

夸克蜕定域色屏蔽模型研究 $\Sigma_c(2800)$ 和 $\Lambda_c(2940)$ 赵丽芳¹, 黄虹霞²

(1.南京信息职业技术学院素质教育部,江苏 南京 210023)

(2.南京师范大学物理科学与技术学院,江苏 南京 210023)

[摘要] 在夸克蜕定域色屏蔽模型框架下,利用共振群方法研究了同位旋为 $I=0$ 和 $I=1$,角动量为 $J^P = \frac{1}{2}^+, \frac{3}{2}^+, \frac{5}{2}^+$ 的分子态 ND 体系,发现所有的正宇称态都不束缚. 经过多道耦合计算,我们得到了 $I=0, J^P = \frac{1}{2}^-$ 的 ND 分子态,可以用来解释实验上报道的 $\Sigma_c(2800), I=0, J^P = \frac{3}{2}^-$ 的 ND* 分子态可以解释实验报道的 $\Lambda_c(2940)$, 另外还存在一个 $I=1, J^P = \frac{5}{2}^-$ 的 ΔD^* 分子态.

[关键词] ND 体系,夸克模型,等效吸引,束缚态

[中图分类号] O572.24 [文献标志码] A [文章编号] 1001-4616(2018)03-0047-05

Study of $\Sigma_c(2800)$ and $\Lambda_c(2940)$ States in the Quark Delocalization Color Screening ModelZhao Lifang¹, Huang Hongxia²

(1.Department of Quality-Oriented Education, Nanjing College of Information Technology, Nanjing 210023, China)

(2.School of Physics and Technology, Nanjing Normal University, Nanjing 210023, China)

Abstract: The ND systems with $I=0$ and $I=1, J^P = \frac{1}{2}^+, \frac{3}{2}^+, \frac{5}{2}^+$ are dynamically investigated within the framework of the quark delocalization color screening model. The results show that by the channel-coupling calculation, there is a ND bound state with $I=0, J^P = \frac{1}{2}^-$, which can be used to explain the reported $\Sigma_c(2800)$; a ND* bound state with $I=0, J^P = \frac{3}{2}^-$ is obtained, which can be used to explain the reported $\Lambda_c(2940)$. Besides, another bound state ΔD^* with $I=1, J^P = \frac{5}{2}^-$ is also obtained.

Key words: ND systems, quark model, effective potential, bound state

近 10 多年以来,国内外很多大型实验装置报道了能量在阈值附近的含粲偶素的多夸克态. 如 2005 年 Belle 实验组报道存在一个重子激发态 $\Sigma_c(2800)$ ^[1]. 2008 年 BABAR 实验组声称也发现了这个态^[2]. 另外 2007 年, BABAR 实验组在分析 $D^0 p$ 的不变质量谱中发现了另一个新的强子态 $\Lambda_c(2940)$, 质量为 $M = 2939.8 \pm 1.3(\text{stat}) \pm 1.0(\text{syst}) \text{ MeV}/c^2$, 宽度为 $\Gamma = 17.5 \pm 5.2(\text{stat}) \pm 5.9(\text{syst}) \text{ MeV}/c^2$ ^[3], 紧接着 Belle 实验组在未态相互作用 $\Sigma_c(2455)^{0,++} \pi^\pm \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^\pm \pi^-$ 过程中证实了这个态的存在^[4].

实验的这些进展激起了理论工作者的广泛兴趣. 由于 $\Sigma_c(2800)$ 和 $\Lambda_c(2940)$ 这两个态的能量分别与分子态 ND 和 ND* 的阈值接近, 所以很多理论工作倾向于把这两个态看成分子态来研究. 例如文献[5-6]的研究都支持 $\Sigma_c(2800)$ 可以解释为 ND 分子态. Zhang J R 利用 QCD 求和规则方法同时研究了 $\Sigma_c(2800)$ 和

收稿日期: 2018-05-08.

基金项目: 江苏省高校自然科学面上项目(16KJB140006).

