

# ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

СЕРИЯ:

ЯДЕРНЫЕ КОНСТАНТЫ

ВЫПУСК 24

1977



ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ ПО ИСПОЛЬЗОВАНИЮ АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ СССР

ЦЕНТРАЛЬНЫЙ НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ ИНФОРМАЦИИ  
И ТЕХНИКО-ЭКОНОМИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ ПО АТОМНОЙ НАУКЕ  
И ТЕХНИКЕ

ЦЕНТР ПО ЯДЕРНЫМ ДАННЫМ

---

# ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

СЕРИЯ:

ЯДЕРНЫЕ КОНСТАНТЫ

ВЫПУСК 24

1977

Главный редактор В.А.КУЗНЕЦОВ

Редакционная коллегия: *А.А.Абалян, А.Ф.Алябьев, Б.Г.Дубовский, В.Г.Заграфов, Ю.С.Замятин, О.Д.Казачковский, Д.А.Кардашев* (ответственный секретарь), *В.Н.Манохин, И.Г.Морозов, В.И.Мостовой, П.Э.Немировский, М.Н.Николаев, В.В.Орлов, К.А.Петржак, С.И.Сухоручкин, Л.Н.Усачев* (заместитель главного редактора)

© Центральный научно-исследовательский институт информации и технико-экономических исследований по атомной науке и технике (ЦНИИАтоминформ), 1977

НЕУПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ НЕЙТРОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ 4,7 МэВ  
НА Al, Mn, Fe, Ni, Cu, PbВ.Н.ДУШИН, В.Т.ИППОЛИТОВ, Л.С.ЛЕБЕДЕВ, И.А.НЕМИЛОВ,  
А.В.ОРЛОВСКИЙ, Л.А.ПОВЕДНОСЦЕВ

INELASTIC SCATTERING OF THE 4,7 MeV NEUTRONS by Al, Mn, Fe, Ni, Cu, Pb. The inelastic scattering of the 4,7 MeV neutrons by Al, Mn, Fe, Ni, Cu, Pb was studied by the time-of-flight method. The total inelastic cross sections are given.

Изучение спектров неупругого рассеяния нейтронов важно по двум причинам: 1) эти данные необходимы при расчетах реакторов, а также 2) для понимания механизмов ядерных реакций. К настоящему времени накоплен значительный материал по неупругому рассеянию нейтронов с начальной энергией  $E_n = 14$  МэВ. По меньшим значениям начальной энергии нейтронов число работ сравнительно невелико и их результаты не всегда совпадают [1,2].

Для изучения неупругого рассеяния нейтронов с энергией 4,7 МэВ на ядрах Al, Mn, Fe, Ni, Cu, Pb (естественная смесь изотопов) авторы работы использовали время-пролетную методику при импульсном режиме работы ускорителя ЭГ-5. Параметры установки: частота повторения импульсов 2 МГц, средний ток на мишень  $\sim 1$  мкА, разрешение по пику упругого рассеяния 3 - 4 нс. Блок-схема эксперимента приведена на рис.1. Измерения проводились при углах рассеяния 20, 90 и  $120^\circ$ . Расстояние между мишенью и образцом составляло 10 см. Рассеиватели представляли собой полые цилиндры с наружным диаметром 50 мм, внутренним - 12 мм и высотой - 50 мм. В качестве детектора использовался кристалл стибьена диаметром 70 мм и высотой 70 мм вместе с ФЭУ-63. Энергетическая градуировка установки осуществлялась по нейтронам спонтанного деления  $^{252}\text{Cf}$ , спектр которых [3]

$$N(E) = N_0 e^{-0,88E} \text{sh} \sqrt{2E}.$$

Детектором осколков деления, задающих роль времени, служила сцинтилирующая пленка толщиной около  $0,5 \text{ мг/см}^2$  совместно с ФЭУ-36, перед которой на расстоянии 0,3 мм устанавливался источник  $^{252}\text{Cf}$ . Применение данного источника позволяет градуировать детектор нейтронов в рабочем положении, при этом вместо рассеивателя используют детектор осколков деления  $^{252}\text{Cf}$ .

В том случае, если за время градуировки определено число осколков деления, запустивших время-амплитудный преобразователь, то кривая эффективности детектора нейтронов может быть определена в абсолютных единицах. Применение источника  $^{252}\text{Cf}$  умеренной интенсивности ( $5 \cdot 10^5 - 10^6$  нейтр./с) позволяет снимать кривую эффективности детектора нейтронов за 2-3 ч. На рис.2 показана кривая эффективности такого детектора.

На рис.3 приведены экспериментальные спектры нейтронов, рассеянных под углом  $120^\circ$  на Al, Mn, Fe, Ni, Cu, Pb.

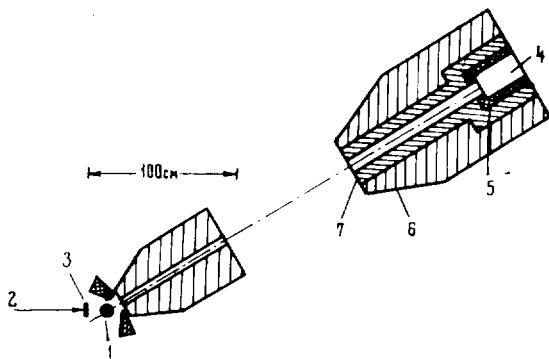


Рис.1. Блок-схема эксперимента:

1 - рассеиватель; 2 - пучок; 3 - мишень;  
4 - детектор; 5 - свинец; 6 - парафин  
с карбидом бора; 7 - LiF

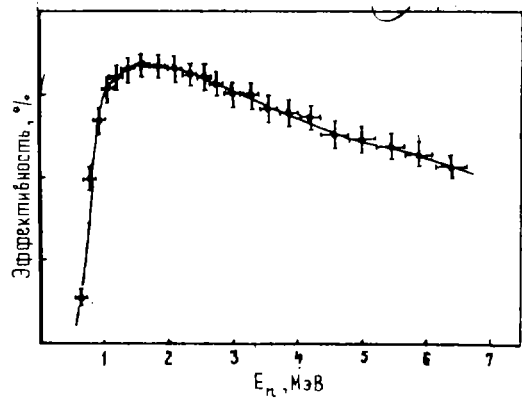


Рис.2. Кривая эффективности детектора

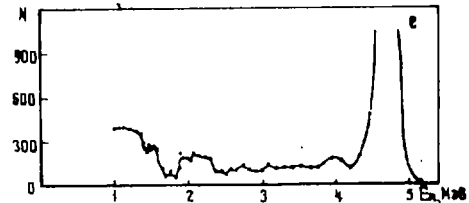
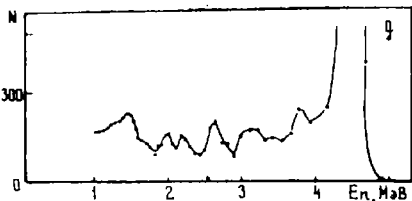
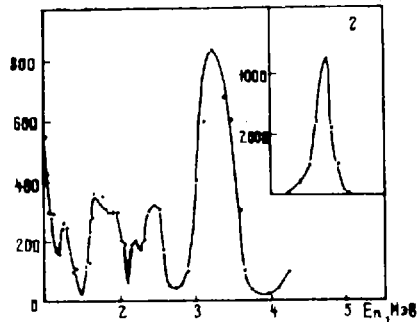
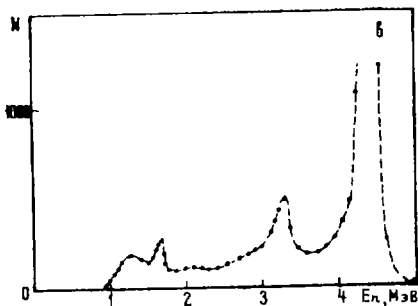
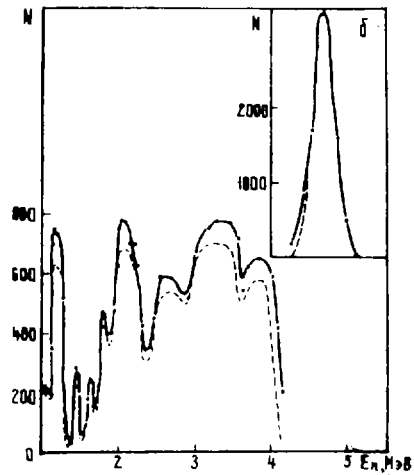
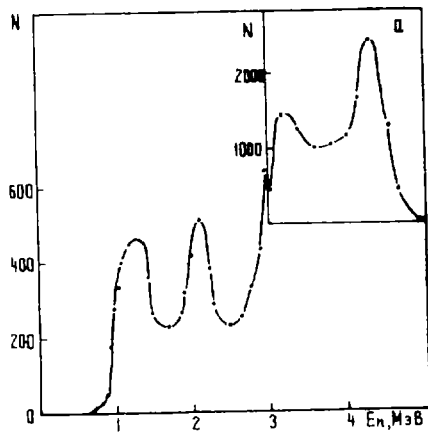


Рис.3. Экспериментальные энергетические спектры нейтронов, рассеянных на Al (а), Mn (б), Fe (в), Ni (г), Cu (д), Pb (е)

Для учета эффектов конечной геометрии эксперимента была составлена программа для ЭВМ БЭСМ-6 на языке ФОРТРАН. Учитывалось ослабление потока, угловое распределение нейтронов в падающем на образец пучке и многократное рассеяние нейтронов в образце. Поправки на многократное рассеяние рассчитывались методом Монте-Карло при разбивании экспериментального спектра на 16 групп [4]. На рис.3 пунктирной линией показан исправленный спектр для марганца.

При определении сечений неупругого рассеяния предполагались известными сечения упругого взаимодействия, значения которых взяты из работы [5]. Для измеренных авторами трех углов рассеяния сечения неупругого рассеяния практически совпадают. Это свидетельствует об изотропном угловом распределении, что для данной области энергий первичных нейтронов подтверждается и другими исследованиями [6,7].

В таблице приведены учитывающие многократное рассеяние и ослабление пучка значения полных сечений неупругого рассеяния нейтронов с энергией 4,7 МэВ на ядрах Al, Mn, Fe, Ni, Cu, Pb. Ошибка в определении сечений не превышает 8%.

Сечения неупругого рассеяния, мб

Элемент	Диапазон энергий, МэВ															Упругое рассеяние
	1-1,25	1,25-1,5	1,5-1,75	1,75-2	2-2,25	2,25-2,5	2,5-2,75	2,75-3	3-3,25	3,25-3,5	3,5-3,75	3,75-4	4-4,25	4,25-4,5	4,5-5	
Al	21,5	19	58,3	19,1	3,73	50	31,7	24	21,4	64,4	0,07	0,8	0,8	0,7	1300	
Mn	442	58,6	50,2	15,1	265	167	71,4	103,7	1623	120	88,3	102	0,2	2850		
Fe	61,8	32,2	36,2	132	38	62,7	61,6	238	41,3	280	64,1	31	0,014	0,02	2200	
Ni	210	89,6	89,5	1025	27,1	65,6	11,3	8,3	68	71,5	12,6	0,014	0,015	2150		
Cu	112,5	1413	1101	51	75,6	34	4,68	29,7	58,4	25,8	26	37,8	0,015	0,015	2000	
Pb	470	3672	248	2114	2838	1327	105	94,6	74,8	71	73,2	1375	84,2	0,04	5200	

На полученных спектрах четко выделяются уровни  $^{27}\text{Al}$  с энергиями возбуждения 1,01; 2,21 и 2,98 + 3 МэВ, а также уровни первых возбужденных состояний  $^{56}\text{Fe}$  с энергией 0,846 МэВ и  $^{58}\text{Ni}$  с энергией 1,45 МэВ. Остальные уровни не разрешаются. По форме полученных спектров видно, что при данных энергиях первичных нейтронов анализ распределений на основе испарительного механизма проводить нельзя даже для рубидия - наиболее тяжелого из исследованных элементов. В настоящее время для практических целей, по-видимому, единственной возможностью учета неупругого рассеяния нейтронов рассматриваемых здесь энергий является составление таблиц, подобных приведенной в данной статье.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

1. Такака У., Тсукада К., Магуаша М. - "Nucl. Data for Reactors" 1970, т.2, р.301 (IAEA, Vienna).
2. Трыкова В.И., Барнбо В.Я. - В кн.: Ядерные константы. Вып.19. М., Атомиздат, 1975, с.66.
3. Калифорниевые источники. М., 1973 (ЦНИИАтоминформ).
4. Попов В.И., Котельников Г.В. - В кн.: Ядерные константы. Вып.16. М., Атомиздат, 1974, с.113.
5. Николаев М.Н., Базаянц И.О. Анизотропия упругого рассеяния нейтронов. М., Атомиздат, 1972.
6. Попов В.И., Трыкова В.И. - В кн.: Нейтронная физика (Материалы всеукраинского совещания). Т.1, Киев, "Наукова думка", 1972, с.223.
7. Вольшунг Р., Синдоу И., Шгадер Е. - "Nucl.Phys.", 1971, т. A161, р.593.

ВЫХОД И СПЕКТР НЕЙТРОНОВ ИЗ РЕАКЦИИ  ${}^7\text{Li}(\text{p}, \text{n}){}^7\text{Be}$   
ВБЛИЗИ ПОРОГА

В.Н. КОНОНОВ, Е.Д. ПОЛЕТАЕВ, Б.Д. ЮРЛОВ

YIELD AND SPECTRUM OF NEUTRONS FROM  ${}^7\text{Li}(\text{p}, \text{n})$  REACTION NEAR THE THRESHOLD. The expression for an energy distribution and yield for  ${}^7\text{Li}(\text{p}, \text{n}){}^7\text{Be}$  neutrons at various laboratory angles have been derived for the proton energies between a threshold up to 2 MeV. The results of calculation are in a good agreement with the experiment.

Реакция  ${}^7\text{Li}(\text{p}, \text{n}){}^7\text{Be}$ , благодаря большой величине сечения вблизи порога, широко используется для получения нейтронов в области энергий от нескольких единиц до нескольких сотен килоэлектронвольт. Однако нейтроны, получаемые по этой реакции под  $0^\circ$ , в диапазоне до 120 кэВ не являются моноэнергетическими, и для анализа результатов эксперимента необходимо знать форму нейтронного спектра. В качестве примера можно указать на широкое применение реакции  ${}^7\text{Li}(\text{p}, \text{n}){}^7\text{Be}$  непосредственно вблизи порога для получения нейтронов со средней энергией 30 кэВ. В этих условиях, благодаря кинематической коллимации, получают большой поток нейтронов, величина которого может быть определена путем измерения активности  ${}^7\text{Be}$ . Кроме возможности абсолютного измерения сечений взаимодействия нейтронов, важного с точки зрения получения ядерных данных, использование реакции  ${}^7\text{Li}(\text{p}, \text{n}){}^7\text{Be}$  в условиях кинематической коллимации может оказаться полезным для ряда прикладных целей, например, в нейтронзахватной радиотерапии. Для проведения оценочных расчетов также необходимо знать энергетический спектр и абсолютную величину выхода нейтронов.

Расчеты спектра нейтронов по реакции  ${}^7\text{Li}(\text{p}, \text{n}){}^7\text{Be}$  производились и ранее [1-4], но они имели качественный характер. В настоящей работе на основании рассмотрения кинематики реакции и экспериментальных данных по сечению реакции получено аналитическое выражение, описывающее энергетические спектры и выход нейтронов по реакции  ${}^7\text{Li}(\text{p}, \text{n}){}^7\text{Be}$  для различных углов в области энергий протонов от порога до 2 МэВ, а также сравниваются результаты расчета с опытными данными.

Число нейтронов, рождающихся в слое мишени толщиной  $dx$  при попадании в нее  $q$  протонов с энергией  $E_p$  и вылетающих под углом  $\Psi$  в единичный телесный угол в лабораторной системе, равно

$$\frac{dN}{d\Omega_L} = q \frac{d\sigma}{d\Omega_L} \cdot \frac{1}{dE_p/dx} dE_p.$$

Энергетическое распределение этих нейтронов определяется соотношением

$$\frac{d^2N}{d\Omega_L dE_n} = q \frac{d\sigma}{d\Omega_L} \cdot \frac{1}{dE_p/dx} \cdot \frac{1}{dE_n/dE_p}. \quad (1)$$

в которое входят дифференциальное сечение реакции, атомное сечение торможения протонов в мишени и величина  $dE_n/dE_p$ .

Атомное сечение торможения протонов может быть вычислено по полуэмпирическим формулам [2].

Дифференциальное сечение реакции  $d\sigma/d\Omega_L$ , особенно вблизи порога, малоизвестно. Однако анализ полного сечения этой реакции показал, что практически все сечение от порога до  $E_p = 2,05$  МэВ обусловлено широким резонансом со спином  $I^\pi = 2^-$  [2]. Поэтому вылетающие нейтроны имеют орбитальный момент  $l = 0$ , и их угловое распределение в системе центра масс изотропно. На основании такого анализа полное сечение реакции  ${}^7\text{Li}(\text{p}, \text{n}){}^7\text{Be}$  вблизи порога было аппроксимировано [3] выражением



$$\sigma = K \frac{\sqrt{\Delta}}{\left(1 + 6 \sqrt{\frac{\Delta}{E_p}}\right)^2},$$

где  $\Delta$  — превышение энергии протонов над порогом, а коэффициент  $K$  может быть получен нормировкой на величину экспериментальных сечений.

Таким образом, дифференциальное сечение реакции вблизи порога

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_L} = \frac{K}{4\pi} \cdot \frac{\sqrt{\Delta}}{\left(1 + 6 \sqrt{\frac{\Delta}{E_p}}\right)^2} \cdot \frac{d\Omega_c}{d\Omega_L}. \quad (2)$$

Величина  $dE_n/dE_p$  и связь между телесными углами в лабораторной системе и системе центра масс могут быть получены на основании закона сохранения энергии и импульса из рассмотрения кинематики реакции

$$E_n = \frac{M_n M_p}{(M_{Li} + M_n)^2} E_p (\cos \psi \pm Z)^2,$$

$$\frac{dE_n}{dE_p} = \frac{(\cos \psi \pm Z)}{(M_{Li} + M_n)^2} \left[ M_p M_n (\cos \psi \pm Z) \pm \frac{M_{Be} M_{Li} (E_p - \Delta)}{Z E_p} \right]; \quad (3)$$

$$\frac{d\Omega_c}{d\Omega_L} = \frac{\alpha (\cos \psi \pm Z)^2}{Z},$$

где  $Z^2 = \frac{1}{\alpha^2} - \sin^2 \psi$ ;  $\alpha^2 = \frac{M_p M_n}{M_{Be} M_{Li}} \cdot \frac{E_p}{\Delta}$ ;  $M_n, M_p, M_{Li}, M_{Be}$  — массы частиц, участвующих в реакции.

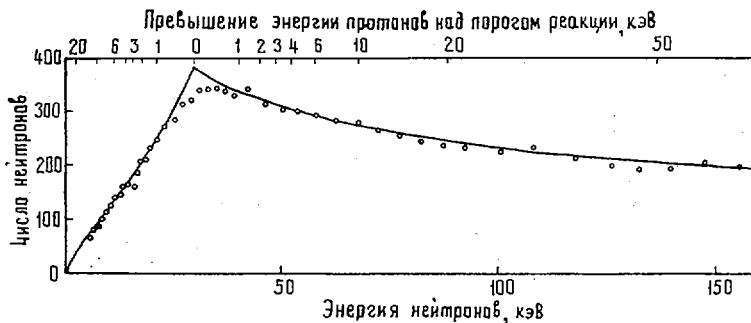
Знаки плюс и минус соответствуют нейтронам, вылетающим в переднюю и заднюю полусферы, а для значений  $\alpha < 1$  должен использоваться только знак плюс.

Из соотношений (1) — (3) получено выражение, описывающее энергетическое распределение нейтронов в лабораторной системе координат, нейтр./ (ср. эВ·мкКл):

$$\frac{d^2 N}{d\Omega_L dE_n} = \pm 3 \cdot 10^3 \frac{\sqrt{\Delta}}{\left(1 + 6 \sqrt{\frac{\Delta}{E_p}}\right)^2} \frac{\alpha (\cos \psi \pm Z)}{[Z \cos \psi \pm (49 - \sin^2 \psi)]}. \quad (4)$$

В этом выражении коэффициент получен в предположении, что  $dE_p/dx = 1,56 \cdot 10^{-15}$  эВ·см<sup>2</sup> (металлический литий), а  $E_p$  и  $\Delta$  выражены в килоэлектронвольтах.

Расчитанный по формуле (4) спектр нейтронов из реакции  ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$  под  $0^\circ$  показан на рисунке. На нем приведен спектр нейтронов, измеренный экспериментально методом времени пролета. Для регистрации нейтронов использовалась реакция  ${}^{10}\text{B}(n,\alpha){}^7\text{Li}$ , энергетическая зависимость сечения которой хорошо известна. Абсолютная привязка экспериментального спектра производилась по сечению радиационного захвата золота и осуществ-



Экспериментальный (•) и расчетный (—) спектры нейтронов по реакции  ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$  под  $0^\circ$  (число нейтронов  $\left[ \frac{\text{нейтр.}}{\text{эВ} \cdot \text{ср. мкКл}} \right]$ )

лялась с помощью детектора полного поглощения [5]. Точность абсолютной привязки около 10%. Хорошее согласие расчетных данных с экспериментальными вплоть до энергий нейтронов 250 кэВ подтверждает справедливость предположений, сделанных при выводе выражения (4). Небольшое различие в формах спектра в области энергий нейтронов 25 - 35 кэВ объясняется как особенностями микроструктуры мишени, так и неточностью использованной аппроксимации сечения реакции (p,n) .

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

1. G o o d W.M. Neutron time-of-flight methods. Brussel, 1961, p.309.
2. Физика быстрых нейтронов. Т.1. М., Госатомиздат, 1963.
3. P a l m e r D.W. - "Nucl.Phys.", 1966, v.75, p.529.
4. T h e o b a l d J.P. e.a. - "Nucl.Instr. and Meth.", 1971, v.95, p.1.
5. Ш о р и н В.С., К о н о н о в В.Н., П о л е т а е в Е.Д. - "Ядерная физика", 1974, т.19, с.5.

УДК 539.173.4

#### АБСОЛЮТНЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ СЕЧЕНИЙ ДЕЛЕНИЯ ТЯЖЕЛЫХ ЭЛЕМЕНТОВ БЫСТРЫМИ НЕЙТРОНАМИ

В.М.АДАМОВ, Б.М.АЛЕКСАНДРОВ, И.Д.АЛХАЗОВ, Л.В.ДРАПЧИНСКИЙ,  
С.С.КОВАЛЕНКО, О.И.КОСТОЧКИН, Г.В.КУДРЯВЦЕВ, Л.З.МАЛКИН,  
К.А.ПЕТРЖАК, Л.А.ПЛЕСКАЧЕВСКИЙ, А.В.ФОМИЧЕВ, В.И.ШПАКОВ,

ABSOLUTE CROSS SECTIONS MEASUREMENTS OF FISSION OF HEAVY ELEMENTS BY FAST NEUTRONS. The results of the absolute cross section measurements of the  $^{233}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$  and  $^{239}\text{Pu}$  fission by the  $^{252}\text{Cf}$  spectrum neutrons and the 14,8 MeV neutrons are given in this paper.

Необходимость проведения абсолютных измерений сечений деления тяжелых элементов с высокой точностью (1-2%) возрастает в связи с проектированием ядерных реакторов на быстрых нейтронах [1].

В настоящее время имеются единичные данные по абсолютным измерениям сечений деления нейтронами делительного спектра калифорния, и при этом их точность составляет пока 4-8% [2, 3]. Данные по измерениям сечений деления нейтронами с энергией около 14 МэВ более многочисленны [4-6]. Однако между данными, полученными различными группами авторов, существуют расхождения, заметно превышающие точности каждого отдельного измерения.

Настоящая работа по абсолютным измерениям сечений деления  $^{233}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$  является частью большого цикла исследований, начатого авторами данной статьи в 1972 г. и проводимого в настоящее время при поддержке МАГАТЭ (исследовательский контракт I718/RB ).

Среди трудностей, связанных с абсолютными измерениями сечений деления нейтронами, следует выделить две основные. Первая - связана с необходимостью точного определения величины потока нейтронов. Вторая - с возможным искажением энергетического спектра нейтронов из-за рассеяния и замедления их на конструкционных материалах. Последнее обстоятельство может привести к заметному искажению результатов из-за сильной зависимости величины сечений деления от энергии нейтронов.

В своих исследованиях авторы статьи использовали метод совпадений между делениями в мишени изучаемого изотопа и частицами, сопутствующими нейтронам, вызывающим деления. При измерениях сечений деления нейтронами делительного спектра нейтронным источником служит  $^{252}\text{Cf}$ , а сопутствующими частицами - осколки деления  $^{252}\text{Cf}$ , при этом каждому осколку деления  $^{252}\text{Cf}$  соответствует  $\bar{\nu}$  нейтронов, которое в настоящее время известно с точностью до долей процента [7].

При измерении сечений деления нейтронами с энергией 14,8 МэВ в качестве источника нейтронов используется нейтронный генератор, работающий на реакции  $T(d,n)^4\text{He}$ , и сопутствующими частицами являются  $\alpha$ -частицы из этой реакции.

Главные достоинства метода совпадений между актами делений исследуемого изотопа и сопутствующими частицами состоят в следующем:

- нет необходимости прямо определять поток нейтронов, вызывающих деление;
- влияние замедленных и рассеянных нейтронов сводится к минимуму;
- исключается влияние нейтронов от побочных реакций, возникающих при работе на нейтронном генераторе, если разрешающее время схемы совпадений достаточно мало.

Геометрические условия экспериментов приведены на рис.1 (измерения на делительном спектре) и рис.2 (измерения на нейтронном генераторе).

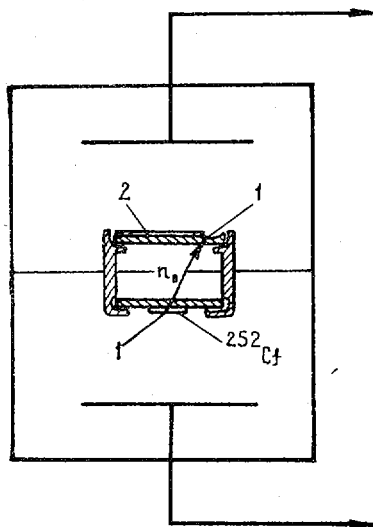


Рис.1. Геометрические условия эксперимента по определению сечений деления нейтронами делительного спектра калифорния:

1 - осколок; 2 - исследуемый изотоп

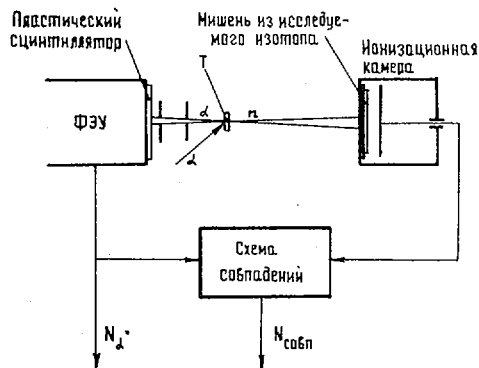


Рис.2. Геометрические условия эксперимента по определению сечений деления нейтронами с энергией 14,8 МэВ

При измерениях на делительном спектре величина нейтронного потока непосредственно не определяется, а вводится в расчетные формулы через  $\bar{\nu}$  для  $^{252}\text{Cf}$  и геометрический фактор, описывающий взаимное расположение источника нейтронов и мишени. Поэтому геометрические условия опыта должны быть очень жесткими.

Авторы статьи выбрали геометрию опыта, в которой возможно более точечный источник  $^{252}\text{Cf}$  облучает нейтронами плоскую мишень исследуемого изотопа (см. рис. 1). Тогда для точного расчета геометрического фактора:

- должны быть точно известны радиус слоя делящегося вещества и расстояние между источником  $^{252}\text{Cf}$  и слоем делящегося вещества; толщины подложек, на которые нанесены исследуемое вещество и  $^{252}\text{Cf}$ ; поскольку в реальном случае источник  $^{252}\text{Cf}$  не будет точечным, слой  $^{252}\text{Cf}$  и исследуемого изотопа должны быть параллельны друг другу;

- слой исследуемого изотопа должен быть нанесен с неравномерностью менее 1% по всему радиусу подложки;

- толщины подложек должны быть минимальны для уменьшения доли рассеянных нейтронов, а чистота обработки их поверхностей должна достигать 12-го класса;

- количество конструкционного материала в области, близкой к подложкам, должно быть также минимально.

В ходе работ опробованы различные варианты устройства для фиксации положения источника  $^{252}\text{Cf}$  и исследуемого изотопа, которое удовлетворяло бы вышеперечисленным условиям. В окончательном варианте схема этого устройства показана на рис. 3. Устройство позволяет фиксировать положение источника и мишени с точностью  $\pm 10$  мкм при минимальном количестве конструкционного материала.

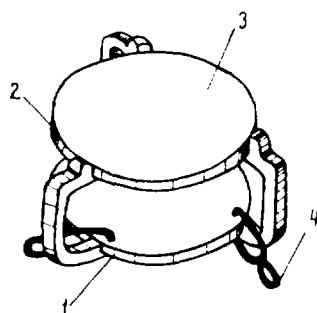


Рис. 3. Устройство для фиксации положения источника калифорния и мишени исследуемого изотопа:

1 - нижняя подложка; 2 - верхняя подложка; 3 - слой делящегося вещества; 4 - фиксирующая пружина

При измерениях сечений деления на нейтронном генераторе величина нейтронного потока также непосредственно не определяется, а измеряется число сопутствующих нейтронам  $\alpha$ -частиц в некотором телесном угле. Если принять, что все нейтроны, соответствующие зарегистрированным  $\alpha$ -частицам, попадают на мишень делящегося вещества, то сечение деления

$$\sigma_f = \frac{N_{совп}}{n_{ядер} N_\alpha} (1-\beta)(1-\gamma), \quad (1)$$

где  $N_{совп}$  - число совпадений сопутствующих частиц и осколков деления;

$N_\alpha$  - число сопутствующих  $\alpha$ -частиц;

$n_{ядер}$  - число ядер исследуемого изотопа на  $1 \text{ см}^2$  мишени;

$\beta$  - поправочный член, учитывающий отклонение от  $2\pi$ -геометрии при регистрации числа делений;

$\gamma$  - поправочный член, учитывающий поглощение и рассеяние нейтронов на пути к мишени делящегося вещества.

Ниже приведены преимущества принятой методики, при которой отпадает необходимость:

- расчета телесных углов и других геометрических факторов;
- измерения полного числа  $\alpha$ -частиц, т.е. появляется возможность выбирать для регистрации любую удобную часть аппаратного спектра  $\alpha$ -частиц. При этом конус

нейтронов, коллимированный посредством входной диафрагмы детектора  $\alpha$ -частиц, должен укладываться в пределах поверхности исследуемой мишени и неравномерность активного слоя мишени делящегося вещества должна быть менее 1%.

Как выше указывалось, толщины подложек, на которые наносятся исследуемые изотопы, должны быть минимальными для снижения доли рассеянных нейтронов. К тому же при измерениях на делительном спектре вследствие жестких геометрических условий стороны подложек должны быть плоскопараллельными. Была принята следующая технология их изготовления: вырубленные из листовой нержавеющей стали подложки обрабатывались на шлифовальном станке и затем доводились вручную до требуемой толщины (менее 400 мкм) и класса чистоты поверхности. Процесс ручной доводки регулярно контролировался профилометром и интерферометром. Толщина подложек определялась оптиметром. Плоскопараллельность сторон готовых подложек находилась в пределах 2-4 мкм.

Мишени делящихся изотопов изготавливались методом высокочастотного плазменного напыления. Данный метод позволяет изготавливать тонкие (до 1 мг/см<sup>2</sup>), очень однородные мишени. При этом потери вещества при напылении являются минимальными. Для количественного измерения степени неоднородности полученные мишени сканировались по  $\alpha$ -счету поверхностно-барьерным детектором, закрытым диафрагмой с отверстием 0,5-2 мм. Измерения показали, что мишени обладают неоднородностью толщины слоя изотопа менее 1%.

Полученные мишени "взвешивались" путем измерения их  $\alpha$ -активности в  $2\pi$ -ионизационной камере с сеткой и полупроводниковым детектором в малом телесном угле. Для точного определения телесного угла в этой установке все размеры, необходимые для его вычисления, измерялись оптическим методом с погрешностью в несколько микрон (точность расчета телесного угла 0,2%). Кроме того, точность расчета телесного угла проверялась экспериментально посредством эталона <sup>241</sup>Am, прокалиброванного с погрешностью до 0,1% методом  $\alpha$ -x-совпадений.

Во всех случаях производился изотопный анализ полученных мишеней с помощью  $\alpha$ -спектрометра с поверхностно-барьерным кремниевым детектором. Энергетическое разрешение спектрометра составляло 27 кэВ. Для мишеней <sup>233</sup>U и <sup>235</sup>U, в которых имеются примеси изотопов, не отличимых от основных методом  $\alpha$ -спектрометрии, проводился масс-спектрометрический анализ. Данные проведенного изотопного анализа позволили улучшить точность взвешивания мишеней по основному изотопу и правильно учесть вклад делений от других изотопов.

Для перехода к весам использовались следующие значения периодов  $\alpha$ -распада, лет:

$$T_{1/2} (^{233}\text{U}) = (1,5911 \pm 0,0015)10^5 [8];$$

$$T_{1/2} (^{235}\text{U}) = (7,0381 \pm 0,0048)10^8 [9];$$

$$T_{1/2} (^{238}\text{U}) = (4,4683 \pm 0,0029)10^9 [9];$$

$$T_{1/2} (^{239}\text{Pu}) = (2,4335 \pm 0,0029)10^4 [7].$$

При измерениях на делительном спектре в качестве детектора осколков использовалась двойная ионизационная камера, работающая в импульсном токовом режиме. При измерениях на нейтронном генераторе в качестве детектора сопутствующих частиц <sup>4</sup>He использовался тонкий пластический сцинтиллятор, нанесенный на фотокатод ФЭУ, а осколки деления регистрировались малой ионизационной камерой, работающей в импульсном токовом режиме.

В работе электронных частей установок принципиальным было введение тройного дублирования счета числа совпадений осколков деления исследуемого изотопа с сопутствующими частицами, что значительно повысило надежность проводимых длительных измерений. Был введен канал временного анализа совпадений, позволяющий вести этот анализ в интервале времен 0-100 нс и тем самым надежно отделять истинные совпадения.

Был также введен канал амплитудного анализа спектра импульсов осколков исследуемого изотопа, позволивший проводить более точную экстраполяцию в области малых амплитуд импульсов осколков.

Сечения деления исследуемых изотопов нейтронами спонтанного деления  $^{252}\text{Cf}$  определялись из выражения

$$\sigma_f = \frac{2\pi AR^2 N_f}{N_0 \rho \bar{v} G K_T N_{Cf}} \quad (2)$$

где  $\sigma_f$  - сечение деления исследуемого изотопа;  
 $N_f$  - число делений исследуемого изотопа;  
 $N_0$  - атомный вес исследуемого изотопа;  
 $A$  - число Авогадро;  
 $\rho$  - вес делящегося вещества мишени;  
 $\bar{v}$  - среднее число мгновенных нейтронов на акт спонтанного деления  $^{252}\text{Cf}$ ;  
 $N_{Cf}$  - число делений  $^{252}\text{Cf}$ ;  
 $G$  - геометрический фактор;  
 $R$  - радиус активного слоя мишени;  
 $K_T$  - поправка на просчеты в канале счета осколков деления  $^{252}\text{Cf}$ .

для конкретных геометрических условий рассматриваемого эксперимента

$$G = I_1 + I_2 + I_3 \quad (3)$$

где  $I_1$  - основной член, учитывающий деления нейтронами, не претерпевшими рассеяния на материале подложек при условии "точечности" источника;  
 $I_2$  - поправочный член, учитывающий конечный размер источника  $^{252}\text{Cf}$ ;  
 $I_3$  - поправочный член, учитывающий деления, вызванные нейтронами, рассеянными на материале подложек.

Формулы для  $I_1$ ,  $I_2$  и  $I_3$  содержащие полученные (при использовании ряда приближений) аналитические выражения, приведены в работе [10]. Поскольку интегралы различной кратности, входящие в эти формулы, в аналитическом виде не берутся, производилось их численное интегрирование на ЭВМ.

При вычислениях сечений деления нейтронами с энергией 14,8 МэВ [см. формулу (1)] вводились следующие поправки:

-  $N_{\text{собр}}$  корректировалось с целью учета фона случайных совпадений; фон случайных совпадений измерялся с помощью схемы совпадений с добавочной задержкой одновременно с регистрацией истинных совпадений, а также из временного спектра совпадений;

-  $\beta$ -поправочный член в формуле (1), учитывающий эффективность регистрации осколков, определялся двумя эффектами: потерями осколков внутри слоя мишени и наклоном плато счетной характеристики ионизационной камеры. Наклон плато счетной характеристики определялся непрерывно в течение всего процесса измерений с помощью двух схем совпадения с различными уровнями дискриминации осколков в каждом канале, установленными в начале и в конце плато; потери осколков внутри слоя вычислялись по методу, изложенному в работе [11], с учетом анизотропии деления на нейтронах с энергией 14,8 МэВ;

-  $\gamma$ -поправочный член в формуле (1), учитывающий потери нейтронов, связанные с поглощением в конструкционных материалах, и определявшийся как экспериментально путем удвоения толщин этих материалов, так и расчетным способом по выражениям, аналогичным тем, которые входят в формулу (3). Основная часть этой поправки связана с поглощением и рассеянием нейтронов в подложке и в стенке камеры тритиевой мишени, расположенных далеко от мишени делящегося вещества, и ее легко рассчитать.

Правильность взаимного расположения  $\alpha$ -детектора, мишени нейтронного генератора и делительной мишени, т.е. соблюдение условия попадания на делительную мишень всех нейтронов, соответствующих регистрируемым  $\alpha$ -частицам, контролировалась измерением

$$N_{\text{собр}} / N_{\alpha} \quad \text{для разных расстояний между мишенью нейтронного генератора и делительной}$$

мишенью. В пределах 12 см измеренные отношения различались меньше, чем на величины статистических погрешностей, и не обнаруживали систематической зависимости от расстояния.

Ниже приведены погрешности всех данных, связанных с определением сечений деления на делительном спектре (табл.1) и нейтронами с энергией 14,8 МэВ (табл.2).

Погрешности вычисления геометрических факторов (см.табл.1) определялись путем варьирования параметров, входящих в формулу (3), на величины их экспериментальных ошибок.

В результате проведенной работы получены сечения деления, указанные в табл.3, где также приводятся данные других работ. Для сравнения полученных результатов с данными дифференциальных измерений сечений деления проведены численные расчеты сечений деления  $^{235}\text{U}$  и  $^{238}\text{U}$  нейтронами делительного спектра  $^{252}\text{Cf}$ . При расчетах использовались компилированные данные по дифференциальным сечениям деления  $^{235}\text{U}$  и  $^{238}\text{U}$  из работы [12]. Спектр нейтронов деления  $^{252}\text{Cf}$  аппроксимировался распределением Максвелла  $\sqrt{E} \exp - E/T$  ( $T = 1406$  кэВ). Полученные значения хорошо согласуются с результатами, полученными авторами статьи. Однако при этом сравнении надо иметь в виду, что точность компилированных данных по дифференциальным измерениям сечений деления часто в несколько раз ниже точности полученных в данной работе экспериментальных значений сечений деления, усредненных по делительному спектру.

Таблица I

Погрешности данных, связанных с определением сечений деления нейтронами делительного спектра  $^{252}\text{Cf}$ , %

Источник погрешности	$^{233}\text{U}$	$^{235}\text{U}$	$^{238}\text{U}$	$^{239}\text{Pu}$
$\bar{y}$ ( $^{252}\text{Cf}$ )	0,35	0,35	0,35	0,35
Геометрический фактор G	0,71	0,71	0,71	0,71
Погрешность взвешивания в камере с малым телесным углом:				
- телесный угол	0,3	0,3		0,3
- статистическая погрешность	0,56	0,35		0,43
- доля исследуемого изотопа	0,2	0,41		0,34
- период полураспада	0,28	0,20		0,12
Погрешность взвешивания в камере с геометрией:				
- статистическая погрешность			0,55	
- экстраполяция спектра частиц к нулевой энергии			0,51	
- поправка на поглощение в слое и рассеяние			0,30	
- доля исследуемого изотопа <sup>X</sup>			0,30	
Погрешность определения числа делений исследуемого изотопа:				
- статистическая погрешность	0,97	0,8	1,11	0,62
- экстраполяция спектра осколков к нулевой энергии	0,43	0,40	0,37	0,58
- поправка на поглощение в слое	0,35	0,3	0,25	0,61
Погрешность определения вклада делений от примесей	0,21	0,30	0,14	0,71
Полная погрешность определения сечений деления	1,60	1,44	1,68	1,62

<sup>X</sup> Погрешность определения периода полураспада  $^{238}\text{U}$  входит в погрешность определения его доли в исследуемой мишени.

Таблица 2

Погрешности данных, связанных с определением сечений деления нейтронами с энергией 14,8 МэВ, %

Источник погрешности	$^{233}\text{U}$	$^{235}\text{U}$	$^{238}\text{U}$	$^{239}\text{Pu}$
Погрешность взвешивания в камере с малым телесным углом:				
- телесный угол	0,3	0,3		0,3
- статистическая погрешность	0,56	0,35		0,35
- доля исследуемого изотопа	0,2	0,41		0,34
- период полураспада	0,29	0,20	0,20	0,12
Погрешность взвешивания в камере с геометрией:				
- статистическая погрешность			0,55	
- экстраполяция спектра частиц к нулевой энергии			0,51	
- поправка на поглощение в слое и рассеяние			0,30	
- доля исследуемого изотопа			0,10	
Погрешность определения числа делений:				
- статистическая погрешность	1,0	1,0	1,0	1,0
- погрешность числа случайных совпадений	2,0	0,2	0,2	0,2
- погрешность потерь потока нейтронов	1,0	1,0	1,0	1,0
- экстраполяция спектра осколков к нулевой энергии	0,45	0,40	0,20	0,36
- поправка на поглощение в слое	0,35	0,30	0,30	0,30
- погрешность определения вклада делений от примесей	0,45	0,20	0,12	0,71
Погрешность определения числа сопутствующих частиц	0,05	0,05	0,08	0,05
Полная погрешность определения сечения деления	1,80	1,60	1,70	1,76

Таблица 3

Результаты абсолютных измерений сечений деления, мб

Изотоп	Нейтроны делительного спектра $^{252}\text{Cf}$		Нейтроны с энергией 14,8 МэВ	
	Данные настоящей работы		Данные других авторов	Данные настоящей работы
	экспериментальные	расчетные		Данные других авторов
$^{233}\text{U}$	$1947 \pm 31$	-	-	$2350 \pm 42$ $2360 \pm 80$ [4] (14,1 МэВ) <sup>x</sup>
$^{235}\text{U}$	$1266 \pm 19$	1281	$1207 \pm 52$ [2]	$2188 \pm 37$ $2085 \pm 40$ [5] (14,6 МэВ) $2191 \pm 40$ [6] (14,6 МэВ)
$^{238}\text{U}$	$347 \pm 6$	352	$324 \pm 14$ [2]	$1207 \pm 20$ $1198 \pm 20$ [6] (14,6 МэВ)
$^{239}\text{Pu}$	$1861 \pm 30$		$1800 \pm 60$ [3]	$2620 \pm 46$ $2540 \pm 30$ [4] (14,1 МэВ)

<sup>x</sup> В скобках приведены значения энергии нейтронов.



## С п и с о к л и т е р а т у р ы

1. WRENDA 75, INDC (SEC)-46/U-R-F+S, IAEA. Vienna, 1975.
2. Grundl J.A. e.a. - "Trans. Amer. Nucl. Soc.", 1972, v.15, p.945.
3. Pauw H. e.a. - "J. Nucl. Energy", 1971, v.25, p.457.
4. Hart W., UKAEA, ANS(S)R, 1969, p.169.
5. Czigr I.B., Sidhu G.S. - "Nucl. Sci. and Engng", 1973, v.57, p.18.
6. Sowerby M.G., Patrick B.H. - "Ann. of Nucl. Sci. and Engng", 1974, v.1, p.409.
7. Second IAEA Panel meeting on Neutron Standard Reference Data. Vienna, 1972.
8. Jaffeу A.H. e.a. - "Phys.Rev.", 1974, v. C9, N 5, p.1991,
9. Ibid., 1971, v. C4, N 5, p.1889.
10. Сечения деления  $^{235}\text{U}$  и  $^{238}\text{U}$  нейтронами спонтанного деления  $^{252}\text{Cf}$ . - "Нейтронная физика". Ч.4. Обнинск, 1974, с.21 (ГКБЗ, АН СССР, АН УССР, ИЯИ). Авт.: В.А.Адамов, Л.В.Драпчинский, С.С.Коваленко и др.
11. White P.H. - "Nucl. Instr. and Meth.", 1970, v.79, p.1.
12. Laugner I. e.a. Tables of evaluated neutron cross sections for fast reactor materials.

УДК 539.173.8

ИССЛЕДОВАНИЕ ТОНКОЙ СТРУКТУРЫ ВЫХОДОВ ОСКОЛКОВ ПРИ  
ФОТОДЕЛЕНИИ И ДЕЛЕНИИ БЫСТРЫМИ НЕЙТРОНАМИ ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР

К.А.ПЕТРЖАК, Е.В.ПЛАТЫГИНА, В.Ф.ТЕПЛЫХ, В.А.СОЛОВЬЕВ,  
В.И.КУРИЦЫН

THE INVESTIGATION OF THE FINE STRUCTURE OF THE FRAGMENTS YIELDS AT PHOTOFISSION AND FAST NEUTRON FISSION OF HEAVY NUCLEI. The relative yields of xenon isotopes at the fission of  $^{235}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$  by the bremsstrahlung and  $^{235}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{232}\text{Th}$  by the 14,7 MeV neutrons are measured by method. The fine structure is observed for all nuclei except for  $^{232}\text{Th}$ . The observation of fine structure at the excitation energy of a fissionable nucleus up to  $\sim 21$  MeV is discussed from the point of view of increasing contribution of the emissive fission with the excitation energy increase.

Особенность массового распределения осколков деления тяжелых ядер при низких энергиях возбуждения является тонкая структура кривой распределения, т.е. аномальные отклонения выходов отдельных осколков от плавной зависимости. Такая структура найдена практически для всех ядер тяжелее тория, как при вынужденном, так и при спонтанном делении. Со времени открытия этого явления было выдвинуто довольно много гипотез, в той или иной степени объясняющих наличие тонкой

Таблица 2

Погрешности данных, связанных с определением сечений деления нейтронами с энергией 14,8 МэВ, %

Источник погрешности	$^{235}\text{U}$	$^{235}\text{U}$	$^{238}\text{U}$	$^{239}\text{Pu}$
Погрешность взвешивания в камере с малым телесным углом:				
- телесный угол	0,3	0,3		0,3
- статистическая погрешность	0,56	0,35		0,35
- доля исследуемого изотопа	0,2	0,41		0,34

структуры [1-6]. В настоящее время общепринято считать источником тонкой структуры замкнутые оболочки осколков, т.е. предпочтительное образование осколков с магическим числом нуклонов.

Цель данной работы - исследование поведения тонкой структуры в массовых распределениях осколков деления с ростом энергии возбуждения для различных делящихся систем и поиск корреляций тонкой структуры с нуклонным составом делящегося ядра.

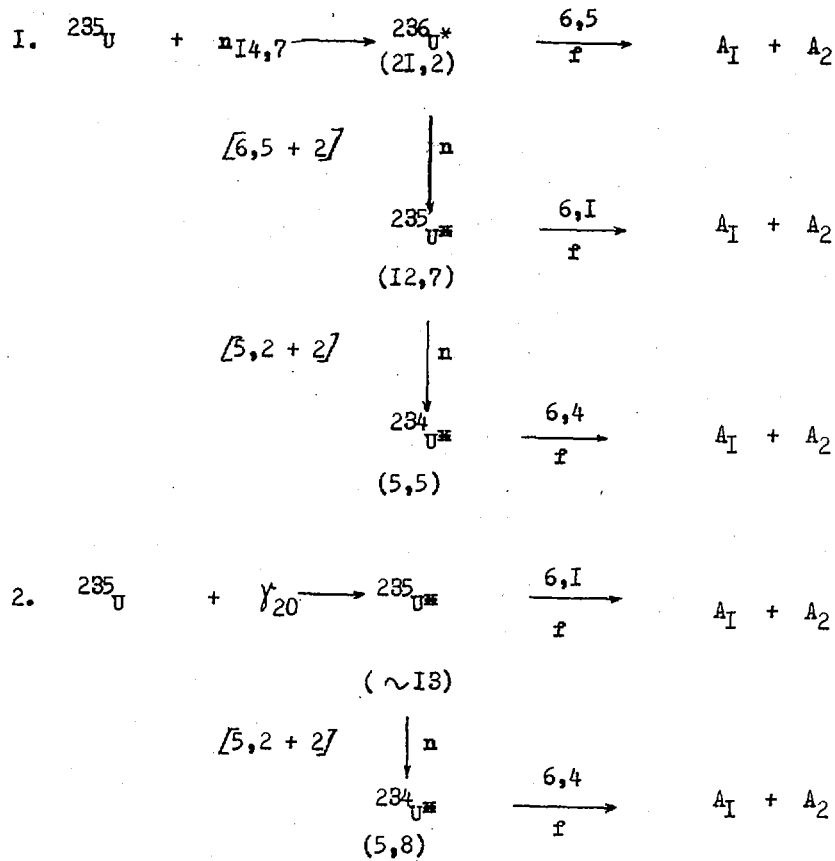
Масс-спектрометрическим методом измерены относительные выходы осколков в области  $A = 131+136$  при делении ряда ядер нейтронами с энергией 14,7 МэВ и  $\gamma$ -квантами тормозного излучения с максимальной энергией ускоренных электронов 15 и 20 МэВ. Там, где имеются какие-либо данные об абсолютных выходах осколков в этой области масс, проведена перенормировка относительных выходов в абсолютные (см. таблицу).

