

55

39

P-39

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

Л.М.СОРОКО

ВОЗМОЖНЫЕ ОПЫТЫ ПО ИССЛЕДОВАНИЮ ПРОЦЕССОВ
НЕУПРУТОГО РАССЕЯНИЯ НУКЛОНОВ

Иссл. Phys., 1958, ^Iv 7, n 6, p 579-590.
ЖЭТФ, 1958, т 34, в 1, с 87-96.

Май 1957 г.

P-39

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

Л.М.СОРОКО

ВОЗМОЖНЫЕ ОПЫТЫ ПО ИССЛЕДОВАНИЮ ПРОЦЕССОВ
НЕУПРУГОГО РАССЕЙЯНИЯ НУКЛОНОВ

I

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

Май 1957 г.

А Н Н О Т А Ц И Я

Рассматриваются возможные опыты по исследованию неупругих соударений нуклонов по схеме $N + N \rightarrow \pi + N + N'$, являющихся наиболее интенсивными неупругими процессами в области энергии ~ 650 Мэв. Указаны нетривиальные возможности опытов по угловой корреляции π -мезона и нуклона, вызванные наличием азимутальной асимметрии в испускании этих двух частиц. Рассматриваются аналогичные эффекты на поляризованном пучке нуклонов. Расчеты выполнены в терминах десяти амплитуд неупругих переходов, вносящих по предложению основной вклад в полное сечение процесса $N + N \rightarrow \pi + N + N'$ при энергии 650 Мэв.

Во второй части (II) рассмотрена поляризация неупруго рассеянных нуклонов, а также корреляция их спиновых состояний.

Исследования процессов рассеяния нуклонов при энергии ~ 650 Мэв, имеющие своей целью проведение количественного фазового анализа, охватывают эксперименты как по упругому, так и по неупругому рассеянию нуклонов. Программа опытов по изучению упругого процесса, включающая наблюдение различных поляризационных эффектов, известна в настоящее время достаточно хорошо [1,2]. Что же касается неупругих процессов, полное сечение которых для энергии ~ 650 Мэв приблизительно равно полному сечению упругого рассеяния [3], то программа опытов для них до конца еще не рассмотрена. Теоретические ~~нижние~~ работы касались только процесса $p+p \rightarrow \pi^+ + d$ [4-8], но не рассматривали более интенсивных в области ~ 650 Мэв неупругих процессов $p+p \rightarrow \pi^+ + n + p$ и $p+p \rightarrow \pi^0 + p + p$.

Цель данной работы состоит в том, чтобы заполнить имеющийся пробел и выяснить возможности по наблюдению реакций, идущих по схеме $N+N \rightarrow \pi + N + N'$. В первой части работы (I) проанализированы угловое распределение π -мезона и угловые корреляции π -мезона и нуклона в опытах как на неполяризованном, так и на неполяризованном, так и на поляризованном пучке нуклонов. Расчеты выполнены на примере двух реакции:



§ I.

Как известно, появление интенсивного поглощения рассеивающим центром приводит к существенному усложнению характера упругого рассеяния. Если необходимо определить сдвиги фаз различных парциальных волн путем наблюдения упругого процесса, то для

этого требуется также знать интенсивности поглощения соответствующих парциальных волн. Последние можно найти в результате анализа угловых и спиновых характеристик испускания вторичных частиц по всем возможным каналам неупругих процессов. Наиболее сложным случаем является процесс образования π -мезона: $N+N \rightarrow \pi+N+N'$, который характеризуется тем, что в конце испускается три частицы.

Какой либо фиксированный случай такого процесса, если известна энергия налетающего нуклона, можно охарактеризовать полностью, если задать энергию одной из частиц, полярные углы (θ, φ) направления вылета этой частицы в с.ц.м. сталкивающихся нуклонов, а также полярные углы разлета остальных двух частиц в системе координат их центра масс. Дифференциальное сечение, таким образом, должно зависеть от пяти аргументов.

Для того, чтобы задать угловую часть волновой функции трех частиц в конце, обычно задачу трех тел приводят к задаче двух тел путем введения двух подсистем. Это введение можно осуществить одним из двух способов. В первом случае в одну из подсистем входит два нуклона. Такое разбиение позволяет произвести сложение нуклонов в пределах одной подсистемы и отдельно - орбитальные моменты количеств движения в каждой подсистеме. Поэтому такое введение двух подсистем обычно принято называть (ℓs) -схемой. Угловая часть совокупности двух подсистем запишется в виде:

$$\Psi^{(\ell s)} = \sum_{m+\mu=M} (\ell_{\pi} j m \mu | \ell_{\pi} j J M) Y_{\ell_{\pi}}^m(\pi) \cdot Y_j^{\mu}(1,2).$$

Учитывая орбитальный момент относительного движения двух нуклонов и их спины, получаем окончательно:

$$\Psi^{(L_s)} = \sum_{m+\mu=M} \sum_{m_L+m_S=K} \sum_{m_{S_1}+m_{S_2}=m_S} (l_{\pi} j m_{\mu} | l_{\pi} j J M) (l s m_L m_S | l s j \mu) (s_1 s_2 m_{S_1} m_{S_2} | s_1 s_2 s m_S) \times \quad (I)$$

$$\times Y_{l_{\pi}}^{m_{\mu}}(\pi) \cdot Y_{l_2}^{m_L}(1,2) \cdot \chi_{s_1}^{m_{S_1}}(1) \cdot \chi_{s_2}^{m_{S_2}}(2),$$

где $Y_{l_{\pi}}^m(\pi) = Y_{l_{\pi}}^m(\theta_{\pi}, \varphi_{\pi})$ и $Y_{l_2}^{m_L}(1,2) = Y_{l_2}^{m_L}(\theta_{12}, \varphi_{12})$ - шаровые функции соответствующих аргументов. При этом углы $(\theta_{\pi}, \varphi_{\pi})$ характеризуют направление вылета π -мезона в с.ц.м. двух сталкивающихся нуклонов, а углы $(\theta_{12}, \varphi_{12})$ - направление вылета нуклона "1" в системе координат, связанной с центром масс неупругого рассеянных нуклонов. Нуклон "2" при этом испускается в противоположном направлении, так что: $\theta_{21} = \pi - \theta_{12}$;
а $\varphi_{21} = \varphi_{12} + \pi$.

