

# BEPC 上的 $J/\psi$ 物理和推广的矩分析\*

郁 宏

(中国科学院高能物理研究所, 北京 100039)

## 摘 要

北京正负电子对撞机 (BEPC) 和北京谱仪 (BES) 至 1990 年 8 月份已获取  $3 \times 10^6 J/\psi$  事例并作了初步分析, 预计 1991 年将可得到  $1-2 \times 10^7 J/\psi$  事例. 本文评述了  $J/\psi$  衰变中可能出现的新强子态, 以及用推广的矩分析讨论了如何确定这些新强子态的自旋-宇称。

## 一、引 言

北京正负电子对撞机 (BEPC) 和北京谱仪 (BES) 已相继建成, 并开始获取数据. 到 1990 年 8 月份已累积了三百多万  $J/\psi$  事例, 预计到 1991 年底将得到一千万或更多  $J/\psi$  事例. 这将使 BEPC 上的 BES 成为今后五、六年内世界上研究  $J/\psi$  物理比较理想的实验基地.

在  $J/\psi$  能区, SLAC SPEAR 上的 Crystall Ball、Mark II 和 Mark III 以及 ORSAY DCI 上的 DM2 都曾做了大量的工作. 早在 1980 年前后, Crystall Ball 和 Mark II 就分别收集到  $2.2 \times 10^6$  和  $1.3 \times 10^6 J/\psi$  事例, 并在 Mark II 上发现了  $\iota(\eta(1440))$ <sup>[1]</sup>, 在 Crystall Ball 上发现了  $\theta(f_2(1720))$ <sup>[2]</sup>, 它们作为胶子球的候选者受到了关注. 1983 年, Mark III 基于  $2.7 \times 10^6 J/\psi$  事例在  $\gamma K^+ K^-$  道发现了新强子态  $\xi(2230)$ <sup>[3]</sup>. DM2 在对它们的第一批数据进行分析后, 却没有观测到这个态<sup>[4]</sup>. 接着, Mark III 对另外的  $3.1 \times 10^6 J/\psi$  事例进行了分析, 结果支持他们原先的结论, 并且在  $\gamma K_s^0 K_s^0$  道也找到了  $\xi$  的信号<sup>[5]</sup>. 同时, DM2 也完成了  $8.6 \times 10^6 J/\psi$  事例的数据分析, 但对  $\xi(2230)$  的产生只给出了上限<sup>[6]</sup>.

近年来, 在 1.4GeV、1.7GeV 和 2.2GeV 附近发现了复杂的共振峰结构<sup>[7]</sup>. 在  $J/\psi$  辐射衰变、 $J/\psi$  强子衰变以及强子碰撞的共振态产生过程中, 其能谱以及自旋-宇称分析的实验结果, 涉及  $\iota/\eta(1440)$  和  $E/f_1(1420)$ ,  $\theta/f_2(1720)$  和  $G(1590)$ ,  $\xi(2230)$ ,  $X(2100-2200)$  和三个  $g_T$  态的种种存疑, 它们均待澄清. 对这些新强子态的产生及衰变道的研究, 对于认识它们并进而作动力学的探索都是当前粒子物理学重要的研究课题.

本文 1990 年 10 月 9 日收到.

\* 本工作得到国家自然科学基金会的支持.

## 二、 $J/\psi$ 衰变机制

$J/\psi$  粒子是 1974 年发现的<sup>[8]</sup>粲偶素家族中的第一个成员。它的产生截面很大

$$\left( \int \sigma(E) dE \approx 12 \mu\text{b MeV} \right),$$

但是其衰变宽度很小 ( $68 \pm 10 \text{keV}$ )。正是这个特点,使得  $J/\psi$  物理成为粒子物理学的一个重要研究领域,并且经久不衰,至今仍充满活力。

它的产生截面大,就使我们能在较短时间内积累比较多的事例。衰变宽度小是唯象的 OZI 规则和其质量不足以产生一对粲粒子的结果,这就决定了其特有的衰变机制。例如,在 QCD 最低阶,  $J/\psi$  衰变为强子可以通过四种方式(见图 1)。

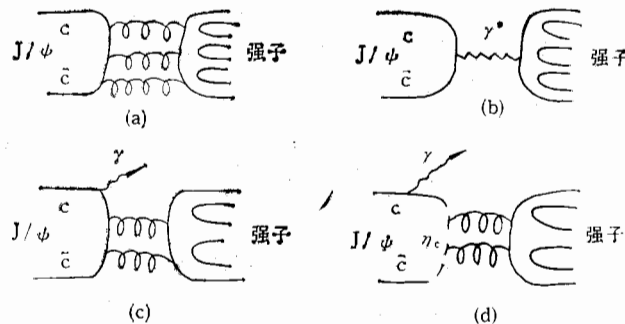


图 1  $J/\psi$  衰变为强子的四种方式

(a) 强子衰变; (b) 电磁衰变; (c) 辐射衰变; (d) 通过  $M1$  跃迁到  $\eta_c$ , 然后再衰变为强子

图 1(a) 表示  $J/\psi$  通过  $c\bar{c}$  湮没为三个胶子衰变为强子。图 1(b) 表示  $J/\psi$  通过  $c\bar{c}$  湮没为虚光子电磁衰变为强子。图 1(c) 表示  $J/\psi$  通过  $c\bar{c}$  湮没为一个光子和二个胶子,辐射衰变为强子。图 1(d) 表示  $J/\psi$  作磁偶极跃迁到  $c\bar{c} \ ^1S_0$  态  $\eta_c(2980)$ , 然后再衰变为强子。

用微扰 QCD 进行计算,精确到一阶 QCD 修正,略去普通夸克的质量效应,取四动量交换平方  $Q^2 = M_\psi^2$ , 并假设胶子在质壳上,那么可以得到如下宽度比

$$\Gamma_a : \Gamma_b : \Gamma_c : \Gamma_d = 75 : 16 : 8 : 1, \quad (1)$$

我们注意到,  $J/\psi$  辐射衰变的宽度和  $J/\psi$  强子衰变的宽度相比只压低了 10 倍左右,这是一个重要的特点,意味着如胶子球、混合态 (Hybrid) 这样的新强子态在这里较易产生,因而引起了粒子物理学家的很大兴趣,使  $J/\psi$  物理成为研究新强子态的一个重要领域。

## 三、 $J/\psi$ 辐射衰变

$J/\psi$  辐射衰变产生胶子球、混合态和普通介子的最低阶费曼图为(见图 2):

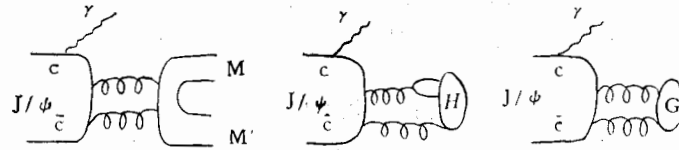


图 2 产生胶子球、 $q\bar{q}g$  混合态和普通介子的最低阶辐射图

简单地计及耦合常数的幂次,可得到

$$\begin{aligned} \Gamma(J/\psi \rightarrow \gamma G) &\sim O(\alpha_s^2), \quad \Gamma(J/\psi \rightarrow \gamma H) \sim O(\alpha_s^3), \\ \Gamma(J/\psi \rightarrow \gamma M) &\sim O(\alpha_s^4). \end{aligned} \quad (2)$$

从而得到以下产生率的阶梯:

$$\Gamma(J/\psi \rightarrow \gamma G) > \Gamma(J/\psi \rightarrow \gamma H) > \Gamma(J/\psi \rightarrow \gamma M). \quad (3)$$

因而,  $J/\psi$  辐射衰变成为胶子球产生的最好通道.

