

С 343А

Г-874

3/III-65

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

Р-2184



ЛАБОРАТОРИЯ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

А.В. Громов, К. Кашлик, А.П. Кобзев, К. Недведюк,
В.И. Салацкий, И.В. Сизов

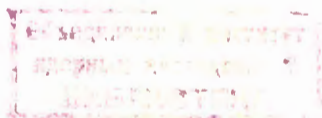
ИССЛЕДОВАНИЕ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ
ГЕЛИЯ-3 С УГЛЕРОДОМ

1965

P - 2184

3414/3 чс
А.В. Громов, К. Кашлик, А.П. Кобзев, К. Недведюк,
В.И. Салацкий, И.В. Сязов

ИССЛЕДОВАНИЕ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ
ГЕЛИЯ-3 С УГЛЕРОДОМ



Реакция He^3 с углеродом в настоящее время мало изучена, особенно при энергии ионов He^3 ниже 2 Мэв. В то же время эта реакция ведет к множественному захвату или испусканию нуклонов, и изучение механизма таких реакций имеет важное значение для использования их как стандартного метода определения спектроскопических характеристик ядерных состояний.

Бромли и др. /1/ исследовали некоторые каналы реакции He^3 с углеродом в диапазоне энергий от 1,0 до 3,0 Мэв. Были получены дифференциальные сечения трех протонных каналов реакции с образованием конечного ядра N^{14} в основном и первых двух возбужденных состояниях, а также канала с вылетом нейтрона и образованием ядра O^{14} в основном состоянии. Угловые распределения измерены при семи энергиях He^3 для протонов и четырех энергиях - для нейтронов.

Янг и др. /2/ с помощью электростатического генератора на 5,5 Мэв изучали реакции He^3 с V^{11} , C^{12} , C^{13} , N^{14} и O^{16} . В реакции $\text{C}^{12}(\text{He}^3, p)\text{N}^{14}$ при энергии ионов He^3 3,7 и 4,9 Мэв наблюдались шесть групп протонов, соответствующих энергиям возбуждения N^{14} 0; 2,313; 3,946; 4,888; 5,078 и 5,812 Мэв. Работа проводилась с целью определения спектроскопических характеристик конечных ядер, получаемых в реакциях.

Джонстон и др. /3/ измерили дифференциальные сечения реакции $\text{C}^{12}(\text{He}^3, p)\text{N}^{14}$ для трех групп протонов при шести углах в диапазоне энергий He^3 от 2,0 до 5,0 Мэв. В дифференциальном сечении наблюдались широкие резонансы при энергиях ионов He^3 3,0; 3,6; 4,4 и 4,8 Мэв, кроме резонансов при 2,15; 2,5 и 2,7 Мэв, которые ранее наблюдал и Бромли. Угловые распределения протонов были измерены в интервале углов $7-158^\circ$ (с.п.и.) для двух энергий He^3 : 2,0 и 4,5 Мэв.

Ряд работ посвящен исследованиям реакций $\text{C}^{12} + \text{He}^3$ с выходом нейтронов.

Гейл и др. /4/ исследовали угловые распределения из реакции $\text{C}^{12}(\text{He}^3, n)\text{O}^{14}$ для основного состояния O^{14} при энергиях He^3 4,09; 4,62; 5,16 и 5,70 Мэв. Угловые распределения обрабатывались по теории двойного срыва, и было получено хорошее согласие с предсказаниями теории для нулевого значения передаваемого орбитального момента.

Таул и др. /5/ измерили функции возбуждения реакции $\text{C}^{12}(\text{He}^3, n)\text{O}^{14}$ в диапазоне энергий He^3 2,0 - 5,7 Мэв. При энергиях He^3 4,65; 4,98 и 5,28 Мэв измерены угловые распределения нейтронов и проведено сравнение с предсказаниями теории двойного срыва.

В области энергий 5,5 - 11 Мэв исследование реакции $C^{12}(He^3, n)O^{14}$ выполняли Диспэнд и др.^{/6/}. Дян и др.^{/7/} для реакции $C^{12}(He^3, n)O^{14}$ измерили функции возбуждения для углов 0° и 90° и полный выход нейтронов в области энергий He^3 1,8 - 5,5 Мэв. Для девяти значений энергии указанного интервала получены угловые распределения нейтронов. В функциях возбуждения и полном сечении проявляется значительная резонансная структура.

Недавно опубликованы результаты исследований реакций $C^{12}(He^3, p)N^{14}$; $C^{12}(He^3, \alpha)C^{11}$ и $C^{12}(He^3, He^3)C^{12}$ в области энергий 1,8-5,4 Мэв^{/8/}. Наблюдались десять групп протонов: p_0 , p_6 , p_8 , p_9 и p_{11} и две группы α -частиц, соответствующие основному и первому возбужденному состоянию C^{11} .

Людеман и др.^{/9/} измерили функции возбуждения и угловые распределения α -частиц из реакции $C^{12}(He^3, \alpha_0)C^{11}$ в области энергий 1,75 - 5,2 Мэв. В кривых выхода наблюдается резонансная структура подобно тому, как это имеет место в реакциях с выходом протонов и нейтронов. Угловые распределения α -частиц, измеренные в интервале углов $25 - 150^\circ$ при E_{He^3} 2,40; 3,10; 3,45; 4,00 и 4,45 Мэв, заметно меняются с энергией от примерно изотропного распределения для $E_{He^3} = 2,45$ Мэв до распределения с максимумом вперед, минимумом при 75° и вторым максимумом при 110° для $E_{He^3} = 4,45$ Мэв.

Настоящая работа посвящена измерению функций возбуждения, угловых распределений и полных сечений реакций $C^{12}(He^3, \alpha_0)C^{11}$ и $C^{12}(He^3, p)N^{14}$ в области энергий 1,0 - 1,8 Мэв для получения данных о механизме этих реакций при энергиях ускоренных ионов He^3 ниже кулоновского барьера. Реакция $C^{12}(He^3, \alpha_0)C^{11}$ в указанном диапазоне энергий вообще не была исследована.

Реакция $C^{12}(He^3, p)N^{14}$ изучалась лишь Бромли и др.^{/1/}. В работе Бромли и др. в диапазоне энергий 1,0 - 1,8 Мэв было измерено только два угловых распределения протонов при $E_{He^3} = 1,30$ и 1,62 Мэв. В то же время в функциях возбуждения наблюдались резонансы при 1,2 и 1,3 Мэв. Поэтому было интересно измерить дополнительно несколько угловых распределений в районе этих резонансов, чтобы более детально проследить характер изменения угловых распределений в зависимости от энергии ускоренных частиц.

Другим соображением в пользу проведения дополнительных измерений для протонных каналов явилось значительное расхождение абсолютных значений сечений, полученных в работе^{/1/} с данными последующей работы^{/8/} в области энергий около 2 Мэв.

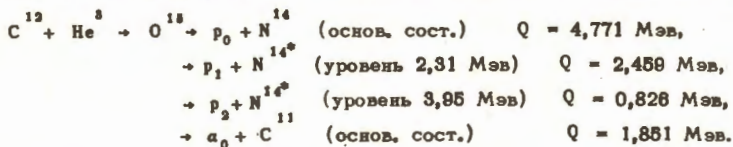
Исследование реакции He^3 с углеродом представляет также определенный практический интерес при измерениях других реакций с He^3 для учета вклада от реакций на углеродных загрязнениях, часто присутствующих в таких измерениях.

Ионы He^3 , ускоренные на электростатическом генераторе, после прохождения магнитного анализатора и системы фокусирующих линз направлялись в камеру с твердой углеродной мишенью. В качестве мишеней использовались углеродные пленки без подложки, полученные испарением графита в вакууме. Толщина пленок на разных стадиях эксперимента составляла 20-50 мкг/см².

