

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ДЕЙТРОНОВ $2,43 \text{ Гэв/с}$ С ЯДРАМИ ФОТОЭМУЛЬСИИ

Э. СИЛЕШ, К. Д. ТОЛСТОВ, И. ТУЧЕК, Г. С. ШАБРАТОВА

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Я. КАРАБА, М. КАРАБОВА

УНИВЕРСИТЕТ г. КОШИЦЕ ЧССР

(Поступила в редакцию 14 февраля 1972 г.)

Исследовались взаимодействия дейтронов $2,43 \text{ Гэв/с}$ с ядрами фотоэмульсии. Определены парциальные сечения упругих и неупругих столкновений, а также стриппинга протонов. Дается оценка вероятности сохранения дейтрона при неупругом столкновении с ядром. Результаты опытов сравниваются с дифракционной моделью [4] и работами [7, 8].

Постановка эксперимента

Эмульсионная камера размером $10 \times 10 \times 20 \text{ см}^3$ состояла из слоев НИКФИ БР-2 толщиной 450 мк . Камера облучалась на синхрофазотроне ЛВЭ ОИЯИ дейтронами с импульсом $2,43 \text{ Гэв/с}$, которые выделялись электростатическим сепаратором. Пучок дейтронов имел полуширину 7 мм , и его плотность в центре составляла несколько единиц на $10^5 \text{ дейтрон/см}^2$. Примесь в пучке π^+ -мезонов и протонов оценивалась в работе [1] по ионизационным измерениям и составляла 4% в центре пучка и 15% на его периферии. Измерения импульсов и углов частиц проводились координатным методом на микроскопах KSM-2 и описаны в работе [2]. Поиск событий проводился двумя методами. В первом — в наблюдениях вдоль следов дейтронов регистрировались все звезды и отклонения первичной частицы на визуально заметный угол; однако при этом могли быть пропущены события с малым углом отклонения, поэтому чтобы исключить пропуск таких событий, мы включили в статистику только те однолучевые звезды, которые имели угол отклонения $\theta > 4^\circ$. Во втором методе поиск событий проводился с помощью измерения рассеяния координатным методом, что позволяло регистрировать события с углами отклонения $\sim 10 \text{ мрад}$.

Экспериментальные результаты

В наблюдениях с помощью первого метода на общей длине следов $331,16 \text{ м}$ было найдено 1308 взаимодействий, что соответствует средней длине свободного пробега $25,2 \pm 0,3 \text{ см}$. С учетом поправок на примесь в пучке π^+ -мезонов и протонов суммарная длина дейтронных следов равна 280 м , а число взаимодействий — 1200 и средний свободный пробег равен

$$\langle L_1 \rangle = 23,3 \pm 0,6 \text{ см.}$$

В последующей классификации взаимодействий выделялись события протонного стриппинга, т. е. события, когда в результате неупругого взаи-

модействия нейтрона с ядром или развала дейтрона при упругом рассеянии вылетает протон, импульс которого равен $1/2$ импульса дейтрона, причем разброс в импульсах связан с фермиевским движением протона в дейтроне. С этой целью на следах вторичных релятивистских частиц, имевших угол с плоскостью эмульсии $\alpha \leq 5^\circ$, были проведены измерения ионизационных потерь и импульса, на основании чего было выделено 65 событий стриппинга.

Предполагая, что в области малых углов вторичные частицы распределены изотропно, можно найти число неупругих однолучевых событий в интервале $\theta < 4^\circ$, которое составляет 25 случаев. Добавляя это число к найденным 1200 случаям и вычитая 65 случаев протонного стриппинга, мы получаем 1160 случаев неупругого взаимодействия обоих нуклонов и нейтронного стриппинга. Средний свободный пробег будет равен

$$\langle L_2 \rangle = 24,2 \pm 0,6 \text{ см.}$$

Среди быстрых вторичных частиц было идентифицировано 38 дейтронов, которые вылетали в интервале углов с первичным пучком $0 \div 25^\circ$, а так как измерения производились только для углов с плоскостью эмульсии $\alpha \leq 5^\circ$, то было необходимо ввести геометрические поправки. Для этого отдельные дейтроны брались с весом P , равным

$$P = \frac{\pi/2}{\arcsin(\sin 5^\circ / \sin \varphi)},$$

где φ — угол дейтрона с пучком. Эта поправка увеличивает число дейтронов до 134.

