

К-63

И/II-69

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна.



P1 - 4227

В.И.Комаров, Г.Е.Косарев, О.В.Савченко

КВАЗИУПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ ПРОТОНОВ  
С ЭНЕРГИЕЙ 665 МЭВ  $\alpha$ -ЧАСТИЧНЫМИ  
АССОЦИАЦИЯМИ В ЛЕГКИХ ЯДРАХ

ЛИБРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

1968

P1 - 4227

В.И.Комаров, Г.Е.Косарев, О.В.Савченко

КВАЗИУПРУГОЕ РАССЕЙНИЕ ПРОТОНОВ  
С ЭНЕРГИЕЙ 665 МЭВ  $\alpha$ -ЧАСТИЧНЫМИ  
АССОЦИАЦИЯМИ В ЛЕГКИХ ЯДРАХ



## 1. Введение. Цель эксперимента и выбор основных условий

Проблема ассоциирования нуклонов в ядре является одной из центральных проблем физики ядра. Реакции квазиупругого рассеяния (КВУР) быстрых протонов на кластерах дают прямую информацию об основных чертах и деталях ассоциирования, поскольку оно является непосредственной причиной, вызывающей реакцию. Количественный подход к реакциям КВУР, развитый в работах/1-3/, где для описания ассоциирования использовалась оболочечная модель, позволил вычислять такие существенные характеристики ассоциирования, как соотношение вероятностей образования различных кластеров, характер их движения в ядрах и спектры возбуждения остаточных ядер. Однако экспериментальные данные, позволяющие проверить правильность предлагаемой модели и определить характеристики ассоциирования, весьма неполны, либо вовсе отсутствуют. В особой степени это относится к наиболее существенному виду нуклонных ассоциаций -  $\alpha$ -кластерам. Основное требование, предъявляемое к опытам по КВУР, состоит в том, чтобы энергия падающих и выбиваемых частиц была достаточно велика - порядка нескольких сот Мэв. Известные экспериментальные работы/4,5/ по реакциям типа  $A, Z(p, p\alpha) A-4, Z-2$  выполнены при сравнительно невысокой энергии ( $T_p = 150$  Мэв), так что вторичные эффекты взаимодействия в ядерном веществе проявлялись весьма значительно. Реакция  $(p, p\alpha)$  на легких ядрах при энергии  $T_p = 660$  Мэв исследовалась в работе/6/ в условиях малой передачи импульса выбиваемым  $\alpha$ -частицам ( $T_\alpha = 10-20$  Мэв).

Цель данной работы состояла в измерении сечения квазиупругого рассеяния протонов с энергией 665 Мэв на  $\alpha$ -частичных ассоциациях в легких ядрах при максимальной передаче импульса  $\alpha$ -ассоциациями для оценки полного эффективного числа таких ассоциаций в условиях минимального влияния вторичных процессов.

Определение эффективного числа ассоциаций состоит в сравнении сечения выбивания таких ассоциаций из ядра с сечением упругого рассеяния на соответствующем свободном ядре ( на ядре  ${}^4\text{He}$  при исследовании  $\alpha$ -кластеров). Сечение свободного  $p$   ${}^4\text{He}$  рассеяния на угол  $169^\circ$  с.ц.и. было измерено нами ранее в работе/7/. При этом угол вылета ядер  ${}^4\text{He}$  в лабораторной системе равен  $5,4^\circ$ . Поэтому в настоящей работе высокоэнергетическая часть импульсного спектра выбиваемых ядер  ${}^4\text{He}$  измерялась под тем же углом  $5,4^\circ$  л.с. В соответствии с кинематикой свободного рассеяния ядра  ${}^4\text{He}$ , образующиеся в реакции КВУР, должны иметь под этим углом энергию, близкую к  $T_\alpha = 467$  Мэв, ( $P = 1923$  Мэв/с), превышающую энергию  $\alpha$ -частиц испарительного и каскадного процессов. При малой передаче импульса/6/ ядра  ${}^4\text{He}$  из КВУР сопровождаются интенсивным фоном  $\alpha$ -частиц указанных процессов.

Измерение выхода  ${}^4\text{He}$  с такой большой энергией представляет интерес и при изучении спектров вторичных частиц, возникающих при взаимодействии быстрых протонов с ядрами, поскольку измеренная часть спектра  ${}^4\text{He}$  при энергии 660 Мэв ограничивается областью  $T_\alpha \leq 100$  Мэв/8/.

Выбор ядер ( ${}^6\text{Li}$ ,  ${}^9\text{Be}$ ,  ${}^{12}\text{C}$ ) был обусловлен тем, что  ${}^6\text{Li}$  представляет собой ядро с ярко выраженной  $\alpha$ -d структурой, а эффективное число  $\alpha$ -ассоциаций для  ${}^9\text{Be}$  и  ${}^{12}\text{C}$  рассчитано в работах/2,3/.

