

ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ
ПО ИСПОЛЬЗОВАНИЮ АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ СССР

ЦЕНТР ПО ЯДЕРНЫМ ДАННЫМ

760

**ВОПРОСЫ
АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ**

Серия:
ЯДЕРНЫЕ КОНСТАНТЫ

Выпуск 20

Часть 2



Атомиздат — 1975

ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ ПО ИСПОЛЬЗОВАНИЮ
АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ СССР

Центр по ядерным данным

ВОПРОСЫ
АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

Серия:

ЯДЕРНЫЕ КОНСТАНТЫ

Выпуск 20

Часть 2

- 1975 -

Редакционная коллегия:

В.А.Кузнецов (гл.научн.редактор), Л.Н.Усачев (зам.гл.научн.
редактора), О.Д.Казачковский, В.Г.Заграев, Ю.С.Замятин,
В.И.Мостовой, И.Г.Морозов, П.Э.Немировский, К.А.Петржак,
С.И.Сухоручкин, А.А.Абагян, Б.Г.Дубовский, В.Н.Манохин,
Е.И.Ляшенко, М.Н.Николаев, В.В.Орлов, Д.А.Кардашев (отв.
редактор).

я 20400 - I88
034(01)-75

© Атомиздат, 1975

ОЦЕНКА ЯДЕРНЫХ ДАННЫХ U^{235} В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ
НЕЙТРОНОВ 10^{-4} эв-15 МэВ ДЛЯ СОЗДАНИЯ ПОЛНОГО
ФАЙЛА КОНСТАНТ

Г.В.Анцилов, А.Р.Бендерский, В.А.Коньшин, В.П.Коренной,
Г.Б.Мороговский, Е.Ш.Суховицкий

Abstract - Аннотация

THE EVALUATION OF NUCLEAR DATA FOR $U-235$ IN THE NEUTRON ENERGY RANGE 10^{-4} eV - 15 MeV WITH PURPOSE OF DEVELOPMENT THE FULL FILE. The results of neutron data evaluation for U^{235} in the energy region 10^{-4} eV to 15 MeV are given. In the resonance energy region (0,3 to 140 eV) the single-level as well as multi-level parameters are obtained which simultaneously fit the experimental data for G_t , G_p and G_c . The average statistical parameters for neutron cross section calculation in the unresolved energy region are evaluated. Analysis of elastic angular distribution is done by using both the Bessel functions and Legendre polynomials. Spectra of gamma-rays from capture, fission and inelastic scattering are calculated.

ОЦЕНКА ЯДЕРНЫХ ДАННЫХ U^{235} В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ НЕЙТРОНОВ 10^{-4} эв-15 МэВ ДЛЯ СОЗДАНИЯ ПОЛНОГО ФАЙЛА КОНСТАНТ. В статье кратко изложены результаты оценки ядерных констант для U^{235} в области энергий нейтронов 10^{-4} эв - 15 Мэв. В резонансной области энергий (0,3 - 140 эв) получены как односуровневые, так и самосогласованные многоуровневые параметры, позволяющие одновременно описать экспериментальные данные по G_t , G_p и G_c . В неразрешенной резонансной области энергий получены средние статистические параметры ядра. Анализ угловых распределений упругого рассеяния нейтронов был проведен с помощью разложения по функциям Бесселя и полиномам Лежандра. Проведен расчет спектра γ -лучей, испускаемых при захвате, делении и неупругом рассеянии нейтронов.

I. Введение

Одно из наиболее важных для реакторостроения ядер $-U^{235}$ является в то же время одним из наиболее сложных для анализа ядер как из-за очень близко расположенных друг к другу резонансных уровней, так из-за наличия большого количества экспериментальной информации, часто весьма противоречивой.

В настоящей работе проанализирована вся имеющаяся экспериментальная информация для U^{235} по состоянию на ноябрь 1974г., разработан ряд методов оценки сечений, проведены необходимые расчеты.*

Результаты настоящей оценки подробно описаны в большом отчете, предоставленном в Бюллетень Центра по ядерным данным, где он будет опубликован в депонированном виде. Настоящая статья является лишь кратким изложением методов оценки, которые мы использовали. Сами оцененные данные для U^{235} представлены в формате СОКРАТОР и переданы в Центр по ядерным данным.

2. Ядерные данные в тепловой области энергий (10^{-4} эв-1эв)

В тепловой области энергий нейтронов - от 10^{-4} эв до 1эв -

мы провели анализ следующих величин, представляющих наибольший интерес для разработки реакторов на тепловых нейтронах - \bar{b}_t , \bar{b}_a , \bar{b}_f , α , и χ . Принятый нами метод оценки тепловых констант для U^{235} не отличался от метода, использованного нами для Pu^{239} . Именно, мы попытались провести сравнение величины $\chi(\epsilon)$, измеренной прямым способом, и $\chi(E)$, полученной из отношения \bar{b}_f к \bar{b}_a . Были проанализированы имеющиеся экспериментальные данные для четырех величин - \bar{b}_t , из которого \bar{b}_a получается вычитанием сечения упругого рассеяния, \bar{b}_f , χ и α в области энергий 10^{-4} - 1,0 эв.

Первым шагом в оценке тепловых констант было проведение анализа экспериментальных данных и получение "наилучших" кривых для \bar{b}_a , \bar{b}_f , α и χ в тепловой области энергий. Для этого использовалась программа ПРЕДА Γ^1_7 , позволяющая описывать экспериментальные данные полиномами n -й степени методом наименьших квадратов со статистическим анализом кривой и учетом "весов" экспериментальных точек. Экспериментальные данные, использованные в анализе, были единым образом перенормированы к тепловым константам при 2200 м/сек, в качестве которых использовались рекомендованные данные Ханки и др. Γ^2_7 .

В анализе использовались следующие экспериментальные данные по \bar{b}_t : измерения Сэффорда и др. Γ^3_7 , Леснарда Γ^4_7 , Блока и др. Γ^5_7 , Симпсона и др. Γ^6_7 , Палевски и др. Γ^7_7 , Шоре и Сэйлора Γ^8_7 , Мелконяна и др. Γ^9_7 , Брукса и др. Γ^{10_7} , Никитина и др. Γ^{11_7} , Герасимова и Зенкевича Γ^{12_7} , Линна и Паттендена Γ^{13_7} ;

по $\bar{\sigma}_4$: Деройтера и Вагеманса Γ^{14-7} , Деройтера и др. Γ^{15-7} ,
 Де Сосюре и др. Γ^{16-7} , Леонарда и др. (см. обзор Сэйлора
 Γ^{17-7}), Боллинхера и др. Γ^{17-7} , Шоре и Сэйлора Γ^{8-7} ,
 Баумана и др. Γ^{18-7} , Мишадо и др. Γ^{19-7} , Брукса и др. Γ^{10-7} ;
 по α : де Сосюре и др. Γ^{16-7} , Мурадяна и др. Γ^{20-7} ;
 по χ : Скарсгарда и Кенварда Γ^{21-7} , Игнатьева и др. Γ^{22-7} ,
 Брукса и др. Γ^{10-7} , Боллинхера и др. Γ^{17-7} .

Экспериментальные данные по $\bar{\sigma}_4$ и $\bar{\sigma}_a$ были поправлены на эффекты Допплера и энергетическое разрешение в пике первого резонанса (при 0,3 эв). Расчет поправок проводился аналитически, и их величина составляет не более 0,7%.

Сравнение кривой χ , полученной по формуле $\chi \frac{\bar{\sigma}_4}{\bar{\sigma}_a}$, где $\chi = 2,4229$, а $\bar{\sigma}_4$ и $\bar{\sigma}_a$ - оцененные кривые сечения деления и сечения поглощения, с прямо измеренной величиной χ показывает, что выведенная кривая χ согласуется с экспериментальными данными по χ с точностью $\pm 3\%$, что является реальной точностью измерений χ .

Величина α известна с недостаточной точностью, чтобы исходя из экспериментальных данных по α , высказать суждение о величине χ . Наоборот, исходя из совокупности данных по χ , мы попытались провести кривую α так, чтобы не иметь противоречия между экспериментальными данными по α , с одной стороны, и прямыми и выведенными из $\bar{\sigma}_4$ и $\bar{\sigma}_a$ значениями χ , с другой стороны. Эта кривая не противоречит экспериментальным данным Де Сосюре и др. Γ^{16-7} и Мурадяна и др. Γ^{20-7} , идя в некоторых областях по верхней границе экспериментальных точек (область 0,3 - 0,5 эв).

Оцененные таким образом величины $\frac{\sigma}{\sigma_a}$, $\frac{\sqrt{\sigma}}{\sigma_a}$ и α согласуются между собой с точностью порядка 1% почти во всей области энергий от 10^{-3} эв до 1 эв, кроме области вблизи первого резонанса $0,25 - 0,50$ эв, где согласие хуже (порядка 3%). Сечение захвата, полученное из прямого измерения α в области $0,3 - 1,0$ эв, в среднем лишь в пределах 10% согласуется с σ_c , полученным из разности $\sigma_a - \sigma_f$. В области $0,3 - 0,6$ эв σ_c , полученное из α , систематически ниже, чем полученное из разности $\sigma_a - \sigma_f$, несмотря на то, что оцененная кривая α идет в этой области по верхним значениям экспериментальных данных. В области же $0,9 - 1,0$ эв σ_c , полученное из α , идет систематически выше, несмотря на то, что кривая α проведена через нижние значения данных Де Сосире и др.

В качестве оцененных значений мы приняли σ_c , полученное из разности $\sigma_a - \sigma_f$, что не противоречит имеющимся экспериментальным данным для $\frac{\sigma}{\sigma_a}$.

3. Сечения ядерных реакций для U^{235} в резонансной области энергий нейтронов

Первой мыслью при проведении оценки резонансных параметров было желание провести эту оценку, используя значения параметров резонансов, опубликованных экспериментаторами или другими оценщиками. Однако экспериментатор, как правило, анализирует лишь результаты своих экспериментов. Имеющиеся оценки носят частный характер и касаются ограниченной области энергий.

Кроме того, результаты оценок часто противоречат друг другу. Поэтому необходимо обращение к самим экспериментальным

результатам, чтобы изучить их, попытаться выявить их недостатки и, возможно, проанализировать их вновь. Именно такой подход и был применен в настоящей работе.

Имеются следующие экспериментальные данные по $\bar{\sigma}_f (U^{235})$ в резонансной области энергий. Де Сасирэ и др. Г16_7 измерили одновременно $\bar{\sigma}_f$ и $\bar{\sigma}_c$ в области 0,4эв - 3кэв. Разрешение в их эксперименте было хуже, чем в других экспериментах, и кроме того, оно сильно отличалось от того, что дают авторы. Вероятно, время замедления нейтронов в замедлителе в большой степени ответственно за это. В настоящей оценке при подгонке $\bar{\sigma}_c$ экспериментальное энергетическое разрешение выбиралось нами на основе среднего расстояния между экспериментальными точками. Данные по $\bar{\sigma}_f$, в связи с плохим разрешением, не использовались в настоящем анализе.

Блонс Г23_7 измерил $\bar{\sigma}_f (U^{235})$ в области 17эв-30кэв. В настоящей оценке мы использовали данные Блонса в области от 40эв и выше, так как трудно достаточно уверенно оценить фон в области ниже 35эв в этом эксперименте, так как пропускание фильтра с бором, используемого для исключения перекрывающихся импульсов от низкоэнергетических нейтронов, мало при этих энергиях. Данные Блонса нами были перенормированы (коэффициент нормировки 1,0034) в области 100-200 эв к данным Де Сасирэ и др. Г16_7, которые в свою очередь были перенормированы к интегралу деления в области 7,8 - 11,0 эв, полученному Деройтером и др. Г14_7.

Као и др. Г24_7 провели измерения $\bar{\sigma}_f (U^{235})$ в области энергий 6 эв - 3 кэв. Точность данных Као и др. в межрезонан-

сной области довольно низка (по крайней мере, не лучше $\pm 20\%$), и, по-видимому, данные Као и др. имеют ошибочные поправки на фон вблизи резонансов. Большие впадины, наблюдавшиеся в данных Као и др., вызваны молибденовым экраном, стоящим в пучке нейтронов. Данные Као и др. нами были перенормированы к интегралу деления от 7,8 эв до 11 эв, полученному Деройтером и др. Γ^{14}_7 (коэффициент перенормировки равен 1,058).

Деройтер и др. Γ^{14}_7 измерили $\bar{\sigma}_q(U^{235})$ в области энергий 0,02 - 10,90 эв при комнатной температуре образца. К сожалению, авторы не дают подробной информации по функции разрешения, и поэтому энергетическое разрешение было выбрано на основе среднего расстояния между экспериментальными точками. Измерения Деройтера абсолютные и наиболее точные, и они были использованы нами без перенормировки.

Шоре и Сэйлор Γ^{8}_7 измерили $\bar{\sigma}_q(U^{235})$ в области 0,1 - 10,0 эв с помощью кристаллического спектрометра. Их данные были использованы в настоящем анализе с перенормировкой к данным Деройтера и др. Γ^{14}_7 по интегралу деления в интервалах 1,0 - 1,8 эв и 1,8 - 5,0 эв. Коэффициент перенормировки равен 0,974.

Лемли и др. Γ^{25}_7 измерили $\bar{\sigma}_q(U^{235})$ в области 20 эв - 100 кэв взрывным методом. Подробной информации по функции разрешения авторы не дают. Имеются определенные недостатки в данных, связанных с трудностями, присущими взрывному методу - обычно в этих измерениях наблюдается эффект удвоения резонансов в области 150 - 300 эв, что связано с существованием в этой области энергий одновременно двух нейтронных спектров

(теплового и замедления), имеющих различное время эмиссии; имеются определенные впадины в σ_t , связанные с тем, что отметки времени по 20 мксек постоянно добавляются к полезному сигналу; имеются другие флуктуации в σ_t , которые трудно объяснить. В связи с указанными трудностями и отсутствием информации по функции разрешения данные Лемли и др. нами не использовались.

Брукс и др. [10] измерили σ_t (U^{235}) в области энергий 0,035 - 200 эв. Их данные плохо описывают форму резонансов, наблюдается существенное смещение энергетической шкалы с возрастанием энергии. Поэтому их данные не использовались в настоящем анализе.

Мишадон и др. [19] измерили σ_t и σ_e (U^{235}) в области 1 - 1000 эв при температуре жидкого азота 77°К. Разрешение в этом эксперименте по σ_t было хуже, чем в эксперименте Блонса [23], и поскольку измерения Блонса были сделаны в той же лаборатории спустя 7 лет, данные Мишадона по σ_t нами рассматривались замененными данными Блонса.

Наиболее надежными данными по σ_t (U^{235}) в резонансной области энергий являются измерения Мишадона и др. [19] и Шоре и Сэйлора [8], которые и были использованы нами. Недостатком эксперимента [22] является то, что авторы приводят экспериментальные условия по разрешению для каждой серии измерений и для каждого образца, однако числовые данные даются лишь для смеси образцов, и из имеющихся данных неясно, какой образец и какая серия использовались в том или ином энергетическом интервале.

Данные Брукса и др. Г10_7 по σ_t не были использованы в настоящем анализе, так как данные плохо описывают форму резонансов и наблюдается существенное смещение энергетической шкалы.

Данные Герасимова и др. Г12_7 по σ_t из-за низкого разрешения были использованы лишь в области энергий ниже 1 эв. Данные Симпсона и др. Г26_7, Аттили Г27_7, Рейнвотера и др. Г28_7 не были использованы в настоящем анализе из-за того, что детальная информация по функции разрешения эксперимента в зависимости от энергии отсутствует, данные плохо описывают форму резонансов Г28_7, наблюдается нерегулярное смещение энергетической шкалы.

При проведении оценки были использованы следующие данные по $\sigma_c (U^{235})$ в резонансной области энергий: Де Сасюре и др. Г16_7 (данные по α , полученные в этой работе, были перенормированы в интервале 0,1 - 1,0 кэв к оцененным нами значениям - коэффициент нормировки равен 0,954); Перец и др. Г29_7 (данные были перенормированы с использованием той же процедуры, что и данные Де Сасюре и др. Г16_7).

Все ряды данных, использованных в анализе, имеют одинаковый энергетический ход, кроме работы Де Сасюре и др. Г16_7. Для работы Г16_7 поправка на энергетический сдвиг имеет вид:
 $\Delta E = 0,0161 - 0,00117 E$.

Для описания сечений в резонансной области энергий мы использовали модифицированный формализм Адлер-Адлера, сохранив его формальную запись:

$$\bar{\sigma}_{n\epsilon}(\epsilon) = \frac{2,6 \cdot 10^6}{\epsilon} \sum_{i=1}^N [G_i^{(n)} \Psi(x, \theta) + H_i^{(n)} \chi(x, \theta)], \text{ где}$$

N - число учитываемых резонансов, $b_i^{(r)}$ и $H_i^{(r)}$ - адлеровские параметры i - уровня r - реакции, $\psi(x, \theta)$ и $\chi(x, \theta)$ - функции Допплера.

Параметр $G^{(r)} = \frac{g f_n f_i}{f^2}$ представляет собой Брейт-Вигнеровский член, а $H^{(r)}$ описывает интерференционную добавку в сечения данного уровня от всех соседних и также может быть записан через параметры Брейта-Вигнера.

В качестве исходной информации используются ряды экспериментальных данных $\{\sigma(E)\}$ с известными температурами образцов, энергетическими разрешениями и ошибками экспериментов. Желательно также иметь параметры Брейта-Вигнера для данной области энергий, так как это существенно облегчает процедуру получения подогнанных значений G и H . В качестве нулевого приближения возьмем $G^{(0)} = \frac{g f_n f_i}{f^2}$ и $H^{(0)} = 0$ для всех уровней, затем найдем

$$\bar{\sigma}_i(E) = \bar{\sigma}_{\text{эксп}}(E) - \frac{2 \cdot 10^6}{E} \sum_{j=1}^N \left(G_j^{(0)} \psi(x, \theta) + H_j^{(0)} \chi(x, \theta) \right), \text{ где}$$

$\bar{\sigma}_{\text{эксп}}$ - экспериментальные значения сечений i - резонанса, $\bar{\sigma}_i(E)$ - значения сечений, полученные после вычитания вклада всех соседних N уровней.

Таким образом, мы выделили сечения подгоняемого уровня и имеем для него:

$$\bar{\sigma}_i(E) = \frac{2 \cdot 10^6}{E} (\bar{\sigma}_i^{(0)} \psi + H_i^{(0)} \chi).$$

Теперь методом наименьших квадратов легко получить значения

$G_i^{(e)}$ и $H_i^{(e)}$, наилучшим образом описывающие $\bar{\sigma}_i(E)$. Найденные значения заносятся на место исходных, после этого при необходимости осуществляется подгонка E_i и Γ_i . Критерием подгонки параметров $G_i^{(e)}$, $H_i^{(e)}$, E_i и Γ_i данного i -уровня является значение:

$$\Delta \bar{\sigma}_i = \frac{\sum_{k=1}^n |\bar{\sigma}_{k, \text{эксп}} - \bar{\sigma}_{k, \text{расч}}| / \bar{\sigma}_{k, \text{эксп}} \Delta \bar{\sigma}_{k, \text{эксп}}^2}{\sum_{k=1}^n \Delta \bar{\sigma}_{k, \text{эксп}}^2} / n.$$

Наилучшим значениям параметров отвечают наименьшие $\Delta \bar{\sigma}_i$. После определения $\Delta \bar{\sigma}_i$ вся процедура подгонки повторяется для следующего уровня.

В качестве нулевого приближения были взяты значения $G^{(e)}$, рассчитанные на основе работ [30], [23], [31]. Для $H^{(e)}$ мы положили равными нулю. Для $\bar{\sigma}_i$ сразу подгонялись все параметры, что потребовало 6 прогонов для получения надежных значений $G^{(e)}$, $H^{(e)}$, E_i и Γ . Для $\bar{\sigma}_i$ в первых двух прогонах подгонялись только значения $H^{(e)}$ при фиксированных остальных параметрах, а при третьем прогоне осуществлялась совместная подгонка всех параметров. Для получения надежных значений параметров потребовалось только три прогона.

Была написана программа *ADLER*, предназначенная для расчета параметров по известным экспериментальным значениям сечений с учетом ошибок экспериментов, температуры образцов и энергетического разрешения и восстановления сечений по готовым параметрам для любых температур и разрешений.

После параметризации по программе *ADLER* сечений $\bar{\sigma}_i$, σ_i , $\bar{\sigma}_i$ мы получили три набора параметров:

- 1) G_{Ti} , H_{Ti} , Γ_i , E_i
- 2) G_i , H_i , Γ_i , E_i
- 3) G_i , H_i , Γ_i , E_i , где $i = 1, \dots, n$, n - число рассматриваемых резонансов.

После этого мы поставили задачу согласования полученных параметров и получения согласованных значений параметров Брэйта-Вигнера. Трудность согласования заключалась в том, что не проводилась параметризация сечения σ_n из-за отсутствия надежных данных, и отсутствовали надежные данные по спинам большинства уровней.

Процедура согласования включала в себя следующие этапы:

1) определение спинов для тех уровней, для которых они не были определены экспериментально (в области выше 58,7 эв).

Спин определялся следующим образом: известно, что

$G_T = G_x + G_y + G_n$, а $G_n = \frac{G_T^2}{g}$, поэтому проверялось, при каком из двух значений g ($7/16$ или $9/16$, соответствующих $J = 3$ или 4) разность $G_T - G_x - G_y - \frac{G_T^2}{g}$ окажется минимальной. Полученные значения J являются не очень надежными, так как определение J без учета данных по σ_n не дает достаточной уверенности в правильности определения спинов.

2) При получении согласованных значений параметров мы требовали, чтобы выполнялось соотношение: $\hat{G}_T = \hat{G}_x + \hat{G}_y + \hat{G}_n$, где знак $\hat{\cdot}$ относится к согласованным параметрам, следовательно, нужно было найти такие приращения к параметрам, чтобы выполнялось это условие, и сумма квадратов этих отклонений была наименьшей.

3) Самосогласованные значения параметров Брэйта-Вигнера

вычислялись на основе исходных данных: \hat{G}_τ , \hat{G}_ℓ , \hat{G}_γ , g ,
 Γ по формулам:

$$G_n = \frac{\hat{G}_\tau \Gamma}{g} ; \quad G_\ell = \frac{\hat{G}_\ell \Gamma}{\hat{G}_\tau} ; \quad G_\gamma = \frac{\hat{G}_\gamma \Gamma}{\hat{G}_\tau} .$$

Мы накладывали определенное ограничение на величину G_γ . Из-за недостаточно хороших экспериментальных данных по G_γ на некоторых уровнях G_γ получились аномально большими (больше 0,10 эв) или аномально малыми (меньше 0,01 эв). Поэтому для таких уровней величина G_γ изменялась до попадания в интервал 0,01 - 0,07 эв, после чего производилась корректировка остальных параметров.

Из проведенного выше анализа сечений в разрешенной резонансной области были получены следующие значения средних резонансных параметров: $\langle G \rangle = 0,610 \pm 0,010$ эв,
 $0,020$

$$\langle G_\gamma \rangle = 40,7 \pm 2,2 \text{ Мэв}, \quad \langle G_\ell \rangle = 173,2 \pm 4 \text{ Мэв}, \quad \langle G_\tau \rangle = 131,4 \pm 5 \text{ Мэв}.$$

Согласованные значения параметров G_{τ_i} , G_{ℓ_i} , G_{γ_i} ,
 H_{τ_i} , H_{ℓ_i} , H_{γ_i} , Γ_i , E_i , даны в таблицах I и 2.

4. Оценка средних параметров U^{235} в области неразрешенных резонансов

Средние резонансные параметры U^{235} в области 0,1-100кэв получены путем анализа резонансных параметров в разрешенной резонансной области энергий, а также путем подгонки оцененных данных по G_ℓ и G_γ . Полученные средние параметры позволяют рассчитать все типы сечений. Для проверки качества средних параметров проводится сравнение рассчитанных и эксперименталь-

ных данных по σ . Более подробное описание методов оценки и полученных результатов в неразрешенной резонансной области энергий для U^{235} дано нами в отдельной статье, представленной в Бюллетень Центра по ядерным данным.

5. Оценка сечения деления U^{235} в области энергий 0,1 кэв - 15 Мэв

При проведении оценки $\sigma_f(U^{235})$ в области энергий 0,1 кэв - 15 Мэв за основу была взята работа Г32_7. Эта оценка была улучшена в следующих направлениях: проведен детальный анализ данных в области энергий ниже 30 кэв, использованы появившиеся после этой оценки новые экспериментальные данные Забо и др. Г33_7, Пёнитца Г34_7, Хансена и др. Г35_7, был использован метод одновременной оценки $\sigma_f(Pu^{239})$, отношения $\frac{\sigma_f(Pu^{239})}{\sigma_f(U^{235})}$ и $\sigma_f(U^{235})$, а также проведен анализ коррелированных ошибок экспериментов.

Оценка $\sigma_f(Pu^{239})$ и независимо отношения $\frac{\sigma_f(Pu^{239})}{\sigma_f(U^{235})}$ была сделана нами ранее. На основании оценки этих двух величин было получено $\sigma_f(U^{235})$ в области энергий 10 кэв-1 Мэв. Это "выведенное" сечение деления U^{235} сравнивалось в настоящей работе с существующими экспериментальными данными по $\sigma_f(U^{235})$, так, чтобы достичь согласованности для независимо измеренных величин $\sigma_f(Pu^{239})$, $\frac{\sigma_f(Pu^{239})}{\sigma_f(U^{235})}$ и $\sigma_f(U^{235})$. Из такого сравнения можно было получить определенные аргументы о надежности того или иного ряда данных для $\sigma_f(U^{235})$.

Было принято, в соответствии с имеющимися экспериментальными данными, что в кэв-энергетической области (вплоть до 100кэв)

$\sigma_f(U^{235})$ не является гладким.

Для определения наилучшей формы кривой $\sigma_f(U^{235})$ была использована программа ПРЕДА. Был проведен анализ имеющихся экспериментов с целью обнаружения дефектов в экспериментальной технике. "Подозрительные" эксперименты были рассмотрены с меньшим весом или не были включены в анализ.

При оценке σ_f в области энергий нейтронов 0,1 - 100 кэв данные были нормированы единым образом и в них были сделаны поправки на отклонение от закона " $\frac{1}{E}$ " сечения реакции $B^{10}(n,\alpha)$.

Нормировка данных в области энергий ниже 30 кэв проводилась следующим образом.

Данные Деройтера и др. [14], Шоре и Сэйлора [8], Баумана и др. [18] определили среднюю величину интеграла

$$\int_{\text{огр}}^{\text{огр}} \sigma_f(E) dE = 282,46 \text{ эв.}$$

Данные Де Соскоре и др. [16], Мишадо и др. [19] были перенормированы к этому значению. Это дало возможность перенормировать все имеющиеся данные по интегралу от 100 эв до 1 кэв. В этой области энергий имеется 9 рядов данных, но лишь четыре из них могут рассматриваться как абсолютные: данные Де Соскоре и др. [16], Мишадо и др. [19], нормированные в тепловой области от 5 до 10 эв, данные Лемли и др. [25], Брауна и др. [36]. Все остальные данные являются лишь относительными данными, кроме, пожалуй, работы Ван-Ши-Ди и др. [37], где калибровка осуществлялась к тепловому $\sigma_f(U^{235})$. Однако результаты этой работы не являются надежными из-за резкого отличия формы

кривой от других, более точных данных. Поэтому средняя величина интеграла от 100 эв до 1 кэв, которая была использована для целей нормировки, была получена из данных Де Сосюра и др. и Мишадо (взятого с меньшим весом) и абсолютных измерений Лемли и др. и Брауна и др. Эта величина равна I_{2209} б.эв. Среднее сечение деления \bar{V}^{235} в области 0,1 - 1,0 кэв равно 13,60 барн. К этому значению были перенормированы результаты имеющихся измерений в области энергий ниже 10 кэв. Общая точность нормировки равна $\pm 3\%$, если считать, что вклад случайной компоненты погрешности равен 2,5%, а вклад систематической компоненты - 2% и определяется в основном точностью сечения реакции $B^{10}(n,\alpha)$ и некоторыми другими факторами.

Для получения оцененных данных в области 0,1 - 10,0 кэв все данные были поправлены на отклонение от " I/\sqrt{v} " сечения $B^{10}(n,\alpha)$, где это было необходимо, и единным образом нормированы в области 0,1 - 1,0 кэв. Использовались данные Блонса [23_7], Де Союра и др. [16_7], Переца и др. [29_7], которые совпадают между собой с точностью лучше $\pm 3\%$, данные Патрика и др. [38_7], Лемли и др. [25_7], Мишадо и др. [19_7], Брауна и др. [36_7], Ван-Ши-Ди и др. [37_7]. Эти данные были усреднены с весом, обратным квадрату ошибки.

В области энергий от 10 до 100 кэв из-за наличия структуры в сечении деления мы усреднили экспериментальные данные по интервалу шириной 1 кэв. В этой области энергий единственными имеющимися данными, полученными непрерывно до энергии 100 кэв, являются данные Лемли и др. [25_7]. До энергии 30 кэв были проведены измерения Блонса [23_7] и Патрика и др. [38_7]. Форма

кривой, полученной Блонсом в области энергий выше 25 кэв, сильно отличается от результатов других измерений. Данные Лемли и др. в области 10-30 кэв значительно ниже, чем другие данные, и потому возникает необходимость перенормировки этих данных к средней величине по широкой области от 10 до 30 кэв.

В области 10-30 кэв форма кривой сечения деления была определена из данных Блонса, Лемли и др. и Патрика и др., которые были перенормированы к взвешенному среднему значению $\sigma_f(U^{235})$ в интервалах 10-20 и 20-30 кэв, равному $2,47 \pm 0,12$ барн и $2,14 \pm 0,12$ барн, соответственно.

В области от 30 до 100 кэв данные Лемли и др. [25] являются единственными непрерывными измерениями, сделанными методом времени пролета. Эти данные и были использованы для определения детальной формы кривой в этой области. Данные были усреднены по интервалу шириной 1 кэв и нормированы к среднему сечению деления в интервале 10 - 30 кэв (умножены на коэффициент 1,04).

В области 10 - 100 кэв имеется также целый ряд экспериментальных данных по $\sigma_f(U^{235})$, полученных в отдельных энергетических точках. В оценке использовались те работы, в которых сечение было измерено либо абсолютно (определение потока нейтронов методами сопутствующих частиц, сопутствующей активности, марганцевой ванны и т.п.), либо относительно сечения рассеяния нейтронов на водороде. В оценке σ_f в области энергий 10 - 100 кэв использовались следующие работы: данные Забо и др. [39] в области 17 кэв - 1 Мэв (данные были использованы с ошибками авторов, кроме области выше 40 кэв, где, вслед-

ствие неопределенностей с поправками на рассеяние, ошибка была увеличена с 4 до 8%), данные Забо и др. Γ^{33}_7 в области 17 кэв - 2,61 Мэв (данные использовались с ошибками, даваемыми авторами, кроме области ниже 40 кэв, где ошибка была увеличена до 7%), данные Уайта Γ^{40}_7 в области 0,04 - 14 Мэв (данные использовались с ошибками авторов, кроме энергии 40 кэв, где ошибка была увеличена до 7%), данные Кнолла и Пёнитца Γ^{41}_7 при 30 и 64 кэв (ошибка авторов были увеличены с 0,06 до 0,12 в связи с тем, что авторы не обсуждают вопрос о структуре ошибки, в частности, при 30 кэв неизвестен точно спектр нейтронов, на котором производилось измерение, неясна величина фона), только что опубликованные данные Пёнитца Γ^{42}_7 в области 35 кэв - 3,5 Мэв (использовались ошибки, даваемые автором).

При оценке $\sigma_f(U^{235})$ в области 10 - 100 кэв особое внимание мы уделили "непрерывным" измерениям и использовали результаты измерений в отдельных точках лишь для подправления абсолютной величины кривой. Для этого в области энергий выше 30 кэв единственные имеющиеся непрерывные измерения - перенормированные данные Лемли и др. - были усреднены по интервалу 5 кэв, величине, близкой к разрешению в измерениях, сделанных в отдельных точках. Они были проанализированы вместе с данными Забо и др., Уайта, Кнолла и Пёнитца с помощью программы ПРЕДА.

В области энергий 10-100 кэв наблюдается хорошее согласие между "выведенным" сечением деления U^{235} , полученным из $\sigma_f(R_{\text{u}}^{239})$ и отношения $\sigma_f(R_{\text{u}}^{239})/\sigma_f(U^{235})$, и измеренным прямо. Наибольшее различие ($\sim 5\%$) наблюдается в довольно узком интервале 80-100 кэв.

В области энергий 100 - 1000 кэв в оценке использовались абсолютные данные Забо и др. [33], [39], Уайта [40], новые данные Пёнитца [42], данные Горлова и др. [43] (в оценке использовалось лишь одно абсолютное значение при 270 кэв с увеличенной в полтора раза ошибкой из-за неопределенности в поправке на рассеяние), данные Дивена [44] при 0,4 - 1,6 Мэв (ошибка, даваемая Дивеном, была слегка увеличена из-за того, что неясна величина ошибки в экстраполяции спектра протонов к нулевой амплитуде), данные Пёнитца [45] при энергии 600 кэв (ошибка автора была увеличена в полтора раза из-за того, что неясно, из чего складывалась суммарная ошибка измерений, не описана процедура нормировки источника и определения количества вещества), данные Аллена и Фергюсона [46] при 550 и 1800 кэв, данные Джильяма и Кнолла [47] при 964 кэв.

В области энергий 100 кэв - 1 Мэв была проведена одновременная оценка $\sigma_f(U^{235})$, $\sigma_f(Pu^{239})$ и отношения $\sigma_f(Pu^{239})/\sigma_f(U^{235})$. "Выведенное" значение $\sigma_f(U^{235})$ и σ_f , полученное из указанных выше экспериментальных значений с помощью программы ПРЕДА с "весами" экспериментальных точек, указанных выше, удовлетворительно согласуются между собой. Максимальное отклонение, равное 3-5%, наблюдается лишь в области 300 - 500 кэв.

В области 1 - 15 Мэв в оценке были использованы данные Забо и др. [33], Уайта [40], Дивена [44], Аллена и Фергюсона [46], Пёнитца [42], Смита и др. [48] (данные

рассматривались с малым весом из-за больших поправок на рас-
сечение и недостаточную информацию по эксперименту), Панкратова
 U^{49} _7 (данные использовались лишь для определения формы кривой,
им была произвольно приписана ошибка $\pm 7\%$), данные Крамера
 U^{50} _7 (учитывались лишь качественно, для определения формы
кривой, с перенормировкой в области 0,7 - 1,0 Мэв к кривой,
оцененной в настоящей работе), недавние измерения Хансена,
Бартена и др. U^{51} _7 и [95].

Наша оцененная кривая в области энергий ниже 6 Мэв следует
от абсолютных данных Хансена и др., Забо и др., Пённитца,
которые согласуются между собой с точностью 1,5 - 2,0%, кроме
узкой области 1,0 - 1,4 Мэв, где согласие хуже $\sim 3\%$.

Оцененные данные для $\sigma_f(\text{U}^{235})$ даны в таблице 3.

Таблица 3
Оцененное сечение деления U^{235} в области энергий 0,1кэВ-15МэВ

$E_n, \text{кэВ}$	$\bar{\sigma}_f, \text{барн}$	$\bar{\sigma}_f, \text{кэВ}$	$E_n, \text{барн}$	$\bar{\sigma}_f, \text{барн}$	$E_n, \text{кэВ}$	$\bar{\sigma}_f, \text{барн}$	$E_n, \text{кэВ}$	$\bar{\sigma}_f, \text{барн}$
I	:	2	:	3	:	4	:	5
0,1-0,2	$2\cdot 160\pm 0,640$	17-18	$2,286\pm 0,126$	42-43	$1,892\pm 0,138$	67-68	$1,744\pm 0,066$	92-93
0,2-0,3	$20,843\pm 0,620$	18-19	$2,466\pm 0,128$	43-44	$1,878\pm 0,137$	68-69	$1,726\pm 0,066$	93-94
0,3-0,4	$13,370\pm 0,400$	19-20	$2,310\pm 0,129$	44-45	$1,857\pm 0,135$	69-70	$1,736\pm 0,066$	94-95
0,4-0,5	$13,805\pm 0,416$	20-21	$2,137\pm 0,104$	45-46	$1,772\pm 0,060$	70-71	$1,787\pm 0,057$	95-96
0,5-0,6	$15,315\pm 0,509$	21-22	$2,189\pm 0,113$	46-47	$1,843\pm 0,060$	71-72	$1,766\pm 0,056$	96-97
0,6-0,7	$11,639\pm 0,350$	22-23	$2,384\pm 0,139$	47-48	$1,808\pm 0,055$	72-73	$1,735\pm 0,055$	97-98
0,7-0,8	$11,175\pm 0,360$	23-24	$2,095\pm 0,103$	48-49	$1,818\pm 0,055$	73-74	$1,686\pm 0,054$	98-99
0,8-0,9	$8,529\pm 0,250$	24-25	$2,211\pm 0,087$	49-50	$1,678\pm 0,057$	74-75	$1,652\pm 0,053$	99-100
0,9-1,0	$7,690\pm 0,221$	25-26	$2,110\pm 0,080$	50-51	$1,860\pm 0,071$	75-76	$1,719\pm 0,067$	100
1,0-2,0	$7,464\pm 0,224$	26-27	$2,130\pm 0,081$	51-52	$1,845\pm 0,070$	76-77	$1,746\pm 0,068$	120
2-3	$5,463\pm 0,214$	27-28	$2,149\pm 0,123$	52-53	$1,865\pm 0,072$	77-78	$1,739\pm 0,068$	140
2-4	$4,863\pm 0,146$	28-29	$2,248\pm 0,119$	53-54	$1,856\pm 0,071$	78-79	$1,571\pm 0,061$	160

- 23 -

Продолжение таблицы 3

1	:	2	:	3	:	4	:	5	:	6	:
4-5	4,378±0,139	29-30	2,147±0,170	54-55	I,830±0,070	79-80	I,550±0,061	180	I,397±0,049		
5-6	3,869±0,117	30-31	2,065±0,119	55-56	I,825±0,064	80-81	I,624±0,058	200	I,365±0,033		
6-7	3,517±0,127	31-32	2,186±0,127	56-57	I,804±0,063	81-82	I,673±0,060	220	I,338±0,040		
7-8	3,320±0,100	32-33	2,029±0,118	57-58	I,840±0,065	82-83	I,668±0,060	240	I,314±0,041		
8-9	3,089±0,098	33-34	2,054±0,119	58-59	I,832±0,064	83-84	I,657±0,060	260	I,295±0,043		
9-10	3,135±0,095	34-35	I,953±0,113	59-60	I,784±0,062	84-85	I,641±0,059	280	I,279±0,040		
10-II	2,763±0,161	35-36	2,003±0,094	60-61	I,874±0,065	85-86	I,673±0,070	300	I,262±0,042		
II-12	2,693±0,142	36-37	I,925±0,091	61-62	I,810±0,063	86-87	I,609±0,069	320	I,249±0,042		
12-13	2,468±0,130	37-38	2,035±0,097	62-63	I,797±0,063	87-88	I,540±0,066	340	I,237±0,040		
13-14	2,664±0,133	38-39	I,922±0,091	63-64	I,746±0,061	88-89	I,534±0,065	360	I,226±0,040		
14-15	2,501±0,180	38-40	I,964±0,092	64-65	I,653±0,058	89-90	I,631±0,070	380	I,216±0,040		
15-16	2,348±0,136	40-41	2,038±0,149	65-66	I,741±0,066	90-91	I,612±0,061	400	I,207±0,045		
16-17	2,333±0,130	41-42	I,967±0,143	66-67	I,763±0,067	91-92	I,602±0,061	420	I,198±0,043		

Продолжение таблицы 3

E_n , МэВ : σ_f , барн : E_n , МэВ : σ_f , барн : E_n , МэВ : σ_f , барн						
0,440	I, I90±0,042	3,00	I, 210±0,028	13,50	2,010±0,120	
0,460	I, I80±0,044	3,20	I, 207±0,030	14,00	2,150±0,090	
0,480	I, I71±0,043	3,40	I, 193±0,034	14,50	2,180±0,100	
0,500	I, I62±0,048	3,60	I, 175±0,034	15,00	2,185±0,135	
0,550	I, I46±0,074	3,80	I, 157±0,033	16,00	2,165±0,135	
0,600	I, I36±0,045	4,00	I, 143±0,033	17,00	2,120±0,130	
0,650	I, I27±0,045	4,50	I, II5±0,033	18,00	2,080±0,150	
0,700	I, I24±0,042	5,00	I, 090±0,033	19,00	2,110±0,148	
0,750	I, I27±0,045	5,50	I, 058±0,033	20,00	2,140±0,145	
0,800	I, I37±0,041	6,00	I, I43±0,033			
0,850	I, I53±0,042	6,50	I, 290±0,040			
0,900	I, I75±0,050	7,00	I, 525±0,080			
0,950	I, 210±0,040	7,50	I, 660±0,089			
1,00	I, 232±0,037	8,00	I, 715±0,092			
1,10	I, 245±0,038	8,50	I, 740±0,095			
1,20	I, 247±0,051	9,00	I, 745±0,103			
1,40	I, 233±0,030	9,50	I, 740±0,105			
1,60	I, 255±0,036	10,00	I, 735±0,104			
1,80	I, 276±0,026	10,50	I, 727±0,104			
2,00	I, 285±0,028	II, 00	I, 724±0,104			
2,20	I, 279±0,031	II, 50	I, 730±0,104			
2,40	I, 259±0,027	I2, 00	I, 752±0,105			
2,60	I, 233±0,031	I2, 50	I, 795±0,107			
2,80	I, 215±0,030	I3, 00	I, 860±0,110			

6. Оценка величины $\alpha(U^{235})$ в области
энергий 100 эв - 1 МэВ

Оценка величины $\alpha(U^{235})$ была проведена в двух перекрывающихся областях: от 100 эв до 30 кэв и от 20 кэв до 1 МэВ. В области от 100 эв до 30 кэв были использованы в оценке следующие данные: работа Де Сосиера и др. [16_7 по одновременному измерению b_f и $b_c(U^{235})$ в области энергий 0,4 эв - 3 кэв (в ошибки, даваемые авторами, мы добавили квадратично ошибку 5% из-за возможной чувствительности детектора к изменениям в спектре гамма-лучей захвата и деления), работа Переца и др. [29_7 по измерению b_f и b_c в области 8 эв - 10 кэв (добавлена квадратично ошибка 5% из-за работы детектора гамма-лучей), работа Кэирра и Линдси [52_7 по измерению α в области от 100 эв до 28 кэв (добавлена квадратично ошибка 5% из-за работы детектора гамма-лучей; 5% из-за зависимости α от V , если V изменяется в зависимости от спина комплаунд - ядра; 5% при энергии выше 3 кэв, где фон не был измерен; 5% при энергии выше 5 кэв из-за энергетического разрешения); работа Мурадяна и др. [20_7 по измерению α в области 0,3 эв - 5 кэв (добавлена ошибка 5% из-за работы детектора гамма-лучей, 10% из-за измерения фона), работа Курова и др. [53_7 по измерению α в области 0,1 - 30,0 кэв (добавлена ошибка 5% из-за работы детектора гамма-лучей, 5% из-за возможной зависимости α от V , 20% из-за большой чувствительности к рассеянным нейtronам, 5% при энергии выше 5 кэв из-за энергетического разрешения), работа

Ван-Ши-Ди и др. Γ^{37}_7 по измерению α в области 0,1-30,0 кэв (добавлена ошибка по 5% за те же замечания, что и в работе Курова и др.), а также измерения Двухшерстнова и др. Γ^{54}_7 при 2 и 24,5 кэв, Смита и др. Γ^{55}_7 при 2 кэв.

Полная ошибка в оцененных значениях α равна 10-20% и состоит из систематической ошибки (%), определяемой нормировкой α (~5%), запаздывающими гамма-лучами (~5%) и некоторыми другими факторами (~3%), и случайной ошибки, определяемой из разброса экспериментальных данных с учетом "весов" экспериментальных точек.

В области энергий выше 20 кэв четыре главных ряда по α , являющимися абсолютными, - данные Лоттина и др. Γ^{56}_7 , Хопкинса и Дивена Γ^{57}_7 , Вестона и др. Γ^{58}_7 , Кононова и др. Γ^{59}_7 - были получены по существу одинаковым методом, и, следовательно, с возможными одинаковыми систематическими ошибками.

Для того, чтобы единым образом нормировать эти данные, был выбран общий для всех этих работ энергетический интервал, достаточно широкий в сравнении с экспериментальным энергетическим разрешением - область 30 ± 10 кэв. Для получения среднего значения α в этом интервале использовались величины α , полученные Лоттином и др. ($0,374 \pm 0,035$ при 30 ± 10 кэв), Хопкинсом и Дивеном ($0,376 \pm 0,036$), Вестоном и др. (взвешенное среднее α из двух измерений $0,366 \pm 0,035$), Кононова и др. Γ^{60}_7 ($0,368 \pm 0,040$). Эксперимент Кононова и др. Γ^{59}_7 дает величину α на 12% меньше, чем три остальных эксперимента. Ввиду наличия экспериментов Γ^{60}_7 и Γ^{59}_7 , не согласующихся друг с

другом, результаты более ранней работы Γ^{59}_7 считались ненадежными и не были использованы при получении средней величины α при 30 ± 10 кэв. Полученное среднее значение α равно $0,371 \pm 0,035$ при 30 ± 10 кэв. К этому значению были перенормированы данные Лоттина и др. из-за того, что абсолютные измерения были сделаны лишь в одной точке (коэффициент нормировки равен 0,99), данные Вестона и др., полученные в эксперименте с гадолиниевым баком (коэффициент нормировки равен 1,06), данные Кононова и др. Γ^{59}_7 из-за возможной систематической ошибки эксперимента (коэффициент нормировки 1,14). Данные Гвина и др. Γ^{61}_7 были учтены лишь качественно из-за того, что данные не являются окончательными и в них не внесены все необходимые поправки. Данные Сильвера и др. Γ^{62}_7 не были включены в настоящий анализ, так как работа Γ^{62}_7 считалась замененной работой Γ^{29}_7 , где измерение α было ограничено областью до 10 кэв. Данные Бандла и др. Γ^{63}_7 и данные Воротникова и др. Γ^{64}_7 были также перенормированы в области 30 ± 10 кэв. Данные Коннова и др. Γ^{60}_7 в области 20–60 кэв были использованы без перенормировки, в более высокой области они не использовались из-за возрастающих ошибок эксперимента. Оцененные значения α , усредненные по интервалам, даны в таблице 4.

Таблица 4

Оцененные значения α (U^{235}) в области энергий
0,1 кэв - 15 Мэв

$E_n, \text{кэв} :$	α	$:E, \text{кэв}:$	α	$:E, \text{Мэв}:$	α
1 :	2 :	3 :	4 :	5 :	6
0,1-0,2	$0,580 \pm 0,050$	75	$0,334 \pm 0,030$	$0,850$	$0,115 \pm 0,015$
0,2-0,3	$0,434 \pm 0,040$	80	$0,345 \pm 0,032$	$0,900$	$0,109 \pm 0,015$
0,3-0,4	$0,481 \pm 0,045$	85	$0,350 \pm 0,033$	$0,950$	$0,099 \pm 0,014$
0,4-0,5	$0,349 \pm 0,033$	90	$0,344 \pm 0,033$	$1,000$	$0,090 \pm 0,014$
0,5-0,6	$0,294 \pm 0,030$	95	$0,331 \pm 0,032$	$1,20$	$0,070 \pm 0,010$
0,6-0,7	$0,392 \pm 0,035$	100	$0,314 \pm 0,031$	$1,40$	$0,058 \pm 0,010$
0,7-0,8	$0,417 \pm 0,040$	120	$0,278 \pm 0,027$	$1,60$	$0,049 \pm 0,009$
0,8-0,9	$0,485 \pm 0,050$	140	$0,263 \pm 0,026$	$1,80$	$0,043 \pm 0,009$
0,9-1,0	$0,625 \pm 0,060$	160	$0,250 \pm 0,024$	$2,00$	$0,038 \pm 0,010$
1,0-2,0	$0,386 \pm 0,040$	180	$0,238 \pm 0,023$	$2,40$	$0,0315 \pm 0,010$
2,0-3,0	$0,340 \pm 0,035$	200	$0,228 \pm 0,022$	$2,80$	$0,027 \pm 0,009$
3,0-4,0	$0,308 \pm 0,035$	240	$0,210 \pm 0,020$	$3,20$	$0,024 \pm 0,007$
4,0-5,0	$0,327 \pm 0,035$	260	$0,204 \pm 0,019$	$3,60$	$0,022 \pm 0,007$
5,0-6,0	$0,297 \pm 0,040$	280	$0,194 \pm 0,019$	$4,00$	$0,020 \pm 0,006$
6,0-7,0	$0,361 \pm 0,045$	300	$0,187 \pm 0,018$	$5,00$	$0,0155 \pm 0,005$
7,0-8,0	$0,368 \pm 0,050$	320	$0,1805 \pm 0,018$	$5,50$	$0,014 \pm 0,004$
8,0-9,0	$0,408 \pm 0,050$	340	$0,175 \pm 0,018$	$6,00$	$0,0125 \pm 0,004$
9,0-10,0	$0,372 \pm 0,050$	360	$0,168 \pm 0,017$	$6,50$	$0,009 \pm 0,003$
10,0-15,0	$0,385 \pm 0,056$	380	$0,163 \pm 0,016$	$7,00$	$0,007 \pm 0,002$
15-20	$0,397 \pm 0,056$	400	$0,158 \pm 0,016$	$7,50$	$0,0055 \pm 0,0020$
20-25	$0,377 \pm 0,040$	420	$0,153 \pm 0,015$	$8,00$	$0,0045 \pm 0,0020$

Продолжение таблицы 4

I	:	2	:	3	:	4	:	5	:	6
25-30		$0,355 \pm 0,043$		440	$0,149 \pm 0,015$		9,00	$0,0033 \pm 0,0010$		
30		$0,365 \pm 0,038$		460	$0,145 \pm 0,016$		10,00	$0,0025 \pm 0,0010$		
35		$0,380 \pm 0,038$		480	$0,141 \pm 0,014$		11,00	$0,0020 \pm 0,0010$		
40		$0,373 \pm 0,035$		500	$0,138 \pm 0,014$		12,00	$0,0016 \pm 0,0010$		
45		$0,362 \pm 0,034$		550	$0,134 \pm 0,016$		13,00	$0,0013 \pm 0,0010$		
50		$0,340 \pm 0,032$		600	$0,130 \pm 0,016$		14,00	$0,0011 \pm 0,0010$		
55		$0,324 \pm 0,031$		650	$0,126 \pm 0,016$		15,00	$0,0010 \pm 0,0010$		
60		$0,319 \pm 0,030$		700	$0,123 \pm 0,016$					
65		$0,324 \pm 0,030$		750	$0,122 \pm 0,016$					
70		$0,329 \pm 0,030$		800	$0,120 \pm 0,016$					

7. Оценка величины $\bar{V}(\epsilon)$ для U^{235} в области
энергий от тепловой до 15 Мэв

В настоящей оценке мы использовали основные результаты работы Манеро и Коньшина [65_7]. Все имеющиеся экспериментальные данные по $\bar{V}(U^{235})$ были перенормированы к $\bar{V}_t(C_f^{152}) = 3,742$, $\bar{V}_p(C_f^{252}) = 3,733$. Был проведен расчет вклада реакций $(n, n'f)$ и $(n, 2n'f)$ в величину \bar{V} . Анализ экспериментальных данных с помощью метода наименьших квадратов, выполненный в энергетической области между тепловой точкой и 15 Мэв, обнаруживает существование трех довольно четко разграниченных областей: от тепловой до 2 Мэв, от 2 до ~ 7 Мэв и выше 7 Мэв. Результаты настоящей оценки согласуются с результатами других, недавно проведенных оценок.

8. Оценка $\delta_t(U^{235})$ в области энергий 0,1 кэв-15 Мэв

В настоящей оценке данные по $\delta_t(U^{235})$ были разделены на две группы: данные в неразрешенной резонансной области энергий (от 0,1 до 100 кэв) и от 100 кэв до 15 Мэв. В первой группе были использованы данные Атти [66_7] (0,1 - 70 кэв), Мишадона и др. [19_7] (0,1 - 0,725 кэв), Дерриена и др. [67_7] (0,725 - 10 кэв), Бёкова и др. [68_7] (5,8 - 270 кэв). Наиболее полными и точными из них являются данные Атти, поскольку измереник Бёкова и др. относительные, а измерения Мишадона и др. и Дерриена и др. сделаны в ограниченной области энергий. Ко второй группе относятся данные Хенкеля [69_7] (0,04 -

8,0 Мэв), Кабе и др. σ_{70-7} (0,1 - 6,0 Мэв), Шварца и др. σ_{71-7} (0,5 - 15 Мэв), Лэнгфорда σ_{72-7} (0,2 - 14 Мэв), Фостера и Глаэгова σ_{73-7} (2,2 - 15 Мэв), Братенала и др. σ_{74-7} (7 - 14 Мэв). Кроме того, Петерсон σ_{75-7} измерил σ_t в области 17 - 29 Мэв. Эти экспериментальные данные были использованы в программе ПРЕДА для получения оцененных значений σ_t .

9. Сечение неупругого взаимодействия нейтронов
и сечение упругого рассеяния в области 0,1-15 Мэв

В области 0,1 - 15 Мэв была проведена самосогласованная оценка всех типов сечений, которая соответствовала имеющимся экспериментальным данным. В качестве опорной информации служили оцененные в настоящей работе значения σ_t , точность которых ($\sim 3\%$) лучше точности сечений σ_{nn} и σ_{nx} . Далее на основании имеющихся экспериментальных данных по σ_{nn} и косвенной информации по этой величине определялись оцененные значения интегрального сечения σ_{nn} . Затем путем вычитания полученных таким образом σ_{nn} из оцененных σ_t были получены оцененные значения неупругих взаимодействий σ_{nx} . Следующие экспериментальные данные по σ_{nx} были приняты во внимание: данные Аллена σ_{76-7} , Андреева σ_{77-7} , Бистера и др. σ_{78-7} , Волта σ_{79-7} , Бете σ_{80-7} , Дегтярева σ_{81-7} , Мак Грегора и др. σ_{82-7} , Дегтярева и Надточего σ_{83-7} .

10. Угловые распределения нейtronов, упруго рассеянных на ядре U^{235}

При анализе угловых распределений разложение их по полиномам Лежандра является общепринятым из-за его математической простоты, а также из-за того, что полиномы Лежандра появляются в уравнении Шредингера при рассмотрении задачи рассеяния. Однако при достаточно высокой степени разложения по полиномам Лежандра подгоняемая кривая в промежутке между экспериментальными точками может вести себя совершенно нефизично, давая отрицательные значения сечений. Кроме того, эксперименты по рассеянию принципиально не позволяют измерять дифференциальные сечения под предельно малыми и большими углами, и потому процедура подгонки должна позволять проводить экстраполяцию в эти углы. Именно вследствие ортогональности полиномов Лежандра это невозможно, хотя рассеяние на малые углы составляет большую часть всего сечения при энергиях, больших 8 Мэв. Для описания угловых распределений мы использовали следующую формулу:

$$\frac{d\sigma}{dx} = (kR^2)^2 \left\{ D \left[\frac{T(x)}{x} \right]^2 + \sum_{i=0}^{M-1} A_i T_i^2(x) \right\}, \text{ где}$$

M - количество функций Бесселя, D и A_i - параметры подгонки. Опыт работы с программой, позволяющей производить подгонку к экспериментальным данным по этой формуле, показал, что при разложении угловых распределений по функциям Бесселя требуется значительно меньше членов, чем при разложении по полиномам Лежандра. Кроме того, не требуется предварительного знания дифференциальных сечений рассеяния на

углы 0° и 180° , выбираемых часто из соображений здравого смысла. Более того, полученные в подгонке по функциям Бесселя значения сечений рассеяния на эти углы использовались нами при получении разложения по полиномам Лежандра.

В оценке использовались следующие экспериментальные данные: измерения Аллена и др. Γ^{84} при $0,5$ и $1,0$ Мэв, измерения Бачелора и Вилда Γ^{85} при $2,3$ и 4 Мэв, измерения Книттера и др. Γ^{86} при $1,5 - 5,5$ Мэв, данные Каммердинера Γ^{87} при 14 Мэв, результаты Кранберга Γ^{88} при $0,55 - 2,0$ Мэв, Смита и Гюнтера Γ^{89} при $0,3 - 1,5$ Мэв.

Через экспериментальные точки были проведены гладкие кривые с помощью разложения по функциям Бесселя.

Прямое описание экспериментальной информации разложением по полиномам Лежандра даже с использованием значений дифференциального сечения рассеяния под углами 0° и 180° , полученных разложением по функциям Бесселя, оказалось невозможным, так как высокая степень разложения по полиномам Лежандра не соответствовала сравнительно малому количеству экспериментальной информации. Поэтому вместо экспериментальных точек мы воспользовались гладко интерполированными, полученными из разложения по Бесселевым функциям, считая эти интерполированные значения "истинными" и, в соответствии с этим, приписав им одинаковый относительный вес. Каждый раз использовалась 101 точка, равномерно распределенная по $\cos \theta$ в интервале $(-1, 1)$. После нормировки интегральных сечений рассеяния к оцененным перенормированные коэффициенты при полиномах Лежандра были использованы

для получения гладких зависимостей этих коэффициентов от энергии. Мы использовали разложение по функциям Бесселя только на промежуточном этапе, так как описание угловых распределений по полиномам Лежандра является общепринятым.

Полученные распределения упруго рассеянных нейтронов достаточно надежны в области энергий до 6 Мэв, а в интервале от 6 до 14 Мэв, где экспериментальная информация полностью отсутствует, распределения получены интерполированием между точками 5,5 Мэв и 14 Мэв с использованием энергетической зависимости разложения по функциям Бесселя.

II. Сечения реакций ($n,2n$) и ($n,3n$)

Мы провели расчёт сечений реакций ($n,2n$) и ($n,3n$) по модели, разработанной нами для Pu^{239} . Затем, используя значения экспериментальных точек Маэра и др. Γ^{90-7} при 7,1, 8, 12,4 и 14,1 Мэв и настоящий расчет, мы провели оцененную кривую, являющуюся компромиссом между расчетом и измерением.

12. Спектр нейтронов деления

С практической точки зрения, для облегчения численных расчетов, можно использовать распределение Максвелла с $E_M = 2,014 \pm 0,060$ Мэв, полученной из усреднения группы данных, измеренных в последнее время, где источники неопределенностей рассмотрены с большей тщательностью. Однако более физичным нам представляется распределение Ватта, описывающее энергетическое распределение нейтронов с помощью двух параметров E_f и T_f .

связанных со средней энергией соотношением: $E = E_f + \frac{3}{2} T_f$,
где $E_f = 0,701$ Мэв, $T_f = 0,876$ Мэв (T_f изменяется с энергией нейтронов).

13. Спектры гамма-лучей от деления, захвата и неупрого рассеяния нейронов

Экспериментальная информация по спектрам гамма-лучей от захвата полностью отсутствует, поэтому в настоящей оценке спектры таких гамма-лучей были рассчитаны по статистической теории. Нами была поставлена программа, реализующая статистическую модель. В рамках этой модели был проведен расчет спектра γ -лучей от захвата нейтронов.

