



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

Э. Ложински

P-1488

НЕКОТОРЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ
ПО УГЛОВОМУ РАСПРЕДЕЛЕНИЮ
В РЕАКЦИЯХ ПЕРЕДАЧИ
С ИОНАМИ ^{20}Ne И ^{40}Ar

Дубна 1963

Э. Ложински

P-1486

НЕКОТОРЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ
ПО УГЛОВОМУ РАСПРЕДЕЛЕНИЮ
В РЕАКЦИЯХ ПЕРЕДАЧИ
С ИОНАМИ №²⁰ И А⁴⁰

Направлено в ЖЭТФ

НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ
И МАТЕМАТИКИ
БИБЛИОТЕКА

Дубна 1963

22231, 38

А н н о т а ц и я

Для исследования угловых распределений реакций многонуклонных передач при взаимодействии сложных ядер был применен метод гаммаспектроскопии. Идентификация конечных продуктов реакции производилась по характерным гамма-лучам и периоду полураспада. Эксперименты проводились на циклотроне для ускорения тяжелых ионов ОИЯИ.

Для отделения конечных продуктов реакции передачи от продуктов распада составного ядра применялся угловой сборник, сложенный из трех фольг - алюминиевой и 2-х золотых.

В результате опытов были получены угловые распределения для следующих реакций срыва и подхвата: $(Ne^{20}, -d)F^{18}$, $(Ne^{20}, +p+3n)Na^{24}$, $(Ne^{20}, +d)Na^{22}$. В качестве мишени использовались $Cu^{63,65}$, Rh^{103} , Ta^{181} , Au^{197} , и U^{238} . При облучении ионами A^{40} мишени из Au^{197} наблюдались угловые распределения для реакции $(A^{40}, -p)Cl^{39}$, $(A^{40}, -2p)S^{38}$, $(A^{40}, +n)A^{41}$ и $(A^{40}, +p+2n)K^{43}$.

Полученные угловые распределения показывают сильную зависимость от Z ядра мишени, типа реакции /срыв-подхват/ и числа передаваемых частиц. Делается попытка интерпретации представленных результатов с помощью двух механизмов реакции передачи.

Abstract

A gamma-spectroscopy method was applied for investigating the angular distributions of the multinucleon transfer reactions in the interaction of complex nuclei. The end reaction products were identified both by characteristic gamma-rays and the half-life. The experiments were carried out on the heavy ion cyclotron of the Joint Institute for Nuclear Research.

To separate the end products of the transfer reaction from those of the compound nucleus decay we used a ring-shaped catcher foil consisting of three foils - one aluminium and two golden ones.

The angular distributions have been obtained for the following stripping and pick-up reactions $(Ne^{20}, -d)F^{18}$, $(Ne^{20}, +p+3n)Na^{24}$, $(Ne^{20}, +d)Na^{22}$.

As a target we used $Cu^{63,65}$, Rh^{103} , Ta^{181} , Au^{197} and U^{238} . In bombarding Au^{197} target with A^{40} ions, there were observed the angular distributions for the reactions $(A^{40}, -p)Cl^{39}$, $(A^{40}, -2p)S^{38}$, $(A^{40}, +n)A^{41}$ and $(A^{40}, +p+2n)K^{43}$.

The angular distributions obtained point to a strong dependence on Z of the target nucleus, of the type of reaction (stripping-pick up) and of the number of particles transferred. An attempt is made to interpret the obtained results by two mechanisms of the transfer reactions.

В в е д е н и е

Угловые распределения в реакциях передачи нуклонов при взаимодействии между сложными ядрами исследовались экспериментально в ряде работ^{/1-8/}. В основном в этих работах рассматривалась передача одного нейтрона в разных условиях эксперимента. Авторами было показано, что передача одного нуклона для энергии налетающих ионов, заметно меньшей кулоновского барьера, сравнительно хорошо описывается туннельным механизмом Брейта и Эбеля^{/9/}.

С ростом энергии налетающих частиц выше кулоновского барьера существенную роль в определении траектории иона в актах передачи играет ядерный потенциал^{/10-13/}, что приводит к уменьшению требуемого теорией туннельного механизма наклона кривых сечения в представлении $d\sigma/dR_{min}$.

Включающиеся поглощения налетающих частиц при касательных столкновениях, а также общие квантово-механические свойства процесса рассеяния сильно ограничивают применимость "классической" туннельной теории для случая надбарьерных частиц.

Угловые распределения в реакциях передачи одного нуклона для энергии налетающих ионов выше кулоновского барьера, кроме максимума, связанного, вероятно, с барьерным процессом, имеют второй максимум при малых углах. В случае энергий, значительно превосходящих кулоновский барьер, и легких мишеней максимум в угловых распределениях появляется при малых углах и спадает примерно экспоненциально к большим углам. Эти особенности угловых распределений при передачах одного нуклона легкому ядру могут быть качественно описаны с помощью квазиклассических теорий^{/10-12/}. Однако эти теории пока не включают в себя явно механизма реакции и структуры поверхностей касающихся ядер. Число парциальных волн и соответствующая форма вероятности передачи в канале l выбираются в значительной степени произвольно.

В работах^{/4,5/} исследовалась зависимость углового распределения от передачи нуклонов на разные конечные уровни. При этом существенного различия в угловых распределениях не наблюдалось. В этом нет ничего неожиданного, т.к. различие в значениях передаваемого момента, составляющее 2-3 единицы \hbar , мала по сравнению с угловым моментом налетающего ядра порядка нескольких десятков единиц.

В случае передачи нескольких нуклонов общая картина процесса пока не очень ясна. Из модели передачи независимых частиц в скользящих соударениях, предложенной Кауфманом и Вольфгангом, а также из экспериментов, проведенных авторами, следует положение максимума при малых углах. С тем, что модель универсальна, можно не согласиться, особенно для случая тяжелых мишеней. Передача нескольких нуклонов может идти в виде ассоциированных групп, что может привести к барьерным процессам, похожим на передачу одного нуклона. /Максимум для реакции срыва нескольких частиц, отвечающий углу Резерфорда, получен в работе /3/. Независимая передача нескольких нуклонов /в /3/, по-видимому, не меньше двух/ может реализоваться с заметной вероятностью при больших перекрытиях поверхностных слоев ядер. При этом действие ядерного потенциала будет сильным /10/, что исключает возможность появления максимума в угловом распределении, отвечающего движению частиц по Резерфордской траектории с $\tau_0 = 1,4 \text{ ф}$.

В начале этого года Г.Н. Флеровым и автором настоящей работы была поставлена проблема исследования угловых распределений в реакциях передачи в зависимости от типа реакции /срыв-подхват/, числа передаваемых частиц и Z ядра мишени. На основе модельных представлений и предыдущих экспериментальных данных можно было ожидать, что разница в ходе угловых распределений в поставленном эксперименте будет заметна.

