

# 重夸克等效理论和重味强子体系 质量谱的研究

董宇兵

(中国科学院高能物理研究所 北京 100039)

1994-05-05 收稿

## 摘 要

利用重夸克等效理论,对重味强子  $Q\bar{q}$ 、 $QQq$  和  $Qqq$  以及四夸克态  $\overline{QQ}qq$  的质量谱进行了系统性的研究,并与势模型对  $\overline{QQ}qq$  的计算结果进行了比较。

**关键词** 重夸克,重味强子,等效理论。

## 1 引 言

强子体系中四夸克态的研究,自从 Jaffe<sup>[1]</sup> 提出之后,一直为人们所重视<sup>[2]</sup>。由于目前有关的实验资料很少,理论对四夸克态的预测尤为重要。一些模型理论如势模型和袋模型能够成功地对介子和重子给予统一的描述,这些理论对四夸克态的预测可以认为是比较可靠的。理论计算表明对四夸克态  $\overline{QQ}qq$  (tetraquark),当质量比  $m_Q/m_q$  足够大时<sup>[3]</sup>,体系是可以稳定的。而这种特点使得这类四夸克态比较容易探测。

B. Silvestre-Brae 和 C. Semay<sup>[4]</sup> 在他们的工作中,利用势模型对介子、重子和四夸克态做了系统地研究。对四夸克态的计算表明只有重味四夸克态才有可能是稳定的。几个可能稳定的四夸克态是  $\overline{bb}qq(I=0, J=1)$ ,  $\overline{cb}qq(I=0, J=1)$  和  $\overline{cb}qq(I=0, J=0)$ 。另外,他们还对各种不同的势模型的计算结果进行了比较,发现对四夸克态的计算是模型无关的。因此,可以认为势模型对四夸克态的预测将会给其它模型理论结果一个有益的参考。

近年来,重味对称性的发现和重夸克等效理论的提出<sup>[5]</sup>使得对重味强子(包括  $\overline{Q}q$  介子、 $Qqq$  和  $QQq$  重子等)的研究成为强子结构研究中的一个热门课题。大量关于 b 夸克和 c 夸克体系的计算表明重夸克等效理论是解释这类重味强子结构的一个成功的理论<sup>[6]</sup>。利用重夸克等效理论可以简便地系统地研究重味介子和重子。把它应用于重味多夸克体系上,可以避免多夸克体系计算中的复杂性,是个有益的尝试。

T. Ito 等<sup>[7]</sup>曾利用重夸克等效理论对重味介子  $\overline{Q}q$ , 重子  $Qqq$  和  $QQq$  做了系统的分析。其能谱与实验符合得很好。T. Ito 等工作中的一个主要结论是重夸克等效理论

不但对  $b, c$  重味体系是成功的, 而且对把  $s$  夸克做为重味夸克的体系, 如  $K, K^*, \Sigma$  和  $\Xi$  等, 也是成功的。

普遍认为, 当重味夸克质量  $m_Q$  远大于  $\Lambda_{QCD}$  时, 重夸克等效理论是成功的<sup>[5,6]</sup>。由于  $s$  夸克质量  $m_s$  和  $\Lambda_{QCD}$  (200—300 MeV) 差别不大, 一般认为对  $K, K^*$  等强子重夸克等效理论是不适用的。所以 T. Ito 等的结论尚需进一步的研究。

本文的目的是利用重夸克等效理论对重味介子、重子和四夸克态  $\bar{Q}Qqq$  进行研究, 并通过与势模型的结果<sup>[6]</sup>做比较, 进一步对 T. Ito 等人的结论进行分析。

## 2 质量公式和重味介子 $\bar{Q}q$ 以及重子 $Qqq$ 和 $QQq$ 的研究

在重味极限下 ( $\Lambda_{QCD}/m_Q \rightarrow 0$ ), 重味强子体系具有味-自旋对称性。重味强子的结构不依赖于重味夸克的味和自旋。在重夸克等效理论中, 重味强子的总自旋  $J$  和轻自由度的总自旋  $S_1$  分别守恒。重味强子可以按轻自由度的宇称  $P$ , 同位旋  $I$  和总自旋  $S_1$ , 以及体系总自旋  $J$  来分类。重味强子可认为是重夸克和轻自由度的束缚态。当  $\Lambda_{QCD}/m_Q \rightarrow 0$  时, 具有相同的  $S_1^P, I$  的强子是简并的。在引入了  $1/m_Q$  修正之后, 这种简并消除。对基态强子, 可认为这种修正是来自于自旋  $S_Q$  与自旋  $S_1$  相互作用  $S_Q \cdot S_1$ 。对  $c, b$  等重味强子体系, 由于  $\Lambda_{QCD}/m_Q$  很小, 重夸克等效理论无疑是成功的。由于  $\Lambda_{QCD}/m_s \sim 1$ , 因此一般理论均认为对把  $s$  夸克做为重味夸克的重味强子体系, 重夸克理论是不适用的<sup>[5,6]</sup>。这一普遍看法与 T. Ito 等人的计算结果是有矛盾<sup>[7]</sup>。

