

вероятны. Такой вывод согласуется с данными работы [11].

Проведенные расчеты указывают на удовлетворительное согласие теоретических сечений с экспериментальными во всех тех случаях, когда известны точные схемы уровней ядер с их спинами и четностями. Исключение составляет  $Ni^{58}$ . Расхождение опытных и теоретических значений сечения возбуждения первого уровня здесь не удается объяснить с точки зрения статистических представлений. Полученные значения сечений могут быть применены при составлении системы многогрупповых констант для расчета ядерных энергетических установок и их биологической защиты.

Авторы выражают благодарность Ш. С. Николайшвили за интерес и внимание к настоящей работе, В. В. Булычеву, А. Н. Сербинову, В. А. Романову и А. П. Климову за обеспечение стабильной работы вычислительной машины и ускорительных установок.

Поступила в Редакцию 15/IV 1963 г.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Д. Л. Бродер, А. И. Лашук, И. П. Садохин. «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 25, 309 (1961).
2. I. van Loef, D. Lind. Phys. Rev., 101, 103 (1956).
3. R. M. Kiehn, C. Goodman. Phys. Rev., 95, 989 (1954).
4. D. Hughes, R. Schwartz. Neutron Cross Sections, BNL-325, 1958.
5. W. Hauser, H. Feshbach. Phys. Rev., 87, 366 (1952).
6. С. М. Ермаков, В. Е. Колесов, Г. И. Марчук. В сб. «Нейтронная физика». М., Госатомиздат, 1961, стр. 314.
7. Б. С. Желепов, Л. К. Пекер. Схемы распада радиоактивных ядер. М.—Л., Изд-во АН СССР, 1958.
8. P. Endt, C. vander Leun. Nucl. Phys., 34, 1 (1962).
9. C. Paris, W. Buechner. Comptes Rendus du Congress International de Physique Nucleaire (Paris, 1958). Paris, DUNOB, 1959.
10. Р. Д. Ей. В сб. «Ядерные реакции при малых и средних энергиях». М., Изд-во АН СССР, 1958, стр. 149.
11. N. Nath et al. Nucl. Phys., 14, 78 (1959).
12. R. Sheline, R. Harlan. Nucl. Phys., 29, 177 (1962).
13. А. Л. Андросенко, Д. Л. Бродер, А. И. Лашук. «Атомная энергия», 9, 403 (1960).

УДК 539.125.5.16.08:546.791.02.546.799.402

## Измерение $\eta$ и парциальных сечений изотопов $U^{235}$ и $Pu^{239}$ для нейтронов резонансных энергий

К. Г. Игнатьев, И. В. Кирпичников, С. И. Сухоручкин

На спектрометре нейтронов с мигающим пучком циклотрона [1] измерены значения  $\eta$  и полные нейтронные сечения изотопов  $U^{235}$  и  $Pu^{239}$ . Получены энергетические зависимости сечений деления и радиационного захвата этих элементов в области энергий нейтронов от тепловых до 20 эв для  $U^{235}$  и от 5 до 100 эв для  $Pu^{239}$ . Определены параметры значительного числа резонансов.

Измерения сечений взаимодействия медленных нейтронов с делящимися ядрами, помимо того что они имеют чисто прикладное значение, дают возможность получить сведения о свойствах ядер при средних ( $\sim 5\div 6$  Мэв) энергиях возбуждения и о процессе деления. Интересные сведения можно получить при изучении интерференционных эффектов в сечениях деления. Наличие таких эффектов было впервые отмечено в работе [2]. В работах [3—6] проведен интерференционный анализ сечений ряда изотопов, однако имеющийся эксперимен-

тальный материал позволил выполнить такой анализ только для первых резонансных уровней. Для проведения надежного анализа необходимо знать основные парциальные сечения — деления и радиационного захвата. Но в то время как измерения сечений деления посвящено большое число работ [7—12], сечения радиационного захвата не измерялись. При малых энергиях нейтронов (до 2—3 эв) сечение радиационного захвата можно получить как разность полного сечения и сечений деления и рассеяния. При больших энергиях такой способ непригоден, поскольку измерения этих сечений в большинстве случаев проводятся на установках с различным разрешением.

С целью детального изучения энергетической зависимости парциальных сечений делящихся ядер в более широком интервале энергий на спектрометре нейтронов с «мигающим» пучком циклотрона [1] были измерены значения  $\eta$

и полных нейтронных сечений изотопов  $U^{235}$  и  $Pu^{239}$ . Знания этих двух величин достаточно для получения сечений деления и радиационного захвата (предполагалось, что значение  $\nu$  постоянно), поскольку резонансным рассеянием при малых энергиях нейтронов можно пренебречь. Измерения выполнены в интервале энергий нейтронов 0,03—20 эв для  $U^{235}$  и 5—100 эв для  $Pu^{239}$  и позволили провести интерференционный анализ сечений деления для большого числа резонансов [13—14].

### Методика измерений

Величина  $\eta$  определялась методом регистрации вторичных нейтронов, полные сечения — по измерениям пропускания образцов в «хорошей» геометрии [8].

Разрешение нейтронного спектрометра в различных энергетических интервалах составляло 0,02—0,8 мксек/м. При измерениях использовался 1024-канальный временной анализатор с памятью на потенциалоскопах с шириной канала 0,2 мксек [1].

Особенность применяемого метода измерений — возможность непосредственно определить или полное сечение  $\sigma_t$  и сечение деления  $\sigma_f$  для  $n\sigma_t \ll 1$ , или величину  $\nu \frac{\sigma_f}{\sigma_t}$  для толстого образца ( $n$  — толщина образца, атом/барн). Величины радиационного сечения  $\sigma_{\text{нр}}$  и  $\eta$  получаются расчетным путем.

При вычислениях в экспериментальные данные должна вводиться поправка на взаимодействие рассеянных нейтронов с ядрами мишени. Поправка учитывала случаи одно- и двукратного рассеяния и задавалась в виде

$$A = 1 + \frac{\sigma_{sc}}{\sigma_t} (1 - k) + \left( \frac{\sigma_{sc}}{\sigma_t} \right)^2 (1 - k_1)(1 - k_2), \quad (1)$$

где  $\sigma_{sc}$  и  $\sigma_t$  — сечение рассеяния и полное сечение;  $k_1$  и  $k_2$  — доли нейтронов, уходящих из образца после первого и второго рассеяний.

Сечение рассеяния для  $Pu^{239}$  принималось постоянным, а для  $U^{235}$  медленно меняющимся; изменением энергии нейтрона при рассеянии пренебрегалось.