Выходы изотопов ксенона при делении тяжелых ядер нейтронами с энергией 14 МэВ и  $\gamma$ -квантами

Делящееся ядро	Энергия, МэВ	$^{131}\text{Xe}$	$^{132}\text{Xe}$	$^{134}\text{Xe}$	$^{136}\text{Xe}$	$^{134}\text{Y}/^{136}\text{Y}$
$^{235}\text{U} + n$	14,7	$20,75 \pm 0,3$ 4,03	$25,05 \pm 0,4$ 4,86	$28,35 \pm 0,4$ 5,51	$25,85 \pm 0,4$ 5,02	1,10
$^{235}\text{U} + n$	15,0	$17,65 \pm 0,35$	$23,1 \pm 0,45$	$31,45 \pm 0,6$	$27,8 \pm 0,55$	1,18
$^{239}\text{Pu} + n$	14,7	$20,5 \pm 0,3$ 3,77	$24,9 \pm 0,3$ 4,58	$28,5 \pm 0,3$ 5,24	$25,75 \pm 0,3$ 4,74	1,12
$^{239}\text{Pu} + n$	20,0	$20,75 \pm 0,15$	$25,00 \pm 0,25$	$29,2 \pm 0,4$	$24,15 \pm 0,2$	1,21
$^{239}\text{Pu} + n$	15,0	$21,85 \pm 0,15$	$25,65 \pm 0,1$	$27,3 \pm 0,15$	$25,2 \pm 0,15$	1,08
$^{232}\text{Th} + n$	14,7	$14,25 \pm 0,3$ 2,05	$18,8 \pm 0,3$ 2,70	$28,7 \pm 0,75$ 4,73	$38,25 \pm 0,4$ 5,50	0,75

Полученные данные свидетельствуют о сохранении тонкой структуры в области масс  $A = 131 + 136$  вплоть до энергий возбуждения делящегося ядра около 21 МэВ для ядер  $^{235}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$  и не подтверждают результатов радиохимического измерения о наличии тонкой структуры при делении  $^{232}\text{Th}$  нейтронами с энергией 14,7 МэВ [7]. На рис.1 показано уменьшение тонкой структуры в распределении осколков для изотопов урана с ростом энергии возбуждения составного ядра. Однако структура заметно проявляется даже при энергии возбуждения 21 МэВ. Такое явление можно, по-видимому, объяснить впадом эмиссионного деления, т.е. делением после испускания нейтрона.

Ядро с энергией возбуждения выше 12-15 МэВ может либо разделиться сразу после поглощения частицы (высокотемпературное деление), либо испустить нейтрон, а потом уже разделиться (эмиссионное деление), как это показано на следующих двух схемах ядерных реакций.



Числа в круглых скобках показывают энергию возбуждения соответствующих ядер, в квадратных скобках - энергию, необходимую для испарения нейтрона; 6,5; 6,1; 6,4 - энергии порогов деления ядер в мегаэлектронвольтах.

При таком ступенчатом процессе делящееся ядро имеет уже значительно меньшую энергию возбуждения, и, следовательно, оболочечные эффекты должны проявляться более отчетливо, чем при высокотемпературном делении, а это, в свою очередь, должно отразиться в спектре тонкой структуры.

На рис.2 показана зависимость тонкой структуры от атомного веса делящегося ядра для изотопов урана. Здесь и в таблице под количественной характеристикой тонкой структуры принято отношение выходов масс 134 к 136, поскольку именно выходы этих двух масс значительно отклоняются от плавной кривой. Значение  ${}^{134}\text{U}/{}^{136}\text{U}$  вычислено для  ${}_{92}^{233}\text{U} + n_{th}$  по данным обзора [8], а для  ${}_{92}^{238}\text{U} + n_f$  - по работе [9]. Остальные величины были получены авторами данной работы. Прямые линии соединены точки, соответствующие составным ядрам примерно с одинаковой энергией возбуждения (6,5-6,8 МэВ). Наибольшее отклонение структуры от приведенной зависимости наблюдается при делении  ${}_{92}^{235}\text{U}$  нейтронами с энергией 14 МэВ. Такое поведение тонкой структуры можно объяснить двумя причинами: 1) за счет высокотемпературного деления оболочечная структура осколков все больше утрачивает свое влияние и значительно уменьшается; 2) имеется существенный вклад эмиссионного деления и точка на рис.2 по оси абсцисс сдвигается влево, что соответствует делению ядра  ${}_{92}^{235}\text{U}$ . Последнее подтверждается спектрами выходов масс в области  $A = 131-136$ . При делении  ${}_{92}^{235}\text{U}$   $\gamma$ -квантами тормозного излучения с максимальной энергией 20 МэВ средняя энергия возбуждения составного ядра будет около 13 МэВ. Важно отметить (см. первую схему ядерных реакций), что в случае эмиссионного деления  ${}_{92}^{235}\text{U}$  нейтронами с энергией 14,7 МэВ оставшееся ядро  ${}_{92}^{235}\text{U}$  также будет иметь энергию возбуждения около 13 МэВ. Поэтому следует ожидать сближения спектров в области тонкой структуры при делении этих систем, что и наблюдалось на опыте (см. рис.1).

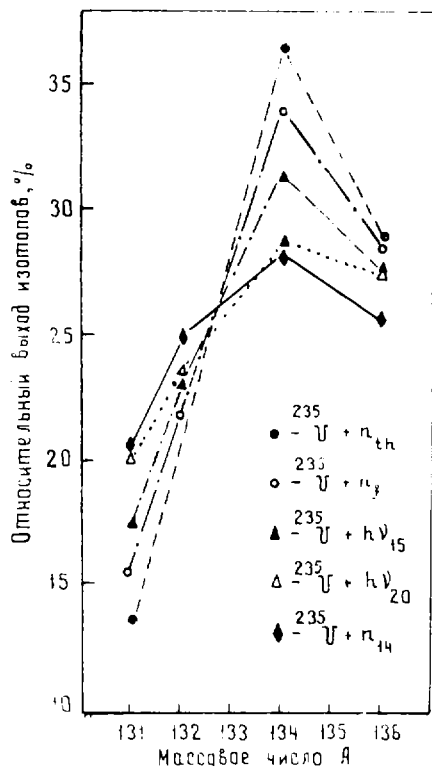


Рис.1. Спектры масс изотопов ксенона при делении  $^{235}\text{U}$  нейтронами и  $\gamma$ -квантами тормозного излучения.

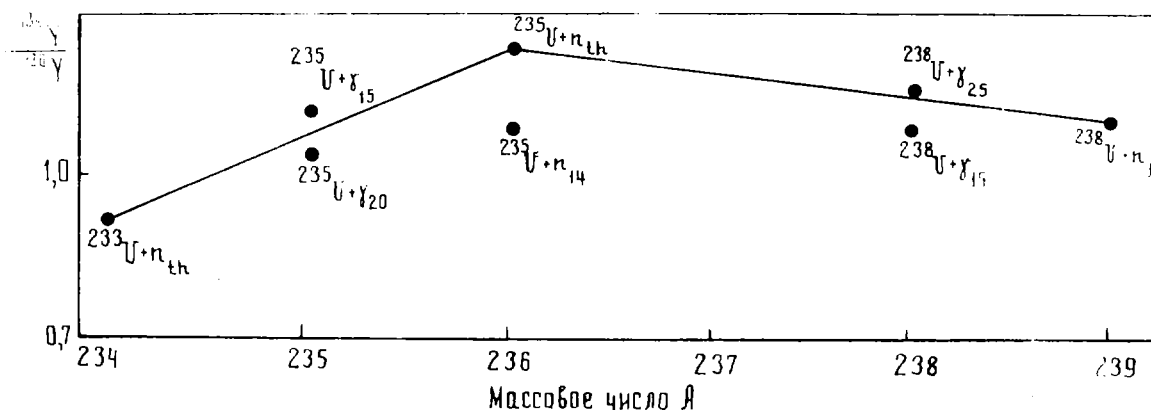


Рис.2. Зависимость тонкой структуры от нуклонного состава при делении изотопов урана

Таким образом, можно предположить, что при делении  $^{236}\text{U}$  нейтронами с энергией возбуждения около 21 МэВ преобладающим является деление с предварительной эмиссией нейтрона.

Этот вывод подтверждается и поведением тонкой структуры с ростом энергии возбуждения делящегося ядра  $^{239}\text{U}$  (см.рис.2). Если эмиссионное деление имеет место, то, согласно принятой систематики, следует ожидать некоторого увеличения тонкой структуры с ростом энергии возбуждения этого ядра. В случае же преобладания высокотемпературного деления тонкая структура с ростом энергии должна уменьшаться. Действительно, исследование выходов осколков в области  $A = 131-136$  показало, что тонкая структура при делении  $^{238}\text{U}$  нейтронами с энергией 14,7 МэВ несколько больше, чем при делении того же ядра нейтронами спектра деления  $[10]$ .

С п и с о к л и т е р а т у р ы

1. "Canad. J.Phys.", 1953, v.31, p.419. Aut.: Wiles D.R., Swith B.W., Horstey, Thode H.G.
2. G l e n d e n i n L.E. - "Phys. Rev.", 1949, v.75, p.337.
3. W a h l A.C. - "Phys. Rev.", 1955, v.99, p.730.
4. W i l e s D.R., C o r y e l l C.D. - "Phys.Rev.", 1954, v.96, p.696.
5. F a r g a r H., T o m l i n s o n R.H. - "Canad.J.Phys.", 1962, v.40, p.8, 943.
6. T e r r e l l J. - "Phys.Rev.", 1962, v.127, p.880.
7. B r o o m K.M. - Ibid., 1964, v.133, 4B, p.874.
8. R i d e r , e.a. - USAEC Rep. CEAP-5356. 1967.
9. M a t h e w s C.K., T o m l i n s o n R.H. - "Canad.J.Phys.", 1972, v.50, p.3100-3110.
10. П е т р ж а к К.А., Т е п л ы х В.Ф., П а н ь я н М.Г. - "Ядерная физика", 1970, т.2, вып.6, с.1178.

УДК 579.173.7

ИЗУЧЕНИЕ СПОНТАННОГО ДЕЛЕНИЯ  $^{240}\text{Pu}$

Б.Г.БАСОВ, В.А.КОРОСТЫЛЕВ, А.Д.РАБИНОВИЧ, Д.К.РЯЗАНОВ

STUDY OF  $^{240}\text{Pu}$  SPONTANEOUS FISSION. The measurement results of mass and kinetic energy distributions of fragments induced by  $^{240}\text{Pu}$  isotope spontaneous fission are presented. An average value of total kinetic energies for fragments produced by  $^{240}\text{Pu}$  spontaneous fission is  $0,710,4$  MeV higher than that for those resulted in  $^{239}\text{Pu}$  thermal fission.

Влияние энергии возбуждения на кинетическую энергию и массовое распределение осколков деления четно-четного ядра  $^{240}\text{Pu}$  подробно исследовано в работах [1,2]. За энергию возбуждения принимали кинетическую энергию нейтрона, вызывающего деление исходного ядра  $^{239}\text{Pu}$ . Энергия возбуждения изменялась от  $\sim 6,4$  МэВ при делении тепловыми нейтронами, до  $\sim 20$  МэВ при делении быстрыми нейтронами с энергией  $E_n = 15$  МэВ, т.е. до области, где необходим учет реакций  $(n, nf)$  и  $(n, 2nf)$ . Важно проследить изменение характеристик деления при энергиях возбуждения, меньших энергии связи нейтрона. Особый интерес представляет изучение характеристик деления при нулевой энергии возбуждения, т.е. спонтанного деления ядра  $^{240}\text{Pu}$ . В работах [3-5] с помощью двойной ионизационной камеры или полупроводниковых детекторов изучались распределения кинетических энергий осколков спонтанного деления  $^{240}\text{Pu}$ , имеющего период полураспада  $T_{1/2} = 1,2 \cdot 10^{11}$  лет.

Между результатами указанных работ наблюдается удовлетворительное согласие. Однако имеются расхождения в значениях средней суммарной кинетической энергии  $E_K$ , которые прослеживаются по данным таблицы. Различия в значениях  $E_K$  для деления  $^{239}\text{Pu}+n_{th}$ , имеющее место у разных авторов, вполне объяснимо систематическими ошибками при проведении энергетической калибровки. Однако и в значениях  $\Delta E_K$ , которое измеряется относительно, заметна несогласованность. Эта несогласованность, возможно, возникает из-за сильного  $\alpha$ -фона, сопровождающего спонтанное деление  $^{240}\text{Pu}$  и равного  $\sim 2 \cdot 10^7 \alpha/\text{дел.}$  В настоящей работе измерения  $E_K$  для  $^{240}\text{Pu}$  производились по методике, основанной на измерении кинетической энергии осколков деления ионизационной камерой, работающей в импульсном токовом режиме. Как показано в работе [6], в этом случае быстроедействие камеры может быть значительно улучшено и, таким образом, ослаблено влияние  $\alpha$ -фона на результаты измерений.

Сравнение результатов по измерению суммарной кинетической энергии осколков деления ядра  $^{240}\text{Pu}$  при разных энергиях возбуждения, МэВ

$^{239}\text{Pu}$ $E_K + n_{th}$	$^{240}\text{Pu}$ (спонт.), $E_K$	$\Delta E_K$	$E_{\text{возб}}$	Литература
-	-	0	6,4	[3]
$175,2 \pm 1,5$	$178,9 \pm 1,5$	$+3,7 \pm 2,1$	6,4	[4]
$177,9 \pm 0,04$	$176,8 \pm 0,14$	$-1,1 \pm 0,2$	6,4	[5]
$177,7 \pm 1,8$	$179,5 \pm 1,5$ $-0,7$	$+2,7 \pm 1,8$	2,4	[10]
$178,8 \pm 0,5^x$	$179,6 \pm 0,7$	$+0,7 \pm 0,4$	6,4	В данной работе

<sup>x</sup> Значение взято из работы [7].

#### Аппаратура и методы измерений

Кинетическая энергия парных осколков спонтанного деления  $^{240}\text{Pu}$  измерялась по блок-схеме, приведенной на рис.1. Камера содержит три электрода: катод и два анода. Сетки отсутствуют. Электроды камеры - плоские, круглые диски из дюралюминия диаметром 160 мм. Расстояние между электродами 60 мм. Около катода установлены две диафрагмы для отсекаания осколков, вылетающих под малыми углами к плоскости мишени. Камера наполнялась смесью очищенных газов  $\text{Ar} + 3\% \text{CO}_2$  до давления 0,6 атм, на катод подавалось отрицательное напряжение 2500 В.

Импульсы тока от двойной ионизационной камеры, вызванные движением зарядов, образованных пролетевшей парой осколков, усиливаются маломощными предусилителями 1-3, затем основными усилителями 4-6 и направляются на линейные схемы пропускания 7-9, управляемые импульсом, вырабатываемым схемой совпадений 18. Разрешающее время схемы совпадений 50 нс. Пороги амплитудных дискриминантов 16,17 устанавливаются на уровне 40 МэВ по кинетической энергии осколков деления. Линейные схемы пропускания открываются на время  $\sim 0,3$  мкс, достаточное для пропускания передней части импульса тока, имеющего полную длительность 2,5 мкс, равную времени движения электронов в ионизационной камере от катода к аноду. Короткие импульсы с выхода схем пропускания приоб- ретают на расширителях-формирователях 10-12 прямоугольную форму и длительность, устанавливаемую с помощью формирователя 19. Сформированные импульсы через эмиттерные повторители 13-15 передаются по линиям связи на измерительный центр для амплитудного анализа.

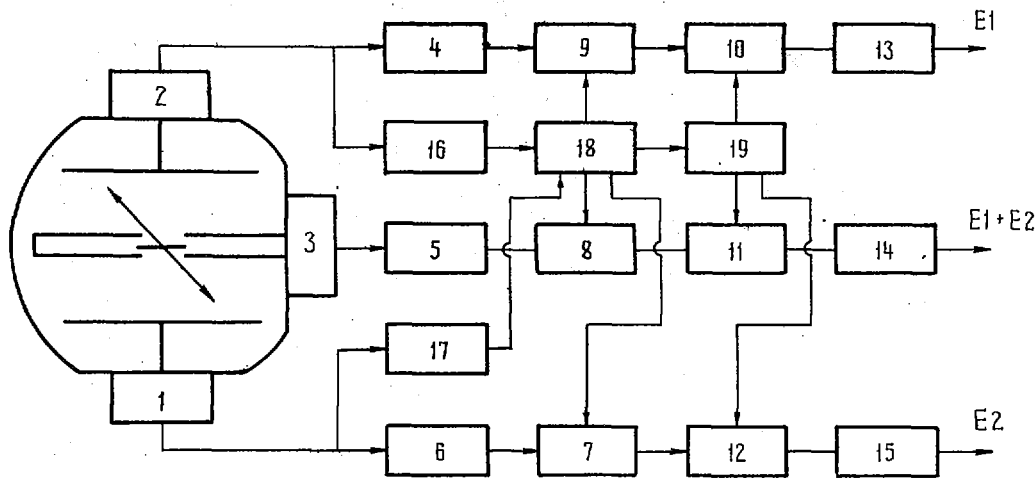


Рис.1. Блок-схема измерительной аппаратуры:

1-3 - предусилители импульсов тока; 4-6 - основные усилители; 7-9 - линейные схемы пропускания; 10-12 - расширители-формирователи; 13-15 - эмиттерные повторители; 16,17 - амплитудные дискриминаторы; 18 - схема совпадений; 19 - формирователь длительности выходных импульсов

Амплитудные сигналы с выходов  $E_1$ ,  $E_2$  (рис.1) использовались для получения двумерных распределений  $E_1$ ,  $E_2$ , где  $E_1$  и  $E_2$  - распределения по кинетическим энергиям. Выход  $E_1 + E_2$  служил для изучения распределений по суммарной кинетической энергии.

Спектрометрическая мишень с изотопом  $^{240}\text{Pu}$  ( $\sim 70$  мкг) изготовлялась методом вакуумного напыления активного вещества на подложку из  $\text{Al}_2\text{O}_3$ . Электропроводность мишени обеспечивалась напылением слоя золота толщиной  $\sim 30$  мкг/см<sup>2</sup> на мишень со стороны подложки. Счет совпадений от осколков спонтанного деления составлял  $\sim 300$  дел./сут. Наличие на мишени некоторого числа изотопов  $^{239}\text{Pu}$  и  $^{241}\text{Pu}$ , хорошо делящихся тепловыми нейтронами, позволяло провести тонкую энергетическую калибровку.

В качестве источника тепловых нейтронов использовался пучок нейтронов горизонтального канала реактора СМ-2, профильтрованный через кварцевый фильтр.

### Результаты измерений

Амплитудное распределение, характеризующее спектр суммарной кинетической энергии осколков деления, показано на рис.2. Измерения проводились поочередно: для спонтанного деления при закрытом пучке тепловых нейтронов, а для вынужденного деления - при открытом. Общее число зарегистрированных событий спонтанного деления составило  $\sim 2 \cdot 10^4$ . При обработке результатов предполагалось равенство суммарной кинетической энергии осколков деления  $^{239}\text{Pu} + n_{\text{th}}$  и  $^{241}\text{Pu} + n_{\text{th}}$  до испускания нейтронов, что подтверждено данными работы [7].

Прямое сравнение экспериментальных средних значений суммарной кинетической энергии показало, что энергия спонтанного деления превышает на  $1,3 \pm 0,3$  МэВ энергию деления тепловыми нейтронами. Учитывая, что в эксперименте измеряются кинетические энергии осколков после вылета нейтронов, необходимо ввести поправку на разницу  $\nu$  для спонтанного и вынужденного делений. Учет этой поправки уменьшает превышение  $E_K$  на 0,6 МэВ, и окончательно можно принять, что

$$E_K(^{240}\text{Pu}) = E_K(^{239}\text{Pu}, ^{241}\text{Pu}) + (0,7 \pm 0,3) \text{ МэВ.}$$

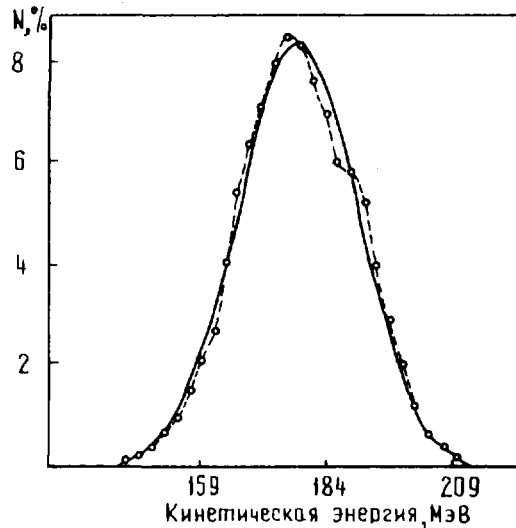


Рис.2. Спектры суммарной кинетической энергии изотопов плутония:

----- - спонтанное деление;  
 ————— - вынужденное деление

Одновременно были измерены спектры кинетических энергий осколков, получаемых с выходов  $E_1$  и  $E_2$  (рис.3,а,б). Было выяснено, что большую суммарную кинетическую энергию для спонтанного деления создает поток тяжелых осколков.

Проведенные измерения показали, что значение суммарной кинетической энергии осколков спонтанного деления  $^{240}\text{Pu}$ , по крайней мере, не меньше чем  $E_R$  для вынужденного деления (см.таблицу). Этот результат отличается от данных работы [5], но аналогичен результатам работы [4], а также работы [8], в которой изучалось деление изомера  $^{240m}\text{Pu}$ , получаемого в реакции  $^{238}\text{U}(\alpha, 2n) \rightarrow ^{240}\text{Pu}$ . Энергия возбуждения изомера составляла 2,4 МэВ, т.е. в данном случае реализуется промежуточное возбуждение между нулем и энергией связи нейтрона. Было получено, что суммарная кинетическая энергия осколков ядра  $^{240}\text{Pu}$  на  $2,7 \pm 1,8$  МэВ больше, чем для осколков деления  $^{239}\text{Pu}$  тепловыми нейтронами. Отсюда можно заключить, что спуск с барьера от седловой точки до точки разделения происходит достаточно медленно и существует значительный обмен энергией между одночастичными степенями свободы.

Наличие вязкости при спуске с барьера приводит к росту энергии возбуждения образующихся осколков.

#### Многомерные измерения кинетических энергий осколков деления

В работе [1] было показано, что уменьшение полной кинетической энергии осколков деления ядра  $^{240}\text{Pu}$  с ростом энергии возбуждения сопровождается изменением формы распределений осколков по массам и кинетическим энергиям. Для выявления этих различий проведены двумерные измерения кинетических энергий совпадающих осколков спонтанного и вынужденного делений.

Измерения проводились с использованием анализатора на 4096 каналов =  $64 \times 64$ . После набора серии данные записывались на магнитную ленту и затем обрабатывались по программе, описанной в работе [9]. При обработке вводилась поправка на зависимость эмиссии нейтронов от массы осколка согласно работе [10]. Общее число анализируемых актов спонтанного деления составило  $\sim 5 \cdot 10^3$ .



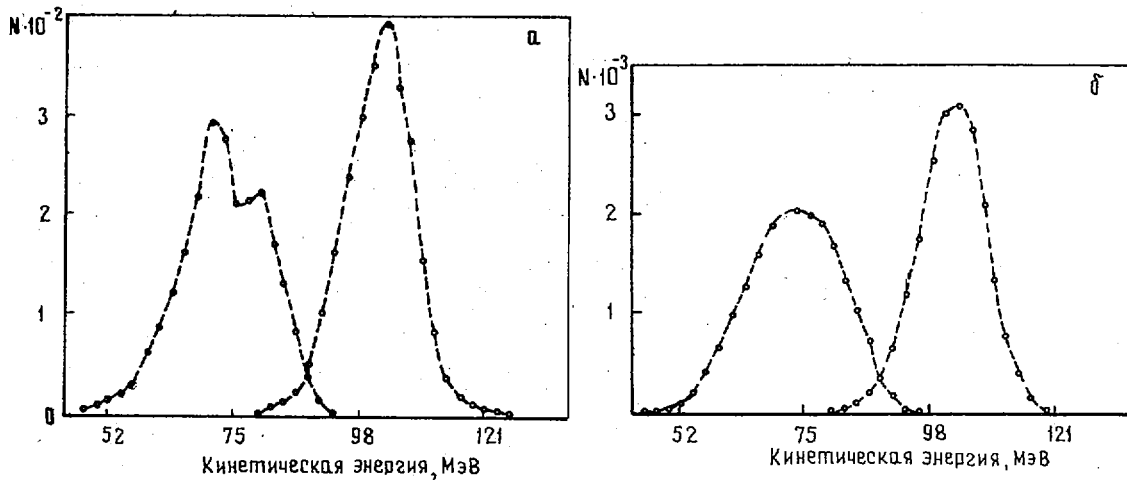


Рис.3. Спектры кинетических энергий осколков деления изотопов плутония:  
а - спонтанное деление; б - вынужденное деление

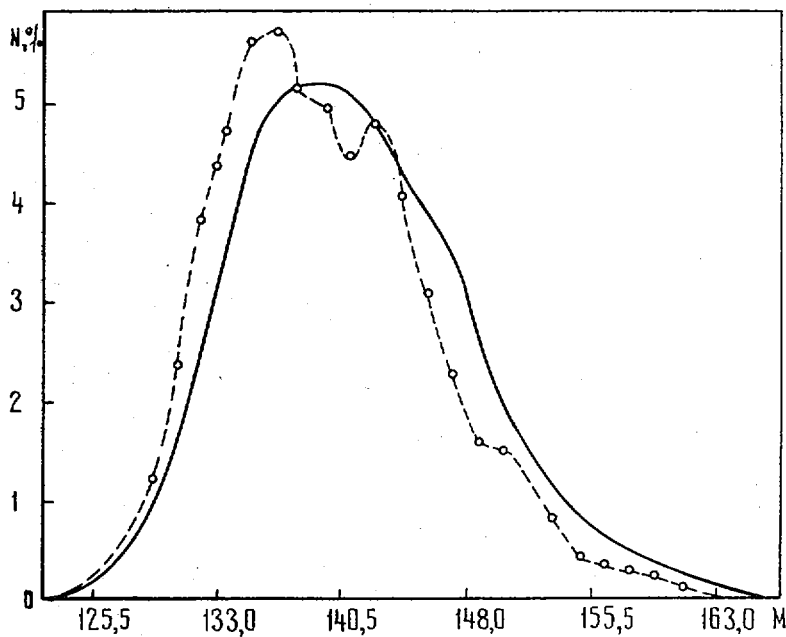


Рис.4. Массовое распределение осколков деления:  
--- спонтанное деление; — вынужденное деление

Отличие спонтанного деления от вынужденного проявляется в интегральном распределении масс (рис.4). Средние значения масс тяжелого и легкого осколков соответственно равны  $M_T = 138,5 \pm 0,5$  и  $M_L = 101,5 \pm 0,5$ , тогда как для вынужденного деления  $M_T = 139,8$  и  $M_L = 100,2$  [11]. Повышенный выход масс при спонтанном делении наблюдается для значений  $M = 136$  и  $M = 144$ , что согласуется с результатами работы [4]. Отношение пик/провал в массовом распределении составило  $\sim 120$  для вынужденного деления и  $\sim 150$  для спонтанного.

В ходе зависимости средней суммарной кинетической энергии от массы тяжелого осколка (рис.5,а) не проявилось явного различия между спонтанным и вынужденным делениями, за исключением поведения в симметричной области масс. Спонтанное деление характеризуется почти полным отсутствием событий в этой области, что имитирует низкое значение суммарной кинетической энергии для событий деления на равные массы. Отсутствуют различия и в зависимости среднеквадратического отклонения от массы тяжелого осколка для спонтанного

и вынужденного делений (рис.5,б). Отмечается систематическое уменьшение массы тяжелого осколка, наблюдающееся для спонтанного деления при разных значениях кинетической энергии (рис.6,а). Приведенное здесь же распределение суммарной кинетической энергии характеризуется наличием ступеньки при  $E_K \approx 186$  МэВ, замеченной также в работе [4]. Вычисленная по этому распределению величина среднеквадратического отклонения  $\sigma E_K$  оказалась равной 12,3 МэВ, что незначительно превышает  $\sigma E_K = 11,0$  МэВ для вынужденного деления.

В ходе зависимости среднеквадратического отклонения, подсчитанного для каждого массового распределения, соответствующего фиксированному значению суммарной кинетической энергии (рис.6,б), проявилось общее свойство низкоэнергетического деления - уменьшение  $\sigma E_K$  с ростом  $E_K$ .

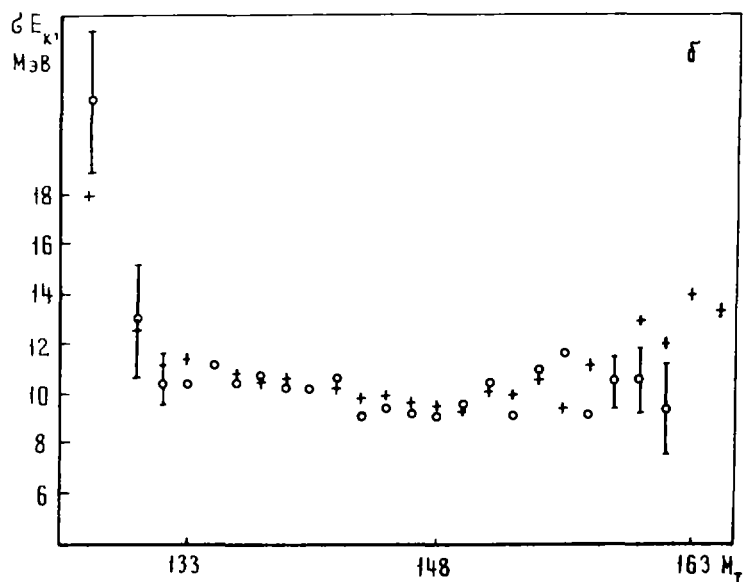
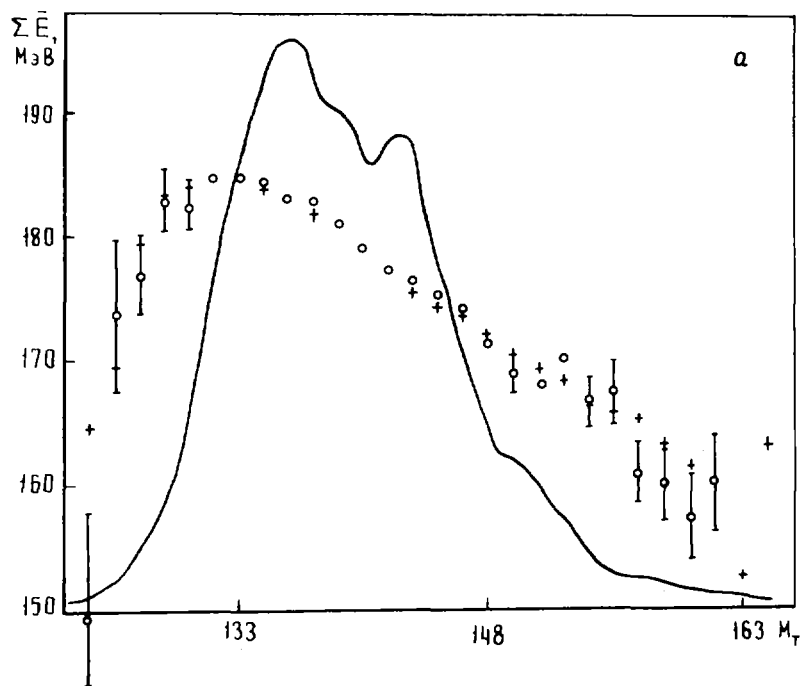


Рис.5. Зависимость среднеквадратического отклонения и суммарной кинетической энергии от массы тяжелого осколка:  
 ○ - спонтанное деление;  
 + - вынужденное деление;  
 — - массовое распределение для спонтанного деления

Для более детального выявления "структуры", проявляющейся в интегральных распределениях по массе и суммарной кинетической энергии, данные многомерных измерений представлены в виде контурных диаграмм (рис.7,а,б). При этом проявилась особенность спонтанного деления, заключающаяся в раздвоении всего распределения на два "холма": один при  $E_K \approx 185$  МэВ и  $M_T \approx 135$ , другой при  $E_K \approx 171$  МэВ и  $M_T \approx 140$ .

В вынужденном делении (рис.7,б) имеется только один холм.

Дополнительные сведения по рассматриваемому вопросу дает массовое распределение тяжелого осколка при фиксированных кинетических энергиях легкого осколка для спонтанного и вынужденного делений (рис.8). Следует заметить, что в спонтанном делении четче проявляется структура, особенно заметен повышенный выход при  $M \approx 140$ .

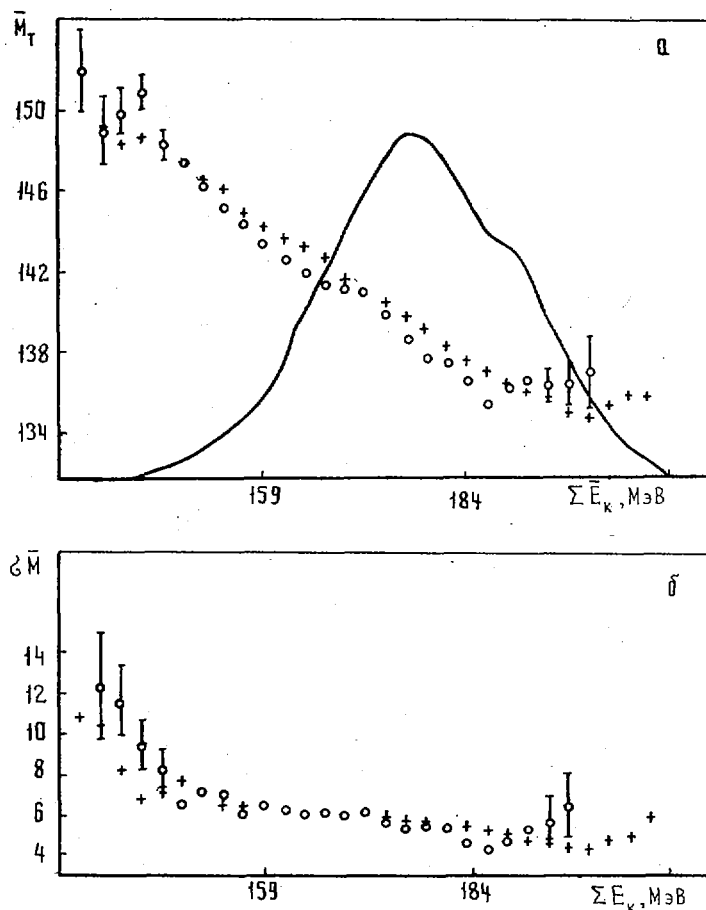


Рис.6. Зависимость массы тяжелого осколка и ее средне-квадратичного отклонения от кинетической энергии:  
 ○ - спонтанное деление; + - вынужденное деление;  
 — — — распределение суммарной кинетической энергии

Вполне возможно, что раздвоение массового распределения (см.рис.6,а) есть просто более четкое проявление оболочечных эффектов в виде известной "тонкой структуры" в массовых и энергетических распределениях осколков деления. Различие в распределениях масс и кинетических энергиях между спонтанным и вынужденным делениями, видимо, обусловлено влиянием потенциального барьера.

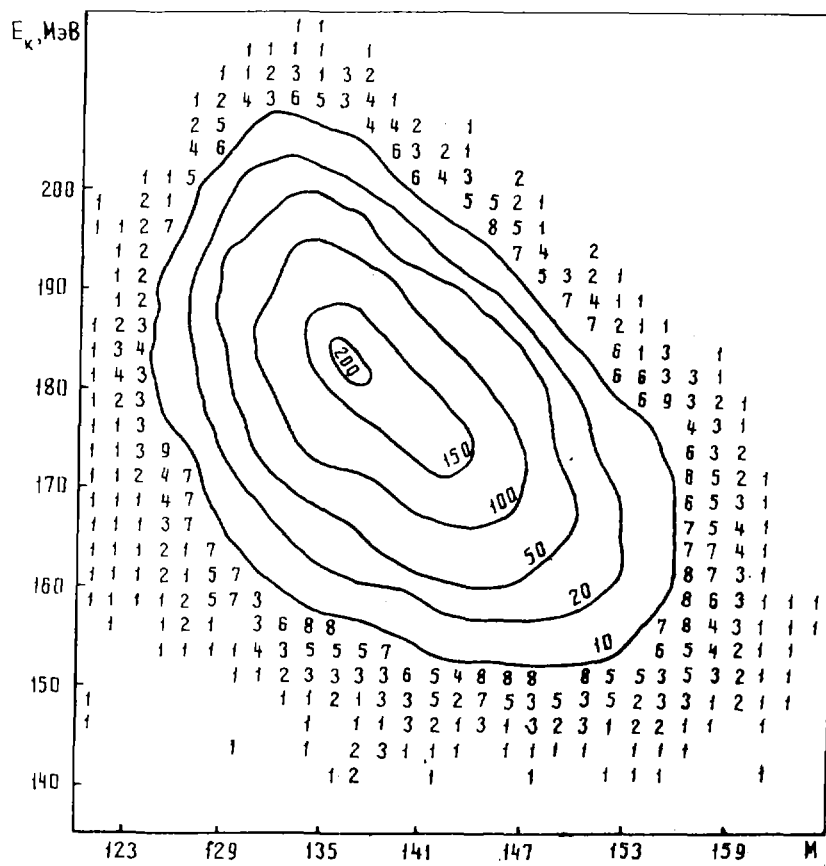
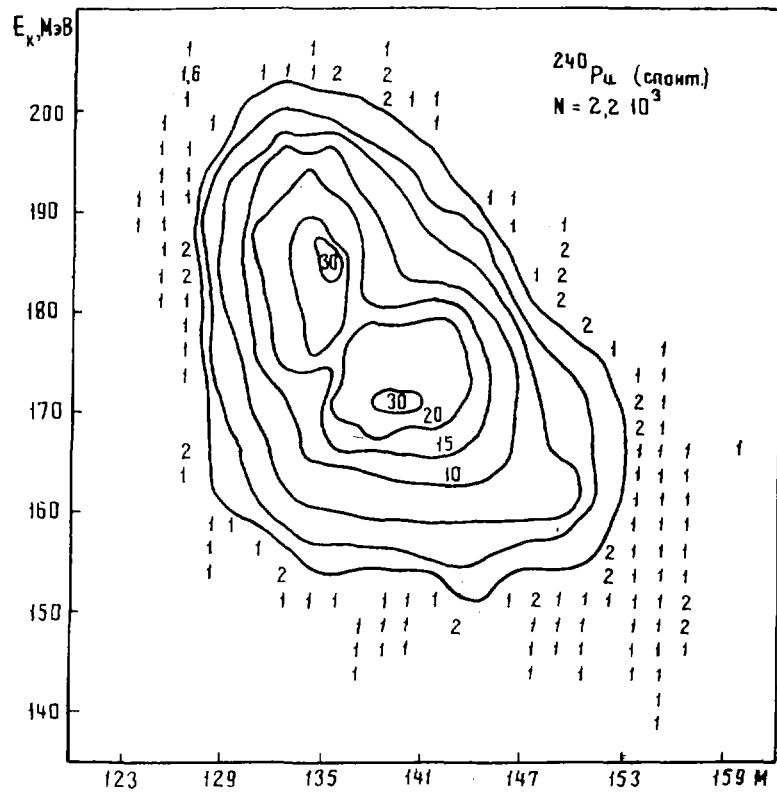
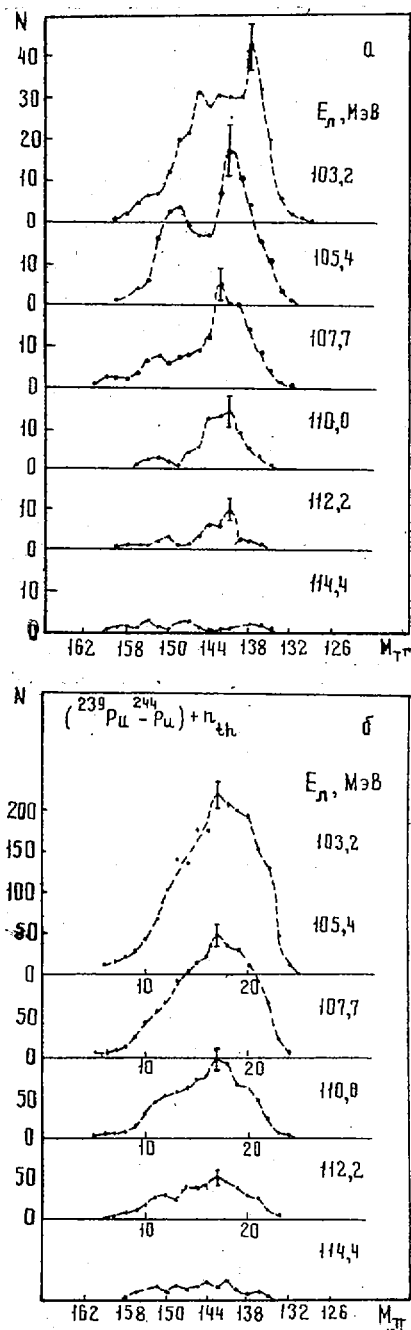


Рис.7. Контурные диаграммы спонтанного и вынужденного деления

Рис.8. Массовое распределение для отдельных значений кинетической энергии легкого осколка (для спонтанного (а) и вынужденного (б) делений)



#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

1. "Ядерная физика", 1971, т.13, с.484. Авт.: Н.И.Акимов, В.Г.Воробьева, В.Н.Кабенин, Н.П.Колосов и др.
2. Там же, т.14, с.935. Авт.: В.М.Суриц, А.И.Сергачев, Н.И.Резников, Б.Д.Кузьминов.
3. Мостовая Т.А. Труды Второй международной конференции по мирному использованию атомной энергии. Женева, 1958. Избр. докл. иностр. ученых. Т.1, М., Атомиздат, 1959.
4. Тогакава Ж., Мелконян Е. - "Phys. Rev.", 1971, v. C4, p.1391.
5. Deguytter A.J., Wegener-Penning G. Rochester 1973 (IAEA Vienna). SM-174/35.
6. "Приборы и тех.эксперимента", 1969, № 6, с.51. Авт.: В.Н.Кононов, А.А.Метлов, Е.Д.Полетаев, Ю.С.Прокопец.

7. "Нейтронная физика", Ч.3. Обнинск, 1973, с.270. Авт.: В.Г.Воробьева, Н.П.Дьяченко, Б.Д.Кузьминов, А.И.Сергачев и др.
8. Weber J., Sprecht H.J., Koneschu E., Neppemann D. - "Nucl. Phys.", 1974, v. A221, p.414.
9. Басова Б.Г., Рабинович А.Д. Препринт П-127. Мелекес, 1971 (НИИАР).
10. Препринт П-710, М., 1965 (ИАЭ). Авт.: В.Ф.Апалин, Д.Н.Грицук, И.К.Кутиков, В.И.Лебедев.
11. Neller J.H., Walter F.J., Schmitt H.W. - "Phys. Rev.", 1966, N 149, p.894.

УДК 539.173.8.164

СРЕДНИЕ КИНЕТИЧЕСКИЕ ЭНЕРГИИ ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ ЯДЕР

В.Г.ВОРОБЬЕВА, Б.Д.КУЗЬМИНОВ

**THE AVERAGE KINETIC ENERGIES OF FISSION FRAGMENTS.** The systematization of the experimental average kinetic energies data of the fragments produced at fission of nuclei by various particles has been made in this paper.

В работе проведен анализ существующих экспериментальных данных по средним кинетическим энергиям осколков при делении ядер различными частицами. Ранее была выполнена подобная работа для случаев, когда энергия возбуждения и нуклонный состав делящихся ядер могли быть определены однозначно [1]. В настоящей работе систематизированы экспериментальные данные, которые получены в реакциях деления, допускающих предварительное испускание нуклонов. Авторы посчитали неоправданным определение наиболее вероятного нуклонного состава и энергии возбуждения делящегося ядра на основе существующих модельных представлений, так как подобные сведения представляют частный интерес, а результаты расчета зависят от принятых концепций. В связи с этим в таблице указаны лишь исходные данные эксперимента: ядро-мишень, падающая частица и ее энергия. Все экспериментальные данные были приведены к единому стандарту - средней кинетической энергии осколков при спонтанном делении  $^{252}\text{Cf}$ . Рекомендованное значение  $E_K = 186,3 \pm 1,0$  МэВ обосновано в работе [1].

