

ЯДЕРНЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ ПРИ БОМБАРДИРОВКЕ ЧАСТИЦАМИ ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ

В. И. Гольданский

В течение последних лет в печати появился ряд сообщений о превращениях различных ядер под действием нейтронов (с энергией до 90 Мэв), дейтеронов (до 190 Мэв) и α -частиц (до 380 Мэв), наблюдавшихся при проведении опытов на 184-дюймовом фазотроне в Беркли. Одновременно появилось в печати несколько работ, намечающих возможности теоретического истолкования своеобразия ядерных превращений, вызванных быстрыми частицами. В настоящей статье даётся краткий обзор экспериментальных данных и теоретических сообщений, относящихся к ядерным превращениям при бомбардировке частицами высокой энергии *). Все материалы целесообразно разбить на две части — по двум типам ядерных превращений, характерных для случаев бомбардировки частицами высокой энергии.

1. ПРОЦЕССЫ ГЛУБОКОГО ОТЩЕПЛЕНИЯ

Так целесообразно назвать процессы, именующиеся в оригинальных статьях, как «spallation». Сущность этих процессов состоит в том, что из исходного ядра при бомбардировке его быстрыми частицами вылетает большое число каких-то простых частиц (сколько и каких именно, в большинстве случаев ещё не установлено), причём образуется ядро, весьма сильно отличающееся от исходного по массовому числу и по заряду. Ярким примером такого глубокого отщепления является превращение Si_{29}^{63} в P_{15}^{32} под действием 190 Мэв дейтеронов или 380 Мэв α -частиц.

Процессы глубокого отщепления, таким образом, существенно отличаются от ядерных превращений при малых энергиях бомбар-

*) При этом более подробно мы останавливаемся на статьях, опубликованных после выхода в свет шестого выпуска научно-реферативного сборника по иностранной периодической литературе (Теория элементарных частиц. Опыты с быстрыми частицами. Гос. изд-во иностр. литературы. Москва, 1948). См. также ряд сообщений в УФН 38 — 40.

дирующих частиц, когда компаунд-ядро испускает не более двух лёгких частиц (т. е. нейтронов, протонов, дейтеронов или α -частиц) и конечное ядро отстоит от исходного не далее, чем на две клетки периодической системы. В то же время процессы глубокого отщепления существенно отличаются и от процессов деления, ибо в случае глубокого отщепления образуется только один «осколок» — конечное ядро; вся разница в массовом числе и атомном номере между исходным и конечным ядрами приходится на долю многих лёгких частиц, испускаемых исходным ядром.

Своеобразие процессов глубокого отщепления легко объяснимо на основании развитых Сербером¹ представлений о ядерных реакциях при больших энергиях. При больших энергиях бомбардирующих частиц теряет смысл модель компаунд-ядра. Время соударения между нуклонами велико по сравнению со временем соударения между падающей частицей и нуклоном ядра. Поэтому соударение между бомбардирующей частицей и ядром можно рассматривать просто как соударение двух нуклонов. Отсюда, кстати, следует, что не должно быть большой разницы между действием на ядро нейтрона или протона с энергией E , дейтерона с энергией $2E$ или α -частицы с энергией $4E$, поскольку величина E много больше энергии связи и кулоновского барьера. Расчёты Сербера показали, что при энергиях нуклона порядка 100 Мэв , его пробег в ядерном веществе составляет, примерно, $4 \cdot 10^{-13} \text{ см}$, а потери энергии при одном соударении близки к 25 Мэв . Если нуклон, с которым столкнулась падающая частица, находится вблизи края ядра, то он выбивается из ядра с энергией $15\text{--}20 \text{ Мэв}$. Если же он находится вблизи центра ядра, то он растрчивает энергию, полученную при соударении с летящей частицей, при последующих столкновениях с другими нуклонами, причём образуется «кипящее ядро», испускающее несколько частиц с энергией в несколько Мэв .

В отдельных случаях возможны и более высокие значения энергии возбуждения (25 Мэв — средняя величина). Тогда, очевидно, испускаемые частицы будут обладать более высокой энергией или будет испускаться большее число частиц — тем большее, чем больше энергия возбуждения. Поскольку передача больших энергий возбуждения мало вероятна, выход продуктов процесса глубокого отщепления должен падать с увеличением разностей массовых чисел и атомных номеров между исходным и конечным ядрами.

Процессы глубокого отщепления подробно исследовались для следующих мишеней: As, Cu, Sb, Rh, Pb, U.

О глубоком отщеплении при бомбардировке урана речь будет идти дальше, одновременно с описанием деления этого элемента.

При исследовании процессов глубокого отщепления было обнаружено много ранее неизвестных изотопов. Таковы, например, Fe^{52} , Zn^{62} , Ge^{66} , Ge^{67} , Ge^{68} , As^{71} , Se^{71} , Se^{72} , Se^{78} и другие — всего

при исследовании продуктов бомбардировки различных ядер частицами высокой энергии было обнаружено около шестидесяти новых изотопов². Основной интерес представляет сопоставление выхода различных изотопов при бомбардировке определённой мишени. На рис. 1 и 2 приводится зависимость относительной интенсивности выхода разных изотопов от их атомного номера и массового числа при бомбардировке 190 Мэв дейтеронами меди³ и мышьяка⁴. Сечение процессов глубокого отщепления можно оценить, исходя из того,

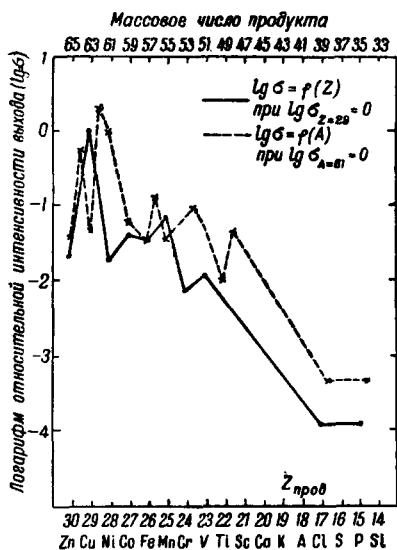


Рис. 1. Выход различных изотопов и изобаров при бомбардировке меди 190 Мэв дейтеронами.

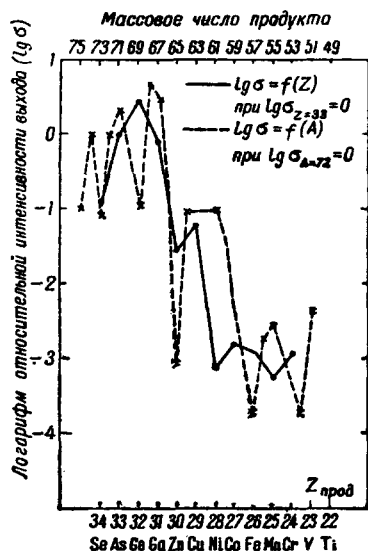


Рис. 2. Выход различных изотопов и изобаров при бомбардировке мышьяка 190 Мэв дейтеронами

что сечение выхода Cu^{61} при бомбардировке меди (составляющего примерно 24% от общего выхода меди) порядка 10^{-25} см^2 . Как видно из рисунков, с ростом разностей $Z_{\text{исход}} - Z_{\text{прод}}$ или $A_{\text{исход}} - A_{\text{прод}}$ выход соответствующих ядер, в общем, падает, хотя существуют довольно резкие отклонения от этой закономерности. Эти отклонения могут быть в значительной степени связаны с отсутствием идентификации короткопериодных изотопов (с $T_{1/2}$ меньше 10—15 мин.), активность которых после процедур химического разделения была уже слишком мала. Недостаточно точно был измерен также выход изотопов с большими $T_{1/2}$. В случае меди таких изотопов было отмечено четыре (Zn^{65} , Mn^{54} , Ti^{51} и Cl^{34}), причём их выход не учтён на рис. 1.