Графики функций  $k_1$  и  $k_2$ , полученных численным интегрированием, приведены на рис. 1. Ограничение первыми двумя членами разложения (1) обеспечивает точность вычисления величины  $\sigma$ ; 2—3% при  $\frac{\sigma_{sc}}{\sigma_t} < 0,5$ . Следующие замечания должны быть сделаны относительно надежности получаемых результатов. Наиболее точно можно определить сечение деления (при  $n\sigma_t \ll 1$ ). Сечение радиационного захвата полу-

чается вычитанием из полного сечения сечений деления и рассеяния, поэтому точность определения сечения радиационного захвата невелика, особенно для малых сечений. Это же замечание справедливо и по отношению к точности вычисления величины  $\eta$  для  $n\sigma_t < 1$  и  $\sigma_{sc} \approx \sigma_t$ , так как ошибка в принимаемом значении  $\sigma_{sc}$  и в измерениях  $\sigma_t$  прямо входит в окончательный результат.

Измерения  $\eta$  и полного сечения  $U^{235}$  были выполнены с образцом толщиной 5,6 г/см<sup>2</sup>

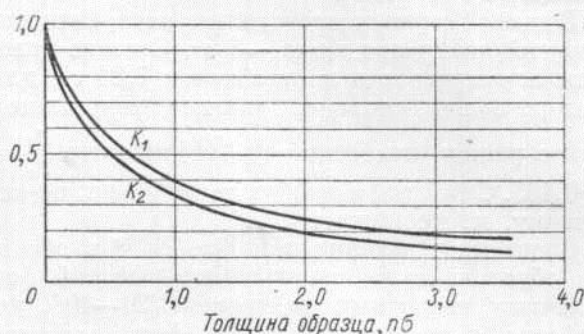


Рис. 1. Доли нейтронов, уходящих из образца после первого ( $k_1$ ) и второго ( $k_2$ ) рассеяний.

в следующих частично перекрывающихся интервалах энергий нейтронов: 0,025—2,3 эв с разрешением 0,8 мксек/м; 0,8—4,0 эв с разрешением 0,2 мксек/м; 2,1—20,0 эв с разрешением 0,03 мксек/м. Нормировка  $\eta$  была проведена для тепловых нейтронов. Принятое значение  $\eta_{\text{тепл}} = 2,07$  взято из работы [7]. Сечение рассеяния аппроксимировалось выражением  $11 + \frac{22}{(E+2,3)^2}$  барн во всем интервале энергий нейтронов [7]. Поправка на рассеяние максимальна для участков сечения между резонансами и достигает при энергиях 2,5 эв 15%, ~4,5 эв 23% и 7,5—8 эв 25%. Статистическая ошибка измерений для области малых сечений не превышала 10% и значительно ниже для больших сечений. Уровень фона счетчика быстрых нейтронов составлял 5—10% в резонансах и около 30—40% между ними\*. Для надежного исключения фона рабочие измерения в интервале энергий до 4 эв проводились с помещенным в пучок нейтронов фильтром (0,1 мм серебра). Величина эффекта в резонансе при  $E \approx 5$  эв ввиду полного поглощения нейтронов этой энергии фильтром совпадает с фоном. Измерения сечений

\* Независимость фона от номера канала (энергии медленных нейтронов) проверялась экспериментально в специальных опытах.

для энергий нейтронов 2—20 эв выполнены без фильтра; уровень фона принимался равным эффекту на месте резонанса  $U^{234}$  при 5 эв. При измерениях пропускания образцов уровень фона определялся по поглощению в резонансах  $U^{235}$  (0,3 и 8,8 эв) и  $U^{234}$  (5 эв); максимальное отношение фон/эффект не превышало 5—7%.

Сечения  $Pu^{239}$  измерялись с разрешением 0,02 мксек/м. В основных измерениях применялся образец толщиной 0,5 г/см<sup>2</sup>; для определения сечений между резонансами — образец толщиной 4,5 г/см<sup>2</sup>.

В данной серии не проводились измерения для энергий нейтронов ниже ~5 эв. Сечение деления нормировалось по резонансу 7,84 эв, для которого на основании анализа результатов более ранних измерений [9—11] принято  $\frac{\Gamma_f}{\Gamma_a} = 0,465$ . Суммарная ошибка нормировки, по-видимому, не превышает 5%.

Спонтанное деление примеси  $Pu^{240}$  в образце обуславливало сравнительно высокий фон счетчика вторичных нейтронов (20—40% от эффекта в резонансах). Учет фона особенно существен в области малых сечений, поэтому для определения сечений между резонансами проводились специальные измерения при повышенной (в ~20 раз) интенсивности потока нейтронов, но худшем разрешении (0,2 мксек/м). Уровень фона определялся с помощью фильтра (0,1 мм серебра). Фон счетчика медленных нейтронов, так же как и при измерениях сечения поглощения  $U^{235}$ , не превышал нескольких процентов.

Сечение рассеяния было принято равным 10,5 барн. Для энергий нейтронов до 30 эв максимальная ошибка в определении сечения радиационного захвата, связанная с пренебрежением резонансным рассеянием, составляет около 3% (резонанс 22,2 эв). При больших энергиях нейтронов (50—100 эв) резонансное рассеяние составляет значительную часть полного сечения, и радиационное сечение нельзя получить из измерений  $\eta$  и  $\sigma_t$ .

Использование образцов большой толщины, необходимых при измерениях сечений методом регистрации вторичных нейтронов, затрудняет определение величин сечений в максимумах резонансов. Но для выделения интерференционных эффектов существенно знание точного хода сечений на крыльях резонансов, где метод регистрации вторичных нейтронов имеет значительные преимущества. Величины сечений в максимумах получались из анализа сечений методом площадей.

### Результаты измерений

На рис. 2—5 показаны результаты измерений сечений и значений  $\eta$   $U^{235}$  для нейтронов с энергиями до 20 эв. В табл. 1 приведены значения  $\Gamma_f/\Gamma_a$ , а также величины делительных и радиационных ширин разрешенных уровней. Параметры первых 12 уровней были определены методом интерференционного анализа сечений [14]. В остальных случаях  $\Gamma_f$  определялось из энергетической зависимости  $\eta$  в предположении  $\Gamma_\gamma = 40$  мэв.

