

# ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

---

СЕРИЯ:  
Ядерные константы

ВЫПУСК

2

1987

Сборник подготовлен Физико-энергетическим институтом  
и Комиссией по ядерным данным

## РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

Главный редактор О.Д. КАЗАЧКОВСКИЙ

### НЕЙТРОННЫЕ КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ

Зам. главного редактора Б.Д. КУЗЬМИНОВ

Ф.Н. Беляев, В.П. Вертебный, В.В. Возяков, В.Я. Головня, С.С. Коваленко,  
В.Е. Колесов, В.А. Коньшин, В.Н. Манохин, В.И. Мостовой, Г.В. Мурадян,  
В.Н. Нефедов, Ю.П. Попов, О.А. Сальников, Г.Н. Смиренкин, В.А. Толстиков,  
Г.Я. Труханов, Г.Е. Шаталов, М.С. Юдкевич, Г.Б. Яньков, В.П. Ярына

### КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ СТРУКТУРЫ ЯДРА И ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

Зам. главного редактора Ф.Е. ЧУКРЕЕВ

В.В. Варламов, Б.Я. Гужовский, П.П. Дмитриев, В.В. Ежела, Б.В. Журавлев,  
Р.Б. Иванов, Б.С. Ишханов, В.М. Кулаков, Ю.В. Сергеенков, В.Е. Сторишко,  
Н.П. Чижова

### ЯДЕРНО-РЕАКТОРНЫЕ ДАННЫЕ

Зам. главного редактора М.Ф. ТРОЯНОВ

П.П. Благоволин, А.И. Воропаев, А.Ю. Гагаринский, Л.В. Диев, С.М. Зарицкий,  
М.Н. Зизин, А.А. Лукьянов, В.Г. Мадеев, В.И. Матвеев, И.П. Матвеевко,  
М.Н. Николаев, Э.Е. Петров, Л.В. Точеный, В.В. Хромов

Ответственный секретарь В.В. Возяков

© Центральный научно-исследовательский институт  
информации и технико-экономических исследований  
по атомной науке и технике (ЦНИИАтоминформ), 1987

ТАЛОН ОБРАТНОЙ СВЯЗИ  
по оценке использования статей научно-  
технического сборника "Вопросы атомной  
науки и техники", серия Ядерные  
константы, вып. 2, 1987

| №№ | Наименование статей | Использована       |   | Не использована                                   |  |                               |
|----|---------------------|--------------------|---|---|--|-------------------------------|
|    |                     | в разра-<br>ботках | для об-<br>щего<br>озна-<br>комле-<br>ния | не соот-<br>ветст-<br>вует те-<br>матике<br>работ | не содер-<br>жит но-<br>вых про-<br>грессив-<br>ных ре-<br>шений | информа-<br>ция опоз-<br>дала |

**НЕЙТРОННЫЕ КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ**

Клепацкий А.Б., Коньшин В.А., Породзинский Ю.В., Суховицкий Е.Ш.  $^{236}\text{U}$  в области энергий разрешенных и неразрешенных резонансов  
Клепацкий А.Б., Коньшин В.А., Маслов В.М., Суховицкий Е.Ш.  $^{236}\text{U}$  в области энергий быстрых нейтронов  
Боховко М.В., Казаков Л.Е., Кононов В.Н., Полетаев Е.Д., Тимохов В.М., Воеводский А.А.  
Измерение сечений радиационного захвата нейтронов в серебре в области энергий 4-400 кэВ  
Машиновский В.В.  
Полуэмпирический расчет среднего числа мгновенных нейтронов деления

**ЯДЕРНО-РЕАКТОРНЫЕ ДАННЫЕ**

Коробейников В.В., Мазанов В.Л., Николаев А.Н., Рябов А.В., Синицын Б.И., Хохлов В.Ф.  
Применимость трехмерных расчетных программ ЗАМОК и МКФК к описанию прохождения нейтронов через полые прямые (элементарные) неоднородности в защите  
Коробейников В.В., Мазанов В.Л., Николаев А.Н., Рябов А.В., Синицын Б.И., Хохлов В.Ф.  
Применимость трехмерных расчетных программ ЗАМОК и МКФК к описанию прохождения нейтронов через полые усложненные и сложные многосекционные неоднородности в защите  
Голубков В.Л., Коробейников В.В., Мазанов В.Л., Николаев А.Н., Рябов А.В., Синицын Б.И., Хохлов В.Ф.  
Применимость трехмерных расчетных программ ЗАМОК и МКФК к описанию прохождения нейтронов через заполненные элементарные и усложненные неоднородности в защите

**КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ СТРУКТУРЫ ЯДРА И ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ**

Ишханов Б.С., Капитонов И.М., Мокеев В.И.  
Исследование конкуренции реакций  $(\chi, p)$  и  $(\chi, n)$  на ядрах в области массовых чисел  $40 < A \leq 90$   
Грашин А.Ф., Ефименко А.Д.  
О банке данных по выходам продуктов деления  
Овечкин В.В., Мелентьев В.И., Хохлов В.Ф.  
Измерения интенсивностей  $\chi$ -квантов  $^{239}\text{Pu}$  для переходов вращательной полосы  $^{63}\text{I}/1/2^+$  уровней  $^{235}\text{U}$   
Даниленко В.Н., Степанов Э.К.  
К вопросу установления единых значений констант радиоактивного распада

1987 г.

Начальник ОНТИ

Примечание. Талон заполняется в 30-дневный срок после получения сборника и направляется в адрес ЦНИИатоминформ (127434, Москва, а/я 971)



# ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

## Серия: ЯДЕРНЫЕ КОНСТАНТЫ

Научно-технический сборник

Выпуск 2

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

Москва

Издается с 1971 г.

1987

#### СОДЕРЖАНИЕ

##### Нейтронные константы и параметры

- Клепацкий А.Б., Коньшин В.А., Породинский Д.В., Суховицкий Е.Ш.  
Оценка нейтронных данных  $^{236}\text{U}$  в области энергий разрешенных и неразрешенных резонансов \_\_\_\_\_ 3
- Клепацкий А.Б., Коньшин В.А., Маслов В.М., Суховицкий Е.Ш.  
Оценка нейтронных данных  $^{236}\text{U}$  в области энергий быстрых нейтронов \_\_\_\_\_ 10
- Боховко М.В., Казаков Л.Е., Кононов В.Н., Полетаев Е.Д., Тимохов В.М., Воеводский А.А.  
Измерение сечений радиационного захвата нейтронов в серебре в области энергий 4–400 кэВ \_\_\_\_\_ 21
- Малиновский В.В.  
Полуэмпирический расчет среднего числа мгновенных нейтронов деления \_\_\_\_\_ 25

##### Ядерно-реакторные данные

- Коробейников В.В., Мазанов В.Л., Николаев А.Н., Рябов А.В., Синицын Б.И., Хохлов В.Ф.  
Применимость трехмерных расчетных программ ЗАМОК и ММКФК к описанию прохождения нейтронов через полые прямые (элементарные) неоднородности в защите \_\_\_\_\_ 34
- Коробейников В.В., Мазанов В.Л., Николаев А.Н., Рябов А.В., Синицын Б.И., Хохлов В.Ф.  
Применимость трехмерных расчетных программ ЗАМОК и ММКФК к описанию прохождения нейтронов через полые усложненные и сложные многосекционные неоднородности в защите \_\_\_\_\_ 41

Голубков В.Л., Коробейников В.В., Мазанов В.Л., Николаев А.Н., Рябов А.В.,  
Синицын Б.И., Хохлов В.Ф.

Применимость трехмерных расчетных программ ЗАМОК и ММЗМК к описанию прохождения нейтронов через заполненные элементарные и усложненные неоднородности в защите

49

Константы и параметры структуры ядра и  
ядерных реакций

Ишханов Б.С., Капитонов И.М., Мокеев В.И.

Исследование конкуренции реакций  $(\gamma, p)$  и  $(\gamma, n)$  на ядрах в области массовых чисел  $40 < A \leq 90$

54

Грашин А.Ф., Ефименко А.Д.

О банке данных по выходам продуктов деления

60

Овечкин В.В., Мелентьев В.И., Хохлов А.Е.

Измерения интенсивностей  $\gamma$ -квантов  $^{239}\text{Pu}$  для переходов вращательной полосы  $[631] 1/2^+$  уровней  $^{235}\text{U}$

62

Даниленко В.Н., Степанов Э.К.

К вопросу установления единых значений констант радиоактивного распада

65

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

66

# НЕЙТРОННЫЕ КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ

УДК 539.173

## ОЦЕНКА НЕЙТРОННЫХ ДАННЫХ $^{236}\text{U}$ В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ РАЗРЕШЕННЫХ И НЕРАЗРЕШЕННЫХ РЕЗОНАНСОВ

А. Б. Клепацкий, В. А. Коньшин, Д. В. Породзинский,  
Е. Ш. Суховицкий

EVALUATION OF  $^{236}\text{U}$  NEUTRON DATA IN THE ENERGY REGION OF RESOLVED AND UNRESOLVED RESONANCES. The evaluation of neutron data in the thermal, resolved and unresolved energy region is carried out. The average parameters are obtained taking into account the correction for levels omitted. The neutron cross-sections  $\sigma_t, \sigma_n, \sigma_{nn'}$  in the unresolved resonance energy region for which no experimental data are available were theoretically predicted.

Необходимость более точных знаний о ядерных данных  $^{236}\text{U}$  определяется тем, что при повторном использовании отработавшего урана (регенерата) в ядерном топливе существенно увеличивается содержание  $^{236}\text{U}$ , который, являясь вредным поглотителем, ухудшает использование нейтронов в реакторе [1]. Чтобы компенсировать вредное влияние этого изотопа, в регенерированном топливе следует увеличить начальную концентрацию  $^{235}\text{U}$ . Такое дополнительное увеличение содержания  $^{235}\text{U}$  зависит от количества  $^{236}\text{U}$  в регенерате и от конструкции твэлов. Накопление  $^{236}\text{U}$  может быть довольно значительным (около 0,5%) при остаточном обогащении топлива по  $^{235}\text{U}$  меньше чем 1% (в реакторах типа ВВЭР), поэтому при работе реактора следует учитывать эффект реактивности от  $^{236}\text{U}$ . Кроме того,  $^{236}\text{U}$  является источником образования  $^{232}\text{U}$  в топливе.

В данной статье рассмотрены нейтронные сечения  $^{236}\text{U}$  в тепловой области и области разрешенных и неразрешенных резонансов.

Большинство экспериментальных данных о нейтронных сечениях в области разрешенных резонансов в числовом виде недоступно, поэтому оценка для этой области была сделана на основе резонансных параметров, приведенных в работах [2-8]. Данные о измерении сечения поглощения  $\sigma_a$   $^{236}\text{U}$  [5, 9-12] и полного сечения  $\sigma_t$  [7] в тепловой точке приведены в табл. I. Ниже даны экспериментальные значения резонансных интегралов захвата  $^{236}\text{U}$  (в  $10^{-28}$  м<sup>2</sup>):

|                  |       |        |
|------------------|-------|--------|
| [9]              | ..... | 381±20 |
| [10]             | ..... | 397±34 |
| [11]             | ..... | 450±30 |
| [12]             | ..... | 340±15 |
| Настоящая оценка | ..... | 330±33 |

Экспериментальные значения резонансных параметров [2-8] в основном не противоречат друг другу. Положения резонансов в области энергий до 415 эВ определяются данными работы [5], в более высокой области - данными работ [3, 4]. Нейтронные ширины резонансов получены усреднением с учетом ошибок экспериментальных данных. Радиационные ширины в настоящей работе переопределены по оцененным нейтронным ширинам таким образом, чтобы сохранялась площадь под каждым из резонансов захвата, т.е. чтобы  $\Gamma_{\gamma_i} \Gamma_{n_i} / \Gamma_{t_i} = \text{const}$ . Делительные ширины из работы [8] взяты для тех резонансов, для которых они измерены.

Энергия и ширина первого резонанса варьировались в пределах ошибок так, чтобы описать с учетом отрицательного резонанса экспериментальные данные в области до первого резонанса и оцененное нами значение сечения радиационного захвата при 0,0253 эВ, равное  $5,0 \cdot 10^{-28}$  м<sup>2</sup>.

Таблица I  
Экспериментальные и оцененные значения сечений  $^{236}\text{U}$  в тепловой точке,  $10^{-28} \text{ м}^2$

| Литература       | $\sigma_t$       | $\sigma_a$      |
|------------------|------------------|-----------------|
| [7]              | $18,7 \pm 1,7$   | -               |
| [9]              | -                | $5,0 \pm 2,0$   |
| [10]             | -                | $5,5 \pm 0,3$   |
| [11]             | -                | $6,0 \pm 1,0$   |
| [5]              | -                | $5,10 \pm 0,25$ |
| [12]             | -                | $5,00 \pm 0,14$ |
| Настоящая оценка | $18,58 \pm 1,50$ | $5,07 \pm 0,15$ |

Примечание. В настоящей работе  $\sigma_n = 13,51 \pm 1,0$ .

Оцененные резонансные параметры  $^{236}\text{U}$  приведены в табл.2. Нейтронные сечения в области разрешенных резонансов ( $10^{-5}$  эВ - 1 кэВ) рассчитаны по многоуровневой формуле Брейта - Вигнера с учетом вклада всех уровней. Сечение потенциального рассеяния, полученное на основе расчетов методом связанных каналов и согласия с экспериментальными данными по полному сечению в тепловой области, оказалось равным  $11,4 \cdot 10^{-28} \text{ м}^2$ . Оцененные значения сечений в области энергий  $10^{-5}$  - 10 эВ приведены в табл.3.

Оцененные резонансные параметры  $^{236}\text{U}$

Таблица 2

| $E_i$ , эВ | $\Gamma_{n_i}$ , мэВ | $\Gamma_f$ , мэВ | $\Gamma_f$ , мэВ | $E_i$ , эВ | $\Gamma_{n_i}$ , мэВ | $\Gamma_f$ , мэВ | $\Gamma_f$ , мэВ |
|------------|----------------------|------------------|------------------|------------|----------------------|------------------|------------------|
| -4,54      | 8,406                | 2,0594           | 0,035            | 415,0      | 15,87                | 21,67            | 0,59             |
| 5,49       | 2,10                 | 25,0             | 0,29             | 430,9      | 60,44                | 21,94            | 0,354            |
| 29,7       | 0,587                | 22,77            | 0,16             | 440,6      | 62,43                | 23,94            | 0,354            |
| 34,0       | 2,36                 | 20,14            | 0,18             | 465,5      | 14,06                | 21,61            | 0,354            |
| 43,7       | 14,09                | 17,76            | 0,43             | 478,4      | 37,92                | 20,71            | 0,354            |
| 63,1       | 0,037                | 22,77            | 0,354            | 500,4      | 2,47                 | 22,77            | 0,354            |
| 71,1       | 18,73                | 23,36            | 0,29             | 507,1      | 19,10                | 21,87            | 0,354            |
| 86,0       | 28,56                | 21,43            | 0,30             | 536,4      | 31,50                | 21,26            | 0,354            |
| 101,7      | 0,88                 | 22,77            | 0,354            | 542,9      | 10,40                | 29,18            | 0,354            |
| 120,2      | 50,81                | 22,01            | 0,34             | 563,8      | 80,25                | 21,98            | 0,354            |
| 124,2      | 16,71                | 19,52            | 0,21             | 576,2      | 144,21               | 25,93            | 0,354            |
| 133,7      | 1,20                 | 22,77            | 0,354            | 607,1      | 13,27                | 20,07            | 0,354            |
| 137,0      | 0,57                 | 22,77            | 0,354            | 617,8      | 52,34                | 23,93            | 0,354            |
| 163,7      | 2,10                 | 22,77            | 0,354            | 637,8      | 76,00                | 24,20            | 0,354            |
| 192,6      | 9,01                 | 22,77            | 0,354            | 647,6      | 6,10                 | 22,77            | 0,354            |
| 194,0      | 45,41                | 19,07            | 0,500            | 655,6      | 97,95                | 22,89            | 0,354            |
| 212,0      | 87,65                | 24,25            | 0,320            | 673,6      | 56,02                | 23,72            | 0,354            |
| 229,0      | 2,01                 | 22,77            | 0,354            | 691,3      | 32,35                | 26,76            | 0,354            |
| 243,0      | 0,30                 | 22,77            | 0,354            | 706,0      | 28,89                | 20,90            | 0,354            |
| 272,4      | 31,58                | 24,45            | 0,400            | 720,6      | 97,66                | 20,97            | 0,354            |
| 288,2      | 12,77                | 20,56            | 0,480            | 746,25     | 20,76                | 17,73            | 0,354            |
| 302,5      | 77,67                | 23,72            | 0,460            | 770,65     | 185,22               | 21,94            | 0,354            |
| 320,0      | 5,41                 | 22,77            | 0,354            | 789,4      | 85,46                | 22,97            | 0,354            |
| 334,4      | 6,22                 | 22,77            | 0,354            | 806,6      | 38,83                | 23,91            | 0,354            |
| 356,0      | 0,70                 | 22,77            | 0,354            | 820,3      | 8,96                 | 22,77            | 0,354            |
| 367,8      | 0,40                 | 22,77            | 0,354            | 827,4      | 240,03               | 27,96            | 0,354            |
| 371,0      | 14,23                | 21,99            | 0,42             | 849,0      | 3,00                 | 22,77            | 0,354            |
| 379,3      | 92,54                | 22,78            | 0,30             | 864,9      | 17,03                | 18,96            | 0,354            |

| $E_i$ , эВ | $\Gamma_{n_i}$ , мэВ | $\Gamma_\gamma$ , мэВ | $\Gamma_f$ , мэВ | $E_i$ , эВ | $\Gamma_{n_i}$ , мэВ | $\Gamma_\gamma$ , мэВ | $\Gamma_f$ , мэВ |
|------------|----------------------|-----------------------|------------------|------------|----------------------|-----------------------|------------------|
| 888,8      | 7,75                 | 22,77                 | 0,354            | 1024,2     | 245,61               | 26,40                 | 0,354            |
| 900,35     | 4,86                 | 22,77                 | 0,354            | 1032,1     | 37,47                | 23,30                 | 0,354            |
| 930,7      | 7,54                 | 22,77                 | 0,354            | 1064,6     | 36,10                | 28,29                 | 0,354            |
| 948,4      | 163,10               | 23,98                 | 0,354            | 1075,7     | 9,00                 | 22,77                 | 0,354            |
| 955,2      | 37,50                | 22,77                 | 0,354            | 1084,2     | 2,00                 | 22,77                 | 0,354            |
| 969,3      | 309,05               | 22,95                 | 0,354            | 1098,0     | 3,00                 | 22,77                 | 0,354            |
| 994,7      | 151,83               | 21,96                 | 0,354            | 1104,7     | 123,30               | 24,95                 | 0,354            |
| 998,1      | 11,00                | 22,77                 | 0,354            | 1132,1     | 11,43                | 22,77                 | 0,354            |
| 1013,1     | 15,38                | 22,77                 | 0,354            |            |                      |                       |                  |

Таблица 3

Оцененные значения нейтронных сечений  $^{236}\text{U}$  (в  $10^{-28} \text{ м}^2$ )  
в области энергий  $10^{-5}$  - 10 эВ при нулевой температуре

| $E$ , эВ          | $\sigma_{n\gamma}$ | $\sigma_n$ | $\sigma_f$ | $E$ , эВ | $\sigma_{n\gamma}$ | $\sigma_n$ | $\sigma_f$ |
|-------------------|--------------------|------------|------------|----------|--------------------|------------|------------|
| $10^{-5}$         | 250,960            | 13,548     | 3,423      | 5,1      | 42,821             | 2,323      | 0,497      |
| $2 \cdot 10^{-5}$ | 177,455            | 13,548     | 2,241      | 5,2      | 76,579             | 0,776      | 0,889      |
| $4 \cdot 10^{-5}$ | 125,480            | 13,548     | 1,712      | 5,30     | 176,125            | 0,221      | 2,043      |
| $10^{-4}$         | 79,361             | 13,548     | 1,082      | 5,35     | 321,434            | 3,306      | 3,729      |
| $2 \cdot 10^{-4}$ | 56,117             | 13,548     | 0,765      | 5,40     | 763,851            | 21,716     | 8,861      |
| $4 \cdot 10^{-4}$ | 39,681             | 13,548     | 0,541      | 5,43     | 1666,714           | 72,879     | 19,334     |
| $10^{-3}$         | 25,098             | 13,547     | 0,342      | 5,46     | 5788,496           | 360,945    | 67,147     |
| $2 \cdot 10^{-3}$ | 17,748             | 13,546     | 0,242      | 5,49     | 33472,370          | 2822,987   | 388,279    |
| $4 \cdot 10^{-3}$ | 12,552             | 13,543     | 0,171      | 5,52     | 5756,426           | 631,421    | 66,775     |
| $10^{-2}$         | 7,943              | 13,534     | 0,108      | 5,55     | 1648,510           | 228,203    | 19,123     |
| $2 \cdot 10^{-2}$ | 5,621              | 13,520     | 0,077      | 5,58     | 751,386            | 128,170    | 8,716      |
| 0,0253            | 5,000              | 13,512     | 0,068      | 5,65     | 240,014            | 62,147     | 2,784      |
| $5 \cdot 10^{-2}$ | 3,565              | 13,477     | 0,049      | 5,70     | 139,159            | 46,420     | 1,614      |
| 0,1               | 2,533              | 13,407     | 0,034      | 5,80     | 63,476             | 32,501     | 0,737      |
| 0,2               | 1,811              | 13,271     | 0,024      | 5,90     | 36,028             | 26,293     | 0,418      |
| 0,5               | 1,200              | 12,888     | 0,016      | 6,00     | 23,114             | 22,823     | 0,268      |
| 1,0               | 0,952              | 12,318     | 0,012      | 6,20     | 11,756             | 19,092     | 0,137      |
| 1,5               | 0,914              | 11,803     | 0,011      | 6,40     | 7,061              | 17,122     | 0,082      |
| 2,0               | 0,977              | 11,313     | 0,012      | 6,60     | 4,686              | 15,900     | 0,055      |
| 2,5               | 1,141              | 10,816     | 0,014      | 6,80     | 3,325              | 15,063     | 0,039      |
| 3,0               | 1,454              | 10,273     | 0,017      | 7,00     | 2,476              | 14,451     | 0,029      |
| 3,5               | 2,058              | 9,616      | 0,024      | 7,50     | 1,365              | 13,446     | 0,016      |
| 4,0               | 3,378              | 8,708      | 0,039      | 8,00     | 0,860              | 12,624     | 0,010      |
| 4,2               | 4,373              | 8,209      | 0,051      | 8,50     | 0,590              | 12,390     | 0,007      |
| 4,4               | 5,959              | 7,573      | 0,069      | 9,00     | 0,429              | 12,064     | 0,005      |
| 4,6               | 8,712              | 6,722      | 0,101      | 9,50     | 0,327              | 11,806     | 0,004      |
| 4,8               | 14,149             | 5,508      | 0,164      | 10,00    | 0,258              | 11,594     | 0,003      |
| 5,0               | 27,427             | 3,641      | 0,318      |          |                    |            |            |

В области до 1132,1 кэВ экспериментально обнаружено 72 резонанса (см. табл. 2), что дает значения  $\langle D \rangle = 15,87$  эВ и  $\langle \Gamma_n^0 \rangle = 1,88$  мэВ  $I^{1/2}$ . В эти величины должна быть внесена поправка на пропуск уровней из-за малости нейтронных ширин и наличия мультиплетов. Учет такого пропуска сделан по методам, развитым в работах [13, 14]. В основе описанных в литературе методов введения поправки на пропуск уровней лежит использование распределения Портера - Томаса для нейтронных ширин. Авторы этих методов тем или иным способом определяют искаженное из-за пропуска уровней распределение Портера - Томаса. При этом распределение расстояний между уровнями не используется и попытки определить искаженное распределение Вигнера не предпринимаются. Одновременное использование двух распределений сделано в работе [14], в основе которой лежит предложенная модельная функция вероятности пропуска уровней, приводящая к искажению теоретических распределений нейтронных ширин и расстояний между уровнями. Затем путем сравнения теоретических и экспериментальных распределений методом максимального правдоподобия определяются параметры модельной функции вероятности пропуска уровней и, как следствие, средние нейтронные ширин и межуровневые расстояния.

Применение метода работы [13] к анализу резонансных параметров в области энергий до 1132,1 эВ показало, что средние значения  $\langle D \rangle$  и  $\langle \Gamma_n^0 \rangle$  равны  $15,1 \pm 0,5$  эВ и  $(1,76 \pm 0,20)$  мэВ  $I^{1/2}$  соответственно,  $\langle S_0 \rangle = (1,16 \pm 0,20) \cdot 10^{-4}$  эВ  $-I^{1/2}$ . Расчеты, проведенные с помощью метода работы [14], показали, что среднее расстояние  $\langle D \rangle$  примерно на 7% ниже, чем полученное другими методами ( $\langle D \rangle = 14,13 \pm 0,50$  эВ),  $\langle \Gamma_n^0 \rangle = 1,634 \pm 0,250$  мэВ  $I^{1/2}$ ,  $\langle S_0 \rangle = (1,16 \pm 0,18) \cdot 10^{-4}$  эВ  $-I^{1/2}$ . Очевидно, учет обоих распределений (Портера - Томаса и Вигнера) позволяет точнее определить экспериментальные условия и более корректно ввести поправку на пропуск уровней.

Оцененные значения средних резонансных параметров в предположении наличия только S-резонансов равны:  $\langle D \rangle = 14,1 \pm 0,5$  эВ,  $\langle \Gamma_n^0 \rangle = 1,63 \pm 0,25$  мэВ  $I^{1/2}$ ,  $\langle S_0 \rangle = (1,16 \pm 0,18) \cdot 10^{-4}$  эВ  $-I^{1/2}$ ,  $\langle \Gamma_f \rangle = 22,77 \pm 1,30$  мэВ,  $\langle \Gamma_f' \rangle = 0,354 \pm 0,100$  мэВ.

В области энергий неразрешенных резонансов (1-150 кэВ) экспериментальные данные имеются только по сечениям  $\sigma_{np}$  [5, 15-19] и  $\sigma_t$  [20, 21] и отсутствуют по  $\sigma_t$ ,  $\sigma_n$ ,  $\sigma_{nn'}$ . Для получения средних параметров использовался способ, рекомендованный форматом ENDF/B.

Средние расстояния между уровнями  $\langle D \rangle_J$  определялись по величине  $\langle D \rangle$  в области разрешенных резонансов с использованием плотности уровней из модели сверхтекучего ядра с учетом колебательных и вращательных мод [22]. С учетом зависимости от энергии при 1 и 150 кэВ соответственно  $D_{1/2}$  равно 14,1 и 10,5 эВ,  $D_{3/2}$  равно 7,33 и 5,44 эВ,  $D_{5/2}$  равно 5,21 и 3,86 эВ. Средние нейтронные ширин рассчитывались через силовые функции  $S_\rho$ . В основном состоянии  $S_0^{0+}$  была принята равной оцененной из области разрешенных резонансов:  $1,156 \cdot 10^{-4}$  эВ  $-I^{1/2}$ . Расчеты по методу связанных каналов дали  $S_0^{0+} = 1,164 \cdot 10^{-4}$  эВ  $-I^{1/2}$ ,  $S_1^{0+} = 1,74 \cdot 10^{-4}$  эВ  $-I^{1/2}$ .

Поскольку резонансной структуры в делительных ширин разрешенных резонансов экспериментально не обнаружено, средние делительные ширин  $\langle \Gamma_f \rangle$  рассчитывались в одnogорбом приближении по модели Хилла - Уилера. Параметры барьера деления в канале  $I/2^+$  были подобраны таким образом, чтобы рассчитываемая средняя ширина  $\langle \Gamma_f \rangle_{1/2^+}$  в области 1 кэВ была равна средней из области разрешенных резонансов (0,356 мэВ при 1 кэВ и 0,854 мэВ при 150 кэВ). Высота барьера при этом  $E_f^{1/2^+} = 6,328$  МэВ, если принять кривизну  $\hbar\omega = 0,8$  МэВ (как следует из систематики).

Параметры барьеров деления других состояний выбраны таким образом, чтобы описать экспериментальные данные [20, 21] и гладко "смыться" с сечением деления в быстрой области энергий. Для этого оказалось необходимым ввести следующие превышения над порогом деления состояния  $I/2^+$ :

$\Delta E_f^{1/2^-} = 0,300$  МэВ,  $\Delta E_f^{3/2^+} = 0,382$  МэВ,  $\Delta E_f^{5/2^+} = 0,250$  МэВ. Средние делительные ширин при энергиях 1 и 150 кэВ оказались соответственно равными:  $\langle \Gamma_f \rangle_{1/2^-} = 0,034$  и  $0,081$  мэВ,  $\langle \Gamma_f \rangle_{3/2^+} = 0,018$  и  $0,044$  мэВ,  $\langle \Gamma_f \rangle_{5/2^+} = 0,056$  и  $0,133$  мэВ.

Учитывалась энергетическая зависимость средних радиационных ширин в рассматриваемой области энергий (при 1 кэВ  $\langle \Gamma_f \rangle$  равна 22,77 мэВ, при 150 кэВ - 24,20 мэВ). Так как предсказываемая моделью каскадного испускания  $\gamma$ -квантов зависимость  $\langle \Gamma_f \rangle$  от спина канала (при отсутствии зависимости плотности уровней от четности) много меньше экспериментальной ошибки  $\Delta \bar{\Gamma}_f$ , определяемой в области разрешенных резонансов, ширина  $\langle \Gamma_f \rangle$  принята независимой от спина состояния.

Расчеты по средним резонансным параметрам проводились до порога возбуждения уровня  $6^+$  (около 300 кэВ) с учетом конкуренции неупругого рассеяния на уровне  $4^+$ . При этом учтена разница значений силовых функций для основного и возбужденных состояний, которая была рассчитана по обоб-

щенной оптической модели [23]. Эти силовые функции оказались равными:  $S_0^{2+} = 1,0 \cdot 10^{-4} \text{ эВ}^{-1/2}$ ,  $S_1^{2+} = 1,54 \cdot 10^{-4} \text{ эВ}^{-1/2}$ ,  $S_0^{4+} = 0,78 \cdot 10^{-4} \text{ эВ}^{-1/2}$ ,  $S_1^{4+} = 3,0 \cdot 10^{-4} \text{ эВ}^{-1/2}$ .

Сравнение оцененных и экспериментальных значений сечений радиационного захвата приведено на рис.1. Как видно, оцененные значения хорошо согласуются с экспериментальными [19]. В области до 10 кэВ наши расчеты практически совпадают с данными работ [15,19], в области 10-50 кэВ они совпадают с данными работы [19] и находятся между данными работ [15,16]. В области 50-160 кэВ оценка лежит несколько ниже данных работы [16] (практически в пределах ошибок эксперимента) и далее совпадает с результатами работ [17,18]. Как показали расчеты, нельзя описать экспериментальные данные с едиными параметрами для всей области энергий 1-300 кэВ, если не учитывать различие силовых функций основного и возбужденного состояний. Из рис.2 видно, что расчет зависимости  $\bar{\sigma}_{n\gamma}(E)$  с силовыми функциями, одинаковыми для основного и возбужденных состояний, находится ниже экспериментальных данных для области энергий выше порога реакции ( $n, n'$ ).

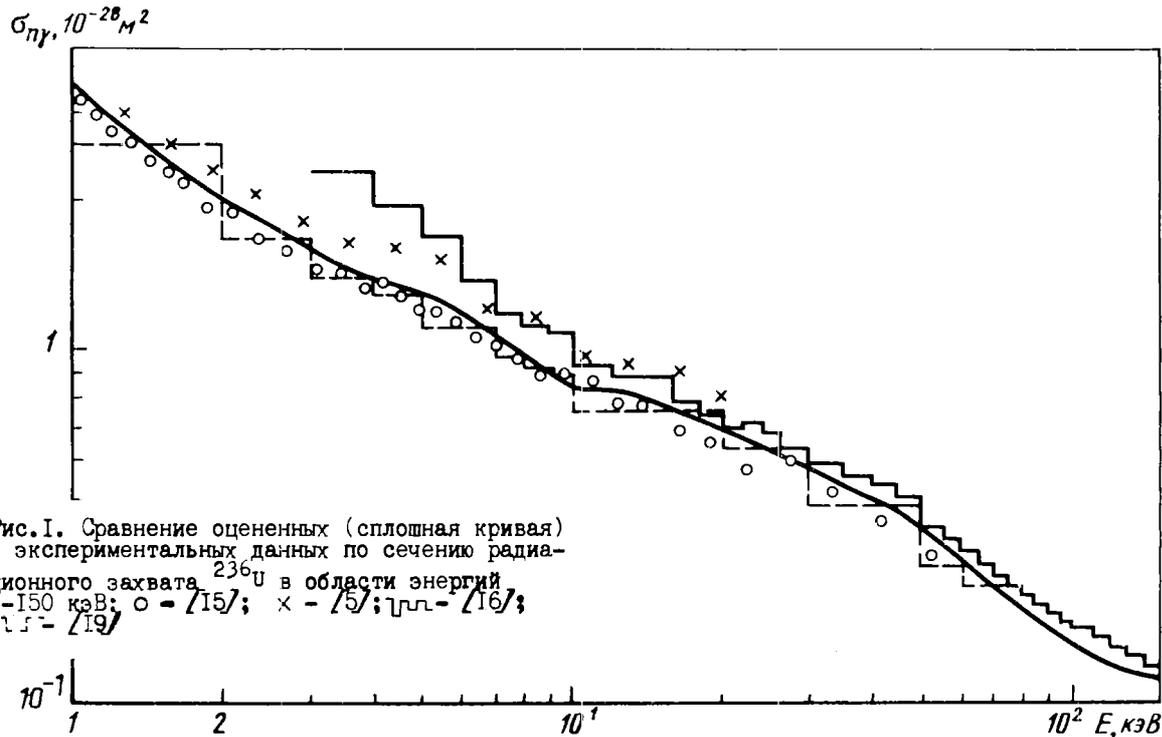


Рис.1. Сравнение оцененных (сплошная кривая) и экспериментальных данных по сечению радиационного захвата  $^{236}\text{U}$  в области энергий 1-150 кэВ;  $\circ$  - [15];  $\times$  - [15];  $\square$  - [16];  $\square$  - [19]

По оцененным средним параметрам с помощью расчетов были теоретически предсказаны сечения  $\sigma_t$ ,  $\sigma_n$ ,  $\sigma_{nn'}$ , экспериментальные данные о которых отсутствуют. Сечение неупругого рассеяния  $\sigma_{nn'}$  рассчитано с учетом вклада прямого механизма процесса. Значения оцененных нейтронных сечений в области 1-150 кэВ приведены в табл.4.

Из изложенного можно сделать следующие выводы:

1. Проведенная оценка нейтронных сечений  $^{236}\text{U}$  позволила получить оцененные резонансные параметры, описывающие все имеющиеся экспериментальные данные в тепловой и резонансной областях энергий; в области энергий неразрешенных резонансов (1-150 кэВ) теоретически предсказаны сечения  $\sigma_t$ ,  $\sigma_n$ ,  $\sigma_{nn'}$ , по которым экспериментальные данные отсутствуют.

2. Оказалось возможным описать экспериментальные данные по сечению радиационного захвата с едиными параметрами во всей рассматриваемой области энергий, если учесть различие силовых функций для основного и возбужденного состояний.

3. Остается открытым вопрос о степени надежности введения поправки на пропуск уровней, поскольку имеющиеся методы дают значения  $\langle D \rangle$ , различающиеся примерно на 10%.

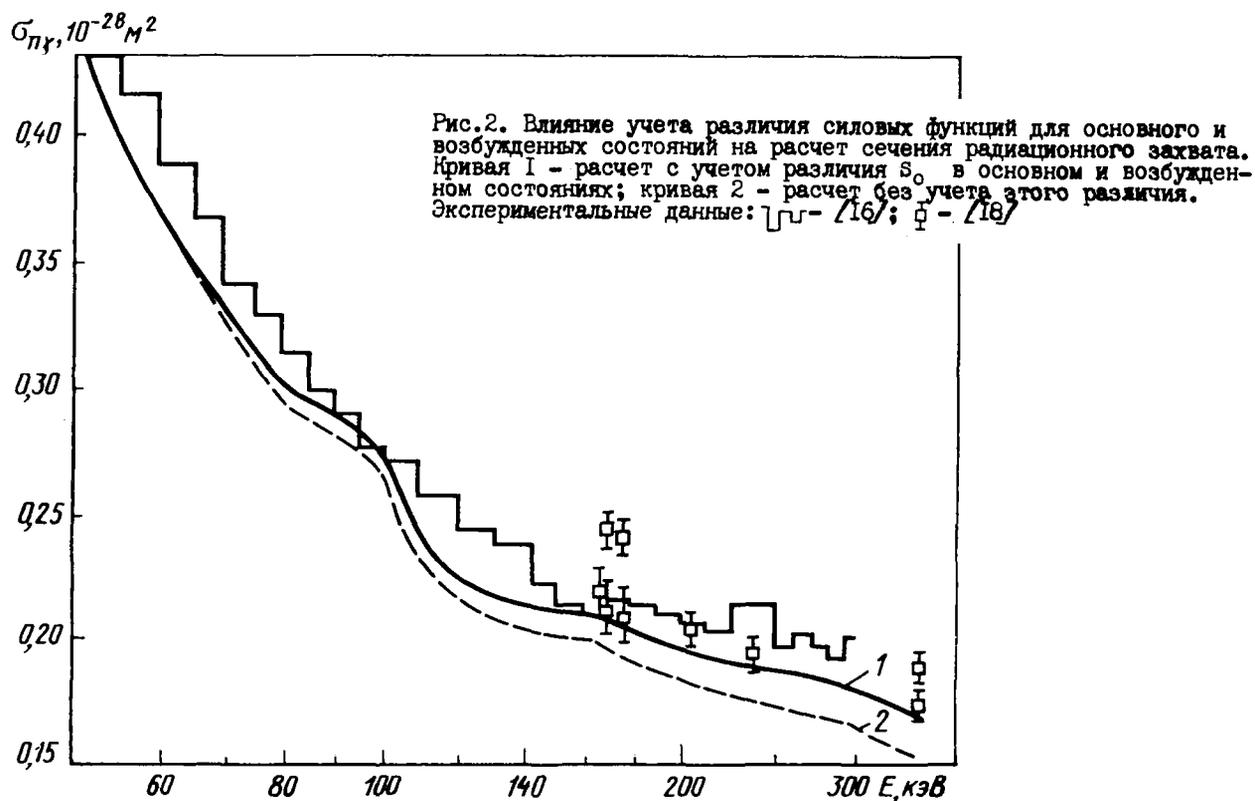


Таблица 4

Средние нейтронные сечения в области энергий неразрешенных резонансов,  $10^{-28} \text{ м}^2$

| E, кэВ | $\sigma_t$ | $\sigma_n$ | $\sigma_{nn'}$ | $\sigma_f$ | $\sigma_{nf}$ |
|--------|------------|------------|----------------|------------|---------------|
| 1,0    | 26,564     | 23,202     | 0,0            | 0,049      | 3,313         |
| 1,5    | 23,809     | 21,272     | -              | 0,035      | 2,502         |
| 2,0    | 22,170     | 20,067     | -              | 0,028      | 2,075         |
| 2,5    | 21,052     | 19,283     | -              | 0,022      | 1,747         |
| 3      | 20,227     | 18,633     | -              | 0,020      | 1,574         |
| 4      | 19,070     | 17,696     | -              | 0,016      | 1,358         |
| 6      | 17,696     | 16,596     | -              | 0,011      | 1,089         |
| 8      | 16,874     | 15,909     | -              | 0,009      | 0,956         |
| 10     | 16,311     | 15,417     | -              | 0,008      | 0,886         |
| 12     | 15,890     | 15,071     | -              | 0,006      | 0,813         |
| 14     | 15,561     | 14,768     | -              | 0,006      | 0,787         |
| 16     | 15,293     | 14,527     | -              | 0,006      | 0,760         |
| 20     | 14,876     | 14,181     | -              | 0,005      | 0,690         |
| 24     | 14,559     | 13,921     | -              | 0,004      | 0,634         |
| 28     | 14,304     | 13,721     | -              | 0,004      | 0,579         |
| 32     | 14,093     | 13,545     | -              | 0,003      | 0,545         |
| 36     | 13,913     | 13,389     | -              | 0,003      | 0,521         |
| 40     | 13,756     | 13,257     | -              | 0,003      | 0,496         |
| 45     | 13,584     | 13,100     | 0,0            | 0,003      | 0,481         |

| E, кэВ | $\sigma_t$ | $\sigma_n$ | $\sigma_{nn'}$ | $\sigma_f$ | $\sigma_{nf}$ |
|--------|------------|------------|----------------|------------|---------------|
| 50     | 13,428     | 12,959     | 0,038          | 0,003      | 0,428         |
| 60     | 13,184     | 12,666     | 0,146          | 0,002      | 0,370         |
| 70     | 12,980     | 12,404     | 0,240          | 0,002      | 0,334         |
| 80     | 12,819     | 12,184     | 0,332          | 0,002      | 0,301         |
| 90     | 12,676     | 11,990     | 0,414          | 0,002      | 0,270         |
| 100    | 12,578     | 11,828     | 0,495          | 0,002      | 0,253         |
| 110    | 12,473     | 11,661     | 0,573          | 0,002      | 0,237         |
| 120    | 12,373     | 11,513     | 0,632          | 0,002      | 0,226         |
| 130    | 12,270     | 11,367     | 0,681          | 0,002      | 0,220         |
| 140    | 12,171     | 11,240     | 0,717          | 0,002      | 0,212         |
| 150    | 12,076     | 11,114     | 0,748          | 0,002      | 0,212         |

## Список литературы

1. Синев Н.М., Батуров Б.Б. Основы технологии и экономики ядерного топлива. М.:Атомиздат, 1980.
2. Harvey J.A., Hughes D.J. Spacing of nuclear energy levels. - Phys.Rev., 1958, v.109, p.471-479.
3. Carraro G., Brusegan A. Total neutron cross-section measurements of  $^{236}\text{U}$  in the energy range 40 eV to 4,1 keV. - Nucl.Phys., 1976, v.A257, p.333-347.
4. Mewissen L., Poortmans F., Rohr G. e.a. Neutron cross-sections measurements on  $^{236}\text{U}$ . - In: Nuclear Cross-Sections and Technology: Proc. of a conf. Washington, 1975, v.2, p.729-732.
5. Carlson A.D., Friesenhahn S.J., Lopez W.M. e.a. The  $^{236}\text{U}$  neutron capture cross-section. - Nucl. Phys., 1970, v.A141, p.577-594.
6. Harlan R.A. Total neutron cross-section parameters  $^{236}\text{U}$ : INDC(US)-10"U". Vienna, 1969, p.60.
7. McCallum W. The Neutron total cross-sections of uranium-234 and uranium-236. - J.Nucl.Energy, 1958, v.6, p.181-190.
8. Theobald J.P., Wartena J.A., Weigmann H., Poortmans F. Fission components in  $^{236}\text{U}$  neutron resonances. - Nucl.Phys., 1972, v.A181, p.639-644.
9. Berreth J.R., Schuman R.P. Measurement of resonance integral. - In: Reports to the AEC Nuclear Cross-Sections Advisory Group: USAEC Rep. WASH-1041. Brockhaven: BNL, 1962, p.37.
10. Cabell M.J., Eastwood T.A., Campion P.J. The thermal neutron capture cross-section and resonance capture integral of  $^{236}\text{U}$ . - J.Nucl.Energy, 1958, v.7, p.81-87.
11. Halperin J., Stoughton R.W. Some cross-sections of heavy nuclides important to reactor operation. - In: Proc. of Second. Conf. on Peacefull Uses of Atomic Energy. Geneva: UN, 1958, v.16, p.64-69.
12. Юрова Л.Н., Поляков А.А., Рухло В.П. и др. Интегральные сечения радиационного захвата в тепловой и резонансной областях энергий для  $^{230}\text{Th}$ ,  $^{231-233}\text{Pa}$ ,  $^{236}\text{U}$ ,  $^{237}\text{Np}$ . - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1984, вып. I(55), с.3-8.
13. Fröhner F.H. Level density estimation with account of unrecognised multiplets applied to uranium and plutonium resonance data. - In: Proc. of the IAEA Consultants Meeting on Uranium and Plutonium Resonance Parameters. Vienna: IAEA, 1981, p.103-111.
14. Породзинский Ю.В., Суховицкий Е.Ш. Метод определения средних нейтронных ширин и средних расстояний между уровнями с учетом конечного разрешения экспериментальной аппаратуры. - Изв. АН БССР. Сер. физ.-энерг., 1986, № 3, с.19-23.
15. Бергман А.А., Медведев А.Н., Самсонов А.Е. и др. Измерение сечений радиационного захвата нейтронов для  $^{236}\text{U}$  в области энергий 0,1-50 кэВ. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1982, вып. I(45), с.3-7.
16. Казаков Л.Е., Кононов В.Н., Полетаев Е.Д. и др. Измерение сечений радиационного захвата нейтронов для  $^{236}\text{U}$  и  $^{197}\text{Au}$  в области энергий 3-420 кэВ. - Там же, 1985, вып. 2, с.44-49.

