

Бештоев Х. М.
Б1-256872

с 323.5

Б-575



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

^х
Б1-2-6872

ДЕПОНИРОВАННАЯ ПУБЛИКАЦИЯ

Дубна 1972

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
Лаборатория ядерных реакций

Х.М.Бештоев

С 303.5
Б-575

Б1-2-6872

с. ф. 3458

СТАТИСТИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ НЕУПРУГИХ ПРОЦЕССОВ С
 SU_6 -МУЛЬТИПЛЕТАМИ

Руч. ... ПИИЯ
3 ... ДИИИ
28 декабря 1972 г.

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

Дубна, 1972 г.

А Н Н О Т А Ц И Я

Рассмотрена SU_3 -симметричная статистическая теория Ферми при условии, что частицы в конечном состоянии являются членами SU_6 -мультиплетов. Такой подход позволяет существенно сократить число различных каналов реакции, которые необходимо учитывать при расчетах, благодаря чему вычисления значительно упрощаются и могут быть распространены на область энергий порядка нескольких десятков и даже сотен Гэв. На примере $N-\bar{N}$ аннигиляции теория сравнивается с опытом.

Также предлагается и обсуждается приближенная SU_6 -симметричная модель множественного рождения частиц Ферми.

Насмотря на грубость используемых приближений статистическая теория множественного рождения частиц Ферми оказывается весьма полезной на практике при оценках средних величин, характеризующих неупругие столкновения высокоэнергетических частиц, она позволяет получить представление об 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 недостатков статистической теории Ферми является то, что она дает лишь относительные значения сечений и для нормировки их на экспериментальное сечение σ_{in} приходится рассчитывать очень большое число различных каналов реакции^{*}), что практически весьма затруднительно даже при использовании быстродействующих

^{*}) 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 σ_{in} .

вычислительных машин. 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 /1-4/. К сожалению, при переходе к наиболее интересной в настоящее время области ускорительных энергий порядка нескольких десятков и сотен Гэв расчеты снова становятся чрезвычайно громоздкими.

I. Дальнейшего уменьшения числа существенно различных каналов можно достичь путем объединения рождающихся в SU_6 -мультиплеты. Хотя в этом случае нельзя применить непосредственное обобщение SU_3 -симметричной теории, поскольку взаимодействия при высоких энергиях не обладают SU_6 -симметрией из-за вклада орбитальных моментов, тем не менее можно ввести статистический вес, учитывающий SU_6 -мультиплеты, путем объединения (свертывания) SU_3 -симметричных статистических весов, если учесть, что массы всех частиц из SU_6 -мультиплета одинаковы, благодаря чему наиболее трудоемкая для вычислений часть статистического веса является для них общим множителем*). При этом статистические веса всех каналов реакции с n SU_3 -мультиплетами в конечном состоянии

$$W_{x_1 x_2 \dots x_n}^{P, Q} = V_n \cdot m_n \cdot G_{x_1 x_2 \dots x_n} \cdot U_{x_1 x_2 \dots x_n}^{P, Q} \cdot \prod_{k=1}^n (2 \cdot S_{x_k} + 1) \quad (1)$$

*) Понятно, что расщеплениям 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 V_n -пространственный, \mathcal{M}_n -энергетическим, $U_{x_1, x_2, \dots, x_n}^{P, q}$ унитарный статистические веса, S_{x_k} - спин мультиплета x_k , а G_{x_1, \dots, x_n} - фактор тождественности (некоторые мультиплеты могут повторяться, см. подробнее [1]), заменятся одним общим статистическим весом

$$W_n^{P, q} [M_1, N_1, k_1, l_1, \dots, k_n, l_n] =$$

$$= V_n \mathcal{M}_n G_n \sum_{x_1, \dots, x_n} U^{P, q} [x_1, \dots, x_n] \prod_{k=1}^n (2S_{x_k} + 1), \quad (2)$$

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

Если учесть, что SU_6 - представления, к которым принадлежит мультиплеты, расщепляются как [6-3]:

$$D[M, N, k, l] \rightarrow \sum_i D[P_i, q_i] \otimes D[S_i] \quad (3)$$

где $D[P_i, q_i] \cdot SU_3$ - представление, $D[S_i]$ - спиновое SU_2 - представление, использовать далее гипотезу о статистической равновероятности проекции спинов и просуммировать по ним, то выражение (3) переищется в виде

$$D[M, N, k, l] \rightarrow \sum_i D[P_i, q_i] (2S_i + 1) \quad (4)$$

Как обычно унитарный вес получается из прямого произведения \mathcal{M} - представления, но ввиду того, что мы требуем только SU_3 - симметрии, а мультиплеты принадлежат к SU_6 - представлению, для получения соответствующего унитарного веса пользуемся разло-

жением (4). В этом случае

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

Следует отметить, что при суммировании в (5) появляются множители, которые характеризуют число перестановок между собой разных SU_3 -представлений, принадлежащих одинаковым SU_6 -представлениям..

