

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА



СЗ439

A-17

2685/2-73

23/11.7

P15 - 7128

М.Абузейд, Ким Сын Нам, Г.М.Осетинский,  
Я.Тыкэ, Б.Фрьцин

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕАКЦИИ  $^{15}\text{N} (t, \alpha) ^{14}\text{C}$

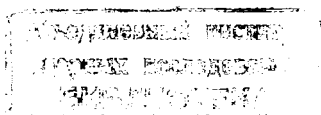
**1973**

ЛАБОРАТОРИЯ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

P15 - 7128

М.Абузейд, Ким Сын Нам, Г.М.Осетинский,  
Я.Тыкэ, Б.Фрьщин

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕАКЦИИ  $^{15}\text{N}$  (t,  $\alpha$ )  $^{14}\text{C}$



Настоящая работа выполнена с целью исследования механизма реакции, определения дифференциальных и полных сечений реакции  $^{15}\text{N}(t, \alpha_0)^{14}\text{C}, ^{15}\text{N}(t, \alpha_1)^{14}\text{C}^*$ . В задачу эксперимента также входило исследование функции возбуждения этих реакций с целью обнаружения резонансных уровней ядра  $^{18}\text{O}$  в доступном для нас интервале энергий возбуждения 16,5 - 17,2 Мэв. До настоящей работы этот интервал энергий возбуждения для указанного ядра мало исследовался. Полученные данные по дифференциальным сечениям представляют дополнительный интерес в связи с проводимым нами в настоящий момент исследованием реакции  $^{15}\text{N}(^3\text{He}, \alpha_1)^{14}\text{N}^*$ . Получающиеся в результате этих реакций конечные ядра  $^{14}\text{C}$  и  $^{14}\text{N}^*$  принадлежат одному мультиплету по изотопическому спину, в связи с чем определение отношения дифференциальных сечений этих реакций поможет дать сведения о степени сохранения изотопического спина.

### *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 коллиматор длиной 100 мм, диаметром 2 мм, попадали на газовую мишень, установленную в центре камеры реакции.

В работе использовались газовые мишени двух типов: "длинная" - для абсолютных измерений дифференциальных сечений, и "точечная" - для измерений угловых распределений. Мишень наполнялась азотом с концентрацией  $^{15}\text{N}$  - 99,2% до давления 30-35 мм. рт.ст. Давление измерялось микроманометром с погрешностью  $\pm 0,5\%$ . Конструкция камеры и мишени описана ранее /1/.

При измерении абсолютных значений дифференциальных сечений продукты реакции детектировались кремниевым поверхностно-барьерным детектором, установленным под соответствующим углом. Измерение угловых распределений осуществлялось двумя кремниевыми поверхностно-барьерными детекторами. Один из них, неподвижный, устанавливался под углом  $45^\circ$  к пучку и являлся монитором. Другой детектор располагался на кронштейне, который мог устанавливаться под различными углами в интервале углов  $0 - 155^\circ$ . Энергетическое разрешение обоих детекторов составляло 25 - 30 кэв по  $\alpha$ -частицам  $^{238}\text{Pu}$ . Импульсы от детекторов усиливались малошумящими усилителями и детектировались 128-канальным амплитудным анализатором. Для уменьшения ошибок просчетов импульсы от основного детектора и детектора монитора с помощью электронной схемы направлялись на один и тот же 128-канальный анализатор импульсов. Блок-схема устройства представлена на рис. 1.

Информация по дифференциальным сечениям и угловым распределениям извлекалась из определения площади энергетических спектров  $\alpha$ -частиц, измеренных при различных углах и энергиях. Для исключения попадания в детектор тритонов, упруго-рассеянных на ядрах  $^{15}\text{N}$  и фольге мишени /в случае использования точечной мишени/ между мишенью и детектором помещалась алюминиевая фольга. Толщина подбиралась минимально необходимой для надежного поглощения падающего пучка тритонов.

### Результаты измерений

Абсолютные измерения дифференциальных сечений под углами  $45^\circ$ ,  $90^\circ$  проводились на "длинной" газовой мишени через интервалы энергий 20 кэв. Для исключения ошибок, связанных с определением геометрического фактора, чистоты пучка, выход  $\alpha$ -частиц из реакции нормировался по выходу  $\alpha$ -частиц реакции  $D(t, \alpha)_n^{1/2}$ .

В таблице 1 представлены ошибки эксперимента.

