

文章编号: 1007-4627(2004)04-0300-06

相对论夸克模型对重夸克偶素质量谱的研究*

梅 花, 陈 洪

(西南师范大学物理学院, 重庆 400715)

摘 要: 介绍了量子场论中基于准势途径的一个相对论夸克模型, 并使用这个相对论夸克模型计算了重夸克偶素的质量谱. 显示这个相对论夸克模型可较好地拟合实验上肯定的质量谱数据.

关键词: 重夸克偶素; 质量谱; 相对论修正; 湮灭势

中图分类号: O572.33 **文献标识码:** A

1 引言

重介子一直是检验强相互作用的基本理论——量子色动力学(QCD)的最基本的体系, 对重介子的研究有助于认识其内部和更复杂体系内部的夸克-胶子相互作用的动力学行为. 到目前为止, 源于 QCD 在低能区的非微扰效应, 从 QCD 第一性原理出发还不可能获得整个范围内的夸克-反夸克相互作用. 随着重介子基态和激发态的大量实验数据的积累^[1], 通过理论预言与实验数据比较所获得的夸克-反夸克相互作用势的信息是非常具有实际意义的. 通常使用的夸克-反夸克相互作用势是 Cornell 势^[2], 即库仑势和线性禁闭势之和. 最近的格点规范理论研究表明^[3], 在大、小距离静态极限, 这个势的确是正确的.

要考虑这个势的相对论修正, 核心的问题是如何处理禁闭夸克-反夸克相互作用的洛仑兹结构. 目前已清楚在短程起主要作用的库仑势源于微扰单胶子交换, 而对线性禁闭的洛仑兹结构文献中一直有不同的选择. 长期以来, 标量禁闭核是一恰当的选择^[4], 其主要是基于重夸克的自旋轨道耦合势的特性, 标量势给出的长程磁相互作用为零, 与夸克禁闭的流管模型一致^[5]. 然而, 与实验数据比较, 用标量禁闭势比用矢量禁闭势得到的重介子的弱电衰变率要差, 重介子的辐射衰变对禁闭的洛仑兹结构也非常敏感^[6]. 最近的研究也表明, 从威尔逊(Wilson)圈途径^[7]和完全库仑规范下 QCD 哈密顿量的非相对论约化^[8], 夸克-反夸克相互作用都不

能被认为是纯粹的标量. 这些工作肯定了禁闭势的洛仑兹结构应考虑是标量和矢量禁闭的混合.

正是由于禁闭势的洛仑兹结构的不确定性使得静态禁闭势的相对论修正一直缺乏系统的研究. 基于标量禁闭的假设也仅仅考虑了与自旋有关的相对论修正部分^[9-11]. 尽管在最近的工作中考虑了自旋无关的相对论修正部分, 但对同位夸克与反夸克组成的重介子偶素, 忽视了在短程区域与单胶子交换起同样作用的内味夸克和反夸克的湮灭对夸克-反夸克相互作用的贡献^[12, 13]. 本文考虑了静态夸克势的所有到 v^2/c^2 级次的完全的相对论修正及内味夸克和反夸克的湮灭, 并通过求解相对论型薛定谔方程, 计算了重介子偶素的能谱, 讨论了相对论修正项和湮灭项对重介子偶素能级分裂的作用.

2 相对论夸克模型

为了计算重介子的质量谱, 并获得体系的波函数, 我们采用了量子场理论中基于准势方法的相对论夸克模型^[14, 15]. 在此模型中, 夸克-反夸克束缚态波函数满足以下薛定谔型方程:

$$\left(\frac{b^2(M)}{2\mu_R} - \frac{p^2}{2\mu_R}\right)\hat{\psi}_M(p) = \int \frac{d^3q}{(2\pi)^3} V(p, q; M)\hat{\psi}_M(q), \quad (1)$$

其中 μ_R 为相对论约化质量:

收稿日期: 2004 - 08 - 30

* 基金项目: 国家自然科学基金资助项目(10147208)

作者简介: 梅 花(1980--), 女(汉族), 贵州贵阳人, 硕士研究生, 从事中高能核物理理论研究.

