

Относительные фотоделимости  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{237}\text{Np}$  и  $^{239}\text{Pu}$ 

ИВАНОВ К. Н., ПЕТРЖАК К. А.

УДК 539.17

В настоящей работе изучены отношения интегральных выходов фотоделения  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{237}\text{Np}$  и  $^{239}\text{Pu}$  к интегральным выходам фотоделения  $^{238}\text{U}$  с ростом максимальной энергии тормозного излучения от 5 до 12 Мэв. Источником тормозного излучения служил бетатрон Ленинградского технологического института им. Ленсовета (ЛТИ).

Мишени  $^{235}\text{U}$ ,  $^{237}\text{Np}$  и  $^{239}\text{Pu}$  приготовлены в виде тонких слоев ( $\sim 100\text{--}200\text{ мкг/см}^2$ ) окислов этих изотопов, нанесенных на алюминиевые подложки. При такой поверхностной плотности исследуемого вещества эффективное изменение регистрации числа осколков незначительно.

Мишени  $^{232}\text{Th}$  и  $^{238}\text{U}$  приготовлены из металлических фольг, толщина которых значительно превосходит пробег осколков в материале мишени. Использование металлов в качестве мишеней вызвано малыми сечениями фотоделения этих изотопов при энергиях, соответствующих порогу деления. Число ядер в мишени  $^{238}\text{U}$  определено с привлечением величины эффективного слоя для осколков  $(1,098 \pm 0,015) \cdot 10^{19}$  атомов  $^{238}\text{U/см}^2$ , приведенной в работе [1]. Для определения числа ядер в мишени  $^{232}\text{Th}$  проведены относительные измерения. Одновременно в одинаковых геометрических условиях облучали мишени  $^{238}\text{U}$  и  $^{232}\text{Th}$  потоком нейтронов с энергией 14,1 Мэв. Акты деления в мишенях регистрировали твердотельными слюдяными детекторами. Число ядер  $^{232}\text{Th}$  рассчитывали на основе известных величин эффективного числа ядер  $^{238}\text{U}$  на 1 см<sup>2</sup> и сечений деления быстрыми нейтронами [2].

Мишени изотопов  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{237}\text{Np}$ ,  $^{239}\text{Pu}$  и  $^{238}\text{U}$  вместе с твердотельными (слюдяными) детекторами осколков монтировали в сборке, которая позволяла проводить одновременно облучение исследуемой мишени и мишени  $^{238}\text{U}$  внутренним пучком тормозного излучения бетатрона. В значения выходов фотоделения  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{235}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$  вводили поправку, учитывающую угловую анизотропию распределения осколков деле-

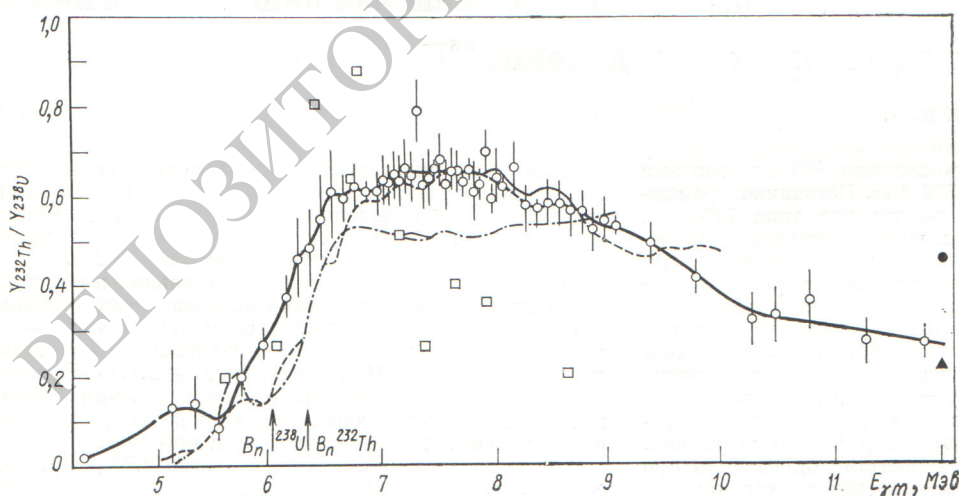
ния, при этом использовали коэффициенты, приведенные в работе [3].

