

8  
Л-93



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ  
ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

---

В.Л. Любошиц, Э.О. Оконов

P-1487

О ВОЗМОЖНЫХ РЕЗОНАНСАХ  
В РАСПАДАХ К-МЕЗОНОВ

Дубна 1963

В.Л. Любошиц, Э.О. Оконов

P-1467

2182/1 чг.

О ВОЗМОЖНЫХ РЕЗОНАНСАХ  
В РАСПАДАХ К-МЕЗОНОВ

НАУЧНЫЙ ИНСТИТУТ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
БИБЛИОТЕКА

Дубна 1963

## 1. Введение

Хотя в настоящее время нет достоверных сведений о существовании двухпионных резонансов с массой, меньшей массы  $K$ -мезона, обсуждение влияния таких резонансов на  $K$ -распады представляет определенный интерес. Двухпионные резонансы с массой, не превышающей  $m_K$ , в наиболее чистом виде могут проявляться в радиационных и лептонных  $K$ -распадах с образованием двух  $\pi$ -мезонов, так как в этом случае в конечном состоянии находится всего одна пара сильно взаимодействующих частиц. Экспериментально эти распады почти не исследованы.

Мы ограничимся рассмотрением влияния на  $K$ -распады двухпионных резонансов со спином 0 и 1. Возможные наборы квантовых чисел при этом  $(I, T, P, G) = 00^{++}(R_0)$ ,  $02^{++}(R_2)$ ,  $11^{-}(R_1)$ . Существование резонансов с высшими спинами в области масс, меньших, чем  $m_K$ , по-видимому, маловероятно.

Существование резонансов  $R_{0,1,2}$  не противоречит сравнительно большому времени жизни  $\eta$ - и  $\omega$ -мезонов.

Действительно, быстрый распад  $\eta$ -мезона с образованием резонансов  $R$  невозможен из-за несохранения  $G$ -четности. Что касается распадов  $\omega^0 \rightarrow R_0 + \pi^0$ ,  $\omega^0 \rightarrow R_0 + \pi^+ + \pi^-$ , то первый из них запрещен законом сохранения четности, а второй является медленным из-за несохранения  $G$ -четности.

Распад  $\omega^0 \rightarrow R_1^{(0)} + \pi^0$  может идти по сильному взаимодействию, однако, поскольку орбитальный момент при этом равен 1, вероятность этого распада должна быть мала из-за центробежного барьера. Если записать матричный элемент распада  $\omega^0 \rightarrow R_1 + \pi^0$  в виде

$$M = L \epsilon_{\alpha\beta\gamma\delta} \phi_{\alpha}^{(\omega^0)} \phi_{\beta}^{(R_1)} p_{\gamma}^{(\omega^0)} p_{\delta}^{(R_1)} \phi_{\pi^0}^{(\pi^0)} \quad (\alpha, \beta, \gamma, \delta = 1, 2, 3, 4) \quad (1)$$

для вероятности  $w$  получим выражение

$$w = \frac{1}{18\pi} L^2 |\vec{p}^{(\pi)}|^3,$$

где

$$|\vec{p}^{(\pi)}|^2 = \left( \frac{m^{(\omega)^2} - m^{(R_1)^2} + m_{\pi}^2}{2m^{(\omega)}} \right)^2 - \frac{m_{\pi}^2}{m^{(\omega)}}.$$

При

$$L = \frac{1}{m_{\pi}}, \quad m_{R_1} \approx 3m_{\pi}, \quad w \approx 4 \text{ МэВ}$$

## 2. Лептонные $K_{\pi}$ -распады

Если выполняется правило отбора  $\Delta T = \frac{1}{2}$ , на лептонные  $K_{\pi}$ -распады могут оказывать влияние только резонансы с  $I = T = 0$  и  $I = T = 1$ .