Таблица 1

Значения  $\Gamma_f/\Gamma_a$ , делительные и радиационные ширины для некоторых уровней  $U^{235}$

| $E_0$ , эв | $\frac{\eta}{v} = \frac{\Gamma_f}{\Gamma_a}$ | $\Gamma_f$ , мэв | $\Gamma_\gamma$ , мэв |
|------------|----------------------------------------------|------------------|-----------------------|
| -2,0       | —                                            | 187              | —                     |
| 0,30±0,01  | —                                            | 99±8*            | 36±3*                 |
| 1,14±0,01  | —                                            | 129±13*          | 43±5*                 |
| 2,04±0,01  | —                                            | 10±2*            | 38±4*                 |
| 2,84±0,04  | 0,80±0,15                                    | 160*             | —                     |
| 3,14±0,02  | —                                            | 79±10*           | 44±5*                 |
| 3,60±0,02  | —                                            | 43±4*            | 40±4*                 |
| 4,84±0,02  | 0,095±0,01                                   | 4                | —                     |
| 5,45±0,02  | 0,36±0,04                                    | 23               | —                     |
| 6,20±0,08  | —                                            | 270±70*          | —                     |
| 6,39±0,03  | 0,21±0,02                                    | 11               | —                     |
| 7,07±0,03  | 0,38±0,03                                    | 25               | —                     |
| 8,80±0,04  | 0,55±0,03                                    | 49               | —                     |
| 9,26±0,05  | 0,38±0,10                                    | 25               | —                     |
| 10,16±0,05 | 0,15±0,05                                    | 7                | —                     |
| 11,68±0,04 | 0,13±0,04                                    | 6                | —                     |
| 12,40±0,04 | 0,27±0,04                                    | 15               | —                     |
| 13,00±0,08 | 0,25±0,12                                    | 13               | —                     |
| 13,40±0,05 | 0,1                                          | 4                | —                     |
| 14,1±0,1   | 0,65±0,10                                    | 74               | —                     |
| 14,5±0,1   | 0,50±0,20                                    | 40               | —                     |
| 15,5±0,1   | 0,45±0,04                                    | 33               | —                     |
| 16,2±0,1   | 0,30±0,03                                    | 17               | —                     |
| 16,7±0,1   | 0,48±0,05                                    | 37               | —                     |
| 18,2±0,1   | 0,48±0,05                                    | 37               | —                     |
| 19,4±0,1   | 0,38±0,04                                    | 24               | —                     |

\* Величины  $\Gamma_f$  и  $\Gamma_\gamma$  получены из интерференционного анализа сечений. В остальных случаях принималось, что  $\Gamma_\gamma = 40$  мэв и  $\Gamma_f = \frac{40}{\eta - 1}$  мэв.

Учет интерференции между резонансами в ряде случаев заметно изменяет значения делительных ширин уровней. Так, указанного в работе [12] уровня при 5,8 эв, по-видимому, не существует, и нерегулярность в сечении деления в этой области целиком объясняется взаимной интерференцией трех резонансов: «отрица-

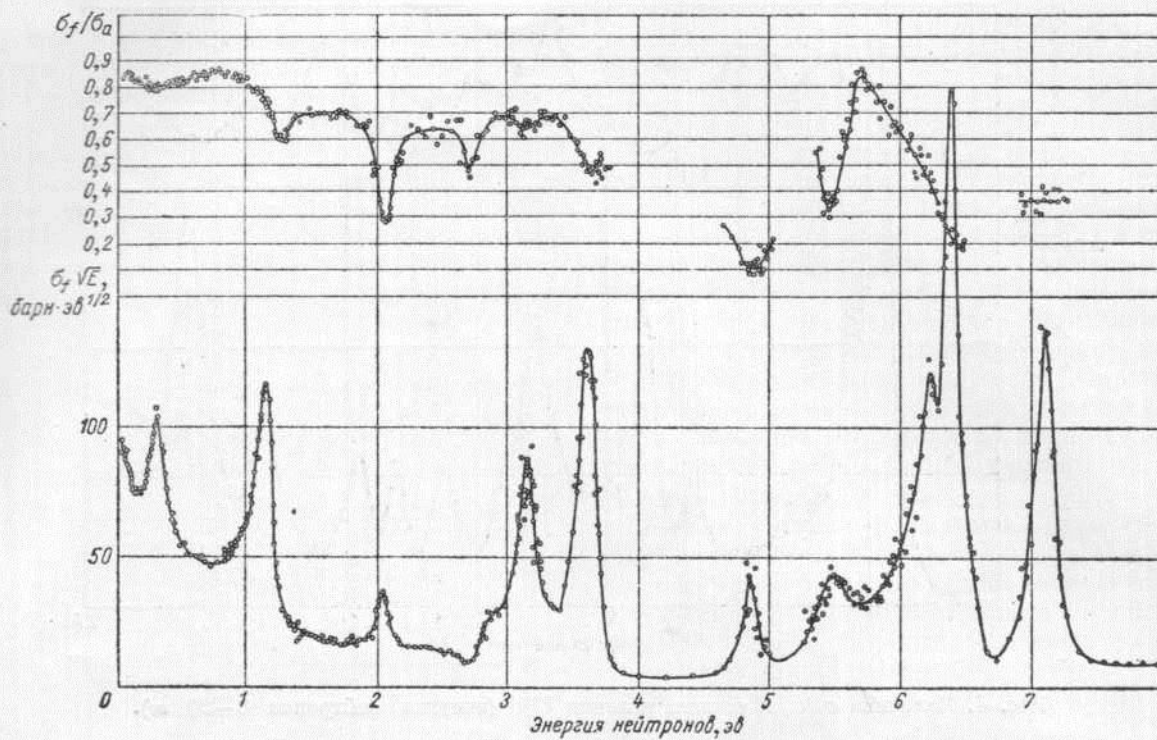


Рис. 2. Величина  $\sigma_f/\sigma_a$  и сечение деления  $U^{235}$  (энергия нейтронов 0,02—8 эв).