$$\mu_R = \frac{M^4 - (m_1^2 - m_2^2)^2}{4M^3}, \quad (2)$$

$b^2(M)$ 为相对论动量的平方：

$$b^2(M) = \frac{[M^2 - (m_1 + m_2)^2][M^2 - (m_1 - m_2)^2]}{4M^2}, \quad (3)$$

M 是两夸克系统的总能量， m_1 和 m_2 分别表示两夸克的质量。

方程(1)的核是夸克-反夸克相互作用的准势算符 $V(p, q; M)$ 。这个核可求助于投影到正能态的离壳散射振幅而获得。为了构造夸克-反夸克相互作用的准势形式，我们假定有效相互作用由在短程起主要作用的矢量单胶子交换位和长程标量与矢量线性禁闭位组成。这样，准势定义为

$$V(p, q; M) = \bar{u}_a(p)\bar{u}_b(-p) \left\{ \frac{\lambda_1 \cdot \lambda_2^T}{4} \alpha_s D_{\mu\nu}(k) \gamma_a^\mu \gamma_b^\nu + V_v(k) \gamma_a^\mu \gamma_{b\mu} + V_s(k) \right\} u_a(q) u_b(-q), \quad (4)$$

其中 α_s 是 QCD 耦合常数， $k=p-q$ ， $D_{\mu\nu}$ 是库仑规范下的胶子传播子， γ_μ 和 $u(p)$ 是狄拉克 (Dirac) 矩阵和旋量， $\lambda^a (a=1, 2, 3, \dots, 8)$ 是 QCD 的 SU(3) 色规范群的 8 个生成矩阵。

在方程(4)中，将狄拉克旋量展开到 v^2/c^2 级次，可得到动量空间的夸克-反夸克相互作用势。在坐标空间中，这个相对论夸克-反夸克势是矢量部分和标量部分之和，其中矢量部分为

$$V_v^r = V_v^c + \frac{1}{8} \left(\frac{1}{m_1} + \frac{1}{m_2} \right) \nabla^2 V_v^c + \frac{1}{m_1 m_2} \{ V_v^c p^2 \}_w - \frac{1}{12 m_1 m_2} \left(\frac{d^2}{dr^2} - \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \right) V_v^c \hat{S}_{12} + \frac{2}{3 m_1 m_2} \nabla^2 V_v^c s_1 \cdot s_2 + \frac{1}{2 m_1 m_2} \frac{1}{r} \frac{dV_v^c}{dr} \left[\left(2 + \frac{m_2}{m_1} \right) s_1 + \left(2 + \frac{m_1}{m_2} \right) s_2 \right] \cdot L, \quad (5)$$

它包括通常的单胶子交换位和矢量线性禁闭。在方程(5)中， \hat{S}_{12} 是自旋张量算符 $\hat{S}_{12} = 3(s_1 \cdot r)(s_2 \cdot r)/r^2 - s_1 \cdot s_2$ ， $L = r \times p$ 。在非相对论极限下， V_v^c 是库仑位 V_c 和矢量禁闭位 V_v 之和，

$$V_v^c(r) = V_c(r) + V_v(r), \quad V_c = \frac{\lambda \cdot \lambda^T}{4} \frac{\alpha_s}{r}, \quad V_v(r) = (1 - \epsilon) \sigma r, \quad (6)$$

下标 W 表示相应算符的外尔 (Weyl) 次序， ϵ 是混合系数， σ 是弦张力。标量部分为

$$V_s^r = V_s - \frac{m_1^2 + m_2^2}{2m_1^2 m_2^2} \{ p^2 V_s \}_w - \frac{m_1^2 + m_2^2}{8m_1^2 m_2^2} \nabla^2 V_s - \frac{1}{2m_1 m_2 r} \frac{dV_s}{dr} \left(\frac{m_2}{m_1} s_1 + \frac{m_1}{m_2} s_2 \right) \cdot L, \quad (7)$$

