

介子对振动模型中的海夸克和 OZI 规则

倪光炯 陈苏卿

(复旦大学)

摘 要

本文讨论了 $J^P = 1^-$ 介子的对振动模型, 包括它们的能谱、组态和衰变机制。由于不仅考虑了价夸克对的混合组态, 而且同时考虑了真空中的海夸克对, 有可能为这种介子的强子型衰变提出一种分类, 从而对 OZI 规则作出相应的解释。

一、引 言

OZI 规则^[1] (夸克线规则) 在新粒子发现后受到很大的重视。但正如 Okubo 等人^[2,3] 所指出, 这一规则不是通常意义下的一种对称性, 因此在任何意义下都不可能是精确的。目前对这规则成立和破坏的解释基本上可分为两类, 一类是基于 QCD 所揭示的渐近自由性质^[4], 另一类则将此规则的破坏归之于强子中不纯组态的贡献^[5]。人们已经提出^[2] 这一规则同海夸克有关, 但是海夸克究竟是什么, 至今缺乏明确的说法。

在前一篇文章中^[6], 我们把 $q\bar{q}$ 介子看成是夸克对的对振动态。由此可知, 与对振动激发态相对应的真空态是夸克对的关联基态, 如果把基态中的这些夸克对看作为海夸克, 以区别于介子态中通常的所谓价夸克, 那末, 在这一模型中就有可能同时讨论介子的能谱和它们的强子型衰变性质, 从而也就可能对 OZI 规则提供一种理论解释。

二、夸克对的振动模型

按照文[6]的讨论, 我们假定同位旋不激发 ($I = 0$) 的介子内部已发生了相变, 软夸克变成了硬夸克, 现在来具体地讨论硬夸克如何成对地激发而形成集体振动的 $0^-(1^-)$ 介子态。在讨论能谱时, 我们只要取那里总哈密顿量 H 中的两项就可以了

$$H = H_{11} + H^{(1)}, \quad (2.1)$$

$$H_{11} = \sum_{v\bar{v}} \tilde{E}_v (\alpha_{v\bar{v}}^\dagger \alpha_{v\bar{v}} + \alpha_{v\bar{v}}^\dagger \alpha_{v\bar{v}}), \quad (2.2)$$

$$\text{其中} \quad \tilde{E}_v = \sqrt{\tilde{\epsilon}_v^2 + \Delta^2} - G - \frac{3}{2}K \equiv E_v - G - \frac{3}{2}K, \quad (2.3)$$

$$\tilde{\varepsilon}_\nu = \varepsilon_\nu + (2G + 3K)(U_\nu^2 - V_\nu^2), \quad (2.4)$$

$$U_\nu^2 = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{\tilde{\varepsilon}_\nu}{\sqrt{\tilde{\varepsilon}_\nu^2 + \Delta^2}} \right), \quad V_\nu^2 = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{\tilde{\varepsilon}_\nu}{\sqrt{\tilde{\varepsilon}_\nu^2 + \Delta^2}} \right), \quad (2.5)$$

$$\Delta = 8G_{\text{eff}} \sum_\nu U_\nu V_\nu, \quad (2.6)$$

$$G_{\text{eff}} = G + \frac{K}{2}. \quad (2.7)$$

$$\begin{aligned} \text{而} \quad H^{(2)} = & -K \sum_{\nu\nu'\mu} (U_\nu^2 - V_\nu^2)(U_{\nu'}^2 - V_{\nu'}^2) \times [2A^\dagger(\nu, \bar{\nu}; 1, \mu)A(\nu', \bar{\nu}'; 1, \mu) \\ & + A^\dagger(\nu, \bar{\nu}; 1, \mu)A^\dagger(\nu', \bar{\nu}'; 1, -\mu) \\ & + A(\nu, \bar{\nu}; 1, -\mu)A(\nu', \bar{\nu}'; 1, \mu)], \end{aligned} \quad (2.8)$$

$$\text{其中} \quad A^\dagger(\nu, \bar{\nu}; 1, \mu) = \sum_{\sigma\sigma'} \left(\frac{1}{2}, \sigma; \frac{1}{2}, \sigma' | 1, \mu \right) \alpha_{\nu\sigma}^\dagger \alpha_{\bar{\nu}\sigma'}. \quad (2.9)$$

利用硬夸克算符的反对易关系

$$[\alpha_{\nu\sigma}, \alpha_{\nu'\sigma'}^\dagger]_+ = \delta_{\nu\nu'} \delta_{\sigma\sigma'} \quad (2.10)$$

可算出

$$\begin{aligned} [A(\nu, \bar{\nu}; 1, \mu), A^\dagger(\nu', \bar{\nu}'; 1, \mu')] = & \delta_{\nu\nu'} \delta_{\mu\mu'} - \delta_{\nu\nu'} \sum_\sigma \left(\frac{1}{2}, \sigma; \frac{1}{2}, \sigma' | 1, \mu \right) \\ & \times \left(\frac{1}{2}, \sigma; \frac{1}{2}, \tau' | 1, \mu' \right) \alpha_{\nu\sigma}^\dagger \alpha_{\bar{\nu}\sigma'} - \delta_{\nu\nu'} \sum_{\sigma'} \left(\frac{1}{2}, \sigma; \frac{1}{2}, \sigma' | 1, \mu \right) \\ & \times \left(\frac{1}{2}, \tau; \frac{1}{2}, \sigma' | 1, \mu' \right) \alpha_{\nu\sigma}^\dagger \alpha_{\bar{\nu}\sigma'} \end{aligned} \quad (2.11)$$

($\sigma, \sigma', \tau, \tau'$ 都是自旋脚标).

