

С 343е

ЯФ, 1967, т.6, в.6, с.1142 1/1-67

к-207

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P7 - 3041



А. Капусник, В.П. Перелыгин, С.П. Третьякова,
Л.В. Украинцева

СПЕКТРЫ И УГЛОВЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ α -ЧАСТИЦ
ОТ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ УСКОРЕННЫХ ИОНОВ Ne^{22} , Ar^{40}
С ЯДРАМИ Au, Th

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

1966

Капусник А., Перелыгин В.П., Третьякова С.П.,
Украинцева Л.В.,

P7-3041

Спектры и угловые распределения α -частиц от взаимодействия ионов Ne^{22} , Ar^{40} с ядрами Au, Th

Измерены спектры и угловые распределения α -частиц от взаимодействия ионов Ne^{22} с ядрами Au при энергиях 110, 120 Мэв, с ядрами Th при энергиях 115, 140 Мэв и ионов Ar^{40} с ядрами Th при энергии 240 Мэв.

В спектрах и угловых распределениях α -частиц четко различаются компоненты, соответствующие испарению из составного ядра, и прямым процессам.

Преприят Объединенного института ядерных исследований.
Дубна, 1966.

Kapuscik A., Perelygin V.P., Tretiakova S.P.,
Ukrainitseva L.B.

P7-3041

Spectra and Angular Distributions of α -
Particles from the Interaction of Accelerated
 Ne^{22} and Ar^{40} Ions with Au and Th Nuclei

Spectra and angular distributions of α - particles, obtained from the interaction of Ne^{22} ions with Au nuclei at 110, 120 MeV and with Th nuclei at 115, 140 MeV as well as from the interaction of Ar^{40} ions with Th nuclei at 240 MeV, are measured.

In the spectra and angular distributions of α - particles one clearly distinguishes between the components corresponding to evaporation from the compound nucleus and direct processes.

Preprint, Joint Institute for Nuclear Research,
Dubna, 1966.

Р7 - 3041

4687/1, кр.

А. Капусцик, В.П. Перельгин, С.П. Третьякова,
Л.В. Украинцева

СПЕКТРЫ И УГЛОВЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ α -ЧАСТИЦ
ОТ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ УСКОРЕННЫХ ИОНОВ Ne^{22} , Ar^{40}
С ЯДРАМИ Au , Th

Направлено в ЯФ

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

1. Введение

Изучение продуктов взаимодействия ускоренных тяжелых ионов и сложных ядер дает полезную информацию о ядерных системах с высоким угловым моментом, о конкуренции между испусканием легких частиц и делением, о краевых взаимодействиях, идущих без образования составного ядра.

До настоящего времени опубликован ряд работ, посвященных изучению спектров и угловых распределений α -частиц и протонов, образованных в реакциях между сложными ядрами ^{/1-7/}, а также изучению спектров и угловых распределений нейтронов ^{/8/}. Как следует из этих работ, наиболее существенную роль в такого рода реакциях играют два типа процессов.

Во-первых, процессы, идущие с образованием составного ядра за счет полного слияния двух ядер. Такие процессы преобладают при малых параметрах соударения, поведение составного ядра удовлетворительно описывается в рамках статистической теории. Во-вторых, прямые процессы, происходящие при несколько больших параметрах соударений. Такие процессы характеризуются сильным взаимодействием поверхностей соударяющихся ядер. При этом, очевидно, происходит возбуждение и налетающего ядра и ядра-мишени. Однако энергия возбуждения ядра-мишени существенно ниже, чем составного ядра. Налетающее ядро, которое может получить энергию возбуждения порядка десятков Мэв, испускает затем легкие заряженные частицы преимущественно в переднюю полусферу, поскольку оно сохраняет значительную долю первоначального импульса. Для относительно легких налетающих ядер C^{12} , O^{16} при таких энергиях возбуждения в значительной части случаев происходит их полный развал, в основном, на α -частицы ^{/8/}.

Поэтому представляет определенный интерес изучение такого рода процессов с более тяжелыми бомбардирующими ядрами, например, с Ne^{22} , Ar^{40} , которые не могут рассматриваться как совокупность слабо связанных α -частиц.

Анализ полученных экспериментальных данных показывает, что вклад прямых процессов увеличивается в области наиболее тяжелых ядер-мишеней, где конкуренция деления составного ядра и высокий кулоновский барьер приводят к уменьшению вероятности испарения заряженных частиц.

Эксперименты по изучению спектров и угловых распределений легких заряженных частиц в реакциях между наиболее тяжелыми ядрами представляют значительный интерес также в связи с проблемой получения новых трансурановых элементов, поскольку они дают сведения о поведении составных ядер с $Z > 100$.

2. Методика проведения экспериментов

Эксперименты по изучению спектров и угловых распределений легких заряженных частиц ($Z \leq 2$) от взаимодействия ускоренных ионов Ne^{22} с ядрами Au , Th и ионов Ar^{40} с ядрами Th производились на внутреннем пучке циклотрона У-300 ОИЯИ. В этих экспериментах использовалось устройство, схематически изображенное на рис. 1.

Ускоренные ионы проходят через алюминиевую фольгу толщиной 3-6 мк, экранировавшую коллектор ионов от воздействия высокочастотного поля.

Коллектор ионов, размещенный непосредственно за фольгой, служил для настройки и относительных измерений потока ионов. Внутренний объем устройства свободно сообщался с вакуумным объемом циклотрона.

В центре коллектора находилось отверстие диаметром 3 мм, через которое ионы проходили в коллимирующую систему и затем попадали на мишень из исследуемого вещества, закрепленную под углом 45° к пучку. Толщины мишеней составляли 1-2 мк для Th и 4,5 мк для Au .

В качестве детекторов заряженных частиц использовались ядерные эмульсии типа Я-2 толщиной 200 и 400 мк.

Поскольку угловые распределения легких заряженных частиц в такого рода реакциях имеют резкий максимум при малых углах, фотослой в передней полусфере располагались на расстоянии до 65 мм и были повернуты под углами 10° к направлению на центр мишени (рис. 1). В задней полусфере детекторы размещались под углами 15° к направлению на центр мишени. Такая геометрия разме-

шения ядерных эмульсий обеспечивала получение достаточно подробных сведений о спектрах легких заряженных частиц в интервале углов от 10° до 150° в каждом отдельном эксперименте.

Для уменьшения фона, создаваемого рентгеновским и γ -излучением, кассета с ядерными эмульсиями защищалась слоем свинца толщиной 2 мм.

Обычно облучения мишеней производились при токе ионов 0,02–0,03 мка, длительность экспозиции достигала 5 мин.

После облучения на циклотроне У-300 ядерные эмульсии Я-2 проявлялись в амидоловом проявителе в режиме недопроявления. Применялся проявитель следующего состава: сульфат безводный – 12 г, амидол – 3 г, лимонная кислота – 2 г, вода дистиллированная – до 1 л. Ядерные эмульсии толщиной 400 мк предварительно помещались на 1 час в дистиллированную воду при 5°C , затем в течение часа пропитывались при $2\text{--}3^\circ\text{C}$ в амидоловом проявителе, разбавленном водой в отношении 1:2.

Теплая стадия проявления проводилась в проявителе, разбавленном 1:5 при 20°C в течение 30 мин. Сушка эмульсий после фиксирования и промывки проводилась в растворах спирта с глицерином; эмульсионные слои доводились до первоначального размера и наклеивались на стеклянные подложки.

