第23卷 第8期 高能物理与核物理 Vol.23, No.8
1999 年8月 HIGH ENERGY PHYSICS AND NUCLEAR PHYSICS Aug., 1999

组份夸克模型下的$\eta_c \to VV$衰变问题*

贾 宇 赵光达

(北京大学物理系 北京 100871)

摘要 利用BS方法讨论了$\eta_c \to VV$(包括$\eta_c \to \rho\rho$, $K^* \bar{K}^*$, $\phi\phi$)问题,着重分析了夸克的组份质量和横动量效应对衰变振幅的影响. 发现$\eta_c \to V_L V_T$被严格禁戒. 夸克横动量对增加衰变率有明显效应,但即使考虑了这些因素,理论值仍然比实验值小.

关键词 强子螺旋度守恒 (HHC) BS方法 夸克模型

1 引言

粲偶素的强衰变处于微扰和非微扰的临界区域,二十余年来已有了很多的研究. 一系列粲偶素的强衰变已困扰人们多年. 按照"强子螺旋度守恒"(HHC)[1],许多粲偶素衰变应被禁戒[2], 但其中好几个道已被实验发现[3],比如$J/\psi \to \rho\pi$, $K^* \bar{K}$及$\eta_c \to \rho\rho$、$K^* \bar{K}^*$、$\phi\phi$, $\eta_c \to p\bar{p}$等,而且分支比都相当大.

HHC建立的基础是共线的,无质量夸克. 从硬胶子放出的正反夸克对具有相反的螺旋度;这些夸克(反夸克)的螺旋度再相加成末态强子的螺旋度. 因此,在重夸克偶素的两体强衰变中,末态强子也一定具有相反的螺旋度. 显然,夸克质量项能够破坏胶子-夸克顶点的螺旋度守恒,故期望它能给HHC禁戒的过程带来正比于m_q / m_c幂次的增强. 但是,微扰QCD框架下的计算表明,质量修正不能使$\eta_c \to VV$解除禁戒,对$\eta_c \to p\bar{p}$增强效应也很微小[4]. 另一方面,夸克在末态强子内部的横向运动也应有贡献. 因为夸克螺旋度不再与它在强子运动方向的自旋投影重合,一对相反螺旋度的正反夸克对就不一定演化为相反螺旋度的强子. k_T带来的修正应正比于k_T / m_c的幂次. 然而,直到现在,还没有人在微扰QCD框架下考虑过横动量对这些过程的影响.

HHC在粲能标是否有效也有争议. 也许一些高阶效应和非微扰的因素会起很重要的作用. 一些模型沿着这些方向做出探索,比如diquark[5],高Fock态的贡献[2,6]. 末态相互作用[7,8],端点的增强效应(end point)[9,10],等等. 不过,也应看到,HHC曾经正确地描述了$J/\psi \to p\bar{p}$的角分布是$1+\cos^2\theta$而非$\sin^2\theta$,有力地支持矢量胶子. 另外,$\psi' \to \rho\pi$很小的

1998-05-20收稿

* 国家自然科学基金资助(19677102)

分支比也与 HHC 的预言一致．总之，这个基于 QCD 的定律是否能很好描述粲偶素的强衰变，还有待实验的进一步检验．

本文将从组份夸克模型出发，系统地考虑夸克质量和横向动量对$\eta_c \to VV$的影响．与部分子模型不同的是，我们将引入介子的束缚态 BS 波函数来代替部分子分布函数，从而为夸克的纵动量和横动量分布提供一个较为自然的描述．此外，我们将允许夸克的质量取值从流质量(几个 MeV)变换到组分质量(几百个 MeV)的范围，以便更广泛地考察夸克质量对衰变振幅的影响．组分夸克质量的引入也在一定意义上体现了非微扰效应．

2 $\eta_c \to VV$衰变振幅的推导

先考虑η_c衰变到两个介子 M，$\bar{M}$的情形．该过程的费曼图如图 1 所示，按照束缚态的费曼规则，可写下衰变振幅

$$iM(\eta_c \to M\bar{M}) = -iC_F g_s^4 \int d^4 k_1 \mathscr{O}_{\mu\nu} \frac{1}{k_1^2} \frac{1}{k_2^2} \int d^4 p_1 \mathrm{Tr}[\bar{\chi} P'(q')\gamma^\mu \bar{\chi} p(q) \gamma^\nu]. \tag{1}$$

