

Письма в ЖЭТФ, том 14, стр. 131.— 134.

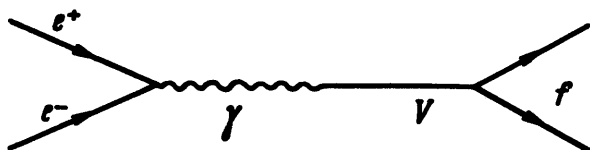
20 июля 1971 г.

**О ВОЗМОЖНОСТИ НАБЛЮДЕНИЯ
КВАЗИЯДЕРНЫХ МЕЗОННЫХ РЕЗОНАНСОВ
НА ВСТРЕЧНЫХ e^+e^- -ПУЧКАХ**

О.Д.Далькаров, В.Б.Мандельцвейн, В.А.Хозе

В недавних работах [1–3] был предложен механизм образования квазиядерных мезонных резонансов, которые рассматривались как неряли-

тивистские связанные состояния в системе $N\bar{N}$. Среди них имеется четыре мезона с квантовыми числами фотона ($J^{PC} = 1$). Два из этих мезонов, отвечающие ${}^{33}S_1(1727)$, ${}^{33}d_1(1855)$ состояниям системы $N\bar{N}$ с ширинами, соответственно, 94 и 117 Мэв имеют изоспин $I = 1$ и положительную G-четность, два других мезона имеют отрицательную G-четность, $I = 0$ и отвечают ${}^{13}S_1(1414)$ и ${}^{13}d_1(1382)$ состояниям системы $N\bar{N}$ с ширинами 63 и 71 Мэв. Из квазядерной природы рассматриваемых мезонных резонансов, в частности, следует, что должно иметь место соответствие между парциальными ширинами распадов резонансов и сечениями аннигиляции в тех же состояниях, где, как известно [4, 5], доминирует множественное рождение. Представляет интерес рассмотреть механизм образования указанных квазядерных мезонных резонансов на встречных e^+e^- -пучках, где имеются указания [6, 7] на множественность рождения частиц в интересующей нас области энергий.



В однофотонном приближении сечение резонансного рождения, отвечающее диаграмме на рисунке, в области резонанса дается формулой

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow V \rightarrow f) = \frac{12\pi}{m_V^2} \frac{\Gamma(V \rightarrow e^+e^-)\Gamma(V \rightarrow f)}{\Gamma_V^2}, \quad (1)$$

где Γ_V , $\Gamma(V \rightarrow e^+e^-)$ и $\Gamma(V \rightarrow f)$, соответственно, полная и парциальная ширины рассматриваемого резонанса, m_V — его масса.

Как было показано в работах [1–3], полная и парциальные ширины могут быть вычислены с помощью следующей формулы:

$$\Gamma = \{v\sigma_{N\bar{N}}\} |\psi(0)|^2, \quad (2)$$

где $\sigma_{N\bar{N}}$ — сечение аннигиляции $N\bar{N}$ в соответствующее состояние при $v \rightarrow 0$, v — относительная скорость $N - \bar{N}$, $|\psi(0)|^2$ — средняя плотность частиц в области аннигиляции.

С помощью (2) получим:

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow V \rightarrow f) = \frac{12\pi}{m_V^2} \frac{v\sigma(N\bar{N} \rightarrow e^+e^-)}{v\sigma(N\bar{N} \rightarrow f)} a_f, \quad (3)$$

где

$$a_f = \frac{\Gamma(V \rightarrow f)}{\Gamma_V} = \frac{\sigma(N\bar{N} \rightarrow f)}{\sigma_{N\bar{N}}} -$$

величина, известная из экспериментальных данных по аннигиляции $N\bar{N}$.

В однофотонном приближении величина $v\sigma(e^+e^- \rightarrow N\bar{N})$, как известно, дается формулой:

$$v\sigma(e^+e^- \rightarrow N\bar{N}) = \frac{\pi\alpha^2}{M^2} |G|^2, \quad (4)$$

где M — масса нуклона; $G = G_E(4M^2) = G_M(4M^2)$ — электромагнитный изоскалярный или изовекторный формфактор нуклона в зависимости от изотопического спина рассматриваемого мезона.

