

文章编号: 1007-4627(2004)02-0165-05

## J/Ψ 衰变的 Roper 共振态结构的研究\*

平荣刚

(中国高等科学技术中心, 北京 100080)

(中国科学院高能物理研究所, 北京 100039)

**摘 要:** 通过  $J/\Psi \rightarrow p\bar{p}$ ,  $p\bar{N}^*$ ,  $N^*\bar{N}^*$  衰变, 研究了 Roper 共振态的混杂态结构对衰变角分布和分支比的影响. 计算结果表明, 如果 Roper 共振态为纯混杂态, 那么  $J/\Psi \rightarrow p\bar{N}^*$ ,  $N^*\bar{N}^*$  的角分布几乎相等, 而  $J/\Psi$  衰变到混杂态的衰变宽度还不到  $J/\Psi \rightarrow p\bar{p}$  的 1%, 给出了  $\Gamma(J/\Psi \rightarrow N^*\bar{p})/\Gamma(J/\Psi \rightarrow p\bar{p})$  和  $\Gamma(J/\Psi \rightarrow N^*\bar{N}^*)/\Gamma(J/\Psi \rightarrow p\bar{p})$  随混合参数的变化关系, 并讨论了在  $J/\Psi$  衰变中研究 Roper 混杂态结构的可能性.

**关键词:** Roper 共振态结构; 混杂态;  $J/\Psi$

**中图分类号:** O572.34 **文献标识码:** A

### 1 引言

在量子色动力学(QCD)理论中, 三夸克和 1 个胶子可以构成一个物理态, 即重子混杂态. 因此, 实验上寻找重子混杂态被看作是检验 QCD 理论的一个重要途径. 长期以来, 寻找重子混杂态一直受到广大理论和实验工作者的关注<sup>[1]</sup>. 尽管很早就有人提出 Roper 共振态  $N^*(1440)$  很可能是一个重子混杂态, 但目前对 Roper 共振态结构的认定尚无定论. 由于核子结构处于 QCD 的非微扰区, 对 Roper 共振态的性质, 如质量及结构的研究, 人们不得不借助模型. 重子混杂态质量的理论计算, 先驱者首推 Barnes 和 Close<sup>[2]</sup>, 他们采用“口袋”模型, 预言了最轻的重子混杂态的质量大约为 1.6 GeV, 量子数是  $\frac{1}{2}^+$   $N^*(P_{11})$ . 后来, Golowich 等<sup>[3]</sup> 把 Roper 共振态作为重子混杂态做了进一步的研究. 此外, Martynenko<sup>[4]</sup> 采用 QCD 求和规则也对重子混杂态的质量做了计算, 给出  $J^P = \frac{1}{2}^+$  的最轻的重子混杂态的质量大约为 2.1 GeV. 最近, Kisslinger 等<sup>[5]</sup> 修正了这个计算, 给出的质量大约为 1.5 GeV, 认为它很可能是 Roper 共振态. 其它一些对 Roper 共振态的研究, 尽管在各种各样的模型中对胶子自由度的描述作出各种不同的假设, 但都能得到同样的量

子数和很相近的质量. 似乎这些理论的研究已经清楚地表明, 人们可以在质量谱中找到重子混杂态. 但实际上, 这种通过质量谱寻找重子混杂态的方案存在着不可克服的困难, 这主要是因为重子混杂态不存在所谓的“奇异量子数  $J^P$ ”(这不同于介子混杂态). 在实验上, 对重子混杂态  $N^*(1440)$  的寻找只可能通过它在具体过程中的具体性质来认定. 例如, 光生反应、电磁振幅以及强衰变振幅等<sup>[6]</sup>. 因为  $J/\Psi$  强衰变是丰胶子过程, 中间态胶子有可能与末态作用过程中产生的 3 个夸克结合形成重子混杂态, 因此, 在  $J/\Psi$  衰变中重子混杂态的产生振幅可能比常规重子态的大<sup>[7]</sup>, 这为研究重子混杂态提供了一个新的途径. 由于重子混杂态的结构与常规重子的结构区别很大, 不仅在空间波函数, 而且在味-自旋波函数方面都不同. 这样, 我们可以通过对比这两种重子结构对  $J/\Psi$  强衰变的具体性质, 如分支比和角分布的影响, 来认定混杂态  $N^*(1440)$  存在的可能性.

