

СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА



С3432  
Д-401

10/14-74

P15 - 8025

3685/2-74

К. Джанобилов, Х.Р. Саад, И.В. Сизов

ИССЛЕДОВАНИЯ РЕАКЦИИ  $^{11}\text{B}({}^3\text{He}, p_0){}^{13}\text{C}$

**1974**

ЛАБОРАТОРИЯ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

P15 - 8025

К. Джанобилов, Х.Р.Саад, И.В.Сизов

ИССЛЕДОВАНИЯ РЕАКЦИИ  $^{11}\text{B}(^3\text{He}, p_0)^{13}\text{C}$

Объединенный институт  
ядерных исследований  
БИБЛИОТЕКА

Взаимодействие ускоренных ионов гелия-3 с ядрами  $^{11}\text{B}$  при энергиях в несколько  $\text{МэВ}$  дает наиболее простой способ изучения высоковозбужденных состояний ядра  $^{14}\text{N}$  в области "гигантского резонанса". Использование для этих целей других реакций, в которых также образуется составное ядро  $^{14}\text{N}$ , как, например,  $^{10}\text{B} + \alpha$ ,  $^{12}\text{C} + d$ ,  $^{13}\text{C} + p$ , менее эффективно, так как для достижения той же области возбуждений  $/22 \div 24 \text{ МэВ}/$  необходимо использовать ускоренные частицы более высоких энергий  $/\sim 10 \text{ МэВ}$  и выше/. В этом случае преобладающим механизмом реакции становится прямой процесс, и анализ резонансных эффектов в ядерной реакции становится затруднительным.

Реакция  $^{11}\text{B} + ^3\text{He}$  исследовалась рядом авторов в интервале энергий  $E_{^3\text{He}}$  от 1,5 до 12  $\text{МэВ}$ . В работе<sup>/1/</sup> был обнаружен широкий резонанс при  $E_{^3\text{He}} = 4 \text{ МэВ}$ . Форма угловых распределений продуктов реакции указывала на сложный характер взаимодействия, в котором, кроме прямых процессов, существенный вклад дает механизм составного ядра.

В области высоких энергий возбуждения в общем-то нельзя ожидать появления четко выраженной резонансной структуры в функциях возбуждения. Чаще всего проявляются отдельные аномалии, выделение которых зависит от конкретных условий эксперимента /толщина мишени, энергетическое разрешение, интервалы энергии, с которыми проводится измерение функции возбуждения/. Такие аномалии наблюдались в реакциях  $^{11}\text{B} (^3\text{He}, n) ^{13}\text{N}$ ,  $^{11}\text{B} (^3\text{He}, \alpha) ^{10}\text{B}$  /2,3/.

В работе /4/ исследовались дифференциальные сечения семи протонных групп из реакции  $^{11}\text{B}(^3\text{He}, p)^{13}\text{C}$  при энергиях  $E_{^3\text{He}} = 4,5$  и  $5,4$  МэВ. В интервале энергий  $E_{^3\text{He}} = 8,6 \div 10,3$  МэВ экспериментальные результаты интерпретировались на основе теории двухнуклонного срыва /5/. Для описания угловых распределений нескольких протонных групп при  $E_{^3\text{He}} = 4,6, 8, 10$  и  $12$  МэВ /6/ использовалась методика БПИВ /борновское приближение искаженных волн/.

Во всех случаях для удовлетворительного воспроизведения угловых распределений протонов даже при максимальных энергиях  $E_{^3\text{He}} = 10 \div 12$  МэВ оказывалось необходимым включить в рассмотрение механизм прямого взаимодействия и механизм составного ядра.

Область малых энергий  $E_{^3\text{He}}$  /до 4 МэВ/ экспериментально и теоретически мало исследована. Настоящая работа посвящена детальному изучению реакции  $^{11}\text{B}(^3\text{He}, p)^{13}\text{C}$  в интервале энергий  $1,5 \div 4,3$  МэВ.

### ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Эксперименты выполнены на электростатическом генераторе ЭГ-5 Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ. Применялись тонкие мишени из бора естественного изотопного состава. Протоны из реакции регистрировались Si-Li -полупроводниковыми детекторами. Для измерений угловых распределений протонов использовались шесть подвижных детекторов, установленных в камере на двух вращающихся кронштейнах; седьмой, неподвижный, установленный под углом  $90^\circ$  л.с. относительно падающего пучка ионов  $^3\text{He}$ , служил монитором.