В случае меди выход элементов с нечётными Z , как правило, выше, чем выход соседних элементов с чётными Z .

При бомбардировке меди пучком α -частиц с энергией 380 Мэв относительный выход различных изотопов, с точностью до множителя 2, остался тем же, что и при дейтеронной бомбардировке, за исключением выхода Cl^{38} , увеличившегося в 6 раз. Отдельно⁵ исследовались зависимости выхода четырёх продуктов бомбардировки меди дейтеронами — Zn , Cu , Co и Ni — от энергии дейтеронов. Было найдено, что выход Zn^{62} и Zn^{63} вначале возрастает с ростом энергии, достигает максимума при $E_d \cong 50$ Мэв, а затем начинает падать. При энергии дейтеронов 140 Мэв выход цинка примерно в 5 раз меньше максимальных значений. Сложнее зависимость от энергии дейтеронов выхода Ni и Co . Для них при малых энергиях выход возрастает, достигает максимума, затем падает, проходит через минимум и, наконец, вновь возрастает с энергией при больших энергиях дейтеронов. Значения сечений при энергиях дейтеронов, примерно в 5 раз превышающих пороговые энергии, существенно выше, чем следовало бы из теории компаунд-ядра. Из этих результатов авторы заключают, что образование Zn , т. е. превращение типа $Z \rightarrow Z + 1$, идёт через промежуточную стадию захвата дейтона (или протона из дейтерона) и образование компаунд-ядра, а не через перезарядку протон-нейтрон, в то время как образование Ni и Co идёт по механизму, предложенному Сербером, т. е. через передачу части энергии летящей частицы какому-то нуклону в ядре, с последующим её перераспределением.

Близкие результаты получили другие авторы⁶, исследовавшие зависимость выхода Zn , Cu , Mn , Fe и Co из меди, при бомбардировке последней 190 Мэв дейтеронами, от энергии дейтеронов. Дейтероны пропускались через пачку медных пластин, так что каждой из пластин соответствовала определённая энергия дейтеронов. Выход различных изотопов сравнивался с выходом Na^{24} из тонкой алюминиевой фольги при той же энергии дейтеронов [сечение реакции $\text{Al}^{27}(d, \alpha p) \text{Na}^{24}$ для 190 Мэв дейтеронов найдено⁷ равным $0,048 \times 10^{-24} \text{ см}^2$]. Было найдено, что выход Mn^{52} , Mn^{56} , Fe^{51} и Co^{58} возрастал с энергией, в то время как выход Zn^{62} , Zn^{63} и Cu^{64} был максимальным при сравнительно малой энергии и затем падал с ростом энергии. Выход Cu и Zn был того же порядка, что и выход Na^{24} ; выход Fe и Co — элементов, более удалённых от исходного, — примерно, в 10 раз меньше.

При бомбардировке дейтеронами мышьяка среди образовавшихся в результате глубокого отщепления элементов от Se_{34} до Ga_{31} , т. е. наиболее близких к исходному, заметно преобладают изотопы с недостатком нейтронов; среди более лёгких образовавшихся элементов изотопы с недостатком и с избытком нейтронов образуются примерно в равных количествах. Отмечено, далее, что около 80% общего выхода процесса глубокого отщепления при

бомбардировке мышьяка дейтеронами составляет выход изотопов, массовые числа которых $A_i \geq A_{As} - 8 = 67$, что соответствует реакциям, для которых необходимая энергия возбуждения исходного ядра не превышает 75 Мэв.

Отмеченное при бомбардировке дейтеронами мышьяка преобразование (среди образующихся элементов, близких к исходному) изотопов с недостатком нейтронов было подтверждено при бомбардировке дейтеронами сурьмы⁸ и родия⁹. При бомбардировке 190 Мэв дейтеронами сурьмы (Sb^{121} и Sb^{123}) было отмечено образование Te^{118} (d, 5n) и Te^{119} (d, 4n), а также Sb^{119} (d; p, 3n) и других изотопов Sb, массовые числа которых не были установлены (возможно, что это — изомеры уже известных изотопов сурьмы). Для того чтобы из двух отмеченных значений $T_{1/2}$ установить, каковы периоды полураспада Te^{118} и Te^{119} , авторы провели бомбардировку сурьмы также и 40 Мэв дейтеронами, в предположении, что при такой энергии дейтронов увеличится выход Te^{119} относительно Te^{118} . Действительно, при этом соотношение активностей двух изотопов теллура было найдено 40:1 и, таким образом, было установлено, что для Te^{118} $T_{1/2} = 6$ дней, а для Te^{119} $T_{1/2} = 4,5$ дня. При бомбардировке 50 Мэв дейтеронами родия (Rh^{103}) было отмечено образование Pd^{101} (d, 4n) и Pd^{100} (d, 5n), а также при β -распаде палладия образование Rh^{101} и Rh^{100} . Были определены сечения выхода Pd^{100} , Pd^{101} и Pd^{103} . Интересно, что сечение выхода возрастало с уменьшением массового числа изотопа палладия. Так, для (d, 2n)-реакции (Pd^{103}) $\sigma = 0,24 \cdot 10^{-26}$ см², для (d, 4n)-реакции (Pd^{101}) $\sigma = 0,24 \cdot 10^{-24}$ см² и, наконец, для (d, 5n)-реакции (Pd^{100}) $\sigma = 1,28 \cdot 10^{-24}$ см². Из этих результатов можно сделать вывод, что передача весьма малых энергий возбуждения (как и передача весьма больших энергий) является маловероятным процессом. Нужно, однако, указать на определённые противоречия между результатами дейтронной бомбардировки сурьмы и родия.

Процессы глубокого отщепления при бомбардировке 190 Мэв дейтеронами наблюдались также и для свинца¹⁰. Наряду с делением свинца было обнаружено образование различных изотопов от висмута до золота ($Z = 83 - 79$). Наиболее интересным результатом этих опытов было обнаружение новых, α -радиоактивных изотопов висмута, которых, судя по периодам полураспада, оказалось всего три (четвёртый α -радиоактивный продукт вследствие весьма короткого периода полураспада — 2 мин. — не удалось химически идентифицировать). Сопоставление выхода изотопов висмута с разными периодами полураспада показало, что при уменьшении массового числа время жизни изотопов падает.

Во всех упоминавшихся выше работах сопоставлялся выход различных продуктов процессов глубокого отщепления от определённой заданной мишени. Имеются также данные по сравнению

выходов определённых продуктов при бомбардировке различных мишеней.

Нокс^{11, 12} подвергал десять различных элементов бомбардировке 90 Мэв нейтронами и сравнивал выход различных изотопов. Приняв за единицу выход C^{11} при бомбардировке углерода (сечение этой реакции найдено¹³ равным $0,022 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$), он получил относительные величины выхода для 16 различных реакций и ещё для 6 реакций — верхние пределы выхода. Полученные им данные приводятся в таблице I. Нокс установил интересную зависимость:

Таблица I

Относительный выход некоторых изотопов при бомбардировке различных элементов 90 Мэв нейтронами

Продукт реакции Мишень	C^{11}	N^{13}	O^{15}	F^{18}	Na^{24}	Mg^{27}	Al^{28}	Si^{31}	P^{32}
C	1,00								
N	0,40	0,32							
O	0,31	0,12	0,90						
F				1,70					
Na				0,75					
Mg				0,75	(1,61)*				
Al				0,21	(1,50)	(0,6)			
Si				0,17	0,69	0,29	(2)		
P					0,45			0,8	
S					0,21			0,30	(2)

*) В скобках приведены верхние пределы сечений.

