

# 夸克势模型中的重子-重子相互作用 自旋-轨道耦合势\*

齐利杰 张建华 张宗焯 余友文

(中国科学院高能物理研究所 北京 100039)

1993年11月3日收到

## 摘 要

在夸克-夸克自旋-轨道耦合势中引入了由海夸克效应产生的、与颜色自由度无关的自旋-轨道耦合势。并定性地讨论了这个势对重子谱及重子-重子相互作用计算中的影响。

**关键词** 重子, 夸克势模型, 自旋轨道相互作用。

## 1 引 言

在以往的夸克势模型研究中,在计算重子谱时,所选用的夸克间的相互作用并没有顾及到研究重子-重子相互作用时的要求;同样地,在计算重子-重子相互作用时,除了保证重子的稳定条件之外,在选用夸克间的相互作用上也没有顾及到研究重子谱的要求,因而这两种选取往往是不一致的。我们试图寻求一种描述方法,把重子-重子相互作用和重子谱研究中所选用的夸克间的相互作用势统一起来。

关于自旋-轨道耦合力的研究是在重子谱计算中和 N-N 相互作用计算中不一致的重要例子。我们知道重子谱的实验表明,重子内部的自旋-轨道力是很弱的。因此在理论计算中通常是不考虑自旋-轨道力的,其理由是在重子谱的计算中单胶子交换势(OGEP)中的自旋-轨道耦合项的贡献与标量禁闭势相对论修正项的自旋-轨道项的贡献符号相反,并且几乎相消。但是在 NN 散射 P 波相移的计算中却要求有比 OGEP 中更强的自旋-轨道力,一些人在研究中就引入了较强的自旋-轨道势而不顾及重子谱中的要求<sup>[1,2]</sup>。同时在原子核单粒子能级的实验值中也要求有较强的自旋-轨道耦合力。一个有趣的问题是:是否存在其它提供自旋-轨道力的机制,使得在重子谱的计算中对重子谱不产生重要的影响,而在 N-N 相互作用的计算中却能提供实验所要求的自旋-轨道耦合力。

在通常的 OGEP 中,由于是单胶子交换过程,因此夸克间的相互作用势是与夸克的颜色自由度  $\lambda_i \cdot \lambda_j$  相关的。在前一工作中我们讨论了由正反夸克对激发产生的夸克间的等效相互作用势,计算表明有一类图形提供了如下形式的两夸克间等效相互作用势<sup>[3]</sup>:

\* 国家自然科学基金和中国科学院资助。

$$\left(\frac{32}{9} + \frac{14}{3} \lambda_i \cdot \lambda_j\right) V(r_{ij}) \mathbf{L} \cdot (\boldsymbol{\sigma}_i + \boldsymbol{\sigma}_j). \quad (1)$$

在一定近似下,

$$V(r_{ij}) = -\frac{3}{128} \frac{\alpha_s^2}{m^2 r_{ij}^4}. \quad (2)$$

这里  $m$  是夸克的质量,  $\alpha_s$  为夸克-胶子耦合常数,  $\mathbf{L}$  为两夸克的相对轨道角动量. 从(1)和(2)式可知这里出现了一类新的项, 即与色算符无关的项. 在重子谱的计算中(1)式中的两项是相消的, 而在 N-N 相互作用的计算中则不同, 色算符有关项的矩阵元的直接项为零, 只有交换项不为零, 而色算符无关项的矩阵元的直接项和交换项都是存在的, 直接项将有可能对 N-N 相互作用的计算带来较大的影响. 本文试图在自旋-轨道耦合力中加入色算符的无关项来讨论 N-N 相互作用中自旋-轨道耦合力的强度问题以及通过计算  $\Lambda$ -N,  $\Sigma$ -N 的自旋轨道耦合作用, 来讨论是否能说明在超核实验现象中表现出来的  $\Lambda$  粒子自旋-轨道力很弱,  $\Sigma$  粒子的自旋-轨道力比核子的自旋-轨道力还强的问题.

