ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P2 - 4486

Ч.Цэрэн

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ЯВЛЕНИЯ ПРИ РАССЕЯНИИ НА ДЕЙТРОНАХ В ПРИБЛИЖЕНИИ ГЛАУБЕРА

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

1969

Р2 - 4486

Ч.Цэрэн

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ЯВЛЕНИЯ ПРИ РАССЕЯНИИ НА ДЕЙТРОНАХ В ПРИБЛИЖЕНИИ ГЛАУБЕРА

Направлено в ЯФ

1. Одно из известных предсказаний глауберовской теории многократного рассеяния - появление в зависимости дифференциального сечения ярко выраженного "провала" при $t = t_0$, где однократное и двукратное рассеяния сильно интерферируют [1], - не обнаружено [2] экспериментально для πd и Nd упругого рассеяния. В то же время такой провал обнаружен в сечениях упругого рассеяния протонов на ^4He и других легких ядрах [3].

В ряде работ приводятся различные теоретические соображения, которые могли бы объяснить имеющиеся расхождения между теорией и экспериментальными данными. Перечислим некоторые из них: зависимость фазы амплитуды $\pi N(NN)$ - рассеяния от передаваемого импульса [4]; вклад от "главного значения" в двукратном рассеянии [5,7]; спиновые эффекты [6]; эффекты трехкратного и многократного рассеяния более высокого порядка [7]; учет ферми-движения нуклонов внутри дейтрона (особенно в области резонанса) [8]; учет D -волны в состоянии дейтрона [9]; вклады от неупругих процессов в промежуточном состоянии двукратного рассеяния [10].

В настоящей заметке рассматриваются два последних соображения, которые представляются наиболее правдоподобными и интересными с точки зрения экспериментального подхода, и обсуждается возможность экспериментально разделить эффекты, обсуждавшиеся, например, в [9] и [10].

В связи с этим необходимо выяснить, к каким поляризационным эффектам чувствительны D -волновая компонента состояния дейтрона и неупругие вклады в промежуточном состоянии многократного рассеяния в области провала .

Ниже с этой целью рассматриваются поляризационные эффекты в $Xd(X=\pi, K, N)$ упругом рассеянии в области $t=t_0$. Зависимостью от спинов амплитуд рассеяния мезонов и нуклонов нуклонами при вычислениях пренебрегается. Их вклады оценены в работе /6/. Они составляли при $t=t_0$ около 8%.

2. В отсутствие зависимости амплитуд XN -рассеяния от спина амплитуду Xd -рассеяния можно записать в следующем виде:

$$M = aP_3 + ib_{ik}\,\sigma_{1i}\,\sigma_{2k}, \qquad (1)$$

где $P_3 = \frac{1}{4}(3 + \vec{\sigma}_1\,\vec{\sigma}_2)$ - проекционный оператор для триплетного состояния нейтрона и протона.

Величина a соответствует S -волне в состоянии дейтрона и имеет вид

$$a = 2\,f\,S_0(\tfrac{1}{2}q) + \frac{i}{2\pi}\int f(\tfrac{1}{2}\vec{q}-\vec{q}\,')\,f(\tfrac{1}{2}\vec{q}+\vec{q}\,')\,S_0(q')\,d^2\vec{q}\,'. \qquad (2a)$$

Здесь $f(q)=(i+\alpha)\frac{\sigma_t}{4\pi}e^{-Aq^2}$, S_0 - сферический формфактор дейтрона.

Если предположим, что амплитуда $\pi N(KN, NN)$ упругого рассеяния чисто мнима, то при $t=t_0$ $a=0$. Однако при наличии действительной части амплитуды упругого рассеяния мезонов и нуклонов нуклонами и согласно /10/ при учете вкладов от неупругих процессов в промежуточном состоянии двукратного рассеяния a не равно нулю и является вещественной величиной в окрестности $t=t_0$.