Вклад прямых и полупрямых процессов захвата становится важным при энергиях налетающих нейтронов выше 7 Мэв, но при этих энергиях основной вклад в суммарный спектр γ -квантов дают γ -лучи от неупрого рассеяния нейтронов, так как

$\sigma_{\text{зах}}$ в этой области много больше $\sigma_{\text{нр}}$.

Были рассчитаны спектры γ -лучей от захвата нейтронов, суммарное количество γ -квантов и средняя энергия, уносимая одним γ -квантлом.

Экспериментальная информация по спектрам γ -лучей от неупрого рассеяния полностью отсутствует, поэтому наша оценка основывалась только на расчетах. В отличие от захвата, расчет γ -лучей от неупрого рассеяния усложняется тем фактом, что начальная функция возбуждения неизвестна и должна быть найдена заранее. Мы оценили это возбуждение при оценке

неупрого рассеяния. Был проведен расчет суммарного количества γ -квантов, средней энергии γ -квантов и полной уносимой ими энергии.

Расчет γ -спектров деления практически невозможен без экспериментальной информации. Дело в том, что плотность возбуждения $R_o(E)$ в осколках совершенно неизвестна. Кроме того, деление идет не на два осколка постоянной массы, а имеет свое массовое распределение (свои плотности уровней), и поэтому это делает расчеты больше демонстрационными, пригодными для вынесения тенденций. К счастью, имеются экспериментальные работы по γ -лучам деления - измерения Вербинского и др. [91_7], Нила и др. [92_7], Ро и др. [93_7], Плисантона и др. [94_7]. Анализ этих работ показал, что реально полезной для оценки может быть лишь работа [91_7], на которой и основывается наша оценка.

Кроме парциальных спектров γ -лучей, были рассчитаны также сечения рождения γ -квантов и их средние энергии в зависимости от энергии налетающего нейтрона.

I4. Сечение неупрого рассеяния нейtronов на U^{235}

Экспериментальная информация по сечению неупрого рассеяния нейтронов незначительна. Поэтому оценка поневоле должна основываться на теоретических расчетах, которые также затруднены наличием конкуренции деления. Нами был разработан формализм и построена программа, позволяющая проводить расчет $\sigma_{nk}(U^{235})$ с учетом конкуренции деления и захвата. Более подробно оценка

$\sigma_{\text{вн}}(V^{235})$ описана в статье, представленной в Бюллетень Центра по ядерным данным.

Авторы выражают благодарность академику Красину А.К. за поддержку работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Аницилов Г.В., Коньшин В.А., Мороговский Г.Б. Бюллетень ЦЯД, 1972, вып.10, с.263.
2. Hanna G.C. et al. Atomic Energy Review, 7, 3, 1969.
3. Safford G.J. et al. Nucl. Sci. Eng. 6, 433, 1959.
4. Леонард Б.Р. См. обзор Харвейя, I-я Женевская конференция по мирному использованию атомной энергии. 1955, т.4, с.179.
5. Block R.C. et al. Nucl. Sci. Eng. 8, 112, 1960.
6. Simpson O.D. et al. Nucl. Sci. Eng. 7, 187, 1960.
7. Palevsky H. et al. Phys. Rev., 94, 1088, 1954.
8. Shore F.J. and Sailor V.L. Phys. Rev., 112, 191, 1958.
9. Melkonian E. et al. Nucl. Sci. Eng. 3, 435, 1958.
10. Brooks F.D. et al. AERE-M-1670, 1966.
- II. Никитин С.Я. и др. I-я Международная Женевская конференция по мирному использованию атомной энергии, 1955, т.4, с.269.
- I2. Герасимов В.Ф., Зенкевич В.С. "Атомная энергия", 1962, I3, 368.
- I3. Линн Д.А. и др. I-я Международная конференция по мирному использованию атомной энергии. 1955, т.4, с.252.
14. Deruytter A.J., Wagemans C., J. of Nucl. En., 25, 263, 1971.
15. Deruytter A.J. et al. J. of Nucl. En., 1973, 27, 645.
16. De Saussure G. et al. ORNL-TM-1804, 1967.
Helsinki Conf., 1967, 2, 233.
17. Сэйдор В. I-я Международная конференция по мирному использованию атомной энергии. 1958, 4, 239.
18. Bowmar C.D. et al. Phys. Rev. 130, 1482, 1963.
19. Michaudon A. et al. Nucl. Phys., 69, 545, 1965.
20. Мурадян Г.В. и др. Труды Международной конференции по ядерным данным в Хельсинки. 1970, I, 357.
21. Skarsgard H.M. and Kenward C.J., J. of Nucl. En., 6, 212, 1958.
22. Игнатьев К.Г. и др. "Атомная энергия". 1964, I6, II0.
23. Blons J. Knoxville Conf., v.2, p.829, 1971, and Helsinki Conf. v.1, 469, 1970.

24. Cao M.G. et al. 1968 Washington Conf. on Neutron Cross
 Section Technology, v.1, p.481(1968), also J.Nucl.Eng.,
 22, 211, 1968.
 25. Lemley J.R. et al. Nucl. Sci. Eng., 43, 281, 1971.
 26. Simpson O.D. et al. Phys. Rev., 103, 971, 1956.
 27. Uttley C.A. Congres Intern. de Physique Nucl., Paris, 2,
 700, 1964.
 28. Rainwater J., Gard J.B. EANDC-Conference on Nuclear
 Structure, 1965, P/65, Antwerp.
 29. Perez R.B. et al. Nucl. Sci. Eng., 52, 46, 1973.
 30. Schmidt J.J. Report KFK-120, 1966.
 31. Smith J.R. et al. ANCR-1044, 1971.
 32. Коньшин В.А., Николаев М.Н. "Ядерные константы", БИЯЛ.
 Вып.9, с.3, 1972.
 33. Szabo I., Leroy J.L. et al. Вторая Всеесиональная конференция
 по нейтронной физике. Киев, 1973, т.3, с.27.
 34. Poenitz W.P. Nucl. Sci. Eng., 53, 370, 1974.
 35. Hansen G. et al. USNDC-9, Nov. 1973, p.114, 1973.
 36. Brown W.K. et al. Washington Conf. on Neutron Cross
 Section Techn., p. 971, 1966.
 37. Wang-Schi-Di et al. IAEA Symposium on Physics and Chemistry
 of Fission, v.1, p.287, 1965.
 38. Patrick B.H. et al. J. Nucl. En., 24, 269, 1970.
 39. Szabo I., Filippi G. et al. EANDC Symposium on Neutron
 Standards and Flux Normalization, p.257, 1970.
 40. Whitl P.H., J. Nucl. En., 19, 325, 1965.
 41. Knoll G.L. and Poenitz W.P., J. of Nucl. En., 21, 643, 1967.
 42. Poenitz W.P. Nucl. Sci. Eng., 53, 370, 1974.
 43. Gorlov G.V. et al. J.Nucl. En., 12, 79, 1960.
 44. Diven B.C. Phys. Rev., 105, 1350, 1957.
 45. Poenitz W.P., EANDC-Symposium on Neutron Standards and
 Flux Normalization, Argonne, 1970, p.281.
 46. Allen W.D. and Ferguson A.T.G. Proc. of the Phys. Soc., 70,
 573, 1957.
 47. Gilliam D.M. and Knoll G.F. Trans. Am. Nucl. Soc., 15, No.2,
 1972 and USNDC-9, p.128, 1973.
 48. Smith R.K., Henkel R.L. et al. Bul. Am. Phys. Soc., 2, 196,
 1957.
 49. Панкратов В.М. "Атомная энергия", 1964, 14, 167.

50. Cramer J.D., LA-4420, p.45, 1970.
51. Hansen G. et al. USNDC-9, p.114, 1973.
52. Czirr J.B. and Lindsey J.S. IAEA Conference on Nuclear Data for Reactors, v.1, p.331, 1970.
53. Курош М.А. и др. Конференция по ядерным данным для реакторов. Хельсинки, 1970, т.1, с.345.
54. Двухшерстнов В.Г. и др. "Атомная энергия", 1972, 33, 577.
55. Smith J.R. and Reeder S.D. Trans Am.Nucl.Soc., 13, 300, 1970.
56. Lottin A., Weston L.W. et al. Proc. of the Intern. Conf. of Fast Critical Experiments and Their Analysis. Oct. 10-13 1966, ANL-7320, p.22 and Paris Conference, v.2, p.233, 1967.
57. Hopkins J.C. and Diven B.C. Nucl. Sci.Eng., 12, 169, 1962.
58. Weston L.W. et al. Nucl. Sci.Eng., 20, 80, 1964.
59. Кононов В.Н. и др. "Атомная энергия", 1972, 32, 85.
60. Кононов В.Н., Полетаев Е.Д., Юрлов Б.Д. БИЯД, 1974, вып.15, с.12.
61. Gwin R. et al. USNDC-3 (Oct.1972), p.143, NGSAC-42, 1971.
62. De Saussure G., Perez R.B., Silver E.G., Ingle R.W. Trans. Am.Nucl.Soc., 14, 370, 1971.
63. Bandl R.E. et al. Nucl.Sci.Eng. 48, 324, 1972.
64. Воротников П.Е. и др. I-я Всеобщая конференция по нейтронной физике. Киев, май 1971, 1972, ч.1, с.314.
65. Manero F., Konshin V.A. Atomic Energy Rev., 10, 637, 1972.
66. Uttley C.A. et al. Paris Conf. October 1966, v.1, p.165, 1967.
67. Derrien H. et al. IAEA Conference on Nuclear Data, Paris, v.2, p.195, 1967.
68. Böckhoff K.H. et al., J.Nucl.Energy, 26, 91, 1972.
69. Henkel R.L. LA-1493, 1952.
70. Cabe J. et al. Helsinki Conf., June 1970. v.2, p.31, 1970.
71. Schwartz R.B. et al. Nucl.Sci.Eng., 54, 322, 1974.
72. Langsford A. AERE-PR/NP-9, 34, 1966.
73. Foster D.G., Glasgow D.W. Phys.Rev. 3, C576, 1971.
74. Bratenahl A. et al. Phys.Rev., 110, 927, 1958.
75. Peterson J. Phys.Rev., 120, 521, 1960.
76. Allen R.C. Nucl.Sci.Eng., 2, 787, 1957.

77. Андреев В.Н. Сб. "Нейтронная физика", М., Госатомиздат, 1961, 287.
78. Beyster J.R. et al. Phys.Rev., 1956, 104, 1319.
79. Walt M. Proc. of the Geneva Conf., 1955, 2, p.18.
80. Bethe H.A. et al. LA-1939, 1955.
81. Дегтярев Ю.Г. "Атомная энергия", 1965, I9, 456.
82. Mac Gregor M.H. et al. Phys.Rev., 130, 1471, 1963.
83. Дегтярев Ю.Г., Надточий В.Г. "Атомная энергия", 1961, II, 397.
84. Allen R.C. et al. Phys.Rev. 104, 731, 1956.
85. Batchelor R. and Wyld K. AWRE-055/69, 1969.
86. Knitter H.H. et al. Z. für Physik, 257, 108, 1972.
87. Kammerdiener J.L., UCRL-51232, 1972.
88. Cranberg L.A. IA-2177, 1959.
89. Smith A.B. and Guenther P.T. EANDC(US)-62, 1962.
90. Mather D.S. et al. AWRE-072/72, 1972.
91. Verbinski V.V. et al. Phys.Rev., 7, 1173, 1973.
92. Peele R.W. et al. Phys.Rev. C3, 373, 1971.
93. Rau V.F.E.W., Ann.Phys., 10, 252, 1963.
94. Pleasonton F. et al. Phys.Rev. 6, 1023, 1972.
95. Czirr J.B. and Sidhu G.S. Private Communication, June 1974.

Таблица I

Самосогласованные значения резонансных параметров

235U

N	E_T	Γ	G_T	H_T	G_T	H_T	G_T	H_T	J
1	-1.4988E-06	2.3780E-01	7.734600E-03	2.000000E-06	6.98040E-03	1.000000E-07	7.2324E-04	6.000000E-06	4
2	2.36880E-01	1.330000E-01	1.11720E-03	1.000000E-06	4.33660E-06	5.000000E-06	2.93511E-06	3.000000E-06	3
3	1.14089E-06	1.58020E-01	4.62960E-05	-7.74590E-06	3.93600E-05	-1.09919E-05	1.8914E-05	-6.9237E-07	4
4	2.35639E-06	4.49560E-02	8.26190E-05	-1.94539E-06	1.89200E-05	-8.98340E-07	6.38154E-05	-1.57120E-06	3
5	2.32088E-06	2.28000E-01	1.05610E-05	-3.32599E-06	1.57420E-05	-1.35120E-06	8.18512E-07	0.00000E-01	4
6	3.15840E-03	1.25910E-01	9.49340E-05	-1.26319E-06	7.27616E-05	-2.84900E-06	2.21524E-05	2.02070E-06	3
7	3.62370E-06	8.43790E-02	2.77390E-04	-9.49700E-06	1.62740E-04	-9.94500E-06	1.14510E-04	-3.34800E-06	4
8	4.05618E-06	3.93920E-02	7.88700E-04	-4.16300E-05	8.480420E-05	1.128350E-06	7.15694E-04	-1.81100E-05	4
9	5.53160E-06	7.21000E-01	4.37310E-05	5.72359E-06	4.01680E-05	6.69210E-06	3.55960E-06	-3.05990E-06	4
10	6.21460E-06	2.38900E-01	1.741600E-04	3.54800E-06	1.24200E-04	-9.77200E-16	4.91770E-05	2.12500E-06	3
11	6.30170E-06	4.47800E-02	2.75270E-03	1.44219E-05	3.00120E-04	-1.44150E-05	2.15111E-03	-8.44100E-06	4
12	7.37720E-06	6.23940E-02	9.59470E-04	-2.45370E-05	4.223770E-04	6.61410E-06	5.34060E-04	-3.36700E-05	4
13	8.76970E-06	1.23290E-01	4.663800E-03	1.319200E-04	2.87550E-03	5.47370E-05	1.78413E-03	2.41330E-05	4
14	9.28160E-06	1.11000E-01	6.556100E-04	-6.708900E-05	1.008480E-04	-2.885200E-05	2.45360E-04	-6.09300E-05	4
15	9.74630E-06	2.60950E-01	5.919520E-03	-2.358000E-05	6.122200E-05	1.75310E-05	1.74053E-05	9.70000E-05	3
16	1.03320E-01	1.08360E-01	3.418100E-04	-2.786600E-05	1.86130E-04	1.35840E-05	3.55812E-04	-2.39100E-06	4
17	1.06000E-01	9.25090E-01	6.002000E-05	-8.119100E-06	5.626600E-05	-1.336000E-06	4.34542E-05	8.000000E-01	4

Продолжение таблицы I

<i>N</i>	<i>E_r</i>	Γ	<i>G_T</i>	<i>H_T</i>	<i>G_T</i>	<i>H_T</i>	<i>G_T</i>	<i>H_T</i>	<i>G_T</i>	<i>H_T</i>
16	1.1666E+01	4.7276E+02	6.3397E+03	-8.2936E+03	1.4220E+04	-1.7642E+05	3.4915E+03	7.1633E+03	7.1633E+03	7.1633E+03
17	1.2844E+01	6.3663E+02	1.0347E+02	-2.8730E+04	4.0956E+03	-3.3493E+04	3.9114E+03	8.0009E+01	8.0009E+01	8.0009E+01
18	1.3281E+01	1.1953E+01	3.6911E+04	1.4991E+05	1.4220E+04	-1.9201E+05	1.3797E+04	-4.3994E+04	4.3994E+04	4.3994E+04
19	1.3281E+01	1.3144E+01	1.0230E+04	2.0075E+04	1.5872E+04	-1.3612E+05	2.3609E+05	1.2412E+10	4.3609E+05	1.2412E+10
20	1.3706E+01	1.2394E+01	1.0434E+04	3.1772E+03	7.2636E+05	9.6224E+05	3.1079E+03	2.1619E+11	3.1079E+03	2.1619E+11
21	1.3706E+01	1.3956E+01	4.9954E+01	5.1207E+04	-1.2736E+05	4.4537E+04	1.3184E+00	6.0352E+05	-1.1625E+04	6.0352E+05
22	1.4539E+01	5.6915E+02	1.2329E+03	-1.2736E+04	3.4736E+04	-8.1474E+05	7.7343E+04	3.2358E+04	3.2358E+04	3.2358E+04
23	1.5463E+01	8.4889E+02	1.4582E+03	-3.1671E+03	-1.4582E+03	-2.2446E+05	8.1957E+04	2.2693E+04	2.2693E+04	2.2693E+04
24	1.5463E+01	9.6000E+01	5.6000E+02	3.3481E+03	-3.2757E+04	1.3452E+03	-5.2249E+05	1.9929E+03	-1.3452E+04	1.9929E+03
25	1.5463E+01	1.2980E+01	1.2980E+03	5.1486E+03	5.1486E+03	8.2111E+04	9.1525E+05	3.09632E+04	6.35819E+04	6.35819E+04
26	1.5463E+01	1.3500E+01	1.3987E+03	1.3162E+03	9.0097E+04	6.0009E+06	2.9293E+04	-2.2762E+05	3.0009E+06	2.9293E+04
27	1.5463E+01	1.3956E+01	1.0500E+01	5.7751E+01	-4.2288E+06	3.5832E+04	-8.8343E+06	2.1862E+04	4.1884E+04	4.1884E+04
28	1.5463E+01	1.4234E+01	4.6234E+01	4.6234E+01	9.0009E+01	3.1970E+04	3.1970E+04	3.1970E+04	3.1970E+04	3.1970E+04
29	1.5463E+01	1.4675E+02	1.4675E+03	-3.9132E+04	9.7477E+04	7.3232E+05	2.66445E+04	0.00009E+01	0.00009E+01	0.00009E+01
30	1.5463E+01	1.5050E+01	1.0500E+01	1.1634E+02	-1.2741E+03	1.0157E+02	-1.0157E+02	1.0157E+02	1.0157E+02	1.0157E+02
31	2.1661E+01	2.2900E+01	4.6234E+01	4.6234E+01	9.0009E+01	3.1970E+04	3.1970E+04	3.1970E+04	3.1970E+04	3.1970E+04
32	2.1661E+01	9.1666E+01	9.1666E+02	1.1672E+02	1.1672E+02	9.7477E+04	7.3232E+05	2.66445E+04	0.00009E+01	0.00009E+01
33	2.1661E+01	9.9000E+02	1.3807E+02	5.8058E+02	5.8058E+02	9.4467E+03	-1.0468E+04	6.2445E+03	-1.4493E+04	6.2445E+03
34	2.2961E+01	9.9000E+02	2.7724E+03	-1.2430E+04	1.3554E+03	-8.1977E+04	1.2514E+03	0.00009E+01	0.00009E+01	0.00009E+01
35	2.2411E+01	9.0866E+02	7.4371E+02	1.1700E+04	9.3746E+03	-2.4603E+05	5.0151E+03	1.1626E+04	1.1626E+04	1.1626E+04
36	2.3616E+01	2.2256E+01	1.6197E+03	-1.3817E+03	1.6197E+03	1.6476E+03	1.0445E+04	2.3577E+04	-2.3539E+05	2.3577E+04
37	2.4270E+01	7.5900E+02	2.1153E+03	-8.1009E+04	9.3910E+04	-4.2999E+04	1.2755E+03	-1.3198E+06	3.1980E+04	1.2755E+03
38	2.4669E+01	1.0013E+01	1.2100E+03	9.8039E+03	9.8039E+03	9.4869E+04	-4.1049E+04	6.9415E+04	-2.8654E+04	6.9415E+04
39	2.5250E+01	8.9366E+01	5.0151E+03	9.9770E+03	9.9770E+03	9.3739E+04	-4.4510E+05	4.6323E+05	0.00009E+01	4.6323E+05
40	2.5656E+01	3.9326E+01	6.0591E+04	7.0591E+05	7.0591E+05	7.0591E+05	-4.8789E+05	3.3247E+05	0.00009E+01	3.3247E+05

Продолжение таблицы I

<i>N</i>	E_r	Γ	G_r	H_r	G_r	H_r	G_r	H_r	G_r	H_r
41	2.00780E+01	1.00000E+01	1.31150E+01	2.30310E+01	1.14021E+01	1.63330E+01	1.39361E+01	1.39361E+01	0.00000E+01	0.00000E+01
42	2.67000E+01	2.35000E+01	1.33000E+01	1.07500E+01	-3.10750E+01	-3.10750E+01	1.62650E+01	1.62650E+01	0.00000E+01	0.00000E+01
43	2.71300E+01	1.44000E+01	3.41160E+01	-9.98240E+01	2.42050E+01	2.42050E+01	7.00611E+01	7.00611E+01	0.00000E+01	0.00000E+01
44	2.77300E+01	1.24800E+01	3.49550E+01	-1.05626E+01	1.76660E+01	1.76660E+01	9.76360E+01	9.76360E+01	0.00000E+01	0.00000E+01
45	2.80500E+01	6.28810E+02	5.42120E+04	1.00344E+04	4.38950E+04	4.38950E+04	2.37740E+05	2.37740E+05	9.06775E+05	9.06775E+05
46	2.84310E+01	1.49190E+01	7.37660E+04	4.04060E+04	7.03760E+04	7.03760E+04	3.26973E+04	3.26973E+04	4.17530E+06	4.17530E+06
47	2.87690E+01	1.38846E+01	2.19160E+04	1.43060E+04	1.02550E+04	1.02550E+04	1.23780E+05	1.23780E+05	1.16360E+04	1.16360E+04
48	2.90449E+01	5.11770E+02	1.77310E+03	-3.70900E+06	7.39720E+04	7.39720E+04	8.91250E+05	8.91250E+05	1.0779E+05	1.0779E+05
49	3.03590E+01	1.55934E+01	7.74460E+04	9.46230E+04	9.46448E+04	9.46448E+04	3.73790E+05	3.73790E+05	3.12616E+04	2.24590E+05
50	3.06620E+01	5.10320E+02	6.82060E+03	-2.71000E+04	2.86960E+03	2.86960E+03	9.24650E+05	9.24650E+05	3.08826E+04	-6.45490E+05
51	3.28730E+01	9.10300E+02	1.18990E+02	-2.76760E+04	7.46340E+03	7.46340E+03	1.47750E+05	1.47750E+05	4.01088E+03	-2.23160E+05
52	3.33500E+01	5.10590E+02	2.12830E+02	-2.20640E+04	8.36220E+03	8.36220E+03	7.44880E+05	7.44880E+05	3.19746E+02	-4.01460E+04
53	3.43710E+01	6.72230E+02	1.78670E+02	-4.46090E+04	7.69460E+03	7.69460E+03	1.49690E+04	1.49690E+04	9.34865E+03	-3.15400E+04
54	3.48650E+01	1.14160E+01	7.10930E+03	3.73100E+04	4.88790E+03	4.88790E+03	3.67410E+04	3.67410E+04	2.09974E+03	3.76940E+04
55	3.51070E+01	1.03500E+01	2.16900E+02	9.49360E+04	1.41600E+02	1.41600E+02	1.12720E+03	1.12720E+03	6.69917E+03	-2.45790E+04
56	3.64600E+01	1.24461E+00	1.36930E+04	-5.94610E+03	1.51230E+04	-4.03620E+03	7.06730E+05	7.06730E+05	-2.82490E+03	3
57	3.75900E+01	1.54690E+00	8.41900E+05	4.37350E+06	6.31780E+05	6.31780E+05	4.62100E+05	4.62100E+05	9.99400E+07	4.69210E+10
58	3.82290E+01	3.08340E+01	5.47730E+04	-9.10120E+06	4.06230E+04	-6.08300E+05	6.35779E+06	6.35779E+06	6.895265E+05	6.35779E+06
59	3.94140E+01	9.10220E+02	1.74590E+02	-6.10120E+06	1.09280E+02	-8.23900E+05	3.99910E+03	-6.12335E+05	3.99910E+03	3.99910E+03
60	2.99680E+01	1.50200E+01	1.21930E+03	-2.74530E+04	1.04200E+03	2.04000E+04	7.066030E+04	7.066030E+04	0.00000E+01	0.00000E+01
61	4.03500E+01	2.09300E+01	1.16200E+03	2.00000E+03	4.03500E+04	2.74420E+04	7.066030E+04	7.066030E+04	0.00000E+01	0.00000E+01

<i>N</i>	<i>E_r</i>	$\int C_7$	C_7	H_f	$\int H_f$	$\int C_7$	H_f	$\int C_7$	H_f	$\int C_7$	H_f	$\int C_7$	H_f	$\int C_7$	H_f	$\int C_7$	H_f	$\int C_7$	H_f
62	4.13650E+01	4.45649E+01	6.86490E+01	-2.53440E+11	3.61740E+04	1.75610E+04	1.03912E+04	1.03912E+04	4.25533E+03										
63	4.16140E+01	4.18522E+01	6.89250E+04	-6.17260E+13	5.01300E+04	-2.66460E+04	1.06364E+04	9.06210E+03											
64	4.18740E+01	4.12335E+02	2.41710E+02	-1.13000E+13	4.98750E+03	2.74730E+04	1.03599E+02	-1.04266E+03											
65	4.22310E+01	4.45530E+01	1.75500E+03	3.38540E+14	9.44170E+04	1.76680E+05	6.06149E+04	-5.16399E+06											
66	4.26640E+01	6.13550E+02	5.51050E+03	1.86590E+13	1.10920E+03	2.06540E+05	2.38749E+03	3.13900E+04											
67	4.34450E+01	7.07540E+02	4.62100E+03	-4.05760E+14	1.34443E+03	9.66660E+05	3.23942E+03	-3.26439E+04											
68	4.393120E+01	3.66540E+01	1.99140E+03	9.24230E+10	1.01320E+03	-7.49350E+05	3.71110E+04	1.23510E+10											
69	4.46668E+01	1.75940E+01	3.06000E+03	7.30100E+04	6.79300E+03	-2.54120E+04	9.04444E+04	-2.16190E+14											
70	4.49500E+01	5.35570E+01	2.18710E+04	-6.75100E+05	2.05760E+04	2.05760E+05	8.94666E+06	-5.74990E+12											
71	4.53570E+01	1.34190E+01	5.66370E+04	-1.81810E+04	3.20500E+04	-1.77370E+05	4.32997E+05	8.00000E+01											
72	4.67960E+01	1.52000E+01	2.46210E+03	7.77090E+05	2.09630E+03	1.55550E+04	3.35023E+04	-2.10000E+14											
73	4.76390E+01	1.39940E+01	4.15970E+03	-1.14200E+04	2.12870E+03	-1.29680E+04	1.98053E+03	6.07520E+07											
74	4.79760E+01	9.39860E+02	4.47310E+03	-8.01980E+04	2.22550E+03	-1.59240E+04	2.20203E+03	5.22020E+03											
75	4.83860E+01	1.65770E+01	3.22460E+03	4.10620E+04	2.26590E+03	1.27460E+04	9.34933E+04	1.76910E+03											
76	4.87790E+01	6.56910E+02	4.76900E+03	1.61130E+03	3.14920E+03	6.43450E+04	1.47924E+03	1.04330E+03											
77	4.94100E+01	6.10130E+02	7.94250E+03	-1.37550E+03	2.28120E+03	2.93740E+04	5.54915E+03	4.22310E+04											
78	5.01670E+01	5.43530E+02	2.36440E+03	-9.50400E+00	1.33370E+03	3.346310E+03	3.01876E+03	-1.00000E+04											
79	5.04660E+01	7.39660E+02	5.77740E+03	-3.66670E+04	3.63760E+03	1.86530E+05	2.06370E+03	-1.77940E+04											
80	5.07800E+01	3.20110E+01	4.96660E+03	-8.97260E+05	3.97130E+04	3.97130E+04	9.09646E+06	-2.02500E+03											
81	5.12500E+01	1.86540E+01	9.39740E+03	1.05040E+04	6.31000E+03	-8.66600E+04	3.11333E+03	-2.43100E+04											
82	5.16300E+01	7.45460E+02	2.30660E+03	-2.23310E+03	6.03960E+03	-4.37430E+04	2.30480E+03	-4.16000E+04											

Продолжение таблицы I

<i>N</i>	<i>E_r</i>	<i>G</i>	<i>H_T</i>	<i>G_T</i>	<i>H₄</i>	<i>H₄</i>	<i>G_T</i>	<i>H_T</i>
63	5.35510E-01	3.22000E-03	1.39550E-05	2.90020E-03	-4.05490E-05	3.09742E-04	3.36320E-05	3
64	5.34400E-01	1.39204E-01	2.14720E-03	5.74000E-05	1.55140E-03	1.73030E-05	5.07703E-04	-2.17280E-05
65	5.41199E-01	1.39210E-01	7.49660E-04	6.02010E-05	6.45290E-04	5.59410E-05	1.05971E-04	1.52350E-14
66	5.36648E-01	1.11170E-01	1.21740E-02	2.76609E-04	7.453310E-05	-9.56790E-05	4.87742E-03	2.12730E-04
67	5.50068E-01	2.51535E-01	4.46640E-03	8.04630E-04	9.22060E-03	-1.92020E-04	3.01177E-04	-1.07470E-04
68	5.60770E-01	1.88770E-01	1.71610E-03	-5.52340E-04	1.61100E-03	3.54950E-04	9.98644E-05	2.26220E-05
69	5.65349E-01	1.19520E-01	1.46810E-02	-1.14570E-03	1.14670E-02	1.14670E-04	2.22590E-03	1.93644E-04
70	5.70221E-01	2.21153E-01	2.48355E-03	-1.26630E-04	2.25720E-03	-1.31160E-04	5.62227E-04	-3.21840E-04
71	5.86520E-01	6.53340E-02	1.06220E-02	3.46570E-04	4.01120E-03	-6.26460E-06	5.74061E-03	7.83820E-04
72	5.46668E-01	3.25320E-01	4.62440E-03	3.63450E-05	3.39090E-03	-4.96700E-05	1.39173E-03	-1.22590E-03
73	5.39235E-01	2.55770E-01	5.30870E-04	-1.16600E-04	2.08910E-04	-1.19830E-04	1.29252E-04	2.64520E-03
74	5.35657E-01	2.55335E-01	2.35500E-03	-4.16490E-06	2.18870E-03	3.77530E-05	2.28877E-04	4.89790E-04
75	4.51303E-01	1.21446E-01	1.04550E-03	-6.13540E-05	1.46440E-03	2.26790E-07	3.54645E-04	-1.52500E-04
76	4.19254E-01	1.25586E-01	1.51790E-03	-9.22740E-07	4.19380E-04	4.71840E-05	5.93130E-04	-4.22900E-03
77	6.36444E-01	5.35220E-01	3.15350E-04	-2.723070E-14	5.45020E-04	-8.96550E-15	8.32550E-04	9.08600E-01
78	6.39288E-01	5.18170E-01	3.32710E-03	3.05510E-14	4.27070E-05	9.93340E-16	3.26166E-04	8.08600E-01
79	6.24652E-01	2.16220E-01	6.15950E-04	5.26600E-17	4.97470E-04	2.20530E-05	1.74927E-03	2.39229E-10
80	6.38220E-01	2.99800E-01	1.39800E-04	-1.38970E-12	1.10230E-04	-1.174650E-06	4.15040E-05	9.00000E-01
81	6.55220E-01	4.12500E-02	5.61000E-04	5.32020E-14	1.12640E-03	-8.86510E-05	4.50137E-04	8.16530E-03
82	6.36668E-01	4.21670E-01	6.64500E-04	-4.127260E-14	1.69230E-04	1.24870E-05	9.43420E-03	2.06000E-01
83	6.62689E-01	4.75460E-02	1.18500E-02	-1.19100E-04	4.84000E-03	1.39220E-04	5.49656E-12	1.76535E-06
84	6.87980E-01	4.42000E-02	2.67100E-03	-7.12310E-04	2.14120E-04	7.74570E-05	1.32033E-12	7.74570E-05

Продолжение таблицы 1

N	E_p	G_T	H_T	G_F	H_F	G_R	H_R	
163	6.64148E-01	6.94493E-01	2.29720E-03	-2.4206E-06	1.55650E-03	-1.96270E-03	7.20915E-04	-5.72840E-05
164	6.72500E-01	9.00010E-02	4.60426E-04	6.61720E-06	2.00220E-04	-4.71930E-06	2.29633E-04	0.00000E+00
165	6.84000E-01	2.50047E-01	1.68200E-04	2.29790E-14	1.29930E-04	-7.99060E-23	3.80390E-03	8.00000E-01
166	6.89300E-01	1.60010E-01	3.35770E-04	0.00000E-01	1.96130E-04	1.39810E-05	1.39500E-04	0.00000E-01
167	6.92250E-01	2.60020E-01	1.62210E-03	2.31090E-14	1.29210E-03	6.22910E-06	3.26110E-04	0.00000E-01
168	7.04465E-01	1.72220E-01	7.46520E-03	1.28030E-04	3.38160E-03	-1.05800E-05	1.90531E-03	-6.45650E-06
169	7.07500E-01	2.37410E-01	5.02010E-03	-7.97120E-13	3.06550E-03	1.06000E-04	1.29761E-01	-2.33120E-05
170	7.25700E-01	3.21620E-02	5.42150E-03	5.43740E-14	5.62630E-03	-7.78930E-05	1.72720E-03	-6.14500E-05
171	7.23500E-01	1.78810E-01	1.07510E-02	-4.44960E-14	6.32520E-03	3.18660E-14	4.22442E-03	-1.70830E-04
172	7.20750E-01	3.00370E-01	5.02370E-03	1.15400E-04	" 1.04130E-04	-4.36350E-05	9.09613E-05	-1.00710E-06
173	7.45448E-01	1.01617E-01	1.37910E-02	8.67310E-04	8.65210E-03	1.02270E-04	4.79554E-03	-4.65930E-06
174	7.51588E-01	2.32885E-01	1.24310E-03	1.99410E-04	5.57310E-04	-4.197210E-04	2.68541E-04	-1.77700E-06
175	7.55411E-01	2.35536E-01	2.65620E-03	-5.16590E-06	6.16910E-03	6.58750E-05	2.34557E-04	2.922250E-04
176	7.57524E-01	1.16117E-01	4.76520E-04	-1.35370E-06	3.17770E-04	1.03100E-05	1.95326E-04	2.22260E-05
177	7.74665E-01	1.12994E-01	4.74220E-03	-6.10330E-05	3.43330E-03	4.15440E-05	1.266652E-03	1.243340E-04
178	7.61266E-01	3.08220E-01	4.36330E-03	-2.15200E-06	3.02420E-03	-1.03040E-04	1.39446E-03	-2.91080E-06
179	7.84419E-01	1.76773E-01	6.54550E-04	2.90270E-04	9.00320E-04	8.02490E-05	2.33330E-04	-2.01360E-05
180	7.94766E-01	1.29778E-01	2.39220E-03	1.40950E-05	1.07320E-03	-1.21630E-04	9.23172E-04	-6.64620E-06
181	8.05570E-01	1.74000E-01	2.39120E-03	-5.34330E-06	1.14900E-03	3.17590E-05	5.99776E-04	-1.21120E-05
182	8.14558E-01	1.32204E-01	3.04110E-03	-1.99200E-05	2.37800E-03	-1.18040E-04	1.24467E-03	1.02090E-05
183	8.27669E-01	6.49900E-02	9.03900E-03	-2.11600E-04	3.344420E-03	-7.95650E-04	9.00551E-03	-4.06490E-04

Продолжение таблицы I

<i>N</i>	<i>E_r</i>	Γ	<i>C_r</i>	<i>H_r</i>	<i>C_x</i>	<i>H_x</i>	<i>C_y</i>	<i>H_y</i>	<i>C_z</i>	<i>H_z</i>	<i>J</i>
126	0.33932E+01	1.10270E+01	5.35370E-03	-2.73740E-04	6.98630E-03	-6.87630E-03	3.22149E-03	-1.70385E-04	3		
127	0.-46668E+01	1.15000E+01	7.53270E-03	-8.00190E-04	0.466650E-03	-8.18020E-04	9.38119E-04	-2.92420E-04	2		
128	0.-434680E+01	1.31000E+01	7.48516E-03	-1.97290E-05	2.07723E-03	4.02019E-04	2.29622E-03	1.24970E-04	0		
129	0.-36180E+01	1.36000E+01	5.45440E-03	-1.42370E-05	3.00350E-03	-1.25610E-05	4.23052E-04	-7.91930E-05	5		
130	0.-35666E+01	1.37000E+01	1.82730E-03	1.14670E-04	1.90280E-03	6.73860E-04	2.67733E-04	1.66449E-05	3		
131	0.-61420E+01	1.59200E+01	3.38500E-04	-6.69290E-05	1.48990E-04	3.92070E-05	1.48396E-04	6.76000E-05	4		
132	0.-66749E+01	0.21200E+02	2.57460E-03	-1.84160E-04	1.67460E-03	4.490230E-05	6.88032E-04	9.71990E-06	3		
133	0.73533E+01	1.98860E+01	1.69338E-03	1.14760E-04	1.41750E-03	1.07050E-04	2.71600E-04	8.19770E-05	4		
134	0.-84368E+01	1.78800E+01	2.53180E-03	-4.06870E-06	2.57430E-03	1.36540E-05	1.50104E-04	2.86910E-05	4		
135	0.-87560E+01	1.47950E+01	4.88660E-03	5.681149E-04	3.646480E-03	2.36590E-04	1.20353E-03	3.03220E-04	4		
136	0.-921140E+01	1.40300E+01	2.17850E-03	-4.58390E-05	1.14130E-03	-7.27770E-04	1.02876E-03	-3.81370E-04	4		
137	0.-946440E+01	1.30000E+01	2.58540E-03	-2.96260E-04	3.92113E-03	-7.30650E-05	6.49417E-05	3.12880E-05	4		
138	0.-64998E+01	5.80000E+00	3.94740E-02	-8.67100E-04	7.42226E-03	1.59660E-04	2.95102E-02	-1.86980E-03	4		
139	0.12699E+01	2.66660E+01	4.89910E-03	-1.81530E-04	4.09990E-03	3.96273E-05	7.30155E-04	0.00000E-01	3		
140	0.20798E+01	1.20000E+01	3.59100E-03	-1.32100E-04	1.61950E-03	-4.96700E-06	1.66845E-03	0.20000E-01	4		
141	0.25968E+01	9.00000E+00	1.40490E-02	-5.19030E-05	8.34940E-03	2.53410E-04	6.14550E-03	6.00000E-01	4		
142	0.-32220E+01	3.20000E+01	2.02230E-03	1.64240E-04	0.44940E-04	-5.73760E-05	1.16811E-03	0.00000E-01	3		
143	0.-41140E+01	7.50000E+02	2.66770E-02	5.98040E-04	3.15100E-03	1.14410E-04	2.24520E-02	-6.21500E-04	4		
144	0.-47500E+01	1.05000E+01	3.04660E-03	6.799130E-05	1.34300E-03	2.02330E-05	1.88790E-03	1.45550E-04	4		
145	0.-59000E+01	8.64700E+01	1.18670E-03	5.25020E-13	9.88480E-04	8.86500E-05	1.96990E-14	6.21075E-01	0		
146	0.-35603E+01	1.52270E+01	2.17500E+01	-2.71000E+05	2.01730E+03	-4.23430E+04	1.48370E+01	6.18879E-01	0		
147	0.-36900E+01	1.50000E+01	1.36130E-03	6.59290E-05	7.53390E-04	-3.97490E-04	6.24644E-04	6.22620E-01	0		

Продолжение таблицы I

<i>N</i>	<i>E_r</i>	Γ	<i>C_x</i>	<i>H_y</i>	<i>G_x</i>	<i>H_y</i>	<i>G_x</i>	θ_r	H_r	γ
349	9.05000E-01	2.00000E-01	1.55420E-03	1.00240E-04	1.06600E-03	-1.10500E-04	6.12150E-03	6.00000E-01	4	
350	9.05100E-01	2.30000E-01	3.00100E-03	-1.07300E-03	4.07300E-03	-6.02000E-05	9.00000E-04	-3.30300E-05	3	
351	9.05100E-01	2.25000E-01	1.31070E-03	-2.69570E-05	1.11760E-03	4.16530E-05	1.07125E-04	7.00040E-05	3	
352	1.04000E-02	1.20000E-01	2.00040E-03	-2.00000E-04	1.24200E-03	-1.38210E-04	7.000210E-04	-9.36190E-05	4	
353	1.07000E-02	9.00000E-02	6.00730E-03	-1.59770E-04	8.00060E-03	6.37500E-04	3.00770E-03	-7.00370E-04	4	
354	1.03000E-02	7.00000E-02	2.50020E-03	-2.29710E-04	1.27500E-03	-1.033520E-06	1.222340E-03	2.32000E-04	4	
355	1.03000E-02	1.30000E-01	7.00070E-03	2.35410E-04	6.00740E-03	-9.56600E-03	1.74570E-03	-1.30510E-04	3	
356	1.04570E-02	1.40000E-01	7.00030E-03	-4.16410E-04	4.000720E-03	9.000210E-05	3.00070E-03	-9.13600E-04	4	
357	1.04200E-02	9.77000E-02	2.31060E-03	-4.00000E-05	1.00040E-03	4.000760E-05	1.000140E-03	-1.25000E-13	4	
358	1.05150E-02	1.24000E-01	8.15470E-03	5.16520E-04	6.17500E-03	3.79570E-05	1.000050E-03	-9.00150E-14	4	
359	1.05400E-02	8.45000E-02	2.00220E-03	9.70000E-04	1.00030E-03	4.00010E-04	1.000010E-03	1.20190E-13	4	
360	1.06120E-02	1.00000E-01	4.20000E-03	2.97000E-04	2.000070E-03	8.70000E-05	1.000040E-03	0.00000E-01	4	
361	1.06720E-02	1.20000E-01	5.00030E-04	-6.72000E-05	4.00000E-04	1.00000E-04	1.000020E-04	0.00000E-01	4	
362	1.07670E-02	7.18000E-02	2.78000E-02	-5.16700E-04	6.000350E-03	-6.004500E-04	1.00000E-02	-4.37700E-03	4	
363	1.07900E-02	5.70000E-02	4.20000E-03	9.00000E-04	2.000030E-03	1.000100E-04	1.000020E-03	1.30000E-03	3	
364	1.08000E-02	9.70000E-02	7.19000E-03	-4.71000E-05	2.00000E-03	-1.000100E-04	4.00000E-04	0.25530E-04	3	
365	1.09000E-02	1.00000E-01	1.15000E-02	4.00000E-04	3.00000E-03	-9.00000E-04	3.00000E-02	-1.24920E-03	4	
366	1.10100E-02	6.10000E-02	4.22000E-03	6.00000E-04	3.00000E-03	6.00000E-04	7.00000E-04	-2.30010E-13	3	
367	1.11170E-02	1.00000E-01	2.44000E-03	1.20000E-04	6.00000E-04	9.00000E-05	1.000010E-03	0.00000E-01	4	
368	1.11600E-02	9.20000E-02	6.00000E-03	-2.26000E-04	2.00000E-03	6.000300E-05	4.00000E-03	4.30200E-04	4	
369	1.12000E-02	1.20000E-01	3.00000E-03	-6.20000E-04	1.00000E-03	3.000700E-05	1.00000E-03	-9.77000E-04	4	

Продолжение таблицы I

N	E_r	Γ	G_r	H_r	C_r	H_f	C_r	H_f	J
169	1.13350E+02	2.03000E-01	3.77511E-03	-1.06445E-05	2.71196E-03	1.11650E-04	3.02342E-03	3.61330E-03	3
170	1.15130E+02	5.50000E-02	4.71610E-03	-4.20120E-04	1.99430E-03	-1.59770E-04	2.99996E-03	-3.22440E-04	3
171	1.15900E+02	1.18350E-01	6.79270E-03	-1.36550E-04	6.08377E-03	-6.33170E-04	1.77790E-03	-4.91650E-04	3
172	1.16510E+02	1.78700E-01	1.06660E-03	-1.96790E-14	1.60180E-03	1.33460E-04	6.21798E-03	3.17280E-14	4
173	1.17430E+02	2.78700E-01	6.11800E-04	-1.59440E-14	8.08630E-04	-1.05550E-06	1.49460E-04	8.73530E-05	4
174	1.18240E+02	1.49260E-01	6.41410E-03	-1.03110E-03	5.54569E-03	2.61150E-04	7.76261E-04	1.65360E-04	3
175	1.18660E+02	1.18000E-01	1.29650E-02	7.42000E-04	5.44610E-03	2.58630E-04	6.95037E-03	2.94920E-04	4
176	1.19560E+02	1.76700E-01	1.33460E-03	9.80900E-13	1.16170E-03	-1.26150E-04	1.91923E-04	0.00000E-01	4
177	1.20330E+02	2.26000E-01	9.99330E-04	-1.41410E-05	7.12110E-04	-2.55320E-05	2.76445E-04	0.00000E-01	4
178	1.21038E+02	2.26000E-01	3.08250E-03	1.23790E-04	2.343360E-03	1.62620E-05	7.28211E-04	0.00000E-01	4
179	1.21950E+02	1.28800E-01	2.41920E-02	2.51990E-04	1.423390E-02	9.945390E-05	5.61203E-03	-6.26170E-04	4
180	1.22590E+02	1.15100E-01	2.97530E-03	4.79090E-04	1.27100E-03	2.64600E-05	1.68886E-03	0.00000E-01	4
181	1.23570E+02	9.00000E-02	1.64110E-03	3.97600E-04	1.53870E-03	-2.63950E-04	2.76771E-04	0.00000E-01	4
182	1.23590E+02	1.26000E-01	7.72300E-04	1.12000E-04	3.61370E-04	3.61620E-05	4.09070E-04	0.00000E-01	4
183	1.24760E+02	1.02800E-01	6.02670E-03	1.95340E-04	4.53710E-03	3.68330E-04	2.01349E-03	0.00000E-01	4
184	1.25660E+02	9.73800E-02	1.95360E-02	9.25990E-04	3.42460E-03	1.29140E-03	1.25000E-02	0.00000E-01	4
185	1.26890E+02	1.26800E-01	1.04660E-02	6.56140E-04	7.99320E-03	3.11630E-04	2.31243E-03	0.00000E-01	3
186	1.26450E+02	9.36600E-02	1.38790E-02	1.73160E-03	1.11390E-02	1.33300E-03	2.39996E-03	0.00000E-01	3
187	1.27770E+02	6.21600E-02	4.14320E-03	1.02340E-03	3.39900E-03	3.17281E-04	0.00000E-01	4	
188	1.28190E+02	2.36000E-01	3.46570E-03	1.362220E-04	4.47230E-03	6.99610E-03	9.72047E-04	0.00000E-01	4
189	1.293500E+02	1.26000E-01	3.23110E-03	-3.13100E-04	2.41200E-03	-6.10870E-03	7.94239E-04	0.00000E-01	3

Продолжение таблицы I

N	E_r	Γ	G_T	H_T	H_F	G_F	B_T	H_F	J
181	-1.28938E-02	6.00000E-02	1.4331CE-02	1.39249E-03	2.06570E-03	2.39215E-04	1.13022E-02	2.42235E-03	4
182	1.31246E-02	1.35000E-01	6.7540CE-03	-7.1452CE-05	4.66690E-03	-1.76619E-04	1.80768E-03	6.00000E-01	4
182	1.31646E-02	2.08000E-01	3.77317E-03	6.97029E-04	3.50577E-03	5.21592E-05	2.00045E-04	6.00000E-01	4
183	1.33149E-02	1.34770E-01	5.35210E-03	6.22739E-04	4.50965E-03	9.26443E-05	4.07679E-04	6.00000E-01	4
184	1.33778E-02	7.35000E-02	1.04496E-02	2.65240E-05	6.40397E-03	2.35337E-04	1.43653E-03	6.00000E-01	4
185	1.33438E-02	1.12660E-01	4.14370E-03	2.63510E-04	2.71470E-03	1.41400E-02	1.46045E-03	6.00000E-01	4
186	1.33628E-02	7.39000E-02	3.20160E-02	4.14550E-04	1.17490E-02	-5.56262E-04	1.86044E-02	6.00000E-01	4
187	1.33468E-02	2.06000E-01	1.6090E-02	3.40750E-04	1.05430E-03	2.84329E-04	2.36276E-03	6.00000E-01	4
188	1.35470E-02	2.35000E-01	7.7351CE-03	4.66010E-05	4.78110E-03	2.41150E-04	8.13265E-04	6.00000E-01	3
189	1.36198E-02	9.30000E-02	1.77200E-02	-1.92190E-04	5.04260E-03	1.77793E-04	1.03515E-02	6.00000E-01	4
190	1.37538E-02	5.20000E-02	2.02270E-02	2.86750E-02	1.03640E-02	-1.77920E-04	1.95452E-02	6.00000E-01	4
201	1.39196E-02	4.50000E-02	6.42350E-03	1.02700E-03	2.02220E-03	-1.95635E-06	3.42961E-03	6.00000E-01	4
202	1.40224E-02	1.06260E-01	4.91470E-03	6.58090E-04	2.74740E-03	1.26642E-05	1.73116E-03	6.00000E-01	4
203	1.41616E-02	1.08000E-01	7.11320E-03	4.73070E-04	4.15390E-03	-8.96790E-06	2.37134E-03	6.00000E-01	4
204	1.42148E-02	9.38000E-02	2.44350E-02	1.44340E-03	1.04620E-02	1.09360E-03	1.23807E-02	6.00000E-01	4
205	1.43629E-02	9.33000E-02	1.22260E-02	3.79760E-04	1.08100E-03	1.37300E-04	1.44919E-04	6.00000E-01	4
206	1.44668E-02	1.03110E-01	2.54170E-02	-1.37070E-03	3.23330E-02	-1.67130E-03	1.19273E-02	6.00000E-01	4
207	1.46559E-02	1.20000E-01	2.32350E-03	8.00000E-01	1.04460E-03	-8.69160E-04	1.19538E-03	6.00000E-01	4
208	1.47328E-02	7.30000E-02	1.04250E-02	9.00000E-02	4.21660E-03	1.12300E-03	8.21121E-03	6.00000E-01	4

Таблица 2

Самосогласованные значения резонансных параметров
 ^{235}U

N	E_r	Γ_r	Γ_n	Γ_x	Γ_y	β
1	1.49000×10^{-00}	8.37680×-01	3.88879×-03	2.18938×-01	2.21938×-02	4
2	8.99000×-01	1.38800×-01	3.44736×-06	1.00738×-01	2.48889×-02	3
3	1.14000×-00	1.50880×-01	1.24136×-03	1.18854×-01	3.55840×-02	4
4	2.03650×-00	4.46960×-02	8.44655×-06	1.01641×-02	3.45235×-02	3
5	2.92000×-00	2.00000×-01	6.47719×-06	2.09120×-03	1.08733×-02	4
6	3.13640×-00	1.39610×-01	3.02943×-05	1.07002×-01	3.28773×-02	3
7	3.62570×-00	0.43780×-02	4.14105×-05	4.95037×-02	3.40337×-02	4
8	4.85610×-00	3.05920×-02	5.49856×-05	3.24843×-03	3.62916×-02	4
9	5.51040×-00	7.31000×-01	5.68309×-05	6.71776×-01	5.91674×-02	4
10	6.21660×-00	2.39900×-01	9.19567×-05	1.65618×-01	6.51901×-02	3
11	6.38170×-00	4.47680×-02	2.19179×-04	9.56905×-03	3.49998×-02	4
12	7.07720×-00	6.39340×-02	1.09854×-04	2.02378×-02	3.55872×-02	4
13	8.78970×-00	1.23290×-01	1.02880×-03	7.53982×-02	4.68630×-02	4
14	9.28160×-00	1.11000×-01	1.29376×-04	6.92646×-02	4.16063×-02	4
15	9.74890×-00	2.69050×-01	6.09756×-05	2.21759×-01	4.72301×-02	3
16	1.01820×01	1.00360×-01	6.11065×-05	5.47474×-02	4.57515×-02	4
17	1.08000×01	9.35090×-01	1.01106×-04	8.65104×-01	6.98846×-02	4
18	1.16660×01	4.72780×-02	5.40662×-04	5.52260×-03	4.12045×-02	4
19	1.24040×01	6.32620×-02	1.40170×-03	2.52850×-02	3.64933×-02	3
20	1.28610×01	1.19550×-01	7.22847×-05	6.39737×-02	5.93040×-02	4
21	1.32740×01	1.51440×-01	4.91016×-05	1.31784×-01	3.95971×-02	4
22	1.37000×01	1.23940×-01	2.95986×-05	6.62805×-07	3.76398×-02	3
23	1.39900×01	4.96540×-01	5.81094×-04	4.71631×-01	6.43229×-02	3
24	1.45500×01	5.62150×-02	1.44212×-04	1.73862×-02	3.86884×-02	3
25	1.54000×01	8.58000×-02	2.19141×-04	4.04662×-02	3.68347×-02	4
26	1.60950×01	5.60000×-02	3.33322×-04	2.24997×-02	3.31670×-02	4
27	1.66610×01	1.90000×-01	2.40427×-04	8.74896×-02	3.23299×-02	4

ПРОДОЛЖЕНИЕ ТАБЛИЦЫ 2

N	E _P	Γ	Γ_R	Γ_F	Γ_R	J
28	1.80630E 01	1.55000E-01	4.23974E-04	1.16631E-01	3.79446E-02	3
29	1.89610E 01	1.00000E-01	1.02674E-04	6.20425E-02	3.78549E-02	4
30	1.93010E 01	1.05000E-01	3.01168E-03	6.61017E-02	3.58866E-02	4
31	2.01300E 01	2.20000E-01	1.80826E-04	1.52126E-01	6.76930E-02	4
32	2.06330E 01	9.10000E-02	1.65640E-04	6.96834E-02	2.11310E-02	4
33	2.10610E 01	6.90000E-02	1.35019E-03	2.86021E-02	3.92477E-02	4
34	2.29610E 01	9.00000E-02	4.43744E-04	5.05686E-02	3.80876E-02	4
35	2.34110E 01	5.00000E-02	6.60596E-04	1.55980E-02	3.37414E-02	4
36	2.34100E 01	2.25860E-01	8.72433E-04	1.93476E-01	3.15117E-02	3
37	2.42700E 01	7.50000E-02	3.67766E-04	3.00371E-02	4.45952E-02	3
38	2.44000E 01	1.00150E-01	2.15876E-04	3.34197E-02	6.65147E-02	4
39	2.52300E 01	8.50680E-01	8.83467E-04	7.82050E-01	6.77470E-02	4
40	2.55600E 01	3.88560E-01	7.62757E-04	3.74441E-01	3.03562E-02	3
41	2.64700E 01	1.90000E-01	5.69866E-04	1.66842E-01	2.30881E-02	3
42	2.67900E 01	2.50090E-01	7.56272E-05	2.35497E-01	3.45173E-02	3
43	2.71800E 01	1.44000E-01	8.75418E-05	1.10367E-01	4.35459E-02	4
44	2.77990E 01	1.28000E-01	7.93148E-04	6.55642E-02	6.16626E-02	4
45	2.80980E 01	6.50310E-02	6.26749E-05	5.40945E-02	1.08778E-02	4
46	2.83510E 01	1.49190E-01	1.95642E-04	8.28631E-02	6.61313E-02	4
47	2.87090E 01	1.30840E-01	6.51121E-05	6.09002E-02	6.90747E-02	3
48	2.90490E 01	9.11777E-02	7.61337E-04	9.49863E-02	2.49843E-02	4
49	3.05980E 01	1.558230E-01	2.74862E-04	9.22719E-02	6.26632E-02	3
50	3.08620E 01	5.10320E-02	5.46192E-04	2.45242E-02	2.61616E-02	4
51	3.20730E 01	9.10230E-02	1.92548E-03	5.84157E-02	3.06819E-02	4
52	3.35200E 01	5.10590E-02	1.93189E-03	2.03986E-02	2.87285E-02	4
53	3.43710E 01	9.72530E-02	2.76216E-03	3.86830E-02	4.58079E-02	4
54	3.48430E 01	1.16100E-01	1.88493E-03	7.98937E-02	5.43213E-02	3

Продолжение таблицы 2

N	E _r	Γ	Γ_n	Γ_f	Γ_r	j
55	3.51870E 01	1.03500E-01	3.99206E-03	6.75498E-02	3.19582E-02	4
56	3.64000E 01	1.54010E-00	5.59540E-04	1.47107E-00	6.84739E-02	3
57	3.75030E 01	1.54020E-00	2.30523E-04	1.52169E-00	1.82633E-02	4
58	3.82990E 01	3.08340E-01	3.01340E-04	2.69392E-01	3.86471E-02	4
59	3.94140E 01	9.10230E-02	2.82519E-03	5.69734E-02	3.12244E-02	4
60	3.99000E 01	1.50240E-01	3.28872E-04	1.27240E-01	2.26714E-02	4
61	4.05360E 01	2.09380E-01	4.24416E-04	1.58561E-01	5.03946E-02	4
62	4.13650E 01	4.45640E-01	5.43871E-04	3.77641E-01	9.74554E-02	4
63	4.16140E 01	1.65220E-01	2.60292E-04	1.20286E-01	4.46733E-02	3
64	4.18740E 01	4.12330E-02	2.27823E-03	7.68865E-03	3.12661E-02	3
65	4.22300E 01	1.45450E-01	4.54011E-04	7.82148E-02	6.67812E-02	4
66	4.26640E 01	6.13450E-02	3.83763E-04	1.93367E-02	4.16245E-02	4
67	4.34050E 01	7.07540E-02	5.81353E-04	2.05811E-02	4.95916E-02	4
68	4.39320E 01	3.60540E-01	1.27641E-03	2.92076E-01	6.71874E-02	4
69	4.46000E 01	1.75840E-01	9.56851E-04	1.19450E-01	5.54333E-02	4
70	4.49500E 01	5.35760E-01	2.67831E-04	5.13836E-01	2.16564E-02	3
71	4.58570E 01	1.34190E-01	1.35113E-03	1.23322E-01	1.07329E-02	4
72	4.67900E 01	1.52800E-01	6.68816E-04	1.30098E-01	2.20330E-02	4
73	4.70150E 01	1.39940E-01	1.02988E-03	8.21007E-02	5.68094E-02	4
74	4.79700E 01	9.39880E-02	7.47409E-04	4.69719E-02	4.62687E-02	4
75	4.83000E 01	1.65770E-01	1.22181E-03	1.16485E-01	4.80630E-02	3
76	4.87390E 01	6.56910E-02	7.32571E-04	4.23479E-02	2.26105E-02	3
77	4.94180E 01	6.10130E-02	8.61504E-04	1.75238E-02	4.26277E-02	4
78	5.01070E 01	5.43530E-02	2.28466E-04	3.07052E-02	2.34194E-02	4
79	5.04660E 01	7.59640E-02	1.00318E-03	4.78272E-02	2.71336E-02	3
80	5.07800E 01	3.30190E-01	3.74839E-04	3.64020E-01	6.57948E-02	3
81	5.12560E 01	1.88540E-01	3.21353E-03	1.24100E-01	4.12260E-02	4
82	5.16300E 01	7.43460E-02	4.76970E-04	1.59984E-02	5.78787E-02	3

