

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



4/7-77

P2 - 10442

Ц-979

2506/2-77
Ч.Цэрэн

ДВОЙНАЯ ПЕРЕЗАРЯДКА К-МЕЗОНОВ
В ИНКЛЮЗИВНЫХ РЕАКЦИЯХ

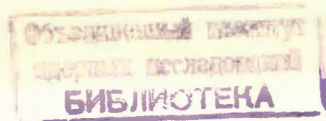
1977

P2 - 10442

Ч.Цэрэн

ДВОЙНАЯ ПЕРЕЗАРЯДКА К-МЕЗОНОВ
В ИНКЛЮЗИВНЫХ РЕАКЦИЯХ

Направлено в ЯФ



Цэрэн Ч.

P2 - 10442

Двойная перезарядка K-мезонов в инклюзивных реакциях

Проведен расчет сечений инклюзивной двойной перезарядки K^+ -мезонов на нуклоне. Из всех рассмотренных механизмов процесса основной вклад в сечение двойной перезарядки K-мезонов дают резонансы в прямом канале KK -рассеяния. Проведенная оценка ветвлений в эйкональном приближении показывает, что их вклад мал. В работе приводятся расчеты вклада и других механизмов.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1977

Tseren Ch.

P2 - 10442

Double Charge Exchange of K-Mesons in the Inclusive Reactions

The calculation of the cross-section for double charge exchange of K-mesons in the inclusive reactions at high energies has been carried out.

It is shown that the resonance contribution to the inclusive cross-section is dominated. The cut contribution calculated in the eikonal approximation turned out to be negligibly small. The contributions of different mechanisms are considered.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1977

Реакции с двойным изменением странности рассеиваемых частиц пока еще очень слабо изучены, что, видимо, объясняется малостью их сечения. Тем не менее уже существующие данные поставили ряд вопросов ^{/1/}, на которые пока нет определенного ответа.

В этой работе предпринято изучение инклюзивных реакций с двойным изменением странности K-мезонов



Как показали расчеты, сечение этих реакций не мало, так что данная проблема должна вызвать интерес у экспериментаторов.

Для вычисления сечения этого процесса в настоящей работе предлагается модель, аналогичная модели однопионного обмена, использованной в работе ^{/2/} для расчета процесса инклюзивной двойной перезарядки π -мезонов.

1. Модель

В качестве основной диаграммы, описывающей реакцию /1a/, рассмотрим следующую /рис. 1/.

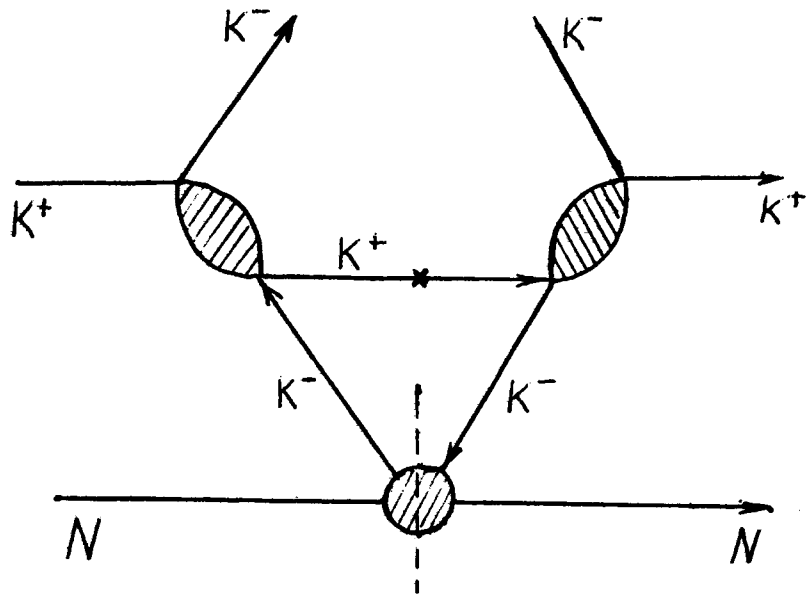


Рис. 1

Крестом на диаграмме помечена частица, находящаяся на массовой поверхности. Пунктиром указана абсорбционная часть амплитуды KN-рассеяния. В случае реакции /16/ следует изменить знаки всех K-мезонов на рис. 1. Из сравнения диаграммы на рис. 1 с диаграммой, описывающей двойную перезарядку π -мезонов /2/ /подробнее о модели OPE см. /3/ /, видно, что они отличаются лишь заменой пионов на K-мезоны. Такая замена должна сопровождаться уменьшением сечения. Это происходит по следующим причинам:

