

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

1670

Дубна

С343.е

Д-763



В.А. Друин, С.А. Карамян, Ю.Ц. Оганесян

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

УГЛОВЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ
ПРОДУКТОВ РЕАКЦИЙ
С ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИ

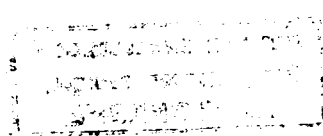
1964

В.А. Друин, С.А. Карамян, Ю.Ц. Оганесян

1670

УГЛОВЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ
ПРОДУКТОВ РЕАКЦИЙ
С ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИ

2454/1, 38



Дубна 1964

В в е д е н и е

При взаимодействии тяжелого иона, обладающего энергией, достаточной для преодоления кулоновского барьера, с ядром мишени могут произойти реакции различных типов, например:

1. Полное слияние ядер мишени и бомбардирующей частицы с образованием возбужденного компаунд-ядра, которое затем понижает свою энергию возбуждения, испуская, в основном, нейтроны.

2. Реакции с вылетом одной или нескольких прямых α -частиц^{х)}, при которых лишь часть ядра налетающего иона сливается с ядром мишени.

3. Реакции передачи одного или нескольких нуклонов, как от ядра мишени налетающему ядру, так и наоборот. Эти реакции, как полагают, происходят при касательном столкновении ядер.

С изменением энергии налетающей частицы то один, то другой тип реакции становится преобладающим, так как сечения их по разному зависят от энергии иона.

Во всех реакциях с многозарядными ионами последние сообщают продуктам реакции значительный импульс, что приводит к образованию ядер отдачи сравнительно большой энергии - порядка нескольких Мэв.

Угловое распределение этих ядер отдачи может дать информацию о механизме реакции.

При полном слиянии ядер мишени и налетающей частицы импульс последней передается компаунд-ядру, которое летит, в связи с этим, строго по направлению пучка. Однако нейтроны, испаряемые компаунд-ядром, сообщают ему отдачу, в результате чего большинство ядер имеет некоторый угол отклонения от направления пучка. Угловое распределение ядер отдачи в реакциях полного слияния изучали Александер и Симонов^{/1/}, облучая редкоземельные элементы ионами $B^{10,11}$, C^{12} , O^{16} . В этой работе произведена оценка влияния испарения нейтронов на угловое распределение ядер отдачи в предположении, что нейтроны испаряются изотропно в системе центра инерции. Получена формула для среднего квадрата угла отклонения ядер отдачи в лабораторной системе координат ($\langle \theta_L^2 \rangle$) в зависимости от энергии бомбардирующих ионов (E_b), от общей кинетической энергии испарившихся нейтронов (T_n) и от масс налетающей частицы, ядра мишени и ядра-продукта реакции (A_b, A_T, A_R).

х) Имеются в виду α -частицы, возникающие в прямых реакциях.

$$\langle \theta_L^2 \rangle = \frac{8 T_n (A_b + A_T)^2}{3 E_b A_b (A_b + A_T + A_R)^2}.$$

Угловые распределения ($\frac{d\sigma}{d\theta}$), измеренные авторами работы^{/1/}, показывают хорошее соответствие с формулой и представляют собой кривые с максимумом в районе 4° , резко спадающие к 0° и доходящие до 10° .

Экспериментальных данных по угловым распределениям ядер отдачи в реакциях с испусканием прямых α -частиц в настоящее время в литературе не имеется. Можно сделать теоретические оценки, используя известные энергетические спектры и угловые распределения прямых α -частиц, полученные Бриттом и Квинтоном (2). Воспользовавшись законом сохранения импульса, можно связать угол вылета α -частицы с углом вылета ядра отдачи и преобразовать угловое распределение α -частиц в распределение ядер отдачи по углам.

$$\text{ctg } \Theta = \frac{p_b}{p_a} \frac{1}{\sin \theta} - \text{ctg } \theta,$$

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Theta} \right)_{\text{я.о.}} = \frac{1 + \left(\frac{E_b}{E_a} \right)^2 - 2 \frac{p_b \cos \theta}{p_a}}{\frac{p_b \cos \theta}{p_a} - 1} \left(\frac{d\sigma}{d\theta} \right)_a,$$

где Θ - угол вылета ядра отдачи в лабораторной системе координат;

θ - угол вылета α -частиц в лабораторной системе координат;

p_b - импульс налетающей частицы;

p_a - импульс прямой α -частицы.

