第17卷 第11期
1993年11月

高能物理与核物理
HIGH ENERGY PHYSICS AND NUCLEAR PHYSICS

Vol. 17, No. 11
Nov., 1993

$J/\psi \to V_1 + X, X \to \gamma + V_2$ 中玻色共振态 X 的自旋和宇称的确定*

沈齐兴[1)] 郁 宏[1)]

(中国科学院高能物理研究所,北京 100039)

摘 要

给出了过程 $J/\psi \to V_1 + X, X \to \gamma + V_2, V_2 \to 2P$ 或 $3P$(V_1 和 V_2 代表矢量介子,P 代表赝标介子)的角分布公式.从而可以区分玻色共振态 X 的自旋,并在一定条件下确定它的空间宇称.

十多年来,新强子态(包括胶子球,混杂态,多夸克态等)的寻找和确认一直是粒子物理理论和实验的一个重要的研究方向.

根据最低阶 QCD 的计算,J/ψ 的辐射衰变过程

$$e^+ + e^- \to J/\psi \to \gamma + X \tag{1}$$

是寻找胶子球(gg)十分理想的过程,而 J/ψ 的强子衰变过程

$$e^+ + e^- \to J/\psi \to M + X \tag{2}$$

(M 代表介子)有利于混杂态($q\bar{q}g$)的产生.所以,对过程(1)和(2)的研究都具有十分重要的意义.

实验上,从过程(1)已经发现了一些可能的新强子态,如 $\iota/\eta(1440)$,$\theta/f_2(1720)/f_0(1710)$ 和 $\xi(2230)$[1]等,对它们产生和衰变性质的研究表明,它们(特别是 $\iota(1440)$ 和 $\theta(1720)$)不像是普通的 $q\bar{q}$ 介子,很可能是胶子球的候选态[2],但也不能排除是其它新强子态的可能性[3].

为了进一步研究这些新强子态的性质,在文献[4]中,我们对 J/ψ 的双辐射衰变过程

$$\begin{array}{l} e^+ + e^- \to J/\psi \to \gamma + X \\ \qquad\qquad\qquad\qquad\quad \llcorner\!\longrightarrow \gamma + V \\ \qquad\qquad\qquad\qquad\qquad\qquad \llcorner\!\longrightarrow 2P(\text{或 } 3P) \end{array} \tag{3}$$

(其中 P 和 V 分别代表赝标介子和矢量介子)进行了讨论,给出了相应的角分布公式和矩的表达式.结果表明,利用这些角分布公式,可以有效地区分玻色共振态 X 的自旋 J 是 0 还是 1,或者是 0 还是 2.但是,由于角分布公式中都不含玻色共振态 X 的宇称 P,不能期望通过过程(3)来确定玻色共振态 X 的宇称.

* 国家自然科学基金和中国科学院理论物理特别支持经费资助.

1)中国科学院理论物理研究所客座研究人员.

本文 1993 年 3 月 24 日收到.

本文将讨论相应过程(3)的 J/ψ 强子衰变过程：

$$\begin{aligned}&e^+ + e^- \to J/\psi \to V_1 + X\\ &\qquad\qquad\qquad\qquad\quad \hookrightarrow \gamma + V_2\\ &\qquad\qquad\qquad\qquad\qquad\qquad \hookrightarrow 2P(\text{或 } 3P)\end{aligned} \tag{4}$$

(V_1 和 V_2 代表矢量介子，如 ρ,ω,ϕ. P 代表赝标介子，如 π 介子，K 介子等)，给出相应的角分布公式，阐明如何从这些角分布公式区分玻色共振态 X 的自旋 J，同时确定其宇称 P.

