

С 343 Д

Г- 874

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

1684



ЛАБОРАТОРИЯ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

А.В. Громов, А.П. Кобзев, К. Недведюк,  
С.С. Паржицкий, В.И. Салацкий,  
И.В. Сизов, В.И. Фурман

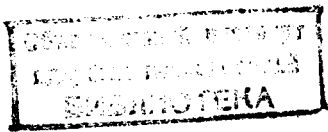
ИССЛЕДОВАНИЕ РЕАКЦИЙ ТРИТИЯ  
С УГЛЕРОДОМ

1964

2524/3 нр.

А.В. Громов, А.П. Кобзев, К. Недведюк,  
С.С. Паржницкий, В.И. Салацкий,  
И.В. Сизов, В.И. Фурман

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕАКЦИЙ ТРИТИЯ  
С УГЛЕРОДОМ



Настоящая работа является продолжением ранее выполненных исследований реакции трития с углеродом.

В прежних публикациях<sup>/1,2/</sup> были изложены результаты измерений в диапазоне 0,3 - 1,2 Мэв. В дальнейшем появилась возможность продолжить эти исследования до энергии 1,8 Мэв, а также дополнить их измерениями угловых распределений  $\alpha$ -частиц из реакции  $C^{12}(t, \alpha_1)B^{11}$  и упругого рассеяния ядер трития на углероде.

Основной целью работы явилось получение детальных экспериментальных данных по различным каналам реакции в доступном диапазоне энергий для их дальнейшего теоретического анализа.

#### Техника эксперимента

Пучок ионов трития, ускоренных на электростатическом генераторе, после прохождения магнитного анализатора и фокусирующих линз направлялся в камеру с твердой углеродной мишенью. Применялись мишени без подложки толщиной 15-25 мкг/см<sup>2</sup>, полученные испарением графита в вакууме.

Для измерения относительного выхода реакции в камеру было установлено два полупроводниковых детектора под углом 90° относительно падающего пучка ионов трития.

Один из детекторов, изготовленный из кремния  $p$ -типа, компенсированного литием, использовался для регистрации протонов из реакции  $C^{12}(t, p)C^{14}$  и группы  $\alpha$ -частиц из реакции  $C^{12}(t, \alpha_0)B^{11}$ . Второй поверхностно-барьерный кремниевый детектор применялся для регистрации двух групп  $\alpha$ -частиц из реакции  $C^{12}(t, \alpha)B^{11}$ . Импульсы от обоих детекторов усиливались специальными усилителями с низким уровнем шумов и подавались на два 128-канальных амплитудных анализатора.

Измерения относительного выхода реакций были выполнены в диапазоне энергий 0,6-1,8 Мэв. Полученные кривые были нормированы на ранее измеренные на газовой мишени абсолютные значения дифференциальных сечений<sup>/1-2/</sup>.

В измерениях угловых распределений один из детекторов использовался в качестве монитора, второй - вращался вокруг мишени в пределах углов 0-185° л.с. Применение двух типов детекторов позволяло измерять одновременно угловые распределения протонов и группы  $\alpha_0$ -частиц, либо  $\alpha_0$ - и  $\alpha_1$ -частиц.

В измерениях угловых распределений протонов под малыми углами перед детектором устанавливалась алюминиевая фольга, тормозящая ядра трития, упруго рассеянные на углеродной мишени. Такой метод непригоден при регистрации  $\alpha$ -частиц, поэтому в области малых углов возникали трудности в отделении  $\alpha$ -частиц от рассеянных ядер трития. По этой причине область малых углов для группы  $\alpha_0$ -частиц ограничена углом  $\sim 20^\circ$  л.с. и для группы  $\alpha_1$ -частиц - углом  $\sim 35-40^\circ$  л.с.

### Результаты измерений

На рис. 1 приведена зависимость дифференциального сечения реакции  $C^{12}(t,p)C^{14}$  от энергии бомбардирующих частиц. Кроме ранее наблюдавшихся максимумов при  $E_t = 850$  и  $1117$  кэв, обнаружен максимум при энергии  $1340$  кэв. Угловые распределения протонов слабо меняются в районе этого максимума, и в полном сечении реакции резонанс не выражен столь четко, как в дифференциальном сечении. Появление максимума в дифференциальном сечении можно объяснить проявлением уровня составного ядра  $N^{15}$ .

На рис. 2 дана зависимость от энергии дифференциального сечения реакции  $C^{12}(t, \alpha_0)B^{11}$  и на рис. 3 - реакции  $C^{12}(t, \alpha_1)B^{11}$  для угла  $90^\circ$  л.с. В случае реакции  $C^{12}(t, \alpha_0)B^{11}$  проявляется широкий резонанс при энергии  $1320$  кэв как в дифференциальном, так и полном сечении реакции. Положение этого резонанса на  $20$  кэв отличается от резонанса при  $1340$  кэв в протонном канале. Различие в ширинах этих уровней, а также тот факт, что  $\alpha$ -частицы и протоны регистрировались одновременно одним и тем же детектором и ошибка в определении относительного положения резонансов, связанная с неточностью калибровки энергии, тем самым исключается, по видимому, указывают на то, что в  $p_0$  и  $\alpha_0$ -каналах проявляются два уровня составного ядра  $N^{15}$  с энергией возбуждения  $15,92$  и  $15,91$  Мэв, соответственно.

В реакции  $C^{12}(t, \alpha_1)B^{11}$  наблюдается широкий максимум при  $E_t \sim 1400$  кэв.

На рис. 4,5,6,7 даны угловые распределения протонов из реакции  $C^{12}(t,p)C^{14}$ , на рис. 8,9,10 - угловые распределения группы  $\alpha_0$ -частиц и на рис. 11,12,13 - группы  $\alpha_1$ -частиц из реакций  $C^{12}(t, \alpha_0)B^{11}$  и  $C^{12}(t, \alpha_1)B^{11}$ .

Кривые на рис. 4-13 приведены по значениям дифференциальных сечений, вычисленных по формуле  $f(\Omega) = \frac{1}{k^2} \sum_i a_i P(\cos\theta)$  - разложения угловых распределений по полиномам Лежандра. Пунктир указывает направление экстраполяции к значениям дифференциальных сечений под  $0^\circ$  и  $180^\circ$ , вычисленным по этой формуле.

Чтобы проследить характер изменений угловых распределений продуктов реакций при прохождении резонансов, в районе резонансов угловые распределения измерялись для нескольких (близких к резонансной) энергий ядер трития. Все угловые распреде-

ления несимметричны относительно  $90^\circ$  с.ц.и. и сильно зависят от энергии бомбардируемых частиц.

В экспериментах при измерениях угловых распределений выход  $\alpha$ -частиц или протонов под заданным углом  $\theta$  нормировался на отсчеты монитора, установленного под углом  $90^\circ$  л.с. Дифференциальное сечение  $\sigma_{\text{лаб.}}$  в относительных единицах определялось по формуле

$$\sigma_{\text{лаб.}} = \frac{N_{\text{пика}}}{N_{\text{мон}}} \eta, \quad (1)$$

где  $N_{\text{пика}}$  - число импульсов, соответствующих протонам или  $\alpha$ -частицам из измерений спектра амплитудным анализатором,  $N_{\text{мон.}}$  - число отсчетов монитора,

$\eta$  - поправочный коэффициент, учитывающий просчеты анализатора, обладающего конечным мертвым временем. Абсолютная среднеквадратичная ошибка в определении  $\sigma_{\text{лаб.}}$  вычислялась по формуле

$$\Delta \sigma_{\text{лаб.}} = \frac{\eta}{N_{\text{мон}}} \sqrt{\Delta^2 + N_{\text{пика}}^2 + N} \frac{(\Delta \eta)^2}{\eta^2} + \frac{N^2}{N_{\text{мон}}} \frac{N_{\text{пика}}}{N_{\text{мон}}}. \quad (2)$$

Здесь  $\Delta$  - ошибка в выделении на спектре зарегистрированных импульсов, импульсов от частиц данной реакции.

Для определения просчетов импульсы от вращающего детектора после их усиления регистрировались по двум каналам. "Медленный" канал включал амплитудный анализатор, и "быстрый" канал - дискриминатор и пересчетную схему. Порог дискриминатора, согласованный с каналом анализатора, устанавливался так, чтобы пересчетная схема регистрировала импульсы, приходящие в определенное число каналов анализатора.

Отношение числа отсчетов пересчетной схемы к числу импульсов, зарегистрированных анализатором в соответствующем количестве каналов, давало коэффициент просчетов. При использовании анализатора со средним "мертвым временем" порядка  $100 \mu\text{сек}$  поправка на просчеты только при измерениях  $\alpha$ -частиц под малыми углами достигала 10-12%, в остальных случаях она составляла 0,5-1%. Статистические ошибки в определении  $N_{\text{мон}}$  не превышали 1%. Статистика отсчетов  $N_{\text{пика}}$  определялась выходом реакции под данным углом. Для реакции  $C^{12}(t, \alpha_0)B^{11}$  составляла 1,5-2%, для реакций  $C^{12}(t, p)C^{14}$  и  $C^{12}(t, \alpha_1)B^{11*}$  1-1,5% и 2-3% соответственно.

