

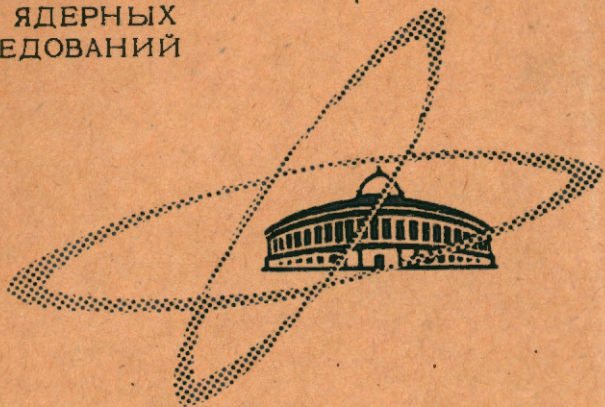
2227

Экз. чит. зал

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P-2227



ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ
ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

С.М. Биленький, Л.И. Лapidус, Р.М. Рындин

ДВОЙНОЕ N-N РАССЕЯНИЕ
С ПОЛЯРИЗОВАННЫМ ПУЧКОМ
И ПОЛЯРИЗОВАННОЙ МИШЕНЬЮ

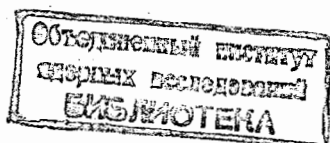
1965

P-2227

С.М. Биленький, Л.И. Липидус, Р.М. Рындиц

ДВОЙНОЕ N-N РАССЕЯНИЕ
С ПОЛЯРИЗОВАННЫМ ПУЧКОМ
И ПОЛЯРИЗОВАННОЙ МИШЕНЬЮ

Направлено в ЖЭТФ



1. Введение

Использование поляризованных протонных мишеней значительно расширяет возможности исследований в физике элементарных частиц. В опытах с поляризованной мишенью могут быть однозначно определены четности частиц и резонансов ^{/1-8/}, измерены параметры R и A мезон-нуклонного рассеяния ^{/7,1/}, значительно расширен угловой интервал измерения поляризации ^{/8,1/} и т.д.

Использование поляризованных мишеней существенно упрощает измерение поляризационных характеристик нуклон-нуклонного рассеяния. Измерение сечения рассеяния нуклонов на поляризованной протонной мишени дает возможность определить поляризацию протонов отдачи. Тензор корреляции поляризаций C_{ik} может быть найден по сечению рассеяния поляризованного пучка поляризованной мишенью. Измерение поляризации нуклонов при рассеянии неполяризованного пучка поляризованной мишенью позволяет определить тензор деполяризации D_{ik} и тензор передачи поляризации K_{ik} . Здесь будут рассмотрены возможные эксперименты по измерению поляризации нуклонов, возникающей в результате рассеяния поляризованного пучка поляризованной мишенью. В этих экспериментах впервые становится возможным определение компонент поляризационного тензора третьего ранга M_{ikq} . Измерение столь сложных поляризационных характеристик поможет устранению остающихся неоднозначностей фазового анализа. Эти измерения будут особенно важны в той области энергий, где сечения неупругих процессов сравнимы с сечением упругого рассеяния. Для проведения фазового анализа в этой области необходимо использовать результаты феноменологического анализа неупругих процессов. Кроме того, в области высоких энергий значительно возрастает число состояний, взаимодействие в которых должно быть учтено. Как известно, амплитуда упругого рассеяния может быть определена и непосредственно из экспериментальных данных по упругому рассеянию, без привлечения информации о неупругих процессах ^{/8/}. Этот метод требует, однако, большого числа поляризационных измерений.

2. Поляризационный тензор третьего ранга

Рассмотрим поляризацию конечной частицы, возникающую в результате рассеяния поляризованного пучка поляризованной мишенью. Индекс 1 у спиновых матриц будет относиться к падающим и рассеянным частицам, а индекс 2 - к частицам мишени и отдачи. В случае тождественных частиц рассеянной частицей будем называть частицу, летящую в интервале $0 \leq \theta \leq \frac{\pi}{2}$ в с.п.и.

В системе покоя, полученной преобразованием Лоренца из с.п.и., поляризация рассеянной частицы равна

$$P'_{11} = \frac{\text{Sp } \sigma_{11} M \frac{1}{2}(1 + \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{P}_1) \frac{1}{2}(1 + \vec{\sigma}_2 \cdot \vec{P}_2) M^+}{\text{Sp } M \frac{1}{2}(1 + \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{P}_1) \frac{1}{2}(1 + \vec{\sigma}_2 \cdot \vec{P}_2) M^+} \quad (1)$$

где \vec{P}_1 и \vec{P}_2 - поляризации начальных частиц в соответствующих системах покоя, а M - матрица рассеяния в с.п.и.

Как известно, матрица нуклон-нуклонного рассеяния $M(\vec{k}', \vec{k})$ характеризуется пятью комплексными функциями угла и энергии и имеет следующий общий вид [9,10]

$$M(\vec{k}', \vec{k}) = (u+v) + (u-v)(\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{n})(\vec{\sigma}_2 \cdot \vec{n}) + c[(\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{n})(\vec{\sigma}_2 \cdot \vec{n})] + (g-h)(\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{m})(\vec{\sigma}_2 \cdot \vec{m}) + (g+h)(\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{l})(\vec{\sigma}_2 \cdot \vec{l}). \quad (2)$$

Здесь \vec{k} и \vec{k}' - единичные векторы в направлениях начального и конечного импульсов в с.п.и., а \vec{l} , \vec{m} и \vec{n} образуют ортонормированную тройку:

$$\vec{l} = \frac{\vec{k}' + \vec{k}}{|\vec{k}' + \vec{k}|}, \quad \vec{m} = \frac{\vec{k}' - \vec{k}}{|\vec{k}' - \vec{k}|}, \quad \vec{n} = \vec{l} \times \vec{m} = \frac{\vec{k} \times \vec{k}'}{|\vec{k} \times \vec{k}'|}. \quad (3)$$

Матрица (2) удовлетворяет требованиям инвариантности относительно вращений, отражений и обращения времени, а также симметрична относительно одновременной перестановки начальных и конечных спиновых индексов. Последнее условие является следствием тождественности в случае p-p рассеяния, а для n-p верно в рамках изотопической инвариантности.

