

组分夸克模型下研究 $p\bar{\Lambda}$ 体系

陆 旭¹, 黄虹霞²

(1. 江苏联合职业技术学院镇江分院, 江苏 镇江 212016)

(2. 南京师范大学物理科学与技术学院, 江苏 南京 210097)

[摘要] 本文在手征夸克模型和夸克蜕定域色屏蔽模型框架下, 利用共振群方法研究了角动量 $J=0$ 和 $J=1$ 的 $p\bar{\Lambda}$ 体系, 发现在这两个模型中 $p\bar{\Lambda}$ 都不是一个束缚态, 但在夸克蜕定域色屏蔽模型中, 我们在 $p\bar{\Lambda}$ 散射过程中发现了一个 $IJ=\frac{1}{2}0$ 的 $p\bar{\Sigma}$ 共振态.

[关键词] $p\bar{\Lambda}$ 体系, $p\bar{\Sigma}$ 共振态, 束缚态, 散射相移

[中图分类号] O572.33 [文献标志码] A [文章编号] 1001-4616(2014)04-0066-05

Study of $p\bar{\Lambda}$ Systems in Constituent Quark Models

Lu Xu¹, Huang Hongxia²

(1. College of Zhenjiang, Jiangsu Union Technical Institute, Zhenjiang 212016, China)

(2. School of Physics and Technology, Nanjing Normal University, Nanjing 210097, China)

Abstract: The $p\bar{\Lambda}$ systems with $J=0$ and $J=1$ are dynamically investigated within the framework of two constituent quark models: the chiral quark model and the quark delocalization color screening model. The results show that, there is no $p\bar{\Lambda}$ bound state in both two models. However, the $p\bar{\Lambda}$ elastic scattering processes with coupling to $p\bar{\Sigma}$ state are studied and a $IJ=\frac{1}{2}0$ $p\bar{\Sigma}$ resonance state is given in the quark delocalization color screening model.

Key words: $p\bar{\Lambda}$ systems, $p\bar{\Sigma}$ resonance, bound state, scattering phase shifts

2003 年, 我国的 BES 实验组在 $J/\Psi \rightarrow \gamma p \bar{p}$ 衰变过程中发现在 $p \bar{p}$ 的不变质量谱中有增强的信号^[1], 这一信号激发了大家重新研究 $N \bar{N}$ 相互作用以及寻找可能的束缚态的兴趣. 其实在 2002 年, Belle 实验组在 $B^+ \rightarrow K^+ p \bar{p}$ 和 $B^0 \rightarrow D^0 p \bar{p}$ 衰变过程中也发现了 $p \bar{p}$ 的不变质量谱中有增强的信号^[2]. 另外, Belle 实验组还在 $B \rightarrow p \bar{\Lambda} \pi$ 衰变过程中发现了 $p \bar{\Lambda}$ 的不变质量谱中有增强的信号^[3]. 紧接着, BES 实验组在 $J/\Psi \rightarrow p K^- \bar{\Lambda} + c. c.$ 过程中发现了同样的增强信号^[4]. 因此在理论上研究 $p \bar{\Lambda}$ 体系、寻找可能的共振态是一项有趣的工作.

一直以来, 量子色动力学 (QCD) 被公认为研究强相互作用的基本理论, 因此人们希望用 QCD 理论来研究强子相互作用. 然而, 由于非微扰 QCD 的复杂性, 在研究低能问题时存在困难, 因此直接应用 QCD 理论来研究强子相互作用是有困难的. 最近对格点 QCD 做了一些相关的工作, 并有了一点进展^[5], 但还有很多问题有待解决. 因此, 到目前为止, 具有 QCD 精神的夸克模型仍然是研究强子相互作用的主要方法.