## 2. Постановка эксперимента и условия измерений

Постановка эксперимента и условия измерений были близки к использованным нами ранее в эксперименте по упругому  $p$   ${}^4\text{He}$  рассеянию назад/7/.

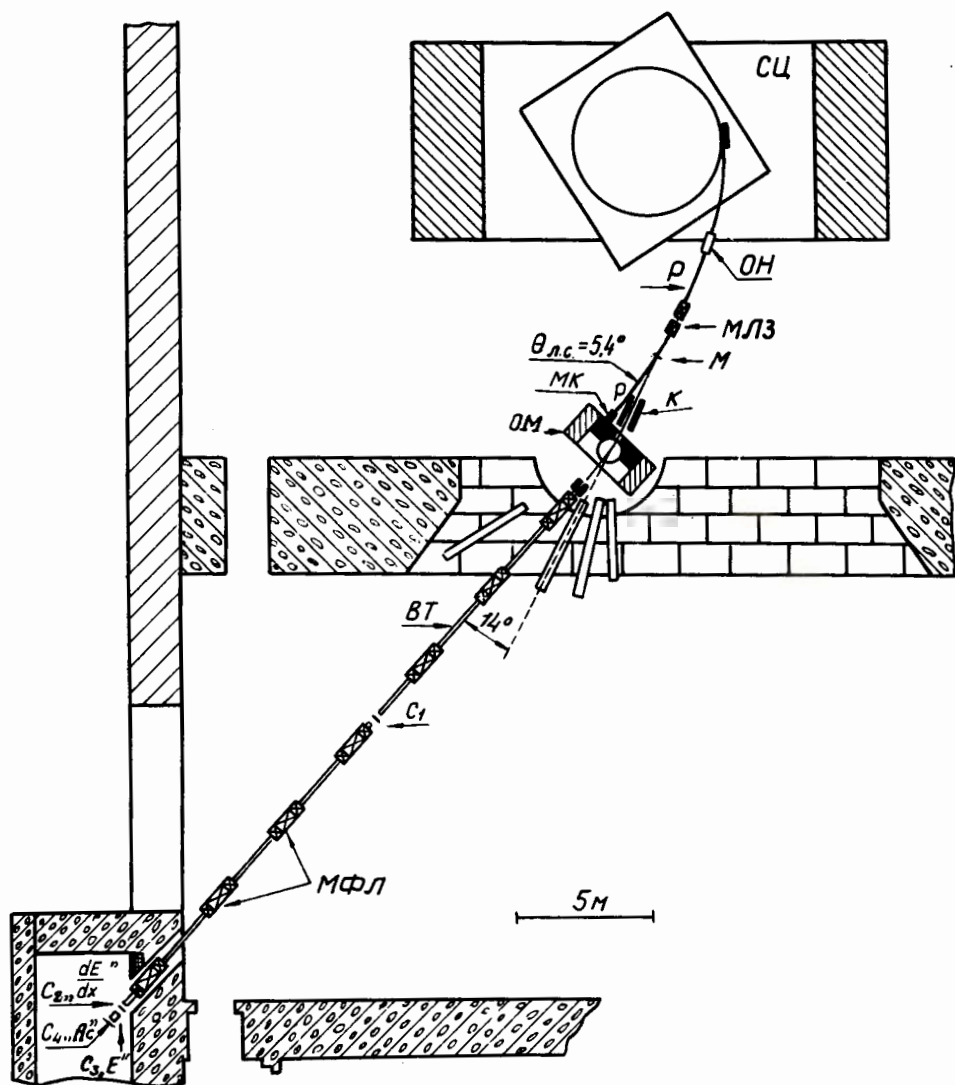


Рис. 1. Общая схема эксперимента и расположения аппаратуры. СЦ - синхротрон; ОН - отклоняющие насадки;  $p$  - выведенный протонный лучок; МЛ и МФЛ - магнитные линзы; М - мишень; МК - мониторирующая камера; К - коллиматоры; ОМ - отклоняющий магнит; ВТ - вакуумный тракт;  $C_1 - C_4$  - сцинтилляционные счётчики.