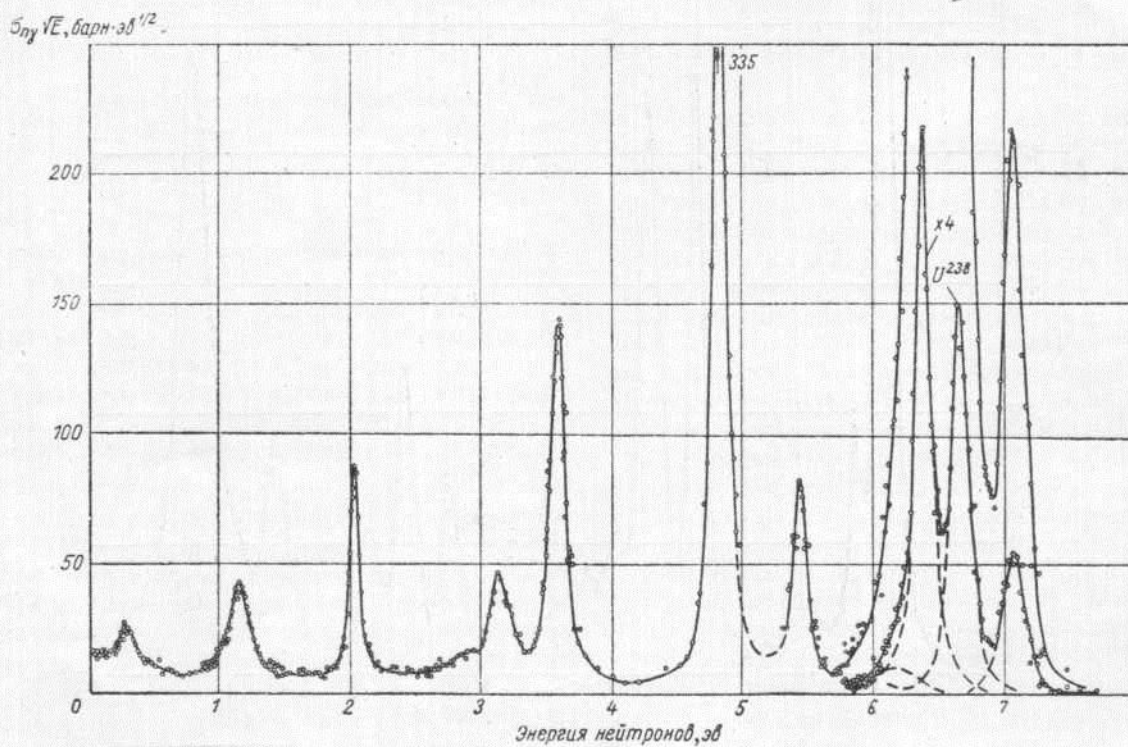


Рис. 3. Сечение радиационного захвата  $U^{235}$  (энергия нейтронов 0,02—8 эв).

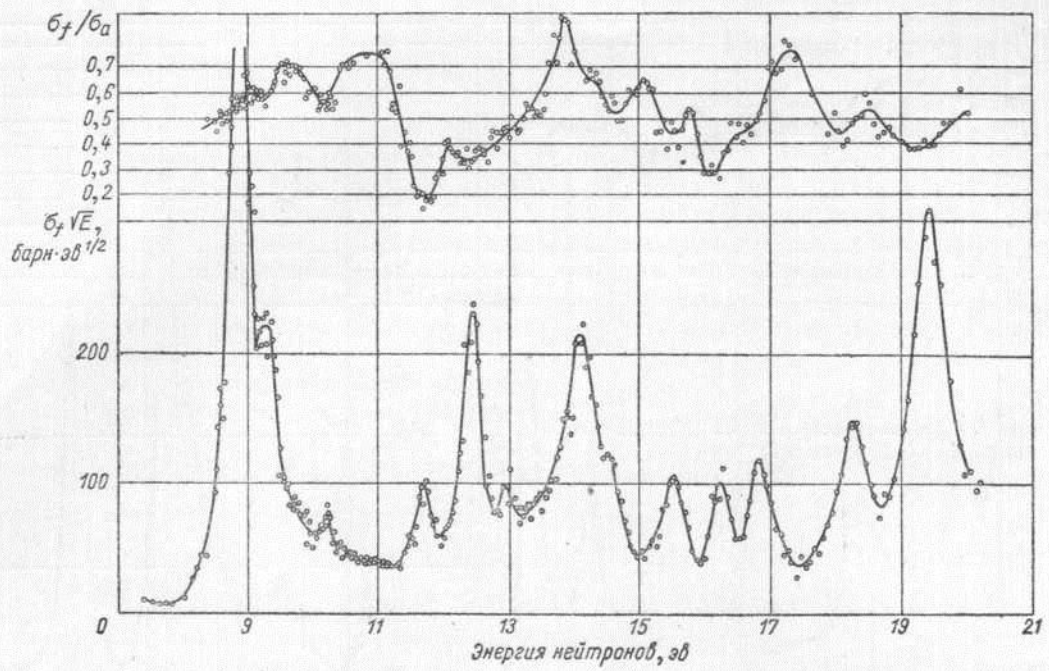


Рис. 4. Величина  $\sigma_f/\sigma_a$  и сечение деления  $U^{235}$  (энергия нейтронов 8—20 эВ).

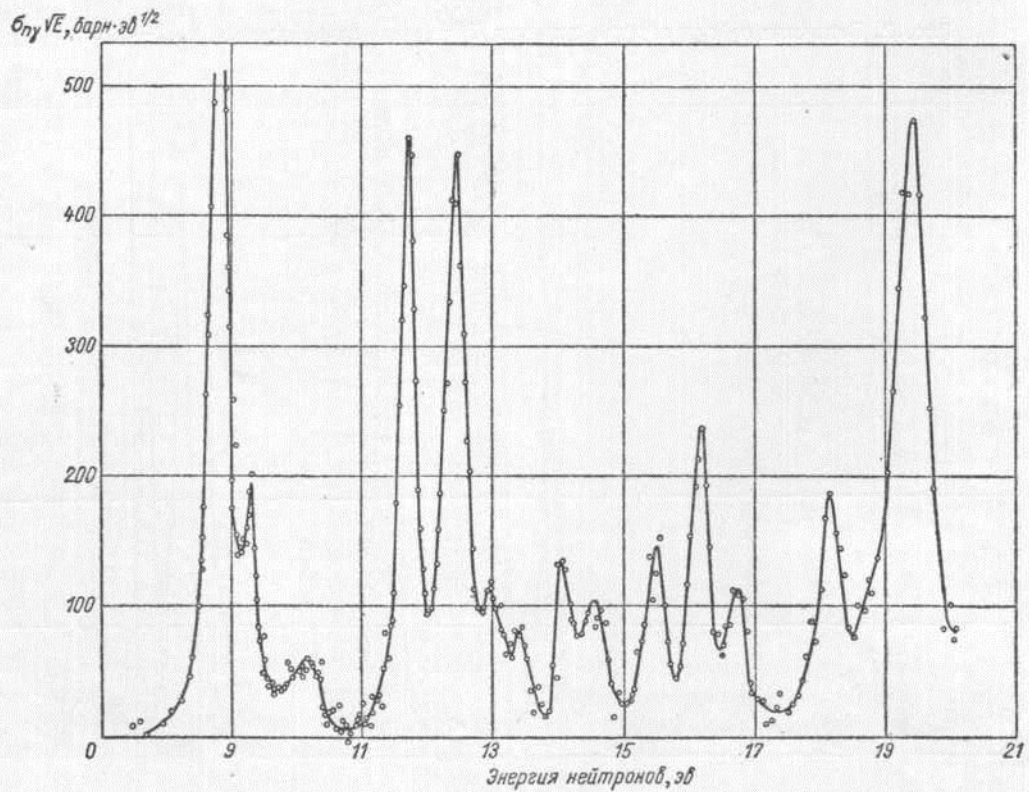


Рис. 5. Сечение радиационного захвата  $U^{235}$  (энергия нейтронов 8—20 эВ).