研究强子相互作用最常用的夸克模型是手征夸克模型 (ChQM), 这个模型主要是利用 σ 介子交换来提供中程吸引^[6-8]. 虽然近几年的实验观察到了作为 $\pi \pi S$ 波共振的 σ 介子, 但是这样的 σ 介子很难给出核子-核子相互作用所需要的中程吸引^[9]. 是否存在其他的中程吸引产生机制? 我们组在上个世纪 90 年代发展起来的夸克蜕定域色屏蔽模型 (QDCSM) 给出了另一种回答^[10]. 这是基于核力和分子力之间的相似性而提出的一种模型, 对于单个强子, 它就是传统的组分夸克模型. 在推广到重子相互作用时, QDCSM 考虑了夸克间的相互作用与夸克所处的状态有关, 并将各种不同颜色结构的耦合效应用色屏蔽来近似, 对哈密顿量作了修正, 另一方面, 借鉴分子结构中电子非定域化的概念, 引入了夸克蜕定域效应, 特点是允许

收稿日期: 2014-04-11.

基金项目: 国家自然科学基金 (11205091).

通讯联系人: 黄虹霞, 博士, 副教授, 研究方向: 高能物理与核物理, 粒子物理. E-mail: hxhuang@njnu.edu.cn

多夸克系统通过自身的动力学效应来选择一个合理的结构,这样就扩大了模型所采用的 Hilbert 空间. 由于夸克蜕定域和色屏蔽效应的引入,QDCSM 能很好地给出核子相互作用中的中程吸引. 我们已经证明了在研究核子-核子相互作用时,这两个模型得到了一致的结果,并能与实验值相符^[11],在研究双重子共振态时两个模型也得到了较为一致的结论^[12-14],这告诉我们在这种情况下, σ 介子交换效应能用夸克蜕定域和色屏蔽效应来替代. 我们还把这两个模型推广到 $N\bar{N}$ 体系,发现没有束缚态存在^[15-18]. 我们对此也很感兴趣,进一步研究 $p\bar{\Lambda}$ 体系时这两个模型是否能得到一致的结果,另一方面,我们还想进一步寻找重子-反重子共振态.

1 计算方法

1.1 手征夸克模型 (ChQM)

手征夸克模型的具体描述可以参考文献[6],在这里我们只给出哈密顿量和参数. 另外,我们研究的是重子-反重子体系,我们要把研究重子-重子体系的模型推广到重子-反重子体系中,需要加上湮灭相互作用^[16,19]. 具体的哈密顿量形式如下:

$$\begin{aligned}
 H = & \sum_{i=1}^6 \left(m_i + \frac{p_i^2}{2m_i} \right) - T_{CM} + \sum_{i < j=1}^6 V(r_{ij}), \\
 V(r_{ij}) = & V^c(r_{ij}) + V^e(r_{ij}) + V_{qq}^a(r_{ij}), \\
 V^e(r_{ij}) = & V_{qq}^{Ge}(r_{ij}) + V_{qq}^{Ga}(r_{ij}) + V_{qq}^{\chi^e}(r_{ij}) + V_{qq}^{\chi^a}(r_{ij}) + V^{\sigma e}(r_{ij}), \\
 V_{qq}^a(r_{ij}) = & V_{qq}^{Ga}(r_{ij}) + V_{qq}^{\chi^a}(r_{ij}), \\
 V_{qq}^c(r_{ij}) = & -a_c \lambda_i \cdot \lambda_j (r_{ij}^2 + V_0), \\
 V_{qq}^e(r_{ij}) = & a_c \lambda_i \cdot \lambda_j^* (r_{ij}^2 + V_0), \\
 V_{qq}^{Ge}(r_{ij}) = & \frac{1}{4} \alpha_s \lambda_i \cdot \lambda_j \left[\frac{1}{r_{ij}} - \frac{\pi}{2} \left(\frac{1}{m_i^2} + \frac{1}{m_j^2} + \frac{4\sigma_i \cdot \sigma_j}{3m_i m_j} \right) \delta(r_{ij}) \right], \\
 V_{qq}^{Ga}(r_{ij}) = & -\frac{1}{4} \alpha_s \lambda_i \cdot \lambda_j^* \left[\frac{1}{r_{ij}} - \frac{\pi}{2} \left(\frac{1}{m_i^2} + \frac{1}{m_j^2} + \frac{4\sigma_i \cdot \sigma_j}{3m_i m_j} \right) \delta(r_{ij}) \right], \\
 V_{qq}^{\chi^e}(r_{ij}) = & v_{\pi}^e(r_{ij}) \sum_{a=1}^3 f_i^a f_j^a + v_K^e(r_{ij}) \sum_{a=4}^7 f_i^a f_j^a + v_{\eta}^e(r_{ij}) (f_i^8 f_j^8 \cos \theta_p - f_i^0 f_j^0 \sin \theta_p), \\
 V_{qq}^{\chi^a}(r_{ij}) = & v_{\pi}^e(r_{ij}) \sum_{a=1}^3 f_i^a f_j^{a*} + v_K^e(r_{ij}) \sum_{a=4}^7 f_i^a f_j^{a*} + v_{\eta}^e(r_{ij}) (f_i^8 f_j^{8*} \cos \theta_p - f_i^0 f_j^{0*} \sin \theta_p), \\
 v_{\chi}^e(r_{ij}) = & \frac{g_{ch}^2 m_{\chi}^3}{4\pi 12 m_i m_j \Lambda_{\chi}^2 - m_{\chi}^2} \left[Y(m_{\chi} r_{ij}) - \frac{\Lambda_{\chi}^3}{m_{\chi}^3} Y(\Lambda_{\chi} r_{ij}) \right] \sigma_i \cdot \sigma_j, \\
 \chi = & \pi, K, \eta, \\
 V^{\sigma e}(r_{ij}) = & -\frac{g_{ch}^2 \Lambda_{sca}^2}{4\pi \Lambda_{sca}^2 - m_{sca}^2} m_{sca} \left[Y(m_{sca} r_{ij}) - \frac{\Lambda_{sca}}{m_{sca}} Y(\Lambda_{sca} r_{ij}) \right], \\
 V_{qq}^{Ga}(r_{ij}) = & \frac{\pi}{6} \alpha_s' \left(\frac{16}{3} - \lambda_i \cdot \lambda_j^* \right) \left(\frac{1}{3} + \frac{1}{2} f_i \cdot f_j^* \right) (3 + \sigma_i \cdot \sigma_j) \frac{\delta(r_{ij})}{(m_i + m_j)^2}, \\
 V_{qq}^{\chi^a}(r_{ij}) = & c_p \left(\frac{1}{3} + \frac{1}{2} \lambda_i \cdot \lambda_j^* \right) \left(\frac{16}{9} - \frac{1}{3} f_i \cdot f_j^* \right) \left(-\frac{1}{2} + \frac{1}{2} \sigma_i \cdot \sigma_j \right) \delta(r_{ij}),
 \end{aligned} \tag{1}$$

这里, $Y(x)$ 是标准的 Yukawa 势, T_c 是质心动能. Ge 和 Ga 表示单胶子交换势和对应的湮灭相互作用, χ^e 和 χ^a 表示玻色子交换势和对应的湮灭相互作用, $V^{\sigma e}$ 是 σ 介子交换势.

1.2 夸克蜕定域色屏蔽模型 (QDCSM)

夸克蜕定域色屏蔽模型的详细描述参见文献[10]. 哈密顿量的形式与(1)式基本相同,只是没有 σ 介子交换项,以及色囚禁势的形式不同,具体形式如下:

$$\begin{aligned}
 V^c(r_{ij}) = & -a_c \lambda_i \cdot \lambda_j [f(r_{ij}) + V_0] + V_{ij}^{C,LS}, \\
 f(r_{ij}) = & \begin{cases} r_{ij}^2, & \text{如果 } i, j \text{ 在同一重子团内,} \\ \frac{1 - e^{-\mu r_{ij}^2}}{\mu}, & \text{如果 } i, j \text{ 在不同重子团内,} \end{cases}
 \end{aligned}$$

这里, μ 是色屏蔽常数, 通过调节氘核的质量来确定.

