

## Поиск эффектов ядерной среды в квазиупругом пион-дейтронном рассеянии назад на ${}^6\text{Li}$

Б. М. Абрамов, Ю. А. Бородин, С. А. Булычев, И. А. Духовской, А. П. Крутенкова, В. В. Куликов, М. А. Мацюк, И. А. Радкевич, Е. Н. Турдакина<sup>1)</sup>, А. И. Ханов

Государственный научный центр “Институт теоретической и экспериментальной физики”  
117259 Москва, Россия

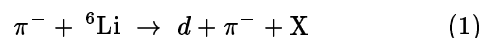
Поступила в редакцию 27 сентября 2001 г.

Приводятся результаты эксперимента по изучению квазиупругого  $\pi^-d$ -рассеяния назад в полной кинематике на ядре  ${}^6\text{Li}$ . Работа была выполнена на 3-метровом магнитном спектрометре ИТЭФ на пучке пионов при импульсах 0.72, 0.88 и 1.28 ГэВ/с. Для реакции  ${}^6\text{Li}(\pi^-, \pi^-d){}^4\text{He}$  определены параметры фермиевского движения квазидейтронного кластера и эффективное число квазидейтронов в  ${}^6\text{Li}$ . Эти величины находятся в хорошем согласии с измерениями на протонных и электронных пучках. Обсуждается возможность наблюдения эффектов модификации волновой функции дейтрона в ядерной среде в этой реакции.

PACS: 25.70.Be, 25.80.Hr

Установление механизма реакции упругого пион-дейтронного рассеяния при больших переданных импульсах является одной из пока еще не решенных проблем релятивистской ядерной физики. Одной из попыток, претендующей на описание экспериментальных данных при  $-t = 3 \div 7 (\text{ГэВ}/c)^2$  (см. [1] и ссылки в них; здесь и далее  $c$  – скорость света), является привлечение 6-кварковой компоненты волновой функции дейтрона. Хотя известны и другие подходы к проблеме  $\pi d$ -рассеяния [2], введение 6-кварковой компоненты представляется весьма привлекательным, так как позволяет в едином подходе описать и другие реакции с дейтронами при больших переданных импульсах. Указания на важную роль дибарионных (или 6-кварковых) конфигураций получены и в киральных солитонных моделях [3]. Согласно расчетам, произведенным в [4], конфигурации киральных полей наименьшей энергии для небольших барионных чисел, включая  $B = 6$ , могут быть образованы из нескольких деформированных конфигураций с  $B = 2$ . В рамках такого подхода естественно предположить, что примесь 6-кварковой компоненты будет функцией (и, возможно, сильно растущей функцией) ядерной плотности дейтрона. Изменение плотности дейтрона возможно в ядрах с дейтронно-кластерной структурой. Наилучшим ядром с этой точки зрения является  ${}^6\text{Li}$ , имеющий ярко выраженную  $d$ - $\alpha$ -кластерную структуру. Таким образом, сравнение сечений реакции упругого  $\pi d$ -рассеяния на свободном дейтроне и реакции квазиупругого  $\pi d$ -рассеяния на

дейтронном кластере (квазидейтроне) в  ${}^6\text{Li}$  при больших переданных импульсах может дать новую информацию как по проблеме  $\pi d$ -рассеяния назад, так и по модификации волновой функции дейтрона в ядерной среде. Измерение при одной энергии вряд ли может иметь однозначную интерпретацию, так как эффекты поглощения вносят значительные неопределенности. Сравнение же энергетических зависимостей упругого и квазиупругого рассеяний в широкой области энергий в значительной мере свободно от этих неопределенностей. Мы сделали первый шаг в этом направлении, поскольку до настоящего времени не было ни одного эксперимента по квазиупругому выбиванию дейтронов пионами из ядер в полной кинематике (имеется лишь один эксперимент в инклюзивной постановке [5] и несколько экспериментов на протонных и электронных пучках при меньших переданных импульсах [6–8]). Мы провели первое измерение квазиупругого выбивания дейтронов пионами в реакции



в диапазоне углов от  $145^\circ$  до  $180^\circ$  в СЦМ упругого пион-дейтронного рассеяния при трех импульсах пучка 0.72, 0.88 и 1.28 ГэВ/с (максимальные переданные импульсы дейтрону составляли 1.2, 1.8 и 2.6  $(\text{ГэВ}/c)^2$ , соответственно).