对重味介子, 重夸克等效理论所给出的质量公式为<sup>[7,8]</sup>:

$$M_Q(J^P) = m_Q + \bar{\Lambda}(S_1^P, J) + \frac{\alpha^2(S_1^P, I)}{m_Q} S_Q \cdot S_1 \quad (1)$$

其中  $\bar{\Lambda}(S_1^P, I)$  来自于轻夸克的质量和动能。  $\alpha^2(S_1^P, I)$  是  $1/m_Q$  的修正因子。  $\bar{\Lambda}$  和  $\alpha$  均只依赖于轻自由度的总自旋和同位旋, 是两个参数。  $\bar{\Lambda}$  和  $\alpha^2$  应是与  $\Lambda_{QCD}$  同量级的。在重夸克极限下 ( $\Lambda_{QCD}/m_Q \rightarrow 0$ ), (1) 式中自旋-自旋相互作用项可以略去, 具有相同  $J$  和  $S_1^P$  的重味强子是简并的, 且  $\bar{\Lambda}$  和  $\alpha^2$  应与重味无关。

如果象 T. Ito 等人的工作那样, 把  $s$  夸克也当作是重味夸克, 对基态重味介子  $\bar{Q}q(D, B, K)$ , 有以下质量公式:

$$\frac{1}{4}(M_F + 3M_V) = m_Q + \bar{\Lambda}\left(S_1^P = \frac{1}{2}^-, I = \frac{1}{2}\right) \quad (2)$$

和

$$M_V^2 - M_F^2 = 2\alpha^2\left(S_1^P = \frac{1}{2}^-, I = \frac{1}{2}\right)\left[1 + \frac{1}{m_Q}\bar{\Lambda}\left(S_1^P = \frac{1}{2}^-, I = \frac{1}{2}\right) - \frac{1}{2m_Q^2}\alpha^2\left(S_1^P = \frac{1}{2}^-, I = \frac{1}{2}\right)\right] \quad (3)$$

其中  $M_F$  和  $M_V$  分别是赝标和矢量介子。对  $(K, K^*), (D, D^*), (B, B^*)$  这些重味介子, 其质量谱和质量平方差  $M_V^2 - M_F^2$  列于表 1 中。显然, 对于上述重味介子, 其  $M_V^2 - M_F^2$  相差很小, 均在  $0.55 \text{ GeV}^2$  附近。考虑到公式(3), 可见  $\alpha^2\left(S_1^P = \frac{1}{2}^-, I = \frac{1}{2}\right) \approx$

$\frac{0.55}{2} \text{ GeV}^2$ . 式(3)中后两项由于是  $1/m_Q$  和  $1/m_Q^2$  修正项, 可以认为其总的效果较小.

利用表1中的实验值<sup>[9]</sup>, 可以求得公式(1)中的三个参数  $m_Q$ ,  $\bar{\Lambda}$  和  $\alpha^2$ . 实际计算中只有一个可调参数, 选为  $\bar{\Lambda}$ . 当  $\bar{\Lambda}$  确定时,  $m_Q$  和  $\alpha^2$  可由(2)和(3)式定出.

表1 K、D 和 B 介子的实验数据

K	K*	D	D*	B	B*
497.7(MeV)	892.2(MeV)	1864.5(MeV)	2007.1(MeV)	5279.6(MeV)	5331.3(MeV)
$(M_K + 3M_{K^*})/4$		$(M_D + 3M_{D^*})/4$		$(M_B + 3M_{B^*})/4$	
793.6(MeV)		1971.2(MeV)		5318.4(MeV)	
$(M_{K^*}^2 - M_K^2)$		$(M_{D^*}^2 - M_D^2)$		$(M_{B^*}^2 - M_B^2)$	
0.5484(GeV <sup>2</sup> )		0.5521(GeV <sup>2</sup> )		0.55486(GeV <sup>2</sup> )	

表2 参数  $\bar{\Lambda}$  ( $S_1^P = \frac{1}{2}, I = \frac{1}{2}$ ) (MeV),  $m_Q$  (MeV) 和  $\alpha_Q^2$  ( $S_1^P = \frac{1}{2}, I = \frac{1}{2}$ ) (GeV<sup>2</sup>)

(Q = s, c, b) 的取值

$\bar{\Lambda}$	$m_s$	$m_c$	$m_b$	$\alpha_s^2$	$\alpha_c^2$	$\alpha_b^2$	$\bar{\alpha}^2$
60	733.5	1911.5	5258.4	0.2778	0.2774	0.2748	0.2767
150	643.5	1821.5	5168.4	0.2406	0.2639	0.2670	0.2655
250	543.5	1721.5	5068.4	0.2005	0.2489	0.2647	0.2568
350	443.5	1621.5	4968.4	0.1615	0.2340	0.2595	0.2467
500	293.6	1471.5	4818.4	0.1056	0.2117	0.2515	0.2316

