

# 核力的手征夸克-孤子模型理论\*

许晓明 邱锡钧

(中国科学院上海原子核研究所)

## 摘 要

本文简短地描述了含单胶子交换的手征夸克孤粒子模型;将此孤粒子模型里所确定的夸克-胶子耦合常数及所解得的夸克波函数,输入到相对论的两夸克集团理论,研究了两核子系统问题。本文完整地考虑了夸克交换核中的动能和相对运动能量项,由此改进了 $^1S_1$ 道和 $^3S_1$ 道的相移。相移与 Arndt 等人的实验相移基本一致。计算结果表明,单胶子交换和夸克交换提供短程排斥势,手征场则提供了中、长程吸引势。

## 一、引 言

自从夸克模型<sup>[1]</sup>问世以来,核力的研究被推向了新的热潮。人们用 quark-parton 模型,解决了一些高能强子-强子的散射过程<sup>[2]</sup>。在低能区, Yazaki 和 Faessler 等理论小组,利用夸克势模型,结合共振群方法(RGM),在一定程度上较好地讨论了重子-重子相互作用和散射问题<sup>[3-7]</sup>。

在文献[8],我们在 Birse 和 Kahana 等人提出的手征孤粒子模型<sup>[9,10]</sup>基础上,考虑了夸克间的单胶子交换,结合相对论的两夸克集团理论<sup>[11]</sup>,去解决氦的基态问题等等。在这模型里,除了单胶子交换外,其它的多胶子交换等高阶过程简单地被手征场( $\sigma, \vec{\pi}$ )唯象地表示出来。尽管这模型描述了一种近似的核子结构图象,但却是巧妙的。它直接地把量子色动力学同传统的核理论沟通了<sup>[12,13]</sup>。能在极少参数的情况下,符合核子及 $\Delta$ -共振态的静态性质、核子-核子散射相移等等<sup>[8]</sup>。

本文将在前一工作<sup>[8]</sup>的基础上,进一步在理论上较完整地考虑两核子间的夸克交换贡献。在第2节,将简要地描述相对论两夸克集团理论和手征夸克孤粒子模型,并给出有关的计算公式和夸克交换项的具体表达式。在第3节将给出一些计算结果。结果分析和结论放在第4节。

## 二、理论和计算公式

在文献[8]中,我们引用了含夸克间单胶子交换的手征孤粒子模型来描述重子和重

本文1989年11月29日收到。

\* 本工作得到中国自然科学基金会资助。

子-重子相互作用。假定重子可用 Hedgehog 态<sup>[11]</sup>描述,其中单夸克波函数为:

$$q(\vec{r}) = \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \begin{pmatrix} iG(r) \\ \sigma \cdot \hat{r} \frac{F(r)}{r} \end{pmatrix}. \quad (2.1)$$

而手征场的组分—— $\sigma$  和  $\pi$  介子场,则可分别用球对称的波函数  $\sigma(r)$  和  $h(r)$  来表示。在平均场近似下,可以得到如下一组耦合的夸克、 $\sigma$  和  $\pi$  介子场方程组:

$$\frac{d^2 h(r)}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{dh(r)}{dr} - \frac{2}{r^2} h(r) = \frac{39}{2\pi r^2} G(r)F(r), \quad (2.2a)$$

$$\frac{d^2 \sigma(r)}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{d\sigma(r)}{dr} = -\frac{39}{4\pi r^2} (G^2(r) - F^2(r)), \quad (2.2b)$$

$$\begin{pmatrix} -g\sigma(r) + U^E(r) & -\partial_r - \frac{1}{r} + gh(r) - U^M(r) \\ \partial_r - \frac{1}{r} + gh(r) - U^M(r) & g\sigma(r) + U^E(r) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} G(r) \\ F(r) \end{pmatrix} = \omega \begin{pmatrix} G(r) \\ F(r) \end{pmatrix}, \quad (2.2c)$$

$$U^E(r) = -\frac{4\alpha_s}{3} \int_0^\infty \frac{1}{r'} (G^2(r') + F^2(r')) dr', \quad (2.2d)$$

$$U^M(r) = \frac{16}{27} \alpha_s \int_0^\infty \frac{r'}{r^2} G(r')F(r') dr', \quad (2.2e)$$

