

对 2^3P_2 介子九重态中同位旋标量成员的质量分析冯学超[†] 常同钦

(郑州轻工业学院技术物理系, 郑州 450002)

(2011年12月31日收到; 2012年6月22日收到修改稿)

基于实验上已经确认的基态张量介子九重态的安排和现有的实验数据, 利用从雷吉轨迹理论和质量混合矩阵推导出的介子质量关系, 对张量介子第一径向激发态的安排做了分析预测. 根据得到的结果, 可以推测 $f_2(1810)$ 和 $f_2(2010)$ 可能作为张量介子第一径向激发态的候选者. 同时给出了 $f_2(1810)$ 和 $f_2(2010)$ 作为张量介子第一径向激发态时的衰变信息. 这些结论对激发态张量介子, 特别是其中的同位旋标量态的安排将提供帮助.

关键词: 张量介子, 九重态, 质量谱

PACS: 14.40.-n, 13.25.-k, 12.40.Nn

1 引言

伴随着 20 世纪 70 年代渐近自由性质的发现, 量子色动力学 (QCD) 作为描述强相互作用的非阿贝尔规范场理论, 已经被人们普遍接受. 量子色动力学成功地解释了很多实验现象, 在 高能区, 根据相互作用近似为点的情况, 耦合常数很小, 作用强度相对较弱, 人们可以利用微扰方法来处理相互作用. 但是在中低能区, 耦合常数很大, 相互作用强度很强, 微扰方法不再适用. 迄今为止, 研究低能量量子色动力学的有效方法只有格点理论, 然而这种方法需要大量积分运算. 在现有的计算条件下, 即使利用蒙特卡罗法得到这些积分结果, 中间过程也必须做一些必要的近似. 直到现在对于实验上发现和积累的大量强子态, 理论上仍然无法从第一原理出发来解释它们的性质. 特别是近年来随着理论发展和实验条件的逐步提高, 人们从实验中积累了大量的数据. 一方面, 有些数据很好地验证了理论预言, 但是也有一些数据与原来的预言并不完全一致. 面对大量的强子实验数据, 人们只能借助基于量子色动力学的一些唯象模型, 如: 组分夸克模型^[1,2], 口袋

模型^[3,4], 流管模型^[5,6] 等对它们的性质进行描述.

由于介子是研究强耦合、非微扰区域的量子色动力学的理想场所, 介子谱的研究对于理解量子色动力学的非微扰效应具有重要意义, 介子谱研究已成为粒子物理中一个十分活跃的领域^[7-9]. 根据最新的粒子表 (Particle Data Group, PDG)^[10], 近年来随着轻味道介子在实验上大量被发现, 轻介子特别是基态轻介子在粒子表中的安排逐步完善. 然而, 对于轻介子的径向激发态的安排却存在诸多问题. 一方面, 一些介子的径向激发态至今没有在实验上发现, 对径向激发态的研究还缺乏实验的支持; 另一方面, 有些介子径向激发态中却出现多个态竞争同一个位置的情况, 对于这些态的安排则需要实验和理论的深入分析.

本文将重点分析张量介子的第一径向激发态的安排问题. 在粒子表中, $a_2(1325)$, $f_2(1525)$, $f_2(1270)$ 和 $K_2^*(1430)$ 分别作为基态张量介子九重态中同位旋矢量态、同位旋标量态和同位旋二重态的成员, 基态张量介子的安排已被广泛接受^[10]. 此外, 考虑到同位旋标量态可能发生相互的混合, 在过去几年中很多文献^[11,12] 对 $f_2(1525)$ 和 $f_2(1270)$ 的混合也给出了详尽的讨论. 基