Импульсы от всех детекторов после соответствующего усиления подавались на 512-канальный амплитудный кодировщик и кодировщик номера детектора, распределяющий в свой участок "памяти" 4096-канального анализатора /8 x 512 каналов/ информацию от каждого детектора.

Измеренные на анализаторе спектры импульсов передавались на ЭВМ БЭСМ-4 и обрабатывались при помощи светового карандаша. Функции возбуждения измерялись с шагом по энергии 50 кэВ для углов  $10, 40, 70, 90, 120$  и  $150^\circ$  л.с.

Нормировка выхода реакции осуществлялась по интегратору тока. Для учета потерь в счете импульсов от детекторов из-за конечного мертвого времени анализатора импульсы от интегратора тока регистрировались тем же анализатором.

В интервале энергий  $E_{^3\text{He}} = 1,5 \div 4,3$  МэВ были измерены 15 угловых распределений протонов в диапазоне углов  $10^\circ \div 160^\circ$  л.с. через каждые  $10^\circ$ . Угловое разрешение детекторов составляло  $\pm 1^\circ$ . Все угловые распределения нормировались на функцию возбуждения, измеренную под углом  $90^\circ$  л.с.

### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ АНАЛИЗ

Функции возбуждения реакции  $^{11}\text{B}(^3\text{He}, p)^{13}\text{C}$ , измеренные для нескольких углов относительно направления падающего пучка ускоренных частиц, показаны на рис. 1. На всех кривых, начиная с минимальной энергии исследуемого диапазона, наблюдается плавное возрастание сечения реакции с увеличением энергии вплоть до  $E_{^3\text{He}} = 3,0$  МэВ. Некоторые аномалии в функциях возбуждения отмечаются лишь в области энергий  $E_{^3\text{He}} = 3,0 \div 3,5$  МэВ.

Угловые распределения протонов представлены на рис. 2. В рассматриваемом интервале энергий в угловых распределениях наблюдается преимущественный выход протонов в области малых углов /для передней полусферы/ и плавное падение сечения для задних углов. В общем характере угловых распределений не наблюдается заметной зависимости от энергии падающего пучка.

Рассмотрение функций возбуждения и угловых распределений протонов показывает, что исследуемой реакции свойственен сложный механизм взаимодействия. Характер функции возбуждения и ход угловых распределений

