

## ЭЛЕКТРОРАСЩЕПЛЕНИЕ ДЕЙТРОНА В РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ОБЛАСТИ ПЕРЕДАННЫХ ИМПУЛЬСОВ

Ю.И.Титов, А.С.Есаулов, Р.В.Ахмеров, Е.М.Смелов,  
Е.В.Инопин, С.И.Нагорный, Ю.А.Касаткин

Измерено сечение электрорасщепления дейтрона под углом  $127^\circ$  при переданных импульсах  $16 \dots 30 \Phi^{-2}$ . Проведен анализ этого процесса в динамике на световом фронте.

Изучение нетрадиционных степеней свободы дейтрона (барионных, кварковых, обменных мезонных токов) представляет собой новую область исследований – релятивистскую ядерную физику <sup>1</sup>. Эта область нуждается в получении экспериментальных данных по рассеянию электронов на дейтроне у порога под большими углами при максимально возможных переданных импульсах. Недавно в Сакле <sup>2</sup> существенно продвинулись в этой области, проведя измерения до переданного импульса  $q^2 = 18 \Phi^{-2}$ . Последние расчеты в нерелятивистском подходе выполнены в работе <sup>3</sup>. Продвижение к еще большим  $q^2$  связано с необходимостью измерения очень малых сечений электрорасщепления – порядка  $10^{-38} \text{ см}^2/\text{МэВ} \cdot \text{ср}$ .

В настоящей работе получены экспериментальные данные по магнитному электрорасщеплению дейтрона у порога при существенно больших переданных импульсах – от 16 до 30  $\Phi^{-2}$ . Для их анализа используются релятивистские расчеты в динамике на световом фронте <sup>4</sup>, в которых сечение представлено в виде:

$$\frac{d^2\sigma}{d\omega dE_2} = \frac{\alpha^2 E_2}{q^2 E_1} \frac{l_{\mu\nu} W_{\mu\nu}}{2M}, \quad (1)$$

где  $W_{\mu\nu} = (-g_{\mu\nu} + \frac{q_\mu q_\nu}{q^2}) W_1 + \frac{1}{M^2} (d_\mu - \frac{\mu\nu}{q^2} q_\mu)(d_\nu - \frac{\mu\nu}{q^2} q_\nu) W_2$ ,  $l_{\mu\nu}$  – электромагнитный тензор.

При вычислении тензора  $W_{\mu\nu}$  используется система бесконечного импульса и пренебрегается виртуальностью фоковских компонент. С использованием лишь „хороших” компонент электромагнитного тока <sup>4</sup> и путем выполнения требований калибровочной инвариантности восстанавливается весь тензор  $W_{\mu\nu}$  по его „хорошим” компонентам. Структурная функция  $W_2(q^2, \nu)$  однозначно определяется из уравнений при  $P^2(P \rightarrow \infty)$ . В определении же структурной функции  $W_1(q^2, \nu)$ , получаемой из уравнений при  $P^0$ , существует некоторый произвол. Однако условие  $W_{\mu\nu} l_\mu^L l_\nu^L \geq 0$  ( $l_\mu^L$  – векторы поляризаций фотона) позволяет устранить неоднозначность в определении  $W_1(q^2, \nu)$ . С использованием этого критерия и путем выбора специальным образом направления бесконечного импульса при переходе из лабораторной системы в систему бесконечного импульса вклад многочастичных промежуточных состояний максимально подавляется. В дальнейшем сечение представляется в традиционном виде

$$\frac{d^2\sigma}{d\omega dE_2} = \sigma_\mu (W_2 + 2 \text{tg}^2 \frac{\theta}{2} W_1). \quad (2)$$

Измерения спектров неупругого рассеяния проводились на Харьковском линейном ускорителе электронов при энергии 538 ... 779 МэВ под углом  $127^\circ$ . Мишень из жидкого дейтерия (или жидкого водорода для калибровочных измерений) имела толщину 5 см. Пустой аппендикс из дуралюминия толщиной 70 мкм служил для вычитания фона. Спектры измерялись при помощи магнитного спектрометра с двойной фокусировкой и светосилой  $8 \cdot 10^{-3} \text{ ср}$ . Электроны детектировались телескопом, состоящим из пятиканального счетчика, порогового газового счетчика и ливневого счетчика. Эта установка использовалась нами ранее для ис-