其中

$$\mathscr{O}_{\mu\nu} = \int d^4 l\, \mathrm{Tr}\left[\chi_{\tilde{P}}(l)\gamma_\nu \frac{1}{\frac{\tilde{P}\!\!/}{2} + l\!\!/ - k\!\!/_1 - m_c} \gamma_\mu\right] + \begin{pmatrix}\mu \leftrightarrow \nu \\ k_1 \leftrightarrow k_2\end{pmatrix}. \tag{2}$$

χ是介子的四度 BS 波函数．$\bar{\chi}_P(q) \equiv -\gamma^0 \chi_P^\dagger(q)\gamma^0$，$C_F = \frac{2}{3\sqrt{3}}$为色因子．选择$l, k_1, p_1$为积分变量．

在η_c的非相对论近似下，(2)式可简化为

$$\mathscr{O}_{\mu\nu} = -8i\sqrt{\frac{m_c}{2}}\,\psi(0)\,\epsilon_{0\mu\nu\rho}\, k_1^\rho \frac{1}{\left(\frac{\tilde{P}}{2} - k_1\right)^2 - m_c^2}. \tag{3}$$

其中$\psi(0)$是η_c的零点波函数．

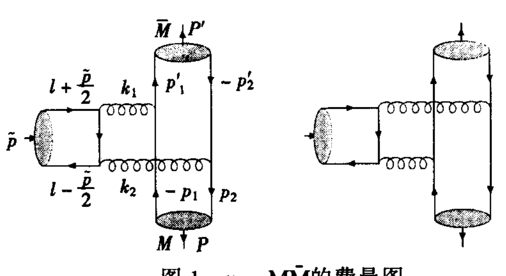

图 1 $\eta_c \to M\bar{M}$的费曼图

$\tilde{P} = (2m_c, 0)$代表η_c的四动量，P、P'为 M．$\bar{M}$的四动量．p_1，p_1'，p_2，p_2'是夸克及反夸克动量．k_1，k_2是胶子动量．它们之间关系为：$P = p_1 + p_2$，$P' = p_1' + p_2'$；$k_1 = p_1 + p_1'$，$k_2 = p_2 + p_2'$．

接下来，处理末态介子部分．(1)式的右端$M\bar{M}$部分对p_1^0积分，只保留正能投影项，可得三度的形式

$$\int d p_1^0 \mathrm{Tr}[\bar{\chi} P'(q')\gamma^\mu \bar{\chi} P(q)\gamma^\nu] = \frac{i}{2\pi}\left(\frac{1}{k_1^0 - E_1 - E_1' + i\varepsilon} + \frac{1}{k_2^0 - E_2 - E_2' + i\varepsilon)}\right) \times \mathrm{Tr}[\Phi_P(q)\gamma^\mu \Phi_P(q')\gamma^\nu]^*, \tag{4}$$

其中$\Phi_p(q)$是三度的 BS 波函数．

在η_c衰变到两个矢量介子情形，如果所有夸克和反夸克运动方向都与介子运动方向一致，则所有可能的极化振幅消失．两个矢量介子的极化矢量不可能同时与反对称张量$\varepsilon_{0\mu\nu\rho}$缩并（这并不显然，但由 QCD 的矢量耦合性质及矢量介子的自旋宇称所决定）．因此至少两个动量与$\varepsilon_{0\mu\nu\rho}$收缩，故结果为零．很清楚质量项不会有帮助，因为它不带 Lorentz 指标．Anselmino 等已从微扰 QCD 出发得出此结论[4]．

将(3)，(4)式代回(1)式，交换$\boldsymbol{p}_1$与k_1^0的积分次序，我们面对如下的积分：

$$\int \mathrm{d}\,k_1^0 \frac{1}{\left(\frac{\tilde{P}}{2}-k_1\right)^2 - m_c^2\, k_1^2 (\tilde{P}-k_1)^2} \left(\frac{1}{k_1^0 - E_1 - E_1{}' + \mathrm{i}\epsilon} + \frac{1}{k_2^0 - E_2 - E_2{}' + \mathrm{i}\epsilon} \right).$$

