

# ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

---

СЕРИЯ:

Ядерные константы

ВЫПУСК

4

1988

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

С.С. Коваленко, В.Е. Колесов, В.Н. Манохин, Г.В. Мурадян, Ю.П. Попов,  
Г.Н. Смиренин, В.А. Толстиков, Г.Я. Труханов, 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, В.Е. Сторижко, Н.П. Чижова

### ЯДЕРНО-РЕАКТОРНЫЕ ДАННЫЕ

Зам. главного редактора М.Н. НИКОЛАЕВ

А.П. Васильев, А.А. Дубинин, В.А. Дулин, С.М. Зарицкий, А.В. Звонарев, В.Д. Ка-  
зарицкий, А.Н. Камышан, А.А. Лукьянов, В.Д. Марковский, Б.Г. Рязанов,  
Л.В. Трыков, В.В. Хромов, А.М. Цибуля, М.С. Юдкевич

Ответственный секретарь В.В. Возяков

© Центральный научно-исследовательский институт  
информации и технико-экономических исследований  
по атомной науке и технике (ЦНИИАтоминформ), 1988

# ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

## Серия: ЯДЕРНЫЕ КОНСТАНТЫ

Научно-технический сборник

Выпуск 4

### НЕЙТРОННЫЕ КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ

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

Москва

Издается с 1971 г.

1988

#### СОДЕРЖАНИЕ

##### Нейтронные константы и параметры

|   |    |
|---|----|
| Трофимов Ю.Н.<br>Сечение реакции $^{151}\text{Eu}(n, \gamma) ^{152m}\text{Eu}$ ( $T_{1/2} = 9,3$ ч) при энергии нейтронов<br>0,5 - 2,2 МэВ .....  | 3  |
| Бочарова И.Е., Ганич П.П., Рудников В.Е., Сикора Д.И., Смиренкин Г.Н.,<br>Солдатов А.С., Чопоров Ю.М.<br>Угловое распределение осколков при фотоделении $^{234}\text{U}$ и $^{238}\text{U}$<br>в области порога ..... | 5  |
| Боховко М.В., Казаков Л.Е., Кононов В.Н., Полетаев Е.Д., Тимохов В.М.<br>Сечения радиационного захвата быстрых нейтронов для изотопов<br>диспрозия .....  | 8  |
| Бычков В.М., Насырова С.М., Пашенко А.Б., Пушкин С.Г., Скрипова М.В.,<br>Тимухин Г.И.<br>Банк ядерно-физических данных для обобщенного компараторного<br>метода нейтронно-активационного анализа .....                | 14 |
| Гусейнов А.Г., Гусейнов М.А., Работнов Н.С.<br>О влиянии энергетической зависимости $\bar{\nu}(E)$ при $E$ менее 1 эВ<br>на групповые константы $^{239}\text{Pu}$ в нижних группах .....                              | 17 |
| Константы и параметры структуры ядра<br>и ядерных реакций   |    |
| Макаренко В.Е., Чукреев Ф.Е.<br>К вопросу об идентификации высокоспиновых состояний в ядре $^{235}\text{U}$ .....   | 21 |

|  |    |
|--|----|
| Берендаков С.А., Говор Л.И., Демидов А.М., Михайлов И.В.<br>Гамма-излучение из реакции $^{106}\text{Ca}(n,n'\gamma)$ ..... | 26 |
| Говор Л.И., Демидов А.М., Михайлов И.В., Черепанцев Ю.К.<br>Гамма-излучение из реакции $^{186}\text{W}(n,n'\gamma)$ .....  | 33 |

Ядерно-реакторные данные

|  |    |
|--|----|
| Кощеев В.Н., Долгов Е.В., Цибуля А.М.<br>Тестировка данных о резонансной структуре сечений $^{235}\text{U}$ , $^{238}\text{U}$ и $^{239}\text{Pu}$ в области неразрешенных резонансов в экспериментах по пропусканию ..... | 39 |
| Библиографический индекс работ, помещенных в настоящем выпуске, в Международной системе СИИДА .....  | 49 |
| Содержание сборника "Вопросы атомной науки и техники.<br>Серия: Ядерные константы" за 1988 г. ....   | 50 |
| К сведению читателей .....   | 53 |

**ТАЛОН ОБРАТНОЙ СВЯЗИ**  
 по оценке использования статей научно-технического сборника "Вопросы атомной науки и техники", серия Ядерные константы, вып. 4

| №№ | Наименование статей | Использована  |                 | Не использована                 |   |                     |
|----|---------------------|---------------|-----------------|---------------------------------|---|---------------------|
|    |                     | в разработках | для обозначения | не соответствует тематике работ | не содержит новых прогрессивных решений | информация опоздала |

Нейтронные константы и параметры

Трофимов Ю.Н.  
 Сечение реакции  $^{151}\text{Eu}(n,\gamma)^{152m}\text{Eu}$   
 ( $T_{1/2}=9,3$  ч) при энергии нейтронов  
 0,5-2,2 МэВ

Бочарова И.Е., Ганич П.П., Рудников В.Е.,  
 Сикора Д.И., Смирнин Г.Н., Солдатов А.С.,  
 Чопоров Ю.М.  
 Угловое распределение осколков при фото-  
 делении  $^{234}\text{U}$  и  $^{238}\text{U}$  в области порога

Боховко М.В., Казаков Л.Е., Кононов В.Н.,  
 Полетаев Е.Д., Тимохов В.М.  
 Сечения радиационного захвата быстрых  
 нейтронов для изотопов диспрозия

Бычков В.М., Насырова С.М., Пащенко А.Б.,  
 Пушкин С.Г., Скрипова М.В., Тимухин Г.И.  
 Банк ядерно-физических данных для обобщенного компараторного метода нейтронно-активационного анализа

Гусейнов А.Г., Гусейнов М.А., Работнов Н.С.  
 О влиянии энергетической зависимости  $\bar{\nu}(E)$   
 при  $E$  менее 1 эВ на групповые константы  
 $^{239}\text{Pu}$  в нижних группах

Константы и параметры структуры ядра и ядерных реакций

Макаренко В.Е., Чукреев Ф.Е.  
 К вопросу об идентификации высокоспиновых состояний в ядре  $^{235}\text{U}$

Берендаков С.А., Говор Л.И., Демидов А.М.,  
 Михайлов И.В.  
 Гамма-излучение из реакции  $^{146}\text{Cd}(n,n'\gamma)$

Говор Л.И., Демидов А.М., Михайлов И.В.,  
 Черепанцев Ю.К.  
 Гамма-излучение из реакции  $^{186}\text{W}(n,n'\gamma)$

Ядерно-реакторные данные

Кощеев В.Н., Долгов Е.В., Цибуля А.М.  
 Тестировка данных о резонансной  
 структуре сечений  $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$   
 в области неразрешенных резонансов  
 в экспериментах по пропусканию

## НЕЙТРОННЫЕ КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ

УДК 539.172.4

СЕЧЕНИЕ РЕАКЦИИ  $^{151}\text{Eu}(n,\gamma)^{152\text{m}}\text{Eu}$  ( $T_{1/2} = 9,3$  ч) ПРИ ЭНЕРГИИ НЕЙТРОНОВ 0,5-2,2 МэВ\*

Ю. Н. Т р о ф и м о в

CROSS-SECTIONS OF  $^{151}\text{Eu}(n,\gamma)^{152\text{m}}\text{Eu}$  ( $T_{1/2} = 9,3$  h) REACTION FOR  $E_n = 0,5 - 2,2$  MeV. Activation cross-sections for  $^{151}\text{Eu}(n,\gamma)^{152\text{m}}\text{Eu}$  ( $T_{1/2} = 9,3$  h) reaction have been measured at 12 neutron energies between 0,5 and 2,2 MeV. Neutrons were produced by means of  $^3\text{H}(p,n)^3\text{He}$  reaction, using Van-de-Graaff accelerator. The measurements were made relative reactions  $^{115}\text{In}(n,n')^{115\text{m}}\text{In}$  and  $^{197}\text{Au}(n,\gamma)^{198}\text{Au}$ .

Соединения из европия являются перспективными материалами для органов регулирования быстрых реакторов, так как оба изотопа европия (в природной смеси 47,8%  $^{151}\text{Eu}$  и 52,2%  $^{153}\text{Eu}$ ) имеют эффективное сечение поглощения, среднее по спектру нейтронов быстрого реактора, более чем вдвое превышающее соответствующее сечение для  $^{10}\text{B}$  - элемента, широко используемого в виде карбида бора ( $\text{B}_4\text{C}$ ) для управляющих и контролируемых стержней быстрых реакторов. Кроме того, европий является медленно выгорающим поглотителем, так как до полной потери поглощающей способности  $^{151}\text{Eu}$  способен на последовательный захват до пяти нейтронов.

Несмотря на важность знания точного сечения этой реакции, результаты эксперимента и оценки сечения реакции различаются существенным образом. Так, последние измерения [1] оказались на 12-20% ниже данных оценки ENDF/B-V. Наибольшее расхождение в данных наблюдается при энергиях нейтронов выше 0,5 МэВ, где существенно расходятся оценки библиотек JENDL-1 и ФЭИ [2]. Потребная точность этого сечения ( $\pm 5\%$ ) еще не достигнута. Такая ситуация требует новых экспериментальных измерений сечения реакции  $^{151}\text{Eu}(n,\gamma)^{152\text{m}}\text{Eu}$ .

В настоящей работе сечение этой реакции измеряли активационным методом в диапазоне энергий нейтронов 0,5-2,2 МэВ относительно сечений опорных реакций  $^{115}\text{In}(n,n')^{115\text{m}}\text{In}$ ,  $^{197}\text{Au}(n,\gamma)^{198}\text{Au}$ . Источник нейтронов - реакция  $^3\text{H}(p,n)^3\text{He}$  в твердой титан-третиевой мишени толщиной 0,8-1 мг/см<sup>2</sup>. Моноэнергетические протоны получали на электростатическом ускорителе Радиевого института им. В.Г. Хлопина.

Образцы европия, обогащенного по изотопу  $^{151}\text{Eu}$  в виде порошка окиси  $\text{Eu}_2\text{O}_3$  были спрессованы в диски диаметром 6 мм и массой 15-30 мг и упакованы в тонкие (4 мг/см<sup>2</sup>) полиэтиленовые пленки. Изотопный состав европия: 97,7%  $^{151}\text{Eu}$  и 2,3%  $^{153}\text{Eu}$ . Химические примеси других элементов присутствовали в пренебрежимо малых количествах. Массу образцов определяли взвешиванием.

Флюенс нейтронов измеряли по активации детектора из изотопов опорной реакции. Сборку из двух детекторов из индия или золота и образца между ними укрепляли на фланце источника нейтронов на расстоянии 12 мм от торца мишени под углом 0° к пучку протонов. Среднее время облучения составляло 10 ч при токе протонов 10 мкА. Гамма-спектры облученных образцов измеряли Ge(Li)-детектором объемом 38 см<sup>3</sup> с разрешением 2,8 кэВ при  $E_{\gamma} = 1332$  кэВ ( $^{60}\text{Co}$ ). Набор и обработку информации проводили на анализаторе LP-4900. Гамма-спектрометр калибровали с помощью стандартных  $\beta$ -источников (ОСГИ). Более подробно методика облучения, измерения  $\beta$ -активности, расчета сечения и введения поправок описана в работе [3].

Основные характеристики ядер - продуктов исследуемой и опорных реакций - приведены в табл. 1.

Сечения реакции  $^{151}\text{Eu}(n,\gamma)^{152\text{m}}\text{Eu}$  определяли по одной или двум опорным реакциям. При определении сечения по нескольким опорным реакциям сходимость результатов была хорошей и величины расхождений не превышали 11% (табл. 2). Результаты настоящих измерений приведены также в табл. 2, где

\* Читатели, желающие воспользоваться данными из этой статьи, должны иметь в виду, что оцененные данные по распаду  $T_{1/2}$ , опубликованные в Nuclear Data Sheets, 1980, v.30, p.1, несколько отличаются от приводимых автором статьи. Оцененные данные:  $T_{1/2} = 9,32 \pm 0,01$  ч, интенсивность квантов с энергией 121,77 кэВ составляет  $7,2 \pm 0,4$  квант/100 распадов.

рядом с измеренным сечением (в скобках) указано использованное сечение опорной реакции из приведенного источника. Для сечений реакции  $^{197}\text{Au}(n,\gamma)^{198}\text{Au}$  погрешность составляла 6,1%, а для реакции  $^{115}\text{In}(n,n')^{115\text{m}}\text{In}$  - 10%, что соответствует разбросу величин сечений этой реакции по данным библиотек ENDF/B-V, IRDF-82 и ZACRSS.

Таблица 1

Характеристики ядер - продуктов исследуемой и опорных реакций

| Реакция  | Период полураспада<br>[4, 5] | $E_{\gamma}$ ,<br>кэВ | Квантовый выход, %<br>[4, 5] |
|--|------------------------------|-----------------------|------------------------------|
| $^{151}\text{Eu}(n,\gamma)^{152\text{m}}\text{Eu}$ | 9,30 ± 0,05 ч                | 121,75                | 6,22 ± 0,20                  |
| $^{115}\text{In}(n,n')^{115\text{m}}\text{In}$     | 4,486 ± 0,004 ч              | 336,25                | 45,9 ± 0,3                   |
| $^{197}\text{Au}(n,\gamma)^{198}\text{Au}$         | 2,695 ± 0,002 сут            | 411,8                 | 95,56 ± 0,07                 |

На рисунке приведены результаты наших измерений в сравнении с данными работ [1, 8]. Данные работы [8] были перенормированы, т.е. значения сечений реакции  $^{151}\text{Eu}(n,\gamma)^{152\text{m}}\text{Eu}$ , приводимые в работе [8], умножены на коэффициент 2,4 согласно современному значению опорного сечения радиационного захвата тепловых нейтронов [9]. После такой перенормировки сходимость данных работ [1, 8] улучшилась. Наши результаты удовлетворительно согласуются с этими данными при  $E_n = 0,5-0,7$  и  $1,8-2$  МэВ. В диапазоне энергий нейтронов  $0,8-1,7$  МэВ наши данные на 20-30% меньше данных работ [1, 8].

Суммарная погрешность определения сечения реакции  $^{151}\text{Eu}(n,\gamma)^{152\text{m}}\text{Eu}$  составила 11-12%. Эта погрешность включала следующие составляющие: статистическая погрешность измерений  $\gamma$ -активности 1%, погрешность определения эффективности Ge(Li)-детектора 3-4%, погрешность взвешивания образцов 1-1,5%, неопределенность сечений опорных реакций 6-10%. Поправка на нейтроны, рассеянные конструкцией мишени, составляла 3 ± 1%. Разброс энергии нейтронов, указанный в табл.2 и на рисунке, обусловлен энергетическими потерями протонов в титан-третиевой мишени и телесным углом образца относительно источника нейтронов.

Таблица 2

Экспериментально измеренные сечения реакции  $^{151}\text{Eu}(n,\gamma)^{152\text{m}}\text{Eu}$   
( $T_{1/2} = 9,3$  ч) относительно сечений опорных реакций, мб  
(1 мб =  $10^{-31}$  м<sup>2</sup>)

| $E_n$ ,<br>МэВ | $\pm \Delta E_n$ ,<br>МэВ | Сечения опорных реакций                               |   | Среднее<br>сечение |
|----------------|---------------------------|---|---|--------------------|
|                |                           | $^{115}\text{In}(n,n')^{115\text{m}}\text{In}$<br>[6] | $^{197}\text{Au}(n,\gamma)^{198}\text{Au}$<br>[7] |                    |
| 0,5            | 0,13                      | -   | 620(134,6)  | 620 ± 70           |
| 0,6            | 0,13                      | -   | 560(116,2)  | 560 ± 60           |
| 0,7            | 0,13                      | 502(17,7)   | 418(101,0)  | 460 ± 50           |
| 0,8            | 0,13                      | 402(30,9)   | 320(90,8)   | 360 ± 40           |
| 0,9            | 0,12                      | 284(50,5)   | 256(85,5)   | 270 ± 30           |
| 1,0            | 0,12                      | 264(64,4)   | 217(83,0)   | 240 ± 30           |
| 1,2            | 0,11                      | 187(112,2)  | 196(76,0)   | 190 ± 20           |
| 1,4            | 0,10                      | 175(158,2)  | 174(72,0)   | 175 ± 20           |
| 1,7            | 0,09                      | 119(203,9)  | 124(65,0)   | 120 ± 15           |
| 1,8            | 0,09                      | 175(221,7)  | 146(61,5)   | 160 ± 20           |
| 2,0            | 0,08                      | 123(268,5)  | 125(54,0)   | 125 ± 15           |
| 2,2            | 0,08                      | 76(307,2)   | -   | 76 ± 8             |



исследования проводятся на значительно более интенсивных пучках тормозного излучения. В настоящей работе продолжены измерения величины  $W(\theta)$  для двух ядер  $^{234}\text{U}$  и  $^{238}\text{U}$ , начатые в работе [4]. Изучаемый диапазон граничных энергий тормозного спекта  $E_{\text{max}} = 5,5-6,5$  МэВ соответствует ближайшей окрестности "порога" деления, равного около 6 МэВ этих ядер. Он примечателен особенностями в энергетической зависимости коэффициентов углового распределения

$$W(\theta, E_{\text{max}}) = \alpha(E_{\text{max}}) + \beta(E_{\text{max}}) \sin^2 \theta + c(E_{\text{max}}) \sin^2 2\theta, \quad (1)$$

выявленных в предыдущих наших измерениях [1,4,5] и в Швеции [6], а также некоторыми расхождениями в экспериментальных результатах, требующих проверки. Здесь сообщаются результаты первого этапа совместных экспериментов на микротронах физико-энергетического института и Ужгородского отделения ИЯИ АН УССР.

Измерения проводились на выведенных из ускорителей пучках электронов с тормозной мишенью в виде вольфрамового диска толщиной 1 мм и алюминиевого поглотителя электронов толщиной 12 мм. Делящимися мишенями служили окисные слои изотопов урана толщиной 0,6 мг/см<sup>2</sup> ( $^{234}\text{U}$ ) и 1,0 мг/см<sup>2</sup> ( $^{238}\text{U}$ ), диаметром 5 мм, детекторами - цилиндрические стекла шириной 20 мм. Методика измерений подробнее описана в работах [4,7,8].

Математическая обработка наблюдаемых распределений треков осколков в детекторах выполнена с усовершенствованиями, описанными в работе [4]. Результаты обработки, согласно данным [7], представлены в таблице в виде коэффициентов (1) для нормировки  $\alpha + \beta = 1$ .

Параметры угловых распределений осколков фотоделения  $^{234}\text{U}$  и  $^{238}\text{U}$  тормозными  $\gamma$ -квантами

| $E_{\text{max}}$<br>МэВ | $\alpha \pm \Delta\alpha$ | $\beta \pm \Delta\beta$ | $c \pm \Delta c$ |
|-------------------------|---------------------------|-------------------------|------------------|
|                         |                           | $^{234}\text{U}$        |                  |
| 5,5                     | 0,007±0,005               | 0,993±0,017             | 0,166±0,016      |
| 5,75                    | 0,025±0,004               | 0,975±0,014             | 0,152±0,012      |
| 5,97                    | 0,028±0,004               | 0,972±0,013             | 0,158±0,012      |
| 6,05                    | 0,041±0,005               | 0,959±0,015             | 0,110±0,014      |
| 6,17                    | 0,050±0,004               | 0,950±0,013             | 0,158±0,012      |
| 6,20                    | 0,086±0,007               | 0,914±0,016             | 0,183±0,017      |
| 6,35                    | 0,133±0,006               | 0,867±0,015             | 0,083±0,015      |
| 6,45                    | 0,163±0,005               | 0,837±0,013             | 0,087±0,013      |
|                         |                           | $^{238}\text{U}$        |                  |
| 5,5                     | 0,049±0,013               | 0,951±0,031             | 0,172±0,033      |
| 5,75                    | 0,041±0,005               | 0,989±0,015             | 0,043±0,014      |
| 5,97                    | 0,079±0,005               | 0,921±0,013             | 0,128±0,013      |
| 6,05                    | 0,087±0,007               | 0,913±0,016             | 0,125±0,016      |
| 6,17                    | 0,090±0,005               | 0,910±0,013             | 0,123±0,012      |
| 6,20                    | 0,086±0,007               | 0,914±0,016             | 0,138±0,016      |
| 6,35                    | 0,103±0,005               | 0,897±0,014             | 0,032±0,013      |
| 6,45                    | 0,111±0,004               | 0,889±0,011             | 0,078±0,011      |

На рис. 1 и 2 энергетические зависимости коэффициентов  $\alpha(E_{\text{max}})$  и  $c(E_{\text{max}})$  сравниваются с результатами предшествующих измерений для  $^{234}\text{U}$  [4-6] и  $^{238}\text{U}$  [2,4,6,8]. Остановимся кратко на экспериментальной информации о коэффициентах  $\alpha(E_{\text{max}})$  и  $c(E_{\text{max}})$  каждого из ядер отдельно, заметив, что первым коэффициентом определяется преимущественно вклад каналов  $J^{\pi} = 1^{-}, K$  равно 0 и 1, а вторым -  $J^{\pi} = 2^{+}, K = 0$  ( $J$  - полный момент составного ядра,  $K$  - проекция его на ось деления,  $\pi$  - четность состояния [2]).

Рис.1. Зависимость коэффициента  $\alpha$  угловых распределений осколков фотоделения  $^{234}\text{U}$  (а) и  $^{238}\text{U}$  (б) от максимальной энергии тормозного спектра. Данные работ: ● - настоящей; × - [1]; ○ - [4]; ■ - [5]; □ - [6]; ▲ - [8]

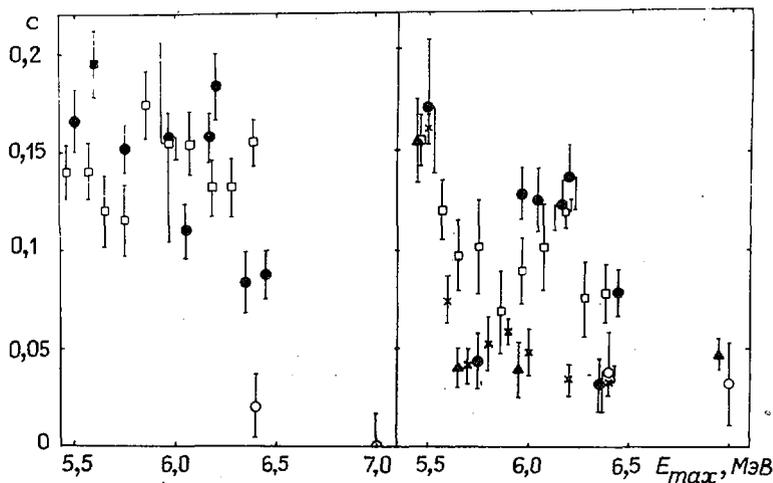
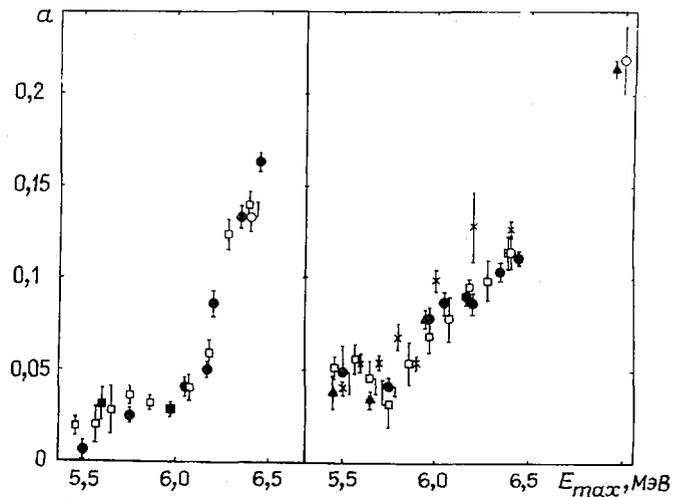


Рис.2. Зависимость коэффициента  $c$  угловых распределений осколков фотоделения  $^{234}\text{U}$  (а) и  $^{238}\text{U}$  (б) от максимальной энергии тормозного спектра. Данные работ: ● - настоящей; × - [1]; ○ - [4]; ■ - [5]; □ - [6]; ▲ - [8]

$^{234}\text{U}$ . Результаты разных измерений в целом удовлетворительно согласуются между собой. Ранее мы обращали внимание, что исследования [4, 5] не стыкуются между собой по коэффициенту  $c(E_{max})$ . К сожалению, и данный опыт не дал ответа, каким является характер изменения коэффициента  $c(E_{max})$  в области энергий  $E_{max} \approx 6,5$  МэВ.

$^{238}\text{U}$ . Так же, как и для  $^{234}\text{U}$ , данные об  $\alpha(E_{max})$  во всех измерениях хорошо согласуются между собой. Относительно коэффициента  $c(E_{max})$  нужно сказать, что результаты настоящего эксперимента и работы [8], полученные с "тонкими" делющимися мишенями (около 1 мг/см<sup>2</sup>), согласуются между собой значительно лучше, чем с прежними нашими данными [1], полученными с мишенями из металлической фольги урана, толстыми в сравнении с пробегом осколков. Можно думать, что в работе [1], несмотря на тщательные исследования, удалось не в полной мере учесть эффект рассеяния осколков и угловую зависимость эффективности их регистрации. Вероятно, при этом сказалось замеченное позже разрушение поверхности мишени со временем под действием излучения.

Измерения с "тонкими" мишенями демонстрируют наличие резонанса  $\sigma(E_{max})$  при  $E_{max} \approx 6,1$  МэВ. Реальность этого явления подтверждают и результаты единственных, достаточно подробных измерений величины  $W(\theta)$  на монохроматических  $\gamma$ -квантах [9].

Об информации рис.1 и 2 можно сказать, что для обоих ядер желательны уточнения энергетической зависимости квадрупольного компонента  $\sigma(E_{max})$  при  $E_{max} \gtrsim 6,5$  МэВ.

#### Список литературы

1. Игнатюк А.В., Работнов Н.С., Смиренкин Г.Н. и др. Ж.эксперим.и теор.физ. 1971. Т.61. С.1284.
2. Остапенко Ю.Б., Смиренкин Г.Н., Солдатов А.С. и др. Элементарные частицы атомных ядер. 1981. Т.12. С.1364.
3. Ципенюк Ю.М., Остапенко Ю.Б., Смиренкин Г.Н. и др. Успехи физ.наук. 1984. Т.144. С.3.
4. Бочарова И.Е., Рудников В.Е., Смиренкин Г.Н. и др. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. 1987. Вып.3. С.47.
5. Линдгрэн Л.И., Солдатов А.С., Ципенюк Ю.М. Ядерная физика. 1980. Т.32. С.335.
6. Lindgren L.J., Alm A., Sandell A. Nucl. Phys. 1978. V.A298. P.43.
7. Бочарова И.Е., Золотухин В.Г., Капица С.П. и др. Ж.эксперим.и теор.физ. 1965. Т.49. С.476.
8. Работнов Н.С., Смиренкин Г.Н., Солдатов А.С. и др. Ядерная физика. 1970. Т.11. С.508.
9. Ноулес Дж.В., Хан А.М., Кросс В.Дж. Изв.АН СССР. Сер.физ. Т.34. С.1627.

Статья поступила в редакцию 1 апреля 1988 г.

УДК 539.172.4

#### СЕЧЕНИЯ РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ ДЛЯ ИЗОТОПОВ ДИСПРОЗИЯ

М. В. Б о х о в к о, Л. Е. К а з а к о в, В. Н. К о н о н о в, Е. Д. П о л е т а е в,  
В. М. Т и м о х о в

THE NEUTRON CAPTURE CROSS-SECTIONS OF FAST NEUTRON FOR DYSPROSIUM ISOTOPES. The results of the measuring of the neutron capture cross-section for the isotopes  $^{160}, ^{161}, ^{162}, ^{163}, ^{164}_{Dy}$  and natural dysprosium in the energy region from 20 to 450 keV. The measurements were carried out at the time-of-flight spectrometer of neutron on the pulsed Van-de-Graaff accelerator EG-1 FEI.

Получение новых данных по сечениям радиационного захвата нейтронов для изотопов диспрозия в области энергий до 500 кэВ представляет определенный интерес с точки зрения изучения изотопической зависимости средних сечений захвата нейтронов и получаемых на основе их анализа средних резонансных параметров – нейтронных и радиационных силовых функций для  $s$ -,  $p$ - и  $d$ -нейтронов. Редкоземельный элемент диспрозий имеет пять стабильных изотопов, три из которых являются четно-четными. Наличие у четных изотопов диспрозия низколежащего коллективного уровня  $2^+$  проявляется в средних сечениях радиационного захвата нейтронов в виде характерного сброса, связанного с отрывающимся каналом неупругого рассеяния. Это обстоятельство создает дополнительные возможности для более точного определения вклада  $d$ -волны в среднее сечение захвата нейтронов и соответственно величины  $d$ -волновой нейтронной силовой функции [1].

Семейство изотопов диспрозия лежит на пути  $s$ -процесса при синтезе средних и тяжелых ядер путем последовательного захвата нейтронов, причем изотоп  $^{160}Dy$  является экранированным нуклидом, т.е. образуется в первую очередь в результате  $s$ -процесса. В связи с этим получение экспериментальных данных по сечениям захвата быстрых нейтронов для этого изотопа важно с точки зрения уточнения моделей, описывающих синтез элементов в звездах и объяснения их распространенности в при-

роде. Наконец, уточнение сечений захвата нейтронов для изотопов диспрозия представляется важным в связи с выработкой оцененных нейтронных данных для расчета реакторов на быстрых нейтронах.

В настоящей работе представлены результаты измерений сечений захвата быстрых нейтронов для изотопов  $^{160-164}\text{Dy}$  и их природной смеси. Данные для изотопов получены в области энергий 16–450 кэВ, а для смеси – области 5–450 кэВ. Предварительные данные по сечениям захвата нейтронов для изотопов были опубликованы нами ранее [2]. Данные, публикуемые в настоящей работе, являются окончательными и получены в результате обработки этих измерений по уточненной методике, которая была описана в работе [3]. Отметим, что для изотопов  $^{161-164}\text{Dy}$  данные, опубликованные в работе [2], согласуются с новыми результатами в пределах 1–3% во всем диапазоне энергий нейтронов. Однако величина сечения захвата для изотопов  $^{160}\text{Dy}$  оказалась на 30% ниже приведенной нами в работе [2], что связано с более корректным учетом самопоглощения  $\gamma$ -квантов захвата и примеси изотопа  $^{161}\text{Dy}$  в образце  $^{160}\text{Dy}$ . Данные для природной смеси изотопов в настоящей работе публикуются впервые.

**Метод измерения.** Измерение сечений радиационного захвата в области энергий 16–450 кэВ проводили на ускорителе ЭГ-1 ФЭИ, работающем в импульсном режиме с частотой повторения 500 кГц, длительностью импульсов протонов 2–3 нс и средним током 2 мкА. Источником нейтронов служила реакция  $^7\text{Li}(p,n)^7\text{Be}$ . Для получения сплошного спектра нейтронов использовали металлическую "толстую" (около 1 мм) литиевую мишень. Метод измерений основан на регистрации мгновенных  $\gamma$ -квантов захвата с помощью большого жидкостного сцинтилляционного детектора (БЖСД), заполненного сцинтиллятором на основе толуола с добавлением 60% триметилбората, и применения метода времени пролета для определения энергии нейтронов и уменьшения фона. Относительное измерение потока нейтронов производилось детектором с тонким (около 0,8 мм)  $^6\text{Li}$ -стеклом NE-908, располагаемым перед захватным образцом, а также детектором, состоящим из пластины  $^{10}\text{B}$  и двух кристаллов  $\text{NaI}(\text{Tl})$  и устанавливаемым за исследуемым образцом. Эксперимент проводили на пролетной базе от мишени до исследуемого образца 2,4 м. Пролетные базы до детекторов с стеклом  $^6\text{Li}$  и пластиной  $^{10}\text{B}$  составляли соответственно 2,1 и 2,7 м. При этом детекторная система и источник нейтронов размещались в разных помещениях, разделенных 2-метровой стеной из тяжелого бетона. Экспериментальная установка и методика измерений были подробно описаны в работах [3, 4].

В эксперименте использовались оксидные образцы разделенных изотопов ( $\text{Dy}_2\text{O}_3$ ,  $\rho = 7,81 \text{ г/см}^3$ ), упакованные в тонкостенные алюминиевые контейнеры диаметром 40 мм. Основные данные изотопных образцов приведены в табл. I. Измерения сечений для природной смеси изотопов производили на образце с массой 29 г (0,0075 атом/б).

Таблица I

Характеристика исследуемых образцов

| Изотоп            | Масса по изотопу, г | Толщина образца, атом/б | Изотопный состав, мас. % |                   |                   |                   |                   |
|-------------------|---------------------|-------------------------|--------------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|
|                   |                     |                         | $^{160}\text{Dy}$        | $^{161}\text{Dy}$ | $^{162}\text{Dy}$ | $^{163}\text{Dy}$ | $^{164}\text{Dy}$ |
| $^{160}\text{Dy}$ | 22,90               | 0,00597                 | 63,31                    | 21,53             | 7,59              | 4,17              | 3,35              |
| $^{161}\text{Dy}$ | 34,65               | 0,00902                 | 0,49                     | 92,2              | 5,48              | 1,17              | 0,66              |
| $^{162}\text{Dy}$ | 34,63               | 0,00897                 | 0,1                      | 1,02              | 95,1              | 3,12              | 0,76              |
| $^{163}\text{Dy}$ | 34,53               | 0,00889                 | 0,2                      | 0,22              | 1,27              | 92,5              | 6,01              |
| $^{164}\text{Dy}$ | 34,53               | 0,00885                 | 0,1                      | 0,44              | 0,63              | 1,73              | 97,2              |

Величина сечения захвата  $\sigma_c^i$  может быть выражена через измеренные в опыте величины следующим соотношением [5, 6]:

$$\sigma_c^i = K \frac{N_c^i}{N_m^i} \frac{1}{n} \frac{\sigma_{n\alpha}^i}{T_m^i} \frac{S_m^i}{S_c^i}, \quad (I)$$

где  $K$  – нормировочный коэффициент;  $N_c^i$  и  $N_m^i$  – числа отсчетов детектора событий захвата выше порога регистрации и монитора с  $^6\text{Li}$ -стеклом в  $i$ -м временном (энергетическом) канале;  $n$  – число ядер

в исследуемом образце, атом/б;  $\sigma_{n\alpha}^i$  - сечение реакции  ${}^6\text{Li}(n,\alpha){}^3\text{H}$ ;  $\tau_m^i$  - пропускание детектора с  ${}^6\text{Li}$ -стеклом;  $S_m^i$  - поправка на самоэкранировку и многократное рассеяние нейтронов в мониторе;  $S_c^i$  - поправка на резонансную самоэкранировку и многократное рассеяние нейтронов в исследуемом образце. Абсолютизация сечений захвата нейтронов проводилась с помощью методики амплитудного взвешивания, позволяющей в значительной мере уменьшить погрешность, связанную с чувствительностью  $\gamma$ -детектора к изменениям спектра и множественности  $\gamma$ -квантов захвата при переходе от ядра к ядру. Исследования, проведенные в работе [3] применительно к используемому в эксперименте Б.С.Д., показали, что для широкого класса ядер данный метод обеспечивает нечувствительность в пределах около 3% к форме спектра и множественности  $\gamma$ -квантов захвата. При этом весовая функция нашего детектора  $W_j$  имеет вид

$$W_j = 3,654 U^{-0,331} j^{1,75}, \quad (2)$$

где  $U$  - полная энергия возбуждения компаунд-ядра ( $U = B_n + E_n$ );  $j$  - номер канала амплитудного анализатора (или соответствующая ему энергия  $\gamma$ -квантов).

