

矢量-标量混合禁闭势模型时的重夸克偶素¹⁾

黄业勤 · 彭宏安

(北京大学)

摘 要

本文用考虑了相对论修正的势模型计算重夸克偶素的能谱、轻子宽度和辐射跃迁宽度。在模型中我们假定：矢量型禁闭和标量型禁闭同时存在，在远距离标量型禁闭为主，在近距离矢量型禁闭为主。在这个假定下我们得到了与实验符合得较好的精细分裂值。

一、引 言

人们早已知道，由单胶子交换的库仑势加上线性禁闭势后，用非相对论势模型就可以解释重夸克偶素 ($c\bar{c}$ 、 $b\bar{b}$ 等束缚系统) 能谱的基本结构^[1]。然而这也存在两点问题：首先对于 ($c\bar{c}$) 系统，计算电偶极 ($E1$) 跃迁得出的数值比实验值大了2—3倍；其次这种标量的势模型不能解释能谱中的精细、超精细结构。对此近些年来，许多人从下面的两个方面及其结合上进行了研究。即一方面从 QCD 出发探讨“不同的”势模型的不同后果；另一方面则是细致地讨论了相对论带来的修正效应，取得了相当大的进展，在很大程度上缓解了上述两点问题，然而至今仍未能全面而协同地解释有关 ($c\bar{c}$)、($b\bar{b}$) 系统的多种实验数据，特别表现在现今的一些模型在如何将张量力和 $L \cdot S$ 耦合力适当结合一致性地解释 ($c\bar{c}$) 和 ($b\bar{b}$) 系统的精细结构时发生的困难上。我们认为精细结构方面的问题可能与不够了解的关于禁闭势的行为及其旋量结构有关。换言之，对于这类问题的探讨应该能得到关于相互作用中长程部分的信息。基于这种想法，本文用的势模型是，近距离采用考虑了耦合常数跑动效应的 Richardson 势，而对于禁闭势我们假定标量和矢量两种禁闭势并存，允许它们的力程稍有不同。当然，目前我们不能从 QCD 出发得出对此有力的论据，但是根据唯象学分析上得出的一些启示以及考虑到 QCD 手征对称破坏标度可能与色禁闭标度以及微扰展开有效范围等都不一致的情况^[2]，作出上面假设进行分析也许还是有意义的。

本文基于这种模型，第二节先从 B-S 方程出发，经过 Foldy-Wouthuyson 变换得出准到 (V^2/c^2) 阶 ($Q\bar{Q}$) 系统哈密顿量并给出了势模型。第三节在选择适当参数后，计算了 ($c\bar{c}$)、($b\bar{b}$) 系统的能谱和轻子宽度，进而在第四节和第五节分别讨论了这些系统的精细、

本文 1985 年 8 月 15 日收到。

1) 中国科学院科学基金资助的课题。

2) 例如见 E. V. Shuryak, *Phys. Rep.*, **115** (1984), 151. 的讨论。

超精细结构和 $E1$ 跃迁中的相对论修正.

二、哈密顿量和势模型

瞬时近似下质心系 B-S 方程:

$$[E - H^A(\mathbf{p}) - H^B(-\mathbf{p})]\phi(\mathbf{p}) = [\Lambda_+^A(\mathbf{p})\Lambda_+^B(-\mathbf{p}) - \Lambda_-^A(\mathbf{p})\Lambda_-^B(-\mathbf{p})]\Gamma\phi(\mathbf{p})$$

其中: $H^A(\mathbf{p}) = \boldsymbol{\alpha}^A \cdot \mathbf{p} + \beta^A M$ $H^B(\mathbf{p}) = \boldsymbol{\alpha}^B \cdot \mathbf{p} + \beta^B M$

Λ_+ 、 Λ_- 分别是正负能投影算子, Γ 是相互作用. 设 V 是矢量型相互作用, S 是标量型相互作用, 在费曼规范下

$$\Gamma = \gamma_4^A \gamma_4^B (\gamma_\mu^A \gamma_\mu^B V + S) = \beta^A \beta^B S + (1 - \boldsymbol{\alpha}^A \cdot \boldsymbol{\alpha}^B) V$$

