

С 343  
С-349

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ  
ЛАБОРАТОРИЯ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

---

3166

И.В. Сизов

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ УСКОРЕННЫХ ИОНОВ ТРИТИЯ  
С ЯДРАМИ УГЛЕРОДА

Автореферат диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Дубна 1967

3166

И.В. Сизов

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ УСКОРЕННЫХ ИОНОВ ТРИТИЯ  
С ЯДРАМИ УГЛЕРОДА

Автореферат диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Объединенный институт  
ядерных исследований  
БИБЛИОТЕКА

4340 Рр.

Исследование ядерных реакций представляет большой интерес при изучении свойств ядер и структуры ядра. Успехи батлеровской теории<sup>/1,2/</sup> в описании реакций с дейтонами на основе механизма срыва или подхвата обусловлены тем, что, благодаря низкой энергии связи дейтона, эти реакции протекают преимущественно через прямой механизм даже при сравнительно низкой энергии бомбардирующих частиц. По этой причине исследование реакций типа  $(d, p)$  и  $(d, n)$  стало в настоящее время стандартным методом определения спинов и четностей энергетических уровней ядер.

Впоследствии было показано, что теория срыва может быть распространена на другие реакции, включающие срыв одного нуклона, такие, как  $(He^3, d)$   $(He^3, \alpha)$ , давая при этом хорошее согласие с экспериментом<sup>/3,4/</sup>.

В настоящее время значительный интерес представляют реакции, включающие передачу двух нуклонов, такие, как  $(t, p)$ ,  $(He^3, p)$  и  $(d, \alpha)$ . Первые экспериментальные исследования реакций двойного срыва, выполненные с ядрами  $He^3$  при энергиях ниже 5 Мэв, свидетельствовали о сложном характере взаимодействия, зачастую представляющем собой вклад механизма составного ядра и прямых процессов.

Детальные исследования реакций двухнуклонной передачи совершенно необходимы, если рассчитывать на дальнейший прогресс в экспериментальном изучении структуры ядра.

На протяжении ряда лет в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ на электростатическом генераторе, ускоряющем ионы трития и  $He^3$ , проводились систематические исследования некоторых реакций трития и гелия-3 с легкими ядрами с целью получения наиболее полной информации по различным каналам реакций в доступном интервале энергий как о спектроскопических характеристиках ядер, так и возможном механизме ядерных процессов. Реферируемая диссертация является частью этих исследований, относящейся к изучению взаимодействия трития с углеродом при низких энергиях. Диссертация состоит из

введения, пяти глав текста и заключения. Во введении дается краткий обзор имеющихся к настоящему времени экспериментальных данных по исследованию реакций трития с углеродом, а также содержится обоснование целесообразности экспериментального изучения выбранных реакций.

В первой главе рассмотрены методические вопросы, связанные с проведением исследований. Вторая глава посвящена применению кремниевых полупроводниковых детекторов в изучении ядерных реакций. К началу настоящих исследований в лабораториях ОИЯИ проводились работы по созданию таких детекторов. Их испытания и использование в условиях работы на ускорителе осуществлялось впервые, по этой причине вторая глава представляет самостоятельный интерес. Третья глава посвящена методам обработки экспериментальных данных и анализу ошибок измерений. Четвертая глава содержит основные экспериментальные результаты по дифференциальным и полным сечениям для различных каналов реакций трития с углеродом и по угловым распределениям вылетающих частиц. В пятой главе проведен анализ полученных экспериментальных данных в рамках сложившихся теоретических представлений, применимых к анализу такого рода реакций. В заключении подводится итог проведенным исследованиям.

## ГЛАВА I. Техника эксперимента

Техника ускорения трития имеет свои особенности по сравнению с ускорением других газов, например, водорода, дейтерия или гелия. Во-первых, тритий — редкий изотоп водорода, и его ускорение требует достаточно экономичного ионного источника. Во-вторых, тритий — радиоактивный газ, поэтому необходимо соблюдение определенных мер предосторожности при работе с ним.

Переводу электростатического генератора в режим ускорения трития предшествовали длительные опыты, выполненные на ускорительной трубке, специально сконструированной и изготовленной для этой цели<sup>15/</sup>. Эти опыты позволяли отработать режим ионного источника, исследовать потери трития при ускорении и его улавливании, создать и испытать работу дозиметрической аппаратуры, регистрирующей возможные утечки трития в помещения.

Для повышения экономичности ионного источника использовалась смесь

третия с гелием—4. Индикатором напряжения электростатического генератора служил ток магнитного анализатора, который стабилизировался в пределах  $\pm(0,01 \div 0,02)\%$ . Калибровка энергетической шкалы генератора осуществлялась по резонансным пикам реакции  $F^{19}(\alpha, \gamma)$  с точностью  $(0,6 \div 0,9)\%$ . В экспериментах применялись твердые и газовые углеродные мишени, чтобы использовать все преимущества той и другой мишени. Тонкие самоподдерживающиеся углеродные пленки изготавливались путем испарения чистого реакторного графита в вакууме. Абсолютные измерения дифференциальных сечений выполнены на газовой мишени с наполнением  $CH_4$  и  $CO_2$ . Использование газовой мишени позволяет более точно, по сравнению с твердой мишенью, определить число атомов в мишени. В качестве входных и выходных окон газовой мишени использовались слюдяные пленки. Получение предельно тонких, в несколько десятых долей микрона, слюдяных пленок достаточного размера, изготовление из них газовой мишени и использование ее в измерениях сечений реакций представляет собой исключительно сложную задачу, тем не менее очевидные преимущества газовой мишени, связанные с повышением точности получаемых экспериментальных данных, оправдывают затраты труда на ее изготовление. Применение слюдяных пленок в качестве окон для газовой мишени, а также в качестве фильтров в некоторых измерениях с  $\alpha$ -частицами потребовало специальных измерений тормозных способностей слюды для протонов и  $\alpha$ -частиц. В диссертации дается описание методики и результатов этих измерений.

Основные измерения реакций трития с углеродом были выполнены на универсальной вакуумной камере. Конструкция камеры обеспечивала установку двух подвижных детекторов и трех детекторов под фиксированными углами 45, 90 и 135°. Регистрация продуктов ядерных реакций осуществлялась спектрометрическим трактом, включающим в себя детектор, усилители, пересчетные схемы и многоканальные амплитудные анализаторы.

## ГЛАВА II. Применение кремниевых полупроводниковых детекторов в исследованиях ядерных реакций

В работе применялись кремниевые поверхностно-барьерные детекторы двух типов. Для регистрации  $\alpha$ -частиц использовались детекторы из кремния n-типа с удельным сопротивлением 150 ом.см. Поверхность чувствительного слоя

составляла от 2x2 до 10x10 мм. Для регистрации протонов применялись детекторы из кремния р-типа с диффузией лития. Детекторы обоих типов являлись опытными образцами, их использование в измерениях ядерных реакций осуществлялось параллельно с отработкой технологии изготовления детекторов и созданием необходимой электронной аппаратуры. Основными характеристиками, определяющими пригодность детектора для решения конкретной задачи, являлись амплитуда импульсов и ее зависимость от напряжения на детекторе, энергетическое разрешение, отношение полезного сигнала к уровню шумов, возможность работы детектора в высоком вакууме, энергетическая линейность, срок службы. Исследованию этих характеристик посвящена вторая глава диссертации.

