

用推广的矩分析方法确定过程 $J/\psi \rightarrow V_1 + X, X \rightarrow V_2 + V_3$ 中粒子 X 的自旋-宇称

沈齐兴¹⁾ 郁 宏¹⁾

(中国科学院高能物理研究所, 北京 100039)

摘 要

本文用推广的矩分析方法对 J/ψ 的强衰变过程 $J/\psi \rightarrow V_1 + X, X \rightarrow V_2 + V_3$, $V_2, V_3 \rightarrow 2P$ 或 $3P$ (其中 V_i 代表有质量的矢量粒子, P 代表赝标介子) 进行了讨论. 对于具有不同自旋和宇称的中间态 X , 给出了相应的矩的表达式. 在非相对论情况下, 计算了过程 $X \rightarrow V_2 + V_3$ 的螺旋度振幅值. 通过比较部分矩的理论值和实验值, 可以确定中间态粒子 X 的自旋、宇称和所处的分波态.

一、引 言

量子色动力学理论(QCD)预言了胶子球(纯胶子束缚态)、混杂态(夸克 q 和胶子 g 的束缚态 $q\bar{q}g, qq\bar{q}g$ 等)和四夸克态($qq\bar{q}\bar{q}$)的存在. 其中任何一种新强子态的发现都将是对 QCD 理论的极大支持. 所以, 十多年来寻找并确认这些新强子态一直是粒子物理理论和实验物理学家们十分感兴趣的研究领域.

微扰 QCD 理论预言, J/ψ 粒子的辐射衰变过程主要是通过如下方式进行的: J/ψ 粒子中的粲夸克(或反粲夸克)放出一个光子, 然后和反粲夸克(或粲夸克)湮没成二个胶子, 这二个胶子通过终态相互作用强子化为不同的强子. 因此, J/ψ 的辐射衰变过程有利于双胶子胶子球(即 C 宇称为正的胶子球)的产生. 而 J/ψ 的强子衰变过程主要是通过三胶子衰变的方式完成的, 即 J/ψ 粒子中的正反粲夸克对直接湮没成三个胶子, 然后强子化成不同的强子态. 所以, J/ψ 的强子衰变过程有利于混杂态 $q\bar{q}g$ 的产生. 因此, 对于 J/ψ 的各种衰变方式的研究是探寻胶子球和混杂态的重要途径.

实验上对 J/ψ 辐射衰变过程的研究已经发现了三个新强子态, 它们是 $\psi(1440)$ ^[1], $\theta/f_2(1720)$ ^[2] 和 $\xi(2230)$ ^[3]. 虽然它们被认为是胶子球的可能的候选态^[4], 但是, 目前的实验资料还不能排除其它的可能性(例如, $\theta/f_2(1720)$ 和 $\xi(2230)$ 是混杂态和四夸克态的可

• 本文1992年5月13日收到.

* 国家自然科学基金和中国科学院 LWTZ-1298 经费资助.

1) 中国科学院理论物理研究所客座研究人员.

能性^[5]). 因此, 为了进一步了解这些新强子态的性质, 也有必要研究这些新强子态在 J/ψ 强子衰变过程中产生的特性.

BNL/CCNY 实验组在过程

$$\pi^- + p \rightarrow n + X$$

$$\downarrow \rightarrow \phi\phi$$

中发现了三个 $J^{PC}=2^{++}$ 的共振态: $g_T(2010)$, $g_T(2300)$ 和 $g_T^*(2340)$ ^[6], 并认为至少有一个可能是胶子球. 可是, Mark III^[7] 和 DM2^[8] 都没有在过程

$$J/\psi \rightarrow \gamma\phi\phi \rightarrow \gamma K^+ K^- K^+ K^-, \gamma K^+ K^- K_S^0 K_L^0$$

中发现 g_T 态存在的迹像, 而在 2.25 GeV 附近发现了一个 $J^P=0^-$ 的共振态.