Как видно из выражения (1), поляризация P'_{11} определяется следующими тензорами

$$P_1^0 = \frac{1}{4\sigma_0} \text{Sp } \sigma_{11} M M^+ = \frac{1}{4\sigma_0} \text{Sp } \sigma_{21} M M^+ = \frac{1}{4\sigma_0} \text{Sp } M \sigma_{11} M^+ = \frac{1}{4\sigma_0} \text{Sp } M \sigma_{21} M^+ = A_1 \quad (4)$$

$$D_{1k} = \frac{1}{4\sigma_0} \text{Sp } \sigma_{11} M \sigma_{1k} M^+ = \frac{1}{4\sigma_0} \text{Sp } \sigma_{21} M \sigma_{2k} M^+ \quad (5)$$

$$K_{1k} = \frac{1}{4\sigma_0} \text{Sp } \sigma_{11} M \sigma_{2k} M^+ = \frac{1}{4\sigma_0} \text{Sp } \sigma_{21} M \sigma_{1k} M^+ \quad (6)$$

$$P_{1k} = \frac{1}{4\sigma_0} \text{Sp } M \sigma_{11} \sigma_{2k} M^+ \quad (7)$$

$$M_{1kq} = \frac{1}{4\sigma_0} \text{Sp } \sigma_{11} M \sigma_{1k} \sigma_{2q} M^+ \quad (8)$$

В этих формулах σ_0 - дифференциальное сечение рассеяния неполяризованного пучка неполяризованной мишенью в с.п.и., а P_1^0 - поляризация, возникающая при рассеянии неполяризованных нуклонов. В силу принципов инвариантности поляризация P_1^0 совпадает с асимметрией A_1 , возникающей при рассеянии поляризованного пучка неполяризованной мишенью (неполяризованного пучка поляризованной мишенью) [9,10].

Тензор деполяризации D_{1k} и тензор передачи поляризации K_{1k} могут быть определены из опытов по измерению поляризации в случае, когда либо падающий пучок, либо мишень поляризованы. Изучая сечение рассеяния поляризованного пучка поляризованной мишенью, можно определить компоненты тензора P_{1k} . Отметим, что тензор P_{1k} связан с тензором корреляции поляризаций $C_{1k} = \frac{1}{4\sigma_0} \text{Sp } \sigma_{11} \sigma_{2k} M M^+$ соотношением [1,8]

$$P_{1k}(\vec{k}', \vec{k}) = C_{1k}(-\vec{k}, -\vec{k}'), \quad (9)$$

вытекающим из инвариантности относительно обращения времени. Соотношение (9) означает, что компоненты тензора P_{1k} могут быть определены также из опытов по измерению корреляции поляризаций нуклонов, возникающей при рассеянии неполяризованных частиц.

Новой величиной, измеряемой в рассматриваемых экспериментах, является псевдотензор третьего ранга M_{1kq} . Рассмотрим структуру этого тензора. Из соображений инвариантности относительно вращений и отражений находим:

$$\begin{aligned}
M_{ikq} = & M_{lln} \ell_i \ell_k n_q + M_{lmn} \ell_i m_k n_q + M_{lnl} \ell_i n_k \ell_q + \\
& + M_{lnm} \ell_i n_k m_q + M_{mln} m_i \ell_k n_q + M_{mnm} m_i m_k n_q + \\
& + M_{mnl} m_i n_k \ell_q + \\
& + M_{nml} n_i m_k \ell_q + M_{nmn} n_i m_k m_q + \\
& + M_{nlm} n_i \ell_k m_q + M_{nll} n_i \ell_k \ell_q + M_{nnn} n_i n_k n_q.
\end{aligned} \tag{10}$$

Не все компоненты этого тензора независимы. Для того, чтобы в этом убедиться, воспользуемся соотношением ^{1,6/}

$$M(\vec{k}', \vec{k}) = (\vec{\sigma}_1 \vec{n}' \chi \vec{\sigma}_2 \vec{n}) M(\vec{k}', \vec{k}) (\vec{\sigma}_1 \vec{n}) (\vec{\sigma}_2 \vec{n}), \tag{11}$$

вытекающим из требований инвариантности относительно отражений в плоскости рассеяния. Покажем прежде всего, что компонента M_{nnn} совпадает с поляризацией $P^0 = (P^0 \vec{n})$, возникающей при рассеянии неполяризованных частиц. Действительно,

$$M_{nnn} = \frac{1}{4\sigma_0} \text{Sp}(\vec{\sigma}_1 \vec{n}') M(\vec{\sigma}_1 \vec{n}') (\vec{\sigma}_2 \vec{n}) M^+ = \frac{1}{4\sigma_0} \text{Sp}(\vec{\sigma}_2 \vec{n}') M M^+ = P^0. \tag{12}$$

Далее, используя (11) и требования симметрии, находим

$$\begin{aligned}
M_{nmn} &= -M_{nll} \\
M_{mnm} &= M_{lnl} \\
M_{mnn} &= M_{lln}.
\end{aligned} \tag{13}$$

Таким образом, тензор M_{ikq} характеризуется девятью компонентами. В дальнейшем мы будем использовать полусуммы и полуразности компонент с разными индексами:

$$\begin{aligned}
M_{nlm}^+ &= \frac{1}{2} (M_{nlm} + M_{nml}) \\
M_{lnm}^+ &= \frac{1}{2} (M_{lnm} + M_{mnl}) \\
M_{lmn}^+ &= \frac{1}{2} (M_{lmn} + M_{mln}).
\end{aligned} \tag{14}$$

