ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

С.М. Биленький, Нгуен Ван Хьеу, Р.М. Рындин

Р - 1404

ОБ АСИМПТОТИЧЕСКИХ СООТНОШЕНИЯХ МЕЖДУ ПОЛЯРИЗАЦИЯМИ В ПЕРЕКРЕСТНЫХ РЕАКЦИЯХ

Дубна 1963

Р - 1404

Биленький С.М., Нгуен Ван Хьеу, Рындин Р.М.

Об асимптотических соотношениях между поляризациями в перекрестных реакциях.

Получены асимптотические соотношения между поляризациями в перекрестных реакциях. В частности, показано, что при больших энергиях поляризации протонов отдачи в процессах упругого рассеяния π^+ и π^- -мезонов на протонах одинаковы по величине и противоположны по знаку. Рассмотрены также поляризации в процессах рассеяния нуклонов и антинуклонов нуклонами и в реакциях с участием странных частиц.

Препринт Объединенного института ядерных исследований.
Дубна 1963 г.

P-1404

Bilenky S.M., Nguyen Van Hieu, Ryndin R.M.

On Asymptotic Relations between the Polarizations in Crossed Channels.

Asymptotic relations between the polarizations in crossed channels have been obtained. In particular it has been shown that the polarizations of the recoil protons in elastic π^+ and π^- scattering on protons are equal in magnitude and opposite in sign at high energies.

The polarizations in the scattering of nucleons and antinncleons on nucleons and in reactions involving strange particles have also been examined.

Preprint Joint Institute for Nuclear Research.
Dubna. 1963.

С.М. Биленький, Нгуен Ван Хьеу, Р.М. Рындин

Р - 1404

ОБ АСИМПТОТИЧЕСКИХ СООТНОШЕНИЯХ МЕЖДУ ПОЛЯРИЗАЦИЯМИ В ПЕРЕКРЕСТНЫХ РЕАКЦИЯХ

Дубна 1963

1. В последнее время для получения асимптотических соотношений между сечениями различных процессов была использована известная в теории функций комплексного переменного теорема Фрагмена-Линделефа /1/. Так, в работе Меймана /2/ на основе этой теоремы были получены соотношения между полными сечениями взаимодействия частиц и античастиц при высоких энергиях, доказанные ранее Померанчуком с помощью техники дисперсионных соотношений /3/. В работах Логунова и др. /4-6/ с помощью теоремы Фрагмена-Линделефа соотношения Померанчука обобщены на случай дифференциальных сечений при отличной от нуля передаче импульса. Ниже мы, используя эту теорему, получим асимптотические соотношения между поляризациями в перекрестных реакциях. Отметим, что создание поляризованных водородных мишеней /7,8/ существенно облегчает измерение поляризации при высоких энергиях и может сделать возможной проверку этих соотношений уже в недалеком будущем. Мы ограничимся изучением простейших случаев реакций с участием частиц со спином 0 и 1/2. Наше рассмотрение является чисто феноменологическим, и мы не будем обсуждать механизма возникновения поляризации при высоких энергиях. Перечислим основные результаты работы. При больших энергиях:

1) поляризации протонов в $\pi^{+}-p$ и $\pi^{-}-p$ рассеяниях при одинаковых значениях энергии и угла равны по величине и противоположны по знаку;

2) поляризация нейтрона в процессе перезарядки $\pi^{-}+p\to\pi^{0}+n$ обращается в нуль;

3) поляризации гиперонов в процессах $\pi+p\to K+Y$ и $\bar{K}+p\to\bar{\pi}+Y$ противоположны независимо от относительной внутренней четности частиц; то же самое верно и для процессов $K^{-}+p\to K^{0}+\Xi^{0}$ и $\bar{K}^{0}+p\to K^{+}+\Xi^{0}$;

4) поляризации конечных частиц в процессах типа $\Sigma^{-}+He\to He_{\Lambda}+p$ и $\bar{p}+He\to He_{\Lambda}+\bar{\Sigma}^{+}$ противоположны, если относительная четность Σ и Λ частиц равна + 1, и равны, если относительная четность равна -1;

