

ЯФ, 1969, т. 9, в. 3, с. 482-493

К-40

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P15 - 3965



Ким Сын Нам, Г.М.Осетинский

ЛАБОРАТОРИЯ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕАКЦИИ  ${}^9\text{Be} + \text{T}$

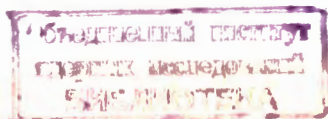
1968

P15 - 3965

Ким Сын Нам, Г.М.Осетинский

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕАКЦИИ  ${}^9\text{Be} + \text{T}$

Направлено в ЯФ



4466/3 чф

## В в е д е н и е

Настоящая работа выполнена с целью исследования механизма реакции и определения полных и дифференциальных сечений каналов реакции  ${}^9\text{Be} + \text{T}$ . Определенный интерес представляет исследование вида функции возбуждения с вылетом заряженных частиц в интервале энергий тритонов  $\approx 1 - 1,7$  Мэв (энергия возбуждения составного ядра  ${}^{12}\text{B}$  в  $13,6 - 14,2$  Мэв), поскольку в литературе имеются два противоречащих друг другу заключения о существовании резонансных уровней ядра  ${}^{12}\text{B}$  /1,2/.

В работе Вальтера и др./1/, посвященной исследованию реакции  ${}^9\text{Be}(\text{t}, \text{n}){}^{11}\text{B}$  в указанном интервале энергий, найдено шесть явно выраженных резонансных уровней. В то же время в работе Серова и др./2/ в этой же реакции эти уровни не наблюдались.

## Методика эксперимента

Работа выполнялась на электростатическом генераторе ЭГ-2 ОИЯИ. Схема опыта представлена на рис. 1. Ионы трития, ускоренные на ЭГ и проанализированные по импульсам магнитным анализатором, пройдя фокусирующую квадрупольную линзу и коллиматор ( $d = 1$  мм), попадают на мишень  ${}^9\text{Be}$ , установленную в центре камеры рассеяния. Конструкция камеры описана ранее/3/.

Мишень  ${}^9\text{Be}$ , самоподдерживающаяся получена распылением бериллия в вакууме. Толщины мишеней, используемых при измерениях, нахо-

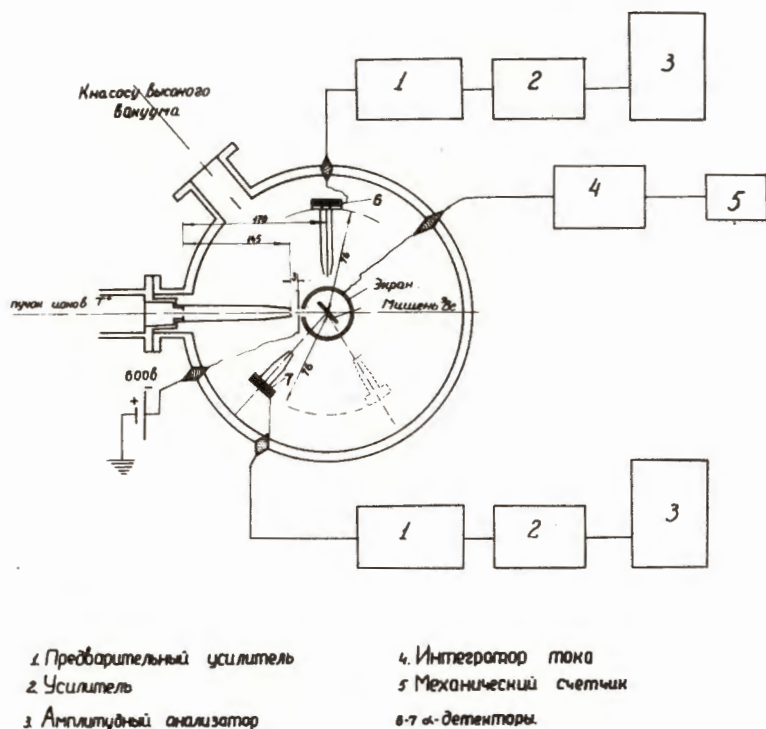


Рис. 1. Схема опыта.

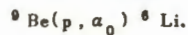
длись в пределах  $10 - 12 \text{ мкг/см}^2$ . Для некоторых серий измерений упругого рассеяния ускоренных ионов трития на бериллии в целях калибровки на поверхность самоподдерживающейся мишени напылялся слой золота толщиной  $0,2 \text{ мкг/см}^2$ . Для устранения ошибок в измерении тока пучка мишень окружалась экраном. При абсолютных измерениях дифференциальных сечений экран, наряду с отверстием для входа пучка ( $d = 5 \text{ мм}$ ), имел отверстия под углами  $70^\circ$ ,  $90^\circ$ . При измерениях под одним из этих углов другое отверстие закрывалось. При измерениях угловых распределений, кроме входного отверстия, в экране имелась щель шириной  $4 \text{ мм}$ , охватывающая углы  $0 - 165^\circ$ . Между коллиматором и экраном устанавливалась шторка с отверстием диаметром  $4 \text{ мм}$ , на которую подавалось напряжение  $600 \text{ вольт}$ .

Продукты ядерной реакции детектировались двумя кремниевыми поверхностно-барьерными детекторами. Один из них, неподвижный, установленный под углом  $90^\circ$  к пучку, являлся монитором. Другой детектор располагался на кронштейне, который можно устанавливать под различными углами в интервале углов  $0 - 165^\circ$ . Импульсы от детекторов усиливались малошумящими усилителями и детектировались двумя 128-канальными анализаторами импульсов. Просчеты аппаратуры учитывались расчетным путем и не превышали  $0,5 \pm 1\%$ . Ток пучка измерялся интегратором тока с погрешностью  $\pm 1\%$ . Энергетическая шкала ускорителя калибровалась по резонансным пикам реакции  $F(p, \gamma)$ . Ошибка в определении энергии составляла  $\pm 1\%$ . Из-за малой толщины мишени, используемой в эксперименте (потеря энергии на половине толщины составляла  $2,5 \text{ кэВ}$ ), поправка на ионизационные потери энергии пучка в этой мишени не вводилась.

#### Определение дифференциальных сечений реакции

Произведены измерения дифференциальных сечений под углами  $70^\circ$ ,  $90^\circ$  в лабораторной системе координат для реакций  ${}^9\text{Be}(t, \alpha_0){}^8\text{Li}$ ,  ${}^9\text{Be}(t, \alpha_1){}^8\text{Li}^*$ ,  ${}^9\text{Be}(t, d){}^{10}\text{Be}$  в интервале энергий налетающих тритонов  $520 - 1700 \text{ кэВ}$ . Измерения проводились через интервалы энергий  $7 \pm 15 \text{ кэВ}$ . Выход реакции определялся по измерению площади энергетической

ческого спектра, соответствующего рассматриваемому каналу реакции. При определении дифференциальных сечений в целях нормировки использовались литературные данные по абсолютным сечениям реакции  ${}^9\text{Be}(p, \alpha_0){}^6\text{Li}$  значения которых известны с погрешностью  $\pm 7\%/4$ . Для этой цели периодически при измерениях реакции  ${}^9\text{Be} + \text{T}$  в той же геометрии и на той же мишени проводились измерения выхода  $\alpha$  - частиц из реакции



Расчёт проводился по формуле

$$\frac{d\sigma_1}{d\Omega} = \frac{N_T i_p d\sigma_2}{N_p i_T d\Omega}, \quad (1)$$

где:  $N_T, N_p$  - выход частиц из реакции  ${}^9\text{Be} + \text{T}$  и  ${}^9\text{Be} + p$  соответственно,  $\frac{d\sigma_1}{d\Omega}, \frac{d\sigma_2}{d\Omega}$  - дифференциальные поперечные сечения этих реакций в мб/стерад,  $i_p, i_T$  - отсчёты интегратора тока.

