

# 单核子和双核子的手征夸克禁闭孤子模型

许晓明 邱锡钧

(中国科学院上海原子核研究所, 201800)

## 摘 要

本文描述了夸克禁闭的手征夸克—介子孤子模型。这模型能合理地给出单核子的静态性质、核子-核子的相互作用和弹性散射相移。

## 一、引 言

在强子结构模型的基础上,人们对核子-核子的相互作用进行了研究。从 Skyrme 模型<sup>[1]</sup>得到的一个重要结论是<sup>[2]</sup>: 重子-重子间的短程排斥大约是一个重子质量的数值。由非相对论夸克势模型和共振群方法的结合研究表明<sup>[3]</sup>, 两核子间的短程排斥是由核子间的单胶子交换和夸克交换产生的。在文献 [4] 我们用相对论的两夸克集团理论<sup>[5]</sup>和手征夸克-介子孤子模型<sup>[6]</sup>研究了 N-N 相互作用。该孤子模型是从 Birse-Banerjee<sup>[7]</sup> 和 Kahana-Ripka<sup>[8]</sup> 的手征孤子模型发展来的。它<sup>[6]</sup>把核子和  $\Delta$  共振态描述为三个夸克通过手征双态 ( $\sigma, \pi$ ) 场、手征单态  $\omega$  介子场和胶子场的作用而形成的束缚态。在本文我们用含夸克禁闭的手征夸克-介子孤子模型来描述重子结构。

在第 2 节简单地描述手征孤子模型, 第 3 节应用该模型在相对论的两夸克集团理论里研究核子-核子相互作用; 数值结果及其分析放在第 4 节, 最后是结论。

## 二、手征夸克禁闭孤子模型

核子和  $\Delta$  共振态被描述为三个夸克通过胶子场、手征场 ( $\sigma, \pi$ ) 和  $\omega$  介子场相互作用而形成的束缚态。有效孤子拉氏量写为

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}^0 + \mathcal{L}_{\text{QCG}} + \mathcal{L}_{\text{QQ}\sigma} + \mathcal{L}_{\text{QQ}\omega}, \quad (1a)$$

$$\mathcal{L}^0 = \bar{\psi}(x)(i\partial)\psi(x) - \frac{1}{4} F_{\mu\nu}^a(x)F_{\mu\nu}^a(x) + \frac{1}{2} (\partial_\mu\hat{\sigma}(x)\partial^\mu\hat{\sigma}(x)$$

$$+ \partial_\mu\boldsymbol{\pi}(x) \cdot \partial^\mu\boldsymbol{\pi}(x)) - U(\hat{\sigma}, \boldsymbol{\pi}) - \frac{1}{4} \tilde{F}_{\mu\nu}(x)\tilde{F}^{\mu\nu}(x)$$

$$+ \frac{1}{2} m_\omega^2\hat{\omega}_\nu(x)\hat{\omega}^\nu(x), \quad (1b)$$

$$\mathcal{L}_{\text{QQG}} = \bar{\psi}(x) \left( -\frac{1}{2} g_s \lambda^a \gamma_\mu \hat{A}_a^\mu(x) \right) \psi(x), \quad (1c)$$

$$\mathcal{L}_{\text{QQ}\omega} = \bar{\psi}(x) (g(\hat{\sigma}(x) + i\boldsymbol{\gamma} \cdot \boldsymbol{\pi}(x))\theta(r_0 - r) + V_{\text{CONF}}(r)\theta(r - r_0))\psi(x), \quad (1d)$$

$$\mathcal{L}_{\text{QQ}\omega} = \bar{\psi}(x) (-g_\omega \hat{\omega}^\nu(x) \gamma_\nu) \psi(x), \quad (1e)$$

$$F_{\mu\nu}^a = \partial_\mu A_\nu^a(x) - \partial_\nu A_\mu^a(x); \quad \tilde{F}_{\mu\nu}(x) = \partial_\mu \hat{\omega}_\nu(x) - \partial_\nu \hat{\omega}_\mu(x),$$