Приведем выражения для компонент тензора M_{ikq} и сечения σ_0 , вычисленные с помощью матрицы (2):

$$\begin{aligned}
\sigma_0 M_{nll} &= 4 \text{Re } c^* h \\
\sigma_0 M_{mnm} &= 4 \text{Re } c^* v \\
\sigma_0 M_{mnm} &= 4 \text{Re } c^* g \\
\sigma_0 M_{nnn} &= \sigma_0^* P^0 = 4 \text{Re } c^* u \\
\sigma_0 M_{nlm}^+ &= 4 \text{Im } u h^* \\
\sigma_0 M_{nlm}^- &= 4 \text{Im } g v^* \\
\sigma_0 M_{lnm}^+ &= 4 \text{Im } h v^* \\
\sigma_0 M_{lnm}^- &= 4 \text{Im } u g^* \\
\sigma_0 M_{lmn}^+ &= 4 \text{Im } h g^* \\
\sigma_0 M_{lmn}^- &= 4 \text{Im } u v^* \\
\sigma_0 &= 2(|u|^2 + |v|^2 + |c|^2 + |g|^2 + |h|^2).
\end{aligned} \tag{15}$$

Можно показать, что между этими величинами имеются алгебраические соотношения. Для этого воспользуемся тождеством

$$x \text{Im } y z^* + y \text{Im } z x^* + z \text{Im } x y^* = 0, \tag{16}$$

справедливым для любых трех комплексных чисел x, y, z . Вследствие инвариантности наблюдаемых величин относительно умножения матрицы рассеяния на фазовый множитель амплитуду c в разложении (2) можно считать действительной. Оставшиеся четыре комплексные функции u, v, g и h удовлетворяют соотношениям

$$\begin{aligned}
u \text{Im } g h^* + g \text{Im } h u^* + h \text{Im } u g^* &= 0 \\
v \text{Im } g h^* + g \text{Im } h v^* + h \text{Im } v g^* &= 0.
\end{aligned} \tag{17}$$

Отсюда с помощью выражений (15) получаем три соотношения между компонентами рассматриваемого нами тензора:

$$\begin{aligned} -M_{n\ell m}^- M_{n\ell\ell}^+ + M_{\ell mn}^+ P^* + M_{n\ell m}^+ M_{mnm}^- &= 0 \\ M_{n\ell m}^- M_{n\ell\ell}^+ + M_{\ell mn}^+ M_{mnm}^- - M_{\ell nm}^+ M_{nmm}^- &= 0 \\ M_{\ell mn}^+ M_{\ell mn}^- - M_{\ell nm}^+ M_{\ell nm}^- + M_{n\ell m}^+ M_{n\ell m}^- &= 0. \end{aligned} \quad (18)$$

Очевидно, что соотношения (18) позволяют выразить три компоненты через остальные.

Кроме тензора M_{ikq} , можно построить следующие три поляризационных тензора третьего ранга $1/1$:

$$N_{ikq} = \frac{1}{4\sigma_0} \text{Sp} \sigma_{2i} M \sigma_{1k} \sigma_{2q} M^+ \quad (19)$$

$$C_{ikq} = \frac{1}{4\sigma_0} \text{Sp} \sigma_{1i} \sigma_{2k} M \sigma_{1q} M^+ \quad (20)$$

$$P_{ikq} = \frac{1}{4\sigma_0} \text{Sp} \sigma_{1i} \sigma_{2k} M \sigma_{2q} M^+ \quad (21)$$

Тензор N_{ikq} входит в выражение для поляризации частицы отдачи в случае, когда пучок и мишень поляризованы, а C_{ikq} (P_{ikq}) — в выражение для корреляции поляризаций при рассеянии поляризованного пучка неполяризованной мишенью (неполяризованного пучка поляризованной мишенью). Из инвариантности относительно обращения времени и $\vec{\sigma}_1 \leftrightarrow \vec{\sigma}_2$ симметрии легко видеть, что

$$N_{ikq}(\vec{k}', \vec{k}) = M_{iqk}(\vec{k}', \vec{k}) \quad (22)$$

$$C_{ikq}(\vec{k}', \vec{k}) = P_{kqk}(\vec{k}', \vec{k}) = -M_{qik}(-\vec{k}', -\vec{k}). \quad (23)$$

Таким образом, компоненты тензора M_{ikq} определяют также все остальные тензоры третьего ранга.

Как известно, измерение поляризации нуклонов в интервале энергий от 20 до 100 Мэв затруднено отсутствием мишеней-анализаторов с достаточной анализирующей способностью. Соотношения (22) и (23) могут быть использованы для опре-

деления компонент M_{ikq} во всем угловом интервале. Например, при рассеянии на большие углы может оказаться, что измерение N_{ikq} , т.е. поляризации частиц отдачи, проще, чем измерение M_{ikq} .

В заключение этого параграфа сделаем два замечания. Первое относится к рассеянию протонов протонами. Вследствие принципа Паули тензор M_{ikq} удовлетворяет в этом случае соотношению

$$M_{ikq}(\vec{k}', \vec{k}) = M_{iqk}(-\vec{k}', \vec{k}). \quad (24)$$

Отсюда для компонент тензора получаем

$$\begin{aligned} M_{mnl}(\pi - \theta) &= -M_{\ell mn}(\theta) \\ M_{m\ell n}(\pi - \theta) &= -M_{\ell nm}(\theta) \\ M_{mnm}(\pi - \theta) &= -M_{mnn}(\theta) \\ M_{n\ell\ell}(\pi - \theta) &= M_{n\ell\ell}(\theta) \\ M_{nm\ell}(\pi - \theta) &= -M_{nm\ell}(\theta) \\ M_{n\ell m}(\pi - \theta) &= -M_{n\ell m}(\theta), \end{aligned} \quad (24')$$

где θ — угол рассеяния в с.и.л. Таким образом, в случае тождественных частиц достаточно измерить поляризацию в интервале $0 \leq \theta \leq \frac{\pi}{2}$ при всех возможных ориентациях поляризаций начальных частиц.

Второе замечание относится к области малых энергий, где достаточно учитывать взаимодействие лишь в S -состоянии. Амплитуда рассеяния имеет в этом случае вид:

$$M = \alpha + \beta (\vec{\sigma}_1 \vec{\sigma}_2), \quad (25)$$

где коэффициенты α и β связаны с амплитудами рассеяния в 3S_1 и 1S_0 состояниях b_T и b_S следующими соотношениями

$$\alpha = 1/4(3b_T + b_S) \quad (26)$$

$$\beta = 1/4(b_T - b_S).$$

Тензор M_{ikq} равен

$$M_{ikq} = M_{n\ell m} \epsilon_{ikq}, \quad (27)$$

где

$$\sigma_0 M_{nlm} = 2Im a^* \beta. \quad (28)$$

В случае p-p рассеяния $a = -\beta$ и $M_{lka} = 0$. Ограничиваясь главным членом разложения по импульсу p , получаем для рассеяния нейтронов протонами

$$\sigma_0 M_{nlm} = \frac{p}{2} a_s a_T (a_s - a_T). \quad (29)$$

Здесь a_s и a_T - синглетная и триплетная длины рассеяния.