Как видно из формул, угловое распределение ядер отдачи сильно зависит от $\frac{p_b}{p_a}$. Чем большую долю импульса налетающей частицы уносит α -частица, тем на больший угол отклоняется ядро отдачи. В связи с этим угловое распределение ядер отдачи будет широким, так как энергетический спектр прямых α -частиц достаточно размазан. На уширение углового распределения влияет также отдача от нейтронов, испаряемых ядром.

Используя данные Бритта и Квинтона^{/2/} по прямым α -частицам, возникающим при облучении ^{209}Bi ионами ^{12}C , можно показать, что максимум углового распределения ядер в этой реакции будет находиться в районе 15° .

Ядра отдачи из реакций полного слияния летят под гораздо меньшими углами.

Аналогичные рассуждения можно провести и для реакций передачи нуклонов. Известно, что налетающие ионы, испытавшие взаимодействие с ядрами мишенями, связанное с передачей нуклонов, имеют угловое распределение, состоящее из многих максимумов во всем диапазоне углов от 0 до 180° ^{3,4}.

Это приведет к тому, что ядра мишени, испытывавшие реакцию передачи, будут вылетать под большими углами к пучку.

При облучении тяжелых мишеней ($A > 200$) многозарядными ионами возникает ситуация, когда за счет двух реакций разного типа получаются продукты, имеющие совершенно разные Z и A , но сходные по своим радиоактивным свойствам.

Это затрудняет идентификацию продуктов реакции по заряду и массе, которая обычно производится по свойствам радиоактивного распада этих продуктов.

В области сильнодеформирующихся ядер отношение $\frac{\Gamma_p}{\Gamma_f}$ быстро уменьшается с увеличением энергии возбуждения ядра. Из-за этого реакции типа (I, α, xn) идут с сечением в несколько раз большим, чем реакции типа (I, xn) при любой энергии бомбардирующих ионов. Поэтому метод снятия функции возбуждения не дает возможности разделить продукты, образовавшиеся в реакциях разного типа.

Однако, воспользовавшись различием угловых распределений продуктов в реакциях разного типа, видимо, можно получить, если не полное разделение продуктов разных реакций, то, во всяком случае, некоторый коэффициент очистки продуктов одной реакции от продуктов другой.

В связи с этим представляет интерес получить экспериментальные данные по угловым распределениям ядер отдачи в реакциях разного типа. Измерить угловые распределения непосредственно в области тяжелых ядер затруднительно из-за малого сечения реакций.

Необходимо поэтому узнать, как зависят угловые распределения ядер отдачи от массы ядра мишени. Это дало бы возможность на основе известных угловых распределений для реакций на редкоземельных элементах представить себе вид угловых распределений ядер отдачи в области тяжелых мишеней. Можно сделать некоторые оценки зависимости углового распределения ядер отдачи от массы ядра мишени на основе формулы, полученной Александром и Симоновым^{1/1}. Как видно из этой формулы, средний квадрат угла отклонения ядер отдачи от направления пучка ($\langle \Theta_L^2 \rangle$) в явном виде очень слабо зависит от A_T - массы ядра мишени.

Из-за увеличения кулоновского барьера при переходе к тяжелым мишеням возрастает E_b - энергия бомбардирующей частицы, однако, вероятно, что и общая кинетическая энергия испаряемых нейтронов возрастает.

Поэтому вид углового распределения ядер отдачи, видимо, будет слабо зависеть от массы ядра мишени.

В настоящей работе измерены угловые распределения ядер отдачи в реакциях $Au^{197} (N^{14}, 4n) Em^{207}$, $Au^{197} (N^{14}, 6n) Em^{205}$, $Nd^{142} (N^{14}, \alpha, 3n) Tb^{149}$

с целью выяснения зависимости угловых распределений от 1) типа реакции; 2) массы ядра мишени; 3) толщины мишени.