Зависимость амплитуды импульсов и энергетического разрешения от напряжения на детекторе измерялась с использованием  $\alpha$ -частиц от плутониевого препарата. Проверка энергетической линейности осуществлялась путем регистрации  $\alpha$ -частиц и протонов из реакций трития с углеродом и кислородом. Измерения под разными углами вылета частиц относительно падающего пучка ядер трития обеспечивали необходимый набор калибровочных точек известной энергии. На рис. 1 в качестве примера показаны спектры  $\alpha$ -частиц из реакции  $C^{12}(\alpha, p)B^{11}$  для четырех значений углов. Использование полупроводниковых детекторов в исследованиях ядерных реакций на ускорителе потребовало создания специальной электронной аппаратуры, обеспечения необходимой экранировки детекторов и подводящих проводов от нежелательных электрических наводок, неизбежных в условиях работающего ускорителя. Разработка и освоение методики использования полупроводниковых детекторов способствовало их широкому применению в измерениях ядерных реакций, проводимых на электростатических генераторах Лаборатории нейтронной физики.

С их помощью изучались реакции  $He^3 + T$ ,  $He^3 + He^3$ ,  $C^{12} + He^3$ ,  $O^{16} + T$ , включая процессы упругого рассеяния трития и  $He^3$  на некоторых легких ядрах и измерения поляризации протонов из реакции  $C^{12}(He^3, p)N^{14}$ .

### ГЛАВА III Методика обработки экспериментальных данных

Расчет дифференциальных сечений по измеренному выходу продуктов ядерных реакций осуществлялся по формуле

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{N}{n_0 n_t G} \quad (1)$$

Здесь  $N$  — число зарегистрированных частиц,  $n_0$  — число атомов мишени на см<sup>3</sup>,  $n_t$  — число бомбардирующих частиц,  $G$  — геометрический фактор.

В вычисленные дифференциальные сечения вводились поправки на чистоту пучка и газа в мишени, а также учитывался изотопный состав углерода. В качестве ошибки измерения дифференциальных сечений взята среднеквадратичная ошибка, включающая в себя следующие ошибки:

в определении

чистоты пучка ( $\pm 0,5\%$ ),

чистоты газа в мишени ( $\pm 1\%$ ),

давления газа в мишени ( $\pm 0,5\%$ ),

в измерении

тока пучка ( $\pm 1\%$ ),

геометрического фактора ( $1 \pm 1,5\%$ )

для разных серий экспериментов;

в среднеквадратичную ошибку входит также статистическая ошибка в определении  $N$ . В измерениях угловых распределений выход продуктов реакции нормировался на отсчеты монитора, установленного под углом  $90^\circ$ . Угловые распределения из лабораторной системы в с.ц.и. преобразовывались по формулам

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

где

$$\gamma = \sqrt{\frac{E_{\text{лаб.}} m_1 m_2}{m_2 (m_1 E_{\text{лаб.}} + MQ)}}$$

$$\sigma(\Omega)_{\text{п.и.}} = \frac{1 + \gamma \cos \Omega}{(1 + \gamma^2 + 2\gamma \cos \Omega)^{3/2}} \sigma(\theta)_{\text{лаб.}} \quad (3)$$

Здесь  $\Omega_{\text{п.и.}}$  — угол вылета регистрируемой частицы в с.п.и.,  $E_{\text{лаб}}$  — энергия падающей частицы,  $m_1$  — масса падающей частицы,  $m_2$  — масса ядра мишени,  $m_1$  — масса вылетающей частицы,  $m_2$  — масса ядра продукта,  $Q$  — энергия реакции в Мэв,  $\sigma(\Omega)_{\text{п.и.}}$  — дифференциальное сечение (в с.п.и.) для угла  $\Omega_{\text{п.и.}}$ ,  $\sigma(\theta)_{\text{лаб}}$  — дифференциальное сечение (л.с.) для угла  $\theta$  (л.с.).

Угловые распределения, измеренные в относительных единицах, нормировались к абсолютным значениям сечений, при использовании кривых дифференциальных сечений для угла  $90^\circ$  л.с. Все угловые распределения представлялись в виде разложения по полиномам Лежандра:

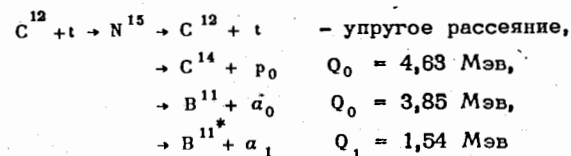
$$f(\Omega) = \frac{1}{k^2} \sum_L a_L P_L(\cos \Omega), \quad (4)$$

где  $k$  — волновое число,  $a_L$  — коэффициенты разложения при полиномах Лежандра. Вычисления проводились на электронной вычислительной машине. Критерием для оценки высшего порядка полиномов Лежандра, который следовало учесть при обработке данных, служила наилучшая подгонка теоретической кривой к экспериментальным точкам (минимум  $\chi^2$ -распределения), а также возможность получения разумных экстраполированных значений сечений при  $0^\circ$  и  $180^\circ$ .

#### ГЛАВА IV. Исследование реакций трития с углеродом

Глава IV посвящена изложению полученных экспериментальных результатов. Теоретический анализ реакций трития с углеродом с точки зрения получения сведений в механизме взаимодействия потребовал детальных измерений. В случае механизма составного ядра в функциях возбуждения наблюдаются резонансы, обусловленные уровнями составного ядра. Получение спектроскопических характеристик этих уровней предполагает исследование функций возбуждения с достаточно хорошим энергетическим разрешением для различных групп испускаемых частиц (по всем возможным каналам реакции), соответствующих инди-

видуальным уровням остаточного ядра. Изучение прямых процессов, в частности, процессов срыва, подхвата или выбивания, требует знания угловых распределений продуктов реакции. Чтобы удовлетворить этим требованиям, были выполнены измерения следующих каналов реакции  $C^{12} + T$ :



(сост. 2,31 Мэв  $B^{11}$ ).

$C^{12}(t, p_0)C^{14}$ . Измерены дифференциальные сечения для угла  $90^\circ$  л.с. в интервале энергий ускоренных частиц  $E_t = 0,32 - 1,8$  Мэв. Для 29 значений энергии этого интервала измерены угловые распределения протонов. В функции возбуждения наблюдались резонансы при  $E_t = 1,117; 1,320$  и  $\approx 1,80$  Мэв. В форме угловых распределений протонов наблюдается сильная зависимость от энергии бомбардирующих частиц и слабая их чувствительность к наблюдаемым резонансам.