式中 V_s 是非相对论极限下的标量线性禁闭势：

$$V_s = \epsilon \sigma r. \quad (8)$$

从式(6)和(8)可见，静态标量和矢量线性禁闭势之和再现静态线性禁闭：

$$V_{conf}(r) = V_s(r) + V_v(r) = \sigma r. \quad (9)$$

需要指出的是，在许多文献中，静态禁闭势还包含一常数项 c 。正如从威尔逊圈途径指出的那样^[16]，这样一个常数源于对大威尔逊圈周长的积分。如果考虑一次相对论修正，只要 $c/2$ 比夸克质量小，这个常数可吸收到夸克质量的再定义 $m_i \rightarrow m_i + c/2$ 中去，因此在此没有考虑这个可能的常数。

当夸克和反夸克具有同一种味道时，还应考虑夸克和反夸克湮没的贡献，相应的到 $1/m^2$ 级次的夸克-反夸克对湮没势为^[15]

$$V^{Ann}(r) = \frac{\pi \alpha_s}{16 N_c m^2} (\lambda_1 - \lambda_2^T)^2 \cdot (1 - \tau_1 \cdot \tau_2) s^2 \delta(r), \quad (10)$$

式中 $s = s_1 + s_2$ 是总自旋角动量算， $\tau^i (i=1, 2, 3)$ 是同位旋 SU(2) 的三个泡利矩阵。

考虑重夸克偶素体系 ($c\bar{c}$ 和 $b\bar{b}$)， $m_1 = m_2 = m$ ，则式(2)和(3)化为

$$\mu_R = \frac{M}{4}, \quad b^2(M) = \frac{M^2}{4} - m_Q^2. \quad (11)$$

方程(5)和(7)也可进一步简化，并且习惯上把它们分解为三部分之和：一是单胶子交换位

$$V_v^{OGEP} = \frac{\lambda_1 \lambda_2^T}{4} \alpha_s \left\{ \frac{1}{r} - \frac{2\pi}{m^2} \delta(r) + \frac{1}{m^2} \left\{ \frac{1}{r} p^2 \right\}_w - \frac{\hat{S}_{12}}{4m^2 r^3} - \frac{2\pi}{3m^2} \delta(r) s_1 \cdot s_2 - \frac{3}{2m^2 r^3} s \cdot L \right\}, \quad (12)$$

二是矢量线性禁闭位

$$V_v^{\text{conf}} = (1 - \epsilon)\sigma \left\{ r + \frac{1}{m^2 r} + \frac{1}{m^2} \{ r p^2 \}_w + \frac{1}{12m^2 r} \hat{S}_{12} + \frac{4}{3m^2 r} (s_1 \cdot s_2) + \frac{3}{4m^2 r} s \cdot L \right\}, \quad (13)$$

三是标量线性禁闭位

$$V_s^{\text{conf}} = \epsilon\sigma \left\{ r - \frac{1}{m^2} \{ r p^2 \}_w - \frac{1}{2m^2 r} - \frac{1}{2m^2 r} s \cdot L \right\}. \quad (14)$$

这样式(10), (12), (13)和(14)就构成了研究重夸克偶素能谱的夸克-反夸克势.

3 计算与分析

为求解所选势模型下重介子偶素的能谱, 我们在坐标空间中求解相应的束缚态方程(1). 考虑到计算的精度, 我们首先采用节点方法^[16], 对静态势, 即 Cornell 势

$$V_{\text{Cornell}}(r) = \frac{\lambda \lambda^T \alpha_s}{4} \frac{1}{r} + \sigma r \quad (15)$$

数值地求解方程(1)的本征值和本征波函数. 然后, 使用所得到的波函数求相对论修正有关各项的矩阵元, 包括自旋无关项、自旋-自旋相互作用项($\sim s \cdot s$)、自旋-轨道相互作用项($\sim s \cdot L$)、张量相互作用项($\sim \hat{S}_{12}$)和湮灭项($\sim s^2$)对重介子偶素质量谱的贡献.