模型中的夸克蜕定域参数由系统的动力学性质决定, 夸克集团中的单粒子波函数形式如下:

$$\begin{aligned}\psi_{\alpha}(S_i, \epsilon) &= (\phi_{\alpha}(S_i) + \epsilon \phi_{\alpha}(-S_i)) / N(\epsilon), \\ \psi_{\beta}(-S_i, \epsilon) &= (\phi_{\beta}(-S_i) + \epsilon \phi_{\beta}(S_i)) / N(\epsilon), \\ N(\epsilon) &= \sqrt{1 + \epsilon^2 + 2\epsilon e^{-S_i^2/4b^2}}, \\ \phi_{\alpha}(S_i) &= \left(\frac{1}{\pi b^2}\right)^{3/4} e^{-\frac{1}{2b^2}(r_{\alpha}-S_i/2)^2}, \\ \phi_{\beta}(-S_i) &= \left(\frac{1}{\pi b^2}\right)^{3/4} e^{-\frac{1}{2b^2}(r_{\beta}+S_i/2)^2}.\end{aligned}$$

表 1 列出了模型参数, 其中 π, K, η 的质量取实验值, $m_{\pi}=0.7 \text{ fm}^{-1}, m_K=2.51 \text{ fm}^{-1}, m_{\eta}=2.77 \text{ fm}^{-1}$. 为了比较两个模型的中程吸引机制, 我们在两个模型中用了完全相同的单胶子交换势和 π, K, η 介子交换势, 且参数 $b, \alpha_{suu}, \alpha_{sus}, \alpha_{ss}, m_u, m_s, \dots$ 也完全相同, 只有中程吸引部分不同. 在 ChQM 中用 σ 介子交换来产生中程吸引, 而在 QDCSM 中用夸克蜕定域和色屏蔽效应来产生.

这些参数是根据拟合重子质量, 核子-核子相互作用以及氘核的性质而确定的, 除了新增加的与湮灭相互作用相关的两个参数 α'_s 和 c_p . 其中 α'_s 是根据描述 $N\bar{N}$ 散射相移确定的^[15], 而 c_p 由于没有实验数据确定, 在本文中我们取 $c_p = -0.2362 \text{ fm}^2$.

表 1 模型参数

Table 1 Parameters of the two quark models

	ChQM	QDCSM		ChQM	QDCSM
$m_{u,d}/\text{MeV}$	313	313	$m_{\text{sea}}/\text{fm}^{-1}$	3.73	—
m_s/MeV	573	573	$\Lambda_{\text{sea}}/\text{fm}^{-1}$	4.2	—
b/fm	0.518	0.518	$\Lambda_{\pi}/\text{fm}^{-1}$	4.2	4.2
a_c/MeVfm^{-2}	48.59	58.03	$\Lambda_{K,\eta}/\text{fm}^{-1}$	5.2	5.2
V_0/fm^2	-1.214 5	-1.288 3	θ_p	-15°	-15°
μ/fm^{-2}	—	0.5	α_{suu}	0.565	0.565
$g_{ch}^2/4\pi$	0.54	0.54	α_{sus}	0.524	0.524
			α_{ss}	0.451	0.451

1.3 计算结果和讨论

在手征夸克模型 (ChQM) 和夸克蜕定域色屏蔽模型 (QDCSM) 框架下, 利用共振群方法^[20], 我们分别计算了角动量为 $J=0$ 和 $J=1$ 的 $p\bar{\Lambda}$ 体系. 通过计算我们发现, 如果不考虑湮灭相互作用, 这两个模型下都有 $p\bar{\Lambda}$ 的束缚态存在, 得到的束缚能如下: 在 QDCSM 中, $B_{J=0} = -14.1 \text{ MeV}, B_{J=1} = -12.5 \text{ MeV}$; 在 ChQM 中, $B_{J=0} = -14.7 \text{ MeV}, B_{J=1} = -13.2 \text{ MeV}$. 这里, 束缚能的定义如下: $B_{p\bar{\Lambda}} = E_{p\bar{\Lambda}} - (M_p + M_{\bar{\Lambda}})$. 如果考虑湮灭相互作用, 在这两个模型下都没有 $p\bar{\Lambda}$ 的束缚态存在. 这说明湮灭相互作用在 $p\bar{\Lambda}$ 态中是排斥的.