Эксперимент был выполнен на 3-метровом магнитном спектрометре (см., например, [1]) на пионном пучке 10-ти ГэВ-ного протонного синхротрона ИТЭФ. Ядерные мишени были помещены вблизи от центра  $3 \times 1 \times 0.5$  м дипольного магнита. Одна по-

<sup>1)</sup>e-mail: turdakina@vxitep.itep.ru

ловина магнита использовалась в качестве спектрометра дейтронов, вылетающих вперед. Другая половина служила спектрометром для рассеянного назад и пучкового пионов. В качестве мишени использовался обогащенный литий (90.4%  ${}^6\text{Li}$  и 9.6%  ${}^7\text{Li}$ ), размещенный в тонкостенном контейнере  $\varnothing 8 \times 9.5$  см. Дейтроны идентифицировались по времени пролета с помощью годоскопической системы сцинтилляционных счетчиков площадью  $1.5\text{ м}^2$ , размещенной в 6 м от мишени. Все три вышеупомянутые частицы (дейтрон и пионы) регистрировались в искровых камерах, и их вектор-импульсы определялись в результате геометрического восстановления треков в магнитном поле спектрометра. Важной особенностью эксперимента являлось одновременное получение данных по упругому пион-дейтронному рассеянию на свободных дейтронах в результате разностного эксперимента с тяжеловодной ( $\text{D}_2\text{O}$ ) и водной ( $\text{H}_2\text{O}$ ) мишенями. Полученные нами данные по сечению упругого пион-дейтронного рассеяния оказались хорошо согласующимися с существующими данными [1, 9, 10]. Измерения с тяжеловодной мишенью позволили проверить правильность моделирования эксперимента и определить экспериментальные разрешения по ферми-импульсу квазидейтронов и по энергии возбуждения остаточного ядра, которые составили 17 МэВ/с и 9.5 МэВ, соответственно.

Для событий реакции (1) вычислялись ферми-импульс дейтронного кластера

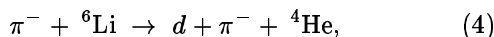
$$\mathbf{P}_F = \mathbf{P}_0 - \mathbf{P}_d - \mathbf{P}_\pi, \quad (2)$$

и потерянная энергия (или энергия возбуждения ядра остатка X),

$$E_{\text{miss}} = T_0 - T_\pi - T_d - T_X, \quad (3)$$

где  $T$  – кинетическая энергия, а индексы 0,  $\pi$ ,  $d$  и X обозначают начальный и конечный пионы, дейтрон и ядро-остаток, соответственно,  $T_X = (\mathbf{P}_F)^2/2M$ ,  $M$  – масса ядра  ${}^4\text{He}$ .

На рис.1 приведено распределение зарегистрированных событий реакции (1) по потерянной энергии  $E_{\text{miss}}$  при 0.72 ГэВ/с. Форма этого спектра хорошо известна [8] и представляет собой линию при  $E_{\text{miss}} = 1.5$  МэВ, соответствующую выбиванию дейтронного кластера:



и непрерывный спектр при  $E_{\text{miss}} \geq 22$  МэВ, соответствующий выбиванию дейтрона из  $\alpha$ -кластера и развалу ядра-остатка. Эта форма с учетом экспериментального разрешения дает хорошее описание наших