Методика эксперимента

Мишени из золота и неодима были приготовлены на подложках из 6 мк алюминиевой фольги. Контроль за толщиной мишеней осуществлялся с помощью взвешивания. Были приготовлены мишени из золота толщиной 130 мг/см², 360 мг/см², 720 мг/см² и из неодима толщиной 630 мг/см². Использовался неодим, обогащенный изотопом с массовым числом 142, этого изотопа в мишени было 96%.

Для облучения мишеней использовался выведенный пучок циклотрона многозарядных ионов ОИЯИ У-150.

Ионы азота N_{14}^{+5} , получаемые на циклотроне, имели энергию - 97 Мэв. С помощью тормозящих фольг можно было уменьшать энергию ионов. На мишень, имевшую размер 4 мм в диаметре, попадал ток - 0,1 мка.

α - активные ядра - продукты реакций, вылетающих из мишени, попадали на 6 мк алюминиевую фольгу, являющуюся сборником. Схема опыта показана на рис. 1. Сборник затем с помощью штампа разрезался на концентрические кольца, каждому из которых соответствовал определенный угол вылета ядра отдачи. Неопределенность в угле, связанная с конечными размерами мишени, составляла $\sim 1^\circ$. Каждое кольцо обсчитывалось на ионизационной камере со сферическим электродом, регистрирующей α -частицы в телесном угле 2π .

Зависимость интенсивности α -счета от номера кольца и представляла собой угловое распределение ядер отдачи.

Результаты

Как было показано в работе /5/, при облучении Au^{197} ионами N^{14} за счет реакций испарения 4, 5 и 6 нейтронов возникают α -активности заметно различающихся по периодам полураспада.

В таблице 2 приведена сводка α -активных изотопов, возникающих в результате распада ядер Em^{205} , Em^{206} , Em^{207} - продуктов реакций $Au^{197}(N^{14}, xn)E^{211-x}$. В таблице не указаны α -активности, имеющие интенсивность на несколько порядков меньшую, чем те α -активности, которые приводятся.

Можно видеть, что существуют характерные периоды α -активностей 108 мин, 51 мин, и 25 мин, соответствующие реакциям с испарением 4, 5 и 6 нейтронов. Эти

периоды удобны для наблюдения и достаточно отличаются друг от друга, так что имеется возможность разделить продукты реакции по периодам α -активностей, которые в них возникают.

Функции возбуждения для реакций испарения нескольких нейтронов были измерены в работе ^{15/}.

Для осуществления определенной реакции экспериментально выбиралась энергия ионов, при которой получался в основном продукт данной реакции, а другие реакции шли с гораздо меньшим сечением.

Идентификация продуктов производилась по периодам, так как отличить α -активности по энергии α -частиц было затруднительно из-за значительного вбивания ядер отдачи в сборник.

Были измерены угловые распределения ядер отдачи в реакции $\text{Lu}^{197} (\text{N}^{14}, 4n) \text{Em}^{207}$ для мишеней различной толщины (130 мг/см², 360 мг/см², 720 мг/см²); эти угловые распределения показаны на рисунке 3. На рисунке 4 изображены угловые распределения для реакции испарения 6 нейтронов для мишеней толщиной 130 мг/см² и 720 мг/см².

Реакция $\text{Nd}^{142} (\text{N}^{14}, \alpha 3n) \text{Tb}^{149}$ осуществлялась при максимальной энергии ионов $\text{N}^{14} - 94$ Мэв, с учетом толщины подложки мишени. При этом шли, конечно, и реакции полного слияния с дальнейшим испарением нейтронов. Как показано в работе ^{16/}, при энергии возбуждения составного ядра гольмия, соответствующей энергии $\text{N}^{14} - 94$ Мэв, идут, в основном, реакции с испарением 5 и 6 нейтронов.

Схемы распада возникающих при этом изотопов Ho^{150} и Ho^{151} показаны на рис.26.

Видно, что при распаде продуктов реакции полного слияния имеются только короткоживущие α -активности. Поэтому, если начать обсчет сборника через 2-3 часа после конца облучения, то единственной не распадавшейся α -активностью на нем будет Tb^{149} , образовавшийся в реакции $\text{Nd}^{142} (\text{N}^{14}, \alpha, 3n) \text{Tb}^{149}$, так как период полураспада Tb^{149} равен 4,1 часа.

