объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

Р2-85-30

В.Л.Любошиц

МАТРИЦА ЭФФЕКТИВНЫХ СЕЧЕНИЙ И ИЗОТОПИЧЕСКИЕ СООТНОШЕНИЯ МЕЖДУ СТРУКТУРНЫМИ ФУНКЦИЯМИ ИНКЛЮЗИВНЫХ ПРОЦЕССОВ

Направлено в журнал "Ядерная физика"

1985

1. В работе Подгорецкого и автора [1] были проанализированы следствия изотопической инвариантности для двойных инклюзивных сечений. Метод, развитый в [1], обобщает известный подход Шмушкевича [2]. В настоящей работе данный метод распространяется на более широкий класс процессов с участием двух выделенных адронов. Полученные на этой основе изотопические равенства и неравенства дополняют результаты ряда работ, посвященных исследованию свойств SU(2)-симметрии в инклюзивной постановке /см., напр., [3-8] /.

Рассмотрим реакции, в которых все начальные и конечные частицы - адроны, входящие в состав изотопических мультиплетов. Выделим два изомультиплета $a_1^{(t_1)}$ и $a_2^{(t_2)}$ /здесь t - изотопический спин/ и построим в изотопическом пространстве адронов a_1 и a_2 матрицу $\hat{F}^{\{b\}}$ с элементами

$$F^{\{b\}}_{m_1' m_2'; m_1 m_2} = \sum_{\{m_b\}} f^{*\{b\}\{m_b\}}_{m_1' m_2'} \; f^{\{b\}\{m_b\}}_{m_1 m_2}, \qquad /1/$$

где $f^{\{b\}}_{m_1 m_2}$ - амплитуды эксклюзивных реакций с участием адронов $a^{(t_1)}_{1m_1}$ и $a^{(t_2)}_{2m_2}$ с изоспиновыми проекциями m_1 и m_2 соответственно, символ $\{b\} = \{b_1, b_2, b_3, \dots b_n\}$ означает совокупность остальных изотопических мультиплетов, а суммирование проводится по всем возможным изоспиновым проекциям адронов, входящих в состав мультиплетов $\{b\}$. Ясно, что для данной пары a_1 и a_2 все матрицы $\hat{F}^{\{b\}}$, соответствующие разным наборам изотопических мультиплетов, а также их сумма

$$\hat{F} = \sum_{\{b\}} \hat{F}^{\{b\}} \qquad /2/$$

имеют одинаковую изоспиновую структуру, которая вытекает из SU(2)-инвариантности сильных взаимодействий.

Пусть адроны a_1 и a_2 являются начальными частицами. Тогда диагональные элементы матрицы $\hat{F}^{\{b\}}$ совпадают с эффективными сечениями реакций $a_1 + a_2 \to b_1 + b_2 + \dots b_n$, просуммированными по изоспиновым проекциям всех конечных адронов $\{b\}$. Если провести суммирование по всем неупругим каналам, получим матрицу суммарных сечений реакций, а с учетом упругого канала, - матрицу полных сечений взаимодействия начальных адронов *.

* Кроме упругого рассеяния в упругий канал включается также двухчастичная перезарядка.

Как уже говорилось, матрицы $\hat{F}^{\{b\}}$ и $\hat{F}$ имеют одну и ту же феноменологическую структуру; в связи с этим индекс $\{b\}$ мы будем в дальнейшем опускать. Ввиду изотопической инвариантности матрица $\hat{F}$ должна оставаться неизменной при любых поворотах в изотопическом пространстве, т.е. справедливо равенство

$$\hat{R}^{+} \hat{F} \hat{R} = \hat{F}, \qquad /3/$$

где $\hat{R}$ - оператор поворота для системы двух частиц.