[†] E-mail: fxchao@zzuli.edu.cn

态张量介子是迄今为止认识的比较清晰的几个介子态之一. 但是对于它的径向激发态的安排一直存在很大的争议. 一方面对于第一径向激发态中同位旋矢量态安排, 虽然多个实验发现 $a_2(1700)$ 的存在, 例如: $L3$ 实验组^[13] 在衰变过程 $\gamma\gamma \rightarrow K_0^S K_0^S$ 观测到一个共振态, 质量和衰变宽度分别是 (1767 ± 14) MeV 和 (187 ± 60) MeV; Bell 实验组^[14] 在接近 1750 MeV 的位置上也观测到一个共振态, 质量和衰变宽度分别为 $(1737 \pm 5 \pm 7)$ MeV 和 $(151 \pm 22 \pm 24)$ MeV; Crystal 实验组^[15] 在过程 $p\bar{p} \rightarrow \pi^0\eta\eta$ 中也报告了一个共振态, 但是其质量要明显小于其他实验组的测量结果, 其数值大约在 1660 MeV 附近. 实验上虽然已经发现 $a_2(1700)$, 但对它的质量和衰变还存在较大分歧, 最新的粒子表中还没有给出这个态的安排. 相对于同位旋矢量态, 同位旋标量态的安排更显得扑朔迷离. 实验上发现的具有 $J^{PC} = 2^{++}$ 和 $I = 0$ 量子数物理态的数目很多, 远远超出了同位旋标量态所能容纳的个数, 例如: $f_2(1430)$, $f_2(1565)$, $f_2(1640)$, $f_2(1810)$, $f_2(1910)$, $f_2(1950)$, $f_2(2010)$, $f_2(2300)$, $f_2(2340)$. 但是直到现在, 在众多的物理态中没有任何一个可以被毫无争议地安排为张量介子的第一径向激发态. 同时由于基态张量胶球可能与这些同位旋标量态混合, 这些都将增加张量介子特别是同位旋标量态安排的难度. 这也使得对张量介子的安排成为文献关注的热点^[16-18]. 为了解决这个问题, 我们尝试引入多个唯象参数, 并且假定轨迹的截距和斜率都与组分夸克质量相关, 给出了激发态介子安排的一种方案^[19,20].

本文基于这样的考虑: 从轨迹的基本特征出发, 不考虑轨迹截距和斜率的具体形式, 为了能够对众多的物理态做出合理的安排, 只需要给出第一径向激发态的质量谱, 就可以将众多的物理态区分开, 质量大于第一径向激发态的, 可能被安排在高激发态, 质量明显小于第一径向激发态的, 则可能被安排为其他介子九重态的成员.

2 质量混合矩阵

根据 SU(3) 群的直乘分解规则 $3 \otimes \bar{3} = 8 \oplus 1$, 由一个夸克和一个反夸克组成的介子态分别填充

在 SU(3) 群的一维和八维表示上, 其中三个同位旋 $I = 1$ 的态、四个同位旋 $I = 1/2$ 的态和一个同位旋 $I = 0$ 的态填充在八维表示上, 一个同位旋 $I = 0$ 的态填充在一维表示上. 一般人们把这九个介子态统一归并为一个介子九重态. 介子按照其 J^{PC} 量子数的不同, 分别组成不同的介子九重态. 在夸克模型中, 介子九重态中同位旋标量态可以发生混合从而形成两个物理态, 如果选择 $S = s\bar{s}$ 和 $N = (u\bar{u} + d\bar{d})/\sqrt{2}$ 为基, 描述同位旋标量态混合可以用下面质量平方矩阵表示^[11,21,22]

$$M^2 = \begin{pmatrix} M_N^2 + 2A_{nn} & \sqrt{2}A_{ns} \\ \sqrt{2}A_{ns} & M_{s\bar{s}}^2 + A_{ss} \end{pmatrix}, \quad (1)$$

在这里, M_N 和 $M_{s\bar{s}}$ 分别表示裸态 N 和 S 的质量; A_{nn} , A_{ns} 和 A_{ss} 分别表示 $q\bar{q} \leftrightarrow q'\bar{q}'$ 之间的传递振幅. 参数 A_{nn} , A_{ns} 和 A_{ss} 满足以下关系^[23]

$$A_{ns} = A_{nn}X, \quad A_{ss} = A_{nn}X^2, \quad (2)$$

其中, 参数 X 表示考虑到 SU(3) 破缺的影响的非奇异夸克和奇异夸克的质量比值. 我们取 $X = 0.6298$, 这个值由非相对论夸克模型确定, 并被广泛用来进行介子质量分析^[24,25].