若允许k_1^0取任意值，三个传播子都有可能贡献极点．然而，约化 BS 方法的精神是假设介子的两个组份夸克近似在壳的，这样与在壳的正反夸克耦合的胶子传播子就不会发散．因此用Cauchy 定理时只考虑括号内的极点项，它正确反映了夸克在壳条件，然而，把$k_1^0 = E_1 + E_1{}'$代入传播子并把上式与波函数一起对$\boldsymbol{k}_1$积分，奇异性依然存在，因为$k_1^0 = E_1 + E_1{}'$与$k_2^0 = E_2 + E_2{}'$并不等价．这个障碍，应该来自于组分夸克模型对束缚态描述的不足；物理上，这些潜在的发散不应对振幅有很大影响，为了简化，做如下近似．首先，对振幅的主要贡献并不来自胶子虚度(virtuality)很小的区域($k_1^2, k_2^2 \approx 0$)，Sudakov 求和大大压制了端点贡献．硬胶子支配的区间($k_1^2, k_2^2 = \mathrm{O}(m_c^2)$)应主要考虑．注意到在这个区域，上式中三个传播子的乘积随$\boldsymbol{k}_1, \boldsymbol{p}_1$变化比较平缓．可选取胶子的某个特征动量点，比如选$k_1^0 = k_2^0 = m_c, k_1^2 = k_2^2 = m_c^2$，将该点对应的传播子的乘积提出到总积分号外，这样问题就大为简化．在微扰 QCD 的框架下，此特征点对应于每个部分子各携带末态介子一半的纵向动量，相应的传播子的乘积其实是极小值．本文中我们始终选取上述的特征点，不过应意识到，这种取法得到的理论值也许会小几倍因子．

在此近似下，上式等于$\dfrac{2\pi\mathrm{i}}{m_c^6}$．把各部分代入(1)式，替换积分变量$\int \mathrm{d}^3\boldsymbol{k}$为$\int \mathrm{d}^3\boldsymbol{p}_1{}'$，得到简洁的衰变振幅表达式

$$\mathrm{i}M(\eta_c\to M\bar{M}) = \frac{64\sqrt{2}\,C_F\pi^2\alpha_s^2}{m_c^{\frac{11}{2}}}\psi(0)\int \mathrm{d}^3\boldsymbol{p}_1 \mathrm{d}^3\boldsymbol{p}_1{}'\,\epsilon_{0\mu\nu\rho}\,(p_1^\rho + p'^{\rho}_1)\,\mathrm{Tr}[\Phi_p(\boldsymbol{q})\gamma^\mu \Phi_{p'}(\boldsymbol{q})\gamma^\nu]^*\,. \tag{5}$$

下面考虑$\eta_c\to VV$．先写出矢量介子的三度 BS 波函数的普遍形式

$$\Phi_p(\boldsymbol{q}) = \frac{1}{4E_1E_2}(\not{p}_1 + m_1)(1+\not{v})\not{e}(\not{p}_2 - m_2)\phi(\boldsymbol{P},\boldsymbol{q}) \;, \tag{6}$$

其中$v^\mu = \dfrac{P^\mu}{M}$是介子的四速度，e^μ是介子的极化矢量．$\phi(\boldsymbol{P},\boldsymbol{q})$是标量 BS 空间波函数，依赖于$\boldsymbol{q}^2$和$\boldsymbol{P}\cdot\boldsymbol{q}$．它控制着介子内部组分之间的动量分布．

为看清螺旋度效应，有必要计算极化振幅$M_{\lambda\lambda'}$，λ, λ'代表末态矢量介子的螺旋度．假设末态介子分别沿着正负z轴运动，可显式地写出它们的极化矢量：

$$e^{\mu}(\pm) = \frac{1}{\sqrt{2}}(0,1,\pm \mathrm{i},0), \quad e^{\mu}(0) = \left(\frac{P}{M},\ 0,\ 0,\ \frac{E}{M}\right),$$

$$e'^{\mu}(\pm) = \frac{1}{\sqrt{2}}(0,1,\mp \mathrm{i},0), \quad e'^{\mu}(0) = \left(\frac{-P}{M},\ 0,\ 0,\ \frac{E}{M}\right). \tag{7}$$

