

赝标介子的胶子球分量与它们在 J/ψ 辐射衰变过程中的产生

郁宏 李炳安 沈齐兴 张美曼

(中国科学院高能物理研究所)

摘 要

本文用微扰论 QCD 计算了赝标胶子球在 J/ψ 辐射衰变过程中产生的几率。指出由于 $\psi(1440)$ 与 η, η' 的混合, 使 η, η' 有一个胶子球分量, 这些分量在它们的 J/ψ 辐射衰变的产生中占主导地位。由此得到的比例 $\frac{\Gamma(J/\psi \rightarrow \gamma \eta')}{\Gamma(J/\psi \rightarrow \gamma \eta)}$ 比以前一些理论模型的结果要大, 并且是与实验符合的。

夸克和胶子是构成强子的基本成分, 目前发现的重子都是由三个夸克构成的, 而介子是由一对正反夸克构成的。从 QCD 的计算知道, 处于色单态中的二个胶子之间存在吸引力。这种力是由胶子自身的非线性相互作用造成的。这种吸引力的存在是构成胶子束缚态的物理基础。目前的格点规范理论、口袋模型以及位势模型^[1,2] 都预言了胶子球的存在。

一些理论工作^[2,3] 认为, 在 J/ψ 辐射衰变中发现的 $\psi(1440)$ 介子^[4] 是一个 0^{-+} 的胶子球。实验^[4] 确认这个态的量子数是 0^{-+} , 从而排除了它是 $1^{++}E(1420)$ 介子的可能性。下面的两条理由反对 $\psi(1440)$ 是夸克模型中的一个 0^{-+} 径向激发态^[5,6]:

1. $\psi(1440)$ 的质量与夸克模型所预言的相应的 2^1S_0 态的质量不符。
2. J/ψ 辐射衰变产生 $\psi(1440)$ 的几率太大。实际上, 0^{-+} 九重态中的八个成员 $\pi'(1300)$ 、 $K'(1400)$ 和 $\zeta(1275)$ 已经发现^[5], 按照这八个成员的质量和性质可以断定 $\psi(1440)$ 不是这个九重态的另一个成员。当然, 最终排除 $\psi(1440)$ 是 0^{-+} 九重态还需由实验找出这个九重态的另一个成员。

在本文中, 我们认为 $\psi(1440)$ 是一个 0^{-+} 的胶子球, 它可以与 η, η' 混合, 并由此解释为什么 $J/\psi \rightarrow \gamma \eta'$ 的宽度比 $J/\psi \rightarrow \gamma \eta$ 要大得多的实验结果, 从而给 0^{-+} 胶子球的存在提供一个间接的证据。由于 $\psi(1440)$ 与 η' 的质量比较接近, 因而它与 η' 有较大的混合。也就是说, η' 比 η 含有较多的胶子球分量。从质量上看 $\psi(1440)$ 与 0^{-+} 的径向激发态, 如 $\zeta(1275)$, 质量靠得更近, 因而它们之间也应该有混合。但是, 至今在 J/ψ 的辐射衰变中没有看到 0^{-+} 的径向激发态 $\zeta(1275)$ 。另从理论上我们知道, 0^{-+} 的径向激发态到 2γ 的衰变与基态相比要小一些, 而 0^{-+} 介子到 2γ 的费曼图与 0^{-+} 介子到两个胶子的费曼图

是相似的,只差一个群因子.因而,为简单起见,在本文中我们仅考虑 η 、 η' 和 $\iota(1440)$ 之间的混合,并且作为初级近似,忽略夸克质量的效应.关于 $\iota(1440)$ 和 η 、 η' 及 ζ 、甚至 ζ' 的混合问题,我们准备以后作进一步的讨论.由于胶子球是一个味单态,因而只有夸克对的 SU_3 (味) 单态与胶子球混合.这样,物理的 η 、 η' 和 ι 的波函数可以写为

$$\begin{aligned} |\eta\rangle &= \cos\theta|8\rangle + \sin\theta\{\cos\phi|Q\bar{Q}\rangle_1 + \sin\phi|G\rangle\} \\ |\eta'\rangle &= -\sin\theta|8\rangle + \cos\theta\{\cos\phi|Q\bar{Q}\rangle_1 + \sin\phi|G\rangle\} \\ |\iota\rangle &= -\sin\phi|Q\bar{Q}\rangle_1 + \cos\phi|G\rangle \end{aligned} \quad (1)$$