在  $J/\psi$  辐射衰变中产生的  $K^0, K^\pm, \pi^\mp$  共振态 ( $\iota/\eta(1440)$ ) 作为胶子球的候选者之一首先被 Mark II 组观察到,其后晶体球组完成了衰变方式  $J/\psi \rightarrow \gamma K^+ K^- \pi^0$  中共振态的同量异位素分析<sup>[9]</sup>,指出它的衰变方式以准二体方式 ( $J/\psi \rightarrow \gamma \iota, \iota \rightarrow \delta \pi, \delta \rightarrow K^+ K^-$ ) 为主,它的量子数被确定为  $J^{PC} = 0^{-+}$ . Mark III<sup>[10]</sup> 和 DM2<sup>[11]</sup> 用共振态衰变为三个赝标介子的 Jacob-Berman 方法<sup>[12]</sup>进行了自旋-宇称分析,发现  $J/\psi \rightarrow \gamma K \bar{K} \pi$  中共振峰的量子数也是  $J^{PC} = 0^{-+}$ .

$E(1420)$  首先被 Baillon 等人<sup>[13]</sup>在  $p\bar{p}$  湮没衰变为  $K \bar{K} \pi$  的过程中发现,其后在  $\pi^\pm p$  等其它强子碰撞过程中<sup>[14]</sup>观测到,但二十多年来,不能确认它的自旋-宇称为  $0^{-+}$  还是  $1^{++}$ . KEK 在  $\pi^- p \rightarrow \eta \pi \pi n$  反应中得到一个在  $\sim 1390 \text{ MeV}$  的  $0^{-+}$  共振态<sup>[15]</sup>, Mark III 通过  $J/\psi \rightarrow \gamma X, X \rightarrow \eta \pi \pi$  在  $1440 \text{ MeV}$  附近没有看到任何信号,却在  $m_X = 1390 \text{ MeV}$  处看到一个强信号<sup>[16]</sup>,这是一个态吗? BNL-E771 组和 SLAC 的 LASS 组在强子碰撞实验中均看到一个在  $\sim 1400 \text{ MeV}$  的  $1^{+-}$  共振态<sup>[17]</sup>.

最近 Mark III 对于  $J/\psi \rightarrow \gamma K^0, K^\pm, \pi^\pm$  作了分波分析<sup>[18]</sup>,用同量异位素模型发现在  $1.35-1.6 \text{ GeV}$  不变质量范围内,实验数据可以用  $0^{-+}$  和  $1^{++}$  振幅的混合给出很好的描述,结果见表 1.

表 1

振幅	$M_X(\text{MeV})$	$\Gamma_X(\text{MeV})$	分支比 ( $J/\psi \rightarrow \gamma X, X \rightarrow K \bar{K} \pi$ ) $\times 10^{-3}$
$1^{++} K^* \bar{K}$	$1443^{+7+3}_{-6-2}$	$68^{+29+8}_{-18-9}$	$0.87^{+0.14+0.14}_{-0.14-0.11}$
$0^{-+} a_0(980) \pi$	$1416^{+8+7}_{-8-5}$	$54^{+37+13}_{-21-24}$	$0.66^{+0.17+0.24}_{-0.16-0.15}$
$0^{-+} K^* \bar{K}$	$1490^{+14+3}_{-8-16}$	$91^{+67+15}_{-31-38}$	$1.03^{+0.21+0.26}_{-0.18-0.19}$

他们认为,这意味着  $\iota/\eta(1440)$  不是  $J^{PC} = 0^{-+}$  的  $a_0(980) \pi$  共振,而是  $0^{-+}$  和  $1^{++}$  二个重迭态的混合. 这样,在  $1400-1460 \text{ MeV}$  质量区间有二个甚至多于二个共振态,呈现

出十分复杂的结构。用 Jacob-Berman 模型, 能否得到这样的结论? 能否看到其中包含的  $1^{++}$  分量? 这是有待回答的一个问题。

另一个胶子球候选者  $\theta/f_2(1720)$  首先被晶体球组在  $J/\psi \rightarrow \gamma\eta\eta$  反应中观测到<sup>[2]</sup>, 他们还用最大似然法完成了自旋分析, 倾向于它是一个  $2^{++}$  态。其后 Mark II<sup>[19]</sup>, Mark III<sup>[20]</sup> 和 DM2<sup>[21]</sup> 在  $K\bar{K}$  末态也观测到这个共振态, C.B<sup>[6]</sup>, DM2<sup>[22]</sup> 和 Mark II<sup>[23]</sup> 在  $\pi\pi$  末态亦看到了这个态。Mark III<sup>[20]</sup> 和 DM2<sup>[21]</sup> 均确认这是一个  $2^{++}$  介子。这样, 张量介子除  $f_2(1270)$ 、 $f_2'(1525)$  之外, 又有一个  $\theta/f_2(1720)$ 。由于  $f_2(1720)$  具有较大的  $J/\psi$  辐射衰变产生率和较大的粘度 (Stickiness)。在  $K^-p \rightarrow K_s^0 K_s^0 \Lambda$  中未观测到它, 但却清楚地看到了  $f_2'(1525)$ <sup>[24]</sup>。更重要的是在  $SU(3)2^{++9}$  重态中不能同时容纳这三个同位旋标量态。所以也把  $\theta/f_2$  作为胶子球的候选者之一。

1988 年在 BNL 召开的一个会议上, 对  $\theta/f_2$  的自旋进行了讨论<sup>[25]</sup>, 认为, 虽然自旋 2 仍为人们倾向于接受, 但同时指出, 一个足够大的自旋为零的分量不能排除。文献[26] 经分析亦指出, 原有的实验数据也不足以对  $\theta/f_2$  的自旋为 2 还是 0 给出确定的结论。

我们认为, 很大的可能是在  $\sim 1.7\text{GeV}$  这个宽共振峰内至少包含二个态。一个是真正的  $2^{++}$   $\theta/f_2$ , 另一个是  $0^{++}$  态。这个  $0^{++}$  态最大可能就是  $G(1590)$ 。

$G(1590)$  作为一个  $0^{++}$  胶子球的候选者已经引起了人们的关注。但迄今, 只在  $\pi^-$  束轰击质子靶的实验中找到了它的踪迹<sup>[27]</sup>。而对它的衰变方式的研究<sup>[28]</sup>使得人们相信它可能是一个  $0^{++}$  胶子球。但是,  $G(1590)$  作为胶子球的一个直接的检验, 它没有理由不在  $J/\psi$  辐射衰变这个胶子球产生的最佳窗口露面。Mark III 以及 DM2 未能在  $J/\psi$  辐射衰变中探测到它, 很可能是它隐藏在一个宽峰之中。