### 2 $J/\Psi \rightarrow \bar{p}N^*$ , $\bar{N}^*N^*$ 的角分布与分支比

关于  $J/\Psi \rightarrow B\bar{B}$  (B 为重子) 的强衰变机制, 通常

收稿日期: 2004 - 02 - 07

\* 基金项目: 国家自然科学基金资助项目(10225525, 10055003)

作者简介: 平荣刚(1969—), 男(苗族), 云南富源人, 博士, 从事重子结构方面的研究.

认为  $c\bar{c}$  夸克先湮灭生成三胶子, 然后, 每个虚胶子都转化为  $q\bar{q}$  对, 再经过复杂的非微扰过程, 3 个夸克(反夸克)形成重子(反重子), 如图 1(a)所示. 也有可能从真空中又激发出一对正反夸克, 然后,  $J/\Psi$  衰变中产生的一个胶子和 3 个夸克(或反夸克)可能形成一个混杂态重子(反重子), 如图 1(b)所示. 为方便起见, 我们把激发的  $q\bar{q}$  对的顶点等效于一个“有效顶角常数  $g_1$ ”. 在夸克和胶子的组态空间, 核子和  $N^*(1440)$  是  $|qqq\rangle$  和  $|qqqg\rangle$  态的线性组合, 核子的波函数为

$$|p\rangle = \frac{1}{\sqrt{1+2\xi^2}} [ |qqq\rangle - \xi |qqqg\rangle ]. \quad (1)$$

而 Roper 共振态的波函数应该与核子正交, 即

$$|N^*\rangle = \sqrt{\frac{2}{1+2\xi^2}} [\xi |qqq\rangle + \frac{1}{2} |qqqg\rangle]. \quad (2)$$

式中  $\xi$  是混合参数,  $|qqq\rangle$  表示三夸克的核子波函数, 可以在夸克模型中构造,  $|qqqg\rangle$  表示混杂态重子波函数, 它的构造方法参见文献[6].

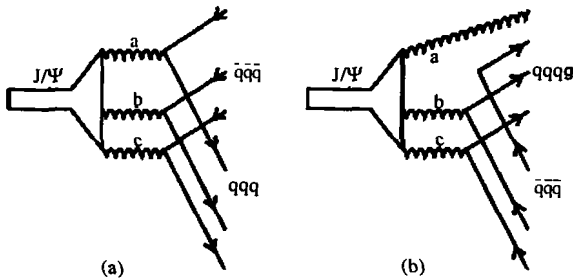


图 1 (a)  $J/\Psi \rightarrow |qqq\rangle + |\bar{q}\bar{q}\bar{q}\rangle$ , (b)  $J/\Psi \rightarrow |\bar{q}\bar{q}\bar{q}\rangle + |qqqg\rangle$  的最低阶费曼图

我们定义  $J/\Psi \rightarrow \bar{p}N^*$ ,  $\bar{N}^*N^*$  衰变的不变振幅为

$$M_{i_e i_e}^{(\Lambda)} \equiv I_{i_e i_e}^{(\Lambda)} + H_{i_e i_e}^{(\Lambda)}, \quad (3)$$

其中,  $\Lambda$  是  $J/\Psi$  的螺旋度取值,  $I_{i_e i_e}^{(\Lambda)}$ ,  $H_{i_e i_e}^{(\Lambda)}$  分别是图 1 中的(a)和(b)衰变模式的过渡振幅, 即

$$\begin{aligned} I_{i_e i_e}^{(\Lambda)} &= C_0 \langle J/\Psi^{(\Lambda)} | \hat{C}_1 \hat{T}_1 | \cdot \\ &\psi_p(q'_1, q'_2, q'_3, s'_1, s'_2, s'_3) \cdot \\ &\psi_p(q_1, q_2, q_3, s_1, s_2, s_3) \rangle, \\ H_{i_e i_e}^{(\Lambda)} &= C_0 \langle J/\Psi^{(\Lambda)} | \hat{C}_2 \hat{T}_2 | \psi_h \cdot \\ &(q'_1, q'_2, q'_3, q'_4, s'_1, s'_2, s'_3, s'_4) \cdot \\ &\psi_p(q_1, q_2, q_3, s_1, s_2, s_3) \rangle, \end{aligned} \quad (4)$$