1/ пропагатор K-мезона подавлен по сравнению с пионным из-за различия масс; 2/ правило Цвейга подавляет вклад большинства мезонных резонансов в прямом канале амплитуды K^+K^- -рассеяния; 3/ $\sigma_{tot}^{KP} < \sigma_{tot}^{\pi P}$; 4/ при небольших энергиях уменьшение сечения связано с рождением дополнительного K-мезона. Отметим еще одно важное отличие реакции /1/ от процесса двойной перезарядки пионов. В последнем случае,

как показано в /2/, вклад ветвлений в амплитуду $\pi^+ + \pi^- \rightarrow \pi^- + \pi^+$ мал и π^- -мезоны в основном рождаются от распада резонансов ρ, f, \dots . Даже если резонансу отвечает значение $x_r \approx 1$ ($x = 2p_{||} / \sqrt{s}$ - инвариантная фейнмановская переменная), то максимальное значение x , которое может иметь частица от распада резонанса, равно

$$x_{max} \approx \frac{1}{2} (1 + v^*), \quad /2/$$

где v^* - скорость движения частиц от распада резонанса в системе покоя резонанса. В случае перезарядки π^- -мезонов $v^* = 1 - \mu^2 / 2(p^*)^2$; где μ - масса пиона, p^* - импульс пиона в системе покоя резонанса. Этим объясняется то, что распределение по x образовавшихся пионов тянется до $x \approx 1$. /2/ В реакциях /1a/ и /1б/

$$v^* = \left(1 - \frac{4m_k^2}{m_r^2}\right)^{1/2}, \quad \text{где } m_k \text{ и } m_r \text{ - массы каона и резонанса соответственно.}$$

Отсюда и из /2/ находим максимальные значения x , при которых возможен вклад различных резонансов в сечение реакций /1/. Для $S^*(993)$ $x_{max} = 0,55$; для $\Phi(1020)$ $x_{max} = 0,625$; для $f'(1514)$ $x_{max} = 0,88$. Существование резонансов с большей массой, распадающихся на $K\bar{K}$, не является твердо установленным, кроме того, их вклад в /1/ подавлен из-за высокого значения спина.

Таким образом, K-мезонам в реакциях /1/, возникшим от распада резонансов, отвечают значения $x < 0,9$.

Запишем теперь выражение для инвариантного сечения процессов /1/ $\sigma_{inv}(s, t, x) \equiv \frac{1}{s} \frac{d^2\sigma}{dt dM^2}$, соответствующее диаграмме на рис. 1.

$$\sigma_{inv}(s, t, x) = \frac{(1-x)}{2^8 \pi^6} \int_0^\infty \frac{du}{(m_k^2 + u)^2} \int_{z_{min}}^{z_{max}} \sigma_{tot}^{kN}(z, u) dz \int_0^\pi |T^{kk}(s'; t, u)|^2 d\phi. \quad /3/$$

Здесь s - квадрат полной энергии в с.ц.и. реакции /1/; t - квадрат переданного 4-импульса в этом процессе; $z = M_1^2 / M^2$, где M - эффективная масса системы частиц X в реакции /1/, M_1 - эффективная масса частиц, рожденных при взаимодействии виртуального K^- -мезона с нуклоном; $(-u)$ - квадрат 4-импульса вир-

туального K^- -мезона на *рис. 1*. Зависимость от $u\sigma_{tot}^{kN}$ и T^{kk} - амплитуды процесса $K^+ + K^- \rightarrow K^- + K^+$ запишем в виде

$$\sigma_{tot}^{kN}(z,u) |T^{kk}(s',u,t)|^2 \approx \sigma_{tot}^{kN}(z) |T^{kk}(s',t)|^2 e^{R_u^2}, \quad /4/$$

где R^2 - неизвестный параметр. Через s' в /3/ обозначен квадрат полной энергии в с.ц.и. реакции $K^+ + K^- \rightarrow K^- + K^+$ на *рис. 1*. Как показано в /2/,

$$s' = 2m_k^2 + \frac{s}{M^2} \{ m_k^2 + u - t + 2tz + 2|t|^{1/2} [-z(m_k^2 + u - t) + u - tz^2]^{1/2} \cos\phi \}. \quad /5/$$

Здесь ϕ - азимутальный угол между поперечными составляющими переданного импульса в реакции $K^+ + K^- \rightarrow K^- + K^+$ и импульса виртуального K^- -мезона, показанного на *рис. 1*. Заметим, что /5/ записано более аккуратно, чем в /2/, где пренебрегалось массой π -мезона. Интегрирование по z в /3/ ведется от $z_{min} = (m_k + m_N)^2 / M^2$ до z_{max} найденного в /2/.

$$z_{max} = \frac{1}{2|t|} [m_k^2 + u - t - \sqrt{(m_k^2 + u - t)^2 + 4ut}]. \quad /6/$$

