



## Сечения деления $\text{Th}^{232}$ , $\text{U}^{233}$ , $\text{U}^{235}$ , $\text{Np}^{237}$ , $\text{U}^{238}$ нейtronами в диапазоне энергий 5—37 МэВ\*

*B. M. Панкратов*

В работе изложены результаты измерений сечений деления  $\text{Th}^{232}$ ,  $\text{U}^{233}$ ,  $\text{U}^{235}$ ,  $\text{Np}^{237}$ ,  $\text{U}^{238}$  нейтронами в диапазоне энергий 5—37 МэВ. Измерения проведены на полутораметровом циклотроне ордена Ленина Института атомной энергии им. И. В. Курчатова. Для получения нейтронов использованы реакции  $\text{D}(d, n)\text{He}^3$  и  $\text{T}(d, n)\text{He}^4$ . Селекция нейтронов по энергии осуществлена методом времени пролета. В качестве детекторов использованы газовые сцинтилляционные счетчики деления.

В работах [1, 2] изложены результаты измерений сечений деления  $\text{Th}^{232}$ ,  $\text{U}^{233}$ ,  $\text{U}^{235}$ ,  $\text{Np}^{237}$ ,  $\text{U}^{238}$ ,  $\text{Pu}^{239}$  нейтронами в диапазонах энергий 3—10 и 10—22 МэВ. В первой из этих работ измерения проводились обычным методом при помощи ионизационных камер деления, во второй — при помощи газовых сцинтилляционных счетчиков деления с применением спектрометра быстрых нейтронов по времени пролета.

В настоящей работе излагаются результаты измерений сечений деления  $\text{Th}^{232}$  и  $\text{U}^{238}$  нейтронами с энергиями 22—37 МэВ,  $\text{U}^{235}$  и  $\text{Np}^{237}$  в диапазоне энергий 22—27 МэВ и  $\text{U}^{233}$  в диапазоне энергий 10—22 МэВ. Кроме того, приводятся результаты дополнительных измерений в диапазоне энергий нейтронов 5—10,5 МэВ, проведенных с целью уточнения хода сечений, а также результаты измерений абсолютных значений сечений в диапазоне энергий 10—22 МэВ, где ранее были получены лишь относительные кривые и привязка к абсолютным значениям производилась по литературным данным, главным образом по измерениям на нейтронах с энергией 14 МэВ.

Для получения нейтронов использовались реакции  $\text{D}(d, n)\text{He}^3$  и  $\text{T}(d, n)\text{He}^4$ . Измерения проводились на полутораметровом цикло-

троне ордена Ленина Института атомной энергии им. И. В. Курчатова. Были использованы два режима работы ускорителя. В режиме с  $E_d = 9,9$  МэВ проведены измерения в диапазоне энергий нейтронов 22—27 МэВ (реакция  $\text{T}(d, n)\text{He}^4$ ) и 5—10,5 МэВ (реакция  $\text{D}(d, n)\text{He}^3$ ). Второй режим работы ускорителя с  $E_d = 19,5$  МэВ использовался для измерений в диапазоне энергий нейтронов 37—27 МэВ (реакция  $\text{T}(d, n)\text{He}^4$ ) и в диапазоне 10—22 МэВ (реакция  $\text{D}(d, n)\text{He}^3$ ).

Изменение энергии нейтронов внутри указанных диапазонов осуществлялось путем торможения дейтонов с помощью калиброванных платиновых фольг, помещаемых перед мишенью. Все измерения проводились под углом 0° по отношению к направлению пучка бомбардирующих частиц. В измерениях на нейтронах реакции  $d - \text{T}$  использовалась тритий-циркониевая мишень, а в измерениях на нейтронах реакции  $d - d$  — газовая дейтериевая мишень.

В большей части исследованного энергетического диапазона параллельно с нейтронами реакций  $\text{D}(d, n)\text{He}^3$  и  $\text{T}(d, n)\text{He}^4$  образуется большое число нейтронов, обусловленных реакциями  $\text{D}(d, pn)$ ,  $\text{T}(d, pn)$  и др. Для выделения monoэнергетических нейтронов был использован многоканальный спектрометр быстрых нейтронов по времени пролета [3]. Разрешающее время спектрометра равно 3 мксек. Для удовлетворительного выделения эффекта, соответствующего монохрома-

\* См. В. М. Панкратов. Тезисы докладов совещания по физике деления атомных ядер (18—24 апреля 1961 г.). М.—Л., Изд-во АП СССР, 1961, стр. 38.

