氘核中 ΔΔ 的成分

朱新梅,平加伦

(南京师范大学物理科学与技术学院,210097,南京)

[摘要] 采用推广的夸克蜕定域色屏蔽模型计算了氘核中 ΔΔ 的成分,并与现有的实验数据和理论计算进行比较,所得结果与实验数据相符,与其它理论计算略有差别,并探讨了可能的原因.

[关键词] 夸克蜕定域色屏蔽模型,氘核,ΔΔ 分量

[中图分类号]O571.2, [文献标识码]A, [文章编号]1001-4616(2004)01-0037-04

0 引言

自从发现了核子的结构以来,对核子共振态和原子核中非核子成分的探索又吸引了不少实验和理论物理工作者的注意[1,2],尤其是近年来由于在实验中,如反质子 - 氘核湮灭[3]和质子 - 氘核散射[4]等,可以间接观察到一些非核子态成分,这就更加激发起人们的研究兴趣.如果这些非核子成分存在,那么它们必然也要在核子相互作用中有所表现,对核子相互作用和多夸克系统将有不可忽略的影响.氘核中的 ΔΔ 成分就是人们近年来进行较多研究的问题之一[5,6].

由于核子相互作用处于 QCD 的非微扰区及 QCD 的复杂性,直接从 QCD 理论出发来研究核子相互作用很困难,为此人们建立了许多唯象模型.最常用的模型是组分夸克模型(CQM).在 CQM 中人们仍然可以选取不同的等效自由度.在 Glashow-Isgur 模型[7,8]中,选取了组分夸克和胶子作为等效自由度,成功地描述了强子的各种性质,并且推广到核子 - 核子相互作用,得到了核力的短程排斥芯,但是却不能很好地解释中程和长程吸引现象.为了弥补这一缺陷,人们采取了两种方案:一种方案是引入介子交换,得到所谓的混合模型[8,9];另一种方案是把 Glashow-Isgur 模型作进一步发展,得到夸克的蜕定域色禁闭模型(QDCSM)[10].这两种方法都能很好地解释核子与核子间的中程吸引,但是在忽略分子力与核力在能标和尺度上的明显差别后,只有 QDCSM 能从与分子力相似的角度来解释核力,从而可以解释为什么不把核子体系看作一个大的'夸克袋'而是近似看作是一些核子的集合体这样一个基本的理论问题.另外,QDCSM 的不足之处是不能给出相互作用的长程'尾巴",为了得到合适的长程相互作用,我们通过引入带有短程截断的单 π 介子交换(OPE),对 QDCSM 作了推广[11].利用推广的 QDCSM,我们重新研究了氘核和核子 - 核子相互作用,得到了与实验数据更为一致的结果[11,12].

1 计算方法

有关 QDCSM 和共振群计算方法的细节可参考文献[11],此处只给出推广的 QDCSM 中的哈密顿量、波函数和计算中所必须的方程.

三夸克体系的哈密顿量与以往势模型中一样,对于六夸克体系,哈密顿量可以写成:

$$H_6 = \sum_{i=1}^{6}\left(m_i + \frac{p_i^2}{2m_i}\right) - T_{CM} + \sum_{i<j=1}^{6}\left(V_{ij}^C + V_{ij}^G + V_{ij}^\pi\right), \tag{1}$$

其中

$$T_{CM} = \frac{1}{2M}\left(\sum_{i=1}^{6}\boldsymbol{p}_i\right)^2, \quad M = \sum_i m_i,$$

收稿日期:2003-04-23.
基金项目:江苏省'333 工程'基金资助项目[212088A722].
作者简介:朱新梅,女,1978 - ,南京师范大学物理科学与技术学院硕士研究生,主要从事强子物理学习与研究,E - mail:zxm12217@sina.com
通讯联系人:平加伦,1964 - ,南京师范大学物理科学与技术学院教授,从事强子物理研究,E - mail:jlping@pine.njnu.edu.cn

$$V_{ij}^{C} = -a_C\lambda_i\lambda_j\begin{cases} r_{ij}^2, & \text{当 } i,j \text{ 在同一个重子内部时} \\ \dfrac{1}{\mu}(1-\mathrm{e}^{-\mu r_{ij}^2}), & \text{当 } i,j \text{ 分别在两个重子内部时} \end{cases}$$

