

快报

N-N 相互作用中自旋轨道耦合力的 夸克模型*

张建华 齐利杰 沈彭年 张宗焯 余友文

(中国科学院高能物理研究所 北京 100039)

1994-05-26 收稿

摘 要

在夸克-夸克相互作用中考虑了单胶子交换的自旋轨道耦合力、由禁闭势导出的自旋轨道耦合力、由手征场 σ 交换提供的自旋轨道耦合力以及由双胶子交换提供的自旋轨道耦合力,从而可以统一地解释重子谱中的自旋轨道耦合效应及 N-N 散射中的各个分波的相移。

关键词 自旋轨道力,核子-核子相互作用,夸克模型。

1 引 言

夸克势模型不仅在解释重夸克偶素上非常成功^[1],并且在研究重子谱及 N-N 相互作用的短程排斥心上,也取得了显著的成果^[2,3]。最近 Valcarce^[4] 及 Zhang^[5] 等人在原来的夸克势模型中加入了手征场的耦合,使得提供中程作用的 σ 介子交换的耦合常数不再是可调参数。这样做不仅使得模型在理论上更合理,并且在不引入任何可调参数的情况下,可以系统地符合 N-N 及 Y-N 的散射数据。当然也存在着一些值得进一步研究的问题。其中的一个主要问题就是自旋轨道耦合力的问题。我们知道在重子谱实验值中表现出夸克间的自旋轨道耦合效应是很弱的,在理论计算中,若只考虑单胶子交换所提供的自旋轨道耦合力,则得到的 $1P_1$ 态的分裂值太强。由于标量禁闭势提供的自旋轨道势在重子谱的计算中是与单胶子项相消的,所以通常认为在重子谱计算中若同时考虑这两项的贡献,可以得到与实验相符的结果。但是在 N-N 散射中,实验的相移表现出要求夸克间有较强的自旋轨道耦合力。例如要想解释 3P_2 的相移,需要把单胶子交换自旋轨道势的耦合强度加大 6—8 倍^[4,5]。若是加上禁闭势提供的自旋轨道耦合势,由于在 N-N 散射的相移计算中,它的作用与单胶子交换项的作用也是相消的^[6],所以不仅不能改进理论结果,反而将要求有更强的单胶子交换的耦合强度。计算重子谱及 N-N 相互作用时,所采用的夸克之间的相互作用是否应该统一以及在 N-N 作用中这么强的自旋轨道耦合势

* 国家自然科学基金资助课题。

的来源是什么,都是一些很重要的问题.本文的目的就是试图用一个统一的夸克之间的自旋轨道耦合势来同时描述重子谱中的自旋轨道耦合的劈裂及 N-N 相互作用,研究是否有可能同时解释重子谱和 N-N 散射的实验结果.

我们曾经从包括海夸克激发的双胶子交换机制中,导出了一个自旋轨道耦合势^[7],在这个势中包括两项,一项是与颜色自由度相关的,另一项是与颜色自由度无关的.这两项的贡献在重子谱中是相消的,而对 3P_2 态的 N-N 相互作用是相加强的.在文献[8]中,我们做了一个分析,结果表明,加入这个双胶子交换的自旋轨道耦合势是有可能解决这个矛盾的.在这个工作中,不仅考虑了由单胶子交换、禁闭势以及 σ 介子交换所提供的自旋轨道耦合力,还加入了包括海夸克激发的双胶子交换自旋轨道耦合力.在合理地调整参数的情况下,可以相当好地同时解释重子谱中的 P 态分裂及 N-N 散射中的各个分波的相移.

