第 14 卷 第 7 期 高能物理与核物理 Vol. 14, No. 7
1990 年 7 月 HIGH ENERGY PHYSICS AND NUCLEAR PHYSICS July, 1990

轴矢量介子 $E/f_1(1420)$ 的一种可能的解释*

沈齐兴　郁　宏
（中国科学院高能物理研究所，北京）

摘　要

本文讨论了轴矢量介子 $f_1(1285)$，$f_1(1530)$ 和 $E/f_1(1420)$ 的混合，结果表明，$E/f_1(1420)$ 的主要成份是胶子球．在此基础上给出了 $E/f_1(1420)$ 的螺旋性振幅之比 x 的值，有待实验的检验．

一、引　言

夸克模型预言，存在一个基态 $J^{pc}=1^{++}$ 的九重态．$a_1(1260)$ 是这个九重态中同位旋 $I=1$ 的成员，而同位旋 $I=\frac{1}{2}$ 的成员是 $K_1(1400)$[1]．另外还应该存在二个同位旋 $I=0$ 的成员，$D/f_1(1285)$ 一直被公认为是其中的一个成员，它的主要成份是 $u\bar{u}$ 和 $d\bar{d}$．$E/f_1(1420)$ 发现以后[2]，它一直被当作同位旋 $I=0$ 的另一个成员[3]，从而认为 $E/f_1(1420)$ 的主要成份是 $s\bar{s}$．

但是，近几年的实验表明，$E/f_1(1420)$ 似乎不可能是以 $s\bar{s}$ 为主要成份的轴矢量九重态的成员．其主要理由是：(1) $E/f_1(1420)$ 能在 π^-p，$p\bar{p}$ 等强子反应中很强地产生[2,4]．(2)在超荷交换反应 $K^-p\rightarrow K\bar{K}\pi\Lambda$ 中没有发现 $E/f_1(1420)$[5]．(3)反应 $J/\psi\rightarrow\phi f_1(1420)$ 至少比 $J/\psi\rightarrow\omega f_1(1420)$ 小五倍[6]．

1988 年，SLAC 的 LASS 实验组在反应 $K^-p\rightarrow K\bar{K}\pi\Lambda$ 中观测到一个新的轴矢量粒子 $f_1(1530)$[5]，进一步证实了 CERN ACNO 组在 1982 年的发现[7]．从此人们认识到，$f_1(1530)$ 更可能是轴矢量九重态中同位旋 $I=0$ 的另一个成员，它的主要成分是 $s\bar{s}$．

可是，新的问题又产生了：如果 $a_1(1260)$，$k_1(1400)$，$f_1(1285)$ 和 $f_1(1530)$ 组成了由正、反夸克构成的 $J^{pc}=1^{++}$ 的九重态，那么 $E/f_1(1420)$ 到底是什么粒子呢？虽然有些实验组曾认为在强子反应中观测到的 $E/f_1(1420)$ 有可能是 $J^{pc}=0^{-+}$ 的粒子[8]，但是，自从 TPC/2γ[9]，Mark II[10]，JADE[11] 和 CELLO[12] 等实验组在双光子反应

本文 1989 年 10 月 11 日收到．
* 本工作得到国家自然科学基金会的支持．

$\gamma\gamma^* \to K_S^0 K^\pm \pi^\mp$ 中发现 $E/f_1(1420)$ 后，人们普遍认为 $E/f_1(1420)$ 的自旋是 1 而不是 0。同时，因为 $E/f_1(1420)$ 的质量不够大，它不可能是径向激发的 1^{++} 九重态的成员[13]。由于双光子实验中角分布的分析有利于 $E/f_1(1420)$ 的空间宇称 P 为正，但不能完全排除 P 宇称为负的可能性，M. S. Chanowitz 提出了一种可能的解释[14]，认为 $E/f_1(1420)$ 可能是 $J^{PC}=1^{-+}$ 的混合态 $q\bar{q}g$。还有人提出了四夸克态[15]和 $K K^*$ 分子[16]等模型。