В рассматриваемом случае матрица $\hat{R}$ представляется в стандартном виде /см., напр., [9,10] /:

$$\hat{R} = \exp[\, i \hat{\vec{\theta}} (\hat{\vec{t}}_1 + \hat{\vec{t}}_2)], \qquad /4/$$

где $\vec{\theta}$ - некоторый вектор в изотопическом пространстве /"угол поворота"/, $\hat{\vec{t}}_1$ и $\hat{\vec{t}}_2$ - векторные операторы изотопического спина первого и второго адронов соответственно. Согласно /3/-/4/, матрица $\hat{F}$ коммутирует с векторным оператором полного изотопического спина $\hat{\vec{T}} = \hat{\vec{t}}_1 + \hat{\vec{t}}_2$, т.е. с операторами суммарных проекций изотопического спина на три оси в изотопическом пространстве. Это означает, что в представлении двухчастичных состояний с определенными значениями полного изотопического спина T и суммарной изоспиновой проекции M на третью ось, матрица F должна быть диагональной, причем ее элементы не зависят от M. Таким образом,

$$\langle TM | \hat{F} | T'M' \rangle = F_T \, \delta_{TT'} \delta_{MM'}, \qquad /5/$$

где δ - символ Кронекера, $|M| \le T$, $|t_1 - t_2| \le T \le t_1 + t_2$. Из требования положительной определенности $\hat{F}$ /диагональные элементы $\hat{F}$ в любом представлении неотрицательны/ вытекает, что параметры F_T в формуле /5/ либо положительны, либо равны нулю:

$$F_T \ge 0. \qquad /6/$$

Переходя к представлению изоспиновых проекций адронов a_1 и a_2, находим

$$\langle m_1' m_2' | \hat{F} | m_1 m_2 \rangle = \sum_{T=|T_1-T_2|}^{t_1+t_2} C^{T\; m_1+m_2}_{t_1 m_1 t_2 m_2} \, C^{T\; m_1+m_2}_{t_1 m_1' t_2 m_2'} \, F_T, \qquad /7/$$

где C - коэффициенты Клебша-Гордона. Согласно /7/, недиагональные матричные элементы $\hat{F}$ могут быть отличны от нуля только при условии $m_1 + m_2 = m_1' + m_2'$. Для эффективных сечений получаем систему равенств

$$\sigma_{m_1m_2} = \sum_{T=|t_1-t_2|}^{t_1+t_2} \left(C^{T\; m_1+m_2}_{t_1m_1\; t_2m_2}\right)^2 F_T\,, \qquad /8/$$

выражающих $(2t_1+1)(2t_2+1)$ эффективных сечений через $(2t_1+1)$ или $(2t_2+1)$ неотрицательных феноменологических параметров F_T. В частности,

$$\sigma_{t_1t_2} = F_{t_1+t_2}\,, \qquad /9/$$

и в силу /6/

$$\sigma_{m_1m_2} \geq \left(C^{t_1+t_2\; m_1+m_2}_{t_1m_1\; t_2m_2}\right)^2 \sigma_{t_1t_2}\,. \qquad /10/$$

Из /8/ автоматически следует соотношение зарядовой симметрии:

$$\sigma_{m_1m_2} = \sigma_{-m_1-m_2}\,. \qquad /11/$$

2. В работе [1] изучалась ситуация, когда a_1 и a_2 - конечные адроны, а суммирование в формуле /1/ проводится по всем возможным изоспиновым проекциям начальных и остальных конечных частиц. Легко видеть, что с учетом требования изотопической инвариантности /3/ матрица $\hat F$ в этом случае по-прежнему имеет структуру /5/-/7/. Действительно, при фиксированных параметрах поворота в изотопическом пространстве матрица поворота для двух конечных частиц отличается от /4/ только знаком в показателе экспоненты. В связи с этим полученные в [1] соотношения для двухчастичных структурных функций, просуммированных по изоспиновым проекциям всех остальных /начальных и конечных/ адронов, полностью аналогичны результатам /8/-/11/ для полных сечений взаимодействия двух адронов.