我们定义矢介子集体态 $|n, \mu\rangle$ (n 是标记集体态次序的量子数, μ 为角动量 $J=1$ 的投影)的产生算符为

$$Q_{n\mu}^\dagger = \sum_\nu [a_{n\nu} A^\dagger(\nu, \bar{\nu}; 1, \mu) + b_{n\nu} A(\nu, \bar{\nu}; 1, -\mu)]. \quad (2.12)$$

它作用到“关联基态” $|\bar{0}\rangle$ 上

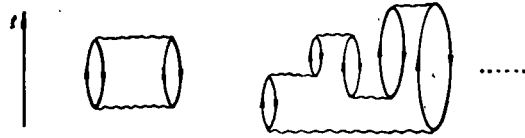
$$Q_{n\mu}^\dagger |\bar{0}\rangle = |n, \mu\rangle. \quad (2.13)$$

这里关联基态 $|\bar{0}\rangle$

$$Q_{n\mu} |\bar{0}\rangle = 0. \quad (2.14)$$

$$\begin{aligned} |\bar{0}\rangle = & C_0 |0\rangle' + \sum_{\nu, \alpha\beta} C_1(\nu; \alpha, \beta) \alpha_{\nu\alpha}^\dagger \alpha_{\bar{\nu}\beta}^\dagger |0\rangle' + \sum_{\substack{\nu, \alpha\beta \\ \rho, \gamma\delta}} C_2(\nu, \rho; \alpha, \beta, \gamma, \delta) \alpha_{\nu\alpha}^\dagger \alpha_{\bar{\nu}\beta}^\dagger \alpha_{\rho\gamma}^\dagger \alpha_{\bar{\rho}\delta}^\dagger |0\rangle' \\ & + \dots \end{aligned} \quad (2.15)$$

第一项表示 $|\bar{0}\rangle$ 中振幅为 C_0 的夸克真空态 $|0\rangle'$ 成分, 但从第二项开始, 依次表示 $|\bar{0}\rangle$ 中含有 1、2、3、4 等等个夸克对 (q, \bar{q}) 的成分, 以后将证明 $C_1 = C_3 = C_5 = \dots = 0$. 这表示 $|\bar{0}\rangle$ 中有如图 1 所画出的“真空极化”图形, 本文以后的图形中时间轴都取为铅直向上, 在某一时刻, $|\bar{0}\rangle$ 中存在着 0 或 2 或 4 等成对的 $q\bar{q}$ 涨落, 在我们看来, 它们就是所谓“海夸克”.

图 1 关联基态(极化真空) $|\bar{0}\rangle$ 中夸克对涨落的费曼图

算符 $Q_{n\mu}^\dagger$ 满足如下的 RPA 方程

$$[H, Q_{n\mu}^\dagger] = W_n Q_{n\mu}^\dagger, \quad (2.16)$$

我们的近似方法要求 $|n, \mu\rangle$ 的波函数满足正交完备性, 即

$$\langle n, \mu | n', \mu' \rangle = \delta_{nn'} \delta_{\mu\mu'}. \quad (2.17)$$

(2.17) 式与声子算符是玻色子算符的要求一致

$$[Q_{n\mu}, Q_{n'\mu'}^\dagger] = \delta_{nn'} \delta_{\mu\mu'}. \quad (2.18)$$

以 (2.12) 式代入 (2.17) 式的左端, 利用 (2.11) 式,

$$\langle n, \mu | n', \mu' \rangle = \sum_{\nu} (a_{n\nu} a_{n'\nu} - b_{n\nu} b_{n'\nu}) \delta_{\mu\mu'} (1 - 2\bar{\mathcal{N}}_{\nu}), \quad (2.19)$$

其中

$$\bar{\mathcal{N}}_{\nu} = \sum_{\sigma} \langle \bar{0} | \alpha_{\nu\sigma}^\dagger \alpha_{\nu\sigma} | \bar{0} \rangle = \sum_{\sigma} \langle \bar{0} | \alpha_{\nu\sigma}^\dagger \alpha_{\nu\sigma} | \bar{0} \rangle \quad (2.20)$$

是关联基态 $|\bar{0}\rangle$ 中第 ν 种夸克(或反夸克)的平均数目, 于是 (2.17) 式的正交归一化条件成为

$$\sum_{\nu} (a_{n\nu} a_{n'\nu} - b_{n\nu} b_{n'\nu}) (1 - 2\bar{\mathcal{N}}_{\nu}) = \delta_{nn'}. \quad (2.21)$$

以 (2.15) 式代入 (2.20) 式, 可证

$$\bar{\mathcal{N}}_{\nu} = \sum_{\sigma, \beta} C_1^2(\nu; \sigma\beta) + 8 \sum_{\sigma, \rho, \beta, \gamma, \delta} C_2^2(\nu, \rho; \sigma, \beta, \gamma, \delta) + \dots \quad (2.22)$$

因 $C_1 = 0$, 当 C_2 很小时, (2.21) 式中 $2\bar{\mathcal{N}}_{\nu}$ 项可以略去, 我们便有

$$\sum_{\nu} (a_{n\nu} a_{n'\nu} - b_{n\nu} b_{n'\nu}) = \delta_{nn'}. \quad (2.23)$$

在下面计算中略去 (2.11) 式右端的后二项, 去求解方程 (2.16). 以 (2.1)、(2.2)、(2.8)

各式代入 (2.16) 式, (参见文 [6]), 即得 (记 $U_{\nu}^2 - V_{\nu}^2 = \frac{\tilde{\epsilon}_{\nu}}{\sqrt{\tilde{\epsilon}_{\nu}^2 + \Delta^2}} = \frac{\tilde{\epsilon}_{\nu}}{E_{\nu}}$). 决定 W_n