Во всех измерениях угловых распределений группы  $\alpha_1$ -частиц значительные экспериментальные ошибки определялись главным образом неопределенностью выделения пика. То же самое имело место и в случае  $\alpha_0$ -канала при малых углах. Переход из лабораторной системы к системе центра инерции осуществлялся по формулам

$$\cos \Omega_{\text{ци}} = \cos \theta_{\text{лаб.}} \sqrt{1 - \gamma^2 \sin^2 \theta_{\text{лаб.}}} - \gamma \sin^2 \theta_{\text{лаб.}}, \quad (3)$$

где

$$\gamma = \sqrt{\frac{E_{\text{лаб}} m_I m_1}{m_2 (m_{II} E_{\text{лаб}} + M Q)}}$$

(4)

$$\sigma(\Omega)_{\text{ц.н.}} = \frac{1 + \gamma \cos \Omega_{\text{ц.н.}}}{(1 + \gamma^2 + 2\gamma \cos \Omega_{\text{ц.н.}})^{3/2}}$$

Здесь  $\Omega_{\text{ц.н.}}$  - угол вылета регистрируемой частицы в системе ц.н.,

$E_{\text{лаб}}$  - энергия падающей частицы в Мэв,

$m_I$  - масса падающей частицы,

$m_{II}$  - масса ядра мишени,

$m_1$  - масса регистрируемой частицы,

$m_2$  - масса ядра-продукта,

$$M = m_1 + m_2 = m_I + m_{II} \quad ,$$

$Q$  - энергия реакции в Мэв,

$\sigma(\Omega)_{\text{ц.н.}}$  - дифференциальное сечение в относительных единицах (с.п.н.) для угла  $\Omega$  (с.п.н.),

$\sigma(\theta)_{\text{лаб}}$  - дифференциальное сечение в относительных единицах (л.с.) для угла  $\theta$  (л.с.).

Для перевода дифференциальных сечений в относительных единицах к сечениям, выраженным в миллибарнах на стераднан, использовались кривые дифференциальных сечений для угла  $90^\circ$  л.с. Нормировочный коэффициент  $N$  определялся из решения по методу наименьших квадратов следующей системы уравнений :

$$N_1 \sigma_1(\Omega_1) = f(\Omega_1),$$

$$N_2 \sigma_2(\Omega_1) = f(\Omega_1),$$

(5)

$$\dots \dots \dots$$

$$N_n \sigma_n(\Omega_1) = f(\Omega_1),$$

$$\sigma(\Omega_0) = f(\Omega_0),$$

где  $n$  - число различных серий измерений угловых распределений, выполненных при одной и той же энергии падающих частиц с отличающимися условиями эксперимента (например, измерения с разной геометрией),

$N$  - нормировочный множитель для данной серии измерений,

$\sigma(\Omega_i)$  - дифференциальное сечение в относительных единицах для данного угла  $\Omega_i$  (в с.п.н.),

$f(\Omega) = \frac{1}{k^2} \sum a_i P_i(\cos \Omega)$  - представление угловых распределений в виде разложения по полиномам Лежандра (теоретическое значение дифференциального сечения в мбар/стер),  $k$  - волновое число,  $\Omega_0$  - угол в системе ц.н., соответствующий углу  $90^\circ$  л.с.,

$\sigma(\Omega_0)$  - дифференциальное сечение в миллибарнах на стерadian (в с.д.и.), соответствующее дифференциальному сечению для угла 90 л.с.

В записи системы уравнений (5) подразумевается, что входящие в нее величины сечений имеют ошибки. Нормировочные множители  $N$  и коэффициенты разложения по полиномам Лежандра выбираются по методу наименьших квадратов их отклонений. Среднеквадратичные ошибки нормированных сечений  $f(\Omega)$  определяются выражением

$$\Delta f_{\text{теор.}} = \sqrt{(\Delta f N)^2 + (\Delta N f)^2}, \quad (7)$$

где  $\Delta f$  - ошибка сечения, полученная из метода наименьших квадратов (м.и.к.),

$\Delta N$  - ошибка нормировочного множителя, взятая также из м.и.к.

Нормированное экспериментальное значение дифференциального сечения  $\sigma(\Omega)_{\text{норм. эксп.}}$  определяется произведением  $\sigma(\Omega)_{\text{отн.ед.}}^{\text{отн.ед.}}$  на нормирующий множитель  $N$ , а среднеквадратичная ошибка для  $\sigma(\Omega)_{\text{норм. эксп.}}$  дается выражением

$$\Delta \sigma_{\text{экс.}}^{\text{норм}} = \sqrt{(\Delta N \sigma_{\text{экс.}}^{\text{отн.ед.}})^2 + (N \Delta \sigma_{\text{экс.}}^{\text{отн.ед.}})^2}. \quad (8)$$

Полные сечения реакции определялись по формуле

$$\sigma_{\text{полн}} = \frac{4\pi}{k^2} a_0, \quad (9)$$

получаемой после интегрирования кривой  $f(\Omega)$ , описывающей измеренные угловые распределения в виде разложения по полиномам Лежандра. Интегрирование ведется в пределах углов 0-180°. Все вычисления были выполнены на электронной счетной машине.

В таблицах I, II, III даны значения коэффициентов разложения угловых распределений по полиномам Лежандра для соответствующих каналов реакции. (все коэффициенты поделены на  $k^2$ ). На рис. 14 показана зависимость полных сечений от энергии бомбардирующих частиц.

Для угла 135° л.с. были измерены дифференциальные сечения упругого рассеяния ядер трития на углероде в диапазоне энергий 900-1700 кэв. В этой области энергий не обнаружено каких-либо аномалий, свидетельствующих о резонансном рассеянии. По абсолютной величине дифференциальное сечение равно сечению резерфордовского рассеяния при  $E_1 = 900$  кэв и составляет 25% от него при  $E_1 = 1700$  кэв.

### Обсуждение результатов

Наиболее полная и важная информация, которую необходимо извлечь из анализа угловых распределений продуктов ядерных реакций трития с углеродом это нахождения матричных элементов  $S$ -матрицы ( $U' p' s' / S / l a s$ ), т.е. тех параметров, ко-

торые определяются не кинематикой, а специфическими особенностями процесса. Однако из разложений измеренных угловых распределений по полиномам Лежандра и сравнения с формулой для дифференциального сечения<sup>13/</sup>

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\lambda^2}{(2l_1 + 1)(2l_2 + 1)L=0} \sum_L B_L P_L(\cos\theta) \quad (10)$$

не удается сделать однозначный выбор матричных элементов, обеспечивающих описание угловых распределений различных каналов реакции. Неоднозначность обусловлена тем, что матричные элементы содержат большое число действительных параметров, а исследование угловых распределений дает число уравнений значительно меньше числа неизвестных параметров. Исследования реакций с поляризованными частицами могли бы дать дополнительные уравнения для определения параметров. Однако таких экспериментов пока нет. Исходя из этого, были предприняты попытки найти некоторые параметры возбужденных состояний промежуточного ядра  $N^{15}$  (спин, четность, энергия возбуждения), соответствующих отчетливым резонансам в реакциях трития с углеродом.

Несмотря на обособленность этих резонансов и малую энергию бомбардирующих частиц, форма угловых распределений и характер их зависимости от энергии не могут быть описаны моделью изолированного уровня составного ядра.

На основе общей теории<sup>13/</sup> угловые распределения реакции  $C^{12}(t, \alpha_1) B^{11*}$  были проанализированы в предположении интерференции двух уровней составного ядра  $N^{15}$  противоположной четности. Для трех энергий в районе резонанса 1,1 Мэв угловые распределения удовлетворительно описываются только комбинацией спинов 1/2 и 5/2. Причем основной вклад в резонансе дает спин 1/2. Таким образом, уровню  $N^{15}$  с энергией возбуждения 15,74 Мэв можно приписать значение спина, равное 1/2. Из кинематических соображений более вероятно предположить отрицательную четность. Такой анализ будет продолжен и для других каналов реакции.

Наблюдаемый при  $E_t \sim 1,4$  Мэв широкий максимум в дифференциальном и полном сечениях реакции  $C^{12}(t, \alpha_1) B^{11*}$ , по-видимому, связан с группой близко расположенных уровней  $N^{15}$  в области энергий возбуждения  $\sim 18$  Мэв<sup>14/</sup>. Данные настоящей работы подтверждают обнаруженные в реакции  $B^{11}(\alpha, n) N^{14}$ <sup>14/</sup> уровни ядра  $N^{15}$  с энергией возбуждения 15,92 и 15,93 Мэв. Небольшое расхождение по энергетической шкале находится в пределах ошибок измерений энергии бомбардирующих частиц. Из резонансов, наблюдавшихся в реакции  $C^{12}(t, n) N^{14}$ <sup>15/</sup>, по-видимому, только резонанс при  $E_t = 1,310$  Мэв можно считать аналогом резонанса при  $E_t = 1,320$  Мэв в  $\alpha_0$ -канале. Остальные три резонанса в области энергии от 1,3 до 1,8 Мэв в реакции  $C^{12}(t, n) N^{14}$  в исследуемых нами каналах не проявляются.



Уровень с энергией возбуждения 15,74 Мэв наблюдается в наших экспериментах и в работе <sup>16/</sup> для  $\alpha_1$ -канала. В той же работе <sup>16/</sup> нет указаний на резонанс при  $E_1 = 1,1$  Мэв в протонном канале. Полные сечения реакции  $C^{12}(t, \alpha_0)B^{11}$  значительно превышают сечения реакций  $C^{12}(t, p)C^{14}$  и  $C^{12}(t, n)N^{14}$  <sup>15/</sup>. Это обстоятельство, а также устойчивость вида угловых распределений  $\alpha_0$ -частиц в широком интервале энергий может указывать на заметный вклад прямых процессов. Однако окончательное суждение о наличии такого механизма может быть получено лишь путем детального сравнения экспериментальных данных с расчетами по методу искаженных волн и по резонансной теории.

