

K \bar{K} 强相互作用束缚态及 K $^+$ K $^-$ 原子态的研究*

张印杰^{1;1)} 沈彭年^{1,2,3;2)} 邹冰松^{1,2,3;3)}

1 (中国科学院高能物理研究所 北京 100049)

2 (兰州重离子加速器国家实验室原子核理论物理中心 兰州 730000)

3 (中国科学院理论物理研究所 北京 100080)

摘要 讨论了K \bar{K} 的强相互作用单介子交换势,发现当考虑动量平方项时,仅由单介子(ρ, ω, ϕ)交换势,不足以构成束缚态. K $^+$ K $^-$ 在库仑势的作用下可以形成束缚态,我们进一步计算了单介子交换势对K $^+$ K $^-$ 库仑势束缚态能级的影响以及K $^+$ K $^-$ 束缚态衰变到 $\pi\pi$ 和 $\eta\pi$ 的宽度.

关键词 单介子交换 K $^+$ K $^-$ 原子态 衰变宽度

1 引言

标量介子 $f_0(980)$ 和 $a_0(980)$ 已经发现很长时间了^[1],但它们的结构仍然存在着争议^[2].已经发现的轻标量介子可以构成两组SU(3)介子八重态,其中一组低于1GeV,另一组在1.5GeV附近.如果认为轻标量介子(同位旋标量介子 $\sigma(500)$, $f_0(980)$,同位旋二重态 κ 和同位旋矢量态 $a_0(980)$)构成标量 $q\bar{q}$ 介子九重态,它们的味结构应该为

$$\begin{aligned} \sigma &= \frac{1}{\sqrt{2}}(u\bar{u} + d\bar{d}), & f_0 &= s\bar{s}, \\ a_0^0 &= \frac{1}{\sqrt{2}}(u\bar{u} - d\bar{d}), & a_0^+ &= u\bar{d}, & a_0^- &= u\bar{d}, \\ \kappa^+ &= u\bar{s}, & \kappa^0 &= d\bar{s}, & \bar{\kappa}^0 &= s\bar{d}, & \kappa^- &= s\bar{u}. \end{aligned}$$

但在这个分类下, $f_0(980)$ 和 $a_0(980)$ 的质量简并较难解释,并且 σ 和 κ 的宽度远大于 $f_0(980)$ 和 $a_0(980)$ 的宽度也难以解释,但人们还没有放弃这种分类方法^[3-6].

低于1GeV的标量介子的分类,还有另外一种方式,即把它们归为四夸克态^[7]:

$$\sigma = u\bar{d}\bar{d}, \quad f_0 = \frac{1}{\sqrt{2}}(us\bar{u}s + ds\bar{d}s),$$

$$\begin{aligned} a_0^- &= ds\bar{u}s, & a_0^0 &= \frac{1}{\sqrt{2}}(us\bar{u}s), & a_0^+ &= us\bar{d}s, \\ \kappa^+ &= u\bar{d}\bar{s}, & \kappa^0 &= u\bar{d}\bar{s}, & \bar{\kappa}^0 &= us\bar{d}\bar{d}, & \kappa^- &= ds\bar{u}\bar{d}. \end{aligned}$$

在这个框架下, $f_0(980)$ 和 $a_0(980)$ 的质量简并是很自然的,并且也容易解释为什么 σ 和 κ 的宽度远大于 $f_0(980)$ 和 $a_0(980)$ 的宽度.

另一方面, $f_0(980)$ 和 $a_0(980)$ 的质量简并且接近于K \bar{K} 阈以及它们衰变为K \bar{K} 的特性,又强烈的预示着它们是 $I=0$ 和 $I=1$ 的K \bar{K} 束缚态^[8].

所以, $f_0(980)$ 可能是 $q\bar{q}$ 态,或者是 $q^2\bar{q}^2$,也可能是K \bar{K} 强相互作用束缚态.

最近,S.Krewald等人^[9]利用单介子交换势计算了K \bar{K} 的束缚能.它们的势包括了直接 ρ, ω, ϕ 交换,并通过K $\bar{K} \rightarrow \pi\pi \rightarrow K\bar{K}$ 散射包括了K*交换.计算得到同位旋单态 $f_0(980)$ 的束缚能为 $\epsilon=18.63\text{MeV}$,单介子交换不足以形成同位旋三重态 $a_0(980)$.在它们的计算中,忽略了动量平方项的贡献,然而,我们加入动量平方项后,即使是同位旋单态势,也不能形成束缚态.