17. Грудзевич О.Т., Давлетшин А.Н., Типунков А.О. и др. Сечения радиационного захвата нейтронов ядрами  $^{236}\text{U}$  в интервале энергий 0,15–1,1 МэВ. – Там же, 1983, вып.2(51), с.3–15.
18. Давлетшин А.Н., Типунков А.О., Тихонов С.В. и др. Сечение радиационного захвата нейтронов ядрами  $^{197}\text{Au}$ ,  $^{236}\text{U}$ ,  $^{237}\text{Np}$ . – Атомная энергия, 1985, т.58, вып.3, с.183–188.
19. Мурадян Г.В., Мурадян Д.В., Восканян М.А. и др. Измерение сечения захвата и исследование спектра множественности  $\gamma$ -квантов захвата нейтронов для  $^{236}\text{U}$ : Отчет ИАЭ. М., 1985.
20. White P.H., Hodgkinson J.G., Wall G.J. Measurements of fission cross-sections for neutrons of energies in the range 40–500 keV. – In: Physics and Chemistry of Fission: Proc. of a Symp. (Salzburg, 1965). Vienna: IAEA, 1965, v.1, p.219–233.
21. Perkin J., White P., Fieldhouse P. e.a. The fission cross-sections of  $^{233}\text{U}$ ,  $^{234}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{236}\text{U}$ ,  $^{237}\text{Np}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{240}\text{Pu}$  and  $^{241}\text{Pu}$  for 24 keV neutrons. – J.Nucl.Energy, 1965, part A/B, v.19, p.423–437.
22. Игнатюк А.В., Истеков К.К., Смирнин Г.Н. Роль коллективных эффектов при систематике плотности уровней. – Ядерная физика, 1979, т.29, с.875–883.
23. Клепацкий А.Б., Коньшин В.А., Суховицкий Е.Ш. Метод связанных каналов и оценка нейтронных данных делящихся ядер. – Изв.АН БССР. Сер. физ.-энерг., 1984, № 2, с.21–29.

Статья поступила в редакцию 14 апреля 1986 г.

УДК 539.173

#### ОЦЕНКА НЕЙТРОННЫХ ДАННЫХ $^{236}\text{U}$ В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ

А. Б. Клепацкий, В. А. Коньшин,  
В. М. Маслов, Е. Ш. Суховицкий

EVALUATION OF  $^{236}\text{U}$  NEUTRON DATA IN THE FAST NEUTRON ENERGY REGION. Theoretical models which had been tested against experimental data available for  $^{238}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$  were used for  $^{236}\text{U}$  neutron cross-section evaluation and theoretical prediction. The up-to-date analysis seems to lead to more reliable data for inelastic scattering excitation functions,  $(n,2n)$ ,  $(n,3n)$ -cross-sections, angular distributions of elastically and inelastically scattered neutrons, total, inelastic and elastic cross-sections for which experimental data are not available.

Экспериментальные данные о сечениях взаимодействия нейтронов с ядром  $^{236}\text{U}$  в области энергий 0,15–20,0 МэВ отсутствуют. Исключение составляют данные о сечениях деления и радиационного захвата в области энергий до 4 МэВ. Поэтому оценка нейтронных данных в этой области сделана на основе расчетов по обобщенной оптической и статистической моделям.

При правильном выборе параметров потенциала метод связанных каналов позволяет описать совокупность экспериментальных данных по оптическим сечениям [1,2], а при отсутствии экспериментальной информации предсказать полное сечение, сечения образования составного ядра, прямого упругого и неупругого рассеяний нейтронов, их угловые распределения, обобщенные коэффициенты проникаемости, используемые в расчетах по статистической модели.

В работе [3] получены параметры потенциала обобщенной оптической модели, единые для группы актиноидов. Использование потенциала для конкретного ядра требует лишь определения параметров деформации  $\beta_2$  и  $\beta_4$ . Имеющиеся микроскопические расчеты этих параметров [4,5] не дают однозначного определения, однако достаточно надежно предсказывают порядок величин и их изотопическую зависимость. Использование этой зависимости и выбранных в работе [3] значений  $\beta_2$  и  $\beta_4$  для  $^{238}\text{U}$  позволило получить такие же параметры для  $^{236}\text{U}$ . Параметр  $\beta_2$  затем уточнен при подгонке рассчитываемого по методу связанных каналов значения силовой функции  $S_0$  к ее величине, оцененной для

области разрешенных резонансов. Это позволило полностью определить параметры оптического потенциала:

$$V_R = 45,97 - 0,3E \text{ МэВ}; \quad \tau_R = 1,256 \text{ фм}; \quad \alpha_R = 0,626 \text{ фм};$$

$$W_D = \begin{cases} 3,02 + 0,4E & (E \leq 10 \text{ МэВ}), \\ 7,02 & (E \geq 10 \text{ МэВ}), \end{cases} \quad \tau_D = 1,260 \text{ фм};$$

$$V_{S0} = 7,5 \text{ МэВ}; \quad \beta_2 = 0,213; \quad \beta_4 = 0,090; \quad \alpha_D = 0,555 + 0,0045E \text{ фм};$$

Приведенные параметры использованы для расчета оптических сечений  $^{236}\text{U}$  методом связанных каналов. Расчетные значения силовых функций и сечения потенциального рассеяния равны:

$$S_0 = 1,164 \cdot 10^{-4} \text{ эВ}^{-1/2}, \quad S_1 = 1,74 \cdot 10^{-4} \text{ эВ}^{-1/2}, \quad \sigma_p = 11,42 \cdot 10^{-28} \text{ м}^2.$$

На рис. 1, 2 приведены оцененные значения сечений возбуждения первых двух уровней и сечения образования составного ядра. На рис. 1, а, б сравниваются результаты настоящей работы с оценками ENDF/B-V [6] по функциям возбуждения уровней 45,24 и 149,48 кэВ. Видно, что в оценке работы [6] не учтен процесс прямого возбуждения этих уровней, поэтому, по данным оценки ENDF/B-V, сечение неупругого рассеяния на рассматриваемых уровнях при энергии налетающих нейтронов не более 2 МэВ становится равным нулю.

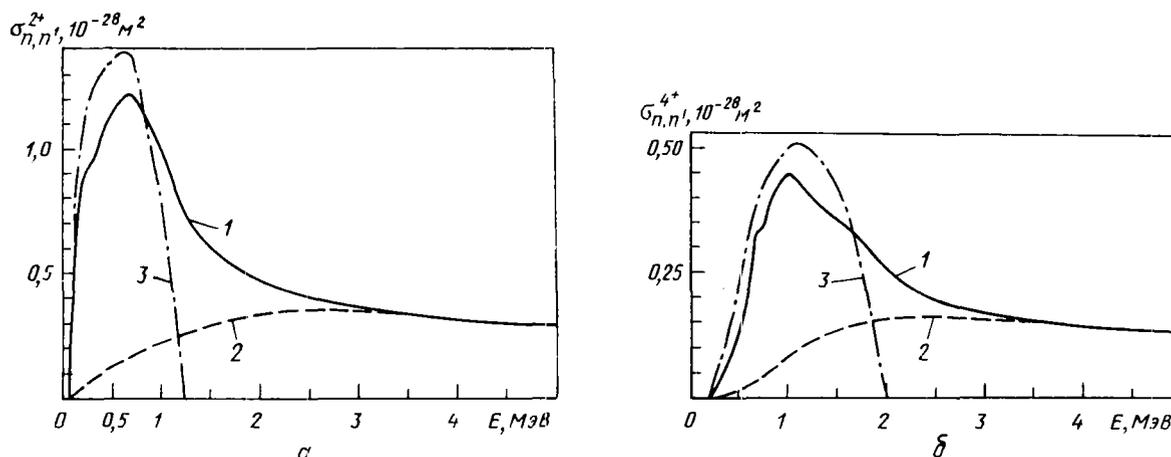
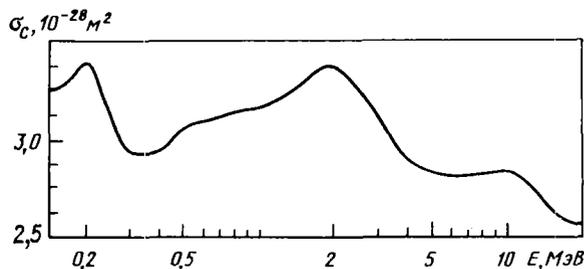


Рис. 1. Сечения возбуждения (полное - кривая 1, при прямом процессе - кривая 2) уровней: а -  $2^+$  (45,24 кэВ); б -  $4^+$  (149,48 кэВ). Оценки: 1, 2 - настоящей работы; 3 - ENDF/B-V [6]

Рис. 2. Сечение образования составного ядра  $^{237}\text{U}$ , рассчитанное по методу связанных каналов



Расчеты сечений процессов, проходящих через стадию образования составного ядра, проводились по статистической модели ядерных реакций. Действительность статистической модели, анализ результатов, полученных по этой модели, а также сравнение теоретических и экспериментальных данных приведены в работе [2]. В настоящей работе используются результаты этого анализа.

Необходимая для расчетов непрерывная плотность уровней (в области энергий более 1 МэВ) рассчитывалась по модели сверхтекучего ядра с учетом колебательных и вращательных мод [7]. Параметры модели взяты из работы [8]. Проницаемости радиационного захвата рассчитывались по модели каскадного испускания  $\gamma$ -квантов с учетом конкуренции деления и испускания нейтронов на последовательных каскадах  $\gamma$ -разрядки. Энергетическая зависимость спектрального фактора  $f(E, \epsilon_p)$  взята

в виде двугорбой лоренцевской зависимости, следующей из сечения фотопоглощения [9], с параметрами, полученными по систематике для тяжелых ядер [10]. Нормировка фактора  $f(E, \epsilon_p)$  определялась значением ширины  $\bar{\Gamma}_p(E=0)=22,77$  МэВ.

Проницаемости деления рассчитывались с учетом двугорбой структуры барьера деления и коллективных, сверхтекучих и оболочечных эффектов в плотности уровней делительного канала [11].

Расчеты по статистической модели легли в основу оценки сечения радиационного захвата и компаундной части сечений упругого и неупругого рассеяний. Коэффициенты нейтронных проницаемостей, необходимые для расчетов по статистической модели, получены методом связанных каналов. Расчет сечения радиационного захвата по статистической модели не учитывает возможности прямого и полупрямого захватов, поэтому такое сечение в области энергий выше 5 МэВ принято таким, чтобы в области 10-20 МэВ удовлетворить предсказываемому систематикой значению около  $1 \cdot 10^{-31}$  м<sup>2</sup>.

На рис.3 сравниваются оцененные и экспериментальные сечения радиационного захвата. Видно, что оценка хорошо согласуется с результатами работ [13,16]. Значительно выше результатов других экспериментов расположены данные работ [14,15], которые не удается описать ни при каких разумных значениях параметров модели. Систематически выше наших результатов находятся оценки ENDF/B-V (кривая 2 на рис.3), что свидетельствует также о различии и экспериментальных данных.

На рис.4 сравниваются полные сечения, сечения упругого и неупругого рассеяний, полученные в настоящей работе и в работе [6]. По полному сечению в области 0,1-1,0 МэВ оценка ENDF/B-V [6] выше результатов настоящей оценки примерно на 10%, в области 2-20 МэВ согласие обеих оценок находится в пределах 3%. При сравнении результатов двух оценок по сечениям  $\sigma_n$  и  $\sigma_{nn'}$  для <sup>236</sup>U наблюдается та же тенденция, что и для <sup>235</sup>U: сечение упругого рассеяния в оценке работы [6] выше результатов настоящей работы в области 1-2 МэВ на 20%, а сечение неупругого рассеяния в этой области ниже примерно на 20%. Это можно объяснить тем, что, как и в случае <sup>235</sup>U в области 1-2 МэВ, в оценке работы [6] вклад от низколежащих уровней, на которых происходит неупругое рассеяние нейтронов, был включен в упругий канал. Более высокие значения  $\sigma_{nn'}$  в области 1-5 МэВ, полученные в настоящей работе, являются результатом учета вклада прямых процессов на низколежащих уровнях. В более высокой области энергий большие значения сечений  $\sigma_{nn'}$  отражают учет предравновесных эффектов, сделанный в настоящей работе.

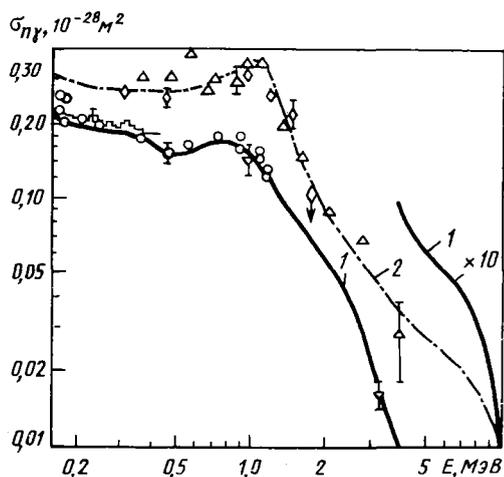


Рис.3. Сравнение экспериментальных сечений радиационного захвата <sup>236</sup>U с оцененными:  $\nabla$  - [12];  $\circ$  - [13];  $\Delta$  - [14];  $\diamond$  - [15];  $\square$  - [16]; кривая 1 - настоящая оценка; 2 - оценка ENDF/B-V [6]

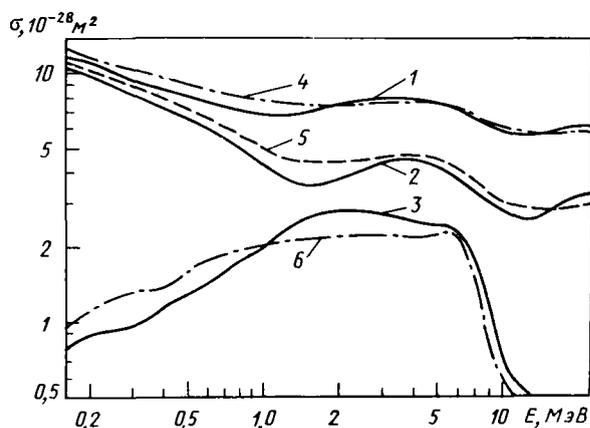


Рис.4. Полное сечение (кривая 1), сечения упругого (кривая 2) и неупругого (кривая 3) рассеяний в области энергий 0,16 - 20 МэВ для <sup>236</sup>U, оцененные в настоящей работе, и их сравнение с оценкой ENDF/B-V [6] (кривые 4, 5 и 6 - соответственно сечения  $\sigma_t$ ,  $\sigma_n$  и  $\sigma_{nn'}$ )

Ввиду отсутствия экспериментальных данных о сечениях реакций  $(n, 2n)$  и  $(n, 3n)$  результаты существующих оценок различаются, что связано с различиями в оценке как нейтронных оптических сечений, так и вкладов эмиссионного деления, расчет которого основан на экстраполяции из области первого "плато" в область высоких возбуждений энергетической зависимости сечения деления.

Соседний изотоп  $^{238}\text{U}$ , имеющий многочисленную экспериментальную информацию, дает возможность проводить согласованный анализ экспериментальных данных о сечениях реакций  $(n, 2n)$ ,  $(n, 3n)$ ,  $(n, f)$  и спектрах вторичных нейтронов. Результаты такого анализа [2, 17] легли в основу оценки сечений реакций  $(n, 2n)$  и  $(n, 3n)$  для  $^{236}\text{U}$ .

Для описания сечений деления и каскадного испускания нейтронов использовалась статистическая модель, учитывающая сохранение спина и четности на всех этапах распада составного ядра  $^{237}\text{U}$  [18]. Основные недостатки прежних теоретических расчетов и систематик нейтронных сечений обусловлены упрощенным описанием плотности уровней конкурирующих каналов распада составного ядра. Все главные закономерности поведения сечений деления удается хорошо воспроизвести в рамках статистического подхода, если при расчете плотности уровней согласованно учесть оболочечные, сверхтекучие и коллективные эффекты, связанные с двугорбой структурой барьера деления актинидов [11].

Для расчета плотности уровней ядра в переходных состояниях и в нейтронном канале мы использовали феноменологическую модель [7], учитывающую оболочечные, сверхтекучие и коллективные эффекты.

Оболочечные эффекты в рамках такого подхода моделируются энергетической зависимостью параметра плотности уровней:

$$\alpha(U) = \begin{cases} \tilde{\alpha} \left[ 1 + \delta W \frac{f(U - E_{\text{конд}})}{U - E_{\text{конд}}} \right] & \text{при } U \geq U_{\text{кр}}; \\ \alpha(U_{\text{кр}}) & \text{при } U < U_{\text{кр}}, \end{cases}$$

где  $\tilde{\alpha}$  - асимптотическое значение параметра плотности уровней при больших энергиях возбуждения;  $\delta W$  - оболочечная поправка в энергиях деформации ядер;  $f(U) = 1 - \exp(-\lambda U)$  - безразмерная функция, определяющая энергетические изменения оболочечных эффектов. Критическая энергия фазового перехода из сверхтекучего состояния в нормальное  $U_{\text{кр}}$  и энергия конденсации  $E_{\text{конд}}$  связаны с корреляционной функцией ядра  $\Delta_i$  соотношениями  $U_{\text{кр}} = 0,472 \alpha_{\text{кр}} \Delta_i^2 - n \Delta_i$ ,  $E_{\text{конд}} = 0,152 \alpha_{\text{кр}} \Delta_i^2 - n \Delta_i$ , где  $n$  равно 0, 1 и 2 соответственно для четно-четных, нечетных и нечетно-нечетных ядер. Коллективные эффекты были включены в рассмотрение в соответствии с представлениями обобщенной модели [7].

Оболочечные поправки при равновесной деформации вычислены по модели жидкой капли. Корреляционные функции  $\Delta_0$  выбраны на основе четно-нечетных различий энергии связи ядер. Оболочечные поправки в делительном канале  $\delta W_f^A = 2,5$  МэВ и  $\delta W_f^B = 0,6$  МэВ взяты из работы [19].

Анализ чувствительности сечения  $\sigma_f$  к параметрам барьера деления и плотности переходных состояний показал, что для описания энергетической зависимости этого сечения крайне важно увеличение корреляционной функции  $\Delta_f$  делящегося ядра в переходном состоянии. Величина  $\Delta_f$  выбрана на основе описания энергетической зависимости  $\sigma_f$  в области первого "плато" в предположении полной асимметрии конфигурации делящегося ядра в области первого горба и зеркальной асимметрии в области второго (в среднем  $\Delta_f = \Delta_0 + 0,07$  МэВ). Зеркальная асимметрия приводит к удвоению плотности уровней, а аксиальная - к увеличению плотности уровней в  $\sqrt{2\pi} \sigma_{\parallel}$  раз. Здесь  $\sigma_{\parallel} = \sqrt{F_{\parallel} t}$ , где  $F_{\parallel}$  - параллельный момент инерции делящегося ядра;  $t$  - термодинамическая температура.

Для описания сечений реакций  $(n, nf)$  и  $(n, xn)$  вблизи порогов плотность уровней в нейтронном канале представлялась в модели постоянной температуры [8]:

$$\rho(U, J^{\pi}) = \frac{1}{\bar{T}_n} \exp\left(\frac{U - E_0}{\bar{T}_n}\right) \frac{2J+1}{2\sigma_{\text{экс}}^2} \exp\left[\frac{-J(J+1)}{2\sigma_{\text{экс}}^2}\right],$$

где  $\bar{T}_n = 0,385$  МэВ;  $\sigma_{\text{экс}}^2 = 0,156A - 26,76$ ;  $E_0 = -n \Delta_0$ . Точка "сшивки" моделей  $U_c = 10,72 - n \Delta_0 - 0,028A$ , где  $n$  равно 1, 2, 3 для четно-четных, нечетно-четных (четно-нечетных) и нечетно-нечетных ядер соответственно.

Параметр спиновой зависимости  $\sigma^2$  равен  $\sigma_{\text{экс}}^2$  до энергий возбуждения  $U_{2p}$ , равных 1, 2; 0, 6; 0, 3 МэВ для четно-четных, нечетно-четных (четно-нечетных) нечетно-нечетных ядер соответственно. Выше, до энергии  $U_c$ , параметр  $\sigma^2$  определяется линейной интерполяцией между вели-

чинами  $\sigma_{\text{эксн}}^2$  и  $\sigma_1^2(U_c) = F_1 t$ . Зависимость асимптотического параметра плотности уровней  $\tilde{a}$  от массового числа  $A$  при этом имеет вид  $\tilde{a} = 0,484A - 0,0016A^2$ .

Подобным образом описывалась и плотность низколежащих переходных состояний деления. Значение температуры  $T_f$  определялось из условия

$$\frac{1}{T_f} \exp\left(\frac{U_c - E_0}{T_f}\right) = \sigma_{1f}^2 \frac{\omega(U_{cf})}{\sqrt{2\pi} \sigma_{11f}},$$

где  $\sigma_{1f}^2 = \sigma_{1f}^2(U_{2p})$  при  $U < U_{2p}$ ,

$\sigma_{11f}^2 = \sigma_{11f}^2(U_{2p})$  при  $U < U_{2p}$ ;

$E_0 = -n\Delta_f$ ;  $\tilde{a}_f = \tilde{a}_n$ ;  $U_{cf} = U_c$ ;  $T_f = T_n = 0,385 \text{ МэВ}$ ;  $\Delta_f = \Delta_0 + 0,08 \text{ МэВ}$ ;  $\omega(U_{cf})$  - плотность внутренних возбуждений.

Такая аппроксимация плотности уровней позволила описать сечения  $\sigma_{n,2n}$  и  $\sigma_f$  вблизи порогов. Для описания сечений реакций  $(n,f)$ ,  $(n,2n)$  и  $(n,3n)$  во всей области энергий была использована параметризация жесткой части спектра неупругорассеянных нейтронов в экситонной модели [20]. При этом полагалось, что основной параметр (матричный элемент двухквартичных взаимодействий  $M^2$ ) равен  $10/A^3$ , как и для  $^{238}\text{U}$ . Барьеры деления составных ядер урана, полученные из описания сечений деления в области первого "плато", приведены в табл.1.

Сечение деления, рассчитанное по описанной выше модели, отличается от экспериментальных данных [21-28] в области 2-20 МэВ не более чем на 3-4% (рис.5). Показанное на этом рисунке сечение деления "первого шанса" не является постоянным, а снижается примерно на 30% при увеличении энергии до 20 МэВ. Сечения реакций  $(n,2n)$  и  $(n,3n)$ , перенормированные с учетом слабых различий расчетного и оцененного сечений деления, приведены на рис.6.

Таблица 1

Параметры барьеров деления изотопов урана, МэВ

| Составное ядро   | $E_A$ | $\hbar\omega_A$ | $E_B$ | $\hbar\omega_B$ |
|------------------|-------|-----------------|-------|-----------------|
| $^{237}\text{U}$ | 6,2   | 1,2             | 5,85  | 0,5             |
| $^{236}\text{U}$ | 5,7   | 1,2             | 5,55  | 0,6             |
| $^{235}\text{U}$ | 5,8   | 1,2             | 5,75  | 0,5             |
| $^{234}\text{U}$ | 5,7   | 1,2             | 5,50  | 0,6             |

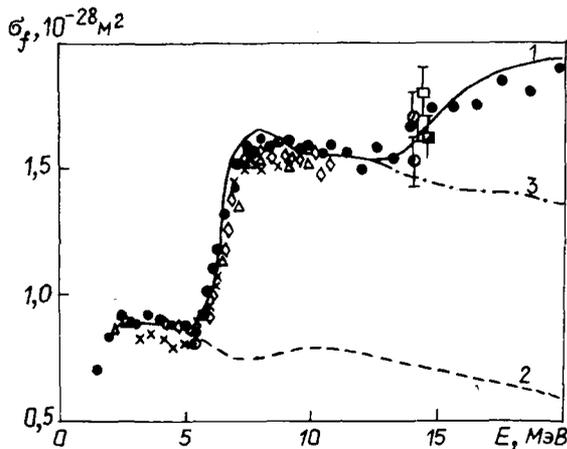


Рис.5

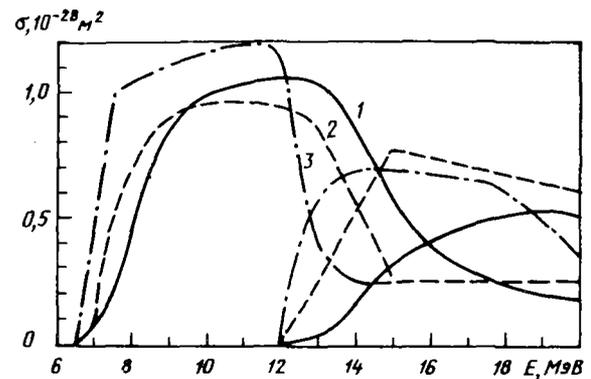


Рис.6

Рис.5. Сравнение теоретических и экспериментальных данных по сечению деления  $^{236}\text{U}$  в области энергий 2-20 МэВ. Расчеты настоящей работы: кривая 1 -  $\sigma_{nf}$ ; кривая 2 -  $\sigma_{nf}$ ; кривая 3 -  $\sigma_{nf} + \sigma_{n,2n}$ . Экспериментальные данные:  $\bullet$  - [21];  $\Delta$  - [22];  $\times$  - [23];  $\diamond$  - [24];  $\square$  - [25];  $\circ$  - [26];  $\square$  - [27];  $\square$  - [28];

Рис.6. Оцененные значения сечений реакций  $(n,2n)$  и  $(n,3n)$  по данным настоящей работы (кривая 1), BNF/B-V [6] (кривая 2), BNDL-78 [29] (кривая 3)

Экспериментальная информация по энергетическим и угловым распределениям вторичных нейтронов полностью отсутствует. Поэтому оценка основывалась на теоретических расчетах в рамках описанных выше моделей. Для иллюстрации на рис.7 приведены спектры вторичных нейтронов для энергии налетающих нейтронов 14 МэВ. Угловые распределения нейтронов из реакций, проходящих через стадию составного ядра, приняты изотропными. Анизотропия для упругого и неупругого рассеяний на первых двух возбужденных уровнях определена из расчетов методом связанных каналов с учетом компаундного вклада. На рис.8 даны угловые распределения упруго- и неупругорассеянных нейтронов при энергии налетающих нейтронов 4 МэВ.

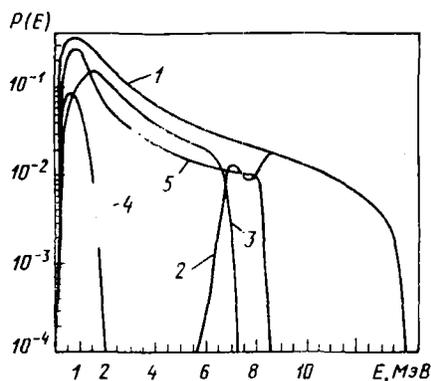


Рис.7

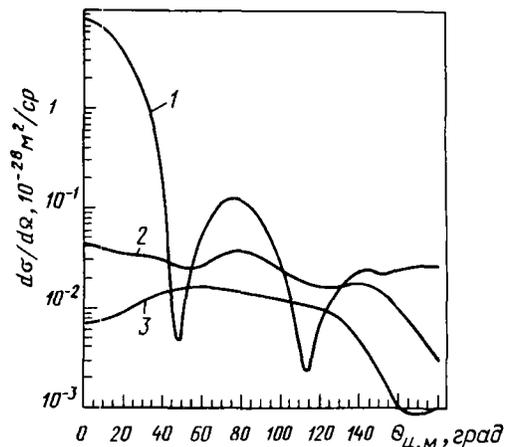


Рис.8

Рис.7. Энергетические распределения первых нейтронов реакций: 1 -  $(n, n'x)$ , 2 -  $(n, n')$ , 3 -  $(n, 2n)$ , 4 -  $(n, 3n)$ , 5 -  $(n, n'f)$  при энергии налетающих нейтронов 14 МэВ. Интегралы спектров нормированы на доли соответствующих реакций в реакции  $(n, n'x)$

Рис.8. Угловые распределения упругорассеянных (кривая 1) и неупругорассеянных нейтронов на уровнях  $2^+$  (кривая 2) и  $4^+$  (кривая 3) при энергии налетающих нейтронов 4 МэВ

Оцененные значения сечений в области 0,16-20 МэВ приведены в табл.2, оцененные значения сечения возбуждения дискретных уровней и непрерывности спектра - в табл.3,4.

Коэффициенты разложения угловых распределений по полиномам Лежандра и энергетические спектры вторичных нейтронов из-за большого объема в тексте не приводятся. Они могут быть получены из полного файла оцененных ядерных данных  $^{236}\text{U}$ , переданного в Центр по ядерным данным Госкомитета по использованию атомной энергии СССР (г.Обнинск).

Таблица 2

Оцененные данные по нейтронным сечениям (в  $10^{-28} \text{ м}^2$ ) в области энергий быстрых нейтронов

| E, МэВ | $\sigma_t$ | $\sigma_n$ | $\sigma_{nf}$ | $\sigma_{np}$ | $\sigma_{nn'}$             |                           | $\sigma_{n2n}$ | $\sigma_{n3n}$ |
|--------|------------|------------|---------------|---------------|----------------------------|---------------------------|----------------|----------------|
|        |            |            |               |               | без учета прямого процесса | с учетом прямого процесса |                |                |
| 0,16   | 11,524     | 10,535     | 0,002         | 0,211         | 0,747                      | 0,776                     | -              | -              |
| 0,18   | 11,250     | 10,205     | 0,002         | 0,203         | 0,808                      | 0,840                     | -              | -              |
| 0,20   | 10,965     | 9,874      | 0,002         | 0,195         | 0,855                      | 0,894                     | -              | -              |
| 0,22   | 10,520     | 9,403      | 0,002         | 0,193         | 0,878                      | 0,922                     | -              | -              |
| 0,24   | 10,180     | 9,057      | 0,002         | 0,190         | 0,880                      | 0,931                     | -              | -              |
| 0,26   | 9,840      | 8,713      | 0,002         | 0,186         | 0,880                      | 0,939                     | -              | -              |
| 0,28   | 9,594      | 8,462      | 0,002         | 0,183         | 0,876                      | 0,947                     | -              | -              |

| E, МэВ | $\sigma_t$ | $\sigma_n$ | $\sigma_{nf}$ | $\sigma_{ny}$ | $\sigma_{nn'}$                   |                                 | $\sigma_{n2n}$ | $\sigma_{n3n}$ |
|--------|------------|------------|---------------|---------------|----------------------------------|---------------------------------|----------------|----------------|
|        |            |            |               |               | без учета<br>прямого<br>процесса | с учетом<br>прямого<br>процесса |                |                |
| 0,30   | 9,348      | 8,185      | 0,002         | 0,179         | 0,907                            | 0,982                           | -              | -              |
| 0,32   | 9,150      | 7,964      | 0,002         | 0,175         | 0,927                            | 1,009                           | -              | -              |
| 0,34   | 8,990      | 7,775      | 0,002         | 0,171         | 0,954                            | 1,042                           | -              | -              |
| 0,36   | 8,840      | 7,598      | 0,002         | 0,168         | 0,977                            | 1,072                           | -              | -              |
| 0,38   | 8,700      | 7,430      | 0,002         | 0,163         | 1,002                            | 1,105                           | -              | -              |
| 0,40   | 8,566      | 7,269      | 0,003         | 0,159         | 1,026                            | 1,135                           | -              | -              |
| 0,42   | 8,440      | 7,114      | 0,003         | 0,155         | 1,053                            | 1,168                           | -              | -              |
| 0,44   | 8,330      | 6,972      | 0,004         | 0,152         | 1,081                            | 1,202                           | -              | -              |
| 0,46   | 8,220      | 6,830      | 0,004         | 0,151         | 1,106                            | 1,235                           | -              | -              |
| 0,48   | 8,110      | 6,683      | 0,005         | 0,151         | 1,136                            | 1,271                           | -              | -              |
| 0,50   | 8,032      | 6,572      | 0,006         | 0,152         | 1,160                            | 1,302                           | -              | -              |
| 0,55   | 7,780      | 6,247      | 0,009         | 0,157         | 0,213                            | 1,367                           | -              | -              |
| 0,60   | 7,604      | 5,997      | 0,014         | 0,163         | 1,257                            | 1,430                           | -              | -              |
| 0,65   | 7,430      | 5,746      | 0,022         | 0,168         | 1,306                            | 1,494                           | -              | -              |
| 0,70   | 7,280      | 5,489      | 0,043         | 0,172         | 1,374                            | 1,576                           | -              | -              |
| 0,75   | 7,150      | 5,218      | 0,078         | 0,175         | 1,462                            | 1,679                           | -              | -              |
| 0,80   | 7,053      | 4,984      | 0,129         | 0,173         | 1,533                            | 1,767                           | -              | -              |
| 0,85   | 6,970      | 4,794      | 0,183         | 0,169         | 1,577                            | 1,825                           | -              | -              |
| 0,90   | 6,900      | 4,622      | 0,248         | 0,164         | 1,603                            | 1,866                           | -              | -              |
| 1,95   | 6,840      | 4,452      | 0,342         | 0,158         | 1,609                            | 1,888                           | -              | -              |
| 1,00   | 6,796      | 4,285      | 0,364         | 0,151         | 1,702                            | 1,996                           | -              | -              |
| 1,05   | 6,760      | 4,153      | 0,371         | 0,142         | -                                | 2,094                           | -              | -              |
| 1,1    | 6,750      | 3,972      | 0,453         | 0,134         | 1,869                            | 2,191                           | -              | -              |
| 1,2    | 6,754      | 3,754      | 0,585         | 0,114         | 0,952                            | 2,301                           | -              | -              |
| 1,4    | 6,850      | 3,525      | 0,728         | 0,090         | 2,111                            | 2,507                           | -              | -              |
| 1,6    | 7,040      | 3,564      | 0,684         | 0,074         | 2,283                            | 2,718                           | -              | -              |
| 1,8    | 7,244      | 3,638      | 0,771         | 0,062         | 2,305                            | 2,773                           | -              | -              |
| 2,0    | 7,442      | 3,770      | 0,825         | 0,054         | 2,303                            | 2,793                           | -              | -              |
| 2,2    | 7,620      | 3,896      | 0,874         | 0,047         | 2,298                            | 2,803                           | -              | -              |
| 2,4    | 7,755      | 4,044      | 0,883         | 0,040         | 2,277                            | 2,788                           | -              | -              |
| 2,6    | 7,859      | 4,187      | 0,876         | 0,034         | 2,251                            | 2,762                           | -              | -              |
| 2,8    | 7,930      | 4,294      | 0,878         | 0,029         | 2,221                            | 2,729                           | -              | -              |
| 3,0    | 7,985      | 4,382      | 0,880         | 0,024         | 2,195                            | 2,699                           | -              | -              |
| 3,2    | 8,010      | 4,461      | 0,889         | 0,020         | 2,144                            | 2,640                           | -              | -              |
| 3,4    | 7,999      | 4,502      | 0,891         | 0,016         | 2,101                            | 2,590                           | -              | -              |
| 3,6    | 7,970      | 4,508      | 0,894         | 0,013         | 2,074                            | 2,555                           | -              | -              |
| 3,8    | 7,940      | 4,514      | 0,893         | 0,011         | 2,052                            | 2,522                           | -              | -              |
| 4,0    | 7,891      | 4,497      | 0,892         | 0,009         | 2,031                            | 2,493                           | -              | -              |
| 4,5    | 7,712      | 4,379      | 0,873         | 0,007         | 2,015                            | 2,453                           | -              | -              |
| 5,0    | 7,488      | 4,198      | 0,860         | 0,006         | 2,006                            | 2,424                           | -              | -              |
| 5,5    | 7,244      | 3,984      | 0,831         | 0,006         | 2,023                            | 2,423                           | -              | -              |
| 6,0    | 6,992      | 3,754      | 0,945         | 0,005         | 1,905                            | 2,288                           | -              | -              |
| 6,5    | 6,745      | 3,525      | 1,167         | 0,005         | 1,680                            | 2,048                           | -              | -              |
| 7,0    | 6,521      | 3,313      | 1,423         | 0,004         | 1,358                            | 1,711                           | 0,070          | -              |
| 7,5    | 6,332      | 3,138      | 1,571         | 0,004         | 1,060                            | 1,399                           | 0,220          | -              |
| 8,0    | 6,161      | 2,981      | 1,572         | 0,003         | 0,82                             | 1,145                           | 0,460          | -              |
| 8,5    | 6,020      | 2,848      | 1,572         | 0,003         | 0,585                            | 0,897                           | 0,700          | -              |

| E, МэВ | $\sigma_t$ | $\sigma_n$ | $\sigma_{nf}$ | $\sigma_{n\gamma}$ | $\sigma_{nn'}$                   |                                 | $\sigma_{n2n}$ | $\sigma_{n3n}$ |
|--------|------------|------------|---------------|--------------------|----------------------------------|---------------------------------|----------------|----------------|
|        |            |            |               |                    | без учета<br>прямого<br>процесса | с учетом<br>прямого<br>процесса |                |                |
| 9,0    | 5,911      | 2,746      | 1,572         | 0,002              | 0,42                             | 0,721                           | 0,870          | -              |
| 9,5    | 5,828      | 2,675      | 1,564         | 0,002              | 0,351                            | 0,637                           | 0,950          | -              |
| 10,0   | 5,764      | 2,616      | 1,550         | 0,001              | 0,319                            | 0,597                           | 1,000          | -              |
| 10,5   | 5,721      | 2,587      | 1,541         | 0,001              | 0,298                            | 0,572                           | 1,020          | -              |
| 11,0   | 5,698      | 2,571      | 1,539         | 0,001              | 0,270                            | 0,547                           | 1,040          | -              |
| 11,5   | 5,688      | 2,578      | 1,535         | 0,001              | 0,240                            | 0,518                           | 1,056          | -              |
| 12,0   | 5,700      | 2,602      | 1,533         | 0,001              | 0,221                            | 0,499                           | 1,065          | -              |
| 12,5   | 5,719      | 2,638      | 1,531         | 0,001              | 0,193                            | 0,469                           | 1,065          | 0,015          |
| 13,0   | 5,746      | 2,685      | 1,530         | 0,001              | 0,176                            | 0,448                           | 1,045          | 0,037          |
| 13,5   | 5,781      | 2,743      | 1,552         | 0,001              | 0,163                            | 0,431                           | 0,972          | 0,082          |
| 14,0   | 5,824      | 2,804      | 1,582         | 0,001              | 0,152                            | 0,417                           | 0,855          | 0,165          |
| 14,5   | 5,857      | 2,861      | 1,620         | 0,001              | 0,144                            | 0,405                           | 0,720          | 0,250          |
| 15,0   | 5,895      | 2,922      | 1,671         | 0,001              | 0,133                            | 0,391                           | 0,580          | 0,330          |
| 15,5   | 5,936      | 2,974      | 1,734         | 0,001              | 0,123                            | 0,377                           | 0,470          | 0,380          |
| 16,0   | 5,978      | 3,037      | 1,768         | 0,001              | 0,111                            | 0,362                           | 0,390          | 0,420          |
| 16,5   | 6,005      | 3,081      | 1,788         | 0,001              | 0,103                            | 0,349                           | 0,336          | 0,450          |
| 17,0   | 6,048      | 3,130      | 1,804         | 0,001              | 0,095                            | 0,338                           | 0,295          | 0,480          |
| 17,5   | 6,080      | 3,174      | 1,811         | 0,001              | 0,090                            | 0,329                           | 0,260          | 0,505          |
| 18,0   | 6,111      | 3,215      | 1,816         | 0,001              | 0,085                            | 0,319                           | 0,240          | 0,520          |
| 18,5   | 6,143      | 3,253      | 1,825         | 0,001              | 0,080                            | 0,310                           | 0,220          | 0,534          |
| 19,0   | 6,167      | 3,284      | 1,839         | 0,001              | 0,075                            | 0,302                           | 0,205          | 0,536          |
| 19,5   | 6,186      | 3,309      | 1,860         | 0,001              | 0,070                            | 0,294                           | 0,190          | 0,532          |
| 20,0   | 6,192      | 3,321      | 1,889         | 0,001              | 0,065                            | 0,286                           | 0,175          | 0,520          |

Таблица 3

Сечения возбуждения (в  $10^{-28} \text{ м}^2$ ) уровней ядра  $^{236}\text{U}$ 

| E <sub>n</sub> ,<br>МэВ | Энергия уровня, кэВ |        |                          |        |        |        |        |        |
|-------------------------|---------------------|--------|--------------------------|--------|--------|--------|--------|--------|
|                         | 45,24               | 149,48 | 45,24                    | 149,48 | 309,78 | 522,25 | 687,57 | 744,20 |
|                         | Прямое возбуждение  |        | Механизм составного ядра |        |        |        |        |        |
| 0,16                    | 0,029               | -      | 0,7470                   | 0,0    | -      | -      | -      | -      |
| 0,18                    | 0,032               | -      | 0,8074                   | 0,0006 | -      | -      | -      | -      |
| 0,20                    | 0,039               | -      | 0,8535                   | 0,0015 | -      | -      | -      | -      |
| 0,22                    | 0,044               | -      | 0,8753                   | 0,0027 | -      | -      | -      | -      |
| 0,24                    | 0,051               | -      | 0,8756                   | 0,0044 | -      | -      | -      | -      |
| 0,26                    | 0,059               | -      | 0,8736                   | 0,0064 | -      | -      | -      | -      |
| 0,28                    | 0,067               | 0,0    | 0,8674                   | 0,0126 | -      | -      | -      | -      |
| 0,30                    | 0,074               | 0,001  | 0,8792                   | 0,0278 | -      | -      | -      | -      |
| 0,32                    | 0,080               | 0,002  | 0,8926                   | 0,0344 | -      | -      | -      | -      |
| 0,34                    | 0,085               | 0,003  | 0,9122                   | 0,0418 | -      | -      | -      | -      |
| 0,36                    | 0,091               | 0,004  | 0,9271                   | 0,0499 | -      | -      | -      | -      |
| 0,38                    | 0,098               | 0,005  | 0,9433                   | 0,0587 | -      | -      | -      | -      |
| 0,40                    | 0,103               | 0,006  | 0,9577                   | 0,0683 | -      | -      | -      | -      |
| 0,42                    | 0,108               | 0,007  | 0,9743                   | 0,0787 | -      | -      | -      | -      |