Ядро-мишень	Частица	Энергия частиц, МэВ	$E_K \pm \Delta$ , МэВ	Принятый стандарт E	$E_K \pm \Delta$ , МэВ	Литература
$^{141}\text{Pr}$	$^{16}\text{O}$	166,0	$111,2 \pm 6,6$	185,7	$111,8 \pm 6,6$	[2]
$^{159}\text{Tb}$	$^{12}\text{C}$	125,0	$117,5 \pm 4,8$		$118,1 \pm 4,8$	[2]
$^{159}\text{Tb}$	$^{16}\text{O}$	166,0	$124,3 \pm 4,4$		$124,9 \pm 4,4$	[2]
$^{165}\text{Ho}$	$^{12}\text{C}$	125,0	$122,0 \pm 5,2$		$122,6 \pm 5,2$	[2]
$^{169}\text{Tm}$	$^{12}\text{C}$	125,0	$122,3 \pm 4,2$		$122,9 \pm 4,2$	[2]
$^{169}\text{Tm}$	$^{16}\text{O}$	166,0	$132,2 \pm 4,0$		$132,8 \pm 4,0$	[2]
$^{170}\text{Er}$	$^{16}\text{O}$	166,0	$127,0 \pm 5,0$	186,0	$127,3 \pm 5,0$	[3]
		151,0	$128,0 \pm 5,0$		$128,3 \pm 5,0$	

ЯДРО- МИШЕНЬ	Частица	Энергия частиц, МэВ	$E_K \pm \Delta$ , МэВ	Принятый стандарт E	$E_K \pm \Delta$ , МэВ	Литература
170 <sub>Br</sub>	16 <sub>O</sub>	136,0	124,0±5,0		124,3±5,0	[3]
		120,0	124,0±5,0		124,3±5,0	
ест. Yb	P	1000,0	106,0±3,0	186,0	106,3±3,0	[4]
174 <sub>Yb</sub>	12 <sub>C</sub>	125,0	129,0±5,0		129,3±5,0	[3]
174 <sub>Yb</sub>	12 <sub>C</sub>	109,0	127,0±5,0		127,3±5,0	[3]
175 <sub>Lu</sub>	12 <sub>C</sub>	125,0	131,4±4,0	185,7	132,0±4,0	[2]
175 <sub>Lu</sub>	16 <sub>O</sub>	166,0	137,8±3,9	185,7	138,4±3,9	[2]
182 <sub>W</sub>	4 <sub>He</sub>	120,0	128,0±4,0	186	128,3±4,0	[3]
182 <sub>W</sub>	4 <sub>He</sub>	100,0	125,0±4,0		125,3±4,0	[3]
ест. W	P	1000,0	111,5±3,0		111,8±3,0	[4]
182 <sub>W</sub>	16 <sub>O</sub>	165,0	147,0±4,0	186,0	147,3±4,0	[3]
		144,0	146,0±4,0		146,3±4,0	
		127,0	146,0±4,0		146,3±4,0	
		115,0	144,0±4,0		144,3±4,0	
		102,0	144,0±4,0		144,3±4,0	
197 <sub>Au</sub>	P	1000,0	126,5±3,0		126,8±3,0	[4]
197 <sub>Au</sub>	3 <sub>He</sub>	25,5	140,3±2,0	185,7	140,9±2,0	[5]
197 <sub>Au</sub>	4 <sub>He</sub>	43,0	138,0±4,0		138,6±4,0	[6]
197 <sub>Au</sub>	4 <sub>He</sub>	70,0	142,1±4,0	185,7	142,7±4,0	[3]
197 <sub>Au</sub>	4 <sub>He</sub>	120,0	143,0±4,0	186,0	143,3±4,0	[3]
		120,0	143,0±4,0		143,3±4,0	
		100,0	141,0±4,0		141,3±4,0	
		80,0	140,0±4,0		140,3±4,0	
		80,0	140,0±4,0		140,3±4,0	
197 <sub>Au</sub>	4 <sub>He</sub>	70,0	142,0±4,0	186,0	142,3±4,0	[3]
197 <sub>Au</sub>		60,0	138,0±4,0		138,3±4,0	[3]
197 <sub>Au</sub>	12 <sub>C</sub>	125,0	147,2±3,6	185,7	147,8±3,6	[2]
197 <sub>Au</sub>	16 <sub>O</sub>	166,0	155,6±3,4		156,2±3,4	
198 <sub>Pt</sub>	12 <sub>C</sub>	77,2	151,6±2,0	186,0	151,9±2,0	[7]
nat <sub>Pt</sub>	3 <sub>He</sub>	25,5	141,7±2,0	181,9	146,1±2,0	[5]
nat <sub>Pt</sub>	4 <sub>He</sub>	43,0	143,0±5,0	185,7	143,6±5,0	[6]
206 <sub>Pb</sub>	3 <sub>He</sub>	25,5	145,4±2,0	181,9	149,8±2,0	[5]

## Продолжение

Ядро-мишень	Частица	Энергия частиц, МэВ	$E_k \pm \Delta$ , МэВ	Принятый стандарт E	$E_k \pm \Delta$ , МэВ	Литература
$^{206}\text{Pb}$	$\alpha$	39,8	$143,8 \pm 5,0$	186,0	$141,1 \pm 5,0$	[7]
		50,9	$145,1 \pm 3,0$		$145,4 \pm 3,0$	
		63,8	$147,0 \pm 3,0$		$147,3 \pm 3,0$	
$^{nat}\text{Pb}$	$^4\text{He}$	43,0	$146,0 \pm 5,0$	185,7	$146,6 \pm 5,0$	[6]
$^{209}\text{Bi}$	$^2\text{H}$	21,5	$143,0 \pm 5,0$	185,7	$143,6 \pm 5,0$	[6]
$^{209}\text{Bi}$	p	27,0	$142,9 \pm 2,0$	186,0	$143,2 \pm 2,0$	
		39,3	$143,7 \pm 2,0$	186,0	$144,0 \pm 2,0$	
		52,7	$145,0 \pm 2,0$	186,0	$145,3 \pm 2,0$	
$^{209}\text{Bi}$		36,1	148,8	186,0	149,1	[8]
$^{209}\text{Bi}$	p	1000,0	$137,2 \pm 2,0$	186,0	$137,5 \pm 2,0$	[9]
		2900,0	$133,0 \pm 2,0$		$133,3 \pm 2,0$	[9]
$^{209}\text{Bi}$	$^3\text{He}$	22,1	$146,5 \pm 2,0$	181,9	$150,9 \pm 2,0$	[5]
		25,5	$147,3 \pm 2,0$		$151,7 \pm 2,0$	
$^{209}\text{Bi}$	$^4\text{He}$	42,0	$150,0 \pm 3,0$	185,7	$150,6 \pm 3,0$	[10]
$^{209}\text{Bi}$	$^4\text{He}$	43,0	$148,0 \pm 4,0$	185,7	$148,6 \pm 4,0$	[6]
$^{209}\text{Bi}$	$^4\text{He}$	120,0	$148,0 \pm 4,0$	186,0	$148,3 \pm 4,0$	[3]
		120,0	$152,0 \pm 4,0$		$152,3 \pm 4,0$	
		100,0	$147,0 \pm 4,0$		$147,3 \pm 4,0$	
		100,0	$150,0 \pm 4,0$		$150,3 \pm 4,0$	
		80,0	$148,0 \pm 4,0$		$148,3 \pm 4,0$	
		80,0	$148,0 \pm 4,0$		$148,3 \pm 4,0$	
		65,0	$150,0 \pm 4,0$		$150,3 \pm 4,0$	
		60,0	$147,0 \pm 4,0$		$147,3 \pm 4,0$	
		40,0	$146,0 \pm 4,0$		$146,3 \pm 4,0$	
		$^{209}\text{Bi}$	$^{12}\text{C}$	125,0	$158,7 \pm 3,0$	185,7
$^{209}\text{Bi}$	$^{16}\text{O}$	166,0	$166,3 \pm 3,0$		$166,9 \pm 3,0$	
$^{226}\text{Ra}$	$^2\text{H}$	9,8	$155,8 \pm 2,0$	181,9	$160,2 \pm 2,0$	[5]
$^{226}\text{Ra}$	p	13,0	156,1	186,0	156,4	[11]
$^{226}\text{Ra}$	p	9,0	$158,0^x$	186,0	$158,3^x$	[12]
		11,0	$156,0^x$		$156,3^x$	
		13,0	$154,0^x$		$154,3^x$	
$^{226}\text{Ra}$	p	13,0	$154,8^x$	186,0	$155,1^x$	[13]
		16,0	$153,2^x$		$153,5^x$	
		16,0	$154,5^x$		$154,8^x$	
		19,0	$154,5^x$		$154,8^x$	



## Продолжение

Ядро-мишень	Частица	Энергия частиц, МэВ	$E_k \pm \Delta$ , МэВ	Принятый стандарт E	$\epsilon_k \pm \Delta$ , МэВ	Литература
$^{226}\text{Ra}$	$^3\text{He}$ ( $^3\text{He, pf}$ )	23,5				
		$E_{\text{возб}}$				
		7,80	$157,3 \pm 1,0$	186,0	$157,6 \pm 1,0$	[14]
		8,90	$159,0 \pm 0,75$		$159,3 \pm 0,75$	
		9,90	$158,5 \pm 0,70$		$158,8 \pm 0,70$	
		10,90	$157,1 \pm 0,50$		$157,4 \pm 0,50$	
		11,90	$157,3 \pm 0,35$		$157,7 \pm 0,35$	
		9,90	$147,2 \pm 2,0$		$147,5 \pm 2,0$	
		10,90	$150,1 \pm 1,0$		$150,4 \pm 1,0$	
11,90	$149,9 \pm 0,50$		$150,2 \pm 0,50$			
$^{226}\text{Ra}$	$^3\text{He}$ ( $^3\text{He, tf}$ )	23,5				
		$E_{\text{возб}}$				
		7,1	$158,7 \pm 0,50$	186,0	$159,0 \pm 0,50$	[14]
		8,0	$159,0 \pm 0,45$		$159,3 \pm 0,45$	
		9,0	$158,7 \pm 0,30$		$159,0 \pm 0,30$	
		10,1	$157,8 \pm 0,35$		$158,1 \pm 0,35$	
		11,1	$157,5 \pm 0,35$		$157,8 \pm 0,35$	
		12,1	$157,0 \pm 0,40$		$157,3 \pm 0,40$	
		13,1	$155,4 \pm 0,40$		$155,7 \pm 0,40$	
		14,1	$154,0 \pm 0,55$		$154,3 \pm 0,55$	
		9,0	$150,0 \pm 1,6$		$150,3 \pm 1,6$	
		10,1	$149,8 \pm 1,0$		$150,1 \pm 1,0$	
		11,1	$149,8 \pm 0,75$		$150,1 \pm 0,75$	
		12,1	$148,8 \pm 0,50$		$149,1 \pm 0,50$	
13,1	$149,8 \pm 0,30$		$150,1 \pm 0,30$			
14,1	$150,5 \pm 1,0$		$150,8 \pm 1,0$			
$^{226}\text{Ra}$	$^2\text{H}$	11,7	$154,9 \pm 2,0$	181,9	$159,3 \pm 2,0$	[5]
		14,0	$154,9 \pm 2,0$		$159,3 \pm 2,0$	
$^{226}\text{Ra}$	$^3\text{He}$	20,9	$157,7 \pm 2,0$	181,9	$162,1 \pm 2,0$	[5]
		23,9	$158,9 \pm 2,0$		$163,3 \pm 2,0$	
		23,4	$158,9 \pm 1,6$		$163,3 \pm 1,6$	
		20,9	$157,7 \pm 1,6$		$162,1 \pm 1,6$	
$^{226}\text{Ra}$	$^4\text{He}$	22,1	$159,7 \pm 2,0$		$164,1 \pm 2,0$	
		27,1	$160,3 \pm 2,0$		$164,7 \pm 2,0$	
$^{226}\text{Ra}$	$\alpha$	30,8	$165,0 \pm 4,0$	181,9	$169,4 \pm 4,0$	[10]
		38,7	$165,0 \pm 4,0$		$169,4 \pm 4,0$	

## Продолжение

Ядро-мишень	Частица	Энергия частиц, МэВ	$E_k \pm \Delta$ , МэВ	Принятый стандарт $E$	$E_k \pm \Delta$ , МэВ	Литература
$^{230}\text{Th}$	n	6,8	$162,4 \pm 2,0$	181,9	$166,8 \pm 2,0$	[5]
		8,0	$162,6 \pm 2,0$		$167,0 \pm 2,0$	
$^{230}\text{Th}$	$^2\text{H}$	12,0	$166,3 \pm 2,0$	185,7	$166,9 \pm 2,0^{\text{XX}}$	[15]
$^{230}\text{Th}$	$^2\text{H}$	14,0	$167,3 \pm 2,0$	185,7	$167,9 \pm 2,00^{\text{XX}}$	[15]
$^{230}\text{Th}$	d	14,0	$165,0 \pm 1,4$	185,7	$165,6 \pm 1,4$	[17]
$^{230}\text{Th}$	$^4\text{He}$	25,7	$167,5 \pm 2,0$	185,7	$168,1 \pm 2,0^{\text{XX}}$	[5]
		29,5	$166,0 \pm 2,0$		$166,6 \pm 2,0$	
$^{230}\text{Th}$	$^4\text{He}$	25,7	$169,6 \pm 2,0$	185,7	$170,2 \pm 2,0$	[18]
		29,5	$166,0 \pm 2,0$		$166,6 \pm 2,0$	
$^{232}\text{Th}$	d	13,2	$159,0 \pm 3,0$	165,0	$166,2 \pm 3,0$	[16]
$^{232}\text{Th}$	p	13,0	$164,45 \pm 1,4$	186,5	$164,25 \pm 1,4$	[19]
		20,0	$164,22 \pm 1,4$		$164,02 \pm 1,4$	
		27,0	$164,00 \pm 1,4$		$163,80 \pm 1,4$	
		35,0	$167,77 \pm 1,4$		$167,57 \pm 1,4$	
		40,0	$160,00 \pm 1,4$		$169,80 \pm 1,4$	
		45,0	$161,22 \pm 1,4$		$161,02 \pm 1,4$	
		53,0	$160,77 \pm 1,4$		$160,57 \pm 1,4$	
$^{232}\text{Th}$	$^4\text{He}$	21,4	$172,5 \pm 3,2$	185,7	$173,1 \pm 3,2$	[20]
		22,1	$170,5 \pm 3,5$		$171,1 \pm 3,5$	
		25,7	$171,3 \pm 3,2$		$171,9 \pm 3,2$	
		33,0	$170,5 \pm 3,5$		$171,1 \pm 3,5$	
		65,0	$168,0 \pm 4,5$		$168,6 \pm 4,5$	
$^{232}\text{Th}$	$^4\text{He}$	21,8	$169,1 \pm 2,0$	185,7	$169,7 \pm 2,0^{\text{XX}}$	[15]
		25,7	$168,2 \pm 2,0$		$168,8 \pm 2,0$	
		29,5	$167,0 \pm 2,0$		$167,6 \pm 2,0$	
$^{232}\text{Th}$	$^4\text{He}$	22,1	$171,4 \pm 2,0$	185,7	$172,0 \pm 2,0$	[18]
		25,7	$171,4 \pm 2,0$		$172,0 \pm 2,0$	
		29,5	$170,7 \pm 2,0$		$171,3 \pm 2,0$	
$^{232}\text{Th}$	$\alpha$	26,4	$164,0 \pm 3,0$	165,0	$171,2 \pm 3,0$	[16]
$^{232}\text{Th}$	$\alpha$	23,5	$-0,9 \pm 0,6$	$^{235}\text{U+n}_T$	$171,3 \pm 0,6$	[21]
		27,0	$-1,9 \pm 0,5$		$170,3 \pm 0,5$	
		30,0	$-2,0 \pm 0,5$		$170,2 \pm 0,5$	
$^{232}\text{Th}$	$\alpha$	33,0	$-2,2 \pm 0,5$	$^{235}\text{U+n}_T$	$170,0 \pm 0,5$	[21]
		35,0	$-2,6 \pm 0,5$		$169,6 \pm 0,5$	
		38,0	$-2,8 \pm 0,5$		$169,4 \pm 0,5$	

Ядро-мишень	Частица	Энергия частиц, МэВ	$E_k \pm \Delta$ , МэВ	Принятый стандарт Е	$E_k \pm \Delta$ , МэВ	Литература
$^{232}\text{Th}$	$\alpha$	24,0	$168,67^X$	186,5	$168,47^X$	[22]
		25,7	$168,00^X$		$167,80^X$	
		30,0	$167,33^X$		$167,13^X$	
		35,0	$167,00^X$		$166,80^X$	
$^{232}\text{Th}$	$^{12}\text{C}$	125,0	$176,3 \pm 8,8$	185,7	$176,9 \pm 8,8$	[2]
$^{232}\text{Th}$	$^{16}\text{O}$	166,0	$190,1 \pm 8,8$		$190,7 \pm 8,8$	[2]
$^{232}\text{Th}$	$^{18}\text{O}$	102,5	$178,8^X$	186,0	$179,1^X$	[23]
		125,6	$178,2^X$		$178,5^X$	[23]
$^{238}\text{U}$	P	7,00	$173,50^X$	186,0	$173,80^X$	[24]
		8,50	$172,75^X$		$173,05^X$	
		11,50	$171,26^X$		$171,56^X$	
		10,00	$172,06^X$		$172,36^X$	
		13,00	$170,94^X$		$171,24^X$	
$^{238}\text{U}$	$\alpha$	14,00	$178,4 \pm 1,8$	186,0	$178,7 \pm 1,8$	[17]
$^{238}\text{U}$	$^4\text{He}$	25,7	$174,9 \pm 2,0$	185,7	$175,5 \pm 2,0$	[15]
		21,8	$176,3 \pm 2,0$		$176,9 \pm 2,0$	
		29,5	$174,2 \pm 2,0$		$174,8 \pm 2,0$	
$^{238}\text{U}$	$^4\text{He}$	25,5	$170,3 \pm 2,0$	181,9	$174,7 \pm 2,0$	[5]
$^{238}\text{U}$	$^4\text{He}$	22,1	$175,5 \pm 2,0$	185,7	$176,1 \pm 2,0$	[18]
		25,7	$174,6 \pm 2,0$		$175,2 \pm 2,0$	
		29,7	$173,9 \pm 2,0$		$174,5 \pm 2,0$	
$^{235}\text{U}$	$\alpha$	13,0	$172,1 \pm 2,0^X$	186,0	$172,4 \pm 2,0^X$	[25]
$^{235}\text{U}$	P	8,0	$172,75^X$	186,0	$173,05^X$	[24]
		8,80	$172,19^X$		$172,49^X$	
		9,50	$172,13^X$		$172,43^X$	
$^{235}\text{U}$	P	10,50	$171,88^X$	186,0	$172,18^X$	[24]
		11,50	$171,06^X$		$171,36^X$	
		12,50	$170,76^X$		$171,06^X$	
		13,00	$170,56^X$		$170,86^X$	
$^{235}\text{U}$	$\alpha$	23,5	$3,4 \pm 0,7$	$^{235}\text{U} + n_T$	$175,6 \pm 0,7$	[21]
		27,0	$2,5 \pm 0,7$		$174,7 \pm 0,7$	
		30,0	$2,5 \pm 0,7$		$174,7 \pm 0,7$	
		35,0	$1,8 \pm 0,7$		$174,0 \pm 0,7$	
		38,0	$1,9 \pm 0,7$		$174,1 \pm 0,7$	

Продолжение

Гидро-мишень	Частица	Энергия частиц, МэВ	$E_k \pm \Delta$ , МэВ	Принятый стандарт E	$E_k \pm \Delta$ , МэВ	Литература
235 U	( $\gamma$ , f)	25,0	170,6 $\pm$ 2,0	186,0	170,9 $\pm$ 2,0	[26]
238 U	$\alpha$	13,0	172,5 $\pm$ 2,0 <sup>X</sup>	186,0	172,8 $\pm$ 2,0 <sup>X</sup>	[25]
238 U	$\alpha$	13,2	167,0 $\pm$ 3,0 <sup>X</sup>	165,0	174,2 $\pm$ 3,0 <sup>X</sup>	[16]
238 U	P	8,00	174,06 <sup>X</sup>	186,0	174,36 <sup>X</sup>	[24]
		8,50	174,00 <sup>X</sup>		174,30 <sup>X</sup>	
		9,00	173,81 <sup>X</sup>		174,11 <sup>X</sup>	
		9,25	173,83 <sup>X</sup>		174,13 <sup>X</sup>	
		9,50	173,81 <sup>X</sup>		174,11 <sup>X</sup>	
		9,75	173,83 <sup>X</sup>		174,13 <sup>X</sup>	
		10,00	173,69 <sup>X</sup>		173,99 <sup>X</sup>	
		10,25	173,56 <sup>X</sup>		173,86 <sup>X</sup>	
		10,50	173,50 <sup>X</sup>		173,80 <sup>X</sup>	
		10,75	173,25 <sup>X</sup>		173,55 <sup>X</sup>	
		11,00	173,13 <sup>X</sup>		173,43 <sup>X</sup>	
		11,50	172,94 <sup>X</sup>		173,24 <sup>X</sup>	
		12,00	172,75 <sup>X</sup>		173,05 <sup>X</sup>	
		12,50	172,38 <sup>X</sup>		172,68 <sup>X</sup>	
		13,00	172,19 <sup>X</sup>		172,49 <sup>X</sup>	
238 U	P	1000,0	161,0 $\pm$ 4,0	186,0	161,3 $\pm$ 4,0	[9]
		2900,0	162,0 $\pm$ 2,0		162,3 $\pm$ 2,0	
238 U	<sup>4</sup> He	25,7	176,0 $\pm$ 3,2	185,7	176,6 $\pm$ 3,2	[20]
		33,0	174,7 $\pm$ 3,5		175,3 $\pm$ 3,5	
		65,0	173,0 $\pm$ 4,0		173,6 $\pm$ 4,0	
238 U	<sup>4</sup> He	27,8	175,0 $\pm$ 5,0	181,9	179,4 $\pm$ 5,0	[27]
		30,4	175,0 $\pm$ 5,0		179,4 $\pm$ 5,0	
		32,6	175,0 $\pm$ 5,0		179,4 $\pm$ 5,0	
		34,2	176,0 $\pm$ 5,0		180,4 $\pm$ 5,0	
		35,6	177,0 $\pm$ 5,0		181,4 $\pm$ 5,0	
238 U	<sup>4</sup> He	29,4	173,0 $\pm$ 4,0	185,7	173,6 $\pm$ 4,0	[10]
		42,0	171,0 $\pm$ 4,0		171,6 $\pm$ 4,0	
238 U	$\alpha$	26,4	176,0 $\pm$ 3,0	174,0	181,0 $\pm$ 3,0	[16]
238 U	$\alpha$	2,4	179,5 $^{+1,5}_{-0,7}$	186,0	179,8 $^{+1,5}_{-0,7}$	[28]
238 U	( $\alpha$ , 2n)	27,0	5,6 $\pm$ 0,7	<sup>235</sup> U+n <sub>T</sub>	177,8 $\pm$ 0,7	[21]
	$\alpha$	30,0	4,1 $\pm$ 0,7		176,3 $\pm$ 0,7	
		35,0	4,0 $\pm$ 0,7		176,2 $\pm$ 0,7	
		38,0	4,0 $\pm$ 0,7		176,2 $\pm$ 0,7	

Продолжение

Ядро-мишень	Частица	Энергия частиц, МэВ	$E_k \pm \Delta$ , МэВ	Принятый стандарт Е	$E_k \pm \Delta$ , МэВ	Литература
$^{238}\text{U}$	$^{12}\text{C}$	125,0	$183,2 \pm 4,0$	185,7	$183,8 \pm 4,0$	[27]
$^{238}\text{U}$	$^{16}\text{O}$	166,0	$185,6 \pm 4,0$		$186,2 \pm 4,0$	
$^{238}\text{U}$	( $\gamma, f$ )	25,0	$170,9 \pm 2,0$	186,0	$171,2 \pm 2,0$	[26]
$^{238}\text{U}$	( $\gamma, f$ )	33,0	170,0	186,5	169,8	[29]
$^{237}\text{Np}$	d	13,0	$181,3 \pm 0,2^x$	186,0	$181,6 \pm 0,2^x$	[30]
	(d, 2n)		$182,9 \pm 0,25^x$		$183,2 \pm 0,25^x$	
$^{237}\text{Np}$	d	13,0	$182,3 \pm 2,0^x$	186,0	$182,6 \pm 2,0^x$	[25]
$^{239}\text{Pu}$	d	13,0	$181,0 \pm 2,0^x$	186,0	$181,3 \pm 2,0^x$	[25]
$^{240}\text{Pu}$	p	13,0	$183,2 \pm 2,0^x$	186,0	$183,5 \pm 2,0^x$	[25]
$^{240}\text{Pu}$	d	7,6	$176,2 \pm 3,0$	185,7	$176,8 \pm 3,0$	[17]
		9,0	$178,0 \pm 2,0$		$178,6 \pm 2,0$	
$^{240}\text{Pu}$	d	11,4	$178,5 \pm 1,0$	185,7	$179,1 \pm 1,0$	[17]
		14,0	$175,8 \pm 1,0$		$176,4 \pm 1,0$	
$^{240}\text{Pu}$	$^{12}\text{C}$	125,0	$185,6 \pm 4,6$	185,7	$186,2 \pm 4,6$	[27]
$^{240}\text{Pu}$	$^{16}\text{O}$	166,0	$192,7 \pm 4,6$	185,7	$193,3 \pm 4,6$	[27]
$^{242}\text{Pu}$	t	17,0	$184,03 \pm 0,04$	186,0	$184,33 \pm 0,04$	[31]
	(t, 3n)					
$^{242}\text{Pu}$	d	(s.f)	$178,1 \pm 2,0$	185,7	$178,7 \pm 2,0$	[17]
	(d, 2n)					
$^{242}\text{Pu}$	d	14,0	$179,2 \pm 1,4$	185,7	$179,8 \pm 1,4$	[17]
$^{241}\text{Am}$	d	15,0		186,0		
	(d, pf)	$E_{\text{возб}}$				
		4,5	$181,8 \pm 0,37$		$182,1 \pm 0,37$	[31]
		5,4	$182,2 \pm 0,37$		$182,5 \pm 0,37$	
		5,8	$182,0 \pm 0,37$		$182,3 \pm 0,37$	
		6,4	$182,5 \pm 0,37$		$182,8 \pm 0,37$	
		6,8	$182,6 \pm 0,37$		$182,9 \pm 0,37$	
		7,4	$182,3 \pm 0,37$		$182,6 \pm 0,37$	
		7,8	$182,0 \pm 0,37$		$182,3 \pm 0,37$	
		8,4	$182,0 \pm 0,37$		$182,3 \pm 0,37$	
		8,8	$181,75 \pm 0,37$		$182,05 \pm 0,37$	
		9,4	$181,3 \pm 0,37$		$181,6 \pm 0,37$	
		9,8	$181,2 \pm 0,37$		$181,5 \pm 0,37$	
		10,4	$180,8 \pm 0,37$		$181,1 \pm 0,37$	
		10,8	$180,4 \pm 0,37$		$180,7 \pm 0,37$	
		11,5	$180,2 \pm 0,37$		$180,5 \pm 0,37$	

## Продолжение

Ядро-мишень	Частица	Энергия частиц, МэВ	$E_K \pm \Delta$ , МэВ	Принятый стандарт E	$E_K \pm \Delta$ , МэВ	Литература
246 Cm	18 O	93,7	187,1 <sup>X</sup>	186,0	187,4 <sup>X</sup>	[23]
		102,5	188,7 <sup>X</sup>		189,0 <sup>X</sup>	
		105,2	187,0 <sup>X</sup>		187,3 <sup>X</sup>	
		125,6	185,9 <sup>X</sup>		186,2 <sup>X</sup>	

<sup>X</sup> В значении  $E_K$  поправка на эмиссию нейтронов из осколков не введена.

<sup>XX</sup> Время пролета.

## С п и с о к л и т е р а т у р ы

1. Воробьева В.Г., Кузьминов Б.Д. - "Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы", 1975, вып. 19, с. 16.
2. Viola V.E., Jr., Sikkeland T. - "Phys. Rev.", 1963, v. 130, N 2044.
3. "Phys. Rev.", 1966, v. 142, p. 696. Aut.: F. Plasil, D.S. Burnett, H.C. Britt, S.G. Thompson.
4. "Ядерная физика", 1974, т. 20, с. 467. Авт.: А.А.Котов, Г.Г.Семенчук, Л.Н.Андроненко, М.Н.Андроненко и др.
5. Britt H.C., Wegner H.E., Gursky J.S. - "Phys. Rev.", 1963, v. 129, p. 2239.
6. Huizenga J.R., Vandenberg R. - "Phys. Rev.", 1962, v. 127, p. 212.
7. Unik J.P., Cunningham J.G., Croall I.F. Proceedings of a Symposium, Vienna, IAEA-SM-122/58. 1969, 717 p.
8. "Phys. Rev.", 1973, v. C7, p. 1186. Aut.: F. Plasil, L. Robert, F. Pleasonton, H. Schmitt.
9. "Ядерная физика", 1973, т. 17, с. 950. Авт.: А.А.Котов, Г.Г.Семенчук, Б.А.Бочагов, Б.Л.Горшков и др.
10. Unik J.P., Huizenga J.R. - "Phys. Rev.", 1964, v. 134, B 90.
11. Копеспу Е., Schmitt H. - "Phys. Rev.", 1968, v. 172, p. 1213.
12. Копеспу Е., Hornberg W., Schmitt H. - "Nucl. Phys.", v. A 139, p. 513.
13. Ferry D.G., Fairhall A.W. - "Phys. Rev.", 1971, v. C4, p. 977.
14. Копеспу Е., Sprechth., Weber J. Proceedings of a Symposium, Rochester IAEA-SM-174/20, 1974, v. II, p. 3.
15. Stanley L., Whetstone Jr. - "Phys. Rev.", 1964, v. 133, B 613.
16. "Ядерная физика", 1965, т. I, с. 461, Авт.: Б.А.Бочагов, С.С.Васильев, Г.Г.Семенчук, Г.Л.Солякин.
17. Erkkila V.H., Leachman R.B. - "Nucl. Phys.", 1968, v. A 108, p. 689.
18. Britt H.C., Whetstone S.L. - "Phys. Rev.", 1964, v. 133, B 603.
19. Croall I.F., Cunningham J.G. - "Nucl. Phys.", 1969, v. A125, p. 402.
20. Burnett D.S. University of California Radiation Laboratory Report UCRL-11006. Oct., 1963.
21. Околович В.Н., Павлов А.Ф. - "Ядерная физика", 1971, т. 14, с. 514.
22. "Ядерная физика", 1973, т. 17, с. 1143. Авт.: А.Ф.Павлов, В.Н.Околович, П.П.Дьяченко, Б.Д.Кузьминов.
23. "Phys. Rev.", 1973, v. C8, p. 1104. Aut.: R. Ferguson, F. Plasil, H. Freiesleben, C. Bemis.
24. Pleasonton F., Burnett S., Schmitt H. - "Phys. Rev.", 1973, v. C7, p. 2510.
25. "Nucl. Phys.", 1971, v. A172, p. 33. Aut.: R.L. Ferguson, F. Plasil, G.D. Alam, H.W. Schmitt.

26. "Phys. Rev.", 1976, v. C.13, p.1536. Aut.: A De Clereq, E. Jacobs, D.De Frenne, H.Thierens.
27. S e k i M a s s a o. - "J. Phys. Soc. Japan", 1965, v.20, p.190.
28. "Nucl. Phys.", 1974, v. A221, p.414. Aut.: J.Weber, H.Specht, E.Konecny, D.Heuneman.
29. H o g g G.R. "Nucl. Phys.", 1965, v.72, p.167.
30. "Phys. Rev.", 1974, v. C10, p.2636. Aut.: S.L.Bacharach, P.S.Hoepfer, J.A.Morrissey, J.K.Temperley.
31. "Phys. Rev.", 1976, v. C13, p.189. Aut.: J.Weber, R.Erdal, A.Gavron, J.Wilhelmy,

УДК 621.039.556

АНАЛИЗ МЕТОДИКИ ИЗМЕРЕНИЙ ПОТОКОВ БЫСТРЫХ МОНОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ НЕЙТРОНОВ ПРОПОРЦИОНАЛЬНЫМИ СЧЕТЧИКАМИ ПРОТОНОВ ОТДАЧИ

А.Н.ДАВЛЕТШИН, В.А.ТОЛСТИКОВ

ANALYSIS OF MEASUREMENT METHODS OF FAST MONOENERGY NEUTRONS WITH RECOIL PROTONS PROPORTIONAL COUNTERS. In the paper are analysed are all the stages of using the technique with proportional hydrogen counters for measurements of fast neutron fluxes on electrostatic accelerators (calculation and measurement of recoil proton spectra, the methods of results processing). Main attention is paid to considering the causes of systematic errors occurrence the ways of their elimination and evaluation. On particular examples it is shown that with the counters used by the authors, in view of measurement techniques and data processing proposed in the paper, it may be possible to determine, the strength of a neutron source for  $E_n = 350$  keV within the accuracy of  $\pm 1,4\%$  and for  $E_n = 1200$  keV within  $\pm 2\%$ . Evaluation results are given of systematic errors.

Пропорциональные счетчики, наполненные водородсодержащим газом, - один из типов детекторов нейтронов, основанных на регистрации актов упругого  $n-p$ -рассеяния, что обусловило их широкое применение. Необходимо различать два варианта использования таких счетчиков:

1) измерения счетчиками больших размеров с плоскими пучками нейтронов ограниченного сечения. В этом случае искажения энергетического спектра протонов отдачи (СПО) практически отсутствуют [1];

2) измерения на электростатических ускорителях (ЭСУ) и внутри быстрых критических сборок. Здесь СПО существенно искажен, прежде всего из-за малых геометрических размеров счетчика [2,3].

Второй вариант использования счетчиков требует расчета СПО. Для увеличения точности определения потоков быстрых нейтронов необходим подробный анализ хода измерения, расчета и обработки СПО в целях выявления возможных источников систематических ошибок и путей их устранения. Ниже рассматриваются эти вопросы применительно к измерениям на ЭСУ.

Имеется цилиндрический пропорциональный счетчик, регистрирующий энергетический спектр (точнее – спектр ионизационных потерь) протонов отдачи. Изотропный источник испускает нейтроны с энергией  $E_n$ . По зарегистрированному СПО требуется определить мощность источника  $Q$ . Зная эту величину, можно рассчитать плотность потока нейтронов в любой точке пространства. Так как источники нейтронов обычно неизотропны, то это относится к телесному углу, под которым счетчик "видит" источник.

Связь между числом актов  $n$ - $p$ -рассеяния  $N_{\beta_3}$  в  $N$ -счетчике за время  $t$  и  $Q$  выражается формулой

$$Q = \frac{N_{\beta_3}}{GnV\sigma t}, \quad (1)$$

где  $V$  – геометрический чувствительный объем счетчика;

$n$  – число ядер водорода в  $1 \text{ см}^3$  объема счетчика;

$G$  – геометрический множитель, связанный с абсолютной эффективностью  $\nu$  счетчика формулой

$$G = \frac{\nu}{Vn\sigma} \quad (2)$$

Так как размеры счетчика, источника нейтронов и расстояние между ними известны, то значение  $\nu$  может быть определено по формулам [4], где

$$N_{\beta_3} = \frac{\varepsilon_3(x)}{K_n \varepsilon_p(x)}; \quad (3)$$

$$N = \frac{\rho_3(x)}{K_n \rho_p(x) \Delta x}, \quad (4)$$

где  $x = E_p/E_n$  – относительная энергия протонов отдачи;

$\varepsilon_3(x), \varepsilon_p(x)$  – экспериментальный и рассчитанный интегральные СПО;

$\rho_3(x), \rho_p(x)$  – экспериментальный и рассчитанный дифференциальные СПО.

Дифференциальные и интегральные спектры связаны соотношением  $\varepsilon(x) = \int_x^\infty \rho(x') dx'$ , причем  $\varepsilon_p(0) = 1$ . Коэффициент нормировки  $K_n \geq 1$  учитывает наличие в экспериментальном СПО зарегистрированных взаимодействий, которые произошли вне объема  $V$ . Ширина "канала"  $\Delta x$  задается при расчете СПО, а экспериментальный СПО для удобства дальнейшей обработки преобразуется к этой ширине канала. Обычно  $\Delta x$  выбирается равной 0,02 – 0,1. Рассчитанный и экспериментальный СПО должны соответствовать одинаковым спектрам попадающих в счетчик нейтронов.

Из приведенных выше соотношений следует, что главным источником систематических ошибок является  $N_{\beta_3}$ . Поэтому в данной работе в основном рассматриваются величины, содержащиеся в формулах (3), (4).

### Расчет СПО

Методы расчета СПО появились одновременно с первыми экспериментами, в которых применялись счетчики. Первоначально развивались только аналитические методы [5 – 7], принципиальным ограничением в которых являлись требования, налагаемые на размеры счетчиков в сравнении с максимальным пробегом протона отдачи. Точность измерений была повышена благодаря использованию в расчетах метода Монте-Карло [8]. Этот метод позволяет использовать при расчете модели, более адекватные реальным счетчикам и условиям эксперимента, т.е. уменьшить систематические ошибки в рассчитываемых величинах.



На рис. I схематически изображены две конструкции счетчиков, использованные авторами работы при измерениях потоков нейтронов. Там же показаны границы геометрического чувствительного объема счетчиков  $V$ , величина которого известна с достаточной точностью, и графики изменения коэффициента газового усиления (КГУ) вдоль оси счетчика [9].

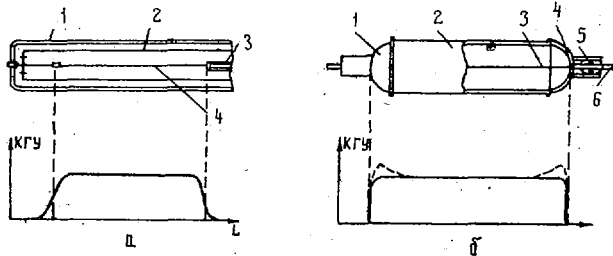


Рис. I. Конструкция счетчиков и изменение КГУ вдоль оси счетчиков:

а - счетчик типа "И": 1 - корпус; 2 - катод; 3 - трубка поля; 4 - анод; б - счетчик типа "К": 1 - полусфера; 2 - цилиндрический катод; 3 - анод; 4 - диск; 5 - изолятор; 6 - заглушка

В работах [10, 11] описана модель расчета СПО методом Монте-Карло, учитывающая более точно, чем в работах [5 - 8], условия эксперимента и параметры счетчика. Там же приведены результаты сравнительных расчетов по всем опубликованным в литературе методам расчета и показана необходимость уточнения модели.

В этой модели кроме обычно учитываемых геометрических условий для трека протона отдачи ("краевые эффекты" от стенок счетчика и переднего нечувствительного объема) приняты во внимание следующие эффекты:

- источник нейтронов точечный.

Это приводит к неплоскопараллельному потоку нейтронов и изменению плотности взаимодействий вдоль оси счетчика;

- спектр попадающих в счетчик нейтронов немоноэнергетический. Нейтроны равномерно распределены в интервале энергий ( $E_n - \Delta E$ ,  $E_n + \Delta E$ );

- счетчик имеет конечное разрешение, т.е. моноэнергетический спектр протонов регистрируется в виде пика, описываемого нормальным распределением;

- КГУ непостоянен во всем объеме счетчика ("концевой эффект"). Предполагается зависимость, показанная на рис. I для счетчика типа "И".

Программа расчета составлена таким образом, что возможен учет всех комбинаций указанных эффектов. Это позволило авторам данной работы оценить влияние каждого эффекта в отдельности и сравнить полученные результаты с результатами более ранних работ.

Однако имеются и другие эффекты, влияющие на вид экспериментального СПО. Нейтроны, вылетающие из мишени, до попадания в счетчик взаимодействуют с конструкциями мишенедержателя и счетчика. Учесть эти эффекты при расчете СПО трудно из-за сложности геометрической формы конструкций. Поэтому удобнее такие трудоемкие поправки определять экспериментально и вносить в измеряемые СПО.

Результаты расчета представляются в виде спектров  $\varepsilon_p(x)$  и  $\rho_p(x)$ ; кроме того вычисляется коэффициент нормировки  $K_n$ . Для счетчиков типа "И"  $K_n > 1$ , а для счетчиков типа "К" практически  $K_n = 1$  (если пренебречь очень малым "мертвым" объемом [9]).

Так как результат расчета есть функция исходных параметров модели, то его полная относительная ошибка  $\delta_p$  состоит из статистической ошибки  $\delta_{ст}$  и ошибки  $\delta_{пар}$ , обусловленной погрешностями в значениях параметров. Полная ошибка

$$\delta_p^2 = \delta_{ст}^2 + \delta_{пар}^2. \quad (5)$$

Статистическую ошибку, которая в основном влияет на значение  $\delta_p$ , можно вычислить по известным формулам для величин, распределенных по биномиальному закону. Однако следует учесть, что при расчете используются псевдоравномерно распределенные случайные числа, поэтому желательна более прямая оценка статистической ошибки. Для

этого производится несколько расчетов СПО с различными, неперекрывающимися последовательностями случайных чисел. По результатам этих "математических экспериментов" определяется среднее и дисперсия для рассчитанных величин.

Уменьшить величину дисперсии можно путем сглаживания  $\rho_p(x)$  или  $\varepsilon_p(x)$  методом наименьших квадратов, используя степенные полиномы [12] или дробно-рациональные функции [13]. В этом случае вклад статистической ошибки в суммарную ошибку расчета становится сравним с ошибкой за счет параметров, т.е. удается преодолеть основной недостаток метода Монте-Карло - недостаточную точность расчета.

Основной вклад в  $\delta_{\text{пар}}$  вносят ошибки в определении размеров счетчика (радиуса  $R$  и длины  $H$ ), энергии нейтронов и давления, а также ошибка, связанная с зависимостью пробег - энергия в газе счетчика. Вычисление  $\delta_{\text{пар}}$  приведено в приложении.

### Измерение СПО

Процедура измерений СПО и аппаратура хорошо известны. Поэтому в работе более подробно обсуждаются только поправки, которые необходимо вносить в измеряемые экспериментальные дифференциальные СПО  $N_{\text{изм}}(x)$ . В литературе главным образом указывается только статистическая ошибка  $N_{\text{изм}}(x)$ . Однако практика показывает, что в большинстве случаев основной вклад в ошибку дают энергетическая привязка СПО, нелинейность спектрометрического канала счетчика и нестабильность параметров аппаратуры, т.е. составляющие полной ошибки  $N_{\text{изм}}(x)$  следует всегда определять и учитывать при вычислении ошибок.

$N_{\text{изм}}(x)$  связана с  $\rho_p(x)$ , входящей в формулу (4), соотношением

$$\rho_p(x) = \frac{N_{\text{изм}}(x)}{T_{\text{жс}}(1 + \delta\Phi_{\Sigma}(x))} \quad (6)$$

Аналогичное соотношение можно записать и для интегральных спектров.

Множитель  $T_{\text{жс}}$  - относительное "живое" время в канале счетчика в течение интервала измерений  $t$ , равное  $t_{\text{жс}}/t$ , где  $t_{\text{жс}}$  - "живое" время. Точность его измерения  $\sim 0,1\%$ . При непостоянной интенсивности источника нейтронов возникает систематическая ошибка в показателе  $T_{\text{жс}}$ , если использовать в схеме измерения генератор импульсов постоянной частоты. В этом случае необходимо использовать источник импульсов с таким же распределением во времени, как и в счетчике, например импульсы от монитора.

При расчете СПО предполагается, что в его образовании участвуют только нейтроны, не испытавшие взаимодействий после вылета из мишени ускорителя. В реальных экспериментальных условиях это не так. Имеются и другие, "фоновые", источники нейтронов, которые порождают фоновые СПО. Второй множитель в знаменателе формулы (6) вносит поправку в  $N_{\text{изм}}(x)$  таким образом, что  $\rho_p(x)$  - есть СПО, обусловленный только нейтронами, вылетевшими из мишени. Величина  $\delta\Phi_{\Sigma}(x)$  есть относительный [относительно  $\rho_p(x)$ ] вклад всех фоновых СПО в измеряемую величину  $N_{\text{изм}}(x)$ . Обычно приходится учитывать следующие источники фона: помещение, стенки счетчика, передний торец счетчика, держатель счетчика, мишенедержатель.

Каждый фон измеряется в отдельном эксперименте (иногда удается осуществить и совместные измерения нескольких фонов). Так как значения фонов невелики ( $\leq 4\%$ ), то обычно используется способ удвоения фона (например, удваивается толщина стенки счетчика или симметрично держателю счетчика устанавливается его копия. Значение фона равно разности двух СПО, измеренных при одном и удвоенном значениях фона. Если же удвоить фон нельзя из-за конструктивных особенностей, как в случае переднего торца счетчика, то используется другой способ. Измеряется СПО при различных положениях копии переднего торца счетчика вблизи основного счетчика. СПО с удвоенным фоном определяется путем экстраполяции  $K$  положению переднего торца счетчика (подобрав специальный масштаб, можно использовать линейную экстраполяцию). Фон помещения измеряется при помощи "теневого" рассеивающего конуса.

Если при определении  $\delta\Phi_{\Sigma}(x)$  не учтен какой-либо источник фона, то это приводит к систематической ошибке в значении  $N_{\text{изм}}$ . Эта ошибка будет больше, если данный

Фоновый СПО не подобен по форме  $\rho_3(x)$ . В этом случае формы спектров  $\rho_3(x)$  не совпадают и  $N_{\beta_3}$  становится функцией  $x$ .

На рис.2 приведены экспериментальные величины  $1 + \delta\Phi_\Sigma(x)$  для обоих типов СПО. Сильная зависимость  $1 + \delta\Phi_\Sigma(x)$  от  $x$  показывает, насколько значительно эта поправка преобразует форму спектра  $N_{U3M}(x)$ . При изменении энергии нейтронов эта поправка меняется по величине и по форме зависимости от  $x$ . Поэтому из-за разнообразия используемых конструктивных материалов и наличия резонансов в  $\sigma_t$  составляющих элементов измерение фонов приходится проводить при каждой энергии нейтронов.

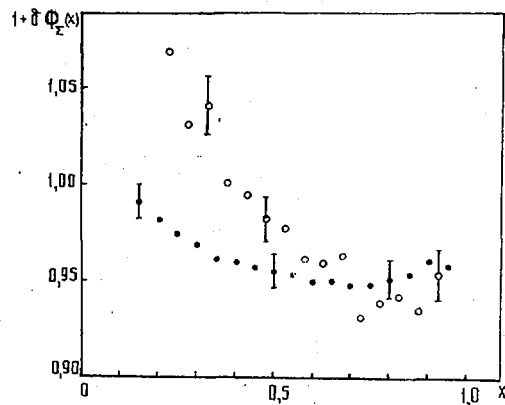


Рис.2. Фоновая поправка для дифференциального (○) и интегрального (●) СПО (счетчик типа "К";  $E_n = 350$  кэВ)

#### Вычисление числа взаимодействий в счетчике

Этот этап обработки результатов измерений не рассматривался подробно в известной авторам литературе. Поэтому ниже проанализированы вопросы, связанные с возможными систематическими ошибками и оценкой суммарной ошибки. Исследования проведены на примере измерений СПО счетчиком типа "К" (см.рис.1) в широком диапазоне энергий.

Счетчик, расположенный на расстоянии 70 см от мишени, под  $0^\circ$  к пучку протонов, облучался нейтронами по реакции  $T(p,n)^3He$ . Объем счетчика  $V = 179$  см<sup>3</sup> (диаметр 3,7 см, длина цилиндрической части 14 см); заполнение - чистый водород при давлении 1,8 ата при 15<sup>o</sup>C. Коэффициент газового усиления  $\sim 6$ , энергетическое разрежение при  $E = 764$  кэВ составляет около 4,5%.

Фоны были измерены по методике, изложенной выше. Дискриминация  $\gamma$ -фона не использовалась из-за его малой величины.

В соответствии с формулами (3) и (4) возможны два способа вычисления  $N_{\beta_3}$ :  $\varepsilon$ - и  $\rho$ -метод.

Предположим, что экспериментальный и расчетный СПО совпадают по форме в широком интервале значений  $x$ , т.е. отношение  $\rho_3(x)/\rho_p(x)$  есть величина постоянная (с точностью до ошибок).

Обычно используется  $\varepsilon$ -метод. Из анализа экспериментальных данных определяется пороговая энергия  $X_{мин}$ , при которой в экспериментальном СПО еще нет искажений из-за неучтенных эффектов, например, из-за  $\gamma$ -фона, нелинейности амплитудной характеристики аппаратуры и т.п. Признаком этого является отсутствие систематического отличия по форме экспериментального спектра от расчетного при  $X > X_{мин}$ . По формуле (3)  $N_{\beta_3}$  вычисляется при  $X = X_{мин}$ . Случайная ошибка определяется по известным ошибкам, входящим

в выражение (3). Проконтролировать полученное значение ошибки нельзя. Если вычислить  $N_{\delta 3, i}(x)$  при нескольких значениях  $X_i > X_{\min}$  и произвести усреднение, то полученная оценка ошибки  $\bar{N}_{\delta 3}$  окажется заниженной из-за сильной корреляции между  $\varepsilon(x_i)$ , а вследствие этого и  $N_{\delta 3, i}$ . У  $\varepsilon$ -метода есть еще один недостаток: как показывает практика расчетов, значения  $\varepsilon_p(x)$  в интервале значений 0,05–0,8 всегда смещены относительно  $\bar{\varepsilon}_p(x)$  в одну сторону, причем часто это смещение больше среднеквадратического отклонения. Естественно, оказывается смещенным и значение  $N_{\delta 3}$ .

Применение  $\rho$ -метода позволяет более полно использовать имеющуюся информацию о СПО. В этом случае  $\bar{N}_{\delta 3}$  есть среднее по  $N_{\delta 3, i}$ , вычисленным для нескольких  $X_i$ , где  $X_{\min} < X_i < X_{\max} < I$ . Так как  $N_{\delta 3, i}$  независимы, то можно вычислить среднеквадратические отклонения  $\Delta \bar{N}_{\delta 3}$  и  $\Delta N_{\delta 3, i}$ . Последнюю величину следует сравнить со случайной ошибкой  $N_{\delta 3, i}$ , вычисленной по известным ошибкам величин, входящих в выражение (4). Они не должны сильно отличаться друг от друга, если  $\rho_p(x)$  и  $\rho_p(x)$  совпадают по форме. Совпадение спектров по форме, т.е. независимость  $N_{\delta 3, i}$  от  $x$ , можно проверить, используя критерий Фишера [14]. Величина  $N_{\delta 3}$  может иметь смещение любого знака с приблизительно равными вероятностями в силу того, что смещение  $\rho_p(x)$  относительно значения  $\bar{\rho}_p(x)$  не имеет постоянного знака.

Проиллюстрируем сказанное на примере. Измерения и расчет проведен для  $E_n = 350 \pm 25$  кэВ. Расчет сделан для зависимости КГУ вдоль оси счетчика типа "К" (на рис.1 – сплошная линия). Число историй в расчете равно  $1,2 \cdot 10^5$ . На рис.3 показан перенормированный спектр  $\rho_p(x)$  и соответствующий ему суммарный фон  $N_{\delta 3}(x) - \rho_p(x)$ . Приведены также значения  $\rho_p(x)$  при  $x > 0,9$  (значения при  $x < 0,9$  не показаны, чтобы не загромождать рисунок). Для всех спектров абсциссы соответствуют середине "канала", шириной  $x = 0,05$ .

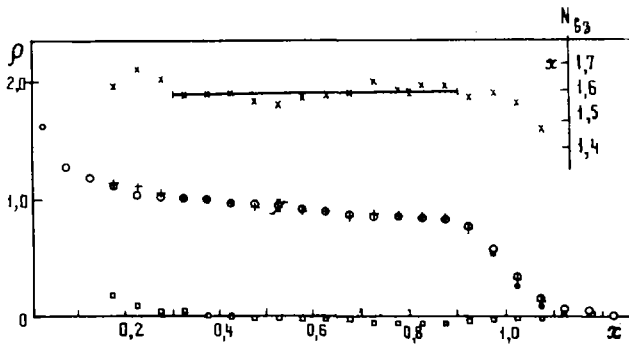


Рис.3. Подсчет числа взаимодействий в счетчике для случая совпадения по форме экспериментального и расчетного СПО (счетчик типа "К",  $E_n = 350$  кэВ):

+ -  $\rho_p(x)$ ; \* -  $\rho_p(x)$ ; o -  $\rho_{p,K}(x)$ ; o -  $N_{\delta 3}(x) - \rho_p(x)$ ; x -  $N_{\delta 3}(x)$

Сравнение  $\rho_p(x)$  и  $\rho_p(x)$  показывает, что верхние границы экспериментального и расчетного СПО не совпадают. Имеются данные [15], что у счетчиков подобной конструкции вблизи держателя анода возможно увеличение КГУ по сравнению с цилиндрической частью (пунктирная линия на рис.1). Это связано с сильной чувствительностью величины КГУ к точности изготовления торцевой части счетчика. Так как при расчете не была учтена эта особенность данного экземпляра счетчика, то появилось различие в форме расчетного и экспериментального спектров, особенно значительное при  $x > I$ .

Поправка в расчетный спектр была введена следующим образом. Предполагается, что доля протонов отдачи, равная  $I - \delta$ , регистрируется с КГУ  $K_0 = I$ , а доля  $\delta - c < K_0$ , причем оба спектра по форме совпадают. Величина  $K$  определяется из сравнения верхних границ расчетного и экспериментального СПО. Затем методом наименьших квадратов подбирается такое значение  $\delta$ , чтобы при  $x \geq 0,9$  обеспечить наилучшее совпадение  $\rho_p(x)$  и исправленного расчетного спектра  $\rho_{p,K}(x)$ , связанного с  $\rho_p(x)$  соотношением

$$\rho_{p,K}(x) = \rho_p(x)(1 - \delta) + \rho_p(Kx)\delta/K. \quad (7)$$

Очевидно, что  $\int_0^1 \rho_{p,K}(x) dx = 1$ .

Спектр  $\rho_{p,K}(x)$  изображен на рис.3. Для использованного счетчика было получено  $K = 1,14 \pm 0,04$ ;  $\delta = 0,15 \pm 0,02$  (указанные ошибки есть приближенная оценка по результатам вычисления поправки). Отсюда можно оценить размеры области с непостоянным

КГУ  $V_k = 0,15 V$ . Поправка в величину  $N_{\beta_3}$  не очень чувствительна к величинам  $K$  и  $\delta$  и составляет в данном случае  $-1,6 \pm 0,2\%$  при  $x = 0,45$ . С увеличением  $E_n$ , когда пробег протонов отдачи становится больше размеров области  $V_k/2$ , эта поправка уменьшается. Для  $E_n = 700$  кэВ она равна  $0,5\%$ , а при  $E_n = 1200$  кэВ верхние границы  $\rho_p(x)$  и  $\rho_\beta(x)$  практически совпадают.

Описанная поправка может быть учтена при расчете СПО, если имеется соответствующая информация о КГУ. Однако измерения КГУ вблизи торца счетчика типа "К" очень трудоемки. При достигнутых уровнях точности измерений и расчета предлагаемый способ вычисления поправки является вполне удовлетворительным.

На рис.3 изображены значения  $N_{\beta_3}$  (правая ось ординат), вычисленные  $\rho$ -методом для различных значений  $x$ . В указанном на графике интервале произведено усреднение:

$N_{\beta_3} = (1,545 \pm 0,009)10^6$ . Величина  $\Delta N_{\beta_3,i} = 0,032 \cdot 10^6$  согласуется с ошибкой, вычисленной по известным значениям ошибок, входящих в формулу (4) величин:

$\delta N_{U_3}(x_i) \approx 1\%$ ;  $\delta \rho_p(x_i) = 1,2\%$ ; ошибка измерения фоновой поправки -  $1,2\%$ . Усреднение в этом же интервале по  $N_{\beta_3,i}$  вычисленным  $\varepsilon$ -методом, дает  $N_{\beta_3} = (1,546 \pm 0,002)10^6$ ,  $\Delta N_{\beta_3,i} = 0,005 \cdot 10^6$ ; величины ошибок явно занижены. Для  $x_{мин} = 0,3$  получаем  $N_{\beta_3} = (1,541 \pm 0,014) \cdot 10^6$  (ошибки исходных величин:  $\delta N_{U_3}(0,3) = 0,33\%$ ,  $\delta \varepsilon_p(0,3) = 0,16\%$ , фон -  $0,83\%$ ). Полученная оценка ошибки близка к значению, полученному  $\rho$ -методом.