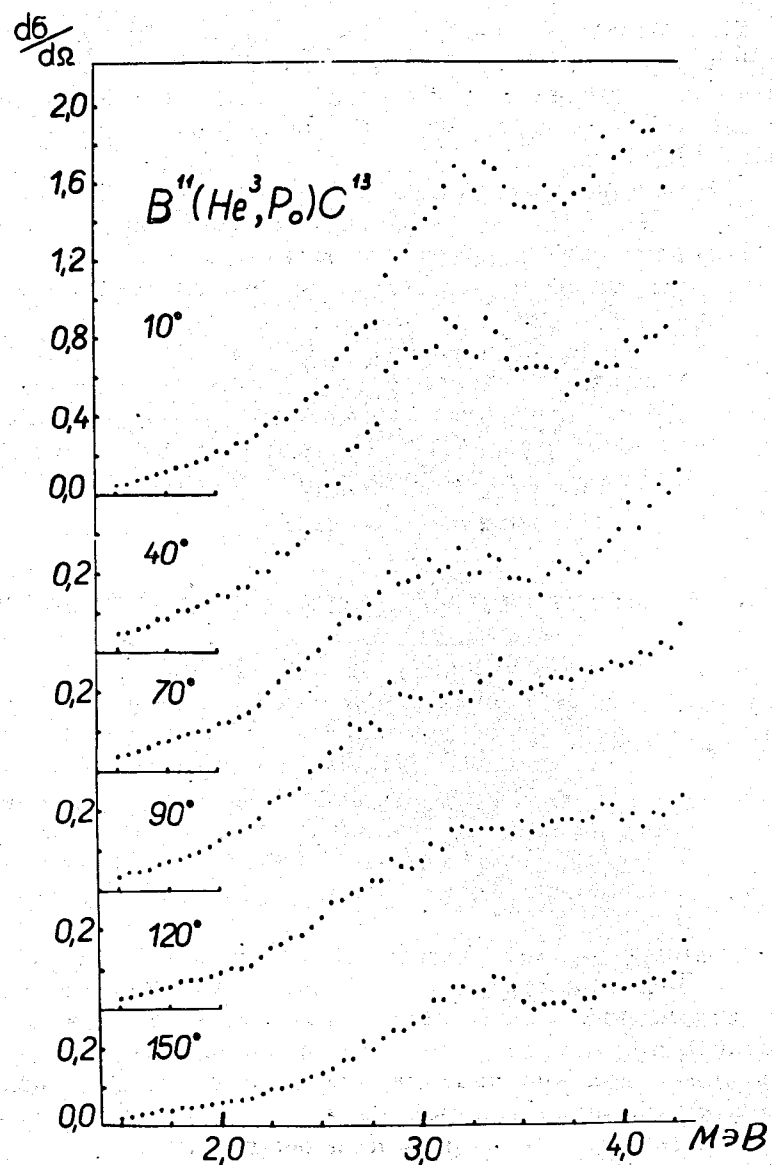


Рис. 1. Функции возбуждения реакции  $^{11}B(^3He, p_0)^{13}C$ .

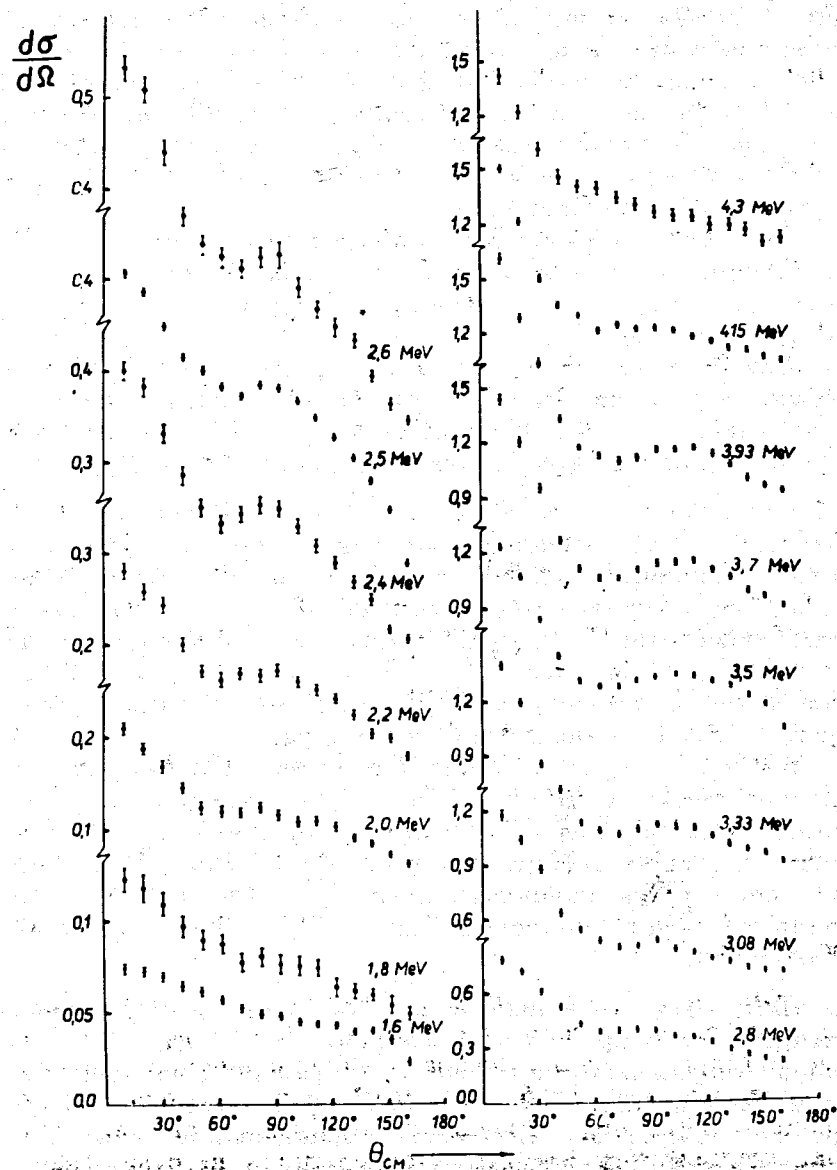


Рис. 2. Угловые распределения протонов из реакции  $^{11}B(^3He, p_0)^{13}C$ . Дифференциальные сечения даны в относительных единицах.

