

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория ядерных проблем

Л.М.Сороко

P-301

РЕАКЦИЯ  $p+p \rightarrow d+\pi^+$   
НА ПРОДОЛЬНО-ПОЛЯРИЗОВАННОМ  
ПУЧКЕ ПРОТОНОВ

Дубна, 1959 год

Л.М.Сороко

P - 301

РЕАКЦИЯ  $p+p \rightarrow d+\pi^+$   
НА ПРОДОЛЬНО-ПОЛЯРИЗОВАННОМ  
ПУЧКЕ ПРОТОНОВ

А н н о т а ц и я .

В данной работе рассмотрены поляризационные эксперименты в реакции  $p+p \rightarrow d + \pi^+$  на продольно-поляризованном пучке протонов. Интерес к подобным опытам возник в связи с предложением С.Б.Нурушева<sup>[1]</sup> по созданию пучка продольно-поляризованных протонов.

Поляризационные эффекты в реакции  $p+p \rightarrow d + \pi^+$  на неполяризованном и поперечно-поляризованном пучке протонов были рассмотрены в предыдущей работе<sup>[2]</sup>.

§ I.

Вектор поляризации протонов продольно-поляризованного пучка направлен вдоль оси  $Oz$  и  $\vartheta = 0^\circ$ ,  $\delta = 0^\circ$ , так что  $q_1 = \cos \frac{\vartheta}{2} e^{-i\delta} = 1$ ;  $q_2 = \sin \frac{\vartheta}{2} e^{i\delta} = 0$ .

Компоненты конечных волновых функций  $\vec{F}^+$  и  $\vec{F}^-$  имеют в этом случае следующий вид:

$$\left. \begin{aligned} \alpha_1 &= \frac{1}{2} \left[ \sqrt{\frac{3}{2}} c_s + D_2 (3 \cos^2 \theta - 1) \right]; \\ \beta_1 &= -\frac{1}{2} \sin \theta \cdot \cos \theta \cdot e^{i\varphi} \cdot D_0; \\ \gamma_1 &= \frac{1}{2} \sin^2 \theta \cdot e^{i2\varphi} \cdot D_1; \\ \alpha_2 &= -\frac{1}{4} \sin \theta \cdot e^{-i\varphi} (c_- + \sqrt{15} \cdot \cos \theta \cdot d_+); \\ \beta_2 &= \frac{1}{2\sqrt{2}} \cos \theta \cdot c_+; \\ \gamma_2 &= \frac{1}{4} \sin \theta \cdot e^{i\varphi} (c_- - \sqrt{15} \cdot \cos \theta \cdot d_+). \end{aligned} \right\} /I/$$

Если рассмотреть некоторое частное соотношение между амплитудами  $d$ -переходов в реакции  $p+p \rightarrow d + \pi^+$ , которое согласуется с экспериментальными данными при энергии протонов около 600 МэВ<sup>[3]</sup>, то:  $c_{d_3} = c_{d_4} = 0$ ;

$$D_0 = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{3}{2}} (3c_{d_1} + \sqrt{5}c_{d_2}); D_1 = \frac{\sqrt{3}}{4} (-3c_{d_1} + \sqrt{5}c_{d_2}); D_2 = -\frac{\sqrt{3}}{4} (c_{d_1} + \sqrt{5}c_{d_2}); d_+ = c_{d_2}; d_- = \sqrt{\frac{3}{2}} c_{d_2}.$$

Компоненты конечных волновых функций равны:

$$\left. \begin{aligned} \alpha'_1 &= \frac{1}{2} \left[ \sqrt{\frac{3}{2}} c_s - \frac{\sqrt{3}}{4} (c_{d_1} + \sqrt{5}c_{d_2}) (3 \cos^2 \theta - 1) \right]; \\ \beta'_1 &= -\frac{1}{2} \sin \theta \cdot \cos \theta \cdot e^{i\varphi} \cdot \frac{1}{2} \sqrt{\frac{3}{2}} (3c_{d_1} + \sqrt{5}c_{d_2}); \\ \gamma'_1 &= \frac{1}{2} \sin^2 \theta \cdot e^{i2\varphi} \cdot \frac{\sqrt{3}}{4} (-3c_{d_1} + \sqrt{5}c_{d_2}); \\ \alpha'_2 &= -\frac{1}{4} \sin \theta \cdot e^{-i\varphi} (c_{p_0} - \sqrt{\frac{5}{2}} c_{p_2} + \sqrt{15} \cdot \cos \theta \cdot c_{d_2}); \\ \beta'_2 &= \frac{1}{2\sqrt{2}} \cos \theta (c_{p_0} + \sqrt{10} \cdot c_{p_2}); \\ \gamma'_2 &= \frac{1}{4} \sin \theta \cdot e^{i\varphi} (c_{p_0} - \sqrt{\frac{5}{2}} c_{p_2} - \sqrt{15} \cdot \cos \theta \cdot c_{d_2}). \end{aligned} \right\} /2/$$

При вычислении средних значений спин-тензоров можно пренебречь квадратами и произведениями любых амплитуд кроме членов, пропорциональных  $C_{p_2}$  и  $|C_{p_2}|^2$ .