$C^{12}(t, \alpha_0)B^{11}$ . Измерены дифференциальные сечения под углом  $90^\circ$  л.с. в диапазоне энергий  $0,28 - 1,8$  Мэв. В функции возбуждения наблюдались резонансы при энергиях ядер трития  $0,6; 1,34; 1,8$  Мэв. В указанном диапазоне энергий измерено 25 угловых распределений  $\alpha$ -частиц. Все угловые распределения асимметричны относительно угла  $90^\circ$  с.п.и. и проявляют заметную зависимость от энергии ускоренных частиц. Следует отметить, что в канале  $(t, \alpha_0)$  не наблюдается резонанс при  $E_t = 1,1$  Мэв, как это имеет место в каналах  $(t, p_0)$  и  $(t, \alpha_1)$ .

$C^{12}(t, \alpha_1)B^{11*}$ . Исследование группы  $\alpha_1$ -частиц, соответствующей первому возбужденному состоянию  $B^{11}$ , представляло значительные экспериментальные трудности из-за малой энергии этих частиц. Дифференциальные сечения для угла  $90^\circ$  л.с. получены в интервале энергий  $0,42 - 1,74$  Мэв. В функции возбуждения наблюдался четкий резонанс при  $E_t = 1,1$  Мэв и широкий максимум в районе  $\approx 1,4$  Мэв. В указанном интервале энергий измерено 10 угловых распределений  $\alpha$ -частиц. Характерной особенностью угловых распределений является их ярко выраженная энергетическая зависимость.

Упругое рассеяние. Измерены дифференциальные сечения рассеяния трития на углероде для углов  $90^\circ$  л.с. в интервале энергий от 500 до 1200 кэв и для угла  $140^\circ$  в интервале энергий от 0,9 до 1,7 Мэв. В упругом рассеянии не наблюдалось каких-либо резонансов, проявившихся в других каналах реакции. Абсолютные значения дифференциальных сечений упругого рассеяния для угла  $140^\circ$  плавно меняются от значения, соответствующего резерфордскому рассеянию при  $E_t = 0,9$  Мэв, до примерно 1/4 этой величины при  $E_t = 1,7$  Мэв.

На рис. 2,3,4,5 даны дифференциальные сечения реакций  $C^{12}(t, p_0)C^{14}$ ;  $C^{12}(t, a_0)B^{11}$  и  $C^{12}(t, a_1)B^{11*}$  для угла  $90^\circ$  л.с. и некоторые из угловых распределений, соответствующих этим каналам. На рис. 6 приведены полные сечения реакции, полученные интегрированием угловых распределений, преобразованных в систему центра инерции. Полученные экспериментальные результаты частично перекрываются с данными работы [8]. В диссертации проводится сравнение с результатами этой работы и отмечается удовлетворительное согласие экспериментальных данных по каналам  $(t, a_0)$  и  $(t, a_1)$  и большие расхождения в абсолютных значениях сечений по каналу  $(t, p_0)$ , выходящие за пределы возможных экспериментальных ошибок. Серия контрольных экспериментов подтвердила надежность результатов, полученных в наших измерениях.

## ГЛАВА V. Анализ экспериментальных данных

В настоящее время нельзя указать единого теоретического подхода к анализу реакций, вызываемых частицами с массовым числом 3 (тритий, гелий-3). Имеющиеся экспериментальные данные по такого рода реакциям показывают, что при энергиях бомбардирующих частиц, превышающих кулоновский барьер, преобладает прямой механизм реакций. При низких энергиях, по-видимому, основной вклад дает процесс образования составного ядра. В то же время такое деление нельзя считать достаточно оправданным. В действительности характер процессов оказывается более сложным. В настоящей работе сделан анализ на основе теории двойного срыва и по дисперсионной теории резонансных ядерных реакций в предположении механизма составного ядра. Угловые распределения протонов, начиная с энергии  $E_t = 700$  кэв, начинают проявлять преимущественный выход вперед с характерным минимумом, кото-

рый смещается в сторону малых углов с возрастанием энергии ускоренных частиц. Форма угловых распределений не очень сильно меняется в области энергий, соответствующей наблюдаемым резонансам. Вне резонансной области угловые распределения имеют определенную устойчивость и приобретают черты, характерные для механизма срыва. Интересно проследить, как далеко в область малых энергий ускоренных частиц может распространяться вклад прямого механизма реакции, в частности, двойной срыв.

$$\sigma(\theta) \approx \sum_L a_L j_L^2(kr) \quad (5)$$

(где  $k$  — волновой вектор, определяемый как  $\vec{k} = \vec{k}_t - \vec{k}_p$ ;  $j_L$  — сферическая функция Бесселя порядка  $L$ ;  $r$  — радиус взаимодействия) для ряда энергий

$E_t$  осуществлялась подгонка угловых распределений протонов. На рис. 7 показаны результаты такой подгонки для четырех значений  $E_t$ . Используются параметры  $L = 0$  и  $r = 6,2$  ферми. При разумном выборе  $r$  удается в общих чертах воспроизвести ход дифференциального сечения под малыми углами и положение минимума в угловых распределениях. Область больших углов воспроизводится плохо. С целью получения лучшей подгонки для больших углов были сделаны расчеты по методу искаженных волн. Результаты расчетов для одной энергии показаны на рис. 7. Как видно из приведенных данных, результаты расчетов в приближении плоских волн и с искаженными волнами практически мало отличаются. В настоящих расчетах не варьировались параметры оптического потенциала, а использовались из работ [8,9] полученные из анализа упругого рассеяния трития на углероде при  $E_t = 6,4; 6,8$  Мэв и при  $E_t = 12$  Мэв. Очевидно, для малых энергий ускоренных частиц эти параметры мало пригодны. Результаты анализа угловых распределений протонов по теории двойного срыва не позволяют достаточно надежно установить механизм реакции и могут служить лишь некоторым свидетельством в пользу того, что такие процессы не исключаются.

Теоретический анализ реакций  $(t, a_0)$  и  $(t, a_1)$  на углероде в предположении прямых процессов осложняется большими кулоновскими и ядерными искажениями не только из-за малой энергии бомбардирующих частиц, но и сравнительно низкой энергии вылетающих  $\alpha$ -частиц. По этой причине к настоящему времени нет соответствующих расчетов. Тем не менее можно указать качественные соображения в пользу определенного вклада прямых процессов в