表2中给出了在选  $\bar{\Lambda}$  ( $S_1^P = \frac{1}{2}, I = \frac{1}{2}$ ) 分别为60, 150, 250, 350和500 MeV时, 所求得的夸克质量  $m_s, m_c$  和  $m_b$ , 以及  $\alpha_s^2, \alpha_c^2$  和  $\alpha_b^2$ . 易见, 随着  $\bar{\Lambda}$  的增大,  $\alpha^2$  变小. 但对 (K, K\*) 体系, 其变化更快. 当选  $\bar{\Lambda} = 60 \text{ MeV}$  时,  $\alpha_s^2 \simeq \alpha_c^2 \simeq \alpha_b^2$ . 随着  $\bar{\Lambda}$  增大到 500 MeV,  $\alpha_c^2$  和  $\alpha_b^2$  差别并不很大, 但  $\alpha_s^2$  却与  $\alpha_c^2$  和  $\alpha_b^2$  偏差甚大. 这种现象在  $\bar{\Lambda} \geq 300 \text{ MeV}$  范围内尤为明显. 这也表明重夸克等效理论在上述  $\bar{\Lambda}$  取值范围内对 K 和 K\* 体系是不适用的. 表2中的  $\bar{\alpha}^2 = \frac{1}{2}(\alpha_c^2 + \alpha_b^2)$ . 另外, 重味夸克质量  $m_Q$  (Q = s, c, b) 也是随着  $\bar{\Lambda}$  的增大而减小. 这一点可通过(2)式清楚地看出.

表3中给出了五种  $\bar{\Lambda}$  不同取值情况下, 选  $\bar{\alpha}^2$  时所求得的 (K, K\*), (D, D\*) 和 (B, B\*) 的质量谱. 可见当  $\bar{\Lambda} \leq 250 \text{ MeV}$  时,  $\alpha_s^2$  与  $\alpha_c^2$  以及  $\alpha_b^2$  相近, 重夸克等效理论可以对 K, K\* 的能谱给予较好的描述. 而当  $\bar{\Lambda} \geq 300 \text{ MeV}$ , 其对 K, K\* 的理论计算与实验不符. 产生这一结果的主要原因是当代表轻自由度质量、动能修正的  $\bar{\Lambda}$  增大时,  $m_Q$  减小. 当  $\bar{\Lambda}$  一定大时,  $m_s$  不再可能是重味夸克了, 即重夸克等效理论适用条件  $\Lambda_{QCD}/m_Q \ll 1$  不再成立. 表3中也给出了对 c, b 夸克体系的计算结果.

通过以上的分析我们发现 T. Ito 等人的结论是与  $\bar{\Lambda}$  的取值有关的. 究竟  $\bar{\Lambda}$  的合理取值范围是多少, 尚需通过进一步对重味重子和多夸克体系的系统分析来判定. 但无

论  $\bar{\Lambda}$  取值是多少, 所求得的  $(D, D^*), (B, B^*)$  谱是稳定且与实验符合的。

表 3 利用表 2 中的五组参数所求得的重味介子的能谱 (MeV)

$\bar{\Lambda}(\text{MeV})$ ( $S^z = 1/2, I = 1/2$ )	$\alpha_Q^2 = (\text{GeV}^2)$ ( $S^z = 1/2, I = 1/2$ )	$m_K$	$m_{K^*}$	$m_D$	$m_{D^*}$	$m_B$	$m_{B^*}$
60	0.2767	510.6	887.8	1863.0	2007.7	5278.9	5331.6
150	0.2655	492.8	893.7	1865.3	2006.9	5280.9	5330.9
250	0.2568	465.1	903.0	1867.8	2006.1	5283.2	5330.1
350	0.2467	376.3	932.5	1857.4	2009.5	5281.2	5330.8
500	0.2316	201.0	991.2	1853.0	2011.0	5283.0	5330.6

表 4 利用五组参数分别求得的重味重子 ( $Qqq$  和  $QQq$ ) 的能谱 (MeV)