Резонанс со спином 0 должен давать пик в распределении по эффективной массе двух  $\pi$ -мезонов в распаде

$$K^+ \rightarrow 2\pi^0 + e^+ + \nu. \quad (I)$$

Резонанс со спином 1 и массой порядка 280-490 Мэв, если он существует, проявляется в распаде

$$K^0 \rightarrow \pi^0 + \pi^- + e^+ + \nu. \quad (II)$$

На распад

$$K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^- + e^+ + \nu \quad (III)$$

должны оказывать влияние оба резонанса. Как известно, если существует правило отбора  $\Delta T = \frac{1}{2}$ , то  $\sigma(III) = 2\sigma(I) + \frac{1}{2}\sigma(II)^{2/}$ . Теоретические оценки без учета резонансов дают для  $K_{\pi}$ -распада значения порядка  $10 \cdot 10^3 \text{сек}^{-1} / 2,3,4/$  и существенно зависят от величины формфакторов.

Резонансное взаимодействие в конечном состоянии может существенно увеличить вероятности распадов (I), (II), (III).

Действительно, в резонансном приближении вероятность каждого из этих распадов близка к вероятности распада  $K \rightarrow R + e + \nu$ .

Известно, что вероятность  $K_{\pi}$ -распада составляет  $3 \cdot 10^6 \text{сек}^{-1}$ . Вероятность распада  $K^+ \rightarrow R_0 + e^+ + \nu$  можно представить в виде <sup>15/</sup>

$$w = \frac{G^2 g^2 m^2}{12\pi^3} \int_0^{p_{max}} \frac{p}{R} dE_R, \quad (2)$$

где  $p = \frac{m_k^2 - m_R^2}{2m_k}$ ,  $G$  - универсальная константа слабого взаимодействия,  $g_{R_0}$  - константа, характеризующая  $K_{R_0}^+$ -распад ( $g_{\pi}^2 = 2,85 \cdot 10^{-2}$ ). При  $m_{R_0} = 310$  Мэв получим

$$w(K_{R_0}^+) / w(K_{\pi_0}^+) = \frac{1}{10} g_{R_0}^2 / g_{\pi}^2. \quad (3)$$

Если считать, что  $g_{R_0} = g_{\pi}$ ,  $\frac{1}{3} w(K^+ \rightarrow R_0 + e^+ + \nu) = w(K^+ \rightarrow 2\pi^0 + e^+ + \nu) = 1,5 \cdot 10^5 \text{сек}^{-1}$ ,  $w(K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^- + e^+ + \nu) = 3 \cdot 10^5 \text{сек}^{-1}$ .

В работе <sup>16/</sup> в предположении о существовании  $2\pi$ -мезонного резонанса со спином 0, массой 310 Мэв и шириной 15 Мэв для вероятности распада  $K^+ \rightarrow 2\pi^0 + e^+ + \nu$  получено значение  $1,5 \cdot 10^4 \text{сек}^{-1}$ . Как нетрудно видеть, в нашем рассмотрении это соответствует тому, что

$$g_{R_0} = 0,32 g_{\pi}. \quad (4)$$

Таким образом, существование резонанса со спином 0 и массой 310 Мэв, по-

видимому, противоречит экспериментальным данным о  $K_{\pi}$ -распаде, согласно которым

$$w(K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^- + e^+ + \nu) = 1,4 \cdot 10^3 \text{сек}^{-1}$$

Однако существование резонанса с массой порядка 400 Мэв вполне допустимо. Например, при  $m_{R_0} = 3m_{\pi}$  и  $g_{R_0}^2 = \frac{1}{2} g_{\pi}^2$  получим  $w(K^+ \rightarrow 2\pi^0 + e^+ + \nu) = \frac{1}{2} w(K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^- + e^+ + \nu) = 1,1 \cdot 10^3 \text{сек}^{-1}$ . Вполне вероятно также, что существует резонанс с  $I = T = 1$  и массой порядка  $3m_{\pi}$ . При этом аналогичные оценки для процессов (II) и (III) также дают  $w = 10^3 \text{сек}^{-1}$  (если только константа связи для  $R_1$ , не аномально мала).

Остановимся теперь кратко на следствиях, которые вытекают из возможности рождения резонансов в  $K_{\pi}$ -распадах.

Заметим, что само по себе увеличение вероятности  $K_{\pi}$ -распада может быть связано и с нерезонансным  $\pi\pi$ -взаимодействием.

