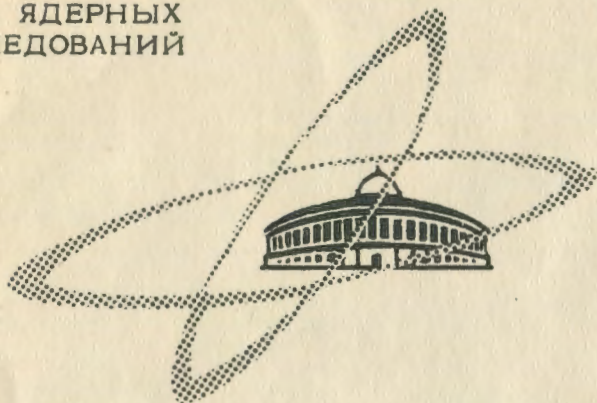


Б-245

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P - 2510



В.С. Барашенков, Н.Ф. Трускова

ЗАРЯДОВЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЧАСТИЦ  
В ОДНОМЕЗОННОЙ ТЕОРИИ  
НЕУПРУГИХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ  
ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

1965

P-2510

В.С. Барашенков, Н.Ф. Трускова

ЗАРЯДОВЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЧАСТИЦ  
В ОДНОМЕЗОННОЙ ТЕОРИИ  
НЕУПРУГИХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ  
ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

Направлено в "Акта физика полоника"

3949/3 чр



Для планирования экспериментов и анализа получаемых экспериментальных данных в области энергий  $T > 1$  Гэв часто очень важно знать зарядовые распределения рождающихся частиц. Для расчета неупругих взаимодействий при высоких энергиях в настоящее время преимущественно используется одномезонная полюсная теория. Вклад большего числа промежуточных частиц учитывается в резонансном приближении, т.е. как одночастичный обмен резонансами. Неизвестные вершинные функции вычисляются с помощью статистической теории Ферми и нормируются на соответствующие экспериментальные сечения (см., например, /1,2/). Однако экспериментальные сечения взаимодействий в различных изотопических состояниях в большинстве случаев неизвестны, и для расчета зарядовых распределений рождающихся частиц необходимо использовать дополнительные предположения.

По-видимому, одним из наиболее простых является предположение о том, что в конечном состоянии могут реализоваться лишь те зарядовые состояния, которые, во-первых, удовлетворяют закону сохранения изотопического спина и его проекции отдельно в верхней и в нижней вершинах диаграммы, во-вторых, парциальные зарядовые распределения в этих вершинах статистически определяются квадратами соответствующих коэффициентов Клебша-Гордона подобно тому, как это имеет место в обычной теории Ферми.

