

## ИЗМЕРЕНИЕ ЭФФЕКТА ЭКРАНИРОВАНИЯ ПРОТОНА В ДЕЙТРОНЕ В РЕАКЦИИ ДВОЙНОЙ ПЕРЕЗАРЯДКИ ПИОНА

*Б.М.Абрамов, И.А.Духовской, В.В.Кишкурно,  
Л.А.Кондратюк, А.П.Крутенкова, В.В.Куликов,  
И.А.Радкевич, В.С.Федоренко*

Предложен и осуществлен способ экспериментального определения поправки  $\delta_p$  на экранирование протона в дейтроне в реакции  $\pi^- d \rightarrow \pi^+ X$  ( $\pi^+$  вперед), основанный на сравнении сечения этой реакции с сечением реакции  $\pi^- p \rightarrow \pi^+ X$  в области недостающих масс  $M_x^2 \leq 1,48 \Gamma \text{эв}^2$ , которая находится ниже порога реакции  $\pi^- n \rightarrow \pi^+ X$ . Определенная таким образом величина  $\delta_p = 0,20 \pm 0,10$  согласуется с вычисленной на основе дифракционной теории многократного рассеяния.

**Сечение  $\sigma_d$  инклюзивной реакции двойной перезарядки  $\pi^-$ -мезона на дейтроне с вылетом  $\pi^+$ -мезона вперед**

$$\pi^- + d \rightarrow \pi^+ + X \quad (1)$$

можно представить в следующем виде<sup>1)</sup>:

$$\frac{d^2 \sigma_d}{d\Omega^* dM_X^2} = \frac{d^2 \sigma_p}{d\Omega^* dM_X^2} (1 - \delta_p) + \frac{d^2 \sigma_n}{d\Omega^* dM_X^2} (1 - \delta_n) \quad (2)$$

Здесь  $\sigma_p$  и  $\sigma_n$  — сечения реакций

$$\pi^- + p \rightarrow \pi^+ + X \quad (3)$$

и

$$\pi^- + n \rightarrow \pi^+ + X, \quad (4)$$

$\Omega^*$  — телесный угол в системе центра масс реакции (3) или (4),  $M_X^2$  — квадрат недостающей к  $\pi^+$ -мезону массы, если считать мишень нуклоном, а поправки  $\delta_p$  и  $\delta_n$  учитывают эффекты экранирования протона нейтроном и нейтрона протоном.

При расчете поправок  $\delta_p$  и  $\delta_n$  для процесса  $\pi^- d \rightarrow p X$  [1] нами ранее было отмечено, что эти поправки могут достигать 10 ÷ 15% и поэтому для определения сечений реакций на нейтроне на основании разностного опыта с точностью, лучшей 10%, их необходимо учитывать. В [1] эти поправки вычислялись на основе дифракционной теории многократного рассеяния. При этом учитывалось только поглощение  $\pi^-$ -мезонов и протонов, а взаимодействием недетектируемых частиц в силу утверждений, доказанных в [2], пренебрегалось. Для проверки теоретичес-

<sup>1)</sup> Здесь и в дальнейшем эффекты фермиевского движения не учитываются в силу их малости, связанной с близостью импульсов  $\pi^-$  и  $\pi^+$ -мезонов.

ких методов расчета  $\delta_p$  и  $\delta_n$  и исследования роли взаимодействия недетектируемых частиц большой интерес представляет непосредственное экспериментальное определение этих величин.

В настоящей работе предложен метод экспериментального определения  $\delta_p$ , основанный на сравнении сечений реакций (1) и (3) в области квадратов недостающих масс  $M_X^2 \leq (m_n + 2m_\pi)^2 = 1,48 \text{ Гэв}^2$ , которая находится ниже порога реакции (4) по  $M_X^2$  (порог этой реакции связан с каналом  $\pi^- n \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^- n$ ). В этой области масс открыт только канал  $\pi^- p \rightarrow \pi^+ \pi^- n$  и имеет место равенство

$$\left( d^2\sigma_p / d\Omega^* dM_X^2 \right) \delta_p = \frac{d^2\sigma_p}{\Omega^* dM_X^2} - \frac{d^2\sigma d}{d\Omega^* dM_X^2} \quad (5)$$