2 理论框架

在组分夸克模型中,由于 QCD 真空中的凝聚效应,从而使得手征对称性自发破缺,并且由此给出了组分夸克的质量.为了保持手征对称性,人们引入了手征场与夸克的耦合^[9],提出了一个改进的夸克势模型^[9].这个改进的夸克势模型的 H 量包括:单胶子交换, σ 、 π 手征作用以及禁闭势.

$$H = \sum_{i=1}^6 \frac{p_i^2}{2m_q} - T_G + \sum_{i < j} (V_{ij}^C + V_{ij}^T + V_{ij}^{LS}), \quad (1)$$

其中 V_{ij}^C 代表夸克间的中心力,它来自三个部分:禁闭势、单胶子交换及手征场耦合,即:

$$V_{ij}^C = V_{ij}^{\text{conf}}(ij) + V_{ij}^{\text{GE}}(ij) + V_{ij}^{\text{ch}}(ij), \quad (2)$$

V_{ij}^T 代表夸克间的张量力,它来自两个部分:单胶子交换及手征场耦合,即:

$$V_{ij}^T = V_{ij}^{\text{TGE}}(ij) + V_{ij}^{\text{Tch}}(ij). \quad (3)$$

这两部分作用的具体表达式与文献[4,5]中是一样的.关于自旋轨道耦合部分 V_{ij}^{LS} ,在这个模型中,它包括三个部分:

$$V_{ij}^{LS} = V_{ij}^{\text{LSconf}}(ij) + V_{ij}^{\text{LSGE}}(ij) + V_{ij}^{\text{LSch}}(ij), \quad (4)$$

其中,

$$V_{ij}^{\text{LSconf}}(ij) = \frac{a_c}{2m_q^2} (\lambda_i \cdot \lambda_j) \mathbf{L} \cdot (\boldsymbol{\sigma}_i + \boldsymbol{\sigma}_j), \quad (4a)$$

$$V_{ij}^{\text{LSGE}}(ij) = -\frac{3}{16} \frac{\alpha_s}{m_q^2 r^3} (\lambda_i \cdot \lambda_j) \mathbf{L} \cdot (\boldsymbol{\sigma}_i + \boldsymbol{\sigma}_j), \quad (4b)$$

$$\begin{aligned} V_{ij}^{\text{LSch}}(ij) = & -\frac{g_{\text{ch}}^2}{4\pi} \frac{\Lambda^2}{\Lambda^2 - m_\sigma^2} \frac{m_\sigma^3}{4m_q^2} \\ & \cdot \left\{ \left(\frac{1}{m_\sigma^2 r^2} + \frac{1}{m_\sigma^3 r^3} \right) e^{-m_\sigma r} - \frac{\Lambda^3}{m_\sigma^3} \left(\frac{1}{\Lambda^2 r^2} + \frac{1}{\Lambda^3 r^3} \right) e^{-\Lambda r} \right\} \\ & \cdot \mathbf{L} \cdot (\boldsymbol{\sigma}_i + \boldsymbol{\sigma}_j). \end{aligned} \quad (4c)$$

这里 α_s 是单胶子交换耦合常数, m_q 是夸克质量, a_c 是谐振子禁闭势的强度, m_σ 及 Λ 是 σ 介子的质量及切断质量, $\frac{g_{ch}^2}{4\pi}$ 是手征耦合强度.

正如前面所提到的, V_{LS}^{OGE} 与 V_{LS}^{conf} 的效应是相消的, 而 V_{LS}^h 的作用比较弱, 因此从 (4) 式出发所给出的 N-N 相互作用中的自旋轨道耦合力太弱, 不可能符合 3P_2 散射相移的实验. 在文献[4,5]中, 为了符合 N-N 散射的 3P_2 分波相移, 把 V_{LS}^{OGE} 的强度人为地提高了 6—8 倍, 这样做的结果的确可以把 3P_2 的相移提高到与实验值相符合. 然而这使得重子谱中的 $\Delta E_{1P} = E(1P_{1/2}) - E(1P_{3/2})$ 的计算值达到约 -700MeV , 这与实验值 $\Delta E_{1P}(\text{Exp}) = 15\text{MeV}$ 相差太远.