Сопоставление данных настоящей работы с <sup>16/</sup> показывает общее совпадение хода кривых дифференциальных и полных сечений и вида угловых распределений. В то же время остается отмечавшееся ранее <sup>11/</sup> расхождение в абсолютных значениях дифференциальных и полных сечений реакции  $C^{12}(t, p)C^{14}$ , значительно превышающее возможные экспериментальные ошибки.

В заключение авторы считают своим долгом выразить благодарность Ф.Л.Шапиро, Г.М. Осетинскому за обсуждение полученных результатов и группе обслуживающих электростатического генератора в составе И.А. Чепурченко, Е.С. Смирнова, М.В. Савенковой, Н.Н. Счетчикова.

#### Л и т е р а т у р а

1. Б. Кюн, В.И. Салацкий, И.В. Сизов. ЖЭТФ, 43, 1880 (1962).
2. К. Недведюк, В.И. Салацкий, И.В. Сизов. ЖЭТФ, 44, 1450 (1963).
3. J.M.Blatt, L.C.Biedenharn. Rev. Mod. Phys., 24, 258 (1952).
4. F.Ajzenberg-Selove, T.Lauritsen. Nucl. Phys., 11, 179 (1959).
5. П.И. Вацет, Л.Я. Колесников, С.Г. Тананетян. ЖЭТФ, 40, 1257 (1961).
6. G.D.Gutsche, H.D.Holmgren, L.M.Cameron, R.L.Johnston. Phys. Rev., 125, 648 (1962).

Рукопись поступила в издательский отдел  
18 мая 1964 г.

Таблица I  
Реакция  $C^{12}(t,p)C^{14}$

$E, \text{ Мэв}$	$a_0$	$a_1$	$a_2$	$a_3$	$a_4$	$a_5$	$a_6$	$a_7$	$a_8$
I,10	1,051 $\pm 0,010$	-0,307 $\pm 0,017$	1,601 $\pm 0,020$	-0,451 $\pm 0,028$	0,092 $\pm 0,027$	0,083 $\pm 0,027$	-0,099 $\pm 0,087$		
I,12	1,037 $\pm 0,039$	-0,359 $\pm 0,019$	1,528 $\pm 0,048$	-0,407 $\pm 0,019$	0,058 $\pm 0,010$	0,019 $\pm 0,013$			
I,23	0,930 $\pm 0,035$	-0,518 $\pm 0,055$	1,561 $\pm 0,053$	-0,561 $\pm 0,026$	-0,140 $\pm 0,009$				
I,30	1,179 $\pm 0,088$	-0,664 $\pm 0,058$	1,951 $\pm 0,042$	-0,490 $\pm 0,025$	0,108 $\pm 0,017$	-0,044 $\pm 0,016$	0,022 $\pm 0,014$		
I,31	1,190 $\pm 0,017$	-0,628 $\pm 0,025$	1,892 $\pm 0,025$	-0,463 $\pm 0,017$	+0,074 $\pm 0,017$	0,033 $\pm 0,017$			
I,34	1,325 $\pm 0,040$	-0,650 $\pm 0,055$	2,318 $\pm 0,049$	-0,527 $\pm 0,033$	0,615 $\pm 0,019$	0,035 $\pm 0,016$	0,002 $\pm 0,014$		
I,36	1,423 $\pm 0,429$	-0,717 $\pm 0,218$	2,433 $\pm 0,740$	-0,506 $\pm 0,153$	0,418 $\pm 0,128$	-0,185 $\pm 0,059$	0,095 $\pm 0,033$	-0,071 $\pm 0,026$	
I,42	1,704 $\pm 0,080$	-0,403 $\pm 0,053$	2,464 $\pm 0,053$	0,213 $\pm 0,030$	0,046 $\pm 0,030$				
I,54	2,651 $\pm 0,133$	0,238 $\pm 0,028$	8,162 $\pm 0,154$	1,910 $\pm 0,091$	0,899 $\pm 0,028$	-0,055 $\pm 0,080$	0,056 $\pm 0,033$		
I,58	2,902 $\pm 0,103$	0,233 $\pm 0,082$	3,292 $\pm 0,055$	2,457 $\pm 0,034$	0,493 $\pm 0,041$	0,110 $\pm 0,034$	0,041 $\pm 0,034$		
I,64	3,192 $\pm 0,165$	0,767 $\pm 0,040$	3,225 $\pm 0,152$	3,186 $\pm 0,152$	0,542 $\pm 0,033$	0,073 $\pm 0,040$	0,040 $\pm 0,033$	0,112 $\pm 0,046$	
I,67	3,520 $\pm 0,130$	0,998 $\pm 0,078$	3,500 $\pm 0,045$	3,779 $\pm 0,052$	0,953 $\pm 0,065$	0,188 $\pm 0,045$	0,097 $\pm 0,058$		
I,71	4,038 $\pm 0,151$	1,035 $\pm 0,088$	3,987 $\pm 0,057$	3,495 $\pm 0,050$	0,883 $\pm 0,057$	0,271 $\pm 0,050$	0,126 $\pm 0,057$		
I,79	4,550 $\pm 0,195$	0,682 $\pm 0,163$	5,080 $\pm 0,199$	3,029 $\pm 0,181$	1,340 $\pm 0,109$	0,457 $\pm 0,068$	0,151 $\pm 0,074$	0,077 $\pm 0,069$	0,115 $\pm 0,074$