在下面的讨论中，除了特别注明的之外，将沿用在文献[4]中的符号. 类似于文献[4]中的讨论，可以得到过程(4)的如下角分布公式：

$$\begin{aligned}W_{J^P}(\theta_V,\theta,\phi,\theta_1,\phi_1) \sim &\sum_{\lambda_X,\lambda'_V,\lambda_V,\lambda'_V} I_{\lambda_J,\lambda'_J}(\theta_V)A_{\lambda_1,\lambda_X}\\ &A^*_{\lambda_1,\lambda'_X}B^J_{\lambda_\gamma,\lambda_V}B^{J^*}_{\lambda_\gamma,\lambda'_V}D^{J^*}_{-\lambda_X,\lambda_\gamma-\lambda_V}(\phi,\theta,-\phi)\\ &D^J_{-\lambda'_X,\lambda_\gamma-\lambda'_V}(\phi,\theta,-\phi)D^{1^*}_{\lambda_V,0}(\phi_1,\theta_1,0)D^1_{\lambda'_V,0}(\phi_1,\theta_1,0),\end{aligned} \tag{5}$$

其中已选取 J/ψ 静止，并以 V_1 方向为 z 轴的螺旋度坐标系. θ_V 是正电子动量 $\boldsymbol{P}_+$ 和 V_1 方向之间的夹角，λ_1、λ_γ、λ_X、λ_V 和 λ_J 分别是矢量介子 V_1、光子 γ、X 玻色子、矢量介子 V_2 和粒子 J/ψ 的螺旋度，它们满足螺旋度守恒关系：

$$\lambda_J = \lambda_1 - \lambda_X. \tag{6}$$

宇称守恒使得螺旋度振幅 A_{λ_1,λ_X} 和 $B^J_{\lambda_\gamma,\lambda_V}$ 满足如下关系：

$$A_{\lambda_1,\lambda_X} = P(-1)^J A_{-\lambda_1,-\lambda_X}, B^J_{\lambda_\gamma,\lambda_V} = P(-1)^J B^J_{-\lambda_\gamma,-\lambda_V}, \tag{7}$$

其中 J 和 P 分别是玻色共振态 X 的自旋和宇称.

当 $J=0$ 时，对于过程 $J/\psi\to V+X$ 有两个独立振幅 $A_{1,0}$ 和 $A_{0,0}$，而对于 X 的辐射衰变过程 $X\to\gamma+V$ 只有一个独立振幅 $B^0_{1,1}$. 由(5)可以得到 $J=0$ 时的归一化角分布：

$$\begin{aligned}\overline{W}_{0^P}(\theta_V,\theta,\phi,\theta_1,\phi_1) = &\frac{9}{128\pi^2}\frac{1}{2+z_1^2}\{1+\cos^2\theta_V\\ &+z_1^2\sin^2\theta_V\}\sin^2\theta_1,\end{aligned} \tag{8}$$

其中已定义

$$z_1 e^{i\phi_z} = \frac{A_{0,0}}{A_{1,0}}. \tag{9}$$

角分布(8)的特点是只依赖于 θ_V 和 θ_1，而与 θ,ϕ,ϕ_1 都无关. 由(8)可得如下的归一化投影角分布：

$$\overline{W}_{0^P}(\theta_V) = \frac{3}{4(2+z_1^2)}\{1+\cos^2\theta_V + z_1^2\sin^2\theta_V\}; \tag{10}$$

$$\overline{W}_{0^P}(\theta_1) = \frac{3}{4}\sin^2\theta_1. \tag{11}$$

当 $J=1$ 时，过程 $J/\psi\to V+X$ 包含四个独立振幅：$A_{1,0}$, $A_{1,1}$, $A_{0,0}$ 和 $A_{0,1}$，过程 $X\to\gamma+V$ 有两个独立振幅 $B^1_{1,0}$ 和 $B^1_{1,1}$. 定义

$$z_2 e^{i\psi_z} = \frac{A_{0,1}}{A_{1,0}}, \tag{12}$$

则可得过程(4)的归一化角分布：

$$\overline{W}_{1^P}(\theta_V,\theta,\phi,\theta_1,\phi_1) = \frac{1}{N_1}\{(1+\cos^2\theta_V)\,\mathrm{I} + \sin^2\theta_V\,\mathrm{II} + \sin 2\theta_V\,\mathrm{III}\}, \tag{13}$$