为了验证 g_T 态可能是混杂态 $q\bar{q}g$ 的解释^[9], 以及进一步确定其它新强子态的性质, 文献[10]建议, 应该研究如下的 J/ψ 强子衰变过程:

$$e^+ + e^- \rightarrow J/\psi \rightarrow V_1 + X$$

$$\downarrow \rightarrow V_2 + V_3$$

$$\downarrow \rightarrow P_4 + P_5 (\text{或} + P_6)$$

$$\downarrow \rightarrow P_1 + P_2 (\text{或} + P_3),$$

(1)

(其中 V_i 为有质量的矢量粒子, P_i 代表赝标介子), 并且对于具有不同自旋-宇称 J^P 的中间态 X , 给出了相应的角分布螺旋度形式, 为用角分布分析方法确定中间态 X 的自旋-宇称提供了有用的理论公式.

本文将用推广的矩分析方法, 进一步讨论如何利用实验上可以测量的矩和向前矩, 确定过程(1)中的中间态 X 的自旋和宇称. 因为正如文献[11]所指出的, 用最大似然法作角分布分析对于孤立的共振态比较有效, 但是在有多个共振峰干涉的情况下很难得到满意的结果. 而矩分析方法却适用于有多个共振峰干涉的情况.

二、矩和向前矩

在文献[10]中, 已经给出了过程(1)的角分布公式:

$$W_{J^P}(\theta_V, \theta, \phi, \theta_2, \phi_2, \theta_3, \phi_3) \sim \sum_{\substack{\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3 \\ \lambda_x, \lambda_x, \lambda_x}} I_{\lambda_1, \lambda_x}(\theta_V) A_{\lambda_1, \lambda_x}$$

$$A_{\lambda_1, \lambda_x}^* B_{\lambda_2, \lambda_3}^{\lambda_1} B_{\lambda_2, \lambda_3}^{\lambda_1} D_{\lambda_x, \lambda_2 - \lambda_3}^{\lambda_1}(\phi, \theta, -\phi) D_{\lambda_x, \lambda_2 - \lambda_3}^{\lambda_1}(\phi, \theta, -\phi)$$

$$D_{\lambda_2, 0}^{\lambda_1}(\phi_2, \theta_2, 0) D_{\lambda_2, 0}^{\lambda_1}(\phi_2, \theta_2, 0) D_{\lambda_3, 0}^{\lambda_1}(\phi_3, \theta_3, 0) D_{\lambda_3, 0}^{\lambda_1}(\phi_3, \theta_3, 0), \quad (2)$$

其中 A_{λ_1, λ_x} 和 $B_{\lambda_2, \lambda_3}^{\lambda_1}$ 分别是过程 $J/\psi \rightarrow V_1 + X$ 和 $X \rightarrow V_2 + V_3$ 的螺旋度振幅; D' 是转动群的 $2J+1$ 维表示, 即通常的 D 函数; θ_V 为矢量介子 V_1 和电子动量方向的夹角; (θ, ϕ) 是 X 静止系中描述矢量介子 V_2 运动方向的极角和方位角, 其中 z 轴取为 J/ψ 静止系中 X 粒子的运动方向; (θ_2, ϕ_2) 是 V_2 静止系中赝标介子 P_1 动量方向的极角和方位角, 相应的 z 轴取为 X 粒子静止系中粒子 V_2 的动量方向; 类似地, (θ_3, ϕ_3) 是矢量介子 V_3 静止系中赝标介子 P_4

动量方向的极角和方位角,相应的 z 轴取为 X 粒子静止系中 V_3 的动量方向. 当矢量介子 V_2 (或 V_3) 衰变成三个赝标介子时, (θ_2, ϕ_2) (或 (θ_3, ϕ_3)) 表示矢量介子 V_2 (或 V_3) 衰变平面向法线方向的极角和方位角.

由于宇称守恒,对于具有不同自旋-宇称的粒子 X,以及 V_2 和 V_3 相同和不同,独立的螺旋度振幅 $A_{\lambda_1, \lambda_x}, B_{\lambda_2, \lambda_3}$ 的数目不完全一样,文献[10]的表1已给出不同情况下独立的螺旋度振幅 A_{λ_1, λ_x} 和 B_{λ_2, λ_3} 的数目.