Продолжение таблицы 2

<i>N</i>	<i>E_r</i>	<i>Г</i>	<i>Г_n</i>	<i>Г_f</i>	<i>Г_r</i>	<i>j</i>
83	5.21650E 01	6.63510E-01	4.89981E-03	5.96847E-01	9.17634E-02	3
84	5.36400E 01	1.35540E-01	5.17413E-04	9.79261E-02	3.70965E-02	4
85	8.41190E 01	1.50210E-01	2.00189E-04	1.28897E-01	4.11133E-02	4
86	5.50640E 01	1.11170E-01	2.40602E-03	6.42246E-02	9.45394E-02	4
87	5.58460E 01	2.51350E-01	2.05834E-03	2.29540E-01	1.97514E-02	4
88	5.60770E 01	1.80770E-01	5.51591E-04	1.69699E-01	1.05195E-02	4
89	5.65040E 01	1.19920E-01	3.98262E-03	7.59988E-02	3.99386E-02	4
90	5.78210E 01	2.21130E-01	1.11391E-03	1.76139E-01	6.38769E-02	4
91	5.80580E 01	6.53540E-02	1.61749E-03	2.90399E-02	3.46966E-02	3
92	5.86800E 01	1.36330E-01	1.16917E-03	9.58295E-02	3.93314E-02	4
93	5.97810E 01	2.55270E-01	2.86297E-04	2.02684E-02	5.22996E-02	4
94	6.01860E 01	2.55130E-01	1.37041E-03	2.28933E-01	2.48266E-02	3
95	6.08410E 01	1.20460E-01	3.95216E-04	9.69163E-02	2.31485E-02	4
96	6.11250E 01	1.25360E-01	4.34906E-04	7.59280E-02	4.89971E-02	3
97	6.16440E 01	5.30230E-01	2.95562E-04	5.15805E-01	1.41291E-02	4
98	6.19800E 01	5.30170E-01	3.41863E-05	4.78075E-01	5.20605E-02	4
99	6.24000E 01	5.16240E-01	2.89425E-04	4.87314E-01	2.86361E-02	4
100	6.30200E 01	2.40090E-01	6.82325E-05	1.77567E-01	6.24549E-02	4
101	6.33200E 01	4.12540E-02	3.38701E-05	1.00799E-03	4.02121E-02	4
102	6.36880E 01	6.21070E-01	9.54957E-04	5.52371E-01	6.77440E-02	4
103	6.42930E 01	4.75450E-02	1.28866E-03	8.17944E-03	3.80769E-02	3
104	6.57900E 01	9.64230E-02	3.51646E-04	3.40019E-02	6.20695E-02	4
105	6.64640E 01	8.04490E-02	3.65302E-04	6.07009E-02	2.83828E-02	4
106	6.72600E 01	9.00810E-02	7.37079E-05	3.91925E-02	5.08146E-02	4
107	6.84000E 01	2.50040E-01	7.48209E-05	1.93012E-01	5.69537E-02	4
108	6.85300E 01	1.60110E-01	9.55622E-05	9.34869E-02	6.65275E-02	4
109	6.92930E 01	2.00720E-01	7.44293E-04	1.59618E-01	4.03573E-02	3
110	7.04040E 01	1.72720E-01	2.29225E-03	1.24469E-01	4.59385E-02	4
111	7.07300E 01	2.37410E-01	2.19315E-03	1.76439E-01	5.87755E-02	4

Продолжение таблицы 2

<i>N</i>	<i>E_r</i>	<i>G</i>	<i>G_r</i>	<i>G_f</i>	<i>G_p</i>	<i>G_r</i>	<i>G</i>
118	7.15700E-01	3.51000E+02	3.07800E+04	7.14734E+03	1.03200E+02	3	
119	7.23200E-01	3.20610E+01	6.63644E+03	8.15204E+03	6.44303E+02	4	
120	7.20700E-01	3.60370E+01	6.12004E+04	3.94693E+03	6.33206E+02	3	
121	7.43440E-01	1.01670E+01	3.47350E+03	6.36354E+03	6.33406E+02	4	
122	7.21000E-01	8.00000E+01	6.42113E+04	7.23934E+03	6.63209E+02	4	
123	7.38410E-01	3.35360E+01	1.10190E+03	2.11651E+01	2.06470E+02	4	
124	7.67240E-01	1.16110E+01	9.03622E+03	7.74339E+02	4.85702E+02	4	
125	7.74000E-01	1.18790E+01	9.52631E+04	6.18603E+03	4.01777E+02	4	
126	7.81200E-01	1.46220E+01	1.14989E+03	1.02749E+01	4.43206E+02	4	
127	7.84490E-01	1.78700E+01	2.06049E+04	1.09369E+01	6.91629E+02	4	
128	7.96760E-01	1.29770E+01	8.67111E+04	8.77070E+02	4.12151E+02	3	
129	8.03570E-01	1.74840E+01	9.31627E+04	1.31175E+01	4.27334E+02	3	
130	8.14350E-01	1.32840E+01	9.01621E+04	8.03452E+02	4.27931E+02	4	
131	8.27060E-01	6.49800E+02	1.45870E+03	1.94377E+02	5.40046E+02	3	
132	8.35920E-01	1.18270E+01	1.44771E+03	6.55539E+02	5.12684E+02	3	
133	8.40600E-01	1.15000E+01	1.97992E+03	9.87270E+02	1.42923E+02	3	
134	8.43600E-01	1.31000E+01	1.73859E+03	6.89711E+02	4.02903E+02	4	
135	8.50100E-01	1.58000E+01	1.10443E+03	1.30413E+01	3.84025E+02	3	
136	8.55660E-01	1.27000E+01	5.08270E+04	1.16887E+03	1.95249E+02	3	
137	8.61410E-01	1.59200E+01	9.58205E+03	8.93505E+02	6.97737E+02	4	
138	8.68740E-01	6.81200E+02	5.19374E+04	5.72271E+02	3.63735E+02	3	
139	8.75130E-01	1.96000E+01	5.74537E+04	1.59676E+01	3.05496E+02	4	
140	8.84300E-01	1.78000E+01	6.84775E+04	1.97395E+01	1.86006E+02	4	
141	8.87500E-01	1.47900E+01	1.28490E+03	1.10190E+01	6.64285E+02	4	
142	8.91140E-01	1.46300E+01	5.43366E+04	7.35021E+02	6.63545E+02	4	
143	8.98040E-01	1.38000E+01	5.97515E+04	9.57403E+02	3.26542E+02	4	
144	9.04090E-01	5.80000E+02	4.09764E+03	1.08326E+02	4.30698E+02	4	
145	9.12090E-01	2.80000E+01	3.12326E+03	2.34940E+01	6.19203E+02	3	
146	9.20700E-01	1.20000E+01	7.33600E+04	6.18869E+02	4.73964E+02	4	
147	9.28980E-01	9.00000E+02	5.34924E+03	3.83804E+02	6.92373E+02	4	

Продолжение таблицы 2

<i>N</i>	<i>E_r</i>	<i>F</i>	<i>f_r</i>	<i>F_r</i>	<i>F_d</i>	<i>D</i>
142	9.32270E-01	1.20000E-01	5.54823E-04	0.012354E-02	0.93202E-02	3
143	9.41140E-01	7.30000E-02	3.58377E-03	0.73052E-03	0.28706E-02	4
144	9.47580E-01	1.05000E-01	5.68736E-04	4.62230E-02	0.81483E-02	4
145	9.55000E-01	0.64470E-02	2.34679E-04	7.18662E-02	1.45239E-02	3
146	9.55690E-01	1.52270E-01	7.57521E-04	1.41132E-01	1.03603E-02	3
147	9.60900E-01	1.50000E-01	3.63013E-04	0.30151E-02	0.66219E-02	4
148	9.65000E-01	2.60100E-01	7.09414E-04	2.49912E-01	1.03702E-02	4
149	9.81300E-01	2.30000E-01	3.00171E-03	1.91264E-02	3.56550E-02	3
150	9.95180E-01	2.25000E-01	6.78109E-04	1.90668E-01	3.36348E-02	3
151	1.00560E-02	1.30000E-01	5.55730E-04	0.78146E-02	4.16297E-02	4
152	1.01000E-02	8.00000E-02	0.63806E-04	3.94705E-02	3.96636E-02	4
153	1.01660E-02	7.50000E-02	3.34600E-04	3.81052E-02	3.65602E-02	4
154	1.02940E-02	1.30000E-01	2.36734E-03	9.91472E-02	2.04684E-02	3
155	1.03570E-02	1.46000E-01	2.02539E-03	7.85298E-02	6.54449E-02	4
156	1.04200E-02	8.77000E-02	3.61028E-04	4.44863E-02	4.28527E-02	4
157	1.05150E-02	1.24000E-01	1.79766E-03	9.69516E-02	2.52507E-02	4
158	1.05440E-02	8.65000E-02	4.49416E-04	3.44069E-02	3.16436E-02	4
159	1.06120E-02	1.06000E-01	8.00281E-04	6.42416E-02	4.17302E-02	4
160	1.06720E-02	1.20500E-01	1.28286E-04	9.93038E-02	2.11679E-02	4
161	1.07670E-02	7.10000E-02	3.50898E-03	1.69463E-02	3.05446E-02	4
162	1.07990E-02	5.78000E-02	5.61737E-04	3.40397E-02	2.32006E-02	3
163	1.08920E-02	9.70000E-02	1.59304E-03	3.46873E-02	0.07193E-02	3
164	1.09680E-02	1.00000E-01	2.05156E-03	3.11265E-02	0.68219E-02	4
165	1.10140E-02	6.19060E-02	5.97303E-04	5.05953E-02	1.07871E-02	3
166	1.11170E-02	1.03000E-01	4.48404E-04	3.45514E-02	6.00001E-02	4
167	1.11690E-02	9.80000E-02	1.18680E-03	3.15533E-02	0.52900E-02	4
168	1.12660E-02	1.30000E-01	6.97424E-04	6.89473E-02	0.33349E-02	4
169	1.12679E-02	8.03000E-01	1.75186E-03	1.46223E-01	3.56283E-02	3
170	1.15130E-02	8.80060E-02	5.98881E-04	3.30246E-02	4.13625E-02	3
171	1.15943E-02	1.10200E-01	8.87446E-03	9.88700E-02	2.36921E-02	3

Продолжение таблицы 2

№	E_F	Γ	P_n	P_f	G_F	θ
172	1.16510E 02	1.78780E-01	3.38806E-04	1.68013E-01	1.04282E-02	4
173	1.17410E 02	1.78780E-01	2.00816E-04	1.36543E-01	4.22361E-02	4
174	1.18240E 02	1.49240E-01	2.16743E-03	1.29096E-01	1.79170E-02	3
175	1.18690E 02	1.10000E-01	2.53536E-03	4.93460E-02	5.81186E-02	4
176	1.19500E 02	1.78780E-01	4.24877E-04	1.52688E-01	2.56673E-02	4
177	1.20300E 02	2.00000E-01	3.55317E-04	1.43910E-01	5.57263E-02	4
178	1.21010E 02	2.00000E-01	1.09849E-03	1.51714E-01	5.71876E-02	4
179	1.21950E 02	1.50000E-01	5.46613E-03	1.07657E-01	3.66770E+02	4
180	1.22900E 02	1.15100E-01	6.08874E-04	4.91639E-02	6.53272E-02	4
181	1.23570E 02	9.00000E-02	2.94656E-04	7.61745E-02	3.35308E-02	4
182	1.23960E 02	1.20000E-01	1.64757E-04	5.61497E-02	6.36856E-02	4
183	1.24780E 02	1.82000E-01	2.14475E-03	1.24572E-01	5.52830E-02	4
184	1.25600E 02	8.73000E-02	2.87679E-03	2.55485E-02	5.88747E-02	4
185	1.26000E 02	1.50000E-01	3.58834E-03	1.13270E-01	3.31426E-02	3
186	1.26450E 02	8.00000E-02	2.82257E-03	7.08087E-02	1.53667E-02	3
187	1.27710E 02	6.21850E-02	4.58016E-04	5.10111E-02	1.07158E-02	4
188	1.28190E 02	2.30000E-01	1.41709E-03	1.64073E-01	6.45096E-02	4
189	1.29560E 02	1.20000E-01	8.86217E-04	8.96045E-02	2.95093E-02	3
190	1.29930E 02	6.40000E-02	1.63055E-03	1.19046E-02	5.04649E-02	4
191	1.31240E 02	1.55000E-01	1.86132E-03	1.11679E-01	4.14596E-02	4
192	1.31640E 02	2.00000E-01	1.32688E-03	1.87908E-01	1.07656E-02	4
193	1.32140E 02	1.28700E-01	1.27032E-03	1.04534E-01	2.28953E-02	4
194	1.32700E 02	7.50000E-02	1.39200E-03	6.32881E-02	1.03199E-02	4
195	1.33030E 02	1.12000E-01	8.25455E-04	7.33402E-02	3.78344E-02	4
196	1.33620E 02	7.00000E-02	3.98347E-03	2.57651E-02	4.02515E-02	4

Продолжение таблицы 2

<i>N</i>	<i>E_r</i>	Γ	Γ_r	Γ_f	Γ_p	J
197	1.35080E 02	2.00000E-01	3.70098E-03	1.47073E-01	4.92282E-02	4
198	1.35470E 02	2.50000E-01	4.41806E-03	2.19263E-01	4.63194E-02	3
199	1.36360E 02	9.00000E-02	2.75200E-03	3.05717E-02	5.66763E-02	4
200	1.37530E 02	5.90000E-02	2.96521E-03	2.15046E-02	3.45302E-02	4
201	1.39190E 02	4.50000E-02	5.14024E-04	2.04668E-02	2.40195E-02	4
202	1.40240E 02	1.06200E-01	6.52375E-04	6.56275E-02	4.07201E-02	4
203	1.41610E 02	1.00000E-01	1.26492E-03	6.25970E-02	3.61381E-02	4
204	1.42140E 02	9.50000E-02	4.12849E-03	4.04250E-02	5.04465E-02	4
205	1.43050E 02	9.33000E-02	2.03684E-04	8.21314E-02	1.09650E-02	4
206	1.43600E 02	1.05100E-01	4.74940E-03	5.10636E-02	4.92870E-02	4
207	1.46350E 02	1.20000E-01	4.77760E-04	5.60059E-02	6.35169E-02	4
208	1.47350E 02	7.30000E-02	2.37818E-03	3.67163E-02	3.39055E-02	4

АНАЛИЗ СЕЧЕНИЯ РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА НЕЙТРОНОВ
С ЭНЕРГИЕЙ 1-100 КЭВ ДЛЯ ЯДРА ^{238}U .

В.А.Толстиков, В.С.Шорин

Abstract — Аннотация

ANALYSIS OF RADIATION CAPTURE CROSS SECTION OF 1-100 KeV NEUTRONS ^{238}U . On evaluation of the ^{238}U capture cross section for 1-100 KeV neutrons on the base of the experimental data analysis within the frames of the statistical theory has been carried out.

Information on average resonance parameters for S and P - neutrons - on radiation and neutron strength functions has been obtained.

АНАЛИЗ СЕЧЕНИЯ РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА НЕЙТРОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ 1-100 КЭВ ДЛЯ ЯДРА ^{238}U . Проведена оценка сечения захвата в области энергии нейтронов 1-100 кэв на основе анализа экспериментальных данных в рамках статистической теории. Получена информация о средних резонансных параметрах и для S - и p - нейтронов - о радиационных и нейтронных силовых функциях.

Введение

Сечение радиационного захвата быстрых нейтронов для ядра ^{238}U является одной из важнейших ядерно-физических констант, интересующих реакторостроение в связи с проблемой воспроизведения ядерного горючего. Именно этим объясняется постоянное внимание к данному ядру и появления регулярное появление работ по оценке этого сечения.

В настоящей работе задача оценки сечения захвата для ^{238}U решается одновременно с анализом экспериментальных данных в рамках статистической теории ядерных реакций и определением средних резонансных параметров: радиационной (S_r) и p-нейтронной (S_p) силовых функций. Применение теоретических моделей позволяет провести более глубокое рассмотрение проблемы и сделать оценку сечения с большей степенью достоверности. В основу оценки положены данные восьми экспериментальных работ, которые кратко описаны в табл. I

и представлены на рис. I. Последний ясно демонстрирует, что существующая ситуация с данными по сечению захвата для ^{238}U далеко неудовлетворительная, и расхождения между результатами отдельных авторов достигает 20–30%.

Статистические модели

Для описания средних сечений захвата использовались две версии статистической теории:

- 1) общепринятый вариант Лейна и Линна (LL) [9], который можно рассматривать как "одноуровневое приближение";
- 2) подход Тепеля, Хоффмана и Вейдеманнера (THW) [10], основанный на многоуровневом рассмотрении и частично учитывавший корреляционные свойства резонансов.

Оба подхода можно считать равносочетанными, однако последний намного удобнее для численных расчетов. Выражения для среднего парциального сечения захвата $\langle \sigma_{n\gamma}^{ij} \rangle$ имеют следующий вид:

I. LL - вариант

$$\langle \sigma_{n\gamma}^{ij} \rangle = \pi \lambda_n^2 g^j \frac{S_{nl}(E) S_\gamma^{jl} F_{jl}(E)}{S_\gamma^{jl} + \sum_{k \neq j} S_{nl'}(E - E_k)} \quad (I)$$

где g^j – статистический фактор,

$$S_{nl}(E) = \bar{S}_l E_n^{1/2} P_l(kR),$$

\bar{S}_l – приведенная нейтронная силовая функция,

P_l – коэффициент проницаемости прямоугольной потенциальной ямы радиуса $R = r_0 A^{1/3}$.

$$S_\gamma^{jl} = (2J+1) \exp[-J(J+1)/2\delta^2] \cdot S_\gamma^l,$$

δ – спиновый параметр плотности уровней,

$S_\gamma^l = \Gamma_\gamma^{(l)}/D_0^\pi$ – приведенная радиационная силовая функция;

D_0^π – расстояние между уровнями спина $J=0$ и четности π (или l). Для четно-четных ядер $D_0^\pi = 2D$, D – наблюдаемое расстояние между резонансами. Отличие приведенных радиацион-

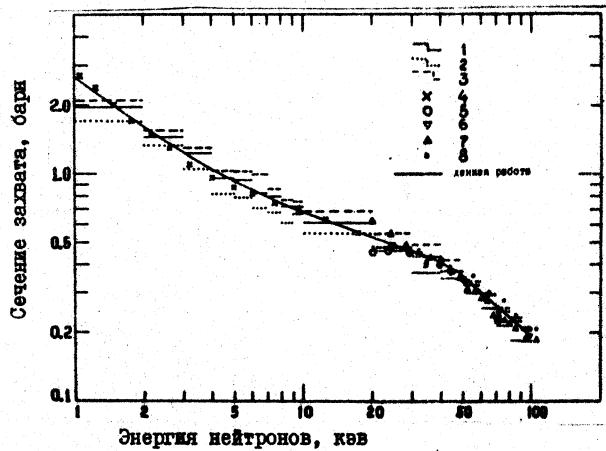


Рис. I. Сечения радиационного захвата нейронов для ядра ^{238}U .

- 1 - данные Моксона [1] , 2 - Фрике и др. [2] ,
- 3 - де Сосир и др. [3] , 4 - Челноков и др. [4] ,
- 5 - Толстиков и др. [5] , 6 - Менлов, Пенитц [6] ,
- 7 - Пенитц [7] , 8 - Паниткин и др. [8] .

Сплошной линией показана теоретическая кривая наилучшего описания данных, найденная в настоящей работе.

Таблица I
Экспериментальные работы по $\sigma_{n\gamma} (^{238}U)$, проанализированные при проведении
настоящей работы

№/п. п/п	Авторы, го.к., ссылка	Интервал энер- гии, описано	Краткая характеристика работы	Использование при оценках. Замечания
1	Москов. [1]	0,5-100 кэВ, с хо- доми разрешением. В указанном диапа- зоне энергий при- веден усреднение авторов значений.	Метод времени пролета. Детектор йодокон- на-Рэя. Относительность выхода γ -квантов из реактора $B (n, \gamma) L$. Поправки на отклонение ст L/U , многократное рассечение, не- зональное сильное смягчение. Годинна об- работка по разо- ванию $1.6 \cdot 10^{-3}$ ат/сери. Нормировка по разо- ванию $6,67 \text{ эВ}$	Используются резон- анные авторы в сен- тилле 1971 г. данные, согласно частичного сообщения Ньюхона [3] Стеверту и работе [3]
2	Лебодкин, Смыль- цев, Царев, Минин, Бевер, 1973 г. [3]	0,5-100 кэВ; с хо- доми разрешением. Приведены усред- ненные (по десяти- чальным интервалам) значения. Поправка 4-10%.	Время пролета, липовый ускоритель (ФРЕЛА). Большой липкий спиритуальный детектор. Относительство $B (n, \gamma)$. Поправка на от- клонение от закона L/U , многократное рас- сечение, резонансное смягчение. Толь- ко поправка 4-10%. Поправка по разо- ванию $6,67 \text{ эВ}$	Используется се- замиенный

Продолжение таблицы I

№ п/п	Авторы, год, ссылка	Интервал энергий, сигнала	Краткая характеристика работы	Использование при оценке. Заме- чания
3	Фрикке, Лопаш, Фризенсон и др. 1970 г. [2]	1-752 кэВ; полная сигнала 12%.	Электронный ускоритель. Время проекта. Большой спектрометр спектрографом. Ионизатор потока ^{3}He -кане- вые [3] - камеры, представ- ленном в рабо- те [3] с дополните- льной по- правкой (< 4%) для приведения к току за форвард- ное сечение $10^8(\text{n},\text{n})$	
4	Чечилков, Толстухин, Ставицкий и др. 1972 г. [4]	0,2-34,6 кэВ; дол- гий, Ставицкий ная синтакса 6-8%	Спектрометр по времени замедления в сцинти- лляционной камере. Учет отклонений от за- исячих. Учет отклонений от за- исячих. Учет отклонений от за- исячих. Используется область изменения толщины 1/ \sqrt{v} отрезки трех эффективных толщин: 7,9; 3,9; 1,10 магнитного поля на скоси- ровку. Нормировка по резонансу 6,87 эВ к толь- ко сечению ядерного (по средневзвешенному коэф- фициенту нормировки). Зависимое - излучение - сигналом, Зависимость которого пропорциональ- на энергии E - квантов	что в работах Максона [1] и Лесосура [3]
5				

Продолжение таблицы I

№/п н/п	Авторы, под., ссылка	Интегрированная энергия, МэВ, ошибка	Краткая характеристика работы	Использование при оценке. Замечания	
5	Ланинский, Стасюк, Толстиков, 1970 г. [3]	0,024-0,145 МэВ. Ошибка эксперимента в определении σ_{tot} по γ -линии с энергией 74,4 кэВ. Цток - по работе Конькова [1]. Сечения деления - по работе Конькова при 30 кэВ. Нормировка при 30 кэВ. Погрешность 1,5%, полная ошибка $\sim 4,4\%$, 5%	$^{7Li}(\rho, \eta)$ - реальная. Ампер-нормированный при работе Конькова [1]. Значение σ_{tot} - по среднему значению от отсеканных опущенных работ. Данные взяты с ошибкой $\pm 6\%$	Используется в от- ношении 7Li к 239U по γ -лини- и с энергией 74,4 кэВ в виде к значения σ_{tot} . σ_{tot} = 454,18 мбарн по среднему значению от отсеканных опущенных работ. Данные взяты с ошибкой $\pm 6\%$	
6	Менделев, Ценитц, 1966 г. [6]	0,0244-0,503 МэВ; 3 эксп. точек, полная ошибка 4,6-9% при 30 кэВ $\pm 3\%$. Неточность привязки (ρ) при 30 кэВ $\sim 8\%$; астрарность - абсолютно по $^{7Li}(\rho, \eta)$ в реальном $^{7Li}(E)$ $\sim 239Np$ на камфорированном $Ge-Li$ детекторе	Фото криевой $Ge(\rho, \eta)$ - методом временного проleta, сочлененный сцинтилационным баком. Число счетчиков на с.баке-3 мэр. Из-за малого значения эн. связи в 239U вызывает сомнение точность экспатолизации спектра. Используется при изменении величины привязочно-го при 30 кэВ сечения σ_{tot} с 4,79+14 мбарн на 454,18 мбарн. Данные взяты с ошибкой $\pm 6\%$		

Приложение таблицы 1

№ п/п	Авторы, год, ссылка	Интервал энер- гии, ошибки	Краткая характеристика работы	Использование при оценке. Замечания
7	Толстиков, Шерман, Ставицкий. 1969 г. [5]	15-170 кэв; 10 экспериментальных точек, полная ошибка около 10%	Активационный метод, по μ - частичам ^{235}U . Относительные измерения потока - по кам- ре с ^{3}He . Поправка на отклонение от зако- на $1/v$.	Применена при 125 кэв по данным нашей работы [8]. Данные взяты с ошибкой с 10%.
8	Ленитц. 1974 г. [7]	0,02-1,2 Мэв, 54 акси. точки, ошиб- ка определения 6% / 6% (^{235}U) 8,5110%	Метод времени пролета, измерилось абсолютное значение 6% (^{235}U). Большой машиной созданы мониторы потока нейтронов: "серый", "черный", детекторы Ленитца, ле- тиевые скрекла. Для определения 6% (^{235}U) использовали 6% (^{235}U) из оценки Ленитца [12] - до 0,6 Мэв, которые хорошо соглас- уются с оценкой [13].	Использованы без измене- ний

ных силовых функций S_γ^ℓ для разных моментов ℓ будем характеризовать параметром

$$\delta_\ell = S_\gamma^0 / S_\gamma^\ell$$

Часто принимается $\delta_\ell = 1$.

Фактор $F_{J\ell j}$ учитывает флуктуацию нейтронных ширин по распределению Портера-Томаса.

В подходе Хаузера-Фешбаха (*HF* - вариант) $F_{J\ell j} = 1$. (I a)
Выражение в знаменателе формулы (I) учитывает конкуренцию захвата со стороны рассеяния нейронов упругого ($K = 0$, $E_0 = 0$) и неупругого (на возбужденных уровнях ядра-мишени с энергией E_K). В области энергии $E \leq 100$ кэв у ядра ^{258}U имеется только один уровень ($I_{1/2}^+ = 2^+$, $E_I = 44,7$ кэв).

II. THW- вариант.

$$\langle \sigma_{n\gamma}^{ij\ell} \rangle = \pi \lambda^2 g^j \frac{V_{ne}^j(E) S_\gamma^{j\ell}}{S_\gamma^{j\ell} + \sum_{K\ell'j'} V_{n\ell'}^j(E-E_K)}, \quad (2)$$

где

$$V_{ne}^j(E) = S_{n\ell}(E) \left\{ 1 + S_{ne}(E) w_n \left[S_\gamma^{j\ell} + \sum_{K\ell'} S_{n\ell'}(E-E_K) \right] \right\}^{-1},$$

$$w_n = 2 \left\{ 1 + [2\pi S_{n\ell}(E)]^{1/2} \right\}^{-1}.$$

В рассматриваемой области энергий $E_n \leq 100$ кэв основной вклад в сечение захвата вносят нейтроны с орбитальными моментами $\ell = 0$ и $\ell = 1$, и в меньшей степени, $\ell = 2$. Соответственно, величина сечения захвата наиболее чувствительна к р-нейтронной (S_γ^1) и радиационным (S_γ^0 , S_γ^1) силовым функциям. Извлечение этих параметров из анализа средних сечений не только позволяет провести сравнение с имеющимися данными в резонансной области, но и получить совершенно новую информацию о параметрах взаимодействия р-нейтронов с ядрами, таких как S_γ^1 , которые практически не

изучены для тяжелых ядер ($A > 100$). Заметим, что данные о параметре S_1 также, в основном, получены из анализа средних сечений. Имеющаяся информация о средних резонансных параметрах для ^{238}U приводится ниже.

Средние резонансные параметры

Детальный анализ параметров изолированных резонансов и функций их распределения для ядра ^{238}U , сделанный в работе Л.П.Абагян и др. [14], привел к следующим результатам.

$$\begin{aligned}\bar{S}_0 &= (0,92 \pm 0,1) \cdot 10^{-4} \\ \Gamma_{\gamma}^R &= 23,5 \pm 0,7 \text{ Мэв}\end{aligned}\quad (3)$$

$$D_{\text{рез}}^{\text{рв}} = \begin{cases} \ell = 0, J = 1/2 & 20,8 \pm 0,5 \text{ эв} = \bar{D}_{\text{рез}} \\ \ell = 1, J = 1/2 & 13,2 \pm 1,3 \text{ эв} \\ \ell = 1, J = 3/2 & 6,6 \pm 0,7 \text{ эв} \end{cases}$$

$$\bar{S}_1 = (1,59 \pm 0,3) \cdot 10^{-4}$$

Здесь довольно неожиданным является различие величин D_o^+ и \bar{D}_o ($D_o^- = 0,625 D_o^+$), особенно если учесть, что речь идет о тяжелом деформированном ядре. Сведений о величине Γ_{γ}^P для ^{238}U пока нет, но если предположить, что $\Gamma_{\gamma}^P = \Gamma_{\gamma}^R$, тогда возникает различие между приведенными радиационными силовыми функциями для S - и P -нейтронов, а именно

$$\gamma_1 = 0,625 + 0,07$$

Анализ средних сечений захвата

Целью анализа было определение параметров S_r^0 , \bar{S}_1 и γ_1 . Остальные параметры были фиксированными:

$$\begin{aligned}\bar{S}_0 &= 0,92 \cdot 10^{-4} & \gamma_2 &= 1,0 \\ \bar{S}_2 &= 0,92 \cdot 10^{-4} & z_o &= 1,35 \text{ фм}\end{aligned}\quad (4)$$

Изменение параметры определялись путем минимизации величины

$$\Delta = (N-3)^{-1} \sum_{i=1}^N \left[\frac{\sigma_i^3 - \sigma_i^{\text{теор}}}{\delta \sigma_i^3} \right]^2 \quad (5)$$

Здесь σ_i^3 , $\delta \sigma_i^3$ – экспериментальное сечение захвата и его абсолютная ошибка, $\sigma_i^{\text{теор}}$ – теоретическое сечение захвата, вычисленное по формулам (I-2). N – число рассматриваемых энергетических точек. Процедура поиска позволяла одновременно определять только параметры S_1^0 и S_1 .

Из величины S_1^0 можно найти параметр D – наблюдаемое расстояние между S – резонансами, без потери точности, поскольку величина Γ_{γ}^S для ^{238}U известна с хорошей точностью – 3%. Параметр находился интерполяцией данных по нескольким точкам. Величина $M = \Delta(N-3)$ подчиняется χ^2 -распределению с $N-3$ степенями свободы и для статистического ансамбля независимых событий при оптимальных параметрах должно выполняться условие

$\Delta_{\min} \approx 1$. Исходная совокупность параметров в процессе поиска выбиралась на основе набора (3), которой соответствовала величина

Δ_0 . По различию величин Δ_0 и Δ_{\min} можно судить о степени отклонения оптимальных модельных параметров от средних резонансных данных.

Для нахождения искомых параметров применялись два метода. В первом случае все экспериментальные данные рассматривались как единый статистический ансамбль. Во втором методе каждый эксперимент анализировался независимо и найденные параметры затем усреднялись. Использование двух подходов позволяет не только провести более корректный учет ошибок модельных параметров, но и их корреляционных свойств.

Метод I

Плотность экспериментальных точек по шкале энергий отличается для разных работ, так же как и энергетическое разрешение установок. Поэтому все экспериментальные данные были предварительно приведены к одним энергетическим интервалам, как в работе [3] с помощью простой интерполяции. Результаты анализа всей совокупности приведенных данных ($N = 92$) представлены в табл.3. Расчеты проводились для трех теоретических моделей при двух значениях параметра γ_1 . Критерий Δ_{\min} ясно показывает, что случай

$\gamma_1 = 0,625$ предпочтительнее общепринятого приближения $\gamma_1 = 1$ для всех трех моделей. Кроме того величина параметра \bar{D} , вычислена по известному значению $\Gamma_p^* = 23,5$ Мэв (3), в первом случае лучше согласуется с резонансным значением \bar{D}_{res} . Таким образом, эти результаты говорят о заметном различии S_1 - и p -радиационных силовых функций. Что касается p -нейтронных силовых функций, то они оказываются существенно меньше экспериментальной величины $S_1 = 1,6 \pm 0,3$ для всех рассмотренных случаев. Заметим, однако, что подобные расхождения в величинах S_1 для других ядер не считались бы значительными.

Величины критерия согласия Δ_{min} при оптимальных параметрах оказываются несколько больше, чем можно было бы ожидать для статистического ансамбля независимых величин ($\Delta_{min} \sim 1$). Тогда напрашивается вывод о том, что ошибки экспериментальных данных следовало бы увеличить в $\sqrt{2}$ раз.

Из таблицы 3 так же видно, что модели THW следует отдать некоторое предпочтение. Теоретическую кривую, вычисленную по этой модели для случая $\gamma_1 = 0,625$ можно назвать наилучшей оценкой кривой в смысле описания всех экспериментальных данных.

М е т о д 2

Этот метод частично снимает вопросы о равноденности взятых экспериментальных точек, то есть определения веса отдельного события, которые всегда возникают при анализе данных по методу наименьших квадратов. Результаты анализа отдельных экспериментов приведены в таблице 4. Усреднение искомых модельных параметров \bar{D} и S_1 проводилось с равным весом. При двухпараметровом поиске возникает корреляция между искомыми величинами и, как видно из таблицы 3, коэффициент корреляции τ оказывается довольно большим $\tau \approx 0,7$. Средние значения $\langle \bar{D} \rangle$ и $\langle S_1 \rangle$ отличаются от соответствующих величин в методе I, однако эти расхождения не существенны, поскольку параметры лежат на одних линиях регрессии. Последнее демонстрируется на рис. 2 и рис. 3, где приводится сравнение найденных параметров с резонансными данными. Величины критерия согласия для всей совокупности данных, вычисленные с усредненными модельными параметрами $\langle \bar{D} \rangle$ и $\langle S_1 \rangle$, отличаются от оптимальных величин

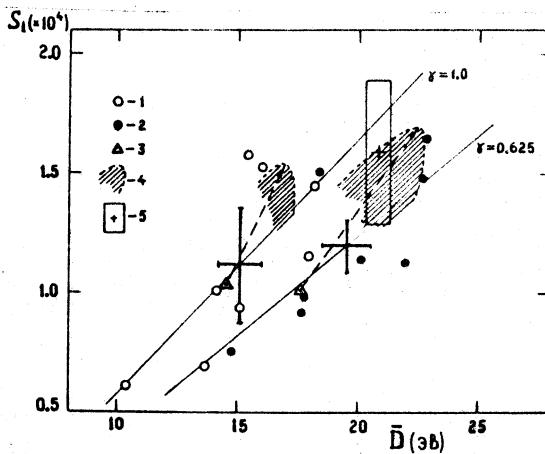


Рис. 2. Модельные параметры \bar{D} и S_1 , полученные в рамках модели $LL(1)$.

1 - анализ отдельных экспериментов, $\gamma_1 = 1.0$;

2 - отдельные эксперименты, $\gamma_1 = 0.625$;

3, 4 - параметры из анализа полной совокупности данных и границы соответствующих эллипсов ошибок;

5 - область допустимых резонансных параметров.

Сплошные линии - линии регрессии. Крестами показаны результаты усреднения параметров для набора (1, 2).

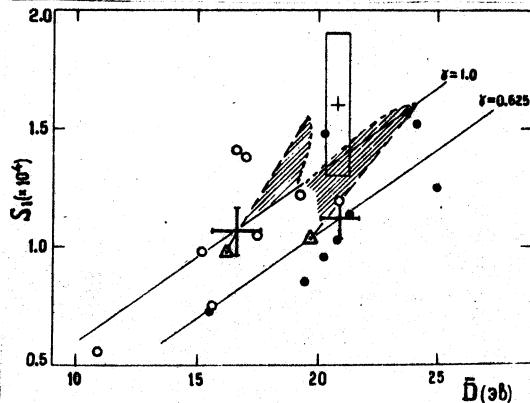


Рис. 3. Средние модельные параметры, полученные из анализа по модели $THW(2)$.

Обозначения - как на рис. 2.

Таблица 3
Средние модельные параметры \bar{D} и \bar{S}_1 из анализа всей совокупности данных

χ_1	LL (1)	THW (2)	HF
	0,625	1,0	1,0
		0,625	0,625
$D_{\text{эф}}$	17,6	14,6	16,2
$S_1 \cdot 10^4$	1,02	1,04	1,09
$\Delta_{\text{мин}}$	2,14	2,82	1,98
$\Delta_{\text{в}}$	2,87	8,59	5,43
Резонансные параметры	: $\bar{D}_{\text{рез}} = 20,8 \pm 0,5$	$\bar{S}_1 = (1,59 \pm 0,3) \cdot 10^4$	-

Таблица 4

Средние модельные параметры \bar{D} и \bar{s}_1 из анализа
отдельных экспериментов

Модель	LL (1)				THW (2)			
	γ_1	1,0	0,625	1,0	0,625	1,0	0,625	1,0
	$\bar{D}_{\text{эв}}$	$\bar{s}_1 \cdot 10^4$						
II	15,4	1,58	18,35	1,51	16,6	1,41	20,25	1,48
I	18,2	1,45	22,65	1,49	19,25	1,22	20,8	1,03
III	13,65	0,69	17,65	0,92	15,6	0,76	19,45	0,85
IV	17,95	1,15	17,75	0,98	20,85	1,20	20,25	0,96
Y	10,35	0,61	14,75	0,76	10,9	0,56	15,5	0,72
УI	14,15	1,01	20,1	1,14	15,2	0,98	21,3	1,11
УII	15,1	0,94	21,95	1,13	17,45	1,05	24,95	1,25
УIII	16,0	1,53	22,8	1,65	17,0	1,38	24,1	1,52
$\langle \bar{D} \rangle_s$	$15,10 \pm 0,9$	1,12	19,5	1,20	16,61	1,07	20,83	1,12
τ		$\pm 0,24$	$\pm 1,0$	$\pm 0,11$	$\pm 1,0$	$\pm 0,10$	$\pm 0,78$	$\pm 0,10$
σ	0,723	$\pm 0,167$	0,759	$\pm 0,15$	0,713	$\pm 0,174$	0,723	$\pm 0,167$

$\langle \bar{D} \rangle_s$ - средние значения по 8 экспериментам,

τ - коэффициент корреляции величин \bar{D} и \bar{s}_1 ,

приведенная ошибка в $\langle \bar{D} \rangle$ не включает 3% ошибку
из-за Γ_y^s .

Δ_{\min} на 3 - 8%, а теоретические кривые сечения захвата - не более чем на 3,5%. Таким образом, оба метода анализа хорошо согласуются между собой.

Перейдем теперь к определению третьего важного и наименее известного параметра модели γ_1 . Как уже отмечалось, случай $\gamma_1 = 1$ является совсем не оптимальным. Для простоты для нахождения минимума Δ по параметру γ_1 была использована модель THW . Анализ проводился для всей совокупности данных и, как можно видеть, из таблицы 5, оптимальный параметр γ_1 оказался равным $\sim 0,64$. Таким образом, приведенные радиационные силовые функции для S - и p -нейтронов действительно заметно отличаются, а найденные ранее модельные параметры \bar{D} и \bar{S}_1 для случая $\gamma_1 = 0,625$ можно считать оптимальными.

Таблица 5

Оптимизация параметра γ_1

γ_1	0,4	0,625	0,7	1,0	1,5
$D_{\text{ев}}$	26,2	19,7	18,75	16,2	13,95
S_1	1,17	1,036	1,023	0,985	0,93
Δ_{\min}	3,62	1,98	2,06	3,51	6,91

Вариация фиксированных параметров

τ_0 . Величина τ_0 непосредственно определяет силовую функцию S_1 через коэффициенты проницаемости $P_I \sim (kR)^2$, так что $\delta S_1 / S_1 \sim -2\delta\tau_0/\tau_0$. И действительно изменение величины τ_0 до 1,25 фм ($\delta\tau_0/\tau_0 = -7,4\%$) для модели THW привело к следующим результатам:

γ_1	$\delta \bar{D} / \bar{D}$	$\delta \Delta_{\min} / \Delta_{\min}$	$\delta \bar{S}_1 / \bar{S}_1$
0,625	0,0%	0,0%	+15,4%
1,0	+1%	+3,4%	+15,7%

Таким образом смещение величины τ_0 не сдвигает оптимальных величин Δ и \bar{D} . Зависимость p -нейтронной силовой функции от τ_0 показывает, что можно ввести оптимальный параметр.

$$(\bar{S}_1 \times 10^4) z_o^2 = 1,9 \text{ фм}^2 \pm 10\%$$

S_o . Вариация величины S - нейтронной силовой функции \bar{S}_o слабо влияет на полученные результаты анализа. Этот факт подтверждается данными таблицы 6, где показаны оптимальные величины \bar{D} , \bar{S}_1 и Δ_{\min} для случая $\bar{S}_o = 1,1$, то есть 20% - изменения параметра \bar{S}_o . Видно, что критерий Δ_{\min} уменьшался (на 5%) только в одном случае, еще раз подчеркнув преимущества варианта $\gamma_1 = 0,625$.

Выборка экспериментальных данных

Выше уже отмечалось, что для всей совокупности величины критерия согласия Δ_{\min} оказываются довольно большими ($\Delta_{\min} \geq 2$). Поэтому говорить о хорошем статистическом ансамбле экспериментальных данных вряд ли приходится. Можно попытаться выяснить какой эксперимент приводит к наибольшему разбросу данных, то есть дает основной вклад в величину Δ_{\min} . Для этого данные одного из экспериментов исключались из исследуемого ансамбля, после чего производилась оптимизация модельных параметров. Расчеты были сделаны с моделью THW для случая $\gamma_1 = 0,625$. Результаты приведены в таблице 7 (величины со *) и сравниваются с соответствующими данными таблицы 3.

Вариация параметра \tilde{S}_o ($\tilde{S}_o = 1.1 \cdot 10^{-4}$)

Таблица 6

Параметр	LL		(1)		THW		(2)		HF(I a)	
	δ_4	0,825	1,0	0,625	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0
\tilde{D}^*	19,55	14,75	21,1	17,65	22,3					
$(\tilde{D}^* - D)/\tilde{D}$	+ 11,1%	+ 1,02%	+ 7,1%	+ 8,95%	+ 5,7%					
\tilde{S}_4^*	1,103	0,939	1,056	1,027	0,844					
$(\tilde{S}_4^* - \tilde{S}_4)/\tilde{S}_4$	+ 8,35%	- 9,32%	+ 2,12%	+ 4,26%	+ 2,55%					
$(\Delta_{\text{ФНН}}^* - \Delta_{\text{ФНН}}^{\text{ном}})/\Delta_{\text{ФНН}}^{\text{ном}}$	2,023	3,28	2,05	4,4	5,646					
$(\Delta_{\text{ФНН}}^* - \Delta_{\text{ФНН}})/\Delta_{\text{ФНН}}$	5,05%	+16,3%	+ 3,54%	+25,4%	+11,8%					
Δ_o^*	2,96	7,81	5,56	5,93	18,18					
$(\Delta_o^* - \Delta_o)/\Delta_o$	+ 0,14%	-9,07%	+ 2,4%	+11,7%	+47,2%					

значені з * вимірюєні з $S_o = 1.1 \cdot 10^{-4}$, значення без * з $S_o = 0,92 \cdot 10^{-4}$.

Таблица 7

Влияние выбора экспериментальных данных

Исключены данные ра- боты	N	\bar{D}^*	$8\bar{D}^*/\bar{D}$	\bar{S}_1^*	$8\bar{S}_1^*/\bar{S}_1$	Δ^*	$8\Delta^*/\Delta_m$
I	74	19,6	-0,5%	1,044	+0,8%	2,05	+3,4%
II	74	20,3	+3%	1,15	+11%	1,69	-15%
IV	80	19,75	-0,3%	1,04	+0,4%	2,24	+13%
УШ	83	20,4	+3,6%	1,09	+5%	2,04	+3,2%

Хорошо видно, что наибольший разброс в имеющиеся экспериментальные данные вносит работа II, выполненная группой Фризенхана, Фрике и др. [2]. Без этой работы величина критерия Δ_0 так же заметно уменьшается (с 5,43 до 3,85), то есть степень согласия с резонансными данными увеличивается. Ранее уже отмечалось, что имеются систематические расхождения в энергетическом ходе сечений в области энергий $E_n=80$ кэв с данными работы Фризенхана и для других ядер [15].

Эти обстоятельства заставляют нас отнести к данным группы Фризенхана с меньшим доверием. Однако пролить свет на возможные не учтенные систематические ошибки этого эксперимента могут только либо сами авторы, либо последующие эксперименты других групп. Если при анализе не учитывать данные Фризенхана, то средние модельные параметры, полученные методом II для случая $\delta_1 = 0,625$ оказываются равными:

$$\langle \bar{D} \rangle_7 = 21,02 \pm 1,16 \text{ эб}, \quad \langle \bar{S}_1 \rangle = 1,15 \pm 0,11 \\ \text{для модели THW}$$

$$\langle \bar{D} \rangle_7 = 19,76 \pm 1,13, \quad \langle \bar{S}_1 \rangle_7 = 1,24 \pm 0,12$$

для модели LL.

Величины в первом случае хорошо согласуются с результатами таблицы 7. Таким образом, исключение эксперимента Фризенхана из анализа не изменяет существенно величины \bar{D} , но приводит к увеличению на 15% величины р-нейтронной силовой функции. Однако, соответствующее увеличение сечения захвата по сравнению с "наилучшей кривой" оказывается незначительным (~3% в середине диапазона и ~1% на краях).

Таблица 8
Оценки сечения захвата ^{238}U в области энергий
I - 100 кэв

E _n , кэв	Сечение захвата $\sigma_{\text{нр}}$, мбар				Отклонение %		$\frac{\sigma_3 - \sigma_4}{\sigma_4} \%$
	насто- ящая работа	рабо́та [16]	рабо́та [17]	без учета работы	$x = [16]$	$x = [17]$	
1,43	2033	2027	2050	2021	-0,3	+0,85	+1,4
2,47	1415	1430	1530	1417	+1,1	-8,1	-8,0
3,5	1140	1150	1266	1149	-0,9	II	10
4,5	990	993	985	1002	0,3	-0,5	-1,7
5,5	892	890	989	906	-0,22	II	9,1
6,5	822	818	903	838	-0,49	9,9	7,8
7,5	771	765	840	788	-0,78	9,1	6,6
8,5	730	723	757	747	-0,96	3,7	1,3
9,5	697	690	752	715	-1	7,9	5,2
14,5	591	580	654	608	-0,51	10,7	7,5
25	482	488	507	496	1,25	5,2	2,2
35	426	429	452	437	0,7	6,1	3,4
43,8	393	383		403	-2,5		
45	384	376	391	393	-2,1	1,8	-0,5
50	354	351	357	362	-0,85	0,84	-1,4
55	328	327	324	333	-0,3	-1,2	-2,7
65	284	283	280	287	-0,35	-1,4	-2,4
75	251	247	237	252	-1,6	-5,6	-6
85	225	222	214	225	-1,3	-4,9	-4,9
95	205	208	200	204	1,5	-2,4	-2,0

З а к л ю ч е н и е

Проведенный анализ показывает, что имеющиеся экспериментальные данные по сечению захвата нейтронов с энергией 1-100 кэв для ядра ^{238}U лучше всего описываются кривой, полученной в модели THW для случая $\gamma_1 = 0,64$ (таблица 5). Вариации параметров, кроме γ_1 , или переход от модели THW к модели LL (I) не приводят к изменениям в кривой больше чем на 3,5%. Изменение параметра γ_1 с 0,625 до величины $\gamma_1 = 1$ изменяет величину сечения на $\sim 10\%$ на краях диапазона, и $\sim 3,5\%$ в середине. Эти изменения характеризуют возможную ошибку кривой сечения. Вопрос об ошибке оцененной кривой был специально исследован в работе [16], где для анализа той же совокупности данных использовались дробно-рациональные функции и приближение Паде. Величина ошибки оценивается как $\sim 7\%$. Наилучшие теоретические кривые, полученные двумя методами согласуются между собой в пределах 2-3%. Это можно видеть из таблицы 8, там же приведены результаты недавней оценки, выполненной Соуэрби [17]. В последней приводится одновременная оценка всех нейтронных сечений для ^{238}U и в основу оценки положены данные деСосюра и др. [3]. Отличие "наилучших" кривых сечения захвата, полученных первыми двумя способами, от кривой Соуэрби довольно большое, особенно в области $E < 10$ кэв, где оно достигает 11%. Если исключить из анализа данные работы [2], то расхождение уменьшается на 2-3%, но остается большим в свете современных требований к знанию сечения захвата ^{238}U [18].

Метод оценки нейтронных сечений, использующий теоретические модели, имеет преимущества в том, что он одновременно отвечает как запросам теории ядерных реакций, так и практике реакторостроения, требующей оцененных ядерно-физических констант. Естественно, что рассмотренный здесь метод является весьма успешным, когда речь идет о средних сечениях и не встает вопросов о флуктуациях в сечениях типа промежуточной структуры.

В заключение авторы выражают свою признательность Л.П.Абагян и М.Н.Николаеву за полезные обсуждения и замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. M.C.Moxon. Report A.E.RE-R-6074(1969); Private Communication from M.C.Moxon to Z.Stewart, September, 1971.
2. M.P.Fricke, W.M. Lopez, S.J.Friesenhahn, A.D.Carlson, D.G.Costello. Nucl.Data for Reactors, vol.2, p.265, Vienna, IAEA, 1970.
3. G.deSaussure, E.G.Silver, R.B.Perez, R.Ingle, U.Weaver. Nucl.Sci. and Eng. 51, 385, 1973.
4. Челноков Б.В., Толстиков В.А., Стависский Ю.Я., Бергман А.А. Самсонов А.Е. Препринт ФЭИ-292, 1971.
5. Толстиков В.А., Шерман Л.Е., Стависский Ю.Я. J. Nucl.Phys. A/B 18, 599, 1964.
6. U.O.Menlove, W.P.Poenitz. Nucl.Sci.Eng. vol.33, p.24, 1968.
7. W.P.Poenitz. Neutron Capture Cross-Section Measurements of ^{197}Au and ^{238}U from 20 + 3500 kev. (материалы с совещания МКЯД в Австралии, осень 1974 г.).
8. Паниткин Ю.Г., Стависский Ю.Я., Толстиков В.А. Nucl. Data for Reactors, vol.2, p.57, IAEA, Vienna, 1970.
9. A.M.Lane, J.E.Lynn. Proc.Phys.Soc. 104, 557, 1957.
10. J.W.Terel, H.M.Hofmann, H.A.Weidenmüller. Phys. Lett. 49B, 1, 1974.
11. Анципов Г.В. и др. Оценка σ_f урана-235. Сборник "Ядерные константы", в печати.
12. W.P.Poenitz. Absolute Cross Sections of ^{197}Au and ^{238}U . Proc. Symp. Neutron Standards and Flux Normalization. Conf. - 701003, p. 285 and p. 331, U.S.AEC(1971).
13. Виноградов В.Н., Манохин В.Н., Шатонов В.П., Работнов Н.С.. Оценка сечения радиационного захвата быстрых нейтронов золота-197. Доклад на 3-ем киевском совещании по нейтронной физике, 1975 г.
14. Николаев М.Н., Абагян Л.П. Статистический анализ параметров резонансов урана-238. Доклад на 3-ем киевском совещании по нейтронной физике, 1975 г.
15. Шорин В.С., Кононов В.Н., Полетаев Е.Д. ЯФ, 1974, I9, 5.

16. Виноградов В.Н., Даалетшин А.Н., Платочев В.П., Работнов Н.С., Толстиков В.А. Радиационный захват быстрых нейтронов ядером ^{238}U . Доклад на 3-ем киевском совещании по нейтронной физике, 1975.
17. M.G.Sowerby, B.H.Patrick, D.S.Mather.
Annals of Nuclear science and Engineering, vol.1, N.7/8,
p. 409-435, 1974.
18. Бобков Ю.Г., Питницкая Л.Т., Усачев Л.Н. Планирование экспериментов и оценок по нейтронным данным для реакторов.
Препринт ФЭИ-527, 1974.

ОЦЕНКА ВЛИЯНИЯ НЕОПРЕДЕЛЕННОСТЕЙ В ДАННЫХ
ПО СПЕКТРАМ КОЛЕБАНИЙ АТОМОВ ЗАМЕДЛИТЕЛЕЙ
НА РАСЧЕТ РАЗЛИЧНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК

В.И.Ионкин, Ю.В.Лисичкин, В.А.Парфенов

Abstract - Аннотация

THE EVALUATION OF THE INFLUENCE OF THE UNCERTAINTIES IN THE DATA ON OSCILLATION SPECTRA OF ATOMS OF MODERATORS ON CALCULATION OF DIFFERENT CHARACTERISTICS. The paper presents a consideration of the current situation with the data on oscillation spectra of atoms of such moderators as berillium and zirconium hydride, as well as an evaluation of the influence of existing discrepancies of the above data on calculations of different characteristics - from double-differential scattering cross-sections to the effective breeding ratio and the temperature coefficient of reactivity.

ОЦЕНКА ВЛИЯНИЯ НЕОПРЕДЕЛЕННОСТЕЙ В ДАННЫХ ПО СПЕКТРАМ КОЛЕБАНИЙ АТОМОВ ЗАМЕДЛИТЕЛЕЙ НА РАСЧЕТ РАЗЛИЧНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК. В работе рассматривается сложившаяся в настоящее время ситуация с данными по спектрам колебаний атомов таких замедлителей, как бериллий и гидрид циркония, а также оценивается влияние существующих расхождений указанных данных на расчет различных характеристик от дважды-дифференциальных сечений рассеяния до эффективного коэффициента размножения и температурного коэффициента реактивности.

Введение

Как известно (см.например [1-4]), сечения рассеяния медленных нейтронов, необходимые для расчета различных реакторно-физических характеристик, определяются путем расчета, основанного на той или иной теоретической модели атомной динамики замедлителя. Соответствующие экспериментальные результаты по сечениям рассеяния тепловых нейтронов, как правило, непосредственно при расчетах физических процессов в реакторах не используются, а играют роль критериев при определении степени точности модели и проверке приближений, принятых в данном способе расчета.

Большинство проведенных к настоящему времени расчетов выполнено в некогерентном гауссовском приближении [2,4]. В этом приближении необходимые характеристики можно вычислить, если известен обобщенный спектр частот колебаний данного сорта атома замедлителя [1], который, таким образом, является минимальным по объему массивом, содержащим максимальную информацию о характере рассеяния тепловых нейтронов веществом в конденсированном состоянии. Спектр частот колебаний атомов может быть получен с той или иной степенью точности либо непосредственно из измерений дважды-дифференциальных сечений рассеяния медленных нейтронов, либо рассчитан на основе других экспериментальных данных о динамике рассеивателя, например, значений силовых констант в определенной модели межатомного взаимодействия, которые можно получить из анализа дисперсионных криевых. Дополнительными источниками информации для его получения могут также служить измерения инфракрасной спектрометрии и спектров комбинационного рассеяния, а также рассеяние γ -квантов [5].

Поскольку данные по спектрам частот, получаемые различными методами, содержат соответствующие ошибки, возникает два вопроса:

1) о влиянии этих ошибок на точность расчета тех или иных характеристик рассеяния и различных реакторно-физических функционалов и,

2) о критериях выбора в пользу той или иной модели или уточнения ее отдельных параметров.

Естественно, оба вопроса являются взаимосвязанными. В частности, ответ на второй вопрос может вытекать из решения первого. Кроме того исследование влияния расхождений или возможных ошибок в данных по спектрам частот на точность расчета различных реакторно-физических характеристик позволяет оценивать, насколько последние чувствительны к деталям спектра частот и его точности и в каких случаях существенен учет различных эффектов (например, тонкой структуры или температурной зависимости спектра частот).

Необходимость изучения указанных вопросов возникает потому, что достаточно обоснованные или хотя бы общепринятые требования к точности обобщенного спектра частот колебаний атомов замедлителей, сформулированные со стороны реакторной физики, пока отсутствуют. Источники ошибок в данных по спектрам частот и их влияние на расчеты реакторов, как отмечалось на конференции по ядерным данным в Хельсинки (1970 г.) [6], обсуждались в литературе очень мало.

Следует отметить, что универсального рецепта решения последней задачи, по-видимому, дать невозможно. Можно лишь утверждать, что сильнее кинетические эффекты, связанные с увеличением переносов и уменьшением размеров системы, и чем важнее временные характеристики процесса установления спектра нейтронов, тем выше требования к точности спектров частот и их деталям, и для каждого отдельного замедлителя и проекта поставленный вопрос можно решать лишь конкретно на основе большой вычислительной работы [7].

По этим причинам указанные выше вопросы анализируются в настоящей статье на конкретных примерах гидрида циркония и бериллия, являющихся важными замедлителями.

Последние материалы выбраны также потому, что для них уже накоплено достаточное для проведения такого анализа количество данных по спектрам колебаний атомов.

В этой связи кратко рассмотрим сложившуюся на сегодня ситуацию с данными по спектрам частот колебаний атомов для бериллия и гидрида циркония.

I. Данные по спектрам частот для бериллия и гидрида циркония

а) бериллий

Для бериллия в настоящее время имеется целый ряд моделей спектров колебаний атомов [8-13], представленных нами графически на рис. I.

Спектр частот Синклера [8,9] получен из проведенных им измерений закона рассеяния медленных нейтронов для поликристаллического бериллия при комнатной температуре путем использования хорошо известной экстраполяционной процедуры, предложенной Эгелстадом [14]. Другие модели распределения частот колебаний атомов бериллия получены численными методами с использованием определенных теоретических моделей межатомных сил, действующих в кристалле.

Так, распределение, полученное Янгом и Кошлем [10], визуально на основе модели центральных сил Шмунка [15], в которой учитываются взаимодействия вплоть до 15ти ближайших соседей. Спектр частот колебаний, рассчитанный Раубенхаймером и Гилатом [11], находился с использованием монтифицированной аксиально-симметричной модели, сформулированной в работе [16]. Эта же модель использовалась для получения спектра колебаний атомов бериллия, найденного Талером и др. [12], с той разницей, что авторы работы [12] под-

бирали необходимые параметры силовой модели по собственным изменениям дисперсионных кривых берилля.

Спектр частот, полученный в работе [13] Тrottтом и др., вычислялся при учете взаимодействия лишь до трех ближайших соседей.

Из рис. I видно, что можно говорить об определенном согласии теоретических спектров между собой и с экспериментальным. Можно также отметить, что спектр частот Янга и Копшеля в большей степени отвечает экспериментальному спектру Синклера, особенно, если учесть, что последний не исправлен на разрешение спектрометра. Кроме того, из рис. I видно, что положение двух наиболее "сильных" пиков и максимальной частоты во всех спектрах колебаний отличаются. Первый из таких пиков лежит в интервале 0,053–0,062 эв, второй – 0,074–0,080 эв, а максимальная энергия фононов в спектре колебаний находится в пределах от 0,085 эв до 0,095 эв, причем у трех моделей – Янга-Копшеля, Раубенхайнера-Гилата и Тапера она совпадает.

Отметим, что данные по температурной зависимости спектра частот берилля вообще отсутствуют.

б) Гидрид циркония

Прежде всего отметим, что под спектром колебаний атомов гидрида циркония, как правило, понимается спектр частот колебаний атома водорода в решетке гидрида циркония, поэтому повсюду ниже указанный термин будет использоваться именно в этом смысле.

