第20卷 第11期　　高 能 物 理 与 核 物 理　　Vol.20, No.11
1996年 11月　HIGH ENERGY PHYSICS AND NUCLEAR PHYSICS　Nov., 1996

关于 ι/η(1440)的结构分析*

BES合作组

白景芝　陈光培　陈宏芳[1]　陈少敏　陈雅清　陈　宇　陈元柏
程宝森　崔象宗　丁慧良　丁维阊　杜志珍　范晓舲　方　建
高翠山　高美丽　高树琦　顾建辉　顾树棣　顾维新　顾以藩
过雅南　韩世温　韩　缨　何景棠　何　炬　何　瑁[2]　胡贵云
胡敬亮　胡　涛　胡晓庆　黄德强　黄因智　姜春华　金　山
金　艳　康书辉　柯尊建　赖元芬　兰慧彬　郎鹏飞　李　芳
李　金　李佩琴　李　群　李如柏　李　蔚　李卫东　李卫国
李新华　李小南　林树子　刘怀民　刘　靖　刘经华　刘　琦
刘荣光　刘　延　刘振安　吕军光　鲁建业　罗栓群　罗　勇
马爱民　马恩成　马基茂　毛慧顺　毛泽普　孟祥承　倪蕙苓
聂　晶　漆纳丁　阙友昆　荣　刚　邵毓莺　沈本蔚　沈定力
沈　红　沈肖雁　盛华义　史焕章　宋晓非　孙　舫　孙汉生
孙式军　谈益平　唐素秋　童国梁　王　锋　王临洲　王灵淑
王　曼　王佩良　王　平　王少敏　王泰杰　王运永　魏诚林
席德明　夏小米　谢佩佩　谢一冈　熊伟军　徐德之　许榕生
徐芷菁　薛生田　颜　洁　严武光　杨长友　杨春敏　杨　杰
杨　蔚　叶铭汉　叶诗章　叶树伟[1]　于传松　喻纯旭　郁忠强
苑长征　张炳云　张长春　张达华　张会领　张　健　张家文
张良生　张　霖　张少强　张　羽　张月元　赵棣新　赵海文
赵京伟　赵　萌　赵平德　赵维仁　赵文衡　郑建平　郑林生
郑志鹏　周光谱　周化士　周　莉　周小帆　周月华　朱启明
祝玉灿　朱永生　庄保安

(中国科学院高能物理研究所　北京　100039)
1(中国科学技术大学近代物理系　合肥　230026)
2(山东大学物理系　济南　251000)

1996-04-03收稿

摘　　要

本文通过对 J/ψ 辐射衰变到 $K^+K^-\pi^0$ 和 $K_S^0K^\pm\pi^\mp$ 终态中iota能区的振幅分析，发现iota峰下有一个 0^{-+} 共振态($M=1467\pm3$MeV, $\Gamma=89\pm6$MeV)和两个

* 国家自然科学基金资助；中国科学院重大基础研究项目。

1^{++} 共振态（$M=1435\pm3$MeV，$\Gamma=59\pm5$MeV；$M=1497\pm2$MeV，$\Gamma=44\pm7$MeV），分别对应于 $\eta(1440)$, $f_1(1420)$ 和 $f_1(1510)$.

关键词 衰变振幅，矩，协方差矩阵，共振态.

1 引 言

介子谱是检验量子理论的传统方法，对于了解强相互作用的动力学机制具有重要意义. 目前它的研究主要集中在两个方向：1. 寻找新的 $q\overline{q}$ 介子态，完善介子谱. 2. 寻找含胶子的态(胶球，混杂态等). 自从 1980 年 MARKII 在 J/ψ 辐射衰变中发现 iota 信号以来[1]，由于其衰变分支比较大，一直被认为是 0^{-+} 胶球的候选者；随后的实验又发现 iota 信号是左右不对称的，于是人们认为它可能是多个共振态相互叠加的结果. 所以，在过去的十多年间，iota 能区的复杂结构成份的研究一直受到关注[2－10].

1990 年和 1992 年 MARKIII 和 DM2 分别对自己的数据进行了分波分析，结果如表 1 和表 2 所示，从中可以看出，两个实验组的结果是不相同的，造成这种情况的主要原因可能是分析方法的问题：分波法是一种强烈依赖于模型的方法，它只能处理两体衰变，而 iota 含有直接三体衰变的成份；另外对于 J/ψ 辐射衰变到 $K\overline{K}\pi$ 终态，在 iota 能区，$K^*\overline{K}$ 中间过程的分波和 $a_0\pi$ 中间过程的分波之间的串扰是无法完全消除的.

