

Б-245

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна



P2 - 3182

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

В.С. Барашенков, Г.М. Зиновьев, В.М. Мальцев

УНИТАРНО-СИММЕТРИЧНАЯ  
СТАТИСТИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ  
МНОЖЕСТВЕННОГО РОЖДЕНИЯ ЧАСТИЦ

1967.

P2 - 3182

В.С. Барашенков, Г.М. Зиновьев, В.М. Мальцев

УНИТАРНО-СИММЕТРИЧНАЯ  
СТАТИСТИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ  
МНОЖЕСТВЕННОГО РОЖДЕНИЯ ЧАСТИЦ

Направлено в "Nuclear Physics"

Объединенный институт  
ядерных исследований  
БИБЛИОТЕКА

4825/2 зр.

## 1. Введение

Накопленная к настоящему времени экспериментальная информация о неупругих взаимодействиях дает достаточно согласованную картину аннигиляционных процессов и взаимодействий частиц при высоких энергиях, которая, по-видимому, сохраняется вплоть до энергий порядка нескольких сотен Гэв<sup>1,2/</sup>. В то же время у нас нет удовлетворительных методов расчета таких взаимодействий.

Статистическая модель Ферми множественного образования частиц долгое время оставалась практически единственным способом оценки различных средних характеристик неупругих взаимодействий, необходимых для планирования эксперимента и интерпретации его результатов. Однако в настоящее время состояние этой модели является весьма неясным. Работами многих авторов было показано (см. обзоры<sup>3-6/</sup>), что учет всего лишь одного резонанса  $N^*$  (1236) и одного нового параметра ("эффективной постоянной связи" К-мезонов,  $\lambda = 0,1$ ) позволяет получить согласие со средними характеристиками неупругих  $\pi N$  - и  $NN$  - взаимодействий во всех областях ускорительных энергий  $T > 1$  Гэв. Однако, кроме  $N^*$  (1236), сейчас известно много других резонансов, в том числе целый ряд достаточно долгоживущих пионных резонансов с меньшими массами. Учет этих резонансов оказывается совершенно необходимым для согласования с опытом статистических расчетов  $\overline{N\overline{N}}$ -аннигиляции, в случае же  $\pi N$  - и  $NN$  - взаимодействий их учет приводит к существенному завышению множественности.

Как показали подробные расчеты на электронных машинах, в рамках известной статистической модели устранить эти противоречия невозможно. Кроме того, необходимость учета огромного числа энергетически возможных резонансных каналов, по которым может протекать неупругий процесс при высоких энергиях, представляет большие вычислительные трудности.

Существенные трудности возникают также и при использовании различных "периферических моделей", т.к. для вычисления вершинных функций в одномерных диаграммах приходится использовать статистическую теорию.

## 2. Новая статистическая модель

Указанные выше затруднения можно в значительной степени устранить, если статистическую модель обобщить с учетом идеи унитарной симметрии сильных взаимодействий. Сохраняя основное предположение теории Ферми об установлении статистического равновесия в лоренцевски сжатой области сильного взаимодействия, мы будем рассматривать родившиеся частицы как члены мультиплетов группы SU(3). Требование SU(3)-инвариантности для амплитуд реакции приводит к тому, что становятся возможными лишь те переходы между начальными и конечными состояниями, которые соответствуют одинаковым неприводимым SU(3)-представлениям (p, q).

Назовем число различных возможностей получить определенное неприводимое представление (p, q) посредством прямого произведения n SU(3)-мультиплетов "унитарным весом"  $V_n(p, q; n_8, n_{10})$ , где  $n = n_1 + n_8 + n_{10}$ ,  $n_1, n_8$  и  $n_{10}$  - соответственно число синглетных, октетных и деккуплетных "частей". Тогда выражение для вероятности перехода из начального состояния, отвечающего представлению (p, q), в конечное состояние, содержащее n мультиплетов, будет иметь вид:

$$W_n(T; p, q) = V_n(T) \mathcal{M}_n(T) \frac{S_n}{G_n} U_n(p, q; n_8, n_{10}), \quad (1)$$

где  $V_n(T)$ ,  $\mathcal{M}_n(T)$ ,  $S_n$  - известные выражения для пространственного, энергетического и спинного весов (см. /3-6/),  $G_n$  - множитель, учитывающий тождественность SU(3)-мультиплетов в конечном состоянии, а T - кинетическая энергия нелетающей частицы (в лабораторной системе координат).

Формально выражение (1) отличается от соответствующего выражения общепринятой статистической теории лишь заменой так называемого "изобарического веса"  $P_n(J)$ , зависящего от полного изобарического спина канала и изобарических спинов рождающихся частиц, на "унитарный вес"  $U_n$  (при

этом, конечно, соответствующим образом изменяется и численное значение фактора тождественности  $G_n$ ).

Для каждого парциального канала реакции величину  $U_n$  можно вычислить, применяя формулы работы /7/ к последовательному умножению n представлений.

$$(3,0) \otimes (3,0) \otimes \dots \otimes (3,0) \otimes (1,1) \otimes \dots \otimes (1,1) \otimes (0,0) \otimes \dots \otimes (0,0). \quad (2)$$

Полученные таким образом значения  $U_n$  для практически важных случаев мезон-барионного, барион-барионного взаимодействий и случая аннигиляции барионов (т.е. для  $\bar{N} + N$ ,  $\bar{N} + Y$ ,  $N + \bar{Y}$  и  $\bar{Y} + Y$ ) приведены в табл. 1.