Величина G может быть, в принципе, получена из экспериментов по $p\bar{p} \rightarrow e^+e^-$ и $e^+e^- \rightarrow p\bar{p}$, однако имеющиеся в настоящее время экспериментальные данные [8, 9] не позволяют сделать определенных утверждений о значении $G(4M^2)$. Согласно большинству имеющихся в настоящее время теоретических моделей [10–12] величина $G(t)$ возрастает с уменьшением t и в интересующей нас области $t(t \sim 4M^2)$ составляет $\sim 0,1 \pm 0,5$. Окончательно получаем:

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow V \rightarrow f) = 1,6 \cdot 10^{-32} \alpha_f (M/m_V)^2 |G|^2. \quad (5)$$

Поскольку в настоящее время имеются экспериментальные данные только для аннигиляции $N\bar{N}$ в покое величины α_f известны только для S -состояний [4, 5]. Именно, для ${}^{33}S_1(1727)$ состояния значения α_f равны $(3,2 \pm 0,3) \cdot 10^{-3}$, $(5,4 \pm 0,6) \cdot 10^{-2}$, $(3,2 \pm 0,6) \cdot 10^{-2}$, $(1,9 \pm 0,6) \cdot 10^{-2}$ и $(2,2 \pm 1,7) \cdot 10^{-3}$ для каналов $\pi^+\pi^-$, $2\pi^+2\pi^-$, $\rho^0\pi^+\pi^-$, ρ^0f^0 и $\rho^0\eta^0$, соответственно. В случае ${}^{13}S_1(1414)$ состояния величины α_f для каналов $\pi^+\rho^0$ и $\pi^0\rho^0$, соответственно равны $(2,9 \pm 0,4) \cdot 10^{-2}$ и $(1,4 \pm 0,2) \cdot 10^{-2}$. Что касается мезонов ${}^{33}d_1(1855)$ и ${}^{13}d_1(1382)$, то из имеющихся данных по аннигиляции $N\bar{N}$ на лету, можно заключить, что качественный характер распределения по числу пионов не изменится.

Как показано в работе [3], пары мезонов с одинаковыми квантовыми числами являются перемешивающимися, поэтому следует ожидать не брейтвигнеровскую форму резонансной кривой.

Кроме рассмотренных мезонов, отвечающих связанным состояниям системы $N\bar{N}$; квазиядерная модель предсказывает также существование резонансов в системе $N\bar{N}$ с массами, большими $2M$, среди которых также могут оказаться резонансы с квантовыми числами фотона.

Таким образом, эксперимент, предлагаемый на встречных e^+e^- -пучках, дает возможность обнаружения квазиядерных мезонных резонансов, а также получения существенной информации о поведении электромагнитных формфакторов нуклона во времениподобной области и о механизме многочастичного рождения пионов в рассмотренной области энергий.

Авторы считают своим приятным долгом поблагодарить И.С.Шапиро, Б.В.Гешкенбейна и В.И.Захарова за обсуждение результатов работы и полезные замечания.

Поступила в редакцию
11 июня 1971 г.

Литература

- [1] О.Д.Далькаров, В.Б.Мандельцвейг, И.С.Шапиро. Письма в ЖЭТФ, 10, 402, 1969.
 - [2] О.Д. Далькаров, В.Б.Мандельцвейг, И.С.Шапиро, ЯФ, 11, 889, 1970.
 - [3] О.Д.Далкаров, В.В.Манделзвейг, I.S.Shapiro. Nucl. Phys., B21, 88, 1970.
 - [4] Т.Е.Kalogeropoulos. Symposium on nucleon-antinucleon interection, p.57, Argonne, Illinois, 1968.
 - [5] J.Diaz at all. Nucl. Phys., B16, 239, 1970.
 - [6] V.Bartoli et al. Preprint LNF-70/37, 1970.
 - [7] В.Е.Балакин и др. Препринт ИЯФ - 62-70, 1970.
 - [8] M.Conversi et al. Nuovo Cim., 40, 690, 1965.
 - [9] H.L.Martill at al. Phys. Rev., 184, 1415, 1969.
 - [10] T.Massam, A.Zichichi. Nuovo Cim., 43A, 1137, 1966.
 - [11] H.Pfister. Zs. Phys. 211, 176, 1968.
 - [12] J.S.Levinger. Phys. Rev., 162, 1589, 1967.
-