3. Измеряемые величины

Для определения величин, измеряемых на опыте, введем в лабораторной системе две ортонормированные тройки векторов

$$\vec{k}_L, \vec{n}_L = \frac{\vec{k}_L \times \vec{k}'_L}{|\vec{k}_L \times \vec{k}'_L|}, \quad \vec{s}_L = \vec{n}_L \times \vec{k}'_L \quad (30)$$

и

$$\vec{k}_L, \vec{n}_L, \vec{s}_L = \vec{n}_L \times \vec{k}_L, \quad (31)$$

где $\vec{k}'_L(\vec{k}_L)$ - единичный вектор в направлении импульса рассеянного (падающего) нуклона. Очевидно, что $\vec{k}_L = \vec{k}$, $\vec{n}_L = \vec{n}$. Поляризацию рассеянных частиц естественно характеризовать компонентами в системе (30), а начальные поляризации - в системе (31).

Следует, однако, иметь в виду, что в релятивистской области, при сравнении результатов вычисления средних значений спиновых операторов с результатами поляризационных измерений, кроме обычных кинематических поправок, необходимо учитывать специфический релятивистский поворот [11-14]. Проекция вектора поляризации рассеянной частицы на направление \vec{n}_L , измеряемая в л.с., с учетом этого эффекта равна

$$\langle \vec{\sigma}_L \rangle_{\vec{n}_L} = \frac{1}{\sigma} \text{Sp } \vec{\sigma}_1 (\vec{a}_L)_R M \frac{1}{2} (1 + \vec{\sigma}_1 \vec{P}_1) \frac{1}{2} (1 + \vec{\sigma}_2 \vec{P}_2) M^\dagger, \quad (32)$$

где

$$\sigma = \text{Sp } M \frac{1}{2} (1 + \vec{\sigma}_1 \vec{P}_1) \frac{1}{2} (1 + \vec{\sigma}_2 \vec{P}_2) M^\dagger$$

дифференциальное сечение рассеяния, а

$$(\vec{a}_L)_R = R_{\vec{n}}(\Omega_1) \vec{a}_L \quad (33)$$

В (33) $R_{\vec{n}}(\Omega_1)$ - оператор поворота вокруг нормали \vec{n} на угол $\Omega_1 = \theta - 2\theta_L$ (θ_L - угол рассеяния в л.с.).

Используя соображения инвариантности, из (32) получаем следующие выражения для компонент поляризации рассеянной частицы:

$$\sigma \langle \vec{\sigma}_1 \rangle_{\vec{n}_L} = \sigma_0 [P_0 + D_{nn} (\vec{P}_1 \vec{n}_L^\dagger) + K_{nn} (\vec{P}_2 \vec{n}_L^\dagger) + P^* (\vec{P}_1 \vec{n}_L^\dagger) (\vec{P}_2 \vec{n}_L^\dagger) + M_{nkk} (\vec{P}_1 \vec{k}_L^\dagger) (\vec{P}_2 \vec{k}_L^\dagger) + \quad (34)$$

$$+ M_{nks} (\vec{P}_1 \vec{k}_L^\dagger) (\vec{P}_2 \vec{s}_L^\dagger) + M_{nsk} (\vec{P}_1 \vec{s}_L^\dagger) (\vec{P}_2 \vec{k}_L^\dagger) + M_{nsa} (\vec{P}_1 \vec{s}_L^\dagger) (\vec{P}_2 \vec{s}_L^\dagger)]$$

$$\sigma \langle \vec{\sigma}_1 \rangle_{\vec{k}'_L} = \sigma_0 [D_{kk} (\vec{P}_1 \vec{k}'_L^\dagger) + D_{ks} (\vec{P}_1 \vec{s}'_L^\dagger) +$$

$$+ K_{kk} (\vec{P}_2 \vec{k}'_L^\dagger) + K_{ks} (\vec{P}_2 \vec{s}'_L^\dagger) + M_{kkn} (\vec{P}_1 \vec{k}'_L^\dagger) (\vec{P}_2 \vec{n}'_L^\dagger) + M_{k'sn} (\vec{P}_1 \vec{s}'_L^\dagger) (\vec{P}_2 \vec{n}'_L^\dagger) + M_{k'nk} (\vec{P}_1 \vec{n}'_L^\dagger) (\vec{P}_2 \vec{k}'_L^\dagger) + M_{k'sa} (\vec{P}_1 \vec{s}'_L^\dagger) (\vec{P}_2 \vec{s}'_L^\dagger)] \quad (35)$$

$$\sigma \langle \vec{\sigma}_1 \rangle_{\vec{s}'_L} = \sigma_0 [D_{sk} (\vec{P}_1 \vec{k}'_L^\dagger) + D_{ss} (\vec{P}_1 \vec{s}'_L^\dagger) + K_{sk} (\vec{P}_2 \vec{k}'_L^\dagger) +$$

$$+ K_{ss} (\vec{P}_2 \vec{s}'_L^\dagger) + M_{skn} (\vec{P}_1 \vec{k}'_L^\dagger) (\vec{P}_2 \vec{n}'_L^\dagger) + M_{s'sn} (\vec{P}_1 \vec{s}'_L^\dagger) (\vec{P}_2 \vec{n}'_L^\dagger) + M_{s'nk} (\vec{P}_1 \vec{n}'_L^\dagger) (\vec{P}_2 \vec{k}'_L^\dagger) + M_{s'sa} (\vec{P}_1 \vec{s}'_L^\dagger) (\vec{P}_2 \vec{s}'_L^\dagger)] \quad (36)$$

$$+ M_{s'ka} (\vec{P}_1 \vec{k}'_L^\dagger) (\vec{P}_2 \vec{s}'_L^\dagger) + M_{s'sa} (\vec{P}_1 \vec{s}'_L^\dagger) (\vec{P}_2 \vec{s}'_L^\dagger)]$$