В настоящее время в литературе для реакторно-физических расчетов обычно обсуждается так называемая феноменологическая модель спектра частот гидрида циркония с дебаевской акустической частью и гауссовской оптической частью ("дебай+гауссиан") [17]. (См. рис. 2).

Параметрами этой модели являются P_{ac} – "вес" акустической части по отношению к оптической; ε_0 – максимальная частота акустических колебаний; ε_{opt} – положение максимума оптического пика; $\Delta\varepsilon_{opt}$ – ширина оптического пика на половине высоты. В принципе говоря, все эти параметры в той или иной степени должны зависеть от температуры рассеивателя и концентрации водорода. По данным различных авторов для этих параметров принимаются разные значения. Так, P_{ac} изменяется от 1/361 до 1/91, ε_0 от 0,02 эв до 0,03 эв, ε_{opt} от 0,135 эв до 0,140 эв; $\Delta\varepsilon_{opt}$ от 0,020 эв до 0,039 эв.

Проведенные в последние годы экспериментальные [17,18] и теоретические [19,20] исследования указывают на весьма приближенный характер указанной модели спектра частот гидрида циркония. Так, было обнаружено расщепление (тонкая структура) в области оптического пика в дважды-дифференциальном спектре рассеянных нейтронов, степень которого зависит от концентрации водорода [17]. Расщепление оптической полосы частот и температурная зависимость спектра колебаний гидрида циркония обнаружена также в экспериментах, проводимых на спектрометре ДИН-ИМ [18].

Кроме того, выполненные Слэгги модельные расчеты динамики гидрида циркония [19,20] также дали тонкую структуру спектра частот и его температурную зависимость, проявляющуюся, в основном, в резком сдвиге оптической полосы в сторону низких частот и некотором уменьшении ее ширины (см. рис.3). Однако, экспериментально столь сильного сдвига частот не обнаружено. Так, из анализа экспериментальных данных, полученных на спектрометре ДИН-ИМ, рекомендуют для реакторно-физических расчетов феноменологическую модель спектра частот гидрида циркония $ZrH_{0.84}$, в которой акустическая часть принимается лебаевской $\varepsilon_{ac}=0,020$ эв и $P_{ac}=1/180$, а оптическая описывается гауссианом с положением максимума пика $\varepsilon_{opt}=0,135$ эв и полушириной $\Delta\varepsilon_{opt}$, которая является единственным в данной модели параметром, зависящим от температуры.

Рекомендованные значения $\Delta\varepsilon_{opt}$, полученные для температур, при которых проводились измерения дважды-дифференциальных сечений $ZrH_{0.84}$, приведены в таблице I.

Таблица I

T	293°K	423°K	573°K	773°K
$\Delta\varepsilon_{opt}$ (эв)	0,025	0,027	0,030	0,035

Произведенный таким образом учет температурной зависимости спектра частот гидрида циркония является, естественно, приближенным. На самом деле сложным изменениям с температурой подвергаются и остальные параметры феноменологической модели, т.е. ε_{ac} , P_{ac} , ε_{opt} . Тем не менее, ясно, что для целей практических реакторно-физических расчетов указанное представление должно быть вполне удовлетворительным.

2. Различие результатов расчета характеристик рассеяния и некоторых реакторно-физических функционалов, вычисленных с использованием разных моделей спектров частот

Рассмотрим теперь расхождения в результатах расчета различных характеристик, обусловленные различием обсужденных выше данных по спектрам частот для берилля и гидрида циркония.

Наиболее чувствительными к вариациям спектра частот являются естественно, дважды-дифференциальные сечения (д.д.с.) рассеяния $\sigma(E_0 \rightarrow E, \theta)$ и закон рассеяния $s(\mu, p)$ связанные друг с другом соотношениями:

$$\sigma(E_0 \rightarrow E, \theta) = \frac{\sigma_f}{4\pi \cdot K_B \cdot T} \cdot \left(\frac{M+1}{M} \right)^2 \cdot \left(\frac{E}{E_0} \right)^{1/2} \cdot e^{-\frac{E}{K_B T}} \cdot s(\mu, p), \quad (1)$$

где T - абсолютная температура образца в $^0\text{К}$,
 K_B - постоянная Больцмана,
 σ_f - сечение рассеяния на свободном атоме,
 M - масса атома рассеивателя в единицах нейтронной массы,
 θ - угол рассеяния нейтрона,
 E_0 , E - энергии нейтрона до и после взаимодействия.

$$\mu = \frac{E_0 + E - 2\sqrt{E_0 E} \cdot \cos \theta}{\mu \cdot K_B \cdot T}, \quad (2)$$

$$p = \frac{E - E_0}{K_B \cdot T}. \quad (3)$$

Вместе с тем, с ростом передачи импульса и энергии, а также температуры рассеивателя, даже д.д.с. и закон рассеяния становятся все менее зависящими от различий спектра частот колебаний атомов данного замедлителя.

Также интегральные величины, как полное сечение рассеяния, средний косинус угла рассеяния, средняя и (67) средняя логарифмическая $\langle \ln \rangle$ потеря энергии при рассеянии, еще менее чувствительны к неточности спектра частот. Последними по чувствительности к деталям спектра частот стоят собственно реакторные характеристики - спектр нейтронов, $K_{\text{эфф}}$ и т.д. Отмеченные выводы иллюстрируются ниже.

Прежде чем переходить к обсуждению результатов расчетов необходимо сделать следующие замечания:

1. Все приведенные ниже расчеты характеристик рассеяния выполнены в некогерентном гауссовском приближении по программам "Прас-сив" [21].

2. В этой связи следует иметь в виду, что целью настоящей работы не является выяснение того, насколько рассчитываемые таким образом характеристики отличаются от истинных. Нашей задачей было - оценить лишь ошибки расчетов, выполненных в указанных приближениях (в основном, в настоящее время и употребляемых в практических расчетах реакторов) и возникающих по причине имеющихся расхождений в данных по спектрам колебаний. Вопрос об ошибках, возникающих вследствие использования некогерентного гауссовского приближения и других приближений - гораздо более обширный и сложный - авторы предполагают рассмотреть в отдельной работе.

а) бериллий

Хотя бериллий и является практически чистым когерентно-рассеивающим веществом, некогерентное приближение удовлетворительно описывает спектры нейтронов и другие величины, интересные для физики реакторов [7].

Поскольку, как показано выше, для бериллия в настоящее время существует сравнительно много - пять - моделей спектра частот, полученных разными методами, бериллиевый замедлитель представляет собой удобный пример исследования влияния различия моделей на реакторно-физические расчеты.

Хотя на первый взгляд из рис. I следует, что существующие данные по спектру колебаний бериллия имеют довольно значительные расхождения, на самом деле последние не дают такого же порядка различий при расчетах характеристик рассеяния медленных нейтронов бериллием, как показано на рис. I.

Наиболее сильное влияние различия спектров частот оказывает, естественно, на д.д.с. и закон рассеяния (рис.4-6). Так имеются заметные расхождения д.д.с., вычисленных с разными спектрами. Однако, с точки зрения точности, необходимой для реакторной физики, полученные расхождения, по-видимому, невелики, что подтверждает расчет таких интегральных характеристик, как σ_s , μ , $\langle \epsilon \rangle$, $\langle \zeta \rangle$ (рис.7-8). Кроме того, ясно, что используя экспериментальные дан-

ные по д.д.с. рассеяния, полученные на современных спектрометрах, можно с удовлетворительной для практики точностью выбрать спектр фононов для использования в реакторно-физических приложениях.

Из рис.4-6 также следует, что некогерентное приближение хорошо применимо для расчета д.д.с. на больших углах рассеяния и закона рассеяния при достаточно большой передаче импульса даже для таких чисто когерентно-рассеивающих замедлителей, как бериллий.

Угловые сечения $\frac{d\sigma}{d\Omega} / b_4$, рассмотренные по указанным моделям для $E_0 = 0,100$ эв и углов рассеяния $\Theta = 107^\circ$ и $\Theta = 144^\circ$ по моделям (1 - Синклера, 2 - Янга-Коппеля, 3-Раубенхаймера-Гилата, 4-Тротта и др., 5-Хапера и др.) приведены в таблице 2.

Таблица 2

Модель θ	1	2	3	4	5
107°	0,0752	0,0751	0,0753	0,0742	0,0739
144°	0,0677	0,0674	0,0677	0,0678	0,0679

Из таблицы 2 видно, что отличие расчетов $\frac{d\sigma}{d\Omega} / b_4$ по разным моделям не превышает несколько десятых процента.

Максимальные расхождения в интегральных характеристиках рассеяния b_3 / b_4 , μ , $\langle \epsilon \rangle$, $\langle \gamma \rangle$ для трех моделей - Синклера, Янга-Коппеля, Тротта и др., составляют несколько процентов, как следует из рис. 7-8.

Таким образом, расхождение расчетных данных, обусловленное использованием разных моделей, невелико и находится в пределах точности приближений, заложенных в расчет. Поэтому основные усилия в настоящее время необходимо тратить не на уточнение существующих моделей спектров частот, а на выяснение влияния температурной зависимости, когерентных эффектов и других физических факторов, выходящих за рамки некогерентного гауссовского приближения и использования динамических моделей, основанных на пренебрежении ангармонизмом колебаний атомов и неидеальностью кристаллической решетки.

К сожалению, для бериллия на сегодня нет, как указывалось, данных по температурной зависимости спектра частот. Кроме этого, отсутствуют данные по температурной зависимости д.д.с. и закона рассеяния для бериллия.

В связи с данным обстоятельством роль температурной зависимости спектра частот оценивалась на примере гидрида циркония.

б) гидрид циркония

Для гидрида циркония в рамках принятой феноменологической модели [22] исследовалась роль следующих факторов: влияние веса акустических колебаний P_{ac} , дебаевской границы δ_d , различие расчетов с этой моделью от расчетов с теоретическим спектром Слэгги [19], эффект температурной зависимости спектра частот.

Влияние "веса" на полное сечение неупругого рассеяния и средний косинус угла рассеяния наглядно иллюстрируют рис. [9-10].

В качестве примера влияния неопределенностей в параметрах спектра нормальных колебаний атомов гидрида циркония на реакторофизические характеристики рассчитывался гипотетический гетерогенный реактор с гидридциркониевым замедлителем с отношением ядер водорода к ядрум урана-235, равным 50. Для иллюстрации рассмотрим характерный спектр тепловых нейтронов в замедлителе. Влияние неопределенностей в положении, ширине и форме ("гауссиан", треугольник) оптического пика на этот спектр пренебрежимо мало. Несколько более заметно влияние положения границы акустических колебаний (рис. II). Наиболее сильное влияние оказывает вариация веса акустической части (рис. I2).

Оценка влияния веса акустических колебаний на такие реакторофизические функционалы, как эффективный коэффициент размножения и температурный коэффициент реактивности рассматриваемого реактора проводилась для трех различных весов: 1/360, 1/200, 1/90. При вариации веса от 1/360 до 1/200 и от 1/200 до 1/90 K_{eff} изменяется на +0,018% и +0,014% соответственно. А температурный коэффициент реактивности при нагревании замедлителя от комнатной температуры до 400°C при таких же вариациях веса изменяется на $+4 \cdot 10^{-5} \% C^{-1}$ и $3 \cdot 10^{-5} \% C^{-1}$ соответственно. Из рис. I3 видно,

что феноменологическая модель распределения частот колебаний атома гидрида циркония с параметрами $P_{\alpha} = \frac{1}{352}$, $E_g = 0,020$ эв, $\xi_{opt} = 0,136$ эв, $4\xi_{opt} = 0,020$ эв дает результаты расчета спектра нейtronов отличные от модели Слэгги [19]. Причем в области до нескольких десятков миллиэлектронвольт она дает более высокие значения, а в области энергий больших нескольких десятков миллиэлектронвольт - меньшие значения, чем рассчитанные по модели Слэгги.

Несколько более подробно остановимся на оценке эффекта температурной зависимости спектра частот. Эта оценка проводилась нами на основе расчетных спектров Слэгги [20] при температурах 300°K и 800°K , кратко обсужденных выше. Хотя как уже отмечалось, в экспериментах не наблюдается столь резкого сдвига частот с температурой, как вычисленный по модели Слэгги [20], имело смысл выяснить, что же дает в различных характеристиках столь сильно завышенная температурная зависимость, что дает оценку этого эффекта по максимуму. Рассмотрим влияние температурной зависимости спектра частот на д.д.с. Для этого было проведено два варианта расчетов д.д.с. при $E_0 = 0,180$ эв, $\theta = 5^{\circ}$ при $T = 300^{\circ}\text{K}$ и $T = 800^{\circ}\text{K}$. В первом варианте для расчета д.д.с. при обоих температурах использовался один и тот же спектр частот, вычисленный Слэгги для $T = 300^{\circ}\text{K}$. Во втором варианте д.д.с. при 800°K рассчитывалось по спектру частот, вычисленному Слэгги для $T = 600^{\circ}\text{K}$.

Как видно из рис.14, изменение д.д.с. с температурой, если спектр частот считать независящим от температуры, т.е. фактически использовать гармоническое приближение, приводит к некоторому увеличению неупругого д.д.с. При этом сечение рассеяния $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ изменяется (уменьшается) на 1%. Отличие же результатов расчета с учетом эффектов ангармонизма, как показывает рис.14, от неупругого д.д.с., расчетенного в гармоническом приближении, проявляется прежде всего в сдвиге частот оптического пика. Сечения упругого рассеяния изменяются при этом на 0,7%.

Влияние ангармонизма на полное сечение, средний косинус и т.д. иллюстрируется на рис. 15-16. Следует отметить, что если бы столь сильный сдвиг частот с температурой, как дает модель Слэгги, действительно имел место, он был бы заметен в экспериментальных данных даже на таких интегральных характеристиках как \bar{S}_3 и т.д.

Однако существующие экспериментальные данные не показывают таких сдвигов.

В этой связи сделаем следующее замечание: оценка температурной зависимости спектра частот гидрида циркония, сделанная Слэгги на основе развитой им модели в [20], не согласуется с существующими экспериментальными данными даже качественно (дает очень сильный сдвиг частот, а не объясняет уширения оптической полосы спектра частот с температурой), поэтому необходим тщательный анализ физических принципов модели Слэгги и сделанных на ее основе оценок температурной зависимости спектра частот гидрида циркония.

В и в о д и

Результаты, представленные выше, позволяют констатировать следующее:

1. Влияние существующих расхождений в данных по спектрам частот замедлителей и неточностей его определения (расщепления, небольшого изменения формы) для одноатомных "идеальных" кристаллов типа берилля, имеющихся для комнатной температуры, слабо сказывается в большинстве практически интересных случаев реакторной физики. В связи с этим можно сказать, что точности современных методик и установок (например, типа ДИН-ИМ) вполне достаточно для определения особенностей динамических моделей замедлителей с целью использования их в расчетах реакторов.
2. Сложнее обстоит дело с расхождениями в данных по спектрам колебаний неупорядоченных материалов, таких, например, как гидриды металлов. Влияние существующих здесь в настоящее время неопределенностей даже для комнатной температуры оказывается существенным.
3. В настоящее время основное внимание необходимо обратить на исследование температурной зависимости спектров частот и сечений рассеяния, изучению влияния фазовых переходов на спектры частот и сечения рассеяния.
4. Необходимо провести оценку когерентных эффектов, роли немодельности кристаллических решеток, а также методических ошибок (многократного рассеяния и разрешения) содержащихся в экспериментальных данных по д.д.с. и законам рассеяния, поскольку имеются области, где существующие расхождения между некогерентным приближением и измеренными законами рассеяния невозможно объяснить неточностью знания спектра колебаний.

5. Проведенный в настоящей работе анализ показывает, что сущими чувствительными к динамическим особенностям являются дважды дифференциальные сечения, в то же время полные сечения расеяния служат интегральным критерием точности оцененной динамической модели.

6. Представляет интерес провести оценку влияния расхождений в данных, необходимых для расчета характеристик рассеяния, для жидкостей (например, неопределенности коэффициента самодиффузии атомов водорода в воде).

В заключение авторы выражают благодарность Глазкову Ю.Ю., Раскачу Ф.П., Семенову В.А. и Новикову А.Г. за участие в обсуждении рассмотренных в данной работе вопросов, а также Глуховой Г.Г. за помощь в технической работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Турчин В.Ф. Медленные нейтроны. М., Атомиздат, 1963.
2. JAERI 1181, Evaluation of Thermal Neutron Scattering Cross Sections for Reactor Moderators. 1969.
3. Hiroyuki Kadotani, Journal of the Atomic Energy Society of Japan, v.13, №.6, 1971.
4. Спектры медленных нейtronов.. М., Атомиздат, 1971.
5. Глезер В. Изучение закона рассеяния для замедлителей.
(См. п.4).
6. Ядерные данные для реакторов. М., Атомиздат, 1972, в.4,
ч.1.
7. Нозик В.З. Диссертация. ИТЭФ, 1970.
8. Sinclair R.N. In: Inelastic Scattering of Neutrons in Solids and Liquids. Vol.2, Vienna, IAEA, p.199, 1963.
9. D.I.Page, B.C.Haywood. AERE-R-5778, 1968.
10. Young J.A., Koppel J.U. Nucl.Sci. and Eng., 19, 412, 1964.
11. Raubenheimer L.J., Gilat G. Phys.Rev., 157, 586, 1967.
12. Thaper C.L., Rao K.R., Roy A.P. In: Proc.Nucl. Phys. and Solid State Phys. Symp., Bombay, vol.14c, S1, p.289-292, 1972.
13. Trott A.J., Heald P.T. Phys.Status solidi (b), 46, №.1, 361-368, 1971.

14. Egelstaff P.A. In: Inelastic Scattering of Neutrons. Proceedings of a Symposium, Vienna, IAEA, p.25, 1961.
15. Schmunk R.E. et al. Phys.Rev., 128, 562, 1962.
16. De Wames R.E. et al. Phys.Rev., 138, A717, 1965.
17. Couch J.G. et al. Phys.Rev. B:, v.4, No.8, 2675, 1971.
18. Парфенов В.А. Труды Физико-энергетического института. М., Атомиздат, 1974, с.149.
19. Slaggie E.L. J.Phys.Chem.Solids, v.29, 923-934, 1968.
20. Slaggie E.L. Phys.Rev., B, v.2, No.6, 2230, 1970.
21. Турчин В.Ф. "Атомная энергия", 1965, 428, 5.
22. Бейтер Дж., Нейл Дж. В сб.: "Спектры медленных нейтронов". М., Атомиздат, 1971, с.179.

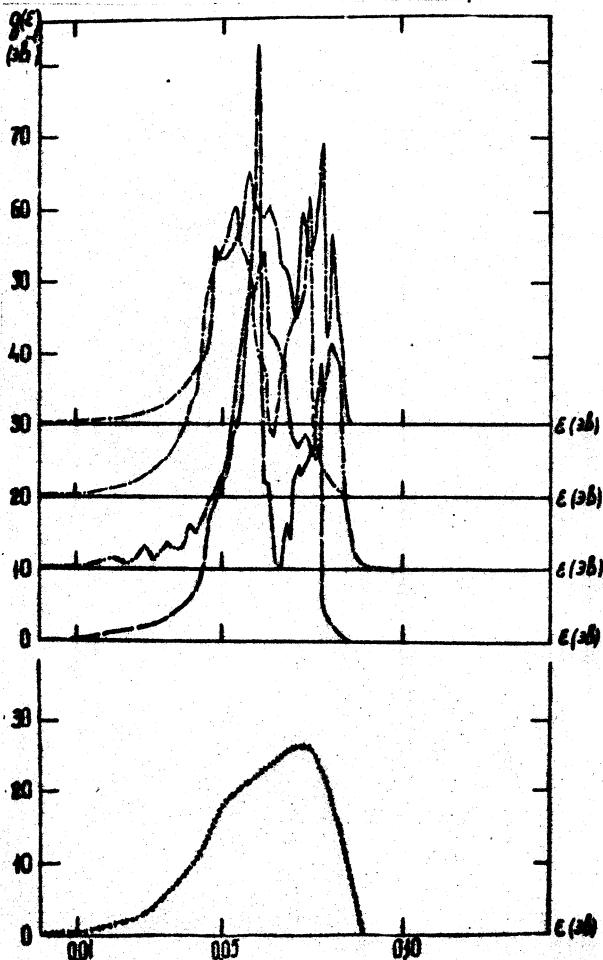


Рис. I. Существующие данные по спектру частот колебаний атома берилля.

- - - - Раубенхайнер-Гилат [11],
- - - - Янг-Коппель [10],
- - - - Тротт-Хеадд [13],
- - - - Тхалер и др. [12],
- - - - Синклер [8].

Все спектры частот аппроксимированы кусочно-линейной функцией и отнормированы на единицу.

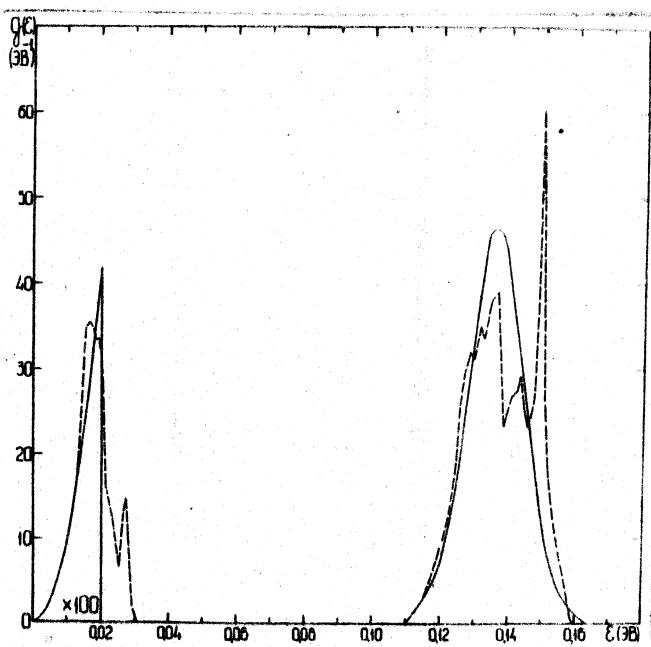


Рис.2. Спектр частот гидрида циркония при $T=300^{\circ}\text{K}$

— феноменологическая модель,
 $P_{\text{ac}} = 1/360,$

--- модель Слэгги [19].
 Спектры частот отнормированы на единицу. Спектр
 Слэгги аппроксимирован кусочно-линейной функцией.

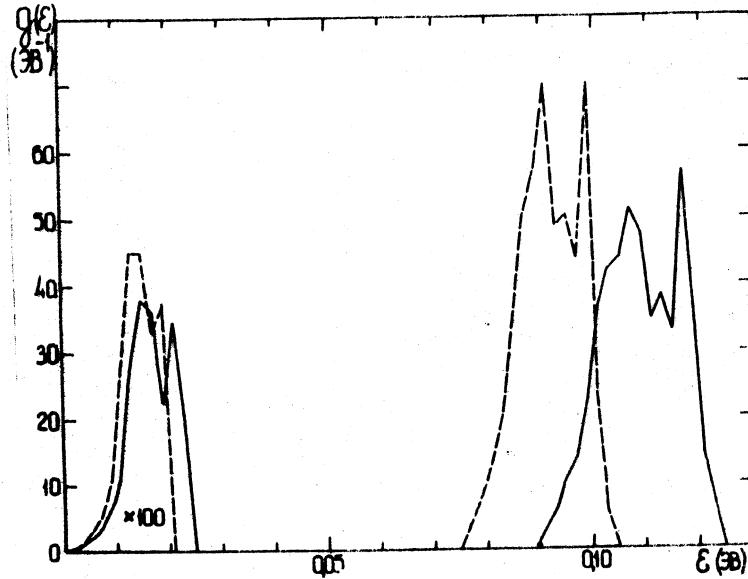


Рис.3. Температурная зависимость спектра частот
гидрида циркония по Слэгги [20].
— $T=300^{\circ}\text{K}$,

— — $T=800^{\circ}\text{K}$
Спектры аппроксимированы кусочно-линейной функцией и отнормированы на единицу, причем для обоих спектров

$$P_{ac} = 1/242.$$

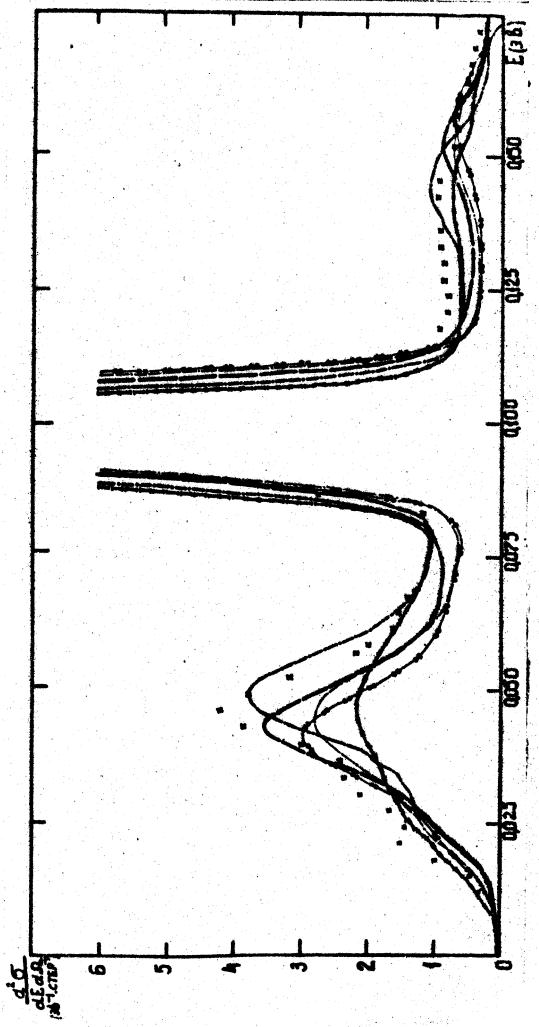


Рис.4. Влияние моделей на расчет двойного-дифференциального сечения рассеяния для бериллия при $E_0=0,100$ эв.

$\theta = 107^{\circ}21'$

- эксперимент [15].
- Paydenheimer-Гильд [3].
- Jan-Koppelman [10].
- Doert-Zeevat [3].
- Тепнер [1].
- Тепнер II [2].
- Смиттер [6].

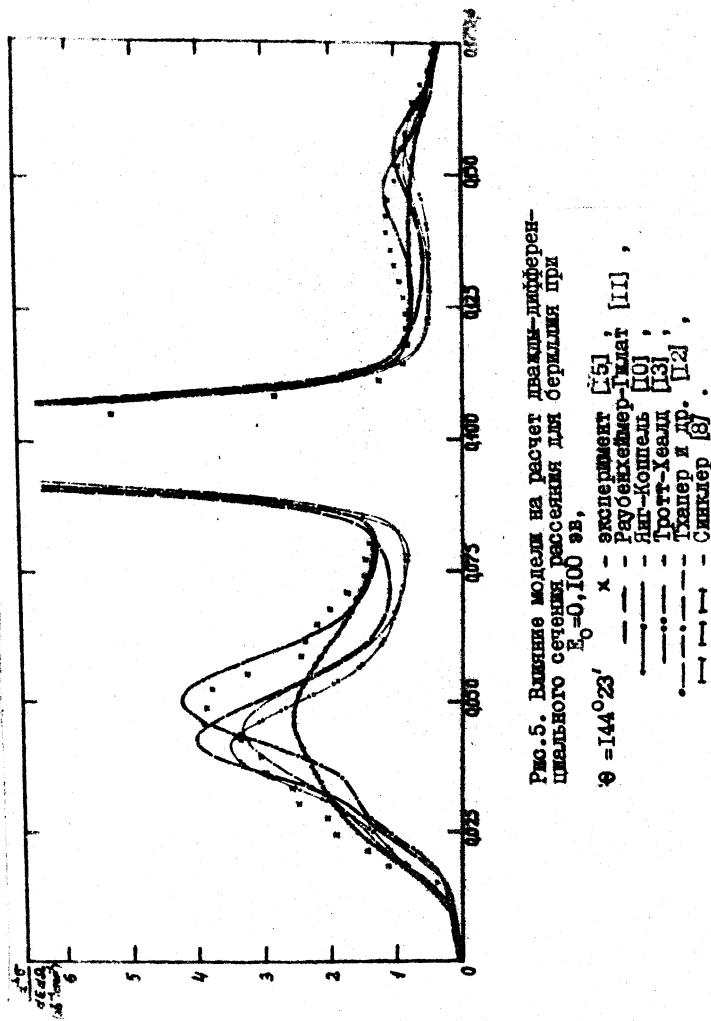


Рис.5. Влияние моделей на расчет дифракционно-дифференциального сечения рассеяния для бетрона при $E_0=0,100$ эв.

$\Theta = 144^{\circ} 23'$

- x — эксперимент [5]
- — — — — Равенхеклер-Линд [5]
- — — — — Янг-Коппель [10]
- · · · · — Братт-Кеслер [13]
- · · · · — Гаммел и др. [12]
- — — — — Слепнев [8]

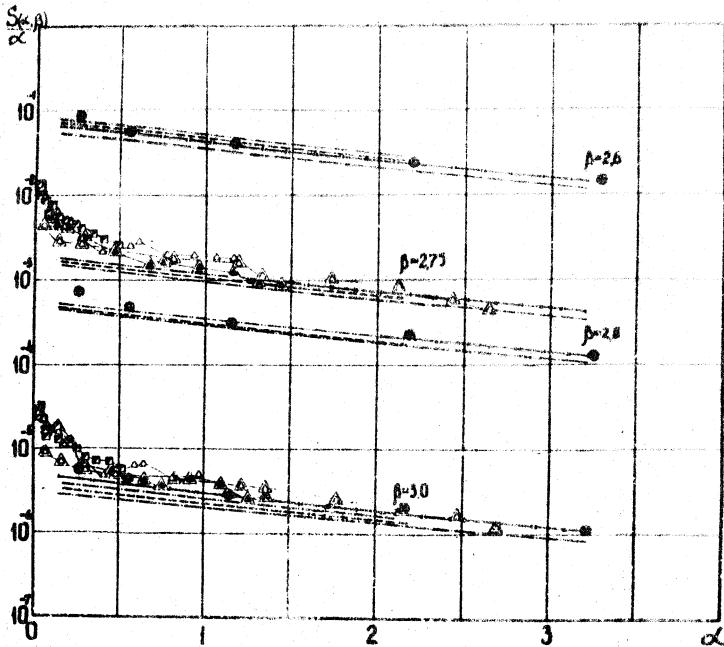


Рис.6. Закон рассеяния для бериллия при комнатной температуре.
Б истинном положении изображены данные для $P=2,6$,
остальные сдвинуты вниз на соответствующее число
декад.

- Глазков Ю.Ю. и др. [6] ;
- Шмунк Р.Е. и др. [15] ;
- $\Delta, P, E_0 = 0,035 \text{ эв}$
- $\Delta, P, E_0 = 0,122 \text{ эв}$
- } Сниклер Р.Н. [8]

Обозначения расчетных кривых такие же, как на
рис. 5.

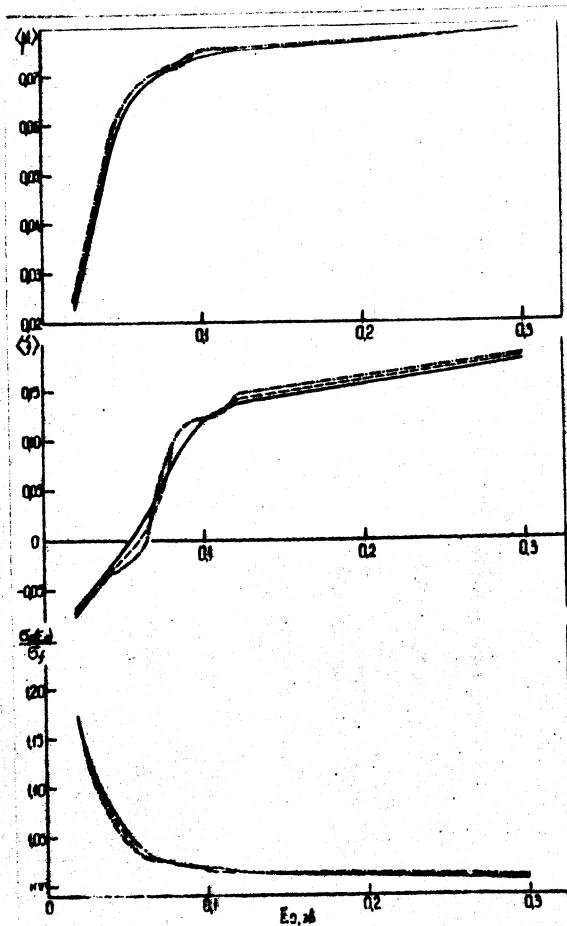


Рис. 7. Влияние модели спектра частот на интегральные характеристики рассеяния для берилля при комнатной температуре (нагревающее приближение).

— модель Яглого-Копшеля [10] .
 - - - модель Тротта-Хеадса [11] .
 — модель Симиклера [8] .

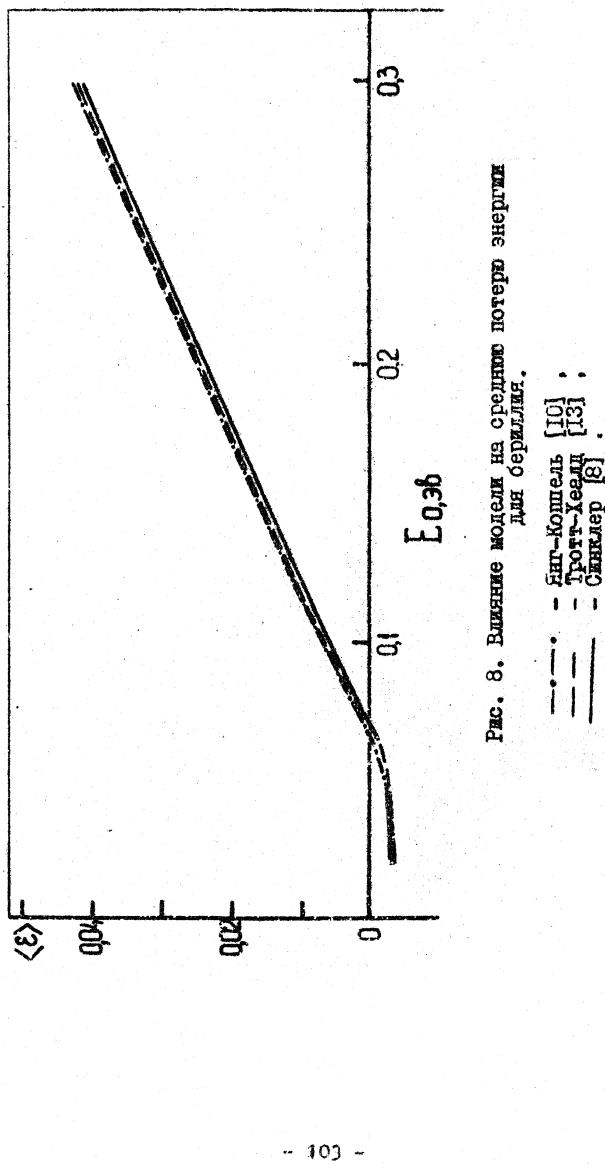


Рис. 8. Влияние моделей на среднюю потерю энергии
для серийных.

— Бинг-Коппель [10];
— Трот-Чевел [13];
- - Синклер [8].

Ginel

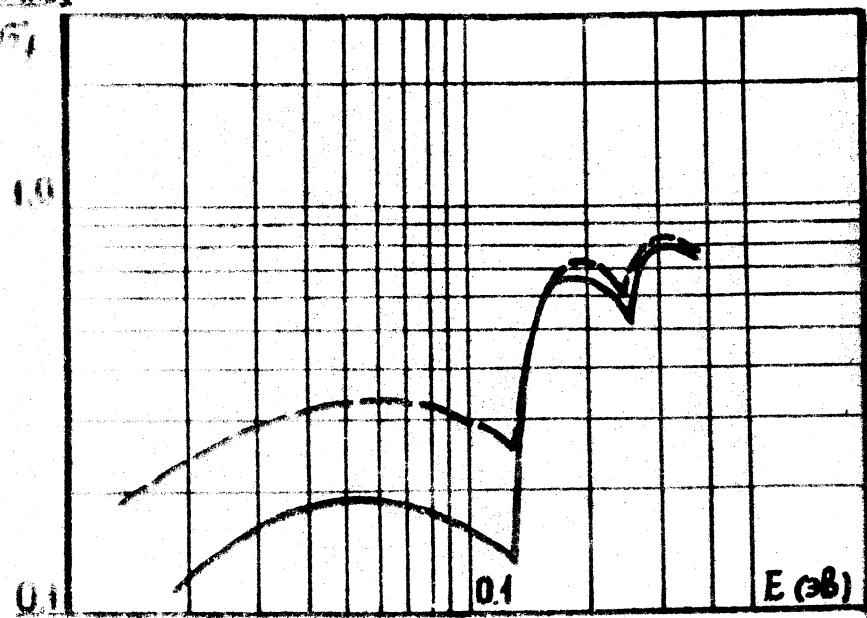


Рис.9. Влияние "веса" акустической части спектра частот на полное сечение неупругого рассеяния гидрила циркония.

— · — $P_{ac} = 1/180,$

— — $P_{ac} = 1/360.$

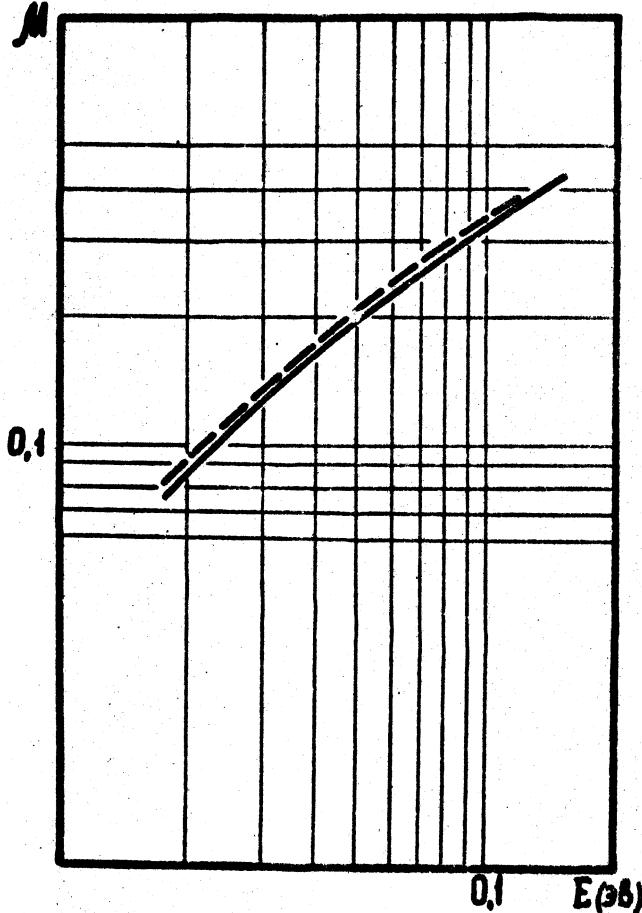


Рис. 10. Влияние "веса" акустической части спектра частот на средний косинус угла рассеяния гидрида циркония.

— $P_{ac} = 1/180$.

— $P_{ac} = 1/360$.

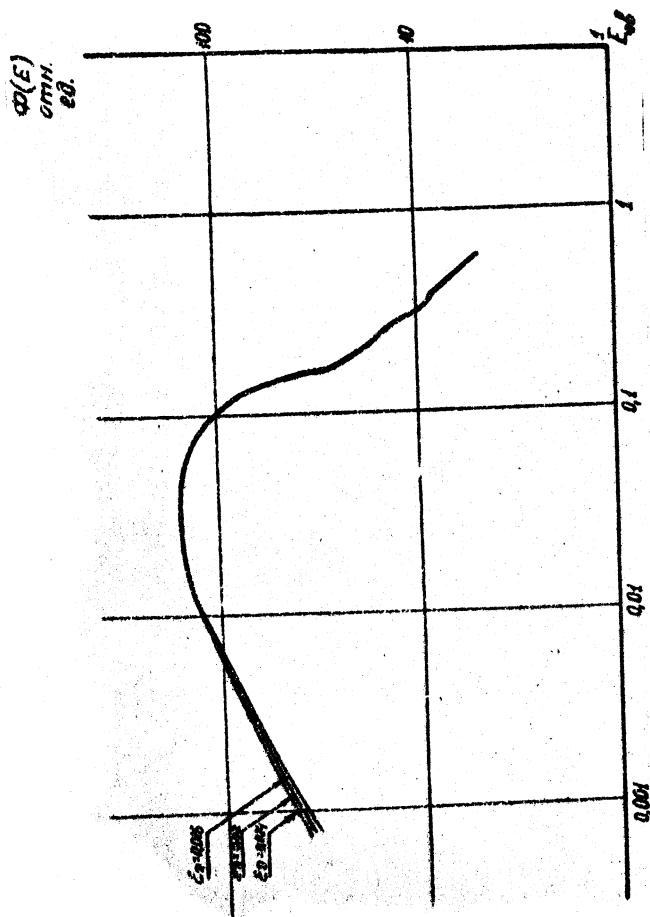


Рис. II. Влияние дебаевской границы ϵ_9
на спектр нейтронов в гидриде-циркониевом
замедлителе.

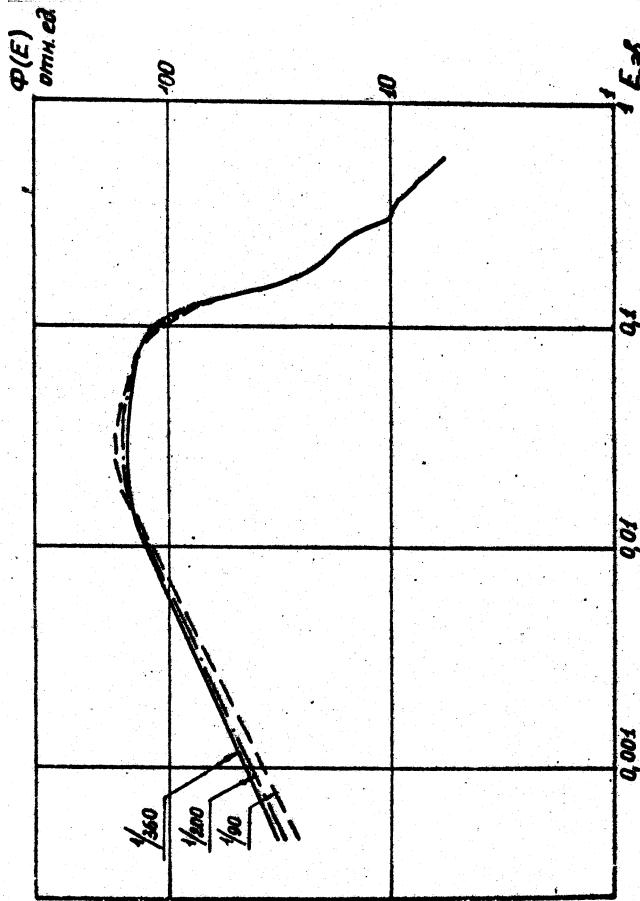


Рис.12. Влияние "веса" акустической части спектра колесный на спектр нейтронов в газо-циркониевом замедлителе.

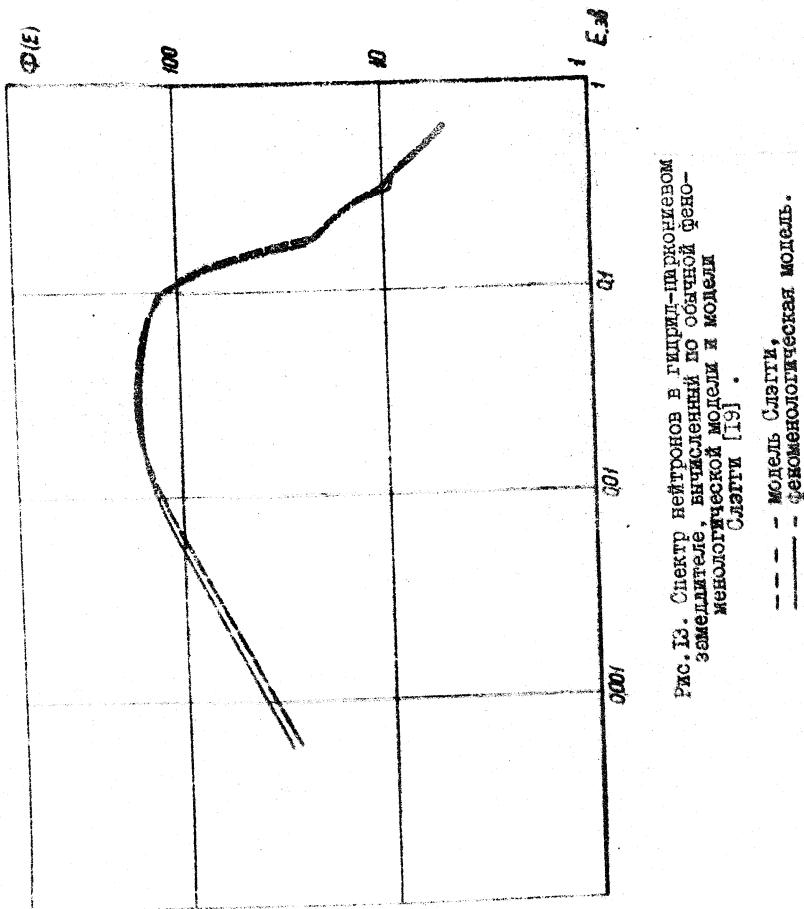


Рис. 3. Спектр нейтронов в гипсил-пиромолибдатном земеделии, вычисленный по обычной феноменологической модели и модели Слатки [19].

— — — Модель Слатки,
— — — феноменологическая модель.

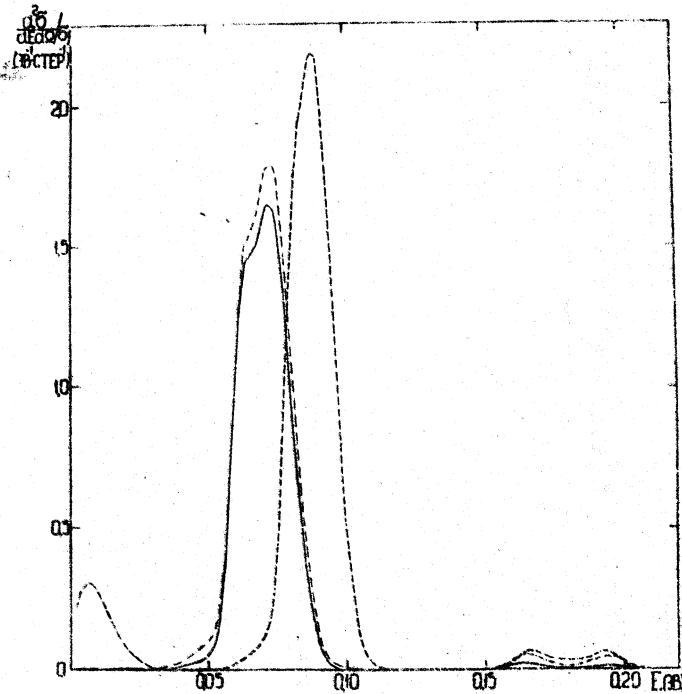


Рис. 14. Дважды дифференциальные сечения гидрида
нейтрона при $T = 300^{\circ}\text{K}$ и $T = 800^{\circ}\text{K}$, вычисленные
по моделью Слагга [20].

— $T = 300^{\circ}\text{K}$, спектр для $T = 300^{\circ}\text{K}$,
 - - - $T = 800^{\circ}\text{K}$, спектр для $T = 300^{\circ}\text{K}$,
 - - - $T = 800^{\circ}\text{K}$, спектр для $T = 800^{\circ}\text{K}$.

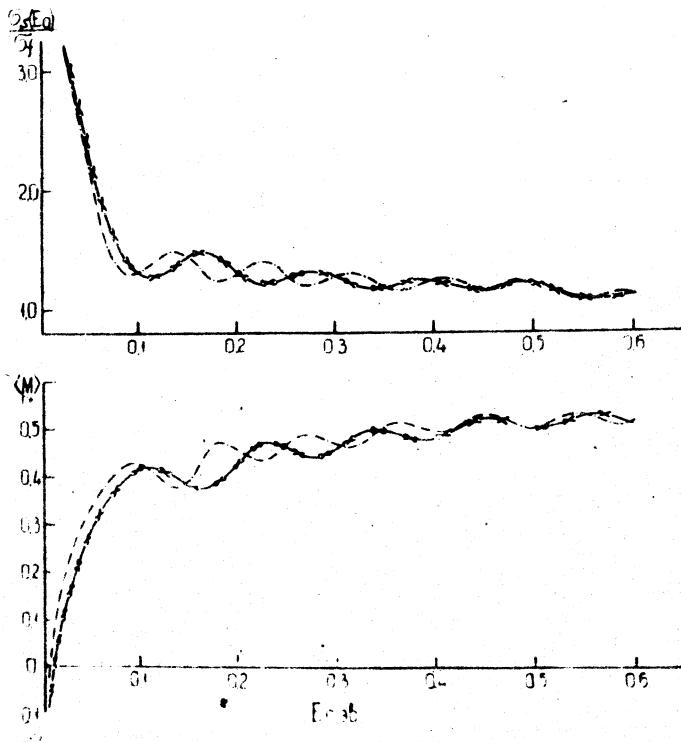


Рис. 15. Влияние температурной зависимости спектра частот гидрида циркония по Слагги [20] на полное сечение рассеяния и средний косинус угла рассеяния при $T = 800^{\circ}\text{K}$.

— x — расчет со спектром частот для $T = 300^{\circ}\text{K}$,
— - - расчет со спектром частот для $T = 800^{\circ}\text{K}$.

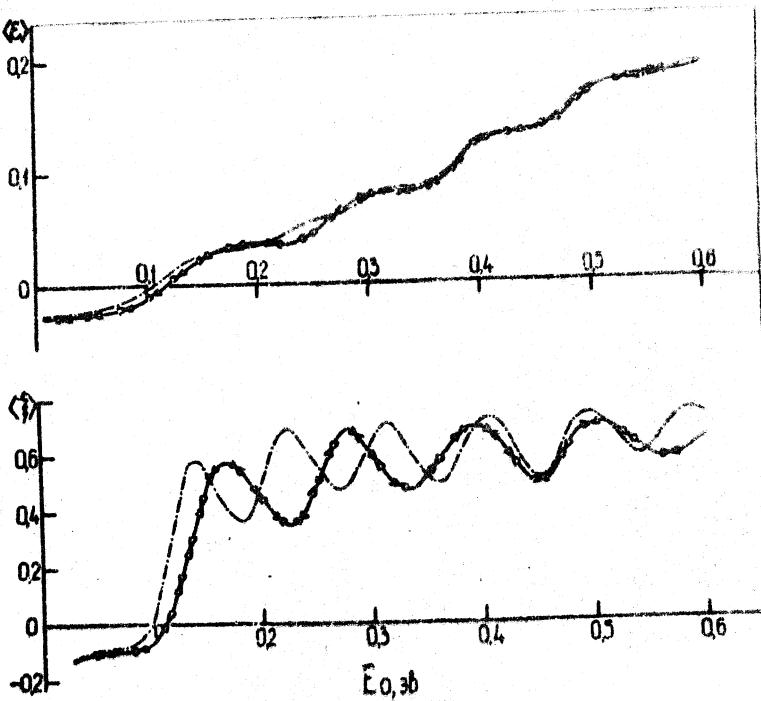


Рис. 16. Влияние температурной зависимости спектра частот гидрида циркония по Слейтсу [20], на среднюю и среднюю логарифмическую потерю энергии при рассеянии для $T = 800^{\circ}\text{K}$.

—x— расчет со спектром частот для $T=300^{\circ}\text{K}$,
—·— расчет со спектром частот для $T=800^{\circ}\text{K}$.

ТЕНДЕНЦИИ В ОЦЕНКАХ ПАРАМЕТРОВ КРИТИЧНОСТИ И ВОСПРОИЗВОДСТВА ПЕРСПЕКТИВНОГО БРИДЕРА

(Анализ интегральных данных на больших плутониевых критсборках)

А.И.Воропаев, А.А.Ваньков, Б.В.Колосков, М.Ф.Троинов

Abstract - Аннотация

TENDENCY IN EVALUATION OF CRITICALITY AND BREEDING RATIO FOR A LARGE REACTOR. The experimental data concerned the criticality and the reaction rate ratios for the assemblies ZPR-6 (6A and 7) are analized. As a result of a experiment-to-calculation comparison the evaluations of the criticality and the breeding ratio for a large reactor are made.

ТЕНДЕНЦИИ В ОЦЕНКАХ ПАРАМЕТРОВ КРИТИЧНОСТИ И ВОСПРОИЗВОДСТВА ПЕРСПЕКТИВНОГО БРИДЕРА. В работе анализируются экспериментальные данные по критичности и отношениям средних сечений для сборок ZPR-6 , (6A,7) и ZPPR-2. На основе расчетно-экспериментального сравнения делаются оценки параметров критичности и воспроизведения перспективного бридера.

Введение

Примерно до 1968 года в разных странах исследовалась главным образом критические сборки с ^{235}U . Результаты этих исследований учитывались при создании национальных систем ядерно-физических констант, таких как БНАБ-70 (СССР), РСЛ-4 (Англия), ENDF/B-II (США), KFK-SNEAK (ФРГ), CADARACHE-2 (Франция). Надо сказать, что на рубеже 60+70-х годов в ряде лабораторий (в США - стенды ZPR , ZPPR , в Англии ZEBRA , VERA , во Франции - MASURCA) были реализованы некоторые этапы экспериментальных программ с небольшим количеством плутония (вставки с $K_{\infty} = 1$ или сборки типа ZPR -3-48). На Лондонской конференции по физике быстрых реакторов в 1969 г. [1] были представлены английские и французские работы по корректировке констант с учетом первых результатов "плутониевой программы". Одна из главных идей этой программы состояла в уточнении величины Δ для

Pu^{239} , исходя из анализа нейтронного баланса на основе данных по критичности и отношениям средних сечений. В таких системах констант как $ENDF/B\text{II}$ и БНАБ-70 данные по плутониевым сборкам (исключая ранее исследованные малые системы) явным образом учтены не были. Можно было ожидать, что эти и другие системы констант не обеспечивали хорошего описания основных физических характеристик больших плутониевых бридеров. Такое опасение отнель не снималось тем фактом, что результаты расчетов "стандартного реактора" по различным системам констант оказались не сильно различающимися [2]. (Скорее, это говорило об общности заложенной в этих системах информации о ядерных данных). И действительно, расчет нескольких плутониевых сборок ZPR -III (сборки 48, 49, 50, 54, 56 В) с относительно малым количеством плутония с использованием констант $ENDF/B$ -II дал систематическое занижение Кэф на $\sim 3\%$ [3, 4]. В особенности тщательно была проанализирована сборка ZPR -III-48 (~ 370 кг плутония), явившаяся предметом международного сравнения расчетов [5].

Начиная с 1971 г. из *ANL* (Аргонской Национальной лаборатории) начала поступать информация по критическим сборкам с большим количеством (~ 1000 кг) плутония: ZPR -6-7, $ZPPR$ -2. Общее представление о целях исследования и направлениях экспериментальных работ на этих сборках можно получить из работ [6 + 23].

Детали экспериментов и расчетных схем были опубликованы лишь в 1973/74 г.г. После этого стала возможным тестировка расчетов на основе произвольной системы констант с целью проверить надежность предсказания основных характеристик больших плутониевых бридеров (Кэф, КВ). Так, для сборки ZPR -6-7 (модели демонстрационного бридера) значение Кэф, рассчитанное на системе констант $ENDF/B$ -II, оказалось меньше единицы на $\sim 4\%$. Новые интегральные данные по критичности, отношениям средних сечений и др. позволили перейти в США к улучшенной версии констант $ENDF/B$ -III (1972 г.). В ней в первую очередь были пересмотрены константы изотопов Pu^{239} , U^{235} ,

U^{238} . В результате было получено описание критичности плутониевых сборок с точностью $\sim 1\%$ [24]. Как следствие произведенной корректировки констант расчетное значение КВ (коэф-

фактора воспроизведения) при переходе от 2-ой к 3-ей версии ENDF/B упало на ~ 6,4% (при значении 1,45 для упрощенной модели брилера) [25]. *) Основное изменение претерпели оценки сечений σ_f , σ_c для Pu^{239} и U^{238} . Интересно отметить, что интегральная величина α (Pu^{239}) при этом переходе изменилась мало: основное изменение её ~ 15% произошло при переходе от 1-ой ко 2-ой версии.

Имеется необходимость проверить, насколько хорошо эксперименты с плутониевыми сборками описываются системой констант БНАР-70. Выявить наиболее вероятные тенденции в изменениях коэффициентов БНАР-70 с целью описания интегральных данных для больших плутониевых систем – одна из целей настоящей работы. Другая цель – произвести предварительную оценку параметров критичности и воспроизведения с учетом указанных интегральных данных. Наконец, самостоятельной целью является компилляция, критический отбор и рекомендации по оценкам самих интегральных данных.

Гл. I. Оценка экспериментов на сборках

ZPR -6-6A, ZPR -6-7, ZPPR -2

§ I. Что такое оцененные данные

В настоящее время общепризнано, что единственный путь практического достижения требуемых точностей расчета реакторов – использование интегральных данных. Не случайно больше половины средств, отведенных в США (видимо, и в других странах) для развития реакторной физики, "съедается" интегральными экспериментами [26]. На наш взгляд, утверждение о решающей роли интегральных экспериментов справедливо не только потому, что для поднятия точности микроскопического эксперимента в несколько раз требуютсяереальные затраты. Другая причина состоит в том, что расчетные методы сами по себе не точны (в частности,

*) По сравнению с 1-ой версией ENDF/B (1970 г.) уменьшение К9 составило еще большую величину ~ 9% [25, 26]. Результаты тестировок 3-й версии обсуждаются, например, в [27].

групповой подход), и поэтому групповые константы призваны на некотором уровне компенсировать погрешности ядерных данных и расчетного метода. Вероятно, этот эффект наблюдается уже сейчас. Например, по данным [29], различие систем констант *KEDAK* и *ENDF/B* должно привести к различию в Кэф несколько процентов (оценка по теории возмущений), тогда как действительная точность предсказания Кэф в рамках обоих систем со своими расчетными комплексами существенно выше. Показательно в этом же плане влияние способа (линейного, билинейного) усреднения групповых констант при расчетах коэффициентов реактивности. Значительна погрешность, связанная с современными способами подготовки групповых констант исходя из файла микроданных ($\sim 0,5\%$ в Кэф), причем утверждается, что далеко не все систематические погрешности расчетного метода оценены [30]. В работе [31] автор приводит любопытный результат: строгий учет гетерогенности в резонансной области энергии может дать среднегрупповое сечение поглощения для U^{238} , на 50% меньшее по сравнению с обычным методом с использованием теоремы эквивалентности и вероятности соударений. Существует также проблема расчета пространственно-энергетических распределений. Эти примеры говорят о том, что требование адекватности условий эксперимента и расчета в анализе интегральных данных строго никогда не выполняется. Установить соотношение константной и методической погрешности расчета удается лишь в простейших случаях, далеко не исчерпывающих задачи проектного расчета. Поэтому соответствующая "подгонка" (корректировка) групповых констант всегда до некоторой степени нефизична, т.е. носит формально-математический или фиктивный характер. Тем не менее, её результат должен достигать цели - улучшать описание определенного набора величин для определенного класса реакторов. Руководствуясь приведенными соображениями, можно высказать требования, которым должны удовлетворять так называемые оцененные интегральные данные. А) Должна быть проанализирована и учтена в ковариационной матрице эксперимента погрешность всевозможных поправок, которые должны обеспечить (в идеале) адекватность эксперимента и расчета; Б) Должна быть показана непротиворечивость эксперимента и

расчета (результатирующая погрешность расхождения, учитывающая погрешность измерений и расчета ^{*)}, сравнима с самим расхождением). В частности, это значит, что выбрана реалистическая модель погрешности групповых констант. В) Очевидно, оценка должна основываться на надежном экспериментальном материале (дублирование методик, воспроизводимость результатов в разных лабораториях). В терминах статистического подхода корректировки или "переноса" [32] эти требования сводятся к обоснованию ковариационных матриц эксперимента и групповых констант. Если обнаруживается противоречивость эксперимента и расчета, то использование интегральных данных для улучшения точности предсказания реакторных характеристик не законно до устранения противоречий.