定义矩的矢量介子 V_1 的角分布:

$$\begin{aligned} H_{J^P}(\theta_V, lm, l_2, m_2, l_3, m_3) &= \int d\Omega d\Omega_2 d\Omega_3 W_{J^P}(\theta_V, \theta, \phi, \theta_2, \phi_2, \theta_3, \phi_3) \\ &\quad \times D_{m, m_2 - m_3}^l(\phi, \theta, -\phi) D_{m_2, 0}^{l_2}(\phi_2, \theta_2, 0) D_{m_3, 0}^{l_3}(\phi_3, \theta_3, 0) \\ &= \sum I_{\lambda_1, \lambda'_1}(\theta_V) A_{\lambda_1, \lambda_x} A_{\lambda_1, \lambda'_x}^* B_{\lambda_2, \lambda_3}^l B_{\lambda_2, \lambda'_3}^{l_2*} \langle J \lambda_x lm | J \lambda_x \rangle \\ &\quad \langle J \lambda'_2 - \lambda'_3 l m_2 - m_3 | J \lambda_2 - \lambda_3 \rangle \langle 1 \lambda'_2 l_2 m_2 | 1 \lambda_2 \rangle \\ &\quad \langle 1 \lambda'_3 l_3 m_3 | 1 \lambda_3 \rangle \langle 1 \lambda_2 0 | 1 0 \rangle, \end{aligned} \quad (3)$$

其中 $\langle j_1 m_1 j_2 m_2 | J m \rangle$ 表示 C-G 系数. 可以证明, H_{J^P} 满足如下关系:

$$H_{J^P}(\theta_V, lm, l_2, m_2, l_3, m_3) = (-1)^{l_2 + l_3} H_{J^P}(\theta_V, lm, l_2, m_2, l_3, m_3). \quad (4)$$

所以,对于过程(1),矩的矢量介子 V_1 的角分布或者为零或者为非零的实数,而 l_2, l_3 分别只取值0和2是 H_{J^P} 不为零的必要条件.

定义

$$\begin{aligned} M_{j^P}^{lm, l_2, m_2, l_3, m_3} &= \int_0^{j\pi} d\theta_V \sin\theta_V H_{j^P}(lm, l_2, m_2, l_3, m_3) \\ &\quad (j = 1, \frac{1}{2}). \end{aligned} \quad (5)$$

对于 $j=1$ 和 $\frac{1}{2}$, M_{j^P} 分别称为描述过程(1)的矩和向前矩. 可以导出

$$\begin{aligned} M_{j^P}^{lm, l_2, m_2, l_3, m_3} &= T_{l, m} \sum B_{\lambda_2, \lambda_3}^l B_{\lambda_2, \lambda'_3}^{l_2*} \\ &\quad \langle J \lambda'_2 - \lambda'_3 l m_2 - m_3 | J \lambda_2 - \lambda_3 \rangle \langle 1 \lambda'_2 l_2 m_2 | 1 \lambda_2 \rangle \\ &\quad \langle 1 \lambda'_3 l_3 m_3 | 1 \lambda_3 \rangle \langle 1 \lambda_2 0 | 1 0 \rangle \langle 1 \lambda_3 0 | 1 0 \rangle, \end{aligned} \quad (6)$$

其中

$$\begin{aligned} T_{l, m} &= \int_0^{j\pi} d\theta_V \sin\theta_V \sum I_{\lambda_1, \lambda'_1}(\theta_V) A_{\lambda_1, \lambda_x} A_{\lambda_1, \lambda'_x}^* \\ &\quad \langle J l \lambda_x m | J \lambda_x \rangle. \end{aligned} \quad (7)$$

由(5)式定义的矩和向前矩满足下面二个对称条件:

$$\begin{aligned} M_{j^P}^{l - m, l_2, m_2, l_3, m_3} &= (-1)^{l+m} M_{j^P}^{l m, l_2, m_2, l_3, m_3}, \\ M_{j^P}^{l m, l_2, -m_2, l_3, m_3} &= (-1)^{l_2 + l_3} M_{j^P}^{l m, l_2, m_2, l_3, m_3}. \end{aligned} \quad (8)$$

由于篇幅所限,下面我们只给出部分有关矩的计算结果,同时为了简明起见,忽略标记矩的上标 $j=1$ 和下标 J^P .