Таблица II

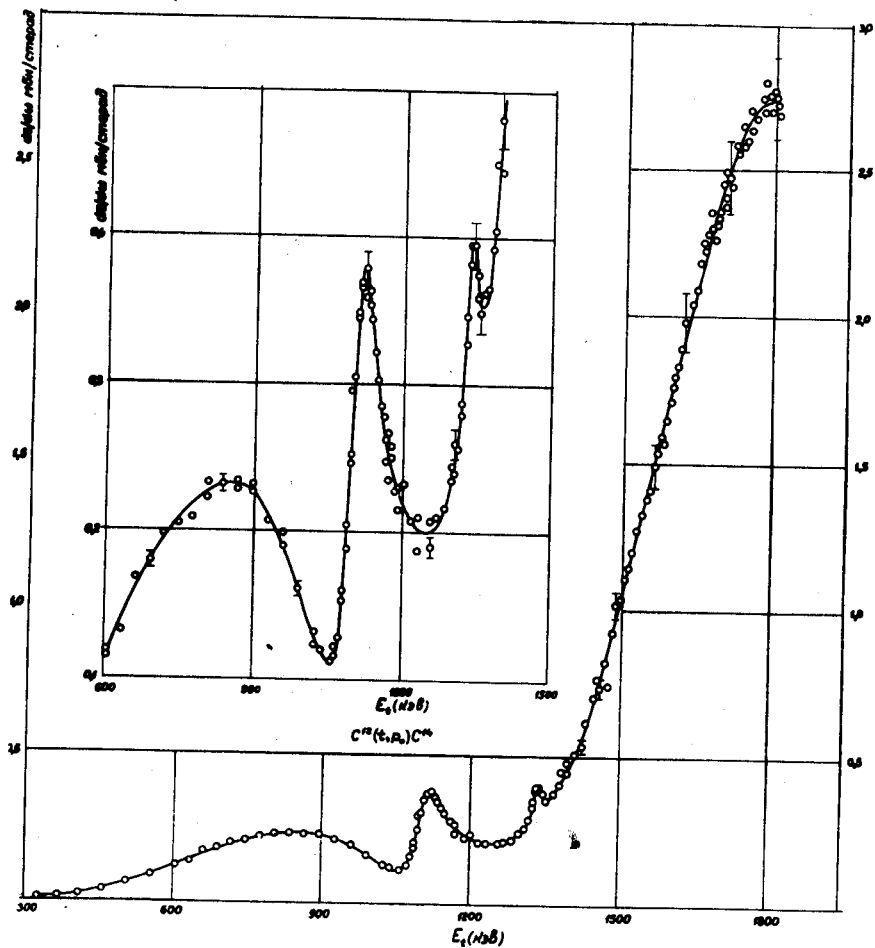
Реакция  $C^{12}(t, a_n)B^{11}$ 

$E, \text{Мэв}$	$a_0$	$a_1$	$a_2$	$a_3$	$a_4$	$a_5$	$a_6$	$a_7$	$a_8$	$a_9$	$a_{10}$	$a_{11}$
I, 23	8,720 $\pm 0,202$	3,909 $\pm 0,228$	7,003 $\pm 0,219$	7,345 $\pm 0,184$	-1,104 $\pm 0,184$	-1,148 $\pm 0,131$	-0,736 $\pm 0,114$					
-I, 29	11,812 $\pm 0,419$	7,464 $\pm 0,268$	11,644 $\pm 0,251$	11,644 $\pm 0,251$	0,163 $\pm 0,243$	2,002 $\pm 0,235$	0,596 $\pm 0,209$					
I, 32	12,425 $\pm 0,245$	4,316 $\pm 0,409$	9,482 $\pm 0,572$	10,218 $\pm 0,654$	-4,954 $\pm 0,654$	-3,654 $\pm 0,490$	-1,815 $\pm 0,368$	0,474 $\pm 0,221$				
I, 36	11,300 $\pm 0,239$	2,507 $\pm 0,239$	7,639 $\pm 0,239$	5,833 $\pm 0,302$	-8,350 $\pm 0,342$	-3,740 $\pm 0,310$	-1,926 $\pm 0,279$	-0,589 $\pm 0,191$				
I, 41	11,557 $\pm 0,153$	1,684 $\pm 0,306$	11,710 $\pm 0,306$	7,347 $\pm 0,506$	-1,607 $\pm 0,383$	-0,696 $\pm 0,230$	-0,475 $\pm 0,214$					
I, 45	13,192 $\pm 0,149$	-0,306 $\pm 0,604$	14,756 $\pm 0,373$	3,920 $\pm 0,373$	-1,207 $\pm 0,298$	-1,535 $\pm 0,313$	-0,075 $\pm 0,320$					
I, 54	14,385 $\pm 0,210$	-1,053 $\pm 0,568$	13,894 $\pm 0,210$	1,930 $\pm 0,330$	-1,768 $\pm 0,267$	-2,042 $\pm 0,316$	-0,702 $\pm 0,316$	-0,688 $\pm 0,239$	-0,351 $\pm 0,232$			
I, 68	18,055 $\pm 0,464$	-0,623 $\pm 0,709$	12,530 $\pm 0,265$	1,604 $\pm 0,358$	-0,849 $\pm 0,285$	-1,255 $\pm 0,325$	0,365 $\pm 0,351$	-0,438 $\pm 0,272$	-0,431 $\pm 0,252$			
I, 68	21,395 $\pm 1,092$	0,739 $\pm 0,154$	12,593 $\pm 0,642$	0,263 $\pm 0,257$	-1,491 $\pm 0,321$	-1,009 $\pm 0,373$	0,655 $\pm 0,360$	-1,696 $\pm 0,379$				
I, 74	24,786 $\pm 1,239$	9,480 $\pm 0,613$	12,145 $\pm 0,806$	0,124 $\pm 0,688$	1,270 $\pm 0,737$	2,720 $\pm 0,905$	0,812 $\pm 0,874$	2,057 $\pm 0,979$	1,531 $\pm 0,948$	3,259 $\pm 1,239$	1,803 $\pm 0,756$	2,212 $\pm 0,613$
I, 800	26,837 $\pm 1,321$	16,750 $\pm 1,021$	12,788 $\pm 0,720$	2,594 $\pm 0,438$	-5,890 $\pm 0,528$	1,015 $\pm 0,552$	-0,304 $\pm 0,512$	-0,606 $\pm 0,462$				

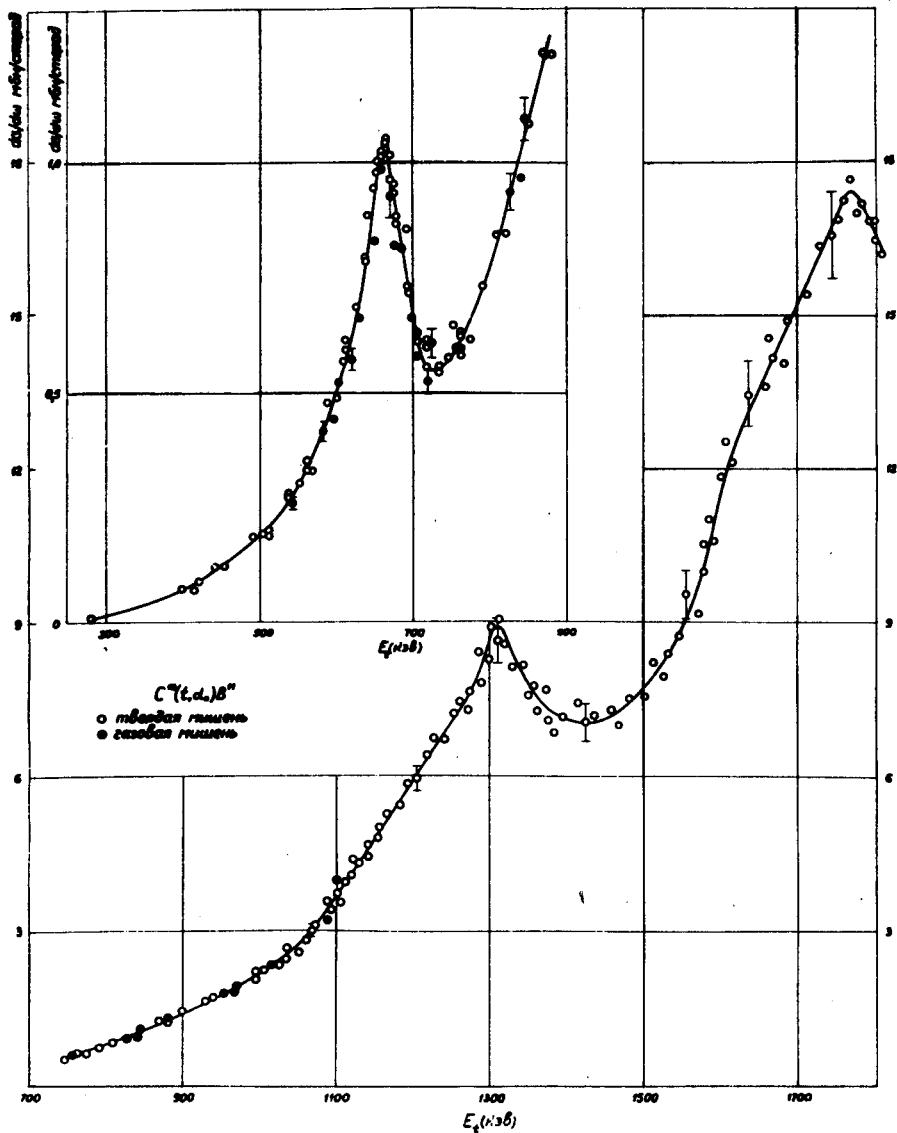
Таблица III

Реакция  $C^{13}(t, a_j)B^{11}$ 

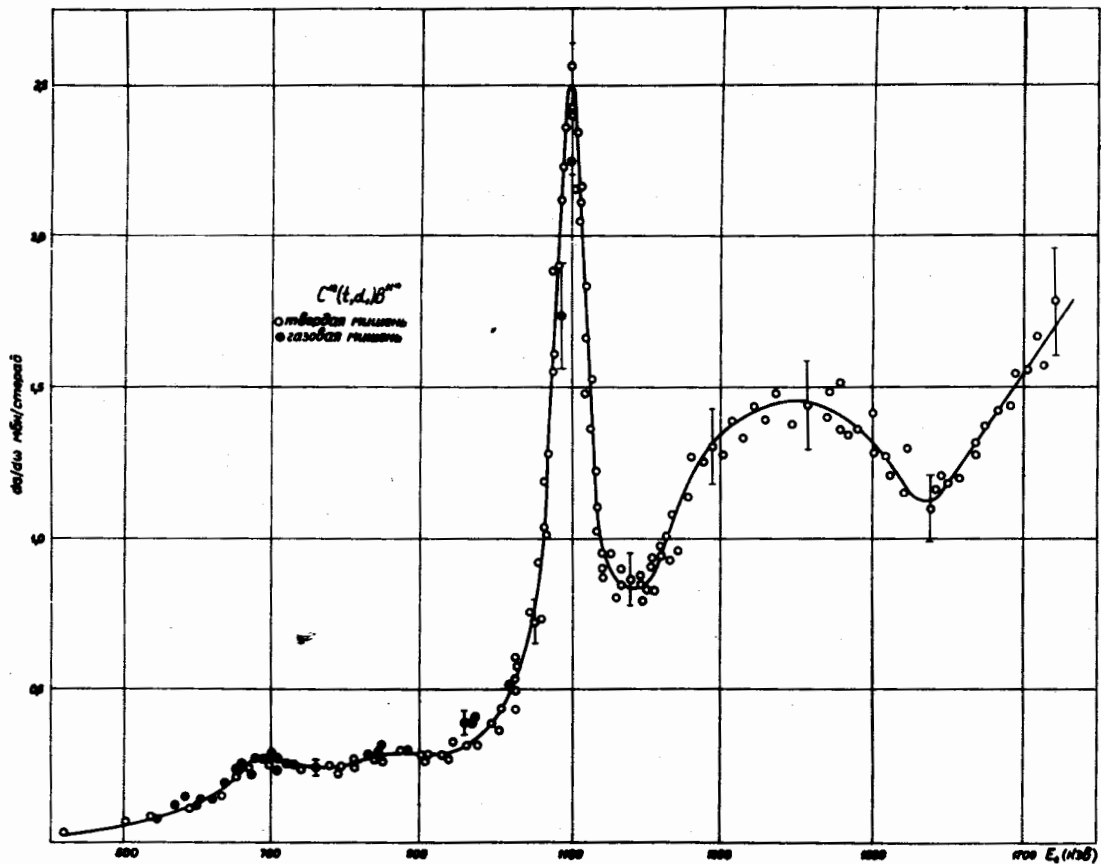
$E_i$ Мэв	$a_0$	$a_1$	$a_2$	$a_3$	$a_4$	$a_5$
0,67	0,202 $\pm 0,015$	-0,066 $\pm 0,013$	-0,006 $\pm 0,018$	0,178 $\pm 0,016$		
0,77	0,211 $\pm 0,028$	-0,103 $\pm 0,084$	-0,055 $\pm 0,041$	0,107 $\pm 0,085$	-0,066 $\pm 0,025$	
0,86	0,352 $\pm 0,025$	0,088 $\pm 0,000$	0,226 $\pm 0,025$	0,176 $\pm 0,025$	-0,126 $\pm 0,013$	
0,96	0,478 $\pm 0,056$	-0,146 $\pm 0,124$	0,203 $\pm 0,146$	0,070 $\pm 0,135$	-0,298 $\pm 0,101$	0,070 $\pm 0,054$
1,06	0,962 $\pm 0,082$	0,287 $\pm 0,123$	0,450 $\pm 0,143$	0,737 $\pm 0,123$	0,082 $\pm 0,092$	
1,10	0,216 $\pm 0,011$	-0,032 $\pm 0,014$	-0,008 $\pm 0,018$	0,131 $\pm 0,014$	-0,081 $\pm 0,017$	
1,15	0,0759 $\pm 0,0075$	0,0008 $\pm 0,0187$	0,0421 $\pm 0,0225$	0,1152 $\pm 0,0243$	0,0496 $\pm 0,0150$	0,0328 $\pm 0,0122$
1,23	0,0808 $\pm 0,0220$	0,0070 $\pm 0,0554$	0,0097 $\pm 0,0685$	0,1089 $\pm 0,0659$	0,0404 $\pm 0,0431$	0,0413 $\pm 0,0272$
1,41	0,158 $\pm 0,015$	0,022 $\pm 0,017$	0,084 $\pm 0,000$	0,081 $\pm 0,025$	0,173 $\pm 0,013$	0,062 $\pm 0,022$
1,57	0,130 $\pm 0,013$	0,014 $\pm 0,017$	-0,010 $\pm 0,028$	-0,113 $\pm 0,023$	0,074 $\pm 0,020$	