Угловое распределение ядер отдачи, возникающих в этой реакции, при толщине мишени 630 мг/см² показано на рис. 5. На том же рисунке изображено угловое распределение ядер отдачи в реакции полного слияния для редкоземельных мишеней толщиной - 100 мг/см², полученное Симоновым и Александром ^{17/}.

Обсуждение результатов

Как видно из кривых на рис. 5, угловые распределения ядер отдачи сильно зависят от типа реакции. Угловое распределение для ядер отдачи в реакции типа $(\text{L}, \alpha, \text{xn})$

значительно шире и имеет максимум при больших углах по сравнению с распределением ядер отдачи в реакции полного слияния. Выбирая различный интервал углов, можно получить различный коэффициент очистки продуктов одной реакции от продуктов другой и различную общую эффективность регистрации продуктов той реакции, которая интересует экспериментатора. Желательно, конечно, иметь максимальный коэффициент очистки и наибольшую эффективность.

Сравнивая кривые, изображенные на рис. 5, можно получить зависимость эффективности и коэффициента очистки продуктов реакции полного слияния в зависимости от величины углового интервала и от угла, при котором этот интервал выбран.

Эти данные приведены в таблице 1. Цифры, приведенные в таблице 1, не совсем корректны, так как угловые распределения для реакции полного слияния и реакции с отщеплением прямой α -частицы сняты при разных толщинах мишени и при разной энергии налетающих частиц.

Как показано в работе ^{/2/}, угловое распределение прямых α -частиц с уменьшением энергии падающих частиц становится менее остро направленным вперед. Это приведет, возможно, к тому, что максимум углового распределения ядер отдачи в реакции типа (I, α, xp) с уменьшением энергий падающей частицы будет смещаться в сторону больших углов.

Из рис. 3 и 4 видно, что угловое распределение ядер отдачи в реакции полного слияния с увеличением толщины мишени от 130 мг/см^2 до 720 мг/см^2 сильно уширяется и максимум его смещается на 2° в сторону больших углов.

В связи с этими неточностями цифры, приведенные в таблице, для коэффициента очистки и эффективности регистрации продуктов реакции, вероятно, несколько изменяются. Однако качественный вывод о том, что использование различий в угловых распределениях ядер отдачи является перспективным для выделения типа реакции остается в силе.

Сравнение данных, полученных в этой работе, с результатами работы ^{/1/} приводит к заключению, что угловые распределения ядер отдачи слабо зависят от массы мишени, что согласуется с предварительными оценками.

Несмотря на это, представляет большой интерес измерить подобные угловые распределения в области тяжелых сильнодеформирующихся элементов.

Авторы выражают глубокую благодарность члену-корреспонденту АН СССР Г.Н.Флерову за руководство и интерес к работе. Авторы благодарят группу эксплуатации циклотрона У-150, руководимую Б.А.Загером, обеспечившую четкую работу ускорителя и Ю.В.Полубояринова за помощь в проведении измерений.

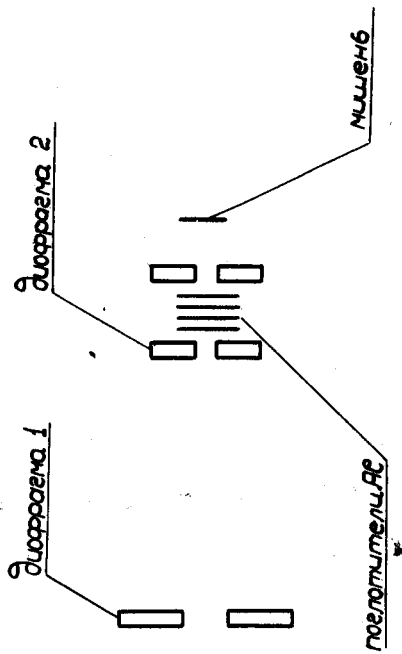
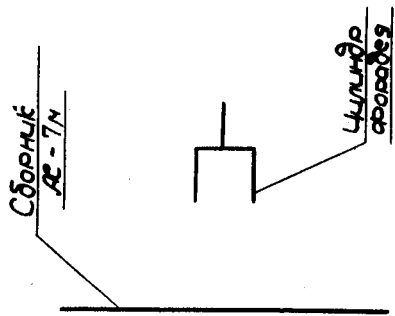


Рис. 1. Схема опыта.