При измерениях дифференциальных сечений  $\alpha$  - частиц из реакции  ${}^9\text{Be}(t, \alpha_1){}^6\text{Li}^*$  в интервале энергий 800-1200 кэВ на энергетический спектр этих частиц возможно наложение спектра  $\alpha_1$  - частиц от реакции на углероде, осаждающемся в виде нагара на мишени. Во избежание этой ошибки измерения проводились на новых мишенях, где примеси углерода невелики. Смена мишеней производилась тогда, когда величина пика реакции на углероде составляла  $\approx 1\%$  от пика исследуемой реакции. Наблюдения за величиной пика на углероде проводились по хорошо разрешаемому энергетическому спектру  $\alpha_0$  из реакции  ${}^{12}\text{C}(t, \alpha_0)$  (отношения сечений выхода  $\alpha_0$  и  $\alpha_1$  этой реакции известны /5/).

Данные о дифференциальных сечениях реакции представлены в таблице 1 и на рис. 2 и 3. На рис. 4 представлен типичный спектр продуктов исследуемой реакции, измеренный под углом  $80^\circ$  при энергии ускоренных ионов трития 1156 кэВ. Как видно из рисунка, пики, соответствующие выходу  $\alpha_0$  и  $\alpha_1$ , достаточно хорошо разрешены. В то же время при некоторых углах и энергиях пик дейтонов из-за недостаточного их разрешения выделить с удовлетворяющей нас точностью не удастся. Этим и объяс-

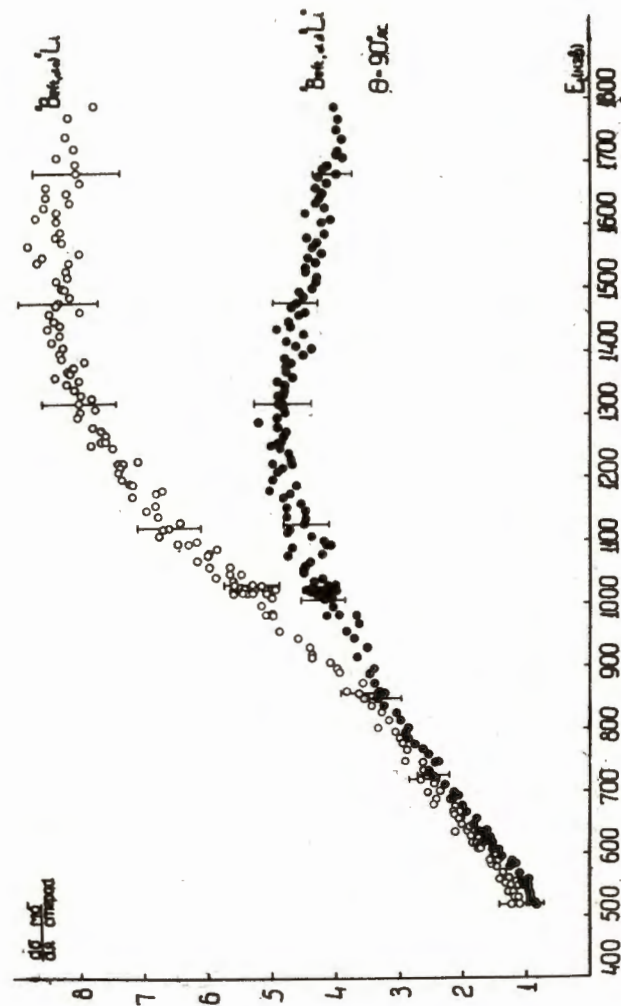


Рис. 2. Дифференциальные сечения реакции  ${}^9\text{Be}(t, \alpha_0){}^6\text{Li}$ ,  ${}^9\text{Be}(t, \alpha_1){}^6\text{Li}^*$  под углом  $90^\circ$  в л.с.к.

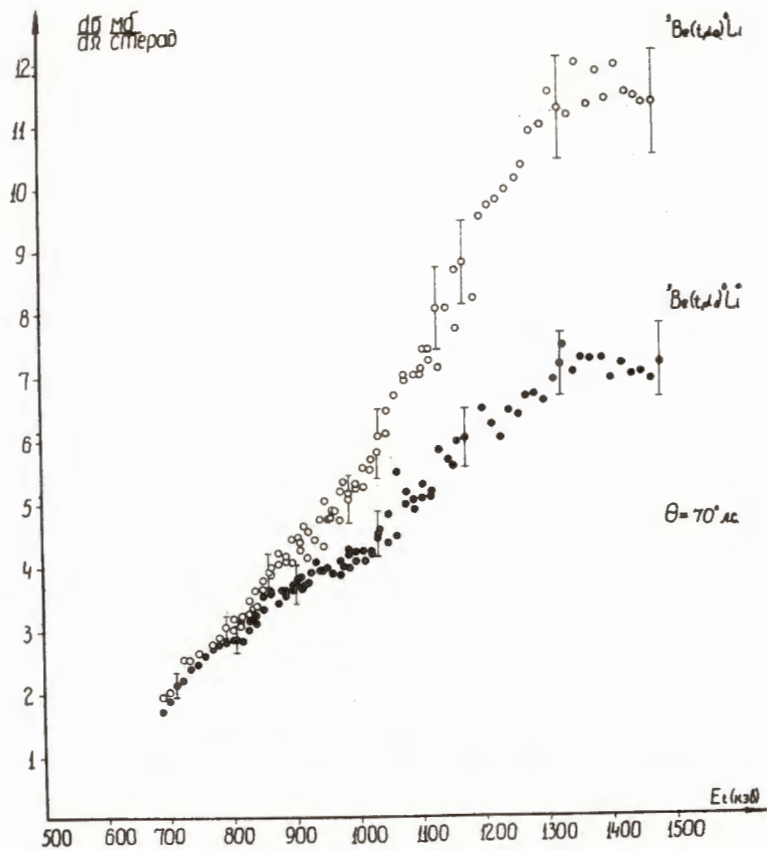


Рис. 2а. Дифференциальные сечения реакций  ${}^8\text{Be}(t, \alpha){}^8\text{Li}$   
 ${}^8\text{Be}(t, \alpha){}^7\text{Li}^*$  под углом  $70^\circ$  в л.с.к.

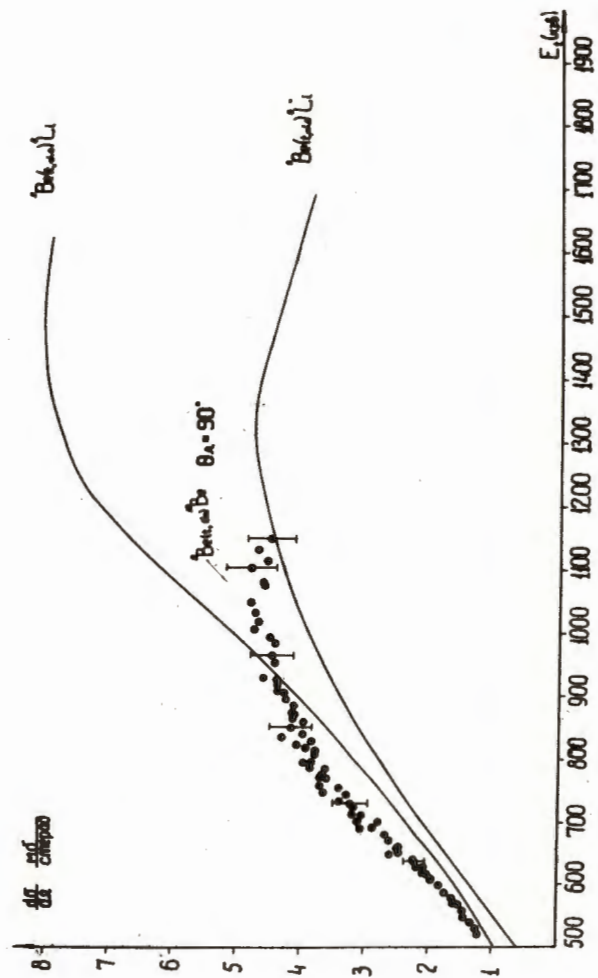


Рис. 3. Дифференциальные сечения реакции  ${}^{10}\text{Be}(t, d){}^{10}\text{Be}$ ,  
 под углом  $90^\circ$  в л.с.к.

