n, \alpha)^{56}Mn$	4
$^{27}Al(np)^{27}Mg$	4	$^{45}Sc(np)^{45}Ca$	4	$^{59}Co(n_2n)^{58}Co$	4
$^{27}Al(n, \alpha)^{24}Na$	2	$^{45}Sc(n, \alpha)^{42}K$	2	$^{58}Ni(np)^{58}Co$	2
$^{28}Si(np)^{28}Al$	2	$^{45}Sc(n_2n)^{44}Sc$	2	$^{59}Ni(n, \alpha)^{57}Co$	4
$^{31}P(np)^{31}Si$	6	$^{45}Sc(n_2n)^{44m}Sc$	4	$^{58}Ni(n, \alpha)^{59}Fe$	4
$^{31}P(n, \alpha)^{28}Al$	3	$^{46}Ti(np)^{46}Sc$	2	$^{58}Ni(n_2n)^{57}Ni$	3

Реакция	Номер таблицы	Реакция	Номер таблицы	Реакция	Номер таблицы
$^{60}\text{Ni}(np)^{60}\text{Co}$	4	$^{84}\text{Sr}(n2n)^{83}\text{Sr}$	3	$^{141}\text{Pr}(n2n)^{140}\text{Pr}$	2
$^{62}\text{Ni}(n\alpha)^{59}\text{Fe}$	2	$^{88}\text{Sr}(n2n)^{87\text{m}}\text{Sr}$	2	$^{142}\text{Nd}(n2n)^{141}\text{Nd}$	2
$^{63}\text{Cu}(n2n)^{62}\text{Cu}$	2	$^{89}\text{Y}(n2n)^{88}\text{Y}$	3	$^{146}\text{Nd}(n2n)^{145}\text{Nd}$	3
$^{65}\text{Cu}(np)^{65}\text{Ni}$	3	$^{90}\text{Zr}(np)^{90}\text{Y}$	2	$^{148}\text{Nd}(n2n)^{147}\text{Nd}$	2
$^{65}\text{Cu}(n2n)^{64}\text{Cu}$	4	$^{90}\text{Zr}(n2n)^{89}\text{Zr}$	2	$^{150}\text{Nd}(n2n)^{149}\text{Nd}$	2
$^{64}\text{Zn}(np)^{64}\text{Cu}$	4	$^{93}\text{Nb}(n2n)^{92}\text{Nb}$	2	$^{144}\text{Sm}(n2n)^{143}\text{Sm}$	3
$^{64}\text{Zn}(n2n)^{63}\text{Zn}$	3	$^{93}\text{Nb}(n2n)^{92\text{m}}\text{Nb}$	4	$^{148}\text{Sm}(n2n)^{147}\text{Sm}$	2
$^{66}\text{Zn}(np)^{66}\text{Cu}$	6	$^{92}\text{Mo}(n2n)^{91}\text{Mo}$	3	$^{150}\text{Sm}(n2n)^{149}\text{Sm}$	2
$^{66}\text{Zn}(n2n)^{65}\text{Zn}$	3	$^{103}\text{Rh}(n2n)^{102}\text{Rh}$	3	$^{152}\text{Sm}(n2n)^{151}\text{Sm}$	2
$^{69}\text{Ga}(n2n)^{68}\text{Ga}$	1	$^{106}\text{Cd}(n2n)^{105\text{m}}\text{Cd}$	3	$^{154}\text{Sm}(n2n)^{153}\text{Sm}$	4
$^{71}\text{Ga}(n2n)^{70}\text{Ga}$	3	$^{111}\text{Cd}(np)^{111}\text{Ag}$	2	$^{169}\text{Tm}(n2n)^{168}\text{Tm}$	2
$^{70}\text{Ge}(n2n)^{69}\text{Ge}$	3	$^{112}\text{Cd}(n\alpha)^{109}\text{Pd}$	4	$^{175}\text{Lu}(n2n)^{174}\text{Lu}$	2
$^{76}\text{Ge}(n2n)^{75}\text{Ge}$	3	$^{116}\text{Cd}(n2n)^{115}\text{Cd}$	2	$^{181}\text{Ta}(np)^{181}\text{Hf}$	3
$^{75}\text{As}(np)^{75}\text{Ge}$	4	$^{113}\text{In}(n2n)^{112}\text{In}$	4	$^{181}\text{Ta}(n2n)^{180}\text{Ta}$	2
$^{75}\text{As}(n\alpha)^{72}\text{Ga}$	2	$^{115}\text{In}(n2n)^{114}\text{In}$	3	$^{181}\text{Ta}(n2n)^{180\text{m}}\text{Ta}$	2
$^{75}\text{As}(n2n)^{74}\text{As}$	3	$^{115}\text{In}(n2n)^{114\text{m}}\text{In}$	4	$^{191}\text{Ir}(n2n)^{190}\text{Ir}$	2
$^{74}\text{Se}(n2n)^{73}\text{Se}$	3	$^{112}\text{Sn}(n2n)^{111}\text{Sn}$	3	$^{193}\text{(n2n)}^{192}\text{Ir}$	2
$^{76}\text{Se}(n2n)^{75}\text{Se}$	3	$^{118}\text{Sn}(n\alpha)^{115}\text{Cd}$	2	$^{197}\text{Au}(n2n)^{196}\text{Au}$	2
$^{78}\text{Se}(n2n)^{77}\text{Se}$	3	$^{121}\text{Sb}(n2n)^{120}\text{Sb}$	3	$^{203}\text{Tl}(n2n)^{202}\text{Tl}$	2
$^{80}\text{Se}(n2n)^{79}\text{Se}$	2	$^{123}\text{Sb}(n2n)^{122}\text{Sb}$	4	$^{205}\text{Tl}(n2n)^{204}\text{Tl}$	3
$^{82}\text{Se}(n2n)^{81}\text{Se}$	2	$^{127}\text{I}(n2n)^{126}\text{I}$	4	$^{204}\text{Pb}(n2n)^{203}\text{Pb}$	3
$^{79}\text{Br}(n2n)^{78}\text{Br}$	3	$^{133}\text{Cs}(n2n)^{132}\text{Cs}$	2	$^{208}\text{Pb}(n2n)^{207\text{m}}\text{Pb}$	3
$^{81}\text{Br}(n2n)^{80}\text{Br}$	3	$^{140}\text{Ce}(n2n)^{139}\text{Ce}$	4	$^{209}\text{Bi}(n2n)^{208}\text{Bi}$	4
$^{81}\text{Br}(n2n)^{80\text{m}}\text{Br}$	3	$^{140}\text{Ce}(n2n)^{139\text{m}}\text{Ce}$	8	$^{232}\text{Th}(n2n)^{231}\text{Th}$	4
$^{85}\text{Rb}(n2n)^{84}\text{Rb}$	3	$^{142}\text{Ce}(n2n)^{141}\text{Ce}$	2	$^{238}\text{U}(n2n)^{237}\text{U}$	4

Таблица 2

Реакция	Параметры									
	$\alpha_1$	$\beta_1$	$\epsilon_1$	$\delta_1$	$\alpha_2$	$\beta_2$	$\epsilon_2$	$\delta_2$	CONF	I
$^2\text{H}(n2n)^1\text{H}$	4039	12083	6,184	13,32	-3,737	-2,567	3,703	0,766	0,0	8
$^{14}\text{N}(n2n)^{13}\text{N}$	38,47	74,13	16,51	4,215	5,607	63,53	14,45	-2,94	0,0	8

Реакции	Параметры									L
	$\alpha_1$	$\beta_1$	$\epsilon_1$	$\beta_1$	$\alpha_2$	$\beta_2$	$\epsilon_2$	$\beta_2$	CON	
$^{19}\text{F}(np)^{19}\text{O}$	370,9	I46I	6,549	-5,345	I5,07	-9I,65	I5,89	4,079	-2I,9	9
$^{23}\text{Na}(n\alpha)^{20}\text{F}$	-988,6	32945	I2,5I	9,I3I	-2084	-6374	4,235	5,395	0,0	8
$^{27}\text{Al}(n\alpha)^{24}\text{Na}$	I90,7	3825	I2,77	5,III	46,27	97,09	8,609	2,III	-32,I4	9
$^{28}\text{Si}(np)^{28}\text{Al}$	-I878	2I6I4	I2,99	9,59	682,I	-779,6	5,97I	2,338	0,0	8
$^{32}\text{S}(n\alpha)^{29}\text{Si}$	2775	26077	4,809	7,365	263,3	336,5	I9,05	4,287	0,0207	9
$^{34}\text{S}(n\alpha)^{31}\text{Si}$	9I8,2	I5920	I0,28	7,386	-40,67	-209,6	I7,78	2,77I	-I35,0	9
$^{39}\text{K}(np)^{39}\text{Ar}$	656,I	I7584	9,220	6,75I	522,3	2577	3,722	3,477	-I72,8	9
$^{39}\text{K}(n\alpha)^{36}\text{Cl}$	-I09,4	I65I6	I2,II	9,585	I85,8	2I,92	6,I77	3,29	-7I,97	9
$^{42}\text{Ca}(np)^{42}\text{K}$	-473,5	I3234	I3,62	7,69	I62,9	-28I,6	5,82I	3,I8	-73,2I	9
$^{44}\text{Ca}(n\alpha)^{41}\text{Ar}$	II2,5	237,I	II,44	4,674	-45,76	304,I	I7,75	3,895	0,0	8
$^{44}\text{Ca}(np)^{44}\text{K}$	-56,76	804,3	I6,97	4,383	42,44	-I69,I	8,4II	4,407	0,0	8
$^{45}\text{Sc}(n\alpha)^{42}\text{K}$	-332,9	296,I	I5,62	4,902	II6	-846,8	6,593	4,0II	27,28	9
$^{45}\text{Sc}(n2n)^{44}\text{Sc}$	43I6	I5899	I6,2	6,909	82,I9	87I,2	I4,65	2,24	0,0	8
$^{46}\text{Tl}(np)^{46}\text{Sc}$	I60,2	-538,3	4,II7	2,278	-336,6	32283	II,85	9,333	-99,77	9
$^{50}\text{Tl}(np)^{50}\text{Sc}$	I9,23	397,3	I5,7	4,I5I	-I,I25	0,9II	7,7I7	I,378	-3,557	9
$^{142}\text{Nd}(n2n)^{141}\text{Nd}$	-7363	24377	2I,I7	4,939	428I	-I563	II,45	2,965	0,0	8
$^{142}\text{Ce}(n2n)^{141}\text{Ce}$	60I0	33479	9,023	4,322	40I0	24376	I4,06	4,508	-877,7	9
$^{148}\text{Nd}(n2n)^{147}\text{Nd}$	I868I	2I937	7,4I7	4,I57	4I48	974	I2,23	3,806	-I050	9
$^{148}\text{Sm}(n2n)^{147}\text{Sm}$	-5I56	I695	I7,68	4,652	I252	-7922	8,096	2,I74	I2I2	9
$^{150}\text{Nd}(n2n)^{149}\text{Nd}$	-4247	28922	I5,I6	5,249	-44,62	-2623	7,I8I	I,354	759,I	9
$^{150}\text{Sm}(n2n)^{149}\text{Sm}$	999,4	I9342	I4,36	4,093	3487	2626	9,3I4	2,67	0,0	8
$^{152}\text{Sm}(n2n)^{151}\text{Sm}$	-2346	I8I73	I5,33	4,424	2234	-53I4	8,895	2,333	59I,5	9
$^{169}\text{Tm}(n2n)^{168}\text{Tm}$	4290	2I9608	I3,65	7,927	756,5	-473	9,0I	I,I3I	-I548	9
$^{175}\text{Lu}(n2n)^{174}\text{Lu}$	-55I6	24869	I6,9	4,856	592I	-3909	8,322	2,623	0,0	8
$^{181}\text{Ta}(n2n)^{180}\text{Ta}$	I0022	324I3	9,06I	5,535	-529,I	2I80	I5,38	2,383	-739,3	9
$^{197}\text{Ir}(n2n)^{190}\text{Ir}$	II807	-I5I00	8,367	4,4I7	-573I	23759	I7,5	5,8I8	0,0	8
$^{193}\text{Ir}(n2n)^{192}\text{Ir}$	IIII0	-I0696	8,3I4	4,II5	-8278	6098	I8,89	4,855	0,0	8
$^{197}\text{Au}(n2n)^{196}\text{Au}$	-I4I69	I7654I	I6,02	8,65	-II24	-7I20	7,976	I,84I	0,0	8
$^{203}\text{Tl}(n2n)^{202}\text{Tl}$	-42I2	268993	I5,76	8,584	I269	-855,7	9,36I	I,866	-I765	9
$^{181}\text{Ta}(n2n)^{180}\text{Ta}$	-I2582	68207	I6,88	6,724	I959	-5683	8,06	2,042	0,0	8
$^{14}\text{N}(n\alpha)^{11}\text{B}$ (0.3-20 MeB)	-I43,4	-4290	20,3	6,977	47,57	56,09	II,8I	2,706	I27,7	9