5) поляризации конечных частиц в процессах упругого рассеяния $N+N\to N+N$ и $\bar{N}+N\to\bar{N}+N$, а также в процессах упругого рассеяния странных частиц $Y+N\to Y+N$ и $\bar{Y}+N\to\bar{Y}+N$ противоположны; кроме того, противоположны и поляризации нейтронов отдачи, например в процессах $\Sigma^{-}+p\to\Lambda+n$ и $\Lambda+p\to\bar{\Sigma}^{-}+n$;

6) поляризация Ξ^{-}-гиперона в процессе $K^{-}+p\to K^{+}+\Xi^{-}$ обращается в нуль;

7) обращается в нуль и поляризация протонов отдачи при упругом рассеянии γ-квантов на протонах.

Все сказанное выше относится к поляризациям, возникающим при столкновениях неполяризованных частиц.

II. Начнем с подробного рассмотрения простейшего случая рассеяния $\pi^{\pm}$ мезоиов нуклонами. Амплитуды процессов

$$\pi^{+} + p \to \pi^{+} + p, \qquad (1а)$$

$$\pi^{-} + p \to \pi^{-} + p, \qquad (1б)$$

имеют следующий вид:

$$M_{\pm}(p'q';\, p\, q) = a_{\pm} + i\, b_{\pm}\, \frac{\hat{q} + \hat{q}'}{2}, \qquad (2)$$

где q и q' – начальный и конечный импульсы мезона, p и p' – соответствующие импульсы протона, $a_{\pm}$ и $b_{\pm}$ – функции $s = -(p+q)^2$ и $t = -(p-p')^2$, а значки + и – относятся к рассеянию положительных и отрицательных мезонов.

Поляризацию протона отдачи, возникающую при рассеянии мезонов на неполяризованных протонах, легко найти, воспользовавшись следующей формулой[9,10]:

$$\xi_{\mu} = \frac{Sp\; i\,\gamma_5\,\gamma_{\mu}\, M\, \Lambda(p)\, \bar{M}\, \Lambda(p')}{Sp\; M\, \Lambda(p)\, \bar{M}\, \Lambda(p')}, \qquad (3)$$

где ξ_{μ} – четырехмерный вектор поляризации, ортогональный имульсу p', а $\Lambda(p)$ и $\Lambda(p')$ – проецирующие операторы. Заметим, что в лабораторной системе и в системе центра инерции ξ_4 обращается в нуль, а $\vec{\xi}$ совпадает со средним значением оператора $\vec{\sigma}$ в системе покоя нуклона отдачи. Из /2/ и /3/ получаем следующее выражение для поляризации:

$$\xi^{\pm}_{\mu} = \frac{2\, Im\; a_{\pm} b^{*}_{\pm}\; [\, t\,(su - (M^2-\mu^2)^2)\,]^{1/2}}{|a_{\pm}|^2 (4M^2 - t) + 2\, Re\; a_{\pm} b^{*}_{\pm}\; M\; (u - s) + \frac{1}{4}|b_{\pm}|^2 [(u-s)^2 t(t-4\mu^2)]}\; n_{\mu}, \qquad /4/$$

где M и μ – массы нуклона и мезона, $u = -(p-q')^2 = 2(M^2+\mu^2) - s - t$, а n_{μ} – единичный пространственно-подобный 4-вектор, пропорциональный $i\,\epsilon_{\mu\nu\rho\sigma}\; p_{\nu}\; q_{\rho}\; p'_{\sigma}$. В системе центра инерции $n_4 = 0$, а $\vec{n} = \frac{\vec{p} \times \vec{p}'}{|\vec{p} \times \vec{p}'|}$.