Для регистрации продуктов реакции применялись кремниевые полупроводниковые детекторы двух типов: для протонов - изготовленные из кремния p-типа с литием и для α -частиц - обычные поверхностно-барьерные детекторы с тонким чувствительным слоем. Амплитудные спектры протонов и α -частиц измерялись с помощью 128-канальных амплитудных анализаторов. Типичные спектры приведены на рис. 1,2.

В измерениях угловых распределений протонов и α -частиц применялись два детектора. Один - неподвижный, установленный под углом 90° - служил в качестве монитора, второй детектор мог устанавливаться под различными углами относительно пучка ионов He^3 в пределах 0-180°. Для учета просчетов анализатора спектр от вращающегося детектора и импульсы от монитора регистрировались одним и тем же анализатором. Для этого импульсы от монитора выравнивались по амплитуде с помощью обычного импульсного генератора с внешним запуском и подавались на вход предварительного усилителя вращающегося детектора. Амплитуда импульсов генератора подбиралась таким образом, чтобы импульсы от монитора регистрировались в свободных каналах анализатора.

В исследуемом диапазоне энергий (1,0 - 1,8 Мэв) можно было наблюдать три группы протонов и одну группу α -частиц соответствующих следующим каналам реакции:



Перед детектором протонов устанавливалась алюминиевая фольга, тормозящая ионы He^3 , рассеянные на мишени. Это позволяло наблюдать хорошо разделенные пики от трех групп протонов при всех углах наблюдения.

Измерения выхода α -частиц представляли большие трудности из-за их малой энергии, большого фона от рассеянных на мишени ионов He^3 (особенно при малых углах наблюдения) и наличия протонов малых энергий, которые давали пики в разных местах спектра в зависимости от угла наблюдения, энергии ускоренных частиц и напряжения на детекторе. Значительные ошибки относительных измерений угловых распределений реакции $\text{C}^{12}(\text{He}^3, \alpha_0)\text{C}^{11}$ обусловлены главным образом этими трудностями, приводящими к дополнительной неопределенности положения границ пика α -частиц.

Абсолютные значения дифференциальных сечений определялись по формуле:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{N}{n_{He^3} n_M \cdot A \cdot K}$$

где N - выход продуктов данной реакции,

n_{He^3} - число падающих на мишень ионов,

n_M - число атомов мишени на см.²,

A - геометрический фактор,

K - коэффициент, учитывающий поправки на чистоту пучка, изотопный состав мишени и т.п.

Толщина углеродной мишени определялась по упругому рассеянию протонов в диапазоне энергий 300-880 кэв. С этой целью были измерены угловые распределения при нескольких энергиях и дифференциальные сечения упругого рассеяния протонов для угла 40° л.с.

В вычислениях толщины мишени предполагалось, что при низких энергиях протонов рассеяние на малый угол (40°) является резерфордским. Проверкой этого предположения являлось сравнение измеренных сечений упругого рассеяния с экспериментальными данными Джэксона^{10/}. Полученные нами сечения рассеяния находятся в хорошем согласии с результатами этой работы. Точность определения толщины мишени составила 15% и зависела в основном от неточности энергии, установки угла и учета нагара мишени в процессе измерений.

Результаты измерений

На рис. 3,4,5 приведены результаты измерений дифференциальных сечений реакции $C^{12}(He^3, p)N^{14}$ для трех групп протонов, соответственно для основного и первых двух возбужденных состояний ядра N^{14} . В исследуемом диапазоне энергий на всех трех кривых проявляется четкий резонанс при энергии 1,31 Мэв, соответствующий возбужденному состоянию составного ядра O^{16} с энергией возбуждения 13,1 Мэв. Второй резонанс, наблюдаемый в работе^{11/} при E_{He^3} 1,2 Мэв, лишь слабо проявляется в канале $C^{12}(He^3, p_0)N^{14}$.

На рис. 6-11 даны угловые распределения протонов. Зависимость дифференциальных сечений реакции $C^{12}(He^3, \alpha_0)C^{11}$ от энергии под углом 90° л.с. показана на рис.12. Как и в случае протонных каналов в области энергий 1,2 - 1,3 Мэв, в выходе α -частиц проявляется заметная резонансная структура. На рис. 13,14 даны угловые распределения α -частиц.

Угловые распределения протонов и α -частиц были преобразованы в систему центра инерции и представлены в виде разложения по полиномам Лежандра. Вычисления

были выполнены на электронной вычислительной машине. В приведенных ниже таблицах даны полные сечения реакций (σ_0) и коэффициенты разложения (a_n). На рис. 15 показана зависимость полных сечений от энергии для всех четырех измеренных каналов.

Приведенные на рис. 3-15 и в таблицах 1-4 ошибки учитывают лишь погрешности относительных измерений, и в них не включена ошибка абсолютизации, которая, как указывалось выше, составляет 15% и связана с неточностью измерения толщины мишени. На рисунках и в таблицах также не указана ошибка энергии взаимодействия, которая составляет 2%.

Сравнение результатов настоящей работы с работой Бромли и др. показывает, что дифференциальные сечения протонных каналов, полученные в настоящей работе, превышают соответствующие данные работы Бромли и др. примерно на 70%. В то же время дифференциальные сечения, полученные Бромли и др., ниже дифференциальных сечений Джонстона^{13/} примерно на 20% во всей перекрываемой области энергий (хотя это расхождение и не превышает ошибок эксперимента), а при энергии около 2,5 Мэв ниже данных более поздней работы Куана и др.^{18/} примерно на 50%.

Мы не можем провести непосредственного сравнения наших экспериментальных результатов с работой^{18/}. Тем не менее если отмеченное расхождение результатов Бромли и Куана при энергии 2,5 Мэв сохраняется и при более низких энергиях, то наши данные лучше согласуются с данными Куана, чем Бромли. Расхождение результатов, полученных различными авторами, наиболее вероятно можно объяснить неточностью определения числа атомов в мишени.

В угловых распределениях протонов, измеренных в настоящей работе при $E_{\text{н.э.}}$ 1,31 и 1,68 Мэв и в работе Бромли и др. при $E_{\text{н.э.}}$ 1,30 и 1,62 Мэв, положение минимумов и максимумов примерно совпадает для близких энергий одинаковых каналов реакции, но в отношении дифференциальных сечений, соответствующих этим максимумам и минимумам, совпадение наблюдается не всегда.

Сравнение полных сечений протонных каналов показывает, что данные настоящей работы примерно в два раза превышают результаты, приведенные в работе Бромли и др.

В исследуемом диапазоне энергий ионов He^3 для всех каналов реакции характерна резонансная структура функций возбуждения. Как уже отмечалось выше, резонансы наблюдались и при более высоких энергиях.

Угловые распределения продуктов реакции имеют сложный характер. Для всех групп протонов и α -частиц отмечается определенная устойчивость формы угловых распределений в области энергий ионов He^3 от 1400 до 1700 кэв. Некоторые флюктуации наблюдаются в районе резонанса при 1,3 Мэв. Резонансная структура функций возбуждения и чувствительность угловых распределений к этим резонансам предполагают меха-

низ образования составного ядра. В то же время резкая асимметрия угловых распределений относительно 90° с.п.в. указывает на сильную интерференцию двух или более возбужденных состояний разной четности составного ядра 0^{18} . Сравнительно большие сечения реакции $C^{12}(\text{He}^3, \alpha_0)C^{11}$ для основного состояния ядра C^{11} могут свидетельствовать о наличии механизма прямых процессов. Это тем более вероятно, что, по оценкам, сделанным в работе ^{1/}, в рамках механизма составного ядра для объяснения таких значений сечений необходимо предположить, что вероятность испускания α -частицы с энергией, сравнимой с барьером, в семь – десять раз больше, чем вероятность испускания нейтрона, и по крайней мере на порядок больше, чем вероятность испускания протона.

Для окончательного суждения о механизме реакций He^3 с углеродом необходим тщательный анализ полученных экспериментальных данных.

