

# 核子-核子相互作用中由六夸克集团 激发引起的关联效应\*

沈彭年 张宗焯 余友文

(中国科学院高能物理研究所, 北京)

## 摘 要

本文在 RGM 的框架下,研究了核子-核子相互作用中由六夸克集团激发引起的关联效应,分析了它对  $^1S_0$  态的相对运动波函数的影响。结果表明,六夸克集团效应在两核子间距离为 1fm 附近最强,在大于 2fm 后可忽略不计,它把核子之间的相对运动波函数在  $R_N$  小的地方向外推了一些,同时加大了 1fm 附近的振幅。

## 一、引 言

众所周知,在低能区,传统的原子核模型在解释低能核物理的现象上取得了很大的成功。似乎没有必要引入夸克动力学。这是因为在核物质中,核子间的距离大于组成核子的夸克之间的距离,而核子间的相互作用可通过交换介子来描述。到了稍高一些的能区,核子的激发态开始起作用,并且重子与介子的内部结构的效应也变得越来越重要。很明显,中短程的核子-核子相互作用中应有强子激发态的贡献及夸克-胶子自由度的效应。因此,当前一个前沿的课题是如何从夸克-胶子自由度去解释核子-核子相互作用,如何在 QCD 的框架下获得当今的唯象核力。

在过去的几年中,人们在这方面做了许多有成效的研究工作<sup>[1-4]</sup>。特别是通过 RGM 框架下的动力学计算,人们已初步用非相对论的夸克势模型解释了核子-核子相互作用中的短程排斥心。在这个模型中,总质心效应是可以被严格地考虑的<sup>[5]</sup>。通过采用单胶子交换势及唯象的禁闭势,并考虑了夸克之间的交换,就能得到核力的短程排斥心。但是在这个模型中,中、长程部分还要引入单  $\pi$  介子交换势和唯象的  $\sigma$  介子交换势<sup>[6]</sup>。总的结果是可以得到与实验相符合的  $S$  波散射相移。

张宗焯等人为了研究多夸克成分对核力中程机制的影响,计算了包括有六夸克集团分量的核子-核子散射过程<sup>[7]</sup>。这个模型的优点是在动力学过程中包含了六夸克组态的激发。其结果表明:两个核子互相靠近时,形成六夸克集团的机制会对中程吸引产生很重要的影响,从而可以把唯象的  $\sigma$  介子交换势的强度减小。

本文 1990 年 2 月 16 日收到。

\* 此项目为中国国家自然科学基金资助项目。

尽管六夸克集团效应对散射相移的影响已经很清楚, 但是为了得到更清晰的物理图象, 进一步研究它对核子-核子相对运动波函数的影响还是一个很有意义的问题。同时, 如果能够定义一个等效的核子-核子相对运动波函数, 使它包括六夸克集团效应, 这对进一步使用该波函数进行各种物理量的计算, 提供了很大的方便。在这个工作中, 我们首先分别求解了包括或不包括六夸克集团组态, 这两种不同情况下的核子-核子散射相移。然后, 通过对这两种情况的波函数的比较, 分析了六夸克集团的效应, 得到的结果可以一目了然地反映出该效应的物理特点。在第二节中, 我们简明地给出了主要公式。在第三节, 给出了结果, 并进行了讨论。

## 二、公 式

核子-核子散射过程的共振群耦合道的公式已在参考文献[7]和[8]中给出, 在此不再详述。包括六夸克集团的 RGM 的试探波函数取如下形式:

$$\Psi = \sum_{\gamma} \psi^{\gamma} + \sum_{\delta} \phi^{\delta} \quad (1)$$

这里  $\psi^{\gamma}$  是  $\gamma$  道的两个集团的波函数。在此我们只取两个核子 NN 道, 可以表示为

$$\psi^{\gamma} = \mathcal{A}[\phi_N(\xi_A)\phi_N(\xi_B)\chi_{NN}(\mathbf{R}_N)Z(\mathbf{R}_{CM})], \quad (2)$$