Тогда:  $|\alpha_1|^2 = |\beta_1|^2 = |\gamma_1|^2 = 0$ ;

$$|\alpha_2|^2 = \frac{1}{16} \sin^2 \theta \left( \frac{5}{2} |C_{p_2}|^2 - \sqrt{10} \cdot \text{Re} C_{p_2}^* C_{p_0} - \cos \theta \cdot \sqrt{150} \cdot \text{Re} C_{p_2}^* C_{d_2} \right);$$

$$|\beta_2|^2 = \frac{1}{8} \cos^2 \theta \left( 10 |C_{p_2}|^2 + 2\sqrt{10} \cdot \text{Re} C_{p_2}^* C_{p_0} \right);$$

$$|\gamma_2|^2 = \frac{1}{16} \sin^2 \theta \left( \frac{5}{2} |C_{p_2}|^2 - \sqrt{10} \cdot \text{Re} C_{p_2}^* C_{p_0} + \cos \theta \cdot \sqrt{150} \cdot \text{Re} C_{p_2}^* C_{d_2} \right).$$

Далее находим, что

$$\langle T_{00} \rangle = \gamma_0 + \gamma_2 \cdot \cos^2 \theta,$$

где

$$\gamma_0 = \frac{5}{16} |C_{p_2}|^2 - \frac{1}{8} \sqrt{10} \cdot \text{Re} C_{p_2}^* C_{d_2};$$

$$\gamma_2 = \frac{15}{16} |C_{p_2}|^2 + \frac{3}{8} \sqrt{10} \cdot \text{Re} C_{p_2}^* C_{d_2}.$$

} /3/

Как и следовало ожидать, дифференциальное сечение, определяемое  $\langle T_{00} \rangle$ , не зависит от продольной поляризации пучка. Поэтому интерес в этом случае представляют опыты по измерению состояний поляризации дейтрона.

## § 2.

Рассмотрим векторную поляризацию дейтрона, определяемую  $\langle T_{11} \rangle$  и  $\langle T_{10} \rangle$ . На продольно-поляризованном пучке протонов возникает добавочный эффект, пропорциональный величине продольной поляризации. Для поляризации, равной 100%, имеем:

$$\alpha_2^* \beta_2 = -\frac{1}{8\sqrt{2}} \sin \theta \cdot \cos \theta \cdot e^{i\varphi} \left[ \sqrt{10} \cdot C_{p_2}^* C_{p_2} - \sqrt{\frac{5}{2}} C_{p_2}^* C_{p_0} - 5 |C_{p_2}|^2 + 5\sqrt{6} \cdot \cos \theta \cdot C_{d_2}^* C_{p_2} \right];$$

$$\beta_2^* \gamma_2 = \frac{1}{8\sqrt{2}} \sin \theta \cdot \cos \theta \cdot e^{i\varphi} \left[ \sqrt{10} \cdot C_{p_2}^* C_{p_2} - \sqrt{\frac{5}{2}} C_{p_2}^* C_{p_0} - 5 |C_{p_2}|^2 - 5\sqrt{6} \cdot \cos \theta \cdot C_{p_2}^* C_{d_2} \right];$$

$$\alpha_1^* \beta_1 = \beta_1^* \gamma_1 = 0.$$

} /4/

В результате:

$$i \langle T_{11} \rangle_{\text{прод}} = \frac{\sqrt{3}}{16} \sin \theta \cdot \cos \theta \cdot e^{i\varphi} \left\{ 6\sqrt{\frac{5}{2}} \text{Im} (C_{p_2}^* C_{p_0}) + i \cos \theta \cdot 10\sqrt{6} \cdot \text{Re} (C_{p_2}^* C_{d_2}) \right\}.$$

/5/

Из /5/ видно, что измерение мнимой части величины  $i \langle T_{11} \rangle_{\text{прод}}$  дает новые, весьма важные данные о реакции  $p+p \rightarrow d + \pi^+$ . При этом действительная часть  $i \langle T_{11} \rangle_{\text{прод}}$ , определяемая  $\text{Im} (C_{p_2}^* C_{p_0})$ , будет известна из экспериментов по определению поляризации дейтронов на неполяризованном пучке протонов /4/.

