

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

3  
В-17 633



Ван Жун и Ху Ши-кэ

Д-633

О РЕЗОНАНСАХ  
ПРИ НЕУПРУГОМ РАССЕЯНИИ  
К-МЕЗОНОВ НА НУКЛОНАХ

Дубна 1960 год

938/5 48-  
Ван Жун и Ху Ши-кэ

Д-633

О РЕЗОНАНСАХ  
ПРИ НЕУПРУГОМ РАССЕЯНИИ  
К-МЕЗОНОВ НА НУКЛОНАХ

Направлено в ЖЭТФ



Недавно Пайерлс и Каррисерс и Бете<sup>[1]</sup> и<sup>[2]</sup> в своих работах показали, что резонансы в  $\pi$ - $p$  рассеянии при 600 и 900 Мэв можно объяснить, если учесть резонанс при  $E \approx 200$  Мэв и  $\pi_1 - \pi_1$  резонанс. В этой работе мы применяем аналогичный метод для изучения  $K-N$ -рассеяния и показываем существование ряда резонансов в этом рассеянии. Рассмотрим один из каналов неупругого  $K-N$  рассеяния с тремя частицами в конечном состоянии, две из которых (например, частица  $P_1$  и  $P_2$ ) сильно взаимодействуют. В общем случае сечение такой реакции имеет вид:

$$\sigma(E) = \frac{1}{(2\pi)^5 v} \int |f_0/T| \langle i \rangle|^2 \delta^4(p_1 - p_1 - p_2 - p_3) d^3 p_1 d^3 p_2 d^3 p_3.$$

Если взаимодействие частиц с импульсами  $p_1$  и  $p_2$  не имеет резонансного характера, то

$$\begin{aligned} \sigma(E) &= \frac{1}{(2\pi)^5 v} \int |f_0/T| \langle i \rangle|^2 \delta^4(p_1 - p_1 - p_2 - p_3) d^3 p_1 d^3 p_2 d^3 p_3 \\ &= \frac{1}{(2\pi)^5 v} \overline{|f_0/T| \langle i \rangle|_E^2} \cdot \int \delta^4(p_1 - p_1 - p_2 - p_3) d^3 p_1 d^3 p_2 d^3 p_3, \end{aligned}$$

где  $\overline{|f_0/T| \langle i \rangle|_E^2}$  среднее значение  $|f_0/T| \langle i \rangle|_E^2$  при энергии  $E$ .

Если взаимодействие этих частиц имеет резонансный характер, то

$$|f_0/T| \langle i \rangle|^2 = \alpha(\vec{k}, \vec{l}) \cdot \overline{|f_0/T| \langle i \rangle|_E^2},$$

где  $\vec{k} = \vec{p}_1 + \vec{p}_2$ ,  $\vec{l} = \frac{1}{2}(\vec{p}_1 - \vec{p}_2)$ .

Отсюда следует, что

$$\frac{\sigma(E)}{\sigma_0(E)} = \frac{\int \alpha(\vec{k}, \vec{l}) \delta^4(p_1 - p_1 - p_2 - p_3) d^3 p_1 d^3 p_2 d^3 p_3}{\int \delta^4(p_1 - p_1 - p_2 - p_3) d^3 p_1 d^3 p_2 d^3 p_3}. \quad (1)$$

Предположим, что сечение  $\sigma_0(E)$  медленно изменяется при изменении энергии  $E$ . Это эквивалентно предположению, что сечение  $\sigma(E)$  существенно изменяется лишь в области резонанса. Из формулы (1) видно, что в этом случае  $\sigma(E)$  будет иметь максимум при той же энергии  $E = E_{max}$ , что и отношение сечений  $\sigma(E)/\sigma_0(E)$ .

Чтобы найти значение  $E_{max}$ , представим  $\alpha(\vec{k}, \vec{l})$  в упрощенном виде:

$$(i) \alpha(\vec{k}, \vec{l}) = A(M), \quad M = \text{масса изобары} = \sqrt{k^2 - \vec{k}^2}.$$

(ii)  $A(M) \approx 1$ , когда  $M$  лежит вне области резонанса  $(M_0 - \Delta, M_0 + \Delta)$  и  $A(M) = A \gg 1$ , когда  $M$  лежит внутри области резонанса  $(M_0 - \Delta, M_0 + \Delta)$ .

(iii) область резонанса достаточно узкая, т.е.  $\Delta \ll M_0$ . Поэтому в этой области можно положить  $\sqrt{\vec{K}^2 - K^2} \approx M_0$  = масса изобары. В то же время  $|\vec{K}| = |\vec{P}_3|$  и в системе центра масс вполне определяется полной энергией системы Е. Таким образом, задача сводится к нахождению максимума выражения в системе центра масс:

$$\frac{A \int_{L(E)} d^3 l \int d^3 K \delta(E - \sqrt{\vec{K}^2 - M_0^2} - P_3) \delta^3(\vec{K} + \vec{P}_3) d^3 p_3}{\int \delta^4(p_1 - p_1 - p_2 - p_3) d^3 p_1 d^3 p_2 d^3 p_3} = \frac{\frac{\pi A}{E^2} \sqrt{(E^2 - m_3^2 - M_0^2)^2 - 4m_3^2 M_0^2} \cdot \left\{ (E^2 - m_3^2 - M_0^2) - \frac{1}{2E^2} [(E^2 - m_3^2 - M_0^2)^2 - 4m_3^2 M_0^2] \right\} \cdot \int_{L(E)} d^3 l}{\int \delta^4(p_1 - p_1 - p_2 - p_3) d^3 p_1 d^3 p_2 d^3 p_3}. \quad (2)$$

Здесь  $L(E)$  - область значений переменной  $\vec{l}$ , при которых  $M \in (M_0 - \Delta, M_0 + \Delta)$ .