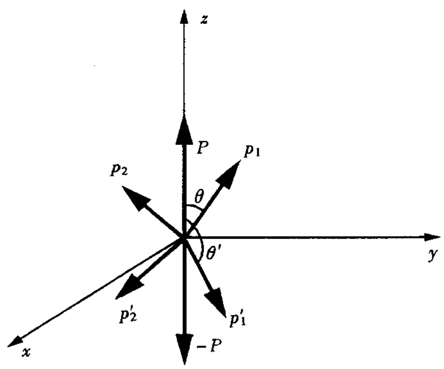

图 2 $\boldsymbol{p}_1, \boldsymbol{p}_2, \boldsymbol{p}_1', \boldsymbol{p}_2'$ 的空间关系

$\boldsymbol{p}_1 + \boldsymbol{p}_2 = \boldsymbol{P}$, $\boldsymbol{p}_1' + \boldsymbol{p}_2' = \boldsymbol{P}'$.

注意在(6)中的标量 BS 波函数并不依赖方位角. 把 $\mathrm{d}^3\boldsymbol{p}_1\mathrm{d}^3\boldsymbol{p}_1'$ 转换成球坐标形式,并积掉方位角(参照图 2),不需知道波函数的具体形式,便可得

$$M_{++} = -M_{--} = \frac{64\sqrt{2}\,C_F\pi^2\alpha_s^2}{m_c^{\frac{11}{2}}}\psi(0)I_{++},$$

$$I_{++} = \int \mathrm{d}p_1\, p_1^2 \mathrm{d}p_1'\, p_1'^2\, \mathrm{d}\cos\theta\, \mathrm{d}\cos\theta'$$

$$\mathscr{H}(p_1, \theta;\ p_1', \theta')\phi(p_1, \theta)\phi(p_1'.\theta'). \tag{8}$$

对其它的螺旋度组合λ, λ',

$$M_{\lambda\lambda'} = 0.$$

螺旋度结构函数 $\mathscr{H}(p_1, \theta;\ p_1', \theta')$形式较为冗长,本文没有全部列出. 附录里给出了当夸克质量为零时较为简单的形式. 这个函数衡量了各种夸克运动位形对振幅的贡献. 显然,它依赖夸克质量及横向运动. $\mathscr{H}$ 每一项都含有 $\sin\theta$ 或 $\sin\theta'$ (即使夸克质量项存在). 因此当回到共线情形,即$\theta, \theta' = 0, 180°$,振幅明显为零. 再一次看到夸克质量项不会改变这个结果.

$M_{\pm\mp} = 0$ 简单为角动量守恒决定. $M_{00} = 0$ 是 HHC 禁戒过程的特性,已为文献[2]指出. 我们可给出一个等价的解释. 受宇称限制,两个末态矢量介子轨道角动量必须是 P 波. 因此,为了满足 $\boldsymbol{L} + \boldsymbol{S} = 0$,它们必须组成自旋三重态. 但是,两个纵向极化的矢量介子不可能耦合成单位自旋且 $S_z = 0$ 的态(由于 CG 系数$\langle 10|1010\rangle = 0$). 因此,$\eta_c \to V_L V_L$ 被严格禁戒.

在目前阶段,我们的计算与角动量守恒定律相一致,从而反映了前面所取近似的合理性. 然而,有意思的是$\eta_c \to V_L V_T$仍然禁戒. 直觉上,$M_{\pm 0}$仅在一根夸克线上改变夸克螺旋度,其受压制程度似不应超过 $M_{\pm\pm}$,后者在夸克-胶子的两个顶角都破坏了夸克螺旋度守恒. $M_{\pm 0} = 0$是来源于所取的近似,还是确实体现了真实的物理? 期望将来精细的实验能做出回答.

3 数值结果和讨论

为了消除零点波函数带来的误差,计算$\eta_c \to VV$ 的分支比而不是衰变宽度. 利用已知的结果[11]

$$\Gamma_{\rm tot} \approx \Gamma(\eta_c \to 2g) = \frac{8\pi\alpha_s^2}{3m_c^2}|\psi(0)|^2 , \tag{9}$$

则有

$$\mathrm{Br}(\eta_c \to VV) = \frac{256\pi^2\alpha_s^2}{9}\frac{\sqrt{m_c^2 - m_V^2}}{m_c^{11}} I_{++}^2 . \tag{10}$$