Set	$\bar{\Lambda}(0^+, 0)(\text{MeV})$	$\alpha^2(1^+, 1)(\text{GeV}^2)$	$M_\Lambda$	$M_{\Lambda_c}$	$M_{\Lambda_b}$	$M_{\Sigma_c^*}$	$M_{\Sigma_b}$	$M_{\Sigma_b^*}$
Set 1.	382.5	0.0939	1116	2294	5641			
	587.5		$M_\Sigma$	$M_{\Sigma^*}$	$M_{\Sigma_c}$	$M_{\Sigma_c^*}$	$M_{\Sigma_b}$	$M_{\Sigma_b^*}$
	60	$\bar{\alpha}^2(1^-, 1/2)(\text{GeV}^2)$	1193	1385	2450	2524	5828	5855
Set 2.	472.5	0.0824	1116	2294	5641			
	677.5		$M_\Sigma$	$M_{\Sigma^*}$	$M_{\Sigma_c}$	$M_{\Sigma_c^*}$	$M_{\Sigma_b}$	$M_{\Sigma_b^*}$
	150	$\bar{\alpha}^2(1^-, 1/2)(\text{GeV}^2)$	1193	1385	2454	2522	5830	5854
Set 3.	568.0	0.0696	1116	2290	5636			
	777.5		$M_\Sigma$	$M_{\Sigma^*}$	$M_{\Sigma_c}$	$M_{\Sigma_c^*}$	$M_{\Sigma_b}$	$M_{\Sigma_b^*}$
	250	$\bar{\alpha}^2(1^-, 1/2)(\text{GeV}^2)$	1173	1392	3641	3710	10369	10393
Set 4.	667.5	0.0800	1111	2289	5636			
	877.3		$M_\Sigma$	$M_{\Sigma^*}$	$M_{\Sigma_c}$	$M_{\Sigma_c^*}$	$M_{\Sigma_b}$	$M_{\Sigma_b^*}$
	350	$\bar{\alpha}^2(1^-, 1/2)(\text{GeV}^2)$	1141	1412	2450	2524	5830	5854
Set 5.	817.5	0.0876	1111	2289	5636			
	1027.8		$M_\Sigma$	$M_{\Sigma^*}$	$M_{\Sigma_c}$	$M_{\Sigma_c^*}$	$M_{\Sigma_b}$	$M_{\Sigma_b^*}$
	500	$\bar{\alpha}^2(1^-, 1/2)(\text{GeV}^2)$	1074	1445	2450	2524	5831	5854
		0.232	791	1186	3384	3462	10119	10143

对基态  $Qqq$ , 如  $\Lambda_Q, \Sigma_Q$ , 仍先假定  $s$  夸克为重味夸克。由于  $\Lambda_Q$  和  $\Sigma_Q$  的同位旋分别是 0 和 1, 且  $qq$  波函数是反对称的。其质量公式为

$$M_{\Lambda_Q} = m_Q + \bar{\Lambda}(S_1^P = 0^+, I = 0) \quad (4)$$

$$M_{\Sigma_Q} = m_Q + \bar{\Lambda}(S_1^P = 1^+, I = 1) - \frac{\alpha^2(S_1^P = 1^+, I = 1)}{m_Q} \quad (5)$$

$$M_{\Sigma_Q^*} = m_Q + \bar{\Lambda}(S_1^P = 1^+, I = 1) + \frac{\alpha^2(S_1^P = 1^+, I = 1)}{2m_Q} \quad (6)$$

在  $\bar{\Lambda}\left(\frac{1^-}{2}, \frac{1}{2}\right) \leq 250 \text{ MeV}$  取值范围内, 利用表 2 中所对应的夸克质量  $m_s$ , 以及实验值  $\Lambda(1116)$ ,  $\Sigma(1193)$  和  $\Sigma^*(1385)$ , 可求得  $\bar{\Lambda}(S_1^P = 0^+, I = 0)$ ,  $\bar{\Lambda}(S_1^P = 1^+, I = 1)$  和  $\alpha^2(S_1^P = 1^+, I = 1)$ . 具体结果见表 4. 从中可见所得到的  $M_{\Lambda_c}$  和  $M_{\Lambda_b}$  分别在 2290 和 5640 MeV 左右, 与实验值  $\Lambda_c(2285)$  和  $\Lambda_b(5641)$  符合得很好, 而且在  $\bar{\Lambda}\left(S_1^P = \frac{1^-}{2}, I = \frac{1}{2}\right)$  由 60—250 MeV 变化范围内是稳定的. 同样求得的  $M_{\Sigma_c}$ ,  $M_{\Sigma_c^*}$ ,  $M_{\Sigma_b}$  和  $M_{\Sigma_b^*}$  分别在 2450, 2520, 5830 和 5854 MeV 左右. 其中  $M_{\Sigma_c}$  与实验值  $M_{\Sigma_c}(2455)$  也非常符合. 而且  $M_{\Sigma_c}$ ,  $M_{\Sigma_c^*}$ ,  $M_{\Sigma_b}$  和  $M_{\Sigma_b^*}$  不随  $\bar{\Lambda}\left(S_1^P = \frac{1^-}{2}, I = \frac{1}{2}\right)$  变化而显著变化, 保持稳定.