3. Пусть теперь адрон a_1 является налетающей частицей или мишенью, а адрон a_2 рождается в ходе реакции. Тогда диагональные элементы матрицы $\hat F$, построенной согласно /1/-/2/, совпадают с эффективными сечениями /одночастичными структурными функциями/ инклюзивных реакций $a_{1m_1} + b \to a_{2m_2} + X$, просуммированными по изоспиновым проекциям другого начального адрона b. Таким образом,

$$\langle m_1 m_2 |\hat F| m_1 m_2\rangle = \sum_{m_b} f^{(m_2)}_{m_1 m_b}\,, \qquad /12/$$

где f - структурные функции, m_b - изоспиновая проекция адрона b. В рассматриваемом случае изотопическая инвариантность приводит

к прежнему равенству /3/, но матрица поворота $\hat R$ имеет теперь вид

$$\hat R = \exp[i\hat{\vec\theta}(\hat{\vec t}_1 - \hat{\vec t}_2)]\,. \qquad /13/$$

Появление знака "минус" в показателе экспоненты вместо знака "плюс" в формуле /4/ связано с тем, что адрон a_1 принадлежит к начальным частицам, а адрон a_2 - к конечным. Из соотношений /3/ и /13/ непосредственно следует, что матрица $\hat F$ должна коммутировать с векторным оператором разности изотопических спинов $\hat{\vec T} = \hat{\vec t}_1 - \hat{\vec t}_2$. Из коммутационных соотношений следует, что операторы $(\hat{\vec t}_1 - \hat{\vec t}_2)^2$ и $(\hat{\vec t}_1 + \hat{\vec t}_2)^2$ имеют одинаковый набор собственных значений; то же самое относится к операторам $(\hat t_1 - \hat t_2)_3$ и $(\hat t_1 + \hat t_2)_3$ /индекс 3 соответствует проекции на третью ось в изотопическом пространстве/. Отсюда ясно, что в представлении собственных состояний операторов $\hat{\vec T}^2 = (\hat{\vec t}_1 - \hat{\vec t}_2)^2$ и $T_3 = (\hat t_1 - \hat t_2)_3$ матрица $\hat F$ имеет прежний вид /5/ с теми же ограничениями

$$F_T \geq 0, \quad |M| \leq T, \quad |t_1 - t_2| \leq T \leq t_1 + t_2\,, \qquad /6'/$$

однако вместо формулы /7/ мы должны написать

$$\langle m_1' m_2' |\hat F| m_1 m_2\rangle = \sum_{T=|t_1-t_2|}^{t_1+t_2} C^{T\; m_1-m_2}_{t_1m_1\; t_2-m_2}\, C^{T\; m_1-m_2}_{t_1m_1'\; t_2-m_2'}\, F_T\,. \qquad /14/$$

В итоге получаем

$$\sum_{m_b} f^{(m_2)}_{m_1m_b} = \sum_{T=|t_1-t_2|}^{t_1+t_2} \left(C^{T\; m_1-m_2}_{t_1m_1\; t_2-m_2}\right)^2 F_T\;; \quad \sum_{m_b} f^{(-t_2)}_{t_1m_b} = F_{t_1+t_2}\;; \qquad /15/$$

$$\sum_{m_b} f^{(m_2)}_{m_1m_b} \geq \left(C^{t_1+t_2\; m_1-m_2}_{t_1m_1\; t_2-m_2}\right)^2 \sum_{m_b} f^{(-t_2)}_{t_1m_b}\;; \qquad /16/$$

$$\sum_{m_b} f^{(m_2)}_{m_1m_b} = \sum_{m_b} f^{(-m_2)}_{-m_1m_b}\,. \qquad /17/$$

Из /15/ также следует, что если изотопические спины адронов a_1 и a_2 одинаковы ($t_1 = t_2$), то сумма $\sum_{m_b} f^{(m_2)}_{m_1m_b}$ симметрична относительно перестановки изоспиновых проекций начального и конечного адронов, т.е. выполняются дополнительные соотношения

$$\sum_{m_b} f^{(m_2)}_{m_1m_b} = \sum_{m_b} f^{(m_1)}_{m_2m_b}\,. \qquad /18/$$

Общее соотношение для элементов матрицы $\hat{F}$, включающее три рассмотренных выше случая, может быть представлено в виде:

$$\langle m_1' m_2' | \hat{F} | m_1 m_2 \rangle = \sum_{T=|t_1-t_2|}^{t_1+t_2} C^{T\ \eta_1 m_1+\eta_2 m_2}_{t_1\eta_1 m_1\ t_2\eta_2 m_2} C^{T\ \eta_1 m_1+\eta_2 m_2}_{t_1\eta_1 m_1'\ t_2\eta_2 m_2'} F_T , \qquad /19/$$

где $\eta_{1,2} = +1$, если соответствующий адрон начальный, и $\eta_{1,2} = -1$, если соответствующий адрон конечный.