表 1 MARKIII 的分波分析结果[2]

J^{PC}	中间态	M(MeV)	Γ(MeV)	$10^{-3}B(J/\psi\to\gamma X\to\gamma K\overline{K}\pi)$
1^{++}	K^*K	1443^{+7+3}_{-6-2}	68^{+29+8}_{-18-9}	$0.87^{+0.14+0.14}_{-0.14-0.11}$
0^{-+}	$a_0\pi$	1416^{+8+7}_{-8-5}	54^{+37+13}_{-21-24}	$0.66^{+0.17+0.24}_{-0.16-0.15}$
0^{-+}	K^*K	1490^{+14+3}_{-8-16}	91^{+67+15}_{-31-38}	$1.03^{+0.21+0.26}_{-0.18-0.19}$

表 2 DM2 的分波分析结果[3]

J^{PC}	中间态	M(MeV)	Γ(MeV)	$10^{-3}B(J/\psi\to\gamma X\to\gamma K\overline{K}\pi)$
1^{++}	K^*K	1462 ± 20	129 ± 41	$0.76\pm0.15\pm0.21$
0^{-+}	$a_0\pi$	1410 ± 2	41 ± 8	$3.63\pm0.50\pm0.85$
0^{-+}	K^*K	1409 ± 2	34 ± 7	$1.49\pm0.49\pm0.51$

本文采用了一种新的分析方法——三体衰变的矩分析方法，对 J/ψ 辐射衰变到 $K\overline{K}\pi$ 终态中 iota 能区的复杂结构问题进行了分析. 该方法用了 $K\overline{K}\pi$ 衰变平面的法线的角分布，而与中间过程无关，因此可避开分波法的不足，提供更确切的关于 iota 的研究信息.

2 事 例 挑 选

利用北京谱仪[11]收集的共约 7.8×10^6 个 J/ψ 事例完成了它辐射衰变到 $K^+K^-\pi^0$, $K_S^0K^\pm\pi^\mp$ 和 $\eta\pi^+\pi^-$ 的事例挑选.

2.1　$J/\psi\to\gamma K^+K^-\pi^0$ 道的事例挑选

首先要求主漂移室探测到两根带电径迹，且每根带电径迹在谱仪磁场中有好的螺旋线拟合.

其次要求簇射计数器探测到 1— 8 根中性径迹. 为了保证光子能量的准确测量，要求光子在簇射计数器中能量沉积大于 0.08GeV，为了避免误用高动量的带电径迹在簇射计数器中辐射出的中性径迹，要求光子与带电径迹的夹角的余弦小于 0.99，且要求满足上述条件的光子数大于等于 3.

为了避免带电径迹的 K/π 误判，要求每根径迹的 TOFK 权重大于 TOFπ 权重.

从已选出的光子中任选三个光子，与 K^+K^- 组合做四动量约束下的运动学拟合(4C－Fit)，取拟合的 χ^2 最小(记为 χ^2_{min})的三个光子为真实光子，并要求 $\chi^2_{min}\leqslant 30$.

若事例中有四个或大于四个光子，为去除可能的 $K^+K^-\pi^0\pi^0$ 本底，任取四个光子与 K^+K^- 组合进行 4C－Fit，$\chi^2\leqslant\chi^2_{min}$ 的事例做为本底去掉.

最后重建 π^0，在三个真实光子中任取两个光子要求其不变质量最接近于 π^0 质量，且与 π^0 质量的差小于 0.1GeV.

对事例做 π^0 质量约束和四动量守恒约束下的 5C－Fit，要求 5C－Fit 的 $\chi^2\leqslant 30$.

通过上述条件挑选出的事例，被认为是 $\gamma K^+K^-\pi^0$ 事例. 图 1 是 $K^+K^-\pi^0$ 系统的不变质量分布，从图中可以看到一个较宽的、不对称的 iota 峰.

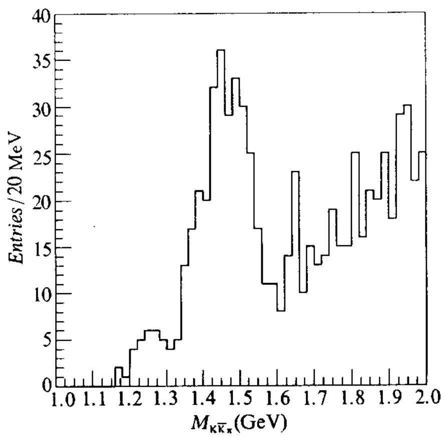

图 1　$K^+K^-\pi^0$ 系统的不变质量谱

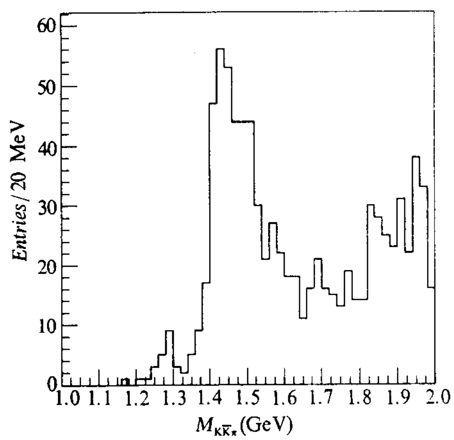

图 2　$K^0_SK^\pm\pi^\mp$ 系统的不变质量谱

2.2　$J/\psi\to\gamma K^0_SK^\pm\pi^\mp$ 道的事例挑选

首先要求主漂移室探测到两根带正电径迹和两根带负电径迹，且对于每根带电径迹有好的螺旋线拟合.