Применявшаяся нами процедура проявления обеспечивала визуальную дискриминацию следов α -частиц и протонов при длинах от 50 до 1000 мк. В ядерных эмульсиях регистрировались также упруго и неупруго рассеянные тяжелые ионы. Следы ионов имели характерную коническую форму, сужающуюся к концу пробега и легко отличались от следов α -частиц.

Просмотр ядерных эмульсий производился при увеличении 630–1350X. Отбирались следы, начинавшиеся с поверхности, совпадавшие с направлением упруго рассеянных частиц в пределах $\pm 5^\circ$, и оканчивавшиеся в эмульсионном слое.

Измерялись длина горизонтальной проекции и глубина погружения следа, с помощью номограмм определялся пробег и угол вхождения частицы в эмульсию.

Поскольку было практически трудно обеспечить точную установку ядерных эмульсий под углами 10° (15°) к направлению на центр мишени, строились распределения измеренных углов вхождения частиц в интервалах по 2° . Такая процедура позволяла определять истинные углы установки фотоэмульсий, а,

следовательно, и геометрические эффективности для каждой отдельной фото-пластинки.

Калибровка тормозной способности эмульсий Я-2 производилась по пробегам α -частиц ThC , ThC' , а также с помощью 14,1 Мэв нейтронов по пробегам отдачи. Как показали эти опыты, тормозные способности ядерных эмульсий Я-2 и эмульсий "Ильфорд" совпадают с точностью до 3%.

В настоящих экспериментах контроль энергии ускоренных ионов и измерения сечений реакций с вылетом легких заряженных частиц производились по упруго рассеянным тяжелым ионам. С этой целью измерялись спектры упруго рассеянных ионов и определялось их число на единицу площади для нескольких фотоэмульсий под углами от 10° до 50° к пучку.

На рис. 2 представлен спектр ионов Ne^{22} , упруго рассеянных в мишени Th под углом 30° .

Как видно из этого рисунка, спектр ионов Ne^{22} имеет четкий максимум и полуширину не свыше 8 Мэв. Проведенные ранее /10/ измерения энергий ионов с помощью ядерных эмульсий показали хорошее согласие с данными, полученными с помощью полупроводниковых детекторов.

3. Результаты измерений

В настоящих экспериментах изучались спектры легких частиц от взаимодействия ионов Ne^{22} с Au при энергиях 110 и 120 Мэв, с Th при энергиях 115 и 140 Мэв, ионов Ar^{40} с ядрами Th при энергии 240 Мэв. Изменение энергии бомбардирующих ионов производилось перемещением устройства внутри циклотрона по радиусу. Число измеренных α -частиц под каждым углом достигало 100-300. Спектры частиц переводились в систему центра инерции составного ядра, вводились геометрические поправки и поправки на пропуск короткопробежных частиц.

Дифференциальное сечение реакции с вылетом α -частиц определялось следующим образом.

Находилась число упруго рассеянных ионов на фотопластинках, помещенных под малыми углами - от 20° до 50° . Сечение упругого рассеяния ионов рассчитывалось по формуле Резерфорда. Подсчет сечения реакции с вылетом

α -частиц производился из соотношения $\sigma_{\alpha} = \sigma_R \cdot N_{\alpha} / N_R$, где N_{α}, N_R - число α -частиц и упруго рассеянных ионов на единицу площади в системе центра инерции. Как указано в работе /8/, точность измерения сечения таким способом достигает 10%, однако поскольку геометрическая точность установки нашей камеры не превосходила $\pm 3^{\circ}$ по отношению к пучку ионов, ошибка в определении сечений составляет $\pm 30\%$.

На рис. 3 представлены угловые распределения α -частиц, измеренные в опытах по облучению мишеней золота ионами Ne^{22} при энергиях 110 и 120 Мэв.

Как видно из рис. 3, угловые распределения α -частиц имеют форму, аналогичную результатам Бритта и Квинтона /8/, полученным при облучениях золота ионами углерода, азота, кислорода.

В угловых распределениях различаются компоненты, соответствующие прямым процессам и испусканию α -частиц из составного ядра.

На рис. 4 представлены результаты опытов по определению угловых распределений α -частиц в реакции $Ne^{22} + Th$ при энергиях 115 и 140 Мэв соответственно, а также в реакции $Ar^{40} + Th$ при энергии 240 Мэв.

Как следует из рис. 4, угловые распределения α -частиц при малых углах подобны для всех реакций и имеют более резкую направленность вперед, чем в случае реакции $Ne^{22} + Au$.

В интервале углов свыше 100° в системе центра инерции доминируют α -частицы, испускаемые из составного ядра.

Энергетические спектры α -частиц в системе центра масс для реакций $Ne^{22} + Au$, $Ne^{22} + Th$, $Ar^{40} + Th$ под разными углами представлены на рис. 5-8. В этих спектрах можно разделить компоненты, соответствующие прямым процессам и распаду составного ядра. Под углами до 100° характерно смещение максимумов спектров α -частиц с увеличением угла. Этот эффект практически отсутствует в реакции $Ne^{22} + Au$, но в реакции $Ne^{22} + Th$ и особенно $Ar^{40} + Th$ он четко выражен и имеет регулярный характер. При углах свыше 100° спектры α -частиц в реакциях $Ne^{22} + Au$, $Ne^{22} + Th$, $Ar^{40} + Th$ имеют максимумы при энергиях соответственно 20, 22-23 и 24 Мэв. Измерить с достаточной степенью достоверности спектры и угловые распределения протонов в этих реакциях не удалось, однако были получены указания на то, что угловые распределения протонов для реакций $Ne^{22} + Au$, $Ne^{22} + Th$ подобны угловым распределениям α -частиц.

Спектры протонов, полученные в этих реакциях, имеют существенно меньшие энергии в максимумах под всеми углами, чем спектры протонов из реакции $Ag^{40} + Ag$ (рис. 9).

Как видно из рис. 8, спектры α -частиц и протонов в реакции $Ag^{40} + Ag$ имеют максимумы при энергиях, равных 16-17 и 8,5 Мэв, что находится в хорошем согласии с расчетами кулоновских барьеров в рамках оптической модели /11/.

Однако, поскольку эксперименты на внутреннем пучке связаны с наличием большого фона быстрых нейтронов, приводящих к появлению протонов отдачи в ядерных эмульсиях, достоверное измерение этих спектров требует дополнительных контрольных опытов.

Отметим в заключение, что ни в одной из опубликованных работ не было приведено спектров протонов для составных ядер с $Z > 80$.

4. Обсуждение результатов

А. Испускание α -частиц из составного ядра

В спектрах и угловых распределениях α -частиц от взаимодействия ускоренных ионов Ne^{22} с Au , Th и Ag^{40} с Th четко разделяются компоненты, соответствующие прямым процессам и распаду составного ядра. Доказательством факта образования составных ядер (Ac^{210} , Fm^{254} , 108^{252}) в этих реакциях служат спектры α -частиц под большими углами, имеющие максимумы при энергиях = 20, 22-23 и 24 Мэв соответственно.

Эти результаты удовлетворительно согласуются с барьерами, рассчитанными на основе оптической модели (11) и равными соответственно 21,5, 23,4 и 24,7 Мэв.