Представление угловой части волновой функции в виде (I) наиболее удобно для опытов по наблюдению π -мезона. Наоборот, когда интересуются опытами по наблюдению только нуклонов, то здесь удобнее всего использовать $(j j)$ - схему введения двух подсистем, когда в одну из подсистем входит π -мезон и один из нуклонов. Необходимо подчеркнуть, что записи угловой части по $(l s)$ -схеме или по $(j j)$ -схеме соответствует двум возможным расположениям угловой части волновой функции трех частиц по собственным функциям каждой из подсистем. Какое из этих разложений окажется более удобным, т.е. будет содержать меньшее количество амплитуд, ответственных за основной вклад в сечение, сложным образом зависит от механизма процесса образования π -мезона, характера взаимодействия испускаемых частиц между собой, и может быть выяснено только опытом.

Угловая часть волновой функции трех частиц по $(j j j)$ схеме запишется в виде:

$$\Psi^{(j j j)} = \sum_{m_1+m_2+m_3=M} \sum_{m_2+m_{s_1}=m_j} \sum_{m_2+m_{s_2}=m} (j L, m_j, m | j L, J M) (\ell_2 s_2 m_2 m_{2s} | \ell_2 s_2 L, m) (\ell_1 s_1 m_1 m_{1s} | \ell_1 s_1 j, m_j) \times \\ \times Y_{\ell_2}^{m_2}(2) \cdot Y_{\ell_1}^{m_1}(1) \cdot \chi_{s_1}^{m_{1s}}(1) \cdot \chi_{s_2}^{m_{2s}}(2); \quad (2)$$

На рис. I приведена векторная диаграмма импульсов вторичных частиц процесса $N+N \rightarrow \pi + N + N'$ в с.о.м. сталкивающихся нуклонов. Если вторичные нуклоны допустимо рассматривать приближенно без учета релятивистского возрастания их массы, то геометрическое место вершин A концов вектора нуклона составит сферу с радиусом, равным $R = \sqrt{M(W - \sqrt{p^2 + m^2}) - \frac{1}{4}p^2}$, где W - полная кинетическая энергия в с.о.м., p - импульс π -мезона, а M и m - массы нуклона и π -мезона.

Для этого случая легко показать, что дифференциал плотности фазового объема двух частиц в (ℓs) -схеме, равный $\frac{d^2 N}{d\Omega(\theta_{12}, \varphi_{12}) dW}$, не зависит от углов $(\theta_{12}, \varphi_{12})$ и определяется величиной радиуса R . При $(j j j)$ -разбиении это уже не имеет места: $\frac{d^2 N}{d\Omega(\theta_{\pi 1}, \varphi_{\pi 1}) dW}$ зависит от угла $\theta_{\pi 1}$, но от $\varphi_{\pi 1}$ не зависит.

§ 2.

В проведенных расчетах использовался формализм рассмотрения поляризационных эффектов в неупругих соударениях нуклонов, содержащийся в работе [6].

Начальная функция двух протонов, один из которых, входящий в состав мишени, неполяризован, запишется в виде:

$$\Psi_{нач} = \varphi_1 + \varphi_2;$$

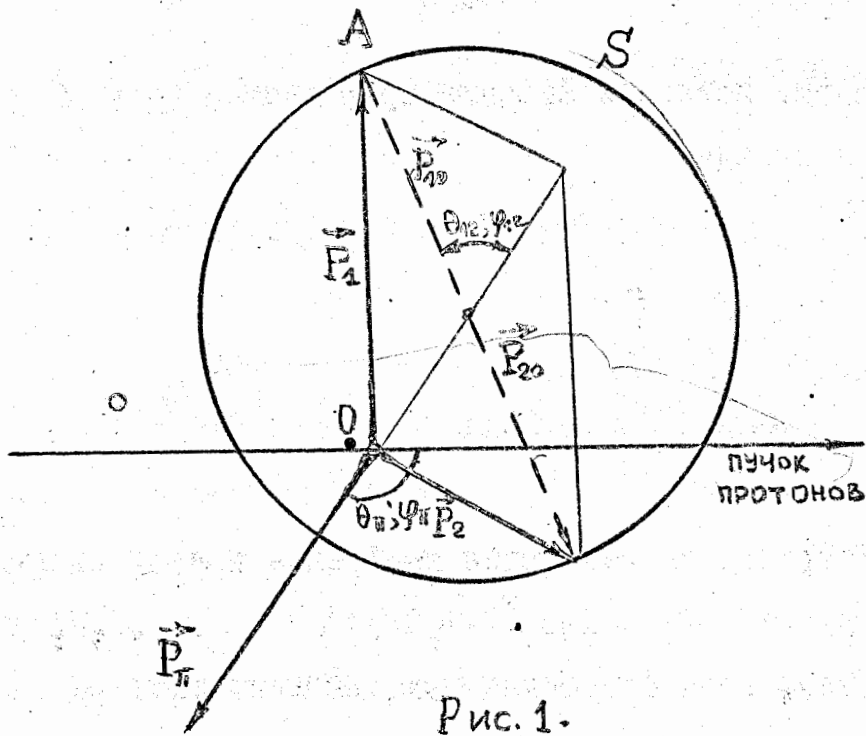


Рис. 1.

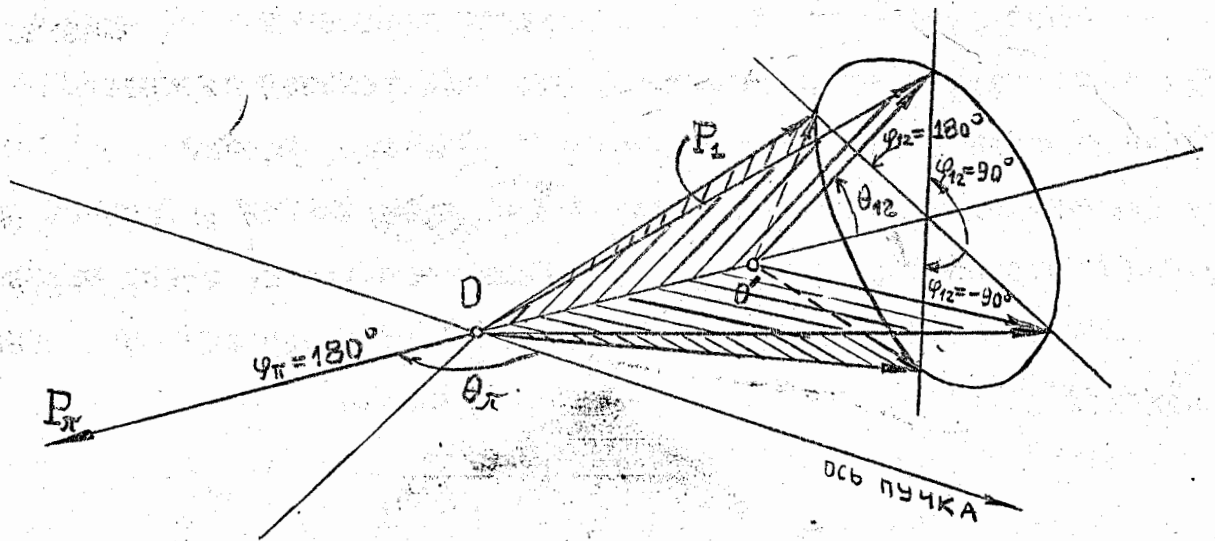


Рис. 2.