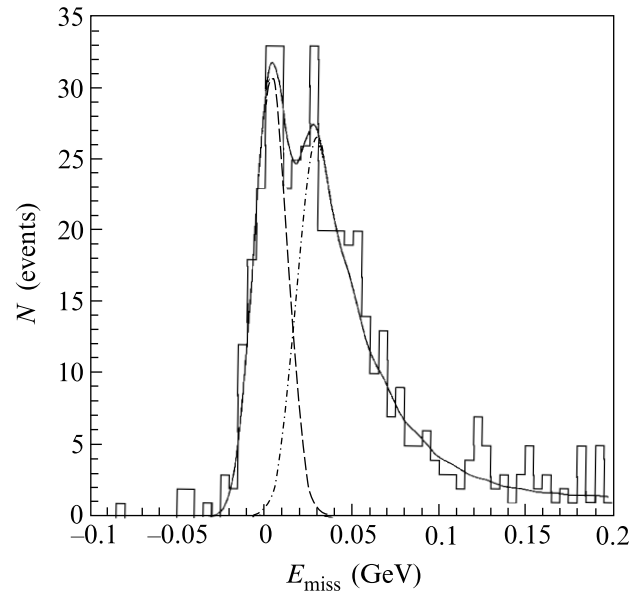


Рис.1. Распределение по  $E_{\text{miss}}$  событий реакции (1) для  $p_0 = 0.72$  ГэВ/с. Сплошная кривая – результат описания наблюдаемого спектра в виде суммы двух процессов. Пунктирная линия – пик при  $E_{\text{miss}} = 1.5$  МэВ, соответствующий реакции (4). Фитирование произведено гауссовской функцией с разрешением 9.5 МэВ. Штрих-пунктир – непрерывный спектр экспоненциально спадающей формы при  $E_{\text{miss}} > 22$  МэВ, соответствующий развалу  ${}^4\text{He}$ . При фитировании учтено экспериментальное разрешение

данных при использовании экспоненциально спадающего непрерывного спектра.

На рис.2 приведено распределение событий с  $-0.020 \leq E_{\text{miss}} \leq 0.015$  ГэВ при 0.72 ГэВ/с по импульсу Ферми. В плосковолновом импульсном приближении (PWIA) оно моделировалось методом Монте-Карло гауссовским распределением в сферической системе координат  $\exp(-p_F^2/\kappa^2)p_F^2$ . Фитированное значение параметра гауссовского распределения составило  $\kappa = 64 \pm 4$  МэВ/с. Используя эту параметризацию распределения по ферми-импульсу, в плосковолновом импульсном приближении мы вычислили ожидаемое число событий реакции (4) и из сравнения с наблюдаемым числом событий определили произведение  $n_d(d\sigma/d\Omega)$ , где  $n_d$  – эффективное число дейтронов  ${}^6\text{Li}$ , участвующее в реакции (4), а  $d\sigma/d\Omega$  – дифференциальное сечение упругого пион-дейтронного рассеяния назад в СЦМ на квазидейтроне в  ${}^6\text{Li}$ . Если взять значения  $d\sigma/d\Omega$  равными известным сечениям на свободном дейтроне, то можно вычислить  $n_d$ , которые для этого подхода приведены в таблице. В этой же таблице приводятся и данные других