Для идентификации и определения сечения образования продуктов реакции был применен метод гамма-спектроскопии. Некоторым преимуществом этого метода является возможность его применения для идентификации продуктов с массой больше 20. Трудность исследования передачи нуклонов на разные уровни конечных продуктов является недостатком этого метода. Наличие изомерных состояний ядер-продуктов также может иногда усложнять интерпретацию полученных результатов.

Э к с п е р и м е н т а л ь н а я

часть

Среди легких ядер с $A \sim 20$ удобным для регистрации методом гамма-спектроскопии являются F^{18} , Na^{24} и в меньшей степени Na^{22} . В случае массы, близкой к 40, удобными являются A^{41} , Cl^{37} , S^{38} , K^{43} . При облучении мишеней ионами Ne^{20} и A^{40} эти ядра образуются с достаточно большим сечением, что позволяет применить метод гамма-спектроскопии для исследования угловых распределений многонуклонных реакций передачи.

Спектроскопические данные конечных продуктов для изученных реакций передачи суммирует таблица 1.

Т а б л и ц а 1

Р е а к ц и я	Т и п распада	$T_{1/2}$	E_{γ}^* (Кэв)	E_{γ} (Кэв)	f_{γ}^*
$(Ne^{20}, -d)F^{18}$	β^+	112 м	511	-	2
$(Ne^{20}, +d)Na^{22}$	β^+, K	2,6 г	511	1275	1,8
$(Ne^{20}, p+3n)Na^{24}$	$\beta^-, и.т.$	15 ч	1370	2750	1
$(A^{40}, +n)A^{41}$	β^-	110 м	1290	-	0,99
$(A^{40}, -p)Cl^{39}$	β^-	56 м	1520	1270, 240	0,29
$(A^{40}, -2p)S^{38}$	β^-	2,85 ч	1880	-	0,7
$(A^{40}, p+2n)K^{43}$	β^-	22,5 ч	600	370, 390	0,47

Приведенные времена периодов полураспада и энергии гамма-линий (E_{γ}) являются табличными данными. Звездочкой обозначены гамма-линии, по которым определялось сечение угловых распределений. Коэффициенты, определяющие число гамма-квантов на один распад материнского ядра были взяты из ^{14,15/} или вычислены на основе относительных интенсивностей.

Облучения проводились на внутреннем пучке циклотрона. Схема устройства, которое использовалось в экспериментах, показана на рис. 1. Пунктирной прямой /8/ обозначено направление пучка тяжелых ионов и одновременно ось цилиндрического сосуда, в котором укладывалась система сборных фольг.

Сборником конечных продуктов реакций была 15 μ золотая фольга /5/ в случае облучения ионами Ne^{20} и 16 μ платиновая фольга для ионов A^{40} . Чистота материала сборных фольг в обоих случаях была 99,99%. Назначение двух первых фольг /3/ и /4/, тонкой алюминиевой /от 5 до 15 μ в разных экспериментах/ и золотой 5 μ состояло в защите сборной фольги от продуктов составного ядра и задержании продуктов реакции с энергией ниже установленной. Толщина алюминиевых фольг /3/ подбирались так, чтобы независимо от угла вылета определенного регистрируемого продукта реакции его энергия отвечала примерно постоянной средней величине Q реакции /20,21/.

Собирающие фольги из золота применялись для исключения вторичных реакций /из-за высокого кулоновского барьера/.

Для регистрации продуктов ядер пучка в диапазоне углов от 5° до 85° мишень /2/ диаметром 5 мм была установлена под углом 30° к оси сборного цилиндра. Во время облучения коллектор тока /7/, корпус цилиндрического сосуда и коллектор пучка /1/ охлаждались водой.

Собирающие фольги перед облучением были маркированы и частично надрезаны на куски, отвечающие диапазону углов $7,5^\circ$. Первые два куска при малых углах отклонения продуктов реакции резались шириной $3,8^\circ$. После облучения отдельные куски собирающей фольги зажимались между алюминиевыми пластинами толщиной 1 мм для полной аннигиляции позитронов, после чего проводились измерения на сцинтилляционном гамма-спектрометре.

Данные спектрометра следующие:

кристалл - $NaJ(Tl) - 1,5'' \times 1''$,

фотоумножитель - 6097 F,

анализатор амплитуды - АИ-100

Счётчик гамма-квантов помещен в свинцово-железный ящик размером $500 \times 500 \times 500$ мм и толщиной стенок 80 мм. Общая разрешающая способность спектрометра равна примерно 8% для гамма-линии $Cs^{137} / 662$ кэВ/. Счетчик был калиброван для абсолютных измерений гамма-активности путем вычислений относительной эффективности на электронно-счетной машине и измерений отношения пик-сумма с точностью не хуже 3%. Во время измерений калибровка энергии проводилась с помощью гамма-линий изотопов Zn^{65} , Cs^{137} и Co^{60} .

Полученные гамма-спектры анализировались методом, описанным в [16,19]. Для всех конечных продуктов реакции F^{18} , Na^{24} , A^{41} , Cl^{32} , S^{38} и K^{43} проводился анализ спада со временем характерных гамма-линий для каждого куска. Получалось хорошее согласие с табличными данными как по полупериоду, так и по энергии гамма-лучей. Интенсивность гамма-линий Na^{24} , Cl^{32} , S^{38} , K^{43} в среднем на порядок превышала фон счетчика, и активацию собирающих фольг быстрыми нейтронами и тормозными излучениями.

В случае F^{18} и A^{41} эффект превышал фон более чем на два порядка.

Число отсчетов в фото-пике данного продукта в момент окончания облучения бралось из графиков временного спада активности путем экстраполяции. Экспериментальная величина сечения на единицу угла определялась по формуле:

$$\frac{d\sigma}{d\varphi} = \frac{2 \cdot A_k \cdot t_k}{[1 - \exp(-\lambda t_k)] \cdot f_\beta \cdot \epsilon_{\Omega R} \cdot N_i \cdot M_T(\Delta\varphi)} \left(\frac{cm^2}{1^\circ} \right),$$

где: A_k - число отсчетов в фото-пике в момент окончания облучения в единицу времени, t_k - время облучения, λ - константа распада, f_β - коэффициент, определяющий ветвь гамма-перехода, $\epsilon_{\Omega R}$ - эффективность регистрации гамма-квантов /фото-пика/ с данной энергией, N_i - число ионов, прошедших через мишень, M_T - число ядер мишени / 1 cm^2 / , $\Delta\varphi$ - угловая ширина данного куска. Коэффициент 2 в числителе определяется геометрией экспери -