其中

$$\begin{aligned}
\mathrm{I} =& 2\cos^2\theta\sin^2\theta_1 + 2\xi^2\sin^2\theta\cos^2\theta_1 \\
&- \xi\sin 2\theta\sin 2\theta_1\cos(\phi+\phi_1)\cos\phi_\xi \\
&+ z_2^2\sin^2\theta\sin^2\theta_1 + z_2^2\xi^2(1+\cos^2\theta)\cos^2\theta_1 \\
&+ \frac{1}{2}z_2^2\xi\sin 2\theta\sin 2\theta_1\cos(\phi+\phi_1)\cos\phi_\xi;
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\mathrm{II} =& 2x^2\sin^2\theta\sin^2\theta_1 + 2x^2\xi^2(1+\cos^2\theta)\cos^2\theta_1 \\
&+ 2z_1^2(\cos^2\theta\sin^2\theta_1 + \xi^2\sin^2\theta\cos^2\theta_1) \\
&+ (x^2 - z_1^2)\xi\sin 2\theta\sin 2\theta_1\cos(\phi+\phi_1)\cos\phi_\xi \\
&+ \mathrm{P}z_2^2\sin^2\theta(\sin^2\theta_1 - \xi^2\cos^2\theta_1)\cos 2\phi \\
&+ \mathrm{P}z_2^2\xi\sin\theta\sin 2\theta_1[\sin 2\phi\sin(\phi+\phi_1) \\
&\qquad + \cos 2\phi\cos(\phi+\phi_1)\cos\theta]\cos\phi_\xi;
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\mathrm{III} =& x\sin 2\theta(\sin^2\theta_1 - \xi^2\cos^2\theta_1)\cos\phi\cos\phi_\xi \\
&- x\xi\sin^2\theta\sin 2\theta_1\cos\phi\cos(\phi+\phi_1)\cos(\phi_x - \phi_\xi) \\
&- \frac{1}{2}x\xi\cos\theta[(1-\cos\theta)\cos(2\phi+\phi_1) - (1+\cos\theta)\cos\phi_1]\sin 2\theta_1\cos(\phi_x+\phi_\xi) \\
&- z_1z_2(\sin^2\theta_1 - \xi^2\cos^2\theta_1)\sin 2\theta\cos\phi\cos(\phi_z - \phi'_z) \\
&+ \frac{1}{2}z_1z_2\xi\sin^2\theta\sin 2\theta_1(\cos\phi_1 + \cos(2\phi+\phi_1))\cos(\phi_z - \phi'_z + \phi_\xi) \\
&+ \frac{1}{2}z_1z_2\xi\cos\theta\sin 2\theta_1[(1-\cos\theta)\cos(2\phi+\phi_1) \\
&\qquad - (1+\cos\theta)\cos\phi_1]\cos(\phi_z - \phi'_z - \phi_\xi),
\end{aligned}$$

归一化常数

$$N_1 = \frac{512\pi^2}{27}(1+\xi^2)(1+x^2+\frac{1}{2}z_1^2+z_2^2). \tag{14}$$

因此可得 $J=1$ 时的归一化投影角分布:

$$\overline{W}_{1^P}(\theta_V) = \frac{3}{8}\,\frac{1+2x^2+z_1^2+z_2^2}{1+x^2+\frac{1}{2}z_1^2+z_2^2}\left[1+\frac{1-2x^2-z_1^2+z_2^2}{1+2x^2+z_1^2+z_2^2}\cos^2\theta_V\right]; \tag{15}$$

$$\overline{W}_{1^P}(\theta_1) = \frac{3}{4}\,\frac{1}{1+\xi^2}[1-(1-2\xi^2)\cos^2\theta_1]; \tag{16}$$

$$\overline{W}_{1^P}(\phi) = \frac{1}{2\pi}(1+\beta_1\cos 2\phi),\ \beta_1 = \frac{\mathrm{P}(2-\xi^2)z_2^2}{4(1+\xi^2)(1+x^2+\frac{1}{2}z_1^2+z_2^2)}. \tag{17}$$