表 2 $J=0$ 的 $p\bar{\Sigma}$ 的质量和衰变宽度, 单位: MeV

Table 2 The masses and widths of the state

$p\bar{\Sigma}$ with $J=0$ in MeV

情况	QDCSM			ChQM		
	M(sc)	M(cc)	Γ	M(sc)	M(cc)	Γ
I	2 131.8	2 129.9	6.5	2 164.8	2 162.6	7.6
II	2 174.8	2 172.9	0.15	ub	ub	—

表 3 $J=1$ 的 $p\bar{\Sigma}$ 的质量和衰变宽度, 单位: MeV

Table 3 The masses and widths of the state

$p\bar{\Sigma}$ with $J=1$ in MeV

情况	QDCSM			ChQM		
	M(sc)	M(cc)	Γ	M(sc)	M(cc)	Γ
I	2 152.9	2 151.9	3.1	2 191.8	2 189.3	7.0
II	ub	ub	—	ub	ub	—

为了在更大的空间寻找 $p\bar{\Lambda}$ 束缚态, 下面我们考虑道耦合的影响. 这里我们考虑了所有奇异数为 1 的色单态的道耦合. 通过计算我们发现道耦合对 $p\bar{\Lambda}$ 的影响很小, 基本可以忽略. 但是我们发现了另一个感兴趣的态 $p\bar{\Sigma}$, 这个态的能量比 $p\bar{\Sigma}$ 的阈值低, 但比 $p\bar{\Lambda}$ 的阈值高, 因此, 它与 $p\bar{\Lambda}$ 耦合后有可能是一个共振态. 为此, 我们计算了 $p\bar{\Lambda}$ 散射, 研究在 $p\bar{\Lambda}$ 散射过程中是否有这个共振态. 具体的计算结果列在了表 2 和表 3 中. 其中, ub 表示不束缚, sc 表示 $p\bar{\Sigma}$ 单道的结果, cc 表示道耦合的结果, 情况和 II 表示不含湮灭和含有湮灭相互作用两种情况. 在两个模型下, $p\bar{\Sigma}$ 的理论阈值分别为 2 176.5 MeV (QDCSM), 2 191.8 MeV (ChQM). 从表 2 和表 3 中可以看出, 如果不考虑湮灭相互作用, $J=0$ 和 $J=1$ 的 $p\bar{\Sigma}$ 单道在两个模型下都是

束缚的. 加入湮灭相互作用后, $J=0$ 的 $p\bar{\Sigma}$ 单道在 QDCSM 下束缚, 在 ChQM 中不束缚, $J=1$ 的 $p\bar{\Sigma}$ 单道在两个模型下都不束缚, 这说明湮灭相互作用在 $p\bar{\Sigma}$ 态中也是排斥的.