мента /применена половина цилиндрического сборника/. В нескольких облучениях $Cu^{63,65}$, Rn^{103} , Ta^{181} , Ru^{197} и U^{238} ионами Ne^{20} и A^{40} были получены угловые распределения для следующих реакций срыва и подхвата: $(Ne^{20}, -d)F^{18}$, $(Ne^{20}, p+3n)Na^{24}$, $(Ne^{20}, d)Na^{22}$. С пучком ионов A^{40} и мишенью Au^{197} были изучены реакции: $(A^{40}, -p)Cl^{39}$, $(A^{40}, -2p)S^{38}$, $(A^{40}, n)A^{41}$, $(A^{40}, p+2n)K^{43}$. В случае Ne^{20} в одном облучении определялись одновременно угловые распределения трех конечных продуктов: F^{18} , Na^{24} и Na^{22} , в случае A^{40} для четырех: S^{38} , Cl^{39} , A^{41} и K^{43} . Энергия ионов A^{40} составляла 215 Мэв и ионов Ne^{20} - 141 Мэв /одинаково для всех мишеней/. Энергия, пересчитанная в систему центра масс, и ее разница по сравнению с кулоновским барьером представлены в таблице 2. $E_{св}$ обозначает высоту кулоновского барьера.

Результаты отдельных облучений показаны на рис. 2,3,4,5,6,7. Углы отклонения ψ_{LAB} даны без поправок на отклонения продуктов реакции в магнитном поле циклотрона / $1,5^{\circ}$ - $2,7^{\circ}$ /. Кривые, приведенные на рисунках, являются экспериментальными. Статистические ошибки в большинстве случаев малые. Для реакции $(Ne^{20}, p+3n)Na^{24}$ их величина заключается в пределах 5-20%. Для реакции $(Ne^{20}, -d)F^{18}$ ошибки пренебрежимо малы, за исключением крайних точек для Rn^{103} и $Cu^{63,65}$, где ошибки достигают $\sim 25\%$. В случаях возможности разного проведения кривых статистические ошибки показаны: /рис. 7/ - реакция $(A^{40}, -2p)S^{38}$ и /рис. 5/ - реакция $(Ne^{20}, +d)Na^{22}$. Причиной выбросов точек для средних углов в реакции срыва дейтона на меди может быть примесь золота в мишени, так как для облучения использовалась медь не самой высокой чистоты.

Данные угловых распределений для реакции $(Ne^{20}, +d)Na^{22}$ из-за большого периода распада конечного продукта (2,8 года) являются значительно менее точными. Статистические ошибки в этом случае равняются $\sim 30\%$ для малых углов и выше 100% - для крайних точек. Число отсчетов в пике аннигиляционной линии Na^{22} получено в результате измерений продолжительностью 2-4 часа. Для понижения фона в этих измерениях счетчик дополнительно помещался в железный ящик, толщина стенок которого равна 60 мм. Серии измерений на содержание Na^{22} в кусках собирающей фольги проводились через 2,5 - 3 месяца после облучения. Было проведено несколько контрольных измерений для поисков долгоживущих β^+ -активных примесей. В этих опытах установлено, что примесей с полупериодом распада до нескольких месяцев в заметном количестве нет. Кроме того, для малых углов получался пик линии Na^{22} - 1270 кэв интенсивностью, отвечающей аннигиляционной линии.

Таблица 2.

	$Cu^{63,65} + N^{20}$	$Rh^{103} + Ne^{20}$	$Ta^{181} + Ne^{20}$	$Au^{197} + Ne^{20}$	$U^{238} + Ne^{20}$	$A^{197} + A^{40}$
$E_{сн} (МэВ)$	107	118	127	128	130	180
$E_{св} (МэВ)^*$	44,5	62,5	91	96	106	160
$E_{сн} - E_{св}$	62,5	55,5	36	32	24	20

Таблица 3.

Мишень \ Реакция	Rh^{103}			Ta^{181}			Au^{197}			U^{238}		
	ψ_{max}°	$R_{min}(f)$	$\tau_0(f)$	ψ_{max}°	$R_{min}(f)$	$\tau_0(f)$	ψ_{max}°	$R_{min}(f)$	$\tau_0(f)$	ψ_{max}°	$R_{min}(f)$	$\tau_0(f)$
$(Ne^{20}, -d)F^{18}$	40	10,3	1,4	53	13,2	1,54	60	12,8	1,54	69	13,35	1,53
$(Ne^{20}, p+3n)Na^{29}$	-	-	-	57	12,85	1,51	65	12,7	1,49	72	13,1	1,49
$(Ne^{20}, +d)Na^{22}$	47	9,75	1,32	49	13,85	1,63	56	13,95	1,66	63	14,3	1,61
$(A^{40}, +n)A^{41}$	-	-	-	-	-	-	80	14,6	1,58	-	-	-

* $E_{св}$ - вычислено для $\tau_0 = 1,4 \cdot 10^{-13}$ см

Эти данные говорят в пользу правильности представленных сечений.

Путем суммирования сечений для отдельных кусков получены эффективные сечения реакции на полный угол 4П.

Т а б л и ц а 3.

Реакция	Мишень-сечение /мб/				
	$Cu^{63,65}$	Rh^{103}	Ta^{187}	Au^{197}	U^{238}
$(Ne^{20}, +d)Na^{22}$	~ I,3	~ 2	~ 3	~ 4,5	~ 7,3
$(Ne^{20}, +p+3n)Na^{24}$	0, I	≥ 0,07	0,8	~ 0,4	~ 0,6
$(Ne^{20}, -d)F^{18}$	5	4	6	7,5	~ I2

Т а б л и ц а 4.

Мишень	Реакция-сечение /мб/			
	$(A^{40}, +n)A^{41}$	$(A^{40}, -p)Cl^{39}$	$(A^{40}, -2p)S^{38}$	$(A^{40}, +p+2n)K^{43}$
Au^{197}	I5	I0	3	I,8

Показанные в таблицах 3 и 4 эффективные сечения даны в мб. Знаком ~ обозначены менее точные данные с ошибкой порядка 50%. Относительно малая величина эффективного сечения реакции $(Ne^{20}, +p+3n)Na^{24}$ на родии /таблица 3, Rh^{103} / связана с некоторой абсорбцией конечного продукта и может рассматриваться только как нижний предел.

На рис. 8 и 9 показаны полученные угловые распределения на разных мишенях в системе центра масс с учетом поправок на отклонения в магнитном поле циклотрона для реакций $(Ne^{20}, -d)F^{18}$ и $(Ne^{20}, +p+3n)Na^{24}$, соответственно то же самое для реакций с ионами A^{40} дано на рис. 10. Дифференциальные сечения в зависимости от угла отклонения / φ см / даны в единицах см²/стерадиан.