Для этих составных ядер основным типом распада является деление, испарению заряженных частиц препятствует большой кулоновский барьер.

Однако, как следует из рис. 4, испарение α -частиц из составного ядра соответствует сечениям, превосходящим десятки миллибарн для всех рассматриваемых ядер в области энергий бомбардирующих частиц 8-8,5 Мэв на нуклон. Спад сечения испарения α -частиц из ядра Fm^{254} при изменении энергии Ne^{22} на 25 Мэв более резок, чем это следует из расчетов /12/ для сечения образо-

вания составного ядра. Аналогичный расчет был произведен для реакции $C^{12} + W^{18}$, для которой известны сечения испарения α -частиц при энергиях ионов углерода 128, 105 и 85 Мэв. Для этой реакции также отмечается более резкий спад σ_{α} по сравнению с сечением образования составного ядра. Эти результаты свидетельствуют о том, что испарение α -частиц происходит, по-видимому, в основном в начальной стадии процесса снятия возбуждения. Согласно расчетам, приведенным в работе ^{/12/}, средний угловой момент ядра 108^{272} равен $110-115\hbar$, однако заметить анизотропию в угловом распределении α -частиц при больших углах не удалось.

Большое сечение испарения α -частиц из составного ядра 108^{272} , имеющего энергию возбуждения около 75 Мэв, находится в противоречии с данными систематик, предсказывающих резкое уменьшение вероятности испарения частиц для ядер в этой области Z и N ^{/13/}.

Избыточное число α -частиц под большими углами, полученное в реакции, может быть обусловлено вкладом от тройного деления при условии, что он превышает 5-6% от σ_{α} . Однако пришлось бы также предположить, что энергетический спектр таких α -частиц совпадает со спектром испарения из составного ядра, а их угловое распределение близко к изотропному.

Температура остаточного ядра рассчитывалась аналогично работе ^{/6/} по формуле $(N(E_{\alpha}) \approx E_{\alpha} \sigma_c(E_{\alpha}) e^{-E_{\alpha}/T}$, где E_{α} - энергия испускаемой α -частицы в системе центра масс составного ядра. Температура остаточного ядра в этом выражении представлена в виде

$$T = [(E_{\alpha}^* - V_{\alpha}) / a]^{1/2},$$

где a - параметр плотности уровней, E_{α}^* и V_{α} соответственно наибольшая энергия испускания α -частицы и барьер, препятствующий ее проникновению в остаточное ядро.

Для ядра, образованного в реакции $Ne^{22} + Au$ при энергии неона 110 Мэв температуре $T = 1,45$ Мэв, параметр плотности уровней $a = 19$ Мэв⁻¹.

В реакции $Ne^{22} + Th$ при энергиях налетающих частиц 115 и 140 Мэв получены соответственно две температуры 1,5 и 2,1 Мэв.

Для ядра, образованного в реакции $Ar^{40} + Th$, температура определена равной 2,3 Мэв.

Следует отметить, что полученные нами значения плотности уровней для конечных ядер Cf^{250} , 106^{258} существенно меньше, чем это следует из соотношения $a = A/\epsilon$, где $\epsilon \approx 10 \text{ Мэв}^{1/6}$.

Б. Испускание α -частиц в прямых процессах

Угловые распределения α -частиц под углами от 10° до 100° (рис. 3-3) свидетельствуют о преобладании вклада от прямых процессов.

Согласно расчетам, произведенным в работе ^{/14/}, чисто кулоновское взаимодействие может обусловить не более нескольких процентов от эффекта под малыми углами.

По-видимому, основной вклад обусловлен испусканием α -частиц в реакциях подхвата, выбивания, развала налетающей частицы, происходящих при дальних и касательных взаимодействиях.

В работе ^{/6/} был предложен механизм прямой реакции, в основе которого лежит предположение об испускании α -частиц с энергией, примерно равной средней энергии α -частицы в налетающем ядре.

Экспериментальные результаты и теоретические расчеты ^{/15/} подтверждают эту гипотезу для легких бомбардирующих частиц, например, углерода C^{12} .

Однако в нашем случае это предположение не находит подтверждения. Действительно, для реакции $\text{Ne}^{22} + \text{Th}$ при энергии 115 Мэв, максимум спектра α -частиц ($\theta_{\text{лаб}} = 30^\circ$) находится при энергии 26 Мэв, вместо ≈ 21 Мэв, для реакции $\text{Ar}^{40} + \text{Th}$ при 240 Мэв максимум энергии α -частиц ($\theta_{\text{лаб}} = 20^\circ$) находится при энергии 38 Мэв вместо 24 Мэв.

Важной особенностью спектров α -частиц под малыми углами является плавное смещение максимумов их энергетических распределений в случае реакции $\text{Ne}^{22} + \text{Au}$ (рис. 5).

В случае реакции $\text{Ne}^{22} + \text{Th}$ эффект четко различим и имеет регулярный характер, энергия уменьшается от 24 Мэв (система центра масс ядра Fm^{254}) до ≈ 14 Мэв при угле 80° (рис. 6-7).

Дальнейшее уменьшение энергии при больших углах не прослеживается, поскольку энергия α -частиц находится ниже порога их регистрации в настоящих опытах, равного 8-10 Мэв. Следует отметить, что несмотря на большую разницу в энергиях ионов и сечениях реакций, в двух опытах с Ne^{22} спектры α -частиц имеют максимумы при одних и тех же энергиях.

В реакции $\text{Ar}^{40} + \text{Th}$ эффект уменьшения энергии с увеличением угла θ наиболее отчетливо выражен (рис. 8). Несмотря на то, что угловые распределения α -частиц при взаимодействии Ne^{22} и Ar^{40} с торием хорошо согласуются между собой (рис. 4), при энергиях этих ионов равных 140 и 240 Мэв (6,3 и 6 Мэв на нуклон) энергетические распределения α -частиц резко различны.

Для получения дополнительных сведений о процессах, не связанных с образованием составного ядра, были рассчитаны зависимости вероятности образования α -частиц в прямых процессах от классического параметра наибольшего приближения, r_{\min} .

Такие расчеты справедливы, если α -частицы имеют энергию, много большую энергии связи в налетающем ядре, и они не взаимодействуют сильно с ядром-мишенью /6,16/.

На рис. 10 представлены результаты этих расчетов для реакций $\text{Ne}^{22} + \text{Th}$, $\text{Ar}^{40} + \text{Th}$, а также реакции $\text{N}^{14} + \text{Th}$ /7/.

Как видно из рисунка, радиусы наибольшего приближения, при которых наблюдаются максимумы $d\sigma/r_{\min} dr_{\min}$ для реакций $\text{Ne}^{22} + \text{Th}$, $\text{Ar}^{40} + \text{Th}$ равны соответственно $15,0 \cdot 10^{-13}$ см и $15,5 \cdot 10^{-13}$ см, т.е. несколько превосходят суммы радиусов взаимодействующих ядер ($r_0 = 1,5 \cdot 10^{-13}$ см), равные соответственно $13,4 \cdot 10^{-13}$ и $14,4 \cdot 10^{-13}$ см.

Аналогичный результат был получен для реакции $\text{Ne}^{22} + \text{Au}$. Отметим, что для реакции $\text{N}^{14} + \text{Th}$ значение $r_{\min} = 11,5 \cdot 10^{-13}$ см несколько меньше, чем сумма радиусов азота и тория.