## 2 计算与讨论

对夸克质量相同的系统, 将哈密顿量取为:

$$H = \frac{1}{2m} \sum_i P_i^2 + \sum_{i < j} (V_{ij}^{\text{OGEP}} + V_{ij}^{\text{Conf}} + V_{ij}^{\text{Conf}}(l_s) + V_{ij}^{\text{TGEP}}(l_s)) - T_c. \quad (3)$$

式中  $V_{ij}^{\text{OGEP}}$  为通常的单胶子交换 Breit-Fermi 势,

$$\begin{aligned} V_{ij}^{\text{OGEP}} = & \frac{\alpha_s}{4} \lambda_i \cdot \lambda_j \frac{1}{r_{ij}} - \frac{\pi}{6m^2} \alpha_s \left( \boldsymbol{\sigma}_i \cdot \boldsymbol{\sigma}_j + \frac{3}{2} \right) \lambda_i \cdot \lambda_j \delta(r_{ij}) \\ & - \frac{\alpha_s}{16m^2 r_{ij}^3} \lambda_i \cdot \lambda_j S_{ij} + V_{ij}^{\text{OGEP}}(l_s), \end{aligned} \quad (4)$$

$$V_{ij}^{\text{OGEP}}(l_s) = -\frac{3}{16} \frac{\alpha_s}{m^2 r^3} \lambda_i \cdot \lambda_j \mathbf{L} \cdot (\boldsymbol{\sigma}_i + \boldsymbol{\sigma}_j), \quad (5)$$

对自旋-轨道势只考虑了 Galieli 不变的对称项.  $V_{ij}^{\text{Conf}}$  为夸克间的标量禁闭势, 这里取为谐振子型的禁闭势. 对于其它形式的禁闭势定量上虽有不同, 但定性特点相似.

$V_{ij}^{\text{Conf}}(l_s)$  是由禁闭势产生的自旋-轨道势, 它是一个相对论修正项. 它们的形式分别是,

$$V_{ij}^{\text{Conf}} = -\lambda_i \cdot \lambda_j a r_{ij}^2, \quad (6)$$

$$V_{ij}^{\text{Conf}}(l_s) = \frac{a}{2m^2} \lambda_i \cdot \lambda_j \mathbf{L} \cdot (\boldsymbol{\sigma}_i + \boldsymbol{\sigma}_j), \quad (7)$$

$V_{ij}^{\text{TGEP}}(l_s)$  为海夸克激发时两胶子交换产生的两夸克间的自旋-轨道势. 实际上胶子交换过程是很复杂的, 还有一些其它的费曼图和更高阶的过程也贡献与色自由度有关和无关的势. 仅就海夸克激发两胶子机制来看也还有六类费曼图可产生与色自由度有关的自旋-轨道耦合势<sup>[3]</sup>, 它们的贡献有正有负, 因此很难把它们严格计算出来. 这里我们将采用唯象方法引入  $V_{ij}^{\text{TGEP}}(l_s)$ ,

$$V_{ij}^{\text{TGEP}}(l_s) = \left(\frac{32}{9} + c \lambda_i \cdot \lambda_j\right) V_{ij}(r_{ij}) \mathbf{L} \cdot (\boldsymbol{\sigma}_i + \boldsymbol{\sigma}_j), \quad (8)$$

$$c = \frac{4}{3}, \quad (9)$$

即把  $V_{ij}^{\text{TGEP}}(l_s)$  选为具有式(1)和(2)的形式, 保留色自由度无关项, 而把色自由度相关项系数  $c$  作为参数。因为重子谱的实验表明自旋-轨道耦合的效应很小, 在理论计算中  $V^{\text{OGEP}}(l_s)$  与  $V^{\text{Conf}}(l_s)$  相消, 只取  $V^{\text{OGEP}}(l_s)$  及  $V^{\text{Conf}}(l_s)$  就可以得到基本合理的结果。做为一个定性分析, 在此把  $c$  选为  $4/3$ , 使  $V^{\text{TGEP}}(l_s)$  在重子谱的计算中不作贡献而来探讨它在 N-N 相互作用中的贡献。当然作严格计算时, 对  $V^{\text{TGEP}}(l_s)$  强度的选取会有些调整, 但  $V^{\text{TGEP}}(l_s)$  在相互作用中的定性特点不变。

在计算中还有  $m, b, \alpha_s$  和  $a$  四个参数。要求夸克质量  $m$  和波函数宽度参数  $b$  在一定的合理范围内, 从 Isobar 和核子的质量差的实验值定  $\alpha_s$ , 从核子基态能量对  $b$  变分为稳定值来定禁闭势中的参数。在这里给出的是一组满足上述条件的参数:

$$m = 310\text{MeV}, b = 0.51\text{fm}, \alpha_s = 0.914, a = 0.448\text{fm}^{-3}. \quad (10)$$