这里 $|8\rangle$ 表示味 SU_3 的八重态; $|Q\bar{Q}\rangle_1$ 表示味 SU_3 的单态; $|G\rangle$ 是纯 0^{-+} 胶子球态,这个态主要是由两个胶子构成的,由于规范不变性,它也含有三个胶子的成分,但一般认为三胶子成分是小(如 MIT 口袋模型的计算),从而将它忽略.从 η 和 η' 的物理质量及 SU_3 八重态的质量可以定出 $\theta = -11^\circ$. 用 MIT 口袋模型^[2]定出 $m_G = 1.3 \text{ GeV}$, 由此算出混合角 $\phi \approx 35^\circ$, 从粒子性质表^[7]给出的 $J/\psi \rightarrow \gamma\iota$ 的分支比 $(0.55 \pm 0.22)\%$ (这个值是外推的结果),按照下文我们推出的公式算得 $\phi \approx 46^\circ$. 考虑到理论的近似程度和实验的误差,这二个数值是并不矛盾的.

众所周知, J/ψ 的强作用衰变过程是 OZI 规则禁戒的过程,按照微扰 QCD 理论, J/ψ 的强衰变过程是一对正反夸克湮灭为三个横胶子的过程,从 $\Gamma(J/\psi \rightarrow \text{强子})$ 的数值定出胶子与夸克的耦合常数 $\alpha_s = g^2/4\pi = 0.2$. 在微扰 QCD 中, J/ψ 的辐射衰变过程被描述为 J/ψ 粒子辐射出一个光子和二个胶子^[8]:

$$J/\psi \rightarrow \gamma + g + g$$

按照这种图象,过程

$$J/\psi \rightarrow \gamma + \text{胶子球}$$

的费曼图如图 1 所示,而产生一个由一对正反夸克 $Q\bar{Q}$ 构成的介子的过程

$$J/\psi \rightarrow \gamma + (Q\bar{Q})$$

其费曼图如图 2 所示.从图 1 和图 2 可以看到,胶子球的产生几率正比于 α_s^2 ,而 $(Q\bar{Q})$ 介子的产生几率则正比于 α_s^4 . 由于胶子是无味的,在不考虑夸克质量效应的情况下, η 、 η' 和 ι 介子波函数中只有单态分量对产生过程有贡献.从 (1) 式可知, η 和 η' 介子中的 $|Q\bar{Q}\rangle_1$ 分量与 $|G\rangle$ 分量对产生过程振幅的贡献之比为 $\alpha_s \text{ctg}\phi$, 而对 ι , 这个比为 $-\alpha_s \text{tg}\phi$, 从上面给出的 ϕ 值可知, $\text{tg}\phi$ 和 $\text{ctg}\phi$ 都是 1 的量级,而 $\alpha_s = 0.2$, 所以,对产生几率的主要贡献来自 η 、 η' 和 ι 的胶子球分量. 根据这种分析,本文下面的计算只考虑胶子球分量的贡献.