其次要求四根带电径迹中有三根满足 TOF π 权重大于 TOF K 权重，这三根径迹被认为是 π，另外一根满足 TOF K 权重大于 TOF π 权重，这根径迹被认为是 K.

定义

$$U=E_{miss}-|\boldsymbol{p}_{miss}|,$$

其中 E_{miss} 是 J /ψ 静止系中 J /ψ 粒子与四个带电粒子的能量差，$\boldsymbol{p}_{miss}$ 是四根带电径迹的反冲动量，要求 $|U|\leqslant 0.2$GeV，该条件可有效地去除一些含 π^0 的本底.

要求簇射计数器至少探测到一根中性径迹，它在簇射计数器中的沉积能量大于 0.08GeV，且丢失的横动量 $\boldsymbol{p}_T$ 满足:

$$|\boldsymbol{p}_T|^2=4|\boldsymbol{p}_{miss}|^2\sin^2\theta/2\leqslant 0.04\text{GeV}^2$$

其中 θ 为中性径迹与 $\boldsymbol{p}_{miss}$ 的夹角.

在满足以上条件的中性径迹中，任取一根依次与四根带电径迹组合做 4C－Fit，其中拟合的 χ^2 最小的一种组合中的中性径迹被认为是真实的辐射光子，并且要求该组合的 $\chi^2\leqslant 30$.

为重建 K_S^0 顶点，首先在 3 个带电的 π 径迹中任取一对 $\pi^+\pi^-$(有两种可能)，其中不变质量与 K_S^0 质量最接近的一对 $\pi^+\pi^-$ 被认为是 K_S^0 的衰变产物，且要求其不变质量与 K_S^0 质量的差的绝对值小于 0.05GeV，其次要求这两根 $\pi^+\pi^-$ 径迹在 $x-y$ 平面有两个交点，这两个交点处，相应的 Δz 较小的点被认为是 K_S^0 顶点，且要求该点处 $\Delta z<5$cm.

最后将 K_S^0 衰变出的一对 $\pi^+\pi^-$ 的径迹参数与其误差矩阵沿螺旋线变换到 K_S^0 顶点处，并与另外两根带电径迹及辐射光子组合，做 5C－Fit. 要求拟合的 $\chi^2\leqslant 30$.

满足上述条件的事例被认为是 $\gamma K_S^0K^\pm\pi^\mp$ 事例. 图 2 是 $K_S^0K^\pm\pi^\mp$ 系统的不变质量分布，在 iota 能区出现一个清晰的、不对称的信号.

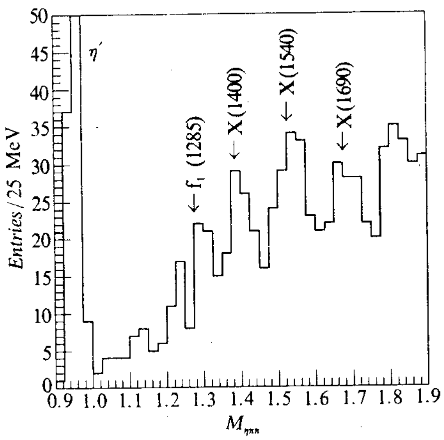

图 3 $\eta\pi^+\pi^-$ 系统的不变质量谱

2.3 J /$\psi\to\gamma\eta\pi^+\pi^-$ 道的事例挑选

由于 η 可衰变为 $\gamma\gamma$，该道终态有 3 个光子和一对 $\pi^+\pi^-$，因此该道事例筛选条件与 $\gamma K^+K^-\pi^0$ 基本相同，所不同的是要求两根带电径迹的 TOF π 权重大于 TOF K 权重. 重建 η 时，要求两个光子的不变质量与 η 的不变质量之差的绝对值小于 0.05GeV，最后为了有效地去除本底事例，要求 5C－Fit 的 $\chi^2\leqslant 5$.

图 3 为 $\eta\pi^+\pi^-$ 系统的不变质量谱. 由图可见，J /ψ 辐射衰变到 $\eta\pi^+\pi^-$ 终态中，虽然 1.0— 2.0GeV 之间有复杂的结构，但 1.4— 1.5GeV 之间无共振迹象.

3 iota 结构的矩分析方法

我们曾对 iota 结构做过定性的分析[12]，结果表明: iota 峰下有三个共振态，位于中间的共振态主要衰变到 $K^*(892)\overline{K}$+c.c.，衰变到 $a_0\pi$ 的分量较小；而两端的共振态以直接三体衰变为主. 由于在 iota 能区 $K^*\overline{K}$+c.c., $a_0\pi$,和直接三体衰变无法完全分开，因此通过不变质量谱无法给出关于这三个共振态的定量结果(如峰位，宽度等). 为了定量地

分析 iota 的结构，建立了 iota 能区复杂结构的矩分析方法.

