

1675

Л 9 П Экз. чит. зала

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

В. П. Демелову



P-1675

Я.Грабовский, Б.Н.Калинкин, Н.Ф.Маркова

УГЛОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ
ПРОДУКТОВ РЕАКЦИИ
МУЛЬТИНУКЛОННОЙ ПЕРЕДАЧИ

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

1964

Угловое распределение продуктов реакции мультинуклонной передачи

Дана квазиклассическая теория углового распределения продуктов мультинуклонной передачи.

Показано, что в отличие от однонуклонной передачи при рассмотрении реакций этого типа необходимо учитывать их неупругий характер.

Препринт Объединенного института ядерных исследований.
Дубна. 1964.

P-1675

Grabowski J., Kalinkin B.N. Markova N.F.

The Angular Distribution of Products of Multinucleon
Transfer Reactions

The quasiclassical theory of multinucleon transfer reactions is given. It is shown that contrary to the one-nucleon transfer in these reactions it is necessary to take into account their inelastic character.

Preprint. Joint Institute for Nuclear Research.
Dubna. 1964.

P-1675

Я.Грабовский, Б.Н.Калинкин, Н.Ф.Маркова

УГЛОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ
ПРОДУКТОВ РЕАКЦИИ
МУЛЬТИНУКЛОННОЙ ПЕРЕДАЧИ

ОИИ
БИБЛИОТЕКА

1. Введение

В предыдущей работе^{/1/} был рассмотрен процесс однонуклонной передачи в квазиупругом приближении. Теоретические результаты находятся в хорошем согласии с экспериментом.

К настоящему времени накоплен значительный материал по экспериментальному исследованию мультинуклонных передач. Несомненно, эти исследования нуждаются в дальнейшем уточнении. Однако уже сейчас можно сделать вывод, что угловое распределение продуктов реакции может существенно отличаться от однонуклонного случая. Вообще говоря, оно значительно сложнее.

В связи с этим желательно выяснить причины усложнения формы углового распределения.

В данной работе рассмотрена одна из них.

2. Основные приближения

Прежде всего заметим, что при мультинуклонной передаче (это уже подчеркивалось в работе^{/1/}) как масса легкого ядра, так и его заряд могут заметно изменяться. В широких пределах изменяется Q и Q реакции. Поэтому использование в данном случае "квазиупругого" приближения было бы слишком грубым способом описания. Необходимо учитывать неупругий характер процесса.

По-прежнему будем исходить из данных о взаимодействии между сталкивающимися сложными ядрами, полученных на основе квазиклассического анализа экспериментов по упругому рассеянию^{/2/}. Эти данные хорошо согласуются с результатами квантово-механического расчета, выполненного недавно Ауэрбахом и Портером^{/3/}.

Используя теорию прямых ядерных реакций в приближении искаженных волн (см., например,^{/4,5/}), для амплитуды передачи нуклонов можно написать следующее выражение:

$$T_{1 \rightarrow 1} = \sum_{\ell} (2\ell + 1) e^{i(\delta_{\ell}^1 + \delta_{\ell}^f)} P_{\ell}(\cos \theta) \int dR f_{\ell}^*(k, R) e^{-i\alpha^R} f_{\ell}(k_1 R), \quad (1)$$

где $\delta_{\ell}^1, \delta_{\ell}^f$ - фазы, а $f_{\ell}(k_1 R), f_{\ell}(k, R)$ - радиальные волновые функции относительно движения в начальном и конечном состояниях. При выводе формулы (1) были сделаны упрощающие предположения.

Во-первых, пренебрегаем эффектом изменения положения центра масс системы из двух ядер, которое обусловлено актом передачи нуклонов. Если налетающее ядро не очень легкое (например, Ne^{20} , Ar^{40}), а число передаваемых нуклонов не слишком велико (2, 3, 4), то это приближение возможно не будет грубым.

Во-вторых, пренебрегаем спинами s ядер. При качественном рассмотрении задачи такое приближение допустимо. Его можно отчасти обосновать, если учесть, что реакции передачи происходят при "краевом" столкновении ядер, когда реализуются очень большие угловые моменты относительного движения $\ell = 50 - 70 \gg s$. Поэтому в первом приближении наличием спинов у ядер можно пренебречь.

В третьих, принимаем, что та часть матричного элемента перехода, которая зависит от координат передаваемых нуклонов, после интегрирования по этим координатам имеет вид $\exp[-\alpha'R]$. Это является следствием того факта, что волновые функции нуклонов, участвующих в переходе, на периферии сталкивающихся ядер убывают экспоненциально. Расчеты ^{18,7/}, в которых использованы конкретные потенциалы, обеспечивающие передачу, подтверждают справедливость этого приближения.

Помимо этих, вполне очевидных упрощений сделаем еще одно. Для этого рассмотрим матричный элемент, входящий в формулу (1). Поскольку мы имеем дело с тяжелыми частицами, то, как неоднократно указывалось в литературе, для описания их движения можно использовать квазиклассический подход. Радиальные волновые функции $f_\ell(k_i R)$ и $f_\ell(k_f R)$ экспоненциально затухают при $R < R^{\min}(\ell)$ и быстро осциллируют при $R > R^{\min}(\ell)$, где R^{\min} - классическая точка поворота. Разумеется, функциям $f_\ell(k_i R)$ и $f_\ell(k_f R)$ соответствуют разные точки поворота: R_i^{\min} и R_f^{\min} . Далее, матричный элемент содержит функцию $\exp[-\alpha'R]$. При мультинуклонных передачах параметр α' достаточно велик - порядка 3, и функция $\exp[-\alpha'R]$ при увеличении R всего лишь на 1 f уменьшается в 20 раз. Вследствие этого подавляющий вклад в матричный элемент дает область вблизи $R_{i,f}^{\min}$.

Матричные элементы такого типа обычно оцениваются по методу перевала. Ограничиваясь главной зависимостью матричного элемента от ℓ , можно написать:

$$\int dR f_\ell^i(k_i R) e^{-\alpha'R} f_\ell^f(k_f R) = e^{-\alpha'R_0}$$

где R_0 - седловая точка. Учитывая вид квазиклассических функций $f_\ell(k_i R)$, $f_\ell(k_f R)$ и тот факт, что обычно $\ell \gg \Delta\ell$ ($\Delta\ell$ - количество парциальных волн, дающих вклад в процесс передачи), можно показать, что:

$$R_c = R^{\min} + \Delta \quad (2)$$

и $R^{\min} = \min(R_i^{\min}, R_f^{\min})$, причем R^{\min} является функцией от ℓ , а Δ практически от ℓ не зависит.

Так как нас интересует только угловое распределение продуктов передачи, то во всех дальнейших вычислениях постоянную Δ можно не учитывать.