В работе /8/ для взаимодействия ионов $\text{N}^{14}, \text{O}^{16}$ с ядрами Au, Bi были также получены значения $r_{\min} < r_0 (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$. В реакциях C + Au, Bi радиус наибольшего приближения был равен сумме радиусов взаимодействующих ядер.

Таким образом, у нас имеются следующие результаты, противоречащие гипотезе Бритта и Квинтона /8/ об испускании α -частицы из налетающего ядра со средней энергией и импульсом, приходящимися на ее долю.

Во-первых, энергетические спектры под малыми углами имеют максимумы при энергиях, больших средней кинетической энергии α -частицы в налетающем ядре.

Во-вторых, отсутствует смещение максимумов спектров α -частиц при изменении энергии ионов Ne^{22} на 25 Мэв в опыте с торием.

В-третьих, в опытах с Ne^{22} и Ar^{40} при энергиях 140 и 240 Мэв (соответственно 25 и 24 Мэв на α -частицу) спектры α -частиц при малых углах смещены почти на 10 Мэв.

В-четвертых, согласно расчетам, выполненным аналогично работам /8,16/, вероятность образования α -частиц в прямых процессах при взаимодействии ионов Ne^{22} , Ar^{40} с тяжелыми ядрами достигает максимума на расстояниях r_{min} , превосходящих сумму радиусов взаимодействующих ядер, в отличие от реакций $\text{N}^{14} + \text{Th}$, C^{12} , N^{14} , O^{16} , $+ \text{Au}$, Bi , где расчетное r_{min} меньше или равно сумме радиусов ядер.

Для объяснения механизма испускания высокоэнергетичных легких частиц в прямых процессах авторами /17/ была предложена следующая гипотеза протекания реакции. Налетающая частица (например, ядро ^{16}O) испытывает неупругое взаимодействие с ядром-мишенью и возбуждается до энергии 20–30 Мэв. Поскольку ядро O^{16} даже при таких энергиях возбуждения живет достаточно долгое время /18/, оно успевает удалиться от ядра-мишени на расстояние, где кулоновское поле составляет $\approx 0,1 \text{ E}_B$, т.е. приобретает энергию $\approx E_B$. Если заряженная частица испускается затем в направлении движения, то ее энергия существенно возрастает за счет кинетической энергии иона.

Это рассмотрение позволило объяснить появление 50 Мэв протонов в реакции $\text{O}^{16} + \text{Au}$ при энергии ионов 167 Мэв /19/.

Однако в нашем случае энергетические распределения α -частиц не могут быть согласованы с этим рассмотрением.

Действительно, если предположить, что возбужденное в результате взаимодействия с Th ядро аргона за счет кулоновского отталкивания приобретает энергию 150 Мэв, то энергетические спектры α -частиц при малых углах должны иметь максимум в районе ≈ 60 Мэв. Этот максимум должен очень быстро смещаться с увеличением угла θ в область меньших энергий α -частиц.

В нашем случае спектры α -частиц под малыми углами (рис. 6–8) имеют максимумы при энергиях, существенно меньших, чем в этой модели, и они характеризуются плавным смещением энергий E_{max} при увеличении угла θ . В связи с изложенным, можно предположить, что испускание α -частиц происходит непосредственно после взаимодействия, когда бомбардирующее

ядро находится в области кулоновского поля ядра-мишени, и его кинетическая энергия много меньше E_p .

В заключение мы считаем своим приятным долгом поблагодарить члена-корреспондента АН СССР Г.Н. Флерова за постоянное внимание к работе, С.М. Поликанова, В.А. Карнаухова, Ю.Ц. Оганесяна, В.К. Лукьянова, Б.Н. Калинин за полезные обсуждения.

Л и т е р а т у р а

1. K. F. Chackett, J. H. Fremlin, D. Walker. *Phil. Mag.*, 45, 173, 1954.
2. Д.М. Парфанович, А.М. Семчинова, Г.Н. Флеров. Ядерные реакции при малых и средних энергиях. Труды Всесоюзной конференции, ноябрь 1957 г., Изд. АН СССР, Москва 1965 г., стр. 517.
3. W. J. Knox. *Proceedings of the Secoud Conference on Reactions Between Complex Nuclei*, John Wiley and Sons, Inc, New York, 1960, p. 283.
4. W. J. Knox, A. R. Quinton, C. E. Anderson. *Phys. Rev.* 120, 2120 (1960).
5. D. A. Bromley, M. Sachs, C. E. Anderson. *Bull. Am. Phys. Soc.*, 6, 287 (1961).
6. H. C. Britt, A. R. Quinton, *Phys. Rev.* 124, 877 (1961).
7. J. C. Watson, A. R. Quinton, D. A. Bromley, in *Direct Interactions and Nuclear Reactions Mechanisms*, ed. E. Clemental, C. Witt, New York.-London, 1962, p. 1000.
8. H. Broek. *Phys. Rev.* 124, 233 (1961).
9. С.Н. Шумилов. *Ядерная физика*, 2, 1030 (1965).
10. В.П. Перелыгин, С.П. Третьякова. *ЖЭТФ*, 45, 863 (1963).
11. G. Igo. *Phys. Rev.* 115, 1665 (1959).
12. В.В. Бабиков. *Преприят ОИЯИ Р-1351*, Дубна 1963.
13. T. Sikkeland. *Report UCRL-16348*, august 1965.
14. J. M. Hansteen. *Nucl. Phys.*, 19, 309 (1960).
15. V. K. Lukjanov, I. Z. Petkov. *Nucl. Phys.*, 49, 529 (1963).
16. J. A. McIntyre, T. L. Watts, F. C. Jobses. *Phys. Rev.*, 119, 1331 (1960).
17. С.П. Иванова, Б.Н. Калинин. *Преприят ОИЯИ Р-1881*, Дубна, 1964.
18. Н.А. Бугров, Г.В. Даниляк. *ЖЭТФ*, 43, 70 (1962).
19. D. V. Reames. *Phys. Rev.* 137B, 332 (1965).

Рукопись поступила в издательский отдел
25 ноября 1966 г.

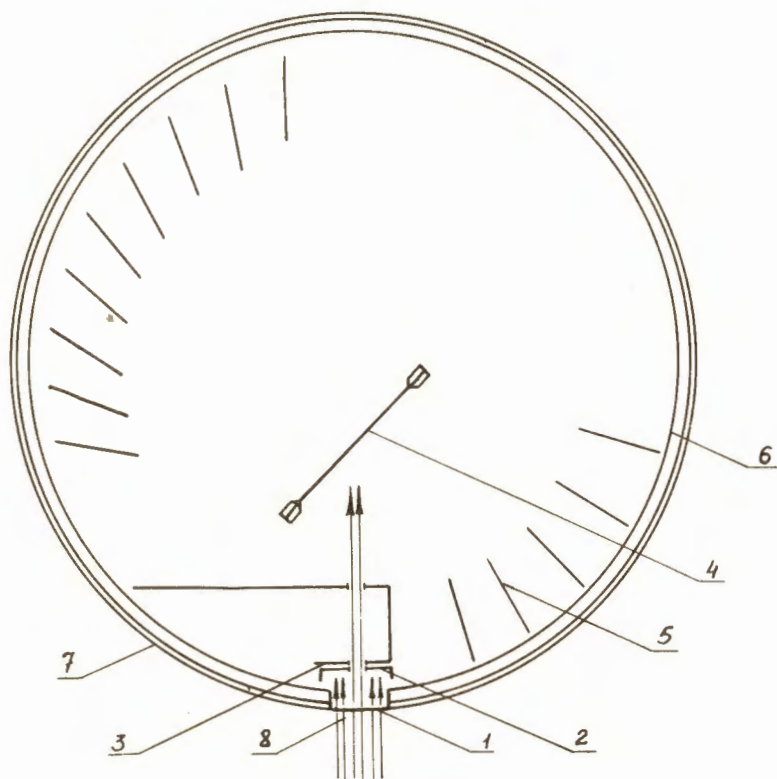


Рис. 1. Схема устройства, применявшегося в экспериментах на внутреннем пучке циклотрона У-300. 1. Входная алюминиевая фольга. 2. Танталовый коллектор ионов. 3. Коллиматор. 4. Мишень. 5. Ядерные эмульсии. 6. Свинцовая защита. 7. Медный корпус. 8. Пучок ионов.