Величину коэффициента  $K$  в формуле (1) определяли из измерения со стандартным образцом  ${}^{197}\text{Au}$ , используя следующее соотношение:

$$K = \left[ \left\langle \left( \frac{N_m^i}{N_c^i} \right) \frac{\tau_m^i}{\sigma_{n\alpha}^i} \frac{S_c^i A_u}{S_m^i} \sigma_c^i A_u \right\rangle \frac{n^{Au} F_{\gamma}^{Au} (B_n^{Au} + \bar{E}_n) \sum_{j=0}^{j=\max} A_j}{\sum_{j=0}^{j=\max} A_j^{Au} W_j} \right] \frac{\sum_{j=0}^{j=\max} A_j W_j}{F_{\gamma} (B_n + \bar{E}_n) \sum_{j=0}^{j=\max} A_j}, \quad (3)$$

где  $F_{\gamma}$  - поправка на самопоглощение  $\gamma$ -квантов захвата в образцах;  $A_j$  - амплитудный спектр детектора события захвата, измеренный в области энергии нейтронов [50-250 кэВ];  $W_j$  - весовая функция детектора, определяемая соотношением (2);  $\bar{E}_n$  - средняя энергия нейтронов, соответствующая временному интервалу, в котором измерялся амплитудный спектр (около 0,2 МэВ);  $R$  - номер канала амплитудного спектра, соответствующий порогу регистрации события захвата во временных окнах (около 2 МэВ);  $\langle \dots \rangle$  - средние результаты измерений в области энергий 50-100 кэВ;  $\sigma_c^i A_u$  - сечение захвата  ${}^{197}\text{Au}$ . При определении коэффициента нормировки ( $K$ ) использовали наши данные по сечению захвата  ${}^{197}\text{Au}$  из работы [7], полученные абсолютным методом с помощью методики насыщенного резонанса, а также сечение захвата  ${}^{197}\text{Au}$  из библиотеки ENDF/B-V [3]. Значения коэффициентов нормировки в обоих случаях согласуются в пределах 2%.

Для получения сечений захвата до энергии 120 кэВ использовали относительный ход сечения реакции  ${}^6\text{Li}(n,\alpha){}^3\text{H}$ , а при более высоких энергиях для измерения формы потока нейтронов служила реакция  ${}^{10}\text{B}(n,\alpha){}^7\text{Li}$ , при этом данные нормировались к полученным абсолютным значениям по интервалу 50-100 кэВ. Сечения этих реакций взяты согласно оценке ENDF/B-V [3]. Полученные по формуле (1) сечения относятся к образцу, содержащему примеси других изотопов. Поэтому в окончательные данные были внесены соответствующие поправки, рассчитанные путем решения системы линейных уравнений. Величина поправки на изотопный состав составляла около 30% для  ${}^{160}\text{Dy}$  и 3-8% для остальных изотопов.

**Результаты и их обсуждение.** Результаты измерения сечений радиационного захвата нейтронов для изотопов  ${}^{160-164}\text{Dy}$  и природной смеси, а также их полная погрешность приведены в табл.2,3. Погрешности результатов измерений складывались из следующих компонентов:

- статистической погрешности, которая составляла 1-2% для  ${}^{161}\text{Dy}$ , 3-4% для  ${}^{160,162,163}\text{Dy}$  и 4-6% для  ${}^{164}\text{Dy}$ ;
- погрешности, связанной с процедурой вычитания фона во время-пролетных спектрах: 5-10% при 20 кэВ и 0,5-1% при  $E_n \geq 70$  кэВ (для  ${}^{60}\text{Dy}$  - 13% при 5 кэВ и около 0,5% выше 30 кэВ);
- погрешности нормировки 4,5-6%;
- погрешности относительного хода опорных сечений, которая для реакций  ${}^6\text{Li}(n,\alpha){}^3\text{H}$  составляла 1-2% и  ${}^{10}\text{B}(n,\alpha){}^7\text{Li}$  - 2,5%;
- погрешности поправок на конечную толщину образца (самопоглощение  $\gamma$ -квантов в образце, резонансная блокировка и многократное рассеяние), которая составляла 2-3%.

Таблица 2

Сечения радиационного захвата нейтронов и их погрешности  
для изотопов диспрозия, мб

| $E_n, \text{кэВ}$ | $^{160}\text{Dy}$ | $^{161}\text{Dy}$ | $^{162}\text{Dy}$ | $^{163}\text{Dy}$ | $^{164}\text{Dy}$ |
|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|
| 16-20             | 1308 $\pm$ 166    | 3037 $\pm$ 216    | 666 $\pm$ 85      | 1574 $\pm$ 200    | 352 $\pm$ 52      |
| 20-24             | 1006 $\pm$ 97     | 2592 $\pm$ 142    | 535 $\pm$ 52      | 1255 $\pm$ 121    | 268 $\pm$ 33      |
| 24-28             | 923 $\pm$ 79      | 2363 $\pm$ 126    | 502 $\pm$ 43      | 1209 $\pm$ 103    | 261 $\pm$ 29      |
| 28-32             | 827 $\pm$ 64      | 2076 $\pm$ 109    | 474 $\pm$ 37      | 1090 $\pm$ 84     | 245 $\pm$ 25      |
| 32-36             | 820 $\pm$ 60      | 1877 $\pm$ 97     | 431 $\pm$ 32      | 1028 $\pm$ 76     | 220 $\pm$ 22      |
| 36-40             | 788 $\pm$ 55      | 1738 $\pm$ 89     | 399 $\pm$ 28      | 942 $\pm$ 65      | 186 $\pm$ 17      |
| 40-44             | 771 $\pm$ 52      | 1680 $\pm$ 86     | 398 $\pm$ 27      | 870 $\pm$ 58      | 176 $\pm$ 16      |
| 44-48             | 685 $\pm$ 44      | 1552 $\pm$ 79     | 363 $\pm$ 24      | 823 $\pm$ 53      | 171 $\pm$ 15      |
| 48-52             | 675 $\pm$ 42      | 1439 $\pm$ 72     | 322 $\pm$ 20      | 806 $\pm$ 51      | 164 $\pm$ 14      |
| 52-56             | 650 $\pm$ 40      | 1327 $\pm$ 66     | 323 $\pm$ 20      | 781 $\pm$ 49      | 168 $\pm$ 14      |
| 56-60             | 609 $\pm$ 37      | 1286 $\pm$ 64     | 318 $\pm$ 19      | 739 $\pm$ 45      | 154 $\pm$ 13      |
| 60-64             | 564 $\pm$ 34      | 1277 $\pm$ 63     | 324 $\pm$ 19      | 715 $\pm$ 43      | 147 $\pm$ 12      |
| 64-68             | 571 $\pm$ 34      | 1190 $\pm$ 59     | 308 $\pm$ 18      | 723 $\pm$ 42      | 152 $\pm$ 12      |
| 68-72             | 575 $\pm$ 33      | 1136 $\pm$ 56     | 298 $\pm$ 17      | 690 $\pm$ 40      | 151 $\pm$ 12      |
| 72-76             | 563 $\pm$ 32      | 1071 $\pm$ 53     | 302 $\pm$ 17      | 654 $\pm$ 37      | 145 $\pm$ 11      |
| 76-80             | 540 $\pm$ 31      | 1057 $\pm$ 52     | 289 $\pm$ 16      | 619 $\pm$ 35      | 118 $\pm$ 9       |
| 80-84             | 574 $\pm$ 32      | 1008 $\pm$ 49     | 260 $\pm$ 15      | 587 $\pm$ 33      | 103 $\pm$ 8       |
| 84-88             | 506 $\pm$ 28      | 977 $\pm$ 48      | 235 $\pm$ 13      | 567 $\pm$ 32      | 96 $\pm$ 7        |
| 88-92             | 524 $\pm$ 29      | 933 $\pm$ 45      | 230 $\pm$ 13      | 550 $\pm$ 31      | 98 $\pm$ 7        |
| 92-96             | 495 $\pm$ 27      | 904 $\pm$ 44      | 212 $\pm$ 12      | 511 $\pm$ 28      | 87 $\pm$ 6        |
| 96-100            | 455 $\pm$ 25      | 862 $\pm$ 42      | 199 $\pm$ 11      | 491 $\pm$ 27      | 85 $\pm$ 6        |
| 100-110           | 410 $\pm$ 23      | 791 $\pm$ 38      | 192 $\pm$ 11      | 470 $\pm$ 26      | 69 $\pm$ 5        |
| 110-120           | 371 $\pm$ 21      | 734 $\pm$ 35      | 170 $\pm$ 10      | 444 $\pm$ 25      | 70 $\pm$ 5        |
| 120-130           | 358 $\pm$ 20      | 686 $\pm$ 38      | 157 $\pm$ 9       | 434 $\pm$ 25      | 62 $\pm$ 5        |
| 130-140           | 353 $\pm$ 20      | 643 $\pm$ 36      | 146 $\pm$ 8       | 406 $\pm$ 23      | 64 $\pm$ 5        |
| 140-150           | 325 $\pm$ 21      | 566 $\pm$ 32      | 149 $\pm$ 10      | 381 $\pm$ 24      | 58 $\pm$ 4        |
| 150-160           | 322 $\pm$ 21      | 561 $\pm$ 32      | 140 $\pm$ 9       | 380 $\pm$ 24      | 52 $\pm$ 4        |
| 160-170           | 313 $\pm$ 20      | 533 $\pm$ 30      | 134 $\pm$ 9       | 368 $\pm$ 24      | 53 $\pm$ 4        |
| 170-180           | 301 $\pm$ 20      | 511 $\pm$ 29      | 133 $\pm$ 9       | 342 $\pm$ 22      | 51 $\pm$ 4        |
| 180-190           | 288 $\pm$ 19      | 477 $\pm$ 27      | 125 $\pm$ 8       | 333 $\pm$ 22      | 52 $\pm$ 4        |
| 190-200           | 279 $\pm$ 18      | 470 $\pm$ 27      | 122 $\pm$ 8       | 324 $\pm$ 21      | 48 $\pm$ 4        |
| 200-210           | 279 $\pm$ 19      | 444 $\pm$ 25      | 127 $\pm$ 8       | 317 $\pm$ 21      | 49 $\pm$ 4        |
| 210-220           | 275 $\pm$ 18      | 439 $\pm$ 25      | 120 $\pm$ 8       | 329 $\pm$ 22      | 49 $\pm$ 4        |
| 220-230           | 274 $\pm$ 18      | 421 $\pm$ 24      | 121 $\pm$ 8       | 310 $\pm$ 21      | 44 $\pm$ 4        |
| 230-240           | 283 $\pm$ 19      | 379 $\pm$ 22      | 121 $\pm$ 8       | 298 $\pm$ 20      | 46 $\pm$ 4        |
| 240-250           | 244 $\pm$ 16      | 381 $\pm$ 22      | 111 $\pm$ 7       | 289 $\pm$ 19      | 48 $\pm$ 4        |
| 250-260           | 264 $\pm$ 17      | 376 $\pm$ 22      | 118 $\pm$ 8       | 281 $\pm$ 19      | 47 $\pm$ 4        |
| 260-270           | 244 $\pm$ 16      | 371 $\pm$ 21      | 114 $\pm$ 8       | 267 $\pm$ 18      | 48 $\pm$ 4        |
| 270-280           | 253 $\pm$ 17      | 370 $\pm$ 21      | 119 $\pm$ 8       | 261 $\pm$ 17      | 47 $\pm$ 4        |
| 280-290           | 240 $\pm$ 16      | 359 $\pm$ 21      | 113 $\pm$ 7       | 256 $\pm$ 17      | 46 $\pm$ 4        |
| 290-300           | 245 $\pm$ 16      | 335 $\pm$ 19      | 109 $\pm$ 7       | 226 $\pm$ 15      | 45 $\pm$ 4        |
| 300-320           | 235 $\pm$ 15      | 327 $\pm$ 19      | 105 $\pm$ 7       | 222 $\pm$ 14      | 46 $\pm$ 4        |
| 320-340           | 233 $\pm$ 15      | 321 $\pm$ 18      | 109 $\pm$ 7       | 211 $\pm$ 14      | 43 $\pm$ 3        |
| 340-360           | 246 $\pm$ 16      | 303 $\pm$ 17      | 97 $\pm$ 6        | 190 $\pm$ 12      | 41 $\pm$ 3        |
| 360-380           | 223 $\pm$ 14      | 287 $\pm$ 16      | 98 $\pm$ 6        | 172 $\pm$ 11      | 40 $\pm$ 3        |
| 380-400           | 205 $\pm$ 13      | 296 $\pm$ 17      | 100 $\pm$ 6       | 171 $\pm$ 11      | 42 $\pm$ 3        |
| 400-420           | 215 $\pm$ 14      | 286 $\pm$ 16      | 110 $\pm$ 7       | 164 $\pm$ 10      | 41 $\pm$ 3        |
| 420-440           | 205 $\pm$ 13      | 247 $\pm$ 14      | 92 $\pm$ 6        | 141 $\pm$ 9       | 39 $\pm$ 3        |
| 440-460           | 200 $\pm$ 13      | 245 $\pm$ 14      | 93 $\pm$ 6        | 146 $\pm$ 9       | 38 $\pm$ 3        |

Таблица 3

Сечение радиационного захвата нейтронов для природной смеси и его погрешность, мб

| $E_n$ , кэВ | $\sigma \pm \Delta$ | $E_n$ , кэВ | $\sigma \pm \Delta$ | $E_n$ , кэВ | $\sigma \pm \Delta$ |
|-------------|---------------------|-------------|---------------------|-------------|---------------------|
| 5-6         | 3378 $\pm$ 419      | 56-60       | 600 $\pm$ 33        | 180-190     | 218 $\pm$ 13        |
| 6-7         | 2914 $\pm$ 303      | 60-64       | 571 $\pm$ 31        | 190-200     | 212 $\pm$ 13        |
| 7-8         | 2755 $\pm$ 237      | 64-68       | 554 $\pm$ 30        | 200-210     | 207 $\pm$ 13        |
| 8-9         | 2292 $\pm$ 160      | 68-72       | 527 $\pm$ 29        | 210-220     | 199 $\pm$ 12        |
| 9-10        | 2052 $\pm$ 119      | 72-76       | 495 $\pm$ 27        | 220-230     | 202 $\pm$ 12        |
| 10-12       | 1377 $\pm$ 103      | 76-80       | 467 $\pm$ 26        | 230-240     | 192 $\pm$ 12        |
| 12-14       | 1633 $\pm$ 91       | 80-84       | 447 $\pm$ 25        | 240-250     | 184 $\pm$ 11        |
| 14-16       | 1544 $\pm$ 85       | 84-88       | 425 $\pm$ 23        | 250-260     | 176 $\pm$ 11        |
| 16-20       | 1306 $\pm$ 70       | 88-92       | 403 $\pm$ 22        | 260-270     | 168 $\pm$ 10        |
| 20-24       | 1138 $\pm$ 60       | 92-96       | 383 $\pm$ 21        | 270-280     | 173 $\pm$ 11        |
| 24-28       | 1030 $\pm$ 55       | 96-100      | 372 $\pm$ 20        | 280-290     | 162 $\pm$ 10        |
| 28-32       | 929 $\pm$ 50        | 100-110     | 349 $\pm$ 19        | 290-300     | 158 $\pm$ 10        |
| 32-36       | 866 $\pm$ 47        | 110-120     | 326 $\pm$ 20        | 300-320     | 152 $\pm$ 9         |
| 36-40       | 307 $\pm$ 44        | 120-130     | 306 $\pm$ 18        | 320-340     | 141 $\pm$ 8         |
| 40-44       | 741 $\pm$ 41        | 130-140     | 277 $\pm$ 17        | 340-360     | 140 $\pm$ 8         |
| 44-48       | 680 $\pm$ 37        | 140-150     | 262 $\pm$ 16        | 360-380     | 126 $\pm$ 8         |
| 48-52       | 630 $\pm$ 35        | 150-160     | 253 $\pm$ 15        | 380-400     | 124 $\pm$ 7         |
| 52-56       | 593 $\pm$ 33        | 160-170     | 241 $\pm$ 14        |             |                     |
|             |                     | 170-180     | 229 $\pm$ 14        |             |                     |

В результате полная ошибка полученных экспериментальных данных составляла 5-6% для  $^{161}\text{Dy}$  и природного диспрозия и 6-13% для остальных изотопов.

В целях проверки точности и надежности измерений в процессе всего эксперимента проводили контрольные измерения сечения радиационного захвата  $^{197}\text{Au}$ , используемого также в качестве стандарта. Полученные экспериментальные данные для  $^{197}\text{Au}$  во всем энергетическом интервале хорошо согласуются с нашими результатами из работы [7] и оценкой ENDF/B-V [8].

Результаты измерений сечений захвата для  $^{160}, ^{162}, ^{164}\text{Dy}$ ,  $^{161}, ^{163}\text{Dy}$  и природной смеси, а также данные других авторов [9-17] представлены на рис.1,2.

Для нечетных изотопов полученные данные хорошо согласуются с результатами работ Беера [9] и Маклина [9, 10] во всей области энергий, а для  $^{160}\text{Dy}$  - в области энергий выше 50 кэВ. При меньших значениях энергий нейтронов данные Беера для  $^{160}\text{Dy}$  [9] находятся ниже на 10-15%, а Маклина [9] - на 20-30%. Результаты работы [11] согласуются с настоящими данными по абсолютной величине в нечетных изотопах, но имеют более крутой ход, а для  $^{162}\text{Dy}$ , наоборот, совпадают по энергетической зависимости и находятся на 10-15% ниже.

Активационные результаты [12, 13] для  $^{164}\text{Dy}$  в 3,5 раза больше наших значений, а величина  $\sigma_c$  [14] при  $E_n = 25$  кэВ совпадает с нашим значением.

Экспериментальные результаты для природной смеси хорошо согласуются с результатами работ [15, 16] и на 20% находятся выше данных [17]. Следует отметить, что полученные нами экспериментальные данные для изотопов диспрозия и результаты измерения сечения их природной смеси, выполненные в независимом цикле измерений, хорошо согласуются между собой.

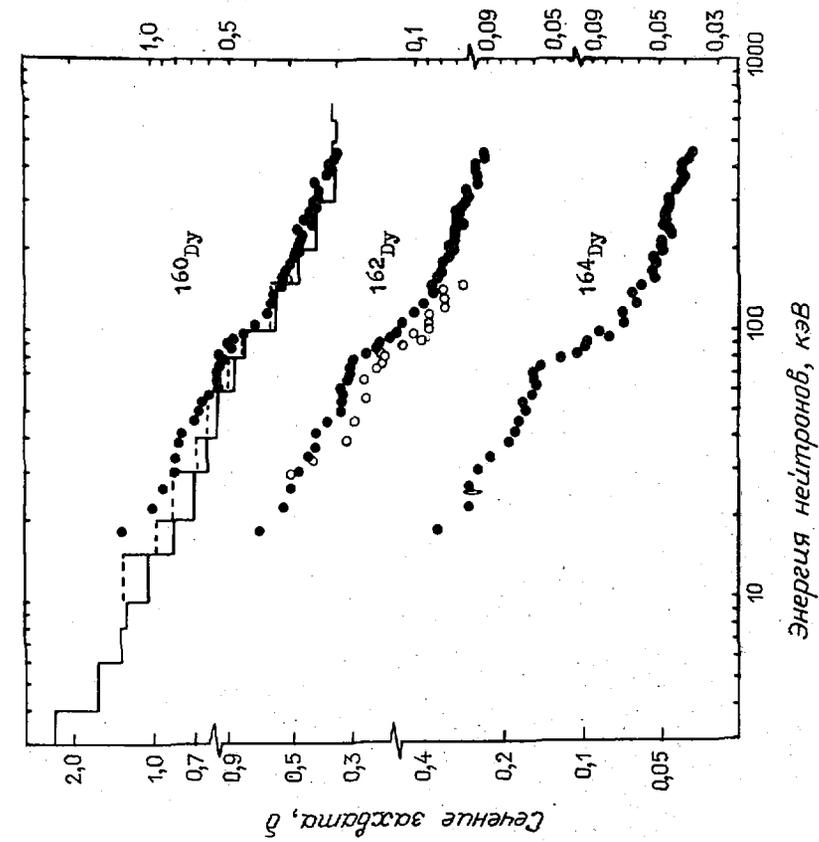


Рис. 1. Сечения радиационного захвата  $^{160}\text{Dy}$ ,  $^{162}\text{Dy}$ ,  $^{164}\text{Dy}$ . Данные работ: ● — настоящей; ○ — [9, 10]; --- [9]; ○ — [14]

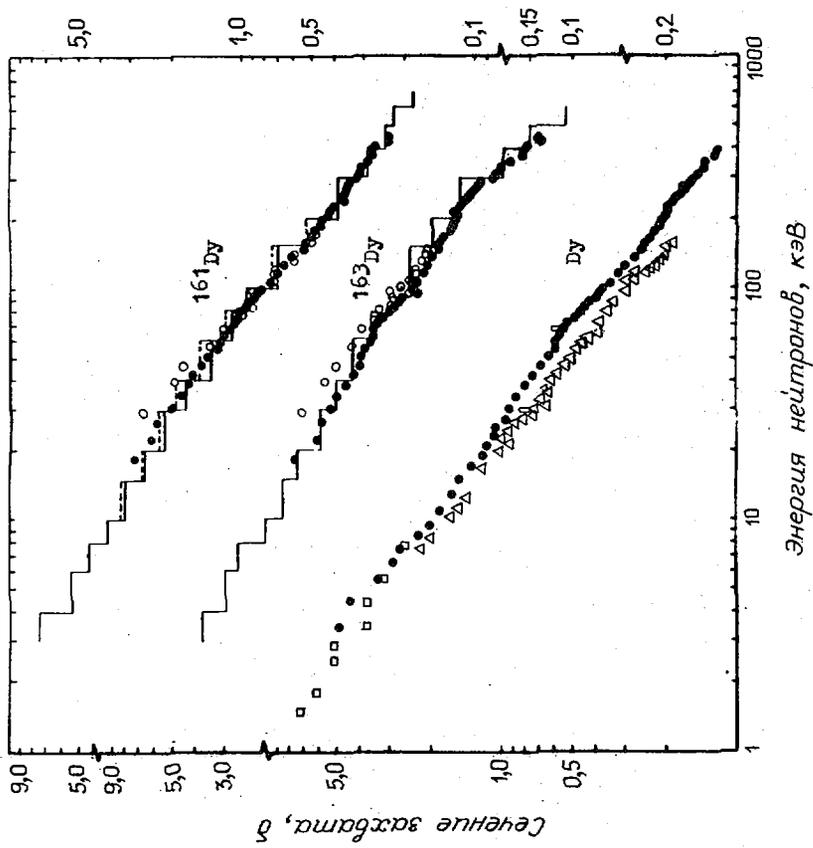


Рис. 2. Сечения радиационного захвата  $^{161}\text{Dy}$ ,  $^{163}\text{Dy}$  и природной смеси. Данные работ: ● — настоящей; ○ — [9, 10]; --- [9]; □ — [15]; △ — [16]; ···· [17]

Список литературы

- I. Кононов В.Н. Ядерная физика. 1967. Т.5. С.129.
2. Kononov V.N., Poletaev E.D., Yurlov B.D. e.a. In: Neutron-capture gamma-ray spectroscopy and Related Topics, 7-11 September 1981 at ISN Grenoble. P.518.
3. Боховко М.В., Казаков Л.Е., Кононов В.Н. и др. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. 1986. Вып.1. С.39.
4. Боховко М.В., Казаков Л.Е., Кононов В.Н. и др. Препринт ФЭИ-973. Обнинск, 1979.
5. Кононов В.Н., Полетаев Е.Д., Тимохов В.М. и др. Препринт ФЭИ-1589. Обнинск, 1984.
6. Кононов В.Н., Полетаев Е.Д., Боховко М.В. и др. В кн.: Нейтронная физика: материалы 5-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 15-19 сентября 1980 г. М.: ЦНИИАтоминформ, 1980. Ч.2. С.280.
7. Казаков Л.Е., Кононов В.Н., Полетаев Е.Д. и др. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. 1985. Вып.2. С.44.
8. Nuclear Standards File 1980 Version: INDC-36/LM. Vienna: IAEA. 1981.
9. Beer H., Walter G., Macklin R.L., Patchett P.J. Phys. Rev. C. 1984. V.30. P.464.
10. Beer H., Walter G., Macklin R.L. The  $^{163}\text{Dy}$ - $^{163}\text{Ho}$  branching. An s-process parameter: EXFOR-12881.001.
- II. Кононов В.Н., Стависский Ю.А., Колесов В.В. и др. Ядерная физика. 1966. Т.4. С.282.
12. Fawcett L.R., Furr A.K., Lindsay J.G. Nucl. Sci. and Engng. 1972. V.49. P.317.
13. Johnsrud A.E., Silbert M.G., Barskhall H.H. Phys.Rev. 1959. V.116. P.927. E11675.
14. Lakshamana Rao A., Rama Rao J. Phys.Rev. C.1972. V.6. P.572. E30234.
15. Block R.C., Slaughter G.G., Weston L.W., Vonderlage F.C. In: Proc. conf. on time of flight methods. Brussel. 1961. P.203.
16. Macklin R.L., Gibbons J.H., Inada T. Phys.Rev. 1963. V.129. P.2695.
17. Gibbons J.H., Macklin R.L., Miller P.D., Neiler J.H. Ibid. 1961. V.122. P.182.

Статья поступила в редакцию 7 января 1988 г.

УДК 539.172.4

БАНК ЯДЕРНО-ФИЗИЧЕСКИХ ДАННЫХ ДЛЯ ОБОБЩЕННОГО КОМПАРАТОРНОГО МЕТОДА  
НЕЙТРОННО-АКТИВАЦИОННОГО АНАЛИЗА

В. М. Бычков, С. М. Насырова, А. Б. Пашенко, С. Г. Пушкин,  
М. В. Скрипова, Г. И. Тимухин

COMPUTERIZED NUCLEAR DATA BANK FOR THE GENERALIZED COMPARATOR METHOD OF THE ACTIVATION ANALYSIS. A computerized nuclear data bank was created to be used for the environment objects neutron activation analysis by the generalised comparator method. The recommended nuclear data values were accepted on the basis evaluations performed up to 1987 both in this and other countries. A unified computational format was chosen to represent the nuclear data in the computer readable form, the format having been elaborated and used for various applications in GJD.

Организация мониторинга аэрозольных загрязнений атмосферы предполагает анализ большого числа проб на широкий круг элементов и требует полной автоматизации и унификации всех стадий анализа. При нейтронно-активационном анализе (НАА) проб атмосферных аэрозолей промышленных городов, характеризующихся чрезвычайным разнообразием элементов и их количественных соотношений, относительный метод определения концентраций элементов становится малоэффективным как вследствие необходимости приготовления и облучения с каждой партией проб многоэлементных образцов сравнения, только

частично воспроизводящих состав проб, так и вследствие невозможности полной автоматизации обработки гамма-спектрометрической информации.

Разработанный и реализованный в Институте угля СО АН СССР универсальный компараторный (инвариантный) метод [1] позволяет избавиться от наиболее трудоемкой стадии проведения анализа (приготовление многоэлементных ОС) и полностью автоматизировать стадию обработки гамма-спектрометрической информации с последующим вычислением концентраций элементов в атмосфере.

Определение масс элементов в пробах при использовании обобщенного компараторного метода НАА осуществляется по формуле [1,2,3]

$$m_i = A_{oi} (B_{oi} \psi_i \varepsilon_i)^{-1} \pi_0^{-1} \quad (I)$$

Здесь  $A_{oi}$  - экспериментальная активность радионуклида определяемого элемента, приведенная к начальному моменту измерения сразу же после облучения в течение бесконечно большого времени и вычисляемая по формуле  $A_{oi} = A_i (S_i D_i C_i)^{-1}$ , где  $A_i = N_i / \tau$  - средняя экспериментальная активность радионуклида, равная отношению числа зарегистрированных импульсов в пике  $N_i$  к времени измерения  $\tau$ ;  $S_i = [1 - \exp(-\lambda_i \theta)]$  - фактор облучения,  $\theta$  - время облучения,  $\lambda_i$  - постоянная распада радионуклида  $i$ ;  $D_i = \exp(-\lambda_i t)$  - фактор распада,  $t$  - время остывания;  $C_i = [1 - \exp(-\lambda_i \tau)] / (\lambda_i \tau)^{-1}$  - фактор, учитывающий распад радионуклида во время измерения. Комплексная ядерная константа  $B_{oi}$  для простейших ядерных реакций определяется выражением  $B_{oi} = \eta_i \gamma_i \sigma_i / M_i$ , где  $\eta$  - доля активируемого изотопа в природной смеси изотопов;  $\gamma$  - выход  $\gamma$ -квантов;  $\sigma$  - сечение активации изотопа тепловыми нейтронами;  $M$  - атомная масса элемента. Коэффициент  $\psi_i = (1 + q_i \varphi)$ , где  $q_i = I_i / \sigma_i$ , а  $\varphi = f_3 / f_T$ , учитывает вклад эпитепловых нейтронов [плотность потока которых  $F_3(E_H) = f_3 E_H^{-(1-\alpha)}$  с  $\alpha \ll 1$  обычно характеризуется независимой от энергии нейтронов константой  $f_3$ ] в активность нуклида  $i$  с резонансным интегралом  $I_i(\alpha)$  при эффективной плотности потока тепловых нейтронов, равной  $f_T$ . Величина  $\varepsilon_i$  - относительная эффективность регистрирующей аппаратуры. Постоянный для всех радионуклидов коэффициент  $\pi_0$  (нормировочный инвариант) зависит лишь от плотности потока тепловых нейтронов и абсолютной эффективности счета. Его численное значение полагается равным среднему  $\bar{\pi}$  значению  $\pi_i$ , найденному для нескольких радионуклидов (например,  $^{198}\text{Au}$ ,  $^{95}\text{Zr}$ ,  $^{97}\text{Zr}$ ) с хорошо известными значениями ядерных констант одного или нескольких элементов образца сравнения, которые одновременно используются для определения характеристик потока нейтронов  $\varphi$  и  $\alpha$ . Значения  $\pi_i$  определяются по формуле  $\pi_i = A_{oi} (m_i B_{oi} \psi_i \varepsilon_i)^{-1}$ .

Для расчета масс элементов по формуле (I) с помощью программы CASINA [2] необходимо предварительно измерить активности радионуклидов элементов образца сравнения, определить с их помощью величины  $\alpha$ ,  $\varphi$ ,  $\bar{\pi}$  и  $\varepsilon(E)$ . При этом для каждого нуклида нужно иметь данные о  $\eta$ ,  $\gamma$ ,  $\sigma$ ,  $M$ ,  $I_0$  и  $E_\gamma$ .

Учет более сложных типов взаимопревращений нуклидов при НАА осуществляется в программе посредством выражений для вычисления  $A_{oi}$ ,  $B_{oi}$ ,  $q_i$ , приведенных в работах [1, 4]. Инвариантный метод НАА позволяет определять массы элементов в пробах с погрешностями, не превышающими погрешности относительного метода.

Из сказанного видно, что самостоятельное значение приобретает задача информационного обеспечения компараторного метода ядерными константами изотопов, необходимых для идентификации радионуклидов по их  $\gamma$ -пикам и последующего расчета концентраций элементов.

Чтобы полностью автоматизировать процесс вычисления концентраций элементов при НАА проб, необходимо организовать машинную библиотеку ядерно-физических констант, так как с точки зрения современного пользователя банков справочных данных информация считается существующей, если она в формате представлена на определенном носителе данных и допускает машинную обработку.

Для автоматизации решения задач каждого определенного класса создаются специализированные банки данных соответствующего профиля. Примерами организации банков ядерно-физических данных могут служить дозиметрический файл ICRDF [5], организованный для решения прикладных научно-технических задач внутриреакторной дозиметрии нейтронного излучения ядерных энергетических установок, и банк данных по сечениям образования гелия и водорода, образующихся при нейтронном облучении конструкционных материалов АЭС.

Банк данных для обобщенного компараторного метода нейтронного активационного анализа объектов окружающей среды организован на ЭВМ ЕС 1033 Центра ядерных данных ГКАЭ. Он включает в себя оцененные значения резонансных интегралов захвата и поглощения нейтронов, сечений захвата и поглощения нейтронов в тепловой точке, факторы Весткотта, а также средние резонансные энергии захвата нейтронов, выходы  $\gamma$ -квантов и энергии излучения, распространенности изотопов в природных смесях.

Рекомендованные значения ядерно-физических величин, вошедших в базу данных, получены на основе отечественных (ЦЯД) [6] и зарубежных (МАГАТЭ) [7] данных по состоянию на начало 1987 г.

Для представления данных в компьютеризованной форме выбран унифицированный формат (УФ), разработанный и использующийся в ЦЯД для автоматизации работы с различными классами данных с помощью прикладных программ.

Структура и кодировка строки записи банка данных в унифицированном формате. Для представления и идентификации информации в УФ используется принцип самоопределенной строки. Это означает следующее:

- каждая запись файла соответствует ровно одной строке таблицы данных;
- каждая строка, кроме самих данных, содержит всю физическую и библиографическую информацию, описывающую и классифицирующую их.

Данные в УФ представлены в унифицированной системе единиц измерения, совпадающей с системой, принятой в формате ENDF: энергия - в электронвольтах; сечения - в барнах; углы - в косинусах; температура - в градусах Кельвина; время - в секундах и т.д. Во всех случаях используется лабораторная система координат.

В настоящей (первой) версии банка данных содержатся ядерно-физические константы 96 элементов окружающей среды. Рекомендованные ядерно-физические константы банка данных приведены в виде табл. I, 2, где указан также источник информации или автор выполненной оценки.

Таблица I

Структура строки записи банка данных

| Имя | Позиция поля строки в байтах | Описание   |
|-----|------------------------------|--|
| Z   | 1-3                          | Заряд ядра-мишени в реакции  |
| A   | 4-6                          | Массовое число ядра-мишени   |
| MF  | 7-8                          | Класс ядерных данных   |
| MT  | 9-11                         | Тип ядерной реакции  |
| LB  | 12                           | Код библиотеки (A-файл данных для активационного анализа)  |
| ST  | 25                           | Код состояния остаточного ядра   |
| YR  | 26-27                        | Год проведения эксперимента или оценки   |
| NM  | 28-36                        | Имя автора (первого) экспериментальной работы или оценки с последующим "+", если авторов несколько   |
| E   | 37-47                        | Значение энергии (при MF=17 и MT=53 - период полураспада нуклида)  |
| DE  | 48-58                        | Ошибка значения энергии  |
| F   | 59-69                        | Значение функции (при MF=17 и MT=53 - энергия электромагнитного излучения)   |
| DF  | 70-80                        | Ошибка значения функции (при MF=17 и MT=53 - выход $\gamma$ -квантов данной энергии в процентах общего выхода $\gamma$ -квантов на один акт захвата нейтронов) |

#### Список литературы

1. Пушкин С.Г., Михайлов В.А., Гильберт Э.Н. Обобщенный компараторный метод определения масс элементов при нейтронно-активационном анализе. Новосибирск. 1983. С.32. - Деп. в ВИНТИ ЗИ.03.83 № 4899-83 Деп.