$$V_{ij}^{G} = \alpha_s\frac{\lambda_i\lambda_j}{4}\left[\frac{1}{r_{ij}} - \frac{\pi\delta(r_{ij})}{m_i m_j}\left(1+\frac{2}{3}\boldsymbol{\sigma}_i\cdot\boldsymbol{\sigma}_j\right) + V_T\right],$$

$$V_T = \frac{1}{4m_i m_j}\left[\frac{3(\boldsymbol{\sigma}_i\cdot\boldsymbol{r}_{ij})(\boldsymbol{\sigma}_j\cdot\boldsymbol{r}_{ij})}{r_{ij}^5} - \frac{\boldsymbol{\sigma}_i\cdot\boldsymbol{\sigma}_j}{r_{ij}^3}\right],$$

$$V_{ij}^{\pi} = \theta(r_{ij}-r_0)f_{\mathrm{qq\pi}}^2\boldsymbol{\tau}_i\cdot\boldsymbol{\tau}_j\frac{1}{r_{ij}}\mathrm{e}^{-\mu r_{ij}}\left[\frac{1}{3}\boldsymbol{\sigma}_i\cdot\boldsymbol{\sigma}_j + \left(\frac{3(\boldsymbol{\sigma}_i\cdot\boldsymbol{r}_{ij})(\boldsymbol{\sigma}_j\cdot\boldsymbol{r}_{ij})}{r_{ij}^2} - \boldsymbol{\sigma}_i\cdot\boldsymbol{\sigma}_j\right)\cdot\left(\frac{1}{(\mu_\pi r_{ij})^2} + \frac{1}{\mu_\pi r_{ij}} + \frac{1}{3}\right)\right],$$

$$\theta(r_{ij}-r_0) = \begin{cases} 0, & r_{ij} < r_0 \\ 1, & \text{其他} \end{cases}$$

其中符号所代表的物理意义与一般文献[1] 所给的一样.加入的单 π 介子交换(OPE)势是为了解释核子–核子(NN)相互作用的长程部分,而 OPE 和 OGE 的张量部分是为了计算 S 波和 D 波两道的耦合.$\theta(r)$ 是为了避免近程重复计算而引入的截断函数,$f_{\mathrm{qq\pi}}$ 是夸克与 π 介子的耦合常数,可以通过实验上所测得的核子与 π 介子的耦合常数 $f_{\mathrm{NN\pi}}$ 来确定.

共振群方法(RGM)中的六夸克系统单道波函数可写为

$$|\psi_{6\mathrm{q}}\rangle = A\sum_L[[\psi_{B_1}\psi_{B_2}]^{[\sigma]IS}\otimes\chi_L(\boldsymbol{R})]^J, \tag{2}$$

其中 ψ_{B_1},ψ_{B_2} 为单重子波函数,$\chi_L(\boldsymbol{R})$ 为相对运动波函数.

$$\psi_{B_i} = \left(\frac{2}{3\pi b^2}\right)^{\frac{3}{4}}\left(\frac{2}{4\pi b^2}\right)^{\frac{3}{4}}\mathrm{e}^{-\left(\frac{\lambda_i^2}{3b^2}+\frac{\rho_i^2}{3b^2}\right)}\eta_{I_iS_i}(B_i)\chi_C(B_i), \tag{3}$$

其中 $\eta_{I_iS_i}(B_i)$、$\chi_c(B_i)$ 分别表示同味旋 —— 自旋空间及色空间的波函数,相应的雅可比坐标可定义如下:

$$\begin{aligned} &\boldsymbol{\rho}_1 = \boldsymbol{r}_1 - \boldsymbol{r}_2, && \boldsymbol{\rho}_2 = \boldsymbol{r}_4 - \boldsymbol{r}_5, \\ &\boldsymbol{\lambda}_1 = \boldsymbol{r}_3 - \frac{1}{2}(\boldsymbol{r}_1+\boldsymbol{r}_2), && \boldsymbol{\lambda}_2 = \boldsymbol{r}_6 - \frac{1}{2}(\boldsymbol{r}_4+\boldsymbol{r}_5), \\ &\boldsymbol{R}_{B_1} = \frac{1}{3}(\boldsymbol{r}_1+\boldsymbol{r}_2+\boldsymbol{r}_3), && \boldsymbol{R}_{B_2} = \frac{1}{3}(\boldsymbol{r}_4+\boldsymbol{r}_5+\boldsymbol{r}_6), \\ &\boldsymbol{R} = \boldsymbol{R}_{B_1} - \boldsymbol{R}_{B_2}, && \boldsymbol{R}_C = \frac{1}{2}(\boldsymbol{R}_{B_1}+\boldsymbol{R}_{B_2}), \end{aligned} \tag{4}$$