если сравнивать выход определённого элемента из разных ядер, отличающихся друг от друга по составу на 2 протона и 2 нейтрона (т. е. на α -частицу), то логарифм выхода линейно падает с ростом атомного номера мишени. Таким образом, был исследован выход C^{11} из C^{12} и O^{16} , F^{18} из F^{19} , Na^{23} , Al^{27} , Mg^{24} и Si^{28} , а также Na^{24} из Mg^{24} , Si^{28} , S^{32} , Al^{27} и P^{31} . Наклон прямых, представляющий зависимость логарифма выхода от атомного номера мишени оказался во всех случаях (за исключением выхода F^{18} из Mg^{24} и Si^{28}) одинаковым. Соотношение сечений реакций, при которых данный элемент образуется из двух ядер, различающихся по составу на α -частицу, оказалось примерно равным, в соответствии с результатами, полученными ранее путём сопоставления выходов C^{11} из углерода и кислорода¹⁴ при бомбардировке их протонами (различие сечений в 2,8 раза), а так-

же путём сопоставления выходов N^{17} из разных элементов при их бомбардировке дейтеронами¹⁵, а именно:

$$\frac{\sigma_{F^{19}}}{\sigma_{Na^{23}}} = 3,2; \quad \frac{\sigma_{Na^{23}}}{\sigma_{Al^{27}}} = 3,1; \quad \frac{\sigma_{Al^{27}}}{\sigma_{P^{31}}} = 3,6; \quad \frac{\sigma_{P^{31}}}{\sigma_{Cl^{37}}} = 3,0;$$

$$\frac{\sigma_{Cl^{37}}}{\sigma_{K^{39}}} = 3,1 \quad \text{и} \quad \frac{\sigma_{Mg^{24}}}{\sigma_{Si^{28}}} = 3,6, \quad \frac{\sigma_{Si^{28}}}{\sigma_{S^{32}}} = 3,3.$$

В другой работе¹⁶ исследовался выход Mn^{52} и Mn^{56} при бомбардировке элементов от Cr ($Z = 24$) до Sr ($Z = 38$). Полученные результаты представлены на рис. 3. Очевидно, что выход Mn сильно падает по мере роста атомного номера мишени, начиная с Ni и выше. Данные для мишеней, ядра которых отличаются на 2 протона и 2 нейтрона, приведённые на рис. 3, не могут быть описаны вышеуказанной простой зависимостью логарифма выхода от Z мишени. Исходя из сопоставлений выхода Mn^{52} (принятого за единицу) из марганца и Cu^{64} из меди — реакции, сечение которой было известно авторам¹⁶, было определено сечение, соответствующее на рис. 3 единице, которое оказалось равным $0,03 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$. Поскольку из двух изомеров Mn^{52} авторы использовали в своих измерениях только изомер $T_{1/2} = 5,8$ дня, так, что изомер с $T_{1/2} = 21$ мин. не учитывался, приводимая величина сечения образования Mn^{52} является, повидному, заниженной.

Дополнительные сведения относительно процессов глубокого отщепления можно извлечь из данных по испусканию вторичных частиц при бомбардировке различных ядер 90 Мэв нейтронами, а также из исследований звездообразования при бомбардировке ядер быстрыми дейтеронами и α -частицами. Так, по измерениям Н₂ и пробегов вторичных частиц было найдено¹⁷, что при бомбардировке нейтронами углерода, меди и свинца образуется довольно большое число дейтронов и протонов с энергиями до 90 Мэв, причём максимум функции распределения по энергиям и для дейтронов и для протонов был найден при 50—60 Мэв. Сечение

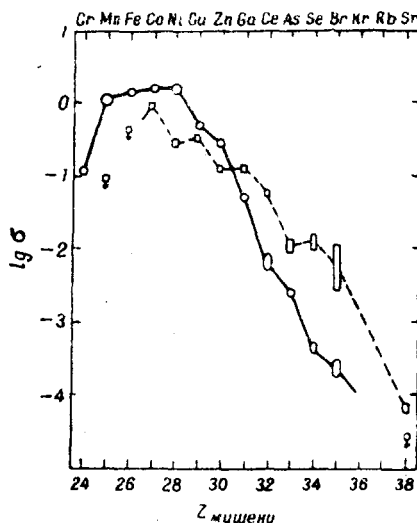


Рис. 3. Выход Mn^{52} и Mn^{56} при бомбардировке 190 Мэв дейтеронами различных элементов.

образования дейтеронов с энергией свыше 25 Мэв при бомбардировке углерода нейтронами было найдено порядка 10^{-26} см², сечение выхода протонов — порядка $\frac{1}{10}$ от полного сечения пр-рассеяния (равного при 90 Мэв $8,3 \cdot 10^{-26}$ см²)¹⁸.

Вторичные дейтероны и протоны обладали преимущественной направленностью вперед, причём направленность проявлялась для

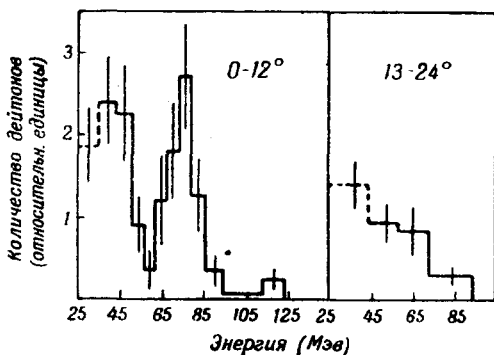


Рис. 4. Энергетическое распределение вторичных дейтеронов при бомбардировке углерода 90 Мэв нейтронами.

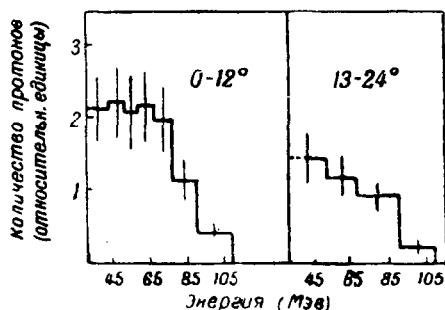


Рис. 5. Энергетическое распределение вторичных протонов при бомбардировке углерода 90 Мэв нейтронами.

дейтеронов и для частиц с большей энергией сильнее, чем для протонов и для частиц с меньшей энергией. Отношение числа дейтеронов и протонов, испускаемых в направлении первичного нейтронного пучка, соответственно равнялось: $\frac{2}{3}$ — для углерода, $\frac{1}{3}$ — для меди и $\frac{1}{6}$ — для свинца. Таким образом для более лёгких ядер наблюдалось большее преобладание дейтеронов. Результаты¹⁷ плохо согласовывались с теорией Сербера, в соответствии с которой следовало ожидать «пика» протонов в прямом направлении с энергией около 80 Мэв. Сравнительно малая энергия протонов противоречит данным о преимущественной направленности вперед (опыт показал, что число вторичных частиц на единицу телесного угла падает вдвое при угле в 12° к первичному нейтронному

пучку), ибо наблюдавшаяся энергия вторичных частиц могла быть вызвана лишь многократным рассеянием в ядре. Проверка определения H_r вторичных протонов с помощью камеры Вильсона показала¹⁹, что часть треков являлась на самом деле не протонной, а дейтеронной. Были отмечены протоны с энергиями до 130 Мэв и дейтероны с энергией 23—70 Мэв. Позднее²⁰ были проведены дополнительные проверочные эксперименты. В камере Вильсона в магнитном поле по H_r и пробегам идентифицировались три

сорта вторичных частиц — протоны, дейтероны и тритоны, образовавшиеся при бомбардировке 90 Мэв нейтронами угольной мишени. На рис. 4 и 5 приводятся спектры вторичных дейтеронов и протонов, испускаемых в двух угловых интервалах. Среди 386 исследованных треков 202 отвечали протонам, 162 — дейтеронам, 22 — тритонам. Было найдено, что протоны с энергией 32—62 Мэв испускаются изотропно, а число протонов с энергией 62—98 Мэв, испускаемых под углом $18^\circ \pm 3^\circ$, вдвое меньше, чем в направлении первичного пучка. Для дейтеронов угол, соответствующий ослаблению вторичного потока вдвое, был найден: $18^\circ \pm 3^\circ$ при $E_d = 30 - 58$ Мэв и $11^\circ \pm 2^\circ$ при $E_d = 58 - 93$ Мэв. Поперечные сечения испускания вторичных частиц приведены в таблице II.