Полный статистический вес реакции получим суммированием весов всех допустимых состояний (p, q), через которые идет реакция

$$\omega_n(T) = \sum_{(p,q)} k_{(p,q)}^2(J, J_8, Y) W_n(T, p, q), \quad (3)$$

где  $k_{(p,q)}(J, J_8, Y)$  - коэффициент Клебша-Гордана, определяющий относительный вес заданного состояния (J, J<sub>8</sub>, Y) в состоянии, соответствующем представлению (p, q).

В табл. 2 в качестве примера указаны значения коэффициентов  $k_{(p,q)}^2$  для  $\bar{p}p$  и  $\bar{p}n$  аннигиляции. Аналогичные таблицы нетрудно составить и для других случаев.

Вероятность образования в каком-либо канале частиц с определенными значениями странности и электрического заряда (например,  $\pi^+ p \rightarrow \pi^0 p^0 \pi^+ p$ ,  $\rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^0 p$ ,  $\pi^+ \pi^+ k^0 \Lambda^0$  и т.д.) получается умножением статистического веса данного канала  $\omega_n(T)$  на квадраты соответствующих коэффициентов Клебша-Гордана группы SU(3). Если при этом не интересоваться зарядовыми распределениями частиц, то следует использовать лишь изоскалярные части этих коэффициентов.

Нетрудно видеть, что вероятности каналов, в которых рождаются частицы, принадлежащие к одному и тому же SU(3)-мультиплету, различаются лишь квадратами соответствующих коэффициентов Клебша-Гордана; по сравнению с общепринятой статистической теорией это значительно упрощает численные расчеты.

Необходимо также иметь в виду, что поскольку в выражение энергетического фазового множителя  $M_n(T)$  входят средние экспериментальные массы унитарных мультиплетов, то наша модель применима лишь в той области, где полная энергия, которая может быть затрачена на образование новых частиц, значительно превосходит экспериментальные разности масс частиц в мультиплетах. Практически это достаточно хорошо выполняется уже при энергиях, больших нескольких Гэв (см. ниже).

До сих пор вопрос о множественной генерации частиц рассматривался нами в рамках точной  $SU(3)$  -симметрии. Однако реальная динамика процесса значительно сложнее той, которая следует из чисто статистических соображений и групповых свойств сильных взаимодействий; в частности, из уже выполненных ранее статистических расчетов (см. /4-8/) известно, что эффективные постоянные связи  $\pi$  - и  $K$  -мезонов значительно различаются. Другими словами, в формуле (1) необходимо еще учесть расщепления эффективных постоянных связей различных сортов рождающихся частиц. В феноменологической статистической теории эти постоянные аппроксимируют неизвестную нам часть в матричных элементах и могут, вообще говоря, зависеть от сорта частиц. Для нас сейчас существенна лишь слабая энергетическая зависимость этих частей, позволяющая заменять их постоянными.

Чтобы не затемнять деталями основных черт рассматриваемой модели, мы учтем расщепление эффективной постоянной лишь для  $K$  -мезонов. Для этого, как и в общепринятой статистической модели, введены в выражение (1) множитель  $\lambda^{n_k}$  где  $n_k$  - число рождающихся  $K$  -мезонов, а постоянную  $\lambda$  подберем из сравнения с экспериментом.

Рассмотрим теперь применение нашей модели к двум важным случаям:  $\pi - N$  -взаимодействиям в области энергий  $T \approx 1 - 10$  Гэв и  $N - \bar{N}$  аннигиляции при  $T = 0$ , где имеются достаточно подробные экспериментальные данные, позволяющие проверить точность статистических предсказаний. При вычислениях будем учитывать барионные октет и декуплет,  $PS$  - и  $V$  -октеты мезонов и синглетный мезон  $\phi$  (1026); для вероятностей распадов рождающихся резонансов будем использовать их экспериментальные значения. Так как  $\phi$  -мезон распадается в основном на пару  $K\bar{K}$ , то его рождение будем характеризовать постоянной  $\lambda$ .

Из рис. 1 видно, что вычисленные значения средней множественности рождающихся частиц  $\bar{n}$  близки к экспериментальным и очень слабо изменяются при варьировании постоянной  $\lambda$ . Обращает на себя внимание тот факт, что согласие эксперимента и теории является лучшим для  $\bar{n}^{\pm}$ , чем для полной множественности  $\bar{n}$ , расчетные значения которой приблизительно на 10%-20% выше экспериментальных. Однако последние не являются экспериментальными величинами в подлинном смысле этого слова, т.к. все они получены из измеренных значений  $\bar{n}^{\pm}$  с помощью некоторых оценочных предположений о соотношении заряженных и нейтральных частиц (см. /1/). Согласие экспериментальных и теоретических значений  $\bar{n}^{\pm}$  является более убедительным.

С экспериментом хорошо согласуются также вероятности образования звезд с различным числом лучей (см. рис. 2).

На рис. 2 приведены полные сечения рождения странных частиц и отдельно - полные сечения всех реакций с рождением пары  $K\bar{K}$ . Для согласования теоретических сечений с экспериментом оказалось необходимым положить  $\lambda = 0,06$ . Существенные отклонения от расчетных кривых при этом имеют место лишь в области энергий, меньших нескольких Гэв. В значительной степени это обусловлено тем, что не учитывается расщепление масс странных и нестранных частиц в унитарных мультиплетах.