3.1 矩的理论公式

对于过程

$$e^+ + e^- \to J/\psi \to \gamma + X \to \gamma + K\overline{K}\pi$$

定义矩

$$M(jlm) = \sqrt{(2j+1)(2l+1)} \int d\cos\theta_\gamma d\cos\theta d\varphi \omega(\theta_\gamma, \theta, \varphi) D^j_{0,-m}(0, \theta_\gamma, 0) D^l_{m,0}(\varphi, \theta, 0), \quad (1)$$

其中j, l, m是整数，θ_γ是实验室系中辐射光子的极角，θ是$K\overline{K}\pi$衰变平面的法线相对于X在实验室系中动量方向的极角，φ是$K\overline{K}\pi$衰变平面的法线相对X产生平面的方位角．$\omega(\theta_\gamma, \theta, \varphi)$是上述过程的角分布．那么对于X含有$J^P=0^-$和$J^P=1^+$耦合的情况，有五个独立的不为零的矩[13]:

$$M_1 = M(000) = |a^0_{10}|^2 + |a^1_{11}|^2 + |a^1_{10}|^2, \quad (2)$$

$$M_2 = M(020) = \frac{\sqrt{5}}{10}(|a^1_{11}|^2 - 2|a^1_{10}|^2), \quad (3)$$

$$M_3 = M(200) = \frac{\sqrt{5}}{10}(|a^0_{10}|^2 - 2|a^1_{11}|^2 + |a^1_{10}|^2), \quad (4)$$

$$M_4 = M(220) = -\frac{1}{10}(|a^1_{11}|^2 + |a^1_{10}|^2), \quad (5)$$

$$M_5 = M(221) = -\frac{3}{20}\mathrm{Re}(a^1_{11} a^{1*}_{10}), \quad (6)$$

其中

$$a^{J_X}_{\lambda_\gamma\lambda_X} \sim \frac{e^{i\alpha_X}}{m^2 - m_X^2 + i\Gamma_X m_X} \times A^{J_X}_{\lambda_\gamma\lambda_X} \times \overline{PQ} \quad (7)$$

是过程$e^+e^- \to J/\psi \to \gamma X \to \gamma K\overline{K}\pi$的振幅，$A^{J_X}_{\lambda_\gamma\lambda_X}$是过程$J/\psi \to \gamma X$的螺旋度振幅，且

$$\overline{PQ} = |\boldsymbol{p}_X| \quad 当 \quad J_X = 0, \quad (8a)$$

$$\overline{PQ} = |\boldsymbol{p}_\pi| \quad 当 \quad J_X = 1, \quad (8b)$$

$\boldsymbol{p}_X$是实验室系中$K\overline{K}\pi$系统的动量，而$\boldsymbol{p}_\pi$是X静止系中π的动量.

3.2 实验矩及其效率校正矩阵

由矩的定义可以得到

$$M(jlm) = 4\pi \sum_{i=1}^{N^{all}} \mathrm{Re}[Y^m_j(\theta_\gamma, 0) Y^{m*}_l(\theta, \varphi)], \quad (9)$$

$$\omega(\theta_\gamma, \theta, \varphi) = \frac{1}{2} \sum_{\substack{jlm \\ m\geq 0}} M(jlm)(2-\delta_{m0}) \mathrm{Re}[Y^m_j(\theta_\gamma, 0) Y^m_l(\theta, \varphi)]. \quad (10)$$

如果定义实验矩

$$E_{\nu}=E(jlm)=4\pi\sum_{i=1}^{N^{\mathrm{obs}}}\mathrm{Re}[\mathrm{Y}_j^m(\theta_\gamma,\ 0)\mathrm{Y}_l^{m*}(\theta,\ \varphi)],\tag{11}$$

其中 N^{obs} 是经过事例筛选后实验上观测到的事例数，那么实验上观测到的角分布可以写为

$$\omega^{\mathrm{E}}(\theta_\gamma,\ \theta,\ \varphi)=\frac{1}{2}\sum_{\substack{jlm\\ m\geqslant 0}}E(jlm)(2-\delta_{m0})\mathrm{Re}[\mathrm{Y}_j^m(\theta_\gamma,\ 0)\mathrm{Y}_l^m(\theta,\ \varphi)],\tag{12}$$

并且

$$M_\mu=C_{\mu\nu}^{-1}E_\nu,\tag{13}$$

其中 $C_{\mu\nu}^{-1}$ 是实验矩 E_ν 的效率校正矩阵，可由均匀相空间产生的 Monter Carlo 数据估算.

$$C_{\mu\nu}=\frac{16\pi^2}{N^{\mathrm{gen}}}\sum_{i=1}^{N^{\mathrm{acc}}}\mathrm{Re}[\mathrm{Y}(\theta_\gamma,\ 0)\mathrm{Y}^*(\theta,\ \varphi)]_\mu(2-\delta_{m0})\mathrm{Re}[\mathrm{Y}(\theta_\gamma,\ 0)\mathrm{Y}(\theta,\ \varphi)]_\nu,\tag{14}$$

其中 N^{gen} 是Monte Carlo 产生的事例数，而 N^{acc} 则是事例筛选后接收到的事例数. 为了降低由 Monte Carlo 数据造成的统计涨落，需要产生足够的 Monte Carlo 数据(至少 $N^{\mathrm{acc}}/N^{\mathrm{obs}}\geqslant 10$).