在计算重介子能谱的过程中, 需要确定所用模型的参数. 对 QCD 耦合常数 $\alpha_s(\mu^2)$ 对重整化点 μ^2 的依赖, 我们使用领头级次结果

$$\alpha_s(\mu^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2n_f) \ln(\mu^2/\Lambda^2)}. \quad (16)$$

为了减少独立参数的数目, 我们取 $\alpha_s(\mu^2)$ 中的重整化标度 μ 等于夸克质量. 对组分夸克质量, 我们也在合理的范围内改变它们的值. 通过数值分析和对实验数据的拟合, 模型参数确定为

$$m_c = 1.35 \text{ GeV}, \quad m_b = 4.65 \text{ GeV}$$

$$\Lambda = 0.178 \text{ GeV}, \quad \sigma = 0.20 \text{ GeV}^2, \quad \epsilon = 0.8$$

夸克质量 $m_{c,b}$ 有对组分夸克模型的通常值, 并与先前对自旋平均能谱分析所选择的一致. 找到的

QCD 参数 Λ 的值给出的强耦合常数为 $\alpha_s(m_c^2) \approx 0.35$ 和 $\alpha_s(m_b^2) \approx 0.33$.

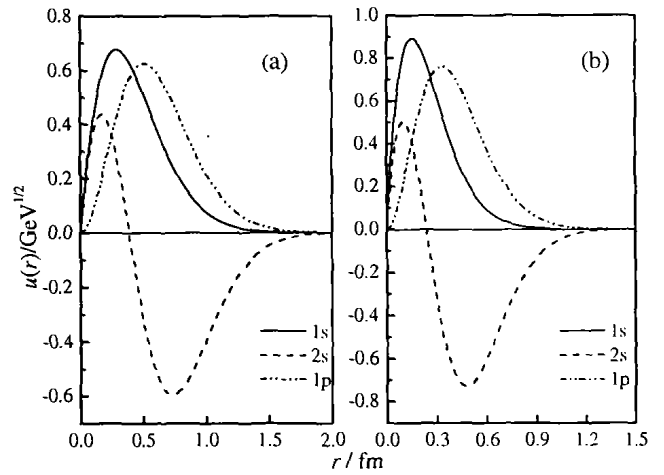


图 1 1s, 2s 和 1p 态的约化径向波函数 (a) 和 (b) 分别对应 $\bar{c}c$ 和 $\bar{b}b$ 系统.

对粲夸克和底夸克偶素运用以上参数, 计算了重介子偶素 $\bar{c}c$ 和 $\bar{b}b$ 的质量谱. 在图 1 中, 我们绘出了所得到的约化径向波函数 $u(r) = rR(r)$. 自旋平均能谱和精细结构能谱在表 1 中给出. 表 1 中我们使用对重介子偶素分类的光谱记号: $n_c^{2s+1} L_J$, 其中 n_c 是径向量子数, L 是角动量量子数, $S = 0, 1$ 是总自旋量子数, $J = |L - S|, L$ 和 $L + S$ 是总角动量 ($J = L + s$) 量子数. 本文只讨论到主量子数 $n = 1, 2$ 的情况, 因为重在分析相对论情况下造成能级

表 1 $\bar{c}c$ 和 $\bar{b}b$ 的自旋平均能谱和精细结构能谱 GeV

体系	状态	自旋平均能谱		精细能谱	
		计算值	实验值	实验值	计算值
$\bar{c}c$	$\eta_c(1^1S_0)$	3.068	2.979 7	2.987	
	$J/\psi(1^3S_1)$		3.096 87	3.101	
	$\eta'_c(2^1S_0)$	3.726	3.594	3.605	
	$\psi'(2^3S_1)$		3.685 96	3.691	
	$\chi_{c0}(1^3P_0)$	3.526	3.415 1	3.411	
	$\chi_{c1}(1^3P_1)$		3.510 51	3.471	
	$\chi_{c2}(1^3P_2)$		3.556 18	3.557	
$\bar{b}b$	$\eta_b(1^1S_0)$	9.46	※	9.443	
	$\Upsilon(1^3S_1)$		9.460 3	9.515	
	$\eta'_b(2^1S_0)$	10.001	※	9.976	
	$\Upsilon'(2^3S_1)$		10.023 3	10.014	
	$\chi_{b0}(1^3P_0)$	9.889	9.859 9	9.865	
	$\chi_{b1}(1^3P_1)$		9.892 7	9.884	
	$\chi_{b2}(1^3P_2)$		9.912 6	9.912	

