

С323.4

Б-24

23/III-

СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА



2639/2-73

P2 - 7187

В.С. Барашенков, Х.М. Бештоев

СТАТИСТИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ  
НЕУПРУГИХ ПРОЦЕССОВ  
С  $SU_6$  -МУЛЬТИПЛЕТАМИ

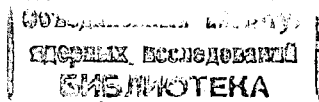
**1973**

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

P2 - 7187

В.С. Барашенков, Х.М. Бештоев

СТАТИСТИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ  
НЕУПРУГИХ ПРОЦЕССОВ  
С  $SU_6$  -МУЛЬТИПЛЕТАМИ



Несмотря на грубость используемых приближений, статистическая теория множественного рождения частиц, предложенная впервые Ферми и усовершенствованная в ряде последующих работ (см. обзор /1/, где указана библиография), оказывается весьма полезной на практике при оценках средних величин, характеризующих неупругие столкновения высокоэнергетических частиц. Она позволяет получить представление о вероятности различных каналов реакции и часто используется для расчета различных фоновых и фазовых распределений. Поскольку вследствие релятивистских эффектов плохо согласующиеся с опытом в системе центра масс детали угловых и энергетических распределений рождающихся частиц сравнительно слабо сказываются на соответствующих распределениях в лабораторной системе координат, статистическая теория весьма удобна для различных прикидок при подготовке новых экспериментов. В соответствии с заложенными в ее основу приближениями эта теория наиболее пригодна для описания неупругих процессов с большим числом вторичных частиц, где другие известные сейчас подходы оказываются мало эффективными.

Одним из существенных недостатков статистической теории Ферми является то, что она дает лишь относительные значения сечений и для нормировки их на экспериментальное сечение  $\sigma_{in}$  приходится рассчитывать очень большое число различных кана-

лов реакции, что практически весьма затруднительно даже при использовании быстродействующих ЭВМ<sup>\*)</sup>. Трудности можно значительно уменьшить, если учесть  $SU_3$ -симметрию сильных взаимодействий, что позволяет объединить частицы в мультиплеты и тем самым существенно сократить число различных каналов реакции<sup>1-4/</sup>. К сожалению, при переходе к наиболее интересной в настоящее время области ускорительных энергий порядка нескольких десятков и сотен Гэв, где возможно рождение большого числа  $SU_3$ -мультиплетов в различных сочетаниях, число каналов снова резко возрастает и вычисления опять становятся чрезвычайно громоздкими.

Уменьшения числа каналов в этом случае можно достичь путем объединения рождающихся  $SU_3$ -частиц в  $SU_6$ -мультиплеты. Хотя при этом нельзя воспользоваться непосредственным обобщением  $SU_3$ -симметричной теории, как это было сделано при переходе от  $SU_2$ - к  $SU_3$ -мультиплетам, поскольку взаимодействия при высоких энергиях не обладают  $SU_6$ -симметрией из-за выклада орбитальных моментов, тем не менее можно ввести статистический вес, учитывающий "свёртку" рождающихся частиц в  $SU_6$ -мультиплеты, путем объединения соответствующих  $SU_3$ -симметричных статистических весов. Поскольку массы всех частиц в  $SU_6$ -мультиплете одинаковы, наиболее трудоемкая

\*) Если расчет нормировать на экспериментальные сечения каких-либо отдельных каналов реакции, то результаты могут оказаться резко расходящимися с опытом, т.к. отклонения сечений отдельных групп каналов от опыта могут значительно превосходить средние отклонения. Подробные сравнительные расчеты показали, что достаточно надежные результаты можно получить лишь в том случае, если производится нормировка в среднем, т.е. на полное сечение неупругих взаимодействий  $\sigma_{in}$ .

для вычислений часть статистического веса (так называемый "энергетический статвес") является для них общим множителем<sup>\*)</sup>. При этом статистические веса каналов реакции с  $n$   $SU_3$ -мультиплетами в конечном состоянии

$$W_{x_1, x_2, \dots, x_n}^{P, q} = V_n \mathcal{M}_n G_{x_1, x_2, \dots, x_n} \mathcal{U}_{x_1, x_2, \dots, x_n}^{P, q} \prod_{k=1}^n (2S_{x_k} + 1), \quad (1)$$

где  $V_n$  - пространственный,  $\mathcal{M}_n$  - энергетический,  $\mathcal{U}_{x_1, x_2, \dots, x_n}^{P, q}$  - унитарный статистические веса,  $S_{x_k}$  - спин мультиплета, а  $G_{x_1, x_2, \dots, x_n}$  - фактор тождественности (некоторые мультиплеты могут повторяться, см. подробнее<sup>1/</sup>), заменяется одним общим статистическим весом

$$W_n^{P, q} [M_1, N_1, K_1, L_1; \dots; M_n, N_n, K_n, L_n] = \\ = V_n \mathcal{M}_n G_n \sum_{x_1, \dots, x_n} \mathcal{U}_{x_1, x_2, \dots, x_n}^{P, q} \prod_{k=1}^n (2S_{x_k} + 1), \quad (2)$$

где символом  $\sum_{x_1, \dots, x_n}$  отмечено суммирование по всем  $SU_3$ -представлениям, которые проектируются на данное промежуточное представление  $[P, q]$ .

