

19/III-73

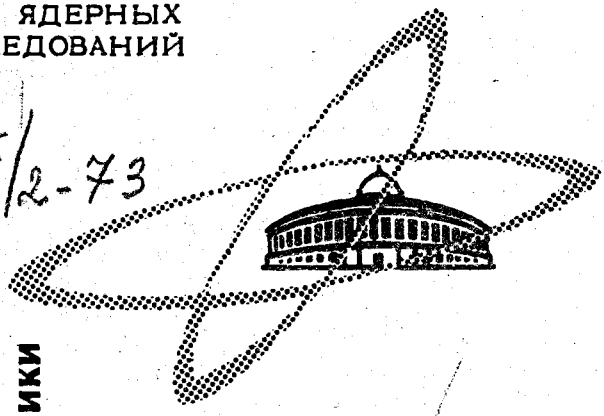
H-171

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна.

1045/2-73

P1 - 6835



ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ  
ЛАБОРАТОРИЯ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНОЙ ТЕХНИКИ  
И АВТОМАТИЗАЦИИ

В.С.Надеждин, Н.И.Петров,  
В.И.Сатаров, И.К.Взоров

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕАКЦИИ ( $\pi^+$ , 2p)  
НА ЯДРАХ ЛИТИЯ  
ПРИ ЭНЕРГИИ  $E=85 \pm 4$  МЭВ. I

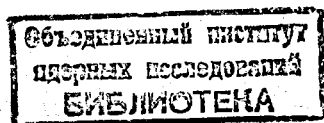
1972

P1 - 6835

В.С.Надеждин, Н.И.Петров,  
В.И.Сатаров, И.К.Взоров

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕАКЦИИ ( $\pi^+$ , 2p)  
НА ЯДРАХ ЛИТИЯ  
ПРИ ЭНЕРГИИ  $E=85 \pm 4$  МЭВ. I

*Направлено в ЯФ*



Экспериментальное исследование процессов захвата  $\pi^+$ -мезонов ядрами  $Li^6$  и  $Li^7$  с испусканием двух быстрых протонов представляет большой интерес для изучения механизма поглощения  $\pi^+$ -мезонов ядерными нуклонами и структуры ядер, так как в данном случае удастся надежно выделить канал реакции, соответствующий захвату  $\pi^+$ -мезонов нуклонами  $p$ -оболочки. Благодаря выделению этого канала реакции на ядре  $Li^6$ , у которого на  $p$ -оболочке имеется единственная  $np$ -пара нуклонов, почти в чистом виде реализуется редкая возможность измерения сечения поглощения  $\pi$ -мезона отдельным ядерным квазидейтроном.

Первые результаты измерения дифференциальных сечений реакции на ядре  $Li^6$  уже опубликованы<sup>1/1</sup>. В I части настоящей статьи излагаются и обсуждаются полные экспериментальные данные для ядер  $Li^6$  и  $Li^7$ , включающие спектры суммарной энергии протонов, дифференциальные сечения и импульсные распределения остаточных ядер.

Ранее исследование реакции ( $\pi^+$ ,  $2p$ ) при  $E = 76$  Мэв на ядрах проводилось группой Шарпака и Зупанчича<sup>1/2</sup>. Однако этой группой измерения выполнены только для одного симметричного набора пар углов, характеризующих расположение детекторов протонов относительно пучка  $\pi$ -мезонов. С целью получения данных об угловой зависимости сечений и полной угловой корреляции протонов измерения сечений выполнены нами для шести наборов пар углов в случае ядра  $Li^6$  и трех наборов - в случае ядра  $Li^7$ .

### Условия опыта

Схема опыта представлена на рис. 1.

Пучок  $\pi^+$ -мезонов с энергией  $85 \pm 4$  Мэв падает на металлическую мишень  $M$ , представляющую собой пластину площадью  $100 \text{ см}^2$ ,

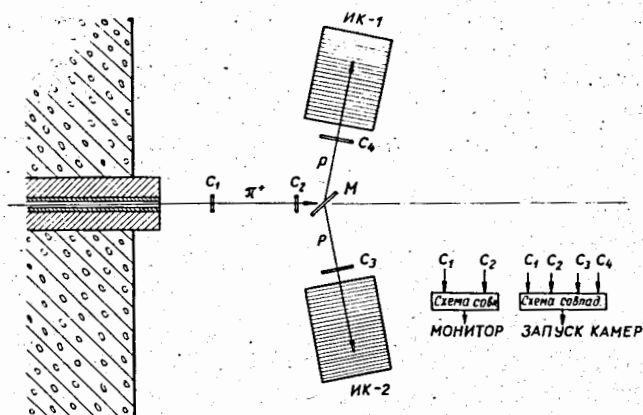


Рис. 1. Схема опыта.