Продолжение табл. 3

| E <sub>n</sub> ,<br>МеВ | Энергия уровня, кэВ      |        |        |                          |        |        |         |         |  |
|-------------------------|--------------------------|--------|--------|--------------------------|--------|--------|---------|---------|--|
|                         | 45,24                    |        |        | 149,48                   |        |        | 744,20  |         |  |
|                         | Прямое возбуждение       |        |        | Механизм составного ядра |        |        |         |         |  |
| 0,44                    | 0,113                    | 0,008  | 0,9908 | 0,0902                   | 0,0    | -      | -       | -       | -  |
| 0,46                    | 0,119                    | 0,010  | 1,0040 | 0,1019                   | 0,0001 | -      | -       | -       | -  |
| 0,48                    | 0,123                    | 0,012  | 1,0209 | 0,1149                   | 0,0002 | -      | -       | -       | -  |
| 0,50                    | 0,128                    | 0,014  | 1,0319 | 0,1278                   | 0,0003 | -      | -       | -       | -  |
| 0,55                    | 0,136                    | 0,018  | 1,0502 | 0,1622                   | 0,0006 | -      | -       | -       | -  |
| 0,60                    | 0,150                    | 0,023  | 1,0578 | 0,1979                   | 0,0013 | -      | -       | -       | -  |
| 0,65                    | 0,159                    | 0,029  | 1,0672 | 0,2363                   | 0,0025 | -      | 0,0     | -       | -  |
| 0,70                    | 0,168                    | 0,034  | 1,0528 | 0,2739                   | 0,0045 | -      | 0,0428  | 0,0     | -  |
| 0,75                    | 0,176                    | 0,041  | 1,0104 | 0,3021                   | 0,0068 | -      | 0,1362  | 0,0065  | -  |
| 0,80                    | 0,186                    | 0,048  | 0,9614 | 0,3208                   | 0,0094 | -      | 0,1908  | 0,0506  | -  |
| 0,85                    | 0,193                    | 0,055  | 0,9184 | 0,3406                   | 0,0128 | -      | 0,2219  | 0,0833  | -  |
| 0,90                    | 0,201                    | 0,062  | 0,8801 | 0,3584                   | 0,0167 | -      | 0,2392  | 0,1079  | -  |
| 0,95                    | 0,210                    | 0,069  | 0,8328 | 0,3695                   | 0,0209 | -      | 0,2422  | 0,1251  | -  |
| 1,00                    | 0,217                    | 0,077  | 0,7703 | 0,3737                   | 0,0255 | -      | 0,2330  | 0,1331  | -  |
| 1,05                    | 0,225                    | 0,083  | 0,7157 | 0,3605                   | 0,0267 | -      | 0,2173  | 0,1285  | -  |
| 1,1                     | 0,233                    | 0,089  | 0,6610 | 0,3473                   | 0,0279 | -      | 0,2016  | 0,1239  | -  |
| 1,2                     | 0,247                    | 0,102  | 0,5328 | 0,3128                   | 0,0335 | 0,0    | 0,1669  | 0,1158  | -  |
| 1,4                     | 0,274                    | 0,122  | 0,3817 | 0,2571                   | 0,0421 | 0,0001 | 0,1216  | 0,0994  | -  |
| 1,6                     | 0,298                    | 0,137  | 0,2876 | 0,2091                   | 0,0451 | 0,0003 | 0,0930  | 0,0851  | -  |
| 1,8                     | 0,320                    | 0,148  | 0,2023 | 0,1532                   | 0,0394 | 0,0004 | 0,0674  | 0,0672  | -  |
| 2,0                     | 0,335                    | 0,155  | 0,1385 | 0,1073                   | 0,0308 | 0,0005 | 0,0481  | 0,0515  | -  |
| 2,2                     | 0,346                    | 0,159  | 0,0930 | 0,0731                   | 0,0225 | 0,0006 | 0,0340  | 0,0383  | -  |
| 2,4                     | 0,351                    | 0,160  | 0,0611 | 0,0486                   | 0,0157 | 0,0006 | 0,0235  | 0,0276  | -  |
| 2,6                     | 0,352                    | 0,159  | 0,0395 | 0,3119                   | 0,0107 | 0,0005 | 0,0160  | 0,0194  | -  |
| 2,8                     | 0,350                    | 0,158  | 0,0253 | 0,0207                   | 0,0072 | 0,0005 | 0,0107  | 0,0133  | -  |
| 3,0                     | 0,347                    | 0,157  | 0,0160 | 0,0133                   | 0,0049 | 0,0004 | 0,0071  | 0,0090  | -  |
| 3,2                     | 0,342                    | 0,154  | 0,0097 | 0,0085                   | 0,0035 | 0,0004 | 0,0044  | 0,0058  | -  |
| 3,4                     | 0,337                    | 0,152  | 0,0060 | 0,0053                   | 0,0023 | 0,0004 | 0,0028  | 0,0038  | -  |
| 3,6                     | 0,332                    | 0,149  | 0,0037 | 0,0034                   | 0,0015 | 0,0003 | 0,0018  | 0,0025  | -  |
| 3,8                     | 0,324                    | 0,146  | 0,0023 | 0,0022                   | 0,0010 | 0,0002 | 0,0011  | 0,0016  | -  |
| 4,0                     | 0,318                    | 0,144  | 0,0014 | 0,0014                   | 0,0006 | 0,0001 | 0,0007  | 0,0010  | -  |
| 4,5                     | 0,302                    | 0,136  | 0,0    | 0,0                      | 0,0    | 0,0    | 0,0     | 0,0     | -  |
| E <sub>n</sub> ,<br>МеВ | 847,60                   | 919,16 | 958,10 | 960,40                   | 967,00 | 988,00 | 1001,40 | 1002,00 | Возбуждение<br>непрерывно-<br>го спектра |
|                         | Механизм составного ядра |        |        |                          |        |        |         |         |  |
| 0,85                    | 0,0                      | -      | -      | -                        | -      | -      | -       | -       | -  |
| 0,90                    | 0,0007                   | 0,0    | -      | -                        | -      | -      | -       | -       | -  |
| 0,95                    | 0,0021                   | 0,0164 | 0,0    | 0,0                      | 0,0    | 0,0    | -       | -       | -  |
| 1,00                    | 0,0040                   | 0,0383 | 0,0392 | 0,0367                   | 0,0358 | 0,0124 | 0,0     | -       | 0,0                                      |
| 1,05                    | 0,0055                   | 0,0484 | 0,0725 | 0,0702                   | 0,0521 | 0,0336 | 0,0256  | -       | 0,0294                                   |
| 1,1                     | 0,0071                   | 0,0585 | 0,1057 | 0,1037                   | 0,0683 | 0,0548 | 0,0513  | -       | 0,0579                                   |
| 1,2                     | 0,0104                   | 0,0637 | 0,1404 | 0,1391                   | 0,0859 | 0,0735 | 0,0914  | 0,0     | 0,1858                                   |
| 1,4                     | 0,0153                   | 0,0572 | 0,1494 | 0,1487                   | 0,0830 | 0,0804 | 0,1174  | 0,0001  | 0,5575                                   |
| 1,6                     | 0,0180                   | 0,0474 | 0,1327 | 0,1323                   | 0,0709 | 0,0737 | 0,1121  | 0,0002  | 0,9755                                   |
| 1,8                     | 0,0176                   | 0,0364 | 0,1052 | 0,1048                   | 0,0543 | 0,0594 | 0,0925  | 0,0005  | 1,3044                                   |
| 2,0                     | 0,0157                   | 0,0274 | 0,0808 | 0,0806                   | 0,0402 | 0,0458 | 0,0735  | 0,0007  | 1,5616                                   |
| 2,2                     | 0,0132                   | 0,0202 | 0,0607 | 0,0606                   | 0,0292 | 0,0345 | 0,0569  | 0,0010  | 1,7602                                   |

| E <sub>п</sub> ,<br>МэВ | 847,60                   | 919,16 | 958,10 | 960,40 | 967,00 | 988,00 | 1001,40 | 1002,00 | Возбуждение<br>непрерывно-<br>го спектра |
|-------------------------|--------------------------|--------|--------|--------|--------|--------|---------|---------|--|
|                         | Механизм составного ядра |        |        |        |        |        |         |         |  |
| 2,4                     | 0,0105                   | 0,0143 | 0,0438 | 0,0438 | 0,0207 | 0,0251 | 0,0421  | 0,0011  | 1,8985                                   |
| 2,6                     | 0,0080                   | 0,0097 | 0,0306 | 0,0305 | 0,0144 | 0,0178 | 0,0299  | 0,0010  | 1,9911                                   |
| 2,8                     | 0,0059                   | 0,0064 | 0,0207 | 0,0206 | 0,0098 | 0,0124 | 0,0205  | 0,0009  | 2,0462                                   |
| 3,0                     | 0,0042                   | 0,0042 | 0,0136 | 0,0136 | 0,0066 | 0,0084 | 0,0136  | 0,0008  | 2,0793                                   |
| 3,2                     | 0,0030                   | 0,0025 | 0,0085 | 0,0085 | 0,0041 | 0,0054 | 0,0087  | 0,0007  | 2,0703                                   |
| 3,4                     | 0,0021                   | 0,0016 | 0,0053 | 0,0053 | 0,0026 | 0,0035 | 0,0055  | 0,0006  | 2,0539                                   |
| 3,6                     | 0,0014                   | 0,0009 | 0,0033 | 0,0033 | 0,0017 | 0,0022 | 0,0035  | 0,0004  | 2,0441                                   |
| 3,8                     | 0,0010                   | 0,0006 | 0,0021 | 0,0021 | 0,0011 | 0,0014 | 0,0022  | 0,0003  | 2,0328                                   |
| 4,0                     | 0,0006                   | 0,0004 | 0,0013 | 0,0013 | 0,0007 | 0,0009 | 0,0014  | 0,0002  | 2,0190                                   |
| 4,5                     | 0                        | 0      | 0      | 0      | 0      | 0      | 0       | 0       | 2,0150                                   |

Таблица 4

Сечения прямого возбуждения (в  $10^{-28}$  м<sup>2</sup>) уровней ядра <sup>236</sup>U

| E <sub>п</sub> ,<br>МэВ | Энергия уровня, кэВ |        | Возбуждение<br>непрерывного<br>спектра | E <sub>п</sub> ,<br>МэВ | Энергия уровня, кэВ |        | Возбуждение<br>непрерывного<br>спектра |
|-------------------------|---------------------|--------|--|-------------------------|---------------------|--------|--|
|                         | 45,24               | 149,48 |  |                         | 45,24               | 149,48 |  |
|                         |                     |        |  | 12,5                    | 0,213               | 0,063  | 0,193                                  |
| 5,0                     | 0,289               | 0,129  | 2,006                                  | 13,0                    | 0,211               | 0,061  | 0,176                                  |
| 5,5                     | 0,278               | 0,122  | 2,023                                  | 13,5                    | 0,209               | 0,059  | 0,163                                  |
| 6,0                     | 0,268               | 0,115  | 1,905                                  | 14,0                    | 0,207               | 0,058  | 0,152                                  |
| 6,5                     | 0,260               | 0,108  | 1,680                                  | 14,5                    | 0,204               | 0,057  | 0,144                                  |
| 7,0                     | 0,252               | 0,101  | 1,358                                  | 15,0                    | 0,202               | 0,056  | 0,133                                  |
| 7,5                     | 0,244               | 0,095  | 1,060                                  | 15,5                    | 0,199               | 0,055  | 0,123                                  |
| 8,0                     | 0,237               | 0,088  | 0,820                                  | 16,0                    | 0,197               | 0,054  | 0,111                                  |
| 8,5                     | 0,229               | 0,083  | 0,585                                  | 16,5                    | 0,194               | 0,052  | 0,103                                  |
| 9,0                     | 0,222               | 0,078  | 0,421                                  | 17,0                    | 0,192               | 0,051  | 0,095                                  |
| 9,5                     | 0,213               | 0,073  | 0,351                                  | 17,5                    | 0,192               | 0,049  | 0,090                                  |
| 10,0                    | 0,209               | 0,069  | 0,319                                  | 18,0                    | 0,187               | 0,047  | 0,085                                  |
| 10,5                    | 0,207               | 0,067  | 0,298                                  | 18,5                    | 0,184               | 0,046  | 0,080                                  |
| 11,0                    | 0,211               | 0,066  | 0,270                                  | 19,0                    | 0,182               | 0,045  | 0,075                                  |
| 11,5                    | 0,213               | 0,065  | 0,240                                  | 19,5                    | 0,180               | 0,044  | 0,070                                  |
| 12,0                    | 0,214               | 0,064  | 0,221                                  | 20,0                    | 0,178               | 0,043  | 0,065                                  |

Таким образом, можно сделать следующие выводы:

1. По ядру <sup>236</sup>U имеется мало экспериментальных данных, поэтому надежность его оценок в значительной степени определяется корректностью теоретических моделей. При проведении настоящей оценки использованы теоретические модели, которые были оттестированы по имеющимся экспериментальным данным для <sup>238</sup>U, <sup>235</sup>U, <sup>239</sup>Pu.

2. Использование в анализе современных физических представлений привело к большей надежности в определении функций возбуждения реакций (n, n'), сечений реакций (n, 2n), (n, 3n), угловых распределений упруго- и неупругорассеянных нейтронов, полного сечения, сечения упругого и неупругого рассеяния, экспериментальные данные о которых полностью отсутствуют. Проведенный расчет сечения деления по развитой модели показал совпадение теоретических данных с экспериментальными в пределах погрешностей эксперимента во всей области энергий 2-20 МэВ.

Список литературы

- I. Lagrange Ch. Evaluation of nuclear-nucleons cross-sections in heavy nuclei with a coupled channel model in the range of energy from 10 keV to 20 MeV. - In: Proc. of the IANDC topical discussion on critique of nuclear models and their validity in the evaluation of nuclear data: JAERI-M-5984. Tokyo, 1975, p.51-57.
2. Коньшин В.А., Анципов Г.В., Суховицкий Е.Ш. и др. Оцененные нейтронные константы урана-235. Минск: Наука и техника, 1985.
3. Клепацкий А.Б., Коньшин В.А., Суховицкий Е.Ш. Оптический потенциал для тяжелых ядер. - Вопросы атомной науки и техники. Сер.Ядерные константы, 1982, вып.1(45), с.29-33.
4. Möller P., Nilsson S.G., Nix J.R. Calculated ground state properties of heavy nuclei. - Nucl. Phys., 1974, v. A229, N 2, p.292-319.
5. Bemis C.E., McGowan F.K., Ford J.L.C. e.a. E2 and E4 Transition moments and equilibrium deformation in the actinide nuclei. - Phys. Rev., 1973, v.80, p.1466-1480.
6. Divadeenam M., Mann F.M., McCrosson J. e.a.  $^{236}\text{U}$  Evaluated nuclear data file, format B, version V. New York, 1979.
7. Игнатюк А.В., Истеков К.К., Смиренкин Г.Н. Роль коллективных эффектов при систематике плотности уровней. - Ядерная физика, 1979, т.29, с.875-883.
8. Анципов Г.В., Коньшин В.А., Маслов В.М. Плотность уровней и радиационные ширины трансактинидов. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1985, вып.3, с.25-34.
9. Veysiere A., Beil H., Bergere R. e.a. A study of the photofission and photonutron process in the giant dipole resonance of  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{238}\text{U}$  and  $^{237}\text{Np}$ .-Nucl.Phys.,1973, v.A199, p.45-64.
10. Lynn J.E. Sistematics for neutron reactions of the actinide nuclei. - Rep. AERE-R7469. Harwell, 1974.
11. Игнатюк А.В., Клепацкий А.Б., Маслов В.М., Суховицкий Е.Ш. Анализ сечений деления изотопов U и Pu нейтронами в области первого "плато". - Ядерная физика, 1985, т.42, вып.3(9), с.569-577.
12. Казаков Л.Е., Кононов В.Н., Полетаев Е.Д. и др. Измерение сечений радиационного захвата нейтронов для  $^{236}\text{U}$  и  $^{197}\text{Au}$  в области энергий 3-420 кэВ. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1985, вып.2, с.44-49.
13. Давлетшин А.Н., Типунков А.О., Тихонов С.В., Толстиков В.А. Сечение радиационного захвата нейтронов ядрами  $^{197}\text{Au}$ ,  $^{236}\text{U}$ ,  $^{237}\text{Np}$ . - Атомная энергия, 1985, т.58, вып.3, с.183-188.
14. Barry J.F., Bunce J.L., Perkin J.L. The radiative capture cross-section of  $^{236}\text{U}$  neutrons in the energy range 0,3 to 4,0 MeV. - Proc. Phys. Soc., 1961, v.78, p.801-807.
15. Stuepgia D.C., Henrich R.R., McCloud G.H. Neutron Capture Cross-Sections of  $^{236}\text{U}$ . - J.Nucl. Energy, part A/B, 1961, v.15, p.200-203.
16. Tolstikov V.A., Manokhin V.N. Status of neutron radiative capture data for  $^{236}\text{U}$  and  $^{237}\text{Np}$ . - In: Proc. of the third advisory group meeting on transactinium isotope nuclear data(Uppsala, 1984). Vienna: IAEA, 1985, p.323-328.
17. Грудзевич О.Т., Игнатюк А.В., Маслов В.М. и др. Согласованное описание сечений реакций  $(n,n'f)$  и  $(n,\chi)$  для трансурановых ядер. - В кн.: Нейтронная физика: Материалы 6-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 2-6 октября 1983 г. Т.2. М.: ЦНИИатоминформ, 1984, с.318-323.
18. Uhl M., Strohmaier B. Computer code for particle induced activation cross-sections and related topical. - Rep. IRK-76/01. Vienna, 1976.
19. Истеков К.К., Куприянов В.М., Фурсов Б.И., Смиренкин Г.Н. О применимости традиционных систематик вероятности деления. - Ядерная физика, 1979, т.29, вып.5, с.1156-1170.
20. Зайдель К., Зелигер Д., Райф Р. и др. Предравновесный распад в ядерных реакциях. - Физика элементарных частиц и атомного ядра, 1976, т.7, вып.2, с.499-552.
21. Behrens J.W., Carlson G.W. Measurements of the neutron induced fission cross-sections of  $^{236}\text{U}$ ,  $^{236}\text{U}$  and  $^{238}\text{U}$  relative to  $^{235}\text{U}$  from 0,1 to 30 MeV. - Nucl. Sci. and Engng, 1977, v.63, p.250-267.
22. Meadows J.W. The fission cross-sections of  $^{234}\text{U}$  and  $^{236}\text{U}$  relative to  $^{235}\text{U}$ . - Ibid., 1978, v.65, p.171-180.

23. Nordborg C., Conde H., Strömberg L.G. Fission cross-section ratio measurements of  $^{232}\text{Th}/^{235}\text{U}$  and  $^{236}\text{U}/^{235}\text{U}$ . - In: Neutron physics and nuclear data: Proc. of an Intern. conf. (Harwell, 1978). OECD - Nuclear Energy Agency, 1978, p.910-915.
24. Говердовский А.А., Гордюшин А.К., Кузьминов Б.Д. и др. Измерение отношений сечений деления  $^{236}\text{U}$  и  $^{235}\text{U}$  нейтронами с энергией 5,7-10,7 МэВ. - См. [17], с.193-196.
25. White P.H., Warner G.P. The Fission cross-sections of  $^{233}\text{U}$ ,  $^{234}\text{U}$ ,  $^{236}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{237}\text{Np}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{240}\text{Pu}$  and  $^{241}\text{Pu}$  relative to that of  $^{235}\text{U}$  for neutrons in the energy range 1-14 MeV. - J.Nucl. Energy, 1967, v.21, p.671-679.
26. Whal J.S., Davis R.W. Rep. LA-1681, 1954.
27. Nyer W. Rep. LAMS-938, 1950.
28. Фомичев А.В. Прецизионные измерения сечений деления ядер изотопов урана, нептуния и плутония быстрыми нейтронами. - Автореф. дис. на соиск. учен. степ. канд. физ.-матем. наук. Л., 1984.
29. Howerton R.J. Livermore evaluated nuclear data library: MAT-7869. - UCRL-5400. 1978, v.15.

Статья поступила в редакцию 14 апреля 1986 г.

УДК 539.172.4

ИЗМЕРЕНИЕ СЕЧЕНИЙ РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА НЕЙТРОНОВ  
В СЕРЕБРЕ В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ 4-400 кэВ

М. В. Боховко, Л. Е. Казаков, В. Н. Кононов, Е. Д. Полетаев,  
В. М. Тимохов, А. А. Воеводский

THE MEASUREMENT OF THE NEUTRON CAPTURE CROSS-SECTION FOR SILVER IN THE ENERGY REGION 4-400 keV. By using the time-of-flight method the neutron capture cross-sections for  $^{107}\text{Ag}$ ,  $^{109}\text{Ag}$  and  $^{47}\text{Ag}$  have been measured in the energy range from 4 to 400 keV. Measurements were carried out at the pulsed Van de Graaff accelerator EG-1 FEI. The absolute capture cross-sections was determined by the saturated resonance method using the pulse-height weighting technique.

В работе представлены результаты измерения сечений радиационного захвата нейтронов в области энергий 4-400 кэВ для изотопов  $^{107}\text{Ag}$ ,  $^{109}\text{Ag}$  и их природной смеси  $^{47}\text{Ag}$ . Радиационный захват относится к основным процессам, определяющим баланс нейтронов в ядерных реакторах. Изотоп  $^{109}\text{Ag}$  - один из распространенных продуктов деления; точное знание его сечения захвата нейтронов имеет важное значение для расчета реакторов на быстрых нейтронах, особенно при больших величинах выгорания ядерного топлива. С другой стороны, усредненное сечение радиационного захвата быстрых нейтронов для изотопов серебра позволяет получить информацию о нейтронных и радиационных силовых функциях для s- и p-нейтронов, так как ядра серебра лежат в области максимума p-волновой нейтронной силовой функции.

Измерения сечения радиационного захвата в области энергий 4-400 кэВ для изотопов  $^{107}\text{Ag}$  и  $^{109}\text{Ag}$  и их природной смеси были выполнены на спектрометре быстрых и резонансных нейтронов на базе импульсного ускорителя Ван-де-Граафа ЭГ-1 Физико-энергетического института [1]. Для получения нейтронов с непрерывным спектром использовали реакцию  $^7\text{Li}(p,n)^7\text{Be}$ , при этом применялась "толстая" мишень из металлического лития. Сечения измеряли методом, основанным на регистрации мгновенных  $\gamma$ -квантов захвата и применении техники времени пролета для определения энергии нейтронов и дискриминации фона. Мгновенные  $\gamma$ -кванты захвата регистрировались сферическим сцинтилляционным баком объемом 17 л, в который для уменьшения чувствительности к рассеянным нейтронам было добавлено 60% триметилбората. Относительную величину потока нейтронов, падающих на образец, измеряли детектором с тонким (толщиной 1 мм)  $^6\text{Li}$ -стеклом NE-912, расположенным перед образцом и детектором, который состоял из  $^{10}\text{B}$ -пластины и двух кристаллов  $\text{NaI}(\text{Tl})$  и находился за образцом.

В эксперименте использовали образцы разделенных изотопов с обогащением 98,9% ( $^{107}\text{Ag}$ ) и 99,4% ( $^{109}\text{Ag}$ ) в виде металлического порошка и природного серебра в виде металлических фольг толщиной 0,2 мм. Толщина образцов составляла около  $1,3 \cdot 10^{-2}$  атом/б. Измерения в области энергий 2–130 кэВ проводили на пролетной базе 0,72 м с постоянно установленным на пучке нейтронов фильтром из  $^{23}\text{Na}$  толщиной 7 мм, который позволял определить величину фона в области резонанса 2,85 кэВ и провести калибровку энергетической шкалы по резонансу 53,191 кэВ. Измерения в области энергий 16–500 кэВ проводили на базе 2,4 м. На этой же базе были выполнены измерения в электронвольтовой области энергий (2–20 эВ), необходимые для нормировки сечений методом насыщенного резонанса. При этом мишень окружали полиэтиленовым замедлителем, размеры которого выбирали такими, чтобы обеспечить оптимальное соотношение выхода резонансных нейтронов и разрешения спектрометра. Нейтроны с энергией ниже 2 эВ, которые в условиях нашего эксперимента являлись рециркуляционными, поглощались фильтрами из кадмия (толщиной 1,6 мм) и индия (толщиной 8 мм). Использование индиевого фильтра позволяло также измерять величину фона детекторов по областям сильных резонансов индия при энергиях нейтронов 3,86 и 9,12 эВ. Подробное описание спектрометра, методов измерения и обработки результатов содержится в работе [2].

Для абсолютизации измеренных сечений применяли метод насыщенного резонанса в сочетании с методикой амплитудного взвешивания, которая позволяет в значительной степени уменьшить чувствительность к изменениям в спектре и множественности  $\gamma$ -квантов событий захвата при переходе из резонансной области энергий нейтронов в область быстрых нейтронов и при переходе от ядра к ядру.

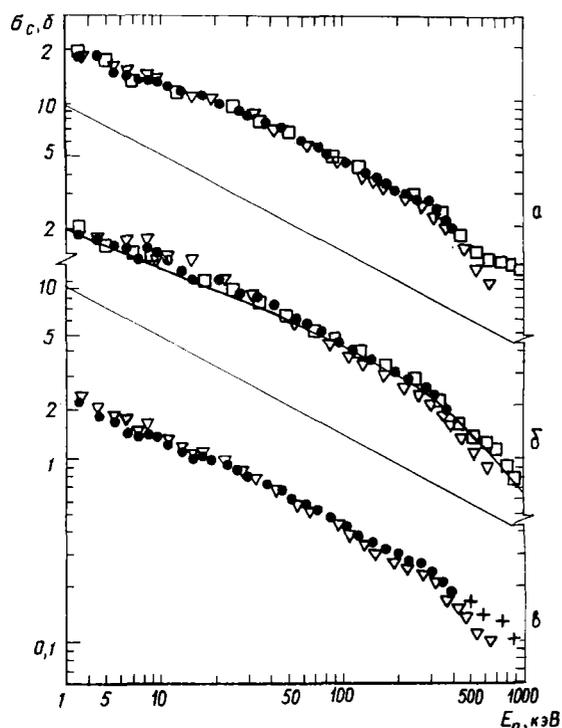
В случае  $^{107}\text{Ag}$  и  $^{47}\text{Ag}$  для нормировки использовали средний нормировочный коэффициент, который был получен на основе измерений в резонансной области с применением метода амплитудного взвешивания для ядер, имеющих насыщенные резонансы ( $^{197}\text{Au}$ ,  $^{109}\text{Ag}$ ,  $^{181}\text{Ta}$ ,  $^{182}\text{W}$ ,  $^{145}\text{Nd}$ ) [3]. Нормировку сечения изотопа  $^{109}\text{Ag}$  выполнили по собственному насыщенному резонансу с  $E_0 = 5,19$  эВ. Поправку на многократное рассеяние и самоэкранировку в исследуемых образцах в области быстрых нейтронов рассчитывали по алгоритму, описанному в работе [4]. Поправки на самопоглощение  $\gamma$ -квантов в образцах рассчитывали методом Монте-Карло с использованием модельных спектров событий захвата и реальных геометрических условий [5]. Для получения зависимости  $\sigma_c(E)$  до энергии 130 кэВ использовали относительный ход сечения реакции  $^6\text{Li}(n, \alpha)^3\text{H}$ . При более высоких энергиях для измерения формы потока нейтронов служила реакция  $^{10}\text{B}(n, \alpha\gamma)^7\text{Li}$ , а данные нормировались к полученным значениям сечения в интервале 50–110 кэВ. Сечения опорных реакций  $^6\text{Li}(n, \alpha)^3\text{H}$  и  $^{10}\text{B}(n, \alpha\gamma)^7\text{Li}$  брали согласно оценке библиотеки ENDF/B-V. Поправки на многократное рассеяние нейтронов в детекторах нейтронного потока рассчитывали методом Монте-Карло. Величину погрешности полученных результатов складывали из статистической точности измерений и систематических ошибок метода. Статистическая погрешность составляла около 1% при энергии 30–400 кэВ и возрастала до 10% при энергии 4 кэВ. Погрешность, связанная с вычитанием фона, составляла 6–9% при энергии 4 кэВ и менее 1% при энергиях выше 30 кэВ. Погрешность относительного хода сечения реакции  $^6\text{Li}(n, \alpha)^3\text{H}$  принималась равной 0,5–2%, а реакции  $^{10}\text{B}(n, \alpha\gamma)^7\text{Li}$  – около 3% [6]. Точность введения поправок на конечную толщину образца определялась главным образом точностью используемых значений параметров и оценена в 3%. Погрешность коэффициента нормировки для  $^{107}\text{Ag}$  и  $^{47}\text{Ag}$  была оценена в 4%, для  $^{109}\text{Ag}$  – в 2,5%.

Результаты измерений сечений радиационного захвата нейтронов в ядрах  $^{107}\text{Ag}$ ,  $^{109}\text{Ag}$  и  $^{47}\text{Ag}$  с их полной погрешностью приведены в таблице и на рисунке. На рисунке также представлены результаты экспериментальных работ и оценок, выполненных в последние годы. Из рассмотрения данных следует, что полученные в настоящей работе сечения захвата нейтронов для  $^{107}\text{Ag}$  и  $^{109}\text{Ag}$  хорошо согласуются с результатами работы [7] во всем энергетическом диапазоне. Данные японской группы [8] также удовлетворительно согласуются с результатами нашей работы в области энергий до 100 кэВ, а при более высоких энергиях нейтронов расположены систематически ниже на 7–10% для обоих изотопов. Оба изотопа серебра при энергии возбуждения около 300 кэВ имеют уровень  $3/2^-$ , который хорошо возбуждается при неупругом рассеянии нейтронов, что проявляется в сечении радиационного захвата в виде характерного излома в энергетическом ходе сечения, наблюдавшегося во всех последних работах. Для природной смеси изотопов в области энергий 20–100 кэВ полученные нами данные находятся в хорошем согласии с результатами работы [8]. Однако при энергиях нейтронов выше 100 кэВ данные работы [8] лежат систематически ниже наших примерно на 10%. Следует отметить, что сече-

ние захвата для природной смеси, полученное суммированием вклада экспериментально измеренных в настоящей работе сечений для отдельных изотопов, согласуется в пределах 1-2% с экспериментальными данными, полученными для образца природного серебра. Аналогичное сравнение данных работы [8] приводит к расхождению в энергетическом ходе расчетного и измеренного сечений, которое достигает 15% абсолютной величины на краях диапазона. Это свидетельствует о плохой взаимосогласованности результатов [8]. Можно отметить, что наши данные не противоречат результатам работы [9] в диапазоне энергий нейтронов 500-2000 кэВ. Однако при энергиях выше 400 кэВ результаты работ [8,9] значительно различаются по энергетическому ходу, что приводит к расхождению этих данных при энергии 600 кэВ в 1,4 раза. Это обстоятельство указывает на необходимость дальнейшего уточнения сечения захвата в этой области энергии нейтронов. Результаты более ранних работ по измерению сечений захвата в серебре в пределах погрешностей измерений и с учетом необходимых перенормировок в целом удовлетворительно согласуются с последними данными. На рисунке приведена оценка сечения захвата для  $^{109}\text{Ag}$ , выполненная в Физико-энергетическом институте [10], которая основана на данных работы [7] и хорошо согласуется с нашими данными. Другие оценки ( ENDF/B-V, JENDL-1, RCN) для изотопов серебра были основаны на результатах ранних работ, поэтому требуют переоценки с учетом последних измерений.

Сечения радиационного захвата нейтронов для  $^{107}\text{Ag}$ ,  $^{109}\text{Ag}$  и  $^{47}\text{Ag}$ , мб

| E, кэВ | $^{107}\text{Ag}$ | $^{109}\text{Ag}$ | $^{47}\text{Ag}$ | E, кэВ  | $^{107}\text{Ag}$ | $^{109}\text{Ag}$ | $^{47}\text{Ag}$ |
|--------|-------------------|-------------------|------------------|---------|-------------------|-------------------|------------------|
| 4-5    | 1809 $\pm$ 150    | 1677 $\pm$ 149    | 1771 $\pm$ 191   | 84-88   | 502 $\pm$ 27      | 469 $\pm$ 21      | 477 $\pm$ 26     |
| 5-6    | 1474 $\pm$ 106    | 1561 $\pm$ 106    | 1668 $\pm$ 138   | 88-92   | 492 $\pm$ 27      | 474 $\pm$ 21      | 474 $\pm$ 26     |
| 6-7    | 1402 $\pm$ 81     | 1513 $\pm$ 88     | 1420 $\pm$ 108   | 92-96   | 471 $\pm$ 25      | 453 $\pm$ 20      | 458 $\pm$ 25     |
| 7-8    | 1304 $\pm$ 74     | 1309 $\pm$ 68     | 1372 $\pm$ 93    | 96-100  | 459 $\pm$ 25      | 432 $\pm$ 19      | 443 $\pm$ 24     |
| 8-9    | 1346 $\pm$ 75     | 1512 $\pm$ 73     | 1400 $\pm$ 87    | 100-110 | 448 $\pm$ 24      | 437 $\pm$ 20      | 435 $\pm$ 23     |
| 9-10   | 1299 $\pm$ 71     | 1418 $\pm$ 67     | 1392 $\pm$ 84    | 110-120 | 418 $\pm$ 23      | 394 $\pm$ 18      | 394 $\pm$ 22     |
| 10-12  | 1206 $\pm$ 65     | 1274 $\pm$ 57     | 1234 $\pm$ 72    | 120-130 | 405 $\pm$ 22      | 380 $\pm$ 17      | 373 $\pm$ 21     |
| 12-14  | 1136 $\pm$ 61     | 1128 $\pm$ 50     | 1139 $\pm$ 64    | 130-140 | 390 $\pm$ 21      | 378 $\pm$ 17      | 367 $\pm$ 20     |
| 14-16  | 1070 $\pm$ 58     | 993 $\pm$ 44      | 1035 $\pm$ 58    | 140-150 | 373 $\pm$ 20      | 350 $\pm$ 16      | 352 $\pm$ 19     |
| 16-18  | 1080 $\pm$ 58     | 1067 $\pm$ 46     | 1077 $\pm$ 59    | 150-160 | 363 $\pm$ 20      | 336 $\pm$ 15      | 332 $\pm$ 18     |
| 18-20  | 1060 $\pm$ 56     | 1031 $\pm$ 44     | 1036 $\pm$ 56    | 160-170 | 347 $\pm$ 19      | 325 $\pm$ 15      | 322 $\pm$ 18     |
| 20-22  | 972 $\pm$ 52      | 1019 $\pm$ 45     | 973 $\pm$ 54     | 170-180 | 339 $\pm$ 18      | 317 $\pm$ 14      | 320 $\pm$ 18     |
| 22-24  | 947 $\pm$ 51      | 1008 $\pm$ 44     | 967 $\pm$ 53     | 180-190 | 320 $\pm$ 17      | 306 $\pm$ 14      | 305 $\pm$ 17     |
| 24-26  | 920 $\pm$ 50      | 907 $\pm$ 40      | 917 $\pm$ 50     | 190-200 | 326 $\pm$ 18      | 307 $\pm$ 14      | 306 $\pm$ 17     |
| 26-28  | 891 $\pm$ 48      | 848 $\pm$ 38      | 866 $\pm$ 48     | 200-210 | 303 $\pm$ 17      | 298 $\pm$ 13      | 306 $\pm$ 17     |
| 28-32  | 824 $\pm$ 44      | 833 $\pm$ 37      | 822 $\pm$ 45     | 210-220 | 300 $\pm$ 17      | 290 $\pm$ 13      | 281 $\pm$ 16     |
| 32-36  | 840 $\pm$ 45      | 797 $\pm$ 36      | 811 $\pm$ 45     | 220-230 | 301 $\pm$ 17      | 284 $\pm$ 13      | 286 $\pm$ 16     |
| 36-40  | 741 $\pm$ 40      | 749 $\pm$ 34      | 738 $\pm$ 41     | 230-240 | 302 $\pm$ 17      | 284 $\pm$ 13      | 273 $\pm$ 16     |
| 40-44  | 695 $\pm$ 38      | 710 $\pm$ 32      | 692 $\pm$ 38     | 240-250 | 286 $\pm$ 16      | 177 $\pm$ 12      | 263 $\pm$ 15     |
| 44-48  | 708 $\pm$ 38      | 663 $\pm$ 30      | 685 $\pm$ 38     | 250-260 | 280 $\pm$ 16      | 277 $\pm$ 13      | 264 $\pm$ 15     |
| 48-52  | 660 $\pm$ 36      | 643 $\pm$ 29      | 638 $\pm$ 35     | 260-270 | 275 $\pm$ 16      | 268 $\pm$ 12      | 270 $\pm$ 16     |
| 52-56  | 605 $\pm$ 33      | 595 $\pm$ 27      | 582 $\pm$ 32     | 270-280 | 282 $\pm$ 16      | 267 $\pm$ 13      | 268 $\pm$ 16     |
| 56-60  | 603 $\pm$ 33      | 606 $\pm$ 27      | 589 $\pm$ 32     | 280-290 | 278 $\pm$ 16      | 258 $\pm$ 12      | 254 $\pm$ 15     |
| 60-64  | 595 $\pm$ 32      | 584 $\pm$ 26      | 568 $\pm$ 31     | 290-300 | 279 $\pm$ 16      | 259 $\pm$ 12      | 255 $\pm$ 15     |
| 64-68  | 572 $\pm$ 31      | 546 $\pm$ 25      | 542 $\pm$ 30     | 300-320 | 268 $\pm$ 15      | 259 $\pm$ 12      | 241 $\pm$ 14     |
| 68-72  | 561 $\pm$ 30      | 533 $\pm$ 24      | 540 $\pm$ 30     | 320-340 | 247 $\pm$ 10      | 225 $\pm$ 10      | 221 $\pm$ 13     |
| 72-76  | 555 $\pm$ 30      | 527 $\pm$ 24      | 527 $\pm$ 29     | 340-360 | 224 $\pm$ 13      | 205 $\pm$ 9       | 209 $\pm$ 12     |
| 76-80  | 535 $\pm$ 29      | 510 $\pm$ 23      | 507 $\pm$ 28     | 360-380 | 213 $\pm$ 12      | 196 $\pm$ 9       | 198 $\pm$ 11     |
| 80-84  | 503 $\pm$ 27      | 477 $\pm$ 21      | 478 $\pm$ 26     | 380-400 | 198 $\pm$ 11      | 179 $\pm$ 8       | 185 $\pm$ 10     |



Сечения радиационного захвата в  $^{107}\text{Ag}$  (а),  $^{109}\text{Ag}$  (б) и  $^{47}\text{Ag}$  (в) по данным работ:  
 □ - [7]; ▽ - [8]; + - [9]; — - [10];  
 ● - настоящей

#### Список литературы

1. Кононов В.Н., Полетаев Е.Д., Боховко М.В. и др. Спектрометр быстрых и резонансных нейтронов на базе электростатического ускорителя ЭГ-I. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1981, вып. I(40), с.67.
2. Казаков Л.Е., Кононов В.Н., Полетаев Е.Д. и др. Измерение сечений радиационного захвата нейтронов для  $^{236}\text{U}$  и  $^{197}\text{Au}$  в области энергий 3-420 кэВ. - Там же, 1985, вып.2, с.44.
3. Кононов В.Н., Полетаев Е.Д., Тимохов В.М. и др. Применение метода амплитудного взвешивания для большого сцинтилляционного детектора: Препринт ФЭИ-1589. Обнинск, 1984.
4. Macklin R.L. Resonance self-shielding in neutron capture cross-section measurement. - Nucl. Instrum. and Methods, 1964, v.26, p.213.
5. Андросенко П.А., Болонкина Г.В., Кононов В.Н. и др. Расчет функции отклика большого сцинтилляционного детектора событий захвата нейтронов методом Монте-Карло: Препринт ФЭИ-1604. Обнинск, 1984.
6. Nuclear standards file 1980 version: INDC-36/IM. Vienna: IAEA, 1981.
7. Macklin R.L. Neutron capture cross-section of the silver isotopes  $^{107}\text{Ag}$  and  $^{109}\text{Ag}$  from 2,6 to 2000 keV. - Nucl. Sci. and Engng, 1982, p.400.
8. Mizumoto M., Sigimoto M. e.a. Neutron radiative capture and transmission measurement of  $^{107}\text{Ag}$  and  $^{109}\text{Ag}$ .-In: Nucl. data for sci. and technol.: Proc. of the Intern. conf. (Antwerp, 1982). Holland, 1983, p.226.
9. Poenitz W.P. Fast neutron capture cross-section measurement with the Argonne National Laboratory large liquid scintillator tank: Proc. of a specialist meeting on fast neutron capture. (Argonne, 20-23 April, 1982).
10. Беланова Т.С., Горбачева Л.В., Грудзевич О.Т. и др. Сравнительный анализ оценок радиационного захвата нейтронов для важнейших продуктов деления. - В кн.: Нейтронная физика: Материалы 6-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 2-6 октября 1983. М.: ЦНИИАтоминформ, 1984, т.2, с.92.

Статья поступила в редакцию 19 мая 1986 г.

SEMIEMPIRICAL CALCULATION OF THE AVERAGE NUMBER OF PROMPT FISSION NEUTRONS. A calculation of the average number of prompt neutrons for fission of nuclei ranging from thorium to californium have been made. Spontaneous and neutron-induced fission for neutron energy up to 20 MeV were under consideration. The calculation involves some semiempirical relationships for average fission gamma-ray energy and fragment kinetic energy. The calculation results were fitted to evaluated  $\bar{\nu}_p$  data.

Среднее число мгновенных нейтронов деления  $\bar{\nu}_p$  — одна из ядерно-физических констант, необходимых при расчетах реакторов. Для многих ядер самые надежные величины этого числа получены экспериментально [1,2]. Для библиотек оцененных ядерных данных требуются значения  $\bar{\nu}^*$  при делении ядер нейтронами с энергией от  $10^{-3}$  эВ до 20 МэВ. Экспериментальные данные некоторых ядер отсутствуют или получены для небольшого диапазона энергий нейтронов. Чтобы восполнить "пробелы" в знании, создаются систематики поведения  $\bar{\nu}$  в зависимости от нуклонного состава делящегося ядра и энергии падающих нейтронов. Предсказания часто используемых систематик [3,4] расходятся с результатами последних измерений [5,6]. В данной работе проведен простой, но учитывающий основные физические представления о делении ядер расчет с "привязкой" результатов к имеющимся экспериментальным и оцененным данным. В качестве опорных значений  $\bar{\nu}$  использованы оцененные [7-10] и экспериментальные [1,2,6,11-13] данные. Рассматривается деление ядер от тория до калифорния в диапазоне от спонтанного до вынужденного деления нейтронами с энергией до 20 МэВ.