然而,众所周知K $^+$ K $^-$ 在库仑势的作用下可以形成电磁相互作用束缚态,即K $^+$ K $^-$ 原子态.在此基础上,计算了单介子交换势对K $^+$ K $^-$ 原子态能级的影响以及通过K*交换衰变到 $\pi\pi$ 的宽度.

2005-09-15 收稿

*国家自然科学基金(10225525, 10435080,10475089, 10375090, 90103020),中国科学院知识创新工程项目(KJ951-A1-102)和IHEP课题(U529)资助

1) E-mail: zhyj@mail.ihep.ac.cn
2) E-mail: shenpn@mail.ihep.ac.cn
3) E-mail: zoubs@mail.ihep.ac.cn

2 K \bar{K} 强相互作用单介子交换势

对于低能 $\pi\pi$ 和KK散射, 矢量介子交换相互作用为主^[2, 10]. 对于K \bar{K} 散射, 相关的拉氏量为

$$\mathcal{L}_{KK\rho} = g_{KK\rho} [K^\dagger \boldsymbol{\tau} \partial_\mu K] \boldsymbol{\rho}^\mu + \text{c.c.},$$

$$\mathcal{L}_{KK\omega} = g_{KK\omega} [K^\dagger \partial_\mu K] \omega^\mu + \text{c.c.},$$

$$\mathcal{L}_{KK\phi} = g_{KK\phi} [K^\dagger \partial_\mu K] \phi^\mu + \text{c.c.},$$

和

$$\mathcal{L}_{\pi KK^*} = g_{\pi KK^*} [\partial_\mu \boldsymbol{\pi} \cdot K^\dagger \boldsymbol{\tau} K^{*\mu} - \boldsymbol{\pi} \cdot \partial_\mu K^\dagger \boldsymbol{\tau} K^{*\mu}] + \text{c.c.},$$

其中的耦合常数可以利用SU(3)对称关系^[11]通过 $\rho\pi\pi$ 耦合常数 $g_{\rho\pi\pi}$ 来确定:

$$g_{KK\rho} = g_{\bar{K}\bar{K}\rho} = \frac{1}{2} g_{\rho\pi\pi},$$

$$g_{KK\omega} = g_{\bar{K}\bar{K}\omega} = -\frac{1}{2} g_{\rho\pi\pi},$$

$$g_{KK\phi} = g_{\bar{K}\bar{K}\phi} = \frac{1}{\sqrt{2}} g_{\rho\pi\pi},$$

$$g_{\pi KK^*} = g_{\pi \bar{K}\bar{K}^*} = -\frac{1}{2} g_{\rho\pi\pi}.$$

对于非相对论极限, 只有 t 道散射图有贡献. 仅考虑图1中的几个图.

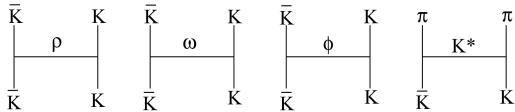


图1 K \bar{K} 散射矢量介子交换相互作用费曼图

K \bar{K} 同位旋二重态和反二重态约定为

$$K = \begin{pmatrix} K^+ \\ K^0 \end{pmatrix}, \quad \bar{K} = \begin{pmatrix} \bar{K}^0 \\ -K^- \end{pmatrix}.$$

相应的同位旋分量 $|I=0, I_3=0\rangle$ 和 $|I=1, I_3=0\rangle$ 为

$$|(K\bar{K})_0\rangle = -\frac{1}{\sqrt{2}} |K^+(1)K^-(2)\rangle + |K^0(1)\bar{K}^0(2)\rangle,$$

$$|(K\bar{K})_1\rangle = -\frac{1}{\sqrt{2}} |K^+(1)K^-(2)\rangle - |K^0(1)\bar{K}^0(2)\rangle.$$

可得到动量空间中的势为

$$V(M_V, \mathbf{p}, \mathbf{q}) = -\frac{g_{KKV}^2}{4M_K^2} C_I \frac{1}{\mathbf{q}^2 + M_V^2} \times (4M_K^2 + 8\mathbf{p}^2 + 8\mathbf{q} \cdot \mathbf{p} + 3\mathbf{q}^2). \quad (1)$$

其中 $C_0 = [3, 1, 1]$, $C_1 = [-1, 1, 1]$ 分别对应于同位旋为0, 1, 交换 ρ , ω , ϕ 介子的同位旋因子. \mathbf{p} 为K在K \bar{K} 质心系的动量, \mathbf{q} 为 t 道三动量转移, M_V 为交换的矢量介子的质量.