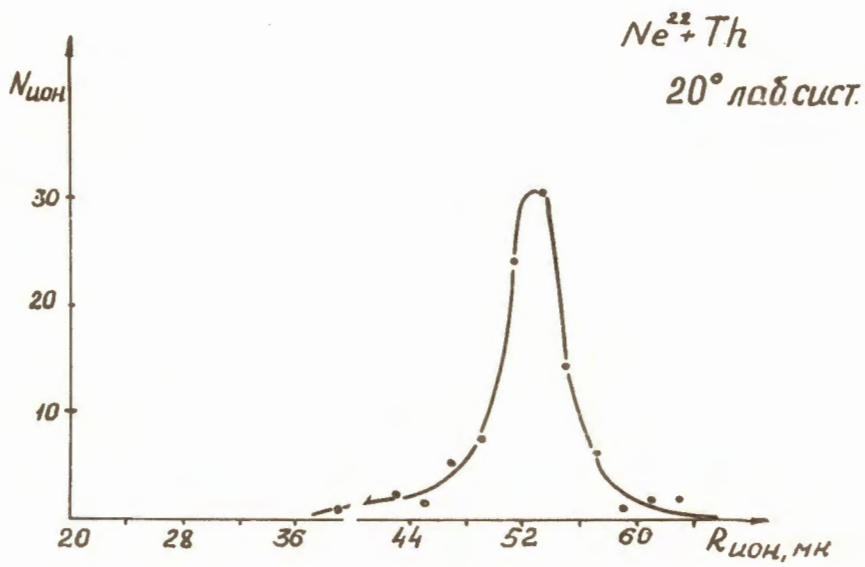


Рис. 2. Спектр ионов Ne^{22} , упруго рассеянных мишенью Th под углом 30° .

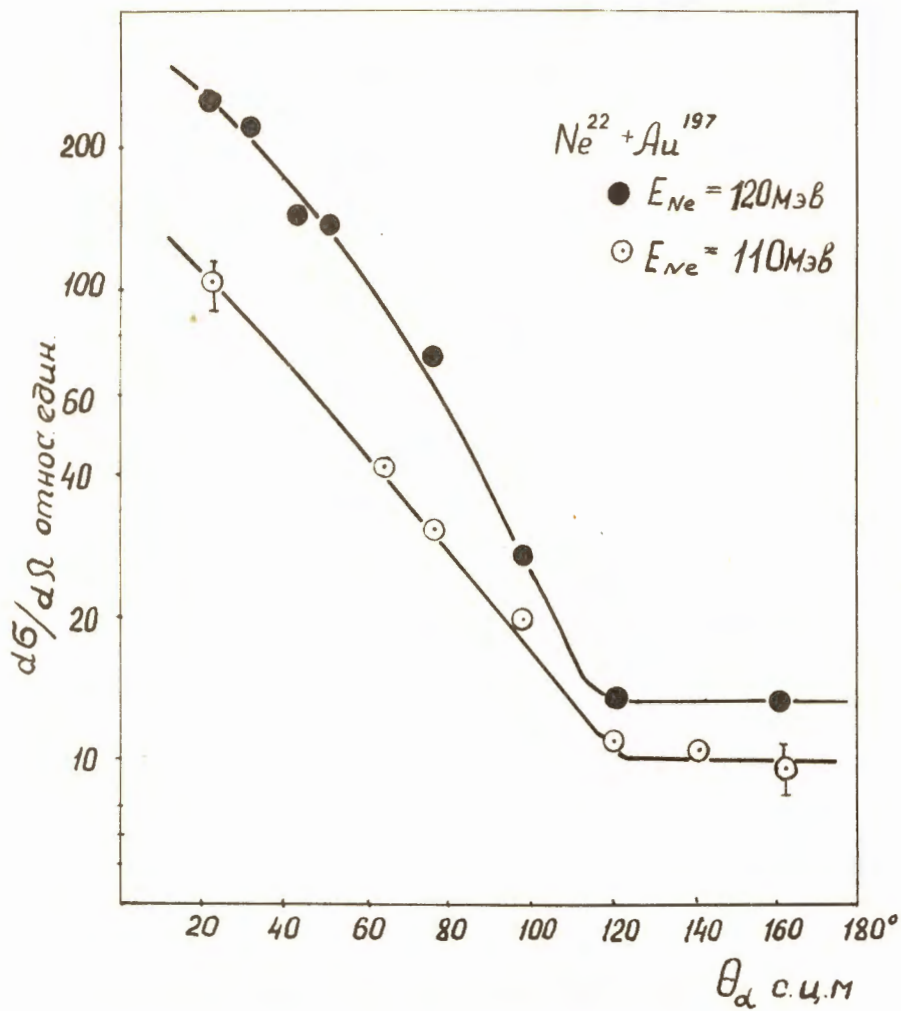


Рис. 3. Угловые распределения α -частиц, измеренные в реакции $Ne^{22} + Au$.