在下面将用这组参数来探讨 N-N 相互作用的自旋-轨道力。

在严格的夸克集团模型计算中, 由夸克-夸克相互作用导致的两集团间的相互作用是非定域的。为了与集团间的唯象势和介子交换势相比较, 需要得到一个定域势。一个常用而又简便的方法就是去计算绝热近似势, 由它得到的定性结果是有意义的。在此文中用绝热势进行定性分析。通常两重子间自旋-轨道绝热势由下式定义:

$$V = \langle \Psi_{\alpha N}^{LSJ} | \sum V_{ij}(l_s) | \Psi_{\alpha N}^{LSJ} \rangle = W_{\alpha N}^{LS}(R) \langle LS; J | \mathbf{L} \cdot (\mathbf{S}_A + \mathbf{S}_B) | LS; J \rangle \quad (11)$$

这里  $L, S, J$  为两重子  $A$  和  $B$  的相对轨道角动量、自旋和总自旋。  $\Psi_{\alpha N}^{LSJ}(R)$  是两个重子集团  $\alpha N$ 、态量子数为  $LSJ$ 、集团间距为  $R$  的波函数。  $\mathbf{L}$  为  $A$  和  $B$  的相对运动轨道角动量算符,  $\mathbf{S}_A$  和  $\mathbf{S}_B$  分别为  $A$  和  $B$  的自旋算符。  $W_{\alpha N}^{LS}(R)$  是绝热自旋-轨道势。在此以  $W_{\alpha N, LS}^{\text{OGEP}}$  表示由  $V^{\text{OGEP}}(l_s)$  给出的绝热势,  $W_{\alpha N, LS}^{\text{Conf}}$  和  $W_{\alpha N, LS}^{\text{TGEP}}$  表示分别由  $V^{\text{Conf}}(l_s)$  和  $V^{\text{TGEP}}(l_s)$  给出的绝热势, 并以  $W_{\alpha N}^{\prime}(R)$  为这三者之和,

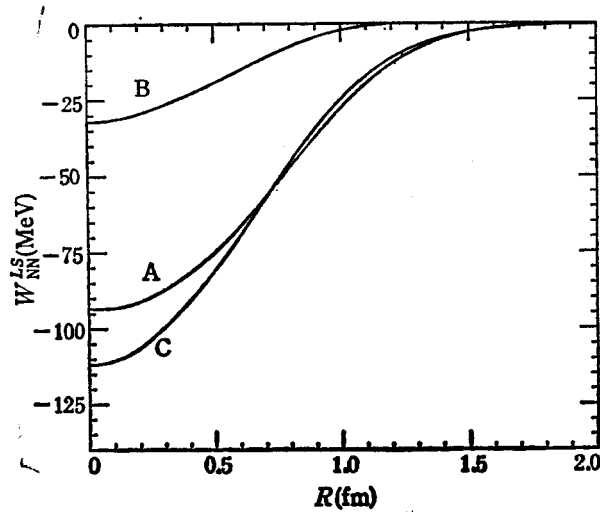
$$W_{\alpha N}^{\prime}(R) = W_{\alpha N, LS}^{\text{OGEP}}(R) + W_{\alpha N, LS}^{\text{Conf}}(R) + W_{\alpha N, LS}^{\text{TGEP}}(R). \quad (12)$$

图 1 是  $\alpha N = NN$  情况下  $P$  波的绝热自旋-轨道势的径向部分, 它们都是类似高斯型的曲线。

从图 1 可知, 当只考虑 OGEP 中自旋-轨道耦合项时, 如曲线 A 所示, 它是一个较强的势。当计入了禁闭势提供的项后, 如曲线 B 所示它是一个相当弱的势, 这个势显然不能解释 N-N  $P$  波散射相移的实验。而当再计入 TGEP 的贡献后  $W_{\alpha N}^{\prime}(R)$  却是一个比曲线 A 更强些的位势, 如曲线 C 所示。这个结果定性地告诉我们, 当计入了  $V^{\text{TGEP}}(l_s)$  的贡献以后, 它虽然对重子谱的计算不作贡献, 但却能产生一个 NN 间较强的自旋-轨道势。

对于核子-超子 (N-Y) 自旋-轨道力的研究有很大的困难, 主要是缺乏两体散射的实验数据来进行比较。而在超核的实验中也只能得到很少一些相互作用的信息。有迹象表明  $\Lambda$  粒子在核内的单粒子自旋-轨道力比核子的要弱得多, 而  $\Sigma$  粒子在核内的单粒子自旋-轨道力比核子的强。我们知道核内的单粒子能量可以通过粒子间的相互作用来计算。因此用与 NN 情况相同的方法来讨论 N-Y 的自旋-轨道势是有意义的。