Величина b_{ik} в (1) соответствует вкладу D -волны в состояние дейтрона.

$$i b_{ik} = 2 f S_2\left(\frac{1}{2} q\right)(\delta_{ik} - 3 m_i m_k) + \frac{i}{2\pi} \int f\left(\frac{1}{2}\vec{q} + \vec{q}\,'\right) f\left(\frac{1}{2}\vec{q} - \vec{q}\,'\right) S_2(q') d^2 \vec{q}\,' \times$$

$$\times (\delta_{ik} - 3 \ell_i \ell_k),$$

или

$$b_{ik} = g(\delta_{ik} - 3 m_i m_k) + h(\delta_{ik} - 3 \ell_i \ell_k) \tag{2б}$$

Здесь g и h – вещественные параметры; $S_2(\delta) = \int\limits_0 dr\, 2W(r)\left[U(r) - \frac{1}{\sqrt{8}} W(r)\right] j_2(\delta r)$ – квадрупольный формфактор дейтрона; $\vec{m}$ и $\vec{\ell}$ – единичные векторы вдоль направлений $\vec{k} - \vec{k}\,'$ и $\vec{k} + \vec{k}\,'$ соответственно, где $\vec{k}$ и $\vec{k}\,'$ – импульсы рассеянной частицы. Кроме того, $b_{ik} = b_{ki}$ и $b_{ii} = 0$. Перепишем (2б) в виде

$$b_{ik} = d_1(\delta_{ik} - 3 n_i n_k) + d_2(m_i m_k - \ell_i \ell_k), \tag{2в}$$

где

$$d_1 = -\frac{g+h}{2}, \quad d_2 = -3\frac{g-h}{2}, \qquad \vec{n} = [\vec{\ell} \times \vec{m}].$$

Матрицу плотности для дейтрона запишем следующим образом:

$$\rho = \frac{1}{3} P_3 + \frac{1}{4}(\sigma_{1i} + \sigma_{2i}) P_i^0 + \frac{1}{4} \sigma_{1i} \sigma_{2k} T_{ik}^0, \tag{3}$$

где P_i^0, T_{ik}^0 – начальные значения соответственно вектора и тензоров поляризации. Причем

$$T_{ik}^0 = T_{ki}^0, \quad T_{ii}^0 = 0. \tag{3'}$$

Связь между спиновыми матрицами плотности начального ρ и конечного ρ' состояний можно записать как

$$\rho' = M \rho M^{+} . \qquad (4)$$

С помощью (4) выразим сечение рассеяния σ, конечные вектор поляризации P_i и тензор поляризации T_{ik} – через величины P_i^0, T_{ik}^0 :

$$\sigma = \mathrm{Sp}\,\rho' = \sigma_0 + \sigma_0 A_i P_i^0 + \sigma_0 A_{ik} T_{ik}^0, \qquad (5а)$$

где

$$\sigma_0 = \mathrm{Sp}\, M \frac{1}{3} P_3 M^{+},$$

$$\sigma_0 A_i = \mathrm{Sp}\, M \frac{\sigma_{1i} + \sigma_{2i}}{4} M^{+},$$

$$\sigma_0 A_{ik} = \mathrm{Sp}\, M \frac{1}{4} \sigma_{1i} \sigma_{2k} M^{+},$$

$$\sigma P_i = \mathrm{Sp} \frac{1}{2} (\sigma_{1i} + \sigma_{2i}) \rho' = \sigma_0 P_i + \sigma_0 D_{ik} P_k^0 + \sigma_0 D_{i,\ell m} T_{\ell m}^0 . \qquad (5б)$$

Здесь

$$\sigma_0 P_i = \mathrm{Sp} \frac{1}{2} (\sigma_{1i} + \sigma_{2i}) M M^{+},$$

$$\sigma_0 D_{ik} = \mathrm{Sp} \frac{1}{2} (\sigma_{1i} + \sigma_{2i}) M \frac{1}{4} (\sigma_{1k} + \sigma_{2k}) M^{+},$$

$$\sigma_0 D_{i,\ell m} = \mathrm{Sp} \frac{1}{2} (\sigma_{1i} + \sigma_{2i}) M \frac{1}{4} (\sigma_{1\ell} \sigma_{2m}) M^{+},$$

$$\sigma T_{ik} = \mathrm{Sp} \frac{1}{2} (\sigma_{1i} \sigma_{2k} + \sigma_{1k} \sigma_{2i} - \frac{2}{3} \delta_{ik} \vec{\sigma}_1 \vec{\sigma}_2) \rho' = \sigma_0 T_{ik} + \sigma_0 B_{ik,\ell} P_\ell^0 + \sigma_0 D_{ik,\ell m} T_{\ell m}^0, \qquad (5в)$$