当  $\bar{\Lambda}\left(S_1^P = \frac{1^-}{2}, I = \frac{1}{2}\right) \geq 300 \text{ MeV}$  时, 由重味介子  $\bar{Q}q$  的计算知,  $s$  夸克不能再选做为重味夸克. 但由于  $M_{\Lambda_Q}$  和  $M_{\Sigma_Q}(Q = c, b)$ , 在  $\bar{\Lambda}\left(S_1^P = \frac{1^-}{2}, I = \frac{1}{2}\right) \leq 250 \text{ MeV}$  范围内的稳定性, 因此可以用表 4 中  $\bar{\Lambda}\left(S_1^P = \frac{1^-}{2}, I = \frac{1}{2}\right) \leq 250 \text{ MeV}$  范围内的  $M_{\Lambda_c}$  和  $M_{\Sigma_c}$  做为输入, 求得  $\bar{\Lambda}\left(S_1^P = \frac{1^-}{2}, I = \frac{1}{2}\right) \geq 300 \text{ MeV}$  时  $M_{\Lambda_c}$ ,  $M_{\Sigma_c}$ ,  $M_{\Lambda_b}$  和  $M_{\Sigma_b}$  质量谱. 所得结果也列于表 4 中. 同样可见  $M_{\Lambda_c}$ ,  $M_{\Lambda_b}$ ,  $M_{\Sigma_c}$  和  $M_{\Sigma_b}$  是稳定的. 但  $M_{\Lambda_c}$  和  $M_{\Sigma_c}$  却与实验偏离较大. 故再一次证实了  $\bar{\Lambda}\left(S_1^P = \frac{1^-}{2}, I = \frac{1}{2}\right) \geq 300 \text{ MeV}$  时,  $s$  夸克不能作为重味夸克这一结论.

以下讨论  $QQq$  重子, 如  $\Xi_{QQ}$ . Savage 和 Wise<sup>[10]</sup> 建议这类重子可看成是一个轻夸克和  $QQ$  构成的重 diquark 构成的束缚态. 重 diquark 是色三重态, 其内部结构有

$$\frac{1}{\alpha_s(m_Q)m_Q} \ll \frac{1}{\Lambda_{QCD}} \quad (7)$$

即  $QQq$  可以当做一个准重味介子体系来处理.  $\Xi_{QQ}$  和  $\Xi_{QQ}^*$  的质量公式为:

$$M_{\Xi_{QQ}} = 2m_Q + \bar{\Lambda}\left(S_1^P = \frac{1^-}{2}, I = \frac{1}{2}\right) - \frac{3}{4} \frac{\alpha^2\left(S_1^P = \frac{1^-}{2}, I = \frac{1}{2}\right)}{2m_Q} \quad (8)$$

$$M_{\Xi_{QQ}^*} = 2m_Q + \bar{\Lambda}\left(S_1^P = \frac{1^-}{2}, I = \frac{1}{2}\right) + \frac{1}{4} \frac{\alpha^2\left(S_1^P = \frac{1^-}{2}, I = \frac{1}{2}\right)}{2m_Q} \quad (9)$$

利用表 2 中在  $\bar{\Lambda}\left(S_1^P = \frac{1^-}{2}, I = \frac{1}{2}\right)$  不同取值情况下, 所得到的夸克质量  $m_Q$  和  $\alpha^2$ ,

可求得  $M_{\Sigma_{QQ}}$  和  $M_{\Sigma_{QQ}^*}$  的质量谱, 见表 4. 与实验值  $M_{\Sigma}(1315)$  和  $M_{\Sigma^*}(1530)$  比较, 当  $\bar{\Lambda} \leq 250 \text{ MeV}$  时, 理论与实验符合得很好. 但随着  $\bar{\Lambda}$  的增大,  $m_Q$  减小,  $M_{\Sigma_{QQ}}$  明显地减小.  $M_{\Sigma_{cc}}$  和  $M_{\Sigma_{bb}}$  也随着  $\bar{\Lambda}$  的增大而明显地减小. 与势模型的结果<sup>[11]</sup>( $\Sigma_b(9133)$ ,  $\Sigma_b^*(9137)$ ,  $\Sigma_c(3292)$  和  $\Sigma_c^*(3309)$ ) 相比, 随着  $\bar{\Lambda}$  取值增大, 重夸克等效理论所求得的结果与势模型的结果接近.

通过以上对重味介子和重子的统一分析可见, 当  $\bar{\Lambda}(S_1^P = \frac{1}{2}^-, I = \frac{1}{2})$  取值较小时 ( $\leq 250 \text{ MeV}$ ), 重夸克等效理论对把  $s$  夸克当做重味夸克的体系(如  $K, \Lambda, \Sigma$  和  $\Xi$ ) 计算是成功的. 而当  $\bar{\Lambda}$  取值较大时 ( $\geq 300 \text{ MeV}$ ), 重夸克等效理论将不再适用于上述强子. 而  $\bar{\Lambda}$  取做  $\leq 250 \text{ MeV}$  或  $\geq 300 \text{ MeV}$  都是理论允许的, 且不论  $\bar{\Lambda}$  在那个取值范围内, 对  $c, b$  重味强子的解释是成功和稳定的. 因此, 虽然知道 T. Ito 等人的结论是  $\bar{\Lambda}$  参数相关的, 但对重味介子和重子的分析还不能确定  $\bar{\Lambda}$  应在那个取值范围内. 同样对重夸克等效理论的适用性也就难以给出较为满意的答案.