当 $J=2$ 时,过程 $\mathrm{J}/\psi\to\mathrm{V}+\mathrm{X}$ 有五个独立振幅:$A_{1,0}, A_{1,1}, A_{1,2}, A_{0,0}$和 $A_{0,1}$,而过程 $\mathrm{X}\to\gamma+\mathrm{V}$ 有三个独立振幅:$B^2_{1,1}, B^2_{1,0}$和 $B^2_{1,-1}$. 由于篇幅所限,这里不给出归一化的角分布表达式,只写出如下归一化的投影角分布:

$$\overline{W}_{2^P}(\theta_V)=\frac{3}{8}\frac{1+2x^2+y^2+z_1^2+z_2^2}{1+x^2+y^2+\frac{1}{2}z_1^2+z_2^2}\left[1+\frac{1-2x^2+y^2-z_1^2+z_2^2}{1+2x^2+y^2+z_1^2+z_2^2}\right];\tag{18}$$

$$\overline{W}_{2^P}(\theta_1)=\frac{3}{4}\frac{1+\eta^2}{1+\zeta^2+\eta^2}\left[1-\frac{1-2\zeta^2+\eta^2}{1+\eta^2}\cos^2\theta_1\right];\tag{19}$$

$$\overline{W}_{2^P}(\phi)=\frac{1}{2\pi}[1+\beta_2\cos 2\phi],$$

$$\beta_2=-\frac{P(6+\zeta^2-4\eta^2)}{12(1+\zeta^2+\eta^2)(1+x^2+y^2+\frac{1}{2}z_1^2+z_2^2)}.\tag{20}$$

从(11)式和(16)式看到，如果 $\xi\neq0$，$\overline{W}_{1^P}(\theta_1)$ 和 $\overline{W}_{0^P}(\theta_1)$ 对 θ_1 有不同的依赖关系；如果 $\xi=0$，但 $z_2\neq0$，则 $\overline{W}_{1^P}(\phi)\sim1+\beta_1\cos2\phi(\beta_1\neq0)$，而 $\overline{W}_{0^P}(\phi)$ 和 ϕ 无关；当 $\xi=z_2=0$，但 $x\neq0$ 时，(10)式和(15)式给出的 $\overline{W}_{0^P}(\theta_V)$ 和 $\overline{W}_{1^P}(\theta_V)$ 对 θ_V 有不同的依赖关系；最后，如果 $\xi=z_2=x=0$，则有 $\overline{W}_{1^P}(\theta)\sim\cos^2\theta$，而 $\overline{W}_{0^P}(\theta)$ 实际上和 θ 无关. 因此，从归一化投影角分布对相应角度的不同依赖关系，可以区分出玻色共振态 X 的自旋 J 是 0 还是 1. 另外，从(17)式知道，只要 $\xi^2\neq2$，$z_2\neq0$，通过对 $\overline{W}_{1^P}(\phi)$ 的测量，从 β_1 是正还是负即可确定 $J=1$ 的玻色共振态 X 的空间宇称 P；对于 $J^P=0^-$，(7)式给出 $A_{0,0}=0$，即 $z_1=0$，所以，如果 $\overline{W}_{0^P}(\theta_V)$ 的测量给出 $z_1\neq0$，则可确定 $J=0$ 的玻色共振态的宇称 P 必定为正.

类似地，可以将 $J=0$ 和 2 的玻色共振态区分开，并在 $6+\zeta^2-4\eta^2\neq0$，$z_2\neq0$ 的条件下，通过测量(20)式的 $\overline{W}_{2^P}(\phi)$，从 β_2 的正或负确定 $J=2$ 的玻色共振态 X 的宇称 P.