Если теперь учесть расщепление  $SU_6$ -представлений

$$D[M, N, K, L] \rightarrow \sum D[P_i, q_i] \otimes D[S_i], \quad (3)$$

\*) Понятно, что расщеплением масс частиц в  $SU_6$ -мультиплетах можно пренебречь лишь при высоких энергиях, когда величина энергии, затрачиваемой на образование новых частиц, значительно превосходит разности масс частиц в мультиплетах.

где  $\mathcal{D}[P_i, q_i]$  и  $\mathcal{D}[S_i]$  — соответствующие унитарное  $SU_3$  и спиновое  $SU_2$ -представления<sup>/6-8/</sup> и допустить, что различные проекции спинов частиц статистически равновероятны, то выражение (3) после суммирования по всем направлениям спинов частиц можно записать в виде:

$$\mathcal{D}[M, N, K, L] \rightarrow \sum_i \mathcal{D}[P_i, q_i] (2S_i + 1). \quad (4)$$

(Мы используем везде те же обозначения, что и в наших предыдущих работах<sup>/3-5/</sup>). Полный унитарный вес канала с  $n$   $SU_6$ -мультиплетами в конечном состоянии получается путем прямого произведения  $n$  соответствующих  $SU_6$ -представлений, поскольку, однако, для начального и конечного состояний реакции мы требуем только  $SU_3$ -симметрию, для вычисления полного унитарного веса можно использовать разложение (4).

В этом случае

$$\begin{aligned} & \mathcal{D}[M_1, N_1, K_1, L_1] \otimes \dots \otimes \mathcal{D}[M_n, N_n, K_n, L_n] \rightarrow \\ & \rightarrow \sum_i \mathcal{D}[P_i, q_i] (2S_i + 1) \otimes \dots \otimes \sum_j \mathcal{D}[P_j, q_j] (2S_j + 1) = \\ & = \sum_{P, q} \sum_{x_1, \dots, x_n} U_{P, q}^{x_1, \dots, x_n} \prod_{k=1}^n (2S_{x_k} + 1) \mathcal{D}[P_k, q_k]. \end{aligned} \quad (5)$$

При этом следует иметь в виду, что в ходе суммирования в выражении (5) появляются множители, которые характеризуют число перестановок различных  $SU_3$ -представлений, принадлежащих одинаковым  $SU_6$ -представлениям.

В таблицах I-II и на рис. I-5 приведены результаты расчетов, выполненных с помощью такой " $SU_6$ -мультиплетной" модели. Для сравнения приведены соответствующие результаты, полученные с помощью  $SU_3$ -симметричной теории, а также экспериментальные данные (библиографию см. в работе<sup>/4/</sup>). При вычислениях учитывались 35-, 56- и  $\bar{56}$ -плеты. Отношение эффективных постоянных взаимодействия  $\mathcal{N}$ - и  $K$ -мезонов полагалось равным 0,04 — так, как это было получено в работах<sup>/2,4/</sup> из сравнения  $SU_3$ -симметричной теории с опытом.

Из приведенных данных следует, что по мере увеличения кинетической энергии налетающей частицы  $T$  результаты расчетов в обоих вариантах теории сближаются между собой и могут использоваться для грубой оценки экспериментальной ситуации<sup>\*</sup>).

Можно было бы попытаться еще более упростить вычисления, если учесть, что, во-первых, используемое в теории предположение о статистической равновероятности различных направлений спинов рождающихся частиц приводит к тому, что наиболее вероятным оказываются состояния с очень малыми значениями суммарного спина  $\sum_i S_i$ , поэтому, по-видимому, не будет большой ошибкой считать, что спины начального и конечного состояний одинаковы. Во-вторых,  $SU_3$ -симметричный вариант теории Ферми, не учитывающий орбитальных моментов, дает неплохое согласие с опытом. Вместе эти два соображения означают, что начальное и

\* Равенство нулю вероятности рождения барионов при низких энергиях в таблице II для  $SU_6$  связано с тем, что при вычислениях использовалась средняя по  $SU_6$ -мультиплету масса бариона. Эта масса больше массы нуклона, поэтому рождение барионов при небольших энергиях оказывается энергетически запрещенным.