3.3　矩分析中的最小二乘法

如果只考虑统计误差，则

$$\chi^2=\int\frac{(\omega^{\mathrm{C}}-\omega)^2}{\omega}\,\mathrm{d}\cos\theta_\gamma\mathrm{d}\cos\theta\mathrm{d}\varphi,\tag{15}$$

其中 ω^{C} 是效率校正后的实验角分布，ω 是理论角分布.

设

$$\Delta\omega=\omega^{\mathrm{C}}-\omega,\tag{16a}$$

$$\Delta M_\mu=C_{\mu\nu}^{-1}E_\nu-M_\mu,\tag{16b}$$

那么

$$(\Delta\omega)^2=\Delta M_\mu\frac{\partial\omega}{\partial M_\mu}\ \frac{\partial\omega}{\partial M_\nu}\ \Delta M_\nu.\tag{17}$$

因此

$$\chi^2=\Delta M_\mu V_{\mu\nu}\Delta M_\nu,\tag{18}$$

其中

$$V_{\mu\nu}=\sum_{i=1}^{N^{all}}\frac{\dfrac{\partial\omega}{\partial M_\mu}\ \dfrac{\partial\omega}{\partial M_\nu}}{\omega^2},\tag{19}$$

因此 V^{-1} 是 M_μ 的统计协方差矩阵. 为了 MINUIT[14] 拟合的方便起见，取

$$V\simeq V(C^{-1}E),\tag{20}$$

$V^{-1}(C^{-1}E)$ 是 $C_{\mu\nu}^{-1}E_\nu$ 统计协方差矩阵. 因此

$$V\simeq C^{\mathrm{T}}V(E)C,\tag{21}$$

其中 C^{T} 是 C 的转置矩阵，$V(E)$ 是 E_ν 的统计协方差矩阵的逆矩阵．与式(19)的推导相同，可以得到

$$V_{\mu\nu}(E)=\sum_{i=1}^{N^{\mathrm{obs}}}\frac{\dfrac{\partial\omega^{\mathrm{E}}}{\partial E_\mu}\dfrac{\partial\omega^{\mathrm{E}}}{\partial E_\nu}}{(\omega^{\mathrm{E}})^2}\ , \tag{22}$$

所以

$$\chi^2=\frac{N^{cor}}{8\pi}\ (C_{\mu\sigma}^{-1}E_\sigma-M_\mu)V_{\mu\nu}(C_{\nu\sigma}^{-1}E_\sigma-M_\nu). \tag{23}$$

其中 N^{cor} 是效率校正后的事例数，因子 $N^{\mathrm{cor}}/8\pi$ 的引入是考虑到式(20)中 $V_{\mu\nu}$ 的近似计算精度与事例数正相关．

4　iota 结构的分析结果

4.1　iota 质量区域的矩分析

为分析 iota 的结构，需要在 iota 质量区域划分足够多的 Bin，为了在每个 Bin 内实施矩分析，要求每个 Bin 内有足够多的事例数．考虑到以上两点，将 iota 峰下 1.2—1.7GeV 之间的质量区间分成 20 个 Bin，并对 $J/\psi\to\gamma\iota(1440)\to\gamma K^+K^-\pi^0$，$J/\psi\to\gamma\iota(1440)\to\gamma K_S^0K^\pm\pi^\mp$ 两道事例的实验矩分别进行效率校正后相加处理．为了校正实验矩，