Мишени устанавливались на выведенном протонном пучке синхротрона (рис. 1), имевшем в плоскости мишени сечение с размером 1,5 см по горизонтали, 4,0 см по вертикали и угловой разброс около  $0,5^\circ$ . Система щелевых коллиматоров магнитного спектрометра выделяла частицы, вылетающие из мишени под углом  $5,4^\circ$  к направлению протонного пучка в угловом интервале  $0,1^\circ$ . Отобранные по импульсу частицы транспортировались фокусирующим каналом к сцинтилляционным счётчикам. В этих условиях обеспечивалось разрешение по импульсу (ширина на полувысоте)  $6 \pm 6,5\%$  и телесный угол, достаточный для регистрации процесса, идущего с сечением порядка  $10^{-31} \text{ см}^2 \text{ стер}^{-1}$ . Идентификация ядер  $^4\text{He}$  в потоке частиц с определенным эффективным импульсом осуществлялась по времени пролета на базе 14,5 м между счётчиками  $C_1$ ,  $C_2$ , удельным потерям энергии в сцинтилляторе  $C_2$ , полной потере энергии при остановке  $^4\text{He}$  в сцинтилляторе счётчика  $C_3$  и пробегу. Размеры сцинтилляторов  $C_1$  -  $12 \times 12 \times 0,2 \text{ см}^3$ ,  $C_2$  -  $12 \times 12 \times 1 \text{ см}^3$ ,  $C_3$  - толщина по оси пучка 10 см и диаметр 13 см,  $C_4$  -  $40 \times 40 \times 1 \text{ см}^3$ . Для выделения частиц определенной массы, в принципе, достаточно использовать 3 параметра отбора, однако использование 2 дополнительных параметров позволяет осуществить надежный отбор ядер  $^4\text{He}$  из потока протонов и дейтронов с интенсивностью, на несколько порядков превышающей интенсивность потока  $^4\text{He}$ .

Блок-схема электроники (рис. 2) в режиме амплитудного анализа позволяла измерять амплитудный спектр таких импульсов счётчика  $C_3$ , которые сопровождалась импульсом в счётчике  $C_1$  с опережением по времени, равным времени пролета  $^4\text{He}$ , импульсом в  $C_2$  с амплитудой, превышающей определенный порог дискриминации, и отсутствием импульса в  $C_4$ . Режим временного анализа, при котором на многоканальном анализаторе записывается времяпролетный спектр частиц пучка, использовался в данной работе для вспомогательных измерений. На рис. 3 приведены типичные характеристики идентификации  $^4\text{He}$ . При надлежащем выборе времени пролета и порога дискриминации по  $dE/dx$  амплитудные спектры импульсов  $C_3$  обнаруживали чёткий пик, обусловленный регистрацией  $^4\text{He}$ .

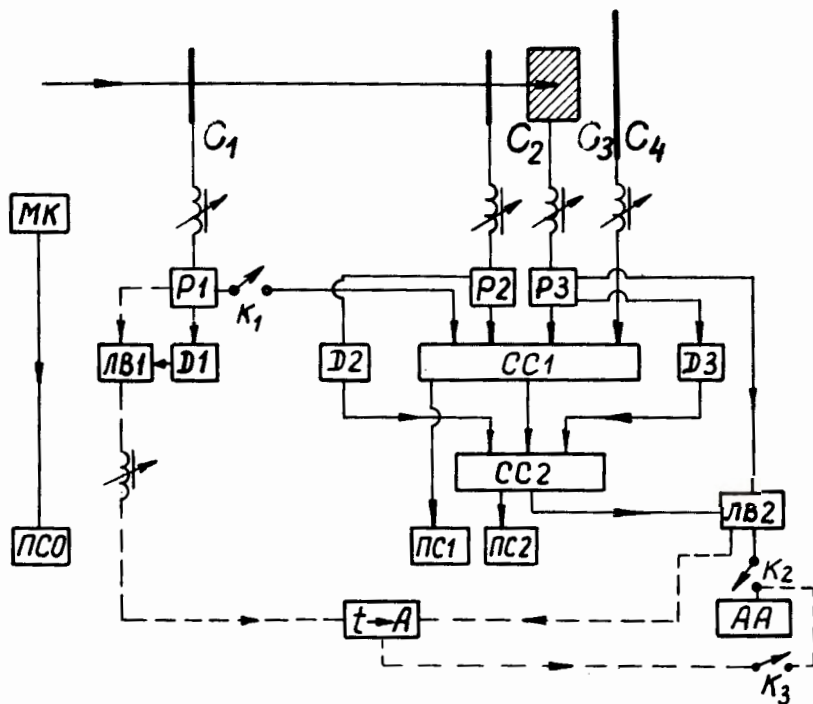


Рис. 2. Блок-схема электронной аппаратуры. Р - разветвитель; СС1 - быстрая схема совпадений; Д - интегральный дискриминатор; СС2 - вторичная схема совпадений; ЛВ - линейные ворота; ПС - пересчётная схема;  $t \rightarrow A$  - время-амплитудный конвертор; АА - многоканальный амплитудный анализатор. Режим амплитудного (временного) анализа:  $K_1, K_2$  - замкнут (разомкнут),  $K_2$  - разомкнут (замкнут).