Вылет быстрых дейтронов после неупругого взаимодействия является интересным процессом, который требует самостоятельного рассмотрения, что и будет сделано далее.

Поиск случаев упругого рассеяния и дифракционного развала дейтрона, характеризующихся очень малым отклонением вторичной частицы, производился с помощью способа, аналогичного измерению многократного кулоновского рассеяния координатным методом по двум направлениям: в плоскости эмульсионного слоя и в перпендикулярной ей плоскости, проходившей через первичный трек (рассеяние в глубину). События отбирались по величине вторых разностей координат, когда $D_1 > 6\langle |D| \rangle$, где $\langle |D| \rangle$ — среднее значение абсолютных величин вторых разностей координат. Эта граница, а также отбор событий, когда таких отклонений подряд было не более двух, причем одного знака, позволяли надежно исключить дисторсии эмульсии.

На первичных следах отобранных событий производилось измерение ионизационных потерь, чтобы исключить случаи рассеяния протонов в примеси первичного пучка.

В работе [3] проведено выделение случаев дифракционного развала и найдена величина среднего свободного пробега для этого процесса $\langle L_d \rangle = 67 \pm 15 \text{ см.}$ Ранее на длине 280 м было выделено 65 событий ядерного стриппинга протонов, что соответствует $\langle L_n \rangle = 380 \pm 40 \text{ см.}$ Объединяя эти процессы, получаем, что результирующий средний пробег для протонного стриппинга $\langle L_s \rangle$ находится из соотношения

$$\frac{1}{\langle L_s \rangle} = \frac{1}{\langle L_n \rangle} + \frac{1}{\langle L_d \rangle},$$

откуда $\langle L_s \rangle = 58 \pm 15 \text{ см.}$

К упругому рассеянию дейтронов отнесены случаи, когда измерения импульса и ионизационных потерь доказывали, что до и после рассеяния имеется дейтрон, сохраняющий первичный импульс. В первой строке табл. 1 приведены результаты наблюдений с введением поправок на небольшой (~ 6) пропуск событий рассеяния в плоскости, перпендикулярной

Таблица 1

	Угол рассеяния, <i>град</i>					
	0—10	10—20	20—30	30—40	40—50	50—60
Опытное число		42,3	29,2	11,3	3,7	
Кулоновское рассеяние		34,7	2,2	0,3	—	
Ядерное рассеяние		7,6±7	27,0±6	11,0±3	3,7	
Расчетное число ядерного рассеяния	6,7	15,1	16,1	11,2	5,4	2,6

плоскости эмульсии, с учетом симметрии по оси пучка. Во второй строке приведено расчетное число кулоновского рассеяния дейтронов; расчет проводился с учетом состава эмульсии, при этом дейтрон предполагался точечным, а ядра — сферически-симметричными с радиусами $R_A = 1,2 A^{1/3} \cdot 10^{-13}$ см. Формфактор, согласно работе [4], был взят равным $F^2 = |J_0(KR\theta)|^2$, где J_0 — функция Бесселя, а K — волновой вектор дейтрона. В третьей строке дано число случаев упругого ядерного рассеяния как разность опытного числа и расчетного кулоновского рассеяния. В четвертой строке приведен расчет ядерного рассеяния точечной частицы на сферическом абсолютно черном ядре

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_A = \frac{R_A^2 |J_1(KR\theta)|^2}{\theta^2}$$

с учетом ядерного состава фотоэмульсии.