Таблица 1

Ошибки эксперимента	Реакции $^{15}\text{N}(t, \alpha_0)^{14}\text{C}$	$^{15}\text{N}(t, \alpha_1)^{14}\text{C}^*$
1. Определение выхода реакции с учетом фона	1,5% при $E_t = 1,02$ Мэв 8% при $E_t = 0,86$ Мэв	2,5% при $E_t = 1,62$ Мэв 10% при $E_t = 0,86$ Мэв
2. Определение числа атомов $^{15}\text{N}$ в мишени	0,5%	0,5%
3. Определение числа частиц, падающих на мишень	1%	1%
4. Определение числа атомов $D_2$ в мишени	1%	1%
5. Сечение реакции $D(t, \alpha)_n^{1/2}$	2,5%	2,5%
6. Статистическая ошибка при определении выхода реакции $D(t, \alpha)_n$	1%	1%
7. Полная квадратичная ошибка определения дифференциальных сечений	3,5% при $E_t = 1,62$ Мэв 9% при $E_t = 0,86$ Мэв	4% при $E_t = 1,62$ Мэв 10% при $E_t = 0,86$ Мэв

Таблица II

$E, \text{ Мэв}$	1,16	1,19	1,29	1,37	1,45
$\sigma, \text{ мбарн}$	3,8	4,65	9,67	13,4	17,6
$\pm \Delta \sigma, \text{ мбарн}$	0,2	0,16	0,4	0,4	0,5

Ошибка в определении энергии тритонов в центре мишени находится в пределах 2,5-1,5% при энергиях 0,82-1,62 Мэв соответственно. Разброс по энергиям тритонов во входном окошке мишени - не более 20 кэв.

На рис. 2 и 3 представлены дифференциальные сечения реакции для каналов  $\alpha_0$  и  $\alpha_1$ , измеренных под углами  $45^\circ$ ,  $90^\circ$  в л.с. Ошибки на кривых - статистические.

На рис. 4 представлены результаты измерений угловых распределений для канала  $\alpha_0$ . Измерение проводилось с шагом  $5 \pm 10$  градусов в диапазоне углов  $1,2^\circ - 155^\circ$  в лабораторной системе координат. Значение минимального эффективного угла, при котором возможны измерения, получено расчетным путем по методу, изложенному в работе /3/. Ошибки каждой точки угловых распределений включают как ошибки в определении выхода реакции, так и ошибки нормировки кривой выхода по известной кривой абсолютных дифференциальных сечений под углом  $90^\circ$ . Их значения при всех энергиях изменялись от 4% до 7% при изменении углов от  $0^\circ$  до  $155^\circ$  соответственно /ошибки на графике не указаны/.

Угловые распределения реакции  $^{15}\text{N}(t, \alpha_1)^{14}\text{C}^*$  не измерялись из-за больших погрешностей в определении площади пика  $\alpha_1$ , при малых / $0-35^\circ$ / и больших / $110-135^\circ$ / углах. Полные сечения реакции  $^{15}\text{N}(t, \alpha_0)^{14}\text{C}$  представлены в таблице II.

#### Обсуждение результатов

Как видно из рисунков, дифференциальные сечения реакции  $^{15}\text{N}(t, \alpha_0)^{14}\text{C}$ ,  $^{15}\text{N}(t, \alpha_1)^{14}\text{C}^*$ , измеренные под углами  $45^\circ$ ,  $90^\circ$  в интервале энергий 0,82 - 1,62 Мэв, с ростом энергии растут. То же самое можно сказать о кривой полных сечений реакции  $^{15}\text{N}(t, \alpha_0)^{14}\text{C}$ . Полные сечения принимают значения  $3,8 \pm 0,2$  мбарна при энергии 1,16 Мэв, плавно достигая значений  $17,6 \pm 0,5$  мбарн при энергии 1,45 Мэв. Резонансной структуры на кривых возбуждения не наблюдается. Угловые распределения  $\alpha$ -частиц реакции  $^{15}\text{N}(t, \alpha)^{14}\text{C}$  имеют явно выраженный несимметричный относительно  $90^\circ$  ха-

рактир. Они вытянуты под малыми углами во всем интервале энергий и имеют устойчивый, по форме слабо меняющийся с энергией, характер. Последнее указывает на возможную роль прямого механизма реакции, анализ которого может быть проведен в борновском приближении с искаженными волнами /БПИВ/. Вместе с тем расчет плотности уровней составного ядра  $^{18}O$ , проведенный по формулам работы /4/, показывает, что она достаточно велика /расстояние между уровнями 8-5 кэв при  $E_t = 1,0$  и  $1,6$  Мэв соответственно/, что указывает на возможность статистического подхода к расчету вклада механизма составного ядра. Этот вклад в сечение реакции рассчитывался по теории Хаузера-Фешбаха.