Были выполнены также оценки влияния  $\phi - \omega$  смешивания (с углом  $\theta = 39^{\circ}40'$ ), которое оказалось сравнительно небольшим (см. рис. 2). На этом основании все последующие расчеты выполнялись без учета этого смешивания.

Что касается сечений отдельных каналов, то соответствующие данные приведены на рис. 4-6. В случае большого числа рождающихся частиц и энергий, больших нескольких Гэв, отмечается вполне удовлетворительное согласие с опытом. Заметные расхождения наблюдаются для каналов с малым числом вторичных частиц; для расчета таких каналов следует использовать более детальные подходы (периферические модели и т.д.).

Следует подчеркнуть, что теоретические кривые на рис. 4 включают вклад каналов с резонансом  $N^*$  (1236). Именно этим объясняется различная

энергетическая зависимость сечений образования  $\omega$  - и  $\rho$  - мезонов, принадлежащих одному и тому же унитарному мультиплету. (Соответствующие кривые на рис. 5, относящиеся к одноканальным реакциям, подобны друг другу). То же можно сказать и о сечениях многочастичных реакций на рис. 6.

Некоторое удивление вызывает слишком медленное уменьшение с ростом энергии экспериментального сечения реакции  $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ \rho^0 p$ , значительно более медленное, чем это следует из статистических соображений. Не исключено, что это связано с неточностью эксперимента.

Удовлетворительное согласие эксперимента и теории на рис. 2 для  $\pi^- p$  звезд с числом лучей  $n = 0; 2$  объясняется значительным вкладом многочастичных реакций.

#### 4. Аннигиляция остановившихся антипротонов

Из таблицы 3 видно, что и в этом случае (если не считать каналов с небольшим числом вторичных частиц, вклад которых не велик) статистические расчеты хорошо согласуются с опытом.

Теоретические данные таблицы 3 получены для значения  $\lambda = 0,034$ , наилучшим образом согласующегося со средними экспериментальными сечениями образования странных частиц в случае  $\bar{p} p$  - аннигиляции. Это значение почти вдвое меньше полученного в предыдущем разделе из анализа неупругих  $\pi^\pm p$  - взаимодействий. Различие значений  $\lambda$  можно приписать тому, что в случае аннигиляции постоянная  $\lambda$  характеризует рождение пар  $K \bar{K}$ , а в случае  $\pi N$  - взаимодействий существенный вклад дают также реакции с гиперонами ( $\Upsilon K$ ).

В таблице 3 для сравнения приведены также результаты для  $\bar{p} p$  - аннигиляции, полученные в рамках модели кварков<sup>/14/</sup>, широко обсуждаемой в настоящее время в печати. Как видно, наши статистические результаты лучше согласуются с экспериментом.

#### 5. Заключение

Таким образом, статистическая теория с учетом  $SU(3)$  - симметрии рождающихся частиц является эффективным методом расчета реакций с большим

числом рождающихся частиц. Понятно, что речь при этом может идти лишь о средних величинах, на большее статистический подход претендовать не может.

Статистическую теорию можно с успехом использовать также для оценок угловых и энергетических распределений частиц в лабораторной системе координат. Хотя статистическая теория дает неправильный характер угловых распределений в системе центра масс (см. /4-6/), однако вследствие эффекта релятивистского сжатия углов при переходе к лабораторной системе координат средние угловые и энергетические распределения в последней оказываются довольно близкими к экспериментальным и могут использоваться для различных оценок (если только не интересоваться их далекими "хвостами").

#### Л и т е р а т у р а

1. V.S.Barashenkov, V.M.Maltsev, I.Patera, V.D.Toneev. Fortschritte d. Phys., 14, 357 (1966).
2. В.С. Барашенков, В.М. Мальцев. Препринт ОИЯИ, P-2784, Дубна, 1966.
3. С.З. Белецкий, В.М. Максименко, А.И. Никишов, И.Л. Розенталь, УФН, 82, 1 (1987).
4. V.S.Barashenkov. Fortschritte d.Phys., 9, 29 (1961).
5. R.Hagedorn and E.C.G.Sudarshan. Reports in the Proc. of the Intern. Confer. on Theor. Aspects of very High Energy Phenomena, CERN 1961.
6. M. Kretzschmar. Ann.Rev. of Nucl.Sc., II, 1 (1961).
7. J.G.Kurijan, D.Lurie, A.J.Macfarlane. Journ. of Math.Phys., 6, 722 (1965).
8. Aachen-Berlin-Birmingham-Bonn-Hamburg-London (J.C.)-München Collaboration. Phys.Rev., 138, B897 (1963); L.Bondar, F.Eickel, G.Kaufmann, K.Lanius, R.Leisre et al. Preprint DESY, 66/II; Aachen-Berlin-CERN Collaboration. Phys.Lett., 12, 356 (1964); M.Bardadin-Otwinowska, M.Danysz, T.Hofmold, S.Otwinowski et al. Report submitted to the XIII Conference, Berkeley, 1966; J.Bartke, O.Czyzewski, J.Danysz, A.Eskreys, et al. Report submitted to the XIII-th Conference, Berkeley, 1966.