Однако резонансный пик должен существенно сдвинуть максимум распределения вероятности по эффективной массе двух  $\pi$ -мезонов, сказаться на энергетическом распределении электронов и т.д. (Характеристики  $K_{\pi}$ -распада без учета  $\pi\pi$ -взаимодействия наиболее полно исследованы в работе <sup>13/</sup>).

Отметим, что, если бы в процессе  $K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^- + e^+ + \nu$  была отмечена корреляция лептонов, близкая к гамов-теллеровской ( $1 - \frac{v}{3c} \cos\theta$ ), это свидетельствовало бы о преимущественном вкладе резонанса с  $I = T = 1$  в этот распад.

Следует также упомянуть о том, что, как показал Шабалин <sup>18/</sup>, интерференция двухпионных состояний с  $I = T = 0$  и  $I = T = 1$  в  $K_{\pi}$ -распаде при наличии сильного взаимодействия приводит к асимметрии в распределении электронов относительно плоскости, проходящей через импульсы  $\pi$ -мезонов <sup>x)</sup>. Если вклад нерезонансных состояний мал, эта асимметрия относительно невелика (порядка  $(\frac{w_{\text{нерез.}}}{w_{\text{рез.}}})^{1/2}$ ). Знак же ее однозначно зависит от спина резонанса (см. <sup>18/</sup>). Может быть, это обстоятельство в дальнейшем следует использовать для идентификации квантовых чисел резонанса, если он будет обнаружен в  $K_{\pi}$ -распаде. Известно далее, что вероятности распада  $K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^+ + e^- + \nu^-$  гораздо меньше, чем вероятность процесса  $K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^- + e^+ + \nu$  <sup>xx)</sup>. Нам кажется, что не исключена возможность того, что это связано не с правилом отбора  $\Delta Q = \Delta S$ , а с существованием резонансов с  $I = T = 0$  или  $I = T = 1$ , каждый из которых влияет на второй процесс, но не может влиять на первый (два заряженных  $\pi$ -мезона находятся в состоянии с изотопическим спином 2).

<sup>x)</sup> Мы благодарны Л.И. Лапидусу, обратившему наше внимание на работу <sup>18/</sup>.

<sup>xx)</sup> Согласно последним данным, верхний предел для вероятности  $K^+ \rightarrow 2\pi^+ + e^- + \nu$  равен  $30 \text{сек}^{-1/7/}$ .

### 3. Радиационные $K_{2\pi}$ -распады

Резонанс со спином 0 заведомо не может проявляться в распадах  $K \rightarrow 2\pi + \gamma$  (0-0 -переход).

Если существует резонанс со спином 1 и массой меньшей, чем  $m_K$ , его можно наблюдать в радиационных распадах  $K^-$ -мезонов:

$$K_2^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \gamma \quad (A)$$

$$K_1^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \gamma \quad (B)$$

$$K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0 + \gamma \quad (C)$$

Особенно существенно влияние этого резонанса на распад  $K_2^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \gamma$ , который связан с прямым испусканием  $\gamma$ -кванта <sup>/9/</sup>.



Резонансному переходу соответствует магнитное дипольное излучение. Матричный элемент перехода можно записать в виде

$$M = \sqrt{a} G m_K^2 L \epsilon_{\alpha\beta\gamma\delta} \phi_{\alpha}^{(R_1)} e_{\beta} p_{\gamma} K_{\delta} \phi^{(K_2^0)} \quad (5)$$

$$(G = 10^{-5}/M^2, a = \frac{e^2}{\hbar c} = \frac{1}{137}).$$

Отсюда вероятность радиационного распада  $K \rightarrow R_1^{(0)} + \gamma$

$$w = \frac{G^2 m_K^4 a L^2 \omega^3}{12\pi} \quad (6)$$

где  $\omega = \frac{m^2 - m_K^2}{2m_K} c$  - частота излучения  $\gamma$ -кванта.

Поскольку прямое излучение связано с виртуальными тяжелыми частицами, будем считать, что  $L \sim \beta/M$  ( $M$  - масса нуклона,  $\beta \sim 1$ ).