Предполагая, что сечение реакции является некогерентной суммой вкладов от каждого из указанных механизмов реакции, определение спектроскопического фактора можно провести по формуле вида:

$$\left\langle \frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} \right\rangle = N c^2 S_{ej} \sigma_{ej} + H \frac{\lambda^2}{8\pi(2i+1)(2J+1)\Gamma_0\rho_0} \langle \sigma \rangle_{x-\phi},$$

где скобки  $\langle \rangle$  обозначают усреднение по области энергии  $\Delta E$ , большей ширины уровней составного ядра,  $N$  - константа нормировки, принятая нами /21/. Эта величина используется для реакции типа  $(^3He, \alpha)^{15}N$ . Для реакции типа  $(t, \alpha)$  значение  $N$  может несколько отличаться, что, однако, не влияет на окончательные выводы нашей работы.

- $J, i$  - спины начального ядра и падающей частицы;
- $C$  - изоспиновый коэффициент Клебша-Гордона;
- $S_{ej}$  - спектроскопический фактор;
- БПИВ
- $\sigma_{e,j}$  - приведенное дифференциальное сечение реакции прямого подхвата;
- $H$  - коэффициент ослабления;
- $\Gamma_0, \rho_0$  - средняя ширина и плотность уровней со спином 0;

$\sigma^{x-\phi}$  - приведенное дифференциальное сечение, рассчитываемое по теории Хаузера-Фешбаха.

В рамках БПИВ среди различных комбинаций оптических потенциалов в выходном и входном каналах выбиралась такая комбинация, которая дает угловые распределения по форме, самые близкие к экспериментальным. Оптические потенциалы задавались в виде

$$U(r) = U_c(r) - Vf(x) - iWf(x') + V_{s0} \chi_{\pi}^2 (\vec{e}\vec{\sigma}) \frac{1}{r} \frac{d}{dr} f(x),$$

где

$$f(x) = (1 + e^x)^{-1} \quad \chi = \frac{r - r_0 A^{1/3}}{a}$$

$$f(x') = (1 + e^{x'})^{-1} \quad \chi' = \frac{r - r'_0 A^{1/3}}{a'}$$

$\lambda_{\pi}$  - приведенная комптоновская длина волны  $\pi$ -мезона;

$\vec{l}$  - орбитальный момент в единицах  $\hbar$ ;

$\vec{\sigma}$  - величина, связанная со спином тритона соотношением  $\vec{\sigma} = 2\vec{s}$  где  $\vec{s}$  - спин протона в единицах  $\hbar$ ;

$U_c(r)$  - кулоновский потенциал однородно-заряженной сферы радиуса  $r_c A^{1/3}$ .

Расчеты проводились на электронно-вычислительной машине БЭСМ-4 по программе /7/. В расчетах использовалось приближение нулевого радиуса взаимодействия с локальным потенциалом без применения радиального обрезания. Волновая функция связанного состояния протона вычислялась в потенциале Вудса-Саксона с параметрами приведенного радиуса  $r_0 = 1,25 f_m$ , диффузностью  $a = 0,65 f_m$  и спин-орбитальным членом в форме Томаса /8/ с  $\kappa = 25$ . Глубина потенциальной ямы подгонялась таким образом, чтобы обеспечить правильное значение энергии связи протона в ядре  $^{15}N$ . В расчете БПИВ предполагался подхват протона в состоянии  $1p_{1/2}$ . Представленные в таблице III параметры для входного канала /тритонный потенциал/ взяты из работы /9/, для выходного / $\alpha$ -потенциал/ - наиболее глубокий

Таблица III

Частица	V		$r_{OV}$ fm	$a_V$ fm	$r_\ell$ fm	W Мэв	$r_W$ fm		$a_W$ fm
	Мэв								
$t$	150		0,99	0,829	1,4	1,6	1,81		0,592
$\alpha$	185		1,375	0,555	1,2	9,3	1,375		0,555

потенциал, опубликованный в работе /10/, измененный нами в соответствии с соотношением  $Vr_0^n = Const$ , указанным, например, в работе /11/.

Расчет дифференциального сечения по методу Хаузера-Фешбаха проводился на БЭСМ-4. Используемые в расчете  $\sigma^{X-\Phi}$  значения коэффициентов трансмиссии  $T_\ell = 1 - |\eta_\ell|^2$  /где  $\eta_\ell$  - коэффициент отражения  $\ell$  - парциальной волны/ были получены из расчетов по программе БПИВ с использованием тех же оптических параметров, которые используются при описании реакции подхвата. Значение параметра отсечки по спине  $\sigma$ , используемое в расчетах  $\langle \sigma^{X-\Phi} \rangle$ , получено расчетным путем согласно работе /4/, и равно  $\approx 2$ .