В таблицах I-II и на рис. I-5 приведены результаты расчетов согласно предложенной модели, которые сравниваются с расчетами по SU_3 -симметричной теории, а также с экспериментальными данными, которые собраны в /4/. При расчетах учитывались 35, 56 и $\overline{56}$ плеты. Как и в работе /2/, отношение эффективных постоянных взаимодействия π и K -мезонов полагалось равным 0.04. С увеличением энергии расчетные и экспериментальные точки обближаются, равенство нулю вероятности рождения барионов при низких энергиях в таб. II связано с тем, что берутся SU_6 -массы.

II. Можно еще более упростить вычисления, если заметить, что обычный вариант статистической теории Ферми, дающий неплохое согласие с опытом, не учитывает орбитальных моментов; в то же время используемое в теории предположение об статистической равновероятности различных направлений спинов рождающихся частиц приводит к тому, что наиболее вероятным оказываются состояния

с очень малыми значениями суммарного спина $\sum \bar{S}_{x_i}$. Поэтому, по-видимому, не будет большой ошибкой считать, что спины начального и конечного состояний реакции одинаковы. С учетом SU_3 -симметрии это означает, что эти состояния относятся фактически к одному и тому же SU_6 -представлению, т.е. считаются возможными переходы между одинаковыми начальными и конечными состояниями. Если SU_6 представление обозначается $[n_1, n_2, n_3, n_4, n_5]$, то

$$[n'_1, n'_2, n'_3, n'_4, n'_5] \simeq [n_1, n_2, n_3, n_4, n_5], \quad (6)$$

где $[n_1, \dots, n_5]$ - начальные, а $[n'_1, \dots, n'_5]$ - конечные представления в наших обозначениях ^{15/}

$$[M', N', K', L'] \simeq [M, N, K, L] \quad (7)$$

Выражение для вероятности перехода из начального состояния отвечающего представлению $[M, N, K, L]$ в состояние содержащих n частиц имеет следующий вид ^{11/}

$$W_n [E_0; M, N, K, L, n_1, \dots, n_i, \dots] = V_n G_n \quad (8)$$

$$U_n [M, N, K, L; n_1, \dots, n_i, \dots] \cdot \mathcal{M}_n(E_0)$$

E_0 - полная энергия в системе центра масс сталкивающихся частиц.

Факторы V_n, G_n, \mathcal{M}_n те же самые, что и в (2)

$U_n [M, N, K, L; n_1, \dots, n_i, \dots]$ SU_6 -унитарный вес ^{15/}.

n_i - означает сколько раз в прямом произведении присутствует представление $[M_i, N_i, K_i, L_i]$.

Полная вероятность рождения n - частиц есть :

$$|X|_n(E_0) = \sum_{(M, N, K, L)} |X|_n[E_0, M, N, K, L, n_3, \dots, n_6] \cdot U_2[M, N, K, L] \quad (9)$$

$U_2[M, N, K, L]$ унитарные веса первоначальных представлений.

Унитарные веса $U_n[M, N, K, L; n_{35}, n_{56}, n_{56}]$ - представления 35 и 56 ($\bar{56}$) плетов для $n = 2+5$ даны в работе [5]. Там же дан интегральный метод для вычисления SU_6 - унитарных весов. В таблице III даны вероятности рождения звезд с мезонами при $n \bar{p}$ - аннигиляции (в %) для $T = 2+20$ Гэв. Вероятность рождения барион-мезонных звезд (в %) равен $|X|_{B \bar{p}} = 100 - |X|_{\bar{p}}$. В первой строке этой таблицы даны расчеты по SU_3 - симметричной теории [1], а во второй строке по первой модели и в третьей строке по второй модели. Последняя дает результаты, несколько отличные от SU_3 - симметричной теории и первой модели. в заданной энергетической области.

В заключение хочу поблагодарить профессора В.С. Барашенкова за всевозможную помощь и поддержку, оказанную во время выполнения работы.

Л И Т Е Р А Т У Р А

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.Найс. Теория групп и элементарные частицы. Москва, Мир, 1967.
7. В.Г.Кадьшевский, Р.М.Мурадян, Я.А.Смородинский. Перпринт ОИЯИ P-2061, Дубна, 1965.
8. M.Gourdin. Unitary Simmetries and thlor aplication to High Energy Phys. Amsterdam, 1967.

Handwritten signature

Таблица I.