的方程为

$$S(W_n) = \sum_{\nu} \frac{\tilde{\epsilon}_{\nu}^2}{E_{\nu}^2} \frac{4\tilde{E}_{\nu}}{(4\tilde{E}_{\nu}^2 - W_n^2)} = \frac{1}{2K}. \quad (2.24)$$

而

$$a_{n\nu} = \Lambda_n \frac{\tilde{\epsilon}_{\nu}}{E_{\nu}(2\tilde{E}_{\nu} - W_n)}, \quad b_{n\nu} = -\Lambda_n \frac{\tilde{\epsilon}_{\nu}}{E_{\nu}(2\tilde{E}_{\nu} + W_n)}, \quad (2.25)$$

其中归一化系数 Λ_n 由条件 (2.23) 式决定为

$$\Lambda_n = \left[2W_n \sum_{\nu} \frac{\tilde{\epsilon}_{\nu}^2 \tilde{E}_{\nu}}{E_{\nu}^2 (4\tilde{E}_{\nu}^2 - W_n^2)^2} \right]^{-1/2}. \quad (2.26)$$

三、关联基态 $|\bar{0}\rangle$ 中夸克对的振幅

我们不仅需要知道价夸克的振幅 a_{ni} , 还需要知道海夸克的振幅 $C_2(\nu, \rho; \alpha, \beta, \gamma, \delta)$ 等. 为此在本节中先看看能否通过条件 (2.14) 式把 (2.15) 式的各系数 C_1, C_2, C_3 等确定下来^[7]. 以

$$Q_{n\mu} = \sum_{\nu} \left[a_{n\nu} \sum_{\sigma} \left(\frac{1}{2}, \sigma; \frac{1}{2}, \sigma' | 1, \mu \right) \alpha_{\nu\sigma'} \alpha_{\nu\sigma} \right. \\ \left. + b_{n\nu} \sum_{\tau} \left(\frac{1}{2}, \tau; \frac{1}{2}, \tau' | 1, -\mu \right) \alpha_{\nu\tau}^{\dagger} \alpha_{\nu\tau'} \right], \quad (3.1)$$

$$\text{代入} \quad Q_{n\mu} |\bar{0}\rangle = 0, \quad (3.2)$$

以 (2.15) 式代入左方, 将算符按正规乘积的次序整理后, 令不包含 α^{\dagger} 算符的项和包含 2 个 α^{\dagger} 4 个 α^{\dagger} 算符等等的项依次为零, 就得到一系列方程. 首先, 不含 α^{\dagger} 算符的项给出方程

$$\sum_{\nu} a_{n\nu} \sum_{\sigma} \left(\frac{1}{2}, \sigma; \frac{1}{2}, \sigma' | 1, \mu \right) C_1(\nu; \sigma, \sigma') = 0. \quad (3.3)$$

如文 [6] 中所讨论, ν 标记了夸克的味 (f) 和径向激发量子数 (n_r) 在讨论角动量 $J = 1$ 的介子态时, 还可以包括轨道角动量 $L = 0, 2$ 两种情形 ($\mathbf{L} + \mathbf{S} = \mathbf{J}, J = 1, S = 1$).

易证齐次代数方程组 (3.3) 只有零解

$$C_1(\nu; \sigma, \sigma') = 0, \quad (3.4)$$

这个结果是物理上立刻能猜出的, 见图 1.

再由 (3.2) 式中含 $\alpha^{\dagger} \alpha^{\dagger} |0\rangle'$ 项的系数为零的条件得

$$b_{n\nu} \left(\frac{1}{2}, \sigma; \frac{1}{2}, \sigma' | 1, -\mu \right) C_0 + 2 \sum_{\rho} a_{n\rho} \sum_{\tau} \left(\frac{1}{2}, \tau; \frac{1}{2}, \tau' | 1, \mu \right) \\ \times C_2(\rho, \nu; \tau, \tau', \sigma, \sigma') - 2a_{n\nu} \sum_{\tau} \left(\frac{1}{2}, \tau; \frac{1}{2}, \tau' | 1, \mu \right) \\ \times C_2(\nu, \nu; \sigma, \tau', \tau, \sigma') = 0. \quad (3.5)$$

这是一组联系 C_0 和 C_2 的方程, C_0 另外由真空 $|\bar{0}\rangle$ 归一化条件

$$\langle \bar{0} | \bar{0} \rangle = 1 \quad (3.6)$$

定出. 注意 (3.5) 式中两个 C_2 系数 $C_2(\rho, \nu; \tau, \tau', \sigma, \sigma')$ 和 $C_2(\nu, \nu; \sigma, \tau', \tau, \sigma')$ 是有区别的.

我们可对一定的 μ 值, 比如 $\mu = 1$ 来求解方程 (3.5), 记 $C_2\left(\rho, \nu; \frac{1}{2}, \frac{1}{2}, -\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}\right) \equiv C_{\nu\rho}$, $C_2\left(\nu, \nu; -\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, \frac{1}{2}, -\frac{1}{2}\right) \equiv \tilde{C}_{\nu\nu}$, 则 (3.5) 式当 $\mu = 1$ 时可写为

$$2a_{n\nu}(C_{\nu\nu} - \tilde{C}_{\nu\nu}) + 2 \sum_{\rho(\neq\nu)} a_{n\rho} C_{\nu\rho} = -b_{n\nu} C_0, \quad (3.7)$$

$$\text{显然} \quad \tilde{C}_{\nu\nu} = -C_{\nu\nu}, \quad (3.8)$$

故

$$2a_{\nu\nu}C_{\nu\nu} + \sum_{\rho(\neq\nu)} a_{\nu\rho}C_{\nu\rho} = -\frac{b_{\nu\nu}}{2}C_0. \quad (3.9)$$