为了解决这个尖锐的矛盾, 我们在文献[7,8]中指出, 应该考虑包括海夸克激发

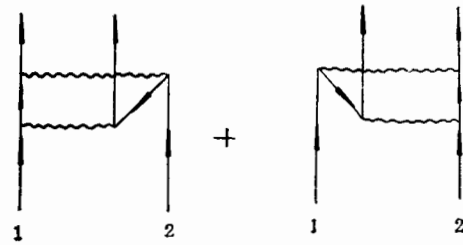


图 1 海夸克激发产生的二夸克间等效相互作用

的双胶子交换不可约图的贡献(如图 1 所示). 由这类图导出的自旋轨道耦合势为:

$$V_{LS}^{TGE(\text{Fig.1})} = -\left(\frac{32}{9} + \frac{14}{3} (\lambda_i \cdot \lambda_j)\right) \frac{3}{128} \frac{\alpha_s^2}{m_q^3 r^4} \mathbf{L} \cdot (\boldsymbol{\sigma}_i + \boldsymbol{\sigma}_j), \quad (5)$$

式中有两个部分, 一部分与颜色相关, 一部分与颜色无关. 由于(5)式只包括了图 1 的双胶子交换, 还有其它的不可约图形未计入, 并且在计算中采用了封闭近似, 同时考虑到另外一些多胶子交换过程也将提供颜色无关项; 因此不可能从这个推导中得到严格的颜色无关项的强度. 做为一种半唯象的处理, 我们对(5)式中的色自由度无关项引入一个可调参数 a_{1s} , 即:

$$V_{LS}^{TGE} = -\left(a_{1s} \frac{32}{9} + \frac{14}{3} (\lambda_i \cdot \lambda_j)\right) \frac{3}{128} \frac{\alpha_s^2}{m_q^3 r^4} \mathbf{L} \cdot (\boldsymbol{\sigma}_i + \boldsymbol{\sigma}_j). \quad (6)$$

选择参数 a_{1s} , 使得重子谱中的 ΔE_{1P} 符合实验, 然后采用同样的参数, 计算 N-N 散射中的各个分波的相移. 可以得到相当满意的符合.

3 计算结果与讨论

在计算中, 我们把核子的大小参数 b 选取为 0.55fm , 组分夸克的质量取为 313MeV , 手征场耦合常数

$$\frac{g_{ch}^2}{4\pi} = \frac{9}{25} \frac{g_{NN\pi}^2}{4\pi} \cdot \frac{m_q^2}{M^2} = 0.592,$$

这相当于 $\frac{g_{NN\pi}^2}{4\pi} = 14.8$, 是与实验相符的. σ 介子的质量为 650MeV , 切断质量 Λ 取为 4.2fm^{-1} . 单胶子耦合常数 α_s 由 $M_\Delta - M_N$ 定出, 禁闭势的强度 a_c 由核子的稳定条件给出. 以上这些参数均与文献[5]中是一样. a_{1s} 为可调参数, 由符合重子谱中的 ΔE_{1P} 定出. 所有的参数值均列在表 1 中.

表 1 计算中的参数

$b(\text{fm})$	0.55
$m_q(\text{MeV})$	313
$m_\pi(\text{fm}^{-1})$	0.7
$m_\sigma(\text{fm}^{-1})$	3.294
$\Lambda(\text{fm}^{-1})$	4.2
$\frac{g_{\sigma h}^2}{4\pi}$	0.592
α_s	0.790
$a_c(\text{MeV}/\text{fm}^2)$	30.1
a_{1s}	7.1