分裂的主要因素. 约化径向波函数和自旋平均能谱即是对势(15)式数值求解方程(1)所得本征值和本征波函数. 精细结构能谱是在自旋平均能谱的基础上, 将(5), (6)和(7)式中相对论修正项作为微扰项, 利用波函数求其微扰修正后得到的. 从表中数据可以看出, 模型正确地再现了能级重心的位置和自旋平均能谱的分裂, 且分裂后的情况与实验数据符合较好.

下面详细分析相对论修正各项对重介子偶素质量谱的贡献. 相对论修正中自旋无关项, 自旋-自旋相互作用项 ($\sim s \cdot s$), 自旋-轨道相互作用项($\sim s \cdot L$), 张量相互作用项($\sim \hat{S}_{12}$)和湮灭项($\sim s^2$)对重介子偶素质量谱的贡献列于表 2 中. 从表中可以

看出, 湮灭项对 1S_0 和 P 态的贡献都为零, 对 3S_1 态有贡献. 湮灭项对 3S_1 态的贡献是非常重要的, 若不考虑湮灭势的存在, 仅色磁项是不足以提供 S 能级的分裂的; 自旋轨道耦合项对 P 态有贡献, 而对 S 态的贡献为零, 这是由于 S 态的轨道角动量为零之故. 对于 P 态 $\langle s_1 \cdot s_2 \rangle = 1/4$, 因此自旋-自旋相互作用项对 P 态的贡献都相同. P 态能级的分裂主要来自于自旋轨道相互作用项的贡献. 尽管张量项也有贡献, 但相对自旋轨道相互作用项的贡献很小. 从以上的分析可知, 造成 S 态能级分裂的主要原因在于自旋-自旋相互作用项和湮灭项的贡献, 造成 P 态分裂的主要原因在于自旋-轨道耦合项的贡献, 部分源于张量项的贡献.

表 2 相对论修正项对重介子偶素能谱的贡献

10^{-2} GeV

体系	状态	自旋无关项	$\sim s^2$ 项	$\sim s \cdot L$ 项	$\sim s \cdot s$ 项	$\sim \hat{S}_{12}$ 项
cc	η_c	-0.977	0	0	-7.170	0
	J/ψ	-0.977	1.855	0	2.390	0
	η'_c	-6.747	0	0	-5.397	0
	ψ'	-6.747	1.452	0	1.799	0
	χ_{c0}	-2.426	0	-9.171	1.139	-0.912
	χ_{c1}	-2.426	0	-4.585	1.139	0.456
	χ_{c2}	-2.426	0	4.585	1.139	-0.091 2
bb	η_b	2.671	0	0	-4.421	0
	γ	2.671	1.389	0	1.474	0
	η'_b	-0.221	0	0	-2.306	0
	γ'	-0.221	0.725	0	0.769	0
	χ_{b0}	-0.624	0	-2.931	0.361	-0.263
	χ_{b1}	-0.624	0	-1.465	0.361	0.132
	χ_{b2}	-0.624	0	1.465	0.361	0.026 3

自旋-自旋相互作用项($\sim s \cdot s$), 自旋-轨道相互作用项($\sim s \cdot L$)和张量相互作用项($\sim \hat{S}_{12}$)的贡献包含于 V_V^{OGEP} , V_V^{conf} 和 V_S^{conf} 中, 表 3 列出了 V_V^{OGEP} , V_V^{conf} 和 V_S^{conf} 中各项的贡献. 从表中数据可以看出, 标量禁闭只包括了 $\sim s \cdot L$ 项; 矢量禁闭则包括了 $\sim s \cdot L$ 项、 $\sim s \cdot s$ 项和 $\sim \hat{S}_{12}$ 项, 其中起主要作用的是 $\sim s \cdot L$ 项和 $\sim s \cdot s$ 项. 在自旋-轨道

耦合项中, 矢量禁闭和标量禁闭处于同一数量级, 但符号相反, 即矢量禁闭和标量禁闭的贡献是相反的. 例如对 χ_{c0} 态, 矢量贡献使能级下降, 标量禁闭使能级上升; 矢量禁闭和单胶子交换的贡献始终是相同的, 它们同时使能级上升或使能级下降. 综上所述, 禁闭贡献不仅存在于标量部分, 而且存在于矢量部分, 且它的贡献是非常重要的.

