

С 343 В  
Б-245

15/III - 65

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P-1969



ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

В.С. Барашенков, В.М. Мальцев, В.Д. Тонеев

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ БЫСТРЫХ ПРОТОНОВ  
С ТЯЖЕЛЫМИ ЯДРАМИ

1965

P-1869

В.С. Барашенков, В.М. Мальцев, В.Д. Тонеев

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ БЫСТРЫХ ПРОТОНОВ  
С ТЯЖЕЛЫМИ ЯДРАМИ

Направлено в „Изв. АН СССР“, сер. физич.

3008/2 ч.

ИЗДАТЕЛЬСТВО АТОМЭНЕРГЕТИКИ  
Москва, 1980 г.

В работах ряда авторов было показано, что основные черты неупругих взаимодействий частиц с атомными ядрами в области энергий порядка нескольких сотен Мэв хорошо описываются механизмом внутриядерных каскадов (см., например, работы /1,2,3/, где можно найти дальнейшие ссылки). Однако во всех этих работах результаты расчетов сравнивались лишь с небольшим числом экспериментальных данных, точность которых во многих случаях была сравнительно низкой. Особенно это относится к конечной стадии взаимодействия быстрой частицы с ядром – так называемому процессу испарения – и конкурирующему с ним процессу деления ядра.

Имеющиеся в настоящее время более подробные экспериментальные данные и возможность использовать при вычислениях быстродействующие машины с большим объемом памяти позволяют провести более детальное и разностороннее сравнение эксперимента и теории. Этому и посвящена наша работа, где механизм неупругих протон-ядерных взаимодействий в области энергий  $T \approx 100-700$  Мэв<sup>х</sup>) изучается на конкретном примере ядра  $U^{238}$ .

Выбор ядра  $U^{238}$  обусловлен тем, что для этого ядра в литературе имеется особенно подробная экспериментальная информация.

Все вычисления выполнены методом Монте-Карло на электронной машине ОИЯИ. Радиус ядра при вычислениях полагался равным  $1,3 A^{1/3} 10^{-13}$  см, параметр плотности уровней  $a$  выбирался равным  $A/10$  Мэв<sup>-1</sup> или  $A/20$  Мэв<sup>-1</sup> ( $A$  – число нуклонов в ядре); все остальные детали расчетов те же, что в работах /1,4,6/.

На рис. 1 приведены теоретические и экспериментальные значения полного сечения неупругого взаимодействия  $\sigma_{in}$ . Как видно, эти значения хорошо согласуются.

Обращает на себя внимание приблизительное постоянство сечения  $\sigma_{in}$  в области полной энергии  $T \approx 150-400$  Мэв. Это обусловлено компенсирующим действием двух эффектов: уменьшением сечения нуклон-нуклонного взаимодействия  $\sigma(N,N)$  и ослаблением роли принципа Паули при возрастании энергии  $T$ . Первый эффект приводит к увеличению свободного пробега нуклона в ядре, второй – к его уменьшению.

Медленное возрастание сечения  $\sigma_{in}$  в обе стороны от него обусловлено увеличением сечения  $\sigma(N,N)$  при переходе в область малых и больших энергий.

х) Здесь и везде далее  $T$  – кинетическая энергия налетающего протона в лабораторной системе координат.

На рис. 1 с опытом сравниваются также сечения деления  $\sigma_f$ , вычисленные для двух указанных выше значений параметра  $a$ . С экспериментальной величиной делимости ядра  $U^{238}$  при  $T \approx 100-340$  Мэв,  $\frac{\sigma_f}{\sigma_{in}} = 0,756 \pm 0,045$ <sup>/7/</sup>, лучше согласуются результаты расчета, соответствующего значению  $a = A/20$  Мэв<sup>-1</sup>; расчет с  $a = A/10$  Мэв<sup>-1</sup> дает завышенную величину делимости.

Угловые распределения выбитых из ядра нуклонов вследствие анизотропии отдельных нуклон-нуклонных взаимодействий имеют ярко выраженную направленность в сторону падающей частицы. На рис. 2 угловые распределения, полученные при расчете внутриядерного каскада, сравниваются с экспериментальным угловым распределением заряженных частиц выбивания (их энергия  $> 20$  Мэв) для энергий налетающего протона 460 и 660 Мэв.

Как видно, расчетные и опытные кривые вполне хорошо согласуются.