Результаты отношений  $Y_i(E_{\gamma m})/Y_{^{238}\text{U}}(E_{\gamma m})$  обрабатывали в зависимости от максимальной энергии тормозного излучения. Относительные фотоделимости  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{237}\text{Np}$  и  $^{239}\text{Pu}$  показаны на рис. 1, 2, 3, 4 соответственно (здесь  $B_n$  — энергия отрыва нейтрона). На рисунках отложены удвоенные значения ошибок, содержащие энергетическую нестабильность тормозного излучения, погрешность в определении геометрического положения мишеней, эффективность регистрации осколков слюдяными детекторами, неточность определения числа ядер в мишенях и статистическую погрешность числа зарегистрированных делений. Для сравнения приведены отношения, полученные в других работах.

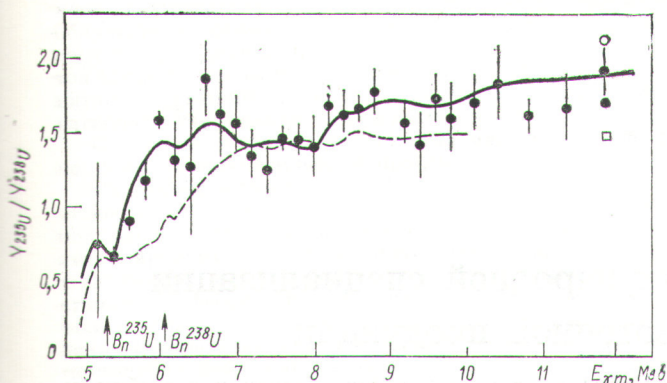
Кривые относительных функций выходов фотоделения —  $Y_i(E_{\gamma m})/Y_{^{238}\text{U}}(E_{\gamma m})$  получены из экспериментальных отношений, обработанных способом наименьших квадратов. Данный метод обработки сглаживает наблюдаемую структуру, однако в ходе кривых обнаружены максимумы (с точностью  $\pm 0,16$  Мэв) при следующих значениях максимальной энергии тормозного излучения:

| Ядро              | Положение максимумов, Мэв |
|-------------------|---------------------------|
| $^{232}\text{Th}$ | 5,3; 6,3; 6,6; 7,5; 10,8  |
| $^{235}\text{U}$  | 5,1; 6,6; 8,4             |
| $^{237}\text{Np}$ | 5,5; 6; 7,1; 8,35; 9,8    |
| $^{239}\text{Pu}$ | 6,5                       |

Полученные результаты для относительной делимости  $^{232}\text{Th}$  сравнивались с данными работ [4–7]. Общий ход относительной делимости  $^{232}\text{Th}$  в пределах ошибок не противоречит в основном результатам работы [7]. Детальное сравнение показывает различие в величинах отношений при малых энергиях возбуждения от 5 до 7 Мэв.

Рис. 1. Относительная фотоделимость  $^{232}\text{Th}$ .

○ — настоящая работа; — — —, ▲, ●, □, — · — — — данные работ [3–7] соответственно.



Р и с. 2. Относительная фотоделимость  $^{235}\text{U}$ .

● — настоящая работа; □, ○, — — — данные работ [4, 5, 7] соответственно.

Для делимости  $^{235}\text{U}$  проведено сравнение с результатами работ [4, 5, 7] (см. рис. 2). Положение максимумов коррелирует с данными работы [7]. Рост энергии тормозного излучения способствует увеличению делимости  $^{235}\text{U}$  от 0,53 до 1,93 при энергии 11,9 Мэв с переходом через единицу вблизи 5,6 Мэв. В диапазоне от 5,3 до 6 Мэв результаты настоящей работы отличаются от данных работы [7].

Измеренная величина относительной делимости  $^{237}\text{Np}$  достигает максимума 4,5 при энергии тормозного излучения 6 Мэв. В диапазоне 5—12 Мэв делимость  $^{237}\text{Np}$  в среднем в 2,5 раза выше по сравнению с  $^{238}\text{U}$ . При энергии 12 Мэв для сравнения приведено значение делимости, полученное в работе [5].