Коды ядерных реакций в УФ

| Код УФ | Описание  |
|--------|---|
| MF=3   | Сечение взаимодействия частиц с ядрами в зависимости от энергии налетающей частицы  |
| MF=17  | Ядерно-физические параметры, используемые в активационном методе  |
| MF=97  | Резонансный интеграл  |
| MT=102 | Радиационный захват нейтронов   |
| MT=103 | Реакция (N,PG)  |
| MT=107 | Реакция (N,AG)  |
| MT=5   | Поглощение нейтронов  |
| MT=18  | Деление   |
| MT=51  | Эффективная резонансная энергия   |
| MT=52  | Распространенность изотопов в процентах   |
| MT=53  | Период полураспада радиоактивного ядра, энергия электромагнитного излучения, выход $\gamma$ -квантов данной энергии в процентах общего выхода $\gamma$ -квантов на один захват нейтрона |
| MT=54  | Фактор Вексбота   |

- Пушкин С.Г. Программа на ЭВМ для обработки данных нейтронно-активационного анализа элементного состава атмосферных аэрозолей: Информационный листок № 238-83. Кемерово: ЦНТИ. 1983. С.4.
- Пушкин С.Г., Михайлов В.А., Гильберт Э.Н. ЖАХ. 1984. Т.39. С.743.
- Moens L. De Corte F., Wispeleere A. e.a. J.Rational. Nucl. Chem. 1984. V.82. P.385.
- Cullen D.E., Kocherov N., McLaughlin P.K. The international reactor dosimetry file (IRDF-82). Rep. IAEA-NDS-41. IAEA, 1982.
- Беланова Т.С. и др. Радиационный захват нейтронов. М.: Энергоатомиздат, 1986.
- Handbook on Nuclear Activation Data, Technical. Report Series No.273. IAEA: Vienna, 1987.

Статья поступила в редакцию 28 июня 1988 г.

УДК 539.173

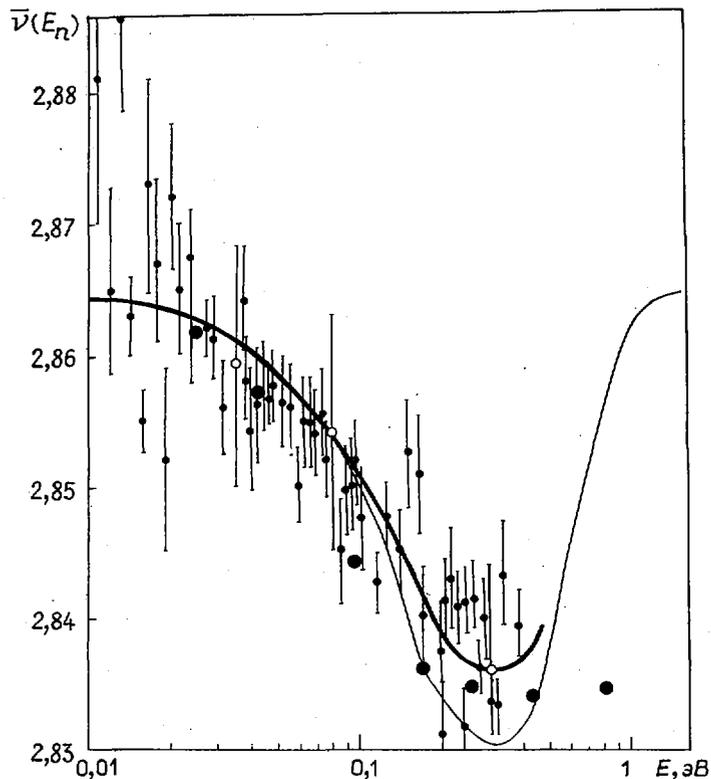
О ВЛИЯНИИ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ЗАВИСИМОСТИ  $\bar{\nu}(E)$  ПРИ  $E$  МЕНШЕ 1 эВ  
НА ГРУППОВЫЕ КОНСТАНТЫ  $^{239}\text{Pu}$  В НИЖНИХ ГРУППАХ

А. Г. Гусейнов, М. А. Гусейнов, Н. С. Работнов

ON THE EFFECT OF  $\bar{\nu}(E)$  ENERGY DEPENDENCE AT  $E < 1$  eV ON THE GROUP CONSTANTS OF Pu-239 IN THE LOWEST GROUPS. The effect is estimated of the energy dependence of the average number of fission prompt neutrons on energy for Pu-239 on the group cross-sections functionals in BNAB-26 system. This effect is shown to result in a significant dependence of  $\bar{\nu}(E)$  averaged over maxwellian neutron spectrum on the neutron gas temperature T.  $\bar{\nu}(E)$  decreases by approximately 1% when T increases from 300K to 2000K. Taking this dependence into account may improve the predictability of the characteristics of the plutonium-fueled systems.

**Р**езультаты измерений среднего числа мгновенных нейтронов деления  $\bar{\nu}(E_n)$  в реакции  $^{239}\text{Pu}(n,f)$  при энергиях  $E_n \lesssim 1$  эВ указывают на существование заметной энергетической зависимости  $\bar{\nu}(E_n)$  в этой области [1-4]. В работе [5] были выполнены прецизионные измерения средней кинетической энергии осколков деления в той же реакции для той же области энергий. Сопоставление этих резуль-

татов и систематизированных данных [1-4] с использованием энергетического баланса приводит авторов [5] к выводу, что физической причиной вариаций  $\bar{\nu}(E_n)$  и  $\bar{E}_k(E_n)$  является различие порядка 2% в величинах  $\bar{\nu}$  для состояний компаунд-ядра  $0^+$  и  $1^+$ , соответствующих ближайшему к энергии связи "отрицательному" уровню  $^{240}\text{Pu}$  ( $0^+$ ) и первому резонансу с энергией  $E_n^0 = 0,299$  эВ ( $1^+$ ). На рисунке воспроизведена система тика из работы [5], причем для точек, взятых из разных работ, использованы одинаковые обозначения. Детальные ссылки можно найти в работе [5]. В настоящем сообщении оценивается для нижних энергетических групп влияние указанного эффекта на усредненные значения  $\bar{\nu}$ , используемые в 26-групповой системе констант [6], в частности на зависимость их от температуры нейтронного спектра и сечения разбавления при учете резонансной самоэкранировки. (В дальнейшем для краткости вместо  $E_n$  будем использовать обозначение  $E$ .)



Зависимость среднего числа мгновенных нейтронов деления для  $^{239}\text{Pu}$  при энергии нейтронов, вызывающих деление энергии менее 1 эВ: ● - экспериментальные данные, систематизированные в работе [1]; ● - результаты усреднения по максвелловскому спектру (4); ○ - пересчет в  $\bar{\nu}(E_n)$  зависимости от  $E_n$  средней кинетической энергии осколков, измеренной в работе [1]. Сплошные кривые - расчет зависимости  $\bar{\nu}(E_n)$  в предположении, что эти значения различаются для резонансов  $0^+$  и  $1^+$  на 0,059; жирная кривая взята из работы [1], тонкая рассчитана нами в двухрезонансном приближении, параметры которого приведены в табл. I

Экспериментальные точки на рисунке соответствуют средним значениям числа мгновенных нейтронов на акт деления при фиксированной энергии падающих нейтронов. В предположении, что значения  $\bar{\nu}(E)$  различаются для двух спиновых подсистем, но сами от энергии не зависят, зависимость  $\bar{\nu}(E)$  дается выражением

$$\bar{\nu}(E) = \left[ \sigma_f^1(E) \bar{\nu}^1 + \sigma_f^0(E) \bar{\nu}^0 \right] / \left[ \sigma_f^1(E) + \sigma_f^0(E) \right], \quad (1)$$

где  $\bar{\nu}^0$  и  $\bar{\nu}^1$  - постоянные значения  $\bar{\nu}$  для резонансов  $0^+$  и  $1^+$ , а  $\sigma_f^i(E)$  - вклады соответствующих резонансов в сечение деления.

Сплошной жирной кривой на рисунке изображена расчетная зависимость (1) из работы [5]. Такая кривая рассчитана нами в двухрезонансном приближении, т.е. в предположении, что вклад в полное сечение и сечение деления дают только два упомянутых резонанса (фактически этот вклад составляет в рассматриваемой области около 90%). Эти две кривые весьма близки. При расчете использовались резонансные параметры для  $^{239}\text{Pu}$  из работы [7]. Сечения, измеренные в барнах, при этом имеют вид (в пренебрежении эффектом Доплера)

$$\sigma_t(E) = 0,6537/\sqrt{E} \sum_{j=0,1} \frac{G_j^t + H_j^t [(E - E_j^0)/\delta_j]}{\delta_j \left\{ 1 + [(E - E_j^0)/\delta_j]^2 \right\}} + \sigma_{pot}; \quad (2)$$

$$\sigma_f(E) = 0,6537/\sqrt{E} \sum_{j=0,1} \frac{G_j^f + H_j^f [(E - E_j^0)/\delta_j]}{\delta_j \left\{ 1 + [(E - E_j^0)/\delta_j]^2 \right\}}. \quad (3)$$

Численные значения параметров приведены в табл. I, при этом  $\sigma_{pot} = 10,2 \text{ б.}$

Таблица I

Значения параметров резонансной структуры сечений  $^{239}\text{Pu}$  при  $E$  менее 1 эВ [7] для получения сечения (2)-(3), б

| $E_j^0$ , эВ | $J$ | $G_j^f$ | $H_j^f$ | $G_j^t$ | $H_j^t$ | $\delta_j$ |
|--------------|-----|---------|---------|---------|---------|------------|
| -0,260       | 0   | 0       | 31,92   | 0       | 45,21   | 0,100      |
| 0,299        | I   | 129,08  | 3,32    | 220,76  | 3,07    | 0,0471     |

Для коэффициентов  $\bar{\nu}^J$  в выражении (1) были использованы значения  $\bar{\nu}^0 = 2,836$  и  $\bar{\nu}^1 = 2,827$ , полученные при нормировке на величину  $\bar{\nu} = 2,862$  для тепловых нейтронов (соответствующую кривой из работы [5]) и при использовании  $\Delta\nu = \bar{\nu}^0 - \bar{\nu}^1 = 0,059$  из той же работы [5].

Сначала оценим простейший эффект - зависимость значения  $\bar{\nu}$ , усредненного по максвелловскому спектру нейтронов, от температуры этого спектра, т.е.

$$\langle \bar{\nu} \rangle (T) = \frac{\int_0^\infty dE \phi(E, T) [\bar{\nu}^0 \sigma_f^0(E) + \bar{\nu}^1 \sigma_f^1(E)]}{\int_0^\infty dE \phi(E, T) [\sigma_f^0(E) + \sigma_f^1(E)]}, \quad (4)$$

где  $\phi(E, T) = 2\sqrt{E} \exp(-E/kT) / \sqrt{\pi(kT)^3}$ .

Полученные значения для  $T = 300-10000$  также нанесены на рисунке (крупные точки), причем температура  $T$  выражена в электронвольтах. Зависимость  $\langle \bar{\nu} \rangle (T)$  не повторяет  $\bar{\nu}(E)$ , но максимальная величина эффекта (уменьшения  $\langle \bar{\nu} \rangle$ ) также достигает около 1%.

Были также рассчитаны различные функционалы сечений для 25-й и 24-й групп 26-групповой системы констант, чтобы проиллюстрировать влияние энергетической зависимости  $\bar{\nu}(E)$  на средние величины  $\langle \bar{\nu} \rangle (T)$ , получаемые с учетом резонансной самоэкранировки сечений. Вычислялись следующие групповые средние:  $\langle 1/(\sigma_t + \sigma_0) \rangle_{\Delta E}$ ;  $\langle \sigma_f/(\sigma_t + \sigma_0) \rangle_{\Delta E}$ ;  $\langle \nu \sigma_f/(\sigma_t + \sigma_0) \rangle$ , где  $\Delta E$  - энергетический интервал усреднения;  $\sigma_0$  - сечение разбавления, для  $\Delta E_{25} = 0,215-0,465$  эВ и  $\Delta E_{24} = 0,465-1$  эВ соответственно  $\sigma_0 = 0$  и  $\sigma_0 = 100 \text{ б.}$  Скобки  $\langle \rangle$  по-прежнему означают усреднение по максвелловскому спектру, а сокращенное обозначение  $\nu \sigma_f$  заменяет  $(\bar{\nu}^0 \sigma_f^0 + \bar{\nu}^1 \sigma_f^1)$ . Символом  $\langle I \rangle$  обозначается нормировка - интеграл от спектра по интервалу  $\Delta E$ . Результаты сведены в табл. 2, там же приведены и некоторые отношения этих функционалов, в том числе итоговая величина - "блокированное" значение  $\bar{\nu}$ :

$$\langle \bar{\nu} \rangle (T, \sigma_0) = \langle \nu \sigma_f/(\sigma_t + \sigma_0) \rangle / \langle \sigma_f/(\sigma_t + \sigma_0) \rangle. \quad (5)$$

Видно, что  $\langle \bar{\nu} \rangle$ -блок для 25-й группы практически не зависит от температуры нейтронного спектра, а для 24-й группы зависит слабо и в отличие от неблокированного значения, усредненного по пол-

ному спектру, увеличивается с ростом  $T$ . Однако оба эти значения, например при  $kT = 0,0253$  эВ, существенно меньше, чем "тепловое"  $\bar{\nu}$  для моноэнергетических нейтронов с  $E = 0,0253$  эВ.

С учетом использованных приближений оценки, проведенные в настоящей работе, являются достаточно грубыми, однако они дают основания полагать, что учет эффекта зависимости  $\bar{\nu}(E)$  более точными методами позволит повысить надежность предсказания характеристик тепловых систем с плутониевым топливом.

Таблица 2

Зависимость от температуры максвелловского спектра  $T$  функционалов сечений, усредненных по групповым интервалам 24-й и 25-й групп

| $T, K$ (эВ)   | Функционалы                               |  |  |  |   |
|---|---|--|--|--|---|
|   | $\langle 1/(\sigma_t + \sigma_0) \rangle$ | $\langle \sigma_f/(\sigma_t + \sigma_0) \rangle$ | $\langle \nu \sigma_f/(\sigma_t + \sigma_0) \rangle$ | $\langle \frac{\nu \sigma_f}{\sigma_t + \sigma_0} \rangle / \langle \frac{1}{\sigma_t + \sigma_0} \rangle$ | $\langle \frac{\nu \sigma_f}{\sigma_t + \sigma_0} \rangle / \langle \frac{\sigma_f}{\sigma_t + \sigma_0} \rangle$ |
| Для 24-й группы $\Delta E = (0,465-1,0)$ эВ, $\sigma_0 = 0$ б     |   |  |  |  |   |
| 300(0,0253)   | 2,951(-3)                                 | 5,832(-1)  | 1,656  | 561,3  | 2,840   |
| 500(0,04217)  | 3,443(-3)                                 | 5,825(-1)  | 1,654  | 479,2  | 2,840   |
| 1000(0,08433)   | 4,790(-3)                                 | 5,790(-1)  | 1,646  | 343,7  | 2,844   |
| 2000(0,16867)   | 6,902(-3)                                 | 5,720(-1)  | 1,628  | 235,9  | 2,846   |
| 3000(0,2530)  | 8,059(-3)                                 | 5,679(-1)  | 1,617  | 200,7  | 2,848   |
| 5000(0,4217)  | 9,142(-3)                                 | 5,639(-1)  | 1,607  | 175,8  | 2,850   |
| 10000(0,8433)   | 1,001(-2)                                 | 5,603(-1)  | 1,598  | 159,6  | 2,851   |
| Для 24-й группы $\sigma_0 = 100$ б                                |   |  |  |  |   |
| 300(0,0253)   | 2,258(-3)                                 | 4,515(-1)  | 1,282  | 567,9  | 2,840   |
| 500(0,04217)  | 2,509(-3)                                 | 4,365(-1)  | 1,239  | 493,9  | 2,840   |
| 1000(0,08433)   | 3,058(-3)                                 | 4,011(-1)  | 1,143  | 372,3  | 2,843   |
| 2000(0,16867)   | 3,763(-3)                                 | 3,573(-1)  | 1,017  | 268,7  | 2,845   |
| 3000(0,2530)  | 4,133(-3)                                 | 3,353(-1)  | 9,543(-1)  | 230,9  | 2,847   |
| 5000(0,4217)  | 4,445(-3)                                 | 3,153(-1)  | 8,989(-1)  | 202,3  | 2,848   |
| 10000(0,8433)   | 4,684(-3)                                 | 3,004(-1)  | 8,559(-1)  | 182,7  | 2,849   |
| 300(0,0253)   | 4,307(-4)                                 | 5,395(-1)  | 1,669  | 3874   | 2,831   |
| 500(0,04217)  | 3,978(-4)                                 | 5,385(-1)  | 1,665  | 4186   | 2,830   |
| 1000(0,08433)   | 3,733(-3)                                 | 5,373(-1)  | 1,652  | 244,8  | 2,830   |
| 2000(0,16867)   | 2,445(-3)                                 | 5,353(-1)  | 1,330  | 378,9  | 2,831   |
| 3000(0,2530)  | 1,353(-3)                                 | 5,353(-1)  | 1,330  | 8940   | 2,831   |
| 5000(0,4217)  | 1,549(-3)                                 | 5,331(-1)  | 1,359  | 1071   | 2,831   |
| 10000(0,8433)   | 1,389(-3)                                 | 5,330(-1)  | 1,330  | 1194   | 2,831   |
| Для 25-й группы $\Delta E = (0,215-0,465)$ эВ, $\sigma_0 = 100$ б |   |  |  |  |   |
| 300(0,0253)   | 4,114(-1)                                 | 5,652(-1)  | 1,600  | 3889   | 2,831   |
| 500(0,04212)  | 3,735(-1)                                 | 5,651(-1)  | 1,602  | 4222   | 2,830   |
| 1000(0,08433)   | 4,272(-1)                                 | 5,621(-1)  | 1,590  | 3724   | 2,830   |
| 2000(0,16867)   | 5,230(-1)                                 | 5,539(-1)  | 1,573  | 3008   | 2,830   |
| 3000(0,2530)  | 5,331(-1)                                 | 5,530(-1)  | 1,565  | 2750   | 2,830   |
| 5000(0,4217)  | 6,07(-1)                                  | 5,504(-1)  | 1,558  | 2551   | 2,831   |
| 10000(0,8433)   | 6,442(-1)                                 | 5,433(-1)  | 1,552  | 2409   | 2,831   |

Список литературы

1. Baldeman J.W. Proc. Intern. Specialists Symp. on Neutron Standards and Applications. Gaithersburg: NBS SP 493. 1977. P.182.
2. Weinstein, Reed R. Block R.C. Proc. 2nd IAEA Symp. on Physics and Chem. of Fission. Vienna. 1969. P.447.
3. Hockenbury R.W., Reed R.L., Block R.C. Proc. 3rd IAEA Symp. on Physics and Chemistry of Fission. Rochester. 1973. V.2. P.502.
4. Gwin R.L., Spencer R.R., Ingle R.W. Nucl. Phys. Sci. and Engng. 1984. V.87. P.381.
5. Walsh R.L., Baldeman J.W. Nucl. Phys. 1986. V.A451. P.113.
6. Абагян Л.П. и др. Групповые константы для расчета реакторов и защиты. М.: Энергоиздат, 1981.
7. Колесов В.В., Лукьянов А.А. Препринт ФЭИ-1404-2. Обнинск, 1983.

Статья поступила в редакцию 25 января 1988 г.

---

## КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ СТРУКТУРЫ ЯДРА И ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

---

УДК 539.14

К ВОПРОСУ ОБ ИДЕНТИФИКАЦИИ ВЫСОКОСПИНОВЫХ СОСТОЯНИЙ В ЯДРЕ  $^{235}\text{U}$

В. Е. Макаренко, Ф. Е. Чукаев

ON THE IDENTIFICATION OF HIGH SPIN STATES IN  $^{235}\text{U}$ . The results of the study on high spin  $^{235}\text{U}$  states are analyzed. A new way of assignment of  $\gamma$ -quanta observed is proposed. Such a placement deals with low spin part of the level scheme only without introduction and high spin level.

**И**зучение высокоспиновых состояний тяжелых атомных ядер является источником сведений о свойствах ядерной материи при больших энергиях возбуждения. Подобные состояния, в частности, могут быть реализованы в ходе многократного кулоновского возбуждения ядра-мишени в реакциях с участием тяжелых ионов. В этих опытах измеряются энергии  $\gamma$ -квантов, излучаемых при разрядке возбужденного состояния, а обработка результатов сводится к построению системы уровней, согласующейся с наблюдавшимися переходами.

Теория  $[1]$  предсказывает экспоненциальный рост плотности уровней в функции энергии, вносимой в систему нуклонов. Зависимость числа разряжающих  $\gamma$ -переходов от энергии состояния, как правило, еще более сильная. Во всяком случае, в связи с развитием техники ускорения тяжелых ионов и широким использованием в экспериментах механизма кулоновского возбуждения поток  $\gamma$ -спектроскопической информации резко возрастает.

В этих условиях на первый план выдвигаются вопросы однозначности интерпретации экспериментальных результатов, т.е. обоснованность размещения  $\gamma$ -квантов в предполагаемой схеме уровней исследуемого ядра.

Авторы хотели бы сообщить результаты анализа тех экспериментальных данных [2], в которых, в частности, ротационная полоса, построенная на основном состоянии ядра  $^{235}\text{U}$  была изучена вплоть до уровня  $J^\pi = 57/2^-$ .

**Экспериментальные результаты.** На рис. I представлена система уровней и  $\gamma$ -переходов основной ротационной полосы  $^{235}\text{U}$ , предложенная авторами работы [2]. Доказательства существования высокоспиновых состояний основываются на следующих особенностях выполненного эксперимента:

- использование механизма последовательного кулоновского возбуждения;
- применение фильтра множественности событий ( $M \geq 3$ ) и фильтра большого энерговыделения;
- использование совпадений частица -  $\gamma$ -квант;
- отбор событий, соответствующих малым значениям параметра удара.

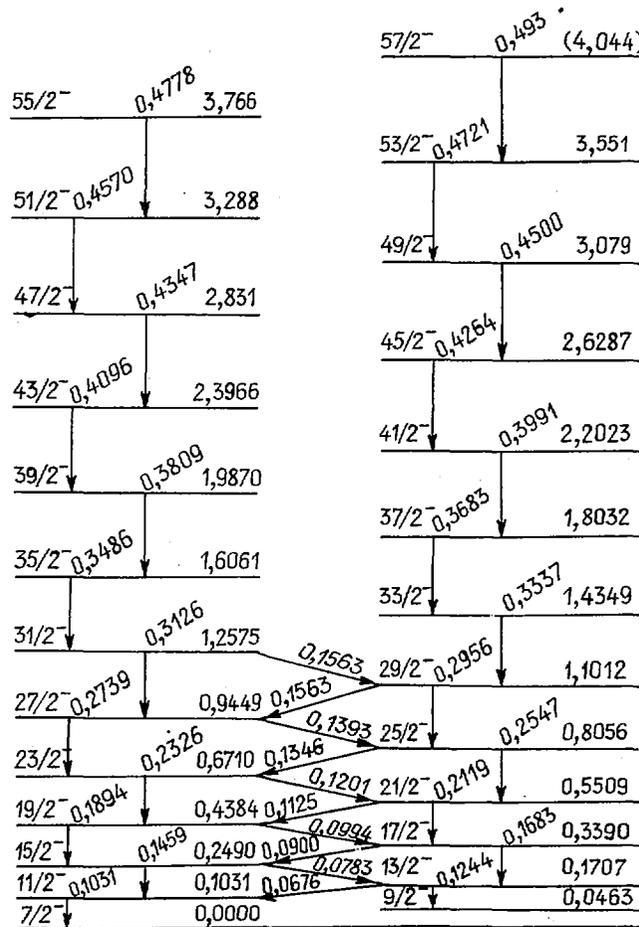


Рис. I. Схема распада основной ротационной полосы  $^{235}\text{U}$  (по данным работы [2])

Кроме того, измерялись спектры  $\gamma$ -квантов при различных значениях угла рассеяния сталкивающихся частиц (в опыте работы [2] мишень  $^{235}\text{U}$  бомбардировалась ионами  $^{208}\text{Pb}$  с энергией около 5 МэВ/нуклон).

Совместное применение упомянутых критериев образует систему убедительных аргументов в поддержку интерпретации работы [2]. Однако отсутствие сведений о ( $\gamma$ - $\gamma$ )-совпадениях, по нашему мнению, снижает надежность предлагаемой схемы уровней (см. рис. I). Если существует иной вариант размещения  $\gamma$ -переходов [2] в системе уровней  $^{235}\text{U}$ , то под сомнением оказывается сам факт идентификации целого ряда высокоспиновых состояний.

Два варианта размещения. В рамках проводимого нами анализа существующей схемы уровней  $^{235}\text{U}$  [3] изучалась однозначность расположения каскадов  $\gamma$ -квантов, зарегистрированных в работе [2]. Рассматривалась возможность воспроизведения экспериментальных данных работы [2] в результате разрядки состояний, обладающих существенно меньшим значением углового момента и известных до выполнения указанной работы. Установлено, что размещение  $\gamma$ -переходов [2] в известной схеме уровней  $^{235}\text{U}$  [3] может быть осуществлено сравнительно легко. Однако наложение упоминавшихся выше условий резко сужает круг возможных вариантов, придавая решению задачи большую однозначность.

На рис.2,а-г представлены 14  $\gamma$ -переходов, снабженных разряжающим каскадом из трех  $\gamma$ -квантов. Указаны значения углового момента состояний и их энергии в килоэлектронвольтах. Энергии  $\gamma$ -переходов, отмеченных жирной стрелкой, взяты из работы [2], где предполагается, что они связывают высокоспиновые состояния  $J^{\pi} = 57/2^- \dots 27/2^-$  (см. рис.1).

На рис.2 представлен наш альтернативный [2] вариант размещения  $\gamma$ -переходов, который имеет следующие особенности:

- для расположения  $\gamma$ -переходов и разряжающих каскадов использованы уровни, обнаруженные при изучении реакции  $^{234}\text{U}(n, \gamma)$ , а также несколько уровней, установленных при исследовании процессов  $\alpha$ -распада  $^{239}\text{Pu}$  и кулоновского возбуждения  $^{235}\text{U}$  и реакции  $(d, d')$ . Информация, имеющая отношение к этому вопросу, содержится в оценке работы [3];
- критерии множественности  $\gamma$ -квантов [2], образующих каскад, и большого энерговыделения оказываются выполненными;
- энергии  $\gamma$ -квантов, образующих разряжающий каскад, таковы, что эти события не могли быть обнаружены в опыте [2], где регистрировались  $\gamma$ -кванты с энергией 300-540 кеВ;
- предлагаемый вариант размещения затрагивает состояния низкоспиновой части схемы уровней  $^{235}\text{U}$ .

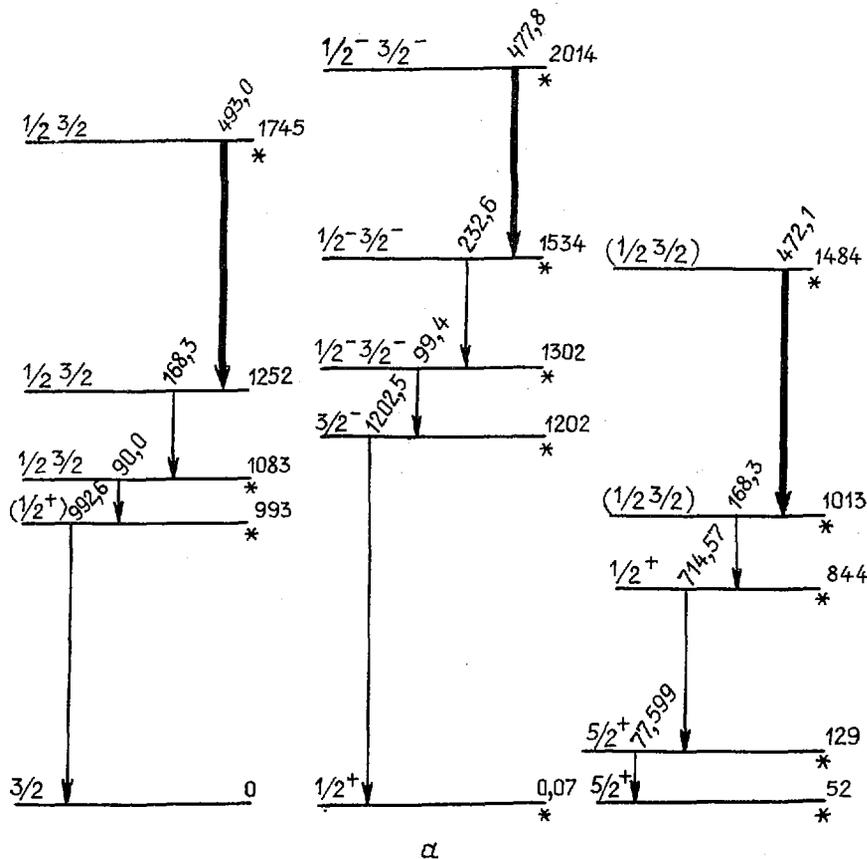
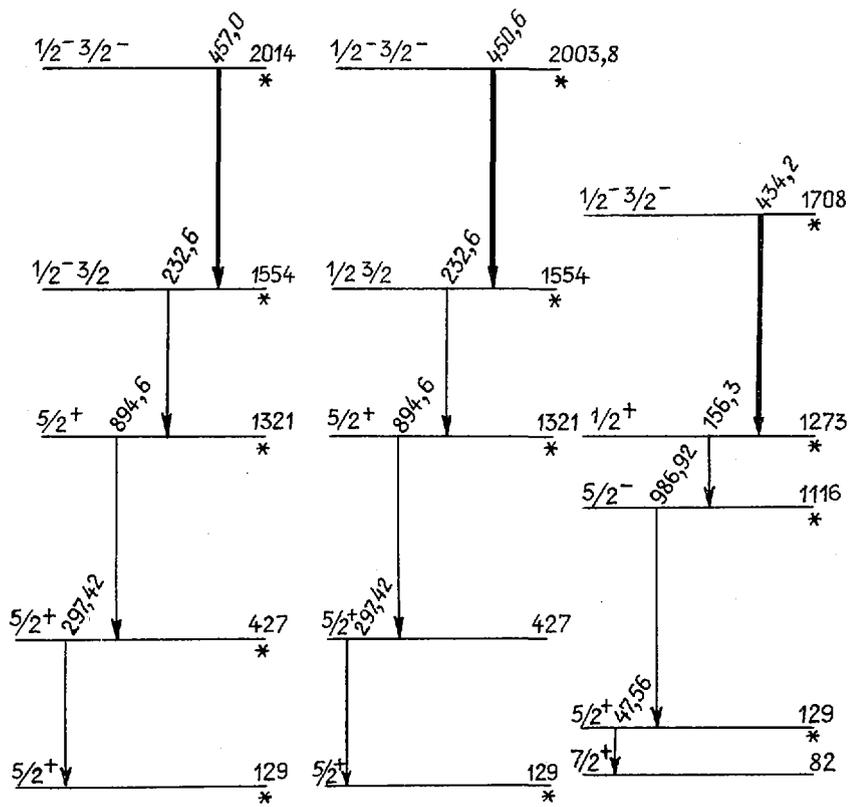
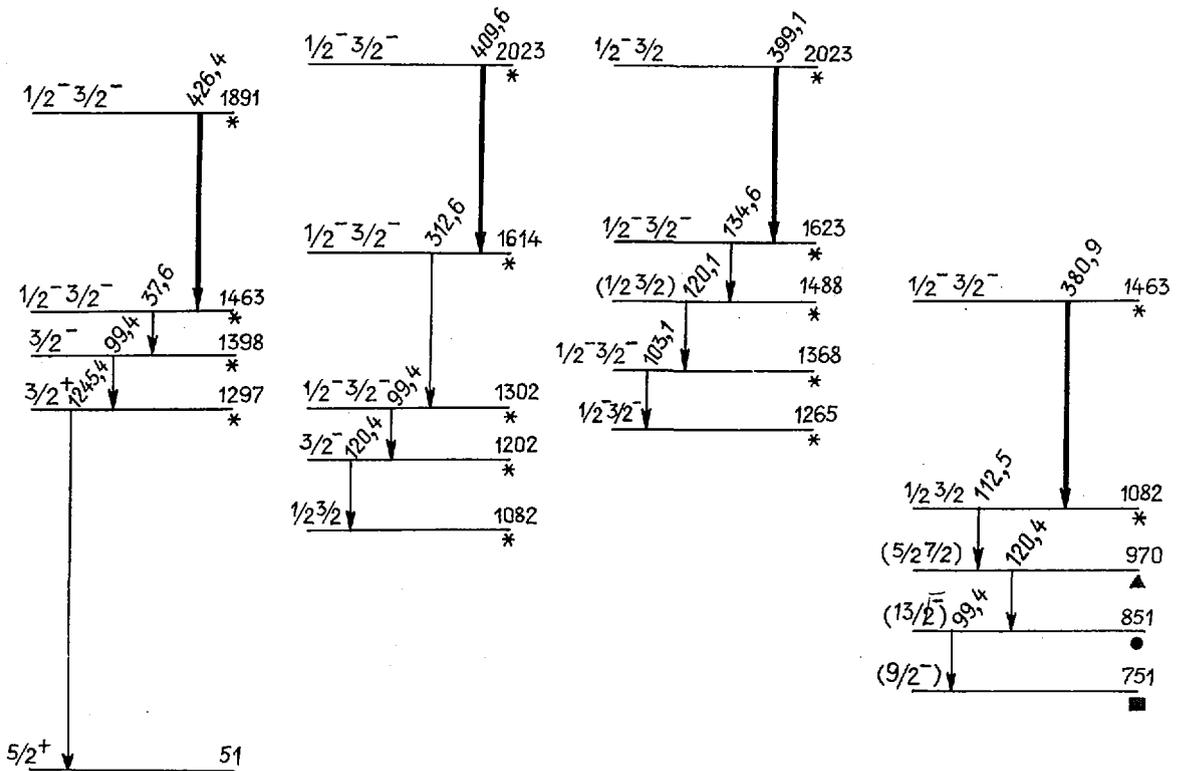


Рис.2. Варианты (а-г) размещения  $\gamma$ -переходов [2] в низкоспиновой части схемы уровней  $^{235}\text{U}$ : \* - реакции  $^{234}\text{U}(n, \gamma)$ ;  $\blacktriangle$  -  $\alpha$ -распада  $^{239}\text{Pu}$ ;  $\blacksquare$  - реакции  $(d, d')$ ;  $\bullet$  - кулоновского возбуждения  $^{235}\text{U}$

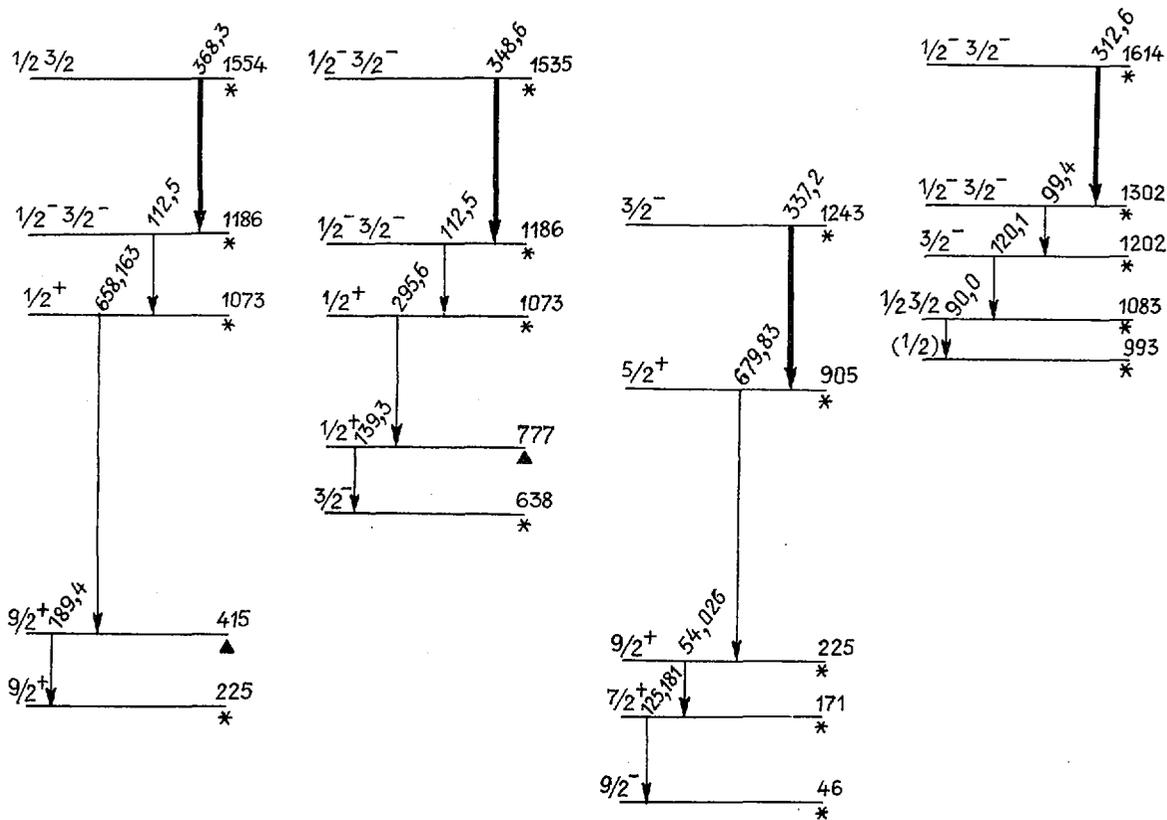


а



б

Рис.2. Продолжение



2

Рис.2. Окончание

Результаты проведенного авторами анализа указывают на неоднозначность размещения некоторых  $\gamma$ -переходов в схеме уровней  $^{235}\text{U}$ . Этот факт не только отражает сложность схемы (более 100 известных уровней и более 300 связывающих их переходов), но и призывает к тщательному учету возможностей размещения не за счет введения новых состояний системы. Как показывает опыт [4] работы со схемами уровней нуклидов промежуточной и тяжелой массы, экспериментальные результаты часто удается объяснить, не выходя за рамки известной схемы уровней. В данном случае неоднозначность возникла в результате неполноты экспериментальных данных [2]. Более конкретно необходимы измерения времен жизни состояний, идентифицированных в работе [2] как члены основной вращательной полосы, а также сведения о  $(\gamma-\gamma)$ -совпадениях (наличие каскада).