В практике работы со счетчиками встречаются случаи несовпадения по форме расчетных и экспериментальных СПО [2, 16]. Для описываемого счетчика несовпадение становится заметным для энергий нейтронов больше 1 МэВ. Возможные причины этого явления следующие:

- в спектр  $N_{U_3}(x)$  не внесены поправки на некоторые фоны;
- происходит искажение спектра  $N_{U_3}(x)$  в самом процессе регистрации (например, из-за эффекта насыщения КГУ счетчика или из-за большого разброса длительности передних фронтов импульсов);
- в расчете использованы неверные исходные данные (например, значения  $E_n$  или  $\rho$ ). Возможно, что причиной являются систематические ошибки в зависимости пробег - энергия для протонов в газе счетчика.

Независимо от причин, в этом случае  $N_{\beta_3}$  оказывается функцией  $x$ . Тогда применяются один из двух способов обработки:

1) подгонку расчетного СПО путем изменения параметров расчета (обычно  $E_n$ ) с целью устранить зависимость  $N_{\beta_3}$  от  $x$  [16]. Добиться этого удастся не всегда. Если же удастся добиться совпадения расчетного и экспериментального СПО, но причиной расхождения является неверная форма  $\rho_\beta(x)$ , то вычисленная величина  $N_{\beta_3}$  будет содержать систематическую ошибку. Следовательно, этот способ обработки дает правильный результат, когда различие по форме объясняется формой расчетного СПО;

2) экстраполяцию значений  $N_{\beta_3}(x)$ , вычисленных  $\varepsilon$ -методом, к порогу  $x = 0$  [2].

Получаемый результат зависит от степени несовпадения СПО по форме; это означает, что  $N_{\beta_3}$  вычислено с систематической ошибкой. Интерпретация полученных результатов зависит от предположений о причинах несовпадения СПО.

На рис.4 изображены  $\rho_\beta(x)$  для  $E_n = 1200$  кэВ (нормировка произведена усеченным  $\rho$ -методом, как описано ниже) и  $\rho_p(x)$  для  $E_n = 1200$  кэВ и  $E_n = 1250$  кэВ. Прежде чем приводить результаты обработки этого спектра, опишем еще один способ вычисления величины  $N_{\beta_3}$ .

Будем считать расчетный СПО для  $E_n = 1200$  кэВ экспериментальным СПО, а расчетный СПО для  $E_n = 1250$  кэВ соответствующим ему рассчитанным СПО. На рис.5 изображены результаты вычисления  $N_{\beta_3}$  (в данном случае  $N_{\beta_3} = 1$ ) по формулам (3) и (4). Указанные на графике ошибки - статистические ошибки расчета. Ясно, что имеется некоторое значение  $x^* > 0$ , при котором формула (4) дает правильное значение  $N_{\beta_3}$  даже в случае несовпадения спектров по форме. Выбрав несколько значений  $\rho_\beta(x_i)$ , лежащих симметрично

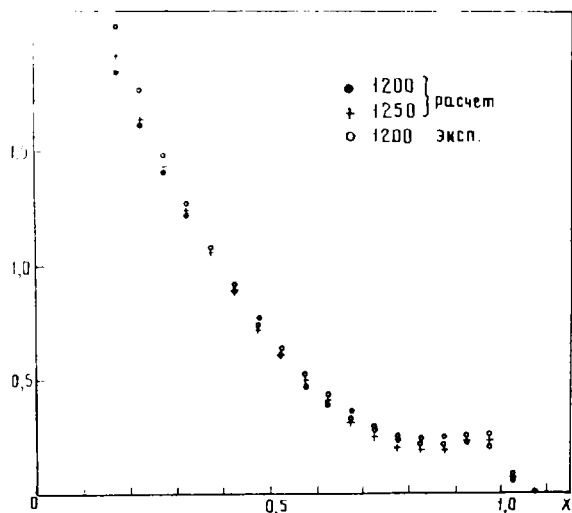


рис.4. экспериментальный и расчетный спектры протонов отдачи для  $E_n = 1200$  кэВ (счетчик типа "К10")

относительно  $x^*$  (в данном случае, в интервале 0,25-0,45), получим, применяя  $\rho$ -метод,  $\bar{N}_{\delta_3} \pm \Delta N_{\delta_3}$ , где  $\bar{N}_{\delta_3}$  - среднее арифметическое, а  $\Delta N_{\delta_3}$  - среднеквадратическое отклонение  $N_{\delta_3,i}$  от  $\bar{N}_{\delta_3}$ . В дальнейшем будем называть такой способ вычисления  $N_{\delta_3}$  усеченным  $\rho$ -методом. Этот метод иногда дает довольно большую статистическую ошибку, так как использует только часть информации, полученной в расчете и эксперименте. Кроме того,  $\bar{N}_{\delta_3}$  может иметь небольшую систематическую ошибку из-за того, что выбрать значения  $x_i$  абсолютно симметрично относительно  $x^*$  не удастся. Отметим также, что величина  $x^*$  медленно изменяется по мере увеличения различия в варьируемом параметре расчета, т.е. зависимость формы спектра  $\rho(x)$  от исходных параметров расчета вблизи  $x = x^*$  слабая. Поэтому

применение усеченного  $\rho$ -метода вместо экстраполяции позволяет уменьшить систематическую ошибку при определении  $N_{\delta_3}$ , если неверной является форма рассчитанного СПО.

для данных, приведенных на рис.5, получаем:

экстраполяция (6 точек, интервал  $\Delta x = 0,15 \pm 0,4$ ):

$$\text{линейная } N_{\delta_3} = 0,9874 \pm 0,0025$$

$$\text{квадратичная } N_{\delta_3} = 1,0024 \pm 0,0033$$

усеченный  $\rho$ -метод:  $\bar{N}_{\delta_3} = 1,0001 \pm 0,0061$ .

Сравнивая описанные методы вычисления  $N_{\delta_3}$  и результаты их применения, можно сделать следующий вывод: в случае несовпадения по форме экспериментального и рассчитанного СПО число взаимодействий в счетчике следует вычислять усеченным  $\rho$ -методом, а результат экстраполяции использовать для оценки величины возможной случайной ошибки.

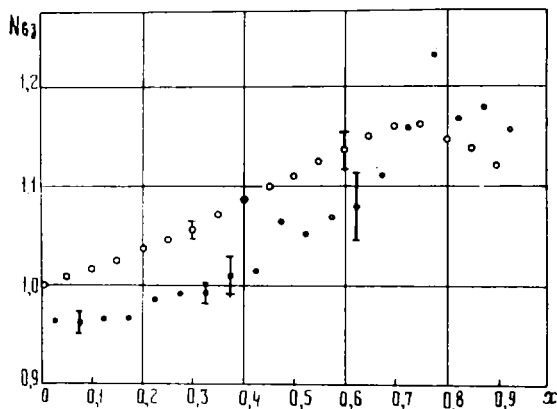


рис.5. Зависимость  $\bar{N}_{\delta_3}$  от  $x$  в случае несовпадения по форме экспериментального и расчетного СПО:

○ -  $\epsilon$ -метод; ● -  $\rho$ -метод

На рис.6 показана зависимость  $N_{\delta_3}$  от  $x$ , вычисленная  $\epsilon$ -методом для экспериментального СПО, изображенного на рис.4, и спектров, рассчитанных для  $E_n = 1200, 1250$  и  $1300$  кэВ. Из рис.6 видно, что удается достичь совпадения по форме СПО только для ограниченной части спектра. В табл. I приведены результаты вычислений  $N_{\delta_3}$  для указанных трех случаев путем экстраполяции и усеченным  $\rho$ -методом (множитель  $10^6$  опущен). Прямые линии на рис.6 проведены через точки, использованные при экстраполяции.

Очевидно, что для вычисления  $N_{\delta_3}$  следует использовать результаты расчета для  $E_n = 1200$  кэВ. В данном случае квадратичная экстраполяция статистически необоснована. Линейная экстраполяция для подобных СПО, как показано выше, дает значение  $N_{\delta_3}$ , смещенное

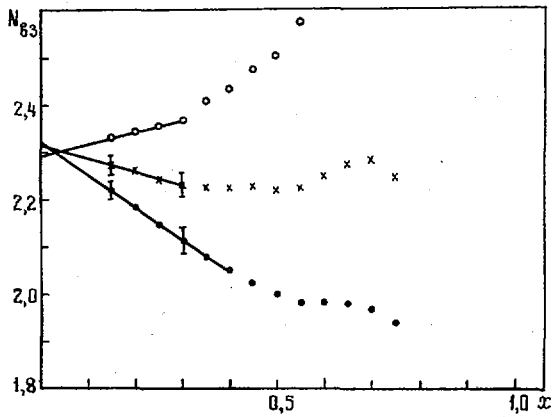


Рис.6. Пример вычисления  $N_{83}$  для случая несовпадения по форме экспериментального и расчетного СПО (счетчик типа "К#")  
 • -  $E_n = 1200$  кэВ; \* -  $E_n = 1250$  кэВ;  
 ◦ -  $E_n = 1300$  кэВ

на 1-1,5% (для случаев, когда тангенс угла наклона прямой  $< 0$ ). Если ввести поправку на ошибку экстраполяции, то различие между результатами экстраполяции и усеченного  $\rho$ -метода составит около 2%. Тогда получаем  $N_{83} = (2,25 \pm 0,03) 10^9$  и возможная величина систематической ошибки составит не более 2%.

Можно предполагать, что в данном случае основной причиной различия в формах СПО является неверное измерение амплитуд импульсов с длинными передними фронтами. Это позволяет сделать вывод о том, что систематическая ошибка должна иметь меньшую величину. К такому же выводу приводит учет нелинейности амплитудной характеристики в начальных каналах (в данном случае принято  $x_{мин} = 0,15$ , тогда как из анализа СПО для  $E_n = 350$  кэВ следует, что  $x_{мин} = 0,30$ ).

Однако эта информация носит качественный характер, и ее недостаточно для исправления указанного выше значения систематической ошибки.

В заключение оценим полную случайную ошибку вычисленной мощности источника: см. формулу (1) (табл.2).

Таблица 1

Расчет числа взаимодействий,  $N_{83}$

Расчетное значение, $E_n$	Метод расчета		
	экстраполяция	усеченный	$\rho$ -метод
1200	$2,322 \pm 0,006$	$2,25 \pm 0,03$	
1250	$2,317 \pm 0,007$	$2,25 \pm 0,02$	
1300	$2,291 \pm 0,002$	$2,26 \pm 0,03$	

Таблица 2

Компоненты ошибки при определении мощности источника, %

Величина	Значение ошибки при	
	$E_n = 350$ кэВ	$E_n = 1200$ кэВ
Число взаимодействий в объеме счетчика	0,6	1,3
Параметры модели расчета	0,26	0,65
Поправка на непостоянную величину КГУ в объеме счетчика	0,2	0
Число ядер водорода в $1 \text{ см}^3$	0,2	0,2
Объем счетчика	0,6	0,6
Геометрический множитель	0,4	0,4
Сечение рассеяния нейтронов на протонах	1,0	1,0
Суммарная случайная ошибка	$\pm 1,4$	$\pm 2,0$
Возможная систематическая ошибка	0	-2

Величина  $\delta_{пар}$ , приведенная в таблице, вычислена с учетом ошибки зависимости пробег-энергия для протонов в водороде, равной  $\pm 3\%$ .

## Выводы

Проведенный анализ показывает, что применяя указанные выше счетчики и методики обработки можно измерять потоки нейтронов с энергией 0,1 – 1,2 МэВ с погрешностью не превышающей 2%.

При проведении экспериментов по определению потоков нейтронов с помощью водородных счетчиков для повышения надежности получаемых результатов необходимо выполнять следующие требования:

1. Поправки в экспериментальный СПО на различные фоны должны быть измерены в виде фоновых СПО, а не вноситься в виде численных поправок в окончательный результат.

2. Расчет СПО должен быть основан на модели, позволяющей сравнивать его с экспериментом при всех энергиях протонов отдачи в спектре.

3. Для вычисления числа взаимодействий в счетчике следует использовать  $\rho$ -метод, так как он позволяет получить более надежную оценку случайной ошибки.

4. При несовпадении расчетного и экспериментального СПО по форме для получаемого значения  $N_{\beta}$ , необходимо указать значение не только случайной ошибки, но и оценку величины возможной систематической ошибки.

Дальнейшее увеличение надежности и точности измерений (в целях устранения возможных источников систематических ошибок и приближения полной ошибки к погрешности  $\sigma_{n,p}$ ) требует тщательного экспериментального исследования изменения КГУ вдоль оси счетчиков, прецизионных измерений его рабочего объема, постановки новых измерений зависимости пробег-энергия для протонов в водороде, метане и их смесях. Требуется тщательно экспериментально исследовать и исключить влияние импульсов с длинными фронтами на форму регистрируемого спектра протонов отдачи. Необходимо провести тщательное сравнение в идентичных условиях потоков, измеренных счетчиками, наполненными водородом и метаном.

Уточнение модели расчета СПО также является существенным. Например, при  $E_n < 100$  кэВ, видимо, необходимо учитывать уменьшение ионизационной способности протонов при малых энергиях.

## Приложение

### Вычисление значения ошибки $\varepsilon_p(x)$ , связанной с параметрами расчета

Величина  $\varepsilon_p(x)$  является гладкой дифференцируемой функцией радиуса счетчика  $R$  и его длины  $H$ , энергии падающих нейтронов  $E_n$  и давления наполняющего газа  $p$ . Так как эти параметры являются независимыми случайными величинами и ошибки их малы (и известны), то можно записать следующее выражение для дисперсии  $\varepsilon_p(x, y_i)$ :

$$D[\varepsilon_p] = \sum_{i=1}^4 \left( \frac{\partial \varepsilon_p}{\partial y_i} \right)^2 D[y_i]. \quad (1)$$

Для сокращения записи в формуле параметры обозначены через  $y_i$ ;  $D[y_i]$  – дисперсия соответствующего параметра. Перепишем выражение (1) через относительные ошибки:

$$\delta_{\text{пор}}^2 = \sum_{i=1}^4 (K_i(x, \rho_i))^2 \delta^2 y_i, \quad (2)$$

где  $\rho_i$  – переменная, зависящая от исходных параметров расчета. Для удобства практического использования этой формулы желательно получить простые приближенные аналитические выражения для  $K_i(x, \rho_i)$ .

Для этого в широком интервале значений  $\rho_i$  были рассчитаны  $\delta \varepsilon_p(x)$  для нескольких значений  $\delta y_i$ , при фиксированных значениях остальных параметров. Полученная совокупность данных была описана приведенными ниже формулами, значения коэффициентов в которых вычислены методом наименьших квадратов:

$$K_R(x, \rho_R) = a(1 - e^{-\delta x}) \rho_R^c; \quad (3)$$



$$K_E(x, \rho_E) = a(1 - e^{-bx}) \rho_E^c; \quad (4)$$

$$K_p(x, \rho_p) = a(1 - e^{-bx}) \rho_p^c; \quad (5)$$

$$K_H(x, \rho_H) = ax^b \rho_H^c. \quad (6)$$

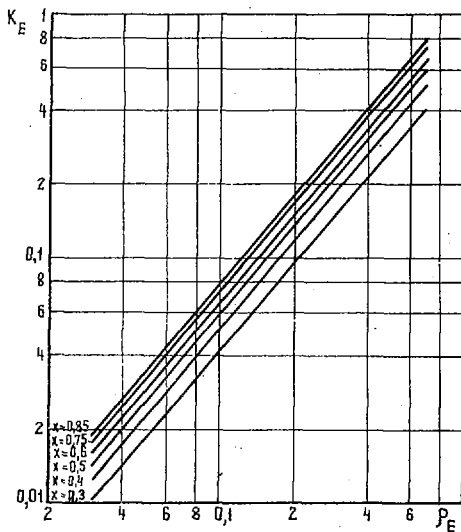
В таблице приведены выражения для переменных  $\rho_i$  и соответствующие им значения коэффициентов  $a$ ,  $b$ ,  $c$  в формулах (3) - (6):

Параметр расчета	Выражение для переменной	Коэффициент		
		$a$	$b$	$c$
$R$	$\frac{R(E_n)}{\rho} \cdot \frac{1}{R}$	0,21	2,5	1,1
$H$	$\frac{R(E_n)}{\rho} \cdot \frac{1}{H}$	1,27	1,18	1,0
$E_n$	$\frac{R(E_n)}{\rho} \cdot \sqrt{\frac{n(E_n)}{RH}}$	-1,45	1,9	1,18
$\rho$	$\frac{R(E_n)}{\rho} \cdot \sqrt{\frac{n(E_n)}{R^{3/2}H}}$	1,0	1,0	1,0

Здесь  $R(E_n)$  - максимальный пробег протона отдачи для нормальных условий;  $n(E_n)$  - определяется из формулы  $R(E_n) = KE_n^{n(E_n)}$

Проверка полученных соотношений показала, что величины  $K_i(x, y_i)$  определены с точностью не хуже 10-15% и вычисляемые ошибки обычно немного завышены, особенно при  $x > 0,7$ .

Для практических целей эту информацию удобно представить графически в виде семейств кривых (параметром является  $x$ ). На рисунке приведен пример такого семейства для  $K_E(x, \rho_E)$ .



Зависимость коэффициента  $K_E(x, \rho_E)$  от  $\rho_E = \frac{R(E_n)}{\rho} \cdot \sqrt{\frac{n(E_n)}{RH}}$  для различных значений  $x = E_p/E_n$

Из сравнения величин, составляющих  $\delta_{пар}$ , следует, что основной вклад дают ошибки  $\delta E_n$  и  $\delta \rho$ . В значение  $\delta \rho$  следует включить ошибку зависимости пробег-энергия протонов в водороде, которая была принята, исходя из косвенных данных, равной 3%.

При использовании  $\epsilon$ -метода для вычисления  $N_{\beta\gamma}$  ошибка  $\delta_{пар}$  вычисляется по формуле (2) при  $X = X_{мин}$ . Эту же оценку  $\delta_{пар}$  можно использовать и в случае  $\rho$ -метода в силу практической эквивалентности этих методов в смысле использования имеющейся расчетной информации. Отметим, что для  $\rho$ -метода это будет завышенная оценка.

При несовпадении по форме расчетного и экспериментального СПО учет  $\delta_{пар}$  часто теряет смысл. Кроме того, следует иметь в виду, что использование усеченного  $\rho$ -метода существенно уменьшает  $\delta_{пар}$ , так как в этом случае используется часть спектра, слабо меняющаяся при изменении параметров расчета.

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

1. W a s s o n O.A. Proceedings of Conference, Washington. - "Nucl. Cross Sections and Technol.". 1975, v. 1, p. 78.
2. L i s k i e n H., P a u l s e n A. - "Nucl. Instr. and Meth.", 1969, v. 69, p. 70.
3. I c h i m o r i T., Ō b u m a., S h i r a k a t a K. - "Nucl. Instr. and Meth.", 1975, v. 127, p. 571-577.

4. В а р т а н о в Н.А., С а м о й л о в П.С. Прикладная сцинтилляционная  $\gamma$ -спектрометрия. М., Атомиздат, 1969.
5. Р о с с и Б., Ш т а у б Г. Ионизационные камеры и счётчики. М., 1969.
6. С к у р ш е Т.Н., Т у н н и с л и ф ф е Р.Р., W a r d A.G. - "Rev. Sci. Instr.", 1959, v. 22, p. 204.
7. Р е ш б е р J. - "Nucleonic", 1959, v. 1, N 5, p. 167.
8. P a r k e r J.V., W h i t e P.H., W e b s t e r R.J. - "Nucl. Instrum. and Meth.", 1963, v. 23, N1, p. 6.
9. Б а й к а л о в С.Н., К о р о л е в В.С., Ч у б и н с к и й В.В. Метрология нейтронного излучения на реакторах и ускорителях. - В кн.: Труды 2-го Всесоюзного совещания. Т. I. М., 1974, с. 51-63.
10. Д а в л е т ш и н А.Н., Т о л с т и к о в В.А. - Бюллетень ЦЯД, 1970, вып. 7, с. 277.
11. Д а в л е т ш и н А.Н., Т о л с т и к о в В.А., П л а т о н о в В.П. - "Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы", 1972, вып. 9, с. 107.
12. Д а в л е т ш и н А.Н., Т о л с т и к о в В.А. - В кн.: Ядерно-физические исследования в СССР. Вып. 10. Атомиздат, 1973, с. 23.
13. Б и н о г р а д о в В.И., Г а й Е.В., Р а б о т н о в Н.С. Препринт ФЭИ-484. Обнинск, 1974.
14. Х у д с о н Д. Статистика для физиков. М., "Мир", 1967.
15. В е н ж а м и н Р.W., К е м в х а л л С.D., R e d f e a r n J. - "Nucl. Instrum. and Meth.", 1968, v. 59, p. 77.
16. W h i t e P.H. - "J. Nucl. Energy", 1965, v. 19, pt N 5, p. 325.

УДК 539.172.4

СРАВНЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ С РАСЧЕТАМИ ПО РАДИАЦИОННОМУ ЗАХВАТУ НЕЙТРОНОВ НЕКОТОРЫМИ ИЗОТОПАМИ АКТИНИДОВ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ В РЕАКТОРЕ БР-5

Г.И. АНДРИЯНИН, В.И. ИВАНОВ, Н.И. МАРКЕЛОВ, В.А. ТОЛСТИКОВ

COMPARISON OF EXPERIMENTAL AND CALCULATED DATA ON NEUTRON RADIATIVE CAPTURE FOR SOME ACTINIDES ISOTOPES UNDER IRRADIATION IN THE BR-5 REACTOR. In the paper a comparison is given of calculated and experimental data on radiative capture cross-sections of some isotopes of a number of heavy elements on neutron spectra near the BR-5 reactor core center with plutonium dioxide and uranium-carbide fuel. Distributions of investigated isotopes capture integrals over the reactor core height and reflector are compared with calculations.

One-dimensional (M-26) and two-dimensional computational programs are used in the diffusional  $P_1$ -approximation as well as the group constants sets BNAB-70 and OSCAR-75.

В работах [1-4] опубликованы экспериментальные данные по сечениям радиационного захвата некоторых изотопов тяжелых ядер на спектрах нейтронов реактора БР-5 с загрузками из  $PuO_2$  и  $UC$  вблизи центра активной зоны. При этом в экспериментах использовались малые количества исследуемых веществ (миллиграммы),

а в ряде случаев - спектрометрические слои (микрограммы). Измерения были проведены методом накопления с использованием масс - и альфа-спектроскопии.

Целью настоящей работы является сравнение результатов вышеупомянутых экспериментов с результатами расчетов по программам, используемым в ФЭИ для расчета быстрых реакторов. При этом в ряде случаев результаты предшествующих экспериментов были пересчитаны в связи с изменением сечений, которые были использованы как опорные при расчете потока облучающих нейтронов. Влияние вариаций некоторых технологических параметров на значения расчетных сечений в центре реактора БР-5 исследованы в работе [5], где показано, что изменения расчетных сечений захвата  $\bar{\sigma}_{n,\gamma}$  в центре реактора при разумных вариациях параметров малы и не превышает 2-3%.

В настоящей работе сделана попытка рассчитать отношения интегралов захвата исследуемых изотопов к интегралу захвата  $^{238}\text{U}$  для реактора сравнительно малых размеров со сложной конфигурацией окрестностей активной зоны (реактор БР-5). При этом использовались различные системы групповых констант для индикаторов, с которыми были проведены измерения.

В программах расчетов использовалась диффузионно-возрастная теория в  $P_1$ -приближении. При этом было принято, что отдельные части реактора (зоны) гомогенны. Для активной зоны это приближение, видимо, не является очень существенным, так как характерные геометрические размеры гетерогенностей меньше, чем длины диффузии практически для всех энергетических групп, определяющих спектр нейтронов реактора.

#### Проведение экспериментальных исследований

Для проведения облучений были изготовлены два экспериментальных пакета, в которые помещали образцы исследуемых материалов. Пакеты устанавливали вместо рабочего пакета в активных зонах с топливными загрузками из  $\text{PuO}_2$  и  $\text{UC}$  (при  $r = 4,6$  см от вертикальной оси реактора).

При облучении в зоне из  $\text{PuO}_2$  образцы изотопов в виде окиси-закиси урана, двуокиси плутония, сульфида тория весом по 5 - 10 мг и в виде спектрометрических слоев для  $^{241}\text{Am}$  упаковывались в медные контейнеры, заваривались в трубку из нержавеющей стали и устанавливались в экспериментальный пакет. Пакет облучался в течение 145 эфф.сут в пересчете на номинальную мощность реактора 5000 квт. После облучения образцы подвергали радиохимической очистке от примесей и осколков деления и из них приготавливали пробы для измерений. Методики определения интегралов захвата были различными для разных изотопов и включали радиометрический метод и взвешивание, методы альфа- и масс-спектрометрии, что отражено в табл. I.

Таблица I

Методы определения интегралов захвата при облучении в зоне из  $\text{PuO}_2$

Изотоп	Метод определения		Примечание
	числа исходных ядер $A_i$	числа накопившихся ядер $A_{i+1}$	
$^{232}\text{Th}$ $^{238}\text{U}$ $^{233}\text{U}, ^{235}\text{U}$	Взвешивание	Альфа-счет, альфа-спектрометрия	Вводилась поправка на выгорание $A_{i+1}$
		Масс-спектрометрия	
$^{239}\text{Pu}$	Вынужденное деление	Масс-спектрометрия	То же
$^{240}\text{Pu}$ $^{241}\text{Am}$		Спонтанное деление	
		Масс-спектрометрия Альфа-радиометрия Альфа-спектрометрия	

Альфа-радиометрические измерения были проведены на  $2\pi$ -ионизационной камере с электронным собиранием, альфа-спектрометрические - на ионизационном альфа-спектрометре с сеткой, с разрешением около 1%. Числа спонтанных и вынужденных делений при измерении  $\bar{\sigma}_{n,\gamma}^9 \bar{\varphi}_t$  находили путем сравнения с эталоном, содержание  $^{240}\text{Pu}$  в котором определяли методом масс-спектрометрии.

Другой экспериментальный пакет был установлен в реакторе с зоной из  $\text{UC}$ . Он облучался 28 эфф. ч. В пакете размещались спектрометрические слои  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{237}\text{Np}$ ,  $^{241}\text{Am}$ ,  $^{243}\text{Am}$ . Определяли  $\bar{\sigma}_{n,\gamma}^i \bar{\varphi}_t$  непосредственно после облучения. Был использован полупроводниковый альфа-спектрометр с разрешением 36 кэВ. При этом сечение захвата вычислялось по формуле

$$\bar{\sigma}_{n,\gamma}^i = \frac{T_\alpha^{i+1} A^{i+1}}{T_\alpha^i \bar{\varphi}_t A^i},$$

где  $T_\alpha^i, T_\alpha^{i+1}$  - периоды  $\alpha$ -полураспада исходного ядра и продукта захвата;  
 $\bar{\varphi}_t$  - интегральный поток нейтронов;  
 $A^{i+1}/A^i$  - экспериментально измеряемые отношения  $\alpha$ -активностей ядер - продуктов захвата и исходных ядер.

При этом погрешности  $T_\alpha^i, T_\alpha^{i+1}$  обычно не хуже 1%,  $A^{i+1}/A^i$  - не хуже 2-2,5%, а ошибка определения  $\bar{\sigma}_{n,\gamma}^i$  равна 11,6%.

#### Программы расчета реактора

Расчеты критических параметров и особенно пространственно-энергетического распределения потока нейтронов реактора БР-5 представляют определенные трудности: реактор имеет довольно сложную конфигурацию окрестностей активной зоны; центральная часть реактора содержит петлевой канал; в боковом отражателе размещена система регулирования и имеются большие полости для аварийного сброса компенсирующего цилиндра и экранного компенсатора. Размеры реактора требуют введения поправок на недиффузионные эффекты, большое число зон и энергетических групп. Подробное описание реактора приводится в работе [6]. Для расчетов в двумерной геометрии авторы использовали программу Пененко, в одномерной - программу М-26 [7].

#### Выбор групповых констант

В качестве основы были выбраны 26-групповые константы БНАБ-64 [8]. Позднее эта система для ряда элементов ( $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ ) была пересмотрена и названа БНАБ-70 [9]. Основанием для пересмотра послужили новые экспериментальные данные. Для наилучшего описания ядерных функционалов на критических сборках была проведена коррекция основных ядерных констант [10]. Составленная авторами система групповых констант названа ОСКАР-75. Коррелируя с тенденциями изменения микроконстант (в частности, с уменьшением  $\bar{\sigma}_{n,\gamma}^8$  и увеличением  $\alpha$   $^{239}\text{Pu}$ ), она хорошо описывает результаты измерений на большом числе быстрых критическихборок. В расчетах опробованы обе эти системы.

#### Расчет реакторов с зонами из $\text{PuO}_2$ и $\text{UC}$

Расчеты были проведены с использованием системы констант БНАБ-70, применяемых в настоящее время в ФЭИ для расчета быстрых реакторов. На рис.1 приведены расчетные значения спектра нейтронов в центре реакторов БР-5 с зонами  $\text{PuO}_2$  и  $\text{UC}$  соответственно.

В табл.2 сравниваются экспериментальные и расчетные значения отношений интегралов захвата  $(\bar{\sigma}_{n,\gamma}^i \bar{\varphi}_t) / (\bar{\sigma}_{n,\gamma}^8 \bar{\varphi}_t)$  и  $\bar{\sigma}_{n,\gamma}^i$  для точки с  $x = 0$ ,  $z = 4,6$  см. Расчетные значения получены по двумерной программе Пененко (с использованием 21 группы из 26-групповой системы констант БНАБ-70 (64) для индикаторов) для случая, когда изменены сечения захвата железа и никеля. В колонках 2 и 9 (табл. 2) даны экспериментальные значения  $\bar{\sigma}_{n,\gamma}^i \bar{\varphi}_t$ , а в колонках 3 и 10 отношения их к  $\bar{\sigma}_{n,\gamma}^8 \bar{\varphi}_t$ . В колонках 3 и 10 приведены также расчетные значения отношений  $(\bar{\sigma}_{n,\gamma}^i \bar{\varphi}_t) / (\bar{\sigma}_{n,\gamma}^8 \bar{\varphi}_t)$ .

Таблица 2

Сравнение экспериментальных и расчетных данных по интегралам захвата и сечениям вблизи центра реакторов БР-5 с PuO<sub>2</sub>, с УС и ЕВР-II

Изотоп, параметр		БР-5 (PuO <sub>2</sub> )						
		$n_c^i = (\bar{\sigma}_{n,\gamma}^i \bar{\varphi}_t) \cdot 10^{-2}$	$\frac{\bar{\sigma}_{n,\gamma}^i \bar{\varphi}_t}{\bar{\sigma}_{n,\gamma}^8 \bar{\varphi}_t}$	$\left(\frac{n_c^i}{n_c^8/p} - \left(\frac{n_c^i}{n_c^8}\right)_\beta\right)$	$\bar{\sigma}_{n,\gamma}^i$ , мб		$\left[\left(\bar{\sigma}_{n,\gamma}^i/p - \left(\bar{\sigma}_{n,\gamma}^i\right)_\beta\right)\right] / \left(\bar{\sigma}_{n,\gamma}^i\right)_\beta$	
					по потоку	по $\bar{\sigma}_{n,\gamma}^8$		по потоку
I	2	3	4	5	6	7	8	
232Th	Эксп.	0,215±0,011	1,19±0,08	+13,4%	175±19	167	+14,9%	+16,5%
	Расч.		1,35 (1,29)	(+8,4%)	200 (189)		(+8%)	(+13,2%)
233U	Эксп.	0,186±0,007	1,03±0,06	+10,2%	151±10	144	+11,3%	+16,7%
	Расч.		1,135 (1,02)	(-1%)	168 (151)		(0%)	(+4,9%)
235U	Эксп.	0,325±0,005	1,80±0,08	-11,1%	265±14	252	-10,6%	-6%
	Расч.		1,60 (1,68)	(-6,7%)	237 (234)		(-11,7%)	(-7,1%)
238U	Эксп.	0,181±0,008	1		147±10	140	+0,7%	-5,7%
	Расч.		1		148 (140)		(-4,8%)	(0%)
237Np	Эксп.		-		-			
	Расч.		3,86 (4,03)		564			
239Pu	Эксп.	0,230±0,005	1,27±0,06	-21,8%	187±10	178	-21,4%	-17,4%
	Расч.		0,993 (1,14)	(-12,3%)	147 (156)		(-16,6%)	(-12,4%)
240Pu	Эксп.	0,262±0,012	1,45±0,09	+47,2	215±15	203	+47%	+55,7%
	Расч.		2,135 (1,16)*1	(20,0%)	316 (163)		(-24,2%)	-19,7%
241Am	Эксп.	0,901±0,021	4,98±0,25	-16,2%	734±40	697	-17%	-12,6%
	Расч.		4,17 (4,50)	-9,6%	609			
243Am	Эксп.		-		-			
	Расч.		4,40 (4,65)		653			

Продолжение табл.2

Изотоп, параметр	БР-5(УС)								ЕБР-II			
	$(\bar{\sigma}_{n,\gamma}^i \bar{\psi}_t) \cdot 10^{-5}$	$\frac{\bar{\sigma}_{n,\gamma}^i \bar{\psi}_t}{\bar{\sigma}_{n,\gamma}^8 \bar{\psi}_t}$	$\left(\frac{n_c^i}{n_c^8}\right)_p - \left(\frac{n_c^i}{n_c^8}\right)_z$	$\bar{\sigma}_{n,\gamma}^i, \text{ мб}$		$\left[\frac{(\bar{\sigma}_{n,\gamma}^i)_p - (\bar{\sigma}_{n,\gamma}^i)_z}{(\bar{\sigma}_{n,\gamma}^i)_z}\right]$		$\frac{\bar{\sigma}_{n,\gamma}^i \bar{\psi}_t}{\bar{\sigma}_{n,\gamma}^8 \bar{\psi}_t}$	$\left(\frac{n_c^i}{n_c^8}\right)_p - \left(\frac{n_c^i}{n_c^8}\right)_z$	$\bar{\sigma}_{n,\gamma}^i, \text{ мб}$	$\frac{(\bar{\sigma}_{n,\gamma}^i)_p - (\bar{\sigma}_{n,\gamma}^i)_z}{(\bar{\sigma}_{n,\gamma}^i)_z}$	
				по потоку	по $\bar{\sigma}_{n,\gamma}^8$	по потоку	по $\bar{\sigma}_{n,\gamma}^8$					
9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19		
$^{232}\text{Th}$	Эксп.	1,12±0,03	1,26±0,05	+7,1%	189±11	170	+2,1%	+13,5%				
	Расч.		1,36 (1,29)	(+2,4%)	193 (181)		(-4,2%)	(+6,5%)	(1,36)*4		(201)*4	
$^{233}\text{U}$	Эксп.							1,08±0,02	-3,7%	160±4	-3,8%	
	Расч.		1,19 (1,02)		161 (145)			1,04 (1,15)	(+6,5%)	154 (171)*4	(6,9%)	
$^{235}\text{U}$	Эксп.							1,79±0,04	-7,8%	265±6	-7,9%	
	Расч.		1,52 (1,51)		235 (234)			1,65 (1,65)*4	(-7,8%)	244 (243)*4	(-8,3%)	
$^{238}\text{U}$	Эксп.	0,89±0,02	1		150±8	135	-4,7%	+69%	1	148±3	0	
	Расч.		1		143 (135)		(-10%)	(0%)	1	148 (148)*4		
$^{237}\text{Np}$	Эксп.	3,65±0,07	4,10±0,11	-5,9%	617±34	554	-11,2%	-1,1%				
	Расч.		3,86 (4,06)	(-1%)	548							
$^{239}\text{Pu}$	Эксп.											
	Расч.		0,95 (1,00)		139 (147)			1,01 (0,97)*4		149 (144)*4		
$^{240}\text{Pu}$	Эксп.							1,47±0,04	-17,7%	218±6	-17,9%	
	Расч.		2,15 (141)		307 (153)			1,21 (2,18)*5	+48,3%	179 (323)*5	+48,2%	
$^{241}\text{Am}$	Эксп.	4,27±0,04*2	4,80±0,13*2	-9,6%	721±36*2	648*2	-15,8%	-6,9%				
	Расч.		4,34*3 (4,68)	-2,5%	607*3							
$^{243}\text{Am}$	Эксп.	3,66±0,07	4,0±0,11	+11%	618±34	540	+2,6%	+17,4%				
	Расч.		4,44 (4,68)	+17,3%	634							

\*1 Рассчитано по данным ENDL [19]. \*2 Для сравнения приведены данные только для  $\bar{\sigma}_{n,\gamma}^{i \rightarrow 2g}$ . \*3 Расчет для полного сечения захвата для  $^{241}\text{Am}$  произведен по работе [23]. \*4 Расчет произведен по системе констант БНАБ-70(64). \*5 Расчет произведен по системе констант БНАБ-64.

Там же в скобках приведены расчетные значения этих отношений по другим системам констант. В колонках 4 и II указаны расхождения расчетных и экспериментальных значений отношений интегралов захвата, отнесенных к экспериментальным значениям отношений. В колонках 5, 6 и 12, 13 приведены значения  $\bar{\sigma}_{n,\gamma}^i$ , вычисленные двумя способами. В первом случае для определения  $\bar{\sigma}_{n,\gamma}^i$  по  $\bar{\sigma}_{n,\gamma}^s \bar{\varphi}_t$  брали интегральный поток нейтронов, полученный при максимальном потоке нейтронов в центре активной зоны и показаниях пультовых приборов, контролирующих тепловыделение во время облучения. Опорным сечением при определении максимального потока нейтронов являлось  $\bar{\sigma}_f^g$ , полученное путем усреднения констант БНАБ-70 по спектру нейтронов вблизи центра реактора, равное 1,69 б для БР-5 ( $\text{PuO}_2$ ) и 1,67 б для БР-5 (УС). Максимальный поток в зоне УС был равен  $(6 \pm 0,3) \cdot 10^4$  нейтр./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$ .

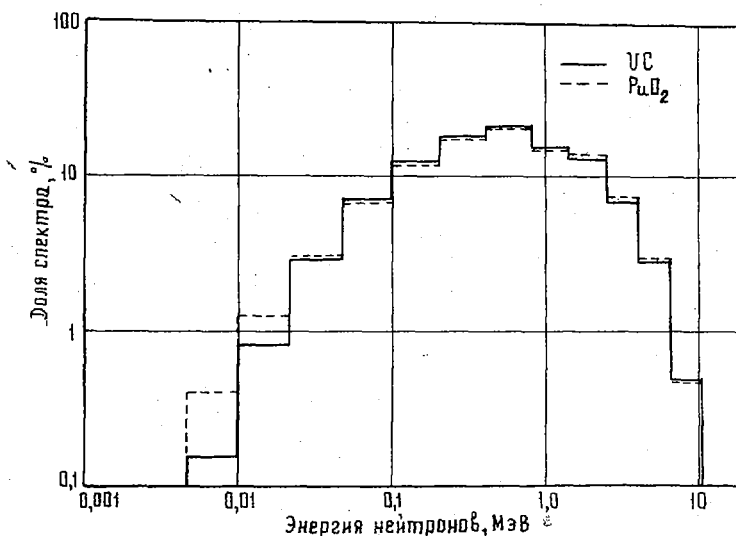


Рис. I. Расчетные спектры нейтронов реакторов БР-5 (УС) и БР-5 ( $\text{PuO}_2$ ) для точки  $z = 0, z = 4,6$  см. Программа М-26 [7], ограниченный цилиндр

Во втором случае значения  $\bar{\sigma}_{n,\gamma}^i$  определялись из экспериментальных отношений  $(\bar{\sigma}_{n,\gamma}^i \bar{\varphi}_t) / (\bar{\sigma}_{n,\gamma}^s \bar{\varphi}_t)$ . Следует отметить, что значения  $\bar{\sigma}_{n,\gamma}^i$  получали по константам БНАБ-70 (64), в скобках же приведены значения по другим системам констант. Приведенные в колонках 6 и 13 результаты вычислены по опорному сечению  $\bar{\sigma}_{n,\gamma}^s$ , равному 140 мб для зоны  $\text{PuO}_2$  и 135 мб для зоны УС, рассчитанных с использованием программы Пененко и системы констант ОСКАР-75 [10]. Результат усреднения по спектру нейтронов сечений  $^{238}\text{U}$  (по оценке работ [11, 12]) практически совпадает с результатом усреднения констант захвата  $^{238}\text{U}$  по системе констант ОСКАР-75. В колонках 7, 8 и 14, 15 приведены расхождения расчетных и экспериментальных значений  $\bar{\sigma}_{n,\gamma}^i$ , отнесенных к экспериментальным  $\bar{\sigma}_{n,\gamma}^i$ . В скобках указаны аналогичные величины для тех случаев, когда расчеты были проведены для другой системы констант. В качестве примера для сравнения расчетных и экспериментальных данных в табл. 2 приведены результаты, полученные для реактора БВР-II [13], спектр нейтронов которого в центре активной зоны близок к спектрам реактора БР-5. Так как в работе [13] не приведен интегральный поток нейтронов во время облучения, то в качестве опорного выбрано сечение захвата  $^{238}\text{U}$  (148 мб), полученное для БВР-II по константам системы БНАБ-70. В колонке 16 приведены отношения  $(\bar{\sigma}_{n,\gamma}^i \bar{\varphi}_t) / (\bar{\sigma}_{n,\gamma}^s \bar{\varphi}_t)$  из работы [13], а также расчетные значения соответствующих отношений по константам из работы [14]. В скобках указаны расчетные значения отношений, полученные авторами данной работы по системе констант БНАБ-70 (64) для расчета реактора БВР-II по двумерной программе Пененко. В колонке 17 приведены расхождения расчетных и экспериментальных отношений интегралов захвата. В колонке 18 даны  $\bar{\sigma}_{n,\gamma}^i$ , полученные по опорному сечению  $\bar{\sigma}_{n,\gamma}^s = 148$  мб, а в колонке 19 — расхождения расчетных и экспериментальных  $\bar{\sigma}_{n,\gamma}^i$  (в скобках приведены расхождения с расчетными величинами, полученными в расчетах авторов).

В табл.3 сравниваются экспериментальные и расчетные значения  $\bar{\sigma}_{n,\gamma}^i$  вблизи центра реакторов БР-5 ( $\text{PuO}_2$ ), БР-5 (УС) и ЕВР-11, выполненные по разным программам. Начальная полоса табл.3 повторяет экспериментальные данные табл.2 (колонки 5, 6 и 12, 13), № 1 - 4 - результаты двумерных расчетов, из них расчеты № 1-3 выполнены по программе Пененко, а № 4 - по программе ФИХАР [16]. Расчеты № 1-3 один от другого отличаются следующим: в первом случае расчет проводили по константам системы БНАБ-70; во втором - были изменены  $\zeta_c$  никеля (вместо  $\zeta_c$  никеля из системы констант БНАБ-64 (70) использовали  $\zeta_c$  никеля из работы [15]); в третьем случае изменения коснулись  $\zeta_c$  и коэффициентов блокировок  $f_c$  железа, никеля и хрома (их значения взяты из работы [15]). Указанные варианты расчетов проведены для систем констант БНАБ-70 и ОСКАР-75.

Кроме двумерных были проведены одномерные расчеты (расчеты № 5-12 табл. 3). В них использовались только константы БНАБ-70 (64). Расчеты проводились для двух геометрических модификаций: сферы и ограниченного цилиндра. В одномерных расчетах исследовано влияние изменения  $\zeta_c$  и коэффициентов блокировки  $f_c$  железа, никеля, хрома на расчетные  $\bar{\sigma}_{n,\gamma}^i$  актинидов. Дополнительно был проведен расчет, чтобы учесть влияние марганца в составе нержавеющей стали. В геометрии ограниченного цилиндра основные расчеты были проведены для  $x^2 = 0,0024$  и для сравнения -  $x^2 = 0,0030$ .

Поскольку в БР-5 (УС) измерения были выполнены вверх от центральной плоскости, то и разбиение на зоны было выполнено с учетом конструктивных особенностей твэлов из УС. В геометрии ограниченного цилиндра величины утечки  $x^2$  были приняты равными 0,0014 и 0,0024.

#### Анализ результатов сравнения расчетов с экспериментами

Торий-232. Облучение тория проводилось как в зоне  $\text{PuO}_2$ , так и в зоне УС. Экспериментальные и расчетные значения отношения интегралов захвата  $n_c^2 / n_c^8$  расходятся на 13,4% для зоны  $\text{PuO}_2$  и на 7,1% для зоны УС. Однако следует отметить, что для  $\zeta_{n,\gamma}^2$  использовались устаревшие константы захвата из системы БНАБ-64, которые до настоящего времени не пересматривались. Использование в расчете сечений захвата  $^{232}\text{Th}$  из работы [17] дает меньшее расчетное значение  $\bar{\sigma}_{n,\gamma}^2$  (чем при расчете по системе констант БНАБ-64), что снижает расхождение расчетного и экспериментального  $n_c^2 / n_c^8$  до 8,4% в зоне  $\text{PuO}_2$  и до 2,4% в зоне УС, а сечений - соответственно до 8 и 4,2%, что находится в пределах допустимой погрешности экспериментов и расчета. Согласно расчетам константная погрешность расчета реакторных функционалов даже для случая идеальной модели реактора составляет 10-15% [18].

Уран-233. Расхождение расчетных и экспериментальных данных, имевшее место при использовании для  $\zeta_{n,\gamma}^3$  системы констант БНАБ-64, практически устраняется как для  $n_c^3 / n_c^8$ , так и для  $\bar{\sigma}_{n,\gamma}^3$  при использовании констант  $^{233}\text{U}$ , применяемых в программе ФИХАР. Аналогично, хорошее согласие экспериментальных и рассчитанных по константам ENDF-B/III [13, 14] и БНАБ-70 отношений  $n_c^3 / n_c^8$  имеет место и для близкого по спектру в центре активной зоны реактора ЕВР-II [13], расчеты которого проводили для сравнения авторы данной работы.

Уран-235. Расхождение расчетного и экспериментального значений  $n_c^5 / n_c^8$  по системе констант БНАБ-70 снижается до 6,7% при использовании констант захвата  $^{235}\text{U}$  по системе ОСКАР-75. Аналогичное расхождение имеет место для этого отношения в центре ЕВР-II, что, видимо, свидетельствует о том, что захват  $^{235}\text{U}$  в системе констант БНАБ-70 несколько занижен. Аналогичные результаты дает сопоставление экспериментальных и расчетных сечений захвата  $^{235}\text{U}$ .

Уран-238. Измерения  $\bar{\sigma}_{n,\gamma}^8$  были проведены в зонах  $\text{PuO}_2$  и УС. Экспериментальные и расчетные  $\bar{\sigma}_{n,\gamma}^8$  по системам констант БНАБ-70 и ОСКАР-75 согласуются. Так



Таблица 3

Сравнение экспериментальных данных по сечениям захвата изотопов вблизи центра реакторов БР-5 ( $PuO_2$ ), БР-5 (УС) и ЕВР-II с расчетами по разным программам

№ рас- чета	Программа расчета	Система констант	Сечения радиационного захвата, $\sigma_{n,\gamma}^i$ , мб																			
			БР-5 ( $PuO_2$ )					БР-5 (УС)					ЕВР-II									
			$^{232}Th$	$^{233}U$	$^{235}U$	$^{238}U$	$^{239}Pu$	$^{240}Pu$	$^{241}Am$	$^{232}Th$	$^{233}U$	$^{235}U$	$^{238}U$	$^{239}Pu$	$^{240}Pu$	$^{241}Am$	$^{233}U$	$^{235}U$	$^{238}U$	$^{239}Pu$	$^{240}Pu$	
			Экспериментальные данные																			
			По потоку	175	151	265	149	187	213	734 <sup>x</sup>	189	150	617		721	618						
			По $\sigma_{n,\gamma}^8$	167	144	252	140	178	203	697 <sup>x</sup>	170	135	554		648	540	159	265	148		218	
52	1	Павенко, 2I группа	БНАБ-70(64)	201	169	238	149	147	317		193	231	143		136	635	154	244	141	144		
			ОСКАР-75		151	234	141	156				229	135		143							
	2	То же, изменены $\sigma_c Ni$	БНАБ-70(64)	200	168	237	148	147	316		193	230	143		136	634						
			ОСКАР-75		151	234	140	156				229	135		143							
	3	" , 2I группа, изменены $\sigma_f$ и $f_c Fe, Ni, Cz$	БНАБ-70(64)	201	169	238	149	148	317		192	230	142		135	633	171	243	148	142	323	
			ОСКАР-75		151	234	141	157				229	137		142		154	245	141	150		
	4	ФИХАР, 26 групп	БНАБ-70(64)	196	164	233	148	140	310		188	227	143		128	612						
			ОСКАР-75		147		136	151														
	5	М-26, сфера, 26 групп	БНАБ-70(64)	196	165	232	146	142	312	609	188	226	140	530	131	621						
	6	То же, изменены $\sigma_c Fe$ и $Ni$		195	164	231	145	141	311		188	225	140	530	130	621						
	7	" , введен Mn		196	164	231	146	143	315		185	221	140	530	128	598	621	163	233	144	136	
	8	" , изменены $\sigma_c Fe, Ni, Cz$		194	163	230	145	141	311		185	221	140	530	128							
9	" , " $\sigma_f$ и $f_c Fe, Ni, Cz$		193	162	228	144	140	309		185	221	140	530	128		160	228	141	134			
10	М-26, ограниченный цилиндр, для $PuO_2 \kappa^2=0,0024$ , для УС $\kappa^2=0,0014$		198	168	237	147	143	315		192	231	142	548	134								
11	То же, введен Mn		195	165	233	145	140	309		189	227	140	548	131								
12	" , изменены $\sigma_c$ и $f_c Fe, Ni, Cz$ , для $PuO_2 \kappa^2=0,0030$ , для УС $\kappa^2=0,0024$		189	159	225	137	134			187	223	139		129								

Примечания: 1. В строках "БНАБ-70(64)" для индикаторов взяты константы из следующих систем констант: для  $^{232}Th, ^{233}U, ^{240}Pu$  - из БНАБ-64 [8]; для  $^{239}Pu$  константы рассчитаны по данным работы [24]; для  $^{241}Am$  - по данным работы [23]; для  $^{237}Np$  - по данным работы [19].  
2. В строках "ОСКАР-75" для  $^{235}U, ^{238}U, ^{239}Pu$  константы взяты из системы констант ОСКАР-75 [10], а для  $^{233}U$  - рассчитаны по данным работы [16].

x Показаны значения  $\sigma_{n,\gamma}^i$ , приводящие к образованию  $^{242g}Am$ .