для больших углов /для задней полсферы/ отражает существенный вклад от механизма составного ядра. Определенная устойчивость формы угловых распределений во всем исследованном интервале энергий, их резкая анизотропия "вперед-назад" в системе центра инерции сталкивающихся частиц - отличительные особенности прямых ядерных реакций.

Исходя из отмеченных особенностей реакции, анализ экспериментальных результатов проводился с учетом этих двух возможностей - прямых процессов и механизма составного ядра.

Для реакций, идущих через составное ядро в области перекрывающихся уровней, наблюдаются статистические флуктуации сечений при изменении энергии падающего пучка /7/, при этом в угловых распределениях продуктов реакции проявляется заметная энергетическая зависимость. При дальнейшем повышении энергии возбуждения, когда плотность уровней становится велика, флуктуации исчезают, а угловые распределения /в с.ц.и./ становятся симметричными относительно угла  $90^\circ$  при усреднении по энергии падающих частиц /8/ или при усреднении по многим каналам реакции, соответствующим различным возбужденным состояниям конечного ядра.

В работе /9/ для анализа экспериментальных результатов по реакции  $^{11}\text{B}({}^3\text{He}, p){}^{13}\text{C}$  применялась статистическая теория Хаузера-Фешбаха. Анализировалось 13 групп протонов, соответствующих различным возбужденным состояниям конечного ядра  ${}^{13}\text{C}$ . Для группы протонов основного состояния ядра  ${}^{13}\text{C}$  такой анализ не проводился.

Нами была выполнена подгонка усредненных угловых распределений протонов из реакции  $^{11}\text{B}({}^3\text{He}, p_0){}^{13}\text{C}$  на основе теории Хаузера-Фешбаха. Усреднение проводилось по интервалу  $E_{3\text{He}} = 1,6 \div 4,3 \text{ МэВ}$ . Такое усреднение по довольно широкому интервалу оправдывалось тем, что относительный ход угловых распределений не существенно меняется с энергией падающих частиц, имеются лишь различия в абсолютных величинах дифференциальных сечений.

