第17卷 第7期
1993年7月

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

Vol. 17, No. 7
July, 1993

J/ψ强子衰变产生的θ(1720)宽共振峰的研究*

郁 宏 沈齐兴 祝玉灿 郑志鹏 成正东
(中国科学院高能物理研究所,北京 100039)

摘 要

用推广的矩分析法对J/ψ强子衰变产生的θ(1720)宽共振峰的结构进行了研究. 对于J/$\psi\to\omega\theta$(1720)过程,由于f'_2(1525)的产生率极低,可不必考虑f'_2(1525)的混入. 而对于J/$\psi\to\varphi\theta$(1720)过程,由于f'_2(1525)有相当的产生率,所以要考虑f'_2(1525)的影响. 对这两种过程,加上J/ψ辐射衰变产生θ(1720)过程的研究,将会对θ(1720)共振峰的结构有更好的了解.

一、引 言

在文献[1]中,我们用推广的矩分析法讨论了J/ψ辐射衰变产生的θ(1720)宽共振峰. 用二种三态耦合结构模式,考虑f'_2(1525)的混入,给BES的数据分析提供了系统的公式. 试图通过BES的数据分析,首先弄清在θ(1720)宽共振峰中是0^{++}共振态为主,还是2^{++}共振态为主. 并进而回答θ(1720)宽共振峰包含两个0^{++}共振态,还是一个为0^{++},另一个为2^{++}共振态. 它们各占多少份额. 各自的质量及宽度. 它们的衰变分支比等等. 这里,我们假设θ(1720)宽共振峰内包含了两个态. 由于Mark Ⅲ的分析结果认为[2]:θ(1720)质量区域有一个大的0^{++}分量;但同时又指出,一个小的2^{++}分量(~24%)亦不能排除. 于是,我们仅给出了$2^{++}[f'_2(1525)]+0^{++}+0^{++}$和$2^{++}[f'_2(1525)]+0^{++}+2^{++}$两种三态耦合结构模式的公式. 我们在第一步简化处理中,即只考虑$2^{++}[f'_2(1525)]+0^{++}$和$2^{++}[f'_2(1525)]+2^{++}$两种双态耦合结构模式. 如果,分析结果为第二种模式有更高的可信度,则显然与Mark Ⅲ的结果不同,有必要再进一步考虑另一种三态耦合结构模式:$2^{++}[f'_2(1525)]+2^{++}+2^{++}$. 若分析结果为第一种模式有更高的可信度,那么与Mark Ⅲ的结论不矛盾. 然而,Mark Ⅲ的分析又认为~24%的2^{++}分量可能来自f'_2(1525)共振峰的尾巴. 于是,θ(1720)宽峰内到底是包含两个态还是一个态必须首先予以确认. 在J/ψ辐射

---

* 国家自然科学基金和中国科学院资助.

本文1992年7月3日收到.

衰变过程中,由于 $f'_2(1525)$ 共振态有较高的产生率[分支比 $BR(J/\psi\to\gamma f'_2(1525))=(6.3\pm1.0)\times10^{-4}$, $BR(J/\psi\to\gamma\theta/f_2(1720)\to\gamma K\bar{K})=(9.7\pm1.2)\times10^{-4}$], $f'_2(1525)$ 的影响必须考虑,这就增加了问题的复杂性.考虑到 J/ψ 强子衰变过程 $J/\psi\to\omega+X$, $X\to K\bar{K}$ 中未见到 $f'_2(1525)$,而分支比 $BR(J/\psi\to\omega\theta/f_2(1720)\to\omega K\bar{K})=(4.8\pm1.1)\times10^{-4}$ 并不小,因而首先研究 $\theta(1720)$ 伴随 ω 产生的 J/ψ 强子衰变过程是完全必要的,因为可以不必考虑 $f'_2(1525)$ 共振态的混入.首先,假设 $\theta(1720)$ 为单峰结构,用角分布[3]或者矩分析可确定它的自旋-宇称 J^P.若 $J^P=0^+$,则和 Mark Ⅲ 的结论一致;若 $J^P=2^+$,则维持原先对 $\theta/f_2(1720)$ 的认识.第二步,我们再假设 $\theta(1720)$ 为双态结构.若 $\theta(1720)$ 是 0^{++} 为主,则进一步考虑 $0^{++}+0^{++}$ 和 $0^{++}+2^{++}$ 两种耦合结构模式.若 $\theta(1720)$ 是 2^{++} 为主,则考虑 $2^{++}+0^{++}$ 和 $2^{++}+2^{++}$ 两种耦合结构模式.进而弄清楚 $\theta(1720)$ 宽峰结构.

对于 J/ψ 强子衰变过程 $J/\psi\to\varphi+X$, $X\to P\bar{P}$.由于 $f'_2(1525)$ 也有较高的产生率[$BR(J/\psi\to\varphi f'_2(1525))=(8\pm4)\times10^{-4}$, $BR(J/\psi\to\varphi\theta/f_2(1720)\to\varphi K\bar{K})=(3.6\pm0.6)\times10^{-4}$],所以,讨论 $\theta(1720)$ 宽峰结构, $f'_2(1525)$ 的混入是不可避免的.