2. Реакция $K^+ + N \rightarrow K^- + X$

В случае реакции /1a/ в нижний блок диаграммы на *рис. 1* входит амплитуда процесса K^+N упругого рассеяния. Квантовые числа в s -канале этого процесса являются экзотическими, т.е. нет резонансов, которые могли бы дать вклад в s -канал. В соответствии с концепцией дуальности в перекрестном канале этой реакции имеется только один полюс - вакуумный. Поэтому $\sigma_{tot}^{k^+N}$ не должно убывать с энергией, что соответствует экспериментальной ситуации. Из сказанного вытекают следующие выводы:

1/ в сечении реакции /1a/ должен наблюдаться так называемый ранний скейлинг;

2/ реакция /1a/ имеет одинаковые сечения на протоне и нейтроне.

Вычислим сечение реакции /1a/ в соответствии с уравнением /3/, выделив в амплитуде $K^+ + K^- \rightarrow K^- + K^+$ две части: вклад резонансов в прямом канале и вклад ветвлений в перекрестном канале.

2.1. Резонансный вклад

Главную роль в низкоэнергетическом $K\bar{K}$ -рассеянии играют $S^*(993)$ - и $\Phi(1020)$ - и $f'(1514)$ -резонансы, вклады которых в амплитуду равны

$$|T_r^{kk}(s',t)|^2 = \tau_r^2(t) \frac{\Gamma_r^2}{(s' - m_r^2)^2 + \Gamma_r^2 m_r^2}, \quad /7/$$

где

$$\tau_{S^*}(t) = \frac{8\pi m_{S^*}^2}{p_{S^*}}, \quad /8a/$$

$$\tau_{\Phi}(t) = \frac{12\pi m_{\Phi} \Gamma^{\Phi \rightarrow 2k} (m_{\Phi}^2 - m_k^2)}{\Gamma_{\Phi} p_{\Phi}^2} \cos\Theta, \quad /8b/$$

$$\tau_{f'}(t) = \frac{5\pi (m_{f'}^2 - m_k^2)^2}{p_{f'}^3} (3 \cos^2\Theta - 1). \quad /8в/$$

Γ_r и $\Gamma_{r \rightarrow 2k}$ - полная и частичная ширины распада резонансов соответственно; $p_r \approx m_r/2$ - импульсы каонов, образованных распадом резонанса r в его системе покоя; Θ - угол рассеяния в с.ц.и. реакции

$$K^+ + K^- \rightarrow K^- + K^+ \quad \text{и} \quad \cos\Theta = \sqrt{1 - p_1^2/p_r^2}.$$

Поскольку ширины резонансов гораздо меньше интервала между резонансными массами, интерференцией

вкладов от резонансов можно пренебречь. Тогда можно записать:

$$|T_r^{kk}(s', t)|^2 \approx \sum_r |T_r^{kk}(s', t)|^2 \quad /9/$$

Из-за малости Γ_r можно сделать замену:

$$\frac{1}{(s' - m_r^2)^2 + m_r^2 \Gamma_r^2} \rightarrow \frac{F_r}{m_r \Gamma_r} \delta(s' - m_r^2), \quad /10/$$

где

$$F_r = \frac{\pi}{2} + \text{arctg} \frac{m_r^2 - 4m_k^2}{m_r \Gamma_r}.$$

Для простоты рассмотрим случай $p_{\perp} = 0$, где p_{\perp} - поперечная составляющая переданного импульса в реакции $K^+ + K^- \rightarrow K^- + K^+$. С учетом /5/, /9/ и /10/, подставляя /7/ в /3/, получаем выражение для вклада резонансов:

$$\sigma_{inv}(s, p_{\perp} = 0, x) = \sum_r \frac{\sigma_{tot}^{k^+N} \Gamma_r F_r r_r^2(0)}{2^9 \pi^5 m_r (m_r^2 - 2m_k^2)^2} \times \quad /11/$$

$$\times \exp\{-R^2(1-x)(m_r^2 - 2m_k^2) + R^2 m_k^2\} \left[1 - \frac{m_k^2}{(1-x)(m_r^2 - 2m_k^2)}\right]^2$$

Из выражения /11/ видно, что сечение при $p_{\perp} = 0$ практически не зависит от x . Ввиду отсутствия экспериментальных данных величина R^2 неизвестна. Поэтому выражение /11/ вычислено при нескольких значениях $R^2 = 1, 3, 5 / \text{ГэВ}/c^2$ и результаты показаны на рис. 4.

2.2. Вклад ветвлений

На рис. 2 показана диаграмма эйконального типа, демонстрирующая вклад ветвлений в амплитуду процесса $K^+ + K^- \rightarrow K^- + K^+$. Через K^* обозначен полюс Редже, траектория которого проходит через резонанс $K^*(890)$.