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

$\Lambda_c(2940)$ 这两个态,发现 $\Sigma_c(2800)$ 可以解释为量子数 $J^P = \frac{1}{2}^-$ 的 ND 分子态, $\Lambda_c(2940)$ 可以解释为量子数 $J^P = \frac{3}{2}^-$ 的 ND* 分子态^[7]. J.He 利用单波色子交换(OBE)模型研究了 $\Lambda_c(2940)$,发现这个态可以解释为 ND* 分子态,量子数有可能是 $J^P = \frac{3}{2}^-$ 或是 $J^P = \frac{1}{2}^{+}$ ^[8]. 当然还有一些工作把这两个态看成是由 3 个夸克组成的重子激发态^[9-10]. 可见,到目前为止理论工作对这两个态的解释并不一致.

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,格点 QCD 做了一些相关的工作,并有了一点进展^[11],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. 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)就是一种研究强子相互作用的夸克模型^[12-14]. 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. 我们已经证明了利用这个模型可以很好地描述核子-核子相互作用,给出氦核的性质,并能得到 WASA@COSY 实验组报道的双重子共振态 d^* ^[15-16]. 我们感兴趣的是利用这个模型是否可以解释实验上报道的 $\Sigma_c(2800)$ 和 $\Lambda_c(2940)$. 作为第一步,在本项工作中我们先把这两个态看成分子态进行初步研究.

1 计算方法: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[12-14],在这里我们只给出哈密顿量和参数. 具体的哈密顿量形式如下:

$$H = \sum_{i=1}^5 \left(m_i + \frac{p_i^2}{2m_i} \right) - T_c + \sum_{i < j} V_{ij}, \quad (1)$$

$$V_{ij} = V^G(r_{ij}) + V^X(r_{ij}) + V^C(r_{ij}), \quad (2)$$

$$V^G(r_{ij}) = \frac{\alpha_s}{4} \lambda_i \lambda_j \left[\frac{1}{r_{ij}} - \frac{\pi}{2} \delta_{r_{ij}} \left(\frac{1}{m_i^2} + \frac{1}{m_j^2} + \frac{4\sigma_i \sigma_j}{3m_i m_j} \right) - \frac{3}{4m_i m_j r_{ij}^3} S_{ij} \right], \quad (3)$$

$$V^X(r_{ij}) = \frac{\alpha_{ch}}{4} \frac{\Lambda_\chi^2 m_\chi}{\Lambda_\chi^2 - m_\chi^2} \left\{ \left[Y(m_\chi r_{ij}) - \frac{\Lambda_\chi^3}{m_\chi^3} Y(\Lambda_\chi r_{ij}) \right] \times \sigma_i \sigma_j + \left[H(m_\chi r_{ij}) - \frac{\Lambda_\chi^3}{m_\chi^3} H(\Lambda_\chi r_{ij}) \right] S_{ij} \right\} \times F_i F_j, \quad X = \pi, K, \eta, \quad (4)$$

$$V^C(r_{ij}) = -a_c \lambda_i \lambda_j [f(r_{ij}) + V_0], \quad (5)$$

$$f(r_{ij}) = \begin{cases} r_{ij}^2, & \text{两个夸克在一团内,} \\ \frac{1 - e^{-\mu_{ij} r_{ij}^2}}{\mu_{ij}}, & \text{两个夸克不在一团内.} \end{cases} \quad (6)$$

这里, $Y(x)$ 和 $H(x)$ 是标准的 Yukawa 势, T_c 是质心动能, α_{ch} 是手征耦合常数, α_s 是夸克-胶子耦合常数. 由于轻、重夸克质量不同,这里我们引入一个有效的跑动的夸克-胶子耦合常数^[17],具体形式如下:

$$\alpha_s(\mu) = \frac{\alpha_0}{\ln \left(\frac{\mu^2 + \mu_0^2}{\Lambda_0^2} \right)}, \quad (7)$$