在 1.35 GeV—1.5GeV 的所谓"E"能区，实验上已发现了不少自旋为 0 和 1 的共振态，除了原先的胶子球候选态 $\iota(1440)$ 峰中可能包含的两个 0^{-+} 态和一个 1^{++} 态[5]外，还有 1^{++} 态 E/f_1(1420)，0^{-+} 的($\eta\pi\pi$)共振态 X(1400)[6]，混杂态或四夸克态候选态：1^{--} 的 C(1480)[7]，以及 1^{-+} 奇特态的候选态 M(1405)[8]等. 所以，在这个能区将 $J=0$ 和 1 的共振态区分开，并确定它们的宇称值无疑是十分重要的. $\theta(1720)$ 的自旋是 0 还是 2 并没有完全确定[9]；在 2.2 GeV 附近，除了 $J=2$ 或 4 的 $\xi(2230)$，$J^{PC}=2^{++}$ 的三个 g_T 态(它们都不能排除是混杂态的可能性)以及 2^{++} 的($\eta\eta$)共振态 G(2180)[10]外，Mark Ⅲ[11]和 DM2[12]还发现了 0^{-+} 的($\phi\phi$)共振态. 因此在这些能区将自旋 $J=0$ 和 2 的共振态区分开，并确定它们的宇称也是有意义的. 另外，对于新强子态的不同辐射衰变道($\gamma\rho,\gamma\omega,\gamma\phi$)的研究亦有利于对新强子态性质的认识[13]. 所以，本文的讨论为进一步了解新强子态的性质提供了一种可能的途径.

参　考　文　献

[1] D. L. Scharre et al., *Phys. Lett.*, **97B**(1980), 329; C. Edwards et al., *Phys. Rev. Lett.*, **49**(1982), 259; *Phys. Rev. Lett.*, **48**(1982), 458; K. F. Einsweiler, SLAC-PUB-3202(1983).

[2] L. Kopke, N. Wermes, *Phys, Rep.*, **174**(1989), 67.

[3] M. S. Chanowitz, S. R. Sharpe, *Nucl. Phys.*, **B222**(1983), 211; *Phys. Lett.*, **132B**(1983), 413; R. Jaffe, *Phys. Rev.*, **D15**(1977), 267; B. A. Li, K. F. Liu, *Phys, Rev.*, **D32**(1985), 308; K. T. Chao, *Phys. Rev. Lett.*, **60**

(1988), 2579. S. Pakvasa et al., *Phys, Lett.*, **145B**(1984), 134; S. Godfrey, R. Kokoski, N. Isgur, *Phys Lett.*, **141B**(1984), 439.

[4] 沈齐兴、郁宏,高能物理与核物理,**16**(1992),704.

[5] Z. Bai et al., *Phys, Rev, Lett.*, **65**(1990), 2507; G. Szklarz, LAL89-61(1989).

[6] T. Tsuru, Proc. of the 2nd Int. Conf. on Hadron Spectroscopy, Tsukuba, Japan, 1987; M. Burchell, C. A. Heusch, Proc. of Ⅲ Int. Conf. on Hadron Spectroscopy, Ajaccio, Corsica, 1989.

[7] S. I. Bityukov et al., *Phys, Rev.*, **188B**(1987), 383.

[8] D. Alde et al., *Phys, Lett.*, **205B**(1988), 397.

[9] T. Bolton, Proc. of the Tao Charm Workshop, SLAC-REPORT-343, p. 763; Liang-Ping Chen, SLAC-PUB-5378 (1990).

[10] Yu. D. Prokoshkin, Proc. of Ⅲ Int. Conf. on Hadron Spectroscopy, Ajaccio, Corsica, 1989.

[11] G. Eigen, CALT-68-1595(1989); Z. Bai et al., SLAC-PUB-5159(1990).

[12] D. Bisello et al., *Phys, Lett.*, **179B**(1986)294; LAL 90-12(1990).

[13] G. Eigen CALT-68-1483(1987).

Determination of the Spin-parity of the Boson Resonance X for the Process $J/\psi \to V_1 + X, X \to \gamma + V_2$

SHEN QIXING YU HONG

ABSTRACT

The angular distribution for the process $J/\psi \to V_1 + X, X \to \gamma + V_2, V_2 \to 2P$ or $3P$ (where V_1 and V_2 stand for the vector mesons, P is the pseudoscalar meson) are presented. They can be used to distinguish the spin of the boson resonance X and determine the space parity in some special cases.