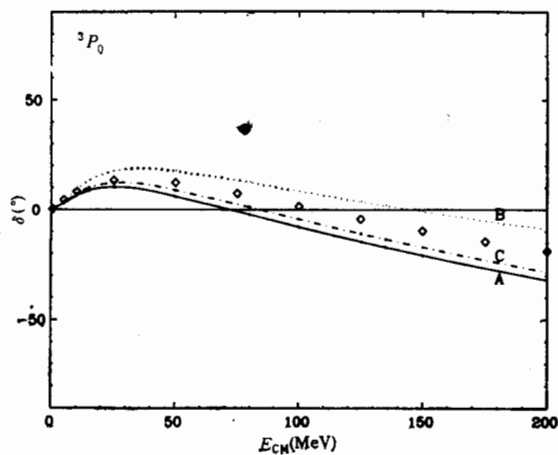


图 2 N-N 的相移

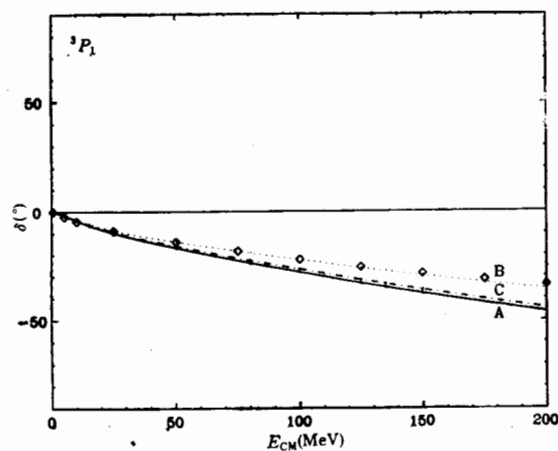


图 3 N-N 的相移

计算的结果包括两个部分,一部分是重子谱中的 ΔE_{1P} , 另一部分是通过求解共振群 (RGM) 变分方程^[9]求解 N-N 相对运动的波函数,进一步计算 N-N 散射的分波相移。 ΔE_{1P} 的结果列在表 2 中, N-N 散射的 P 波相移给在图 2—4 中。为了比较,我们还给出

表 2 重子谱中 $1P$ 态的自旋轨道劈裂

		$\Delta E_{1P} = E(1P_{1/2}) - E(1P_{3/2})$
实验值		15MeV
理论值	A	14.96MeV
	B	-87.4MeV
	C	-698.0MeV

A: $V_{LS} = V_{LS}^{OGE} + V_{LS}^{conf} + V_{LS}^{ch} + V_{LS}^{TGE}$, (其中 $a_1 = 7.1$).

B: $V_{LS} = V_{LS}^{OGE} + V_{LS}^{conf} + V_{LS}^{ch}$.

C: $V_{LS} = 4.7V_{LS}^{OGE}$.

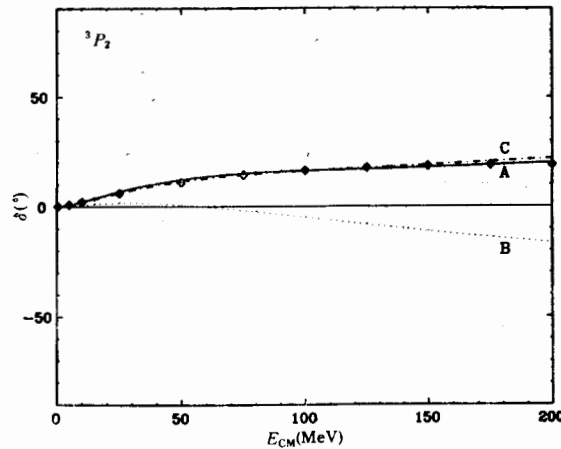


图 4 N-N 的相移

了不考虑 V_{LS}^{TGE} 的结果及类似于文献[5]中的结果,即不包括 V_{LS}^{TGE} , V_{LS}^{conf} 及 V_{LS}^{ch} , 而把 V_{LS}^{OGE} 加大 4.7 倍的情况。我们把这三种情况,分别以 A、B 和 C 加以标记(见表 2)。从计算的结果可以看出, V_{LS}^{TGE} 是十分重要的。如果不考虑它的作用(如情况 B), 3P_2 的相移计算值是负的,与实验结果是反号的。如果像文献[4,5]那样,只取 V_{LS}^{OGE} , 并把它的强度加大,这样做可以改进 3P_2 的相移(如情况 C),但是重子谱中的自旋轨道劈裂 ΔE_{1P} 就变得完全不合理了。只当考虑了 V_{LS}^{TGE} 之后,才有可能同时符合重子谱中的 ΔE_{1P} 及 N-N 散射的 3P_2 分波相移。物理的原因在上面已经提到过:是由于 V_{LS}^{TGE} 中有一项与颜色无关项,这项的作用在重子谱的 ΔE_{1P} 中是与 V_{LS}^{OGE} 及 V_{LS}^{ch} 中的颜色相关项相消的,因而可以使得 ΔE_{1P} 变小;同时它在 N-N 散射的 P 波中,是与 V_{LS}^{OGE} 及 V_{LS}^{ch} 中的颜色相关项相加的,这样就加大了 3P_2 波中的吸引力,使得 3P_2 的相移上升到实验值。可以对两个方面的结果都有改进,很好地与实验符合。