На рисунке 5 представлены угловые распределения реакции  $^{15}N(t, \alpha_0)^{14}C$  при двух значениях энергии. Сплошные кривые представляют расчетные угловые распределения, полученные по формуле /1/. На этом же рисунке представлены угловые распределения, рассчитанные по методу Хаузера-Фешбаха. Полученное, согласно уравнению /1/, значение экспериментального спектроскопического фактора, а также его теоретическое значение, взятое из работы /12/, представлены в таблице IV. В этой же таблице в целях сравнения приведены данные экспериментальных спектроскопических факторов, относящихся к зеркальной реакции  $^{15}N(^3He, \alpha_1)^{14}N^*$  /6, 15, 16/. Как видно из таблицы, экспериментальные спектроскопические факторы, полученные в нашей работе, значительно больше теоретических. Они также больше экспериментальных спектроскопических факторов для зеркальной реакции  $^{15}N(^3He, \alpha_1)^{14}N^*$ . В целях выяснения причин столь сильного несогласия, дополнительно был проведен анализ угловых распределений реакции  $^{14}N(t, \alpha_0)^{13}C$ , взятых из /13/, с привлечением параметров оптического потенциала, используемых при исследовании реакции  $^{15}N(t, \alpha_0)^{14}C$ .

Результат подгонки показан на рис. 5, где сплошной линией нанесены угловые распределения, полученные согласно формуле /1/. Полученные нами значения экспериментальных спектроскопических факторов  $S$  представлены в таблице IV. В этой же таблице приведены теорети-

Таблица IV.

Тип реакции	$E_t$ Мэв	$S$ эксп.		$S$ теор.
		Данные настоящей работы и работы/13/	др. раб.	
$^{15}N(t, \alpha_0) ^{14}C$	1,05	3,82	1,50/6/	
	1,51	6,39	2,00/15/	
$^{14}N(t, \alpha_0) ^{13}C$	1,40	1,20	1,253/12/	1,60/17/
	1,88	1,37	1,86/19/	
			1,98/20/	1,52/18/
			1,64/21/	

ческие значения  $S$ , а также экспериментальные спектроскопические факторы, полученные для реакции  $^{14}N(^3He, \alpha)^{13}N, ^{14}N(p, d)^{13}N$  /17,18/.

Как видно из таблицы, полученные экспериментальные значения спектроскопических факторов для реакции  $^{14}N(t, \alpha_0)^{13}C$  разумно согласуются между собой.

Поскольку обе реакции измерялись при мало отличающихся друг от друга энергиях, имеют близкие значения  $Q$  и одинаковые значения  $l, j$  для подхваченной частицы, и так как при описании их БПИВ, используются одни и те же параметры оптических потенциалов, несогласие в канале  $^{15}N(t, \alpha_0)^{14}C$ , по-видимому, вызвано не неудачным выбором комбинаций оптических параметров, а существенным вкладом других механизмов реакции. Поскольку ядро  $^{15}N$  не является  $\alpha$ -кластерным ядром /обменные механизмы играют небольшую роль/ большие значения сечения реакции /и, следовательно, завышенные значения спектроскопического фактора/ следует приписывать большой роли в реакции  $^{15}N(t, \alpha_0)^{14}C$  определенных уровней составного ядра  $^{18}O$ . Такая точка зрения возникла на основании полученных нами предварительных результатов по исследованию зеркальной реакции  $^{15}N(^3He, \alpha)^{14}N^*$ , где большое сечение связано с широким "резонансом" /ширина  $\approx 0,9$  Мэв/, наблюдаемым в диапазоне энергий  $E_{He}$  от 2 до 4 Мэв. /Данные по этой реакции будут опубликованы/.

Авторы благодарны И.Тыкэ за помощь в обработке экспериментальных результатов и М.В.Савенковой - за приготовление газовых мишеней. Авторы благодарят С.Хойнацкого за интерес к работе и помощь.

#### Литература

1. Г.М.Осетинский, Цзей Пай Гун, Н.А.Чепурченко. Препринт ОИЯИ, 1172, Дубна, 1961.
2. А.П.Кобзев, В.И.Салацкий, С.А.Тележников. Ядерная физика, т. 3 /1966/ стр. 1060.
3. Я.Тыкэ, И.Тыкэ, Б.Сикора. ОИЯИ, Б2 15-61, Дубна, 1971.