На рис. 4 представлена для сравнения делимость  $^{239}\text{Pu}$  при энергии 12 Мэв, определенная в работе [5]. Надо отметить максимум в делимости  $^{239}\text{Pu}$  при энергии 6,5 Мэв, который свидетельствует о наличии определенной структуры в сечениях реакции фотоделения  $^{239}\text{Pu}$  и  $^{238}\text{U}$ .

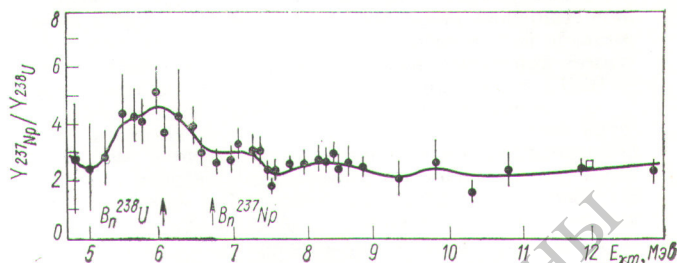
При максимальных энергиях тормозного излучения вблизи вершин барьеров деления отношения интегральных выходов представляют собой отношения сечений фотоделения указанных ядер к сечению фотоделения  $^{238}\text{U}$ , усредненных по узкой полосе энергий [7]:

$$\frac{Y_i(E_{\gamma m})}{Y_{238\text{U}}(E_{\gamma m})} = \frac{\int_0^{E_{\gamma m}} \sigma_{\gamma, f i}(E_{\gamma}) \Phi_B(E_{\gamma}, E_{\gamma m}) dE}{\int_0^{E_{\gamma m}} \sigma_{\gamma, f 238\text{U}}(E_{\gamma}) \Phi_B(E_{\gamma}, E_{\gamma m}) dE}$$

Наблюдаемая структура в относительных делимостях свидетельствует о наличии определенных структур в сечениях фотоделения  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{237}\text{Np}$  и  $^{239}\text{Pu}$ .

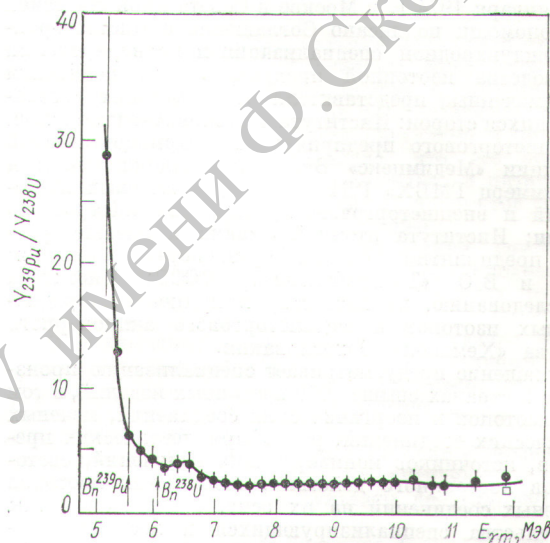
При значениях максимальной энергии тормозного излучения, соответствующих отрыву нейтронов от исследованных ядер, также наблюдалось изменение энергетической зависимости делимостей.

Поступило в Редакцию 29/X 1973 г.



Р и с. 3. Относительная фотоделимость  $^{237}\text{Np}$ .

● — настоящая работа; □ — данные работы [5].



Р и с. 4. Относительная фотоделимость  $^{239}\text{Pu}$ .

● — настоящая работа; □ — данные работы [5].

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Roberts J. «Phys. Rev.», 1968, v. 174, p. 1482.
2. Атлас нейтронных сечений. М., Атомиздат, 1959.
3. Игнатюк А. В. и др. «Ядерная физика», 1970, т. 11, с. 5, 992.
4. Mc. Elhinney J., Ogle W. «Phys. Rev.», 1951, v. 81, p. 342.
5. Huizenga J.e.a. «Phys. Rev.», 1954, v. 95, p. 1009.
6. Manfredini A. «Nuovo cimento», 1971, v. 4A, № 2, p. 421.
7. Gozani T. «Atomkernenergie», 1972, Bd. 19, S. 63.