取正能近似后得到:

$$[H^A(\mathbf{p}) + H^B(-\mathbf{p}) + \Lambda_+^A(\mathbf{p})\Lambda_+^B(-\mathbf{p})\Gamma]\phi^+ = E\phi^+ \quad (2.1)$$

对方程 (2.1) 作 Foldy-Wouthuyson 变换 $U^{[2]}$

$$\phi = U\phi^+ \quad U = e^{iS_A(\mathbf{p}) + iS_B(-\mathbf{p})}$$

其中: $S(\mathbf{p}) = -\frac{i}{2|\mathbf{p}|} \beta \boldsymbol{\alpha} \cdot \mathbf{p} \theta \quad \text{tg } \theta = \frac{|\mathbf{p}|}{M}$

再取准到 V^2/C^2 的哈密顿量, 然后变换到坐标空间, 便得:

$$H_{BF} = H_{NR} + V_{SO} + V_T + V_{SS} + V_{SI} - \frac{\mathbf{p}^4}{4M^3} \quad (2.2)$$

其中:

$$\begin{aligned} H_{NR} &= \frac{\mathbf{p}^2}{M} + V_{NR}, \quad V_{NR} = V + S, \quad V_{SO} = V_{SO}^r \mathbf{L} \cdot \mathbf{S}, \\ V_{SO}^r &= \frac{1}{2M^2} \left(\frac{3V'}{r} - \frac{S'}{r} \right), \quad V_T = V_T^r (3\boldsymbol{\sigma}_A \cdot \hat{r} \boldsymbol{\sigma}_B \cdot \hat{r} - \boldsymbol{\sigma}_A \cdot \boldsymbol{\sigma}_B), \\ V_T^r &= \frac{1}{12M^2} \left(\frac{V'}{r} - V'' \right), \quad V_{SS} = V_{SS}^r \boldsymbol{\sigma}_A \cdot \boldsymbol{\sigma}_B, \quad V_{SS}^r = \frac{1}{6M^2} \nabla^2 V, \\ V_{SI} &= \frac{1}{2M^2} \mathbf{p} \cdot (V - S) \mathbf{p} + \frac{1}{4M^2} (\mathbf{p}^2 V + V \mathbf{p} + 2\mathbf{p} \cdot V \mathbf{p}). \end{aligned} \quad (2.3)$$

H_{NR} 是非相对论哈密顿量, V_{SO} 是自旋轨道耦合项, V_T 是张量力项, 它导致 S-D 混合, V_{SS} 是超精细结构项, V_{SI} 和 $\frac{\mathbf{p}^4}{4M^3}$ 是自旋无关项.

本文对势的近距离采用考虑了耦合常数跑动性质的 Richardson 势, 而对于禁闭势则假定标量禁闭与矢量禁闭并存. 取势模型:

$$V(r) = -\frac{4}{3} \alpha_s(r) \frac{1}{r} + k e^{-(r/r_c)^2}, \quad s(r) = k(1 - e^{-(r/r_c)^2}) \quad (2.4)$$

其中:

$$\alpha_s(r) = \frac{2\pi}{11 - \frac{2}{3} N_f} f(\Lambda r)$$

$$f(\Lambda r) = 1 - 4 \int_1^{\infty} \frac{dq}{q} \frac{e^{-q\Lambda r}}{[\ln(q^2 - 1)]^2 + \pi^2} \quad (2.5)$$

N_f 是夸克味道数, 本文取 $N_f = 3$. Λ 是 QCD 参量.