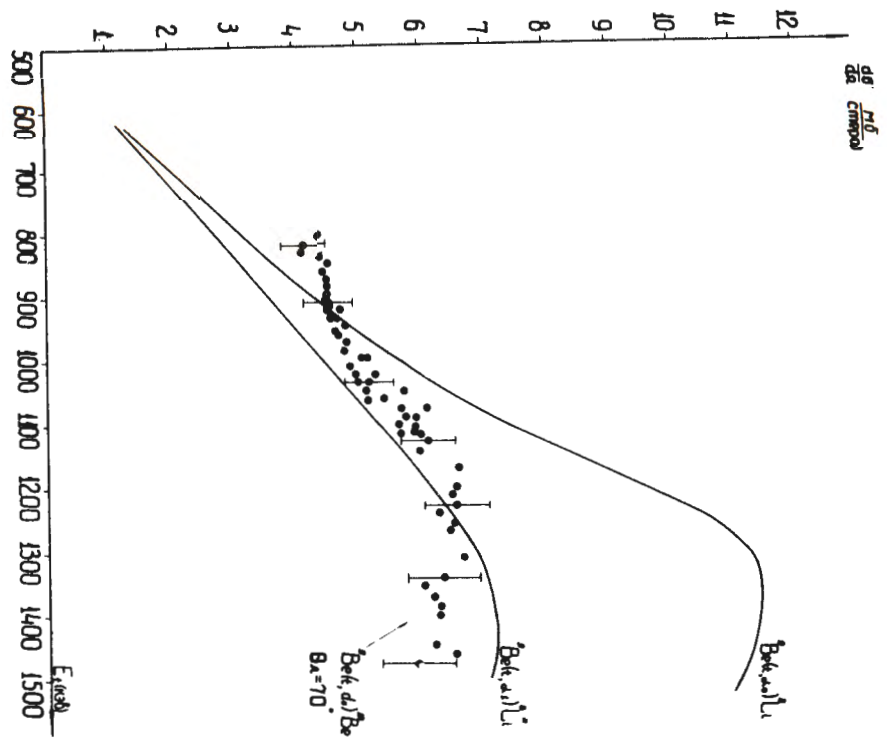


Рис. 3а. Дифференциальные сечения реакций  ${}^9\text{Be}(t,d){}^{10}\text{Be}$  под углом  $70^\circ$  в л.с.к.

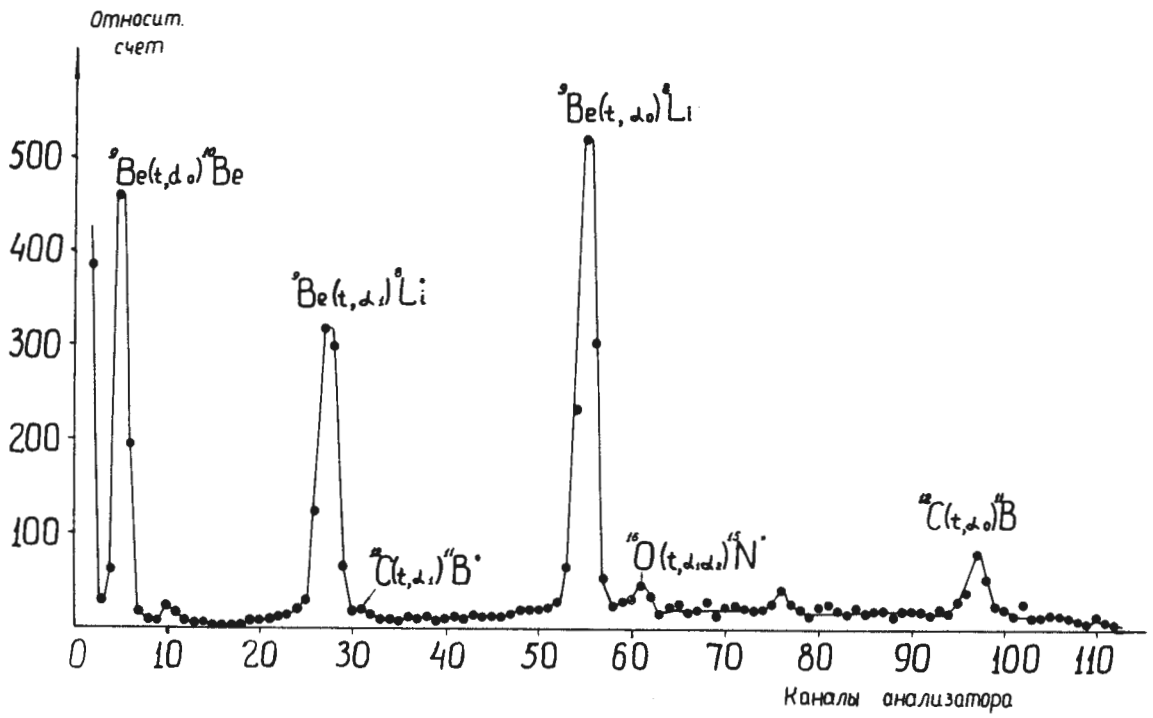


Рис. 4. Типичный энергетический спектр реакции  ${}^9\text{Be} + \text{T}$ , измеренный под углом  $80^\circ$ .  $E_T = 1156$  кэВ.

няется, что этот канал реакции изучен недостаточно полно. Средняя квадратичная ошибка измерения дифференциальных сечений составляет  $\pm 8\%$ . Она складывается из ошибки измерения выхода реакции с учётом фона ( $\pm 3\%$ ), ошибки определения числа падающих тритонов (1%), ошибки нормировки ( $\pm 7\%$ ), ошибки учёта просчётов (1+1,5%).

### Угловые распределения

На рисунках 5,6 представлены результаты измерений угловых распределений  $\alpha$  - частиц реакций  ${}^9\text{Be}(t, \alpha_0){}^8\text{Li}$ ,  ${}^9\text{Be}(t, \alpha_1){}^8\text{Li}^*$ , проведенных в интервале энергий 520–1650 кэВ. Измерения проводились с интервалами  $5 \cdot 10^0$  в диапазоне углов  $15\text{--}160^\circ$  в л.с.к. Из-за большой ошибки выделения площади энергетического спектра дейтронов реакции  ${}^9\text{Be}(t, d){}^{10}\text{Be}$  при малых ( $15\text{--}40^\circ$ ) и больших ( $110\text{--}160^\circ$ ) углах, угловые распределения этого канала реакции не приводятся.