S.Krewald等^[9]忽略了(1)式中动量平方项, 并加入了包括截断 Λ 的形状因子

$$F^t(\mathbf{q}) = \left(\frac{\Lambda^2 - M_V^2}{\Lambda^2 + \mathbf{q}^2} \right)^2,$$

从而得到坐标空间中交换质量为 M_V 的单介子非相对论K $\bar{K} \rightarrow K\bar{K}$ 势,

$$V_0(M_V, r) = -\frac{g_{KKV}^2}{4\pi} C_I U(M_V, r),$$

$U(M_V, r)$ 为傅里叶变换:

$$U(M_V, r) = 4\pi \int \frac{d^3 \mathbf{q}}{(2\pi)^3} \frac{[F^t(\mathbf{q})]^2}{M_V^2 + \mathbf{q}^2} e^{i\mathbf{q} \cdot \mathbf{r}} = \frac{e^{-M_V r}}{r} - \frac{e^{-\Lambda r}}{r} \left[1 + \frac{1}{16} \times \left(11 - \frac{4M_V^2}{\Lambda^2} + \frac{M_V^4}{\Lambda^4} \right) \left(1 - \frac{M_V^2}{\Lambda^2} \right) (\Lambda r) + \frac{1}{16} \left(3 - \frac{M_V^2}{\Lambda^2} \right) \left(1 - \frac{M_V^2}{\Lambda^2} \right)^2 (\Lambda r)^2 + \frac{1}{48} \left(1 - \frac{M_V^2}{\Lambda^2} \right)^3 (\Lambda r)^3 \right],$$

得到总的单介子交换势为

$$V_0(\mathbf{r}) = V_0(M_\rho, \mathbf{r}) + V_0(M_\omega, \mathbf{r}) + V_0(M_\phi, \mathbf{r}). \quad (2)$$

他们也计算了这个势的束缚态能级随 Λ 的变化, 如图2所示. 可以发现, 当 $\Lambda < 4\text{GeV}$ 时, 这个势便不足以形成束缚态了. 为了将 $f_0(980)$ 解释为K \bar{K} 强相互作用束缚态, 他们取 $\Lambda = 5.6\text{GeV}$, 得到束缚态能量为 -18.63MeV . 但是在解释 $\pi\pi$, πK 散射相移时, Λ 取值一般为 $1.5\text{--}2\text{GeV}$ ^[10].

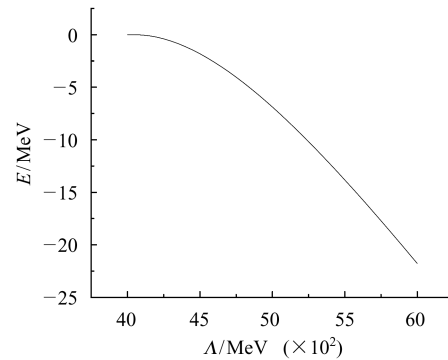


图2 忽略动量平方项时单介子交换K \bar{K} 势束缚态能级随 Λ 的变化

加入动量平方项后, 得到

$$V(M_V, \mathbf{r}) = -\frac{g_{KKV}^2}{4\pi} C_I \left[U(M_V, r) \frac{2\mathbf{p}^2}{M_K^2} - \frac{2i}{M_K^2} \nabla U(M_V, r) \cdot \mathbf{p} - \frac{3}{4M_K^2} \nabla^2 U(M_V, r) + U(M_V, r) \right], \quad (3)$$

总的单介子交换势为

$$V(\mathbf{r}) = V(M_\rho, \mathbf{r}) + V(M_\omega, \mathbf{r}) + V(M_\phi, \mathbf{r}). \quad (4)$$

3 $K\bar{K}$ 强相互作用束缚态数值结果

由上面的讨论, 可以得到相应的薛定谔方程为

$$\left[\left(-\frac{1}{2\mu} + a(r) \right) \nabla^2 + b(r) \frac{\partial}{\partial r} + c(r) \right] \psi(\mathbf{r}) = E\psi(\mathbf{r}), \quad (5)$$