在一个介子九重态中, 同位旋标量态物理态 φ 和 φ' 是质量平方矩阵的本征态, M_φ^2 和 $M_{\varphi'}^2$ 为对应本征态的本征值. 物理态 φ 和 φ' 与裸态 $S = s\bar{s}$ 和 $N = (u\bar{u} + d\bar{d})/\sqrt{2}$ 通过矩阵 U 联系起来

$$\begin{pmatrix} |\varphi\rangle \\ |\varphi'\rangle \end{pmatrix} = U \begin{pmatrix} |N\rangle \\ |S\rangle \end{pmatrix}, \quad (3)$$

矩阵 U 可以表示成以下形式

$$UM^2U^\dagger = \begin{pmatrix} M_\varphi^2 & 0 \\ 0 & M_{\varphi'}^2 \end{pmatrix}. \quad (4)$$

根据关系式 (1), (2), (3) 和 (4), 可以得到

$$M_N^2 + 2A_{nn} + 2M_{s\bar{s}}^2 + A_{nn}X^2 = M_\varphi^2 + M_{\varphi'}^2, \quad (5)$$

$$(M_N^2 + 2A_{nn}) \times (2M_{s\bar{s}}^2 + A_{nn}X^2) - 2A_{ns}^2 X^2 = M_\varphi^2 \times M_{\varphi'}^2. \quad (6)$$

考虑到 N 与同位旋矢量态相互正交, 可以认为 N 与同位旋矢量态质量简并, 从而可以得到 $M_N = M_{I=1}$.

根据 (5) 和 (6) 式, 通过输入一个介子九重态中同位旋标量态和同位旋矢量态的质量, 可以得到相应介子态中纯的 $s\bar{s}$ 态的质量. 将上述关系应用到 1^3S_1 , 2^3S_1 和 1^3P_2 介子九重态中, 分别计算了对应介子态中纯的 $s\bar{s}$ 态的质量. 我们将所得结果与其他理论模型得到的结果做了比较 (见表 1), 在这里所用参数都来自最新的 PDG 中 [10].

表 1 介子九重态中纯 $s\bar{s}$ 态的质量 (单位: MeV)

$N^{2s+1}l_J$	1^3S_1	2^3S_1	1^3P_2
本文结果	1018.32 ± 0.07	1688.33 ± 20.23	1530.95 ± 5.02
文献 [26]	1009		1546
文献 [27]	1010	1680	1538
文献 [28]	1015		1544
文献 [29]	1020	1690	1530

3 雷吉轨迹

雷吉轨迹是 20 世纪五六十年代在研究散射振幅的高能行为时提出来的. 根据雷吉轨迹对介子分类的特征: 1) 每一条轨迹由一系列具有除自旋、质量不同外, 其他量子数如电荷同位旋宇称等完全相同的介子组成; 2) 基态介子所在的轨迹称为领头轨迹 (leading trajectory), 径向激发态所在的轨迹称为领头轨迹的女儿轨迹 (daughter trajectory). 对于一个介子态的安排, 特别是轨道激发态和径向激发态的安排, 雷吉轨迹理论是一个简洁有效的方法. 在雷吉轨迹对介子的分类的思想中, 只需要确定基态介子所在位置和相应的轨迹的截距与斜率就可以判定激发态介子所在的位置. 因此, 最近很多文献都对轨迹理论做了详尽讨论 [26,30–32]. 利用雷吉轨迹一方面可以对已经发现的介子态做理论上的进一步确认, 另一方面也可以对实验上尚未发现或不能确定的物理态做理论的进一步预测.

根据雷吉轨迹对介子分类的特点, 具有相同 J^{PC} 量子数的介子用准线性轨进行描述, 得到 [26,31,32]

$$l = \alpha_{i\bar{j}}(0) + \alpha'_{i\bar{j}} M_{i\bar{j}}^2, \quad (7)$$

在这里, $i\bar{j}$ 表示相应的夸克 (反夸克), l 和 $M_{i\bar{j}}$ 表示对应介子的轨道角动量和 $i\bar{j}$ 质量, $\alpha'_{i\bar{j}}$ 与 $\alpha_{i\bar{j}}(0)$ 为对应轨迹的截距和斜率. 雷吉轨迹截距和斜率满