4. P.E.Hodson. *Nuclear Reactions and Nuclear Structure*, Clarendon Press, Oxford, 1971.
5. P.H.Bassel. *Proc. Symp. on Direct Reactions with  $^3\text{He}$*  (September, 1967, Tokyo IPCR Cyclotron Progress Report Supplement).
6. W.Bonne, H.Homeyer, H.Lettau, H.Morgenstern, J.Scheer, F.Sichelschmidt. *Nucl.Phys.*, A154, 105 (1970).
7. К.А.Гриднев, Л.В.Краснов, И.Н.Кухтана, В.К.Лукьянов, В.И.Никитина, В.И.Фурман. *ОИЯИ*, 2458, Дубна, 1965.
8. B.Mertens, G.Mayer-Boricke, H.Kattenborn. *Nucl.Phys.*, A158, 97 (1970).
9. G.H.Herling, L.Cohen, J.D.Silverstein. *Phys.Rev.*, 178, 151 (1969).
10. B.T.Lucas, D.R.Ober, O.E.Johnson. *Phys.Rev.*, 167, 990 (1968).
11. L.Mc.Fadden and G.R.Satchler. *Nucl.Phys.*, 84, 177 (1966).
12. S.Cohen, D.Kurath. *Nucl.Phys.*, A101, 1 (1967).
13. R.B.Schwardz, H.D.Holmgren, L.M.Cameron, A.R.Knudson. *Phys.Rev.*, 134, B577 (1964).
14. J.Nurzynski. *Nucl.Phys.*, A141, 257 (1970).
15. G.C.Ball, J.Cerny. *Phys.Lett.*, 21, 57 (1966).
16. L.Snelgrove, E.Kashy. *Phys.Rev.*, 187, 1259 (1969).
17. R.L.Kozub, L.A.Kull, E.Kashy. *Nucl.Phys.*, A99, 540 (1967).
18. D.Bachelier, M.Bernas, I.Brissand, P.Radvanyi, M.Ray. *Nucl.Phys.*, 88, 307 (1966).
19. W.W.True. *Phys.Rev.*, 130, 1530 (1963).
20. M.A.Nagarayan. *Nucl.Phys.*, 42, 454 (1963).
21. G.Ripka, B.Girand.

Частное сообщение, упомянуто в работе /17/

Рукопись поступила в издательский отдел  
3 мая 1973 года.

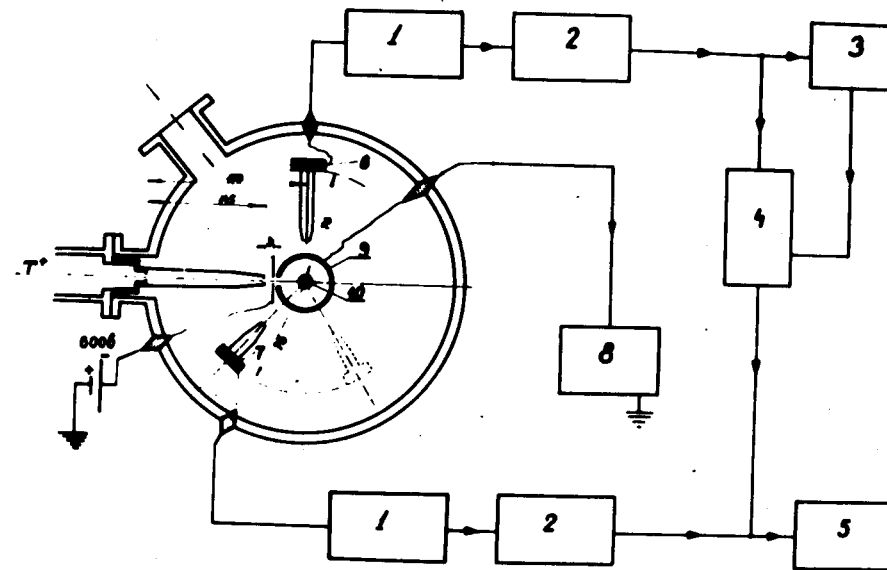


Рис. 1а. Схема опыта. 1 - предусилнитель; 2 - усилитель; 3 - дискриминатор; 4 - пропускатель; 5 - амплитудный анализатор АИ-128; 6 - монитор; 7 - детектор; 8 - интегратор тока; 9 - экран; 10 - точечная мишень.