$$U(\hat{\sigma}, \boldsymbol{\pi}) = \frac{1}{4} \frac{m_\sigma^2 - m_\pi^2}{2F_\pi^2} \left( \hat{\sigma}^2(x) + \boldsymbol{\pi}^2(x) - F_\pi^2 \frac{m_\sigma^2 - 3m_\pi^2}{m_\sigma^2 - m_\pi^2} \right)^2$$

$$+ F_\pi m_\pi^2 \hat{\sigma}(x) - \frac{m_\pi^2 F_\pi^2 (2m_\sigma^2 - 3m_\pi^2)}{2(m_\sigma^2 - m_\pi^2)},$$

其中  $\psi(x)$ 、 $\hat{A}_a^\mu(x)$  和  $\hat{\omega}_\nu(x)$  分别是夸克场、胶子场和  $\omega$  介子场； $g_s$ 、 $g$  和  $g_\omega$  分别是夸克-胶子、夸克- $\pi$  介子和夸克- $\omega$  介子耦合常数； $m_\pi$ 、 $m_\sigma$  和  $m_\omega$  分别是  $\pi$  介子、 $\sigma$  介子和  $\omega$  介子的质量。 $\theta(r - r_0)$  是阶跃函数，当  $r > r_0$  时为 1，当  $r < r_0$  时为 0。这表明，在重子内手征对称，而在重子外夸克被禁闭。这与格点规范理论的结果<sup>[9]</sup>是一致的。在 (1d) 式中使用的禁闭势是

$$V_{\text{CONF}}(r) = c'' + c'e^{r/r_0}, \quad (2a)$$

其中  $r_0$  是自由参数，而  $c'$  和  $c''$  是由禁闭势和  $\sigma$  场作用势  $-g\sigma(r)$  在  $r = r_0$  处的光滑连接得到的，

$$c' = -g\sigma'(r_0)r_0/e, \quad (2b)$$

$$c'' = -g\sigma(r_0) + g\sigma'(r_0)r_0. \quad (2c)$$

用 hedgehog 态<sup>[10]</sup>描述重子，其中的每个夸克旋量是

$$q(\mathbf{r}) = \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \begin{pmatrix} i \frac{G(r)}{r} \\ F(r) \\ \frac{F(r)}{r} (\boldsymbol{\sigma} \cdot \hat{r}) \end{pmatrix} \chi_h \quad (3)$$

这里的  $\chi_h$  是 hedgehog 泡利自旋。采用平均场近似，手征场  $(\boldsymbol{\sigma}, \boldsymbol{\pi})$  和  $\omega$  介子场被经典地处理为  $\hat{\sigma}(x) \rightarrow \sigma(r)$ 、 $\boldsymbol{\pi}(x) \rightarrow \boldsymbol{\pi}(r)\hat{r}$  和  $\hat{\omega}_\mu(x) \rightarrow \omega(r)\delta_{\mu 0}$ 。忽略胶子场和  $\omega$  介子场的自能项，夸克间通过单胶子交换相互作用。从拉氏量出发，推导得到耦合的 Dirac-Hartree-Fock 方程和手征场方程

$$\begin{pmatrix} -g\sigma(r) - V_{\text{CONF}}(r) + g_\omega \omega(r) + U^E(r) & -\partial_r - \frac{1}{r} + g\pi(r) - U^M(r) \\ \partial_r - \frac{1}{r} + g\pi(r) - U^M(r) & g\sigma(r) + V_{\text{CONF}}(r) + g_\omega \omega(r) + U^E(r) \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} G(r) \\ F(r) \end{pmatrix} = \varepsilon \begin{pmatrix} G(r) \\ F(r) \end{pmatrix}, \quad (4)$$

$$\left( \frac{d^2}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{d}{dr} \right) \sigma(r) - \frac{\partial U(\boldsymbol{\sigma}, \boldsymbol{\pi})}{\partial \sigma(r)} = -\frac{39}{4\pi r^2} (G^2(r) - F^2(r)), \quad (5)$$