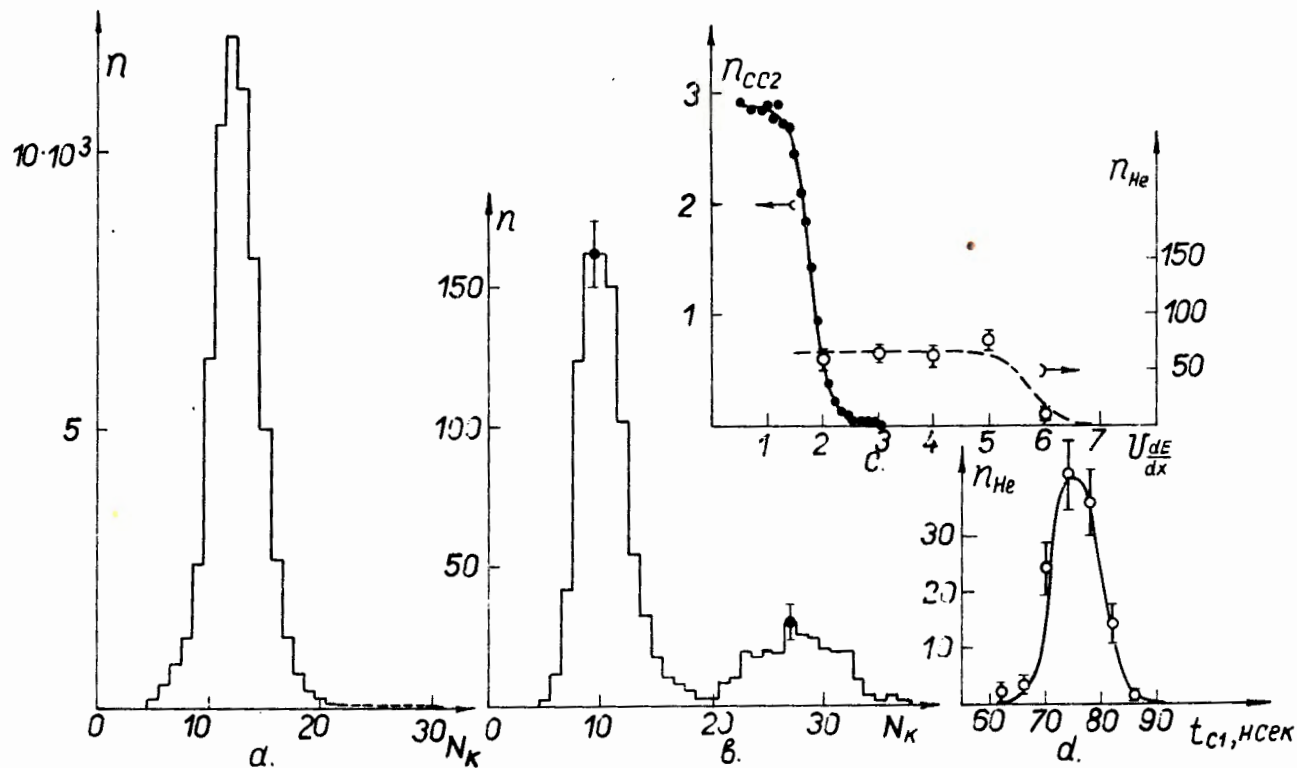


Рис. 3. Счётные характеристики аппаратуры при идентификации  ${}^4\text{He}$ .  
 а. амплитудный спектр импульсов  $C_3$  при регистрации дейтронов;  
 в. амплитудный спектр импульсов  $C_3$  при введении дискриминации по  $dE/dx$  ( $U_{dE/dx} = 5$ ), пик с  $N_k = 27$  обусловлен регистрацией  ${}^4\text{He}$ ; с. зависимость счёта  $n_{cc2}$  с выхода вторичной схемы совпадений и счёта  $n_{\text{He}}$  в пике  ${}^4\text{He}$  амплитудных спектров  $C_3$  от порога дискриминации импульсов  $C_2$ ; д. зависимость счёта  $n_{\text{He}}$  от задержки в канале  $C_1$ , соответствующая кривая для регистрации дейтронов имеет среднее значение  $t_{c1} = 75$  нсек.



### 3. Процедура измерений и обработки

Выход  ${}^4\text{He}$  в зависимости от импульса в интервале  $\pm 10\%$  относительно значения  $p = 1923$  Мэв/с измерялся из мишеней  $\text{LiH}$  ( $0,42$  г.см $^{-2}$ ;  $90,5\%$   ${}^6\text{Li}$ ),  $\text{Be}$  ( $0,85$  г.см $^{-2}$ ) и  $\text{CH}_2$  ( $1,1$  г.см $^{-2}$ ). Калибровка шкалы импульсов и дифференциального сечения выбивания  ${}^4\text{He}$  осуществлялась, как и в<sup>7/</sup>, сравнением выхода  ${}^4\text{He}$  с выходом дейтронов из реакции  $p + p \rightarrow d + \pi^+$ , идущей на ядрах водорода в мишенях  $\text{LiH}$  и  $\text{CH}_2$ . Фон при удалении мишеней составлял 2 – 15% счёта с мишенью. В полученные значения выхода  ${}^4\text{He}$  была введена поправка  $\approx 6\%$ , учитывающая ядерное и кулоновское рассеяние  ${}^4\text{He}$  и дейтронов калибровочной реакции в веществе мишени, слое воздуха до входа в вакуумный тракт и счётчиках.