Зависимость сечения рассеяния поляризованных дейтронов на второй мишени обычно описывается соотношением<sup>[5]</sup>:

$$I = I_0 [1 + \alpha + e \cdot \cos \phi + B \cdot \cos 2\phi],$$

где

$$e = 2[-\langle T_{21} \rangle_1 \langle T_{21} \rangle_2 + i \langle T_{11} \rangle_1 \cdot i \langle T_{11} \rangle_2];$$

$$\alpha = \langle T_{20} \rangle_1 \langle T_{20} \rangle_2; \quad B = 2 \langle T_{22} \rangle_1 \langle T_{22} \rangle_2$$

/6/

При этом на поляризованном пучке протонов величины  $\langle T_{20} \rangle_1, i \langle T_{11} \rangle_1, \langle T_{21} \rangle_1$  и  $\langle T_{22} \rangle_1$  всегда действительны. В нашем случае величина  $i \langle T_{11} \rangle_1$ , характеризующая состояние поляризации дейтронов, является комплексной. Поэтому соотношение /6/ необходимо заменить более общим выражением<sup>[6]</sup>:

$$I = I_0 [1 + \alpha + e_1 \cos \phi + e_2 \sin \phi + B_1 \cos 2\phi + B_2 \sin 2\phi],$$

где:

$$e_1 = 2[i \langle T_{11} \rangle_2 \cdot \text{Re} i \langle T_{11} \rangle_1 - \langle T_{21} \rangle_2 \cdot \text{Re} \langle T_{21} \rangle_1];$$

$$e_2 = 2[i \langle T_{11} \rangle_2 \cdot \text{Im} i \langle T_{11} \rangle_1 - \langle T_{21} \rangle_2 \cdot \text{Im} \langle T_{21} \rangle_1];$$

$$B_1 = 2 \langle T_{22} \rangle_2 \cdot \text{Re} \langle T_{22} \rangle_1; \quad B_2 = 2 \langle T_{22} \rangle_2 \cdot \text{Im} \langle T_{22} \rangle_1.$$

/7/

Если использовать обычную систему координат<sup>[2]</sup> и выбрать  $\varphi = 0$ , то

$$\text{Re} i \langle T_{11} \rangle_1 = \sin \theta \cdot \cos \theta \cdot \frac{3}{8} \sqrt{\frac{15}{2}} \cdot \text{Im} (c_{p_2}^* c_{p_0});$$

$$\text{Im} i \langle T_{11} \rangle_1 = \sin \theta \cdot \cos^2 \theta \cdot \frac{15}{8} \sqrt{2} \cdot \text{Re} (c_{p_2}^* c_{d_2}).$$

/8/

Из /7/ и /8/ видно, что для определения  $\text{Re} (c_{p_2}^* c_{d_2})$  необходимо измерить асимметрию "вверх-вниз" при рассеянии дейтронов на второй мишени.

Рассмотрим схему эксперимента (рис.1).

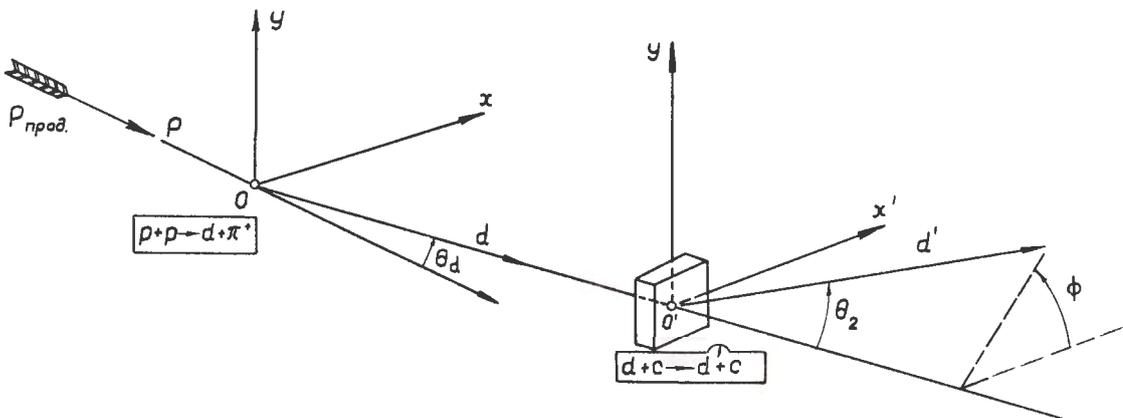


Рис. 1 Схема эксперимента на продольно-поляризованном пучке протонов.