В настоящей работе не ставится задача теоретического исследования проблемы адекватности (погрешностей группового подхода, учета эффекта гетерогенности и т.д.). Оценки компонент погрешности получены на основе результатов опубликованных работ различных авторов. При этом важным фактором мы считали не только наличие результатов, но и подробность в изложении того, как они были получены.

§ 2. Оценка информативности экспериментов

Как отмечалось, цель настоящей работы ограничивалась задачей предсказания параметров критичности и воспроизведения перспективного бридера. В работе [33] показано, что хотя главный источник неопределенности КВ связан с величиной α , набор интегральных величин, содержащий Кэф и отношения средних сечений, в первую очередь C^8/f^9 ^{**)}, характеризуется высокой информативностью относительно КВ (коэффициента воспроизведения), а также КВА (коэффициента воспроизведения активной зоны). Иначе говоря, измерение критичности и C^8/f^9 может интерпретироваться, как косвенное измерение величины α . В работе [33] рассматривался оксидный бридер (сферическая модель).

^{*)} Включая погрешность ядерных данных.

^{**) Обозначения общепринятые: индексы 5, 8, 9 относятся к изотопам U^{235} , U^{238} , Po^{239} .}

объемом активной зоны 5 м^3 . Были получены оценки погрешностей и информативностей (для разных способов компенсации реактивности). Так, при компенсирующей вариации обогащения оценки константной составляющей погрешности КВ и КВА составляют $\pm 0,08$ и $\pm 0,06$ соответственно (при значении КВ = 1,39). После учета измерений критичности и величины

C^2/f^9 (в центре активной зоны) при точности измерения последней $\pm 4\%$ погрешности КВ и КВА оказываются примерно равными $\pm 0,04$. Таким образом, когда надежных измерений интегральной величины α нет, первоочередной интерес представляет оценка результатов измерения критического параметра и "спектрального индекса" C^2/f^9 . Включение в анализ других "спектральных индексов" приводит к дополнительному повышению точности предсказания КВ и КВА. Представляло интерес также проведение параллельного анализа одних и тех же данных как для плутониевой, так и для урановой сборки. Именно такими соображениями руководствовались авторы при отборе экспериментального материала.

§ 3. Описание сборок

Исследования на рассматриваемых ниже сборках Аргонской лаборатории (*ANL*), являются частью программы по американскому проекту быстрого демонстрационного реактора. Основные параметры сборок приведены в таблице I.

Сборки 6A и 7 на стенде *ZPR*-6 - простые по геометрии, с отношением размеров активной зоны (геометрическим фактором) $H/D \sim 1$. Составы активной зоны близки к составам промышленного реактора с урановым (сб.6A) и плутониевым (сб.7) топливом. Основными компонентами экрана сборки являлись обедненный уран и сталь. Степень гетерогенности в обоих сборках одинакова (см. рис. I). В литературе содержится достаточная информация, необходимая для расчета гетерогенных эффектов, однако её представление не входило в задачу данной работы.

Сборка *ZPPR*-2 является двухзонной моделью. В ней имеется две подзоны равного объема в активной зоне, внутренняя идентична по композиции ячейки и составу активной зоне *ZPR*-6-7, внешняя содержит повышенную (на 50%) концентрацию плутония. Геометрический фактор $H/D \sim 0,5$. Ячейки экрана содержат

помимо обедненного урана U_3O_8 и стали, также натрий, частично в соединении Na_2CO_3 .

Сборка $ZPPR-2$ является более близкой моделью для изучения критичности, промышленного реактора, однако измерения на ней отношений средних сечений в центре активной зоны практически дублируют аналогичные измерения на $ZPR-6-7$ и интересны с точки зрения воспроизводимости результатов и параллельного анализа эффектов гетерогенности, выполненного различными группами исследователей.

Таблица I

Основные параметры сборок

Сборка	$ZPR-6-6A$	$ZPR-6-7$	$ZPPR-2$
Горючее	уран-235	плутоний	плутоний
Форма горючего	окись *)	окись *)	окись *)
Геометрия активной зоны	одна зона	одна зона	две зоны
Объемные доли:			
топливо	0,33	0,33	0,32
натрий	0,42	0,42	0,40
сталь	0,20	0,20	0,19
пустота	0,05	0,05	0,09
Обогащение	16,5%	13,2%	13,2% 19,4%
Экран	Обедненный уран		окись урана Na
Н. а.з/Д. а.з	0,84	0,95	0,50
Н. а.з [см]	152,6	152,6	91,6
У. а.з [м]	4000	3100	3390
Крит. загрузка [кт]			
$U-235$	1794	15	11
$Pu-239$	-	1108	1022

*) Плотность 85% от теоретической ($\rho = 9,32 \text{ г}/\text{см}^3$)

I/4 U_3O_8	I/2 Na	I/8 Fe_2O_3	I/8 $U-Mo$	I/16 U^5	I/8 U^8	I/8 Fe_2O_3	I/2 Na	I/4 U_3O_8
-----------------	-------------	------------------	---------------	---------------	--------------	------------------	-------------	-----------------

ZPR-6-6A

I/4 U_3O_8	I/2 Na	I/8 Fe_2O_3	I/4 $Pu-U-Mo$	I/8 Fe_2O_3	I-2 Na	I/4 U_3O_8
-----------------	-------------	------------------	------------------	------------------	-------------	-----------------

ZPR-6-7

Примечание . Размеры указаны в дюймах. Топливные материалы (обогащенный уран, $Pu-U-Mo$) Na_2O , натрий имеют покрытие $\sim 0,4$ мм из нержавеющей стали.

Рис. I. Геометрия ячеек сборок.

Таблица 3

Изотопный состав материала в сборках

материалы	U^{234}	U^{235}	U^{236}	U^{238}	U^{239}	U^{240}	U^{241}
Обогащенный уран	0,9%	93%	0,4%	5,5%			
Обедненный уран	$\sim 1 \cdot 10^{-3}\%$	0,21%	$5 \cdot 10^{-3}\%$	99,8%			
Плутоний *)					87,0%	11,5%	1,5%

*) $Pu-U-Mo = 69,5/28/2,5$ (весовых)

Таблица 2

Размеры и количество материала в сборке
 $ZPR - 6-7$

материал	размеры (дюймы)	Количество (штук)			
		центр. часть а.з.	перефрия а.з.	Торцевой акран	Боков. акран
$R-U-Mo$	I/4 x 2 x 4	-	I909	-	-
	I/4 x 2 x 5	732	659	-	-
	I/4 x 2 x 6	-	733	-	-
	I/4 x 2 x 7	-	I365	-	-
	I/4 x 2 x 8	-	I454	-	-
Обеднен- ный уран	I/16 x 2 x 3	-	-	-	-
	I/8 x 2 x 2	-	-	9226	-
	I/8 x 2 x 3	-	-	II52	-
	I x I x I	-	-	400	-
	2 x 2 x 2	-	-	I268	I330
	2 x 2 x 5	-	-	2636	I0640
$U_3 O_8$	I/4 x 2 x 2	3660	36540	-	-
Na	I/2 x 2 x 6	I220	-		
	I/2 x 2 x 7	-	4848		
	I/2 x 2 x 8	-	4848		
$Fe_2 O_3$	3/28 x 2 x 3	2440	200		
	I/8 x 2 x 2	-	7500		
	I/8 x 2 x 3	-	I9I60		

Таблица 3

Средние веса изотопов (грамм) в основных материалах

<i>Pu-U-Mo</i>	<i>Pu-238</i>	0,05
I/4 x 2 x 4	<i>Pu-239</i>	107,88
	<i>Pu-240</i>	14,39
	<i>Pu-241</i>	1,78
	<i>Pu-242</i>	0,21
 Обедненный уран I/8 x 2 x 2	 <i>U-234</i> <i>U-235</i> <i>U-236</i> <i>U-238</i>	 0,0015 0,315 0,0075 148,07
 Обогащенный уран I/16 x 2 x 2	 <i>U-234</i> <i>U-235</i> <i>U-236</i> <i>U-238</i>	 0,67 68,62 0,32 4,04
 Окись урана I/4 x 2 x 2	 <i>U-234</i> <i>U-235</i> <i>U-236</i> <i>U-238</i>	 0,0010 0,213 0,005 101,24 18,18
 <i>Na</i> I/2 x 2 x 6	 <i>Na</i> <i>Fe</i> <i>Ni</i> <i>Ci</i> <i>Mn</i>	 82,56 42,72 6,54 II,30 0,89

Следует отметить наличие машинизированной системы учета материалов на сборках для обеспечения оперативного планирования экспериментов на стендах ZPR -3, 6, 9 и $ZPPR$, расположенных на большом расстоянии друг от друга. Большое внимание уделено технологическим допускам химического и изотопного состава материалов и образцов. Необходимые для этого анализы проводятся независимо в 2-х или 3-х лабораториях и документируются в отчетах ANL . Например, в [34] представлены подробные данные по разбросу весов и размеров плутониевых элементов, наличию примесей и т.д. Наличие такой документации и паспортизации позволяет свести к минимуму погрешности ядерных концентраций, в частности, при интерпретации результатов измерений в плоской и стержневой композиции. Примером является также тот факт, что в центральной части сборок ZPR -6, 6A и 7 ($R_4 \sim R_{43/4}$) использовались топливные элементы, близкие друг к другу по весу и ядерным концентрациям (отбор по паспортным данным). В таблице 2, содержащей данные по размерам и количеству материалов в сборке 7, эта часть зоны обозначена как центральная часть а.з. Ядерные концентрации для периферии активной зоны определялись путем анализа паспортных данных для случайной выборки (~ 10%) использованных там блоков. В таблице 3, 3^a приведены данные по изотопному составу и средним весам изотопов основных материалов.

§ 4 Приведение к однородной цилиндрической расчетной модели

Для приведения экспериментальной загрузки к расчетной схеме в $R-Z$ геометрии исследовался ряд поправок, перечисленных ниже. Предполагается, что поправка на гетерогенность в крит-загрузке учитывается как независимая поправка в значение Коф, рассчитанной в гомогенной модели. Результаты измерений спектральных индексов приведены к условиям гомогенной модели расчетно-экспериментальным путем. Приведенные ниже данные по композиции сборок опираются в основном на работы [35 - 38], использовались также результаты из [39 - 41] и ряда других.

1. В сборке 6A во внешней части а.з. (активной зоны), использовались пластины из U^{235} большой толщины ($1/8$ дюйма) по сравнению с пластинами $1/16$ дюйма в основной части а.з.. Поправка, приводящая к условиям гетерогенности основной части а.з., находилась экстраполяцией экспериментального эффекта реактивности замещения пластин в секторе с углом 270° . Необходимая для оценки поправки разница в весах тех и других пластин бралась из паспортных данных. Система аварийной защиты имела тот же состав, что и состав активной зоны.

2. Поправка на положение органов регулирования производилась на основе измеренных градуировочных кривых.

3. Поправка на форму границ находилась путем "геометрического переноса", исходя из соотношений для произведения величин (вес пакета) \times (градиент реактивности) \times (разница радиусов). Использовалась расчетная кривая зависимости реактивности от радиуса с нормировкой на экспериментальные значения на краю активной зоны. При оценке поправки на $ZPPR - 2$ накладывалось требование сохранения равенства объемов подзон а.з.

4. Поправка на зазор в центре сборки находилась экстраполяцией экспериментальной зависимости реактивности от величины зазора.

5. Поправка на приведение к температуре 20°C делалась исходя из экспериментальной оценки температурного коэффициента реактивности.

6. Поправка на распад $\text{P}_{\text{T}}^{241}$ ($T_{1/2} = 13,2$ года) находилась на основе расчетно-экспериментальных оценок.

7. Поправка на источник нейтронов спонтанных делений оценивалась по положению органов регулирования на разных уровнях мощности.

Основные соотношения, использованные при введении поправок, приведены в таблице 4, величины поправок – в таблице 5. Результирующая из указанных поправок на всех рассматриваемых сборках не превышала по эффективности ~ 10 кг горючего на краю а.з.

Таблица 4

Основные соотношения, использованные при внесении поправок

Сборка	ZPR-6-6A	ZPR-6-7	ZPPR-2
$1\% \frac{\Delta K}{K}$	458 In (468) In	1034 In (958) In	930 In
$\frac{\Delta P}{\Delta m}$ при догрузке на край активной зоны	$2,3 \frac{In}{kg U^5}$	$10,4 \frac{In}{kg}$ горючего	$8,81 \frac{In}{kg}$ горючего

*.) In - "обратный час"

**) при условии сохранения равных объемов ЗМО и ЗБО.

Цифры в скобках — результат расчетов сборок, выполненных в ФРГ [42].

Таблица 5

Основные поправки к экспериментальной критзагрузке при приведении к цилиндрической (R, Z) модели с

$$K_{\text{эфф}} = 1$$

Поправка	ZPR-6-6A		ZPR-6-7		ZPPR-2	
	$\rho [In]$	масса горючего (кг)	$\rho [In]$	масса горючего (кг)	$\rho [In]$	масса горючего (кг)
1. Гетерогенность внешней части ячейки а.з.	86,9	37,8	~	-	-	-
2. Положение орган. регул.	-75,1	-32,7	-96,2	-9,2	-65,9	-7,5
3. Форма границ	-3,3	-1,4	-15,2	-1,5	-0,03 ^{**} 001 +0,04 ^{***} 001	
Результирующая поправка в кг горючего		+ 9,1		- 10,7		- 8,3

x) Включена разница в весах горючего +5,4 кг.

**) Поправка на границу ЗМО/ЗБО.

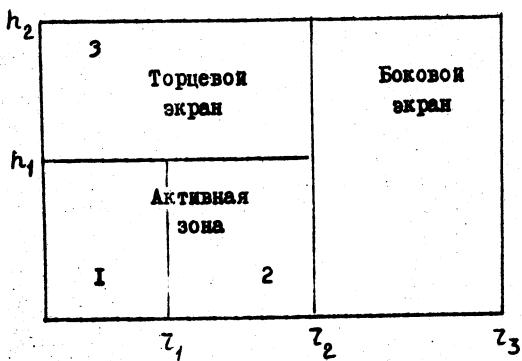
***) Поправка на границу ЗБО/экран.

§ 5. Расчетные схемы

После введения необходимых поправок были определены эффективные размеры и концентрации сборок для расчетных схем в (R, Z) - геометрии. Расчетные схемы приобрели статус рекомендации после их рассмотрения и утверждения в Национальной группе оценки (CSEWG). На рисунке 2 и в таблицах 6,7 представлены размеры и ядерные концентрации для расчета критсборок.

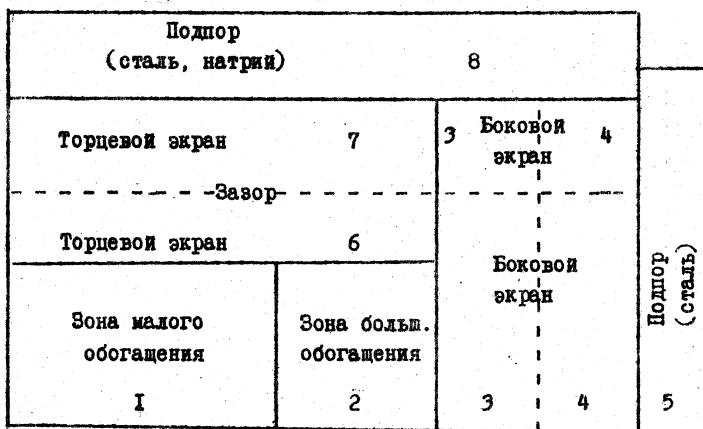
Многие параметры сборок 6A и 7 ($ZPR - 6$) могут быть достаточно точно интерпретированы в рамках одномерной (сферической) модели. Напомним, что геометрический параметр этих сборок $(H/D) \sim 1$. Процедура перехода к сферической модели производилась следующим образом. Производился расчет сборок по программе $\text{DFT} - 2\text{S}$ (двумерный диффузионный расчет) в ARC -системе (комплекс программ расчета реакторов) на основе библиотеки оцененных микроскопических данных $ENDF/B-1$ с подготовкой групповых констант на основе программы MC^2 . В рамках последней были образованы 27-групповые константы (после предварительной подготовки 780-групповой зависящей от композиции системы констант). Были сделаны некоторые упрощения: по сравнению с данными таблицы 6 по ядерным концентрациям полагалось, что состав активной зоны соответствует составу зоны I, ядра U^{234} и U^{236} "объединялись" с U^{238} , Pu^{242} - с Pu^{240} , Am^{241} - с Po^{241} , молибден в сборке 6A включался в железо. Размеры и ядерные концентрации экрана в сферической модели находились путем взвешивания статвесов бокового и торцевого экранов из (R, Z) - расчета. Радиус активной зоны находился в итерационном процессе по совпадению Кэф в одномерном и двумерном расчетах. Рекомендованные группой оценки размеры и ядерные концентрации сборок $ZPR - 6$, (6A и 7) для расчетов в сферической модели даны в таблицах 8 и 8^a.

В одной из последних работ [43] (1974 г.) рекомендуется для расчетов сборки $ZPR - 6-7$ в сферической модели несколько отличная от таблиц 8,8^a расчетная схема. Эффект гетерогенности в этом случае учтен в крит. размере а.з. Детали перехода от $R - Z$ геометрии к сферической модели в [43] не обсуждаются. Рекомендуемая схема представлена в таблице 8^b.



Сборка	ZPR-6-6A	ZPR-6-7
Размеры (см)		
z_1	24,34	24,34
z_2	91,34	24,34
z_3	119,95	113,64
h_1	76,28	76,28
h_2	110,50	110,55
Объем активной зоны (литр)	3999	3090
Заглушка (кг) U-235	1793,5	15,2
ρ_{u-239} , 241	-	1107,5

Рис.2 Рекомендуемые группой оценки расчетные схемы
сборок ZPR-6-6A и ZPR-6-7 в (R-Z)
геометрии.



τ_1	61,42	h_1	45,81
τ_2	91,10	h_2	58,51
τ_3	110,19	h_3	59,23
τ_4	129,25	h_4	87,17
τ_5	140,96	h_5	107,49 (99,87)*
		h_6	96,52
Загрузка активной зоны (кг)			
P_{U-239}	1003,8		
P_{U-241}	18,4		
$U-235$	6,2		

* Размер второй половины сборки

Рис. 2^a. Рекомендуемая группой оценки расчетная схема сборки ZPPR-2 в (R-Z) геометрии.

Таблица 6

Несимметричные концентрации сборок ZPR-6-6A и ZPR-6-7 для расчетов в R-Z геометрии.
 $(10^{-2} \text{ кг/см}^3)$

Состав	ZPR-6-6A				ZPR-6-7			
	1	2	3	4	1	2	3	4
$\rho_{\text{ж}}$	0,011	0,011	0,011	0,011	0,011	0,011	0,011	0,011
ρ_{Fe}	9,380	9,382	9,385	9,387	12,74	12,74	12,74	12,74
ρ_{Cr}	13,30	13,42	13,59	13,77	4,881	4,881	4,881	4,881
ρ_{Mn}	1,261	1,264	1,264	1,267	0,5877	0,5877	0,5877	0,5877
ρ_{Si}	2,348	2,347	2,347	2,347	1,378	1,372	2,769	2,697
ρ_{Ni}	0,381	0,382	0,382	0,382	0,137	0,137	0,213	0,213
ρ_{Al}	0,0035	0,0035	0,0035	0,0035	0,0035	0,0035	0,0035	0,0035
ρ_{Cu}	0,0036	0,0036	0,0036	0,0036	0,0036	0,0036	0,0036	0,0036
ρ_{Ti}	5,821	5,784	5,744	5,704	40,05	5,777	5,832	40,06
$\rho_{\text{Hg-Si}}$					0,0120	0,0120	0,0120	0,0120
ρ_{Hg}					0,0287	0,0287	0,0287	0,0287
$\rho_{\text{Fe-C}}$					9,380	9,380	9,380	9,380
$\rho_{\text{Fe-Mn}}$					14,32	14,32	14,32	14,32
$\rho_{\text{Fe-Cu}}$					12,97	12,97	12,97	12,97
$\rho_{\text{Fe-Ni}}$					1,240	1,240	1,240	1,240
$\rho_{\text{Fe-Al}}$					2,769	2,697	2,697	2,697
$\rho_{\text{Fe-Si}}$					0,213	0,213	0,213	0,213

- Учетены поправки на расход $\rho_{\text{U}}-241$. 2. Входит в состав стали-304. 3. Включая содержание 0,02% в стали и $\rho_{\text{U}}-\text{U}-\text{Mo}$ топливе. 4. Включая примеси ~0,088% тяжелых элементов ($A > 28$) в стали и топливе. 5. Точность оценивается ~0,3%.
- Точность оценивается ~1%.

Таблица 7

Альтерные концентрации сборки $\Sigma \rho \rho R^{-2}$ (10^{24} яд/см 3)

$\# 30046:$	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20
R-29	0.0 ² 553	0.0 ² 574																	
R-20	0.0 ² 117	0.0 ² 107																	
R-23	0.0 ² 054	0.0 ² 038																	
R-22	0.0 ² 118	0.0 ² 026																	
R-28	0.0 ² 6	0.0 ² 6																	
R-29	0.0 ² 29	0.0 ² 046																	
A-21	0.0 ² 29	0.0 ² 113																	
U-25	0.0 ² 123	0.0 ² 045																	
U-26	0.0 ² 550	0.0 ² 332	0.0 ² 010	0.0 ² 010	0.0 ² 010	0.0 ² 010	0.0 ² 010	0.0 ² 010	0.0 ² 010	0.0 ² 010	0.0 ² 010	0.0 ² 010	0.0 ² 010	0.0 ² 010	0.0 ² 010	0.0 ² 010	0.0 ² 010	0.0 ² 010	
Mg	0.0 ² 076	0.0 ² 054	0.0 ² 038	0.0 ² 038	0.0 ² 038	0.0 ² 038	0.0 ² 038	0.0 ² 038	0.0 ² 038	0.0 ² 038	0.0 ² 038	0.0 ² 038	0.0 ² 038	0.0 ² 038	0.0 ² 038	0.0 ² 038	0.0 ² 038	0.0 ² 038	
O	0	0.01312	0.01175	0.01013	0.01013	0.01013	0.01013	0.01013	0.01013	0.01013	0.01013	0.01013	0.01013	0.01013	0.01013	0.01013	0.01013	0.01013	
P	0	0.02258	0.01365	0.01623	0.01623	0.01623	0.01623	0.01623	0.01623	0.01623	0.01623	0.01623	0.01623	0.01623	0.01623	0.01623	0.01623	0.01623	
C	0	0.02702	0.02503	0.01932	0.01932	0.01932	0.01932	0.01932	0.01932	0.01932	0.01932	0.01932	0.01932	0.01932	0.01932	0.01932	0.01932	0.01932	
A	0.0 ² 221	0.0 ² 180	0.0 ² 078	0.0 ² 078	0.0 ² 078	0.0 ² 078	0.0 ² 078	0.0 ² 078	0.0 ² 078	0.0 ² 078	0.0 ² 078	0.0 ² 078	0.0 ² 078	0.0 ² 078	0.0 ² 078	0.0 ² 078	0.0 ² 078		
Mn	0	0.0 ² 086	0.0 ² 020	0.0 ² 014	0.0 ² 014	0.0 ² 014	0.0 ² 014	0.0 ² 014	0.0 ² 014	0.0 ² 014	0.0 ² 014	0.0 ² 014	0.0 ² 014	0.0 ² 014	0.0 ² 014	0.0 ² 014	0.0 ² 014	0.0 ² 014	
S	0	0.0 ² 31	0.0 ² 13	0.0 ² 088	0.0 ² 088	0.0 ² 088	0.0 ² 088	0.0 ² 088	0.0 ² 088	0.0 ² 088	0.0 ² 088	0.0 ² 088	0.0 ² 088	0.0 ² 088	0.0 ² 088	0.0 ² 088	0.0 ² 088	0.0 ² 088	
Ca	0	0.0 ² 19	0.0 ² 020	0.0 ² 017	0.0 ² 017	0.0 ² 017	0.0 ² 017	0.0 ² 017	0.0 ² 017	0.0 ² 017	0.0 ² 017	0.0 ² 017	0.0 ² 017	0.0 ² 017	0.0 ² 017	0.0 ² 017	0.0 ² 017	0.0 ² 017	
Fe	0	0.0 ² 31	0.0 ² 141	0.0 ² 141	0.0 ² 141	0.0 ² 141	0.0 ² 141	0.0 ² 141	0.0 ² 141	0.0 ² 141	0.0 ² 141	0.0 ² 141	0.0 ² 141	0.0 ² 141	0.0 ² 141	0.0 ² 141	0.0 ² 141	0.0 ² 141	
C	0	0.0 ² 30	0.0 ² 23	0.0 ² 013	0.0 ² 013	0.0 ² 013	0.0 ² 013	0.0 ² 013	0.0 ² 013	0.0 ² 013	0.0 ² 013	0.0 ² 013	0.0 ² 013	0.0 ² 013	0.0 ² 013	0.0 ² 013	0.0 ² 013	0.0 ² 013	
Mg	0	0.0 ² 43	0.0 ² 30	0.0 ² 27	0.0 ² 27	0.0 ² 27	0.0 ² 27	0.0 ² 27	0.0 ² 27	0.0 ² 27	0.0 ² 27	0.0 ² 27	0.0 ² 27	0.0 ² 27	0.0 ² 27	0.0 ² 27	0.0 ² 27	0.0 ² 27	
P	0	0.0 ² 56	0.0 ² 51	0.0 ² 51	0.0 ² 51	0.0 ² 51	0.0 ² 51	0.0 ² 51	0.0 ² 51	0.0 ² 51	0.0 ² 51	0.0 ² 51	0.0 ² 51	0.0 ² 51	0.0 ² 51	0.0 ² 51	0.0 ² 51	0.0 ² 51	
S	0	0.0 ² 17	0.0 ² 14	0.0 ² 14	0.0 ² 14	0.0 ² 14	0.0 ² 14	0.0 ² 14	0.0 ² 14	0.0 ² 14	0.0 ² 14	0.0 ² 14	0.0 ² 14	0.0 ² 14	0.0 ² 14	0.0 ² 14	0.0 ² 14	0.0 ² 14	
N	0	-	-	0.0 ² 53 ^a	0.0 ² 53 ^a	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	

1) Первая половина сборки; 2) вторая половина сборки; 3) учтены зазоры для стержней регулирования и аварийной замкти; 4) присутствие волюнта связано с наличием воды в традициях Na_2CO_3 .

Таблица 8

Ядерные концентрации сборок $ZPR -6-6A$ и
 $ZPR -6-7$ для расчетов в сферической модели
 $(10^{21} \text{ яд}/\text{см}^3)$ [35]

Изотоп	$ZPR -6-6A$ активная зона	экран	$ZPR -6-7$ активная зона	экран
$\text{Pu}-239$			0,8867	
$\text{Pu}-240$			0,1194	
$\text{Pu}-241$			0,0133	
$\text{U}-235$	1,153	0,0855	0,01259	0,0856
$\text{U}-238$	5,818	39,55	5,780	39,62
Mo			0,2357	0,038
Na	9,290		9,290	
O	13,90	0,023	13,98	0,024
Fe	13,43	4,467	12,97	4,637
Ni	1,291	0,541	1,240	0,4635
Cr	2,842	1,247	2,709	1,295
Mn	0,221	0,0960	0,212	0,0998

Таблица 8а

Геометрические размеры сборок для расчетов
в сферической модели

размер (см)	$ZPR -6-6A$	$ZPR -6-7$
R а.з.	95,67	88,15
d экран	30,65	33,81

Таблица 86

Ядерные концентрации сборки $ZPR -6-7$
для расчетов в сферической модели
(10^{24} ял/см 3) [43]

Изотоп	внутренняя зона	внешняя зона	экран
U -235	$0,0^4I249$	$0,0^4I254$	$0,0^48522$
U -238	$0,0^25775$	$0,0^25798$	$0,04005$
Pu -238	$0,0^63I$	$0,0^645$	-
Pu -239	$0,0^38874$	$0,0^38886$	-
Pu -240	$0,0^3II78$	$0,0^3III8$	-
Pu -241	$0,0^4I34I$	$0,0^4I483$	-
Pu -242	$0,0^5I4I$	$0,0^5I79$	-
Mo	$0,0^3225I$	$0,0^32273$	-
Na	$0,0^29278$	$0,0^29146$	-
O	$0,0I378$	$0,0I466$	-
Fe	$0,0I306$	$0,0I360$	$0,0^2422I$
Ni	$0,0^2II73$	$0,0^2II68$	$0,0^35087$
Cr	$0,0^22713$	$0,0^22700$	$0,0^2II75$
Mn	$0,0^32074$	$0,0^32066$	$0,0^49$
$\tau_1 = 24,34 \text{ см}$		$\tau_2 = 92,0I \text{ см}$	
$d \text{ экран} = 33,56 \text{ см}$			

Примечание. Для расчета рекомендуется 20 расчетных узлов во внутренней зоне, 40 во внешней зоне и 20 в экране.

§ 6. Учет гетерогенности

Реакторные расчеты проводились на основе 27-групповой системы констант. Их подготовка (для заданной зоны реактора) включала два этапа. На первом 27-групповые константы получались путем усреднения детальных данных ENDF/B-I по детально рассчитанному нейтронному спектру для заданного состава (расчет по программе MC² расчетного комплекса ARC [44]). При этом учитывался эффект резонансной блокировки для урана и плутония. На втором этапе рассчитывались распределения групповых потоков по ячейке (на основе теории возмущений для кинетического уравнения, программа CALINET). В результате объемного интегрирования (по ячейке) были найдены эффективные сечения каждого изотопа для соответствующей гомогенной среды. Такая процедура в принципе осуществляется для каждой зоны реактора. Интересно отметить следующую особенность. Расчет по программе MC² допускает первоначальный учет резонансной блокировки в гетерогенной среде в приближении двухслойной ячейки (топливо и разбавитель). Эффективные факторы резонансной блокировки определялись на основе концепции среднего пути и теоремы эквивалентности. Лучший учет композиции ячейки возможен путем комбинирования результатов нескольких расчетов.

Компоненты расчетной исправки на гетерогенность для сборок ZPR-6 (6A-и 7) даны в таблице 9. Аналогичные расчеты делались, для сборки ZPPR-2. Кроме того, для этой сборки оценка эффекта гетерогенности была сделана в расчете Монте-Карло по программе VIM [45*]. В этом 27-групповом расчете было выделено 40000 зон, прослежено 10⁵ историй, расчетное время составило ~ 7 часов на ЭВМ IBM-360/75. Была получена оценка эффекта (%) $\Delta \text{Кэф} = 1,41 \pm 0,54$. Окончательные данные по эффекту гетерогенности даны в таблице 10.

* Программа рассчитана на проведение трехмерных расчетов. Применение методов сопряженного Монте-Карло позволяет провести расчет реактивностей малых образцов и скоростей реакций в них.

Таблица 9

Компоненты поправки на эффект гетерогенности
в сборках $ZPR -6-6A$ и 7

Сборка	$ZPR -6-6A$	$ZPR -6-7$
1. $\Delta K_{\text{eff}} (\%)$ из-за гетерогенной резонансной блокировки		
a. $U -238$	0,61	0,53
б. $U -235$	-0,13	-
в. $Po + Mo$	-	-0,29
2. $\Delta K_{\text{eff}} (\%)$ из-за пространственной тонкой структуры потока в ячейке	0,47	I, II

Таблица 10

Поправка на эффект гетерогенности [35, 36]

Сборка	$ZPR -6-6A$	$ZPR -6-7$	$ZPPR -2$
$\Delta K_{\text{eff}} (\%)$	0,95	I,35	I,21

Возникает вопрос о надежности расчетной оценки эффекта гетерогенности. В литературе опубликован ряд результатов по аналогичным расчетным оценкам этих же и других сборок, обычно без описания деталей расчета. Например, для $ZPR - 6$ об.7 была получена оценка $\Delta \text{Кэф} \approx 1,74\%$ [16]. Данные работы [46] на основе системы констант $ENDF/B-III$: $\Delta \text{Кэф} = 0,63\%$ для $ZPR - 6-6A$, $\Delta \text{Кэф} = 1,66\%$ для $ZPR - 6-7$. В то же время для сборки 7 оценка эффекта по данным [43] составляет лишь $\sim 0,5\%$. Величина гетерогенного эффекта для сборки $ZPPR - 2$ по данным работы [47] составляет $1,6\%$.

Весьма показательно различие оценок эффекта для плутониевой сборки $SNEAK - 6\Delta$, полученных немецкими ($\Delta \text{Кэф} \approx 0,98\%$) и французскими ($\Delta \text{Кэф} = 0,56\%$) специалистами [48]. Этот вопрос исследовался также для условий сборки $ZPR - 3 - 48$, которая являлась предметом международного сравнения. Разброс различных оценок в этом случае составил $\pm 0,4\% \Delta \text{Кэф}/\text{Кэф}$ при эффекте $\Delta \text{Кэф} = 1,2\%$ [22, 49]. В работе [25] погрешность типичной оценки эффекта примерно считается равной $(0,2+0,5)\% \Delta \text{Кэф}/\text{Кэф}$.

Факт разброса расчетных результатов по эффекту гетерогенности не удивителен. Дело в том, что существует несколько расчетных методов учета этого явления, очевидно, различающихся по характеру приближений. Большинство методов основано на приближении, что эффекты резонансной блокировки и пространственно-го распределения нейтронного потока разделимы. Исключение составляют подходы Монте-Карло и специальные, тоже приближенные алгоритмы решения кинетического уравнения для частных случаев [31]. Сравнение четырех методов первого класса (предположения о разделении эффектов) производилось в работе [50]. В них учет резонансной блокировки в ячейке производится на первой стадии подготовки групповых констант из файла микроразличий. Различаются лишь способы учета пространственной структуры групповых нейтронных потоков. В первом методе расчет пространственных распределений производится по программе $DTF - IY$ (S_n -групповой расчет). Затем вычисляются средние по ячейке сечения изотопов. Во втором методе полученные "гомогенизированные" сечения используются не для основных расчетов реактора, а рассматри-

Таблица II

Эффект гетерогенности $\frac{\Delta \text{Кэф}}{\text{Кэф}} \%$
 (расчет разными методами)

#	Метод	ZPR-6-6A	Вариант DEMO $V_{Q_3} = 2300 \text{ л}$
1.	Усреднение сечений по потокам (S_n – расчет, программа DTF-IV).	0,75	0,10
2.	Усреднение по потокам (S_n – расчет). Теория возмущений для Кэф.	0,87	0,10
3а.	Билинейное усреднение (S_n – расчет). Учет угловых зависимостей.	1,50	-
3б.	Билинейное усреднение (S_n – расчет). При усреднении берется скалярный поток.	4,81	-
4а.	Метод вероятности соударений, усреднение сечений по потокам (CALHET).	0,82	-
4б.	Теория возмущений для Кэф (CALHET).	0,83	0,25

вается как "возмущенные" сечения по сравнению с усреднениями по объему без учета потоков. Далее производится расчет эффекта гетерогенности в Кеф по теории возмущений. Третий метод отличается от первого тем, что в S_n - расчете вычисляются не только потоки, но и сопряженные функции с целью билинейного усреднения сечений по ячейке. Наконец, четвертый метод, описанный ранее в этом параграфе, использует метод вероятности соударений в рамках теории возмущений (программа CALNET). В рамках этой программы эффект гетерогенности может быть вычислен в Кеф как в результате реакторного расчета (на "гомогенизованных" константах), так и по теории возмущений. В таблице II приведены результаты [50] расчета эффекта гетерогенности $\Delta K_{\text{eff}} = K_{\text{eff}}^{\text{расч}} - K_{\text{eff}}^{\text{исх}}$ несколькими методами для сборки ZRR-6-6A и для типичных условий демонстрационного реактора с объемом активной зоны 2300 л (при фиксированной исходной системе констант). Под "гомогенным" расчетом Кеф имеется в виду расчет с учетом резонансной блокировки для условий бесконечной среды, а не ячейки: в последнем случае Кеф увеличивается дополнительно на $\sim 0,5\%$.

Из таблицы II видно заметное различие результатов разных методов. В случае ЗР получены аномально большой эффект, однако авторы [50] объясняют это неучетом "градиентного члена" при усреднении полных сечений. Таблица также иллюстрирует известный факт, что проблема гетерогенности присуща именно исследовательским критсборкам, а не проектируемым реакторам.

§ 7. Погрешность определения критического параметра

Можно выделить три основные компоненты погрешности критического параметра.

Первая компонента связана с неопределенностью обогащения и веса используемых в сборке материалов и неопределенностью поправок приведения к расчетной двухмерной модели, (исключая поправку на гетерогенность). Приняв из имеющихся литературных данных максимальную оценку неопределенности в критзагрузке ~ 20 кг горючего и воспользовавшись данными таблицы 4, можно

получить оценку указанной компоненты неопределенности в Кэф.

Оценку следующей компоненты погрешности, связанной с поправкой на гетерогенность, можно получить исходя из разброса имеющихся в литературе данных по оценке указанной поправки как при использовании различных модификаций методики расчета гетерогенного эффекта, так и различных версий исходного файла констант. Как видно из приведенных в предыдущем параграфе данных, этот разброс примерно составляет $\pm 0,6\% \Delta \text{Кэф}/\text{Кэф}$.

Можно также обратиться к работе [37], посвященной расчетно-экспериментальному изучению эффекта гетерогенности на сборке ZPPR-2. В этой работе проводился анализ экспериментальных данных по замещению в секторе сборки материалов в виде пластин на материалы в виде стержней, залитых натрием. Стержни диаметром 9,5 мм и длиной 150 мм были трех типов: из UO_2 , $\text{PuO}_2(15\%)$ и $\text{UO}_2(85\%)$, $\text{PuO}_2(30\%)$ и $\text{UO}_2(70\%)$: уран в окиси UO_2 обедненный. Исходя из хорошего расчетного описания реактивности замещения (пластини \rightarrow стержни), авторы [37] сочли возможным сделать вывод о точности $\pm 0,1\% \Delta \text{Кэф}/\text{Кэф}$ перехода к гомогенному случаю. На наш взгляд, такой вывод является необоснованным и оценка точности $\pm 0,6\% \Delta \text{Кэф}/\text{Кэф}$ является более осторожной и, следовательно, более надежной. Наконец, имеется третий источник погрешности, обусловленный приближениями стандартного расчетного метода [51, 52, 53] (кинетические эффекты, приближенное описание замедления нейtronов). Например, по данным [51, 52] различие Кэф в диффузионном и кинетическом (S_g и более высокие приближения) расчетах составляет $\sim 0,5\% \Delta \text{Кэф}$. Аналогичные цифры получены при анализе сборки SNEAK-6Д как Кэф немецкими, так и французскими специалистами [48]. В работе [54] рассматривалась поправка REMO на различие спектров плотности столкновения, вычисленных для разных составов активной зоны; показано, что в Кэф она может доходить до $\sim 1\%$. Можно отметить приближения при расчетах пространственно-энергетических распределений нейтронных потоков вблизи границ различных зон.

В последующем анализе сборок последний (третий) источник погрешности не учитывается, т.к. рассматриваемые сборки являются моделью реактора, и погрешность "переноса" информации от сборок к реактору в основном компенсируется из-за общности рас-

четного метода при описании сборок и реактора. Численные оценки первых двух компонент погрешности экспериментального определения Кэф для рассматриваемых сборок принимаются нами следующие: $\pm 0,1\%$ (1-яя компонента) и $\pm 0,6$ (2-яя компонента). Здесь и далее под погрешностью понимается стандартное отклонение.

§ 8. Измерение отношений средних сечений

Для измерения отношений средних сечений использовались, как абсолютная методика камер деления, так и методика активации фольг. Измерения с камерами деления (плоские камеры с диаметром рабочего слоя ~ 16 мм, толщина стенки ~ 1 мм) проводились в полости $\sim 5 \times 5 \times 6$ см с каналом ~ 10 мм для вывода сигнального кабеля.

Характеристики фольг, использованных на сборке $ZPR-6$ для облучения, приведены в табл. I2.

Таблица I2

Характеристики фольг

Материал	Форма	Размер в [мм]	Толщина в [мм]
Обогащенный уран	диск	$\emptyset 8$	0,11
Природный уран	диск	$\emptyset 16$	0,13
Обедненный уран	диск	$\emptyset 16$	0,14
Плутоний	прямоугольн. диск	6×12 $\emptyset 3$	0,14 0,23
	диск	$\emptyset 10$	0,13

Процедуры измерений γ -активности фольг на разных стенах несколько различались. На стенде $ZPR-6$ использовался $NaI(Tl)$ - сцинтиллятор. Абсолютное число захватов в $U-238$ определялось по γ -активности $Np-239$ (линия ~ 100 кэв), с использованием техники совпадений. При измерении абсолютных скоростей делений регистрировалась γ -активность с $E_{\gamma} \geq 600$ кэв. Нормировка осуществлялась тремя способами:

- одновременное облучение фольг в известном тепловом потоке;
 - одновременное облучение фольг и счет делений с помощью абсолютных камер деления;
 - абсолютный радиохимический анализ облученных фольг.
- Представление о разбросе результатов измерений различными методиками могут дать результаты контрольных измерений на сборке $ZPR-3-55$ (активная зона из плутония), представленные в таблице I3.

Таблица I3

Сравнение результатов различных методик

Метод	c°/f°	f°/f°	f°/f°
Тепловая калибровка	$0,142 \pm 0,02$	$0,90 \pm 0,02$	-
Радиохимия	$0,139 \pm 0,025$	-	$0,0194 \pm 0,036$
U^{238} -радиохимия $\gamma_{U^{239}}$ -калибровка через абсолют. камеру	$0,139 \pm 0,024$	-	-
Калибровка через абсолютную камеру	-	$0,91 \pm 0,01$	$0,0205 \pm 0,036$

На стенде ΣPPR -2 для регистрации абсолютного числа захватов использовался $Ge(Li)$ детектор (объем $\sim 30 \text{ см}^3$, разрешение $\sim 2,2 \text{ кэв}$ при $E_\gamma = 1,3 \text{ мэв}$). Абсолютная градировка детектора осуществлялась в диапазоне $200 \dots 1700 \text{ кэв}$ с помощью эталонных источников Национального бюро стандартов США и IAEA (Co^{60} , Cs^{137} , Mn^{54} , Cs^{137} и др.), имеющих погрешность ($1\pm 1,5\%$).

Знание абсолютной эффективности детектора позволило провести детальную работу по определению абсолютных и относительных выходов изотопов Y , Ba , Sr , Nb , T , La , и др. с периодом полураспада от 20 минут до нескольких дней на основе анализа активности фольг U^{238} , Pu^{239} и Th^{232} . Абсолютное число делений в этих фольгах определялось путем сравнения со счетом абсолютных камер деления при облучении в "back-to-back" геометрии.

Были исследованы зависимости выходов основных изотопов от спектра нейтронов (спектр нейтронов в активной зоне и экране типичной быстрой сборки). Утверждается, что наблюдено статистически значимое различие в отношениях выходов T^{132}/Nb^{97} для делений урана-238, при облучении фольги в разных местах ячейки.

Абсолютное число делений в фольгах в стандартных измерениях на сборке ΣPPR определялась по анализу двадцати γ -линий. Абсолютное число захватов в U^{238} определялась по γ -активности Np^{239} ($E_\gamma = 278 \text{ кэв}$), с использованием техники совпадений.

Система обсчета и машинной обработки была автоматизирована, позволяла вести одновременный обсчет ~ 300 индикаторов и внести стандартные поправки на распад, самопоглощение γ -лучей, мертвое время, фон случайных совпадений, вклад неосновных изотопов, изменение эффективности детектора и т.п. (см., например [40]).

Подробности экспериментальных методик достаточно детально описаны в литературе [55-67]. Остановимся лишь на основных моментах измерения отношений средних сечений.

Обычно осуществлялась процедура из трех серий облучения при полном интеграле мощности $\sim 10^3 \text{ вт} \cdot \text{ часов}$. Облучаемые фоль-

ги крепились к таблеткам с помощью силиконового вакуумного масла (≤ 1 мг). Для исключения попадания продуктов деления из таблетки U_3O_8 (без оболочки) на фольгу последняя отделялась дополнительной тонкой ($\sim 0,025$ мм) алюминиевой фольгой.

Измерения отношений сечений на сборках $ZPR-6$ и $ZPRR$ проводились для двух условий гетерогенности активной зоны: в плоской и стержневой композициях.

Для измерений в "плоской ячейке" использовались специальные таблетки $Pu - U - Mo, U_3O_8$, U^{238} и U^{235} , имеющие вдвое меньшие толщины материала и меньшие толщины оболочки по сравнению со стандартными. Это позволяло более подробно измерять пространственные распределения реакций по ячейке.

В другом варианте измерения проводились во вставке из стержней. Вставка имела форму цилиндра ($\varnothing \sim 30$ см $H = 70$ см для $ZPR-6-7$; $\varnothing \sim 45$ см $H =$ на.з. для $ZPR-2$). Концентрации материалов при переходе от плоской к стержневой геометрии изменялись достаточно мало — например, разница в весах материалов для сборки $ZPRR-2$ составляла $\Delta M(Pu-239, Pu-241) \approx -0,1$ кг, $\Delta M(U^8) \approx +1,8$ кг, максимальное изменение реактивности при таком переходе составляло $7 \cdot 10^{-4} \Delta \text{Кэф}/\text{Кэф}$. Достаточность размеров стержневой вставки для установления собственного спектра исследовалась экспериментально — путем измерения отношений сечений и реактивностей в зависимости от размеров вставки.

При измерении активации фольг в "стержневой геометрии" использовались экспериментальные стерженьки U_3O_2 и UO_2 (обедненный уран), имеющие толщину стального "донника" $t \sim 0,1$ мм (вместо стандартной толщины $\sim 2,5$ мм), что приводило к уменьшению эффекта депрессии нейтронного потока и разблокировке сечений. Эффекты влияния покрытия делящихся материалов были исследованы экспериментально, (см., например, [39]).

На первом этапе анализа измеренных распределений по ячейке проводилось сравнение пространственного хода скоростей реакций. Расчеты проводились на основе комплекса программ типа $MCYRA BID$ [37]. Как показывает сравнение, измеренный пространственный ход реакций по ячейке в пределах $1 + 2\%$ совпадает с расчетным.

Основными экспериментальными результатами являлись средние по ячейке отношения сечений, которые были получены интегрированием абсолютных "взвешенных" по соответствующим концентрациям экспериментальных скоростей реакций.

$$\frac{\langle \sigma_i \rangle}{\langle \sigma_f \rangle} = \frac{\int_{N_{94}} n_i(h) \rho_i(h) dh}{N_i \int \rho_i(h) dh} / \frac{\int_{N_{94}} n_f(h) \rho_f(h) dh}{N_f \int \rho_f(h) dh}$$

где $n_i(h)$ - абсолютное число реакций по высоте ячейки ($i =$ захват $U-238$, деление $U-238$, $U-235$)

N_i, N_f - количество ядер в образце

$n_f(h)$ - абсолютное число делений $Pu-239$ ($U-235$) по высоте ячейки

ρ_i, ρ_f - ядерные концентрации изотопов в блочке [яд/см³].

Результаты измерений средних по ячейке сечений для сборки $ZPR-6-7$ [35] представлены во 2-й колонке таблицы 14. В 3-й колонке приведены экспериментальные величины сечений, измеренных в топливных стержнях ($PuO_2 - UO_2 - Mo$), в центре вставки из стержней. Указанная экспериментаторами и приведенная в таблицах погрешность (%) включает погрешность абсолютной калибровки и интегрирования. Воспроизводимость результатов одной методики обеспечивается в пределах $\pm 0,5\%$.

В 4-ой и 5-ой колонках таблицы 14 приведены поправки (типа А) к экспериментальным значениям, учитывающие отличие разрезных экспериментальных таблеток и стержней (количество Pu , $U-238$, стали, размеры) от стандартных таблеток. Величины поправок получены из сравнения двух расчетов ячейки в рамках комплекса программы $MC^2 / CALNET$.

В 6-ой и 7-ой колонках представлены поправки на гетерогенность (типа Б), полученные расчетом гетерогенной и гомогенной ячейки по той же программе (система констант - $ENDF/B-I$).

Цифры в последней 9-ой колонке есть рекомендуемые значения средних сечений для расчетов в приближении гомогенной модели.

Указанные цифры практически совпадают с рекомендуемыми значениями в одной из последних работ, выполненных в США с целью сравнения расчетов сборки $ZPR-6-7$ в разных лабораториях [43].

Выше уже указывалось, что композиция сборки $ZPR-6-7$ и композиция внутренней активной зоны сборки $ZPPR-2$ совпадают, отличие в ядерных концентрациях (как следует из таблиц 6 и 7) весьма мало. Например, $\rho(U-238)$: $\rho(O)$: $\rho(Fe)$ составляет I: 6,51 : 15,8 : 14,6 ($ZPR-6-7$) и I : 6,56 : 15,5 : 14,9 ($ZPPR-2$). Прямое сравнение отношений сечений по программе M-26 показывает, что в центре этих сборок все средние сечения совпадают в пределах 1%. В связи с этим интересно сравнить экспериментальные данные средних по ячейке сечений, полученные на этих стендах разными группами экспериментаторов. Приведенные в скобках цифры в колонках 2 и 3 получены на стенде $ZPPR-2$ [37]. Видно, что результаты измерений на разных стендах хорошо согласуются между собой, кроме величины f^8/f^9 . Причина расхождений в последнем случае не обсуждается (подобное сравнение в оригинальной литературе не проводится).

Величины поправок при переходе от гетерогенной модели к гомогенной (поправка типа Б) в рамках исследования сборки $ZPPR-2$ (плоская композиция) были оценены по программе, использующей метод Монте-Карло [45]. Оценки поправок следующие:

$$K(C^e/f^e) = 1,03 \pm 0,02 \text{ *)}$$

$$K(f^8/f^9) = 0,94 \pm 0,02$$

$$K(f^s/f^9) = 1,03 \pm 0,01$$

Надо отметить, что эти сценки, даже если учесть их замечную неопределенность, расходятся с величинами аналогичных поправок, приведенными в таблице I4. Это расхождение дает представление о степени надежности расчетной интерпретации эффекта

*) Статистическая неизменность расчета.

гетерогенности. Сложность этого явления вынуждает экспериментаторов варьировать условия изменений с целью повышения надежности результатов. Помимо измерений внутри ячейки в плоской и стержневой композициях, отношения средних сечений измерялись в полости, образуемой в центре сборки. Некоторые результаты этих измерений представлены в таблице I5.

Цифры во 2-ой колонке таблицы показывают хорошее согласие измерений, выполненных в центральной полости сборки $\text{ZPR}-6-7$ камерами деления и фольгами, которые размещались на камерах. Измерения с камерами деления на сборке $\text{ZPR}-2$ также хорошо согласуются с экспериментальными результатами на сборке

$\text{ZPR}-6-7$. В то же время из сравнения таблиц I4 и I5 следует, что измерения в полости и внутри ячейки расходятся весьма значительно. Например, для отношения средних сечений f^2/f^3 различие составляет $\sim 12\%$, а для отношения $C^2/f^3 \sim 16\%$. Эти различия, связанные с изменением геометрии, возмущением потока деталями камер, стенками полости, разблокировкой сечений и т.д., указывают на необходимость тщательного выбора условий проведения такого рода экспериментов.

В таблице I6 представлены результаты измерения на сборке $\text{ZPR}-6-6A$ отношения сечений, которые получены интегрированием абсолютных чисел процессов в плоской ячейке. Поправка приведения к гомогенной модели получена, как и ранее, расчетным путем. Представляет интерес экспериментально-расчетные данные, касающиеся изменения отношений сечений при различных перестановок таблеток в ячейки. Было показано, что расчет достаточно хорошо предсказывает эти эффекты [41].

Таблица 14.

Отношения средних сечений в сборке $ZPR-6-7$

Имерен. величина	Эксперимент	Поправка А			Поправка Б		
		II	С	II	С	II	С
I	2	3	4	5	6	7	9
c^8/f^9	$0,1433 \pm 2\%$ (0,1427)	$0,1430 \pm 2,5\%$ (0,1465)	$0,997 \pm 1,000$	$1,019 \pm 1,014$	$1,014 \pm 0,145$		
f^8/f^9	$0,02470 \pm 2,5\%$ (0,0242)	$0,02338 \pm 1,029$ (0,0252)	$1,007 \pm 0,983$	$0,993 \pm 0,993$	$0,993 \pm 0,0242$		
f^5/f^9	$1,054 \pm 1,5\%$	$1,065 \pm 1,013$	$1,001 \pm 0,984$	$0,996 \pm 0,996$	$1,06 \pm 1,06$		

II - плоская композиция

С - стержневая композиция

А - поправка на отличие экспериментальных таблеток
(стерженьков) от стандартных.

Б - поправка на гетерогенность.

Таблица I5

Отношения средних сечений, измеренные в
центральной полости сборок

Измеренная величина	$ZPR - 6-7$	$ZPPR - 2$	
	II	II	C
f^8/f^9 фольги камеры	$0,0219 \pm 1,5\%$ $0,0215 \pm 2,0\%$	-	$0,0214 \pm 2,5\%$ $0,0227 \pm 2,5\%$
f^8/f^9 фольги камеры	$1,050 \pm 2,5\%$ $1,047 \pm 2,0\%$	$1,067 \pm 1,5\%$	$1,079 \pm 1,5\%$
c^8/f^9 фольги	$0,163 \pm 2,0\%$	-	-

Таблица I6

Отношение средних сечений в сборке $ZPR - 6-6A$

Измерен. величина	Эксперимент	Поправка E	Эксперимент, проведенный в гомогенной модели.
c^8/f^5	$0,134 \pm 2\%$ $\pm 2,5\%$	1,014	0,136
f^8/f^5	0,0229	0,986	0,0225

§ 9. Погрешность определения отношений средних сечений

В результирующей погрешности (дисперсии) измеренных отношений средних сечений можно выделить две основные компоненты.

Первая связана с методикой измерений и абсолютизацией счета, т.е. с процедурой калибровки эффективности регистрирующих систем и, в связи с этим, эталонированием источников, а также введением всевозможных поправок. Например, при анализе γ -спектров облученных фольг учтывались поправки на энергетическое разрешение γ -спектрометра; на зависимость отношения "фотопик-комптон" от энергии γ -линий, на просчеты, на самопоглощение γ -квантов; на конечные размеры образцов (геометрию) и др. (см. предыдущий §). Как правило, погрешность статистики отчетов была пренебрежимо малой.

Вторая компонента связана с интерпретацией (приведением к модели гомогенного реактора). Сюда входят как неопределенности измерений пространственной (по ячейке) структуры скоростей реакций и последующего интегрирования по толщине (объему) таблетки, так и расчетной поправки (типа Б).

К сожалению, в оригинальных работах отсутствует детальный анализ всевозможных источников погрешности. Однако, на основе этих работ можно сделать заключение, что собственная точность типичной измерительной методики с одним из способов абсолютизации примерно одинакова для различных отношений сечений и составляет $2 \pm 4\%$. Как следует из описания экспериментов, большие усилия были направлены на увеличение надежности результатов путем дублирования экспериментов разными группами экспериментаторов на разных стендах, путем проведения контрольных экспериментов с изменением методики измерений и способа абсолютной калибровки. Повторяемость результатов в пределах $\sim 2\%$ (кроме случая f^8/f^9 - см. таблицу I4) дает основание принять первую компоненту погрешности $\sim 2\%$ (для f^8/f^9 - 3%).

Из описания подробностей исследования эффекта гетерогенности в отношениях сечений (в частности, из факта большего расходления результатов измерений в полости и в ячейке) следует, что вторая компонента погрешности является главной. По нашему мнению, её разумная оценка составляет $3 \pm 4\%$. Таким образом, можно принять результатирующую погрешность измеренных отношений сечений 4% (для $f^2/f^9 = 5\%$).

§ 10. Рекомендации для расчетов

На основе выше рассмотренного материала рекомендуется для расчетов в гомогенном приближении в ($R - Z$) - геометрии принять расчетные схемы, приведенные на рис. 2, 3 и ядерные концентрации, приведенные в таблицах 6 и 7; для расчетов сборок $ZPR - 6-6A$, 7 в сферической модели размеры и ядерные концентрации, приведенные в таблице 8, 8а, 8б.

Величины поправок на гетерогенность для этих сборок следует брать из таблицы 9.

Величины неопределенности критического параметра и отношений средних сечений оценивается нами, соответственно, $\pm 0,6\% \triangle Kaf/Kaf$ и $\pm 4\%$, (для $f^2/f^9 = \pm 5\%$), и определяются в основном погрешностью из-за учета гетерогенности.

При проведении статистического анализа интегральных данных для этих сборок в рамках алгоритма процедуры корректировки констант или "переноса" необходима количественная оценка корреляций, возникающих из-за наличия общих источников погрешностей (метода измерения, эталонов, интерпретации эффекта гетерогенности). Интуитивно чувствуется, что коэффициенты корреляции измеренных однотипных величин велики, особенно для Кэф разных сборок. К сожалению, количественный анализ такого рода весьма затруднителен из-за недостаточной ясности структуры дисперсий измеренных и приведенных к расчетным условиям величин. Поэтому вопрос о влиянии вида ковариационной матрицы набора экспериментальных величин на результаты анализа должен быть решен путем "испытания гипотез".

^{*)} Напомним, что коэффициент корреляции 2-х величин есть: $\zeta_{12} = \frac{\sigma_{12}}{\sigma_1 \sigma_2}$, где σ_{12} - "общая" компонента дисперсии, σ_1, σ_2 - результатирующие дисперсии обеих величин.

Гл. 2. Расчетные методы

§ I. Методы расчета и константы

В данной работе использовались те же расчетные методы и константы, которые нашли большое применение в расчетном обосновании физических характеристик проектируемых в СССР быстрых энергетических реакторов. Те же методы и константы в основном используются и для расчетов критических сборок, исследуемых для экспериментального обоснования быстрых энергетических реакторов.

Расчеты проводились в следующей последовательности. Сначала рассчитывались сборки по двумерной малогрупповой синтетической программе I8/4- RZ -15 (КИТ) [68], откуда были получены зонные лапласианы для одномерных расчетов. С этими лапласианами для получения более детальной информации были проведены расчеты в одномерной (плоской и цилиндрической) геометрии по программе M-26 [69]. Для сборок $ZPR-6-6A$ и 7 были также проведены расчеты сферизованных моделей.