Приведенные на рис. 4 спектры показывают, что при взаимодействии протонов с легкими ядрами наблюдался выход ядер  ${}^4\text{He}$  с импульсом  $\approx 1920$  Мэв/с и сечением  $3-5 \cdot 10^{-33}$  см $^2$  стер. $^{-1}$  (Мэв/с) $^{-1}$ . (Кроме указанных на рисунке статистических ошибок абсолютные значения точек имеют общую для всех точек 18%-ную неопределенность, возникающую при калибровке и введении поправок). В спектре  ${}^4\text{He}$ , выбиваемого из  ${}^6\text{Li}$ , обнаруживается пик, который можно интерпретировать как результат квазиупругого рассеяния протонов на  ${}^4\text{He}$  – ассоциации в ядре  ${}^6\text{Li}$ . Ширина наблюдаемого пика составляет  $\approx 6\%$  и, в основном, определяется экспериментальным разрешением.

Характерной особенностью наблюдаемых спектров является быстрое увеличение выхода  ${}^4\text{He}$  уже при 10%-ном уменьшении импульса относительно среднего значения для КВУР. С увеличением атомного номера ядра вклад этой части спектра в выход быстрых ядер  ${}^4\text{He}$  возрастает, так что уже на ядрах  ${}^9\text{Be}$  пик КВУР начинает сливаться с непрерывной частью спектра, а на ядре  ${}^{12}\text{C}$  при имеющемся разрешении КВУР проявляется лишь в неравномерности уменьшения выхода  ${}^4\text{He}$  с ростом импульса. Можно думать, что основным механизмом образования ядер  ${}^4\text{He}$  в области 1700–1800 Мэв/с является процесс рождения мезонов на нуклонных ассоциациях.

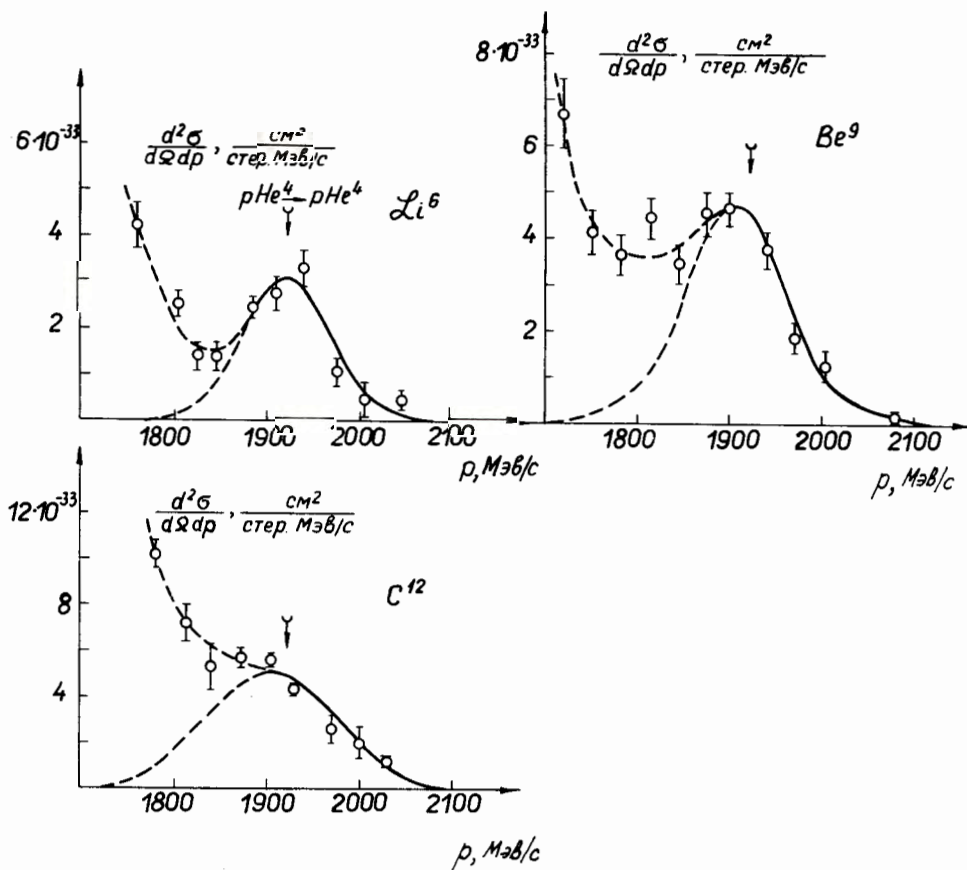


Рис. 4. Выход быстрых ядер  ${}^4\text{He}$  из  ${}^6\text{Li}$ ,  ${}^9\text{Be}$ ,  ${}^{12}\text{C}$  под углом  $5,4^\circ$  к пучку протонов с энергией 665 МэВ. Стрелкой указан импульс ядер  ${}^4\text{He}$  при упругом  ${}^4\text{He}$  рассеянии.