где

$$\sigma_0 T_{ik} = Sp\,\frac{1}{2}(\sigma_{1i}\sigma_{2k} + \sigma_{1k}\sigma_{2i} - \frac{2}{3}\delta_{ik}\vec{\sigma}_1\vec{\sigma}_2)MM^+ ,$$

$$\sigma_0 B_{ik,\ell} = Sp\,\frac{1}{2}(\sigma_{1i}\sigma_{2k} + \sigma_{1k}\sigma_{2i} - \frac{2}{3}\delta_{ik}\vec{\sigma}_1\vec{\sigma}_2)M\frac{1}{4}(\sigma_{1\ell} + \sigma_{2\ell})M^+ ,$$

$$\sigma_0 D_{ik,\ell m} = Sp\,\frac{1}{2}(\sigma_{1i}\sigma_{2i} + \sigma_{1k}\sigma_{2i} - \frac{2}{3}\delta_{ik}\vec{\sigma}_1\vec{\sigma}_2)M\frac{1}{4}\sigma_{1\ell}\sigma_{2m}M^+ .$$

В пренебрежении вкладом D -волны в состояние дейтрона коэффициенты b_{ik} равны нулю, тогда

$$\sigma_0 = a^2 ,$$

$$D_{ik} = \delta_{ik} ,$$

$$D_{ik,\ell m} = \frac{1}{2}(\delta_{i\ell}\delta_{km} + \delta_{k\ell}\delta_{im} - \frac{2}{3}\delta_{ik}\delta_{\ell m})$$

и все остальные величины равны нулю. Из (5а), (5б) и (5в) следует:

$$\sigma = a^2 = \sigma_0 , \tag{6а}$$

$$P_i = P_i^0 , \tag{6б}$$

$$T_{ik} = T_{ik}^0 . \tag{6в}$$

Таким образом, в рассматриваемом приближении сечение рассеяния на произвольно поляризованных дейтронах равно сечению рассеяния неполяризованных частиц.

Кроме того, величины поляризации остаются неизменными.

При учете D -волны в состоянии дейтрона $b_{ik} \neq 0$ и

$$\sigma_0 = a^2 + \frac{4}{3} b^2_{ik} = a^2 + \frac{8}{3}(3d_1^2 + d_2^2),$$

$$\sigma_0 A_i = 0,$$

$$\sigma_0 A_{ik} = b^2_{\ell m}\delta_{ik} - 2b_{is}b_{sk} = 2(d_2^2 - d_1^2)n_i n_k + 4d_1(d_1 + d_2)\ell_i \ell_k +$$

$$+ 4d_1(d_1 - d_2)m_i m_k,$$

$$\sigma_0 P_i = 0,$$

$$\sigma_0 D_{ik} = a^2\delta_{ik} + 4b_{is}b_{sk} - 2b^2_{\ell m}\delta_{ik} = a^2\delta_{ik} + 4(d_1^2 - d_2^2)n_i n_k -$$

$$-8d_1(d_1 + d_2)\ell_i \ell_k - 8d_1(d_1 - d_2)m_i m_k,$$

$$\sigma_0 D_{i,\ell m} = a b_{sm}\epsilon_{i\ell s} + a b_{s\ell}\epsilon_{ims} = a[(d_1 + d_2)m_s m_m + (d_1 - d_2)\ell_s \ell_m -$$

$$-2d_1 n_s n_m]\epsilon_{i\ell s} + a[(d_1 + d_2)m_s m_\ell + (d_1 - d_2)\ell_s \ell_\ell -$$