式中,  $\psi_p(q'_1, q'_2, q'_3, s'_1, s'_2, s'_3)$ ,  $\psi_h(q'_1, q'_2, q'_3, q'_4, s'_1, s'_2, s'_3, s'_4)$  分别是  $SU(6)$  动量空间

中的  $|qqq\rangle$  及  $|qqqg\rangle$  集团的束缚态的波函数.  $\hat{T}_1$  和  $\hat{T}_2$  分别是(a)图和(b)图对应过程的基本不变振幅算符, 投影到单粒子态上以后, 根据标准的费曼规则, 可得到

$$\begin{aligned} \langle J/\Psi^{(\Lambda)} | \hat{C}_1 \hat{T}_1 | \Pi_{i=1}^3 q_i, s_i, q'_i, s'_i \rangle = \\ \langle C_1 \rangle (ig)^6 \epsilon_{ij}^{(\Lambda)\lambda} \frac{g_{\mu\lambda} g_{\nu\rho} + g_{\nu\lambda} g_{\mu\rho} + g_{\rho\lambda} g_{\mu\nu}}{(q_1 + q'_1)^2 (q_2 + q'_2)^2 (q_3 + q'_3)^2} \cdot \\ \bar{u}(q'_1, s'_1) \gamma^\mu v(q_1, s_1) \bar{u}(q'_2, s'_2) \cdot \\ \gamma^\nu v(q_2, s_2) \bar{u}(q'_3, s'_3) \gamma^\rho v(q_3, s_3), \end{aligned} \quad (5)$$

以及

$$\begin{aligned} \langle J/\Psi^{(\Lambda)} | \hat{C}_2 \hat{T}_2 | \Pi_{i=1}^3 q'_i, s_i, q_j, s'_j \rangle = \\ \langle C_2 \rangle (ig)^5 (2g_1) \epsilon_{ij}^{(\Lambda)\lambda} \epsilon^{(\Lambda)\rho} \frac{g_{\mu\lambda} g_{\nu\rho} + g_{\nu\lambda} g_{\mu\rho} + g_{\rho\lambda} g_{\mu\nu}}{(q_1 + q'_1)^2 (q_2 + q'_2)^2} \cdot \\ \bar{u}(q'_1, s'_1) \gamma^\mu v(q_1, s_1) \bar{u}(q'_2, s'_2) \cdot \\ \gamma^\nu v(q_2, s_2) \bar{u}(q'_3, s'_3) v(q_3, s_3), \end{aligned} \quad (6)$$

式中  $\epsilon_{ij}^{(\Lambda)\lambda}$  是  $J/\Psi$  的极化矢量,  $\Lambda$  是它的螺旋度取值,  $q_i, s_i (q'_i, s'_i)$  分别是反夸克(夸克)的四动量矢量及  $z$  方向的自旋投影, 四动量满足关系  $q_i^0 \equiv \sqrt{m_i^2 + |\mathbf{q}_i|^2}$ ,  $g = \sqrt{4\pi\alpha_s}$  是 QCD 耦合强度,  $g_1$  是真空中激发  $q\bar{q}$  对的有效顶角强度, 这里  $u\bar{u}$  和  $d\bar{d}$  夸克对都允许产生, 我们取  $m_u = m_d$ , 故这里引入因子 2.  $\langle c_1 \rangle = \frac{5}{18\sqrt{3}}$  和  $\langle c_2 \rangle = \frac{5i}{144}$  分别是两个过程的颜色因子,  $u(q'_i, s'_i), v(q_i, s_i)$  是夸克和反夸克的自由 Dirac 旋量, 通过  $e^+e^-$  湮灭生成的  $J/\Psi$  粒子, 它是横向激化的:  $\Lambda = \pm 1$ .

利用不变振幅  $M_{i_e i_e}^{(\Lambda)}$ ,  $J/\Psi \rightarrow B\bar{B} (B=p, N^*)$  衰变的微分截面可以表示为

$$\begin{aligned} \frac{d\Gamma(J/\Psi^{(\Lambda)} \rightarrow \bar{B}B)}{d\Omega} = \frac{1}{32\pi^2} \{ |M_{\frac{1}{2}\frac{1}{2}}^{(\Lambda)}|^2 + \\ |M_{\frac{1}{2}\frac{1}{2}}^{(\Lambda)}|^2 + |M_{\frac{1}{2}\frac{1}{2}}^{(\Lambda)}|^2 \} \frac{|q'|}{M_{J/\Psi}^2}, \end{aligned} \quad (7)$$