Таким образом, формула (1) приобретает вид:

$$T_{1,f} = \sum_{\ell} (2\ell + 1) e^{i(\delta_{\ell}^i + \delta_{\ell}^f)} P_{\ell}(\cos \theta) e^{-\alpha R^{\min}(\ell)} \quad (3)$$

3. Метод расчета

Фазы δ_{ℓ}^i , δ_{ℓ}^f и $R^{\min}(\ell)$ - расстояние наибольшего сближения сталкивающихся ядер можно рассчитать, если использовать информацию об их взаимодействии^{12/}.

Рассмотрим для простоты конкретный случай передачи Au^{197} (Ne^{20} , Na^{24}) при $E_{ц.м.} = 127$ Мэв.

Результаты вычислений для классической точки поворота в начальном (i) и конечном (f) каналах реакции в зависимости от ℓ приведены на рис. 1. Мы видим, что кривые $R_i^{\min}(\ell)$ и $R_f^{\min}(\ell)$ смещены друг относительно друга. Это объясняется изменением приведенной массы, зарядов и энергии относительного движения ядер в начальном и конечном каналах реакции (при вычислениях предполагалось, что образующиеся ядра находятся в основном состоянии или вблизи него). Кроме того, каждая из кривых $R^{\min}(\ell)$ испытывает резкое изменение вблизи некоторого значения $\ell = \ell_1^{i,f}$. Здесь мы сталкиваемся с эффектом "втягивания" тяжелого иона ядерными силами притяжения в зону меньших расстояний R.

Как видно из рис. 1, кривые $R_{i,f}^{\min}(\ell)$ можно представить линейными функциями:

$$R^{\min}(\ell) = \begin{cases} a_1(\ell - \ell_1) + b_1 & \ell < \ell_1 \\ a_2(\ell - \ell_1) + b_2 & \ell > \ell_1 \end{cases} \quad (4)$$

В работе^{11/} при анализе однонуклонной передачи использовано "квазиупругое" приближение. В этом случае кривые $R_i^{\min}(\ell)$ и $R_f^{\min}(\ell)$ совпадают. Так как параметр α для однонуклонной передачи мал (~ 1), а поглощение при $\ell = \ell_1$ велико, то основной вклад в угловое распределение продуктов реакции давала зона $\ell > \ell_1$.

В случае мультинуклонной передачи α велико. Поэтому большой вклад в реакцию будет давать и зона вблизи ℓ_1 , но $\ell < \ell_1$. Это обстоятельство вынуждает нас описывать поглощение вблизи $\ell = \ell_1$ более детально. Остановимся на этом вопросе подробно.

В формуле (3) поглощению отвечают мнимые части фаз δ_{ℓ}^i , δ_{ℓ}^f . В работах^{11,2/} мнимая часть фазы определялась формулой:

$$\text{Im } \delta_{\ell} = \begin{cases} -1,4 \ln \frac{\ell - \ell_1}{\ell_1 - \ell_1} & \ell_1 < \ell < \ell_1 \\ 0 & \ell > \ell_1 \end{cases} \quad (5)$$

здесь l_1 - соответствует значению l , при котором включаются ядерные силы. Согласно выражению (5), $[\text{Im } \delta_l]_{l > l_1} \rightarrow -\infty$, т.е. происходит полное поглощение. В действительности, поглощение хотя и велико (об этом свидетельствует малая величина сечений мультинуклонных передач), но не является полиым. Следовательно, формулу (5) необходимо исправить для того, чтобы учесть этот факт. С другой стороны, это исправление не должно искажать общего поведения функции $\text{Im } \delta_l$ при $l > l_1$, так как в противном случае согласие с данными по упругому рассеянию нарушится.

Оказывается, что этим требованиям можно удовлетворить, если представить $\text{Im } \delta_l$ в виде:

$$\text{Im } \delta_l^{i,f} = \begin{cases} -\gamma [R_{1,f}^{\text{min}}(l) - R_{1,f}^{\text{min}}(l_1)] & l < l_1 \\ 0 & l > l_1 \end{cases} \quad (6)$$

где функции $R_{1,f}^{\text{min}}(l)$ известны (см. (4)), а γ равно:

$$\gamma = \begin{cases} \gamma_1 & l < l_1 \\ \gamma_2 & l > l_1 \end{cases} \quad (7)$$

Значение γ_2 вычисляется таким образом, чтобы функция (6) наилучшим образом аппроксимировала функцию (5) в области значений $l_1 < l \leq l_1$.

Напротив, значение γ_1 не может быть определено из данных по упругому рассеянию. Поэтому в рамках данной модели γ_1 является свободным параметром.

На рис. 2 даны амплитуды Λ_l парциальных волн в зависимости от l (кривая II) с учетом формул (4), (6), (7) при $\gamma_1 = 5f^{-1}$, $\gamma_2 = 2f^{-1}$, $b_2 - b_1 = 1f$, $a_1 - a_2 = 0,1f$, $a = 3,6f^{-1}$, что соответствует рассматриваемой реакции передачи рЗп. Для сравнения приведена также кривая Λ_l при $a = 1f^{-1}$ (кривая I), соответствующая случаю однонуклонной передачи.

Из этого рисунка видно, что область значений l , дающих вклад в реакцию мультинуклонной передачи, сосредоточена вблизи $l_1^{i,f}$, в то время как при однонуклонной передаче она расположена при $l > l_1$ и значительно шире. С физической точки зрения это означает, что реакция мультинуклонной передачи обусловлена столкновениями с меньшими значениями прицельного параметра, чем это имеет место при передаче одного нуклона. Мы видим также, что приближение, использованное в работе ^{11/} (вклад волн с $l \leq l_1$ полагался равным нулю), является весьма хорошим.

Для вычисления действительной части фаз δ_l^i , δ_l^f используем соотношение

$$\text{Re } \frac{d}{dl} (\delta_l^i + \delta_l^f) = \frac{1}{2} [\theta_1(l) + \theta_f(l)] = \theta(l),$$

где углы $\theta_1(l)$ и $\theta_f(l)$ можно вычислить обычным способом ^{11,2/}.

На рис. 3 приведены результаты вычисления функции $\theta(\ell)$. Мы видим, что ее характер довольно сложен. В случае однонуклонных передач, рассматриваемых в квазиупругом приближении ($\theta_1 = \theta_1^1$), эта функция значительно проще. Как уже отмечалось выше, при мультинуклонных передачах существенный вклад дают парциальные волны с $\ell = \ell_1^{1,f}$. Поэтому учет поведения $\theta(\ell)$ в этой области совершенно необходим. Уже из рассмотрения рис. 3 вытекает, что угловое распределение продуктов в общем случае будет значительно сложнее, чем при однонуклонной передаче. Действительно, имеются две области значений прицельных параметров, которым, грубо говоря, соответствуют два угла отклонения. Поэтому следует ожидать, что имеются две группы волн, которые, интерферируя друг с другом, дадут, по крайней мере, два максимума в угловом распределении.

По-прежнему^{1/2} используя аппроксимацию функции $\theta(\ell)$ логарифмической параболой, можно с удовлетворительной точностью вычислить фазы.