тельного», 6,20 и 5,45 эв. Не разрешается и уровень при 13,8 эв [12]; он отсутствует также в сечении радиационного захвата. По-видимому, в этом случае значительную роль также играют интерференционные эффекты. Напротив, при 10–12 эв зависимость сечения деления от энергии нельзя объяснить взаимной интерференцией. В работе [12] указан резонанс при 10,6 эв; делительная ширина этого уровня должна быть очень велика (не менее 0,3–0,5 эв),

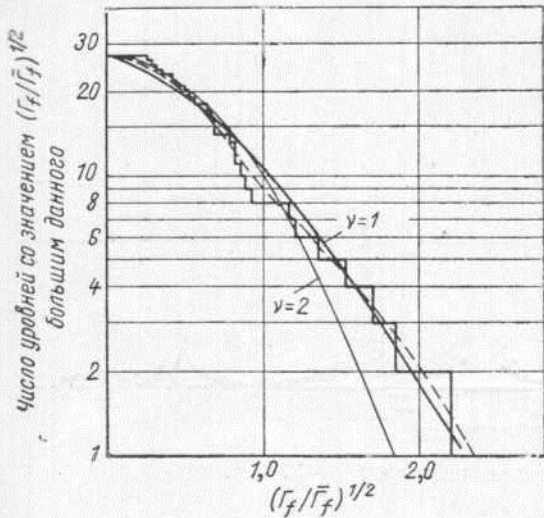


Рис. 6. Распределение делительных ширин для 26 уровней  $U^{235}$  ( $\Gamma_f = 0,055$  эв). Пунктиром показано расчетное распределение, учитывающее различие в средних делительных ширинах уровней двух моментов.

так как он не наблюдается в сечении радиационного захвата. Распределение ширин можно аппроксимировать кривыми Портера—Томаса [15] для различного числа степеней свободы (рис. 6). Согласие расчетных распределений с экспериментальными данными можно улучшить, если учесть, что число уровней  $U^{235}$  с моментами  $J$ , равными 3 и 4, примерно одинаково, и принять средние значения  $\bar{\Gamma}_f$  равными 20 и 120 Мэв для разных  $J$ . Эти значения  $\bar{\Gamma}_f$  должны рассматриваться, конечно, как весьма грубые оценки (недостаточна статистическая точность распределений, неопределенно число уровней с данным значением спина и число «открытых каналов»). При сделанных предположениях ( $N_{J=3} = N_{J=4}$  и  $\nu=2$ ) значения  $\bar{\Gamma}_f$  могут изменяться в пределах  $\sim 30\%$  без особенного ухудшения согласия расчетных кривых с экспериментальными, однако различие в средних

делительных ширинах остается весьма существенным.

Для пяти резонансов были определены величины радиационных ширин. Ранее отмечались значительные изменения  $\Gamma_\gamma$  для разных уровней  $U^{235}$  [12], выходящие за пределы экспериментальных ошибок. Полученные нами значения  $\Gamma_\gamma$  изменяются в меньших пределах, и флуктуации от уровня к уровню не превышают возможной ошибки измерений. Постоянство радиационной ширины следует из характера спектров  $\gamma$ -лучей, испускаемых при резонансном захвате нейтронов тяжелыми ядрами [16]. Сложность спектров делает маловероятными заметные флуктуации в полных радиационных ширинах. Среднее значение радиационной ширины по пяти уровням  $\bar{\Gamma}_\gamma = 40 \pm 2$  мэв.

Сечения деления и радиационного захвата  $Pu^{239}$  в области 4–27 эв приведены на рис. 7 и 8. На рис. 9 и 10 показаны полное сечение и сечение деления плутония нейтронами с энергиями 40–100 эв. На графиках даны также результаты нескольких серий измерений, проводившихся с различным разрешением и различными толщинами образцов.

В табл. 2 приведены значения  $\frac{\eta}{\nu} = \frac{\Gamma_f}{\Gamma_a}$  и  $2g\Gamma_n$  для разрешенных уровней. Величины делительных ширин получены из соотношения  $\Gamma_f = \frac{40}{\frac{\nu}{\eta} - 1}$

в предположении, что  $\Gamma_\gamma = 40$  мэв; для резонанса с  $E_0 = 15,5$  эв значение  $\Gamma_f$  найдено непосредственно из анализа сечения деления. Сравнение с данными работы [11] показывает удовлетворительное согласие результатов измерений  $\Gamma_f/\Gamma_a$  и  $2g\Gamma_n$  для резонансов до 30 эв. При больших энергиях разрешены только наиболее сильные уровни; резонанс при  $E = 90,5$  эв, возможно, принадлежит примеси  $Pu^{240}$  в образце, поскольку этот резонанс обнаруживается практически только в полном сечении.

Учет интерференционных эффектов слабо изменяет параметры уровней  $Pu^{239}$ . Это объясняется сравнительно большими расстояниями между интерферирующими уровнями; исключение составляет лишь группа уровней около 14–15 эв. Основываясь на данных работы [17] и результатах интерференционного анализа, можно провести идентификацию спинов большей части уровней  $Pu^{239}$ , лежащих ниже 30 эв. Разница в средних значениях величин делительных ширин ( $\bar{\Gamma}_f = 40$  для  $J = 0$  и  $\bar{\Gamma}_f = 160$  для  $J = 1$  [14]) в основном определяется наличием двух очень широких уровней в этой области энергий, поэто-

