

M-215

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна



P2 - 4169

В.М.Мальцев

ПРАВИЛА СУММ ДЛЯ ПРОЦЕССОВ
МНОЖЕСТВЕННОГО РОЖДЕНИЯ ПИОНОВ
АДРОНАМИ

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

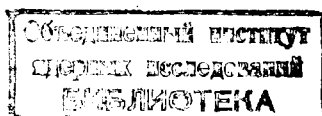
1968

P2 - 4169

В.М.Мальцев

ПРАВИЛА СУММ ДЛЯ ПРОЦЕССОВ
МНОЖЕСТВЕННОГО РОЖДЕНИЯ ПИОНОВ
АДРОНАМИ

Направлено в ЯФ



Для теории и эксперимента значительный интерес представляют соотношения между сечениями неупругих процессов. Эти соотношения (правила сумм) являются следствиями различных симметрий сильных взаимодействий. В настоящей работе мы получим правила сумм из аддитивной кварковой модели. Однако прежде выясним аналогичные соотношения для изотопической — SU(2) и для унитарной SU(3) — симметрии.

Изоспиновые правила сумм немедленно следуют из соотношения

$$\sigma(AB \rightarrow F_s) = \sigma(ab \rightarrow fs) \sum_{i=1}^k a_i (I_i^{(1,0)}, I_i^{(0)}) \cdot C_i (I_i^{(1,0)}, I_i^{(0)} | F_s) P_m (I_i^{(1,0)}), \quad (1)$$

где a_i определяют начальную смесь по изоспину, C_i — относительные веса проекций конечного состояния F_s на начальные $(I_i^{(1,0)}, I_i^{(0)})$,

P_m — изоспиновый вес, а величина $\sigma(ab \rightarrow fs)$ представляет сечение неупругого перехода двух начальных изомультиплетов (ab) в m -конечных, принадлежащих fs состоянию, и должна быть определена либо из теоретической модели /1/, либо из эксперимента. Величины a_i и C_i нормированы соотношениями:

$$\sum_{i=1}^k a_i (I_i^{(1,0)}, I_i^{(0)}) = 1,$$

$$\sum_{F_s} C_i (I_i^{(1,0)}, I_i^{(0)} | F_s) = 1. \quad (2)$$

В таком подходе, однако, отсутствует возможность связи неупругих процессов, возбуждаемых различными начальными адронами, что значительно ограничивает область применимости изоспиновых правил сумм.

Обобщение связано с переходом к более высокой $SU(3)$ симметрии сильных взаимодействий /2/. В этом случае соотношение (1) обобщается в виде:

$$\sigma(A B \rightarrow F_s) = \sigma(\{8\} \times \{8\} \rightarrow \underbrace{\{8\} \times \dots \times \{8\}}_m) \sum_{i=1}^k a_i (I_1^{(1,0)}, I_3^{(0)}) \cdot \sum_{(p,q); \gamma} b_{(p,q); \gamma} (I_1^{(1,0)}, I_3^{(0)}, Y^{(0)}) C_{(p,q); \gamma} (I_1^{(1,0)}, I_3^{(0)}, Y^{(0)} | F_s) \cdot C_i (I_1^{(1,0)}, I_3^{(0)} | F_s) U_m(p, q), \quad (3)$$

где для каждого начального состояния $(I_1^{(1,0)}, I_3^{(0)}, Y^{(0)})$ необходимо произвести дополнительное суммирование по всем неприводимым представлениям (p, q) , содержащим рассматриваемое состояние с весом $b_{(p,q); \gamma} (I_1^{(1,0)}, I_3^{(0)}, Y^{(0)})$. Квадраты изоскалярных факторов $C_{(p,q); \gamma} (I_1^{(1,0)}, I_3^{(0)}, Y^{(0)} | F_s)$ и веса $b_{(p,q); \gamma} (I_1^{(1,0)}, I_3^{(0)}, Y^{(0)})$ нормированы

$$\sum_{(p,q); \gamma} b_{(p,q); \gamma} (I_1^{(1,0)}, I_3^{(0)}, Y^{(0)}) = 1, \quad \sum_{F_s} C_{(p,q); \gamma} (I_1^{(1,0)}, I_3^{(0)}, Y^{(0)} | F_s) = 1. \quad (4)$$

Они вместе с унитарными весами $U_m(p, q)$ и сечениями $\sigma(\{8\} \times \{8\} \rightarrow \dots)$ вычислены для нескольких частных случаев в унитарно-симметричной статистической модели множественного рождения /2/.