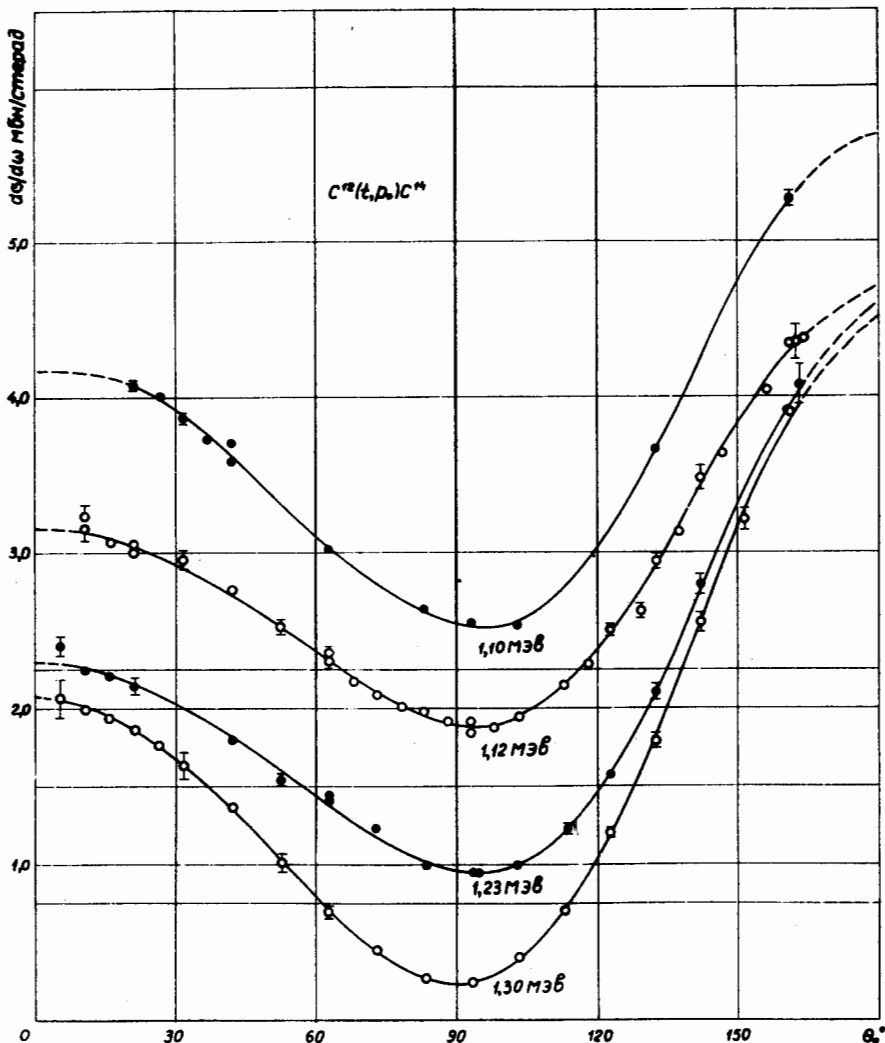
Р и с. 1. Дифференциальные сечения реакции  $C^{12}(t,p)C^{14}$  под углом  $90^\circ$  в л.с.



Р и с. 2. Дифференциальные сечения реакции  $C^{12}(t, \alpha_0)V^{11}$  под углом  $90^\circ$  в л.с.

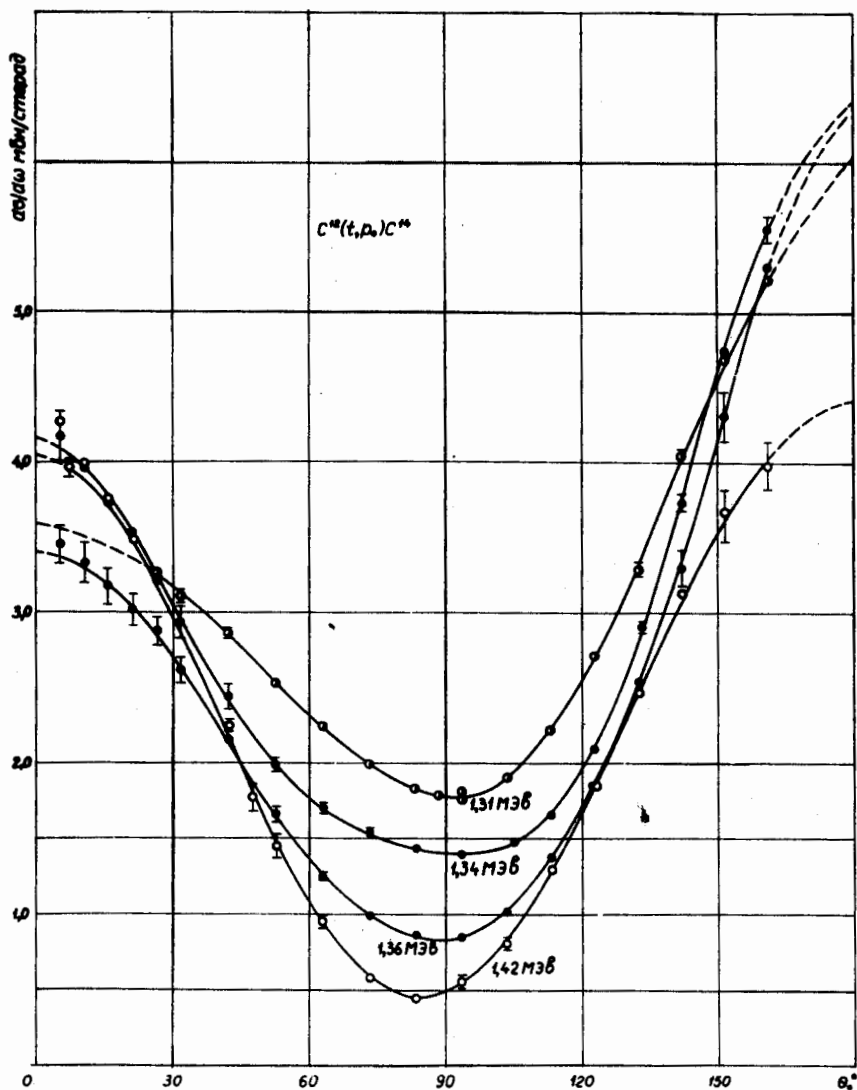


Р и с. 3. Дифференциальные сечения реакции  $C^{12}(t, \alpha_1)B^{11}$  под углом  $90^\circ$  в л.с.