9. CERN-Cracow-Warsaw Collaboration. Phys.Lett., 22, 109, 230 (1966);  
Aachen-Hamburg-London (I.C.)-München Collaboration. Nuovo Cim.,  
43, 1010 (1966);  
A.Bigi, S.Brandt, A. de Marco-Frabbucco, Ch.Peyrou et al. Nuovo  
Cim., 33, 1249, 1265 (1964);  
T.P.Wangler. Phys.Rev., 137, B414 (1965).
10. C.Alff, D.Berley, D.Collet, N.Gelfand et al. Phys.Rev. Lett., 9, 322(1962);  
P.Daronian, A.Duadin, M.A.Tabid, C.Lewin et al. Nuovo Cim., 41,  
503 (1966);  
M.Abolins, R.L.Lander, W.A.Mehlhop et al. Phys.Rev., II, 381  
(1963);  
G.Goldhaber, J.L.Brown, S.Goldhaber, J.A.Kadyk et al. Phys.Rev.  
Lett., 12, 336 (1964).
11. В.С. Барашенков. Сечения взаимодействия элементарных частиц. Изд-во  
"Наука", Москва, 1988.
12. NN.Cason. Phys.Rev., 148, 1282 (1966); H.Guisan, J.Kirz, P.Sonder-  
ger et al. Preprint Saclay, 1966;  
В.Г. Гришин, Д.П. Кистенев, Д.К. Копылова и др. Препринт ОИЯИ, P-2381,  
Дубна, 1985.
13. N.N.Biswas, J.Derado, N.Schmitz and W.D.Shephard. Phys. Rev., 134,  
B901 (1964);  
Aachen-Birmingham-Bonn-Namburg-London (J.C.)-München Colla-  
boration. Nuovo Cim., 31, 485 (1964);  
R.Klein, R.J.Sahni, A.Z.Kovaes and G.W.Fautfest. Preprint Labayctte,  
1965;  
P.Slattery, K.Kragbill, B.Forman, J.Farbel. Preprint UR-875-153(1966).
14. J.Harte, R.H.Socolow, L.Vandermeulen. Preprint CERN 66/1109/B/TH,  
697/P3 cm, 1966.
15. C.Baitay, N.Barash, P.Franzini, P.Franberger, N.Gelfand, R.Goldberg,  
L.Kirsch, G.Lutjens, D.Müller, I.C.Severiens, I.Steinberger,  
T.H.Tan, D.Tycko, R.Plano, D.Zanello, P.Yaeger. Phys.Rev.,  
139, 1659 (1965); 140, 1039 (1965); 140, 1042 (1965);  
145, 1095 (1966); 145, 1103 (1966);
16. A.Bettini, M.Cresti, S.Limentani, L.Peruzzo, S.Sartori et al. Preprint,  
of the University Padova, 1966.

Рукопись поступила в издательский отдел  
24 февраля 1987 г.

ТАБЛИЦА 1

Унитарный вес  $u_n$  (р.ч.и.и.и.)

$n$ (р.ч.)	(0,0)	(1,1)	(3,0)	(0,3)	(2,2)
$n_{10} = 0$					
2	I	2	I	I	I
3	2	8	4	4	6
4	8	32	20	20	33
5	32	145	100	100	180
6	145	702	525	525	999
7	702	3598	2856	2856	5570
8	3598	19180	15834	15834	32284
9	19180	105910	90390	90390	173766
10	105910	585546	511179	511179	1088220
$n_{10} = 1$					
2	0	I	I	0	I
3	I	4	4	2	5
4	4	20	17	12	27
5	20	100	85	70	150
6	100	525	451	400	855
7	525	2856	2406	2310	4881
8	2856	15834	14084	12762	29020
9	15834	90390	83062	78507	168830
10	90390	527013	486462	465583	1035447
$n_{10} = 2$					
2	0	0	0	I	I
3	0	2	2	2	4
4	2	12	12	10	22
5	12	70	66	56	126
6	70	400	374	330	741
7	400	2310	2166	1886	4432
8	2310	12762	12032	11562	26445
9	12762	78507	72133	67950	153426
10	78507	465583	448846	422700	973433

Величина  $u_n$  не зависит от числа синглетных частиц  $n$ .

ТАБЛИЦА 2

Значения коэффициента  $k_{(p,q)}^2 (l, j, \gamma, \gamma')$  для аннигиляции  
вспинных кварков

Представление (p,q)	(0,0)		(1,1) <sub>1</sub>		(1,1) <sub>2</sub>		(3,0)		(0,3)		(2,2)	
	$k_{(p,q)}^2 (l=1, j, \gamma=0)$	$k_{(p,q)}^2 (l=1, j, \gamma=0)$	$k_{(p,q)}^2 (l=1, j, \gamma=0)$	$k_{(p,q)}^2 (l=1, j, \gamma=0)$	$k_{(p,q)}^2 (l=1, j, \gamma=0)$	$k_{(p,q)}^2 (l=1, j, \gamma=0)$	$k_{(p,q)}^2 (l=1, j, \gamma=0)$	$k_{(p,q)}^2 (l=1, j, \gamma=0)$	$k_{(p,q)}^2 (l=1, j, \gamma=0)$	$k_{(p,q)}^2 (l=1, j, \gamma=0)$	$k_{(p,q)}^2 (l=1, j, \gamma=0)$	$k_{(p,q)}^2 (l=1, j, \gamma=0)$
$\bar{p}p$	-	3/10	1/6	1/6	1/6	1/6	-	1/6	1/6	1/6	1/5	3/20
$n\bar{p}$	-	3/10	1/6	1/2	1/6	-	-	1/6	1/6	1/6	1/5	3/20

$l, j, \gamma, \gamma'$  - значения полного квантового спина, его проекции и гиперзарядов.