В настоящей работе подобная ситуация продемонстрирована на примере схемы уровней  $^{235}\text{U}$ .

#### Список литературы

1. Малышев А.В. Плотность уровней и структура атомных ядер. М.: Атомиздат, 1969.
2. Kulesa R., DeVito R.P., Emling H. e.a. Z.Phys.A. 1983. Bd 312. S.135-141.
3. Schmorak M.R. Nucl. Data Sheets. 1983. V.40. P.1-147.
4. Чукреев Ф.Е., Шуршиков Е.Н., Вуколов В.А. В кн.: Современные проблемы информатики, вычислительной техники и автоматизации. М.: ВИНТИ. 1988. С.44.

Статья поступила в редакцию 30 мая 1988 г.

$\gamma$ -RAYS FROM THE  $^{106}\text{Cd}(n,n'\gamma)$ -REACTION. Using the reactor fast neutron beam, the  $\gamma$ -spectrum, angular distribution and linear polarization of  $\gamma$ -quanta from the  $^{106}\text{Cd}(n,n'\gamma)$ -reaction have been measured. A scheme of  $^{106}\text{Cd}$  levels and  $\gamma$ -transitions has been constructed, the  $J^\pi$  characteristics of the levels and multipole mixtures  $\delta$  for  $\gamma$ -transitions between the levels with the known  $J^\pi$  have been determined.

Ранее изотоп  $^{106}\text{Cd}$  изучался в реакциях с тяжелыми ионами и в  $\beta^+/\text{EC}$ -распаде  $^{106,106\text{m}}\text{In}$ . Полученные данные приведены в работах [1-3]. В настоящей работе измерены  $\gamma$ -спектр, угловые распределения и линейная поляризация  $\gamma$ -квантов в реакции  $^{106}\text{Cd}(n,n'\gamma)$  на пучке быстрых нейтронов реактора ИР-3 ИАЭ им.И.В.Курчатова. Образец металлического кадмия массой 20 г имел обогащение 77,3% по  $^{106}\text{Cd}$ . Содержание других изотопов  $^{108,110-114,116}\text{Cd}$  в образце было соответственно 0,6; 3,9; 3,3; 5,6; 2,6; 5,7 и 1,0%. Несмотря на заметное содержание других изотопов кадмия надежно выделено 170  $\gamma$ -линий, принадлежащих  $^{106}\text{Cd}$ , и 18  $\gamma$ -линий  $^{107}\text{Cd}$  из реакции  $(\bar{n},\gamma)$  на резонансных нейтронах. Выделение  $\gamma$ -линий  $^{106}\text{Cd}$  в спектре было облегчено тем, что в реакции  $(n,n'\gamma)$  нами измерены  $\gamma$ -спектры всех стабильных изотопов кадмия. Идентификация  $\gamma$ -линий к реакции  $(n,\gamma)$  проводилась с использованием схемы  $\gamma$ -переходов  $^{107}\text{Cd}$ , приведенной в обзоре [4]. Гамма-излучение из реакции  $^{106}\text{Cd}(n,n'\gamma)$  ранее не исследовалось. Методика эксперимента и обработки результатов описаны в работе [5].

#### Результаты измерений

В табл.1 приведены энергии и относительные интенсивности  $\gamma$ -линий, принадлежащих  $^{106}\text{Cd}$ . Значения  $a_2$  и  $a_4$  в представлении угловых распределений  $\gamma$ -квантов относительно нейтронного пучка полиномами Лежандра при  $a_0 = 1$  даны в табл.2. Там же даны найденные параметры смеси мультиполей  $\delta$ . Для нахождения величин  $\delta$  экспериментальные данные о  $a_2$  и  $a_4$  сравнивались с теоретическими, рассчитанными по статистической теории реакции  $(n,n'\gamma)$  с нормировкой на чистые E2-переходы.

В табл.3 представлены экспериментальные значения  $a_2$  и  $a_4$  для  $\gamma$ -переходов, не размещенных в схеме  $^{106}\text{Cd}$ , и для  $\gamma$ -переходов, принадлежащих  $^{107}\text{Cd}$ . Анизотропия угловых распределений  $\gamma$ -квантов из реакции  $(\bar{n},\gamma)$  вызвана р-захватом нейтронов.

Величины линейной поляризации  $\gamma$ -квантов  $P_{\gamma}^{\text{экс}}$  и  $P_{\gamma}^{\text{ож}}$  приведены в табл.4. Здесь  $P_{\gamma}^{\text{ож}}$  - поляризация, рассчитанная по параметрам  $a_2, a_4$  и  $\delta$ . В последней колонке этой таблицы даны заключения о  $J_i^\pi$  и ветви  $\delta$ -эллипса в координатах  $a_2$  и  $a_4$  ( $a_4 \approx 0$  или  $|a_4| > 0$ ), на которой должно находиться искомое  $\delta$ . В табл.2 значения  $\delta$  и  $J_i^\pi$  приведены уже с учетом этих заключений; в ней указаны относительные заселенности уровней в реакции  $(n,n'\gamma)$  -  $P_S$  - на быстрых нейтронах реактора.

#### Схема уровней и $\gamma$ -переходов $^{106}\text{Cd}$

На основе полученных экспериментальных результатов рассмотрена схема уровней и  $\gamma$ -переходов  $^{106}\text{Cd}$  (см. табл.2). В табл.5 приводятся аргументы за исключение  $J_i^\pi$  для начального состояния в  $\gamma$ -переходе ( $J_f^\pi$  для конечного состояния, как правило, известно): 1 -  $a_2^{\text{экс}}$  находится вне границ  $\delta$ -эллипса для указанного  $\gamma$ -перехода в предположении данного  $J_i^\pi$ ; 2 -  $a_2^{\text{экс}}$  не совпадает с теоретическим для E2-перехода, если предположить указанное  $J_i^\pi$ ; 3 -  $a_4^{\text{экс}}$  имеет противоположный знак по сравнению с рассчитанным при данном  $J_i^\pi$  или резко отличается от ожидаемого; 4 - при указанном  $J_i^\pi$  рассматриваемый переход будет типа E1, но для него оказывается  $|\delta| > 0,2$ ; 5 -  $P_{\gamma}^{\text{экс}}$  не соответствует  $P_{\gamma}^{\text{ож}}$  в предположении данного  $J_i^\pi$  при найденных  $a_2^{\text{экс}}, a_4^{\text{экс}}$  и  $\delta$ . При выборе  $J_i^\pi$  принималось во внимание также, что переходы M2, E3 и E4 не могут конкурировать в рассматриваемом ядре с переходами E1, M1 и E2.

| $E_{\gamma}$ , кэВ | $I_{\gamma}$ , отн. ед. | $E_i$ , кэВ     | $E_{\gamma}$ , кэВ | $I_{\gamma}$ , отн. ед. | $E_i$ , кэВ |
|--------------------|-------------------------|-----------------|--------------------|-------------------------|-------------|
| 92,80 (8)          | 0,94 (10)               | (n, $\gamma$ )  | 1620,49 (3)        | 4,6 (6)                 | 2253        |
| 204,99 (2)         | 1,55 (16)               | (n, $\gamma$ )  | 1624,99 (14)       | 0,042 (8)               | 3119        |
| 225,96 (2)         | 0,90 (9)                | 2331            | 1649,30 (16)       | 0,16 (3)                | —           |
| 320,90 (2)         | 1,60 (17)               | (n, $\gamma$ )  | 1667,0 (2)         | 0,077 (12)              | —           |
| 365,24 (2)         | 2,5 (3)                 | (n, $\gamma$ )  | 1672,62 (8)        | 0,27 (4)                | —           |
| 381,68 (11)        | 0,21 (3)                | +(n, $\gamma$ ) | 1682,4 (3)         | 0,060 (11)              | —           |
| 388,20 (14)        | 0,13 (2)                | 2105            | 1690,9 (4)         | 0,065 (12)              | 3486        |
| 427,35 (9)         | 0,30 (4)                | 2144            | 1703,98 (7)        | 0,28 (4)                | —           |
| 457,56 (9)         | 0,22 (3)                | (n, $\gamma$ )  | 1714,85 (5)        | 1,9 (3)                 | 2348        |
| 495,5 (2)          | 0,062 (11)              | —               | 1716,57 (4)        | 5,1 (7)                 | 1717        |
| 505,36 (3)         | 0,61 (7)                | (n, $\gamma$ )  | 1737,94 (3)        | 0,97 (13)               | 2371        |
| 519,25 (9)         | 0,14 (2)                | (n, $\gamma$ )  | 1745,82 (3)        | 2,9 (4)                 | 2378        |
| 524,65 (3)         | 0,69 (8)                | 2629            | 1757,5 (3)         | 0,104 (17)              | —           |
| 536,00 (7)         | 0,19 (2)                | —               | 1802,69 (14)       | 0,14 (2)                | —           |
| 540,37 (11)        | 0,15 (2)                | (n, $\gamma$ )  | 1835,39 (7)        | 0,30 (5)                | 3329        |
| 553,76 (8)         | 0,24 (3)                | +(n, $\gamma$ ) | 1840,2 (2)         | 0,083 (13)              | —           |
| 604,10 (9)         | 0,10 (2)                | (n, $\gamma$ )  | 1845,9 (5)         | 0,054 (10)              | —           |
| 610,81 (2)         | 2,9 (4)                 | 2105            | 1853,30 (4)        | 0,79 (11)               | 2486        |
| 632,66 (2)         | 100 (4)                 | 633             | 1860,5 (4)         | 0,043 (9)               | —           |
| 640,58 (8)         | 0,19 (3)                | (n, $\gamma$ )? | 1872,0 (2)         | 0,18 (3)                | —           |
| 702,49 (3)         | 0,58 (8)                | (n, $\gamma$ )  | 1878,07 (18)       | 0,095 (15)              | —           |
| 738,6 (2)          | 0,061 (10)              | (n, $\gamma$ )  | 1896,0 (2)         | 0,14 (2)                | —           |
| 758,73 (7)         | 0,25 (3)                | —               | 1916,4 (3)         | 0,090 (15)              | —           |
| 766,52 (15)        | 0,100 (15)              | —               | 1928,69 (5)        | 0,40 (6)                | 2561        |
| 808,65 (4)         | 0,18 (2)                | (n, $\gamma$ )? | 1933,66 (3)        | 1,22 (16)               | 2566        |
| 811,18 (2)         | 1,71 (23)               | 2305            | 1952,97 (11)       | 0,20 (3)                | —           |
| 821,83 (6)         | 0,19 (3)                | —               | 1956,55 (12)       | 0,072 (12)              | —           |
| 836,73 (4)         | 0,49 (7)                | 2331            | 1963,5 (3)         | 0,022 (7)               | —           |
| 840,20 (6)         | 0,13 (2)                | (n, $\gamma$ )  | 1977,39 (4)        | 0,81 (11)               | 2630        |
| 861,18 (2)         | 18,4 (25)               | 1494            | 2005,75 (16)       | 0,117 (17)              | —           |
| 905,61 (8)         | 0,12 (2)                | (n, $\gamma$ )  | 2023,6 (7)         | 0,082 (15)              | —           |
| 906,46 (8)         | 0,17 (3)                | —               | 2062,4 (2)         | 0,112 (17)              | —           |
| 913,93 (14)        | 0,23 (3)                | —               | 2070,2 (3)         | 0,037 (9)               | —           |
| 918,66 (14)        | 0,084 (13)              | —               | 2085,18 (3)        | 1,00 (13)               | 2718        |
| 921,43 (11)        | 0,21 (3)                | (n, $\gamma$ )? | 2087,88 (3)        | 0,66 (9)                | 2721        |
| 974,54 (3)         | 0,93 (13)               | 2468            | 2141,0 (3)         | 0,13 (2)                | —           |
| 980,81 (15)        | 0,094 (15)              | 3328            | 2146,8 (3)         | 0,114 (18)              | —           |
| 992,55 (6)         | 0,35 (5)                | —               | 2165,5 (5)         | 0,012 (6)               | —           |
| 998,06 (3)         | 1,10 (15)               | 2492            | 2170,6 (7)         | 0,020 (7)               | —           |
| 1009,38 (4)        | 0,55 (7)                | 2503            | 2184,9 (3)         | 0,063 (12)              | 3679        |
| 1059,41 (6)        | 0,20 (3)                | (n, $\gamma$ )? | 2200,0 (2)         | 0,103 (16)              | —           |
| 1067,2 (3)         | 0,027 (8)               | —               | 2250,1 (3)         | 0,066 (11)              | —           |
| 1083,94 (2)        | 5,2 (7)                 | 1717            | 2256,90 (4)        | 0,76 (10)               | 2890        |
| 1108,3 (2)         | 0,077 (12)              | —               | 2284,6 (3)         | 0,094 (15)              | 2918        |
| 1111,07 (17)       | 0,094 (15)              | —               | 2293,5 (4)         | 0,058 (11)              | —           |
| 1135,52 (8)        | 0,19 (3)                | 2629            | 2303,46 (6)        | 0,55 (7)                | 2936        |
| 1140,6 (2)         | 0,064 (12)              | 3245            | 2313,8 (2)         | 0,13 (2)                | —           |
| 1162,49 (2)        | 2,6 (4)                 | 1795            | 2340,64 (8)        | 0,36 (5)                | 2973        |
| 1213,25 (12)       | 0,028 (14)              | —               | 2364,9 (9)         | 0,030 (7)               | —           |
| 1217,05 (5)        | 0,48 (7)                | 2933            | 2379,2 (3)         | 0,083 (13)              | —           |
| 1225,5 (3)         | 0,056 (11)              | —               | 2388,05 (6)        | 0,45 (6)                | 3021        |
| 1228,7 (3)         | 0,032 (8)               | —               | 2407,0 (4)         | 0,071 (13)              | —           |
| 1235,49 (11)       | 0,24 (3)                | —               | 2427,19 (6)        | 0,24 (3)                | 3060        |
| 1243,99 (11)       | 0,15 (2)                | —               | 2429,87 (6)        | 0,23 (3)                | —           |
| 1258,8 (2)         | 0,035 (9)               | —               | 2440,13 (10)       | 0,25 (4)                | 3073        |
| 1262,0 (2)         | 0,033 (9)               | —               | 2460,3 (2)         | 0,112 (17)              | 3093        |
| 1268,20 (13)       | 0,12 (2)                | (n, $\gamma$ )? | 2487,0 (2)         | 0,111 (17)              | 3120        |
| 1298,75 (5)        | 0,45 (6)                | 3015            | 2493,80 (10)       | 0,20 (3)                | —           |
| 1370,6 (3)         | 0,043 (10)              | —               | 2569,91 (11)       | 0,12 (3)                | —           |
| 1377,0 (2)         | 0,15 (2)                | 3093            | 2581,8 (4)         | 0,035 (8)               | —           |
| 1391,51 (17)       | 0,016 (7)               | —               | 2602,6 (4)         | 0,046 (9)               | 3235        |
| 1402,19 (5)        | 0,38 (5)                | 3119            | 2630,2 (2)         | 0,108 (16)              | 2630        |
| 1426,47 (4)        | 0,48 (7)                | 2920            | 2668,9 (2)         | 0,097 (15)              | —           |
| 1432,99 (7)        | 0,28 (4)                | —               | 2689,99 (9)        | 0,26 (4)                | 3323        |
| 1442,58 (8)        | 0,27 (4)                | —               | 2695,38 (14)       | 0,14 (2)                | 3328        |
| 1472,04 (3)        | 1,81 (24)               | 2105            | 2734,9 (4)         | 0,054 (10)              | —           |
| 1497,7 (2)         | 0,082 (14)              | —               | 2784,5 (6)         | 0,029 (8)               | —           |
| 1511,41 (4)        | 0,72 (10)               | 2144            | 2794,2 (2)         | 0,108 (17)              | 3427        |
| 1518,62 (9)        | 0,24 (3)                | 3235            | 2824,54 (5)        | 0,66 (9)                | 2825        |
| 1524,91 (4)        | 0,60 (8)                | 3019            | 2851,9 (6)         | 0,047 (10)              | 3486        |
| 1528,9 (2)         | 0,078 (13)              | 3245            | 2862,6 (7)         | 0,048 (10)              | 3495        |
| 1565,69 (15)       | 0,12 (2)                | 3060            | 2889,45 (18)       | 0,14 (2)                | —           |
| 1591,4 (3)         | 0,090 (15)              | —               | 2906,7 (2)         | 0,060 (18)              | —           |
| 1598,83 (17)       | 0,052 (9)               | 3093            | 2913,26 (13)       | 0,083 (13)              | —           |

| $E_{\gamma}$ , кэВ | $I_{\gamma}$ , отн.ед. | $E_i$ , кэВ | $E_{\gamma}$ , кэВ | $I_{\gamma}$ , отн.ед. | $E_i$ , кэВ |
|--------------------|------------------------|-------------|--------------------|------------------------|-------------|
| 2917,77 (8)        | 0,38 (5)               | 2918        | 3271,6 (5)         | 0,077 (13)             | —           |
| 2957,0 (4)         | 0,048 (13)             | —           | 3284,2 (5)         | 0,059 (11)             | —           |
| 2967,8 (3)         | 0,084 (14)             | —           | 3327,8 (4)         | 0,070 (12)             | 3328        |
| 2974,41 (19)       | 0,19 (3)               | —           | 3333,0 (5)         | 0,026 (7)              | —           |
| 2978,7 (3)         | 0,070 (11)             | —           | 3342,7 (8)         | 0,028 (8)              | —           |
| 3001,5 (4)         | 0,065 (12)             | —           | 3394,1 (3)         | 0,20 (3)               | 3394        |
| 3009,46 (14)       | 0,057 (10)             | —           | 3486,7 (7)         | 0,013 (6)              | 3486        |
| 3019,4 (5)         | 0,087 (15)             | —           | 3494,5 (3)         | 0,071 (12)             | 3495        |
| 3046,8 (2)         | 0,15 (2)               | 3679        | 3504,0 (4)         | 0,029 (8)              | —           |
| 3061,5 (3)         | 0,14 (2)               | —           | 3527,6 (6)         | 0,054 (12)             | —           |
| 3071,2 (3)         | 0,048 (15)             | —           | 3561,4 (7)         | 0,026 (7)              | —           |
| 3078,0 (2)         | 0,11 (2)               | —           | 3582,0 (5)         | 0,024 (9)              | —           |
| 3082,7 (4)         | 0,058 (10)             | —           | 3593,1 (5)         | 0,031 (8)              | —           |
| 3093,3 (5)         | 0,066 (12)             | 3093        | 3623,2 (9)         | 0,010 (6)              | —           |
| 3114,2 (3)         | 0,032 (7)              | —           | 3642,4 (3)         | 0,052 (10)             | —           |
| 3119,7 (2)         | 0,14 (3)               | 3120        | 3654,0 (5)         | 0,038 (11)             | —           |
| 3168,2 (3)         | 0,051 (16)             | —           | 3786,8 (4)         | 0,066 (16)             | —           |
| 3173,0 (6)         | 0,007 (5)              | —           | 3844,8 (9)         | 0,028 (9)              | —           |
| 3187,4 (4)         | 0,089 (15)             | —           | 3890,1 (9)         | 0,021 (7)              | —           |
| 3196,2 (2)         | 0,109 (17)             | —           | 3896,6 (6)         | 0,047 (10)             | —           |
| 3222,6 (2)         | 0,19 (3)               | 3223        | 4018,0 (8)         | 0,022 (7)              | —           |
| 3245,5 (3)         | 0,101 (16)             | 3245        |                    |                        |             |

Схема уровней и  $\gamma$ -переходов  $^{106}\text{Са}$ 

Таблица 2

| $E_i$ , кэВ | $J_i^{\pi}$   | $E_{\gamma}$ , кэВ | $I_{\gamma}$ , % | $E_f$ , кэВ | $J_f^{\pi}$    | $P_S$ | $a_2$      | $a_4$      | $\delta$         |
|-------------|---|--------------------|------------------|-------------|----------------|-------|------------|------------|------------------|
| 632,66(2)   | 2 <sup>+</sup>                                      | 632,66             | 100              | 0           | 0 <sup>+</sup> | 53    | 0,202(7)   | -0,043(10) |                  |
| 1493,84(3)  | 4 <sup>+</sup>                                      | 861,18             | 18,4             | 633         | 2 <sup>+</sup> | 8,5   | 0,292(7)   | -0,059(9)  |                  |
| 1716,60(3)  | 2 <sup>+</sup>                                      | 1716,57            | 5,1              | 0           | 0 <sup>+</sup> | 8,1   | 0,22(2)    | -0,09(3)   |                  |
|             |   | 1083,94            | 5,2              | 633         | 2 <sup>+</sup> |       | -0,234(7)  | -0,010(11) | -I,44(II),       |
| 1795,16(3)  | 0 <sup>+</sup>                                      | 1162,49            | 2,6              | 633         | 2 <sup>+</sup> | 2,5   | -0,001(7)  | 0,007(10)  | изотр.           |
| 2104,68(3)  | 4 <sup>+</sup>                                      | 1472,04            | 1,81             | 633         | 2 <sup>+</sup> | 3,19  | 0,322(15)  | -0,028(19) |                  |
|             |   | 610,81             | 2,9              | 1494        | 4 <sup>+</sup> |       | 0,148(11)  | -0,007(14) | -0,30(3)         |
|             |   | 388,20             | 0,13             | 1717        | 2 <sup>+</sup> |       | 0,43(11)   | -0,09(16)  |                  |
| 2144,06(4)  | 0 <sup>+</sup>                                      | 1511,41            | 0,72             | 633         | 2 <sup>+</sup> | 1,02  | 0,00(3)    | 0          | изотр.           |
|             |   | 427,35             | 0,30             | 1717        | 2 <sup>+</sup> |       | -0,01(4)   | -0,11(5)   | изотр.           |
| 2253,17(3)  | 3 <sup>+</sup>                                      | 1620,49            | 4,6              | 633         | 2 <sup>+</sup> | 4,6   | -0,063(6)  | 0,051(9)   | -II,2(+22,-10)   |
| 2305,02(4)  | 4 <sup>+</sup>                                      | 811,18             | 1,71             | 1494        | 4 <sup>+</sup> | 1,71  | 0,244(8)   | -0,002(10) | -0,18(4)         |
| 2330,61(3)  | 5 <sup>+</sup>                                      | 836,73             | 0,49             | 1494        | 4 <sup>+</sup> | 1,39  | -0,29(8)   | 0,14(7)    | -0,03(5) или     |
|             |   |                    |                  |             |                |       |            |            | -5,4(+2I,-12)    |
|             |   | 225,96             | 0,90             | 2105        | 4 <sup>+</sup> |       | -0,83(3)   | 0,16(3)    | -0,57(12)        |
| 2347,53(5)  | 2 <sup>+</sup>                                      | 1714,85            | 1,9              | 633         | 2 <sup>+</sup> | 1,8   | 0,24(8)    | -0,03(11)  | 0,06(15) P=50%   |
|             | (2 <sup>-</sup> , 3 <sup>+</sup> , 4 <sup>+</sup> ) |                    |                  |             |                |       |            |            | или 2,1(7) P=50% |
| 2370,62(4)  | 1   | 1737,94            | 0,97             | 633         | 2 <sup>+</sup> | 0,97  | 0,009(12)  | -0,034(16) | -0,18(8) или     |
|             |   |                    |                  |             |                |       |            |            | -2,0(5)          |
| 2378,50(3)  | 3 <sup>-</sup>                                      | 1745,82            | 2,9              | 633         | 2 <sup>+</sup> | 2,9   | -0,245(6)  | -0,007(10) | -0,005(10)       |
| 2468,38(4)  | 4 <sup>+</sup>                                      | 974,54             | 0,93             | 1494        | 4 <sup>+</sup> | 0,93  | 0,027(10)  | -0,042(15) | 3,9(3)           |
| 2485,98(5)  | 4 <sup>+</sup>                                      | 1853,30            | 0,79             | 633         | 2 <sup>+</sup> | 0,79  | 0,301(16)  | -0,072(21) |                  |
| 2491,91(4)  | 6 <sup>+</sup>                                      | 998,06             | 1,10             | 1494        | 4 <sup>+</sup> | 1,10  | 0,22(2)    | -0,04(3)   |                  |
| 2503,23(5)  | 6 <sup>+</sup>                                      | 1009,38            | 0,55             | 1494        | 4 <sup>+</sup> | 0,55  | 0,29(3)    | -0,11(5)   |                  |
| 2561,37(5)? | 0 <sup>+</sup>                                      | 1928,69            | 0,40             | 633         | 2 <sup>+</sup> | 0,40  | 0,04(4)    | 0,01(4)    |                  |
| 2566,34(4)  | 2 <sup>+</sup>                                      | 1933,66            | 1,22             | 633         | 2 <sup>+</sup> | 1,22  | 0,204(15)  | -0,046(20) | 2,5(2)           |
| 2629,34(4)  | 5 <sup>-</sup>                                      | 1135,52            | 0,19             | 1494        | 4 <sup>+</sup> | 0,88  | -0,37(6)   | -0,09(9)   | -0,04(5)         |
|             |   | 524,65             | 0,69             | 2105        | 4 <sup>+</sup> |       | -0,36(2)   | -0,04(3)   | -0,05(3)         |
| 2630,08(4)  | 2 <sup>+</sup>                                      | 2630,2             | 0,108            | 0           | 0 <sup>+</sup> | 0,92  | 0,25(9)    | 0,15(12)   |                  |
|             |   | 1997,39            | 0,81             | 633         | 2 <sup>+</sup> |       | 0,14(2)    | 0,02(3)    | -0,II(4) P=86%   |
|             |   |                    |                  |             |                |       |            |            | или 3,2(4) P=14% |
| 2717,86(4)  | 2 <sup>+</sup> , 3                                  | 2085,18            | 1,00             | 633         | 2 <sup>+</sup> | 1,00  | -0,157(12) | -0,020(18) |                  |
| 2720,56(4)  | 1, 2 <sup>+</sup> , 3                               | 2087,88            | 0,66             | 633         | 2 <sup>+</sup> | 0,66  | -0,09(2)   | 0,06(3)    |                  |
| 2824,58(5)  | 1   | 2824,54            | 0,66             | 0           | 0 <sup>+</sup> | 0,66  | -0,099(15) | 0,029(21)  |                  |
| 2889,59(5)  | 2, 3 <sup>+</sup>                                   | 2256,90            | 0,76             | 633         | 2 <sup>+</sup> | 0,76  | 0,182(16)  | 0,021(22)  |                  |
| 2917,77(8)  | 1   | 2917,77            | 0,38             | 0           | 0 <sup>+</sup> | 0,47  | -0,16(4)   | 0,05(6)    |                  |
|             |   | 2284,6             | 0,094            | 633         | 2 <sup>+</sup> |       |            |            |                  |
| 2920,32(5)  | 3, 4 <sup>+</sup> , 5                               | 1426,47            | 0,48             | 1494        | 4 <sup>+</sup> | 0,48  | -0,18(3)   | 0,00(5)    |                  |
| 2933,66(6)? | 2 <sup>+</sup> , 3 <sup>+</sup>                     | 1217,05            | 0,48             | 1717        | 2 <sup>+</sup> | 0,48  | 0,41(2)    | -0,02(3)   |                  |
| 2936,25(5)  | 2 <sup>+</sup> , 3 <sup>+</sup>                     | 2303,46            | 0,55             | 633         | 2 <sup>+</sup> | 0,55  | 0,09(2)    | 0,06(3)    |                  |
| 2973,33(8)  | 2, 3 <sup>+</sup> , 4 <sup>+</sup>                  | 2340,64            | 0,36             | 633         | 2 <sup>+</sup> | 0,36  | 0,30(3)    | -0,01(4)   |                  |
| 3015,36(6)? | 2 <sup>+</sup> , 3 <sup>+</sup>                     | 1298,75            | 0,45             | 1717        | 2 <sup>+</sup> | 0,45  | 0,10(2)    | -0,01(3)   |                  |
| 3018,75(5)  | 3 <sup>+</sup> (5 <sup>+</sup> )                    | 1524,91            | 0,60             | 1494        | 4 <sup>+</sup> | 0,60  | 0,01(3)    | 0,02(5)    |                  |
| 3020,74(6)  | 2, 3 <sup>+</sup>                                   | 2388,05            | 0,45             | 633         | 2 <sup>+</sup> | 0,45  | 0,14(2)    | -0,01(3)   | -0,II(4)         |

| $E_i$ , кэВ | $J_i^{\pi}$                                    | $E_f$ , кэВ | $I_f, \%$ | $E_f$ , кэВ | $J_f^{\pi}$    | $P_S$ | $a_2$     | $a_4$      | $\delta$                         |
|-------------|--|-------------|-----------|-------------|----------------|-------|-----------|------------|----------------------------------|
| 3059,83(6)  | 3  | 2427,19     | 0,24      | 633         | 2 <sup>+</sup> | 0,36  | -0,26 (5) | 0,04 (6)   | -0,04(5)                         |
|             |  | 1565,69     | 0,12      | 1493        | 4 <sup>+</sup> |       | -0,11 (7) | -0,01 (10) | ИЛИ -3,4 (7)<br>-II(+75,-5)      |
| 3072,82(10) | 2,3 <sup>+</sup> ,4 <sup>+</sup>               | 2440,13     | 0,25      | 633         | 2 <sup>+</sup> | 0,25  | 0,28 (4)  | -0,09 (6)  | ИЛИ 0,02(8)                      |
| 3093,1 (2)? | (2 <sup>+</sup> )                              | 3093,3      | 0,066     | 0           | 0 <sup>+</sup> | 0,37  |           |            |                                  |
|             |  | 2460,3      | 0,112     | 633         | 2 <sup>+</sup> |       |           |            |                                  |
|             |  | 1598,83     | 0,052     | 1494        | 4 <sup>+</sup> |       |           |            |                                  |
| 3118,81(5)? | 2 <sup>+</sup> ,3 <sup>+</sup> ,4 <sup>+</sup> | 1377,0      | 0,15      | 1717        | 2 <sup>+</sup> | 0,42  |           |            |                                  |
|             |  | 1624,99     | 0,042     | 1494        | 4 <sup>+</sup> |       |           |            |                                  |
| 3119,7 (2)  | 1  | 1402,19     | 0,38      | 1717        | 2 <sup>+</sup> | 0,25  | 0,38 (7)  | -0,13 (11) |                                  |
|             |  | 3119,7      | 0,14      | 0           | 0 <sup>+</sup> |       | -0,13 (5) | -0,01 (6)  |                                  |
| 3222,6 (2)  | 1  | 2487,0      | 0,111     | 633         | 2 <sup>+</sup> | 0,19  |           |            |                                  |
|             |  | 3222,6      | 0,19      | 0           | 0 <sup>+</sup> |       | -0,05 (7) | 0,08 (10)  |                                  |
| 3235,24(9)? | 2,3 <sup>+</sup>                               | 2602,6      | 0,046     | 633         | 2 <sup>+</sup> | 0,29  |           |            |                                  |
|             |  | 1518,62     | 0,24      | 1717        | 2 <sup>+</sup> |       | 0,18 (7)  | -0,06 (11) |                                  |
| 3245,4 (2)? | (2 <sup>+</sup> )                              | 3245,5      | 0,101     | 0           | 0 <sup>+</sup> | 0,24  |           |            |                                  |
|             |  | 1528,9      | 0,078     | 1717        | 2 <sup>+</sup> |       |           |            |                                  |
|             |  | 1140,6      | 0,064     | 2105        | 4 <sup>+</sup> |       |           |            |                                  |
| 3322,68(9)  | 1 <sup>+</sup> ,2 <sup>+</sup> ,3              | 2689,99     | 0,26      | 633         | 2 <sup>+</sup> | 0,26  | -0,13 (5) | -0,03 (7)  |                                  |
| 3328,18(14) | 1,2 <sup>+</sup>                               | 3327,8      | 0,070     | 0           | 0 <sup>+</sup> | 0,30  |           |            |                                  |
|             |  | 2695,38     | 0,14      | 633         | 2 <sup>+</sup> |       | -0,02 (6) | 0,13 (8)   |                                  |
|             |  | 980,81      | 0,094     | 2348        | 2 <sup>+</sup> |       |           |            |                                  |
| 3329,25(8)? | 3 <sup>+</sup>                                 | 1835,39     | 0,31      | 1494        | 4 <sup>+</sup> | 0,31  | -0,45 (2) | 0,04 (3)   | 3,5(8) P=70%<br>ИЛИ 0,43(7)P=30% |
| 3394,1 (3)  | 2 <sup>+</sup>                                 | 3394,1      | 0,20      | 0           | 0 <sup>+</sup> | 0,20  | 0,31 (8)  | -0,26 (10) |                                  |
| 3426,9 (2)  | 2,3 <sup>+</sup> ,4 <sup>+</sup>               | 2794,2      | 0,108     | 633         | 2 <sup>+</sup> | 0,11  | 0,27 (9)  | 0,15 (12)  |                                  |
| 3485,8 (4)? | 1,2 <sup>+</sup>                               | 3486,7      | 0,013     | 0           | 0 <sup>+</sup> | 0,13  |           |            |                                  |
|             |  | 2851,9      | 0,047     | 633         | 2 <sup>+</sup> |       |           |            |                                  |
|             |  | 1690,9      | 0,065     | 1795        | 0 <sup>+</sup> |       |           |            |                                  |
| 3494,7 (3)  | 1,2 <sup>+</sup>                               | 3494,5      | 0,071     | 0           | 0 <sup>+</sup> | 0,12  |           |            |                                  |
|             |  | 2862,6      | 0,048     | 633         | 2 <sup>+</sup> |       |           |            |                                  |
| 3679,3 (2)? | 2 <sup>+</sup> ,3                              | 3046,8      | 0,15      | 633         | 2 <sup>+</sup> | 0,21  | -0,21 (9) | 0,15 (12)  |                                  |
|             |  | 2184,9      | 0,063     | 1494        | 4 <sup>+</sup> |       |           |            |                                  |