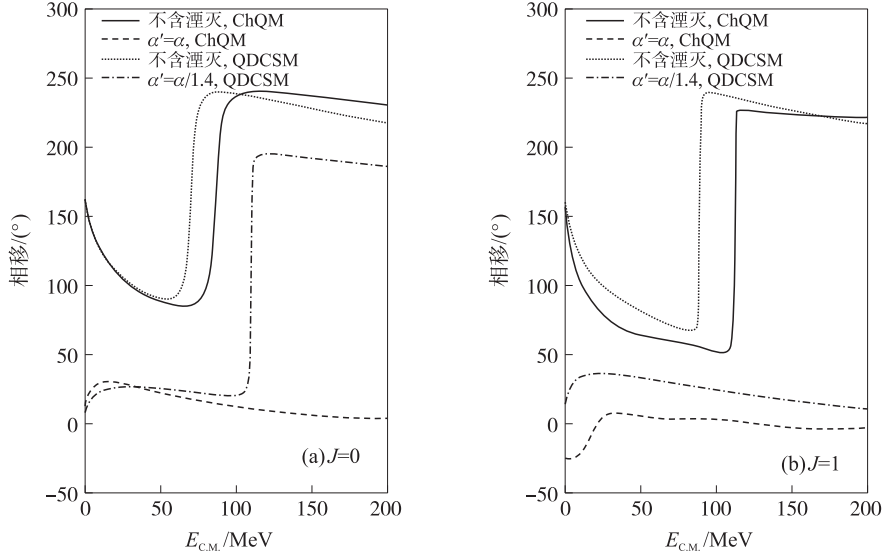


图 1 $p\bar{\Lambda}$ 的 S 波散射相移

Fig. 1 $p\bar{\Lambda}$ S-wave scattering phases

下面我们再把 $p\bar{\Sigma}$ 道与开道 $p\bar{\Lambda}$ 耦合, 看 $p\bar{\Sigma}$ 束缚态在 $p\bar{\Lambda}$ 散射过程中是否会变成 1 个散射共振态. 我们分别计算了 $J=0$ 和 $J=1$ 的 $p\bar{\Lambda}$ S 波散射相移, 结果列在了图 1 中, 其中考虑了 $p\bar{\Sigma}$ 道耦合的影响. 从图 1 我们可以看出, 如果不考虑湮灭相互作用, 在两个模型中, $J=0$ 和 $J=1$ 的 $p\bar{\Lambda}$ S 波散射相移在共振能量上都出现了 1 个 $\pi/2$ 的跳跃, 这说明原来的 $p\bar{\Sigma}$ 束缚态在 $p\bar{\Lambda}$ 散射过程中变成 1 个散射共振态, 共振能量和衰变宽度都列在了表 2 和表 3 中. 如果考虑湮灭相互作用, 在 QDCSM 中, $J=0$ 的 $p\bar{\Sigma}$ 束缚态在 $p\bar{\Lambda}$ 散射过程中也变成 1 个散射共振态. 通过比较, 我们发现, 湮灭相互作用把 $J=0$ 的 $p\bar{\Sigma}$ 共振能量抬高了约 40 MeV, 这说明在我们计算重子-反重子体系中, 湮灭相互作用是不可忽略的.

2 结论

我们利用手征夸克模型 (ChQM) 和夸克蛇定域色屏蔽模型 (QDCSM) 研究了 $J=0$ 和 $J=1$ 的 $p\bar{\Lambda}$ 体系. 我们发现, 不考虑湮灭相互作用时, 两个模型中都可以得到 $J=0$ 和 $J=1$ 的 $p\bar{\Lambda}$ 束缚态和 $p\bar{\Sigma}$ 束缚态. 加入湮灭相互作用后, 这些态的能量都被抬高到阈值以上, 只有在 QDCSM 中存在 1 个 $J=0$ 的 $p\bar{\Sigma}$ 束缚态, 这说明在研究 $p\bar{\Lambda}$ 体系时, 湮灭相互作用提供了排斥力, 这部分作用是不可忽略的. 我们还考虑了 $p\bar{\Lambda}$ 和 $p\bar{\Sigma}$ 道耦合, 计算了 $p\bar{\Lambda}$ 的 S 波散射相移, 发现在 QDCSM 中有 1 个 $J=0$ 的 $p\bar{\Sigma}$ 共振态存在, 而在 ChQM 中没有得到这个共振态. 另外, 我们这个工作中是把描述好质子-反质子散射截面的相互作用和参数直接用在计算 $p\bar{\Lambda}$ 体系中, 是否可以这样直接推广需要我们做进一步研究.

