ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА



P2 - 11002



Х.М.Бештоев



# СООТНОШЕНИЯ МЕЖДУ СЕЧЕНИЯМИ РЕАКЦИЙ И КОЭФФИЦИЕНТАМИ НЕУПРУГОСТИ В КВАРКОВОЙ МОДЕЛИ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

1977

P2 - 11002

Х.М.Бештоев

# СООТНОШЕНИЯ МЕЖДУ СЕЧЕНИЯМИ РЕАКЦИЙ И КОЭФФИЦИЕНТАМИ НЕУПРУГОСТИ В КВАРКОВОЙ МОДЕЛИ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

*Направлено в "Acta Physica Polonica"*

Бештоев Х.М. P2 - 11002

Соотношения между сечениями реакций и коэффициентами неупругости в кварковой модели при высоких энергиях

При использовании изотопической инвариантности неупругих кварк-кварковых взаимодействий получены соотношения между неупругими сечениями и коэффициентами неупругости для различных реакций при высоких энергиях.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1977

Beshtoev Kh.M. P2 - 11002

Relations between Reaction Cross Sections and Inelasticity Coefficients in Quark Model at High Energies

Using the isotopic invariance of inelastic quark-quark interactions the relations between inelastic cross sections and inelasticity coefficients have been obtained for various reactions at high energies.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1977

### *1. Введение*

В работе [1] при использовании изотопической $SU_2$-инвариантности получены соотношения для сечений различных реакций в случае взаимодействия с множественным рождением адронов. В данной работе будет использована кварковая модель множественного рождения частиц [2], т.е. будем предполагать, что в результате столкновения первоначальных кварков рождается много кварков, которые группируются в адроны. При условии изотопической инвариантности /идентичности/ кварк-кварковых неупругих столкновений получим соотношения между неупругими сечениями и коэффициентами неупругости для различных реакций при высоких энергиях.

### *2. Соотношения между неупругими сечениями различных реакций*

При высоких энергиях предположение о кварк-кварковых столкновениях, видимо, является оправданным. При этом частицы, которые сталкиваются, будут сохранять часть своего первоначального импульса /т.е. будет иметь место лидирование/.

В трехкварковой модели [3] элементарных частиц два кварка, u, d, имеют изотопический спин 1/2, а изоспин третьего кварка s равен нулю.

Требуя изотопической инвариантности неупругих кварк-кварковых взаимодействий [1], можно получить следующие соотношения между неупругими амплитудами кварк-кварковых взаимодействий при высоких энергиях:

$$(uu \to uu\,Nuds) = (dd \to dd\,Nuds) = (ud \to ud\,Nuds) = \underline{A_N},$$

$$(u\bar{d} \to u\bar{d}\,Nuds) = (\bar{u}d \to \bar{u}d\,Nuds) = \underline{B_N},$$

$$(u\bar{u} \to u\bar{u}\,Nuds) = (d\bar{d} \to d\bar{d}\,Nuds) = \underline{C_N},$$

$$(us \to us\,Nuds) = (ds \to ds\,Nuds) = \underline{D_N},$$

$$(d\bar{s} \to d\bar{s}\,Nuds) = (u\bar{s} \to u\bar{s}\,Nuds) = (\bar{d}s \to \bar{d}s\,Nuds) =$$

$$= (\bar{u}s \to \bar{u}s\,Nuds) = \underline{E_N},$$

$$(s\bar{s} \to s\bar{s}\,Nuds) = \underline{F_N}, \qquad /1/$$

где

$$Nuds = N_1 \cdot u + N_2 \cdot \bar{u} + N_3 \cdot d + N_4 \cdot \bar{d} + N_5 \cdot s + N_6 \cdot \bar{s},$$

кварки преобразуются в частицы

$$Nuds \to M_1 \cdot \bar{\pi} + M_2 p + M_3 \cdot k + \ldots,$$
$$N, M = 0, 1, 2, \ldots \, .$$

Для упрощения записи примем обозначения: $(dd \to dd\,Nuds) \to (dd)_N$. Предполагая аддитивность амплитуд кварк-кварковых взаимодействий /что естественно при высоких энергиях/, мы можем выписать выражения для амплитуд неупругих столкновений частиц через кварк-кварковые амплитуды.