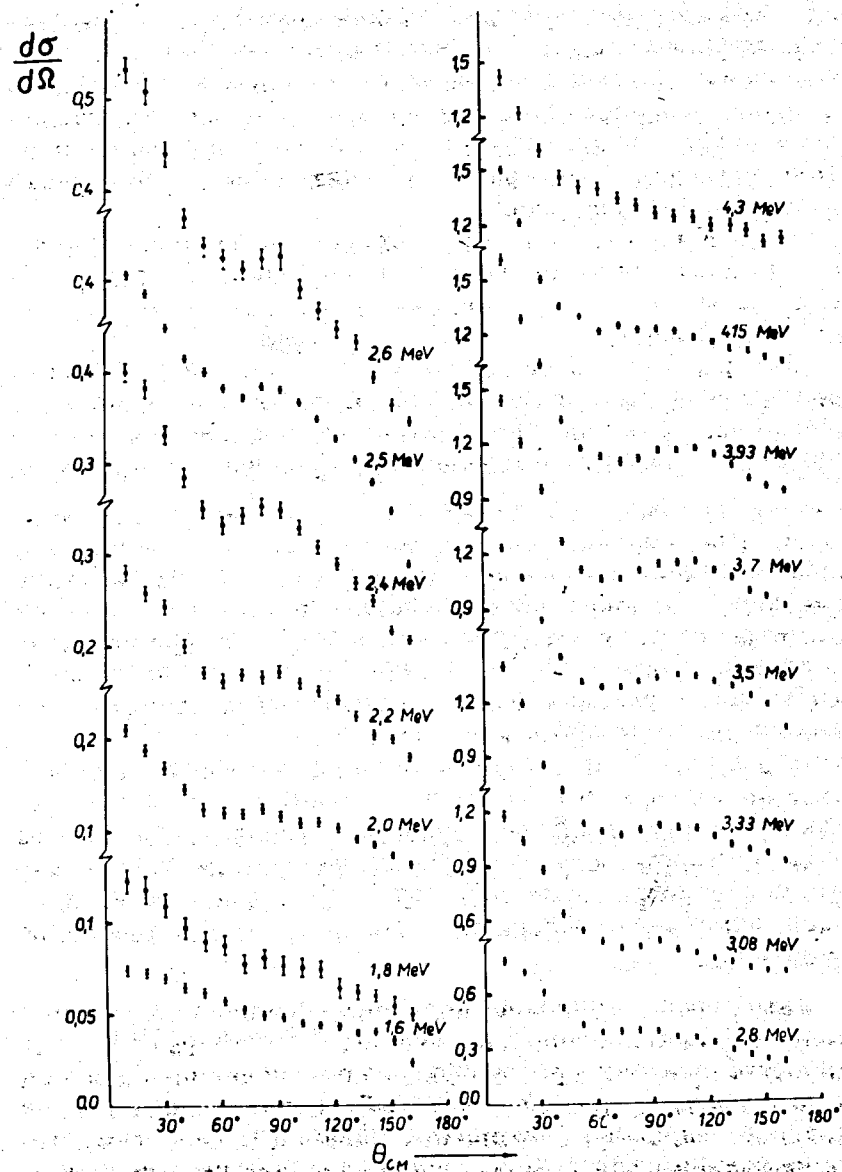


Рис. 2. Угловые распределения протонов из реакции  $^{11}\text{B}({}^3\text{He}, p_0){}^{13}\text{C}$ . Дифференциальные сечения даны в относительных единицах.

Таблица 1

Реакция	$V$	$Z_0$	$\alpha$	$W$	$Z_0'$	$b$	$Z_c$
$^{11}\text{B} + ^3\text{He}$	151	1,60	0,60	28	1,60	0,60	1,25
$^{13}\text{C} + p$	45	1,26	0,70	16	1,26	0,70	1,40
$^{10}\text{B} + \alpha$	200	1,22	0,66	50	1,22	0,66	1,40
$^{12}\text{C} + d$	67,4	1,25	0,75	10,9	1,25	0,75	1,30
$^{13}\text{N} + n$	43	1,40	0,35	6	1,40	0,35	1,40

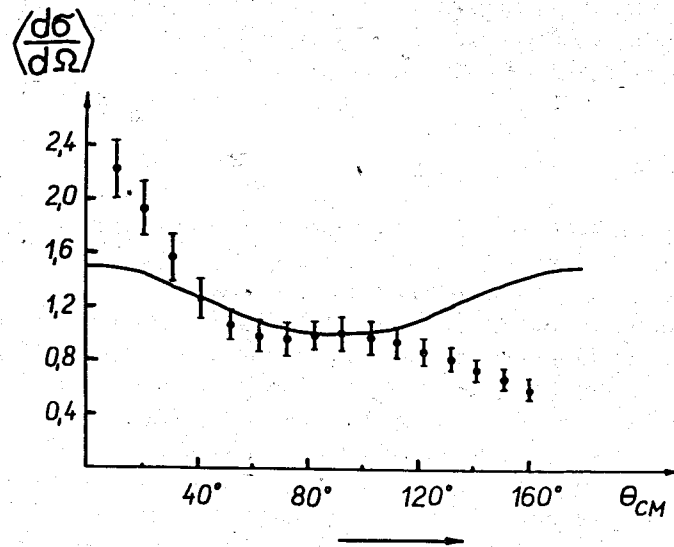


Рис. 3. Подгонка усредненных угловых распределений протонов из реакции  $^{11}\text{B}(^3\text{He}, p_0)^{13}\text{C}$  по Хаузеру-Фешбаху.

реакции  $^{11}\text{B}(^3\text{He}, p_0)^{13}\text{C}$  с энергиями возбуждения 22,6 и 23,0 МэВ соответствуют более четко выраженные максимумы, наблюдаемые в других ядерных реакциях.

Предполагая, что в реакции  $^{11}\text{B}(^3\text{He}, p_0)^{13}\text{C}$  возбуждаются уровни составного ядра  $^{14}\text{N}$  с энергией возбуждения 22,6 и 23,0 МэВ /соответствующие энергии бомбардирующих частиц 2,4 и 3,0 МэВ/ со спином и четностью  $J^\pi = 2^-$ , осуществлялась подгонка угловых распределений при  $E_{\text{плс}} = 2,4$  и 3,0 МэВ по резонансной теории.