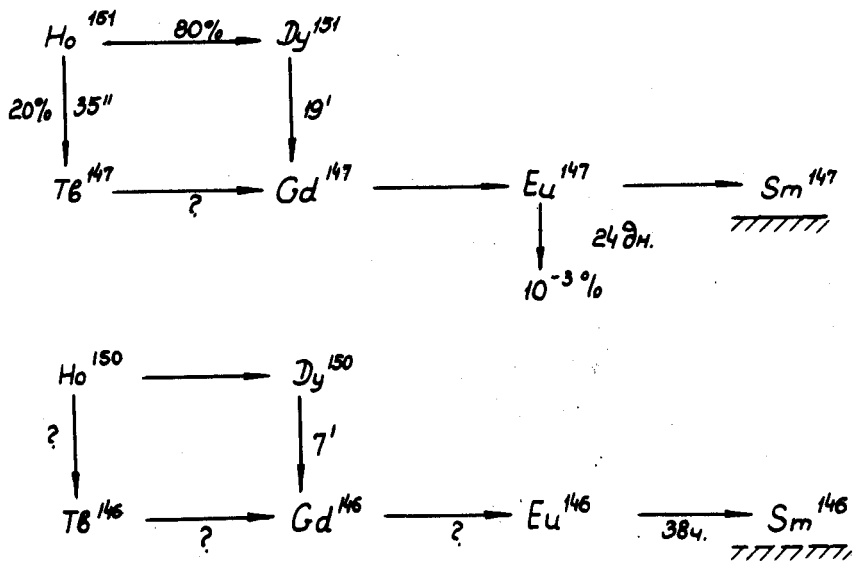


Рис. 2. Цепи распада изотопов Ho¹⁵⁰ и Ho¹⁵¹. Знаки ? поставлены около неизученных изотопов.