которая образует угол  $45^\circ$  с направлением пучка  $\pi^+$ -мезонов. Толщины мишеней из  $Li^6$  и  $Li^7$  равны  $1,25 \text{ г/см}^2$  и  $1,05 \text{ г/см}^2$  соответственно. Детекторами быстрых протонов являются две искровые камеры ИК<sub>1</sub> и ИК<sub>2</sub> размером  $318 \times 300 \times 500 \text{ мм}^3$ . Каждая камера состоит из 40 газовых промежутков, разделенных пластинами из алюминия. Суммарная толщина пластин обеспечивает измерение энергии протонов по пробегу вплоть до  $E = 185 \text{ Мэв}$ . Для пропуска протонов в передних фланцах камер сделаны прямоугольные окна, вырезающие по отношению к мишени угол  $\Delta\omega = 0,173$  стеррад. При указанных условиях в случае симметричной геометрии опыта  $\theta_1 = \theta_2 = 79^\circ 30'$  исключается возможность попадания протонов на стенки камеры; в случае несимметричной геометрии  $\theta_1 = 53^\circ$ ;  $\theta_2 = 108^\circ$  поправка на остановки протонов в стенках камеры не превышает 2%. Запуск камер осуществляется схемой совпадений, состоящей из четырех счетчиков  $C_1, C_2, C_3, C_4$ . Съём информации с камер фильмовый, отдельный для правой и левой камер. Энергетический порог регистрации протонов с эффективностью 100% зависит от углов  $\theta_1$  и  $\theta_2$  и в среднем составляет 50 Мэв.

Суммарная примесь электронов и  $\mu$ -мезонов в пучке равна  $18 \pm 3\%$ . Полный поток частиц на мишень равен  $5 \cdot 10^3$  част/сек при сечении пучка  $35 \times 35 \text{ мм}^2$ . Наборы пар углов  $\theta_1$  и  $\theta_2$ , для которых произведены измерения, приведены в таблицах I и II. Первый и шестой наборы углов соответствуют кинематике захвата  $\pi^+$ -мезонов с энергией  $E = 85 \text{ Мэв}$  свободными дейтронами.

#### Результаты опыта

Результаты опыта базируются на анализе около 10 000 актов захвата  $\pi^+$ -мезонов с испусканием двух быстрых протонов.

Таблица I

№ ПП	Набор углов		$\frac{d^2 \delta}{d\omega_1 d\omega_2}$	(в ед. $\frac{10^{-27} \text{ см}^2}{\text{стер}^2}$ )
	$\theta_1$	$\theta_2$		
I	79° 30'	79° 30'	2,63 ± 0,26	2,88 ± 0,25
2	57° 30'	79° 30'	0,73 ± 0,13	1,67 ± 0,17
3	79° 30'	101° 30'	0,75 ± 0,13	1,88 ± 0,22
4	68° 30'	79° 30'	1,95 ± 0,26	2,38 ± 0,30
5	79° 30'	90° 30'	1,78 ± 0,38	2,94 ± 0,38
6	53°	108°	4,13 ± 0,38	4,82 ± 0,42

Таблица II

№ пп	Набор углов		$\frac{d^2 \delta}{d\omega_1 d\omega_2}$	(в ед. $\frac{10^{-27} \text{ см}^2}{\text{стер}^2}$ )
	$\Theta_1$	$\Theta_2$		
1	$79^{\circ} 30'$	$79^{\circ} 30'$	1-й максимум $1,66 \pm 0,19$	2-й максимум $2,32 \pm 0,20$
2	$57^{\circ} 30'$	$79^{\circ} 30'$	$0,52 \pm 0,14$	$1,53 \pm 0,16$
3	$79^{\circ} 30'$	$101^{\circ} 30'$	$0,65 \pm 0,13$	$1,76 \pm 0,16$

На рис. 2а,б,в и 3а,б,в представлены спектры суммарной энергии  $E_c$  парных протонов для первого, второго и третьего наборов углов. Из рис. 2 и 3 видно, что как для ядра  $Li^6$  так и для ядра  $Li^7$  на всех спектрах четко выделяется по два максимума. Первые максимумы, расположенные при значениях суммарной энергии  $E_c = 220$  Мэв для  $Li^6$  и  $E_c = 211$  Мэв для  $Li^7$ , соответствуют захвату  $\pi^+$ -мезонов нуклонами  $p$ -оболочки. В случае реакции на  $Li^6$  остаточное ядро образуется в основном состоянии:



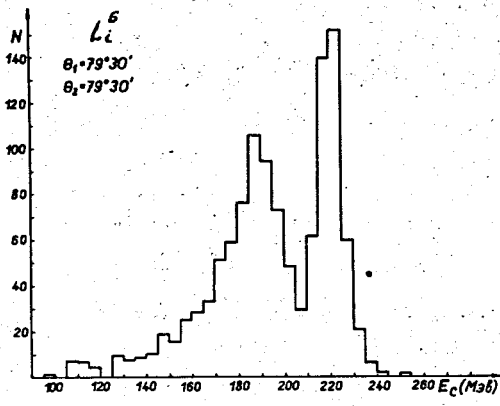
а в случае реакции на  $Li^7$  вклад в первый максимум дают основное и первое возбужденное состояния остаточного ядра  $He^5$ :



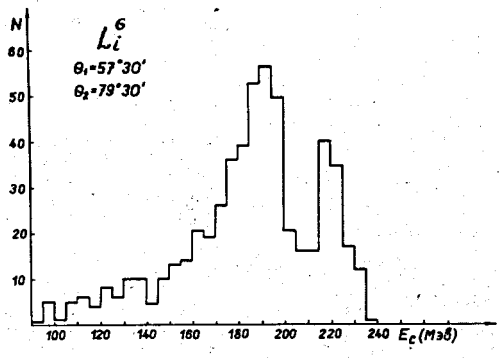
Энергетическое разрешение в нашем опыте, равное  $\Delta E_c = 5-6$  Мэв, недостаточно для разделения этих близко расположенных состояний ядра  $He^5$ . Вторые максимумы, расположенные в одном и том же интервале суммарной энергии при  $E_c = 190$  Мэв, соответствуют захвату  $\pi^+$ -мезонов парами нуклонов с  $s$ -оболочки и парами, состоящими из нуклона с  $s$ -оболочки и нуклона с  $p$ -оболочки. В данном случае остаточные ядра  $He^4$  и  $He^5$  образуются в состоянии высокого возбуждения.

Анализ энергетических спектров протонов, регистрируемых левой и правой камерами, показал, что наличие энергетического порога регистрации протонов не снижает эффективность детектирования событий, попадающих в первый максимум на ядре  $Li^6$ , а поправки на нерегистрируемые события для первого максимума на ядре  $Li^7$  и для вторых максимумов на обоих ядрах невелики. Поэтому искажение спектров суммарной энергии в области первого максимума для ядра  $Li^6$  происходит только за счет неупругого взаимодействия протонов в мишени и пластинах камер. В случае второго максимума добавляются небольшие искажения, обусловливаемые наличием энергетического порога регистрации протонов. Для первого максимума поправка на неупругое взаимодействие составляет 20%, а для второго - 17%.

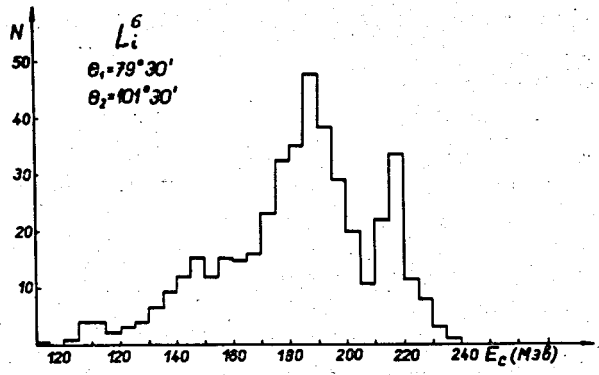
Для определения дифференциальных сечений граница между первым и вторым максимумами проводилась по середине интервала шириной  $\Delta E_c = 5$  Мэв с наименьшим числом событий. Граница второго максимума слева бралась при одном и том же значении  $E_c = 170$  Мэв и была найдена из требования, чтобы средние энергии протонов, регистрируемые левой и правой камерами, в пределах ошибок