我们注意到  $\theta/f_2(1720)$  的宽度为  $\Gamma = (138 \pm 11)\text{MeV}$ , 而  $G(1590)$  的宽度竟达  $\Gamma = (280 \pm 40)\text{MeV}$ 。因此, 虽然 Mark III 和 DM2 可以勉强把  $\theta/f_2$  和  $f_2'(1525)$  分开<sup>[29]</sup> [ $f_2'$  的宽度为  $\Gamma = (76 \pm 10)\text{MeV}$ ]。但却不能分开  $\theta/f_2$  和  $G$ 。如果  $\sim 1.7\text{GeV}$  处的宽共振峰(以前认为就是  $\theta/f_2$ ) 中包含二个态  $\theta/f_2$  和  $G$ , 那么, 有关  $\theta/f_2$  的几乎一切结论都要改变。因为我们必须用角分布公式

$$W_J(\theta_r, \theta, \phi) = aW_0(\theta_r, \theta, \phi) + bW_2(\theta_r, \theta, \phi) \quad (4)$$

去拟合实验数据。而  $0^+$  分量和  $2^+$  分量的权重参数  $a$  和  $b$  是未知量。

$J/\psi$  辐射衰变产生张量介子的极化结构对于研究该粒子的性质是极其重要的。如果我们取角分布的螺旋度形式, 那么对应于过程  $e^+e^- \rightarrow J/\psi \rightarrow \gamma T, T \rightarrow p\bar{p}$  ( $p$  为赝标介子) 我们有角分布

$$\begin{aligned} W_{J=2}(\theta_r, \theta, \phi) &\sim \sum_{A, A'} I_{\lambda, \lambda'}(\theta_r) A_{\lambda, A}^2 A_{\lambda', A'}^2 D_{-\lambda, 0}^{2*}(\phi, \theta, 0) \cdot D_{-\lambda', 0}^2(\phi, \theta, 0) \\ &\sim (1 + \cos^2\theta_r) [d_{00}^2(\theta)^2 + y_2^2 d_{20}^2(\theta)] \\ &\quad + \sqrt{2} \sin 2\theta_r \cdot \cos \phi [x_2 y_2 d_{20}^2(\theta) - x_2 d_{00}^2(\theta)] d_{10}^2(\theta) \\ &\quad + 2 \sin^2\theta_r \cos 2\phi \cdot \gamma_2 \cdot d_{20}^2(\theta) d_{00}^2(\theta) \\ &\quad + 2 \sin^2\theta_r \cdot x_2^2 d_{20}^2(\theta)^2, \end{aligned} \quad (5)$$

其中

$$x_2 = \frac{A_{1,1}^2}{A_{1,0}^2}, \quad y_2 = \frac{A_{1,2}^2}{A_{1,0}^2}, \quad (9)$$

为张量介子  $T$  的极化参数或螺旋度振幅之比。而

$$A_{\lambda_T, \Lambda}^2 \sim \langle \gamma_{\lambda_T} T_{\Lambda} | T | \phi_{\lambda_J} \rangle \quad (7)$$

称为螺旋度振幅。 $\lambda_T$ 、 $\Lambda$  和  $\lambda_J$  分别是光子、 $T$  和  $J/\psi$  的螺旋度。这里, 选择了出射光子方向为  $z$  轴,  $e^+e^-$  束流在  $x-z$  平面内,  $\theta_T$  为  $J/\psi$  静止系中光子和正电子束的夹角,  $(\theta, \phi)$  描写  $T$  静止系中介子  $P$  的动量的方向。实验给出三个张量介子的极化参数分别为<sup>[16]</sup>

	$x_2$	$y_2$
$f_2(1270)$	$0.96 \pm 0.07,$	$0.06 \pm 0.13;$
$f_2'(1525)$	$0.63 \pm 0.09,$	$0.17 \pm 0.15;$
$\theta/f_2(1720)$	$-1.07 \pm 0.16,$	$-1.09 \pm 0.15.$

(8)

$\theta/f_2(1720)$  和  $f_2(1270)$  及  $f_2'(1525)$  的极化参数如此之不同也是令人感兴趣的一个问题。我们在文献 [30] 中讨论了这个问题, 从  $\theta/f_2(1720)$  是胶子球的假设出发, 发现除了  $\theta/f_2$  介子的  $S$  波分量之外, 必须考虑它的两个  $D$  波分量 ( $l=2, S=0, 2$ ) 的贡献。当然, 以上关于  $\theta/f_2$  的  $x_2$  和  $y_2$  的实验数据没有考虑可能有二个态包含在一个峰中。 $\theta/f_2$ -G 问题的讨论, 肯定将修改  $\theta/f_2$  的  $x_2$  和  $y_2$  值, 这亦将更深化我们对  $\theta/f_2$  的  $J/\psi$  辐射衰变产生的动力学机制以及  $\theta/f_2$  粒子的性质的认识。

窄共振态  $\xi(2230)$  由于 Mark III 和 DM2 的不同实验结果, 以及它的产生、衰变方式及衰变分枝比, 它的极化结构等等性质引起了实验和理论物理学家的广泛兴趣。当然, 首先必须确认它的存在, 这也是国际高能物理学界寄希望于 BEPC 和 BES 的。其次是研究它的衰变方式、极化结构等等。目前, 由于实验数据不多(仅 100 多个事例), 对  $\xi$  粒子的众多理论解释(胶子球<sup>[31]</sup>、混合态<sup>[32]</sup>、高角动量的  $s\bar{s}$  态<sup>[33]</sup>和四夸克态<sup>[34]</sup>等等) 还不能作出何种理论解释更为合理的判断。我们区别于其它理论模式, 从  $\xi$  粒子的极化结构讨论了  $\xi$  粒子的性质, 给出了  $\xi$  粒子的胶子球解释<sup>[35]</sup>。Mark III 给出的  $J/\psi$  辐射衰变产生  $\xi(2230)$  的二组极化参数为<sup>[36]</sup>

$$\begin{aligned} x_2 &= -0.67 \begin{matrix} +0.14 \\ -0.16 \end{matrix}, & y_2 &= 0.13 \begin{matrix} +0.21 \\ -0.19 \end{matrix}; \\ x_4 &= 1.29 \begin{matrix} +0.62 \\ -0.30 \end{matrix}, & y_4 &= 0.40 \begin{matrix} +0.76 \\ -0.39 \end{matrix}. \end{aligned} \quad (9)$$

由于事例数太少, 因而用最大似然法对  $\xi$  的自旋进行分析, 不能确定  $\xi$  的自旋是 2 还是 4, 同时误差也很大。我们在非相对论位势模型<sup>[37]</sup>的框架下, 讨论了  $\xi$  作为胶子球的可能性<sup>[38]</sup>, 通过极化参数的计算值和实验值的比较, 发现  $\xi(2230)$  不可能是一个纯的  $2^{++} S$  波(或  $D$  波)胶子球, 但可以是一个  $S$  波和二  $D$  波混合的  $2^{++}$  胶子球或是一个  $4^{++}$  纯  $D$  波胶子球。