В самом деле, импульс ядер  ${}^4\text{He}$ , возникающих в реакции  $p\ {}^4\text{He} \rightarrow p\ {}^4\text{He}\ \pi^0$ , в наших условиях простирается до значения 1790 Мэв/с, а в реакциях  $p\ {}^3\text{He} \rightarrow {}^4\text{He}\ \pi^+$ ,  $p\ {}^3\text{He} \rightarrow {}^4\text{He}\ \pi^0$  составляет 1600 Мэв/с. В то же время выход  ${}^4\text{He}$  из двух последних реакций под углом  $6^\circ$  л.с. по данным работы<sup>/9/</sup> определяется сечением  $(3,3 \pm 1,3) \cdot 10^{-30}$  см<sup>2</sup>стер<sup>-1</sup>и, следовательно, на порядок превышает выход  ${}^4\text{He}$  при упругом  $p\ {}^4\text{He}$  рассеянии под тем же углом.

Для выделения квазиупругого рассеяния в  ${}^6\text{Li}$  мы нормировали кривую нормального распределения по экспериментальным точкам при  $p > 1900$  Мэв/с, где вклад непрерывной части спектра пренебрежимо мал. Среднее значение распределения принималось, с учётом энергии связи  ${}^4\text{He}$  в  ${}^6\text{Li}$ , равным 1921 Мэв/с. Дисперсия и нормировка распределения определялись методом наименьших квадратов. Полученное таким образом значение

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} [ {}^6\text{Li}(p, p\ {}^4\text{He})d ] = (3,6 \pm 0,7) \cdot 10^{-31} \text{ см}^2 \cdot \text{стер.}^{-1}$$

Аналогичная процедура при обработке спектра  ${}^4\text{He}$  из  ${}^9\text{Be}$  дает

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} [ {}^9\text{Be}(p, p\ {}^4\text{He})\ {}^5\text{He} ] = (5,4 \pm 1,2) \cdot 10^{-31} \text{ см}^2 \cdot \text{стер.}^{-1}$$

Приведенная ошибка учитывает возможный вклад (до 30%) непрерывной части спектра в выход  ${}^4\text{He}$  при  $p > 1900$  Мэв/с и неопределенность в среднем значении пика квазиупругого рассеяния (0,8%), обусловленную тем, что спектр возбуждения остаточного ядра неизвестен. Данные по выбиванию  ${}^4\text{He}$  из  ${}^{12}\text{C}$  позволяют оценить только верхнюю границу сечения. Для этого предполагалось, что спектр возбуждения остаточного ядра соответствует расчётам<sup>/2/</sup> и весь выход  ${}^4\text{He}$  при  $p > 1900$  Мэв/с обусловлен КВУР. Тогда

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} [ {}^{12}\text{C}(p, p\ {}^4\text{He})\ {}^8\text{Be} ] \leq (9,1 \pm 1,5) \cdot 10^{-31} \text{ см}^2 \cdot \text{стер.}^{-1}$$

Если предположить, что образование  ${}^4\text{He}$  может сопровождаться полным развалом остаточного ядра и учесть допустимую ширину пика квазиупругого рассеяния в наших условиях, то эта граница отодвинется до значения  $(18,2 \pm 3,0) \cdot 10^{-31} \text{ см}^2 \text{ стер}^{-1}$ . Это значение можно рассматривать как верхнюю оценку сечения выбивания  ${}^4\text{He}$  из  ${}^{12}\text{C}$ , включая конечные состояния с разрушением  $s$ -оболочки.

#### 4. Результаты и обсуждение

Отношения полученных сечений КВУР к сечению упругого  $p\text{-He}^4$  рассеяния  $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta_{\text{He}} = 5,4^\circ) = (4,6 \pm 1,2) \cdot 10^{-31} \text{ см}^2 \text{ стер}^{-1}$  позволяют оценить полные эффективные числа  $\alpha$ -кластеров<sup>3/</sup> (см. табл. 1). Измеряемое в условиях эксперимента сечение квазиупругого рассеяния представляет собой результат усреднения сечения упругого рассеяния на движущейся в ядре  $\alpha$ -ассоциации по малому интервалу энергии и передаваемого импульса. Средние значения импульса  $\alpha$ -кластеров в  ${}^6\text{Li}$ ,  ${}^9\text{Be}$  и  ${}^{12}\text{C}$ , которые могут быть найдены по результатам работ<sup>5,14/</sup>, составляют приблизительно 40,50 и 150 Мэв/с соответственно, в то время как импульс налетающего протона равен 1300 Мэв/с и выбиваемого ядра  ${}^4\text{He}$  — 1920 Мэв/с. Поэтому даже для ядра  ${}^{12}\text{C}$  такое усреднение не может приводить к изменению значения более чем на величину порядка 10%.

