

25.12.63

8

K-95



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

И.Н. Кухтина, Р. Рончка

P-1482

ИССЛЕДОВАНИЕ  $K^+ - p$  - ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ  
ПРИ БОЛЬШИХ ЭНЕРГИЯХ  
С ПОМОЩЬЮ СТАТИСТИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ  
МНОЖЕСТВЕННОГО РОЖДЕНИЯ ЧАСТИЦ

*Acta Phys. Polonica, 1964, v. 26,  
t. 1, p. 163.*

Дубна 1963

И.Н. Кухтина, Р. Рончка.

Р-1462

ИССЛЕДОВАНИЕ  $K^+ - p$  - ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ  
ПРИ БОЛЬШИХ ЭНЕРГИЯХ  
С ПОМОЩЬЮ СТАТИСТИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ  
МНОЖЕСТВЕННОГО РОЖДЕНИЯ ЧАСТИЦ

2186/3 48

Институт  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
БИБЛИОТЕКА

Дубна 1983

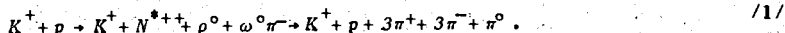
## 1. Введение

$K^+ - p$  - взаимодействие при больших энергиях до недавнего времени интенсивно исследовалось во многих лабораториях, и в настоящее время готовятся новые эксперименты<sup>/1/</sup>.

Однако, как это хорошо известно, мы до сих пор не располагаем точной теорией, описывающей этот тип взаимодействия в области больших энергий. Более того, если мы захотим произвести теоретический анализ обычным способом, мы должны будем принять в расчет все резонансы в промежуточных состояниях, которые дают то же самое конечное состояние. Этот факт еще больше усложняет ситуацию.

Для того, чтобы получить предварительное описание  $K^+ - p$  - взаимодействия при больших энергиях, мы используем принадлежащую Ферми<sup>/2/</sup> статистическую модель множественного рождения частиц. Были произведены вычисления различных физических характеристик для  $K^+ - p$  столкновений при кинетической энергии  $K^+$ -мезонов, равной 1,3 и 5 Бэв. Церюлюсом недавно получены удобные формулы для изотопических весов  $P_{TT}^*$  для случая, когда фиксированы заряды частиц в конечном состоянии; эти формулы позволяют произвести зарядовый анализ<sup>/3/</sup>. В вычислениях учитывалось 9 резонансов квазичастиц, а именно,  $N^*$ ,  $\Lambda^*$ ,  $\Xi\Sigma^*$ ,  $\rho$ ,  $\zeta$ ,  $\eta$ ,  $\omega$ ,  $K^*$  и  $\bar{K}^*$ . Эти резонансы трактуются как частицы с массами  $M_i$ , спином  $\sigma_i$  и изоспинами  $T_i$ ,  $T_{2i} / i = 1, \dots, 9$ . Учет всех промежуточных состояний с резонансными квазичастицами, которые составляют то же самое конечное состояние, добавляет много затруднений в вычислениях спектров кинетической энергии определенных частиц.

Рассмотрим для примера следующую реакцию:



Выражение для спектра кинетической энергии  $\pi^-$ -мезонов в этой реакции имеет вид:

$$W_N = 4\pi \frac{(T^2 + 2Tm)^{1/2}}{\pi} \rho \frac{(T)}{N-1} + \sum_{i=N^*, \rho} \frac{m_i}{2k_{r0}(\tau_i)} \int_0^{\tau_i} \frac{A(y, m_i) dy}{(y^2 + 2ym_i)^{1/2}} + \quad /2/$$

$$+ 3 \int_{2m_\pi}^{m_\omega - m_\pi} P_\pi(\epsilon, m_\omega, m_\pi) N_\omega(T_\pi, \epsilon) d\epsilon.$$

Первый член дает вклад в спектр кинетической энергии из реакции без резонансных квазичастиц. Второй член дает вклад от  $\pi$ -мезонов, возникающих из распада двухчастичных резонансов  $N^*$  и  $\rho$ . Функция  $A(y, m_r)$  представляет собой спектр кинетической энергии  $y$  резонанса типа "r" с массой  $m_r$ . Эта функция может быть вычислена подобно тому, как вычисляется функция  $\rho_{N-1}(T_\pi)^{1/2}$ . Третий член дает вклад от  $\pi$ -мезонов из распада резонансных квазичастиц  $\omega$  или  $\eta$ . В этом интеграле функция  $N_\omega(T_\pi, \epsilon)$  представляет собой спектр кинетической энергии  $\pi$ -мезонов, возникающих при распаде  $\omega$ -частиц, когда остающиеся два  $\pi$ -мезона имеют "эффективную массу", равную  $\epsilon$ . Функция  $P_\pi(\epsilon, m_\omega, m_\pi)$  дает "эффективную массу" спектра  $^{1/4}$ .