ТАБЛИЦА 3

Распределение по числу лучей и вероятности некоторых каналов  $\pi\pi$  аннигиляции в покое ( в процентах ).

	$\bar{p} + p$			$\bar{p} + \pi$		
	Статистическая теория	Модель кварков I4	Эксперимент I5	Статистическая теория	Эксперимент I6	
0 лучей *)	3,9	12,9	$3,2 \pm 0,5$	1 луч *)	19	$16,4 \pm 0,5$
2 луча *)	50,4	-	$42,6 \pm 1,1$	3 луча *)	60,8	$59,7 \pm 1,2$
4 луча *)	40,1	-	$45,8 \pm 1,0$	5 лучей *)	20	$23,4 \pm 0,7$
6 лучей *)	1,0	0,1	$3,8 \pm 0,2$	7 лучей *)	0,2	$0,39 \pm 0,07$
$\bar{\pi}$	4,7	-	$4,65 \pm 0,15$	$\bar{\pi}$	4,4	$4,5 \pm 0,3$
$\pi^+\pi^-$	1,25	0	$0,32 \pm 0,03$	$\pi^-\pi^0$	1,1	$\leq 0,7$
$K^+K^-$	0,11	-	$0,11 \pm 0,01$	$\pi^-\rho^0$	3,9	$\approx 0,63$
$\pi^0\rho^0$	2,1	-	$1,4 \pm 0,2$	$\pi^-\eta$	2,3	$\leq 0,25$
$\eta\rho^0$	3,2	-	$0,22 \pm 0,17$	$\pi^-\omega$	6,3	$0,41 \pm 0,08$
$\omega\rho^0$	8,2	-	$0,7 \pm 0,3$			
$\pi^+\pi^-\pi^0$	6,7	7,4	$7,8 \pm 0,9$	$\pi^+\pi^-\pi^-$	5,5	$1,57 \pm 0,21$
$\pi^+\pi^-\rho^0$	2,4	-	$5,8 \pm 0,3$	$\pi^+\pi^+\pi^-$	8,1	8,7
$\pi^+\pi^-\omega$	3,0	-	$3,8 \pm 0,4$	$\left( \begin{matrix} \rho^0\pi^+\pi^- \\ \rho^+\pi^-\pi^- \end{matrix} \right)$		
$\pi^+\pi^-\eta$	2,5	-	$1,2 \pm 0,3$			
$\pi^+\pi^-\pi^0$	42,4	22,3	$34,8 \pm 1,2$			
$2\pi^+ 2\pi^-$	5,0	25,6	$5,8 \pm 0,3$	$2\pi^-\pi^+\pi^0$	24	$21,8 \pm 2,2$
$2\pi^+ 2\pi^-\pi^0$	16,6	28,5	$18,7 \pm 0,9$	$3\pi^- 2\pi^+$	1,0	$5,15 \pm 0,47$
$2\pi^+ 2\pi^-\rho^0$	18,3	3,1	$21,3 \pm 1,1$	$3\pi^- 2\pi^+\pi^0$	13,9	$15,1 \pm 1,0$
$3\pi^+ 3\pi^-\rho^0$	$\leq 1$	-	$1,6 \pm 0,3$	$\sigma_{\pi^+}/\sigma_{\pi^-}$	4	$4 \pm 1$ **)
$\sigma_{\pi^+}/\sigma_{\pi^-}$	4,6	-	$4,6 \pm 0,3$			

\*) Без учета пар K-мезонов ( их вклад не велик ).  
\*\*) Среднее экспериментальное значение.