这是未知量为 $C_{\nu\nu}$ 和 $C_{\nu\rho}(\rho \neq \nu)$ 的非齐次代数方程组, 未知量的数目有 $m + \frac{1}{2}m(m-1) = \frac{1}{2}m(m+1)$ 个, 而方程的数目为 m^2 个, 当 $m > 1$, 方程的个数总是多于未知量的个数. 我们只能证明一个近似的和式: (证略)

$$\bar{\mathcal{N}}_\nu = 12 \sum_\rho C_{\nu\rho}^2 = 3 \sum_n b_{\nu\nu}^2. \quad (3.10)$$

四、u, d, s, c 夸克质量的估计

$I^G[J^P]C_n = 0^{-}[1^-]$ 的介子态中, 如把 ω , ϕ 和 J/ψ 依次看成是前面给出的三个最低振动态, 从而将它们的实测质量同 W_n 对应起来:

$$W_1 = W_\omega = 0.784, \quad W_2 = W_\phi = 1.020, \quad W_3 = W_{J/\psi} = 3.095 \quad (4.1)$$

(都以 GeV 为单位). 因未知量太多, 为作定性讨论, 只好取近似

$$\tilde{\epsilon}_\nu \sim \epsilon_\nu, \quad \tilde{E}_\nu \sim E_\nu \sim \sqrt{\epsilon_\nu^2 + \Delta^2}, \quad (4.2)$$

并按文[6]的猜测, 把 2Δ 同 $\eta(549)$ 介子态的质量联系起来

$$W_\eta = 2\Delta = 0.549, \quad (4.3)$$

这样未知量减少到各 ϵ_ν 和 K . 照我们的模型, 夸克对的组态数应等于介子态数, 现在介子态只有 3 个, 这意味着要把 u, d 两种夸克作为简并组态来处理, 即设

$$\epsilon_u = \epsilon_d, \quad E_u = E_d. \quad (4.4)$$

由于我们假定轨道量子数 $L = 0$ 且径向激发量子数 $n_r = 0$, ϵ_u 和 E_u 分别就算作是 u (或 d) 软夸克和硬夸克的质量.

ϕ 和 ω 介子分别是八重态 $I = 0$ 分量 $|\phi_8\rangle$ 和单态 $|\phi_1\rangle$ 的混合:

$$\begin{cases} |\phi\rangle = \cos\theta|\phi_8\rangle - \sin\theta|\phi_1\rangle = \beta_u(|u\bar{u}\rangle + |d\bar{d}\rangle) + \beta_s|s\bar{s}\rangle \\ |\omega\rangle = \sin\theta|\phi_8\rangle + \cos\theta|\phi_1\rangle = \alpha_u(|u\bar{u}\rangle + |d\bar{d}\rangle) + \alpha_s|s\bar{s}\rangle \end{cases} \quad (4.5)$$

由质量关系定出 $\sin^2\theta = 0.398$, $\theta = 39^\circ$. 由此算出

$$\alpha_u = 0.706, \quad \alpha_s = -0.0652, \quad \beta_u = -0.0461, \quad \beta_s = -0.998 \quad (4.6)$$

下面尝试性地把 (4.5) 式中所表示的 ϕ (或 ω) 介子中 $u\bar{u}$ 组态的成分同本文对振动模型中给出的组态成分联系起来, 后者按 (2.21)、(2.23) 和 (2.25) 式应是

$$a_{\nu\nu}^2 - b_{\nu\nu}^2 = 8\Lambda_\nu^2 \frac{\epsilon_\nu^2 W_\nu}{E_\nu(4E_\nu^2 - W_\nu^2)^2}, \quad (4.7)$$

于是有

$$a_{\omega u}^2 - b_{\omega u}^2 = 8\Lambda_\omega^2 \frac{\epsilon_u^2 W_\omega}{E_u(4E_u^2 - W_\omega^2)^2} = \alpha_u^2, \quad (4.8)$$

$$a_{\omega s}^2 - b_{\omega s}^2 = 8\Lambda_\omega^2 \frac{\epsilon_s^2 W_\omega}{E_s(4E_s^2 - W_\omega^2)^2} = \alpha_s^2. \quad (4.9)$$

因略去 c 夸克的组态成分, (2.23) 式归一化为

$$8\Lambda_u^2 W_u \left[\frac{2\varepsilon_u^2}{E_u(4E_u^2 - W_u^2)^2} + \frac{\varepsilon_s^2}{E_s(4E_s^2 - W_u^2)^2} \right] = 1, \quad (4.10)$$

$$\frac{E_s \varepsilon_u^2 (4E_s^2 - W_u^2)^2}{E_u \varepsilon_s^2 (4E_u^2 - W_u^2)^2} = \frac{\alpha_u^2}{\alpha_s^2}. \quad (4.11)$$

同理

$$\frac{E_s \varepsilon_u^2 (4E_s^2 - W_\phi^2)^2}{E_u \varepsilon_s^2 (4E_u^2 - W_\phi^2)^2} = \frac{\beta_u^2}{\beta_s^2}. \quad (4.12)$$

记

$$4E_u^2 = x, \quad 4E_s^2 = y, \quad (4.13)$$

取其零级近似值为

$$x^{(0)} = W_u^2, \quad y^{(0)} = W_\phi^2. \quad (4.14)$$

则从(4.11)式可求得 x 的一级近似值为

$$x^{(1)} = W_u^2 + \left| \frac{\alpha_s}{\alpha_u} \right| \sqrt{\frac{W_\phi}{W_u}} \sqrt{\frac{W_u^2 - 4\Delta^2}{W_\phi^2 - 4\Delta^2}} (W_\phi^2 - W_u^2). \quad (4.15)$$