对相对运动的波函数 $\chi(\boldsymbol{R}) = \sum_L \chi_L(\boldsymbol{R})$ 取变分,可得到 RGM 方程:

$$\int H(\boldsymbol{R},\boldsymbol{R}')\chi(\boldsymbol{R}')\mathrm{d}\boldsymbol{R}' = E\int N(\boldsymbol{R},\boldsymbol{R}')\chi(\boldsymbol{R}')\mathrm{d}\boldsymbol{R}'. \tag{5}$$

原则上通过求解 RGM 方程,可以得到本征能量和波函数 $\chi(\boldsymbol{R})$,但是实际上这样做很不方便,需要解微分积分方程.所以人们往往将相对运动波函数 $\chi(\boldsymbol{R})$ 用一系列 Gauss 函数来展开(S_i 称为生成坐标):

$$\chi(\boldsymbol{R}) = \frac{1}{\sqrt{4\pi}}\sum_L\left(\frac{3}{2\pi b^2}\right)^{3/4}\sum_i C_{i,L}\int \mathrm{e}^{-\frac{3}{4}(\boldsymbol{R}-\boldsymbol{S}_i)^2/b^2}Y^L(\boldsymbol{S}_i)\mathrm{d}\Omega_{S_i}, \tag{6}$$

结合质心运动波函数:

$$\Phi(R_C) = \left(\frac{6}{\pi b^2}\right)^{3/4}\mathrm{e}^{-3R_C{}^2/b^2}, \tag{7}$$

所以(2)可以写成:

$$|\psi_{6q}\rangle = A\sum_{i,L}C_{i,L}\int\frac{\mathrm{d}\Omega_{S_i}}{\sqrt{4\pi}}\prod_{\alpha=1}^{3}\phi_\alpha(\boldsymbol{S}_i)\prod_{\beta=4}^{6}\phi_\beta(-\boldsymbol{S}_i)[[\eta_{I_1S_1}(B_1)\eta_{I_2S_2}(B_2)]^{IS}Y^L(\boldsymbol{S}_i)]^J[\chi_C(B_1)\chi_C(B_2)]^{[\sigma]} \tag{8}$$

其中单粒子轨道波函数:

$$\phi_\alpha(\boldsymbol{S}_i) = \left(\frac{1}{\pi b^2}\right)^{3/4}\mathrm{e}^{-\frac{1}{2}(\boldsymbol{r}_\alpha - \boldsymbol{S}_i/2)^2/b^2}$$

$$\phi_\beta(-S_i) = \left(\frac{1}{\pi b^2}\right)^{3/4} e^{-\frac{1}{2}(r_\beta + S_i/2)^2/b^2} \tag{9}$$

利用上述公式可以把 RGM 方程(5) 写成代数形式的本征方程:

$$\sum_{j,L} C_{j,L} H_{i,j}^{L,L'} = E \sum_j C_{j,L'} N_{i,j}^{L'} \tag{10}$$

由于在 QDCSM 中,单粒子轨道波函数是蜕定域的,所以需把(9) 修正如下:

$$\begin{aligned} \phi_\alpha(S_i) &\to \psi_\alpha(S_i,\varepsilon) = (\phi_\alpha(S_i) + \varepsilon\phi_\alpha(-S_i))/N(\varepsilon) \\ \phi_\beta(-S_i) &\to \psi_\beta(-S_i,\varepsilon) = (\phi_\beta(-S_i) + \varepsilon\phi_\beta(S_i))/N(\varepsilon) \end{aligned} \tag{11}$$

其中 $N(\varepsilon) = \sqrt{1 + \varepsilon^2 + 2\varepsilon e^{-S_i^2/4b^2}}$.