Комбинация угловых моментов частиц, участвующих в реакции, выбиралась на основе теории корреляции<sup>/20/</sup>. Динамика корреляции содержится в матричном элементе перехода<sup>/21/</sup>. Последний может быть выражен в простом виде как величина, пропорциональная проницаемости для парциальной  $l$ -волны и зависящая от спина канала<sup>/21,22/</sup>. Это позволяет существенно уменьшить число членов в вы-

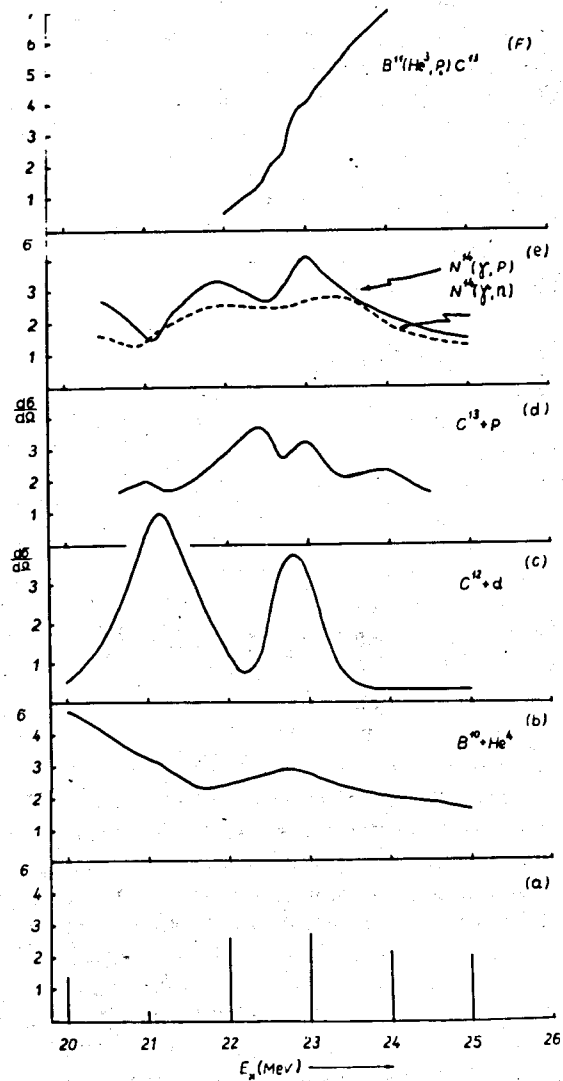


Рис. 4. Кривые выхода некоторых реакций с образованием составного ядра  $^{14}\text{N}$ . По оси абсцисс - энергия возбуждения  $^{14}\text{N}$ , по оси ординат - относительный выход реакции, а - положения уровней  $^{14}\text{N}$ , рассчитанные теоретически, F - полные сечения, полученные в настоящей работе.

ражении для корреляции, т.к. учитывается только одна парциальная волна во входном и выходном каналах. С учетом сделанных замечаний выражение для корреляции принимает вид:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \sim \sum_{ss'k} (-1)^{s-s'} Z(\ell' J \ell' J, s k) Z(\ell' J \ell' J, s' k) P_k(\cos \theta) / 1/$$

Здесь использованы общепринятые обозначения величин, входящих в формулу. Применение этой формулы к описанию угловых распределений протонов для энергии бомбардирующих частиц 2,4 и 3,0 МэВ позволяет удовлетворительно воспроизвести характер угловых распределений для углов больше  $90^\circ$ . Для подгонки угловых распределений во всем интервале углов от 0 до  $180^\circ$  оказалось необходимым предположение о прямом механизме взаимодействия.

Оценка возможного вклада от различных механизмов прямого взаимодействия осуществлялась на основе дисперсионной теории прямых ядерных реакций  $^{23}/$ , которые характеризуются амплитудами, имеющими определенные, только им присущие особенности по переменным квадрата передаваемого момента  $g^2$  и энергии  $E$  сталкивающихся частиц в с.ц.м.

Пользуясь соотношениями работы  $^{23}/$ , мы рассчитали положения полюсов для амплитуды реакции  $^{11}\text{B} (^3\text{He}, p) ^{13}\text{C}$  по  $g^2$ . В предположении конкретного механизма прямого взаимодействия соответствующие полюса находятся при значениях  $-g^2$ , равных: для процесса двухнуклонного срыва -  $g^2 = 73$ ; выбивания -  $g^2 = 225$ ; тяжелого срыва -  $g^2 = 395$ .

Таким образом, наиболее близко к физической области лежит полюс для процесса двухнуклонного срыва. Этот результат использовался при описании угловых распределений в передней полусфере углов.