$\sigma_f \sqrt{E}$ , барн·эВ<sup>1/2</sup>

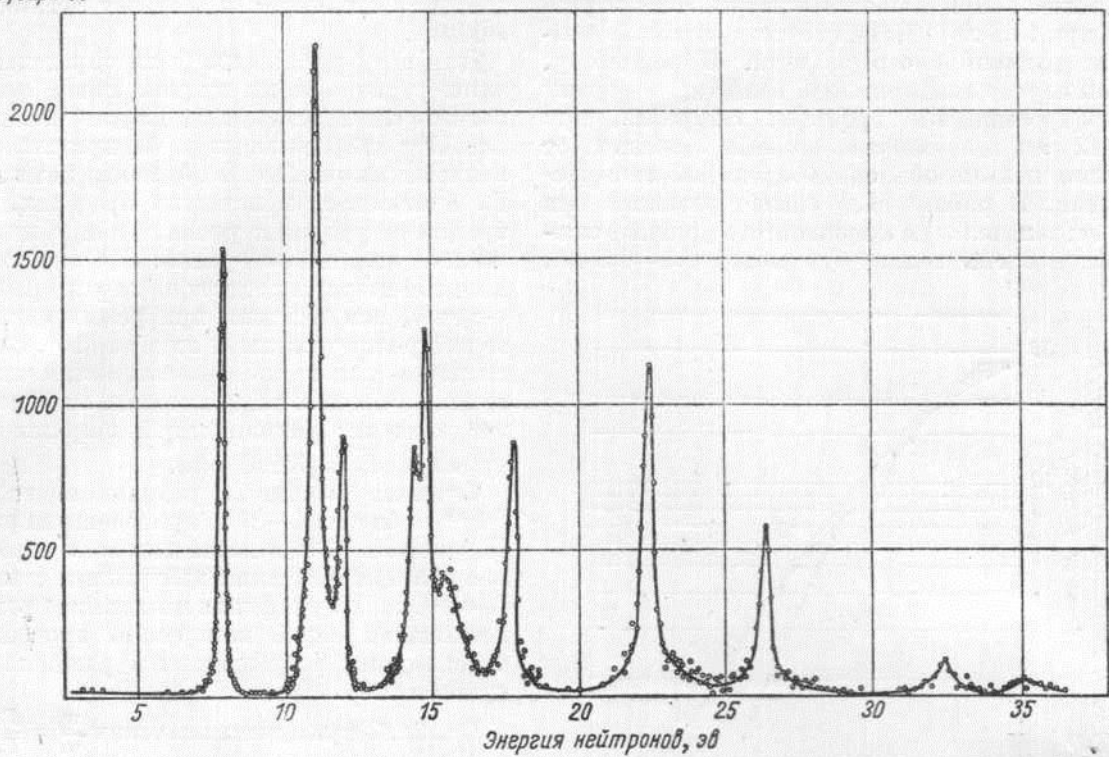


Рис. 7. Сечение деления  $\text{Pu}^{239}$  (энергия нейтронов 4—37 эВ).

$\sigma_{\text{пг}} \sqrt{E}$ , барн·эВ<sup>1/2</sup>

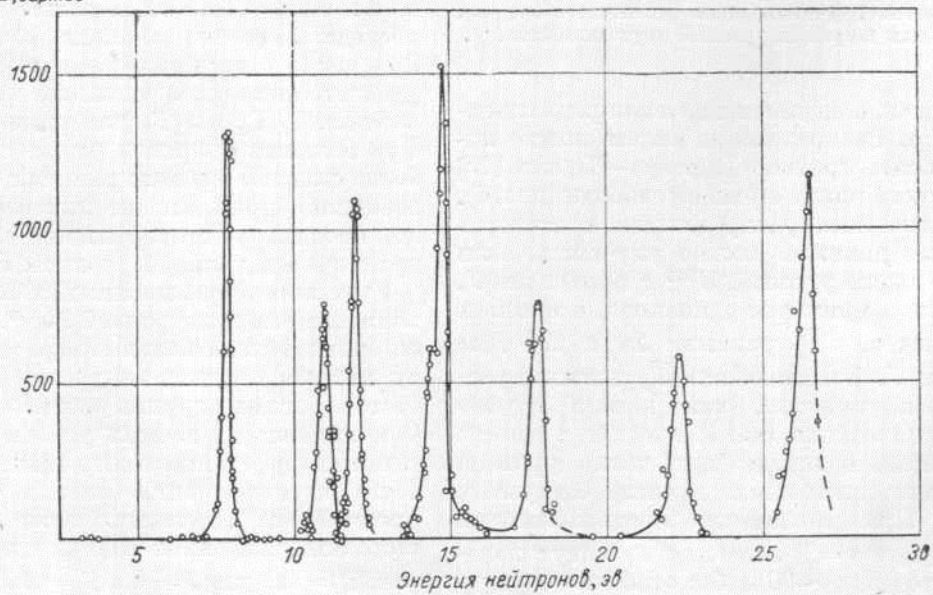


Рис. 8. Сечение радиационного захвата  $\text{Pu}^{239}$  (энергия нейтронов 4—27 эВ).

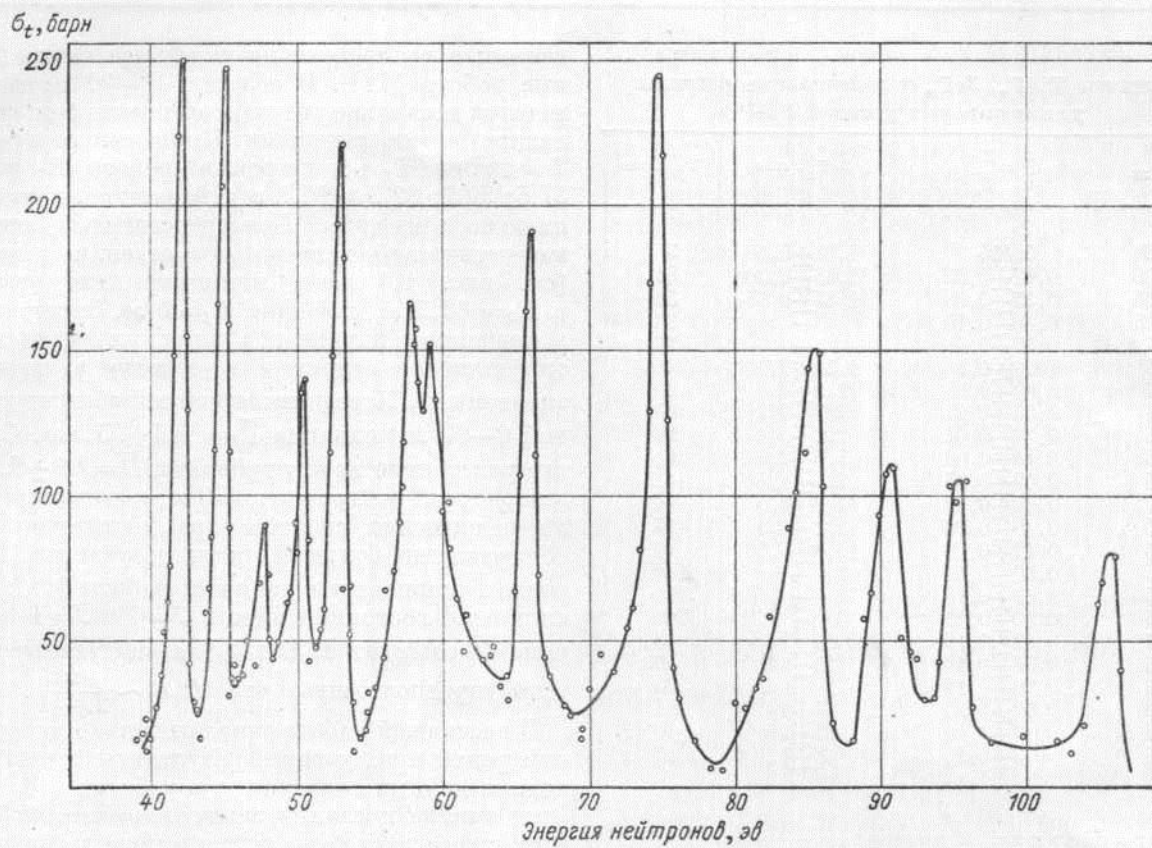


Рис. 9. Полное сечение  $\text{Pu}^{239}$ .