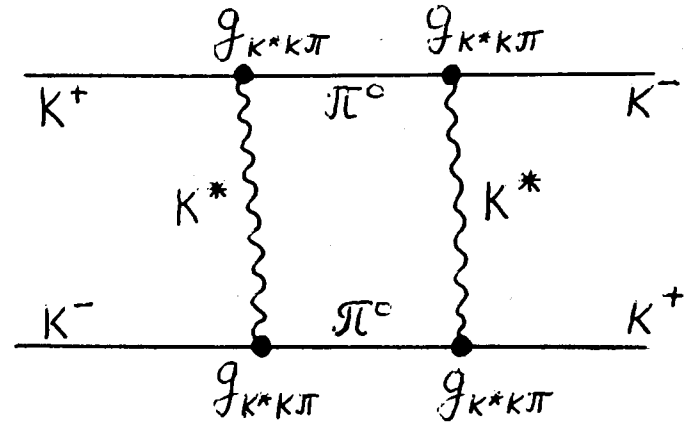


Рис. 2

Этот вклад равен

$$T^{kk}(s', p_{\perp}) = \frac{|\eta_{K^*}(p_{\perp}^2/4)|^2}{32\pi s_0} \left(\frac{s'}{s_0}\right)^{2\alpha_{K^*}(p_{\perp}^2) - 1} g_{K^*K\pi}^4(p_{\perp}^2) \times \quad /12/$$

$$\times \frac{\exp\{-(R_0^2 + \alpha'_{K^*} \ln \frac{s'}{s_0} - i \frac{\pi}{2} \alpha'_{K^*}) \frac{p_{\perp}^2}{4}\}}{R_0^2 + \alpha'_{K^*} \ln \frac{s'}{s_0} - i \frac{\pi}{2} \alpha'_{K^*}}$$

Здесь $\alpha_{K^*}(p_{\perp}^2) = \alpha_{K^*}(0) - \alpha'_{K^*} \cdot p_{\perp}^2$ - траектория K^* -реджеона, $\eta_{K^*}(p_{\perp}^2)$ - сигнатурный множитель,

$g_{K^*K\pi}(p_{\perp}^2) = g_{K^*K\pi} \exp\{-R_0^2 p_{\perp}^2\}$ - вершина перехода $K \rightarrow \pi$ с испусканием K^* -реджеона. Подстановка /12/ в /3/ дает при $p_{\perp} = 0$

$$\sigma_{inv}(s, p_{\perp} = 0, x) = -\frac{\sigma_{tot}^{kN}}{\pi^2 2 \cdot 19} \frac{|\eta_{K^*}(0)|^4}{s_0^2} \times$$

$$\times \frac{g_{K^*K\pi}^2 (1-x)^{1-2\alpha_{cut}^{K^*}(0)}}{(R_0^2 + \alpha_{K^*}' \ln \frac{s'}{s_0} - i \frac{\pi}{2} \alpha_{K^*}')^2} D e^{R^2 m_k^2},$$

/13/

где

$$D = \int_{m_k^2}^{\infty} \frac{e^{-R^2(m_k^2+u)}}{(m_k^2+u)^2} \left(\frac{m_k^2+u}{s_0}\right)^{2\alpha_{cut}^{K^*}(0)} \left(\frac{u}{m_k^2+u}\right)^2 du.$$

На рис. 6 показана величина /13/ в зависимости от x , вычисленная при следующих значениях параметров:

$$\alpha_{K^*}(0) = 0,33;$$

$$\alpha_{K^*}' = 0,84 / \text{ГэВ}/c /^{-2};$$

$$R^2 = R_0^2 = 1 / \text{ГэВ}/c /^{-2};$$

$$s_0 = 1 / \text{ГэВ}/^2.$$

Константа связи $g_{K^*K\pi}$ определялась из ширины распада $K^* \rightarrow K\pi$:

$$g_{K^*K\pi}^2 = \frac{\pi}{8} s_0 \alpha_{K^*}' \frac{24\pi m_{K^*}^2 \Gamma_{K^*}}{(p^*)^3},$$

/14/

где p^* - импульс частиц от распада K^* в с.с.и. Произведенный расчет вклада ветвлений можно рассматривать лишь как грубую оценку - и не только из-за произвола в выборе параметров R^2 и R_0^2 , но и потому, что возможно значительное усиление этого вклада после учета многочастичных промежуточных состояний на диаграмме рис. 3 /см. работу /2/ /. В связи с этим экспериментальные данные для реакций /1/ в области $x > 0,9$ представляют особый интерес.

3. Реакция $K^- + N \rightarrow K^+ + X$

Не зависящая от энергии часть сечения реакции /16/ совпадает с сечением реакции /1а/, которое было рассчитано выше. Для вычисления вклада в сечение реакции /16/, убывающего с энергией, рассмотрим диаграммы, показанные на рис. 3.