按照图 1,在 J/ψ 辐射衰变过程中产生一个 0^{-+} 胶子球的 S 矩阵元为

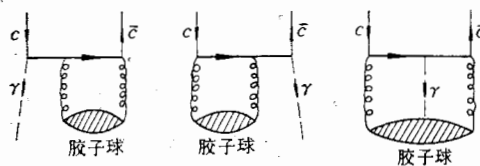
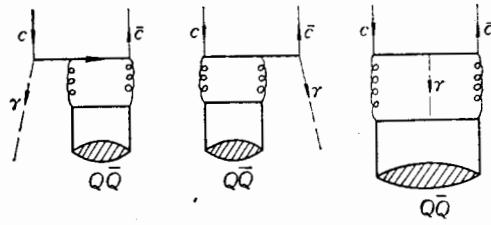


图 1 过程 $J/\psi \rightarrow \gamma + \text{胶子球}$ 的费曼图,图中螺旋线表示胶子.

图2 过程 $J/\psi \rightarrow \gamma +$ 介子 ($Q\bar{Q}$) 的费曼图, 图中螺旋线表示胶子

$$\langle G\gamma_{\lambda_1} | S | J_{\lambda} \rangle = -i(2\pi)^4 \delta(p_J - p_\gamma - p_G) \frac{e g^2}{\sqrt{2\omega_\gamma}} \frac{\delta_{ab}}{3\sqrt{3}} e_{\lambda_1}^{\mu}(p_\gamma) \int d^4x_1 d^4x_2 \text{Tr} \{ S_F(x_2) \gamma^\mu S_F(-x_1) \gamma^\alpha \chi_\lambda(x_1, x_2) \gamma^\beta + \chi_\lambda(x_2, 0) \gamma^\mu S_F(-x_1) \gamma^\alpha S_F(x_1 - x_2) \gamma^\beta + S_F(x_2) \gamma^\mu \chi_\lambda(0, x_1) \gamma^\alpha S_F(x_1 - x_2) \gamma^\beta \} \langle G | T \{ A_a^\alpha(x_1) A_b^\beta(x_2) \} | 0 \rangle \quad (2)$$

其中 p_J , p_γ 和 p_G 分别是 J/ψ , γ 光子和胶子球 G 的四动量, $e_{\lambda_1}^{\mu}(p_\gamma)$ 是光子的极化矢量, $\chi_\lambda(x, y)$ 是 J/ψ 粒子的波函数. 由于 J/ψ 粒子是由一对重的粲夸克构成的, 它的波函数可写成

$$\chi_\lambda(x, y) = \frac{1}{2\sqrt{2}} \sqrt{\frac{m_J}{E_J}} \left(1 + \frac{\not{x} \not{y}}{m_J} \right) e^{\lambda}(p_J) \phi_J(x - y) e^{-\frac{i}{2} p_J(x+y)} \quad (3)$$

其中 $e_{\lambda}^{\mu}(p_J)$ 是 J/ψ 粒子的极化矢量, $\phi_J(x - y)$ 是 J/ψ 粒子的内部波函数. 由于 J/ψ 粒子是由一对重夸克构成的, 如通常讨论 J/ψ 粒子辐射衰变一样^[1], 忽略 J/ψ 粒子的内部运动, 可用零点波函数 $\phi_J(0)$ 代替 (3) 式中的 $\phi_J(x - y)$.

S 矩阵元 (2) 中的因子 $\frac{1}{3\sqrt{3}}$ 是从 J/ψ 的味和颜色波函数 (色单态) 得到的. a 和 b 是二个胶子场 $A_a^\alpha(x)$ 和 $A_b^\beta(x)$ 的颜色指标. 从洛仑兹协变性, 0^{++} 胶子球的波函数可写为

$$\langle G | T \{ A_a^\alpha(x_1) A_b^\beta(x_2) \} | 0 \rangle = \frac{\delta_{ab}}{\sqrt{2E_G}} \epsilon_{\alpha\beta\mu\nu} (x_1 - x_2)^\mu p_G^\nu \cdot f_G(x_1 - x_2) e^{\frac{i}{2} p_G(x_1+x_2)} \quad (4)$$