Результаты вычислений даны на рис. 4. На оси ординат - сумма $\text{Re}(\delta_\ell^i + \delta_\ell^f)$ (в радианах) с точностью до аддитивной постоянной, не зависящей от ℓ .

Сумма фаз $\text{Re}(\delta_\ell^i + \delta_\ell^f)$ очень хорошо описывается функцией:

$$\text{Re}(\delta_\ell^i + \delta_\ell^f) = \beta(\ell - \ell_1^1) = \begin{cases} \beta_1(\ell - \ell_1^1) & \ell \leq \ell_1^1 \\ \beta_2(\ell - \ell_1^1) & \ell > \ell_1^1 \end{cases} \quad (8)$$

где β_1, β_2 - коэффициенты, которые определяются путем вычислений. В области $\ell < \ell_1^1$ функция $\text{Re}(\delta_\ell^i + \delta_\ell^f)$ нелинейна.

Формулу (3) для амплитуды перехода полезно подвергнуть дальнейшим преобразованиям.

Вместо $P_\ell(\cos\theta)$ можно использовать его асимптотическое выражение (ℓ - очень велико):

$$P_\ell(\cos\theta) \approx \left[\frac{2}{\pi(\ell + \frac{1}{2}) \sin\theta} \right]^{\frac{1}{2}} \sin[(\ell + \frac{1}{2})\theta + \frac{1}{4}\pi].$$

Тогда с помощью формул (4), (6), (7) и (8) для амплитуды перехода с точностью до постоянного множителя получим:

$$T_{1 \rightarrow r} \approx (\sin\theta)^{-\frac{1}{2}} \sum_{\ell} A_\ell [V_\ell(\beta+\theta)e^{i\Phi} - V_\ell(\beta-\theta)e^{-i\Phi}], \quad (9)$$

где

$$A_\ell = (\ell + \frac{1}{2})^{\frac{1}{2}} \exp[(\gamma - \alpha)R^{m\ell n}]$$

$$V_\ell(x) = \exp[i(\ell - \ell_1^1)x]$$

$$\Phi = (\ell + \frac{1}{2})\theta + \frac{1}{4}\pi$$

$$\ell_1^1 = \max(\ell_1^1, \ell_1^f).$$

Структура функции $V_{\ell}(x)$ показывает, что при $x = \theta - \beta = 0$ в сумме имеется группа волн с приблизительно одинаковыми амплитудами. Поэтому при $\theta = \beta$ в угловом распределении должен появиться максимум. Далее, $\exp(i\Phi)$ является быстро осциллирующей функцией от угла θ . Так как в рассматриваемом случае $\ell_1 = 65$, то период этих осцилляций приблизительно равен 5° . В угловом распределении он будет в два раза меньше - $2-3^{\circ}$.

Однако в реальных условиях приходится иметь дело с размытыми по энергии пучками тяжелых ионов. Кроме того, мишени имеют конечную толщину, что приводит к дополнительной размазке. Угловое разрешение аппаратуры не превышает нескольких градусов. Отсюда ясно, что на эксперименте измеряется величина, усредненная по некоторому угловому интервалу.

Поэтому угловое распределение продуктов реакции передачи можно представить в виде:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{\sin\theta} \left[\left| \sum_{\ell} A_{\ell} V_{\ell}(\beta + \theta) \right|^2 + \left| \sum_{\ell} A_{\ell} V_{\ell}(\beta - \theta) \right|^2 \right]. \quad (10)$$

4. Результаты

На рис. 5, 6, 7, 8 даны результаты вычислений для различных реакций передачи. Там же приведены данные эксперимента^{18/}. Они обозначены кружками. Теоретические кривые нормированы по этим данным.

На рис. 5 показано угловое распределение продуктов реакции передачи $Au^{19}(Ne^{20}, Na^{24})$, в которой происходит передача одного протона и трех нейтронов.

Теория и эксперимент находятся в неплохом согласии. Мы видим, что помимо "обычных" максимумов при $\theta = 0^{\circ}$ и вблизи резерфордского угла $\sim 85^{\circ}$ имеется дополнительный максимум при $\theta \sim 33^{\circ}$.

Пунктирная кривая соответствует случаю, когда суммирование в формуле (10) производится, начиная с $\ell = \ell_1^1$, т.е. процесс описывается в "квазиупругом" приближении.

На рис. 6 представлены результаты для реакции того же типа, но в качестве ядра-мишени выбрано ядро U^{238} ; $U^{238}(Ne^{20}, Na^{24})$. И здесь мы наблюдаем качественное согласие.

Представляет интерес рассмотреть в рамках данной модели и более простой случай передачи одного нейтрона или одного протона.

На рис. 7 и 8 приведены результаты для реакций этого типа: $Au^{197}(Ar^{40}, Ar^{41})$, $Au^{197}(Ar^{40}, Cl^{35})$. Как видно из рисунков, при однонуклонной передаче учет неупругого характера процесса не приводит к новым качественным особенностям по сравнению с прежним, "квазиупругим" приближением. Как уже указывалось выше, этого и следовало ожидать.

Сравнение теоретических результатов с экспериментальными данными указывает на хорошее соответствие. Заметное расхождение наблюдается только в области $\theta \approx 0^\circ$. Измеренный максимум, как правило, более интенсивен, чем расчетный. Это обстоятельство не является странным.

Во-первых, следует иметь в виду использованные приближения. В частности, при выводе основных соотношений предполагалось, что центр масс системы в результате реакции не изменяет своего положения. По-видимому, учет этого факта привел бы к лучшему описанию углового распределения под малыми углами.

Во-вторых, экспериментальные данные для малых углов нельзя считать достаточно точными (в данном случае ^{/8/} эксперимент проводился в довольно тяжелых условиях - на внутренней пучке циклотрона).

Значения всех использованных в расчетах величин даны в таблице 1. Напомним, что параметрами являются только a и γ_1 .

5. Выводы

В заключение сделаем некоторые замечания. Прежде всего рассмотрим значения параметра a для разных реакций. Как уже указывалось в начале статьи, a связано скоростью уменьшения матричного элемента передачи при увеличении расстояния между сталкивающимися ядрами. Сопоставим значения a и значения a_0 - величины, характеризующей убывание волновых функций нуклонов на периферии ядер. a_0 определяется энергиями связи. Значения a_0 даны в таблице 1. Из таблицы видно, что $a \approx 1,5 a_0$, поэтому можно считать, что приближенное значение параметра a нам известно. Поскольку a можно оценить заранее, то он перестает быть параметром в полном смысле этого слова.

С этой точки зрения угловое распределение продуктов можно получить: в однонуклонном случае - не вводя ни одного параметра; в мультинуклонном случае - с помощью только одного параметра γ_1 .

Рассмотрим вопрос о зависимости формы углового распределения продуктов реакции мультинуклонной передачи от энергии столкновения (для однонуклонной передачи этот вопрос был решен уже в работе ^{/1/}).