4. Перейдем к конкретным примерам. Сначала рассмотрим изотопические соотношения для полных сечений взаимодействия двух адронов /или эффективных сечений эксклюзивных реакций, просуммированных по всем возможным изоспиновым проекциям конечных частиц/.

а/ $\bar{N}N$, NN, KN, $\bar{K}N$ -взаимодействия ($t_1 = t_2 = 1/2$)

Согласно /7/-/11/, сечения взаимодействия нуклонов с антинуклонами выражаются через два положительных параметра:

$$\sigma_{\bar{p}n} = \sigma_{\bar{n}p} = F_1 , \quad \sigma_{\bar{p}p} = \sigma_{\bar{n}n} = \frac{1}{2}F_0 + \frac{1}{2}F_1 ,$$

$$\langle p\bar{p} | \hat{F} | n\bar{n} \rangle = \langle n\bar{n} | \hat{F} | p\bar{p} \rangle = -\frac{1}{2}F_0 + \frac{1}{2}F_0 . \qquad /20/$$

Отсюда имеем

$$\sigma_{\bar{n}p} - \sigma_{\bar{p}p} = \langle p\bar{p} | \hat{F} | n\bar{n} \rangle . \qquad \sigma_{\bar{n}p} < 2\sigma_{\bar{p}p} . \qquad /21/$$

Точно так же, в случае взаимодействия нуклонов с нуклонами, имеем:

$$\sigma_{pp} = \sigma_{nn} \le 2\sigma_{np} . \qquad \langle np | \hat{F} | pn \rangle = \sigma_{pp} - \sigma_{np} . \qquad /22/$$

Аналогичные соотношения справедливы для полных сечений взаимодействия $K(\bar{K})$ -мезонов с нуклонами:

$$\langle K^\circ p | \hat{F} | K^+ n \rangle = \langle K^+ n | \hat{F} | K^\circ p \rangle = \sigma_{K^+p} - \sigma_{K^\circ p} = \sigma_{K^\circ n} - \sigma_{K^+n} ;$$

$$\sigma_{K^+p} \le 2\sigma_{K^\circ p} ; \qquad /23/$$

$$\langle K^- p | \hat{F} | K^\circ n \rangle = \langle K^\circ n | \hat{F} | K^- p \rangle = \sigma_{\bar{K}^\circ p} - \sigma_{K^-p} = \sigma_{K^-n} - \sigma_{\bar{K}^\circ n} . \qquad /24/$$

$$\sigma_{\bar{K}^\circ p} \le 2\sigma_{K^-p} .$$

Заметим, что с помощью матриц Паули $\hat{\vec{\sigma}}_1$ и $\hat{\vec{\sigma}}_2$ матрицу эффективных сечений при $t_1 = t_2 = 1/2$ можно записать в виде:

$$\hat{F} = \frac{1}{4}(F_0 + 3F_1) + \frac{1}{4}(F_1 - F_0)(\hat{\vec{\sigma}}_1 \hat{\vec{\sigma}}_2). \qquad /25/$$

б/ πN -взаимодействие ($t_1 = 1$, $t_2 = 1/2$).

Согласно /7/-/11/,

$$\left.\begin{aligned} \sigma_{\pi^+p} &= \sigma_{\pi^-n} = F_{3/2} \\ \sigma_{\pi^-p} &= \sigma_{\pi^+n} = \frac{2}{3}F_{1/2} + \frac{1}{3}F_{3/2} \\ \sigma_{\pi^\circ p} &= \sigma_{\pi^\circ n} = \frac{1}{3}F_{1/2} + \frac{2}{3}F_{3/2} \end{aligned}\right\} \qquad /26/$$