我们认为，在双光子反应中发现的这个粒子的质量、宽度以及以 $K\bar{K}\pi$ 为主要衰变方式的这种性质和在强子反应中发现的 $E/f_1(1420)$ 几乎完全一样，所以它们应该是同一个粒子，因此认为 $E/f_1(1420)$ 的量子数是 $J^{PC}=1^{++}$，同位旋 $I=0$。由此出发，本文应用文献[17]的方法，研究了 $f_1(1285)$，$f_1(1530)$ 和 $E/f_1(1420)$ 的混合，确定了它们的主要成分，并计算了 $E/f_1(1420)$ 的螺旋性振幅之比 x 的值，有待实验去检验。

二、$f_1(1285)$，$f_1(1530)$ 与 $E/f_1(1420)$ 的混合

量子色动力学预言，存在由纯胶子构成的束缚态——胶子球。位势模型[18]、口袋模型[19]等理论都预言存在 $J^{PC}=1^{++}$ 的胶子球。由正、反夸克构成的 1^{++} 态和由二个胶子构成的 1^{++} 胶子球之间显然会有混合。下面我们利用文献[17]的方法，计算 $f_1(1285)$，$f_1(1530)$ 和 $E/f_1(1420)$ 的夸克和胶子的成分。

引入三个基矢量

$$|N\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}|u\bar{u}+d\bar{d}\rangle,\quad |S\rangle = |s\bar{s}\rangle,$$
$$|G\rangle = |gg\rangle. \tag{1}$$

其中 u,d,s 表示三种味的夸克，g 表示胶子。任何物理态 $|j\rangle$ 可表示成上面三个基矢量的线性组合

$$|j\rangle = x_j|N\rangle + y_j|S\rangle + z_j|G\rangle. \tag{2}$$

其中 $j=1,2,3$ 分别代表 $f_1(1285)$，$f_1(1530)$ 和 $f_1(1420)$，x_j，y_j 和 z_j 分别为相应粒子中 $u\bar{u}+d\bar{d}$，$s\bar{s}$ 和胶子球的含量，它们满足归一化条件

$$x_j^2+y_j^2+z_j^2=1. \tag{3}$$

如果以 α 表示 $q_i\bar{q}_i$ 和 $q_j\bar{q}_j$（i,j 为夸克的味指标）之间的跃迁振幅，以 β 表示夸克偶素 $q_i\bar{q}_i$ 与胶子球之间的湮没振幅，则在以(1)为基的三维空间中，物理的本征态 $|j\rangle$ 满足方程

$$M^2|j\rangle = m_j^2|j\rangle, \tag{4}$$

其中质量平方的混合矩阵

$$M^2 = \begin{pmatrix} m_N^2+2\alpha & \sqrt{2}\,\alpha z & \sqrt{2}\,\beta \\ \sqrt{2}\,\alpha z & m_S^2+\alpha z^2 & \beta z \\ \sqrt{2}\,\beta & \beta z & m_G^2+\dfrac{\beta^2}{\alpha} \end{pmatrix}, \tag{5}$$

这里的 m_N, m_S, m_G 分别是没有混合的 $|N\rangle$，$|S\rangle$ 和 $|G\rangle$ 的质量，因子 Z 是考虑到由

于非奇异夸克和奇异夸克质量的不同导致非奇异夸克偶素态与奇异夸克偶素态具有不同的零点波函数而引入的[20],它描写了 $SU(3)$ 的破坏效应. 在目前的情况下,

$$m_N^2 = m_{a_1}^2, \quad m_s^2 = 2m_{k_1}^2 - m_{a_1}^2. \tag{6}$$

将纯胶子球的质量 m_G 作为参数,输入物理粒子 $f_1(1285)$, $f_1(1530)$ 和 $E/f_1(1420)$ 的质量,求解矩阵方程(4),即可得到相应于不同 m_G 值时 α,β,z 的值(见表1)以及 $f_1(1285)$, $f_1(1530)$, $E/f_1(1420)$ 中正、反夸克对和胶子球的含量(见表2).

