СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
Дубна

Р2-5231

Л.И. Лапидус, А.В. Тарасов, Ч. Цэрэн

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

О СЕЧЕНИИ ПРОЦЕССА $\bar{K}d \to KY_1 Y_2$

1970

P2-5231

Л.И. Лапидус, А.В. Тарасов, Ч. Цэрэн

8509/1 пр

О СЕЧЕНИИ ПРОЦЕССА $\bar{K}d \to KY_1 \; Y_2$

В работе авторов[1] обращалось внимание на существование специфических процессов взаимодействия $\bar{K}$ -мезонов с ядрами, приводящих к рождению пар гиперонов и K -мезонов, в некотором смысле аналогичных двойной перезарядке π -мезонов на ядрах.

Такие процессы только начинают изучаться экспериментально и поэтому полезно иметь явные выражения для оценки их сечений.

Ниже показано, что сечение процесса $\bar{K}d \to K Y_1 Y_2$ просто связано с сеченнями процессов однократного столкновения элементарных частиц с нуклонами.

Для определенности рассмотрим пионную цепочку в реакции

$\bar{K}d \to K Y_1 Y_2$ $(\bar{K}d \to \pi Y_1 N_2 \to K \; Y_1 Y_2)$.

Матричный элемент этого процесса в низшем по взаимодействиям порядке, приводящим к конечному состоянию KY_1Y_2 , может быть представлен в виде:

$$M = \int \frac{T_2(-\Delta, q, p_2, k')T_1(\Delta, k, p_1, q)\,\delta(\Delta + k - q - p_1)}{[2m + \epsilon(k) - \omega(q) - \tilde{\tilde{E}}(p \;) - E \;(-\Delta) + i0]} \times \qquad (1)$$

$$\times \; d\Delta \frac{dq}{2\omega(q)} \Phi(\Delta) \sqrt{\frac{M_d}{E_1(\Delta)E_2(-\Delta)}},$$

где k, k' – импульсы $\bar{K}$– и K –мезонов; p_1, p_2 – импульсы образующихся гиперонов; q –импульс промежуточного пиона; Δ – импульс нуклонов в дейтроне; $\Phi(\Delta)$ – волновая функция дей трона в импульсном представлении; m – и M_d – масса нуклона и дейтрона.

Для сечения имеем

$$\sigma = \int (2\pi)^4 \delta[2m + \epsilon(k) - \overset{\approx}{E}(p_1) - \overset{\approx}{E}(p_2) - \epsilon(k')] \times$$

$$\times \delta(k - p_1 - p_2 - k') \frac{|M|^2}{4M_d |k|} \frac{dk' dp_1 dp_2}{(2\pi)^9 2\overset{\approx}{E}(p_1) 2\overset{\approx}{E}(p_2) 2\epsilon(k')} . \tag{2}$$

Подставляя (1) в (2) и исключая интегрирование по промежуточному импульсу π –мезона, получим

$$\sigma = \int (2\pi)^4 \delta[2m + \epsilon(k) - \overset{\approx}{E}(p_1) - \overset{\approx}{E}(p_2) - \epsilon(k')] \times$$

$$\times \frac{\delta(k - p_1 - p_2 - k') dk' dp_1 dp_2}{4E_1(\Delta)E_2(-\Delta)|k|(2\pi)^9 2\overset{\approx}{E}(p_1) 2\overset{\approx}{E}(p_2) 2\epsilon(k')} \times$$

$$\times \int \frac{\Phi^*(\Delta_1) T_1^*(\Delta_1, k, p_1, \Delta_1 + k - p_1) T_2^*(-\Delta_1, \Delta_1 + k - p_1, p_2, k') d\Delta_1}{[2m + \epsilon(k) - \omega(\Delta_1 + k - p_1) - \overset{\approx}{E}(p_1) - E_2(\Delta_1) - i0]\, 2\omega(\Delta_1 + k - p_1)} \times \tag{3}$$

$$\times \int \frac{T_2(-\Delta_2, \Delta_2 + k - p_1, p_2, k') T_1(\Delta_2, k, p_1, \Delta_2 + k - p_1) \Phi(\Delta_2) d\Delta_2}{[2m + \epsilon(k) - \omega(\Delta_2 + k - p_1) - \overset{\approx}{E}(p_1) - E(-\Delta_2) + i0]\, 2\omega(\Delta_2 + k - p_1)} .$$