由单道波函数(8) 可直接推广到多道耦合的波函数:

$$\begin{aligned} |\psi_{6q}\rangle = A\sum_k \sum_{i,L} C_{k,i,L_k} \int \frac{d\Omega_{S_i}}{\sqrt{4\pi}} \prod_{\alpha=1}^{3} \phi_\alpha(S_i,\varepsilon) \prod_{\beta=4}^{6} \phi_\beta(-S_i,\varepsilon) \\ [[\eta_{I_1 S_1}(B_1)\eta_{I_2 S_2}(B_2)]^{IS_k} Y^{L_k}(S_i)]^J [\chi_C(B_1)\chi_C(B_2)]^{[\sigma]} \end{aligned} \tag{12}$$

由(10) 可得多道耦合的本征方程:

$$\sum_{j,k,L_k} C_{j,k,L_k} H_{i,j}^{k',L'_k,k,L'_k} = E \sum_j C_{j,k,L'_k} N_{i,j}^{k',L'_k},$$

其中 k **为参与耦合的道的指标,本文主要讨论氘核中 5 个道:**NN:$S = 1, L = 0$;$S = 1, L = 2$;ΔΔ:$S = 1, L = 0$;$S = 1, L = 2$;$S = 3, L = 2$.**通过求解本征方程可得到氘核的能量及对应的波函数,利用波函数,可以得到氘核中以上各道所占的几率,即可得到氘核中 ΔΔ 分量的大小.**

3 结果及其讨论

模型所用的参数如下:

$$m_u = m_d = 313\ \text{MeV},\ b = 6.0152\times10^{-16}\ \text{m},$$
$$a_C = 2.5135\times10^{31}\ \text{MeV/m}^2,\ \alpha_s = 1.558,$$
$$\mu = 7.5\times10^{29}\ \text{m}^{-2},\ r_0 = 8\times10^{-16}\ \text{m}^2$$

其中 μ, r_0 **是通过拟合氘核的质量得到,其它参数都是由单重子谱的性质给出.**

利用以上的参数,我们对氘核态作了二道(NN:$S = 1, L = 0,2$;NN:$S = 1, L = 0$;ΔΔ:$S = 1, L = 0$)**、三道(**NN:$S = 1, L = 0,2$;ΔΔ:$S = 1, L = 0$)**、四道(**NN:$S = 1, L = 0,2$;NN:$S = 1, L = 0$;ΔΔ:$S = 1, L = 0,2$) **及五道(**NN:$S = 1, L = 0,2$;NN:$S = 1, L = 0$;ΔΔ:$S = 1, L = 0,2$;$S = 3, L = 2$) **耦合计算.计算结果见表** 1.**从表中可看到,仅仅考虑** NN($S = 1, L = 0$) **与** ΔΔ($S = 1, L = 0$),**无法得到束缚的氘核,此时 ΔΔ 分量的大小没有意义,必须考虑** NN($S = 1, L = 2$).**另外 ΔΔ 分量的引入对氘核的结合能影响不大.四、五道耦合的计算表明,ΔΔ 成分主要来自于 ΔΔ 的** S **波(**$L = 0$),D **波(**$S = 1, L = 2$) **成分要低一个数量级,** D **波(**$S = 3, L = 2$) **的贡献也比较大.与文献[5] 结果相比,本计算给出的氘核中 ΔΔ 所占几率较大,但是仍然低于文献[4] 所给的实验和理论的上限:1%.另外,在文献[5] 中,ΔΔ 的** D **波(**$S = 3, L = 2$) **的贡献比其他两项大,而我们的结果是 ΔΔ 的** S **波(**$S = 1, L = 0$) **贡献最大.原因在于 ΔΔ 的** D **波(**$S = 3, L = 2$) **与** NN($S = 1, L = 0$) **的混合来自于相互作用的张量部分,而文献[5] 中的张量作用来自于不带短程截断的单** π **介子交换,而我们的模型中单** π **介子交换带有短程截断,张量贡献被削弱.在我们的模型中,由于夸克蜕定域效应,在短程处,**NN **与 ΔΔ 趋于相同的状态,从而导致 ΔΔ 的** S **波(**$S = 1, L = 0$) **分量增加.要利用氘核中 ΔΔ 分量大小来检验模型,还需要更细致的实验与分析.**