足下面关系式

$$\alpha_{i\bar{i}}(0) + \alpha_{j\bar{j}}(0) = 2\alpha_{i\bar{j}}(0), \quad (8)$$

$$\frac{1}{\alpha'_{i\bar{i}}} + \frac{1}{\alpha'_{j\bar{j}}} = \frac{2}{\alpha'_{i\bar{j}}}. \quad (9)$$

对于轨迹的斜率, 假定 J^{PC} 和 $(J+1)^{-P-C}$ 量子数具有相同的轨迹, 利用上面的关系式, 可以得到

$$\alpha'_{i\bar{j}} = \frac{1}{M_N^2(J+1)_{i\bar{j}}^{-P-C} - M_N^2 J_{i\bar{j}}^{PC}}, \quad (10)$$

在这里, 参数 N 表示径向激发态量子数. 根据上面的分析, 将关系式应用到基态矢量介子 1^3S_1 和基态张量介子 1^3P_2 九重态中, 可以得到相应的基态轨迹的斜率. 如果考虑到轨迹的另一个特征, 作为径向激发态的女儿轨迹应该平行于基态轨迹, 通过输入已知的介子态质量, 可以得到 2^3P_2 相关介子态的质量, 见图 1.

4 衰变分析

由上面的分析, 张量介子第一径向基发态 2^3P_2 的同位旋标量态成员中非奇异成分和奇异成分的质量分别为 (1811.84 ± 20.22) MeV 和 (2038.94 ± 17.18) MeV, 而根据粒子表的安排, $f_2(1810)$ 和 $f_2(2010)$ 最有可能作为对应的物理态存在. 如果将 $f_2(1810)$ 安排为 2^3P_2 同位旋标量态成员中非奇异成分, 利用 (1)–(6) 式可以得到 $f_2(2010)$ 的质量为 (2039.51 ± 17.70) MeV. 这个结果与粒子表中给出的质量 $M_{f_2(2010)} = 2011_{-76}^{+62}$ MeV 十分一致.

对于物理态 $f_2(1810)$ 的分析, 最初在反应过程中 $\pi^- p \rightarrow K^+ K^- n$ 发现, 其质量和宽度分别为 1857_{-24}^{+35} MeV 和 185_{-139}^{+102} MeV [33]. 最近, Uehara 等 [34] 也给出这个态的质量, 但存在较大的误差, 粒子表 PDG 并没有给出这个态安排结果. 另外一个物理态 $f_2(2010)$ 在反应过程中 $\pi^- p \rightarrow n\phi\phi$ 发现, 其质量和宽度分别是 2011_{-76}^{+62} MeV 和 202_{-62}^{+67} MeV [35]. 在 $f_2(2010)$ 发现后不久, $f_2(2150)$ 也随之在 $p\bar{p} \rightarrow \pi^0\pi^0, \eta\eta, \eta\eta'$ 过程中发现, 但是其质量和 $f_2(2010)$ 比较接近, 文献 [36] 指出粒子表中的 $f_2(2010)$ 和 $f_2(2150)$ 其实就是同一个态.