Таблица II

	Углы град.	Сечения ($\times 10^{27}$ см ²)
Протоны 32—107 Мэв*)	0—12	$3,7 \pm 1,8$
	13—24	$7,6 \pm 3,8$
Дейтероны 25—124 Мэв*)	0—12	$2,9 \pm 1,5$
	13—24	$4,5 \pm 2,2$

Было отмечено, кроме того, звездообразование на углероде и кислороде, причём авторы²⁰ считают, что соответствующее сечение при бомбардировке углерода 90 Мэв нейтронами составляет $\frac{1}{3}$ от полного сечения углерода, т. е. около $(0,20 \pm 0,05) \cdot 10^{-24}$ см². Полагая, что из числа частиц, образующихся при звёздных расщеплениях, $12 \pm 3\%$ обладают достаточно высокими энергиями (25—30 Мэв), окончательная величина сечения выбивания из углерода протонов с энергией, превышающей 32 Мэв, и дейтеронов с энергией, превышающей 25 Мэв, равна $\sigma = (24 \pm 12) \cdot 10^{-27}$ см².

Довольно большие сечения выбивания заряженных частиц из лёгких ядер вызывают определённые трудности в экспериментальных работах, посвящённых, например, исследованию пр-рассеяния с помощью «телескопов» из пропорциональных счётчиков, работающих на совпадениях. Трудности эти связаны с увеличением нагрузки каждого счётчика и с увеличением тем самым фона совпадений из-за счёта частиц, выбиваемых из стенок самих счётчиков. Повидимому, именно по этой причине установка для измерений пр-рассеяния²¹ располагалась за 10-футовой защитой из бетона, сквозь которую коллимировался нейтронный пучок (причём дополнительно с обеих сторон в защите были сделаны медные

*) Наличие вторичных частиц с энергией, превышающей 90 Мэв, объясняется наличием в бомбардирующем пучке заметного количества нейтронов с энергиями, большими номинальной¹.

диафрагмы диаметром от 7,5 до 1 см и толщиной в 50 см). Величина фона случайных совпадений при таких условиях была невелика и не была уже связана с выбиванием заряженных частиц из стенок счётчиков, поскольку фон совпадений уменьшался в 1000 раз при перенесении одного из составляющих телескоп счётчиков с оси телескопа в соседнее положение.

С помощью камеры Вильсона и толстослойных фотоэмульсий наблюдалось звездообразование, связанное с процессами глубокого отщепления. Было исследовано 1200 звёзд в фотоэмульсии при бомбардировке её дейтеронами с энергиями 35 Мэв, 90 Мэв, 130 Мэв и 190 Мэв²². Лучи звёзд могли соответствовать α -частицам, осколкам, дейтеронам с энергией менее 35 Мэв или протонам с энергией менее 17 Мэв (использовались десенсибилизированные пластинки, не фиксирующие дейтронов и протонов больших энергий). Исследовались также звёзды от α -частиц с энергией до 380 Мэв²³, причём в отдельных случаях использовались эмульсии, разрешавшие идентификацию быстрых протонов и α -частиц до энергии исходного пучка. Было найдено, что при всех энергиях бомбардирующих дейтронов и α -частиц среднее число лучей в звезде примерно три. При бомбардировке дейтеронами отношение числа лучей в направлении первичного пучка к числу лучей в противоположном направлении равнялось примерно трём; в случае α -частиц — шести. Полученные результаты интерпретируются авторами²⁴ в соответствии с представлениями о возбуждённом быстрой бомбардирующей частицей кипящем ядре. Теоретический подсчёт дал для 190 Мэв дейтронов среднее число лучей 4,4; если ввести поправку на нечувствительность эмульсии к быстрым протонам и дейтеронам, число это уменьшается до 3,3 для 190 Мэв и 1,1 для 35 Мэв. Расчёт проводился для тяжёлых компонент эмульсии — Ag и Br. Превышение экспериментально отмеченного среднего числа лучей при малых энергиях дейтронов над теоретически рассчитанным авторами объясняют звездообразованием на лёгких компонентах эмульсии — углероде и кислороде, разлетающихся на 3 и 4 α -частицы. В пользу сильного звездообразования на лёгких ядрах говорит также, по мнению авторов, преимущественная направленность лучей вперёд, вызванная, видимо, собственным движением ядер, ибо процесс испарения ядра изотропен. Учитывая, что при малых энергиях преимущественно испаряются нейтроны, не фиксируемые эмульсией, авторы определяют вероятность образования видимой в эмульсии звезды как $0,1 \cdot \sigma_0$ (где σ_0 — геометрическое сечение) при $E_d = 35$ Мэв и как $0,9 \sigma_0$ при $E_d = 190$ Мэв.

Абсолютные сечения звездообразования на α -частицах разных энергий приводятся ниже:

E_α (Мэв)	50	95	130	170	210
σ (барн)	0,08	0,21	0,29	0,21	0,15

Неизвестно при этом, на каких именно элементах эмульсии полу-

чились звёзды, и поэтому приведённые цифры являются усреднёнными. Величины сечений, очевидно, достигают порядка геометрических. В камере Вильсона наблюдалось также звездобразование на 90 *Мэв* нейтронах. Из числа 499 исследованных звёзд 267 имели два луча, 159 — три, 46 — четыре, 25 — пять и 2 — шесть. Отсюда среднее число лучей равно $2\frac{2}{3}$. Если учесть, однако, что в двухлучевых звёздах в 66% случаев наблюдались лучи с энергией большей, чем могли фиксировать фотоэмульсии, из вышеуказанных цифр получается, что при наблюдении с помощью фотопластинок среднее число лучей оказалось бы равным трём.

Выводы. При бомбардировке разных элементов в широком интервале массовых чисел и атомных номеров быстрыми нейтронами, дейтеронами или α -частицами наблюдались процессы глубокого отщепления, связанные с испарением из бомбардируемых ядер значительного числа лёгких частиц (в основном протонов, нейтронов и дейтеронов, а также, в меньшей степени, тритонов и α -частиц). В результате образуются ядра элементов со значительно меньшими, чем у исходных, массовыми числами и атомными номерами. Характер процессов глубокого отщепления мало зависит от природы бомбардирующих частиц. Чем дальше отстоит по массовому числу и атомному номеру конечное ядро от исходного, чем больше частиц должно «выкипеть» из ядра при данном процессе, тем, в общем случае, менее вероятен этот процесс, тем меньше выход соответствующего конечного ядра (исключения наблюдаются в основном для конечных ядер, сравнительно близких к исходным). Сечения процессов глубокого отщепления довольно велики и достигают порядка 10^{-25} — 10^{-24} см^2 , т. е. величин, близких к геометрическим сечениям.

II. ПРОЦЕССЫ ДЕЛЕНИЯ

Наряду с процессами глубокого отщепления довольно подробно изучалось деление тяжёлых ядер при бомбардировке частицами большой энергии. К настоящему времени отмечено деление десяти тяжёлых элементов под действием быстрых дейтеронов, нейтронов или α -частиц (кроме урана, тория и плутония, ещё висмут, свинец, таллий, тантал, ртуть, золото и платина). Характерным признаком деления на быстрых частицах является исчезновение «двугорбого» спектра распределения осколков деления по массам и энергиям и появление вместо этого одного пика с массовым числом, соответствующим примерно половине массового числа делящегося ядра.