как сечение захвата  $^{238}\text{U}$  наиболее хорошо известно среди сечений захвата изотопов актиноидов, то оно было принято в качестве опорного сечения при определении других сечений захвата.

Нептуний-237. Сечения  $^{237}\text{Np}$  измеряли в зоне УС. В расчетах использовались групповые сечения захвата  $^{237}\text{Np}$ , рассчитанные на основе данных работы [19] по алгоритму, приведенному в работе [20]. Расчетные и экспериментальные  $n_c^7/n_c^8$  хорошо согласуются. При использовании констант захвата из работы [21] расхождение экспериментальных и расчетных данных увеличивается, согласуясь в пределах ошибок.

Плутоний-239. Как видно из табл. 2, существует значительное расхождение расчетных и экспериментальных величин  $n_c^9/n_c^8$  и  $\bar{\sigma}_{n,\gamma}^9$  (21,8; 21,4 и 17,4% соответственно). Как правило, в результате расчета по системе констант БНАБ-70 получают меньшее значение, чем экспериментальное. Однако исследования интегральных экспериментов на критических сборках показали, что  $\bar{\sigma}_{n,\gamma}^9$ , по-видимому, выше, а  $\bar{\sigma}_{n,\gamma}^8$  ниже, чем принято в системе БНАБ-70. Использование констант захвата  $^{239}\text{Pu}$  и  $^{238}\text{U}$  из системы ОСКАР-75 снижает расхождение расчетных и экспериментальных значений  $n_c^9/n_c^8$  и  $\bar{\sigma}_{n,\gamma}^9$  до 12,4%, что лежит в пределах допустимых погрешностей эксперимента и расчета.

Плутоний-240. Константы захвата  $^{240}\text{Pu}$  из системы БНАБ-64 дают существенно завышенные по сравнению с экспериментом значения  $n_c^0/n_c^8$  и  $\bar{\sigma}_{n,\gamma}^0$  (на 47%). Применение групповых констант захвата  $^{240}\text{Pu}$ , рассчитанных на основе данных работы [22], снизило расхождение до 27%. В дальнейшем были составлены групповые сечения захвата  $^{240}\text{Pu}$  по данным работы [19], где  $\bar{\sigma}_{n,\gamma}^0$  в диапазоне энергий от 2,5 МэВ до 10 кэВ значительно ниже, чем дано в работе [22] и в системе констант БНАБ-64. Использование этих констант существенно сближает расчетные с экспериментальными данными: до 20% для  $n_c^0/n_c^8$  и до 20-24% для  $\bar{\sigma}_{n,\gamma}^0$ . Аналогичные расхождения имеют место и при сравнении расчетных и экспериментальных значений для ЕВР-II, где при расчетах использовались константы захвата  $^{240}\text{Pu}$  из работы [14] и из системы БНАБ-64.

Существенные расхождения констант захвата  $^{240}\text{Pu}$  можно объяснить недостаточным количеством соответствующих экспериментальных данных и вытекающим из этого субъективизмом при составлении групповых констант.

Америций-241. В табл. 2 приведены данные только для  $\bar{\sigma}_{n,\gamma}^{1\rightarrow 29}$ . Групповых констант захвата для  $^{241}\text{Am}$  практически нет. Составленные по данным работы [23], в основном, видимо, по теоретической оценке  $\bar{\sigma}_{n,\gamma}^{1\rightarrow 29}$ , групповые сечения захвата  $^{241}\text{Am}$  дают расчетное значение  $\bar{\sigma}_{n,\gamma}^{1\rightarrow 29}$  (609 мб) в зоне  $\text{PuO}_2$  на 30% меньше экспериментального. Отсюда можно заключить, что данные работы [23] несколько занижены. В результате расчетов  $\sigma_{n,\gamma}^{1\rightarrow 29}$  (Е) по статистической теории ядерных реакций с использованием резонансных параметров получены значения сечений на  $\sim 20\%$  выше, чем в работе [23]. Следует при этом отметить, что резонансные параметры  $\Gamma_\gamma(B_n)$  и  $D(B_n)$  для  $^{241}\text{Am}$  известны плохо (ошибка отношения  $\Gamma_\gamma/D$  за счет этого достигает 26%), соответствующая ошибка привносится и в расчетное значение  $\bar{\sigma}_{n,\gamma}^{1\rightarrow 29}$ .

Америций-243. Измерения были выполнены только в зоне УС. Расчет по групповым константам захвата  $^{243}\text{Am}$ , составленным в ФЭИ [24], дает значение  $\bar{\sigma}_{n,\gamma}^3$  для точки облучения вблизи центра реактора, которое в пределах ошибок согласуется с экспериментом.

Как следует из табл. 3, результаты расчета интегралов захвата  $n_c^i$  или  $\bar{\sigma}_{n,\gamma}^i$  в центре реактора незначительно зависят от выбранной программы расчета. В то же время относительное распределение  $n_c$  по высоте реактора существенно меняется в зависимости от ряда факторов. Было проведено расчетное исследование "константных" причин, влияющих на эти распределения.

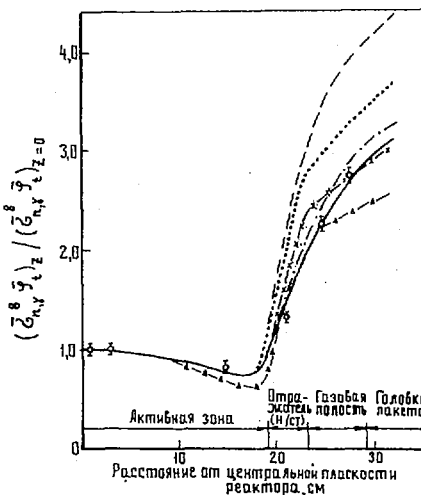
В последние годы было установлено, что сечения поглощения  $\sigma_c$  и коэффициенты блокировки  $f_c$  для железа, никеля и хрома в системе констант БНАБ-70 существенно отличаются от констант поглощения, составленных в том же разбиении на основе данных работы [14]. При пересмотре констант железа в ЦЯД ФЭИ [25] получено существенное увеличение  $\sigma_c$  в I2 и I4 группах, что хорошо согласуется с данными работы [14]. Это существенно повлияло на расчеты распределений интегралов захвата в БР-5, когда были проведены измерения не только в активной зоне, но и в зонах никелевого и железного отражателей.

Расчеты показали, что увеличение  $\sigma_c$  железа приводит к уменьшению расчетной величины соответствующего интеграла захвата при переходе от активной зоны в отражатель. Расчеты показали также, что при использовании коэффициентов  $f_c$  железа, никеля и хрома из работы [15] расчетные величины распределений также уменьшаются, но меньше, чем за счет  $\sigma_c$  железа.

На рис.2 приведены распределения  $(\bar{\sigma}_{n,\gamma}^8 \bar{\varphi}_t)_z / (\bar{\sigma}_{n,\gamma}^8 \bar{\varphi}_t)_{z=0}$  для нескольких вариантов расчета в сравнении с экспериментальным распределением, полученным в зоне УС. При этом за единицу принято  $\bar{\sigma}_{n,\gamma}^8 \bar{\varphi}_t$  при  $z = 4,6$  см  $z = 0$ . На рис.2 приведены распределения при одномерных и двумерных расчетах. Одномерный расчет по программе М-26 в геометрии ограниченного цилиндра ( $\alpha^2 = 0,0014$ ), в отличие от сферической геометрии, наиболее хорошо описывает экспериментальное распределение. При этом использовались групповые константы из системы БНАБ-70.

Рис.2. Сравнение экспериментального распределения относительных значений  $\bar{\sigma}_{n,\gamma}^8 \bar{\varphi}_t$  на высоте реактора БР-5 (УС) на расстоянии 4,6 см от центральной оси с расчетами:

φ - эксперимент (короткое облучение); одномерные расчеты: --- сфера (26 групп, без учета газовой полости); ... сфера (26 групп, с учетом газовой полости); — ограниченный цилиндр (26 групп,  $\alpha^2 = 0,0014$  без учета газовой полости); двумерные расчеты: - - - 2I группа, без учета газовой полости; -x- 2I группа с учетом газовой полости; -Δ- 26 групп с учетом газовой полости (программа ФИХАР)



При расчете по программе ФИХАР, с учетом 26 групп, в активной зоне получается подобное распределение, за исключением района границы перехода к газовой полости твэла. На рис.3 приведены результаты двумерного расчета для  $^{238}\text{U}$  уже с изменением  $\sigma_c$  железа и никеля, что, с учетом сделанных выше замечаний, дает более близкое к эксперименту распределение интегралов захвата.

На рис.4-6 экспериментальные распределения интегралов захвата для  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{237}\text{Np}$ ,  $^{243}\text{Am}$  для случая облучения в зоне УС вверх от центральной плоскости реактора сравниваются с расчетными распределениями. На рис.4 видно, что увеличение  $\sigma_c$  железа и никеля приводит к лучшему согласию с экспериментом [15,25]. Аналогичный вывод можно сделать и из рис.5, где приведены результаты одномерного расчета для системы констант БНАБ-70 (64) (индикаторные константы взяты из работы [19]). Для распределения интегралов захвата  $^{243}\text{Am}$  (рис.6) экспериментальные данные для  $z > 20$  см лежат между результатами одномерных расчетов по моделям сферы и ограниченного цилиндра.

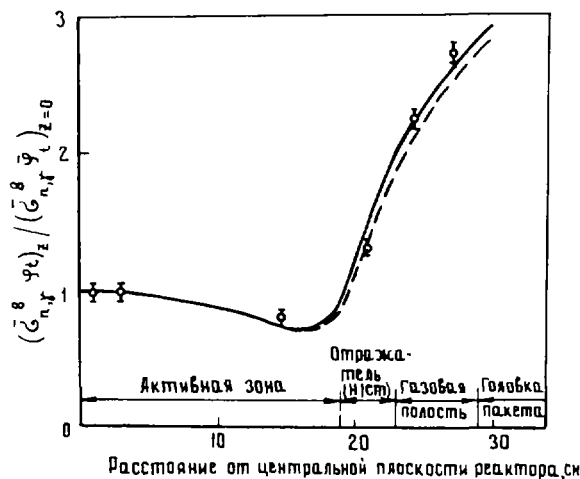


Рис.3. Распределение относительных значений  $\bar{\sigma}_{n,\gamma}^8 \bar{\varphi}_t$  по высоте реактора БР-5 (УС) на расстоянии 4,6 см от центральной оси в сравнении с расчетом по константам БНАБ-70(64), в которых  $\zeta_c$  для железа и никеля изменены по работе [157];  $\phi$  - эксперимент (короткое облучение); — - одномерный расчет (БНАБ-70,  $\alpha^2=0,0014$ ); --- - двумерный расчет (изменены  $\zeta_c$  Fe и Ni)

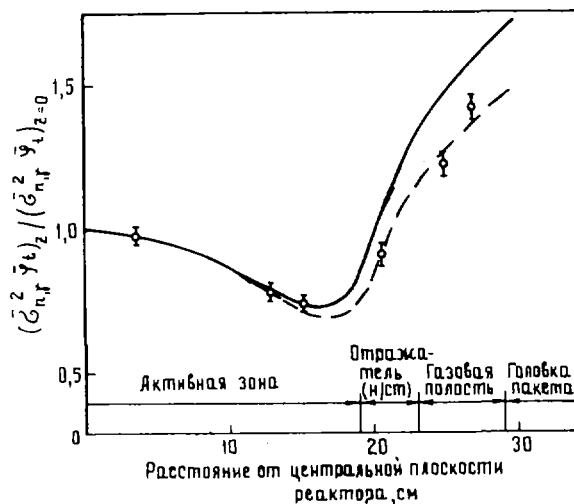


Рис.4. Распределение относительных значений  $\bar{\sigma}_{n,\gamma}^2 \bar{\varphi}_t$  по высоте реактора БР-5 (УС) на расстоянии 4,6 см от центральной оси в сравнении с расчетом:  
 $\phi$  - эксперимент (короткое облучение); — - одномерный расчет (БНАБ-64,  $\alpha^2=0,0014$ ); --- - двумерный расчет (изменены  $\zeta_c$  Fe и Ni)

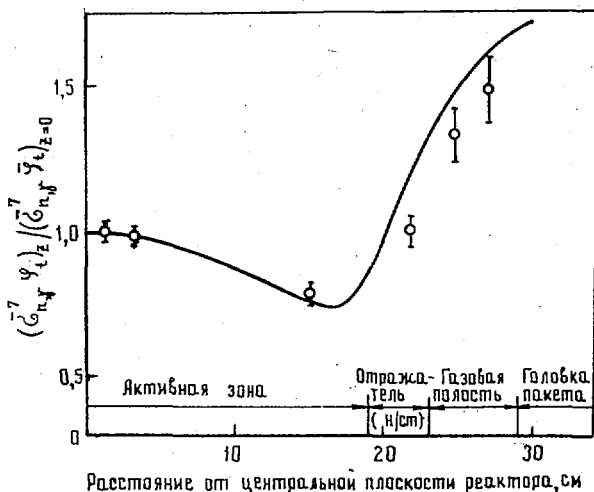


Рис.5. Сравнение относительных значений  $\phi_n^7, \Psi_z^7$  по высоте реактора БР-5 (УС) на расстоянии 4,6 см от центральной оси с расчетами:  
 $\phi$  - эксперимент (короткое облучение);  
 — - одномерный расчет ( $x^2=0,0014$ )

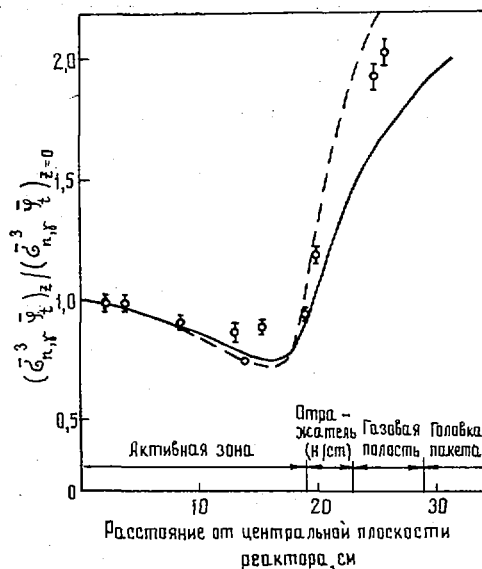


Рис.6. Распределение относительных значений  $\phi_n^3, \Psi_z^3$  по высоте реактора БР-5 (УС) на расстоянии 4,6 см от центральной оси в сравнении с расчетом:  
 $\phi$  - эксперимент (короткое облучение);  
 — - одномерный расчет (ограниченный цилиндр,  $x^2=0,0014$ ); --- одномерный расчет, сфера

#### Список литературы

1. "Бюлл.информ.центра по ядерным данным". Вып.6. М., Атомиздат, 1969, с.42. Авт.: А.Г.Довбенко, В.И. Иванов, В.Е.Колесов, В.А.Толстиков.
2. Иванов В.И., Маркелов И.П., Толстиков В.А. - В кн.: Нейтронная физика. Ч.1. Киев, "Наукова думка", 1972, с.325.
3. Иванов В.И., Толстиков В.А. - Труды физико-энергетического института. М., Атомиздат, 1974, с.532.
4. Иванов В.И., Толстиков В.А. Радиационный захват нейтронов  $^{241}\text{Am}$  на спектрах активной зоны реактора БР-5. - "Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы", 1976, вып.23.
5. Там же, 1972, вып.10, с.40. Авт.: В.И. Иванов, И.П. Маркелов, З.Н.Солдатова, В.А.Толстиков.
6. Лейпунский А.И. и др. - "Атомная энергия". 1961, № 11, вып.6, с.498.
7. Николайшвили Ш.С. и др. Методы и программы расчета реакторов на быстрых нейтронах. - Труды советско-бельгийско-голландского симпозиума по физике быстрых реакторов. Т.1, 1970 (ЦНИИатоминформ).
8. Групповые константы для расчета ядерных реакторов. М., Атомиздат, 1964. Авт.: Л.П.Абабян, Н.О.Базазянц, И.И.Бондаренко, М.Н.Николаев.
9. Орлов В.В. и др. - Препринт ФЭИ-306, Обнинск, 1972.
10. Бобков Ю.Г. и др. - В кн.: Нейтронная физика. Ч.1. М., 1976, с.53, 64.
11. Толстиков В.А., Шорин В.С. - "Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы", 1975, вып.20, с.161, ч.2.
12. Нейтронная физика. Ч.4. М., 1976, с.194. Авт.: В.Н.Виноградов, А.Н.Давлетшин, В.П.Платонов, Н.С.Работнов.
13. "Nucl. Sci. Engng", 1974, N 53, p.9. Auth.: N.D.Dudey, D.Meneghetti, R.R.Heinrich, R.R.Rempert.
14. The Evaluated Nuclear Data File (ENDF/B - III), 1974.
15. Тоhаnоh, I shiguro V. KFK - 2046. 1973, p.317.
16. Труды советско-бельгийско-голландского симпозиума по физике быстрых реакторов. Т.1. 1970 Авт.: Б.А.Загадский, М.И.Зизин, Т.А.Темноева, Н.Н.Ярославцева (ЦНИИатоминформ).

17. Д а в л е т ш и н А.Н., Т о л с т и к о в В.А., А б р а м о в А.И. - Препринт ФЭИ-234, Обнинск, 1971; в кн.: Нейтронная физика. Ч.П, Киев, "Наукова думка", 1972, с.166.
18. Препринт. ФЭИ-572, Обнинск, 1975. Авт.: А.А.Ваньков, А.И.Воропаев, В.В.Орлов, А.В. Точеный.
19. The Lawrence Livermore Laboratory Evaluated Nuclear Data Library (ENDL). Translated into the ENDF/B format Robert J. Howerton. Oct. 1973. USA.
20. К о л е с о в В.Е., К р и в ц о в А.С. - В кн.: Нейтронная физика. Ч.І. М., 1976, с.140.
21. З а х а р о в а С.И. - "Бюлл. информ. центра по ядерным данным". Вып.5, М., 1968, с.189.
22. The United Kingdom Nuclear Data Library (UKNDZ), England, 1974.
23. Sin-iti-Igarasi. Evaluation of  $^{241}\text{Am}$  Nuclear Data Progress. Rep. (Jul. 1974 to Jun. 1975 inclusive), p.13, (INDC/JAP - 24 - "Z"). Sept. 1975, Japanese Nucl. Data Committee.
24. Оценка групповых сечений  $^{235}\text{Pu}$ ,  $^{243}\text{Am}$  и  $^{244}\text{Cm}$ . - В кн.: Нейтронная физика. Ч.І. Обнинск, 1974, с.246. Авт.: Л.П.Абаган, А.Г.Довбенко, С.М.Захарова и др.
25. "Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы". 1975, вып.20, ч.І, с.46. Авт.: В.М.Бычков, В.В.Возяков, В.Н.Манохин и др.

УДК 539.125.5.17

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТА САМОЭКРАНИРОВАНИЯ СЕЧЕНИЙ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НЕЙТРОНОВ С ВЕЩЕСТВОМ НА ЯДЕРНОМ РЕАКТОРЕ

И.А.ЕГОРОВ, Ю.В.ПАНКРАТЬЕВ, В.Д.ТОЛСТЫХ

STUDY OF NEUTRON-MATTER INTERACTION CROSS SECTION SELF-SHIELDING EFFECT CARRIED-OUT AT NUCLEAR REACTOR. The paper gives the results concerning the application of a neutron transmission method through the thick samples of a matter for the verification of the fundamental total neutron cross section data as well as for the evaluation of the average total cross section functions. A particular attention is being given to the cross section resonances self-shielding effect.

Измерение интегральных характеристик сечений нейтронов и, конечно, самих расчетных констант позволяет уменьшить константную составляющую погрешностей определения физических параметров ядерных реакторов и их радиационной защиты. Важность результатов таких измерений неоднократно подчеркивалась в научной литературе.

В статье приведены результаты использования метода пропускания нейтронов через толстые образцы веществ для проверки фундаментальных данных о полных сечениях нейтронов, а также для определения средних функций полного сечения, которые прежде всего используются в многогрупповом с "блокированными" сечениями и подгрупповом методах расчета ядерных установок. Особое внимание уделялось резонансному эффекту взаимодействия нейтронов со средами - эффекту самоэкранирования резонансов сечений.

Известно, что эксперименты по пропусканию нейтронов через толстые образцы веществ можно выполнять, используя пучки моноэнергетических нейтронов. Так, в работе [1] измеряли полные функции пропускания  $T(\Delta E, t)$  для ряда элементов в энергетической области от 0,3 до 3 МэВ при пропусканиях  $\sim 10^{-2}$  (пропускание для сравнительно тонких образцов

$\sim 0,5-0,7$ ). Измеренные функции пропускания использовали для определения моментов распределения полного сечения  $\langle 1/\sigma_{tot}^n \rangle$  [2]. Однако в экспериментах с источниками моноэнергетических нейтронов не удается достичь пропусканий  $\sim 10^{-4} - 10^{-5}$  из-за недостаточности потока нейтронов и, следовательно, обнаружить отклонение функции пропускания от экспоненциального закона, которое вызывается эффектом самоэкранирования резонансов сечений. Если в сечении нейтронов имеются узкие и глубокие минимумы, то эффект самоэкранирования проявляется еще при меньших пропусканиях ( $\sim 10^{-7}$ ). Достижение пропусканий, меньших  $10^{-3}$ , можно, используя более мощные источники нейтронов, в частности ядерный реактор. Проведенные эксперименты [3-5] показали целесообразность исследования функций пропускания с использованием в качестве источника нейтронов ядерного реактора, а в качестве детектора - спектрометра нейтронов.

В работах [3,4] для измерения спектров нерассеянных нейтронов применяли сцинтилляционный спектрометр с дискриминацией  $\gamma$ -фона по форме импульса; измерения сделаны в энергетическом диапазоне 0,8-11,0 МэВ. Результаты измерений сравнивали с рассчитанными, причем рассчитанные спектры определяли с учетом энергетического разрешения спектрометра. Были обнаружены расхождения рассчитанных и измеренных спектров для ряда исследованных материалов. Авторы считают, что расхождения вызваны погрешностями значений проверяемых сечений и искажениями экспериментальных спектров, вызываемыми регистрацией  $\gamma$ -излучения. В резонансной области энергий нейтронов расхождение измеренных и рассчитанных спектров должно вызывать эффект самоэкранирования резонансов сечений. Исследования, начатые в работах [3,4], были продолжены, например, в работах [6,7]. В этих работах экспериментально оценивали минимумы полных сечений и сечения рассеяния на малые углы для кислорода и натрия, а в работе [5] были исследованы функции пропускания для  $H_2O$ , Be, Fe,  $^{181}Ir$ ,  $^{211}Bi$ ,  $^{211}Po$ ,  $^{211}At$ ,  $^{211}Fr$  при различных пропусканиях нейтронов; минимальное пропускание было достигнуто для образцов из железа ( $\sim 2 \cdot 10^{-6}$  при  $E_n = 4$  МэВ). Для измерения спектров нейтронов применяли спектрометр с кристаллом стиблена с дискриминацией  $\gamma$ -фона по форме импульса, энергетическая область измерений лежит в пределах  $0,2 \leq E_n \leq 20$  МэВ. Результаты исследований приведены в виде измеренных спектров, функций пропускания и полных сечений нейтронов.

Имея в виду расширить круг исследованных материалов и энергетический диапазон нейтронов до 5 кэВ - 12 МэВ, в настоящей работе с помощью трех спектрометров измеряли спектры нерассеянных нейтронов, прошедших через толстые образцы веществ на стенде УПН (узкий пучок нейтронов) водо-водяного исследовательского реактора [8]. Для изучения энергетических распределений нейтронов в диапазоне энергий 0,15-12 МэВ использовали спектрометр с кристаллом стиблена (30x20 и 30x30 мм) с время-амплитудной дискриминацией [9]. Спектрометр имеет высокую эффективность и достаточно хорошее разрешение ( $\Delta E/\sqrt{E} = 0,18/\sqrt{E}$ ,  $[E] = \text{МэВ}$ ). Для получения информации о спектрах нерассеянных нейтронов в диапазоне энергий от 50 кэВ до 2,5 МэВ применяли гелиевый спектрометр [10]. В области энергий нейтронов от  $\sim 5$  кэВ до 0,5 МэВ использовали спектрометр с одним пропорциональным счетчиком, наполненным водородом и работающим при различных режимах газового усиления [11]. Разрешение гелиевого и водородного спектрометров при энергии 0,764 кэВ составляет  $\sim 5-6\%$ . Для контроля за плотностью потока нейтронов, падающих на образец, использовали монитор на основе импульсной камеры деления с  $^{232}Th$ .

Для сравнения с экспериментальными данными об энергетических распределениях рассчитывали спектры нерассеянных нейтронов с учетом разрешающей способности спектрометров и с использованием фундаментальных данных о сечениях нейтронов по соотношению

$$\varphi_G(E, t) = \int_{E_i}^{E_f} \varphi_m(E', 0) e^{-\Sigma_{tot}(E')t} G[E', E, \delta(E')] dE', \quad (1)$$

где  $\varphi_m(E', 0)$  - измеренный спектр нейтронов узкого пучка;  $\Sigma_{tot}(E')$  - полное сечение взаимодействия нейтронов с веществом образца;  $t$  - толщина образца;  $G[E', E, \delta(E')]$  - функция разрешающей способности спектрометра;  $E_i$ ,  $E_f$  - граничные энергии нейтронов, определяющие область исследования. Измеренные полные сечения нейтронов находили по соотношению

$$\phi(E, t) = \frac{1}{\rho t} \phi_n I / T(E, t), \quad (2)$$

где  $\rho$  - ядерная плотность образца;  $t$  - толщина образца;  $T(E, t)$  - функция пропускания (по определению, это частное от деления энергетического распределения нейтронов, прошедших рассеивающий образец, на распределение нейтронов по энергиям на входе в образец). Сечения без учета резонансной экранировки определяли по соотношению

$$\phi_{tot, G}(E) = \int_{E_i}^{E_f} \phi_{tot}(E') G[E', E, \phi(E')] dE', \quad (3)$$

где  $\phi_{tot}(E')$  - полные сечения взаимодействия нейтронов с тонкими образцами. В расчетах по соотношениям (1) и (3) использовали фундаментальные данные о сечениях из работ [12-14]. Экспериментальные значения полной функции пропускания нейтронов  $T(E, t)$  позволили определить величины  $\langle 1/\Sigma_{tot}^n \rangle$ ,  $\langle \Sigma_{tot} \rangle$ ,  $\bar{\Sigma}_{tot}$ ,  $f_{tot}(0)$ ,  $A_j$  и  $\Sigma_{tot}^j$ , которые используют для определения "блокированных" групповых и подгрупповых констант. Для вычисления этих величин функции пропускания аппроксимировали суммой экспонент:

$$T(E, t) = \sum_{j=1}^m A_j e^{-\Sigma_{tot}^j t},$$

а искомые величины определяли по соотношениям

$$\langle 1/\Sigma_{tot}^n \rangle = \sum_{j=1}^m A_j \frac{1}{[\Sigma_{tot}^j]^n}; \quad (4)$$

$$\bar{\Sigma}_{tot} = \sum_{j=1}^m A_j \frac{1}{\Sigma_{tot}^j} / \sum_{j=1}^m A_j \left[ \frac{1}{\Sigma_{tot}^j} \right]^2; \quad (5)$$

$$\langle \Sigma_{tot} \rangle = \sum_{j=1}^m A_j \Sigma_{tot}^j; \quad (6)$$

$$f_{tot}(0) = \bar{\Sigma}_{tot} / \langle \Sigma_{tot} \rangle. \quad (7)$$

В табл. I приведены погрешности исследуемых величин. Перечень исследуемых материалов, толщины рассеивающих образцов, приготовленных из этих материалов, даны в табл. 2.

Таблица I  
Погрешности исследуемых величин, %

Величина	Систематические	Случайные	Суммарные
Измеренные спектры нейтронов:			
а) спектрометром с кристаллом стильбена	13-15	≤ 15	≤ 30
б) $^3\text{H}$ - спектрометром	13-20	≤ 15	≤ 30
в) H-спектрометром	15-20	≤ 15	≤ 30
Рассчитанные спектры нейтронов	3-5	-	3-5
Полные сечения и функции полного сечения	-	-	2-5



## Исследуемые образцы

Материал	Плотность, г/см <sup>3</sup>	Толщина образцов, см
Алюминий	2,7	5,0; 10,0; 15,0; 20,0; 25,0; 30,0; 35,0; 40,0; 45,0; 50,0; 55,0; 60,0
Титан	4,5	5,0; 10,0; 15,0; 20,0; 25,0; 30,0; 35,0; 40,0; 45,0; 50,0; 55,0; 60,0
Никель	8,9	5,0; 10,0; 15,0; 20,0; 25,0; 30,0; 35,0
Медь	8,94	5,0; 10,0; 15,0; 20,0; 25,0; 30,0; 35,0
Сталь марки Ст.3	7,85	4,98; 9,65; 14,68; 19,95; 24,98; 29,6; 35,0; 40,0; 49,8
Сталь марки IX18H9T	7,9	5,0; 10,0; 20,0; 35,0; 50,0
Графит	1,6	5,6; 10,0; 21,3; 39,8; 65,1; 85,1
Гидрид циркония	3,59	4,0; 9,0; 19,0; 39,0; 59,0
Органическое стекло	1,18	4,9; 9,5; 19,45; 39,76; 61,8
Гидрид магния	0,8	9,0; 19,0; 39,0; 58,0
Вода	1,0	4,0; 9,0; 19,0; 39,0; 58,3
Карбид вольфрама	6,2	9,0; 19,0; 39,0; 58,0
Талько-магнезит	2,85	8,0; 15,9; 32,0; 48,0; 64,0; 80,0
Серпентинитовый бетон	2,15	9,05; 22,8; 40,8; 62,85; 80,0

Проанализируем полученные результаты (табл.3), при этом будем помнить, что для областей энергий нейтронов вблизи энергетических порогов спектрометров экспериментальные спектры определяются недостаточно надежно.

Таблица 3

## Результаты исследования

Материал	Сравнение измеренных и рассчитанных спектров	Сравнение полных сечений
Алюминий	При $E_n < 4$ МэВ появляются небольшие расхождения между спектрами из-за резонансной структуры сечений; эти расхождения усиливаются в области энергий $E_n = 0,15 \pm 2,0$ МэВ. Расхождения между спектрами в области 1,5-3,0 МэВ также замечены в работе [4]	Наблюдаются две характерные области энергий нейтронов: первая область $E_n > 4$ МэВ, вторая $E_n < 4$ МэВ. В первой области сечения, полученные авторами данной статьи, и сечения из работы [13] совпадают, а результаты работы [4] систематически идут ниже; во второй области на результатах авторов сказывается эффект самоэкранирования резонансов сечения. Полные сечения в этом случае уменьшаются максимально на ~70%. Результаты работы [4] и в этой области энергий идут ниже результатов, полученных авторами статьи.

Материал	Сравнение измеренных и рассчитанных спектров	Сравнение полных сечений
Титан	В области $E_n > 5$ МэВ хорошее согласие данных эксперимента и расчета, в области энергий 150 кэВ - 5 МэВ "превышение" измеренного спектра над рассчитанным объясняется наличием структуры в полном сечении. В работе [5] получены такого же характера результаты	При $E_n < 4$ МэВ из-за эффекта самоэкранирования различие между сечениями с учетом и без учета резонансной экранировки при толщине образца 60 см достигает ~70%, при $E_n > 4$ МэВ полное сечение титана описывается плавной функцией, поэтому и другие сечения хорошо совпадают
Никель	В области энергий 0,15-2,3 МэВ значительное расхождение спектров вызвано эффектом самоэкранирования резонансов сечения. В работе [5] также было замечено проявление эффекта самоэкранирования в области $E_n < 4$ МэВ. При $E_n = 4,0-12,0$ МэВ результаты эксперимента совпадают с данными расчета. Небольшое различие в измеренном и рассчитанном спектрах при энергии нейтронов $E_n < 4$ МэВ, полученное только для образца толщиной 35 см, требует подтверждения на образцах большей толщины	Эффект самоэкранирования проявляется при $E_n < 4$ МэВ и приводит к уменьшению сечений (например, при $E_n = 1,5$ МэВ на 2,6 б). Полные сечения, полученные авторами данной статьи, хорошо совпадают с фундаментальными данными о сечениях, за исключением области энергий 1-2 МэВ. Для точного выяснения причин расхождения требуются дополнительные исследования, хотя эти расхождения можно объяснить "неразрешенной" структурой полного сечения меди
Стали марки Ст.3 и IX18N9T	Сильно развитая структура сечения взаимодействия нейтронов с железом обуславливает "превышение" измеренных спектров над рассчитанными в области энергий $< 5$ МэВ. Результаты расчета и эксперимента различаются в 10 раз и более (рис.1). В работе [5] это различие еще существеннее. "Преувеличение" измеренных спектров над рассчитанными в области энергий $< 3$ МэВ получено и в работе [4]. Рассчитанные спектры хорошо совпадают с экспериментальными при $E_n > 4+5$ МэВ (рис.2)	Эффект самоэкранирования начинает действовать при $E_n \leq 5$ МэВ и приводит к уменьшению полных сечений максимально на ~65% при толщине 49,8 см (рис.3)
Графит	Измеренные и рассчитанные спектры нейтронов по всей исследованной области энергий нейтронов (0,5-12,0 МэВ), как и в работе [4], совпадают	Полные сечения имеют структуру в области энергий $> 2$ МэВ, однако максимумы и минимумы сечений далеко отстоят друг от друга, поэтому не следует ожидать существенного проявления эффекта самоэкранирования в интервале энергий, равном разрешению используемых спектрометров. Сравнения сечений, полученных авторами данной статьи, и фундаментальных данных свидетельствуют об этом (результаты авторов хорошо описывают энергетическую зависимость сечения графита)
Карбид вольфрама	При изменении $E_n$ от 0,5 до 12 МэВ данные эксперимента и расчета совпадают в пределах точности применяемого метода исследования. Небольшие расхождения спектров наблюдаются для областей энергий нейтронов вблизи энергетических порогов применяемого сцинтилляционного спектрометра, поэтому обнаруженный эффект требует уточнения	Зависимость $\sigma_{tot}(E)$ описывается относительно плавной функцией - полные сечения для толстых образцов совпадают с фундаментальными данными о сечениях

Материал	Сравнение измеренных и рассчитанных спектров	Сравнение полных сечений
Вода	В области энергий нейтронов $> 4$ МэВ наблюдается хорошее совпадение измеренных и рассчитанных спектров, в области 2-4 МэВ несовпадение спектров, несомненно, вызвано особенностями сечения кислорода, в частности глубоким минимумом сечения при $E_n \approx 2,4$ МэВ. К таким же выводам приходят авторы работы [5]	
Органическое стекло	При $E_n > 4$ МэВ результаты расчета и измерений совпадают в пределах экспериментальных погрешностей. Различие спектров нейтронов в области энергий $\sim 2,4$ МэВ подтверждает то, что минимальное значение проверяемого полного сечения кислорода завышено	Для исследуемых водородсодержащих материалов все отклонения сечений от фундаментальных данных вызываются особенностями взаимодействий с составляющими элементами (O, Mg, Ti, Si, Fe и др.), исключая водород. Причины различий сечений - это наличие резонансной структуры у сечений и погрешности данных о них
Серпентинитовый бетон и талькомагнезит	Расхождения рассчитанных и измеренных спектров в области энергий 2-4 МэВ объясняются поведением полного сечения кислорода и подтверждают аналогичный вывод для образцов из воды и органического стекла: причины различий спектров - структура сечения $^{16}\text{O}$ и неточное определение минимума при $E_n \approx 2,4$ МэВ [3]	
Гидрид циркония	Наблюдается хорошее совпадение данных расчета с результатами измеренных спектров во всей исследованной области энергий, за исключением энергий $< 2$ МэВ. По-видимому, в этой области энергий спектр измерен с большими погрешностями. Неточное определение экспериментальных результатов объясняется чувствительностью спектрометра с кристаллом стибьбена к $\gamma$ -излучению	
Гидрид магния	Наблюдается расхождение измеренных и рассчитанных спектров нейтронов в области энергий 1-7 МэВ, обусловленное резонансной структурой полного сечения взаимодействия магния	

Результаты, относящиеся к разложению функций пропускания нейтронов, а затем к нахождению искомым функций полного сечения, дополняют и уточняют существующую информацию по этим вопросам [15,16]. Так, например, для образцов из титана (табл.4) в энергетических интервалах 0,8-1,4; 0,4-0,8 и 0,2-0,4 МэВ удалось обнаружить эффект самоэкранирования, хотя авторы сравниваемых работ дают коэффициенты самоэкранировки, равные 1,0 для всех упомянутых групп.

Количественное несовпадение с данными [3-5], по нашему мнению, можно объяснить, во-первых, тем, что они получены на рассеивающих образцах другой толщины и состава, и, во-вторых, систематическими погрешностями тех и других экспериментальных данных (например, регистрируемая доля рассеянных нейтронов, разрешение спектрометров и т.д.). Причинами расхождений также может быть то, что авторы работ [15, 16] указывают на недостаточную надежность исходной информации и методик, используемых для определения нейтронных констант, особенно в области почти или полностью неразрешенных резонансов, и неучет корреляций энергетических зависимостей сечений различных процессов при определении констант в данной работе.

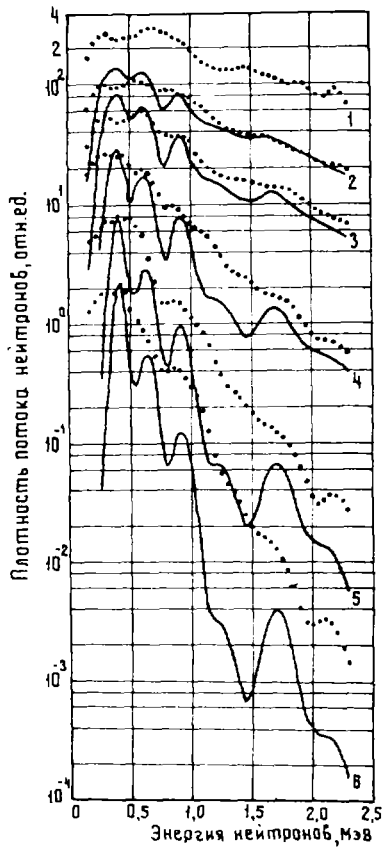


Рис.1. Спектры нерассеянных нейтронов за образцами из стали марки Ст.3 в диапазоне энергий 0,15-2,3 МэВ:

... - эксперимент; — - расчет с использованием данных работы [13];  $t$ , см: 0(1); 4,98(2); 9,65(3); 19,95(4); 35,0(5); 49,8(6)

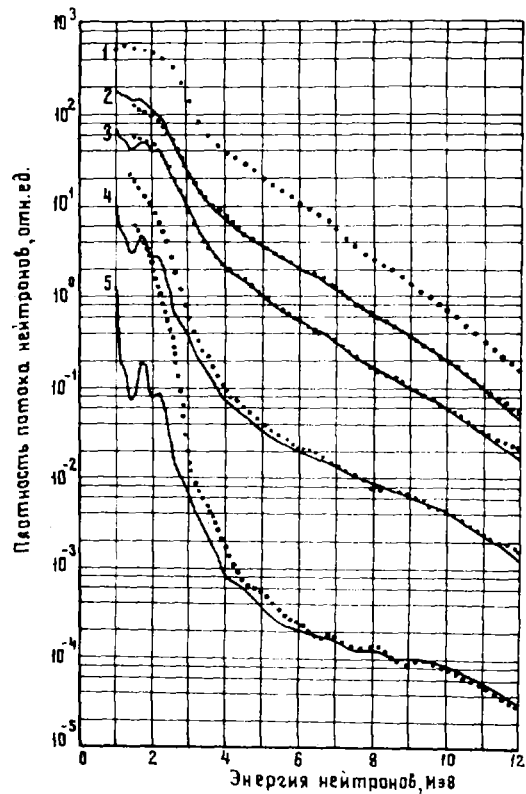


Рис.2. Спектры нерассеянных нейтронов за образцами из стали марки Ст.3 в диапазоне энергий 1,5-12,0 МэВ:

... - эксперимент; — - расчет с использованием данных работы [13];  $t$ , см: 0(1); 4,98(2); 9,65(3); 19,95(4); 35,0(5)

Рис.3. Полные сечения взаимодействия нейтронов с образцом из стали марки Ст.3:

— - сечение [13], подправленное с учетом разрешения спектрометра нейтронов;  $\circ\circ\circ$  - сечения, полученные в данной работе для образцов толщиной  $t = 35,0$  см;  $t$ , см:  $\dots$  - 31,2 [5];  $\Delta$  - 52,2 [5];  $+$  - 30,48 [4]

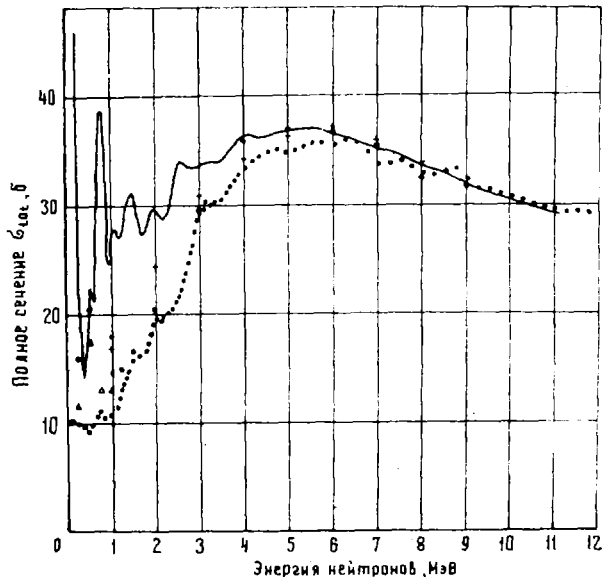


Таблица 4

Параметры разложения функций пропускания нейтронов  
и функции (4) - (7) для образцов из титана

Величина	Литература	Энергетический интервал, МэВ						
		6,0-10,5	4,0-6,5	2,5-4,0	1,4-2,5	0,8-1,4	0,4-0,8	0,2-0,4
$A_j$	-	-	-	-	-	0,424	0,1785	0,138
	Наст. раб.	1,0	1,0	1,0	1,0	0,576	0,8215	0,862
	[15,167]	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0
$\sum_{tot}^j$	Наст. раб.	0,1684	0,2011	0,1776	0,1654	0,1094	0,0868	0,0799
						0,2070	0,2253	0,2234
	[15,167]	0,1695	0,1925	0,209	0,198	0,175	0,153	0,153
$\langle 1/\Sigma_{tot} \rangle$	Наст. раб.	5,34	4,97	5,63	6,04	6,66	5,70	5,58
	[15,167]	5,90	5,19	4,79	5,06	5,72	6,55	6,55
$\langle 1/\Sigma_{tot}^2 \rangle$	Наст. раб.	35,3	24,7	31,7	36,5	48,9	39,9	38,9
	[15,167]	34,8	27,0	22,95	25,6	32,8	42,6	42,6
$\langle \Sigma_{tot} \rangle$	Наст. раб.	0,168	0,201	0,178	0,165	0,166	0,201	0,204
	[15,167]	0,169	0,192	0,209	0,198	0,175	0,153	0,153
$\bar{\Sigma}_{tot}$	Наст. раб.	0,168	0,201	0,178	0,165	0,136	0,143	0,144
	[15,167]	0,169	0,192	0,209	0,198	0,175	0,153	0,153
$f_{tot}^{(0)}$	Наст. раб.	1,0	1,0	1,0	1,0	0,82	0,71	0,71
	[15,167]	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0

## С п и с о к л и т е р а т у р ы

- Н и к о л а е в М.Н., Ф и л и п п о в В.В. Измерение параметров структуры сечений некоторых элементов в области энергий 0,3-2,7 МэВ. - "Атомная энергия", 1963, т.15, вып.5, с.493.
- Ф и л и п п о в В.В., Н и к о л а е в М.Н., Т а р а с к о М.З. Распределение полных сечений Al, Ti, Cr и U для быстрых нейтронов. - "Бюлл. информ. центра по ядерным данным". Вып.3. М., Атомиздат, 1966, с.93.
- Measurements of the spectre of uncollided fission neutrons transmitted through thick samples of nitrogen, oxygen, carbon and lead: investigation of the minima in total cross sections. - "Nucl.Sci.a.Engng", 1967, v.27, p.299. Auth.: C.E.Clifford, E.A.Straker, F.I.Muckenthaler e.a.
- S t r a k e r E.A. Experimental evaluation of minima in the total neutron cross section of several shielding materials. - Ibid., 1968, v.34, p.114.
- Исследование структуры полных сечений для быстрых нейтронов на непрерывном спектре ядерного реактора. (Доклад на симпозиуме СЭВ "Проблемы защиты от проникающих излучений реакторных установок", Мелекесс, 1969). Авт.: В.И.Кухтевич, О.А.Трыков, Л.А.Трыков, И.В.Горячев.
- M i l l e r W., M e y e r W. Experimental evaluation of minima and shallow-angle-scattering neutron cross sections. - Trans. Amer. Nucl. Soc., 1971, v.14, N 2, p.902.
- M e y e r W., S e c k R.E. Experimental and computational variables in cross section evaluation. - Ibid., 1972, v.15, N 1, p.526.
- Е г о р о в Ю.А., П а н к р а т ь е в Ю.В., Т о л с т ы х В.Д. Исследование полных сечений взаимодействия нейтронов с веществом на реакторе. - В кн.: Вопросы физики защиты реакторов. Вып.6. Под ред. Ю.А.Егорова и др. М., Атомиздат, 1974, с.152.
- Применение спинтилляционного спектрометра с энергетическим порогом 0,1 МэВ для измерения спектров прохождения быстрых нейтронов на ядерном реакторе. (Доклад на симпозиуме СЭВ "Проблемы защиты от проникающих излучений реакторных установок". Мелекесс, 1969). Авт.: А.П.Веселкин, Ю.А.Егоров, И.Я.Емельянов и др.

10. Исследование спектров нейтронов в защите реактора в диапазоне энергий 50 кэВ - 12 МэВ. - В кн.: Вопросы физики защиты реакторов. Вып.5. Под ред. Д.Л.Бродера и др. М., Атомиздат, 1972, с.212. Авт.: С.Н.Байкалов, А.П.Веселкин, Ю.А.Егоров и др.
11. Применение всдоронного спектрометра для измерения спектров нейтронов в материалах защиты реакторов. - В кн.: Вопросы физики защиты реакторов. Вып.6. Под ред. Ю.А.Егорова и др. М., Атомиздат, 1974, с.152.
12. Schmitt I.J. Neutron cross section for fast reactor material. P.2, tables, KFK-120 (EANDS-E-354). Karlsruhe, 1962.
13. Neutron cross section. BNL-325. Sec. ed., suppl. 2 (Physics-TID-4500), v.1,2 (A,B,C). N.Y., 1964-1966.
14. Hughes D.I., Schwartz R.R. Neutron cross section. BNL-325. Sec. ed. N. Y., 1958.
15. Групповые константы для расчета ядерных реакторов. М., Атомиздат, 1964. Авт.: Л.П.Абагян, Н.О.Базазянц, И.И.Бондаренко, М.Н.Николаев.
16. Николаев М.Н., Хохлов В.Ф. Система подгрупповых констант. - "Бюлл. информ. центра по ядерным данным". Вып.4. М., Атомиздат, 1967, с.420.

У.К 539.17

АНАЛИЗ СИСТЕМ 21-ГРУППОВЫХ КОНСТАНТ ПРИМЕНИТЕЛЬНО К РАСЧЕТУ КОЭФФИЦИЕНТА  $K_{эфф}$  И НЕКОТОРЫХ ФИЗИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК КРИТИЧЕСКИХ СБОРОК С РАЗЛИЧНЫМИ СПЕКТРАМИ НЕЙТРОНОВ

Г.М.ВЕСЕЛОВА, А.Г.КАЛАШНИКОВ, Г.И.ТОШНСКИЙ

ANALYSIS OF 21-GROUP CROSS-SECTION SETS APPLIED TO CALCULATION OF  $K_{eff}$  AND SOME REACTOR PARAMETERS OF DIFFERENT NEUTRON SPECTRUM ASSAMBLIES. Two 21-group cross-section sets [1,2] used for calculation of reactors are checked by comparison of measured and calculated  $K_{eff}$  and some reactor parameters of thermal, epithermal, intermediate and fast neutron spectrum critical assambles. It is shown that the results of calculations using the cross-section set [2] are in a better agreement with the experiment.

Системы констант [1], [2] составлены на основании экспериментальных и теоретических данных по сечениям взаимодействия нейтронов с ядрами, опубликованных соответственно до 1961 и 1966 гг.

Применение систем констант [1], [2] наиболее обоснованно для расчета реакторов на тепловых, эпитепловых и промежуточных нейтронах. Использование их для расчета быстрых реакторов может в некоторых случаях дать неудовлетворительные результаты из-за неучета эффекта самоэкранирования резонансов в области энергий, характерных для быстрых реакторов. Правильность применения той или иной универсальной системы констант для расчетов какого-то определенного класса реакторов должна проверяться путем сравнения с экспериментом наиболее важных физических характеристик.

#### 1. Расчет и сравнение с экспериментом коэффициента $K_{эфф}$ для критических сборок с тепловым и эпитепловым спектрами нейтронов

##### 1.1. Уран-водные гомогенные критические сборки

Чтобы определить степень согласия с экспериментом расчетных значений  $K_{эфф}$ , получаемых по системам констант [1] и [2] для сборок с тепловым спектром нейтронов, рассчитали серию гомогенных уран-водных сферическихборок с водяным отражателем и без отражателя, с различными отношениями  $\rho_H / \rho_D$  (от 27 до 2000). В эту серию вошли 10 сферическихборок (из них шесть "голых" и четыре с водяным отражателем толщиной 25 см) [3]. Сборки представляли собой азотнокислый раствор

уранилнитрата в воде  $[\text{UO}_2(\text{NO}_3)_2 + \text{H}_2\text{O}]$ , заключенный в оболочку из нержавеющей стали IX18Н9Т толщиной 0,12 см. Обогащение по  $^{235}\text{U}$  составляло 90%. Исходными данными для расчета ядерно-физического состава служили плотность (г/л)  $^{235}\text{U}$ , отношения ядер азота к ядрам урана  $\beta_N = \rho_N / \rho_U$  и экспериментальное значение радиуса критических сборок с учетом поправки на толщину стенки сферической оболочки.