其中  $r_> = \max(r, r')$ ,  $r_< = \min(r, r')$ 。用自洽迭代数值方法求解上列方程组,得到夸克和胶子的耦合常数  $\alpha_s = 0.552$ , 夸克和手征场的耦合常数  $g = 4.416$ , 以及数值形式的  $G(r)$  和  $F(r)$ 。为了便于 RGM 的计算,这里把单夸克波函数的数值结果用如下形式的解析函数去拟合:

$$q(\vec{r}) = \begin{pmatrix} ic_1 e^{-ar^2} \\ c_2 (\sigma \cdot \hat{r}) e^{-br^2} \end{pmatrix}, \quad (2.3)$$

$$\text{其中 } a = 2.53, b = 2.575, c_1 = 1.21, c_2 = 1.324. \quad (2.4)$$

进一步地,我们使用在文献[11]中建立的包含相对论效应的两夸克集团理论,来探讨重子-重子相互作用。

每个核子波函数中的夸克部分  $|\phi\rangle$  是由色单态  $|c\rangle$ 、全对称自旋-同位旋态  $|S_N T_N\rangle$  和全对称轨道波函数  $|qqq\rangle$  的乘积构成的。根据 RGM, 束缚态和散射态的  $l$  分波运动方程取如下形式

$$\left( -\frac{1}{2\mu} \frac{d^2}{dR'^2} + V_D(R') - E_r \right) f_l(R') = \int_0^\infty k_l(R', R'') f_l(R'') dR'', \quad (2.5)$$

其中  $\mu$  是 A 和 B 两核子的折合质量;  $E_r$  是质心系中两核子的相对运动能量。  $V_D(R')$  是直接相互作用项;  $k_l(R', R'')$  是由交换项  $k(\vec{R}', \vec{R}'')$  作分波展开<sup>[10]</sup>得到的;有效 NN 势定义为:

$$V_{\text{eff},l}(R') = V_D(R') + \int_0^\infty \frac{f_l(R'')}{f_l(R')} k_l(R', R'') dR''. \quad (2.6)$$

在本文中考虑夸克间单玻色子交换势:

$$V_{OGE}(r_{ij}) = \frac{\alpha_s}{4} \vec{\lambda}_i \cdot \vec{\lambda}_j \left( \frac{1}{r_{ij}} - \frac{\vec{\alpha}_i \cdot \vec{\alpha}_j}{r_{ij}} \right) \quad (2.7)$$

$$V_{D\sigma E}(r_{ij}) = -\frac{g^2}{4\pi} \frac{e^{-m\sigma r_{ij}}}{r_{ij}} \gamma_0(i) \gamma_0(j), \quad (2.8)$$

$$V_{D\pi E}(r_{ij}) = \frac{g^2}{4\pi} \frac{e^{-m\pi r_{ij}}}{r_{ij}} (\vec{\tau}_i \cdot \vec{\tau}_j) \gamma_0(i) \gamma_0(j) \gamma_5(i) \gamma_5(j), \quad (2.9)$$

其中  $\vec{\alpha}_i$  是单个夸克的 Dirac 算子。在文献[8]中只考虑了夸克间单玻色子交换对交换项  $k(\vec{R}', \vec{R}'')$  的贡献, 那里理论结果尽管在整体上是满意的, 但对高能端的 NN 散射相移, 理论值较经验值大大偏大。本文为改善过去的理论, 将在交换项  $k(\vec{R}', \vec{R}'')$  里完整地考虑进另外两个与能量有关的相对论项:

$$k_1(\vec{R}', \vec{R}'') = {}_{ST} \langle \phi_A \otimes \phi_B | (-E_r) \mathcal{A}'_{AB} | \phi_A \otimes \phi_B \rangle_{ST}, \quad (2.10)$$

$$k_2(\vec{R}', \vec{R}'') = {}_{ST} \langle \phi_A \otimes \phi_B | \frac{1}{3} \left( \sum_{i \in A} \vec{\alpha}_i - \sum_{j \in B} \vec{\alpha}_j \right) \cdot \vec{P}_{\vec{R}} \mathcal{A}'_{AB} | \phi_A \otimes \phi_B \rangle_{ST}, \quad (2.11)$$