a/



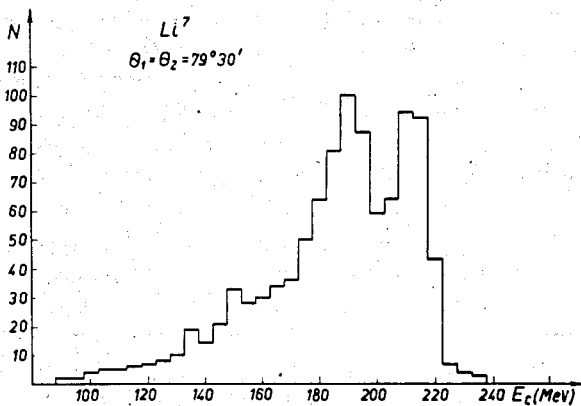
б/



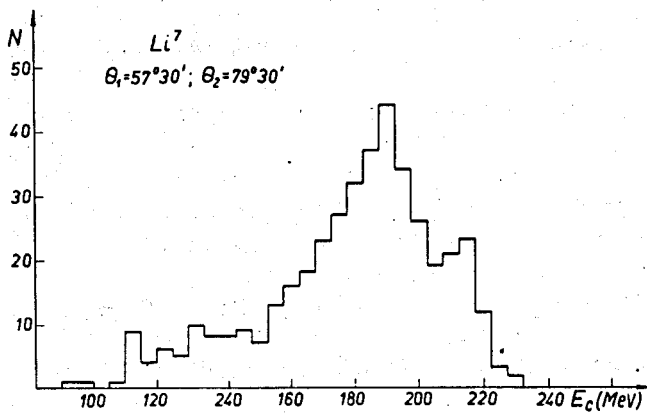
в/

Рис. 2. Распределение событий по суммарной энергии протонов.

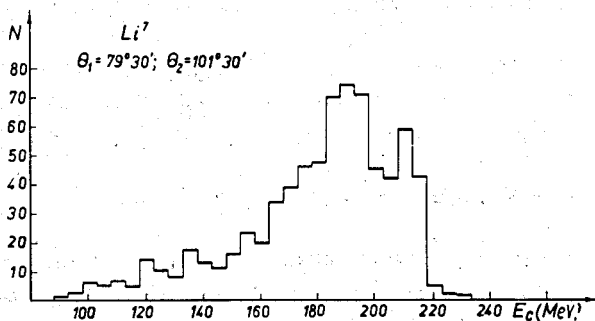




a/



б/



в/

Рис. 3. Распределение событий по суммарной энергии протонов.

измерения совпадали с расчетными значениями, полученными в предположении двухуклонного механизма захвата с учетом энергии связи. Совпадение измеренных и расчетных значений средних энергий протонов имеет место и для первых максимумов ядер  $Li^6$  и  $Li^7$ .

В таблицах I и II представлены измеренные дифференциальные сечения реакции, отнесенные к первому и второму максимумам распределений по суммарной энергии для ядер  $Li^6$  и  $Li^7$  соответственно.

Указанные в таблицах ошибки включают статистические отклонения и ошибки разделения событий между максимумами. Поскольку для сечений, отнесенных ко второму максимуму, ошибки, связанные с проведением границы слева, и поправки на эффективность регистрации событий не учтены, приведенные в таблицах сечения и их ошибки являются несколько заниженными.

Воспользовавшись тем обстоятельством, что в случае первого максимума на ядре  $Li^6$  измеренные сечения для наборов, в которых один из углов равен  $\theta = 79^\circ 30'$ , симметричны относительно значений

второго угла, мы проинтегрировали сечение  $\frac{d^2\sigma}{d\omega_1 d\omega_2}$  по углу  $\omega_2$  в пределах конуса с углом при вершине  $68^\circ$ .

Как показала специальная проверка, выполненная по методу Монте-Карло, операция такого интегрирования с точностью около

5% дает сечение  $\frac{d\sigma}{d\omega_1} / \theta_1 = 79^\circ 30' /$  для первого максимума на

ядре  $Li^6$ . Аналогичная операция для второго максимума дает

величину  $(\frac{d\sigma}{d\omega})_\Sigma$ , которая несколько меньше сечения  $\frac{d\sigma}{d\omega_1} / \theta_1 =$

$= 79^\circ 30' /$ , так как здесь конус с углом при вершине  $68^\circ$  не охватывает всей области углов, в которую испускаются протоны, когда первая камера находится на угле  $\theta = 79^\circ 30'$ . Найденные величины

сечений  $(\frac{d\sigma}{d\omega_1})_\Sigma$  приведены в таблице III.

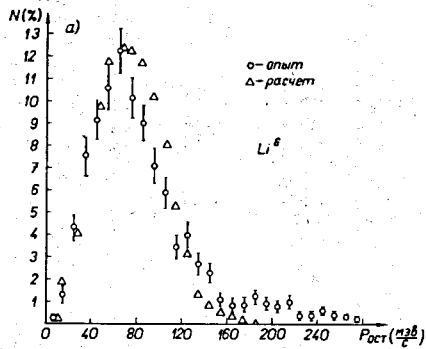
На рис. 4а,б представлены распределения событий по импульсам остаточных ядер для первых максимумов, представляющие собой взвешенные суммы распределений для первых трех наборов углов. На рис. 4а приведено также соответствующее теоретическое распределение для случая  $a, d$ -модели  $-3/$  ядра  $Li^6$ , вычисленное по методу Монте-Карло с учетом условий опыта.