этих реакциях. Прежде всего следует отметить довольно большие сечения реакций с выходом  $\alpha$ -частиц. Полные сечения реакции  $C^{12}(t, \alpha_0)B^{11}$  в  $2\div 5$  раз превышают сечения реакции  $C^{12}(t, p)C^{14}$  и примерно в два раза больше полных сечений реакции  $C^{12}(t, n)N^{14}$ . Кинематические запреты, связанные с проницаемостью барьера составного ядра, сильнее для  $\alpha$ -частиц, чем для протонов и тем более для нейтронов. Эти соотношения между величинами полных сечений для разных каналов реакции, а также характер угловых распределений  $\alpha$ -частиц и их зависимость от энергии могут найти свое объяснение в предположении кластерной природы ядра  $C^{12}$  с конфигурацией  $\{Be^8 + \alpha\}$  и механизма прямого замещения  $\alpha$ -частичного кластера тритонным. Такой процесс наиболее вероятен, т.к. он не требует какой-либо перегруппировки нуклонов внутри составного ядра. Большие полные сечения с вылетом  $\alpha$ -частиц наблюдаются также в реакциях  $C^{12}(He^3, \alpha)C^{11}$ ;  $O^{16}(t, \alpha)N^{15}$  и др., т.е. во всех случаях, когда в качестве мишени берутся так называемые „ $\alpha$ -частичные” ядра. Следует отметить, что в случае реакции  $C^{13}(He^3, \alpha)C^{12}$  наблюдаемое сечение при энергии 4,5 Мэв почти на два порядка меньше сечения реакции  $(t, \alpha)$  на  $C^{12}$  при энергии 2,0 Мэв. Кластерная конфигурация ядра  $C^{13}$  может рассматриваться как  $\{(Be^8 + n) + \alpha\}$ , либо  $\{(Be^8 + \alpha) + n\}$ . В каждом случае бомбардировка гелием-3, приводящая к испусканию  $\alpha$ -частицы, не может рассматриваться как простой обмен кластерами, а должна неизбежно включать слияние  $\{He^3 + n\}$  в  $\alpha$ -частичный кластер, если конечное ядро описывается как кластерное образование  $\{Be^8 + \alpha\}$ . Полезность кластерной модели ядерной структуры в интерпретации ядерных реакций и проверка ее законности могут быть выяснены только на основе расчетов по этой модели.

Следующим шагом в анализе угловых распределений продуктов реакций трития с углеродом являлось применение резонансной теории ядерных реакций. Предполагалось, что реакция идет через механизм образования составного ядра и характер угловых распределений определяется интерференцией нескольких уровней составного ядра. При этом вклад прямых процессов не учитывался.

Общее выражение для дифференциального сечения, данное Блаттом и Биденхарном<sup>/10/</sup>, можно представить в виде

$$\frac{d\sigma_{\alpha\alpha'}}{d\Omega_{\alpha'}} = \frac{1}{k^2} \sum_L a_L P_L(\cos \theta_{\alpha'}) \quad (8)$$

$$a_L = \sum_{ss'} \frac{B_L(\alpha, s, \alpha', s')}{(2I_1 + 1)(2I_2 + 1)}, \quad s = I_1 + I_2.$$

$I_1, I_2$  — спин падающей частицы и ядра мишени, соответственно. Формула (8) для дифференциального сечения не зависит от предположений о механизме реакций. Использование формализма Блатта и Биденхарна в анализе угловых распределений и получении спектроскопических характеристик составного ядра основано на применении R-матричной теории<sup>/11/</sup> к реакциям, идущим через изолированный уровень составного ядра с фиксированным спином J. С этой целью были получены конкретные выражения для  $a_L$  через элементы матрицы рассеяния и проведен анализ энергетической зависимости и наблюдаемых нерегулярностей в поведении коэффициентов разложения по полиномам Лежандра угловых распределений протонов и  $\alpha$ -частиц из реакций трития с углеродом. Анализ с целью определения спинов наблюдаемых резонансов проводился в рамках каждого канала реакции независимо с последующим сопоставлением результатов по отдельным каналам. В результате анализа оказалось возможным приписать значения спина резонансным состояниям составного ядра  $N^{15}$ . Для детального описания энергетической зависимости коэффициентов разложения угловых распределений по полиномам Лежандра необходимо включать в рассмотрение интерференцию трех-четырех уровней составного ядра. Выбор комбинаций спинов интерферирующих уровней производится достаточно однозначно, поскольку энергетическая зависимость вклада данного уровня должна иметь приблизительно брейт-вигнеровский характер.

В таблице I приведены значения спина возбужденных состояний составного ядра  $N^{15}$ . Четности указаны только относительные.

Таблица 1

| $E_t$<br>Мэв | Реакция  | $E_{N^{15}}^*$ | J.          |
|--------------|--|----------------|-------------|
| 0,66         | $C^{12}(t, \alpha_0)B^{11}$                            | 15,37          | (1/2; 3/2)  |
| 0,95         | $C^{12}(t, \alpha_0)B^{11}$                            | 15,61          | (5/2, 7/2)  |
| I, I         | $C^{12}(t, p_0)C^{14}$<br>$C^{12}(t, \alpha_1)B^{11*}$ | 15,74          | $I/2^{\pm}$ |
| I, 32        | $C^{12}(t, \alpha_0)B^{11}$                            | 15,91          | 7/2         |
| I, 34        | $C^{12}(t, p_0)C^{14}$                                 | 15,92          | $5/2^{\pm}$ |
| (I, 75)      | —  | 16,24          | (3/2)       |
| (I, 875)*    | —  | 16,3           | 5/2         |

х/Из анализа данных работы<sup>/6/</sup>.



Детальные вычисления теоретических значений коэффициентов и их сравнение с экспериментом проведены для канала  $(\tau, p_0)$ , имеющего более простую кинематику (спин входного и выходного каналов равен  $1/2$ ). В каналах  $(\tau, \alpha_0)$  и  $(\tau, \alpha_1)$  анализ ограничивался качественным рассмотрением энергетической зависимости коэффициентов  $a_L$  и извлечением значений спина резонансных состояний. Для реакции  $(\tau, \alpha_0)$  выражения, полученные для  $a_L$ , очень громоздки и, в случае интерференции трех-четырех состояний, содержат много параметров, что чрезвычайно осложняет проведение детальных численных расчетов. В случае реакции  $(\tau, \alpha_1)$  такие расчеты затруднительны из-за недостаточного экспериментального материала и сравнительно больших экспериментальных погрешностей в измерениях угловых распределений. В таблице 2 приведены экспериментальные и теоретические значения коэффициентов для ряда энергий  $E_\tau$ . В целом энергетический ход коэффициентов  $a_L$  удовлетворительно (в пределах 25%) описывается полученным набором интерферирующих уровней.

Проведенный анализ по резонансной теории ядерных реакций в общих чертах описывает экспериментальные результаты, и на основе такого анализа возможно приписать определенный спин уровням ядра  $N^{15}$ , если наблюдаемые в эксперименте аномалии в дифференциальных и полных сечениях реакций интерпретировать как проявление уровней составного ядра. В то же время такой анализ связан с рядом предположений (в частности, об изолированности интерферирующих уровней), которые в действительности нельзя считать достаточно оправданными.