$V_{NR}(r)$ 具有渐近自由的性质, 可证^[3]:

$$\alpha_s(r) \xrightarrow{r \rightarrow 0} \frac{12\pi}{33 - 2N_f} \frac{1}{2 \ln(1/\Lambda r)} \quad (2.6)$$

$V_{NR}(r)$ 在 r 大的区域是线性势:

$$V_{NR}(r) \xrightarrow{r \rightarrow \infty} kr$$

r_c 是待定参量, 这个假定的实验依据将在第四部分中讨论.

三、 $c\bar{c}$ $b\bar{b}$ 系统的能谱和轻子宽度

我们取 $b\bar{b}$ 系统 1^3P_J 态的重心 $1P$ 态以及 2^3S_1 、 3^3S_1 态的实验值作为确定参数的依据. 从以下两个方面的考虑去确定模型的参数: 1) 由相对论一级修正所导致的能级差值很小. 在本文所采用的势模型下计算表明, 一级相对论修正所导致的 2^3S_1-1P 能级差值只有 35 MeV. 因此我们用实验给出的 2^3S_1-1P 和 3^3S_1-1P 能级间隔去定参数 Λ 和 k . 2) b 夸克质量 M_b 的值有一定的任意性, 但我们很自然地想到, b 夸克质量应近似等于 B 介子的质量, 实验测出 B 介子质量 $M_B = 5.27$ GeV. 我们在 5 GeV 附近调整 b 夸克质量, 使得 $1P$ 能级对准实验值, 得到 $M_b = 4.90$ GeV. 同样地, 让 $c\bar{c}$ 系统 $1P$ 能级对准实验值, 定出 C 夸克质量 $M_c = 1.50$ GeV.

本文势模型的参数值:

$$\begin{aligned} \Lambda &= 0.470 \text{ GeV} & k &= 0.147 \text{ GeV}^2 \\ M_c &= 1.50 \text{ GeV} & M_b &= 4.90 \text{ GeV} \end{aligned} \quad (3.1)$$

表 1 和表 2 列出了能谱的计算结果和相应的实验值. 对于 $c\bar{c}$ 系统, 在阈下有 $1S$ 、 $1P$ 、 $2S$ 三条能级, 对于 $b\bar{b}$ 系统, 阈下有 3 个 S 态, 阈值大约是 10.52 GeV^[4]. 在阈值以下, 计算值与实验值是符合得很好的, 差别在 10 MeV 以内. 阈值以上的能级计算值偏高. 在阈值以上的能级的强耦合道修正是很重要, 如果考虑了这种修正, 阈上能级计算值会压

表 1 $c\bar{c}$ 系统能谱

状态	1S	1P	2S	1D	2P	3S	2D	4S
实验值 ^[3] (MeV)	3096.9	3525	3686	3770		4030	4159	4415
计算值 (MeV)	3093	3525*	3690	3811	3960	4103	4183	4458

表 2 $b\bar{b}$ 系统能谱

状态	1S	1P	2S	1D	2P	3S	2D	4S	5S	6S
实验值 ^a (MeV)	9460	9903	10023		10261	10356		10573	10845	11020 ^b
计算值 (MeV)	9445	9903*	10023	10160	10265	10356	10446	10635	10845 ^a	11048

a: 参考文献[8] b: 参考文献[9] * 输入值

低^[4,5].

轻子宽度由下式计算:

$$\Gamma_{ll} = 16 \pi \frac{\alpha^2 e_Q^2}{m_V^2} |\phi(0)|^2 \left(1 - \frac{16}{3\pi} \alpha_s\right) \quad (3.1)$$

为了消除 QCD 修正因子的影响, 我们只计算轻子宽度比, 由 (3.1) 式得到:

$$\frac{\Gamma(V' - l\bar{l})}{\Gamma(V - l\bar{l})} = \frac{m_V^2}{m_{V'}^2} \cdot \frac{|\phi_{V'}(0)|^2}{|\phi_V(0)|^2} \quad (3.2)$$

我们看到, 轻子宽度的计算值与实验值是符合得很好的.