Полная вероятность каналов $P + \bar{p} \rightarrow K + \bar{K} + n\pi$
(просуммировано по всем знакам заряда в %)

Какая реакция	T = 0. Гэв		T=0.6 Гэв	
	SU_6 теория	SU_3 теория	SU_6 -теория	SU_3 теория
$K\bar{K} 2\pi$	2.1	2,43	0,82	2,0
$K\bar{K} 3\pi$	0.	0,69	1,90	2,20
$K\bar{K} 4\pi$	0.	0,213	2,98	1,02
$K\bar{K} 5\pi$	0.	0.0	0,33	0.
$K\bar{K} 6\pi$	0.	0.	0.	0.

Таблица I (продолжение)

Какая реакция	T=2,3 Гэв		T=7,0 Гэв		T=16,0 Гэв	
	SU_6 теория	SU_3 теория	SU_6 теория	SU_3 теория	SU_6 теория	SU_3 теория
$K\bar{K} 2\pi$	0,740	1,1	0,1	0,13	$1 \cdot 10^{-3}$	$0,55 \cdot 10$
$K\bar{K} 3\pi$	2,33	2,2	0,66	0,69	0,11	0,04
$K\bar{K} 4\pi$	2,55	2,4	1,8	1,70	0,12	0,24
$K\bar{K} 5\pi$	1,05	0,63	3,6	2,3	0,07	0,27
$K\bar{K} 6\pi$	0.	0.	0,63	1,8	1,34	2,5

Таблица II

Вероятности $P + \bar{P} \rightarrow Y + \bar{Y} + n\pi$ - аннигиляции (в %)

Каждая реакция	$\Gamma = 2,3 \Gamma_{ЭК}$		$\Gamma = 7$		$\Gamma = 16$	
	SU_6	SU_3 теория	SU_6	SU_3 теория	SU_6	SU_3 теория
$\Sigma^0 \bar{N}^0$	0,0	0,261	$0,62 \cdot 10^{-2}$	$0,78 \cdot 10^{-2}$	$1,5 \cdot 10^{-4}$	$1,4 \cdot 10^{-4}$
$\Sigma^+ \bar{\Sigma}^- \pi^0$	0,0	0,02	0,0	0,11	$0,6 \cdot 10^{-2}$	$0,7 \cdot 10^{-2}$
$\Lambda \bar{\Lambda} \pi^+ \pi^-$	0,0	0,096	0,0	0,22	$8 \cdot 10^{-2}$	$1,4 \cdot 10^{-2}$
$p \bar{p} \pi^+ \pi^-$	0,0	0,21	0,0	0,9	0,19	0,05

Таблица III.

Вероятности рождения мезонных звезд (в %) при $n \bar{p}$ - аннигиляции

Модели \ T	T			
	2,3 Гэв	7	16	20
SU_3 -симм	98,4	76,6	60,5	57,8
I-модель	100	99,6	65,4	59,5
II-модель	100	99,0	53,5	47,2

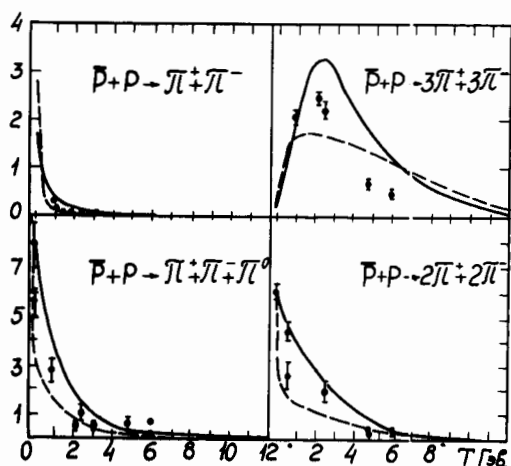


Рис. 1. Вероятность $p\bar{p}$ -аннигиляции с рождением π -мезонов (в %). Сплошные линии - расчеты по SU_3 -теории, а пунктирные линии по SU_6 . Экспериментальные точки взяты из работы /4/.

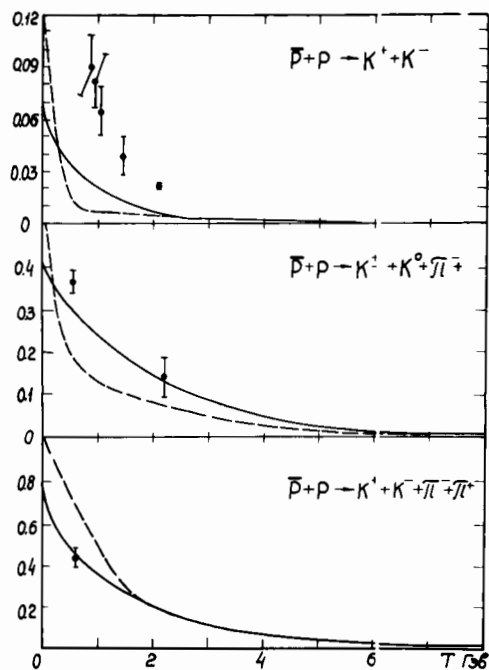


Рис. 2. Вероятность $p\bar{p}$ -аннигиляции с рождением пар K -мезонов (в %). Сплошные линии по SU_3 , а пунктирные по SU_6 теории. Экспериментальные точки взяты из работы /4/.