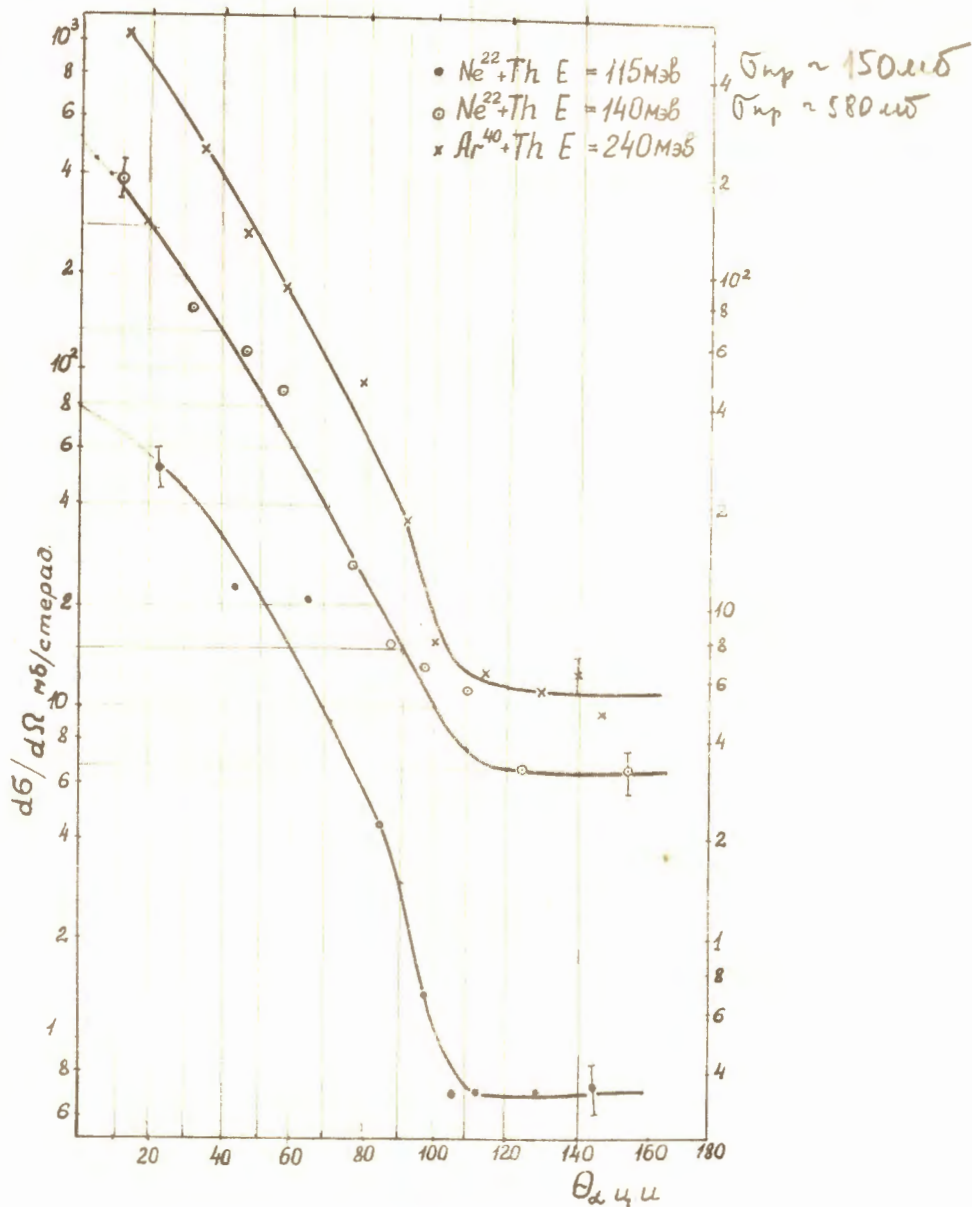


Рис. 4. Угловые распределения α -частиц, измеренные в реакции $\text{Ne}^{22} + \text{Th}$ (шкала слева) и $\text{Ar}^{40} + \text{Th}$ (шкала справа).

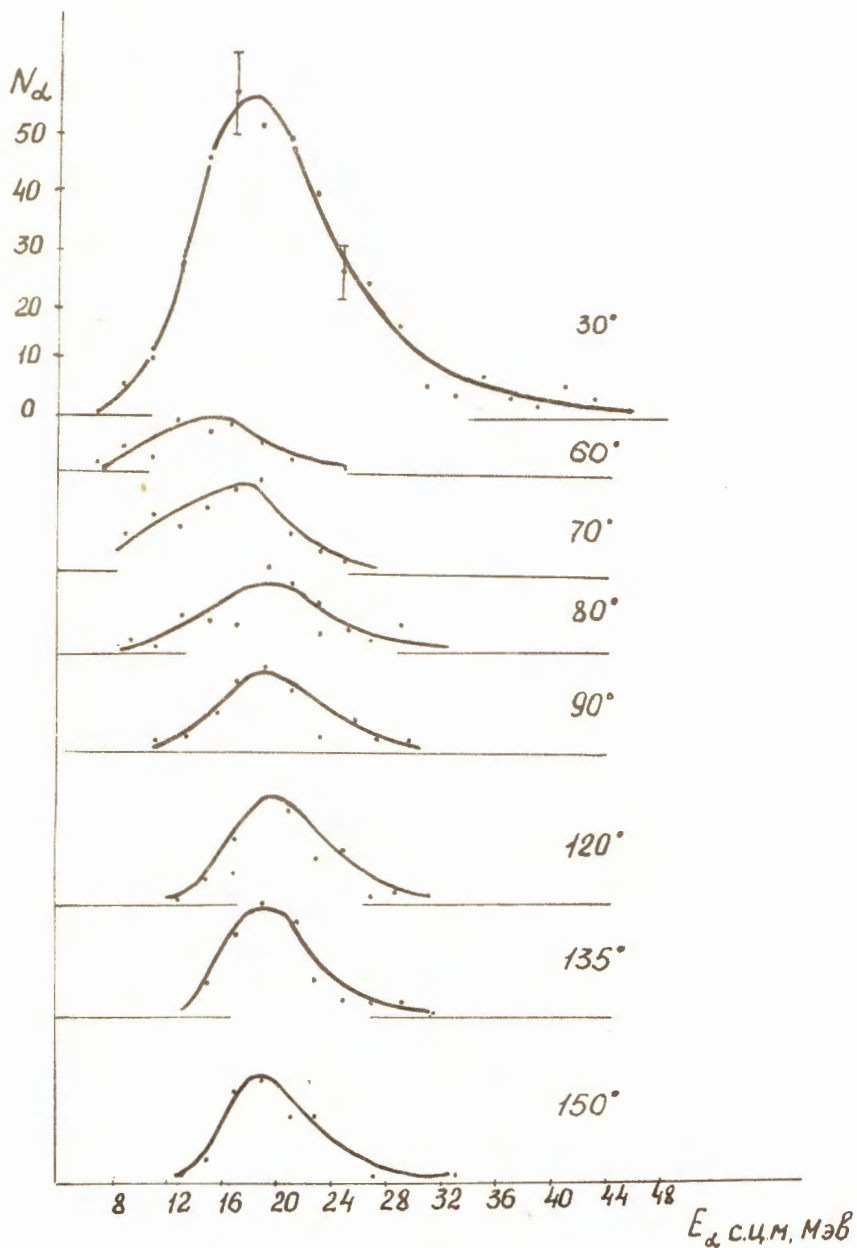


Рис. 5. Энергетические спектры α -частиц, измеренные в реакции $\text{Ne}^{22} + \text{Au}$ при энергии ионов неона 110 Мэв.