Реакции	Параметры									
	$\alpha_1$	$\beta_1$	$\epsilon_1$	$\delta_1$	$\alpha_2$	$\beta_2$	$\epsilon_2$	$\delta_2$	CON	L
$^{52}\text{Cr}(np)^{52}\text{V}$	116,4	-4585	5,335	6,208	-221	908,1	14,08	4,532	91,32	9
$^{54}\text{Fe}(n\alpha)^{51}\text{Cr}$	158,7	10018	15,24	7,664	3,176	-12,4	7,956	1,443	-49,25	9
$^{58}\text{Ni}(np)^{58}\text{Co}$	1551	-3069	2,857	3,216	-1592	1529	13,02	4,501	307,3	9
$^{62}\text{Ni}(n\alpha)^{59}\text{Fe}$	282,7	1427	10,69	8,764	-0,045	2,449	14,94	1,064	-7,994	9
$^{63}\text{Cu}(n2n)^{62}\text{Cu}$	-855	-7507	10,41	2,788	150,7	505,8	17,23	2,586	996,2	9
$^{75}\text{As}(n\alpha)^{72}\text{Ga}$	19,19	87,6	13,72	2,992	0,0055	0,0001	7,962	0,075	0,685	9
$^{80}\text{Se}(n2n)^{79}\text{Se}$	6315	15165	11,77	4,259	2151	483	15,79	3,911	0,0	8
$^{82}\text{Se}(n2n)^{81}\text{Se}$	-7812	1010860	17,29	13,35	3,21	1652	11,95	2,199	-4497	9
$^{88}\text{Sr}(n2n)^{87\text{m}}\text{Sr}$	840,5	-1576	12,23	2,716	-69,09	-1,768	19,55	1,306	272,2	9
$^{90}\text{Zr}(n2n)^{89}\text{Zr}$	1979	-10552	12,27	3,065	15,06	-10,09	13,07	0,469	1191	9
$^{90}\text{Zr}(np)^{90}\text{Y}$	189,1	169	11,43	5,296	42,45	-66,78	5,756	3,929	22,48	9
$^{93}\text{Nb}(n2n)^{92}\text{Nb}$	-14287	34793	21,42	7,839	2079	-5510	9,671	2,526	0,0	8
$^{111}\text{Cd}(np)^{111}\text{Ag}$	203,7	772,2	15,17	6,781	0,446	-0,496	8,082	0,857	8,306	9
$^{116}\text{Cd}(n2n)^{115}\text{Cd}$	-5798	22754	17,52	5,03	3840	-5746	8,548	2,497	0,0	8
$^{118}\text{Sn}(n\alpha)^{115}\text{Cd}$	1,787	89,73	21,61	5,168	2,045	-1,137	14,12	2,772	0,0	8
$^{133}\text{Cs}(n2n)^{132}\text{Cs}$	637,8	46809	14,2	5,292	192,7	-2824	9,227	1,717	0,0	8
$^{141}\text{Pr}(n2n)^{140}\text{Pr}$	17069	-32904	8,003	4,548	-1597	6427	19,22	3,381	0,0	8

Таблица 3

Реакции	Параметры									
	$\alpha_1$	$\beta_1$	$\epsilon_1$	$\delta_1$	$a_1$	$p_1$	$a_2$	$p_2$	CON	L
$^{19}\text{F}(n2n)^{18}\text{F}$	359,6	-981,3	12,57	4,307	0,0684	11,48	0,0	0,0	69,65	7
$^{23}\text{Na}(n2n)^{22}\text{Na}$	594,6	-2299	14,19	3,913	0,0	0,0	0,0	0,0	179,8	5
$^{31}\text{P}(n\alpha)^{28}\text{Al}$	2155	7311	7,695	6,852	803,2	-0,1594	0,0	0,0	-180,3	7
$^{31}\text{P}(n2n)^{30}\text{P}$	969,4	3546	16,62	10,86	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	4
$^{32}\text{S}(nt)^{30}\text{P}$	0,0	0,0	0,0	0,0	-70,77	1,126	0,0021	14,58	5,216	5
$^{32}\text{S}(n2n)^{31}\text{S}$	7,776	-12,35	16,4	3,911	0,0	0,0	0,0	0,0	1,159	5
$^{35}\text{Cl}(n2n)^{34}\text{Cl}$	-1863	924,9	25,85	5,894	0,0	0,0	0,0	0,0	-125,9	5
$^{35}\text{Cl}(n2n)^{34\text{m}}\text{Cl}$	0,0154	-0,0051	12,45	0,164	-9470	-32,65	0,0	0,0	206,8	7
$^{39}\text{K}(n2n)^{38}\text{K}$	145,3	1570	18,41	6,536	2,589	12,37	0,0	0,0	-14,73	7
$^{41}\text{K}(n\alpha)^{38}\text{Cl}$	-29,17	1954	12,4	6,306	-6502	-65,76	0,0	0,0	71,69	7
$^{50}\text{Cr}(n2n)^{49}\text{Cr}$	-5,58	-22,68	13,67	1,25	-8130	-8,067	0,0	0,0	393,1	7
$^{54}\text{Fe}(n2n)^{53}\text{Fe}$	761,3	-3805	15,35	5,079	0,0	0,0	0,0	0,0	176,6	5

Реакции	Параметры									
	$\alpha_1$	$\beta_1$	$\varepsilon_1$	$\eta_1$	$a_1$	$P_1$	$a_2$	$P_2$	CON	L
$^{55}\text{Mn}(n,2n)^{54}\text{Mn}$	1339	-895I	9,972	2,846	154,7	20,93	0,0	0,0	933,1	7
$^{58}\text{Ni}(n,2n)^{57}\text{Ni}$	0,0	0,0	0,0	0,0	-420,2	8,989	3,049	12,27	104,6	5
$^{65}\text{Cu}(n,p)^{65}\text{Ni}$	-6,309	740,3	14,25	-5,832	-127,1	-4,714	0,7714	2,557	9,776	9
$^{64}\text{Zn}(n,2n)^{63}\text{Zn}$	173I	-2566	13,6I	4,66	-3196	28,69	0,0	0,0	0,0	6
$^{66}\text{Zn}(n,2n)^{65}\text{Zn}$	326I	-7826	12,15	3,91I	38,59	20,57	0,0	0,0	701,3	7
$^{70}\text{Ge}(n,2n)^{69}\text{Ge}$	4826	44896	14,95	7,008	-1185	9,992	6,656	11,91	0,0	8
$^{71}\text{Ga}(n,2n)^{70}\text{Ga}$	-6599	-13504	7,389	2,524	16323	30,5	0,0	0,0	3230	7
$^{74}\text{Sc}(n,2n)^{73}\text{Sc}$	1513	-1023I	12,57	3,815	0,0	0,0	0,0	0,0	719,8	5
$^{75}\text{As}(n,2n)^{74}\text{As}$	-1582	-16264	9,797	2,968	3133	25,73	-0,5235	10,34	2105	9
$^{76}\text{Se}(n,2n)^{75}\text{Se}$	5255	13597	12,6I	4,58	-56222	-10,92	0,0	0,0	213I	7
$^{76}\text{Ge}(n,2n)^{75}\text{Ge}$	-86,62	-5008	20,74	2,138	-6313	6,773	10,48	9,643	206I	9
$^{78}\text{Se}(n,2n)^{77}\text{Se}$	4216	-8674	11,2I	3,59I	279,1	21,56	0,0	0,0	812,9	7
$^{79}\text{Br}(n,2n)^{78}\text{Br}$	8503	13199	12,5I	5,142	442	22,58	0,0	0,0	35,99	7
$^{81}\text{Br}(n,2n)^{80}\text{Br}$	7158	-9910	11,25	4,908	-2,907	10,46	0,0	0,0	0,0069	7
$^{81}\text{Br}(n,2n)^{80m}\text{Br}$	-3414	-2184	8,75I	1,467	5414	27,1	0,0	0,0	171I	7
$^{84}\text{Sr}(n,2n)^{83}\text{Sr}$	2002	-631I	12,65	2,255	0,0	0,0	0,0	0,0	136I	5
$^{85}\text{Rb}(n,2n)^{84}\text{Rb}$	363I	-7142	11,39	3,162	0,0	0,0	0,0	0,0	908,8	5
$^{89}\text{Y}(n,2n)^{88}\text{Y}$	1597I	-11349	10,98	5,229	0,0	0,0	0,0	0,0	-143,3	5
$^{92}\text{Mo}(n,2n)^{91}\text{Mo}$	2760	-371,2	13,77	4,599	0,0	0,0	0,0	0,0	115,5	5
$^{103}\text{Rh}(n,2n)^{102}\text{Rh}$	151I	-11062	9,43	2,676	631,1	22,02	0,0	0,0	1520	7
$^{106}\text{Cd}(n,2n)^{105m}\text{Cd}$	885,7	3166	14,62	2,968	-6999	6,68I	0,0	0,0	1420	7
$^{112}\text{Sn}(n,2n)^{111}\text{Sn}$	18354	6055	10,9	5,716	6,946	11,13	0,0	0,0	-399,7	7
$^{115}\text{In}(n,2n)^{114}\text{In}$	6336	-24412	9,478	4,002	420,7	21,34	0,0	0,0	1602	7
$^{121}\text{Sb}(n,2n)^{120}\text{Sb}$	204744	536909	4,814	13,62	25,59	9,447	0,0	0,0	-7438	7
$^{144}\text{Sm}(n,2n)^{143}\text{Sm}$	3284	-29556	9,352	3,314	0,0	0,0	0,0	0,0	1813	5
$^{146}\text{Nd}(n,2n)^{145}\text{Nd}$	-7596	20072	15,77	5,588	-4752	6,016	47,52	7,699	1484	9
$^{181}\text{Ta}(n,p)^{181}\text{Hf}$	14,13	-28,23	13,87	3,799	-1197	-30,66	0,0	0,0	32,26	7
$^{204}\text{Pb}(n,2n)^{203}\text{Pb}$	3015	-5698I	7,45	3,895	9694	24,3	0,0	0,0	3658	7
$^{205}\text{Tl}(n,2n)^{204}\text{Tl}$	5836	-40100	7,01I	3,688	6419	23,89	0,0	0,0	2638	7
$^{208}\text{Pb}(n,2n)^{207m}\text{Pb}$	8240	28900	12,26	5,563	146,9	21,02	-19,47	8,488	0,0	8
$^6\text{Li}(n,2n)^5\text{Li}$	927,3	896,1	9,309	9,03I	-230,5	26,04	-	-	-	6

Таблица 4

Параметр	${}^6\text{Li}(\text{np}){}^6\text{He}$	${}^9\text{Be}(\text{n}2\text{n}){}^8\text{Be}$	${}^{10}\text{B}(\text{nt}){}^8\text{Be}$	${}^{12}\text{C}(\text{np}){}^{12}\text{B}$	${}^{27}\text{Al}(\text{np}){}^{27}\text{Mg}$	${}^{35}\text{Cl}(\text{n}\alpha){}^{32}\text{P}$	${}^{41}\text{K}(\text{np}){}^{41}\text{Ar}$	${}^{45}\text{Sc}(\text{np}){}^{45}\text{Ca}$
$\alpha_1$	32,4	191,6	-1033	41,04	525,3	210,5	15,94	297,3
$\beta_1$	11,67	2174	47897	21,88	2443	8188	2417	8556
$\varepsilon_1$	3,719	13,24	6,579	16,9	7,625	10,89	10,94	7,284
$\rho_1$	0,7672	4,401	20,6	-1,132	5,324	6,104	5,959	7,659
$\alpha_2$	-1,647	51,73	187,3	-2,463	-3,32	72,99	0,0	115,8
$\beta_2$	34,58	5,113	-58,09	0,1712	0,01024	555,6	0,0	-30,5
$\varepsilon_2$	10,27	2,604	4,17	16,81	3,882	6,627	0,0	8,938
$\rho_2$	3,856	0,6893	1,642	0,2053	0,4006	2,487	0,0	3,025
$\alpha_3$	1,066	0,0	0,0	-0,3529	0,0	-9,101	0,0	0,0
$\beta_3$	-0,1816	0,0	0,0	0,0614	0,0	-53,77	0,0	0,0
$\varepsilon_3$	4,737	0,0	0,0	15,07	0,0	18,47	0,0	0,0
$\rho_3$	0,184	0,0	0,0	0,2464	0,0	2,034	0,0	0,0
$a_1$	0,1005	33756	-62,61	-249,7	28,15	0,0	-87,99	0,0092
$\rho_1$	3,439	43,68	0,2987	1,499	21,81	0,0	-0,2312	0,8846
$a_2$	0,0	-1137	0,0	0,0	0,0	0,0	17,26	0,0
$\rho_2$	0,0	0,5889	0,0	0,0	0,0	0,0	23,11	0,0
$a_3$	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,3753	0,0
$\rho_3$	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	3,095	0,0
CON	4,561	1644	0,0	28,5	-2,222	-76,9	0,0	-53,56
L	15	13	10	15	11	13	10	11