В частности, для реакции



(см. рис. 1) зарядовое распределение конечного состояния

$$\begin{aligned} [\text{конеч.}] &= \sum_{I' = 0, 1, 2} \{ a_{I', I''} \left[ \frac{3}{2}, -\frac{1}{2}; I', I'' \right] + b_{I', I''} \left[ \frac{1}{2}, -\frac{1}{2}; I', I'' \right] \} = \\ & \quad I'' = 1/2, 3/2 \\ &= a_{2, 3/2} \left\{ \frac{2}{5} [2, -2] \left[ \frac{3}{2}, \frac{3}{2} \right] + \frac{2}{5} [2, 1] \left[ \frac{3}{2}, -\frac{3}{2} \right] + \frac{1}{5} [2, 0] \left[ \frac{3}{2}, -\frac{1}{2} \right] \right\} + \\ &+ a_{1, 3/2} \left\{ \frac{8}{15} [1, -1] \left[ \frac{3}{2}, \frac{1}{2} \right] + \frac{1}{15} [1, 0] \left[ \frac{3}{2}, -\frac{1}{2} \right] + \frac{2}{5} [1, 1] \left[ \frac{3}{2}, -\frac{3}{2} \right] \right\} + \\ &+ a_{0, 3/2} [0, 0] \left[ \frac{3}{2}, -\frac{1}{2} \right] + \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & + a_{2, \frac{1}{2}} \left\{ \frac{3}{5} [2, 1] \left[ \frac{1}{2}, \frac{1}{2} \right] + \frac{2}{5} [2, 0] \left[ \frac{1}{2}, -\frac{1}{2} \right] \right\} + \\
 & + a_{1, \frac{1}{2}} \left\{ \frac{1}{3} [1, -1] \left[ \frac{1}{2}, \frac{1}{2} \right] + \frac{2}{3} [1, 0] \left[ \frac{1}{2}, -\frac{1}{2} \right] \right\} + \\
 & + b_{2, \frac{1}{2}} \left\{ \frac{2}{5} [2, -2] \left[ \frac{3}{2}, \frac{3}{2} \right] + \frac{3}{10} [2, -1] \left[ \frac{3}{2}, \frac{1}{2} \right] + \frac{1}{5} [2, 0] \left[ \frac{3}{2}, -\frac{1}{2} \right] \right\} + \\
 & + \frac{1}{10} [2, 1] \left[ \frac{3}{2}, -\frac{3}{2} \right] \Big\} + \\
 & + b_{1, \frac{1}{2}} \left\{ \frac{1}{2} [1, 1] \left[ \frac{3}{2}, -\frac{3}{2} \right] + \frac{1}{3} [1, 0] \left[ \frac{3}{2}, -\frac{1}{2} \right] + \frac{1}{6} [1, -1] \left[ \frac{3}{2}, \frac{1}{2} \right] \right\} + \\
 & + b_{0, \frac{1}{2}} \left\{ \frac{1}{3} [1, 0] \left[ \frac{1}{2}, -\frac{1}{2} \right] + \frac{2}{3} [1, -1] \left[ \frac{1}{2}, \frac{1}{2} \right] \right\} + b_{0, \frac{1}{2}} [0, 0] \left[ \frac{1}{2}, -\frac{1}{2} \right].
 \end{aligned} \tag{1}$$

Здесь  $a_{1, \frac{1}{2}}$  и  $b_{1, \frac{1}{2}}$  — неизвестные пока веса зарядовых распределений  $[1, 1; 1', 1'']$ , когда частицы в верхней и в нижней вершинах рождаются соответственно в состояниях с изотопическими спинами  $1'$  и  $1''$ ;  $1$  и  $1_2$  — изотопический спин и его проекция для начальной  $\pi^-$ -р системы;  $[1, 1_2]$  — парциальные зарядовые распределения частиц, рождающихся в верхней вершине, если  $1 = 0, 1, 2$ , и в нижней вершине, если  $1 = \frac{1}{2}, \frac{3}{2}$ .

Диаграмма с промежуточным  $\pi^-$ -мезоном описывает взаимодействия частиц в верхней и в нижней вершинах в следующих изотопических состояниях:

$$[\pi^-, \pi^-] = [2, 2], \tag{2}$$

$$[\pi^+, \pi^0] = \frac{1}{2} [2, \frac{1}{2}] + \frac{1}{2} [1, \frac{1}{2}], \tag{3}$$

$$[\pi^-, \pi^+] = \frac{1}{6} [2, 0] + \frac{1}{2} [1, 0] + \frac{1}{3} [0, 0], \tag{4}$$

$$[\pi^+, \rho] = \left[ \frac{3}{2}, \frac{3}{2} \right], \tag{5}$$

$$[\pi^0, \rho] = \frac{2}{3} \left[ \frac{3}{2}, \frac{1}{2} \right] + \frac{1}{3} \left[ \frac{1}{2}, \frac{1}{2} \right], \tag{6}$$

$$[\pi^-, \rho] = \frac{1}{3} \left[ \frac{3}{2}, -\frac{1}{2} \right] + \frac{2}{3} \left[ \frac{1}{2}, -\frac{1}{2} \right]. \tag{7}$$

Из сравнения этих соотношений с выражением (1) сразу же следует, что коэффициенты

$$a_{2, \frac{3}{2}} = a_{1, \frac{3}{2}} = b_{2, \frac{3}{2}} = b_{1, \frac{3}{2}} = 0, \tag{8}$$

так как зарядовые состояния  $[2, 1]$  и  $[3/2 - 3/2, 1, 1], [3/2, 3/2]$  не могут одновременно реализоваться при начальном  $\pi^-$ -р взаимодействии (эти пары состояний соответствуют начальному  $\pi^2$ -п взаимодействию).