Физически это связано, повидимому, с тем обстоятельством, что при больших энергиях возбуждения делящегося ядра «размывается» координата реакции — распад может происходить не только по линии седловины энергетического рельефа, но и много выше

по обеим сторонам этой линии. Таким образом, нет никаких оснований для получения «двугорбой» кривой распределения осколков по массам или энергиям, связанной, как это иногда считается, с необходимостью перехода через седловину. Характерным приме-

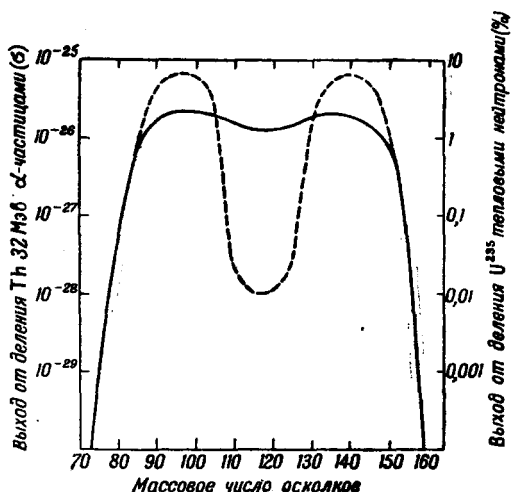


Рис. 6. Массовый спектр осколков деления тория на 32 Мэв α -частицах.

ром переходного спектра от случая деления на медленных нейтронах к случаю деления на быстрых частицах является массовый спектр осколков деления тория ^{232}Th при бомбардировке его 32 Мэв α -частицами, изображенный на рис. 6, вместе с массовым спектром осколков деления ^{235}U на тепловых нейтронах.

Так например, было высказано предположение ²⁶, что массовый спектр осколков ^{235}U и ^{239}Pu характеризуется тем, что у каждого тяжёлого осколка длина цепи β -распада до образования стабильного ядра такая же, как и у соответствующего данному тяжёлому осколку лёгкого осколка. Исходя из факта избытка нейтронов в первичных осколках деления ^{235}U , склонных поэтому к β -распаду, Кингдон ²⁷, используя величину $\frac{A-Z}{Z}$ как меру

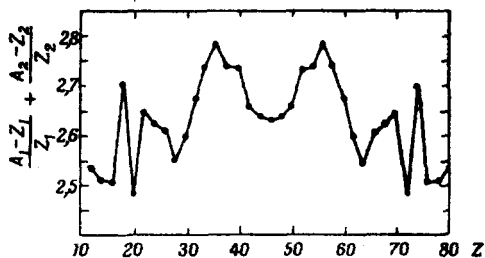


Рис. 7. Рассчитанный спектр атомных номеров осколков деления ^{235}U на медленных нейтронах.

сродства нейтронов, строит изображенный на рис. 7 спектр распределения осколков по атомным номерам в предположении, что каждая пара (лёгкий — тяжёлый) осколков характеризуется максимальным значением суммы $\frac{A_1-Z_1}{Z_1} + \frac{A_2-Z_2}{Z_2}$, где $A_1 + A_2 = 236$, $Z_1 + Z_2 = 92$. Для объяснения «одногогорбого» спектра при делении

на быстрых частицах было высказано предположение²⁸, что в этом случае до деления не успевают произойти перераспределение зарядов между осколками и поэтому в каждой паре (лёгкий—тяжёлый) осколков $\frac{A_1 - Z_1}{Z_1} = \frac{A_2 - Z_2}{Z_2} = \frac{A_0 - Z_0}{Z_0}$, где индекс 0 характеризует A и Z исходного ядра. Спектр осколков деления на быстрых частицах особенно подробно изучен для висмута^{28, 29, 30, 31} и урана^{32, 33, 34}. При исследовании ионизации, вызываемой осколками деления висмута³¹ на 90 Мэв нейтронах, было обнаружено наличие лишь одного пика в распределении по энергиям, причём средняя энергия осколков была определена как 71 Мэв, а наиболее вероятная — как 74 Мэв.

Геккерман и Перльман провели весьма подробное химическое исследование²⁸ осколков деления висмута на 190 Мэв дейтеронах. Всего ими было химически выделено 27 различных элементов, причём изменялась активность 48 изотопов с атомными номерами от 20 до 63 и массовыми числами от 45 до 149. На рис. 8 приводится полученный ими массовый спектр осколков и для сравнения — спектр осколков U^{235} . Работа с осколками деления висмута на быстрых частицах была сопряжена с рядом трудностей. В самом деле, при делении урана на медленных нейтронах первичные осколки рожают длинную цепь β -распада, причём по мере приближения к стабильному изобару (т. е. по мере смещения вправо по периодической системе) периоды полураспада, как правило, возрастают. Достаточно поэтому исследовать один-два изобара с большими (для удобства измерений) периодами полураспада, чтобы определить полный выход осколка с данным массовым числом. Иная картина наблюдается при делении на быстрых частицах. Исходя из записанного выше соотношения $\frac{A - Z}{Z} = \text{const}$, легко можно подсчитать, каково наиболее вероятное значение Z при данном A , причём оказывается, что в ряде случаев наиболее ве-

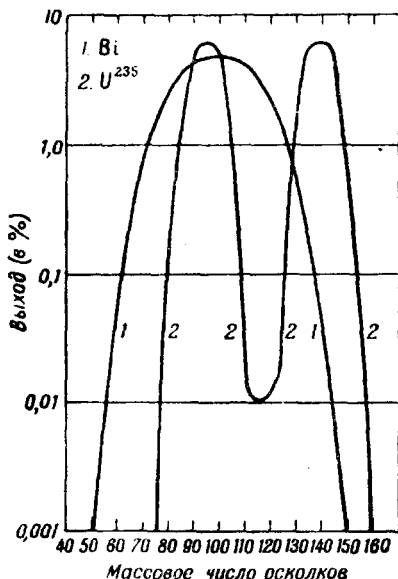


Рис. 8. Массовый спектр осколков деления висмута на 190 Мэв дейтеронах.

роятно образование стабильных изотопов или короткопериодных электроно- или позитроноиспускателей, превращающихся непосредственно в стабильный изотоп. В таких случаях авторы исследовали изобары с большими или меньшими номерами, чем ожидаемая величина Z . Выход оказывался при этом весьма мал. Подчас рассчитанная величина Z оказывалась дробной, т. е. соответствующей двум наиболее вероятным осколкам. И в этих случаях соответствие ожидаемого и отмеченного выходов нарушалось.

Тем не менее, благодаря исследованию большого числа различных осколков, авторы получили их массовый спектр, соответствующий в предположении $\frac{A-Z}{Z} = \text{const}$ величине $\frac{A-Z}{Z} \cong 1,37$. Авторы считают, что процесс деления происходит в три стадии — образование компаунд-ядра, испускание компаунд-ядром нейтронов, деление остаточного ядра — и, конкретно, принимают такой механизм деления висмута: $\text{Bi}_{83}^{209} (d, 12n) \text{Po}_{84}^{199} \rightarrow \text{осколки}$. Очевидно, что если этот механизм соответствует действительности, то такое деление может происходить лишь при достаточно больших энергиях возбуждения, достаточных для того, чтобы из «кипящего» ядра испарилось двенадцать нейтронов. Авторы приводят данные неопубликованных расчётов, согласно которым доля таких столкновений 190 Мэв дейтеронов с тяжёлыми ядрами, при которых ядру передаётся энергия возбуждения менее 100 Мэв, составляет только 25%. Для остальных 75% столкновений функция распределения энергии возбуждения имеет широкий максимум около 150 Мэв. Геометрическое сечение таких столкновений составляет примерно 2 барна. Между тем определённое на опыте сечение деления составляет лишь 0,2 барна. Авторы считают поэтому, что 90% геометрического сечения падает на долю других ядерных реакций, в том числе процессов глубокого отщепления, при которых из ядра вылетают заряженные частицы или меньшее число (но зато более быстрых) нейтронов без последующего деления. Выход продуктов процессов глубокого отщепления авторами не измерялся.