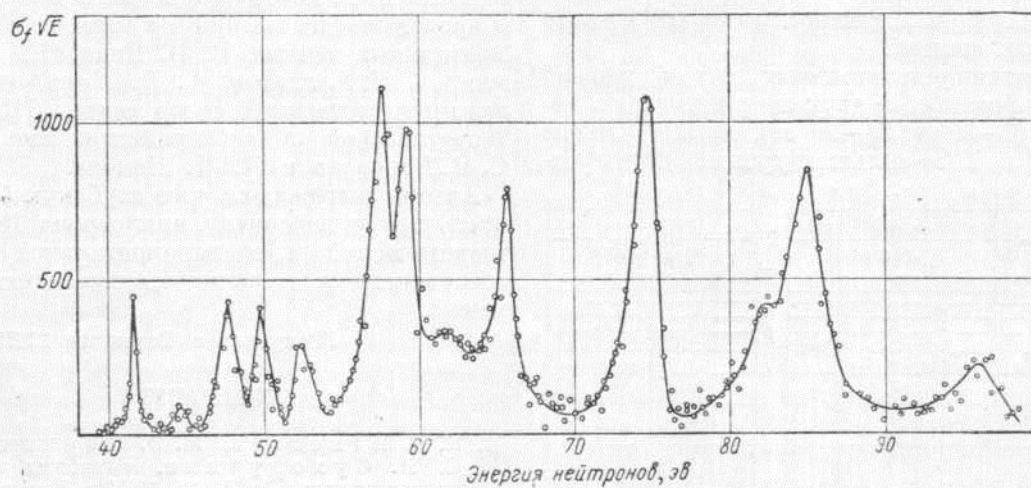


Рис. 10. Сечение деления  $\text{Pu}^{239}$ .



Таблица 2  
 Величины  $\Gamma_f/\Gamma_a$ ,  $2g\Gamma_n$  и делительные ширины  
 для некоторых уровней  $Pu^{239}$ 

| $E_0$ , эв | $\eta = \frac{\Gamma_f}{\Gamma_a}$ | $2g\Gamma_n$ , мэв | $\Gamma_f$ , мэв |
|------------|------------------------------------|--------------------|------------------|
| 7,84       | 0,465                              | $1,33 \pm 0,03$    | 35               |
| 10,95      | $0,67 \pm 0,03$                    | $2,15 \pm 0,20$    | 81               |
| 11,95      | $0,37 \pm 0,03$                    | $1,35 \pm 0,35$    | 23               |
| 14,25      | $0,46 \pm 0,10$                    | —                  | 34               |
| 14,7       | $0,37 \pm 0,08$                    | —                  | 23               |
| 15,5       | $0,9 \pm 0,1$                      | $1,34 \pm 0,20$    | (1000)           |
| 17,7       | $0,42 \pm 0,03$                    | $2,2 \pm 0,3$      | 29               |
| 22,4       | $0,55 \pm 0,02$                    | $3,3 \pm 0,3$      | 49               |
| 26,5       | $0,39 \pm 0,02$                    | $2,2 \pm 0,4$      | 25               |
| 41,5       | $0,14 \pm 0,03$                    | $5,6 \pm 2,0$      | 6,5              |
| 44,5       | $0,09 \pm 0,05$                    | $7,5 \pm 1,5$      | 4,5              |
| 47,7       | $0,65 \pm 0,20$                    | $3,0 \pm 1,0$      | 74               |
| 50,0       | $0,40 \pm 0,10$                    | $5,1 \pm 1,5$      | 27               |
| 52,3       | $0,17 \pm 0,05$                    | $10,0 \pm 5,0$     | 8                |
| 57,5       | $0,80 \pm 0,15$                    | —                  | 160              |
| 59,5       | $0,80 \pm 0,15$                    | —                  | 160              |
| 62,5       | $0,90 \pm 0,10$                    | —                  | 360              |
| 65,7       | $0,52 \pm 0,10$                    | $14 \pm 7$         | 43               |
| 74,5       | $0,55 \pm 0,10$                    | $29 \pm 14$        | 49               |
| 82,5       | $0,90 \pm 0,10$                    | —                  | 360              |
| 85,0       | $0,62 \pm 0,20$                    | $23 \pm 10$        | 65               |
| 90,5       | $0,2 \pm 0,1$                      | $21 \pm 10$        | <10 (?)          |
| 95,5       | $0,3 \pm 0,1$                      | $8 \pm 4$          | 17               |

Примечание. Приведено  $\Gamma_f = \frac{40}{\eta - 1}$  мэв.

му значительный интерес представляет привлечение данных по измерению сечений в области 50—100 эв, где расположено значительное число сильных резонансов.

Распределения делительных ширины уровней (рис. 11), лежащих в двух энергетических интервалах (0—30 и 40—90 эв), весьма сходны (между 30 и 40 эв сильных уровней не наблю-

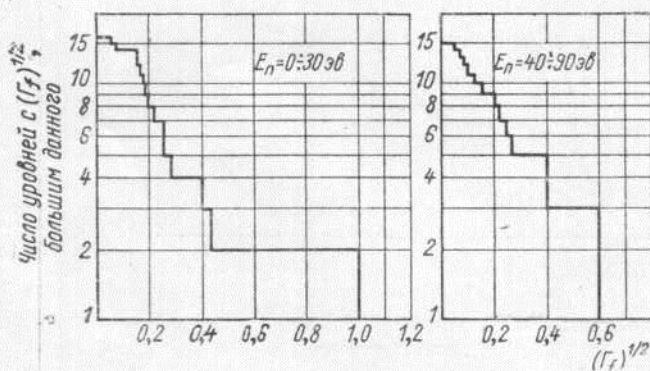


Рис. 11. Распределения делительных ширины уровней  $Pu^{239}$  для двух энергетических интервалов.