Пересчет в систему центра масс проводился с помощью формул для нерелятивистского случая^{/21/}. Величина Q -реакции принималась равной 15 и 25 Мэв соответственно для Na^{24} и F^{18} , хотя действительная величина из-за условий эксперимента /таблица 2/ заключена в пределах 0 - 40 Мэв. Передача нуклонов с большой потерей энергии менее вероятна, чем передача на первые возбужденные уровни^{/4/}. Кроме того, преобразование в систему центра масс относительно слабо зависит от энергии, так что ошибки преобразования не превышают 3%.

В таблице 5 представлены вычисления наименьшего сближения налетающих частиц и ядра мишени R_{min} для крайних максимумов угловых распределений в

предположении движения по Резерфордской траектории. Вычисления проводились по формуле: $R_{min} = \frac{Z_1 Z_2 e^2 (1 + c \sec \frac{\theta}{2})}{2E}$, где E - энергия налетающих частиц в системе центра масс. Величина $\gamma_0 = R_{min} / (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$, представленная в таблице 5, вычислена для случая движения налетающих частиц по касательной к ядру мишени траектории.

Обсуждение результатов

Полученные в настоящей работе угловые распределения срыва и подхвата нескольких частиц при взаимодействии ионов Ne^{20} и A^{40} с средними и тяжелыми мишенями являются первым экспериментальным материалом, указывающим на зависимость процесса передачи от числа передаваемых частиц, типа реакции и Z ядра мишени. Большинство реакций исследовано экспериментально впервые, поэтому будет целесообразным подчеркнуть некоторые особенности полученных результатов.

Сечения реакций срыва дейтона $(Ne^{20}, -d)F^{18}$ на всех мишенях /за исключением меди/ имеют, кроме подъема в сторону малых углов, резко выраженный максимум при больших углах, который систематически перемещается с Z ядра мишени /рис. 8/. Положение этого максимума отвечает углу Резерфорда для касательной траектории с $\gamma_0 = 1,54 f$. Минимум между максимумами увеличивается с ростом Z мишени, однако его положение по отношению к краевому максимуму остается приближенно постоянным. $\psi^{max} / \psi^{min} \approx 1,55$. Такую картину можно получить в случае наложения некоторой кривой на кривую с экспоненциальным спадом.

Кривые для реакции $(Ne^{20}, +p+3n)Na^{24}$ /рис. 9/ имеют более сложный вид. Кроме максимумов при малых углах и углах Резерфорда с $\gamma_0 \approx 1,5 f$, появляется добавочный максимум. Положение его с ростом Z смещается в сторону малых углов. В случае Rh^{203} положение этого максимума совпадает с углом Резерфорда, однако в случае медной мишени его положение смещено в сторону больших углов примерно на 15° .

Появление добавочного максимума при средних углах, вероятно, наблюдается также в случае подхвата дейтона на C^{238} /рис. 6/. Максимум при средних углах для реакции подхва H^4 и дейтона, а также в случае передачи трития $(A^{40}, +p+2n)K^{43}$ /рис. 10/ не может быть объяснен квантово-механической дифракцией Фраунхофера /21/, так как должен наблюдаться во всех случаях и число таких максимумов должно быть больше. Этот добавочный максимум можно объяснить скорее явлениями квазимолекулярного взаимодействия остов-остов, чем дифракцией. Также длинные "хвосты" для реакций $(Ne^{20}, -d)F^{18}$ на $Cu^{63,65}$ и Rh^{103} возможно, скорее обусловлены молекулярным поворотом, а не квантово-механическим отражением от барьера.

Для реакций с ионами A^{40} /рис. 10/ большое различие в ходе сечений проявляется в области малых углов.

Все эти распределения получены при одной энергии, так что разница может быть связана только с особенностями реакции данной передачи. Надо, однако, исключить возможность отнесения наблюдаемой разницы за счет передаваемого частицами углового момента, так как уносимый ядром A^{40} момент $L > 100 \hbar$. Кроме того, исследованные реакции являются суммой передач на различные уровни конечных ядер.

Значительно меньшая вероятность срыва двух протонов при сильном действии ядерного потенциала /отклонения на малые углы/ вместе с фактом почти одинакового сечения срыва и подхвата дейтона в этой области /рис. 3-8/ говорят об участии независимой передачи частиц при скользящих столкновениях ^{2/}.

Краевые максимумы угловых распределений в реакциях с A^{40} отвечают углу Резерфорда при касательной траектории с $\tau_0 = 1,58 f$ /таблица 5/. Спад сечений в сторону малых углов краевых максимумов является почти одинаковым для разных реакций, так же как и в случае срыва дейтона на мишенях из Ta^{181} , Au^{197} и U^{238} /рис. 8/.

Такие особенности передачи на тяжелых мишенях, как движение налетающих ионов по кулоновской траектории и одинаковый характер кривых сечения при отклонениях на большие углы независимо от числа передаваемых частиц, указывают на туннельный механизм реакции. Одновременно получаемая величина эффективного сечения краевых максимумов и малая разница в сечении в зависимости от числа передаваемых частиц указывают, вероятно, на то, что в барьерных процессах передача идет в виде ассоциированных групп нуклонов.

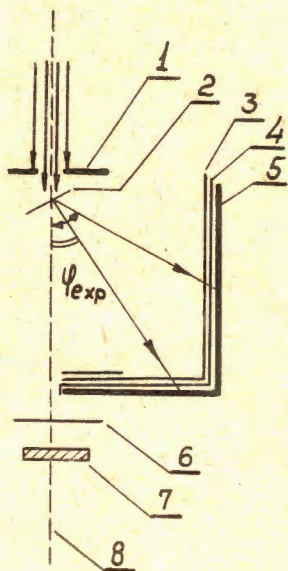
Данные подхвата H^4 и дейтона /рис. 8/ показывают, что разница в эффективных сечениях краевых максимумов небольшая - от 2 до 4-х раз. В случае независимой передачи нуклонов эта разница должна быть значительно больше. Кроме того, акт независимой передачи четырех нуклонов $(p+3n)$ туннельным процессом должен быть вообще пренебрежимо малым.

В заключение автор считает своим приятным долгом выразить искреннюю благодарность Г.Н. Флерову за ценные указания, дискуссии, а также за способствующий делу интерес к этой работе. Автор также глубоко благодарен С.М. Поликанову за ценное обсуждение результатов данной работы. Выражаю благодарность В.В.Волкову и сотрудникам его группы за помощь в проведении экспериментов, группе эксплуатации циклотрона МЗИ за обеспечение бесперебойной работы. Автор с благодарностью отмечает большую работу З.Д. Покровской в проведении экспериментов и обработке полученных результатов.