不管最后结果如何,对上述两种 J/ψ 强子衰变过程进行研究是十分必要的.不仅有助于确定 $\theta(1720)$ 为单态还是双态结构;共振态的自旋-宇称是什么;而且对于进一步了解这些态的性质也是必不可少的.

二、J/ψ 强子衰变过程的角分布螺旋度形式

在文献[3]中,我们给出了 J/ψ 强子衰变(包含一个矢量介子)过程的角分布螺旋度形式.据此,BES 实验组对 $J/\psi\to\omega f_2(1270)\to\omega\pi^+\pi^-$ 过程作了分析[4].分别以 99% 和 97% 的可信度排除了 $f_2(1270)$ 为 0^{++} 和 4^{++} 介子的可能性,确认它的自旋-宇称为 2^{++};并且在国际上首次给出了四个螺旋度振幅的比值.我们还提出了用于 J/ψ 强子衰变过程的推广的矩分析法[5].但是,这些都是对单个共振态做的.对于双态,甚至三态耦合情况,要复杂得多.以三态耦合为例,考虑到待定的三个共振态的质量和宽度,反映共振态和末态衰变粒子相互作用的三个耦合常数,以及对应三个共振态的 J/ψ 强子衰变产生过程的螺旋度振幅,在用了空间反射和时间反演不变性条件以及 $f'_2(1525)$ 的质量及宽度不作待定参数之后,相应于 $2^{++}+0^{++}+0^{++}$ 和 $2^{++}+0^{++}+2^{++}$ 两种三态耦合结构模式,各包含参数 18 个和 21 个.若要讨论 $2^{++}+2^{++}+2^{++}$ 三态耦合结构模式,待定参数达到 24 个.于是我们必须考虑过程

$$
\begin{array}{l}
e^+ + e^- \to J/\psi \to V + X \\
\qquad\qquad\qquad\quad\ \ | \qquad \hookrightarrow P\bar{P} \\
\qquad\qquad\qquad\quad\ \ \hookrightarrow P_1P_2(\text{或} + P_3)
\end{array}
\tag{1}
$$

以获得更多的实验信息.

过程(1)的 S 矩阵元为

$$
\begin{aligned}
&\langle P_1P_2P\bar{P}|S-1|e^+_r e^-_{r'}\rangle \sim \langle\psi_{\lambda_J}|T_1|e^+_r e^-_{r'}\rangle\cdot \\
&\langle P_1P_2|T_4|V_{\lambda_V}\rangle\cdot\{\langle V_{\lambda_V}X_{\lambda_1}|T_2|\psi_{\lambda_J}\rangle\cdot\langle P\bar{P}|T_3|X_{\lambda_1}\rangle\delta_1 \\
&+\langle V_{\lambda_V}X_{\lambda_2}|T_2|\psi_{\lambda_J}\rangle\langle P\bar{P}|T_3|X_{\lambda_2}\rangle\delta_2
\end{aligned}
$$

$$+\langle V_{\lambda_V}X_{\lambda_3}|T_2|\psi_{\lambda_J}\rangle\langle P\bar{P}|T_3|X_{\lambda_3}\rangle\delta_3\},\tag{2}$$

其中

$$\langle P_1P_2|T_4|V_{\lambda_V}\rangle \sim D^{1*}_{\lambda_V,0}(\Omega_1).\tag{3}$$

对于 V 的二体衰变，Ω_1 描写 V 静止系中末态 P_1 的方向. 这里取 J/ψ 静止系中 V 的运动方向为相应的 z 轴. 对于 V 的三体衰变，Ω_1 描写 V 静止系中末态衰变平面法线的方向. 其余的矩阵元以及 δ_1、δ_2、δ_3 均和相应的 J/ψ 辐射衰变情况类似[1]. 只是 θ_γ 用 θ_V 代替，λ_γ 用 λ_V 代替. 以 $2^{++}+0^{++}+0^{++}$ 三态耦合为例，过程的角分布螺旋度形式为