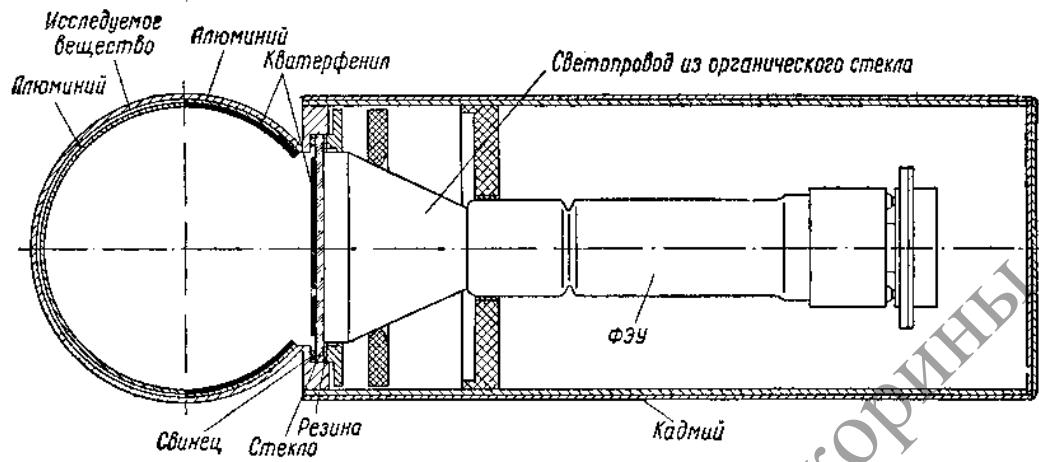


Рис. 1. Схема газового сцинтилляционного счетчика деления.

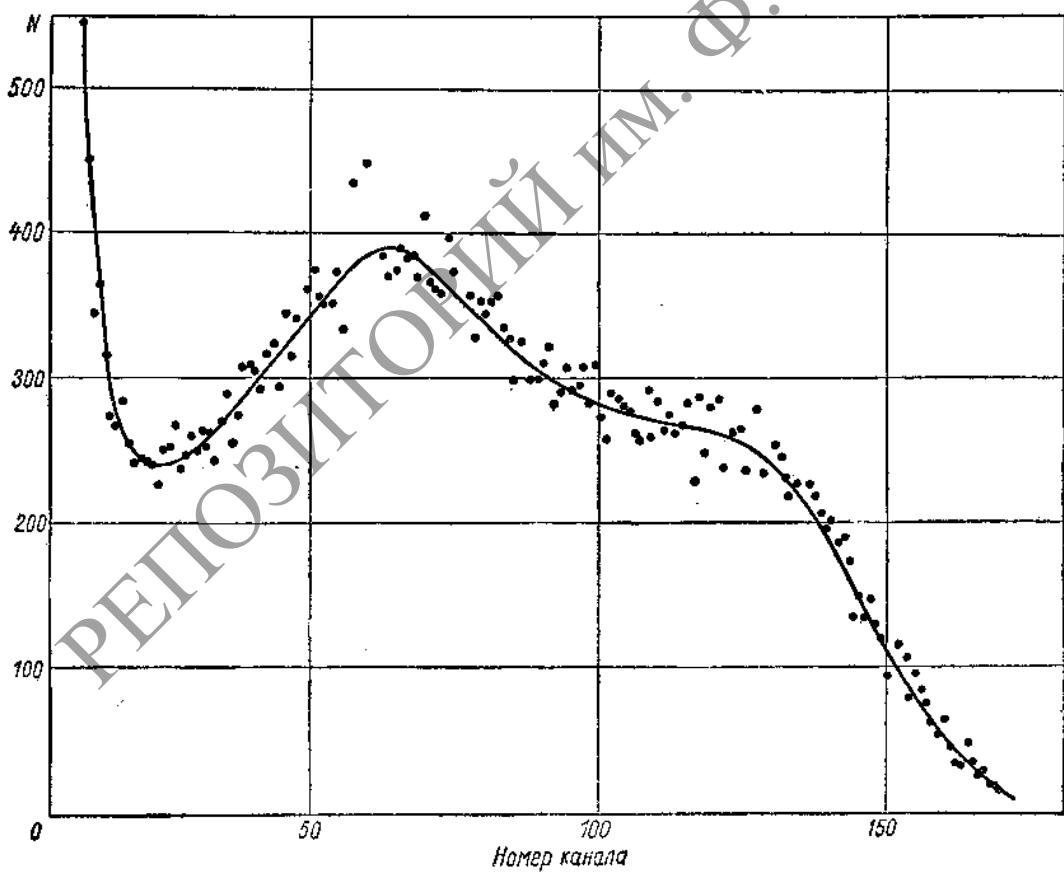


Рис. 2. Амплитудный спектр осколков деления  $\text{Th}^{232}$ .