В качестве примера приведем протон-протонные и $\pi^-$-протонные амплитуды:

$$(pp)_M = 4 \cdot (uu)_N + 4 \cdot (ud)_N + (dd)_N,$$

$$(\bar{\pi}^- p)_M = 2 \cdot (\bar{u}u)_N + (\bar{u}d)_N + 2 \cdot (du)_N + (dd)_N. \qquad /2/$$

Используя /1/, мы можем получить следующие соотношения между амплитудами столкновения частиц:

$$(pp)_M = (pn)_M = (nn)_M = 9\cdot A_N,$$
$$(p\bar{p})_M = (n\bar{n})_M = 5\cdot C_N + 4\cdot B_N,$$
$$(\bar{p}n)_M = (\bar{n}p)_M = 4\cdot C_N + 5\cdot B_N,$$
$$(\bar{\pi}^- p)_M = (\bar{\pi}^+ n)_M = 3\cdot A_N + B_N + 2\cdot C_N,$$
$$(\bar{\pi}^o p)_M = (\bar{\pi}^o n)_M = ½[6\cdot A_N + 3\cdot B_N + 3\cdot C_N],$$
$$(\bar{\pi}^+ p)_M = (\bar{\pi}^- n)_M = 3\cdot A_N + 2\cdot B_N + C_N,$$
$$(k^+ n)_M = (k^o p)_M = (k^+ p)_M = (k^o n)_M = 3\cdot A_N + 3\cdot E_N,$$
$$(k^- p)_M = (\bar{k}^o n)_M = B_N + 2\cdot C_N + 3\cdot D_N,$$
$$(k^- n)_M = (k^o p)_M = 2\cdot B_N + C_N + 3\cdot D_N. \qquad /3/$$

Соотношения /3/ позволяют записать соотношения между сечениями и дифференциальными сечениями неупругих процессов:

$$\bar{\sigma}(\bar{\pi}^- p \to \bar{\pi}^- pM\bar{\pi}pk\ldots) = \bar{\sigma}(\bar{\pi}^+ n \to \bar{\pi}^+ nM\bar{\pi}pk\ldots),$$
$$\bar{\sigma}(k^+ n \to k^+ nM\bar{\pi}pk\ldots) = \bar{\sigma}(k^+ n \to k^+ pM\bar{\pi}pk\ldots) \qquad /4/$$

и др.

При более высоких энергиях первоначальных частиц можно перейти к параметризации Липкина /4/:

$$(uu) = (u\bar{d})_N = (\bar{u}d)_N, \qquad /5/$$

которая позволяет получить некоторые соотношения:

$$(p\bar{p} \to p\bar{p}M\bar{\pi}pk\ldots) - (pp \to ppM\bar{\pi}pk\ldots) =$$

$$= 5\cdot[(\bar{\pi}^- p \to \bar{\pi}^- p\bar{\pi}pk\ldots) - (\bar{\pi}^+ p \to \bar{\pi}^+ pM\bar{\pi}pk)],$$

$$(\bar{\pi}^- p)_M - (\bar{\pi}^+ p)_M = (k^- n)_M - (k^+ n)_M,$$

$$5\cdot\bar{\sigma}(\bar{\pi}^- p \to \bar{\pi}^- \bar{p}M\bar{\pi}pk\ldots) - 4\cdot\vec{\sigma}(\bar{\pi}^+ p \to \bar{\pi}^+ pM\bar{\pi}pk\ldots) =$$

$$= \bar{\sigma}(\bar{p}n \to \bar{p}nM\bar{\pi}pk\ldots) - \frac{5}{9}\bar{\sigma}(pp \to ppM\bar{\pi}pk\ldots) \qquad /6/$$

и др.

Рассмотрим дифракционное возбуждение первоначальных частиц с

$L = 1,2,3,\ldots$ / $L$ - угловой момент/,

которое приводит к переходам:

$$k \to k^*,\ \bar{\pi} \to \bar{\rho},\quad N \to N^*$$

и т.д.

В этом случае,естественно, имеют место такие же соотношения, как и в случае лидирования без возбуждения /3/, но нужно сопоставлять амплитуды /сечения/ при идентичных возбуждениях первоначальных частиц.