$$-2d_1 n_s n_\ell] \times \epsilon_{ims},$$

$$\sigma_0 T_{ik} = \frac{8}{3} b^2_{\ell m}\delta_{ik} - 8b_{is}b_{sk} = 8[(\frac{1}{3}d_2^2 - d_1^2)n_i n_k +$$

$$+(d_1^2 + \frac{5}{3}d_2^2)\ell_i \ell_k + (d_1^2 - \frac{7}{3}d_2^2)m_i m_k],$$

$$\sigma_0 B_{ik,\ell} = 2a(b_{kr}\epsilon_{i\ell r} + b_{ir}\epsilon_{k\ell r}) =$$

$$= 2a\{[(d_1+d_2)m_k m_r + (d_1-d_2)\ell_k\ell_r - 2d_1 n_k n_r] \times$$

$$\times \epsilon_{i\ell r} + [(d_1+d_2)m_i m_r + (d_1-d_2)\ell_i\ell_r - 2d_1 n_i n_r]\epsilon_{k\ell r}\},$$

$$\sigma_0 D_{ik,\ell m} = \frac{1}{2}(\delta_{i\ell}\delta_{km} + \delta_{im}\delta_{k\ell} - \frac{2}{3}\delta_{ik}\delta_{\ell m})(a^2 + b^2_{rs}) +$$

$$+ \frac{2}{3} b_{sm} b_{s\ell}\delta_{ik} - b_{is} b_{s\ell}\delta_{km} - b_{sm} b_{sk}\delta_{i\ell} -$$

$$- b_{s\ell} b_{sk}\delta_{im} - b_{is} b_{sm}\delta_{k\ell} + b_{im} b_{\ell k} +$$

$$+ b_{km} b_{i\ell} + 2 b_{ik} b_{\ell m} =$$

$$= \frac{1}{2}(\delta_{i\ell}\delta_{km} + \delta_{im}\delta_{k\ell} - \frac{2}{3}\delta_{ik}\delta_{\ell m})(a^2 + 6d_1^2 + 2d_2^2) +$$

$$+ 4d_1^2(\frac{2}{3} n_\ell n_m \delta_{ik} - n_i n_\ell \delta_{km} - n_m n_k \delta_{i\ell} - n_\ell n_k \delta_{im} -$$

$$- n_i n_m \delta_{k\ell}) + (d_1 - d_2)^2 (\frac{2}{3}\ell_\ell \ell_m \delta_{ik} - \ell_i \ell_\ell \delta_{km} -$$

$$-\ell_m \ell_k \delta_{i\ell} - \ell_\ell \ell_k \delta_{im} - \ell_i \ell_m \delta_{k\ell}) +$$

$$+ (d_1 + d_2)^2 (\frac{2}{3} m_\ell m_m \delta_{ik} - m_i m_\ell \delta_{km} - m_m m_k \delta_{i\ell} -$$

$$- m_\ell m_k \delta_{im} - m_i m_m \delta_{k\ell}).$$

Отсюда

$$\sigma = \sigma_0 + \sigma_0 A_{ik} T^0_{ik} . \tag{8}$$

Заметим, что при учете D-волны состояния дейтрона в сечении (8) в отличие от (6а) появляется член с тензором поляризации, т.е. в принятом приближении сечение меняется только тогда, когда мишень тензорно поляризована. Удобным методом описания состояния поляризации является представление, в котором матрица плотности диагональна. В системе координат, где T^0_{ik} разложен по главным осям $(\vec{n}', \vec{\ell}', \vec{m}')$, можно записать, что

$$T^0_{ik} = \frac{1}{3} [\alpha (\delta_{ik} - 3 n'_i n'_k) + \beta (m'_i m'_k - \ell'_i \ell'_k)], \tag{9}$$

где α и β – некоторые параметры x), которые выражаются через диагональные элементы T^0_{ik}. Множитель 1/3 введен для удобства. Определим сперва область изменения α и β. Для простоты положим, что вектор поляризации равен нулю.

---

x) Из-за условия (3') число независимых параметров уменьшается на единицу.