В программе КИТ синтез решений осуществляется с помощью последовательного итерационного процесса решения уравнений диффузии в радиальных и аксиальных слоях. Связь этих решений определяется перетечками из слоя в слой, характеризуемыми зонными лапласианами \mathcal{L}_x^2 или \mathcal{L}_K^2 . Возможности программы: 5 зон в радиальном направлении (50 узлов) и 3 - в аксиальном (30 узлов), причем предполагается, что реактор (или сборка) симметричен относительно центральной плоскости. На наружных поверхностях реактора задаются граничные условия двух типов: потоки нейтронов равны нулю или градиенты потоков равны нулю.

Программа КИТ использует I8-групповой каталог сечений элементов, полученный из 26-групповой системы констант БНАБ-70 с помощью объединения низших групп (12 - 13, 14 - 15, 16 - 17, 18 - 19, 20 + 22, 23 + 25) по спектру реактора БН-350 (сечения изотопов плутония усреднялись по спектру реактора БН-1500). Сечения изотопов плутония блокированы по составу БН-1500, а сечения других элементов - по составу БН-350, причем для урана-238 имеется две системы сечений, одна из которых блокирована по

составу экрана. На первом этапе находятся интегральные 18-групповые спектры нейтронов, с помощью которых сечения сворачиваются в $I + 4$ группы. Малогрупповые сечения используются для нахождения физических характеристик реактора (χ_2^2 и χ_k^2 , потоки и тепловыделения по R и Z , интегральные числа процессов и др.). Для расчета сборок $ZPPR - 2$, $ZPR - 6-6A$ и 7 использовались в основном аксиальные и радиальные лапласианы для расчетов в цилиндрической и плоской геометриях по программе M-26.

M-26 - одномерная программа (плоская, цилиндрическая и сферическая геометрии) с максимальным количеством зон (110 расчетных узлов) равным 9, причем в каждой зоне может быть задан свой лапласиан. Входным является блок подготовки макросечений, причем, блокировка сечений осуществляется по составу каждой зоны данного реактора. После этого проводится расчет с факторами $\beta_j = I$. Из полученных в каждой зоне интегральных (по объему зоны) потоков с помощью параболической аппроксимации находятся факторы β_j , с которыми проводится окончательный расчет Кефф и пространственно-энергетического распределения нейтронов. Из выходной информации программы для данной работы использовались: 26-групповые макро- и микросечения; 26-групповые потоки и ценности нейтронов; распределения индикаторов, блокированных по составу зон; распределения эффективностей входящих в зоны элементов и $\beta_{\text{эфф}}$, интегральные числа различных процессов.

В исходном составе различных зон сборок присутствуют некоторые изотопы, которых нет в каталоге M-26. В связи с этим концентрации этих элементов прибавлялись к концентрациям близких по сечениям элементов (концентрации плутония-238 и америция-241 добавлялись к концентрациям плутония-240, $\text{Mn} - \text{Cr}$, $\text{Co} - \text{k Ni}, \text{Ar}, \text{P}, \text{S} - \text{k Sc}$. В некоторых случаях такое добавление диктовалось возможностью программы по числу элементов. Во всех случаях такое объединение элементов незначительно влияло на результаты из-за малости концентраций добавляемых элементов. Основная серия расчетов была выполнена со спектром деления U-235, конкретнее при $V = 2,4$ из каталога констант M-26. Необходимые поправки были найдены в дополнительных расчетах.

Таблица I7

Групповые блокированные сечения и факторы блокировки
для активной зоны сборки $ZPR -6-7$

N_{sp}	E_N	σ_{f^0}	σ_{c^0}	σ_{c^2}	σ_{f^2}	σ_{f^3}	σ_{f^4}	f_f	f_c^2	f_c^0
I	6,5 мэв	2,21	0,01	0,0 ² 6	1,67	0,94				
2	4	1,72	0,02	0,012	1,12	0,57				
3	2,5	1,86	0,03	0,024	1,22	0,54				
4	1,4	1,97	0,04	0,060	1,29	0,46				
5	0,8	1,76	0,04	0,13	1,21	0,03				
6	0,4	1,59	0,10	0,13	1,16					
7	0,2	1,53	0,16	0,14	II,32					
8	0,1	1,50	0,23	0,18	1,52					
9	46,5кэв	1,47	0,26	0,26	1,80			1,00	0,992	
IO	21,5	1,59	0,48	0,442	2,26			0,995	0,985	
II	10	1,74	0,83	0,624	2,87			0,990	0,945	
I2	4,65	2,17	1,67	0,8II	3,6			0,988	0,900	0,985
I3	2,15	2,88	2,87	1,13	5,2			0,990	0,870	0,990
I4	I	4,05	3,75	1,16	7,4			0,945	0,580	0,940
I5	465 эв	7,00	5,42	1,16	II,6			0,910	0,388	0,890
I6	215	II,I	8,90	1,32	16,7			0,855	0,287	0,805
I7	100	16,I	13,I	2,2I	21,3			0,900	0,110	0,875
I8	46,5	40,3	32,8	1,92	34,5			0,75	0,113	0,685
I9	21,5	15,2	21,8	3,55	43			0,723	0,063	0,686
20	10	72,5	44,4	4,73	50			0,690	0,011	0,672
21	4,65	25,0	18,7	12,3	45			0,735	0,071	0,720

Таблица I7 дает представление о групповых константах, использованных в настоящих расчетах.

§ 2. Метод статистического анализа

Использованный в настоящей работе метод статистического анализа и соответствующий математический алгоритм описан в [70]. Этот метод дает возможность произвести корректировку групповых констант на основе набора интегральных экспериментальных величин. Для этого необходимы матрицы коэффициентов чувствительности и ковариационные матрицы групповых констант и интегральных величин.

Данный метод может быть реализован в рамках подхода "переноса" [32]. Суть этого подхода состоит в следующем.

Нас интересуют величины F , прямо не измеряемые (например, коэффициент воспроизводства), тогда как измеряются некоторые другие величины M (отношения средних сечений, критичность и др.). Проблема заключается в том, чтобы по результатам измерений M уточнить F , т.е. найти новые значения \tilde{F} (по сравнению с проектным расчетом) и, что не менее важно, найти доверительные интервалы. Очевидно, результат уточнения зависит от связи через константы (корреляции) F и M и поэтому первая задача анализа как раз и заключается в оценке коэффициентов корреляции F и M . Кроме того, результат уточнения, очевидно, должен зависеть от точности измерений M . Интуитивно понятно, что наибольшее уточнение F произойдет при условии максимальных (по модулю) коэффициентов корреляций M и F и малых погрешностей измерения M (по сравнению с погрешностью исходного расчета M). Такой подход к анализу эксперимента будем называть подходом "переноса" (информации), в отличие от подхода корректировки констант. Оба подхода в последнее время развивались в Физико-энергетическом институте и были доведены до стадии практического использования (теоретическое обоснование, написание машинных программ, оценка экспериментов и уточнение констант) [33, 70 + 77].

Отсылая за подробностями к указанной литературе, приведем лишь основные формулы "переноса".

Обозначим :

δM - относительное расхождение эксперимента и расчета;

$\sigma_{F,M}^2$ - дисперсии (квадраты ошибок) произвольных реакторных величин F, M . Обозначения дисперсий эксперимента и расчета будут различаться символами "экс" и "Р", соответственно;

$R(F,M)$ - коэффициент корреляции двух величин F и M ;

α_M^F - коэффициент "переноса", определяемый формулой:

$$\delta F = \alpha_M^F \delta M \quad (1)$$

Если определен коэффициент корреляции $R(F,M)$ (с помощью статистической процедуры), то

$$\alpha_M^F = \frac{R(F,M)}{1 + (\sigma_{M,ex}^2 / \sigma_M^2)^2} \cdot \frac{\sigma_F^P}{\sigma_M^P} \quad (2)$$

Результат уточнения F при выполнении эксперимента M описывается формулами :

$$\tilde{F} = F(1 + \alpha_M^F \delta M) \quad (3)$$

$$\tilde{\sigma}_F^2 = \sigma_F^P \sqrt{1 - \frac{R^2(F,M)}{1 + (\sigma_{M,ex}^2 / \sigma_M^2)^2}} \quad (4)$$

$\tilde{F}, \tilde{\sigma}_F$ - уточненное значение и ошибка величины F после учета эксперимента M .

Отметим, что таким образом может быть учтено любое количество экспериментов, но суть дела заключается в выборе наиболее информативных из них (по отношению к F).

Необходимые программы корректировки и "переноса" были реализованы на ЭВМ типа М-220 и НАИРИ. Программы оперируют входными данными: ковариационной матрицей групповых констант размером $\leq 50 \times 50$ (т.е. число корректируемых констант ≤ 50), число интегральных величин неограниченно, возможно их объединение в коррелированные группы из n_L величины ($n \leq 10$).

III. Сравнение эксперимента с расчетом Результаты

§ I. Поправка на спектр деления

В стандартных расчетах по программе М-26 спектр деления полагается одинаковым для всех зон реактора и соответствующим спектру деления $\Sigma = 235$ ($\bar{v} = 2,4$). Необходимые поправки для плутониевых сборок были оценены путем сравнения расчетов сборки $ZPR - 6-7$ в сферической модели (исходные данные из таблиц 8 и 8а) при спектрах деления, соответствующих $\bar{v} = 2,4$ ($\Sigma = 235$) и $\bar{v} = 3,0$ ($\Sigma = 239$). Результаты расчетов приведены в таблице 18. Легко понять, что изменения значений функционалов связано, главным образом, с "ужесточением спектра" в случае $\bar{v} = 3,0$. Приведенная в таблице величина KB получена из нейтронного баланса квазикритического реактора.

$$KB = \frac{(N_c^8 + N_c^{40})_{A3 \rightarrow 3}}{(N_{cf}^9 + N_{cf}^{41})_{A3}}$$

где N – числа процессов деления (f) или захвата (с) в активной зоне (а.з.) и экране (Э). В последней колонке цифры в скобках – результат расчета сборки $ZPR - 6-7$ по исходным данным таблицы 8б.

Таблица 18

Зависимость функционалов от спектра деления ($ZPR - 6-7$)

Функционал	$\bar{v} = 3,0$	$\bar{v} = 2,4$
Кэф [*]	0,982	0,976 (0,975)
f^5/f^9	1,14	1,14 (1,14)
c^2/f^9	0,168	0,168 (0,168)
f^8/f^9	0,0240	0,0229 (0,0229)
α^3	0,277	0,282 (0,279)
KB	1,55	1,58 (1,59)

* Учитена поправка на гетерогенность.

§ 2. Расчеты с использованием разных систем констант

В таблице I9 приведены результаты расчетов как на основе констант БНАБ-70 с помощью программы М-26 (цилиндрическая и сферическая модель), так и расчетов на основе различных версий файла ENDF/B и КЕДАК (система констант KFKINR). Результаты расчетов с константами ENDF/B взяты из работ [14, 15, 27, 47, 61, 78+80] и др. .

Расчеты сборок по системе констант KFKINR выполнены в $R - Z$ геометрии по программам, разработанным в ФРГ для анализа реакторных экспериментов (расчет гетерогенности – программа ZERA, расчет распределения потока по ячейке – программа REAC) [42, 48, 81].

Из таблицы I9 следует :

а) Критичность плутониевых сборок при расчете на основе констант БНАБ-70 недооценивается на (1,2+2%). Согласие расчета с экспериментом по константам БНАБ для урановой сборки лучше, чем расчетов по ENDF/B и КЕДАК,

б) Имеет место значительное расхождение между расчетом и экспериментом в величине C^2/f^9 ($\frac{\beta}{\beta} = -14\%$) при расчетах по константам БНАБ. Предварительные расчеты сборок ZPR-3-48, SNEAK-6Д (сборка с плутониевой вставкой) и сборок серии ZEBRA-8 (вставки из плутония с $K_{\infty} = 1$) подтверждают эту тенденцию. Расхождение для C^2/f^9 во всех случаях лежит в пределах -(8+15)%. В расчетах по константам ENDF/B и КЕДАК также имеет место за-вышение в расчете C^2/f^9 на (5+8)%,

в) Расхождение для величины f^5/f^9 составляет -8%, что в два раза превышает экспериментальную погрешность,

г) Величина f^8/f^9 , в пределах экспериментальной неопределенности, согласуется как при расчетах по константам БНАБ так и ENDF/B, КЕДАК,

д) Наблюдается согласие между расчетами в величине $\omega^9 = \frac{C^2}{f^9}$. Из этого, конечно, не следует, что энергетическая зависимость $\omega^9(E)$ в системах ENDF/B и БНАБ совпадает, т.к. возможна компенсация различий в энергетическом ходе $\omega^9(E)$ и долях потока нейтронов при малых энергиях. Подчеркнем, что доля захватов,

Таблица 19

Сравнение эксперимента с расчетом

Сборка	ZPR-6-7				ZPR-2				ZPP-6-6A				
	КэФ	C^8/f^9	f^8/f^9	f^5/f^9	α^9	КэФ	C^8/f^5	f^8/f^5	α^5	КэФ	C^8/f^5	f^8/f^5	α^5
Функционал													
Расчет по константам													
БНАБ-70 (плоск)	0,981	0,168	0,0242	1,14	0,276	-	0,988	1,004	0,146	0,0232	0,286		
БНАБ-70 (сфера)	0,982	0,166	0,0240	1,14	0,277	1,55	-	1,003	0,146	0,0227	0,285		
$E\Delta Df/B I$	0,975	0,166	0,0235	1,14	0,245	1,55	-	0,991	0,149	0,0209	0,282		
$E\Delta Df/B II$	0,963	0,167	0,0230	1,14	0,280	1,54	0,971	0,950	0,149	0,0209	0,283		
$E\Delta Df/B III$	0,993	0,157	0,0230	1,09	0,276	1,45	0,998	0,992	0,143	0,0220	0,284		
КЕДАК	0,997	0,152	0,0248	1,09	-	-	-	0,993	0,147	0,0217	-		
Эксперимент	1,000	0,168	0,0242	1,06	-	-	1,000	1,000	0,136	0,0225	-		
	$\pm 0,006$	$\pm 0,006$	$\mp 0,0011$	$\mp 0,04$			$\pm 0,006$	$\pm 0,006$	$\pm 0,005$	$\pm 0,0010$			

Таблица 20

Вклад (%) в числа процессов сечений при разных энергиях
(сборка ЗРГ -6-7)

Процесс	10,5 - 1,4		1,4 - 0,1		100 - 10		10 - 1		$\varepsilon_n < 1$	
	МэВ	кэВ	МэВ	кэВ	кэВ	кэВ	кэВ	кэВ	кэВ	кэВ
Деление										
A_2-239	8,6	44,1		29,5		11,0		6,8		
Захват										
$U-238$	1,2	25,0		45,5		22,4		5,9		
Захват										
$P_{\nu}-239$	0,5	15,4		31,4		33,6		19,1		
Захват										
осколков	0,8	17,9		35,3		26,7		19,3		

*) Блокировка сечений учтена.

в \mathcal{R}_U -239 в области энергий $E_n < 1$ кэВ значительна ($\sim 20\%$), как следует из таблицы 20,

е) Различие коэффициента воспроизводства для сборки ZPR -6-7 при расчетах по системе констант БНАБ-70 и $E \wedge F / 8 \text{ III}$ составляет $\sim 6\%$. При интерпретации этого различия следует иметь в виду, что КВ при расчетах по системе БНАБ-70 получен из нейтронного баланса "квазикритического" реактора.

§ 3. Условия статистического анализа

В качестве основного варианта (вариант - I) матрицы ошибок групповых констант использовалась матрица, близкая к предложенной в работе [74]. Эта матрица, на взгляд авторов [74], реалистично характеризует константную погрешность стандартного реакторного расчета на основе системы констант БНАБ-70. С целью уменьшения числа свободных параметров при проведении статистического анализа проводился переход к четырехгрупповому представлению с граничными значениями энергии, указанными в таблице 21. Погрешности основных констант в варианте I приведены в таблице 22. С целью проверки устойчивости получаемых в статистическом анализе результатов использовался также упрощенный вариант матрицы ошибок констант (вариант II), также представленный в таблице 22.

Матрица ошибок интегральных данных составлялась на основе оцененной выше точности экспериментальных данных. Исследовалось влияние на результаты анализа корреляций между однотипными величинами.

Основные варианты ошибок интегральных данных представлены в таблице 23. Вариант I мы в дальнейшем будем называть "рабочим вариантом".

Необходимые для анализа коэффициенты чувствительности были рассчитаны по программам теории возмущений Ю.Г.Бобковым в рамках сферических моделей сборок ZPR -6-6A (7) [84].

В таблице 24 сравниваются расчетно-экспериментальные расхождения анализируемых величин с оценкой их константной погрешности. В таблице 25 приведены результаты предсказания (см. формулы гл. II, § 2) критичности сборки ZPR -6-7 по результатам

Границы 4-группового энергетического разбиения

Таблица 21

Группа	1	2	3	4
Энергия мэв	10,5 - 1,4	1,4 - 0,1	100 - 10	<10 кэв

Погрешность (%) основных групповых констант

Таблица 22

Группа	1+3	4	1+3	4	1+3	4	1+3	4	1+3	4
вариант I	10	10	20	20	25	15	20	1	30	30
вариант II	15	15	15	15	15	15	1	15	15	20

*) приведена погрешность средней по спектру величины $\sqrt{\cdot}$ или среднего сечения.

Таблица 23

Варианты гипотез ошибок

Измерен. величина	Погрешности интегральных данных в %				
	I	2	3	4	5
ZPR-6-7					
К _{эф}	± 0,6	± 0,6	± 0,6	± 0,6	± 0,6
c^8/f^9	± 4	± 8	± 2	± 4	± 8
f^5/f^9	± 4	± 4	± 4	± 4	± 8
ZPR -6-6A					
К _{эф}	± 0,6	± 0,6	± 0,6	± 0,6	± 0,6
"	± 4	± 8	± 2	± 4	± 8
Вариант матрицы ошибок констант	I	I	I	II	I

Таблица 24

Сравнение расчетно-экспериментального расхождения
с константной погрешностью расчета

Измерен. величина	Расчетно-экспериментальное расхождение (%)	Погрешность расчета (%)
ZPR -6-7	$2,0 \pm 0,6$	± 4,5
К _{эф}		
c^8/f^9	-14 ± 4	± 10
f^5/f^9	-7 ± 4	± 8
ZPR -6-6A		
К _{эф}	- 0,5 ± 0,6	± 4,0
c^8/f^9	- 7 ± 4	± 10

Таблица 25

Предсказание	Кэф	$ZPZ - 6$ -7 по результатам интегральных экспериментов.

Эксперимент	Расчет	Предсказание C/f^s (сб.7)	Предсказание C/f^s (сб.6A)	Кэф (сб.6-7)	ПО:
1,000±0,006	$0,981 \pm 0,044$	$1,02 \pm 0,02$	$0,99 \pm 0,04$	$0,98 \pm 0,04$	

других измеренных величин. Из таблиц 24 и 25 можно сделать вывод о том, что имеет место непротиворечивость расчетных и экспериментальных данных.

§ 4. Результаты анализа

В таблице 26 представлены смещения констант (относительно системы БНАБ-70), обязанные учету рассматриваемых интегральных экспериментов. Во всех рассматриваемых вариантах имеет место увеличение сечения деления ρ_{-239} и уменьшение сечения захвата σ_{-238} . Смещения δ_c^2 в значительной мере зависят от предполагаемой точности измерения c^2/f_9 . Исследование гипотез, предполагающих разную степень корреляции между однотипными величинами в рассматриваемом наборе экспериментальных данных, показало слабое влияние этого эффекта на результаты настоящего анализа. Однако, как показывает опыт аналогичных расчетов, это влияние может быть существенным, если анализируемый набор достаточно велик (число экспериментов > 20).

В таблице 27 даны расхождения измеренных величин с расчетом после учета интегральных экспериментов (корректировки констант). Сравнивая эти данные с данными таблицы 19, можно отметить сходство полученных расхождений с имеющимися на сегодняшней день в США и ФРГ.

Для оценки изменений (по сравнению со стандартным проектным расчетом по системе БНАБ-70) основных физических параметров большого оксидного брилера, которых можно ожидать на основе рассматриваемого материала, анализировалась упрощенная модель реактора типа БН-1500 [82]. Рассматриваемая модель имела следующие параметры $V_{A3} = 8,8 \text{ м}^3$, $(\frac{\rho}{H})_{A3} = 3,3$, $R_{A3} = 167 \text{ см}$, толщина бокового и торцевого экранов 41 и 50 см, соответственно: объемные доли в активной зоне $\xi_{n,p}/\xi_{n,a}/\xi_{\text{сталь}} = 47 / 32 / 21$, плотность топлива $\rho_{top} = 8,6 \text{ г}/\text{см}^3$. Загружаемый плутоний имеет высокое содержание высших изотопов $\rho_{-239}/rho_{-240}/rho_{-241} = 64/25/11$. Модель отражала схему трехзонного выравнивания. Содержание плутония в экране и осколках деления во всем реакторе соответствовало среднестационарному состоянию, при глубине выгорания 10%.

Коэффициенты чувствительности для Кэф, КВ, КВА были получены прямыми расчетами Л.В. Точеным по двумерной программе КИТ (18-4-Р2-15) [68].

Их сравнение с аналогичными (частичными) результатами двумерного расчета, полученными И.П.Кухаренком по методу Бубнове-Галеркина [83], показало согласие обоих способов.^{*)} При расчете коэффициентов чувствительности компенсация реактивности осуществлялась вариацией обогащения (при сохранении изотопного состава плутония).

Для расчета КВ и КВА принимались определения:

$$KB = \frac{(N_c^8 + N_c^{40})_{A3+2} - (N_{cf}^3 + N_{cf}^{41})_3}{(N_{cf}^3 + N_{cf}^{41})_{A3}}$$

$$KVA = \frac{(N_c^8 + N_c^{40})_{A3}}{(N_{cf}^3 + N_{cf}^{41})_{A3}}$$

Расчет коэффициентов чувствительности для времени удвоения (T_2) осуществлялся на основе приближенного соотношения, без учета параметров внешнего топливного цикла

$$T_2 \sim \frac{M}{(1+\alpha)(KB-1)}$$

где M - критзагрузка (P_u -239, 24I)

α - отношение средних сечений радиационного захвата и деления для смеси изотопов P_u -239 и 24I.

Результаты ожидаемых смещений и точностей величин Квф, КВ, КВА и T_2 , обязанные учету интегральных экспериментов, приведены в таблице 28.

В варианте (Б) таблицы 28 представлены результаты, полученные в предположении, что ядерные константы высших изотопов P_u -240, 24I и осколков деления известны точно. В варианте (А) неопределенности этих сечений соответствуют данным таблицы 22.

Из данных варианта А таблицы 28 следует, что расчет по константам БНАБ-70 занижает величину Квф (БН-1500) на ~ 1,4%, что

^{*)} Результаты этих расчетов предполагается опубликовать в отдельной работе.

Таблица 26

Смещения групповых констант (%) при
учете интегральных экспериментов

δ_c^k	№ группы	Варианты				
		1	2	3	4	5
δ_4^5	1	-0,3	-0,3	-0,4	-0,3	-0,3
	2	-0,9	-0,5	-1,3	0,0	-1,5
	3	-2,8	-2,6	-2,9	-4,0	-1,9
	4	-2,0	-2,1	-1,9	-3,3	-1,3
δ_7^9	1	-0,4	-0,3	-0,5	-1,7	0,2
	2	2,6	3,3	2,1	1,3	2,9
	3	2,9	3,0	2,9	3,9	2,5
	4	7,8	5,8	9,6	7,8	5,3
δ_c^5	2	0,6	0,0	1,0	-0,1	0,5
	3	1,2	0,1	2,0	0,0	0,9
	4	2,5	0,6	3,8	0,2	1,4
δ_c^9	2	2,1	1,0	2,9	1,7	0,7
	3	5,5	2,8	7,7	4,3	2,0
	4	16,7	8,0	24,0	8,5	6,6
δ_c^8	2	-7,1	-3,5	-9,8	-6,8	-3,4
	3	-6,7	-3,0	-9,7	-7,6	-3,7
	4	-0,7	-0,5	-0,8	-0,1	-1,2
\downarrow	I + 4	-0,4	-0,2	-0,6	-0,5	-0,2
сталь	I + 4	8,0	3,3	II,7	2,4	3,3

Примечание.

Номера вариантов соответствуют различным предположениям о погрешностях экспериментальных величин (см. таблицу 23).

Таблица 27

Расчетно-экспериментальное расходжение
величин после корректировки констант $\frac{3-p}{p} \%$
интегральных

Измеренная величина	Без учета интегральных экспериментов				Варианты корректировки			
	1	2	3	4	1	2	3	4
$ZPR - 6-7$								
K_{Φ}	$2,0 \pm 0,6$	-0,2	-0,1	-0,2	-0,2	-0,1	-0,1	-0,2
C^2/f^9	-14 ± 4	-3,9	-6,9	-1,4	-1,4	-1,4	-1,4	-4,8
f^5/f^9	-7 ± 4	-1,6	-1,7	-1,4	-1,4	-1,4	-1,4	-1,3
$ZPR - 6-6A$								
K_{Φ}	$-0,5 \pm 0,6$	-0,1	-0,1	-0,2	-0,2	-0,2	-0,2	-0,2
C^2/f^5	-7 ± 4	-3,2	-5,8	-1,1	-1,1	-1,1	-1,1	-3,6

Таблица 28

Смещения и точности (%) параметров реактора BN-1500
при учете интегральных экспериментов.

		Варианты корректировки								
		Без учета интегральны х эксперимен тов			С со свигом			С со свигом		
		точность %	точн.; свдвиг	точн.; свдвиг	точн.; свдвиг	точн.; свдвиг	точность %	точн.; свдвиг	точн.; свдвиг	точность %
<i>A</i>	Кэф	5,1	3,0	1,4	3,0	1,6	3,0	1,3	3,0	1,3
	КВ	6,1	5,1	-4,1	5,5	-1,5	4,7	-6,2	4,7	-3,4
	КВА	8,0	6,5	-5,6	7,2	-2,1	5,9	-8,4	6,2	-5,1
	T ₂	24,0	19,4	10,3	20,8	2,0	19,2	17,2	18,3	8,5
<i>B</i>	Кэф	4,0	0,9	1,8	0,9	1,8	0,9	1,9	0,8	1,9
	КВ	5,1	3,6	-3,7	4,2	-1,3	3,1	-5,6	3,3	-2,8
	КВА	6,5	4,5	-5,0	5,3	-1,8	3,9	-7,6	4,1	-4,2
	T ₂	18,2	13,2	8,6	14,7	1,2	11,8	14,6	11,3	5,9

Примечания.

"Сдвиг" означает, на сколько процентов следует изменить значение, рассчитанное по константам ЕИАБ.

А - константы ρ_u -240. ρ_u -241 и осколков деления имеет неопределенности, приведены в таблице 24.

Б - константы ρ_u -240, ρ_u -241 и осколков деления предполагаются точными. Номера вариантов соответствуют различным предположениям о потериности экспериментальных величин (см. таблицу 23).

связано в первую очередь со смещением констант P_U -239, и T_2 -238. Полученные смещения расчетных параметров КВ, КВА и T_2 реактора БН-1500 определяются в основном учетом измерений критичности и индекса c^8/f^9 на сборке ZPR-6-7. Из физического смысла нетрудно предвидеть основные закономерности корректировки констант. Большое расхождение для c^8/f^9 ($\frac{\rho_{\text{сп}}}{\rho} = -14\%$) диктует необходимость, в первую очередь, уменьшить сечение поглощения T_2 -238. При этом нейтронный баланс может быть сохранен или уменьшением числа вторичных нейтронов деления (\downarrow), или повышением радиационного захвата P_U -239 и стали. Т.К. точность значения \downarrow достаточно высока $\sim 1\%$ (см.таблицу 22), остается последняя возможность, ведущая, наряду с падением ϵ_c^8 , к уменьшению КВ. В действительности, имеется также некоторое расхождение в Кэф (т.е. недостаточно хорошее описание баланса), также указывающее на необходимость уменьшения ϵ_c^8 .

Нетрудно также понять характер смещений в величинах КВ, КВА и T_2 в зависимости от точности измерений c^8/f^9 . Напомним, что варианты I,2,3 соответствуют точностям 4%, 2%, 8% (см. таблицу 23). Если точность измерений c^8/f^9 сравнима с исходной погрешностью расчета $\pm 10\%$ (см.таблицу 24), эксперимент не дает новой информации о компонентах нейтронного баланса и потому смещения малы. Соответствующие зависимости прослеживаются и в смещениях констант (таблица 26).

Из данных таблицы 28 следует, что точность знания физических параметров реактора типа БН-1500 с "грязным" плутонием, даже после учета экспериментальных результатов на достаточно большой плутониевой критсборке с "чистым" плутонием, далека от требуемых точностей. Основная причина этого – большая неопределенность констант высших изотопов плутония и осколков деления. В рассматриваемой модели $\sim 30\%$ всех делений происходит в P_U -240,24I, а число захватов в осколках сравнимо с захватом в стали. Если по отношению к константам осколков деления имеется ряд указаний на близость оценки БНАБ к современным оценкам, то этого нельзя сказать о константах P_U -240 и 24I. В этой связи весьма показательно большое расхождение эксперимента с расчетом по системе констант БНАБ для спектрального индекса f^{40}/f^9 ($\frac{\rho_{\text{сп}}}{\rho} = -18\%$) сборки ZPR-2.

Легко оценить, что изменение на $(10+15)\%$ в системе констант БНАБ сечения ϵ_f (P_U -24I) должно скомпенсировать недооценку

ΔK_B (БН-1500) = 1,4%. В то же время, такое завышение сечения σ_f (ρ_{U-241}) должно привести к несколько большему падению KB, по сравнению с данными таблицы 28.

Из рассмотрения варианта Б в таблице 28 (константы ρ_{U-240} , 241 и осколков деления считаются точными) следует, что неопределенность KB после учета интегральных экспериментов составляет $\Delta KB = \pm 0,05$. В этом варианте требуемая точность $\Delta KB \approx \pm 0,03$ практически достигается при учете рассматриваемого набора экспериментов для реактора типа ОК-5 [71] (сферическая модель, $V_{a.z.} = 5m^3$, однородная активная зона, отсутствует плутоний в экране и высшие изотопы плутония $\rho_{U-240,241,242}$ в активной зоне). Для этой модели реактора расчет дает величину неопределенности KB = $\pm 0,035$ (рабочий вариант матриц ошибок). *)

Различие точностей в модели реакторов БН-1500 и ОК-5 определяется в основном двумя причинами.

а) Наличие трех зон выравнивания, каждая со своим спектром, в модели БН-1500, по сравнению с однородной активной зоной в ОК-5. Так, средние по зонам величины ω^2 в БН-1500 составляют 0,281, 0,250, 0,265, в то время как в модели ОК-5 величина ω^2 практически постоянна по всей активной зоне. Легко понять, что учет спектрального индекса C^2/f^2 , измеренного в центре сборки $ZPR -6-7$ и её критического параметра более информативен по отношению к модели ОК-5, чем БН-1500.

б) Вклад в KB делений ρ_{U-239} в отражателе БН-1500, отсутствующий в модели ОК-5. Хотя указанный вклад относительно мал ($\Delta KB \approx -0,03$) его неопределенность составляет примерно $\pm 0,01$ и существенного её уменьшения при привлечении анализируемых экспериментальных данных не происходит.

Из сказанного следует, что при моделировании на стадии многозонного реактора типа БН-1500 важное значение имеет измерение пространственных распределений основных процессов и наличие программ расчета соответствующих функций чувствительности.

*) В работе [85] получена оценка точности KB плутониевых бридеров $\sim 3\%$ после учета 48 интегральных экспериментов и новых рекомендованных данных по сечениям основных элементов. Естественно, эта точность относится к значению KB, в результате подгонки констант смещенному относительно первоначального расчетного значения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результатом проведенного анализа экспериментальных данных по плутониевым сборкам $ZPR-6-7$ и $ZPR-2$ является оценка точности расчета (см.таблицу) основных физических параметров реактора типа БН-1500 с оксидным топливом и высоким содержанием $Pu-240$, $Pu-241$. Сделан вывод о том, что основная неопределенность этих параметров связана с неопределенностью высших изотопов plutония и, возможно, осколков деления. Эти константы следует уточнять, прежде всего используя последние рекомендации, идущие из микроскопического эксперимента. В то же время очевидна необходимость расширения объема соответствующих оцененных интегральных данных (например, вариант $ZPR-6-7$ со вставкой из plutония с составом $239/240/241 = 69/27/4$), а также необходимость планирования такого рода экспериментов как на сборках, так и на действующих реакторах.

Параметр	Точность расчета по константам БНАБ-70	После учета экспериментов на сборках	
		Точность	Изменение параметра относительно расчета по константам БНАБ-70
Кэф	$\pm 5\%$	$\pm 3\%$	+ 1,4 %
КВ	$\pm 0,09$	$\pm 0,06$	- 0,06
КВА	$\pm 0,08$	$\pm 0,06$	- 0,06
Время удвоения	$\pm 25\%$	$\pm 20\%$	+ 10%

Авторы благодарны В.В.Орлову, Л.Н.Усачеву, М.Н.Николаеву и В.А. Казанскому за обсуждение ряда вопросов, рассмотренных в настоящей работе.

JWTEPATYPA

1. BNES Internat. Conf. "The Physics of Fast Reactor Operation and Design", June 1969. Proc. of a Conf.
2. Baker A.R., Hammond A.D. Calculations for a Large Fast Reactor. TRG Report 2133 (R). 1971.
3. Little W.W., Hardie R.W., O'Dell L.D. Progress in Meeting Cross-Section Needs from a Fast-Reactor Designer's View. Proc. of a 3rd Conf. "Neutron Cross-Sections and Technology", Knoxville, March 1971, v.1, p.32.
4. Alter H. Reactor Technology, 1972, v.15, p.59.
5. Proc. of the Internat. Conf. "Fast Critical Experiments and Their Analysis". Argonne, Oct. 1966, p.57.
Davey W.G. Intercomparison of Calculations for a Dilute Plutonium-Fueled Fast Critical Assembly (ZPR-III-48).
6. Till C.E. and Davey W.G. The Demonstration Reactor Benchmark Critical Assemblies Program. TANS 13, 293, 1970.
7. Lesage L.S., Bohn E.M., Marshall I.E. et al. Initial Experimental Result from ZPR-6 Assembly 7, The Single Zone Demonstration Reactor Benchmark Assembly, TANS 14, 17, 1971.
8. Nat. Topical Meeting on New Developments in Reactor Physics and Shielding, Kiamesha Lake, Sept. 1972, CONF-720901, 1972, Book 1, p.211.
W.M.Stacey et al. Advances in Methods for Fast Neutron Multigroup Cross Section Calculations and Their Effect upon the Neutronics Properties of IMFER Critical Assemblies.
9. Amundson P.I. et al. Spatially Dependent Benchmark Parameters in the Initial Demonstration Plant Critical Assembly. CM. [8] p.809.
10. Davey W.G. The Demonstration Reactor Benchmark Program. CM. [8] p.789.
11. Palmer R.G. et al. Sodium Void Studies and Related Heterogeneity Effects in ZPPR-2, the Benchmark Demonstration Assembly. CM. [8] p.973.
12. Kaiser R.E., Gasidlo I.M. On the Effect of Core Configuration on U-238 Doppler Measurements in ZPPR Assembly 2. CM. [8] p.1006.
13. Proc. of an Internat. Symposium on Physics of Fast Reactors. Tokyo, Oct. 16-19 1973.
14. Amundson P.I. et al. U.S. Fast Integral Experiments Program. CM. [13] p.431.
15. Dyos M.W., Paik N.C. Utilization of Integral Experiments and Related Data in IMFER Designs. CM. [13] p.1440.

16. Ramchandran S., Rathbun R.W. Analysis of High Pu-240 Zoned Critical Experiments in Support of LWR-Grade Pu Utilisation in PWR. TANS, 16, 265, 1973.
17. Salvatores M. Adjustment of Multigroup Neutron Cross Sections by a Correlation Method. Nucl. Sci. Eng., 50, 1973, 345.
18. Lewis R.A. IMFBR Demonstration Reactor Benchmark Critical Experiments Program-Initial Plate-Rod Heterogeneity Measurements. Trans.Am.Nucl.Soc., 14, 18, 1971.
19. Karam R.A. On the Discrepancy between Measured and Calculated Central Reactivity Coefficients. Nucl.Sci.Eng., 52, 201, 1973.
20. Karam R.A. et al. Analysis of Central Reactivity Worths in Fast Critical Assemblies. Nucl.Sci.Eng., 40, 414, 1970.
21. Till C.E. The Fast Neutron Doppler Effect. CM. [8], p.1152.
22. Neutron Cross Sections and Technology. Proc. of a Conf. Washington, March 4-7 1968, p.1211.
Davey W.G. Differential Data and the Interpretation of Large Fast Reactor, Critical Experiments.
23. Till C.E., Davey W.G., Lewis R.L., Palmer R.G. The Argonne National Laboratory Critical Experiments Program. CM. [1], p.40.
24. Drake M.K. The Basis of Current Evaluated Data Files. CM. [8]. Book 2, p.1127.
25. Hummel H.H., Stacey W.M., Jr. Sensitivity of a Fast Critical Assembly to Uncertainties in Input Data Determined by Perturbation Theory. Nucl.Sci.Eng., 54, 35, 1974.
26. ANS Conf. on Advanced Reactors, Physics, Design and Economics. Atlanta, Sept. 1974.
Hardie R.W., Omberg R.P., Rothrock R.B. Implications of Recent Trends on IMFBR Performance Characteristics.
27. Alter H. Benchmark Testing of Nuclear Data for Fast Reactors. CM. [8]. Book 2, p.1033.
28. Hannum W.H. Review and Summary of the U.S. Reactor Physics Program. CM. [13], v.1, p.105.
29. Yiftah S. et al. Comparative Analysis of ENDF/B-III and KEDAK for Fast Reactor Calculations. CM. [13], v.3, p.1479.
30. Weisbin C.R. et al. Fast Reactor Cross-Section Processing Codes. CM. [26].
31. Karam R.A. Basic Requirements for Standards on Reactor Physics. TANS, v.19, p.389, 1974.
32. Беныхов А.А., Воропаев А.И. Что даёт интегральный опыт в физике быстрых реакторов. Обнинск, препринт ФЭИ-371, 1973.

33. Ваньков А.А., Воронаев А.И., Орлов В.В.
О корреляции параметров критичности и воспроизводства.
Омск, препринт ФЭИ-518, 1974.
34. Ayer I.E. et al. Pilot-Lot Fabrication of ZPPR
Oxide-Rod Elements. ANL-7649, 1970.
35. Till C.E., Lesage L.G., Karam R.A. et al. ZPR-6
Assemblies 6A and 7: Benchmark Specifications for the Two
Large Single Core Zone Critical Assemblies - IMFBR Demonstra-
tion Reactor Benchmark Program. Applied Physics Division
Annual Report ANL-7910, 1972, p.137.
36. Hess A.L., Palmer R.G. Prescription of a Benchmark
Model of ZPPR Assembly 2 for Data Testing of ENDF/B. CM. [35],
p.299.
37. Davey W.G. et al. Heterogeneity Effect in ZPPR
Assembly 2 A Plutonium-Fueled Demonstration Fast Reactor
Study. Nucl.Sci. and Eng., 51, 415, 1973.
38. Kaiser R.E., Hess A.L., Norris R.I. Critical Mass
Evaluation for the Final Plate Version for ZPPR Assembly 2
and Comparison of Reference Loadings. CM. [35], p.228.
39. Lewis R.A., LeSack L.G., Till C.E. et al. Initial
Plate-Rod Heterogeneity Measurements - IMFBR Demonstration
Reactor Critical Experimental Program. CM. [35], p.185.
40. Dudey N.D., Heinrich R.R. et al. Activation-Rate
Measurements in the ZFR-3 Muckup Critical Experiments.
ANL-7781, 1971.
41. Palmedo P.F. Compilation of Fast Reactor Experiments,
v.1, 2, 1971.
42. Oosterkamp W.I. The Calculation of ZFR-6-6A and
ZPR-6-7 with Karlsruhe Data and Methods TANS, 16, 261, 1973.
43. Weisbin C.B. et al. Fast Reactor Cross-Section
Processing Codes - is there A Dollaps Worth of Difference
between Them. CM. [26].
44. Stenberg C.G., Lindeman A. ARC System Cross-Section
Generation Capabilities ARC-MC². ANL-7722, 1973.
45. Fillmore F.L. Result of Monte-Carlo Calculations
for ZPPR-Assembly 2 ANL-7928, 1972.
46. Bohn, Dance K.D., Zolotar B.A. Benchmark Tests and
Comparisons Using ENDF/B III Data. TANS, 15, p.941, 1972.
47. Pitterle T.A. et al. Test of ENDF/D and Modified
ENDF/B Data against Integral Experiments. TANS, 14, 799, 1971.
48. Hammer P., Plum F. Physics Investigations of Sodium
Cooled Fast Reactors Core Z 1 Masurova in SNEAK-Assembly 6D
CRA-N-1561, KFK 1581, 1972.
49. Kamchandran S. et al. Comparison Modified ENDF/B-2
and ABM Cross-Section Sets in Analysis of PFR Critical Ex-
periments. TANS, v.14, 312, 1971.

50. Page E.M., et al. Comparison and Analysis of Methods for Determining Heterogeneity Effects in Fast Critical Assemblies and Reactors. AIDA-269, 1971.
51. Burt A., Zolotar, et al. Analysis of Plate-Hod Heterogeneity Measurements in Demonstration Reactor Benchmark Assemblies Including the Effect of Streaming. TANS, 18, 309, 1974.
52. Karam R.A. Analysis of ZPR-6 Assembly 6A. CM. [35], p.163.
53. Karam R.A. Anisotropic Effects in a 4000 Liter UO₂ Fast Core ZPR-6 Assembly 6A. TANS, 14, 21, 1971.
54. Fischer E.A. Adjustment of Group Cross Sections for Fast Reactor Calculations Using Integral Data from Critical Assemblies KFK-1879, 1973.
55. Armani R.I. Absolute Determination of Fission Rates in U-235 and U-238 and Capture Rates in U-238 by Radiochemical Techniques. Proc. IAEA Symposium on Standardization of Radionuclides, IAEA, Vienna, 1967, p.613.
56. Amundson P.I. et al. An International Comparison of Fission Detector Standards. CM. [5], p.679.
57. Davey W.G. et al. Some Recent Experimental Techniques Developed in Idaho Division of Argonne National Laboratory. CM. [5], p.657.
58. Davey W.G. The Ratio of U-238 Capture to U-235 Fission Cross Sections in Fast Reactors. Nucl.Sci.Eng., 24, 1966, p.26.
59. Till C.E. et al. Null-Reactivity Measurements of Capture / Fission Ratio in U-235 and Pu-239. Nucl.Sci.Eng., 40, 132, 1970.
60. Sher R. Gamma-Gamma Coincidence Method for Measuring Resonance Escape Probability in U-238 Lattice. Nucl.Sci.Eng., 7, 479, 1960.
61. Robinson W.R. Comparison of Calculated and Measured Reaction-Rate Distributions and Fission Integrals in ZPR-6-7. TANS, 16, 263, 1973.
62. Bratscher M.M. Integral Alpha Measurements in ZPR-6 Assembly 7. CM. [35], p.137.
63. Maddison D.W. Ge (Li) Detector Calibration and Data Correction for Small Source to Detector Distances and Absolute Standard Source Comparisons. CM. [35], p.395.
64. Vosburgh R.O., Maddison D.W., Forrester R.I. Comparison of Absolute Fission and Capture Rates Measured with Foils and Fission Chambers. CM. [35], p.307.
65. Maddison D.W., Gasidlo I.H. Foil Activation Analysis in Critical Facility Assemblies. TANS, 15, 930, 1972.

66. Reaction Rate Measurements in ZPR-6 Assembly 7.
 См. [35], p.123.
67. Bretscher M.M. Perturbation Denominator Measurements
 in ZPR-6 Assembly 7. См. [35], p.154.
68. Хромов В.В. и др. Комплекс программ для оптимизационных исследований быстрых реакторов. В сс. МИФИ "Физика ядерных реакторов", вып. I, Атомиздат, 1968.
69. Николайшили Ш.С. и др. Методы и программы расчета реакторов на быстрых нейтронах. Труды советско-бельгийско-голландского симпозиума по физике быстрых реакторов, Москва, 1970, т. I.
70. Ваньков А.А., Воропаев А.И. Уточнение констант и функционалов в результате экспериментов на сборках БФС. Обнинск. Препринт ФЭИ-444, 1973.
71. Заринский С.М., Троицков М.Ф. Зависимость расчетных характеристик быстрых реакторов от изменений констант. Доклад на советско-бельгийско-голландском симпозиуме по физике быстрых реакторов. Мелекесс, февраль 1970.
72. Антонова Л.В. и др. Уточнение ядерных данных на основе анализа интегральных экспериментов. Доклад на советско-индийском семинаре по физике быстрых реакторов. Декабрь 1972.
73. Ваньков А.А. Анализ интегральных данных с целью предсказания реакторных характеристик. Обнинск. Препринт ФЭИ-361, 1973.
74. Ваньков А.А., Воропаев А.И. Оценка константной погрешности реакторных функционалов. Обнинск. Препринт ФЭИ-443, 1973.
75. Усачев Л.Н., Бобков Ю.Г. О совокупном использовании результатов интегральных и дифференциальных измерений. Доклад на I-ом Всесоюзном совещании по нейтронной физике. Киев, 1971. Материалы совещания, ч. 2, с.139.
76. Усачев Л.Н., Бобков Ю.Г. Определение необходимых точностей ядерных данных с учетом интегральных экспериментов. Доклад на 2-ом Всесоюзном совещании по нейтронной физике. Киев, 1972. Материалы совещания, ч. 1, с.87.
77. Усачев Л.Н., Бобков Ю.Г. Математическая теория эксперимента и обобщенная теория возмущений - эффективный путь к исследованию физики реакторов. Ядерные константы. Выпуск IO, с.3, М., Атомиздат, 1972.
78. Karan R.A. et al. Comparisons of ENDF/B. Versions I, II and II Modified. См. [35], p.310.
79. Harry Alter. Review of CSEWG Fast Reactor Benchmark Testing. TANS, 14, 798, 1971.
80. Karan R.A., Robinson W.R., Salvatores M. et al. Comparison of ENDF/B Versions I,II and Preliminary III. TANS, 15, 458, 1972.
81. Kusters H. Progress in Fast Reactor Physics in the Federal Republic of Germany EPK-1632, 1973.

82. Орлов В.В., Троицков М.Ф., Ковомилов А.И., Бобров С.Б., Субботин С.А., Ринейский А.А. Пути достижения малых времен удвоения для быстрых натриевых реакторов с оксидным топливом. Симпозиум СЭВ по быстрым реакторам. Обнинск. Доклад I/6, 1973.
83. Кухаренок И.П. Комплекс программ расчета двумерного реактора методом Бубнова - Галеркина. Препринт НИИАР-П164 1972.
84. Бобков Ю.Г., Усачев Л.Н. Комплекс программ по проблеме ядерных данных. Ядерные константы, М., Атомиздат, 1974, вып. Iб, с. 3.
85. Бобков Ю.Г., Дулин В.А., Казанский Ю.А., Усачев Л.Н. Подгонка групповых констант по оцененным интегральным экспериментам и последним версиям оцененных микроскопических ядерных данных. Доклад на 3-е Всесоюзное совещание по нейтронной физике, Киев, май, 1975 г.

ПРЕЦИЗИОННЫЙ РАСЧЕТ СКОРОСТЕЙ РЕАКЦИЙ
В МАЛОМ ОБРАЗЦЕ МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО

В.Б.Полевой

Abstract - Аннотация

THE PRECISIONAL CALCULATION OF THE SMALL SAMPLE REACTION RATE BY MONTE-CARLO METHOD. Method is developed for calculation of activation of filtered small sample irradiated by anisotropic neutron flux. Thermal motion of atoms, scattering anisotropy detailed energy dependence of cross sections, self-shielding and flux depression effects are taken into account.

Calculational results for activation of the cold foil detector used for determination of neutron flux in the State Thermal Neutron Flux Standard of USSR as well as for activation of three gold foils sandwich are given as an example.

ПРЕЦИЗИОННЫЙ РАСЧЕТ СКОРОСТЕЙ РЕАКЦИЙ В МАЛОМ ОБРАЗЦЕ МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО. Развит метод расчета активации окруженного фильтром малого образца, облучаемого анизотропным потоком нейтронов, с учетом теплового движения атомов, анизотропии рассеяния, детальной энергетической зависимости сечений, эффектов самоэкранировки и депрессии потока. Задача решается методом Монте-Карло с использованием "сопряженного слождания".

В качестве примера приводятся результаты расчета активации золотого индикатора, использовавшегося для определения потока нейтронов в Государственном Эталоне тепловых нейтронов СССР, а также сэндвича из трех золотых фольг.

В работе [1] описан алгоритм расчета скорости активации или любого другого процесса в образце, помещенном в реактор, путем оценки методом Монте-Карло решения уравнения для ценности по отношению к данной реакции в образце

$$F^+(x) = \int K^+(x' \rightarrow x) F^+(x') dx' + \sum_r(x), \quad x = (\vec{z}, E, \vec{\Omega}).$$

Это уравнение является сопряженным уравнению для потока нейtronов

$$F(x) = \int K(x' \rightarrow x) F(x') dx' + S(x).$$

Искомый функционал - скорость реакции с сечением $\sum_r(x)$ - равен

$$\mathcal{J} = \int F^+(x) S(x) dx. \quad (I)$$

Рассмотрение проводилось в рамках многогруппового или подгруппового транспортного приближения с изотропными переходами между группами. Плотность делений в реакторе с образцом считалась известной функцией.

При решении ряда практических задач точность указанных приближений оказывается недостаточной. Так, например, при расчете активации малых образцов в макроэкспериментах, направленных на проверку и корректировку ядерных данных, может быть существенен точный учет анизотропии рассеяния (активации портовых детекторов в гетерогенной среде) или более детальное рассмотрение энергетической зависимости сечений и потока нейтронов, чем это возможно в многогрупповом приближении при обычном числе групп (активация образцов с "проехуточным" рассеивающим резонансом - например, N^{23} , W^{186}). При эталонировании потока нейтронов с помощью золотых юлья может потребоваться учет поправок на рассеяние и поглощение в фольге и

в окружающих её фильтрах из золота или кадмия. При точном расчете этих поправок необходимо учитывать тепловое движение ятомов. Может представлять самостоятельный интерес учет зависимости скорости активации образца от степени анизотропии падающего на него потока нейтронов.

В ряде случаев известной является лишь функция плотности делений в реакторе без образца. В часто встречающихся условиях недостаточной мощности источника нейтронов приходится использовать толстые индикаторы, замена которых материалом реактора – особенно в реакторах с мягким спектром – может заметно искажить распределение плотности делений.

В настоящей работе рассматривается ряд методик, позволяющих учитывать перечисленные эффекты при расчете скоростей реакций методом Монте-Карло с использованием "сопряженного блуждания".

Приводятся примеры использования некоторых из этих методик для прецизионного расчета активации кадмированных и открытых золотых фольг, применявшихся для абсолютного определения потока тепловых нейтронов в Государственном Эталоне потока тепловых нейтронов СССР [5] , а также сэндвича из трех золотых фольг, применявшегося для измерения потока резонансных нейтронов методом резонансных фильтров [6] . Дано краткое описание использовавшейся при этом программы.

I. Выбор источников псевдонейтронов и нейтронов.

Учет возмущения источника нейтронов образцом

При нахождении функционалов вида (1) методом сопряженных блужданий отыскивается математическое ожидание случайной величины $\{ \}^+$:

$$J = M\{ \}^+ \cong \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N \{ \}_n^+(\alpha_e), \quad (2)$$

где $\{ \}_n^+(\alpha_e) = \sum_{i=0}^L W(\alpha_i) S(x_i)$, $\alpha_i = \{x_0, x_1, \dots, x_i\}$.

N - число прослеживаемых траекторий псевдонейтронов;

L - число рассеяний псевдонейтронов в n -й траектории, определяемое либо выходом траектории за пределы заданной области фазового пространства, либо по достижении заданного веса;

$W(\alpha_i)$ - вес псевдонейтрана в i -м столкновении;

$S(x)$ - плотность источников нейтронов. В качестве $S'(x)$ может быть выбрана плотность потока нерассеянного излучения $S(x)$.
плотность генерации нейтронов деления

$$S(x) = \frac{X(E)}{4\pi} \int F(\vec{r}, E, \vec{n}) \nu \sum_f (E, \vec{r}) dE d\vec{n} = \frac{X(E)}{4\pi} Q(\vec{r}) \quad (3)$$

и т.п.

При рождении псевдонейтрана - 0-е столкновение - ему приписывается вес $W_0(x_0)$, который определяется выбором функции распределения источников псевдонейтронов S^* , т.е. так, чтобы соблюдалось равенство

$$\sum_r(x_0) = S^+(x_0) W_0(x_0).$$

Если известна хотя бы грубая оценка плотности потока внутри образца $\tilde{F}(x)$, то наиболее целесообразно принять

$$S^+(x) = \sum_r(x) \tilde{F}(x) / \int \sum_r(x) \tilde{F}(x) dx \quad (4)$$

и тогда

$$W_0(x) = \int \sum_r(x) \tilde{F}(x) dx / \tilde{F}(x).$$

Отличие $\tilde{F}(x)$ от истинной плотности потока $F(x)$ не приводит к смещению оценки (2), если $\tilde{F}(x)$ не обращается в нуль там, где $\sum_r(x) F(x) \neq 0$. Однако, чем ближе $\tilde{F}(x)$ к $F(x)$, тем меньше дисперсия этой оценки.

В зависимости от выбора $S(x)$ под $W(\alpha)$ следует понимать либо вес псевдонейтрана, вступающего в столкновение ($w = w_{in}$), либо вес после столкновения ($w = w_{out}$): $w_{in}(\alpha_i) = 0; w_{out}(\alpha_i) = W_0(x_i);$
 $W_{out}(\alpha_i) = W_0(x_i) \prod_{j=1}^i W_j(x_j) \equiv W_0(x_i) \prod_{j=1}^i \frac{\sum^+(E_{j-1}, \bar{z}_j)}{\sum_k(E_{j-k}, \bar{z}_j)}, i = 1, 2, \dots ; \quad (5)$

$$w_{in}(\alpha_i) = w_{out}(\alpha_i) / \sum^+(E_{i-1}, \bar{z}_i), \quad i = 1, 2, \dots ; \quad (6)$$

$\sum^+(E, \bar{z}) = \iint C(E' \rightarrow E, \bar{z}' \rightarrow \bar{z} | \bar{z}') dE' d\bar{z}'$ - сопряженное сечение (см. [1]).

Если в качестве $S(x)$ выбрана плотность генерации нейтронов деления (3), то в качестве $W(\alpha_i)$ следует брать вес псевдонаейтрана, вступающего в i -е столкновение. Если $S(x)$ - это плотность потока нерассеянного излучения, то в качестве $W(\alpha_i)$ следует брать $w_{out}(\alpha_i)$.

Функцию $S(x)$ целесообразно выбирать так, чтобы наличие или отсутствие облучаемого образца не влияло на нее или влияло слабо. Это даст возможность использовать в сопряженном блуждании функцию $S_o(x)$, рассчитанную для среды без образца, геометрические характеристики которой, как правило, относительно просты. В активной зоне реактора такой слабовоизменяемой функцией является плотность генерации нейтронов деления (3). Это распределение для асимптотической области гомогенной активной зоны определяется материальным параметром среды, симметрией ее геометрии и результатами 0-мерного энергетического расчета. В гетерогенной решетке распределение источников может быть рассчитано, например, методом Монте-Карло [2].

В неразмножающей среде в качестве $S(x)$ обычно удобно принять плотность потока нейтронов на некоторой поверхности R , окружающей образец.

$$S(\vec{r}, \epsilon, \vec{\lambda}) = \delta(\vec{r} - \vec{r}_R) F(\vec{r}, \epsilon, \vec{\lambda}), \quad (?)$$

где \vec{r}_R — точка на поверхности R , либо, если рассеяние изотропно, плотность рассеянных нейтронов за этой поверхностью

$$S(\vec{r}, \epsilon) = \frac{1}{4\pi} \int F(\vec{r}, \epsilon'; \vec{\lambda}') \Sigma_s(\vec{r}, \epsilon' \rightarrow \epsilon) d\epsilon' d\vec{\lambda}'.$$

Если активируемый образец облучается в центре полости, размеры которой существенно превышают размеры образца, то поток на поверхности полости с полным основанием можно выбрать в качестве $S(x)$. Если же облучение ведется непосредственно в замедляющей среде, то в качестве $S(x)$ следует выбирать поток на поверхности, достаточно удаленной от образца (2-3 длины миграции).

Возмущение образцом потока, создаваемого источником, учитывается в сопряженном блуждании естественным образом, если траектории прослеживаются в среде с образцом. Действительно, рожденный в образце псевдонейtron пройдет, чем он достигнет поверхности R и "поглотится" на ней, будет, вообще говоря, неоднократно пересекать объем образца и изменять свой вес иначе, чем если бы этот объем был заполнен окружающей средой.

Выбранная в качестве $S(x)$ плотность генерации нейтронов деления малым образцом практически не возмущается. Однако, если образец велик и сильно поглощает нейтроны или замедляет их существенно по-иному, чем замещаемая им среда, то эффект возмущения источника может быть существенен. Это возмущение можно учесть в первом приближении, вычислив разность плотностей генераций в I-м поколении нейтронов в среде без образца $Q(\vec{r})$ и с образцом $Q_1(\vec{r})$, создаваемых плотностью генерации $Q(\vec{r})$ в нулевом поколении (нулевым называем поколение, в котором рассматривается активация образца).

Согласно работе [3],

$$Q_1(\vec{z}) = \int P(\vec{z}' \rightarrow \vec{z}) Q(\vec{z}') d\vec{z}' ,$$

$$Q'_1(\vec{z}) = \int P'(\vec{z}' \rightarrow \vec{z}) Q(\vec{z}') d\vec{z}' ,$$

где $P(\vec{z}' \rightarrow \vec{z})$ и $P'(\vec{z}' \rightarrow \vec{z})$ - плотности генерации в точке \vec{z}' , создаваемые нейроном деления из точки \vec{z} соответственно в среде без образца и при замещении образцом равного объема среды.

$$\Delta Q_1 = \int \Delta P(\vec{z}' \rightarrow \vec{z}) Q(\vec{z}') d\vec{z}' .$$

Искомое возмущенное распределение $Q'(\vec{z})$ плотности генерации в нулевом поколении в первом приближении равно

$$Q'(\vec{z}) = [Q(\vec{z}) + \Delta Q_1(\vec{z})] / \int [Q(\vec{z}) + \Delta Q_1(\vec{z})] d\vec{z} .$$

Если образец не изменяет критичности системы, то

$$Q'(\vec{z}) = Q(\vec{z}) + \Delta Q_1(\vec{z}) .$$

Функцию ΔQ_1 можно вычислить, если в прямом блуждании с источником $Q(\vec{z})$ фиксировать плотность делений, создаваемых историями, хотя бы раз прошедшими через образец [4], однако, в случае малого образца лишь малая часть историй "заметит" его и точность вычисления ΔQ_1 будет низкой.