## 2. Результаты

На графиках 1-4 изображены спектры кинетических энергий протонов,  $\Lambda$ -частиц,  $\Sigma$ -частиц и  $K$ -мезонов, возникающих в столкновениях  $K^+$ -р при энергии 5 Бэв. На верхних кривых изображены спектры кинетических энергий рассмотренных частиц с учетом резонансов квазичастиц, на нижних - без учета резонансов. Все верхние спектры нормированы /к 1/. На этих кривых видно, что учет резонансов вызывает обычно сдвиг максимума, не изменяя при этом существенно формы спектра. Кроме того, можно заметить, что вклад от реакций с резонансами квазичастиц, например, для частиц  $\Lambda$  и  $\Sigma$ , почти в шесть раз превышает вклад от реакций без резонансов.

На графиках 5 и 6 изображен спектр кинетической энергии  $\pi$ -мезонов. Кривая 3 на графике 5 дает полный спектр  $\pi$ -мезонов от всех реакций. Кривая 1 дает вклад от реакций без резонансов, а кривая 2 представляет собой вклад, даваемый трехчастичными резонансами  $\eta$  и  $\omega$ .

Можно заметить, что учет резонансов вызывает сдвиг максимумов и что вклад от реакций с резонансами квазичастиц во много раз превосходит вклад от реакций без резонансов.

Для лучшей иллюстрации на графике 6 показан вклад от различных двухчастичных резонансов. Кривая 1 дает вклад от реакций с квазичастицей  $N^*$ , кривая 2 представляет собой вклад от реакций с  $N^*$  и от реакций, включающих двухмезонные резонансы  $\rho$  и  $\zeta$ . Кривая 3 дает вклад от предыдущих резонансов и от реакций с резонансами  $K^*$ . Вклад от реакций с резонансами  $\lambda^*$ ,  $\Sigma^*$  и  $\bar{K}^*$  имеет величину, на несколько порядков меньшую, так что кривую 3 можно рассматривать как вклад от всех реакций, включая двухчастичные резонансы.

Если сравнить кривую 3 на графике 6 с кривыми 1 и 2 на графике 5, то видно,

что вклад от реакций с двухчастичными резонансами во много раз превосходит вклад от реакций без резонансов и с трехчастичными резонансами  $\eta$  и  $\omega$ .

Графики 7 и 8 дают зависимость среднего числа всех частиц, заряженных частиц и заряженных  $\pi$ -мезонов от энергии. Для сравнения на графике 9 дается зависимость  $\langle n \rangle(E) = CE^{3/4}$ , полученная Ферми в его термодинамическом варианте статистической теории /5/. Мы видим, что при рассмотренных энергиях увеличение множественности отлично от увеличения, установленного Ферми, более того, как следовало ожидать, отклонения еще больше для меньших энергий.

График 11 дает зависимость среднего числа  $K$ -мезонов от энергии. Легко заметить, что среднее число  $K$ -мезонов при рассмотренных энергиях скорее мало, несмотря на то, что оно быстро возрастает с энергией. Малое количество  $\bar{K}$ -мезонов следует из сохранения странности. Обязанные сохранению странности  $\bar{K}$ -мезоны могут возникнуть только с двумя  $K$ -мезонами, но при этих энергиях фазовый объем для реакций с тремя  $K$ -мезонами будет мал. Подобное замечание относится также к рождению гиперонов /см. рис. 10/.

В последней таблице дается зависимость отношения звезд от энергии.

Мы благодарим В.С. Барашенкова за полезное обсуждение и советы.

#### Л и т е р а т у р а

1. A.S. Vovenko et al. Conf. High Energy Ph. Geneva, 1962.  
V. Cook et al. Ph. Rev. Lett. 7, 182 (1961).  
I. Fish et al. Int. Conf. High Energy Ph. Geneva, 1962.
2. R. Hagedorn. Nuovo Cim., 15, 434 (1960).  
V.S. Barashenkov. Nuovo Cim. Suppl., 7, 117 (1958).  
Л.С. Заставенко. ЖЭТФ 37, 1310 /1959/.
3. G.I. Kopylov. Nucl. Phys., 37, 425 (1962).
3. F. Cerulus. Nuovo Cim. Suppl., 19, 528 (1961).
4. D.I. Jones. CERN, preprint (1963).
5. E. Fermi. Progr. of Th. Ph., 15, 570 (1950).