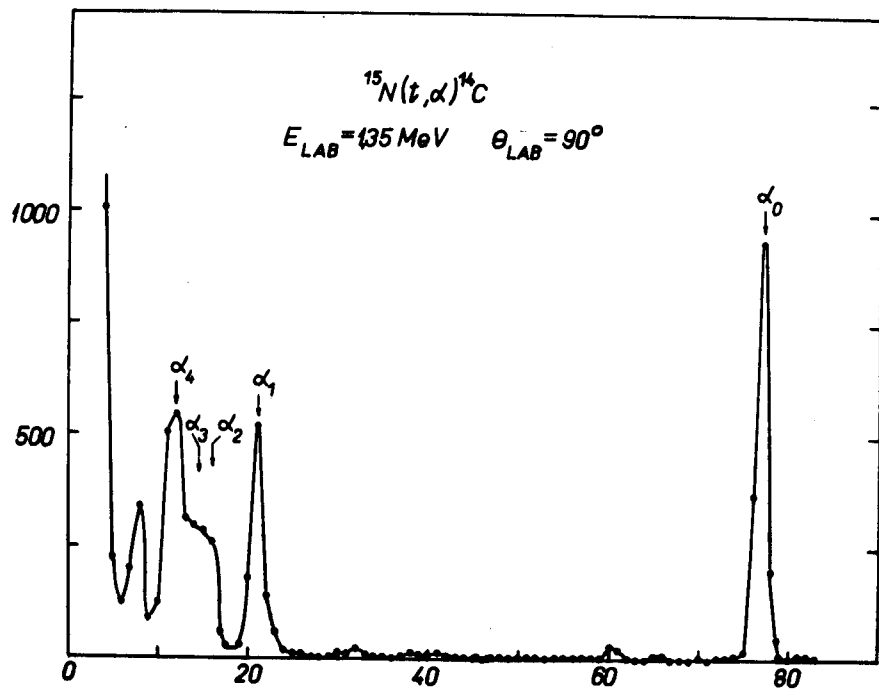


Рис. 16. Типичный спектр  $\alpha$ -частиц из реакции  $^{15}\text{N}(t, \alpha)^{14}\text{C}$  под углом  $45^\circ$  на "длинной" мишени  $E_t = 1,35$  Мэв.

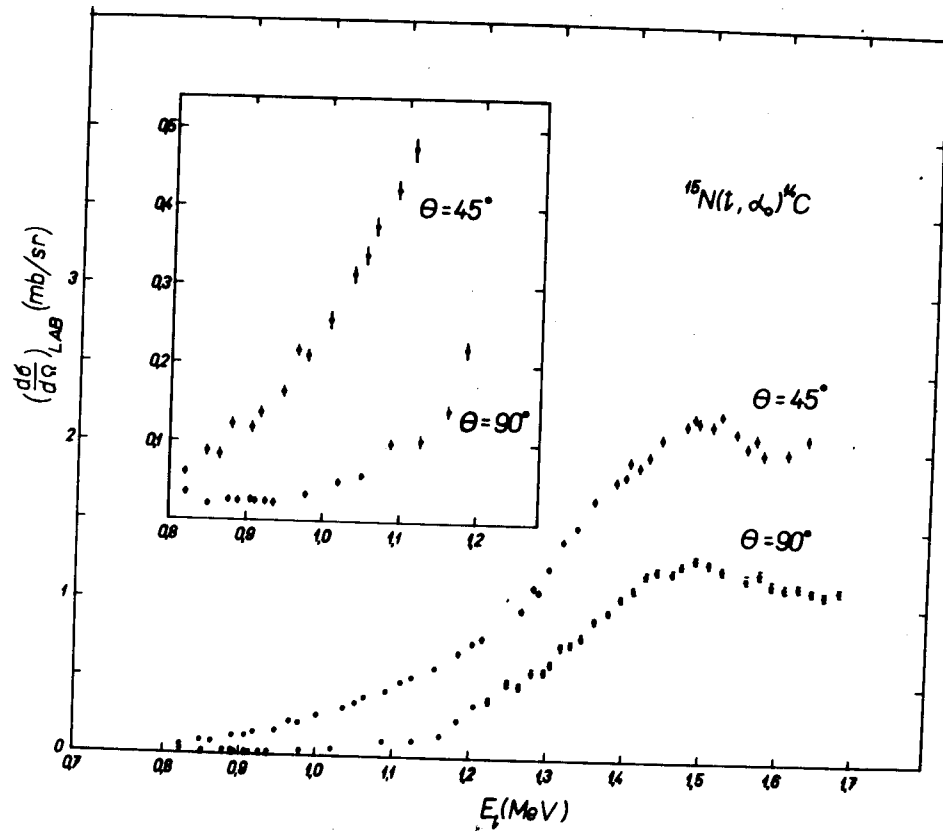


Рис. 2. Дифференциальные сечения реакции  $^{15}\text{N}(t, \alpha_0)^{14}\text{C}$  для углов  $45^\circ$  и  $90^\circ$  в лабораторной системе координат в интервале энергий  $E_t = 0,82 - 1,62$  Мэв.