Здесь мы использовали следующие обозначения

$$\begin{aligned} D_{ab} &= (a_{\parallel})_{R1} D_{ik} (b_{\parallel})_k \\ K_{ab} &= (a_{\parallel})_{R1} K_{ik} (b_{\parallel})_k \\ M_{abo} &= (a_{\parallel})_{R1} M_{ikq} (b_{\parallel})_k (c_{\parallel})_q \end{aligned} \quad (37)$$

Отметим, что известные параметры тройного рассеяния Вольфенштейна^{/15/}, определенные с учетом релятивистского доворота, в этих обозначениях равны

$$\begin{aligned} D &= D_{nn} \\ R &= D_{s's} \\ A &= D_{s'k} \\ R' &= D_{k's} \\ A' &= D_{k'k} \end{aligned} \quad (38)$$

Дифференциальное сечение рассеяния поляризованного пучка поляризованной мишенью может быть записано в виде:

$$\begin{aligned} \sigma = \sigma_0 [& 1 + P^o (\vec{P}_1 \vec{n}_{\parallel}) + P^o (\vec{P}_2 \vec{n}_{\parallel}) + P_{nn} (\vec{P}_1 \vec{n}_{\parallel}) (\vec{P}_2 \vec{n}_{\parallel}) + \\ & + P_{kk} (\vec{P}_1 \vec{k}_{\parallel}) (\vec{P}_2 \vec{k}_{\parallel}) + P_{ks} (\vec{P}_1 \vec{k}_{\parallel}) (\vec{P}_2 \vec{s}_{\parallel}) + \\ & + P_{ks} (\vec{P}_1 \vec{s}_{\parallel}) (\vec{P}_2 \vec{k}_{\parallel}) + P_{ss} (\vec{P}_1 \vec{s}_{\parallel}) (\vec{P}_2 \vec{s}_{\parallel})] , \end{aligned} \quad (39)$$

где

$$P_{ab} = (a_{\parallel})_i P_{ik} (b_{\parallel})_k .$$

Как видно из приведенных формул, поляризация нуклонов, возникающая при столкновении поляризованного пучка с поляризованной протонной мишенью, характеризуется, помимо величины, определяемых в более простых поляризационных экспериментах, двенадцатью величинами M_{abo} . Эти величины связаны линейными соотношениями с девятью компонентами тензора M_{ikq} и поэтому очевидно, что между ними должно быть три соотношения. Действительно, можно показать, что

$$\begin{aligned} M_{nkk} &= -M_{nsa} \\ \frac{M_{s'sn} - M_{k'kn}}{M_{s'kn} + M_{k'sn}} &= \text{tg } \theta_{\parallel} \end{aligned} \quad (40)$$

$$\frac{M_{s'ns} - M_{k'nk}}{M_{s'nk} + M_{k'ss}} = \text{tg } \theta_{\parallel} .$$

В таблице I мы приводим формулы, связывающие измеряемые параметры M_{abo} с компонентами тензора M_{ikq} . Угол α определен следующим образом:

$$\alpha = \frac{\theta}{2} - \theta_{\parallel} . \quad (41)$$

Очевидно, что для получения нерелятивистских соотношений нужно положить $\alpha = 0$. Для измерения поперечных $\vec{n}_{\parallel} \langle \sigma_{\parallel} \rangle_{\parallel}$ и $\vec{s}_{\parallel} \langle \sigma_{\parallel} \rangle_{\parallel}$ компонент поляризации необходимо плоскость анализирующего рассеяния выбрать ортогональной \vec{n}_{\parallel} и \vec{s}_{\parallel} , соответственно. Продольная $\vec{k}_{\parallel} \langle \sigma_{\parallel} \rangle_{\parallel}$ компонента поляризации может быть измерена, если нуклоны перед анализирующим рассеянием пропускаются через магнитное поле, направленное по \vec{n}_{\parallel} .

Т а б л и ц а I

$$\begin{aligned} M_{nkk} &= M_{n\ell\ell} \cos \theta - M_{n\ell m}^+ \sin \theta \\ M_{nks} &= M_{n\ell\ell} \sin \theta + M_{n\ell m}^+ \cos \theta + M_{n\ell m}^- \\ M_{nsk} &= M_{n\ell\ell} \sin \theta + M_{n\ell m}^+ \cos \theta - M_{n\ell m}^- \\ M_{k'kn} &= M_{mnn} \cos \left(\frac{\theta}{2} + \alpha \right) - M_{\ell mn}^+ \sin \left(\frac{\theta}{2} - \alpha \right) - M_{\ell mn}^- \sin \left(\frac{\theta}{2} + \alpha \right) \\ M_{k'sn} &= M_{mnn} \sin \left(\frac{\theta}{2} + \alpha \right) + M_{\ell mn}^+ \cos \left(\frac{\theta}{2} - \alpha \right) + M_{\ell mn}^- \cos \left(\frac{\theta}{2} + \alpha \right) \\ M_{k'nk} &= M_{mnn} \cos \left(\frac{\theta}{2} + \alpha \right) - M_{\ell nm}^+ \sin \left(\frac{\theta}{2} - \alpha \right) - M_{\ell nm}^- \sin \left(\frac{\theta}{2} + \alpha \right) \\ M_{k'ns} &= M_{mnn} \sin \left(\frac{\theta}{2} + \alpha \right) + M_{\ell nm}^+ \cos \left(\frac{\theta}{2} - \alpha \right) + M_{\ell nm}^- \cos \left(\frac{\theta}{2} + \alpha \right) \\ M_{s'kn} &= -M_{mnn} \sin \left(\frac{\theta}{2} + \alpha \right) + M_{\ell mn}^+ \cos \left(\frac{\theta}{2} - \alpha \right) - M_{\ell mn}^- \cos \left(\frac{\theta}{2} + \alpha \right) \\ M_{s'sn} &= M_{mnn} \cos \left(\frac{\theta}{2} + \alpha \right) + M_{\ell mn}^+ \sin \left(\frac{\theta}{2} - \alpha \right) - M_{\ell mn}^- \sin \left(\frac{\theta}{2} + \alpha \right) \\ M_{s'nk} &= -M_{mnn} \sin \left(\frac{\theta}{2} + \alpha \right) + M_{\ell nm}^+ \cos \left(\frac{\theta}{2} - \alpha \right) - M_{\ell nm}^- \cos \left(\frac{\theta}{2} + \alpha \right) \\ M_{s'ns} &= M_{mnn} \cos \left(\frac{\theta}{2} + \alpha \right) + M_{\ell nm}^+ \sin \left(\frac{\theta}{2} - \alpha \right) - M_{\ell nm}^- \sin \left(\frac{\theta}{2} + \alpha \right) \end{aligned}$$