同理

$$y^{(1)} = W_\phi^2 + \left| \frac{\beta_u}{\beta_s} \right| \sqrt{\frac{W_u}{W_\phi}} \sqrt{\frac{W_\phi^2 - 4\Delta^2}{W_u^2 - 4\Delta^2}} (W_u^2 - W_\phi^2). \quad (4.16)$$

$$x^{(1)} = 0.644, \quad y^{(1)} = 1.07, \quad (4.17)$$

即 $u(d)$ 和 s 硬夸克的质量近似为:

$$E_u = 0.401, \quad E_s = 0.516. \quad (4.18)$$

而

$$\varepsilon_u = \sqrt{E_u^2 - \Delta^2} = 0.293, \quad \varepsilon_s = \sqrt{E_s^2 - \Delta^2} = 0.437. \quad (4.19)$$

现在写出(2.24)式

$$\frac{1}{8K} = \frac{2\varepsilon_u^2}{E_u(4E_u^2 - W_n^2)} + \frac{\varepsilon_s^2}{E_s(4E_s^2 - W_n^2)}, \quad (4.20)$$

用 $W_n = W_1 = W_u$ 代入右端,算出

$$\left(\frac{1}{8K} \right)_{W_1=W_u} = 15.4,$$

用 $W_n = W_2 = W_\phi$ 代入则算出

$$\left(\frac{1}{8K} \right)_{W_2=W_\phi} = 12.9.$$

两者平均为

$$\left(\frac{1}{8K} \right) = 14.2, \quad (4.21)$$

而相差为 2.5, 相对误差为 17.7%—1/6, 这一误差可看作为模型自洽性好坏的某种量度.

现在开始考虑 J/ψ 粒子及相应之 c 夸克 S 态组态, 此时(2.24)式应写为

$$\frac{E_c^2 - \Delta^2}{E_c(4E_c^2 - W_j^2)} = \frac{1}{8K} - \frac{2\varepsilon_u^2}{E_u(4E_u^2 - W_j^2)} - \frac{\varepsilon_s^2}{E_s(4E_s^2 - W_j^2)}. \quad (4.22)$$

 \therefore

$$E_c = 1.56, \quad \varepsilon_c = 1.53. \quad (4.23)$$

为了下面对衰变几率估计时之用, 这里再列出几个数字估计值

$$\begin{cases} a_{u\bar{u}}^2 = 0.498, & a_{d\bar{d}}^2 = 2.56 \times 10^{-3}, & a_{s\bar{s}}^2 = 1.01, \\ a_{j\bar{u}}^2 = 3.06 \times 10^{-5}, & a_{j\bar{s}}^2 = 5.1 \times 10^{-5}, & a_{j\bar{c}}^2 = 0.999. \end{cases} \quad (4.24)$$

五、介子的强子型衰变

在文 [6] 的 (6.3) 式中我们已得到了硬夸克的有效相互作用哈密顿量。其中 H_{22} 产生 $J^P = 0^-$ 的对振动态, $H^{(1)}$ 产生 1^- 的对振动态。这里我们要简单地讨论一下其余项的作用。

$$H_4 = -4G \sum_{\nu\nu'\sigma'} \{U_\nu V_\nu U_{\nu'} V_{\nu'} (\alpha_{\nu\sigma}^\dagger \alpha_{\nu'\sigma'}^\dagger \alpha_{\nu'\sigma'} \alpha_{\nu\sigma} + 2\alpha_{\nu\sigma}^\dagger \alpha_{\nu'\bar{\sigma}}^\dagger \alpha_{\nu'\bar{\sigma}} \alpha_{\nu\sigma} + \alpha_{\nu\bar{\sigma}}^\dagger \alpha_{\nu'\bar{\sigma}}^\dagger \alpha_{\nu'\bar{\sigma}} \alpha_{\nu\bar{\sigma}})\} \quad (5.1)$$

和
$$H^{(3)} = -4K \sum_{\nu\nu'\mu} \left\{ U_\nu V_\nu U_{\nu'} V_{\nu'} \left(\frac{1}{2}, \sigma; \frac{1}{2}, \sigma' | 1, \mu \right) \left(\frac{1}{2}, \rho; \frac{1}{2}, \rho' | 1, \mu \right) \right. \\ \left. \times (\alpha_{\nu\sigma}^\dagger \alpha_{\nu'\rho}^\dagger \alpha_{\nu'\rho} \alpha_{\nu\sigma} + 2\alpha_{\nu\sigma}^\dagger \alpha_{\nu'\bar{\rho}}^\dagger \alpha_{\nu'\bar{\rho}} \alpha_{\nu\sigma} + \alpha_{\nu\sigma}^\dagger \alpha_{\nu'\bar{\rho}}^\dagger \alpha_{\nu'\bar{\rho}} \alpha_{\nu\sigma}) \right\}, \quad (5.2)$$

对应于一类费曼图, 如图 2 (a), (b) 和 (c) 所示。

$$H_{31} = 4G \sum_{\nu\nu'\sigma'} \{ (U_\nu^2 - V_\nu^2) U_\nu V_{\nu'} (\alpha_{\nu\sigma}^\dagger \alpha_{\nu'\sigma'}^\dagger \alpha_{\nu'\sigma'} \alpha_{\nu\sigma} + \alpha_{\nu\sigma}^\dagger \alpha_{\nu'\bar{\sigma}}^\dagger \alpha_{\nu'\bar{\sigma}} \alpha_{\nu\sigma} + \alpha_{\nu'\sigma'}^\dagger \alpha_{\nu'\sigma'} \alpha_{\nu\sigma} \alpha_{\nu\sigma} + \alpha_{\nu'\bar{\sigma}}^\dagger \alpha_{\nu'\bar{\sigma}} \alpha_{\nu\sigma} \alpha_{\nu\sigma}) \} \quad (5.3)$$