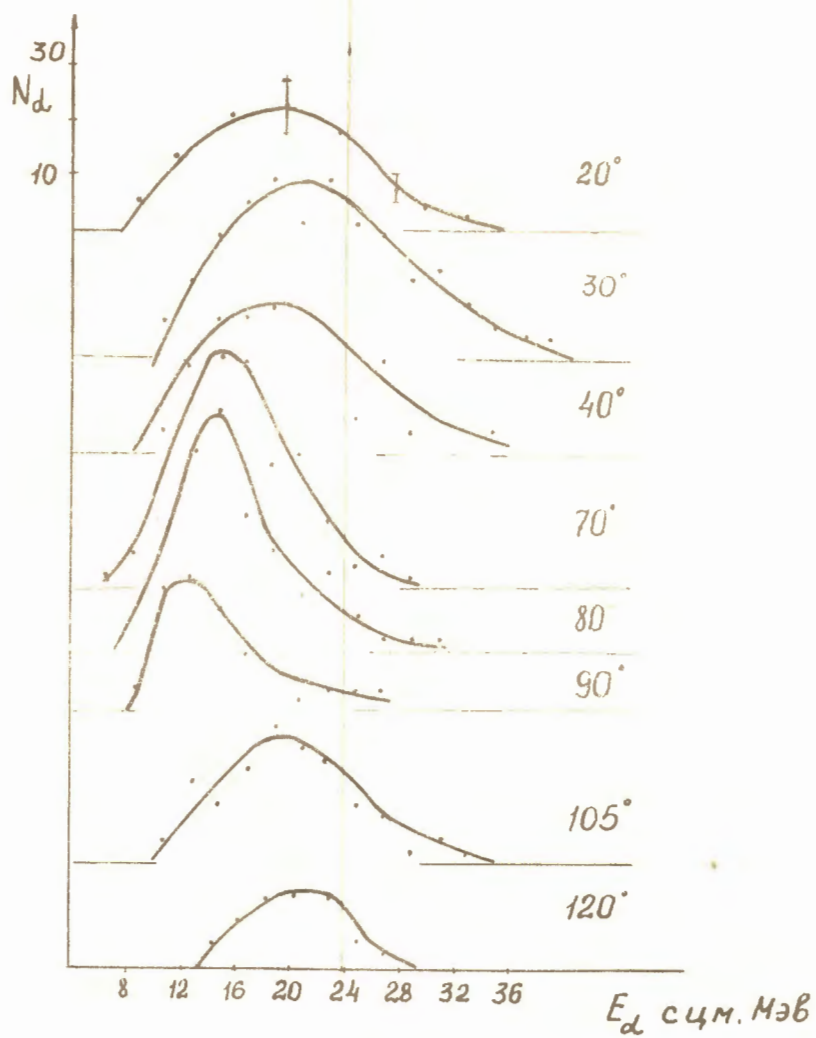


Рис. 6. Энергетические спектры α -частиц, измеренные в реакции $\text{Ne}^{22} + \text{Th}$ при энергии ионов неона 115 МэВ.

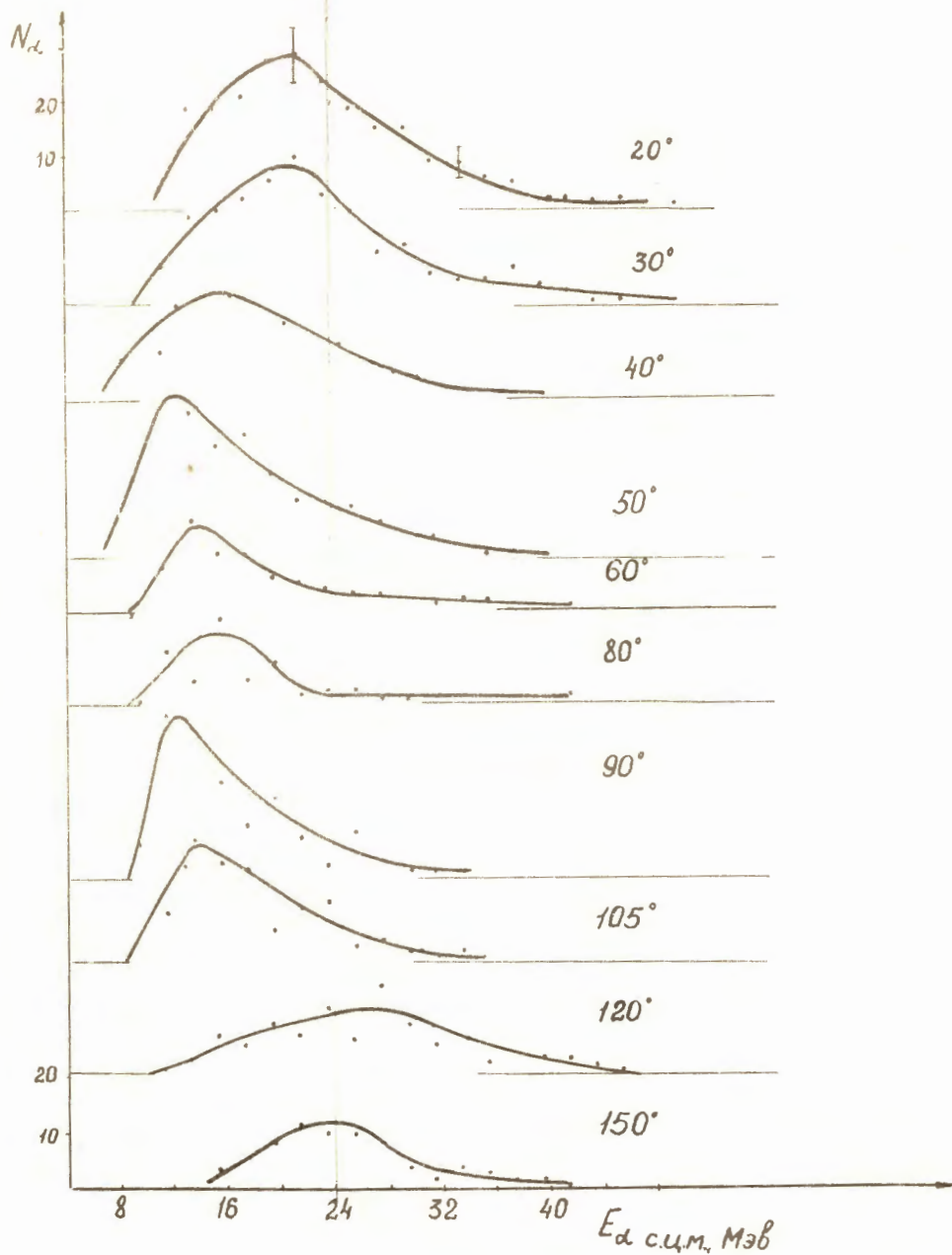


Рис. 7. Энергетические спектры α -частиц, измеренные в реакции $\text{Ne}^{22} + \text{Th}$ при энергии иона неона 140 МэВ.