Продолжение табл.4

Пара- метр	$^{45}\text{Sc}(n2n)^{45}\text{Sc}$	$^{46}\text{Tl}(n2n)^{45}\text{Tl}$	$^{47}\text{Tl}(np)^{47}\text{Sc}$	$^{48}\text{Tl}(np)^{48}\text{Sc}$	$^{49}\text{Tl}(np)^{49}\text{Sc}$	$^{51}\text{V}(n\alpha)^{48}\text{Sc}$	$^{52}\text{Cr}(n2n)^{51}\text{Cr}$	$^{54}\text{Fe}(np)^{54}\text{Mn}$
$\alpha_1$	0,0	0,0	-2126	22,62	90,62	-37,43	1057	5274
$\beta_1$	0,0	0,0	11127	835,5	1587	120,6	-2544	-9007
$\varepsilon_1$	0,0	0,0	13,49	13,95	11,52	16,74	12,99	1,879
$\delta_1$	0,0	0,0	10,08	3,868	7,407	3,446	2,611	5,254
$\alpha_2$	0,0	0,0	17,8	-1,856	24,56	32,63	4,504	-1380
$\beta_2$	0,0	0,0	-29,3	-5,128	26,71	-9,71	-0,8055	1054
$\varepsilon_2$	0,0	0,0	2,046	5,517	13,95	10,36	13,1	14,15
$\delta_2$	0,0	0,0	1,313	1,321	2,618	2,465	0,275	4,676
$\alpha_3$	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	-7,387	0,0	-1,765
$\beta_3$	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	3,393	0,0	-3,05
$\varepsilon_3$	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	10,12	0,0	3,847
$\delta_3$	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	1,296	0,0	0,4391
$a_1$	-1295	-205661	379320	-6483	0,023	0,0	151,6	420,3
$p_1$	11,29	42,64	194,5	74,26	3,221	0,0	21,42	0,0928
$a_2$	892	58673	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
$p_2$	11,45	31,9	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
$a_3$	37,53	50,36	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
$p_3$	22,41	12,61	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
CON	232,2	-3923	-2090	-98,21	-5,101	0,0	481,1	0,0
L	7	7	11	11	11	12	11	14

Пара- метры	$^{56}\text{Fe}(np)^{56}\text{Mn}$	$^{56}\text{Fe}(n2n)^{55}\text{Fe}$	$^{58}\text{Ni}(n\alpha)^{59}\text{Fe}$	$^{58}\text{Ni}(nd)^{57}\text{Co}$	$^{59}\text{Co}(n2n)^{58}\text{Co}$	$^{59}\text{Co}(np)^{59}\text{Fe}$	$^{59}\text{Co}(n\alpha)^{56}\text{Mn}$	$^{60}\text{Ni}(np)^{60}\text{Co}$
$\alpha_1$	347,5	2149	-736,2	899,7	-10586	114,8	22,85	550,1
$\beta_1$	-183,3	-7558	-12936	-964	6390	2124	276,4	-3257
$\varepsilon_1$	7,796	12,04	1,891	5,377	8,362	12,81	13,64	5,164
$\delta_1$	6,166	3,598	6,79	6,782	1,319	5,855	3,644	4,881
$\alpha_2$	-57,78	4,6	-8,864	11,83	26,11	0,5312	30,85	-298,3
$\beta_2$	620,5	-1,254	74,49	-70,98	16,6	6,636	14,63	650,4
$\varepsilon_2$	13,99	12,07	15,26	9,56	15,36	7,837	8,222	14,48
$\delta_2$	3,139	0,2951	2,276	1,989	1,377	1,796	3,098	3,897
$\alpha_3$	10,04	0,0	0,0	4,213	0,0	0,0	-3,08	0,0
$\beta_3$	-15,46	0,0	0,0	2,404	0,0	0,0	-3,735	0,0
$\varepsilon_3$	5,573	0,0	0,0	13,45	0,0	0,0	18,51	0,0
$\delta_3$	1,211	0,0	0,0	0,9398	0,0	0,0	1,413	0,0
$a_1$	0,0	186,9	12258	0,0	10644100	-44,62	0,0	2066
$p_1$	0,0	21,53	49,6	0,0	345,2	-2,106	0,0	-12,57
$a_2$	0,0	0,0	-5,445	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
$p_2$	0,0	0,0	2,54	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
$a_3$	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
$p_3$	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
CON	25,66	687,2	563,8	0,0	34381	0,0	3,128	0,0
L	I3	II	I3	I2	II	IO	I3	IO

Параметры	$^{64}\text{Zn}(np)^{64}\text{Cu}$	$^{65}\text{Cu}(n2n)^{64}\text{Cu}$	$^{69}\text{Ga}(n2n)^{68}\text{Ga}$	$^{75}\text{As}(np)^{75}\text{Ge}$	$^{93}\text{Nb}(n2n)^{92}\text{Nb}$	$^{112}\text{Cd}(n\alpha)^{109}\text{Pd}$	$^{113}\text{In}(n2n)^{112}\text{In}$	$^{115}\text{In}(n2n)^{114\text{m}}\text{In}$
$\alpha_1$	2326	1521	40005	75,23	-4402	57,31	0,0	-168,5
$\beta_1$	-4203	-9772	-347349	660,2	180408	-5,312	0,0	-102
$\varepsilon_1$	1,956	10,31	4,128	11,31	10,62	15,75	0,0	9,667
$\beta_1$	5,065	3,028	4,977	5,406	13,56	6,761	0,0	0,8305
$\alpha_2$	-97,14	-8,598	64,35	-0,0386	-221,6	-0,0856	0,0	-53,40
$\beta_2$	3464	-4,652	51,76	0,0356	-86,6	0,0129	0,0	72,16
$\varepsilon_2$	11,33	10,79	13,49	4,484	9,379	12,23	0,0	13,93
$\beta_2$	4,401	0,472	1,657	0,3119	0,8863	0,6991	0,0	0,6804
$\alpha_3$	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
$\beta_3$	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
$\varepsilon_3$	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
$\beta_3$	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
$a_1$	1137	114,6	2269	40,38	-2264	-0,0027	-88482	-10370
$p_1$	-2,277	20,78	8,918	25,83	6,8	9,307	-0,2809	5,196
$a_2$	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	53697	5750
$p_2$	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	28,49	25,33
$a_3$	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	126,4	0,0
$p_3$	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	9,063	0,0
CON	-133,2	1114	0,0	0,0389	0,0	4,31	11406	2874
L	II	II	IO	II	IO	II	7	13

Параметры	$^{123}\text{Sb}(n2n)^{122}\text{Sb}$	$^{127}\text{I}(n2n)^{126}\text{I}$	$^{140}\text{Ce}(n2n)^{139}\text{Ce}$	$^{154}\text{Sm}(n2n)^{153}\text{Sm}$	$^{209}\text{Bi}(n2n)^{208}\text{Bi}$	$^{232}\text{Th}(n2n)^{231}\text{Th}$	$^{238}\text{U}(n2n)^{237}\text{U}$	$^{14}\text{N}(n\alpha)^{11}\text{B}$ (I-8,3 МэВ)
$\alpha_1$	0,0	-3983I	0,0	15,27	-4797	-6366	163I	2013
$\beta_1$	0,0	-50034	0,0	4,47I	3130	-6842	25302	-1850
$\epsilon_1$	0,0	24,85	0,0	-2573	17,87	5,75	8,813	0,200I
$\delta_1$	0,0	9,072	0,0	5,877	3,453	1,232	4,864	5,616
$\alpha_2$	0,0	-648,9	0,0	584,3	-384,6	-1444	-841,8	III,7
$\beta_2$	0,0	-1008	0,0	-198,7	-2284	2092	1866	58,6I
$\epsilon_2$	0,0	9,479	0,0	9,142	7,513	14,18	13,2I	3,259
$\delta_2$	0,0	1,19	0,0	1,32I	1,145	2,338	2,136	0,6492
$\alpha_3$	0,0	0,0	0,0	0,0	399,9	0,0	362,3	-133,8
$\beta_3$	0,0	0,0	0,0	0,0	44,2	0,0	-861,2	-29,6I
$\epsilon_3$	0,0	0,0	0,0	0,0	10,25	0,0	6,489	5,293
$\delta_3$	0,0	0,0	0,0	0,0	1,046	0,0	1,048	0,74I
$a_1$	1703390	-1226	168455	-3584	0,0	53118	0,0	2,397
$p_1$	-29,58	8,24I	40,97	22649	0,0	-1,016	0,0	0,8319
$a_2$	-346462	0,0	-69089	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
$p_2$	-4,623	0,0	0,19	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
$a_3$	43,05	0,0	-48	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
$p_3$	9,08I	0,0	8,926	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
CON	-19103	0,0	12958	823,5	1448	-1665	-24,3	0,0
L	7	10	7	II	I3	II	I3	I4

Таблица 5

$^{16}\text{O}(\text{n}\alpha)^{13}\text{C}$ (3,7 - 7,6 МэВ)				$^{16}\text{O}(\text{n}\alpha)^{13}\text{C}$ (7,6 - 20 МэВ)			
$\alpha_1$	20,32	$\alpha_4$	-11,25	$\alpha_1$	-98,81	$\alpha_4$	16,71
$\beta_1$	25,75	$\beta_4$	4,283	$\beta_1$	482,7	$\beta_4$	-3,211
$\varepsilon_1$	6,62	$\varepsilon_4$	5,081	$\varepsilon_1$	10,01	$\varepsilon_4$	12,65
$\delta_1$	0,3612	$\delta_4$	0,1687	$\delta_1$	1,666	$\delta_4$	0,2851
$\alpha_2$	22,22	$\alpha_5$	-15,43	$\alpha_2$	140,4	$\alpha_5$	9,556
$\beta_2$	-5,542	$\beta_5$	3,177	$\beta_2$	164,4	$\beta_5$	7,233
$\varepsilon_2$	6,983	$\varepsilon_5$	6,081	$\varepsilon_2$	11,67	$\varepsilon_5$	15,1
$\delta_2$	0,2678	$\delta_5$	0,163	$\delta_2$	0,926	$\delta_5$	0,5632
$\alpha_3$	16,05	$\alpha_6$	-1,924	$\alpha_3$	14,33	$\alpha_6$	-1,193
$\beta_3$	6,555	$\beta_6$	0,1888	$\beta_3$	8,152	$\beta_6$	-1,187
$\varepsilon_3$	4,122	$\varepsilon_6$	7,357	$\varepsilon_3$	13,95	$\varepsilon_6$	17,98
$\delta_3$	0,2553	$\delta_6$	0,0316	$\delta_3$	0,3139	$\delta_6$	0,5643
CON			-0,4037	CON			-7,624
$^{16}\text{O}(\text{n}\text{p})^{16}\text{N}$				$^{24}\text{Mg}(\text{n}\text{p})^{24}\text{Na}$			
$\alpha_1$	360,5	$\alpha_4$	-5,551	$\alpha_1$	325,2	$\alpha_4$	-5,227
$\beta_1$	-368,3	$\beta_4$	2,785	$\beta_1$	4146	$\beta_4$	1,357
$\varepsilon_1$	10,35	$\varepsilon_4$	11,86	$\varepsilon_1$	12,53	$\varepsilon_4$	10,67
$\delta_1$	4,509	$\delta_4$	0,2067	$\delta_1$	4,732	$\delta_4$	0,3763
$\alpha_2$	-25,09	$\alpha_5$	0,0	$\alpha_2$	37,55	$\alpha_5$	-2,927
$\beta_2$	-26,33	$\beta_5$	0,0	$\beta_2$	10,46	$\beta_5$	-2,195
$\varepsilon_2$	16,4	$\varepsilon_5$	0,0	$\varepsilon_2$	7,777	$\varepsilon_5$	14,68
$\delta_2$	2,857	$\delta_5$	0,0	$\delta_2$	0,6339	$\delta_5$	0,846
$\alpha_3$	2,458	$\alpha_6$	0,0	$\alpha_3$	12,25	$\alpha_6$	0,0
$\beta_3$	14,42	$\beta_6$	0,0	$\beta_3$	0,8559	$\beta_6$	0,0
$\varepsilon_3$	13,67	$\varepsilon_6$	0,0	$\varepsilon_3$	6,545	$\varepsilon_6$	0,0
$\delta_3$	0,9432	$\delta_6$	0,0	$\delta_3$	0,3325	$\delta_6$	0,0
CON			0,0	CON			0,0

Таблица 6

$^{32}\text{S}(\text{n}\text{p})^{32}\text{P}$		$^{31}\text{P}(\text{n}\text{p})^{31}\text{Si}$		$^{19}\text{F}(\text{n}\alpha)^{16}\text{N}$		$^{66}\text{Zn}(\text{n}\text{p})^{66}\text{Cu}$	
$E_i$	$f_i$	$E_i$	$f_i$	$E_i$	$f_i$	$E_i$	$f_i$
1,0	0,01	2,2	22	3,3	4	4,5	0,2
2,2	52,0	5,0	120	3,7	22	9,1	42,03
4,0	270	2,9	74,5	4,3	96	6,2	13,08
3,0	129	4,1	95	4,5	83	5,4	5,96
4,2	334	5,1	121,9	3,4	9	4,7	0,7