Для определения параметра $M_{s's'n}$, например, нужен пучок с поляризацией $\vec{P}_1 = P_1 \vec{s}_L$ рассеять на мишени, поляризованной ортогонально плоскости рассеяния ($\vec{P}_2 = P_2 \vec{n}_2$). Как следует из (34)-(36) и (39), возникающая при этом поляризация равна:

$$\langle \vec{\sigma}_1 \rangle = \frac{\vec{k}_L (D_{k's} P_1 + M_{k's'n} P_1 P_2) + \vec{s}_L (D_{s's} P_1 + M_{s's'n} P_1 P_2) + \vec{n}_L K_{nn} P_2}{(1 + P^0 P_2)} \quad (42)$$

Отсюда, если нормаль к плоскости анализирующего рассеяния параллельна \vec{s}_L , то лево-правая асимметрия равна

$$e_a^{LR} = P_a \frac{P_1 (R + M_{s's'n} P_2)}{1 + P^0 P_2} \quad (43)$$

где P_a - анализирующая способность мишени-анализатора. Если известны параметры R и P^0 , то из (43) можно найти $M_{s's'n}$. Остальные величины $M_{ab'o}$ могут быть найдены аналогичным образом.

Компоненты тензора M_{ikq} могут быть определены также путем измерения поляризации частицы отдачи, возникающей при рассеянии поляризованного пучка поляризованной мишенью. На опыте измеряются компоненты векторы поляризации частицы отдачи в системе, связанной с импульсом частицы отдачи в л.с.:

$$\vec{n}_L, \vec{k}_L, \vec{s}_L = \vec{n}_L \times \vec{k}_L \quad (44)$$

Здесь \vec{k}_L - единичный вектор в направлении импульса частицы отдачи. Учитывая релятивистский доворот, аналогично (34)-(36) находим, что из измерений поляризации частицы отдачи могут быть определены следующие величины:

$$\begin{aligned} N_{nbo} &= (\vec{n}_L)_i N_{ikq} (\vec{b}_L)_k (\vec{c}_L)_q \\ N_{k'bo} &= (\vec{k}_L)_{Ri} N_{ikq} (\vec{b}_L)_k (\vec{c}_L)_q \\ N_{s'bo} &= (\vec{s}_L)_{Ri} N_{ikq} (\vec{b}_L)_k (\vec{c}_L)_q \end{aligned} \quad (45)$$

Здесь \vec{b}_L и \vec{c}_L - векторы из тройки $\vec{n}_L, \vec{k}_L, \vec{s}_L$, а $(\vec{k}_L)_R$ и $(\vec{s}_L)_R$ равны:

$$\begin{aligned} (\vec{k}_L)_R &= R \vec{n} (\Omega_2) \vec{k}_L \\ (\vec{s}_L)_R &= R \vec{n} (\Omega_2) \vec{s}_L \end{aligned} \quad (46)$$

где $R(\Omega)$ - оператор поворота вокруг нормали \vec{n} на угол

$$\Omega_2 = 2\Phi_L - \Phi \quad (47)$$

В этом соотношении Φ_L - угол отдачи в л.с., а $\Phi = \pi - \theta$ - угол отдачи в с.п.и. Формулы, связывающие определяемые из опыта величины (45) с компонентами M_{ikq} могут быть найдены с помощью таблицы 1. Нетрудно показать, что

$$\begin{aligned} N_{nbo} &= M_{nbo} \\ N_{k'bo} &= -M_{s'ob} (a \rightarrow -a') \\ N_{s'bo} &= M_{k'ob} (a \rightarrow -a'), \end{aligned} \quad (48)$$

где $(a \rightarrow -a')$ означает, что в соответствующих выражениях из таблицы 1 угол a должен быть заменен углом $-a'$, причем

$$a' = \frac{\Phi}{2} - \Phi_L \quad (49)$$

В нерелятивистском пределе $a' = 0$.

Компоненты рассматриваемого нами тензора могут быть определены также из измерений корреляции поляризаций, возникающей при рассеянии поляризованного пучка неполяризованной мишенью.

В таблице II мы приводим выражения для измеряемых величин^{x)}. Обозначения очевидны:

$$C_{k's'n} = (\vec{k}_L)_{Ri} (\vec{s}_L)_{Rk} C_{ikq} (\vec{n}_L)_q$$

и т.д. Из равенств (13) вытекает, что имеют место следующие соотношения

$$\begin{aligned} \frac{C_{ns'k} + C_{nk's}}{C_{nk'k} - C_{ns's}} &= \text{tg} \left(a' + \frac{\theta}{2} \right) \\ \frac{C_{k's'n} - C_{s'k'n}}{C_{s's'n} + C_{k'k'n}} &= \text{tg} (a + a') \\ \frac{C_{k'nk} - C_{s'ns}}{C_{s'nk} + C_{k'ns}} &= \text{tg} \left(a - \frac{\theta}{2} \right). \end{aligned} \quad (50)$$

^{x)} Формула для $C_{s's'n}$ с учетом релятивистских эффектов была получена ранее В.И. Никаноровым.