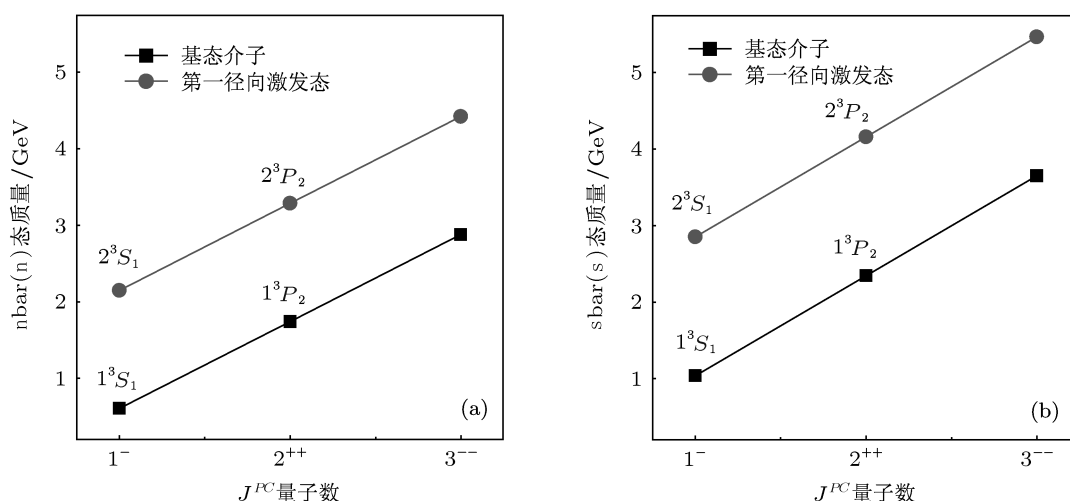


图1 张量介子领头轨迹和女儿轨迹

为了能够在将来的实验中验证这种安排的可能性,我们给出了 $f_2(1810)$ 和 $f_2(2010)$

的一些衰变信息. 根据公式, 幺正矩阵 U 可以表示为

$$U = \begin{pmatrix} X_{f_2(1810)} & Y_{f_2(1810)} \\ X_{f_2(2010)} & Y_{f_2(2010)} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{\sqrt{2}AX}{\sqrt{2A^2X^2 + (M_{f_2(1810)}^2 - M_{n\bar{n}}^2 - 2A)^2}} & \frac{M_{f_2(1810)}^2 - M_{n\bar{n}}^2 - 2A}{\sqrt{2A^2X^2 + (M_{f_2(1810)}^2 - M_{n\bar{n}}^2 - 2A)^2}} \\ \frac{\sqrt{2}AX}{\sqrt{2A^2X^2 + (M_{f_2(2010)}^2 - M_{n\bar{n}}^2 - 2A)^2}} & \frac{M_{f_2(2010)}^2 - M_{n\bar{n}}^2 - 2A}{\sqrt{2A^2X^2 + (M_{f_2(2010)}^2 - M_{n\bar{n}}^2 - 2A)^2}} \end{pmatrix}. \quad (11)$$

借助已知的物理态的质量和我们的分析结果, 给出 $f_2(1810)$ 和 $f_2(2010)$ 夸克偶素内容

$$|f_2(1810)\rangle = (0.999 \pm 0.001)|N\rangle - (0.006 \pm 0.003)|S\rangle, \quad (12)$$

$$|f_2(2010)\rangle = (0.006 \pm 0.003)|N\rangle + (0.999 \pm 0.001)|S\rangle, \quad (13)$$

从中可以看到两个物理态有很大的混合. 接下来我们分析了 $f_2(1810)$ 和 $f_2(2010)$ 的一些衰变结果, 根据 $f_2(1810)$ 和 $f_2(2010)$ 衰变到两个赝标介子的有效哈密顿形式^[11,37]:

$$H_{\text{eff}} = g_1 \text{Trace}(\mathbf{f}_F \mathbf{P}_F \mathbf{P}_F) + g_2 \text{Trace}(\mathbf{f}_F) \text{Trace}(\mathbf{P}_F \mathbf{P}_F),$$

式中, g_1 和 g_2 表示等效耦合强度, \mathbf{f}_F 和 \mathbf{P}_F 是描述

初态介子和末介子的味道矩阵. 根据文献 [37], 可以得到

$$R1 = \frac{\Gamma(f_2(1810) \rightarrow \eta\eta)}{\Gamma(f_2(1810) \rightarrow K\bar{K})} = \left(\frac{\sqrt{M_{f_2(1810)}^2 - 4M_\eta^2}}{\sqrt{M_{f_2(1810)}^2 - 4M_K^2}} \right)^5 \times \left(\frac{X_{f_2(1810)}\xi_1^2 - \sqrt{2}Y_{f_2(1810)}\xi_2^2}{X_{f_2(1810)} - \sqrt{2}Y_{f_2(1810)}} \right)^2, \quad (14)$$

$$R2 = \frac{\Gamma(f_2(1810) \rightarrow \pi\pi)}{\Gamma(f_2(1810) \rightarrow K\bar{K})} = \left(\frac{\sqrt{M_{f_2(1810)}^2 - 4M_\pi^2}}{\sqrt{M_{f_2(1810)}^2 - 4M_K^2}} \right)^5 \times \left(\frac{\sqrt{3}X_{f_2(1810)}}{X_{f_2(1810)} + \sqrt{2}Y_{f_2(1810)}} \right)^2, \quad (15)$$