其中  $\mathcal{A}'_{AB}$  是核子 A 中的夸克和核子 B 中夸克交换算符。可以看出  $k_1(\vec{R}', \vec{R}'')$  与自旋同位旋无关, 而  $k_2(\vec{R}', \vec{R}'')$  却依赖于自旋同位旋。在计算  $k_1$  和  $k_2$  的过程中, 使用了如下的积分公式:

$$\begin{aligned} & \iiint F_2(\vec{S}_1, \vec{S}_2, \vec{S}) e^{F_1(\vec{S}_1, \vec{S}_2, \vec{S})} d^3\vec{S}_1 d^3\vec{S}_2 d^3\vec{S} \\ &= \frac{\pi^{3/2}}{h^{3/2}} \left( 8a_{20} + \frac{24m_1}{z_3} + \frac{12m_2}{z_3 h} + \frac{8m_3}{z_3^2} + \frac{4\vec{m}_4 \cdot \vec{i}}{z_3^2 h} + \frac{2m_2 \vec{i}^2}{z_3^2 h^2} \right) \\ & \times \exp \left( a_{10} + \frac{j}{z_3} + \frac{\vec{i}^2}{4hz_3} \right), \end{aligned} \quad (2.12)$$

其中

$$F_1(\vec{S}_1, \vec{S}_2, \vec{S}) = -a_1 S_1^2 - a_2 S_2^2 - a_3 S^2 + \vec{a}_4 \cdot \vec{S}_1 + \vec{a}_5 \cdot \vec{S}_2 + \vec{a}_6 \cdot \vec{S} + a_7 \vec{S}_1 \cdot \vec{S} \\ + a_8 \vec{S}_2 \cdot \vec{S} + a_9 \vec{S}_1 \cdot \vec{S}_2 + a_{10},$$

$$F_2(\vec{S}_1, \vec{S}_2, \vec{S}) = a_{20} + a_{11} S_1^2 + a_{12} S_2^2 + a_{13} S^2 + \vec{A} \cdot \vec{S}_1 + \vec{B} \cdot \vec{S}_2 + \vec{C} \cdot \vec{S} \\ + a_{17} \vec{S}_1 \cdot \vec{S} + a_{18} \vec{S}_2 \cdot \vec{S} + a_{19} \vec{S}_1 \cdot \vec{S}_2,$$

$$m_1 = 2a_{11}a_2 + 2a_{12}a_1 + a_{19}a_9,$$

$$m_2 = z_3(a_{13}z_3 + a_{17}z_1 + a_{18}z_2) + a_{11}z_1^2 + a_{12}z_2^2 + a_{19}z_1z_2,$$

$$m_3 = a_{11}\vec{P}^2 + a_{12}\vec{Q}^2 + a_{19}\vec{P} \cdot \vec{Q} + z_3(\vec{A} \cdot \vec{P} + \vec{B} \cdot \vec{Q}),$$

$$\vec{m}_4 = (2a_{11}z_1 + a_{17}z_3 + a_{19}z_2)\vec{P} + (2a_{12}z_2 + a_{18}z_3 + a_{19}z_1)\vec{Q} \\ + z_3(z_1\vec{A} + z_2\vec{B} + z_3\vec{C}),$$

$$h = 4a_1a_2a_3 - a_1a_6^2 - a_3a_6^2 - a_2a_7^2 - a_7a_8a_9,$$

$$\vec{i} = z_1\vec{a}_4 + z_2\vec{a}_5 + z_3\vec{a}_6, \quad j = a_2\vec{a}_4^2 + a_9\vec{a}_4 \cdot \vec{a}_5 + a_1\vec{a}_5^2,$$

$$z_1 = 2a_2a_7 + a_8a_9, \quad z_2 = 2a_1a_8 + a_7a_9, \quad z_3 = 4a_1a_2 - a_9^2,$$

$$\vec{P} = 2a_2\vec{a}_4 + a_9\vec{a}_5, \quad \vec{Q} = 2a_1\vec{a}_5 + a_9\vec{a}_4,$$

$$a_1 > 0, \quad a_2 > 0, \quad a_3 > 0, \quad 4a_1a_2 - a_9^2 > 0, \quad h > 0.$$