$$\left( \frac{d^2}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{d}{dr} - \frac{2}{r^2} \right) \pi(r) - \frac{\partial U(\boldsymbol{\sigma}, \boldsymbol{\pi})}{\partial \pi(r)} = \frac{39}{4\pi r^2} G(r)F(r), \quad (6)$$

$$\left(\frac{d^2}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{d}{dr} - m_\omega^2\right) \omega(r) = -\frac{39\omega}{4\pi r^2} (G^2(r) + F^2(r)), \quad (7)$$

$$U^E(r) = -\frac{4\alpha_s}{3} \int_{r>} dr' \frac{1}{r'} (G^2(r') + F^2(r')), \quad (8a)$$

$$U^M(r) = -\frac{16\alpha_s}{9} \int_{r<}^{r>} dr' G(r')F(r'), \quad (8b)$$

其中  $r_> = \max(r, r')$  和  $r_< = \min(r, r')$ ,  $\alpha_s = \frac{g_s^2}{4\pi}$ ,  $\varepsilon$  是旋量  $q(\mathbf{r})$  的本征值。  $U^E(r)$  和  $U^M(r)$  分别是色电势和色磁势的贡献。对于核子和  $\Delta$  共振态分别有

$$U_N^M(r) = -\frac{1}{3} U^M(r); \quad U_\Delta^M(r) = \frac{1}{3} U^M(r). \quad (9)$$

孤子的总能量(重子的质量)由下式给出

$$M = E_{\text{total}} = E_{\text{meson}} + 3E_q, \quad (10a)$$

其中

$$E_{\text{meson}} = 4\pi \int dr r^2 \left[ \frac{1}{2} \left(\frac{d\sigma(r)}{dr}\right)^2 + \frac{1}{2} \left(\frac{d\pi(r)}{dr}\right)^2 - \frac{1}{2} \left(\frac{d\omega(r)}{dr}\right)^2 - \frac{1}{2} m_\omega^2 \omega^2(r) + \left(\frac{\pi(r)}{r}\right)^2 + U(\sigma, \pi) \right], \quad (10b)$$

$$E_q = \varepsilon - (U_T^E + U_T^M)/2, \quad (10c)$$

$U_T^E$  和  $U_T^M$  分别是色电能和色磁能,

$$U_T^E = \int dr U^E(r)(G^2(r) + F^2(r)); \quad U_T^M = \int dr U^M(r)2G(r)F(r). \quad (10d)$$

用自洽迭代方法, 数值求解耦合方程(4)–(9), 并给出价夸克的最小本征值和对应的本征函数。通过静态投影方法, 从 hedgehog 态中投影出核子和  $\Delta$  共振态, 并因此可以计算核子和  $\Delta$  共振态的一些静态性质。

计算得到耦合常数和  $r_0$ ,

$$\alpha_s = 0.545, \quad g_\omega = 3.326, \quad g = 5.301, \quad r_0 = 0.56\text{fm}, \quad (11)$$

而数值形式的  $G(r)/4\pi r$  和  $F(r)/4\pi r$  可以被高斯函数拟合, 因此夸克波函数(3)具有如下形式

$$q(\mathbf{r}) = \begin{pmatrix} 1.26i \exp(-2.63r^2) \\ 1.42 \exp(-2.99r^2)(\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{r}) \end{pmatrix} \chi_k, \quad (12)$$

表 1 核子静态性质

	理论	实验		理论	实验
$m_\sigma(\text{MeV})$	500		$g_A(0)$	1.21	1.24
$g$	5.31		$\sigma(\pi N)(\text{MeV})$	40.9	$35 \pm 10$
$g_\omega$	3.35	3.3–4.1	$\mu_p(2M_n/c)$	2.63	2.79
$\alpha_s$	0.56	$\ll 1$	$\mu_n(2M_n/c)$	-2.04	-1.91
$r_0(\text{fm})$	0.57		$g_{\pi NN}(0)(m_\pi/2M_n)$	1.21	1
$M(\text{MeV})$	1086	1086	$\langle r^2 \rangle^{1/2}(\text{fm})$	0.65	
$M_\Delta - M_n(\text{MeV})$	143	300			