其中 $f_G(x_1 - x_2)$ 是胶子球的内部波函数, 是 $x_1 - x_2$ 的偶函数. 可以用 MIT 口袋模型估计胶子球的半径, 由文献 [2] 的结果可以得到胶子球半径与质量之间的关系:

$$R = \{ 3m_G / 16\pi B \}^{1/3} \quad (5)$$

其中 $B^{1/4} = 0.145 \text{ GeV}$. 在口袋模型中算得 $m_G = 1.3 \text{ GeV}$, 因此

$$R = 5.6 \text{ GeV}^{-1}$$

即胶子球的半径约为 1 费米. 在动量表象中

$$f_G(x_1 - x_2) = \int d^4k e^{ik(x_1-x_2)} f_G(k) \quad (6)$$

由于 $|x_1 - x_2| \sim 1$ 费米, 因此 $|k| \sim 200 \text{ MeV}$.

将 J/ψ 粒子和胶子球的波函数以及 (6) 式代入 (2) 式, 积去 x_1 和 x_2 , 胶子球的内部

动量将出现在与 P_r 和 P_G 的组合中, 由于 P_r 和 P_G 的数值比 k 的值大得多, 因此在计算中可将 k 忽略, 这等价于将 (6) 式写成

$$\int d^4k f_G(k) = f_G(0) \quad (7)$$

即用胶子球的零点波函数代替其内部波函数. 我们曾尝试将 $f_G(x)$ 取成谐振子波函数, 并分别用 $f_G(x)$ 和 $f_G(0)$ 计算 S 矩阵元, 计算结果表明两者相差在 10% 以下. 因此, 用 $f_G(0)$ 代替 $f_G(x)$ 是一个可以接受的近似.

对 J/ψ 粒子和胶子球的波函数取上述近似后, 即可计算出 S 矩阵元, 并在 J/ψ 粒子的静止坐标系中求得衰变宽度

$$\Gamma(m_G) = \frac{2^{11}}{81} \alpha_s^2 \phi_J^2(0) f_G^2(0) \frac{(m_J^2 - m_G^2)^3}{m_J^2 m_G^8 (m_J^2 - 2m_G^2 + 4m_G^2)^2} \cdot \left\{ 2m_J^2 - 3m_G^2 \left(1 + \frac{2m_c}{m_J} \right) - \frac{16m_c^3}{m_J} \right\}^2 \quad (8)$$

其中 m_c 是粲夸克质量.

按照上面的讨论, 过程 $J/\psi \rightarrow \gamma\eta, \gamma\eta'$ 和 $\gamma\iota(1440)$ 的宽度主要来自 η, η' 和 $\iota(1440)$ 的胶子球分量的贡献. 因此, 利用 (8) 式得到

$$\begin{aligned} \Gamma(J/\psi \rightarrow \gamma\eta) &= \sin^2\theta \sin^2\phi \Gamma(m_\eta); \\ \Gamma(J/\psi \rightarrow \gamma\eta') &= \cos^2\theta \sin^2\phi \Gamma(m_{\eta'}); \\ \Gamma(J/\psi \rightarrow \gamma\iota) &= \cos^2\phi \Gamma(m_c) \end{aligned} \quad (9)$$

在 (9) 式中, 粲夸克的质量 m_c 是一个参数. 在不同的物理问题中或同一物理问题采用不同机制时, m_c 的取值可以是不同的. 如在文献 [10] 中所列的四组 m_c 的值就是一个例子. 这是因为不同作者处理问题时采用了不同的机制以及不同的近似的原因. 在文献 [11] 中, 我们讨论了 J/ψ 辐射衰变过程中 $f(1273)$ 介子的极化产生, 并定出

$$m_c = 1.3 \text{ GeV} \quad (10)$$

这里所用的近似与文献 [11] 中所用的近似是相同的, 因此我们也取 (10) 式所示的 m_c 值. 这个值与文献 [12] 中所取的值 1.37 GeV 很接近.