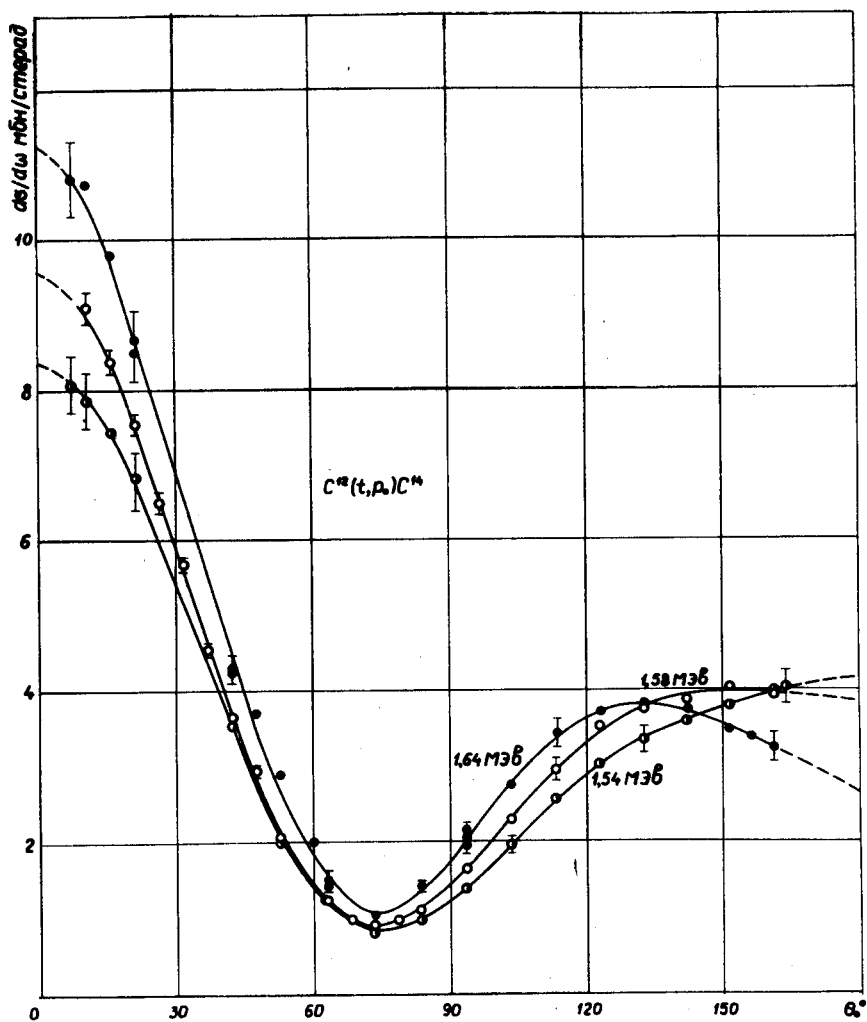


Р и с. 4. Угловые распределения протонов из реакции  $C^{12}(t, p)C^{14}$  (угол в с.п.н.). Шкала сечений каждой кривой поднята относительно предыдущей на 0,75 мбарна.

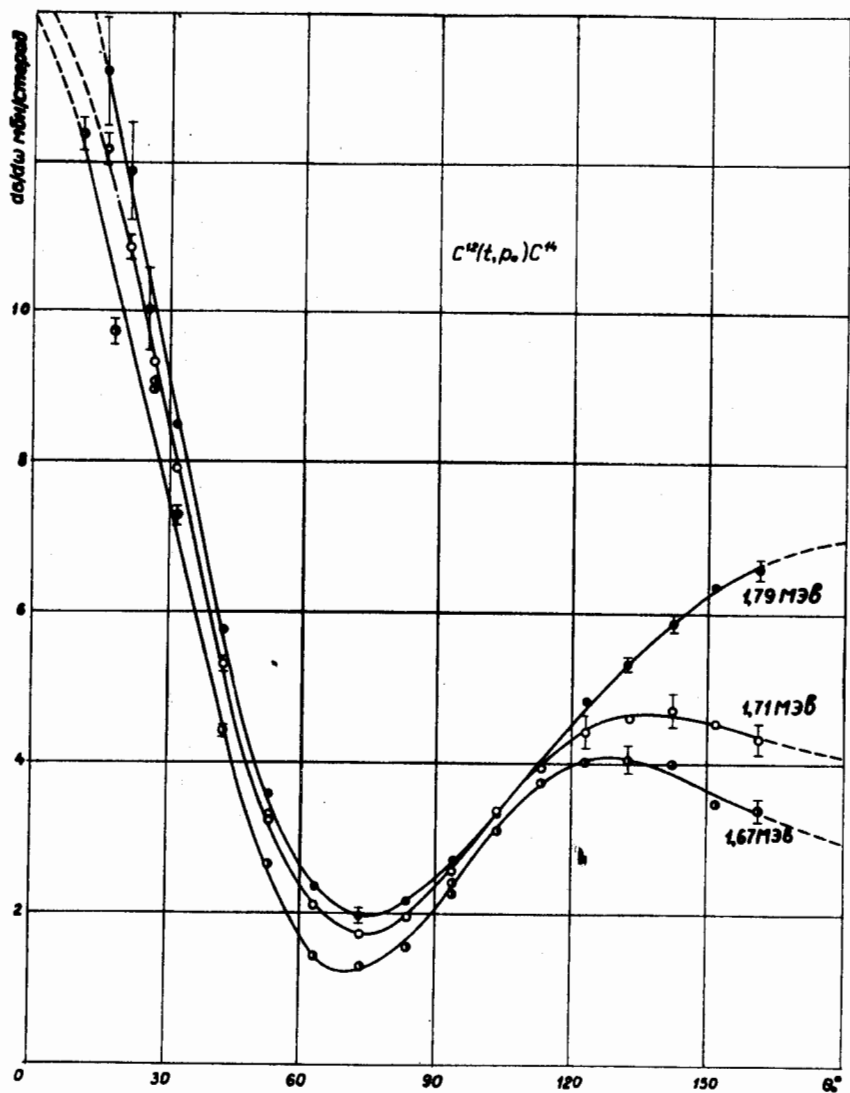




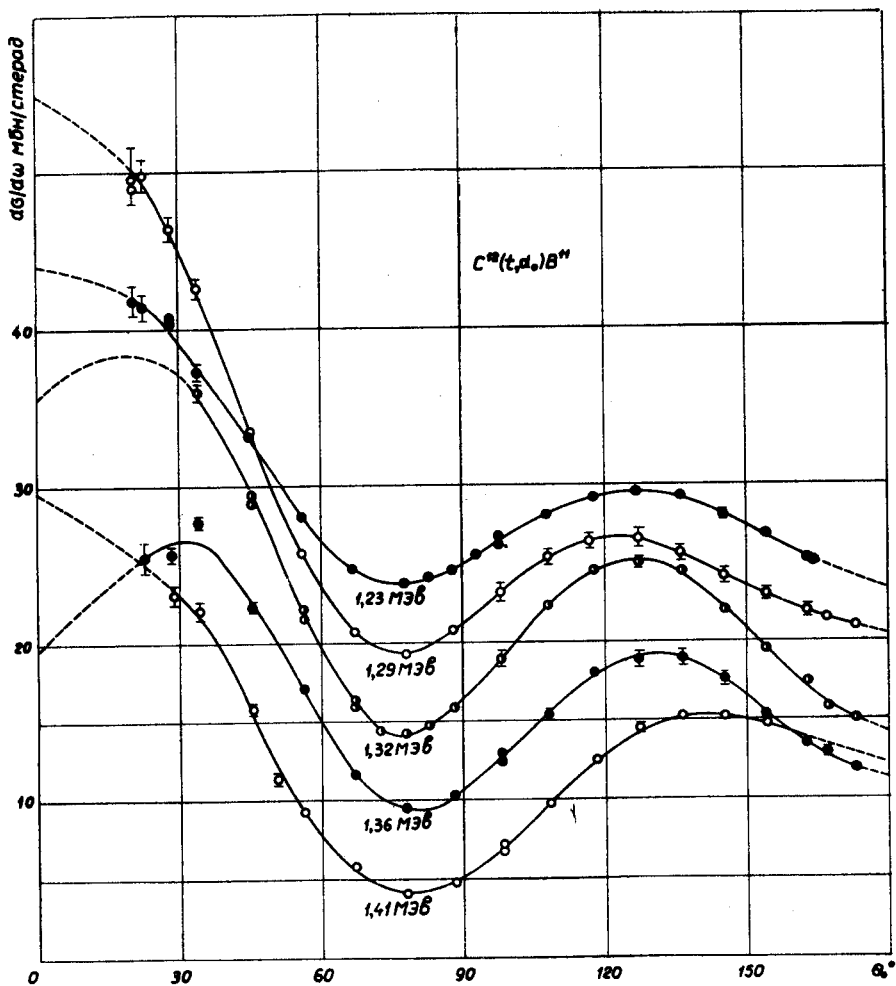
Р и с. 5. Угловые распределения протонов из реакции  $C^{12}(t,p)C^{14}$  (угол в с.п.я.). Шкала сечений каждой кривой поднята относительно предыдущей на 0,75 мбарна.