式中, μ 是两个夸克的约化质量. 本工作中所有跟轻夸克相关的参数都取自于我们原来计算双重子的工作^[18],与重夸克相关的参数 m_c 是通过调节重介子得到. 另外还有个参数是色屏蔽因子 μ_{ij} ,对于轻夸克体系是通过描述氦核性质、核子-核子(NN)散射数据以及 NA 散射数据确定的, $\mu_{uu} = 0.45 \text{ fm}^{-2}$, $\mu_{us} = 0.19 \text{ fm}^{-2}$,

$\mu_{ss}=0.08 \text{ fm}^{-2}$,且满足关系式 $\mu_{us}^2=\mu_u \cdot \mu_s$. 当扩展到含重夸克的多夸克体系,由于暂时没有实验数据拟合,在本文中我们取 $\mu_{cc}=0.01 \text{ fm}^{-2}$, $\mu_{uc}=0.067 \text{ fm}^{-2}$,且仍然满足 $\mu_{uc}^2=\mu_u \cdot \mu_c$. 所有的参数已经列于表 1,得到的重子和介子质量列在了表 2.

表 1 模型参数

Table 1 Model parameters

m_π/fm^{-1}	m_k/fm^{-1}	m_η/fm^{-1}	$\Lambda_\pi/\text{fm}^{-1}$	Λ_k/fm^{-1}	$\Lambda_\eta/\text{fm}^{-1}$	α_{ch}	b/fm
0.7	2.51	2.77	4.2	5.2	5.2	0.027	0.518
m_s/MeV	m_c/MeV	$a_c/(\text{MeVfm}^{-2})$	V_0/MeV	α_0	Λ_0/fm^{-1}	u_0/MeV	
573	1 675	58.03	-1.288 3	0.510 1	1.525	445.808	

表 2 重子和介子质量

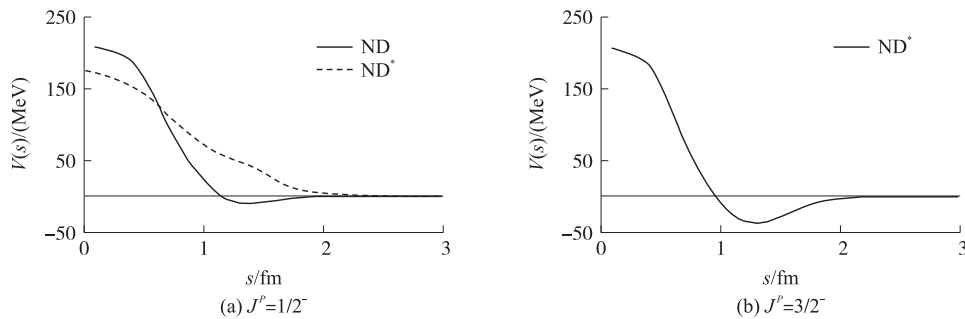
Table 2 The masses of the baryons and mesons

	N	Δ	Λ	Σ	Σ^*	Ξ	Ξ^*	Ω	D	D^*
QDCSM	939	1 232	1 118	1 224	1 358	1 365	1 499	1 654	1 865	1 900
Exp.	939	1 232	1 116	1 193	1 358	1 318	1 533	1 672	1 864	2 007

2 计算结果和讨论

在夸克蝇定域色屏蔽模型(QDCSM)框架下,利用共振群方法,我们分别计算了同位旋为 $I=0$ 和 $I=1$, 角动量为 $J^P = \frac{1}{2}^+, \frac{3}{2}^+, \frac{5}{2}^+$ 的分子态 ND 体系. 通过计算我们发现所有的正宇称态都不束缚,所以在下面的讨论中,我们主要给出负宇称态的结果.