耦合常数、 $\sigma(r)$ 、 $\pi(r)$ 、 $G(r)/4\pi r$  和  $F(r)/4\pi r$  被用来计算核子静态性质, 其结果列在表 1。除了核子和  $\Delta$  共振态的质量差外, 其它数值与实验值接近。基于这点, 手征夸克—介子孤子模型可以被进一步用来研究重子-重子相互作用。在下面, 我们在相对论的两夸克集团理论<sup>[1]</sup>框架里研究氦和 N-N 散射。

### 三、N-N 相互作用

重子波函数  $\phi(\xi)$  ( $\xi$  是一组内部坐标) 是色单态、全对称自旋—同位旋波函数  $|S_N T_N\rangle$  和全对称的轨道波函数  $|qqq\rangle$  的乘积。根据共振群方法, 两核子的束缚态和散射态的  $l$  分波运动方程取如下形式

$$\left(-\frac{1}{2\mu} \frac{d^2}{dR'^2} + V_D(R') - E_r\right) f_l(R') = \int_0^\infty K_l(R', R'') f_l(R'') dR'', \quad (13)$$

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。  $V_D(R')$  是直接项,  $K_l(R', R'')$  是由交换项  $K(\mathbf{R}', \mathbf{R}'')$  作分波展开<sup>[2]</sup>得到的,

$$V_D(R') = \langle \phi(B)\phi(A) | \sum_{i \in A} \sum_{j \in B} V(r_{ij}) | \phi(A)\phi(B) \rangle_{\mathbf{R}=\mathbf{R}'}, \quad (14)$$

$$K(\mathbf{R}', \mathbf{R}'') = -9 \langle \phi(B)\phi(A) \delta(\mathbf{R} - \mathbf{R}') | \left( (\boldsymbol{\alpha}_A - \boldsymbol{\alpha}_B) \cdot \mathbf{P}_R \right. \\ \left. - E_r + \sum_{i \in A} \sum_{j \in B} V(r_{ij}) \right) (14) | \delta(\mathbf{R} - \mathbf{R}'') \phi(A)\phi(B) \rangle, \quad (15)$$

(14) 表示核子 A 中的夸克 1 和核子 B 中的夸克 4 的交换。有效 N-N 势定义为:

$$V_{\text{eff}, l}(R') = V_0(R') + \int_0^\infty \frac{f_l(R'')}{f_l(R')} K_l(R', R'') dR'', \quad (16)$$

用文献 [11] 附录中的积分公式, 计算了单  $\sigma$  介子交换、单  $\pi$  介子交换和单  $\omega$  介子交换的直接项。由于两核子间的手征场和  $\omega$  介子场不再象单个核子那样是对称的, 因此这里采用传统的单玻色子交换来近似描述夸克和夸克间通过手征场和  $\omega$  介子场的作用。

我们计算了单胶子交换的夸克交换项<sup>[11]</sup>, 指数禁闭势  $V_{\text{CONF}}$  的夸克交换项,

$$K_s(\mathbf{R}', \mathbf{R}'') = -9 \langle \phi(B)\phi(A) \delta(\mathbf{R} - \mathbf{R}') | \left( \sum_{i \in A} V_{\text{CONF}}(\mathbf{r}_i - \mathbf{R}_A) \right) \\ + \sum_{j \in B} V_{\text{CONF}}(\mathbf{r}_j - \mathbf{R}_B) (14) | \delta(\mathbf{R} - \mathbf{R}'') \phi(A)\phi(B) \rangle, \\ = -9 \langle \phi(B)\phi(A) \delta(\mathbf{R} - \mathbf{R}') | (2V_{\text{CONF}}(\mathbf{r}_1 - \mathbf{R}_A) \\ + 4V_{\text{CONF}}(\mathbf{r}_2 - \mathbf{R}_A)) (14) | \delta(\mathbf{R} - \mathbf{R}'') \phi(A)\phi(B) \rangle. \quad (17)$$