Таблица 3

Параметры  $a_2$  и  $a_4$  для  $\beta$ -переходов, не размещенных в схеме уровней  $^{106}\text{Cd}$ , и для  $\beta$ -переходов  $^{107}\text{Cd}$

| $E_f$ , кэВ | $a_2$      | $a_4$      |         | $J_i^{\pi}$                      | $J_f^{\pi}$                      |
|-------------|------------|------------|---------|----------------------------------|----------------------------------|
| 204,99      | -0,006(13) | -0,014(19) | CD-107  | (7/2 <sup>+</sup> ) <sub>I</sub> | (5/2 <sup>+</sup> )              |
| 320,90      | 0,12 (2)   | 0,00 (2)   | CD-107  | (5/2 <sup>+</sup> ) <sub>I</sub> | 5/2 <sup>+</sup>                 |
| 365,24      | -0,032(9)  | 0,000(13)  | CD-107  | (3/2 <sup>+</sup> ) <sub>I</sub> | 5/2 <sup>+</sup>                 |
| 505,36      | -0,68 (2)  | 0,03 (3)   | CD-107  | (7/2 <sup>+</sup> ) <sub>2</sub> | 5/2 <sup>+</sup>                 |
| 519,25      | -0,22 (6)  | -0,18 (8)  | CD-107  | (3/2 <sup>+</sup> ) <sub>3</sub> | 5/2 <sup>+</sup>                 |
| 540,37      | 0,04 (7)   | 0,06 (10)  | CD-107  | (1/2 <sup>+</sup> ) <sub>2</sub> | (3/2 <sup>+</sup> ) <sub>I</sub> |
| 553,76      | -0,19 (5)  | -0,17 (6)  | +CD-107 | -                                | -                                |
| 640,58      | -0,06 (6)  | -0,18 (9)  | -       | -                                | -                                |
| 702,49      | -0,19 (2)  | -0,11 (3)  | CD-107  | (3/2 <sup>+</sup> ) <sub>2</sub> | 5/2 <sup>+</sup>                 |
| 758,73      | 0,29 (5)   | -0,03 (7)  | -       | -                                | -                                |
| 821,83      | -0,13 (7)  | 0,12 (10)  | -       | -                                | -                                |
| 840,20      | 0,20 (12)  | 0,22 (11)  | CD-107  | (3/2 <sup>+</sup> ) <sub>3</sub> | 5/2 <sup>+</sup>                 |
| 992,55      | -0,27 (4)  | -0,04 (6)  | -       | -                                | -                                |
| 1059,41     | -0,23 (4)  | 0,07 (6)   | -       | -                                | -                                |
| 1243,99     | 0,19 (9)   | -0,01 (13) | -       | -                                | -                                |

Окончание табл. 3

| $E_{\gamma}, \text{кэВ}$ | $a_2$      | $a_4$      | $J_i^{\pi}$ | $J_f^{\pi}$ |
|--------------------------|------------|------------|-------------|-------------|
| 1268, 20                 | -0,05 ( 7) | 0,06 (10)  | -           | -           |
| 1432, 99                 | -0,07 ( 6) | 0,00 ( 8)  | -           | -           |
| 1442, 58                 | 0,42 ( 5)  | 0,05 ( 7)  | -           | -           |
| 1672, 62                 | 0,22 ( 6)  | -0,09 ( 8) | -           | -           |
| 1703, 98                 | 0,03 ( 6)  | 0,14 ( 8)  | -           | -           |
| 1952, 97                 | -0,10 ( 9) | -0,01 (11) | -           | -           |
| 2005, 75                 | -0,35 (11) | -0,28 (15) | -           | -           |
| 2313, 8                  | -0,23 ( 8) | 0,18 (11)  | -           | -           |
| 2429, 87                 | -0,24 (11) | 0,11 (16)  | -           | -           |
| 2493, 80                 | 0,03 ( 6)  | -0,07 ( 8) | -           | -           |
| 2889, 45                 | -0,20 ( 6) | -0,12 ( 7) | -           | -           |
| 3061, 5                  | 0,20 (12)  | 0,07 (15)  | -           | -           |

Результаты измерений линейной поляризации  $\gamma$ -квантов из реакции  $^{106}\text{Cd}(n, n' \gamma)$  Таблица 4

| $E_{\gamma}, \text{кэВ}$ | $E_i, \text{кэВ}$ | $J_i^{\pi}$    | $J_f^{\pi}$    | $P_{\gamma}^{\text{оэкс}}$ |               | $P_{\gamma}^{\text{эксп}}$ | Заключение             |
|--------------------------|-------------------|----------------|----------------|----------------------------|---------------|----------------------------|------------------------|
|                          |                   |                |                | $a=0$                      | $ a_4  > 0$   |                            |                        |
| 204, 99                  | -                 | -              | -              | -                          | -             | 0,69(16)                   | $(n, \gamma)$          |
| 225, 96                  | 2331              | 5 <sup>+</sup> | 4 <sup>+</sup> | 1,08 (6)                   | 1,61 (4)      | 1,0 (2)                    | $a_4 \approx 0$        |
| 320, 90                  | -                 | -              | -              | -                          | -             | 1,3 (2)                    | $(n, \gamma)$          |
| 365, 24                  | -                 | -              | -              | -                          | -             | 0,93(8)                    | $(n, \gamma)$          |
| 505, 36                  | -                 | -              | -              | -                          | -             | 0,8 (4)                    | $(n, \gamma)$          |
| 524, 66                  | 2629              | 5 <sup>-</sup> | 4 <sup>+</sup> | 1,71 (4)                   | *             | 1,5 (4)                    | $J_i^{\pi} = 5^-$      |
|                          |                   | 5 <sup>+</sup> | 4 <sup>+</sup> | 0,58 (2)                   | $a_4 < 0,02$  | -                          | -                      |
| 610, 81                  | 2105              | 4 <sup>+</sup> | 4 <sup>+</sup> | 3,19 (6)                   | 0,536(12)     | 3,7 (+12, -5)              | $J_i^{\pi} = 4^+$      |
|                          |                   | 3 <sup>+</sup> | 4 <sup>+</sup> | 0,53 (2)                   | 0,352(6)      | -                          | $a_4 \approx 0$        |
| 702, 49                  |                   | 4 <sup>+</sup> | 4 <sup>+</sup> | 3,66 (3)                   | 0,67 (2)      | 1,5 (+9, -5)               | $(n, \gamma)$          |
| 811, 18                  | 2305              | 4 <sup>-</sup> | 4 <sup>+</sup> | 0,273(2)                   | *             | 3,7 (+15, -6)              | $J_i^{\pi} = 4^+$      |
|                          |                   | 3 <sup>+</sup> | 4 <sup>+</sup> | 0,429(9)                   | 0,303(4)      | -                          | $a_4 \approx 0$        |
|                          |                   | 5 <sup>+</sup> | 4 <sup>+</sup> | 0,232(4)                   | $a_4 < 0,02$  | -                          | -                      |
| 861, 18                  | 1494              | 4 <sup>+</sup> | 2 <sup>+</sup> | 2,86 (11)                  | -             | 3,1 (+8, -4)               | E2                     |
| 906, 46                  |                   |                |                |                            |               | 0,5 (+6, -4)               | -                      |
| 974, 54                  | 2468              | 4 <sup>+</sup> | 4 <sup>+</sup> | 2,47 (6)                   | 0,454(4)      | 0,56(17)                   | $ a_4  > 0$            |
| 992, 55                  |                   |                |                |                            |               | 0,8 (+6, -4)               | -                      |
| 998, 06                  | 2492              | 6 <sup>+</sup> | 4 <sup>+</sup> | 2,1 (2)                    | -             | 2,5 (+12, -6)              | $J_i^{\pi} = 6^+(4^+)$ |
|                          |                   | 5 <sup>+</sup> | 4 <sup>+</sup> | 0,243(9)                   | $a_4 < 0,02$  | -                          | -                      |
|                          |                   | 4 <sup>+</sup> | 4 <sup>+</sup> | 3,92 (12)                  | 0,57 (3)      | -                          | -                      |
|                          |                   | 4 <sup>-</sup> | 4 <sup>+</sup> | 0,255(8)                   | *             | -                          | -                      |
|                          |                   | 3 <sup>+</sup> | 4 <sup>+</sup> | 0,45 (2)                   | 0,315(10)     | -                          | -                      |
| 1009, 38                 | 2503              | 6 <sup>+</sup> | 4 <sup>+</sup> | 2,7 (5)                    | -             | 3,1 (+53, -13)             | $J_i^{\pi} = 6^+(4^+)$ |
|                          |                   | 4 <sup>+</sup> | 4 <sup>+</sup> | 4,24 (10)                  | 0,71 (8)      | -                          | -                      |
|                          |                   | 4 <sup>-</sup> | 4 <sup>+</sup> | 0,236(6)                   | *             | -                          | -                      |
| 1083, 94                 | 1717              | 2 <sup>+</sup> | 2 <sup>+</sup> | 1,07(Рож)                  | 1,48          | 1,14(+18, -15)             | -                      |
| 1162, 49                 | 1795              | 0 <sup>+</sup> | 2 <sup>+</sup> | 1,01 (3)                   | -             | 0,76(14)                   | $J_i^{\pi} = 0^+$      |
|                          |                   | 2 <sup>+</sup> | 2 <sup>+</sup> | 2,031(10)                  | $a_4 > 0,01$  | -                          | -                      |
| 1524, 91                 | 3019              | 3 <sup>+</sup> | 4 <sup>+</sup> | 0,66 (3)                   | 0,43 (2)      | 0,09(+21, -7)              | $J_i^{\pi} = 3^+$      |
|                          |                   | 3 <sup>-</sup> | 4 <sup>+</sup> | 1,52 (6)                   | *             | -                          | $ a_4  > 0$            |
|                          |                   | 2 <sup>+</sup> | 4 <sup>+</sup> | 1,06 (12)                  | -             | -                          | ИЛИ $J_i^{\pi} = 5^+$  |
|                          |                   | 5 <sup>+</sup> | 4 <sup>+</sup> | 0,35 (2)                   | 1,31 (3)      | -                          | $a_4 \approx 0$        |
|                          |                   | 4 <sup>+</sup> | 4 <sup>+</sup> | 2,5 (2)                    | $a_4 > -0,08$ | -                          | $J_i^{\pi} = 3^+$      |
| 1620, 49                 | 2253              | 3 <sup>+</sup> | 2 <sup>+</sup> | 0,394(3)                   | 1,759(5)      | 1,3 (+9, -5)               | $a_4 \approx 0$        |
|                          |                   | 3 <sup>-</sup> | 2 <sup>+</sup> | 2,54 (2)                   | *             | -                          | $ a_4  > 0$            |

\* Исключается, так как  $|\delta|$  оказывается больше 0,2 для перехода E1+M2.

Аргументы за исключением  $J_i^{\pi}$  для уровней  $^{106}\text{Cd}$

Таблица 5

| $E_i$ , кэВ | $E_{\gamma}$ , кэВ | Следующие $J_i^{\pi}$ исключаются по причинам: |                                   |                      |                                 |   | Принято  |
|-------------|--------------------|--|-----------------------------------|----------------------|---------------------------------|---|--|
|             |                    | 1  | 2                                 | 3                    | 4                               | 5   |  |
| 1717        | 1717               | 1  | -                                 | -                    | -                               | -   | 2 <sup>+</sup>                                   |
| 2105        | 1472               | -  | -                                 | 3                    | -                               | -   | 4 <sup>+</sup>                                   |
|             | 610                | -  | 2 <sup>+</sup>                    | -                    | 3 <sup>-</sup> , 4 <sup>-</sup> | 3 <sup>+</sup> , 4 <sup>-</sup>                                   | -  |
| 2253        | 1620               | 0,1  | 4 <sup>+</sup>                    | 2, 3 <sup>-</sup>    | 2 <sup>-</sup>                  | (3 <sup>-</sup> )   | 3 <sup>+</sup>                                   |
| 2305        | 811                | -  | 2 <sup>+</sup>                    | 6 <sup>+</sup>       | 3 <sup>-</sup> , 5 <sup>-</sup> | 3 <sup>+</sup> , 4 <sup>-</sup> , 5 <sup>+</sup>                  | 4 <sup>+</sup>                                   |
| 2331        | 837                | -  | 2 <sup>+</sup> , 6 <sup>+</sup>   | (3), 4               | 3 <sup>-</sup> , 4 <sup>-</sup> | -   | 5 <sup>+</sup>                                   |
|             | 225                | 3, 4   | 2 <sup>+</sup> , 6 <sup>+</sup>   | 4                    | 5 <sup>-</sup>                  | -   | -  |
| 2348        | 1715               | 0,1  | -                                 | -                    | 3 <sup>-</sup>                  | -   | 2, 3 <sup>+</sup> , 4 <sup>+</sup>               |
| 2378        | 1746               | 0,1  | 4 <sup>+</sup>                    | 4 <sup>+</sup>       | 2 <sup>-</sup>                  | -   | 2 <sup>+</sup> , 3                               |
| 2468        | 974                | -  | 2 <sup>+</sup> , 6 <sup>+</sup>   | 3, 5                 | 4 <sup>-</sup>                  | 3 <sup>-</sup> , 5 <sup>-</sup>                                   | 4 <sup>+</sup>                                   |
| 2486        | 1853               | 0,1  | -                                 | 2, 3                 | 2 <sup>-</sup> , 3 <sup>-</sup> | -   | 4 <sup>+</sup>                                   |
| 2492        | 998                | -  | 2 <sup>+</sup>                    | (5)                  | 3 <sup>-</sup> , 5 <sup>-</sup> | 3 <sup>+</sup> , 4 <sup>-</sup> , 5 <sup>+</sup>                  | 4 <sup>+</sup> , 6 <sup>+</sup>                  |
| 2503        | 1009               | -  | 2 <sup>+</sup>                    | 3, 5                 | 3 <sup>-</sup> , 5 <sup>-</sup> | 4 <sup>-</sup> , 5 <sup>+</sup>                                   | 4 <sup>+</sup> , 6 <sup>+</sup>                  |
| 2566        | 1934               | 0,1  | 4 <sup>+</sup>                    | (2 <sup>-</sup> ), 3 | 3 <sup>-</sup>                  | -   | 2 <sup>+</sup> , 3 <sup>+</sup>                  |
| 2629        | 1136               | -  | 2 <sup>+</sup> , 6 <sup>+</sup>   | -                    | 3 <sup>-</sup> , 4 <sup>-</sup> | -   | 5 <sup>-</sup>                                   |
|             | 525                | 4  | 2 <sup>+</sup> , 6 <sup>+</sup>   | -                    | 3 <sup>-</sup>                  | (3 <sup>+</sup> ), 5 <sup>+</sup>                                 | -  |
| 2630        | 2630               | 1  | -                                 | -                    | -                               | -   | 2 <sup>+</sup>                                   |
|             | 1997               | 0,1  | 4 <sup>+</sup>                    | -                    | 3 <sup>-</sup>                  | -   | -  |
| 2718        | 2085               | 0,1  | 4 <sup>+</sup>                    | -                    | 2 <sup>-</sup>                  | -   | 2 <sup>+</sup> , 3                               |
| 2721        | 2088               | 0  | 4 <sup>+</sup>                    | -                    | 2 <sup>-</sup>                  | -   | 1, 2 <sup>+</sup> , 3                            |
| 2825        | 2825               | -  | 2 <sup>+</sup>                    | -                    | -                               | -   | 1  |
| 2890        | 2257               | 0,1  | 4 <sup>+</sup>                    | -                    | 3 <sup>-</sup>                  | -   | 2, 3 <sup>+</sup>                                |
| 2918        | 2918               | -  | 2 <sup>+</sup>                    | -                    | -                               | -   | 1  |
| 2920        | 1426               | -  | 2 <sup>+</sup> , 6 <sup>+</sup>   | -                    | 4 <sup>-</sup>                  | -   | 3, 4 <sup>+</sup> , 5                            |
| 2934        | 1217               | 0,1  | 4 <sup>+</sup>                    | -                    | 2 <sup>-</sup> , 3 <sup>-</sup> | -   | 2 <sup>+</sup> , 3 <sup>+</sup>                  |
| 2936        | 2303               | 0,1  | 4 <sup>+</sup>                    | -                    | 2 <sup>-</sup> , 3 <sup>-</sup> | -   | 2 <sup>+</sup> , 3 <sup>+</sup>                  |
| 2973        | 2341               | 0,1  | -                                 | -                    | 3 <sup>-</sup>                  | -   | 2, 3 <sup>+</sup> , 4 <sup>+</sup>               |
| 3015        | 1299               | 0,1  | 4 <sup>+</sup>                    | -                    | 2 <sup>-</sup> , 3 <sup>-</sup> | -   | 2 <sup>+</sup> , 3 <sup>+</sup>                  |
| 3019        | 1525               | -  | (2 <sup>+</sup> ), 6 <sup>+</sup> | -                    | 2 <sup>-</sup> , 4 <sup>-</sup> | 2 <sup>+</sup> , 3 <sup>-</sup> , 4 <sup>+</sup> , 5 <sup>-</sup> | 3 <sup>+</sup> , 5 <sup>+</sup>                  |
| 3021        | 2388               | 0,1  | 4 <sup>+</sup>                    | -                    | 3 <sup>-</sup>                  | -   | 2, 3 <sup>+</sup>                                |
| 3060        | 2427               | 0,1  | 4 <sup>+</sup>                    | -                    | 2 <sup>-</sup>                  | -   | 3  |
|             | 1566               | -  | 2 <sup>+</sup> , 6 <sup>+</sup>   | -                    | -                               | -   | -  |
| 3073        | 2440               | 0,1  | -                                 | -                    | 3 <sup>-</sup>                  | -   | 2, 3 <sup>+</sup> , 4 <sup>+</sup>               |
| 3119        | 1402               | 0,1  | -                                 | -                    | 3 <sup>-</sup>                  | -   | 2 <sup>+</sup> , 3 <sup>+</sup> , 4 <sup>+</sup> |
| 3120        | 3120               | -  | 2 <sup>+</sup>                    | -                    | -                               | -   | 1  |
| 3223        | 3223               | -  | 2 <sup>+</sup>                    | -                    | -                               | -   | 1  |
| 3235        | 1519               | 0,1  | 4 <sup>+</sup>                    | -                    | 3 <sup>-</sup>                  | -   | 2, 3 <sup>+</sup>                                |
| 3323        | 2690               | 0  | 4 <sup>+</sup>                    | -                    | 1 <sup>-</sup> , 2 <sup>-</sup> | -   | 1 <sup>+</sup> , 2 <sup>+</sup> , 3              |
| 3329        | 1835               | 4  | 2 <sup>+</sup> , 6 <sup>+</sup>   | -                    | 3 <sup>-</sup>                  | -   | 3 <sup>+</sup> , 5                               |
| 3394        | 3394               | 1  | -                                 | -                    | -                               | -   | 2 <sup>+</sup>                                   |
| 3427        | 2794               | 0,1  | -                                 | -                    | 3 <sup>-</sup>                  | -   | 2, 3 <sup>+</sup> , 4 <sup>+</sup>               |
| 3679        | 3047               | 0  | 4 <sup>+</sup>                    | -                    | 1 <sup>-</sup> , 2 <sup>-</sup> | -   | 2 <sup>+</sup> , 3                               |

Параметр смеси мультиполей дан в системе Крейна - Штеффена. В некоторых случаях приведена вероятность приводимого значения  $\delta$  в процентах. Погрешности даны для 68%-ного доверительного интервала. Погрешности указываются по системе Крейна, т.е., в частности,  $-3,5(+2,6, -4) = -3,5^{+0,4}_{-2,6, -4}$ .

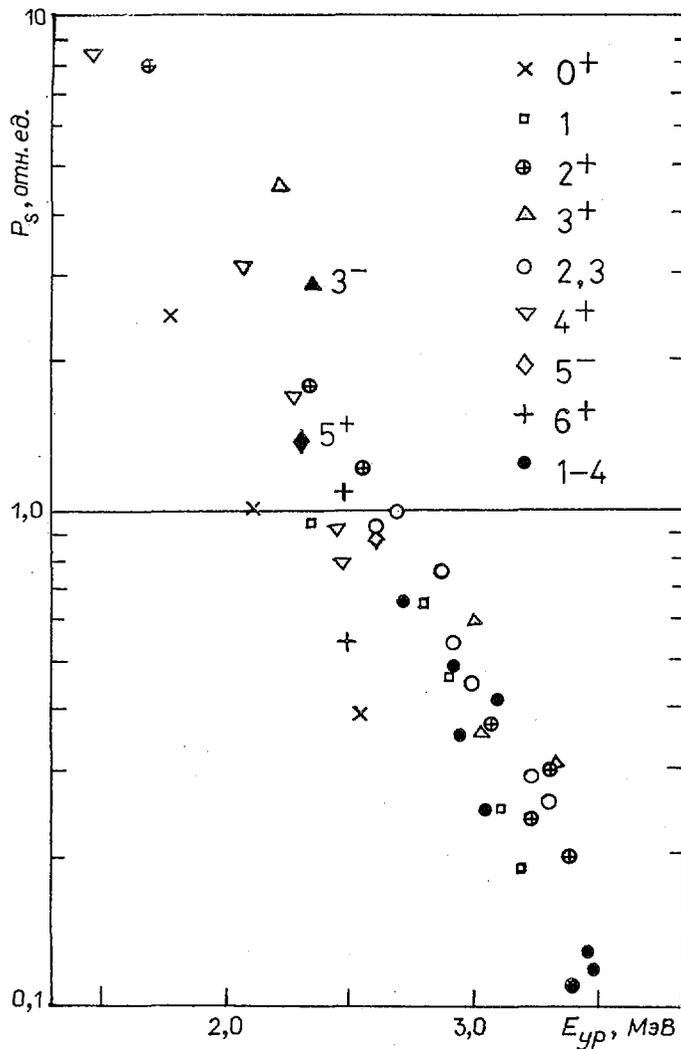
Используя зависимость заселяемости уровней от их энергии и углового момента  $P_S = P_S(E_i, J_i^{\pi})$  (см. рисунок) и наличие с уровнями нескольких  $\gamma$ -переходов, мы предположили существование неизвестных ранее уровней; в этих случаях они отмечены знаком "?". В дополнение к табл. 5 следует сделать следующие замечания по выбору величины  $J_i^{\pi}$  для некоторых уровней:

Уровень 1795,2 кэВ. Изотропия  $W(\theta)$  и невысокая величина заселяемости дают возможность установить для этого состояния  $J_i^{\pi} = 0^+$ .

Уровень 2034,8 кэВ. В работе [2] делается предположение о существовании уровня с  $J_i^{\pi} = 0^+$  при такой энергии. Однако угловое распределение  $\gamma$ -квантов с  $E_{\gamma} = 1402,19$  кэВ, приписываемых распаду этого уровня, имеет сильную анизотропию [ $a_2 = 0,38(7)$ ], что исключает указанные характеристики. Согласно зависимости  $P_S(E_i, J_i^{\pi})$ , интенсивность этой  $\gamma$ -линии ( $I_{\gamma} = 0,38$  отн.ед.) слишком мала для уровня с такой энергией. Уровня 2034,8 кэВ в  $^{106}\text{Cd}$  нет.

Уровни 2144,1 и 2561,4 кэВ. Изотропия  $W(\theta)$  для  $\gamma$ -переходов с этих уровней и относительно небольшая заселяемость позволяют предположить  $J_i^{\pi} = 0^+$ .

Уровни 2338 кэВ ( $4^+$ ) и 2522 кэВ ( $4^+, 5^+$ ). Эти уровни предложены при исследовании  $^{106}\text{Cd}$  в реакции ( $^{13}\text{C}, 3n \gamma$ ) [1]. Рассматривая величины заселяемости таких уровней в реакции ( $n, n' \gamma$ ), мы пришли к выводу, что уровней с такой энергией в  $^{106}\text{Cd}$  нет.



Зависимость заселяемости уровней  $P_S$  от их энергии  $E_{ур}$  и углового момента  $J_i^\pi$

Уровень 2347,5 кэВ. Наши данные для этого уровня позволяют выбрать  $J_i^\pi$ , равное  $2,3^+,4^+$ . Этот уровень характеризуется высокой заселяемостью при распаде  $^{106m}\text{In}$  ( $FT \approx 5,7$ ), что позволяет предположить при  $\beta^+$ -распаде  $\Delta J = 0$  и  $\Delta \pi = 0$ . В обзоре [1] для  $^{106m}\text{In}$  предполагается  $J^\pi = (3^+)$ . Однако заселение уровней  $^{106}\text{Cd}$  с  $J = 1$  при распаде  $^{106m}\text{In}$  заставляет отдать предпочтение  $J^\pi = 2^+$  для  $^{106m}\text{In}$  и соответственно для рассматриваемого уровня  $^{106}\text{Cd}$  наиболее вероятно  $J_i^\pi = 2^+$ .

Уровень 2370,6 кэВ. Величина заселяемости этого уровня в реакции  $(n,n'\gamma)$  и при распаде  $^{106m}\text{In}$ , а также угловое распределение  $\gamma$ -квантов с  $E_\gamma = 1737,94$  кэВ согласуются с  $J_i = 1$  и исключают  $J_i^\pi$ , равное  $0^+,2,3,4^+$ .

Уровень 2378,5 кэВ. В реакции  $^{106}\text{Cd}(p,p')$  для уровня 2366 кэВ было установлено  $L = 3$  [1]. Мы отождествляем этот уровень с рассматриваемым. Из приведенных данных следует  $J_i^\pi$ , равное  $2^+,3$ , однако высокая величина заселяемости позволяет отдать предпочтение  $J_i^\pi = 3^-$ .

Уровень 2600,5 кэВ? Такой уровень предлагается при исследовании  $\beta^+/\text{EC}$ -распада  $^{106}\text{In}$  в работе [2]. Уровни с такой энергией в  $^{106}\text{Cd}$  нет, переход 495,5 кэВ соответствует высвечиванию уровня, лежащего выше 3 МэВ (см. рисунок). Используя данные рисунка о заселяемости уровней  $^{106}\text{Cd}$  и анализируя неразмещенные  $\gamma$ -линии из табл. I, можно сделать вывод, что других уровней с  $J = 1-5$  при  $E_i < 3,0$  МэВ и с  $J = 0$  при  $E_i < 2,6$  МэВ в  $^{106}\text{Cd}$  нет.

Список литературы

1. De Frenne D., Jacobs E., Verboven M., De Smet G. Nucl. Data Sheets. 1988. V.53.N 1.P.148-160.
2. Roussiere B., Kilcher P., Sauvage-Letessier J. e.a. Nucl.Phys. 1984. V.A419(1). P.61-76.
3. Andrejtscheff W., Kostov L.K., Rotter H. e.a. Ibid. 1985. V.A437. P.167-188.
4. Harmatz B. Nucl. Data Sheets. 1981.V.34. N 4. P.704-716.
5. Демидов А.М., Говор Л.И., Баскова К.А. В кн.: Изучение возбужденных состояний ядер. Алма-Ата: Наука. 1986. С.70-140; Демидов А.М., Говор Л.И., Черепанцев Ю.К. и др. Атлас спектров  $\gamma$ -излучения от неупругого рассеяния быстрых нейтронов реактора. М.: Атомиздат, 1978; Галямин С.А., Говор Л.И., Демидов А.М. и др. Ядерная физика. 1984. Т.40. С.561; Говор Л.И., Демидов А.М., Журавлев О.К. и др. Атомная энергия. 1984. Т.57. С.270.

Статья поступила в редакцию 18 августа 1987 г.

УДК 539.14-539.17

ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЕ ИЗ РЕАКЦИИ  $^{186}\text{W}(n, n' \gamma)$

Л. И. Г о в о р, А. М. Д е м и д о в, И. В. М и х а й л о в,  
Ю. К. Ч е р е п а н ц е в

GAMMA-RADIATION FROM  $^{186}\text{W}(n, n' \gamma)$ -REACTION. Gamma-spectrum, angular distributions and linear polarization are measured in  $^{186}\text{W}(n, n' \gamma)$ -reaction with reactor fast neutrons. Level scheme is constructed. Multipole mixtures of gamma-transitions are determined.

Эксперимент и экспериментальные результаты

Образец массой 20 г имел обогащение 99,8% по  $^{186}\text{W}$ . Измерялись  $\gamma$ -спектр, угловые распределения и линейная поляризация  $\gamma$ -квантов из реакции  $^{186}\text{W}(n, n' \gamma)$  на пучке быстрых нейтронов реактора ИР-8 ИАЭ им.И.В.Курчатова. Методика эксперимента и обработки результатов описаны в работе [1]. Ранее  $\gamma$ -спектр из этой реакции под углом  $90^\circ$  к пучку нейтронов реактора исследовался в работах [2,3].

Энергии и относительные интенсивности  $\gamma$ -линий  $^{186}\text{W}$ , выделенные из  $\gamma$ -спектра, представлены в табл.1. Величины  $\alpha_2$  и  $\alpha_4$  в представлении угловых распределений  $\gamma$ -квантов относительно нейтронного пучка полиномами Лежандра при  $\alpha_0 = 1$  даны в табл.2. Для нормировки угловых распределений использовалась  $\gamma$ -линия 760,96 кэВ, соответствующая изотропному и неполяризованному излучению (переход  $0^+ - 2^+$ ). В табл.2 приведены также параметры смесей мультиполей  $\delta$ . Сведения о линейной поляризации  $\gamma$ -квантов даны в табл.3. Идентификация  $\gamma$ -линий, принадлежащих реакции  $(n, \gamma)$ , присутствующих в  $\gamma$ -спектре из-за наличия резонансных нейтронов, проводилась по данным обзора [4].