这里  $\mathcal{A}$  是作用于两个集团间的反对称化算符;  $\phi_N(\xi)$  是描述核子内部行为的内部波函数;  $Z(\mathbf{R}_{CM})$  是总质心运动波函数;  $\chi_{NN}(\mathbf{R}_N)$  代表相对运动波函数。  $\phi_N(\xi)$  和  $Z(\mathbf{R}_{CM})$  的形式已在文献[9]中给出。  $\phi^{\delta}$  表示一组分离的、平方可积的基函数, 它们是用来改进复合系统区域的波函数的<sup>[10]</sup>。在此, 它们的具体形式为:

$$\phi^1 = \sum_k d_{1k} \Phi_1((0s)^6[6]_r[33]_{\sigma\tau}, b_k), \quad (3)$$

$$\phi^2 = \sum_k d_{2k} \Phi_2((0p)^2(0s)^4[42]_r[33]_{\sigma\tau}, b_k), \quad (4)$$

$$\phi^3 = \sum_k d_{3k} \Phi_3((0p)^2(0s)^4[42]_r[51]_{\sigma\tau}, b_k), \quad (5)$$

其中  $\Phi_1$ 、 $\Phi_2$  及  $\Phi_3$  分别是轨道空间[6]对称性、自旋同位旋空间[33]对称性; 轨道[42]、自旋同位旋[33]; 以及轨道[42]、自旋同位旋[51]的波函数。上式中的  $b_k$  代表不同的六夸克集团的半径参数, 在此, 我们取  $b_k = 0.3\text{fm}$  至  $0.9\text{fm}$  中的 5 个值做为变分参数。组态中的系数  $d_{\delta k}$  及相对运动波函数  $\chi_{NN}(\mathbf{R}_N)$  将通过求解变分方程

$$\langle \delta\Psi | H - E | \Psi \rangle = 0 \quad (6)$$

求得。因而这个解是一个动力学方程解的结果。这里  $E$  是系统的总能量,  $H$  是系统的哈密顿量算符<sup>[7,8]</sup>。应指出, 在  $H$  中的  $\sigma$  介子交换势的强度  $g_\sigma^2/4\pi$  是一个可调的参数, 在我们的计算中, 把它当做一个尺度, 察看在不同的情况下, 需要多强的  $\sigma$  介子耦合才能得到与实验相符合的相移。

由于在(1)式的  $\Psi$  中, 各个部分的基函数是不相互正交的, 因此很难直接看出其中六夸克组分所占的比例。为了明显地看出六夸克集团组态在整个波函数中的贡献, 我们做

了如下的分析: 首先, 我们用以下两种情况的试探波函数分别求解了 RGM 方程, 并调节  $\sigma$  介子交换的强度, 使它们的  $^1S_0$  相移都能符合实验. 情况(1)是只有 NN 道, 即

$$\Psi_1(E) = \Psi_{NN}(E) = \mathcal{A} [\phi_N \phi_N \chi_{NN}^{(1)}(\mathbf{R}_N, E) Z(\mathbf{R}_{CM})]. \quad (7)$$

情况(2)是不仅有 NN 道, 还包括了六夸克集团组态的激发, 即:

$$\Psi_2(E) = \Psi_{NN+6q}(E) = \mathcal{A} [\phi_N \phi_N \chi_{NN}^{(2)}(\mathbf{R}_N, E) Z(\mathbf{R}_{CM})] + \sum_{\delta} \varphi^{\delta}. \quad (8)$$

要使得它们具有几乎相同的  $^1S_0$  相移, 那么相应的  $g^2/4\pi$  为:

$$3.22 \quad (\text{对于 } \Psi_1)$$

$$2.45 \quad (\text{对于 } \Psi_2).$$

计算中其它的参数分别为:

$$b = 0.52 \text{ fm},$$

$$m_q = 350 \text{ MeV},$$

$$\text{单胶子交换耦合常数 } \alpha_s = 0.846,$$

$$\text{谐振子型禁闭势强度 } a_c = 37.965 \text{ MeV/fm}^2.$$

因此, 这两种情况代表了不同的物理机制, 它们不仅波函数的基空间不同, 而且相互作用中的  $\sigma$  交换的耦合强度也不同.  $\Psi_1$  是只有 NN 道, 但是相互作用中的  $\sigma$  强度为 3.22 的结果. 而  $\Psi_2$  是包括了六夸克组态, 但是相应的  $\sigma$  强度为 2.45 的结果. 因此,  $\Psi_1$  与  $\Psi_2$  的差异, 反映了六夸克集团的效应. 为了进行比较, 我们假定  $\Psi_2$  可以近似地表示为:

$$\begin{aligned} \Psi_2(E) &= \mathcal{A} [\phi_N \phi_N \chi_{NN}^{(2)}(\mathbf{R}_N, E) Z(\mathbf{R}_{CM})] + \sum_{\delta} \varphi^{\delta} \\ &\doteq \mathcal{A} [\phi_N \phi_N \chi_{NN+6q}^{\text{eff}}(\mathbf{R}_N, E) Z(\mathbf{R}_{CM})]. \end{aligned} \quad (8')$$