Тогда

$$\rho = \frac{1}{3} I + \frac{1}{4} T^{0}_{ik}(S_i S_k + S_k S_i - \frac{2}{3}\delta_{ik} S^2). \tag{10}$$

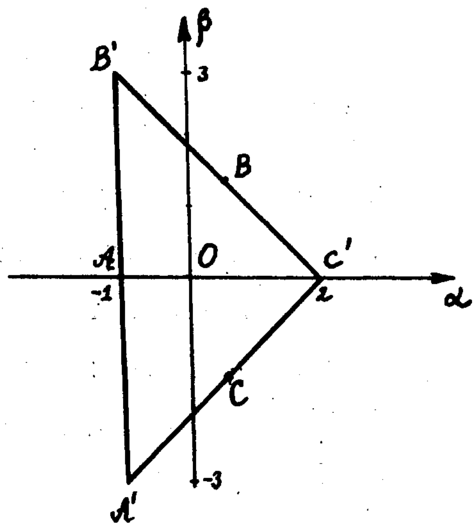
Подставим сюда (9) и затем перепишем (10) в виде матрицы

$$\rho = \frac{1}{3}\begin{pmatrix} 1 - \frac{1}{2}\alpha - \frac{1}{2}\beta & 0 & 0 \\ 0 & 1 - \frac{1}{2}\alpha + \frac{1}{2}\beta & 0 \\ 0 & 0 & 1 + \alpha \end{pmatrix}. \tag{11}$$

Так как ρ имеет смысл вероятности, то диагональные элементы должны быть положительно определенной величиной.

Из (11) находим, что

$$\left.\begin{aligned} 2 - \alpha \geq \beta \geq \alpha - 2 \\ \alpha \geq 1 \ . \end{aligned}\right\} \tag{12}$$



Таким образом, область изменения α и β лежит внутри треугольника $A'B'C'$ (рис. 1).

На граничных точках этого треугольника имеются крайние значения тензора поляризации, а точка 0 соответствует полностью неполяризованному состоянию дейтрона.

Точки A,B и C соответствуют состоянию поляризации, когда мишень выстроенна, а A'B' и C' – чистому состоянию. Все остальные промежуточные состояния поляризации лежат внутри треугольника A'B'C'.

Подставляя (7) и (9) в (8) и проведя необходимые преобразования, получим

$$\sigma = a^2 + \frac{8}{3}(3d_1^2 + d_2^2) - \frac{2}{3}[(3d_1^2 - d_2^2)n_i n_k + 2d_1 d_2(m_i m_k - \ell_i \ell_k)][\alpha(\delta_{ik} - 3n_i'n_k') + \beta(m_i' m_k' - \ell_i' \ell_k')]. \qquad (13)$$

Рассмотрим теперь некоторые частные случаи.

а) Пусть $\vec{n}' \parallel \vec{n}$ $(\vec{\ell}' \parallel \vec{\ell},\ \vec{m}' \parallel \vec{m})$.

Тогда из (13) получаем, что

$$\sigma = a^2 + 4d_1^2(2+\alpha) + \frac{4}{3}d_2^2(2-\alpha) - \frac{8}{3}d_1 d_2 \beta. \qquad (14а)$$

б) Теперь $\vec{n}' \parallel \vec{n}$, а $\vec{\ell}'$ и $\vec{m}'$ повернуты на угол ϕ относительно $\vec{\ell}$ и $\vec{m}$ соответственно. Тогда

$$\sigma = a^2 + 4d_1^2(2+\alpha) + \frac{4}{3}d_2^2(2-\alpha) - \frac{8}{3}d_1 d_2 \beta \cos 2\phi. \qquad (14б)$$

в) Пусть $\vec{n}' \parallel \vec{\ell}$.