表 1　3种BS波函数给出的分支比与实验的比较

	高斯型	指数型	幂次型	实验值
$\mathrm{Br}(\eta_c \to \rho\rho)$	2.3×10^{-5}	8.7×10^{-5}	2.8×10^{-4}	$(2.6\pm0.9)\times10^{-2}$
$\mathrm{Br}(\eta_c \to K^*\bar{K}^*)$	2.8×10^{-5}	8.6×10^{-5}	2.8×10^{-4}	$(8.5\pm3.1)\times10^{-3}$
$\mathrm{Br}(\eta_c \to \phi\phi)$	4.2×10^{-6}	1.6×10^{-5}	5.0×10^{-5}	$(7.1\pm2.8)\times10^{-3}$

要计算I_{++}，必须有 BS 波函数的具体形式．由于面对的是两个介子波函数的重叠积分，每个介子波函数受到各自归一化条件的限制，所以结果不应过分依赖特定的选择．首先选用两种常用的唯象 S 波介子波函数：高斯型和指数型．在介子静止系的形式为

$$\phi(\boldsymbol{q}) \propto \mathrm{e}^{-\frac{\boldsymbol{q}^2}{a^2}}, \qquad a = \sqrt{\frac{4}{3}}k_{\rm T} , \tag{11}$$

$$\phi(\boldsymbol{q}) \propto \mathrm{e}^{-\frac{|\boldsymbol{q}|}{a}}, \qquad a = \frac{k_{\rm T}}{\sqrt{3}} , \tag{12}$$

其中$k_{\rm T} \equiv \langle \boldsymbol{q}^2 \rangle^{\frac{1}{2}}$度量介子内部夸克平均横动量的大小．

当介子中两个组元相距很近，即相对动量很大时，它们主要受单胶子交换势影响，类似于 QED 中氢原子的情形．因此可以设想介子的 BS 波函数在大动量区的行为与氢原子类似，即随$|\boldsymbol{q}|$幂次型衰减．故可取

$$\phi(\boldsymbol{q}) \propto \frac{1}{(\boldsymbol{q}^2 + a^2)^2} , \quad a = k_{\rm T} \tag{13}$$

作为第三个试探波函数．它在大动量区衰减要比前两种慢．

末态两介子运动的相对论程度很高，必须把介子波函数从静止系推动（boost）到运动系中去．定义

$$q_\perp^\mu \equiv q^\mu - v^\mu(q\cdot v).$$

明显$q_\perp^2$是 Lorentz 标量．用$-q_\perp^2$替换$\boldsymbol{q}^2$，则由（11）—（13）式可以得到运动系的介子波函数．回到介子静止系时，$v^0 = 1, \boldsymbol{v} = 0$，推动的 BS 波函数恢复到相应的静止系中的形式．

表 1 列出了计算出的$\eta_c \to VV$分支比．其输入参数为

$$\alpha_s(m_c^2) = 0.3,\ m_u = m_d = 0.35\mathrm{GeV},\ m_s = 0.5\mathrm{GeV},$$

$$m_c = 1.5\mathrm{GeV},\ k_{\rm T} = 0.4\mathrm{GeV},$$

$$M_\rho = 0.77\mathrm{GeV},\ M_{K^*} = 0.892\mathrm{GeV},\ M_\phi = 1.02\mathrm{GeV}. \tag{14}$$

尽管三种波函数得出的值有些差别，但它们都比实验值低 2—3 数量级．会有这样的问题：如此小的分支比是否来自不合适的"冻结"点 $k_1^2 = k_2^2 = m_c^2$？若软胶子区域被充分考虑，衰变振幅是否会大大增加？如前所述，在前面的近似下，对胶子的平均虚度估计的有些偏大，也许应除上几倍的因子，但即使如此，也不会导致两个数量级的增强．当然，在微扰 QCD 框架下，不忽略横动量效应，认真地考虑在软胶子区域的贡献有助于阐清这个问题．总的来说，在我们的框架下，即使夸克质量和横动量都考虑进来，理论与实验之间的矛盾依然存在．

若$\eta_c \to VV$满足 SU(3)味对称性，约化分支比 Br_R 应满足

$$\rho\rho : K^* \bar{K}^* : \phi\phi = 3:4:1,$$

这里 $Br_R \equiv \frac{Br}{P^3}$，$P$ 为矢量介子的动量．把表 1 中各组数据代入上式，可以发现计算值近似体现 $SU(3)$ 对称性．尽管实验值误差较大，也可看出有一定程度的破坏．