В целях определения характера возбужденных состояний в диссертации рассмотрен вопрос о возможной корреляции между наблюдаемыми аномалиями в дифференциальных и полных сечениях реакций и порогами двухчастичного распада составного ядра. Для этого проведено сопоставление известных уровней для ядер  $N^{15}$ ,  $O^{15}$ ,  $F^{19}$ , образующихся в реакциях  $C^{12} + T$ ,  $C^{12} + He^3$ ,  $O^{16} + T$ , с вычисленными порогами распада этих ядер с вылетом нейтрона, протона, дейтона и  $\alpha$ -частицы. Результаты такого сопоставления показывают, что применительно к реакциям трития и гелия-3 с рассматриваемыми ядрами мишени имеются основания считать, что по крайней мере некоторые из наблюдаемых аномалий в функциях возбуждения могут быть связаны с эффектами вблизи порога двухчастичного распада составного ядра. Отсутствие какого-либо теоретического рассмотрения этого явления, а также недостаточность

экспериментальных данных не позволяют пока делать более определенных заключений. Сам факт наличия рассматриваемой корреляции может свидетельствовать о кластерной структуре возбужденных состояний составного ядра.

## В ы в о д ы

Результатом проведенных измерений явилось детальное изучение различных каналов реакций трития с углеродом. В ранее не исследованном интервале энергий ускоренных частиц получен большой экспериментальный материал по функциям возбуждения, угловым распределениям и полным сечениям реакции. Проведенный теоретический анализ экспериментальных данных свидетельствует о сложном характере взаимодействия ядер трития, что является стимулом дальнейших экспериментальных и теоретических исследований с целью получения дополнительной информации для более глубокого анализа и понимания таких процессов. Освоение методики применения полупроводниковых детекторов в изучении ядерных реакций и получение данных по дифференциальным и полным сечениям реакций  $C^{12} + T$  представляет практический интерес в постановке и проведении дальнейших экспериментов, осуществляемых на электростатических генераторах Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

Диссертация основана на экспериментальных результатах, полученных автором в течение 1958–66 гг совместно с А.М. Говоровым, А.В. Громовым, А.П. Кобзевым, Б. Кюн, К. Недведюк, Г.М. Осетинским, С.С. Паржицким, В.И. Салацким, В.И. Фурманом и опубликованных в препринтах ОИЯИ, журнальных статьях, трудах Международной конференции по ядерной физике в Париже и XV Ежегодного совещания по ядерной спектроскопии и структуре ядра /12-18/.

## Л и т е р а т у р а

1. S.T. Butler. Proc. Roy Soc., A208, 559 (1951).
2. С.Т. Батлер. Ядерные реакции срыва. ИЛ., М, 1960.
3. S. Hinds and R. Middleton. Proc. Phys. Soc., 78, 81 (1961).
4. S. Hinds and R. Middleton. Proc. Phys. Soc., 76, 545 (1960).

5. В.И. Салацкий, И.В. Сизов. Препринт ОИЯИ, Р-367, Дубна, 1959.
6. G.D. Gutsche, H.D. Holmgren, L.M. Cameron, R.L. Johnston. Phys. Rev., 125, 648 (1962).
7. H.C. Newns. Proc. Phys. Soc., 76, 489 (1960).
8. D.J. Pullen, I.R. Rook and R. Middleton. Nucl. Phys., 51, 88 (1964).
9. R.N. Glover, A.D.W. Jones. Phys. Lett., 16, N1, 69 (1965).
10. J.M. Blatt, L.C. Biedenharn. Rev. Mod. Phys., 24, 258 (1952).
11. А. Лейн и Р. Томас. Теория ядерных реакций при низких энергиях, М, 1960.
12. А.М. Говоров, Ли Га Ен, Г.М. Осетинский, В.И. Салацкий, И.В. Сизов. Препринт ОИЯИ, Р-725, Дубна, 1961.
13. Б.Кюн, В.И. Салацкий, И.В. Сизов. Препринт ОИЯИ, Р-830, Дубна, 1961. ЖЭТФ, 43, 1660 (1962).
14. К. Недведюк, В.И. Салацкий, И.В. Сизов. Препринт ОИЯИ, 986, Дубна, 1962; ЖЭТФ, 44, 1450 (1963).
15. К. Недведюк, В.И. Салацкий, И.В. Сизов. Препринт ОИЯИ, Р-1088, Дубна, 1962.
16. А.В. Громов, А.П. Кобзев, К. Недведюк, С.С. Паржицкий, В.И. Салацкий, И.В. Сизов, В.И. Фурман. Препринт ОИЯИ, 1684, Дубна, 1964.
17. А.В. Громов, А.П. Кобзев, К. Недведюк, С.С. Паржицкий, В.И. Салацкий, И.В. Сизов, В.И. Фурман. Comp. Rend. Congres international de Physique Nucleaire, Paris, 1964.
18. А.В. Громов, И.В. Сизов, В.И. Фурман. Программа и тезисы докладов XV Ежегодного совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. "Наука", М.-Л., 1965.

Рукопись поступила в издательский отдел  
14 февраля 1967 г.

Т а б л и ц а 2

$\sigma(\Pi) = \frac{1}{2} \sum_L a_L^2 P_L^2$  в единицах мбэри ферми<sup>2</sup>  $k$  - волновое число в единицах  $f^{-1} = 10^{13}$  см