我们都知道,两个强子在一起要形成束缚态他们之间必须有较大的等效吸引,为此我们先来研究 ND 体系的等效势. 两个强子之间的等效势定义为 $V(s) = E(s) - E(\infty)$, 其中 $E(s)$ 是多夸克体系中每一个坐标 s (s 为两个强子之间的距离) 所对应的哈密顿量矩阵元, $E(\infty)$ 是指两个强子相距很远时体系的能量. 图 1 和图 2 分别是同位旋为 $I=0$ 和 $I=1$ 的 ND 体系的等效势. 由图 1(a) 我们看出,对于 $I=0, J^P = \frac{1}{2}^-$ 的态, ND 之间存在微弱的等效吸引, ND^* 之间的等效势是排斥的,所以这里 ND^* 不能形成束缚态. 对于 $I=0, J^P = \frac{3}{2}^-$ 的态,只有 ND^* 这个单道,而且存在较大的等效吸引(见图 1(b)),有可能存在束缚态. 从图 2 我们可以看出,对于 $I=1$ 的态,所有的 ΔD^* 之间都存在较大的等效吸引, ΔD 之间的等效吸引也比较大,仅次于 ΔD^* , 而 $J^P = \frac{1}{2}^-$ 的 ND^* 道等效吸引很小,另外 $J^P = \frac{1}{2}^-$ 的 ND 道和 $J^P = \frac{3}{2}^-$ 的 ND^* 道等效势都是排斥的,所以这两道不能形成束缚态.

图 1 同位旋为 $I=0$ 的 ND 体系各单道的等效势Fig. 1 The potentials of different channels for the ND system with $I=0$

为了进一步确认这些道是否能形成束缚态,我们下面对以上所有的道都进行了束缚态计算,并考虑了道耦合的影响. 我们把所有的结果列在了表 3. 对于 $I=0, J^P = \frac{1}{2}^-$ 的态,两个单道 ND 和 ND^* 都是不束缚的