При $s \gg t$ и M^2 из /4/ получаем:

$$\xi^{\pm}_{\mu} = \frac{2\; Im\;\; a_{\pm} b^{*}_{\pm}\;\; s\sqrt{-t}}{|2M\, a_{\pm} - s\, b_{\pm}|^2 - t\,|a_{\pm}|^2}\; n_{\mu}. \qquad /5/$$

Из этого выражения видно, что поляризация отлична от нуля при $s \to \infty$ и фиксированном t только в случае, когда a и $\frac{s\, b}{M}$ ведут себя одинаково в указанной области значений переменных s и t.

Предположим, что a_{+} и $\frac{s\, b_{+}}{M}$ ведут себя асимптотически как

$$s^{\alpha(t)}\, \phi(s, t),$$

где $\alpha(t)$ и $\phi(s,t)$ – функции, определенные в[4-6]. Тогда, как показано в[4], из теоремы Фрагмена-Линделефа следует, что

$$a_{+}(-s,\, t) = e^{i\pi\alpha(t)}\;\; a_{+}(s, t),$$
$$b_{+}(-s,\, t) = -e^{i\pi\alpha(t)}\;\; b_{+}(s,\, t). \qquad /7/$$

Воспользуемся теперь условием перекрестной симметрии, которое связывает амплитуды M_{+} и M_{-}:

$$M_{-}(p'q';\, p\, q) = \gamma_4\; M^{+}_{+}\; (p - q';\; p' - q)\, \gamma_4. \qquad /8/$$

Из /8/ вытекают следующие соотношения для функций a и b:

$$a_{-}(s, t) = a^{*}_{+}(u, t),$$
$$b_{-}(s, t) = -b^{*}_{+}(u, t). \qquad /9/$$

Комбинируя /9/ с /7/, получаем при $s \to \infty$ и фиксированном t:

$$a_{-}(s, t) = e^{-i\pi\alpha(t)}\;\; a^{*}_{+}\;(s, t),$$
$$b_{-}(s, t) = e^{-i\pi\alpha(t)}\;\; b^{*}_{+}\;(s, t). \qquad /10/$$

Из /10/ и /5/ находим следующее асимптотическое соотношение между поляризациями:

$$\xi^{+}_{\mu}(s,t) = -\xi^{-}_{\mu}(s,t). \qquad /11/$$

Таким образом, если при больших энергиях поляризация протонов отдачи в рассеянии π^{+}_{-}-мезонов на протонах отлична от нуля, то поляризация протонов отдачи в π^{-}-p – рассеянии также не равна нулю и отличается от поляризации в π^{+}-p -рассеянии лишь знаком.

Перейдем теперь к рассмотрению процесса перезарядки

$$\pi^{-} + p \to \pi^{0} + n. \qquad /12/$$

Применяя перекрестную симметрию, мы свяжем амплитуду реакции /12/ в нефизической области с амплитудой процесса

$$\pi^{+} + n \to \pi^{0} + p \qquad /13/$$

Однако в силу зарядовой симметрии амплитуды процессов /12/ и /13/ совпадают. С помощью перекрестной симметрии и теоремы Фрагмена-Линделефа для процесса перезарядки получаем:

$$a_{0}(s,t) = e^{-i\pi\alpha(t)}\;\; a^{*}_{0}(s,t),$$
$$b_{0}(s,t) = e^{-i\pi\alpha(t)}\;\; b^{*}_{0}(s,t). \qquad /14/$$

Эти равенства означают, что $Im\; a_{0}\, b^{*}_{0} = 0$ и что поляризация нейтрона отдачи в /12/ обращается в нуль при больших энергиях и в случае одинакового асимптотического поведения функций a_{0} и $\frac{s\, b_{0}}{M}$.

III. Рассмотрим реакции

$$\pi + p \to Y + K, \qquad /15а/$$

$$\bar{K} + p \to Y + \bar{\pi}. \qquad /15б/$$

Если внутрение четности I_i и I_f начальных и конечных частиц совпадают, то амплитуда процесса /15а/ равна:

$$M(p'q', pq) = a + ib\,\frac{\hat{q}+\hat{q}'}{2}, \qquad /16/$$

где q и q' –импульсы π и K мезонов, а p и p' –импульсы нуклона и гиперона.