Таблица III

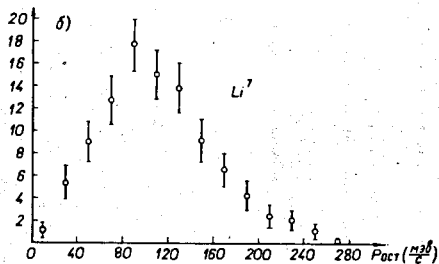
Ядро	$\left(\frac{d\sigma}{d\omega}\right)_Z$		(в ед. $10^{-28}$ см <sup>2</sup> стер.)
	1-й максимум	2-й максимум	
L <sub>6</sub>	10,12 ± 1,00	20,30 ± 1,32	
L <sub>7</sub>	7,54 ± 0,87	18,54 ± 1,51	

Таблица IV

Ядро	$\left(\frac{d\sigma}{d\omega}\right)_{Z \text{ расч.}}$		(в ед. $10^{-28}$ см <sup>2</sup> стерад <sup>-1</sup> )
	p <sup>2</sup> - конфигурация	S <sup>2</sup> - конфигурация	
L <sub>6</sub>	6,74 ± 0,80	8,97 ± 1,06	
L <sub>7</sub>	8,06 ± 0,96	8,97 ± 1,06	



a/



b/

Рис. 4. Распределение остаточных ядер по импульсу для первого максимума.

## Обсуждение результатов

Захват  $\pi$ -мезонов  $np$ -парами ядерных нуклонов в рамках импульсного приближения и дисперсионной теории прямых ядерных реакций /4/ рассматривается как процесс, идущий на ядерных квазидейтронах. В случае первой гипотезы ядро характеризуется эффективными числами квазидейтронов, в случае второй - ширинами испускания виртуальных дейтронов. Вследствие того, что сечение поглощения  $\pi$ -мезонов ядерными квазидейтронами, которые находятся вне массовой поверхности, не известно, то во всех теоретических расчетах, как правило, предполагается, что оно равно соответствующему сечению для свободных дейтронов.

Результаты нашего опыта позволяют провести количественную проверку этого основного предположения теории. Благодаря тому, что ядра  $Li^6$  и  $Li^7$  имеют ярко выраженную кластерную структуру, указанную проверку удастся провести раздельно для квазидейтронов, находящихся на  $s$ - и  $p$ -оболочках ядер  $Li^6$  и  $Li^7$ .

Применительно к процессу двухнуклонного захвата  $\pi^+$ -мезонов ядрами  $Li^6$  и  $Li^7$  одно из основных различий оболочечной и кластерной моделей заключается в том, что в первом случае интенсивно возбуждаются уровни остаточных ядер, соответствующие захвату пионов  $np$ -парами  $s^2$ ,  $p^2$  и  $sp$ -конфигураций, в то время как во втором случае интенсивность захвата пионов квазидейтронами  $sp$ -конфигурации сильно подавлена. Согласно оценкам работы /5/, для  $\alpha, d$ -модели ядра  $Li^6$  и  $\alpha, H^3$ -модели ядра  $Li^7$  она составляет 15-20% от интенсивности захвата пионов квазидейтронами  $s^2$  и  $p^2$ -конфигураций. Другое различие модели состоит в том, что импульсное распределение относительного движения  $\alpha$  и  $d$ -ассоциаций в ядре  $Li^6$  и  $\alpha$  и  $H^3$ -ассоциаций в ядре  $Li^7$  для первой модели значительно шире, чем для второй /3/.

Согласно оболочечной модели средняя энергия возбуждения остаточного ядра, соответствующая захвату пионов квазидейтронами  $sp$ -конфигурации, находится в районе 20 Мэв. Как видно из рис. 2, в этом районе нет никакого максимума. Аналогичный результат получен группой Шарпака и Зупанчича /2/ и в работе /6/ итальянской группы, которая изучала реакцию поглощения остановившихся отрицательных пионов ядрами  $Li^6$ .

Для ядра  $Li^7$  тоже не видно проявления максимума, соответствующего захвату пионов квазидейтронами  $sp$ -конфигурации /см. рис. 3/. То, что этот канал подавлен и в случае ядра  $Li^7$ , подтверж-

дается дополнительно тем, что измеренные сечения, отнесенные ко второму максимуму, для ядер  $Li^6$  и  $Li^7$  близки друг к другу.

Сопоставление распределений рис. 4а показывает, что в области импульсов до значений  $P = 120$  Мэв/с импульсное распределение кластерной модели /3/ вполне удовлетворительно описывает экспериментальное распределение остаточных ядер для первого максимума на ядре  $Li^6$ , в то время как распределение оболочечной модели, приведенное в той же работе /3/, значительно шире экспериментального и поэтому резко с ним расходится. Для ядра  $Li^7$  из-за отсутствия теоретических данных мы лишены возможности провести такое сравнение.