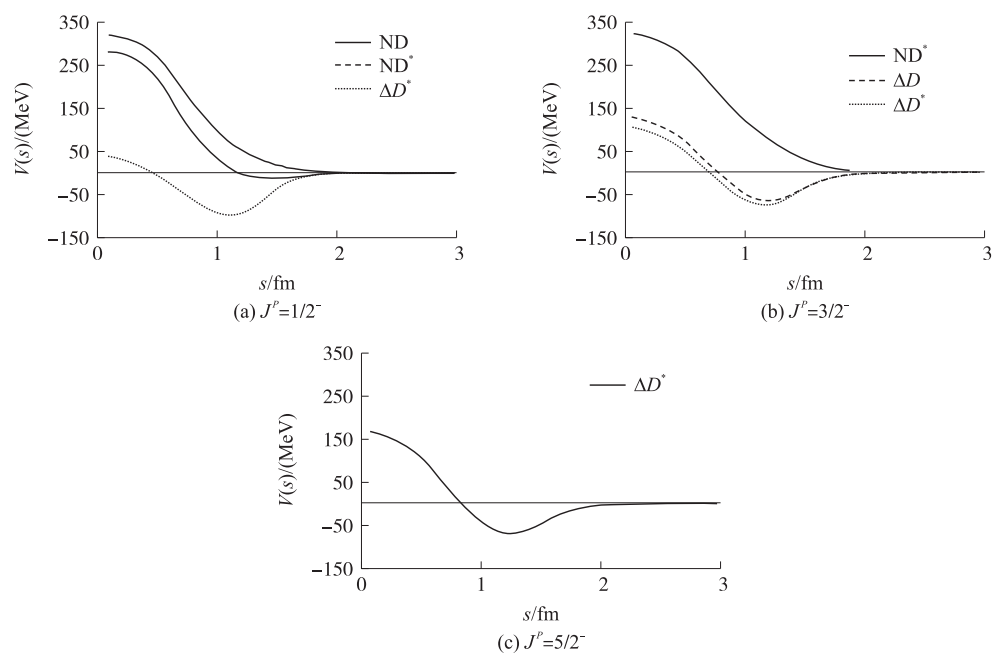


图 2 同位旋为 $I=1$ 的 ND 体系各单道的等效势

Fig. 2 The potentials of different channels for the ND system with $I=1$

(在表 3 中标记为“ub”),但这两道耦合后就得到了一个低于 ND 阈值的能量,这个能量值为 2 801.0 MeV,非常接近 $\Sigma_c(2\ 800)$,所以在我们的模型计算框架下, $\Sigma_c(2\ 800)$ 可以解释为量子数为 $I=0, J^P=\frac{1}{2}^-$ 的 ND 分子态,这与文献[7]的结论一致. 对于 $I=0, J^P=\frac{3}{2}^-$ 的态,只有 ND* 这个道而且是束缚的,束缚能为-5.7 MeV,这个态的能量为 2 940.3 MeV,与实验报道的 $\Lambda_c(2\ 940)$ 非常接近,因此我们的模型计算可以把 $\Lambda_c(2\ 940)$ 解释为 $I=0, J^P=\frac{3}{2}^-$ 的 ND* 分子态,这与文献[7-8]的结论一致.

表 3 ND 体系各单道及道耦合后的束缚能和能量

Table 3 The binding energies and the masses of every single channels and those of channel coupling (c.c.) for the ND system					MeV
	ND	ND*	ΔD	ΔD^*	c.c.
$I=0, J^P=\frac{1}{2}^-$	ub	ub	-	-	-2.0/2 801.0
$I=0, J^P=\frac{3}{2}^-$	-	-5.7/2 940.3	-	-	-5.7/2 940.3
$I=1, J^P=\frac{1}{2}^-$	ub	ub	-	-25.3/3 213.7	-
$I=1, J^P=\frac{3}{2}^-$	-	ub	-14.7/3 081.3	-18.5/3 220.5	-
$I=1, J^P=\frac{5}{2}^-$	-	-	-	-28.9/3 210.1	-28.9/3 210.1

对于 $I=1, J^P=\frac{1}{2}^-$ 的态,两个单道 ND 和 ND* 都是不束缚的,单道 ΔD^* 是束缚的. 这三道耦合后,我们仍然不能得到能量低于 ND 阈值的稳定态,而且 ΔD^* 的能量被 ND 和 ND* 这两道推到了阈值之上,因此经道耦合后这个态不存在束缚态. $I=1, J^P=\frac{3}{2}^-$ 的态情况与 $J^P=\frac{1}{2}^-$ 的态类似,单道 ND* 不束缚, ΔD 和 ΔD^* 都是束缚的,但经三道耦合后 ΔD 和 ΔD^* 的能量都被推到了阈值之上,所以这个态也不存在束缚态. 对于 $I=1, J^P=\frac{5}{2}^-$ 的态,只有一个道 ΔD^* 而且是束缚的,能量为 3 210.1 MeV.

3 总结

为了研究实验上报道的 $\Sigma_c(2800)$ 和 $\Lambda_c(2940)$, 我们利用夸克蝇定域色屏蔽模型(QDCSM)研究了同位旋为 $I=0$ 和 $I=1$, 角动量为 $J^P = \frac{1}{2}^+, \frac{3}{2}^+, \frac{5}{2}^+$ 的分子态 ND 体系. 通过计算我们发现所有的正宇称态都不束缚. 经过多道耦合计算, 我们得到了 3 个束缚态, 分别是 $I=0, J^P = \frac{1}{2}^-$ 的 ND 分子态, $I=0, J^P = \frac{3}{2}^-$ 的 ND* 分子态和 $I=1, J^P = \frac{5}{2}^-$ 的 ΔD^* 分子态. 其中 $I=0, J^P = \frac{1}{2}^-$ 的 ND 分子态能量为 2801 MeV, 可以用来解释实验上报道的 $\Sigma_c(2800)$, $I=0, J^P = \frac{3}{2}^-$ 的 ND* 分子态能量为 2940.3 MeV, 可以解释实验报道的 $\Lambda_c(2940)$. 另外我们的计算结果表明相对于 $\Sigma_c(2800)$ 和 $\Lambda_c(2940)$ 这两个态, $I=1, J^P = \frac{5}{2}^-$ 的 ΔD^* 的束缚能更深, 建议实验上寻找这个束缚态.