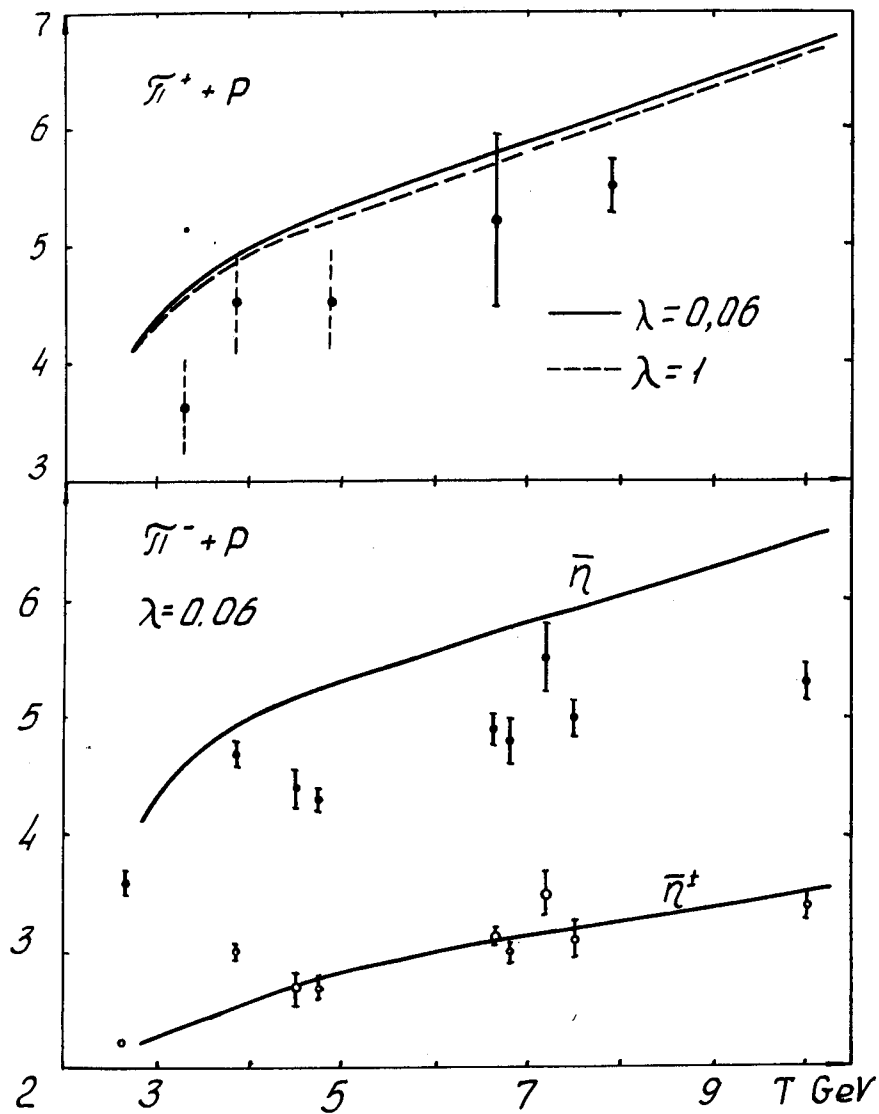


Рис. 1. Среднее число частиц, рождающихся в неупругих  $\pi^\pm p$ -взаимодействиях.  $\bar{n}^\pm$  - число заряженных частиц,  $\bar{n}$  - полное число рождающихся частиц. Расчеты выполнены для значений  $\lambda = 0,06$  (сплошные кривые) и  $\lambda = 1$  (пунктир). Экспериментальные данные взяты из работ [8] и работ, указанных в таблицах обзора [1].

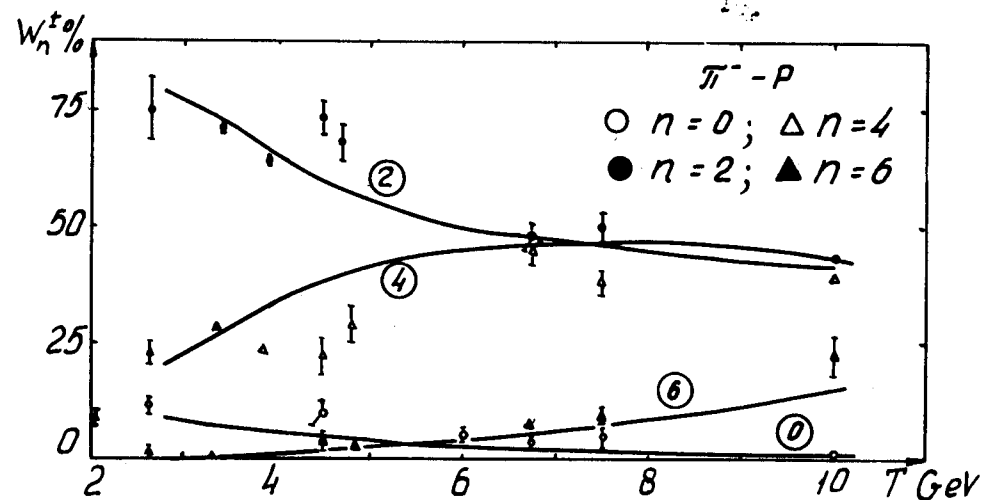


Рис. 2. Вероятность неупругих  $\pi^- p$ -взаимодействий с рождением  $n$  заряженных частиц ( $n$  -лучевые звезды). Значения  $\omega_n^\pm$  для  $n = 2, 4, 6$  нормированы на 100%; для  $\omega_0^\pm$  использована другая нормировка:  $\sum_{n=0}^{\infty} \omega_n^\pm = 100\%$ . Расчеты выполнены для  $\lambda = 0,06$ . Библиография экспериментальных работ приведена в обзоре [1].