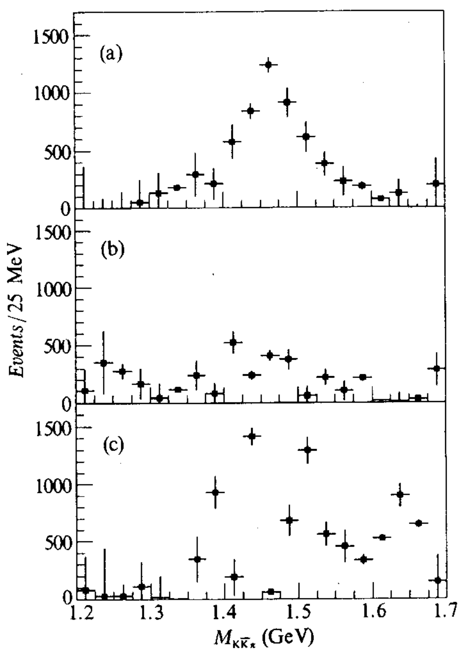

图 4　0^{-+} 和 1^{++} 振幅模平方的拟合值分布

(a) $|a_{10}^0|^2$, (b) $|a_{11}^1|^2$, (c) $|a_{10}^1|^2$

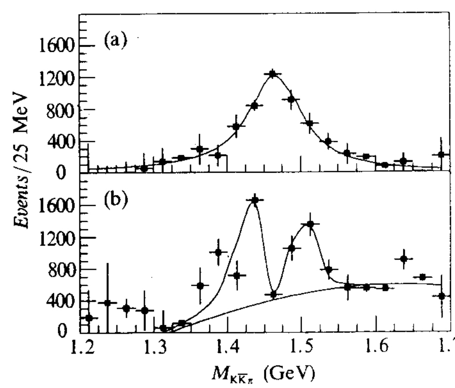

图 5　iota 峰下的 0^{-+} 成份(a)、1^{++} 成份(b)及其 B.W. 拟合结果

对$J/\psi \to \gamma l(1440) \to \gamma K^+K^-\pi^0$道和$J/\psi \to \gamma l(1440) \to \gamma K_S^0K^\pm\pi^\mp$道，分别在每个Bin的中心处用均匀相空间产生子产生了至少10倍于实验数据的Monte Carlo数据，然后用由Monte Carlo数据计算出的实验矩的效率校正矩阵C^{-1}校正实验矩，并对两道相加后的效率校正矩进行最小二乘拟合．图4为0^{-+}和1^{++}振幅模平方的拟合值分布．由图4看出，iota峰下以0^{-+}成份($|a_{10}^0|^2$)为主，而本底事例主要集中在1^{++}成份$|a_{11}^1|^2$和$|a_{10}^1|^2$中，这是因为0^{-+}成份的角分布$\omega^0(\theta_\gamma,\theta,\varphi)$的形状是固定的，而$1^{++}$成份的角分布$\omega^1(\theta_\gamma,\theta,\varphi)$与过程$J/\psi \to \gamma X(1^{++})$的螺旋度振幅比$x=|A_{11}^1/A_{10}^1|$有关[15]，因此经由最小二乘矩分析后，每个Bin中的本底事例依据其角分布或多或少地贡献于$|a_{11}^1|^2$和$|a_{10}^1|^2$中．为了便于处理本底，把1^{++}的螺旋度过程做相加处理，iota峰下的0^{-+}成份和相加后的1^{++}成份如图5所示，由图可以看出iota峰下有一个0^{-+}共振态和两个1^{++}共振态．由于1^{++}共振态之间有干涉作用，因此每个单峰的分布是不对称的．

4.2　峰位、宽度和衰变分支比的计算

对于$J/\psi \to \gamma l(1440) \to \gamma K\overline{K}\pi$过程，终态$K\overline{K}\pi$有五种不同的表现形式：$K^+K^-\pi^0$，$K_S^0K^\pm\pi^\mp$，$K_L^0K^\pm\pi^\mp$，$K_S^0K_S^0\pi^0$，$K_L^0K_L^0\pi^0$．如果认为iota是同位旋标量($I=0$)，由强相互作用的同位旋守恒性，对于$K^*\overline{K}$+c.c.过程有

$$(K_S^0K^\pm\pi^\mp):(K^+K^-\pi^0):(K_S^0K_S^0\pi^0)=\frac{1}{4}:\frac{1}{4}:\frac{1}{8},$$

$$(K_L^0K^\pm\pi^\mp):(K_L^0K_L^0\pi^0)=\frac{1}{4}:\frac{1}{8}.$$

对于$a_0\pi$和直接三体过程有

$$(K_S^0K^\pm\pi^\mp):(K^+K^-\pi^0):(K_S^0K_S^0\pi^0)=\frac{1}{3}:\frac{1}{6}:\frac{1}{12},$$

$$(K_L^0K^\pm\pi^\mp):(K_L^0K_L^0\pi^0)=\frac{1}{3}:\frac{1}{12}.$$

因此不论是何种过程都有

$$\frac{BR(J/\psi \to \gamma l \to \gamma K_S^0K^\pm\pi^\mp,\ \gamma K^+K^-\pi^0)}{BR(J/\psi \to \gamma l \to \gamma K\overline{K}\pi)}=\frac{1}{2}.$$

4.2.1　iota峰下的0^{-+}成分

由3.1节式(7)得

$$|a_{10}^0|^2 \sim \frac{1}{(m^2-m_X^2)^2+\Gamma_X^2m_X^2}\cdot|A_{10}^0|^2\cdot|\boldsymbol{p}_X|^2,$$

用上式采用最小二乘法拟合iota峰下的0^{-+}成份，χ^2的构造为

$$\chi^2=\sum_{i=1}^{N^{bin}}\frac{(|a_{10}^0|^2-|a_{10}^0|_{fit}^2)^2}{E_{fit}^2},$$

式中$|a_{10}^0|_{fit}^2$是$|a_{10}^0|^2$的矩分析拟合值，E_{fit}^2是$|a_{10}^0|^2$的矩分析拟合值误差．

拟合结果如表 3 中所示，分支比中的系统误差是由本底的不同形式及 J/ψ 总数误差估算而得.