$^{32}\text{S}(np)^{32}\text{P}$		$^{31}\text{P}(np)^{31}\text{Si}$		$^{19}\text{F}(n\alpha)^{16}\text{N}$		$^{66}\text{Zn}(np)^{66}\text{Cu}$	
$E_1$	$f_1$	$E_1$	$f_1$	$E_1$	$f_1$	$E_1$	$f_1$
5,6	277	3,2	100	5,3	150	4,6	0,4
4,3	349	1,9	8,5	5,7	197	4,8	1,2
1,2	0,05	1,7	2,5	6,1	178	12,4	74,58
II,3	II,3	3,8	120	6,6	132	10,8	60,46
2,3	84,0	3,9	II5	6,9	139	12,7	75,94
10,1	372	9,8	137,6	775	II6,1	16,3	53,84
I,9	7,8	6,3	137,6	9,6	73	15,1	63,3
9,9	367	17,7	45,89	5,4	164	14,3	68,55
II,8	375	2,3	31	4,4	124	15,9	62,5
2,4	94	19,8	27,6	16,2	24,84	16,2	56,26
6,6	314	16,8	55,24	19,5	13,5	19,9	20,66
19,5	82	-	-	18,3	16,49	16,6	47,34
4,4	324	-	-	15,3	29,5	18,3	29,99
4,7	245	-	-	6,4	123	II,4	66,58
I,5	0,5	-	-	5,0	94	4,9	2,4
-	-	-	-	5,9	198	-	-
-	-	-	-	4,2	80	-	-
-	-	-	-	3,8	29	-	-

Таблица 7

$^{23}\text{Na}(np)^{23}\text{Ne}$							
$\alpha_1$	136,1	$\alpha_2$	34,42	$\alpha_3$	-10,04	$\alpha_4$	-2,19
$\beta_1$	2635	$\beta_2$	-27,38	$\beta_3$	3,292	$\beta_4$	3,872
$\epsilon_1$	10,11	$\epsilon_2$	6,1	$\epsilon_3$	6,316	$\epsilon_4$	12,17
$\eta_1$	5,858	$\eta_2$	1,258	$\eta_3$	0,4566	$\eta_4$	1,532
$a_1$	609, 4			$p_1$	48,3		

Таблица 8

$^{140}\text{Ce}(n2n)^{139m}\text{Ce}$							
$a_1$	1060030	$a_2$	-19084	$a_3$	3518	$a_4$	-9,95
$p_1$	83,56	$p_2$	7,109	$p_3$	8,751	$p_4$	9,971
CON				18287			

## Список литературы

1. Basdevant J.L. Fortschritt der Physik, 20, 1972, p.283.
2. Zinn-Justin J. Phys.Rep., 10, 1971, p.56.
3. Виноградов В.Н., Гай Е.В., Работнов Н.С. Препринт ФЭИ-484, Обнинск, 1974. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1975, вып.20(1).
4. Бычков В.М., Манохин В.Н., Пашенко А.Б., Пляскин В.И. Там же, 1979, вып.1(32), 2(33).

Статья поступила в редакцию 24 июня 1982 г.

ИЗМЕРЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОЙ ДОЛИ ЗАПАЗДЫВАЮЩИХ НЕЙТРОНОВ  
НА БЫСТРОЙ УРАНОВОЙ СБОРКЕ БЭС-40

В.А.Тарасов, Е.С.Матусевич, В.К.Даруга, А.В.Звоначев,  
Ю.В.Лисячкин, В.Г.Лифоров

MEASUREMENT OF EFFECTIVE DELAYED NEUTRON FRACTION AT THE BFS-40 FAST URANIUM CRITICAL ASSEMBLY. The value of an effective delayed neutron fraction for the BFS-40 critical assembly has been measured by the two independent methods based on the measurement of a detector counting rate dispersion and the fission rates in a core with the help of the Cf-252 calibrated source and the solid track detectors. The experimental value of the  $\beta_{\text{эф}} = (0,75 \pm 0,03) \cdot 10^{-2}$  is compared with a calculation.

Эффективная доля запаздывающих нейтронов  $\beta_{\text{эф}}$  — одна из важнейших величин, определяющих кинетику реактора. Она служит естественным эталоном реактивности, поскольку в экспериментах, в которых изучается только изменение во времени плотности потока возмущенного реактора, определяется отношение реактивности к эффективной доле запаздывающих нейтронов. Расчетные значения реактивности, как правило, получают в абсолютных единицах. Следовательно, для адекватного сравнения расчетных и экспериментальных значений коэффициентов реактивности различных материалов, эффективности органов регулирования температурных коэффициентов реактивности и т.д. необходимо в отдельном эксперименте определить значение  $\beta_{\text{эф}}$ .

Эффективное значение доли запаздывающих нейтронов отличается от физического, в силу того что спектры запаздывающих нейтронов, а следовательно и их ценность по отношению к делению, отличаются от спектра и ценности мгновенных нейтронов деления. Отношение  $\beta = \beta_{\text{эф}} / \beta_{\text{физ}}$  изменяется от величины, близкой к единице, для быстрых реакторов и примерно до 1,2 для тепловых. Погрешность экспериментального определения  $\beta_{\text{эф}}$  составляет в лучшем случае 3-4%.

Расчет  $\beta_{\text{эф}}$  требует знания спектров и выходов отдельных групп запаздывающих нейтронов и решения прямой и сопряженной задач [1,2]. Погрешность данных по спектрам и выходам запаздывающих нейтронов [3,4,5] и модельные приближения при расчете, по-видимому, не позволяют получить даже в самом лучшем случае расчетное значение  $\beta_{\text{эф}}$  с погрешностью меньше 3-4%.

Между расчетными и экспериментальными значениями  $\beta_{\text{эф}}$  в большинстве случаев наблюдается расхождение, особенно для быстрых реакторов, причем экспериментальные значения, как правило, выше расчетных на 5-10% [5].

В данной работе описана методика и приведены результаты экспериментального определения  $\beta_{\text{эф}}$  на критической сборке БЭС-40 — быстрой сборке с окисным топливом с ураном 90%-ного обогащения и боковым отражателем с большим содержанием железа [6].

#### Постановка эксперимента

Методы измерения  $\beta_{\text{эф}}$  сводятся к измерению какого-либо реакторного параметра, связанного с  $\beta_{\text{эф}}$ , и сравнения его значения с тем же параметром, измеренным в абсолютных единицах. Таким параметром может быть, например, скорость деления в активной зоне.

В данной работе использованы два метода измерения  $\beta_{\text{эф}}$ . Рассмотрим постановку эксперимента, записав основные соотношения для самых простых условий измерения. Необходимые поправки к этим формулам вводятся и обсуждаются в дальнейшем.

В рамках точечной линейной модели кинетики дисперсия числа отсчетов  $N$  импульсного детектора нейтронного потока за интервал  $T$  связана с реакторными параметрами соотношением [7,8]

$$Y \equiv \frac{D_N}{\langle N \rangle} = \frac{\varepsilon D_V}{\beta_{\text{эф}}^2 (1 + \beta^*)^2} \left( 1 - \frac{1 - e^{-\alpha T}}{\alpha T} \right), \quad (I)$$

где  $\langle N \rangle$  — среднее число отсчетов за интервал  $T$ ;  $f$  — форм-фактор, учитывающий пространственные эффекты;  $\varepsilon$  — эффективность регистрации детектора в отсчетах на одно деление в реакторе;

$D_p$  - мера флуктуации числа мгновенных нейтронов при делении;  $\rho^*$  - подкритичность (реактивность по модулю) в единицах  $\beta_{эф}$ ;  $\alpha$  - декремент затухания мгновенных нейтронов.

Выбором интервала  $T$  из условия  $\alpha T \gg 1$  можно обеспечить равенство единице члена в скобках, и соотношение (1) записать в виде

$$Y = f \varepsilon D_p / \beta_{эф}^2 (1 + \rho^*)^2. \quad (2)$$

Для подкритического реактора с источником нейтронов, активность  $S$  которого известна, скорость счета нейтронного детектора  $n_S$  (с учетом очевидной связи между эффективностью детектора по отношению к числу делений и скоростью делений в активной зоне  $F$ ) может быть записана в следующей форме [9]:

$$n_S = \varepsilon S \varphi_S^+ / \langle \nu \rangle \rho_S^* \langle \varphi^+ \rangle \beta_{эф}, \quad (3)$$

где  $\varphi_S^+$  - ценность нейтронов источника;  $\langle \nu \rangle$  - среднее число нейтронов деления, усредненное по объему реактора с весом, пропорциональным произведению плотности делений и ценности;  $\rho_S^*$  - подкритичность в единицах  $\beta_{эф}$ ;  $\langle \varphi^+ \rangle$  - средняя по активной зоне ценность нейтронов деления, усредненная с весом, пропорциональным плотности делений.

Скорость делений в активной зоне может быть определена интегрированием по объему активной зоны распределения плотности делений, измеренного с помощью абсолютного метода. В нашем случае абсолютные измерения проведены с помощью твердотельного трекового детектора. Тогда

$$n_F / \varepsilon = \langle Q \rangle m, \quad (4)$$

где  $n_F$  - скорость счета детектора нейтронного потока при облучении твердотельного детектора;  $\langle Q \rangle$  - средняя плотность делений топлива в активной зоне;  $m$  - масса топлива.

Рассматривая совместно соотношения (2) и (3), (3) и (4), запишем выражения для определения  $\beta_{эф}$ :

$$\beta_{эф} = Y^{-1} \langle \nu \rangle D_p S^{-1} f n_S \langle \varphi^+ \rangle \rho_S^* / \varphi_S^+ (1 + \rho^*)^2; \quad (5)$$

$$\beta_{эф} = (\langle Q \rangle m \langle \nu \rangle \rho_S^*)^{-1} \varphi_S^+ n_F S / \langle \varphi^+ \rangle n_S. \quad (6)$$

В правых частях уравнений (5) и (6) содержатся величины, которые могут быть либо измерены, либо получены из расчетов с достаточно высокой точностью. В принципе эти два уравнения могли бы быть использованы не только для определения  $\beta_{эф}$ , но и еще какого-нибудь параметра, например фактора  $f$ , однако в нашем случае предпочтение было отдано получению двух независимых значений  $\beta_{эф}$ .

#### Описание эксперимента

Критическая сборка. Сборка БЭС-40 собрана из стандартных элементов БЭС [10]. По составу она моделирует реактор BOR-60. Трубные элементы из нержавеющей стали диаметром 50 мм собраны в треугольную решетку с шагом 51 мм. В активной зоне трубные элементы заполнены таблетками из двуоксида урана 90%-ного обогащения по  $^{235}\text{U}$ , диаметр которых 47,6 мм. В трубных элементах находятся также таблетки из нержавеющей стали и алюминия. Боковой отражатель набран из стальных стержней (ст.3). Приведенный радиус активной зоны 20,9 см, высота 44,6 см, толщина бокового отражателя 18,6 см, загрузка по  $^{235}\text{U}$  - 180 кг. Торцевые отражатели состоят из обедненного урана и нержавеющей стали. Подробное описание сборки приведено в работе [6].

Измерение дисперсии числа отсчетов импульсного детектора. Для измерения дисперсии использовались четыре параллельно включенные коронные счетчики нейтронов типа СММ-II, размещенные в пустых ячейках в активной зоне сборки. Эффективность детекторов составляла  $1,6 \cdot 10^{-5}$  отсч/дел. Потеря реактивности компенсировалась дополнительными топливными элементами, размещенными по периферии активной зоны. Сигналы с детекторов через предусилители и дискриминаторы поступали для обработки в измерительно-вычислительный комплекс, созданный на базе ЭМ "Электроника-100/И". Алгоритм обработки соответствовал дисперсионному методу Фейнмана [7]. По серии последовательных временных ин-

тервалов заданной длительности при максимальном их числе 4096 определялись: среднее число импульсов в интервале, дисперсия распределения импульсов по интервалам, их отношение без единицы  $Y$  и оценки погрешностей. Длительность интервалов могла изменяться от 17 мкс до сотен секунд с помощью программно управляемого таймера. Основные измерения проведены при интервале  $1 \cdot 10^{-2}$  с, что при дальнейшей обработке позволяло не принимать во внимание зависимость  $Y$  от длины интервала. В результате измерений  $Y$  вводилась поправка на просчеты по формулам работы [11]. Основные измерения проводились в слабо подкритическом реакторе  $(0,2-0,3)\beta_{эф}$ , скорость делений в котором была выбрана такой, что значение  $n\tau$  ( $n$  - средняя скорость счета,  $\tau$  - разрешающее время счетного канала, равное 0,5 мкс) изменялось в диапазоне  $2 \cdot 10^{-5} - 2 \cdot 10^{-3}$ . Для введения поправок на просчеты согласно работе [11] кроме  $n$  и  $\tau$  необходимо знать декремент затухания мгновенных нейтронов  $\alpha$ . Значение  $\alpha$  определялось по традиционной методике в импульсном эксперименте [12] и оказалось равным для критического реактора  $(6,20 \pm 0,15) \cdot 10^4$  с<sup>-1</sup>. При таких значениях  $n\tau$  и  $\alpha$  поправка на просчеты в величине  $Y$  составляла 1,034-1,039.

Измерение абсолютной скорости делений трековыми детекторами. Для таких измерений использовалась методика твердотельных трековых детекторов с калиброванными слоями  $^{235}\text{U}$  [13]. Погрешность определения числа ядер в слое составляла 2%, обогащение по изотопу  $^{235}\text{U}$  - 88,6%. Вероятность деления на ядро в слое связана с числом зарегистрированных треков  $L$ , эффективностью детектора  $\epsilon_f$  и числом ядер делящегося изотопа  $\rho$  в слое очевидным соотношением  $A = L/\epsilon_f \rho$ . Для определения эффективности трекового детектора использовалась тепловая колонна реактора Ф-1 ИАЭ им. Курчатова, для которой тепловой поток нейтронов известен с погрешностью 2%. Для уменьшения погрешности измерения проводились многократно и с разными слоями. При калибровке  $\epsilon_f$  определялась из соотношения  $\epsilon_f = L/\phi \sigma_f^s \rho$ , где  $\phi$  - флюенс нейтронов;  $\sigma_f^s$  - сечение деления, усредненное по спектру нейтронов в колонне;  $L$  определялось визуально с помощью микроскопа.