где

$$\varphi_1 = \frac{\varepsilon_1}{\sqrt{2}} \sqrt{4\pi} \left\{ \sum_{l=0}^{\infty} (-i)^l \sqrt{2l+1} [1 - (-1)^l] \left[q_1 \sum_j (e_{101} / e_{11j1}) Y_{j(l1)}^1 + \frac{q_2}{\sqrt{2}} \sum_j (e_{100} / e_{11j0}) Y_{j(l1)}^0 \right] + \sum_{l=0}^{\infty} (-i)^l \sqrt{2l+1} [1 + (-1)^l] \cdot \frac{q_2}{\sqrt{2}} (e_{000} / e_{000}) \cdot Y_{l(l0)}^0 \right\}; \quad (3)$$

$$\varphi_2 = \frac{\varepsilon_2}{\sqrt{2}} \sqrt{4\pi} \left\{ \sum_{l=0}^{\infty} (-i)^l \sqrt{2l+1} [1 - (-1)^l] \left[q_2 \sum_j (e_{10-1} / e_{11j-1}) Y_{j(l1)}^{-1} + \frac{q_1}{\sqrt{2}} \sum_j (e_{100} / e_{11j0}) \cdot Y_{j(l1)}^0 \right] - \sum_{l=0}^{\infty} (-i)^l \sqrt{2l+1} [1 + (-1)^l] \cdot \frac{q_1}{\sqrt{2}} (e_{000} / e_{000}) \cdot Y_{l(l0)}^0 \right\}. \quad (4)$$

Коэффициенты ε_1 и ε_2 подчинены условию $|\varepsilon_1|^2 = |\varepsilon_2|^2 = \frac{1}{2}$; $\varepsilon_1^* \varepsilon_2 = 0$; и описывают неполяризованную мишень, а $q_1 = \cos \frac{\vartheta}{2} \cdot e^{-i\delta}$; $q_2 = \sin \frac{\vartheta}{2} e^{i\delta}$ — коэффициенты, описывающие спиновую функцию полностью поляризованного пучка протонов в направлении (ϑ, δ) .

В данной работе возможности различных независимых опытов рассмотрены лишь для одного частного случая, учитывающего ограниченное количество амплитуд неупругих переходов. На основе такого частного расчета делаются некоторые качественные обобщения. А именно, будем предполагать, что в рамках (ℓs) -схемы в области энергии налетающего протона ~ 650 Мэв достаточно принять во внимание переходы, приведенные в таблице I.

Таблица I.

Кл. Перех.	Схема перехода	Амплитуда перехода
Б ₁₁	${}^3P_0 \rightarrow ({}^3P_1 \rho)_0$	$d_1(\rho\pi)$
	$\nearrow ({}^3P_0 \rho)_1$	$d_2(\rho\pi)$
	$\rightarrow ({}^3P_1 \rho)_1$	$d_3(\rho\pi)$
	$\searrow ({}^3P_2 \rho)_1$	$d_4(\rho\pi)$

Кл. переход.	Схема перехода	Амплитуда перехода
σ_{10}	${}^1S_0 \rightarrow ({}^3S_1 p)_0$	$c_1(p_\pi)$
	${}^1D_2 \rightarrow ({}^3S_1 p)_2$	$c_2(p_\pi)$
	${}^3P_0 \rightarrow ({}^1P_1 p)_0$	$b_1(p_\pi)$
	${}^3P_1 \rightarrow ({}^1P_1 p)_1$	$b_2(p_\pi)$
	${}^3P_2 \rightarrow ({}^1P_1 p)_2$	$b_3(p_\pi)$
	${}^3F'_2 \rightarrow ({}^1P_1 p)_2$	$b_4(p_\pi)$

Амплитуда каждого перехода является функцией импульса π -мезона и энергии падающего протона. В выражении для сечений не будут входить импульсы нуклонов, поскольку фазовый объем подсистемы из двух нуклонов не зависит от углов их разлета ($\theta_{12}, \varphi_{12}$). Иначе говоря, угловая и импульсная части в конце полностью разделяются.

§ 3.

В работе вычислялись средние значения спин-тензоров, которые непосредственно связаны с наблюдаемыми в опытах физическими величинами. Так, например, среднее значение спин-тензора нулевого ранга $\langle T_{00} \rangle$ определяет дифференциальное сечение испускания π -мезона в направлении (θ_π, φ_π), когда нуклоны разлетаются в направлении ($\theta_{12}, \varphi_{12}$),

отсчитываемом от направления вылета π -мезона в системе координат центра масс двух нуклонов. При этом спин-тензор $\langle T_{00} \rangle$ и дифференциальное сечение связаны соотношением:

$$\langle T_{00} \rangle(\theta_{\pi}, \varphi_{\pi}; \theta_{12}, \varphi_{12}; p_{\pi}) = \frac{k^2 d^3 \sigma(\theta_{\pi}, \varphi_{\pi}; \theta_{12}, \varphi_{12}; p_{\pi})}{\rho_E d\Omega(\theta_{\pi}, \varphi_{\pi}) d\Omega(\theta_{12}, \varphi_{12}) dp_{\pi}} \quad (5)$$

Здесь $k = \frac{1}{\chi}$, p_{π} - импульс π -мезона в с.ц.м. сталкивающихся нуклонов, ρ_E - фазовый объем трех частиц, равный $\rho_E = p_{\pi}^2 \cdot R(p_{\pi}; W)$.