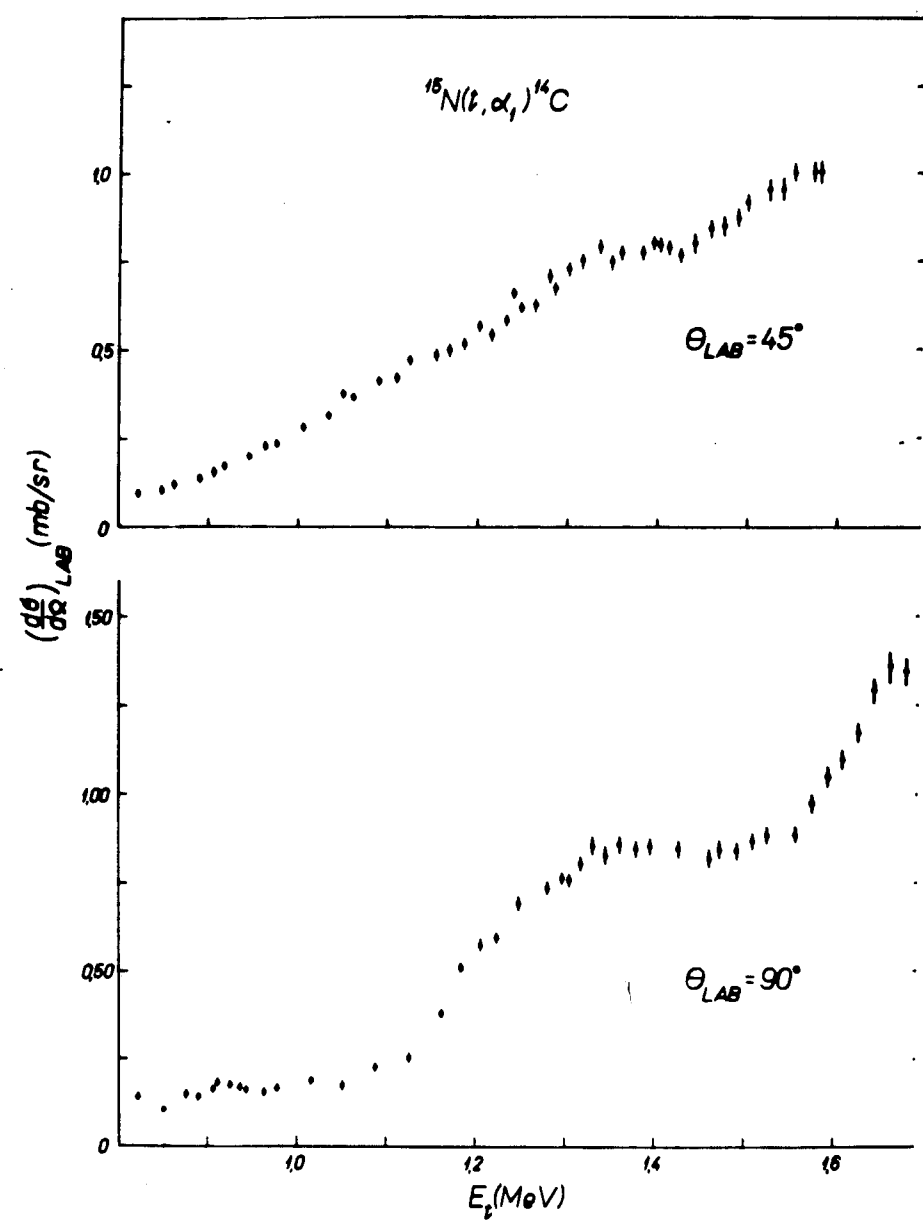


Рис. 3. Дифференциальные сечения  $^{15}\text{N}(t, \alpha_1)^{14}\text{C}^*$  для углов  $45^\circ$  и  $90^\circ$  в л.с.к. в интервале энергий  $E_t = 0,82 - 1,62 \text{ Мэв}$ .

