Доклады Академии наук СССР
1955. Том 103, № 4

ФИЗИКА

В. П. ШАМОВ

МЕХАНИЗМ ДЕЛЕНИЯ ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР ПРИ БОЛЬШИХ ЭНЕРГИЯХ ВОЗБУЖДЕНИЯ

(Представлено академиком А. Ф. Иоффе 20 V 1955)

Угловое и энергетическое распределение вылетающих при делении заряженных частиц. Ядерные фотопластинки типа П-9 с чувствительностью по протонам до 30—35 Мэв, наполненные ураном, висмутом и вольфрамом путем пропитывания их в соответствующих растворах, облучались выведенным пучком протонов с энергией $E_p = 460$ Мэв и $E_p = 660$ Мэв. Для анализа отбирались только делительные случаи.

Опыт показывает, что деление тяжелых ядер на быстрых частицах часто сопровождается вылетом значительного числа заряженных частиц. Среднее число заряженных частиц, приходящихся на один акт деления урана, висмута и вольфрама на протонах с энергией 660 и 460 Мэв, равно:

1) $E_p = 660$ Мэв: $(\bar{n}_{\alpha p})_U = 1{,}16$; $(\bar{n}_{\alpha p})_{Bi} = 1{,}77$; $(\bar{n}_{\alpha p})_W = 4$.

2) $E_p = 460$ Мэв: $(\bar{n}_{\alpha p})_U = 0{,}76$; $(\bar{n}_{\alpha p})_{Bi} = 1{,}15$; $(\bar{n}_{\alpha p})_W = 2$.

Отношение (α/p) для заряженных частиц, связанных с точкой деления, имеет следующие значения:

$$(\alpha/p)_U = 0{,}36 \pm 0{,}06;\ (\alpha/p)_{Bi} = 0{,}38 \pm 0{,}06;\ (\alpha/p)_W = 0{,}5 \pm 0{,}1$$

и практически остается постоянным в изучаемом интервале энергий.

Угловое распределение α-частиц имеет изотропный характер, в то время как протоны имеют значительную направленность вперед (отношение числа протонов, идущих в переднюю полусферу, к числу протонов, идущих в заднюю полусферу, $k_p = 1{,}3$). Сравнение энергетического спектра вылетающих при делении заряженных частиц с расчетным испарительным спектром позволяет сделать вывод о том, что все α-частицы нужно отнести к частицам испарения, в то время как доля протонов выбивания порядка 30% от общего числа протонов, связанных с точкой деления ($E_p \leqslant 30$—35 Мэв).

Анализ делительных случаев. При делении тяжелых ядер на быстрых частицах осколки деления разлетаются не в прямо противоположные стороны, а образуют некоторый угол γ (отличный от 180°), так как падающий протон в результате ряда соударений с нуклонами делящегося ядра передает последнему значительную часть своего импульса. Наличие угла между осколками дает возможность определить начальную энергию возбуждения делящегося ядра [1].

Проведенный анализ делительных случаев дает возможность определить как среднюю энергию возбуждения делящихся ядер, так и энергию возбуждения для определенных типов деления (т. е. для делений с вылетом определенного числа заряженных частиц).

Средняя энергия возбуждения для делящихся ядер урана, висмута и вольфрама на протонах с энергией 660 и 460 Мэв равна:

1) $E_p = 660$ Мэв: $(\bar{E})_U = 150$ Мэв; $(\bar{E})_{Bi} = 230$ Мэв; $(\bar{E})_W = 440$ Мэв.

2) $E_p = 460$ Мэв: $(\bar{E})_U = 130$ Мэв; $(\bar{E})_{Bi} = 190$ Мэв; $(\bar{E})_W = 335$ Мэв.

Изменение числа испущенных при делении заряженных частиц в зависимости от начальной энергии возбуждения делящихся ядер при облучении протонами с энергией $E_p = 660$ Мэв представлено в табл. 1, где n_i — число испущенных при делении заряженных частиц; $\bar{\gamma}_i^0$ — среднее значение угла между осколками (в проекции) для данного типа деления; E_i — начальная энергия возбуждения для определенного типа деления.