Волновая функция в конце имеет вид:

$$F_1 = \frac{1}{\sqrt{4\pi}} [A_{-1} \chi_0^0 + \alpha_1 \chi_1^1 + \beta_1 \chi_1^0 + \gamma_1 \chi_1^{-1}];$$

$$F_2 = \frac{1}{\sqrt{4\pi}} [A_{-2} \chi_0^0 + \alpha_2 \chi_1^1 + \beta_2 \chi_1^0 + \gamma_2 \chi_1^{-1}]; \quad (6)$$

где коэффициенты A_{-1} , α_1 и т.д. следующим образом связаны с амплитудами переходов:

$$A_{-1} = -iq_1 \frac{3}{\sqrt{2}} \left[(b_- + \frac{\sqrt{3}}{2} b_2) \sin \theta_{\pi} \cos \theta_{12} e^{i\varphi_{\pi}} + (b_- - \frac{\sqrt{3}}{2} b_2) \cos \theta_{\pi} \sin \theta_{12} e^{i\varphi_{12}} \right] - iq_2 \cdot 3 \left[\left(\frac{b_1}{\sqrt{6}} - b_+ \right) \sin \theta_{\pi} \sin \theta_{12} \cos(\varphi_{\pi} - \varphi_{12}) + \left(\frac{b_1}{\sqrt{6}} + 2b_+ \right) \cos \theta_{\pi} \cos \theta_{12} \right]; \quad (7)$$

$$\alpha_1 = iq_2 \left[\frac{c}{2i} \sin \theta_{\pi} e^{-i\varphi_{\pi}} + \frac{1}{2} \frac{\sqrt{3}}{2} d_1 (\cos \theta_{\pi} \sin \theta_{12} e^{-i\varphi_{12}} - \sin \theta_{\pi} \cos \theta_{12} e^{-i\varphi_{\pi}}) \right] + iq_1 \frac{3}{2} \left[\left(\frac{\sqrt{3}}{2} d_3 - \frac{3}{\sqrt{10}} d_4 \right) \cos \theta_{\pi} \cos \theta_{12} - D_- \sin \theta_{\pi} \sin \theta_{12} e^{i(\varphi_{\pi} - \varphi_{12})} - \frac{3}{\sqrt{10}} d_4 \sin \theta_{\pi} \sin \theta_{12} e^{-i(\varphi_{\pi} - \varphi_{12})} \right];$$

$$\beta_1 = iq_2 \left[-\frac{c_+}{2i} \cos \theta_\pi + i \frac{\sqrt{3}}{2} d_1 \cdot \sin \theta_\pi \cdot \sin \theta_{12} \cdot \sin (\varphi_\pi - \varphi_{12}) \right] +$$

$$+ iq_1 \cdot \frac{3}{2} \left[\left(d_2 - \frac{d_4}{\sqrt{5}} \right) \sin \theta_\pi \cdot \cos \theta_{12} \cdot e^{i\varphi_\pi} + \left(\frac{\sqrt{3}}{2} d_3 + \frac{3}{\sqrt{20}} d_4 \right) \cdot \cos \theta_\pi \cdot \sin \theta_{12} \cdot e^{i\varphi_{12}} \right];$$

$$\gamma_1 = iq_2 \left[-\frac{c_-}{2i} \sin \theta_\pi \cdot e^{i\varphi_\pi} + \frac{1}{2} \sqrt{\frac{3}{2}} d_1 (\cos \theta_\pi \cdot \sin \theta_{12} \cdot e^{i\varphi_{12}} - \sin \theta_\pi \cdot \cos \theta_{12} \cdot e^{i\varphi_\pi}) \right] +$$

$$+ iq_1 \cdot \frac{3}{2} D_+ \cdot \sin \theta_\pi \cdot \sin \theta_{12} \cdot e^{i(\varphi_\pi + \varphi_{12})};$$

$$A_2 = iq_2 \frac{3}{\sqrt{2}} \left[(b_- + \frac{\sqrt{3}}{2} b_2) \cdot \sin \theta_\pi \cdot \cos \theta_{12} \cdot e^{-i\varphi_\pi} + (b_- - \frac{\sqrt{3}}{2} b_2) \cdot \cos \theta_\pi \cdot \sin \theta_{12} \cdot e^{-i\varphi_{12}} \right] -$$

$$- iq_1 \cdot 3 \left[\left(\frac{b_1}{\sqrt{6}} - b_+ \right) \cdot \sin \theta_\pi \cdot \sin \theta_{12} \cdot \cos (\varphi_\pi - \varphi_{12}) + \left(\frac{b_1}{\sqrt{6}} + 2b_+ \right) \cdot \cos \theta_\pi \cdot \cos \theta_{12} \right];$$

$$\alpha_2 = iq_1 \left[-\frac{c_-}{2i} \sin \theta_\pi \cdot e^{-i\varphi_\pi} + \frac{1}{2} \sqrt{\frac{3}{2}} d_1 (\cos \theta_\pi \cdot \sin \theta_{12} \cdot e^{-i\varphi_{12}} - \sin \theta_\pi \cdot \cos \theta_{12} \cdot e^{-i\varphi_\pi}) \right] -$$

$$- iq_2 \cdot \frac{3}{2} \cdot D_+ \cdot \sin \theta_\pi \cdot \sin \theta_{12} \cdot e^{-i(\varphi_\pi + \varphi_{12})};$$

$$\beta_2 = iq_1 \left[\frac{c_+}{2i} \cos \theta_\pi + i \frac{\sqrt{3}}{2} d_1 \cdot \sin \theta_\pi \cdot \sin \theta_{12} \cdot \sin (\varphi_\pi - \varphi_{12}) \right] +$$

$$+ iq_2 \cdot \frac{3}{2} \left[\left(d_2 - \frac{d_4}{\sqrt{5}} \right) \cdot \sin \theta_\pi \cdot \cos \theta_{12} \cdot e^{-i\varphi_\pi} + \left(\frac{\sqrt{3}}{2} d_3 + \frac{3}{\sqrt{20}} d_4 \right) \cdot \cos \theta_\pi \cdot \sin \theta_{12} \cdot e^{-i\varphi_{12}} \right];$$

$$\gamma_2 = iq_1 \left[\frac{c_-}{2i} \sin \theta_\pi \cdot e^{i\varphi_\pi} + \frac{1}{2} \sqrt{\frac{3}{2}} d_1 (\cos \theta_\pi \cdot \sin \theta_{12} \cdot e^{i\varphi_{12}} - \sin \theta_\pi \cdot \cos \theta_{12} \cdot e^{i\varphi_\pi}) \right] -$$

$$- iq_2 \frac{3}{2} \left[\left(\frac{\sqrt{3}}{2} d_3 - \frac{3}{\sqrt{10}} d_4 \right) \cdot \cos \theta_\pi \cdot \cos \theta_{12} - D_- \cdot \sin \theta_\pi \cdot \sin \theta_{12} \cdot e^{-i(\varphi_\pi - \varphi_{12})} - \frac{3}{\sqrt{10}} d_4 \cdot \sin \theta_\pi \cdot \sin \theta_{12} \cdot e^{i(\varphi_\pi - \varphi_{12})} \right].$$