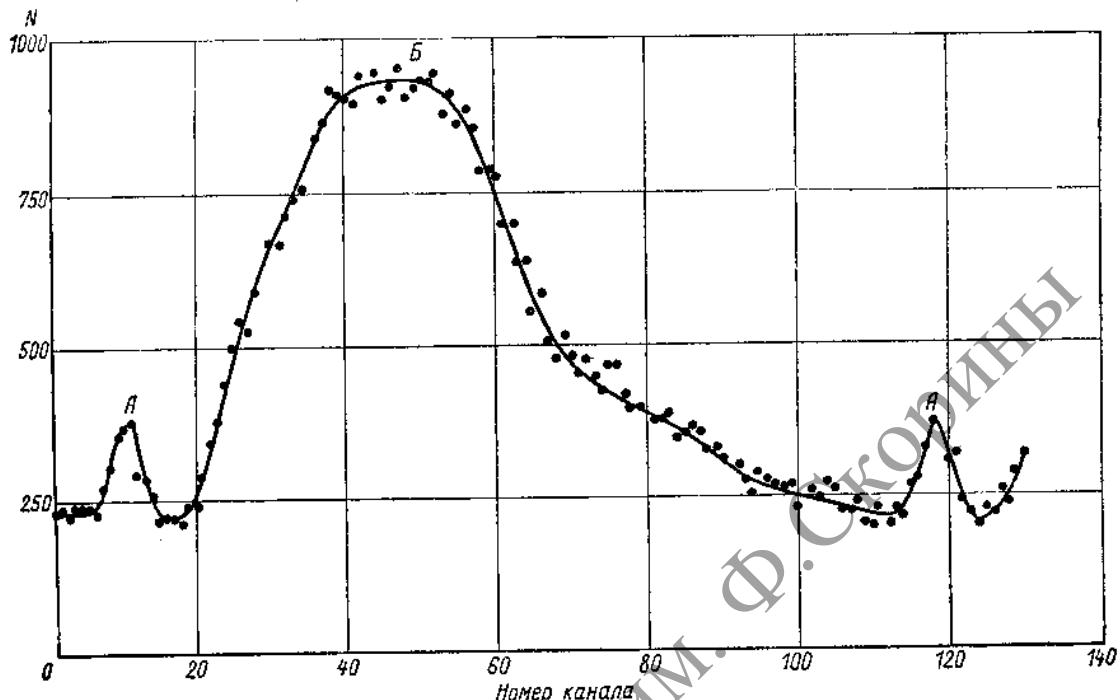


Рис. 3. Временной спектр импульсов осколков деления  $\text{U}^{233}$  нейтронами реакции  $\text{D}(d, n)\text{He}^3$ . Энергия дейтонов 19,5 МэВ; пролетное расстояние 2,7 м; А — деление нейtronами реакции  $\text{D}(d, n)\text{He}^3$ ; Б — деление нейtronами разнотяж.

тическим нейtronам, при указанном разрешении необходим быстрый детектор осколков деления, который обладает сравнительно высокой эффективностью, позволяющей проводить измерения на базе 2,5—3 м. Обычные ионизационные камеры деления и ипропорциональные счетчики здесь непригодны, так как время парастания импульса в них не меньше  $10^{-7}$  сек. Использование твердых сцинтилляторов также исключается из-за уменьшения удельного светового выхода с увеличением плотности ионизации, производимой регистрируемыми частицами. Указанный эффект делает практически невозможной дискриминацию осколков от  $\alpha$ -частиц.

В наших измерениях в качестве детекторов деления использовались газовые сцинтилляционные счетчики. Схематическое изображение счетчика приведено на рис. 1. Он представляет собой сферическую камеру диаметром 10 см со стеклянным круглым окном, к которому с помощью светопровода присоединен фотоумножитель. На внутреннюю поверхность полусфера, противоположной окну, распылением в вакууме нанесен

слой из делающегося материала толщиной 1—1,5 мг/см<sup>2</sup>, так что полный вес слоя достигает 150—180 мг. На этот слой также с помощью распыления в вакууме наносится тонкий порядка 20 мкг/см<sup>2</sup> слой алюминия. На всю остальную поверхность сферы наносится слой алюминия толщиной в несколько мг/см<sup>2</sup>. Поверх алюминия на внутреннюю поверхность камеры (правая полусфера на рисунке) наносится слой квартрафенила толщиной 30 мкг/см<sup>2</sup>. Квартрафенил напоследок также и на внутреннюю поверхность окна ( $\sim 10$  мкг/см<sup>2</sup>). Камера счетчика наполняется кислородом до давления, несколько превышающего 1 атм. В качестве детектора сцинтилляций в счетчике используется фотоумножитель типа ФЭУ-33 в обычном временному режиме. Однако в связи с большими загрузками от  $\alpha$ -частиц паджение на несколько нижних каскадов умножителя поддается от низкоомного делителя.