其中

$$\begin{aligned} a(r) &= \sum_V \frac{g_{\text{KKV}}^2}{4\pi} C_I \frac{2}{m_K^2} U(M_V, r) \\ b(r) &= \frac{\partial a(r)}{\partial r} = \sum_V \frac{g_{\text{KKV}}^2}{4\pi} C_I \frac{2}{m_K^2} \frac{dU(M_V, r)}{dr}, \\ c(r) &= \sum_V \frac{g_{\text{KKV}}^2}{4\pi} C_I \left[\frac{3}{4m_K^2} \nabla^2 U(M_V, r) - U(M_V, r) \right]. \end{aligned}$$

由于此方程在 $r \approx 0.3\text{fm}$ 处 $(-\frac{1}{2\mu} + a(r)) = 0$, 使得方程有一个奇点, 求解方程出现困难. 为此, 首先忽略 $a(r)$ 这部分动量依赖项的贡献, 只通过 $b(r)$ 和 $c(r)$ 引入部分动量依赖项,

$$\left[-\frac{1}{2\mu} \nabla^2 + b(r) \frac{\partial}{\partial r} + c(r) \right] \psi(\mathbf{r}) = E\psi(\mathbf{r}).$$

求解方程, 发现剩余的相互作用不足以形成束缚态, 此时 $E \approx 0$. 做近似, 令

$$\left[-\frac{1}{2\mu} \nabla^2 + b(r) \frac{\partial}{\partial r} + c(r) \right] \psi(\mathbf{r}) = 0,$$

可以得到

$$\left[-\frac{1}{2\mu} \nabla^2 + (2\mu a(r) + 1) \left(b(r) \frac{\partial}{\partial r} + c(r) \right) \right] \psi(\mathbf{r}) = E\psi(\mathbf{r}), \quad (6)$$

又令

$$\theta(r) = 2\mu a(r) + 1, \quad \psi(\mathbf{r}) = e^{\theta(r)^2/4} \phi(\mathbf{r}), \quad (7)$$

方程可化为

$$\begin{aligned} -\frac{1}{2\mu} \nabla^2 \phi + \left[\left[-\frac{1}{r} \frac{\partial a}{\partial r} \theta + \frac{\mu}{2} \left(\frac{\partial a}{\partial r} \theta \right)^2 - \right. \right. \\ \left. \left. \frac{1}{2} \left[\frac{\partial^2 a}{\partial r^2} \theta + 2\mu \left(\frac{\partial a}{\partial r} \right)^2 \right] \right] + \theta c(r) - E \right] \phi = 0, \quad (8) \end{aligned}$$

所以, 单介子交换势等效于势:

$$\begin{aligned} V_{\text{eff}}(r) = \left[\left[-\frac{1}{r} \frac{\partial a}{\partial r} \theta + \frac{\mu}{2} \left(\frac{\partial a}{\partial r} \theta \right)^2 - \right. \right. \\ \left. \left. \frac{1}{2} \left[\frac{\partial^2 a}{\partial r^2} \theta + 2\mu \left(\frac{\partial a}{\partial r} \right)^2 \right] \right] + \theta c(r) \right]. \quad (9) \end{aligned}$$

根据 $\rho \rightarrow \pi\pi$ 的衰变宽度 $\Gamma(\rho \rightarrow \pi\pi)$ 可以得到 $g_{\rho\pi\pi}^2/4\pi = 2.8$. 当 $\Lambda = 1.5\text{GeV}$, 2.0GeV 时, 相应的同位旋单态等效势如图3所示.

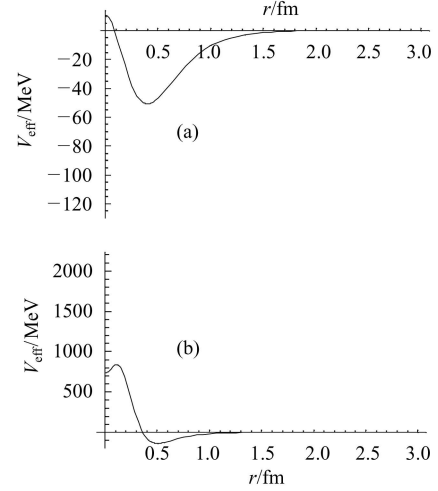


图3 考虑动量平方项, $\Lambda = 1500\text{MeV}$ (a) 和 $\Lambda = 2000\text{MeV}$ (b) 时的强相互作用等效势