为了进一步讨论这一问题, 我们将把重夸克等效理论推广并应用到  $QQqq$  这类多夸克体系上. 希望能够得到一些提示.

### 3 $\overline{QQ}qq$ 的计算

通过第二节的讨论易见重夸克等效理论对  $c, b$  夸克为重夸克的重味体系是成功的. 推广它的应用, 希望它会对重味四夸克态  $\overline{QQ}qq$  给出简便定性的解释.

如引言所述, 虽然有关实验资料很少, 但势模型<sup>[12]</sup>在介子谱、重子谱上的成功, 使得用同一套参数, 同时系统地描述介子、重子和四夸克态的工作可以认为是可靠的. 尤其是势模型的计算表明, 只有  $\overline{QQ}qq$  可能存在着稳定的能级, 如  $\overline{bb}qq(I=0, J=1), \overline{cb}qq(I=0, J=1)$  其束缚能分别是  $-120 \text{ MeV}$  和  $1 \text{ MeV}$ . 以势模型的这些结果为依据, 利用重夸克等效理论来计算  $\overline{QQ}qq$ . 通过研究  $\overline{QQ}qq$  的稳定性质, 希望得到参数  $\bar{\Lambda}(S_1^P = \frac{1}{2}^-, I = \frac{1}{2})$  的合理取值范围和重夸克等效理论的适用性.

因为四夸克态具有两种色结构, 一种是 diquark 和反 diquark 分别处于色三重态和共轭三重态的 T(true)-四夸克态. 另外一种 diquark( $qq$ ) 和反 diquark( $\overline{QQ}$ ) 分别处于六重态和共轭六重态的 M(mock)-四夸克态. 考虑波函数的反对称性, 以及重夸克等效理论对重味强子分类的特点, 重味四夸克态  $\overline{QQ}qq$  按  $J$  和轻自由度  $S_1^P, I$  的分类列于表 5 中.

表 5 四夸克重味体系的分类

T-diquark	$S_1^P$	$I$	$J$	M-diquark	$S_1^P$	$I$	$J$
	$0^+$	$0$	$1$		$0^+$	$1$	$0$
$1^+$	$1$	$0, 1, 2,$	$1^+$	$0$	$1$		

以下只考虑最低能态 T-四夸克态<sup>[12]</sup>, diquark 和反 diquark 构成的体系与  $\bar{Q}q$  重味介子相似。其质量公式为

$$M_{\bar{Q}q}(J) = 2m_q + \bar{\Lambda}(S_1^p, J) + \frac{\alpha^2(S_1^p, I)}{2m_q} S_0 \cdot S_1 \quad (10)$$

由于  $qq$  或  $\bar{Q}\bar{Q}$  的波函数应是反对称的。故轻自由度量子数  $(S_1^p, I)$  可选为  $(0^+, 0)$  和  $(1^+, 1)$ 。利用表 4 中所给出的五组不同的  $\bar{\Lambda}(S_1^p = 0^+, I = 0)$ ,  $\bar{\Lambda}(S_1^p = 1^+, I = 1)$  和  $\alpha^2(S_1^p = 1^+, I = 1)$  取值, 可求得  $(S_1^p, I)$  分别为  $(0^+, 0)$  和  $(1^+, 1)$  的  $\bar{Q}q$  能谱, 见表 6。易见当取  $\bar{\Lambda}(S_1^p = \frac{1}{2}^-, I = \frac{1}{2}) \geq 350$  MeV 时, 本工作所求得的  $\bar{b}bqq(I = 0,$

$J = 1), \bar{b}cqq(I = 0, J = 1), \bar{c}cqq(I = 0, J = 1), \bar{b}bqq(I = 1, J = 1)$  和  $\bar{b}bqq(I = 1, J = 2)$  的能谱与势模型<sup>[4]</sup>的结果(10525, 7244, 3931, 10712 和 10735 MeV) 相近。这些态的束缚能分别是 -8, 17.6, 44.1, 195 和 211 MeV。当  $\bar{\Lambda}(S_1^p = \frac{1}{2}^-, I = \frac{1}{2})$  为

500 MeV 时, 其束缚能是 -160, -131, -103, 43 和 58 MeV。值得注意的是当  $\bar{\Lambda}(S_1^p = \frac{1}{2}^-, I = \frac{1}{2}) \leq 250$  MeV 时,  $\bar{b}bqq$  是不稳定的, 而且重夸克等效理论所求得的  $\bar{Q}q$  所谱均远大于势模型的结果<sup>[4]</sup>。同时从表 6 中的结果可以发现, 随  $\bar{\Lambda}$  的增大,  $\bar{Q}q$  质量减小, 束缚得更紧。