На рис. 2 приведен дифференциальный амплитудный спектр импульсов от осколков деления  $\text{Th}^{232}$ . При измерениях в счетчике находилось около 150 мг тория. На рис. 3

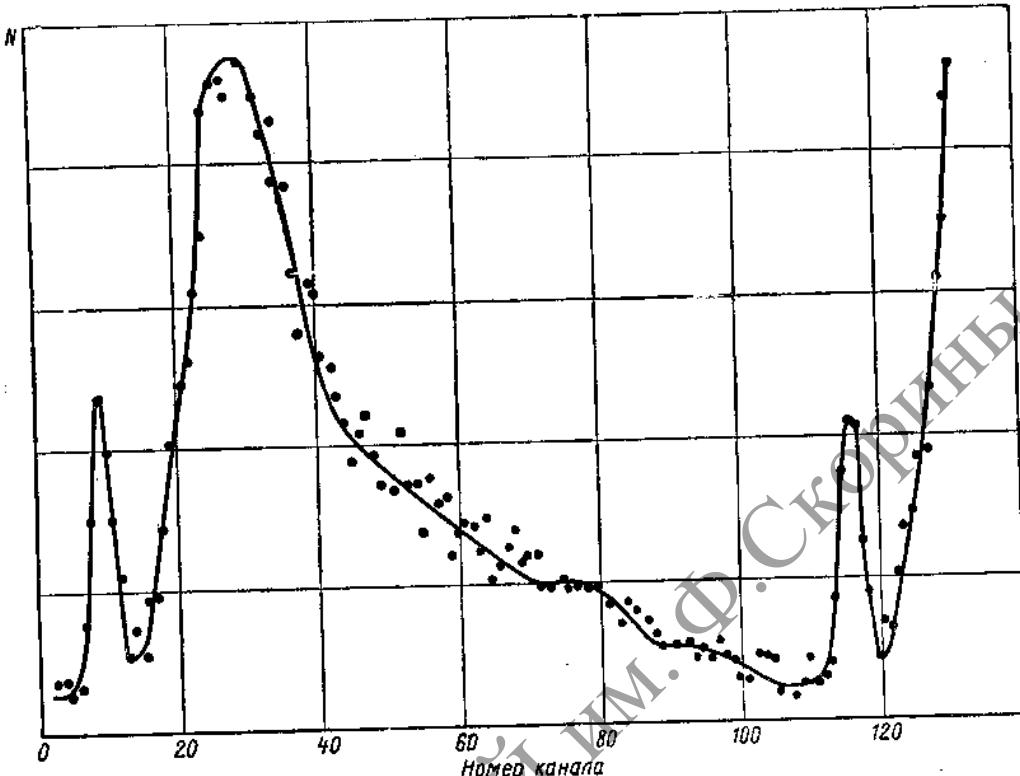


Рис. 4. Временной спектр импульсов от осколков деления №р<sup>237</sup> нейтропами реакции  
 $T(d, n) \text{He}^4$ .  
Энергия дейтона 9,9 Мэв; пролетное расстояние 1,5 м.

и 4 показаны временные спектры импульсов от осколков деления U<sup>238</sup> и №р<sup>237</sup>. Узкий пик представляет эффект, соответствующийmonoэнергетической группе нейтронов реакции  $d - T$  или  $d - d$ . Широкое силошное распределение соответствует делению пейтронами, возникающими при развале дейтона, а пьедестал пика — эффекту от рассеянных и замедленных нейтронов. Аналогичные распределения получены для всех исследованных изотопов в указанных интервалах энергий. Площадь пика соответствует полному числу актов деления, вызванных в слое нейтронами monoэнергетической группы.

Интенсивность потока нейтронов реакций D( $d, n$ )He<sup>3</sup> и T( $d, n$ )He<sup>4</sup> при различных энергиях дейтона измерялась сцинтилляционным счетчиком с кристаллом стильбена, включенным в схему спектрометра по времени пролета. Одновременно с измерением временного спектра нейтронов регистрировалось амплитудное распределение импульсов