| $E, \text{Мэв}$ | эксп.<br>$a_0 \pm \Delta a_0$ | теор.<br>$a_0$ | эксп.<br>$a_1 \pm \Delta a_1$ | теор.<br>$a_1$ | эксп.<br>$a_2 \pm \Delta a_2$ | теор.<br>$a_2$ | эксп.<br>$a_3 \pm \Delta a_3$ | теор.<br>$a_3$ | эксп.<br>$a_4 \pm \Delta a_4$ | теор.<br>$a_4$ | $\left(\frac{a_5}{a_0}\right) \%$ |
|-----------------|-------------------------------|----------------|-------------------------------|----------------|-------------------------------|----------------|-------------------------------|----------------|-------------------------------|----------------|-----------------------------------|
| 0,99            | $3,4 \pm 0,1$                 | 3,6            | $0,5 \pm 0,08$                | 0,11           | $3,7 \pm 0,1$                 | 4,18           | $-3,2 \pm 0,1$                | -2,5           | $0,7 \pm 0,1$                 | 0,7            | $3 \pm 3$                         |
| 1,06            | $4,6 \pm 0,1$                 | 4,9            | $-0,5 \pm 0,08$               | -0,7           | $6,8 \pm 0,1$                 | 6,8            | $-3,9 \pm 0,1$                | -3,6           | $0,7 \pm 0,1$                 | 0,8            | $4 \pm 2$                         |
| 1,11            | $11,5 \pm 0,1$                | 11,4           | $-4,0 \pm 0,1$                | -3,2           | $15,7 \pm 0,2$                | 14,4           | $-4,9 \pm 0,2$                | -4,5           | $0,9 \pm 0,2$                 | 0,9            | $1 \pm 2$                         |
| 1,16            | $8,4 \pm 0,1$                 | 8,41           | $-3,2 \pm 0,1$                | -4,6           | $11,4 \pm 0,1$                | 11,2           | $-4,6 \pm 0,2$                | -4,0           | $0,9 \pm 0,2$                 | 1,1            | $0,3 \pm 2$                       |
| 1,23            | $10,6 \pm 0,4$                | 12,8           | $-5,9 \pm 0,4$                | -6,82          | $17,8 \pm 0,6$                | 15,05          | $-6,4 \pm 0,3$                | -5,5           | $1,6 \pm 0,1$                 | 1,4            | 0                                 |
| 1,30            | $14,2 \pm 0,4$                | 16,5           | $-8,0 \pm 0,7$                | -8,1           | $23,5 \pm 0,5$                | 18,8           | $-5,9 \pm 0,3$                | -5             | $1,3 \pm 0,2$                 | 2,3            | $3,5 \pm 1,4$                     |
| 1,34            | $16,4 \pm 0,5$                | 20,5           | $-8,0 \pm 0,7$                | -11,2          | $28,7 \pm 0,6$                | 21,4           | $-6,5 \pm 0,4$                | -4,3           | $7,6 \pm 0,2$                 | 6,96           | $2,4 \pm 1,2$                     |
| 1,42            | $22,4 \pm 0,4$                | 22,9           | $-5,3 \pm 0,7$                | -4,68          | $32,4 \pm 0,7$                | 23,14          | $2,8 \pm 0,4$                 | 2,8            | $0,6 \pm 0,3$                 | 1,0            | 0                                 |
| 1,58            | $42,4 \pm 1,5$                | 40,5           | $3,4 \pm 1,2$                 | 5,4            | $48,1 \pm 0,8$                | 46             | $35,9 \pm 0,5$                | 36             | $7,2 \pm 0,6$                 | 7              | $3,8 \pm 1,4$                     |
| 1,67            | $54,3 \pm 2,0$                | 53,5           | $15,4 \pm 1,2$                | 16             | $54,0 \pm 0,7$                | 54,8           | $58,3 \pm 0,8$                | 58,3           | $14,7 \pm 1,0$                | 14             | $5,3 \pm 1,2$                     |
| 1,79            | $75,4 \pm 3,2$                | 77,5           | $11,3 \pm 2,7$                | 15,6           | $84,2 \pm 3,3$                | 81             | $50,2 \pm 3,0$                | 48,5           | $22,2 \pm 1,8$                | 20             | $10 \pm 1,5$                      |

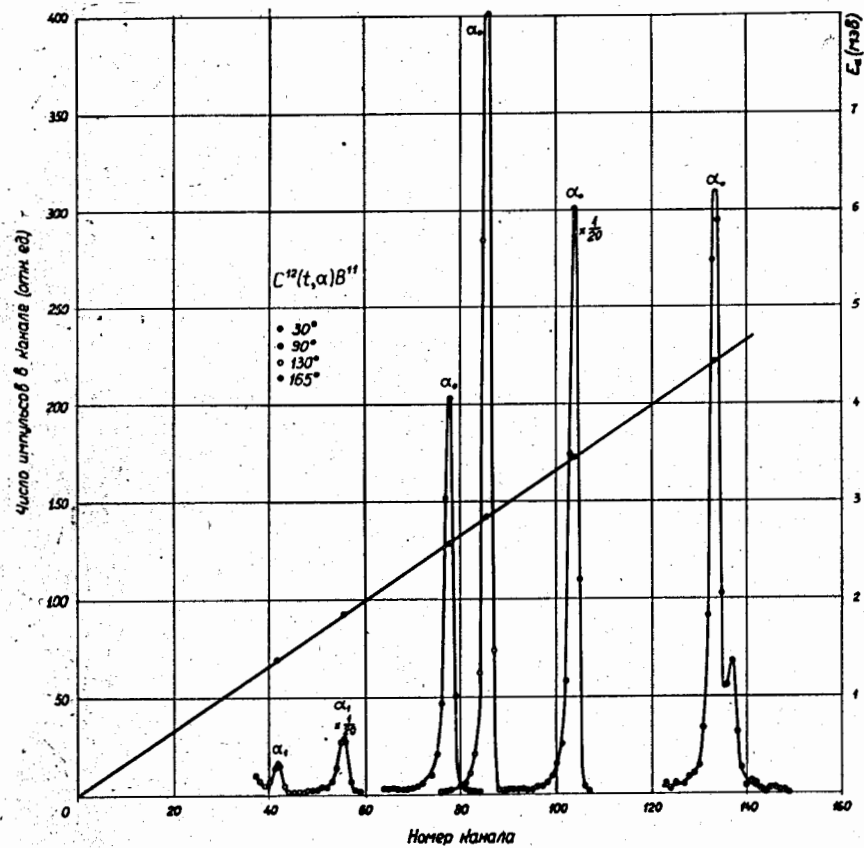


Рис. 1. Спектры  $\alpha$ -частиц из реакции  $C^{12}(t, \alpha)B^{11}$  для четырех значений углов. Калибровка энергетической шкалы детектора.

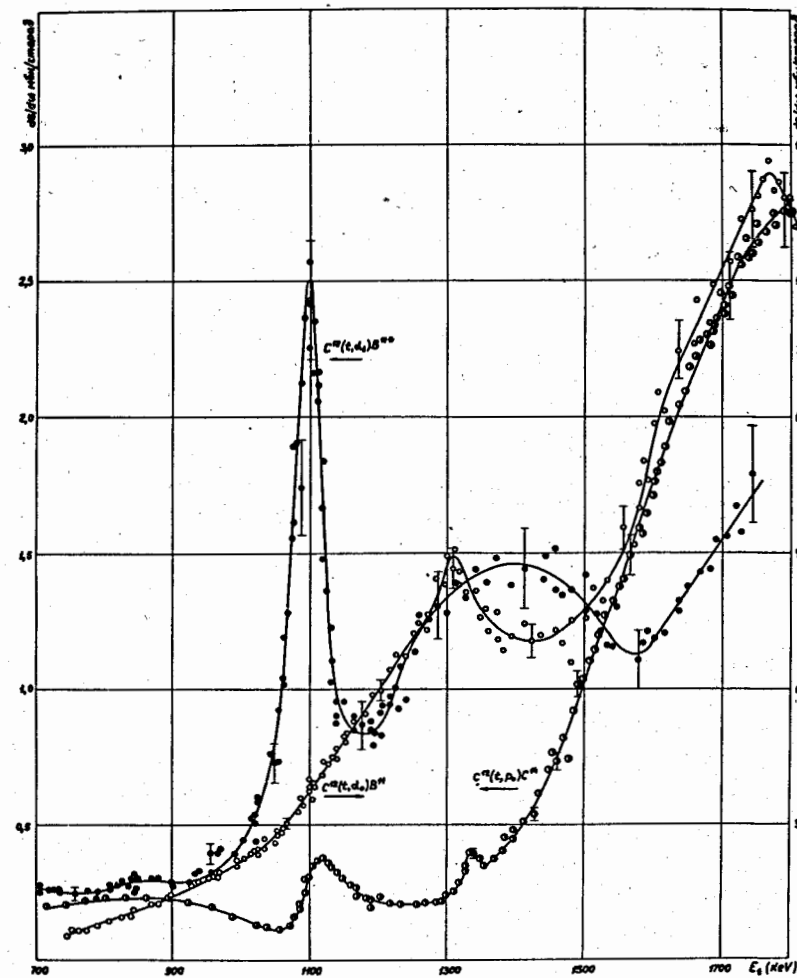


Рис. 2. Дифференциальные сечения реакций  $C^{12}(t, p_0)C^{14}$ ,  $C^{12}(t, \alpha_0)B^{11}$  и  $C^{12}(t, \alpha_1)B^{11*}$  для угла  $90^\circ$  л.с.