Мы убедились, что дополнительный максимум возникает в том случае, когда $\Delta l_1 = l_1^i - l_1^f \neq 0$ и эта область содержит, по крайней мере, несколько парциальных волн (в рассмотренных нами случаях мультиинуклонных передач $\Delta l_1 = 6 - 8$).

Предположим, что все приближения, принятые нами в данной модели, с изменением энергии остаются в виле. Тогда зависимость $\Delta l_1(E_{ц.м.})$ для конкретного случая реакции мультиинуклонной передачи $Au^{197} (Ne^{20}, Na^{24})$ можно описать кривой, представленной на рис. 9. Мы видим, что Δl_1 довольно сильно зависит от энергии. При энергии $E_{ц.м.} = 150$ Мэв $\Delta l_1 = 0$ и дополнительный максимум должен исчезнуть. При дальнейшем увеличении энергии искажение формы углового распределения вновь становится возможным. Здесь следует также иметь в виду и относительное положение дополнительного и резерфордского максимумов. В частном случае они могут совпасть.

Из всего сказанного следует, что угловое распределение зависит от типа мультиинуклонной передачи и от энергии столкновения. Поэтому нет никакого смысла вычислять универсальные кривые.

Анализ углового распределения, проведенный в этой работе, свидетельствует о важности учета неупругого характера реакции мультиинуклонных передач.

Таким образом, упругое рассеяние сложных ядер ^{1/2/}, реакции одноинуклонной ^{1/1/} и мультиинуклонной передачи оказываются тесно связанными. Они рассмотрены с единой точки зрения.

Л и т е р а т у р а

1. B.N.Kalinkin, J.Crabowski. Proceedings of the Third Conference on Reactions between Complex Nuclei (University of California Press, Berkeley, 1963) p. 129, Acta Physica Polonica, 24, 435 (1963).
2. B.N.Kalinkin, T.P.Kochkina, B.I.Pustyl'nik. Third Conference on Reactions between Complex Nuclei op. cit. p. 69 Acta Physica Polonica, 24, 427 (1963).
3. E.H.Auerbach, C.E.Porter. Third Conference on Reactions between Complex Nuclei op. cit. p. 19.
4. N.Austern. Selected Topics in Nuclear Theory (International Atomic Energy Agency, Vienna 1963).
5. W.Tobocman. Theory of Direct Nuclear Reactions (Oxford University press 1961).
6. T.Kammuri, R.Nakasima. Third Conference on Reactions between Complex Nuclei op. cit. p. 133
7. G.Breit and et al. Phys. Rev., 133B, 403 (1964).
8. Э.Ложински. Препринт ОИЯИ Р-1486 (1963).

Рукопись поступила в издательский отдел
13 мая 1964 г.

Таблица 1

Реакция	Энергия Мэв (ц.м.)	α (f^{-1})	γ_1 (f^{-1})	α_0 (f^{-1})
Au^{197} (Ne^{20} , Na^{24})	127	3,6	5	2,5
U^{238} (Ne^{20} , Na^{24})	130	2,8	6	2,3
Au^{197} (Ar^{40} , Ar^{41})	179	1,2	5	0,6
Au^{197} (Ar^{40} , Cl^{39})	179	1,0	6	0,8

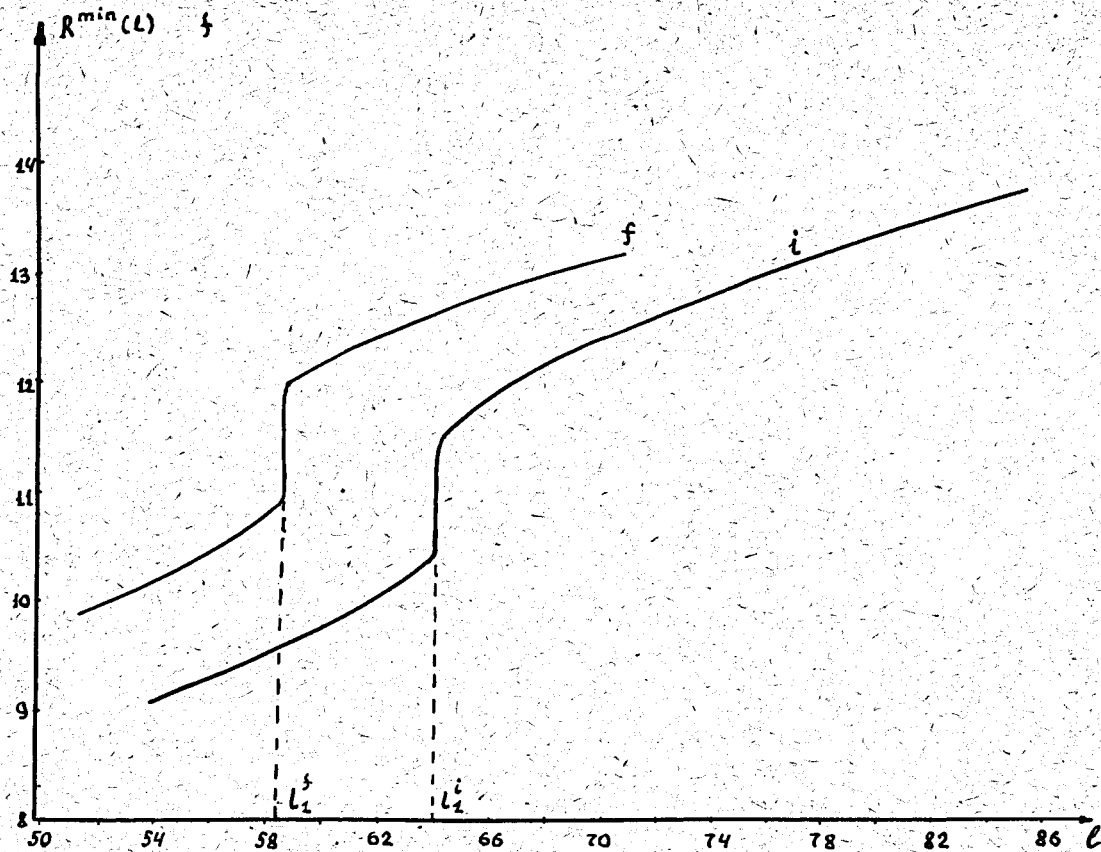


Рис. 1. Зависимость классической точки поворота R^{\min} от относительного момента в начальном (i) и конечном (f) состояниях (реакция $\text{Au}^{197}(\text{Ne}^{20}, \text{Na}^{24})$ при $E_{\text{ц.м.}} = 127 \text{ МэВ}$).