以及单介子交换势的夸克交换项,

$$K_{\text{OME}}(\mathbf{R}', \mathbf{R}'') = -9 \langle \phi(B)\phi(A) \delta(\mathbf{R} - \mathbf{R}') | \sum_{i \in A} \sum_{j \in B} V_{\text{OME}}(r_{ij}) (14) | \delta(\mathbf{R} \\ - \mathbf{R}'') \phi(A)\phi(B) \rangle \quad (18)$$

作为一个例子, 以单  $\sigma$  介子交换势的夸克交换项来说明如何计算 (18) 式。单  $\sigma$  介子交换

势的夸克交换项可表示为:

$$\begin{aligned}
 K_{O_{\sigma E}}(\mathbf{R}', \mathbf{R}'') = & -\frac{g^2}{36\pi} \\
 & \times \left\{ \langle \phi(B)\phi(A)\delta(\mathbf{R}-\mathbf{R}') \left| \frac{e^{-m_{\sigma}r_{14}}}{r_{14}} \gamma_0(1)\gamma_0(4)(14) \right| \delta(\mathbf{R}-\mathbf{R}'')\phi(A)\phi(B) \rangle \right. \\
 & + 4 \langle \phi(B)\phi(A)\delta(\mathbf{R}-\mathbf{R}') \left| \frac{e^{-m_{\sigma}r_{15}}}{r_{15}} \gamma_0(1)\gamma_0(5)(14) \right| \delta(\mathbf{R}-\mathbf{R}'')\phi(A)\phi(B) \rangle \\
 & + 4 \langle \phi(B)\phi(A)\delta(\mathbf{R}-\mathbf{R}') \left| \frac{e^{-m_{\sigma}r_{25}}}{r_{25}} \gamma_0(2)\gamma_0(5)(14) \right| \delta(\mathbf{R} \\
 & \left. -\mathbf{R}'')\phi(A)\phi(B) \rangle \right\}. \tag{19}
 \end{aligned}$$

上式中的第一项可用文献 [11] 中的积分公式算得。忽略夸克旋量的小分量的四次以上项, 计算第一项得到的结果是:

$$\begin{aligned}
 & \langle \phi(B)\phi(A)\delta(\mathbf{R}-\mathbf{R}') \left| \frac{e^{-m_{\sigma}r_{14}}}{r_{14}} \gamma_0(1)\gamma_0(4)(14) \right| \delta(\mathbf{R}-\mathbf{R}'')\phi(A)\phi(B) \rangle \\
 = & \frac{10^{-3}e^{-m_{\sigma}|\mathbf{1.5R}'-\mathbf{1.5R}''|}}{|\mathbf{1.5R}'-\mathbf{1.5R}''|} \cdot \left(\frac{\pi}{a}\right)^{\frac{9}{2}} \{ 17.56e^{-2.875aR'^2-5.875aR''^2+7.25a\mathbf{R}'\cdot\mathbf{R}''} \\
 & - (4.878a^{-1} - 11.383R'^2 - 2.846R''^2 + 3.659\mathbf{R}'\cdot\mathbf{R}'')e^{-3.01aR'^2-6.304aR''^2+7.761\mathbf{R}'\cdot\mathbf{R}''} \\
 & + (7.724a^{-1} + 3.456R'^2 + 14.432R''^2 - 7.114\mathbf{R}'\cdot\mathbf{R}'')e^{-2.899aR'^2-5.944aR''^2+7.32a\mathbf{R}'\cdot\mathbf{R}''} \\
 & + (9.147a^{-1} - 1.077R'^2 + 29.478R''^2 - 26.222\mathbf{R}'\cdot\mathbf{R}'')e^{-2.949aR'^2-5.914aR''^2+10.5a\mathbf{R}'\cdot\mathbf{R}''} \\
 & - (4.878a^{-1} - 1.219R'^2 + 27.441R''^2 - 16.465\mathbf{R}'\cdot\mathbf{R}'')e^{-2.874aR'^2-5.847aR''^2+7.15a\mathbf{R}'\cdot\mathbf{R}''} \\
 & + (7.724a^{-1} - 1.016R'^2 - 0.406R''^2 + 1.626\mathbf{R}'\cdot\mathbf{R}'')e^{-2.836aR'^2-5.794aR''^2+7.726a\mathbf{R}'\cdot\mathbf{R}''} \\
 & + (6.301a^{-1} - 3.862R'^2 + 19.717R''^2 + 0.406\mathbf{R}'\cdot\mathbf{R}'')e^{-3.03aR'^2-5.68aR''^2+7.4a\mathbf{R}'\cdot\mathbf{R}''} \}. \tag{20}
 \end{aligned}$$