Соотношение (3) позволяет установить связи между сечениями для различных неупругих взаимодействий (унитарные правила сумм), так как теперь отношение $\sigma(AB \rightarrow F_s) / \sigma(CD \rightarrow F_s)$ выражено только через известные величины.

Однако, и в этом основная трудность использования унитарных правил сумм, вычисление изоскалярных факторов в случае больших множеств

венностей представляет собой весьма трудоемкую процедуру /2/. Поэтому для практических вычислений оказалось разумным работать не с точными правилами сумм, а воспользоваться такой теоретической моделью (например, аддитивной кварковой моделью для неупругих взаимодействий /3,4/), из которой следуют правила сумм, незначительно отличающиеся по результатам от унитарных, но простые для счета.

Примем для неупругих взаимодействий аддитивную кварковую модель. Тогда неупругое взаимодействие первоначальных адронов можно выразить через неупругие взаимодействия кварков и антикварков падающего адрона с кварками и антикварками адрона-мишени. Эта возможность не связана с существованием реальных кварков, поскольку, как показано Мандельштамом, кварковая модель естественным образом возникает из схемы "растущих траекторий" /5/. Дополнительное требование равенства неупругих сечений для всех нестранных кварков позволяет получить очевидное соотношение между сечениями неупругих каналов с рождением одинакового числа пионов:

$$\sigma(ab \rightarrow fs) = \alpha \sigma(cd \rightarrow fs), \quad (5)$$

где $\alpha=1$ для начальных состояний (ab) и (cd) , обладающих одинаковой кварковой структурой, и $\alpha=3/2$ для случая, когда (ab) является нуклон-нуклонным (либо антинуклон-нуклонным) состоянием, а (cd) - мезон-нуклонным. При этом ни для начальных частиц (a, b, c, d) , ни для конечных продуктов реакции, обозначенных через fs , нет необходимости в идентификации их зарядов.

Из соотношения (5) немедленно следует "глобальное" асимптотическое правило сумм для неупругих сечений, которое хорошо удовлетворяется известными экспериментальными данными /6/.

Однако значительно интереснее воспользоваться соотношением (5) для того, чтобы построить кварковые правила сумм. В этом случае соотношение (1) выбираем за исходное, а для связи неупругих взаимодействий используем соотношение (5). Окончательный результат (кварковые правила сумм) принимает вид:

$$\frac{\sigma(AB \rightarrow F_s)}{\sigma(CD \rightarrow F_s)} = \frac{\alpha \sum_{i=1}^k a_i (I_1^{(1,0)}, I_3^{(0)}) C_i (I_1^{(1,0)}, I_3^{(0)} | F_s) P_m (I_1^{(1,0)})}{\sum_{j=1}^l a_j (I_1^{(1,0)}, I_3^{(0)}) C_j (I_1^{(1,0)}, I_3^{(0)} | F_s) P_m (I_1^{(1,0)})} \quad (6)$$

Правила сумм, следующие из аддитивной кварковой модели, получены также Затцем /7/. Однако при выводе их были потеряны множители, ответственные за изоспиновые веса, поэтому согласие с экспериментальными данными в $\pi^{\pm} - p$ и $p - p$ - взаимодействиях для $m = 4-7$, полученное на основе этих правил сумм, нельзя считать весьма удовлетворительным, как это утверждается в работах /7,8/.

Обсудим правила сумм, заданные соотношением (6). Во-первых, они позволяют установить связи между сечениями различных неупругих взаимодействий и этим они близки к унитарным. Во-вторых, для процессов, представляющих практический интерес (множественное рождение пионов в $\pi - N$, $N - N$ и $\bar{N} - N$ взаимодействиях) величины, входящие в соотношение (6), либо табулированы /9/, либо легко вычисляются. Это обстоятельство сближает кварковые правила сумм с изотопическими. В-третьих, различие (см. таблицу 1) между точными (унитарными) и приближенными (кварковыми) правилами сумм не превышает 20%, поэтому последние удобно использовать для теоретических оценок сечений, когда не требуется высокой точности. Наконец, из-за равномерного распределения энергии среди кварков и антикварков падающего адрона, сечения, связанные кварковыми правилами сумм, необходимо сравнивать при эквивалентных импульсах первоначальных адронов в лабораторной системе, равных