Как следует из табл. 1, опытные и расчетные величины согласуются в пределах ошибок, в соответствии с чем поправка на пропуск событий в интервалах 0—10 и больше 50 *град* может быть взята из расчета. Суммируя число случаев с поправками, получаем 60 ± 10 , что дает для среднего пробега упругого рассеяния

$$\langle L_1 \rangle = 48 \pm 10 \text{ см.}$$

Средний пробег для всех взаимодействий будет равен

$$\frac{1}{\langle L \rangle} = \frac{1}{\langle L_2 \rangle} + \frac{1}{\langle L_3 \rangle} + \frac{1}{\langle L_4 \rangle}, \quad \langle L \rangle = 13,0 \pm 0,8.$$

Обсуждение результатов

Сравнение полученных результатов с известными данными и теорией осложняется неоднородным ядерным составом фотоэмульсии. В экспериментальных работах [5] сделан вывод, что неупругие сечения подчиняются закону $A^{2/3}$. На основании оптической теоремы эту же зависимость можно ожидать для упругих сечений, следовательно, в первом приближении и для полных сечений. В соответствии с этим можно рассчитать средний пробег в фотоэмульсии исходя из полного сечения взаимодействия дейтронов $1,69 \text{ Гэв/с}$ с углеродом по данным работы [6]: $\sigma_t = 456 \pm 18 \text{ мбн.}$ (Некоторая разница в величинах импульсов незначительна, так как элементарные сечения практически не изменяются.) В результате получим $\langle L \rangle = 19,4 \pm 0,8 \text{ см.}$ Аналогичный расчет на основе полного сечения взаимодействия дейтронов $1,78 \text{ Гэв/с}$ с алюминием $\sigma_t = 1630$ из работы [7] дает $\langle L \rangle = 9,6 \pm 0,5 \text{ см.}$ Следовательно, результаты работ [6, 7] противоречивы, так как, исходя из $\sigma_t(d, C)$ и закона $A^{2/3}$, для $\sigma_t(d, Al)$ получаем лишь 783 мбн.

Для дальнейшего сопоставления результатов используем расчеты работы [4], которая в общем подходе описывает все рассмотренные реакции и указывает зависимость их сечений от атомного веса ядра. В табл. 2 сделан

Сечения, мбн	Теоретические расчеты из [4]	Настоящая работа	Результаты работ		
			[7]	[8]	[9]
σ_t	1054	1425 ± 110	1630 ± 90		
σ_d	457	465 ± 70		287 ± 19	
σ_a	408	630 ± 15	470 ± 30	345 ± 5	290 ± 70
σ_p	189	330 ± 80			

пересчет наших данных на ядро Al и приведены результаты других работ для этого ядра.

В табл. 2 σ_a — сумма сечения неупругого взаимодействия обоих нуклонов дейтрона и сечения взаимодействия только протона (т. е. нейтронный стриппинг, сечение которого по [4] равно 119 мбн); σ_p — сечение протонного стриппинга, в котором, по данным [4], 70 мбн приходится на дифракционный развал дейтрона.

Как следует из табл. 2, наблюдается некоторая разница наших данных и расчетов работы [4], где сделано приближение, что можно пренебречь размером дейтрона по сравнению с размером ядра. Очевидно, что для ядра Al это несправедливо. В [4] получены также в интегральной форме более общие формулы, не содержащие этого приближения, однако они требуют сложных численных расчетов. В качестве поправки можно заменить в формуле для σ , величины R и R^2 на $R_A^1 = R_A + \Sigma$, где постоянный для всех ядер фотоэмульсии член Σ как бы учитывает увеличение эффективного радиуса ядра из-за размера дейтрона и размытости ядерной поверхности. Для согласия опытных величин и расчетных Σ нужно взять равным $1 \cdot 10^{-13}$ см.

Как видно из табл. 2, наблюдается согласие сечения стриппинга, определенного в нашей работе, с прямыми измерениями для ядра Al в работе [8]. Отклонения данных работы [8] от наших результатов, а также от результатов работы [7] очевидны.