表3 $c\bar{c}$ 、 $b\bar{b}$ 系统轻子宽度比

$c\bar{c}$	Γ^{2S}/Γ^{1S}	$b\bar{b}$	Γ^{2S}/Γ^{1S}	Γ^{2S}/Γ^{1S}	Γ^{2S}/Γ^{1S}
实验值 ^[10]	0.45 ± 0.06		0.45 ± 0.02	0.31 ± 0.02	0.24 ± 0.03
计算值	0.44		0.42	0.29	0.26

四、 $c\bar{c}$ $b\bar{b}$ 系统的精细结构和超精细结构

考虑一级相对论能量修正, 用标准的微扰论方法, 得到 3P_J ($J = 0, 1, 2$) 能级分裂公式:

$$\begin{aligned} m({}^3P_2) &= \bar{m} + a - \frac{2}{5}b \\ m({}^3P_1) &= \bar{m} - a + 2b \\ m({}^3P_0) &= \bar{m} - 2a - 4b \end{aligned} \quad (4.1)$$

其中:

$$a = \frac{1}{2M^2} \left\langle \frac{3V'}{r} - \frac{S'}{r} \right\rangle \quad b = \frac{1}{12M^2} \left\langle \frac{V'}{r} - V'' \right\rangle$$

同样地我们可以得到超精细分裂计算公式:

$$m({}^3S_1) = \bar{m} + \Delta \quad m({}^1S_0) = \bar{m} - 3\Delta \quad (4.2)$$

其中: $\Delta = \frac{1}{6M^2} \langle \nabla^2 V \rangle$

$$\text{令: } R \equiv [m({}^3P_2) - m({}^3P_1)] / [m({}^3P_1) - m({}^3P_0)]$$

由 (4.1) 式不难得到:

$$R = \left(2 - \frac{12}{5} \frac{b}{a}\right) / \left(1 + 6 \frac{b}{a}\right)$$

因此有:

$$\begin{cases} R < 0.8 & \text{当 } b/a > \frac{1}{6} \\ R = 0.8 & \text{当 } b/a = \frac{1}{6} \\ R > 0.8 & \text{当 } b/a < \frac{1}{6} \end{cases}$$

R 是一个描述精细结构特征的很重要的量, 它的实验值在表 5 中给出。

我们的计算表明: 若模型中 α_r 与 r 无关, 线性禁闭势是矢量型禁闭 $k_1 r$ 和标量型禁闭 $k_2 r$ 的混合, 则无论 k_1 和 k_2 两个参量怎样选取, 对 $c\bar{c}$ 和 $b\bar{b}$ 系统计算得到的 R 值要么都小于 0.8, 要么都大于、等于 0.8, 不能与实验一致。但是, 如果保持 k_1 与 k_2 的和不变, 则 R 和 k_1 有一一对应关系, 从各个状态下实验给出的 R 值我们可以计算出相应的 k_1 值。计算结果表明, k_1 值在不同状态下是不同的, $\langle r^2 \rangle^{1/2}$ 值越大的状态, k_1 值越小。这意味着夸克间平均距离越大, 矢量型禁闭的成份越少, 标量型禁闭的成份越多。因此我们设想 k_1 是 r 的一个衰减函数:

$$k_1(r) = k e^{-(r/r_0)}$$

这样便得到本文的模型 (2.4) 式。

表 4、表 5 给出了本文对精细结构的计算结果和相应的实验值以及其它模型的计算结果。同时我们还计算了 ϕ - η_c 分裂值, 计算结果: $m_\phi - m_{\eta_c} = 108 \text{ MeV}$, 这与实验值 $116 \pm 6 \text{ MeV}$ 是基本一致的。

表 4 精细结构 a 、 b 参数计算值与实验值的比较 (单位: MeV)

	$c\bar{c}(1P)$		$b\bar{b}(1P)$		$b\bar{b}(2P)$	
	a	b	a	b	a	b
实验值	34.9	10	12.0	1.6	10.7	1.7
本文计算值	32	7.0	16	2.6	12	1.9
$E-F^{[11]}$	30	4	15	1.7	11	1.3
$M-B^{[6]}$	33	12	17	5.3	15	4.2
$B-S^{[12]}$	45	5	18	2.7	13	1.8