Другой путь состоит в оценке сопряженным блужданием разности плотности столкновений в объеме образца, а затем оценки прямым блужданием плотности генерации нейтронов деления, создаваемой этой разностью.

При замене части делящейся среды образцом без делений естественно в качестве нулевого приближения выбрать

$$S(x) = Q(\vec{z}) \mathcal{L}(x) \frac{1}{4\pi} \delta , \quad \delta = \begin{cases} 0 & \vec{z} \in V_{бр} \\ 1 & \vec{z} \notin V_{бр} \end{cases}$$

Для делящихся малых образцов вклад от делений в образце в специализированный функционал J может быть вычислен на том же наборе траекторий, что и невозмущенный функционал J_0 .

Действительно, разыгрывая рождение псевдонейтрана из плотности(4),

можно одновременно считать точку рождения псевдонейтрана началом траектории псевдонейтрана, рожденного из плотности

$$S_f^+ = \nu \sum_s \tilde{F} / \int_{V_{обр}} \nu \sum_s \tilde{F} dx$$

с весом $W_f = \nu(E_0) S_f^+ / S^{+*}$.

Если теперь, прослеживая траекторию, отдельно суммировать вклады от рассеяний в среде

$$\{\delta\}_o^+ = \sum_{i=0}^L W(\alpha_i) S(\alpha_i) \cdot \delta,$$

$$\{\delta\}_f^+ = \sum_{i=0}^L W_f \cdot W(\alpha_i) S(\alpha_i) \delta$$

и вклады от рассеяний в образце

$$\{\delta\}_S^+ = \sum_{i=0}^L W(\alpha_i) \chi(E_{i-1}) \frac{1}{4\pi} (1 - \delta),$$

то, усредняя эти случайные величины по всем траекториям, получим

$M\{\delta\}_o^+ = J_o$ — функционал, создаваемый делениями в среде,

$M\{\delta\}_f^+ = J_f$ — скорость генерации нейтронов деления в образце.

Т.к. образец мал по сравнению с длиной миграции быстрых нейтронов, то можно принять пространственное распределение величины $\{\delta\}_S^+$ равномерным. Тогда

$$\overline{\beta(M\{\delta\}_S^+)} = M\{\delta\}_S^+ / V_{обр},$$

и добавка к J_o от делений в образце равна

$$\Delta J = J_f \cdot \overline{\beta(M\{\delta\}_S^+)}$$

Влияние анизотропии потока на функционал учитывается в алгоритме сопряженного блуждания автоматически, если источник задан в форме (3) или (7). Однако, в случае (?) расчеты активации одних и тех же образцов, облучаемых в одной и той же среде, но в условиях, отличающихся анизотропией потока, необходимо выполнять отдельно. Альтернативой является расчет распределения $F^+(\vec{z}, E, \vec{\delta})$. Это позволит, согласно (I), вычислить активацию образца от любого источника $S(\vec{z}, E, \vec{\delta})$. Статистическая точность расчета активации при этом будет определяться степенью подобия распределений $S(x)$ и $F^+(x)$.

2. Анизотропия рассеяния нейтронов и псевдонейтронов на покоящихся ядрах

При написании формул (5), (6) предполагалось, что разыгрыш энергии E' и направления $\vec{\Omega}'$ псевдонейтрана после рассеяния производится из плотности вероятности

$$C^+(E, \vec{\Omega} \rightarrow E', \vec{\Omega}' | \vec{v}) = C(E' \rightarrow E, \vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega} | \vec{v}) / \sum^+(E, \vec{v}).$$

В рассматриваемых ранее [1] групповом и подгрупповом транспортных приближениях с изотропными переходами задание $\sum^+(E, \vec{v})$, а также C^+ и выборка из нее были достаточно просты. В общем же случае, когда требуется учесть связь между потерей энергии и углом рассеяния, а также энергетическую зависимость сечений в интервале потери энергии, возникает ряд трудностей. Рассмотрим рассеяние на неподвижных ядрах среды, состоящей из нуклидов одного сорта с массовым числом A .

Часть прямого ядра $K(x' \rightarrow x)$, отвечающая за угловой и энергетический переходы обычно записывается в форме

$$C(E' \rightarrow E, \vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega} | \vec{v}') = \sum_s (E', \vec{v}') g(E' \rightarrow E) \frac{1}{2\pi} \delta[M_c - P(E, E')] \delta[M_l - f(M_c)], \quad (b)$$

где $g(E' \rightarrow E) = G(M_c) \frac{2}{E'(1-\alpha)}$,

$$\alpha = \left(\frac{A-1}{A+1} \right)^2,$$

$G(M_c)$ — индикаторика рассеяния в системе центра масс С;

$$P(E, E') = \left[\frac{2E}{E'} - (1+\alpha) \right] / (1-\alpha);$$

$$f(M_c) = (A M_c + 1) / \sqrt{A^2 + 2AM_c + 1}.$$

При определении состояния нейтрана после рассеяния в прямом облучении можно разыгрывать любую из трех величин E, M_l, M_c , а оставшиеся две определяются однозначно. При этом анизотропия

рассеяния как в лабораторной системе L , так и в системе центра масс C может быть учтена либо введением веса, либо соответствующим выбором функции распределения разыгрываемой величины.

Варианты разыгрывшей представлены в таблице I.

Таблица I

Разыгрываемая величина	Распределение или формула для вычисления			W_s
	E	M_L	M_C	
E	равномерное в $[E', E']$	$M_L = f[P(E'; E)]$	$M_C = P(E', E)$	$2G(M_C)$
	$\frac{2G[P(E'; E)]}{E'(1-\alpha)}$	$M_L = f[P(E'; E)]$	$M_C = P(E', E)$	1
M_L	$E = P^*(M_C, E')$	равномерное в $[-1, 1]$	$M_C = f^*(M_L)$	$2G(M_C)W_M$
	$E = P^*(M_C, E')$	$G(M_C)W_M(M_L)$	$M_C = f^*(M_L)$	1
M_C	$E = P^*(M_C, E')$	$M_L = f(M_C)$	равномерное в $[-1, 1]$	$2G(M_C)$
	$E = P^*(M_C, E')$	$M_L = f(M_C)$	$G(M_C)$	1

W_s - весовой множитель, появляющийся при разыгрывании направления и энергии после рассеяния.

Выражения для функций $P^*(M_C, E')$, $f^*(M_L)$, W_M получаются при замене в (8) $\delta(M_C - P)$ на $\delta(E - P^*)$, а $\delta(M_L - f)$ на $\delta(M_C - f^*)$ согласно соотношению

$$\delta(x - x_0) = \frac{dy}{dx} \Big|_{x=x_0} \delta[y(x) - y(x_0)] \quad (9)$$

и имеют вид

$$\begin{aligned} P^*(M_C, E') &= \frac{E'}{2} [1 + \alpha + (1-\alpha)M_C], \\ f^*(M_L) &= \frac{1}{A} (M_L^2 - 1 + M_L \sqrt{M_L^2 + A^2 - 1}), \\ W_M &= (M_L + \sqrt{M_L^2 + A^2 - 1})^2 / A \sqrt{M_L^2 + A^2 - 1} \end{aligned} \quad (10)$$

Рассеяние псевдонейтрона в сопряженном блуждании, управляемом ядром

$$K^+(x' \rightarrow x) = K(x \rightarrow x') ,$$

также можно организовать несколькими способами в зависимости от того, какую из трех величин удобнее считать независимой случайной величиной - E' , M_s или M_c .

В работе [7] предлагается разыгрывать энергию E' псевдонейтрона после рассеяния из плотности

$$g^+(E \rightarrow E') = g(E' \rightarrow E) \sum_s (E', \vec{z}') / \sum^+(E, \vec{z}'),$$

$$\text{где } \sum^+(E, \vec{z}') = \int_E^{E/\alpha} \sum_s (E', \vec{z}') g(E' \rightarrow E) dE' .$$

$$\text{Тогда } M_s = \{P(E, E')\}, W_s = \sum^+(E, \vec{z}').$$

Реализация этого алгоритма затруднена по трем причинам.

Во-первых, требуется либо хранить в памяти ЭВМ подробное представление функции $\sum^+(E, \vec{z})$, либо вычислять эту функцию в каждом акте рассеяния. Во-вторых, приходится делать выборку из довольно сложной плотности $g^+(E \rightarrow E')$. В-третьих, вычисленное значение и разыгранное равномерно из $[0, 2\pi]$ значение азимутального угла φ определяют положение в пространстве нового вектора направления полета псевдонейтрона $\vec{\Omega}'$ относительно старого вектора $\vec{\Omega}$. Для вычисления пробега после рассеяния в конечной геометрии необходимо привести вектор $\vec{\Omega}'$ к системе координат, связанной со средой.

Необходимость во введении сопряженного сечения отпадает, если разыгрывать энергию E' псевдонейтрона после рассеяния из плотности

$$g^+(E \rightarrow E') = g(E' \rightarrow E) / \int_E^{E/\alpha} g(E' \rightarrow E) dE'. \quad (II)$$

$$\text{Тогда } M_s = \{P(E, E')\},$$

$$W_s = \sum_s (E', \vec{z}') \cdot \int_E^{E/\alpha} g(E' \rightarrow E) dE'. \quad (II)$$

Для изотропного в системе центра масс рассеяния (II) и (II)

принимают простой вид:

$$\mathcal{G}^+(E \rightarrow E') = \frac{1}{E' \ln(1/\alpha)} ,$$

$$W_S = \sum_s (E', \vec{z}') \frac{1}{1-\alpha} \ln(1/\alpha) .$$

Тогда, разыграв γ равномерно из $[0, 1]$, получим

$$E' = E \exp(\gamma \cdot \ln \frac{1}{\alpha}) .$$

Однако, как и в предыдущем алгоритме, необходимо приведение к жесткой системе координат.

Качественное отличие двух рассмотренных алгоритмов сопряженного рассеяния заключается в более эффективном использовании первым алгоритмом информации о важности конечной энергии перехода с точки зрения сечения $\sum_s(E', \vec{z}')$. Действительно, в этом алгоритме псевдонейтроны относительно чаще попадают в те точки интервала $[E'_{min}, E'_{max}]$, где $\sum_s(E', \vec{z}')$ больше, но с одинаковым весом $\sum^+(E', \vec{z}')$, в то время, как во втором алгоритме непостоянство $\sum_s(E', \vec{z}')$ в том же интервале энергий компенсируется весом (12).

Для ряда задач может оказаться целесообразным рассматривать в качестве независимой случайной величины лабораторный косинус угла рассеяния M_L и разыгрывать направление полета $\vec{\Omega}'$ после рассеяния изотропно в L -системе. Тогда

$$M_L = M'/M + \sqrt{(1-M'^2)(1-M^2)} \cos(\varphi' - \varphi),$$

где M, φ и M', φ' — полярный и азимутальный углы в неподвижной системе координат до и после рассеяния соответственно;

$$W_S = \sum_s (E', \vec{z}') W_E W_M \cdot 2G(\mu_c),$$

где $W_E = E'/E$, а W_M определено равенством (10);

$$E' = P^{**}(E, \mu_c) = 2E/[1 + \alpha + (1-\alpha)\mu_c], \quad \mu_c = f^*(\mu_b) .$$

Следует отметить, что введение весовых множителей W_E , W_M , $G(\mu_c)$, вообще говоря, увеличивает дисперсию оценки исходного функционала. В случае сильной анизотропии рассеяния может оказаться, что простота разыгрыша не компенсирует дополнительную

дисперсию, вносимую этими весами, и целесообразно разыгрывать M_c как независимую случайную величину из плотности $G(M_c)$.

Тогда, вычислив $M_L = f(M_c)$ и $E' = P^*(E, M_c)$, получим

$$W_S = \sum_S (E', \vec{z}') \frac{E'}{E}.$$

Затем требуется перейти к неподвижной системе координат.

Полученные результаты легко обобщаются на тот случай, когда среда состоит из смеси различных изотопов, если применять разыгрыш типа ядра, на котором рассеивается псевдонейтрон.

Запишем окончательный вид ядра $K^+(x \rightarrow x')$ сопряженного уравнения в форме, удобной для алгоритма изотропного в L -системе рассеяния псевдонейтрана: $K^+(E, \vec{z}, \vec{x} \rightarrow E', \vec{z}', \vec{x}') =$

$$= T^+(\vec{z} - \vec{z}' | E, \vec{z}) B^+(\vec{z}', E) C^+(\vec{z}, E \rightarrow \vec{z}', E' | \vec{z}') W_T W_S, \quad (I3)$$

где $T^+(\vec{z} - \vec{z}' | E, \vec{z}) = \sum_t (E, \vec{z}) \exp [-\tau(\vec{z}, \vec{z}' | E)] \delta(\vec{z} - \vec{z}' / |\vec{z} - \vec{z}'|^2)$
— плотность вероятности столкновения с точке \vec{z}' псевдонейтрана из точки $x = (E, \vec{z}, \vec{z})$;

$$B^+(\vec{z}', E) = \sum_t^A (E, \vec{z}') / \sum_t (E, \vec{z}')$$

— вероятность столкновения с ядром, массовое число которого равно A ;

$$C^+(\vec{z}, E \rightarrow \vec{z}', E') = \frac{1}{4\pi} \delta [E' - P^*(M_c, E, A)] \delta [M_c - f(M_c, A)],$$

— плотность вероятности перехода $(\vec{z}, E \rightarrow \vec{z}', E')$;

$$W_T = 1 / \sum_t^A (E, \vec{z}');$$

$$W_S = \sum_S^A (E', \vec{z}') 2 G(M_c) W_E W_M.$$

Если допустимо считать рассеяние нейтрана изотропным, то

$$C^+(\vec{z}, E \rightarrow \vec{z}', E' | \vec{z}') = \frac{1}{4\pi} \delta [E' - P^{**}(M_c, E, A)],$$

$$W_S = \sum_S^A (E', E') \frac{E'}{E}.$$

Описанные алгоритмы можно применить для рассмотрения процесса неупругого рассеяния на уровне E_{o^*} , воспользовавшись

формулами, выведенными в работе [8]. Функции f, f^*, P, P^*, P^{**} , W_E, W_L при этом выглядят по-другому, а именно:

$$f(M_c, E') = \frac{1 + A M_c \sqrt{1 - \frac{A+1}{A} \frac{E_o^k}{E'}}}{\sqrt{1 + 2 A M_c \sqrt{1 - \frac{A+1}{A} \frac{E_o^k}{E'}} + A^2 (1 - \frac{A+1}{A} \frac{E_o^k}{E'})}} ;$$

$$f^*(M_L, E') = \frac{(\pm) M_L \sqrt{M_L^2 + A^2 (1 - \frac{A+1}{A} \frac{E_o^k}{E'}) - 1} + M_L^2 - 1}{A \sqrt{1 - \frac{A+1}{A} \frac{E_o^k}{E'}}} ;$$

$$W_M = \frac{(M_L \pm \sqrt{M_L^2 + A^2 (1 - \frac{A+1}{A} \frac{E_o^k}{E'}) - 1})^2}{A \sqrt{1 - \frac{A+1}{A} \frac{E_o^k}{E'}} \sqrt{M_L^2 + A^2 (1 - \frac{A+1}{A} \frac{E_o^k}{E'}) - 1}} ;$$

$$P(E, E') = \frac{1 + \frac{A+1}{2} \frac{E_o^k}{E'} - \frac{(A+1)^2}{2A} [1 - \frac{E}{E'}]}{\sqrt{1 - \frac{A+1}{A} \frac{E_o^k}{E'}}} ;$$

$$P^*(M_c, E') = E' \left[1 - \frac{2A}{(A+1)^2} \left(1 + \frac{A+1}{2} \frac{E_o^k}{E'} - M_c \sqrt{1 - \frac{A+1}{A} \frac{E_o^k}{E'}} \right) \right] ;$$

$$P^*(M_L, E') = \frac{E'}{(A+1)^2} \left[2 M_L^2 + A^2 \left(1 - \frac{A+1}{A} \frac{E_o^k}{E'} \right) - 1 \pm 2 M_L \sqrt{M_L^2 + A^2 \left(1 - \frac{A+1}{A} \frac{E_o^k}{E'} \right) - 1} \right] ;$$

$$P^{**}(M_L, E) = \left\{ - \frac{M_L \sqrt{E'}}{A-1} + \sqrt{\frac{M_L^2 E}{(A-1)^2} + \frac{A E_o^k}{A-1} + \frac{A+1}{A-1} E} \right\}^2 ;$$

$$W_E = \left\{ 1 - \frac{2A}{(A+1)^2} \left[1 - M_c \frac{1 - \frac{A+1}{2A} \frac{E_o^k}{E'}}{\sqrt{1 - \frac{A+1}{A} \frac{E_o^k}{E'}}} \right] \right\}^{-\frac{1}{2}} .$$

^{*)} В формулах (45) и (60) работы [8] допущены опечатки. Следует читать:

$$M_L = \frac{A+1}{2} \sqrt{\frac{E}{E'}} - \frac{A-1}{2} \sqrt{\frac{E'}{E}} + A \frac{E_o^k}{\sqrt{EE'}} \frac{1}{2} \quad (45)$$

$$E = \frac{E'}{(A+1)^2} \left[2 M_L^2 + A^2 \left(1 - \frac{A+1}{A} \frac{E_o^k}{E'} \right) - 1 \pm 2 M_L \sqrt{M_L^2 + A^2 \left(1 - \frac{A+1}{A} \frac{E_o^k}{E'} \right) - 1} \right] \quad (60)$$

3. Учет теплового движения атомов

Рассмотрим алгоритм изотропного в L -системе рассеяния псевдонейтрана в предположении, что для среды справедлива модель идеального газа. Пусть среда состоит из ядер с массовым числом A , имеющих максвелловское распределение по энергиям E_A

$$M(E_A) dE_A = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{1}{kT} \right)^{3/2} \sqrt{E_A} \exp(-\frac{E_A}{kT}) dE_A, \quad (14)$$

kT - температура среды.

$$\text{Тогда } C(E', \vec{p}' \rightarrow E, \vec{p}_A, \vec{e}', A) = M(E_A) G(\vec{p}_A) \delta[E_{rel} - Z(\vec{p}', \vec{p}_A, E_A, E', A)] \sum_s^A (E_{rel}, \vec{e}') \times \\ \times G(\gamma_c) \frac{1}{2\pi} \delta[\gamma_{vv'} - f(\gamma_c, A)] \delta[E - P(\vec{p}, \vec{p}_A, \vec{p}', E_A, E', A)].$$

γ_c - косинус угла рассеяния в системе центра масс для покоящегося ядра;

$$E_{rel} - энергия нейтрона в системе координат, связанной с ядром; \\ Z(\vec{p}', \vec{p}_A, E_A, E', A) = E' + \frac{1}{A} (E_A - 2\sqrt{AE'E_A}/M_{V'V}), \quad M_{V'V} = (\vec{p}' \cdot \vec{p}_A) \\ f(\gamma_c) = (A\gamma_c + 1)/\sqrt{A^2 + 2AM_c + 1}$$

Из законов сохранения энергии и импульса следует [9] :

$$\frac{V'^2 - V'^2}{2} + \frac{(\vec{v}' - \vec{v}')^2}{2} - (\vec{v}' - \vec{v}') \cdot \vec{V}' = 0. \quad (15)$$

\vec{V}' и \vec{v}' - скорости нейтрана до и после рассеяния в L -системе,

\vec{V}' - скорость рассеивающего атома в L -системе.

Переходя к энергетическим переменным и решая (15) относительно E' , получим $P(\vec{p}, \vec{p}_A, \vec{p}', E_A, E', A) = (-B \pm \sqrt{B^2 - d^2})^2$,

$$\text{где } B = -\frac{1}{A+1} (\sqrt{E'} M_{V'V} + \sqrt{AE_A} / M_{V'V}),$$

$$d = \frac{2}{A+1} \sqrt{AE_A E'} M_{V'V} - \frac{A-1}{A+1} E',$$

$$M_{V'V} = (\vec{p} \cdot \vec{p}'), \quad M_{V'V} = (\vec{p}_A \cdot \vec{p}).$$

Сделав замену дельта-функций согласно (9), получим $C(E', \vec{p}' \rightarrow E, \vec{p}, \vec{e}', A) = M(E_A) G(\vec{p}_A) G(\vec{p}') \delta[E' - P^*(\vec{p}, \vec{p}_A, \vec{p}', E_A, E, A)] \times$

$$\times \delta[\gamma_{vv'} - f(\gamma_{vv'}, A)] \delta[E_{rel} - Z(\vec{p}', \vec{p}_A, E_A, E', A)] \sum_s^A (E_{rel}, \vec{e}') W_e W_m 2G(\gamma_c)$$

$G(\vec{p}_A) = G(\vec{p}') = \frac{1}{4\pi}$ - рассеяние псевдонейтрана и направление полета ядра изотропны в L -системе.

$$f^*(M_{\nu\nu}, A) = \frac{1}{A} (M_{\nu\nu}^2 - 1 + M_{\nu\nu} \sqrt{M_{\nu\nu}^2 + A^2 - 1}) ;$$

$$W_M = (M_{\nu\nu} + \sqrt{M_{\nu\nu}^2 + A^2 - 1})^2 / A \sqrt{M_{\nu\nu}^2 + A^2 - 1} ; \quad (I7)$$

$$P^*(\vec{\Omega}, \vec{\Omega}_A, \vec{\Omega}', E_A, E, A) = (-\beta^* \pm \sqrt{\beta^{*2} - d^{*2}})^2 ; \quad (I8)$$

$$\beta^* = \frac{1}{A-1} (\sqrt{E'} M_{\nu\nu} - \sqrt{AE_A} M_{\nu'\nu'}) ;$$

$$d^* = \frac{2}{A-1} \sqrt{AE_A E'} M_{\nu'\nu} - \frac{A+1}{A-1} E ;$$

$$W_E = \sqrt{\frac{E'}{E}} \frac{1}{A-1} (-M_{\nu\nu} \pm \frac{M_{\nu\nu} \beta^* - \sqrt{AE_A} M_{\nu'\nu} + (A+1)\sqrt{E'}}{\sqrt{\beta^{*2} - d^{*2}}}) . \quad (I9)$$

Последовательность операций при разыгрывании рассеяния псевдонейтрона на ядре, испытывающем тепловое движение, такова:

- разыгрывается E_A из (14) ;
- разыгрываются $\vec{\Omega}_A$ и $\vec{\Omega}'$ изотропно в системе координат, связанной со средой ;
- вычисляется $E' = P^*(\vec{\Omega}, \vec{\Omega}_A, \vec{\Omega}', E_A, E, A)$, при этом знак в (18) положительный, если выражение в скобках меньше нуля при отрицательном значении корня, либо разыгрывается равновероятно в противном случае ;
- вычисляется W_E , причем знак в скобках берется тот же, который принят при вычислении E' ;
- вычисляются $M_c = f(M_{\nu\nu}, A)$, W_p , $G(y_c)$, $E_{rel} = Z(\vec{\Omega}', \vec{\Omega}_A, E_A, E', A)$;
- вычисляется весовой множитель

$$W_S = \sum_S (E_{rel}, \vec{\Omega}') W_E W_M 2G(y_c) . \quad (20)$$

Необходимые для вычислений коэффициенты $M_{\nu\nu'}$, $M_{\nu'\nu}$, $M_{\nu\nu'}$ находятся по формуле

$$M_{ik} = M_i M_k + \sqrt{(1-M_i^2)(1-M_k^2)} \cos(\varphi_i - \varphi_k) ,$$

где M_i , M_k и φ_i , φ_k – полярные и азимутальные углы соответствующих векторов в системе координат, связанной со средой.

Окончательное выражение для ядра $K^+(x \rightarrow x')$ в среде, представляющей собой смесь ядер разного сорта, записывается так же, как и для неподвижных ядер (13) , с той разницей, что

$C^*(\vec{E}_F, \vec{E}', \vec{E}'/\vec{z}^*) w_S = C(\vec{E}', \vec{E}/\vec{z}^*, w_F, w_E, w_S)$ задаются соотношениями (16), (17) (19), (20) соответственно.

Рождение псевдонейтрона с учетом теплового движения ядер поглотителя следует организовать иначе, чем это делалось прежде. Действительно, нейtron с энергией E_0 активирует ядро согласно сечению $\Sigma_{act}(\vec{z}_0, E_{zel}^A)$, следовательно, разыграв рождение псевдонейтрона из (4), мы получим значение E_{zel}^A , а для последующего блуждания необходимо знать энергию E_0 . В прямом блуждании последний переход нейтрона

$(E_0, \vec{x} \longrightarrow \text{активация при } E_{zel}^A)$

описывается "сокращенным" ядром

$$K(x_0 \rightarrow act) = M(E_A) G(\vec{p}_A) \delta [E_{zel}^A - Z(\vec{z}_0, \vec{p}_A, E_A, E_0, A)] / \Sigma_{act}(\vec{z}_0, E_{zel}^A),$$

соответствующее "сокращенное" сопряженное ядро

$$K^*(act \rightarrow x_0) = M(E_A) G(\vec{p}_A) \delta [E_0 - Z^*(\vec{p}_0, \vec{p}_A, E_A, E_{zel}^A, A)] w_{0S}, \quad (21)$$

$$Z^* = (M_{\gamma} - v \sqrt{\frac{E_0}{A}} \pm \sqrt{E_{zel}^A - \frac{E_0}{A}(1 - M_{\gamma}^2/v^2)})^2,$$

$$w_{0S} = \sqrt{E_0} / \sqrt{E_{zel}^A - \frac{E_0}{A}(1 - M_{\gamma}^2/v^2)}.$$

Таким образом, псевдонейtron рождается изотропно, с энергией $E_0 = Z^*(\vec{z}_0, \vec{p}_A, E_A, E_{zel}^A, A)$, с весом $w = w_0 \cdot w_{0S}$. Знак в (21) выбирается из тех же соображений, что и при рассеянии псевдонейтрана на движущемся ядре.

4. Расчет активации золотых фольг

Часть описанных выше приемов оптимальной организации процесса случайногo блуждания псевдонейтронов была реализована в программе расчета Активации Нейтронных Резонансных Индикаторов (АНРИ). Программа АНРИ рассчитывает методом сопряженных блужданий активацию плоского индикатора, который может быть окружен плоскими фильтрами из того же или иного материала. Энергетическая зависимость сечений индикатора и фильтров задается в энергетических точках с линейной интерполяцией между ними.

По одному набору траекторий рассчитываются :

- a) энерго-угловые зависимости эффективного сечения захвата индикатора (с учетом самоэкранировки), получаемого в фильтрах и без них, и интегралы от этих зависимостей по углам с весом заданного углового распределения потока и по энергиям с весом заданного спектра, а также эффективные резонансные интегралы ;
- b) поправки к энерго-угловым зависимостям эффективного сечения и к интегралам от них на самоэкранировку за счет всех столкновений в фольге и в фильтрах и, отдельно, вклад в эти поправки за счет рассеяния.

В области энергий ниже заданного порога осуществляется учет теплового движения атомов по модели идеального газа.

Направление движения псевдонейтрона после рассеяния разыгрывается изотропно. Анизотропия рассеяния в лабораторной системе учитывается с помощью веса в предположении, что рассеяние изотропно в системе центра инерции. Программа написана на языке АЛГОЛ-60 и оттранслирована на ЭВМ "Минск-22". Используется только оперативная память (8000 ячеек). При этом числа точек по энергии и по углам должны удовлетворять соотношению

$$N_E (5N_M + 6) \leq 3800, \quad N_M \geq 1.$$

Время разыгрыша 5000 историй в типичных случаях ~ 1 часа. При этом точность расчета поправок к эффективному резонансному интегралу составляет $2 + 0,5\%$.

С помощью программы АНРИ была рассчитана активация золотого индикатора толщиной 0,01 мм, в кадмievом фильтре толщиной 1 мм и без него. Этот индикатор использовался для определения потока тепловых нейтронов в Государственном Эталоне потока тепловых нейтронов СССР [5]. Расчет проводился для энергетической области от 0,001 эв до 10 эв. Расчет сечений золота и кадмия был

выполнен Л.П. Абагян по программе УРАН [10] для температуры 293° К . Сечение при $V = 2200$ м/сек равно 98,80 барн. Результаты расчета индикатора приведены в Таблице 2, Таблице 3 и на рисунке.

Таблица 2

Эффективное сечение золотого индикатора (барн),
уордненное по спектру Максвелла с T=293 К

Эффективное сечение $\sigma_c^{эфф}$ для реального индикатора толщиной 0,01 мм	86,78
Поправка на самопоглощение в фольге	- 1,81 (2,08 %)
Поправка на рассеяние в фольге	0,083 (0,09 %)
Бесконечно-тонкий индикатор с сечением $\sigma_c(\epsilon) = 98,8 \sqrt{\frac{0,0253}{\epsilon}}$	87,56
Бесконечно-тонкий индикатор с реальным энергетическим ходом сечения	88,51
ϑ -фактор Весткотта	1,01

Таблица 3

Эффективный резонансный интеграл, барн
от кадмевого порога до 10 эв

Реальная фольга, покрытая кадмием, $\delta_{cad} = 1$ мкм	758,5
Реальная фольга без кадмия	772,6
Эффект кадмевого покрытия	- 14,1 (1,8 %)
Фактор резонансной самоэкранировки для фольги без кадмия	0,497
Поправка на рассеяние в фольге без кадмия	29,9 (3,9 %)
Бесконечно-тонкая фольга	1553

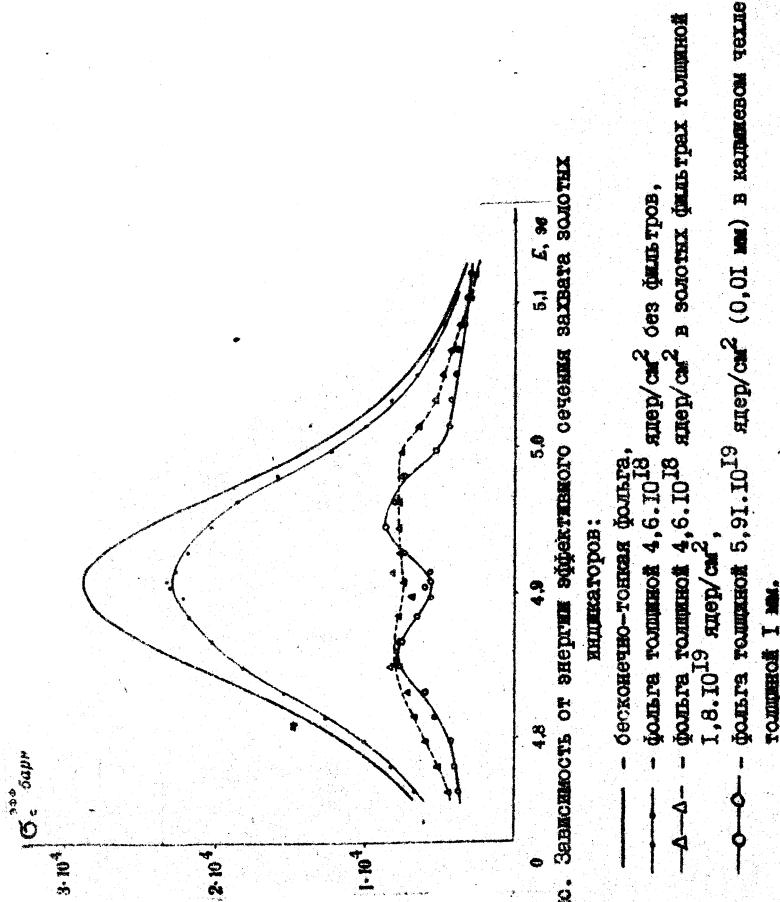
Следует отметить, что при кадмievом отношении порядка 10 неучет влияния кадмievого покрытия на эффективный резонансный интеграл приведет к погрешности в определении потока тепловых нейтронов $\sim 0,2\%$. В прецизионных измерениях потока этой поправкой, по-видимому, нельзя пренебрегать.

Другим примером использования программы АНРИ является расчет сэндвича из трех золотых фольг, использовавшегося для измерения потока резонансных нейтронов методом резонансных фильтров [6]. Индикаторная фольга имела толщину $4,6 \cdot 10^{-18}$ ядер/ см^2 , окружающие ее фильтры - $1,8 \cdot 10^{19}$ ядер/ см^2 . Поток резонансных нейтронов связан с разностью удельных активностей фольги, облученной в фильтрах (A_ϕ) и без них (A_0), соотношением

$$F_{\text{рез}} = (A_0 - A_\phi) / J_{\text{рез}} \cdot \eta$$

где η - фактор резонансной блокировки.

В работе [6] величина фактора η рассчитывалась без учета эффекта рассеяния и допплеровского уширения резонанса. В этом приближении было получено значение $\eta = 0,38$. Точный расчет фактора η по программе АНРИ дал $\eta = 0,365$. Без учета поправки на рассеяние получается значение $\eta = 0,379$. Таким образом, поправка на Допpler-эффект и рассеяние составляет 3,9 %, причем основной вклад дает рассеяние. Такой поправкой, очевидно, нельзя пренебрегать. Энергетическое распределение эффективного сечения захвата для фольги с фильтрами и без них приведено на рисунке.



ЛИТЕРАТУРА

1. Полевой В.Б. "Атомная энергия". 1973, т.34, с.296.
2. Михайлус Ф.Ф., Служенко Л.А. В сб.: "Метод Монте-Карло в проблеме переноса излучения". М., Атомиздат, 1967.
3. Усачев Л.Н. В сб.: "Реакторостроение и теория реакторов". Изд-во АН СССР, М., 1955.
4. W.Matthes. Nucl.Sci. and Eng.47, 234, 1972.
5. Ярицкина И.А., Андреев О.Л. "Измерительная техника", 1972, 3, с.7.
6. Годубев В.И. и др. "Атомная энергия", 1967, 23,138.
7. B.Eriksson et al. Nucl.Sci. and Eng.37, 410,1969.
8. Базазянц Н.О. и др. В сб.: "Ядерные константы", ЦНИИАТОМ-ИНФОРМ, М., 1972, вып.8, ч.2.
9. Турчин В.Ф."Медленные нейтроны" М., Атомиздат, 1963.
10. Абагян Л.П. и др. В сб.: "Бюллетень Информационного центра по ядерным данным", М., Атомиздат, 1966, вып.3, 418.

О МЕТОДИКЕ ОПРЕДЕЛЕНИЯ АКТИВНОСТИ, ОБУСЛОВЛЕННОЙ
ОСКОЛКАМИ ДЕЛЕНИЯ, КЛАДКИ ИМПУЛЬСНОГО
РЕАКТОРА

А.И.Назаров, В.В.Фрунзе, В.П.Шушканова

Abstract - Аннотация

ON THE METHOD OF DETERMINING THE FISSION-FRAGMENT ACTIVITY OF THE PULSED REACTOR CLADDING. The paper presents the obtained analytical form of the total fission products activity as a function of time for the thermal neutron induced fission of uranium-235. This form allows to determine the activity of fission products in the process of pulsed reactor operation.

Due to the insignificant difference between the results activity for uranium fission by thermal neutrons and fission spectrum neutrons this method can be successfully applied for estimation of the total activity of the circuit at using U-235 fission under pulsed operation conditions for power purposes in particular using the Winterberg scheme.

О МЕТОДИКЕ ОПРЕДЕЛЕНИЯ АКТИВНОСТИ, ОБУСЛОВЛЕННОЙ ОСКОЛКАМИ ДЕЛЕНИЯ, КЛАДКИ ИМПУЛЬСНОГО РЕАКТОРА. В статье получен аналитический вид суммарной активности продуктов деления в зависимости от времени для случая деления урана-235 тепловыми нейтронами, позволяющий определять активность продуктов деления в процессе работы импульсного реактора. Ввиду незначительного отличия данных по активности при делении урана тепловыми нейтронами и нейронами спектра деления, методика может быть успешно применена в оценках суммарной активности контура при использовании деления урана-235 в импульсном режиме для энергетических целей, в частности по схеме Винтерберга.

В связи с наметившимися перспективами развития импульсных реакторов на тепловых нейтронах возникает необходимость оценки активности ТВЭЛ реактора.

Для этого необходимо оценивать суммарную активность продуктов деления в реакторе. Ниже приведена методика расчета суммарной активности для импульсного реактора.

В работах /1,2/ приведены данные по активности продуктов мгновенного деления урана-235 тепловыми нейтронами в широком диапазоне времени /секунды-годы/. Суммарная активность продуктов деления, приведенная в распадах в минуту на 10^4 делений, может быть аппроксимирована следующими функциями:

$$A(t) = 3,88 \cdot 10^4 \cdot e^{-0,0995t} \quad \text{для } 0 \text{ сек} \leq t \leq 5 \text{ сек} \quad (1)$$

$$A(t) = 3,45 \cdot 10^4 \cdot e^{-0,072t} \quad \text{для } 5 \text{ сек} \leq t \leq 20 \text{ сек} \quad (2)$$

$$A(t) = 6,15 \cdot 10^4 \cdot t^{-0,668} \quad \text{для } 20 \text{ сек} \leq t \leq 92 \text{ сек} \quad (3)$$

$$A(t) = 2,56 \cdot 10^5 \cdot t^{-0,983} \quad \text{для } 92 \text{ сек} \leq t \leq 767 \text{ сек} \quad (4)$$

$$A(t) = 7,45 \cdot 10^5 \cdot t^{-1,144} \quad \text{для } 767 \text{ сек} \leq t \leq 3,47 \cdot 10^5 \text{ сек} \quad (5)$$

$$A(t) = 3,25 \cdot 10^5 \cdot t^{-1,079} \quad \text{для } 3,47 \cdot 10^5 \leq t \leq 1,07 \cdot 10^7 \text{ сек} \quad (6)$$

$$A(t) = 2,40 \cdot 10^9 \cdot t^{-1,630} \quad \text{для } 1,07 \cdot 10^7 \leq t \leq 4,79 \cdot 10^7 \text{ сек (7)}$$

$$A(t) = 2,86 \cdot 10^9 \cdot t^{-1,380} \quad \text{для } 4,79 \cdot 10^7 \leq t \leq 2,00 \cdot 10^8 \text{ сек (8)}$$

$$A(t) = 7,86 \cdot t^{-0,590} \quad \text{для } 2,00 \cdot 10^8 \leq t \leq 1,00 \cdot 10^9 \text{ сек (9)}$$

На рис. Ia+Id представлены кривые спада суммарной активности продуктов деления по работам /I,2/ и аппроксимированные кривые. Как видно из рисунков, значения активности, рассчитанные по формулам (I + 9), хорошо согласуются с данными работ /I+2/ в интервале времени (I сек + 30 лет). Кривые $A(t)$ на рис. Ia + Id можно рассматривать как функцию спада активности импульсного реактора, обусловленной одним импульсом с $P_0 = 10^4$ делений за импульс. Координату времени на этих рисунках можно выразить в единицах $n\tau$, где n - число импульсов, τ - период между импульсами. Так как при малых τ активность кладки импульсного реактора мало отличается от активности реактора, работающего в непрерывном режиме, то в дальнейшем будут рассматриваться τ порядка нескольких часов. Тогда $A[(n-1)\tau]$ представляет собой активность продуктов деления, образовавшихся от первого импульса в момент времени $(n-1)\tau$; $A[(n-2)\tau]$ - активность, обусловленная вторым импульсом в тот же момент времени и т.д.; $A(0)$ - активность n -го импульса в момент времени $(n-1)\tau$ после первого импульса. Суммарная активность продуктов деления в кладке реактора резко меняется за время τ между импульсами, поэтому нужно различать активность в момент импульса (максимальная) и активность непосредственно перед $(N+1)$ импульсом (минимальная)

$$A_N^{max} = \frac{P_0}{P_0} \sum_{i=1}^N A[(n-1)\tau] \quad (10)$$

и активность непосредственно перед $(N+1)$ импульсом (минимальная)

$$A_N^{min} = \frac{P_0}{P_0} \sum_{i=1}^N A(n\tau) \quad (II)$$

где N - последний импульс,

P_0 - число делений в реакторе за импульс.

Эти значения отличаются друг от друга на величину $A(0) - A(N\tau)$.

На рис. 2 приведены значения активности A_N^{min} в зависимости от числа импульсов для $\tau = 2,4; 4,8; 9,6; 12$ часов и для $P_0 = \mu_0 = 10^4$ делений. Любому числу импульсов на графике соответствует активность, спустя время τ после последнего импульса. Так, для числа импульсов $N = 10$ при $\tau = 2,4$ часа активность составляет $A_N^{min} = 60,37$ расп/мин ($t = 2,4$ часа после десятого импульса).

В тот момент, когда произошел десятый импульс, суммарная активность состоит из активности от девяти импульсов (58,69 расп/мин; $t = 2,4$ часа после девятого импульса) плюс активность от десятого импульса (она составляет $3,88 \cdot 10^4$ расп/мин).

Так как активность с ростом времени после деления уменьшается, (рис. 1), то скорость нарастания суммарной активности с возрастанием числа импульсов падает (рис. 2). Из рис. 1 следует, что спад активности за время, равное $\tau \geq 2,4$ часа, составляет $A(0)/A(\tau) > 1,7 \cdot 10^3$. Ясно, что суммарная активность A_N^{max} в момент импульса определяется активностью последнего импульса. Так для $\tau = 2,4$ часа значения этой активности лежат в пределах $3,88 \cdot 10^4 + 3,89 \cdot 10^4$ расп/мин для $\mu = 1 \cdot 10^4$ импульсов. Для $\tau > 2,4$ часа этот интервал будет меньше.

Использовать величины A_N^{min} и A_N^{max} для практических расчетов неудобно (разность между ними $\sim 10^3$). Более точные представления об активности можно получить применив средние значения, приведенные ниже.

Среднее значение активности (усредненное по времени между импульсами) составляет

$$\bar{A}_n = \frac{1}{\tau} \cdot \frac{P_0}{\rho_0} \int_{(n-1)\tau}^{n\tau} A(t) dt \quad (12)$$

Среднее значение суммарной активности между N и $N+1$ импульсами будет равно:

$$\bar{A}_N = \sum_{n=1}^N \bar{A}_n = \frac{1}{\tau} \cdot \frac{P_0}{\rho_0} \sum_{n=1}^N \int_{(n-1)\tau}^{n\tau} A(t) dt \quad (13)$$

На рис. 2 приведены кривые зависимости \bar{A}_N от числа импульсов.

В некоторых случаях, например, для определения интегральной дозы элементов конструкции реактора, может быть полезной зависимость интеграла активности от числа импульсов:

$$Q(N) = \frac{P_0}{\rho_0} \sum_{n=1}^N \int_0^{n\tau} A(t) dt \quad (14)$$

Из зависимости, приведенной на рис. 3 для $\tau = 2,4$ часа и $\tau = 12$ часов, видно, что интеграл активности слабо зависит от величины периода между импульсами. Для больших N зависимость практически исчезает (рис. 3). Это объясняется резким спадом активности продуктов деления $A(t)$ от времени.

Для $N = 1$, $\tau_1 = 2,4$

$$\frac{P_0}{\rho_0} \int_0^{2,4} A(t) dt = 1,48 \cdot 10^6 \frac{\text{расп}}{\text{мин}} \cdot \text{сек}, \text{ а}$$

$\tau_2 = 12$

$$\frac{P_0}{\rho_0} \int_0^{12} A(t) dt = 1,77 \cdot 10^6 \frac{\text{расп}}{\text{мин}} \cdot \text{сек}$$

то есть разность составляет 19,5% при соотношении $\tau_2/\tau_1 = 5$.
Ясно, что интегралы $\int_0^T A(t) dt$ будут отличаться еще меньше.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гречилов А.А., Колобашкин В.М., Дементьев С.И. Продукты мгновенного деления урана-235, урана-238, плутония-239 в интервале 0-1 час. Справочник. М., Атомиздат, 1969.
2. Гречушкина М.П. Таблицы состава продуктов мгновенного деления урана-235, урана-238, плутония-239. М., Атомиздат, 1964.
3. Защита ядерных реакторов. Под редакцией Т.Роквелла. М., ИИЛ, 1958.

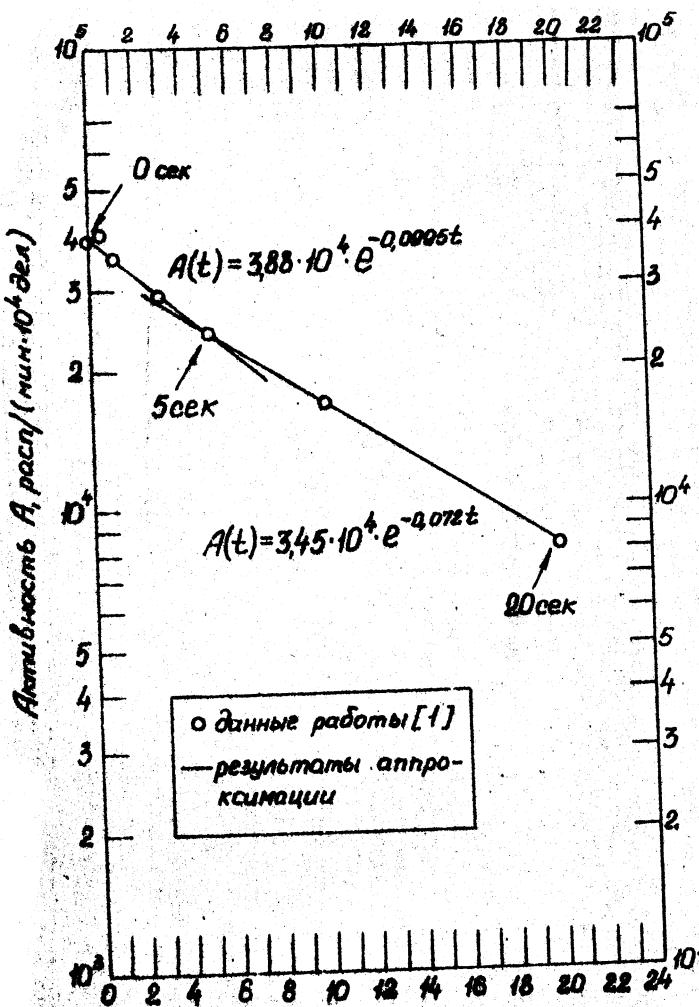


Рис. I а. Активность продуктов мгновенного деления U^{235} тепловыми нейтронами в интервале 0,5-20 сек.

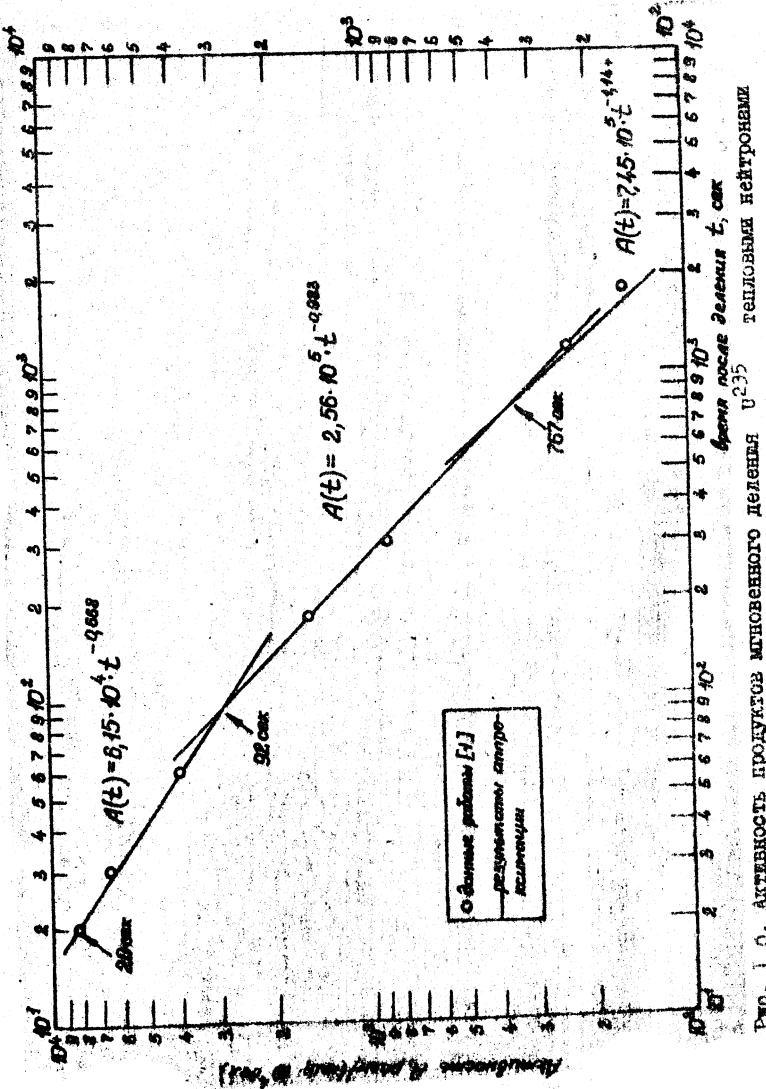


Рис. 1.6. Активность продуктов мгновенного деления U^{235} в тахахией нейтронам
в интервале $20\text{--}210^3$ сек.

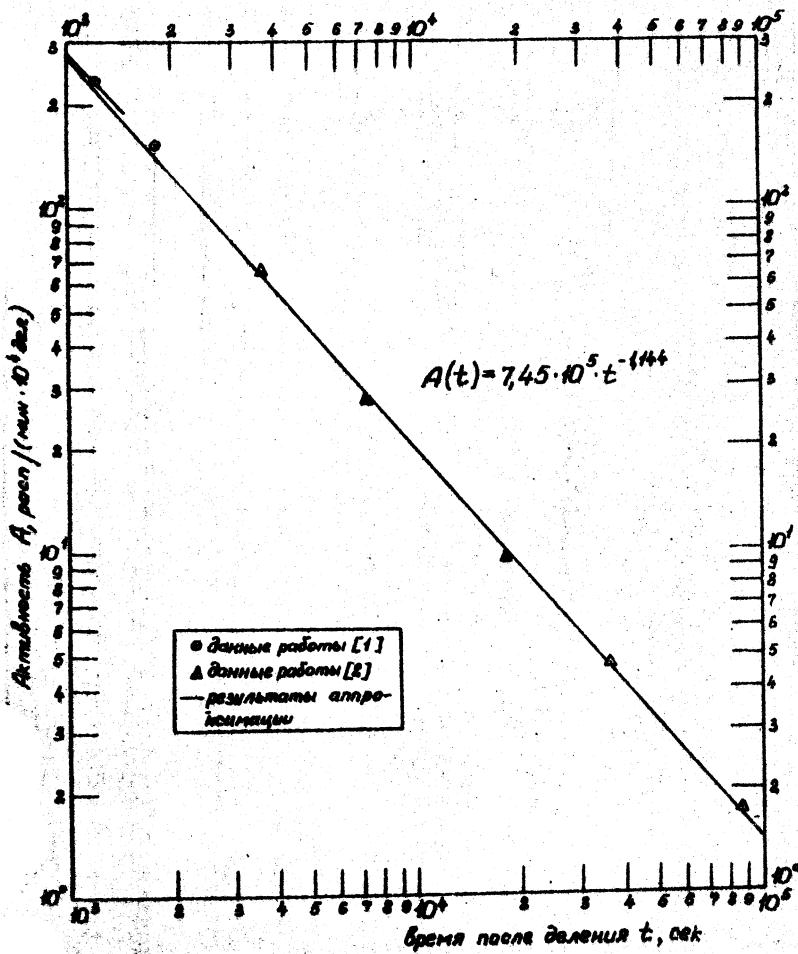


Рис. I в. Активность продуктов мгновенного деления U^{235} тепловыми нейтронами в интервале 10^3+10^5 сек.

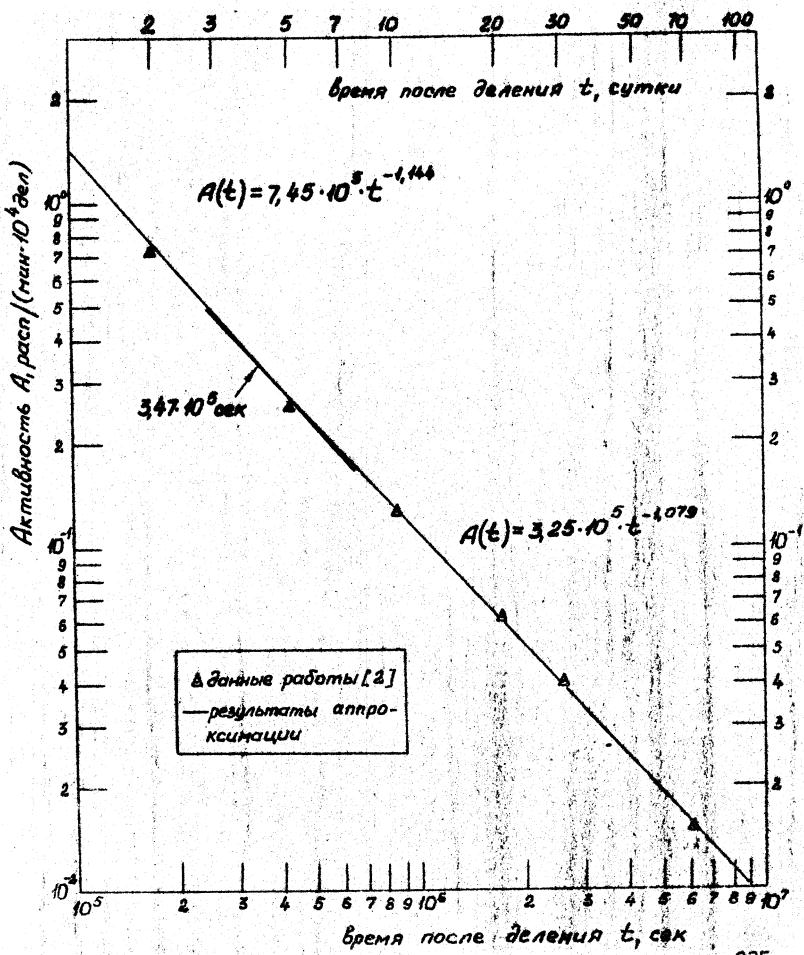


Рис. I г. Активность продуктов мгновенного деления U^{235} тепловыми нейтронами в интервале 10^5 - 10^7 сек.

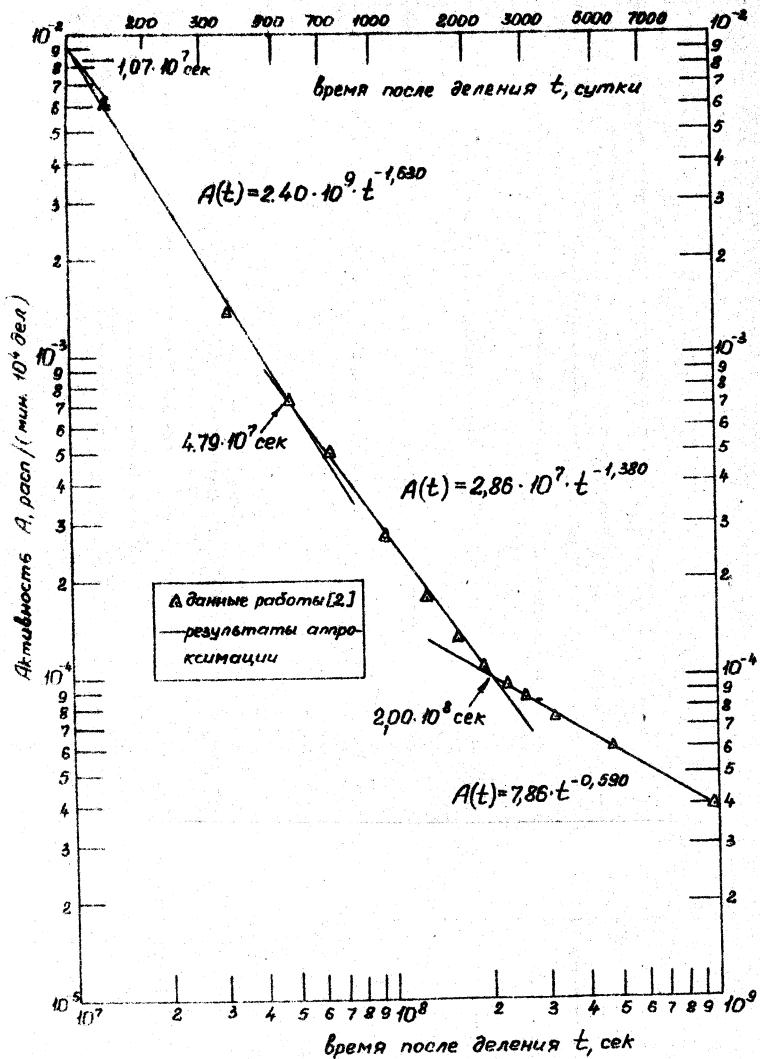


Рис. I д. Активность продуктов мгновенного деления U^{235} генерированными нейтронами в интервале 10^7 - 10^9 сек.