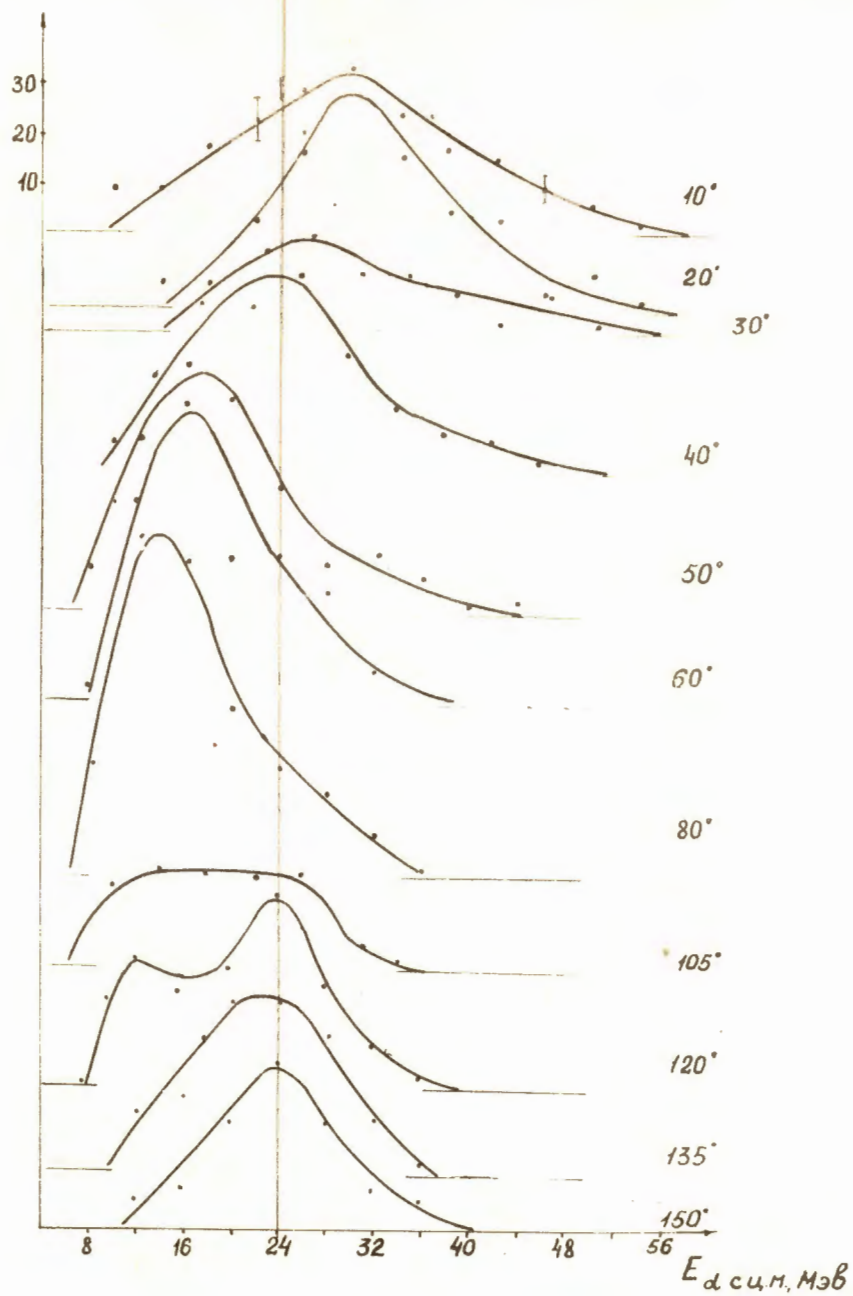


Рис. 8. Энергетические спектры α -частиц, полученные в реакции $\text{Ar}^{40} + \text{Th}$ при энергии ионов аргона 240 МэВ.

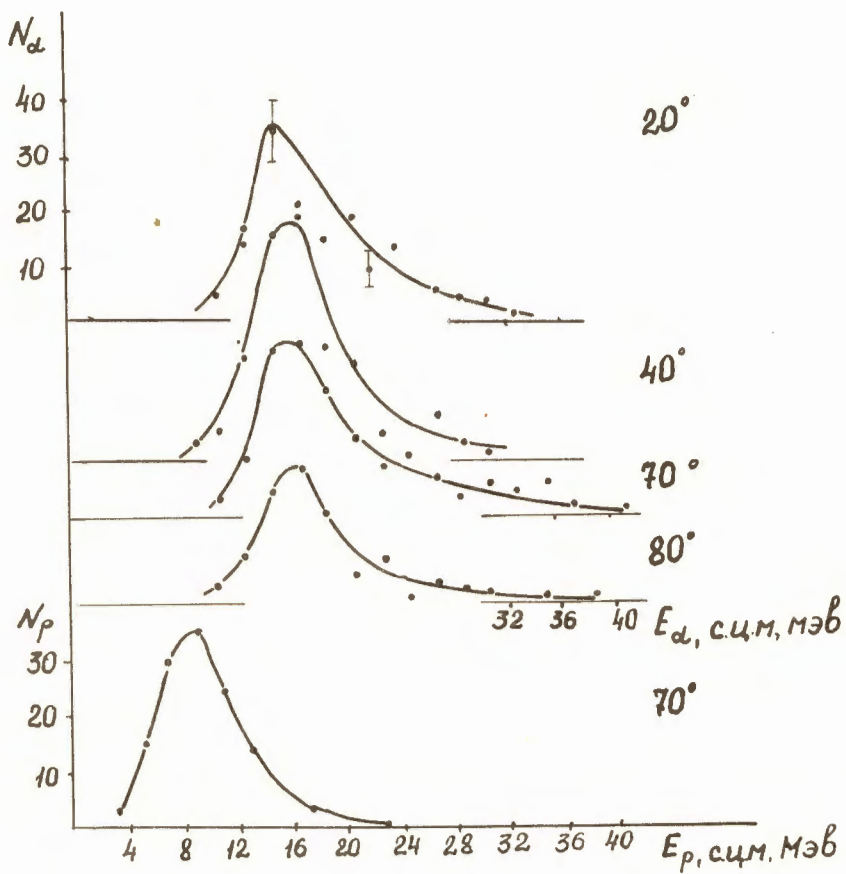


Рис. 9. Энергетические спектры α -частиц и протонов, полученные в реакции $\text{Ar}^{40} + \text{Ag}$ при энергии ионов аргона 185 МэВ.

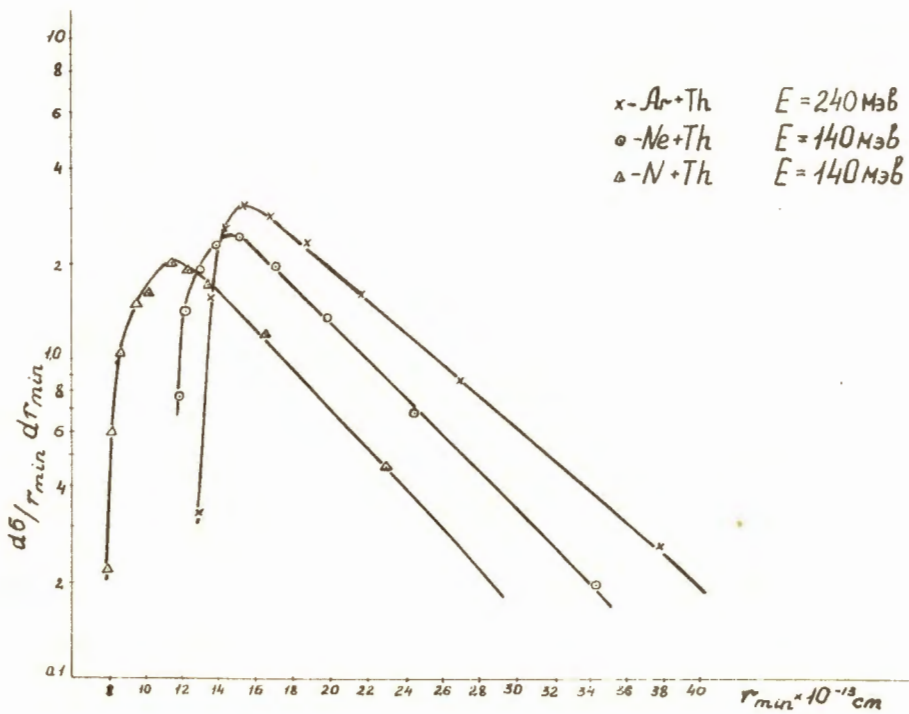


Рис. 10. Зависимость вероятности образования α -частиц в прямых процессах от классического радиуса наибольшего приближения при взаимодействии. Значение r_0 принято равным $1,5 \cdot 10^{-13}$ см.