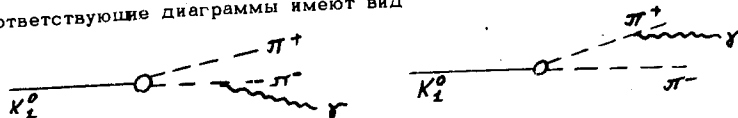
Если масса резонанса имеет величину 300 Мэв, для  $w$  получим значение  $6\beta^2 10^5 \text{сек}^{-1}$  ( $\sim 10^6 \text{сек}^{-1}$ ). При  $m = 420$  Мэв,  $w = 5\beta^2 10^4 \text{сек}^{-1}$  ( $\sim 10^5 \text{сек}^{-1}$ ).

Оценки без учета резонансных состояний дают для вероятности  $K_{2\pi\pi}^{(0)}$ -распада  $10^3 \text{сек}^{-1}/10^7$ .

Таким образом, существование резонанса  $R_1^{(0)}$  с массой  $3m_{\pi}$  может увеличить вероятность распада  $K^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \gamma$  примерно в 100 раз. При массах около 470 Мэв вклад резонанса  $R_1^{(0)}$  должен быть сравним с вкладом нерезонансных переходов.

Распад  $K^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \gamma$  обусловлен в основном внутренним тормозным излучением  $\pi^-$ -мезонов <sup>/9/1</sup>.

Соответствующие диаграммы имеют вид



Вклад диаграмм, соответствующих прямому испусканию  $\gamma$ -кванта и радиационному рассеянию  $\pi^-$ -мезонов в конечном состоянии, относительно мал. Поэтому для  $K_{01}^-$ -распада резонансное взаимодействие  $\pi^-$ -мезонов не может привести к существенному увеличению вероятности распада, и к тому же наблюдение самого резонанса в этом случае крайне затруднено.

Что касается распада  $K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0 + \gamma$ , то вследствие малой вероятности перехода  $K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0$  ( $\Delta T = \frac{3}{2}$ ) влияние резонанса  $R_1^{(+)}$  со спином 1 может стать для него существенным. При этом основной вклад в процесс должна вносить диаграмма прямого испускания  $\gamma$ -кванта.

Аналогичное влияние должен оказывать резонанс со спином 1 на внутреннюю конверсию дипольного излучения в процессах  $K_2^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + e^+ + e^-$ ,  $K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0 + e^+ + e^-$ .

Следует отметить, что в принципе возможна монополярная конверсия  $K_2^0 \rightarrow R_1^{(0)} + e^+ + e^-$ . Однако вероятность этого процесса даже с учетом резонанса крайне мала ( $\sim 1 \text{сек}^{-1}$ ).

В связи с вышеизложенным необходимо иметь в виду, что величина  $w(K_2^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \gamma)$  может быть сравнима с  $w(K_2^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0)$  и в том случае, когда существенный вклад в распады  $K_2^0$ -мезона вносит виртуальный переход  $K_2^0 \rightarrow \eta$ . Действительно, согласно экспериментам Фаулера и др. <sup>/11/</sup>

$$w(\eta \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \gamma) / w(\eta \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0) = 0,26 \pm 0,08.$$

Из работ <sup>/12-13/</sup> следует, что виртуальный  $\eta$ -мезон должен вносить положительный вклад в разность масс  $m_{K_2^0} - m_{K_0}$ . Но согласно последним экспериментальным данным,  $K_2^0$  тяжелее, чем  $K_0$ . Поэтому в диаграмме  $K_2^0 \rightarrow K_0 + \pi^0$  виртуальный  $K_2^0 \rightarrow \eta$  переход не может играть преобладающей роли.

Однако, если вклад  $K_2^0 \rightarrow \eta$ -перехода в  $K_2^0$ -распады меньше, чем, например, вклад  $K_2^0 \rightarrow \pi$  перехода ( $\Delta m < 0$ ) всего лишь в несколько раз, все равно возможно увеличение

$$\frac{w(K_2^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \gamma)}{w(K_2^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0)}$$