(19) 式中的第二、三项可用下面的积分公式算出。该公式是

$$\begin{aligned}
 \iint F_1(\mathbf{s}_1, \mathbf{s}_2) e^{i\mathbf{s}_1\cdot\mathbf{s}_2} d\mathbf{s}_1 d\mathbf{s}_2 = & \frac{8\pi^3}{z_3^{3/2}} e^{\frac{j}{z_3}} \left\{ a_6 + \frac{3m}{z_3} + \frac{1}{z_3^2} \right. \\
 & \left. \cdot (a_7\mathbf{P}^2 + a_8\mathbf{Q}^2 + z_3\mathbf{A}\cdot\mathbf{P} + z_3\mathbf{B}\cdot\mathbf{Q} + a_9\mathbf{P}\cdot\mathbf{Q}) \right\},
 \end{aligned}$$

其中,

$$\begin{aligned}
 F_1(\mathbf{s}_1, \mathbf{s}_2) = & a_6 + a_7s_1^2 + a_8s_2^2 + \mathbf{A}\cdot\mathbf{s}_1 + \mathbf{B}\cdot\mathbf{s}_2 + a_9\mathbf{s}_1\cdot\mathbf{s}_2, \\
 F_2(\mathbf{s}_1, \mathbf{s}_2) = & -a_1s_1^2 - a_2s_2^2 + \mathbf{a}_3\cdot\mathbf{s}_1 + \mathbf{a}_4\cdot\mathbf{s}_2 + a_5\mathbf{s}_1\cdot\mathbf{s}_2, \\
 j = & a_2\mathbf{a}_3^2 + a_5\mathbf{a}_3\cdot\mathbf{a}_4 + a_1\mathbf{a}_4^2; \quad m = 2a_2a_7 + 2a_1a_8 + a_5a_9; \quad z_3 = 4a_1a_2 - a_3^2; \\
 \mathbf{p} = & 2a_2\mathbf{a}_3 + a_5\mathbf{a}_4; \quad \mathbf{Q} = 2a_1\mathbf{a}_4 + a_5\mathbf{a}_3; \quad a_1 > 0, \quad a_2 > 0.
 \end{aligned}$$

#### 四、数值结果和分析

首先用方程 (11) 中的耦合常数和方程 (12) 中的夸克波函数, 计算了直接项和夸克交换项。然后解  $l=0$  的分波方程, 得到氘的结合能  $E_b = -2.238$  MeV, 有效 N-N