表 6 五组参数下, 分别求得的  $\bar{Q}q$  四夸克态的能谱

$S_1^p$	$I$	$J$	set 1.	$\bar{s}sqq$	$\bar{c}cqq$	$\bar{b}cqq$	$\bar{b}bqq$	set 2.	$\bar{s}sqq$	$\bar{c}cqq$	$\bar{b}cqq$	$\bar{b}bqq$
$0^+$	0	0		1850	4206	7552	10899		1760	5115	7462	10809
$1^+$	1	0		1927	4361	7731	11086		1837	4275	7644	10998
$1^+$	1	1		1991	4386	7744	11095		1905	4298	7656	11006
$1^+$	1	2		2119	4435	7771	11113		2029	4343	7679	11022
$S_1^p$	$I$	$J$	set 3.	$\bar{s}sqq$	$\bar{c}cqq$	$\bar{b}cqq$	$\bar{b}bqq$					
$0^+$	0	0		1655	4011	7358	10705					
$1^+$	1	0		1737	4180	7547	10906					
$1^+$	1	1		1801	4200	7557	10907					
$1^+$	1	2		1929	4241	7578	10921					
$S_1^p$	$I$	$J$	set 4.	$\bar{s}sqq$	$\bar{c}cqq$	$\bar{b}cqq$	$\bar{b}bqq$	set 5.	$\bar{s}sqq$	$\bar{c}cqq$	$\bar{b}cqq$	$\bar{b}bqq$
$0^+$	0	0		1555	3911	7257	10604		1405	3761	7108	10454
$1^+$	1	0		1585	4072	7444	10799		1368	3922	7295	10560
$1^+$	1	1		1675	4096	7456	10807		1492	3946	7306	10657
$1^+$	1	2		1855	4146	7480	10823		1538	3996	7329	10672

考虑势模型计算<sup>[4]</sup>以及最近多数工作<sup>[3]</sup>的结论,  $\bar{Q}q$  可以存在着稳定能级, 特别是  $\bar{b}bqq$  体系, 普遍认为可能是具有几个稳定态的候选者。如果把这一结论作为一个参考标

准的话, 由于  $\bar{\Lambda} \left( S_1^P = \frac{1}{2}^-, I = \frac{1}{2} \right)$  在两个取值范围内 ( $\bar{\Lambda} \leq 250 \text{ MeV}$  和  $\bar{\Lambda} \geq 350 \text{ MeV}$ )

将对  $\overline{QQ}qq$  的稳定性质给出两个完全不同的描述, 可以认为  $\bar{\Lambda} \geq 350 \text{ MeV}$  的取值是合理的, 并与势模型的结论是定性一致的。

无疑通过对重味介子、重子的统一描述, 我们发现重夸克等效理论对  $c, b$  重味强子是成功的, 不论  $\bar{\Lambda} \left( S_1^P = \frac{1}{2}^-, I = \frac{1}{2} \right)$  参数选在那个取值范围内, 结论都是一样的。同

样可以认为重夸克等效理论对重味四夸克态  $\overline{QQ}qq (Q = c, b)$  的描述也应该是成功的。

但由于  $\bar{\Lambda} \left( S_1^P = \frac{1}{2}^-, I = \frac{1}{2} \right)$  在两个取值范围内所给出基态  $\overline{QQ}qq$  (特别是  $\overline{bb}qq (I = 0, J = 1)$ ) 的稳定性质完全不同, 使得对  $\overline{bb}qq$  等的稳定性质的研究成为对重夸克等效理论检验的一种途径。

在认为势模型的结果是合理的基础上,  $\overline{bb}qq$  的稳定性质由  $\bar{\Lambda} \geq 350 \text{ MeV}$  所体现。这样 T. Ito 等在  $\bar{\Lambda} = 150 \text{ MeV}$  所得到的结论就值得商榷。在  $\bar{\Lambda} \geq 350 \text{ MeV}$  的参数选择范围内, 重夸克等效理论不再适用于  $K, \Lambda, \Sigma$  和  $\Xi$  等强子体系, 但对含有  $c, b$  重味夸克的强子体系依然是成功。

总之, 通过对强子体系基态性质的定性研究, 我们发现 T. Ito 的结论是与  $\bar{\Lambda}$  参数相关的, 值得商榷。对重味四夸克基态的稳定性质的定性分析发现  $\bar{\Lambda} \geq 350 \text{ MeV}$  是合理的。因而可以认为重夸克等效理论不适于奇异强子体系的描述, 但对含有  $c, b$  夸克的重夸克强子体系的计算是成功的。实际上, 上述这一结论与重味夸克等效理论的基本出发点相一致。对  $c, b$  重味强子体系, 由于  $\Lambda_{QCD}/m_Q \rightarrow 0$ , 因此, 重夸克等效理论是适用的。对奇异强子, 如  $K, \Lambda, \Sigma$  和  $\Xi$  等, 如果把  $s$  夸克当做重味夸克, 由于  $m_s \sim \Lambda_{QCD}$ , 只考虑  $1/m_s$  修正是不够的, 高阶修正, 如  $1/m_s^2$  的考虑是必须。因此重夸克等效理论的质量公式(1)不再适用。同样, T. Ito 等人所得到的结论<sup>[7]</sup>: “ $s$  夸克可以作为重味夸克。重夸克等效理论适用于  $K, \Lambda, \Sigma$  和  $\Xi$  等重味强子体系”是值得商榷。