В таблице 1 приведены теоретические и экспериментальные значения энергии быстрых протонов, образующихся при взаимодействиях с ядром  $U^{238}$  протонов с энергией 460 Мэв.

В работе Шамова<sup>/11/</sup> измерены спектры заряженных частиц, сопровождающих деление. Эти спектры вместе с соответствующими теоретическими кривыми приведены на рис. 3. В общем наблюдается удовлетворительное согласие теории и эксперимента, хотя расчетные спектры являются несколько более жесткими. Наблюдаемое на опыте большое число протонов с энергией 20 Мэв и выше обязано своим происхождением, очевидно, механизму внутриядерного каскада.

Важной характеристикой взаимодействия является число испущенных частиц. Соответствующие экспериментальные данные были получены в работе<sup>/12/</sup>. Как видно из таблицы 2 и рис. 4, эти данные близки к теоретическим значениям, однако в области  $T \approx 150$  Мэв расчет дает несколько завышенное число быстрых протонов, наоборот, при высоких энергиях  $T \approx 660$  Мэв теоретическое число протонов заметно ниже экспериментального. Первое видно из отношения  $N(0^\circ) / N(180^\circ)$ , второе - из распределения числа заряженных частиц, сопровождающих процесс деления.

Шамовым в работе<sup>/13/</sup> получено отношение  $a/\rho$ , которое в рассматриваемом интервале энергии (460-660 Мэв) остается постоянным и равно  $0,36 \pm 0,06$ . Расчет отношения  $a/\rho$  с параметром плотности  $a = A/20$  Мэв<sup>-1</sup> дает значение  $0,22 \pm 0,07$  для  $T = 460$  Мэв и  $0,28 \pm 0,07$  для  $T = 660$  Мэв, что несколько ниже измеренных значений. Вычисления с  $a = A/10$  Мэв<sup>-1</sup> дают значение  $a/\rho$  на порядок ниже экспериментального.

Если среднее число испущенных протонов позволяет судить о справедливости расчетов внутриядерного каскада и последующего испарения, то среднее число нейтронов

дает сведения также и о правильности расчета процесса деления. На рис. 5 сравниваются расчетное и опытное числа нейтронов, рождающихся в одном акте протон-ядерного взаимодействия  $\bar{\nu}$ <sup>/14/</sup> (с энергией меньше 25-30 Мэв). Расчет с параметром плотности уровней  $a = A/20$  Мэв<sup>-1</sup>, по-видимому, лучше соответствует экспериментальным значениям.

Расчетное полное число испущенных нейтронов при  $T = 340$  Мэв составляет  $14,7 \pm 1,5$  если  $a = A/10$  Мэв<sup>-1</sup> и  $12,5 \pm 1,2$ , если  $a = A/20$  Мэв<sup>-1</sup>, что близко к экспериментальному значению  $16-17$ <sup>/18/</sup>.

В работе<sup>/17/</sup> измерено число нейтронов деления при  $T = 147$  Мэв,  $\bar{\nu} = 13,1 \pm 1,8$ . Расчетные величины равны  $12,3 \pm 1,2$  и  $10,9 \pm 1,1$  соответственно для  $a = A/10$  Мэв<sup>-1</sup> и  $a = A/20$  Мэв<sup>-1</sup>.

Более полный анализ процесса деления выполнен в нашей работе<sup>/5/</sup>.

Большой интерес представляет изучение выхода продуктов расщепления ядер. К сожалению, число экспериментальных данных здесь невелико. Для ядра  $U^{238}$  наиболее полно исследован выход продуктов расщепления при  $T = 340$  Мэв<sup>/15/</sup>.

Линднер и Туркевич рассчитали выход продуктов расщепления при различных предположениях между делительной и испарительной ширинами  $\Gamma_f$  и  $\Gamma_n$ <sup>/16/</sup>. Наиболее хорошее согласие с экспериментальными данными работы<sup>/15/</sup> получается в предположении о независимости отношения  $\Gamma_f / \Gamma_n$  от энергии возбуждения ядра, при этом для  $\Gamma_f / \Gamma_n$  использовались значения, полученные в опытах при энергиях  $T < 15$  Мэв. Линднером и Туркевичем была предпринята также попытка учесть энергетическую зависимость отношения  $\Gamma_f / \Gamma_n$ . Однако вследствие большой сложности вычислений в этом случае был исследован выход лишь двух ядер  $U^{232}$  и  $U^{228}$ , сечения образования этих ядер оказались примерно на порядок выше экспериментальных.