При проведении измерений выход  $\alpha_0, \alpha_1$  под углом  $\theta_i$  в относительных единицах нормировался на отсчёты счётчика монитора, установленного под углом  $90^\circ$ . В полученную величину вводилась поправка, учитывающая просчёты анализатора. Измеренные таким образом относительные значения нормировались по абсолютным значениям сечений для угла  $90^\circ$  в л.с.к. Ошибки каждой точки угловых распределений включают в себя как ошибки в определении выхода реакции на единицу отсчёта монитора, так и ошибки нормировки полученной величины по кривой абсолютных значений дифференциальных сечений реакции под углом  $90^\circ$ .

Все угловые распределения представлялись в виде разложения по полиномам Лежандра вида:

$$f(\theta) = \frac{1}{k^2} \sum_L a_L P_L(\cos \theta),$$

где  $k$  - волновое число,  $a_L$  - коэффициенты разложения по полиномам Лежандра.

Полные сечения реакции определялись по формуле

$$\sigma = \frac{4\pi}{k^2} a_0.$$



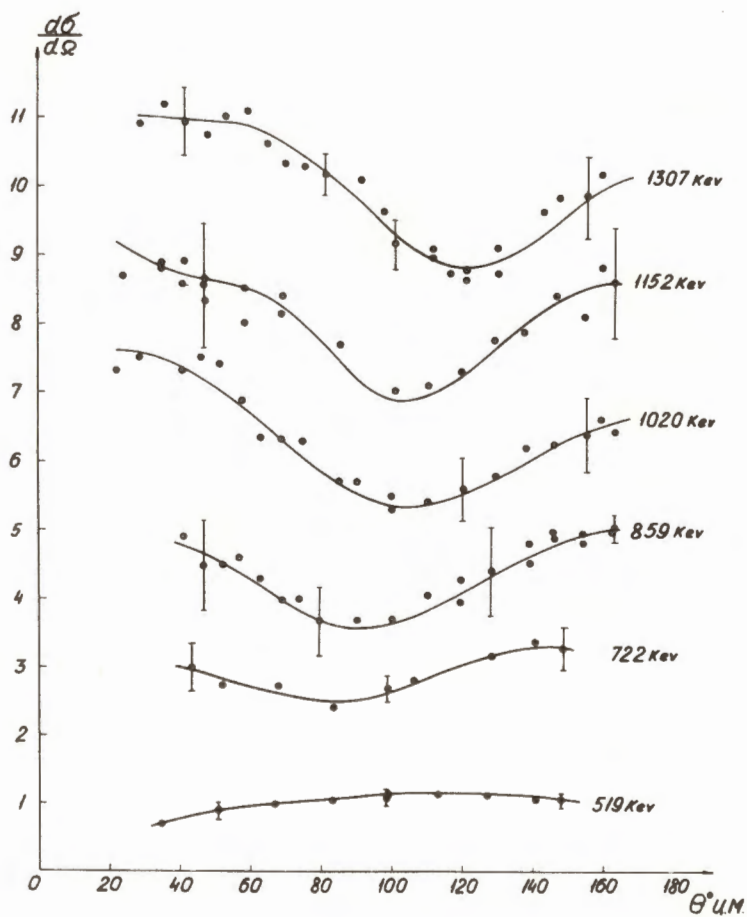


Рис. 5. Угловые распределения  $\alpha$  - частиц из реакции  ${}^9\text{Be}(t, \alpha_0){}^8\text{Li}$  в интервале энергий 519 кэв - 1302 кэв. Данные по оси ординат в мбарн/стерад. Углы представлены в с.ц.м. Начало шкалы сечения для кривой при  $E_T = 1307$  кэв сдвинуто вверх относительно шкалы для  $E_T = 1152$  кэв на 1 мбарн/стерад.

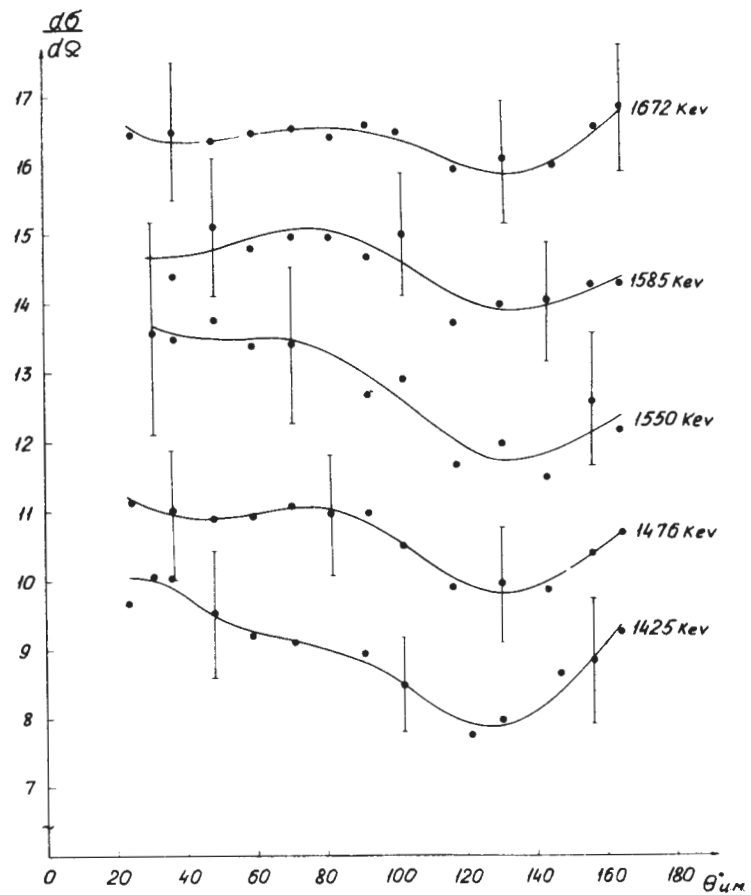


Рис. 5а. Угловые распределения  $\alpha$ -частиц из реакции  ${}^9\text{Be}(t, \alpha_1){}^8\text{Li}^*$  в интервале энергий 1425 кэв - 1672 кэв. Данные по оси ординат в мбарн/стерад. Углы представлены в с.п.м. Начало шкал сечений для кривых при энергиях 1476 кэв, 1550 кэв, 1585 кэв, 1672 кэв соответственно сдвинуто вверх относительно кривой для  $E_T = 1425$  кэв на 2,4,6,8 мбарн/стерад.

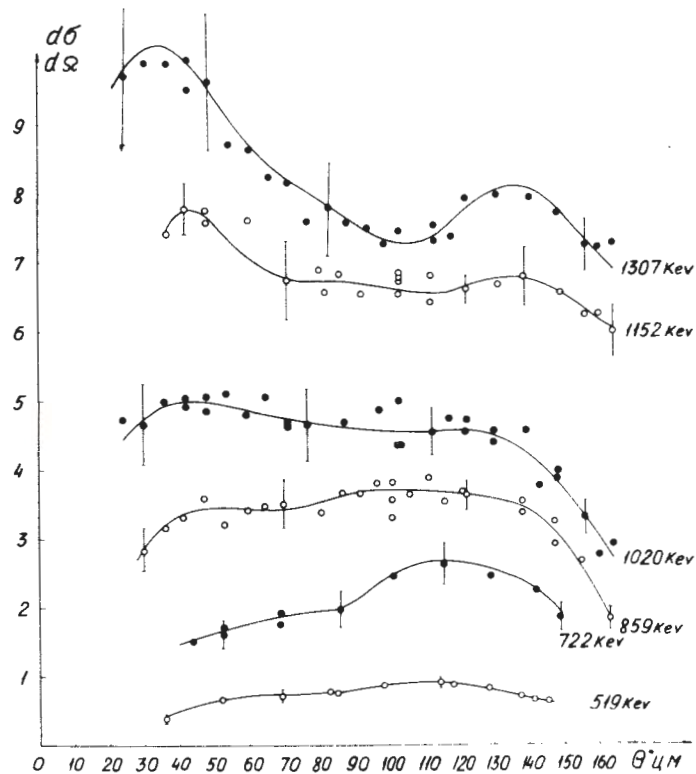


Рис. 6. Угловые распределения  $\alpha$ -частиц из реакции  ${}^9\text{Be}(t, \alpha_1){}^8\text{Li}^*$  в интервале энергий 519 - 1307 кэв. Данные по оси ординат в мбарн/стерад. Углы в с.п.м. Начало шкал сечений для кривых при энергиях 1152, 1307 кэв сдвинуто вверх относительно кривой для  $E_T = 1020$  кэв на 2, 3 мбарн/стерад соответственно.