При изменении внутренних четностей $(I_f = -I_i)$ амплитуда этого процесса записывается в виде:

$$M(p'q', pq) = c\gamma_5 + id\gamma_5\,\frac{\hat{q}+\hat{q}'}{2}. \qquad /17/$$

При $s \to \infty$ и фиксированном t в случае $I_f = I_i$ поляризация оказывается равной:

$$\xi_\mu = \frac{2\,Im\,a\,b^*\,s\sqrt{-t}}{|a(M+M') - s\,b|^2 - t\,|a|^2}\,n_\mu, \qquad /18/$$

где M и M' –массы нуклона и гиперона, а n_μ имеет тот же смысл, что и раньше. Аналогично асимптотическое выражение для поляризации при $I_f = -I_i$ имеет вид:

$$\xi_\mu = -\frac{2\,Im\,c\,d^*\,s\sqrt{-t}}{|c(M-M') - sd|^2 - t\,|c|^2}\,n_\mu. \qquad /19/$$

Условие перекрестной симметрии типа /8/ связывает амплитуду реакции /15а/ в нефизической области с амплитудой реакции $\bar{\pi} + Y \to \bar{K} + p$, являющейся обратной по отношению к реакции /15б/. Амплитуду этого процесса легко связать с амплитудой реакции /15б/, если воспользоваться PT –инвариантностью. Из перекрестной симметрии вида /8/ и PT –инвариантности получаем:

$$M_c(p'q', pq) = \eta\,\gamma_4\,U\,M^*(p'-q,\, p-q')\,U^{-1}\gamma_4. \qquad /20/$$

Здесь M_c –амплитуда процесса /15б/, U –матрица, удовлетворяющая условию:

$$U\gamma_\mu^T U^{-1} = \gamma_\mu,$$

η –фазовый множитель, возникающий при PT –пробразовании. В случае $I_f = I_i$ соотношение /20/ дает:

$$a_c(s,t) = \eta\,a^*(u,t), \qquad /21/$$

$$b_c(s,t) = -\eta\,b^*(u,t).$$

При $I_f = -I_i$ получаем:

$$c_c(s,t) = -\eta\,c^*(u,t), \qquad /22/$$

$$d_c(s,t) = \eta\,d^*(u,t).$$

В этих формулах функции a_c, b_c и c_c, d_c связаны с амплитудой $M_c(p'q', pq)$ процесса /15б/ соотношениями, аналогичными /16/ и /17/.

Предпологая, как и в II, одинаковое асимтотическое поведение амплитуд a, $\frac{sb}{M}$ и c, $\frac{sd}{M}$ и применяя при $s \to \infty$ и фиксированном t теорему Фрагмена–Линделефа, получаем:

$$I_f = I_i, \quad a_c(s,t) = \eta\,e^{-i\pi a_1(t)}\,a^*(s,t), \qquad /23/$$

$$b_c(s,t) = \eta\,e^{-i\pi a_1(t)}\,b^*(s,t);$$

$$I_f = I_i, \quad c_c(s,t) = -\eta\,e^{-i\pi a_2(t)}\,c^*(s,t), \qquad /24/$$

$$d_c(s,t) = -\eta\,e^{-i\pi a_2(t)}\,d^*(s,t).$$

Выражения для поляризации ξ^c_μ, возникающей в реакции /15б/, могут быть получены из /18/ и /19/ заменой $a \to a_c$ и т.д. Учитывая это, из /18/, /19/, /23/ и /24/ получаем, что поляризации в реакциях /15а/ и /15б/ независимо от относительной четности равны по величине и противоположны по знаку:

$$\xi^c_\mu = -\xi_\mu. \qquad /25/$$

Естественно, что это относится и к реакциям:

$$K^- + p \to K^0 + \Xi^0,$$

$$\bar{K}^0 + p \to K^+ + \Xi^0,$$

если сп.н Ξ –гиперона равен 1/2.