表 3　$\iota(1440)$ 的结构分析结果

J^{PC}	M(MeV)	Γ(MeV)	$10^{-3}BR(J/\psi\to\gamma X\to\gamma K\bar{K}\pi)$
1^{++}	1435 ± 3	59 ± 5	$0.76\pm0.04^{+0.46}_{-0.18}$
0^{-+}	1467 ± 3	89 ± 6	$1.86\pm0.10^{+0.34}_{-0.41}$
1^{++}	1497 ± 2	44 ± 7	$0.52\pm0.03^{+0.20}_{-0.23}$

4.2.2　iota 峰中的 1^{++} 成分

同样由式(7)得

$$a^1_{1\lambda_X}\sim\frac{e^{i\alpha_X}}{m^2-m_X^2+i\Gamma_X m_X}\cdot A^1_{1\lambda_X}\cdot|\boldsymbol{p}_\pi|.$$

由于 1^{++} 成份中可能有两个共振峰且质量位置接近，因此这两个共振峰之间有干涉存在，考虑到二峰之间干涉项，用四次多项式代替本底，拟合 iota 峰中的 1^{++} 成份，拟合方法同 0^{-+} 成份，结果如表 3 所示. 分支比中的系统误差是由本底的不同形式和 J/ψ 总数误差估算而得.

5　结论和讨论

本文通过对 J/ψ 辐射衰变到 $K^+K^-\pi^0$ 道和 J/ψ 辐射衰变到 $K^0_SK^\pm\pi^\mp$ 道中 $K\bar{K}\pi$ 系统的矩分析，发现在 iota 能区有一个 0^{-+} 共振态和两个 1^{++} 共振态. 0^{-+} 共振态的质量和宽度为 $M=1467\pm3$MeV，$\Gamma=89\pm6$MeV，对应于粒子表中的 $\eta(1440)$；两个 1^{++} 共振态的质量和宽度分别为 $M=1435\pm3$MeV，$\Gamma=59\pm5$MeV 和 $M=1497\pm2$MeV，$\Gamma=44\pm7$MeV，对应于粒子表中的 $f_1(1420)$ 和 $f_1(1510)$.

$\eta(1440)$ 作为 0^{-+} 胶球的候选者一直受到人们的普遍关注. 由于在 J/ψ 辐射衰变到 $\eta\pi^+\pi^-$ 终态中没有观测到 $\eta(1440)$ 信号，因此 $\eta(1440)$ 可能不是 η 或 η' 的激发态；又由于在 J/ψ 的强衰变过程 $J/\psi\to\{\omega,\varphi\}+K\bar{K}\pi$ 中没有观测到 $\eta(1440)$ 信号[16]，所以 $\eta(1440)$ 也不像是混杂态. $\eta(1440)$ 有可能是一个 0^{-+} 的胶球和一个 0^{-+} 的普通介子的混合.

由于 1^3P_1 轻味介子九重态已被填满，$f_1(1420)$ 可能是一奇特态(非 $q\bar{q}$ 态)，又由于 $f_1(1420)$ 在 J/ψ 的强衰变 $J/\psi\to\omega f_1(1420)\to\omega K\bar{K}\pi$ 中的产额与其在 J/ψ 辐射衰变 $J/\psi\to\gamma f_1(1420)\to\gamma K\bar{K}\pi$ 中的产额相当，$f_1(1420)$ 不像是胶子球态；其次 $f_1(1420)$ 也不像是四夸克态或分子态，因为 BES 的结果表明：$f_1(1420)$ 主要是直接三体衰变[12]，而四夸克态或分子态更容易进行两体衰变.

iota 峰中较高质量端的共振峰应为 $f_1(1510)$，由于 1^{++} 同位旋标量 $f_1(1285)$ 的夸克组份为 $(u\bar{u}+d\bar{d})/\sqrt{2}$，因此 $f_1(1510)$ 应为 1^{++} $SU(3)$ 单态和八重态的理想混合，组份为 $s\bar{s}$. 目前只在 $K\bar{K}\pi$ 终态中观测到 $f_1(1510)$，也正说明了这一点.

参 考 文 献

[1] D. SCHARRE, *et al.*, *Phys. Lett.*, **97B**(1980)329.

[2] Z. Bai *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **65**(1990)2507.

[3] J. E. Augustin *et al.*, *Phys. Rev.*, **D46**(1992)1951.

[4] D. F. Reeves *et al.*, *phys. Rev.*, **D34**(1986)1960.

[5] A. Birman *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **61**(1988)1557.

[6] A. Ando *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **57**(1986)1296.

[7] T. Tsuru, in Proceeding of the Workshop on Hadron Physics, at e^+e^- Collider, 1994, Beijing, P.34.

[8] H. Aihara *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **57**(1986)2500.