Л и т е р а т у р а

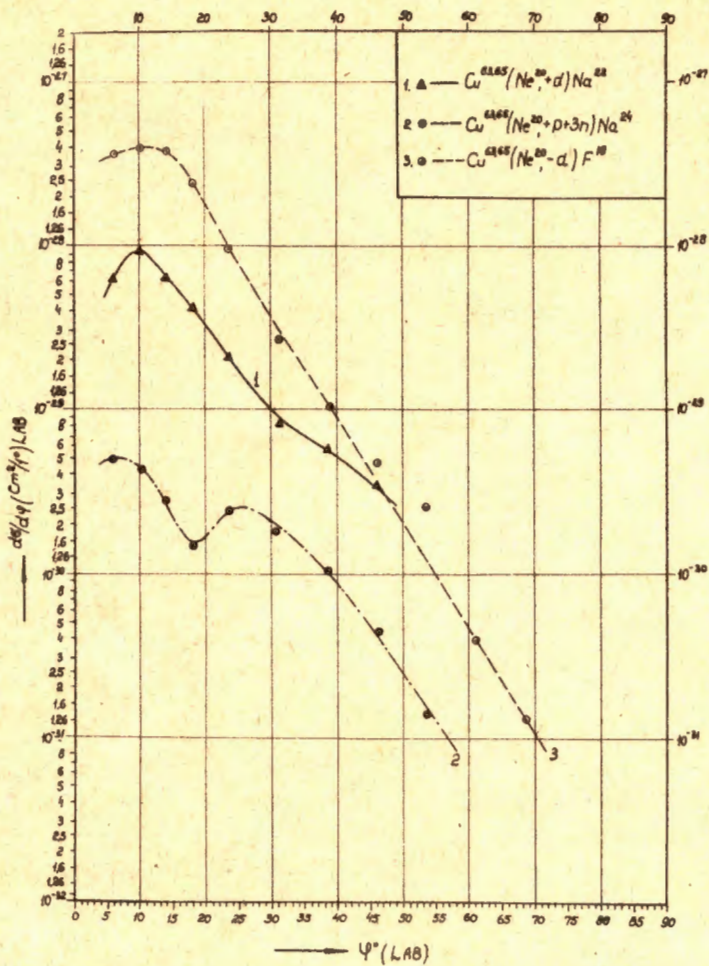
1. В.В. Волков, А.С. Пасюк, Г.Н. Флеров. ЖЭТФ, 33, 595 /1957/.
2. R.Kaufman, R.Wolfong, Phys. Rev., 121, 192 (1961).
3. Г. Кумпф, Е.Д. Донец. ЖЭТФ, 44, 798 /1963/.
4. M.Sachs, C.Chasman, D.A.Bromley. Asilomar III Conf. on React. between Compl Nuclei; Proc. Padua International Conf. New York (1963).
5. E.Newman, K.S.Toth, A.Zucker. Asilomar III Conf. on React. Complex Nuclei (1963).
6. I.A.McIntire, T.L.Wats, F.C.Jobec. Phys. Rev., 119, 1331 (1960); Asilomar III Conf. on React. Compl. Nuclei (1963).
7. A.Zucker. Phys. Rev. Lett., 4, 20 (1960).
8. С.Н. Шумилов. ЖЭТФ, 44, 1199 /1963/.
9. G.Breit, M.E.Ebel. Phys. Rev., 104, 1030 (1956).
10. Т.Каммури, Progr. Theor. Phys., 28, 934 (1962).
11. Б.Н. Калянкин, Я. Грабовский. Препринт ОИЯИ Р-1238, Дубна /1963/.
12. В.М. Стругинский, ЖЭТФ, 45, 960 /1963/; ЖЭТФ /в печати/ .
13. K.R. Greider. Asilomar III Conf. on React. Compl. Nucl. (1963).
14. D.Strominger, I.H.Hollander, G.T.Seaborg. Rev. Mod. 30, 2 (1958).
15. Б.С. Дзеляпов, А.К. Пекер. Схемы распада радиоактивных ядер. Изд. АН СССР, 1958.
16. W.E.Mott, Handbook of Physics, vol XLV, 86 (1958).
17. Бета- и гамма-спектроскопия. Под редакцией К.Зигбана. Физматгиз, 1959.
18. Croutchamel, Applied γ -ray Spectrometry (1960).
19. D.Mæder, R.Müller, V.Wintersteiger. Helv., Phys. Acta, 123, 1356 (1954).
20. L.C.Northcliffe. Phys. Rev., 120, 1744 (1960).
21. А.М. Балдин, В.И. Гольданский, И.Л. Розенталь. Кинематика ядерных реакций. Физматгиз, 1959.

Рукопись поступила в издательский отдел
3 декабря 1963 г.

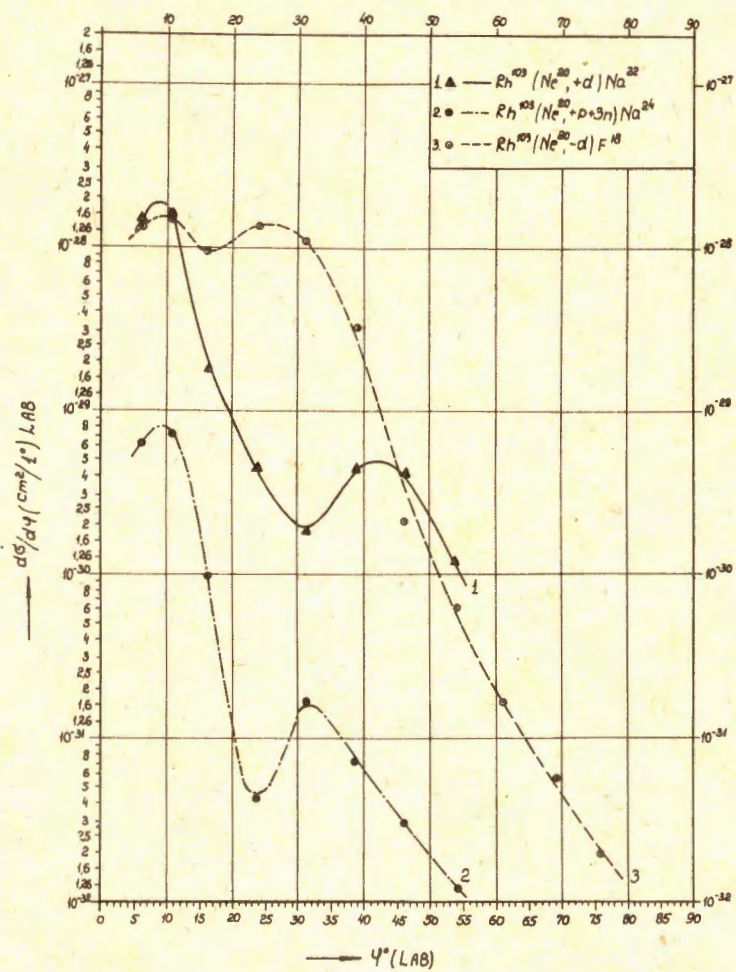


Р и с. 1. Схема устройства для измерения угловых распределений реакций передачи.