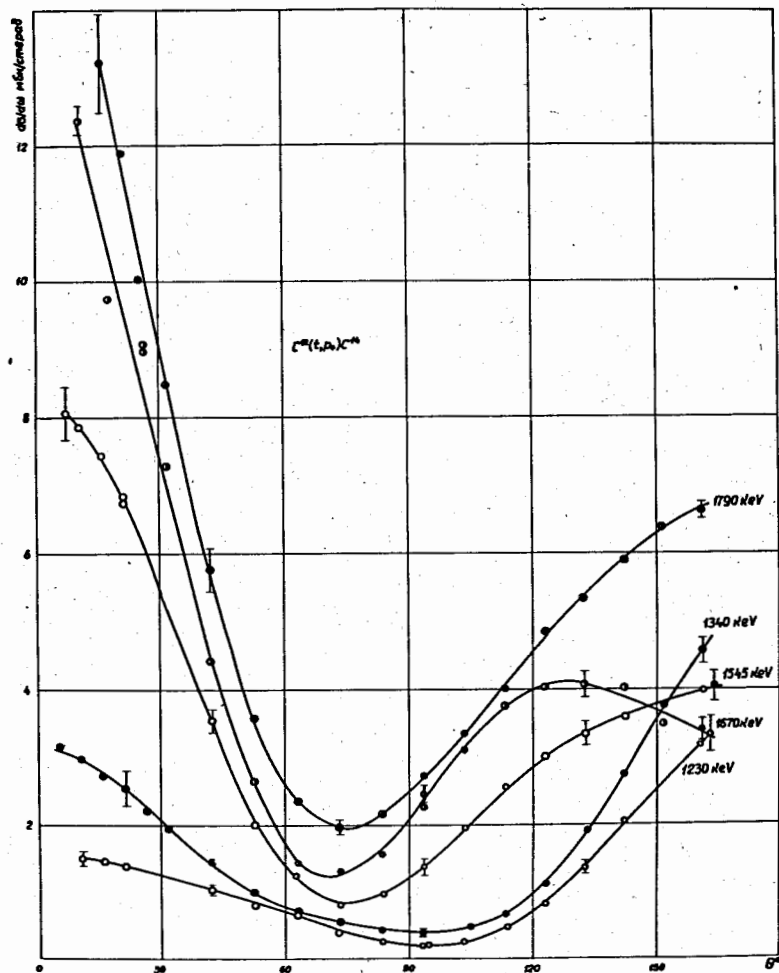


Рис. 3. Угловые распределения протонов из реакции  $C^{12}(t, p_0)C^{14}$  в с.п.и.

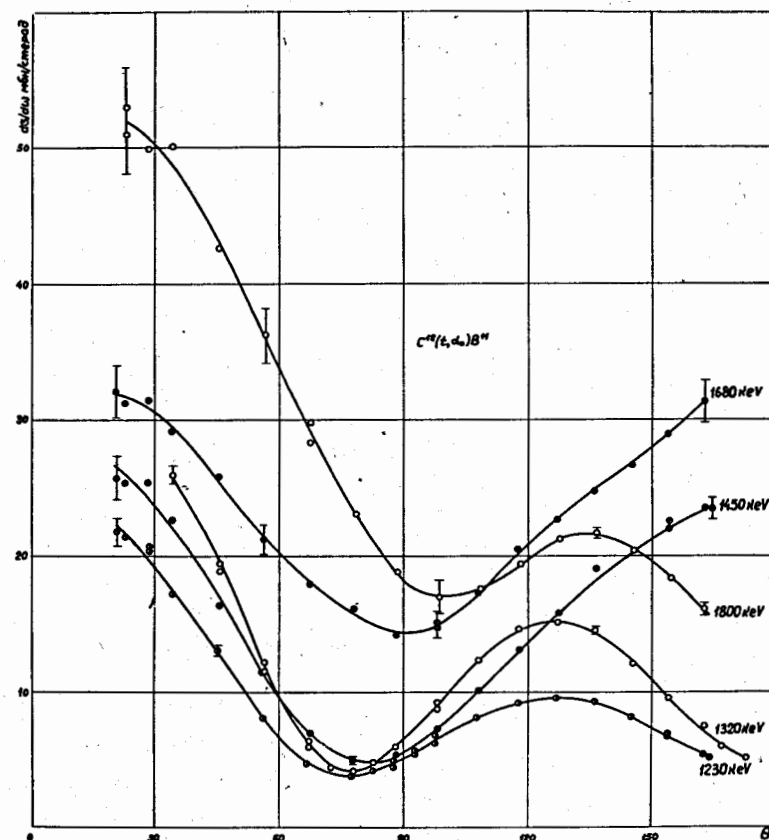


Рис. 4. Угловые распределения  $\alpha$ -частиц из реакции  $C^{12}(t, \alpha_0)B^{11}$  в с.п.и.