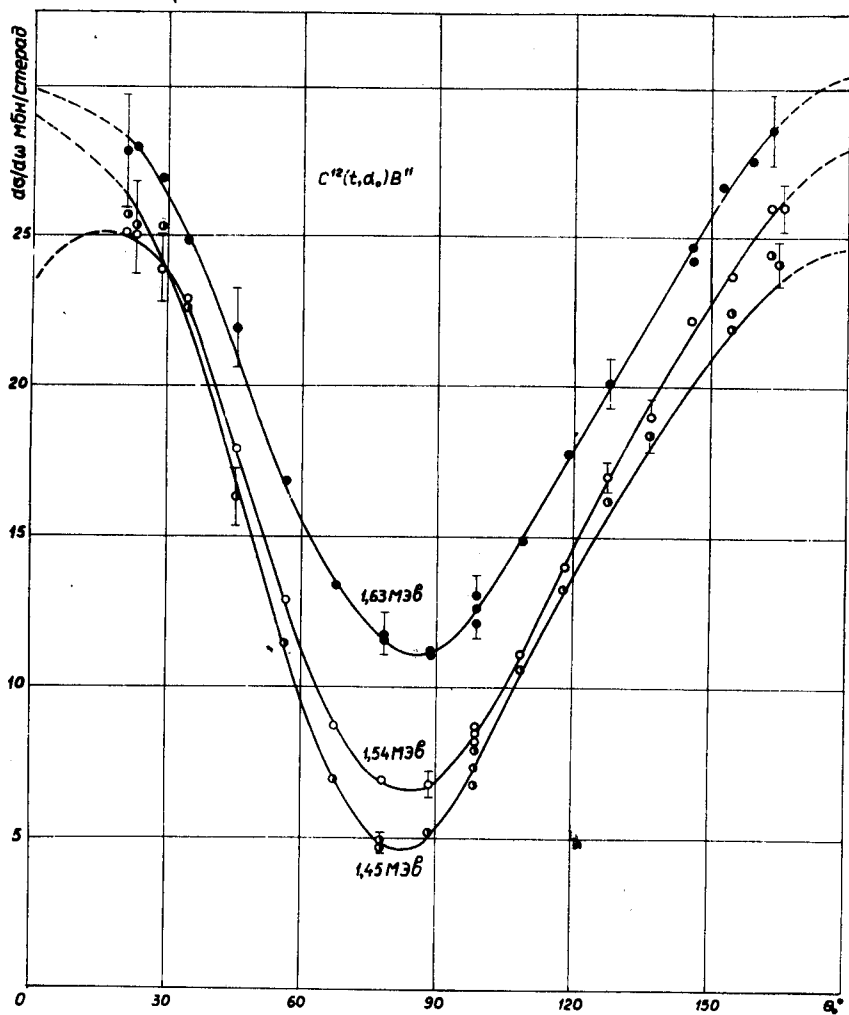
Р и с. 6. Угловые распределения протонов из реакции  $C^{12}(t,p)C^{14}$  (угол в с.и.).



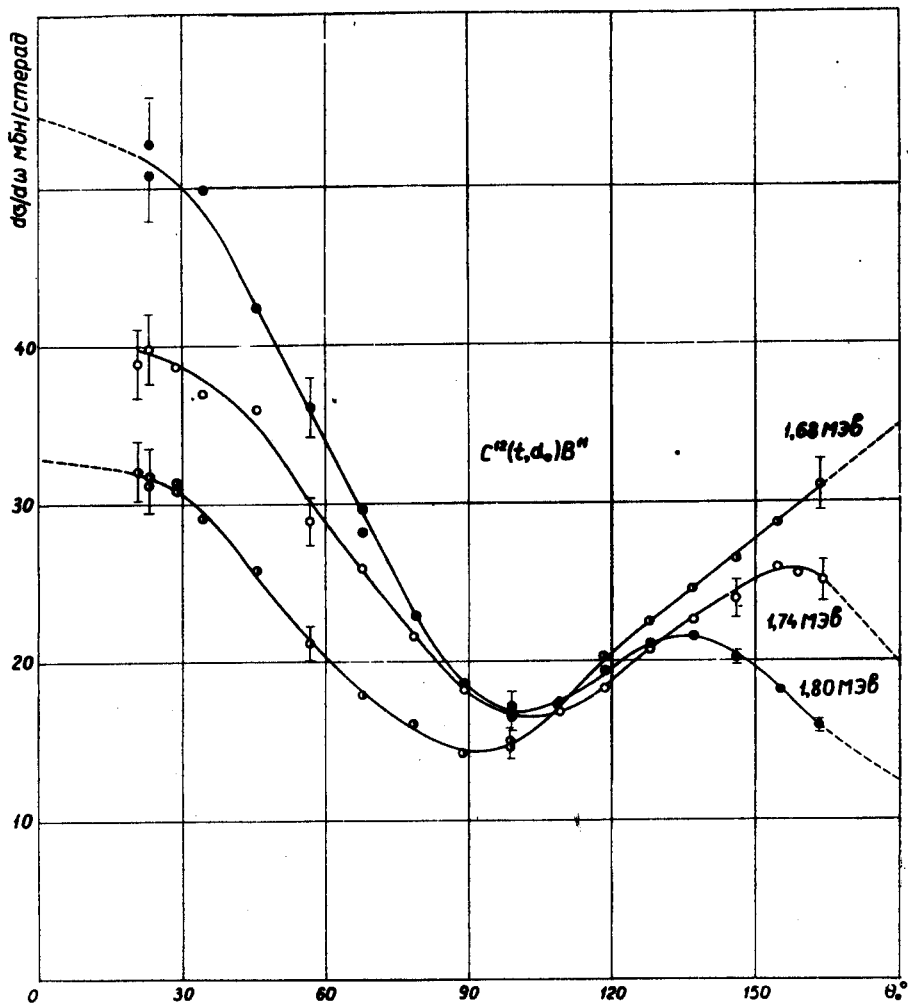
Р и с. 7. Угловые распределения протонов из реакции  $C^{12}(t,p)C^{14}$  (угол в с.ц.и.).



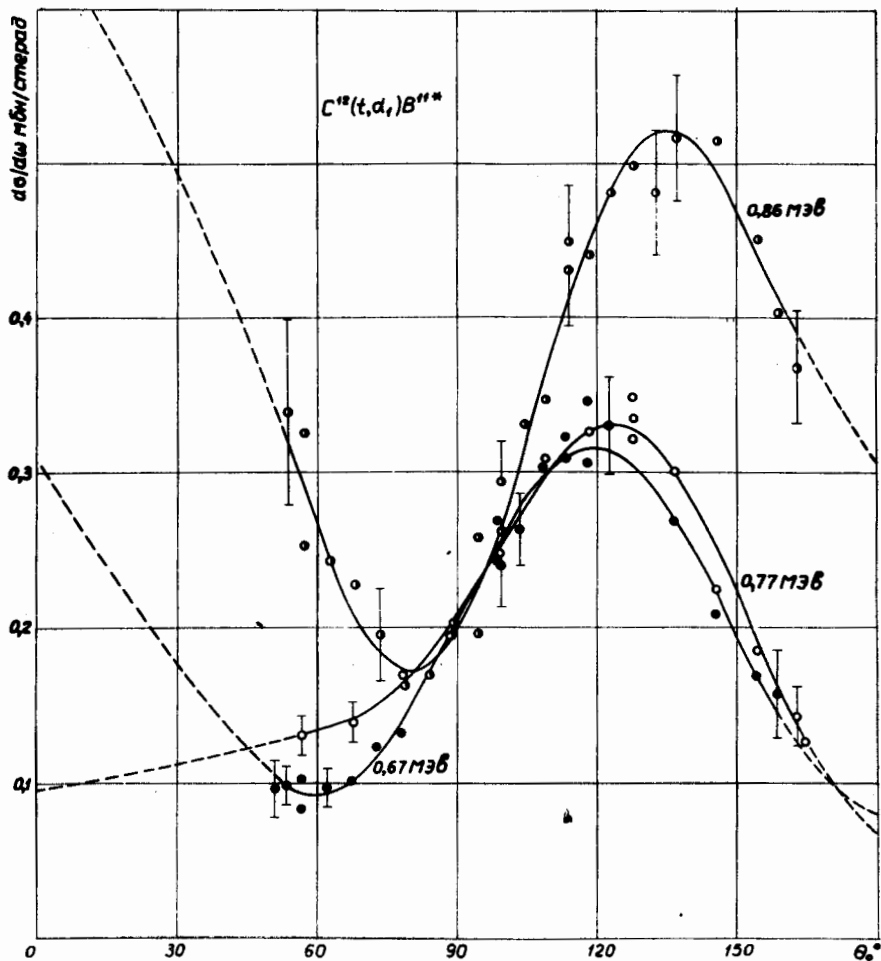
Р и с. 8. Угловые распределения  $\alpha$ -частиц из реакции  $C^{12}(t, \alpha)V^{11}$  (угол в с.п.и.). Шкала сечений каждой кривой поднята относительно предыдущей на 5 мбарн.