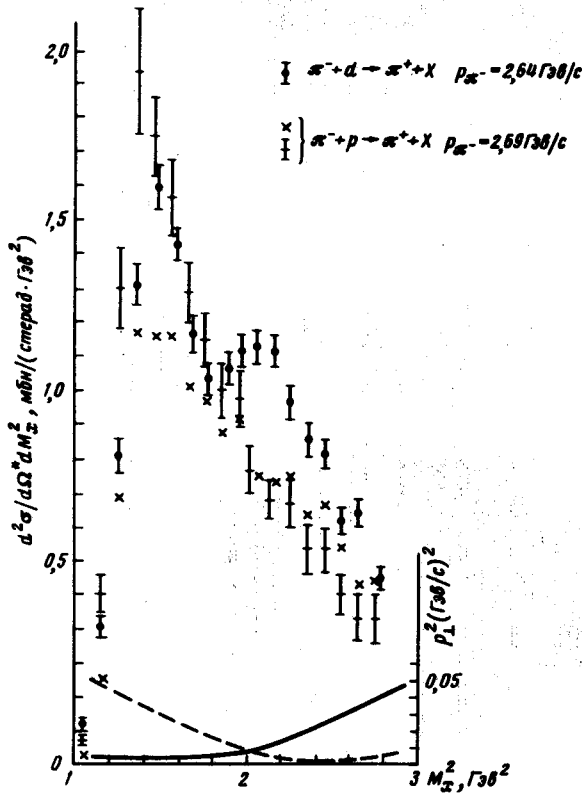


Рис. 1. Измеренные сечения реакций  $\pi^- d \rightarrow \pi^+ X$  (□) и  $\pi^- p \rightarrow \pi^+ X$  (x) (масштаб ошибок такой же, как в реакции на дейтроне). Сечение реакции  $\pi^- p \rightarrow \pi^+ X$  (□), пересчитанное для  $p_\perp^2 = (p_\perp^2)_d$ . Кривые внизу — средние значения квадратов поперечных импульсов  $\pi^+$ -мезонов, соответствующие экспозициям на дейтроне  $(p_\perp^2)_d$  (сплошная) и протоне  $(p_\perp^2)_p$  (штриховая)

Для определения  $\delta_p$  были использованы измеренные нами ранее на трехметровом спектрометре ИТЭФ [3] сечения реакций (1) и (3) соответственно при 2,64 и 2,69 Гэв/с [4]. Найденные при этом дифференциальные распределения (см. рис. 1) относятся к несколько отличающимся областям значений  $p_\perp^2$  — квадрата поперечного импульса  $\pi^+$ -мезона. Поэтому для каждого интервала  $M_X^2$  сечение  $d^2\sigma_p / d\Omega^* dM_X^2$  было приведено к значению  $p_\perp^2$ , соответствующему измерению  $d^2\sigma d / d\Omega^* dM_X^2$ . При этом мы воспользовались экспоненциальной зависимостью  $d^2\sigma_p / d\Omega^* dM_X^2$  от  $p_\perp^2$  с параметрами, измеренными нами ранее при  $p_{\pi^-} = 3,25 \text{ Гэв/с}$  [4]. Полученное путем такого пересчета сечение также

показано на рис. 1; поправки при этом, как видно, оказались максимальными в области  $1,0 \leq M_X^2 \leq 1,4 \text{ Гэв}^2$ . Разность измеренного сечения реакции (1) и пересчитанного сечения реакции (3), равная  $\delta_p d^2\sigma_p/d\Omega^* dM_X^2$  для  $M_X^2 \leq 1,5 \text{ Гэв}^2$ , представлена на рис. 2;  $\delta_p$  в этом интервале  $M_X^2$  составляет в среднем  $0,20 \pm 0,10$ .

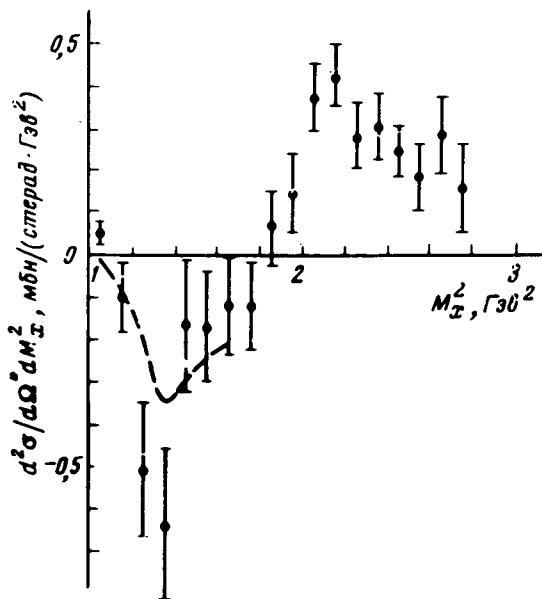


Рис. 2. Разность сечений

$$\frac{d^2\sigma_d}{d\Omega^* dM_X^2} - \frac{d^2\sigma_p}{d\Omega^* dM_X^2}$$

для  $p_{\perp}^2 = (p_{\perp}^2)_d$ . Штриховая линия — расчет указанной разности на основании дифракционной теории многократного рассеяния