Заметим также, что применение условия перекрестной симметрии /20/ и теоремы Фрагмена–Линделефа к реакции

$$K^- + p \to K^+ + \Xi^-$$

позволяет заключить, что при $s \to \infty$ и фиксированном t поляризация Ξ^- –гиперона обращается в нуль независимо от предположений об асимптотическом поведении отдельных членов амплитуды.

Покажем теперь, что в реакциях

$$Y_1 + A \to Y_2 + B, \qquad /26а/$$

$$\bar{Y}_2 + A \to \bar{Y}_1 + B, \qquad /26б/$$

где A и B –частицы со спином 0, а Y_1 и Y_2 –частицы со спином 1/2, поляризации ξ_μ и ξ^c_μ частиц Y_2 и $\bar{Y}_1$ противоположны:

$$\xi^c_\mu = -\xi_\mu, \qquad /27/$$

если $I_f = I_i$ и одинаковы:

$$\xi^c_\mu = \xi_\mu \qquad /28/$$

в случае $I_f = -I_i$. Для этого запишем матричные элементы процессов /26а/ и /26б/ в виде:

$$\bar{u}(p')\,N(p'q';\,pq)\,u(p)\,,$$

$$\bar{u}(p')\,N_c(p'q';\,pq)\,u(p)\,,$$

где $u(p')$ и $u(p)$ – спиноры с положительной энергией. Амплитуды N и N_c имеют вид /16/ и /17/ в зависимости от относительной четности частиц. Условие перекрестной симметрии имеет в данном случае вид:

$$N_c(p'q';\,pq) = \eta'\gamma_4 N^{+}(p-q';\,p'-q)\,\gamma_4\,, \qquad /29/$$

где η' –фазовый множитель, возникающий при зарядовом сопряжении. В случае, когда четность не меняется, /29/ приводит к соотношениям вида /21/. В случае изменения внутренней четности возникнут соотношения, отличающиеся от /22/ лишь знаком у второго равенства. Поскольку выражения для поляризации будут иметь вид /18/ и /19/, мы приходим к /27/ и /28/. Примерами реакций /26/ являются следующие пары:

$$\Sigma^{+} + He \to He_\Lambda + p \quad \text{и} \quad \bar{p} + He \to He_\Lambda + \bar{\Sigma}^{+}\,,$$

$$\Xi^{-} + He \to He_\Lambda + \Sigma^{-} \quad \text{и} \quad \bar{\Sigma}^{-} + He \to He_\Lambda + \bar{\Xi}^{-}.$$

IV. Перейдем теперь к более сложному случаю реакций с частицами со спином 1/2. Рассмотрим вначале реакции

$$\Sigma^{-} + p \to \Lambda + n \qquad /30/$$

и

$$\bar{\Lambda} + p \to \bar{\Sigma}^{-} + n. \qquad /31/$$

Амплитуда процесса /30/ может быть записана в виде:

$$M(p_1' p_2',\, p_1 p_2) = a + b\gamma_5^{(2)} + \qquad /32/$$
$$+ c\gamma^{(2)}K_1 + d\gamma_5^{(2)}\gamma^{(2)}K_1\,,$$

где p_1 и p_1' –импульсы протона и нейтрона, p_2 и p_2' –импульсы Σ и Λ гиперонов, $K_1 = ½(p_1 + p_1')$, a , b , c и d –матрицы, действующие на спиновые переменные нуклонов.