由这看到,  $k(\vec{R}', \vec{R}'')$  的计算是繁长的。因此参考(2.4)式, 可以设  $b \approx a$  来简化交换项

$k_1$  和  $k_2$  的计算。利用(2.12)式,最后得到在 NN 系统的自旋-同位旋态  $|S=1, T=0\rangle$  和  $|S=0, T=1\rangle$  上的交换项  $k_1$  和  $k_2$ , 如下所示:

$$k_1(\vec{R}', \vec{R}'') = E_r c_1^0 r (3.524 c_1^2 + 7.928 c_2^2/a - 4.625 c_2^2 R'^2 - 6.389 c_2^2 R''^2 + 10.134 c_2^2 \vec{R}' \cdot \vec{R}''), \quad (2.13)$$

$$k_2(\vec{R}', \vec{R}'') \Big|_{\substack{S=1 \\ T=0}} = r (-1.175 c_1^2 - 17.442 c_2^2/a + (-11.017 a c_1^2 + 2.017 c_2^2) R'^2 + (-55.083 a c_1^2 + 26.301 c_2^2) R''^2 + (51.411 a c_1^2 - 17.314 c_2^2) \vec{R}' \cdot \vec{R}''),$$

$$k_2(\vec{R}', \vec{R}'') \Big|_{\substack{S=0 \\ T=1}} = r (-1.175 c_1^2 - 12.084 c_2^2/a + (-11.017 a c_1^2 + 1.882 c_2^2) R'^2 + (-55.083 a c_1^2 + 23.62 c_2^2) R''^2 + (51.411 a c_1^2 - 16.992 c_2^2) \vec{R}' \cdot \vec{R}''),$$

$$t = a^{-9/2} c_1^2 c_2 \exp(-2.875 a R'^2 - 5.875 a R''^2 + 7.25 a \vec{R}' \cdot \vec{R}''). \quad (2.14)$$

### 三、数值计算和结果

根据 NN 系统波函数中的一些对称性或反对称性,需要计算以下几项:

$$V_{DOPE}(R') = 9_{ST} \langle \phi_A \otimes \phi_B | V_{OPE}(r_{14}) | \phi_A \otimes \phi_B \rangle_{ST}, \quad (3.1)$$

$$V_{DOSE}(R') = 9_{ST} \langle \phi_A \otimes \phi_B | V_{OSE}(r_{14}) | \phi_A \otimes \phi_B \rangle_{ST}, \quad (3.2)$$

$$k(\vec{R}', \vec{R}'') = -9_{ST} \langle \phi_A \otimes \phi_B | [(\vec{a}_A - \vec{a}_B) \cdot \vec{P}_R - E_r + V_{OGE}(r_{14}) + 4V_{OGE}(r_{15}) + 4V_{OGE}(r_{25})] (14) | \phi_A \otimes \phi_B \rangle_{ST}, \quad (3.3)$$

其中(14)表示交换核子 A 中的夸克 1 和核子 B 中的夸克 4。在计算时,这些项可以分成夸克内部坐标积分及如下矩阵元的计算:

$$M_{ij} = \langle c_A | \langle c_B | \vec{\lambda}_i \cdot \vec{\lambda}_j (14) | c_B \rangle | c_A \rangle, \quad N_{ST} = \langle ST | \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_4 | ST \rangle,$$

$$k_{ijST} = \langle ST | \vec{\sigma}_i \cdot \vec{\sigma}_j (14) | ST \rangle, \quad L_{ST} = \langle ST | \vec{r}_1 \cdot \vec{r}_4 \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_4 | ST \rangle.$$