式中  $M_{J/\Psi}$  是  $J/\Psi$  的质量,  $q$  是出射重子的动量. 另一方面,  $J/\Psi \rightarrow B\bar{B} (B$  为重子) 的衰变微分截面可以表示为

$$\frac{d\Gamma(J/\Psi^{(\Lambda)} \rightarrow \bar{B}B)}{d\Omega} = N_{BB} (1 + a_B \cos^2 \theta). \quad (8)$$

其中, 常数  $N_{BB}$  可以通过  $J/\Psi \rightarrow \bar{p}p$  的分支比的测量值定出, 从而可进一步确定常数  $C_0$ .  $a_B$  是  $J/\Psi \rightarrow B\bar{B}$  衰变的角分布系数,  $\theta$  是正负电子束与出射重子

的夹角.

### 3 数值结果和讨论

我们把夸克和胶子看作质量分别为  $m_q$  和  $m_g$  的被约束在重子内的组分粒子. 在动量空间中,  $|qqq\rangle$  和  $|qqqg\rangle$  体系的波函数可取为谐振子的本征态. 在其质心中, 径向波函数分别取为:

$$\begin{aligned} \phi_p(k_p, k_\lambda) &= \frac{1}{(\pi\alpha)^{3/2}} e^{-\frac{|k_p|^2 + |k_\lambda|^2}{2\alpha}}, \\ &\text{对于 } |qqq\rangle \\ \phi_h(p_a, p_b, p_c) &= \frac{1}{(\pi\alpha)^{3/2}} e^{-\frac{|p_a|^2 + |p_b|^2}{2\alpha}} \cdot \\ &\frac{1}{(\pi\beta)^{3/4}} e^{-\frac{|p_c|^2}{2\beta}}, \quad \text{对于 } |qqqg\rangle \end{aligned} \quad (9)$$

其中  $\alpha = (3km_q)^{1/2}$ ,  $\beta = (3k\tilde{M}_g)^{1/2}$  是谐振子参数,  $k_i, p_i$  是 Jacobi 坐标, 定义为

$$\begin{bmatrix} p_a \text{ (or } k_p) \\ p_b \text{ (or } k_\lambda) \\ p_c \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1/\sqrt{2} & -1/\sqrt{2} & 0 & 0 \\ 1/\sqrt{6} & 1/\sqrt{6} & -2/\sqrt{6} & 0 \\ 1/\sqrt{12} & 1/\sqrt{12} & 1/\sqrt{12} & -3/\sqrt{12} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} p_1 \\ p_2 \\ p_3 \\ p_4 \end{bmatrix}. \quad (10)$$

在 J/Ψ 静止系中, 重子的径向波函数可以通过它的质心系中的径向波函数作 Lorentz 变换得到:

$$\begin{aligned} \phi_p(q'_p, q'_\lambda) &= \left| \frac{\partial(k_p, k_\lambda)}{\partial(q'_p, q'_\lambda)} \right|^{1/2} \phi(k_p, k_\lambda), \\ \phi_h(q'_a, q'_b, q'_c) &= \left| \frac{\partial(p_a, p_b, p_c)}{\partial(q'_a, q'_b, q'_c)} \right|^{1/2} \cdot \\ &\phi(p_a, p_b, p_c). \end{aligned} \quad (11)$$

核子波函数中的谐振子参数  $\alpha$  及夸克质量  $m_{u,d}$  可以通过拟合  $J/\Psi \rightarrow \bar{p}p$  的角分布给出<sup>[9]</sup>, 取  $m_q = 0.22$  GeV,  $\alpha = 0.08$  GeV<sup>2</sup>. 在格点 QCD 计算中, 组分胶子的质量  $m_g$  一般取为 0.5—0.6 GeV<sup>2</sup><sup>[10]</sup>, 但在一般唯象理论中, 在 J/Ψ 衰变能区中  $m_g$  的值取为 0.37 GeV<sup>[11]</sup>, 强耦合常数  $\alpha_s(m_c) = 0.28$ <sup>[12]</sup>, 真空激发的  $q\bar{q}$  对有效顶角强度可以通过  $J/\Psi \rightarrow \gamma p\bar{p}$  衰变抽取  $g_1 = 15.40$  GeV<sup>[13]</sup>.