Предположим, что внутренние четности Σ и Λ –гиперонов одинаковы, тогда

$$a = a_1 + i a_2 \gamma^{(1)}\cdot K_2\,, \quad c = c_1 + i c_2 \gamma^{(1)}\cdot K_2\,,$$

$$b = b_1 \gamma_5^{(1)} + i b_2 \gamma_5^{(1)}\gamma^{(1)}\cdot K_2\,, \quad d = d_1 \gamma_5^{(1)} + i d_2 \gamma_5^{(1)}\,\gamma^{(1)}\cdot K_2 \qquad /33/$$

где

$$K_2 = ½(p_2 + p_2').$$

Выражение для поляризации конечного нейтрона может быть найдено с помощью формулы, аналогичной /3/. Приведем окончательный результат для $s \to \infty$ и фиксированного t :

$$\xi_\mu = \frac{2s\sqrt{-t}}{\sigma}\, n_\mu \{[(m+m')^2 - t]\, Im\, a_1 a_2^* - [(m'-m)^2 - t]\, Im\, b_1 b_2^* + \qquad /34/$$
$$+ s^2 Im\, c_1 c_2^* - s^2 Im\, d_1 d_2^* + (m+m')\, s\, Re(a_2 c_1^* - a_1 c_2^*) +$$
$$+ (m-m')\, s\, Re(b_1 d_2^* - b_2 d_1^*)\}\,,$$

где

$$\sigma = [(m+m')^2 - t][\,|a_1|^2(4M^2 - t) - 4M s\, Re\, a_1 a_2^* + s^2 |a_2|^2\,]$$
$$+ [(m-m')^2 - t][-t\,|b_1|^2 + 2(m'^2 - m^2) M\, Re\, b_1 b_2^* + s^2 |b_2|^2]$$
$$+ s^2[\,|c_1|^2(4M^2 - t) - 4M s\, Re\, c_1 c_2^* + s^2 |c_2|^2]$$
$$+ s^2[-t\,|d_1|^2 + 2(m'^2 - m^2) M\, Re\, d_1 d_2^* + s^2 |d_2|^2] \qquad /35/$$
$$+ (m+m')\, s\, [(4M^2 - t)\, Im\, a_1 c_1^* - 2M s\, Im(a_1 c_2^* + a_2 c_1^*) + s^2 Im\, a_2 c_2^*]$$
$$+ (m-m')\, s\, [-t\, Im\, b_1 d_1^* + (m'^2 - m^2)\, Im(b_2 d_1^* + b_1 d_2^*) + s^2 Im\, b_2 d_2^*]\,,$$

m и m' –массы Σ и Λ гиперонов, а M –масса нуклона.

Условие перекрестной симметрии имеет вид:

$$M_c(p_1' p_2',\, p_1 p_2) = \gamma_4^{(2)}\gamma_4^{(1)} C^{(1)} M^{*T^{(2)}}(-p_1' p_2,\, -p_1 p_2')\, C^{(1)^{-1}} \gamma_4^{(1)}\gamma_4^{(2)} \qquad /36/$$

Здесь $M_c(p_1' p_2',\, p_1 p_2)$ –амплитуда реакции /31/, $T^{(2)}$ означает транспонирование по спиновым индексам гиперонов, а C –матрица зарядового сопряжения, удовлетворяющая условиям $C\gamma_\mu^T C^{-1} = -\gamma_\mu$ и $C^T = -C$. Отметим, что при написании /36/ мы опустили несущественный для дальнейшего фазовый множитель возникающий при зарядовом сопряжении. Очевидно, что амплитуда $M_c(p_1' p_2',\, p_1 p_2)$ имеет тот же вид, что и амплитуда /32/. Соответствующие коэффициенты мы будем обозначать a_1^c , a_2^c и т.д. Из /36/ получаем:

$$a_1^c(s,t) = a_1^*(u,t), \quad a_2^c(s,t) = -a_2^*(u,t)\,,$$
$$b_1^c(s,t) = b_1^*(u,t), \quad b_2^c(s,t) = -b_2^*(u,t)\,, \qquad /37/$$
$$c_1^c(s,t) = c_1^*(u,t)\,, \quad c_2^c(s,t) = -c_2^*(u,t)\,,$$
$$d_1^c(s,t) = -d_1^*(u,t), \quad d_2^c(s,t) = d_2^*(u,t)\,,$$

где $u = 2M^2 + m^2 + m'^2 - s - t$.