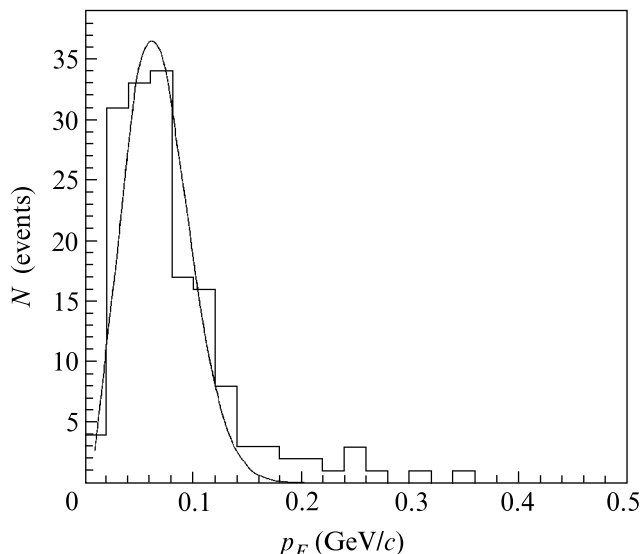


Рис.2. Распределение по ферми-импульсу  $p_F$  квазидейтрона в  ${}^6\text{Li}$  из реакции (4) для  $p_0 = 0.72$  ГэВ/с, ( $-0.020 \leq E_{\text{miss}} \leq 0.015$  ГэВ). Сплошная линия – фит спектра гауссовской формой  $\exp(-p_F^2/\kappa^2)p_F^2$  с учетом эффективности установки. Параметр фитирования оказался равным  $\kappa = 64 \pm 4$  МэВ/с

экспериментов, выполненных на пучках протонов и электронов. Все данные по  $n_d$  находятся в хорошем согласии как между собой, так и с теоретическими расчетами (см. [6–8]) для  $n_d$  с учетом эффектов по-

$T_0$ , ГэВ	Пучок	$\kappa$ , МэВ/с	$n_d$ (PWIA)	Ссылки
0.59	$p$	$73 \pm 1.6$	$0.78 \pm 0.10$	[7]
0.67	$p$	$51.5 \pm 2.5$	$0.83 \pm 0.08$	[6]
0.48	$e$	45*	$0.73 \pm 0.07$	[8]
0.59	$\pi$	$64 \pm 4$	$0.74 \pm 0.07$	**
0.75	$\pi$		$0.77 \pm 0.15$	**
1.15	$\pi$		$1.26 \pm 0.44$	**

\* В данной работе использовались более сложные формы распределения по ферми-импульсу, поэтому оценка параметра гауссовского распределения сделана нами.

\*\* Данный эксперимент.

глощения в начальном и конечном состояниях. К сожалению, подобные расчеты отсутствуют для условий нашего эксперимента. Энергетическая зависимость  $n_d$ , измеренная только в нашем эксперименте, показывает постоянство  $n_d$  в пределах ошибок нашего эксперимента. Это говорит о том, что в исследованной области энергий и переданных импульсов мы не видим эффектов влияния ядерной среды на сечение упругого рассеяния пиона на дейтроне. Этот факт иллюстрируется и рис.3, где наши дан-

ные по произведению  $n_d(d\sigma/d\Omega)$  приведены совмест-

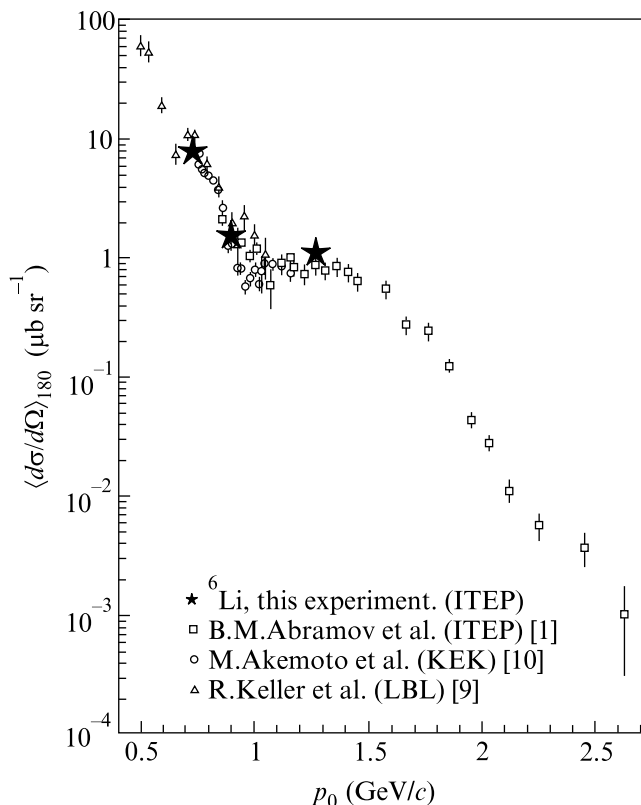


Рис.3. Энергетическая зависимость упругого пион-дейтронного рассеяния назад. Черными звездочками представлены полученные нами данные по произведению  $n_d(d\sigma/d\Omega)$  (см. текст)