表 3 $V_{\text{VOGEP}}, V_{\text{V}^{\text{conf}}}, V_{\text{S}^{\text{conf}}}$ 中 $\sim s \cdot L$ 项、 $\sim s \cdot s$ 项和 $\sim S_{12}$ 项的贡献 10^{-2} GeV

体系	状态	$\sim s \cdot L$ 项			$\sim s \cdot s$ 项		$\sim S_{12}$ 项	
		V_{VOGEP}	$V_{\text{V}^{\text{conf}}}$	$V_{\text{S}^{\text{conf}}}$	V_{VOGEP}	$V_{\text{V}^{\text{conf}}}$	V_{VOGEP}	$V_{\text{V}^{\text{conf}}}$
$c\bar{c}$	η_c	0	0	0	-5.566	-1.604	0	0
	J/ψ	0	0	0	1.855	0.535	0	0
	η'_c	0	0	0	-4.356	-1.041	0	0
	ψ'	0	0	0	1.452	0.347	0	0
	χ_{c0}	-10.058	-2.661	3.548	0.843	0.296	-0.838	-0.074
	χ_{c1}	-5.029	-1.330	1.774	0.843	0.296	0.419	0.037
	χ_{c2}	5.029	1.330	-1.774	0.843	0.296	-0.083 8	-0.007 4
$b\bar{b}$	η_b	0	0	0	-4.169	-0.252	0	0
	γ	0	0	0	1.389	0.084	0	0
	η'_b	0	0	0	-2.175	-0.131	0	0
	γ'	0	0	0	0.725	0.044	0	0
	χ_{b0}	-3.046	-0.344	0.459	0.323	0.038	-0.254	-0.009
	χ_{b1}	-1.523	-0.172	0.230	0.323	0.038	0.127	0.005
	χ_{b2}	1.523	0.172	-0.230	0.323	0.038	-0.025 4	-0.000 9

4 结论

本文在相对论夸克模型框架下考虑了重介子偶素的质量谱. 基于线性禁闭的矢量和标量混合洛仑兹结构, 我们给出了完全的 v^2/c^2 级次的相对论修正. 在我们的计算中, 包括了完全的 v^2/c^2 级次的相对论修正和短程湮灭修正. 相对论修正不仅包括自旋相关部分, 而且包括自旋无关部分. 在大多数的势模型中, 只包括自旋相关的相对论修正, 短程部分的湮灭修正也常常被忽视. 计算的质量谱与实验值符合较好, 差别与 v^2/c^2 和 α_s 的较高级次的修正可比拟. 还值得一提的是, 对底夸克偶素态 η_b (1S_0) 的预期是很有趣的, 因为实验上迄今未观测到这个低能态. 实验观测的困难在于这个态的量子数与光子的量子数不同, 以致不能在正负电子对撞

过程中产生. 另一方面 γ 和 η_b 之间较小的超精细劈裂 ($\sim 60 \text{ MeV}$) 也导致了在观测 η_b 态上的困难.

我们的计算还表明, 湮灭势对于 S 态能级的分裂起到很重要的作用; 对 P 态造成能级分裂的主要原因在于自旋-轨道耦合; 从势模型来看, 矢量禁闭的存在也十分重要, 禁闭的矢量与标量混合机制应更能说明质量谱的实验结果. 矢量和标量线性禁闭的混合系数 $\epsilon=0.8$ 意味着在重介子中禁闭夸克-反夸克势仍以标量洛仑兹结构为主. 在目前的计算中, 没有计及夸克-反夸克相互作用的辐射修正和可能的推迟效应^[15], 以及可能的夸克和胶子凝聚对中程夸克-反夸克相互作用的贡献^[19]. 这些修正可能与本文考虑的相对论修正和湮灭贡献具有同一数量级, 不排除这些修正可能对重介子的超精细劈裂有更好的结果.