作用势和  $^3s_1$  道及  $^1s_0$  道的弹性散射相移。这些结果描在图 1—3。

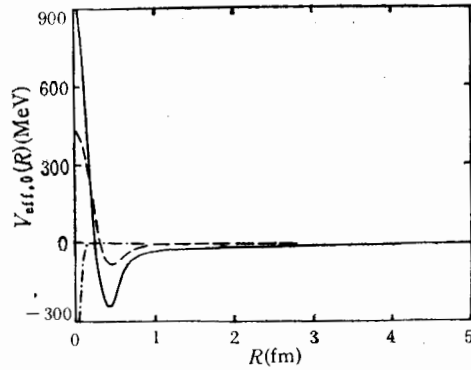


图 1 实线表示氘中有效 N-N 势  
虚线由夸克禁闭势产生；点划线是由  $K_{OME}$  得到的势

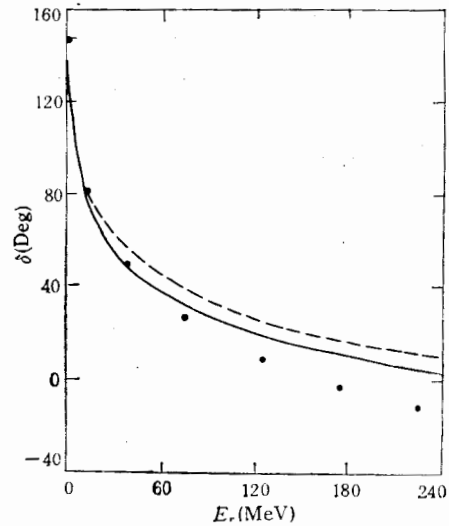


图 2  $^3s_1$  道的  $n_p$  散射相移  
实线是本文结果；虚线表示未考虑夸克禁闭时的相移，取自文献[11]。点线是文献[12]的实验相移

在图 1 中，用实线表示的 N-N 有效作用势显示出半径为  $0.24\text{fm}$  的软排斥芯和深度为  $-268\text{MeV}$  的吸引势。如方程 (2) 所示，在单个核子内夸克禁闭势  $V_{\text{CONF}}$  的正的。而在两核子间，夸克禁闭势产生一个半径为  $0.28\text{fm}$  的排斥芯和直到  $1.2\text{fm}$  的吸引势（见虚线）。正是夸克禁闭势的这个性质，使得我们

直接用孤子的参数（见方程 (11) 和 (12)），即得到氘的结合能和 N-N 弹性散射相移，而无须调正夸克和手征  $(\sigma, \pi)$  场的耦合常数  $g$ 。这彻底改善了文献 [11] 里，因未考虑夸克禁闭，而  $g$  必须调大的情况。

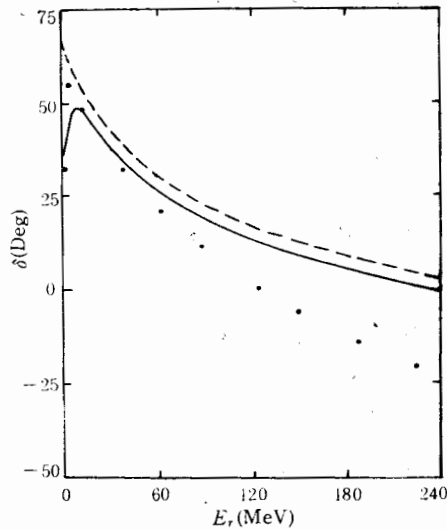


图 3  $^1s_0$  道  $pp$  散射相移  
其它说明如同图 2

正是夸克禁闭势的这个性质，使得我们直接用孤子的参数（见方程 (11) 和 (12)），即得到氘的结合能和 N-N 弹性散射相移，而无须调正夸克和手征  $(\sigma, \pi)$  场的耦合常数  $g$ 。这彻底改善了文献 [11] 里，因未考虑夸克禁闭，而  $g$  必须调大的情况。

图 1 中的点划线是通过计算单  $\sigma$  介子交换势、单  $\pi$  介子交换势和单  $\omega$  介子交换势的夸克交换项得到的。因为单介子交换势中含有指数衰减因子，所以单介子交换势的夸克交换项产生的有效势比单胶子势产生的排斥芯，数值要小得多，且作用程更短。由于这一特点，它对氘的结合能、基态和 N-N 低能弹性散射影响很小。另外，注意到 (20) 式中的第一项只与夸克旋量的大分量有关，而第二项到第七项是由大分量和小分量的乘积得到的。这表明小分量在单介子交换势的夸克交换项中起重要的作用。