но с энергетической зависимостью упругого пион-дейтронного рассеяния назад на свободном дейтроне [1, 9, 10]. Видно хорошее совпадение сечений упругого и квазиупругого пион-дейтронного рассеяний. Параметры ферми-движения квазидейтронов  $\kappa$  в  ${}^6\text{Li}$  (см. таблицу) находятся в заметно худшем согласии между собой, чем  $n_d$ . Возможно, это связано с эффектами дисторсии, не учитывавшимися ни в одном эксперименте, кроме [8]. Проведение существенно более сложного анализа данных в импульсном приближении с искаженными волнами, возможно, уменьшило бы эти расхождения между экспериментами.

В заключение обобщим выводы эксперимента: 1) Квазиупругое выбивание дейтронов из ядер было изучено на пучке пионов в полной кинематике.

2) Определены параметры ферми-движения квазидейтронного кластера в ядре  ${}^6\text{Li}$ , которые оказались в разумном согласии с данными, полученными на пучке протонов и электронов.

3) Энергетическая зависимость квазиупругого выбивания дейтронов из  ${}^6\text{Li}$ , изученная в области им-

пульсов пучка от 0.72 до 1.28 ГэВ/с и переданных импульсов  $-t = 1.2 \div 2.6$  (ГэВ/с)<sup>2</sup> в пределах ошибок эксперимента повторяет энергетическую зависимость упругого пион-дейтронного рассеяния назад.

4) Малость сечения не позволила нам продвинуться в область  $-t > 3$  (ГэВ/с)<sup>2</sup>, наиболее интересную с точки зрения изучения эффектов модификации волновой функции дейтрона в ядерной среде.

Мы признательны за помощь в проведении эксперимента коллективам 3-метрового спектрометра, ускорителя ИТЭФ и группы ПСП-2. Мы благодарны Л.А.Кондратюку за стимулирующие дискуссии. Работа была частично поддержана грантами Российского фонда фундаментальных исследований # 00-02-17163 и # 00-15-96545.

---

1. В. М. Abramov, S. A. Bulychjov, В. L. Druzhinin et al., Nucl. Phys. **A542**, 579 (1992); Phys. Lett. **B189**, 295 (1987).

2. H. Garcilazo and L. Mathelitsch, Phys. Rev. **C60**, 027001 (1999).
3. В. Б. Копелиович, ЯФ **58**, 1317 (1995); ЖЭТФ **120**, 499 (2001).
4. R. A. Battye and P. M. Sutchiffe, Phys. Rev. Lett. **79**, 363 (1997).
5. Б. М. Абрамов, Э. А. Айрапетов, Л. С. Багдасарян и др., ЯФ **38**, 823 (1983).
6. D. Albrecht, M. Csatos, J. Ero et al., Nucl. Phys. **A338**, 477 (1980).
7. P. Kitching, W. C. Olsen, H. S. Sherif et al., Phys. Rev. **C11**, 420 (1975).
8. R. Ent, H. P. Block, J. F. A. van Hienen et al., Phys. Rev. Lett. **57**, 2367 (1986).
9. R. Keller, D. G. Grabb, J. R. O'Fallon et al., Phys. Rev. **D11**, 2389 (1975).
10. M. Akemoto, K. Baba, I. Endo et al., Phys. Rev. Lett. **50**, 400 (1983).