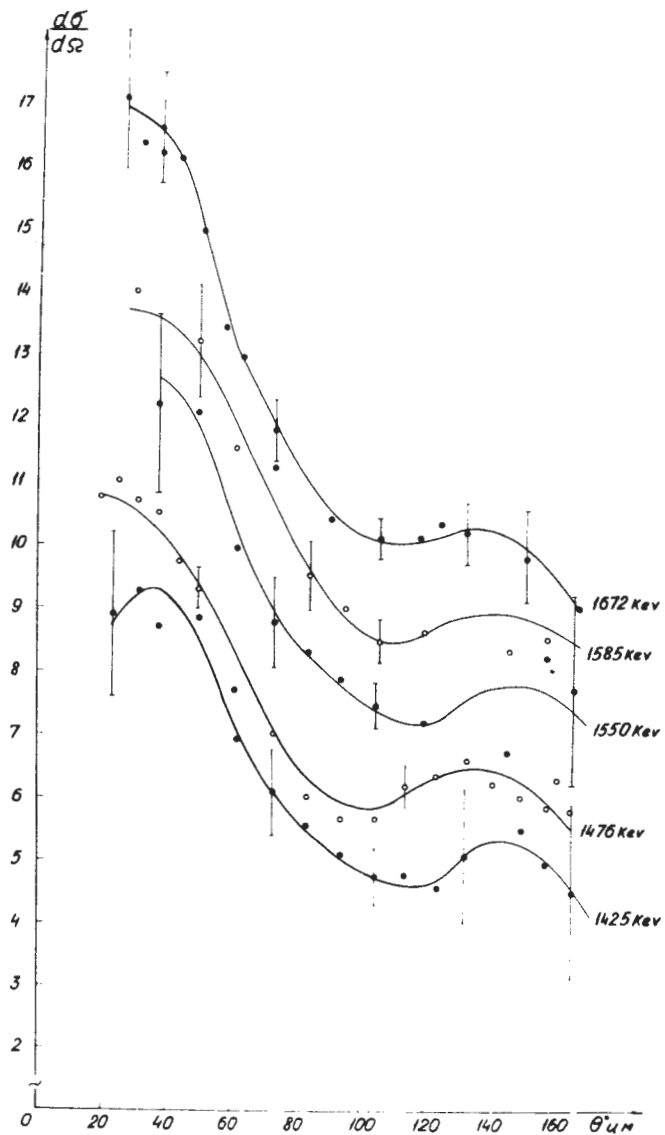


Рис. 6а. Угловые распределения  $\alpha$ -частиц из реакции  ${}^9\text{Be}(t, \alpha){}_6\text{Li}^*$  в интервале энергий 1425 - 1672 кэв. Данные по оси ординат в мбарн/стерад. Углы в с.п.м. Начало шкал сечений для кривых при энергиях 1476, 1550, 1585, 1672 кэв сдвинуто вверх относительно кривой для  $E_T = 1425$  кэв на 1, 3, 4, 6 мб/стерад соответственно.

Вычисления проводились на электронной вычислительной машине. Критерием для выбора высших порядков полиномов Лежандра служила наилучшая подгонка теоретической кривой к экспериментальным точкам (минимум  $\chi^2$ ).

На рис. 7 представлены полные сечения  $\alpha$  каналов реакции. В таблице II, III представлены коэффициенты разложения угловых распределений по полиномам Лежандра при различных энергиях для соответствующих каналов реакции (все коэффициенты разделены на  $k^2$ ). В интервале энергий 1405 - 1585 кэв, где, согласно работе [1], найдены четыре резонансных уровня, угловые распределения измерены в точках резонансов и вблизи от них.

#### Измерение упругого рассеяния

В работе измерялось сечение упругого рассеяния тритонов на в интервале энергий 600-1700 кэв под углами  $70^\circ$  и  $90^\circ$ , для которых соотношение между эффектом и фоном было наилучшим (см. рис. 8). Результаты нормировались по сечениям реакции  ${}^9\text{Be} + \text{P}$ .

Расчет сечения проводился по формуле (1), указанной ранее.

Для оценки вклада в упругое рассеяния ядерной компоненты рассеяния дифференциальные сечения относились к расчетным значениям Резерфордского рассеяния  $d\sigma/d\Omega$  (рис. 9). Как видно, для угла  $70^\circ$

отношение  $\frac{d\sigma}{d\Omega} / \frac{d\sigma}{d\Omega}$ , начиная с энергии 1200 кэв, отклоняется от единицы, достигая значения 1,3 при энергии 1,7 Мэв. Для угла  $90^\circ$ , начиная с энергии  $\approx 900$  кэв, это отношение монотонно убывает, принимая значение 0,8 при энергии 1,7 Мэв. В целях контроля правильности проведенных измерений одновременно с измерением упругого рассеяния реакции  ${}^9\text{Be}(t, t^*){}^9\text{Be}$  были проведены измерения выхода тритонов, упруго рассеянных на золоте, нанесенном (как указывалось ранее) на эту мишень. Из-за большого заряда ядра золота основной вклад в рассеяние на этом ядре вносит рассеяние Резерфорда, в связи с чем отношение экспериментальных данных к расчетным должно быть равно единице, что действительно имеет место (рис. 9). Средняя квадратичная ошибка определения отношения сечения упругого рассеяния тритонов на  ${}^9\text{Be}$  к ре-

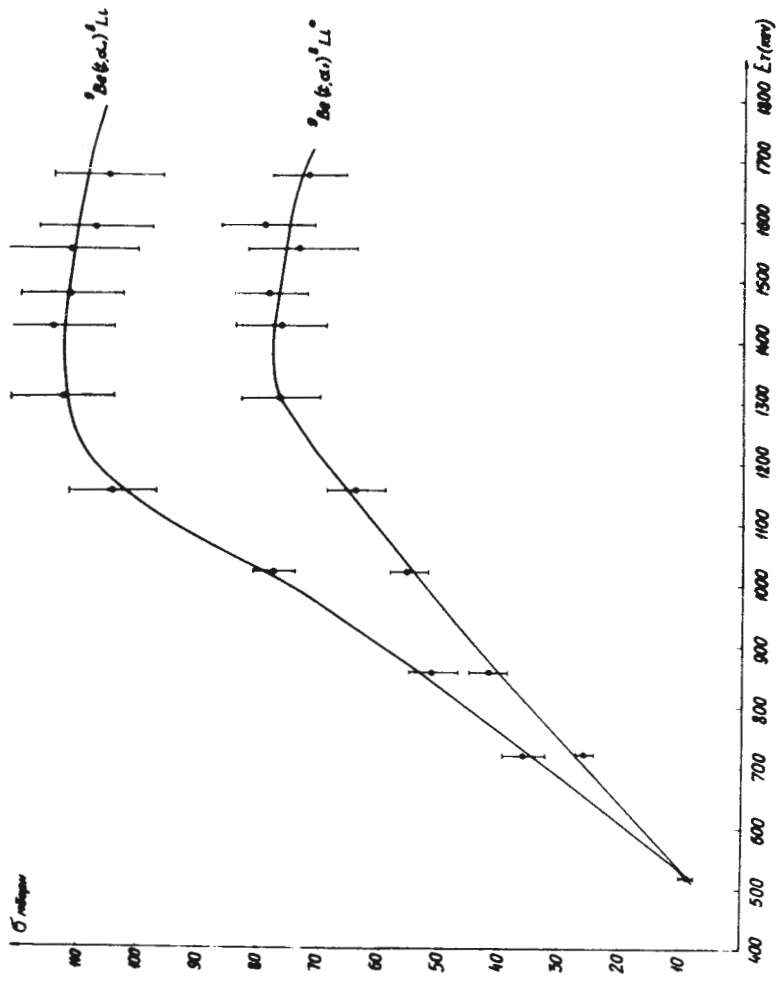


Рис. 7. Полные сечения реакции  ${}^9\text{Be}(t, \alpha_0){}^6\text{Li}$ ,  ${}^9\text{Be}(t, \alpha_1){}^8\text{Li}$ .