Изотоп  $^{186}\text{W}$  находится на границе области ядер со стабильной деформацией. Особенность этой категории ядер - существенная каскадная заселяемость в реакции  $(n, n' \gamma)$  на быстрых нейтронах реактора для большого числа низколежащих уровней из-за наличия К-запрета. Это обстоятельство затрудняет нахождение  $\delta$ -эллипсов в координатах  $\alpha_2$  и  $\alpha_4$  по статистической теории реакции. Соответственно в данном ядре более широко использовался безмодельный способ нахождения параметра  $\delta$  [1], чему благоприятствовало наличие практически чистых и относительно интенсивных не К-запрещенных переходов E1 и E2 из большинства исходных состояний.

| $E_\gamma$ , кэВ | $I_\gamma$ , отн. ед. | $E_i$ , кэВ | $E_\gamma$ , кэВ | $I_\gamma$ , отн. ед. | $E_i$ , кэВ |
|------------------|-----------------------|-------------|------------------|-----------------------|-------------|
| 122.64 (2)       | 100 (7)               | 122.64      | 486.93 (4)       | 0.61 (5)              | 1532.32     |
| 126.31 (20)      | 0.35 (5)              | 1171.60     | 528.29 (13)      | 0.15 (2)              |             |
| 162.48 (8)       | 0.41 (4)              |             | 539.09 (11)      | 0.20 (2)              |             |
| 164.77 (7)       | 0.67 (5)              | 1171.60     | 544.01 (9)       | 0.32 (3)              |             |
| 183.08 (2)       | 4.8 (3)               | 1045.40     | 547.41 (3)       | 1.04 (8)              | 1285.41     |
| 195.36 (5)       | 1.00 (10)             |             | 561.96 (13)      | 0.13 (2)              | 1607.52     |
| 198.11 (3)       | 1.20 (10)             |             | 567.10 (2)       | 1.83 (14)             |             |
| 214.75 (4)       | 31.7 (22)             | 952.72      | 574.69 (18)      | 0.13 (2)              |             |
| 218.93 (6)       | 1.74 (12)             | 1171.60     | 579.57 (2)       | 1.85 (18)             | 1532.32     |
| 268.85 (5)       | 1.11 (8)              | 1006.74     | 582.84 (6)       | 0.53 (5)              | 1628.28     |
| 273.93 (5)       | 49 (4)                | 396.57      | 588.70 (5)       | 0.50 (8)              |             |
| 276.72 (2)       | 2.70 (15)             | 1322.14     | 591.18 (3)       | 0.90 (8)              | 1453.43?    |
| 292.97 M         | 0.59 (5)              | 1033.23     | 599.21 (3)       | 0.84 (7)              |             |
|                  |                       | 1298.93     | 603.68 (3)       | 0.87 (8)              |             |
|                  |                       | 1463.77     | 610.22 (2)       | 7.7 (2)               | 1006.74     |
| 307.51 (6)       | 10.1 (15)             | 1045.40     | 615.31 (2)       | 43 (4)                | 737.95      |
| 309.38 (8)       | 4.22 (15)             | 1171.60     | 621.71 (10)      | 0.30 (3)              | 1628.28     |
| 315.44 (3)       | 1.34 (10)             | 1322.14     | 633.70 (2)       | 3.3 (4)               | 1030.23     |
| 318.17 (12)      | 0.06 (2)              |             | 650.25 (11)      | 0.18 (2)              |             |
| 321.17 (14)      | 0.18 (2)              |             | 659.05 (5)       | 0.49 (4)              | 1521.30     |
| 335.04 (5)       | 0.68 (5)              |             | 678.64 (5)       | 0.54 (5)              |             |
| 344.02 (5)       | 0.72 (6)              |             | 682.56 (2)       | 1.30 (15)             |             |
| 388.17 (13)      | 0.20 (2)              | 1197.33     | 700.28 (5)       | 0.60 (5)              |             |
| 391.46 (5)       | 0.93 (7)              | 1398.18     | 704.80 (5)       | 0.45 (5)              |             |
| 401.56 (17)      | 0.15 (2)              | 1285.41     | 708.67 (8)       | 0.25 (8)              |             |
| 412.69 (2)       | 4.8 (4)               | 809.26      | 715.45 (3)       | 2.86 (25)             | 1453.43?    |
| 418.37 (2)       | 1.82 (13)             | 1463.77     | 720.42 (9)       | 0.22 (3)              | 1458.37?    |
| 423.16 (9)       | 0.33 (3)              | 1453.43?    | 724.33 (8)       | 0.40 (4)              |             |
| 440.92 (4)       | 0.72 (10)             |             | 734.57 (10)      | 0.60 (12)             |             |
| 443.38 (12)      | 0.36 (8)              |             | 737.97 (8)       | 45.0 (8)              | 737.95      |
| 456.63 (4)       | 0.70 (6)              | 1628.28     | 739.73 (8)       | 35.0 (8)              | 862.30      |
| 465.70 (2)       | 3.15 (25)             | 862.30      | 760.96 (2)       | 6.3 (5)               | 883.60      |
| 765.11 (10)      | 0.19 (2)              |             | 1035.96 (12)     | 0.25 (3)              |             |
| 770.66 (25)      | 0.10 (3)              |             | 1041.92 (8)      | 0.42 (4)              |             |
| 780.08 (8)       | 0.56 (8)              | 1642.44?    | 1058.04 (8)      | 0.35 (5)              |             |
| 783.34 (3)       | 1.12 (15)             | 1521.30     | 1062.00 (6)      | 0.45 (5)              |             |
| 792.24 (3)       | 1.00 (12)             |             | 1074.59 (6)      | 0.39 (4)              |             |
| 794.24 (4)       | 0.45 (8)              |             | 1082.83 (4)      | 0.73 (7)              |             |
| 800.74 (2)       | 3.0 (3)               | 1197.33     | 1113.1 (2)       | 0.13 (2)              |             |
| 807.71 (2)       | 2.23 (19)             |             | 1119.79 (3)      | 0.12 (2)              |             |
| 816.58 M         | 1.32 (12)             |             | 1124.53 (16)     | 0.20 (2)              | 1521.30     |
| 830.11 (3)       | 1.05 (9)              | 952.72      | 1136.15 (11)     | 0.23 (3)              |             |
| 839.68 (3)       | 0.95 (8)              |             | 1162.81 (2)      | 2.47 (23)             | 1285.43     |
| 844.06 (3)       | 0.80 (7)              |             | 1176.27 (3)      | 1.44 (14)             | 1298.93     |
| 849.08 (4)       | 0.60 (4)              |             | 1191.4 (2)       | 0.14 (3)              |             |
| 859.03 M         | 0.66 (6)              |             | 1194.2 (2)       | 0.14 (3)              |             |
| 884.08 (2)       | 5.7 (5)               | 1006.74     | 1200.64 (5)      | 0.65 (6)              |             |
| 902.40 (3)       | 0.74 (7)              | 1298.93     | 1210.98 (4)      | 0.97 (9)              | 1607.52     |
| 907.58 (2)       | 5.4 (5)               | 1030.23     | 1228.29 (3)      | 1.29 (12)             |             |
| 917.57 (10)      | 0.18 (2)              |             | 1245.92 (5)      | 0.54 (5)              | 1642.44?    |
| 922.77 (2)       | 1.26 (13)             | 1045.40     | 1254.45 (8)      | 0.36 (4)              |             |
| 925.12 (17)      | 0.20 (5)              |             | 1285.40 (5)      | 2.61 (25)             | 1285.43     |
| 930.64 (16)      | 0.14 (2)              |             | 1297.81 (6)      | 0.39 (4)              |             |
| 942.72 (7)       | 0.37 (3)              |             | 1313.16 (3)      | 1.10 (10)             | 1709.77     |
| 948.41 M         | 0.15 (2)              |             | 1319.18 M        | 0.47 (5)              |             |
| 968.46 (4)       | 0.81 (7)              |             | 1326.60 (8)      | 0.33 (5)              |             |
| 973.17 (10)      | 0.23 (2)              |             | 1330.84 (3)      | 1.23 (15)             | 1453.43?    |
| 985.26 (3)       | 0.94 (8)              |             | 1335.74 (3)      | 1.85 (20)             | 1458.37?    |
| 991.54 M         | 0.39 (4)              |             | 1343.6 (3)       | 0.13 (2)              |             |
| 996.99 (15)      | 0.08 (2)              |             | 1351.58 (8)      | 0.21 (2)              |             |
| 1001.55 (6)      | 0.42 (4)              | 1398.18     | 1369.26 (15)     | 0.18 (2)              |             |
| 1007.01 (8)      | 0.42 (4)              |             | 1375.45 (9)      | 0.28 (3)              |             |
| 1021.49 (4)      | 0.67 (6)              |             | 1389.95 (17)     | 0.16 (2)              |             |
| 1030.23 (2)      | 4.6 (4)               | 1030.23     | 1399.26 (13)     | 0.23 (2)              |             |
| 1409.71 (4)      | 1.26 (12)             | 1532.32     | 1869.96 (8)      | 0.35 (4)              |             |
| 1440.75 (3)      | 1.79 (17)             | 1563.37     | 1927.8 (2)       | 0.19 (2)              |             |
| 1443.99 (17)     | 0.16 (3)              |             | 1936.8 (2)       | 0.26 (3)              |             |
| 1454.17 (11)     | 0.21 (2)              |             | 1943.6 (2)       | 0.31 (3)              |             |
| 1474.16 (7)      | 0.37 (4)              |             | 1959.4 (3)       | 0.06 (2)              |             |
| 1484.62 M        | 0.57 (6)              | 1607.52     | 1981.7 (2)       | 0.32 (3)              |             |
| 1520.2 (2)       | 0.12 (2)              | 1642.44?    | 1993.14 (16)     | 0.54 (5)              |             |
| 1535.0 (2)       | 0.19 (2)              |             | 2046.2 (3)       | 0.14 (2)              |             |
| 1557.77 M        | 0.30 (3)              |             | 2052.2 (2)       | 0.22 (2)              |             |
| 1563.34 (4)      | 1.23 (12)             | 1563.37     | 2121.2 (2)       | 0.28 (3)              |             |

| $E_{\gamma}$ , кэВ | $I_{\gamma}$ , отн. ед. | $E_i$ , кэВ | $E_{\gamma}$ , кэВ | $I_{\gamma}$ , отн. ед. | $E_i$ , кэВ |
|--------------------|-------------------------|-------------|--------------------|-------------------------|-------------|
| 1575.92 (11)       | 0.30 (3)                |             | 2150.0 (2)         | 0.25 (3)                |             |
| 1587.15 (4)        | 1.26 (12)               | 1709.77     | 2166.53 (11)       | 0.34 (4)                |             |
| 1596.88 (9)        | 0.30 (5)                |             | 2174.1 (3)         | 0.11 (2)                |             |
| 1600.55 (6)        | 0.50 (6)                |             | 2182.3 (2)         | 0.11 (2)                |             |
| 1657.17 (7)        | 0.35 (4)                |             | 2191.0 (3)         | 0.12 (2)                |             |
| 1712.09 (13)       | 0.39 (7)                |             | 2215.6 (3)         | 0.10 (2)                |             |
| 1718.7 (2)         | 0.20 (2)                |             | 2395.34 (14)       | 0.14 (2)                |             |
| 1772.2 (3)         | 0.10 (2)                |             | 2424.4 (3)         | 0.06 (2)                |             |
| 1779.08 (7)        | 0.55 (5)                |             | 2434.4 M           | 0.25 (3)                |             |
| 1795.0 (4)         | 0.14 (2)                |             | 2445.2 (4)         | 0.16 (2)                |             |
| 1827.57 (18)       | 0.20 (2)                |             | 2450.6 (4)         | 0.10 (2)                |             |
| 1839.57 (18)       | 0.18 (2)                |             | 2454.5 (2)         | 0.10 (2)                |             |
| 1854.9 (2)         | 0.20 (2)                |             | 2465.02 (11)       | 0.22 (2)                |             |

Таблица 2

Величины  $a_2$ ,  $a_4$  и  $\delta$  для  $\gamma$ -переходов, возбуждаемых в реакции  $^{186}\text{W}(n, n'\gamma)$

| $E_{\gamma}$ , кэВ | $J_i^{\pi} - J_f^{\pi}$ | $E_i$ , кэВ | $a_2$      | $a_4$      | $\delta$  |
|--------------------|-------------------------|-------------|------------|------------|-----------|
| 122.64             | 2+ - 0+                 | 122.64      | 0.155(5)   | -0.065(8)  | E2        |
| 195.36             |                         |             | 0.21(5)    | -0.02(7)   |           |
| 214.75             | 2- - 2+                 | 952.72      | 0.148(4)   | -0.011(6)  | E1        |
| 218.93             | 4- - 2-                 | 1171.60     | 0.28(2)    | -0.11(3)   | E2        |
| 268.85             | 4+ - 2+                 | 1006.74     | 0.26(3)    | -0.11(4)   | E2        |
| 273.93             | 4+ - 2+                 | 396.57      | 0.232(7)   | -0.035(10) | E2        |
| 276.72             | 5- - 3-                 | 1322.14     | 0.13(6)    | -0.09(9)   | E2        |
| 307.51             | 3- - 2+                 | 1045.40     | -0.19(2)   | -0.03(4)   | 0.02(2)   |
| 309.38             | 4- - 3+                 | 1171.60     | -0.19(2)   | 0.02(4)    | 0.02(2)   |
| 315.44             | 5- - 4+                 | 1322.14     | -0.20(2)   | 0.01(3)    | -0.1(3)   |
| 335.04             | 5+ - 3+                 | 1197.33     | 0.33(3)    | -0.16(4)   | E2        |
| 344.02             |                         |             | 0.37(3)    | -0.01(5)   |           |
| 391.46             | 6+ - 4+                 | 1398.18     | 0.32(4)    | -0.10(5)   | E2        |
| 412.69             | 6+ - 4+                 | 809.26      | 0.296(6)   | -0.066(8)  | E2        |
| 418.37             | 4- - 3-                 | 1463.77     | -0.23(2)   | 0.20(2)    | -4.7(3)   |
| 423.16             | (2+)- 2+                | 1453.43     | 0.15(4)    | -0.10(6)   |           |
| 440.92             |                         |             | -0.62(3)   | 0.22(4)    |           |
| 443.38             |                         |             | 0.08(3)    | -0.15(5)   |           |
| 456.63             | 5 - 4-                  | 1628.28     | -0.20(3)   | 0.14(5)    | -8(1)     |
| 465.70             | 3+ - 4+                 | 862.30      | -0.030(9)  | 0.019(13)  | -4.0(5)   |
| 486.93             | 3+ - 3-                 | 1532.32     | 0.31(3)    | 0.08(4)    | 0.04(6)   |
| 547.41             | 2+ - 2+                 | 1285.41     | 0.13(2)    | -0.02(2)   | 2.8(5)    |
|                    |                         |             |            |            | ИЛИ       |
|                    |                         |             |            |            | -0.10(5)  |
| 567.10             |                         |             | 0.33(3)    | -0.12(4)   |           |
| 579.57             | 3+ - 2-                 | 1532.32     | -0.19(2)   | -0.03(3)   | 0.01(2)   |
| 582.84             | 5 - 3-                  | 1628.28     | 0.21(3)    | -0.05(4)   | (E2)      |
| 591.18             | (2+)- 2+                | 1453.43     | -0.21(2)   | 0.07(3)    |           |
| 599.21             |                         |             | -0.16(2)   | -0.01(2)   |           |
| 603.18             |                         |             | -0.06(2)   | 0.04(2)    |           |
| 610.22             | 4+ - 4+                 | 1006.74     | -0.207(10) | -0.07(2)   | -1.21(10) |
| 615.31             | 2+ - 2+                 | 737.95      | -0.093(6)  | -0.015(10) | -4.1(5)   |
| 633.70             | 2+ - 4+                 | 1030.23     | 0.073(5)   | 0.010(6)   | E2        |
| 678.64             |                         |             | -0.17(4)   | -0.05(5)   |           |
| 682.56             |                         |             | -0.010(11) | 0.064(15)  |           |
| 715.45             | (2+)- 2+                | 1453.43     | 0.089(6)   | -0.015(8)  |           |
| 737.97             | 2+ - 0+                 | 737.95      | 0.147(12)  | -0.03(2)   | E2        |
| 739.73             | 3+ - 2+                 | 862.30      | -0.063(14) | 0.000(20)  | -7(2)     |
| 780.08             | 4 - 3+                  | 1642.44     | 0.10(2)    | -0.04(3)   | 0.25(2)   |
| 783.34             | 4+ - 2+                 | 1521.30     | 0.24(2)    | -0.12(3)   | E2        |
| 800.74             | 5+ - 4+                 | 1197.33     | -0.212(12) | 0.165(17)  | -8.0(8)   |
| 807.71             |                         |             | 0.016(11)  | 0.008(15)  |           |
| 830.11             | 2- - 2+                 | 952.72      | 0.279(11)  | 0.032(14)  | 0.23(10)  |
| 839.68             |                         |             | 0.11(3)    | 0.00(4)    |           |
| 884.08             | 4+ - 2+                 | 1006.74     | 0.261(11)  | -0.034(15) | E2        |
| 902.40             | 4+ - 4+                 | 1298.93     | 0.14(2)    | -0.06(3)   | 1.7(2)    |
| 907.58             | 2+ - 2+                 | 1030.23     | 0.029(6)   | -0.010(8)  | 7.1(3)    |
| 922.77             | 3- - 2+                 | 1045.40     | -0.18(3)   | 0.03(4)    | 0.02(3)   |
| 942.72             |                         |             | 0.13(4)    | -0.15(5)   |           |
| 968.46             |                         |             | 0.23(3)    | -0.06(5)   |           |

| $E_{\gamma}$ , кэВ | $J_i^{\pi} - J_f^{\pi}$ | $E_i$ , кэВ | $a_2$      | $a_4$      | $\delta$   |
|--------------------|-------------------------|-------------|------------|------------|--|
| 985.26             |                         |             | -0.254(13) | -0.03(2)   |  |
| 1001.25            | 6+ - 4+                 | 1398.18     | 0.25(2)    | -0.07(3)   | E2   |
| 1007.01            |                         |             | -0.04(4)   | 0.02(6)    |  |
| 1021.49            |                         |             | -0.27(4)   | -0.04(6)   |  |
| 1030.23            | 2+ - 0+                 | 1030.23     | 0.20(2)    | -0.06(3)   | E2   |
| 1041.92            |                         |             | 0.16(5)    | 0.00(6)    |  |
| 1074.59            |                         |             | 0.20(6)    | -0.10(8)   |  |
| 1082.83            |                         |             | 0.18(3)    | 0.05(4)    |  |
| 1162.81            | 2+ - 2+                 | 1285.41     | 0.038(10)  | -0.016(14) | -0.25(5)<br>ИЛИ<br>6(1)                            |
| 1176.27            | 4+ - 2+                 | 1298.93     | 0.31(2)    | -0.04(4)   | E2   |
| 1200.64            |                         |             | 0.15(3)    | -0.04(4)   |  |
| 1210.98            | 3 - 4+                  | 1607.52     | -0.17(4)   | 0.04(6)    | 0.10(5)<br>ИЛИ<br>1/2 = -0.01(5)                   |
| 1228.29            |                         |             | -0.09(2)   | 0.01(3)    |  |
| 1245.92            | 4 - 4+                  | 1642.44     | 0.36(2)    | -0.28(3)   | 0.40(10)   |
| 1254.45            |                         |             | 0.34(6)    | -0.03(8)   |  |
| 1285.40            | 2+ - 0+                 | 1285.41     | 0.224(9)   | -0.058(12) | E2   |
| 1313.16            | 3 - 4+                  | 1709.77     | -0.07(3)   | 0.02(4)    | -0.02(3)   |
| 1326.60            |                         |             | -0.16(4)   | 0.01(6)    |  |
| 1330.84            | (2+) - 2+               | 1453.43     | 0.19(2)    | -0.06(3)   |  |
| 1335.74            | (3+) - 2+               | 1458.37     | 0.225(8)   | 0.153(12)  |  |
| 1409.71            | 3+ - 2+                 | 1532.32     | 0.21(2)    | 0.11(2)    | 8.5(8)   |
| 1440.75            | 1 - 2+                  | 1563.37     | -0.023(7)  | 0.000      | 0.05(4)<br>ИЛИ<br>-4.1(6)<br>E1 ИЛИ M1<br>-0.01(2) |
| 1563.34            | 1 - 0+                  | 1563.37     | -0.13(2)   | 0.00       |  |
| 1587.15            | 3 - 2+                  | 1709.77     | -0.22(3)   | 0.04(4)    |  |
| 1657.17            |                         |             | 0.22(5)    | 0.04(6)    |  |
| 1779.08            |                         |             | 0.24(6)    | -0.07(8)   |  |

Результаты измерений линейной поляризации  $\gamma$ -квантов из реакции  $^{186}\text{W}(n, n'\gamma)$  Таблица 3

| $E_{\gamma}$ , кэВ | $E_i$ , кэВ | $J_i^{\pi} - J_f^{\pi}$ | $P_{\gamma}^{\text{теор}}$ |             | $P_{\gamma}^{\text{эксп}}$ | Заключение |
|--------------------|-------------|-------------------------|----------------------------|-------------|----------------------------|------------|
|                    |             |                         | $A_4 \approx 0$            | $ A_4  > 0$ |                            |            |
| 198.11             |             |                         |                            |             | 1.81(+15, -14)             |            |
| 214.75             | 952.72      | 2- - 2+                 | 0.55(10)                   | 1.37(10)    | 0.7(2)                     | A4=0       |
| 273.93             | 396.57      | 4+ - 2+                 | 2.2(2)                     |             | 1.84(8)                    | E2         |
| 307.51             | 1045.40     | 3- - 2+                 | 1.8(4)                     |             | 1.3(2)                     |            |
| 309.38             | 1171.60     | 4- - 3+                 | 1.8(4)                     |             | 1.3(2)                     |            |
| 412.69             | 809.26      | 6+ - 4+                 | 2.8(4)                     |             | 2.0(5)                     | E2         |
| 418.37             | 1463.77     | 4- - 3-                 | 0.50(5)                    | 1.60(10)    | 1.4(4)                     | A4  > 0    |
| 465.70             | 862.30      | 3+ - 4+                 | 0.75(10)                   | 0.52(4)     | 1.1(2)                     | A4=0       |
| 547.41             | 1285.41     | 2+ - 2+                 | 0.73(2)                    | 1.90(3)     | 1.2(+8, -5)                |            |
| 579.57             | 1532.32     | 3+ - 2+                 | 1.7(2)                     | 0.58(2)     | 2.5(+15, -8)               | A4=0       |
| 610.22             | 1006.74     | 4+ - 4+                 | 1.10(5)                    | 0.44(2)     | 0.95(10)                   | A4=0       |
| 615.31             | 737.95      | 2+ - 2+                 | 1.70(15)                   | 0.95(10)    | 0.94(7)                    | A4  > 0    |
| 633.70             | 1030.23     | 2+ - 4+                 | 1.3(2)                     |             | 1.9(+5, -4)                | E2         |
| 715.45             |             |                         |                            |             | 1.4(+4, -3)                |            |
| 737.97             | 737.95      | 2+ - 0+                 | 1.58(14)                   |             | 1.76(+25, -14)             | E2         |
| 739.73             | 862.30      | 3+ - 2+                 | 0.45(3)                    | 1.65(10)    | 2.1(+4, -3)                | A4  > 0    |
| 800.74             | 1197.33     | 5+ - 4+                 | 0.48(3)                    | 1.45(15)    | 1.2(2)                     | A4  > 0    |
| 807.71             |             |                         |                            |             | 1.9(+6, -4)                |            |
| 884.08             | 1006.74     | 4+ - 2+                 | 2.5(3)                     |             | 4.0(+40, -20)              | E2         |
| 907.58             | 1030.23     | 2+ - 2+                 | 1.90(2)                    | 0.76(5)     | 0.6(2)                     | A4  > 0    |
| 1030.23            | 1030.23     | 2+ - 0+                 | 2.2(4)                     |             | 2.0(3)                     | E2         |
| 1162.81            | 1285.41     | 2+ - 2+                 | 1.90(5)                    | 0.85(5)     | 1.2(4)                     |            |
| 1176.27            | 1298.93     | 4+ - 2+                 | 3.4(9)                     |             | 5.4(+15, -30)              | E2         |
| 1210.98            | 1607.52     | 3 - 4+                  |                            |             | 0.8(4)                     |            |
| 1285.40            | 1285.41     | 2+ - 0+                 | 2.1(3)                     |             | 2.4(+9, -3)                | E2         |
| 1440.75            | 1563.37     | 1 - 2+                  | 0.85-1.18                  |             | 1.5(+36, -8)               |            |

Схема уровней и  $\gamma$ -переходов  $^{186}\text{W}$

Информация о схеме уровней и  $\gamma$ -переходов  $^{186}\text{W}$ , полученных в предыдущих исследованиях, собрана в обзоре [5], а также в работах [2,3]. Анализируя эту информацию и новые данные, мы составили схему уровней и  $\gamma$ -переходов  $^{186}\text{W}$ , приведенную в табл.4. В ней подтверждаются найденные ранее характеристики и схемы высвечивания для следующих уровней: 123, 397, 738, 809, 862, 884, 952 и 1045 кэВ. Одновременно полученные в настоящей работе данные позволяют ввести новые уровни или определить характеристики ранее известных. Кроме того, на основе новых данных сделана попытка продолжить классификацию возбужденных состояний  $^{186}\text{W}$  по принадлежности их к ротационным полосам, введенным ранее в работах [6,7]. Отнесение уровня к той или иной полосе с приписанием квантового числа  $K$  проводилось на основе углового момента и четности уровня, а также схемы распада и правила интервалов.

Таблица 4

Схема уровней и  $\gamma$ -переходов  $^{186}\text{W}$

| $E_i$ , кэВ | $J_i^{\pi} K$ | $E_f$ , кэВ | $I_{\gamma}$ | $J_f^{\pi} K$ | $E_i$ , кэВ | $J_i^{\pi} K$ | $E_f$ , кэВ | $I_{\gamma}$ | $J_f^{\pi} K$ |
|-------------|---------------|-------------|--------------|---------------|-------------|---------------|-------------|--------------|---------------|
| 122.64(2)   | 2+0           | 122.64      | 100          | 0+0           | 1322.14(3)  | 5-2           | 315.44      | 1.34         | 4+2           |
| 396.57(5)   | 4+0           | 273.93      | 49           | 2+0           |             |               | 276.72      | 2.70         | 3-2           |
| 737.95(2)   | 2+2           | 737.97      | 45.0         | 0+0           | 1398.18(5)  | (6+2)         | 1001.55     | 0.42         | 4+0           |
|             |               | 615.31      | 43           | 2+0           |             |               | 391.46      | 0.93         | 4+2           |
| 809.26(5)   | 6+0           | 412.69      | 4.8          | 4+0           | 1453.43(3)? | (2+)          | 1330.84     | 1.23         | 2+0           |
| 862.30(5)   | 3+2           | 739.73      | 35.0         | 2+0           |             |               | 715.44      | 2.86         | 2+2           |
|             |               | 465.70      | 3.15         | 4+0           |             |               | 591.18      | 0.90         | 3+2           |
| 883.60(2)   | 0+0           | 760.96      | 6.3          | 2+0           |             |               | 423.16      | 0.33         | 2+0           |
| 952.72(4)   | 2-2           | 830.11      | 1.05         | 2+0           | 1458.37(4)? | (3+)          | 1335.74     | 1.85         | 2+0           |
|             |               | 214.75      | 31.7         | 2+2           |             |               | 720.42      | 0.22         | 2+2           |
| 1006.74(2)  | 4+2           | 884.08      | 5.7          | 2+0           | 1463.77(3)  | 4-(4)         | 418.37      | 1.82         | 3-2           |
|             |               | 610.22      | 7.7          | 4+0           |             |               | 292.97      | <0.59        | 4-2           |
|             |               | 268.85      | 1.11         | 2+2           | 1521.30(4)  | 4+            | 1124.53     | 0.20         | 4+0           |
| 1030.23(2)  | 2+0           | 1030.23     | 4.6          | 0+0           |             |               | 783.34      | 1.12         | 2+2           |
|             |               | 907.58      | 5.4          | 2+0           |             |               | 659.05      | 0.49         | 3+2           |
|             |               | 633.70      | 3.30         | 4+0           | 1532.32(4)  | 3+(2,3)       | 1409.71     | 1.26         | 2+0           |
|             |               | 292.97      | <0.59        | 2+2           |             |               | 579.57      | 1.85         | 2-2           |
| 1045.40(2)  | 3-2           | 922.77      | 1.26         | 2+0           |             |               | 486.93      | 0.61         | 3-2           |
|             |               | 307.51      | 10.1         | 2+2           | 1563.37(4)  | 1             | 1563.34     | 1.23         | 0+0           |
|             |               | 183.08      | 4.8          | 3+2           |             |               | 1440.75     | 1.79         | 2+0           |
| 1171.60(7)  | 4-2           | 309.38      | 4.22         | 3+2           | 1607.52(6)  | 3(4+,5+)      | 1484.62     | <0.57        | 2+0           |
|             |               | 218.93      | 1.74         | 2-2           |             |               | 1210.98     | 0.97         | 4+0           |
|             |               | 164.77      | 0.67         | 4+2           |             |               | 561.96      | 0.13         | 3-2           |
|             |               | 126.31      | 0.35         | 3-2           | 1628.28(6)  | (3-)5-        | 621.71      | 0.30         | 4+2           |
| 1197.33(5)  | 5+2           | 800.74      | 3.0          | 4+0           |             |               | 582.84      | 0.53         | 3-2           |
|             |               | 388.17      | 0.20         | 6+0           |             |               | 456.63      | 0.70         | 4-2           |
|             |               | 335.04      | 0.68         | 3+2           | 1642.44(7)? | 4             | 1520.2      | 0.12         | 2+0           |
| 1285.41(3)  | 2+(0)         | 1285.40     | 2.61         | 0+0           |             |               | 1245.92     | 0.54         | 4+0           |
|             |               | 1162.81     | 2.47         | 2+0           |             |               | 780.08      | 0.56         | 3+2           |
|             |               | 547.41      | 1.04         | 2+2           | 1709.77(4)  | 3             | 1587.15     | 1.26         | 2+0           |
|             |               | 401.56      | 0.15         | 0+0           |             |               | 1313.16     | 1.10         | 4+0           |
| 1298.93(4)  | 4+0           | 1176.27     | 1.44         | 2+0           |             |               |             |              |               |
|             |               | 902.40      | 0.74         | 4+0           |             |               |             |              |               |
|             |               | 292.97      | <0.59        | 4+2           |             |               |             |              |               |

В табл.5 приведены аргументы, которые позволяют исключить те или иные характеристики исходных состояний в переходе  $J_i^{\pi}$ , при анализе параметров  $a_2$ ,  $a_4$ ,  $\delta$  и  $P_{\gamma}$ : 1 -  $a_2^{\text{эксп}}$  находится вне границ  $\delta$ -эллипса для указанного  $\gamma$ -перехода в предположении данного  $J_i^{\pi}$ ; 2 -  $a_2^{\text{эксп}}$  не совпадает с теоретическим для перехода E2, если предположить указанное  $J_i^{\pi}$ ; 3 -  $a_4^{\text{эксп}}$  имеет противоположный знак по сравнению с рассчитанным при данном  $J_i^{\pi}$  или резко отличается от ожидаемого; 4 - при указанном  $J_i^{\pi}$  рассматриваемый  $\gamma$ -переход будет типа E1, но для него оказывается  $|\delta| > 0,2$ ; 5 -  $P_{\gamma}^{\text{эксп}}$  не соответствует  $P_{\gamma}^{\text{ож}}$  в предположении данного  $J_i^{\pi}$  при найденных  $a_2^{\text{эксп}}$ ,  $a_4^{\text{эксп}}$  и  $\delta$ . При выборе  $J_i^{\pi}$  принималось во внимание также, что переходы M2, E3 и E4 не могут конкурировать при отсутствии K-запрета с переходами E1, M1 и E2.

Ниже будут сделаны некоторые замечания об уровнях  $^{186}\text{W}$  и о выборе  $J_i^{\pi}$  и K для них. При определении значения K для уровней 1007, 1030, 1197, 1299 и 1398 кэВ использовались найденные нами величины  $J_i^{\pi}$  и правило интервалов.

Определение квантовых характеристик некоторых уровней  $^{186}\text{W}$ 

| $E_i$ , кэВ | $E_f$ , кэВ | $J_f^{\pi} K$ | $I_f$ | Следующие $J_i^{\pi}$ исключаются по причинам |     |       |         |       | Принято $J_i^{\pi} K$ |
|-------------|-------------|---------------|-------|---|-----|-------|---------|-------|-----------------------|
|             |             |               |       | 1   | 2   | 3     | 4       | 5     |                       |
| 1006.74     | 884.08      | 2+0           | 5.7   | 0,1   |     | 3     | 3-      | 2+,4- | 4+2                   |
|             | 610.22      | 4+0           | 7.7   | 0,1   | 2,6 | 3,5   | 4-      |       |                       |
|             | 268.85      | 2+2           | 1.11  | 0,1   |     | 3     | 3-      |       |                       |
| 1030.23     | 1030.23     | 0+0           | 4.6   | 0,1   |     |       |         | 2-    | 2+0                   |
|             | 907.58      | 2+0           | 5.4   |   | 4   |       | 3-      |       |                       |
| 1171.60     | 633.70      | 4+0           | 3.3   |   | 6   | 4     | 5-      |       | 4-2                   |
|             | 309.38      | 3+2           | 4.22  | 0,1   | 1,5 | 3     | 3-      | 4+    |                       |
| 1197.33     | 218.93      | 2-2           | 1.74  | 0,1   |     | 3     | 2+,3+   |       | 5+2                   |
|             | 800.74      | 4+0           | 3.0   |   | 2,6 | 4     | 3-      | 5-    |                       |
| 1298.93     | 335.04      | 3+2           | 0.68  |   |     |       | 4-      |       | 4+0                   |
|             | 1176.27     | 2+0           | 1.44  | 0,1   |     |       | 3-      | 2,4-  |                       |
| 1322.14     | 902.40      | 4+0           | 0.74  |   | 6   | 3,5   | 3-,5-   |       | 5-2                   |
|             | 315.44      | 4+2           | 1.34  |   | 2,6 |       | 4-      |       |                       |
| 1398.18     | 276.72      | 3-2           | 2.70  |   |     |       | 2+,4+   |       | 6+2, (4+)             |
|             | 1001.55     | 4+0           | 0.42  |   | 2+  | 3,5   |         |       |                       |
| 1453.43?    | 391.46      | 4+2           | 0.93  |   | 2+  | 3,5   |         |       | (2+)                  |
|             | 1330.84     | 2+0           | 1.23  | 0,1   | 4   | (2)   | 3-      |       |                       |
|             | 715.44      | 2+2           | 2.86  |   | 4   | (3)   | 2-      | 3+    |                       |
|             | 591.18      | 3+2           | 0.90  |   | 1,5 | 3     | (2-),5  |       |                       |
| 1458.37     | 423.16      | 2+0           | 0.33  | 0,1   | 4   | 3     |         |       | (3+)                  |
|             | 1335.74     | 2+0           | 1.85  | 0,1   |     | 2     | 3-      |       |                       |
| 1463.77     | 720.42      | 2+2           | 0.22  |   |     |       |         |       | 4-                    |
|             | 418.37      | 3-2           | 1.82  |   | 1,5 | 3     | (2+),3- | 2-,4+ |                       |
| 1521.30     | 783.34      | 2+2           | 1.12  | 0,1   |     | 3,2+  | 3-      | 4+    |                       |
| 1532.32     | 1409.71     | 2+0           | 1.26  | 0,1   |     | 2,4   | 3-      | 3+    |                       |
|             | 579.57      | 2-2           | 1.85  | 0,1   | 4   |       | 2+      | 2+,3- |                       |
| 1563.37     | 486.93      | 3-2           | 0.61  |   | 2   |       | 2+,4+   |       | 1                     |
|             | 1563.34     | 0+0           | 1.23  |   | 2   |       |         |       |                       |
| 1607.52     | 1440.75     | 2+0           | 1.79  |   | 4   |       | 3-      |       | 3(4+,5+)              |
|             | 1210.98     | 4+0           | 0.97  |   | 2,6 |       | 4-      | 4+,5- |                       |
| 1628.28     | 582.84      | 3-2           | 0.53  |   |     | 4     | 2-,4-   | (3-)5 |                       |
|             | 456.63      | 4-2           | 0.70  |   | 2,6 | 3,4   | (3+)    |       |                       |
| 1642.44?    | 1245.92     | 4+0           | 0.54  |   | 2   | 2,3,5 |         | 4     |                       |
|             | 780.08      | 3+2           | 0.56  |   | 5   |       |         |       |                       |
| 1709.77     | 1587.15     | 2+0           | 1.26  |   | 4   |       | 2-      | 3     |                       |
|             | 1313.16     | 4+0           | 1.10  |   | 2   |       | 4-      |       |                       |

С уровня 862,30 кэВ не наблюдаются чистые переходы E2 или E1, что затруднило нахождение величин  $\delta$  для смешанных переходов безмодельным способом. Однако величины  $a_2$  для  $\gamma$ -переходов 739,73 и 465,70 кэВ оказались малы, что и позволило найти для них  $\delta$  (при  $a_2 = 0$  значения  $\delta$  практически не зависят от величины каскадной заселяемости в случае  $a_4 \approx 0$ ).

Величина  $\delta$  для  $\gamma$ -перехода 862,30 кэВ, идущего с уровня 952,72 кэВ ( $J_f^{\pi} K = 2^{-2}$ ), найдена нами безмодельным способом в предположении, что переход 214,75 кэВ ( $2^{-2} - 2^{+2}$  переход) является чистым переходом E1.

Уровень 1171,60 кэВ высвечивается только в состоянии с  $K = 2$ , поэтому он отнесен к полосе с  $K^{\pi} = 2^{-}$ .

Схема высвечивания уровня 1322,14 кэВ однозначно указывает на  $K^{\pi} = 2^{-}$ , поскольку переходы с него идут только на уровни с  $K = 2$ . Характеристики  $J^{\pi} = 5^{+}$  следует исключить, так как в противном случае переход M2 с энергией 276,72 кэВ будет много интенсивнее перехода E1 с энергией 315,44 кэВ при отсутствии K-запрета.

Уровень 1398,18 кэВ. Величины  $a_2$  и  $a_4$  для  $\gamma$ -переходов 391,46 кэВ и 1001,55 кэВ не исключают для этого уровня  $J^{\pi} = 4^{+}$ . Эти характеристики не приводятся из-за относительно малой заселяемости уровня.

Для  $\gamma$ -перехода 1440,75 кэВ с уровня 1563,37 кэВ более вероятно малое значение  $\delta$ , так как K-запрета для этого перехода нет.

В табл.4 для уровней 1285, 1464 и 1532 кэВ во второй колонке в скобках приведены предполагаемые нами значения K. Эти значения найдены в предположении, что большие величины  $\delta$  вызваны K-запретом для переходов M1.

#### Список литературы

1. Демидов А.М., Говор Л.И., Баскова К.А. В кн.: Изучение возбужденных состояний ядер. Алма-Ата. Наука. 1986. С.70-140.
2. Демидов А.М., Говор Л.И., Черепанцев Ю.К. и др. Атлас спектров  $\gamma$ -излучения от неупругого рассеяния быстрых нейтронов реактора. М.: Атомиздат. 1978.
3. Авчухов В.Д., аль-Амиди М.А., Ахмед М.Р. и др. Изв. АН СССР. Сер. физич. 1978. Т.42. С.1942-1947.
4. Ellis Y.A. Nucl. Data Sheets. 1975. V.14. P.347.
5. Schmorak M.R. Ibid. 1974. V.13. P.267.
6. Григорьев Е.П., Соловьев В.Г. Структура четных деформированных ядер. М.: Наука. 1974.
7. Garrett J.D., Hansen O. Nucl. Phys. 1977. V.A276. P.93-100.

Статья поступила в редакцию 12 августа 1987 г.

---

### ЯДЕРНО-РЕАКТОРНЫЕ ДАННЫЕ

---

УДК 621.039.51

ТЕСТИРОВКА ДАННЫХ О РЕЗОНАНСНОЙ СТРУКТУРЕ СЕЧЕНИЯ  $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$  И  $^{239}\text{Pu}$   
В ОБЛАСТИ НЕРАЗРЕШЕННЫХ РЕЗОНАНСОВ В ЭКСПЕРИМЕНТАХ ПО ПРОПУСКАНИЮ

В. Н. Ко щ е е в, Е. В. Д о л г о в, А. М. Ц и б у л я

TESTING OF  $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$  AND  $^{239}\text{Pu}$  CROSS-SECTION RESONANCE STRUCTURE DATA IN THE UNRESOLVED REGION ON TRANSMISSION EXPERIMENTS.