Тогда

$$\sigma = a^2 + 2d_1^2(4-\alpha-\beta) + \frac{2}{3}d_2^2(4+\alpha+\beta) - \frac{4}{3}d_1 d_2(3\alpha-\beta). \qquad (14в)$$

г) Пусть $\vec{n}' \parallel \vec{m}$, тогда

$$\sigma = a^2 + 2d_1^2(4-\alpha+\beta) + \frac{2}{3} d_2^2(4+\alpha-\beta) + \frac{4}{3} d_1 d_2(3\alpha+\beta). \quad (14г)$$

Вычислим теперь величины вектора и тензоров поляризации. Пусть $\vec{n}' \parallel \vec{n}$, а $\vec{\ell}'$ и $\vec{m}'$ повернуты на угол ϕ относительно $\vec{\ell}$ и $\vec{m}$ на плоскости рассеяния. В этом случае, подставляя (7) и (9) в (5в), получим

$$\sigma P_i = (a^2 - 8d_1^2) P_i^0 + 4(3d_1^2 - d_2^2) n_i (\vec{P}^0 \vec{n}) +$$
$$+ 8 d_1 d_2 [m_i (\vec{P}^0 \vec{m}) - \ell_i (\vec{P}^0 \vec{\ell})] + \frac{4}{3} a d_2 \beta n_i \sin 2\phi . \quad (15)$$

Если тройка $\vec{n}', \vec{\ell}', \vec{m}'$ совпадает с тройкой $\vec{n}, \vec{\ell}, \vec{m}$, то в выражении (15) отсутствует член, содержащий параметры тензора поляризации. Пусть $\vec{n}' \parallel \vec{n}$ $(\vec{\ell}' \parallel \vec{\ell},\ \vec{m}' \parallel \vec{m})$. Тогда для σT_{ik} получаем следующее выражение:

$$\sigma T_{ik} = \frac{1}{3} a^2 [\alpha(\delta_{ik} - 3 n_i n_k) + \beta(m_i m_k - \ell_i \ell_k)] +$$
$$+ 4 d_1^2 [\frac{5\alpha+6}{3} \delta_{ik} - 3(3\alpha+2) n_i n_k + \beta(m_i m_k - \ell_i \ell_k)] +$$
$$+ 4 d_2^2 [\frac{7\alpha-6}{9} \delta_{ik} - 2(\alpha-1) n_i n_k + \beta(m_i m_k - \ell_i \ell_k)] + \quad (16)$$
$$+ 8 d_1 d_2 [(\alpha-2)(m_i m_k - \ell_i \ell_k) + \beta(\frac{7}{9} \delta_{ik} - 2 n_i n_k)] +$$

$$+ 2a\{ d_2 [m_k (\vec{P}^0 \times \vec{m})_l + m_l (\vec{P}^0 \times \vec{m})_k - \ell_k (\vec{P}^0 \times \vec{\ell})_l -$$

$$- \ell_l (\vec{P}^0 \times \vec{\ell})_k] - 3 d_1 [n_k (\vec{P}^0 \times \vec{n})_l + n_l (\vec{P}^0 \times \vec{n})_k] \} . \quad (16)$$

Используя "потенциал N02" из таблицы работы /11/, мы провели численное интегрирование в (2в). Отсюда для d_1 и d_2 получаем следующие значения (при этом результат нормирован на $|f(0)|^2$):

$d_1 = 0,19$ и $d_2 = -1,32$ для πd -рассеяния;
$d_1 = 0,25$ и $d_2 = -1,75$ для Nd - рассеяния.

При оценке принято, что $\sigma_{\pi N} = 28$ мб, $\sigma_{NN} = 40$ мб /9/. С помощью выражения (14а) произведем численные оценки сечения для некоторых простых случаев.

Пусть σ_0 есть дифференциальное сечение на неполяризованном дейтроне при $t = t_0$ с учетом вклада D-волны в состояние дейтрона.

πd упругое рассеяние

а) Мишень неполяризованная. В этом случае $\alpha = \beta = 0$, следовательно,

$$\frac{\sigma_0}{|f(0)|^2} \approx 5 .$$

б) Мишень выстроенна по нормали $(\vec{n})$ к плоскости рассеяния. Тогда $\alpha = -1$, $\beta = 0$ и

$$\sigma_n \approx \frac{7}{5} \sigma_0 .$$

в) Мишень выстроенна вдоль направления $(\vec{m})$ передаваемого импульса в плоскости рассеяния. Тогда $\alpha = \frac{1}{2}$, $\beta = \frac{3}{2}$ и