Отсюда следует, что полные сечения взаимодействия π-мезонов с протонами удовлетворяют равенству

$$\sigma_{\pi^+p} + \sigma_{\pi^-p} = 2\sigma_{\pi^\circ p} \qquad /27/$$

и неравенствам

$$\sigma_{\pi^-p} \ge \frac{1}{3}\sigma_{\pi^+p} , \quad \sigma_{\pi^\circ p} \ge \frac{2}{3}\sigma_{\pi^+p} , \qquad /28/$$

$$\frac{1}{2} \le \sigma_{\pi^-p} / \sigma_{\pi^\circ p} \le 2. \qquad /29/$$

Недиагональные элементы матрицы $\hat{F}$ выражаются через разность сечений π^+p и π^-p -взаимодействий:

$$\langle \pi^- p | \hat{F} | \pi^\circ n \rangle = \langle \pi^\circ n | \hat{F} | \pi^- p \rangle = \langle \pi^+ n | \hat{F} | \pi^\circ p \rangle =$$

$$= \langle \pi^\circ p | \hat{F} | \pi^+ n \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(\sigma_{\pi^+p} - \sigma_{\pi^-p}). \qquad /30/$$

5. Представление /7/ справедливо также и для матрицы $\hat{g}$, составленной из амплитуд упругого рассеяния и двухчастичной перезарядки адронов a_1 и a_2, но в этом случае положительные величины F_T следует заменить комплексными параметрами g_T. Из условия унитарности /оптической теоремы/ вытекает, что при рассеянии на нулевой угол

$$\mathrm{Im}\, g_T(0) \ge 0 . \qquad /31/$$

причем матрица $\hat{g}(0)$ и матрица полного сечения взаимодействия адронов a_1 и a_2 связаны соотношением

$$\frac{4\pi}{k}\,\mathrm{Im}\,\hat{g}(0) = \hat{F}, \qquad /32/$$

где k - модуль импульса одного из сталкивающихся адронов в их с.ц.и.

В частности,

$$\mathrm{Im}\,g_{\bar{p}p\to\bar{n}n}(0) = \frac{k}{4\pi} < \bar{n}n|\hat{F}|\bar{p}p> = \frac{k}{4\pi}(\sigma_{\bar{n}p} - \sigma_{\bar{p}p}),$$

$$\mathrm{Im}\,g_{\pi^-p\to\pi^\circ n}(0) = \frac{k}{4\pi} < \pi^\circ n|\hat{F}|\pi^- p> = \frac{k}{4\sqrt{2}\,\pi}(\sigma_{\pi^+p} - \sigma_{\pi^-p}). \qquad /33/$$

6. Рассмотрим связь между одночастичными структурными функциями

$$f^{(a_2)}_{a_1C} = E_{a_2}\,\frac{d^3\sigma^{(a_2)}_{a_1C}}{d^3\vec{p}_{a_2}}$$

инклюзивных реакций $a_1 + C \to a_2 + X$, где C - адрон или ядро с изотопическим спином $t = 0$ /в частности, речь может идти о множественных процессах на углеродной мишени/.

а/ $\underline{\pi + C \to \pi + X}$

Согласно формулам /15/, /17/ и /18/, имеем

$$f^{(\pi^+)}_{\pi^-C} = f^{(\pi^-)}_{\pi^+C} = F_2, \quad f^{(\pi^+)}_{\pi^+C} = f^{(\pi^-)}_{\pi^-C} = \frac{1}{3}F_0 + \frac{1}{2}F_1 + \frac{1}{6}F_2,$$

$$f^{(\pi^\circ)}_{\pi^-C} = f^{(\pi^\circ)}_{\pi^+C} = f^{(\pi^-)}_{\pi^\circ C} = f^{(\pi^+)}_{\pi^\circ C} = \frac{1}{2}F_1 + \frac{1}{2}F_2, \quad f^{(\pi^\circ)}_{\pi^\circ C} = \frac{1}{3}F_0 + \frac{2}{3}F_2. \qquad /34/$$

Отсюда следует равенство

$$f^{(\pi^\circ)}_{\pi^\circ C} = f^{(\pi^+)}_{\pi^+C} + f^{(\pi^-)}_{\pi^+C} - f^{(\pi^\circ)}_{\pi^+C}. \qquad /35/^*$$