尽管我们在处理 V_{LS}^{TGE} 中,采用了半唯象的办法,调节了无颜色项的强度,但是结果表示出:当引入了 V_{LS}^{TGE} 之后可以十分完满地同时解释重子谱中的 ΔE_{1P} 及 N-N 散射中的分波相移。这表明在夸克之间的自旋轨道耦合势中考虑从高阶效应中贡献的无颜色项是十分必要的,是解决重子谱与 N-N 作用中自旋轨道耦合效应之间的矛盾的重要机

制.当然,如何从高阶效应中严格计算出无颜色项的强度是一个有待进一步研究的问题.

参 考 文 献

- [1] A. Barchielli, N. Brambilla, M. Prosperi, *Nuovo Cimento*, **103 A** (1990) 59; Dong Yubing, Yu Youwen, Zhang Zongye, Shen Pengnian., *Phys. Rev.*, **D49**(1994) 1642.
- [2] N. Isgur, G. Karl., *Phys. Rev.*, **D 19** (1979) 2653; *Phys. Rev.*, **D20** (1979) 1191; Zhang Zongye, Yu Youwen, Shen Pengnian, Shen Xiaoyan and Dong Yubing., *Nucl. Phys.*, **A561** (1993) 595.
- [3] A. Faessler, F. Fernandez, G. Lübeck, K. Shimizu., *Phys. Lett.*, **112 B** (1982) 201; *Nucl. Phys.*, **A402**(1983) 555; M. Oka K. Yazaki., *Phys. Lett.*, **90B**(1980)41.
- [4] F. Fernandez, A. Valcarce, U. Straub, A. Faessler. The N-N Interaction in terms of Quark degrees of Freedom *Nucl. Phys.*, A (To be published).
- [5] Zhang, Zongye, A. Faessler, U. Straub, L. Ya. Glozman. The Baryon-Baryon Interaction in a Modified Quark Model *Nucl. Phys.*, A (To be published).
- [6] K. Shimizu Rep., *Prog. Phys.*, **52**(1989) 1.
- [7] 余友文、张宗焯、沈彭年、沈肖雁, *高能物理与核物理*, **11**(1992)1015.
- [8] 齐利杰、张建华、张宗焯、余友文, *高能物理与核物理*, **18**(1994)757.
- [9] M. kamimura., *Prog. Theor. Phys. Suppl.*, **62**(1977) 236.
- [10] Review of Particle Properties., *Phys. Rev.*, **D**(1992) Part II, Vol. 45, No. 11.
- [11] A. Rehard et al., *Phys. Rev.*, **D28**(1983) 97.

SPIN-ORBIT FORCE OF N-N INTERACTION IN QUARK POTENTIAL MODEL

Zhang Jianhua Qi Lijie Shen Pengnian Zhang Zongye Yu Youwen
(*Institute of High Energy Physics, The Chinese Academy of Sciences, Beijing 100039*)

Received 26 May 1994

Abstract

The spin-orbit interactions between two quarks due to the one-gluon exchange, the confinement potential, the σ exchange of chiral field and the two-gluon exchange are all considered in our calculation. As a consequence the spin-orbit splitting of $1P$ state in the baryon spectrum and the 3P_2 phase shifts of the N-N scattering can be well explained simultaneously.

Key words spin-orbit force, N-N interaction, quark model.