Заметим, что в соответствии с идеей дуальности вклады диаграмм а/ и б/ на рис. 3 нельзя складывать. Поэтому область интегрирования по M_1^2 в выражении /3/ мы разобьем на две части: $M_1^2 < M_0^2$, где зависящую от энергии часть амплитуды будем описывать резонансами в прямом канале, и $M_1^2 > M_0^2$, где амплитуда рассеяния будет описываться полюсами Редже. Ввиду того, что наш расчет не может претендовать на высокую точность, мы ограничимся учетом резонансов $\Sigma(1770)$ и $\Lambda(1830)$, интегральный вклад которых доминирует в амплитудах с изотопическим спином в s -канале $I=1$ и $I=0$ соответственно. Для M_0^2 выберем значение $M_0^2 = 4 \text{ ГэВ}^2$.

3.1. Диаграмма 3а

Здесь возникает различие между сечениями реакции /16/ на протоне и на нейтроне, поскольку

$$\sigma_{tot}^{k^-p} = \frac{1}{2} \sigma_{tot}^{k^-N} (I=0) + \frac{1}{2} \sigma_{tot}^{k^-N} (I=1),$$

/15/

$$\sigma_{tot}^{k^-n} = \sigma_{tot}^{k^-N} (I=1).$$

/16/

Вклады резонансов в $\sigma_{tot}^{k^-N}$ с $I=0$ и $I=1$ имеют вид:

$$\sigma_{tot}^{k^-N} (I=0) = \frac{1}{M_1^2} \frac{C_0 m_{\Lambda^*} \Gamma_{\Lambda^*}}{(M_1^2 - m_{\Lambda^*}^2)^2 + m_{\Lambda^*}^2 \Gamma_{\Lambda^*}^2},$$

/17/

$$\sigma_{tot}^{k^-N} (I=1) = \frac{1}{M_1^2} \frac{C_1 m_{\Sigma^*} \Gamma_{\Sigma^*}}{(M_1^2 - m_{\Sigma^*}^2)^2 + m_{\Sigma^*}^2 \Gamma_{\Sigma^*}^2}.$$

/18/

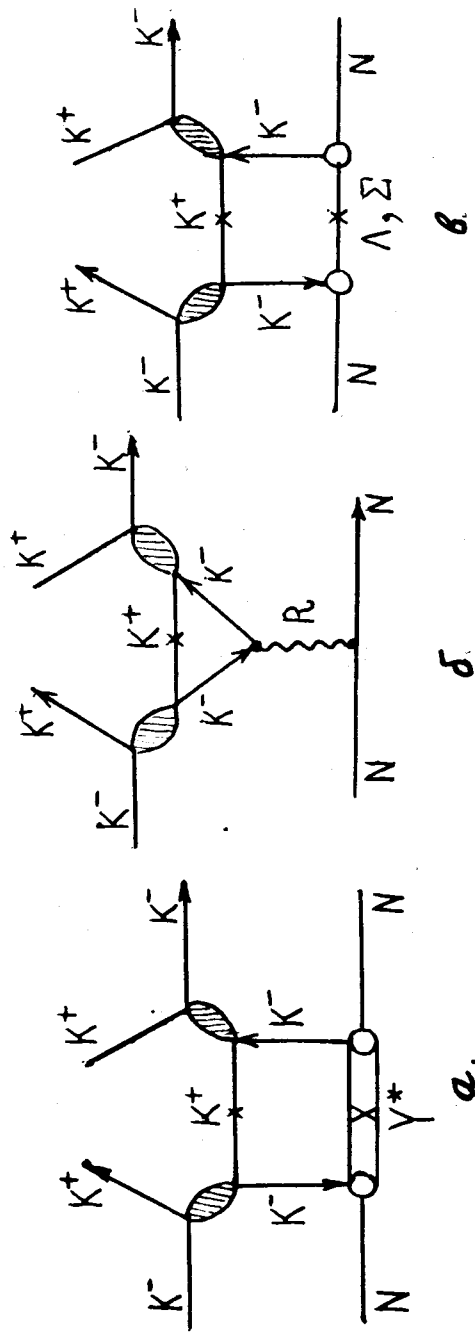


Рис. 3

Значения коэффициентов C_0 и C_1 находятся из сравнения /17/ и /18/ при M_1 , равном m_{Λ^*} и m_{Σ^*} соответственно, с экспериментальными значениями $^{4/} \sigma_{tot}^{kN}(I=0) |_{M_1=m_{\Lambda^*}} = 68$ мб и $\sigma_{tot}^{kN}(I=1) |_{M_1=m_{\Sigma^*}} = 44$ мб. Из этих значений следует еще вычесть составляющую $\sigma_{tot}^{kN} = 18$ мб, которая была уже учтена при расчете скейлинговой части сечения.