до 5-10%. Следует обратить внимание на то, что если считать, что квантовые числа  $\eta$ -мезона определены достоверно ( $I = T = 0, P = -1, G = 1$ ) наличие двухпионных резонансов со спином 1 в области 300-500 Мэв представляется очень сомнительным, так как

$$x) \text{ или } K^+ \rightarrow R_2^{(0)} + e^+ + e^-.$$

в этом случае  $\frac{w(\eta \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \gamma)}{w(\eta \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0)}$  должно быть много больше 1 ( $\approx 10^2 - 10^3$ ). В то же время распад  $\eta \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0$  /11/ может быть объяснено тем, что существует резонанс  $R_0$ , увеличивающий вероятность распада  $\eta$ -мезона на  $3\pi$ . Однако вопрос о свойствах  $\eta$ -мезона в настоящее время полностью не выяснен.  $K_2^0 \rightarrow \eta$  переход может вносить вклад только в  $K_{2\pi}^0$ -распад. Поэтому для определения роли резонансов  $R_1$  и  $K_2^0 \rightarrow \eta$  перехода следует в дальнейшем сравнить энергетическое распределение  $\eta$ -квантов в распадах

$$K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0 + \gamma \quad K_2^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \gamma.$$

### 3. $K_{3\pi}$ -распады

Экспериментальная информация о  $K_{3\pi}^{*4 (+0-)}$ -распадах (см. п.2) вызывает сомнения в том, что существуют резонансы  $R_0$  и  $R_1$  с массой от 280 до 400 Мэв. В работе /15/ показано, что если бы существовал ABC-резонанс ( $m = 310$  Мэв), вероятность распада  $K^+ \rightarrow 2\pi^+ + \pi^-$  оказалась бы сравнимой (при нормальных параметрах сильного взаимодействия) с вероятностью распада  $K_1^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ , что противоречит эксперименту.

Отвлекаясь от проблемы существования резонансов с массами 280-350 Мэв (однозначно этот вопрос в настоящее время решен быть не может), отметим, что в любом случае наблюдение резонансов в  $K_{3\pi}$ -распадах затруднено из-за слишком узкой области для эффективных масс двух  $\pi$ -мезонов (70 Мэв).

Кроме того, в случае  $K_{3\pi}$ -распадов существенно сильное взаимодействие между различными комбинациями пар  $\pi$ -мезонов, которое может смазать резонансный пик.

Подчеркнем, что все выводы и оценки, приведенные в настоящей работе, основаны на предположении, что двухпионные резонансы в смысле взаимодействия не слишком отличаются от обычных сильно взаимодействующих частиц (например,  $\pi$ -мезонов).

Таким образом, мы не рассматривали резонансы, обладающие аномально малыми константами связи.

Впрочем, влияние таких резонансов на  $K$ -распады не может быть существенным (вероятность образования их мала).

Авторы выражают глубокую благодарность Б.Н.Валуеву и В.Г.Гришину за обсуждение и критические замечания.

### Л и т е р а т у р а

1. В.Г.Гришин, М.И.Подгорешкий. ЖЭТФ, 45, 783, 1963.
2. Л.Б.Окунь, Е.П.Шабалин. ЖЭТФ, 37, 1575, 1959.
3. Е.П.Шабалин. ЖЭТФ, 39, 345, 1960.
4. V.S.Mathr. Nuovo Cimento, 14, 1326 (1959).
5. Л.Б.Окунь. УФН, 68, 449, 1959.
6. Б.А.Арбузов, Нгуен Ван Хьеу, Р.Н.Фаустов. ЖЭТФ, 44, 329, 1963.
7. W.Fry. Conference on Fundamental Aspects of Weak Interactions Upton N.Y. (1963).
8. Е.П.Шабалин. ЖЭТФ, 44, 765, 1963.
9. H.Chew. Nuovo Cimento, 26 1109 (1962).
10. И.С.Цукерман. ЖЭТФ, 45, 188, 1963.
11. Earle C.Fowler, Frans, Crowford, L.I.Sloyd, A.Ronald and Leroy Price. Phys. Rev. Lett. 10, 110 (1963).
12. S.Oneda, S.Hori, M.Wakagawa, A.Tojoda. Phys. Rev. Lett. 2, 243 (1963).
13. S.K.Bose. Phys. Rev. Lett. 2, 92 (1962).
14. F.Crawford. Conference on Fundamental Aspects of Weak Interactions, Upton N.Y. (1963).
15. R.G.Sachs and B.Sakita Phys. Rev. Lett. 6, 306 (1961).

Рукопись поступила в издательский отдел  
21 ноября 1963 г.