При измерениях на критической сборке трековые детекторы закладывались в цилиндры из дюралюминия диаметром и высотой 10 мм и толщиной стенок 0,8 мм, которые помещались в межтрубные зазоры вокруг центрального твэла и в различные точки по радиусу и высоте реактора. Облучение проводилось на мощности 0,12 Вт, контролируемой специальным монитором, относительная погрешность показаний которого составляла 0,7%. Среднеквадратичная погрешность вероятности деления, нормированная на ядро  $^{235}\text{U}$ , составила 3,4%. Для получения полной скорости делений относительное распределение скорости делений, измеренное для этой сборки в независимом эксперименте с помощью малогабаритных камер деления [14], было отнормировано на абсолютные измерения с помощью трековых детекторов, и проведено интегрирование по всей активной зоне.

Определение скорости делений с помощью калиброванного источника. В этом эксперименте практически точечный источник нейтронов деления  $^{252}\text{Cf}$  помещался вблизи центра слабоподкритической сборки. Активность источника по данным работы [16] составляла на момент измерения  $(2,80 \pm 0,03) \cdot 10^4$  нейтр./с. Распределение плотности деления для этой сборки взято из работы [14], распределение ценности нейтронов деления получено в специальном эксперименте при подкритичности  $(0,2-0,3)\beta_{эф}$ , задаваемой с помощью градуированного в единицах  $\beta_{эф}$  стержня управления. Методика измерения была стандартной и состояла в снятии отсчетов детектора нейтронов при перемещении источника в межтрубных зазорах.

#### Обработка экспериментальных данных, оценка погрешностей и результаты измерений

Определение  $\beta_{эф}$  из измерений дисперсии и скорости делений с калиброванным источником. При обработке измерений в формулу (5) вводилась поправка, учитывающая внутренний источник нейтронов в реакторе:  $n_s = n_{s0} - n_{ф}$ , где  $n_{ф}$  - фоновая скорость счета.

Экспериментальное значение  $Y = 0,163 \pm 0,006$ ; форм-фактор  $f$  вычислялся согласно работе [8] интегрированием по объему реактора экспериментальных распределений ценности нейтронов деления и плотности делений. В нашем случае  $f = 1,070 \pm 0,014$ . Величина  $\langle \nu \rangle = 2,51 \pm 0,01$  определена усреднением по расчетным распределениям потоков и ценностей, полученным из многогрупповых расчетов методом Монте-Карло [14]. Значение  $D_\nu = 0,800 \pm 0,004$  взято из работы [16, 17]. Отношение  $\langle \varphi^+ \rangle / \varphi_s^+ = 0,681 \pm 0,007$  определено по экспериментальным распределениям ценности и плотности делений, отношение  $\rho_s^* / (1 + \rho^*)^2$  - по градуированному органу регулирования. В процессе измерения  $\rho^*$  поддержи-

валась приблизительно равной  $\rho_S^*$  и изменялась в диапазоне  $(0,2-0,3)\beta_{эф}$ . Среднеквадратичная погрешность этого отношения составляла 0,7%. Разность  $(n_{SO} - n_{\Phi})$  измерялась в эксперименте со среднеквадратичной погрешностью, не превосходящей 0,3%. В результате получено  $\beta_{эф} = (0,758 \pm 0,035) \cdot 10^{-2}$ . Основная погрешность в  $\beta_{эф}$  обусловлена погрешностью  $Y$ .

Определение  $\beta_{эф}$  из измерений скорости делений с калиброванным источником и абсолютным детектором делений. При переходе к более непосредственно измеренным величинам (формула (6)) запишется в виде:

$$\beta_{эф} = \frac{tg(z_0)}{Qm\sigma\langle A \rangle(1+q)} \frac{S\varphi_S^+}{\langle \nu \rangle \langle \varphi^+ \rangle \rho_S^*} \frac{n_F}{(n_{SO} - n_{\Phi})}, \quad (7)$$

где  $t = (9150 \pm 2)$  с - время облучения детекторов;  $g(z_0) = 0,986 \pm 0,007$  - относительное значение энерговыделения в точке постановки детектора, по которому производится калибровка (функции  $g(z)$ ;  $Q = (1,47 \pm 0,05) \cdot 10^{-13}$  дел./ядро  $^{235}\text{U}$  - плотность делений в месте постановки трекового детектора;  $m = (4,683 \pm 0,024) \cdot 10^{26}$  - число ядер  $^{235}\text{U}$  в активной зоне;  $\sigma = 0,999$  - коэффициент, учитывающий разный изотопный состав топлива в сборке и твердотельном детекторе;  $\langle A \rangle$  - средняя плотность делений по активной зоне в относительных единицах, равная  $0,617 \pm 0,006$ ;  $q$  - отношение скоростей делений в торцевых отражателях и активной зоне,  $(1+q) = 1,011 \pm 0,001$ ; о комплексе  $S\varphi_S^+ / \langle \nu \rangle \langle \varphi^+ \rangle \rho_S^*$  говорилось выше, его среднеквадратичная погрешность 1,7%;  $n_F$  - скорость счета монитора при облучении трековых детекторов;  $n_{SO}, n_{\Phi}$  - скорости счета того же детектора при измерениях с источником и фоновая;  $n_F / (n_{SO} - n_{\Phi}) = 679 \pm 5$ . Согласно формуле (7)  $\beta_{эф} = (0,751 \pm 0,032) \cdot 10^{-2}$ . Среднее из двух измерений в предположении независимости погрешностей величин, входящих один раз в выражение (5) или (6) и (7), составляет  $\beta_{эф} = (0,75 \pm 0,03) \cdot 10^{-2}$ .

Расчет эффективной доли запаздывающих нейтронов. Стандартные расчеты  $\beta_{эф}$  в ФЭИ проводятся по программе ПИРАТ [18] в диффузионном 26-групповом приближении в одномерной цилиндрической геометрии. Торцевые отражатели учитываются введением эффективных добавок. Спектры запаздывающих нейтронов в программе учитываются следующим образом: запаздывающим нейтронам I-й группы (по периоду полураспада) приписана энергия 7-й группы (26-групповой системы), а 2-6-й групп (по периоду) - энергия 6-й группы. Расчеты по программе ПИРАТ приводили к систематическому расхождению с экспериментом.

Расчеты можно улучшить двумя путями: улучшением расчетной модели и использованием новых ядерных данных по константам запаздывающих нейтронов. Для оценки влияния группового представления спектра запаздывающих нейтронов в программе ПИРАТ для сборки БЭС-40 (с учетом только  $^{235}\text{U}$ ) были выполнены два расчета: при стандартном представлении спектра двумя группами и при более подробном разбиении по энергии, при котором спектр первой группы (по периоду) запаздывающих нейтронов разбивался на 4 энергетические группы (с 5 по 9), а спектр остальных 5 групп (по периодам) разбивался на 5 энергетических групп (с 4 по 9). Значение  $\beta_{эф}$  при более подробном разбиении по группам увеличивается на 6%.

С целью учета новых ядерных данных по константам запаздывающих нейтронов, сводка которых приведена в обзоре [5], были выполнены расчеты по программе ПИРАТ с новыми данными по запаздывающим нейтронам и с подробным разбиением спектра запаздывающих нейтронов по энергетическим группам. Ниже приведены результаты расчетов, в которых использовались многогрупповые константы БНАБ-70 [19,20] для расчета потоков и ценностей:

Работа	[1]	[21]	[22]	[23]	[24]	[25]
$\beta_{эф} \cdot 10^2$	0,698	0,698	0,702	0,724	0,706	0,693

Видно, что различные данные по выходам групп запаздывающих нейтронов приводят к изменению  $\beta_{эф}$  до 4%. Остается невыясненной погрешность, вносимая моделью расчета и системой многогрупповых констант. Ожидаемые смещения при переходе к трехмерным расчетам методом Монте-Карло и новыми версиями констант могут привести к увеличению  $\beta_{эф}$  на несколько процентов.

Экспериментальное значение  $\beta_{эф}$  для сборки БЭС-40, полученное двумя независимыми методами, равно  $(0,75 \pm 0,03) \cdot 10^{-2}$ . Более подробный учет спектров запаздывающих нейтронов, чем принятый в стандартных программах [18], улучшает согласие расчета и эксперимента. Расчетные значения  $\beta_{эф}$ ,

в зависимости от ядерных данных по спектрам и выходам запаздывающих нейтронов, полученные в многогрупповой одномерной диффузионной модели, колеблются в диапазоне от  $0,693 \cdot 10^{-2}$  до  $0,724 \cdot 10^{-2}$ .

Безусловно, для выяснения влияния модели расчета на величину  $\beta_{эф}$  провести расчеты по более точным моделям с использованием последних версий констант как запаздывающих нейтронов, так и многогрупповых.

#### Список литературы

1. Кипшин Дж. Физические основы кинетики ядерных реакторов. М.: Атомиздат, 1967.
2. Тошинский Г.И., Булавин П.Е. К расчету относительной ценности запаздывающих нейтронов. - Атомная энергия, 1967, т.23, в.2, № 8, с.146.
3. Saphier D., Ilberg D., Shalev S., Yijtach S. Evaluated Delayed Neutron Spectra and Their Importance in Reactor Calculations. - Nucl.Sci. and Engng, 1977, v.26, N 4, p.660.
4. Rudstam G. Status of Delayed Neutron Data. - In: Fission product Nuclear Data /EPND/, Vienna: IAEA-213, 1978, v.II.
5. 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.
6. Тарасов В.А., Даруга В.К., Куков А.В. и др. Определение коэффициента  $K_{эф}$  критической БЭС-40 с использованием различных программ и систем констант. - Там же, 1981, вып.4(43), с.13.
7. Уриг Р. Статистические методы в физике ядерных реакторов. М.: Атомиздат, 1974.
8. Dragt J.B. Reactor Noise. RCN Report, RCN-101, Petten, 1968.
9. Тарасов В.А. Определение абсолютной мощности реактора с помощью калиброванного источника. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Реакторостроение, 1977, вып.5(19), с.54.
10. Казанский Ю.А., Дулин В.А., Зиновьев В.П. и др. Методы изучения реакторных характеристик на критических сборках БЭС. - В кн.: Физика ядерных реакторов. М.: Атомиздат, 1977.
11. Srinivasan M., Sahni D.C. A Modified Statistical Technique for the Measurement of  $\alpha$  in Fast and Intermediate Reactor Assemblies. - Nukleonik, 1967, Bd.9, N 3, s.155.
12. Теоретические и экспериментальные проблемы нестационарного переноса нейтронов: Сб.ст./ Под ред. В.В.Орлова, Э.А.Стумбура. М.: Атомиздат, 1972.
13. Юрова Л.Н., Бундурев А.В., Озерков В.Н. и др. Выходы некоторых осколков при делении  $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ , обусловленном нейтронами спектра БР-I. - Атомная энергия, 1979, т.47, вып.1, № 7, с.26.
14. Коробейников В.В., Еловский О.А., Романов В.М. и др. Расчетно-экспериментальные исследования влияния граничного резонансного эффекта на критичность и скорость делений в критической сборке БЭС-40. - Препринт ФЭИ-II42, 1980.
15. Ефименко В.Ф., Можаяев В.К., Дулин В.А. Использование камеры деления со слоем из калифорния-252 в некоторых физических измерениях. - Атомная энергия, 1975, т.39, вып.1, с.54.
16. Diven B.C., Martin H.C., Taschek R.F., Terrell J. Multiplicities of Fission Neutrons. - Phys.Rev., 1956, v.101, N 3, p.1012.
17. Boldeman J.W., Dalton A.W. Prompt Nubar Measurements for thermal Neutron Fission. - AEEG/E 172, Research Establishment Lucas Heights, 1967.
18. Маркелов И.П., Барыба М.А., Елизаров Г.И. и др. Комплекс программ для расчета быстрых реакторов в одномерной геометрии. - В сб.: Сборник докладов по программам и методам физического расчета быстрых реакторов/ Под ред. М.Н.Зизина, Димитровград, 1975, с.34.
19. Абагян Л.П., Базазян Н.О., Бондаренко И.И., Николаев М.Н. Групповые константы для расчета ядерных реакторов. М.: Атомиздат, 1964.
20. Орлов В.В., Троянов М.Ф., Мамонтов В.Ф. и др. Препринт ФЭИ-306. Обнинск, 1972.
21. Tomlinson L. AERE - R - 6993, 1972.
22. Manero F., Konahin V.A. Atomic Energy Rev., 1972, v.10, N 4, p.637.
23. Tuttle R.J. Nucl.Sci. and Engng, 1975, v.56, N 1, p.37.
24. ENDF-230. Benchmark Testing of ENDF/B-IV, March, 1976.
25. Besant C.B., Challen P.J. J.Brit.Nucl. Energy Soc., 1977, v.16, N 2, p.161.