В кластерной модели работы /3/ волновые функции  $\alpha$ - и  $d$ -кластеров и их относительного движения выбраны в виде:

$$\phi_0(\alpha) \approx \exp\left[-\frac{1}{2}a_1 \sum_{i=1}^4 (\bar{r}_i - \bar{R}_\alpha)^2\right], \quad /4/$$

$$\phi_0(d) \approx \exp\left[-\frac{1}{2}a_2 \sum_{i=5}^6 (\bar{r}_i - \bar{R}_d)^2\right], \quad /5/$$

$$\Phi(R) \approx (1 - \frac{8}{9}\beta_0 R^2) \exp\left[-\frac{2}{3}\beta_1 R^2\right], \quad /6/$$

где  $\bar{r}_i$  - координаты нуклонов;  $\bar{R}_\alpha$ ,  $\bar{R}_d$  - координаты центра тяжести  $\alpha$ -частицы и дейтрона;  $a_1$ ;  $a_2$ ;  $\beta_0$  и  $\beta_1$  - параметры.

Импульсное распределение, с которым сравнивались наши данные, соответствуют следующим значениям параметров:

$$a_1 = \beta_0 = 0,433; \quad x = \frac{\beta_1}{a_1} = 0,4; \quad y = \frac{a_2}{a_1} = 0,7.$$

С этим распределением в области импульсов  $P \leq 120$  Мэв/с также согласуются распределения остаточных ядер  $He^4$  по импульсу, полученные группой Шарпака-Зупанчича /2/ и в работе /7/, в которой исследовалась реакция  $Li^6(\pi^-, 2n)He^4$  для остановившихся  $\pi^-$ -мезонов. Однако распределение Шарпака-Зупанчича несколько шире нашего распределения и распределения из работы /7/.

Таким образом, экспериментальные спектры суммарной энергии протонов и распределения событий по импульсам остаточных ядер свидетельствуют в пользу кластерной модели ядер  $Li^6$  и  $Li^7$ . Поэтому есть все основания считать, что подавляющий вклад во вторые максимумы дают акты захвата пионов квазидейтронами  $s^2$ -конфигурации.

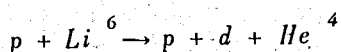
В таблице IV представлены теоретические дифференциальные сечения поглощения пионов  $\left(\frac{d\sigma}{d\omega_1}\right)_{\Sigma}$  расч ядерными квазидейтронами,

вычисленные по методу Монте-Карло с учетом геометрии опыта и импульсного распределения квазидейтронов в предположении о равенстве сечений захвата  $\pi^+$ -мезонов свободными и связанными дейтронами.

Приведенные в таблице ошибки обусловлены ошибками измерений сечений захвата пионов свободными дейтронами /8/.

Из таблицы III и IV видно, что экспериментальное сечение захвата  $\pi^+$ -мезонов, отнесенное к первому максимуму на ядре

$Li^6$ , превышает соответствующее теоретическое сечение в полтора раза. При этом следует принять во внимание, что разница между сечениями существенно увеличится, если учесть влияние ядерного поглощения протонов от акта захвата остаточным ядром. Действительно, оценка, сделанная в работах /9,10/ по методу Монте-Карло, дала для величины вероятности выхода из ядра углерода двух быстрых протонов от захвата  $\pi^+$ -мезонов с энергией  $E = 200$  Мэв без последующих соударений с ядерными нуклонами значение 30%. Очевидно, для более легкого, чем углерод, ядра  $Li^6$  величина этой вероятности больше 30%, но существенно меньше единицы. Такое заключение подтверждается анализом /11/ экспериментальных данных /12/ по реакции



/7/

при энергии  $E = 155$  Мэв, выполненным в импульсном приближении с плоскими и искаженными волнами. В результате анализа было найдено, что "включение" искажения волн уменьшает дифференциальное сечение реакции в 2-3 раза. Очевидно, что в данном случае учет искажения волн вносит большую поправку, чем в случае реакции захвата  $\pi^+$ -мезонов ядрами лития при энергии  $E = 85$  Мэв; но анализ несомненно свидетельствует о том, что поправка и здесь не может быть малой. Аналогичное заключение следует также из анализа /13,14/ сечений реакции  $(p, 2p)$  на легких ядрах. В пользу того, что поправка на ядерное поглощение в нашем случае не мала, говорят и наши данные по полным сечениям. Измеренное

по методу выбывания частиц из пучка полное сечение неупругого взаимодействия  $\pi^+$ -мезонов с ядрами  $Li^6$  при  $E = 85$  Мэв составляет  $\sigma = 240$  мб. Из этого сечения на долю поглощения приходится 70-80%, т.е.  $\sigma = 170 \div 190$  мб. Сечение захвата  $\pi^+$ -мезонов  $p$ -парами составляет примерно 60% от полного сечения поглощения\* и равняется в нашем случае  $\sigma = 100-115$  мб. Вычисленное же по измеренным сечениям для первого и второго максимумов на ядре  $Li^6$  полное сечение равно  $\sigma = 45$  мб. Очевидно, что без учета влияния ядерного поглощения такую разницу между сечениями объяснить невозможно.