Учитывая, что волновая функция дейтрона имеет максимум при малых Δ ($\approx 1F^{-1}$), резко спадая при больших Δ, можно пренебречь зависимостью амплитуд (если только импульс налетающего K –мезона много больше $1F^{-1}$) от импульсов нуклонов в дейтроне. Пренебречь зависимостью пропагаторов от Δ_1 и Δ_2 нельзя, поскольку это приведет к появлению неинтегрируемого выражения типа

$$\frac{1}{(E - E_1 + i0)(E - E_1 - i0)} .$$

Поэтому предварительно преобразуем произведение пропагаторов к виду

$$\frac{1}{\omega(\Delta_2 + k - p_1) + E_2(-\Delta_2) - \omega(\Delta_1 + k - p_1) - E_2(\Delta_1) - i0} \times$$

$$\times \left[\frac{1}{2m + \epsilon(k) - \omega(\Delta_2 + k - p_1) - \overset{\approx}{E}(p_1) - E_2(-\Delta_2) + i0} - \right. \tag{4}$$

$$\left. - \frac{1}{2m + \epsilon(k) - \omega(\Delta_1 + k - p_1) - \overset{\approx}{E}(p_1) - E_2(\Delta_1) - i0} \right].$$

Выражение в квадратной скобке уже не имеет сингулярности при $\Delta_{1,2} = 0$. Поэтому пренебрегаем в нем зависимостью от $\Delta_{1,2}$. Тогда оно превратится в

$$-2\pi i \delta[m + \epsilon(k) - \omega(k - p_1) - E(p_1)].$$

В выражении, стоящем перед квадратной скобкой в (4), учтём лишь наиболее сингулярную часть:

$$\frac{1}{\frac{(k - p_1)(\Delta_2 - \Delta_1)}{\omega(k - p_1)} - i0} .$$

Таким образом, для сечения получаем

$$-i\int\frac{\Phi^*(\Delta_1)\Phi(\Delta_2)d\Delta_1 d\Delta_2}{(k-p_1)(\Delta_2-\Delta_1)-i0}\frac{1}{(2\pi)^4}\frac{1}{128}\times$$

$$\times\int\delta(k-p_1-p_2-k')\delta\,[2m+\epsilon(k)-\tilde{\tilde{E}}(p_1)-\tilde{\tilde{E}}(p_2)-\epsilon(k')]\times$$

$$\times\delta[m+\epsilon(k)-\omega(k-p_1)-\tilde{\tilde{E}}(p_1)]\,dp_1dp_2dk'\times \qquad (5)$$

$$\times\frac{|T_1(0,k,k-p_1,p_1)|^2|T_2(0,k-p_1,p_2,k')|^2}{\tilde{\tilde{E}}(p_1)\tilde{\tilde{E}}(p_2)\epsilon(k')m_1m_2|k|\omega(k-p_1)}.$$

Рассмотрим теперь интеграл

$$-i\int\frac{\Phi^*(\Delta_1)\Phi(\Delta_2)d\Delta_1 d\Delta_2}{q(\Delta_2-\Delta_1)-i0}\qquad(q=k-p_1)$$

Переходя к координатному представлению для волновых функций, получим

$$-i\int\frac{1}{(2\pi)^6}\Phi^*(r_1)e^{-i\Delta_1 r_1}\Phi(r_2)e^{i\Delta_2 r_2}\,dr_1dr_2\times$$

$$\times\frac{d\Delta_1 d\Delta_2}{q(\Delta_2-\Delta_1)+i0}.$$

Введем

$$\Delta=\frac{\Delta_1+\Delta_2}{2}\qquad\text{и}\qquad\Delta'=\Delta_2-\Delta_1$$