对于  $J/\psi \rightarrow \gamma \phi \phi$  道的研究, 其动机直接来自在  $\pi^- p \rightarrow \phi \phi n$ <sup>[39]</sup> 反应中接近  $(\phi \phi)$  阈处观测到了三个  $2^{++}$  共振态  $g_T$ 、 $g'_T$  和  $g''_T$ 。它们的质量和宽度分别是:

$$\begin{aligned} m_{g_T} &= 2011 \pm \frac{62}{76} \text{MeV}, & \Gamma_{g_T} &= 202 \pm \frac{67}{62} \text{MeV}; \\ m_{g'_T} &= 2297 \pm 28 \text{MeV}, & \Gamma_{g'_T} &= 149 \pm 41 \text{MeV}; \\ m_{g''_T} &= 2339 \pm 55 \text{MeV}, & \Gamma_{g''_T} &= 319 \pm \frac{81}{69} \text{MeV}. \end{aligned} \quad (10)$$

因为产生过程是 OZI 压制的,所以这些态很可能是胶子球<sup>[40]</sup>. 如果这个假设成立,那么这些态应该在  $J/\psi$  辐射衰变中产生. DM2 在 2.25GeV 处观测到了  $J^P = 0^-$  的共振态<sup>[41]</sup>, Mark III 在 2.22GeV 处也观测到了  $J^P = 0^-$  的共振态<sup>[42]</sup>, 其宽度为 150MeV, 分支比为

$$B(J/\psi \rightarrow \gamma X)B(X \rightarrow \phi\phi) = \begin{cases} (3.3 \pm 0.8 \pm 0.5) \times 10^{-4} \gamma K^+ K^- K^+ K^- \text{ 模式} \\ (2.7 \pm 0.6 \pm 0.6) \times 10^{-4} \gamma K^+ K^- K_S^0 K_L^0 \text{ 模式,} \end{cases} \quad (11)$$

而在  $< 2.4\text{GeV}$  区域没有找到  $2^{++}$  态,但给出了上限(90%可信度)

$$B(J/\psi \rightarrow \gamma g_{\tau}(2.04 - 2.40\text{GeV}))B(g_{\tau} \rightarrow \phi\phi) < 1.16 \times 10^{-4}. \quad (12)$$

这也是一个必须澄清的存疑. 再结合  $J/\psi \rightarrow \gamma\rho\rho$ ,  $J/\psi \rightarrow \gamma\omega\omega$  和  $J/\psi \rightarrow \gamma\omega\phi$  等过程的研究,对于确定共振态的性质是十分有帮助的. 比如  $J/\psi \rightarrow \gamma X$ ,  $X \rightarrow \omega\phi$  过程,其费曼图如下(见图3). X 只能通过 OZI 双压制过程产生,并且 X 很可能是一个  $(q\bar{q}g)$  混合态.

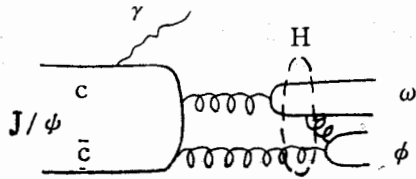


图3  $J/\psi \rightarrow \gamma\omega\phi$  的最低阶费曼图

至于  $J/\psi$  双辐射衰变过程  $J/\psi \rightarrow \gamma X$ ,  $X \rightarrow \gamma V$  是 X 是否有电磁宽度的判据,而  $\gamma\rho$  和  $\gamma\phi$  衰变方式的比较,对 X 粒子性质的确定是十分有用的<sup>[43]</sup>. Mark III 的  $J/\psi \rightarrow \gamma X$ ,  $X \rightarrow \gamma\rho$  的最新实验结果表明<sup>[44]</sup>, 在 1.20—1.35GeV (“D”区域)处有一个峰,它很可能是轴矢量介子  $f_1(1285)$ . 而在 1.35—1.50GeV (“E”区域)处也有一个峰,它是  $\omega/\eta(1440)$ ? 还是  $E/f_1(1420)$ ? 由角分布分析,拟合的结果似乎是  $0^-$  略好于  $1^+$ . 如果这是一个  $\omega/\eta(1440)$ , 作为胶子球候选者而引起的兴趣将导致研究  $J/\psi \rightarrow \gamma\omega$ ,  $\omega \rightarrow \gamma\rho$ ,  $\gamma\phi$  的重要性.

对于  $J/\psi \rightarrow \gamma X$ ,  $X \rightarrow VV$  的研究,还涉及  $\eta_c$  以及寻找  $\xi$ . 另外,由于对  $\gamma VV$  道 ( $V$  继续衰变为二个或三个赝标介子)的角分布分析比较容易确定 X 态的自旋-宇称及作 X 态的分波分析<sup>[45]</sup>,所以,这是一个重要的衰变道.

#### 四、 $J/\psi$ 强子衰变

在  $J/\psi$  强子衰变中,产生普通介子、混合态和胶子球的最低阶费曼图为(见图4)

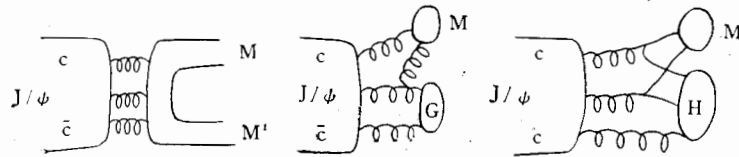


图4 产生 (a) 二个普通介子 (b) 一个普通介子和一个胶子球 (c) 一个普通介子和一个混合态的最低阶  $J/\psi$  衰变费曼图

简单地以耦合常数的幂次计,我们有

$$\begin{aligned} \Gamma(J/\psi \rightarrow MM') &\sim O(\alpha_s^6), \\ \Gamma(J/\psi \rightarrow MG) &\sim O(\alpha_s^6), \\ \Gamma(J/\psi \rightarrow MH) &\sim O(\alpha_s^2). \end{aligned} \quad (13)$$

所以产生率的阶梯为

$$\Gamma(J/\psi \rightarrow MH) > \Gamma(J/\psi \rightarrow MG) \sim \Gamma(J/\psi \rightarrow MM'), \quad (14)$$

如果混合态 H 中的夸克组分和普通介子 M 的夸克组分没有直接的关联, 那么费曼图为(见图 5) 它的产生率大大降低, 因为相应的  $\Gamma(J/\psi \rightarrow MH) \sim O(\alpha_s^2)$ . 推广的电荷共轭宇称所

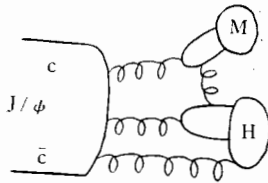


图 5 通过 OZI 双压制图的混合态  $J/\psi$  衰变产生费曼图。

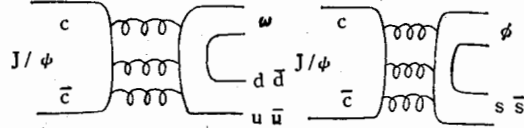
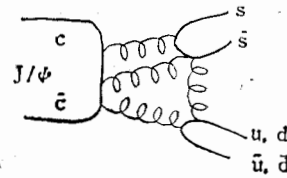