为了理解为什么分支比如此小，可以从螺旋度结构函数 $\mathscr{H}(p_1, \theta; p_1', \theta')$ 中获取一些认识，如图 3 所示．可看出当末态介子中的夸克和反夸克偏角很大时，$\mathscr{H}$ 达到极值．这意味着，它们几乎垂直于介子的运动方向．在这种情形，它们的螺旋度近似以相等的几率投影到 $\pm z$ 轴．因此，即使每个顶点都满足螺旋度守恒，夸克依然有相当的几率演化为末态相同螺旋度，即相反 S_z的介子．不幸的是，波函数严重压制这种运动位型．另一方面，波函数容许两个组份共线运动，但 $\mathscr{H}$函数几乎禁戒这种运动位型．可见，BS 波函数与螺旋度结构函数这种异步的行为，正是理论预言η_c衰变到矢量介子分支比如此小的原因．

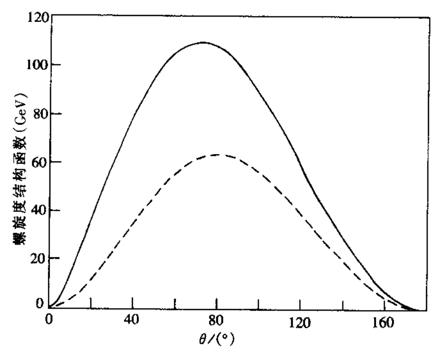

图 3 $\mathscr{H}(0.5m_c, \theta; 0.5m_c, 180° - \theta)$ (点划线)；
$\mathscr{H}(m_c, \theta; m_c, 180° - \theta)$ (实线)
取介子质量 $M = 0.77\text{GeV}$，$m_u = m_d = 0.35\text{GeV}$．

从图 4 能看出，组元的横向运动对衰变振幅有着显著的贡献．当 k_T 趋向于 0，意味着介子的组元几乎共线运动，振幅的确趋近于零．随着 k_T 逐渐变大，即波函数越来越容许组份之间有较大的横动量，衰变振幅明显增加．比较三种波函数，发现在同样的输入参数下，幂次型波函数得到的分支比最大，高斯型最小．这是因为前者对夸克大横动量分布最宽容，后者最不利．当 k_T调节到 1GeV 左

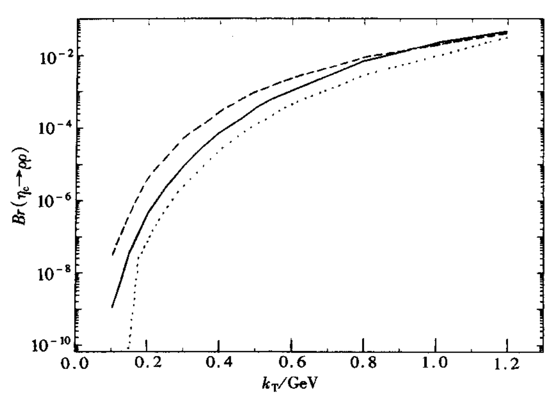

图 4 $\eta_c \to \rho\rho$的分支比随夸克平均横动量 k_T的变化
$M_\rho = 0.77\text{GeV}$，$m_u = m_d = 0.35\text{GeV}$．
······高斯型，——— 指数型，- - - - 幂次型．

右,理论值与实验可以吻合,但这是极不可信的,因为它和常识$k_T \sim$ 300MeV—400MeV违背. 看来在现实的能标下,k_T的贡献虽然明显,但还不够突出;通常微扰QCD中只考虑共线情形能够较可靠地描述粲偶素衰变.

有趣的是,能看见质量效应对振幅的影响远不如横动量的显著. 因为夸克质量项能够破坏胶子-夸克顶点的螺旋度守恒,故直觉上期望它能给HHC禁戒的过程带来正比于m_q/m_c的增强. 实际上,当固定ρ介子的质量为0.77GeV,再同时增加u,d夸克质量,图5显示$\eta \to \rho\rho$的分支比随m_u, m_d变化很小,甚至有所下降. 类似地,可以比较图5的另两条曲线来看质量效应. 图中我们始终用指数型波函数,别的波函数也能给出相似形状的曲线. 分别考察零质量夸克和有质量夸克的情形,介子质量作为一个自由参量. 可看出除了一些数值差异,这两条曲线基本相似. 可见夸克质量的确不很重要. 另外有意思的是,当介子质量大约超过ρ质量后,振幅开始下降(差不多正比于介子动量). 如前所述,这正是$SU(3)$味对称性的体现.