С учетом /10/, /17/ и /18/, проведя в /3/ интегрирование по z в пределах от $(m_N + m_k)^2 / M^2$ до $\epsilon_r(x)$, где

$$\epsilon_r(x) = \begin{cases} M_0^2 & \text{при } M_0^2 < z_{\max}(x), \\ z_{\max}(x) & \text{при } M_0^2 > z_{\max}(x), \end{cases}$$

а величина $z_{\max}(x)$ дается выражением /6/, получаем

$$\sigma_{inv}^{(s,p_{\perp}=0,x)} = \sum_r \frac{C_1 \Gamma_r r_r^2(0) \exp[-R^2(1-x)(m_r^2 - 2m_k^2) + R^2 m_k^2]}{2^9 \pi^4 m_r (m_r^2 - 2m_k^2) s^2 (1-x)^2} F_r^N. \quad /19/$$

Здесь

$$F_r^p = \frac{1}{2} (F_r^{(0)} + F_r^{(1)}), \quad F_r^n = F_r^{(1)},$$

где

$$F_r^{(0)} = \arctg \left[\frac{\epsilon_r(x) - m_{\Lambda^*}^2}{m_{\Lambda^*} \Gamma_{\Lambda^*}} \right] - \arctg \left[\frac{(m_N + m_k)^2 - m_{\Lambda^*}^2}{m_{\Lambda^*} \Gamma_{\Lambda^*}} \right], \quad /20a/$$

$$F_r^{(1)} = \arctg \left[\frac{\epsilon_r(x) - m_{\Sigma^*}^2}{m_{\Sigma^*} \Gamma_{\Sigma^*}} \right] - \arctg \left[\frac{(m_N + m_k)^2 - m_{\Sigma^*}^2}{m_{\Sigma^*} \Gamma_{\Sigma^*}} \right]. \quad /20б/$$

В /19/ производится суммирование по вкладам резонансов S^* , Φ и f , рассчитанным аналогично тому, как это делалось выше в случае реакции $K^+ + N \rightarrow K^- + X$.

Из выражения /19/ видно, что вклад $\Sigma(1770)$ и $\Lambda(1830)$ -резонансов в сечение реакции /16/ убывает с энергией, как s^{-2} . На рис. 6 показан этот вклад в сечение реакции /16/ на протонах, вычисленный с помощью /15/, /19/ и /20/ при $s = 80 \text{ ГэВ}^2$. Использовано значение $R^2 = 3/\text{ГэВ}/c/-^2$.

3.2. Диаграмма 3б

Убывающую с энергией часть полного сечения KN - рассеяния при $M_1^2 > 4 \text{ ГэВ}^2$ опишем вкладом лидирующих реджеонов с $\alpha(0) = 1/2$:

$$\sigma_{\text{tot}}^{kN}(I=0,1) = G_{0,1} \left(\frac{M_1^2}{s_0}\right)^{-1/2} \quad /21/$$

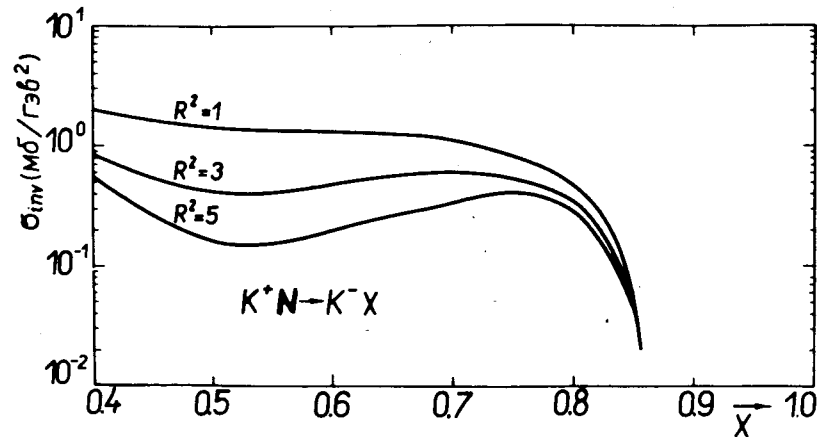


Рис. 4. Сечение реакции $K^+ + N \rightarrow K^- + X$. Расчет по формулам /11/ и /13/ при $p_{\perp} = 0$ и $s = 80 \text{ ГэВ}^2$.