和
$$H^{(2)} = 4K \sum_{\nu\nu'\mu} \{ (U_\nu^2 - V_\nu^2) U_\nu V_{\nu'} [A^\dagger(\nu, \bar{\nu}; 1, \mu) (A^0(\nu'\nu'; 1, \mu) \\ + A^0(\bar{\nu}', \bar{\nu}'; 1, \mu)) + (A^0(\nu', \nu'; 1, \mu) \\ + A^0(\bar{\nu}', \bar{\nu}'; 1, \mu)) A(\nu, \bar{\nu}; 1, -\mu)] \}, \quad (5.4)$$

对应于另一类费曼图, 如图 2 的 (d) 和 (e) 所示。

图上的波纹线对于 H_4 或 H_{31} , 表示胶子传递的角动量为零, 对于 $H^{(3)}$ 或 $H^{(2)}$, 则表示传递的角动量为 1。每一项的物理意义已在图中说明, 这可以同文献 [8] 中的图相比较。

在我们的模型中, 上述哈密顿量会引起介子对振动态的强子型衰变, 试按其几率大小和夸克组态的不同将跃迁分成如下几级:

1. 允许跃迁 又可分为两类

(i) 介子态 $|n\rangle$ 中有一对价夸克 $q_{\nu'}, \bar{q}_{\nu'}$ 为主要组态成分, 即其几率振幅 $a_{n\nu'} \sim 1$, 当 $q_{\nu'}$ (或 $\bar{q}_{\nu'}$) 通过图 2(d) 的作用产生出一对夸克 $q_{\nu}\bar{q}_{\nu}$, 再靠图 2(b) 的作用彼此交叉地耦合, 导致末态为 $(\nu\bar{\nu}')$ 和 $(\bar{\nu}\nu')$ 的衰变。例如过程

$$\phi \rightarrow K^+ + K^- \quad (5.5)$$

的费曼图如图 3 所示。(设 $s\bar{u}$ 一旦结合, $u\bar{s}$ 亦必自动结合。)

这一过程的跃迁矩阵元可估计如下:

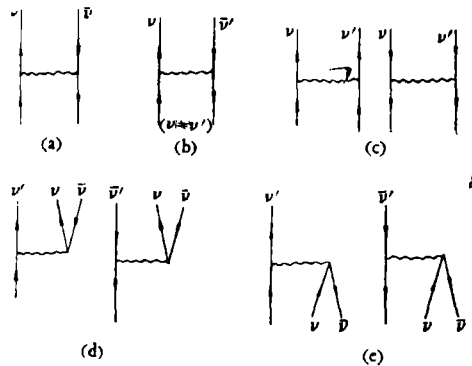


图 2 有效相互作用哈密顿量 $H^{(3)}$ (或 H_4) 和 $H^{(2)}$ (或 H_{31}) 的意义

- (a) $\nu\bar{\nu}$ 对的自作用, 导致夸克对例如 $c\bar{c}$ 的结合
- (b) 当 $\nu' \neq \nu$, 这种图导致例如 $c\bar{u}$ 或 $c\bar{s}$ (或 $\bar{c}u, \bar{c}s$) 的结合, 这种图还起了导致介子衰变的作用
- (c) 是衰变产物之间的末态相互作用
- (d) 当 ν' (或 $\bar{\nu}'$) 是价夸克, 这种图导致介子衰变如 $\phi \rightarrow K^+K^-$ 或 $\psi'' \rightarrow D\bar{D}$, 见本文讨论
- (e) 当 $\nu\bar{\nu}$ 是真空中已存在的海夸克对时, 这种图和图 (d) 一样, 也导致介子的衰变

$$\langle K^+K^- | T | \phi \rangle \sim \sum_m \frac{\langle K^+K^- | H^{(3)} | m \rangle \langle m | H^{(2)} | \phi \rangle}{E_\phi - E_m + i\eta} \quad (5.6)$$

其中中间态 $|m\rangle$ 即图 3 内 (a) 或 (b) 的四夸克组态, 其能量为

$$E_m = 2(M_u + M_s) \sim 1.834 \text{ GeV.}$$

矩阵元 $\langle m | H^{(2)} | \phi \rangle \sim \langle m | H^{(2)} | s\bar{s} \rangle \langle s\bar{s} | \phi \rangle \sim 4K(U_u^2 - V_u^2)U_s V_s a_{\phi s}$ (5.7)

$$(a_{\phi s} \sim 1, (U_u^2 - V_u^2) \sim 0.76, U_s V_s \sim 0.27).$$

而 $\langle K^+K^- | H^{(3)} | m \rangle \sim (-8K)U_s V_s U_u V_u \sim (-8K)(0.27)(0.34)$. (5.8)