Как будет видно из дальнейшего изложения, при делении урана на быстрых частицах наблюдается иная картина — сечение деления составляет значительную часть геометрического сечения и не уступает сечению процессов глубокого отщепления. Исходя из капельной модели ядра, авторы качественно объясняют различие между делением висмута и урана, используя параметр $\frac{Z^2}{A}$ как критерий способности ядра к делению (с ростом $\frac{Z^2}{A}$, например, в пределах одного атомного номера, с уменьшением числа нейтронов способность к делению возрастает). Если компаунд-ядро U_{92}^{236}

($\frac{Z^2}{A} = 35,5$) легко делится, то согласно такой точке зрения компаунд-ядро Po_{84}^{211} ($\frac{Z^2}{A} = 33,44$) должно ещё для приобретения способности к делению выбросить предварительно около 12 нейтронов (для Po_{84}^{199} $\frac{Z^2}{A} = 35,46$).

В доказательство этой точки зрения авторы приводят сравнительные данные экспериментов по делению свинца, обогащённого Pb^{204} до 27,3% (для этого изотопа $\frac{Z^2}{A} = 32,96$, а для компаунд-ядра Bi_{81}^{206} $\frac{Z^2}{A} = 33,44$) и Pb^{208} до 90,3% (для этого изотопа $\frac{Z^2}{A} = 32,33$, а для компаунд-ядра Bi_{81}^{210} $\frac{Z^2}{A} = 32,80$). Очевидно, что поскольку $\frac{Z^2}{A}$ для Pb^{204} больше, чем для Pb^{208} , де-

деление первого изотопа требует предварительной эмиссии меньшего числа нейтронов, и поэтому сечение деления Pb^{204} должно быть больше. Различие сечений деления Pb^{204} и Pb^{208} должно сглаживаться с ростом энергии дейтронов. Именно такая закономерность и наблюдалась на опыте (рис. 9). Надо указать, однако, что по другим данным³⁵ способность к делению Pb^{206} в 14 раз меньше, чем Pb^{207} . Авторы исследовали также, как меняется массовый спектр осколков деления висмута (по выходам трёх осколков — Cu^{67} , Mo^{99} и Ba^{133}) при переходе от 190 Мэв дейтронов к 100 Мэв дейтеронам и 380 Мэв α -частицам, и установили, что общий выход растёт с энергией, а массовый спектр расширяется без смещения максимума. При $A < 110$ осколки деления висмута на быстрых частицах являются в основном излучателями электронов, как и ог-

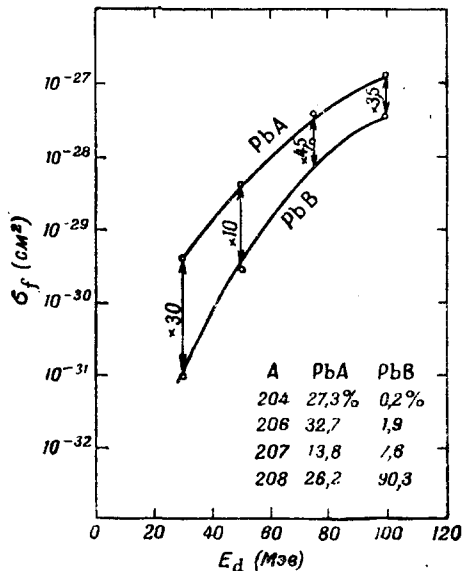


Рис. 9. Функция возбуждения деления свинца с различным изотопным составом на 190 Мэв дейтеронах.

ромное большинство осколков деления на медленных нейтронах, при $A = 110 - 125$ — в основном стабильными изотопами, при $A > 125$ — в основном излучателями позитронов.

На разборе каждого из исследованных осколков и на описании химической методики работы мы здесь останавливаться не будем.

Спектр по массам осколков деления урана на быстрых (380 Мэв) α -частицах, полученный О'Коннором и Сиборгом³³, приведён на рис. 10.

В отличие от висмута здесь изучена также и возрастающая ветвь в области больших массовых чисел, соответствующая процессам глубокого отщепления. Из

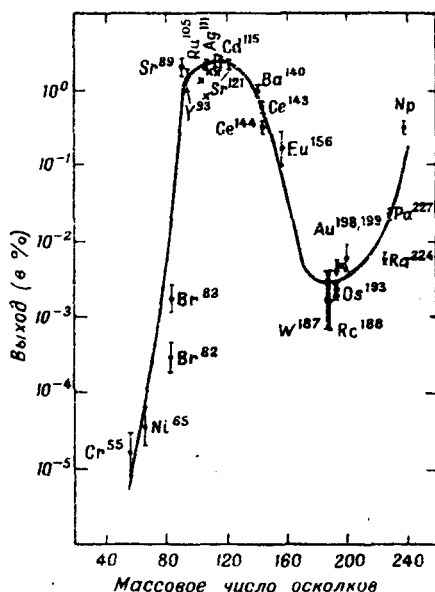


Рис. 10. Массовый спектр осколков деления урана на 380 Мэв α -частицах.

рисунка явствует, что доминирующим процессом является деление. Сечение деления урана на 380 Мэв α -частицах было найдено близким к 2 барнам, т. е. близким к геометрическому сечению и в 10 раз превышающим сечение деления висмута на 190 Мэв дейтеронах. На рис. 10 приводятся наименования десяти элементов, исследованных авторами. Последние, однако, указывают, что при реакции образовывалось большое количество α -радиоактивных элементов с $A \geq 210$, не обозначенных на рисунке. Максимум массового спектра осколков лежит при $A <$

$$< \frac{A_U + A_\alpha}{2} = 121, \text{ а именно}$$

при 115 — 118. Авторы счи-

тают на этом основании, что до деления компаунд-ядро испускает несколько нейтронов, подобно тому, как это разбиралось выше для висмута. Крестиками на рис. 10 обозначены более поздние данные³⁴ по выходу осколков платиновой группы (Ru, Pd, Os, Ir, Pt). Специальное дополнительное исследование этих осколков было вызвано тем обстоятельством, что они находятся в наиболее интересных участках массового спектра: лёгкие элементы — вблизи максимума, тяжёлые — в начале ветви, переходной от процессов деления к процессам глубокого отщепления.

Недостаточная определённости исследований деления урана на быстрых частицах видна хотя бы из того, что один и тот же автор — Сиборг — за год до опубликования работы, где был отмечен один широкий максимум массового спектра осколков³³, ещё сообщал о наличии «двугорбого» спектра³², правда, с менее глубокой впадиной, чем при делении на медленных нейтронах.

Остановимся теперь кратко на имеющихся данных по делению других элементов. Для свинца, таллия, платины и тантала также было установлено³⁰ наличие спектра масс осколков с одним широким максимумом, причём применялись различные бомбардирующие частицы, а именно: 380 Мэв α -частицы (Pb, Tl, Pt, Ta), 190 Мэв дейтероны (Pb, Tl) и 90 Мэв нейтроны (Pb). Оказалось, что относительный выход лёгких и тяжёлых изотопов одного и того же элемента уменьшается при уменьшении энергии бомбардирующих частиц. В этом авторы видят новое подтверждение факта испускания нейтронов до деления — испускания тем более сильного, чем выше энергия бомбардирующей частицы.