Заметим далее, что  $\int_{L(E)} d^3 l$  представляет собой объем, заключенный между двумя поверхностями, из которых внешняя соответствует значению  $M = M_0 + \Delta$ , а внутренняя  $M = M_0 - \Delta$ . Отклонение этих поверхностей от сферической формы зависит от величины  $|\vec{K}|$ , другими словами, от скорости изобары ( $A + P_2$ ) (например, в с.ц.м. изобары  $|\vec{K}| = 0$  и мы имеем точно сферический слой).

Из формулы (2) нетрудно получить следующие соотношения между резонансной энергией Е и массой "изобары"  $M$ :

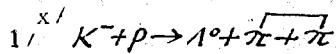
(См. таблицу на стр. 5)

(1)

Реакция

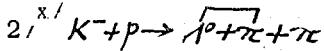
Резонансная К.Э. К-мезона  
в л.с.

(2)

Масса изобары  
( $M$  - масса pione)

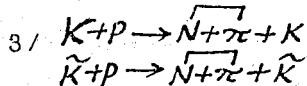
250-300 МэВ

$$M_0(\pi\pi) \sim 3 \text{ М} [3]$$



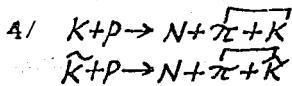
250-300 МэВ

$$M_0(1^0\pi) \sim 10 \text{ М} \\ (Q \sim 115 \text{ МэВ}) [3]$$



~600 МэВ

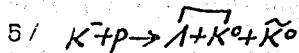
$$M_0(N\pi) \sim 9 \text{ М}$$

(резонанс с  $P = T = 3/2$ ).

~1200 МэВ

$$M_0(\pi K) \sim 72 \text{ М}$$

(Q ~ 300-400 МэВ) [4]



~1700 МэВ

$$M_0(1K^0) \sim 12,6 \text{ М} [5]$$

Представляет большой интерес экспериментальная проверка этих результатов. В настоящее время мы пока не можем еще определить абсолютные значения сечений, однако, если резонанс существует и достаточно велик, то из-за унитарности амплитуды упругое сечение также будет иметь резонанс и при той же самой энергии.

Из соображений изотопической инвариантности легко найти численное отношение для некоторых реакций, приведенных в таблице, например, отношение сечений реакций:  $K^+ + p \rightarrow p + \pi^+ + K^0$ ,  $K^+ + p \rightarrow p + \pi^+ + K^+$ ,  $K^+ + p \rightarrow N + \pi^+ + K^+$  (см. пункт 3 в таблице) равно приблизительно 9 : 2 : 1, а отношение сечений реакций :

(1) Скобкой отмечены частицы, между которыми предполагается резонансное взаимодействие.

(2) Далее  $Q$  — кинетическая энергия продуктов распада "изобары" в системе, где эта изобара покоятся.

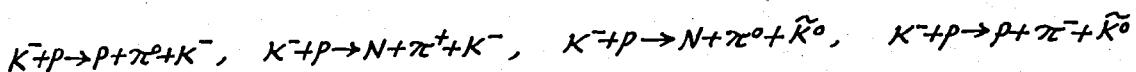
(3) Из измерений в пропановой камере [4].

(4) Из измерений в пропановой камере [5].

(5) Оценка получена из условия, что сечение для  $\pi^- + p \rightarrow 1^+ + K^0$  имеет максимум при энергии  $\pi^-$ -мезона в лабораторной системе  $E \approx 1.1$  Бэв [6].

(6) Так как экспериментально наблюдается резонансное взаимодействие между  $\pi^-$  и  $K^0$  мезонами, то можно предполагать, что изотопический спин "изобары" ( $\pi K$ )  $T = 3/2$  [5].

x' (1/ и 2/ находятся очень близко друг от друга, поэтому можно ожидать сложной интерференции).



приблизительно 2 : 1 : 2 : 1. Этого нельзя сделать в тех случаях, когда изотопический спин "изобары" не известен. В этих случаях необходимы дальнейшие экспериментальные исследования.<sup>16)</sup>

Наш метод применим так же и в том случае, если на опыте наблюдается узкий максимум в импульсном спектре частицы с импульсом  $p_3$ .

Авторы выражают благодарность профессору Д.И.Блохинцеву за критические замечания и интерес к работе, В.С.Барашенкову, Чжоу Гуан-Чжао, Сянь Дин-Чану за ценные советы, а также А.Михул, Ван Ган-Чану, Чен Лен-Ен за любезную информацию о результатах их исследований.

Рукопись поступила в издательский отдел  
28 ноября 1960г.

#### Литература

1. R.F.Pairls, Phys.Rev. 118, 325 (1960).
2. P.Carruthers, H.A.Bethe. Phys.Rev.Lett. 4, 536 (1960).
3. W.R.Franzer, J.R.Fulco. Phys.Rev. vol. 117, 1609 (1960).
4. А.Михул, частное сообщение.
5. Ван Ган-чан и Чен Лин-ен, частное сообщение.
6. 1958 Annual International Conference on High-Energy Physics at CERN (CERN, Geneva, 1958).