● В свою очередь

$$\begin{aligned}
 c_+ &= c_1 + \sqrt{10} c_2; & b_+ &= \frac{b_3}{\sqrt{6}} + \frac{b_4}{2}; & D_{\pm} &= \frac{d_2}{\sqrt{2}} \pm \frac{1}{2} \sqrt{\frac{3}{2}} d_3 + \frac{d_4}{2\sqrt{10}}. \\
 c_- &= c_1 - \sqrt{\frac{5}{2}} c_2; & b_- &= -\frac{\sqrt{3}}{2} b_3 + \frac{b_4}{2}; & &
 \end{aligned} \quad (8)$$

Далее имеем:

$$\langle T_{00} \rangle = |F_1|^2 + |F_2|^2 = \frac{1}{4\pi} \left[|A_1|^2 + |\alpha_1|^2 + |\beta_1|^2 + |\gamma_1|^2 + |A_2|^2 + |\alpha_2|^2 + |\beta_2|^2 + |\gamma_2|^2 \right] \quad (9)$$

Результаты вычислений можно представить в виде:

$$\langle T_{00} \rangle = \langle T_{00} \rangle_{\text{непол}} + P \cdot \langle T_{00} \rangle_{\text{поля}} \quad (10)$$

Здесь P - степень поляризации падающего пучка протонов, направленной вдоль оси Oy , а

$$\begin{aligned}
 \langle T_{00} \rangle_{\text{непол}} &= \left(\frac{1}{4\pi} \right)^2 \left\{ f_0 + f_1 \cos^2 \theta_{\pi} + f_2 \cos^2 \theta_{12} + f_3 \cos^2 \theta_{\pi} \cdot \cos^2 \theta_{12} + \right. \\
 &+ f_4 \sin \theta_{\pi} \cdot \cos \theta_{\pi} \cdot \sin \theta_{12} \cdot \cos \theta_{12} \cdot \cos(\varphi_{\pi} - \varphi_{12}) + \\
 &\left. + f_5 \sin^2 \theta_{\pi} \cdot \sin^2 \theta_{12} \cdot \cos 2(\varphi_{\pi} - \varphi_{12}) \right\}; \quad (11)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \langle T_{00} \rangle_{\text{поля}} &= \frac{1}{4\pi} \left\{ \sin \theta_{\pi} \cos \theta_{\pi} \cdot \left[(g_0 + g_1 \cos \theta_{12} + g_2 \cos^2 \theta_{12}) \cos \varphi_{\pi} + \right. \right. \\
 &\quad \left. \left. + g_3 \sin^2 \theta_{12} \cdot \cos(\varphi_{\pi} - 2\varphi_{12}) \right] + \right. \\
 &+ \sin \theta_{12} \cos \theta_{12} \cdot \left[(g_4 + g_5 \cos^2 \theta_{\pi}) \cos \varphi_{12} + g_6 \sin^2 \theta_{\pi} \cdot \cos(\varphi_{12} - 2\varphi_{\pi}) \right] + \\
 &\left. + \sin \theta_{12} \cdot \left[(g_7 + g_8 \cos^2 \theta_{\pi}) \cos \varphi_{12} + g_9 \sin^2 \theta_{\pi} \cdot \cos(\varphi_{12} - 2\varphi_{\pi}) \right] \right\}. \quad (12)
 \end{aligned}$$

Значение коэффициентов f_0, f_1, \dots и g_0, g_1, \dots даны в приложении. Выражение (II) отличается от выражения для дифференциального сечения неупругих процессов с испусканием двух частиц, а именно, дифференциальное сечение испускания π -мезона в направлении $(\theta_\pi, \varphi_\pi)$, а нуклонов в направлении $(\theta_{12}, \varphi_{12})$, - содержит асимметрию по относительному азимутальному углу $(\varphi_\pi - \varphi_{12})$, как в виде $\cos(\varphi_\pi - \varphi_{12})$, так и в виде $\cos 2(\varphi_\pi - \varphi_{12})$. Естественно, возникает необходимость измерения той и другой асимметрии, поскольку, наблюдая ее, можно определить два независимых коэффициента: f_4 и f_5 . Кинематическая схема соответствующего опыта, если ее изобразить в системе центра масс сталкивающихся нуклонов, выглядеть будет так, как это показано на рис.2. Соотношение радиуса R и импульса π -мезона, приведенное на этом рисунке, соответствует энергии π -мезона, близкой к предельно максимальной энергии. При фиксированных углах θ_π и θ_{12} , а также при $\varphi_\pi = 0$, сечение (II) примет вид:

$$\langle T_{00} \rangle = h_0 + h_1 \cdot \cos \varphi_{12} + h_2 \cdot \cos 2\varphi_{12}.$$

Для нахождения коэффициентов h_1 и h_2 , а следовательно, коэффициентов f_4 и f_5 , необходимо произвести измерения под углами: $\varphi_{12} = 0^\circ; 90^\circ$ и 180° . При измерении асимметрии $(\cos 2(\varphi_\pi - \varphi_{12}))$ целесообразно выбрать углы θ_π и θ_{12} равными 90° , когда асимметрия $\sim \cos(\varphi_\pi - \varphi_{12})$ исчезает.

Измерение коэффициента f_5 имеет большое значение, поскольку этот коэффициент зависит только от таких переходов, которые связаны с начальными состояниями двух протонов:

$${}^3P_0, {}^3P_2 \text{ и } {}^3F_2,$$

но не связаны с какими-либо другими из выбранных нами переходами. Повидимому, верно следующее общее заключение; вклад в член с f_5 дают переходы из тех триплетных состояний нуклонов, у которых орбитальный и спиновый моменты ориентированы либо параллельно, либо антипараллельно.