表 5 精细结构 R 值

状 态	$c\bar{c}$ 1P	$b\bar{b}$ 1P	$b\bar{b}$ 2P
实验值	0.48 ± 0.03	0.93 ± 0.1	0.83 ± 0.1
本文计算值	0.64	0.82	0.83
$E-F$	0.93	1.03	1.00
$M-B$	0.35	0.61	0.51
$B-S$	1.04	0.86	0.91

	a	b	d_0	d_1	d_2
$c\bar{c}$	-0.447	0.447	0.609	0.477	0.371
$b\bar{b}$	-0.226	0.226	0.281	0.215	0.160

五、 $c\bar{c}$ $b\bar{b}$ 系统的 $E1$ 跃迁

考虑 $E1$ 跃迁过程:

$$n^3S_1 \rightarrow n^3P_J + \gamma \quad n^3P_J \rightarrow n^3S_1 + \gamma \quad J = 0, 1, 2$$

其跃迁宽度通过下列公式计算^[6]

$$\Gamma(^3S_1 \rightarrow ^3P_J) = \frac{4\alpha}{27} k^3 e_0^2 (2J+1) \langle r \rangle^2 \quad (5.1)$$

$$\Gamma(^3P_J \rightarrow ^3S_1) = \frac{4\alpha}{9} k^3 e_0^2 \langle r \rangle^2 \quad (5.2)$$

其中 α 是精细结构常数, e_0 是夸克电荷, k 是光子动量.

$E1$ 跃迁过程的相对论修正来自两个方面: 一是考虑跃迁算子的修正, 已知其修正效果很小, 大约只有 1%^[7]; 二是波函数的相对论修正, 这部分修正是主要的. 本文用微扰论方法计算波函数的一级相对论修正, 看其对 $E1$ 宽度的影响.

我们计算了张量力项 V_T 引起的 S-D 混合, 计算表明, 对于 $c\bar{c}$ 、 $b\bar{b}$ 系统, 系数 $|\langle 1^3D_1 | V_T | n^3S_1 \rangle| / |E_{1D}^{(0)} - E_{nS}^{(0)}|$ ($n=1, 2$) 的值在 0.4%~1% 之间, 因此可以忽略 S-D 混合. 这样我们得到一级相对论修正径向波函数表达式:

$$R_{nl} = R_{nl}^{(0)} + \sum_{k \neq n} \frac{\langle \phi_{kl}^{(0)} | H_1 | \phi_{nl}^{(0)} \rangle}{E_{nl}^{(0)} - E_{kl}^{(0)}} R_{kl}^{(0)} \quad (5.3)$$

其中 $E_{nl}^{(0)}$ 和 $\phi_{nl}^{(0)}$ 是 H_{NR} 的本征值和本征态, $R_{nl}^{(0)}$ 是与 $\phi_{nl}^{(0)}$ 相应的径向波函数, H_1 是 V^2/C^2 量级相对论修正哈密顿量.

无穷求和对我们来说是困难的, 做一个合理的近似, 本文只考虑相邻的中间态的贡献. 我们有两个理由: 1) 从前面计算波函数的结果得知, 对于主量子数 n 相差大于 1 的那些态 ($\Delta n > 1$), 由于径向波函数正负抵消的原因, 使得 r 在这些态之间的跃迁矩阵元远远小于在相邻态 ($\Delta n = 1$) 之间的跃迁矩阵元. 计算表明: $|\langle r \rangle_{\Delta n > 1} / \langle r \rangle_{\Delta n = 1}| \leq 1\%$. 而我们最终是要计算 r 在这些态之间的跃迁矩阵元, 因此可以忽略那些非相邻态的贡献. 2) 对于那些非相邻态, 能级差值 $|E_n - E_k|$ 比较大, 使得这些中间态的展开系数比较小.