---

* Соотношение /35/ может быть получено также непосредственно на основе метода Шмушкевича /2/ с учетом свойств симметрии /17/-/18/. Действительно, согласно принципу Шмушкевича,

$$f^{(\pi^\circ)}_{\pi^\circ C} + f^{(\pi^\circ)}_{\pi^+C} + f^{(\pi^\circ)}_{\pi^-C} = f^{(\pi^+)}_{\pi^+C} + f^{(\pi^+)}_{\pi^-C} + f^{(\pi^+)}_{\pi^\circ C}.$$

Так как $f^{(\pi^\circ)}_{\pi^-C} = f^{(\pi^+)}_{\pi^\circ C}$, отсюда сразу следует /35/ /см.в связи с этим /1,7/ /.

Представляют интерес неравенства, вытекающие из /34/ с учетом положительности параметров F_0, F_1 и F_2:

$$f^{(\pi^+)}_{\pi^-C} \le 6f^{(\pi^-)}_{\pi^-C}, \quad f^{(\pi^+)}_{\pi^-C} \le 2f^{(\pi^\circ)}_{\pi^-C}, \quad f^{(\pi^\circ)}_{\pi^-C} \le 3f^{(\pi^-)}_{\pi^-C}. \qquad /36/$$

Аналогичные неравенства можно написать и для средних множественностей π-мезонов, рождающихся, например, в процессах $\pi^- + C \to \pi^- + X$, $\pi^- + C \to \pi^+ + X$, $\pi^- + C \to \pi^\circ + X$:

$$\frac{<n^{(\pi^+)}_{\pi^-C}>}{<n^{(\pi^-)}_{\pi^-C}>} \le 6, \quad \frac{<n^{(\pi^+)}_{\pi^-C}>}{<n^{(\pi^\circ)}_{\pi^-C}>} \le 2, \quad \frac{<n^{(\pi^\circ)}_{\pi^-}>}{<n^{(\pi^-)}_{\pi^-C}>} \le 3. \qquad /37/$$

б/ $\underline{N + C \to \pi + X, \ \bar{N} + C \to \pi + X, \ K + C \to \pi + X, \ \bar{K} + C \to \pi + X}$.

С учетом /15/, /17/ имеем:

$$f^{(\pi^-)}_{pC} = f^{(\pi^+)}_{nC} = F_{3/2}, \quad f^{(\pi^+)}_{pC} = f^{(\pi^-)}_{nC} = \frac{2}{3}F_{1/2} + \frac{1}{3}F_{3/2}, \quad f^{(\pi^\circ)}_{pC} = f^{(\pi^\circ)}_{nC} = \frac{1}{3}F_{1/2} + \frac{2}{3}F_{3/2} \qquad /38/$$

где $F_{1/2}$ и $F_{3/2}$ - положительные параметры. Отсюда находим

$$f^{(\pi^+)}_{pC} + f^{(\pi^-)}_{pC} = 2f^{(\pi^\circ)}_{pC}, \quad f^{(\pi^-)}_{pC} \le 3f^{(\pi^+)}_{pC}, \quad f^{(\pi^\circ)}_{pC} \le 2f^{(\pi^+)}_{pC}, \quad f^{(\pi^-)}_{pC} \le \frac{3}{2}f^{(\pi^\circ)}_{pC}. \qquad /39/$$

Для средних множественностей пионов в инклюзивном процессе $p + C \to \pi + X$ получаем ограничения

$$\frac{<n^{(\pi^-)}_{pC}>}{<n^{(\pi^+)}_{pC}>} \le 3, \quad \frac{<n^{(\pi^\circ)}_{pC}>}{<n^{(\pi^+)}_{pC}>} \le 2, \quad \frac{<n^{(\pi^-)}_{pC}>}{<n^{(\pi^\circ)}_{pC}>} \le \frac{3}{2}. \qquad /40/$$

Соотношения /39/ и /40/ справедливы и для реакций $\bar{n} + C \to \pi + X$, $K^+ + C \to \pi + X$, $\bar{K}^\circ + C \to \pi + X$ с очевидными заменами $p \to \bar{n}$, $p \to K^+$, $p \to K^\circ$ соответственно. При переходе к процессам $K^\circ + C \to \pi + X$, $\bar{p} + C \to \pi + X$, $K^- + C \to \pi + X$ в формулах /39/ и /40/ следует дополнительно произвести замену $\pi^+ \rightleftarrows \pi^-$.