от протонов отдачи в кристалле, причем с помощью дополнительного одноканального

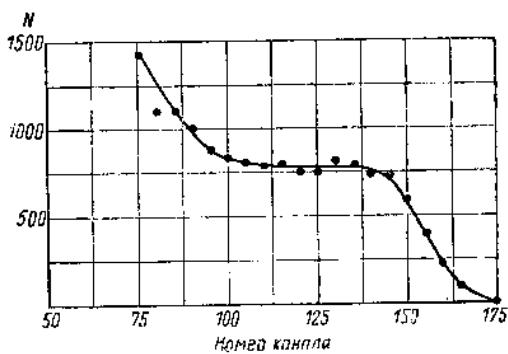
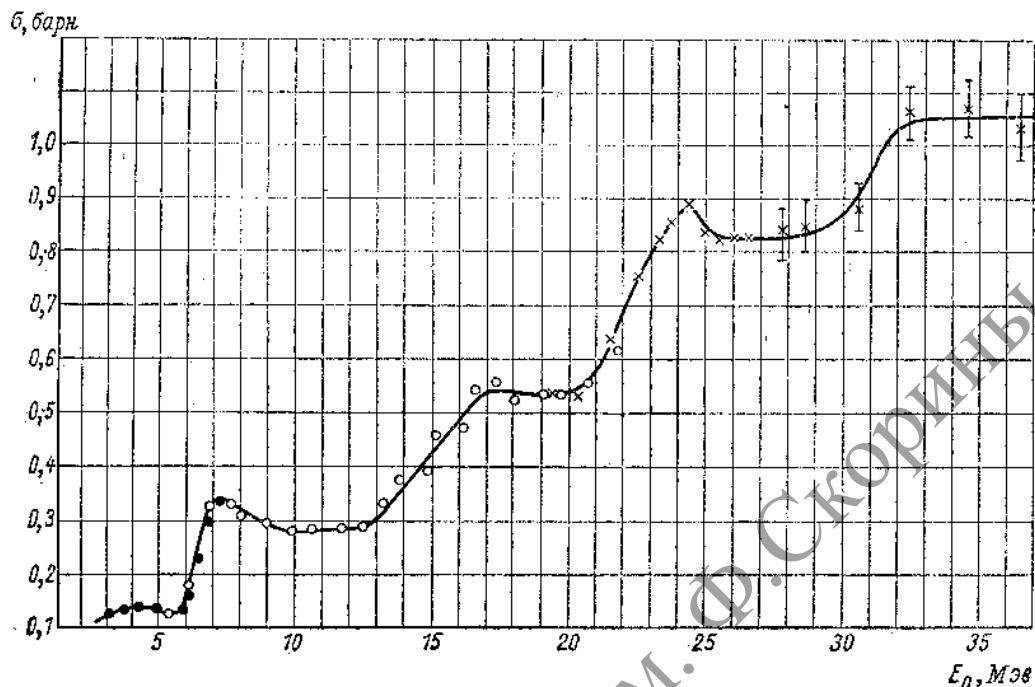


Рис. 5. Амплитудный спектр импульсов отдачи в кристалле стильбена.

временного анализатора, управлявшего схемой амплитудного анализа, выделялись лишь события, связанные с регистрацией монохро-

Рис. 6. Сечение деления  $\text{Th}^{232}$  нейтронами с энергиями 3–37 Мэв:

● – на нейтронах  $T(p,n)$   $\text{He}^3$  [1]; ○ – на нейтронах  $D(d,n)$   $\text{He}^3$ ; × – на нейтронах  $T(d,n)$   $\text{He}^4$ .

матических нейтронов реакции  $d - T$  или  $d - d$ . На рис. 5 в качестве примера представлен амплитудный спектр импульсов отдачи в кристалле стильбена при  $E_n = 36,5$  Мэв. Иллюстрация на графике соответствует прототипам отдачи; резкий подъем в мягкой части спектра обусловлен импульсами от ядер отдачи углерода и продуктов других реакций. Определение потока нейтронов по этим данным проводилось в соответствии с процедурой подробно описанной в работе [3].

Для определения абсолютных значений сечений слои счетчиков «взвешивались» в потоке моноэнергетических нейтронов реакции  $T(p,n)\text{He}^3$  с энергией 3,4 Мэв, где для всех указанных изотопов сечения деления хорошо известны. Все измерения при взвешивании проводились в условиях, полностью подобных условиям основных измерений. Сечения деления при  $E_n = 3,4$  Мэв были приняты для  $\text{Th}^{232}$ ,  $\text{U}^{235}$ ,  $\text{Np}^{237}$  и  $\text{U}^{238}$  равными 0,435 [4]; 1,23 [2]; 1,62 [2] и 0,55 [2] барн, соответственно. Камеру с  $\text{U}^{233}$  не взвешивали, и привязка сделана по данным для нейтронов с энергией 10 Мэв [5].

На рис. 6–10 представлены результаты измерений сечений деления. Общая точность измерений в диапазоне 5–27 Мэв не хуже 5%. В диапазоне 27–37 Мэв точность измерений не хуже 10%. Увеличение погрешности связано здесь с увеличением фонов и некоторой неопределенностью в способе их определения. Энергетическое разрешение определяется в основном толщиной мишени и составляет в диапазоне энергий нейтронов 5–10,5 Мэв от 500 до 300 кэв, в диапазоне 10–22 Мэв от 700 до 250 кэв, в диапазоне 22–37 Мэв от 1 Мэв до 300 кэв. В диапазоне энергий 3–8,5 Мэв на рис. 6–10, а также на рис. 11 для  $\text{Pu}^{239}$  приведены результаты измерений, опубликованные в работе [1]. В кривые работы [1] внесены исправления, связанные с более правильным учетом эффективности всеволнового счетчика, с помощью которого проводились измерения потока нейтронов.