这些矩阵元分别列在表 1—4。

在算得了直接项和交换项后,用差分方法和 QR 算法解  $l=0$  分波方程(2.5)。调节耦合常数  $g=7.27$ , 得到氘的  ${}^3S_1(T=0)$  基态结合能  $E_d = -2.225$  MeV; 计算所得

表 1 矩阵元  $M_{ij}$

$\vec{\lambda}_i \cdot \vec{\lambda}_j$	$M_{ij}$
$\vec{\lambda}_1 \cdot \vec{\lambda}_4$	$\frac{16}{9}$
$\vec{\lambda}_1 \cdot \vec{\lambda}_5$	$-\frac{8}{9}$
$\vec{\lambda}_2 \cdot \vec{\lambda}_5$	$\frac{4}{9}$
1	$\frac{1}{3}$

表 2 矩阵元  $N_{ST}$

S	T	$N_{ST}$
1	0	$\frac{1}{9}$
0	1	$-\frac{1}{3}$
1	1	$\frac{1}{9}$
0	0	$-\frac{1}{3}$

表3 矩阵元  $K_{iST}$ 

S	T	$K_{14ST}$	$K_{15ST}$	$K_{25ST}$
1	0	$\frac{19}{27}$	$-\frac{7}{27}$	$\frac{2}{27}$
0	1	$\frac{31}{27}$	$-\frac{7}{27}$	0
1	1	$\frac{59}{81}$	$-\frac{17}{81}$	$\frac{10}{81}$
0	0	$-\frac{1}{9}$	$-\frac{5}{9}$	$-\frac{1}{162}$

表4 矩阵元  $L_{ST}$ 

S	T	$L_{ST}$
1	0	$-\frac{25}{27}$
0	1	$-\frac{25}{27}$
1	1	$\frac{25}{81}$
0	0	$\frac{25}{9}$

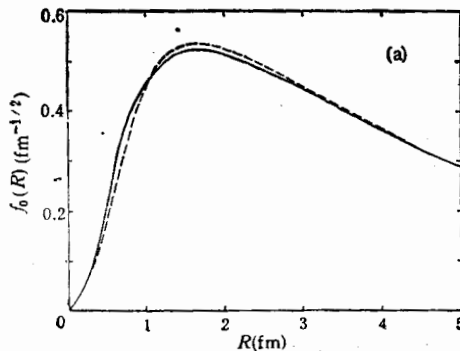


图1(a) 氦的基态波函数

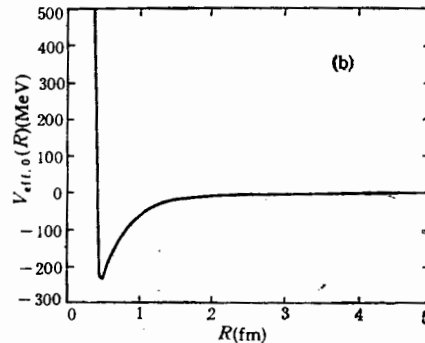


图1(b) 氦中的核子-核子有效势

的基态波函数  $f_0(R)$  和有效作用势  $V_{\text{eff},0}(R)$  用实线分别画在图 1(a) (图中虚线取自文献[15])和 1(b);  ${}^1S_0(T=0)$  道和  ${}^3S_0(T=1)$  道计算相移用实线分别描在图 2(a) 和 2(b), 实验相移用点表示, 其数值取自文献[16].