**Метод расчета.** За основу расчета берется соотношение баланса энергии при делении ядра нейтронами с энергией  $E_n$ . Для усредненных по всем способам деления величин

$$\bar{E}_f + B_n + E_n = \bar{E}_k + \bar{E}_\gamma + \bar{\nu}(\bar{\varepsilon} + \bar{S}_n), \quad (1)$$

где  $\bar{E}_f$  — энергосвечение, равное разности масс делящегося ядра и осколков;  $B_n$  — энергия связи нейтрона в делящемся компаунд-ядре;  $\bar{E}_k$  — средняя кинетическая энергия осколков деления;  $\bar{E}_\gamma$  — средняя энергия, уносимая мгновенными  $\gamma$ -квантами;  $\bar{\varepsilon}$  — средняя кинетическая энергия нейтронов деления в системе центра масс осколка;  $\bar{S}_n$  — средняя энергия связи нейтрона в осколке. Для спонтанного деления  $B_n$  и  $E_n$  равны нулю. В настоящее время невозможен расчет всех составляющих уравнения (1) с требуемой точностью 1-3%, поэтому оправдан упрощенный подход, учитывающий основные зависимости входящих в выражение (1) величин.

Усреднение по всем способам деления заменялось расчетом величин (1) для "средних" осколков. Принималось, что масса тяжелого осколка  $\bar{A}_H = 140$  а.е.м. Средний заряд определялся из полуэмпирического соотношения [14,15]

$$\bar{Z}_H = (Z_F / A_F) \bar{A}_H - 0,5, \quad (2)$$

где  $Z_F$ ,  $A_F$  — заряд и масса делящегося ядра;  $Z_H$  — заряд тяжелого осколка.

Для получения величин  $E_f$  и  $S_n$  использовались массы ядер из работы [16]. На основе этих величин, рассчитанных для четырех значений зарядов, ближайших к  $\bar{Z}_H$  (2), а также усреднения по нормальному распределению со средним  $\bar{Z}_H$  и  $\sigma^2 = 1$  [14,15] определялись значения  $\bar{E}_f$  (рис.1) и  $\bar{S}_n$ .

Величина  $\bar{\varepsilon}$  определялась, как в работе [17]:

$$\bar{\varepsilon} = \frac{4}{3} \left( \frac{\bar{E}_f - \bar{E}_k + B_n + E_n}{A_F / 10} \right)^{1/2}, \quad (3)$$

что учитывает основные закономерности в поведении средней энергии нейтронов.

\* Для простоты здесь и далее опущен индекс "р".

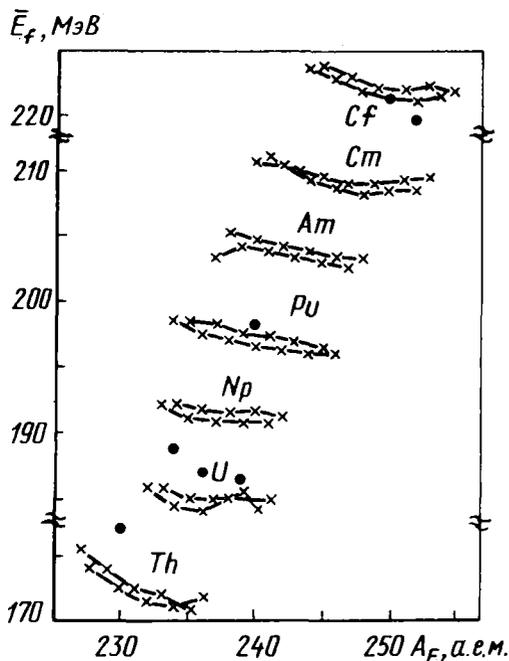


Рис. I. Расчетные значения средней энергии деления для массы компаунд-ядра  $A_f$ . Линиями соединены значения  $E_f$  для четных или нечетных  $A_f$ ; • - аналогичные величины из работы [17]

Выводом из результатов измерений при спонтанном делении, делении тепловыми [18,19] и быстрыми [5] нейтронами, а также из расчетной работы [20] является примерно линейная связь

$$\bar{E}_f = \bar{E}_f^0 + \bar{\nu} \bar{E}_f^\nu, \quad (4)$$

где  $\bar{E}_f^\nu$  - средняя энергия  $\gamma$ -излучения, сопровождающая испускание одного нейтрона ( $d\bar{E}_f/d\bar{\nu}$ );  $\bar{E}_f^0$  - остаточная энергия  $\gamma$ -квантов, снимающих возбуждение ядер-осколков, когда вылет нейтрона энергетически запрещен. Зависимость (4), по-видимому, обусловлена конкуренцией  $\gamma$ - и нейтронного излучений с ростом моментов осколков при увеличении их энергии возбуждения [20,5].

В табл. I приведены экспериментальные зависимости в виде выражения (4) и соответственно пересчитанные результаты работы [20] (относятся к паре осколков). Прямое отношение к настоящему расчету имеют данные по делению ядра быстрыми нейтронами. В настоящей работе выбраны параметры  $\bar{E}_f^0 = 4,42$  МэВ и  $\bar{E}_f^\nu = 0,99$  МэВ/нейтр. (см. табл. I), которые удовлетворительно согласуются с поведением  $\bar{E}_f(\bar{\nu})$  для ядер от тория до калифорния.

Перепишав уравнение (1) с учетом вида  $\bar{E}_f$  (4), получим

$$\bar{\nu} = (\bar{E}_f + B_n + E_n - \bar{E}_k - \bar{E}_f^0) / (\bar{\epsilon} + \bar{S}_n + \bar{E}_f^\nu), \quad (5)$$

где  $B_n$  можно получить из масс ядер по работе [16];  $E_n$  - известная величина. Прямой расчет по формулам (5) и (3) с использованием  $\bar{E}_f$  (см. рис. I) и экспериментальных значений  $\bar{E}_k$  дает неточные значения  $\bar{\nu}$ . Для подгонки результатов расчета к экспериментальным или оцененным данным значение  $\bar{E}_k$  заменялось формальным варьируемым параметром  $\tilde{E}_k$ . Вариации  $\tilde{E}_k$  на разных интервалах энергии возбуждения отражают изменения массовых распределений, энергии деления и кинетических энергий. При этом изменяются и остальные члены уравнения (5), но для подгонки подбирался только параметр  $\tilde{E}_k$  и его зависимость для хорошо изученных ядер. Для остальных изотопов этого элемента в основном предполагалась такая же зависимость  $\tilde{E}_k(E_n)$ . В оговоренных случаях для  $\tilde{E}_k$  принимались дополнительные предположения.

Параметры зависимости  $\bar{E}_f(\bar{\nu})$

Таблица I

| Реакция деления        | Падающие нейтроны | $\bar{E}_f^0$ , МэВ | $\bar{E}_f^\nu$ , МэВ/нейтр. | Литература     |
|------------------------|-------------------|---------------------|------------------------------|----------------|
| $^{232}\text{Th}(n,f)$ | Быстрые           | $4,48 \pm 0,20$     | $0,64 \pm 0,07$              | [5]            |
| $^{235}\text{U}(n,f)$  | " "               | $4,37 \pm 0,21$     | $0,98 \pm 0,08$              | [5]            |
| $^{237}\text{Np}(n,f)$ | " "               | $4,40 \pm 0,20$     | $0,90 \pm 0,07$              | [5]            |
| $^{235}\text{U}(n,f)$  | Тепловые          | 3,5                 | 1,1                          | [19]           |
| $^{252}\text{Cf}(sf)$  | " "               | { 4,0<br>3,55       | { 1,5<br>1,20                | { [19]<br>[20] |

Расчет среднего числа мгновенных нейтронов ниже порога реакции ( $n, n'f$ ). Расчет проводился для четырех значений энергии возбуждения, соответствующих делению ядра: спонтанному, тепловым нейтронами, нейтронами с энергией около 3 и 6 МэВ. Между указанными значениями достаточно предположить линейную зависимость  $\bar{\nu}(E_n)$  [7-10]. При энергии нейтронов около 3 МэВ у некоторых ядер наблюдалось изменение наклона зависимостей  $\bar{\nu}(E_n)$  и  $\bar{E}_K(E_n)$ , что отмечалось ранее [2] и учитывалось в оценках [7-10].

Подгонка расчета к оцененным или экспериментальным данным требовала двух приемов: привязки к абсолютным значениям  $\bar{\nu}$  в какой-либо точке и предположения о поведении величины  $\bar{E}_K$  в рассматриваемых диапазонах энергий нейтронов. При отсутствии экспериментальных данных использовалась линейная интерполяция. В табл.2 приведены значения  $\bar{E}_K$ , привязывающие расчет к абсолютным величинам  $\bar{\nu}$  в указанной точке. Лучше всего за точку привязки взять энергию, при которой исчезают особенности зависимости  $\bar{\nu}(E_n)$ , но имеющиеся экспериментальные данные позволяют сделать это только для ядер урана и плутония; для них и выбрано примерно такое условие. Для остальных ядер привязка сделана там, где есть наиболее надежные данные.

Таблица 2

Значения  $\bar{E}_K$ , дающие привязку расчетов к абсолютным величинам  $\bar{\nu}$

| Элемент          | Энергия точки привязки $E_1$ (МэВ)  | Характер привязки   | Зависимость привязки $\bar{E}_K$ (МэВ) от $A_F$ (а.е.м.)                                      |
|------------------|-------------------------------------|---|---|
| $^{90}\text{Th}$ | Тепловая                            | Привязка к оцененным (и экспериментальным) данным                 | $\bar{E}_K = 160,95 - 0,847 (A_F - 230)$ ;<br>для $A_F \geq 235$ , $\bar{E}_K = \text{const}$ |
| $^{91}\text{Pa}$ | "                                   | Из интерполяции значений для соседних элементов с массами 233-234 | $\bar{E}_K = 167,25 - 0,847 (A_F - 230)$  |
| $^{92}\text{U}$  | $E_1$ из условия $E_n + B_n = 7,80$ | Привязка к оцененным (и экспериментальным) данным                 | $\bar{E}_K(E_1) = 169,24$   |
| $^{93}\text{Np}$ | То же                               | То же   | $\bar{E}_K(E_1) = 172,43$   |
| $^{94}\text{Pu}$ | "                                   | "   | $\bar{E}_K(E_1) = 176,40$   |
| $^{95}\text{Am}$ | Тепловая                            | Привязка к экспериментальным данным                               | $\bar{E}_K(\text{тепл.}) = 179,74$  |
| $^{96}\text{Cm}$ | Спонтанного деления                 | То же   | $\bar{E}_K = 183,23 - 0,338 (A_F - 240)$ ;<br>для $A_F \leq 242$ , $\bar{E}_K = \text{const}$ |
| $^{97}\text{Bk}$ | То же                               | "   | $\bar{E}_K = 185,08 - 0,405 (A_F - 249)$  |
| $^{98}\text{Cf}$ | "                                   | "   | $\bar{E}_K = 193,79 - 0,472 (A_F - 240)$  |

В табл.3 приведены принятые наклоны  $\bar{E}_K$  от энергии падающих нейтронов в виде линейной зависимости между выбранными значениями. Полученные наклоны выбирались из согласия результатов расчета и оцененных данных для хорошо изученных ядер:  $^{235}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{232}\text{Th}$ . Удовлетворительного объяснения приведенным закономерностям нет и их следует рассматривать как эмпирические. При переходе от спонтанного к вынужденному делению выполняется условие  $\Delta E_n = B_n$ . Наклоны для перехода от деления тепловыми нейтронами к спонтанному делению получены для элементов, у которых есть данные для соответствующих компаунд-ядер:  $^{235}\text{U}(n,f) - ^{236}\text{U}(sf)$ ,  $^{239}\text{Pu}(n,f) - ^{240}\text{Pu}(sf)$ ,  $^{241}\text{Pu}(n,f) - ^{242}\text{Pu}(sf)$ , а также для кюрия и калифорния. Остальные значения получены простой линейной, интер- или экстраполяцией зависимости, показанной на рис.2.

При делении изотопов урана для  $\bar{E}_K$  можно было выделить дополнительные зависимости  $d\bar{E}_K/dE_n$  в разных диапазонах энергий нейтронов (см.табл.3), для остальных ядер приняты более простые предположения. Результаты проведенных расчетов с параметрами, указанными в табл.2,3 и в тексте, приведены в табл.4,5. В табл.6 приведены результаты сравнения расчетов с оцененными данными, служившими основой привязки. На рис.3-5 расчетные данные сравниваются с экспериментальными.

Таблица 3

Использованные значения наклона  $d\tilde{E}_k/dE_n$  (МэВ/МэВ) в разных интервалах энергии нейтронов

| Элемент     | Интервал энергий   |                              |                            |
|-------------|--------------------|------------------------------|----------------------------|
|             | Спонтанно-тепловой | Тепловой - $E_1$             | $E_1 - 6$ МэВ              |
| Торий       | 0,7                | +0,33*                       | +0,33                      |
| Протактиний | 0,55               | +0,33*                       | +0,33                      |
| Уран        | 0,4                | -0,423+0,044 ( $A_F-230$ )** | +0,144-0,047 ( $A_F-230$ ) |
| Нептуний    | 0,25               | -0,14**                      | -0,22                      |
| Плутоний    | 0,06               | -0,12**                      | -0,21                      |
| Америций    | 0,08               | -0,25*                       | -0,25                      |
| Кюрий       | 0,07               | +0,11*                       | +0,11                      |
| Берклий     | 0,1                | +0,1*                        | +0,1                       |
| Калифорний  | 0,1                | +0,1*                        | +0,1                       |

\*  $E_1$  принято равным 3 МэВ.

\*\*  $E_1$  определено из условия  $E_n + B_n = 7,80$  МэВ.

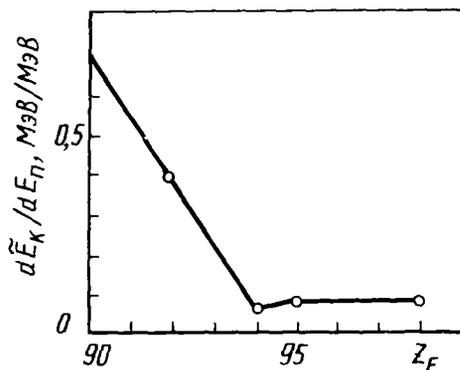


Рис.2. Зависимость наклона  $d\tilde{E}_k/dE_n$  от заряда делющегося ядра  $Z_F$  в диапазоне энергий от деления тепловыми нейтронами до спонтанного деления:  $\circ$  - значения, полученные из соответствия расчета с экспериментальными данными; кривая - принятая зависимость для остальных элементов

Таблица 4

Результаты расчета  $\bar{\nu}$

| Элемент          | Относительная атомная масса компаунд-ядра, а.е.м. | Значение $\bar{\nu}$ при |                              |                               |       |
|------------------|---|--------------------------|------------------------------|-------------------------------|-------|
|                  |   | спонтанном делении       | делении тепловыми нейтронами | делении нейтронами с энергией |       |
|                  |   |                          |                              | 3 МэВ                         | 6 МэВ |
| $^{90}\text{Th}$ | 227   | 1,571                    | 1,783                        | 2,040                         | 2,293 |
|                  | 228   | 1,745                    | 2,030                        | 2,294                         | 2,554 |
|                  | 229   | 1,702                    | 1,919                        | 2,191                         | 2,460 |
|                  | 230   | 1,798                    | 2,080                        | 2,354                         | 2,624 |
|                  | 231   | 1,766                    | 1,981                        | 2,260                         | 2,534 |
|                  | 232   | 1,907                    | 2,175                        | 2,451                         | 2,723 |
|                  | 233   | 1,916                    | 2,118                        | 2,396                         | 2,670 |
|                  | 234   | 2,082                    | 2,343                        | 2,620                         | 2,895 |
|                  | 235   | 2,154                    | 2,350                        | 2,629                         | 2,904 |
|                  | 236   | 2,242                    | 2,486                        | 2,764                         | 3,037 |

Продолжение табл.4

| Элемент          | Относительная атомная масса<br>компаунд-ядра,<br>а.е.м. | Значение $\bar{\nu}$ при |                                   |                                  |       |
|------------------|---|--------------------------|-----------------------------------|----------------------------------|-------|
|                  |   | спонтанном<br>делении    | делении тепло-<br>выми нейтронами | делении нейтронами<br>с энергией |       |
|                  |   |                          |                                   | 3 МэВ                            | 6 МэВ |
| $^{91}\text{Pa}$ | 229   | 1,854                    | 2,269                             | 2,524                            | 2,776 |
|                  | 230   | 1,939                    | 2,283                             | 2,669                            | 2,798 |
|                  | 231   | 1,930                    | 2,331                             | 2,592                            | 2,850 |
|                  | 232   | 1,967                    | 2,298                             | 2,561                            | 2,821 |
|                  | 233   | 2,019                    | 2,418                             | 2,681                            | 2,941 |
|                  | 234   | 2,133                    | 2,442                             | 2,708                            | 2,970 |
| $^{95}\text{Am}$ | 237   | 2,280                    | 3,009                             | 3,400                            | 3,785 |
|                  | 238   | 2,517                    | 3,127                             | 3,525                            | 3,917 |
|                  | 239   | 2,466                    | 3,180                             | 3,583                            | 3,980 |
|                  | 240   | 2,570                    | 3,187                             | 3,599                            | 4,005 |
|                  | 241   | 2,499                    | 3,205                             | 3,623                            | 4,034 |
|                  | 242   | 2,603                    | 3,194                             | 3,624                            | 4,047 |
|                  | 243 <sup>*</sup>  | 2,565                    | 3,263                             | 3,701                            | 4,133 |
|                  | 243   | 2,559                    | 3,257                             | 3,696                            | 4,127 |
|                  | 244   | 2,665                    | 3,260                             | 3,709                            | 4,150 |
|                  | 245   | 2,618                    | 3,333                             | 3,790                            | 4,240 |
|                  | 246   | 2,702                    | 3,285                             | 3,752                            | 4,210 |
|                  | 247   | 2,664                    | 3,354                             | 3,827                            | 4,291 |
|                  | 248   | 2,785                    | 3,345                             | 3,825                            | 4,297 |
|                  | $^{96}\text{Cm}$  | 240                      | 2,451                             | 3,136                            | 3,407 |
| 241              |   | 2,536                    | 3,122                             | 3,401                            | 3,707 |
| 242              |   | 2,544                    | 3,215                             | 3,501                            | 3,784 |
| 243              |   | 2,674                    | 3,237                             | 3,530                            | 3,820 |
| 244              |   | 2,690                    | 3,371                             | 3,669                            | 3,963 |
| 245              |   | 2,868                    | 3,456                             | 3,761                            | 4,095 |
| 246              |   | 2,953                    | 3,629                             | 3,941                            | 4,249 |
| 247              |   | 3,094                    | 3,658                             | 3,977                            | 4,292 |
| 248              |   | 3,110                    | 3,794                             | 4,117                            | 4,437 |
| 249              |   | 3,290                    | 3,821                             | 4,151                            | 4,476 |
| 250              |   | 3,313                    | 3,955                             | 4,287                            | 4,615 |
| 251              |   | 3,501                    | 3,974                             | 4,312                            | 4,645 |
| 252              |   | 3,547                    | 4,196                             | 4,538                            | 4,875 |
| 253              |   | 3,711                    | 4,180                             | 4,526                            | 4,867 |
| $^{97}\text{Bk}$ | 246   | 3,222                    | 3,810                             | 4,112                            | 4,410 |
|                  | 247   | 3,229                    | 3,928                             | 4,236                            | 4,540 |
|                  | 248   | 3,376                    | 3,960                             | 4,273                            | 4,583 |
|                  | 249   | 3,396                    | 4,073                             | 4,390                            | 4,704 |
|                  | 250   | 3,589                    | 4,129                             | 4,453                            | 4,774 |
|                  | 251   | 3,619                    | 4,256                             | 4,585                            | 4,910 |
|                  | 252   | 3,806                    | 4,331                             | 4,661                            | 4,988 |
|                  | 253   | 3,840                    | 4,456                             | 4,789                            | 5,118 |

| Элемент          | Относительная атомная масса комп-унд-ядра, а.е.м. | Значение $\bar{\nu}$ при |                               |                               |       |
|------------------|---|--------------------------|-------------------------------|-------------------------------|-------|
|                  |   | спонтанном делении       | делении тепло-выми нейтронами | делении нейтронами с энергией |       |
|                  |   |                          |                               | 3 МэВ                         | 6 МэВ |
| $^{98}\text{Cf}$ | 244   | 3,038                    | 3,723                         | 3,995                         | 4,263 |
|                  | 245   | 3,173                    | 3,763                         | 4,041                         | 4,316 |
|                  | 246   | 3,193                    | 3,895                         | 4,179                         | 4,459 |
|                  | 247   | 3,332                    | 3,913                         | 4,203                         | 4,490 |
|                  | 248   | 3,367                    | 4,068                         | 4,364                         | 4,658 |
|                  | 249   | 3,479                    | 4,066                         | 4,367                         | 4,665 |
|                  | 250   | 3,531                    | 4,215                         | 4,523                         | 4,828 |
|                  | 251   | 3,717                    | 4,288                         | 4,601                         | 4,911 |
|                  | 252   | 3,757                    | 4,395                         | 4,710                         | 5,023 |
|                  | 253   | 3,952                    | 4,529                         | 4,790                         | 5,105 |
|                  | 254   | 4,012                    | 4,665                         | 4,986                         | 5,304 |
|                  | 255   | 4,230                    | 4,704                         | 5,031                         | 5,354 |
|                  | 256   | 4,303                    | 4,944                         | 5,273                         | 5,599 |

\* Деление  $^{242m}\text{Am}(n,f)$ . Для спонтанного деления  $^{242m}\text{Am}$   $\bar{\nu} = 2,608$ .

Таблица 5

Результаты расчета  $\bar{\nu}$  для урана, нептуния и плутония

| Элемент         | Относительная атомная масса комп-унд-ядра, а.е.м. | Значение $\bar{\nu}$ при |                               |                               |       | $E_1$ , МэВ |
|-----------------|---|--------------------------|-------------------------------|-------------------------------|-------|-------------|
|                 |   | спонтанном делении       | делении тепло-выми нейтронами | делении нейтронами с энергией |       |             |
|                 |   |                          |                               | $E_1$                         | 6 МэВ |             |
| $^{92}\text{U}$ | 232   | 2,089                    | 2,632                         | 2,679                         | 3,370 | 0,57        |
|                 | 233   | 2,057                    | 2,506                         | 2,677                         | 3,196 | 1,92        |
|                 | 234   | 1,958                    | 2,486                         | 2,584                         | 3,237 | 1,02        |
|                 | 235   | 1,939                    | 2,352                         | 2,611                         | 3,088 | 2,53        |
|                 | 236   | 1,894                    | 2,404                         | 2,549                         | 3,222 | 1,33        |
|                 | 237   | 1,926                    | 2,344                         | 2,631                         | 3,157 | 2,5         |
|                 | 238   | 2,011                    | 2,496                         | 2,708                         | 3,381 | 1,74        |
|                 | 239   | 1,957                    | 2,341                         | 2,727                         | 3,216 | 3,02        |
|                 | 240   | 1,971                    | 2,456                         | 2,711                         | 3,427 | 1,87        |
|                 | 241   | 1,906                    | 2,268                         | 2,759                         | 3,228 | 3,41        |
|                 | $^{93}\text{Np}$                                  | 233                      | 2,099                         | 2,722                         | 2,783 | 3,522       |
| 234             |   | 2,089                    | 2,616                         | 2,847                         | 3,428 | 1,77        |
| 235             |   | 2,085                    | 2,710                         | 2,822                         | 3,550 | 0,84        |
| 236             |   | 2,100                    | 2,618                         | 2,908                         | 3,461 | 2,13        |
| 237             |   | 2,097                    | 2,722                         | 2,869                         | 3,587 | 1,06        |
| 238             |   | 2,109                    | 2,619                         | 2,950                         | 3,484 | 2,37        |
| 239             |   | 2,135                    | 2,724                         | 2,955                         | 3,609 | 1,62        |
| 240             |   | 2,135                    | 2,633                         | 3,062                         | 3,565 | 2,67        |
| 241             |   | 2,165                    | 2,766                         | 3,015                         | 3,677 | 1,70        |
| 242             |   | 2,198                    | 2,668                         | 3,134                         | 3,585 | 3,12        |

| Элемент            | Относительная атомная масса компунда, а.е.м. | Значение $\bar{\nu}$ при |                              |                               |       | $E_1$ ,<br>МэВ |
|--------------------|--|--------------------------|------------------------------|-------------------------------|-------|----------------|
|                    |  | спонтанном делении       | делении тепловыми нейтронами | делении нейтронами с энергией |       |                |
|                    |  |                          |                              | $E_1$                         | 6 МэВ |                |
| ${}_{94}\text{Pu}$ | 234  | 2,138                    | 2,922                        | 2,933                         | 3,688 | 0,05           |
|                    | 235  | 2,137                    | 2,790                        | 2,979                         | 3,557 | 1,55           |
|                    | 236  | 2,093                    | 2,875                        | 2,935                         | 3,668 | 0,48           |
|                    | 237  | 2,195                    | 2,846                        | 3,074                         | 3,640 | 1,80           |
|                    | 238  | 2,136                    | 2,909                        | 3,021                         | 3,730 | 0,86           |
|                    | 239  | 2,175                    | 2,810                        | 3,098                         | 3,631 | 2,18           |
|                    | 240  | 2,130                    | 2,871                        | 3,050                         | 3,711 | 1,34           |
|                    | 241  | 2,184                    | 2,813                        | 3,137                         | 3,657 | 2,39           |
|                    | 242  | 2,193                    | 2,942                        | 3,163                         | 3,820 | 1,58           |
|                    | 243  | 2,247                    | 2,866                        | 3,258                         | 3,750 | 2,75           |
|                    | 244  | 2,208                    | 2,965                        | 3,210                         | 3,868 | 1,70           |
|                    | 245  | 2,242                    | 2,821                        | 3,291                         | 3,725 | 3,21           |
|                    | 246  | 2,245                    | 3,007                        | 3,278                         | 3,933 | 1,83           |

Таблица 6

Результаты сравнения расчетов с оцененными [7-10] данными

| Ядро-мишень в реакции (n, f) | Величина расхождения $\delta = \left( \frac{\bar{\nu}_{\text{расч}} - \bar{\nu}_{\text{оцен}}}{\bar{\nu}_{\text{оцен}}} \right) \%$ при энергии |                    |                    |                    |        |
|------------------------------|---|--------------------|--------------------|--------------------|--------|
|                              | $E \approx 0$   | $E = E_1^*$        | 6 МэВ              | 15 МэВ             | 20 МэВ |
| ${}^{232}\text{Th}$          | 2,8   | 5,8                | -1,9               | 0,3                | -      |
| ${}^{235}\text{U}$           | -0,2  | 0,1                | -0,1               | 0,8                | 0,8    |
| ${}^{236}\text{U}$           | -0,2  | 0,4                | 0,2                | 4,1 <sup>**</sup>  | -      |
| ${}^{238}\text{U}$           | +0,2  | 0,2                | -0,1               | 0,0                | -0,8   |
| ${}^{237}\text{Np}$          | 0,0   | 0,0                | 0,0                | 0,3                | -      |
| ${}^{238}\text{Pu}$          | -1,1 <sup>**</sup>  | -1,4 <sup>**</sup> | -1,2 <sup>**</sup> | -0,5 <sup>**</sup> | -      |
| ${}^{239}\text{Pu}$          | 0,0   | 0,0                | -0,5               | 0,4                | 0,7    |
| ${}^{240}\text{Pu}$          | -3,8  | -3,1               | -1,5               | -1,9               | -      |
| ${}^{241}\text{Pu}$          | 0,7   | 0,5                | 1,0                | -0,1               | -      |
| ${}^{242}\text{Pu}$          | -0,1 <sup>**</sup>  | -1,5 <sup>**</sup> | -2,1 <sup>**</sup> | -2,3 <sup>**</sup> | -      |

\* Для деления  ${}^{232}\text{Th}$   $E_1 = 3$  МэВ, в остальных случаях см. табл. 2, 4.

\*\* В этих случаях оцененные данные не основаны на экспериментальных результатах.

Расчет для энергий нейтронов вплоть до 20 МэВ. Экспериментально полученные наклоны  $d\bar{\nu}/dE_n$  в диапазонах 6-15 и 15-20 МэВ мало различаются (табл. 7). Если для расчета  $\bar{\nu}$  принять значения наклонов, приведенные в табл. 8, то обеспечивается погрешность экстраполяции зависимости  $\bar{\nu}(E_n)$  не более 5-6%, что соответствует требованиям к точности знания  $\bar{\nu}$  в этом диапазоне энергий [22].

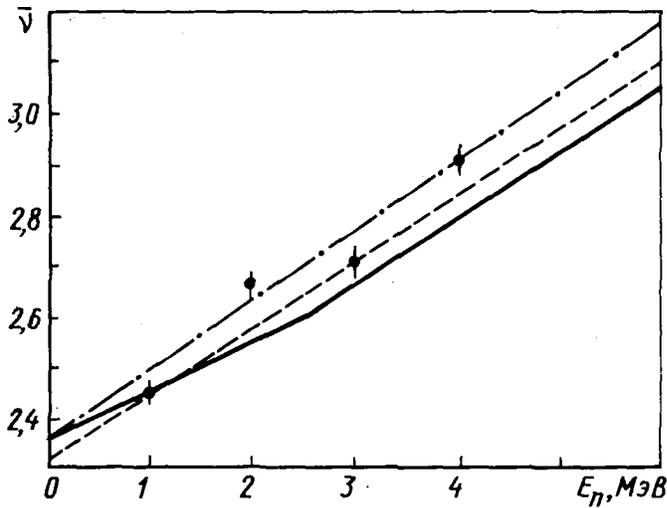


Рис.3. Сравнение расчетных и экспериментальных значений  $\bar{\nu}$  при делении  $^{234}\text{U}$  нейтронами с энергией  $E_n$ : — — расчет; • и — — — — из работы [1]; - - - - зависимость  $\bar{\nu}$ , полученная из данных по фотоделению того же компаунд-ядра ( $^{235}\text{U}$ ) в работе [13]

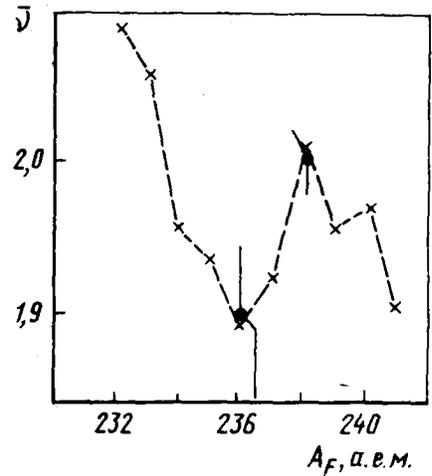


Рис.4. Сравнение расчетных и экспериментальных значений  $\bar{\nu}$  при спонтанном делении изотопов урана с массой компаунд-ядра  $A_F$ : x - расчет; • - эксперимент [2] (линии проведены для наглядности)

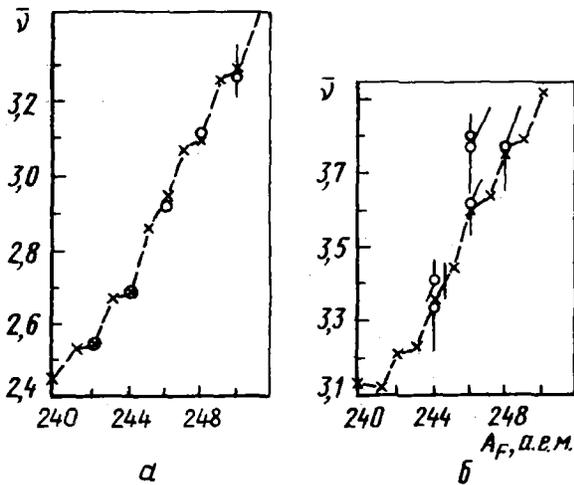


Рис.5. Сравнение расчетных и экспериментальных значений  $\bar{\nu}$  при спонтанном делении (а) и делении, вызванном тепловыми нейтронами (б) изотопов курия с массой делющегося ядра  $A_F$ : x - расчет; o - эксперимент [1, 2] (линии проведены для наглядности)

Таблица 7

Наклоны  $d\bar{\nu}/dE_n$  (нейтр. $\cdot\text{МэВ}^{-1}$ ) в диапазоне энергий нейтронов 5-20 МэВ

| Ядро-мишень       | 5 - 15 МэВ | 15 - 20 МэВ | Ядро-мишень               | 5 - 15 МэВ  | 15 - 20 МэВ |
|-------------------|------------|-------------|---------------------------|-------------|-------------|
| $^{232}\text{Th}$ | 0,148      | 0,106       | $^{240}\text{Pu}$         | 0,155       | -           |
| $^{235}\text{U}$  | 0,149      | 0,109       | $^{241}\text{Pu}$         | 0,155       | -           |
| $^{238}\text{U}$  | 0,151      | 0,118       | $^{242\text{m}}\text{Am}$ | 0,128-0,139 | 0,115       |
| $^{237}\text{Np}$ | 0,150      | -           | $^{245}\text{Cm}$         | 0,092       | -           |
| $^{239}\text{Pu}$ | 0,147      | 0,107       |                           |             |             |

Примечание. Для  $^{242\text{m}}\text{Am}$  и  $^{245}\text{Cm}$  наклон получен на основе работы [6], для остальных - из оценок [7-10] с учетом дополнительной информации из работы [2], а для  $^{232}\text{Th}$  - из работы [21].

Таблица 8

Принятые в расчете наклоны  $d\bar{\nu}/dE_n$  (нейтр. МэВ<sup>-1</sup>)  
для делящихся элементов

| Диапазон энергий нейтронов, МэВ | От тория до плутония | Америций      | От кюрия и тяжелее |
|---------------------------------|----------------------|---------------|--------------------|
| 6-15                            | 0,150(0,003)*        | 0,133(0,006)* | 0,09(0,04)**       |
| 15-20                           | 0,110(0,005)*        | 0,063(0,05)** | 0,063(0,05)**      |

\* В скобках - разброс экспериментальных значений;  
\*\* В скобках - возможная разница по сравнению с соседними элементами.

## Список литературы

1. Manero F., Konshin V.A. Status of the energy-dependent  $\bar{\nu}$ -values for the heavy isotopes ( $Z > 90$ ) from thermal to 15 MeV and of  $\bar{\nu}$ -values for spontaneous fission. - Atomic Energy Rev., 1972, v.10, N 4, p.637-756.
2. Малиновский В.В., Воробьева В.Г., Кузьминов Б.Д. Обзор результатов измерений среднего числа мгновенных нейтронов деления. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1983, вып.5(54). с.19-56.
3. Howerton R.J.  $\bar{\nu}$  Revisited. - Nucl.Sci. and Engng, 1977, v.62, p.438-454.
4. Bois R., Frehaut J. Evaluation semi-empirique de  $\bar{\nu}_p$  pour la fission induite par neutrons rapides: Rep. CEA-R-4791, 1976.
5. Frehaut J., Bertin A., Bois R. Mesure de  $\bar{\nu}_p$  et  $\bar{E}_p$  pour la fission de  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{235}\text{U}$  et  $^{237}\text{Np}$  induite par de neutrons d'énergie comprise entre 1 et 15 MeV. - In: Nucl. data for sci. and technol.: Proc. of the Intern. conf. (Antwerp, 1982). Holland, 1983, p.78-81.
6. Howe R.E., White R.M., Brown J.C. e.a. Measurements of the prompt fission neutron multiplicity from the  $^{245}\text{Cm}(n,f)$ - and  $^{242m}\text{Am}(n,f)$ -reaction. - Nucl. Phys., 1983, v.A407, p.193-207.
7. Малиновский В.В., Тараско М.З., Кузьминов Б.Д. Оценка энергетической зависимости среднего числа мгновенных нейтронов при делении  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{236}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$  и  $^{237}\text{Np}$ : Препринт ФЭИ-1549. Обнинск, 1984.
8. Малиновский В.В., Тараско М.З., Кузьминов Б.Д. Оценка энергетической зависимости среднего числа мгновенных нейтронов  $\bar{\nu}_p$  при делении ядер  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{236}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$  и  $^{237}\text{Np}$  нейтронами. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1985, вып.1, с.24-35.
9. Малиновский В.В., Тараско М.З. Оценка энергетической зависимости среднего числа мгновенных нейтронов  $\bar{\nu}_p$  при делении ядер  $^{235}\text{U}$  нейтронами в диапазоне 0-20 МэВ. - Там же, вып.2, с.36-41.
10. Малиновский В.В., Тараско М.З., Кузьминов Б.Д. Оценка энергетической зависимости среднего числа мгновенных нейтронов при делении изотопов плутония нейтронами. - Атомная энергия, 1985, т.58, вып.6, с.430-435.
11. Beam M., Brisard F., Frehaut J. e.a. Mesure du nombre moyen de neutrons prompts émis dans la fission par neutrons de  $^{230}\text{Th}$ . - In: Compte rendu d'activité du service de physique neutronique et nucléaire pour l'année 1983: CEA-N-2396, Bruyères-le-Château, 1983, p.73-75.
12. Frehaut J., Bertin A., Bois R. Mesures de  $\bar{\nu}_p$  pour  $^{243}\text{Am}$ . - Ibid., p.69-71.
13. Caldwell J.T., Dowdy E.J., Alvarez R.A. e.a. Experimental determination of photofission neutron multiplicities for  $^{235}\text{U}$ ,  $^{236}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$  and  $^{232}\text{Th}$  using monoenergetic photons. - Nucl. Sci. and Engng, 1980, v.73, p.153-163.
14. Reisdorf W., Unik J.P., Griffin H.C., Glendenin L.E. Fission fragment KX-ray emission and nuclear charge distribution for thermal neutron fission of  $^{233}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$  and spontaneous fission of  $^{252}\text{Cf}$ . - Nucl.Phys., 1971, v.A177, p.337-378.

15. Unik J.P., Gindler J.E., Glendenin L.E. e.a. Fragment mass and kinetic energy distributions for fissioning systems ranging from mass 230 to 256. - In: Phys. and Chemistry of Fission 1973: Proc. Symp. (Rochester, New York, 1973). Vienna: IAEA, 1974, v.2, p.19-43.
16. Möller P., Nix J.P. Atomic masses and nuclear ground state deformations calculated with a new macroscopic-microscopic model: Preprint LA-UR-80-1996. Los-Alamos, 1980.
17. Madland D.G., Nix J.P. New calculation of prompt fission neutron spectra and average prompt neutron multiplicities. - Nucl. Sci. and Engng, 1982, v.81, N 2, p.213-271.
18. Hoffman D.C., Hoffman M.M. Post-fission phenomena. - Annual Rev. Nucl. Sci., 1974, v.24, p. 151-207.
19. Nifenecker H., Signarbieux C., Babinet R., Poitou J. Neutron and gamma emission in fission.- In: [15], p.117-178.
20. Thomas T.D., Grover J.R. Angular momentum effects in the gamma ray de-excitation of fission fragments. - Phys.Rev., 1967, v.159, p.980.
21. Howe R.E. Measurements of fission neutron multiplicities for thorium-232 and uranium-235 with incident neutron energies to 49 MeV. - Nucl.Sci. and Engng, 1984, v.84, p.157-167.
22. WRENDA-83/84, World Request List for Nuclear Data: INDC(SEC)-88/URSF. Vienna, 1983.

Статья поступила в редакцию 18 июля 1986 г.

---

## ЯДЕРНО-РЕАКТОРНЫЕ ДАННЫЕ

---

УДК 621.039.51.12

ПРИМЕНИМОСТЬ ТРЕХМЕРНЫХ РАСЧЕТНЫХ ПРОГРАММ ЗАМОК И ММКФК  
К ОПИСАНИЮ ПРОХОЖДЕНИЯ НЕЙТРОНОВ ЧЕРЕЗ ПОЛЫЕ ПРЯМЫЕ  
(ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ) НЕОДНОРОДНОСТИ В ЗАЩИТЕ\*

В. В. К о р о б е й н и к о в, В. Д. М а з а н о в, А. Н. Н и к о л а е в,  
А. В. Р я б о в, Б. И. С и н и ц ы н, В. Ф. Х о х л о в

THE APPLICATION OF THE THREE-DIMENSIONAL CODES ZAMOK AND MMKFK IN THE DESCRIPTION OF THE NEUTRON PENETRATION THROUGH HOLLOW STRAIGHT (ELEMENTARY) INHOMOGENEITIES IN SHIELDING. The paper presents the new classification of the shielding inhomogeneities. This classification enables to work out requirements for codes which are used to study the penetration of the radiation through inhomogeneities in shielding.

За последние годы появились трехмерные расчетные программы, использующие метод Монте-Карло, которые позволяют перейти к практическим расчетам процессов переноса ионизирующих излучений через сложные трехмерные композиции и узлы защиты ядерно-технических установок. Особый интерес представляет возможность расчета прохождения нейтронов через толстые слои защитных материалов с неоднородностями. Проверка применимости таких расчетных программ достаточно сложна из-за многообразия встречающихся на практике типов неоднородностей. Эта проверка может быть выполнена только путем сравнения расчетных данных с системами экспериментов. В таких случаях выбор оптимальных критериев для подбора экспериментов становится очень существенным.

---

\* Настоящая статья - первая часть работы по применимости указанных программ к описанию прохождения нейтронов через различные неоднородности. Следующие две статьи - соответственно вторая и третья части этой работы (см. с.41 и 49).

В настоящей статье рассмотрены вопросы систематизации и подбора экспериментов, а также применимости расчетных программ ЗАМОК и ММКФК к задаче переноса нейтронов через защиты с полыми прямыми (элементарными) неоднородностями. Представлены три этапа проверки применимости программ к расчету:

1. Рассмотрена новая классификация неоднородностей в защите и на ее основе определены минимальные требования к расчетным программам. На основе этой классификации выполнена систематизация экспериментов по прохождению нейтронов через неоднородности в защите с тем, чтобы провести наиболее полную (но с использованием минимальной экспериментальной информации) проверку применимости трехмерных расчетных программ для решения данной задачи.

2. Выполнено сравнение результатов расчетов с выбранными опорными экспериментами.

3. Проведен анализ сравнения экспериментальных и расчетных данных в целях выяснения, во-первых, работоспособности расчетных программ применительно к задаче переноса нейтронов через защиты с неоднородностями, во-вторых, основных причин расхождения полученных результатов для дальнейшего совершенствования достоверности расчетных данных.

Методика подбора экспериментов. Чтобы облегчить выбор экспериментов для проверки трехмерных программ, пришлось отказаться от традиционной классификации неоднородностей в защите [1], в которой любая неоднородность (прямая и многосекционная) рассматривалась как элементарная. Предложена новая классификация [2], в которой число элементарных неоднородностей ограничено шестью видами: тремя полыми и тремя заполненными прямыми. Предложенная классификация неоднородностей позволяет дать четкую формулировку элементарной неоднородности.

Определение элементарной неоднородности в классификации. Элементарная неоднородность - это прямой сквозной канал, щель или "трещина" в монолите защиты с произвольным, постоянным по длине неоднородности поперечным сечением, который(ая) располагается под любым углом к поверхности защиты, обращенной к источнику ионизирующих излучений. Источник ионизирующих излучений предполагается любой формы, с любым угловым и энергетическим распределением излучения. Рассматриваются три вида защиты: гомогенная, двухслойная, многослойная или сложная, гетерогенная по составу.