В качестве примера можно рассмотреть реакцию $p + p \rightarrow \pi^0 + p + p$, вклад в которую могут дать только σ_{11} -переходы. В нашем частном выборе исходных переходов, измерение величины f'_5 непосредственно дает амплитуду перехода ${}^3P_0 \rightarrow ({}^3P_1 p)_0$. Действительно, в этом случае имеем:

$$f'_5 = -\frac{3}{8} |d_1|^2. \quad (I3)$$

Знак минус в (I3) означает, что разлет под углом $(\varphi_\pi - \varphi_{12}) = 90^\circ$ более вероятен, чем разлет под углом $(\varphi_\pi - \varphi_{12}) = 0^\circ$.

Опыты, в которых регистрируются только π -мезон, а нуклоны могут испускаться в любых направлениях, дают более бедную информацию по сравнению с тем, когда регистрируется также один из нуклонов. А именно, в случае наблюдения только π -мезона имеем:

$$\langle T_{00} \rangle_{н.п.}(\theta_\pi, \varphi_\pi; p_\pi) = (f_0 + \frac{1}{3} f_2) + (f_1 + \frac{1}{3} f_3) \cdot \cos^2 \theta_\pi, \quad (I4)$$

где коэффициенты f_4 и f_5 выпали полностью, а остальные сгруппировались попарно.

Из рассмотрения коэффициентов, определяющих $\langle T_{00} \rangle_{поля\rho}$, видно, что коэффициенты \mathcal{G}_1 , \mathcal{G}_7 , \mathcal{G}_8 и \mathcal{G}_9 содержат члены, обусловленные интерференцией σ_{10} - и σ_{11} -переходов, соответственно, а именно: между ${}^1S_0 \rightarrow ({}^3S_1 p)_0$ и ${}^1D_2 \rightarrow ({}^3S_1 p_2)$

переходами и ${}^3P_1 \rightarrow ({}^3P_0\rho)_1$; ${}^3P_1 \rightarrow ({}^3P_1\rho)_1$; ${}^3P_1 \rightarrow ({}^3P_2\rho)_1$ переходами.

Опыты на поляризованном пучке, когда регистрируется только π -мезон, позволяет определить величину

$$\langle T_{00} \rangle_{\text{поляри}}(\theta_{\pi}, \varphi_{\pi}; \rho_{\pi}) = \sin \theta_{\pi} \cdot \cos \theta_{\pi} \cdot (\mathcal{G}_0 + \frac{1}{3} \mathcal{G}_2) \cdot \cos \varphi_{\pi}, \quad (15)$$

где из девяти коэффициентов семь коэффициентов выпали, а остальные два вошли в виде линейной комбинации. Это убедительно иллюстрирует утверждение о том, насколько больше сведений дают опыты, когда регистрируется не только π -мезон, но и один из нуклонов.

В заключение автор приносит благодарность Биленькому С.М., Лapidусу Л.И. и Рындину Р.М. за ценные дискуссии и советы.

П Р И Л О Ж Е Н И Е

Коэффициенты f_i и g_i для процесса $p+p \rightarrow \pi^+ + n + p$.

$$f_0 = \frac{1}{2}|c|^2 + \frac{9}{4} \left\{ \frac{1}{6}|d_1|^2 + |d_2|^2 + \frac{3}{4}|d_3|^2 + \frac{5}{4}|d_4|^2 + \frac{4}{\sqrt{5}}|d_2| \cdot |d_4| \cdot \cos(d_2, d_4) - \right. \\ \left. - \frac{3}{2}\sqrt{\frac{3}{5}}|d_3| \cdot |d_4| \cdot \cos(d_3, d_4) + \frac{1}{3}(|b_2|^2 + |b_3|^2) + \frac{1}{2}|b_4|^2 + \right. \\ \left. + \sqrt{\frac{2}{3}}|b_3| \cdot |b_4| \cdot \cos(b_3, b_4) - \sqrt{\frac{2}{3}}|b_2| \cdot |b_4| \cdot \cos(b_2, b_4) - \frac{2}{3}|b_2| \cdot |b_3| \cdot \cos(b_2, b_3) \right\};$$

$$f_1 = \frac{|c+|^2 - |c-|^2}{2} + \frac{9}{4} \left\{ \frac{1}{6}|d_1|^2 - |d_2|^2 - \frac{3}{4}|d_4|^2 - \frac{4}{\sqrt{5}}|d_2| \cdot |d_4| \cdot \cos(d_2, d_4) - \frac{1}{3}|b_1|^2 + \right. \\ \left. + \frac{7}{6}|b_3|^2 + \frac{3}{2}|b_2|^2 + \frac{1}{2}|b_4|^2 - 4\sqrt{\frac{3}{2}}|b_3| \cdot |b_4| \cdot \cos(b_3, b_4) + \sqrt{\frac{2}{3}}|b_2| \cdot |b_4| \cdot \cos(b_2, b_4) + \right. \\ \left. + \frac{2}{3}|b_2| \cdot |b_3| \cdot \cos(b_2, b_3) - 2\sqrt{\frac{3}{2}}|b_2| \cdot |b_4| \cdot \cos(b_2, b_4) + 3|b_2| \cdot |b_3| \cdot \cos(b_2, b_3) \right\};$$

$$f_2 = \frac{9}{4} \left[\frac{1}{6}|d_1|^2 - \frac{3}{4}|d_3|^2 - \frac{21}{20}|d_4|^2 - \frac{6}{\sqrt{5}}|d_2| \cdot |d_4| \cdot \cos(d_2, d_4) + \frac{3}{2}\sqrt{\frac{3}{5}}|d_3| \cdot |d_4| \cdot \cos(d_3, d_4) - \right. \\ \left. - \frac{1}{3}|b_1|^2 + \frac{3}{2}|b_2|^2 + \frac{7}{6}|b_3|^2 + \frac{1}{2}|b_4|^2 + \sqrt{\frac{2}{3}}|b_2| \cdot |b_4| \cdot \cos(b_2, b_4) + \frac{2}{3}|b_2| \cdot |b_3| \cdot \cos(b_2, b_3) - \right. \\ \left. - 4\sqrt{\frac{2}{3}}|b_3| \cdot |b_4| \cdot \cos(b_3, b_4) + \sqrt{6}|b_2| \cdot |b_4| \cdot \cos(b_2, b_4) - 3|b_2| \cdot |b_3| \cdot \cos(b_2, b_3) \right];$$