$$P^{(A)} = \alpha P^{(C)} \quad (7)$$

С целью проверки правил сумм, следующих из аддитивной кварковой модели, мы использовали соотношение (6) для связи процессов множественного рождения пионов в $\pi^{\pm} - p$, $p - p$ и $\bar{p} - p$ взаимодействиях. Все известные в интервале энергий 2-10 Гэв экспериментальные данные относительно двух- и трехпионного рождения в $\pi^- - p$ /10/, $\pi^+ - p$ /11/ и $p - p$ /11/ взаимодействиях были пересчитаны для процессов безаннигиляционной генерации пионов в $\bar{p} - p$ взаимодействии. Результаты рас-

чета вместе с известными экспериментальными данными для $\bar{p}-p$ /12/ взаимодействий приведены на рис. 1 и 2, откуда следует, что кварковые правила сумм могут представить несомненный интерес для оценки сечений таких процессов, которые трудно поддаются экспериментальной проверке.

За обсуждение затронутых здесь вопросов автор благодарен В.С. Барашенкову и участникам руководимого им семинара.

Л и т е р а т у р а

1. V.S.Barashenkov, V.M.Maltsev, *Acta Physica Polonica* 17, 177 (1958); 17, 397(1958).
2. В.С. Барашенков, Г.М. Зиновьев, В.М. Мальцев. Препринт ОИЯИ, P2-2958, P2-2969, P2-3007, Дубна, 1967.
В.С. Барашенков, Г.М. Зиновьев. Препринт ОИЯИ P2-3879, Дубна, 1968;
V.S.Barashenkov, V.M.Maltsev, G.M.Zinivjev, *Acta Phys. Polonica* 33, 315 (1968).
3. А.Я. Воронин. "Кварковая модель для процессов множественного образования адронов" дипломная работа, МГУ (1967).
4. H.Satz, *Phys. Lett.* 25B, 220 (1967),
5. S.Mandelstam "Crossing-matrix eigenfunctions and quark models without quarks", XIV th Intern. Conf. on High Energy Physics, Vienna (1968).
6. H.Satz. "Sum rules for inelastic interactions of strange and non-strange hadrons", preprint Los Angeles (1968).
7. H.Satz, *Phys. Rev. Lett.*, 19, 1453 (1967).
8. Т.Хофмолд, М.Сзеπτυцка. *Phys. Lett.*, 25B, 546 (1968).
9. С.З. Беленький, В.М. Максименко, А.И. Никишов, И.А. Розенталь. УФН, 62, 1 (1967).
10. См. Библиографию в работе Suh Urk Chung et al. *Phys. Rev.*, 165, 1491 (1968).
11. См. Библиографию в работе Caso et al. *Nuovo Cim.*, 55, 66 (1968)..
12. См. Библиографию в работе H.B.Crawley, R.A.Leacock, W.I.Kernan. *Phys. Rev.*, 154, 1264 (1967).

Рукопись поступила в издательский отдел

26 ноября 1968 года.

Таблица 1

	Кварковая модель	SU(3)
$\sigma(\bar{p}n \rightarrow \bar{p}n \pi^0) / \sigma(pp \rightarrow pp \pi^0)$	2,00	1,88
$\sigma(\pi^+p \rightarrow p \pi^+ \pi^0) / \sigma(\pi^-p \rightarrow p \pi^- \pi^0)$	1,58	1,50
$\sigma(\pi^+p \rightarrow n 2 \pi^+ \pi^0) / \sigma(\pi^-p \rightarrow n \pi^+ \pi^- \pi^0)$	0,80	0,77
$\sigma(pp \rightarrow p n \pi^+) / \sigma(\pi^-p \rightarrow n \pi^- \pi^+)$	2,42	1,95
$\sigma(pp \rightarrow pp \pi^0) / \sigma(\pi^+p \rightarrow p \pi^+ \pi^0)$	0,62	0,54
$\sigma(\pi^-p \rightarrow p 2 \pi^- \pi^+) / \sigma(\pi^+p \rightarrow p 2 \pi^+ \pi^-)$	0,60	0,62
$\sigma(pp \rightarrow p n \pi^+) / \sigma(\pi^+p \rightarrow n 2 \pi^+)$	2,81	2,42
$\sigma(\pi^-p \rightarrow p \pi^- 2 \pi^0) / \sigma(\pi^+p \rightarrow p \pi^+ 2 \pi^0)$	0,62	0,64