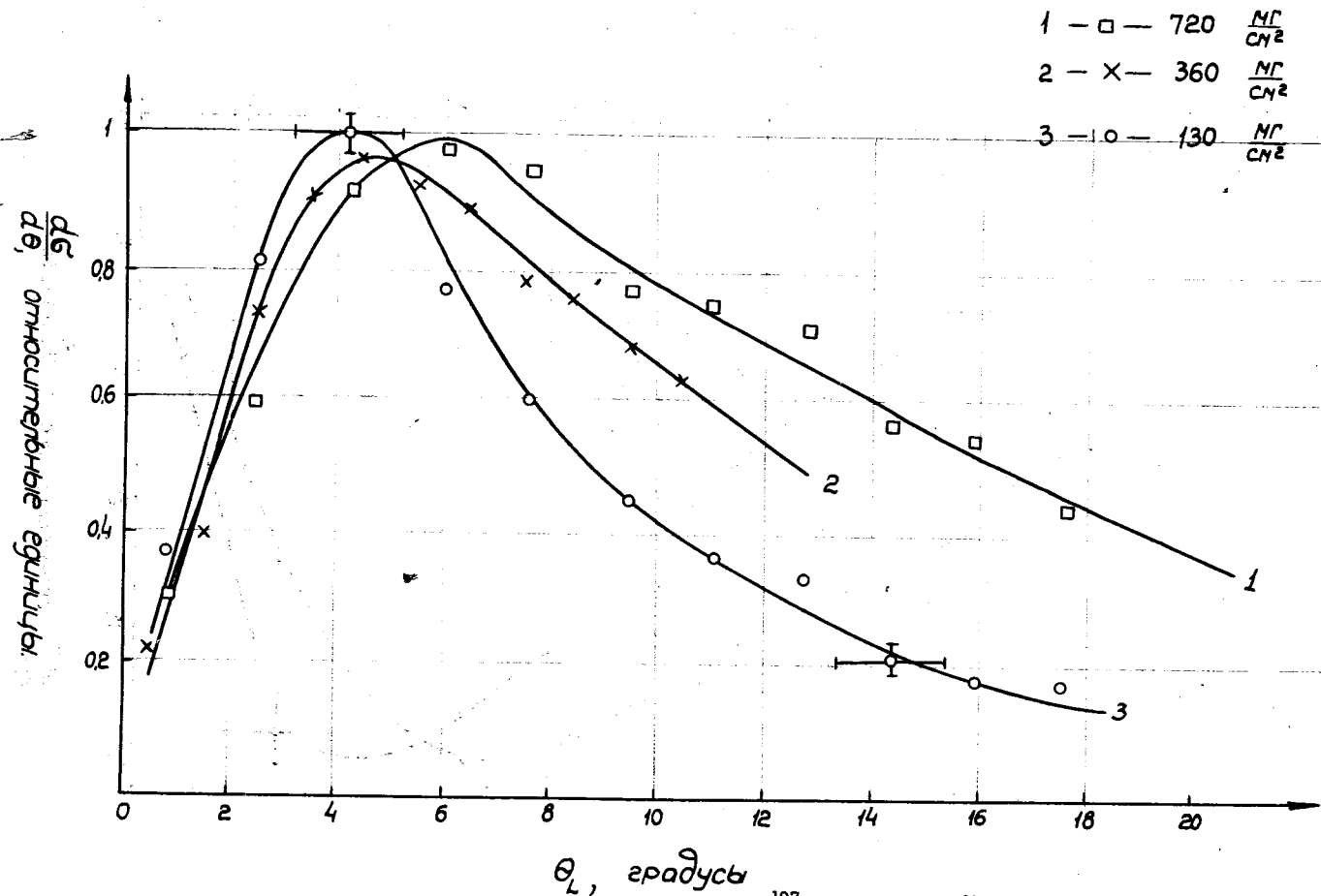


Рис. 3. Угловые распределения ядер отдачи в реакции $\text{Au}^{197} (\text{N}^{14}, 4\text{n}) \text{Em}^{207}$ для мишеней различной толщины. Неточность в определении угла связана с конечными размерами мишени. На графике указаны погрешности для кривых, снятых с наименьшей статистической точностью.