$$f_3 = \frac{9}{4} \left[-\frac{1}{2}|d_1|^2 + \frac{3}{2}|d_3|^2 + \frac{3}{2}|d_4|^2 + \frac{6}{\sqrt{5}}|d_2| \cdot |d_4| \cdot \cos(d_2, d_4) - 6\sqrt{\frac{3}{5}}|d_3| \cdot |d_4| \cdot \cos(d_3, d_4) + \right. \\ \left. + |b_1|^2 - 3|b_2|^2 - \frac{1}{2}|b_4|^2 + 5\sqrt{6}|b_3| \cdot |b_4| \cdot \cos(b_3, b_4) + \right. \\ \left. + \sqrt{6}|b_2| \cdot |b_4| \cdot \cos(b_2, b_4) + 2|b_2| \cdot |b_3| \cdot \cos(b_2, b_3) \right];$$

$$f_4 = 3 \left[-\frac{1}{2}|d_1|^2 - \frac{63}{80}|d_4|^2 - \frac{9}{8}|d_3|^2 + \frac{3}{4}\sqrt{3}|d_2| \cdot |d_3| \cdot \cos(d_2, d_3) + \right. \\ \left. + \frac{3}{4}\sqrt{15}|d_3| \cdot |d_4| \cdot \cos(d_3, d_4) - \frac{3}{4}\sqrt{\frac{4}{5}}|d_2| \cdot |d_4| \cdot \cos(d_2, d_4) + |b_1|^2 - \frac{9}{4}|b_2|^2 + \frac{1}{3}|b_3|^2 - \right. \\ \left. - \frac{3}{2}|b_4|^2 + \sqrt{\frac{3}{2}}|b_2| \cdot |b_4| \cdot \cos(b_2, b_4) + |b_2| \cdot |b_3| \cdot \cos(b_2, b_3) - \frac{21}{\sqrt{6}}|b_3| \cdot |b_4| \cdot \cos(b_3, b_4) \right];$$

$$f_5 = \frac{3}{2} \left[-\frac{1}{4}|d_1|^2 + \frac{1}{2}(|b_2|^2 + |b_3|^2) + \frac{3}{4}|b_4|^2 + \sqrt{\frac{3}{2}}|b_3| \cdot |b_4| \cdot \cos(b_3, b_4) - \right. \\ \left. - \sqrt{\frac{3}{2}}|b_2| \cdot |b_4| \cdot \cos(b_2, b_4) - |b_2| \cdot |b_3| \cdot \cos(b_2, b_3) \right];$$

а также:

$$g_0 = \frac{9}{4} \left[\frac{1}{2}|d_1| \cdot |d_3| \cdot \sin(d_1, d_3) - \frac{1}{\sqrt{20}}|d_1| \cdot |d_4| \cdot \sin(d_1, d_4) - |b_1| \cdot |b_2| \cdot \sin(b_1, b_2) - \right. \\ \left. - |b_1| \cdot |b_3| \cdot \sin(b_1, b_3) + \frac{1}{\sqrt{3}}|b_2| \cdot |b_4| \cdot \sin(b_2, b_4) - |b_2| \cdot |b_3| \cdot \sin(b_2, b_3) - \right. \\ \left. - \sqrt{\frac{3}{2}}|b_2| \cdot |b_4| \cdot \sin(b_2, b_4) - \frac{5}{\sqrt{6}}|b_3| \cdot |b_4| \cdot \sin(b_3, b_4) \right];$$

$$\Theta_1 = \frac{3}{2} \left[\frac{\sqrt{3}}{2} |c_-| |d_3| \cos(c_-, d_3) - \frac{3}{\sqrt{10}} |c_-| |d_4| \cos(c_-, d_4) - |c_+| |d_2| \cos(c_+, d_2) + \frac{4}{\sqrt{5}} |c_+| |d_4| \cos(c_+, d_4) \right];$$

$$\Theta_2 = \frac{9}{4} \left[\frac{1}{2} |d_1| |d_3| \sin(d_1, d_3) - \frac{1}{2} \sqrt{\frac{3}{5}} |d_1| |d_4| \sin(d_1, d_4) + 3 |b_1| |b_2| \sin(b_1, b_2) - |b_1| |b_3| \sin(b_1, b_3) + |b_1| |b_4| \sin(d_1, d_4) + 5 |b_2| |b_3| \sin(b_2, b_3) - 3 \sqrt{\frac{3}{2}} |b_2| |b_4| \sin(b_2, b_4) + \frac{25}{\sqrt{6}} |b_3| |b_4| \sin(b_3, b_4) \right];$$

$$\Theta_3 = \frac{9}{4} \left[\frac{1}{2} |d_1| |d_3| \sin(d_1, d_3) - \frac{1}{2} \sqrt{\frac{3}{5}} |d_1| |d_4| \sin(d_1, d_4) - |b_1| |b_2| \sin(b_1, b_2) - |b_1| |b_3| \sin(b_1, b_3) + \sqrt{\frac{2}{3}} |b_1| |b_4| \sin(b_1, b_4) - |b_2| |b_3| \sin(b_2, b_3) - \sqrt{\frac{3}{2}} |b_2| |b_4| \sin(b_2, b_4) - \frac{5}{\sqrt{6}} |b_3| |b_4| \sin(b_3, b_4) \right];$$

$$\Theta_4 = \frac{9}{4} \left[-\frac{1}{2} |d_1| |d_3| \sin(d_1, d_3) + \frac{1}{2} \sqrt{\frac{3}{5}} |d_1| |d_4| \sin(d_1, d_4) + |b_1| |b_2| \sin(b_1, b_2) - |b_1| |b_3| \sin(b_1, b_3) + \sqrt{\frac{2}{3}} |b_1| |b_4| \sin(b_1, b_4) + |b_2| |b_3| \sin(b_2, b_3) + \sqrt{\frac{3}{2}} |b_2| |b_4| \sin(b_2, b_4) - \frac{5}{\sqrt{6}} |b_3| |b_4| \sin(b_3, b_4) \right];$$

$$\Theta_5 = \frac{9}{4} \left[-\frac{1}{2} |d_1| |d_3| \sin(d_1, d_3) + \frac{1}{2} \sqrt{\frac{3}{5}} |d_1| |d_4| \sin(d_1, d_4) - 3 |b_1| |b_2| \sin(b_1, b_2) - |b_1| |b_3| \sin(b_1, b_3) + \sqrt{\frac{2}{3}} |b_1| |b_4| \sin(b_1, b_4) + 3 |b_2| |b_3| \sin(b_2, b_3) + 3 \sqrt{\frac{3}{2}} |b_2| |b_4| \sin(b_2, b_4) + \frac{25}{\sqrt{6}} |b_3| |b_4| \sin(b_3, b_4) \right];$$