Общим для всех изотопов в исследованном диапазоне энергий является ступенеобразный рост сечения деления с увеличением энергии. На этом общем фоне наблюдаются нерегулярности, характеризующиеся срав-

$\sigma$ , барн

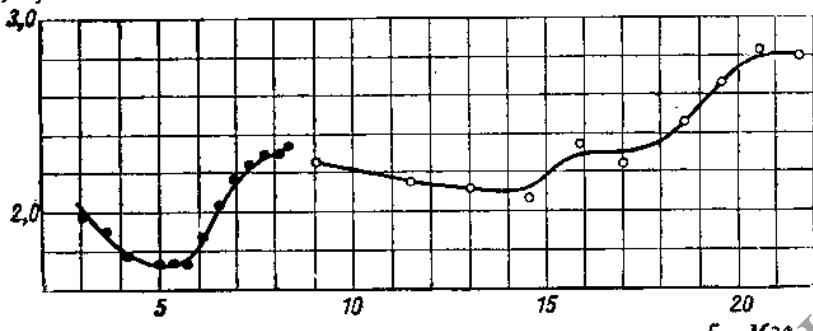


Рис. 7. Сечение деления  $U^{233}$  нейтронами с энергиами 3—22 МэВ:

● — на нейтронах  $T(p, n) \text{He}^3$ ; ○ — на нейтронах  $D(d, n) \text{He}^3$ .

$\sigma$ , барн

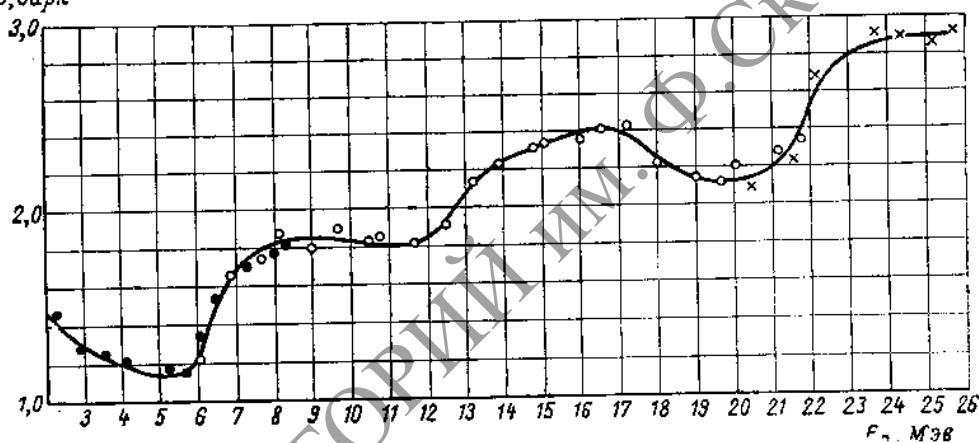


Рис. 8. Сечение деления  $U^{235}$  нейтронами с энергиями 3—27 МэВ:

● — на нейтронах  $T(p, n) \text{He}^3$  [1]; ○ — на нейтронах  $D(d, n) \text{He}^3$ ; × — на нейтронах  $T(d, n) \text{He}^4$ .

$\sigma$ , барн

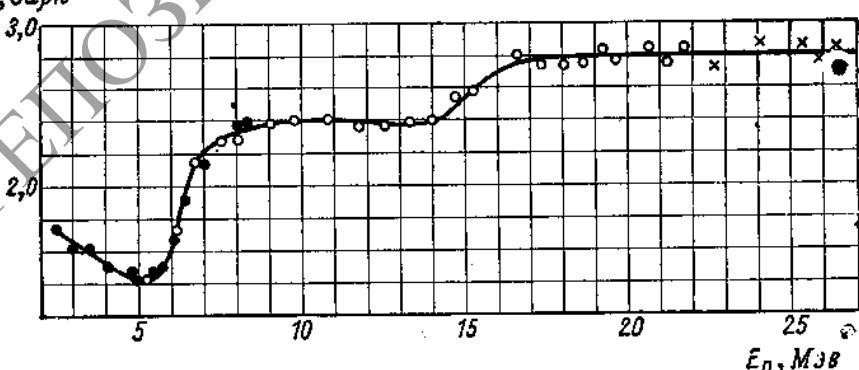
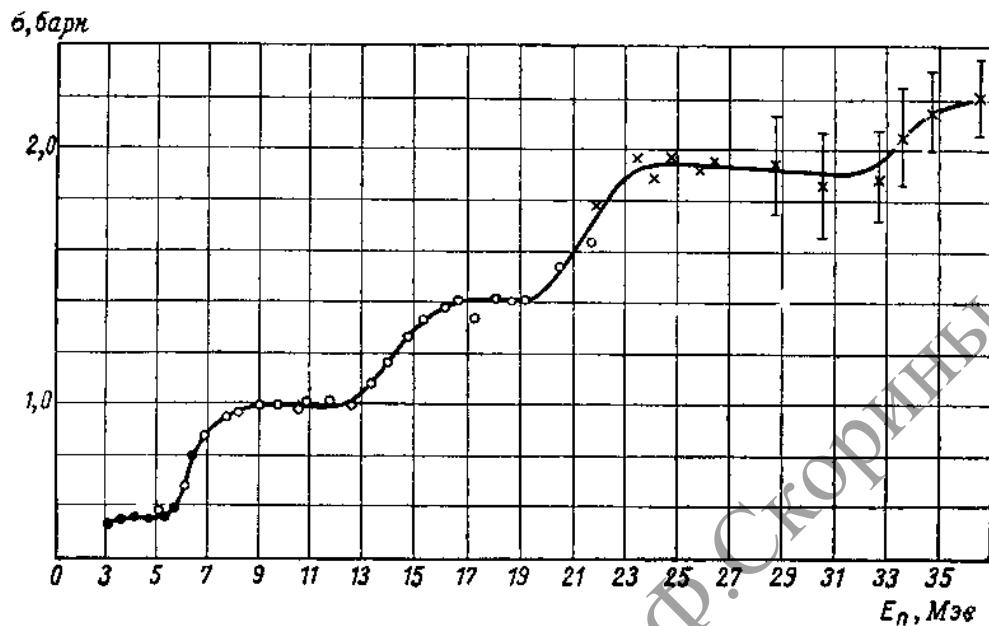