经计算发现, 即使采用文献[9]的 Λ 值 5.6GeV , 单介子交换势仍不足以形成强相互作用束缚态. 在单介子交换势的基础上加上库仑势 ($V(r) = -\alpha/r$, α 为精细结构常数), 计算同位旋标量态束缚能随 Λ 的变化如图4所示. 由此可知, 单介子交换不能形成 $K\bar{K}$ 束缚态. 如果 $f_0(980)$ 是 $K\bar{K}$ 束缚态, 不能只靠单介子交换势来束缚, 还必须其他力的贡献.

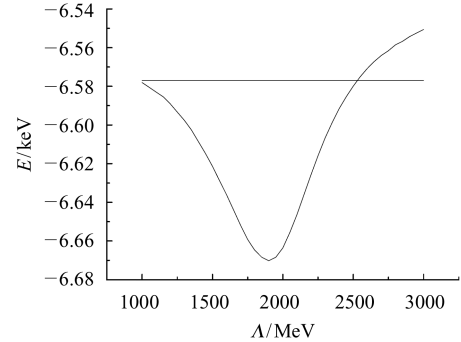


图4 $K\bar{K}$ 在强相互作用势和库仑势的作用下束缚态能级 ($I = 0$) 随 Λ 的变化 (直线为库仑势束缚态能级)

4 K^+K^- 原子态基态能量及宽度

K^+K^- 可以通过库仑力的作用形成原子态, 其库仑束缚能和方均根半径分别为 $\varepsilon = 6.577\text{keV}$ 和 $\langle r^2 \rangle^{1/2} = 190.5\text{fm}$.

根据我们的同位旋约定

$$|K^+K^- \rangle = -\frac{1}{\sqrt{2}}[|10\rangle + |00\rangle],$$

可得:

$$C_{K^+K^- \rightarrow K^+K^-}[\rho, \omega, \phi] = [1, 1, 1],$$

代入式(1), 计算得到在库仑势的基础上加上单介子交换势, 当 Λ 取2000MeV时, K⁺K⁻的基态能量及方均根半径为

$$E = -6.663\text{keV}, \langle r^2 \rangle^{\frac{1}{2}} = 188.1\text{fm}.$$

K \bar{K} 束缚态(B)可以通过交换K^{*}衰变到 $\pi\pi$, 衰变宽度可由下式计算得到

$$d\Gamma = \frac{1}{32\pi^2} \frac{|\mathbf{p}|}{M^2} |\mathcal{M}_I(B \rightarrow \mathbf{p}, -\mathbf{p})|^2 d\Omega, \quad (10)$$

其中

$$\mathcal{M}_I(B \rightarrow \mathbf{p}, -\mathbf{p}) = \sqrt{\frac{M}{2m_K^2}} \int d^3r \frac{d^3k}{(2\pi)^3} e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} \times \psi(\mathbf{r}) \mathcal{M}_I(\mathbf{k}, -\mathbf{k} \rightarrow \mathbf{p}, -\mathbf{p}),$$

$\psi(\mathbf{r})$ 为束缚态波函数, \mathbf{p} 为质心系 π 介子动量.

代入 $\mathcal{M}_I(\mathbf{k}, -\mathbf{k} \rightarrow \mathbf{p}, -\mathbf{p})$ 的具体形式, 得到 s 波同位旋为零时

$$\begin{aligned} \mathcal{M}(B \rightarrow \mathbf{p}, -\mathbf{p}) &= -\sqrt{\frac{M}{2m_K^2}} \sqrt{3g_{\pi K K^*}^2} \times \\ &\int d^3r \int \frac{d^3q}{(2\pi)^3} e^{-i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}} e^{-i\mathbf{p}\cdot\mathbf{r}} \times \\ &\left[(E + E_f)^2 + \mathbf{q}^2 + 4\mathbf{q}\cdot\mathbf{p} + 4\mathbf{p}^2 + \frac{(m_K^2 - m_\pi^2)^2}{m_{K^*}^2} \right] \times \\ &\frac{1}{\mathbf{q}^2 + m_{K^*}^2 - (E - E_f)^2} \times R_0(r) Y_{00} = \\ &-\frac{1}{8} \sqrt{\frac{3}{\pi}} g_{\rho\pi\pi}^2 \sqrt{\frac{M}{2m_K^2}} \int dr R_0(r) r \times \\ &\left[4 \left(\frac{1}{r^2} + \frac{\Sigma}{r} \right) \cos pr + \left(-\frac{4}{pr^3} - \frac{4\Sigma}{pr^2} + \right. \right. \\ &\left. \left. \frac{(E + E_f)^2 + (E - E_f)^2 + 4p^2 - m_{K^*}^2}{pr} + \right. \right. \\ &\left. \left. \frac{(m_K^2 - m_\pi^2)^2 / m_{K^*}^2}{pr} \right) \sin pr \right] e^{-\Sigma r}, \end{aligned}$$