Все приведенные нами выше теоретические результаты получены с учетом энергетической зависимости отношения  $\Gamma_f / \Gamma_n$ , следующей из статистической теории<sup>/4/</sup>. Так как эти результаты достаточно хорошо согласуются с экспериментом, то представляет интерес при таком же выборе энергетической зависимости попытаться рассчитать и сечения образования различных продуктов расщепления ядра.

Расчеты показали, что для сечения образования изотопов нептуния при этом получается правильная зависимость от атомного номера  $A$ , но абсолютная величина сечения оказывается приблизительно вдвое выше экспериментальной.

Выход изотопов урана также имеет правильную зависимость от  $A$ , но абсолютные значения сечений оказываются почти на порядок выше измеренных на опыте. Исключение составляет лишь область, близкая к исходному атомному числу  $A = 238$ , где

сечение быстро падает и оказывается даже ниже, чем его экспериментальное значение.

Следует, однако, иметь в виду, что экспериментальные сечения, полученные в работе /15/, являются существенно заниженными. Так, полное сечение расщепления равно 0,28 барна, что намного ниже, как видно из рис. 1, значения 0,4-45, полученного в других работах. Кроме того, на выходе изотопов урана сильно сказывается вклад квазиупругого рассеяния быстрого протона, что не учитывается каскадно-испарительной моделью. Хотя доля квазиупругого рассеяния по сравнению с полным сечением неупругого взаимодействия может быть и не очень велика, но вклад в выход изотопов урана может быть значителен, поскольку ядро после квазиупругого рассеяния остается с малой энергией возбуждения и, следовательно, вероятность его деления при использованном предположении о  $\Gamma_f/\Gamma_n$  мала.

На рис. 6 приведены сечения для продуктов расщепления Pa, Th и Ac. Согласно с экспериментом для этих изотопов лучше, чем это было в расчетах Линднера и Туркевича /16/. Заниженные сечения для изотопов Pa в области атомных чисел, близких к исходному, возможно, также связаны с процессом квазиупругого рассеяния.

Таким образом, каскадно-испарительная модель и статистическая теория деления тяжелых ядер в области энергий 100-660 Мэв хорошо согласуется с экспериментом. Значительные расхождения наблюдаются лишь для выхода некоторых продуктов расщепления. Для устранения этих расхождений необходимы учет квазиупругого рассеяния быстрых нуклонов на ядрах, учет понижения кулоновского барьера в возбужденном ядре и более детальное рассмотрение конкуренции процессов деления и испарения.

Т а б л и ц а 1

Протоны, рождающиеся в реакции  $p + U^{238}$  при  $T = 460$  Мэв

Теория		Опыт /10/	
Энергия выбитых протонов (Мэв)	Число протонов (%)	Энергетич. порог регистрируемых протонов (Мэв)	Число протонов (%)
> 30	36	> 25	40±6
> 90	49	> (80 - 90)	60±10

Т а б л и ц а 2

Заряженные частицы, образующиеся при взаимодействии протона с ядром  $U^{238}$

$N(\theta)$  — число частиц, вылетающих под углом  $\theta$  ;

$\bar{N}$  — среднее число рождающихся частиц .

Энергия налетающего протона, T (Мэв)	Все заряженные частицы		Заряженные частицы с $E < 30$ Мэв	
	$\bar{N}$	$N(0^\circ)/N(180^\circ)$	$\bar{N}$	$N(0^\circ)/N(180^\circ)$
	Эксперимент			
140	$0,40 \pm 0,05$	$4,0 \pm 0,5$	$0,25 \pm 0,02$	$2,9 \pm 0,2$
350			$0,56 \pm 0,03$	$1,6 \pm 0,1$
460			$0,86 \pm 0,05$	$1,3 \pm 0,1$
660			$1,05 \pm 0,09$	$1,3 \pm 0,1$
	Расчет			
140	0,6	7,3	0,36	6,2
350	1,5	3,6	0,62	1,5
460	1,6	3,3	0,78	1,4
660	2,2	3,2	1,04	1,4