При нахождении отношений значительная часть факторов, дающих вклад в ошибку абсолютных сечений (ошибка сечения калибровочной реакции, рассеяние в счётчиках, эффективность счётчиков и т.п.), исключается. Значение  $N_\alpha$  для  ${}^6\text{Li}$  оказывается близким к единице, что представляется естественным, так как структура этого ядра хорошо описывается  $\alpha$ - $d$  моделью с малым перекрыванием волновых функций ассоциаций<sup>10/</sup>. Поскольку передача ядру импульса  $q = 9,5 \text{ ферми}^{-1}$  определяется поведением волновой функции ядра на расстояниях  $\lesssim \frac{\hbar}{q} \approx 0.1 \text{ ферми}^{11/}$ , этот результат указывает на близость волновой функции ядра  ${}^4\text{He}$  и  $\alpha$ -кластера в ядре  ${}^6\text{Li}$  на малых расстояниях.

Таблица 1

Данные об эффективном числе  $\alpha$ -ассоциаций в легких ядрах

№№ п/п	$N_{\alpha}$			Реакция	Энергия налетающих частиц Мэв	Информация получена в работе
	${}^6\text{Li}$	${}^9\text{Be}$	${}^{12}\text{C}$			
1.	$0,8 \pm 0,2$	$1,1 \pm 0,3$	$\leq 1,9 \pm 0,4$ ( $\leq 3,8 \pm 0,9$ )	(p, p $\alpha$ )	665	данная работа
2.	$0,2^{x/}$	0,48	1,3	"	660	В. Кузьмин и др. /6/
3.	-	-	$0,30 \pm 0,23$ $0,22$	"	150	A. James et al. /4/
4.	0,2	-	-	"	150	C. Ruhla et al. /5/
5.	-	-	$5,3 \pm 1,7$ $3,9 \pm 2,9$ $3,9 \pm 1,2$ $1,7 \pm 0,9$	( $\alpha$ , 2 $\alpha$ )	915	G. Igo et al. /12/
6.	-	1,38	2,37	(p, p $\alpha$ )	теор. работа	В. Балашов и др. /2/
7.	-	-	7,22	"	теор. работа	П. Береги и др. /3/

x/ Использовалась естественная смесь изотопов лития.

Экспериментальное значение  $N_\alpha$  для  ${}^9\text{Be}$  в пределах 25% точности совпадает с теоретическим значением<sup>/2/</sup>, не учитывающим КВУР с разрушением  $\alpha$ -оболочки.

Верхняя граница  $N_\alpha$  для  ${}^{12}\text{C}$  оказывается близкой к значению 2,37, рассчитанному в<sup>/2/</sup>, но заметно меньше значения 7,22, полученного в работе<sup>/3/</sup>, где были учтены все возможные конфигурации ядра, дающие вклад в  $\alpha$ -ассоциирование. Следует заметить, что полученное в эксперименте<sup>/12/</sup> значение  $N_\alpha = 6,9$  для реакции  ${}^{16}\text{O} (p, pd) {}^{14}\text{N}$  при аналогичной постановке опыта и энергии  $T_p = 1$  Гэв также оказывается меньше значения  $N_\alpha = 13,7$ , полученного в<sup>/3/</sup>.

Измеренные нами значения  $N_\alpha$  заметно больше, чем  $N_\alpha$ , полученные в экспериментах при  $T_p = 150$  Мэв<sup>/4,5/</sup>. Это связано, по-видимому, с сильным поглощением, существенно снижающим значение  $N_\alpha$ , измеряемое при низких энергиях, что отмечалось и ранее (например, в<sup>/3/</sup>). Заметное влияние взаимодействия в конечном состоянии наблюдается и в результатах измерений<sup>/6/</sup>, выполненных при энергии  $T_p = 660$  Мэв, но при передаче  $\alpha$ -ассоциациям импульса около 2 ферми<sup>-1</sup>. Аналогичный эффект наблюдался в<sup>/13/</sup>, где эффективное число  $N_\alpha$  в  ${}^{12}\text{C}$ , определяемое в реакции  $(\alpha, 2\alpha)$  при  $T_\alpha = 915$  Мэв, имело тенденцию к уменьшению при уменьшении передаваемого  $\alpha$ -кластеру импульса.