В заключение авторы выражают благодарность В.И. Фурману за помощь в обработке экспериментальных результатов и ценные обсуждения, Н.И. Линькову за помощь в проведении измерений, а также группе обслуживания электростатического генератора в составе И.А. Чепурченко, М.В. Савенковой, Е.С. Смирнова, Н.Н. Счетчикова.

Л и т е р а т у р а

1. D.A.Bromley, E.Almqvist, H.E.Gove, A.E.Litherland, E.B.Paul, A.J.Ferguson, Phys.Rev., 105, 957 (1957).
2. T.E.Young, G.C.Phillips, R.R.Spencer, D.A.A.S. Rao, Phys. Rev., 116, 962 (1959).
3. R.L.Johnston, H.D.Holmgren, E.A.Wolicki, E. Geer Jlsley. Phys.Rev., 109, 884 (1958).
4. N.H.Gale, J.B.Garg, J.M.Calvert, K.Ramavatham, Nucl. Phys., 20, 313 (1960).
5. J.H.Towie, B.E.F.Macefield, Proc. Phys.Soc., 77, 399 (1961).
6. V.K.Deshpande, H.W.Fulbright, J.W.Verba, Nucl.Phys., 52, 457 (1964).
7. G.U.Din, H.M.Kuan, T.W.Bonner, Nucl. Phys., 50, 267 (1964).
8. Hsin-Min Kuan, T.W.Bonner, J.R.Risser, Nucl. Phys., 51, 481 (1964).
9. C.A.Ludeman, H.D.Holmgren, J.E.Etter, Bull. Am.Phys.Soc., 8, 303 (1963).
10. H.L.Jacson, A.I.Galonsky, F.J.Eppling, R.W.Hill, E.Goldberg and J.R.Cameron, Phys. Rev., 89, 365 (1953).

Рукопись поступила в издательский отдел
21 мая 1965 г.

Т а б л и ц а 1

 $C^{12}(\text{He}^8, p_0)N^{14}$

$E_{\text{He}^8}(\text{МэВ})$	σ_0 (мбн)	a_0	a_1	a_2	a_3	a_4
1,20	$0,281$ $\pm 0,010$	$1,000$ $\pm 0,036$	$-0,341$ $\pm 0,044$	$0,201$ $\pm 0,036$	$0,140$ $\pm 0,048$	$0,153$ $\pm 0,044$
1,25	$0,361$ $\pm 0,011$	$1,000$ $\pm 0,033$	$-0,345$ $\pm 0,045$	$0,057$ $\pm 0,027$	$0,150$ $\pm 0,039$	$0,081$ $\pm 0,039$
1,31	$0,397$ $\pm 0,015$	$1,000$ $\pm 0,037$	$-0,155$ $\pm 0,047$	$-0,066$ $\pm 0,034$	$0,131$ $\pm 0,052$	$0,089$ $\pm 0,055$
1,55	$0,17$ $\pm 0,006$	$1,000$ $\pm 0,019$	$-0,178$ $\pm 0,022$	$-0,095$ $\pm 0,025$	$0,181$ $\pm 0,038$	
1,39	$0,263$ $\pm 0,009$	$1,000$ $\pm 0,033$	$0,134$ $\pm 0,037$	$-0,167$ $\pm 0,026$	$0,212$ $\pm 0,041$	
1,49	$0,402$ $\pm 0,014$	$1,000$ $\pm 0,034$	$0,200$ $\pm 0,039$	$-0,186$ $\pm 0,027$	$0,163$ $\pm 0,041$	
1,68	$1,147$ $\pm 0,032$	$1,000$ $\pm 0,056$	$0,282$ $\pm 0,039$	$-0,273$ $\pm 0,026$	$0,187$ $\pm 0,039$	$0,053$ $\pm 0,036$

Т а б л и ц а 2

 $C^{12}(\text{He}^8, p_1)N^{14}$

$E_{\text{He}^8}(\text{МэВ})$	σ_0 (мбн)	a_0	a_1	a_2	a_3	a_4
1,20	$0,200$ $\pm 0,008$	$1,000$ $\pm 0,040$	$-0,520$ $\pm 0,051$	$-0,141$ $\pm 0,028$	$0,169$ $\pm 0,045$	$-0,068$ $\pm 0,040$
1,25	$0,437$ $\pm 0,012$	$1,000$ $\pm 0,027$	$-0,356$ $\pm 0,042$	$0,062$ $\pm 0,025$	$0,124$ $\pm 0,037$	
1,31	$0,652$ $\pm 0,008$	$1,000$ $\pm 0,013$	$-0,053$ $\pm 0,022$	$-0,049$ $\pm 0,027$	$0,137$ $\pm 0,038$	
1,35	$0,541$ $\pm 0,008$	$1,000$ $\pm 0,015$	$-0,034$ $\pm 0,020$	$-0,104$ $\pm 0,022$	$0,106$ $\pm 0,032$	$0,056$ $\pm 0,037$
1,39	$0,430$ $\pm 0,013$	$1,000$ $\pm 0,029$	$-0,023$ $\pm 0,036$	$-0,193$ $\pm 0,027$	$0,154$ $\pm 0,045$	
1,49	$0,739$ $\pm 0,016$	$1,000$ $\pm 0,022$	$-0,596$ $\pm 0,021$	$-0,174$ $\pm 0,022$	$0,099$ $\pm 0,031$	$0,053$ $\pm 0,032$
1,68	$1,668$ $\pm 0,057$	$1,000$ $\pm 0,034$	$-0,248$ $\pm 0,017$	$-0,477$ $\pm 0,027$	$-0,011$ $\pm 0,028$	