根据以上选定的参数, 数值计算结果给出  $J/\Psi \rightarrow |qqq\rangle + |\bar{q}q\bar{q}\rangle$  过程和  $J/\Psi \rightarrow |qqq\rangle + |\bar{q}q\bar{q}g\rangle$  的角

分布几乎相等:  $\alpha_p \simeq \alpha_h = 0.54_{-0.11}^{+0.16}$ , 其中, 中心值对应的参数为  $m_{u,d} = 0.22$  GeV,  $m_g = 0.37$  GeV,  $\alpha = 0.08$  GeV<sup>2</sup>, 通过改变  $\alpha$  的值从  $\alpha = 0.06$ — $0.22$  GeV<sup>2</sup> 给出  $\alpha_p(\alpha_h)$  的变化范围. 我们改变胶子的质量  $m_g = 0.37$ — $0.66$  GeV, 数值计算结果给出, 图 1(b) 衰变模式的不变振幅只有图 1(a) 模式的百分之几. 即:  $\frac{|H_{s_z, s'_z}^{(\Lambda)}|_{\xi=0}}{|I_{s_z, s'_z}^{(\Lambda)}|_{\xi=0}} < 0.1$ . 因此, J/Ψ 衰变到纯重子混杂态的衰变宽度还不到  $J/\Psi \rightarrow p\bar{p}$  的百分之一. 这个结果出乎人们的预料!

在核子波函数和  $N^*$  中引入胶子自由度后, 把过渡振幅(3)式投影到衰变模式  $J/\Psi \rightarrow \bar{p}N^*$ ,  $J/\Psi \rightarrow \bar{N}^*N^*$  对应的末态波函数上, 可以得到相应过渡矩阵元. 在计算中, 我们忽略了  $J/\Psi \rightarrow |\bar{q}q\bar{q}g\rangle + |qqqg\rangle$  的衰变过程. 图 2(a) 和 (b) 分别给出了  $\Gamma(J/\Psi \rightarrow \bar{p}N^*)/\Gamma(J/\Psi \rightarrow \bar{p}p)$  及  $\Gamma(J/\Psi \rightarrow \bar{N}^*N^*)/\Gamma(J/\Psi \rightarrow \bar{p}p)$  的分支比与混合参数的变化关系. 从图中可以看出, 当  $\xi < 1.0$  时, 这两个道的分支比比例都小于 0.4, 当  $\xi = 0$  时, 分支比比例分别为 0.07 和 0.001.

综上所述, 通过对两个基本过程  $J/\Psi \rightarrow |\bar{q}q\bar{q}\rangle + |qqq\rangle$  及  $J/\Psi \rightarrow |\bar{q}q\bar{q}g\rangle + |qqqg\rangle$  的振幅和角分布的计算表明,  $J/\Psi \rightarrow |\bar{q}q\bar{q}\rangle + |qqqg\rangle$  的振幅还不到  $J/\Psi \rightarrow |\bar{q}q\bar{q}\rangle + |qqq\rangle$  的振幅的 10%. 当谐振子参数  $\alpha$  从 0.06 GeV<sup>2</sup> 增大到 0.22 GeV<sup>2</sup> 时, 这两个过程的角分布系数几乎都一样, 都从 0.45 增大到 0.73. 计算发现, 不仅是夸克和胶子的动力学行为, 更重要的是重子的结构对分支比和角分布具有十分重要的影响. 这为我们通过 J/Ψ 衰变确认 Roper 共振态的结构提供了一个重要的途径. 通过在粒子和重子混杂态的波函数中引入胶子自由度后, 估算了  $\Gamma(J/\Psi \rightarrow \bar{p}N^*)/\Gamma(J/\Psi \rightarrow \bar{p}p)$  及  $\Gamma(J/\Psi \rightarrow \bar{N}^*N^*)/\Gamma(J/\Psi \rightarrow \bar{p}p)$  的分支比与混合参数的关系. 由于目前对于混合参数还没有测量值, 我们无法给出这两道分支比的期望值, 但从  $\gamma p \rightarrow N^*$  的光生研究表明<sup>[6]</sup>, 这个混合值大约为  $|\xi| = 0.35$ . 在这混合比例下, 这两个道的分支比比例大约分别为 0.05 和 0.008.