为了避免质量破缺在计算中带来的复杂性, 在计算 N-Y 相互作用时把夸克质量取为平均值, 如一般在夸克势模型所选用的  $m_u = m_d = 0.62m_s$ 。这里  $\bar{m} = 373.3\text{MeV}$ 。还

图1  $\alpha N = NN$ ,  $P$  波绝热自旋-轨道势

曲线A为  $W_{NN}^{OGEP}$  与  $R$  的关系, 曲线B为  $W_{NN}^{OGEP} + W_{NN}^{CONF}$  与  $R$  的关系, 曲线C为  $W_{NN}^{OGEP} + W_{NN}^{CONF} + W_{NN}^{TGEP}$  与  $R$  的关系

需指出, 超子在核中的单粒子自旋-轨道力除了与核子情况相同有对称 (SLS) 项  $L_{NY} \cdot (S_N + S_Y)$  以外还有反对称 (ALS) 项  $L_{NY} \cdot (S_N - S_Y)^{[4]}$ , 在超子与核子的作用中这两项都是重要的。计算所得势的形式都是与  $W_{NN}^{LS}(R)$  相似的类似高斯型的曲线, 因此讨论势的零点值也就可以反映出势的强度。这里不再给出  $NA$  和  $N\Sigma$  自旋-轨道势与  $R$  的关系图, 而只是在表1中列出它们在  $R = 0.1\text{fm}$  处的值来讨论势的强弱和符号。为了比较, 把只由 OGEP 和 OGEP + CONF 贡献的势也一并列在表1中。

表1  $R = 0.1\text{fm}$  处  $\alpha N$  道  $P$  波自旋-轨道绝热近似势

$W_{\alpha N}^{LS}(R = 0.1) \text{ (MeV)}$							
$\alpha$	$T$	OGEP		OGEP + CONF		OGEP + CONF + TGEP	
		SLS	ALS	SLS	ALS	SLS	ALS
NN	1	-93	0	-32	0	-111	0
$\Delta N$	$\frac{1}{2}$	-60	-42	-21	-15	-69	-33
$\Sigma N$	$\frac{3}{2}$	-77	0	-26	0	-86	0
	$\frac{1}{2}$	19	107	7	37	-13	83

我们知道, 在 folding 模型中, 核子-核及超子-核的自旋轨道耦合势是通过核子-核子及超子-核子的自旋轨道耦合合力做卷积而给出的<sup>[4]</sup>。即

$$U_{\alpha}(r_i) = \int W_{\alpha N}(r_{ij}) \rho(r_j) dr_j. \quad (13)$$

由于核密度  $\rho(\mathbf{r})$  类似于一个高斯函数, 所以讨论  $W_{\alpha}(\mathbf{r}_{ij})$  在原点附近的行为, 对于了解  $U_{\alpha}(\mathbf{r}_i)$  的强度是有意义的。我们知道对于超子-核的情况, 除子对称项有贡献之外, 反对称项也有贡献, 即有

$$U_N = U_N^{SLS}, \quad (14)$$

$$U_{\Lambda} = U_{\Lambda}^{SLS} - U_{\Lambda}^{ALS}, \quad (15)$$

$$U_{\Sigma} = \frac{2}{3} \left[ U_{\Sigma}^{SLS} \left( T = \frac{3}{2} \right) - U_{\Sigma}^{ALS} \left( T = \frac{3}{2} \right) \right] \\ + \frac{1}{3} \left[ U_{\Sigma}^{SLS} \left( T = \frac{1}{2} \right) - U_{\Sigma}^{ALS} \left( T = \frac{1}{2} \right) \right], \quad (16)$$

这里  $T$  是同位旋量子数。在这个工作中并未严格去计算  $U_B$ , 而只是附带地从  $W_{\alpha N}(R)$  的行为给出一些关于  $U_{\alpha}$  的强度信息,  $W_{\alpha N}$  的表达式为:

$$W_{NN} = W_{NN}^{SLS}, \quad (17)$$

$$W_{\Lambda N} = W_{\Lambda N}^{SLS} - W_{\Lambda N}^{ALS}, \quad (18)$$

$$W_{\Sigma N} = \frac{2}{3} \left[ W_{\Sigma N}^{SLS} \left( T = \frac{3}{2} \right) - W_{\Sigma N}^{ALS} \left( T = \frac{3}{2} \right) \right] \\ + \frac{1}{3} \left[ W_{\Sigma N}^{SLS} \left( T = \frac{1}{2} \right) - W_{\Sigma N}^{ALS} \left( T = \frac{1}{2} \right) \right]. \quad (19)$$