В данной классификации рассматриваются только три поперечных сечения неоднородностей, как полых, так и заполненных: цилиндрические каналы, кольцевые цилиндрические каналы и плоскопараллельные щели. Другие виды поперечных сечений не рассматриваются по двум причинам: во-первых, они встречаются достаточно редко, во-вторых, их с определенным приближением можно отнести к одному из трех перечисленных поперечных сечений неоднородностей.

Неоднородности, которые отличаются от элементарных одним дополнительным параметром - углом изгиба между секциями, величиной сдвига или уступа между секциями, а также наличием дополнительного слоя защиты до или после элементарной неоднородности, относятся к усложненным неоднородностям.

Многосекционные неоднородности с числом секций больше двух относятся к сложным неоднородностям I рода. Системы из двух и более элементарных, усложненных и сложных I рода неоднородностей, расположенных произвольным образом вблизи друг друга в монолите защиты, относятся к сложным неоднородностям II рода.

Данная классификация позволяет сформулировать минимальные требования к расчетной программе, чтобы с ее помощью описать прохождение ионизирующих излучений, в частности нейтронов, через защиты с элементарными неоднородностями. Программа должна описывать:

- любой источник ионизирующих излучений на входе в элементарную неоднородность - объемный, плоский, протяженный, точечный, осесимметричный и асимметричный - с любым угловым и энергетическим распределением излучения;
- распределение поля излучения внутри элементарной неоднородности;
- пространственно-энергетическое и угловое распределения поля излучения по объему защиты, окружающей элементарную неоднородность.

Этих трех условий достаточно, чтобы не только полностью ответить на все вопросы, возникающие при решении задачи переноса ионизирующих излучений через элементарные неоднородности, но и перейти к решению задачи переноса излучения через более сложные неоднородности. Действительно, при выполнении перечисленных условий можно однозначно ответить на вопрос, какой источник излучения формируется на входе во вторую секцию более сложной неоднородности. Зная параметры такого

источника и геометрию второй секции (а это такая же элементарная неоднородность, какой является первая секция), нетрудно выполнить дальнейшие расчеты. Повторяя эту операцию  $n$  раз для  $n$ -секционной неоднородности, можно рассчитать прохождение излучения и через защиту со сложной неоднородностью I рода. Кроме того, этих трех условий, возможно, окажется достаточно, чтобы решить задачи прохождения излучения и через сложные неоднородности II рода в защите. Действительно, зная пространственно-энергетическое и угловое распределения поля излучения по объему защиты, можно определить взаимное влияние совокупностей  $n$  неоднородностей в защите. Такой подход к расчету прохождения излучений через неоднородности в защите не является единственным. Желательно, чтобы возможности расчетной программы позволяли решать задачу переноса излучения через более сложные неоднородности с одного подхода. Благодаря предложенной классификации неоднородностей можно предложить конкретную методику проверки расчетных программ путем сравнения результатов расчетов с экспериментами.

В первую очередь необходимо детально проверить возможности применения расчетной программы к решению задачи переноса излучения, в частности нейтронов, через элементарные неоднородности. С учетом многообразия геометрических параметров элементарных неоднородностей даже одного вида, параметров источников излучения, структуры защиты и заполнителя объем необходимой экспериментальной информации становится очень большим. Однако его можно существенно сократить исходя из следующих рассуждений: все полые элементарные неоднородности различаются лишь геометрическим фактором (поперечным сечением), при одном и том же заполнителе это относится и к заполненным элементарным неоднородностям; геометрический фактор не очень существенно влияет на характер и форму пространственно-энергетического и углового распределений поля излучения в защите с неоднородностями. Отсюда следует, что на практике возможно достаточно детально проверить применимость расчетной программы к описанию прохождения определенного вида излучения через один вид элементарной неоднородности (как полый, так и заполненной). Для остальных видов элементарных неоднородностей, а также усложненных и сложных неоднородностей достаточно иметь экспериментальную информацию об одном-двух типичных вариантах. При этом объем работы (проведение расчетов и сравнение с экспериментами) становится вполне выполнимым.

**Эксперименты.** Выбор системы опорных интегральных модельных экспериментов осуществлен на основе описанной рекомендации [2]. Наиболее полно исследовалось прохождение нейтронов через различные защиты с прямыми полыми цилиндрическими каналами (наиболее распространенные элементарные неоднородности). Были использованы результаты семи экспериментов, в которых исследовалось прохождение нейтронов различных энергий через прямые полые цилиндрические каналы в воде, железе, трехслойной и многослойной железграфитовых композициях, т.е. в таких материалах, которые широко используются в защитах ядерно-технологических установок. В некоторых экспериментах помимо информации о распределении поля нейтронов по неоднородности приведена информация о распределении нейтронов по объему защиты.

Такое широкое исследование одного вида элементарной неоднородности позволило выяснить практически все основные особенности прохождения через нее нейтронов, за исключением одного фактора - влияния геометрии сечения неоднородности на распределение нейтронов. Для изучения этого фактора были обчислены еще три эксперимента: в первых двух изучалось распределение нейтронов в трехслойной железграфитовой защите с прямыми полыми кольцевыми цилиндрическими каналами, а в третьем исследовалось распределение нейтронов вдоль прямой полый плоской щели в воде. Во всех экспериментах регистрация быстрых нейтронов осуществлялась сцинтилляционным счетчиком быстрых нейтронов с таблеткой  $ZnS(Hg)$  в плексиглазе [3]. Тепловые и промежуточные нейтроны регистрировались борным счетчиком типа СМ-13 в чехлах из кадмия и без чехлов или медными индикаторами по реакции  ${}^{63}\text{Cu}(n, \gamma){}^{64}\text{Cu}$  в чехлах из кадмия и без чехлов.

В некоторых экспериментах по известной эффективности детекторов нейтронов экспериментальные данные были нормированы на мощность источника. В целом же измеряли лишь относительный ход скоростей реакций. Все исследования, за исключением эксперимента, в котором изучалось распределение нейтронов внутри плоской щели в воде, были выполнены на специализированной установке КТК реактора БР-5 [4] (рис.1), предназначенной для исследования защит с неоднородностями. Геометрические параметры самой установки и экспериментальных макетов, а также источника нейтронов - уранового конвертора из двуокиси урана с 90%-ным обогащением по  ${}^{235}\text{U}$  - приведены на рис.2. Экспериментальные данные взяты из работ [1,5-7].

Рис.1. Установка КТК реактора БР-5: 1 - активная зона реактора БР-5; 2 - отражатель из никеля; 3 - водная защита; 4 - тепловая колонна; 5 - чугунная облицовка; 6 - защита из тяжелого бетона; 7 - нитя в тепловой колонне; 8 - диафрагма из карбида бора; 9 - шиббер и наружная защита из чугуна; 10 - диафрагма из карбида бора; 11 - урановый конвертор; 12 - экспериментальный бак установки; 13 - площадка для экспериментаторов; 14 - макет защиты

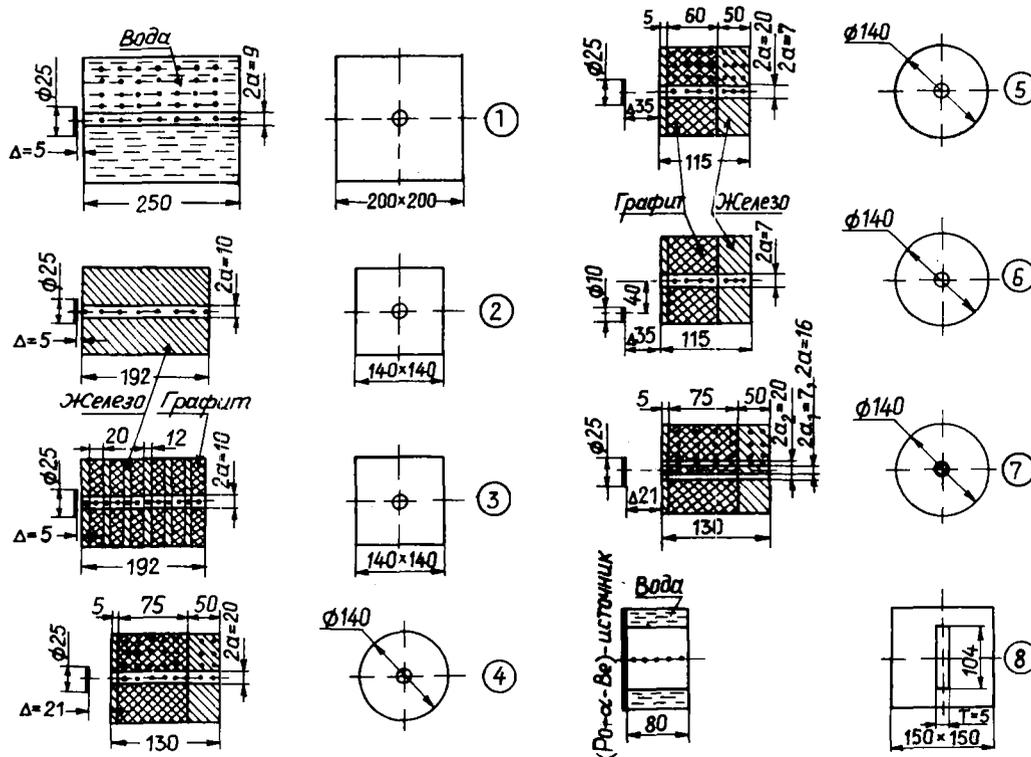
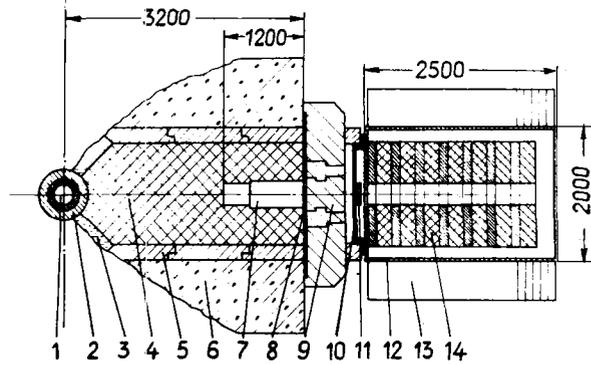


Рис.2. Схемы экспериментальных макетов: 1-6 - прямые полые цилиндрические каналы в воде (1), железе (2), многослойной защите из железа и графита (3), трехслойной железографитовой композиции (4,5,6); 7 - прямые полые кольцевые цилиндрические каналы в трехслойной железографитовой композиции; 8 - прямая полая щель в воде

**Расчеты.** Расчеты были выполнены по двум трехмерным расчетным программам ЗАМОК и ММКФК. Программа ЗАМОК использует метод Монте-Карло в сочетании с конечно-разностными методами для решения уравнения переноса измерений в трехмерной геометрии. Групповые константы для расчета подготовлены с помощью автоматизированного комплекса программы ОБРАЗ. Библиотекой констант для всех изотопов являлись БНАБ-78. В программе ММКФК, предназначенной для расчета пространственно-энергетических распределений полей нейтронов методом Монте-Карло, использовалась система константного обеспечения АРАМАКО-2F.

Результаты сравнения расчетных и экспериментальных данных приведены на рис.3-8.

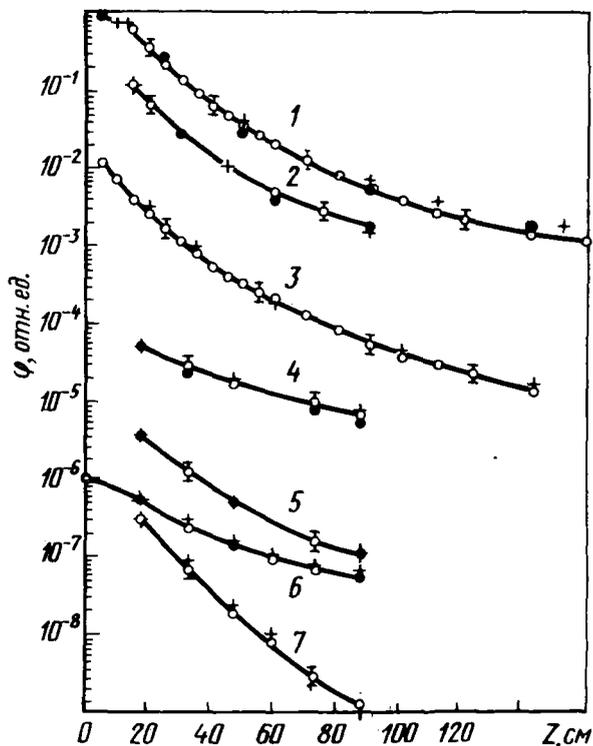


Рис.3. Распределения быстрых нейтронов вдоль оси прямых полых цилиндрических каналов. Кривые 1,2,3,4,5 - соответственно геометрия экспериментов 1,2,3,4,5 рис.2 (источник нейтронов спектра деления - изотропный дисковый диаметром 25 см); кривые 6,7 - геометрия эксперимента 6 рис.2 (источник тот же, диаметром 10 см на оси канала для кривой 6 и смещенный относительно оси канала на 40 см для кривой 7):  $\circ$  - экспериментальные данные;  $+$  - расчет по программе ЗАМОК;  $\bullet$  - расчет по программе ММКФК

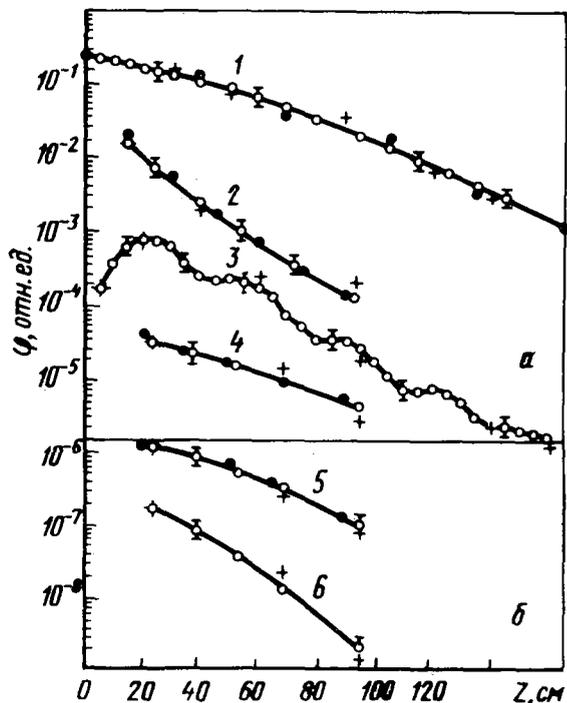


Рис.4. Распределения тепловых и промежуточных нейтронов вдоль оси прямых полых цилиндрических каналов (а) и прямых полых кольцевых цилиндрических каналов (б). Кривые 1,2,3,4 - соответственно геометрия экспериментов 1,2,3,4 рис.2; кривые 5,6 - геометрия эксперимента 7 рис.2. Во всех случаях использовался изотропный дисковый источник спектра деления диаметром 25 см:  $\circ$  - экспериментальные данные;  $+$  - расчет по программе ЗАМОК;  $\bullet$  - расчет по программе ММКФК

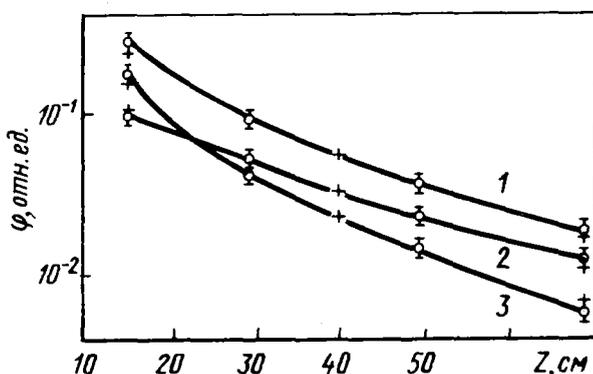


Рис.5. Распределение плотности потока быстрых нейтронов от плоского радиоактивного ( $Pu-Be$ )-источника вдоль щели (кривая 1) и от видимой (кривая 2) и не видимой (кривая 3) точки детектирования частей источника. Геометрия эксперимента 8 рис.2:  $\circ$  - экспериментальные данные;  $+$  - расчет по программе ЗАМОК

Анализ экспериментов и расчетов показал:

1. В целом по всему комплексу исследований наблюдается хорошее согласие результатов расчетов, полученных с помощью трехмерных расчетных программ ЗАМОК и ММКФК, с экспериментальными данными. При описании распределения поля быстрых нейтронов ( $E_n > 1 \text{ МэВ}$ ) по прямым полым элементарным неоднородностям (см.рис.3,5) расчеты по обеим программам согласуются с экспериментом в пределах погрешностей измерений, которые не превышали 15%. В области тепловых и промежуточных нейтронов (см.рис.4) расчетные и экспериментальные данные в отдельных точках различались в 1,5-2 раза, хотя в целом согласие этих данных хорошее.

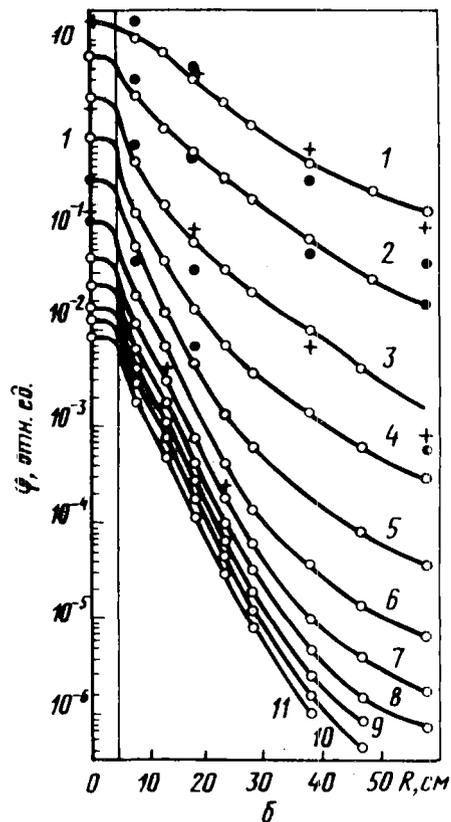
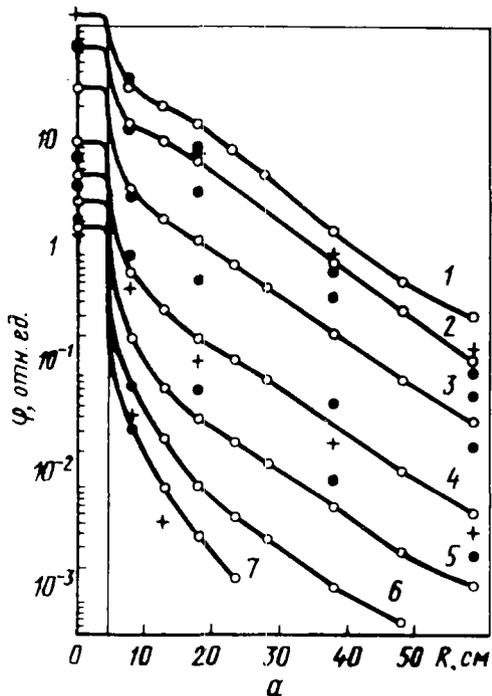


Рис.6. Радиальные распределения быстрых (а), тепловых и промежуточных (б) нейтронов в защите из воды с прямым полым цилиндрическим каналом диаметром 9 см (геометрия эксперимента 1 рис.2). Кривые 1-7 рис.6, а - для расстояний 15, 20, 30, 45, 60, 75 и 90 см соответственно; кривые 1-11 рис.6, б - для расстояний 15, 25, 40, 55, 72, 92, 112, 132, 152, 172 и 192 см соответственно:  $\circ$  - экспериментальные данные;  $+$  - расчет по программе ЗАМОК;  $\bullet$  - расчет по программе ММФСК

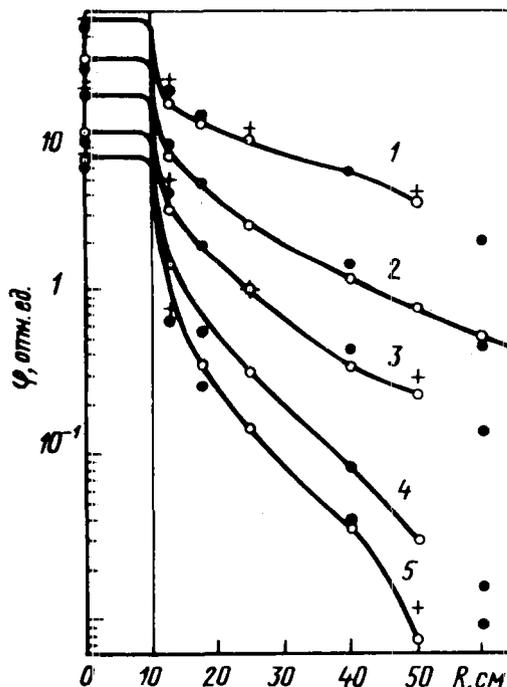


Рис.7. Радиальные распределения быстрых нейтронов в трехслойной железобитумной защите с прямым полым цилиндрическим каналом диаметром 20 см. Геометрия эксперимента 5 рис.2. Кривые 1-5 для расстояний 17,5; 32,5; 47,5; 72,5; 87,5 см соответственно:  $\circ$  - экспериментальные данные;  $+$  - расчет по программе ЗАМОК;  $\bullet$  - расчет по программе ММФСК

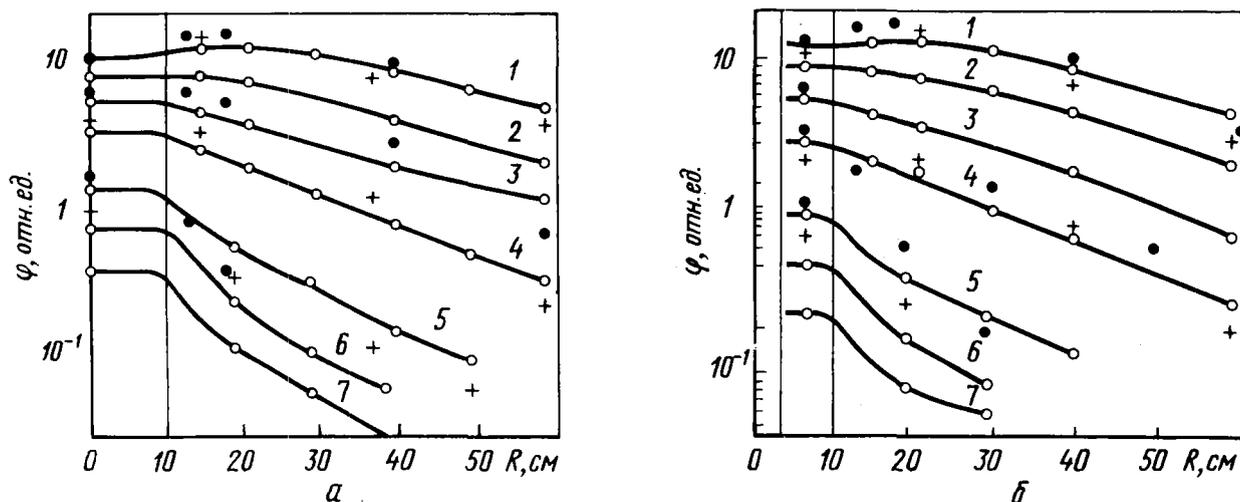


Рис.8. Радиальные распределения тепловых и промежуточных нейтронов в трехслойной железографитовой защите с прямым полем цилиндрическим каналом диаметром 20 см [геометрия эксперимента 4 рис.2(а)] и с прямым полем кольцевым цилиндрическим каналом диаметрами  $\Phi_1=20$  см и  $\Phi_2=7$  см [геометрия эксперимента 7 рис.2(б)]. Кривые 1-7 для расстояний 22,37,52,67,92,107 и 122 см соответственно:  $\circ$  - экспериментальные данные;  $+$  - расчет по программе ЗАМОК;  $\bullet$  - расчет по программе ММОК

2. При исследованиях распределений нейтронных полей в средах, окружающих неоднородности (воде и трехслойных железографитовых композициях), отмечены следующие расхождения:

А. Внутри водного массива для быстрых нейтронов (см.рис.6,а) наблюдалось систематическое до 2-3 раз занижение расчетных данных, полученных по обеим программам, по сравнению с экспериментальными. Вероятно, это обусловлено двумя причинами:

- внутри водного массива, как правило, наблюдалось неблагоприятное соотношение между количеством нейтронов и фотонов в пользу последних. Это объясняется более резким спадом плотности потока быстрых нейтронов в воде и накоплением фотонов в результате захвата нейтронов на водороде. Такое обстоятельство могло привести к тому, что счет детектора - сцинтилляционного счетчика с таблеткой  $ZnS(Ag)$  в плексиглазе - мог быть частично обусловлен фотонами внутри водного массива (из-за недостаточно высокого уровня дискриминации фотонного излучения, установленного при калибровке детектора);

- в водном массиве падающий спектр нейтронов претерпевал значительную деформацию. Так как групповые ядерные константы усреднены по спектру деления, это могло привести к занижению расчетных данных.

Б. В области промежуточных нейтронов в водном массиве (см.рис.6,б) также наблюдались значительные (от 1,5 до 2-2,5 раза) отклонения расчетов от эксперимента.

В. В трехслойной железографитовой композиции (см.рис.7,8,а,б) согласие результатов расчетов с экспериментами несколько лучше. Максимальное отличие расчетов от экспериментальных данных как для быстрых, так и для промежуточных нейтронов не превышает 1,5 раз.

\* \* \*

Из изложенного можно сделать следующие выводы:

I. Создана новая классификация неоднородностей в защите, которая позволила:

- дать определение элементарной неоднородности в защите, выработать четкие критерии разбивки неоднородностей на усложненные, сложные неоднородности I рода и сложные неоднородности II рода;

- выработать минимальные требования к расчетным программам, позволяющие использовать их для проведения расчетов защиты с неоднородностями;

- провести систематизацию и подбор системы экспериментов для проверки применимости расчетных программ к описанию переноса излучения через неоднородности в защите.

2. Впервые осуществлена проверка применимости двух трехмерных расчетных программ ЗАМОК и ММКФК, использующих метод Монте-Карло, к решению задачи переноса нейтронов через защиты с прямыми полыми элементарными неоднородностями. Сравнение результатов расчетов с системой экспериментов показало, что возможности трехмерных расчетных программ позволяют проводить подобные расчеты с необходимой точностью. Обе программы можно рекомендовать для практического использования.

#### Список литературы

1. Золотухин В.Г., Климанов В.А., Лейпунский О.И. и др. Прохождение излучений через неоднородности в защите. М.: Атомиздат, 1968, с. 188, 198, 201, 213.
2. Николаев А.Н. Новый подход к классификации неоднородностей и систематизации экспериментов по прохождению ионизирующих излучений через неоднородности в защите: Препринт ФЭИ-1726. Обнинск, 1985.
3. Даруга В.К., Трыков Л.А., Цыпин С.Г. и др. В кн.: Радиационная техника. Вып.8. М.: Атомиздат, 1972, с.146.
4. Николаев А.Н., Малкович В.П., Сахаров В.К. и др. Атомная энергия, 1967, т.22, с.125.
5. Басс Л.П., Дубинин А.А., Николаев А.Н. и др. В кн.: Радиационная безопасность и защита АЭС. Вып.1. М.: Атомиздат, с.145.
6. Николаев А.Н., Сеницын Б.И., Цыпин С.Г. Там же, с.139.
7. Збытовский А., Николаев А.Н. и др. Ядерная энергия (ЧССР), 1971, т.4, с.109.

Статья поступила в редакцию 28 апреля 1986 г.

УДК 621.039.51.12

#### ПРИМЕНИМОСТЬ ТРЕХМЕРНЫХ РАСЧЕТНЫХ ПРОГРАММ ЗАМОК И ММКФК К ОПИСАНИЮ ПРОХОЖДЕНИЯ НЕЙТРОНОВ ЧЕРЕЗ ПОЛЫЕ УСЛОЖНЕННЫЕ И СЛОЖНЫЕ МНОГОСЕКЦИОННЫЕ НЕОДНОРОДНОСТИ В ЗАЩИТЕ

В. В. К о р о б е й н и к о в, В. Л. М а з а н о в, А. Н. Н и к о л а е в,  
А. В. Р я б о в, Б. И. С и н и ц ы н, В. Ф. Х о х л о в

THE APPLICATION OF THE THREE-DIMENSIONAL CODES ZAMOK AND MMKFK IN THE DESCRIPTION OF THE NEUTRON PENETRATION THROUGH SHIELDINGS WITH HOLLOW, COMPLICATED AND COMPLEX MULTISECTIONAL INHOMOGENEITIES. The paper presents the description of the codes ZAMOK and MMKFK to solve the transport equations in three-dimensional geometry. The paper presents the comparison of the results of the calculations carried out according to these codes with the results of the experiments on the neutron penetration through shielding constructions with hollow inhomogeneities.

Рассматривается применимость двух трехмерных расчетных программ ЗАМОК и ММКФК, использующих метод Монте-Карло, к описанию прохождения нейтронов через защиты с усложненными и сложными многосекционными неоднородностями с изгибом или сдвигом между секциями. Дано подробное описание этих программ. Их проверка осуществлялась путем сравнения расчетных данных с экспериментальными, а также путем сравнения расчетных данных между собой. Особое внимание обращено на выяснение причин, приводящих к расхождению результатов, дальнейшее совершенствование расчетного аппарата и повышение точности расчетных данных.

Эксперименты. Согласно методике, описанной в первой части работы (см.с.34), в качестве опорных экспериментов для тестирования расчетов были подобраны восемь экспериментов по прохождению нейтронов через усложненные и сложные неоднородности в воде и в железуграфитовых композициях.

В первых четырех экспериментах изучалось распределение нейтронов через усложненные двухсекционные полые цилиндрические каналы в защитах с изгибом и со сдвигом (по два эксперимента) [1,2] между секциями. Усложненные двухсекционные и сложные I рода трехсекционные неоднородности других геометрических форм - кольцевые цилиндрические двухсекционные каналы с изгибом между секциями, двухсекционные и трехсекционные плоские щели со сдвигом между секциями в защите из воды - представлены тремя экспериментами [2,3]. Сложные неоднородности II рода - система параллельно расположенных полых цилиндрических каналов в трехслойной железобетонной защите - представлены одним экспериментом [4].

Геометрия экспериментальных макетов и источников излучения приведена на рис.1. Основная часть экспериментов выполнена на специализированных установках для исследования защит с неоднородностями с урановыми конверторами в качестве источников нейтронов: на установке КТК реактора БР-5 [5] (см.с.37) и на талке Брукхейвенской национальной лаборатории [2]. Один эксперимент выполнен на исследовательском реакторе JRR-4 в Исследовательском институте кораблестроения в Японии [4].

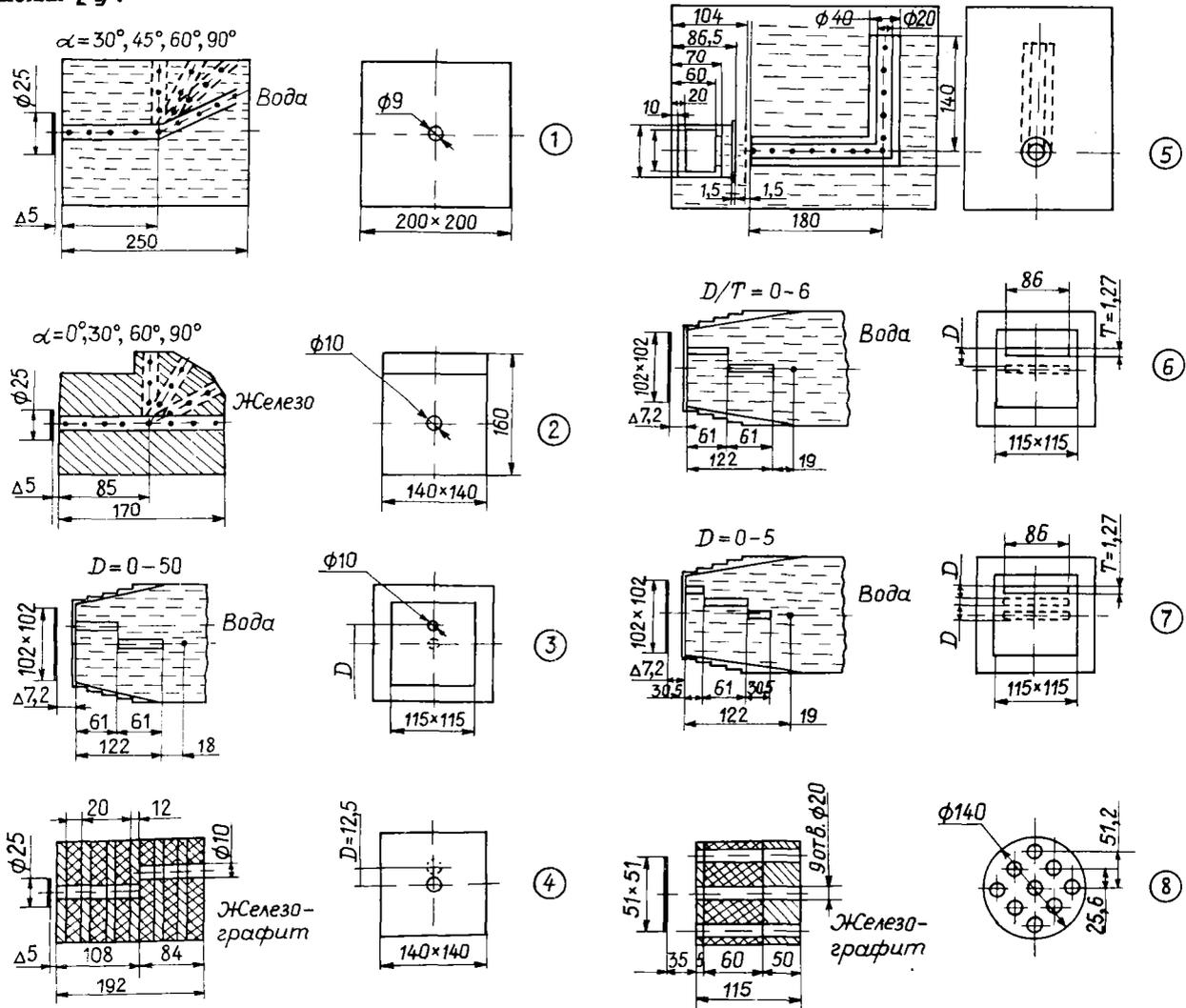


Рис.1. Схемы экспериментальных макетов: двухсекционные полые цилиндрические каналы с изгибом между секциями в воде (1) и в железе (2), со сдвигом между секциями в воде (3) и в многослойной железобетонной защите (4), двухсекционные полые кольцевые цилиндрические каналы с изгибом между секциями в воде (5), двухсекционная (6) и трехсекционная (7) полые щели со сдвигом между секциями в воде; 8 - система прямых полых цилиндрических параллельно расположенных каналов в трехслойной железобетонной защите

Источником нейтронов на установке Lid Tank служил конвертор из природного урана размерами 102 x 102 см. Источник находился на расстоянии 7,62 см от переднего торца экспериментального бака установки.

Для регистрации нейтронов на установке КТК использовались детекторы, описанные в первой части работы (см. с.34), на установке Lid Tank - счетчик тепловых нейтронов, расположенный после неоднородности за слоем воды толщиной 18 см. Регистрация быстрых нейтронов на реакторе JRR-4 осуществлялась никелевыми фольгами по реакции  $^{58}\text{Ni}(n,p)^{58}\text{Co}$ . Погрешности результатов экспериментов, выполненных на установке КТК, составляли около 10% вблизи источника и 15-20% - во вторых секциях двухсекционных неоднородностей с изгибом или сдвигом.

**Расчеты.** Все восемь экспериментов, представленных в данной статье, обчислены по программе ЗАМОК. По программе МИСЖ обчислен только один эксперимент на макете многослойной железогранитовой защиты с двухсекционным полым цилиндрическим каналом со сдвигом между секциями. Кроме того, проведено сравнение эксперимента, выполненного на реакторе JRR-4, с результатами расчетов по программе ЗАМОК, а также с результатами расчетов по программе MORZE-MORZE. Результаты экспериментально-расчетных исследований представлены на рис.2-8.

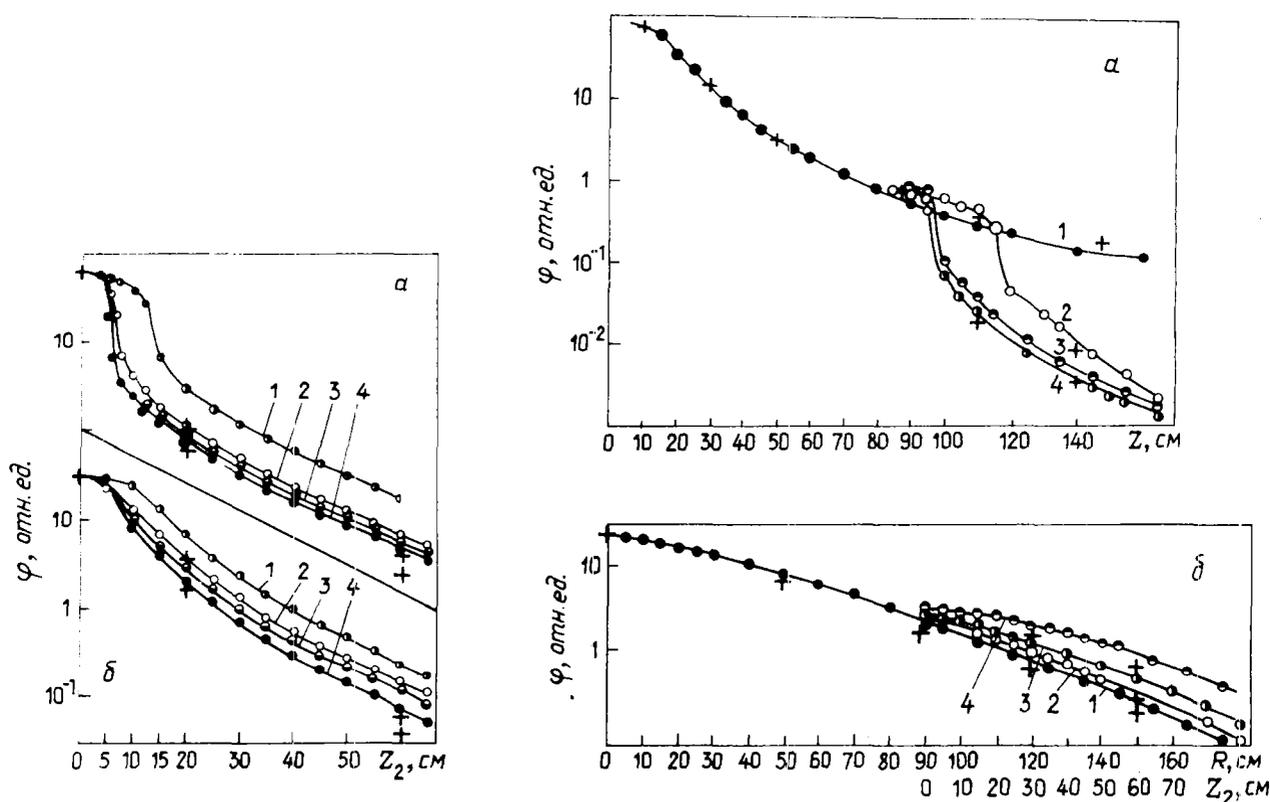


Рис.2. Распределения быстрых (а), тепловых и промежуточных (б) нейтронов вдоль оси второй секции двухсекционных каналов диаметром 9 см в воде при углах изгиба между секциями 30°, 45°, 60° и 90° (кривые 1,2,3,4 соответственно). Геометрия эксперимента 1 рис.1: o - экспериментальные данные; + - расчет по программе ЗАМОК для углов изгиба 45° и 90°

Рис.3. Распределения быстрых (а), тепловых и промежуточных (б) нейтронов вдоль оси первой и второй секций двухсекционных полых цилиндрических каналов диаметром 10 см в железе при углах изгиба между секциями 30°, 45°, 60° и 90° (кривые 1,2,3,4 соответственно). Геометрия эксперимента 2 рис.1: o - экспериментальные данные; + - расчет по программе ЗАМОК для углов изгиба 0°, 30°, 90°

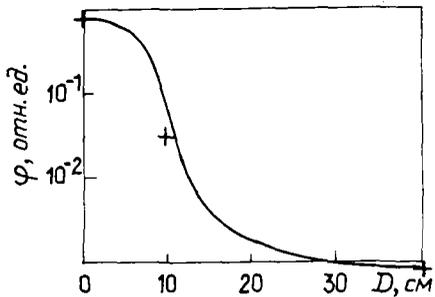


Рис. 4. Зависимость плотности потока быстрых нейтронов на выходе второй секции двухсекционного полого цилиндрического канала в воде от величины сдвига между секциями. Геометрия эксперимента 3 рис. 1: — - экспериментальные данные; + - расчет по программе ZAMOK

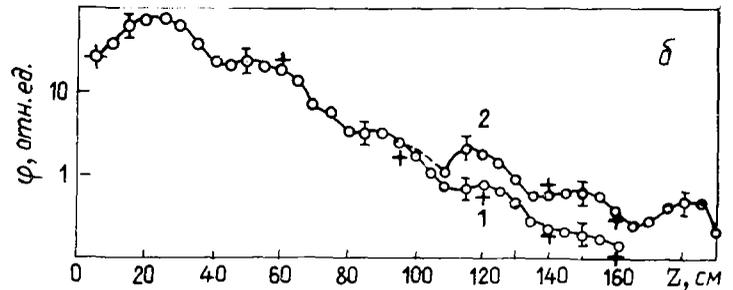
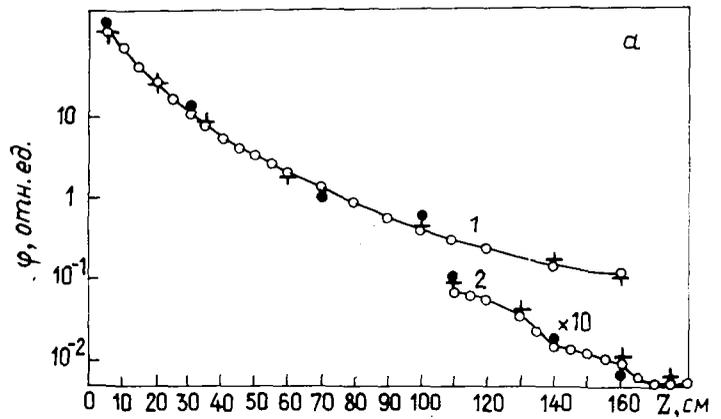


Рис. 5. Распределения быстрых (а), тепловых и промежуточных (б) нейтронов вдоль оси первой и второй секций двухсекционного полого цилиндрического канала диаметром 10 см со сдвигом между секциями в многослойной железобетонной защите. Геометрия эксперимента 4 рис. 1: ○ - экспериментальные данные; + - расчет по программе ZAMOK; ● - расчет по программе МИКФ

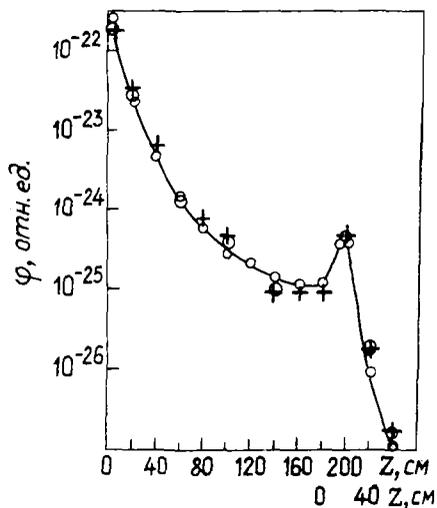


Рис. 6. Распределение быстрых нейтронов вдоль оси двухсекционного полого кольцевого цилиндрического канала в воде с углом изгиба между секциями 90°. Геометрия эксперимента 5 рис. 1: — - экспериментальные данные; + - расчет по программе ZAMOK; ○ - расчет по программе MORZE-MORZE

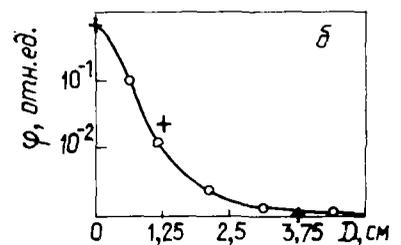
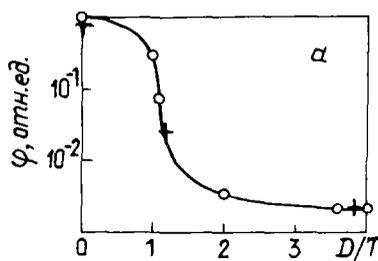
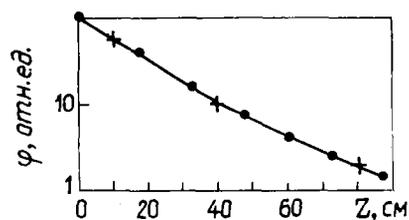


Рис. 7. Зависимость плотности потока быстрых нейтронов на выходе второй (а) и третьей (б) секций двухсекционной плоской полой щели от отношения сдвига между секциями к ширине щели (а) и от сдвига между секциями (б). Геометрия экспериментов 6 (для рис. 7, а) и 7 (для рис. 7, б) на рис. 1: ○ - экспериментальные данные; + - расчет по программе ZAMOK

Рис.8. Распределение быстрых нейтронов вдоль оси центрального канала диаметром 20 см в трехслойной железобетонной защите в присутствии 8 прямых полых цилиндрических каналов такого же диаметра, параллельно расположенных вблизи центрального канала в защите. Геометрия эксперимента 8 рис.1:  $\circ$  - экспериментальные данные;  $+$  - расчет по программе ЗАМОК



**Программа ЗАМОК [6].** Для расчета прохождения излучения через неоднородные участки защиты разработан комплекс программы ЗАМОК, использующий метод случайных испытаний совместно с конечно-разностными методами для решения уравнения переноса в трехмерной геометрии. Для разработанного комплекса программы в качестве прототипа выбраны алгоритмы программы FASTER [7].