Л и т е р а т у р а

1. N.Metropolis, R.Bivins, M.Storm, A.Turkevich, J.M.Miller, G.Friedlander. Phys. Rev., 110, 185, 204 (1958).
2. Б.Н.Беляев, А.Н.Мурин. Ат. энергия, 13, 317 (1962).
3. В.М.Мальцев, Ю.Д.Прокошкин. ЖЭТФ, 39, 1625 (1960).
4. I.Dostrovsky, Z.Fraenkel, P.Rabinowitz. Proc. of the Second United Nations Internat. Confer. on Peaceful Uses of Atomic Energy, Geneva, 1958, A/Conf., 15 p. 1615.
5. В.С.Баращенко, В.М.Мальцев, В.Д.Тонеев. Доклад на XV Всесоюзной конференции по ядерной спектроскопии. Минск, 1965.
6. В.Д.Тонеев. Nucl. Phys. (в печати).
7. H.M.Steiner, J.A.Jungerman. Phys. Rev., 101, 807 (1956).
8. Н.С.Иванова. ЖЭТФ, 31, 413 (1956).
9. Н.С.Иванова. Сб. "Физика деления атомных ядер". Атомиздат, Москва, 1957.
10. Н.С.Иванова, Н.А.Перфилов, В.П.Шамов. ДАН, 103, 573 (1955).
11. В.П.Шамов. Сб. "Физика деления атомных ядер", Атомиздат, Москва, 1957.
12. Н.С.Иванова, И.И.Пьянов. ЖЭТФ, 31, 416 (1956).
13. В.П.Шамов. ДАН, 103, 597 (1955).
14. M.Bercovitch, H.Carmichael, G.C.Hanna, E.P.Hincks. Phys. Rev., 119, 412 (1960).
15. M.Lindner, R.N.Osborne. Phys. Rev., 103, 378 (1956).
16. M.Lindner, A.Turkevich. Phys. Rev., 119, 1632 (1960).
17. G.M.Harding. Proc. Phys. Soc., A69, 330 (1956).
18. W.E.Grandall, G.P.Millburn, J.App. Phys., 29, 698 (1958).

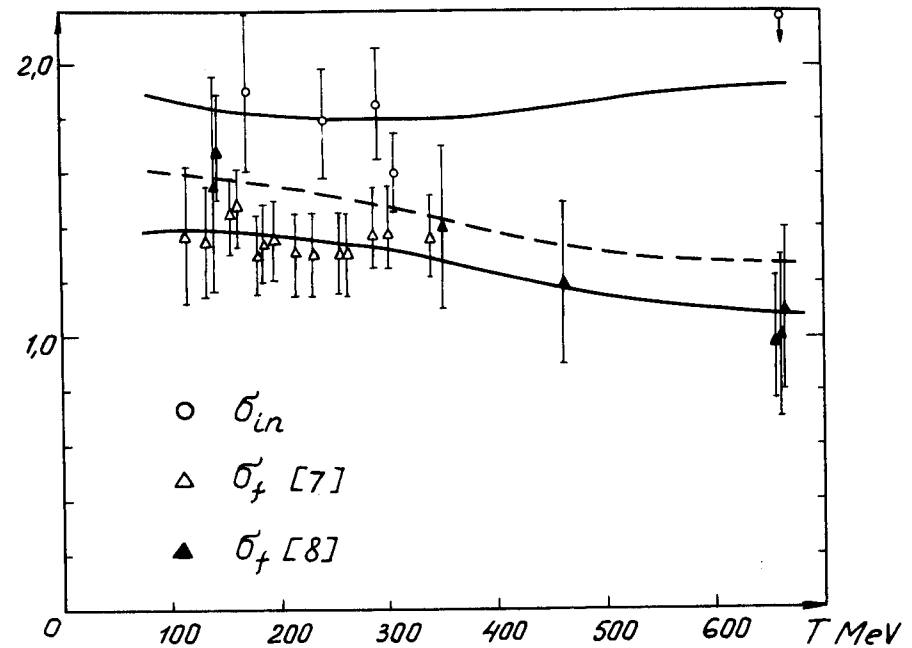


Рис. 1. Энергетическая зависимость сечения деления и полного сечения всех неупругих взаимодействий быстрого протона с ядром  $U^{238}$  (в барнах). Пунктиром указано сечение  $\sigma_f$ , вычисленное для  $a = A/10 \text{ Мэв}^{-1}$ .

Рукопись поступила в издательский отдел  
23 января 1965 г.