Таблица 3

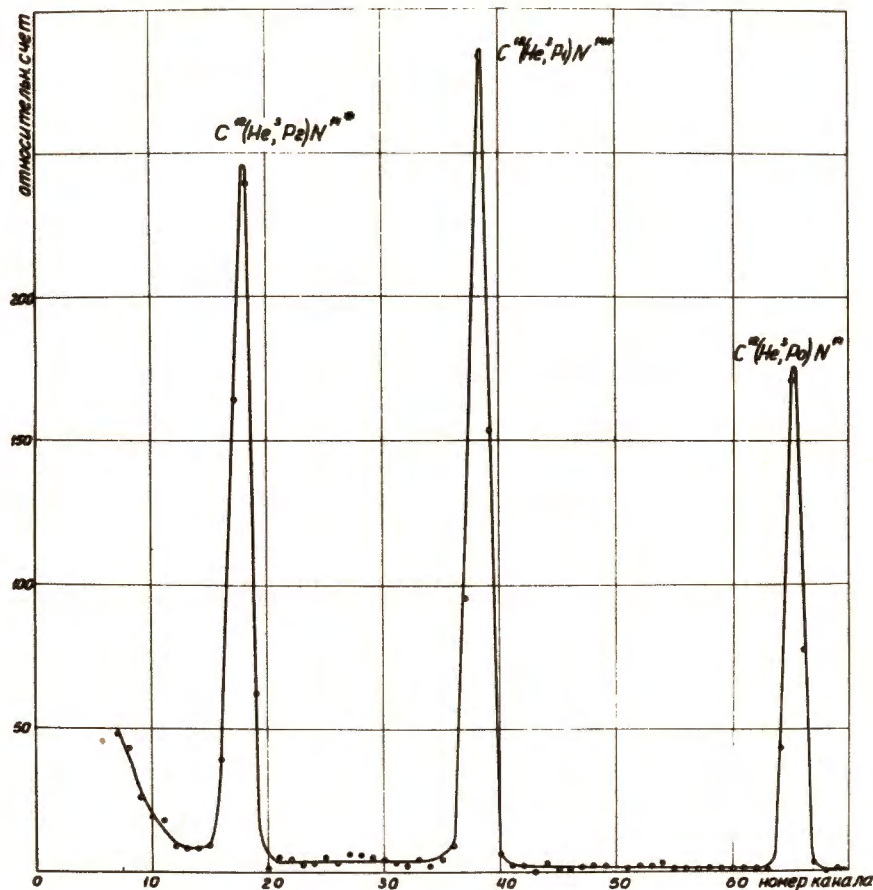
 $C^{12}(He^3, p_2)N^{14}$

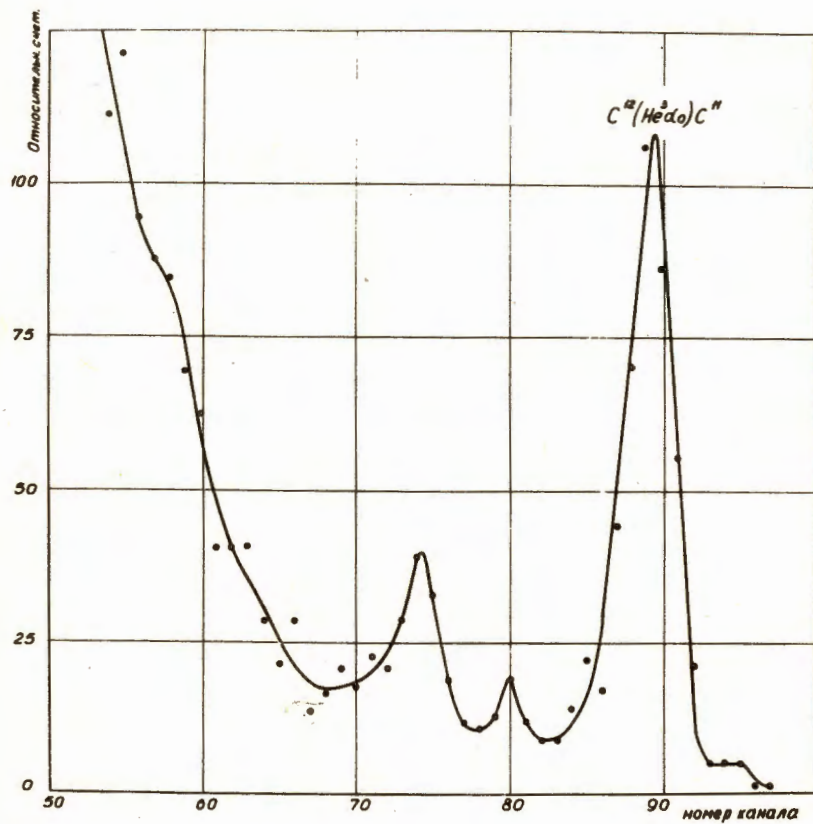
E_{He^3} (МэВ)	σ_0 (мбн)	a_0	a_1	a_2	a_3	a_4
1,20	0,387 $\pm 0,011$	1,000 $\pm 0,029$	0,155 $\pm 0,029$	0,324 $\pm 0,035$	0,175 $\pm 0,050$	
1,25	0,555 $\pm 0,017$	1,000 $\pm 0,029$	0,061 $\pm 0,043$	0,284 $\pm 0,027$	0,141 $\pm 0,039$	
1,31	0,609 $\pm 0,011$	1,000 $\pm 0,018$	-0,027 $\pm 0,029$	0,129 $\pm 0,037$	0,166 $\pm 0,047$	
1,35	0,443 $\pm 0,008$	1,000 $\pm 0,018$	0,034 $\pm 0,025$	0,173 $\pm 0,030$	0,241 $\pm 0,041$	
1,39	0,306 $\pm 0,013$	1,000 $\pm 0,041$	0,166 $\pm 0,032$	0,338 $\pm 0,051$	0,325 $\pm 0,054$	0,115 $\pm 0,060$
1,49	0,709 $\pm 0,026$	1,000 $\pm 0,037$	0,412 $\pm 0,058$	0,559 $\pm 0,037$	0,459 $\pm 0,036$	0,127 $\pm 0,036$
1,68	2,170 $\pm 0,022$	1,000 $\pm 0,010$	0,179 $\pm 0,018$	0,067 $\pm 0,024$	0,697 $\pm 0,030$	0,185 $\pm 0,035$

Таблица 4

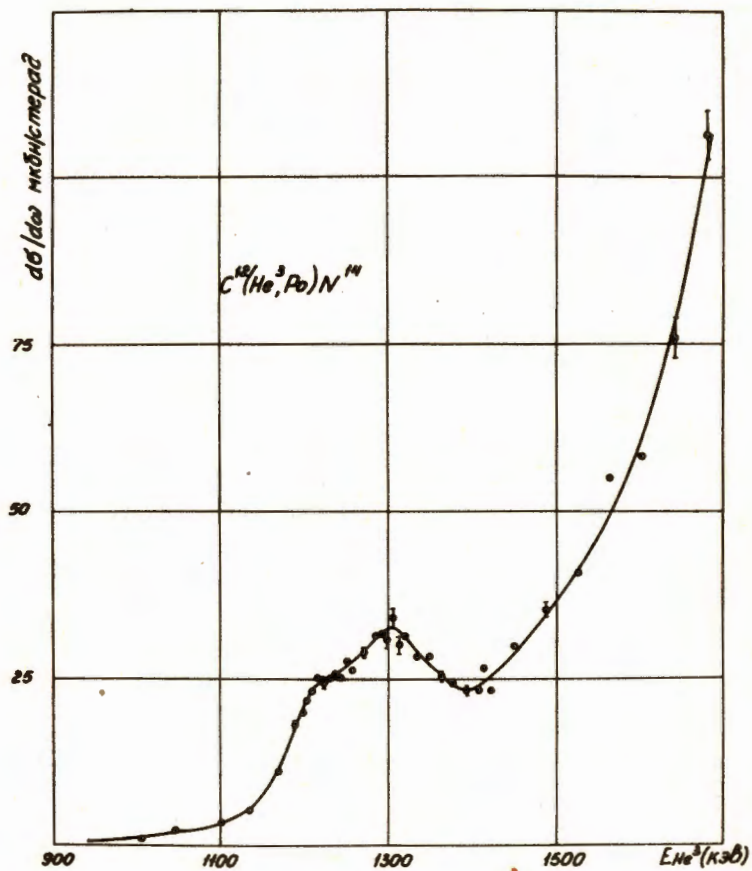
 $C^{12}(He^3, \alpha_0)C^{11}$

E_{He^3} (МэВ)	σ_0 (мбн)	a_0	a_1	a_2	a_3	a_4	a_5
1,24	0,82 $\pm 0,07$	1,000 $\pm 0,080$	0,094 $\pm 0,127$	0,254 $\pm 0,150$	0,122 $\pm 0,135$		
1,31	1,07 $\pm 0,06$	1,000 $\pm 0,059$	-0,085 $\pm 0,091$	0,734 $\pm 0,099$	0,414 $\pm 0,079$		
1,39	0,98 $\pm 0,13$	1,000 $\pm 0,136$	-0,456 $\pm 0,338$	1,022 $\pm 0,444$	0,849 $\pm 0,416$	0,355 $\pm 0,281$	0,378 $\pm 0,190$
1,54	3,63 $\pm 0,20$	1,000 $\pm 0,056$	-0,694 $\pm 0,074$	1,021 $\pm 0,082$	0,144 $\pm 0,066$	0,161 $\pm 0,083$	
1,62	6,65 $\pm 0,60$	1,000 $\pm 0,091$	-0,919 $\pm 0,060$	0,928 $\pm 0,057$	0,198 $\pm 0,050$		
1,70	9,83 $\pm 0,67$	1,000 $\pm 0,067$	-0,799 $\pm 0,057$	0,698 $\pm 0,063$	0,385 $\pm 0,070$		