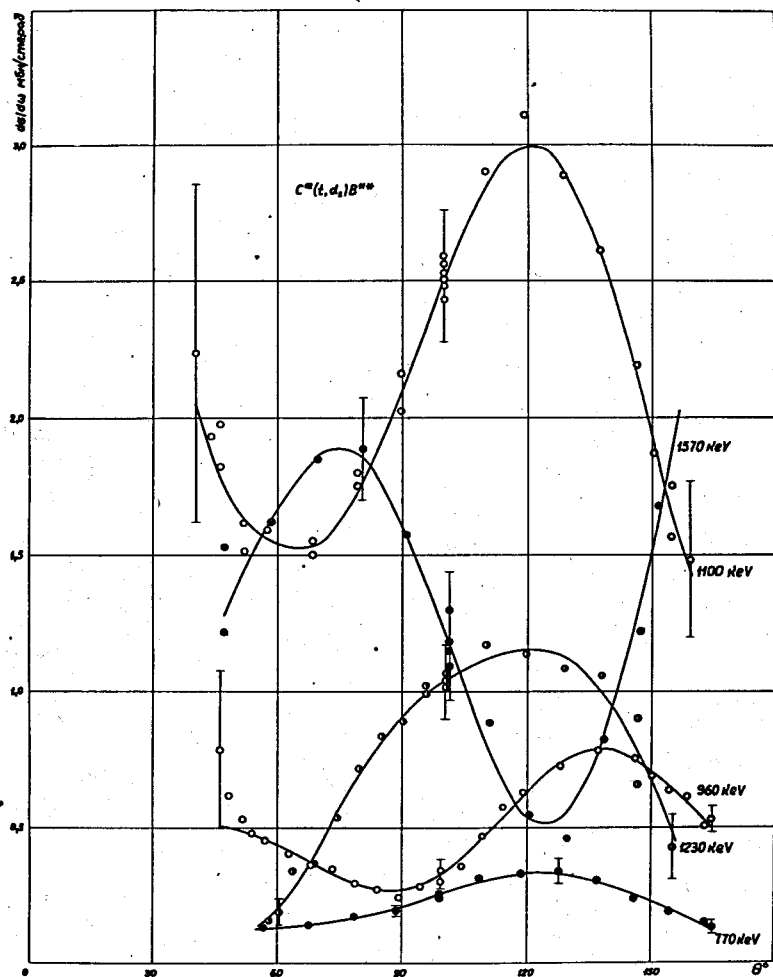


Рис. 5. Угловые распределения  $\alpha$ -частиц из реакции  $C^{12}(t, \alpha_1)B^{11*}$  в с.п.и.

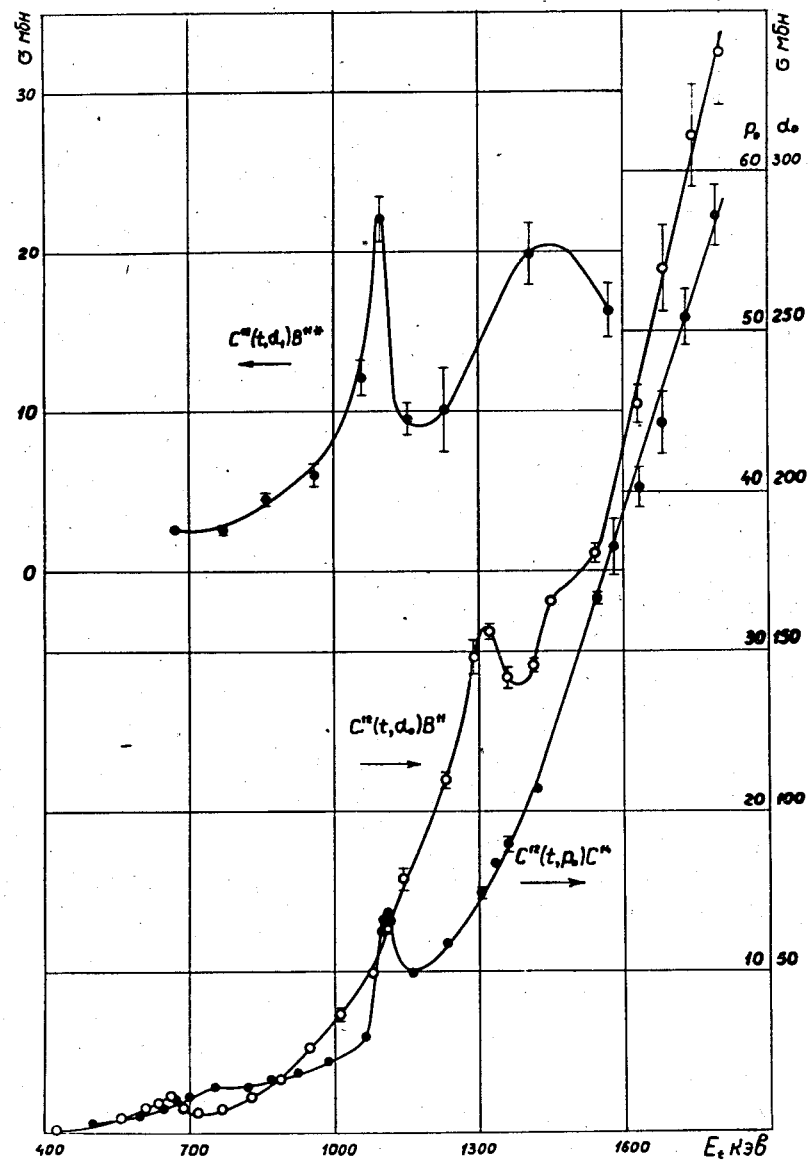


Рис. 6. Полные сечения реакций трития с углеродом.

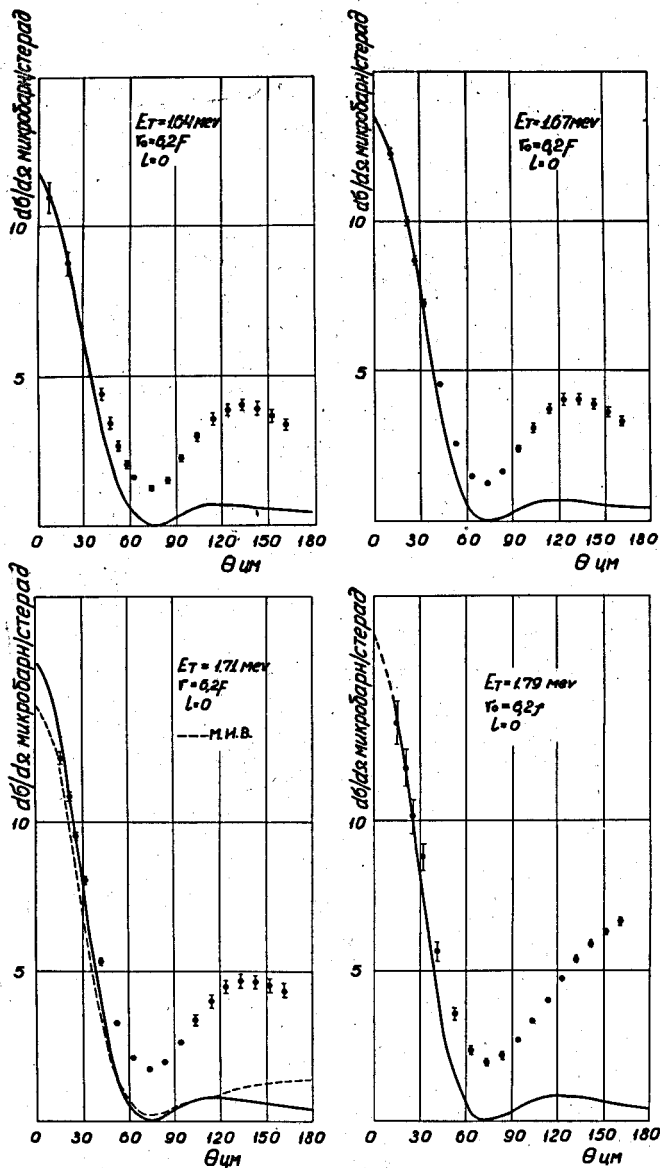


Рис. 7. Подгонка угловых распределений протонов из реакции  $C^{12}(t, p_0)C^{14}$  по теории двойного срыва.