В теории двухнуклонного срыва  $^{24,25}/$  угловые распределения описываются в виде разложения по сферическим функциям Бесселя:

$$W_d = \exp(-k^2/4\gamma^2) \sum_L a_L J_L(QR_0). \quad /2/$$



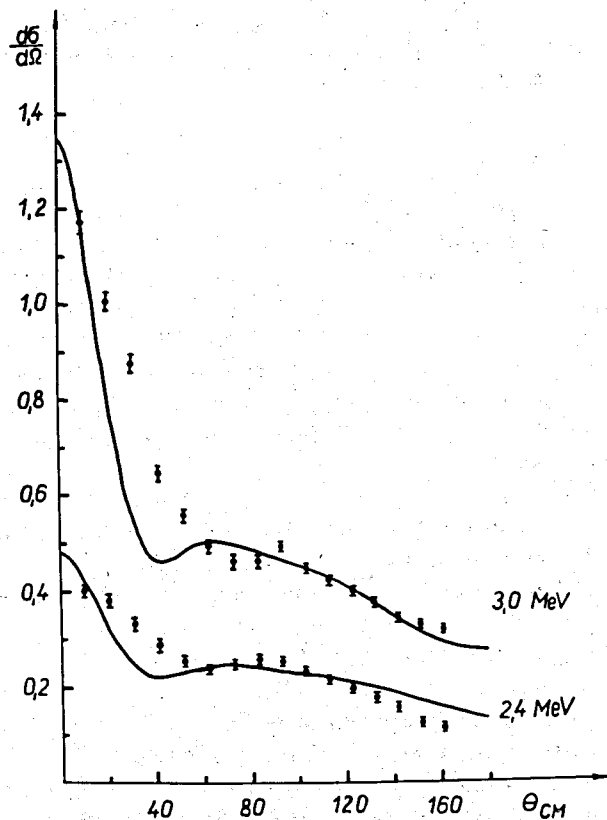


Рис. 5. Подгонка угловых распределений протонов из реакции  $^{11}\text{B}(^3\text{He}, p)^{13}\text{C}$  в предположении механизма составного ядра и прямого процесса.

Порядок  $L$  функции Бесселя определяется значениями орбитального момента срываемых двух нуклонов из  $^3\text{He}$ . Эти значения определяются правилами отбора

$J_f = J_i + L + s_1 + s_2$ ,  
 где  $J_f$ ,  $J_i$  - спины конечного и начального состояний,  
 $s_1 = s_2 = 1/2$  - значения спина срываемых частиц.  
 Для рассматриваемой реакции  $L = 0$  и  $L = 2$ .

С учетом предполагаемых двух механизмов реакции расчет дифференциальных сечений осуществлялся по формуле

$$W = W_c + W_d, \quad /3/$$

где  $W_c$  - часть дифференциального сечения, соответствующая вкладу от механизма составного ядра, рассчитываемая по формуле /1/,  $W_d$  - вклад от процесса двухнуклонного срыва, рассчитываемый по формуле /2/. Результаты расчетов в сравнении с экспериментальными данными приведены на рис. 5.

Формула /3/ была применена к анализу угловых распределений во всем измеренном интервале энергий ускоренных частиц. Вне резонансной области вклад от механизма составного ядра в область передних углов /обозначим его  $a_c$ , в отличие от  $W_c$  формулы /3// брался в виде изотропного фона, определяемого ходом угловых распределений под задними углами. Такое упрощение оправдано очень слабой энергетической зависимостью характера угловых распределений для задней полусферы углов. Для удовлетворительного описания всех измеренных угловых распределений было необходимо в определенных пределах варьировать параметры  $R$ ,  $a_2/a_0$  и  $a_c$ . Зависимость этих параметров от энергии ускоренных частиц  $^3\text{He}$  показана на рис. 6. С ростом энергии  $E_{^3\text{He}}$  несколько уменьшается радиус взаимодействия  $R_0$ , увеличивается относительный вклад орбитального момента  $L = 2$  по сравнению с  $L = 0$ ; в поведении  $a_c$  находит отражение наличие аномалий при  $E_{^3\text{He}} = 2,4$  и  $3,0$  МэВ.

Проведенные измерения и анализ экспериментальных результатов свидетельствуют о сложном характере взаимодействия  $^3\text{He}$  с ядрами  $^{11}\text{B}$  при низких энергиях. Угловые распределения протонов нельзя описать в предположении какого-либо одного конкретного механизма взаимодействия.