Subgroup parameters of  $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$  and  $^{239}\text{Pu}$  in unresolved resonance region used in multigroup constant system MULTIK are tested on transmission experiments. Calculated and experimental data are found uncontradictory. Necessity of analysis transmission experimental data as well as information from resolved resonance region for evaluation cross-section resonance structure in unresolved region are emphasized.

Среди различных типов характеристик взаимодействия нейтронов с нуклидами особое место занимает информация о резонансной структуре сечений в области неразрешенных резонансов. Особенность состоит в том, что структура сечений здесь описывается с помощью средних резонансных параметров, оценка которых выполняется на основе результатов косвенных экспериментов и модельных представлений о структуре сечений. Ясно, что надежность полученных таким образом данных тем выше, чем по более широкому кругу разнородных экспериментов они тестируются.

В файлах оцененных нейтронных данных, в частности включенных в библиотеку ФОНД [1], приводятся средние резонансные параметры, полученные, во-первых, усреднением резонансных параметров из области разрешенных резонансов, а во-вторых, уточнением их впоследствии так, чтобы в неразрешенной области обеспечить описание энергетической зависимости наблюдаемых нейтронных сечений, усредненных по многим резонансам. В работе [2] на основе совокупности такого рода данных для  $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$ , наиболее важных реакторных нуклидов, были получены подгрупповые параметры с независящими от температуры долями подгрупп. Точность учета эффектов резонансной самоэкранировки с помощью этих параметров оценить довольно трудно, поскольку такого рода оценки выполняются в рамках конкретной теоретической модели описания сечений. Например, для  $^{238}\text{U}$  разные авторы дают близкие

и довольно высокие оценки точности учета самоэкранирования сечений [3-5], однако расхождения между результатами оценок нередко выходят далеко за пределы ожидаемых погрешностей. Для  $^{235}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$  теоретические представления о структуре сечений менее надежны из-за наличия канала деления и высокой плотности резонансных уровней, поэтому достоверность существующих оценок их резонансной структуры еще ниже. В связи с этим представляется весьма важным проведение тестировки оцененных данных о резонансной структуре сечений в области неразрешенных резонансов по независимой группе экспериментальных данных. Этому и посвящена настоящая работа.

В работе представлены результаты тестировки подгрупповых параметров для  $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$  на экспериментах по пропусканию нейтронов через различные толщины образцов исследуемых материалов. Эти подгрупповые параметры [2] в настоящее время используются в мультигрупповой системе констант МУЛЬТИК [6]. Идея использования измерений кривых пропусканий потока нейтронов вплоть до глубокого ослабления в качестве источника информации о структуре сечений в области неразрешенных резонансов была предложена М.Н. Николаевым и впервые реализована в работе [7]. В последнее время популярность этой методики сильно возросла, однако накопленная информация пока еще не слишком богата.

#### Сравниваемые величины

**Эксперимент.** В эксперименте по пропусканию нейтронов через исследуемые образцы в качестве основных результатов получают следующие пропускания: полные  $T_t^{exp}(n) = \int \varphi(E) \exp(-n\sigma_t) dE / \int \varphi(E) dE$  и парциальные  $T_x^{exp}(n) = \int \varphi(E) \sigma_x(E) \exp[-n\sigma_t(E)] dE / \int \varphi(E) \sigma_x(E) dE$ , где  $\varphi(E)$  - спектр нейтронного потока;  $n$  - толщина исследуемого образца;  $\sigma_t(E)$  и  $\sigma_x(E)$  - полное и парциальное сечения взаимодействия соответственно. Иногда как результат обработки экспериментальной информации приводятся эффективные следующие сечения:

$$\sigma_{tt}^{exp}(n) = -\frac{1}{n} \ln [T_t^{exp}(n)]; \quad \sigma_{tx}^{exp}(n) = -\frac{1}{n} \ln [T_x^{exp}(n)].$$

Как легко заметить,

$$\lim_{n \rightarrow 0} \sigma_{tx}^{exp}(n) = \int \varphi(E) \sigma_x(E) \sigma_t(E) dE / \int \varphi(E) \sigma_x(E) dE = \langle \sigma_t \sigma_x \rangle / \langle \sigma_x \rangle;$$

$$\lim_{n \rightarrow 0} \sigma_{tt}^{exp}(n) = \int \varphi(E) \sigma_t(E) dE / \int \varphi(E) dE = \langle \sigma_t \rangle,$$

где  $\langle \dots \rangle$  означает усреднение по энергетическому интервалу. Последняя величина представляет собой полное сечение, усредненное по резонансным особенностям с весом парциального сечения.

Для получения предельных значений особенно важно было бы иметь надежные данные для тонких образцов исследуемого материала. Однако именно эти данные в эксперименте получаются наименее точными.

Спектр усреднения  $\varphi(E)$  в интервалах усреднения во всех экспериментах, как правило, был близок к спектру Ферми.

**Расчет.** В системах констант БНАБ-78 [3] и МУЛЬТИК [6], используемых в расчетах, спектр усреднения  $\varphi(E)$  в исследуемой области принимался фермиевским.

С помощью подгрупповых параметров можно представить полные пропускания в виде

$$T_t^{cal}(n) = \sum_i a_i \exp(-n\sigma_{t,i}),$$

а парциальные  $T_x^{cal}(n) = \sum_i a_i \sigma_{x,i} \exp(-n\sigma_{t,i}) / \sum_i a_i \sigma_{x,i}$ , где  $a_i$  - доля подгруппы  $i$ ;  $\sigma_{t,i}$  и  $\sigma_{x,i}$  - подгрупповые полное и парциальное сечения взаимодействия соответственно. Эффективные сечения легко получаются по аналогии с экспериментальными величинами:

$$\sigma_{tt}^{cal}(n) = -\frac{1}{n} \ln [T_t^{cal}(n)]; \quad \sigma_{tx}^{cal}(n) = -\frac{1}{n} \ln [T_x^{cal}(n)].$$

В расчетах использовались нормированные подгрупповые параметры  $a_i$ ,  $k_{ti}$ ,  $k_{ei}$ ,  $k_{ci}$ ,  $k_{fi}$  из работы [2]. Подгрупповые сечения определялись произведениями

$$\sigma_{t,i} = \sigma_t k_{ti}; \quad \sigma_{e,i} = \sigma_e k_{ei}; \quad \sigma_{c,i} = \sigma_c k_{ci}; \quad \sigma_{f,i} = \sigma_f k_{fi}.$$

Здесь  $\sigma_t, \sigma_e, \sigma_c, \sigma_f$  - мультигрупповые сечения - полное, рассеяния, захвата и деления соответственно (из системы констант МУЛЬТИК), которые были получены на основе файлов оцененных нейтронных данных библиотеки ФОНД [1] с помощью пакета прикладных программ ГРУКОН [3], за исключением  $\sigma_t$  для  $^{238}\text{U}$ , которое было взято из работы [9].

Кроме того, проводились расчеты по подгрупповым параметрам системы констант БНАБ-78, а также по оцененным параметрам [10,11]. Все расчетные значения усреднялись по энергетическим интервалам согласно номенклатуре систем констант МУЛЬТИК или БНАБ соответственно.

#### Полученные результаты

Тестировка данных для  $^{238}\text{U}$ . Для основного резонансного поглотителя -  $^{238}\text{U}$  - к настоящему времени имеется несколько экспериментов по пропусканию (см. таблицу); четыре выполнены методом самонаблюдения по радиационному захвату. К процессу тестировки расчетных величин была привлечена вся совокупность указанных в таблице экспериментальных данных.

Список экспериментов по пропусканию на  $^{238}\text{U}$

| Литература | Представлено               | Область энергий, кэВ | Набор толщин, атом/б        |
|------------|----------------------------|----------------------|-----------------------------|
| [12]       | $T_t$                      | 0,46-120,0           | 11 толщин:<br>0,0047-1,030  |
| [13]       | $T_t$                      | 4,65-200,0           | 10 толщин:<br>0,0142-0,315  |
| [14]       | $T_t, T_c$                 | 10-80                | 5 толщин:<br>0,005-0,0943   |
| [15]       | $T_t, T_c$                 | 5-110                | 7 толщин:<br>0,047-0,190    |
| [16]       | $T_e$                      | 1-100                | 3 толщин:<br>0,0024-0,305   |
| [17]       | $\sigma_{tt}$              | 55 и 144             | 7 толщин:<br>0,0094-0,279   |
| [18]       | $T_t, T_c$                 | 10,2-91,9            | 5 толщин:<br>0,0076-0,0621  |
| [19]       | $\sigma_{tt}, \sigma_{tc}$ | 1,0-10,2             | 5 толщин:<br>0,0076-0,0621  |
| [20]       | $\sigma_{tt}$              | 66 и 205             | 3 толщин:<br>0,006-0,092    |
| [21]       | $T_t$                      | 24 и 144             | 15 толщин:<br>0,010-0,266   |
| [22]       | $\sigma_{tt}$              | 24,3-649,1           | 4 толщины:<br>0,0063-0,0307 |
| [23]       | $\sigma_{tt}$              | 3,04-4,0             | 4 толщины:<br>0,0237-0,140  |
| [24]       | $\sigma_{tt}$              | 24 и 144             | 8 толщин:<br>0,023-0,240    |
| [25]       | $T_c$                      | 4,0-10,0             | 4 толщины:<br>0,0038-0,0521 |
| [26]       | $T_c$                      | 4,0-5,0              | 11 толщин:<br>0,0074-0,144  |

На рис.1 приведена энергетическая зависимость расчетных и экспериментальных значений пропусканий  $T_t(E)$  для трех толщин образца. Из рисунка видно, что в целом мультигрупповая кривая неплохо описывает совокупность экспериментальных данных, особенно для малых толщин. С увеличением толщины образца наблюдается тенденция к расхождению между расчетом и экспериментом в области энергии 50–200 кэВ. В то же время, как видно из рис.2, данные, полученные методом самоиндикации по захвату, описываются хорошо по всей области энергий и для всех толщин. Если рассматривать данные только по полным пропусканиям  $T_t(E, n)$ , то складывается впечатление что полное сечение, используемое в мультигрупповых расчетах, несколько завышено в области энергий 50–200 кэВ.

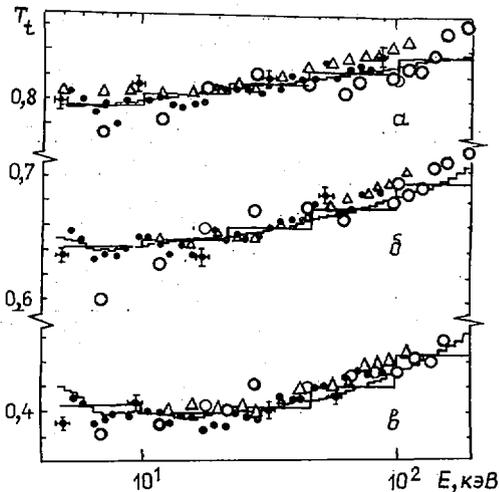


Рис.1. Энергетическая зависимость полных пропусканий  $T_t$  для разных толщин образца  $^{238}\text{U}$ , атом/ $\delta$ : а -  $n=0,0155$ ; б -  $n=0,0316$ ; в -  $n=0,0707$ . Расчет: — по МУЛЬТИК; — по БНАБ-73. Данные авторов:  $\circ$  - [18];  $\Delta$  - [13];  $\bullet$  - [13,19]

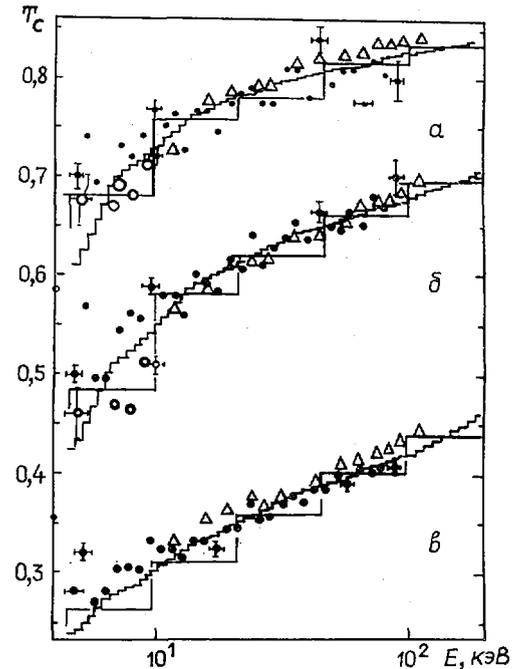


Рис.2. Энергетическая зависимость захватных пропусканий  $T_c$  для разных толщин образца  $^{238}\text{U}$ , атом/ $\delta$ : а -  $n=0,0155$ ; б -  $n=0,0316$ ; в -  $n=0,0707$ . Расчет: — по МУЛЬТИК; — по БНАБ-73. Данные авторов:  $\circ$  - [25];  $\Delta$  - [15];  $\bullet$  - [13,19]

Между тем энергетическую зависимость и полного сечения, и сечения радиационного захвата неплохо описывают экспериментальные данные (рис.3). Однако приведенные на рис.3,а экспериментальные сечения есть не что иное, как результат экстраполяции эффективного сечения  $\sigma_{tt}(n)$  к нулевой толщине. Насколько надежно может быть осуществлена такая экстраполяция, видно из рис.4, на котором показаны зависимости эффективных сечений  $\sigma_{tt}(n)$  для двух энергетических интервалов 10,0–21,5 кэВ (II-я группа БНАБ) и 21,5–46,5 кэВ (I0-я группа БНАБ). В первом из интервалов принятое в МУЛЬТИК полное сечение  $\sigma_t$  несколько ниже экспериментальных данных [18], во-втором, наоборот, превышает их (см.рис.3,а). Из рис.4 хорошо видно, что в II-й группе кривая  $\sigma_{tt}(n)$ , посчитанная по мультигрупповым параметрам, лежит ниже данных работы [18] не только при  $n \rightarrow 0$ , но и при конечных значениях  $n$ . В I0-й группе экспериментальные точки [18] лежат ниже расчета по МУЛЬТИК, за исключением первых двух точек при малой толщине  $n$ , где велики статистические погрешности и вероятность проявления невыявленных систематических погрешностей. Понятно, что результат экстраполяции к нулевой толщине, т.е. выведенное полное сечение  $\sigma_t$ , существенно зависит от того, какой будет принят закон зависимости эффективного сечения  $\sigma_{tt}(n)$ . Как видно из рис.4, определить с достаточной точностью этот закон на основе одних лишь экспериментальных данных невозможно – разброс данных слишком велик. Как правило, экстраполяция делается на основе описания

структуры сечений в терминах средних резонансных параметров. А вариация этих параметров может заметно сказаться на зависимости  $\sigma_{tt}(n)$ .

Из проведенного рассмотрения следует, что для корректной оценки средних резонансных параметров в качестве исходных данных следует использовать собственно сами пропускания  $T_t^{exp}(n)$ , а не выведенные из них полные сечения  $\sigma_t$ . Если бы на основе такого подхода удалось непротиворечиво описать имеющиеся данные о  $\sigma_c(E)$ ,  $T_t^{exp}(n, E)$  и  $T_c^{exp}(n, E)$ , то согласие между  $T_t^{exp}(n, E)$  и  $T_t^{calc}(n, E)$  при больших толщинах в области энергий 50–200 кэВ было бы обеспечено благодаря увеличению подгруппового сечения  $\sigma_{t,i}$  в подгруппе  $i$  с низкими значениями  $\sigma_{t,i}$  и  $\sigma_{c,i}$ , что проявилось бы только в  $T_t(n, E)$  при больших  $n$  и почти не отразилось бы на величине  $T_c(n, E)$ . В настоящее время, по-видимому, только одна работа [15] выполнена таким образом. Проведенное рассмотрение показывает, как нам кажется, и то, что возможности уточнения экспериментальной информации о пропусканиях  $T_t$  и  $T_c$  для  $^{238}\text{U}$  еще далеко не исчерпаны.

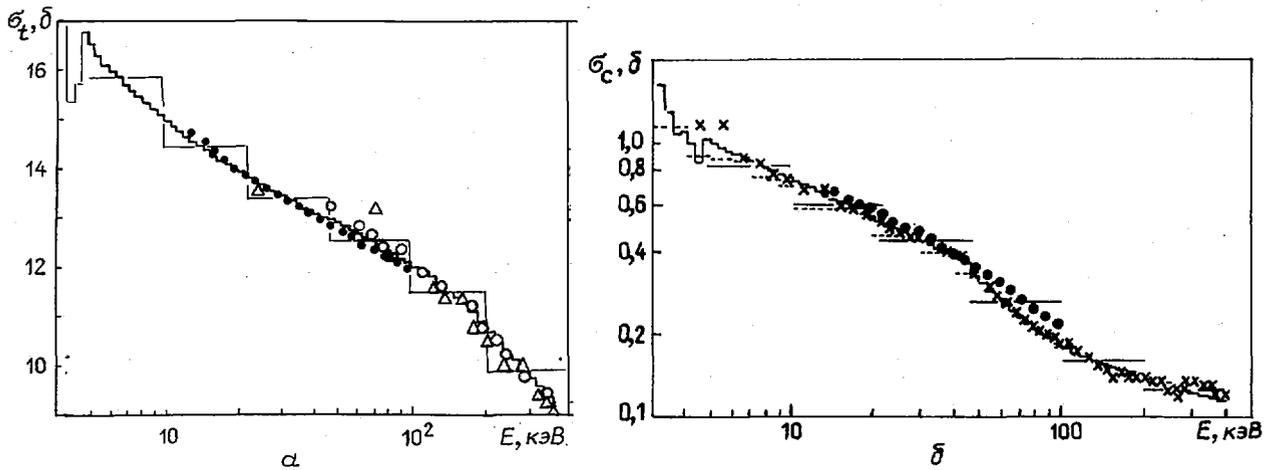


Рис.3. Энергетическая зависимость полного сечения (а) и сечения радиационного захвата (б)  $^{238}\text{U}$ . Данные:  $\square$  - МУЛЬТИК; — - БНАБ-78;  $\circ$  - [20];  $\Delta$  - [22];  $\bullet$  - [19]; - - - [28];  $\times$  - [27]

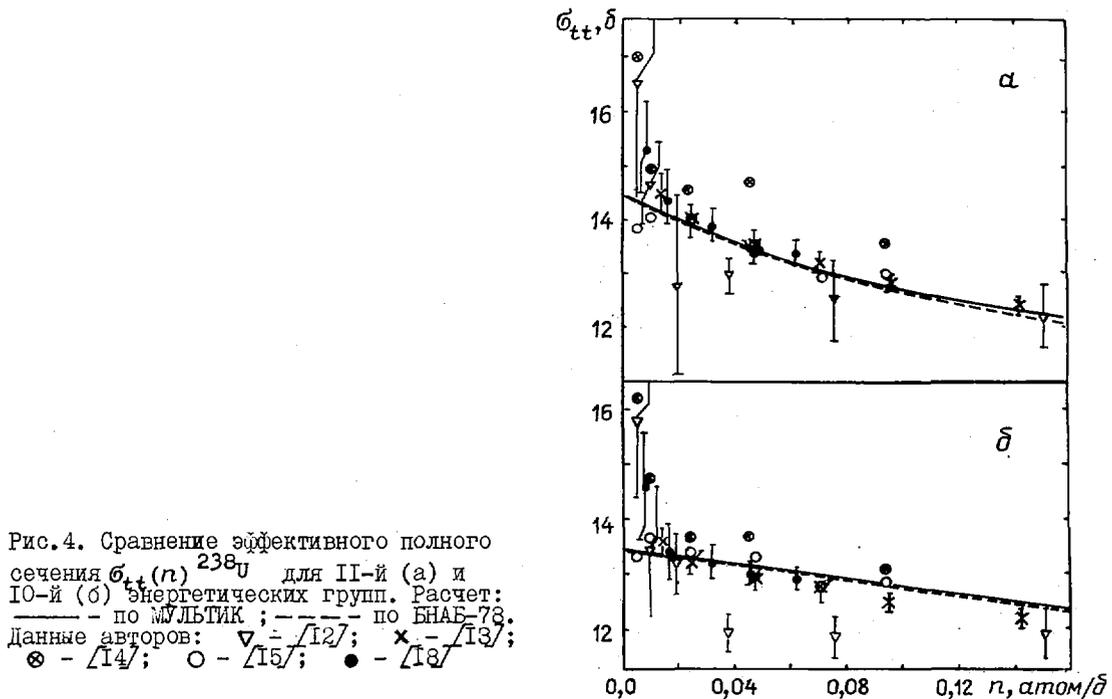


Рис.4. Сравнение эффективного полного сечения  $\sigma_{tt}(n)$   $^{238}\text{U}$  для II-й (а) и IO-й (б) энергетических групп. Расчет: — - по МУЛЬТИК; - - - по БНАБ-78. Данные авторов:  $\nabla$  - [12];  $\times$  - [13];  $\otimes$  - [14];  $\circ$  - [15];  $\bullet$  - [18]

Тестировка данных для  $^{235}\text{U}$ . Экспериментальной информации по пропусканиям для  $^{235}\text{U}$  мало: в 1969 г. были опубликованы данные по делительным пропусканиям [29], затем в 1979 г. были представлены пересмотренные данные эксперимента [30] в целях снижения погрешности старых данных. Наконец, в 1979 г. появились данные по полному и делительному пропусканиям, полученные в работе [10].

На рис.5 показано, как расчеты, выполненные по МУЛЬТИК и БНАБ-78, описывают экспериментальные эффективные сечения  $\sigma_{tt}(n)$ . Расчеты выполнялись в энергетических группах номенклатуры БНАБ. Из рисунка видно, что существующие константы МУЛЬТИК и БНАБ-78, различаясь в некоторых группах значительно, в целом не противоречат единственному эксперименту [10]. Понятно, что для дальнейшего уточнения характера расхождений нужны новые экспериментальные данные.

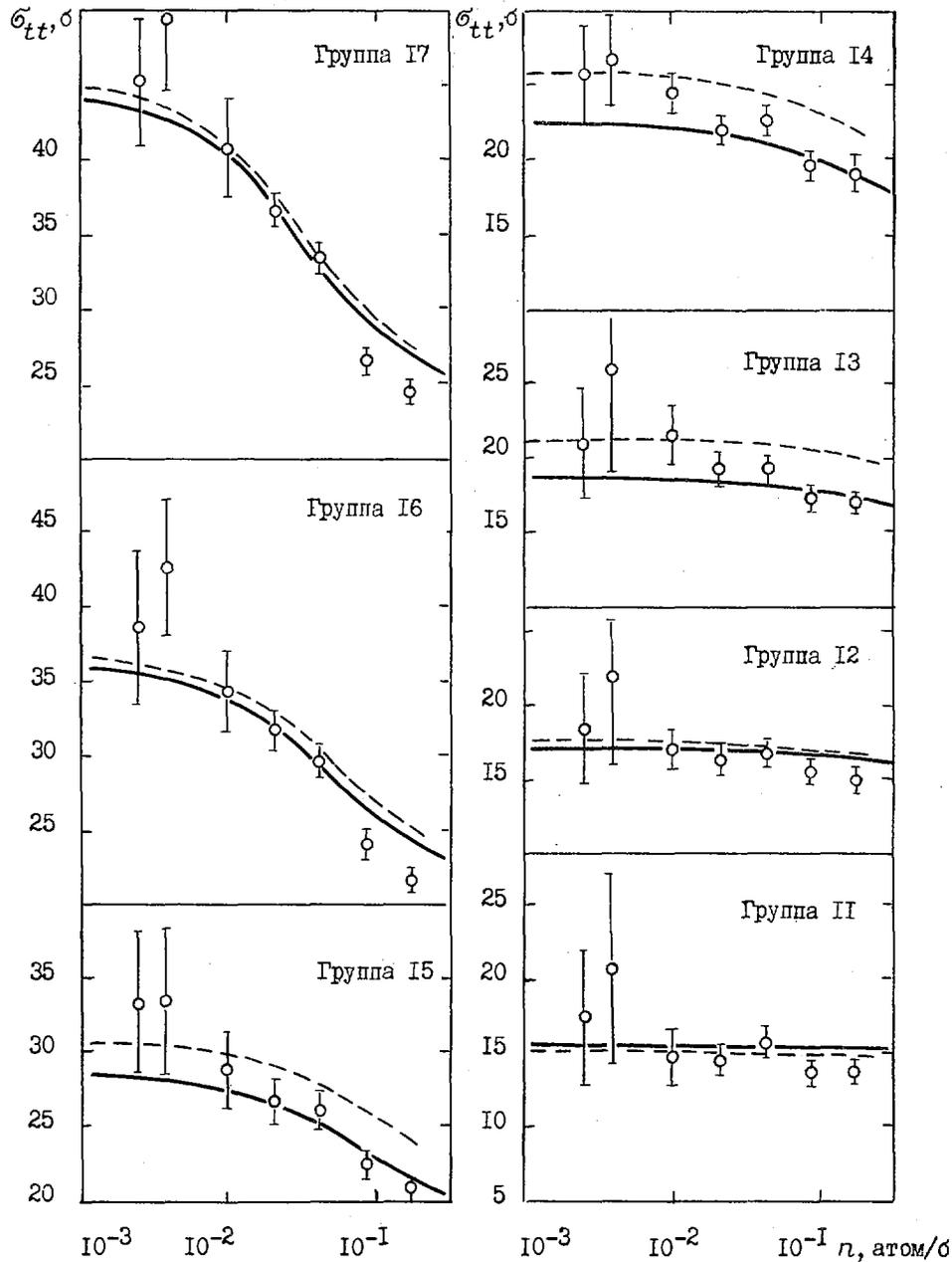


Рис.5. Сравнение эффективного полного сечения  $\sigma_{tt}(n)$   $^{235}\text{U}$  в энергетических группах. Расчет: — — по МУЛЬТИК; - - - по БНАБ-78;  $\circ$  — данные работы [10]

На рис.6 представлена зависимость эффективного сечения  $\sigma_{tf}$  от толщины исследуемого образца. Согласно данным рисунка, экспериментальные точки хорошо описываются расчетом. Мультигрупповые параметры лучше описывают эксперимент в I5, I4 и I3-й группах, чем расчеты по БНАБ-78; в I7, I6 и I2-й группах оба расчета одинаково хороши; наконец, в II-й группе система БНАБ-78 описывает экспериментальные данные, пожалуй, лучше, чем МУЛЬТИК, хотя разброс данных здесь существенно превышает расхождение между двумя расчетами.

В целом данные по пропусканиям подтверждают те представления о структуре сечений  $^{235}\text{U}$ , на которых основаны оцененные нейтронные данные, принятые в библиотеку ФОНД.

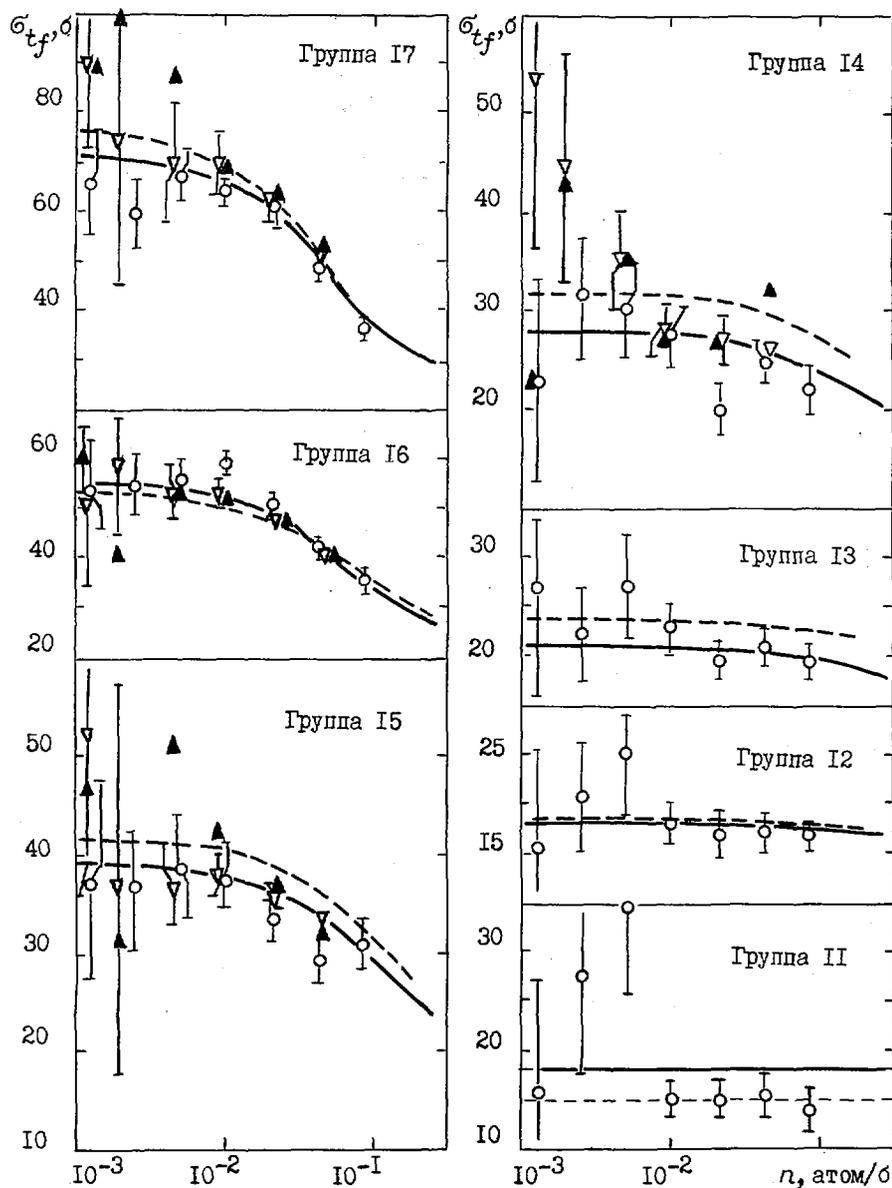


Рис.6. Сравнение эффективного сечения  $\sigma_{tf}(n)$   $^{235}\text{U}$  в энергетических группах. Расчет: — по МУЛЬТИК; — по БНАБ-78. Данные авторов:  $\circ$  - [10];  $\blacktriangle$  - [29];  $\nabla$  - [30]

Тестировка данных для  $^{239}\text{Pu}$ . К настоящему времени для  $^{239}\text{Pu}$  известны два набора экспериментальных данных: в 1967 г. были опубликованы данные по делительным пропусканиям  $T_f$  [31], а в 1979 г. появились результаты эксперимента по полному  $T_t$  и делительному  $T_f$  пропусканиям [11].

На рис.7 показано, как расчеты по МУЛЬТИК, БНАБ-78 и по подгрупповым параметрам из работы [II] описывают экспериментальную зависимость эффективного сечения  $\sigma_{tt}(n)$ . Видно, что в целом наблюдается хорошее согласие единственного эксперимента и расчетных значений, за исключением, быть может, I7-й и I6-й групп. В этих группах расчеты по параметрам [II] не проводились, так как сумма долей подгрупп в указанных энергетических группах оказалась ненормированной на единицу, а средние сечения, восстановленные по подгрупповым параметрам, не совпадают с теми, из которых получались параметры. Что же касается описания резонансной структуры в I7-й и I6-й группах, то для более корректного описания ее, по-видимому, следует использовать не две подгруппы, как это сделано в МУЛЬТИК, а три.

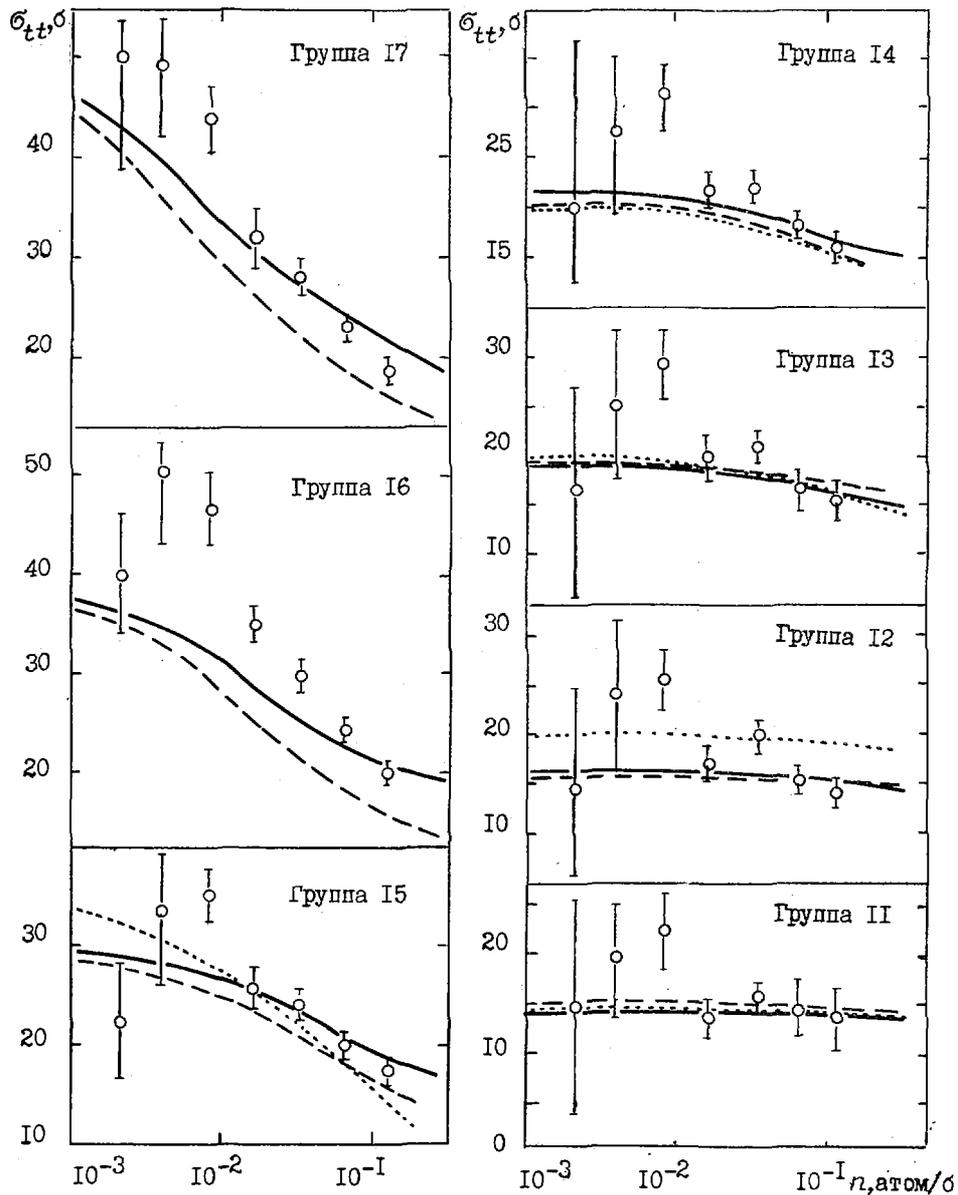


Рис.7. Сравнение эффективного полного сечения  $\sigma_{tt}(n)$   $^{239}\text{Pu}$  в энергетических группах. Расчет: — по МУЛЬТИК; - - - по БНАБ-78; ····· по работе [II]; ○ - экспериментальные данные работы [II]

На рис.8 приведено аналогичное сравнение расчетных и экспериментальных данных для  $\sigma_{tf}(n)$ . Как видно из рисунка, в этом случае лучшее согласие расчета с экспериментом наблюдается именно в низкоэнергетических группах. С увеличением энергии в группах с I5-й по I1-ю наблюдается системати-

ческое превышение экспериментальных значений  $\sigma_{tf}(n)$  над расчетными при малых толщинах образца  $n < 10^{-2}$  атом/б. Такое поведение кривой трудно понять, если структуру сечений описывать в рамках принятой модели, т.е. в терминах средних резонансных параметров. Так, оценки, выполненные совершенно независимо в работах [32] и [11] в группах с I4-й по II-ю, дают практически совпадающий ход кривой  $\sigma_{tf}(n)$ . Причем при малых толщинах кривая становится не зависящей от толщины. С этой точки зрения любопытно, что  $\sigma_{tf}^{cal}(n)$ , рассчитанная по подгрупповым параметрам БНАБ-78, обнаруживает поведение, аналогичное наблюдаемому в эксперименте. Такое поведение кривой наблюдается потому, что в БНАБ-78 отношение сечения деления максимальной и минимальной подгруппы много больше, чем это принято в современных оценках, поэтому роль подгруппы с высоким сечением особенно подчеркивается при малых толщинах образца.