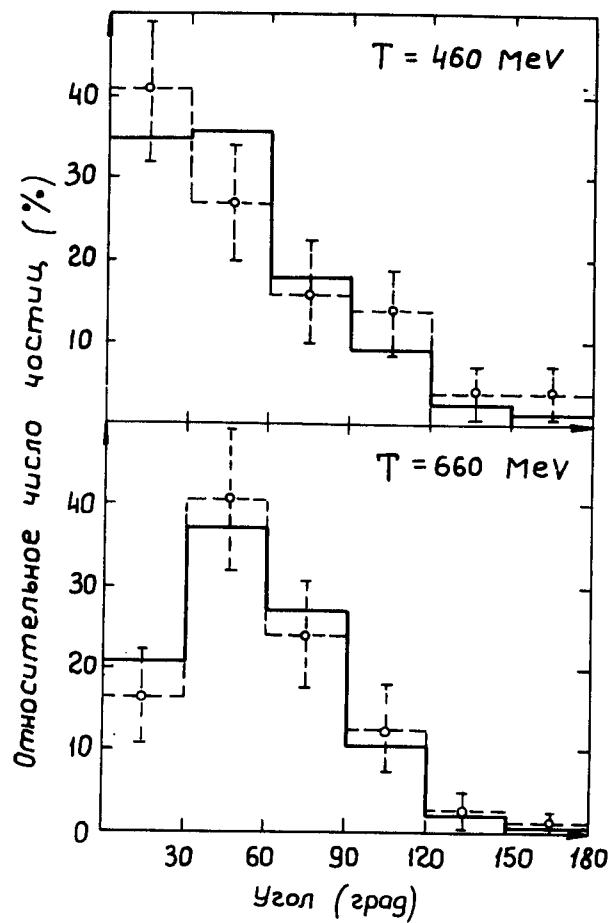


Рис. 2. Угловое распределение заряженных частиц с кинетической энергией  $E > 20$  Мэв, образующихся при взаимодействии быстрого протона с ядром. Пунктиром указаны экспериментальные гистограммы из работы [8].

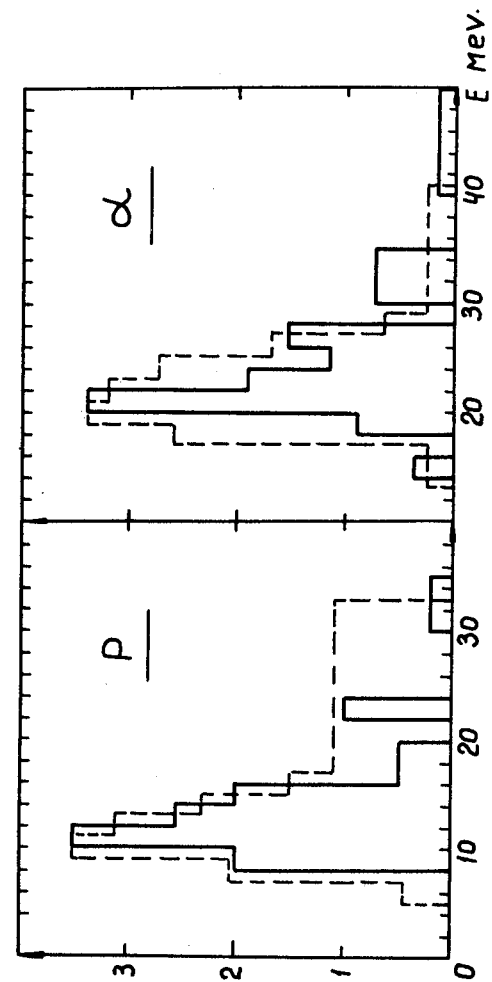


Рис. 3. Энергетическое распределение протонов и  $\alpha$ -частиц, сопровождающих деление ядра  $U^{238}$  под действием протонов с энергией 880 Мэв. Пунктиром указаны экспериментальные гистограммы из работы [11].