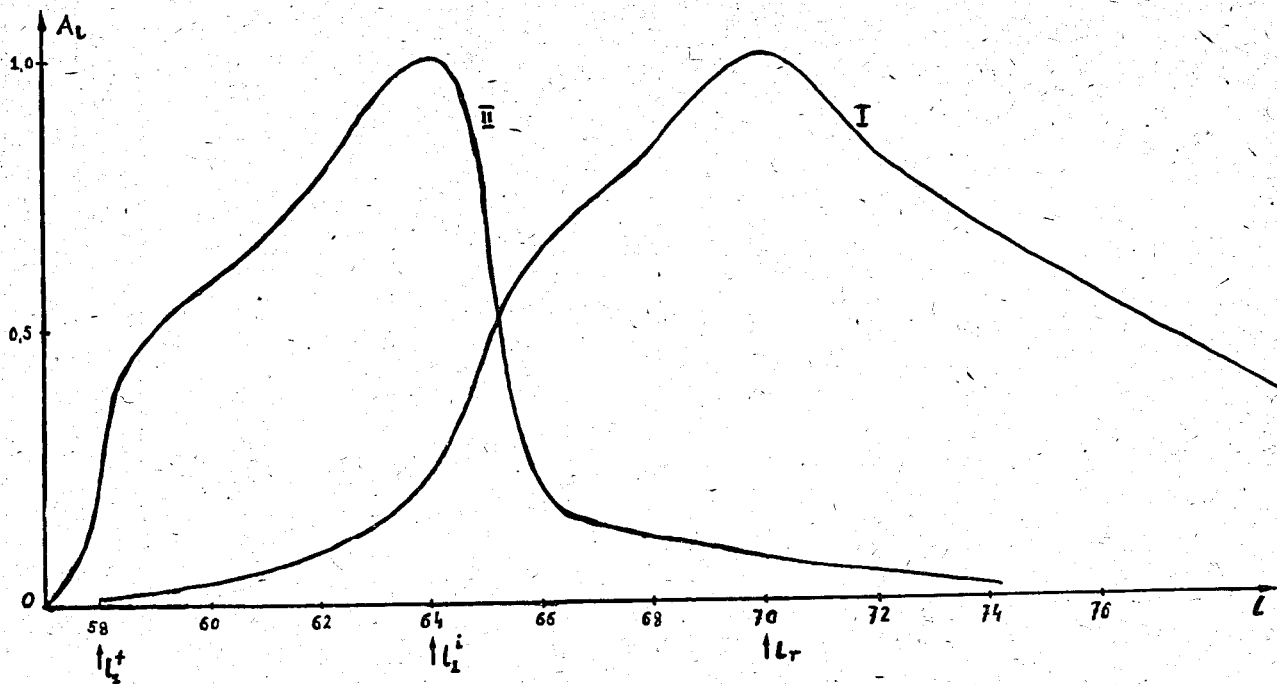


Рис. 2. Амплитуда парциальных волн A_l в зависимости от относительного момента l (реакция $\text{Au}^{197}(\text{Ne}^{20}, \text{Na}^{23})$ при $E_{\text{ц.м.}} = 127$ Мэв). Кривая I - однонуклонная передача ($\bar{\alpha} = 1$), II - многонуклонная передача ($\bar{\alpha} = 3,6$).

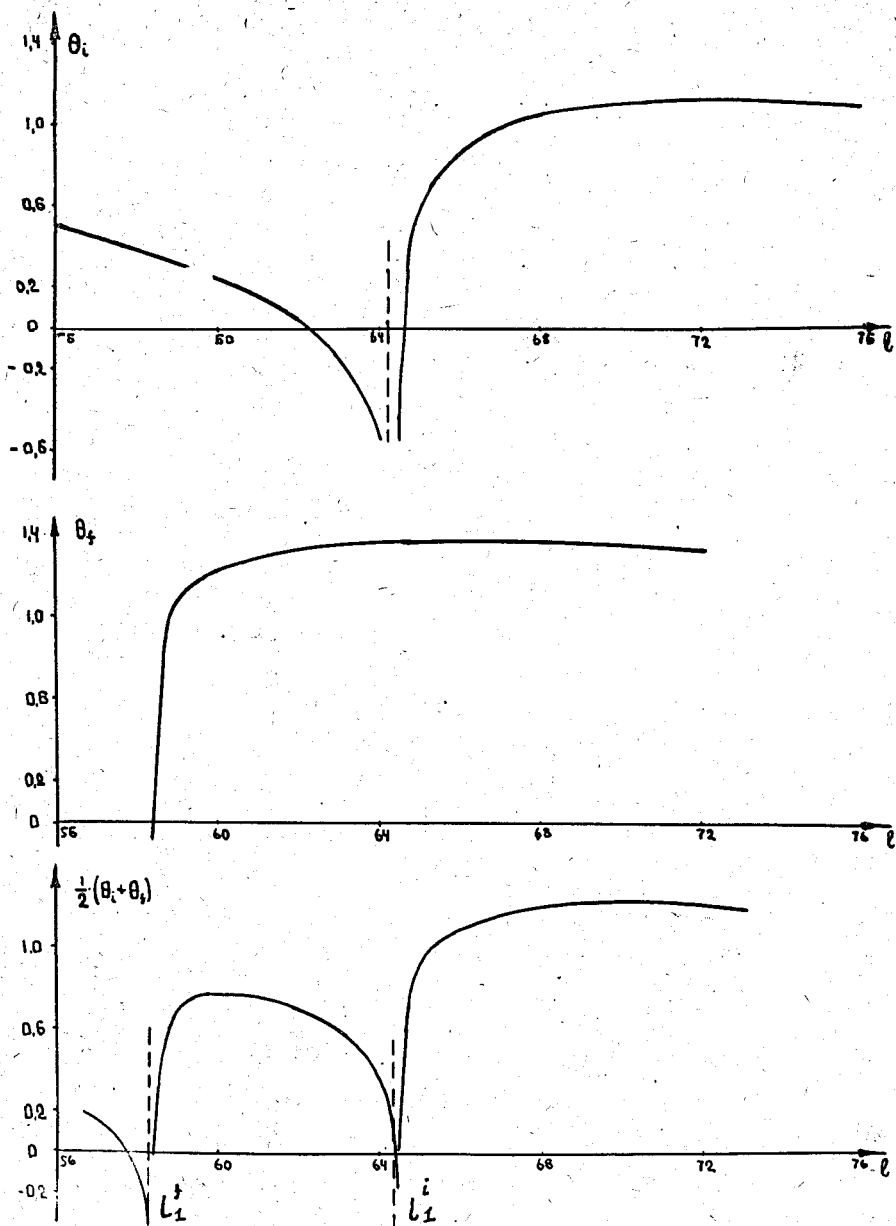


Рис. 3. Классические функции отклонения в зависимости от относительного момента l для реакции $\text{Au}^{197}(\text{Ne}^{30}, \text{Na}^{24})$ при $E_{\text{ц.м.}} = 127$ Мэв.