(1) $J^P = 0^+$

对于 $J=0$,只有当 $l=m=0$ 时相应的矩才可能不为零. 因此,我们得到如下独立的矩

的表达式:

$$\begin{aligned}
 M(000000) &= T_{0,0}(2|B_{1,1}^0|^2 + |B_{0,0}^0|^2); \\
 M(000020) &= M(002000) \\
 &= -\frac{2}{5}T_{0,0}(|B_{1,1}^0|^2 - |B_{0,0}^0|^2); \\
 M(002020) &= \frac{2}{25}T_{0,0}(|B_{1,1}^0|^2 + 2|B_{0,0}^0|^2); \\
 M(002222) &= \frac{6}{25}PT_{0,0}|B_{1,1}^0|^2; \\
 M(002121) &= \frac{6}{25}T_{0,0}\text{Re}(B_{1,1}^0 B_{0,0}^{0*}), \tag{9}
 \end{aligned}$$

其中

$$T_{0,0} = \frac{16}{3}p^2|A_{1,0}|^2(1 + \frac{1}{2}z^2). \tag{10}$$

$p = |\vec{p}_-| = |\vec{p}_+|$ 是入射电子或正电子动量的绝对值. 并定义螺旋度振幅之比

$$\begin{aligned}
 xe^{i\theta_x} &= \frac{A_{1,1}}{A_{1,0}}, & ye^{i\theta_y} &= \frac{A_{1,2}}{A_{1,0}}, \\
 ze^{i\theta_z} &= \frac{A_{0,0}}{A_{1,0}}, & z'e^{i\theta'_z} &= \frac{A_{0,1}}{A_{1,0}}. \tag{11}
 \end{aligned}$$

(2) $J^P = 1^\pm$;

当 $J=1$ 时, $l \leq 2$ 是矩不等于零的必要条件. 因此, 当 $J=1$ 时, 我们有如下 $l=0$ 时的独立的矩的表达式:

$$\begin{aligned}
 M(000000) &= T_{0,0}(2|B_{1,1}^1|^2 + 2|B_{1,0}^1|^2 + 2|B_{0,1}^1|^2 + |B_{0,0}^1|^2); \\
 M(002000) &= -\frac{2}{5}T_{0,0}(|B_{1,1}^1|^2 + |B_{1,0}^1|^2 - 2|B_{0,1}^1|^2 - |B_{0,0}^1|^2); \\
 M(000020) &= -\frac{2}{5}T_{0,0}(|B_{1,1}^1|^2 - 2|B_{1,0}^1|^2 + |B_{0,1}^1|^2 - |B_{0,0}^1|^2); \\
 M(002020) &= \frac{2}{25}T_{0,0}(|B_{1,1}^1|^2 - 2|B_{1,0}^1|^2 - 2|B_{0,1}^1|^2 + 2|B_{0,0}^1|^2); \\
 M(002121) &= \frac{6}{25}T_{0,0}\text{Re}(B_{1,1}^1 B_{0,0}^{1*} + PB_{1,0}^1 B_{0,1}^{1*}); \\
 M(002222) &= -\frac{6}{25}PT_{0,0}|B_{1,1}^1|^2, \tag{12}
 \end{aligned}$$

其中

$$T_{0,0} = \frac{16}{3}p^2|A_{1,0}|^2(1 + x^2 + \frac{1}{2}z^2 + z'^2). \tag{13}$$

由于篇幅所限, $l=2, m=0, \pm 2$ 时的 51 个独立的矩表达式不再一一给出. 当 $l=1$ 以及 $l=2, m=\pm 1$ 时, 所有的矩都为零, 只有向前矩才可能有非零值.

(3) $J^P = 2^\pm$;

当 $J=2$ 时, l 可取值 0, 1, 2, 3 和 4, 下面我们只给出 $l=0$ 时的独立的矩表达式:

$$\begin{aligned}
 M(000000) &= T_{0,0}(2|B_{1,1}^2|^2 + 2|B_{1,0}^2|^2 + 2|B_{0,1}^2|^2 + 2|B_{1,-1}^2|^2 + |B_{0,0}^2|^2); \\
 M(002000) &= -\frac{2}{5}T_{0,0}(|B_{1,1}^2|^2 + |B_{1,0}^2|^2 + |B_{1,-1}^2|^2 - 2|B_{0,1}^2|^2 - |B_{0,0}^2|^2);
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 M(000020) &= -\frac{2}{5} T_{0,0} (|B_{1,1}^2|^2 - 2|B_{1,0}^2|^2 + |B_{1,-1}^2|^2 + |B_{0,1}^2|^2 - |B_{0,0}^2|^2); \\
 M(002020) &= \frac{2}{25} T_{0,0} (|B_{1,1}^2|^2 - 2|B_{1,0}^2|^2 - 2|B_{0,1}^2|^2 + |B_{1,-1}^2|^2 + 2|B_{0,0}^2|^2); \\
 M(002121) &= \frac{6}{25} T_{0,0} \text{Re}(|B_{1,1}^2 B_{0,0}^{2*} - P B_{1,0}^2 B_{0,1}^{2*}|); \\
 M(002222) &= \frac{6}{25} P T_{0,0} |B_{1,1}^2|^2,
 \end{aligned} \tag{14}$$