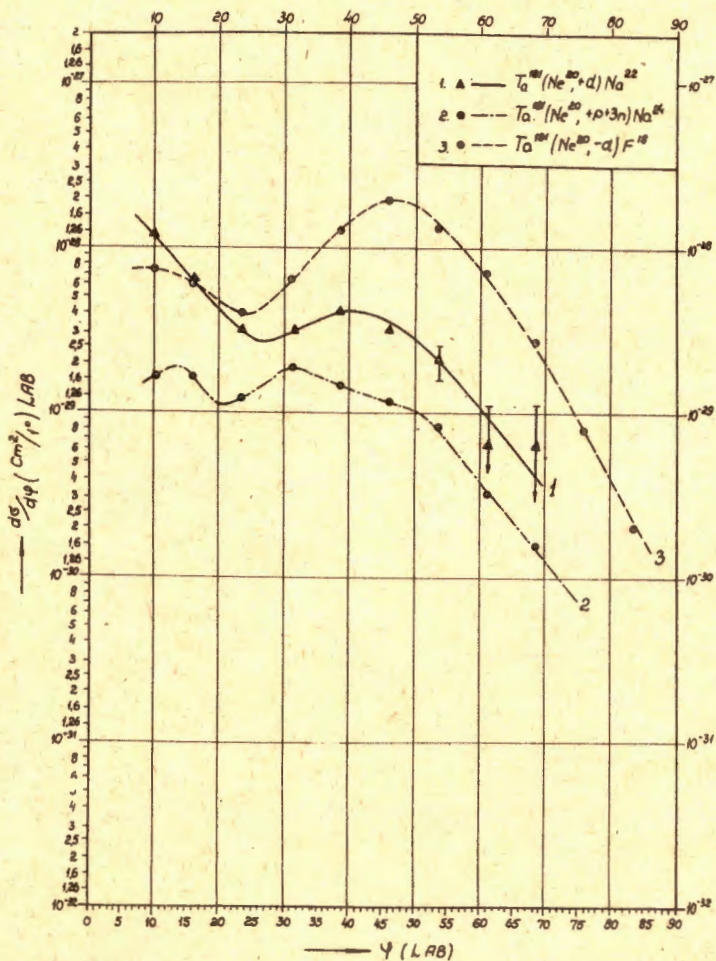
1. Коллиматор пучка /диаметр отверстия 5 мм/.
2. М и щ е н ь.
3. Алюминиевая защитная фольга /толщиной от 5 μ до 15 μ /.
4. Золотая фольга - 5 μ .
5. Сборная фольга - 15 μ Au или 16 μ Pt
6. Защитная фольга коллектора тока.
7. Коллектор тока тяжелых ионов.
8. Ось сборного цилиндрического сосуда и ось пучка тяжелых ионов.



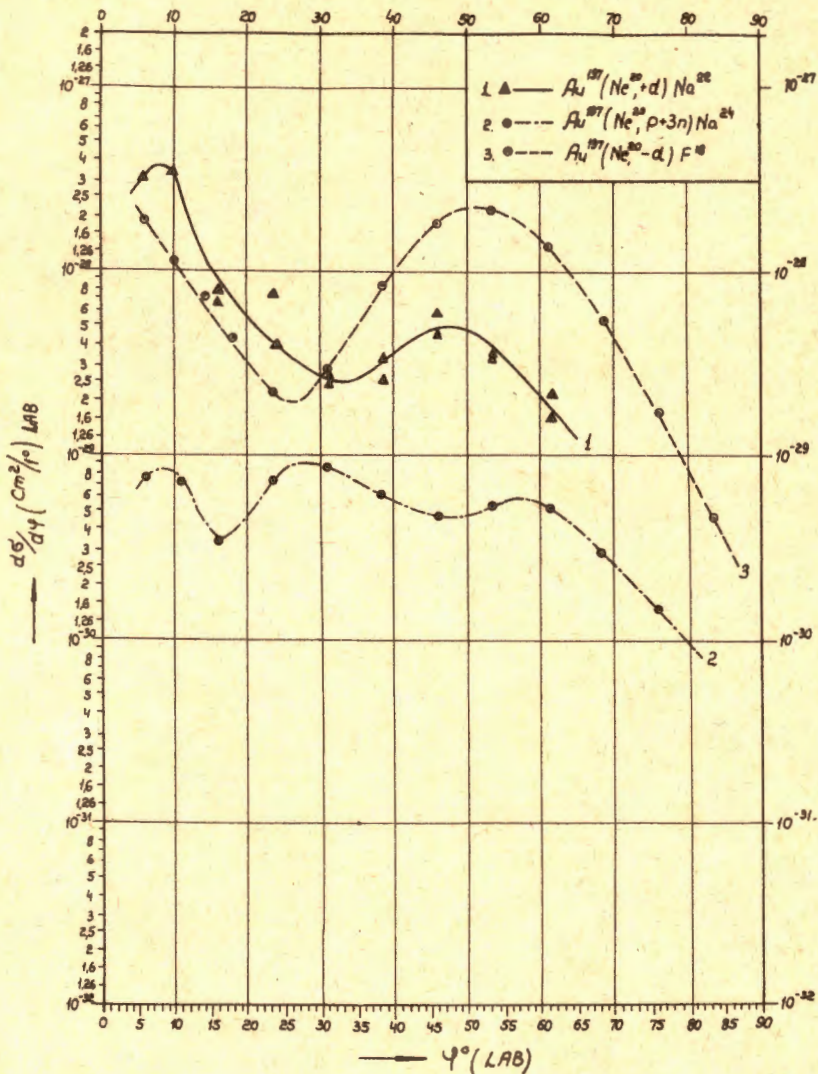
Р и с. 2. Угловое распределение ядер F^{16} , Na^{24} и Na^{22} при облучении $\text{Cu}^{63,65}$ ионами Ne^{20} с энергией 141 Мэв. Толщина мишени-4,5 мг/см²