Расчет ядерных концентраций элементов, входящих в состав водных растворов уранилнитрата, основывался на аналитических зависимостях плотности раствора от концентрации урана и концентрации кислоты, приведенных в работе [3].

Кроме того, были рассчитаны 22 сферические гомогенные уран-водные сборки, исходные данные по которым взяты из работы [4]. 20 сборок из этой серии (из них 11 "голых" и 9 с водяным отражателем толщиной 20 см,  $\rho_H / \rho_S = 27+1393$ ) представляли собой раствор уранилфторида ( $\text{UO}_2\text{F}_2 + \text{H}_2\text{O}$ ), заключенный в оболочку из нержавеющей стали или алюминия толщиной 0,16-0,2 см. Обогащение по  $^{235}\text{U}$  составляло 90-93,4%. Две "голые" сборки из работы [4] с отношением  $\rho_H / \rho_S$ , равным 1378 и 1835, представляли собой азотно-кислый раствор уранилнитрата в воде  $[\text{UO}_2(\text{NO}_3)_2 + \text{H}_2\text{O}]$ . Половина общего числа описанных в работе [4] сборок имела в эксперименте сферическую геометрию, т.е. это были "чистые" сферические сборки. Однако для сборки с водяным отражателем с  $\rho_H / \rho_S = 27,1; 44,3$ , а также для "голых" сборок с  $\rho_H / \rho_S = 27,1; 44,3; 60; 73,4; 169; 331; 499; 755$  из работы [4] приводятся исходные данные лишь для цилиндрической геометрии с различным отношением диаметра к высоте. Чтобы уменьшить неопределенность, связанную с расчетом утечки в торцы, цилиндрические сборки были сферизованы. При этом каждая сферизованная сборка получена из нескольких цилиндрических сборок разной формы, но одинакового состава. Радиус сферы вычисляли по формуле

$$R_{\text{сф}} = \sqrt{\frac{\sum R_{i,\text{сф}}^3}{n}}$$

где  $R_{i,\text{сф}}$  - эквивалентный радиус  $i$ -й сферы, полученный из условия равенства лапласианов искомой сферы и цилиндра, размеры которого приводятся в работе [4]. Эффективные добавки к истинным значениям высоты и радиуса активных зон также взяты из работы [4].

Таким образом, было дополнительно получено восемь условно сферических сборок без отражателя и две - с бесконечным водяным отражателем.

Значения эффективного коэффициента размножения рассматриваемой серии ( $\rho_H / \rho_S = 27+2000$ ) гомогенных уран-водных сферических сборок с отражателем и без отражателя рассчитаны с учетом перехода от диффузионного к  $R_3$ -приближению, а также с учетом термализации нейтронов. При этом использовали сечения рассеяния на водороде, рассчитанные с учетом химической связи [5].

Для наглядности и удобства анализа результаты сравнения расчетного значения  $K_{\text{эфф}}$  с экспериментом показаны в виде кривых на рис. 1 (для "голых" сферических уран-водных сборок по системам констант [1] и [2] соответственно) и 2 (для критических сборок с водяным отражателем).

Анализ результатов расчета и сравнение с экспериментом показали следующее.

Для "голых" сферических уран-водных сборок с отношением  $\rho_H / \rho_S \sim 27+2000$  обе системы ядерно-физических констант [1] и [2] обеспечивают удовлетворительное согласие расчетного значения  $K_{\text{эфф}}$  с экспериментом. Имеющееся для отдельных критических сборок расхождение (1-1,5%) расчета с экспериментом, по-видимому, частично можно объяснить недостаточной точностью в исходных данных по размерам активной зоны (особенно для сферизованных сборок), концентрации солей урана в растворе и обогащению  $^{235}\text{U}$ . На имеющуюся неопределенность в исходных данных для расчета ядерно-физического состава сборок указывает различие в расчетных значениях  $K_{\text{эфф}}$  для некоторых сборок с близкими отношениями  $\rho_H / \rho_S$ , но взятыми из разных источников (ср., например, сборки с  $\rho_H / \rho_S$ , равным 203 и 203,5, 499 и 508), причем различие в расчетных результатах  $K_{\text{эфф}}$  для каждой пары сборок в этом случае отмечается для обеих систем констант.

По результатам расчетов было определено среднеквадратичное отклонение  $\Delta \bar{K}$  расчета от эксперимента. Оно составляет 0,77% для системы констант [2] и 0,62% для системы констант [1]. Близость полученных результатов по обеим системам и хорошее

согласие с экспериментом дают основание считать обе системы констант в одинаковой степени пригодными для расчета "голых" уран-водных сборок. Вместе с тем следует отметить, что систему констант [1] при ее разработке, по-видимому, специально подгоняли<sup>X</sup> под эксперимент для уран-водных сборок, в то время как система констант [2] подобных эмпирических подгонок не содержит.

Несколько худшее согласие расчета с экспериментом получено для уран-водных сферических сборок с водяным отражателем, причем для обеих систем констант среднеквадратичное отклонение расчета от эксперимента несколько выше, чем в "голых" сборках: оно составляет 2 [2] и 1,4% [1]. Причины расхождения с экспериментом для сборок с водяным отражателем те же, что и для "голых" сферических сборок. Бóльшее по сравнению с "голыми" расхождение расчета с экспериментом для сборок с отражателем, по-видимому, связано с тем, что все сборки с водяным отражателем были сравнительно малых размеров ( $R_{сф}^{сгр} \sim 11,5 + 19,5$  см для всех  $\rho_H / \rho_S$ , а  $R_{сф}^{гол} \sim 15,5 + 34$  см). В связи с этим становятся более существенными экспериментальные неточности в определении критического радиуса и состава сборок, что подтверждается бóльшим разбросом точек на кривых рис.2 по сравнению с рис.1. Кроме того, возможно,  $P_3$ -приближение (в котором анизотропия рассеяния на водороде учитывается в  $P_1$ -приближении [6]) для сборок малых размеров недостаточно для получения корректного пространственно-энергетического распределения нейтронов и требуется использование более корректных приближений решения кинетического уравнения и более точного учета анизотропии рассеяния на водороде.

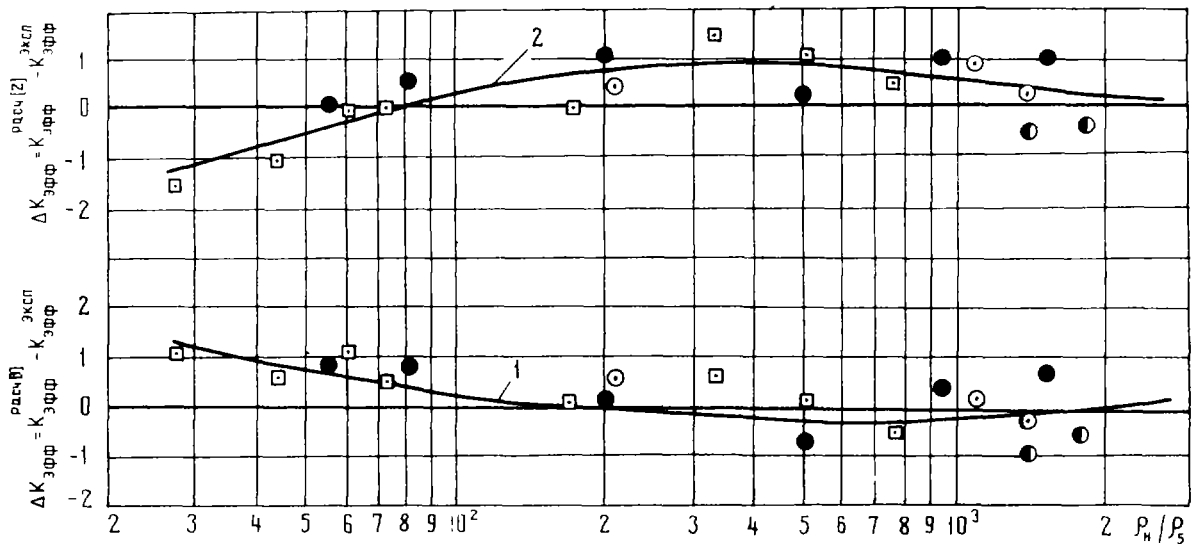


Рис.1. Расхождение расчета с экспериментом по значению  $K_{эфф}$  для "голых" сферических уран-водных сборок (системы констант 1[1] и 2[2]):

- |   |                            |  |
|---|----------------------------|--|
| ○ | - сферические сборки [4]   | } горючее<br>UO <sub>2</sub> F <sub>2</sub>                  |
| □ | - сферизованные сборки [4] |  |
| ● | - сферические сборки [4]   | } горючее<br>UO <sub>2</sub> (NO <sub>3</sub> ) <sub>2</sub> |
| • | - " " [3]                  |  |

<sup>X</sup> Это видно, в частности, из рассмотрения 2I-групповых сечений кислорода системы констант[1], в которых сечение замедления  $\sigma_3$  в верхних пяти группах в 1,5 - 3,0 раза выше по сравнению с сечениями  $\sigma_3$  в тех же группах в системе констант[2] и [7], что значительно превышает неопределенности соответствующих исходных ядерных данных, использованных при построении групповых констант[1].



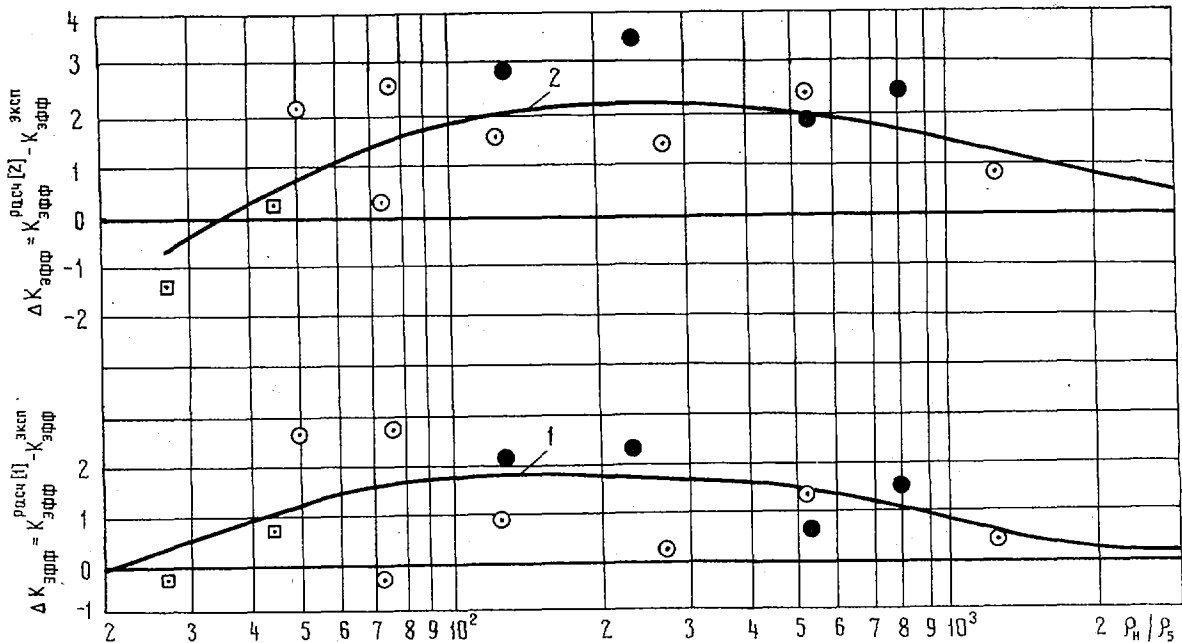


Рис.2. Расхождение расчета с экспериментом по значению  $K_{эфф}$  для сферических уран-водных сборок с водяным отражателем (системы констант [1] и [2]):

- - сферические сборки [47] } горючее
- - сферизованные сборки [47] }  $UO_2F_2$
- - сферические сборки [8] - горючее  $UO_2(NO_3)_2$

В целом из анализа полученных результатов видно, что для уран-водных сферических критических сборок с водяным отражателем и без отражателя системы ядерно-физических констант [1] и [2] могут быть использованы для расчета значения  $K_{эфф}$ . Вместе с тем при использовании системы констант [1] для оценки дифференциальных эффектов могут наблюдаться расхождения с экспериментом из-за "подгонок" в ядерно-физических константах. Поэтому систему ядерно-физических констант [2] можно с большей уверенностью в получении правильных результатов рекомендовать для расчетов уран-водных сборок.

## 1.2. Гидрид-циркониевые критические сборки

В табл. I приведены результаты сравнения расчета с экспериментом по значению  $K_{эфф}$  для двух тепловых критических сборок с замедлителем из гидрида циркония [6]. Сборки имеют одинаковый состав ( $\rho_H / \rho_S \sim 19$ ), высоту и торцовые отражатели и различаются своими размерами по радиусу, а также составом бокового отражателя. В сборке № 1 примыкающий к активной зоне боковой отражатель - бериллиевый, в сборке № 2 - стальной.

Расчетные значения  $K_{эфф}$  получены с учетом поправок на эффекты двумерности, перехода от диффузионного к  $R_3$ -приближению, термализации, гетерогенности, эффект пустых каналов, эффект щели между активной зоной и примыкающим к ней боковым отражателем. Поправки на нарушение решетки активной зоны (в сборке № 1) или отражателя (в сборке № 2) каналами органов регулирования вносили в экспериментальное значение  $K_{эфф}$  по результатам специальных измерений.

Для данных сборок оценена неопределенность в расчетном значении  $K_{эфф}$  из-за неточности в исходных данных, по которым рассчитывают ядерно-физический состав и размеры экспериментальных сборок.

Таблица I

Расчетные и экспериментальные значения  $K_{эфф}$   
для гидридциркониевых сборок с эпитепловым спектром нейтронов

Индекс сборки	№ 1		№ 2	
	Радиус активной зоны, см	12,36		19,2
Первый слой бокового отражателя, примыкающего к активной зоне, см	Бериллий: $\delta \approx 12$		Сталь: $\delta \approx 25$	
Система ядерно-физических констант	[1]	[2]	[1]	[2]
$K_{эфф}$ без поправок (одномерный расчет методом условного разделения переменных)	1,0880	1,0370	1,1052	1,0186
$K_{эфф}^{расч}$ с учетом поправок	1,0948	1,0396	1,120	1,0378
$K_{эфф}^{эксп}$ с учетом замены каналов под органы СУЗ элементами активной зоны	1,0280	1,0280	1,0277	1,0277
$K_{эфф}^{расч-эксп}$ , %	6,68	1,16	9,27	1,01
Возможные неопределенности в $K_{эфф}^{расч}$ , %:				
$\Delta K_{эфф}^{среднеkv}$	$\pm 1,3$		$\pm 1,3$	
$\Delta K_{эфф}^{пред}$	$\pm 2,9$		$\pm 2,9$	

Сравнение расчетных значений  $K_{эфф}$  с экспериментальными показало:

- использование системы ядерно-физических констант [1] для расчета гидридциркониевых сборок с эпитепловым спектром нейтронов приводит к большому завышению расчетного значения  $K_{эфф}$  по сравнению с экспериментальными ( $\Delta K_{эфф}^{расч-эксп} \sim 8,9\%$ );

- система ядерно-физических констант [2] для рассмотренных гидридциркониевых сборок с эпитепловым спектром нейтронов обеспечивает хорошее согласие расчетного значения  $K_{эфф}$  с экспериментальным ( $\Delta K_{эфф}^{расч-эксп} \sim 1,2\%$ ).

Для анализа причин значительного расхождения результатов расчета, полученных по двум системам ядерно-физических констант [1] и [2], были выполнены расчеты коэффициентов реактивности различных материалов активной зоны и бокового отражателя в гидридциркониевой сборке со стальным боковым отражателем. Оценки показали, что наибольшее расхождение в коэффициентах реактивности наблюдается для  $^{235}\text{U}$ , циркония и водорода. Если просуммировать по всем элементам различия в суммарных реактивностях для двух систем констант [1] и [2], то получим:  $\sum \Delta k_i = 7,8\%$ , что близко к расхождению эффективных коэффициентов размножения критической сборки со стальным боковым отражателем, полученных прямыми расчетами с использованием систем констант [1] и [2] ( $\Delta K_{эфф}^{1,2} = 8,16\%$ , см. табл. I).

## 2. Расчет и сравнение с экспериментом значения $K_{эфф}$ и некоторых физических характеристик в критических сборках с промежуточным спектром нейтронов

### 2.1. Расчет и сравнение с экспериментом значений $K_{эфф}$

В табл. 2 приведены результаты расчетов эффективных коэффициентов размножения нейтронов в уран-бериллиевых критических сборках с промежуточным спектром нейтронов, на которых изучали экспериментальную зависимость критического радиуса активной зоны с  $\rho_{вс} / \rho_u \sim 86$  от толщины и состава бокового отражателя (состав, высота активной зоны и торцовые отражатели оставались без изменения) [8].

Расчетные значения  $K_{эфф}$  были получены с учетом поправок на эффекты двумерности, перехода от диффузионного к  $P_3$ -приближению, уточнения спектра тепловой группы нейтронов и отличия истинной конфигурации границы активной зоны от принимаемой в расчете

Таблица 2

Сравнение расчетных значений  $K_{эфф}$  с экспериментом для уран-бериллиевых критических сборок с промежуточным спектром нейтронов

Индекс сборки	№ 1		№ 2		№ 3		№ 4		№ 5		№ 6	
Радиус активной зоны, см	12,6		19,95		22,2		28,8		28,4		29	
Первый слой бокового отражателя, примыкающего к активной зоне, см	Бериллий: $\delta = 28,6$		Бериллий: $\delta = 9,85$		Бериллий: $\delta = 6,8$		Ст.45: $\delta = 20,45$		Ст.45: $\delta = 21,4$		Ст.45: $\delta = 20,85$	
Система ядерно-физических констант	[1]	[2]	[1]	[2]	[1]	[2]	[1]	[2]	[1]	[2]	[1]	[2]
$K_{эфф}$ без поправок (одномерный расчет методом условного разделения временных)	1,01	1,0251	0,9969	0,9983	1,0112	1,003	1,0120	1,0040	1,0044	0,9972	1,0066	0,9996
$K_{эфф}$ расч с учетом поправок	1,0228	1,0226	1,0164	1,0136	1,0270	1,0151	1,029	1,0193	1,019	1,0102	1,0236	1,0152
$K_{эфф}$ эксп с учетом замены каналов под органы СУЗ топливным пакетом	1,0132 $\pm$ 0 <sub>3</sub> 4 <sup>x</sup>		1,0144 $\pm$ 0 <sub>3</sub> 3		1,0119 $\pm$ 0 <sub>3</sub> 2		1,0017 $\pm$ 0 <sub>3</sub> 5		1,0056 $\pm$ 0 <sub>3</sub> 2		1,010 $\pm$ 0 <sub>3</sub> 40	
$K_{эфф}$ расч с поправками, %	+0,96	+0,94	+0,2	-0,07	+1,51	+0,34	+2,73	+1,76	+1,34	+0,46	+1,36	+0,52
Возможные неопределенности в $K_{эфф}$ расч, %:												
$\Delta K_{эфф}$ среднекв	$\pm$ 0,36		$\pm$ 0,48		$\pm$ 0,48		$\pm$ 0,69		$\pm$ 0,69		$\pm$ 0,69	
$\Delta K_{эфф}$ пред	$\pm$ 0,81		$\pm$ 1,03		$\pm$ 1,03		$\pm$ 1,4		$\pm$ 1,4		$\pm$ 1,4	

<sup>x</sup> 0<sub>3</sub>4 означает: 0,0004.

окружности. Оценено также влияние на коэффициент  $K_{эфф}$  неточностей в значении исходных данных, по которым рассчитывали ядерно-физический состав и размеры экспериментальных сборок (таких, как содержание урана, обогащение урана, неточность в величине шага решетки топливных пакетов и др.). В свою очередь экспериментальные значения  $K_{эфф}$  получены с учетом поправок на эффект от замены полого канала, отведенного под органы регулирования, топливным пакетом при полностью извлеченных стержнях AP. Таким образом, различия между экспериментальной сборкой и расчетной моделью по возможности были сведены к минимуму.

Анализ результатов, приведенных в табл. 2, показывает, что расчетные значения  $K_{эфф}$ , полученные с использованием системы констант [2], хорошо согласуются с экспериментом. Для всех сборок, за исключением сборки № 4, расхождение между расчетом и экспериментом не превышает 1%, причем для четырех сборок (№ 2, 3, 5, 6) из шести рассмотренных расхождение находится в пределах среднеквадратичной неопределенности в расчетных значениях  $K_{эфф}$ , обусловленной неопределенностью в исходных данных. Несколько худшее согласие расчета с экспериментом для сборки № 4 (как и для системы констант [1]), по-видимому, объясняется неточностью исходных данных для расчета этой сборки, так как по своему составу и размерам она близка к сборкам № 5 и 6, для которых имеется хорошее согласие расчета с экспериментом.

При использовании системы констант [1] расхождение между расчетом и экспериментом увеличивается по сравнению с системой констант [2] приблизительно на 1% для всех сборок, кроме самых "мягких" (сборки № 1 и 2), для которых наблюдается хорошее согласие с экспериментом.

Поскольку известно, что ядерно-физические константы некоторых элементов ( $^{235}\text{U}$  в особенности) по системам констант [1] и [2] различаются значительно, то близость расчетных значений  $K_{эфф}$ , полученных по обеим системам констант для рассмотренных уран-бериллиевых сборок, свидетельствует о взаимной компенсации неточностей в константах различных элементов. Дополнительный анализ констант для двух наиболее характерных сборок (№ 1 и 4) показал, что при переходе в расчетах от системы констант [1] к системе [2] наибольший вклад в расхождение  $K_{эфф}$  вносят константы основных составляющих активной зоны -  $^{235}\text{U}$  и бериллия. Оказалось, что эти эффекты близки по величине и противоположны по знаку, поэтому суммарный эффект от замены констант  $^{235}\text{U}$  и бериллия сравнительно небольшой. Большая величина  $\alpha$   $^{235}\text{U}$  в области энергий резонансов в системе констант [2] по сравнению с системой констант [1] объясняет отрицательный знак эффекта  $\Delta K_{эфф}$  при замене сечения  $^{235}\text{U}$  системы констант [1] на сечения  $^{235}\text{U}$  [2]. Различия в сечениях бериллия систем констант [1] и [2] можно объяснить тем, что при составлении групповых сечений замедления на бериллии в системе констант [1] в некоторые группы, по-видимому, вносили эмпирические поправки, обеспечивавшие удовлетворительное согласие расчетных  $K_{эфф}$  с экспериментальными для определенных сборок. Поэтому, возможно, энергетическая зависимость "подогнанных" сечений замедления бериллия системы констант [1] не соответствует фактической энергетической зависимости.

При работе с системами констант [1] и [2] необходимо помнить, что сечение  $\sigma_{tz,el_T}^{Be} = 5,58 \text{ б [1]}$  соответствует мелкокристаллической структуре бериллия, а  $\sigma_{tz,el_T}^{Be} = 2,88 \text{ б [2]}$  - крупнокристаллической. Поэтому при расчетах уран-бериллиевых реакторов либо реакторов с использованием бериллия как отражателя надо знать структуру зерен бериллия в экспериментальной сборке<sup>х</sup> и в соответствии с этим в каждой из систем констант [1] или [2] брать соответствующие этой структуре значения сечений  $\sigma_{tz,el_T}$  для тепловой группы нейтронов.

## 2.2. Сравнение расчета с экспериментом по $\bar{\nu}_{эфф}/\nu_T$ и $\tilde{\alpha}$ для $^{235}\text{U}$

В табл. 3 приведены результаты сравнения расчетного среднего по спектру отношения  $\bar{\nu}_{эфф}/\nu_T$  и  $\tilde{\alpha}$  для  $^{235}\text{U}$  с экспериментальными значениями, полученными методом пропускания в уран-бериллиевой критической сборке с  $\rho_{Be}/\rho_5 \sim 86$  и боковым бериллиевым отражателем [10].

<sup>х</sup> Рассмотренные выше уран-бериллиевые критические сборки, по данным работы [9], имеют мелкокристаллическую структуру зерен бериллия.

Таблица 3

Сравнение расчетных значений  $\bar{\nu}_{эфф}/\nu_T^*$  и  $\bar{\alpha}$  с экспериментальными

Значения	$\bar{\nu}_{эфф}/\nu_T$		$\bar{\alpha} = \frac{\nu_T}{\bar{\nu}_{эфф}} - 1$ (Центр активной зоны)	
	Центр активной зоны	Периферия		
Расчетные	[1]	0,928	0,996	0,277
	[2]	0,905	0,994	0,3
Экспериментальные		0,894±0,02	1,01±0,03	0,315±0,09

$$* \frac{\bar{\nu}_{эфф}}{\nu_T} = \frac{\sum_j (\nu \sigma_j^5) \sigma_{aj}^B \Phi_j(z)}{\sum_j \sigma_{aj}^S \sigma_{aj}^B \Phi_j(z)} \cdot \frac{\bar{\sigma}_{aT}^5}{(\nu \sigma_T^5)}$$

Как видно из табл.3, вблизи границы активной зоны с замедляющим отражателем, где спектр нейтронов определяется в основном тепловыми нейтронами, расчетные значения  $\bar{\nu}_{эфф}/\nu_T$  для обеих систем констант совпадают и находятся в хорошем согласии с экспериментом (это вполне естественно, так как сечения захвата и деления  $^{235}\text{U}$  в области тепловых энергий нейтронов определены достаточно точно); для центра активной зоны, где спектр нейтронов оказывается промежуточным, лучшее согласие с экспериментом показывают значения  $\bar{\nu}_{эфф}/\nu_T$  и  $\bar{\alpha}$ , полученные по системе констант [2].

Следует заметить, что специфика данного эксперимента такова, что в нем подчеркнута низкоэнергетическая часть промежуточного спектра нейтронов, так как усреднение сечений идет с весом сечения поглощения бора, имеющего энергетическую зависимость  $1/V$ . Для более жесткого спектра следует ожидать еще большего расхождения результатов расчета  $\bar{\alpha}$  по системе констант [1] с экспериментом.

### 2.3. Сравнение с экспериментом расчетных значений кадмиевых и гадолиниевых отношений и отношений средних по спектру сечений деления $^{239}\text{Pu}$ , $^{238}\text{U}$ и сечения захвата $^{10}\text{B}$ к среднему сечению деления $^{235}\text{U}$

В табл. 4 и 5 приведены результаты сравнения расчета с экспериментом по значениям кадмиевых и гадолиниевых отношений для центра активной зоны в сборках № 5 и 6, измеренных камерой деления  $^{235}\text{U}$  и борной камерой, а также отношений, усредненных по спектру нейтронов в реакторе сечений деления  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{238}\text{U}$  и сечения захвата  $^{10}\text{B}$  к усредненному сечению деления  $^{235}\text{U}$ .

Таблица 4

Кадмиевые и гадолиниевые отношения для центра активной зоны сборок № 5 и 6

Отношение	Расчет	Эксперимент		
		Индекс сборки		Среднее экспериментальное значение
	Система ядерно-физических констант [2]	№ 5	№ 6	
$\text{CdR}_T^5$	1,058	1,055±0,0016	1,054±0,0023	1,0545±0,0019
$\text{GaR}_T^5$	1,035	1,037±0,0013	1,035±0,0041	1,0360±0,0027
$\text{CdR}_B$	1,158	1,122±0,01	1,134±0,0027	1,128±0,0063
$\text{GaR}_B$	1,088	1,097±0,01	1,07±0,0099	1,0835±0,01

Данные табл.4 показывают, что использование системы констант [2] для получения расчетных значений кадмиевого и гадолиниевых отношений по числу делений  $^{235}\text{U}$  дает хорошее согласие с экспериментом.

Кадмиевые отношения, полученные по числу захватов в  $^{10}\text{B}$ , дают в расчете несколько завышенную величину по сравнению с экспериментом, а значение гадолиниевых отношений лежит в пределах ошибки эксперимента. Следует заметить, что сравнение расчета с экспериментом в данном случае затруднено из-за недостаточной точности эксперимента при

определении кадмиевого и гадолиниевого отношений с помощью борной камеры. Это видно из сопоставления результатов измерений  $CdR_B$  и  $GdR_B$  дляборок № 5 и 6, спектры нейтронов в которых в центре активной зоны практически совпадают. Действительно, кадмиевые и гадолиниевые отношения, измеренные камерой деления  $^{235}U$ , для обеихборок практически равны. Результаты же измерений с помощью борной камеры дают различные значения кадмиевых и гадолиниевых отношений в этих сборках, причем подкадмиевая область в сборке № 6 увеличивается на  $\sim 10\%$  по сравнению со сборкой № 5, а область ниже порога гадолиния уменьшается в этой же сборке по сравнению со сборкой № 5 на  $\sim 27\%$ . То, что результаты эксперимента для  $CdR_B$  и  $GdR_B$  изменились в сборке № 6 не в одну сторону по сравнению со сборкой № 5, вероятно, свидетельствует о недостаточной точности эксперимента.

Таблица 5

Отношения усредненных по спектру сечений для центра активной зоныборок № 5 и 6

Отношение сечений	Расчет		Эксперимент		Среднее экспериментальное значение
	Система ядерно-физических констант [2]	Индекс сборки	Индекс сборки		
			№ 5	№ 6	
$\bar{\sigma}_B / \bar{\sigma}_f^5$	3,5	-	3,64 ± 0,0051		-
$\bar{\sigma}_f^9 / \bar{\sigma}_f^5$	1,328	1,309 ± 0,0132	1,288 ± 0,005		1,298 ± 0,009
$\bar{\sigma}_f^8 / \bar{\sigma}_f^5$	1) 0,00980 2) 0,00975 3) 0,00898	0,0076 ± 0,00013		0,0072 ± 0,00014	0,0074 ± 0,000135

Хорошее согласие с экспериментом отношения  $\bar{\sigma}_B / \bar{\sigma}_f^5$  дает возможность считать достаточно правильными многогрупповые сечения деления  $^{235}U$  системы констант [2] (сечение  $^{10}B$ , являющегося чистым  $1/V$ -поглотителем, хорошо известно). Это подтверждается также хорошим согласием с экспериментом отношений  $CdR_f$  и  $GdR_f$ , полученных по числу делений  $^{235}U$  (см. табл. 4). Отношение  $\bar{\sigma}_f^9 / \bar{\sigma}_f^5$  также хорошо согласуется с экспериментом.

Расчеты отношения  $\bar{\sigma}_f^8 / \bar{\sigma}_f^5$  были выполнены как с использованием системы констант [2] (1-й результат), так и данных более поздних работ [11, 12] (2-й и 3-й результаты соответственно). Как видно, ближе к эксперименту лежит отношение  $\bar{\sigma}_f^8 / \bar{\sigma}_f^5$ , рассчитанное по данным работы [12] (3-й результат). Оставшееся расхождение, как показали расчеты, объясняется учетом изменения потока нейтронов в пределах группы при расчете сечений замедления в области энергий выше порога деления  $^{238}U$ .

### 3. Расчет и сравнение с экспериментом значения $K_{эфф}$ для критической сборки с быстрым спектром нейтронов

В данном разделе приведены результаты сравнения расчета с экспериментом по значению  $K_{эфф}$  для критической сборки с быстрым спектром нейтронов, являющейся моделью реактора "БОР-60". Описание сборки дано в работе [13].

Коэффициент  $K_{эфф}$  и поправки на эффекты, не учитываемые прямым расчетом, определялись с использованием методик и программ, применительно к которым составлены системы ядерно-физических констант [1] и [2]. Эксперименты по определению  $K_{эфф}$  рассматриваемой сборки изложены в работе [13]. В табл. 6 приведены результаты сравнения расчета с экспериментом.

Из рассмотрения результатов, приведенных в табл. 6, видно, что различие расчетных результатов между собой составляет  $\Delta K_{эфф}^{[1,2]} = -0,35\%$ . Сравнение расчетных и экспериментальных значений  $K_{эфф}$  показывает, что по обеим системам констант наблюдается приблизительно одинаковое и значительное расхождение расчета с экспериментом:  $K_{эфф}^{расч.} - K_{эфф}^{эксп} \sim 5\%$ .

Таблица 6

Сравнение расчетных значений  $K_{эфф}$  с экспериментом  
для критической сборки с быстрым спектром нейтронов  
(модели реактора "БОР-60")

Размеры активной зоны $D \times H$ , см	38 x 39,8	
Материал и размер бокового отражателя, см	Сталь+Na, $\delta = 17,6$	
Материал и размеры торцовых отражателей, примыкающих непосредственно к активной зоне, см:		
нижние	} $UO_2$ +констр.м., $\delta = 10,6$	
верхние		
Композиция имитируемого горючего и материал оболочки твэла	$UO_2$ (U - 90% обогащения), сталь	
Система ядерно-физических констант, используемая в расчетах	[1]	[2]
$K_{эфф}$ без поправок (одномерный расчет методом условного разделения переменных)	0,9459	0,9492
$K_{эфф}$ с учетом поправок (двумерность, переход к $R_3$ -приближению, учет пустых каналов под теплоноситель и др.)	1,0466	1,0501
$K_{эфф}^{эксп}$		1,000
Расхождение расчета и эксперимента ( $K_{эфф}^{расч.} - K_{эфф}^{эксп.}$ ), %	+4,66	+5,01

Расхождение расчета с экспериментом для быстрой сборки в какой-то мере закономерно. Это связано с тем, что системы констант [1] и [2] предназначены главным образом для расчетов реакторов на тепловых, эпитепловых и промежуточных нейтронах, и в них учитывают только экранировку сечений захвата и деления для разрешенных резонансов. Экранировку сечений рассеяния в резонансах, а также экранировку всех сечений в области неразрешенных и перекрывающихся резонансов не учитывают. Таким образом, при расчетах по системам констант [1] и [2] экранировка сечений в энергетической области, характерной для реакторов на быстрых нейтронах, оказывается неучтенной.

Была предпринята попытка уточнить расчетные результаты оценкой эффекта самоэкранирования сечений поглощения и деления в верхних группах, а также самоэкранирования сечений рассеяния в активной зоне. Факторы самоэкранирования  $f_f, f_c$  и  $f_t$  были взяты из 26-групповой системы ядерно-физических констант [7], предназначенной для расчета быстрых реакторов, и подправлялись применительно к границам групп системы ядерно-физических констант [2]. Затем соответствующие "размазанные" сечения системы констант [2] (т.е. сечения, в которых резонансы не вырезаны, а "размазаны" в пределах группы без блокировок) умножали на полученные факторы самоэкранирования. Такая процедура была проделана для каждого элемента, входящего в состав активной зоны. Затем определяли макросечения активной зоны, которые и задавали в расчет значения  $K_{эфф}$ .

Ниже приведены результаты этих расчетов, а также значение  $K_{эфф}^{расч}$ , откорректированное с учетом данного эффекта:

Система констант	[1]	[2]
Поправка $K_{эфф}$ от учета в активной зоне самоэкранирования сечений поглощения и деления в области неразрешенных резонансов и самоэкранирования сечения рассеяния по всем энергетическим группам <sup>x</sup>	-2,73	-2,73

$K_{эфф}^{расч}$ (откорректированное с учетом поправки)	1,0193	1,0228
Расхождение расчета с экспериментом ( $K_{эфф}^{расч. - эксп}$ ), %	+1,93	+2,28

х Эффект оценивали только по системе констант [2].  
Для системы констант [1] эффект принят тот же.

Из приведенных данных видно, что учет рассмотренных эффектов заметно влияет на значение  $K_{эфф}$  в быстрой сборке. Аналогичная поправка к коэффициенту  $K_{эфф}$  получена также и для стального бокового отражателя. Она оказалась равной 5,9%. Следует, однако, заметить, что использованные в расчете факторы самоэкранирования системы констант [1] получены в предположении формирования спектра нейтронов в бесконечной среде из данного материала. Поэтому лишь для активной зоны можно применять поправку на эффект самоэкранирования в верхних группах. Поскольку в отражатель нейтроны приходят из активной зоны, то используемые факторы самоэкранирования будут справедливы лишь для слоев отражателя, удаленных от активной зоны, в которых формируется собственный спектр. В слоях отражателя, непосредственно примыкающих к активной зоне и вносящих наибольший вклад в значение  $K_{эфф}$ , эффект самоэкранирования будет завышенным. Следовательно, эффект самоэкранирования сечения рассеяния в отражателе составляет только некоторую часть вышеприведенной расчетной величины.

Сопоставляя данные этого раздела и принимая во внимание замечание, сделанное выше, можно заключить, что корректный учет самоэкранирования резонансов в области высоких энергий должен улучшить согласие расчета с экспериментом.

#### 4. Выводы

1. В целом согласие с экспериментом значений  $K_{эфф}^{расч}$ , полученных с использованием системы констант [1] для критическихборок всех рассмотренных типов, нельзя считать удовлетворительным. Наблюдающееся удовлетворительное согласие между расчетом по системе констант [1] и экспериментом для уран-бериллиевых и уран-водныхборок объясняется взаимной компенсацией неточностей в сечениях  $^{235}\text{U}$  и бериллия (для уран-бериллиевыхборок) и  $^{235}\text{U}$  и кислорода (для уран-водныхборок), так как, по-видимому, в свое время при апробировании системы констант [1] сечения бериллия и кислорода были специально "подогнаны" под результаты экспериментов на уран-бериллиевых и уран-водныхбороках. Необходимость "подгонки" и, главное, значительные неточности в групповых сечениях и резонансных параметрах  $^{235}\text{U}$  были вызваны неполной и недостаточно точной исходной экспериментальной информацией, известной до 1961 г. Аналогичные неточности в резонансной области в системе констант [1] имеют место и для некоторых других элементов, например циркония, вольфрама и др. Данное обстоятельство приводит к тому, что для некоторых типов реакторов, для которых "подгонка" не производилась, расхождение между значениями  $K_{эфф}^{расч}$ , полученными по системе констант [1], и экспериментом сильно увеличивается и может достигать ~ 5-10%.

2. Для всех рассмотренных в работе критическихборок с тепловым, эпитепловым и промежуточными спектрами нейтронов значения  $K_{эфф}^{расч}$ , полученные с использованием системы констант [2], находятся в хорошем согласии с экспериментом: максимальное расхождение расчета с экспериментом составляет ~ 2%.

При расчете других физических характеристик ( $\bar{\nu}_{эфф}/\nu_T$ ,  $\alpha^5$  кадмиевых и гадолиниевых отношений, отношений средних по спектру сечений), проведенных для уран-бериллиевых критическихборок по системе констант [2], также наблюдается удовлетворительное согласие расчета с экспериментом. Учитывая сказанное выше, следует рекомендовать при расчетах реакторов перейти от системы констант [1] к системе [2].



3. Необходимо иметь в виду, что в системе констант [2] (так же как и в системе [1]) не учитывается экранировка резонансов поглощения и деления в области высоких энергий нейтронов и экранировка сечений рассеяния. Поэтому в тех случаях, где эти эффекты оказывают существенное влияние на физические характеристики, например в реакторах с быстрым спектром нейтронов, трудно надеяться на удовлетворительное согласие расчета с экспериментом при использовании как одной системы констант [2], так и другой [1].

Вследствие этого в дальнейшем целесообразно откорректировать и дополнить систему констант [2] и методику расчета макросечений в верхних энергетических группах с тем, чтобы иметь возможность производить корректный учет самоэкранирования резонансов в данной энергетической области. В результате может быть разработана синтезированная система ядерно-физических констант на базе систем констант [2] и [1], объединяющая достоинства обеих систем в подходе к учету резонансных эффектов в различных областях энергетического спектра нейтронов и одинаково пригодная для расчетов реакторов с любым спектром нейтронов.

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

1. Критические параметры гомогенных размножающих систем. М., Атомиздат, 1965. Авт.: Г.И.Марчук, В.П.Кочергин, А.И.Невина, О.П.Узнадзе.
2. Захарова С.М., Сивак Б.Н., Тошинский Г.И. - "Ядерно-физические константы для расчета реакторов" (Бюллетень ИИЯД). М., Атомиздат, 1967, вып. 3.
3. Камаев А.В., Гурин В.Н. и др. Анализ критических параметров гомогенных сферических сборок. - В кн.: Физика ядерных реакторов. Т. 3. Обнинск, 1966, с.63.
4. Reactor Physics Constants. ANL-5800 (Second Ed.).
5. Турчин В.Ф. Медленные нейтроны. М., Госатомиздат, 1963.
6. Некоторые вопросы физики ядерных реакторов и методы их расчета. - В кн.: Труды Второй Международной конференции по мирному использованию атомной энергии. Женева, 1958. Докл. советских ученых. Т. 2. Ядерные реакторы и ядерная энергетика. М., Атомиздат, 1959. Авт.: Г.И.Марчук, В.Я.Пушко, Е.И.Погудалина. и др.
7. Абаган Д.П. и др. Групповые константы для расчета ядерных реакторов. М., Атомиздат, 1964.
8. Лейпунский А.И. и др. Экспериментальное исследование некоторых физических особенностей промежуточных реакторов с бериллиевым замедлителем. - In: Physics of Fast and Intermediate Reactors, v. 1. IAEA, Vienna, 1962.
9. Кузнецов В.А., Захаркин И.И., Богомолов В.Н. Измерение полного эффективного сечения медленных нейтронов для металлического бериллия. - Препринт-ФЭИ-135. Обнинск, 1968.
10. Некоторые интегральные характеристики урана-235 в промежуточном спектре нейтронов. - In: Nuclear Data for Reactors, v. 2, IAEA, Vienna, 1970. Авт.: Г.М.Веселова, С.М.Захарова, А.Г.Калашников, Г.И.Тошинский.
11. Davey G. - "Nucl. Sci. and Engng", 1968, v. 32, N 1.
12. The UKAEA Nuclear Data Library (UKNDL). 1971, DFN-272.
13. Изучение физических характеристик критической сборки - модели реактора "БОР". - Препринт ФЭИ-201. Обнинск, 1970. Авт.: А.А.Блыскавка, В.В.Бондаренко, А.И.Воропаев и др.

## ОЦЕНКА ГЕТЕРОГЕННЫХ ЭФФЕКТОВ В БЫСТРЫХ КРИТИЧЕСКИХ СБОРКАХ

(Часть I. Влияние гетерогенных эффектов на форму спектра и коэффициенты размножения)

*В.В.КОРОБЕЙНИКОВ, М.Н.НИКОЛАЕВ, Б.Г.РЯЗАНОВ,  
М.М.САВОСЬКИН, А.М.ЦИБУЛЯ*

ESTIMATION OF HETEROGENEOUS EFFECTS OCCURRING IN FAST CRITICAL ASSEMBLIES. The estimation results of the heterogeneous effect influence on the critical parameters and the cross section ratios for the BFS-31 fast critical assemblies are given. The accounting of the heterogeneous resonance cross section self-shielding has been carried out in a sub-group approximation using a computation of the heterogeneous resonance perturbations being accomplished by the Monte-Carlo method with a correlated trajectory selection. The non-resonance heterogeneous effects have been computed by a collision probability method. The computation was performed on the АРАМАКО 26-group constant basis.

Проверка систем групповых констант путем анализа расхождений между расчетными и экспериментальными характеристиками критических и экспоненциальных сборок на быстрых нейтронах требует учета влияния гетерогенных эффектов, существенно сказывающихся на значениях измеряемых характеристик.

Один из наиболее эффективных методов учета гетерогенных эффектов - метод вероятности столкновений, использовавшийся в ФЭИ А.В.Жуковым и В.А.Дулиным для оценки данных реакторных экспериментов в сочетании с теоремой эквивалентности для учета эффектов резонансной самоэкранировки.

Как известно, теорема эквивалентности свойств гетерогенной и эффективной гомогенной сред является приближенной и возможность ее использования для анализа быстрых критическихборок требует, вообще говоря, специального обоснования (например, путем сравнения с более точными методами).

Развитие метода подгрупп  $[1]$  позволило учитывать резонансные гетерогенные эффекты с точностью, которая ограничивается лишь приближением узкого резонанса, хорошо оправдывающегося для резонансов тяжелых ядер на спектрах быстрых критическихборок. Возможность практического использования этого метода появилась в связи с разработкой программы  $[2]$ . В настоящей работе эта программа совместно с программой расчета ячеек методом вероятности столкновений  $[3]$  и рядом других программ комплексов АРМОНТ  $[4]$  и АРАМАКО М-26  $[5]$  использована для анализа ряда быстрых критическихборок.

Приводятся результаты учета влияния резонансных гетерогенных эффектов на критические параметры и отношения сеченийборок БФС-31, БФС-33А, БФС-33Б, БР-1-12, БР-1-13А и БР-1-13Б, исследованных в 1971-1975 гг. на стендах БФС и БР-1. Выбор этихборок для анализа обусловлен тем, что сборки БФС-31, БФС-33А и БФС-33Б содержали в себе обширные зоны со средами с  $K_{\infty} \sim 1$ , сборки БР-1-12, БР-1-13А и БР-1-13Б были экспоненциальными, причем исследованные среды также имели  $K_{\infty} \sim 1$ . Таким образом, расчетный анализ критических параметров и спектральных индексов этихборок может быть осуществлен в нульмерном приближении достаточно строго, если только гетерогенные эффекты будут приняты во внимание.

### 1. Описаниеборок и их расчетных моделей

Реальные ячейки сред, исследовавшихся в стендах БР-1 и БФС, - трехмерные (рис.1). Последовательность таблеток, расположенных в различных трубах, одинакова. Однако из-за разной толщины таблеток они оказывались лежащими не строго в одной плоскости. В верхней части решетки среднее отклонение от плоскости составляло от 2-3 (сборки БР-1) до 5-8 мм (сборки БФС).

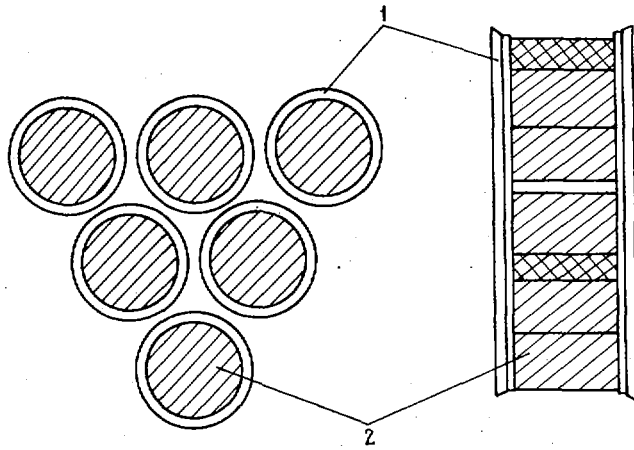


Рис.1. Реальная решетка сборок БР-1 и БФС:  
1- труба; 2 - таблетки

В расчетах этих ячейки описывались одномерными плоскопараллельными моделями. При построении основных расчетных моделей предполагалось, что таблетки одинакового состава в соседних трубах точно совпадают по высоте. Образующийся таблетками, расположенными на одной высоте, слой гомогенизировался (т.е. в его состав включился материал трубы, окружающей таблетку, а объем рассчитывался с учетом межтрубных зазоров).

При такой расчетной модели недооценивался эффект гетерогенности в плутониевых таблетках, заключенных в стальные оболочки, так как плутоний сильно разбавлялся сталью. Для оценки этого эффекта была рассчитана модель БФС-31(м), в которой сталь, окружающая плутоний, находилась в двух одинаковых слоях, плотность которых с каждой стороны плутониевого сердечника сохранялась.

Расчетные модели ячеек, геометрические размеры зон и их состав приведены на рис.2 и в табл.1.

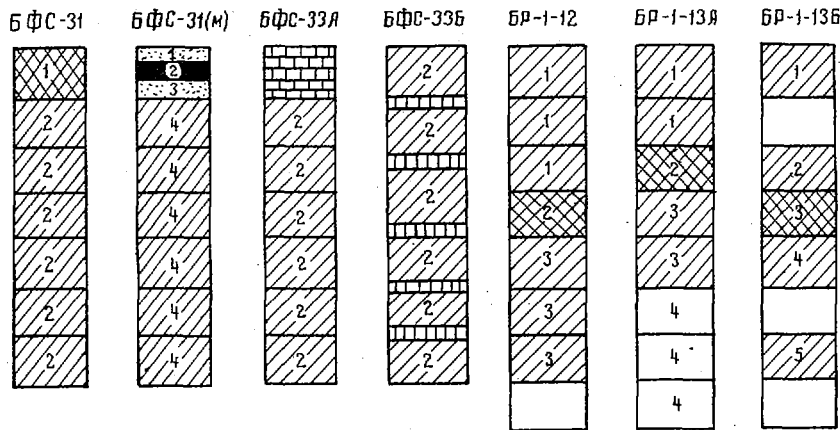


Рис.2. Схема расположения блочков в трубах (один период):

- плутониевый сердечник,  $h = 0,158$  см;
- плутоний,  $h = 0,316$  см;
- окись обогащенного урана,  $h = 0,173$  см;
- окись обедненного урана,  $h = 0,981$  см (сборки БР-1);  
 $h = 0,977$  см (сборки БФС);
- графитовая таблетка,  $h = 0,984$  см;
- стальной слой,  $h = 0,079$  см

Таблица I

Ядерные концентрации изотопов в слоях,  $10^{22}$  ядро/см<sup>3</sup>

Нуклид	Топливные таблетки				UO <sub>2</sub> обедненный		Сталь	Графит
	БФС-31	БФС-31(м)	БФС-33	БР-1	БФС	БР-1	БФС-31(м)	БР-1
Pu	1,875	4,3125		1,809				
<sup>235</sup> U			0,769					
<sup>238</sup> U			0,102		1,395	1,348		
O			1,742		2,83	2,7		
Fe	2,016		1,536	1,513	0,4191		4,630	
Cr	0,540		0,412	0,4075	0,111		1,243	
Ni	0,260		0,1969	0,4051	0,04918		0,598	
Cu				0,0060		0,0060		0,00603
Mg				0,0057		0,0057		0,00575
Al			0,114	0,3908	0,451	0,7995		0,3908
C								6,11

#### 2. Методика учета гетерогенных эффектов

Гетерогенные эффекты учитывали в два этапа. Сначала с помощью комплекса АРМОНТ [4] по алгоритму, описанному в работе [2], рассчитывали поправки на гетерогенность к гомогенным факторам резонансной самоэкранировки групповых сечений зон ячейки. Затем эти факторы использовали для корректировки гомогенно-блокированных сечений при расчете ячейки методом вероятности столкновений с помощью комплекса ВЕРСТА [3]. Детальная схема расчета показана на рис.3.