и перепишем (6) в виде

$$-\frac{i}{(2\pi)^6}\int\frac{\Phi^*(r_1)\Phi(r_2)e^{i\Delta(r_2-r_1)}e^{-i(r_1+r_2)\frac{\Delta}{2}}\,dr_1dr_2\,d\Delta\,d\Delta'}{\Delta' q-i0}=$$

$$=-\frac{i}{(2\pi)^3}\int\frac{|\Phi(r)|^2e^{-ir\Delta'}\,d\Delta'\,dr}{\Delta' q-i0}.$$

Разделяем интегрирования по продольным и поперечным импульсам с учётом того, что

$$\int e^{is\Delta_\perp}d^2\Delta_\perp=(2\pi)^2\delta(s)$$

и

$$\int\frac{e^{iz\Delta_z}d\Delta_z}{\Delta_z-i0}=2\pi i\,\theta(z),$$

имеем (за ось z выбрано направление вектора q)

$$-\frac{i}{(2\pi)^3}\int|\Phi(\sqrt{z^2+s^2})|^2d^2\Delta'_\perp\,d\Delta'_z\,\frac{e^{is\Delta'_\perp}e^{iz\Delta'_z}\,d^2s\,dz}{\Delta' q-i0}\cong$$

$$\cong\frac{1}{|q|}\int|\Phi(z)|^2\theta(z)\,dz=\frac{1}{|q|}\int_0^\infty|\Phi(r)|^2dr= \qquad (6)$$

$$=\frac{1}{|q|}\frac{1}{4\pi}\int_0^\infty|\Phi(r)|^2\frac{r^2dr}{r^2}4\pi=\frac{1}{|q|}\frac{1}{4\pi}\left\langle\frac{1}{r^2}\right\rangle.$$

Вводя в (5) снова импульс промежуточного пиона с помощью дельта-функции

$$\delta(k-p_1-q)\,dq$$

и учитывая, что

$$\delta[\,2m+\epsilon(k)-\tilde{\tilde{E}}(p_1)-\tilde{\tilde{E}}(p_2)-\epsilon(k')\,]\times$$

$$\times\,\delta[\,m+\epsilon(k)-\omega(q)-\tilde{\tilde{E}}(p_1)]\equiv$$

$$\equiv\delta[\,m+\epsilon(k)-\omega(q)-\tilde{\tilde{E}}(p_1)\,]\times$$

$$\times\,\delta[\,m+\omega(q)-\tilde{\tilde{E}}(p_2)-\epsilon(k')\,],$$

$$\delta(k-p_1-p_2-k')\,\delta(k-p_1-q)\equiv$$

$$\equiv\delta(k-p_1-q)\,\delta(q-p_2-k').$$

Получим для (5) окончательно

$$\sigma=\frac{1}{4\pi}\left\langle\frac{1}{r^2}\right\rangle\int\frac{|T_1(0,k,q,p_1)|^2\,dp_1dq}{(2\pi)^6\,2\omega(q)\,2\tilde{\tilde{E}}(p_1)\,4m_1|k|}\times$$

$$\times\,(2\pi)^4\,\delta[\,m+\epsilon(k)-\omega(q)-\tilde{\tilde{E}}(p_1)]\,\delta(k-p_1-q)\times$$

$$\times\int\frac{|T_2(0,q,k',p_2)|^2\,dk'dp_2}{(2\pi)^6\,2\epsilon(k')\,2\tilde{\tilde{E}}(p_2)\,4m_2|q|}\times$$

$$\times\,(2\pi)^4\,\delta[\,m+\omega(q)-\tilde{\tilde{E}}(p_2)-\epsilon(k')\,]\,\delta(q-p_2-k'), \qquad (7)$$

что и приводит непосредственно к формуле (19) работы [1].

Литература

1. *Л.И. Лапидус, А.В. Тарасов, Ч. Цэрэн. Препринт ОИЯИ Р2-5028, Дубна 1970.*

Рукопись поступила в издательский отдел

6 июля 1970 года.