图 6  $J/\psi$  准二体强子衰变包含 (a)  $\omega$  介子 (b)  $\phi$  介子的费曼图

允许的  $J/\psi$  二体强子衰变有  $J/\psi \rightarrow VS, VP, VA, VT$  等. 其中 V 代表矢量介子, S、P、A 和 T 分别代表标量、赝标量、轴矢量和张量介子. V 为  $\omega$  或  $\phi$  介子的情况是特别令人感兴趣的. 因为  $\omega$  和  $\phi$  介子的宽度不大, 因而可以保证事例的背景比较小; 又  $\omega$  和  $\phi$  基本上是理想混合, 即

$$\begin{aligned} |\omega\rangle &= |u\bar{u} + d\bar{d}\rangle/\sqrt{2}, \\ |\phi\rangle &= |s\bar{s}\rangle. \end{aligned}$$

因而与  $\omega$  一起产生的介子必包含  $u\bar{u}$  和  $d\bar{d}$  夸克内容, 而和  $\phi$  一起产生的介子必包含  $s\bar{s}$  夸克内容, 相应的费曼图如下



(见图 6). 当然, 更高阶的 OZI 双压制图例外(见图 7), 但是, 这种图的贡献应该是小的. 再加上  $\omega$  和  $\phi$  均为同位旋单态、有相同的量子数, 所以通过对  $J/\psi \rightarrow \omega X$  和  $J/\psi \rightarrow \phi X$  的研究可以探测 X 粒子(可能是普通介子、胶子球候选者、混合态甚至奇特态)可能包含的夸克内容, 从而有助于确定 X 的性质.

在  $e^+e^- \rightarrow J/\psi \rightarrow \gamma X, X \rightarrow P_1 P_2$  或  $P_1 P_2 P_3$  反应中, 为了确定 X 的量子数  $J^{PC}$ , 通常采用角分布的螺旋度形式. 而反应  $e^+e^- \rightarrow J/\psi \rightarrow VX, X \rightarrow P_4 P_5$  或  $P_4 P_5 P_6$  的角分布螺旋度形式与之类似. 对于 X 态的二体衰变, 我们有<sup>[46]</sup>

$$W_J(\theta_V, \theta, \phi) \sim \sum_{\Lambda\Lambda'} I_{\lambda_j \lambda'_j}(\theta_V) A_{\lambda_V, \Lambda}^J A_{\lambda_V, \Lambda'}^J D_{-\Lambda, 0}^J(\phi, \theta, 0) \cdot D_{-\Lambda', 0}^J(\phi, \theta, 0) \quad (15)$$

对于 X 态的三体衰变, 我们有

$$\begin{aligned} W_J(\theta_V, \theta, \phi) &\sim \sum_{\Lambda\Lambda'} I_{\lambda_j \lambda'_j}(\theta_V) A_{\lambda_V, \Lambda}^J A_{\lambda_V, \Lambda'}^J \sum_{\mu} \\ &\times D_{-\Lambda, \mu}^{J*}(\phi, \theta, 0) D_{-\Lambda', \mu}^J(\phi, \theta, 0) |R_{\mu}|^2, \end{aligned} \quad (16)$$

其中  $\lambda_J$ 、 $\lambda_V$  和  $\Lambda$  分别是  $J/\psi$ 、 $V$  和  $X$  的螺旋度,  $R_\mu$  称为衰变参数,  $A_{\lambda_V, \Lambda}^J$  是螺旋度振幅。与  $J/\psi$  辐射衰变相比, 唯一的差别来自于矢量介子  $V$  有三个螺旋度  $\lambda_V = \pm 1, 0$ 。因此, 独立的螺旋度振幅数目对于  $X$  的不同自旋-宇称  $J^P$  分别为 (见表 2)

表 2

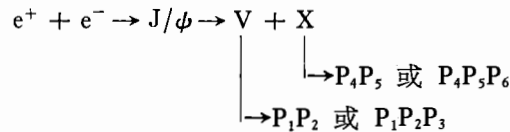
$J$	$P(-1)^J$	独立的非零螺旋度振幅数
0	$+(-)$	2(1)
1	$+(-)$	4(3)
$\geq 2$	$+(-)$	5(4)

定义螺旋度振幅之比——极化参数

$$x_J = \frac{A_{1,1}^J}{A_{1,0}^J}, \quad y_J = \frac{A_{1,2}^J}{A_{1,0}^J}, \quad z_J = \frac{A_{0,0}^J}{A_{1,0}^J}, \quad z'_J = \frac{A_{0,1}^J}{A_{1,0}^J} \quad (17)$$

$z_J$  和  $z'_J$  二个极化参数在  $J/\psi$  辐射衰变中是没有的。

$J/\psi$  强子衰变中产生的  $V$ , 还可以继续衰变为二个或三个赝标介子。这样全部反应过程为



对于  $X$  态的二体衰变, 我们有

$$W_J(\theta_V, \theta, \phi, \theta_1, \phi_1) \sim \sum_{\substack{\lambda_V \lambda'_V \\ \Lambda \Lambda'}} I_{\lambda_J \lambda'_J}(\theta_V) A_{\lambda_V, \Lambda}^J A_{\lambda'_V, \Lambda'}^J D_{-\Lambda, 0}^{J*}(\phi, \theta, 0) \\ \cdot D_{-\Lambda', 0}^J(\phi, \theta, 0) D_{\lambda_V, 0}^{1*}(\phi_1, \theta_1, 0) D_{\lambda'_V, 0}^1(\phi_1, \theta_1, 0), \quad (18)$$

对于  $X$  态的三体衰变, 我们有

$$W_J(\theta_V, \theta, \phi, \theta_1, \phi_1) \sim \sum_{\substack{\lambda_V \lambda'_V \\ \Lambda \Lambda'}} I_{\lambda_J \lambda'_J}(\theta_V) A_{\lambda_V, \Lambda}^J A_{\lambda'_V, \Lambda'}^J \sum_{\mu} D_{-\Lambda, \mu}^{J*}(\phi, \theta, 0) \\ D_{-\Lambda', \mu}^J(\phi, \theta, 0) |R_\mu|^2 \cdot D_{\lambda_V, 0}^{1*}(\phi_1, \theta_1, 0) D_{\lambda'_V, 0}^1(\phi_1, \theta_1, 0), \quad (19)$$

显然,  $J/\psi$  强子衰变与  $J/\psi$  辐射衰变相比要复杂, 但同时亦包含较多的信息。二者相互结合对于确定  $X$  粒子的性质可以起到相辅相成的作用。

## 五、推广的矩分析

矩分析<sup>[47]</sup>对于确定衰变为  $1^-+1^-$ 、 $1^\pm+0^-$  和  $2^++0^-$  的玻色共振态的自旋-宇称是很有效的, 其中  $1^\pm$  和  $2^+$  继续衰变为二个或三个赝标介子。对于反应  $e^+ + e^- \rightarrow J/\psi \rightarrow \gamma X$ ,  $VX$ ,  $X \rightarrow P_1 P_2$  或  $P_1 P_2 P_3$ , 由于相应的密度矩阵和待确定的  $X$  粒子的自旋-宇称没有直接的关联, 因而它是不适合的, 我们必须加以推广。