其中

$$T_{0,0} = \frac{16}{3} p^2 |A_{1,0}|^2 (1 + x^2 + y^2 + \frac{1}{2} z^2 + z'^2). \tag{15}$$

$l=2$ 时也有 51 个独立的矩, 而当 $l=1, 2, 3, 4, m=\pm 1$ 时, 所有的矩都为零, 只有向前矩.

三、螺旋度振幅 $B_{\lambda_2, \lambda_3}^J$

令矢量介子 V_2 和 V_3 的相对轨道角动量量子数为 L , 总自旋为 S , 总角动量 J 在 z 轴方向的投影为 J_z . 在非相对论情况下, 螺旋度状态 $|JJ_z; \lambda_2 \lambda_3\rangle$ 和通常的分波态 $|JJ_z; LS\rangle$ 满足如下关系^[12]:

$$\begin{aligned}
 \langle JJ_z; LS | JJ_z; \lambda_2 \lambda_3 \rangle &= \left(\frac{2L+1}{2J+1} \right)^{\frac{1}{2}} \langle L0S\lambda_2 - \lambda_3 | J\lambda_2 - \lambda_3 \rangle \\
 &\quad \langle 1\lambda_2 1 - \lambda_3 | S\lambda_2 - \lambda_3 \rangle.
 \end{aligned} \tag{16}$$

当 V_2 和 V_3 是全同粒子时, 由于过程(1)中 X 粒子的 C 宇称必须是偶的, 玻色对称性要求 $L+S=$ 偶. 而当 V_2 和 V_3 是不同的矢量介子时, 没有 $L+S=$ 偶的要求. 另外, 不论 V_2 和 V_3 是否相同, 都有 $P=(-1)^L$. 所以, 我们可以将 $V_2 \neq V_3$ 的更一般情况下, $J=0, 1, 2$ 时 X 粒子的可能的分波态列出在表 1 中(特别地, 当 $V_2 = V_3$ 时, 只存在其中 $L+S=$ 偶数的态). 此表中同时给出了由(16)式得到的相应于各种分波态的螺旋度振幅 $B_{\lambda_2, \lambda_3}^J$ 的值.

表 1 中间态 X 粒子的可能状态及非相对论情况下相应的螺旋度振幅的值

J^{PC}	L	S	$B_{1,1}$	$B_{0,0}$	$B_{1,0}$	$B_{0,1}$	$B_{1,-1}$
0^{-+}	1	1	$-\frac{1}{\sqrt{2}}$	0	0	0	0
0^{++}	0	0	$\frac{1}{\sqrt{3}}$	$-\frac{1}{\sqrt{3}}$	0	0	0
	2	2	$\frac{1}{\sqrt{6}}$	$\sqrt{\frac{2}{3}}$	0	0	0

(续表1)