Статья поступила в редакцию 19 мая 1982 г.

ВЛИЯНИЕ СПОСОБА ПОДГОТОВКИ ГРУППОВЫХ КОНСТАНТ  
НА РАСЧЕТ НАТРИЕВОГО ПУСТОТНОГО ЭФФЕКТА РЕАКТИВНОСТИ

В.А.Пивоваров

THE INFLUENCE OF THE METHOD OF GROUP CONSTANTS CALCULATION TO THE SODIUM VOID REACTIVITY EFFECT. This article is devoted to research of influence of group constants calculations to the accuracy of sodium void reactivity effect calculations. It is shown that this error can extend up to 53% for total sodium voiding.

В проектных расчетах быстрых энергетических реакторов большое значение для обоснования вопросов безопасности в различных режимах работы имеет определение величины натриевого пустотного эффекта реактивности (НПЭР). Актуальность этой проблемы связана с тем, что для больших реакторов-размножителей на быстрых нейтронах ( $N_{\sigma} > 1000$  МВт) ожидается значительная положительность НПЭР (примерно до 1,5% [1]).

Исследования причин имеющихся в настоящее время расхождений в экспериментальной и расчетной оценках НПЭР, например в работах [2,3], до сих пор не затрагивали вопрос о влиянии способа подготовки групповых констант на величину указанного эффекта. О том, что такое влияние имеет место и значительно, свидетельствует, в частности, работа [4], в которой, однако, все расчеты проведены в рамках одной и той же системы приближенной подготовки констант.

Настоящая работа посвящена исследованию этого вопроса. Основным способом подготовки 26-групповых констант в нашей стране является методика БНАБ [5,6], содержащая в себе ряд приближений, главные из которых состоят в расчете факторов резонансной самоэкранировки в предположении постоянства плотности столкновений и отсутствия перекрытия резонансов сечений разных изотопов (концентрация сечения разбавления  $\sigma_0$ ); во введении  $B_j$  - поправок к сечению замедления, учитывающих форму внутрigrуппового спектра.

Цель данной работы - оценить влияние указанных приближений на точность расчета НПЭР. Такую оценку можно получить, сравнивая расчеты НПЭР, проведенные на основе констант, полученных по методике БНАБ, и констант, усредненных точно, с весом реального спектра нейтронов в данной среде. Эта работа выполнена с помощью комплекса программ СПЕКТР [7,8], обеспечивающего расчет детального спектра нейтронов в  $B^2$ -приближении, усреднение сечений с весом этого спектра и подготовку констант по методике БНАБ [5], а также проведение групповых расчетов на основе полученных констант.

Все исследования проведены в модели реактора без отражателя ( $B^2$ -приближение) для композиции, соответствующей зоне малого обогащения большого реактора на быстрых нейтронах, табл. I.

Таблица I

Состав и параметры расчетной модели

Нуклид	Концентрация	Нуклид	Концентрация
$^{238}\text{U}$	0.0 <sup>2</sup> 633	$^{56}\text{Fe}$	0.01338
$^{239}\text{Pu}$	0.0 <sup>3</sup> 7326	$^{52}\text{Cr}$	0.0 <sup>2</sup> 3494
$^{240}\text{Pu}$	0.0 <sup>3</sup> 3857	$^{59}\text{Ni}$	0.0 <sup>2</sup> 3257
$^{241}\text{Pu}$	0.0 <sup>3</sup> 1185	$^{16}\text{O}$	0.01573
$^{23}\text{Na}$	0.0 <sup>2</sup> 7679	$\text{B}^2$	0.0 <sup>3</sup> 5776

#### Методика исследования

Методика исследования константной погрешности НПЭР, принятая в настоящей работе, состоит из четырех основных частей.

I. Расчет детального энергетического распределения нейтронов  $\varphi(u)$  в  $B^2$ -приближении. Расчетная сетка содержит около 14000 неравномерно расставленных узлов в интервале энергий 10 эВ-10 МэВ. В качестве исходной информации использовались файлы оцененных ядерных данных UKNDL, KENDAK, ЦДД. Алгоритм решения задачи замедления нейтронов и исходные данные подробно описаны в работах [7,8].

Расчеты  $\varphi(u)$  выполнены для трех состояний: с натрием (табл. I), с удалением половины натрия и без натрия. Во всех случаях геометрический параметр оставался неизменным.

2. Расчет микроскопических и макроскопических групповых сечений для каждого состояния как взвешиванием по детальному спектру, так и с использованием формализма БНАБ [5]. Оба способа подготовки констант реализованы на основе одних и тех же файлов детальных сечений.

Рассмотрены следующие варианты методики БНАБ, отличающиеся друг от друга способом расчета поправок  $B_j$  с помощью интерполяции: потока -  $B_j(\phi)$ ; плотности рассеивающих столкновений -  $B_j(\Sigma_s \phi)$ ; логарифма потока -  $B_j(\ln \phi)$ . Кроме того, проведены расчеты без поправок к сечению замедления:  $B_j = 1$ , а также с использованием точного сечения замедления совместно с остальными константами, подготовленными по методике БНАБ:  $\sigma_{\text{БНАБ}}^{j \rightarrow j+1}$ ,  $\sigma_{\text{ДЕТ}}^{j \rightarrow j+1}$ .

3. Сравнительные расчеты реактора в  $B^2$ -приближении для трех состояний и определение расхождения в величинах НТЭР на основе полученных систем констант (точной и БНАБ в различных вариантах).

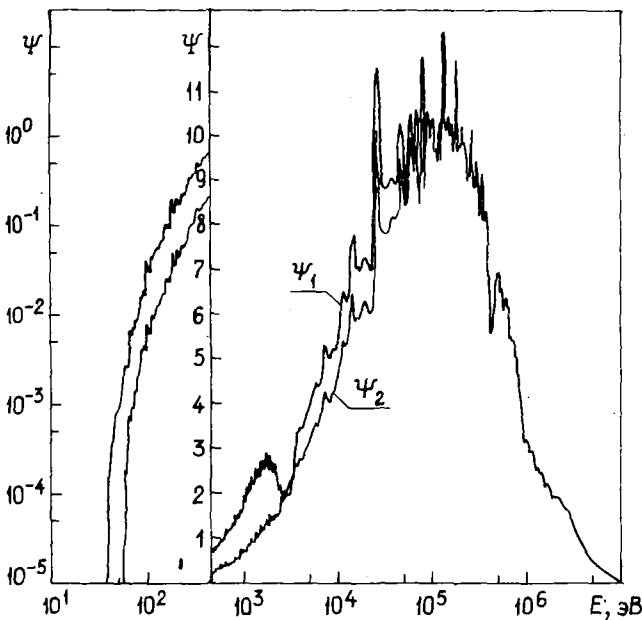
4. Использование теории возмущений для более детального исследования НТЭР и оценки влияния методики подготовки констант на расчет его компонент. Рассмотрены следующие компоненты НТЭР:

- поглощения (захвата и деления)  $\delta K_{\text{погл}}^j = -\phi_j \phi_j^+ \delta \Sigma_a^j / K K'$ ;
- размножения  $\delta K_{\text{размн}}^j = \frac{\phi_j}{K^2 K'} \delta(\nu \Sigma_f)_j \sum_n S_n \phi_n^+$ ;
- упругого замедления  $\delta K_{\text{упруг}}^j = \phi_j (\phi_{j+1}^+ - \phi_j^+) \delta \Sigma^{j \rightarrow j+1} / K K'$ ;
- неупругого замедления  $\delta K_{\text{неупруг}}^j = \phi_j \sum_k (\phi_k^+ - \phi_j^+) \delta \Sigma^{j \rightarrow k} / K K'$ ;
- утечки  $\delta K_{\text{утеч}}^j = -B^2 \phi_j \phi_j^+ \delta \left( \frac{1}{\Sigma_{tz}} \right) / 3 K K'$ .

Расчеты проведены в основном по точной теории возмущений с использованием возмущенного потока и невозмущенной ценности. Для сравнения некоторые варианты рассчитаны по теории возмущений первого порядка.

Сравнение и анализ результатов проведенных расчетов позволяют исследовать эффект корректного усреднения микроконстант среды, оценить влияние изменения самоэкранирования резонансных сечений  $^{238}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$  при удалении натрия, определить вклады отдельных групповых констант и их погрешностей в расчет НТЭР.

#### Результаты расчетов



На рис.1 показаны детальные зависимости плотности столкновений  $\psi(u)$  для исходного состояния и при полном удалении натрия (в последнем случае приведена зависимость ниже 100 кэВ). Следует отметить, что поведение плотности столкновений характеризуется как значительными локальными флуктуациями в окрестности резонансов, так и сильным общим перекосом, особенно в области энергий ниже 4 кэВ. Пренебрежение этими особенностями и является основной причиной погрешностей приближенной подготовки констант, основанной на представлении о постоянстве плотности столкновений в пределах группы.

Рис.1. Зависимость плотности столкновений: модель  $\psi_1$  с натрием,  $\psi_2$  без натрия



На рис.2 приведены зависимости плотности столкновений в окрестности натриевого резонанса (I3-я группа) для двух состояний системы - начального и с полным удалением натрия.

В табл.2,3 представлены результаты расчетов НПЭР и его компонент для различных способов подготовки констант. Все варианты сравниваются с расчетом на основе констант, усредненных по детальному спектру  $\sigma_{дет}$ .

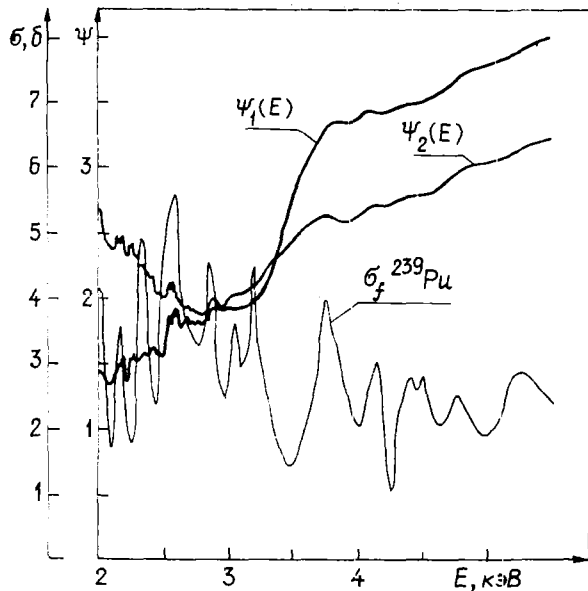


Рис.2. Плотность столкновений и сечение деления  $^{239}\text{Pu}$  в окрестности натриевого резонанса:  $\psi_1$  - модель с натрием,  $\psi_2$  - без натрия

Таблица 2

Натриевый пустотный эффект реактивности для различных способов подготовки групповых констант

Вариант расчета <sup>а</sup>		$K_{эф}$ ( $\Delta, \%$ )		
		100% Na	50% Na	без Na
$\sigma_{дет}$	а	1,00480	0,45	1,06
	б		0,39	0,89
$B_j(\phi)$	а	1,01076 (0,59)	0,43	0,75
	а	1,00582 (0,10)	0,34	0,50
$B_j(\Sigma_s\phi)$	б		0,29	0,40
	а	1,01422 (0,92)	0,48	0,86
$B_j=1$	а	1,02612 (2,07)	0,23	0,21
$\sigma_{БНАБ}, \sigma_{дет}^{j \rightarrow j+1}$	а	1,00540 (0,06)	0,40	0,64

<sup>а</sup> - по точной теории возмущений с возмущенным потоком и невозмущенной ценностью; б - по теории возмущений первого порядка.

Все расчеты по теории возмущений первого порядка (вариант б) выполнены с возмущенными константами всех изотопов.

$$\Delta = \frac{K_{БНАБ} - K_{дет}}{K_{БНАБ} K_{дет}} \cdot 100\%$$

Таблица 3

Компоненты натриевого пустотного эффекта реактивности ( $\delta K/K, \%$ ) для различных способов подготовки групповых констант

Вариант расчета <sup>а</sup>	Захват-деление	Размножение	Упругое замедление	Неупругое замедление	Утечка	
При удалении 50% натрия						
$\sigma_{дет}$	а	0,280	-0,056	0,604	0,413	-0,794
	б	0,320	-0,088	0,531	0,393	-0,764
	в	0,087		0,558	0,412	
$B_j(\phi)$	а	0,184	-0,010	0,644	0,402	-0,789
	а	0,204	-0,011	0,538	0,394	-0,783
$B_j(\Sigma_s\phi)$	б	0,213	-0,014	0,466	0,374	-0,753
	а	0,178	-0,010	0,699	0,406	-0,793
$B_j=1$	а	0,213	-0,015	0,396	0,417	-0,783

Окончание табл.3

Вариант расчета*	Захват-деление	Размножение	Упругое замедление	Неупругое замедление	Утечка	
$\bar{\sigma}_{\text{БНАБ}}, \bar{\sigma}_{\text{ДЕТ}}^{j \rightarrow j+1}$ а	0,705	-0,010	0,589	0,396	-0,782	
$\bar{\sigma}_{\text{ДЕТ}}$ г	0,316	-0,068	0,572	0,405	-0,758	
При полном удалении натрия						
	а	0,656	0,218	1,038	0,882	-1,735
$\bar{\sigma}_{\text{ДЕТ}}$ б	б	0,780	-0,066	0,970	0,791	-1,584
	в	0,200		0,984	0,881	
$V_j(\Phi)$ а	а	0,476	-0,015	1,282	0,850	-1,845
$V_j(\Sigma_S \Phi)$ а	а	0,518	-0,016	1,011	0,834	-1,842
	б	0,506	-0,032	0,839	0,749	-1,664
$V_j(\ln \Phi)$ а	а	0,470	-0,015	1,398	0,859	-1,854
$V_j=1$ а	а	0,500	-0,023	0,655	0,884	-1,844
$\bar{\sigma}_{\text{БНАБ}}, \bar{\sigma}_{\text{ДЕТ}}^{j \rightarrow j+1}$ а	а	0,512	-0,016	1,145	0,837	-1,839
$\bar{\sigma}_{\text{ДЕТ}}$ г	г	0,752	-0,065	1,079	0,848	-1,556

\* в - с возмущенным потоком, невозмущенной ценностью и возмущенными микроскопическими сечениями натрия (сечения остальных изотопов полагались невозмущенными); г - по точной теории возмущений с возмущенной ценностью и невозмущенным потоком.