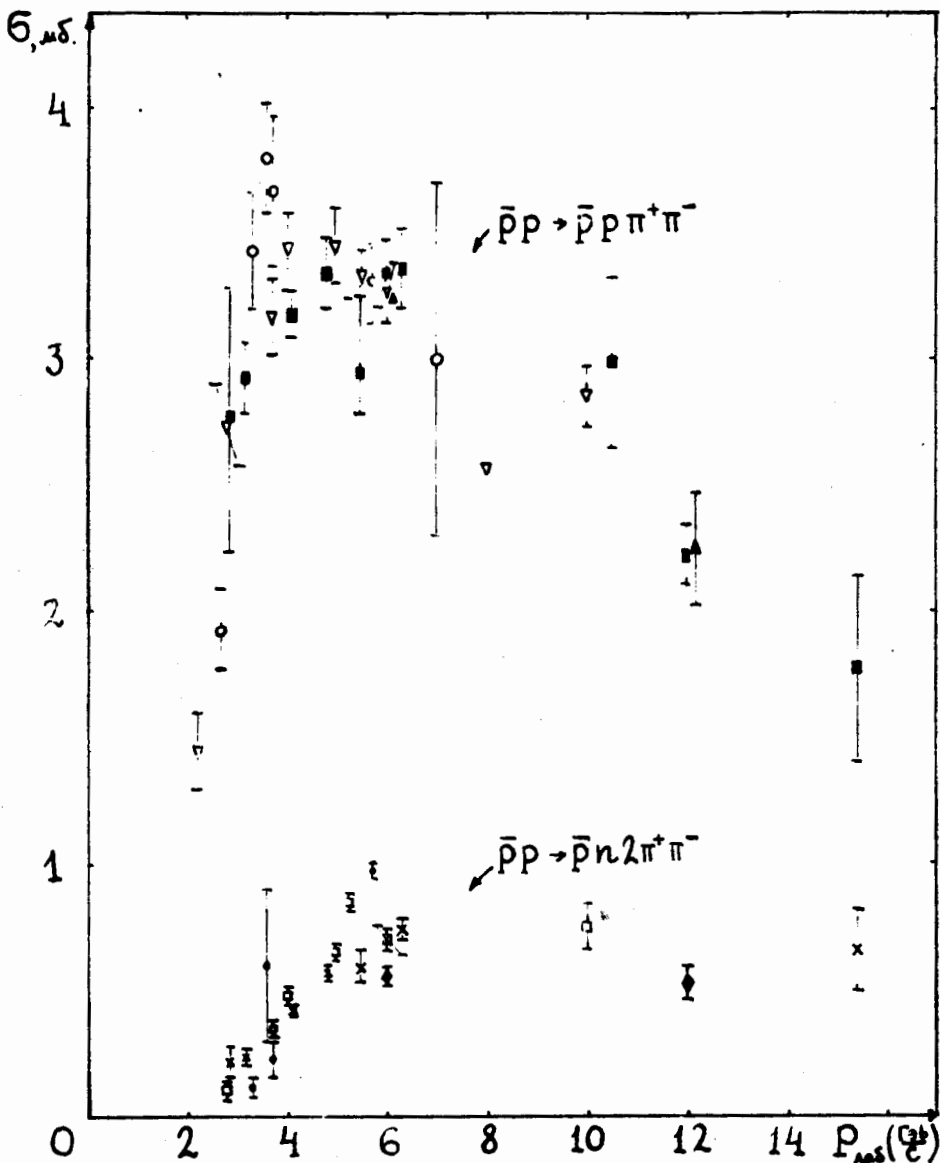


Рис.1. Верхние точки - измеренные (ϕ) величины $\sigma(\bar{p}p \rightarrow \bar{p}p\pi^+\pi^-)$ сопоставлены с вычисленными из соотношения (6) значениями: (ϕ) из $\sigma(\pi^-p \rightarrow p2\pi^-\pi^+)$, (ϕ) из $\sigma(pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-)$, (ϕ) из $\sigma(\pi^+p \rightarrow p2\pi^+\pi^-)$. Нижние точки - измеренные (ϕ) величины $\sigma(\bar{p}p \rightarrow \bar{p}n2\pi^+\pi^-)$ сопоставлены с вычисленными из соотношения (6) значениями: (ϕ) из $\sigma(\pi^-p \rightarrow n2\pi^+\pi^-)$, (ϕ) из $\sigma(pp \rightarrow pn2\pi^+\pi^-)$, (ϕ) из $\sigma(\pi^+p \rightarrow n3\pi^+\pi^-)$.

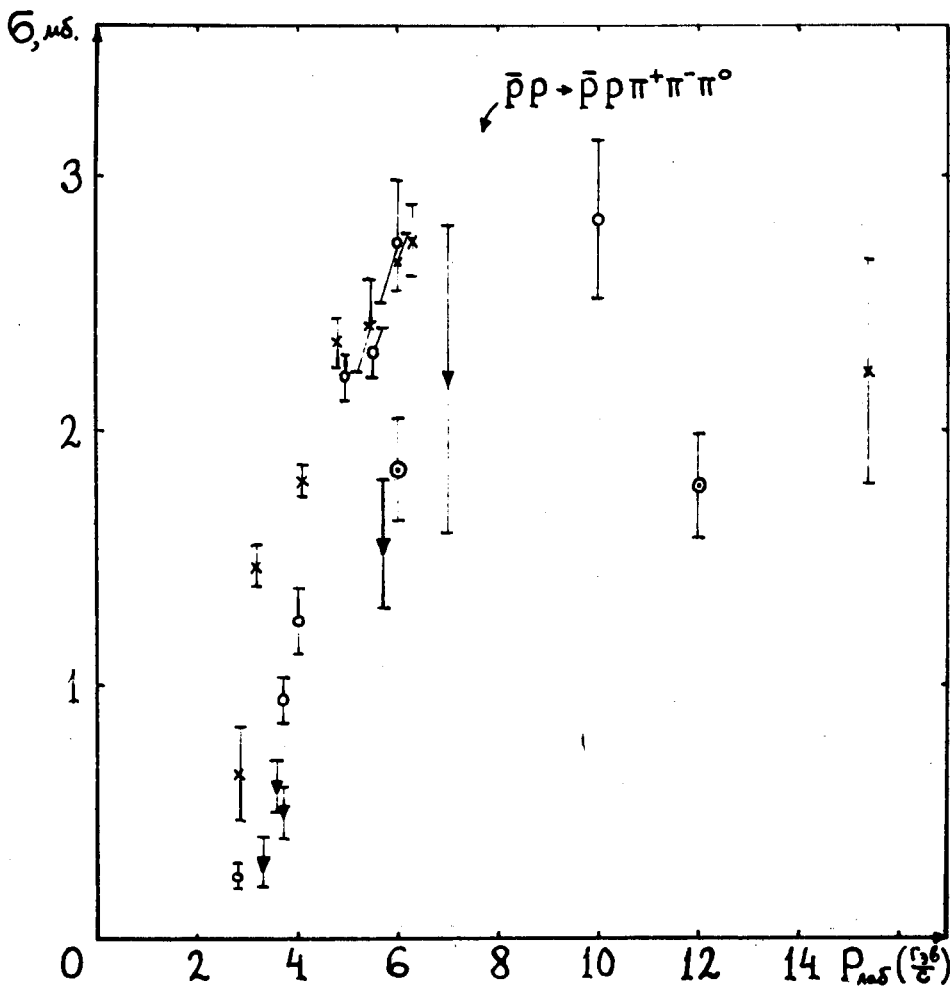


Рис.2. Измеренные (∇) величины $\sigma(\bar{p}p \rightarrow \bar{p}p\pi^+\pi^-\pi^0)$ сопоставлены с вычисленными из соотношения (8) значениями: (\times) из $\sigma(\pi^-p \rightarrow p^2\pi^-\pi^+\pi^0)$, (\square) из $\sigma(p\bar{p} \rightarrow p\bar{p}\pi^+\pi^-\pi^0)$, (\circ) из $\sigma(\pi^+p \rightarrow p^3\pi^+\pi^-)$.