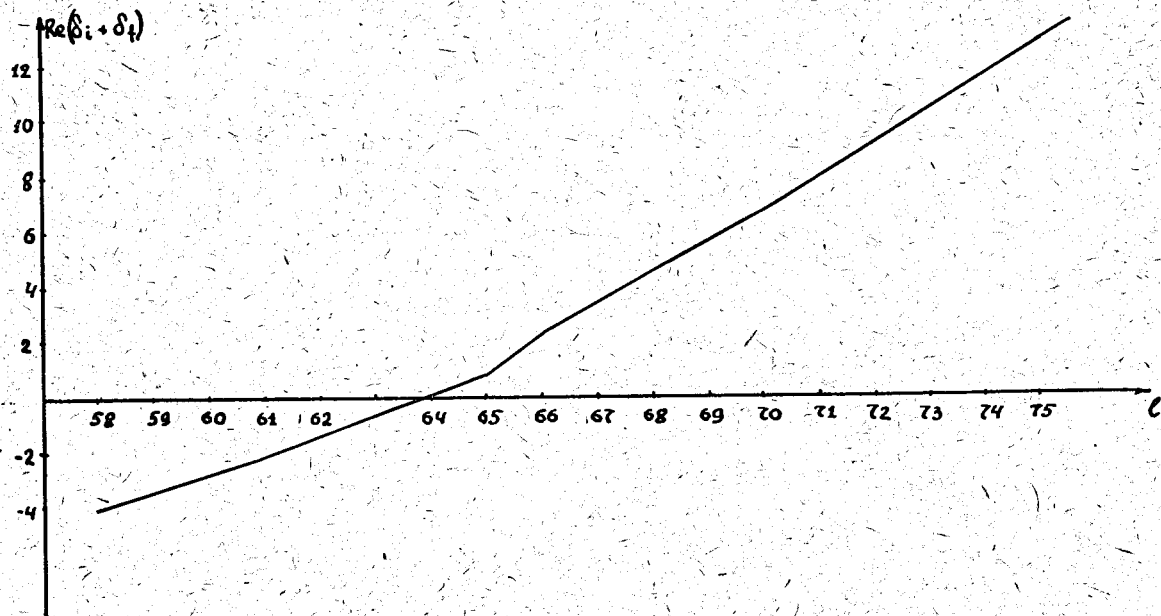


Рис. 4. $\text{Re}(\delta_l^1 + \delta_l^2)$ в зависимости от относительного момента l (реакция $\text{Au}^{197}(\text{Ne}^{30}, \text{Na}^{24})$) при $E_{\text{ц.м.}} = 127 \text{ МэВ}$.

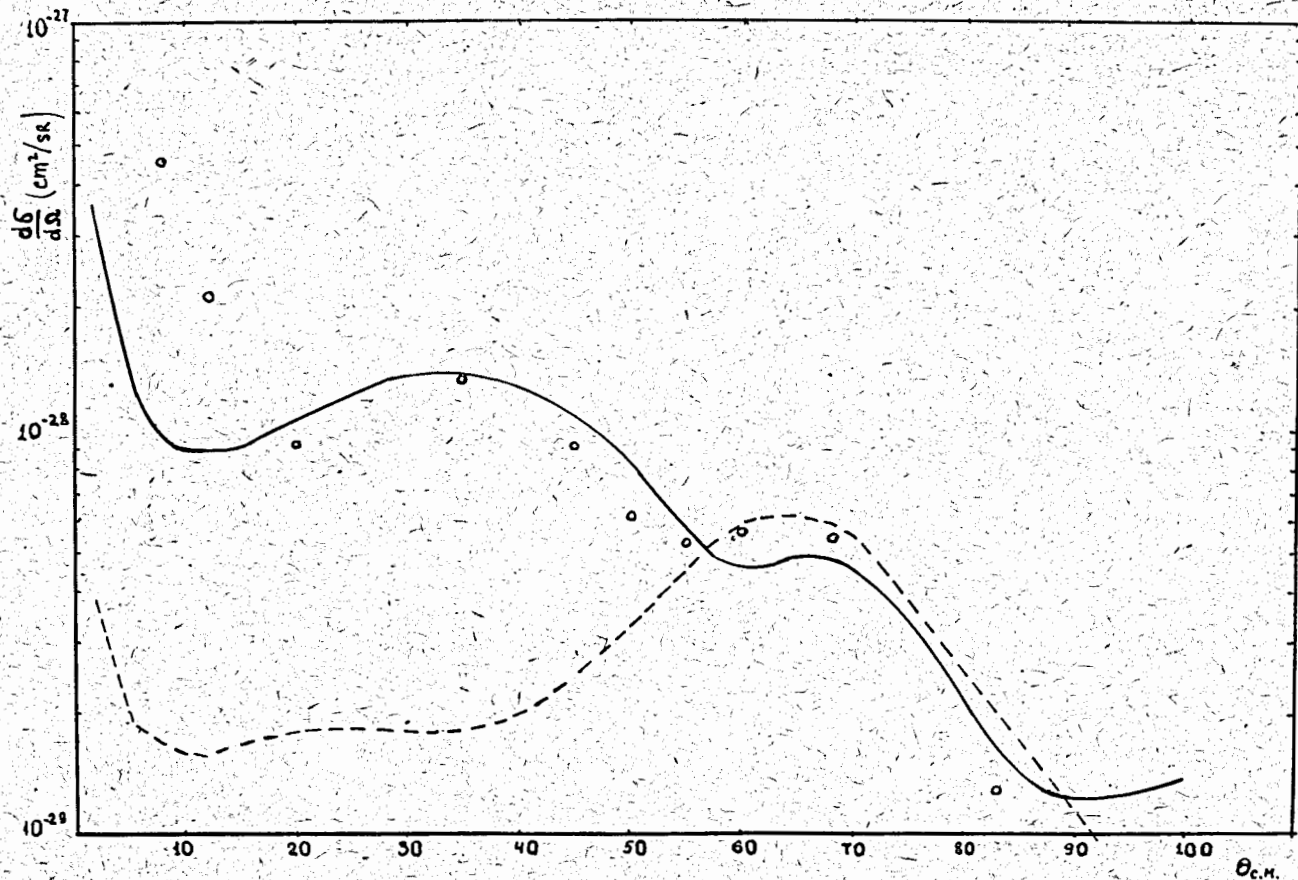


Рис. 5. Угловое распределение продуктов реакции $\text{Au}^{197}(\text{Ne}^{20}, \text{Na}^{24})$ при $E_{\text{ц.м.}} = 127$ Мэв. Сплошная кривая - теория, кружки - эксперимент, штрихованная кривая - расчет в квазиупругом приближении.