为了求出  $\chi_{NN+6q}^{\text{eff}}$ , 我们定义一个已知的函数:

$$\Phi(E) = \phi_N \phi_N \chi_{NN}^{(1)}(\mathbf{R}_N, E) Z(\mathbf{R}_{CM}). \quad (9)$$

通过计算  $\Psi_2$  在  $\Phi(E)$  上的投影, 就可以得到  $\chi_{NN+6q}^{\text{eff}}(\mathbf{R}_N, E)$ .

$$\chi_{NN+6q}^{\text{eff}}(\mathbf{R}_N, E) = \frac{\langle \Phi | \mathcal{A} [\phi_N \phi_N \chi_{NN}^{(2)} Z] + \sum_{\delta} \varphi^{\delta} \rangle_{R_N}}{\langle \mathcal{A} \Phi | \phi_N \phi_N Z(\mathbf{R}_{CM}) \rangle_{R_N}}. \quad (10)$$

这样, 就把  $\Psi_1$  与  $\Psi_2$  之间的不同, 表现在两个核子的等效相对运动波函数上了. 可以明显地显示出六夸克集团的效应.

### 三、结果与讨论

为了分析六夸克集团效应, 我们给出了 NN 单道情况的相对运动波函数  $\chi_{NN}^{(1)}(\mathbf{R}_N, E)$  与包括了六夸克集团的  $\chi_{NN+6q}^{\text{eff}}(\mathbf{R}_N, E)$  的比较. 图 1(a)和(b)给出了不同能量  $E$  的情况下的  $\chi_{NN}^{(1)}$  及  $\chi_{NN+6q}^{\text{eff}}$ . 图中, 实线代表  $\chi_{NN}^{(1)}$ , 点划线代表  $\chi_{NN+6q}^{\text{eff}}$ . 从图 1 中, 我们可以看到六夸克集团对相对运动波函数的影响主要在中短程. 在相对运动能量较低时, 当核子间的距离小于 1.5 fm 时, 特别是在 0.5—1.5 fm 之间, 六夸克集团的效应使相对运动波函数的振幅增大. 这是因为六夸克集团只能在较短的距离内, 特别是在 1 fm 附近形

成,而在距离较大时,系统主要仍然保持为两个核子的结构。从图 1 中还可以看到,随着能量的增加,这二种情况下的相对运动波函数振幅的差异在 1fm 附近变小,而在小于 0.3 fm 附近变大。这些结果的物理图象是很明显的。在能量比较低的情况下,相对动能较小,这时,两个核子有比较长的时间发生相互作用,也就是说,它们比较容易粘在一起并形成复合体系——即六夸克集团。然而,在能量比较高时,它们具有较大的相对动能,从而相互作用的时间变短,这样它们看起来好象很容易互相穿透过去。这就是为什么在 1fm 附近它们的几率分布随  $E$  增加而下降的原因。