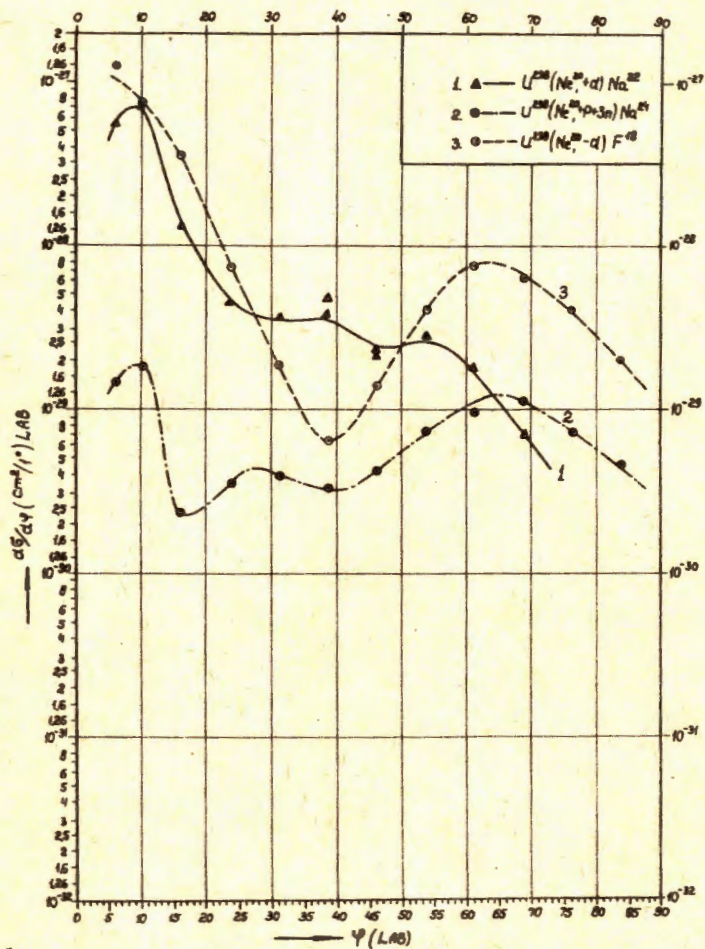
Р и с. 3. Угловое распределение ядер F^{18} , Na^{24} и Na^{22} при облучении Rh^{103} ионами N^{16} с энергией 141 Мэв. Толщина мишени - 7 мг/см².



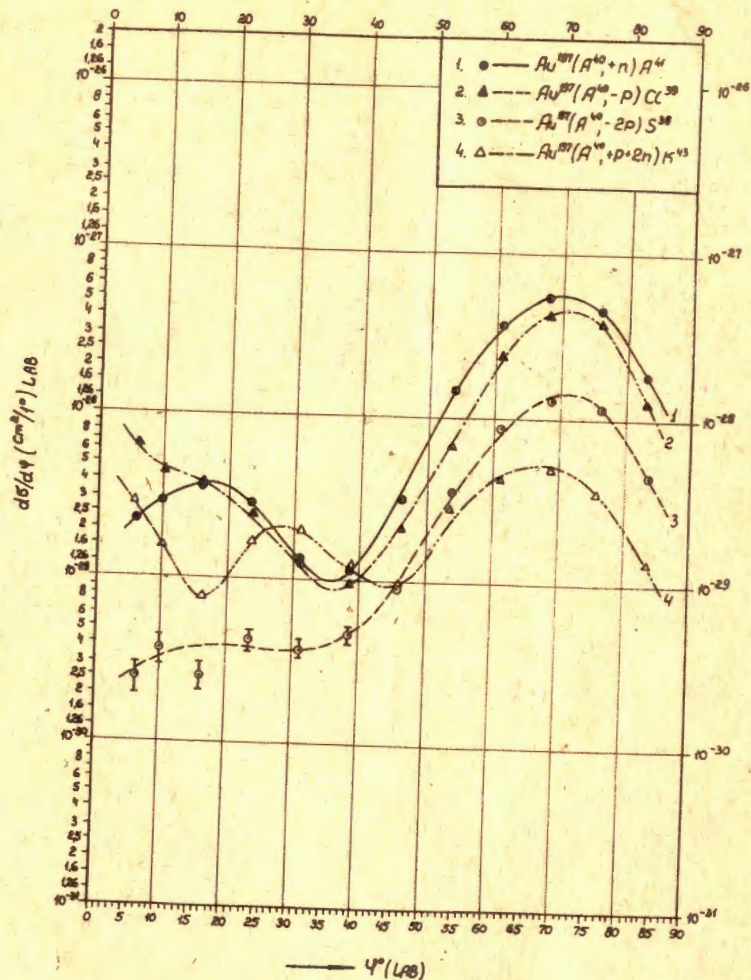
Р и с. 4. Угловое распределение ядер F^{18} , Na^{24} и Na^{12} при облучении Ta^{181} ионами Ne^{20} с энергией 141 Мэв. Толщина мишени 5 мг/см^2 .



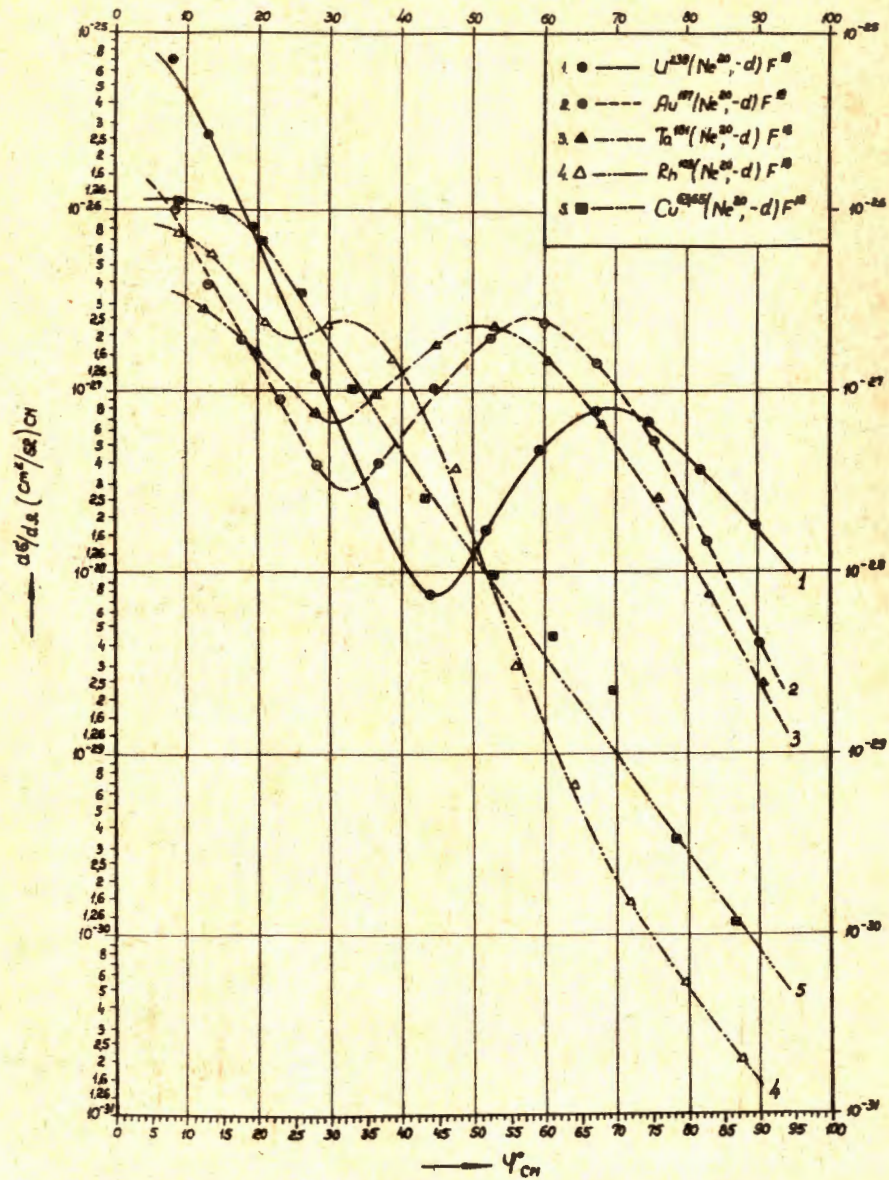
Р и с. 5. Угловое распределение ядер F^{18} , Na^{24} и Na^{22} при облучении Au^{197} ионами Ne^{20} с энергией 141 Мэв. Толщина мишени-5,8 мг/см².