$$\Theta_6 = \frac{9}{4} \left[-\frac{1}{\sqrt{3}} |d_1| |d_3| \sin(d_1, d_3) + \frac{1}{2} \sqrt{\frac{3}{5}} |d_1| |d_4| \sin(d_1, d_4) + |b_1| |b_2| \sin(b_1, b_2) - |b_1| |b_3| \sin(b_1, b_3) + \sqrt{\frac{2}{3}} |b_1| |b_4| \sin(b_1, b_4) + |b_2| |b_3| \sin(b_2, b_3) - \frac{5}{\sqrt{6}} |b_3| |b_4| \sin(b_3, b_4) + \sqrt{\frac{3}{2}} |b_2| |b_4| \sin(b_2, b_4) \right];$$

$$\Theta_7 = \frac{9}{4} \left[-\frac{1}{3\sqrt{2}} |c_-| |d_2| \cos(c_-, d_2) - \frac{1}{\sqrt{6}} |c_-| |d_3| \cos(c_-, d_3) - \frac{7}{3} \sqrt{\frac{1}{10}} |c_-| |d_4| \cos(c_-, d_4) \right];$$

$$\Theta_8 = \frac{9}{4} \left[\frac{7}{3} \sqrt{\frac{1}{10}} |c_-| |d_4| \cos(c_-, d_4) + \frac{\sqrt{2}}{3} |c_-| |d_2| \cos(c_-, d_2) + \frac{1}{\sqrt{6}} |c_-| |d_3| \cos(c_-, d_3) - \frac{1}{\sqrt{3}} |c_+| |d_3| \cos(c_+, d_3) - \frac{1}{\sqrt{5}} |c_+| |d_4| \cos(c_+, d_4) \right];$$

$$\Theta_9 = \frac{3}{2} \left[\frac{1}{2} \sqrt{\frac{3}{2}} |c_-| |d_3| \cos(c_-, d_3) - \frac{1}{\sqrt{2}} |c_-| |d_2| \cos(c_-, d_2) - \frac{1}{2\sqrt{10}} |c_-| |d_4| \cos(c_-, d_4) \right].$$

Коэффициенты f'_i и g'_i для процесса $p + \bar{p} \rightarrow \pi^0 + p + \bar{p}$.

$$f'_0 = \frac{9}{4} \left[\frac{1}{6} |d_1|^2 + |d_2|^2 + \frac{3}{4} |d_3|^2 + \frac{5}{4} |d_4|^2 + \frac{4}{\sqrt{5}} |d_2| \cdot |d_4| \cdot \cos(d_2, d_4) - \frac{3}{5} \sqrt{\frac{3}{5}} |d_3| \cdot |d_4| \cdot \cos(d_3, d_4) \right];$$

$$f'_1 = \frac{9}{4} \left[\frac{1}{6} |d_1|^2 - |d_2|^2 - \frac{3}{4} |d_3|^2 - \frac{4}{\sqrt{5}} |d_2| \cdot |d_4| \cdot \cos(d_2, d_4) \right];$$

$$f'_2 = \frac{9}{4} \left[\frac{1}{6} |d_1|^2 - \frac{3}{4} |d_3|^2 - \frac{21}{20} |d_4|^2 - \frac{6}{\sqrt{5}} |d_2| \cdot |d_4| \cdot \cos(d_2, d_4) + \frac{3}{2} \sqrt{\frac{3}{5}} |d_3| \cdot |d_4| \cdot \cos(d_3, d_4) \right];$$

$$f'_3 = \frac{9}{4} \left[-\frac{1}{2} |d_1|^2 + \frac{3}{2} |d_3|^2 + \frac{3}{2} |d_4|^2 + \frac{6}{\sqrt{5}} |d_2| \cdot |d_4| \cdot \cos(d_2, d_4) - 6 \sqrt{\frac{3}{5}} |d_3| \cdot |d_4| \cdot \cos(d_3, d_4) \right];$$

$$f'_4 = 3 \left[-\frac{1}{2} |d_1|^2 - \frac{63}{80} |d_4|^2 - \frac{9}{8} |d_3|^2 + \frac{3}{4} \sqrt{3} |d_2| \cdot |d_3| \cdot \cos(d_2, d_3) + \frac{3}{4} \sqrt{15} |d_3| \cdot |d_4| \cdot \cos(d_3, d_4) \right];$$

$$f'_5 = -\frac{3}{8} |d_1|^2;$$

а также:

$$g'_0 = \frac{9}{4} \left[\frac{1}{2} |d_1| \cdot |d_3| \cdot \sin(d_1, d_3) - \frac{1}{\sqrt{20}} |d_1| \cdot |d_4| \cdot \sin(d_1, d_4) \right];$$

$$g'_2 = \frac{9}{4} \left[\frac{1}{2} |d_1| \cdot |d_3| \cdot \sin(d_1, d_3) - \frac{1}{2} \sqrt{\frac{3}{5}} |d_1| \cdot |d_4| \cdot \sin(d_1, d_4) \right];$$

$$g'_6 = \frac{9}{4} \left[-\frac{1}{\sqrt{3}} |d_1| \cdot |d_3| \cdot \sin(d_1, d_3) + \frac{1}{2} \sqrt{\frac{3}{5}} |d_1| \cdot |d_4| \cdot \sin(d_1, d_4) \right];$$

$$g'_3 = g'_2 = -g'_4 = -g'_5;$$

$$g'_1 = g'_7 = g'_8 = g'_9 = 0.$$

Ссылки на литературу

1. О.Чэмберлен, Э.Сегре, Р.Трипп, К.Виганд, Т.Ипсилян^{тис}.
Phys. Rev., 105, № 1, 288, 1957 г.
Х.Стапп, Т. Ипсилян^{тис}, М.Метрополис. Phys. Rev.,
105, № 1, 302, 1957 г.
 2. В.Владимирский, Я.Смородинский, ДАН, 104, № 5, 713, 1955 г.
 3. В.П.Джелепов, В.И.Москалев, С.В.Медведь.
ДАН, 104, 380, 1955 г.
 4. Л.Вольфенштейн. Phys. Rev., 98, № 3, 766, 1955 г.
 5. К.Ватсон, К.Бракнер. Phys. Rev., 83, 1, 1951 г.
 6. В.Б.Берестецкий. ДАН, 94, № 3, 421, 1954 г.
 7. С.М.Биленький, Л.И.Лалидус. Отчет ИЯП, 1955 г.
 8. Ф.Мандль, Т.Регге. Phys. Rev., 99, 1478, 1955 г.
-