通过比较  $W_{\alpha N}(R = 0.1)$  之值, 观其是否具有实验上表现出来的特点, 其数值列于表 2 中。

表 2  $W_{\alpha N}(R = 0.1)(\text{MeV})$  的数值

$\alpha N$	$W_{\alpha N}(R = 0.1) (\text{MeV})$
NN	-111
N $\Lambda$	-36
N $\Sigma$	-89

从表 1 和表 2 中可看到, 对于  $\alpha N = \Lambda N$  的情况, 它的自旋-轨道势的  $SLS$  项并不弱, 而  $SLS$  与  $ALS$  之差的  $W_{\Lambda N}(R)$  却是一个较弱的势,  $W_{\Lambda N}(R = 0.1)$  之值约是  $W_{NN}(R = 0.1)$  值的  $\frac{1}{3}$ 。由于单粒子能量是  $SLS$  项和  $ALS$  项之差, 因此由  $W_{\Lambda N}(R)$  将产生一个弱的  $U_{\Lambda}$ 。对于  $N\alpha = N\Sigma$  的情况在这里也只给出了  $N-\Sigma$  间的自旋-轨道势比  $N-\Lambda$  的强得多而与  $N-N$  情况接近的特点。当然这里只给出了  $N-\Lambda$  和  $N-\Sigma$  自旋-轨道势的特点, 是否能符合实验的要求有待于更严格的计算。我们也研究了参数以及不同形式禁闭势与计算结果之间的关系, 当参数在一定的合理范围内时, 计算结果的定性特点不变。这里还需指出, 本计算结果与 Reid 唯象软心势以及 flip-flop<sup>[5]</sup> 模型的结果定性特点相似。

在以前的一些两重子系统夸克模型的计算中只选用了 OGEP 中的自旋-轨道项, 并调节强度使其符合实验来进行计算, 而并没顾及是否应与重子谱中的计算统一的问题。本文的讨论说明了在引入色无关项后, 有可能可以使在重子谱和重子-重子相互作用的研

究中采用的夸克间的相互作用势统一起来。色无关项的引入是否能满足实验的要求尚需进一步检验。从表1中可看到在描述重子-重子相互作用时 TGEP 的效应是不能由调节 OGEP 项的强度而得到。例如在  $\alpha N = \Sigma N$ ,  $T = \frac{1}{2}$  时 OGEP 的  $W_{\Sigma N}^{LS}$  是正的, OGEP + CONF + TGEP 给出的  $W_{\Sigma N}^{LS}$  是负的。但是现在还不能在实验上来检验这个正负号。本文只是定性地讨论了一些重子-重子间自旋-轨道势的特点。若要定量比较则需用 RGM 方程去计算相移,而相移的计算却还与相互作用中其它部分和其它效应相关的,例如张量力和道耦合效应都将起一定的作用。这些问题有待于进一步去研究。

### 参 考 文 献

- [1] K. Brauer, A. Faessler, F. Fernandez and K. Shimizu, *Nucl. Phys.*, **A507**(1990)599.
- [2] F. Wang and C.W. Wong, *Nucl. Phys.*, **A438**(1985) 620.
- [3] 余友文,张宗焯,沈彭年和沈肖雁,高能物理与核物理,**11**(1992)1015.
- [4] O. Morimatsu, S. Ohta, K. Shimizu and K. Yazaki, *Nucl. Phys.*, **A420**(1984)573.
- [5] Y.Koike, *Nucl. Phys.*, **A454**(1986)509.

## Baryon-Baryon Spin-Orbit Interaction in the Quark Potential Model

Qi Lijie Zhang Jianhua Zhang Zongye Yu Youwen

(*Institute of High Energy Physics, Academia Sinica, Beijing 100039*)

Received on November 3, 1993

### Abstract

The color-independent spin-orbit potential produced by the sea quark effect is introduced in the quark-quark spin-orbit interactions. The influences of the potential to the calculations of the baryon spectra and the baryon-baryon interaction are discussed qualitatively.

**Key words** baryon, quark potential model, spin-orbit interaction.