в/ $\underline{\pi + C \to N + X, \ \pi + C \to \bar{N} + X, \ \pi + C \to K + X, \ \pi + C \to \bar{K} + X}$

Для рассматриваемых реакций выполняются соотношения /38/-/40/ с перестановкой верхних и нижних индексов. В частности,

$$\frac{<n^{(p)}_{\pi^-C}>}{<n^{(n)}_{\pi^-C}>} = \frac{<n^{(n)}_{\pi^+C}>}{<n^{(p)}_{\pi^+C}>} \le 3. \qquad /41/$$

При переходе к процессам $\pi + C \to \bar{N} + X$, $\pi + C \to K + X$, $\pi + C \to \bar{K} + X$ в формуле /41/ производится соответствующая замена индексов: $p \to \bar{n}$, $n \to p$; $p \to K^+$, $n \to K^\circ$; $p \to \bar{K}^\circ$, $n \to K^-$.

г/ $N(\bar{N}, K, \bar{K}) + C \to N(\bar{N}, K, K) + X$

Для определенности рассмотрим процесс $N + C \to K + X$; формулы /15/, /17/, /18/ в этом случае дают

$$f_{pC}^{(K^\circ)} = f_{nC}^{(K^+)} = F_1; \quad f_{nC}^{(K^\circ)} = f_{pC}^{(K^+)} = \frac{1}{2} F_0 + \frac{1}{2} F_1, \qquad /42/$$

где $F_1 \geq 0$, $F_2 \geq 0$. Из /42/ следует неравенство

$$f_{pC}^{(K^\circ)} \leq 2 f_{pC}^{(K^+)}. \qquad /43/$$

Отсюда находим:

$$\langle n_{pC}^{(K^\circ)} \rangle / \langle n_{pC}^{(K^+)} \rangle \leq 2. \qquad /44/$$

Для остальных реакций получаются такие же соотношения с соответствующей заменой индексов.

Автор выражает благодарность М.И.Подгорецкому за интерес к работе и полезные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Любошиц В.Л., Подгорецкий М.И. ЯФ, 1975, т.21, с.205.
2. Шмушкевич И.М. ДАН СССР, 1955, т.103, с.235.
3. Lipkin H.J., Peshkin M. Phys.Lett., 1972, vol.28, p.862.
4. Llewellyn-Smith C.H., Pais A. Phys.Rev.Lett., 1972, vol.28, p.865.
5. Honercamp J., Mütter K.H. Nucl.Phys., 1972, vol.B38, p.565.
6. Гришин В.Г. ЯФ, 1973, т.7, с.134.
7. Kyriakopoulos E. Nuovo Cim., 1974, vol.20A, p.537.
8. Kyriakopoulos E. Nuovo Cim., 1974, vol.20A, p.559.
9. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Квантовая механика. Нерелятивистская теория. "Наука", М., 1974, §58.
10. Балдин А.М. и др. Кинематика ядерных реакций. Атомиздат, М., 1968, ч.2, §49.

Рукопись поступила в издательский отдел
16 января 1985 года.

Любошиц В.Л. Р2-85-30

Матрица эффективных сечений и изотопические соотношения между структурными функциями инклюзивных процессов

Построена положительно-определенная матрица эффективных сечений в изотопическом пространстве двух выделенных адронов a_1 и a_2, инвариантная относительно любых преобразований группы изотопических поворотов SU(2). Свойства этой матрицы определяют единый класс изотопических соотношений для полных сечений взаимодействия адронов a_1 и a_2, двухчастичных структурных функций инклюзивных процессов $b_1 + b_2 \to a_1 + a_2 + X$ и одночастичных структурных функций инклюзивных процессов $a_1 + b \to a_2 + X$.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1985

Перевод О.С.Виноградовой

Р2-85-30