Коэффициенты G_0 и G_1 находятся из сравнения с экспериментальной величиной сечения с $I=0$ и $I=1$ /4/ : $G_0 = 34 \text{ мб}$, $G_1 = 16 \text{ мб}$. При этом опять считалось, что померонный вклад в σ_{tot}^{kN} равен 18 мб . Подставим /21/ в /3/ и выполним интегрирование по z в пределах от M_0^2/M^2 до z_{max} , которое согласно /6/ при $p_{\perp} = 0$ равно: $z_{\text{max}} = u/(m_k^2 + u)$. В результате получим:

$$\sigma_{\text{inv}}(s, p_{\perp} = 0, x) = \sum_r \frac{G^N \Gamma_r F_r r_r^2(0) e^{-R^2(1-x)(m_r^2 - 2m_k^2) + m_k^2 R^2}}{3 \cdot 2^7 \pi^5 m_r (m_r^2 - 2m_k^2)^2 \sqrt{s(1-x)}} \times F_r^N \left\{ \left[1 - \frac{m_k^2}{(1-x)(m_r^2 - 2m_k^2)} \right]^{3/2} - \left[\frac{M_0^2}{s(1-x)} \right]^{3/2} \right\}, \quad /22/$$

где $G^P = \frac{1}{2}(G_1 + G_0)$, $G^N = G_1$.

Вклад /22/ в сечение реакции /16/ на протонах при $s = 80 \text{ ГэВ}^2$ и $p_{\perp} = 0$ показан на рис. 6. Здесь опять использовано $R^2 = 3/\text{ГэВ}/c/-^2$.

3.3. Диаграмма 3в

Эта диаграмма аналогична диаграмме Дека, рассмотренной в /2/ для перезарядки π - мезонов. В данном случае следует в формуле /3/ произвести замену:

$$\sigma_{\text{tot}}^{k^- N}(M_1^2) |_{I=0} \rightarrow \frac{2\pi g_{KN\Lambda}^2}{M_1^2 M^2} u \delta\left(z - \frac{m_{\Lambda}^2}{M^2}\right), \quad /23/$$

$$\sigma_{\text{tot}}^{k^- N}(M_1^2) |_{I=1} \rightarrow \frac{2\pi g_{KN\Sigma}^2}{M_1^2 M^2} u \delta\left(z - \frac{m_{\Sigma}^2}{M^2}\right).$$

Величина константы связи $g_{KN\Lambda}$ известна с плохой точностью /5/. Мы выбрали значение $g_{KN\Lambda} = 12$. Для

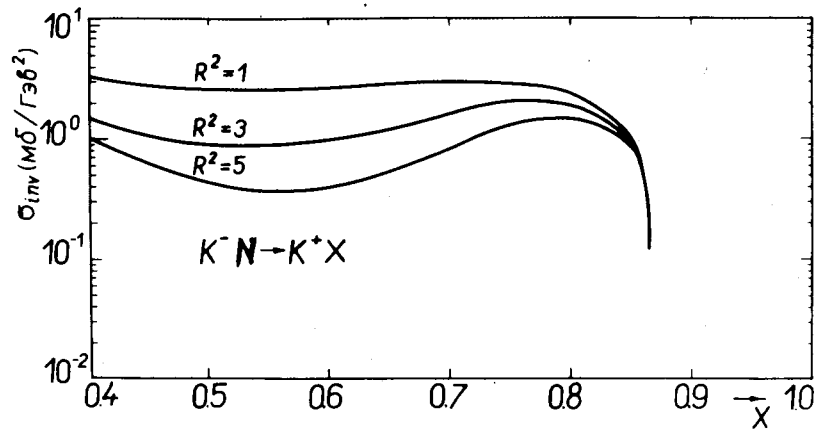


Рис. 5. Сечение реакции $K^- + N \rightarrow K^+ + X$ при $p_{\perp} = 0$ и $s = 80 \text{ ГэВ}^2$.

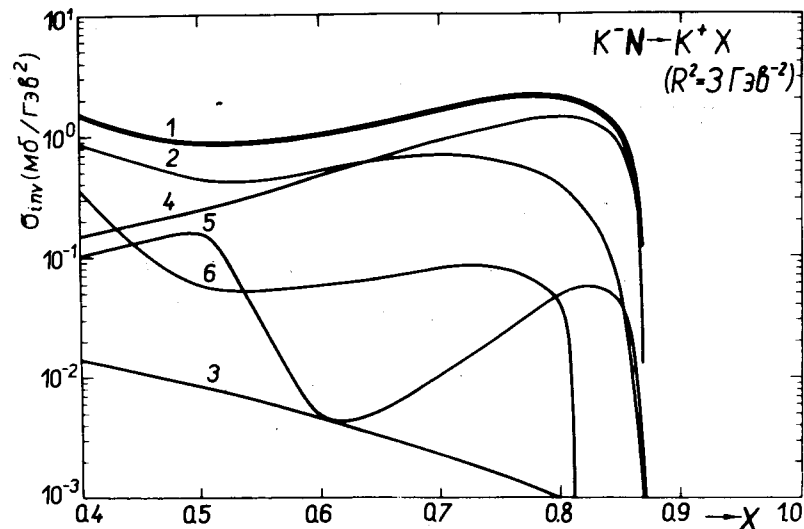


Рис. 6. Вычисление инклюзивного сечения для двойной перезарядки K^- -мезонов на нуклонах при $p_{\perp} = 0$ и $s = 80 \text{ ГэВ}^2$. 1 - суммарный вклад, 2 - выражение /11/, 3 - выражение /13/, 4 - выражение /24/, 5 - выражение /19/, 6 - выражение /22/.