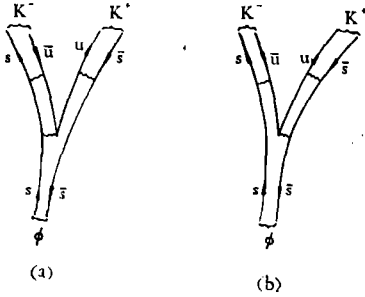


图 3 $\phi \rightarrow K^+K^-$ 衰变的费曼图

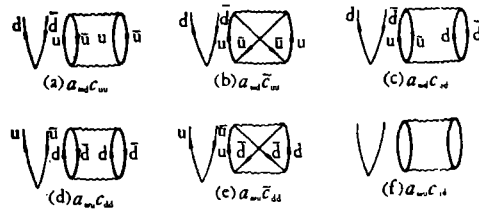


图 4 ω 介子的价夸克和海夸克中导致 3π 衰变的组态

我们假设这两种矩阵元的相位都是混乱的^[2], 则 (a), (b) 两张图不相干地作出贡献:

$$|\langle K^+K^- | T | \phi \rangle|^2 \sim 2 \frac{(32)^2 K^4 (0.76)^2 (0.27)^4 (0.34)^2 a_{\phi s}^2}{(0.814)^2} \quad (5.9)$$

$$\sim 1.1 K^4 a_{\phi s}^2 \sim 10^{-8} \text{ GeV}^2 \quad (5.10)$$

其中已以 (4.21) 式的估值 $K \sim 10^{-2} \text{ GeV}$ 代入.

新粒子 $\phi''(3772) \rightarrow D\bar{D}$ 的过程也属于这一机制.

(ii) 介子态 $|n\rangle$ 中作为主要组态成分的一对价夸克 $q_v \bar{q}_v'$, 与真空中振幅为 $C_2(\nu, \rho) = C_{\nu\rho}$ 的两对海夸克 $q_v \bar{q}_v, q_v' \bar{q}_v'$, 通过图 3(b) 的作用交叉耦合成三个介子衰变.

例如 $\omega \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0$ (5.11)

的衰变组态, 如图 4 所示.

这里, 和上面一样, 我们假定当有一对 $q_v \bar{q}_v'$ 和 $u\bar{d}$ 通过图 3(b) 的 G 作用而结合成 π 介子, 则另两对夸克亦必完成交叉耦合, 再注意到 $\pi^0 = \frac{1}{\sqrt{2}}(u\bar{u} - d\bar{d})$, 所以图 5 中的

(a) 和 (d), (b) 和 (e), (c) 和 (f) 要分别相干地作出贡献, 而三者彼此又是不相干的, 于是可写出

$$\langle \pi^+ \pi^- \pi^0 | T | \omega \rangle \sim \sum_m \langle \pi^+ \pi^- \pi^0 | T | m \rangle \langle m | \omega \rangle. \quad (5.12)$$

其中 $m = a, b, c, d, e, f$ 表示图上各衰变组态. 而

$$|\langle \pi^+ \pi^- \pi^0 | T | \omega \rangle|^2 \sim 2 a_{\omega d}^2 (C_{uu}^2 + \tilde{C}_{uu}^2 + C_{ud}^2) |T_{3\pi}^{(\omega)}|^2, \sim 12 a_{\omega d}^2 C_{uu}^2 |T_{3\pi}^{(\omega)}|^2, \quad (5.13)$$

其中 $|T_{3\pi}^{(\omega)}| = |\langle \pi^+ \pi^- \pi^0 | + \frac{1}{\sqrt{2}}(a) + (d) | \sim G$. (5.14)

如估计 $G \sim K \sim 10^{-2} \text{ GeV}$, 则

$$|\langle \pi^+ \pi^- \pi^0 | T | \omega \rangle|^2 \sim 10^{-3} C_{uu}^2 \text{ GeV}^2. \quad (5.15)$$

$$\text{可估计} \quad C_{uu}^2 \lesssim 10^{-3}, \quad (5.16)$$

$$\text{所以} \quad |\langle \pi^+ \pi^- \pi^0 | T | \omega \rangle|^2 \sim 10^{-6} \text{ GeV}^2. \quad (5.17)$$

这种 1B 型衰变的几率看来比 1A 型的还大一些, 我们把它们并列为允许跃迁, 显然, 这里所谓的允许跃迁也就是 OZI 允许的跃迁。

新粒子 $\psi'(3684) \rightarrow J/\psi + \pi^+ + \pi^-$ 的衰变也属于这一类型。

2. 一级禁戒跃迁 当价夸克属于非主要组态成分, 而其它条件与 1A 或 1B 相同时, 介子的这种强子型衰变几率将比允许跃迁为小, 我们称它为一级禁戒跃迁。

让我们比较 ω , ϕ 和 J/ψ 介子的同一种 $\pi^+ \pi^- \pi^0$ 衰变几率, 可列表如下

	实验分宽度 $\Gamma_{3\pi}$	$\Gamma_{3\pi}$ 的相对比值	末态相空间比值	经相空间修正后的内禀几率	价夸克成分 a_{uu}^2
$\omega \rightarrow 3\pi$	9MeV	1	1	1	0.5
$\phi \rightarrow 3\pi$	0.63MeV	0.07	2.3	3×10^{-3}	2.6×10^{-3}
$J/\psi \rightarrow 3\pi$	0.9KeV	10^{-4}	31	3.2×10^{-6}	3.1×10^{-3}

由表可见, 在一个数量级的范围内, 我们可以把这三种介子的 3π 衰变几率上的差别归之于价夸克中 u (或 d) 夸克组态成分的多寡。过去把 $\omega \rightarrow 3\pi$ 看作是 OZI 允许跃迁, 另两个则是 OZI 禁戒跃迁, 现在不过对这种禁戒的程度提供了一种粗略的估计办法而已。

3. 高级禁戒跃迁 在一级禁戒跃迁的衰变组态图中, 当真空关联图高一级, 以 C_4 代替 C_2 , 即海夸克多了两对, 因而例如衰变出来的 π 介子多了两个, 就认为属于高一级的禁戒跃迁。或者, 由一根价夸克线派生的夸克对(以下称为子夸克对)多一对, 因而衰变 π 介子多一个, 也认为属于高一级的禁戒跃迁, 即都是二级禁戒跃迁。