推广的矩分析定义矩的光子(矢量介子)角分布如下

$$H_J(\theta_r(\theta_V), LM) = \int W_J(\theta_r(\theta_V), \theta, \phi) D_{M_0}^L(\phi, \theta, 0) \cdot \sin \theta d\theta d\phi. \quad (20)$$

这是一个实验上可以测量的量. 对应的矩为

$$M_J(LM) = \int H_J(\theta_r(\theta_V), LM) \sin \theta_r(\theta_V) d\theta_r(\theta_V), \quad (21)$$

对于包含矢量介子的  $J/\psi$  强子衰变, 如果矢量介子  $V$  也衰变为二个或三个赝标介子, 那么相应的矩的矢量介子角分布为

$$H_J(\theta_V, LMlm) = \int W_J(\theta_V, \theta, \phi, \theta_1, \phi_1) D_{M_0}^L(\phi, \theta, 0) D_{m_0}^l(\phi_1, \theta_1, 0) \\ \times \sin \theta d\theta d\phi \sin \theta_1 d\theta_1 d\phi_1, \quad (22)$$

对应的矩为

$$M_J(LMlm) = \int H_J(\theta_V, LMlm) \sin \theta_V d\theta_V, \quad (23)$$

现有的实验数据<sup>[36]</sup>不能确定  $\xi(2230)$  的自旋是 2 还是 4, 因而给出了二组极化参数. 对于光子角分布和矩的光子角分布

$$W_J(\theta_r) \approx 1 + A_J \cos^2 \theta_r, \\ H_J(\theta_r, 20) \approx 1 + A'_J \cos^2 \theta_r, \\ H_J(\theta_r, 40) \approx 1 + A''_J \cos^2 \theta_r, \quad (24)$$

用方程 (9), 略去误差, 可以给出对应于  $J = 2$  或 4 的  $A_J$ ,  $A'_J$  和  $A''_J$  的数值 (见表 3). 关于  $A_J$ ,  $A'_J$  和  $A''_J$  的表达式见文献 [48].

表 3

	$J = 2$	$J = 4$
$A_J$	0.0621	-0.483
$A'_J$	0.373	-0.453
$A''_J$	3.96	-0.297

显然,  $A'_2$  和  $A'_4$  以及  $A''_2$  和  $A''_4$  之间的差别比  $A_2$  和  $A_4$  之间的差别来得明显. 于是, 对于分辨  $J = 2$  还是 4, 矩的光子角分布更为敏感.

如果选择合适的权函数  $G(\cos \theta_r)$ , 那么我们可以得到加权矩

$$M'_J(LM) = \int H_J(\theta_r, LM) G(\cos \theta_r) \sin \theta_r d\theta_r, \quad (25)$$

例如选择

$$G(\cos \theta_r) = -1 + 5 \cos^2 \theta_r, \quad (26)$$

那么, 对于  $J = 2$  或 4,  $(LM)$  为 (20) 和 (40) 的矩之比值和加权矩之比值见表 4:

表 4

$r_2 = M_2(40)/M_2(20)$	0.59	$r'_2 = M'_2(40)/M'_2(20)$	1.02
$r_4 = M_4(40)/M_4(20)$	0.44	$r'_4 = M'_4(40)/M'_4(20)$	0.53

显然,用加权矩来辨别  $J = 2$  还是 4 更好一些.

对于  $\sim 1.7\text{GeV}$  附近的复杂结构,如果我们用推广的矩分析,从方程(4)可以得到相应的矩的光子角分布

$$H_J(\theta_r, LM) = aH_0(\theta_r, LM) + bH_2(\theta_r, LM), \quad (27)$$

对于  $L = 2$ , 我们有

$$H_J(\theta_r, 2M) = bH_2(\theta_r, 2M), \quad M = 0, \pm 1, \pm 2 \quad (28)$$

其中

$$\begin{aligned} H_2(\theta_r, 20) &\approx \frac{16}{35} \pi(1 - y_2^2 + x_2^2) \left( 1 + \frac{1 - y_2^2 - x_2^2}{1 - y_2^2 + x_2^2} \cos^2 \theta_r \right), \\ H_2(\theta_r, 21) &= -H_2(\theta_r, 2-1) \approx -\frac{4\sqrt{2}}{35} \pi x_2(1 - \sqrt{6} y_2) \sin 2\theta_r, \\ H_2(\theta_r, 22) &= H_2(\theta_r, 2-2) \approx -\frac{16}{35} \pi y_2(1 - \cos^2 \theta_r). \end{aligned} \quad (29)$$

对于  $L = 0$ , 我们得到

$$H_J(\theta_r, 00) = aH_0(\theta_r, 00) + bH_2(\theta_r, 00), \quad (30)$$

其中

$$\begin{aligned} H_0(\theta_r, 00) &\approx 2(1 + \cos^2 \theta_r), \\ H_2(\theta_r, 00) &\approx 2(1 + 2y_2^2 + 2x_2^2) \left( 1 + \frac{1 + 2y_2^2 - 2x_2^2}{1 + 2y_2^2 + 2x_2^2} \cos^2 \theta_r \right). \end{aligned} \quad (31)$$

用  $H_J(\theta_r, 2M)$  去拟合数据,我们可以定出  $2^{++}$  的  $\theta/f_2$  的  $J/\psi$  辐射衰变产生的极化参数  $x_2$  和  $y_2$ ; 把这  $x_2$  和  $y_2$  值代入方程(31), 用方程(30)可以拟合出混合参数  $a/b$ . 如果  $a/b$  不是很小, 那么对先前定出的  $x_2$  和  $y_2$  值<sup>[16]</sup>(见式(8))的修正将是不可忽略的. 同时,它也提供了  $G(1590)$  作为  $0^{++}$  胶子球的直接的证据.

至于  $\iota$ - $E$  疑难,现在问题可能变得更复杂了. 因为正如前面已提到的, Mark III 的最新实验结果<sup>[18]</sup>否定了原先晶体球组的结论<sup>[9]</sup> ( $\delta \equiv a_0(980)$ ), 却认为原先的  $\iota/\eta(1440)$  是  $0^{-+}$  和  $1^{++}$  二个重迭态的混合. 如果我们采用 Jacob-Berman 模型, 仍假设在这个能区的复杂结构中有  $\iota/\eta$  和  $E$  二个态,  $\iota/\eta$  仍为赝标介子, 而  $E$  的自旋-宇称是  $0^{-+}$  还是  $1^{++}$  待定. 对于反应  $J/\psi \rightarrow \gamma X(J^P)$ ,  $X \rightarrow P_1 P_2 P_3$ , 由(20)式, 对于  $J^P = 0^-$ , 我们有

$$\begin{aligned} H_0(\theta_r, 00) &\approx (1 + \cos^2 \theta_r) |R_0|^2, \\ H_0(\theta_r, 20) &= 0, \end{aligned} \quad (32)$$