从表1可以看到,在 m_G 的一个很大的范围内($0\text{GeV} \leqslant m_G \leqslant 1.2\text{GeV}$),不同夸克

表 1

m_G(GeV)	α	β	z
0.0	0.00032	−0.026	4.4
0.4	0.00035	−0.026	4.4
0.8	0.00052	−0.027	4.1
1.0	0.00080	−0.029	3.7
1.2	0.0025	−0.039	2.6

偶素态之间的跃迁振幅和夸克偶素与胶子球之间的湮没振幅都比较小(特别是前者),而 $SU(3)$ 的破坏效应比较大. 从表2我们发现,随着 m_G 从0增加到1.2 GeV, $f_1(1285)$, $f_1(1530)$ 和 $E/f_1(1420)$ 中所含正、反夸克对和胶子球的主要成分几乎没有多少改变. $f_1(1285)$ 基本上是 $u\bar{u}+d\bar{d}$ 态,只含极少量的奇异夸克对和胶子球分量, $f_1(1530)$ 主要是正、反奇异夸克的束缚态,以及较少的胶子球分量,而 $E/f_1(1420)$ 中主要是胶子球,以及较少的正、反奇异夸克对. 值得强调指出的是,表2的结果与矩阵方程(4)中三个粒子的次序安排无关.

表 2

m_G	x_1	y_1	z_1	x_2	y_2	z_2	x_3	y_3	z_3
0.0	0.996	0.013	−0.089	0.024	0.92	0.40	0.087	−0.40	0.91
0.4	0.996	0.012	−0.090	0.024	0.92	0.39	0.087	−0.39	0.92
0.8	0.996	0.012	−0.094	0.026	0.92	0.39	0.092	−0.38	0.92
1.0	0.995	0.011	−0.10	0.028	0.93	0.37	0.098	−0.38	0.92
1.2	0.991	0.007	−0.14	0.041	0.94	0.35	0.13	−0.35	0.93

三、$E/f_1(1420)$ 的螺旋性振幅之比

上一节的计算结果表明, $E/f_1(1420)$ 中主要是胶子球分量,因此,它很可能会在 J/ψ 粒子的辐射衰变过程 $J/\psi \to \gamma + E/f_1(1420)$ 中产生. 正如文献[21]所指出的,这个过程的 S 矩阵元的主要贡献来自 $E/f_1(1420)$ 中的胶子球分量,因此

$$\langle E_{\lambda_2}\gamma_{\lambda_1}|S|J_\lambda\rangle = (2\pi)^4\delta^4(p_J - p_\gamma - p_E)\frac{eg^2}{3\sqrt{6\omega_\gamma}}\delta_{ab}e_\mu^{\lambda_1 *}(p_\gamma)$$

$$\int dx_1 dx_2 \mathrm{Tr}[\chi_\lambda(0,x_1)\gamma^\alpha S_F(x_1-x_2)\gamma^\beta S_F(x_2)\gamma^\mu$$
$$+\chi_\lambda(x_1,x_2)\gamma^\alpha S_F(x_2)\gamma^\mu S_F(-x_1)\gamma^\beta$$
$$+\chi_\lambda(x_2,0)\gamma^\mu S_F(-x_1)\gamma^\alpha S_F(x_1-x_2)\gamma^\beta]G^{ab}_{\alpha\beta}(x_1,x_2)_{\lambda_2}. \tag{7}$$

其中 J/ψ 的波函数

$$\chi_\lambda(x_1,\ x_2)=\frac{1}{2\sqrt{2}}\sqrt{\frac{m_J}{E_J}}\,e^{\frac{i}{2}p_J\cdot(x_1+x_2)}\left(1+\frac{\not p_J}{m_J}\right)\not e^\lambda(p_J)\phi_J(x). \tag{8}$$