通过 J/Ψ 衰变认定 Roper 共振态的结构至少需要做 3 件事: (1) 在实验上对  $J/\Psi \rightarrow \bar{p}N$  及  $J/\Psi \rightarrow \bar{N}^*N^*$  的分支比和角分布有精确的测量值; (2) 在理论上, 把  $N^*(1440)$  作为三夸克的第一径向激

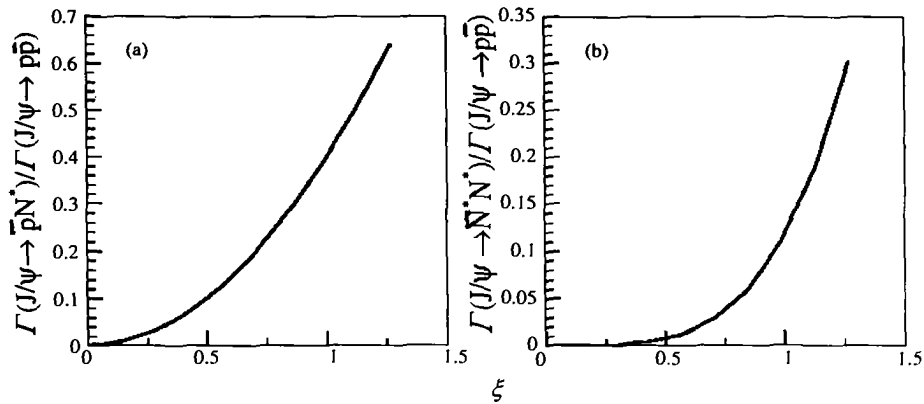


图 2 (a)  $\Gamma(J/\Psi \rightarrow \bar{p}N^*)/\Gamma(J/\Psi \rightarrow p\bar{p})$  分支比比例随混合参数  $\xi$  的变化关系, 参数  $m_q=0.22$  GeV,  $\alpha=0.08$  GeV<sup>2</sup> 及  $m_s=0.37$  GeV, (b)  $\Gamma(J/\Psi \rightarrow \bar{N}^* N^*)/\Gamma(J/\Psi \rightarrow p\bar{p})$  分支比比例随混合参数  $\xi$  的变化关系, 参数  $\delta m_q=0.22$  GeV,  $\alpha=0.08$  GeV<sup>2</sup> 及  $m_s=0.37$  GeV

发态, 给出  $J/\Psi \rightarrow \bar{p}N^*$ ,  $\bar{N}^* N^*$  分支比和角分布的计算值; (3) 把  $N^*(1440)$  作为重子混杂态, 给出这两个道的分支比和角分布. 如果  $N^*(1440)$  在这两种结构图像下, 理论上给出这两个道的分支比和角分布值有很大差别, 那么, 就可以通过与实验的对比, 认定  $N^*(1440)$  的结构. 我们的计算表明<sup>[7]</sup>, 把  $N^*(1440)$  作为第一径向激发态,  $\Gamma(J/\Psi \rightarrow \bar{p}N^*)/\Gamma(J/\Psi \rightarrow p\bar{p})$  和  $\Gamma(J/\Psi \rightarrow \bar{N}^* N^*)/\Gamma(J/\Psi \rightarrow p\bar{p})$  的分支比分别为 2.1—4.8 和 2.0—24.0, 而角

分布分别为  $0.36 \pm 0.08$  和  $0.08 \pm 0.05$ ; 而  $N^*(1440)$  把作为重子混杂态时, 它们的分支比在混合参数  $\xi < 1.0$  时, 都比 0.4 小, 而角分布都约为 0.45—0.73. 因此, 从理论计算看, 通过  $J/\Psi \rightarrow \bar{p}N^*$ ,  $\bar{N}^* N^*$  的分支比和角分布与实验值的比较, 可以认定  $N^*(1440)$  的结构. 我们期待着实验上能对这两个衰变道有更精确的测量值, 为我们认定 Roper 共振态的结构提供实验支持.