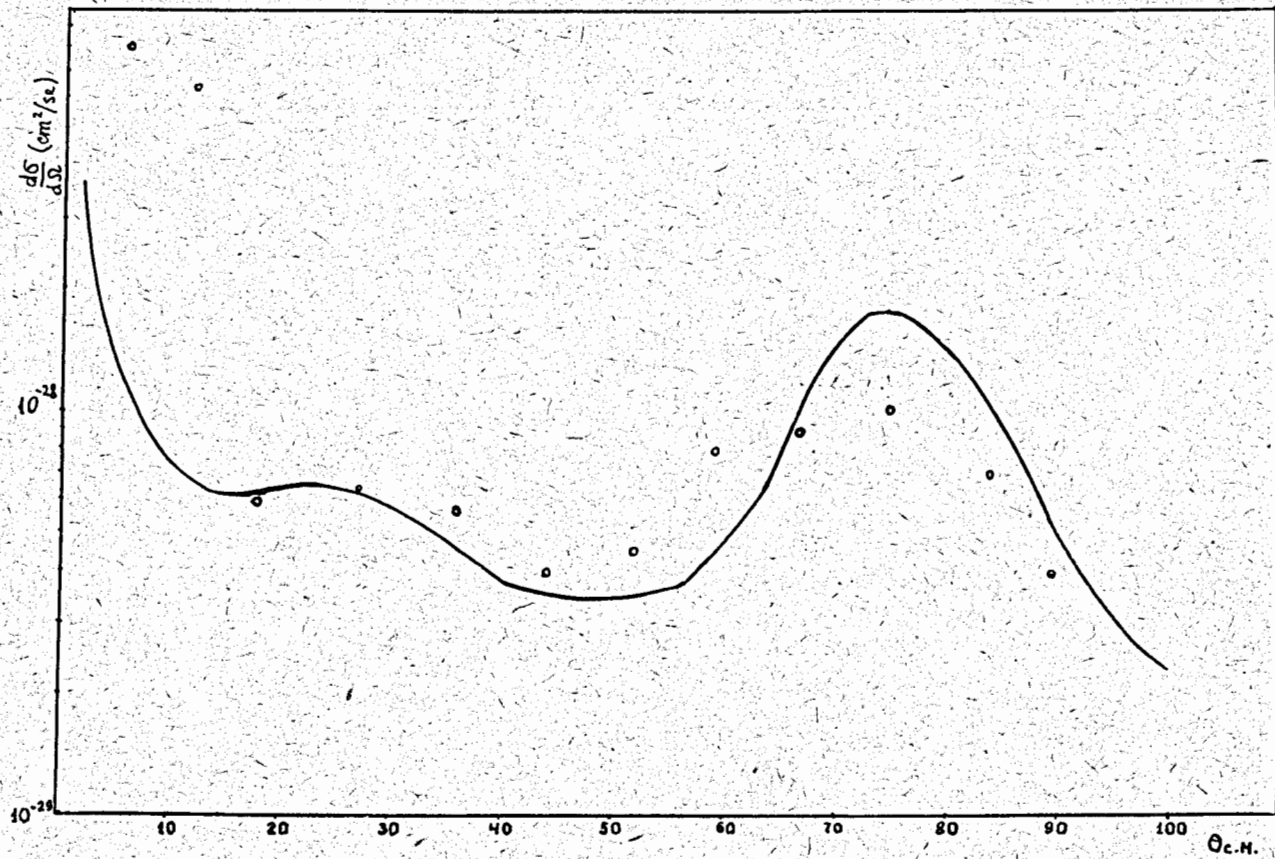


Рис. 6. Угловое распределение продуктов реакции $U^{238}(Ne^{20}, Na^{24})$ при $E_{\text{Ц.м.}} = 130$ Мэв.

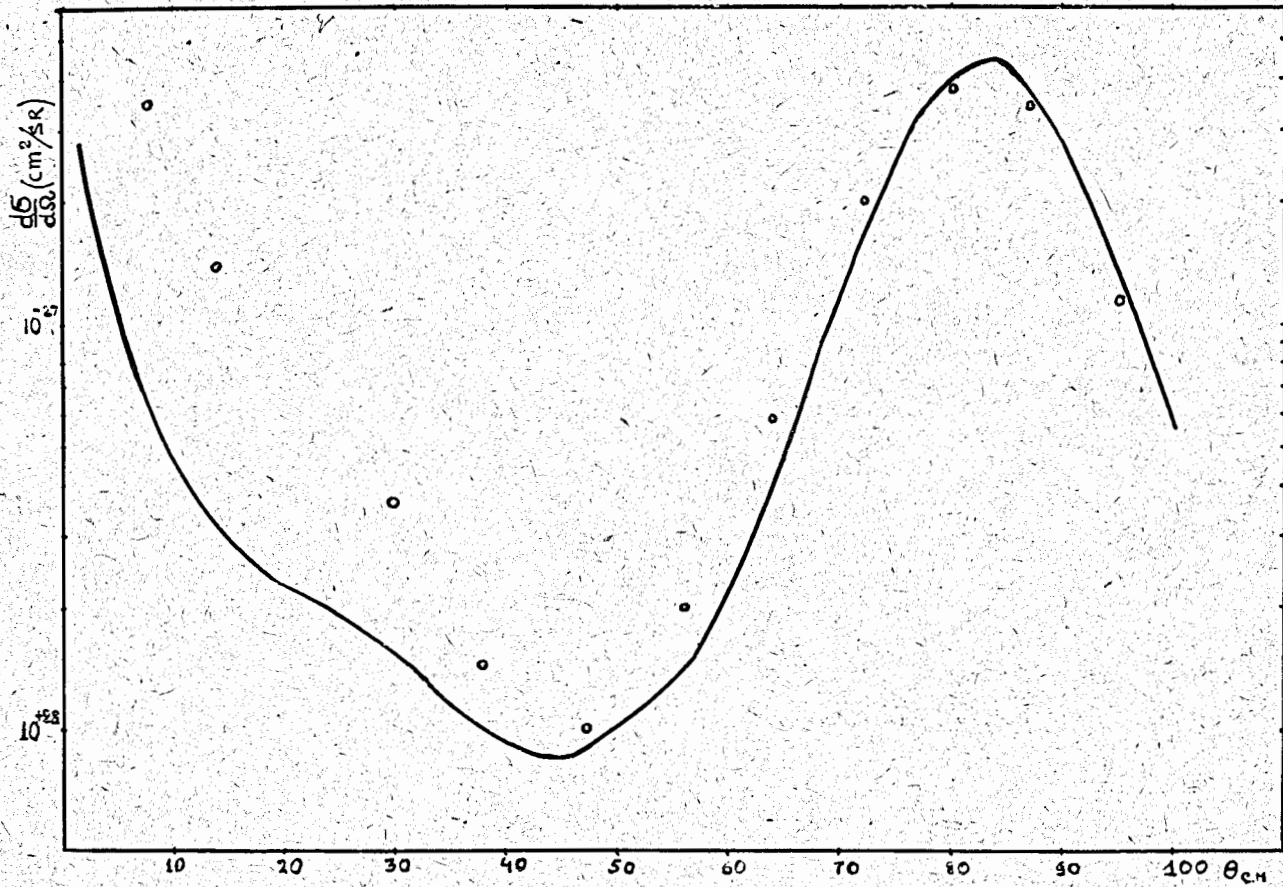


Рис. 7. Угловое распределение продуктов реакций $\text{Au}^{197}(\text{Ar}^{40}, \text{Ar}^{41})$ при $E_{\text{ц.м.}} = 179$ Мэв.