用 (10) 式的 m_c 值即可算得

$$R_1 = \frac{\Gamma(J/\psi \rightarrow \gamma\eta')}{\Gamma(J/\psi \rightarrow \gamma\eta)} = 5.1 \quad (11)$$

$$R_2 = \frac{\Gamma(J/\psi \rightarrow \gamma\eta')}{\Gamma(J/\psi \rightarrow \gamma\iota)} = 0.62 \text{tg}^2\phi \quad (12)$$

我们所得到的比例 R_1 比其它一些理论模型^[6,13]所得到的比值大. 实验的结果为^[14]

$$R_1^{\text{ex}} = 4.7 \pm 0.6 \quad (13)$$

我们的结果是与实验符合的. 在粒子性质表^[7]中给出 $J/\psi \rightarrow \gamma\iota$ 的分支比为 $(0.55 \pm 0.22)\%$, 用文献 [14] 中给出的 $J/\psi \rightarrow \gamma\eta'$ 的分支比一起代入 (12) 式, 即可定出混合角

$$\phi \approx 46^\circ \quad (14)$$

由上面的讨论可知, η 和 η' 含有胶子球分量能较好地解释比例 R_1 . 当然, 这个结果还可以用其它一些过程来检验. 对这些过程的详细讨论已超出本文的范围, 作为一个例子, 我们讨论过程 $\eta' \rightarrow \rho^0\gamma$ 和 $\omega\gamma$ 的宽度之比:

$$R = \frac{\Gamma(\eta' \rightarrow \rho^0 \gamma)}{\Gamma(\eta' \rightarrow \omega \gamma)} \quad (15)$$

由于 ρ^0 和 ω 介子的质量很接近, 因此在忽略 ρ^0 、 ω 的质量差以后

$$R = \frac{\{\text{Tr}(\phi_{\eta'} \phi_{\rho^0} Q)\}^2}{\{\text{Tr}(\phi_{\eta'} \phi_{\omega} Q)\}^2} \quad (16)$$

其中 $\phi_{\eta'}$ 、 ϕ_{ρ^0} 和 ϕ_{ω} 分别是 η' 、 ρ^0 和 ω 介子的味波函数, Q 是电荷算符. 如果 η' 是纯粹的正反夸克的束缚态, 则 (16) 式给出

$$R = 9 \quad (17)$$

这个值在实验的误差范围内是与实验符合的. 如果 η' 中含有胶子球分量, 从 OZI 规则知道, η' 的 $(Q\bar{Q})$ 分量对这个过程的贡献占主导地位, 由此得到

$$\begin{aligned} \text{Tr} \phi_{\eta'} \phi_{\rho^0} Q &= -\frac{1}{2\sqrt{3}} \sin\theta + \frac{1}{\sqrt{6}} \cos\theta \cos\phi \\ \text{Tr} \phi_{\eta'} \phi_{\omega} Q &= \frac{1}{3} \left\{ -\frac{1}{2\sqrt{3}} \sin\theta + \frac{1}{\sqrt{6}} \cos\theta \cos\phi \right\} \end{aligned} \quad (18)$$

所以 (17) 式仍然保留. 也就是说, 含有胶子球分量的 η' 给出的 R 值仍然与实验符合. 当然, 由于胶子球分量的存在这两个宽度的绝对值与 η' 是纯 $(Q\bar{Q})$ 态的情况有所不同. 为了检验这一点需要首先发展一套计算 $\Gamma(\eta' \rightarrow \rho^0 \gamma)$ 和 $\Gamma(\eta' \rightarrow \omega \gamma)$ 的较有效的方法.

最后对本文作一小结. 在 η 、 η' 含有胶子球分量的前提下, 由于 $\alpha_s = 0.2$ 很小, η 和 η' 的胶子球分量对过程 $J/\psi \rightarrow \gamma + \eta(\eta')$ 的贡献为主, 由此得到的比例 R_1 比其它一些理论模型的结果大, 并在实验误差范围内与实验符合. 这个比例不依赖混合角 ϕ , 只依赖于 η 和 η' 的单态部分所包含的胶子球分量. 从这一点而言, R_1 的理论结果对 $\psi(1440)$ 在与 η 、 η' 混合的同时也与 0^{-+} 的径向激发态有小的混合是不敏感的, 后者只改变 η 和 η' 中混合角 ϕ 的值. η' 含有胶子球分量, 还用 $\eta' \rightarrow \rho^0 \gamma$ 和 $\eta' \rightarrow \omega \gamma$ 二个过程的宽度比进行了验证.