Была исследована, кроме того, зависимость выхода деления шести элементов от энергии нейтронов³⁵ в интервале 25—90 Мэв. Энергия нейтронов варьировалась передвижением по радиусу в магнитном поле свинцовой мишени, на которой, по механизму «срыва», из дейтеронов получались нейтроны. В качестве монитора при всех энергиях нейтронного пучка использовалась торий — сравнивались импульсы осколочного пучка ионизационных камер, работавших на тории и на исследуемом элементе. Результаты опытов приводятся на рис. 11.

Мы не будем касаться здесь работ, посвящённых делению и «взрывам» тяжёлых ядер под действием космического излучения, хотя в отдельных случаях и было установлено, что наблюдавшиеся деления происходили на быстрых нейтронах и даже было определено среднее число вторичных нейтронов на один акт деления (см., например³⁶).

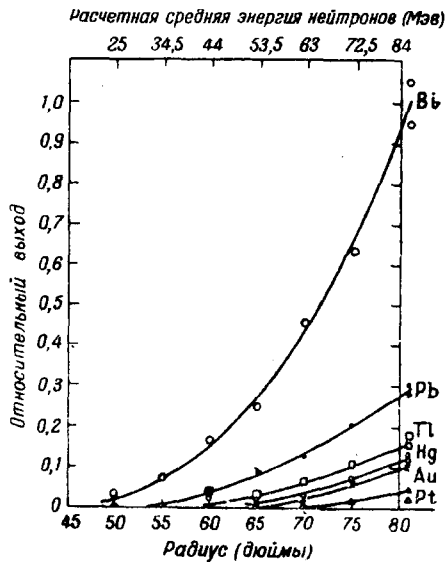


Рис. 11. Функция возбуждения деления различных ядер на быстрых нейтронах (единица соответствует $\sigma=0,019$ барна)

В заключение коротко остановимся на теоретической работе Гольдбергера⁸⁷, посвящённой взаимодействию быстрых нейтронов с тяжёлыми ядрами.

Автор исходит из представлений о первоначальном индивидуальном соударении нуклон-нуклон, при котором передаётся сравнительно небольшая доля энергии летящей частицы, и о последующем перераспределении энергии внутри ядра за счёт столкновений возбуждённого нуклона с другими нуклонами данного ядра. На основании этих представлений рассчитывается рассеяние нуклонов тяжёлыми ядрами и пробег нуклонов в ядерной материи. Затем автор подробно рассматривает вопросы передачи энергии при столкновениях нейтронов с тяжёлыми ядрами и выводит число и распределение по энергиям частиц, испускаемых ядром при столкновении с быстрым нейтроном. Ядро рассматривается как смесь двух не взаимодействующих Ферми-газов — нейтронного и протонного, причём глубина общей потенциальной ямы принимается за 26 Мэв, а глубина высшего из заполненных состояний за 8 Мэв.

Максимальная Ферми-энергия нейтронов или протонов

$$E_F = \frac{\hbar^2}{2M} \left(\frac{3\pi^2 N}{V} \right)^{2/3},$$

где N — число нейтронов или протонов, V — ядерный объём, M — масса нуклона. Для простоты автор полагает, что в ядре имеется лишь один сорт частиц, определяя N как $N = N_p + \frac{1}{4} N_n$ (т. е., по сути дела, задавая $\sigma_{nn} = \frac{1}{4} \sigma_{np}$). При этом автор исходит из того, что взаимодействие нейтронов с протоном определяется наполовину обменными силами, наполовину — обычными. Радиус Ферми-сферы тогда равен

$$R = \hbar \left(\frac{3\pi^2 N}{V} \right)^{1/3},$$

а наиболее вероятное изменение момента при соударении нуклон-нуклон — порядка $\frac{\hbar}{r_0}$, где r_0 — радиус действия ядерных сил. По-

скольку $\frac{\hbar}{r_0 R}$ порядка $\frac{1}{2}$, заметная доля столкновений запрещается принципом Паули и, таким образом, сечение падает, а пробег возрастает сравнительно с тем случаем, когда запреты не учитываются. В результате расчётов, на которых мы не будем здесь

останавливаться, автор получает $\frac{\bar{\sigma}}{N\sigma_T} = 0,78$ (если радиус сферы моментов равен 18 Мэв, а глубина ямы 26 Мэв). Полагая $\sigma_T = \sigma_{np} = \sigma_{pp} = 0,083 \frac{90}{116} = 0,064$ барна и $N = 113$ (для Pb_{82}^{206}),

автор получает сечение внутриядерного взаимодействия (т. е. геометрическое сечение) $\bar{\sigma} = 5,63$ барна, откуда при $R_{\text{Рб}} = 9,05 \cdot 10^{-13}$ см получается пробег в ядерном веществе $l = \frac{4}{3} \cdot \frac{\pi R^3}{\sigma} = 5,52 \cdot 10^{-13}$ см (в случае пренебрежения принципом

Паули $l = 4,3 \cdot 10^{-13}$ см). Более точные расчёты, учитывающие анизотропию рассеяния, приводят к третьему значению: $l = 6,20 \cdot 10^{-13}$ см. На основании полученной величины пробега автор рассчитывает энергетическое и угловое распределение рассеянных свинцом нуклонов. На рис. 12 приводится энергетическое распределение при трёх различных углах (в лабораторной системе) для начальной энергии нейтронов 90 Мэв. Излом кривых в максимуме появляется из-за учёта запретов. На рис. 13 приводится угловое распределение (в лабораторной системе) рассеянных нейтронов, рассчитанное только на одно столкновение, на рис. 14 — угловое распределение с учётом многократного рассея-

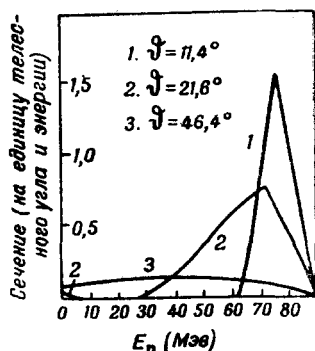


Рис. 12. Энергетическое распределение частиц, рассеянных тяжёлым ядром под разными углами.

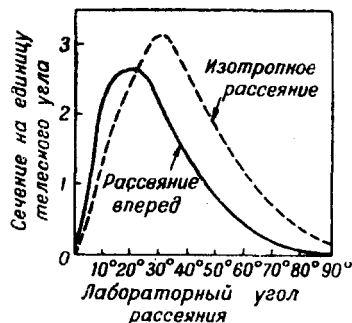


Рис. 13. Угловое распределение частиц, рассеянных тяжёлым ядром при одном соударении.

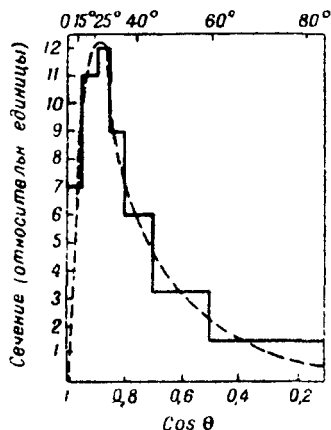


Рис. 14. Угловое распределение многократного рассеяния частиц тяжёлым ядром.