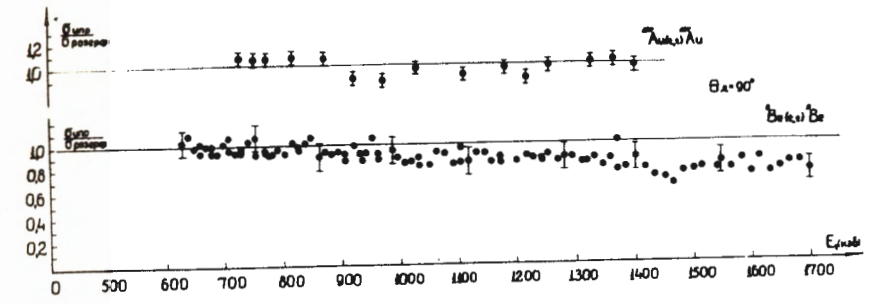


Рис.

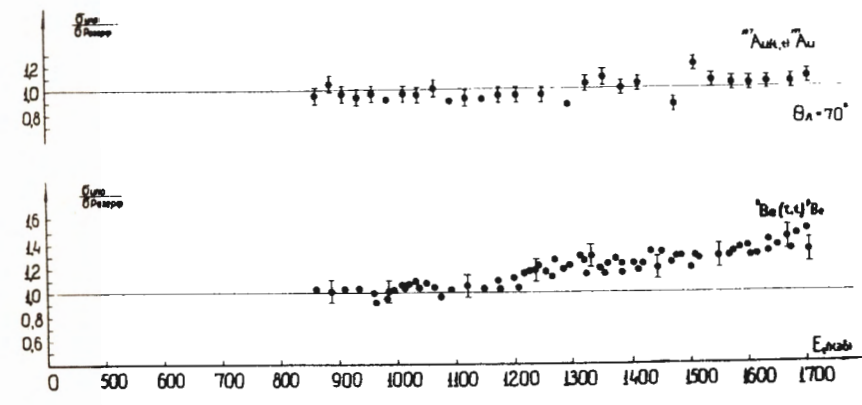


Рис. 9. Зависимость  $\frac{d\sigma}{d\Omega} / \frac{d\sigma}{d\Omega}$  от энергии ускоренных ионов трития, измеренная под углами  $70^\circ$  и  $90^\circ$  в л.с.к.

резерфордовскому составляет  $\pm 9\%$ . Она складывается на ошибки определения числа импульсов в пике упругого рассеяния ( $\pm 3\%$ ), ошибки определения числа тритонов, падающих на мишень ( $\pm 1\%$ ), ошибки определения числа атомов мишени по измерению выхода  $\alpha_0$  частиц реакции  ${}^9\text{Be}(p, \alpha)$  ( $\pm 7\%$ ), ошибки в определении угла установки детектора по отношению к пучку ( $\pm 0,5\%$ ), ошибки в определении энергии ( $\pm 1\%$ ), которая в соответствии с расчётной формулой Резерфорда определяет ошибку при расчёте сечения, равную  $\pm 2\%$ . Средняя квадратичная ошибка отношения дифференциальных сечений рассеяния на золоте к резерфордовскому рассеянию не превышает  $\pm 6\%$ .

### Обсуждение результатов

Как видно из таблиц и рисунков, угловые распределения имеют устойчивый, слабо изменяющийся с энергией характер. Коэффициенты разложения  $a_l$  по полиномам Лежандра во всем исследуемом интервале энергий имеют плавный характер; основной вклад в распределение вносит коэффициент  $a_0$ . Наблюдаемые небольшие максимумы и минимумы в энергетическом ходе коэффициентов высших порядков почти не выходят за пределы ошибок.

Эти же заключения относятся к измерениям угловых распределений в специально выбранных точках, где, согласно работе /1/, наблюдались резонансные уровни. Из таблиц видно, что и в этой области энергий все коэффициенты разложения по полиномам Лежандра имеют регулярную энергетическую зависимость, что в пределах ошибок измерений указывает на отсутствие перекрывающихся резонансов по каналу заряженных частиц.

Все это в совокупности с данными упругого рассеяния говорит о том, что резонансная структура, проявившаяся в работе /1/, настоящими экспериментами не подтверждается. Тем не менее окончательное заключение о наличии или отсутствии уровней составного ядра  ${}^{12}\text{C}$  целесообразно все же сделать после непосредственных измерений нейтронного канала реакции более совершенной, чем в работах /1,2/, методикой. Полученные данные дают возможность говорить лишь о малой величине  $\alpha$ -частичных ширин указанных уровней, что может быть связано с малым зна-

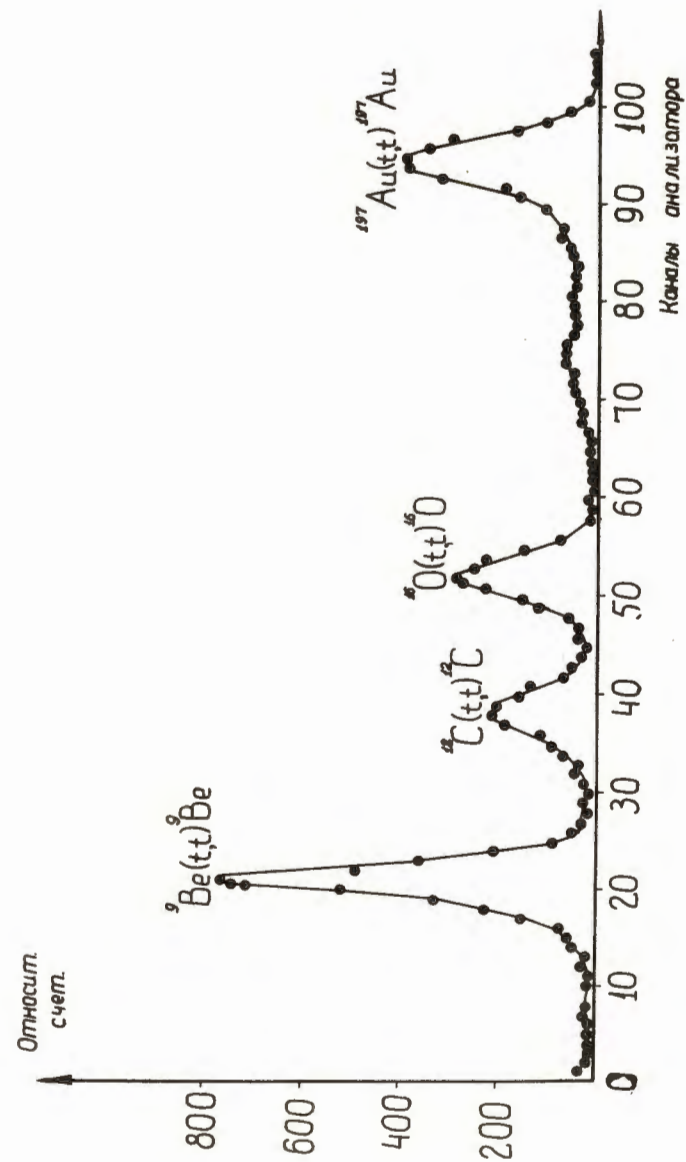


Рис. 8. Типичный энергетический спектр углового рассеяния трития на  ${}^9\text{Be}$  под углом  $70^\circ$ .  $E_p = 1354$  кэВ.