其中

$$\Sigma = \sqrt{m_{K^*}^2 - (E - E_f)^2},$$

$R_0(r)$ 为K⁺K⁻束缚态 s 波径向波函数,

$$Y_{00} = \sqrt{\frac{1}{4\pi}}$$

E 为束缚态中K介子能量, E_f 为末态 π 介子能量. 在上面的计算中, 利用了关系式^[11]:

$$g_{\pi K K^*} = g_{\pi \bar{K} \bar{K}^*} = -\frac{1}{2} g_{\rho\pi\pi}.$$

同位旋为1时, $\mathcal{M}(B \rightarrow \pi, \pi) = 0$.

首先不考虑强相互作用对能级及波函数的影响, 计算得到K⁺K⁻束缚态衰变到 $\pi\pi$ 的宽度为

$$\Gamma(K^+K^- \rightarrow \pi\pi) \approx 9.51 \times 10^{-7} \text{MeV}.$$

当考虑强相互作用修正时K⁺K⁻束缚态衰变到 $\pi\pi$ 的衰变宽度为

$$\Gamma(K^+K^- \rightarrow \pi\pi) \approx 2.37 \times 10^{-5} \text{MeV}.$$

若取文献[9]中同样的势, 则同位旋为零的K \bar{K} 束缚态的均方根半径为1.7fm, 衰变到 $\pi\pi$ 的宽度为54MeV, 与文献[9]的结果一致.

另外, 还计算了K⁺K⁻ $\rightarrow \eta\pi$ 的衰变宽度. 利用SU(3)对称关系^[11]:

$$g_{\eta K K^*} = g_{\eta \bar{K} \bar{K}^*} = -\frac{\sqrt{3}}{2} g_{\rho\pi\pi}.$$

可以得到, 对 s 波K⁺K⁻ $\rightarrow \eta\pi$ 的振幅为

$$\begin{aligned} \mathcal{M}(B \rightarrow \mathbf{p}, -\mathbf{p}) &= \frac{1}{8} \sqrt{\frac{3}{\pi}} g_{\rho\pi\pi}^2 \sqrt{\frac{M}{2m_K^2}} \int dr R_0(r) r \times \\ &\left\{ \left[4 \left(\frac{1}{r^2} + \frac{\Sigma_1}{r} \right) \cos pr + \left(-\frac{4}{pr^3} - \frac{4\Sigma_1}{pr^2} + \right. \right. \right. \\ &\left. \left. \frac{(E + E_\pi)(E + E_\eta)}{pr} + \frac{-(E - E_\pi)^2 + 4p^2 - m_{K^*}^2}{pr} + \right. \right. \\ &\left. \left. \frac{(m_K^2 - m_\eta^2)(m_K^2 - m_\pi^2) / m_{K^*}^2}{pr} \right) \sin pr \right] e^{-\Sigma_1 r} + \\ &\left[4 \left(\frac{1}{r^2} + \frac{\Sigma_2}{r} \right) \cos pr + \left(-\frac{4}{pr^3} - \frac{4\Sigma_2}{pr^2} + \right. \right. \\ &\left. \left. \frac{(E + E_\pi)(E + E_\eta)}{pr} + \frac{-(E - E_\eta)^2 + 4p^2 - m_{K^*}^2}{pr} + \right. \right. \\ &\left. \left. \frac{(m_K^2 - m_\eta^2)(m_K^2 - m_\pi^2) / m_{K^*}^2}{pr} \right) \sin pr \right] e^{-\Sigma_2 r} \left. \right\}, \end{aligned}$$