对  $J^P = 1^+$ , 我们有

$$\begin{aligned} H_1(\theta_r, 00) &\approx (1 + A_1 \cos^2 \theta_r)(1 + 2x_1^2)(|R_{+1}|^2 + |R_{-1}|^2), \\ A_1 &= (1 - 2x_1^2)/(1 + 2x_1^2); \end{aligned} \quad (33)$$

$$\begin{aligned} H_1(\theta_r, 20) &\approx \frac{1}{5} (1 + A_2 \cos^2 \theta_r)(x_1^2 - 1)(|R_{+1}|^2 + |R_{-1}|^2), \\ A_2 &= (1 + x_1^2)/(1 - x_1^2). \end{aligned} \quad (34)$$

由定义(21)和(25), 取权函数

$$G(\cos \theta_r) = 1 - 3\cos^2 \theta_r, \quad (35)$$

我们得到矩和加权矩的比值如下:

$$\begin{aligned} r_0 &\equiv M_0(20)/M_0(00) = 0, \\ r_1 &\equiv M_1(20)/M_1(00) = (x_1^2 - 2)/[10(1 + x_1^2)]; \end{aligned} \quad (36)$$

$$\begin{aligned} r'_0 &\equiv M'_0(20)/M'_0(00) = 0, \\ r'_1 &\equiv M'_1(20)/M'_1(00) = (x_1^2 - 1)/[5(1 - 2x_1^2)]. \end{aligned} \quad (37)$$

其中, 极化参数  $x_1$  是唯一的参数. 如果  $x_1^2 \neq 2$ , 我们能从  $r_J$  确定  $E$  的自旋-宇称 ( $r_J = 0$ , 则  $J^P = 0^-$ ;  $r_J \neq 0$ , 则  $J^P = 1^+$ ). 如果  $x_1^2 = 2$ , 我们同样可从  $r'_J$  来确定  $E$  的自旋-宇称.

对于过程  $e^+e^- \rightarrow J/\psi \rightarrow V + X$ ,  $V \rightarrow P_1P_2$  或者  $P_1P_2P_3$  和  $X \rightarrow P_4P_5$  (例如  $K\bar{K}$ 、 $\pi\pi$ 、 $\eta\eta$  和  $\eta\eta'$ ), 我们如何确定玻色共振态  $X$  的自旋-宇称为  $0^{++}$ 、 $2^{++}$  还是  $4^{++}$ ?

(由 (18) 式和 (22)、(23) 式, 我们可以得到某些关系式:

$$\begin{aligned} 2H_0(\theta_V, 0000) - 5H_0(\theta_V, 0020) - 5\sqrt{6}H_0(\theta_V, 0022) &\approx 12, \\ 2H_J(\theta_V, 0000) - 5H_J(\theta_V, 0020) - 5\sqrt{6}H_J(\theta_V, 0022) \\ &\approx 6[2 + y_J^2(1 + \cos^2\theta_V) + 2x_J^2\sin^2\theta_V], \quad (J = 2, 4) \end{aligned} \quad (38)$$

$$\begin{aligned} 14\sqrt{5}H_J(\theta_V, 2200) - 35\sqrt{5}H_J(\theta_V, 2220) + 28\sqrt{3}H_J(\theta_V, 4200) \\ - 70\sqrt{3}H_J(\theta_V, 4220) = \begin{cases} 0 & J = 2, \\ \approx -43y_J\sin^2\theta_V & J = 4, \end{cases} \end{aligned} \quad (39)$$

$$\begin{aligned} 54H_J(\theta_V, 2200) + 270H_J(\theta_V, 2220) - 26\sqrt{15}H_J(\theta_V, 4200) \\ - 130\sqrt{15}H_J(\theta_V, 4220) = \begin{cases} \approx 34z_J^2\sin^2\theta_V & J = 2, \\ 0 & J = 4 \end{cases} \end{aligned} \quad (40)$$

和

$$\begin{aligned} H_2(\theta_V, 212 - 2)/H_2(\theta_V, 2022) &= \sqrt{2}x_2\text{ctg}\theta_V, \\ [4H_2(\theta_V, 2021) + 3H_2(\theta_V, 4021)]/H_2(\theta_V, 0022) &= -4z_2\text{ctg}\theta_V, \\ [14\sqrt{6}M_2(2200) - 35\sqrt{6}M_2(2220)]/M_2(0022) &= 60y_2, \\ \sqrt{2}M_2(2121)/M_2(2022) &= z'_2; \end{aligned} \quad (41)$$

$$\begin{aligned} H_4(\theta_V, 212 - 2)/H_4(\theta_V, 2022) &= \frac{3}{\sqrt{15}}x_4\text{ctg}\theta_V, \\ [81H_4(\theta_V, 0021) - 1001H_4(\theta_V, 4021)]/H_4(\theta_V, 0022) &= 162z_4\text{ctg}\theta_V, \\ [2\sqrt{10}M_4(2200) - 5\sqrt{10}M_4(2220)]/M_4(2022) &= 45y_4, \\ M_4(2121)/M_4(2022) &= \frac{3}{2\sqrt{15}}z'_4. \end{aligned} \quad (42)$$

从 (38) 式我们能区分  $J = 0$  或者 2 和 4. 从 (39) 和 (40) 式我们能确定  $J = 2$  或 4. 在确定了  $X$  的自旋之后, 用 (41) 和 (42) 式, 我们能分别拟合出极化参数  $x_J$ 、 $y_J$ 、 $z_J$  和  $z'_J$ . 比从一个角分布公式同时拟合四个极化参数要简洁而明了.

如果玻色共振态  $X$  衰变为三个赝标介子,  $X$  的自旋-宇称可以为  $J^{PC} = 0^{-+}, 1^{++}, 2^{++}$

等等。奇特态  $1^{-+}$  可以作为  $(q\bar{q}g)$  和  $(gg)$  束缚态出现。M. S. Chanowitz 论证在  $\gamma\gamma^*$  碰撞中在 1450MeV 处可能有一个  $1^{-+}$  态存在<sup>[49]</sup>。这个奇特态候选者在  $J/\psi$  强子衰变中出现的话如何与  $1^{++}$  的  $E/f_1(1420)$  区分? 我们从 (19)、(22) 式出发, 得到了以下关系式:

$$\begin{aligned}
 & 2H_{1,P}(\theta_V, 0022) - 5H_{1,P}(\theta_V, 2022) \\
 &= \begin{cases} 0 & P = -, \\ \approx \frac{3\sqrt{6}}{5} \sin^2\theta_V [ |R_{+1}|^2 + |R_{-1}|^2 ] P = +; \end{cases} \quad (43) \\
 & - \frac{5}{\sqrt{3}} H_{1,P}(\theta_V, 2100) + \frac{25}{2\sqrt{3}} H_{1,P}(\theta_V, 2120) \\
 & \pm \frac{25}{2\sqrt{2}} H_{1,P}(\theta_V, 212 - 2) \\
 &= \begin{cases} 0 & P = -, \\ \approx 3\sqrt{2} x_1 \sin 2\theta_V |R_0|^2, \\ \approx -\frac{3}{\sqrt{2}} x_1 \sin 2\theta_V [ |R_{+1}|^2 + |R_{-1}|^2 ] P = +. \\ 0, \end{cases} \quad (44)
 \end{aligned}$$