конечное состояния реакции приближенно можно было бы считать принадлежащими одному и тому же  $SU_6$ -представлению. Для вычисления  $SU_6$ -симметричных унитарных весов в этом случае можно было бы использовать групповой метод из работы<sup>/5/</sup>. Такой подход к статистическим оценкам средних характеристик множественного образования частиц в области очень высоких энергий требует еще изучения.

#### ЛИТЕРАТУРА:

1. V.S. Barashenkov, G.M. Zinovjev, Fort.d.Phys., 16, 719 (1968).
2. X.M. Бештоев. Сообщение ОИЯИ P2-5480, Дубна, 1970.
3. В.С. Барашенков, X.M. Бештоев. Acta Phys. Polon., B2, 803 (1971).
4. В.С. Барашенков, X.M. Бештоев. Сообщение ОИЯИ P2-6337, Дубна, 1972.
5. В.С. Барашенков, X.M. Бештоев. Сообщение ОИЯИ P2-5914, Дубна, 1971.
6. А.Пайс. Теория групп и элементарные частицы. Москва, Мир, 1967.
7. В.Г. Кадьшевский, Р.М. Мурадян, Я.А. Смородинский. Препринт ОИЯИ P-2061, Дубна, 1965.
8. M. Gourdin. Unitary Symmetries and Their Application to High Energy Physics, Amsterdam, 1967.

Рукопись поступила в издательский отдел  
25 мая 1973 года.

ТАБЛИЦА I.

Просуммированная по всем знакам заряда расчетная вероятность каналов реакции  $\bar{p} + p \rightarrow k + k + n\pi$  (в процентах по отношению к полному сечению неупругого взаимодействия  $\sigma_{in}^+$ ).

n	T = 0 ГэВ		T = 0.6 ГэВ		T = 2.3 ГэВ		T = 7 ГэВ		T = 16 ГэВ	
	$SU_6$	$SU_3$	$SU_6$	$SU_3$	$SU_6$	$SU_3$	$SU_6$	$SU_3$	$SU_6$	$SU_3$
2	2,1	2,4	0,8	2,0	0,7	1,1	0,1	0,1	$10^{-3}$	$6 \cdot 10^3$
3	0	0,7	1,9	2,2	2,3	2,2	0,7	0,7	0,1	$4 \cdot 10^{-2}$
4	0	0,2	3,0	1,0	2,6	2,4	1,8	1,7	0,1	0,2
5	0	0	0,3	0	1,1	0,6	3,6	2,3	$5 \cdot 10^{-2}$	0,3
6	0	0	0	0	0	0	0,6	1,8	1,3	2,5

Таблица II.

Расчетная вероятность каналов реакции  $\bar{P} + P \rightarrow \bar{Y} + Y + n\pi$   
(в процентах по отношению к сечению  $\sigma_{in}^-$ ).

Канал	$T = 2,3 \text{ ГэВ}$			$T = 7 \text{ ГэВ}$			$T = 16 \text{ ГэВ}$		
	$SU_6$	$SU_3$		$SU_6$	$SU_3$		$SU_6$	$SU_3$	
$\bar{\Lambda} + \Sigma^0$	0	0,3		$6 \cdot 10^{-3}$	$8 \cdot 10^{-3}$		$1,5 \cdot 10^{-4}$	$1,4 \cdot 10^{-4}$	
$\bar{\Sigma}^- + \Sigma^+ + \pi^0$	0	$2 \cdot 10^{-2}$		0	0,1		$6 \cdot 10^{-3}$	$7 \cdot 10^{-3}$	
$\bar{\Lambda} + \Lambda + \pi^+ + \pi^-$	0	0,1		0	0,2		$8 \cdot 10^{-2}$	$1,4 \cdot 10^{-2}$	
$\bar{P} + P + 2\pi^+ + 2\pi^-$	0	0,2		0	0,9		0,2	$5 \cdot 10^{-2}$	

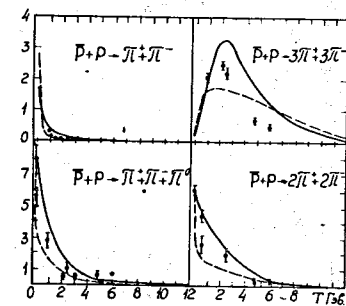


Рис. I. Вероятность  $\bar{p}$ -р аннигиляции с рождением  $\pi$ -мезонов  
(в процентах по отношению к полному сечению неупругого  
 $\bar{p}$ -р взаимодействия  $\sigma_{in}^-$ ). Сплошные кривые - расчет  
по  $SU_3$ -симметричной теории, пунктирные кривые -  
расчет с учетом  $SU_6$ -мультиплетов. Точки - экспери-  
ментальные данные.