在文献[7]中,  $\bar{\Lambda} \left( S_1^P = \frac{1}{2}^-, I = \frac{1}{2} \right)$  选为  $150 \text{ MeV}$ 。相应的  $s$  夸克质量为  $644 \text{ MeV}$ 。由于  $s$  夸克质量大于传统模型所取值<sup>[9]</sup>  $100-300 \text{ MeV}$ , 且  $\bar{\Lambda}$  (代表轻自由度的性质) 的取值较小, 因此可以认为公式(1)对含奇异夸克的体系是适用的。但以上观点只局限于对重味介子和重子的讨论中。对重味四夸克态 (特别是  $\overline{bb}qq$ ) 稳定性质的分析发现, 若推广公式(1)到这类系统, 且保证重味四夸克态  $\overline{bb}qq$  的稳定性质与其它理论的结果是定性一致的, 则参数  $\bar{\Lambda}$  应大于  $350 \text{ MeV}$ 。而在这一参数选取范围内,  $s$  夸克不再能够做为重味夸克。

当然目前的工作只局限于对基态重味强子的定性研究, 进一步对重味四夸克态的较为定量的计算, 是今后研究工作中的一个方向。它不仅会对实验提供理论预测, 也会对理论本身的适用性提供更进一步的论证。



## 参 考 文 献

- [1] R. L. Jaffe, *Phys. Rev.*, **D15**(1977) 267; 281.  
 [2] H. M. Chen, et al., *Nucl. Phys.*, **B130** (1978) 401; J. Weinstein, N. Isgur, *Phys. Rev.*, **D27** (1983) 588; **D41**(1990) 2236; S. Zouzou, et al., *Z. Phys.*, **C30**(1986) 457; A. V. Manohar, et al., *Nucl. Phys.*, **B399**(1993) 17.  
 [3] A. J.P. Richard, J. M. Taxil, *Phys. Rev.*, **D25**(1982) 195; L. Heller, J. A. Tjon, *Phys. Rev.*; **D32**(1985) 755; **D35**(1987) 969; J. Carlson, L. Heller, J. A. Tjon, *Phys. Rev.*, **D37**(1988) 744; H. J. Lipkin, *Phys. Lett.*, **B172**(1986) 242; S. Zouzou, J. M. Richard, *Few-Body Systems*, **16** (1994) 1; N. A. Tornqvist, *Phys. Rev. Lett.*, **67**(1992) 556; *Z. Phys.*, **C61**(1994) 525.  
 [4] B. Silvestre-Brac, C. Semay, *Z. Phys.*, **C57**(1993) 273; **C59**(1993) 457; C. Semay, B. Silvestre-Brac, *Z. Phys.*, **C61**(1994) 271 and references therein.  
 [5] N. Isgur, M. B. Wise, *Phys. Lett.*, **B232**(1989) 113; **B237**(1990) 507; E. Eichten, B. Hill, *Phys. Lett.*, **B234**(1990) 511; B. Grinstein, *Nucl. Phys.*, **B330**(1990) 253; *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, **42**(1992) 10.  
 [6] M. E. Luke, *Phys. Lett.*, **B252**(1990) 447; J. L. Rosner, *Phys. Rev.*, **D42**(1990) 3732; M. Tanimoto, *Phys. Rev.*, **D44**(1991) 1449; M. Neubert, *Phys. Lett.*, **B264**(1991) 455.  
 [7] T. Ito, T. Morii, M. Tanimoto, *Z. Phys.*, **C59**(1993) 57.  
 [8] U. Aglietti, *Phys. Lett.*, **B281**(1992) 341.  
 [9] Particle Data Group, *Phys. Rev.*, **D45**(1992) 11-11.  
 [10] M. Savage, M. B. Wise, *Phys. Lett.*, **B248**(1990) 177.  
 [11] C. S. Kalman, B. Tran, *Nuovo Cimento*, **102A**(1989) 835.  
 [12] N. A. Mitra, *Ann. Phys.*, **141**(1982) 365; B. Ram, *Lett. Nuovo Cimento*, **44**(1985) 277.

## Heavy Quark Effective Theory and Study of Heavy Hadron Spectra

Dong Yubing

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

Received 5 May 1994

### Abstract

By employing the heavy quark effective theory, the spectra of heavy hadrons, such as heavy mesons ( $\bar{Q}q$ ), heavy baryons ( $QQq$  and  $Qqq$ ) and heavy multiquark systems ( $\bar{Q}\bar{Q}qq$ ) are studied systemically. The results are compared with the predictions for  $\bar{Q}\bar{Q}qq$  in potential model.

**Key words** heavy quark, heavy flavor, effective theory, four quark system.