чением  $Q$ -реакции. Не исключено, что отсутствие в наших измерениях резонансов может быть результатом того, что величины спиновых уровней (если они существуют) велики и что кулоновский и центробежный барьеры препятствуют вылету заряженных частиц с большими орбитальными моментами. Для реакции  ${}^9\text{Be}(t, \alpha){}^{11}\text{B}$  ( $Q = 9,56\text{МэВ}$ ) это ограничение отсутствует. Поскольку механизм составного ядра проявляется недостаточно явно, сделано предположение, что реакции  $(t, \alpha_0)$ ,  $(t, \alpha_1)$  идут через прямой механизм. Для этой цели был проведен ряд расчётов по методу искаженных волн с целью описания угловых распределений указанных реакций. Расчёт велся по программе, разработанной в работе/5/ в предположении нулевого радиуса сил, ответственных за реакцию. Поскольку оптические параметры для рассеяния трития на  ${}^9\text{Be}$  и  $\alpha$ -частиц на  ${}^8\text{Li}$  были неизвестны, нами использовались оптические параметры, взятые из работы/7,8/.

Расчёты показали, что выбранными параметрами не удается описать угловые распределения канала  $(t, \alpha_0)$ , а для канала  $(t, \alpha_1)$  для максимальной энергии 1672 кэВ можно получить лишь качественное согласие между теоретическими и экспериментальными распределениями (см.рис. 10). Таким образом, сколько-нибудь определенных заключений о роли этого механизма также сделать нельзя.

Авторы благодарны Б.Новацкому за помощь в подготовке эксперимента и получении предварительных результатов, В.И.Фурману за помощь в обработке результатов и обсуждения, И.В.Сизову за интерес к работе и ценные советы.

#### Л и т е р а т у р а

1. А.К.Вальтер и др. Украинский Физический журнал Т. VI, №4 (1961), стр. 460.
2. В.И.Серов и др. Журнал "Атомная энергия" т.12, 5-11, 1962 г.
3. Г.М.Осетинский. Цзен Най Гун, И.А. Чепурченко. Препринт ОИЯИ № 1172, 1962.
4. G.Weber, L.W.Davis and T.B.Marion. Phys. Rev., v104, 1307(1956).

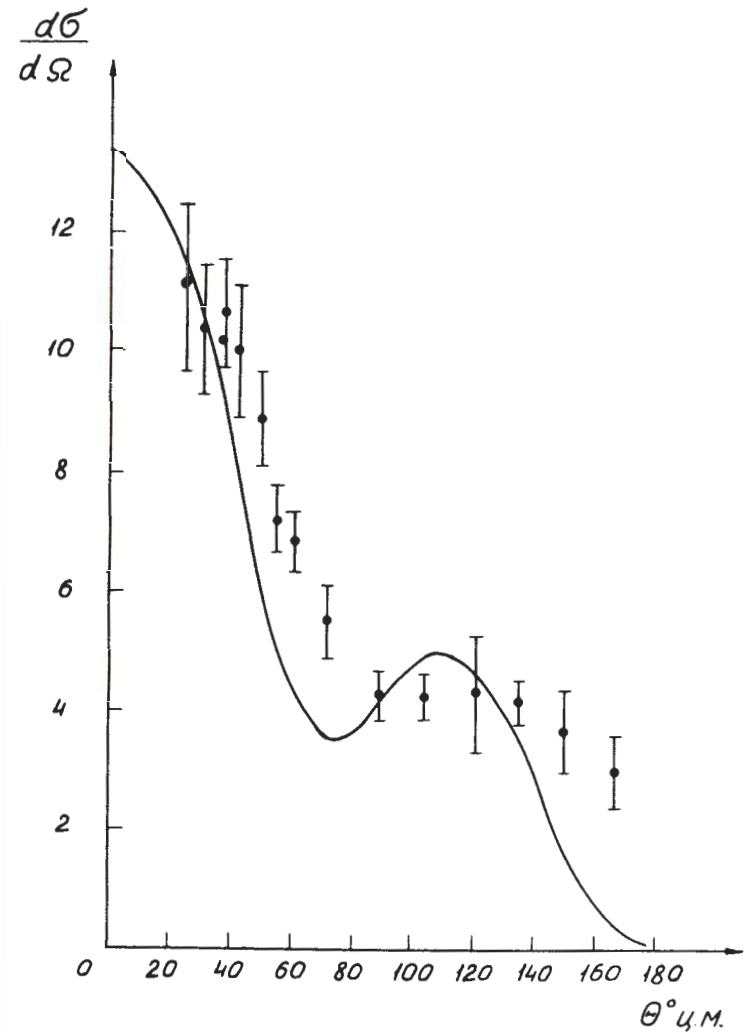


Рис. 10. Угловое распределение реакции  ${}^9\text{Be}(t, \alpha){}^8\text{Li}^*$ . Сплошная кривая - расчётные значения по методу искаженных волн.  $E_T = 1672$  кэВ.

5. А.В.Громов, А.П.Кобзев, К.Недведюк, С.С.Паржицкий, В.И.Салацкий, И.В.Сизов, В.И.Фурман. Препринт ОИЯИ № 1684, 1964.
6. К.А.Гриднев, П.В.Краснов, И.Н.Кухтина, В.К.Лукьянов, В.И.Никитина, В.И.Фурман. Препринт ОИЯИ № 2458, 1965.
7. J.P.Schapira, J.O.Newton, P.S.Bloke and D.J.Jacobs Nucl. Phys., v 80, 565 (1966).
8. R.B.Schwartz, H.D.Holmgren, L.M.Cameron and A.R.Knodson, Phys. Rev., v 134, 577 (1964).

Рукопись поступила в издательский отдел

5 июля 1968 года.

Таблица I  
Дифференциальные сечения реакций  ${}^8\text{Be}^{++}$   
под углом  $90^\circ$  л.с.к.