В оставшейся части распределения [конеч.] комбинация

$$[0, 0] \left\{ a_{0, \frac{3}{2}} \left[ \frac{3}{2}, -\frac{1}{2} \right] + b_{0, \frac{3}{2}} \left[ \frac{1}{2}, -\frac{1}{2} \right] \right\}$$

отвечает  $\pi^-$ -р взаимодействию в нижней вершине и, следовательно, отношение коэффициентов в ней должно быть таким же, как в (7):

$$a_{0, \frac{3}{2}} / b_{0, \frac{3}{2}} = \frac{1}{2}. \tag{9}$$

Аналогичным образом

$$\frac{2}{5} a_{2, \frac{1}{2}} / \left( \frac{1}{3} b_{1, \frac{1}{2}} + \frac{2}{3} a_{1, \frac{1}{2}} \right) = \frac{1}{3}, \tag{10}$$

$$\frac{2}{5} a_{2, \frac{1}{2}} / b_{0, \frac{1}{2}} = \frac{1}{2}, \tag{11}$$

$$\frac{3}{5} a_{2, \frac{1}{2}} \left( \frac{2}{3} b_{1, \frac{1}{2}} + \frac{1}{3} a_{1, \frac{1}{2}} \right) = 1. \tag{12}$$

Каждое из этих соотношений отвечает одному и тому же изотопическому  $\pi$ -N состоянию в нижней вершине, поэтому отношение весов зарядовых состояний в верхней вершине должно совпадать с отношением соответствующих весов в (2)-(4).

Кроме того, необходимо учесть условие нормировки

$$a_{0, \frac{3}{2}} + a_{2, \frac{1}{2}} + a_{1, \frac{1}{2}} + b_{1, \frac{1}{2}} + b_{0, \frac{1}{2}} = 1. \tag{13}$$

Из системы уравнений (9)-(13) получим, что

$$\begin{aligned}
 a_{0, \frac{3}{2}} &= \frac{1}{10}, & a_{2, \frac{1}{2}} &= \frac{1}{4}, & a_{1, \frac{1}{2}} &= \frac{9}{20}, \\
 b_{1, \frac{1}{2}} &= 0, & b_{0, \frac{1}{2}} &= \frac{1}{5}
 \end{aligned}$$

и, следовательно,

$$\begin{aligned}
 [\text{конеч.}] &= \frac{1}{10} [0, 0] \left[ \frac{3}{2}, -\frac{1}{2} \right] + \frac{1}{20} \left\{ 3 [2, -1] \left[ \frac{1}{2}, \frac{1}{2} \right] + 2 [2, 0] \left[ \frac{1}{2}, -\frac{1}{2} \right] \right\} + \\
 &+ \frac{3}{20} \left\{ [1, -1] \left[ \frac{1}{2}, \frac{1}{2} \right] + 2 [1, 0] \left[ \frac{1}{2}, -\frac{1}{2} \right] \right\} + \frac{1}{5} [0, 0] \left[ \frac{1}{2}, -\frac{1}{2} \right].
 \end{aligned} \tag{14}$$

Входящие в это выражение зарядовые распределения частиц, рождающихся в верхней и в нижней вершинах, могут быть вычислены тем же способом, как и в обычной статистической теории. При этом для вероятностей различных типов распада рождающихся резонансов можно использовать известные экспериментальные данные.

Подобным же образом вычисляются зарядовые распределения для двух других диаграмм на рис. 1.