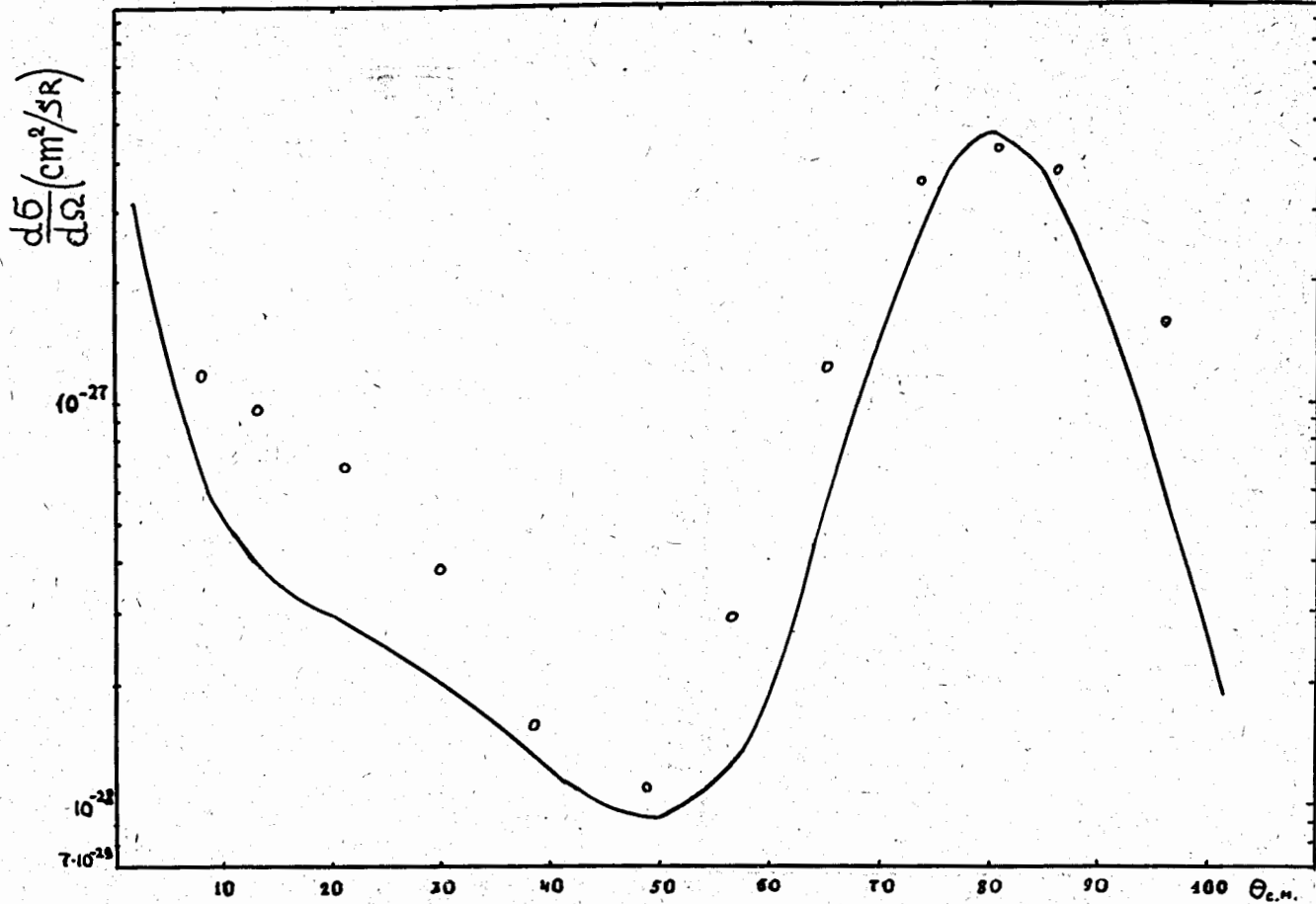
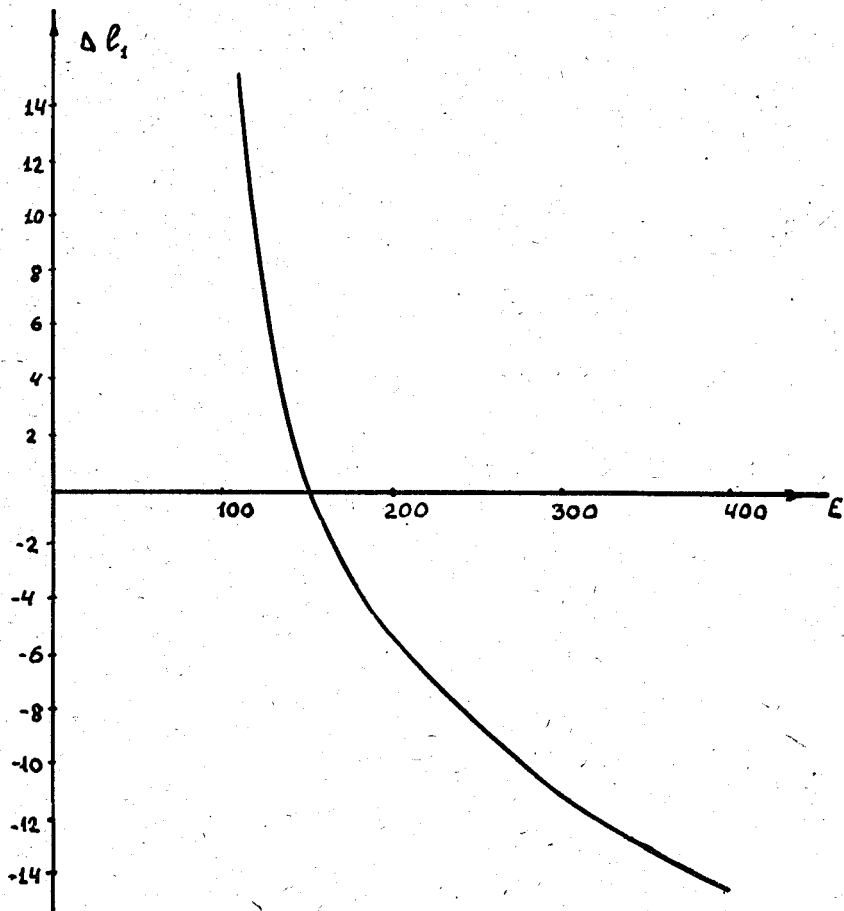


Рис. 8. Угловое распределение продуктов реакции $\text{Au}^{197}(\text{Ar}^{40}, \text{Cl}^{39})$ при $E_{c.m.} = 179$ МэВ.



С. 9. $\Delta l_1 = l_1^i - l_1^f$ в зависимости от энергии столкновения для реакции $\text{Au}^{197} (\text{Ne}^{20}, \text{Na}^{24})$.