#### 四、讨论和结论

本文中, 氦的基态性质是由价夸克间的单胶子交换、单  $\sigma$  介子和单  $\pi$  介子交换决定。在图 1(a) 看到, 波函数的缓慢下降表明了, 因为  $np$  的弱结合, 氦呈现出较大的尺寸; 氦的波函数形状与 OPE 的结果<sup>[15]</sup>一致。对照图 1(a) 和 1(b), 清楚地认识到势能的最低点并非是运动学上的稳定点。氦在核力的中程吸引部分出现的几率很大, 故氦的性质主要是由  $\sigma$  介子和  $\pi$  介子决定的。这证明了传统的单  $\pi$  介子交换理论<sup>[15]</sup>, 氦也能得到很好的描述。

不同于传统的单玻色子交换理论中的奇异介子势, 我们计算出的有效核子-核子吸引势在  $R=0$  点是非奇异的。从核子结构来看, 当  $R=0$ , 即两个核子完全重叠时, 两核子系统是一个含 6 个夸克及介子云的系统。在这环境里, 夸克受到的介子吸引势仍然是有限的, 因此对应的有效核子-核子吸引势的数值是有限的, 并非奇异的。结果有效核子-核子吸引势 ( $=V_D(R)$ ) 是纯指数型的。

从公式(2.8)和(2.9)看出,单 $\sigma$ 介子势提供跟自旋-同位旋和轨道角动量无关的核子间有效的中心吸引势;单 $\pi$ 介子势不仅提供核子间有效中心势,而且提供张量力。在具体计算中我们看到,夸克间的单 $\pi$ 介子势在自旋单重态上不提供张量力,只在自旋三重态上提供张量力。这与 $\pi$ 介子的单 $\pi$ 介子交换理论是一致的。按这单 $\pi$ 介子交换理论<sup>[15]</sup>,只要单 $\pi$ 介子势就可以形成 $\pi$ 介子的束缚态。但在我们的理论中,因为夸克交换产生的排斥芯会破坏 $\pi$ 介子的束缚态,所以还应加上 $\sigma$ 介子场来增强核子的束缚力。单 $\sigma$ 介子交换势产生的吸引势比单 $\pi$ 介子交换产生的吸引势大一个数量级。

由 $l$ 分波运动方程,相对运动波函数 $f_l(R)$ 是随能量变化的。(3.3)式表明,夸克交换核跟能量成线性关系。因此,排斥芯 $\propto \int_0^\infty \frac{f_l(R'')}{f_l(R')} k_l(R', R'') dR''$ 将随能量变化而改变形状。排斥芯的半径和大小同能量的具体关系式是很复杂的,是否同巴黎力一样存在着线性关系则是难以简明地示出。

在排斥芯区域( $R \leq 0.4\text{fm}$ ),夸克交换产生的排斥势急剧增大。它比介子吸引势大两个数量级,占据着主导地位。如同 Suzuki 等人<sup>[17]</sup>使用非相对论夸克势模型的计算结果一样,本文中与动能算符有关的 $k_2(\vec{R}', \vec{R}'')$ 和与相对运动能量有关的 $k_1(\vec{R}', \vec{R}'')$ 都对短程排斥芯有明显贡献。但在文献[8]中,只考虑了对应于单胶子势的夸克交换项所产生的排斥芯。由于未计入 $k_1$ 和 $k_2$ 的贡献,所以 NN 散射相移在相对运动能量 $E_r$ 较大时与实验值符合不好。现在我们正确地计入了 $k_1$ 和 $k_2$ 的贡献,结果 NN 散射相移得到适当改善。