Таким образом, можно считать доказанным, что измеренное сечение реакции /1/ по меньшей мере в полтора раза больше расчетного сечения. Поскольку эффективное число квазидейтронов на  $p$ -оболочке ядра  $Li^6$ , согласно кластерной модели,<sup>/3/</sup> очень близко к единице, из сравнения измеренных и расчетных сечений следует сделать вывод, что сечение захвата  $\pi^+$ -мезона ядерным квазидейтроном больше соответствующего сечения для свободных дейтронов. Указанный результат был нами опубликован в работе /1/. Несколько позднее он был подтвержден группой Шарпака-Зупанчича /2/, которая нашла, что эффективное число квазидейтронов для реакции /1/ составляет  $n_d = 1,6$ .

По данным работы /3/ эффективное число квазидейтронов  $s^2$ -конфигурации в ядре  $Li^6$  равно  $n_d = 2,4 - 2,8$ . Отношение измерен-

ного для второго максимума сечения  $\frac{d\sigma}{d\omega_1} / \theta_1 = 79^\circ 30' / \Sigma$  к

соответствующему теоретическому сечению составляет 2,3 и близко к расчетному эффективному числу. Но если учесть, что ядерное поглощение уменьшает это отношение в 2-3 раза, необходимо сделать вывод, что сечение захвата пионов квазидейтронами  $s^2$ -конфигурации больше соответствующего сечения для свободных дейтронов примерно в два-три раза. Из аналогичного сравнения сечения для второго максимума на ядре  $Li^7$  получается такой же результат, так как измеренные сечения и импульсное распределение в обоих случаях близки между собою. Для ядра  $Li^7$  вычисленное по оболочечной модели /21/ эффективное число квазидейтронов на  $p$ -оболочке равно  $n_d = 1,5$ . По нашим экспериментальным данным оно находится около единицы. Скорее всего, здесь имеется анало-

\* См., например, работы /9, 10, 15-20/.



гичная ситуация, как и в случаях, рассмотренных выше, если учесть поправку на ядерное поглощение.

Таким образом, предположение о равенстве сечений захвата пионов свободными дейтронами и ядерными квазидейтронами неверно. Необходимо отметить, что ранее многие авторы [7, 13, 14, 28, 29, 30] приходили к такому же заключению при интерпретации экспериментальных данных по полным сечениям поглощения заряженных пионов ядрами на основе двухнуклонного механизма. Однако теперь этот результат получен в несравненно более чистых условиях.

Естественно предполагать, что наблюдавшееся различие сечений захвата пионов объясняется тем, что расстояние между нуклонами в ядерном квазидейтроне в среднем меньше, чем в свободном дейтроне.

Поскольку в рамках импульсного приближения и дисперсионной теории реакции /1/ и /7/ описываются одинаковым образом, интересно сравнить экспериментальные данные по обеим реакциям. В таблице V приведены имеющиеся в настоящее время результаты измерения ширины  $q$  импульсных распределений остаточных ядер и эффективных чисел квазидейтронов  $n_d$  для реакций на ядре  $Li^6$ .

Величина  $q$  есть полная ширина распределения на половине высоты. Все эффективные числа  $n_d$  определены без учета ядерного поглощения.

Как видно из таблицы V, для реакции /7/ наблюдается сильная зависимость ширины импульсного распределения и эффективных чисел от начальной энергии протонов. При этом все эффективные числа для реакции /7/ меньше единицы и соответствующих величин для реакции /1/, а ширина импульсного распределения лишь при энергии  $E = 600$  Мэв достигает значения, полученного для реакции /1/ в настоящей работе. К этому следует добавить, что для значения начальных энергий  $E_p = 30; 55; 100$  и  $155$  Мэв сечения прямого выбивания дейтронов с  $s$ -оболочки ядра  $Li^6$  практически равны нулю, в то время как сечения захвата  $\pi^+$ -мезонов квазидейтронами  $p^2$  и  $s^2$ -конфигураций сравнимы между собою. Сравнимы по величине также сечения захвата  $\pi^+$ -мезонов квазидейтронами  $p^2$ -конфигурации для ядер  $Li^6$  и  $Li^7$ . Для реакции прямого выбивания дейтронов протонами  $E = 155$  Мэв с  $p$ -оболочки при переходе от ядра  $Li^6$  к ядру  $Li^7$  сечение убывает почти на порядок. Получается очень сложная картина. Удастся ли описать ее с единой точки зрения при учете искажения волн и вне массовых эффектов, покажет будущее.