[9] H. Aihara *et al.*, *Phys. Rev.*, **D38**(1988)1.

[10] D. A. Bauer *et al.*, *Phys. Rev.*, **D48**(1993)3976.

[11] J. Z. Bai, *et al.*, *Nucl. Instr. and Meth. In Phys. Res.*, **A344**(1994)319.

[12] Aimin Ma, Yucan Zhu, Zhipeng Zheng, in Proceeding of the Workshop on Hadron physics at e^+e^- Collider, 1994, Beijing, P.82

[13] 张霖，郁宏，沈齐兴，高能物理与核物理，**19**(1995)800.

[14] F. James, M. Roos, CERN Prognam Library, D506, 1989.

[15] Qixing Shen, Hong Yu, Jilong Zhang, *Phys. Rev.*, **D48**(1993)2129.

[16] J. J. Becker, *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **59**(1987)186.

Structure Analysis of the $\iota/\eta(1440)$

BES Collaboration

J. Z. Bai, G. P. Chen, H. F. Chen[1], S. M. Chen, Y. Chen, Y. B. Chen, Y. Q. Chen, B. S. Cheng, X. Z. Cui, H. L. Ding, W. Y. Ding, Z. Z. Du, X. L. Fan, J. Fang, C. S. Gao, M. L. Gao, S. Q. Gao, J. H. Gu, S. D. Gu, W. X. Gu, Y. F. Gu, Y. N. Guo, S. W. Han, Y. Han, J. T. He, J. He, M. He[2], G. Y. Hu, J. L. Hu, T. Hu, X. Q. Hu, D. Q. Huang, Y. Z. Huang, C. H. Jiang, S. Jin, Y. Jin, S. H. Kang, Z. J. Ke, Y. F. Lai, H. B. Lan, P. F. Lang, F. Li, J. Li, P. Q. Li, Q. Li, R. B. Li, W. Li, W. D. Li, W. G. Li, X. H. Li, X. N. Li, S. Z. Lin, H. M. Liu, J. Liu, J. H. Liu, Q. Liu, R. G. Liu, Y. Liu, Z. A. Liu, J. G. Lu, J. Y. Lu, S. Q. Luo, Y. Luo, A. M. Ma, E. C. Ma, J. M. Ma, H. S. Mao, Z. P. Mao, X. C. Meng, H. L. Ni, J. Nie, N. D. Qi, Y. K. Que, G. Rong, Y. Y. Shao, B. W. Shen, D. L. Shen, H. Shen, X. Y. Shen, H. Y. Sheng, H. Z. Shi, X. F. Song, F. Sun, H. S. Sun, S. J. Sun, Y. P. Tan, S. Q. Tang, G. L. Tong, F. Wang, L. S. Wang, L. Z. Wang, M. Wang, P. Wang, P. L. Wang, S. M. Wang, T. J. Wang, Y. Y. Wang, C. L. Wei, D. M. Xi, X. M. Xia, P. P. Xie, Y. G. Xie, W. J. Xiong, D. Z. Xu, R. S. Xu, Z. Q. Xu, S. T. Xue, J. Yan, W. G. Yan, C. M. Yang, C. Y. Yang, J. Yang, W. Yang, M. H. Ye. S. W. Ye, S. Z. Ye, C. S. Yu, C. X. Yu, Z. Q. Yu, C. Z. Yuan, B. Y. Zhang, C. C. Zhang, D. H. Zhang, H. L. Zhang, J. Zhang, J. W. Zhang, L. Zhang, L. S. Zhang, S. Q. Zhang, Y. Zhang, Y. Y. Zhang, D. X. Zhao, H. W. Zhao, J. W. Zhao, M. Zhao, P. D. Zhao, W. H. Zhao, W. R. Zhao, J. P. Zheng, L. S. Zheng, Z. P. Zheng, G. P. Zhou, H. S. Zhou, L. Zhou, X. F. Zhou, Y. H. Zhou, Q. M. Zhu, Y. C. Zhu, Y. S. Zhu, B. A. Zhuang.

(Institute of High Energy Physics, The Chinese Acadamy of Scinces, Beijing 100039)

1 *(Department of Modern Physics, University of Science and Technology of China, Hefei 230026)*

2 *(Department of Physics, Shandong University, Jinan 250100)*

Received 3 April 1996

Abstract

By an amplitudes analysis of the $K\overline{K}\pi$ system in the J/ψ radiative decay to the $K^+K^-\pi^0$ and the $K_S^0K^\pm\pi^\mp$ final states, we find that there is one 0^{-+} resonance ($M=1467\pm3$MeV, $\Gamma=89\pm6$MeV) and two 1^{++} resonances ($M=1435\pm3$MeV, $\Gamma=59\pm5$MeV and $M=1497\pm2$MeV, $\Gamma=44\pm7$MeV), which are consistent with the $\eta(1440)$, the $f_1(1420)$, and the $f_1(1510)$.

Key words decay amplitude, moment, covariant matrix, resonance.