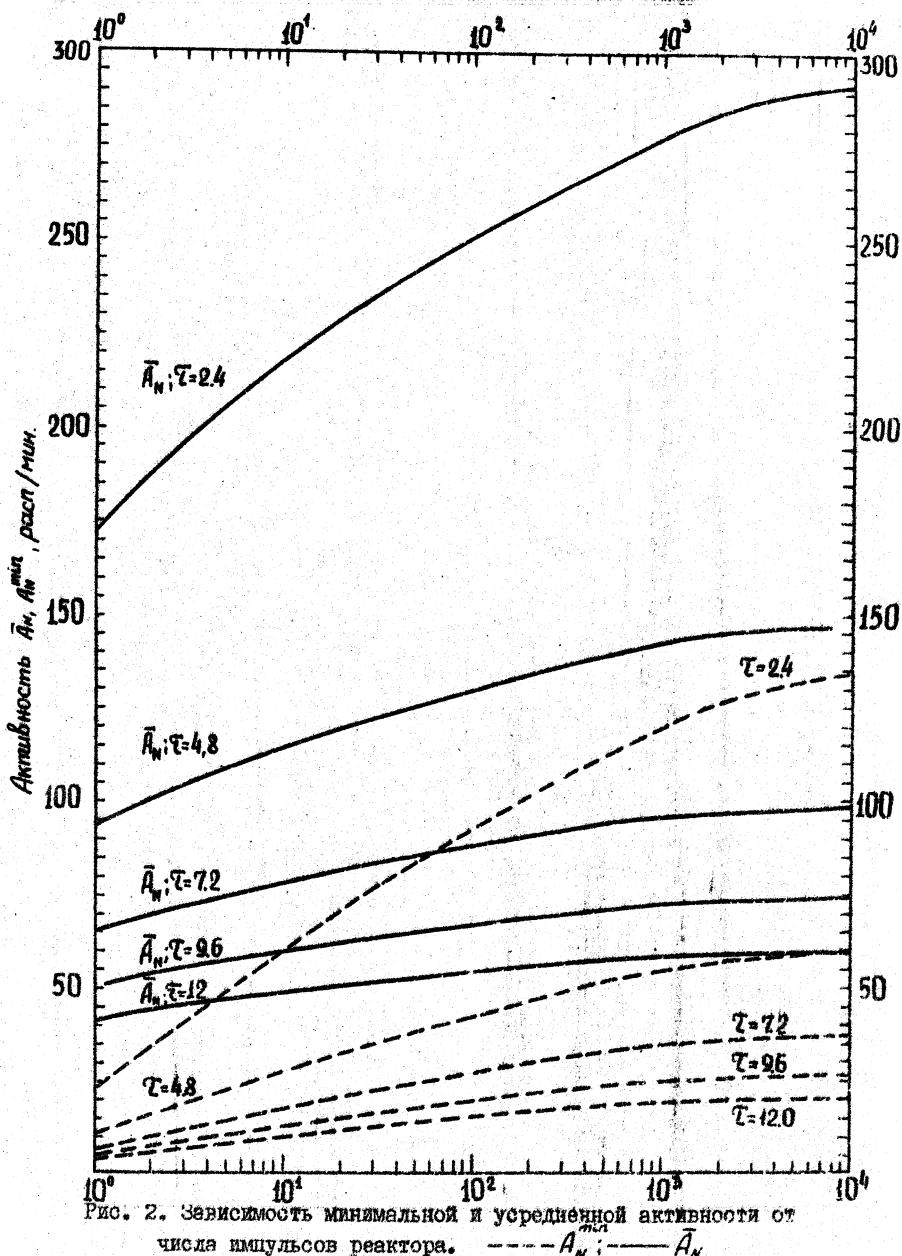


Рис. 2. Зависимость минимальной и усредненной активности от числа импульсов реактора. — A_N ; — \bar{A}_N

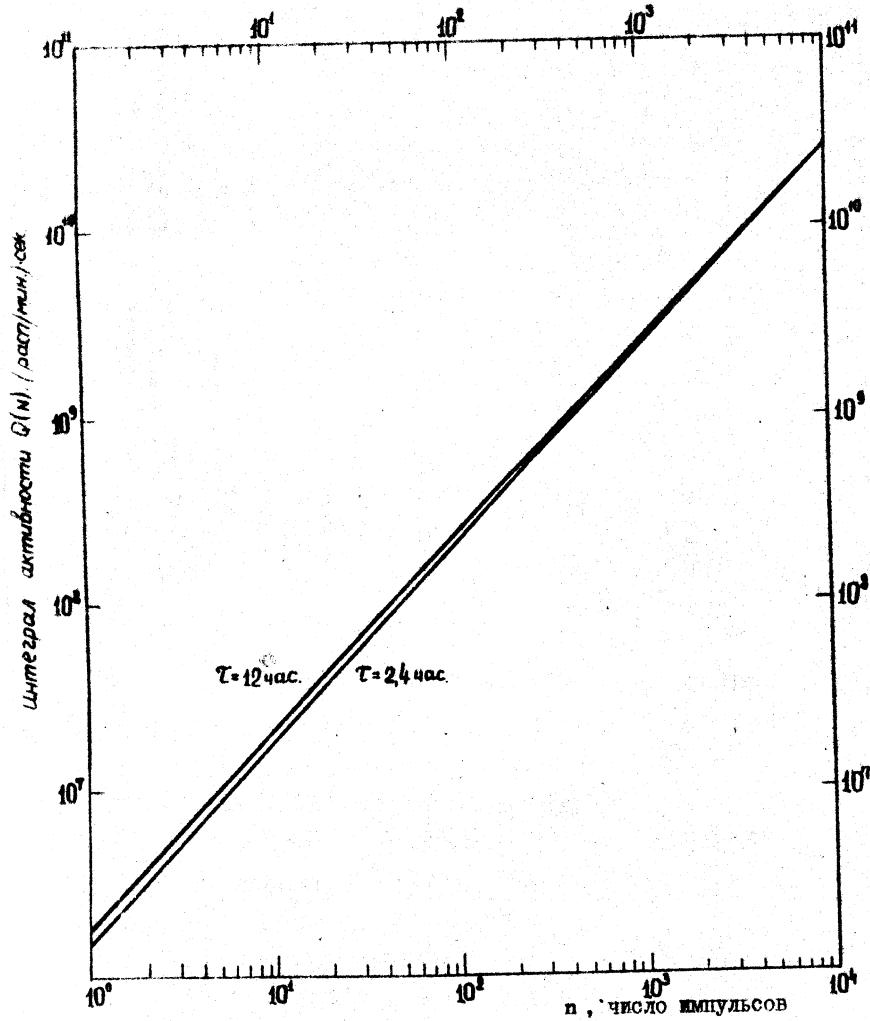


Рис. 3. Зависимость интеграла активности от числа импульсов реактора.

ЧИСЛЕННЫЙ АЛГОРИТМ И ПРОГРАММА РАСЧЕТА ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ СПЕКТРОВ И УСРЕДНЕННЫХ СЕЧЕНИЙ ГАММА-КВАНТОВ

В.А.Шолохова

Abstract - Аннотация

NUMERICAL ALGORITHM AND COMPUTER PROGRAMME OF DIFFERENTIAL ENERGY SPECTRA AND AVERAGE CROSS SECTIONS OF GAMMA-RAYS. In this article numerical solution of the integro-differential equation of gamma-ray transport is described. A point isotropic monokinetic source in an infinite homogeneous medium is considered. The transport equation was solved by means of the moment method, which consist, in essence of a double expansion in angle and space variables. The Computer Programme for calculations of the moments, fluxes, buildup factors of the scattered gamma-rays and multi-group cross sections was written. Numerical results of these functions was received for penetration of 10-MeV gamma-rays in water. Distances out to 20 mean free paths was considered.

ЧИСЛЕННЫЙ АЛГОРИТМ И ПРОГРАММА РАСЧЕТА ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ СПЕКТРОВ И УСРЕДНЕННЫХ СЕЧЕНИЙ ГАММА-КВАНТОВ. В статье описаны численный алгоритм решения интегро-дифференциального уравнения переноса гамма-излучения. Рассматривается точечный изотропный моноэнергетический источник в бесконечной гомогенной среде. Уравнение переноса решалось методом моментов, который в сущности состоит в двойном разложении по угловой и пространственной переменным. Написана программа численного расчета моментов, потоков, факторов накопления рассеянного излучения и многогрупповых поларических сечений. Получены численные результаты указанных функций для прохождения 10 Мэв-ных гамма-лучей в воде . Расстояния от источника брались до 20-ти средних для свободного пробега.

I. Введение

В настоящей статье представлено краткое изложение численного алгоритма решения многоскоростного "уравнения переноса гамма-квантов от точечного изотропного монохроматического источника излучения в бесконечной однородной среде.

Первая часть задачи состоит в получении детальных энергетических спектров фотонов на различных расстояниях от источника, которые затем используются при получении усредненных сечений. Для решения этой части задачи использовался метод моментов. Уравнение переноса относительно моментов функции распределения решалось численно. Функция спектрального распределения гамма-квантов восстанавливалась по найденным моментам с помощью метода подбора параметров.

Вторая часть задачи посвящена многогрупповому усреднению различных сечений взаимодействия гамма-квантов с веществом с учетом их пространственной зависимости. Усреднение констант производилось с весом функции пространственно-энергетического распределения фотонов, полученного в первой части задачи. Проводилось также многогрупповое усреднение констант по функциям нулевого и первого момента, проинтегрированных по пространству.

Были получены также интегральные характеристики-факторы накопления B_E , дозовый B_z и фактор накопления поглощенной энергии B_a .

По разработанному численному алгоритму решения была написана на языке "АЛГОЛ" программа расчета детальных энергетических спектров гамма-квантов и усредненных сечений взаимодействия. Программа переведена с помощью транслайтера в коды быстродействующей ЭВМ. Вся программа размещена в оперативной памяти ЭВМ. Для численного расчета детального энергетического спектра фотонов, например, в четырехстах энергетических точках с последующим 20-ти групповым усреднением констант и расчетом факторов накопления расходуется примерно 20 минут машинного времени. По указанной программе были проведены расчеты дифференциальных спектров излучения, факторов накопления и средних сечений фотоэффекта, эффекта образования пар, полного сечения ослабления и сечения некогерентного рассеяния на свободных электронах в воде для 20-ти энергетических групп на интервале от 10 мэв до 20 кэв.

Автор выражает благодарность Николайшили Ш.С. за систематический интерес к работе и Суворову А.П., сделавшему ряд полезных замечаний.

2. Уравнение переноса

Исходное "многоскоростное" уравнение переноса фотонов в случае сферической симметрии рассматривается в виде

$$\mu \frac{\partial N}{\partial r} + \frac{1-\mu^2}{r} \frac{\partial N}{\partial \mu} + \sum_t(\lambda) N(r, \mu, \lambda) = \int_0^\infty d\lambda' G(\lambda, \lambda') \int_0^\pi da \int d\mu' \times \\ \times \frac{\delta(1-\lambda+\lambda'-\mu)}{2\pi} N(r, \mu', \lambda') + \frac{f(\nu)}{2\pi r^2} \delta(\lambda-\lambda_0), \quad (I)$$

где μ — косинус угла рассеяния, равный

$$\mu = \mu \mu' + \sqrt{1-\mu^2} \sqrt{1-\mu'^2} \cos a,$$

μ' — косинус угла до рассеяния,

μ — косинус угла после рассеяния,

a — азимутальный угол.

Входящие в уравнение (I) функции и константы представляют собой:

$N(r, \mu, \lambda)$ — функция пространственного, энергетического и углового распределения фотонов;

$G(\lambda, \lambda')$ — дифференциальное сечение рассеяния, имеющее вид (формула Клейна-Ниншины):

$$G(\lambda, \lambda') = \frac{1}{\lambda} \left[\frac{1+(1-\lambda+\lambda')^2}{\lambda^2} \lambda'^2 + \frac{(1-\lambda)^2}{\lambda^2} \lambda' \right],$$

$\delta(1-\lambda+\lambda'-\mu)$ — дельта-функция, характеризующая закон изменения длины волн фотона при рассеянии;

λ' и λ — длина волны гамма-лучей до и после рассеяния соответственно, связанные с их энергией соотношением

$$\lambda = \frac{mc^2}{E};$$

$\sum_t(\lambda)$ — массовый коэффициент ослабления, представляющий собой сумму поперечных сечений фотоэффекта, комptonовского рассеяния и эффекта образования пар:

$$\sum_t(\lambda) = \sum_{\text{ф}}(\lambda) + \sum_{\text{кан}}(\lambda) + \sum_{\text{пар}}(\lambda).$$

Итак, в условиях бесконечной однородной среды требуется найти функцию пространственно-энергетического распределения квантов $N(r, \lambda)$.

Сущность метода моментов, который используется при решении поставленной задачи, заключается в том, что уравнение переноса (I) для функции распределения от трех переменных $N(r, \mu, \lambda)$ сво-

дится к уравнению для функции только одной энергетической переменной $N_{vn}(\lambda)$. Функции $N_{vn}(\lambda)$ являются пространственно-угловыми моментами функций углового потока квантов и представляют собой интегралы вида

$$N_{vn}(\lambda) = \frac{1}{n!} \int_0^{\infty} 4\pi r^2 N_v(r, \lambda) (\Sigma_0 r)^n dr, \quad (2)$$

где $N_v(r, \lambda)$ — коэффициенты разложения углового потока по сферическим гармоникам:

$$N_v(r, \mu, \lambda) = \sum_{v=0}^{\infty} \frac{2v+1}{2} N_v(r, \lambda) P_v(\mu), \quad (3)$$

$$N_v(r, \lambda) = \int_{-1}^{1} N(r, \mu, \lambda) P_v(\mu) d\mu. \quad (4)$$

Описание этого метода можно найти, например, в работах [1], [2], [3].

Для того, чтобы перейти от уравнения для функции углового потока, представленной разложением (3), к уравнению для функции пространственно-угловых моментов (2), нужно уравнение (1) проинтегрировать дважды: сначала по углу, затем по пространству. В результате интегрирования уравнения (1) по углу в пределах от -1 до $+1$ с использованием при этом рекуррентного соотношения полиномов Лежандра

$$\mu P_v(\mu) = \frac{v+1}{2v+1} P_{v+1}(\mu) + \frac{v}{2v+1} P_{v-1}(\mu)$$

и разложения δ -функции

$$\delta(1 - \lambda + \lambda' - \mu_i) = \sum_{v=0}^{\infty} \frac{2v+2}{2} P_v(1 - \lambda + \lambda') P_v(\mu_i),$$

получим интегро-дифференциальное уравнение относительно коэффициентов разложения $N_v(r, \lambda)$ в виде

$$\begin{aligned} & \frac{V}{2V+1} r^{V-1} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{N_{v-1}}{r^{V-1}} \right) + \frac{V+1}{2V+1} \frac{1}{2V+2} \frac{\partial}{\partial r} (r^{V+2} N_{v+1}) + \sum_i (-1)^i N_v(r, \lambda) = \\ & = \int_{\lambda_0}^{\lambda} d\lambda' N_v(r, \lambda') G(\lambda, \lambda') P_v(1 - \lambda + \lambda') + \frac{\delta(r)}{4\pi r^2} \delta(\lambda - \lambda_0) \delta_{ov}, \end{aligned} \quad (5)$$

$$\text{где } \delta_{\nu\nu} = \begin{cases} 1, & \nu=0 \\ 0, & \nu>0 \end{cases}$$

Затем умножаем обе части уравнения (5) на $4\pi r^2 (\varepsilon_0 \gamma)^n / n!$ и интегрируем его по радиусу в пределах от 0 до ∞ . Используя при этом определение моментов (2) и граничное условие равенства нулю функций $N_\nu(r, \lambda)$ при $r \rightarrow \infty$ приходим к следующему уравнению относительно пространственно-угловых моментов $N_{\nu n}(\lambda)$

$$\mu(\lambda) N_{\nu n}(\lambda) = \int_0^\infty d\lambda' G(\lambda, \lambda') \rho_\nu(1-\lambda+\lambda') N_{\nu n}^{(s)}(\lambda') = \frac{1}{(2\nu+1)n} \times \\ \times \left\{ \nu(n+\nu+1) N_{\nu+1}^{(s)}(\lambda) + (\nu+1)(n-\nu) N_{\nu-1}^{(s)}(\lambda) \right\} + \delta(\lambda - \lambda_0) \delta_{\nu\nu} \delta_{nn} \quad (6)$$

Для исключения из уравнения (6) энергетической особенности вида $\delta(\lambda - \lambda_0)$, поле излучения разлагается на две компоненты, одна из которых представляет нерассеянное, другая – рассеянное излучение, т.е.

$$N(r, \mu, \lambda) = N^{(o)}(r, \mu, \lambda) + N^{(s)}(r, \mu, \lambda), \quad (7)$$

где индекс "о" относится к нерассеянной части поля, а индекс "s" – к рассеянной. Функция распределения нерассеянного излучения имеет вид [4] :

$$N^{(o)}(r, \mu, \lambda) = \frac{\delta(1-\lambda_0)}{4\pi r^2} \tilde{c}(1-\mu) e^{-\frac{r}{1-\mu}},$$

а рассеянную компоненту обозначим через $\gamma(r, \mu, \lambda)$. Следовательно разложение (7) перепишется в виде

$$N(r, \mu, \lambda) = \frac{\delta(1-\lambda_0)}{4\pi r^2} \delta(1-\mu) e^{-\frac{r}{1-\mu}} + \gamma(r, \mu, \lambda). \quad (8)$$

Представление (8) также интегрируется сначала по углу, затем по пространству и результат интегрирования подставляется в уравнение (6). В результате получим интегральное уравнение для моментов

$Y_m(\lambda)$ функции рассеянного излучения в виде

$$\sum_m Y_m(\lambda) = \int_0^\infty d\lambda' G(\lambda, \lambda') \rho_\nu(1-\lambda+\lambda') Y_m(\lambda') + \frac{1}{(2\nu+1)n} \times \\ \times \left\{ \nu(n+\nu+1) Y_{\nu+1}^{(s)}(\lambda) + (\nu+1)(n-\nu) Y_{\nu-1}^{(s)}(\lambda) \right\} + G(1, \lambda_0) \rho_\nu(1-\lambda+\lambda_0), \quad (9)$$

в котором член $G(1, \lambda_0) \rho_\nu(1-\lambda+\lambda_0)$ представляет собой квант первого соударения.

Уравнение (9) решается численно посредством сведения его к системе алгебраических уравнений. Вдоль энергетической оси отклад-

дываются узлы $\lambda_0, \lambda_1, \dots, \lambda_{m-1}, \lambda_m$, в которых вычисляются приближенные значения искомой функции, а интеграл в правой части представляется в виде суммы с использованием квадратурной формулы трапеций с основанием $\lambda_i - \lambda_{i-1}$. Если число шагов в одном интервале соударений γ -квантов принять равным "K", то численное решение уравнения (9) можно записать в виде.

$$\sum_{t=m} \psi_m = \frac{\sum_{t=m}}{\sum_{t=m} - \frac{h}{2} K(\lambda_m, \lambda_m)} \left\{ \frac{h}{2} \sum_{j=0}^{m-1} c_j K(\lambda_m, \lambda_j) + F_m \right\}, \quad (10)$$

где h - шаг интегрирования,

$$c_j = \begin{cases} 1, & j=j_0 \\ 2, & j>j_0 \end{cases}, \quad j_0 = \begin{cases} 0, & \text{если } m \leq k, \\ m-k, & \text{в противном случае.} \end{cases}$$

Значения $K_j(\lambda_m, \lambda_j)$ определяются формулой

$$K_j(\lambda_m, \lambda_j) = \tilde{A} G(1-\lambda_m + \lambda_j; \lambda_j) \rho_r(1-\lambda_m + \lambda_j),$$

где \tilde{A} коэффициент пропорциональности, зависящий от сорта атомов. Свободный член F_m определяется выражением

$$F_m = K(\lambda_m; \lambda_0) + \frac{1}{(2\nu+1)\pi} \left\{ \nu(n+\nu+1) \psi_{m-1}^{(n)}(\lambda_m) + (\nu+1)(n-\nu) \psi_m^{(n)}(\lambda_m) \right\}.$$

3. Восстановление функции потока по известным моментам

Искомая функция $\psi_0(z, \lambda)$ восстанавливалась по известным ее четным моментам, найденным из уравнения (10), с помощью метода подбора параметров [3]. Искомая функция представляется приближенно в виде суммы

$$4\pi z^2 \psi_0(z, \lambda) = \sum_{i=1}^m \frac{t_i}{\beta_i} \frac{\sum_{r=1}^i t_r z^r}{\beta_i} e^{-\frac{z^2}{\beta_i}}, \quad (II)$$

где t_i, β_i - пока неопределенные параметры.

Параметры t_i, β_i подбираются таким образом, чтобы $2n$ первых четных моментов правой части представления (II) совпадали с известными моментами функции $\psi_0(z, \lambda)$. Четные моменты этой функции определяются с помощью интегралов

$$M_p = \frac{1}{(2p)!} \int 4\pi z^{2p} \psi_0(z, \lambda) (z^2)^{2p} dz, \quad p=0, 1, 2, \dots$$

Умножив обе части представления (II) на $(\Sigma_0 \tau)^{2p}/2p!$ и проинтегрировав его по τ в пределах от 0 до ∞ , получим систему уравнений

$$h_p = \sum_{i=1}^m \eta_i \beta_i^{2p}, \quad (12)$$

в которой β_i являются корнями уравнения

$$\beta^{2p} + d_1 \beta^{2(p-1)} + d_2 \beta^{2(p-2)} + \dots + d_{p-1} \beta^2 + d_p = 0, \quad (13)$$

а значения h_p определяются как

$$h_p = \frac{\psi''(x, \lambda) \Sigma_0^{2p+1}(\lambda)}{2p+1}$$

Система (12), посредством умножения на коэффициенты a_1, a_2, \dots и с учетом (13) преобразуется к системе линейных алгебраических уравнений

$$h_0 d_n + h_1 d_{n-1} + \dots + h_{n-1} d_1 = -h_n$$

$$h_1 d_n + h_2 d_{n-1} + \dots + h_n d_1 = -h_{n+1}, \quad (14)$$

$$h_{n-1} d_n + h_n d_{n-1} + \dots + h_{2n-2} d_1 = -h_{2n-1}.$$

Система (14) решается относительно коэффициентов d_1 . Затем из уравнения (13) определяются параметры β_i и, наконец, система (12) разрешается относительно параметров η_i . Найденные параметры β_i и η_i подставляются в разложение (II) функции пространственно-энергетического распределения $\psi_0(x, \lambda)$.

4. Факторы накопления

В данной работе были также получены интегральные характеристики, известные как факторы накопления: энергетический фактор накопления B_E , дозовый B_x и фактор накопления поглощенной энергии. Они определяются выражениями [5]:

$$B_E = \frac{\int I_0 dE}{\int I_0 dE}, \quad (15)$$

$$B_x = \int \mu_a^{b_0}(E) I_0 dE / \int \mu_a^{b_2}(E) I_0^2 dE, \quad (16)$$

$$B_a = \int \mu_a(E) I_0 dE / \int \mu_a(E) I_0^2 dE, \quad (17)$$

где I_e - дифференциальный поток энергии рассеянных и нерассеянных гамма-квантов,

I'_e - поток энергии нерассеянных квантов,

μ_a^{abs} - коэффициент поглощения энергии гамма-квантов в воздухе,

μ_a - коэффициент поглощения энергии гамма-квантов в данной среде.

Используя соотношение между потоком энергии $I_e(\varepsilon, E)$ и потоком частиц $N_e(\varepsilon, E)$, $I_e = E \cdot N_e$, и переходя в формулах (15), (16), (17) от переменной E к переменной λ будем иметь соответственно

$$B_0 = 1 + \lambda_0 e^{\frac{E_0}{\lambda}} \int_{\lambda_0}^{\infty} \frac{1}{\lambda} 4\pi r^2 y_0(r, \lambda) d\lambda,$$

$$B_e = 1 + \frac{\lambda_0 e^{\frac{E_0}{\lambda}}}{\mu_a^{abs}(\lambda_0)} \int_{\lambda_0}^{\infty} \mu_a^{abs}(\lambda) \frac{1}{\lambda} 4\pi r^2 y_0(r, \lambda) d\lambda,$$

$$B_a = 1 + \frac{\lambda_0 e^{\frac{E_0}{\lambda}}}{\mu_a(\lambda_0)} \int_{\lambda_0}^{\infty} \mu_a(\lambda) \frac{1}{\lambda} 4\pi r^2 y_0(r, \lambda) d\lambda,$$

где функция потока $4\pi r^2 y_0(r, \lambda)$ получена численным путем из представления (II).

5. Усреднение констант

В данной работе проводилось многогрупповое усреднение полных сечений гамма-квантов с весом функции пространственно-энергетического распределения, которое позволяет исследовать пространственную зависимость групповых констант. Проведено также усреднение групповых констант по нулевому и первому моментам функции распределения, которые являются функциями только энергетической переменной. Формула усреднения полных сечений на различных расстояниях от источника имеет вид

$$\langle \sigma_i \rangle' (\varepsilon) = \frac{\int_{E_n}^{E_\infty} \sigma_i'(E) N_0(\varepsilon, E) dE}{\int_{E_n}^{E_\infty} N_0(\varepsilon, E) dE}, \quad (18)$$

где

i - номер энергетической группы;

ρ - соответствует физическому процессу взаимодействия гамма-излучения с веществом. (напр. фотоэффект, образование пар, когерентное и некогерентное рассеяние и др.)

Формулы для усреднения по спектрам нулевого и первого моментов имеют вид соответственно:

$$\langle \bar{G}_t \rangle_0 = \frac{\int_{E_n}^{E_{n+1}} G_t(E) N_{00}(E) dE}{\int_{E_n}^{E_{n+1}} N_{00}(E) dE}, \quad (19)$$

$$\langle \bar{G}_t \rangle_1 = \frac{\int_{E_n}^{E_{n+1}} G_t(E) N_{11}(E) dE}{\int_{E_n}^{E_{n+1}} N_{11}(E) dE}, \quad (20)$$

где $N_{00}(E)$ и $N_{11}(E)$ - моменты функции распределения.

Для численного расчета групповых констант по формулам (18), (19) и (20) использовалась квадратурная формула трапеций, при чем усреднение проводилось не изолированно от решения систем уравнений для моментов и восстановления функции пространственно-энергетического распределения, а параллельно с ними.

Строгий формализм метода получения полных групповых сечений для нейтронов в защитах рассмотрен в работе [6]. В настоящей работе для гамма-квантов по рекомендации Суворова А.П., одного из соавторов работы [6], использован более простой, приближенный формализм, позволяющий выяснить некоторые закономерности в проблеме групповых констант.

6. АЛГОРИТМ "МКФ-УК"

Программа для численного расчета была написана на языке "Алгол" и переведена с помощью транслятора в коды быстродействующей ЭВМ. Название программы МКФ-УК означает, что по ней можно считать моменты (М), потоки (П), факторы накопления (Ф) и усреднять константы (УК).

Описание основных идентификаторов

E - энергия источника,

E_m - текущая энергия,

L - комптоновская длина волны фотона,

K_{0S} - массовый коэффициент ослабления f - лучей,

$M\Phi$ - коэффициент поглощения энергии, f - лучей в воздухе,

M_C - коэффициент поглощения энергии f - лучей в исследуемой среде,

NEK, PAP, POT - исходные сечения γ -лучей для уоредиcения,
МВ - пространственные моменты функции распределения,
М1, М2 - пространственно-угловые моменты функции распределения,
V - функция потока γ -лучей,
ВЕ - фактор накопления энергии,
BR - дозовый фактор накопления,
ВА - фактор накопления поглощенной энергии,
КЕЛ, РАП, ТОФ, СОК - сечения различных видов взаимодействия
 γ -квантов, усредненные с функцией пространственно-энергетического распределения,
W1, W3 - сечения, усредненные по спектру нулевого и первого
моментов функции распределения,
МБ - условная печать моментов,
W1 - условная печать потоков,
dL - расстояния от источника.

Программа работает следующим образом. Задаются: энергия источника, сечения взаимодействия, шаг интегрирования, число точек в одной энергетической группе, расстояния от источника. В каждой энергетической точке решается система пространственно-угловых моментов, затем по найденным четным моментам восстанавливается функция потока. Параллельно производится усреднение констант по вычисленным моментам и потокам и расчет факторов накопления.

Для расчета одного практического варианта, т.е. для получения полной информации о моментах, потоках, факторах, усредненных константах, например, для 400 энергетических точек, требуется ~ 20 минут машинного времени.

ТЕКСТ АЛГОРИТМА МК-УК (ДЛЯ РАСЧЕТА МОМЕНТОВ,
ПОТОКОВ, ФАКТОРОВ НАКОПЛЕНИЯ И УСРЕДНЕНИЯ КОНСТАНТ)

```

    "B-E-G-T-N  T-R-E-A-T-L H-A,L,P,E,U,H,B,S/L,D,AB,
    1,2,N3,N4,
    C+N1,B1,B2,B3,B4,DP,D0,DF,
    G,M0,EM,*,A1,A2,B1,B2,C1,C2,W,B,X1,X2,
    P,B,PC,B0,C0,G1,G2,C,DA,BD,AA1,BB1,P0,
    K0S1,K0S,CIN:="I-N-T-E-G-E-T-R T1,K,K,N,M,I,
    NN1,KY1,LN,
    D1X,KB,Q1,K1,MK,[1:K1]INOUT('R10-2',
    KB,K/N,A,EQ,KB,Q1,K1);T1:=(N1)*(I+2)/2-
    I;AB:=,375KA;"B-E-G-I-N  T-A-R-R-A-T-U
    NEK,PAR,PHOT,
    KOC,M0,MC,DE[0:KB],MB,FB[0:N1],M1,M2,V6
    {0:T1},D1,Y2,VR2,VA2,RE,BR,BA,KEN,PARP,T0F,COK,
    V,BAT[1:K1];
    "I-N-T-E-G-E-T-R  T-A-R-R-A-T-U  MB[1:Q3],H111,2111
    -C-O-M-M-E-H-T  D0  'NEK' 'PAR' 'PHOT' 'KOC' 'MB' 'MC'
    -UB,25'M' 'F' '4'M1' 'M2' 'Y5' '21'DL' 'V2' 'VR2'
    'V'
    ,VA2,'BE','BR','BA','KEN','PARP','T0F','COK','BAN'
    ,WB,'W1/10',INOUT('R10-2'),NEK,PAR,PHOT,KOC,KN,
    M8,MC,DB,DL,WB,W1,X1,H1=
    ?K1L0:=,5108/E11:=0;TF-O'R M:=X "S-T-E-P
    1-U-N-T-T-1-L KB D0 -B-E-G-T-N
    YOC[1]:=E,OCIM[1]:=MB[1]:=MC[1]:=MC{M1}
    FB[1]:=DR{M1};I:=I+1 -E-T-N-D (M0:=KOC{0});D0:=
    MB01:CO:=MC{0};I1:=I;INOUT('P2-10',L0,
    M0,BD,CO,INN:=U1 "TF-O'R I:=I "S-T-E-P 1 -U-N-T-T-1-L +T-D0
    KEN[1]:=PAR[1]:=T0F[1]:=COK[1]:=BAN[1]:=O;
    U1:=42:=H1:=H4:=0;
    "F-O'R M:=0 S-T-E-P 1 -U-N-T-T-1-L KB D0 -B-E-G-T-N
    CN:=E -I-F M1NN+OR M2NN+KN TTH-E-TN 1 -E-L-S-T-E 2;
    L:= I-F M0 T-H-E-T-N L0
    "E-L-S-T-E L+H1M:=,5108/L:H5:= -ITF M=0
    "T-H-E-N U -E-L-S-T-E H1 -I-F M<K+1 -T-H-E-TN
    G:=(I+(1,L+L0)+2)*D0*L0/L+2+(I-L0)+2>L0/
    L+3;MK:= "I-F M>K "T-H-E-T-N M-K "E-L-S-T-E 0;
    "B-E-G-T-N  A-R-R-A-Y LL,SM,SB,SC{MK[1]},ML,CK
    :M,D:T1]; "C-O-T-H-M-E-H-T D0 0 'LL' 'SM' 'SB' 'SC'
    20'ML' '400' 'KQZ'; "I-F M=0 "T-H-E-T-N "B-E-G-T-N
    P:=KOC{0};P0:=MB{0};PC:=MC{0};DN:=PHEK{0};D0:=
    PAR{0};FO:=FO[0];T0F[0]:=E-N-D "E-L-S-T-E
    "B-E-G-T-N AB: "I-F L<DB[111] "T-H-E-T-N "B-E-G-T-N
    :I=I-1;I:=DB[111]DB[X1]G1:=DB[111]-LG2;PL
    DB[X1]P:=G1*X1K0C1*X1/Y+G2*K0C111/Y;P0:=FG1X
    VBT[X1]V+A2*MB[111]/V;P0:=G1*X1C1[X1]/Y+G2*
    MC[111]/V;DN:=G1*XEK[111]/Y+G2*XNEK[111]/Y;D0:=
    G1*XAPL[X1]/Y+G2*XAP[111]/Y;FO:=RG1*XFO[X1]/Y+G2*
    FO[111]/Y "E-N-D "E-L-S-T-E
    "B-E-G-T-N I1:=I+1 T0F[T0] AB "E-N-D "E-N-D I
    SM[1]:=PISH[111]P0:=SC{M1};P0C1X1:=SM[1]

```

ПРОДОЛЖЕНИЕ АЛГОРИТМА ПРОГРАММЫ МКФ-УК

```

(SM[1]-AK*HB)*LL[1M]:=L;
    "I-F M=N+K-N-T-H-E-N-T-B-E-G-I-N B1:=P1*64:=DN*53:=UP;
    64:=P1*INOUT(P2-1U), S1,R2,B3,B4) T-E-N-U I-F-O-R I:=0 S-T-E-P
    "U-H-T-T-L 2XH -D-D-U T-B-E-G-I-N
    "I-H-T-T-G-E-R N=M,V,16+NM:=V:=I/2; -F-O-R K B5:=0
    "S-T-E-P 1 -U-H-T-T-L 1/2 -D-D-U T-B-E-G-I-N
    "I-H-T-T-G-E-R TIT:=(I*2)*(1/8+16) T-B-E-G-I-N
    "R-F-A-, P2*XH,R=56<KL>CR1 -I-N-T-E-G-E-R
    D*L1,KM1,RM1 TIF M<V+1 T-T-H-E-N T-B-E-G-I-N XM:=
    D*L0,BEETG-I-N P1:=1 P2:=XM; TIF V=0 T-T-H-E-N
    P5:=1 T-E-L-S-T-E-I-F V=1 T-T-H-E-N P5:=XM
    "EGL-S-F -F-O-R L1:=2 S-T-E-P 1 -U-N-T-I-L
    V=0 T-B-E-G-I-N P6:=(2*L1-1)*XM*P2
    (L1-1)*P1)/(L1+P1)=P2; P2:=Pb -E-N-D T-E-N-D
    R:=ABGX+6 T-E-N-D IS5:=0; KM1:=TIF M<K+1
    "T-H-E-U-U -E-L-S-F MK1 T-F M=0 T-T-H-E-N
    "B-E-G-I-N T-F-O-R RM1:=KM1 S-T-T-E-P 1 -U-N-T-I-L M=1
    "D-D-U-B-E-G-I-N XM:=I+L+LL(RM1); KL:=(I+XM+2)
    XLL(RM1)/2/L1/2/(L-LL(RM1)+2)*LL(RM1)/L
    "3FCR:=I-F RM=KM1 T-T-H-E-N D T-E-L-S-T-E 1;
    "B-E-G-I-N P1:=P2; XM:=T-F V=0 T-T-H-E-N P5:=1
    "E-L-S-F -I-F V=1 T-T-H-E-N P6:=XM T-E-L-S-T-E
    "F-O-R L1:=2 S-T-E-P 1 -U-N-T-I-L V=0
    "B-E-G-I-N P6:=(2*L1-1)*XM*P2-(I+1)*P1/
    L1*P1:=P2; P2:=Pb -E-N-D T-E-N-D IS5:=SP+AB*HB*x
    CB*KL*PB*ML(RM1) T-E-H-D I T-E-N-D
    C:=TIF NH=0 T-T-H-E-N NM T-E-L-S-T-E 1 M1[T]:= (SB+(
    -I-F M<V+1 T-T-H-E-N R T-E-L-S-E 0)+40*(V+1)*(NM-V)
    /(2*xV+1)/D*xM1[T-1]/SM[M]+40*x*(NM-
    V+1)/(2*xV+1)/D*xM1[I*(I-2)/8+16]/SM[M])*
    X1 -T-F M=K T-T-H-E-N T-B-E-G-I-N YB[T]:=R+M0*(V+1)*(NM-
    V)/(2*xV+1)/D*xY6[T-1]/SM[X+1]*M0*x*(NM-
    V+1)/(2*xV+1)/D*xY6[I*(I-2)/8+16]/SM[K];
    M2[T]:=M1[T]-YB[T] T-E-N-D I V:=V-1;
    NM:=NM+1 T-E-N-U T-E-N-D I T-F M=K T-T-H-E-N
    INOUT(P2-10!!*M1,M2) T-F-O-R I:=0 S-T-E-P 1
    T-U-H-T-T-L T1 T=0 S-T-E-G-I-N T-F
    M=K T-T-H-E-N M1[1]:=(M1[1]+42[1])/2*ML(M,1)
    M1[1]/SM[M] T-E-N-D I T-F M> K T-T-H-E-N
    "B-E-G-I-N T-F-O-R X:=M-K T-S-T-E-P 1
    "U-H-T-T-L M=1 D-D-U T-B-E-G-I-N LL[X]:=LL*(K-1);
    SM[X]:=S1[X+1]; T-F-O-R I:=0 S-T-E-P 1 T-U-H-T-T-L T1
    "D-D-U ML[X+1]:=ML[X+1,1] T-E-N-D T-E-N-D I
    I1:=CN*Pb, M1[0]+U1*B2:=CN*M1[0]+B2
    N3:=CN*Pb, M1[1]+U3*B4:=CN*M1[1]+B4
    "I-F M=K-1 T-H-E-N T-F-O-R I:=0 S-T-E-P 1
    "U-H-T-T-L T1 T=0 S-T-E-P 1 M2[1]/SM[M-K];
    S:=SM[1]; T-F-O-R I:=0 S-T-E-P 1 T-U-H-T-T-L 3 T=0
    "B-E-G-I-N M1[1]:=M1[1+(I+1)*(I+2)-1]+B5
    (I1+S/(2*I+1)) T-E-N-D I T-F-O-R X:=E1 S-T-E-P 1

```

ПРОДОЛЖЕНИЕ ПРОГРАММЫ

```

    -U-N-T- I-L Q =D-O T-B-E-G-I-N T-F M=WB(X) T-H-E-N
    -B-E-G- J-N EM:=.5108/L;INOUT('P2-10',MB,M1,J,EM,
    L)-E-N- T-E-N-D I-T F M=0 T-H-E-N B-E-G-I-N
    -F-O-R D:I:#1-S-T-E-P 1-U-N-T-I-L K1 -D-O
    V2[I]:=M1(U)/M0+DL[I]/1.958/E;INOUT('P2-10',
    V2[I]-F-O-R-R I:#1-S-T-E-P 1-U-N-T-I-L K1 -D-O
    -B-E-G- N-V[E]:=V2[I];V2[I]:=L*1.958*EM*VR2[I]:=V2[I]
    *B0*VA2[I]:=V2[I]*C0*BE[I]:=BR[I]:=BA[I]:=0-E-N-0
    -E-N-D-E-L-S-E-B-E-G-I-N B:=o[1]*f2-o[0]*f1
    A1:=o[2]*f1*(A1*f1)*phi[0])/B1*A2:=(o[1]*
    f3+o[2]*f2)/B1*f1*(A1/2)*A2:-I-F M<0
    -T-H-E-N-B-E-G-I-N W:=ABS(W);AA:=z-A1/2*B0:=SQRT(W)
    (AA1:=z*f1)/2*B0:=-(phi[1]-AA*f1)/2/B0
    P0:=AA*f2+B0+2*P0:=SQRT(P0);KOS1:=AA/P0
    KOS:=SQRT((1+KOS1)/2);CIN:=SQRT((1-KOS1)/2
    )-E-N-D-E-L-S-E-B-E-G-I-N X1:=z-A1/2+SQRT(W);X2:=
    -A1/2+SQRT(W);B1:=SQRT(X1);B2:=T-F X2>
    -T-H-E-N SQRT(X2)-E-L-S-E 1*C1:=z*f1-z*f0*X2)/
    (X1*X2);C2:=-I-F X2>0 -T-H-E-N (X1*f0-f1)
    /(X1*X2)-E-L-S-E 0-E-N-D I-F-O-R I:#1-S-T-E-P 1
    -U-N-T- I-L K1 -D-O V2[I]:= -I-F M<0 -T-H-E-N 1.0216x
    DL[I]:=EXP(-DL[I]*KOS/SQRT(P0))*(AA+441488
    *B0)+COS(DL[I]*CIN/SQRT(P0))+ (B5*AA-
    AA*B1)*SIN(DL[I]*CIN/SQRT(P0));EXP(
    DL[I]/EM/P012-E-L-S-E DL[I]):=C1*EXP((B1*
    DL[I]-DL[I]/B1)/B1+2*EXP((B2*DL
    [I]-DL[I])/B2)/B2*I)/1.958/EM;-F-O-R X:=z
    -S-T-E-P 1-U-H-T-I-L Q1 -D-O-B-E-G-I-N
    -I-P :=W1[X] -T-H-E-N INOUT('P2-10',V2,M1)
    EM,L)-E-N-D I-F-O-R I:#1-S-T-E-P 1-U-N-T-I-L K1 -D-O
    -B-E-G- N-V[I]:=V2[I];V2[I]:=V2[I]/L*1.958*EM*VR2[I]:=z
    V2[I]*SB[M];VA2[I]:=V2[I]*SC[M]-E-N-D-E-N-D I
    -F-O-R I:#1-S-T-E-P 1-U-N-T-I-L K1 -D-O-B-E-G-I-N
    KEN[I]:=C[N]*DNV[I]+KEN[I];PAP[I]:=C[N]*DNV[I]+PAP
    [I];TOF[I]:=C[N]*DV*V[I]+TOF[I];COK[I]:=C[N]*PV*V[I]+
    COK[I];BAL[I]:=C[N]*V[I]+BAL[I]-E-N-D I
    -I-F M=NN*KN T-H-E-N B-E-G-I-N NN:=NN+KN;LN:=LN+1
    L1:=W1/W2;W3:=W3/W4
    -F-J-R I:#1-S-T-E-P 1-U-N-T-I-L K1 -D-O-B-E-G-I-N
    KEN[I]:=KEN[I];BAL[I]:=PAP[I];PAP[I]:=BAL[I];TOF[I];
    TOF[I];BAL[I];COK[I]:=COK[I];BAL[I]-E-N-D I
    INOUT('P2-10',LN,NN,KEN,PAP,TOF,COK);
    INOUT('P2-10',W1,W3);W1:=B1*M1(0);
    L2:=M1(0);W3:=B1*M1(1);W4:=M1(1);
    -F-O-R I:#1-S-T-E-P 1-U-N-T-I-L K1 -D-O-B-E-G-I-N
    KEN[I]:=M2*V[I];PAP[I]:=B3*V[I];TOF[I]:=B4*V[I];
    COK[I]:=B1*V[I];BAL[I]:=V[I];E-N-D-E-N-D I
    C:= -I-F M=0-OR M=KB T-H-E-N H/2 E-L-S-E H1 -F-O-R I:#1
    -S-T-E-B 1-U-N-T-I-L K1 -D-O-B-E-G-I-N
    B[E]:=B[E]+C*V2[I];BR[I]:=B[E]+C*VR2[I]
    ;B4[I]:=A[I]+C*VA2[I];E-N-D-E-N-D I
    -F-J-R I:#1-S-T-E-P 1-U-N-T-I-L K1 -D-O
    -B-E-G-I-N BE[I]:=L0*B[E]+1;BR[I]:=L0/B0*BR[I]+
    1;BA[I]:=L0/C0*BA[I]+1;E-N-D INOUT('P2-10',
    BR[B1,BR[BA,CL,E,H,A,KB,K]]-E-N-D-E-N-D I (конец программы)

```

7. Результаты численных расчетов и краткие выводы

По программе МИФ-УК были проведены численные расчеты по прохождению γ -квантов от точечного изотропного источника излучения с начальной энергией $E_0 = 10$ мэВ в бесконечной однородной среде. Проведены также расчеты по усреднению групповых констант. Все расчеты проведены для воды и результаты представлены в виде таблиц.

В таблице № I представлены дифференциальные энергетические спектры γ -квантов на расстояниях от источника 1, 2, 4, 7, 10, 15 и 20 единиц длин свободного пробега γ -кванта с длиной волны λ_0 .

В таблице № 2 представлены усредненные по потоку сечения гамма-квантов для пяти энергетических групп, принадлежащих коротковолновой части спектра излучения от 0,05 до 0,55 комpton-новских длин волн. Усреднение в каждой группе проводилось по 10 энергетическим точкам с $\Delta \lambda_i = 0,01$, т.е. с $\Delta \lambda_{\varphi} = 0,1$ комpton-новских длин волн.

В таблице № 3 также представлены усредненные по потоку константы для 20-ти энергетических групп на интервале от 10 мэв до 0,02 мэв. Усреднение в каждой группе проводилось по 20-ти энергетическим точкам с шагом $\Delta \lambda_i = 0,0513$ и с $\Delta \lambda_{\varphi} = 1,026$ километровских длин волн.

В таблице № 4 представлены усредненные по спектрам 0-го и I-го моментов функции распределения массовые коэффициенты ослабления γ -лучей для 20-ти энергетических групп с теми же интервалами, что и в таблице № 3. Результаты расчетов показывают, что пространственная зависимость групповых сечений имеет место только для нескольких высоконергетических групп гамма-квантов, причем степень зависимости определяется шириной групп: при более узких ширинах групп различие в сечениях на расстояниях от 1 до 20 длин среднего свободного пробега составляет примерно 3-4%, а с увеличением ширины групп достигает 10%.

Сравнение результатов расчета групповых сечений, усредненных с весом энергетических моментов функции потока с сечениями, усредненными с весом энергетических моментов функции потока с сечениями, усредненными с весом энергетических моментов функции тока гамма-квантов, т.е. нулевым и первым моментами функции распределения, показывает, что различие в групповых сечениях также имеет место только для нескольких высоконергетических групп и достигает 15-20%.

В таблице № 5 представлены результаты численных расчетов факторов накопления энергии B_E , дозовых факторов накопления B_z и факторов накопления поглощенной энергии B_a . Для сравнения приводятся численные результаты факторов накопления, взятые из работы [5]. Расхождение в численных значениях сравниваемых факторов, которое колеблется от 1 до 4% на близких расстояниях от источника и до 10% на более далеких расстояниях, может быть объяснено:

во-первых, различием в исходных сечениях;

во-вторых, различным шагом интегрирования;

в-третьих, использованием различного числа моментов для восстановления функции про странственно-энергетического распределения.

В данной работе восстановление искомой функции производилось по четырем соответствующим четным моментам.

Таблица I

Дифференциальные энергетические спектры гамма-квантов
 $4\pi r^2 I_\nu(r, E)$ в воде *)

$E, \text{ мэв}$	λ	$\mu_0 r$						
		1	2	4	7	10	15	20
10	0,05II	0,3353	0,7706	1,541	2,697	3,853	5,780	7,706
5,0	0,1024	0,2366	0,4720	0,9372	1,619	2,282	3,346	4,361
3,32	0,1536	0,2060	0,4043	0,7828	1,319	1,831	2,652	3,443
1,66	0,3075	0,1905	0,3609	0,6662	1,083	1,480	2,117	2,720
I,II	0,4613	0,1966	0,3664	0,6617	1,060	1,443	2,064	2,658
0,3II	1,64I	0,353I	0,5807	0,9714	1,546	2,079	2,836	3,439
0,158	3,23I	0,4959	0,8503	1,426	2,242	3,039	4,262	5,328
0,106	4,820	0,6300	1,116	1,890	2,927	3,989	5,838	7,718
0,0778	6,564	0,7542	1,361	2,321	3,545	4,835	7,456	10,77
0,0506	10,10	0,8349	1,547	2,692	4,018	5,377	9,680	21,74
0,03906	13,08	0,6062	1,136	2,003	2,966	3,842	7,604	20,09

*) Численные результаты по энергетическим спектрам сравнивались с результатами, помещенными в книге О.И.Лейпунского "Распространение гамма-квантов в веществе". Расхождение результатов находится в пределах возможных погрешностей вследствие различия в исходных данных, различного шага интегрирования, различного числа используемых моментов для восстановления искомой функции.

Таблица 2

Многогрупповые сечения γ -квантов (сечение некогерентного рассеяния, образования пар, фотозфекта, массовый коэффициент ослабления) для воды $\Delta\lambda$ группы = 0, I комп. длии волн

$E,$ мэв	№ группы	$\mu_0 \tau$						
		1	2	4	7	10	15	20
10,0		0,0262	0,0261	0,0260	0,0259	0,0258	0,0258	0,0257
	I	0,0298	0,0299	0,0301	0,0303	0,0304	0,0306	0,0307
3,4		0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000
		0,0289	0,0289	0,0288	0,0287	0,0287	0,0286	0,0286
3,4		0,0421	0,0421	0,0420	0,0420	0,0420	0,0420	0,0420
	2	0,0877	0,0879	0,0882	0,0884	0,0885	0,0886	0,0887
2,03		0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000
		0,0430	0,0429	0,0429	0,0429	0,0429	0,0428	0,0428
2,03		0,0533	0,0533	0,0533	0,0533	0,0533	0,0533	0,0533
	3	0,0232	0,0233	0,0233	0,0234	0,0234	0,0234	0,0234
1,46		0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000
		0,0537	0,0537	0,0537	0,0536	0,0536	0,0536	0,0536
1,46		0,0620	0,0620	0,0620	0,0620	0,0620	0,0620	0,0620
		0,0620	0,0621	0,0622	0,0622	0,0622	0,0622	0,0622
1,13		0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000
		0,0622	0,0622	0,0622	0,0622	0,0622	0,0622	0,0622
1,13		0,0697	0,0697	0,0697	0,0697	0,0696	0,0699	0,0706
	5	0,0101	0,0101	0,0102	0,0106	0,0108	0,0104	0,0142
0,93		0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000
		0,0697	0,0697	0,0697	0,0696	0,0696	0,0699	0,0705

Таблица 3

Многогрупповые сечения взаимодействия гамма-квантов с водой
 (сечение некогерентного рассеяния на свободных электронах,
 сечение образования пар, сечение фотовфекта, массовый коэф-
 фицент ослабления без учета когерентного рассеяния) $\Delta\lambda$ групп-
 пы = 1,026 комп. длии волн.

Eгр., мэв	№ группы	$\mu\%$						
		1	2	4	7	10	15	20
10,0		0,0695	0,0686	0,0674	0,0667	0,0664	0,0660	0,0656
	÷ 1	0,0488	0,0523	0,0570	0,0606	0,0625	0,0644	0,0661
		0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000
0,47		0,0700	0,0691	0,0680	0,0673	0,0670	0,0666	0,0663
0,47		0,115	0,115	0,115	0,115	0,115	0,115	0,114
	÷ 2	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000
		0,0662	0,0652	0,0650	0,0652	0,0650	0,0646	0,0642
0,24		0,115	0,115	0,115	0,115	0,115	0,114	0,114
0,24		0,136	0,136	0,136	0,136	0,136	0,136	0,136
	÷ 3	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000
		0,0315	0,0315	0,0314	0,0314	0,0314	0,0315	0,0315
0,16		0,135	0,135	0,135	0,135	0,135	0,135	0,135
0,16		0,150	0,150	0,150	0,150	0,150	0,150	0,150
	÷ 4	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000
		0,0926	0,0928	0,0929	0,0928	0,0929	0,0931	0,0934
0,12		0,150	0,150	0,150	0,150	0,150	0,150	0,150
0,12		0,160	0,160	0,160	0,160	0,160	0,160	0,160
	÷ 5	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000
		0,0196	0,0196	0,0196	0,0196	0,0196	0,0196	0,0196
0,099		0,160	0,160	0,160	0,160	0,160	0,160	0,160
0,099		0,168	0,168	0,168	0,168	0,168	0,168	0,168
	÷ 6	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000
		0,0361	0,0361	0,0362	0,0361	0,0361	0,0362	0,0363
0,082		0,169	0,169	0,169	0,169	0,169	0,169	0,169

Продолжение таблицы 3

гр., мм	№ группы	$\mu_{\text{в}}$						
		1	2	4	7	10	15	20
0,082		0,174	0,174	0,174	0,174	0,174	0,174	0,174
	÷ 7	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000
		0,0633	0,0633	0,0634	0,0633	0,0633	0,0635	0,0637
0,071		0,177	0,177	0,177	0,177	0,177	0,177	0,177
0,071		0,178	0,178	0,177	0,178	0,178	0,178	0,178
	÷ 8	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000
		0,0101	0,0102	0,0102	0,0102	0,0101	0,0102	0,0102
0,062		0,184	0,184	0,184	0,184	0,184	0,184	0,184
0,062		0,182	0,182	0,182	0,182	0,182	0,182	0,182
	÷ 9	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000
		0,0147	0,0148	0,0148	0,0148	0,0147	0,0148	0,0148
0,055		0,192	0,192	0,192	0,192	0,192	0,192	0,192
0,055		0,186	0,186	0,186	0,186	0,186	0,186	0,186
	÷ 10	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000
0,050		0,200	0,200	0,200	0,200	0,200	0,200	0,200
0,050		0,189	0,189	0,189	0,189	0,189	0,189	0,189
	÷ II	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000
		0,0298	0,0298	0,0298	0,0298	0,0298	0,0299	0,0300
0,045		0,210	0,210	0,210	0,210	0,210	0,210	0,211
0,045		0,191	0,191	0,191	0,191	0,191	0,191	0,191
	÷ I2	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000
		0,0403	0,0403	0,0403	0,0403	0,0403	0,0403	0,0405
0,041		0,222	0,222	0,222	0,222	0,222	0,222	0,222
0,041		0,194	0,194	0,194	0,194	0,194	0,194	0,194
	÷ I3	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000
		0,0523	0,0523	0,0523	0,0523	0,0523	0,0523	0,0525
0,038		0,235	0,235	0,235	0,235	0,235	0,235	0,235
0,038		0,195	0,195	0,195	0,195	0,195	0,195	0,195
	÷ I4	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000
		0,0709	0,0709	0,0709	0,0709	0,0709	0,0709	0,0712
0,035		0,254	0,254	0,254	0,254	0,254	0,254	0,254

Продолжение таблицы 3

гр., мэв	группы	% ²						
		1	2	4	7	10	15	20
0,035		0,197	0,197	0,197	0,197	0,197	0,197	0,197
		0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000
÷	I5	0,0903	0,0903	0,0903	0,0903	0,0903	0,0903	0,0905
0,033		0,273	0,273	0,273	0,273	0,273	0,273	0,273
0,033		0,198	0,198	0,198	0,198	0,198	0,198	0,198
		0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000
÷	I6	0,109	0,109	0,109	0,109	0,109	0,109	0,110
0,031		0,292	0,292	0,292	0,292	0,292	0,292	0,293
0,031		0,199	0,199	0,199	0,199	0,199	0,199	0,199
		0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000
÷	I7	0,131	0,131	0,131	0,131	0,131	0,131	0,131
0,029		0,314	0,314	0,314	0,314	0,314	0,314	0,314
0,029		0,200	0,200	0,200	0,200	0,200	0,200	0,200
		0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000
÷	I8	0,170	0,170	0,170	0,170	0,170	0,170	0,171
0,028		0,353	0,353	0,353	0,353	0,353	0,353	0,353
0,0286		0,201	0,201	0,201	0,201	0,201	0,202	0,201
		0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000
÷	I9	0,214	0,214	0,214	0,214	0,214	0,214	0,214
0,026		0,396	0,396	0,396	0,396	0,396	0,396	0,396
0,026		0,202	0,202	0,202	0,202	0,202	0,202	0,202
		0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000
÷	20	0,258	0,258	0,258	0,258	0,258	0,258	0,259
0,025		0,439	0,439	0,439	0,439	0,439	0,439	0,439

Таблица 4

Полные массовые коэффициенты ослабления гамма-лучей
 μ (в $\text{см}^2/\text{г}$) усредненные по энергетическому спектру нулевого и первого моментов (для воды).

# группы	1	2	3	4	5	6	7
0- мом	0,0590	0,0143	0,136	0,151	0,162	0,172	0,181
I- мом	0,0520	0,104	0,158	0,152	0,162	0,172	0,181
# группы	8	9	10	II	I2	I3	I4
0- мом	0,189	0,198	0,208	0,220	0,233	0,247	0,269
I- мом	0,189	0,198	0,208	0,220	0,233	0,247	0,268
# группы	15	16	17	18	19	20	
0- мом	0,290	0,312	0,336	0,378	0,423	0,469	
I- мом	0,290	0,312	0,336	0,377	0,423	0,469	

Таблица 5

Факторы накопления энергии B_E , дозовые факторы накопления B_d и факторы накопления поглощенной энергии B_a при прохождении гамма-лучей в воде, ($E_0 = 10 \text{ МэВ}$) *

	<i>№ г</i>							
	1	2	4	7	10	15	20	
B_E	1,276	1,54	2,04	2,76	3,47	4,62	5,73	
	1,26	1,51	1,97	2,63	3,26	4,26	5,19	
B_d	1,35	1,67	2,27	3,14	3,99	5,35	6,67	
	1,33	1,63	2,19	2,97	3,72	4,90	5,98	
B_a	1,35	1,67	2,28	3,15	4,00	5,37	6,69	
	1,31	1,60	2,13	2,88	3,60	4,73	5,76	

* В первой строке приводятся результаты, полученные в данной работе, а во второй строке результаты, взятые из работы [5].

ЛИТЕРАТУРА

1. Марчук Г.И. Методы расчета ядерных реакторов. М., Госатомиздат, 1961.
2. Николайшили Ш.С. Приближенное решение уравнение переноса методом моментов. "Атомная энергия", 1961, 10, 3.
3. Фано У., Спенсер Л., Бергер М. Перенос гамма-излучения. М., Госатомиздат, 1963.
4. Николайшили Ш.С. Односкоростная задача об угловых распределениях нейтронов. В сб.: Теория и методы расчета ядерных реакторов. М., Госатомиздат, 1962.
5. Гольдштейн Г. Основы защиты реакторов. М., Госатомиздат, 1961.
6. Гермогенова Т.А., Дегтярев С.Ф., Орлов В.В. и др. Перенос быстрых нейтронов в плоских защитах. М., Атомиздат, 1971.

Библиографический индекс работ сборника в международной системе СИНЕД

ISCCO- PS	QUANTITY :	INPUT- TUTS	MIN : ENERGY (EV)	MAX :	REFERENCE :	DATE :	FIRST AUTHOR, COMMENTS
92-I-238	NG	PER	1.0 ⁻³	1.0 ⁵	YK 20	61	75
92-I-238	RSS	PER	MDG	MDG	YK 20	61	75

TOLSTIKOV +, STADNO, SIG(NEUT-E), RES
TOLSTIKOV +, RES PARTS, NG,D

СОДЕРЖАНИЕ

Стр.

1. Г.В.Анцилов, А.Р.Бендерский, В.А.Коньшин и др. Оценка ядерных данных $^{235}_{\text{U}}$ в области энергий нейтронов 10^{-4} эв - 15 Мэв для создания полно- го файла констант.....	3
2. В.А.Толстиков, В.С.Шорин. Анализ сечения ра- диационного захвата нейтронов с энергией $1-100$ кэв для ядра $^{238}_{\text{U}}$	61
3. В.И.Ионкин, Ю.В.Лисичкин, В.А.Парфенов. Оцен- ка влияния неопределенностей в данных по спек- трам колебаний атомов замедлителей на расчет различных характеристик.....	83
4. А.И.Ворошаев, А.А.Ваньков Б.В.Колесов и др. Тенденции в оценках параметров крытичности и воспроизводства перспективного брилера.....	112
5. В.Б.Полевой. Прецизионный расчет скоростей реакций в малом образце методом Монте-Карло... .	176
6. А.И.Назаров, В.В.Фрунзе, В.П.Шушканова. О ме- тодике определения активности, обусловленной осколками деления, кладки импульсного реак- тора.....	198
7. В.А.Шолохова. Численный алгоритм и программа расчета дифференциальных энергетических спект- ров и усредненных сечений гамма-квантов.....	211
8. Библиографический индекс работ сборника в меж- дународной системе СИНДА.....	233

ВОПРОСЫ
АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

Серия:
ЯДЕРНЫЕ КОНСТАНТЫ

Выпуск 20

Часть 2

Корректор Г.И.Семенова
ТБ-02529 от 22.10.75. Объем 9,7 авт.л. Тираж 350 экз.
Цена 97 коп. Заказ № 640

Отпечатано на ротапринте ФЭИ, декабрь 1975 г.

ЗАМЕЧЕННЫЕ ОПЕЧАТКИ И ИСПРАВЛЕНИЯ

В сборнике "Ядерные константы" вып. № 19 в статье К.Н.Иванова, К.А.Петржака "Выходы осколков и сечения реакции при фотоделении Th-232, U-238, №р-237 и Pu-239 гамма-квантами с максимальной энергией от 5 до 12 МэВ" на странице 55 в таблице 2 порядок ошибки должен быть:

E, МэВ	($\bar{b} \pm \Delta\bar{b}$) $^{237}_{\text{Nr}}$
8,22	$0,5475 \cdot 10^5 \pm 0,1159 \cdot 10^5$
8,12	$0,4330 \cdot 10^5 \pm 0,1373 \cdot 10^5$
8,02	$0,4941 \cdot 10^5 \pm 0,1348 \cdot 10^5$
7,92	$0,6746 \cdot 10^5 \pm 0,1240 \cdot 10^5$