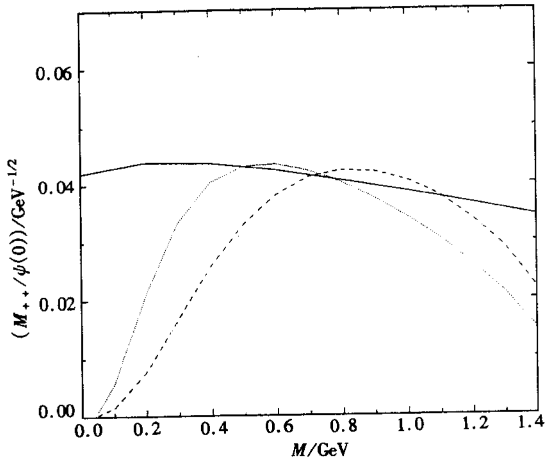

图5　衰变振幅随末态介子和夸克质量的变化

k_T取为0.4GeV. 各条曲线对应下列情形:(1)固定介子质量为0.77GeV,振幅作为夸克质量$m_1 = m_2$的函数(实线)(横坐标M代表$2m_1 = 2m_2$);(2)取$m_1 = m_2 = 0$,振幅随介子质量的依赖关系(点划线)(横坐标M代表介子质量;(3)振幅随介子质量的依赖关系(点线)(横坐标M代表介子质量,$M = 2m_1 = 2m_2$).

至此,结果表明$\Gamma(\eta_c \to VV)$非零,但要比实验值小很多. 但至少能看出,横动量对振幅的影响要远大于质量的影响. 因为我们的考虑已经比较全面,η_c问题的答案也许确实来自于某种外在的机制.

4　总结

利用BS方法,研究了η_c衰变到两个矢量介子. 夸克质量几乎无助于这个过程,不象HHC允许的道,如$\chi_c \to \rho\rho$,质量项能带来可观的修正[12]. 尽管衰变振幅对末态介子中夸克的横动量很敏感,但单靠此项也不能给出和实验一致的结果.

η_c另外一个HHC禁戒的道,$\eta_c \to p\bar{p}$,目前也没有信服的解释. 考虑质量修正后还是远小于实验值[4]. 另外,diquark有可能在重子中存在,但计算表明考虑diquark后的理论值仍远小于实验值[5]. 显然这种效应对本文考虑的例子没有帮助.

另外有文献[2,6]认为,也许来自高Fock态$(c\bar{c}g)$的贡献可以解释实验. 但这种解释也有许多不清楚之处. 另外一种有趣的设想是,在J/ψ和η_c质量附近也许存在1^{--}和0^{-+}胶球[13,14,15],实验观测到的大分支比应来源于胶球的贡献,因为胶球衰变到相应的介子并不受HHC的制约. 这一设想还有待于实验的进一步检验.

总之，结果给HHC在粲偶素衰变下的有效性给予了一定的支持．当然，将来对η_c'，η_b，Υ衰变道的测量将会是对HHC有效性的决定性检验．这些重夸克偶素态不太可能和同量子数的胶球混合，若现在的微扰QCD体系正确，应毫不含糊地预言这些道被严重压低．如文献[16]分析的，$Br(\eta_c'\to h)\approx Br(\eta_c\to h)$，所以$Br(\eta'_c\to$两个矢量介子)应为$10^{-5}$—$10^{-4}$数量级，

取$m_b=5$GeV，$\alpha(m_b)=0.19$，$k_T=0.4$GeV，可估计出

$$Br(\eta_b\to\rho\rho)\sim10^{-9}—10^{-8}$$

基本上等于零．

此外，计算表明，$\eta_c\to V_L V_T$是严格禁戒的．因为没有明显的原因禁止0^{-+}胶球衰变到$V_L V_T$，所以有可能用η_c的这一特性来检验胶球混合假设．这可通过将来精确测量末态矢量介子的极化的实验来实现．