一般地, 我们可以定义介子强子型衰变的禁戒级 n 如下

$$n = \frac{n_{sea}}{2} + n_{dau} + \nu - 1. \quad (5.18)$$

其中 n_{sea} ——海夸克的对数; n_{dau} ——子夸克的对数,

$$\nu = \begin{cases} 0 & \text{当衰变的价夸克为主要组态成分,} \\ 1 & \text{当衰变的价夸克为非主要组态成分.} \end{cases}$$

当 $n = 0$, 就是允许跃迁。 $n = 1$ 即一级禁戒跃迁, 其余类推。公式 (5.18) 有一个重要的例外, 就是当介子作普通强子(由 u, d 夸克组成)型衰变时, 由于图 4 违反 G 宇称守恒而不能存在, 便应有 $n_{dau} = 0$ 的限制。作为高级禁戒跃迁的有趣例子是 J/ψ 衰变为 m 个 π 介子的方式^[3,9]。 m 为偶数 ($m = 4, 6, \dots$) 与为奇数 ($m = 3, 5, 7, \dots$) 时有很大的不同, 常用比值

$$\alpha = \frac{R_{on}}{R_{off}} = \frac{\sigma_{hon}/\sigma_{\mu on}}{\sigma_{hoff}/\sigma_{\mu off}}, \quad (5.19)$$

对 m 作图 (on 表示 e^+e^- 能量在 3.095 GeV 共振处, off 表示不在共振的能量如 3.0 GeV 处), 可见 m 为偶时 $\alpha \sim 1$, 而当 m 为奇时, α 超过 5、达到 7 左右。这表明 m 为偶时的 $m\pi$ 产生机制对是否在共振没有区别, 都是由于高级电磁过程; 同时表明 G 宇称选择规则有效, 因为 J/ψ 的 G 宇称为负, 所以它只能衰变为奇数个 π 介子, 正是这一新的机制导致 (5.19) 式定义的 α 值在共振处突然增大。与公式 (5.18) 比较可见, m 为奇数的 $m\pi$ 衰变方式属于

$$n = \frac{m-1}{2} + 0 + 1 - 1 = \frac{m-1}{2}$$

级禁戒跃迁。但是从实验数据看^[9], $m = 3, 5, 7, 9$ 的各衰变方式之分支比分别为 1.3%、4%、2.9% 和 0.9%, 相差异不大, 这意味着海夸克振幅 C_2, C_4, C_6, C_8 等数值相差不大, 这再次表明强子型衰变是一种强作用过程。

六、讨 论

1. 我们尝试为 $q\bar{q}$ 组态的介子建立一种对振动模型, 在这个模型中不仅价夸克对的组态是不纯的, 而且同时还考虑了真空(关联基态)中的海夸克对; 在理论框架中有可能同时纳入决定介子能谱和衰变的有效哈密顿量, 作一些定性的讨论, 但是定量计算是困难的。

2. 在这个框架中, 某种意义上可以说, 把原来对 OZI 规则的解释在观念上统一起来, 因为使夸克对湮灭或产生的相互作用正是导致介子中价夸克对组态混合的机制。对 OZI 规则的这种解释显然不是通常意义下的对称性, 因而我们试图提出一种介子强子型衰变的分类, 所谓允许跃迁和各级禁戒跃迁, 在术语上虽然与核物理中关于 β 或 γ 衰变的分类相似, 但现在这种分类甚至在几率大小的数量级差别上也只有有限的意义, 更不包含定性的选择规则 (G 宇称的选择规则除外)。

最后, 作者感谢冼鼎昌、张宗焯和黄发决等同志的讨论和计算中的帮助。

参 考 文 献

- [1] S. Okubo, *Phys. Lett.*, **5**(1963), 165; I. Iizuka, K. Okada, O. Shito, *Prog. Theo. Phys.*, **35**(1966), 1061, G. Zweig, CERN Report, No. 8419/TH412, 1964 (unpublished).
- [2] S. Okubo, *Phys. Rev.*, **D16**(1977), 2336.
- [3] G. Morpurgo, "New Phenomena in Subnuclear Physics" (Edited by Antonino Zichichi), (1977 Plenum Press), Part B, 803.
- [4] T. Appelquist, D. Politzer, *P. R. L.*, **34**(1975), 43, A. D. Rejula, S. Glashow, *P. R. L.*, **34**(1975), 46.
- [5] H. J. Lipkin, *Phys. Lett.*, **60B**(1976), 371.
- [6] 倪光炯、陈苏卿, 高能物理与核物理, **4**(1980),
- [7] M. Baranger, *Phys. Rev.*, **120**(1960), 957.
- [8] E. Eichten, K. Gottfried, T. Kinoshita, K. D. Lane, T. M. Yan, *Phys. Rev. Lett.*, **36**(1976), 500, *Phys. Rev.*, **D17**(1978), 3086.
- [9] Jean, P. ePrez Y. Torba, Eernand M. Renard, *Phys. Rep.*, **31C**(1977), No. 1.

THE SEA QUARKS IN PAIRING VIBRATIONAL MODEL OF MESONS AND OZI RULE

NI GUANG-JIONG CHEN SU-QING

(Fudan University)

ABSTRACT

A pairing vibrational model of meson with $J^P=1^-$ is discussed including their energy spectra, configurations and decay mechanism. While the mixing configurations of valence quarks as well as the sea quark pairs in vacuum are taken into account, it is possible to propose a classification for hadronic decay of mesons and thereby a corresponding explanation of OZI rule.