Из табл.2 следует, что использование приближенной подготовки групповых констант вносит значительную погрешность в определение НПЭР. Для различных способов расчета  $V_j$  эта погрешность составляет от 7 до 24% в случае удаления половины натрия и от 19 до 53% при полном опорожнении. Расчет без поправки  $V_j$  при удалении 50% Na занижает эффект в два раза, а при полном удалении в пять раз.

Использование точного сечения замедления совместно с константами, рассчитанными в формализме БНАБ, приводит к погрешности в величине НПЭР равной примерно 11% для 50% опорожнения и примерно 40% для случая полного удаления натрия. Таким образом, уточнение сечения замедления при сохранении приближенной процедуры расчета остальных сечений (как это принято, например, в системе CARNAVAL) не решает проблемы расчета НПЭР, по крайней мере, в случае полного удаления натрия.

Расчеты по теории возмущений первого порядка приводят к занижению эффекта на 13-20%. Это наблюдается как в вариантах с точной подготовкой констант, так и в случае приближенной подготовки  $V_j(\Sigma_S \Phi)$ .

Из табл.3 видно, что наибольшую величину имеет компонента замедления, затем компонента утечки, которая близка по величине компоненте замедления и противоположна ей по знаку (что является основным компенсирующим фактором, определяющим величину и знак НПЭР), далее компонента поглощения, которая в четыре раза меньше компоненты замедления. При полном удалении натрия весьма значительной (0,218%  $\delta K/K'$ ) оказывается и компонента размножения, причем все приближенные расчеты дают гораздо меньшую и противоположную по знаку величину.

Погрешности в определении компоненты поглощения для различных способов вычисления  $V_j$  могут достигать 35%, компоненты упругого замедления - 35%, неупругого замедления - 5%, компоненты утечки - 7%.

Обращает на себя внимание тот факт, что наименьшую погрешность в расчете компонент поглощения и замедления обеспечивает вариант  $V_j(\Sigma_S \Phi)$ , который в настоящее время является наиболее употребительным. Тем не менее полная величина НПЭР в этом случае определяется с наибольшей погрешностью [по сравнению с вариантами  $V_j(\Phi)$  и  $V_j(\ln \Phi)$ ]. Это говорит о том, что главным фак-

тором, влияющим на точность расчета НПЭР при использовании констант, приготовленных по методике БНАБ, является компенсация погрешностей в определении его компонент и что эта компенсация носит случайный характер.

В табл.4 даны изотопные составляющие компонент НПЭР. Видно, что наибольший вклад в компоненту поглощения вносят  $^{238}\text{U}$  (60%) и  $^{23}\text{Na}$  (30%). Компонента рассеяния определяется главным образом натрием, заметный вклад (примерно 8%) от натрия вносит кислород. Отсюда можно сделать вывод о том, что эффект изменения самоэкранирования резонансных сечений  $^{238}\text{U}$  является весьма значительным и пренебрежение им может привести к ошибке в величине НПЭР на 50% и больше. Например, если в случае полного удаления натрия предположить, что компонента утечки определяется только натрием, то, как это видно из табл.3,3, игнорирование возмущений в сечениях  $^{238}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$  приводит к занижению НПЭР более чем в три раза.

Таблица 4

Изотопные составляющие компонент натриевого пустотного эффекта реактивности ( $\delta k/k, \%$ ), детальный расчет

Изотоп	100 → 50% Na				100 → 0% Na			
	Захват	Деление	Размножение	Замедление	Захват	Деление	Размножение	Замедление
$^{23}\text{Na}$	0,087			0,970	0,200			1,865
$^{238}\text{U}$	0,116	0,001	-0,002	-0,004	0,467	0,002	-0,006	-0,019
$^{239}\text{Pu}$	0,016	0,019	-0,054	-	-0,033	-0,043	0,159	-0,001
$^{240}\text{Pu}$ - $^{241}\text{Pu}$	0,003	-	-	-	0,006	-0,019	0,065	-0,001
$^{56}\text{Fe}$	0,032			-0,010	0,059			-0,043
$^{52}\text{Cr}$	-0,001			0,003	0,002			-
$^{59}\text{Ni}$	0,006			-0,003	0,017			-0,022
$^{16}\text{O}$	-			0,061	-			0,141
Сумма	0,260	0,020	-0,056	1,017	0,716	-0,060	0,218	1,920

Примечание. Здесь и далее прочерк в таблице означает, что эффект меньше 0,001%.

В табл.5 приведены групповые распределения НПЭР и его компонент для вариантов с детальной подготовкой констант и с константами, рассчитанными по методике БНАБ с  $V_j(\Sigma_s \phi)$ . Видно, что группы I-9 дают положительный вклад в НПЭР, а все нижние - отрицательный, либо близкий к нулю. Это обуславливается в основном компонентой рассеяния, которая становится отрицательной в группах ниже десятой. Компонента поглощения почти всегда положительна, компонента утечки во всех группах отрицательна.

Таблица 5

Распределение по группам компонент НПЭР ( $\delta k/k, \%$ ) при полном удалении натрия

Номер группы	Полный эффект	Детальный расчет					Полный захват	Размножение $^{239}\text{Pu}$	Полное размножение	Замедление $^{23}\text{Na}$	Полное замедление	Утечка
		Захват $^{238}\text{U}$	Деление $^{238}\text{U}$	Захват $^{239}\text{Pu}$	Деление $^{239}\text{Pu}$	Захват $^{23}\text{Na}$						
I	0,065	-	-	-	-	0,016	0,016	-	-	0,054	0,054	-0,005
2	0,023	-	-	-	-	0,007	0,007	-	-	0,034	0,034	-0,018
3	0,214	-	-	-	-	-	0,001	-	-	0,259	0,255	-0,042
4	0,413	0,001	-0,005	-	-	0,001	-0,003	-0,001	0,010	0,537	0,549	-0,143
5	0,254	-0,003	0,007	-	0,002	0,001	0,006	-0,005	-0,031	0,488	0,431	-0,151
6	0,409	-0,008	-0,001	-	-0,009	0,005	-0,027	0,030	0,057	0,424	0,716	-0,365

Номер группы	Полный эффект	Захват $^{238}\text{U}$	Деление $^{238}\text{U}$	Захват $^{239}\text{Pu}$	Деление $^{239}\text{Pu}$	Захват $^{23}\text{Na}$	Полный захват	Размножение $^{239}\text{Pu}$	Полное размножение	Замедление $^{23}\text{Na}$	Полное замедление	Утечка
7	0,246	-0,002		-0,001	-	0,012	0,010	-0,001	-	0,618	0,548	-0,311
8	0,259	0,003		-	0,001	0,013	0,019	-0,002	-0,006	0,403	0,454	-0,208
9	0,302	-0,018		-0,001	-0,001	0,010	-0,015	0,005	0,010	0,506	0,490	-0,184
10	-0,043	-		-	-	0,012	0,020	-	-	0,043	0,043	-0,106
11	-0,205	0,001		0,001	-	0,005	0,015	-0,002	-0,002	-0,180	-0,169	-0,048
12	-0,411	-0,004		-0,003	-	0,009	0,004	-0,001	0,001	-0,425	-0,382	-0,033
13	-0,381	0,382		-0,061	-0,071	0,085	0,343	0,251	0,284	-0,808	-0,918	-0,089
14	-0,072	0,089		0,029	0,023	0,018	0,213	-0,078	-0,099	-0,076	-0,165	-0,022
15	-0,020	0,018		-0,003	0,003	0,004	0,029	-0,025	-0,027	-0,012	-0,018	-0,004
16	0,005	0,005		0,005	0,004	0,001	0,017	-0,011	-0,012	-0,002	0,001	-0,001
17	-	0,002		-	0,001	-	0,003	-0,002	-0,002	-0,001	-0,002	-
18	0,001	-		-	-0,001	-	-0,001	0,002	-	-	-	-

Расчет по варианту  $B_j(\Sigma_s\Phi)$ 

1	0,035					0,016	0,016			0,054		-0,005
2	0,001					0,002	0,008			0,034		-0,021
3	0,192					-	0,001			0,245		-0,054
4	0,384					0,001	0,001			0,546		-0,163
5	0,230					0,001	0,001			0,397		-0,178
6	0,384					0,005	0,005			0,701		-0,342
7	0,185					0,012	0,012			0,511		-0,338
8	0,244					0,013	0,013			0,435		-0,204
9	0,287					0,011	0,012			0,476		-0,202
10	-0,071					0,011	0,016			0,017		-0,105
11	-0,230					0,005	0,010			-0,190		-0,050
12	-0,411					0,009	0,011			-0,386		-0,037
13	-0,574	0,180		0,002	0,002	0,111	0,296	-0,006	-0,006	-0,743		-0,121
14	-0,178	0,050		0,001	0,001	0,017	0,085	-0,002	-0,002	-0,239		-0,019
15	0,001	0,015		-	0,001	0,004	0,020	-0,002	-0,002	-0,014		-0,003
16	-0,005	0,004		0,001	0,001	0,001	0,008	-0,003	-0,003	0,001		-0,001
17	-0,001	-		-	-	0,003	0,003	-0,001	-0,001	-0,003		-
18	0,001	-		-	-	0,001	0,001	-	-	-		-

Анализ табл.5 показывает, что методика БНАБ для данной композиции систематически занижает положительные составляющие НПЭР в верхних девяти группах и завышает отрицательные в группах ниже десятой. Особенно большие ошибки имеют место в 13-15-й группах. Например, при полном удалении натрия вклады 13-й группы для точного и приближенного расчетов отличаются в 1,5 раза, а в 14-й группе в 2,5. Это объясняется погрешностями в определении возмущения резонансного сечения захвата  $^{238}\text{U}$  в 14, 15-й группах и сечения деления  $^{239}\text{Pu}$  в 13-й группе. Последнее связано с тем, что концепция сечения разбавления не позволяет корректно учесть влияние натриевого резонанса на усреднение промежуточной структуры  $^{239}\text{Pu}$  в этой группе (см. рис.2). Это приводит к тому, что если детальный расчет предсказывает 10%-ное увеличение сечения деления  $^{239}\text{Pu}$  в 13-й группе при полном опорожнении, то расчет по методике БНАБ оставляет его практически неизменным. Именно вклад этой группы и обуславливает отмеченную выше положительность и большую величину компоненты размножения в детальном расчете. Отсюда же ясно, почему методика БНАБ такой величины не предсказывает. Расчет по теории возмущений первого порядка тоже не обнаруживает этого эффекта, так как использование невозмущенного потока приводит к тому, что возмущение  $\sigma_f^{239}\text{Pu}$  в 13-й группе бе-

рется очень малым весом (провал потока в окрестности натриевого резонанса) и не оказывает заметного влияния на результирующий эффект.

Наибольшие ошибки в определении компоненты замедления наблюдаются в I3, I4-й группах: 20 и 45% соответственно. Доминирующее значение во всех группах для компоненты замедления имеет вклад  $^{23}\text{Na}$ . Большой вклад (около 40%) в 6-й группе вносит кислород.

Основные выводы данной работы состоят в следующем.

1. Использование методики ЕНАБ для подготовки групповых констант в рассмотренной модели приводит к погрешности в определении НПЭР при удалении половины натрия до 24%, а при полном удалении - до 53%.

2. Величина НПЭР в приближенных расчетах сильно зависит от способа вычисления  $V_j$ . При этом в каждом случае имеют место значительные погрешности в определении компонент НПЭР. Компенсация этих погрешностей носит случайный характер и оказывает решающее влияние на точность расчета полного эффекта.

3. Вклад в полный эффект реактивности изменения сечений самого натрия и вклад, обусловленный возмущениями сечений остальных компонент среды (концентрации которых не меняются) примерно равнозначны. Возмущение сечений натрия вносит определяющий вклад в компоненту рассеяния, в то же время доля его в компоненте захвата не превышает 30%. Основной вклад в последнем случае дает  $^{238}\text{U}$ . Существенный вклад вносит также возмущение сечения деления  $^{239}\text{Pu}$ .