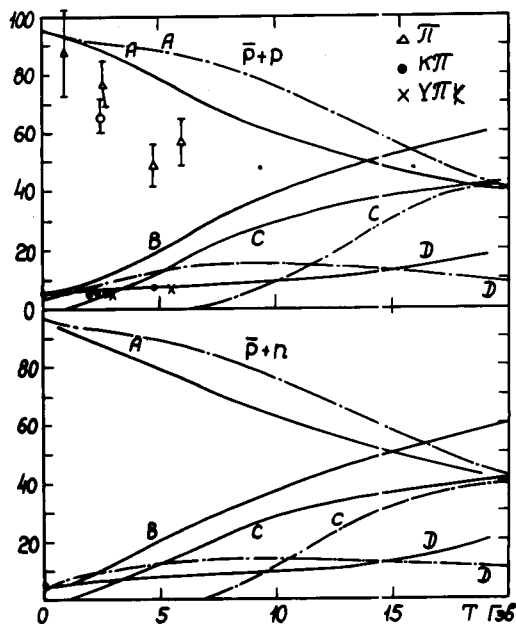


Рис. 3. Суммарная вероятность каналов с рождением различных типов частиц (в $\%$). Кривые А, В, С, D (сплошные SU_3 , а пунктирные SU_6) относятся соответственно к каналам $\bar{p}+N \rightarrow n\pi, K+\bar{K}+n\pi, Y+\bar{Y}+n\pi, (K+\bar{K}+n\pi)+(Y+\bar{Y}+n\pi)$ (с $n=1,2$ - число π -мезонов). Верхний рисунок - аннигиляция $\bar{p}+p$, нижний рисунок - аннигиляция $\bar{p}+n$. Значками \bullet, Δ и \times нанесены экспериментальные данные из работ /4/ для кривых А, В, С.

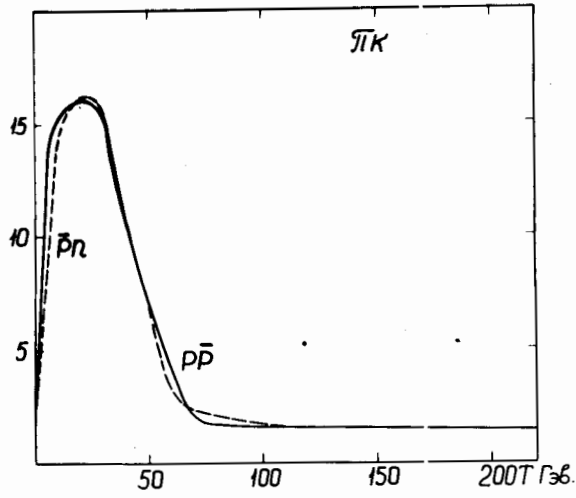


Рис. 4. Суммарная вероятность $\bar{p}N$ -аннигиляции с рождением $n\pi$, $K\bar{K}(n-2)\pi$; $n = 2, 3$, (в %).

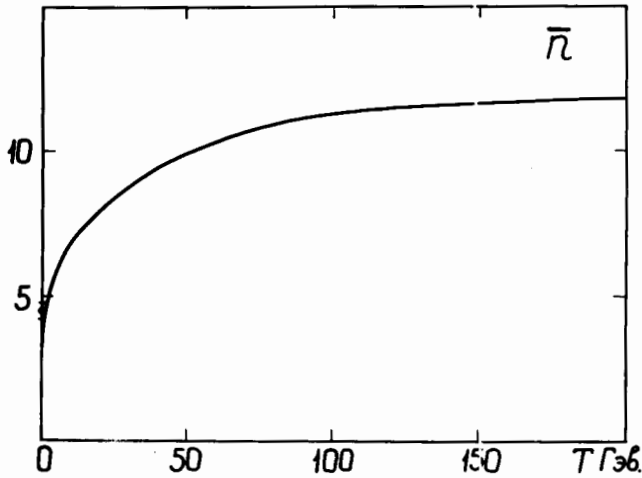


Рис. 5. Средняя множественность \bar{n} при $\bar{p} + N$ аннигиляции.