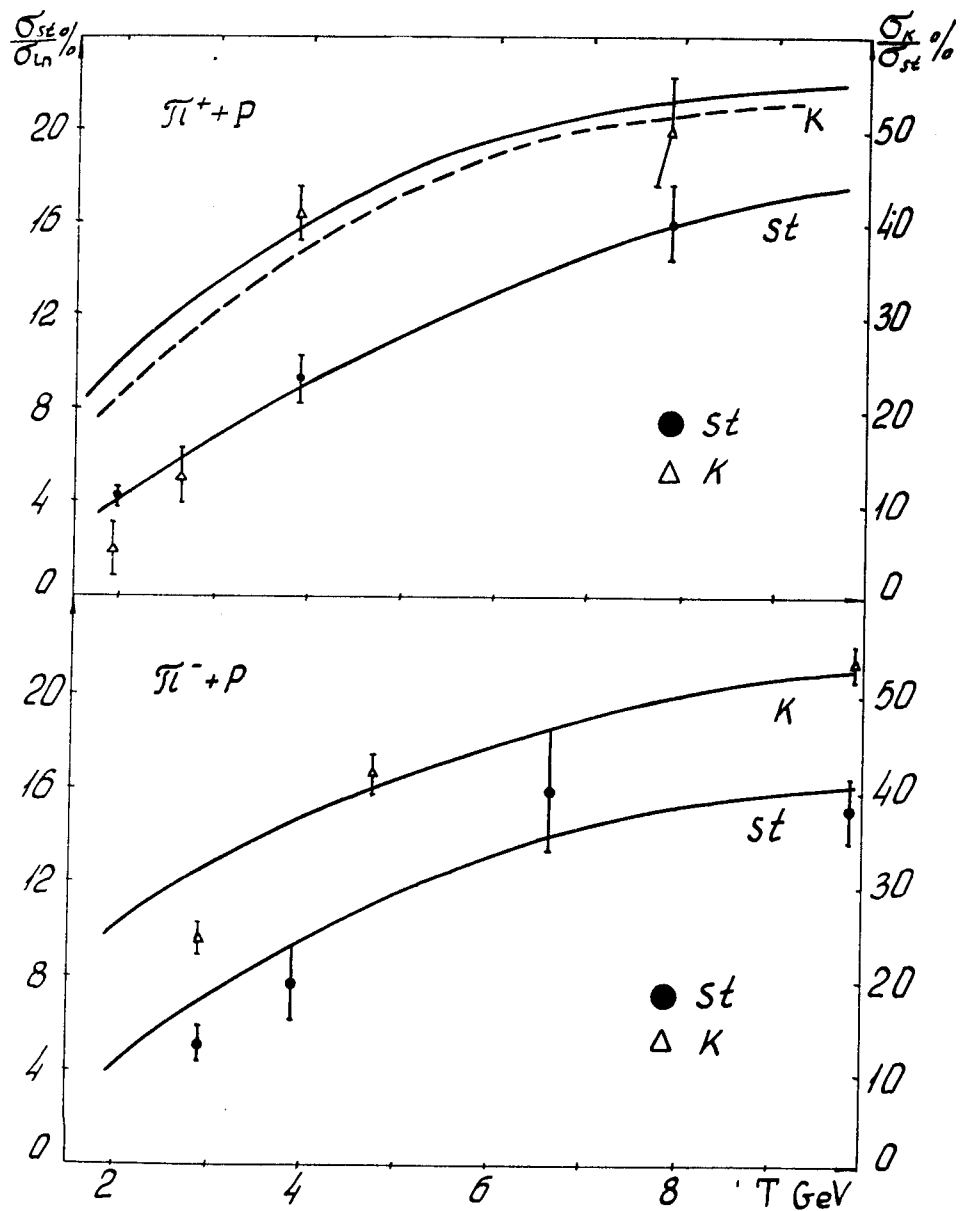


Рис. 3. Вероятность образования странных частиц в  $\pi^\pm p$ -взаимодействиях.  $\sigma_k$  — сечение реакций с рождением пары  $K$ -мезонов,  $\sigma_{st}$  — полное сечение рождения странных частиц,  $\sigma_{in}$  — суммарное сечение всех неупругих каналов. Пунктиром указаны теоретические значения  $\sigma_k/\sigma_{in}$ , вычисленные с учетом  $\phi$ - $\omega$ -смешивания. Экспериментальные данные взяты из работ [8].

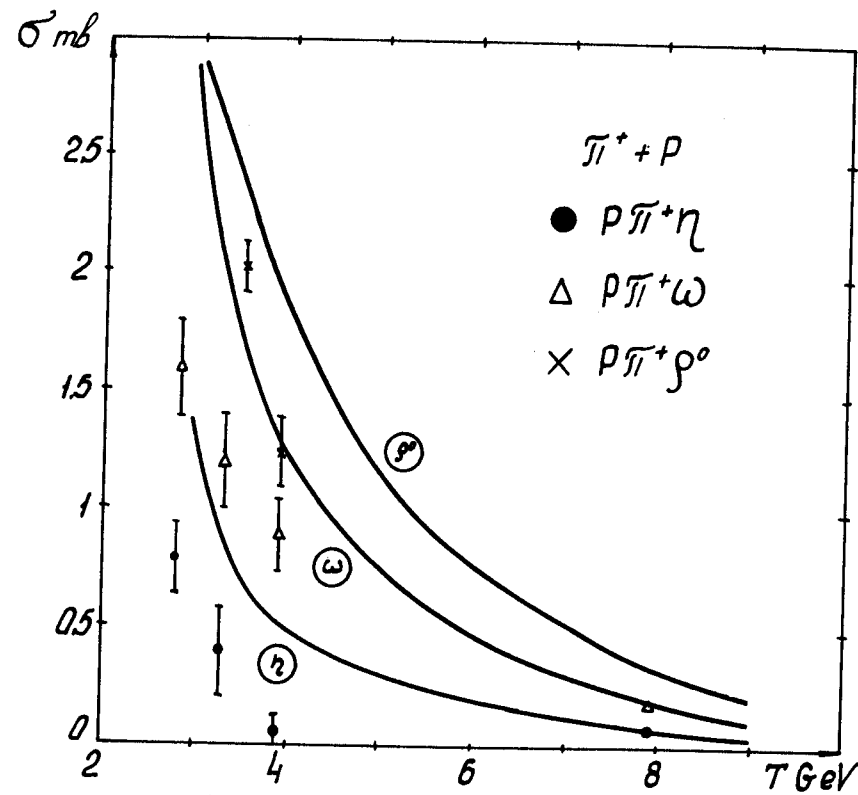


Рис. 4. Сечения  $\pi^+ p$ -взаимодействий с тремя частицами в конечном состоянии. Эти сечения включают вклад двухчастичных каналов с распадающимся резонансом,  $N(1236)$ ,  $\lambda = 0,08$ . Экспериментальные точки взяты из работ [10].