Программа ЗАМОК реализована на языке ФОРТРАН-77, использует динамическое расширение памяти и все возможности программы FASTER. Для описания геометрии расчета использовалось уравнение поверхностей второго порядка в общем виде. Кроме того, можно было задавать канонические уравнения для плоскостей, конусов, эллиптических цилиндров и эллипсоидов. Программа обрабатывала весь спектр энергий частиц одновременно. Таким образом устранялись дорогостоящие повторения геометрических расчетов, которые обычно требуются для обработки отдельных моноэнергетических частиц.

Программа включала определение потока частиц в точке методом локальной оценки. Для поверхностного и объемного усреднений потоков использовалась аналитическая оценка. Потоки можно обработать программой для различных функционалов, таких, как мощность дозы, радиационный нагрев и т.д. Имелась возможность разделить вклады в потоки от различных геометрических зон и различных кратностей рассеяния, а также получить помимо пространственных моментов потока угловые моменты Лежандра, с помощью которых можно восстановить функцию азимутально-симметричного углового распределения потока частиц в детекторе.

Принципиальные отличия программы ЗАМОК от программы FASTER:

1. Программа ЗАМОК связана с комплексом программ ОБРАЗ [8,9], который осуществляет подготовку групповых сечений взаимодействия нейтронов и  $\gamma$ -квантов с веществами. Использование концепции обобщенных частиц позволяет учитывать вторичное  $\gamma$ -излучение. Библиотека констант для всех изотопов - БНАБ-78.

2. Программа позволяет задавать поверхностные источники внешнего облучения с любым энергетическим угловым распределением.

3. Для определения влияния отдельных неоднородностей в защите предусмотрена возможность применения коррелированной выборки путем замены датчика случайных чисел.

4. Для повышения надежности получаемых результатов в программу включены блоки численного интегрирования с применением квадратур Гаусса, Чебышева и др.

5. Функции выборки, применяемые в программе, используют информацию, получаемую при численном интегрировании уравнения переноса по всему объему геометрии защиты для различных кратностей рассеяния.

В комплексе программы ЗАМОК производится локальная оценка потока частиц расчетом компонентов излучения по порядкам рассеяния:

$$\phi^{\alpha}(\vec{z}) = \sum_{k=0}^{\infty} \phi_k^{\alpha}(\vec{z}), \quad (1)$$

где  $\phi_k^{\alpha}(\vec{z})$  - поток частиц  $\alpha$ -й энергетической группы, испытавших  $k$ -кратное рассеяние в системе.

Слагаемые выражения (1) рассчитываются следующим образом:

$$\phi_0^{\alpha}(\vec{z}) = \int_V d\vec{z}_0 \frac{\exp[\tau^{\alpha}(\vec{z}, \vec{z}_0)]}{|\vec{z} - \vec{z}_0|} S_0^{\alpha}(\vec{z}_0, \vec{\Omega}), \quad (2)$$

где  $\phi_0^{\alpha}(\vec{z})$  - распределение потока нерассеянных частиц;  $\tau^{\alpha}(\vec{z}_0, \vec{\Omega}) = \int_0^{|\vec{z} - \vec{z}_0|} dR \Sigma_t^{\alpha}(\vec{z} - R; \frac{\vec{z} - \vec{z}_0}{|\vec{z} - \vec{z}_0|})$

"оптический" путь из точки  $\vec{z}_0$  источника в точку  $\vec{z}$  детектора;  $S_0^q(\vec{z}_0, \vec{\Omega}) = f(\vec{z}) \varphi^q(\vec{\Omega})$  - функция задания источника излучения;  $f(\vec{z}_0)$  - пространственное распределение;  $\varphi^q(\vec{\Omega})$  - энергетическое угловое распределение;  $V$  - область задания функции источника.

Распределение потока однократно рассеянных частиц

$$\phi_1^q(\vec{z}) = \int_{V_S} d\vec{z}_1 \frac{\exp[-\tau^q(\vec{z}, \vec{z}_1)]}{|\vec{z} - \vec{z}_1|^2} S_1^q(\vec{z}_1, \vec{\Omega}), \quad (3)$$

где

$$S_1^q(\vec{z}_1, \vec{\Omega}) = \sum_{p=1}^q \sum_S^{pq} \left( \vec{z}_1 \frac{\vec{z}_1 - \vec{z}_0}{|\vec{z}_1 - \vec{z}_0|} \vec{\Omega} \right) \phi_0^p \left( \vec{z}_1; \frac{\vec{z}_1 - \vec{z}_0}{|\vec{z}_1 - \vec{z}_0|} \right); \quad (4)$$

$V_S$  - область распределения защитных материалов.

Выражение (4) показывает, как можно по плотности распределения потока нерассеянных частиц рассчитать плотность источников однократного рассеяния и по ним (3) найти распределение потока однократно рассеянных частиц во всей системе. По этому распределению можно рассчитывать плотность источников двукратного рассеяния и повторять этот процесс по возрастающей кратности:

$$\phi_k^q(\vec{z}) = \int_{V_S} d\vec{z}_k \frac{\exp[-\tau^q(\vec{z} - \vec{z}_0)]}{|\vec{z} - \vec{z}_0|^2} S_k^q(\vec{z}_k, \vec{\Omega}); \quad (5)$$

$$S_k^q(\vec{z}_k, \vec{\Omega}) = \sum_{p=1}^q \sum_S^{pq} \left( \vec{z}_k \frac{\vec{z}_k - \vec{z}_{k-1}}{|\vec{z}_k - \vec{z}_{k-1}|} \vec{\Omega} \right) \phi_{k-1}^p \left( \vec{z}_k; \frac{\vec{z}_k - \vec{z}_{k-1}}{|\vec{z}_k - \vec{z}_{k-1}|} \right). \quad (6)$$

Расчет источников рассеяния  $S_k^q$  вызывает значительные трудности при прямом численном интегрировании и при  $k > 1$  в реальных композициях защиты возможен только методами случайных испытаний.

Применение метода Монте-Карло начинается с выбора точки  $\vec{z}_0$  из пространственного распределения источников  $S_0^q(\vec{z}_0, \vec{\Omega})$  и вычисления соответствующего статистического веса  $W(\vec{z}_0)$ .

После этого определяется расстояние до детектора  $|\vec{z} - \vec{z}_0|$  и направление на него  $\vec{\Omega}_0 = \frac{\vec{z} - \vec{z}_0}{|\vec{z} - \vec{z}_0|}$

Затем производится интерполяция функции энергетического углового распределения  $\psi^q(\Omega)$  в направлении  $\vec{\Omega}_0$ , определяется оптический путь между точками  $\vec{z}$  и  $\vec{z}_0$  и производится оценка нерассеянного потока по выражению (2):

$$\phi_0^q(\vec{z}) = \int_V d\vec{z}_0 \frac{\exp[-\tau^q(\vec{z}, \vec{z}_0)]}{|\vec{z} - \vec{z}_0|^2} S_0^q(\vec{z}_0, \vec{\Omega}) \approx \frac{\exp[-\tau^q(\vec{z}, \vec{z}_0)]}{|\vec{z} - \vec{z}_0|^2} W(\vec{z}_0) S_0^q \left( \vec{z}_0; \frac{\vec{z} - \vec{z}_0}{|\vec{z} - \vec{z}_0|} \right). \quad (7)$$

Расчет однократно рассеянных частиц и частиц, имеющих более высокую кратность рассеяния, осуществляется методом случайной выборки точек рассеяния. Для этого из точки  $\vec{z}_0$ , использованной для расчета нерассеянного потока, производится выбор нового направления  $\vec{\Omega}$  и вычисляется значение функции  $\psi^q(\Omega)$ . Затем разыгрывается точка первого рассеяния  $\vec{z}$  на луче  $\vec{z}_1 = \vec{z}_0 + \vec{\Omega} \ell$ ; вычисляется статистический вес ( $\vec{z}$ ) этой точки и оценивается значение величины потока в точке  $\vec{z}_1$  аналогично выражению (7). Угловое распределение потока в точке  $\vec{z}_1$  определяется в соответствии с уравнением (6):

$$S_1^q(\vec{z}, \vec{\Omega}) \approx \sum_{p=1}^q \sum_S^{pq} \left( \vec{z} \frac{\vec{z} - \vec{z}_0}{|\vec{z} - \vec{z}_0|} \vec{\Omega} \right) \frac{\exp[-\tau^q(\vec{z}, \vec{z}_0)]}{|\vec{z} - \vec{z}_0|^2} W(\vec{z}_0) S_0^p \left( \vec{z}_0; \frac{\vec{z}_1 - \vec{z}_0}{|\vec{z}_1 - \vec{z}_0|} \right).$$

Этот точечный источник используется для определения потока однократно рассеянных частиц в точке детектирования:

$$\phi^q(\vec{z}) \approx \frac{\exp[-\tau^q(\vec{z}, \vec{z}_1)]}{|\vec{z} - \vec{z}_1|^2} W(\vec{z}) \sum_{p=1}^q \sum_S^{pq} \left( \vec{z}_1 \frac{\vec{z} - \vec{z}_0}{|\vec{z} - \vec{z}_0|} \frac{\vec{z} - \vec{z}_1}{|\vec{z} - \vec{z}_1|} \right) \frac{\exp[-\tau^q(\vec{z}_1, \vec{z}_0)]}{|\vec{z}_1 - \vec{z}_0|^2} W(\vec{z}_1) S_0^p \left( \vec{z}_0; \frac{\vec{z}_1 - \vec{z}_0}{|\vec{z}_1 - \vec{z}_0|} \right),$$

а также для определения потока в следующей рассеивающей точке. Такая процедура повторяется до заданного порядка рассеяния, после чего начинается следующая "история" с выбора новой точки из распределения источников излучения внешнего поля.

В результате поток частиц энергетической группы  $q$  в расчетной точке  $\vec{z}$  внутри системы дается выражением

$$\phi^q(\vec{z}) = \frac{1}{N} \sum_{n=0}^{\Lambda} \sum_{k=0}^k W(\vec{z}_{kn}) \frac{\exp[-\tau^q(\vec{z}, \vec{z}_{kn})]}{|\vec{z} - \vec{z}_{kn}|^2} S_{kn}^q \left( \vec{z}_{kn}; \frac{\vec{z} - \vec{z}_{kn}}{|\vec{z} - \vec{z}_{kn}|} \right).$$

Локальная оценка имеет конечную дисперсию, если точка детектирования не принадлежит области, в которой происходит перенос излучения, поэтому ее использование для определения поля излучения вне защиты приводит к хорошей статистической точности и оказывается весьма эффективным.

В общем случае локальная оценка имеет дисперсию, расходящуюся из-за величины  $1/|\vec{z} - \vec{z}_{kn}|^2$ , что приводит к появлению выбросов результатов при приближении частицы к точке детектирования  $\vec{z}$ . Для уменьшения дисперсии локальной оценки в программе ЗАМОК применяются функции выборки, которые максимально соответствуют исследуемому функционалу (например, дозе) и используют информацию, получаемую при интегрировании уравнения переноса конечно-разностными методами. При этом способ использования конечно-разностных методов для вычисления параметров функций выборки позволяет значительно уменьшить выбросы результатов, что приводит к конечной дисперсии локальной оценки и повышению надежности проводимых расчетов.

Программа ММФК /10/. Программа ММФК предназначена для расчета реакторов и ячеек методом Монте-Карло. Благодаря гибкой модульной структуре, заложенной при создании комплекса программ, имеется возможность применять существующие блоки и пополнять комплекс ММФК новыми программами. Введение в комплекс программы написаны с соблюдением некоторых ограничений в целях уменьшения влияния качества транслятора с языка ФОРТРАН на быстродействие регулирующей программы. Комплекс ММФК постоянно пополняется блоками, открывающими новые возможности.

При расчетах реакторов или ячеек в основном применяется обычное аналоговое моделирование нейтронных траекторий. При расчете переноса нейтронов в защите, где ослабление потока может достигать 10-12 порядков, применение обычного аналогового моделирования оказывается неэффективным. Для решения задач защиты используются методы неаналогового моделирования. Все они базируются в основном на "выборке по важности", цель которой заключается в искусственном увеличении числа процессов, происходящих с малой вероятностью. Возникающее при этом смещение компенсируется специальными весовыми множителями. Большое распространение среди методов неаналогового моделирования получили методы "расщепления" и "рулетки" /11/. Именно они реализованы в программном комплексе ММФК. Идея методов заключается в следующем. Допустим, удалось разбить фазовое пространство решаемой задачи на области известной ценности. Если нейтрон испытывает в области столкновение с ценностью, более высокой, чем при своем предыдущем соударении, то применяется расщепление. Число возникающих при этом частиц равно отношению ценностей областей, а их вес домножается на величину, обратную этому отношению. В противном случае с вероятностью  $1 - (I/I')$  применяется рулетка, где  $I'$  и  $I$  - ценности предыдущего и текущего столкновений.

В задачах физики защиты часто требуется рассчитывать функционал вида

$$R_m = \int_{V_m} d\vec{z} \int_{4\pi} d\vec{\Omega} \int dE P(\vec{z}, E) \varphi(\vec{z}, E, \Omega), \quad (8)$$

где  $\varphi(\vec{z}, E, \vec{\Omega})$  - плотность потока нейтронов;  $P(\vec{z}, E)$  - весовая функция;  $V_m$  - объем зоны  $m$ . Оценка функционала (8) по длинам пробега имеет вид

$$\xi_m^M = \sum_{N=1}^{N_m} \sum_{k=1}^{K_N} W_k^{N,M} \rho_k^{N,M} P(\vec{z}_{z-q}, E_k) Z(\vec{z}_k), \quad (9)$$

где  $W_k^{K-M}$  - вес нейтрона в пробеге K-M;  $\rho_k^{N-M}$  - длина пробега между столкновениями K-I и K-M;  $Z(\vec{z}_k)$  - индикаторная функция области;  $N$  - индекс номера ветви траектории;  $M$  - индекс номера траектории. Оценка (9) реализована в рассмотренной версии ММКФК.

В комплексе ММКФК реализованы различные модели описания взаимодействия нейтронов с веществом. Данная серия расчетов проводилась с использованием групповой модели. В качестве константного обеспечения использована система АРАМАКО-2F с константами библиотеки БНАВ-78.

Анализ результатов сравнения экспериментально-расчетных данных. Результаты исследований, представленные на рис.2-8, показали:

1. В целом наблюдается достаточно удовлетворительное согласие результатов расчетов, выполненных по программам ЗАМОК и ММКФК, с результатами экспериментов по прохождению нейтронов через защиты с полыми многосекционными неоднородностями с изгибом или сдвигом между секциями, а также с экспериментальными данными по прохождению нейтронов через защиту с системой полых прямых цилиндрических каналов, расположенных в защите параллельно (см.рис.8).

2. Расчетные распределения нейтронов в первых секциях многосекционных неоднородностей согласуются с экспериментальными данными в пределах погрешностей экспериментов (см.рис.3,5,6).

3. Наибольшее расхождение расчетных и экспериментальных данных (в 1,5-2,5 раза) наблюдается во вторых секциях двухсекционных полых цилиндрических каналов или кольцевых цилиндрических каналов с изгибом между секциями(см.рис.2,3,6).С увеличением угла изгиба расхождения несколько увеличиваются. Это обусловлено тем, что в таких каналах основной вклад в распределение нейтронов во второй секции неоднородности вносит рассеянный компонент излучения, расчет которого более сложен, чем нерассеянного компонента.

4. В многосекционных каналах и щелях со сдвигом между секциями вклад нерассеянного компонента заметен при расчете распределения нейтронов во второй секции; для таких вариантов результаты расчетов лучше согласуются с экспериментами (см.рис.4,5,7,8).

5. Наибольшее отличие результатов расчетов от экспериментальных данных для каналов и щелей с изгибом или сдвигом наблюдается вблизи изгиба или сдвига, в особенности в случае гетерогенности защиты (см.рис.5,6).

\* \*  
\*

Из изложенного можно сделать следующий вывод: трехмерные расчетные программы ЗАМОК и ММКФК позволяют выполнять расчеты по распространению нейтронов через защиты с многосекционными полыми неоднородностями со сдвигом или изгибом между секциями, а также решать задачи переноса нейтронов в защитах, содержащих системы из многих полых неоднородностей. Точность расчета соответствует требованиям, предъявляемым к практическим задачам по физике защиты. Программы ЗАМОК и ММКФК можно рекомендовать к практическому использованию.

#### Список литературы

1. Дубинин А.А., Николаев А.Н., Синицын Б.И. Распределение нейтронов через железобетонные защиты с цилиндрическими неоднородностями. - В кн.: Радиационная безопасность и защита АЭС. Вып.1. М.: Атомиздат, 1976, с.146.
2. Золотухин В.Г., Климанов В.А., Лейпунский О.И. и др. В кн.: Прохождение излучений через неоднородности в защите. М.: Атомиздат, 1968.
3. Veki K. Three-dimensional neutron streaming calculation using the Monte-Carlo coupling technique. - Nucl. Sci. and Engng, 1981, v.79, № 3, p.253.
4. Николаев А.Н., Синицын Б.И., Цыпин С.Г. и др. Исследования безводородной защиты тяжеловодных энергетических реакторов. - Ядерная энергия (ЧССР), 1971, № 4, вып.17, с.109.
5. Манкович В.П., Николаев А.Н., Синицын Б.И. и др. Установка КТК для исследования защит. - Атомная энергия, 1967, т.23, вып.6, с.549.

6. Хохлов В.Ф., Рябов А.В., Мазанов В.Л. и др. ЗАМОК - программа расчета характеристик полей нейтронов и гамма-квантов в трехмерной геометрии методом Монте-Карло. - В кн.: Тезисы докладов на 4-й Всесоюзной конференции по защите от ионизирующих излучений ядерно-технических установок. Томск: ТПИ, 1985, с.31.
7. Бородин Э.Б. Решение уравнения переноса методом случайной выборки (руководство к использованию программы FASTER на ЭВМ БЭСМ-6): Препринт ИПМ АН СССР, 1973.
8. Хохлов В.Ф., Ткачев В.Д. В кн.: Тезисы докладов Всесоюзной научной конференции по защите от ионизирующих излучений ядерно-технических установок. М.: МИФИ, 1978, с.78.
9. Мазанов В.П., Рябов А.В., Соловьев В.Д. и др. Расчет методом Монте-Карло пространственно-энергетических характеристик поля гамма-нейтронного излучения реактора в фантоме. - См. [6], с.96.
10. Майоров Л.В. Программный комплекс ММКФК для расчета реакторов методом Монте-Карло, разработанный Франк-Каменецким. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика и техника ядерных реакторов, 1981, вып.8(21), с.7-20.
- II. Коробейников В.В., Баранов О.В., Овчинников А.В., Полевой В.Б. Применение методов "расщепления" и "рулетки" для расчета нейтронной защиты комплексом программ ММКФК. - В кн.: Тезисы докладов 7-го Всесоюзного совещания по методам Монте-Карло в вычислительной математике и математической физике. Новосибирск: ВЦ СО АН СССР, 1985.

Получена в редакцию 28 апреля 1986 г.

УДК 621.039.51.12

ПРИМЕНИМОСТЬ ТРЕХМЕРНЫХ РАСЧЕТНЫХ ПРОГРАММ ЗАМОК И ММКФК  
К ОПИСАНИЮ ПРОХОЖДЕНИЯ НЕЙТРОНОВ ЧЕРЕЗ  
ЗАПОЛНЕННЫЕ ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ И УСЛОЖНЕННЫЕ НЕОДНОРОДНОСТИ В ЗАЩИТЕ

В. Л. Г о л у б к о в, В. В. К о р о б е й н и к о в, В. Л. М а з а н о в,  
А. Н. Н и к о л а е в, А. В. Р я б о в, Б. И. С и н и ц ы н, В. Ф. Х о х л о в

THE APPLICATION OF THE THREE-DIMENSIONAL CODES ZAMOK AND MMKFK IN THE DESCRIPTION OF THE NEUTRON PENETRATION THROUGH FILLED ELEMENTARY AND COMPLICATED INHOMOGENEITIES IN SHIELDING. The paper presents the comparison of the calculations carried out according to two Monte-Carlo codes ZAMOK and MMKFK with the results of the experiments on the neutron penetration through Na-tubes of different constructions surrounded by concrete shielding.

Рассматривается возможность применения двух трехмерных расчетных программ ЗАМОК и ММКФК, использующих метод Монте-Карло, к описанию распространения нейтронов через заполненные неоднородности (нейтронводы) в защитах на примере исследований, выполненных на макетах натриевого трубопровода в защите из бетона.

Эксперименты. Подборка опорных экспериментов для проверки программ ЗАМОК и ММКФК была выполнена по методике, рекомендуемой в работе [1]. Наиболее полные экспериментальные данные имеются для прямых цилиндрических и двухсекционных цилиндрических каналов с изгибом между секциями, заполненных натрием в защите из бетона [2]. Они и были использованы при сравнении с расчетными данными. Работа [2] выполнена советскими и чехословацкими специалистами на исследовательском реакторе ВВР-С в Институте ядерных исследований в городе Ржеж под Прагой. За основу взяты три эксперимента с основными вариантами натриевого трубопровода и два дополнительных эксперимента (рис.1). Во всех вариантах экспериментально исследовались спектры нейтронов на оси натриевого трубопровода диаметром 40 см в защите из бетона. Вариант I - натриевый трубопровод (прямолинейный участок длиной 240 см), окруженный слоем железа толщиной 7 см и бетоном. Вариант II - натриевый трубопровод с двумя секциями, изогнутыми под углом 90°. На всем протяжении (380 см) трубо-

провод окружен слоем железа толщиной 1 см, кольцевым слоем теплоизолятора ( $\text{SiO}_2$  плотностью  $0,12 \text{ г/см}^3$ ) толщиной 6 см и бетоном. Вариант III - натриевый трубопровод длиной 380 см, окруженный по всей длине слоем железа толщиной 1 см, кольцевой полый щелью толщиной 6 см и бетоном. Источником нейтронов в экспериментах служила активная зона реактора ВВР-С и железный конвертор толщиной 20 см, расположенный на расстоянии 1 м от активной зоны в экспериментальной нише реактора. Перед конвертором из железа для уменьшения фона  $\beta$ -излучения располагалась вставка из свинца диаметром 40 см и толщиной 14 см, а также экран из карбида бора толщиной 2 см.

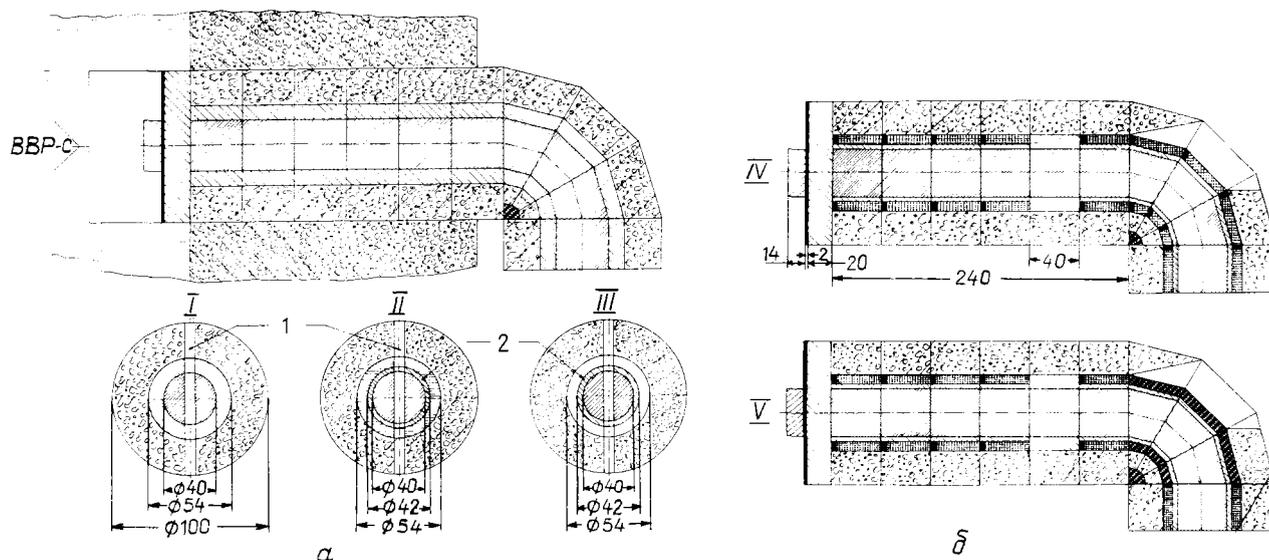


Рис. 1. Три основных (а) и два дополнительных (б) варианта натриевого трубопровода: 1 - измерительный канал; 2 - стенка толщиной 1 см; - свинец; - железо; - натрий; - бетон; - карбид бора; - полиэтилен с бором; - стекловата ( $\text{SiO}_2$ ); - воздушная полость; - вода

В качестве детекторов нейтронов использовались:

- сцинтилляционный спектрометр нейтронов с кристаллом стильбена. Область измеряемой энергии нейтронов - от 0,3-0,5 МэВ и выше [3];

- спектрометр нейтронов СЭН2-02 с водородным счетчиком типа СМ-38. Область измеряемой энергии нейтронов - от 10 кэВ до 0,7 МэВ [3];

- мультисферный спектрометр, состоящий из полупроводникового счетчика тепловых нейтронов ДТН-1 и набора полиэтиленовых сферических замедлителей (диаметр сфер 9,8; 7,6; 6,6; 5,3 см). Область измеряемой энергии нейтронов - от тепловой до нескольких мегаэлектронвольт [3].

Помимо исследования основных вариантов выполнены дополнительные эксперименты (см. рис. 1, б). Вариант IV отличался от II только тем, что на расстоянии 160 см от железного конвертора вместо кольцевого вкладыша из теплоизолятора помещали кольцевой вкладыш из железа длиной 40 см и толщиной 7 см и в слой теплоизолятора добавляли прослойки из карбида бора. Вариант V отличался от IV тем, что в месте изгиба кольцевые вкладыши из теплоизолятора были заменены на вкладыши из борированного полиэтилена той же толщины.

**Расчеты.** Обсчет экспериментов проводили по двум трехмерным расчетным программам ЗАМОК и ММКФ. При обсчете по программе ЗАМОК источник нейтронов моделировался плоским дисковым изотропным источником диаметром 1 м на расстоянии 1 м от конвертора из железа. Спектр нейтронов источника получен на основе экспериментальных данных [2]. При обсчете варианта I по программе ММКФ в качестве источника нейтронов использовали плоский дисковый изотропный источник диаметром 1 м за железным конвертором. Спектр нейтронов источника получен на основе экспериментальных данных [2]. В расчетных моделях геометрия экспериментов учитывалась полностью.

Расчетные и экспериментальные данные о спектрах нейтронов на оси натриевых трубопроводов приведены на рис. 2-5.

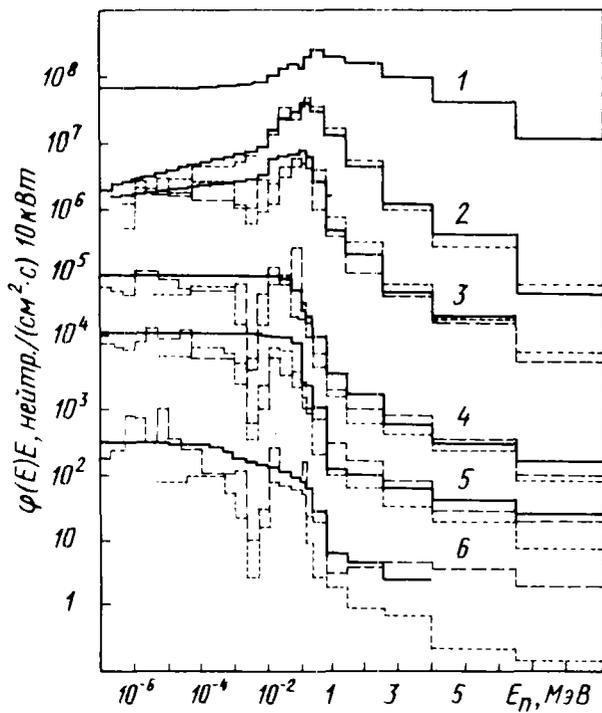


Рис.2

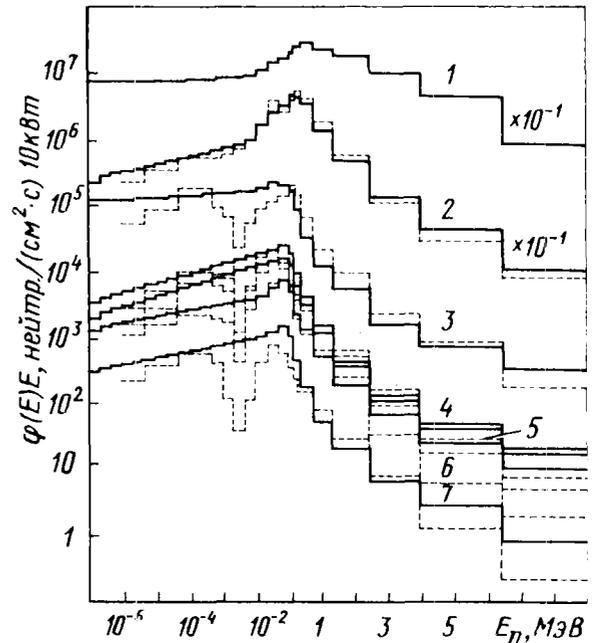


Рис.3

Рис.2. Спектры нейтронов на различных расстояниях вдоль оси прямолинейного участка натриевого трубопровода, окруженного кольцами из железа толщиной 7 см. Геометрия эксперимента I рис.1: 1 - спектр нейтронов, падающий на макет натриевого трубопровода; 2 - спектр нейтронов после железного конвертора; 3,4,5,6 - спектры нейтронов на оси натриевого трубопровода на расстояниях 60, 140, 180, 240 см соответственно от железного конвертора; — — — экспериментальные данные; - - - - расчет по программе ММКФК; - · - · - расчет по программе ЗАМОК

Рис.3. Спектры нейтронов на различных расстояниях вдоль оси натриевого трубопровода, окруженного кольцами из железа толщиной 1 см, и из теплоизолятора толщиной 6 см. Геометрия эксперимента II рис.1: 1 - спектр нейтронов, падающий на макет натриевого трубопровода; 2 - спектр нейтронов после железного конвертора; 3,4,5,6,7,8 - спектры нейтронов на оси натриевого трубопровода на расстояниях 140, 180, 255, 285, 315, 360 см соответственно от железного конвертора; — — — экспериментальные данные; - - - - расчет по программе ЗАМОК

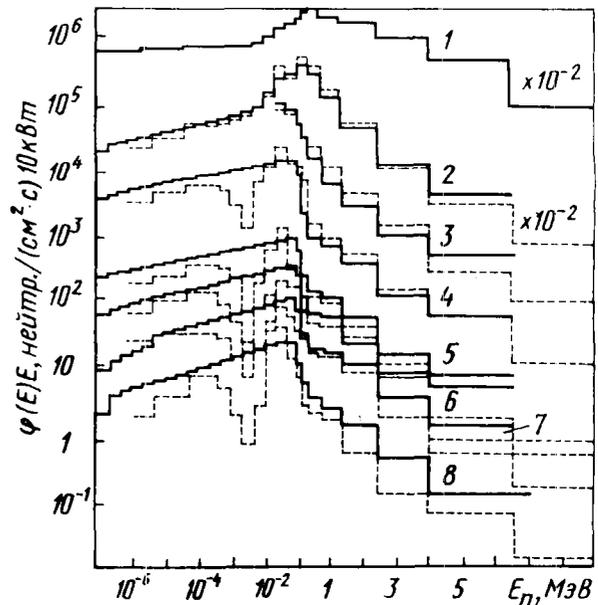
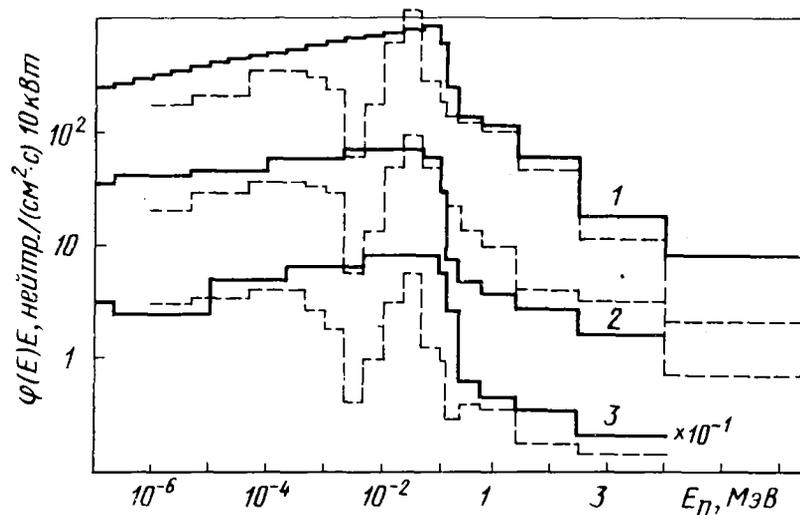
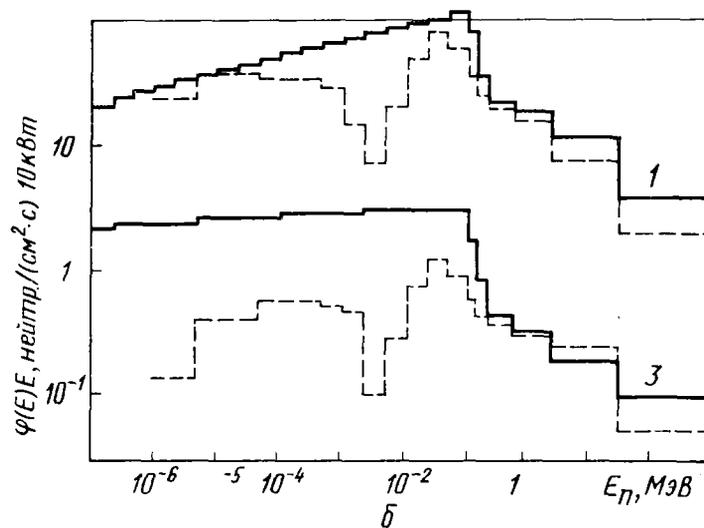


Рис.4. Спектры нейтронов на различных расстояниях вдоль оси натриевого трубопровода, окруженного кольцами из железа толщиной 1 см и кольцевой поллой щелью толщиной 6 см. Геометрия эксперимента III рис.1: 1 - спектр нейтронов, падающий на макет натриевого трубопровода; 2 - спектр нейтронов за железным конвертором; 3,4,5,6,7,8 - спектры нейтронов на оси натриевого трубопровода на расстояниях 140, 180, 255, 285, 315, 360 см соответственно от железного конвертора; — — — экспериментальные данные; - - - - расчет по программе ЗАМОК



а



б

Рис.5. Спектры нейтронов на расстоянии 255 см (а) и 315 см (б) от железного конвертора на оси натриевого трубопровода; 1,2,3 - соответственно геометрия экспериментов П, IV, У рис.1; — экспериментальные данные; - - - расчет по программе ЗАМОК ( на рис.5,б для расстояния 285 см)

Анализ результатов сравнения расчетных и экспериментальных данных. При сравнении расчетных данных, выполненных по программе ЗАМОК, с экспериментальными для трех основных вариантов натриевого трубопровода прослеживается тенденция увеличения расхождения этих данных по всему спектру нейтронов с увеличением плотности кольцевых вкладышей, окружающих натриевый трубопровод (железо, теплоизолятор из  $\text{SiO}_2$ , воздух).

Для варианта I (см.рис.2) - прямолинейный участок с железным кольцевым вкладышем - в области промежуточных нейтронов расчетные данные занижены примерно в 2 раза, при энергии нейтронов около 1 МэВ - в 7 раз, в диапазоне 3-10 МэВ - в 2,5-3 раза. Для варианта П (см.рис.3) - прямолинейный участок с кольцевым вкладышем из теплоизолятора - в области промежуточных нейтронов расчет по программе ЗАМОК имеет заниженные в 1,5-2 раза результаты относительно эксперимента. В диапазоне энергий нейтронов 0,5-1 МэВ наблюдается завышение расчета в 1,5-2 раза, с увеличением энергии - в 1,5 раза.

Для варианта Ш (см.рис.4) - прямолинейный участок с кольцевой поллой щелью - в области промежуточных нейтронов расчет по программе ЗАМОК дает занижение до 1,5 раз. В диапазоне энергий нейтронов 0,5-1 МэВ наблюдается завышение расчета в 1,3 раза, а с увеличением энергии - отклонение расчетных данных от экспериментальных в пределах 30-50%.

Для варианта П (см.рис.3) (ось второй секции изогнутого натриевого трубопровода с кольцевыми вкладышами из теплоизолятора на расстоянии 360 см от железного конвертора) в области промежуточных нейтронов расчетные данные по программе ЗАМОК занижены по сравнению с экспериментом в 5 раз, что в целом сохраняется до энергии нейтронов 1 МэВ. С увеличением энергии нейтронов расхождение расчетных данных увеличивается в 7-10 раз.

Для варианта Ш (см.рис.4) (ось второй секции изогнутого натриевого трубопровода, окруженного кольцевой поллой щелью, на расстоянии 360 см от железного конвертора) в области промежуточных нейтронов наблюдается занижение расчетных данных в 2 раза, а в диапазоне 0,1-0,8 МэВ - увеличение в 3 раза. При энергии выше 1 МэВ расхождение расчетных и экспериментальных данных не превышает 50%.

Расчет по программе ММКФК варианта I (см.рис.2) дает несколько лучшее согласие с экспериментом, чем расчет по программе ЗАМОК. В области промежуточных нейтронов расчетные данные занижены (на расстоянии 180 см от железного конвертора на оси натриевого трубопровода с железными кольцевыми вкладышами) относительно эксперимента в 1,5 раза, в диапазоне энергий 50 кэВ - 1,5 МэВ - в 2-3 раза. С увеличением энергии нейтронов наблюдается занижение расчетных данных не более чем в 1,5 раза.

При расчете по программе ЗАМОК варианта IV в области промежуточных энергий нейтронов наблюдается занижение расчета относительно эксперимента в 2-3 раза, а с увеличением энергии от 50 кэВ до 4 МэВ - завышение в 1,5-2 раза (см.рис.5,а). Для варианта У расчетные данные в области промежуточных энергий нейтронов занижены в 2-3 раза, с увеличением энергии нейтронов от 50 кэВ до 0,2 МэВ - в 5 раз. При дальнейшем увеличении энергии это занижение составляет до 1,5-2 раз (см.рис.5,б).

В варианте IV расчет приведен для расстояний 255 и 315 см от железного конвертора, в варианте У - для расстояния 285 см от железного конвертора для точки, расположенной на оси натриевого трубопровода.

Из изложенного можно сделать следующие выводы:

1. Как показали результаты сравнения расчетов по программе ЗАМОК с результатами экспериментов, в целом наблюдается некоторое занижение расчетных данных. Однако, учитывая значительные ослабления потоков нейтронов на макетах натриевого трубопровода в среднем до 9 порядков, результаты расчетов можно считать вполне удовлетворительными. Программу ЗАМОК следует рекомендовать к практическому использованию при исследованиях защит с заполненными неоднородностями.

2. Учитывая то, что в программе ММКФК есть ограничения для проведения расчетов в защитах с многосекционными изогнутыми неоднородностями (как полыми, так и заполненными), и отмечая достаточно хорошее согласие результатов расчетов с экспериментом для прямого участка натриевого трубопровода (вариант I), можно рекомендовать данную программу к практическому использованию при расчетах защит с прямыми заполненными неоднородностями.

#### Список литературы

1. Николаев А.Н. Новый подход к классификации неоднородностей и систематизации экспериментов по прохождению ионизирующих излучений через неоднородности в защите: Препринт ФЭИ-1726. Обнинск, 1985.
2. Бурман И., Николаев А.Н. Сеницын Б.И. и др. Экспериментальные и расчетные исследования характеристик нейтронного поля в макете натриевого трубопровода: Препринт Института ядерных исследований ЧССР UJV-4526 Р.Т.А, часть I, 1977; то же UJV-4556 Р.Т.А, часть II, 1978.
3. Горячев И.В., Трыков Л.А., Семенов В.П., Колеватов Ю.И. Интегральные эксперименты в проблеме переноса ионизирующих излучений. М.: Энергоатомиздат, 1985.