$e^{\lambda_1}(p_\gamma)$ 和 $e^\lambda(p_J)$ 分别是光子和 J/ψ 粒子的极化矢量，$G^{ab}_{\alpha\beta}(x_1,x_2)_{\lambda_2}$ 是胶子球波函数．对于 $J^{PC}=1^{++}$ 的胶子球，其中二个胶子处于总自旋 $S=2$，轨道角动量 $l=2$ 的状态，因此波函数为

$$G^{ab}_{\alpha\beta}(x_1,x_2)_{\lambda_2}=\frac{\delta_{ab}}{\sqrt{2\,m_E}}e^{ip_E\cdot X}G(x)\sum_{m_1,\cdots,m_6}C^{1\ \ \lambda_2}_{2m_5 2m}\,C^{2\ \ m_6}_{1m_1 1m_2}$$
$$e^{m_1^*}_\alpha\ e^{m_2^*}_\beta C^{2m_5}_{1m_3 1m_4}m_E^2(x\cdot e^{m_3^*})(x\cdot e^{m_4^*}) \tag{9}$$

其中　$X=\frac{1}{2}(x_1+x_2)$，$x=x_1-x_2$，$C^{J}_{j_1 l_1 j_2' l_2}$ 是通常的 C-G 系数．

E/f$_1$(1420) 的螺旋性振幅 $T_{\lambda_2}(\lambda_2=0,\pm1)$ 定义为

$$\langle E_{\lambda_2}\gamma_{\lambda_1}|S|J_\lambda\rangle=(2\pi)^4\delta^4(p_J-p_\gamma-p_E)\frac{e}{\sqrt{8\omega_\gamma E_J E_E}}T_{\lambda_2} \tag{10}$$

由宇称守恒，T_{λ_2} 满足条件

$$T_{\lambda_2}=T_{-\lambda_2} \tag{11}$$

因此，存在二个独立的螺旋性振幅 T_1 和 T_0．将(8)、(9)两式代入(7)式，并和(10)式比较，即可求得如下的螺旋性振幅

$$T_1=\frac{4}{3\sqrt{30}}g^2G(0)\phi_J(0)\frac{\sqrt{m_J}m_E^2}{m_c^4}$$
$$\left\{\frac{80\ E_J}{m_J}+\frac{64m_E p_J^2}{m_J(m_J^2-2m_E^2+4\,m_c^2)}\left(\frac{p_J^2}{m_c^2}-5\right)\right.$$
$$\left.+\frac{16p_J^2}{m_c^4}\left[\frac{E_J}{m_J}\left(m_c^2-\frac{m_E m_c p_J}{m_J}\right)-\frac{m_c m_E}{m_J^2}p_J^2\right]\right\}$$

$$T_0=-\frac{320}{3\sqrt{30}}g^2G(0)\phi_J(0)\frac{m_E^2\sqrt{m_J}}{m_c^4} \tag{12}$$

其中 m_J，m_E 和 m_c 分别是 J/ψ，E/f_1(1420) 与 c 夸克的质量，

$$E_J=\frac{1}{2\,m_E}(m_J^2+m_E^2),\qquad p_J=\frac{1}{2\,m_E}(m_J^2-m_E^2) \tag{13}$$

在得到(12)式时，我们利用了人们普遍采用的一种近似方法，即分别用零点波函数 $\phi_J(0)$ 和 $G(0)$ 代替空间波函数 $\phi_J(x)$ 和　$G(x)$．

定义 E/f_1(1420) 的螺旋性振幅之比

$$x=T_1/T_0 \tag{14}$$

显然，x 的表示式中仅含有一个参数 m_c。表 3 给出了相应不同 m_c 时 x 的值．实验上可以通过测量角分布来确定螺旋性振幅之比 x 的值．因此，我们期望得到实验的检验．

表 3

m_c(GeV)	1.2	1.25	1.3	1.35	1.40	1.45	1.50	
x	−0.41	−0.48	−0.54	−0.58	−0.63	−0.67	−0.70	