只取相邻态的贡献, 由 (5.3) 式得到:

$$R_{2S} = R_{2S}^{(0)} + a R_{1S}^{(0)}$$

$$R_{1S} = R_{1S}^{(0)} + b R_{2S}^{(0)}$$

$$R_{1^3P_J} = R_{1^3P}^{(0)} + d_J R_{2P}^{(0)} \quad (J=0, 1, 2)$$

展开系数 a 、 b 、 d_0 、 d_1 、 d_2 可通过数值计算得到. 本文计算结果由下表给出:

	a	b	d_0	d_1	d_2
$c\bar{c}$	-0.447	0.447	0.609	0.477	0.371
$b\bar{b}$	-0.226	0.226	0.281	0.215	0.160

表 6 给出了 $c\bar{c}$ 系统 $E1$ 跃迁宽度的计算结果. 我们看到, 波函数的相对论修正对 $\psi' \rightarrow \chi_J + \gamma$ 过程的宽度的压低效果是很明显的, 考虑一级相对论修正后的计算结果与实验基本符合.

对于过程 $\psi' \rightarrow \chi_J + \gamma$ 来说, 矩阵元 $\langle r \rangle$ 来自两部分的贡献, 一部分是节点以前的积分贡献, 另一部分是节点以后的积分贡献, 两者符号相反. 相对论修正使得径向波函数向原点收缩, $2S$ 、 $1P$ 态径向波函数发生相对位移, 以致节点前和节点后两部分积分贡献

近乎抵消,最终造成很强的压低效果。

表 7 给出 $b\bar{b}$ 系统 $E1$ 跃迁宽度。

为了看清相对论修正各部分对波函数的影响,我们分别计算了自旋相关部分和自旋无关部分导致的 $c\bar{c}$ 系统 2^3S_1 态和 1^3P_J 态径向波函数的变化。表 8 给出了两种情况下计算的 $\langle r \rangle$ 值,表 9 给出了两种情况下的 $\Gamma(\psi' \rightarrow \chi_J \gamma)/k^3(2J+1)$ 比值。我们看到,自旋无关部分对波函数的修正是相当重要的,若不计算这部分的贡献,则 $\psi' \rightarrow \chi_2 + \gamma$ 的宽度比非相对论的计算结果还要大。但是,是否考虑自旋无关部分的修正,对比值基本无影响。

表 6 $c\bar{c}$ 系统 $E1$ 跃迁宽度

	J	k (GeV)	$\langle r \rangle_{NR}$ (GeV ⁻¹)	$\langle r \rangle$ (GeV ⁻¹)	Γ_{NR} (keV)	Γ (keV)	$\Gamma_{\text{expt}}^{[6]}$ (keV)
$\psi' \rightarrow \chi_J + \gamma$	2	0.128		-2.27	32.3	26.0	17±5
	1	0.172	-2.53	-1.93	47.0	27.3	19±5
	0	0.261		-1.51	54.7	19.4	21±6
$\chi_J \rightarrow \psi + \gamma$	2	0.429		1.66	483	314	490±330
	1	0.389	2.06	1.87	360	296	<700
	0	0.303		2.12	170	180	97±38

表 7 $b\bar{b}$ 系统 $E1$ 跃迁宽度

	J	k (GeV)	$\langle r \rangle_{NR}$ (GeV ⁻¹)	$\langle r \rangle$ (GeV ⁻¹)	Γ_{NR} (keV)	Γ (keV)	$\Gamma_{\text{expt}}^{[6]}$ (keV)
$\psi' \rightarrow \chi_J + \gamma$	2	0.108		-1.59	2.04	1.91	1.81±0.7
	1	0.128	-1.64	-1.49	2.03	1.68	1.75±0.7
	0	0.149		-1.37	1.07	0.746	1.04±0.6
$\chi_J \rightarrow \psi + \gamma$	2	0.444		0.813	37.5	20.9	?
	1	0.425	1.09	0.849	32.9	19.9	?
	0	0.404		0.892	28.2	18.9	?