ния. Из рис. 13 и 14 явствует, что «пик» рассеянных нуклонов сосредоточен в очень малом угле, причём учёт многократного

рассеяния мало меняет результат, поскольку даже в тяжёлых ядрах сильно преобладают случаи простых столкновений. По расчётам автора 15% быстрых нейтронов пронизывают ядро без соударений. В 85% случаев наблюдаются столкновения нуклон-нуклон в ядре, в результате которых ядро, возбуждается и может произойти испускание частиц из ядра. Были проведены графические расчёты энергетического распределения частиц

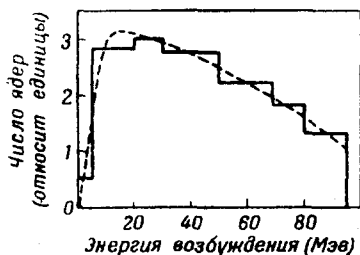


Рис. 15. Распределение остаточных тяжёлых ядер по энергии возбуждения при бомбардировке $86,6$ Мэв нейтронами.

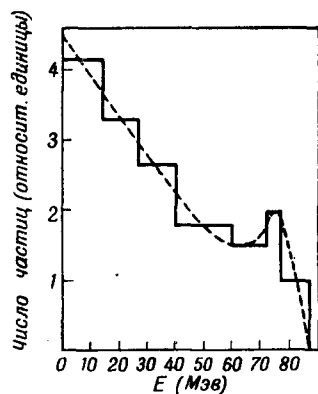


Рис. 16. Энергетическое распределение частиц, испускаемых под всеми углами немедленно после бомбардировки тяжёлого ядра $86,6$ Мэв нейтронами.

выброшенных из ядра под всеми углами немедленно после столкновения, и распределения энергии возбуждения остаточного ядра, причём энергия нейтрона была принята равной $86,6$ Мэв (глубина потенциальной ямы, радиус сферы моментов и радиус ядра указаны выше). Результаты этих расчётов приводятся в таблице III и на рис. 15 и 16.

Таблица III

%	случаев	Число испускаемых частиц	Средняя энергия возбуждения остаточного ядра (Мэв)	Средняя энергия выброшенных частиц (Мэв) (в порядке убывания)		
				1	2	3
15		Без столкновения	—	—	—	
4		0	94,5			
58		1	41,6	45,0		
21		2	35,2	27,2	16,0	
2		3	40	14,5	9,5	6,5

Распределение энергии возбуждения остаточного ядра представлено на рис. 15. Наиболее вероятное значение энергии возбуждения соответствует примерно 16 Мэв, средняя величина $\cong 42,5$ Мэв. Эта энергия распределяется между нуклонами, и дальнейшие процессы описываются моделью «кипящего» ядра. Гольдбергер, таким образом, подразделяет испускаемые ядром при бомбардировке его быстрыми нейтронами частицы на вылетающие «немедленно» (в течение 10^{-22} сек.) после столкновения и на испаряемые «кипящим» ядром в результате распределения энергии возбуждения. На опыте, конечно, такое подразделение невозможно, однако учёт его может помочь при рассмотрении процессов деления, требующих предварительного испускания ядром нейтронов. Энергетическое распределение «немедленно» вылетающих частиц представлено на рис. 16. Максимум в области больших энергий соответствует, по мнению автора, большому числу частиц, испытавших лишь одно столкновение в ядре.

Выводы. При бомбардировке быстрыми нейтронами, дейтеронами и α -частицами делится довольно большое число тяжёлых ядер. Спектр осколков деления по массам и энергиям, в отличие от случая деления на медленных нейтронах, имеет лишь один широкий максимум, соответствующий массовому числу, несколько меньшему, чем сумма массовых чисел исходного ядра и бомбардирующей частицы. Последнее обстоятельство связано с тем, что перед делением тяжёлое ядро испускает довольно большое число нейтронов (например, двенадцать). Сечение деления ядер, которые делятся и на медленных частицах, близко при больших энергиях бомбардирующих частиц к геометрическому и не уступает сечению процессов глубокого отщепления. В случае же ядер, делящихся только на быстрых частицах (порог деления которых связан, повидимому, с необходимостью эмиссии нейтронов до деления), сечение деления составляет лишь малую часть геометрического сечения и уступает сечению других ядерных процессов, в частности, процессов глубокого отщепления. В последнем случае сечение деления быстро возрастает с энергией, отражая зависимость вероятности множественной нейтронной эмиссии от энергии бомбардирующей частицы.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. R. Serber, Phys. Rev. **72**, 1114 (1947).
2. G. T. Seaborg a. I. Perlman. Rev. Mod. Phys. **20**, 585 (1948).
3. D. R. Miller, R. C. Thompson a. B. B. Cunningham, Phys. Rev. **74**, 347 (1948).
4. H. H. Hopkins a. B. B. Cunningham, Phys. Rev. **73**, 1406 (1948).
5. D. Bishop, A. C. Helmholtz a. J. M. Peterson, Phys. Rev. **74**, 1559 (1948).
6. D. Bockhop, A. C. Helmholtz a. oth., Phys. Rev. **75**, 1469 (1949).
7. H. W. Hubbard, Phys. Rev. **75**, 1470 (1949).

8. M. Lindner a. J. Perlman, Phys. Rev. 73, 1124 (1948).
9. M. Lindner a. J. Perlman, Phys. Rev. 73, 1202 (1948).
10. D. H. Templeton a. J. Perlman, Phys. Rev. 73, 1211 (1948).
11. W. J. Knox, Phys. Rev. 75, 537 (1949).
12. W. J. Knox, Phys. Rev. 72, 1254 (1947).
13. E. McMillan a. H. F. York, Phys. Rev. 73, 262 (1948).
14. E. McMillan a. R. D. Miller, Phys. Rev. 73, 80 (1948).
15. W. W. Chupp a. E. M. McMillan, Phys. Rev. 74, 1217 (1948).
16. N. a. Bonner a. W. C. Orr, Phys. Rev. 76, 140 (1949).
17. H. F. York, Phys. Rev. 75, 1467 (1949).
18. L. J. Cook, E. McMillan a. oth., Phys. Rev. 75, 7 (1949).
19. H. Bradner, Phys. Rev. 75, 1467 (1949).
20. K. Brueckner a. W. M. Powell, Phys. Rev. 75, 1274 (1949).
21. J. Hadley, E. Kelly a. oth., Phys. Rev. 75, 351 (1949).
22. E. Gardner a. V. Peterson, Phys. Rev. 75, 364 (1949).
23. E. Gardner, Phys. Rev. 75, 379 (1949).
24. W. Horning a. L. Baumhoff, Phys. Rev. 75, 370 (1949).
25. A. S. Newton, Phys. Rev. 75, 17 (1949).
26. C. D. Coryell, L. E. Glendenin a. R. R. Edwards, Phys. Rev. 75, 337 (1949).
27. K. H. Kingdon, Phys. Rev. 76, 136 (1949).
28. R. H. Goeckermann a. J. Perlman, Phys. Rev. 76, 628 (1949).
29. R. H. Goeckermann a. J. Perlman, Phys. Rev. 73, 1127 (1948).
30. J. Perlman, R. H. Goeckermann a. oth., Phys. Rev. 72, 352 (1947).
31. J. Jungerman a. S. C. Wright, Phys. Rev. 75, 1470 (1949).
32. G. T. Seaborg, B. B. Cunningham a. oth., Phys. Rev. 72, 740 (1947).
33. P. R. O'Connor a. G. T. Seaborg, Phys. Rev. 74, 1189 (1948).
34. R. D. Wolfe a. N. E. Ballou, Phys. Rev. 75, 527 (1949).
35. E. L. Kelly a. C. Wiegand, Phys. Rev. 73, 1135 (1948).
36. V. C. Tongiorgi, Phys. Rev. 76, 517 (1949).
37. M. L. Goldberger, Phys. Rev. 74, 1269 (1948).
38. М. Рабинович, УФН, 32, 396 (1947).
39. Э. В. Шпольский, УФН, 34, 440 (1948).
40. В. Лопухин, УФН, 34, 398 (1948).
41. В. Авербах, УФН, 36, 221 (1948).