$$R3 = \frac{\Gamma(f_2(2010) \rightarrow \eta\eta)}{\Gamma(f_2(2010) \rightarrow K\bar{K})} = \left(\frac{\sqrt{M_{f_2(2010)}^2 - 4M_\eta^2}}{\sqrt{M_{f_2(2010)}^2 - 4M_K^2}} \right)^5 \times \left(\frac{X_{f_2(2010)}\xi_1^2 + \sqrt{2}Y_{f_2(2010)}\xi_2^2}{X_{f_2(2010)} + \sqrt{2}Y_{f_2(2010)}} \right)^2, \quad (16)$$

$$R4 = \frac{\Gamma(f_2(2010) \rightarrow \pi\pi)}{\Gamma(f_2(2010) \rightarrow K\bar{K})} = \left(\frac{\sqrt{M_{f_2(2010)}^2 - 4M_\pi^2}}{\sqrt{M_{f_2(2010)}^2 - 4M_K^2}} \right)^5 \times \left(\frac{\sqrt{3}X_{f_2(2010)}}{X_{f_2(2010)} + \sqrt{2}Y_{f_2(2010)}} \right)^2, \quad (17)$$

其中,

$$\xi_1 = \frac{1}{\sqrt{3}} \cos \theta - \sqrt{\frac{2}{3}} \sin \theta,$$

$$\xi_2 = \sqrt{\frac{2}{3}} \cos \theta + \frac{1}{\sqrt{3}} \sin \theta,$$

$\theta = -11.5^\circ$ 表示基态赝标介子中同位旋八态和单

态的混合角, 代入相应的参数, 从 (14)—(17) 式我们可以得到对应的衰变宽度, 见表 2.

5 结论

本文将雷吉轨迹理论和介子质量混合矩阵两者结合起来, 利用得到的新的介子质量关系式, 对张量介子的安排做了预测. 根据文中的分析, 给出了张量介子第一径向激发态各个成员的质量范围, 结合现有的实验数据, 我们推测物理态 $f_2(1810)$ 和 $f_2(2010)$ 很有可能作为张量介子第一径向激发态中的同位旋标量态成员存在. 本文结论与 Godfrey 等^[29] 从相对论夸克模型得到结果十分一致. 本文的结论对张量介子的安排, 特别是其中的同位旋标量态的安排有一定的帮助, 如果 $f_2(1810)$ 和 $f_2(2010)$ 的安排得到确立, 那么质量大于 $f_2(1810)$ 的物理态, 例如: $f_2(2240)$ 和 $f_2(2410)$ 应该在更高激发态上去寻找它们的位置. 而对于那些质量小于 $f_2(1810)$ 的物理态, 则可能需要填充在其他介子态中或者考虑到相关介子的混合问题.

最后, 为了能够在实验中检验本文结果的可行性, 我们给出了 $f_2(1810)$ 和 $f_2(2010)$ 的一些衰变信息, 在将来的实验中进一步验证.

表 2 $f_2(1810)$ 和 $f_2(2010)$ 的衰变结果

衰变模式	R1	R2	R3	R4
理论结果	0.2192	6.7729	0.1846	0.0001
	± 0.0015	± 0.057	± 0.0009	± 0.0001