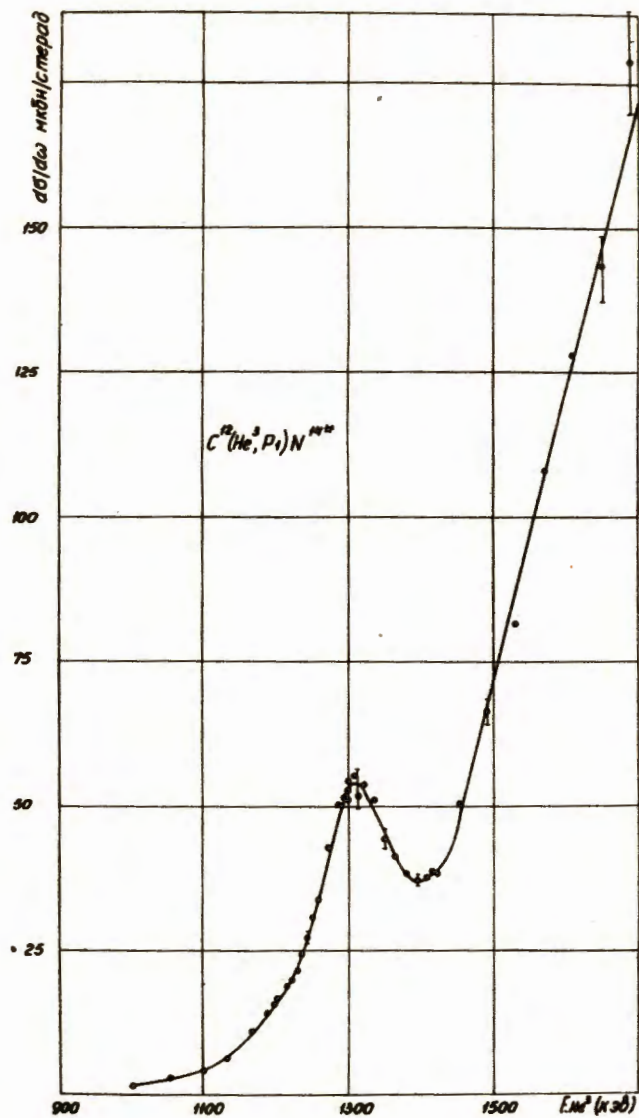
Р и с. 1. Спектр протонов из реакции $C^{12}(He^3, p)N^{14}$ при $E_{He^3} = 1,31$ МэВ и угле 80° л.с.



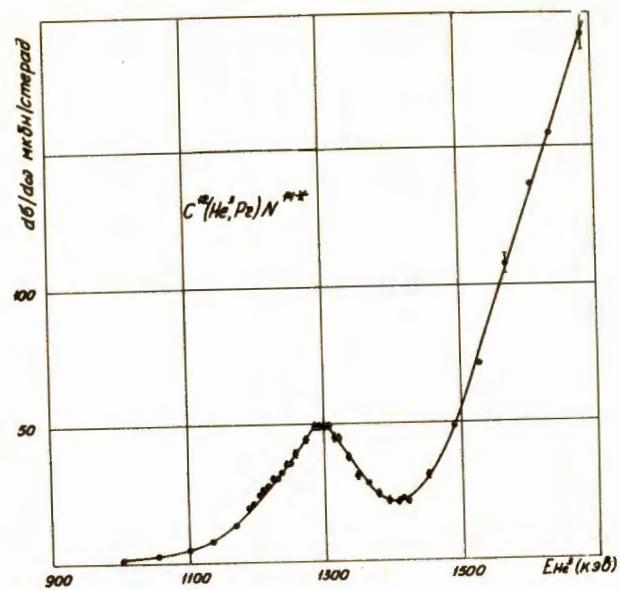
Р и с. 2. Спектр α -частиц из реакции $C^{12}(He^3, \alpha)C^{11}$ при $E_{He^3} = 1,39$ Мэв и угле 90° л.с.



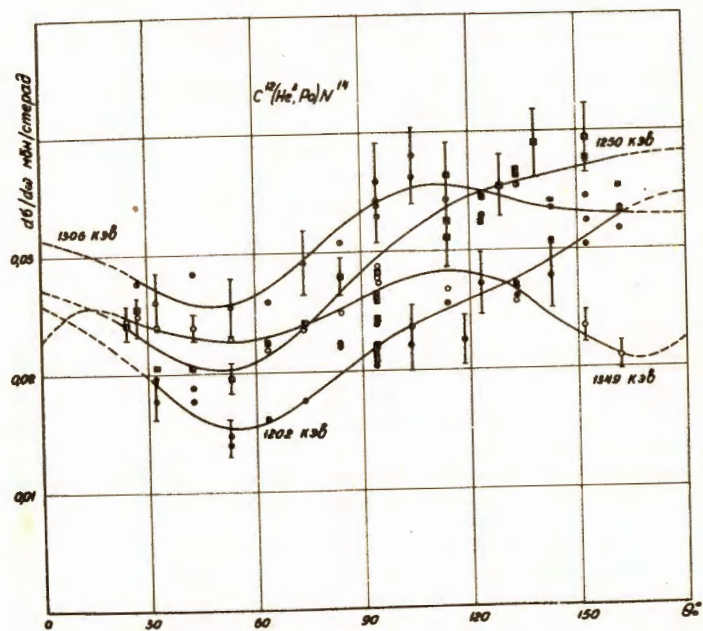
Р и с. 3. Дифференциальные сечения реакции $C^{12}(He^3, p_0)N^{14}$ под углом 90° л.с.



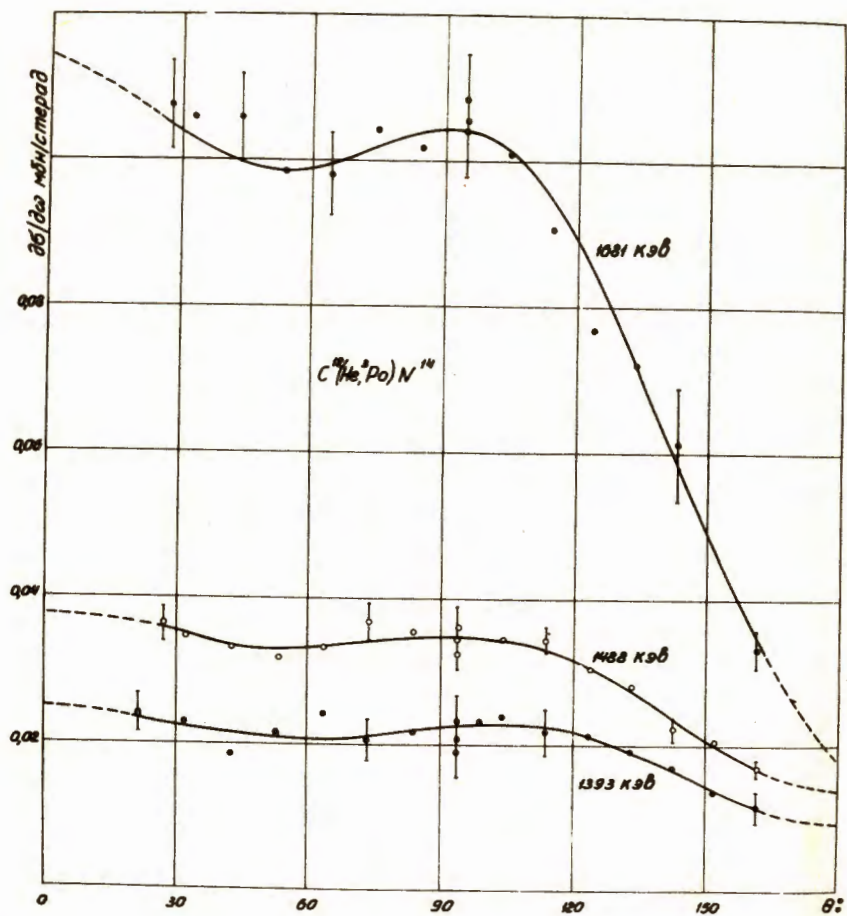
Р и с. 4. Дифференциальные сечения реакции $C^{12}(He^3, p_1)N^{14*}$ под углом 90° л.с.