参 考 文 献

- [1] H. Fritzsch and P. Minkowski, *Nuovo Cimento*, **30A**(1975), 393; P. G. O. Freund and Y. Nambu, *Phys. Rev. Lett.*, **34**(1975), 1645; J. Wilemsen, *Phys. Rev.*, **D13**(1976), 1327; J. Koget, D. Sinclair and L. Susskind, *Nucl. Phys.*, **B114**(1976), 119; K. Ishikawa, *Phys. Rev.*, **D20**(1979), 731; C. E. Carlson, J. Coyne, P. Fishbane, F. Gross and S. Meshkov, *Phys. Lett.*, **98B**(1981), 110; D. Robson, *Nucl. Phys.*, **B130**(1977), 328.
- [2] K. F. Donoghue, K. Johnson and B. A. Li, *Phys. Lett.*, **99B**(1981), 416.
- [3] M. Chanowitz, *Phys. Rev. Lett.*, **46**(1981), 981; K. Ishikawa, *Phys. Rev. Lett.*, **46**(1981), 978.
- [4] D. L. Scharre et al, *Phys. Lett.*, **97B** (1980), 329; C. Edwards et al, *Phys. Rev. Lett.*, **49**(1982), 259.
- [5] J. F. Donoghue and H. Gomm, *Phys. Lett.*, **112B**(1982), 409; M. Chanowitz, "A Review of Meson Spectroscopy: Quark States and Glueballs" LBL-13593.
- [6] V. A. Novikov et al, *Phys. Lett.*, **86B** (1979), 347; V. A. Novikov et al, *Nucl. Phys.*, **B165** (1980), 55.
- [7] Particle Data Group, "Rev. of Particle properties" *Phys. Lett.*, **111B**(1982).
- [8] T. Appelquist, A. De Rujula, H. D. Politzer and S. L. Glashow, *Phys. Rev. Lett.*, **34**(1975), 265; M. S. Chanowitz, *Phys. Rev.*, **D12**(1975), 918.
- [9] K. Koiler and T. Walsh, *Nucl. Phys.*, **B140**(1978), 449.

- [10] Yu-Ping Kuang and Tung-Mow Yan, *Phys. Rev.* D24(1981), 2374.
[11] B. A. Li and Q. X. Shen, BIHEP-TH-82-11.
[12] C. Quigg and J. L. Rosner, *Phys. Rep.*, 56(1979), 169.
[13] H. Fritsch and J. D. Jackson, *Phys. Lett.*, 66B(1977), 365; T. N. Pham, *Phys. Lett.*, 87B(1979), 267.
[14] K. C. Konigsmann, SLAC-PUB-2910.

GLUEBALL COMPONENT OF THE PSEUDOMESON AND ITS PRODUCTION IN J/ψ RADIATIVE DECAY

YU HONG LI BING-AN SHEN QI-XING ZHANG MEI-MAN

(*Institute of High energy physics, Beijing, China*)

ABSTRACT

In this paper we calculate the width of the process $J/\psi \rightarrow \gamma + \text{pseudogluonball}$ in perturbative QCD. It is shown that because of the mixture between $\eta \cdot \eta'$ and $\psi(1440)$ there is a glueball component in η and η' and it is predominant in the processes $J/\psi \rightarrow \gamma\eta$ and $\gamma\eta'$. The ratio $\frac{\Gamma(J/\psi \rightarrow \gamma\eta')}{\Gamma(J/\psi \rightarrow \gamma\eta)}$ obtained in this calculation is bigger than other theoretical models and consistent with experimental data.