其中

$$\Sigma_1 = \sqrt{m_{K^*}^2 - (E - E_\pi)^2}, \quad \Sigma_2 = \sqrt{m_{K^*}^2 - (E - E_\eta)^2},$$

E_π, E_η 分别为末态 π, η 介子的能量. 在不考虑强相互作用对能级及波函数的影响时, K⁺K⁻束缚态衰变到 $\eta\pi$ 的宽度为

$$\Gamma(K^+K^- \rightarrow \eta\pi^0) = 8.59 \times 10^{-7} \text{MeV}.$$

考虑强相互作用修正时 K^+K^- 束缚态衰变到 $\eta\pi$ 的衰变宽度为

$$\Gamma(K^+K^- \rightarrow \eta\pi^0) = 1.88 \times 10^{-5} \text{MeV}.$$

5 总结和讨论

研究表明: 当考虑动量平方项的贡献时, 单介子

交换势给出的强相互作用不足以形成 $K\bar{K}$ 强相互作用束缚态. 但对于 K^+K^- 可以通过库仑势的作用而组成原子态, 考虑强相互作用修正, 使能级由 -6.577keV 下降到 -6.663keV . K^+K^- 原子态基态衰变到 $\pi\pi$ 的宽度为 $2.37 \times 10^{-5}\text{MeV}$, 衰变到 $\pi\eta$ 的宽度为 $1.88 \times 10^{-5}\text{MeV}$. 由于此衰变宽度很小, K^+K^- 原子态不可能与 $f_0(980)$ 或 $a_0(980)$ 有较大的混合. $f_0(980)$ 或 $a_0(980)$ 很可能主要是 $q\bar{q}$ 和四夸克态的混合态.

参考文献(References)

- 1 Morgan D. Phys. Lett., 1974, **51B**: 71
- 2 Janssen G, Pearce B C, Holinde K et al. Phys. Rev., 1995, **D52**: 2690
- 3 Tornqvist N A. Phys. Rev. Lett., 1982, **49**: 624; Z. Phys., 1995, **C68**: 647
- 4 van Beveren E, Rupp G, Scadron M D. Phys. Lett., 2000, **B495**: 300
- 5 Dosch H G, Ferreira E M, Navarra F S et al. Phys. Rev., 2002, **D65**: 114002
- 6 de Fazio F, Pennington M R. Phys. Lett., 2001, **B521**: 15
- 7 Jaffe R L. Phys. Rev., 1977, **D15**: 267, 281; 1978, **D17**: 1444
- 8 Weinstein J, Isgur N. Phys. Rev., 1983, **D27**: 588
- 9 Krewald S, Lemmer R H, Sassen F P. Phys. Rev., 2004, **D69**: 016003
- 10 WU F Q, ZOU B S, LI L et al. Nucl. Phys., 2004, **A735**: 111
- 11 de Swart J J. Rev. Mod. Phys., 1963, **35**: 916

Study of $K\bar{K}$ Strong Interaction Bound State and K^+K^- Atomic State*

ZHANG Yin-Jie^{1;1)} SHEN Peng-Nian^{1,2,3;2)} ZOU Bing-Song^{1,2,3;3)}

1 (Institute of High Energy Physics, CAS, Beijing 100049, China)

2 (Center of Theoretical Nuclear Physics, National Laboratory of Heavy Ion Accelerator, Lanzhou 730000, China)

3 (Institute of Theoretical Physics, CAS, Beijing 100080, China)

Abstract One meson exchange potential of the $K\bar{K}$ system is studied. When momentum-squared terms are included, the one meson (ρ, ω, ϕ) exchange potential alone fails to produce any $K\bar{K}$ bound state. With the Coulomb potential, K^+K^- can form atomic bound state—the kaonium. The influence of the one meson exchange potential on the ground state energy of kaonium and its decay widths to $\pi\pi$ and $\pi\eta$ are evaluated.

Key words one meson exchange, kaonium, decay width

Received 15 September 2005

*Supported by National Natural Science Foundation of China (10225525, 10435080, 10475089, 10375090 and 90103020), the Knowledge Innovation Project of the Chinese Academy of Sciences (KJCX2-SW-N02) and the IHEP (U529)

1) E-mail: zhyj@mail.ihep.ac.cn

2) E-mail: shenpn@mail.ihep.ac.cn

3) E-mail: zoubs@mail.ihep.ac.cn