Поляризация нейтрона в реакции /31/ получается из /34/ и /35/ заменой $a_1 \to a_1^c$ и т.д., а также заменой $m \rightleftarrows m'$.

Предположим вначале, что функции

$$a_1\,,\ s a_2\,,\ b_1\,,\ s b_2\,,\ s c_1\,,\ s^2 c_2\,,\ s d_1 \text{ и } s^2 d_2 \qquad /38/$$

ведут себя одинаково при $s \to \infty$ и фиксированном t. В этом случае, как видно из выражений /34/ и /35/, поляризация отлична от нуля. Из /37/ и теорема Фрагмена-Линделефа получаем при $s \to \infty$.

$$\begin{aligned} a_1^c &= e^{-i\pi a(t)}\, a_1^*\,, & a_2^c &= e^{-i\pi a(t)}\, a_2^*\,, \\ b_1^c &= e^{-i\pi a(t)}\, b_1^*\,, & b_2^c &= e^{-i\pi a(t)}\, b_2^*\,, \\ c_1^c &= -e^{-i\pi a(t)}\, c_1^*\,, & c_2^c &= -e^{-i\pi a(t)}\, c_2^*\,, \\ d_1^c &= e^{-i\pi a(t)}\, d_1^*\,, & d_2^c &= e^{-i\pi a(t)}\, d_2^*\,. \end{aligned} \qquad /39/$$

Из /39/ и выражений для поляризаций нейтронов в реакциях /30/ и /31/, очевидно, что поляризации в этом случае противоположны:

$$\xi_\mu^c = -\xi_\mu\,. \qquad /40/$$

Предположим теперь, что не все функции /38/ ведут себя одинаково при $s \to \infty$. Тогда для того, чтобы поляризация была отлична от нуля, необходимо, чтобы, по крайней мере, две наиболее быстро растущие функции вели себя одинаково /естественно, что эта пара функций должна входить в виде произведения в числитель выражения для поляризации/. Очевидно, что и в этом случае выполняется соотношение /40/.

Мы рассмотрели случай одинаковых внутренних четностей Σ и Λ гиперонов. Можно показать, что и в случае противоположных внутренних четностей поляризации нейтронов в процессах /30/ и /31/ связаны соотношением /40/.

Обратимся теперь к упругому рассеянию гиперонов и антигиперонов нуклонами:

$$Y + p \to Y + p\,, \qquad /41/$$

$$\bar{Y} + p \to \bar{Y} + p\,. \qquad /42/$$

Амплитуды этих процессов имеют вид /32/-/33/ с $b_2 = d_1 = 0$. Последние условия вытекают из инвариантности относительно обращения времени. Поэтому все предыдущие соотношения справедливы и для процессов упругого рассеяния /41/ и /42/, и поляризации протонов отдачи в этих процессах также связаны соотношением /40/.

Аналогичным способом можно показать, что поляризации конечных гиперонов и анигиперонов в /41/ и /42/ удовлетворяют соотношению /40/. Заметим, что в случае восьмичленных амплитуд, описывающих процессы /30/ и /31/, нельзя сделать заключений о соотношении между поляризациями гиперонов и антигиперонов, не зависящих от предположений о характере асимптотического поведения отдельных членов амплитуды при $s \to \infty$ и фиксированном t.

Из сказанного об упругом рассеянии гиперонов ясно, что и при рассеянии нуклонов нуклонами и антинуклонов нуклонами поляризации нуклонов и антинуклонов и соответственно поляризации нуклонов отдачи связаны соотношением /40/.