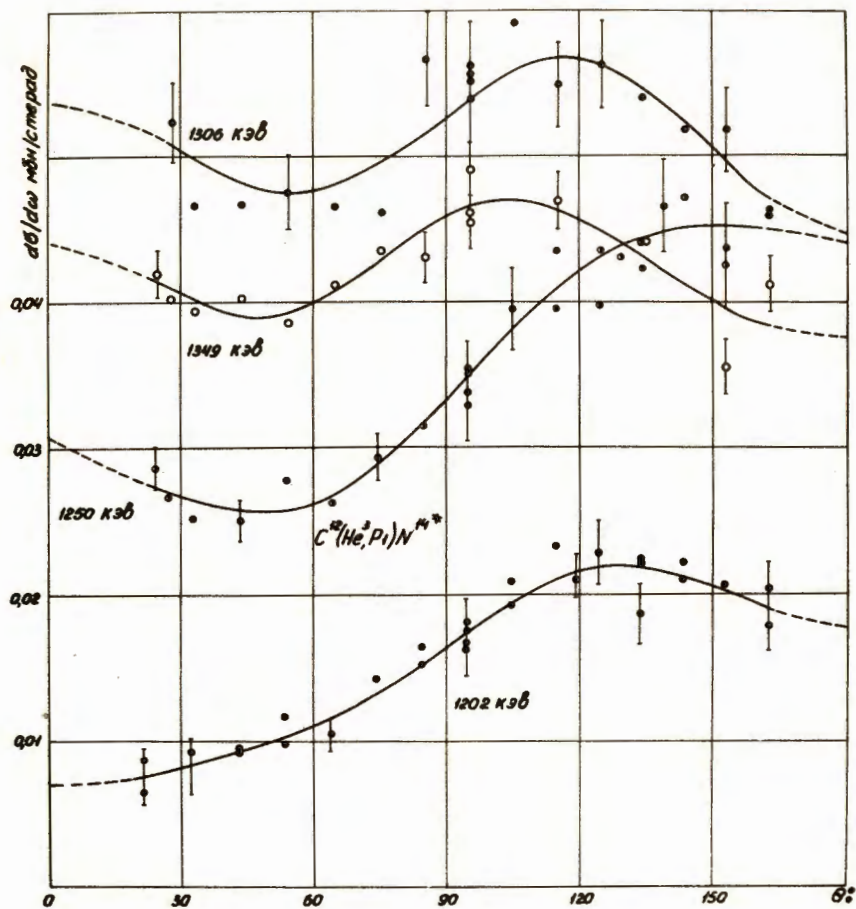
Р и с. 5. Дифференциальные сечения реакции $C^{12}(He^3, p_2)N^{14*}$ под углом 90° л.с.



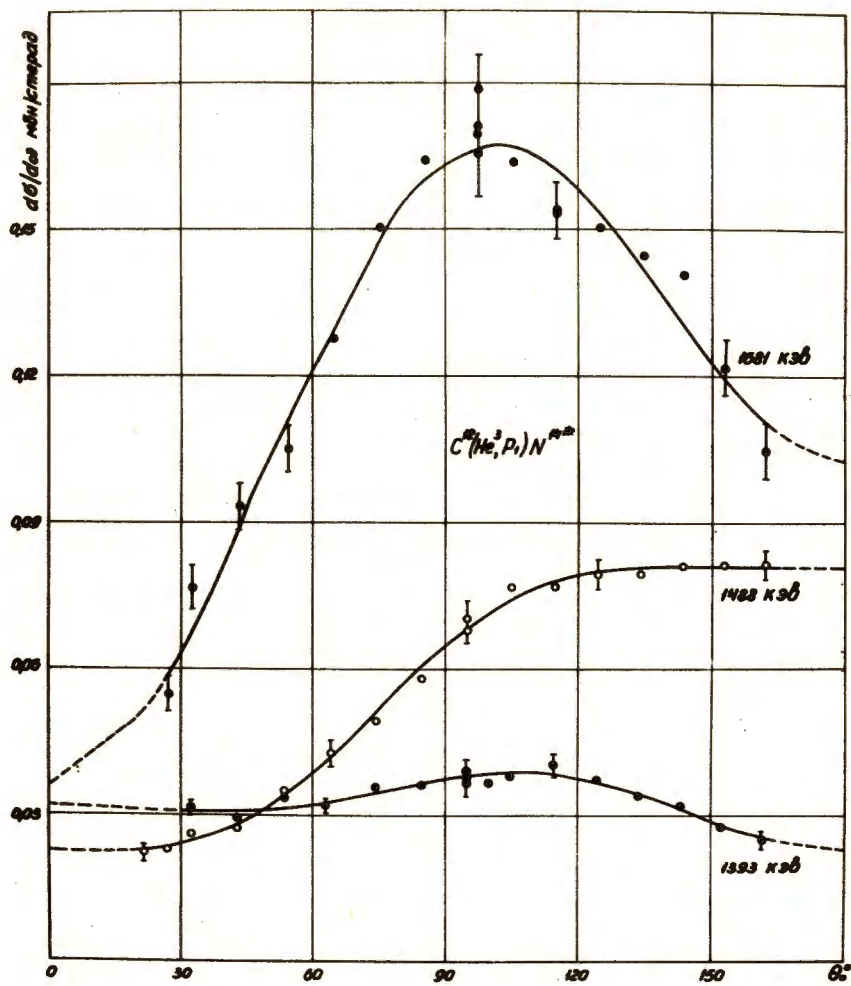
Р и с. 6. Угловые распределения протонов из реакции $C^{12}(He^3, p_0)N^{14}$ в с.п.п.



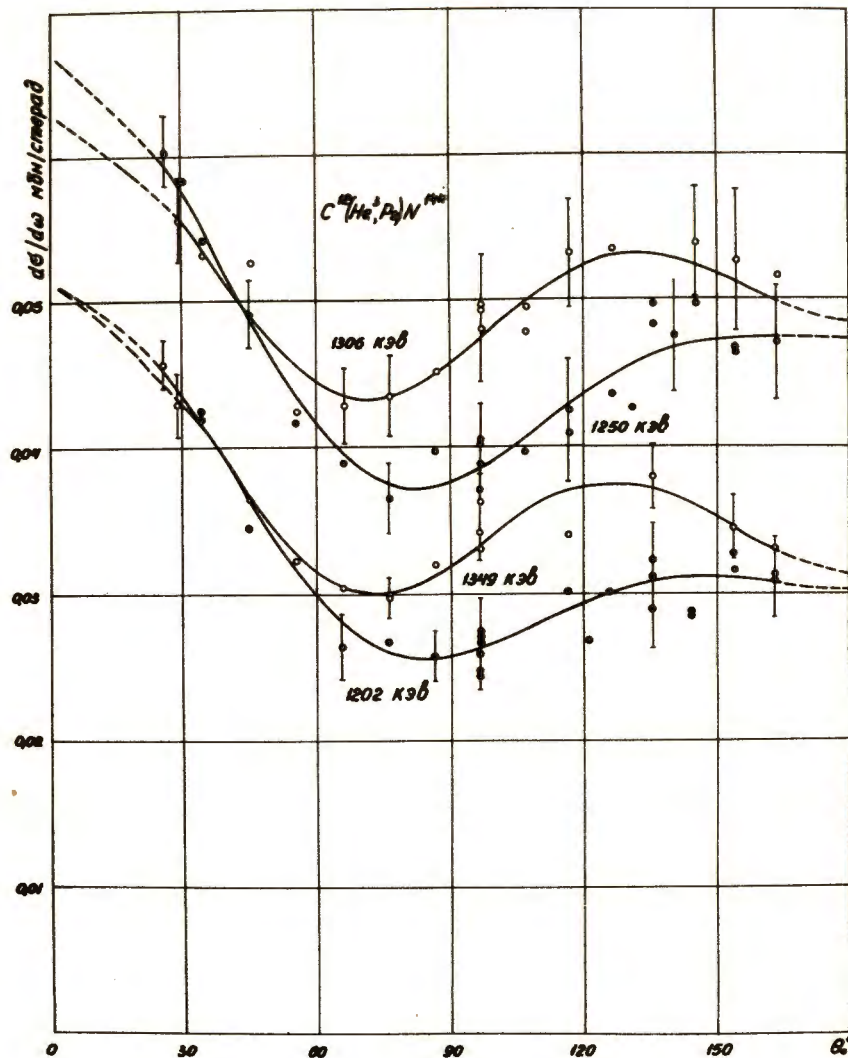
Р и с. 7. Угловые распределения протонов из реакции $C^{12}(He^8, p_0)N^{14}$ в с.п.и.