дается; в распределения включены также данные работы [11]). В области 40—90 эв также имеется несколько резонансов с очень большими делительными ширинами. Приведенные в табл. 2 величины  $\Gamma_f$  для широких уровней ( $E_0$  равно 57,5; 59,2; 62,5 и 82,5 эв), возможно, даже несколько занижены. Непосредственный анализ энергетической зависимости сечения деления (см. рис. 10) дает, например, для уровня с  $E_0 = 62,5$  эв значение  $\Gamma_f \approx 1$  эв. Неточность в значениях параметров широких резонансов определяет в основном и ошибку в среднем значении  $\bar{\Gamma}_f$ . Усредненная по всей области энергий 0—90 эв величина  $\bar{\Gamma}_f = 114 \pm 25$  мэв. Среднее расстояние между уровнями  $\bar{D} = 2,9 \pm 0,5$  эв для энергий нейтронов до 70 эв; в этом интервале разрешение спектрометра достаточно для обнаружения большей части резонансов. Значение  $\bar{D}$  совпадает с данными работы [11]; для спиновых состояний ядра с  $J=0$  и  $J=1$  величина  $\bar{D}$  составит 11,6 и 3,9 эв соответственно, если предположить, что  $D(J) \sim \frac{1}{2J+1}$ .

В настоящей работе описаны только методика измерений и полученные результаты; детальный анализ данных содержится в работах [13, 14]. Этот анализ позволил заключить, что, во-первых, существует корреляция в знаках амплитуд приведенных ширины резонансов и, во-вторых, делительная ширина сильно зависит от спина.

В заключение авторы хотели бы отметить большую помощь, которую оказали при подготовке и проведении измерений и в обработке экспериментальных данных В. В. Павлов, В. В. Ротман, А. Н. Солдатов, А. Д. Харитонов и сотрудники математического сектора Института теоретической и экспериментальной физики С. П. Боровлев и Л. И. Панова.

Авторы выражают также глубокую благодарность всему персоналу циклотрона Института теоретической и экспериментальной физики, обеспечившему возможность проведения измерений.

Поступила в Редакцию 22/IV 1963 г.

#### ЛИТЕРАТУРА

- К. Г. Игнатъев, И. В. Кирпичников, С. И. Сухоручкин. «Приборы и техника эксперимента», № 4, 25 (1959); Nuclear Electronics, v. I, International Atomic Energy Agency, Vienna, 1962, p. 215.
- В. Сейлор. В кн. «Материалы Международной конференции по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1955)». Т. 2. М., Изд-во АН СССР, 1958, стр. 175.

3. C. Reich, M. Moore. Phys. Rev., **111**, 929 (1958).
4. F. Shore, V. Sailor. Phys. Rev., **112**, 191 (1958).
5. E. Vogt. Phys. Rev., **118**, 724 (1960).
6. O. Simpson, M. Moore. Phys. Rev., **123**, 559 (1961).
7. D. Hughes, R. Schwartz. BNL-325. First and Second Editions, Suppl. I, II, 1957—1960.
8. С. Я. Никитин и др. Сессия АН СССР по мирному использованию атомной энергии (заседания отд. физ.-матем. наук). М., Изд-во АН СССР, 1955, стр. 106.
9. F. Farley. Nucl. Energy, **3**, 33 (1956).
10. V. Vladimirovsky et al. Proceedings of the Second United Nations Conference on the Peaceful uses of Atomic Energy (Geneva, 1958). Vol. XVI. Geneva, 1959, p. 304.
11. Л. Боллингер, Р. Коте, Г. Томас. В кн. «Труды Второй международной конференции по мирному использованию атомной энергии». Избр. докл. иностр. ученых. Т. 2. М., Атомиздат, 1959, стр. 123.
12. У. Хейвенс, Е. Мелконян. Там же, стр. 71.
13. К. Г. Игнатьев, П. В. Кирпичников, С. И. Сухоручкин. Материалы рабочего совещания по физике медленных нейтронов (7—12 декабря 1961 г.). Препринт ОИЯИ № 2313.
14. П. В. Кирпичников, К. Г. Игнатьев, С. И. Сухоручкин. «Атомная энергия», **16**, (1964).
15. C. Porter, R. Thomas. Phys. Rev., **104**, 483 (1956).
16. Л. В. Грошев и др. Атлас спектров  $\gamma$ -лучей радиационного захвата тепловых нейтронов. М., Атомиздат, 1958.
17. I. Fraser, R. Schwartz. Nucl. Phys., **30**, 269 (1962).



УДК 621.039.51.17:621.039.51.134

## Применение метода Монте-Карло для многогруппового расчета реакторов

А. Д. Франк-Каменецкий

Рассматривается многогрупповой двумерный расчет реактора, при котором решение кинетического уравнения в транспортном приближении для каждой группы находится методом Монте-Карло. Результаты расчетов удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными.

### Введение

Нахождение коэффициента размножения и распределения нейтронных потоков в реакторе методом Монте-Карло впервые было рассмотрено в односкоростном приближении в работах [1—4]. При практических расчетах необходимо учитывать зависимость потока и нейтронных сечений от энергии; желательно также рассматривать реакторы со сложной геометрией, так как только в таких расчетах метод Монте-Карло может быть эффективным. Для наиболее точного решения задачи следует разбить область изменения энергии нейтронов на большое число интервалов и задать в каждом интервале значения сечений деления, захвата и парциальных сечений рассеяния в зависимости от угла и вторичной энергии для каждого из присутствующих в реакторе изотопов. При каждом соударении нейтрона надо разыгрывать, с каким из имеющихся сортов ядер оно произошло, и тип взаимодействия; в случае рассеяния одновременно выясняется угол рассеяния и соответ-

ствующая потеря энергии. В такой постановке задача требует специальной подготовки сечений [5] и может быть решена на вычислительной машине с большой памятью [6]. Однако неясно, позволяют ли существующие экспериментальные данные о сечениях получить в этом случае более точные результаты, оправдывающие отступление от общепринятой многогрупповой методики.

В настоящей работе рассматривается применение метода Монте-Карло для нахождения  $K_{эфф}$  и пространственно-энергетического распределения нейтронных потоков в рамках многогруппового транспортного приближения. При этом нет необходимости хранить в памяти машины сечения каждого элемента в отдельности, так как при расчете используются макроскопические сечения  $\nu_f \Sigma_f, \Sigma_a, \Sigma_s, \Sigma_{N \rightarrow N+1}, \Sigma_{N \rightarrow N+2}, \dots$  для каждой группы и каждой зоны реактора. Рассеяние нейтронов принимается изотропным в лабораторной системе; соответственно вероятность рассеяния определяется величиной  $\sigma_s(1 - \bar{\mu})$ , где  $\bar{\mu}$  — средний косинус угла рассеяния. Вероятности переходов между группами задаются матрицей, учитывающей как упругое, так и неупругое рассеяние нейтронов. Расчет траекторий и нахождение потоков в группах проводились точно так же, как описано в работе