[参考文献]

- [1] MIZUK R, ABE K, AIHARA H, et al. [Belle Collaboration], Observation of an isotriplet of excited charmed baryons decaying to $\Lambda_c^+ \pi$ [J]. Phys Rev Lett, 2005, 94:122002(1-5).
- [2] AUBERT B, BONA M, KARYOTAKIS Y, et al. [BABAR Collaboration], Measurements of $B(\bar{B}^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \bar{p})$ and $B(B^- \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^-)$ and studies of $\Lambda_c^+ \pi^-$ resonances [J]. Phys Rev D, 2008, 78:112003(1-18).
- [3] AUBERT B, BARATE R, BONA M, et al. [BABAR Collaboration], Observation of a charmed baryon decaying to $D^0 p$ at a mass near 2.94 GeV/c² [J]. Phys Rev Lett, 2007, 98:012001(1-7).
- [4] MIZUK R, ABE K, ADACHI I, et al. [Belle Collaboration], Experimental constraints on the spin and parity of the $\Lambda_c(2800)^+$ [J]. Phys Rev Lett, 2007, 98:262001(1-6).
- [5] LUTZ M F M, KOLOMEITSEV E E. Baryon resonances from chiral coupled-channel dynamics [J]. Nucl Phys A, 2005, 755: 29-40.
- [6] JIMTENEZ-TEJERO C E, RAMOS A, VIDANA I. Dynamically generated open-charm baryons beyond the zero-range approximation [J]. Phys Rev C, 2009, 80:055206(1-11).
- [7] ZHANG J R. S-wave $D^{(*)}$ N molecular states: $\Sigma_c(2800)$ and $\Lambda_c(2940)^+$? [J]. Phys Rev D, 2014, 89:096006(1-10).
- [8] HE J, LIU X. Observed charmed hadron $\Lambda_c(2940)^+$ and the $D^{(*)}$ N interaction [J]. Phys Rev D, 2010, 82:114029(1-8).
- [9] CAPSTICK S, ISGUR N. Baryons in a relativized quark model with chromodynamics [J]. Phys Rev D, 1986, 34:2809-2836.
- [10] CHENG H Y, CHUA C K. Strong decays of charmed baryons in heavy hadron chiral perturbation theory [J]. Phys Rev D, 2007, 75:014006(1-14).
- [11] ISHII N, AOKI S, HATSUDA T. Nuclear force from lattice QC [J]. Phys Rev Lett, 2007, 99:022001(1-4).
- [12] WANG F, WU G H, TENG L J, et al. Effective baryon-baryon potentials in the quark delocalization and color screening model [J]. Phys Rev Lett, 1992, 69:2901-2915.
- [13] WU G H, TENG L J, PING J L, et al. Quark delocalization, color screening, and N-N intermediate range attraction: P-waves [J]. Phys Rev, 1996, C53:1161-1166.
- [14] PING J L, WANG F, GOLDMAN T. Quark delocalization color screening, and nuclear intermediate range attraction [J]. Nucl Phys, 1999, A657:95-98.
- [15] 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, 76:014001(1-4).
- [16] PING J L, HUANG H X, PANG H R, et al. Quark models of dibaryon resonances in nucleon-nucleon scattering [J]. Phys Rev, 2009, C79:024001(1-12).
- [17] VIJANDE J, FERNANDEZ F, VALCARCE A. Constituent quark model study of the meson spectra [J]. Phys G, 2005, 31:481-506.
- [18] HUANG H X, PING J L, WANG F. Further study of the N Ω dibaryon within constituent quark models [J]. Phys Rev C, 2015, 92:065202(1-6).

[责任编辑:顾晓天]