следования электророжения пионов <sup>5</sup>. Энергетическое разрешение установки составило 2,1%. Абсолютная точность измерений и энергия ускорителя контролировалась по пику упругого рассеяния на протоне, который измерялся перед каждым спектром и после. Особое внимание уделялось контролю фона ниже порога электрорасщепления дейтрона. Низкое значение фона удалось достичь путем установки максимально возможной дискриминации ливневого счетчика, зависящей от энергии рассеянного электрона. Систематическая погрешность в измерении сечений составляет 6%, а вблизи порога электрорасщепления дейтрона увеличивается до 15%.

Один из измеренных спектров показан на рис.1. К экспериментальным данным введена радиационная поправка и поправка на экспериментальное разрешение. Для этих целей сечение вблизи максимума пика квазиупругого рассеяния описывалось при помощи модели Дюранда <sup>6</sup> с общим нормировочным множителем и полинома, имитирующего электророжение пионов. Для описания сечения электрорасщепления дейтрона у порога мы воспользовались тем, что во всех спектрах сечение линейно зависит от энергии рассеянного электрона. Точка на этой прямой, соответствующая энергии нейтрона и протона в СЦИ  $E_{np} = \epsilon$  ( $\epsilon$  — энергия связи дейтрона) в дальнейшем считалась „сечением электрорасщепления дейтрона у порога”. При подгонке прямой к экспериментальным данным исключалась одна точка вблизи  $E_2^{th}$  (энергия рассеянного электрона в пороге электрорасщепления), в которую мог дать вклад пик упругого рассеяния, а также пик, соответствующий переходу в квазисвязанное состояние  $^1S_0$ . На рис.1 пик упругого рассеяния смоделирован и показан пунктиром. Сплошной кривой показан результат наших расчетов в динамике на световом фронте с использованием потенциала Рейда с мягким кором. Согласие с экспериментом имеет место не только в области максимума, но и в разумных пределах, у порога электрорасщепления.