Модулем I2 комплекса АРМОНТ [4] рассчитывают подгрупповые константы "обобщенных" изотопов, входящих в состав ячейки. В упомянутых случаях в качестве обобщенных изотопов рассматривали двуокись обедненного урана, сталь и смесь изотопов плутония. Далее с помощью модуля 28 [4] рассчитывают гомогенно-блокированные константы обобщенных изотопов, которые с помощью программы-интерфейса модуля 6I [2] заносят на ленту в формате модуля I2. Следующая программа модуля 6I подготавливает подгрупповые и групповые константы для их использования в программе расчета ячейки и погруппно записывает на магнитный барабан.

Расчетная программа модуля 6I рассчитывает плоскую ячейку методом Монте-Карло в групповом приближении, одновременно оценивая число процессов в подгрупповом приближении методом коррелированных выборок. Числа столкновений, числа реакций деления и захвата и потоки нейтронов по слоям и по группам для группового и подгруппового расчетов имеют сильно скоррелированные погрешности, и поэтому статистические ошибки отношений чисел процессов (которые можно рассматривать как гетерогенные поправки к резонансным факторам самоэкранировки) существенно ниже, чем ошибки в самих числах процессов. Эти отношения рассчитывают в последней программе модуля 6I, выдающей результаты на алфавитно-цифровое печатающее устройство (АЦПУ) и перфокарты. На этом расчет резонансных гетерогенных эффектов заканчивается. Расчет одного варианта занимает ~ 3 ч (2000 историй).

Для расчета эффектов пространственной гетерогенности в системе АРАМАКО [6] использовали модули комплекса программ ВЕРСТА, реализующего метод вероятности первых столкновений (ВПС) для решения многогруппового транспортного уравнения Больцмана в интегральной форме. Входной информацией комплекса являлись блокированные микросечения, рассчитанные комплексом ГОМЕР, в котором в качестве исходных данных служили гомогенные концентрации ячейки. При этом поправки в сечения замедления изотопов на форму внутригруппового спектра не вводили. Исключением были сечения замедления в первых трех группах, при расчете которых учитывали поправки на форму спектра деления.

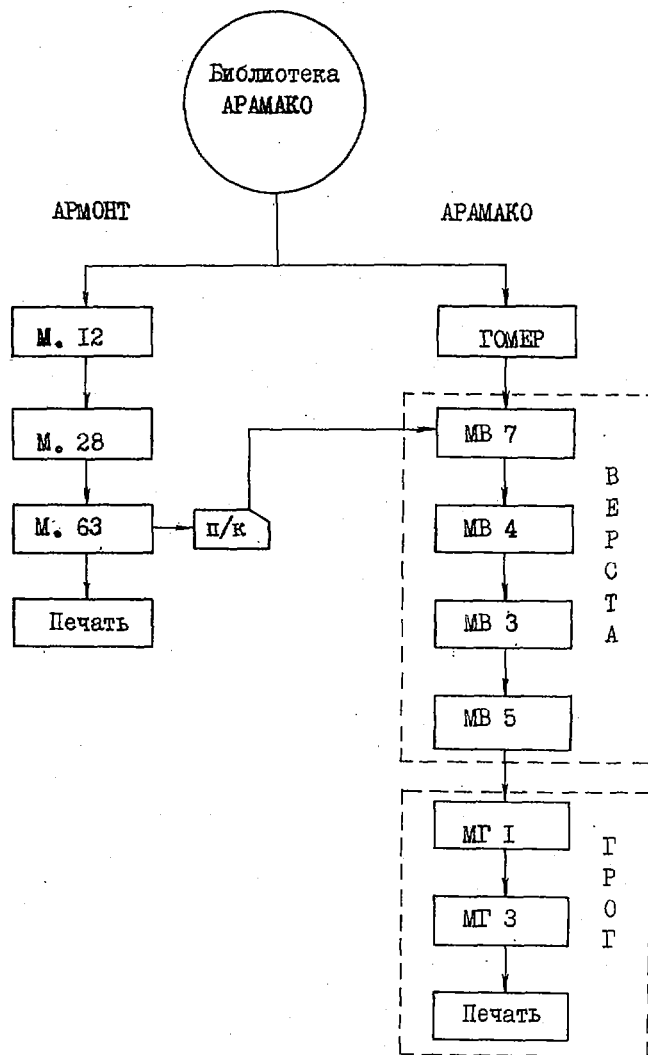


Рис.3. Блок - схема расчета

Далее модулем МВ7 комплекса ВЕРСТА по заданным концентрациям слоев рассчитывали макросечения слоев ячейки и формировали файлы сечений индикаторов. Для учета влияния резонансной гетерогенности в этом модуле предусмотрен ввод с перфокарт поправочных коэффициентов к макросечениям слоев, рассчитанных комплексом АРМОНТ по описанной выше процедуре. С помощью модуля МВ4, исходной информацией для которого служили задаваемые с перфокарт геометрические размеры слоев и подготовленный модулем МВ7 файл транспортных макросечений, рассчитывали матрицы ВПС и модулем МВ3 осуществляли расчет потоков и  $K_{эфф}$  ячейки. Модуль МВ5 рассчитывал гомогенизированные макросечения ячейки ( $\bar{\Sigma}_{t0}$ ,  $\bar{\Sigma}_{tz}$ ,  $\bar{\Sigma}_f$ ,  $\bar{\Sigma}_{yb}$ ,  $\bar{\Sigma}_{зам}$ ,  $\bar{\Sigma}_{ln}^{g \rightarrow g}$ ) и распределения спектральных индексов по ячейке. При усреднении сечений (включая  $\bar{\Sigma}_{tz}$ ) в качестве весовых функций использовали пространственные распределения групповых потоков. Основанием для этого послужили рекомендации работы [7].

Для расчета окончательных значений  $K_{эфф}$  и средних по ячейке отношений чисел процессов использовали модули комплекса одномерного расчета реактора в  $P_1$ -приближении - ГРОГ [5].

Модулем МГ1 этого комплекса вначале осуществляли расчет  $K_{\infty}$  и спектра в бесконечной среде по найденным в комплексе ВЕРСТА макросечениям. Затем модулем МГ2 вводили поправки в сечение замедления путем мультигруппового расчета внутригруппового спектра в приближении постоянства сечений в группах. Наконец модулем МГ1 снова проводили расчет

$K_{\infty}$  и энергетического спектра. С помощью модуля МГЗ рассчитывали отношения чисел процессов. Входной информацией этого модуля являлись значения заблокированных микросечений, рассчитанных комплексом ГОМЕР.

### 3. Обсуждение результатов расчета

1. Точность оценки эффекта резонансной гетерогенности. В табл.2 приведены коэффициенты  $K_{\Sigma}^1$  и  $K_{\Gamma}^1$  - отношения гетерогенных факторов резонансной самоэкранировки к гомогенным для захвата (индекс с) и деления (индекс f), где i - индекс слоя по схеме, показанной на рис.2. Эти отношения являются результатами расчетов, выполненных модулем МАБИ комплекса АРМОНТ.

Таблица 2

Расчетные поправки на гетерогенность  
к гомогенным факторам резонансной самоэкранировки

Группа	БФС-3I		БФС-3I(м)				БФС-3ЗА		БФС-3ЗБ	
	$K_{\Gamma}^1$	$K_{\Sigma}^2$	$K_{\Sigma}^1$	$K_{\Gamma}^2$	$K_{\Sigma}^3$	$K_{\Sigma}^4$	$K_{\Gamma}^1$	$K_{\Sigma}^2$	$K_{\Gamma}^1$	$K_{\Sigma}^2$
II	0,995	0,999	0,984	0,993	0,985	0,999	0,993	0,997	0,999	0,999
I2	0,988	0,996	0,984	0,983	0,981	0,998	0,999	0,994	1,00	0,997
I3	0,953	0,997	0,984	0,940	0,984	0,992	0,992	0,992	0,997	1,00
I4	0,934	0,994	0,921	0,906	0,883	0,997	0,979	0,988	0,995	0,996
I5	0,882	0,982	0,978	0,860	0,976	0,980	0,968	0,985	0,992	0,989
I6	0,838	0,986	I	0,805	I	0,971	0,9577	0,953	0,989	0,989
I7	0,773	0,965	I	0,727	I	0,964	0,930	0,953	0,981	0,972
I8	0,562	0,949	I	0,661	I	0,989	0,910	0,939	0,981	0,976
I9	0,691	0,969	I	0,653	I	0,966	0,895	0,955	0,973	0,972

Группа	БР-I-I2			БР-I-I3А				БР-I-I3Б				
	$K_{\Sigma}^1$	$K_{\Gamma}^2$	$K_{\Sigma}^3$	$K_{\Sigma}^1$	$K_{\Gamma}^2$	$K_{\Sigma}^3$	$K_{\Sigma}^4$	$K_{\Sigma}^2$	$K_{\Gamma}^3$	$K_{\Sigma}^4$	$K_{\Sigma}^5$	
II	0,996	0,996	0,996	0,988	0,996	0,988	0,998	0,994	0,996	0,993	0,995	
I2	0,992	0,989	0,991	0,973	0,989	0,974	0,990	0,988	0,990	0,988	0,993	
I3	0,986	0,968	0,992	0,956	0,965	0,962	0,988	0,981	0,965	0,966	0,993	
I4	0,990	0,939	0,990	0,926	0,930	0,924	0,966	0,947	0,938	0,948	0,983	
I5	0,974	0,901	0,983	0,904	0,900	0,893	0,953	0,948	0,906	0,952	1,006	
I6	0,966	0,851	0,960	0,868	0,840	0,848	0,947	0,907	0,841	0,891	0,990	
I7	0,952	0,793	0,961	0,904	0,799	0,903	0,978	0,958	0,785	0,962	0,941	
I8	0,920	0,701	0,977	0,827	0,707	0,850	0,961	0,891	0,701	0,901	0,942	
I9	0,999	0,726	0,969	0,870	0,733	0,879	0,961	0,971	0,755	0,874	0,964	
20	0,832	0,728	0,944	0,789	0,713	0,820	0,934	0,779	0,692	0,914	1,06	
21	0,918	0,743	0,923				0,955	0,783	0,708	0,814	0,884	

В сборке БФС-3I(м) для симметрично расположенных слоев стали значения  $K_{\Sigma}^1$  и  $K_{\Sigma}^2$  должны совпадать. Наблюдающиеся различия характеризуют точность расчета этих величин методом Монте-Карло. Максимальное различие - 4% - имеется в I4-й группе. О точности расчета факторов самоэкранировки сечения захвата  $^{238}\text{U}$  можно судить по различию между значениями  $K_{\Sigma}^1$  и  $K_{\Sigma}^2$  для симметричных слоев из  $\text{UO}_2$  в сборке БР-I-I2. В группах с II-й по I7-ю, в которых поток не слишком низок (табл.3), расхождение не превышает 1%.

В сборке БР-I-I3А, в которой концентрация  $^{238}\text{U}$  ниже, точность расчета факторов самоэкранировки несколько хуже (расхождение в I6-й группе достигло 2%), что и естественно, поскольку число столкновений с ураном при замедлении через группу в этом случае ниже. Обращает на себя внимание и то, что в I8-20-й группах в этой сборке точность расчета  $K_{\Sigma}$  заметно увеличилась по сравнению с БР-I-I2.

Влияние гетерогенных эффектов  
на расчетную форму спектра

Группа	БФС-31			БФС-31(м)			БФС-33А		
	$\varphi_0$	$\varphi_1/\varphi_0$	$\varphi/\varphi_1$	$\varphi_1/\varphi_0$	$\varphi/\varphi_1$	$\varphi_0$	$\varphi_1/\varphi_0$	$\varphi/\varphi_1$	
I	0,208	0,996	I	0,998	I	0,208	I,003	I	
2	1,36	0,993	I	0,990	I	1,40	I,002	I	
3	3,26	0,993	I	0,989	I	3,38	I,003	I	
4	6,09	0,994	I	0,991	I	6,35	I,004	I	
5	7,72	0,995	I	0,991	I	8,03	I,003	I	
6	16,1	0,992	I	0,988	I	16,8	I,004	I	
7	21,9	0,993	I	0,989	I	22,5	I,999	I	
8	24,7	0,993	I	0,990	I	25,3	I,998	I	
9	25,5	0,994	I	0,990	I	25,7	0,998	I	
10	19,2	0,995	I	0,992	I	18,8	0,999	I	
II	15,3	0,996	I,00	0,993	I,00	14,4	I,001	I,00	
12	7,99	0,999	I,00	0,998	I,00	7,14	I,006	I,00	
13	4,19	I,00	I,01	I,01	I,01	3,65	I,01	I,01	
14	1,82	I,02	I,02	I,02	I,03	1,47	I,03	I,02	
15	0,668	I,04	I,007	I,06	I,09	0,478	I,07	I,03	
16	0,207	I,11	I,16	I,16	I,19	0,127	I,16	I,06	
17	0,046	I,22	I,35	I,32	I,40	0,023	I,32	I,14	
18	0,006	I,5	I,86	I,74	I,81	0,003	I,64	I,22	
19	0,5 <sup>x</sup>	I,96	2,73	2,47	2,46	0,2	2,24	I,39	
20	0,43	2,69	3,11	3,72	2,82	0,57	3,38	I,50	
21	0,64	4,61	3,11	7,32	2,81	0,61	5,16	I,50	

<sup>x</sup> 0,5 значит: 0,0005 и т.д.

Группа	БФС-33Б		БР-1-12			БР-1-13А			БР-1-13Б		
	$\varphi_1/\varphi_0$	$\varphi/\varphi_1$	$\varphi_0$	$\varphi/\varphi_0$	$\varphi/\varphi_1$	$\varphi_0$	$\varphi_1/\varphi_0$	$\varphi/\varphi_1$	$\varphi_1/\varphi_0$	$\varphi/\varphi_1$	
I	I,00	I	0,232	0,990	I	0,253	0,981	I	0,986	I	
2	I,00	I	1,57	0,988	I	1,73	0,979	I	0,983	I	
3	I,00	I	3,76	0,988	I	4,19	0,978	I	0,983	I	
4	I,00	I	7,21	0,988	I	8,96	0,974	I	0,981	I	
5	I,00	I	8,76	0,992	I	10,5	0,985	I	0,988	I	
6	I,00	I	16,5	0,992	I	17,00	0,989	I	0,989	I	
7	I,00	I	20,9	0,993	I	18,5	0,994	I	0,992	I	
8	I,00	I	22,9	0,992	I	19,2	0,990	I	0,991	I	
9	I,00	I	24,4	0,991	I	20,4	0,988	I	0,990	I	
10	I,00	I	20,1	0,991	I	18,1	0,985	I	0,990	I	
II	I,00	I,00	17,5	0,993	I,00	16,7	0,987	I,00	0,991	I	
12	I,00	I,00	11,3	0,994	I,01	13,1	0,988	I,01	0,992	I,00	
13	I,00	I,00	6,85	I,00	I,01	9,99	0,993	I,02	0,993	I,01	
14	I,01	I,00	3,73	I,02	I,02	7,02	I,01	I,04	I,01	I,02	
15	I,01	I,01	1,84	I,05	I,06	4,57	I,05	I,07	I,03	I,04	
16	I,03	I,02	0,789	I,11	I,13	2,63	I,11	I,13	I,08	I,09	
17	I,05	I,05	0,260	I,25	I,24	1,28	I,22	I,23	I,16	I,18	
18	I,10	I,08	0,056	I,53	I,50	0,467	I,45	I,42	I,33	I,39	
19	I,16	I,13	0,009	I,97	I,82	0,148	I,76	I,75	I,64	I,54	
20	I,26	I,17	0,001	2,78	2,30	0,038	2,90	I,91	2,33	I,85	
21	I,38	I,17	0,45	5,22	2,68	0,005	4,65	2,03	3,20	2,05	

О точности расчета коэффициентов самоэкранировки деления можно судить по разбросу  $K_F$  для сборок БР-I-I2, БР-I-I3A и БР-I-I3B. Максимальное расхождение (2%) имеется в I7-й группе. Достигнутую точность расчета факторов самоэкранировки, видимо, можно считать приемлемой: погрешность  $\sim 1\%$  в усредненных по ячейке сечениях захвата и деления существенно ниже погрешностей исходных данных.

Методические погрешности оценки обусловлены заменой реальной трехмерной геометрии плоскопараллельной, в результате чего вещество в выделенных слоях оказалось разбавленным материалом труб, а оптическая толщина уменьшилась за счет учета зазоров. Можно ожидать, что неточности модели сильнее всего скажутся на факторах самоэкранировки плутония, так как сердечник плутониевой таблетки металлический и не имеет внутреннего разбавителя. Из сравнения  $K_F$  для двух моделей сборки БФС-3I видно, что эти неточности в I3-I5-й группах составляют 2-3%, увеличиваясь к I7-й группе до 6%. В I8-й группе, где нейтронов мало, значение  $K_F$  для БФС-3I (м) оказалось даже выше, чем для БФС-3I, из-за статистической погрешности.

## 2. Влияние гетерогенных эффектов на расчетные характеристики критических сборок.

В табл.3 приводятся: а) нейтронные спектры гомогенной модели каждой сборки  $\psi_0^g$  (нормированные так, что  $\sum_g \nu^g \Sigma_f^g = K_\infty$ ); б) отношения групповых потоков  $\psi_f^g$ , рассчитанных с учетом гетерогенных эффектов с помощью комплекса ВЕРСТА на гомогенно блокированных константах к  $\psi_0^g$ ; в) отношения групповых потоков  $\psi_f^g$ , рассчитанных с учетом также и резонансных гетерогенных эффектов к  $\psi_f^g$ . В первых десяти группах последние отношения в точности равны единице, так как в этой области резонансные гетерогенные эффекты не учитывались.

Видно, что сборка БФС-33Б с разнесенными слоями обогащенной окиси урана действительно в высокой степени гомогенна. Гетерогенные эффекты начинают проявляться лишь в I7-й группе (5%), в которой и ниже которой лежит лишь 0,1% всех нейтронов спектра.

В табл.4 приведены значения коэффициента размножения в бесконечных средах:  $K_0$  (гомогенная модель),  $K_1-K_0$ ,  $k - K_1$ ,  $K$  (гетерогенная модель). Видно, что в сборке БФС-33Б гетерогенные эффекты меняют коэффициент размножения на сотые доли процента.

Таблица 4  
Коэффициенты размножения в бесконечных средах

Коэффициент	БФС-3I	БФС-3I(м)	БФС-33А	БФС-33Б	БР-I-I2	БР-I-I3A	БР-I-I3B
$K_0$	0,9374	0,9374	0,9322	0,9322	0,8874	1,0078	1,0078
$(K_1-K_0)100$	1,03	1,43	-0,27	-0,06	1,01	0,98	0,56
$(K-K_1)100$	-0,23	-0,30	0,01	0,01	-0,15	0,65	-0,11
$k$	0,9454	0,9487	0,9296	0,9317	0,8960	1,0241	1,0123

Влияние гетерогенных эффектов на расчетную форму спектра в сборках БФС-3I и БФС-33А почти одинаково и так же проявляется лишь на самом низкоэнергетическом хвосте спектра, где лежит малая часть нейтронов. Примерно таков же характер влияния этих эффектов и на спектр нейтронов в сборке БР-I-I2. Здесь, однако, доля нейтронов, лежащих в области энергий, где проявляются эффекты гетерогенности, выше. Суммарное влияние гетерогенности в плутониевых сборках БФС-3I и БР-I-I2 составляет примерно 1%. В сборке БФС-33А гетерогенный эффект существенно ниже (0,3%). Различие между разными моделями описания плутониевой таблетки заметно сказывается на значении коэффициента размножения. Разница в  $K_\infty$  для моделей БФС-3I и БФС-3I(м) - 0,3%.

Наиболее существенно влияние гетерогенных эффектов в сборке БР-I-I3A, в которой важны как резонансный, так и нерезонансный эффекты (в сумме более 1,6%). Частичная гомогенизация этой среды в сборке БР-I3B существенно понизила влияние гетерогенных эффектов на коэффициент размножения (резонансный эффект даже поменял знак). Влияние гетерогенных эффектов на форму нейтронного спектра в этих сборках весьма существенно (см.табл.3).



3. Влияние гетерогенных эффектов на отношение средних сечений. Как уже говорилось, расчет средних сечений осуществлялся путем усреднения гомогенно-блокированных сечений по усредненному по ячейке спектру, рассчитанному с учетом гетерогенности. Полученные таким образом средние сечения деления  $^{238}\text{U}$ , захвата  $^{197}\text{Au}$ ,  $^{55}\text{Mn}$  и  $^{63}\text{Cu}$  соответствуют результатам измерений в полости, обеспечивающей усреднение спектра по ячейке. Средние сечения деления топливного изотопа и захвата  $^{238}\text{U}$  соответствуют результатам измерений в полости при условии, что облучаемые образцы окружены замедлителем, рассеяния в котором сглаживают резонансную структуру спектра, не меняя его общей формы. Таких измерений на обсуждаемых сборках не производили, и расчетные значения сечений даются лишь для иллюстрации масштаба влияния гетерогенных эффектов на средние сечения нейтронных реакций.

В 3-м столбце табл.5 приводятся отношения средних сечений реакций, указанных во 2-м столбце, к среднему сечению деления  $^{235}\text{U}$  для спектров, полученных при расчете гомогенных моделей сборок. Далее приведены поправки к этим отношениям, учитывающие влияние на форму спектра (но не на усреднение сечений!) нерезонансного (4-й столбец) и резонансного гетерогенного эффекта (5-й столбец). В последнем столбце приведены

Таблица 5

Влияние гетерогенных эффектов на отношения сечений  
 $(I = \langle \sigma_\alpha \rangle / \langle \sigma_f^5 \rangle)$

Сборка	$\alpha$	$I_0$	$\frac{I_1 - I_0}{I_0} \cdot 100$	$\frac{I - I_1}{I_1} \cdot 100$	I
БФС-3I	$^{238}\text{U}$	0,01814	-0,6	-0,8	0,01788
	$^{197}\text{Au}$	0,1462	-0,2	-0,4	0,1453
	$^{55}\text{Mn}$	0,8504	-0,2	-0,2	0,8469
БФС-3I(м)	$^{238}\text{U}$	0,01814	-0,9	-1,1	0,01779
	$^{197}\text{Au}$	0,1462	-0,3	-0,5	0,1451
	$^{55}\text{Mn}$	0,8504	-0,3	-0,3	0,8457
БФС-33А	$^{238}\text{U}$	0,01965	-0,1	-0,4	0,01955
	$^{197}\text{Au}$	0,1467	-0,2	0,0	0,1464
	$^{55}\text{Mn}$	0,8760	-0,1	-0,1	0,8744
БФС-33Б	$^{238}\text{U}$	0,01965	-0,1	-0,1	0,01961
	$^{197}\text{Au}$	0,1467	-0,1	0,0	0,1466
	$^{55}\text{Mn}$	0,8760	-0,1	-0,0	0,8754
БР-I-I2	$^{238}\text{U}$	0,01705	-2,4	-2,0	0,01681
	$^{197}\text{Au}$	0,1417	-0,9	-1,0	0,1390
	$^{55}\text{Mn}$	0,8055	-0,5	-0,4	0,7989
	$^{63}\text{Cu}$	0,4097	+2,3	+2,3	0,4288
	$^{55}\text{Mn}$	0,04429	+4,1	+4,1	0,04800
	$^{63}\text{Cu}$	0,04715	+0,2	-0,3	0,04710
БР-I-I3А	$^{238}\text{U}$	0,01481	-7,0	-6,9	0,01285
	$^{197}\text{Au}$	0,1316	-3,0	-3,3	0,1235
	$^{55}\text{Mn}$	0,7552	-0,8	-0,9	0,7426
	$^{63}\text{Cu}$	0,5515	+12,3	+12,3	0,6957
	$^{55}\text{Mn}$	0,07276	+2,1	+1,8	0,07567
	$^{63}\text{Cu}$	0,05106	-3,1	-3,7	0,04764
БР-I-I3Б	$^{238}\text{U}$	0,01491	-5,1	-5,5	0,01337
	$^{197}\text{Au}$	0,1316	-2,1	-2,6	0,1254
	$^{55}\text{Mn}$	0,7552	-0,6	-0,7	0,7455
	$^{63}\text{Cu}$	0,5515	+7,7	+9,7	0,6528
	$^{55}\text{Mn}$	0,07276	+1,6	+1,2	0,07480
	$^{63}\text{Cu}$	0,05106	-2,3	-3,3	0,04830

отношения сечений на спектре гетерогенной среды. Учитывая, что отношения сечений изменяются с точностью  $\sim 2 - 3\%$ , можно констатировать, что влиянием гетерогенных эффектов на отношение  $\sigma_f^8 / \sigma_f^5$  можно пренебречь лишь в случаеборок БФС-33А, Б, обладающих очень слабой гетерогенностью. В БР-I-12 гетерогенный эффект понижает это отношение на 14%. Следует отметить, что влияние данного эффекта на отношение числа делений  $^{238}\text{U}$  к числу делений  $^{239}\text{Pu}$  в ячейке еще выше, так как спектр нейтронов в урансодержащих слоях ячейки БР-I-13А обеднен нейтронами, способными делить  $^{238}\text{U}$ , по сравнению со средним спектром.

На такой важный индекс, как  $\sigma_c^8 / \sigma_f^5$ , влияние гетерогенных эффектов сказывается лишь в сравнительно сильно гетерогенных сборках БР-I. Учет гетерогенной блокировки усредненного сечения захвата  $^{238}\text{U}$  еще усилит эти эффекты, однако при расчете отношения чисел процессов в ячейке данный эффект отчасти компенсируется завалом потока медленных нейтронов в урановых слоях.

Весьма велики поправки на отношения  $\sigma_c^{Au} / \sigma_f^5$  в сравнительно мягких сборках БР-I-13А, Б. В сборке БР-I-12 весьма чувствительным к гетерогенности оказалось отношение  $\sigma_c^{Au} / \sigma_f^5$ .

Отношения  $\sigma_f^9 / \sigma_f^5$ , как и следовало ожидать, слабо чувствительны к влиянию гетерогенности на форму спектра: даже в наиболее гетерогенной сборке БР-I-13А это отношение меняется всего на 1,6%.

#### 4. Заключение

Приведенные данные свидетельствуют, что на стендах БФС, БР-I, КОБРА имеется возможность собирать чистые критические сборки с не слишком высокой степенью гетерогенности, во всяком случае такой, что гетерогенные эффекты могут быть достаточно точно оценены с помощью развитых методов и расчетных программ.

При исследовании разбавленныхборок (типаборок БР-I) учет эффектов резонансной гетерогенности особенно существен.

Сравнение с экспериментальными данными не проведено, так как, во-первых, оценка эксперимента СКЕРЦО [8] показала, что при анализе экспериментов на средах типов, обсуждающихся здесь, существенно детально рассчитывать форму спектра в верхних группах, заметно влияющую на среднегрупповые сечения деления  $^{238}\text{U}$ ; во-вторых, требуется более корректный учет поправки в сечении замедления на форму внутригруппового спектра; в-третьих, для расчета отношений чисел процессов в ячейке необходимо проводить усреднение сечений, заблокированных по слою и содержащих рассматриваемый изотоп по интегральному спектру этого слоя (для чего расчет ячейки по комплексу ВЕРСТА следует проводить с использованием откорректированных сечений замедления); в-четвертых, для учета пространственной зависимости коэффициентов самоэкранировки в пределах одного слоя в ряде случаев (БР-I-13А) необходима более детальная разбивка на расчетные зоны (это приводит к увеличению времени счета); в-пятых, для сравнения с экспериментальными данными о ходе скоростей реакций по ячейке необходимо рассчитывать коэффициенты блокировки соответствующих реакций и в тех слоях, где рассматриваемые изотопы не обнаружены.

Таким образом, сравнение с экспериментальными данными будет проводиться по мере учета упомянутых эффектов.

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

1. Н и к о л а е в М.Н. и др. Метод подгрупп для расчета распространения нейтронов в резонансных средах. - "Атомная энергия", 1971, т.30, с.426.
2. К о р о б е й н и к о в В.В., Н и к о л а е в М.Н. Расчет эффектов резонансной гетерогенности методом Монте-Карло. - "Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы", 1976, вып.22, с.103.
3. Р я з а н о в Б.Г. ВЕРСТА - комплекс программ для расчета размножающих систем методом вероятностей столкновений. - Препринт ФЭИ-651. Обнинск, 1975.

4. К о р о б е й н и к о в В.В. и др. Комплекс программ для расчета гетерогенных эффектов методом Монте-Карло. - "Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы", 1975, вып. 18, с. 85-135.
5. М а р к е л о в И.П. и др. Комплекс программ для расчета быстрых реакторов в одномерной геометрии (Доклад на симпозиуме стран СЭВ. Дмитровград, 1974).
6. Х о х л о в В.Ф. и др. Комплекс программ АРАМАКО для расчета групповых макро- и блокированных микросечений на основе 26-групповой системы констант в подгрупповом представлении. - "Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы", 1972, вып. 8, ч. 3.
7. Т а к е д Т., С е к и у а Т. Calculation of the Anisotropic Diffusion Coefficient. - "J. Nucl. Sci. and Techn.", 1972, v. 9, N 12, p. 697.
8. С h a u d a t J.P., D a r r o u z e t M., F i s h e r E.A. KFK-1865 (CEA-R-4552), 1974.

УДК 539.125.523

ЧИСЛЕННОЕ РЕШЕНИЕ УРАВНЕНИЯ ПЕРЕНОСА НЕЙТРОНОВ В ВОДОРОДЕ И ВОДЕ  
И ОЦЕНКА ЭФФЕКТА ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ЗАВИСИМОСТИ СРЕДНЕГРУППОВЫХ  
СЕЧЕНИЙ НЕЙТРОНОВ

В.А.МОЛОХОВА, А.Н.СУВОРОВ

NUMERICAL SOLUTION OF EQUATION FOR NEUTRON TRANSPORT IN HYDROGEN AND WATER AND EVALUATION OF SPACE DEPENDENCE EFFECT OF GROUP-MEAN NEUTRON CROSS SECTIONS. The paper presents a numerical algorithm for solving integro-differential equation of neutron transport from a point isotopic source in infinite medium studies are carried out of spatial dependence of group-mean neutron cross section.

Given are the results of differential neutron spectra numerical calculations for a source of monoenergy neutrons and for a source of fission. The values of mean-group total and different partial cross sections are given obtained by averaging both over neutron flux spectrum at different distances from the source and over spectrum in different zones.

## I. Уравнение переноса

Рассматривается задача переноса нейтронов от точечного изотропного источника излучения с заданным энергетическим распределением испускаемых нейтронов в бесконечной гомогенной среде, одной из компонент которой является водород.

Упругое рассеяние на ядрах массой, большей единицы, полагается анизотропным, причем учет анизотропии осуществляется с помощью первых четырех коэффициентов разложения дифференциального сечения рассеяния:  $f_0, f_1, f_2$  и  $f_3$ . Исходное кинетическое уравнение записывают в виде

$$\mu \frac{\partial N}{\partial z} + \frac{1-\mu^2}{z} \frac{\partial N}{\partial \mu} + \sigma_t(E)N(z, \mu, E) =$$

$$= \sum_{i=1}^n \frac{(M_i+1)^2}{2M_i} \int_0^{2\pi} d\psi \int_{-1}^{+1} d\mu' \int_E^{E/2_i} dE' N(z, \mu', E') \sigma_{el,i}(E', \mu') \delta \left\{ 1 - \frac{(M_i+1)^2}{2M_i} \left( 1 - \frac{E}{E'} \right) - \mu_i \right\} + \frac{1}{2} \frac{\delta(z)}{4\pi r^2} F(E), \quad (I.1)$$

где  $N(z, \mu, E)$  - функция дифференциального энергетического и углового распределения;

$\sigma_t(E)$  - макроскопическое полное поперечное сечение взаимодействия, представляющее собой сумму полных поперечных сечений взаимодействия различных ядер, содержащихся в рассматриваемой среде:

$$\sigma_t(E) = \sum_{i=1}^n \sigma_{t,i}(E) \rho_i. \quad (I.2)$$

Здесь  $\rho_i$  - плотность ядер  $i$ -го сорта;

$\phi_t(E)$  - энергетическое распределение нейтронов источника:

$$F(E) = \begin{cases} \delta(E - E_0) & \text{для моноэнергетического источника,} \\ 0,484 \text{sh} \sqrt{2E} e^{-E} & \text{для источника спектра деления;} \end{cases}$$

$n$  - число различных сортов ядер в смеси;

$i$  - индекс, определяющий тип ядра в смеси;

$M_i$  - масса  $i$ -го ядра;

$\gamma_i$  - число, соответствующее максимальной потере энергии нейтроном при одном акте соударения:

$$\gamma_i = \left( \frac{M_i - 1}{M_i + 1} \right)^2; \quad (I.3)$$

$\mathcal{M}$  - косинус угла рассеяния:

$$\mathcal{M}_1 = \mathcal{M} \mathcal{M}' + \sqrt{1 - \mathcal{M}^2} \sqrt{1 - \mathcal{M}'^2} \cos \alpha;$$

$\sigma_{el}(E, \mu)$  - дифференциальное сечение упругого рассеяния, представленное разложением

$$\sigma_{el}(E, \mu) = \sigma_s(E) \sum_{l=0}^{\ell} \frac{2l+1}{2} f_l(E) P_l(\mu), \quad (I.4)$$

где  $f_l(E)$  - коэффициенты, зависящие от энергии падающего нейтрона и типа ядра;

$P_l(\mu)$  - полиномы Лежандра.

Для перехода от исходного уравнения (I.1) к уравнению для моментов функции распределения функцию углового потока заменяют ее разложением:

$$N(z, \mu, E) = \sum_{\nu=0}^{\infty} \frac{2\nu+1}{2} P_{\nu}(\mu) N_{\nu}(z, E), \quad (I.5)$$

где

$$N_{\nu}(z, E) = \int_{-1}^{+1} N(z, \mu, E) P_{\nu}(\mu) d(\mu). \quad (I.6)$$

Само уравнение интегрируют по угловой переменной  $\mu$  в пределах от  $-1$  до  $+1$ , в результате чего приходят к эквивалентному интегро-дифференциальному уравнению относительно коэффициентов разложения  $N_{\nu}(z, E)$ , для решения которого используют метод моментов [1-3]. С этой целью вводят в рассмотрение пространственные моменты функций  $N_{\nu}(z, E)$ , определенные интегралами

$$N_{\nu}^n(E) = \frac{1}{n!} \int_0^{\infty} 4\pi z^2 N_{\nu}(z, E) [\sigma_{t,0} z]^n dz, \quad (I.7)$$

где  $\sigma_{t,0}$  - сечение, соответствующее энергии  $E_0$ . Полученное в результате интегрирования по угловой переменной уравнение переноса интегрируют по пространственной переменной  $z$  в пределах от 0 до  $\infty$ . Принимая во внимание представление для моментов (I.7) и условие равенства потока нулю на бесконечности, приходят в результате повторного интегрирования уравнения переноса к уравнению для моментов  $N_{\nu}^n$ :

$$\begin{aligned} \sigma_t(u) N_{\nu}^n(u) = & \sum_{l=1}^n \frac{(M_l+1)^2}{2M_l} \sum_{\ell=0}^{\infty} \frac{2\ell+1}{2} \int_{u-R}^u du' \sigma_{s,i}(u') e^{u'-u} \times \\ & \times \rho_{\nu} \left( \frac{M_l+1}{2} e^{\frac{u'-u}{2}} - \frac{M_l-1}{2} e^{-\frac{u'-u}{2}} \right) N_{\nu}(u') f_{\ell,l}(u') \rho_{\ell} \left( 1 - \frac{(M_l+1)^2}{2M_l} (1 - e^{u'-u}) \right) + \\ & + \frac{\sigma_{t,0}}{(2\nu+1)n} \left\{ \nu(n+\nu+1) N_{\nu-1}^{n-1}(u) + (\nu+1)(n-\nu) N_{\nu+1}^{n-1}(u) \right\} + \sigma_{t,0} F(u) \delta_{0\nu} \delta_{0n}, \end{aligned} \quad (I.8)$$

где  $f_{\ell,i}$  - коэффициенты разложения ядра упругого рассеяния;

$\delta_{0\nu}, \delta_{0n}$  - символы Кронекера:

$$\delta_{0\nu} = \begin{cases} 1 & (\nu = 0), \\ 0 & (\nu > 0). \end{cases}$$

В уравнении (I.8) от энергетической переменной  $E$  перешли к переменной летаргии

$$U = \ell n \frac{E_0}{E},$$

где  $E_0$  - некоторая условная энергия.

Входящая в нижний предел интеграла рассеяния величина  $R$  соответствует максимально возможной потере энергии при одном столкновении и равна

$$R = \ell n \left( \frac{M+1}{M-1} \right)^2.$$

В случае источника моноэнергетических нейтронов в уравнении (I.8) при реализации численного решения исключают из рассмотрения нерассеянную часть поля излучения и моменты функции распределения несут в себе информацию только о нейтронах, испытавших одно, два и более соударений. Нерассеянную же часть поля учитывают затем с помощью экспоненциального закона ослабления.

Интегральное уравнение (I.8) решают численно путем сведения его к конечной системе алгебраических уравнений. При реализации численного алгоритма вдоль оси переменной летаргии  $U$  откладывают точки  $U_0, U_1, U_2, \dots, U_m$ , в которых вычисляют приближенные значения искомой функции, а интеграл в правой части находят с использованием квадратной формулы трапеций.

Следует отметить, что при реализации численного алгоритма в целях значительной экономии памяти ЭВМ интеграл рассеяния на водороде преобразовывали с помощью метода вырожденного ядра [4], сущность которого заключается в представлении ядра интегрального уравнения в виде конечной суммы слагаемых. Водородные сечения считали по формуле [4]<sup>X</sup>.

$$\sigma_s(u) = \pi \left[ \frac{3}{y^2 + (0,089y^2 - 1,85)^2} + \frac{1}{y^2 + (0,135y^2 + 0,422)^2} \right]. \quad (I.9)$$

<sup>X</sup> Эта формула систематически занижает сечения по сравнению с экспериментальными данными (до 1,7% при  $E > 10$  МэВ, до 3% при  $E > 5$  МэВ, до 7-8% при  $E < 25$  МэВ).

## 2. Восстановление функции распределения по ее моментам

Искомую функцию пространственно-энергетического распределения  $N_0(z, u)$  восстанавливали с помощью метода подбора параметров [5] по известным ее четным моментам, найденным в результате численного решения уравнения (1.8).

Эта часть задачи приближенная, и степень ее точности зависит от того, насколько правильно приближенное представление искомой функции отражает истинный ход функции распределения. В данной задаче искомая функция представляется в виде суммы

$$4\pi z^2 N_0(z, u) = \sum_{i=1}^m \frac{\gamma_i}{\beta_i} \frac{\sigma_0 z}{\beta_i} e^{-\frac{\gamma_i z}{\beta_i}}, \quad (2.1)$$

где  $\gamma_i$ ,  $\beta_i$  — неопределенные параметры. Их подбирают из условия совпадения  $2n$  первых четных моментов правой части представления (2.1) с известными моментами функции  $N_0(z, u)$ . В результате осуществления этого условия приходят к системе нелинейных алгебраических уравнений, последовательное решение которой приводит к определению параметров  $\gamma_i$  и  $\beta_i$ . Найденные параметры подставляют в разложение (2.1). Полученные таким путем дифференциальные энергетические спектры нейтронов использовали затем в качестве весовых функций при усреднении констант и для получения средних значений потоков по пространственным зонам.

Следует также заметить, что при расчете дифференциальных спектров и усреднении констант наряду с использованием для определения сечений водорода формулы (1.9) использовали также экспериментальные данные по сечениям водорода, взятые из работы [8].

## 3. Усреднение дифференциальных энергетических спектров по пространственным зонам и усреднение сечений по зонам и группам

Основной целью усреднения сечений по группам было установление фактора пространственной зависимости сечений и исследование степени этой зависимости по энергетическим группам. Рассматривали семь энергетических групп быстрых нейтронов: 10,5–14,5; 6,5–10,5; 4,0–6,5; 2,5–4,0; 1,4–2,5; 0,8–1,4 и 0,4–0,8 МэВ.

Пространственную зависимость исследовали двойным образом:

1) усреднение по упомянутым группам осуществляли с весом детальных пространственно-энергетических распределений нейтронов;

2) предварительно получали средние по пространственным зонам дифференциальные энергетические спектры, а затем, как и в первом случае, использовали в качестве весовых функций при усреднении по энергетическим группам.

Как в первом, так и во втором случае усредняли следующие константы: полные сечения кислорода и водорода  $\sigma_t^{O_2}$  и  $\sigma_t^H$ , полное сечение рассеяния кислорода и константы  $\sigma_s f_0$ ,  $\sigma_s f_1$ ,  $\sigma_s f_2$  и  $\sigma_s f_3$  кислорода. При этом рассматривали прохождение нейтронов через воду и водород.

С целью установления разницы влияния функций потока и тока на многогрупповые константы, а также с целью контроля правильности многогруппового усреднения с учетом пространственной зависимости проводили многогрупповое усреднение сечений с весом зависящих только от энергии нулевого и первого моментов  $N_{00}$  и  $N_{11}$  коэффициентов разложения функции потока.

Для поставленных в данной работе целей достаточно было рассмотреть нередко используемый упрощенный формализм метода усреднения констант. Строгий формализм получения групповых сечений рассмотрен, например, в работах [6, 7].

При усреднении использовали следующие формулы и предпосылки:

I. Сечения по группам с весом дифференциального энергетического спектра нейтронов усредняли по формуле

$$\langle \sigma_t \rangle^{\rho}(z) = \frac{\int_{E_n}^{E_{n+1}} \sigma_t^{\rho}(E) N_0(z, E) dE}{\int_{E_n}^{E_{n+1}} N_0(z, E) dE}, \quad (3.1)$$

где  $n$  - номер энергетической группы;  $\rho$  соответствует рассматриваемому виду усредняемых констант (например,  $\sigma_t^{0_2}$ ,  $\sigma_s^{0_2}$ ,  $\sigma_t^{H_2O}$ ,  $\sigma_s^{f_n}$  и др.).

2. Сечения по группам с весом функций 0-го и I-го моментов функции распределения усредняли по формуле

$$\langle \sigma_t \rangle^{\rho} = \frac{\int_{E_n}^{E_{n+1}} \sigma_t^{\rho}(E) N_{\nu m}(E) dE}{\int_{E_n}^{E_{n+1}} N_{\nu m}(E) dE} \quad (\nu=m=0; \nu=m=1). \quad (3.2)$$

3. Для усреднения пространственно-энергетических распределений по зонам использовали формулу

$$N_0(\Delta R_j, E) = \frac{1}{\int_{\Delta R_j} z^2 dz} \int_{\Delta R_j} z^2 N_0(z, E) dz, \quad (3.3)$$

где  $z$  - расстояние от источника;  
 $\Delta R_j$  - расстояние между зонами;  
 $j$  - номер зоны.

4. Усредненные по пространственным зонам дифференциальные энергетические спектры (п.1) в дальнейшем использовали в качестве весовых функций для усреднения сечений по энергетическим группам.

#### 4. АЛГОЛ - программа НЭЛП

Согласно описанному выше алгоритму была составлена программа на языке АЛГОЛ и переведена в коды быстродействующей ЭВМ с помощью транслятора. Программа позволяет проводить расчеты дифференциальных энергетических спектров прохождения нейтронов в бесконечных средах от точечного изотропного источника излучения. Запрограммирован источник с двумя видами энергетического распределения: моноэнергетическим и спектром деления. Исследуемыми средами могут быть смеси водорода с другими элементами, масса которых превышает единицу, а также отдельно водород или какой-либо другой элемент. Расстояния от источника задают произвольно.

Программа позволяет также усреднять по зонам дифференциальные энергетические спектры и по группам - константы с различными весовыми функциями.

Программу можно условно разбить на следующие блоки:

1. Ввод и обработка исходных данных.
2. Интерполирование исходных констант.
3. Расчет моментов функции распределения.
4. Восстановление функции распределения.
5. Усреднение по зонам функции пространственно-энергетического распределения.
6. Получение многогрупповых сечений:
  - а) усреднением с весом дифференциальных энергетических спектров;
  - б) усреднением с весом усредненных по зонам функций пространственно-энергетического распределения;
  - в) усреднением с весом 0-го и I-го моментов функции распределения.

#### 5. Результаты численных расчетов и краткие выводы

По программе НЭЛП проведены многочисленные расчеты по прохождению нейтронов от моноэнергетического источника и от источника спектра деления в бесконечной однородной среде. Исследуемыми средами были вода и водород. Результаты получены в виде дифференциальных энергетических спектров  $4\pi z^2 N_0(z, E)$  на различных расстояниях от источника.

Проведены также расчеты многогруппового усреднения сечений с весами:

- а) дифференциальных энергетических спектров нейтронов;
- б) средних по пространственным зонам значений потоков нейтронов;
- в) нулевого момента  $N_{00}$  функции потока;
- г) первого момента  $N_{11}$ .

В табл. I-4 даны результаты расчетов дифференциальных энергетических спектров нейтронов при прохождении через воду и водород (плотностью  $0,111 \text{ г/см}^3$ ) от источников моноэнергетических нейтронов и спектра деления. Для источника спектра деления проведены расчеты с сечениями  $\sigma_n$ , представленными в аналитической форме [формула (I.9)] и экспериментальной зависимостью по данным работы [8].

Численные результаты данной работы сравнивали с результатами Г. Гольдштейна [3], которые также здесь представлены. Сопоставление данных табл. I-4 позволяет сделать следующие выводы:

1. Различие результатов расчетов по методике, использованной в настоящей работе и основанной на учете четырех моментов при расчете потока нейтронов и результате Г. Гольдштейна, использующего шесть моментов, не превышает 2,8 раза для воды (занижение) и 1,4 раза для водорода (завышение). Помимо влияния различия в числе моментов частично расхождение данных может быть объяснено различием подхода к восстановлению решения по его моментам. Кроме того, следует отметить различную форму энергетического распределения источника с  $E_0 = 8,1 \text{ МэВ}$  (моноэнергетичность в настоящей работе) и трапециевидную форму - шириной  $\sim 1 \text{ МэВ}$  в работе [3].

2. Использование аналитической формулы для сечения водорода, несколько занижающей значения сечения, приводит к некоторому возрастанию расчетного значения потока нейтронов (на больших рассеяниях от источника - до 1,25 раза в водороде, до 1,5 раза в воде).

В табл. 5 и 6 приведены многогрупповые сечения, полученные усреднением по спектру потока нейтронов на различных расстояниях от моноэнергетического источника ( $E_0 = 14 \text{ МэВ}$ ) и источника нейтронов деления в воде. При этом использовали групповую структуру из работ [6, 9]. В табл. 7, 8 даны значения среднегрупповых полных и различных парциальных сечений на расстояниях от 10 до 190 см от источника. В этих таблицах приведены также значения различия  $\delta$  максимальных и минимальных сечений на всем рассматриваемом диапазоне рассеяний. Характерно, что для источника спектра деления, у которого заметно ужесточение спектра нейтронов с удалением от источника, происходит соответствующее уменьшение групповых значений сечений водорода, а в большинстве случаев и среднегрупповых сечений кислорода. Наибольший эффект отмечен для группы нейтронов с  $E_0 = 4,0 \div 6,5 \text{ МэВ}$ , где убывание среднегруппового сечения воды с расстоянием достигает 12%.

Исключение составляет группа нейтронов с  $E_0 = 2,5 \div 4,0 \text{ МэВ}$ , где из-за нерегулярностей в ходе энергетической зависимости сечения кислорода (в основном из-за резонанса вблизи нижней границы этой группы) среднегрупповое сечение кислорода с удалением от источника спектра деления в воде возрастает (на  $\sim 15\%$ ), а сечение водорода убывает (на  $\sim 4\%$ ). В результате полное среднегрупповое сечение воды в этой группе увеличивается на  $\sim 2\%$ .

Согласно анализу данных табл. 5, пространственная зависимость среднегрупповых сечений для источника нейтронов с  $E_0 = 14 \text{ МэВ}$  небольшая, что вызвано, в свою очередь, довольно слабым изменением энергетического спектра нейтронов с удалением от источника (исключая, быть может, расстояния менее 10-15 см).

В табл. 7 и 8 приведены такие же, как и в табл. 5 и 6, многогрупповые сечения, полученные усреднением по интегральным спектрам потока нейтронов в отдельных зонах. Рассмотрены шесть пространственных зон шириной 30 см каждая, следующих друг за другом. Характер изменения этих "зонных" сечений с удалением от источника примерно такой же, как и сечений, усредненных по спектру нейтронов в отдельных пространственных точках.



Таблица I

Дифференциальные спектры нейтронов  $4\pi z^2 N_0(z, E)$  в воде для  
 моноэнергетического источника с энергией  $E_0 = 14 \text{ МэВ}^X$

E, МэВ	z, см					
	10	20	30	60	90	120
14,0	0,566	0,277	0,126	0,00940	0,00060	0,000035
	0,582	0,247	0,106	0,0084	0,00066	0,000051
13,3	0,109	0,087	0,052	0,0061	0,00052	0,000037
	0,111	0,081	0,046	0,0054	0,00054	0,000051
12,7	0,043	0,042	0,029	0,0044	0,00044	0,000036
	0,027	0,025	0,017	0,0027	0,00034	0,000035
7,0	0,022	0,021	0,014	0,0024	0,00028	0,000026
	0,019	0,019	0,014	0,0027	0,00035	0,000039
2,7	0,036	0,037	0,026	0,0046	0,00052	0,000049
	0,032	0,031	0,022	0,0039	0,00050	0,000054
1,1	0,038	0,039	0,028	0,0049	0,00055	0,000053
	0,044	0,042	0,029	0,0052	0,00066	0,000072
0,33	0,089	0,093	0,067	0,0116	0,00131	0,000125
	0,083	0,080	0,055	0,0098	0,00124	0,000136

X При каждой энергии в 1-й строке приводятся результаты, полученные в настоящей работе, во 2-й - результаты из работы [3]. Исходные данные по кислороду взяты из работы [7]; водородные сечения определяли по формуле (1.9).