表 8 $c\bar{c}$ 系统矩阵元 $\langle R_{1^3P_J} | r | R_{2^3S_1} \rangle$. 表中数值单位: GeV⁻¹

J	2	1	0
非相对论	-2.53	-2.53	-2.53
仅考虑自旋相关部分	-2.68	-2.32	-1.87
仅考虑自旋无关部分	-2.13	-2.13	-2.13
考虑总的修正	-2.27	-1.93	-1.51

表 9 $c\bar{c}$ 系统 $\psi' \rightarrow \chi_J + \gamma$ 过程 $\Gamma/k^3(2J+1)$ 值,归一化到 $J=1$

J	2	1	0
实验值	1.3±0.1	1	0.95±0.1
仅考虑自旋相关部分	1.33	1	0.65
考虑总的修正	1.38	1	0.78

六、结 论

本文在矢量-标量混合禁闭势模型下得到了与实验符合的 $c\bar{c}$ 、 $b\bar{b}$ 系统能谱和轻子宽度比。 $c\bar{c}$ 、 $b\bar{b}$ 系统的精细结构计算值与实验符合得较好, 与其他模型比较, 在定量上有了改进。

我们的计算和分析表明, $E1$ 跃迁对相对论修正是很敏感的。用微扰论方法, 考虑最近邻态的贡献, 计算波函数的一级修正, 我们得到了与实验基本一致的 $E1$ 宽度。但是, 从理论上完整地给出与实验一致的 $E1$ 宽度仍然存在困难, 事实上, 只要势在零点附近的行为是 $r^{-\nu}$ ($\nu > 0$), 则准到 V^2/C^2 量级的哈密顿量在零点的奇异行为就是 $r^{-(2+\nu)}$, 这将导致非物理的“崩塌”解, 即体系基态能量等于负无穷。因此要计算准到 V^2/C^2 的全部相对论修正效果, 就要修改势在零点的行为, 而这样做又丢掉了 QCD 的信息。

致谢: 本文写作过程中与赵光达、邝宇平同志进行了有益的讨论, 计算过程中得到胡兰同志的协助, 在此一并表示感谢。

参 考 文 献

- [1] E. Eichten et al., *Phys. Rev.*, **D17**(1979), 3090.
- [2] H. D. Politzer, *Phys. Rev. Lett.*, **30**(1973), 1346.
- [3] J. L. Richardson, *Phys. Lett.*, **82B**(1979), 272.
- [4] E. Eichten, et al., *Phys. Rev.*, **D21**(1980), 203.
- [5] S. Jacobs, et al., *Phys. Rev. Lett.*, **50**(1983), 1181.
- [6] R. McClary and N. Byers, *Phys. Rev.*, **D28**(1983), 1692.
- [7] G. Karl et al., *Phys. Rev. Lett.*, **45**(1980), 215.
- [8] D. P. Stanley et al., *Phys. Rev.*, **D22**(1980), 165.
- [9] D. M. J. Lovslock et al., *Phys. Rev. Lett.*, **54**(1984), 377.
- [10] T. Sterling, *Nucl. Phys.*, **B141**(1978), 272.
- [11] E. Eichten and F. FEINBERG, *Phys. Rev.*, **D23**(1981), 2724.
- [12] M. Bander et al., *Phys. Rev.*, **D29**(1984), 2038.

HEAVY QUARKONIUM SYSTEMS CALCULATED FROM MIXED CONFINEMENT POTENTIAL MODEL

HUANG YE-QIN PENG HONG-AN

(Peking University)

ABSTRACT

Using a potential model with relativistic correction we evaluated the spectrum, lepton decay widths and radiative transition widths of heavy quarkonium systems. In the model we assumed the vector confinement as well as the scalar confinement, but the range of the former is shorter than the latter one. With this model the fine splitting of the heavy quarkonium spectrum is in satisfactory agreement with experimental data.