参考文献

1 Brodsky S J, Lepage G P. Phys. Rev., 1981, **D24**:2848
2 Chernyak V I, Zhitnitsky A R. Nucl. Phys., 1982, **B201**: 492; Phys. Rep., 1984, **112**:173
3 Particle Data Group, Barnett R M et al. Phys. Rev., 1996, **D54**:528
4 Anselmino M, Caruso F, Murgia F. Phys. Rev., 1990, **D42**:3218; Anselmino M, Cancelliere R, Murgia F. Phys. Rev., 1992, **D46**:5049
5 Anselmino M, Caruso, Forte S. Phys. Rev., 1991, **D44**:1438; Anselmino M, Caruso, Soares J. Mod. Phys. Lett., 1991, **A6**:1415
6 Benayoun M, Chernyak V L, Zhitnitsky I R. Nucl. Phys., 1991, **B348**:327
7 Li X Q, Bugg D V, Zou B S. Phys. Rev., 1997, **D55**:1421
8 Chen Y Q, Braaten E. hep-ph / 9801226
9 Wang X N, Xiang X D, Huang T. Commun. Theor. Phys., 1986, **5**:123
10 Bolz J, Kroll P, Schuler G A. hep-ph / 9704378
11 Barbieri R, Gatto R, Kögerler R. Phys. Lett., 1976, **B60**: 183
12 Anselmino M, Murgia F. Phys. Rev., 1993, **D47**:3977
13 Hou W S, Soni A. Phys. Rev. Lett., 1983, **50**:569; Phys. Rev., 1984, **D29**:101; Hou W S. Phys. Rev., 1997, **D55**:6952
14 Brodsky S J, Lapage G P, Tuan S F. Phys. Rev. Lett., 1987, **59**:621
15 Anselmino M, Genovese, Predazzi E. Phys. Rev., 1991, **D44**:1597; Anselmino M, Genovese M, Kharzeev D E. Phys. Rev., 1994, **D50**:595
16 Chao K T, Gu Y F, Tuan S F. Commun. Theor. Phys., 1996, **25**:471

附　录

当取组份夸克质量为零时，$\mathscr{K}$ 函数的具体形式为：

$$\mathscr{K}(p_1,\theta; p_1',\theta') = \frac{2\pi^2}{p_2 p_2'}\,(Pp_1^2\sin^2\theta + Pp_1p_1'\sin^2\theta - M^2p_1\cos\theta'\sin^2\theta +$$
$$m_c^2p_1\cos\theta'\sin^2\theta + p_1^2p_1'\cos\theta'\sin^2\theta - p_1p_2p_2'\cos\theta'\sin^2\theta +$$
$$Pp_1p_1'\sin^2\theta' + Pp_1'^2\sin^2\theta' + M^2p_1'\cos\theta\sin^2\theta' - m_c^2p_1'\cos\theta\sin^2\theta' - p_1p_1'^2\cos\theta\sin^2\theta' +$$
$$p_1'p_2p_2'\cos\theta\sin^2\theta' - 2Pp_1p_1'\sin^2\theta\sin^2\theta'), \tag{15}$$

其中 $M(P)$是末态介子质量(动量)，p_1，p_1'是夸克和反夸克的动量，θ，θ'是$\boldsymbol{p}_1 \cdot \boldsymbol{p}_1'$与 z 轴的夹角(参照图2)．

$\eta_c \to VV$ Problem in Constituent Quark Model*

Jia Yu　　Zhao Guangda

(*Department of Physics, Peking University, Beijing* 100871)

Abstract　The problem about η_c decay into two vector mesons, such as $\eta_c \to \rho\rho$, $K^*\bar{K}^*$, $\phi\phi$. are discussed in the Bethe-Salpeter framework. Both constituent quark mass and intrinsic quark transverse motion inside the final state mesons are taken into account and their implications are discussed. The result shows that $\eta_c \to V_L\ V_T$ is strictly forbidden. Quark transverse momentum has apparent effect of enhancing the decay rate. Though both factors are included, the theoretical value is still smaller than the experimental data.

Key words　hadron helicity conservation (HHC), Bethe-Salpeter scheme, quark model

Received 20 May 1998

* Supported by the National Natural Science Foundation of China