В заключение авторы выражают благодарность В.Г.Тишину, Н.И.Линькову, А.Д.Воронову, В.Г.Заецу за оказанную помощь в работе, группе эксплуатации ЭГ-5 за обеспечение бесперебойной работы ускорителя.

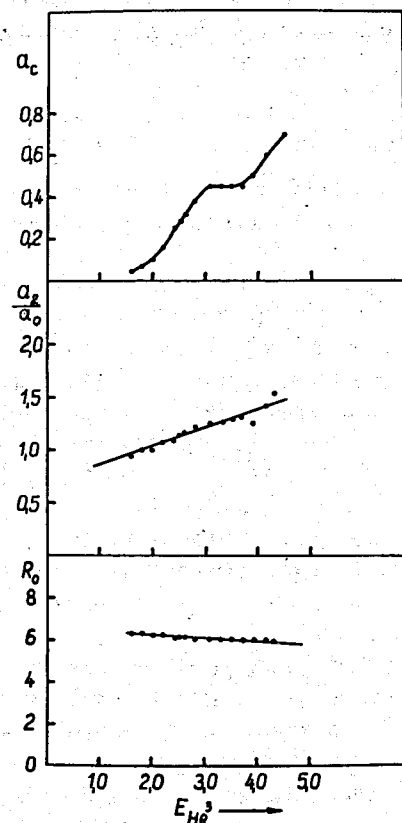


Рис. 6. Энергетическая зависимость параметров, используемых для подгонки угловых распределений протонов.

#### Литература

1. Aizenberg - Selove and T.Lauritsen. Nucl.Phys., A152, 1 (1970).
2. P.D.Forsyth. Nucl.Phys., 66, 376 (1965).
3. G.V.Din and J.L.Weil. Nucl. Phys., 86, 509 (1966).
4. H.D.Halmgren, E.A.Woliski and R.L.Johnston. Phys.Rev., 114, 1281(1959).
5. B.B.Marsh and O.M.Bilaniuk. Phys.Rev., 130, 2373 (1963).
6. R.R.Wu, R.L.Dangle, M.M.Dunean, J.L.Duggan, P.D.Miller and Lin Jung A. Nucl.Phys., A199, 23 (1973).

7. T.Ericson. Phys.Rev.Lett., 5, 430 (1960).
8. H.Feshbach. Nucl.Spectroscopy part B, edited by F.Aizenberg - Selove, Academic Press, New York, 665 (1960).
9. C.Meynadier, J.F.Allard, M.Amiel, H.Beaumevieille, B.Chambon and C.Morand. Nucl.Phys., 161, 305 (1971).
10. W.R.Smith. Computer Phys. Comm., 1, 181 (1969).
11. D. Von Ehrenstein, L.Meyer - Schutrmeister, J.E.Monahan, R.Richer and J.C.Stoltzfus. Phys.Rev.Lett., 27, 107 (1971).
12. А.В.Спасский, И.Б.Теплов и Л.Н.Фадеева. ЯФ, 3, 652 /1966/.
13. J.Janecke, T.F.Yang, R.M.Polichar and W.S.Gray. Phys.Rev., 175, 1301 (1968).
14. R.Klabes, F.Baldeweg and G.Stiller. Nucl.Phys., A121, 113 (1968).
15. W.R.Smith. Computer Phys. Commun., 1, 106 (1969).
16. R.Kosiek, K.Moier and K.Schlupmann. Phys.Rev.Lett., 9, 260 (1964).
17. J.D.King, R.N.H.Hastam and R.W.Parsons. Can.J.Phys., 38, 231 (1966).
18. F.Riess, W.J.O'Connell and P.Paul. Nucl.Phys., A175, 462 (1971).
19. B.D.Cooper and J.M.Eisenberg. Nucl.Phys., A114, 184 (1968).
20. J.M.Blatt and L?C?Beidenharn. Rev.Mod.Phys., 24, 258 (1952).
21. A.M.Lane and R.G.Thomas. Rev.Mod.Phys., 30, 257 (1950).
22. D.K.Scott, P.S.Fisher and N.S.Chant. Nucl.Phys., A99, 177 (1967).
23. J.S.Shapiro. Nucl.Phys., 28, 244 (1961).
24. M.El-Nadi. Proc.Phys.Soc., A70, 62 (1956).
25. H.C.Newns. Proc. Phys. Soc., A76, 489 (1960).

Рукопись поступила в издательский отдел  
17 июня 1974 года.