Второе рассеяние происходит в штрихованной координатной системе, повернутой относительно нештрихованной системы координат на угол  $\theta_d^{lab}$ . Поскольку  $\theta_d^{lab}$  мало, то в новой системе координат  $(I\bar{m}i\langle T_n \rangle)'$  и  $I\bar{m}i\langle T_n \rangle$  приблизительно равны между собой. Действительно, если воспользоваться формулами преобразования [2],

$$(I\bar{m}i\langle T_n \rangle)_{\vec{p}rog}' = (I\bar{m}i\langle T_n \rangle)_{\vec{p}rog} \cdot \cos\varphi + \frac{\theta_d^{lab}}{\sqrt{2}} \langle T_{10} \rangle_{\vec{p}rog},$$

а также учесть, что

$$\langle T_{10} \rangle_{\vec{p}rog} = \sqrt{\frac{3}{2}} \sum_{i=1,2} (|\alpha_i|^2 - |\gamma_i|^2) \sim \sin^2\theta_d \cdot \cos\theta \cdot \text{Re}(c_{p_2}^* c_{d_2})$$

равно по порядку величины  $I\bar{m}i\langle T_{11} \rangle_{\vec{p}rog}$ , то различие между  $(I\bar{m}i\langle T_{11} \rangle)'$  и  $I\bar{m}i\langle T_{11} \rangle$  благодаря множителю  $\theta_d^{lab}$  будет очень мало.

После измерения азимутальной асимметрии "вверх-вниз" в рассеянии дейтронов на второй мишени не потребуются дополнительных опытов на неполяризованном пучке, так как на неполяризованном пучке асимметрия  $\sim \sin\phi$  отсутствует.

### § 3.

Добавочный эффект в асимметрии, определяемой коэффициентами  $B_1$  и  $B_2$  и обусловленный спин-тензором второго ранга  $\langle T_{22} \rangle$ , равен на продольно-поляризованном пучке:

$$\langle T_{22} \rangle_{\vec{p}rog} = \sqrt{3} \sum_{i=1,2} \alpha_i^* \gamma_i = -\frac{\sqrt{3}}{16} \sin^2\theta \cdot e^{i2\varphi} \left\{ \left( \frac{5}{2} |c_{p_2}|^2 - \sqrt{10} \cdot \text{Re} c_{p_2}^* c_{p_2} \right) + i \cos\theta \cdot 10 \sqrt{\frac{3}{2}} I\bar{m} c_{p_2}^* c_{d_2} \right\}$$

/9/

Из /7/ и /9/ следует, что для определения  $I\bar{m}\langle T_{22} \rangle$  необходимо измерить азимутальную асимметрию  $\sim \sin 2\phi$ . Как и в случае векторной поляризации, дополнительных измерений на неполяризованном пучке не требуется.

При энергиях дейтронов около 160 Мэв величина  $\langle T_{21} \rangle_2$  примерно равна нулю [7], однако эти данные недостаточно точные. При наблюдении азимутальной асимметрии  $\sim \sin\phi$  требуется, чтобы  $\langle T_{21} \rangle_2$  было мало по сравнению с  $i\langle T_{11} \rangle_2$ , поскольку  $I\bar{m}\langle T_{21} \rangle_{d_1^+}$  и  $I\bar{m}i\langle T_{11} \rangle_{d_1^+}$  являются величинами одного и того же порядка.

Л и т е р а т у р а .

1. Кумекин Д.П., Мариш К.С., Нурушев С.Б., Столетов Г.Д.,  
Метод получения продольно-поляризованного пучка протонов. Препринт ОИЯИ, 1959.
2. Сороко Л.М., Поляризационные эффекты в реакции  $p+p \rightarrow d+\pi^+$  с учетом  $s$ -,  $p$ - и  $d$ -состояний  $\pi$ -мезона. Препринт ОИЯИ, 1958.
3. Акимов Д.К., Савченко О.В., Сороко Л.М.,  
Исследование реакции  $p+p \rightarrow d+\pi^+$  на поляризованном пучке протонов, ЖЭТФ, 35,  
I/7/, 89+96, 1958.
4. Акимов Д.К., Мариш К.С., Савченко О.В., Сороко Л.М.,  
Измерение поляризации дейтрона в реакции  $p+p \rightarrow d+\pi^+$  при энергии 670 Мэв.  
В печати.
5. W. Lakin. Spin polarization of the deuteron. Phys.Rev., 98, 139+144, 1955.
6. F. Mandl, T. Regge. Reaction  $p+p \rightarrow d+\pi^+$  with polarized protons. Phys.Rev., 99,  
1478+1483, 1955.
7. J. Baldwin, O. Chamberlain, E. Segré, R. Tripp, C. Wiegand, T. Ypsilantis. Polarization in the Elastic Scattering of Deuteron from Complex Nuclei in the Energy Region 94 to 157 MeV. Phys.Rev., 103, 1502+1511, 1956.