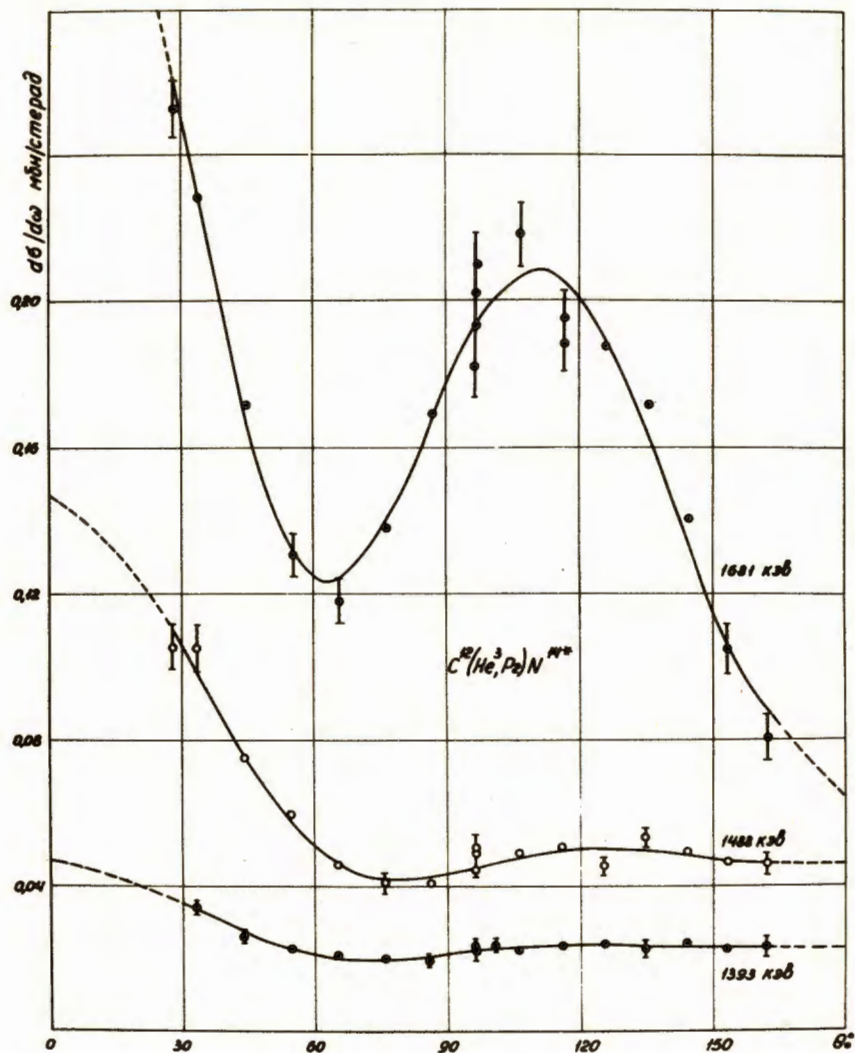
Р и с. 8. Угловые распределения протонов из реакции $C^{12}(He^8, p_1)N^{14}$ в с.п.и.



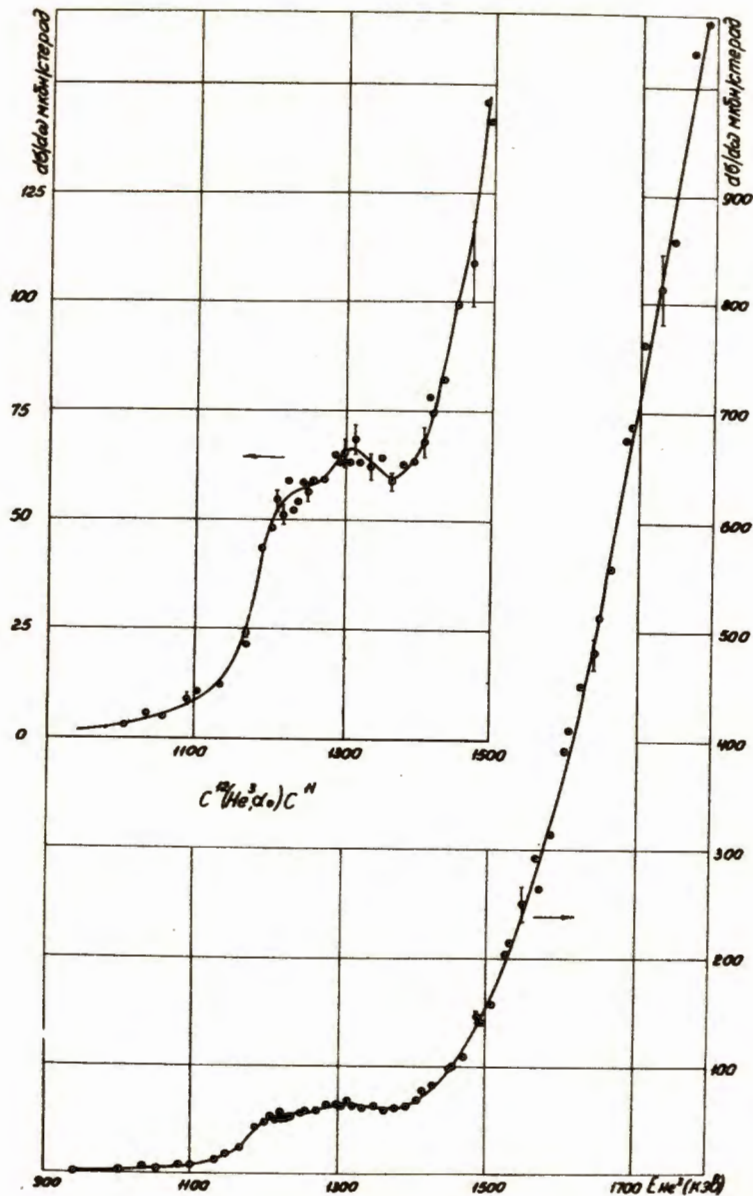
Р и с. 9. Угловые распределения протонов из реакции $C^{13}(He^3, p_1)N^{14}$ в с.п.н.