- [1] Eichten E, Gottfried K, Kinoshita T, Kogut John B, Lane K D, Tung-Mow Yan 1975 *Phys. Rev. Lett.* **34** 369
- [2] Stanley D P, Robson D 1980 *Phys. Rev. D* **21** 3180
- [3] Hasenfratz P, Kuti J 1978 *Phys. Rep.* **40** 75
- [4] Chanowitz M S, Sharpe S R 1983 *Phys. Lett. B* **132** 413
- [5] Barnes T, Close F E, Swanson E S 1995 *Phys. Rev. D* **52** 5242
- [6] Close F E, Page P R 1995 *Nucl. Phys. B* **433** 233
- [7] Li D M, Ma B 2008 *Phys. Rev. D* **77** 094021
- [8] Feng X C, Jiang F C 2007 *Chin. Phys. B* **16** 3297
- [9] Liu Y H 2009 *Chin. Phys. B* **18** 1828
- [10] Nakamura K (Particle Data Group) 2010 *J. Phys. G* **37** 075021
- [11] Li D M, Yu H, Shen Q X 2001 *J. Phys. G* **27** 807
- [12] Carvalho W S, Castro A S, Antunes A C B 2002 *J. Phys. A* **35** 7585
- [13] Acciarri M (The L3 Collaboration) 1997 *Phys. Lett. B* **413** 147
- [14] Abe K 2004 (The Belle Collaboration) 2004 *Eur. Phys. J. C* **32** 323
- [15] Abele A (The Crystal Barrel Collaboration) 1999 *Eur. Phys. J. C* **8** 67
- [16] Burakovsky L, Page P R 2000 *Eur. Phys. J. C* **12** 489
- [17] Close F E, Farrar G R, Li Z 1997 *Phys. Rev. D* **55** 5749
- [18] Carvalho W S, Castro A S, Antunes A C B 2000 *Eur. Phys. J. C* **17** 173
- [19] Liu Y H, Feng X C, Zhang J J 2010 *Eur. Phys. J. A* **43** 379
- [20] Feng X C, Jia Y, Chang T Q 2011 *Acta Phys. Pol. B* **42** 25
- [21] Brisudova M M, Burakovsky L, Goldman T 1998 *Phys. Rev. D* **58** 114015
- [22] Feng X C, Li D M 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 4084 (in Chinese) [冯学超, 李德民 2005 物理学报 **54** 4084]
- [23] Cohen I, Lipkin H J 1979 *Nucl. Phys. B* **151** 16
- [24] Li D M, Li Z 2006 *Eur. Phys. J. A* **28** 369
- [25] Li D M, Ma B, Yu H 2005 *Eur. Phys. J. A* **26** 141
- [26] Li D M, Ma B, Li Y X, Yao Q K, Yu H 2004 *Eur. Phys. J. C* **37**

323

- [27] Wei K W, Dong X P, Lu G 2011 *Int. J. Mod. Phys. A* **26** 2065
 [28] Brisudova M M, Burakovsky L, Goldmann T 2000 *Phys. Rev. D* **61** 054013
 [29] Godfrey S, Isgur N 1985 *Phys. Rev. D* **32** 189
 [30] Anisovich A V, Anisovich V V, Sarantsev A V 2000 *Phys. Rev. D* **62** 051502
 [31] Burakovsky L, Goldman T, Horwitz L P 1997 *Phys. Rev. D* **56**

7119

- [32] Burakovsky L, Goldman T, Horwitz L P 1998 *J. Phys. G* **24** 771
 [33] Costa de Beauregard G 1980 *Nucl. Phys. B* **175** 402
 [34] Uehara S (The Belle Collaboration) 2010 *Phys. Rev. D* **82** 114031
 [35] Etkin A 1988 *Phys. Lett. B* **201** 568
 [36] Anisovich V V 2004 *JETP Lett.* **80** 715
 [37] Bramon A, Escribano R, Scadron M D 1999 *Eur. Phys. J. C* **7** 271

Mass analysis of the isoscalar state of the 2^3P_2 meson nonet

Feng Xue-Chao[†] Chang Tong-Qin

(Department of Technology and Physics, Zhengzhou University of Light Industry, Zhengzhou 450002, China)

(Received 31 December 2011; revised manuscript received 22 June 2012)

Abstract

In the view of the experimentally confirmed existence of the $a_2(1325)$, $f_2(1525)$, $f_2(1270)$ and $K_2^*(1430)$, which are the ground tensor meson 1^3P_2 members, through combining the Regge trajectory and meson mass mixing matrix, we investigate the assignment of the first radial excitation of tensor meson. We suggest that the states $f_2(1810)$ and $f_2(2010)$ should be the candidates of this assignment. Moreover, some information about decaying of $f_2(1810)$ and $f_2(2010)$, which serve as pseudoscalar mesons, are presented. The results should be tested in the experiment in the future.

Keywords: tensor meson, nonet, mass spectrum

PACS: 14.40.-n, 13.25.-k, 12.40.Nn

[†] E-mail: fxchao@zzuli.edu.cn