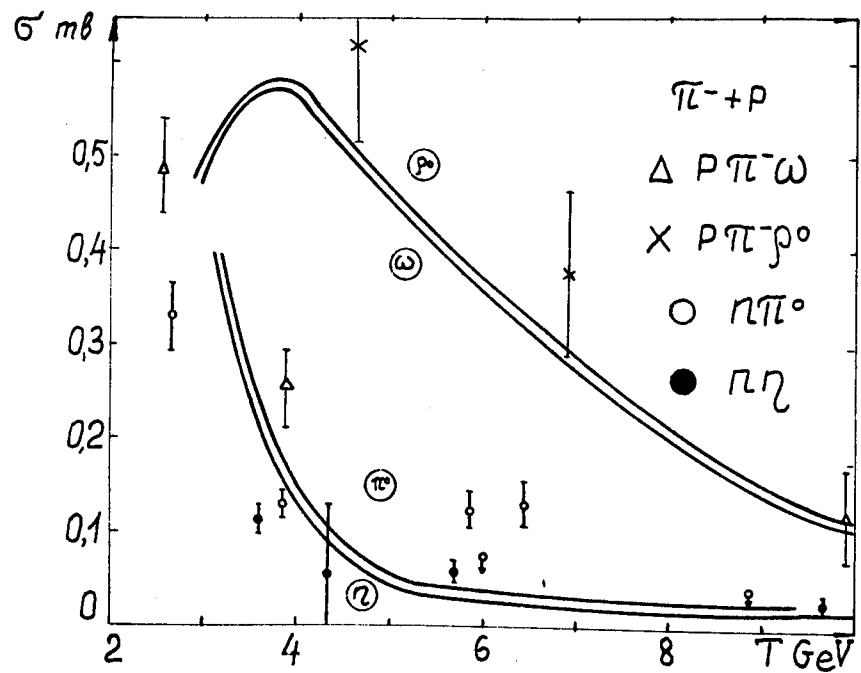


Рис. 5. Сечения двух- и трехчастичных  $\pi^- p$ -взаимодействий ( $\lambda = 0,06$ ). Знаком  $\star$  отмечены верхние оценки сечения перезарядки. Библиография экспериментальных работ по перезарядке дана в /11/, остальные экспериментальные данные взяты из работ /12/.

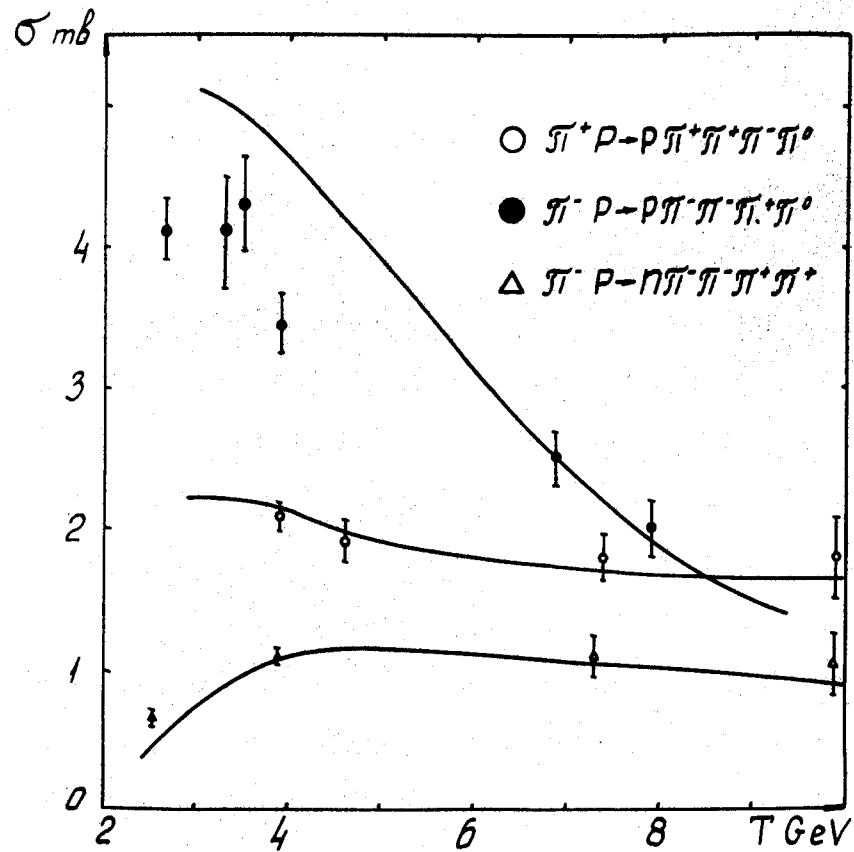


Рис. 6. Сечения  $\pi^+ p$ -взаимодействий с пятью частицами в конечном состоянии. Учет вклада каналов с распадающимся резонансом  $N$  (1286),  $\lambda = 0,06$ . Экспериментальные точки взяты из работ /13/.