Рис. 9. Сечение деления  $Np^{237}$  пейтронами с энергиями 2,5—27 МэВ:

● — на нейтронах  $T(p, n) \text{He}^3$  [1]; ○ — на нейтронах  $D(d, n) \text{He}^3$ ; × — на нейтронах  $T(d, n) \text{He}^4$ .

Рис. 10. Сечение деления  $\text{U}^{238}$  нейтронами с энергиами 3—37 Мэв:

● — на нейтронах  $\text{T}(p, n) \text{He}^3$  [1]; ○ — на нейтронах  $\text{D}(d, n) \text{He}^3$ ; × — на нейтронах  $\text{T}(d, n) \text{He}^3$ .

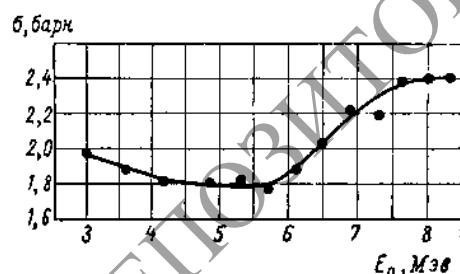
нительно резким подъемом сечения и последующим замедленным спадом. Впервые такая нерегулярность была отмечена в сечении  $\text{Th}^{232}$  при энергии нейтронов 7—8 Мэв. Такие же «выбросы» обнаружены нами в сечении  $\text{U}^{235}$  при энергии 15—17 Мэв, а также

весьма интересным представляется ход сечения деления  $\text{U}^{233}$  в области энергий 12—17 Мэв. Подъем, обусловленный вкладом в сечение, вносимым  $\text{U}^{232}$ , здесь выражен весьма слабо. Это тем более неожиданно, что для  $\text{U}^{232}$  порог деления более чем на 2 Мэв ниже, чем энергия связи нейтрона, и указывает либо на малую вероятность деления  $\text{U}^{232}$ , что совершенно не согласуется с общепринятыми представлениями о зависимости вероятности деления, например, от  $Z^2/A$ , либо на быстрое уменьшение с энергией вероятности деления  $\text{U}^{233}$ .

Во всем исследованном энергетическом интервале ступени имеют четко выраженный характер, поэтому можно с точностью около 10% определить вклад в сечение, обусловленный тем или иным изотопом, и определить вероятность деления этого изотопа. Данные о делимостях приведены в таблице и на рис. 12, где показаны также вероятности деления по данным работ [6, 7].

При вычислении делимости были приняты следующие значения сечения образования составного ядра, общие для всех исследовавшихся изотопов:

$E_n, \text{Мэв}$	3	10	18	25	35
$\sigma_c, \text{барн}$	3,3	2,9	2,8	2,8	<2,8

Рис. 11. Сечение деления  $\text{Ru}^{239}$  нейтронами с энергиами 3—8,5 Мэв.

в сечении  $\text{Th}^{232}$  и, по-видимому, в сечении  $\text{U}^{238}$  при энергии нейтронов порядка 25 Мэв. Выбросы наблюдаются тогда, когда ступень образована вкладом от деления четно-четных изотопов, характеризующихся большой энергией связи нейтронов и пониженным порогом деления. Выброс обусловлен тем, что в начале ступени эмиссия очередного нейтрона энергетически запрещена.