Статья поступила в редакцию 28 апреля 1986 г.

# КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ СТРУКТУРЫ ЯДРА И ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

УДК 539.172.3

ИССЛЕДОВАНИЕ КОНКУРЕНЦИИ РЕАКЦИЙ  $(\gamma, p)$  И  $(\gamma, n)$   
НА ЯДРАХ В ОБЛАСТИ МАССОВЫХ ЧИСЕЛ  $40 < A \leq 90$

Б. С. Ишханов, И. М. Капитонов, В. И. Мокеев

INVESTIGATION OF THE COMPETITION OF  $(\gamma, p)$  AND  $(\gamma, n)$  REACTIONS ON NUCLEI IN THE MASS RANGE  $40 < A \leq 90$ . The model description of the competition of  $(\gamma, p)$  and  $(\gamma, n)$  reactions has been developed for those nuclei where these channels are dominant among all the photodisintegration channels. The calculation of the ratio of the corresponding integrated cross-sections  $\sigma(\gamma, p)/\sigma(\gamma, n)$  has been performed for all stable nuclei in the mass range  $40 < A \leq 90$ . The model reproduces experimental data on the ratio  $\sigma(\gamma, p)/\sigma(\gamma, n)$  within  $\sim 20\%$  accuracy.

Настоящая работа - продолжение проводимых в НИИЯФ МГУ исследований распадных характеристик дипольного гигантского резонанса (ДГР) атомных ядер [1-3]. На основе модели описания конкуренции реакций  $(\gamma, p)$  и  $(\gamma, n)$  выполнены расчеты отношений интегральных сечений  $\sigma(\gamma, p)/\sigma(\gamma, n)$  на стабильных ядрах в области массовых чисел  $40 < A \leq 90$ . Ядра с массовыми числами не более 40 исследовались ранее [3]. В области массовых чисел более 90 существенный вклад в сечение фотопоглощения вносят процессы, связанные с испусканием нескольких нуклонов, которые предлагаемая модель не описывает.

Модель описания конкуренции реакций  $(\gamma, p)$  и  $(\gamma, n)$ . Конкуренция распадов ДГР по протонному и нейтронному каналам определяется следующими факторами: коллективизацией входных состояний; конфигурационным расщеплением ДГР; изоспиновым расщеплением и эффектами, обусловленными сохранением изоспина; влиянием порогов реакций  $(\gamma, p)$  и  $(\gamma, n)$ .

Рассмотрим фоторасщепление атомных ядер как процесс поглощения фотонов четырьмя коллективизированными дипольными состояниями с последующей эмиссией нуклонов. Два из этих состояний  $1_{<}$  и  $2_{<}$  (рис.1) - с изоспином  $T_{<} = T$ , где  $T$  - изоспин основного состояния ядра-мишени  $(N, Z)$ . Конфигурационная структура состояния  $1_{<}$  формируется в результате перехода нуклонов из валентной оболочки в соседнюю незаполненную оболочку, а состояния  $2_{<}$  - в результате перехода нуклонов из замкнутой оболочки в валентную. Состояния  $1_{>}$ ,  $2_{>}$  с изоспином  $T_{>} = T+1$  являются такими, конфигурационная структура которых формируется теми же типами переходов, что и состояний  $1_{<}$ ,  $2_{<}$ . Величина расщепления по энергии состояний с различными изоспинами полагается равной величине изоспинового расщепления ДГР [4]:  $E_{I.S} = 60/A(T+1)$ , где  $E_{I.S}$  - энергия изоспинового расщепления ДГР, МэВ;  $A$  - массовое число ядра-мишени  $(N, Z)$ . В соответствии с экспериментальными данными о конфигурационном расщеплении ДГР [5] разность энергий возбуждения состояний различной конфигурационной структуры  $1_{\leq}$  и  $2_{\leq}$   $E_{C.S}$  полагается равной 1-2 МэВ. Абсолютные величины энергий возбуждения дипольных состояний определяются из экспериментальных данных об энергии центра тяжести ДГР.

Поскольку пороги фотоядерных реакций с испусканием нескольких нуклонов или нуклонных кластеров лежат выше порогов реакций  $(\gamma, p)$  и  $(\gamma, n)$ , ограничимся учетом вкладов только каналов  $(\gamma, p)$  и  $(\gamma, n)$  в процессы фоторасщепления.

В такой модели отношения  $\sigma(\gamma, p)/\sigma(\gamma, n)$  интегральных сечений реакций  $(\gamma, p)$  и  $(\gamma, n)$  описываются выражением

$$\sigma(\gamma, p)/\sigma(\gamma, n) = \left( \sigma_{1<} \frac{\Gamma_{1<}^p}{\Gamma_{1<}} + \sigma_{2<} \frac{\Gamma_{2<}^p}{\Gamma_{2<}} + \sigma_{1>} \frac{\Gamma_{1>}^p}{\Gamma_{1>}} + \sigma_{2>} \frac{\Gamma_{2>}^p}{\Gamma_{2>}} \right) / \left( \sigma_{1<} \frac{\Gamma_{1<}^n}{\Gamma_{1<}} + \sigma_{2<} \frac{\Gamma_{2<}^n}{\Gamma_{2<}} + \sigma_{1>} \frac{\Gamma_{1>}^n}{\Gamma_{1>}} + \sigma_{2>} \frac{\Gamma_{2>}^n}{\Gamma_{2>}} \right),$$

где  $\sigma_{1,2\leq}$  - полные сечения фотопоглощения состояниями с изоспинами  $T_<$  и  $T_>$ ;  $\Gamma_{1,2\leq}^{p,n}$  - полные и парциальные ширины распадов этих состояний по протонному и нейтронному каналам. При этом  $\Gamma_{1,2\leq} = \Gamma_{1,2\leq}^p + \Gamma_{1,2\leq}^n$ . Сечения  $\sigma_{1,2\leq}$  вычисляются согласно оценке отношения интегральных сечений фотопоглощения дипольными возбуждениями с изоспинами  $T_<$  и  $T_>$  [4] и согласно оценке отношений интегральных сечений фотопоглощения дипольными состояниями различной конфигурационной структуры  $\sigma_{1\leq} / \sigma_{2\leq}$ . Как показано в работе [4]

$$\frac{\sigma_{1>} + \sigma_{2>}}{\sigma_{1<} + \sigma_{2<}} = \frac{1 - 1,5 T A^{-2/3}}{\pi [1 + 1,5 A^{-2/3} - 4 T(T+1) A^{-2}]}$$

Здесь отношения  $\sigma_{1\leq} / \sigma_{2\leq} = N_{1\leq} / N_{2\leq}$ , где  $N_{1\leq}$  - число конфигураций, формирующих состояния  $1_<$  и  $1_>$ ;  $N_{2\leq}$  - число конфигураций, формирующих состояния  $2_<$  и  $2_>$ .

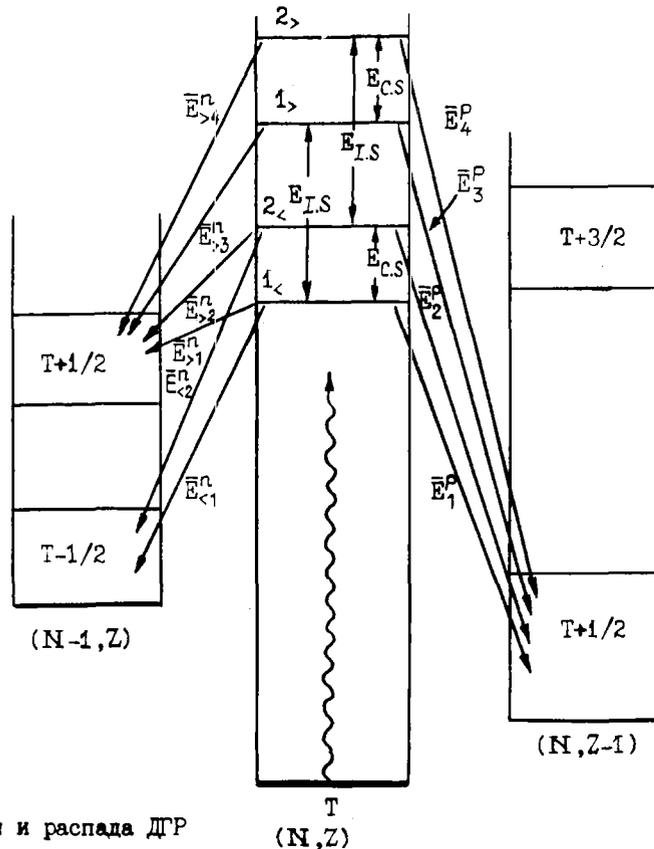


Рис. 1. Схема возбуждения и распада ДР

В предложенной модели учитывается эмиссия нуклонов только в полупрямых процессах. Парциальные ширины распадов дипольных состояний по каналам  $(\gamma, p)$  и  $(\gamma, n)$  вычисляются в рамках  $R$ -матричной теории. При этом учитывается влияние эффектов, обусловленных сохранением изоспина на конкуренцию распадов ДР по протонному и нейтронному каналам:

$$\Gamma_{1,2\leq}^{p,n} = \text{const} \langle 1/2 m_\tau T_f M_{T_f} | T_{\leq} M_T \rangle^2 \sqrt{2 E_{1,2\leq}^{p,n}} \sum_{\ell} \alpha_{\ell} P_{\ell}^{p,n}(KR), \quad (I)$$

где  $m_\tau$  - проекция изоспина нуклона;  $T_f, M_{T_f}$  - изоспин и проекция изоспина заселяемого состояния конечного ядра;  $\langle 1/2 m_\tau T_f M_{T_f} | T_{\leq} M_T \rangle$  - коэффициент Клебша-Гордана, учитывающий влияние эффектов сохранения изоспина на конкуренцию распадов ДР по протонному и нейтронному каналам;

$\alpha_\ell$  - сумма квадратов коэффициентов при конфигурациях волновой функции дипольного возбуждения, содержащих частицу с орбитальным моментом  $\ell$ ;  $K$  - модуль волнового вектора испускаемого нуклона;  $R$  - радиус ядра. Для расчета ширин  $\Gamma_{1,2}^{p,n}$ , согласно выражению (1), необходимы данные о конфигурационной структуре ДГР и о средних энергиях испущенных нуклонов. Остаточное взаимодействие может приводить к различному характеру смешивания входных конфигураций. Крайними случаями являются такие, когда остаточное взаимодействие равномерно смешивает все входные конфигурации и когда дипольные состояния формируются конфигурациями, содержащими частицу с каким-либо одним значением орбитального момента. Остальные ситуации являются промежуточными. В связи с этим коэффициенты  $\alpha_\ell$  для каждого дипольного возбуждения определяются путем усреднения коэффициентов  $\alpha_{\ell_j}$ , вычисленных в сформулированных выше предположениях о крайних вариантах смешивания входных конфигураций, формирующих дипольное возбуждение.

При распадах ДГР по нейтронному каналу происходит заселение состояний конечного ядра  $(N-1, Z)$  с изоспинами  $T-1/2$  и  $T+1/2$ . Возможные каналы эмиссии нейтронов показаны на рис.1 стрелками. Ширины распадов ДГР по нейтронному каналу  $\Gamma_{1,2}^{n}$  полагаются равными суммам ширин парциальных каналов распадов на состояния конечного ядра  $(N-1, Z)$  с изоспинами  $T-1/2$  и  $T+1/2$ . При испускании протонов заселяются состояния конечного ядра  $(N, Z-1)$  с изоспинами  $T+1/2$  и  $T+3/2$ . Стрелками на рис.1 показаны возможные каналы эмиссии протонов. Однако, так как состояния ядра  $(N, Z-1)$  с изоспинами  $T+3/2$  расположены при больших энергиях возбуждения, протонные распады, приводящие к заселению этих состояний, оказываются подавленными и не учитываются в модели. Ширины протонных распадов  $\Gamma_{1,2}^{p}$  полагаются равными ширинам распадов на состояния конечного ядра  $(N, Z-1)$  с изоспином  $T+1/2$ .

Для вычисления парциальных ширин нуклонных распадов дипольных состояний необходимо определить следующие величины средних энергий испускаемых нуклонов (см.рис.1): средние энергии протонов  $E_i^p$  ( $i=1, \dots, 4$ ), средние энергии нейтронов  $E_{<i}^n$  ( $i=1, 2$ ) и  $E_{>i}^n$  ( $i=1, \dots, 4$ ), эмиссия которых приводит к заселению состояний конечного ядра  $(N-1, Z)$ , с изоспинами  $T-1/2$  и  $T+1/2$  соответственно. Поскольку при протонных и нейтронных распадах на состояния конечных ядер  $(N, Z-1)$  и  $(N-1, Z)$  с изоспином  $T+1/2$  происходит заселение изобараналоговых состояний, разность средних энергий протонов  $E_i^p$  и нейтронов  $E_{>i}^n$  полагается равной величине кулоновского сдвига энергии возбуждения изобараналоговых состояний конечных ядер.

В качестве верхней оценки  $E_{<i}^n$ , приводящих к заселению состояний  $T-1/2$  в ядре  $(N-1, Z)$ , выбраны значения, соответствующие энергиям нейтронов, испускаемых дипольными возбуждениями при заселении основного состояния конечного ядра  $(N-1, Z)$ . Эти значения определяются соотношением

$B_{<max\ i}^n = E_i - E_{пор}(j, n)$ , где  $E_i$  - энергия возбуждения дипольных состояний ядра  $(N, Z)$ ;  $E_{пор}(j, n)$  - энергия порога реакции  $(j, n)$ . При эмиссии нейтронов в полупрямых процессах происходит заселение состояний ядер  $(N-1, Z)$ , генеалогически связанных с основным состоянием ядра-мишени. Согласно данным реакций однонуклонной передачи, такие состояния расположены в области энергий возбуждения ядра  $(N-1, Z)$  до 10 МэВ. В связи с этим оценка нижнего значения  $B_{<min\ i}^n$  ( $i=1, 2$ ) энергий  $E_{<i}^n$  получена следующим образом:  $B_{<min\ i}^n = \{ E_i - [E_{пор}(j, n) + 5] \}$  МэВ.

Значения  $E_{<i}^n$  варьируются в пределах между верхней и нижней оценками  $B_{<max\ i}^n$  и  $B_{<min\ i}^n$ . Для каждого значения энергий  $E_{<i}^n$  вычисляются энергии  $E_i^p$  и  $E_{>i}^n$  из условия наилучшего согласия вычисленной средней величины полной ширины дипольных состояний  $\Gamma$  с ранее полученными данными. При этом в качестве величины  $\Gamma$  используются среднеарифметическое вычисленных в развитой модели значений полных ширин четырех дипольных состояний. Поскольку при полупрямых распадах по протонному каналу также происходит заселение состояний конечного ядра, генеалогически связанных с основным состоянием ядра-мишени, средние энергии протонов  $E_i^p$  должны также соответствовать заселению состояний конечного ядра в области энергий возбуждения от нуля до 5 МэВ. Определяются минимальные и максимальные значения средних энергий нейтронов  $E_{<min\ i}^n$  и  $E_{<max\ i}^n$  ( $i=1, 2$ ), при которых эмиссия протонов приводит к заселению состояний конечного ядра  $(N, Z-1)$  в области энергий возбуждения от нуля до 5 МэВ. Если во всей области изменения энергий  $E_{<i}^n$  от  $B_{<min\ i}$  до  $B_{<max\ i}$  ( $i=1, 2$ ) средние энергии протонов  $E_i^p$  удовлетворяют сформулированному выше требованию, в качестве энергий  $E_{<min\ i}^n$  и  $E_{<max\ i}^n$  выбираются величины  $B_{<min\ i}$  и  $B_{<max\ i}$ . Отношения  $\sigma(j, p)/\sigma(j, n)$  вычисляются для двух значений энергий нейтронов  $E_{<min\ i}^n$  и  $E_{<max\ i}^n$  и усредняются.

**Обсуждение результатов.** Для вычисления отношений  $\sigma(\gamma, p)/\sigma(\gamma, n)$  необходимы данные о средних величинах ширины дипольных возбуждений  $\Gamma$ . В области массовых чисел  $16 \leq A \leq 90$  эти ширины вычислены в работах [6-10]. Полученные из этих данных значения  $\Gamma$  для каждого из ядер представлены на рис.2 точками. Сплошной линией показана зависимость ширины  $\Gamma$  от массового числа, оцененная методом наименьших квадратов из условия наилучшего соответствия данным работ [6-10] для всей совокупности ядер. В таблице приведены результаты выполненных в предложенной модели расчетов отношений  $\sigma(\gamma, p)/\sigma(\gamma, n)$  и экспериментальные данные [11] для ядер, исследовавшихся в работах [9, 10]. Расчеты выполнены для двух значений ширины  $\Gamma$ : непосредственно извлеченных из работы [9] и оцененных значений (соответственно точки и сплошная кривая на рис.2). Для ядер  $^{55}\text{Mn}$  и  $^{72}\text{Ge}$  экспериментальные данные по интегральным сечениям фотопротонных реакций отсутствуют. В связи с этим интегральные сечения  $\sigma(\gamma, p)$  и отношения  $\sigma(\gamma, p)/\sigma(\gamma, n)$  на этих ядрах были оценены из сравнения интегральных сечений реакций  $(\gamma, n)$  и полных сечений фотопоглощения, предсказываемых дипольным правилом сумм. Как показывают представленные в таблице результаты расчета отношений  $\sigma(\gamma, p)/\sigma(\gamma, n)$ , использование оцененных величин  $\Gamma$  позволяет улучшить описание экспериментальных данных. Особенно существенно это улучшение на изотопе  $^{60}\text{Ni}$ , для которого расхождение между оцененным и определенным из работы [9] значением  $\Gamma$  наибольшее. Расчет с шириной  $\Gamma$ , полученной в работе [9], не позволяет воспроизвести экспериментальной величины отношения  $\sigma(\gamma, p)/\sigma(\gamma, n)$ . Для других изотопов менее значительные различия оцененных и рассчитанных на основе работы [9] ширины  $\Gamma$  приводят к малым различиям в вычисленных отношениях  $\sigma(\gamma, p)/\sigma(\gamma, n)$ . Наблюдаемая устойчивость вычисляемого отношения к изменению параметра  $\Gamma$  позволяет определить это отношение на ядрах, для которых информация о ширине  $\Gamma$  отсутствует; при этом используется в качестве ширины оцененное по данным для других ядер значение этого параметра.

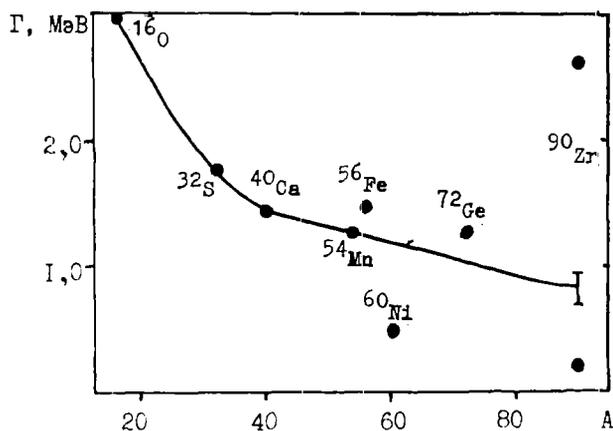


Рис.2. Средние значения ширины дипольных возбуждений  $\Gamma$  в зависимости от массового числа  $A$ : I — область изменения ширины  $\Gamma$  для  $^{90}\text{Zr}$ , полученная в рассматриваемой модели

Сравнение с экспериментом расчетов отношений  $\sigma(\gamma, p)/\sigma(\gamma, n)$

| Ядро             | Эксперимент [11] | Расчет для значения $\Gamma$ |              |
|------------------|------------------|------------------------------|--------------|
|                  |                  | из работы [9]                | оцененного   |
| $^{55}\text{Mn}$ | 0,44*            | 0,29<br>(34)**               | 0,29<br>(34) |
| $^{56}\text{Fe}$ | 0,35±0,03        | 0,41<br>(17)                 | 0,39<br>(11) |
| $^{60}\text{Ni}$ | 0,52±0,20        | 1,22<br>(135)                | 0,38<br>(27) |
| $^{72}\text{Ge}$ | 0,19*            | 0,16<br>(16)                 | 0,16<br>(16) |
| $^{90}\text{Zr}$ | 0,21±0,02        | -                            | 0,17<br>(19) |

\* Оцененные отношения  $\sigma(\gamma, p)/\sigma(\gamma, n)$ .  
 \*\* Везде в скобках — отклонение вычисленных отношений от экспериментальных значений, %.

Для ядра  $^{90}\text{Zr}$  расчеты [9, 10] приводят к сильно различающимся значениям ширины  $\Gamma$ : 2,69 и 0,23 МэВ соответственно. Выполненный в рассматриваемой модели расчет показывает, что значения ширины  $\Gamma$  более 1,1 МэВ приводят к средней энергии протонов, превышающей разность энергии возбуждения состояния  $1_<$  и порога реакции  $(\gamma, p)$ . Эмиссия таких протонов запрещена кинематически. Следовательно, модель предсказывает значение ширины  $\Gamma$  для ядра  $^{90}\text{Zr}$  менее 1,1 МэВ. Для величины  $\Gamma$ , равной 0,23 МэВ, расчет приводит к отношению  $\sigma(\gamma, p)/\sigma(\gamma, n)$ , превышающему экспериментальное более чем в 4 раза. Лучше всего экспериментальные значения этого отношения воспроизводятся при ширине  $\Gamma$ , меняющейся в пределах от 0,7 до 1,0 МэВ. Эта область изменения ширины предпо-

лагается наиболее вероятной и показана на рис.2 вертикальной линией. При изменении ширины  $\Gamma$  в показанном на рис.2 интервале отношение оказывается почти постоянным, его величина приведена в последней колонке таблицы. Таким образом, предложенная модель позволяет определять область изменения ширины  $\Gamma$  в случае противоречивой или неполной информации об этом параметре.

На рис.3 представлены экспериментальные данные и результаты расчетов отношений  $\sigma(\gamma, p) / \sigma(\gamma, n)$  для всех стабильных изотопов в области изменения заряда ядра  $Z$  от 21 до 40. Данные приведены в виде зависимости отношений  $\sigma(\gamma, p) / \sigma(\gamma, n)$  от изоспина  $T$  на изотопах фиксированного элемента. Как следует из рис.3, развитая модель позволяет с точностью до 20% воспроизвести экспериментальные данные. Наибольшие расхождения между результатами расчета и экспериментальными данными наблюдаются на изотопах стронция и циркония. Расхождение на изотопах стронция обусловлено, по-видимому, неопределенностью экспериментальных данных. Сечение реакции  $(\gamma, p)$  на этих изотопах определялось из сравнения экспериментальных данных по интегральному сечению реакции  $(\gamma, n)$  с величиной интегрального сечения фотопоглощения, предсказываемой правилом сумм. При этом интегральное сечение реакции  $(\gamma, n)$  измерено до энергии 23 МэВ. Поэтому оно может оказаться заниженным, что ведет к завышенным значениям отношения  $\sigma(\gamma, p) / \sigma(\gamma, n)$ . На изотопах циркония наблюдается рост этого отношения с увеличением изоспина. Расчет предсказывает уменьшение отношения с ростом изоспина, при этом оно удовлетворительно воспроизводится только на изотопе  $^{90}\text{Zr}$ . На остальных изотопах циркония результаты расчетов находятся в сильном расхождении с экспериментальными данными. Подобная ситуация связана с тем, что по мере роста изоспина сильно возрастает вклад канала  $(\gamma, 2n)$ , который становится примерно таким же, как вклад канала  $(\gamma, n)$ . Поскольку в модели испускание нескольких нуклонов не учитывается предложенная модель не может воспроизвести отношения  $\sigma(\gamma, p) / \sigma(\gamma, n)$  на изотопах циркония с существенным вкладом канала  $(\gamma, 2n)$ .

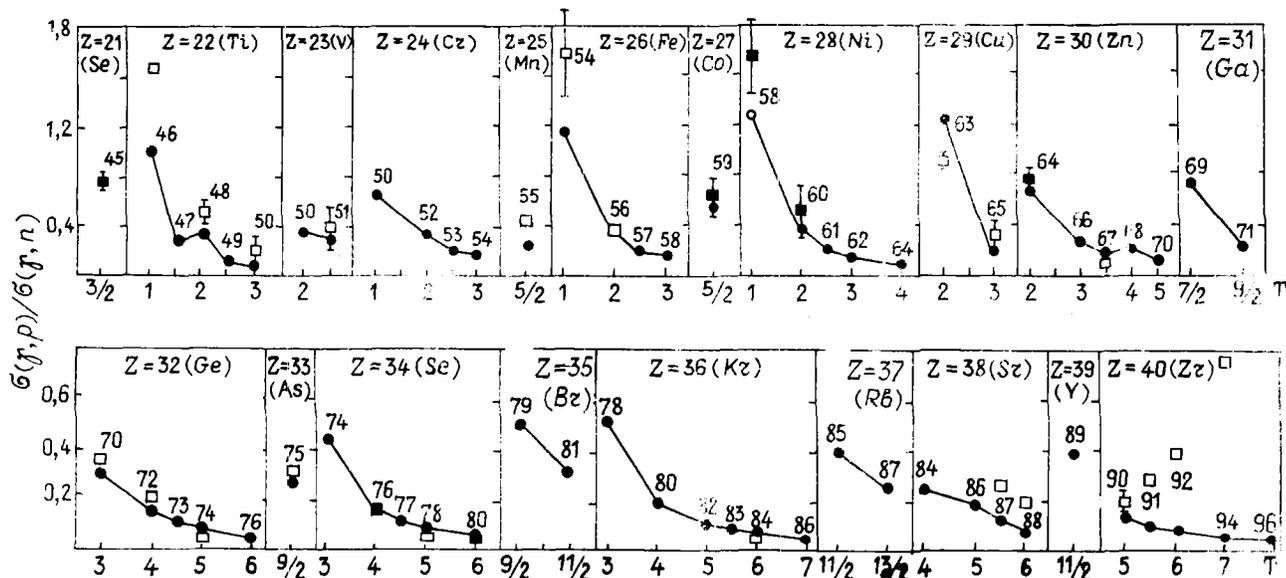


Рис.3. Сравнение результатов расчета ( $\bullet$ ) отношений  $\sigma(\gamma, p) / \sigma(\gamma, n)$  с экспериментальными данными ( $\blacksquare, \blacksquare$ );  $\square, \square$  - отношения, оцененные на основе сравнения интегральных сечений реакций  $(\gamma, p)$  с правилом сумм

Анализ результатов расчетов и экспериментальных данных по отношениям интегральных сечений позволяет сделать следующие выводы.

Расчет воспроизводит наблюдаемую экспериментально тенденцию к уменьшению отношений  $\sigma(\gamma, p) / \sigma(\gamma, n)$  с ростом массового числа. Этот эффект обусловлен влиянием кулоновского барьера и изменениями порогов фотопротонных реакций. С ростом массового числа происходит возрастание кулоновского барьера, приводящее к уменьшению эмиссии протонов. Кроме того, с ростом массового числа происходит уменьшение порогов реакций  $(\gamma, p)$  и медленное уменьшение энергий возбуждения ди-

полных состояний. В результате уменьшается средняя энергия испущенных протонов, что также приводит к уменьшению рассматриваемых отношений.

Наблюдается увеличение отношений  $\sigma(\gamma, p)/\sigma(\gamma, n)$  с ростом массового числа на ядрах с равным значением изоспина. Подобное поведение этих отношений связано с увеличением энергии кулоновского сдвига заселяемых изобараналоговых состояний конечных ядер при возрастании массового числа. Увеличение энергий кулоновского сдвига приводит к уменьшению средних энергий нейтронов, испускаемых при заселении состояний конечных ядер  $(N-1, Z)$  с изоспином  $T+1/2$ . В результате происходит подавление нейтронной эмиссии и возрастание отношений  $\sigma(\gamma, p)/\sigma(\gamma, n)$ , а также уменьшение этих отношений с ростом изоспина  $T$  для изотопов всех рассматриваемых элементов. Подобное поведение рассматриваемых отношений обусловлено двумя факторами: изменением порогов реакций  $(\gamma, p)$  и  $(\gamma, n)$  и изменением величины изоспинового расщепления ДГР. По мере возрастания изоспина происходит уменьшение порога реакции  $(\gamma, n)$  и увеличение порога реакции  $(\gamma, p)$ . Уменьшение порога первой реакции приводит к увеличению средней энергии нейтронов, испущенных при распадах ДГР. Из-за возрастания порога второй реакции нейтронные распады на высоколежащие состояния конечных ядер, сопровождающиеся испусканием протонов больших энергий, оказываются запрещенными кинематически. Это также приводит к росту средней энергии испущенных нейтронов. В результате возрастает эмиссия нейтронов, уменьшается значение отношений  $\sigma(\gamma, p)/\sigma(\gamma, n)$ . С ростом изоспина также увеличивается величина изоспинового расщепления ДГР. Это приводит к увеличению средних энергий нейтронов, испущенных состояниями  $1_>, 2_>$ , вследствие чего происходит дополнительное уменьшение отношений  $\sigma(\gamma, p)/\sigma(\gamma, n)$ .

Согласно экспериментальным данным и результатам расчета, для изотопов с полуцелым значением изоспина отношения  $\sigma(\gamma, p)/\sigma(\gamma, n)$  на изотопах с нечетными значениями  $Z$  оказываются больше, чем на изотопах с четными числами  $Z$ . Подобный эффект обусловлен влиянием сил спаривания на величины порогов реакций  $(\gamma, p)$  и  $(\gamma, n)$ . При нейтронных распадах ДГР изотопов с полуцелым значением изоспина образующееся конечное ядро  $(N-1, Z)$  содержит четное число нейтронов нейтронного избытка. Вследствие наличия неспаренного протона в конечных ядрах  $(N-1, Z)$  при нечетных  $Z$  порог реакции  $(\gamma, n)$  на изотопах с нечетным  $Z$  выше порога реакции  $(\gamma, p)$  на изотопах с четным  $Z$ . При протонных распадах ДГР ядер с полуцелым значением изоспина образуются конечные ядра  $(N, Z-1)$  с нечетным числом нейтронов нейтронного избытка. В этих конечных ядрах при четных  $Z$  содержатся две неспаренные частицы: протон и нейтрон, а при нечетных  $Z$  — один неспаренный нейтрон. В результате порог реакций  $(\gamma, p)$  на изотопах с нечетным  $Z$  оказывается ниже порога реакций  $(\gamma, p)$  на изотопах с четным  $Z$ . Подобное соотношение между порогами реакций  $(\gamma, p)$  и  $(\gamma, n)$  приводит к тому, что при распадах ДГР изотопов с нечетным  $Z$  по нейтронному каналу становится возможным заселение высоколежащих состояний конечных ядер  $(N-1, Z)$ , в то время как для изотопов с четным  $Z$  заселение таких состояний оказывается запрещенным кинематически. В результате на изотопах с нечетным  $Z$  средние энергии нейтронов оказываются меньше, а средние энергии протонов больше, чем на изотопах с четным  $Z$ . Это приводит к тому, что отношения  $\sigma(\gamma, p)/\sigma(\gamma, n)$  на изотопах с полуцелым значением изоспина больше при нечетных  $Z$ , чем при четных.

Сравнение результатов теоретических расчетов и экспериментальных данных показывает, что развитая модель воспроизводит экспериментальные данные по отношениям  $\sigma(\gamma, p)/\sigma(\gamma, n)$  на стабильных изотопах в области  $Z$  от 8 до 40 с точностью около 20%. Модель может использоваться для предсказания отношений  $\sigma(\gamma, p)/\sigma(\gamma, n)$  на ядрах, для которых экспериментальные данные отсутствуют.

#### Список литературы

1. Арзибеков У.Р., Габелко А.С., Жалилов М.Х. и др. Ядерная физика, 1985, т.42, с.1059.
2. Izhkhalov B.S., Kalzuyba V.G., Kapitonov I.M. e.a. Nucl.Phys., 1983, v.A405, p.287.
3. Ишханов Б.С., Капитонов И.М., Мокеев В.И. В кн.: Тезисы докладов XXXVI Сессии по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Харьков, 1986, с.346.
4. Fallieros S., Geulard V. Nucl.Phys., 1970, v.A147, p.593.
5. Капитонов И.М. Гигантский дипольный резонанс ядер  $\nu$ -оболочки: Автореф.дис. на соиск. учен. степ. доктора физ.-матем.наук. М.: НИИЯФ МГУ, 1983.

6. Кабачник Н.М., Коротких В.Л., Унгер Г.Ю. Ядерная физика, 1967, т.6, с. 973.
7. Mahaux C., Sarris A.M. Nucl.Phys., 1969, v.138, p.481.
8. Шитикова К.В., Ядровский В.Д. Изв. АН СССР. Сер. физика, 1965, т.29, с.230.
9. Ligensa R., Greiner W. Ann.Phys. (USA), 1969, p.51.
10. Ишханов Б.С., Шитикова К.В., Юрвев В.А. Изв. АН СССР. Сер. физика, 1965, т.29, с.216.
11. Photoneuclear data - abstract sheets 1955-1982 U.S. Dept. of Commerce Nat.Bur. of Stand: NBSIR 83-2742.

Статья поступила в редакцию 2 июля 1986 г.

УДК 539.173:658.012

О БАНКЕ ДАННЫХ ПО ВЫХОДАМ ПРОДУКТОВ ДЕЛЕНИЯ

А. Ф. Грашин, А. Д. Ефименко

DATA BANK OF FISSION-PRODUCT-YIELDS IS CONSTRUCTED. It contains experimental yields and values from thermodynamical model suggested by authors. Some preferences as compared with fission-yields file from ENDF/B-V are noted.

**Решение** важных народнохозяйственных задач, в том числе задачи обеспечения эффективной и безопасной работы атомного реактора, требует знания независимых выходов  $Y(A, Z)$  продуктов деления актиноидов. Для каждого делящегося материала необходимо знать набор выходов из тысячи или более нуклидов  $(A, Z)$ , поэтому хранить подобную информацию целесообразно на магнитных носителях. В соответствии с разработанной ранее [1] концептуальной схемой в МИФИ создан банк автоматизированных систем информации по ядерным данным (банк АСИЯД МИФИ), содержащий независимые выходы продуктов деления для  $70 \leq A \leq 170$ . Первая версия банка содержит 20 наборов по номенклатуре ENDF/B-V. Основной принцип организации банка - приоритет экспериментальных данных. Однако их число незначительно, поэтому они дополнены расчетными значениями выходов, полученными по термодинамической модели деления [2-5]. Наборы выходов нормировались условием  $\sum_A \sum_Z Y(A, Z) = 200\%$  и записывались на магнитный носитель.

По мере поступления новой экспериментальной информации наборы данных будут постоянно обновляться и уточняться. Наряду с текущей версией будет храниться файл, содержащий только теоретические значения, рассчитанные по термодинамической модели (версия АСИЯД МИФИ-0). Работа с банком данных обеспечивается набором сервисных программ, способных удовлетворять разнообразные запросы и предоставлять информацию в удобной для пользователей форме.

В термодинамической модели единственным параметром, который менялся бы при переходе от одного типа деления к другому, является температура  $T$ . Для прогнозирования температуры можно воспользоваться уравнением состояния, связывающим ее с энергией возбуждения компаунд-ядра  $U = \alpha_{эф}(T^2 - T_0^2)$ , где значения  $\alpha_{эф}$  для мишеней из  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{233}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$  соответственно равно 16,07; 14,74; 15,36; 15,99 и 21,89  $\text{МэВ}^{-1}$ , а значения  $T_0$  для тех же мишеней - 1,795; 1,78; 1,79; 1,81 и 1,875  $\text{МэВ}$  соответственно.

Более точные значения температуры можно получить, используя имеющиеся экспериментальные данные по массовым выходам, например отношение пик - долина. В таблице приведены значения полученных таким образом температур с погрешностью  $\Delta T \approx 0,01 \text{ МэВ}$ . С некоторыми конкретными примерами расчета выходов по термодинамической модели можно познакомиться в работах [2,4]. Из таблицы видно, что с ростом заряда мишени температура для каждого типа деления монотонно растет, а для изотопов одного элемента примерно одинакова. Это позволяет в случае отсутствия экспериментальных данных об отношении пик - долина пользоваться эмпирической экстраполяцией к близлежащим ядрам.

Температуры для файла по выходам АСИЯД МИФИ, МэВ

| Мишень            | Деление нейтронами |          |                   | Спонтанное деление |
|-------------------|--------------------|----------|-------------------|--------------------|
|                   | тепловыми          | быстрыми | с энергией 14 МэВ |                    |
| $^{232}\text{Th}$ | -                  | 1,92     | 2,1               | -                  |
| $^{233}\text{U}$  | 1,9                | 1,93     | 2,14              | -                  |
| $^{235}\text{U}$  | 1,9                | 1,92     | 2,13              | -                  |
| $^{236}\text{U}$  | -                  | 1,93     | -                 | 1,79               |
| $^{238}\text{U}$  | -                  | 1,93     | 2,11              | -                  |
| $^{237}\text{Np}$ | -                  | 1,93     | -                 | -                  |
| $^{239}\text{Pu}$ | 1,95               | 1,97     | 2,11              | -                  |
| $^{240}\text{Pu}$ | -                  | 1,97     | -                 | 1,87               |
| $^{241}\text{Pu}$ | 1,94               | 1,97     | -                 | -                  |
| $^{242}\text{Pu}$ | -                  | 1,95     | -                 | -                  |
| $^{241}\text{Am}$ | -                  | 1,99     | -                 | -                  |
| $^{245}\text{Cm}$ | 1,975              | -        | -                 | -                  |
| $^{249}\text{Cf}$ | 1,99               | -        | -                 | -                  |
| $^{252}\text{Cf}$ | -                  | -        | -                 | 1,95               |
| $^{254}\text{Fm}$ | -                  | -        | -                 | 1,96               |
| $^{256}\text{Fm}$ | -                  | -        | -                 | 1,98               |

Из существующих наборов данных по выходам продуктов деления наиболее известен файл ENDF/B-V Брукгейвской национальной лаборатории. Он содержит независимые выходы для II делящихся ядер (20 наборов данных). Теоретической основой для построения этого файла является предположение, что выходы изобаров с массовым числом  $A$  укладываются на гауссову кривую с центром  $Z_p(A)$ . Функцию  $Z_p(A)$  экстраполируют эмпирически от деления  $^{235}\text{U}$  тепловыми нейтронами, где она достаточно хорошо известна, в область малоизученных реакций деления. При этом могут возникать существенные ошибки из-за сложного вида функции  $Z_p(A)$ . Ширина гауссова распределения считается не зависящей от реакции деления и равной 0,56, что вносит большие погрешности, особенно для продуктов, находящихся вдали от наиболее вероятного заряда, при  $|z - Z_p| > 1,5$  [6].

Основной аргумент в пользу того или иного файла - точность прогнозирования. Поэтому интересно провести сравнение значений  $Z_p$  и сечений из файлов ENDF/B-V и АСИЯД МИФИ для какого-либо достаточно полного набора экспериментальных выходов, который получен после создания файлов. В настоящее время это можно сделать только для набора данных по выходам продуктов деления  $^{239}\text{Pu}$  тепловыми нейтронами [7]. Для обоих файлов среднее отклонение

$$\sqrt{\sum_{i=1}^n \frac{1}{n} [Z_p^{\text{exp}}(A_i) - Z_p(A_i)]^2} = 0,11.$$

Однако для файла АСИЯД МИФИ среднее отклонение ширин зарядовых распределений

$$\sqrt{\sum_{i=1}^n \frac{1}{n} [\sigma^{\text{exp}}(A_i) - \sigma(A_i)]^2}$$

примерно в два раза меньше (для ENDF/B-V оно равно 0,05 вместо 0,09). Более точные значения сечений в нашем файле должны давать особенно большой эффект вдали от наиболее вероятных зарядов, где пока что отсутствуют экспериментальные данные. Например, значение выхода  $Y$  ( $A=94, z=41$ ) в нашем файле на два порядка выше, чем в файле ENDF/B-V.

Наиболее важным преимуществом банка АСИЯД МИФИ является значительное расширение номенклатуры не только по сравнению с файлом ENDF/B-V, но и по сравнению с находящимся еще в стадии разработки файлом ENDF/B-VI. Наряду с реальными наборами данных в банке АСИЯД МИФИ хранятся наборы

выходов для типов деления  $\alpha f$ ,  $\alpha f$ ,  $\gamma f$  и др. в широком диапазоне делющихся ядер от  $^{132}\text{Th}$  до  $^{256}\text{Fm}$  с энергией возбуждения не более 20 МэВ.

#### Список литературы

1. Грашин А.Ф., Зинькевич С.П., Колобашкин В.М. и др. Концептуальный подход к построению банков ядерных данных. - В кн.: Экспериментальные методы ядерной физики. Вып.6. М.: Атомиздат, 1980, с.119; Grashin A.F., Kolobashkin V.M., Televinova T.M.e.a. On the design of relational data bank for the problems of nuclear technology. - In: Proc.Intern.conf.on nucl.data for sci. and technol. (Antwerpen, 1982). Boston, 1982, p.997-996.
2. Грашин А.Ф. Термодинамическая модель деления. - В кн.: Актуальные вопросы физики деления. М.: МИФИ, 1983, с.28.
3. Грашин А.Ф., Ефименко А.Д., Колобашкин В.М. О термодинамической модели деления тяжелых ядер. - В кн.: Методы экспериментальной ядерной физики в исследованиях процессов и продуктов деления. М.: Энергоатомиздат, 1983, с.43.
4. Грашин А.Ф., Ефименко А.Д. О зарядовых распределениях в реакциях деления. - В кн.: Экспериментальные методы и аппаратура в ядерно-физических исследованиях. М.: Энергоатомиздат, 1984, с.18.
5. Грашин А.Ф., Ефименко А.Д., Колобашкин В.М. Новый термодинамический подход к описанию процесса деления ядер. - Изв. АН СССР. Сер.физич., 1985, т.49, с.188-193.
6. Srivastava A., Datta T., Manohar S.B.e.a. Odd-even effect study of fission fragments in the mass region 132-140 from reactor neutron induced fission of  $^{232}\text{Th}$ . - In: Proc.nucl.chem. and radiochemistry (Varanashi, 1981), 1983, p.153-155.
7. Shmitt C.e.a. Fission yields at different fission product kinetic energies for thermal-neutron-induced fission of  $^{239}\text{Pu}$ . - Nucl.Phys., 1984, v.A430, p.21-61.

Статья поступила в редакцию 22 августа 1985 г.

УДК 546.799.4

ИЗМЕРЕНИЯ ИНТЕНСИВНОСТИ  $\gamma$ -КВАНТОВ  $^{239}\text{Pu}$  ДЛЯ ПЕРЕХОДОВ  
ВРАЩАТЕЛЬНОЙ ПОЛОСЫ  $[631] 1/2^+$  УРОВНЕЙ  $^{235}\text{U}$

В. В. Овечкин, В. И. Мелентьев, А. Е. Хохлов

THE MEASUREMENT OF  $^{239}\text{Pu}$   $\gamma$ -QUANTA INTENSITY FOR THE TRANSITIONS OF  $[631]1/2^+$  ROTATIONAL BAND OF  $^{235}\text{U}$  LEVELS. The intensities of  $\gamma$ -quanta,  $I_\gamma$ , of  $^{239}\text{Pu}$  were measured in the energy ranges 30-200 keV using a Ge-detector having an energy resolution of 0.46 keV for the energy of 100 keV. On the basis of new experimental values of  $I_\gamma$  for  $\gamma$ -quanta corresponding to the transitions of the rotational band of the levels  $[631]1/2^+$  and using the calculated coefficients of the inner conversion the estimates were carried out of the intensities of  $\alpha$ -transitions,  $I_\alpha$ , for the levels of this band. The agreement between the experimental and calculated values of  $I_\alpha$  at the level of the energy of 81,739 keV can be reached if new values ( $I_{68,896} = 1,8 \cdot 10^{-6}$  and  $I_{68,74} = 3,2 \cdot 10^{-6} \text{ decay}^{-1}$ ) are assumed for the intensities of the components of the unresolved peak  $\gamma$  68,8 keV. These new values significantly differ from the recommended data.