Таким образом, совокупность имеющихся данных по эффективным числам  $\alpha$ -ассоциаций указывает на необходимость проводить точные измерения  $N_\alpha$  при высокой энергии налетающих протонов и большой передаче импульса. Вместе с тем то обстоятельство, что значение  $N_\alpha$ , измеренное при энергии  $T_p = 660 - 665$  Мэв в диапазоне энергии выбиваемых  $\alpha$ -частиц от 10 до 470 Мэв, различается не более чем в 2-4 раза, хотя абсолютные сечения упругого рассеяния различаются при этом на 4 порядка, качественно подтверждает правильность основных представлений о квазиупругом рассеянии быстрых протонов на внутриядерных ассоциациях в широком диапазоне энергий.

## 5. З а к л ю ч е н и е

1. Измерен выход ядер  ${}^4\text{He}$  с энергией  $T_{\alpha} \approx 470$  Мэв, близкой с энергии  ${}^4\text{He}$  в свободном р  ${}^4\text{He}$  рассеянии, при соударении протонов с  $T_p = 665$  Мэв с ядрами  ${}^6\text{Li}$ ,  ${}^9\text{Be}$ ,  ${}^{12}\text{C}$ .

2. Обнаружен пик в импульсном спектре  ${}^4\text{He}$ , обусловленный квазиупругим рассеянием протонов  $\alpha$ -ассоциациями легких ядер при передаче таким ассоциациям импульса  $9,5$  ферми $^{-1}$ .

3. Оценены эффективные числа  $N_{\alpha}$   $\alpha$ -ассоциаций в ядрах  ${}^6\text{Li}$ ,  ${}^9\text{Be}$  и верхняя граница  $N_{\alpha}$  в ядре  ${}^{12}\text{C}$ .

4. Полученные результаты подтверждают правильность основных представлений о квазиупругом выбивании высокоэнергетичных ядер  ${}^4\text{He}$  быстрыми протонами из легких ядер и, в частности, указывают на близость внутренней структуры  $\alpha$ -ассоциаций и свободного ядра  ${}^4\text{He}$ .

В заключение авторы пользуются случаем поблагодарить В.В.Балашова, Д.И.Блохинцева, Л.М.Сороко за интерес к работе и полезные обсуждения и Ю.К.Акимова, Ю.Г.Будяшова, В.Г.Зинова и А.Н.Синаева за содействие, оказанное нам при подготовке быстрой электроники, использованной в работе.

## Л и т е р а т у р а

1. В.В.Балашов, В.Г.Неудачин, Ю.Ф.Смирнов, Н.П.Юдин, ЖЭТФ, 37, 1387 (1959).
2. В.В.Балашов, А.Н.Бояркина, И.Роттер, Nucl. Phys., 59, 417 (1964).
3. П.Береги, Н.С.Зеленская, В.Г.Неудачин, Ю.Ф.Смирнов, Nucl. Phys. 66, 513 (1965).
4. A.N.James, H.G.Pugh, Nucl. Phys. 42, 441 (1963).
5. C.Ruhla, M.Riou et al. Phys. Lett., 6, 282 (1963).
6. А.П.Жданов, В.Н.Кузьмин, Р.М.Яковлев, Изв. АН СССР, с.ф. 29, 239 (1965), ЯФ, 1, 625 (1965); В.Н.Кузьмин, Р.М.Яковлев, Изв. АН СССР с.ф. 29, 1237 (1965).
7. В.И.Комаров, О.В. Савченко, Препринт ОИЯИ Р1-3720, Дубна, 1968.

8. Е.Л.Григорьев, Л.П.Соловьева, ЖЭТФ 31, 932 (1956), В.И.Остроумов, Н.А.Перфилов, Р.А.Филов, ЖЭТФ 39, 105 (1960).
9. Ю.К.Акимов, О.В.Савченко, Л.М.Сороко, ЖЭТФ 41, 708, (1961).
10. Ю.А.Кудеяров, В.Г.Неудачин, С.Г.Серебряков, Ю.Ф.Смирнов, ЯФ 6, 1203 (1967); Ю.А.Кудеяров, Р.А.Эрамжян, Препринт ОИЯИ Р4-4016 (1968).
11. Д.И.Блохинцев, ЖЭТФ, 33, 1295 (1957). Д.И.Блохинцев, К.А.Токтаров. Препринт ОИЯИ Р4-4018, Дубна, 1968.
12. J.K.Sutter et al., Phys. Rev. Lett. 19, 1189 (1967).
13. G.Igo, L.F.Hansen, T.J.Gooding, Phys. Rev. 131, 337 (1963).
14. A.Samman, P.Cüer, J. Phys. Rad., 19, 13 (1960).

Рукопись поступила в издательский отдел

27 декабря 1968 года.