1 — o — 130 $\frac{\text{МГ}}{\text{СМ}^2}$

2 — x — 720 $\frac{\text{МГ}}{\text{СМ}^2}$

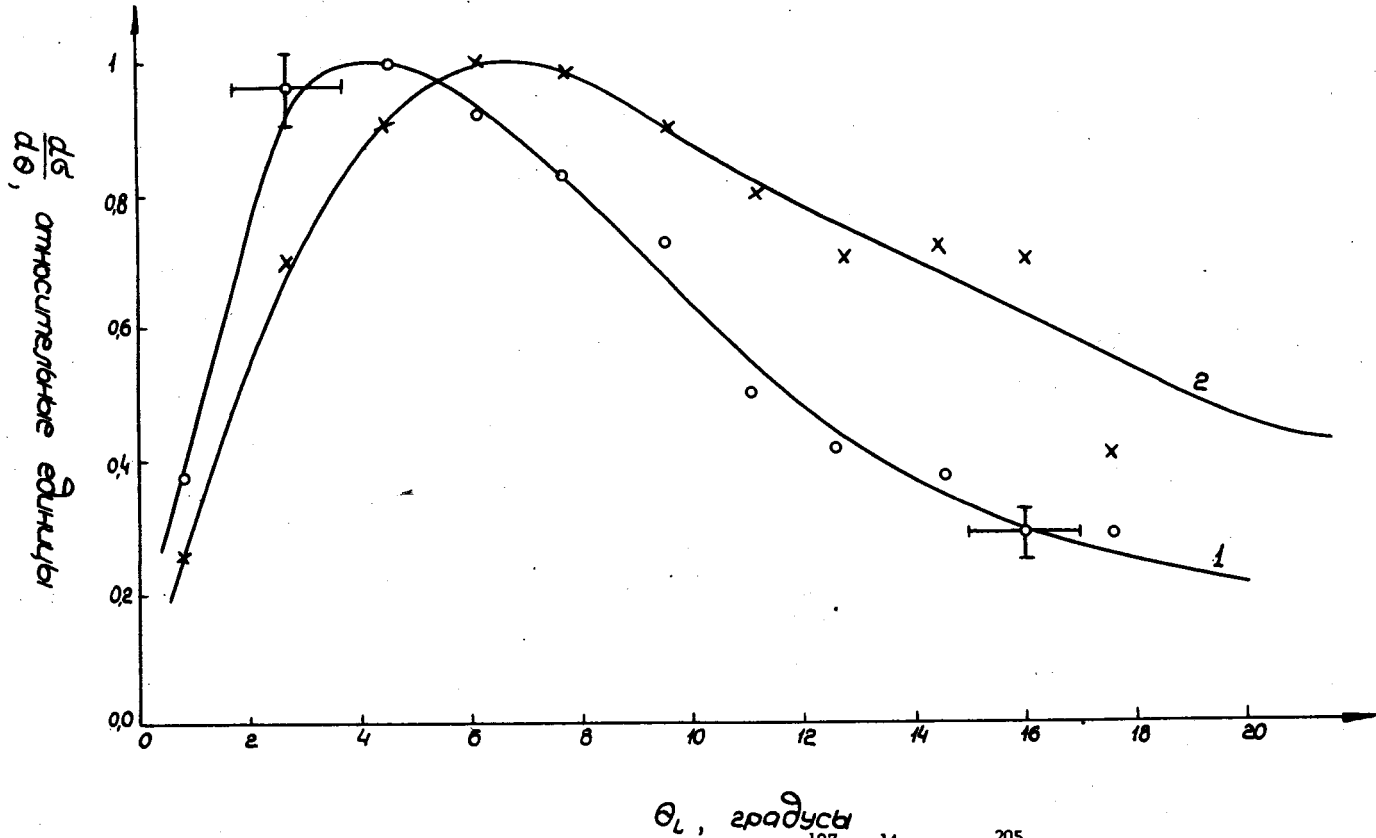


Рис. 4. Угловые распределения ядер отдачи в реакции $\text{Au}^{197}(\text{N}^{14}, 6\text{n})\text{Em}^{205}$