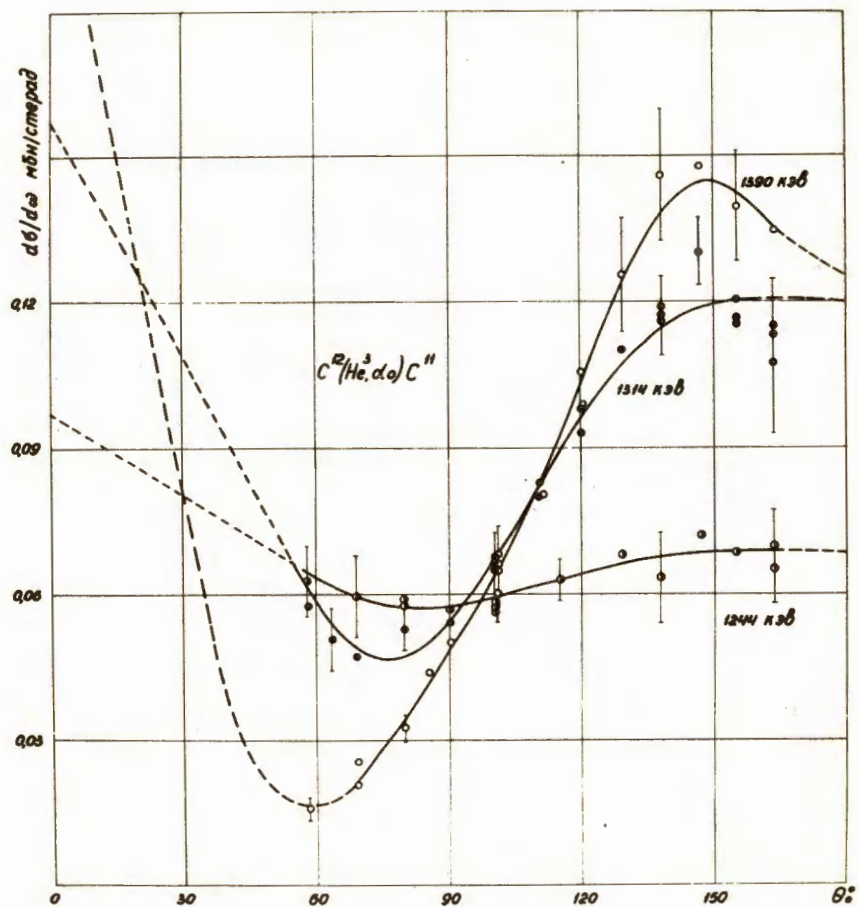
Р и с. 10. Угловые распределения протонов из реакции $C^{12}(He^3, p_2)N^{14}$ в с.п.н.



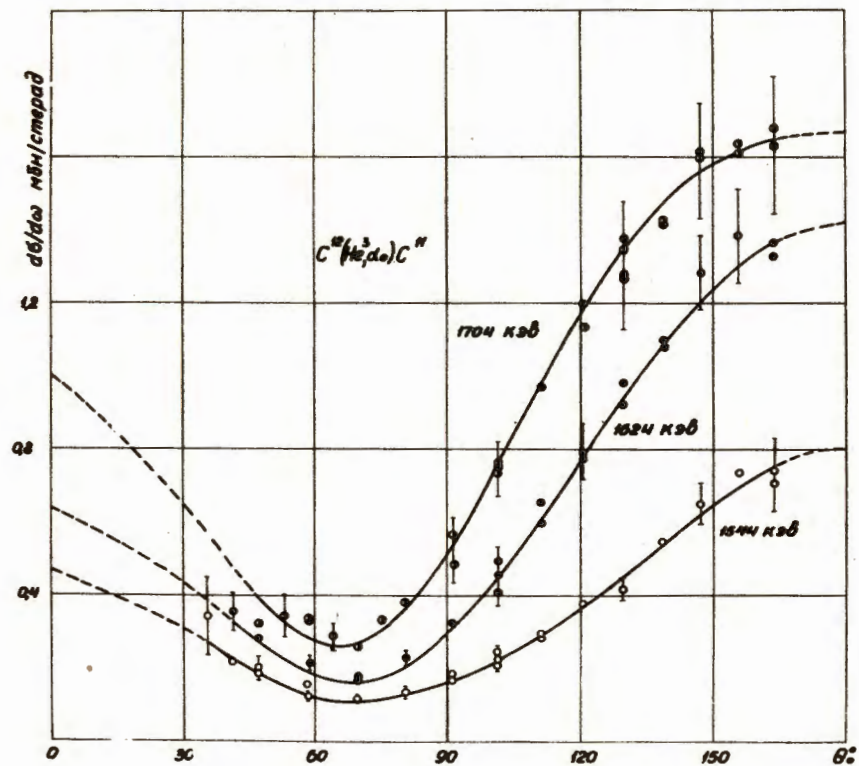
Р и с. 11. Угловые распределения протонов из реакции $C^{12}(He^3, p_2)N^{14}$ в с.п.и.



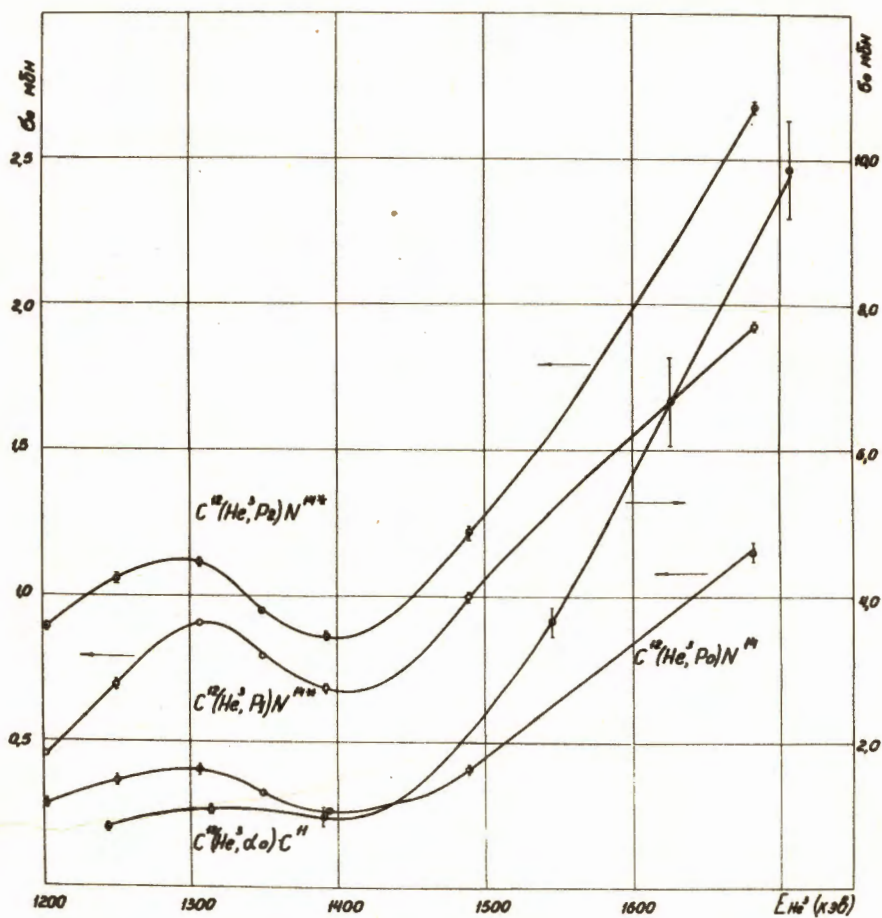
Р и с. 12. Дифференциальные сечения реакции $C^{12}(He^3, \alpha_0)C^{11}$ под углом 90° л.с.



Р и с. 13. Угловые распределения α - частиц из реакции $C^{12}(He^3, \alpha_0)C^{11}$ в с.п.и.



Р и с. 14. Угловые распределения α - частиц из реакции $C^{12}(He^3, \alpha_0)C^{11}$ в с.п.и.



Р и с. 15. Полные сечения реакции $C^{12}(He^3, p_0)N^{14}$; $C^{12}(He^3, p_1)N^{14}$; $C^{12}(He^3, p_2)N^{14}$; $C^{12}(He^3, \alpha)C^{11}$.
 Начало шкал сечений для каналов p_1 и p_2 сдвинуто вверх относительно шкалы p_0 на 0,25 и 0,5 мбарн соответственно.