Для получения соотношений между полными сечениями можно использовать равенство

$$\bar{\sigma}_{tot} = \sum_{\substack{M=0\\CD}}^{\infty} \bar{\sigma}(AB \to CD_M\bar{\pi}\ldots),$$

$$\bar{\sigma}_{tot}(k^+ n) = \bar{\sigma}_{tot}(k^+ p),$$

$$\bar{\sigma}_{tot}(\bar{\pi}^+ p) = \bar{\sigma}_{tot}(\bar{\pi}^- n). \qquad /7/$$

Существенно, что мы не пользуемся условием унитарности. Если при очень высоких энергиях может реализоваться случай $A_N = B_N = C_N = D_N = E_N = F_N$, то между амплитудами всех процессов /3/ устанавливаются соотношения

$$(pp)_M = (p\bar{p})_M = \frac{3}{2}(\pi^- p)_M = \frac{3}{2}\cdot(k^+ n)_M . \qquad /8/$$

*3. Соотношения между коэффициентами неупругости*

При описании столкновений двух частиц высоких энергий с рождением вторичных частиц представляет интерес вычисление коэффициента неупругости. Простейшее описание этого процесса возможно, когда в столкновении участвуют только по одному кварку от каждой первоначальной частицы. В предположении равномерного распределения энергии среди кварков в начальном состоянии в с.ц.м. /4/ приходим к максимальному значению коэффициента неупругости:

$$K^{\pi p}_{max} = \frac{5}{12}; \qquad K^{pp}_{max} = \frac{1}{3}. \qquad /9/$$

Предполагая, что коэффициенты неупругости при столкновении всех типов кварков равны при одинаковых энергиях,

$$k(\bar{\epsilon}) = (ud) = k(uu) = \dots = k(su) = \dots = k(d\bar{d}) \qquad /10/$$

/$\epsilon$ - энергия сталкивающихся кварков/, мы можем получить выражение для коэффициентов неупругости при неупругом столкновении двух частиц /в л.с.к./ через коэффициенты $k(\bar{\epsilon})$:

$$K^{pp} = \frac{1}{3} \cdot k(\bar{\epsilon}), \quad \text{где } \bar{\epsilon} = \frac{E}{3},$$

а

$$K^{\bar{\pi}p} = \frac{1}{2} \cdot k(\bar{\epsilon}'), \quad \bar{\epsilon}' = \frac{E}{2},$$

$$\frac{K^{pp}(E)}{K^{\bar{\pi}p}(E)} = \frac{2 \cdot k(\bar{\epsilon})}{3 \cdot k(\bar{\epsilon}')} . \qquad /11/$$

Если предположить, что $k(\bar{\epsilon}) = \mathrm{const}$, то

$$\frac{K^{pp}(E)}{K^{\bar{\pi}p}(E)} = \frac{2}{3} . \qquad /12/$$

При любой энергетической зависимости $k(\epsilon)$ в рамках принятых предположений имеет место соотношение

$$\frac{K^{\bar{\pi}p}(E)}{K^{pp}(\frac{3}{2}E)} = \frac{3}{2} . \qquad /13/$$

При условии /10/ ясно, что коэффициенты неупругости при столкновении всех мезонов с барионами равны, так же как коэффициенты неупругости при столкновениях всех барионов друг с другом и при столкновении мезонов с мезонами.

При классификации амплитуд, сделанной в /1/, коэффициенты неупругости будут разбиваться по группам:

$$k(pp) \leq k(n\bar{n}), \quad k(ps) \leq k(ns) \qquad /14/$$

и т.д.

Соотношения /14/ позволяют получить соотношения между коэффициентами неупругости /привлекая /3/ в мезон-мезонных, барион-барионных, мезон-барионных реакциях по отдельности.