Т а б л и ц а II

$$\begin{aligned}
 C_{nk''k} &= M_{mnm} \sin\left(\frac{\theta}{2} - a'\right) + M_{\ell nm}^+ \cos\left(\frac{\theta}{2} + a'\right) + M_{\ell nm}^- \cos\left(\frac{\theta}{2} - a'\right) \\
 C_{nk''s} &= -M_{mnm} \cos\left(\frac{\theta}{2} - a'\right) + M_{\ell nm}^+ \sin\left(\frac{\theta}{2} + a'\right) + M_{\ell nm}^- \sin\left(\frac{\theta}{2} - a'\right) \\
 C_{ns''k} &= M_{mnm} \cos\left(\frac{\theta}{2} - a'\right) + M_{\ell nm}^+ \sin\left(\frac{\theta}{2} + a'\right) - M_{\ell nm}^- \sin\left(\frac{\theta}{2} - a'\right) \\
 C_{ns''s} &= +M_{mnm} \sin\left(\frac{\theta}{2} - a'\right) - M_{\ell nm}^+ \cos\left(\frac{\theta}{2} + a'\right) + M_{\ell nm}^- \cos\left(\frac{\theta}{2} - a'\right) \\
 C_{k'k''n} &= M_{n\ell\ell} \sin(a - a') + M_{n\ell m}^+ \cos(a - a') + M_{n\ell m}^- \cos(a + a') \\
 C_{k's''n} &= M_{n\ell\ell} \cos(a - a') - M_{n\ell m}^+ \sin(a - a') + M_{n\ell m}^- \sin(a + a') \\
 C_{s's''n} &= M_{n\ell\ell} \cos(a - a') - M_{n\ell m}^+ \sin(a - a') - M_{n\ell m}^- \sin(a + a') \\
 C_{s's''s} &= -M_{n\ell\ell} \sin(a - a') - M_{n\ell m}^+ \cos(a - a') + M_{n\ell m}^- \cos(a + a') \\
 C_{k'nk} &= M_{mnm} \cos\left(\frac{\theta}{2} + a\right) + M_{\ell mn}^+ \sin\left(\frac{\theta}{2} - a\right) - M_{\ell mn}^- \sin\left(\frac{\theta}{2} + a\right) \\
 C_{k'ns} &= M_{mnm} \sin\left(\frac{\theta}{2} + a\right) - M_{\ell mn}^+ \cos\left(\frac{\theta}{2} - a\right) + M_{\ell mn}^- \cos\left(\frac{\theta}{2} + a\right) \\
 C_{s'nk} &= -M_{mnm} \sin\left(\frac{\theta}{2} + a\right) - M_{\ell mn}^+ \cos\left(\frac{\theta}{2} - a\right) - M_{\ell mn}^- \cos\left(\frac{\theta}{2} + a\right) \\
 C_{s'ns} &= M_{mnm} \cos\left(\frac{\theta}{2} + a\right) - M_{\ell mn}^+ \sin\left(\frac{\theta}{2} - a\right) - M_{\ell mn}^- \sin\left(\frac{\theta}{2} + a\right)
 \end{aligned}$$

Наконец, информация о компонентах M_{ikq} может быть получена также при измерении корреляции поляризаций в случае, когда поляризована мишень. Измеряемые в этом случае величины могут быть найдены из выражений таблицы II следующим образом:

$$\begin{aligned}
 P_{k'k''m} &= -C_{s's''n} (a \rightarrow -a') \\
 P_{k's''n} &= C_{k's''n} (a \rightarrow -a') \\
 P_{k'nb} &= C_{ns''b} (a' \rightarrow -a) \\
 P_{s's''n} &= -C_{k'k''n} (a \rightarrow -a') \\
 P_{s'k''n} &= C_{s'k''n} (a \rightarrow -a') \\
 P_{s'nb} &= -C_{nk''b} (a' \rightarrow -a) \\
 P_{ns''b} &= C_{k'nb} (a \rightarrow -a') \\
 P_{nk''b} &= -C_{s'nb} (a \rightarrow -a')
 \end{aligned} \tag{51}$$

В скобках указана необходимая замена углов.

В заключение рассмотрим вопрос о прямом восстановлении амплитуды нуклон-нуклонного рассеяния. Как было показано в работе /8/, для восстановления амплитуды достаточно измерить сечение, поляризацию, тензор деполаризации D_{ik} , а также некоторые компоненты C_{ik} и K_{ik} (всего одиннадцать величин). При этом соответствующие величины должны быть измерены с большой точностью. Воспользовавшись соотношениями (15) и формулами таблицы II обзора /1/, получаем^{x)}:

$$\begin{aligned}
 \operatorname{Re} h &= \frac{\sigma_0}{4c} M_{n\ell\ell} & \operatorname{Im} v &= \frac{\sigma_0}{4c} D_{m\ell} \\
 \operatorname{Re} v &= \frac{\sigma_0}{4c} M_{mnm} & \operatorname{Im} h &= \frac{\sigma_0}{4c} C_{m\ell} \\
 \operatorname{Re} g &= \frac{\sigma_0}{4c} M_{mnm} & \operatorname{Im} g &= \frac{\sigma_0}{4c} K_{m\ell} \\
 \operatorname{Re} u &= \frac{\sigma_0 \rho^0}{4c}
 \end{aligned} \tag{52}$$

^{x)} В таблице II обзора /1/ имеются опечатки. В формулах (5) и (8)-й таблицы следует заменить $\ell \rightarrow m$. Эту же замену следует произвести в (7.43), (7.44) и (7.50').

Амплитуда c считается действительной и положительной. Она связана с наблюдаемыми величинами соотношением (7.46) работы /1/. С помощью (52) могут быть получены другие выражения для c :

$$c^2 = \frac{\sigma_0 (M_{mnn}^2 + D_{m\ell}^2)}{2(1 + D_{nn} - K_{nn} - C_{nn})} = \frac{\sigma_0 (M_{mnm}^2 + K_{m\ell}^2)}{2(1 - D_{nn} + K_{nn} - C_{nn})} \quad (53)$$

$$= \frac{\sigma_0 (M_{n\ell\ell}^2 + C_{m\ell}^2)}{2(1 - D_{nn} - K_{nn} + C_{nn})}$$

Соотношения (52) и (53) показывают, насколько упрощается процедура восстановления амплитуды рассеяния, если известен тензор $M_{ik\alpha}$.