Таблица 2

Дифференциальные спектры нейтронов  $4\pi z^2 N_0(z, E)$   
 в водороде для моноэнергетического источника  
 с энергией  $E_0 = 8,1 \text{ МэВ}^{XX}$

E, МэВ	z, см				
	10	20	30	60	90
8,096	0,5161	0,2645	0,1347	0,01728	0,002147
	0,5978	0,2824	0,1334	0,01408	0,001484
6,968	0,0449	0,0425	0,0301	0,00636	0,00100
	0,0463	0,0423	0,0289	0,00551	0,000787
5,997	0,0463	0,0440	0,0313	0,00663	0,00104
	0,0478	0,0440	0,0303	0,00582	0,000835
3,824	0,0516	0,0503	0,0363	0,00771	0,00120
	0,0535	0,0482	0,0353	0,00685	0,000974
2,695	0,0573	0,0574	0,0418	0,00889	0,00138
	0,0609	0,0577	0,0407	0,00794	0,001122
1,555	0,0706	0,0735	0,0540	0,01147	0,001773
	0,0747	0,0739	0,0526	0,01028	0,001448
0,7344	0,0978	0,1053	0,0779	0,01651	0,002548
	0,1049	0,1059	0,0757	0,01478	0,002078
0,33	0,1416	0,1552	0,1150	0,02435	0,003759
	0,1482	0,1506	0,1078	0,02105	0,002960

XX См. примечание к табл. I. Водородные сечения - аналитическая формула (1.9).

дифференциальные спектры нейтронов  $4\pi r^2 N_0(z, E)$  в воде  
для источника спектра деления<sup>X</sup> Таблица 3

E, МэВ	r, см					
	10	20	30	60	90	120
10,9	0,000260	0,854 <sup>XX</sup>	0,348	0,317	0,239	0,160
	0,000262	0,871	0,356	0,332	0,258	0,178
	0,000202	0,877	0,379	0,301	0,235	0,182
6,0	0,00907	0,00263	0,000984	0,615	0,308	0,138
	0,00936	0,00279	0,00106	0,712	0,386	0,186
	0,00754	0,00290	0,00110	0,579	0,307	0,168
2,7	0,0694	0,0139	0,00379	0,000127	0,359	0,103
	0,0722	0,0149	0,00410	0,000148	0,456	0,125
	0,0586	0,0162	0,00437	0,000107	0,414	0,216
1,1	0,138	0,0229	0,00580	0,000179	0,461	0,106
	0,150	0,0259	0,00656	0,000216	0,608	0,152
	0,120	0,0314	0,00670	0,000147	0,562	0,299
0,33	0,261	0,0439	0,0103	0,000314	0,850	0,204
	0,285	0,0507	0,0119	0,000383	0,113	0,298
	0,237	0,0506	0,0120	0,000326	0,101	0,537

<sup>X</sup> При каждой энергии в 1-й и во 2-й строках приведены результаты, полученные в настоящей работе и различающиеся тем, что в 1-й строке брались экспериментальные сечения водорода, а во 2-й - определенные по формуле (1.9). В 3-й строке приведены результаты из работы Гольдштейна [3]. Сечения для кислорода и водорода взяты из работы [8].

<sup>XX</sup> 0,854 значит: 0,0000854.

Таблица 4

дифференциальные спектры нейтронов  $4\pi r^2 N_0(z, E)$  в водороде  
для источника спектра деления<sup>X</sup>

E, МэВ	r, см				
	10	20	30	60	90
13,35	0,5576	0,3736	0,2071	0,4373	0,1303
	0,5522	0,3704	0,2058	0,4389	0,1313
	0,4348	0,2814	0,1823	0,4957	0,1380
8,95	0,001535	0,7552	0,3290	0,4800	0,9732
	0,001543	0,7790	0,3473	0,5290	0,1106
	0,1167	0,6312	0,3430	0,5654	0,9782
6,00	0,01151	0,004273	0,001513	0,1636	0,2342
	0,01172	0,004518	0,001648	0,1866	0,2800
	0,007812	0,003941	0,001790	0,1852	0,2154
3,82	0,04312	0,01253	0,003760	0,3314	0,3688
	0,04393	0,01320	0,004033	0,3686	0,4350
	0,03261	0,01254	0,004784	0,3395	0,3202
1,55	0,1250	0,03174	0,008186	0,6178	0,5831
	0,1410	0,03502	0,009245	0,7132	0,7149
	0,1050	0,03594	0,01168	0,5914	0,5532
0,73	0,2010	0,04913	0,01240	0,8489	0,7990
	0,2183	0,05801	0,01519	0,1032	0,1027
	0,1606	0,05701	0,01930	0,8184	0,6977
0,33	0,2995	0,08045	0,02056	0,001244	0,1198
	0,3184	0,09288	0,02484	0,001488	0,1508
	0,2220	0,08271	0,02951	0,001102	0,8353

<sup>X</sup> Расположение результатов такое же, как и в табл.3. Исходные данные те же, что и в табл.3.

Таблица 5

Многогрупповые константы, усредненные по спектру нейтронов  
от моноэнергетического источника с  $E_0 = 14$  МэВ в воде<sup>X</sup>

$E_{гр}$ , МэВ	Группа	$z$ , см				$\delta$ , %
		10	30	90	180	
10,5-14	I	0,0600	0,060I	0,060I	0,0592	I,7
		0,0353	0,0359	0,0365	0,0367	4,0
		0,0215	0,021I	0,0205	0,0193	II,4
		0,0143	0,0140	0,0136	0,0128	II,7
		0,0108	0,0104	0,0099	0,00900	20,0
		0,0494	0,0502	0,0512	0,0526	6,5
		0,1094	0,1108	0,1113	0,1118	2,2
6,5-10,5	2	0,047I	0,047I	0,0469	0,0469	0
		0,0360	0,0359	0,0358	0,0357	0,8
		0,00759	0,00760	0,00757	0,00755	0,5
		0,00476	0,00476	0,00473	0,0047I	I,I
		0,00477	0,00476	0,00473	0,0047I	I,3
		0,0747	0,0748	0,0747	0,0746	0,I
		0,1218	0,1219	0,1216	0,1215	0,2
4,0-6,5	3	0,0487	0,0485	0,0484	0,0484	0,6
		0,0463	0,046I	0,0460	0,0460	0,7
		0,0134	0,0133	0,0133	0,0133	0,8
		0,00893	0,00886	0,00880	0,00880	I,5
		0,0076I	0,00756	0,00753	0,00753	I,I
		0,1082	0,1083	0,1083	0,1083	0,I
		0,1569	0,1568	0,1567	0,1567	0,4
2,5-4,0	4	0,0647	0,0638	0,0636	0,0634	2,I
		0,0645	0,0636	0,0634	0,0632	2,I
		0,0178	0,0175	0,0174	0,0174	2,3
		0,0134	0,013I	0,0130	0,0130	0,7
		0,00533	0,0054I	0,00538	0,00535	3,4
		0,1498	0,1502	0,1503	0,1504	0,4
		0,2145	0,2140	0,2139	0,2138	0,3
1,4-2,5	5	0,0499	0,0496	0,0495	0,0494	I,0
		0,0499	0,0496	0,0495	0,0494	I,0
		0,00637	0,0063I	0,00629	0,00628	I,4
		0,00460	0,00459	0,00458	0,00458	0,4
		0,00112	0,00112	0,00111	0,0011	0,9
		0,2038	0,2037	0,2036	0,2036	0,I
		0,2537	0,2538	0,253I	0,2530	0,3
0,8-1,4	6	0,129	0,128	0,128	0,128	0,8
		0,130	0,130	0,130	0,129	0,8
		0,00782	0,00782	0,00782	0,0078I	0,I
		0,000I	0,020	0,0200	0,0199	I,0
		0,00040I	0,000395	0,000397	0,039I	2,6
		0,2796	0,2794	0,2794	0,2793	0,I
		0,4085	0,4082	0,4082	0,408I	0,I

Продолжение табл.5

$E_{гр},$ МэВ	Группа	$z, \text{ см}$				$\delta, \%$
		10	30	90	180	
0,4-0,8	7	0,172	0,171	0,171	0,171	0,6
		0,172	0,171	0,171	0,171	0,6
		0,0337	0,0336	0,0336	0,0336	0,3
		0,0133	0,0132	0,0132	0,0131	1,5
		0,00162	0,00160	0,00160	0,00160	1,2
		0,386	0,386	0,386	0,386	0
		0,558	0,557	0,557	0,557	0,2

X В каждой энергетической группе в 1-й строке расположено  $\bar{\sigma}_t < z >$  кислорода, во 2, 3, 4 и 5-й строках:  $\bar{\sigma}_{sf_0} < z >$ ,  $\bar{\sigma}_{sf_1} < z >$ ,  $\bar{\sigma}_{sf_2} < z >$  и  $\bar{\sigma}_{sf_3} < z >$  для кислорода соответственно, в 6-й строке  $\bar{\sigma}_t < z >$  водорода, в 7-й строке  $\bar{\sigma}_t < z >$  воды. Исходные данные те же, что и в табл.1.

Таблица 6

Многогрупповые константы, усредненные по спектру нейтронов от источника деления в воде X

$E_{гр},$ МэВ	Группа	$z, \text{ см}$				$\delta, \%$
		10	30	90	180	
10,5-14	1	0,0434	0,0436	0,0436	0,0437	0,7
		0,0135	0,0136	0,0137	0,0137	1,5
		0,0108	0,0110	0,0110	0,0110	1,9
		0,00830	0,00837	0,00840	0,00844	1,7
		0,00648	0,00654	0,00656	0,00659	1,7
		0,0566	0,0555	0,0555	0,0554	0,4
		0,0990	0,0991	0,0991	0,0991	0,2
5,5-10,5	2	0,0370	0,0370	0,0371	0,0372	0,5
		0,0250	0,0250	0,0244	0,0231	8,2
		0,0169	0,0169	0,0166	0,0160	5,6
		0,00935	0,00935	0,00926	0,00907	3,1
		0,00842	0,00842	0,00830	0,00804	4,7
		0,0806	0,0806	0,0797	0,0781	3,2
		0,1176	0,1176	0,1168	0,1153	2,0
4,0-5,5	3	0,0562	0,0532	0,0501	0,0461	21,9
		0,0518	0,0486	0,0453	0,0410	26,3
		0,0194	0,0186	0,0181	0,0171	13,5
		0,00896	0,00862	0,00835	0,00808	10,9
		0,0112	0,0107	0,0103	0,00969	15,6
		0,1113	0,1098	0,1072	0,1035	7,5
		0,1675	0,1630	0,1673	0,1496	12,0

E <sub>гр</sub> , МэВ	Группа	z, см				δ, %
		10	30	90	180	
2,5-4,0	4	0,0610	0,0606	0,0643	0,0701	14,8
		0,0602	0,0598	0,0633	0,0687	15,1
		0,0161	0,0159	0,0178	0,0208	30,8
		0,00952	0,00937	0,0105	0,0123	31,3
		0,000472	0,000452	0,000923	0,00168	255,0
		0,1518	0,1518	0,1497	0,1464	3,7
		0,2128	0,2124	0,2140	0,2165	1,9
1,4-2,5	5	0,0557	0,0549	0,0545	0,0540	3,1
		0,0557	0,0549	0,0545	0,0540	3,1
		0,00243	0,00239	0,00238	0,00236	3,0
		0,00437	0,00426	0,00422	0,00417	4,8
		0,00128	0,00131	0,00132	0,00134	4,7
		0,2052	0,2039	0,2034	0,2025	1,3
		0,2609	0,2588	0,2579	0,2565	1,7
0,8-1,4	6	0,1285	0,1280	0,1283	0,1283	0,7
		0,128	0,128	0,128	0,128	0
		0,00965	0,00953	0,00966	0,00943	5,0
		0,0143	0,0143	0,0144	0,0144	2,1
		0,000221	0,000193	0,000202	0,000232	20,8
		0,2790	0,2784	0,2785	0,2790	0,3
		0,4075	0,4064	0,4068	0,4073	0,3
0,4-0,8	7	0,1620	0,1617	0,1621	0,1619	0,6
		0,1620	0,162	0,162	0,162	0,6
		0,00777	0,00772	0,00778	0,00806	4,7
		0,0123	0,0122	0,0123	0,0122	1,7
		0,00111	0,00111	0,00111	0,00111	0,9
		0,3866	0,3864	0,3866	0,3873	0,2
		0,5486	0,5481	0,5487	0,5492	0,2

X Наименование констант и их расположение те же, что и в табл.5. Исходные данные те же, что и в табл.3.

Таблица 7

Многогрупповые константы, усредненные с массой многозонного спектра нейтронов от моноэнергетического источника с E<sub>0</sub> = 14 МэВ в воде<sup>X</sup>

E <sub>гр</sub> , МэВ	Группа	№ ЗОНЫ						δ, %
		z, см						
		1	2	3	4	5	6	
10,5-14,0	I	10-40	40-70	70-100	100-130	130-160	160-190	1,2
		0,0601	0,0602	0,0601	0,0600	0,0597	0,0594	2,5
		0,0358	0,0362	0,0365	0,0366	0,0367	0,0367	8,7
		0,0212	0,0209	0,0206	0,0203	0,0199	0,0195	8,5
		0,0140	0,0139	0,0137	0,0135	0,0132	0,0129	14,0
		0,0104	0,0102	0,00997	0,00971	0,00943	0,00912	4,6
		0,0501	0,0506	0,0510	0,0515	0,0519	0,0524	1,5
		0,1102	0,1108	0,1111	0,1115	0,1116	0,1118	

Продолжение табл.7

E <sub>гр</sub> , МэВ	Группа	№ зоны						δ, %
		I	2	3	4	5	6	
		z, см						
		10-40	40-70	70-100	100-130	130-160	160-190	
6,5-10,5	2	0,0471	0,0470	0,0470	0,0469	0,0469	0,469	0,4
		0,0359	0,0358	0,0258	0,0357	0,0357	0,0357	0,6
		0,00760	0,00759	0,00757	0,00756	0,00755	0,00755	0,7
		0,00476	0,00475	0,00474	0,00472	0,00472	0,00471	1,1
		0,00476	0,00475	0,00474	0,00473	0,00472	0,00472	0,8
		0,0748	0,0748	0,0747	0,0747	0,0747	0,0747	0,1
		0,1219	0,1218	0,01217	0,1216	0,1216	0,1216	0,2
4,0-6,5	3	0,0485	0,0484	0,0484	0,0484	0,0484	0,0484	0,2
		0,0462	0,0461	0,0460	0,0460	0,0460	0,0460	0,4
		0,0133	0,0133	0,0133	0,0133	0,0133	0,0133	0
		0,00886	0,00883	0,00881	0,00880	0,00880	0,00880	0,7
		0,00757	0,00755	0,00754	0,00753	0,00753	0,00753	0,5
		0,1083	0,1083	0,1083	0,1083	0,1083	0,1083	0
		0,1568	0,1567	0,1567	0,1567	0,1567	0,1567	0,1
2,5-4,0	4	0,0639	0,0637	0,0636	0,0636	0,0635	0,0635	0,6
		0,0637	0,0635	0,0634	0,0634	0,0633	0,0633	0,6
		0,0175	0,0175	0,0175	0,0174	0,0174	0,0174	0,6
		0,0131	0,0130	0,0130	0,0130	0,0130	0,0130	0,8
		0,00542	0,00538	0,00538	0,00537	0,00537	0,00536	1,1
		0,1501	0,1503	0,1503	0,1503	0,1503	0,1503	0,1
		1,4-2,5	5	0,0496	0,0495	0,0495	0,0495	0,0494
0,0496	0,0495			0,0495	0,0495	0,0495	0,0494	0,4
0,00631	0,00630			0,00629	0,00629	0,00629	0,00628	0,5
0,00459	0,00458			0,00458	0,00458	0,00458	0,00458	0,2
0,002122	0,00111			0,00111	0,00111	0,00111	0,00111	0,9
0,2037	0,2036			0,2036	0,2036	0,2036	0,2036	0
0,2533	0,2531			0,2531	0,2531	0,2530	0,2530	0,1
0,8-1,4	6	0,1282	0,1280	0,1281	0,1280	0,1280	0,1279	0,2
		0,1298	0,1297	0,1297	0,1297	0,1296	0,1295	0,2
		0,00782	0,00782	0,00782	0,0782	0,00782	0,00782	0
		0,0200	0,0200	0,0200	0,0200	0,0200	0,0200	0
		0,000395	0,000396	0,000397	0,000396	0,000395	0,000392	1,3
		0,2794	0,2794	0,2794	0,2794	0,2794	0,2793	0
		0,4076	0,4074	0,4075	0,4074	0,7074	0,4072	0,1
0,4-0,8	7	0,1715	0,1714	0,1714	0,1714	0,1713	0,1712	0,2
		0,1715	0,1714	0,1714	0,1714	0,1713	0,1712	0,2
		0,0336	0,0336	0,0336	0,0336	0,336	0,336	0
		0,0132	0,0132	0,0132	0,0132	0,0132	0,0131	0,8
		0,00161	0,00160	0,00160	0,00160	0,00160	0,00160	0,6
		0,3858	0,3858	0,3858	0,3858	0,3858	0,3857	0
		0,5573	0,5572	0,5572	0,5572	0,5571	0,5569	0,1

<sup>x</sup> В каждой группе в 1-й строке расположено  $\bar{G}_t(\Delta z_j)$  кислорода (j - номер зоны;  $\Delta z_j$  - длина зоны), во 2, 3, 4 и 5-й строках  $\bar{G}_{s10}(\Delta z_j)$ ;  $\bar{G}_{s11}(\Delta z_j)$ ;  $\bar{G}_{s12}(\Delta z_j)$  и  $\bar{G}_{sf3}(\Delta z_j)$  соответственно, в 6-й строке  $\bar{G}_t(\Delta z_j)$  водорода, в 7-й строке  $\bar{G}_t(\Delta z_j)$  воды. Исходные данные те же, что и в табл.1.

Таблица 8

Многогрупповые константы, усредненные с массой многозонного спектра нейтронов от источника деления в воде<sup>x</sup>

E <sub>ггп</sub> , МэВ	Групп- на	№ зоны						δ, %
		1	2	3	4	5	6	
		z, см						
		10-40	40-70	70-100	100-130	130-160	160-190	
10,5-14,0	1	0,0435	0,0436	0,0436	0,0436	0,0437	0,0437	0,5
		0,0136	0,0137	0,0137	0,0137	0,0137	0,0137	0,7
		0,0109	0,0110	0,0110	0,0110	0,0110	0,0110	0,9
		0,00835	0,00839	0,00839	0,00840	0,00842	0,00843	1,0
		0,00652	0,00655	0,00656	0,00656	0,00657	0,00659	1,1
		0,0556	0,0555	0,0555	0,0555	0,0555	0,0554	0,4
		0,0991	0,0991	0,0991	0,0991	0,0992	0,0991	0,1
6,5-10,5	2	0,0370	0,0370	0,0370	0,0371	0,0371	0,0371	0,3
		0,0250	0,0248	0,0245	0,0242	0,0237	0,0233	7,3
		0,0169	0,0168	0,0167	0,0165	0,0163	0,0161	5,0
		0,00935	0,00932	0,00928	0,00923	0,00917	0,00910	2,7
		0,00842	0,00839	0,00832	0,00825	0,00817	0,00808	4,2
		0,0806	0,0803	0,0799	0,0794	0,00789	0,0783	2,9
		0,1176	0,1173	0,1169	0,1165	0,1160	0,1154	1,9
4,0-6,5	3	0,0543	0,0521	0,0507	0,0493	0,0479	0,0466	16,5
		0,0497	0,0474	0,0459	0,0444	0,0430	0,0415	19,8
		0,0186	0,0181	0,0178	0,0175	0,0173	0,0172	8,1
		0,00874	0,00852	0,00840	0,00829	0,00820	0,00811	7,8
		0,0109	0,0106	0,0104	0,0102	0,00996	0,00977	11,6
		0,1105	0,1089	0,1077	0,1065	0,1053	0,1040	6,2
		0,1648	0,1610	0,1584	0,1558	0,1532	0,1506	9,4
2,5-4,0	4	0,0607	0,0617	0,0635	0,0654	0,0673	0,0693	14,2
		0,0598	0,0608	0,0625	0,0643	0,0661	0,0679	13,5
		0,0159	0,0164	0,0173	0,0183	0,0193	0,0203	27,7
		0,00943	0,00968	0,0103	0,0109	0,0114	0,0120	27,3
		0,000455	0,000589	0,000821	0,00106	0,00131	0,00156	42,9
		0,1518	0,1512	0,1502	0,1491	0,1480	0,1469	3,3
		0,2125	0,2129	0,2137	0,2145	0,2153	0,2162	1,7
1,4-2,5	5	0,0552	0,0548	0,0546	0,0545	0,0543	0,0541	2,0
		0,0552	0,0548	0,0546	0,0545	0,0543	0,0541	2,0
		0,00240	0,00239	0,00239	0,00238	0,00237	0,00237	1,3
		0,00430	0,00425	0,00424	0,0422	0,00420	0,00418	2,9
		0,00130	0,00131	0,00132	0,00133	0,00133	0,00134	3,1
		0,2045	0,2037	0,2035	0,2032	0,2029	0,2026	0,9
		0,2597	0,2585	0,2581	0,2577	0,2572	0,2567	1,2
0,8-1,4	6	0,1280	0,1282	0,1282	0,1283	0,1283	0,1284	0,3
		0,1280	0,1282	0,1282	0,1283	0,1283	0,1284	0,3
		0,00947	0,00972	0,00969	0,00962	0,00954	0,00947	2,6
		0,0142	0,0144	0,0144	0,0144	0,0144	0,0144	1,4
		0,000209	0,000189	0,000197	0,000207	0,000217	0,000227	8,6
		0,2787	0,2783	0,2784	0,2786	0,2787	0,2789	0,2
		0,4067	0,4065	0,4066	0,4069	0,4070	0,4073	0,2

E <sub>гр</sub> , МэВ	Группа	№ зоны						δ, %
		I	2	3	4	5	6	
		z, см						
		10-40	40-70	70-100	100-130	130-160	160-190	
0,4-0,8	7	0,1616	0,1621	0,1622	0,1621	0,1620	0,1619	0,4
		0,1616	0,1621	0,1622	0,1621	0,1620	0,1619	0,4
		0,00777	0,00768	0,00775	0,00784	0,00792	0,00801	4,3
		0,0122	0,0123	0,0123	0,0123	0,0123	0,0122	0,8
		0,00111	0,00112	0,00112	0,00111	0,00111	0,00111	0,9
		0,3866	0,3863	0,3865	0,3867	0,3869	0,3872	0,2
		0,5482	0,5484	0,5487	0,5488	0,5489	0,5491	0,2

x Наименование констант и их расположение те же, что и в табл.7.  
Исходные данные те же, что и в табл.3 (I-я строка).

Интерес представляет сопоставление эффекта пространственной зависимости среднегрупповых сечений водорода для случаев переноса нейтронов в воде и водороде. Такие данные приведены в табл.9. Как и следовало ожидать (за исключением группы с E = 4-6,5 МэВ), из-за более сильного пространственного изменения спектра нейтронов в водородной среде по сравнению с водой соответствующий эффект для среднегрупповых сечений для водорода также больше, чем для воды.

Как известно, для корректного многогруппового расчета переноса быстрых нейтронов [6] необходимо знать не только нулевые моменты полных сечений (получаемые усреднением по спектру потока нейтронов), но и их более высокие моменты [получаемые усреднением по спектру соответствующих моментов потока нейтронов, в частности первый момент, получаемый усреднением по спектру тока нейтронов  $J(z, E) = \varphi_i(z, E)$ ]. Алгоритм решения уравнения переноса нейтронов, используемый в настоящей работе, не предусматривает восстановления пространственной зависимости тока  $J(z, E)$  по двум его моментам  $\varphi_{i,1}$  и  $\varphi_{i,3}$ , вычисляемым в процессе решения задачи, хотя такое восстановление, по-видимому, в принципе возможно. Тем не менее можно ожидать довольно близкой энергетической зависимости функций  $\varphi_{i,1}(E)$  и  $J(z, E)$  (во всяком случае хотя бы пространственных интегралов последней, поскольку, согласно определению,  $\varphi_{i,1}$  есть интеграл от функции  $J(z, E)$  по всему пространству). Поэтому можно ожидать, что результаты, приведенные в табл.10, по сравнению сечений, усредненных по спектру моментов  $\varphi_{i,0}(E)$  и  $\varphi_{i,1}(E)$ , в какой-то степени характеризуют эффект перехода от усреднения сечений по спектру потока нейтронов  $\varphi_0$  к усреднению по спектру тока нейтронов  $\varphi_1$ . Как видно, этот эффект приводит к некоторому уменьшению значений сечений и для нейтронов с энергией  $E < 6,5$  МэВ составляет в среднем 1-5%.

Таблица 9  
Многогрупповые сечения водорода, усредненные по спектру нейтронов источника деления в воде и водороде<sup>x</sup>

E <sub>гр</sub> , МэВ	Группа	z, см								δ, %
		10	20	30	60	90	120	150	180	
10,5-14,0	I	0,0565	0,0565	0,0564	0,0564	0,0563	0,0563	0,0563	0,0562	0,5
		0,0556	0,0556	0,0555	0,0555	0,0555	0,0555	0,0555	0,0555	0,4
		0,0565	0,0563	0,0562	0,0559	0,0556	0,0552	0,0548	0,0544	3,9
		0,0556	0,0554	0,0553	0,0550	0,0548	0,0545	0,0542	0,0538	3,3



Продолжение табл.9

E <sub>гр</sub> , МэВ	Группа	r, см									
		10	20	30	60	90	120	150	180	δ, %	
6,5- 10,5	2	0,0832	0,0832	0,0832	0,0827	0,0821	0,0814	0,0807	0,0800	4,0	
		0,0806	0,0806	0,0806	0,0802	0,0797	0,0792	0,0786	0,0781	3,2	
		0,0830	0,0824	0,0819	0,0810	0,0800	0,0788	0,0776	0,0764	8,6	
		0,0804	0,0798	0,0793	0,0786	0,0777	0,0767	0,0756	0,0745	7,9	
4,0- 6,5	3	0,1149	0,1136	0,1128	0,1114	0,1102	0,1089	0,1076	0,1064	8,0	
		0,1113	0,1106	0,1098	0,1084	0,1072	0,1060	0,1047	0,1035	7,5	
		0,1152	0,1144	0,1139	0,1131	0,1123	0,1114	0,1104	0,1095	5,2	
		0,1122	0,1115	0,1109	0,1102	0,1093	0,1085	0,1076	0,1067	5,2	
2,5- 4,0	4	0,1555	0,1557	0,1555	0,1544	0,1533	0,1522	0,1510	0,1498	3,8	
		0,1518	0,1519	0,1518	0,1508	0,1497	0,1486	0,1475	0,1464	3,7	
		0,1547	0,1541	0,1537	0,1532	0,1528	0,1522	0,1517	0,1512	2,3	
		0,1510	0,1504	0,1500	0,1496	0,1491	0,1487	0,1482	0,1477	2,2	
1,4-2,5	5	0,2124	0,2114	0,2110	0,2107	0,2104	0,2101	0,2098	0,2095	1,4	
		0,2052	0,2044	0,2039	0,2036	0,2034	0,2031	0,2028	0,2025	1,3	
		0,2128	0,2124	0,2121	0,2116	0,2113	0,2110	0,2107	0,2104	1,1	
		0,2055	0,2053	0,2050	0,2045	0,2042	0,2040	0,2037	0,2034	1,0	
0,8-1,4	6	0,2954	0,2951	0,2947	0,2947	0,2949	0,2950	0,2952	0,2953	0,2	
		0,2790	0,2788	0,2784	0,2783	0,2785	0,2786	0,2788	0,2790	0,3	
		0,2949	0,2951	0,2950	0,2944	0,2944	0,2945	0,2945	0,2945	0,2	
		0,2785	0,2788	0,2788	0,2782	0,2781	0,2782	0,2782	0,2782	0,3	
0,4-0,8	7	0,4177	0,4179	0,4176	0,4175	0,4178	0,4180	0,4182	0,4185	0,2	
		0,3866	0,3867	0,3864	0,3864	0,3866	0,3868	0,3870	0,3873	0,2	
		0,4206	0,4216	0,4217	0,4204	0,4207	0,4210	0,4214	0,4218	0,3	
		0,3894	0,3904	0,3906	0,3893	0,3895	0,3898	0,3902	0,3906	0,3	

X В 1-й и 2-й строках каждой группы расположены сечения, усредненные по спектру в воде, причем 1-я строка - с использованием экспериментальных сечений водорода [8], а 2-я - с использованием формулы (1.9). В 3-й и 4-й строках - аналогичные результаты, но исследуемая среда - водород. Кислородные сечения взяты из работы [8].

Таблица 10

Полные сечения кислорода и водорода, усредненные по спектрам нулевого и первого моментов (в воде)<sup>X</sup>

E <sub>гр</sub> , МэВ	Группа	Источник деления				Моноэнергетический источник, E <sub>0</sub> = 14 МэВ			
		0-й момент		1-й момент		0-й момент		1-й момент	
		$\bar{\sigma}_t^{O_2}$	$\bar{\sigma}_s^H$	$\bar{\sigma}_t^{O_2}$	$\bar{\sigma}_s^H$	$\bar{\sigma}_t^{O_2}$	$\bar{\sigma}_s^H$	$\bar{\sigma}_t^{O_2}$	$\bar{\sigma}_s^H$
10,5-14,0	1	0,04384	0,05531	0,04387	0,05530	0,05940	0,04974	0,05952	0,04958
6,5-10,5	2	0,03704	0,08022	0,03705	0,08007	0,04717	0,07429	0,04700	0,07376
4,0-6,5	3	0,05667	0,1121	0,05497	0,1109	0,04893	0,1078	0,04863	0,1073
2,5-4,0	4	0,06513	0,1495	0,06487	0,1496	0,06951	0,1477	0,07040	0,1471

Продолжение табл.10

E <sub>гр</sub> , МэВ	Группа	Источник деления				Моноэнергетический источник, E <sub>0</sub> = 14 МэВ			
		0-й момент		1-й момент		0-й момент		1-й момент	
		$\bar{\sigma}_0^0$	$\bar{\sigma}_1^0$	$\bar{\sigma}_0^1$	$\bar{\sigma}_1^1$	$\bar{\sigma}_0^0$	$\bar{\sigma}_1^0$	$\bar{\sigma}_0^1$	$\bar{\sigma}_1^1$
1,4-2,5	5	0,05543	0,2045	0,05456	0,2031	0,05077	0,2028	0,04953	0,2013
0,8-1,4	6	0,1325	0,2775	0,1297	0,2761	0,1348	0,2771	0,1338	0,2735
0,4-0,8	7	0,1721	0,3869	0,1637	0,3843	0,1845	0,3868	0,1738	0,3836

<sup>x</sup> Для источника деления исходные данные по кислороду взяты из работы [8], а для моноэнергетического источника - из работы [7]. Водородные сечения определяли по формуле (1.9).

### Выводы

1. Материал, приведенный в статье, свидетельствует о необходимости учета эффекта пространственной зависимости групповых сечений при прохождении быстрых нейтронов в водородсодержащих средах при использовании групповой структуры БНАБ-26 и ее производных.

2. Аналогичный вывод справедлив для учета эффекта различия значений разных моментов полных сечений.

3. Для определения степени погрешности многогрупповых расчетов, вызванной не учетом упомянутых выше эффектов, целесообразно провести соответствующие многогрупповые расчеты нейтронных полей по вычислительным программам, позволяющим рассматривать многозональные защиты, например по программам РОЗ.

### С п и с о к л и т е р а т у р ы

1. Н и к о л а й ш в и л и Ш.С. Приближенное решение уравнения переноса методом моментов. - "Атомная энергия", 1961, т.10, вып.3.
2. С р е п с е г L.V., Ф а н о U.J. - "Res.Nat.Bur.Stand.", 1951, v.46, p.446.
3. Г о л ь д ш т е й н Г. Основы защиты реакторов. М., Госатомиздат, 1961.
4. Н и к о л а й ш в и л и Ш.С. Пространственно-энергетическое распределение быстрых нейтронов в водороде. - В кн.: Теория и методы расчета ядерных реакторов. М., Госатомиздат, 1961.
5. Ф а н о У., С п е н с е р Л., Б е р г е р М. Перенос гамма-излучения. М., Госатомиздат, 1963.
6. Перенос быстрых нейтронов в плоских защитах. М., Атомиздат, 1971. Авт.: Т.А.Гермогенова, С.Ф.Дегтярев, В.В.Орлов, А.П.Суворов, В.К.Тихонов, С.Г.Цыпин.
7. Н и к о л а е в М.Н., Б а з а з я н ц Н.О. Анизотропия упругого рассеяния нейтронов. М., Атомиздат, 1972.
8. Защита транспортных установок с ядерным двигателем. Пер. с англ. Под ред. В.В.Орлова, С.Г.Цыпина. М., Изд-во иностр. лит., 1961.
9. Групповые константы для расчета ядерных реакторов. М., Атомиздат, 1964. Авт.: Л.П.Абагян, Н.О.Базазянц, И.И.Бондаренко, М.Н.Николаев.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ ИНДЕКС РАБОТ НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКОГО СБОРНИКА "ВОПРОСЫ  
 АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ. СЕРИЯ: ЯДЕРНЫЕ КОНСТАНТЫ" (1977, ВЬП.24) В  
 МЕЖДУНАРОДНОЙ СИСТЕМЕ СИМВОЛ

ISOTOPE	QUANTI- TY	INSTI- TUTE	MIN ENERGY	MAX (EV)	REFERENCE	DATE	FIRST AUTHOR, COMMENTS
Al-27	DIN	CCP	4.7 <sup>6</sup>		YK 24 3	77	DUSHIN+.TØF, SIG(NEUT-E), TBL, GRAPH
Mn-55	DIN	CCP	4.7 <sup>6</sup>		YK 24 3	77	DUSHIN+.TØF, SIG(NEUT-E), TBL, GRAPH
Fe	DIN	CCP	4.7 <sup>6</sup>		YK 24 3	77	DUSHIN+.TØF, SIG(NEUT-E), TBL, GRAPH
Ni	DIN	CCP	4.7 <sup>6</sup>		YK 24 3	77	DUSHIN+.TØF, SIG(NEUT-E), TBL, GRAPH
Cu	DIN	CCP	4.7 <sup>6</sup>		YK 24 3	77	DUSHIN+.TØF, SIG(NEUT-E), TBL, GRAPH
Pb	DIN	CCP	4.7 <sup>6</sup>		YK 24 3	77	DUSHIN+.TØF, SIG(NEUT-E), TBL, GRAPH
U-233	NF	CCP	1.5 <sup>7</sup>		YK 24 8	77	ADAMØV+.CØINC, SIG, TBL, CFD, ØTHERS
U-235	NF	CCP	1.5 <sup>7</sup>		YK 24 8	77	ADAMØV+.CØINC, SIG, TBL, CFD, ØTHERS
U-238	NF	CCP	1.5 <sup>7</sup>		YK 24 8	77	ADAMØV+.CØINC, SIG, TBL, CFD, ØTHERS
Pu-239	NF	CCP	1.5 <sup>7</sup>		YK 24 8	77	ADAMØV+.CØINC, SIG, TBL, CFD, ØTHERS
U-235	GF	CCP	7		YK 24 15	77	PETRZHAK+.YLD XE-131,132,134, 136, TBL
Pu-239	GF	CCP	7		YK 24 15	77	PETRZHAK+.YLD XE-131,132,134, 136, TBL
U-235	NF	CCP	1.5 <sup>7</sup>		YK 24 15	77	PETRZHAK+.YLD XE-131,132,134, 136, TBL
Pu-239	NF	CCP	1.5 <sup>7</sup>		YK 24 15	77	PETRZHAK+.YLD XE-131,132,134, 136, TBL
Th-232	NF	CCP	1.5 <sup>7</sup>		YK 24 15	77	PETRZHAK+.YLD XE-131,132,134, 136, TBL
Pu-240	SFN	CCP	SPØN		YK 24 19	77	BASØVA+.KE ØF FRASS, GRAPHS
Th-232	RIG	CCP	0	7	YK 24 48	77	ANDRIJAKHINA+.CALCULATIONS, TBLS
U-238	RIG	CCP	0	7	YK 24 48	77	ANDRIJAKHINA+.CALCULATIONS, TBLS
U-233	RIG	CCP	0	7	YK 24 48	77	ANDRIJAKHINA+.CALCUCATIONS, TBLS
U-235	RIG	CCP	0	7	YK 24 48	77	ANDRIJAKHINA+.CALCULATIONS, TBLS
Pu-239	RIG	CCP	0	7	YK 24 48	77	ANDRIJAKHINA+.CALCULATIONS, TBLS
Pu-240	RIG	CCP	0	7	YK 24 48	77	ANDRIJAKHINA+.CALCULATIONS, TBLS
Am-241	RIG	CCP	0	7	YK 24 48	77	ANDRIJAKHINA+.CALCULATIONS, TBLS

СОДЕРЖАНИЕ

Душин В.Н., Ипполитов В.Т., Лебедев Л.С., Немиллов Ю.А., Орловский А.В., Победоносцев Л.А. Неупругое рассеяние нейтронов с энергией 4,7 МэВ на Al, Mn, Fe, Ni, Cu, Pb .....	3
Кононов В.Н., Полетаев Е.Д., Орлов Б.Д. Выход и спектр нейтронов из реакции ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ вблизи порога .....	6
Адамов В.М., Александров Б.М., Алказов И.Д., Драпчинский Л.В., Коваленко С.С., Косточкин О.И., Кудрявцев Г.Ю., Малкин Л.Э., Петржак К.А., Плескачевский Л.А., Фомичев А.В., Шпаков В.И. Абсолютные измерения сечений деления тяжелых элементов быстрыми нейтронами .....	8
Петржак К.А., Платыгина Е.В., Теплых В.Ф., Соловьев Ю.А., Курицын В.Н. Исследование тонкой структуры выходов осколков при фотоделении и делении быстрыми нейтронами тяжелых ядер .....	15
Басова Б.Г., Коростылев В.А., Рабинович А.Д., Рязанов Д.К. Изучение спонтанного деления ${}^{240}\text{Pu}$ .....	19
Воробьева В.Г., Кузьминов Б.Д. Средние кинетические энергии осколков деления ядер .....	28
Давлетшин А.Н., Толстиков В.А. Анализ методики измерений потоков быстрых моноэнергетических нейтронов пропорциональными счетчиками протонов отдачи .....	37
Андряхина Г.Н., Иванов В.И., Маркелов И.П., Толстиков В.А. Сравнение экспериментальных данных с расчетами по радиационному захвату нейтронов некоторыми изотопами актинидов при облучении в реакторе БР-5 .....	48
Егоров Ю.А., Панкратьев Ю.В., Толстых В.Д. Исследование эффекта самоэкранирования сечений взаимодействия нейтронов с веществом на ядерном реакторе .....	60
Веселова Г.М., Калашников А.Г., Топинский Г.И. Анализ систем 2Г-групповых констант применительно к расчету коэффициента $K_{\text{эфф}}$ и некоторых физических характеристик критических сборок с различными спектрами нейтронов .....	68
Коробейников В.В., Николаев М.Н., Рязанов Б.Г., Савоськин М.М., Цибуля А.М. Оценка гетерогенных эффектов в быстрых критических сборках. (Часть I. Влияние гетерогенных эффектов на форму спектра и коэффициенты размножения) .....	80
Шолохова В.А., Суворов А.П. Численное решение уравнения переноса нейтронов в водороде и воде и оценка эффекта пространственной зависимости среднегрупповых сечений нейтронов .....	89
Библиографический индекс работ научно-технического сборника "Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы" (1977, вып.24) в международной системе СИИДА .....	105

Редакторы: А.Ф.Алябьев  
А.М.Кравцова

Корректоры: Г.С.Бабыкина  
Г.Н.Балашова  
Е.М.Спиридонова

---

Подписано в печать 25.02.77 Т 01669 Формат 60 x 84 1/8  
Бумага офсетная Печ.л. 13,6 Уч.-изд.л. II Тираж 235 экз.  
Зак.тип.№ 142 Цена 1р.10к.  
Индекс 3619. 12 статей

---

Отпечатано в ЦНИИатоминформе  
119146, Москва, Г-146, аб/ящ 584

УДК 539.172.4

НЕУПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ НЕЙТРОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ 4,7 МэВ НА Al, Mg, Fe, Ni, Cu, Pb. - "Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы", 1977, вып.24, с.3-5. Авт.: В.Н.Душин, В.Т.Ишполитов, Л.С.Лебедев, В.А.Немцов, А.В.Орловский, Л.А.Победоносцев.

Методом времени пролета изучено неупругое рассеяние нейтронов с энергией 4,7 МэВ на ядрах Al, Mg, Fe, Ni, Cu, Pb. Приведены полные сечения неупругого рассеяния (рис.3, табл.1, список лит. - 7 назв.).

УДК 539.172.1

ВЫХОД И СПЕКТР НЕЙТРОНОВ ИЗ РЕАКЦИИ  ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$  ВБЛИЗИ ПОРОГА. Кононов В.Н., Полятаев Е.Д., Орлов Б.Д. - "Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы", 1977, вып.24, с.6-8.

Получено выражение для описания энергетического спектра и выхода нейтронов из реакции  ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$  для различных лабораторных углов в области энергий протонов от порога реакции до 2 МэВ. Результаты расчета хорошо согласуются с экспериментом (рис.1, список лит. - 5 назв.).

УДК 539.173.4

АБСОЛЮТНЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ СЕЧЕНИЙ ДЕЛЕНИЯ ТЯЖЕЛЫХ ЭЛЕМЕНТОВ БЫСТРЫМИ НЕЙТРОНАМИ. - "Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы", 1977, вып.24, с.8-15. Авт.: В.М.Адамов, Б.М.Александров, И.Д.Алхазов, Л.В.Драччинский, С.С.Коваленко, О.И.Косточкин, Г.Ю.Кудрявцев, Л.З.Малкин, К.А.Петряк, Л.А.Плескачевский, А.В.Фомичев, В.И.Шапов.

В работе даны результаты абсолютных измерений сечений деления изотопов  ${}^{233}\text{U}$ ,  ${}^{235}\text{U}$ ,  ${}^{238}\text{U}$ , и  ${}^{239}\text{Pu}$  нейтронами делительного спектра  ${}^{252}\text{Cf}$  и нейтронами с энергией 14,8 МэВ (рис.3, табл.3, список лит. - 12 назв.).

УДК 539.173.8

ИССЛЕДОВАНИЕ ТОНКОЙ СТРУКТУРЫ ВЫХОДОВ ОСКОЛКОВ ПРИ ФОТОДЕЛЕНИИ И ДЕЛЕНИИ БЫСТРЫМИ НЕЙТРОНАМИ ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР. - "Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы", вып.24, с. 15-19. Авт.: К.А.Петржак, Е.В.Платыгина, В.Ф.Теплых, Ю.А.Соловьев, В.Н.Курицын

Масс-спектрометрическим методом измерены относительные выходы изотопов ксенона при делении  $^{235}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$   $\gamma$ -квантами тормозного излучения и  $^{235}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{232}\text{Th}$  нейтронами с энергией 14,7 МэВ. Отмечено сохранение тонкой структуры для всех ядер, кроме  $^{232}\text{Th}$ . Сохранение структуры при энергиях возбуждения делящегося ядра  $\sim 21$  МэВ обсуждается с учетом эмиссионного деления при росте энергии возбуждения (рис.2, табл.2, список лит. - 10 назв.).

УДК 579.173.7

ИЗУЧЕНИЕ СПОНТАННОГО ДЕЛЕНИЯ  $^{240}\text{Pu}$ . - "Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы", 1977, вып.24, с. 19-28. Авт.: Б.Г.Басова, В.А.Коростылев, А.Д.Рабинович, Д.К.Рязанов.

Приводятся результаты измерений распределений масс и кинетических энергий осколков спонтанного деления изотопа  $^{240}\text{Pu}$ . Среднее значение суммарной кинетической энергии осколков для спонтанного деления  $^{240}\text{Pu}$  на  $0,7 \pm 0,4$  МэВ больше, чем для деления  $^{239}\text{Pu}$  тепловыми нейтронами (рис.8, табл.1, список лит. - 11 назв.).

УДК 539.173.8.164

СРЕДНИЕ КИНЕТИЧЕСКИЕ ЭНЕРГИИ ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ ЯДЕР. Воробьева В.Г., Кузьминов Б.Д. - "Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы", 1977, вып.24, с. 28-37.

Выполнена систематизация экспериментальных данных по средним кинетическим энергиям осколков при делении ядер различными частицами (табл.1, список лит. - 31 назв.).

УДК 539.1.074.23

**АНАЛИЗ МЕТОДИКИ ИЗМЕРЕНИЙ ПОТОКОВ БЫСТРЫХ МОНОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ НЕЙТРОНОВ ПРОПОРЦИОНАЛЬНЫМИ СЧЕТЧИКАМИ ПРОТОНОВ ОТДАЧИ.** Давлетшин А.Н., Толстыков В.А. - "Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы", 1977, вып.24, с. 37-48.

Проанализированы все этапы методики использования пропорциональных счетчиков для измерения потоков быстрых нейтронов на электростатических ускорителях (расчет и измерение спектров протонов отдачи, способ обработки результатов). Рассмотрены причины возникновения систематических ошибок (в эксперименте и в расчете), способы их устранения и оценки. Показано, что с помощью примененных авторами работ счетчиков и предложенных методов измерений и обработки результатов, можно определить мощность источника нейтронов (поток) для  $E_n = 350$  КэВ с ошибкой  $\pm 1,4\%$  и для  $E_n = 1200$  КэВ с ошибкой  $\pm 2,0\%$ . Приводится оценка систематических ошибок (рис.7, табл.3, прил.1, список лит. - 16 назв.).

УДК 539.172.4

**СРАВНЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ С РАСЧЕТАМИ ПО РАДИАЦИОННОМУ ЗАХВАТУ НЕЙТРОНОВ НЕКОТОРЫМИ ИЗОТОПАМИ АКТИВИДОВ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ В РЕАКТОРЕ БР-5.** - "Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы", 1977, вып.24, с. 48-60. Авт.: Г.Н.Андриякина, В.И.Иванов, И.П.Маркелов, В.А.Толстыков.

Сравниваются расчеты с экспериментальными данными по сечениям радиационного захвата некоторых изотопов ряда тяжелых элементов на спектрах нейтронов вблизи центра реактора БР-5 при топливных загрузках из  $PuO_2$  и  $UC$ , а также распределения интегралов захвата исследуемых изотопов по высоте активной зоны реактора и отражателя. Используются одномерная М-26 и двумерная программы расчета в диффузионном  $P_1$ -приближении с системами групповых констант БНАВ-70 и ОСКАР-75 (рис.6, табл.3, список лит. - 25 назв.).

УДК 539.125.5.17

**ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТА САМОЭКРАНИРОВАНИЯ СЕЧЕНИЙ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НЕЙТРОНОВ С ВЕЩЕСТВОМ НА ЯДЕРНОМ РЕАКТОРЕ.** Егоров Ю.А., Панкратьев Ю.В., Толстых В.Д. - "Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы", 1977, вып.24, с. 60-68.

Приведены результаты использования метода пропускания нейтронов через толстые образцы веществ для проверки фундаментальных данных о полных сечениях нейтронов, а также для определения средних функций полного сечения (рис.3, табл.4, список лит. - 16 назв.).



УДК 539.17

АНАЛИЗ СИСТЕМ 2Г-ГРУППОВЫХ КОНСТАНТ ПРИМЕНИТЕЛЬНО К РАСЧЕТУ КОЭФФИЦИЕНТА  $K_{эфф}$  И НЕКОТОРЫХ ФИЗИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК КРИТИЧЕСКИХ СБОРОК С РАЗЛИЧНЫМ СПЕКТРОМ НЕЙТРОНОВ. Веселова Г.М., Калашников А.Г., Гошинский Г.И. - "Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы", 1977, вып.24, с.68-79.

Две 2Г-групповые системы констант [1] и [2], используемые для расчета реакторов, проверены сравнением экспериментальных и расчетных значений  $K_{эфф}$  и некоторых физических характеристик в критических сборках с тепловым, эпитепловым, промежуточным и быстрым спектрами нейтронов. Показано, что результаты расчетов с использованием системы констант [2] лучше согласуются с экспериментом (рис.2, табл.7, список лит. - 13 назв.).

УДК 521.039.519.4

ОЦЕНКА ГЕТЕРОГЕННЫХ ЭФФЕКТОВ В БЫСТРЫХ КРИТИЧЕСКИХ СБОРКАХ. (Ч.1. Влияние гетерогенных эффектов на форму спектра и коэффициенты размножения). - "Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы", 1977, вып.24, с.80-89. Авт.: В.В.Коробейников, М.Н.Николаев, Б.Г.Рязанов, М.М.Савоськин, А.М.Цибуля.

Приводятся результаты оценки влияния гетерогенных эффектов на критические параметры и отношения сечений для быстрых критическихборок БЭС-31, БЭС-33А, БЭС-33Б, БР-1-12, БР-1-13А и БР-1-13Б. Учет гетерогенной резонансной самоэкранировки сечений осуществлен в подгрупповом приближении с помощью расчета гетерогенных резонансных возмущений методом Монте-Карло с коррелированным выбором траекторий. Нерезонансные гетерогенные эффекты рассчитаны методом вероятности столкновений на основе 26-групповых констант АРАМАКО (рис.3, табл.5, список лит. - 8 назв.).

УДК 539.125.523

ЧИСЛЕННОЕ РЕШЕНИЕ УРАВНЕНИЯ ПЕРЕНОСА НЕЙТРОНОВ В ВОДОРОДЕ И ВОДЕ И ОЦЕНКА ЭФФЕКТА ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ЗАВИСИМОСТИ СРЕДНЕГРУППОВЫХ СЕЧЕНИЙ НЕЙТРОНОВ. Шолохова В.А., Суворов А.П. - "Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы", 1977, вып.24, с.89-104.

Изложен численный алгоритм решения интегродифференциального уравнения переноса нейтронов от точечного изотропного источника в бесконечной среде и исследована пространственная зависимость среднегрупповых сечений нейтронов.

Приведены результаты численных расчетов дифференциальных спектров нейтронов для источника моноэнергетических нейтронов и источника деления, а также значения среднегрупповых полных и различных парциальных сечений, полученных усреднением как по спектру потока нейтронов на различных расстояниях от источника, так и по спектру в отдельных зонах (табл.10, список лит. - 9 назв.).