Таблица У

Реакция	E (МэВ)	$\sigma$ (мэв/с)	$N_d$	Литература
$Li^6(p, p\alpha) He^4$	30	$42 \div 64$	$0,04 \pm 0,12$	(22)
" "	55	$64 \pm 4$	$0,15 \pm 0,08$	(23)
" "	100	-	$0,45 \pm 0,08$	(24)
" "	155	$68 \pm 8$	$0,31 \pm 0,16$	(12)
" "	600	$124 \pm 4$	$0,80 \pm 0,05$	(25)
$Li^6(\pi^+, 2p) He^4$	76	-	1,6	(2)
" "	85	$120 \pm 8$	1,5	Настоящая работа

В заключение авторы выражают благодарность лаборанткам Л.М.Дорошенко и Е.Е.Фадеевой за измерение камерных фотоснимков и механику Г.Ф.Исаеву за обслуживание экспериментальной установки.

### Литература

1. В.С.Надеждин, Н.И.Петров, В.И.Сатаров, И.К.Взоров. Сообщение ОИЯИ, P1-5832, Дубна, 1971.
2. G.Charpak, G.Gregorie, L.Massonet, J.Saudinos, J.Favier, M.Gusakov, M.Jean. Phys. Lett., 16, 54 (1965).  
J.Favier, T.Bressani, G.Charpak, L.Massonet, W.E.Meyerhof, C.Zupancic. Nucl.Phys., A169, 540 (1971).
3. Yu.A.Kudayarov, L.V.Kurdyumov, V.G.Neudatchin, Yu.F.Smirnov. Nucl.Phys., A163, 316 (1971).
4. И.С.Шапиро. Теория прямых ядерных реакций. М.Госатомиздат /1963/. УФН, 92, 549 /1967/.
5. М.Ф.Голованова, Н.С.Зеленская. ЯФ, 8, 274 /1968/.
6. F.Calligaris, C.Cernigoi, J.Cabrielli, F.Pellegrini. Nucl.Phys., A126, 209 (1969).
7. H.Davies, H.Muirhead, J.Woulds. Nucl.Phys., 78, 663 (1966).
8. C.M.Rose, Jr., Phys.Rev., 154, 1305 (1967).  
C.Richard. Serre, W.Hirt, D.F.Measday, E.G.Michaelis et al. Nucl.Phys., B120, 413 (1970).
9. В.П.Джелепов, В.Г.Иванов, М.С.Козодаев, В.Т.Осипенков, Н.И.Петров, В.А.Русаков. ЖЭТФ, 31, 923 /1956/.  
Н.И.Петров, В.Г.Иванов, В.А.Русаков. ЖЭТФ, 37, 957 /1959/.
10. Р.Г.Салуквадзе, Д.Нягу. ЖЭТФ, 41, 78 /1961/.
11. А.К.Jain, N.Sarma, B.Benejee. Nucl.Phys., A142, 330 (1970).
12. C.Ruhla, M.Riou, J.P.Garron, J.C.Jackmart, L.Massonet. Phys.Lett., 2, 44 (1962);  
Phys.Lett., 6, 282 (1963).
13. A.J.Maris, P.Hillman, H.Tyren. Nucl.Phys., 7, 1 (1958).
14. H.Tyren, S.Kullander, O.Sundberg. Nucl.Phys., 79, 321 (1966).
15. H.Byfield, J.Kessler, L.M.Lederman. Phys.Rev., 86, 17 (1952).
16. F.N.Tenney, J.Tinlot. Phys.Rev., 92, 974 (1954).
17. М.С.Козодаев, М.М.Кулюкин, Р.М.Суляев, А.И.Филиппов, Ю.А.Щербаков. ЖЭТФ, 35, 409 /1960/.
18. М.П.Баландин, О.И.Иванов, В.А.Моисеенко, Г.Л.Соколов. ЖЭТФ, 46, 415 /1964/.
19. В.Ф.Космач, А.А.Котов, В.И.Остроумов. ЯФ, 8, 32 /1968/.
20. А.О.Вайсенберг, Н.В.Рабин, В.Ф.Кузичев. ЯФ, 11, 48 /1970/.
21. W.Balashov, A.N.Boyarkina, J.Rotter. Nucl.Phys., 53, 417 (1965).
22. D.W.Devins. Rev.Mod.Phys., 37, 396 (1965).
23. D.L.Hendrie et al. UCRL 16580, 146 (1960).
24. J.A.Mackenzie, S.K.Mark, Y.Li.Tsen. Nucl.Phys., A178, 225 (1971).
25. J.C.Alder, W.Dollhopf, P.Kitching, W.J.Kessler, G.Moss et al. Phys.Rev., C6, 18 (1972).

Рукопись поступила в издательский отдел  
8 декабря 1972 года.