单介子交换势的夸克交换项中起重要的作用。

在图 2 和图 3 中,算得的  ${}^3s_1$  道和  ${}^1s_0$  道相移与 Arndt 等人<sup>[12]</sup>的经验相移进行了比较。显然,在能量较高时,夸克禁闭下的相移比未考虑夸克禁闭时的相移,更接近 Arndt 等人的相移。

## 五、结 论

绝对禁闭是 QCD 中的重要特征之一。在手征夸克孤子模型里,考虑夸克禁闭机制,因此得到令人感兴趣的结果:(1)用四个参数( $\alpha_s$ 、 $g_\omega$ 、 $g$  和  $r_0$ )即可得到氘的结合能、N-N 弹性散射相移和单个核子的静态性质;(2)夸克禁闭势  $V_{\text{CONF}}(r)$  在两核子间产生短程排斥芯和中程吸引势。

## 参 考 文 献

- [ 1 ] T. H. R. Skyrme, *Proc. Roy. Soc.*, (Lodon) **A260**(1961), 127; *Nucl. Phys.*, **31**(1962), 556.
- [ 2 ] I. Zahed and G. E. Brown, *Phys. Rep.*, **141**(1986), 1.
- [ 3 ] M. Harvey, *Nucl. Phys.*, **A352**(1980), 301, 326; **A481**(1988), 834.  
M. Oka and K. Yazaki, *Prog. Theor. Phys.*, **66**(1981), 556, 572.  
A. Faessler, Th. Pfenninger, U. Straub and A. N. Mitra, *Nucl. Phys.*, **A466**(1987), 445.  
F. Wang and C. W. Wong, *Nucl. Phys.*, **A432**(1985), 619.  
Y. Suzuki and K. T. Hecht, *Nucl. Phys.*, **A420**(1984), 525.  
Z. Y. Zhang, K. Brauer, A. Faessler and K. Shimizu, *Nucl. Phys.*, **A443**(1985), 557.
- [ 4 ] Xi-Jun Qiu and Xiao-Ming Xu, *Nucl. Phys.*, **A509**(1990), 769.
- [ 5 ] Xi-Jun Qiu, Li-Hong Wang and Ren-Chang Hou, *Phys. Rev.*, **C30**(1984), 1731.
- [ 6 ] Jian-wei Zhang, Hong-Li Jin and Xi-Jun Qiu, *Commun. Theor. Phys.*, **14**(1990), 283.
- [ 7 ] M. C. Birse and M. K. Banerjee, *Phys. Lett.*, **136B**(1984), 284.  
Ching-Yun Ren and M. K. Banerjee, *Phys. Rev.*, **C41**(1990), 2370.
- [ 8 ] S. Kahana, G. Ripka and V. Soni, *Nucl. Phys.*, **A415**(1984), 351.
- [ 9 ] J. B. Kogut, *Rev. Mod. Phys.*, **55**(1983), 775.
- [ 10 ] A. Chodos and C. B. Thorn, *Phys. Rev.*, **D12**(1975), 2733.
- [ 11 ] Xiao-Ming Xu and Xi-Jun Qiu, *High Energy Physics and Nuclear Physics*, **14**(1990), 810.
- [ 12 ] R. A. Arndt, R. H. Hackman and L. D. Roper, *Phys. Rev.*, **C15**(1977), 1002.

## A Chiral Quark-Confinement Soliton Model for one Nucleon and two Nucleons

XU XIAOMING QIU XIJUN

(Institute of Nuclear Research of Academia Sinica, Shanghai 201800)

### ABSTRACT

A chiral quark-meson soliton model with quark-confinement is described in the present work. This model can reasonably produce the static properties of single nucleon, nucleon-nucleon interactions and elastic scattering phase shifts.