参 考 文 献:

[1] Gromes D E, *et al.* Particle Data Group. Eur Phys J, 2000, C15: 1-651.
 [2] Eichten E, *et al.* Phys Rev, 1976, D17: 3 090; *ibid.*, 1980, 21: 203.
 [3] Bali G S. Phys Lett, 1999, B460: 170.
 [4] Schnitzer H J. Phys Rev Lett, 1975, 35: 1 540.
 [5] Buchmuller W. Phys Lett, 1982, B112: 479.
 [6] McClary R, Byers N. Phys Rev, 1983, D28: 1 692.
 [7] Brambilla N, Vairo A. Phys Lett, 1997, B407: 167.
 [8] Szczepaniak A P, Swanson E S. Phys Rev, 1997, D55: 3 987.
 [9] Godfrey S, Isgur N. Phys Rev, 1985, D32: 189.
 [10] Olssen M G, Suchyta C J. Phys Rev, 1987, D35: 1 738.
 [11] Gupta S, *et al.* Phys Rev, 1994, D49: 1 551.
 [12] Godfrey S, Isgur N. Phys Rev, 1985, D32: 189.

- [13] Ding Y B, *et al.* Phys Rev, 1996, **D54**: 1 136. A103: 59.
- [14] Ebert D, Faustov R N, Galkin V O. Phys Rev, 2003, **D67**: 14 027. [17] Yang J J, *et al.* Nucl Phys, 1998, **A640**: 457.
- [15] Ebert D, Faustov R N, Galkin V O. Phys Rev, 2000, **D62**: 34 014. [18] Ken P E, Grosse H, Sch F. Comp Phys Commun, 1985, **34**: 287.
- [16] Barchielli A, Brambilla N, Prospero G M. Nuovo Cim, 1990, [19] Shen P N, Li X Q, Guo X H. Phys Rev, 1992, **C45**: 1 894.

Heavy Quarkonium Mass Spectra in a Relativistic Quark Model*

MEI Hua, CHEN Hong

(School of Physics, Southwest China Normal University, Chongqing 400715, China)

Abstract: A relativistic quark model based on the quasipotential approach in quantum field theory is briefly introduced, and by using this model, heavy quarkonium mass spectra are calculated in detail. It is shown that such a model can give results which are in agreement with the observed experimental data on the mass spectra.

Key words: heavy quarkonium; mass spectrum; relativistic correction; annihilation potential

(上接第 285 页)

参 考 文 献:

- [1] Gilbert S J, Kurg C, Greaves R G, *et al.* Appl Phys Lett, 1997, **70**: 1 944. Conversion. 7th Int Symp Positron and Positronium Chemistry, Jul. 2002, Oak Ridge, USA.
- [2] Greaves R G, Surko C M. Phys Rev Lett, 2000, **85**: 1 883. [5] Mills A P. Jr. Nucl Instr and Meth, 2002, **192**: 107.
- [3] Ackermann J, Shertzer J, Schmelcher P. Phys Rev Lett, 1997, **78**: 199. [6] Meyer K J, Metzger J D, Smith G A. 2001 Advanced Space Propulsion Workshop, Huntsville, AL USA, April 2001.
- [4] Edwards K M. Revolutionary Development of Positron Energy

Studies on Positron Energy Conversion**

WANG Shao-jie

(Department of Physics, Wuhan University, Wuhan 430072, China)

Abstract: The concept of positron energy conversion, the advantages of positrons, the possible applications and main research area of positron energy conversion were reviewed in this paper.

Key words: positron; positron annihilation; positron confinement; positron energy conversion

* Foundation item: National Natural Science Foundation of China(10147208)

** Foundation item: National Natural Science Foundation of China(A0324501)