4. Методика ЕНАБ систематически занижает положительные составляющие НПЭР в верхних 9 группах и завышает отрицательные в группах ниже 10. Наибольшие ошибки имеют место в I3-I5-й группах и связаны с погрешностями в определении вкладов захвата  $^{238}\text{U}$  в I4, I5-й группах и деления  $^{239}\text{Pu}$  в I3-й группе.

Следует отметить, что все расчеты проведены для гомогенной композиции. Влияние методической погрешности подготовки групповых констант на расчет НПЭР в гетерогенном случае может оказаться еще более значительным.

#### Список литературы

1. Хаммел Г., Окрент Д. Коэффициенты реактивности в больших энергетических реакторах на быстрых нейтронах. Пер. с англ. М.: Атомиздат, 1975.
2. Белов С.П., Герасимов П.В., Данилычев А.В. и др. Эффекты реактивности при моделировании расплавления топлива. *Fast Reactor Physics, 1979, vol.1, IAEA-SM-244/80, Vienna, 1980.*
3. Белов С.П., Герасимов П.В., Казанский Ю.А. и др. Расчетно-экспериментальное исследование натриевого пустотного эффекта реактивности. - *Атомная энергия, 1979, т.47, вып.3, с.161-164.*
4. Абагян Л.П., Петрова Л.В., Троянов М.Ф. Об учете блокировки резонансов при вычислении натриевого коэффициента реактивности быстрого реактора. - В сб.: *Бюллетень информационного центра по ядерным данным. 1966, М.: Атомиздат, вып.3, с.439-447.*
5. Абагян Л.П., Базазянц Н.О., Бондаренко И.И., Николаев М.Н. Групповые константы для расчета ядерных реакторов. М.: Атомиздат, 1964.
6. Абагян Л.П., Базазянц Н.О., Николаев М.Н., Цибуля А.М. Групповые константы для расчета реакторов и защиты. М.: Энергоиздат, 1981.
7. Воротынец М.Ф., Ваньков А.А., Воропаев А.И. и др. Детальный расчет энергетического спектра нейтронов и проблема подготовки групповых констант. - *Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1976, вып.21, с.147-184.*
8. Воротынец М.Ф., Пивоваров В.А. Методы решения уравнения замедления нейтронов. - Там же. Сер. Физика и техника ядерных реакторов. 1980, вып.4(I3), с.46-62.

Статья поступила в редакцию 4 мая 1982 г.

Редакторы Т.Н.Артемова (отв.), Г.В.Зубова  
Технический редактор С.И.Халиллулина  
Корректоры Г.С.Платонова, Н.С.Овсянникова

---

Подписано в печать 23.09.82. Т-18135. Формат 60x84 1/8.  
Офсетная печать. Печ.л.12,5. Уч.-изд.л.11,0. Тираж 372 экз.  
Индекс 3645. 10 статей. Зак. тип. №956

---

Отпечатано в ЦНИИатоминформе  
127434, Москва, а6/ящ 971

УДК 621.039.517

ВОССТАНОВЛЕНИЕ ПОЛЯ НЕЙТРОНОВ ИЗ ИЗМЕРЕНИЙ В ГАРМОНИЧЕСКОМ ПРИБЛИЖЕНИИ ДЛЯ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ КОРРЕЛЯЦИЙ ОШИБОК ФИЗИЧЕСКОГО РАСЧЕТА. В.К.Горюнов, Я.В.Шевелев. - Вопросы атомной науки и техники. Сер.: Ядерные константы, 1982, вып. 3(47), с.3-12.

Приведено решение задачи восстановления поля нейтронов по результатам физического расчета и измерений, основанное на принципе максимального правдоподобия. Корреляции ошибок физического расчета, обусловленные разбросом свойств кассет или неопределенностью входных параметров физрасчета, рассчитаны в одногрупповом диффузионном приближении. Показаны результаты восстановления поля в численных экспериментах и при обработке измерений на Билибинской АЭС (табл.2, список лит. - 9 назв.)

УДК 621.039.51

ИЗМЕРЕНИЕ ВЕЛИЧИНЫ  $\alpha$   $^{235}\text{U}$  В БЫСТРОЙ КРИТИЧЕСКОЙ СБОРКЕ КБР-5 ОСЦИЛЛЯТОРНЫМ СПОСОБОМ. В.И.Голубев и др. - Вопросы атомной науки и техники. Сер.: Ядерные константы, 1982, вып.3(47), с.12-15.

Представлен метод определения  $\alpha$  делящихся материалов в центре быстрой критической сборки, основанный на измерении полного эффекта реактивности и эффекта реактивности от запаздывающих нейтронов делящегося образца. Измеренная на сборке КБР-5  $\alpha$   $^{235}\text{U}$  оказалась равной  $0,24 \pm 0,03$ , расчетная -  $0,251$ . Удовлетворительное согласие между экспериментальными и расчетными результатами, имеющиеся возможности повышения точности свидетельствуют о приемлемости описанного сравнительно простого метода (рис. 2, список лит. - 7 назв.).

УДК 539.170.013

МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТОВ САМОЭКРАНИРОВАНИЯ В ОБЛАСТИ НЕРАЗРЕШЕННЫХ РЕЗОНАНСОВ. А.В.Комаров, А.А.Лукьянов. - Вопросы атомной науки и техники. Сер.: Ядерные константы, 1982, вып. 3(47), с.16-25.

На основе теоретической модели для энергетической зависимости сечений в области неразрешенных резонансов разработан метод определения коэффициентов резонансного самоэкранирования. Получены простые формулы, выражающие эти коэффициенты через средние резонансные параметры в отдельных энергетических группах. Найденные из анализа экспериментальных данных по пропусканию параметры метода и рассчитанные с их помощью коэффициенты самоэкранирования для железа и алюминия хорошо согласуются с известными оценками, полученными методом подгрупп (рис.2, табл. 4, список лит. - 13 назв.).

УДК 539.163

УДЕЛЬНОЕ РАДИАЦИОННОЕ ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИЕ  $^{232}\text{U}$  КАК ФУНКЦИЯ ВРЕМЕНИ/А.В.Лопаткин, И.Х.Ганев, Л.В.Точеный. - Вопросы атомной науки и техники. Сер.: Ядерные константы, 1982, вып. 3(47), с.25-27.

Рассмотрена временная зависимость удельного энерговыделения изотопа  $^{232}\text{U}$  с учетом последующих дочерних продуктов радиоактивного распада. Приведена оценка изменения удельной мощности  $^{232}\text{U}$ . Учтены компоненты спада активности собственно  $^{232}\text{U}$  и роста активности с последующим ее спадом, обусловленные  $^{228}\text{Th}$  и его продуктами распада (рис.3, список лит. - 2 назв.).

УДК 621.039.5

ИЗУЧЕНИЕ ПОЧТИ ГОМОГЕННЫХ СИСТЕМ  $^{235}\text{U} + \text{Be}$  МЕТОДОМ ИМПУЛЬСНОГО ИСТОЧНИКА НЕЙТРОНОВ/И.Ф.Жежерун. - Вопросы атомной науки и техники. Сер.: Ядерные константы, 1982, вып. 3(47), с. 27-47.

Приводятся результаты изучения подкритических сборок  $^{235}\text{U} + \text{Be}$  без отражателя, состоящих из тонких слоев замедлителя и топлива. Путем анализа зависимости измеренного декремента затухания от реактивности и геометрического параметра сборок получена почти исчерпывающая информация о размножающих системах, включая все макро- и большинство микропараметров. Описываются также многогрупповые расчеты декремента затухания и дается обзор критических экспериментов со слоистыми системами  $^{235}\text{U} + \text{BeO}$  и  $^{235}\text{U} + \text{Be}$  (рис.9, табл. 4, список лит. - 39 назв.)

УДК 621.039.5

ИЗУЧЕНИЕ ПОЧТИ ГОМОГЕННЫХ СИСТЕМ  $^{235}\text{U} + \text{BeO}$  МЕТОДОМ ИМПУЛЬСНОГО ИСТОЧНИКА НЕЙТРОНОВ/И.Ф.Жежерун. - Вопросы атомной науки и техники. Сер.: Ядерные константы, 1982, вып.3(47), с. 48-61.

Приводятся результаты изучения почти гомогенных подкритических сборок  $^{235}\text{U} + \text{BeO}$  без отражателя, состоящих из слоев замедлителя и топлива. Путем анализа зависимости измеренного декремента затухания от реактивности и геометрического параметра сборок получена почти исчерпывающая информация о размножающих системах, включая все макро- и некоторые микропараметры. Приведены также результаты многогрупповых расчетов декремента затухания, эффективного коэффициента размножения сборок и других величин, которые согласуются с измеренными (рис. 7, табл. 3, список лит. - 22 назв.).



УДК 539.172.4:621.039.51

ИССЛЕДОВАНИЕ СКОРОСТЕЙ РЕАКЦИЙ И ОТНОШЕНИЙ СЕЧЕНИЙ В РЕАКТОРЕ БН-600/Н.Д.Голяев, Л.И.Деев, А.Я.Евсеев и др. - Вопросы атомной науки и техники. Сер.: Ядерные константы, 1982, вып. 3(47), с.62-66.

Представлены результаты измерения и расчета скоростей реакций:  $^{235}\text{U}(n, f)$ , природный  $\text{U}(n, f)$ ,  $^{239}\text{Pu}(n, f)$ ,  $^{238}\text{U}(n, \gamma)$ ,  $^{23}\text{Na}(n, \beta^-)$ ,  $^{197}\text{Au}(n, \beta^-)$ ,  $^{58}\text{Ni}(n, p)$ ,  $^{27}\text{Al}(n, \alpha)$  и отношений (к делению  $^{235}\text{U}$ ) их средних сечений в активной зоне и боковом экране реактора БН-600 в начальный период его работы. Измерения выполнены с помощью методики активационных игольчатых детекторов, облучавшихся в меж-ствальном пространстве штатных ТВС. Расчеты проведены в 26-групповом диффузионном приближении в (X,Y)-геометрии с использованием кон-стант БНАБ-70 и 78. Показано удовлетворительное согласие измеренных и рассчитанных величин (табл. 4, список лит. - 5 назв.),

УДК 539.171:539.172.4

АНАЛИТИЧЕСКОЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЕ НА ОСНОВЕ ПАДЕ-АПРОКСИМАЦИИ ОЦЕНЕН-НЫХ ДАННЫХ ПО СЕЧЕНИЯМ ПОРОГОВЫХ РЕАКЦИЙ ПОД ДЕЙСТВИЕМ НЕЙТРОНОВ/С.А.Бадиков, В.Н.Виноградов, Е.В.Гай и др. - Вопросы атомной науки и техники. Сер.: Ядерные константы, 1982, вып. 3(47), с.66-79.

Метод аппроксимации рациональными функциями на основе приближе-ния Паде второго рода использован для перевода в аналитическую форму библиотеки оцененных данных по сечениям пороговых реакций под дей-ствием нейтронов БОСПОР. Обработаны все 142 кривые библиотек, ко-торые в большинстве случаев описаны с точностью лучше 1% и во всех случаях лучше 10%. Объем числовых данных, подлежащих хранению, уменьшился более чем на порядок. Приведены полная таблица получен-ных параметров и расчетные формулы (таблица, список лит. - 4 назв.).

УДК 621.039.519.4

ИЗМЕРЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОЙ ДОЛИ ЗАПАЗДЫВАЮЩИХ НЕЙТРОНОВ НА БЫСТРОЙ УРАНОВОЙ СБОРКЕ БЭС-40/В.А.Тарасов и др. - Вопросы атомной науки и техники. Сер.: Ядерные константы, 1982, вып. 3(47), с.80-84.

Двумя независимыми методами, основанными на измерениях диспер-сии числа отсчетов счетчика и скорости делений в активной зоне с помощью калиброванного источника  $^{252}\text{Cf}$  и твердотельных трековых де-текторов, измерено значение эффективной доли запаздывающих нейтро-нов для критической сборки БЭС-40. Экспериментальное значение  $\beta_{\text{эф}} = (0,75 \pm 0,03)10^{-2}$  сравнивается с расчетом (список лит. - 25 назв.).

УДК 621.039.51

ВЛИЯНИЕ СПОСОБА ПОДГОТОВКИ ГРУППОВЫХ КОНСТАНТ НА РАСЧЕТ НАТРИЕВОГО ПУСТОТНОГО ЭФФЕКТА РЕАКТИВНОСТИ/В.А.Пивоваров. - Вопросы атомной науки и техники. Сер.: Ядерные константы, 1982, вып.3(47), с.85-91.

Исследовано влияние способа подготовки групповых констант на точность расчета натриевого пустотного эффекта реактивности. Проведены сравнительные расчеты данного эффекта для модели, соответствующей зоне малого обогащения реактора-размножителя на быстрых нейтронах, на основе констант, полученных по методике ЕНАБ и констант, усредненных с весом детального спектра. Исследовано влияние изменения самоэкранирования резонансных сечений  $^{238}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$  при удалении натрия, оценен эффект корректной подготовки макросечения замедления натрия, проанализированы вклады отдельных групповых констант и их погрешностей в расчет натриевого пустотного эффекта реактивности. Показано, что погрешность в его определении, связанная с методикой подготовки констант, может превысить 50% для случая полного удаления натрия (рис.2, табл.5, список лит. - 6 назв.)

И р. 25 к.

Индекс 3645

Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы, 1982, вып.3(47), 1-92.