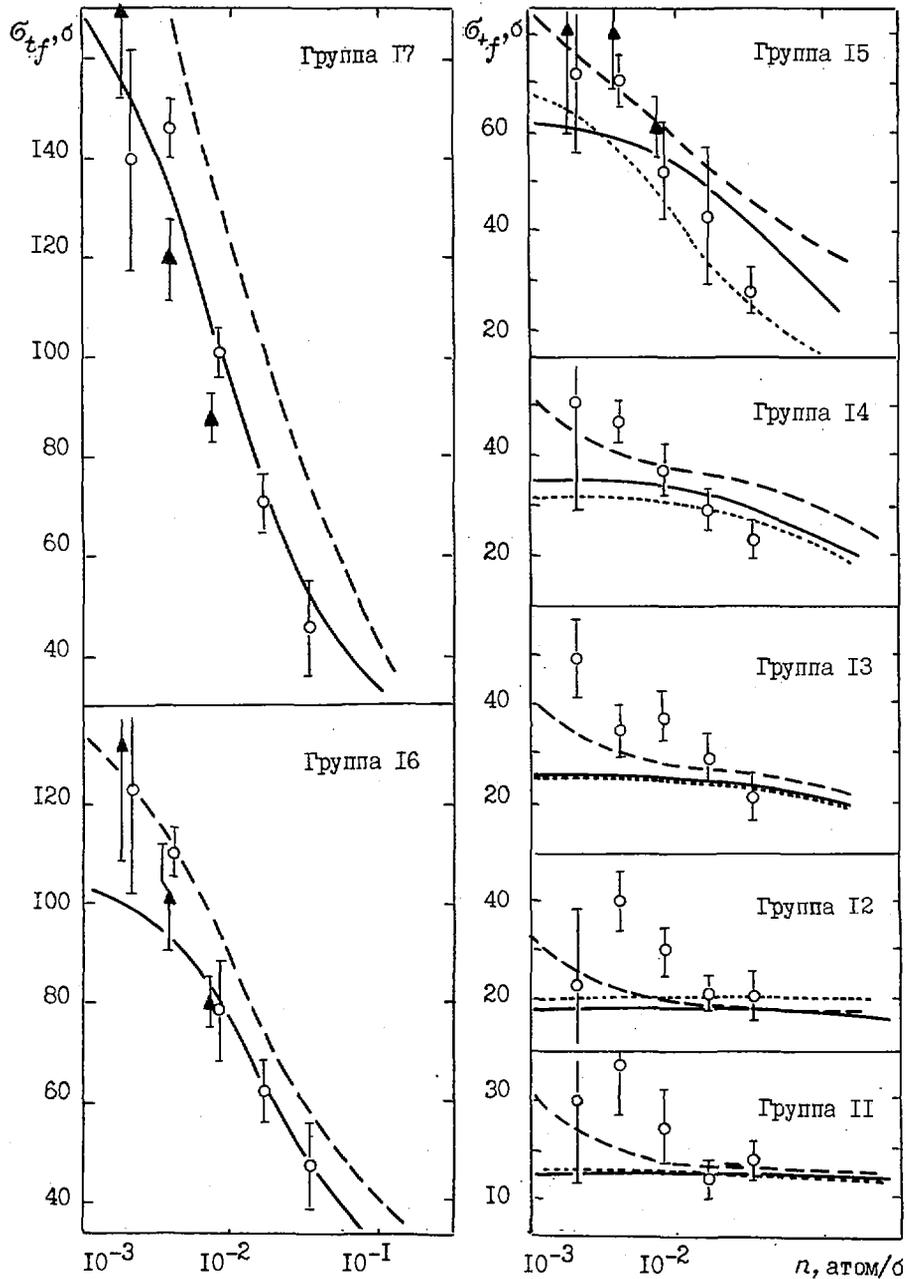


Рис. 8. Сравнение эффективного сечения  $\sigma_{tf}(n)$   $^{239}\text{Pu}$  в энергетических группах. Расчет: — по МУЛЬТИК; - - - по БНАБ-78; данные авторов: o - [11]; ▲ - [31]

Следует напомнить, что подгрупповое описание резонансной структуры сечений для  $^{239}\text{Pu}$  в БНАБ-78 сохранено тем же, что и в БНАБ-70 [33]. Подгрупповые параметры подбирались для описания зависимостей факторов самоэкранировки сечений от сечения разбавления, оцененных еще в 1962 г. Разумеется, надежность старых данных невелика и отдавать им какое-либо предпочтение по сравнению с современными оценками нет оснований. Тем более что для указанных энергетических групп наблюдается расхождение с единственным экспериментом.

В заключение следует отметить, что экспериментальные данные о функциях пропускания для  $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$  в целом подтверждают правильность тех представлений о структуре сечений этих ядер в области неразрешенных резонансов, которые были выработаны на основе экстраполяции характеристик структуры сечений из области разрешенных резонансов и теоретического описания энергетической зависимости средних сечений в самой области неразрешенных резонансов. Для  $^{235}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$  имеющихся экспериментальных данных о функциях пропускания явно недостаточно; получение новой информации здесь весьма полезно. Имеющиеся расхождения для  $^{239}\text{Pu}$  еще не настолько надежно установлены, чтобы на их основе требовать изменения используемых данных. В случае  $^{238}\text{U}$  надежность средних резонансных параметров может быть, по-видимому, существенно повышена, если при их оценке использовать экспериментальные данные о пропусканиях  $T_t(n, E)$  и  $T_c(n, E)$ , а не только о полных сечениях. Дополнительные экспериментальные данные будут полезными, если они окажутся конкурентоспособными с имеющимися.

#### Список литературы

1. Коцеев В.Н., Николаев М.Н. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. 1984. Вып.5(59). С.16.
2. Долгов Е.В., Коцеев В.Н., Синица В.В. Нейтронная физика: Материалы I Международной конференции по нейтронной физике, Киев. 14-18 сентября 1987 г. М.: ЦНИИАтоминформ. 1988. Т.1. С.382.
3. Абагян Л.П., Базазянц Н.О., Николаев М.Н., Цибуля А.М. Групповые константы для расчета реакторов и защиты. М.: Энергоиздат, 1981.
4. Takano H. e.a. JAERI Fast Reactor Group Constant. Version II: JAERI-1255. 1978.
5. Ваньков А.А., Гостева Л.С., Украинцев В.Ф. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. 1983. Вып.3(52). С.27.
6. Долгов Е.В., Савоськин М.М., Цибуля А.М. Там же. 1984. Вып.5(59). С.49.
7. Николаев М.Н., Филиппов В.В., Бондаренко И.И. Атомная энергия. 1961. Т.11. С.445.
8. Синица В.В. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. 1984. Вып.5(59). С.34.
9. Николаев М.Н., Базазянц Н.О., Горбачева Л.В. и др. Нейтронные данные для урана-238. часть 2: Препринт ОБ-70. Обнинск. 1979.
10. Ваньков А.А., Григорьев Ю.В., Украинцев В.Ф. и др. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. 1979. Вып.4(35). С.48.
11. Ваньков А.А., Григорьев Ю.В., Украинцев В.Ф. и др. Там же. 1980. Вып.2(37). С.44.
12. Vankov A.A., Grigoriev Yu.V., Nikolaev M.N. e.a. Temperature Dependence of the Cross-Section Structure of  $^{238}\text{U}$  in Unresolved Region: INDC(GCR)-16/L. 1971. P.49.
13. Филиппов В.В. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. 1985. Вып.4. С.33.
14. Кононов В.Н., Полетаев Е.Д. В кн.: Нейтронная физика: Материалы 2-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 28 мая - 1 июля 1973 г. Обнинск. 1974. Т.2. С.199.
15. Боховко М.В., Кононов В.Н., Мантуров Г.Н. и др. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. 1988. Вып.3. С.41.
16. Григорьев Ю.В., Бакалов Т., Илчев Г. Препринт ФЭИ-1216. Обнинск, 1981.
17. Литвинский Л.Л., Вертебный В.П., Либман В.А., Мурзин А.В. Атомная энергия. 1987. Т.62. Вып.3. С.192.
18. Byoun T.Y. e.a. In: Proc. Nat. Top. Meet. on New Developments in Reactor Phys. and Shielding. Sep. 12-15, 1972. New York: USAEC. P.1115.
19. Byoun T.Y. e.a. EXFOR Data. Entry-10577.
20. Poenitz W.P. e.a. Nucl. Sci. and Engng. 1981. V.78. P.333.
21. Tsang F.Y., Brügger R.M. Ibid. 1979. V.72. P.55.

22. Tsubone I. e.a. Ibid. 1984. V.88. P.579.
23. Bee N.J. In: Proc. of the IAEA Cons. Meet. on U and Pu Isotope Res. Parameters. 28 Sep. - 2 Oct. 1981. Vienna: INDC(NDS)-129/GJ. 1982. P.182.
24. Brugger R., Aminfar H. Ibid. P.271.
25. Perez R.B. e.a. Trans. Amer. Nucl. Soc. 1983. V.44. P.537.
26. Fujita Y., Kobayashi K., Yamamoto S. e.a. См. [27]. Т.2. С.195.
27. Казаков Л.Е., Кононов В.Н., Мантуров Г.Н. и др. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. 1986. Вып.3. С.37.
28. Адамчук Ю.В., Босканян М.А., Мурадян Г.В., Степанов В.А. См. [27]. Т.2. С.242.
29. Bramblett R.L., Czirr J.B. Nucl. Sci. and Engng. 1969. V.35. P.350.
30. Czirr J.B. Ibid. 1979. V.70. P.307.
31. Czirr J.B., Bramblett R.L. Ibid. 1967. V.28. P.62.
32. Коньшин В.А., Андипов Г.В., Суховицкий Е.Ш. и др. Оцененные константы урана-235. Минск: Наука и техника. 1985.
33. Орлов В.В., Троянов М.Ф., Мамонтов В.Ф. и др. Препринт ЭМИ-306. Обнинск, 1972.

Статья поступила в редакцию 23 февраля 1988 г.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ ИНДЕКС РАБОТ, ПОМЕЩЕННЫХ В НАСТОЯЩЕМ ВЫПУСКЕ,  
В МЕЖДУНАРОДНОЙ СИСТЕМЕ СИНДА

|    | Element |     | Quantity | Laboratory | Work-type | Energy (eV) |       | Page | COMMENTS                                 |
|----|---------|-----|----------|------------|-----------|-------------|-------|------|--|
|    | S       | A   |          |            |           | min         | max   |      |  |
| 1  | EU      | 151 | NG       | RI         | EXPT      | 5.0+5       | 2.2+6 | 3    | TROFIMOV. YLD IN152МЕТА, SIG(E), TBL     |
| 2  | DY      |     | NG       | FEI        | EXPT      | 5.0+3       | 4.0+5 | 8    | ВОКHOVKO+ VDG, TOP, SC, SIG(E), TBL, CFD |
| 3  | DY      | 160 | NG       | FEI        | EXPT      | 1.6+4       | 4.6+5 | 8    | ВОКHOVKO+ VDG, TOP, SC, SIG(E), TBL, CFD |
| 4  | DY      | 161 | NG       | FEI        | EXPT      | 1.6+4       | 4.6+5 | 8    | ВОКHOVKO+ VDG, TOP, SC, SIG(E), TBL, CFD |
| 5  | DY      | 162 | NG       | FEI        | EXPT      | 1.6+4       | 4.6+5 | 8    | ВОКHOVKO+ VDG, TOP, SC, SIG(E), TBL, CFD |
| 6  | DY      | 163 | NG       | FEI        | EXPT      | 1.6+4       | 4.6+5 | 8    | ВОКHOVKO+ VDG, TOP, SC, SIG(E), TBL, CFD |
| 7  | DY      | 164 | NG       | FEI        | EXPT      | 1.6+4       | 4.6+5 | 8    | ВОКHOVKO+ VDG, TOP, SC, SIG(E), TBL, CFD |
| 8  | U       | 234 | GF       | FEI        | EXPT      | 5.5+6       | 6.4+6 | 8    | BOCHAROVA+ GLAS.DET, FRAG ANGDIST, TBL   |
| 9  | U       | 238 | GF       | FEI        | EXPT      | 5.5+6       | 6.4+6 | 8    | BOCHAROVA+ GLAS.DET, FRAG ANGDIST, TBL   |
| 10 | PU      | 239 | NU       | FEI        | THEO      | 1.0-2       | 1.0+0 | 17   | GUSEJNOV+ CALC, NU-BAR VS EN, GRPH, CFD  |

СОДЕРЖАНИЕ  
сборника "Вопросы атомной науки и техники."

Серия: Ядерные константы" за 1988 г.\*

Нейтронные константы и параметры

|  |      |
|--|------|
| Хассе Р.В.<br>Новые достижения физики деления .....  | 1,3  |
| Гённенвайн Ф.<br>Диссипация энергии при спуске с барьера для низких энергий возбуждения .....  | 1,14 |
| Гусев Ю.И., Селиверстов Д.М.<br>Экспериментальное исследование динамики деления ядер .....   | 1,24 |
| Иткис М.Г., Околович В.Н., Смиренкин Г.Н.<br>О формировании массово-энергетических распределений осколков при делении<br>холодных ядер легче радия .....   | 1,33 |
| Остапенко Ю.Б., Растопчин Е.М., Смиренкин Г.Н.<br>Новые аспекты описания делимости ядер в районе свинца .....  | 1,45 |
| Адеев Г.Д., Пашкевич В.В., Писчасов Н.И., Сердюк О.И.<br>Новые результаты по формированию распределений осколков деления<br>в диффузионной модели .....  | 1,49 |
| Солякин Г.Е.<br>Коллективные движения в ядерной материи при низких и высоких энергиях .....  | 1,58 |
| Хойзенга Д.Р., Батлер М.А., Рознер Х., Байл И.Л., Датта С.С., де Суза Р.Т.,<br>Хильшер Д., Шрёдер В.У., Токе Й.<br>Реакции с массивными тяжелыми ионами .....  | 1,65 |
| Мустафа М.Г.<br>Теоретические предсказания и экспериментальная проверка барьеров деления<br>горячих вращающихся ядер .....   | 1,75 |
| Лукьянов А.А., Колесов В.В., Топков С., Янева Н.<br>Нейтронные сечения $^{239}\text{Pu}$ в области разрешенных резонансов .....  | 1,83 |
| Титаренко Н.Н., Исаков А.Г., Руденская Е.О.<br>Упругое и квазиупругое рассеяния нуклонов на ванадии .....  | 1,92 |
| Корнилов Н.В., Говердовский А.А.<br>Свойства мишеней и ядерные данные .....  | 2,52 |
| Филатенков А.А., Блинов М.В., Чуваев С.В., Саидгареев В.М.<br>Сечения образования $\lambda$ -квантов при взаимодействии нейтронов с энергией 3 МэВ<br>с ядрами $^{232}\text{Th}$ , $^{235}\text{U}$ и $^{238}\text{U}$ ..... | 2,56 |
| Аникин Г.В., Котухов И.И.<br>Исследование геометрии ядерно-оптического потенциала при рассеянии нейтронов<br>свинцом .....   | 3,3  |

\* Цифры после названия статьи обозначают номера выпусков и страниц.

|   |      |
|---|------|
| Морозов В.М., Зубов Ю.Г., Лебедева Н.С.<br>Дифференциальное сечение упругого рассеяния нейтронов вперед на уране в диапазоне энергий 0,6-120 МэВ .....  | 3,8  |
| Боховко М.В., Кононов В.Н., Мантуров Г.Н., Полетаев Е.Д., Синица В.В., Боевский А.А.<br>Измерение и анализ пропусканий и самоиндикации сечения радиационного захвата нейтронов для $^{238}\text{U}$ в области энергий 5-110 кэВ ..... | 3,11 |
| Мороговский Г.Б.<br>Переоценка резонансных параметров $^{241}\text{Pu}$ .....   | 3,17 |
| Серегин А.А.<br>Новая модель для расчетов энергий связи и радиусов атомных ядер. Энергии связи и радиусы легчайших ядер .....   | 3,20 |
| Бычков В.М., Бычкова В.В., Зеленецкий А.В.<br>"Прима-2" - программа расчета сечений ядерных реакций в рамках статистической и предравновесной моделей .....   | 3,25 |
| Трофимов Ю.Н.<br>Сечение реакции $^{151}\text{Eu}(n,\gamma)^{152m}\text{Eu}$ ( $T_{1/2} = 9,3$ ч) при энергии нейтронов 0,5-2,2 МэВ .....   | 4,3  |
| Бочарова И.Е., Ганич П.П., Рудников В.Е., Сикора Д.И., Смиренин Г.Н., Солдатов А.С., Чопоров Ю.М.<br>Угловое распределение осколков при фотоделении $^{234}\text{U}$ и $^{238}\text{U}$ в области порога .....                        | 4,5  |
| Боховко М.В., Казаков Л.Е., Кононов В.Н., Полетаев Е.Д., Тимохов В.М.<br>Сечения радиационного захвата быстрых нейтронов для изотопов диспрозия .....   | 4,8  |
| Бычков В.М., Насырова С.М., Пашенко А.Б., Пушкин С.Г., Скрипова М.В., Тимухин Г.И.<br>Банк ядерно-физических данных для обобщенного компараторного метода нейтронно-активационного анализа .....                                      | 4,14 |
| Гусейнов А.Г., Гусейнов М.А., Работнов Н.С.<br>О влиянии энергетической зависимости $\bar{\nu}(E)$ при $E$ менее 1 эВ на групповые константы $^{239}\text{Pu}$ в нижних группах .....   | 4,17 |
| <u>Ядерно-реакторные данные</u>   |      |
| Маневич Л.Г., Немировский П.Э., Юдкевич М.С.<br>Расчет интегральных характеристик запаздывающих нейтронов. Часть I. Полный выход нейтронов .....  | 2,3  |
| Маневич Л.Г., Немировский П.Э., Юдкевич М.С.<br>Расчет интегральных характеристик запаздывающих нейтронов. Часть 2. Групповые константы и реактивность .....  | 2,13 |
| Бадалов А.Ф., Копейкин В.И.<br>Энерговыделение в ядерном реакторе на один акт деления урана и плутония .....  | 2,22 |
| Трыков Л.А., Колеватов Ю.И., Семенов В.П.<br>Аномалии в прохождении $\gamma$ -излучения источника $^{60}\text{Co}$ через свинец, висмут и уран ...  | 2,26 |
| Дулин В.А.<br>Об оценке экспериментов по возмущению критичности реакторов .....   | 2,33 |
| Шимкевич И.Ю.<br>Об оптимальном использовании геометрического "расщепления" при многогрупповых расчетах водородсодержащей защиты методом Монте-Карло .....  | 2,39 |
| Кулик В.В.<br>Нейтронные параметры процесса замедления с учетом неупругого рассеяния .....  | 2,44 |

|  |      |
|--|------|
| Бондаренко И.М., Забродская А.С., Кривцов А.С., Николаев М.Н.<br>Расчет керма-факторов с использованием библиотек оцененных нейтронных данных .....  | 2,49 |
| Кощеев В.Н., Долгов Е.В., Цибуля А.М.<br>Тестировка данных о резонансной структуре сечений $^{235}\text{U}$ , $^{238}\text{U}$ и $^{239}\text{Pu}$ в области неразрешенных резонансов в экспериментах по пропусканию ..... | 4,39 |

Константы и параметры структуры ядра и ядерных реакций

|   |      |
|---|------|
| Шестопалова С.А.<br>Рекомендованные справочные данные энергетических нормалей третьего порядка в области рентгеновского и $\gamma$ -излучений .....   | 2,60 |
| Карабаш В.А., Соснин А.Н., Шорин В.С.<br>Дифференциальное сечение реакции $^{16}\text{O}(d,p_1)^{17}\text{O}^*$ в области энергии дейтронов 0,7-1,0 МэВ для задач элементного анализа ..... | 3,31 |
| Говор Л.И., Демидов А.М., Михайлов И.В.<br>Гамма-излучение из реакции $^{108}\text{Cd}(n,n'\gamma)$ .....   | 3,35 |
| Говор Л.И., Демидов А.М., Михайлов И.В.<br>Смеси мультиполей в $\gamma$ -переходах $^{128}\text{Te}$ при реакции $(n,n'\gamma)$ .....   | 3,42 |
| Варламов В.В., Сургутанов В.В., Хороненко А.А., Черняев А.П.<br>Принципы статистической оценки сечений фотоядерных реакций. Анализ и учет влияния систематических погрешностей .....        | 3,50 |
| Бобошин И.Н., Варламов В.В., Ишханов Б.С., Капитонов И.М.<br>Спектроскопические данные из файла ENSDF и одночастичные свойства ядер оболочки $1F=2P$ .....                                  | 3,59 |
| Макаренко В.Е., Чукуреев Ф.Е.<br>К вопросу об идентификации высокоспиновых состояний в ядре $^{235}\text{U}$ .....  | 4,21 |
| Берендаков С.А., Говор Л.И., Демидов А.М., Михайлов И.В.<br>Гамма-излучение из реакции $^{106}\text{Cd}(n,n'\gamma)$ .....  | 4,26 |
| Говор Л.И., Демидов А.М., Михайлов И.В., Черепанцев Ю.К.<br>Гамма-излучение из реакции $^{186}\text{W}(n,n'\gamma)$ .....   | 4,33 |

## К СВЕДЕНИЮ ЧИТАТЕЛЕЙ

Госстандартом СССР утверждены таблицы стандартных справочных данных (ССД):

Радионуклиды  $^{44}\text{Ti}$ ,  $^{44}\text{Sc}$ ,  $^{54}\text{Mn}$ ,  $^{55}\text{Fe}$ ,  $^{57}\text{Co}$ ,  $^{65}\text{Zn}$ ,  $^{109}\text{Cd}$ ,  $^{207}\text{Bi}$ ,  $^{241}\text{Am}$ .

Энергия, абсолютная интенсивность характеристического рентгеновского и низкоэнергетического гамма-излучения и период полураспада: ГСССД 108-87/В.А.Бахшизаде, И.Я.Гарзанов, В.Г.Лабушкин, В.Г.Недовесов, В.П.Чечев, Е.С.Чечева. М.: Изд-во стандартов, 1987.

Таблицы разработаны ВНИИФТРИ и Радиевым институтом им.В.Г.Хлопина. На основе критического анализа и статистической обработки наиболее точных оригинальных экспериментальных работ, опубликованных до 1987 г., по разработанной методике получены таблицы ССД. Таблицы содержат значения энергии, абсолютной интенсивности характеристического рентгеновского и низкоэнергетического  $\gamma$ -излучения и периода полураспада радионуклидов  $^{44}\text{Ti}$ ,  $^{44}\text{Sc}$ ,  $^{54}\text{Mn}$ ,  $^{55}\text{Fe}$ ,  $^{57}\text{Co}$ ,  $^{65}\text{Zn}$ ,  $^{109}\text{Cd}$ ,  $^{207}\text{Bi}$ ,  $^{241}\text{Am}$ , входящих в состав стандартных образцов "Источники рентгеновского излучения" (ГОСТ № 3113-84... 3120-84). В таблицы включены характеристики дискретного фотонного излучения с энергией 5-140 кэВ и абсолютной интенсивностью больше 0,1%. Погрешность значений периода полураспада радионуклидов и абсолютной интенсивности всех излучений приведены для доверительной вероятности 0,95, погрешности значений энергии излучений даны для  $P = 0,68$ .

Радионуклиды  $^{56}\text{Co}$ ,  $^{75}\text{Se}$ ,  $^{110\text{m}}\text{Ag}$ ,  $^{133}\text{Ba}$ ,  $^{152}\text{Eu}$ ,  $^{182}\text{Ta}$ ,  $^{192}\text{Ir}$ . Энергия, относительная и абсолютная интенсивности гамма-излучения, период полураспада: ГСССД 102-86/С.Л.Галкин, В.Н.Даниленко, С.В.Матвеев, В.Г.Недовесов, Э.К.Степанов, А.Г.Трухачева, А.И.Хованович, В.П.Чечев, Е.С.Чечева. М.: Изд-во стандартов, 1987.

Таблицы разработаны ВНИИФТРИ, Радиевым институтом им.В.Г.Хлопина и ВНИЦ МВ Госстандарта СССР. На основе критического анализа и статистической обработки результатов наиболее точных экспериментальных работ, выполненных преимущественно за последние 10 лет, по разработанной методике получены таблицы ССД. Таблицы содержат значения энергии, относительной и абсолютной интенсивностей  $\gamma$ -излучения и периода полураспада радионуклидов  $^{56}\text{Co}$ ,  $^{75}\text{Se}$ ,  $^{110\text{m}}\text{Ag}$ ,  $^{133}\text{Ba}$ ,  $^{152}\text{Eu}$ ,  $^{182}\text{Ta}$ ,  $^{192}\text{Ir}$ , широко используемых при градуировке ППД-спектрометров по энергии и эффективности регистрации. Погрешность значений характеристик приведена для доверительной вероятности  $P = 0,95$ , погрешность значений энергии - для  $P = 0,68$ .

Радионуклиды  $^{226}\text{Ra}$  в равновесии с дочерними продуктами распада ( $^{222}\text{Rn}$ ,  $^{218}\text{Po}$ ,  $^{214}\text{Po}$ ,  $^{210}\text{Po}$ ),  $^{233}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ . Энергия, абсолютная интенсивность альфа-излучения и период полураспада: ГСССД 103-87/С.А.Медведева, В.Г.Недовесов, Э.К.Степанов, В.П.Чечев, Е.С.Чечева. М.: Изд-во стандартов, 1987.

Таблицы разработаны ВНИИФТРИ и Радиевым институтом им.В.Г.Хлопина. На основе критического анализа и статистической обработки результатов наиболее точных экспериментальных работ, опубликованных до января 1986 г., по разработанной методике получены таблицы ССД. Таблицы содержат значения энергии, абсолютной интенсивности  $\alpha$ -излучения и периодов полураспада радионуклидов  $^{226}\text{Ra}$  в равновесии с дочерними продуктами распада ( $^{222}\text{Rn}$ ,  $^{218}\text{Po}$ ,  $^{214}\text{Po}$ ,  $^{210}\text{Po}$ ),  $^{233}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ , входящих в состав образцовых спектрометрических альфа-источников. Данные ССД могут быть использованы как при градуировке альфа-спектрометров, так и при аттестации самих образцовых спектрометрических альфа-источников. Погрешность значений энергии приведена для доверительной вероятности  $P = 0,68$ , погрешности абсолютной интенсивности и периода полураспада - для доверительной вероятности  $P = 0,95$ .

Таблицы продаются в магазинах стандартов. Адрес московского магазина стандартов: 127410, Москва, Путевой проезд, д.2.

УДК 539.172.4

СЕЧЕНИЕ РЕАКЦИИ  $^{151}\text{Eu}(n,\gamma)^{152\text{m}}\text{Eu}$  ( $T_{1/2}=9,3$  ч) ПРИ ЭНЕРГИИ НЕЙТРОНОВ 0,5–2,2 МэВ/Ю.Н.Трофимов. – Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1988, вып.4, с.3–5.

Соединения из европия являются перспективными материалами для органов регулирования быстрых реакторов. Методом активации в диапазоне энергий нейтронов 0,5–2,2 МэВ измерены сечения реакции  $^{151}\text{Eu}(n,\gamma)^{152\text{m}}\text{Eu}$  ( $T_{1/2}=9,3$  ч) с точностью 11–12% при 12 значениях энергии нейтронов относительно известных сечений реакций  $^{115}\text{In}(n,n')$ ,  $^{115\text{m}}\text{In}$  и  $^{197}\text{Au}(n,\gamma)^{198}\text{Au}$ . Нейтроны получали на электростатическом ускорителе при реакции  $^3\text{H}(p,n)^3\text{He}$  с использованием твердой титан-третиевой мишени. Гамма-активность продуктов реакции измеряли Ge(Li)-спектрометром, прокалиброванным эталонными  $\gamma$ -источниками (рис.1, табл.2, список лит. – 9 назв.).

УДК 539.173

УГЛОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ОСКОЛКОВ ПРИ ФОТОДЕЛЕНИИ  $^{234}\text{U}$  И  $^{238}\text{U}$  В ОБЛАСТИ ПОРОГА/И.Е.Бочарова, П.П.Ганич, В.Е.Рудников и др. – Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1988, вып.4, с.5–8.

На тормозном пучке микротрона выполнены измерения угловых распределений осколков фотоделения  $^{234}\text{U}$  и  $^{238}\text{U}$  в области максимальной энергии  $\gamma$ -квантов от 5,5 до 6,5 МэВ. Для регистрации осколков деления использовались стеклянные детекторы с визуальным подсчетом треков. Полученные значения изотропной и квадрупольной компоненты угловых распределений сравниваются с данными других работ. Анализируются некоторые расхождения (рис.2, табл.1, список лит. – 9 назв.).

УДК 539.172.4

СЕЧЕНИЯ РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ ДЛЯ ИЗОТОПОВ ДИСПРОЗИЯ/М.В.Боховко, Л.Е.Казакон, В.Н.Кононов и др. – Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1988, вып.4, с.8–14.

Представлены результаты измерения сечений радиационного захвата нейтронов для  $^{160}\text{Dy}$ – $^{164}\text{Dy}$  и его природной смеси в области энергий 20–450 кэВ. Измерения выполнены на спектрометре нейтронов по времени пролета на импульсном ускорителе Ван-де-Граафа ЭГ-1 ФЭИ (рис.2, табл.3, список лит. – 17 назв.).

УДК 539.172.4

БАНК ЯДЕРНО-ФИЗИЧЕСКИХ ДАННЫХ ДЛЯ ОБОБЩЕННОГО КОМПАРАТОРНОГО МЕТОДА НЕЙТРОННО-АКТИВАЦИОННОГО АНАЛИЗА/В.М.Бычков, С.М.Насырова, А.Б.Пашенко и др. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1988, вып.4, с.14-17.

Организована машинная библиотека ядерно-физических данных для обобщенного компараторного метода нейтронно-активационного анализа объектов окружающей среды. Рекомендованные значения ядерно-физических величин получены на основе отечественных и зарубежных оценок по состоянию на начало 1987 г. Для представления данных в компьютеризованной форме выбран унифицированный формат, разработанный и используемый в ЦЯД для автоматизации работы с различными классами данных с помощью прикладных программ (табл.2, список лит. - 7 назв.).

УДК 539.173

О ВЛИЯНИИ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ЗАВИСИМОСТИ  $\bar{\nu}(E)$  ПРИ  $E$  МЕНШЕ 1 эВ НА ГРУППОВЫЕ КОНСТАНТЫ  $^{239}\text{Pu}$  В НИЖНИХ ГРУППАХ/А.Г.Гусейнов, М.А.Гусейнов, Н.С.Работнов. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1988, вып.4, с.17-21.

Приведена расчетная оценка влияния эффекта зависимости числа мгновенных нейтронов деления  $^{239}\text{Pu}$  от энергии на значения функционалов сечений, используемых в системе констант БНАБ-26. Показано, что этот эффект приводит к заметной зависимости усредненного по максвелловскому спектру значений  $\bar{\nu}(E)$  от температуры нейтронного газа  $T$ .  $\bar{\nu}(E)$  уменьшается примерно на 1% при увеличении  $T$  от 300 до 2000К. Учет этой зависимости должен повысить точность предсказания характеристик тепловых систем с плутониевым топливом (рис.1, табл.2, список лит. - 7 назв.).

УДК 539.14

К ВОПРОСУ ОБ ИДЕНТИФИКАЦИИ ВЫСОКОСПИНОВЫХ СОСТОЯНИЙ В ЯДРЕ  $^{235}\text{U}$ /В.Е.Макаренко, Ф.Е.Чукреев. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1988, вып.4, с.21-25.

Проведен анализ результатов опыта по обнаружению высокоспиновых состояний в спектре ядра  $^{235}\text{U}$ . Предлагаемый вариант размещения наблюдавшихся  $\lambda$ -квантов охватывает низкоспиновую часть схемы уровней и не требует дополнительного введения состояний с высоким значением углового момента (рис.2, список лит. - 4 назв.).

УДК 539.14-539.17

ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЕ ИЗ РЕАКЦИИ  $^{106}\text{Cd}(n, n'\gamma)$ /С.А.Берендаков, Л.И.Говор, А.М.Демидов, И.В.Михайлов. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1988, вып.4, с.26-33.

Измерены спектр  $\gamma$ -квантов, угловые распределения и линейная поляризация  $\gamma$ -квантов из реакции  $^{106}\text{Cd}(n, n'\gamma)$  на быстрых нейтронах реактора. Составлена схема уровней, определены их характеристики. Для ряда  $\gamma$ -переходов найдены параметры смеси мультиполей (рис.1, табл.5, список лит. - 5 назв.).

УДК 539.14-539.17

ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЕ ИЗ РЕАКЦИИ  $^{186}\text{W}(n, n'\gamma)$ /Л.И.Говор, А.М.Демидов, И.В.Михайлов, Ю.К.Черепанцев. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1988, вып.4, с.33-39.

Измерены  $\gamma$ -спектр, угловые распределения и линейные поляризации  $\gamma$ -квантов из реакции  $^{186}\text{W}(n, n'\gamma)$  на быстрых нейтронах реактора. Составлена схема уровней  $^{186}\text{W}$ , определены их характеристики. Найдены величины смесей мультиполей для  $\gamma$ -переходов (табл.5, список лит. - 7 назв.).

УДК 621.039.51

ТЕСТИРОВКА ДАННЫХ О РЕЗОНАНСНОЙ СТРУКТУРЕ СЕЧЕНИЙ  $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$  И  $^{239}\text{Pu}$  В ОБЛАСТИ НЕРАЗРЕШЕННЫХ РЕЗОНАНСОВ В ЭКСПЕРИМЕНТАХ ПО ПРОПУСКАНИЮ/В.Н.Кошечев, Е.В.Долгов, А.М.Цибуля. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1988, вып.4, с.39-49.

Изложены результаты тестировки подгрупповых параметров  $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$  из мультигрупповой системы констант МУЛЬТИК в экспериментах по пропусканию. Делается вывод о непротиворечивости расчетных величин и экспериментальных данных. Подчеркивается, что для корректной оценки резонансной структуры сечений в области неразрешенных резонансов недостаточно привлечения только лишь данных о полных сечениях. Необходимо использовать результаты измерений самих функций пропускания (рис.8, табл.1, список лит. - 33 назв.).

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

---

Подписано в печать 24.II.88. Т-20652. Формат 60x84 1/8.  
Печать офсетная. Печ.л.7,5. Уч.-изд.л.7,0. Тираж 350 экз.  
Индекс 3645. 9 статей. Заказ №1780

---

Отпечатано в ЦНИАтоминформе  
127434, Москва, аб/яц 971

Гр.70к.

Индекс 3645

Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1988, вып.4. 1-53.