参 考 文 献:

[1] Senba K, Tanimoto M. Phys Rev, 1983, **D28**: 2 786; Kopke L, Wormes N. Phy Rep, 1989, **174**: 67; Li Z, Burkner V, Li Z J. Phy Rev, 1992, **D46**: 70.  
 [2] Barnes T, Close F E. Phys Lett, 1983, **B128**: 89.  
 [3] Golowich E, Haqq E, Karl G. Phys Rev, 1983, **D28**: 160.  
 [4] Martynenko A P. Sov J Nucl Phys, 1991, **54**: 488.  
 [5] Kisslinger J S, Li Z. Phys Rev, 1995, **D51**: R5 986.  
 [6] Li Z. Phys Rev, 1991, **D44**: 2 841.  
 [7] Zou B S, Peng G X, Ping R G, *et al.* Eur Phys J, 2001, **A11**: 341; Zou B S, Li H B, *et al.* arXiv: hep-ph/0004220.  
 [8] Duncan A, Mueller A. Phys Lett, 1980, **B93**: 119; Brodsky S J, Lepage G P. Phys Rev, 1981, **D24**: 2 848; Chernyak V L, Zhitnitsky I R. Nucl Phys, 1984, **B246**: 52.  
 [9] Ping R G, Chiang H C, Zou B S. Phys Rev, 2002, **D66**: 054020.  
 [10] Liu L, Wetzed W. arXiv: hep-ph/9611250.  
 [11] Gay Ducati M G, Halzen H, Natale A A. Phys Rev, 1993, **D48**: 2 324; Mihara A, Natale A A. Phys Lett, 2000, **B482**: 378.  
 [12] Chiang H C, Hufner J, Pirner H J. *et al.* Phys Lett, 1994, **B324**: 428.  
 [13] Ping Ronggang, Jiang Huan Qing, Shen Pengnion, *et al.* Chin Phys Lett, 2002, **19**: 1 592.

## Study on Roper Structure as Hybrid from $J/\Psi$ Decays\*

PING Rong-gang

(China Center of Advanced Science and Technology (World Lab.), Beijing 100080, China)

(Institute of High Energy Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100039, China)

**Abstract:** The structure of Roper resonance is studied as hybrid states through decays  $J/\Psi \rightarrow p\bar{N}^*$ ,  $N^*\bar{N}^*$  by calculating the angular distributions and decay widths. The results show that the angular distribution parameters for decays  $J/\Psi \rightarrow p\bar{N}^*$ ,  $N^*\bar{N}^*$  are almost equal if the Roper is identified as a pure hybrid state, while their decay width are less the 1% of that for the decay  $J/\Psi \rightarrow p\bar{p}$ , and the variance of the ratio  $\Gamma(J/\Psi \rightarrow N^*p)/\Gamma(J/\Psi \rightarrow p\bar{p})$  and  $\Gamma(J/\Psi \rightarrow N^*\bar{N}^*)/\Gamma(J/\Psi \rightarrow p\bar{p})$  with the mixing parameter are presented, and also the scheme to identify the Roper structure in  $J/\Psi$  decays is discussed.

**Key words:** Roper structure; hybrid;  $J/\Psi$

\* Foundation item: National Natural Science Foundation of China (10225525, 10055003)

(上接第 98 页)

## 通过 $J/\Psi \rightarrow N\bar{N}M$ 衰变研究 $N^*$ 时的核子极点效应\*

沈彭年<sup>1,3</sup>, 梁伟红<sup>2,1</sup>, 邹冰松<sup>3,1</sup>

(1 中国科学院高能物理研究所, 北京 100039;

2 广西师范大学物理系, 广西 桂林 541004;

3 兰州国家重离子加速器实验室理论核物理中心, 甘肃 兰州 730000)

**摘要:** 研究了  $J/\Psi \rightarrow p\bar{p}\pi$  衰变过程中核子极点图的贡献, 特别是由离壳效应带来的贡献. 发现衰变宽度对形状因子是敏感的. 在通过用  $J/\Psi \rightarrow p\bar{p}\pi$  衰变研究  $N^*$  时, 核子极点图作为背景道的贡献是非常重要的; 在通过  $J/\Psi \rightarrow p\bar{p}\eta$  和  $p\bar{p}\eta$  研究  $N^*$  时, 核子极点图的贡献可忽略不计; 在通过  $J/\Psi \rightarrow p\bar{p}\omega$  研究  $N^*$  时, 核子极点图有明显的贡献.

**关键词:**  $J/\Psi$  衰变; 核子激发态

\* 基金项目: 国家自然科学基金资助项目(10075057, 90103020, 19991487, 10225525, 10147202); 中国科学院知识创新工程重要方向项目(KJ CX2-SW-No2)