Таблица 1

n_i	U, $N_f = 992$			Bi, $N_f = 445$			W, $N_f = 135$		
	%	$\bar{\gamma}_i^0$	E_i, Мэв	%	$\bar{\gamma}_i^0$	E_i, Мэв	%	$\bar{\gamma}_i^0$	E_i, Мэв
0	46,5	2	70	25,6	3,8	135	10,4	6,8	270
1	22,8	2,9	140	28,6	4,6	183	11,1	7,7	295
2	12,7	4,7	245	18,5	5,6	250	10,4	9,5	345
3	9,6	6	325	12,9	7	315	11,8	11,2	390
4	5,25	7,8	410	7,65	8,1	385	12,6	12,4	430
5	1,9	9,6	500	4	10,3	455	11,8	13,8	485
6	1	11,2	560	2,46	13	520	11,8	15	520
7	0,3	—	—	0,67	—	—	10,4	17,5	565
8	0,1	—	—	0,22	—	—	5,9	21	605
9							3,7	20	—

Из приведенных в таблице значений видно, что число испущенных при делении заряженных частиц однозначно связано с начальной энергией возбуждения делящегося ядра, причем большей энергии возбуждения соответствует большее число испущенных при делении заряженных частиц.

В работе получены значения для сечений деления для урана, висмута и вольфрама на протонах с энергией 460 и 660 Мэв.

1) $E_p = 460$ Мэв: $(\sigma_f)_U = (0{,}9 \pm 0{,}2) \cdot 10^{-24}$ см^2;
$(\sigma_f)_{Bi} = (0{,}088 \pm 0{,}02) \cdot 10^{-24}$ см^2; $(\sigma_f)_W = (0{,}004 \pm 0{,}0016) \cdot 10^{-24}$ см^2.

2) $E_p = 660$ Мэв: $(\sigma_f)_U = (1{,}1 \pm 0{,}2) \cdot 10^{-24}$ см^2;
$(\sigma_f)_{Bi} = (0{,}12 \pm 0{,}02) \cdot 10^{-24}$ см^2; $(\sigma_f)_W = (0{,}01 \pm 0{,}003) \cdot 10^{-24}$ см^2.

Механизм деления тяжелых ядер при больших энергиях возбуждения. Зная число заряженных частиц $N_{\alpha p}$, связанных с точкой деления при определенной начальной энергии возбуждения делящегося ядра E_i (табл. 1) и учитывая, что все α-частицы являются частицами испарения, а среди протонов, связанных с точкой деления, порядка 30% являются частицами выбивания, можно определить, сколько заряженных частиц испаряется делящимся ядром $(N_{\alpha p})_{исп}$ в процессе охлаждения

$$(N_{\alpha p})_{исп} = N_\alpha + (1-0{,}3)\, N_p.$$

С другой стороны, зная относительную вероятность эмиссии нейтрона, протона и α-частицы из возбужденного ядра, можно теоретически подсчитать, сколько заряженных частиц испустит возбужденное ядро урана, висмута или вольфрама при заданной начальной энергии возбуждения и при условии, что вся энергия возбуждения снижается путем эмиссии нейтральных и заряженных частиц.

Сравнение экспериментальных значений $(N_{\alpha p})_{\text{исп}} = f(E)$ (для делящихся случаев) с расчетными значениями $(N_{\alpha p})' = f(E)$ дает возможность сделать вполне конкретный вывод о механизме деления тяжелых ядер при больших энергиях возбуждения.

Анализ делительных случаев на уране показывает, что делящиеся ядра испускают столько же заряженных частиц (а следовательно, столько же нейтронов), сколько испустило бы ядро урана при данной начальной энергии возбуждения, но в предположении, что вся энергия возбуждения снимается путем испарения нейтральных и заряженных частиц.

Анализ делительных случаев на висмуте показывает, что в результате предварительного процесса охлаждения возбужденное ядро испускает нейтроны и заряженные частицы в таком количестве, что параметр для деления Z^2/A возрастает до значения, при котором барьер для деления $E_f = f(Z^2/A)$ снижается до энергии связи нейтрона в остаточном ядре.

Анализ делительных случаев на вольфраме показывает, что деление происходит с уровня, несколько превышающего уровень эмиссионного деления, но, так же как в случае урана и висмута, после предварительного охлаждения ядра путем эмиссии значительного числа нейтральных и заряженных частиц.

Таким образом, деление тяжелых ядер при больших энергиях возбуждения является конечным результатом, наступающим после того, как ядро в значительной мере охладилось в результате предшествующего процесса испарения нейтральных и заряженных частиц.

В заключение автор выражает глубокую признательность проф. Н. А. Перфилову, под руководством которого была выполнена настоящая работа.

Радиевый институт
Академии наук СССР

Поступило
10 V 1955

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

[1] В. И. Остроумов, ДАН, **103**, № 3 (1955).