J^{PC}	L	S	$B_{1,1}$	$B_{0,0}$	$B_{1,0}$	$B_{0,1}$	$B_{1,-1}$
1^{-+}	1	0	$\frac{1}{\sqrt{3}}$	$-\frac{1}{\sqrt{3}}$	0	0	0
	1	1	0	0	$-\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	0
	1	2	$-\frac{1}{\sqrt{15}}$	$-\frac{2}{\sqrt{15}}$	$-\frac{1}{2}\sqrt{\frac{3}{5}}$	$-\frac{1}{2}\sqrt{\frac{3}{5}}$	0
	3	2	$\frac{1}{\sqrt{10}}$	$\sqrt{\frac{2}{5}}$	$-\frac{1}{\sqrt{10}}$	$-\frac{1}{\sqrt{10}}$	0
1^{++}	0	1	$\frac{1}{\sqrt{6}}$	0	$\frac{1}{\sqrt{6}}$	$\frac{1}{\sqrt{6}}$	0
	2	1	$-\frac{1}{\sqrt{3}}$	0	$\frac{\sqrt{3}}{6}$	$\frac{\sqrt{3}}{6}$	0
	2	2	0	0	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	0
2^{-+}	1	1	$\frac{1}{\sqrt{5}}$	0	$\sqrt{\frac{3}{20}}$	$\sqrt{\frac{3}{20}}$	0
	1	2	0	0	$-\frac{\sqrt{5}}{10}$	$\frac{\sqrt{5}}{10}$	$-\sqrt{\frac{2}{5}}$
	3	1	$-\sqrt{\frac{3}{10}}$	0	$\frac{1}{\sqrt{10}}$	$\frac{1}{\sqrt{10}}$	0
	3	2	0	0	$\frac{1}{\sqrt{5}}$	$-\frac{1}{\sqrt{5}}$	$-\frac{1}{\sqrt{10}}$
2^{++}	0	2	$\frac{1}{\sqrt{30}}$	$\sqrt{\frac{2}{15}}$	$\frac{1}{\sqrt{10}}$	$\frac{1}{\sqrt{10}}$	$\frac{1}{\sqrt{5}}$
	2	0	$\frac{1}{\sqrt{3}}$	$-\frac{1}{\sqrt{3}}$	0	0	0
	2	1	0	0	$-\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	0
	2	2	$-\frac{1}{\sqrt{21}}$	$-\frac{2}{\sqrt{21}}$	$-\frac{1}{\sqrt{28}}$	$-\frac{1}{\sqrt{28}}$	$\sqrt{\frac{2}{7}}$
	4	2	$\sqrt{\frac{3}{35}}$	$2\sqrt{\frac{3}{35}}$	$-\frac{2}{\sqrt{35}}$	$-\frac{2}{\sqrt{35}}$	$\frac{1}{\sqrt{70}}$

四、讨 论

利用上面给出的矩的表达式以及螺旋度振幅 B_{λ_2, λ_3} 的值, 我们不难确定中间态的自旋和宇称. 例如, 在 1.44 GeV 附近的能区, 目前物理上感兴趣的是区分 0^{-+} 态和 1^{++} 态, 而由 (9), (12) 二式以及给出在表 1 中的螺旋度振幅 B_{λ_2, λ_3} 的值, 可以求得:

$$\frac{4M(000000) + 5M(000020) + 5M(002000) - 50M(002020)}{M(002222)}$$

$$= \begin{cases} 0 & \text{对 } 0^{-+} \text{ 态} \\ -150 & \text{对 } L=0, S=1 \text{ 的 } 1^{++} \text{ 态} \\ -37.5 & \text{对 } L=2, S=1 \text{ 的 } 1^{++} \text{ 态} \\ -\infty & \text{对 } L=2, S=2 \text{ 的 } 1^{++} \text{ 态.} \end{cases} \quad (17)$$

所以,可以通过测量(17)式左边的各个矩的值,并且和(17)式右边给出的理论值作比较,来区分 0^{-+} 态和 1^{++} 态. 除(17)式外,三个 1^{++} 分波态还可通过测量其它的矩来进一步区分. 譬如,如果实验上测得矩 $M(002222)$ 为零,则这个 1^{++} 态必定是 $L=2, S=2$ 的分波态;如果实验测量得到 $M(002000) = M(000020) = 0$,那么这个 1^{++} 态一定是 $L=0, S=1$ 的分波态,等等. 又如在 2.2GeV 附近的能区, 0^{-+} 态和 2^{++} 态的区分是有意义的. 而从(9),(14)二式及表1,有

$$\frac{M(002121)}{M(002222)} = \begin{cases} 0 & \text{对 } 0^{-+} \text{ 态} \\ -1 & \text{对 } L=0, S=2 \text{ 的 } 2^{++} \text{ 态} \\ -1 & \text{对 } L=2, S=0 \text{ 的 } 2^{++} \text{ 态} \\ \infty & \text{对 } L=2, S=1 \text{ 的 } 2^{++} \text{ 态} \\ \frac{5}{4} & \text{对 } L=2, S=2 \text{ 的 } 2^{++} \text{ 态} \\ \frac{2}{3} & \text{对 } L=4, S=2 \text{ 的 } 2^{++} \text{ 态} \end{cases} \quad (18)$$