Многочисленные экспериментальные исследования  $\gamma$ -спектра  $^{239}\text{Pu}$  (см., например, работы [1-4]) связаны с большой ролью изотопа в ядерной технологии и сложностью этого спектра, содержащего свыше 100  $\gamma$ -линий. Подавляющее число линий приписано определенным  $\gamma$ -переходам между возбужденными уровнями  $^{235}\text{U}$ . По классификации Нильссона из них выделено несколько полос (групп).

Определенный интерес представляют  $\gamma$ -переходы вращательной полосы  $[63\text{I}] 1/2^+$ , начинающейся с метастабильного уровня с энергией 77 эВ,  $1/2^+$  ( $T_{1/2}=26$  мин [5]) и включающей уровни до энергий 294,685 кэВ ( $13/2^+$ ) и, возможно, 357,30 кэВ ( $15/2^+$ ). На нижние уровни полосы (рис.1) приходится основная доля всех переходов (около 100%) и их интенсивности надежно измерены на магнитных альфа-спектрометрах [6,7]. Однако интенсивности  $\gamma$ -квантов с энергиями 30,0; 98,78 и 115,4 кэВ по данным последних работ [3,4] сильно различаются, что не позволяет сопоставить между собой интенсивности  $\gamma$ - и  $\alpha$ -переходов полосы  $[63\text{I}] 1/2^+$ .

Для уточнения интенсивностей  $\gamma$ -излучения  $^{239}\text{Pu}$  в настоящей работе проведены измерения  $\gamma$ -спектра препарата  $^{239}\text{PuO}_2$  (масса 2 мг, изотопное содержание  $^{239}\text{Pu}$  98,7%) с помощью полупроводникового детектора из высокоочищенного германия (чувствительный объем 1,4 см<sup>3</sup>), имеющего энергетическое разрешение 0,38 и 0,46 кэВ для энергий  $\gamma$ -квантов соответственно 50 и 100 кэВ. Для градуировки эффективности детектора  $\epsilon = f(E_\gamma)$  в интервале  $E_\gamma = 14-280$  кэВ использовали стандартные  $\gamma$ -излучатели с учетом абсолютных интенсивностей K-рентгеновских квантов [8,9]. Как видно из рис.2, на котором представлена зависимость  $\epsilon = f(E_\gamma)$ , почти все экспериментальные значения эффективности  $\epsilon$ , за исключением точек для  $^{113}\text{Sn}$ , ложатся на плавную кривую. Используя значение  $\epsilon_{129} = (5,2 \pm 0,1) \cdot 10^{-3}$  и экспериментальную интенсивность  $I_{129} = (6,26 \pm 0,02) \cdot 10^{-5}$  расп.<sup>-1</sup> [3] (см.рис.2), можно определить интенсивность других квантов  $^{239}\text{Pu}$  по формуле

$$I_\gamma = \frac{S_\gamma \epsilon_{129} I_{129}}{S_{129} \epsilon_\gamma},$$

где  $S_\gamma$  и  $S_{129}$  - площади  $\gamma$ -пиков;  $\epsilon_\gamma$  и  $\epsilon_{129}$  - эффективности. Выбор  $\gamma$ -квантов с энергией 129,29 кэВ для нормировки определяется тем, что это значение находится между двумя близкими энергиями  $\gamma$ -излучателя  $^{57}\text{Co}$  с надежно аттестованными потоками  $\gamma$ -излучений, благодаря чему можно получить значение  $\epsilon_{129}$  с хорошей точностью.

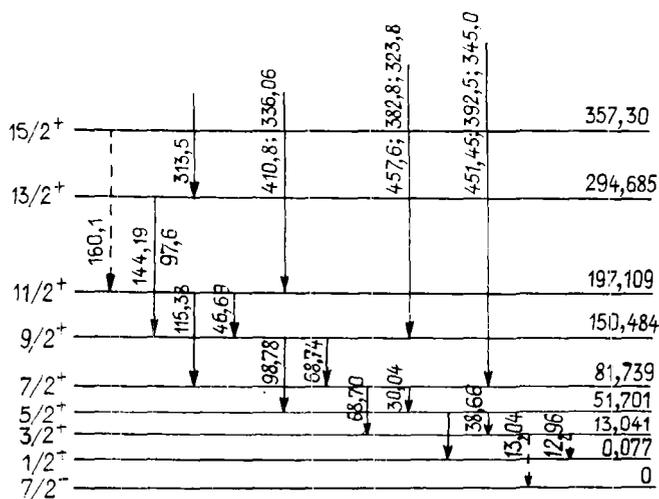


Рис.1. Энергии уровней и  $\gamma$ -переходов (в килоэлектронвольтах) для полосы  $[63\text{I}] 1/2^+$  [5]

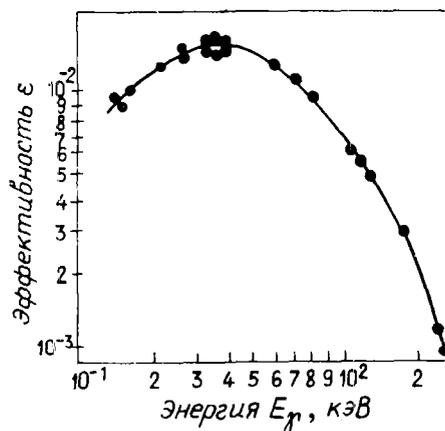


Рис.2. Эффективность германиевого детектора при расстоянии источник - детектор 28 мм

Из аппаратурного спектра  $^{239}\text{Pu}$  выяснилось, что разрешение германиевого детектора недостаточно для отделения  $\gamma$ -излучения с энергией 98,8 кэВ от  $K\alpha_1$ -излучения с энергией 98,44 кэВ, поэтому определение площади и энергии  $\gamma$ -пика 98,8 кэВ проводили по  $K\alpha_2$ -пику (энергия 94,66 кэВ) с использованием поправочного коэффициента  $100 \epsilon_2 / 61,9 \epsilon_1$  ( $100/61,9$  - отношение интенсивностей  $K\alpha_1$ - и  $K\alpha_2$ -излучений [10], а  $\epsilon_1, \epsilon_2$  - их эффективности регистрации), а также

с учетом аппаратурной полуширины  $K\alpha_2$ -пика. В результате интенсивность  $\gamma$ -излучения с энергией 98,8 кэВ определяли из выражения

$$I_{98,8} = \frac{S(99) - S_{K\alpha_1}}{S_{K\alpha_1}} I_{K\alpha_1},$$

где  $S(99)$  - площадь суммарного пика;  $S_{K\alpha_1} = (100\epsilon_2/61,9\epsilon_1)S_{K\alpha_2}$  - расчетная площадь  $K\alpha_1$ -пика. На основе пяти экспериментов было определено  $E_\gamma = 98,75 \pm 0,04$  кэВ и  $I_{98,8} = (1,3 \pm 0,1) \cdot 10^{-5}$  расп.<sup>-1</sup>  $^{239}\text{Pu}$ .

В связи с имеющимися в литературе расхождениями по определению  $\gamma$ -излучения с энергией 115,4 кэВ провели сравнительные измерения  $\gamma$ -спектров  $^{239}\text{Pu}$  и  $^{238}\text{Pu}$  и установили, что большая часть этого пика (около 70%) должна быть отнесена за счет  $\gamma$ -квантов ( $E_\gamma = 115,37$  кэВ) с интенсивностью  $I_{115} = (4,1 \pm 0,5) \cdot 10^{-6}$  расп.<sup>-1</sup>, а остальная часть обусловлена  $K\beta_4$ -рентгеновским излучением.

Можно полагать, что результат измерений интенсивности  $I_{115}$ , приведенный в работе [2], получен без разделения этого суммарного пика на  $\gamma$ - и  $K\beta_x$ -компоненты, а в работе [3] вся интенсивность  $I_{115}$  ошибочно, как это теперь ясно, приписана  $K\beta_x$ -рентгеновскому излучению.

При измерении интенсивности  $\gamma$ -квантов с энергией 30 кэВ существует возможность завышения значения интенсивности  $I_{30}$  из-за эффекта суммирования  $L$ -рентгеновских квантов ( $E_{L\alpha_1} = 13,61$  и  $E_{L\beta_2} = 16,42$  кэВ). Для учета влияния этого эффекта в настоящей работе начиная с энергии более 10 кэВ проведены измерения спектра  $^{239}\text{Pu}$  с использованием алюминиевого фильтра (толщина 210 мг/см<sup>2</sup>) и без него при одинаковых расстояниях от плутониевого препарата до детектора. Поскольку в отличие от  $L$ -рентгеновских пиков площадь пика 30 кэВ изменяется мало (так же, как и площади пиков с энергиями 38,66; 51,62 кэВ и др.), сделан вывод, что этот пик связан с реальным  $\gamma$ -излучением, вероятно, в результате распада  $^{239}\text{Pu}$ . В настоящих измерениях получены значения  $I_{30} = (2,1 \pm 0,3) \cdot 10^{-6}$  расп.<sup>-1</sup> и  $E_\gamma = (30,0 \pm 0,1)$  кэВ в соответствии с данными работы [3] и при большом несоответствии с экспериментальным значением  $I_{30} = (0,99 \pm 0,03) \cdot 10^{-6}$  расп.<sup>-1</sup>, рассчитанным на основе данных работы [4]. Однако следует отметить, что в работе [4] значение  $I_{30}$  относится к энергии  $E_\gamma = 30,251 \pm 0,010$  кэВ, которая сильно отличается от соответствующих значений из работ [3, 5, 9] и от нашего результата.

Экспериментальные определения и оценки интенсивности  $\gamma$ -излучений, соответствующие переходам полосы [63I]  $1/2^+$  при  $\alpha$ -распаде  $^{239}\text{Pu}$ , приведены в таблице.

Интенсивность ( $\times 10^{-8}$  расп.<sup>-1</sup>)  $\gamma$ -квантов  $^{239}\text{Pu}$ , соответствующая  $\gamma$ -переходам полосы [63I]  $1/2^+$  уровней  $^{235}\text{U}$

| Энергия $\gamma$ -квантов, кэВ [5] | Эксперимент           |                      |                      | Оценка              |                      | Настоящие измерения авторов |
|------------------------------------|-----------------------|----------------------|----------------------|---------------------|----------------------|-----------------------------|
|                                    | [2]                   | [3]                  | [4]                  | [9]                 | [5]                  |                             |
| 30,04(2)                           | -                     | 217                  | 99(3)                | 220(10)             | 217(6)               | 210(30)                     |
| 38,661(2)                          | $1,63(16) \cdot 10^3$ | $1,05(2) \cdot 10^4$ | $1,01(1) \cdot 10^4$ | $1,0(1) \cdot 10^4$ | $1,03(2) \cdot 10^4$ | $0,87(4) \cdot 10^4$        |
| 46,69                              | -                     | 58                   | -                    | 57(4)               | 58(4)                | 63(5)                       |
| 51,624(1)                          | $1,35(14) \cdot 10^4$ | $2,70(1) \cdot 10^4$ | $2,71(2) \cdot 10^4$ | $2,6(1) \cdot 10^4$ | $2,71(5) \cdot 10^4$ | $2,59(10) \cdot 10^4$       |
| 68,696(6)                          | } 420(60)             | } 510                | } 506(12)            | } 500(20)           | 300(100)             | } 510(40)                   |
| 68,74                              |                       |                      |                      |                     | 110(60)              |                             |
| 97,6(3)                            | -                     | -                    | -                    | -                   | -                    | $\leq 50$                   |
| 98,78(2)                           | -                     | $1,22(4) \cdot 10^3$ | -                    | 12(1)               | $1,22(4) \cdot 10^3$ | $1,3(1) \cdot 10^3$         |
| 115,38(5)                          | 740(90)               | 649(10)              | -                    | -                   | 462(50)              | 410(50)                     |
| 144,20(3)                          | 28(4)                 | 283(2)               | 308(6)               | 280(10)             | 285(3)               | 270(30)                     |
| 160,19(5)                          | 5(2)                  | 6,2(12)              | -                    | -                   | 6,2(12)              | -                           |

Примечание. В скобках приведены значения погрешностей. Для работы [3] указаны лишь статистические составляющие погрешности.

Как следует из рис.1, разрядка уровней полосы  $[^{63}\text{I}] I/2^+$  происходит преимущественно в результате двух  $\gamma$ -переходов: первый переход - на ближайший нижний уровень этой полосы (его мультиплетность  $6L - M1$  с примесью  $E2$ ) и второй ( $6L - E2$ ) - на следующий нижний уровень полосы. Полученные экспериментальные значения интенсивности  $I_\gamma$  в сочетании с полными коэффициентами  $\alpha_\gamma$  из таблиц работы [11] с учетом вкладов примеси  $E2$  к  $M1$  [5] для первого  $\gamma$ -перехода, а также всех  $\gamma$ -излучений, заселяющих определенный уровень полосы  $[^{63}\text{I}] I/2^+$ , дают возможность произвести для такого уровня оценку интенсивности  $\alpha$ -перехода.

Результаты наших оценок этой интенсивности находятся в согласии с экспериментальными значениями, за исключением интенсивности для уровня с энергией  $81,739$  кэВ; здесь расчетное значение (не менее  $5 \cdot 10^{-2}\%$ ) оказывается намного больше экспериментальных значений из работ [6,7] и рекомендованного значения интенсивности  $3,6 \cdot 10^{-2}\%$  [5].

Согласие с экспериментом можно получить, если принять для интенсивностей близких компонентов неразделенного дублета линий (с энергиями  $68,696$  и  $68,74$  кэВ) значения  $I_{68,696} = 1,8 \cdot 10^{-6}$  и  $I_{68,74} = 3,2 \cdot 10^{-6}$  расп.<sup>-1</sup> вместо  $(3 \pm 1) \cdot 10^{-6}$  и  $(1,1 \pm 0,6) \cdot 10^{-6}$  расп.<sup>-1</sup> соответственно [5].

#### Примечание при корректуре.

Недавно авторы ознакомились с рекомендациями группы МАГАТЭ по значениям интенсивности  $I_\gamma$  для  $^{239}\text{Pu}$  (Decay Data of the Transactinium Nuclides: Technical Reports Series, N 261. Vienna: IAEA, 1986, p.99). Наши значения  $I_\gamma$  в основном согласуются с данными МАГАТЭ. Однако в случае  $I_{39}$  имеется некоторое расхождение, причины которого пока неясны. Этот вопрос нуждается в дополнительном исследовании.

#### Список литературы

1. Бердиков В.В. Изв. АН СССР. Сер. физич., 1967, т.33, с.185.
2. Cline J.E. Nucl.Phys., 1968, v.A106, p.481.
3. Gunnink R., Evans J.F., Prindle A.L. Rep.UCLR-52139, 1976.
4. Helmer R.G.e.a. Int.J.Appl.Radiat.Isotop., 1982, v.33, p.23.
5. Schmorak M.R. Nucl.Data Sheets, 1983, v.40, N 1.
6. Баранов С.А., Зеленков А.Г., Кулаков В.М. Атомная энергия, 1976, т.41, с.342.
7. Джелепов Б.С. и др. Ж.эксперим. и теор.физ., 1961, т.41, с.1725.
8. Вулсов Ц., Осипенко Б.П., Чумин В.М. В кн.: Физика элементарных частиц и атомного ядра. М.: Атомиздат, 1978, с.135.
9. Хольнов Ю.В. и др. Характеристики излучений радиоактивных нуклидов, применяемых в народном хозяйстве: Справочник. М.: Атомиздат, 1980.
10. Lederer C.M. Table of Isotopes. Ed. C.M.Lederer, V.S.Shirley. N.-Y.: Wiley J. and Sons, 1978.
11. Rösel F.e.a. Atomic Data and Nucl.Data Tables, 1978, v.21, N 4-5.

Статья поступила в редакцию 30 апреля 1986 г.

УДК 539.166.2(08)

#### К ВОПРОСУ УСТАНОВЛЕНИЯ ЕДИНЫХ ЗНАЧЕНИЙ КОНСТАНТ РАДИОАКТИВНОГО РАСПАДА

В. Н. Д а н и л е н к о, Э. К. С т е п а н о в

ON THE PROBLEMA OF THE ESTABLISHING THE COORDINATED VALUE FOR RADIOACTIVE DECAY CONSTANS. The necessity of establishing the coordinated values for constants of radioactive disintegration with the aim of ensuring the uniformity in measurements of ionizing radiation parameters is discussed. The principles of evaluation of experimental data for obtaining average values of decay are formulated. The nomenclature of decay parameters and a list of nuclids for which the above parameters are to be standardized is proposed.

**Константы радиоактивного распада (КРР) среди ядерно-физических констант занимают особое место благодаря их широкому использованию в измерительной практике. С точки зрения практической значимости наиболее важными являются энергия  $E$ , абсолютные  $I_{\text{абс}}$  и относительные  $I_{\text{отн}}$  интенсив-**

ности излучения, а также периоды полураспада  $T_{1/2}$  соответствующих нуклидов. Эти КРР применяются при аттестации и эксплуатации образцовых источников и растворов, при градуировке радиометрической и спектрометрической аппаратуры и т.д. Естественно, что наличие единых значений констант, установленных с требуемой для практики точностью, является необходимым условием обеспечения единообразия и достоверности результатов измерений характеристик ионизирующих излучений.

Экспериментальному определению КРР посвящено большое число работ, опубликованных в СССР и за рубежом. Одновременно по мере накопления экспериментального материала появлялись публикации, в которых сообщалось о результатах оценки КРР. Эти работы дают возможность выявить систематическую погрешность, сопровождающую каждое конкретное измерение, и в некоторых случаях перевести ее в разряд случайных, следовательно, получить более достоверное значение оцениваемой величины.

Сформулируем принципы, которым должна удовлетворять процедура оценивания, чтобы считаться достоверной: полнота анализируемого материала, объективные и обоснованные критерии отбора данных, учет корреляций между результатами отдельных работ или исключение коррелированных результатов, корректная процедура статистической обработки.

При публикации эти данные должны сопровождаться соответствующим пояснением, дающим представление о соблюдении указанных принципов и позволяющим провести анализ рекомендованных значений, чтобы принять или отклонить их. Это необходимо делать в том случае, если данные претендуют на официальный статус. Имеется еще один аргумент в пользу публикации процедуры получения стандартного значения КРР. При появлении новых оригинальных работ, уточняющих значения КРР, соответствующий национальный орган имеет возможность провести перерасчет средних значений КРР, если известна процедура принятого ранее усреднения. Если эта процедура не известна, то перерасчет становится монополией одного авторского коллектива.

Проведенный авторами анализ работ, в которых опубликованы оцененные значения КРР, показывает, что эти требования соблюдаются далеко не всегда. В качестве примера достаточно привести одну из последних работ [1], в которой рассмотрены значения периодов полураспада, энергий и абсолютных интенсивностей  $\gamma$ -излучения для некоторых радионуклидов, рекомендованные для использования в качестве так называемых калибровочных стандартов. Поскольку публикация [1] является техническим отчетом МАГАТЭ, она имеет определенный рекомендательный характер. Однако в ней не только отсутствует информация, поясняющая процедуру оценивания значений КРР, но даже не приводится достоверная вероятность для погрешностей оцененных значений.

В этой связи нельзя не остановиться на международном сотрудничестве под эгидой МАГАТЭ по оцениванию ядерных данных, которые публикуются в журнале *Nuclear Data Sheets*. Подробная документированность этих данных, тщательная процедура рецензирования с привлечением высококвалифицированных специалистов из ведущих лабораторий сделали эти данные весьма авторитетными. Безусловно, что это наиболее полные данные о различных характеристиках ядер. В то же время именно полнота делает эти данные неудобными в использовании при решении конкретной прикладной задачи. Следует отметить и то обстоятельство, что из-за большого объема информации по каждому нуклиду обновление данных происходит с периодом не менее 10 лет и некоторые данные часто существенно устаревают. Поэтому представляется целесообразным разработка определенных данных по распаду радионуклидов, используемых в метрологической практике и их оперативное обновление по мере появления более точных экспериментальных результатов.

В нашей стране разработка данных о свойствах вещества регламентируется ГОСТом [2], в соответствии с которым все данные (в нашем случае о константах радиоактивного распада) разделены на три категории:

- стандартные справочные данные (ССД), обязательные к применению во всех областях научной и практической деятельности;
- рекомендуемые справочные данные (РСД), носящие рекомендательный характер во всех областях применения и являющиеся, как правило, обобщением известных литературных данных;
- справочные данные (СД), имеющие информационный характер, могут быть взяты из любой опубликованной работы.

В зависимости от категории данных ГОСТ устанавливает соответствующую процедуру их согласования и утверждения. Если применить указанные критерии к работе [1], то опубликованные в ней значения КРР могут быть отнесены лишь к категории СД.

В СССР проделана большая работа по оценке 17 ядерно-физических констант для 250 радионуклидов, широко применяемых в практической деятельности. Полученные оценки были утверждены в качестве РСД [3-5]. Характерно, что в этих работах опубликованы не только оцененные значения, но и подробная процедура их получения. Одновременно с разработкой РСД был поставлен вопрос о целесообразности разработки ССД для наиболее важных параметров радиоактивного распада определенной номенклатуры радионуклидов.

В публикациях, обосновывающих необходимость разработки ССД в области спектрометрии ионизирующих излучений [6-8], отмечается, что номенклатура и параметры радиоактивного распада, для которых целесообразна разработка ССД, определяются их использованием при градуировке образцовых средств измерений, а также при аттестации образцовых источников и растворов. В соответствии с этим можно рекомендовать следующий перечень КРР и радионуклидов: период полураспада, энергия, абсолютная интенсивность  $\gamma$ -излучения радионуклидов  $^{241}\text{Am}$ ,  $^{57}\text{Co}$ ,  $^{139}\text{Ce}$ ,  $^{203}\text{Hg}$ ,  $^{113}\text{Sn}$ ,  $^{137}\text{Cs}$ ,  $^{54}\text{Mn}$ ,  $^{88}\text{Y}$ ,  $^{65}\text{Zn}$ ,  $^{60}\text{Co}$ ,  $^{22}\text{Na}$  (нуклидов, входящих в состав комплекта образцовых спектрометрических гамма-источников ОСГИ); период полураспада, энергия, абсолютная и относительная интенсивности  $\gamma$ -излучения радионуклидов  $^{75}\text{Se}$ ,  $^{133}\text{Ba}$ ,  $^{152}\text{Eu}$ ,  $^{110\text{m}}\text{Ag}$ ,  $^{182}\text{Ta}$ ,  $^{192}\text{Ir}$ ,  $^{56}\text{Co}$  (нуклидов со сложной схемой распада, получивших широкое применение для градуировки гамма-спектрометров); период полураспада, энергия, абсолютная интенсивность  $\alpha$ -излучения  $^{233}\text{U}$ ,  $^{238}\text{Pu}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{226}\text{Ra}$  в равновесии с дочерними продуктами распада (нуклидов, входящих в состав образцовых спектрометрических альфа-источников ОСАИ); период полураспада, энергия, абсолютная интенсивность рентгеновского излучения радионуклидов, используемых при градуировке рентгеновских спектрометров; период полураспада, коэффициент внутренней конверсии, энергия электронов внутренней конверсии для нуклидов, используемых при градуировке бета-спектрометров. Эта номенклатура может быть дополнена некоторыми радионуклидами, на основе которых выпускаются "образцовые" растворы, а также нуклидами, используемыми в новых источниках. В любом случае номенклатура не должна быть слишком большой, так как это усложнило бы контроль за существующими ССД и работу по их периодическому пересмотру.

Разработанные таблицы энергий  $\gamma$ -квантов, испускаемых нуклидами, входящими в состав ОСГИ, утверждены в качестве ССД [9]. Этой работе предшествовало появление методики отбора экспериментальных данных [3,10], обработка которых проводилась по методике работы [11] с некоторыми уточнениями и дополнениями, изложенными в работе [10]. В настоящее время завершена разработка проекта таблиц ССД по периоду полураспада, энергии, абсолютной и относительной интенсивности  $\gamma$ -излучения нуклидов со сложной схемой распада.

Если рассматривать вопрос о стандартизации КРР в перспективе, то конечной целью этой работы должно явиться создание международного стандарта по КРР. Однако такая работа не может быть выполнена одной организацией или страной. По нашему мнению, сначала должны быть согласованы принципы отбора литературных данных и методика их обработки. Эти вопросы могут быть решены как по линии многостороннего научно-технического сотрудничества, так и через международные организации, имеющие возможность организовать обсуждение данных материалов и их обобщение (например, МАГАТЭ, Международный комитет по метрологии радионуклидов, Постоянная комиссия СЭВ по метрологии и стандартизации). Только после согласования этих исходных документов появится реальная возможность разработать соответствующий стандарт по КРР, который может быть принят в качестве национального.

#### Список литературы

1. Lorenz A. Nucl. data standards for nucl. measurement: Technical rep., series N 227. Vienna: IAEA, 1983, p.89-97.
2. ГОСТ 8.310-78. Государственная служба стандартных справочных данных. Основные положения.
3. Хольнов Д.В., Чечев В.П., Камынов Ш.В. и др. Характеристики излучений радиоактивных нуклидов, применяемых в народном хозяйстве. М.: Атомиздат, 1980.
4. Хольнов Д.В., Чечев В.П. и др. Оцененные значения ядерно-физических характеристик, радиоактивных нуклидов, применяемых в народном хозяйстве. М.: Энергоатомиздат, 1982.
5. Хольнов Д.В., Чечев В.П. и др. Оцененные значения ядерно-физических характеристик радиоактивных нуклидов, применяемых в технике и медицине. М.: Энергоатомиздат, 1984.

6. Степанов Э.К., Даниленко В.Н., Матвеев С.В. - В кн.: *Методы получения и измерения образцовых источников и растворов: Труды симпозиума СЭВ (Марианске-Лазне, 1979)*. Прага, 1979, с.188-191.
7. Степанов Э.К., Даниленко В.Н., Матвеев С.В. *Метрологическое обеспечение измерений на Ge(Li)-спектрометрах при аттестации образцовых источников*. - *Измерительная техника*, 1980, № 6, с.66-67.
8. Степанов Э.К. В кн.: *Методы получения и измерения образцовых источников и растворов: Труды симпозиума СЭВ (Чопак, 1984)*. Будапешт, 1984, т.2, с.451-457.
9. Вылов Ц.Д., Горожанкин В.М., Громов К.Я. и др. *Таблицы стандартных справочных данных. Энергии гамма-квантов, испускаемых нуклидами, входящими в состав образцовых спектрометрических гамма-источников*. ГСССД I4-80. М.: Из-во стандартов, 1982.
10. Вылов Ц.Д., Горожанкин В.М., Громов К.Я. и др. *Разработка стандартных справочных данных в области гамма-спектрометрии*. - *Измерительная техника*, 1981, № 4, с.52-53.
11. Хольнов Ю.В., Чечев В.П. В кн.: *Прикладная ядерная спектроскопия*. М.: Атомиздат, 1977, вып.7.

Статья поступила в редакцию 28 марта 1986 г.

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

| Element |     | Quantity | Laboratory | Work-type | Energy (eV) |       | Page | COMMENTS                                 |
|---------|-----|----------|------------|-----------|-------------|-------|------|--|
| S       | A   |          |            |           | min         | max   |      |  |
| AG      |     | NG       | FBI        | EXPT      | 4.0+3       | 4.0+5 | 21   | BØKHOVKO + VDG, TOF, SIG(E), TBL, CFD    |
| AG      | 107 | NG       | FBI        | EXPT      | 4.0+3       | 4.0+5 | 21   | BØKHOVKO + VDG, TOF, SIG(E), TBL, CFD    |
| AG      | 109 | NG       | FBI        | EXPT      | 4.0+3       | 4.0+5 | 21   | BØKHOVKO + VDG, TOF, SIG(E), TBL, CFD    |
| U       | 236 | TOT      | FBI        | EVAL      | 2.5-2       | 2.0+7 | 3    | KLEPACKIJ+ ANAL EXPT, CALC, SIG(E), TBL  |
| U       | 236 | SEL      | FBI        | EVAL      | 1.0-5       | 2.0+7 | 3    | KLEPACKIJ+ ANAL EXPT, CALC, SIG(E), TBL  |
| U       | 236 | DEL      | FBI        | EVAL      | 4.0+6       |       | 3    | KLEPACKIJ+ CALC, ANGDIST, GRPH           |
| U       | 236 | SIN      | FBI        | EVAL      | 4.5+4       | 2.0+7 | 3    | KLEPACKIJ+ ANAL EXPT, CALC, SIG(E), TBL  |
| U       | 236 | DIN      | FBI        | EVAL      | 1.6+5       | 2.0+7 | 3    | KLEPACKIJ+ ANGDIST-GRPH, EXCIT FN-TBL    |
| U       | 236 | NG       | FBI        | EVAL      | 1.0+5       | 2.0+7 | 10   | KLEPACKIJ+ ANAL EXPT, CALC, SIG(E), TBL  |
| U       | 236 | RIG      | FBI        | EVAL      | 2.5-2       | 1.5+5 | 3    | KLEPACKIJ+ ANAL EXPTS, CALC, RIG GVN     |
| U       | 236 | N2N      | FBI        | EVAL      | 2.0+6       | 2.0+7 | 10   | KLEPACKIJ+ CALC, ANAL SIG(E), GRPH, CFD  |
| U       | 236 | NXN      | FBI        | EVAL      | 1.2+7       | 2.0+7 | 10   | KLEPACKIJ+ CALC, ANAL, N3N, SIG(E), GRPH |
| U       | 236 | NF       | FBI        | EVAL      | 1.0-5       | 2.0+7 | 3    | KLEPACKIJ+ ANAL EXPT, CALC, SIG(E), TBL  |
| U       | 236 | RES      | FBI        | EVAL      | 2.5-2       | 1.1+3 | 3    | KLEPACKIJ+ WN, WG, WF, VS EN, AV D, TBL  |
| U       | 236 | STF      | FBI        | EVAL      | 2.5-2       | 1.5+5 | 3    | KLEPACKIJ+ ANAL EXPTS, CALC, SO, S1 GVN  |
| MANY    |     | NU       | FBI        | THEO      | SPONT       |       | 25   | MALINOVSKIJ. CALC NU-BAR, Z=90-98, TBL   |
| MANY    |     | NU       | FBI        | THEO      | 2.5-2       | 2.0+7 | 25   | MALINOVSKIJ. CALC NU-BAR, Z=90-98, TBL   |

УДК 539.173

ОЦЕНКА НЕЙТРОННЫХ ДАННЫХ  $^{236}\text{U}$  В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ РАЗРЕШЕННЫХ И НЕРАЗРЕШЕННЫХ РЕЗОНАНСОВ/А.Б.Клепацкий, В.А.Коньшин, Д.В.Породзинский, Е.Ш.Суховицкий. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1987, вып.2, с. 3-10.

Проведена оценка нейтронных данных  $^{236}\text{U}$  в тепловой области и в области энергий разрешенных и неразрешенных резонансов. Средние параметры  $\langle D \rangle$ ;  $\langle \Gamma_n \rangle$  получены на основе данных в области разрешенных резонансов с учетом поправки на пропуск уровней. Теоретически предсказаны сечения  $\sigma_t$ ,  $\sigma_n$ ,  $\sigma_{np}$ , экспериментальные данные по которым отсутствуют (рис.2, табл.4, список лит. - 23 назв.).

УДК 539.173

ОЦЕНКА НЕЙТРОННЫХ ДАННЫХ  $^{236}\text{U}$  В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ/А.Б.Клепацкий, В.А.Коньшин, В.М.Маслов, Е.Ш.Суховицкий. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1987, вып.2, с. 10-21.

Для оценки и теоретического предсказания нейтронных сечений  $^{236}\text{U}$  в области энергий быстрых нейтронов были использованы теоретические модели, оттестированные по имеющимся экспериментальным данным для  $^{238}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ . Использование в анализе современных физических представлений привело к большей надежности в определении функций возбуждения реакций  $(n, n')$ , сечений реакций  $(n, 2n)$ ,  $(n, 3n)$ , угловых распределений упруго- и неупругорассеянных нейтронов, полного сечения, сечения упругого и неупругого рассеяния, экспериментальные данные о которых полностью отсутствуют (рис.8, табл.4, список лит. - 29 назв.).

УДК 539.172.4

ИЗМЕРЕНИЕ СЕЧЕНИЙ РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА НЕЙТРОНОВ В СЕРЕБРЕ В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ 4-400 кэВ/М.В.Боховко, Л.Е.Казakov, В.Н.Кононов, Е.Д.Полетаев, В.М.Тимохов, А.А.Воеводский. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1987, вып.2, с. 21-24.

Измерения сечений радиационного захвата нейтронов  $^{107}\text{Ag}$ ,  $^{109}\text{Ag}$  и  $^{47}\text{Ag}$  в области энергий 4-400 кэВ проводили методом времени пролета на спектрометре быстрых и резонансных нейтронов на базе импульсного электростатического ускорителя ЭГ-1. Для получения абсолютной величины сечений захвата применяли технику насыщенного резонанса в сочетании с методикой амплитудного взвешивания (рис.1, табл.1, список лит. - 10 назв.).

УДК 539.173

ПОЛУЭМПИРИЧЕСКИЙ РАСЧЕТ СРЕДНЕГО ЧИСЛА МГНОВЕННЫХ НЕЙТРОНОВ ДЕЛЕНИЯ/В.В.Малиновский. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1987, вып.2, с.25-34.

Проведен расчет среднего числа мгновенных нейтронов деления ядер. Рассмотрено деление ядер как спонтанное, так и вызванное нейтронами с энергией от тепловой до 20 МэВ. Основные физические особенности испускания нейтронов деления учтены расчетным образом или с привлечением эмпирических зависимостей, получаемых из условия согласия расчета с экспериментальными данными. Путем подгонки одного из параметров расчет был приведен в согласие с имеющимися оцененными данными по величине среднего числа мгновенных нейтронов деления. Интерполяция подгоночного параметра позволила получить систематические данные для 97 ядер от тория до калифорния. Результаты предназначены для использования в библиотеке оцененных ядерных данных (рис.5, табл.8, список лит. - 22 назв.).

УДК 621.039.51.12

ПРИМЕНИМОСТЬ ТРЕХМЕРНЫХ РАСЧЕТНЫХ ПРОГРАММ ЗАМОК И ММКФК К ОПИСАНИЮ ПРОХОЖДЕНИЯ НЕЙТРОНОВ ЧЕРЕЗ ПОЛЫЕ ПРЯМЫЕ (ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ) НЕОДНОРОДНОСТИ В ЗАЩИТЕ/В.В.Коробейников, В.Л.Мазанов, А.Н.Николаев, А.В.Рябов, Б.И.Синицын, В.Ф.Хохлов. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1987, вып.2, с.34-41.

Представлена новая классификация неоднородностей в защите, с помощью которой проведена систематизация экспериментов для тестирования расчетных программ и выработаны основные требования, позволяющие рекомендовать расчетные программы для использования в исследованиях прохождения излучений через защиты с неоднородностями. Изучена применимость двух трехмерных программ ЗАМОК и ММКФК, использующих метод Монте-Карло, к решению задач переноса нейтронов через защиты с прямыми полыми элементарными неоднородностями. Сравнение результатов расчетов с экспериментальными данными показало, что обе программы можно рекомендовать для практического использования (рис.8, список лит. - 7 назв.).

УДК 621.039.51.12

ПРИМЕНИМОСТЬ ТРЕХМЕРНЫХ РАСЧЕТНЫХ ПРОГРАММ ЗАМОК И ММКФК К ОПИСАНИЮ ПРОХОЖДЕНИЯ НЕЙТРОНОВ ЧЕРЕЗ ПОЛЫЕ УСЛОЖНЕННЫЕ И СЛОЖНЫЕ МНОГОСЕКЦИОННЫЕ НЕОДНОРОДНОСТИ В ЗАЩИТЕ/В.В.Коробейников, В.Л.Мазанов, А.Н.Николаев, А.В.Рябов, Б.И.Синицын, В.Ф.Хохлов. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1987, вып.2, с.41-49.

Описываются алгоритмы программ ЗАМОК и ММКФК, разработанные для решения уравнения переноса в трехмерной геометрии. Приводится сравнение результатов расчетов, выполненных по этим программам, с данными экспериментальных исследований, в которых изучалось распространение нейтронов через защиты с усложненными двухсекционными полыми цилиндрическими каналами с изгибом и со сдвигом между секциями, с кольцевыми цилиндрическими двухсекционными каналами и с двухсекционными и трехсекционными плоскими щелями со сдвигом между секциями. Анализ полученных результатов показывает, что программы ЗАМОК и ММКФК позволяют решать задачи переноса нейтронов в защитах, содержащих системы из многих полых неоднородностей. Точность расчета соответствует требованиям, предъявляемым к практическим задачам по физике защиты (рис.8, список лит. - 11 назв.).

УДК 621.039.51.12

ПРИМЕНИМОСТЬ ТРЕХМЕРНЫХ РАСЧЕТНЫХ ПРОГРАММ ЗАМОК И ММКФК К ОПИСАНИЮ ПРОХОЖДЕНИЯ НЕЙТРОНОВ ЧЕРЕЗ ЗАПОЛНЕННЫЕ ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ И УСЛОЖНЕННЫЕ НЕОДНОРОДНОСТИ В ЗАЩИТЕ/В.Л.Голубков, В.В.Коробейников, В.Л.Мазанов, А.Н.Николаев, А.В.Рябов, Б.И.Синицын, В.Ф.Хохлов. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1987, вып.2, с. 49-53.

Рассматривается возможность применения двух трехмерных расчетных программ ЗАМОК и ММКФК, использующих метод Монте-Карло для решения уравнения переноса, к описанию распространения нейтронов через заполненные неоднородности (нейтронводы) в защитах на примере исследований, выполненных на макетах натриевого трубопровода в защите из бетона. Из сравнения результатов расчетов с экспериментальными данными делается вывод, что обе программы можно рекомендовать к практическому использованию при исследованиях характеристик полей нейтронов в защитах с заполненными неоднородностями (рис.5, список лит. - 3 назв.).

УДК 539.172.3

ИССЛЕДОВАНИЕ КОНКУРЕНЦИИ РЕАКЦИЙ  $(\gamma, p)$  И  $(\gamma, n)$  НА ЯДРАХ В ОБЛАСТИ МАССОВЫХ ЧИСЕЛ  $40 < A \leq 90$ /Б.С.Ишканов, И.М.Капитонов, В.И.Можеев. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1987, вып.2, с. 54-60.

Развита модель описания конкуренции реакций  $(\gamma, p)$  и  $(\gamma, n)$  на ядрах, для которых перечисленные каналы фоторасщепления являются доминирующими. Выполнены расчеты отношений интегральных сечений реакций  $(\gamma, p)$  и  $(\gamma, n)$  на стабильных изотопах в области массовых чисел  $40 < A \leq 90$ . Модель воспроизводит экспериментальные данные по отношениям  $\sigma(\gamma, p)/\sigma(\gamma, n)$  с точностью около 20%. Это дает основание использовать развитую модель для оценки величин интегральных сечений реакций  $(\gamma, p)$  и  $(\gamma, n)$  на ядрах, где соответствующая экспериментальная информация отсутствует (рис.3, табл.1, список лит. - 11 назв.).

УДК 539.173:658.012

О БАНКЕ ДАННЫХ ПО ВЫХОДАМ ПРОДУКТОВ ДЕЛЕНИЯ/А.Ф.Грашин, А.Д.Ефименко. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1987, вып.2, с. 60-62.

Авторами создан банк данных, содержащий независимые выходы продуктов деления актиноидов (банк АСИЯД МВЭИ). При формировании базы данных использовались экспериментальные значения выходов и значения, рассчитанные по термодинамической модели деления. Отмечены преимущества по сравнению с файлом выходов из ENDF/B-V. Работа с базой данных обеспечивается набором сервисных программ (табл.1, список лит. - 7 назв.).

УДК 546.799.4

ИЗМЕРЕНИЯ ИНТЕНСИВНОСТИ  $\gamma$ -КВАНТОВ  $^{239}\text{Pu}$  ДЛЯ ПЕРЕХОДОВ ВРАЩАТЕЛЬНОЙ ПОЛОСЫ  $631/1/2^+$  УРОВНЕЙ  $^{235}\text{U}$  /В.В.Овечкин, В.И.Мелентьев, А.Е.Хохлов. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1987, вып.2, с. 62-65.

Проведены измерения интенсивности  $\gamma$ -квантов  $^{239}\text{Pu}$  в интервале энергий 30-200 кэВ с помощью германиевого детектора с энергетическим разрешением 0,46 кэВ для энергии 100 кэВ. На основе новых экспериментальных значений интенсивности для  $\gamma$ -квантов, соответствующих переходам вращательной полосы уровней  $631/1/2^+$ , а также при использовании расчетных коэффициентов внутренней конверсии проведены оценки интенсивностей  $\alpha$ -переходов на уровни этой полосы. Согласно с экспериментом расчетных значений  $I_\alpha$  в случае уровня с энергией 81,739 кэВ можно получить, если принять для интенсивностей компонентов неразрешенного  $\gamma$ -пика 68,8 кэВ новые значения:  $I_{68,696} = 1,8 \cdot 10^{-6}$  и  $I_{68,74} = 3,2 \cdot 10^{-6}$  расп.<sup>-1</sup>, которые существенно отличаются от рекомендованных данных (рис.2, табл.1, список лит. - II назв.).

УДК 539.166.2(08)

К ВОПРОСУ УСТАНОВЛЕНИЯ ЕДИНЫХ ЗНАЧЕНИЙ КОНСТАНТ РАДИОАКТИВНОГО РАСПАДА /В.Н.Даниленко, Э.К.Степанов. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1987, вып.2, с. 65-68.

Обсуждается необходимость установления единых значений констант радиоактивного распада в целях достижения единства измерений параметров ионизирующих излучений. Сформулированы принципы оценивания экспериментальных данных для получения усредненных значений параметров. Даны предложения по номенклатуре параметров распада и перечень нуклидов, для которых целесообразна стандартизация этих параметров (список лит. - II назв.).

Редактор Г.В.Зубова  
Технический редактор С.И.Халиллулина  
Корректор Е.М.Спиридонова

---

|                              |                |                   |
|------------------------------|----------------|-------------------|
| Подписано в печать 18.05.87. | Т-12553.       | Формат 60x84 1/8. |
| Печать офсетная. Печ.л. 9,5. | Уч.-изд.л.9,5. | Тираж 355 экз.    |
| Индекс 3645.                 | II статей.     | Заказ № 690       |

---

Отпечатано в ЦНИИатоминформе  
127434, Москва, а6/яц 971

1 р. 50 к.

Индекс 3645

Сборник данных по физике. Сер. Ядерные константы, 1987, вып.2, 1-68.