Для вычисления  $\delta_p$  воспользуемся дифракционной теорией многократного рассеяния и запишем амплитуду реакции (1) следующим образом

$$F_{fi}(p_{\perp}) = \frac{ik}{2\pi} \int d^2b d^3r \exp(i p_{\perp} b) \phi_f^*(r) \phi_i(r) \times \\ \times \left\{ \Gamma_{12}^p \left( b + \frac{s}{2} \right) \left[ 1 - \theta(-z) \Gamma_{\pi^- n} \left( b - \frac{s}{2} \right) - \theta(-z) \Gamma_{\pi^+ n} \left( b - \frac{s}{2} \right) \right] \right\}. \quad (6)$$

Здесь  $\Gamma_{12}^p$ ,  $\Gamma_{\pi^- n}$  и  $\Gamma_{\pi^+ n}$  — амплитуды реакций (3),  $\pi^- n \rightarrow \pi^- n$  и  $\pi^+ n \rightarrow \pi^+ n$  в представлении прицельного параметра  $b$ ;  $\phi_i$  и  $\phi_f$  — волновые функции дейтрона и конечной двухбарийонной системы  $X$ ; ось  $z$  направлена вдоль импульса налетающей частицы;  $s$  и  $z$  — поперечная и продольная компоненты вектора  $r$ ;  $\theta(z) = 1$  при  $z \geq 0$  и  $0$  при  $z < 0$ . В нашей постановке эксперимента происходит суммирование по всем возможным конечным состояниям  $\sum_f |F_{fi}(p_{\perp})|^2$ . Обычно в таком случае для нуклонных систем хорошо работает приближение полноты. В нашем случае система  $X$  содержит также  $\pi$ -мезон. Если предположить, что для систем нуклонов и  $\pi$ -мезонов приближение полноты также применимо, то на основании выражения (6) с учетом малости радиуса  $\pi n$ -взаимодействия по сравнению с радиусом дейтрона получаем при  $p_{\perp} = 0$ .

$$\delta_p = \frac{\langle r^{-2} \rangle}{4\pi} \left[ \sigma_{\pi^- n}^{tot} - \sigma_{\pi^- n}^{el} \frac{b_{el}^-}{b_{el}^- + b_{12}} + \sigma_{\pi^+ n}^{tot} - \sigma_{\pi^+ n}^{el} \frac{b_{el}^+}{b_{el}^+ + b_{12}} \right], \quad (7)$$

где глауберовский параметр  $\langle r^{-2} \rangle = 0,038 \text{ мбн}^{-1}$ ,  $b_{el}^{\pm}$  и  $b_{12}$  — наклоны дифференциальных сечений упругого  $\pi^{\pm}p$ -рассеяния и реакции (3).

На рис. 2 штриховая кривая изображает величину  $\delta_p (d^2\sigma_p/d\Omega^* dM_X^2)$ , где  $\delta_p = \delta_p^{\text{теор}} = 0,17$  вычислена на основе (7). В среднем наблюдается удовлетворительное согласие результатов расчетов и экспериментальных данных. Дальнейшее экспериментальное исследование реакции (1) и (3) в этой области масс представляет несомненный интерес.

Авторы благодарят В.В.Владимирского и И.С.Шапиро за интерес к работе и обсуждение результатов.

Институт теоретической  
и экспериментальной физики

Поступила в редакцию  
16 июля 1976 г.

### Литература

- [ 1 ] Б.М.Абрамов, И.А.Духовской, В.В.Кишкурно, Л.А.Кондратюк, А.П.Крутенкова, В.В.Куликов, И.А.Радкевич, Ю.Ф.Томашук, В.С.Федорец. Письма в ЖЭТФ, 23, 176, 1976.
- [ 2 ] Л.А.Кондратюк. Preprint LNF-74, 163, (L), 1974.
- [ 3 ] И.А.Духовской и др. ПТЭ, №3, 235, 1974.
- [ 4 ] Б.М. Абрамов и др. ЯФ, 22, 1178, 1975.