四、讨 论

本文在考虑了正、反夸克对、胶子球之间的相互作用及 $SU(3)$ 破缺的基础上，讨论了三个轴矢量介子 $f_1(1285)$，$f_1(1530)$ 和 $E/f_1(1420)$ 之间的混合，计算结果表明，$f_1(1285)$ 几乎全部是非奇异正、反夸克的束缚态，$f_1(1530)$ 主要是奇异的正、反夸克对，以及较小的胶子球分量，这和 LASS 组的实验结果[5]定性地是符合的，在那个实验中明显地看到了 $f_1(1530)$，但没有看到 $f_1(1285)$．我们的计算结果还表明，$E/f_1(1420)$ 中除少量的 $s\bar{s}$ 外，绝大部分是胶子球．在此基础上给出了 $E/f_1(1420)$ 的螺旋性振幅之比 x 的值，有待实验作出检验．

参 考 文 献

[1] S. Oneda and A. Miyazaki, RIFP-710 (1987).
[2] C. Dionisi et al., *Nucl. Phys.*, **B169** (1980), 1.
[3] L. Montanet, CERN-EP/82-69 (1982);
B. Diekman, CERN-EP/86-112 (1986);
Particle Data Group, M. Aguilar-Benitez et al..
Review of Particle Properties, *Phys. Lett.*, **170B** (1986), 1; *Phys. Lett.*, **204B** (1988), 1.
[4] T. A. Armstrong et al., *Phys. Lett.*, **146B** (1984), 273; *Z. Phys.*, **C34** (1987), 23.
[5] D. Aston et al., *Phys. Lett.*, **201B** (1988), 573.
[6] J. J. Becker et al., *Phys. Rev. Lett.*, **59**(1987), 186;
A. Falvard et al., LAL 87-43 (1987).
[7] Ph. Gavillet et al., *Z. Phys.*, **C16** (1982), 119.
[8] P. Baillon et al., *Nuovo Cimento.*, **50A** (1967), 393;
S. U. Chung et al., *Phys. Rev. Lett.*, **55**(1985), 779;
D. F. Reeves et al., *Phys. Rev.*, **D34** (1986), 1960.
[9] H. Aihara et al., *Phys. Rev. Lett.*, **57** (1986), 2500.
[10] G Gidal et al., *Phys. Rev. Lett.*, **59**(1988), 2016.
[11] J. Olsson et al., VIII International Workshop on Photon-Photon Collisions, Israel 1988.
[12] H. J. Behrend et al., DESY 88-149 (1988).
[13] D. O. Caldwell, UCSB-HEP-88-9 (1988).
[14] M. S. Chanowitz, *Phys. Lett.*, **187B** (1987), 409.
[15] D. Caldwell, *Mod. Phys. Lett.*, **A2** (1987), 771.
[16] J. Weinstein and N. Isgur, *Phys. Rev. Lett.*, **48** (1982), 659; *Phys. Rev.*, **D27** (1983), 588.
[17] 郁宏，高能物理与核物理，**12**(1988)，754．
[18] D. Robson, *Nucl. Phys.*, **B130** (1977), 328.
[19] R. L. Jaff and K. Johnson, *Phys. Lett.*, **60B** (1976), 201.
[20] Hiroshi Suura and Massaki Kuroda, *Prog. Theor. Phys.*, **54** (1975), 1513.
[21] Bing An Li and Qi Xing Shen, *Phys. Lett.*, **126B**(1983), 125.

A POSSIBLE EXPLANATION FOR THE AXIAL-VECTOR MESON E/f_1(1420)

SHEN QIXING　YU HONG

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

ABSTRACT

The mixing mechanism of three axial-vector meson f_1(1285), f_1(1530) and E/f_1(1420) is discussed in this paper. The results show that the main component of E/f_1(1420) is the glueball. On this basis we calculate the ratio of the helicity amplitudes and expect an experimental test for this result.