表 1 氘核中 NN 和 ΔΔ 的混合几率

	$^3S_1^{NN}$/%	$^3D_1^{NN}$/%	$^3S_1^{\Delta\Delta}$/%	$^3D_1^{\Delta\Delta}$/%	$^7D_1^{\Delta\Delta}$/%	$^7G_1^{\Delta\Delta}$/%	E/(Mev)
本工作	96.55	3.45					1879
	99.79		0.21				1880
	95.40	4.11	0.49				1877
	95.48	3.96	0.52	0.04			1876
	94.969	4.187	0.625	0.046	0.173		1876
文献[5]	95.199	4.561	0.106	0.004	0.124	0.006	1876

4　总结

采用共振群方法,在推广的夸克蜕定域色屏蔽模型中,我们对氘核进行了多道耦合计算.计算表明,ΔΔ 分量在氘核中所占的比例不到 1%,与实验给出的结果一致,但高于其他的理论计算.原因可能是在 QDCSM 中,由于夸克蜕定域,在短程处,NN 与 ΔΔ 趋于相同的状态,导致 ΔΔ 分量增加.但由于氘核有较大的均方根半径,所以 ΔΔ 分量在氘核中仍然比较小.本计算还给出了 NN 与 ΔΔ 之间的跃迁矩阵元,可用来研究文献[13] 中提出的可能的双重子态 ΔΔ($I = 0, J = 1$) 的宽度,探讨其实验观测的可能性.这将是我们下一步的工作.

[参考文献]

[1] Kerman A K, Kisslinger L S. High-Energy Backward Elastic Proton-Deuteron Scattering and Baryon Resonances[J]. Phys Rev, 1969, 180:1483—1489.

[2] Seibert D, Fai G. Heavy resonance production in high energy nuclear collisions[J]. Phys Rev C, 1994, 50:2532—2539.

[3] Denisov O Y, Kuksa S D, Lykasov G I. Probing the deuteron structure at small NN distances by antiptoton-deuteron annihilation[J]. Phys Lett B, 1999, 158:415—421.

[4] Uzikov Y N. Short-range structure of the deuteron and the process p + d - > d + p[J]. Phys At Nucl, 1997, 60:1458—1469.

[5] Julia-Diaz B, Entem D R, Valcarce A, *et al*. Deuteron NN* (1440) components from a chiral quark model[J]. Phys Rev C, 2002, 66:047002 - (1 - 4).

[6] Maeda I, Arima M, Masutani K. Effects of baryon resonances on nucleon-nucleon inte-ractions in a quark model[J]. Phys Lett B, 2000, 474:255—261.

[7] de Rujula A, Georgi H, Glashow S L. Hadron masses in a gauge theory[J]. Phys Rev D, 1975, 12:147—162.

[8] Isgur N. Ground-state baryons in a model with hyperfine interactions[J]. Phys Rev D, 1979, 20:1191—1194.

[9] Fujiwara Y, Nakamoto C, Suzuki Y. Unified Description of NN and YN Interaction in a Quark Model with Effective Meson-Exchange Potentials[J]. Phys Rev Lett B, 1996, 76:2242—2245.

[10] Wang F, Wu G H, Teng L J, *et al*. Quark Delocalization Color Screening and Nuclear Intermediate Range Attraction[J]. Phys Rev Lett, 1992, 69:2901—2904.

[11] Ping J L, Wang F, Goldman T. Dynamical calculation of d* mass and NN decay width in the quark delocalization color screening model[J]. Nucl Phys A, 2001, 688:870—881.

[12] Lu X F, Ping J L, Wang F. Nucleon-Nucleon Phase Shifts in the Extended Quark-Delocalization Color Screening Model[J]. China Phys Lett, 2003, 20:42—45.

[13] Valcarce A, Garcilazo H, Mota R D, *et al*. ΔΔ and ΔΔΔ bound states[J]. J Phys G, 2001, 21:L1—L7.

Study on the ΔΔ Components in Deuteron

Zhu Xinmei, Ping Jialun

(School of Physical Science and Technology, Nanjing Normal University, 210097, Nanjing, PRC)

Abstract: The extended quark-delocalization, color-screening model (QDCSM) has been applied to the calculation of the mixing ratio of NN and ΔΔ in deuteron. The results agree with the experimental data, and the ratio is a little larger than other calculations. The possible reason is also discussed.

Key words: QDCSM, deuteron, ΔΔ Components

[责任编辑:丁蓉]