константы связи $g_{KN\Sigma}$ известна лишь верхняя граница /5/, значение которой в несколько раз меньше $g_{KN\Lambda}$. Поэтому вкладом Σ -гиперона мы пренебрегаем. Кроме того, возможно рождение резонансов $\Lambda(1405)$ и $\Sigma(1385)$, массы которых меньше порога образования KN . Константы перехода этих резонансов в KN неизвестны, поэтому мы их тоже не учитываем.

Подставив /23/ в /3/ и выполнив все интегрирования, получим для сечения /16/ на протонах

$$\sigma_{inv}(s, p_{\perp} = 0, x) = \sum_r \frac{g_{KN\Lambda}^2 \Gamma_r \tau_r^2(0)}{2^7 \pi^3 s^2 (1-x) m_r (m_r^2 - 2m_k^2)} \times \quad /24/$$

$$\times e^{-R^2(1-x)(m_r^2 - 2m_k^2) + m_k^2 R^2} \left[1 - \frac{m_k^2}{(1-x)(m_r^2 - 2m_k^2)} \right].$$

Соответствующий этому выражению вклад при $R^2 = 3 \text{ ГэВ}^{-2}$ показан на рис. 6. В сечении перезарядки на нейтронах этот вклад отсутствует.

Сечение реакции /16/ (или суммарный вклад всех рассмотренных выше механизмов в сечение процесса $K^- + N \rightarrow K^+ + X$) при $R^2 = 1, 3, 5 \text{ ГэВ}^2/c^{-2}$ и $s = 80 \text{ ГэВ}^2$ представлено на рис. 5.

Заключение

Выше были рассмотрены инклюзивные реакции с двойной перезарядкой K^- -мезонов на нуклонах. В рамках рассмотренной модели было рассчитано сечение этих процессов и замечен ряд интересных их свойств.

1. Если учет многочастичных промежуточных состояний не сильно изменит эйкональные оценки, то инклюзивное сечение реакций /1/ должно сильно падать при $x > 0,9$. Экспериментальное изучение этого вопроса очень важно.

2. В области $0,6 < x < 0,9$ доминирует рождение резонанса $f'(1514)$, что может быть проверено по спект-

рам эффективных масс пар K^+K^- -мезонов, наблюдаемых в конечном состоянии.

3. В сечении реакции /1а/ должен наблюдаться ранний скейлинг. Сечение при $p_{\perp} = 0$ почти не зависит от x . А при увеличении p_{\perp} появится убывающая x -зависимость.

4. В реакции /1б/, напротив, должна быть очень сильная зависимость сечения от энергии. В области $x \approx 0,7 \div 0,9$ даже при $s = 80 \text{ ГэВ}^2$ в сечении доминирует нескейлинговый вклад событий, в конечном состоянии которых рождаются быстрый f' -мезон и медленный гиперон (Λ , $\Lambda(1830)$, $\Sigma(1770)$, ...). При уменьшении s этот вклад быстро растет, как s^{-2} .

Экспериментальное изучение рассмотренных процессов, которое, мы надеемся, будет предпринято в ближайшем будущем, позволит прояснить такие вопросы, как величина вклада ветвлений, значения различных параметров $/R^2, R_0^2 /$, и даст возможность произвести более аккуратный расчет сечений. Представляет интерес измерение и таких характеристик, как ассоциативная множественность образовавшихся частиц.

Автор искренне благодарит Б.З.Копелиовича за многочисленные полезные обсуждения и Л.И.Лапидуса за постоянное внимание и интерес к работе.

Литература

1. Barger V. Proc. of XVII Int. Conf. on High Energy Phys., London, p.1-193, 1974.
2. Kopeliovich B.Z., Tseren Ch. JINR preprint E2-9913, Dubna, 1976.
3. Пономарев Л.А. ЭЧАЯ, 1976, 7, 186.
4. Review of particle properties. CERN, Geneva, 1976.
5. Pilkuhn H., Schmidt W. et al. Nucl. Phys., 1973, B.65, No.2, 460.

*Рукопись поступила в издательский отдел
15 февраля 1977 года.*