## Вероятности деления изотопов тория, урана, неодимия и плутония

Изотоп	$E_n, MeV$	$\frac{\Gamma_f}{\Gamma_f + \Gamma_p}$ по нашим измерениям	$\frac{\Gamma_f}{\Gamma_f + \Gamma_p}$ по другим измерениям
$\text{Th}^{233}$	3	—	0,04 [6]
$\text{Th}^{232}$	40	0,060	—
$\text{Th}^{231}$	17	0,10	0,42 [7]
$\text{Th}^{230}$	26	0,13	—
$\text{Th}^{229}$	34	>0,16	—
$\text{U}^{239}$	3	0,17	0,17 [6]
$\text{U}^{238}$	40	0,21	—
$\text{U}^{237}$	17	0,24	0,25 [6]
$\text{U}^{236}$	26	0,37	—
$\text{U}^{235}$	34	~0,40	—
$\text{U}^{234}$	3	0,39	0,38 [6]
$\text{U}^{233}$	10	0,45	—
$\text{U}^{231}$	17	0,55	0,52 [6]
$\text{U}^{234}$	3	0,55	0,52 [6]
$\text{U}^{233}$	10	0,50	—
$\text{Np}^{238}$	3	0,50	0,43 [6]
$\text{Np}^{237}$	10	0,68	—
$\text{Pu}^{240}$	3	0,59	0,59 [6]
$\text{Pu}^{239}$	40	0,58	—

Следует указать, что все деломости, приведенные в таблице, соответствуют энергиям возбуждения промежуточных ядер  $\sim 8-10 MeV$ . Однако их близкое совпадение с деломостями, полученными при измерениях на нейтронах с энергией 3 MeV, не является тривиальным, так как при энергиях нейтронов порядка 20 MeV они захватываются ядрами с орбитальными моментами порядка 10.

Сопоставление измеренных сечений с оценкой тех же сечений, полученной суммированием деломостей, по-видимому, указывает на то, что в исследованном диапазоне энергий вероятности деления постоянны (исключая случай  $\text{U}^{233}$ , обсуждавшийся выше),

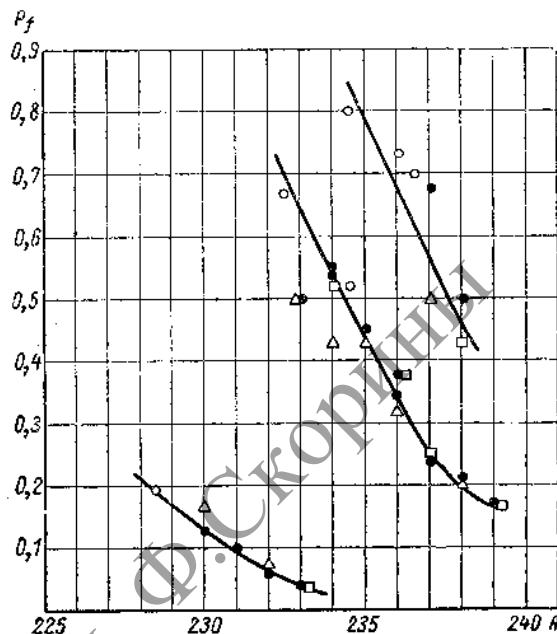


Рис. 12. Вероятности деления изотопов тория, урана и неодимия:  
● — по результатам данной работы; □ — на нейтронах 3 MeV; Δ — фотоделение и фотопетроны; ○ — реакция скавивания.

В заключение автор считает своим приятным долгом поблагодарить А. В. Антонова, Р. А. Арискину, Н. А. Власова, Н. И. Веникова, Ю. А. Глухова, С. Н. Калинина, А. А. Курашова, Н. В. Карташова, В. П. Рудакова и Б. В. Рыбакова, принимавших участие или оказавших содействие в выполнении работы на разных ее этапах.

Поступила в Редакцию 4/V 1962 г.

## ЛИТЕРАТУРА

- С. Н. Калинин, В. М. Панкратов. Тр. Второй международной конференции по мирному использованию атомной энергии. (Цюрих, 1958). Докл. советских учёных. Т. 1. М., Атомиздат, 1959, стр. 387.
- В. М. Панкратов, Н. А. Власов, Б. В. Рыбаков. «Атомная энергия», 9, вып. 5, 399 (1960).
- Б. В. Рыбаков, В. А. Сидоров. Спектрометрия быстрых нейтронов. М., Атомиздат, 1958.
- Д. Юз., Р. Шварц. Атлас пейтровых сечений. М., Атомиздат, 1959.
- А. Хеммендигер. Тр. Второй международной конференции по мирному использованию атомной энергии (Цюрих, 1958). Изд. зарубежных учёных. Т. 2. М., Атомиздат 1959, стр. 89.
- Р. Вайдельбах, Дж. Хейзинга. Там же, стр. 366.
- М. И. Казаринова, Ю. С. Замятин, В. М. Горбачев. Атомная энергия, 9, вып. 2, 139 (1960).