Остановимся, наконец, на рассмотрении процессов, в результате которых имеется дейтрон среди вторичных быстрых частиц после неупругих взаимодействий. Дейтрон может сохраниться, испытав в ядре одно или даже несколько неупругих столкновений. Возможна также регенерация дейтрона при столкновениях в ядре протона и нейтрона от развала дейтрона.

Для приближенного рассмотрения первого процесса используем упрощенную модель внутриядерного каскада, предполагая, что если дейтрон при соударении сохраняется, то отклоняется на малый угол и его средний путь в ядре λ не меняется. Оценка дает для λ величину $5,5 \cdot 10^{-13}$ см. Можно подсчитать тогда вероятности взаимодействия дейтрона в ядре: один раз — P_1 ; два — P_2 и т. д. Вероятность вылета дейтрона из ядра будет равна

$$P_d = \sum_1^{\infty} P_n X^n, \quad (1)$$

где X — усредненная вероятность сохранения дейтрона в отдельном столкновении. Поскольку P_n и X меньше единицы, то в сумме мы ограничились двумя первыми членами, причем $P_1 \sim 0,3$ и $P_2 \sim 0,22$. Опытное значение P_d из ранее приведенных данных равно $P_d = 0,11 \pm 0,015$; в соответствии с этим из (1) получим $X \approx 0,3$. Это значение нужно рассматривать как верхнюю оценку, так как возможна регенерация дейтрона в ядре после его развала. Действительно, известно, что при взаимодействии нуклонов с ядрами выбиваются быстрые дейтроны [9, 10].

Основываясь на этих данных, можно оценить в нашем случае число возможных быстрых дейтронов, которое составит ~ 36 . Учет возможности сохранения дейтрона и его регенерации, по-видимому, может улучшить согласие с экспериментом некоторых моделей [11] каскадных взаимодействий в ядрах.

Авторы выражают благодарность А. Д. Кириллову, под руководством которого был создан пучок дейтронов и проведено облучение фотоэмульсий, а также Л. Шандору и Б. А. Шахбазяну за помощь при выполнении работы.

Литература

- [1] С. Кожухова. Тезисы университета г. Кошице, 1970.
- [2] М. Карабова, J. Тушек. Fyzikalny casopis, **20**, 75, 1970.
- [3] M. Lojova, J. Tušek. Czech. J. Phys., **B20**, 395, 1970.
- [4] А. Г. Ситенко. УФТИ, **67**, 377, 1959.
- [5] L. Lauder et al. Phys. Rev., **137B**, 1228, 1965.
- [6] L. M. Dutton et al. Phys. Lett., **16**, 331, 1965.
- [7] В. С. Борисов и др. ЯФ, **7**, 956, 1968.
- [8] J. D. Jafar et al. Nuovo Cim., **48A**, 165, 1967.
- [9] Л. С. Ажгирей и др. Препринт Р1-4985, ОИЯИ, 1970. Л. С. Ажгирей и др. Сообщение на IV Международной конференции по элементарным частицам и структуре ядра, Дубна, 1971.
- [10] R. J. Sutter et al. Phys. Rev. Lett., **19**, 1189, 1967.
- [11] К. К. Гудима и др. Сообщение Р2-5261, ОИЯИ, 1970.

INTERACTION OF 2.43 GeV/c DEUTERONS WITH PHOTOEMULSION NUCLEI

E. SYLESH, Ya. KARABA, M. KARABOVA, K. D. TOLSTOV,
I. TUCHEK, G. S. SHABRATOVA

The interactions of 2.43 GeV/c deuterons with the photoemulsion nuclei were studied. Partial cross-sections for elastic and inelastic collisions, as well as proton stripping have been determined. The probability of conserving of deuteron in an inelastic collision with a nucleus has been estimated. The experimental results are compared with the diffraction model [4] and papers [7, 8].