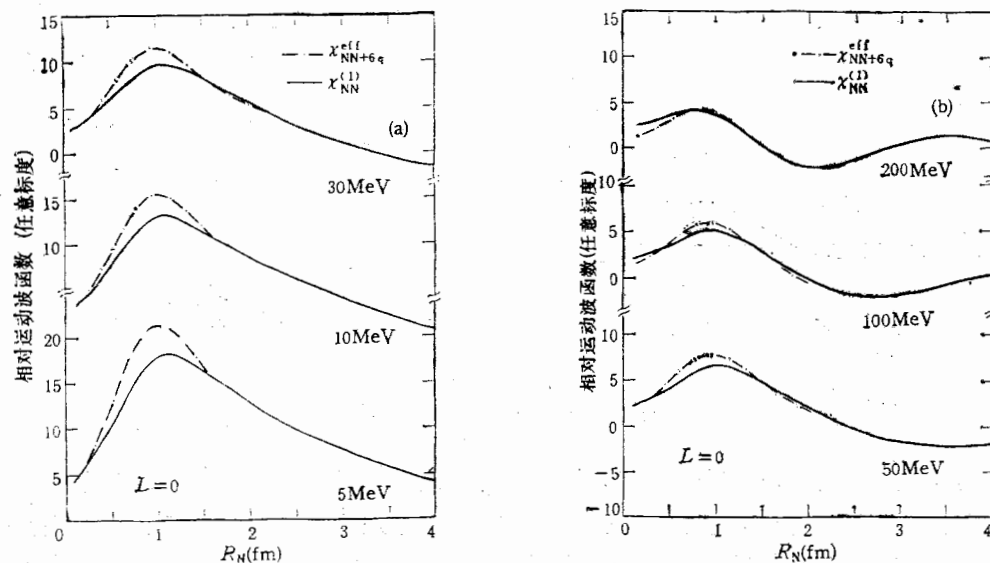


图 1  $\chi_{NN}^{(1)}$  与  $\chi_{NN+6q}^{eff}$  的比较

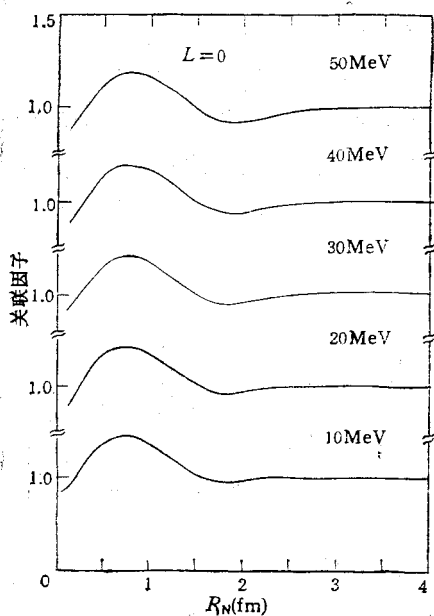
为了更清楚地看到六夸克集团的效应,我们把  $\chi_{NN+6q}^{eff}$  与  $\chi_{NN}^{(1)}$  之比,定义为六夸克效应关联因子:

$$F^{6q}(R_N, E) = \frac{\chi_{NN+6q}^{eff}(R_N, E)}{\chi_{NN}^{(1)}(R_N, E)}. \quad (11)$$

显然,它的物理意义是描述包括了六夸克集团组态激发之后,对两核子体系相对运动波函数的修正。在图 2 中,我们给出了  $E = 50\text{MeV}$  以下五个情况的  $F^{6q}(R_N, E)$ 。从图 2 的曲线可以看出六夸克集团组态的激发对两体相对运动波函数的修正主要是在 1fm 附近,它把  $R$  小的地方的波函数向外推了一些,同时加大了 1fm 附近的振幅。

大家都知道,研究原子核内的六夸克效应是当前核结构研究中的一个十分重要的课题,但同时又是一个十分困难的问题。目前尚没有办法处理好同时包括这两个层次的动

\* 原则上我们比的应该是具有相同相移的  $\chi_{NN}^{(1)}$  及  $\chi_{NN+6q}^{eff}$ ,但在计算相移时,选定的一组参数是使  $E=20\text{MeV}$  处的相移完全相同。对于  $E < 100\text{MeV}$  时,两条相移曲线吻合很好。对于  $E > 100\text{MeV}$  时,两条相移曲线有一些小偏差(见参考文献 [7])。因而有可能对  $E = 100\text{MeV}$  及  $E = 200\text{MeV}$  的情况下的  $\chi_{NN+6q}^{eff}$  与  $\chi_{NN}^{(1)}$  之比的定量结果有一些影响。

图2 关联因子  $F^{6q}$ 

力学计算。在核结构的计算中，将核内的两个核子的波函数取为 RGM 两体散射计算的结果，这是一种包括六夸克组分的途径，但是整个计算仍然过于复杂。我们设想，从 RGM 两体散射的计算中，可以把关联因子  $F^{6q}$  得到，利用它修正核内两个核子的波函数，这将可能是一种简便的研究核内的六夸克组态效应的途径。为了使用方便，我们用高斯模拟方法，给出了  $F^{6q}$  的近似表达式：

$$F^{6q}(R_N, E) = 1 - \sum_{i=1}^4 [A_i(E)R_N^2 + B_i(E)]e^{-\eta_i R_N^2} \quad (12)$$