$$\begin{aligned}W(\theta_V,\Omega,\Omega_1)\sim &\sum_{\substack{\lambda_J,\lambda'_J,\lambda_V\\ \lambda'_V,\lambda_1,\lambda'_1}} I_{\lambda_J,\lambda'_J}\{\frac{5}{4\pi}\alpha A_{\lambda_V,\lambda_1}A_{\lambda'_V,\lambda'_1}\\ &\cdot D^{1*}_{\lambda_J,\lambda_V-\lambda_1}(\theta_V)D^{1}_{\lambda'_J,\lambda'_V-\lambda'_1}(\theta_V)D^{2*}_{\lambda_1,0}(\Omega)D^{2}_{\lambda'_1,0}(\Omega)\\ &+\frac{1}{4\pi}[\beta B_{\lambda_V,0}B_{\lambda'_V,0}+\beta' C_{\lambda_V,0}C_{\lambda'_V,0}+\beta'' B_{\lambda_V,0}C_{\lambda'_V,0}]\\ &\cdot D^{1*}_{\lambda_J,\lambda_V}(\theta_V)D^{1}_{\lambda'_J,\lambda'_V}(\theta_V)D^{0*}_{0,0}(\Omega)D^{0}_{0,0}(\Omega)\\ &+\frac{\sqrt{5}}{2\pi}\mathrm{Re}[(\gamma A_{\lambda_V,\lambda_1}B_{\lambda'_V,0}+\gamma' A_{\lambda_V,\lambda_1}C_{\lambda'_V,0})\\ &\cdot D^{1*}_{\lambda_J,\lambda_V-\lambda_1}(\theta_V)D^{1}_{\lambda'_J,\lambda'_V}(\theta_V)D^{2*}_{\lambda_1,0}(\Omega)D^{0}_{0,0}(\Omega)]\}\\ &\cdot D^{1*}_{\lambda_V,0}(\Omega_1)D^{1}_{\lambda'_V,0}(\Omega_1),\end{aligned}\tag{4}$$

其中，I_{λ_J,λ'_J} 和所有参数均参见文献[1].

三、矩

矩的定义为

$$\begin{aligned}M(jLMlm)=&\int W(\theta_V,\Omega,\Omega_1)D^{j}_{0,m-M}(\theta_V)D^{L}_{M,0}(\Omega)\\ &\cdot D^{l}_{m,0}(\Omega_1)\sin\theta_V d\theta_V d\Omega d\Omega_1.\end{aligned}\tag{5}$$

仍以 $2^{++}+0^{++}+0^{++}$ 三态耦合为例，我们有

$$\begin{aligned}M(jLMlm)\sim 2p^2&\sum_{\substack{\lambda_J,\lambda_V,\lambda'_V,\\ \lambda_1,\lambda'_1}}\delta_{\lambda_J,\pm1}\{\alpha A_{\lambda_V,\lambda_1}A_{\lambda'_V,\lambda'_1}\\ &(1\lambda'_V-\lambda'_1 jm-M|1\lambda_V-\lambda_1)(2\lambda'_1LM|2\lambda_1)(20L0|20)\\ &+[\beta B_{\lambda_V,0}B_{\lambda'_V,0}+\beta' C_{\lambda_V,0}C_{\lambda'_V,0}+\beta'' B_{\lambda_V,0}C_{\lambda'_V,0}]\\ &(1\lambda'_V jm-M|1\lambda_V)(00LM|00)(00L0|00)\\ &+\frac{2}{\sqrt{5}}[\mathrm{Re}(\gamma)A_{\lambda_V,\lambda_1}B_{\lambda'_V,0}+\mathrm{Re}(\gamma')A_{\lambda_V,\lambda_1}C_{\lambda'_V,0}]\\ &(1\lambda'_V jm-M|1\lambda_V-\lambda_1)(00LM|2\lambda_1)(00L0|20)\}\\ &(1\lambda_J j0|1\lambda_J)(1\lambda'_V lm|1\lambda_V)(10l0|10).\end{aligned}\tag{6}$$

相应于不同的参数 j、l、m、L、M 的值，我们可得到四十一个独立的实矩. 足以作分析之

用.

四、讨论

我们在上面给出了最复杂的三态耦合情况的公式.对于双态或单态情况,只要取相应的耦合常数为零,那么相应的态就不出现.

有关实验数据的分析以及处理,我们将作专门的讨论.

参考文献

[1] 郁宏等,高能物理与核物理,**16**(1992),807.

[2] L. P. Chen et al., SLAC-PUB-5378(1990);
L. P. Chen, SLAC-386.

[3] 郁宏,浓齐兴,高能物理与核物理,**14**(1990),504.

[4] 白景芝等,高能物理与核物理,**17**(1993),97.

[5] 郁宏,沈齐兴,高能物理与核物理,**14**(1990),875.

Studies of the Wide Resonance $\theta(1720)$ in J/ψ Hadronic Decays

YU HONG SHEN QIXING ZHU YUCAN ZHENG ZHIPENG
CHENG ZHENGDONG
(*Institute of Hing Energy Physics*, *Academia Sinica*, *Beijing* 100039)

ABSTRACT

In this paper the structure of the wide resonance $\theta(1720)$ produced in J/ψ hadronic decays is studied by using the generalized moment analysis. Since the production ratio of the $f'_2(1525)$ is very small in the process $J/\psi\to\omega\theta(1720)$ we may neglect the influence of the $f'_2(1525)$. Whereas the production ratio of the $f'_2(1525)$ is larger in the process $J/\psi\to\varphi\theta(1720)$, we must consider the coherence effects of the $f'_2(1525)$. From the studies of the two processes and the corresponding J/ψ radiative decay we are able to understand the structure of the wide resonance $\theta(1720)$ better.