У. В заключение рассмотрим вкратце комптон-эффект на протоне. Амплитуда процесса может быть записана в виде:

$$M(p'k', pk) = \frac{\epsilon'.\mathcal{P}'\ \epsilon.\mathcal{P}'}{\mathcal{P}'^2}\,[A_1 + i A_2 \hat{K}] + \frac{\epsilon'.N\ \epsilon.N}{N^2}\,[A_3 + i A_4 \hat{K}] \qquad /43/$$

$$\frac{\epsilon'.\mathcal{P}'\ \epsilon.N - \epsilon'.N\ \epsilon.\mathcal{P}'}{\sqrt{2\mathcal{P}'^2 N^2}}\, i\gamma_5 A_5 + \frac{\epsilon'.\mathcal{P}\ \epsilon.N + \epsilon'.N\ \epsilon.\mathcal{P}'}{\sqrt{2\mathcal{P}'^2 N^2}}\,\gamma_5 \hat{K} A_6\,,$$

где p и p' -импульсы начального и конечного протона, k и ϵ и k' и ϵ' -импульсы и поляризации начального и конечного фотонов, $K = \frac{1}{2}(k + k')$,
$\mathcal{P}' = \mathcal{P} - \frac{\mathcal{P}\ K}{K^2}\, K$, $\mathcal{P} = \frac{1}{2}(p + p')$ а $N_\alpha = i\,\epsilon_{\alpha\beta\gamma\delta}\, \mathcal{P}'_\beta\, K_\gamma\, (k - k')_\delta$.

При $s \to \infty$ и фиксированном t поляризация протона отдачи оказывается равной:

$$\xi_\mu = \frac{s\sqrt{-t}\ \ 2\,Im\,(A_1 A_2^* + A_3 A_4^*)}{(|A_1|^2 + |A_3|^2)(4M^2 - t) + (|A_2|^2 + |A_4|^2)\,s^2 - 4Re(A_1 A_2^* + A_3 A_4^*)\,M s - t|A_5|^2 + s^2|A_6|^2}\, n_\mu \qquad /44/$$

Применяя условие перекрестной симметрии

$$A_{1,3,5,6}\,(s,t) = A^*_{1,3,5,6}\,(u,t)\,, \qquad /45/$$

$$A_{2,4}\,(s,t) = -A^*_{2,4}\,(u,t)$$

и теорему Фрагмена-Линделефа, можно убедиться, что поляризация протона обращается в нуль при $s \to \infty$ и фиксированном t независимо от предположения об асимптотическом поведении амплитуд.

Авторы приносят глубокую благодарность Н.Н. Боголюбову, А.А. Логунову, В.А. Мещерякову, Я.А. Смородинскому и И.Т. Тодорову за интересные обсуждения рассматриваемых здесь вопросов.

Литература

1. Р. Неванлина. Однозначные аналитические функции. ГИТТЛ, М-Л., 1941.
2. Н.Н. Мейман. Некоторые свойства аналитических функций. В сб. "Вопросы физики элементарных частиц". Изд. АН Арм.ССР, Ереван, 1962.
3. И.Я. Померанчук. ЖЭТФ, 34, 725 /1958/.
4. А.А. Логунов, Нгуен Ван Хьеу, И.Т. Тодоров, О.А. Хрусталев. Асимптотические соотношения между сечениями в локальной теории поля. Препринт ОИЯИ Р-1353 Дубна 1963; см. также L.Van Hove. Phys. Lett., 5, 252 (1963).
5. A.A.Logunov, Nguyen Van Hieu, I.T.Todorov, O.A.Khrustalev. Phys. Letters /в печати/.
6. A.A.Logunov, Nguyen Van Hieu, I.T.Todorov, O.A.Khrustalev. Phys. Letters /в печати/.
7. A.Abragam et al. Phys. Lett., 2, 310 (1962).
8. O.Chamberlain, C.D.Jeffried et al. Bul. Am. Phys. Soc., 8, 33 (1963).
9. L.Michel, A.Wightman. Phys. Rev., 98, 1190 (1955).
10. С.М. Биленький, Р.М. Рындин. ЖЭТФ, 36, 1609 /1959/.

Рукопись поступила в издательский отдел
6 сентября 1963 г.