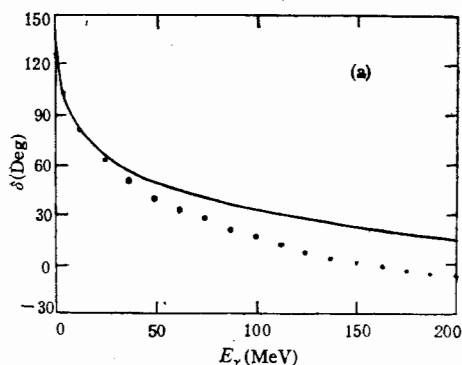


图 2(a) 质子和中子的 ${}^3S_1$ -道散射相移

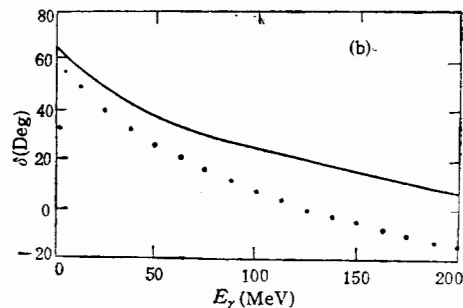


图 2(b) 质子和质子的 ${}^1S_0$ -道散射相移

Arndt 等人<sup>[16]</sup>用单 $\pi$ 介子交换加上与能量有关的相移参数决定了核子-核子散射相移。我们将计算结果与之比较,描在图 2(a)和 2(b)。显然无论是 ${}^3S_1$ 道还是 ${}^1S_0$ 道相移,基本上与文献[11]的唯象结果一致。

从这些讨论,可以认识到以下几点:(a)本理论合理地描写了 $\pi$ 介子的束缚态。(b)夸克交换提供依赖于自旋-同位旋和能量的、非局域的短程排斥势,其半径约是 $0.4\text{fm}$ 。(c)完整地计及 $k_1$ 和 $k_2$ 的贡献再加上手征场( $\sigma, \pi$ )耦合的贡献,所算得的 ${}^3S_1$ 道和 ${}^1S_0$ 道的散射相移与 Arndt 等人<sup>[16]</sup>的经验结果基本一致。

我们感谢中村英一 (E. R. Nakamura) 的有益讨论。也感谢周孝谦教授的关心和指教。

### 参 考 文 献

- [1] M. Gell-Mann, *Phys. Lett.*, 8(1964), 214.
- [2] E. R. Nakamura, Lecture in Introduction to Parton Model (Shanghai, 1989).
- [3] M. Oka and K. Yazaki, *Prog. Theor. Phys.*, 66(1981), 556, 572; *Nucl. Phys.*, A402(1983), 477.
- [4] Y. He, F. Wang and C. W. Wong, *Nucl. Phys.*, A448(1986), 652.
- [5] Z. Y. Zang et al., *Nucl. Phys.*, A443(1985), 557.
- [6] A. Faessler et al., *Phys. Lett.*, 112B(1982), 201.
- [7] Y. Suzuki and K. T. Hecht, *Phys. Rev.*, C27(1983), 299.
- [8] X. J. Qiu and X. M. Xu, *Nucl. Phys.*, A(in press).
- [9] M. C. Birse and M. K. Banerjee, *Phys. Lett.*, 136B(1984), 284.
- [10] S. Kahana and G. Ripka, *Nucl. Phys.*, A429(1984), 462.
- [11] X. J. Qiu, L. H. Wang and R. C. Hou, *Phys. Rev.*, C30(1984), 1731.
- [12] L. S. Celenza et al., *Phys. Rev.*, C31(1985), 232.
- [13] C. W. Wong, *Nucl. Phys.*, A435(1985), 669.
- [14] A. Chodos and C. B. Thorn, *Phys. Rev.*, D12(1975), 2733.
- [15] T. E. O. Ericson and W. Weise, *Pions and Nuclei* (Oxford Press, 1987) ch.3.
- [16] R. A. Arndt et al., *Phys. Rev.*, C15(1977), 1002.

## A CHIRAL QUARK-SOLITON MODEL FOR NUCLEAR FORCE

XU XIAOMING QIU XIJUN

(Institute of Nuclear Research of Academia Sinica, Shanghai)

### ABSTRACT

The chiral quark-soliton model with one gluon exchange is described simply in the present work, and the quark-gluon coupling constant and quark wave function, which are determined in this soliton model, are used to study two-nucleon system in the relativistic two-quark-cluster theory. Here kinetic energy and relative-motion energy terms are wholly considered in the quark-exchange kernel, therefore the phase shifts of  ${}^3S_1$ - and  ${}^1S_0$ - channels are improved. Our phase shifts are in agreement with those obtained by Arndt et al. It is shown that the one-gluon-exchange and quarkexchange mechanism offers a short-range repulsive potential while the chiral field produces a middle- and long- range attractive potential.

点  
有  
至  
禾  
文  
区  
性  
等

第  
四  
卷