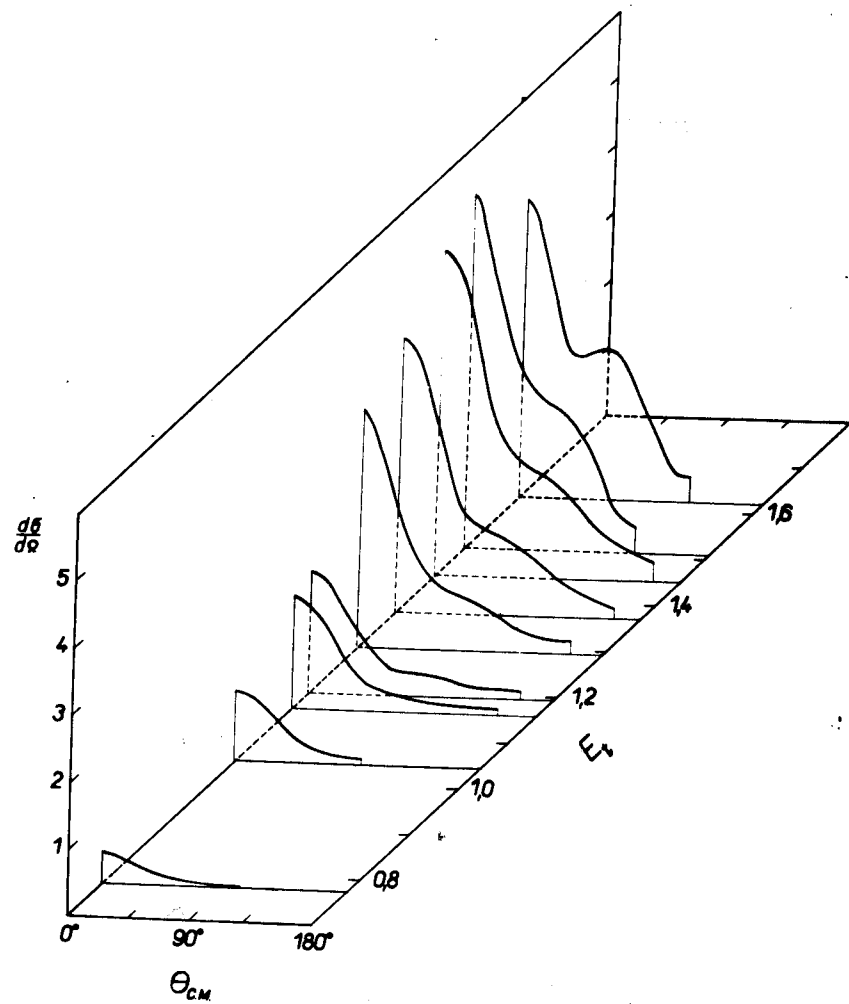


Рис. 4. Угловые распределения  $\alpha$ -частиц из реакции  $^{15}\text{N}(t, \alpha_0)^{14}\text{C}$ . По оси абсцисс - угол в системе центра масс. По оси ординат - дифференциальные сечения в мб/стерад.

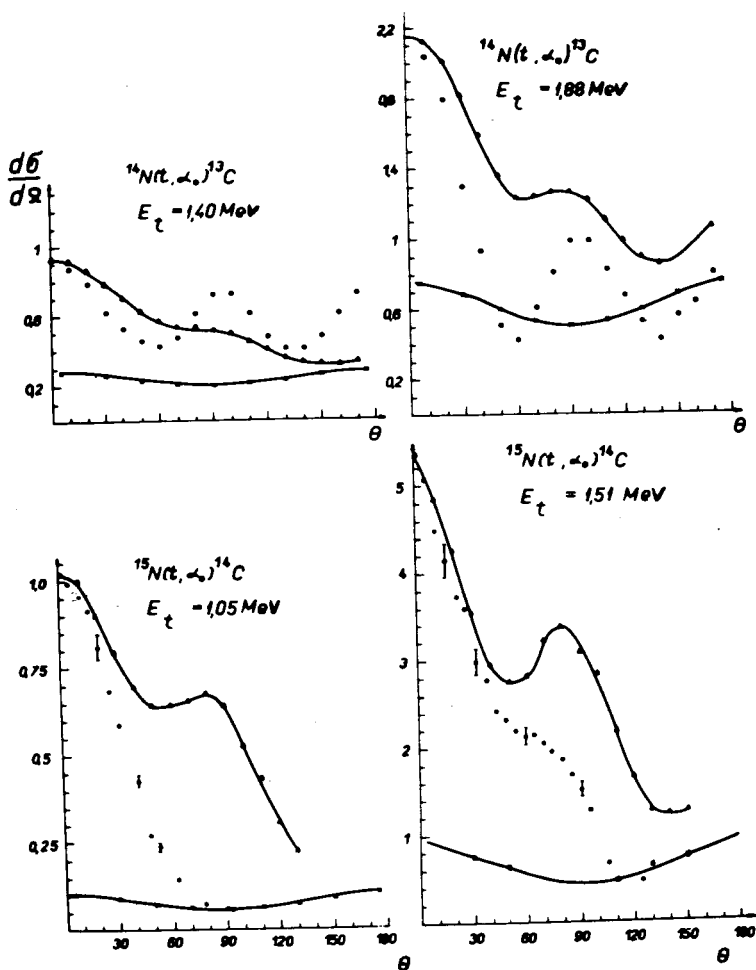


Рис. 5. Сравнение экспериментальных угловых распределений реакций  $^{14}\text{N}(t, \alpha)^{13}\text{C}$  / $^{13}\text{C}$  /  $^{15}\text{N}(t, \alpha)^{14}\text{C}$  с угловыми распределениями, рассчитанными согласно формуле /1/. /Сумма вкладов механизма прямого взаимодействия и механизма составного ядра, учитываемого методом Хаузера-Фешбаха/. Обозначения:  $\circ$  - экспериментальные данные,  $\Delta$  - кривая, полученная по формуле 1,  $\times$  - вклад в сечение механизма составного ядра, учитываемый методом Хаузера-Фешбаха. По оси абсцисс - угол в системе центра масс. На оси ординат - дифференциальное сечение в мб/стерад в этой же системе.