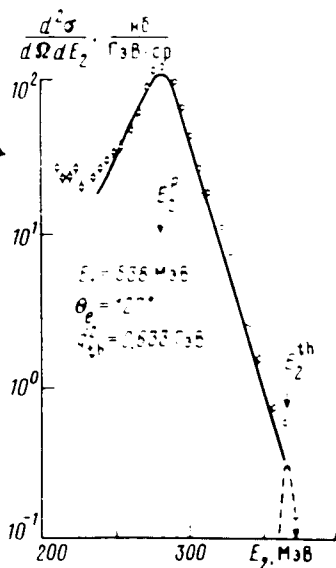


Рис. 1

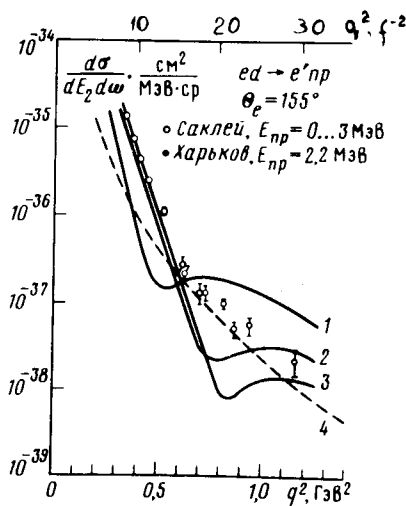


Рис. 2

Представляет интерес сравнить полученные нами сечения электрорасщепления у порога и аналогичные данные Сакле <sup>2</sup> под  $155^\circ$ . На рис.2 показаны экспериментальные данные и теоретические расчеты. Наши данные, полученные под  $127^\circ$ , пересчитаны для угла  $155^\circ$  по формуле (2). Необходимые для этих целей структурные функции  $W_2$  были взяты нами из работы <sup>7</sup>. Наблюдается хорошая „сшивка” в экспериментальных данных, несмотря на то, что несколько отличается подход в определении сечения у порога. В данных Сакле приведено сечение, усредненное в интервале  $E_{np} = 0 \dots 3$  МэВ, т.е. квазисвязанное  $^1S_0$ -состояние дает вклад в это сечение. Однако при  $q^2 \geq 16 \Phi^{-2}$  вклад синглетного пика становится малым, что и делает возможным непосредственное сопоставление данных Сакле и настоящего эксперимента. Сплошными кривыми показаны расчеты Лейдемана и Аренховеля <sup>3</sup>. Их при-

менимость ограничивается областью  $q^2/M^2 \ll 1$  и  $|P_{min}|/M \ll 1$  ( $P_{min}$  — минимальный импульс нуклона, на котором происходит рассеяние). Кривая 1 рассчитана с Парижским потенциалом без учета двухчастичных токов, кривая 2 — также с Парижским, но с учетом обменных токов и изобарных конфигураций. Кривая 3 — то же, что 2, но с потенциалом Бриана — Герстена. Хорошее согласие с экспериментом наблюдается лишь при  $q^2 \leq 0,45 \text{ ГэВ}^2$  (в варианте с двухчастичными токами). По мере роста переданного импульса наблюдается постепенный отход экспериментальных точек от теоретических кривых, полученных в нерелятивистском подходе. В области  $0,7 \leq q^2 \leq 1,16 \text{ ГэВ}^2$  отсутствует даже качественное согласие. Следует отметить, что вместо минимума, предсказываемого теорией<sup>3</sup> наблюдается лишь излом при  $q^2 = 17 \text{ Ф}^{-2}$  в плавном ходе экспериментальной зависимости. Отсутствие согласия с экспериментальными данными при  $q^2 > 17 \text{ Ф}^{-2}$  скорее всего связано с тем, что новые данные получены в существенно релятивистской области:  $q^2/M^2$  достигает 1,3, а  $P_{min}/M$  для точки при максимальном  $q^2$  равно 0,6.

Кривая 4 на рис.2, показанная пунктиром, — наши расчеты в динамике на световом фронте для  $E_{np} = 2,2 \text{ МэВ}$ . Как и на рис.1, использован потенциал Рейда с мягким кором. При  $q^2 \leq 0,7 \text{ ГэВ}^2$  согласие с экспериментом отсутствует, что связано с отсутствием в наших расчетах квазисвязанного  $^1S_0$ -состояния дейтрона. При больших  $q^2$  роль синглетного пика падает и расчеты в системе бесконечного импульса правильно отражают поведение экспериментальной кривой.

Таким образом, в настоящей работе впервые получены экспериментальные данные по магнитному электрорасщеплению дейтрона в существенно релятивистской области  $q^2$ . Эти данные демонстрируют несостоятельность нерелятивистских подходов.

Важной особенностью расчетов настоящей работы в динамике на световом фронте является специальная ориентация гиперповерхности по отношению к импульсам частиц, участвующих в реакции. Это позволяет максимально подавить вклад петлевых диаграмм, благодаря чему достигнуто удовлетворительное согласие с экспериментом.

#### Литература

1. Карманов В.А., Шануров И.С. ЭЧАЯ, 1978, 9, 327.
2. Bernheim M. et al. Phys. Rev. Lett., 1981, 46, 402.
3. Leidemann W., Arenhivel H. Nucl. Phys., 1981, A393, 385.
4. Нагорный С.И. и др. Письма в ЖЭТФ, 1984, 40, 196.
5. Esaulov A.S. et al. Nucl. Phys., 1978, B136, 511.
6. Durand L. III Phys. Rev., 1959, 115, 1020.
7. Schütz W.P. et al. Phys. Rev. Lett., 1977, 38, 529.

Поступила в редакцию

13 апреля 1984 г.