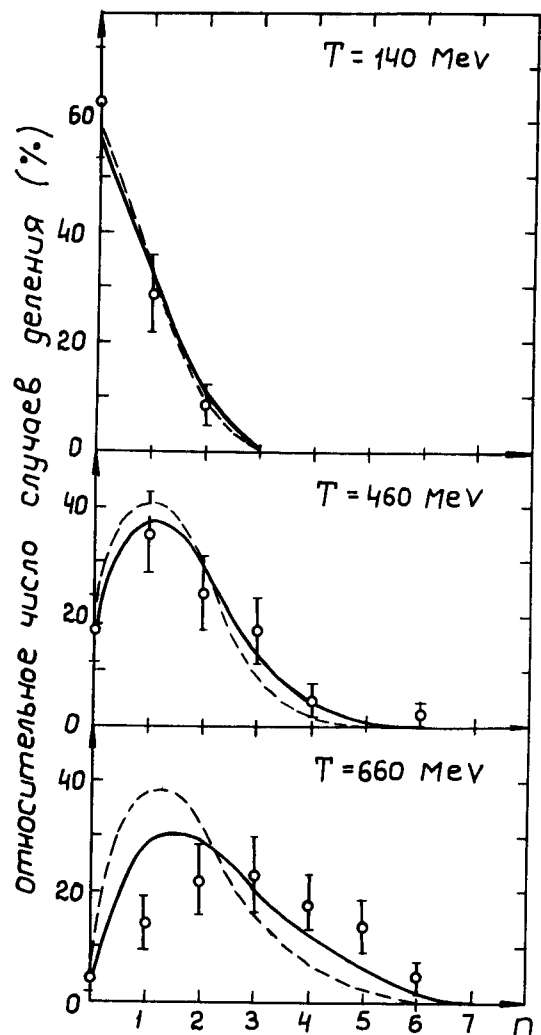


Рис. 4. Распределение числа заряженных частиц, сопровождающих процесс деления ядра  $U^{238}$  под действием протона с энергией  $T$ . Сплошные кривые вычислены для случая  $a = A/10 \text{ Мэв}^{-1}$ , пунктиры - для случая  $a = A/10 \text{ Мэв}^{-1}$ . Экспериментальные точки взяты из работы [12].

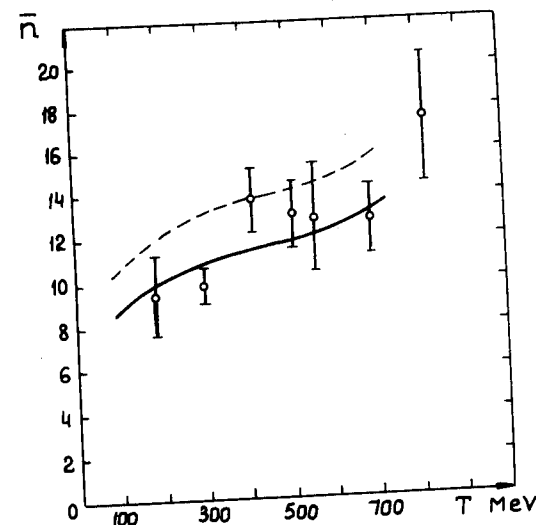


Рис. 5. Число нейтронов с энергией  $E < (25-30) \text{ Мэв}$ , образующихся при облучении протонами ядра  $U^{238}$ ,  $T$  - энергия протонов. Сплошная и пунктирная кривые относятся соответственно к случаям  $a = A/20 \text{ Мэв}^{-1}$  и  $a = A/10 \text{ Мэв}^{-1}$ . Экспериментальные точки взяты из работы [14].

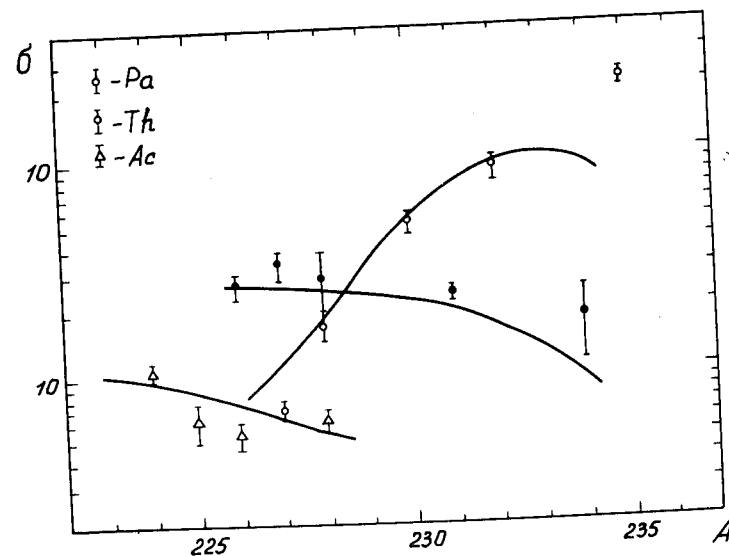


Рис. 6. Сечения образования различных изотопов протактиния, тория, актиния при расщеплении ядра  $U^{238}$  протонами с энергией  $T = 340 \text{ Мэв}$  (15 миллиардах). Экспериментальные точки взяты из работы [15].