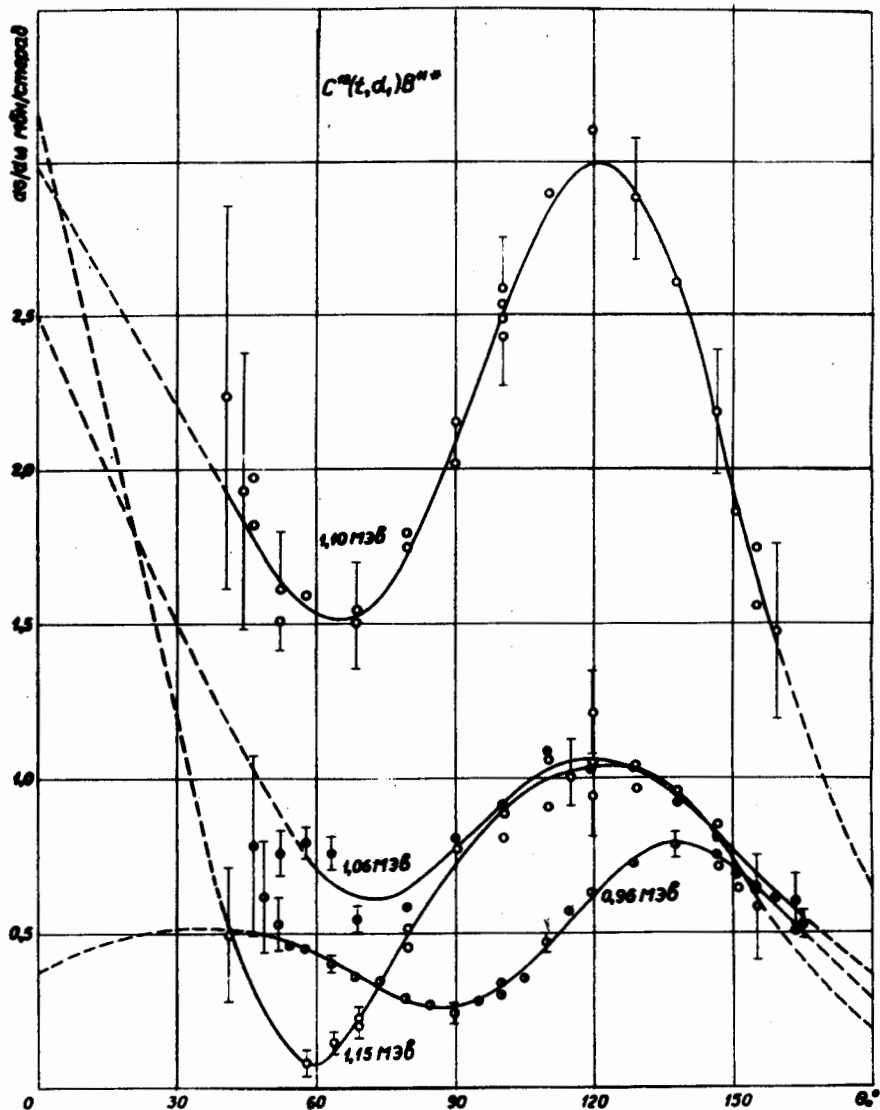
Р и с. 9 Угловые распределения  $\alpha$ -частиц из реакции  $C^{12}(t, \alpha_0)B^{11}$  (угол в с.п.и.).



Р и с. 10. Угловые распределения  $\alpha$ -частиц из реакции  $C^{12}(t, \alpha)B^{11}$  (угол в с.п.я.).

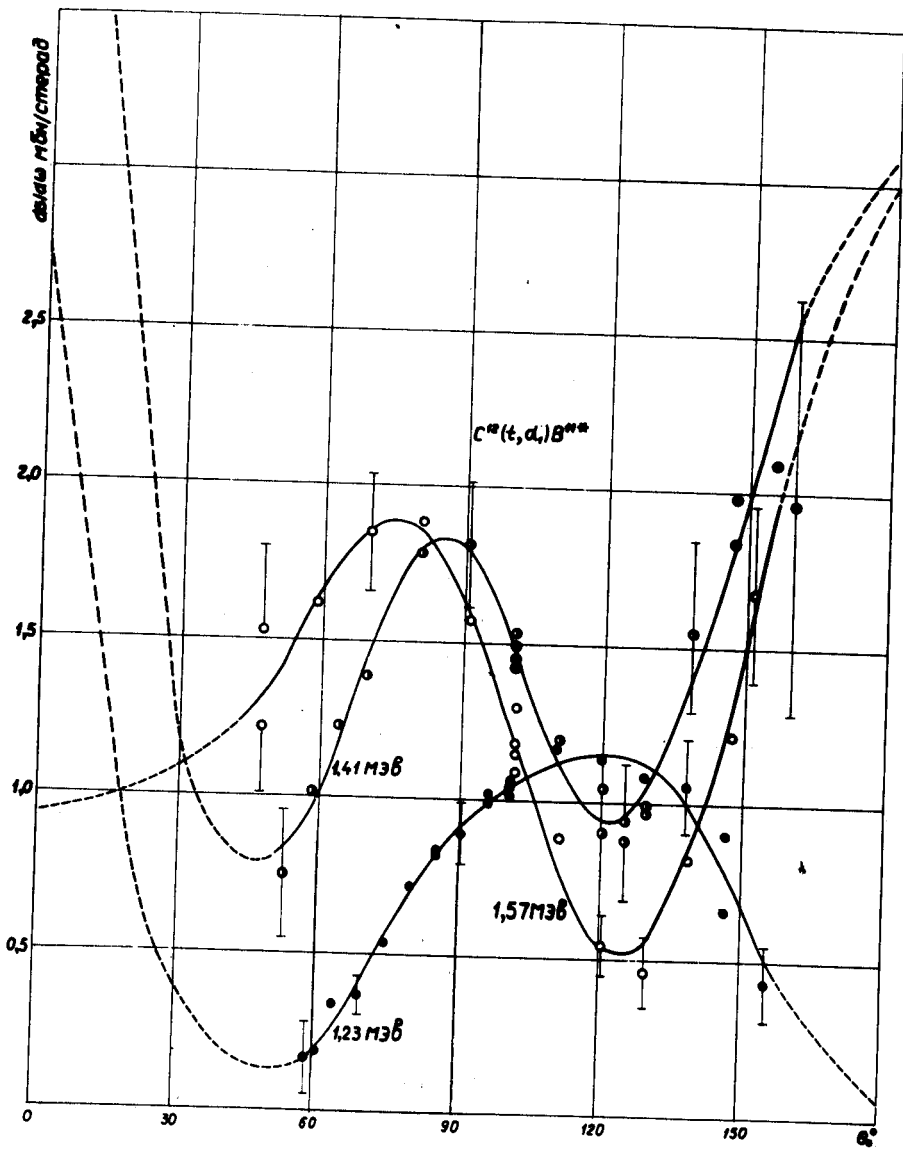


Р и с. 11. Угловые распределения  $\alpha$ -частиц из реакции  $C^{12}(t, \alpha_1)B^{11*}$  (угол в с.ц.и.).

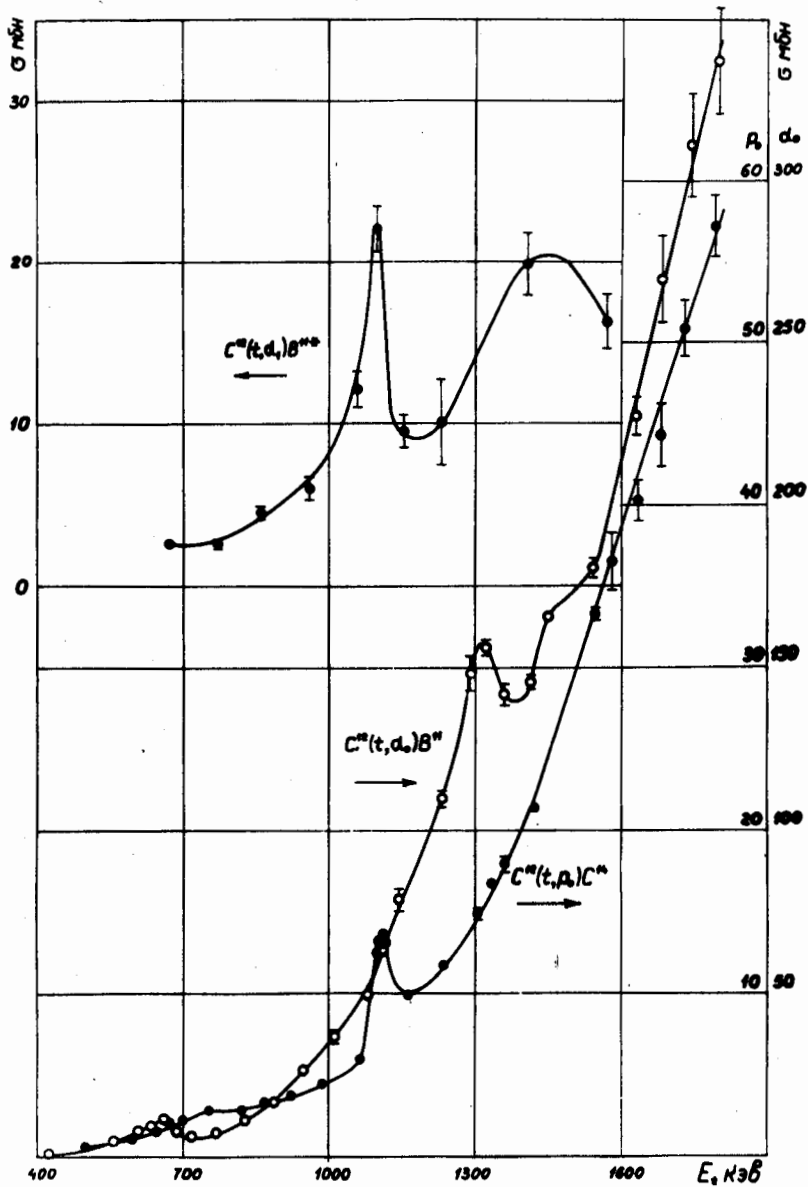


Р и с. 12. Угловые распределения  $\alpha$ -частиц из реакции  $C^{12}(t, \alpha_1)B^{11}$  (угол в с.п.п.).





Р и с. 13. Угловые распределения  $\alpha$ -частиц из реакции  $C^{12}(t, \alpha)B^{11}$  (угол в с.и.в.).



Р и с. 14. Полные сечения реакций  $C^{12}(t, p)C^{14}$ ,  $C^{12}(t, a_0)B^{11}$  и  $C^{12}(t, a_0)B^{10}$ . Значения получены путем интегрирования кривых вида  $f(\Omega) = \frac{1}{k^2} \sum a_i P_l(\cos \Omega)$ , описывающих экспериментальные значения дифференциальных сечений в виде разложения по полиномам Лежандра.