如果(18)式左边的测量值为零,则粒子 X 的自旋-宇称必定是 0^{-+} , 否则为 2^{++} , 并可通过和(18)式右边值的比较,确定这个 2^{++} 态属于那种分波态. 同样,除了(18)式外,我们还可以通过测量其它的一些矩进一步区分这些 2^{++} 分波态. 例如,为了区分 $L=0, S=2$ 的 2^{++} 态和 $L=2, S=0$ 的 2^{++} 态,我们可以测量 $M(202221)/M(202222)$, 如果测量值为零,则一定是 $L=2, S=0$ 的分波态.

类似的讨论也适用于在其它能区可能出现的形如(1)的过程. 将过程(1)中的 J/ψ 换成 $\psi'(3685)$ 或 Γ , 上述讨论也成立. 另外,由于上面的讨论不依赖于 $T_{0,0}$ 的具体形式,所以也适用于相应的 J/ψ 辐射衰变过程,即

$$e^+ + e^- \rightarrow J/\psi \rightarrow \gamma + X$$

$$\begin{array}{l} \quad \quad \quad \downarrow \\ \quad \quad \quad \rightarrow V_2 + V_3 \\ \quad \quad \quad \quad \quad \downarrow \\ \quad \quad \quad \quad \quad \rightarrow P_4 + P_5 \text{ (或 } +P_6) \\ \quad \quad \quad \quad \quad \quad \quad \downarrow \\ \quad \quad \quad \quad \quad \quad \quad \rightarrow P_1 + P_2 \text{ (或 } +P_3), \end{array}$$

参 考 文 献

- [1] D. L. Scharre et al., *Phys. Lett.*, **97B**(1980), 329.
 [2] C. Edwards et al., *Phys. Rev. Lett.*, **48**(1982), 458.
 [3] K. F. Einsweiler, SLAC-PUB-3202(1983); R. M. Baltrusaitis et al., *Phys. Rev. Lett.*, **56**(1986), 107.
 [4] 沈齐兴, 高能物理与核物理, **15**(1991), 358.
 [5] M. S. Chanowitz and S. R. Sharpe, *Nucl. Phys.*, **B222**(1983), 211; *Phys. Lett.*, **132B**(1983), 413; B. A. Li and K. F. Liu, *Phys. Rev.*, **D32**(1985), 308; S. Pakvasa et al., *Phys. Lett.*, **145B**(1984), 134; K. T.

- Chao, *Phys. Rev. Lett.*, **60**(1988),2579.
- [6] A. Etkin et al. , *Phys. Rev. Lett.* , **49** (1982),1620; *Phys. Lett.* , **165B** (1985),217; *Phys. Lett.* , **201B** (1988),568.
- [7] Z. Bai et al. , *Phys. Rev. Lett.* , **65**(1990),1309.
- [8] D. Bisello et al. , *Phys. Lett.* , **179**(1986),294; *Phys. Lett.* , **241B**(1990),617.
- [9] R. Sinha et al. , *Phys. Rev.* , **D35**(1987),952.
- [10] 沈齐兴、郁宏,高能物理与核物理,**16**(1992),919.
- [11] Liang-Ping Chen, SLAC-Report-386(1991).
- [12] M. Jacob and G. C. Wick, *Analys of Physics*, **7**(1959),404.

**Determining the Spin and Parity of Particle X
for the Process $J/\psi \rightarrow V_1 + X, X \rightarrow V_2 + V_3$ by
Using the Generalized Moment Analysis Method**

SHEN QIXING YU HONG

(*Institute of High Energy Physics, Academia Sinica, Beijing 100039*)

ABSTRACT

The hadronic decay process $J/\psi \rightarrow V_1 + X, X \rightarrow V_2 + V_3, V_2, V_3 \rightarrow 2P$ or $3P$ (V_i and P stand for vector and pseudoscalar meson, respectively) has been discussed by using the generalized moment analysis method in this paper. The formulas of moment corresponding to the intermediate state X with various spin-parity have been presented. The values of helicity amplitudes for the process $X \rightarrow V_2 + V_3$ are calculated in the nonrelativistic case. The spin, parity and partial-wave state of the intermediate particle X can be determined by comparing the theoretical values and data of some moments.