$$\sigma_m \approx \sigma_0 \quad .$$

г) Мишень выстроенна в плоскости рассеяния по направлению $(\vec{\ell})$, перпендикулярному к передаваемому импульсу. Тогда $\alpha = \frac{1}{2}$, $\beta = -\frac{3}{2}$ и

$$\sigma_\ell = \frac{3}{5}\sigma_0 \quad .$$

Аналогично для Nd -рассеяния получаем

а) $\frac{\sigma_0}{|f(0)|^2} \approx 9$,

б) $\sigma_n \approx \frac{4}{9}\sigma_0$,

в) $\sigma_m \approx \sigma_0$,

г) $\sigma_\ell \approx \frac{5}{9}\sigma_0$.

Заключение

В принятом приближении, когда не учитывается D-волновая компонента состояния дейтрона, сечение рассеяния частицы на неполяризованном дейтроне равно сечению рассеяния на произвольно поляризованном дейтроне. Кроме того, если мишень была поляризованной (выстроенной), то величины вектора и тензоров поляризации остаются неизменными.

В этом случае, согласно /10/, провал в дифференциальном сечении заполняется вкладами от неупругих процессов в промежуточном состоянии многократного рассеяния.

Поляризационные эффекты весьма чувствительны к приближениям. В отсутствие вклада D-волны состояния дейтрона, когда основной вклад в сечение упругого рассеяния при $t=t_0$ обязан неупругим процессам в промежуточном состоянии, спиновые эффекты отсутствуют. Зависимость от спинов амплитуд $\pi N(NN)$-рассеяния дает [6] небольшие поправки. При учете D-волны в состоянии дейтрона в отличие от предыдущего случая в сечении рассеяния на поляризованном дейтроне появляется член с тензором поляризации.

В самом деле, если при измерении мы обнаружим, что сечения на неполяризованном и поляризованном дейтронах отличаются друг от друга, то это означает, что имеются какие-то вклады от D-волны состояния дейтрона. Таким образом, измерения сечения на выстроенных дейтронах при различных ориентациях выстроенности позволят выяснить роль D-волны в области провала в дифференциальном сечении $\pi d(Nd)$ упругого рассеяния. Проведенное здесь рассмотрение основано на приближении Глаубера и справедливо только в его рамках. Поэтому поляризационные эксперименты позволят более основательно проверить и само приближение Глаубера. Таким образом, проведение экспериментов по изучению угловых распределений рассеяния частиц высоких энергий на поляризованных дейтронах становится весьма желательным.

Автор искренне благодарит проф. Л.И. Лапидуса за постановку вопроса и обсуждения результатов и А.В. Тарасова за ценные замечания и помощь в работе.

Литература

1. V. Franco and E.Coleman. Phys.Rev.Lett., 17, 827 (1966); V.Franco and J.Glauber. Phys.Rev., 142, 1195 (1966).

2. F.Bradamante et. al. CERN, Preprint, 1968.
XIV Международная конференция по физике высоких энергий, Вена, 1968 (Дубна, 1968); H.C.Hsiung et al. Phys. Rev.Lett., 21, 187 (1968); E.Coleman, R.M.Heinz, O.E.Overseth and D.E.Perllett. Phys.Rev. Lett., 16, 761 (1966).
3. H.Palevsky et al. Phys.Rev.Lett., 18, 1200 (1967).
4. J.Vander Velde. Phys.Rev., 173, 1544 (1968).
5. L.Bertocchi and A.Capella. Nuovo Cim., 51A, 33 (1967).
6. Ч. Цэрэн. Сообщение ОИЯИ, Р2-4272, Дубна, 1969.
7. J.Pumplin. Phys.Rev., 173, 1651 (1968).
8. G.Taldt and T.Ericson. CERN, TH-938 (1968).
9. D.R.Harrington. Phys.Rev.Lett., 21, 1496 (1968).
10. G.Alberi and L.Bertocchi. Miramare-Trieste, IC-99, 1968.
11. N.K.Glendenning and G.Kramer. Phys. Rev., 126, 2159 (1962).

Рукопись поступила в издательский отдел
15 мая 1969 года.