Расчеты показывают, что вычисленные распределения хорошо согласуются с известными экспериментальными данными. <sup>x/</sup> Это видно, например, из таблицы, где результаты. <sup>/1/</sup> Впервые такой метод расчета был использован в работе

таты вычислений для случая реакции (1) при энергии первичных  $\pi^-$ -мезонов  $T=7$  Гэв сравниваются с экспериментальными данными. Вычисления выполнены при условии, что средние сечения вершинных взаимодействий

$$\sigma_{\pi\pi} = 30 - 50 \text{ мб}, \quad \sigma_{\pi k} = \sigma_{\pi k^+} = 10 - 30 \text{ мб}.$$

Сечение реакции  $\pi + N \rightarrow \Lambda + k$

полагалось равным  $10 \text{ мб} (\text{см.}^{1/3})$ . Постоянные  $Nk\Lambda$  и  $Nk^+\Lambda$  взаимодействий  $g_{Nk\Lambda}^2 = g_{Nk^+\Lambda}^2 / \hbar c = 1$ . При вычислении вероятностей неупругих взаимодействий в верхней вершине учитывались резонансные  $\pi-\pi$  и  $\pi-k$  взаимодействия. Расчеты выполнены на электронной машине М-20.

Обращает на себя внимание то, что результаты расчетов сравнительно слабо изменяются при варьировании плохо известных нам сейчас вершинных сечений.

Аналогичные результаты получаются и в других случаях.

#### Т а б л и ц а

Распределение неупругих  $\pi^-p$  взаимодействий (1) при  $T = 7$  Гэв по числу рождающихся заряженных частиц

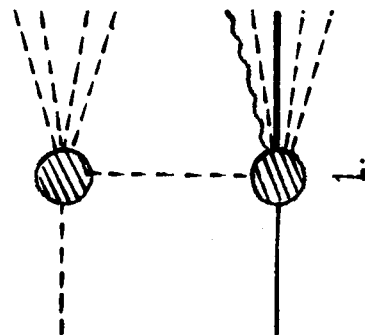
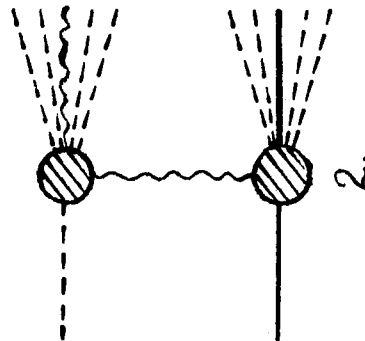
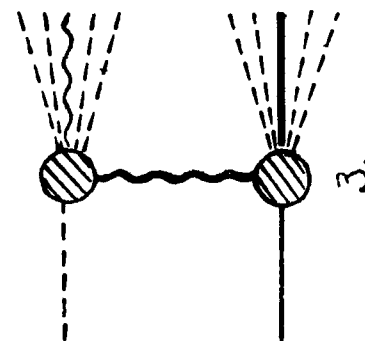
Число заряженных частиц	Число взаимодействий с $n$ частицами (%)	
	Теория <sup>x/</sup>	Опыт <sup>4/</sup>
0	17,7 - 20,4 (19)	15,9 ± 2,4
2	54,0 - 58,8 (55,6)	57,1 ± 4,8
4	28,0 - 20,8 (24)	24,4 ± 3
6	1,3 - 1,4 (1,4)	2,6 ± 1
среднее $n$	2,8 - 2,8 (2,7)	2,7 ± 0,3

<sup>x/</sup> Числа в скобках относятся к средним сечениям  $\sigma_{\pi\pi} = 40 \text{ мб}$   
 $\sigma_{\pi k} = \sigma_{\pi k^+} = 20 \text{ мб}$

#### Л и т е р а т у р а

1. В.С. Барашенков, Д.И. Блохинцев, Э.К. Михул, Г.Л. Семашко, ЖЭТФ, **45**, 381(1963).
2. V.S. Barashenkov, D.I. Blokhintsev, E.K. Mihul, I. Paters, G.L. Semashko. Nucl. Phys., **48**, 33 (1963).
3. G.A. Show. Proc. of the 11th Intern. Confer. on High Energy Phys., CERN, 1962, p. 795.
4. В.А. Беляков, Ван Юн-чан и др. Препринт ОИЯИ, Д-1105, 1962.

Рукопись поступила в издательский отдел  
22 декабря 1965 г.



Диаграммы, давшие основной вклад в сечение реакции (1). — протон, — гиперон, —  $\pi$ -мезон, —  $K$ -мезон, — резонанс с массой  $M = 890 \text{ Мэв}$ , изотопическим спином  $1/2$  и спином 1.