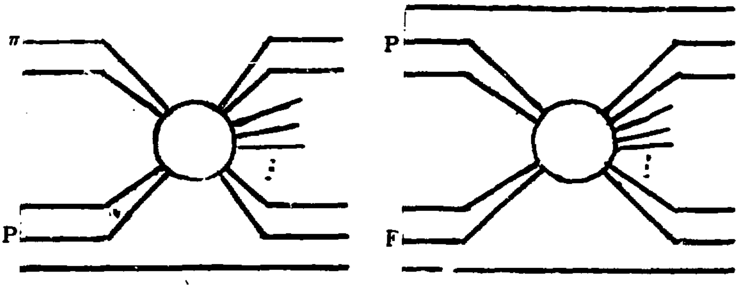


*Рис. 1*

Учтем диаграммы, изображенные на *рис. 1*. Пусть $L(\bar\epsilon_1,\bar\epsilon_2)$ - коэффициент неупругости при столкновении четырех кварков /вероятность таких процессов мала, но такие процессы повышают $K_{max}$ в /9//.

$$\bar K^{\pi p}_{max} = \frac{10}{12}; \quad K^{pp}_{max} = \frac{2}{3}. \qquad /15/$$

Полный коэффициент неупругости процессов $\pi p$ и $pp$ в л.с.к. равен:

$$K^{\bar\pi p}(E) = \frac{1}{2}k(\bar\epsilon) + L(\bar\epsilon,\bar\epsilon), \quad \bar\epsilon = \frac{E}{2},$$

$$K^{pp}(E) = \frac{1}{3}\cdot k(\bar\epsilon') - \frac{2}{3}L(\bar\epsilon',\bar\epsilon'), \quad \bar\epsilon' = \frac{E}{3}$$

и

$$\frac{K^{\bar\pi p}(E)}{K^{pp}(E)} = \frac{\frac{1}{2}k(\bar\epsilon) + L(\bar\epsilon,\bar\epsilon)}{\frac{1}{3}k(\bar\epsilon') + \frac{2}{3}\cdot L(\bar\epsilon',\bar\epsilon')}; \qquad /16/$$

при

$\bar\epsilon = \frac{2}{3}\bar\epsilon'$ следует

$$\frac{K^{\bar{\pi}p}(E)}{K^{pp}(\frac{3}{2}E)} = \frac{3}{2}\,. \qquad /17/$$

Таким образом, включение диаграмм *рис. 1* не изменяет соотношение между коэффициентами неупругости в $\pi p$ - и $pp$-взаимодействии в предположении равномерного распределения энергии кварков.

При условии, что сталкивающиеся частицы состоят из большого числа партонов и распределения этих партонов внутри частиц однородны /еще предполагается, что радиус всех частиц одинаков/, при высоких энергиях в л.с.к. средний коэффициент неупругости получается равным

$$\langle K \rangle = \frac{5}{3\cdot\bar{\pi}} \simeq 0{,}53\,, \qquad /18/$$

т.е. $\langle K \rangle$ является константой и не зависит ни от энергии, ни от типа сталкивающихся частиц. Этот результат не противоречит экспериментальным данным, полученным при исследованиях в космических лучах [5].

Коэффициент неупругости является очень удобным тестом для проверки разных моделей элементарных частиц. В случае, если выполняется соотношение /12/ или /13/, кварковую модель можно считать удачной моделью, а если выполняется /18/, то более удачной моделью является многопартонная модель элементарных частиц при высоких энергиях. К сожалению, из имеющихся пока экспериментальных данных нельзя сделать определенного вывода о поведении коэффициента неупругости при высоких энергиях.

В заключение автор выражает глубокую благодарность М.К.Волкову, В.А.Матвееву, М.И.Подгорецкому, А.Н.Сисакяну, Я.А.Смородинскому за интерес к работе.

*Литература*


1. *Бешпоев Х.М., Сисакян А.Н. ОИЯИ, Р2-8815, Дубна 1975.*
2. *Шехтер В.М., Анисович В.В. Труды Межд. семинара по глубоконеупругим и множественным процессам при высоких энергиях. ОИЯИ, Д1,2-7411, Дубна, 1973.*
3. *Gell-Mann M. Phys.Lett., 1964, 8, p. 214;*
   *Zweig G. CERN Report, TH 401 and 402 (1964);*
   *Нгуен Ван Хьеу. Лекции по теории унитарной симметрии элементарных частиц. М., Атомиздат, 1967.*
4. *Satz H. Phys.Lett., 1967, 25B, p. 220.*
5. *Барадзей Л.Т. и др. Труды ФИАН, 1964, 26, 224;*
   *Славатинский С.А. Труды ФИАН, 1970, 46, 40;*
   *Никольский С.И. Труды ФИАН, 1970, 46, 100.*



**Рукопись поступила в издательский отдел 7 октября 1977 года.**