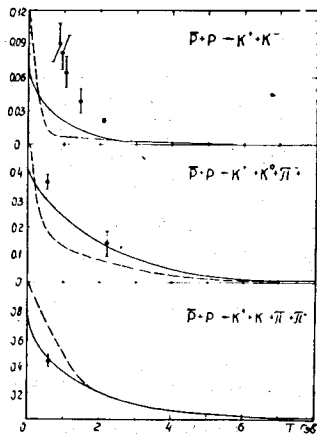


Рис. 2. Вероятность  $\bar{p}$ -р аннигиляции с рождением пар К-мезонов. Все обозначения, как на рис. I..

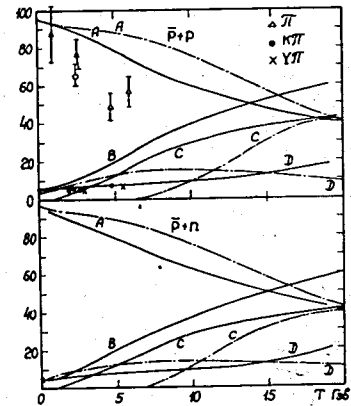


Рис. 3. Вероятность каналов с рождением различных типов частиц.

Кривые А, В, С, D относятся соответственно к реакциям:  $\bar{p} + N \rightarrow n\pi$ ,  $\bar{K} + K + n\pi$ ,  $\bar{Y} + Y + n\pi$ ,  $(\bar{K} + K + n\pi) + (\bar{Y} + Y + n\pi)$ , просуммированным по числу пионов  $n = 1, 2, \dots$ . Верхний рис. относится к взаимодействию  $\bar{p} + p$ , нижний - к взаимодействию  $\bar{p} + n$ . Значками  $\bullet$ ,  $\Delta$  и  $\times$  нанесены экспериментальные данные, соответствующие кривым А, В, С. Сплошные кривые - расчет по  $SU_3$ -симметричной теории, пунктир - расчет с  $SU_6$ -мультиплетами.



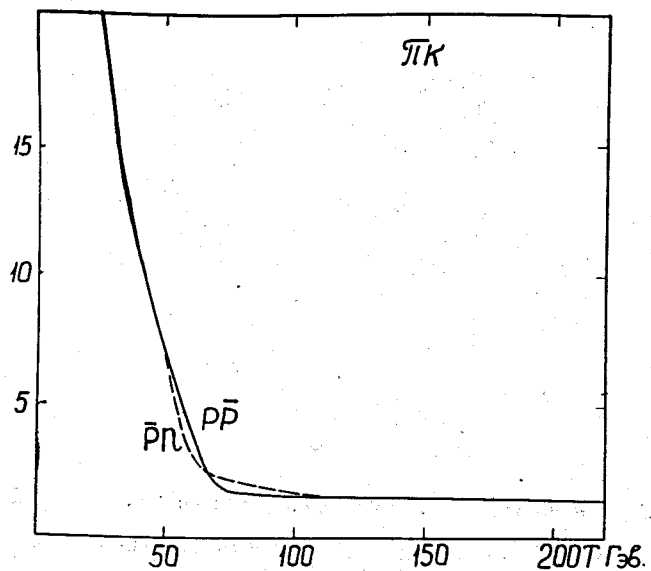


Рис. 4. Суммарная вероятность каналов  $\bar{p} + N \rightarrow n\pi$  и  $\bar{p} + N \rightarrow \bar{K} + K + (n-2)\pi$  для  $n = 1, 2, \dots$ . Все обозначения, как на рис. I.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР  
 ФИЗИКА ЯДРА  
 1977, ТОМ 17, № 1, С. 14-15

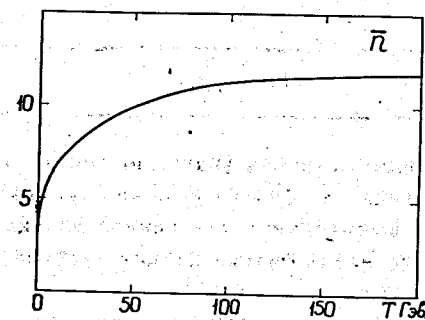


Рис. 5. Средняя множественность частиц  $\bar{n}$  при  $\bar{p} - N$  аннигиляции, рассчитанная на основе теории с  $SU_6$ -мультиплетами.