Рукопись поступила в издательский отдел  
19 ноября 1963 г.

Таблица 1

$\frac{P}{T_{K^*}}$	$\rho_2$	$\rho_4$	$\rho_6$
1	1	0,16	0
3	1	1,8	0,2
5	1	4,6	2

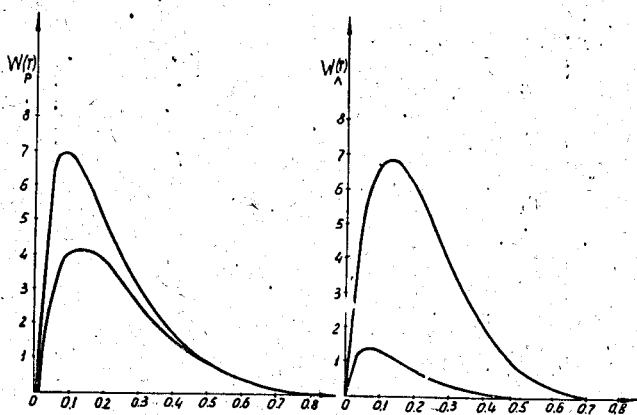


Рис.1.

Рис.2.

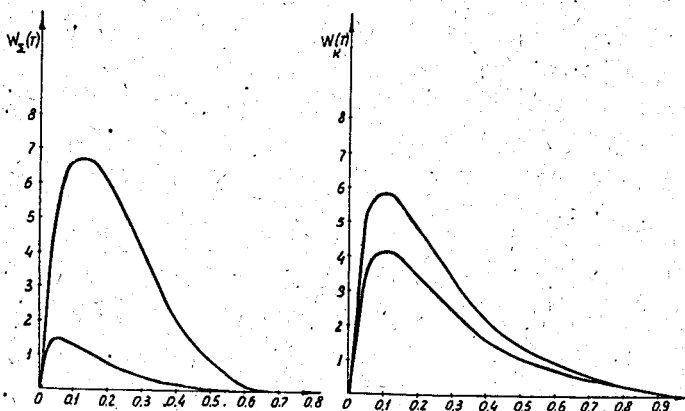


Рис.3.

Рис.4.

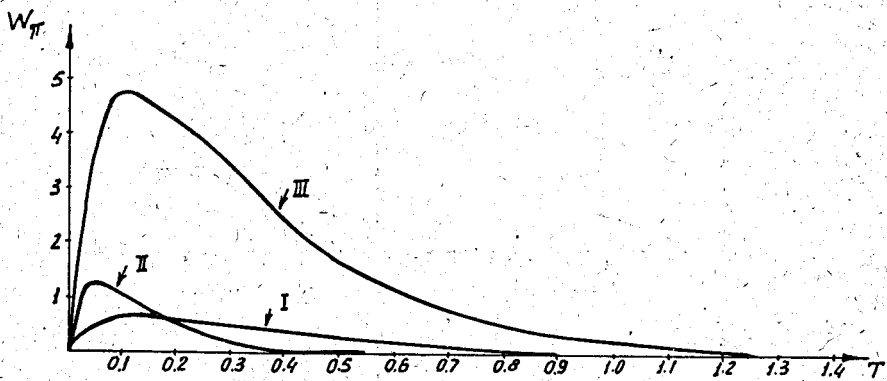


Рис.5.

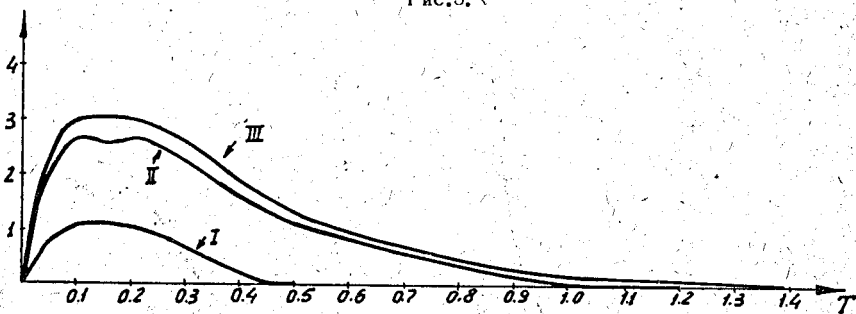


Рис.6.