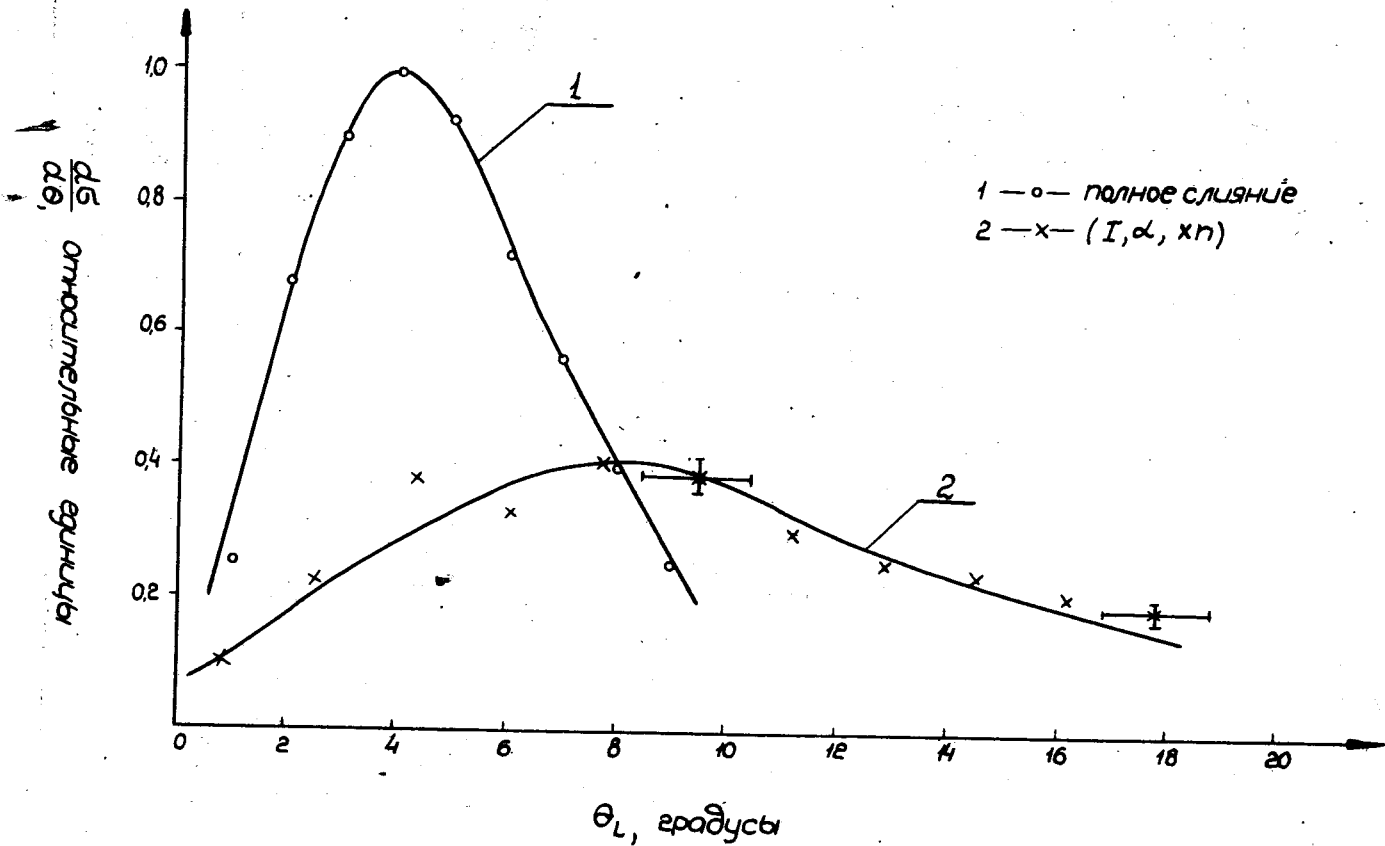


Рис. 5. Сравнение углового распределения ядер отдачи в реакции $Nd^{142} (N^{14}, \alpha, 3n) Em^{205}$ с угловым распределением в реакции полного слияния. Кривые проноормированы к одной площади.

Таблица 1

Угловой интервал	Эффективность	Коэффициент очистки
1° - 2°	8%	3,2
2° - 3°	13%	4,2
3° - 4°	15%	3,8
4° - 5°	16%	3,5
5° - 6°	14%	2,5
6° - 7°	11%	1,8
7° - 8°	8%	1,3
1° - 3°	22%	3,8
2° - 4°	31%	4,3
3° - 5°	35%	3,9
4° - 6°	32%	3,1
5° - 7°	26%	2,1
1° - 4°	39%	4,0
2° - 5°	49%	4,0
3° - 6°	49%	4,0
4° - 7°	43%	2,6
1° - 5°	56%	3,8
2° - 6°	63%	3,6
3° - 7°	60%	3,0

Т а б л и ц а 2

Изотоп, получаемый в реакции	α -активные продукты распада материнского ядра	Период полу-распада	Энергия α -частиц
Em ²⁰⁷	Em ²⁰⁷	11 мин	8,14 Мэв
	At ²⁰⁷	108 мин	5,75 Мэв
Em ²⁰⁶	Em ²⁰⁶	6 мин	6,25 Мэв
	Po ²⁰²	51 мин	5,57 Мэв
	Po ²⁰⁶	9 дн.	5,21 Мэв
Em ²⁰⁵	Em ²⁰⁵	?	?
	At ²⁰⁵	25 мин	5,90 Мэв

Л и т е р а т у р а

- ✓ 1. G.N.Simonoff and J.M.Alexander UCRL-10099 (1962).
 2. H.C.Britt and A.R.Quinton. Phys. Rev., 124, N3, 877 (1961).
 3. Г.Кумпф, Е.Д.Донец. ЖЭТФ, 44, 788, 1963.
 4. Э.Ложински. Препринт ОИЯИ Р-1486, 1963.
 ✓ 5. С.А.Барабашкин, А.С.Карамян, Г.Н.Флеров. ЖЭТФ, 31, 194, 1957.
 ✓ 6. R.D.Macfarlane and R.D.Griffioen. Phys. Rev., 130, N4, 1491 (1963).

Рукопись поступила в издательский отдел
9 мая 1964 г.