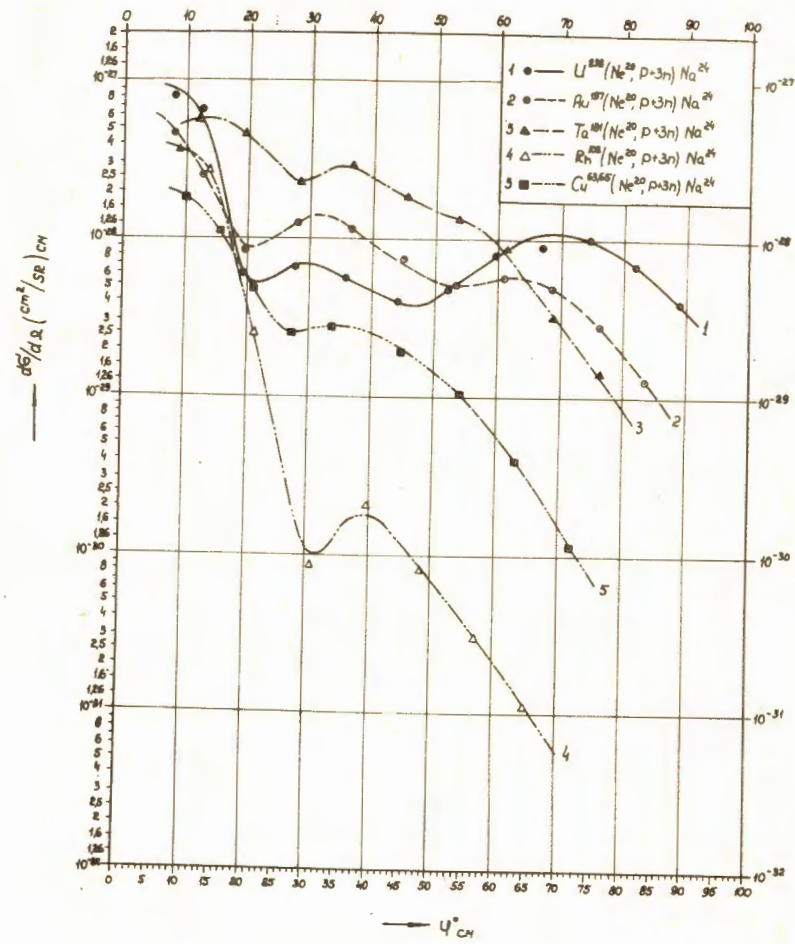
Р и с. 6. Угловое распределение ядер F^{18} , Na^{24} и Na^{22} при облучении U^{238} ионами Ne^{20} с энергией 141 Мэв. Толщина мишени — 11,5 мг/см².



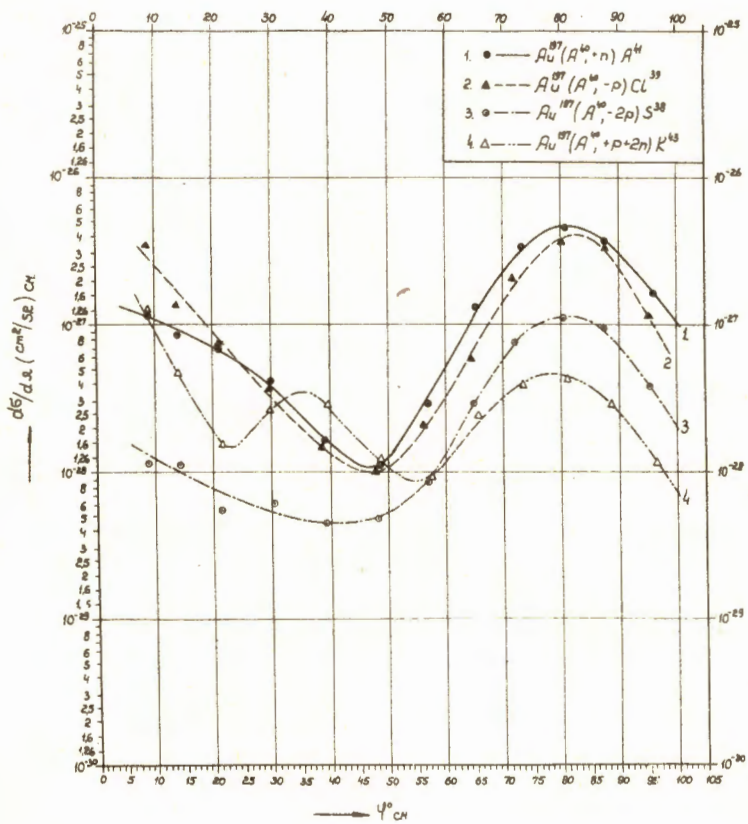
Р и с. 7. Угловое распределение ядер S^{38} , Cl^{39} , Au^{41} и K^{43} при облучении Au^{197} ионами Ar^{40} с энергией 216 Мэв. Толщина мишени — 5,5 мг/см².



Р и с. 8. Дифференциальные сечения $d\sigma/d\Omega$ в системе центра масс реакций срыва дейтрона на мишенях из U^{238} , Au^{197} , Ta^{181} , Rh^{103} , $Cu^{63,65}$



Р и с. 9. Дифференциальные сечения $d\sigma/d\Omega$ реакций подхвата $p+3n$ в теме центра масс на мишенях из U^{238} , Au^{197} , Ta^{181} , Rh^{103} и $Cu^{63,65}$.



Р и с. 10. Дифференциальные сечения $d\sigma/d\Omega$ реакций срыва протона, двух протонов, подхвата нейтрона и трития в системе центра масс на мишени из Au^{197} .