Энергия ионов третия (кэВ)	${}^8\text{Be}(t, \alpha_0){}^8\text{Li}$		${}^8\text{Be}(t, \alpha_1){}^8\text{Li}^*$		${}^8\text{Be}(t, d_0){}^{10}\text{Be}$	
	сечение мб/стер.	Эксперим. ошибка мб/стер.	сечение мб/стер.	эксперим. ошибка мб/стерад.	сечение мб/стер.	эксперим. ошибка мб/стер.
519	1,04	1,08	0,8	0,064	1,2	0,09
539	1,2	0,09	0,95	0,08	1,37	0,1
558	1,35	0,11	1,09	0,09	1,50	0,1
578	1,50	0,12	1,25	0,1	1,7	0,1
597	1,65	0,13	1,40	0,11	1,92	0,2
617	1,82	0,15	1,54	0,12	2,1	0,2
627	1,9	0,15	1,63	0,13	2,22	0,2
648	2,08	0,17	1,78	0,14	2,4	0,2
668	2,23	0,18	1,94	0,16	2,7	0,2
689	2,4	0,19	2,1	0,17	2,9	0,2
711	2,57	0,21	2,27	0,18	3,1	0,3
747	2,87	0,23	2,53	0,2	3,45	0,3
775	31	0,25	2,74	0,21	3,7	0,3
813	3,4	0,27	2,98	0,24	3,9	0,3
848	3,69	0,3	3,2	0,26	4,1	0,3
895	3,13	0,25	3,48	0,28	4,3	0,3
930	4,46	0,36	3,7	0,3		
968	4,84	0,39	3,92	0,31	4,54	0,4
1007	5,24	0,42	4,14	0,33		
1039	5,61	0,45	4,32	0,35	4,70	0,4
1079	6,05	0,48	4,68	0,36		
1132	6,58	0,53	4,62	0,37	4,7	0,4
1186	7,04	0,56	4,72	0,38		
1242	7,47	0,6	4,8	0,38		
1299	7,85	0,63	4,79	0,38		
1343	8,05	0,64	3,74	0,3		
1402	8,22	0,66	4,68	0,37		
1460	8,34	0,67	4,56	0,36		
1523	8,4	0,67	4,42	0,35		
1585	8,37	0,67	4,28	0,34		
1648	8,27	0,66	4,15	0,33		
1710	8,15	0,65	4,00	0,3		
1810	7,96	0,64	3,84	0,31		

Таблица II  
 значений коэффициентов разложения угловых распределений  
 по полным лемандам реакции  $^9\text{Be}(n,\alpha)^6\text{Li}$

№	Э МэВ	$\sigma$ мб/ДН	по полным лемандам реакции $^9\text{Be}(n,\alpha)^6\text{Li}$												
			$^0$	$^1$	$^2$	$^3$	$^4$	$^5$	$^6$	$^7$	$^8$	$^9$			
1.	1672	105 ±9,11	0,1136 ±0,0098	0,0025 ±0,0032	0,0009 ±0,0042	-0,0037 ±0,0051	0,0075 ±0,0054								
2.	1585	107,7 ±9,58	0,1105 ±0,0098	0,00682 ±0,0058	-0,00508 ±0,0096	-0,0057 ±0,0094	0,0059 ±0,0074								
3.	1550	111,3 ±10,7	0,1117 ±0,0107	0,0149 ±0,0060	-0,00105 ±0,0082	-0,0058 ±0,0102	0,0074 ±0,0122	0,00076 ±0,0109							
4.	1476	108,3 ±9,52	0,1035 ±0,0090	0,0080 ±0,0034	-0,00041 ±0,0045	-0,0046 ±0,0052	0,0077 ±0,0057	0,00052 ±0,0059							
5.	1425	111,9 ±10,5	0,1032 ±0,0097	0,0118 ±0,0035	0,0077 ±0,0043	-0,0038 ±0,0048	0,0087 ±0,0052	-0,0013 ±0,0057							
6.	1307	112,5 ±8,1	0,095 ±0,0068	0,0128 ±0,0013	0,0055 ±0,0018	-0,0094 ±0,0022	0,0026 ±0,0023	0,0012 ±0,0024							
7.	1152	100,16 ±7,63	0,074 ±0,0056	0,0069 ±0,0036	0,0117 ±0,0017	-0,0056 ±0,0023	0,0029 ±0,0024	0,0058 ±0,0024	0,00187 ±0,0026						
8.	1020	77,85 ±3,32	0,051 ±0,0021	0,0074 ±0,0033	0,0097 ±0,0017	-0,0032 ±0,0091	-0,0018 ±0,0015	-0,00024 ±0,0012							
9.	859	51,3 ±1,8	0,028 ±0,001	-0,0012 ±0,0014	0,0061 ±0,0069	-0,0023 ±0,002	-0,0033 ±0,0019	-0,0014 ±0,0014							
10.	722	36,2 ±3,24	0,0169 ±0,00151	-0,00129 ±0,00107	0,0026 ±0,00175	0,00107 ±0,00148	-0,00152 ±0,00174								
11.	519	8,8 ±1,0	0,00295 ±0,00034	-0,00096 ±0,00016	-0,0016 ±0,00017	-0,00045 ±0,00029	-0,00082 ±0,00023	-0,00078 ±0,00027							



Таблица III  
 значений коэффициентов разложения угловых распределений по  
 полиномам Лежандра реакции  ${}^A_Z X(\alpha, \alpha_1) {}^B_L Y$

№	E Мэв	$\sigma_0$ мбарн	$a_0$	$a_1$	$a_2$	$a_3$	$a_4$	$a_5$	$a_6$	$a_7$
1.	I 672	72,88 +5,82	0,0788 +0,0031	0,0503 +0,0060	0,0303 +0,0050	0,0087 +0,0048	-0,014 +0,0050	-0,0044 +0,0040	-0,0089 +0,0043	
2.	I 585	79,5 +7,43	0,081 +0,0076	0,039 +0,007	0,022 +0,0086	-0,0042 +0,0095	-0,0109 +0,0073	0,00407 +0,0089		
3.	I 550	73,0 +9,02	0,073 +0,009	0,032 +0,0143	0,015 +0,0182	-0,0114 +0,0199	-0,0177 +0,0128	-0,0142 +0,0135	-0,0147 +0,0144	
4.	I 476	78,2 +2,38	0,0747 +0,0022	0,0287 +0,0020	0,0221 +0,0022	0,043 +0,0022	-0,0177 +0,0026	-0,00116 +0,0023	0,00138 +0,0027	
5.	I 425	76,0 +8,1	0,070 +0,0075	0,026 +0,0055	0,0151 +0,0059	-0,0061 +0,0063	-0,015 +0,0082	-0,0069 +0,0060	-0,0123 +0,0084	
6.	I 307	77,7 +3,56	0,065 +0,0030	0,012 +0,0023	0,0085 +0,0021	-0,00046 +0,0019	-0,0016 +0,0022	-0,00029 +0,0024	-0,0070 +0,0022	-0,0030 +0,0022
7.	II 52	58,01 +5,03	0,043 +0,0038	-0,0012 +0,0025	-0,0076 +0,0035	-0,0107 +0,0041	-0,0161 +0,0043	-0,0105 +0,0043	-0,0106 +0,0032	-0,0044 +0,0023
8.	I 020	56,95 +3,26	0,037 +0,0022	0,0042 +0,0009	-0,0048 +0,0012	0,0021 +0,0014	-0,0059 +0,0014	0,00041 +0,0014	-0,0017 +0,0012	

Продолжение таблицы III

№ п/п	№ мзв	σ <sub>0</sub> мбарн	σ <sub>0</sub>												
			а <sub>0</sub>	а <sub>1</sub>	а <sub>2</sub>	а <sub>3</sub>	а <sub>4</sub>	а <sub>5</sub>	а <sub>6</sub>	а <sub>7</sub>	а <sub>8</sub>	а <sub>9</sub>			
9.	859	42,12	0,023	-0,00068	-0,0063	0,0012	-0,0053	-0,00031	-0,0030	0,00047					
		±3,40	±0,0019	±0,00075	±0,00098	±0,00125	±0,00127	±0,00138	±0,00116	±0,00109					
10.	722	29,58	0,0138	0,0043	-0,0042	0,015	-0,0056	-0,0099	-0,0045	0,0059					
		±4,37	±0,0020	±0,0052	±0,0065	±0,0089	±0,0064	±0,0068	±0,0038	±0,0034					
11.	519	8,67	0,0029	-0,00099	-0,00109	-0,00065	-0,00023	-0,00075	0,00033						
		±1,28	±0,00043	±0,00024	±0,00061	±0,00044	±0,00079	±0,00048	±0,00067						