[参考文献]

- [1] Bai J Z, Ban Y, Bian J G, et al. [BES Collaboration], Observation of a near-threshold enhancement in the $p\bar{p}$ mass spectrum from radiative $J/\psi \rightarrow \gamma p\bar{p}$ decays [J]. Phys Rev Lett, 2003, 91 (2) : 022001-1-022001-5.
- [2] Abe K, Abe K, Abe R, et al. [Belle collaboration], Observation of $B^+ \rightarrow p\bar{p}K^+$ [J]. Phys Rev Lett, 2002, 88 (18) : 181803-1-181803-5.
- [3] Wang M Z, Lee Y J, Abe K, et al. [Belle collaboration], Observation of $B^0 \rightarrow p\bar{\Lambda}\pi^-$ [J]. Phys Rev Lett, 2003, 90 (20) : 201802-1-201802-5.
- [4] Ablikim M, Bai J Z, Ban Y, et al. [BES Collaboration], Observation of a threshold enhancement in the $p\bar{\Lambda}$ invariant-mass spectrum [J]. Phys Rev Lett, 2004, 93 (11) : 112002-1-112002-5.
- [5] Ishii N, Aoki S, Hatsuda T, Nuclear force from lattice QCD [J]. Phys Rev Lett, 2007, 99 : 022001-1-022001-4.

- [6] Valcarce A, Garcilazo H, Fernandez, et al. Quark-model study of few-baryon systems[J]. Rep Prog Phys, 2005, 68(5): 965–1 041.
- [7] Fujiwara Y, Nakamoto C, Suzuki Y. Effective meson-exchange potentials in the SU6 quark model for NN and YN interactions [J]. Phys Rev C, 1996, 54(5): 2 180–2 200.
- [8] Zhang Z Y, Yu Y W, Shen P N, et al. Hyperon-nucleon interactions in a chiral SU(3) quark model[J]. Nucl Phys A, 1997, 625(1): 59–70.
- [9] Kaskulov M M, Clement H. Correlated two-pion exchange and large- N_c behavior of nuclear forces[J]. Phys Rev C, 2004, 70(1): 014002-1–014002-12.
- [10] Wang F, Wu G H, Teng, et al. Quark delocalization, color screening, and nuclear intermediate range attraction[J]. Phys Rev Lett, 1992, 69(3): 2 901–2 904.
- [11] Chen L Z, Pang H R, Huang H X, et al. Alternative approach to σ -meson exchange in the nucleon-nucleon interaction[J]. Phys Rev C, 2007, 76(1): 014001-1–014001-4.
- [12] Ping J L, Huang H X, Pang H R, et al. Quark models of dibaryon resonances in nucleon-nucleon scattering[J]. Phys Rev C, 2009, 79(2): 024001-1–024001-12.
- [13] Chen M, Huang H X, Ping J L, Wang F. Quark model study of strange dibaryon resonances[J]. Phys Rev C, 2011, 83(1): 015202-1–015202-10.
- [14] Huang H X, Ping J L, Wang F. Dynamical calculation of $\Delta\Delta$ dibaryon candidates[J]. Phys Rev C, 2014, 89(3): 034001-1–034001-6.
- [15] Huang H X, Pang H R, Ping J L. Study of $N\bar{N}$ interaction with channel-coupling in constituent quark models[J]. Mod Phys Lett A, 2011, 26(16): 1 231–1 241.
- [16] Entem D R, Fernandez F. The $N\bar{N}$ interaction in a constituent quark model: Baryonium states and protonium level shifts[J]. Phys Rev C, 2006, 73(4): 045214-1–045214-7.
- [17] Pang H R, Ping J L, Wang F. $N\bar{N}$ S-wave elastic cross section and possible bound states in a constituent quark model[J]. Chin Phys Lett, 2008, 25(9): 3 192–3 195.
- [18] Chang C H, Pang H R. On possible S-wave bound states for an $N\bar{N}$ system within a constituent quark model[J]. Commun Theor Phys, 2005, 43(2): 275–282.
- [19] Faessler A, Lübeck G, Shimizu K. Nucleon-antinucleon potential due to the annihilation of one gluon[J]. Phys Rev D, 1982, 26(11): 3 280–3 283.
- [20] Kamimura M. Chapter V. A coupled channel variational method for microscopic study of reactions between complex nuclei [J]. Prog Theo Phys Suppl, 1977, 62: 236–294.

[责任编辑:顾晓天]