显然, 这些关系式对于区分  $1^{-+}$  和  $1^{++}$  是有效的。

如果我们能在  $J/\psi$  强子衰变中确证  $1^{-+}$  奇特态的存在, 其重要意义是不言而喻的。

### 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. Einsweiler, SLAC-PUB-3702(1983).
- [4] J. Augustin et al., Contrib. to Int. Symp. on Lepton-Photon Interact. at High Energies, Leipzig, 1984, Orsay Report No. LAL 84/30, October 1984.
- [5] R. M. Baltrusaitis et al., *Phys. Rev. Lett.*, **56**(1985), 107.
- [6] R. A. Lee, PhD Thesis, SLAC-PUB-282(1985);  
J. E. Augustin et al., LAL/85-27(1985).
- [7] Z. Bai et al., SLAC-PUB-5275(1990), SLAC-PUB-5159(1990);  
S. U. Chung, *CERN COURIER*, **28** No. 10 (1988), 25.
- [8] J. J. Aubert et al., *Phys. Rev. Lett.*, **33**(1974), 1404;  
J. E. Augustin et al., *Phys. Rev. Lett.*, **33**(1974), 1406.
- [9] C. Edwards et al., *Phys. Rev. Lett.*, **49**(1982), 259.
- [10] J. D. Richman, PhD Thesis, Caltech, CALT-68-1231(1985).
- [11] J. E. Augustin et al., LAL-85-27(1985).
- [12] S. M. Berman and M. Jacob, *Phys. Rev.*, **139**(1965), 1023.
- [13] P. Baillon et al., *Nuovo Cim.*, **50A**(1967), 393.
- [14] C. Dionisi et al., *Nucl. Phys.*, **B169**(1980), 1;  
T. Armstrong et al., *Phys. Lett.*, **146B**(1984), 73;  
S. Chung et al., *Phys. Rev. Lett.*, **55**(1985), 779.
- [15] A. Ando et al., *Phys. Rev. Lett.*, **57**(1986), 1296.
- [16] G. Eigen CALT-68-1483 (1988).
- [17] D. Aston et al., SLAC-PUB-4394(1987).
- [18] Z. Bai et al., SLAC-PUB-5275(1990).

- [19] M. E. B. Franklin, PhD Thesis, SLAC REPORT 254(1982);  
D. L. Scharre, Proceedings of the 10th Int. Symp. on Lepton and Photon Interactions at High Energy, Bonn 1981, ED, W. Pfeil (1981).
- [20] R. M. Baltrusaitis et al., *Phys. Rev.*, **D35**(1987), 2077;  
K. F. Einsweiler, PhD Thesis, SLAC-Report-No.272(1984).
- [21] J. E. Augustin et al., *Phys. Rev. Lett.*, **60**(1988), 2238.
- [22] F. Couchot, PhD Thesis, Orsay Preprint LAL 87-55(1987).
- [23] T. Bolton, PhD Thesis, SLAC-Report(1988).
- [24] D. Aston, SLAC-PUB-4279(1987);  
B. T. Suzuki, Proc. 2nd Int. Conf. on Hadron Spectroscopy at KEK, P. 64(1987).
- [25] S. U. Chung, *CERN COURIER*, **28** No. 10(1988), 25.
- [26] 王泰杰等, *高能物理与核物理*, **14**(1990), 385
- [27] F. Binon et al., *Nuovo Cim.*, **78A**(1983), 313;  
D. Alde et al., *Nucl. Phys.*, **B269**(1986), 485.
- [28] S. S. Gershtein et al., *Z. Phys.*, **C24**(1984), 365.
- [29] L. Köpke, XXIII Int. Conf. on High Energy Physics, Berkeley, Calif. July 1986, Ed. by S. Loken (World Scientific, Singapore, 1987), and SCIPP 86/77(1986).
- [30] 郁宏、沈齐兴和王旭, *高能物理与核物理*, **13**(1989), 996.
- [31] B. F. L. Ward, *Phys. Rev.*, **D31**(1985), 2849; **D32**(1986), 1260.
- [32] M. Chanowitz and S. R. Sharpe, *Phys. Lett.*, **132B**(1983), 413.
- [33] S. Golfrey, R. Kołoski and N. Isgur, *Phys. Lett.*, **141B**(1984), 439.
- [34] S. Pakvasa et al., *Phys. Lett.*, **145B**(1984), 134;  
S. Pakvasa et al., *Phys. Rev.*, **D31**(1985), 2378;  
K. T. Chao, *Phys. Rev. Lett.*, **60**(1988), 2579.
- [35] 沈齐兴和郁宏, *高能物理与核物理*, **14**(1990), 477.
- [36] J. J. Becker et al., Contrib. to 23rd Int. Conf. on HEP, Berkeley, 1986.
- [37] D. Robson, *Nucl. Phys.*, **B130**(1977), 328.
- [38] Qi-Xing Shen and Hong YU, BIHEP-TH-90-1(1990), *Phys. Lett.*, **B247**(1990), 418.
- [39] A. Etkin et al., *Phys. Lett.*, **B201**(1988), 568;  
C. Daum et al., *Phys. Lett.*, **B104**(1981), 246;  
T. F. Davenport et al., *Phys. Rev.*, **D33**(1986), 2519;  
P. S. L. Booth et al., *Nucl. Phys.*, **B273**(1986), 677.
- [40] S. J. Lindenbaum and R. S. Longacre, *Phys. Lett.*, **B165**(1985), 202.
- [41] D. Bisello et al., *Phys. Lett.*, **B179**(1986), 294.
- [42] Z. Bai et al., SLAC-PUB-5159(1990).
- [43] J. Donoghue, *Phys. Rev.*, **D30**(1984), 114;  
W. F. Palmar, S. S. Pinsky, and C. Bender, *Phys. Rev.*, **D30**(1984), 1002.
- [44] D. Coffman et al., SLAC-PUB-5104(1989).
- [45] R. M. Baltrusaitis et al., *Phys. Rev.*, **D33**(1986), 1222;  
N. P. Chang and C. T. Nelson, *Phys. Rev. Lett.*, **40**(1978), 1617;  
T. L. Trueman, *Phys. Rev.*, **D18**(1978), 3423.
- [46] Yu Hong, "The Generalized Moment Analysis and Spin-Parity Analysis for Boson Resonances", Contrib. to XXV Int. Conf. on HEP, Singapore.
- [47] S. U. Chung, *Phys. Rev.*, **169**(1968), 1342.
- [48] Yu Hong, *Commun. Theor. Phys.*, **12**(1989), 229.
- [49] M. S. Chanowitz, *Phys. Lett.*, **187B**(1987), 409.

## **J/ $\psi$ Physics at BEPC and the Generalized Moment Analysis**

YU HONG

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

### ABSTRACT

Three million J/ $\psi$  events have been obtained at Beijing Electron and Positron Collider (BEPC) and Beijing Spectrometer (BES) by Aug. 1990 and some preliminary analysis have been performed. It is expected that  $1-2 \times 10^7$  J/ $\psi$  events will be accumulated during 1991. In this paper we give a review about some new hadron states which may appear in J/ $\psi$  decays and how to determine the spin-parity of these new hadron states by using the generalized moment analysis.