Измеряемые параметры $M_{ab\alpha}$ вычислены с помощью имеющихся фазовых наборов в широком интервале энергий. На рис. 1 приводятся результаты вычислений компоненты $M_{s,an}$ для n -р рассеяния при энергии 630 Мэв. Из графиков видно, что измерение этой величины позволило бы существенно уменьшить неоднозначность фазового анализа.

Мы благодарны Ф.Легару и З.Яноуту, вычислившим по нашей просьбе графики, представленные на рис. 1, а также Ю.М.Казаринову и Я.А.Сморodinскому за полезные обсуждения рассмотренных здесь вопросов.

Л и т е р а т у р а

1. С.М.Биленький, Л.И.Липидус, Р.М.Рындин. УФН, 84, 243 (1984).
2. A.Bohr. Nucl. Phys., 10, 486 (1959).
3. M.Gaillard, Nuovo Cimento, 32, 1306 (1964).
4. G.Shapiro. Phys. Rev., 134 B, 1393 (1964).
5. S.Barshay. Nuovo Cimento, 36, 275 (1965).
6. S.M.Bilenky, R.M.Ryndin. Phys. Lett., 13, 159 (1964).
7. Y.S.Kim. Phys. Rev., 129, 862 (1963).
8. C.Schumacher, H.Bethe. Phys. Rev., 121, 1534 (1961).
9. L.W.Wolfenstein, J.Ashkin. Phys. Rev., 85, 947 (1952).
10. R.H.Dalitz. Proc. Phys. Soc., A65, 175 (1952).
11. H.Stapp. Phys. Rev., 103, 425 (1956).
12. Чжоу Гуан-чжао, М.И.Широков. ЖЭТФ 34, 1230 (1958).

13. В.И.Ритус. ЖЭТФ 40, 352 (1981).
14. Я.А.Сморodinский. ЖЭТФ 43, 2217 (1982).
15. L.Wolfenstein. Phys. Rev., 96, 1654 (1954).
16. Ю.М.Казаринов, В.С.Киселев. ЖЭТФ, 48, 797 (1984).

Рукопись поступила в издательский отдел
22 июня 1985 г.

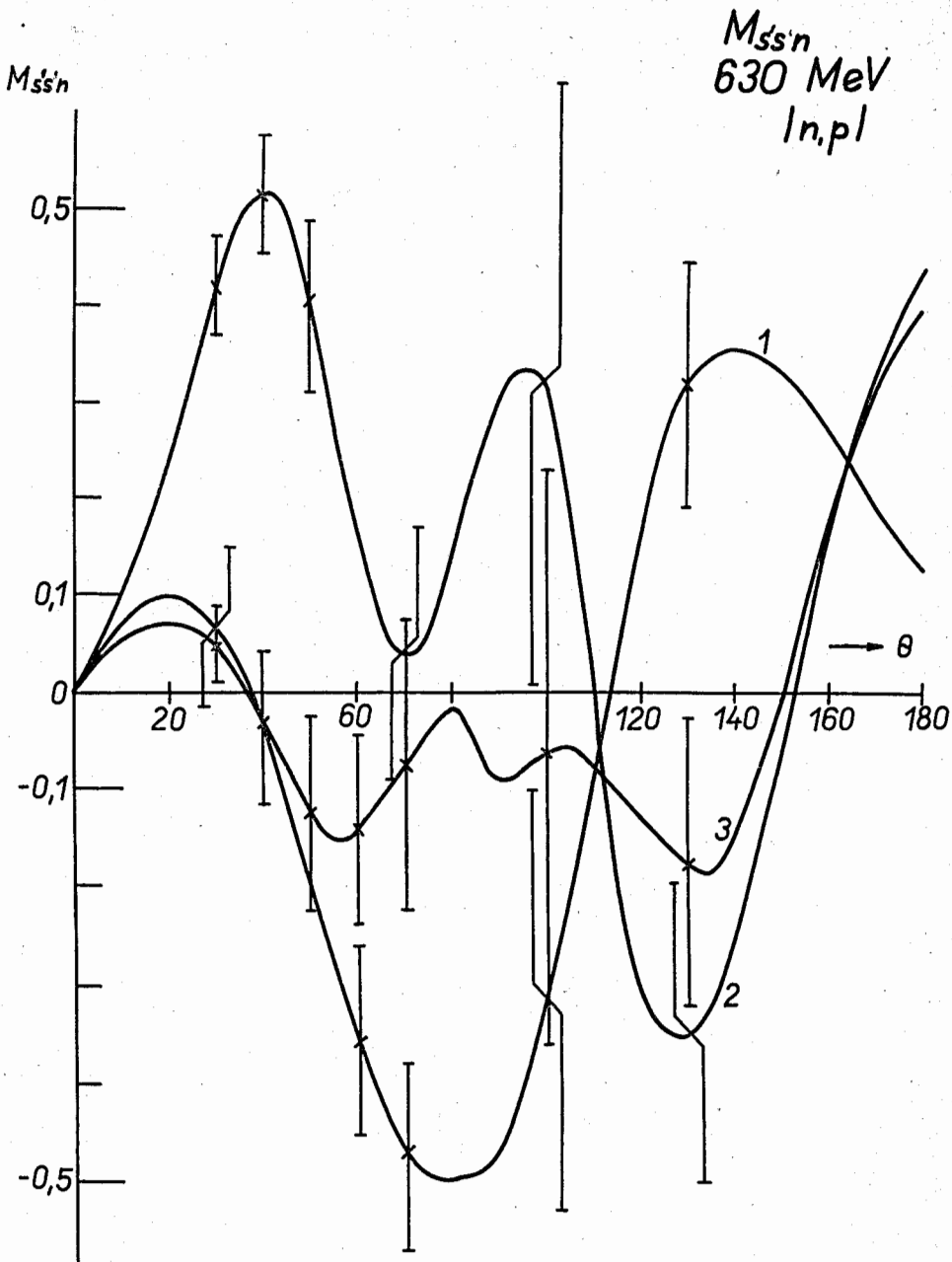


Рис. 1. Угловая зависимость параметра $M_{ss'n}$ для p-p рассеяния при энергии 630 Мэв. Кривые 1, 2, 3 вычислены с помощью фазовых наборов работы /18/. Приведенные ошибки обусловлены ошибками в определении элементов матрицы рассеяния при фазовом анализе.