其中

$$A_i(E) = C_{i0} + \sum_{j=1}^5 C_{ij}E^j, \quad (12a)$$

$$B_i(E) = D_{i0} + \sum_{j=1}^5 D_{ij}E^j. \quad (12b)$$

式中的参数  $\eta_i, C_{ij}, D_{ij}$  等给在表 1, 2 和 3 中。  $A_i(E)$  和  $B_i(E)$  给在图 3 及图 4 中。

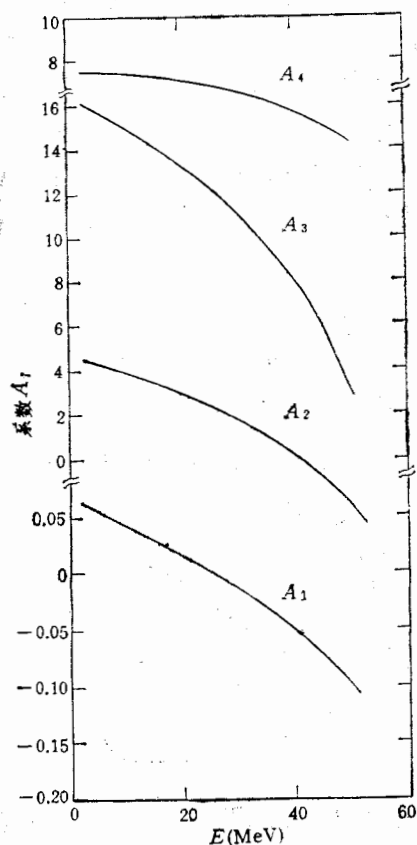
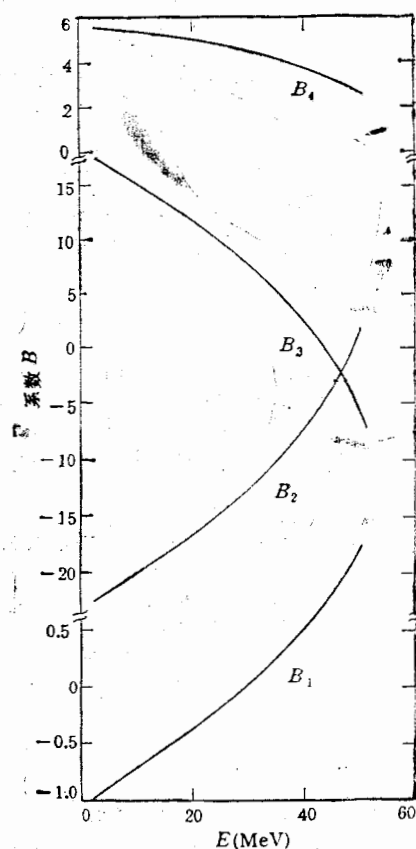
虽然在这个工作中，我们只给出  $^1s_0$  波的  $F^{6q}$ ，但是可以用同样的方法得到其他自旋同位旋状态及其他分波的关联因子。实际上，我们还计算了  $^3s_1$  的  $F^{6q}$ ，由于主要特点与  $^1s_0$  的情况类似，在此不重复给出。

表1 参数  $\eta_i$ 

$i$	1	2	3	4
$\eta_i(\text{fm}^{-2})$	0.32	0.75	1.35	3.50

表2 系数  $C_{ij}$ 

		$i$			
		1	2	3	4
$j$	0	$7.292 \times 10^{-2}$	4.758	16.91	7.878
	1	$-4.589 \times 10^{-3}$	$-3.471 \times 10^{-2}$	-0.3145	$-9.341 \times 10^{-2}$
	2	$2.708 \times 10^{-4}$	$-7.815 \times 10^{-3}$	$2.239 \times 10^{-2}$	$8.252 \times 10^{-3}$
	3	$-1.557 \times 10^{-5}$	$4.008 \times 10^{-4}$	$-1.225 \times 10^{-3}$	$-4.040 \times 10^{-4}$
	4	$3.796 \times 10^{-7}$	$-8.952 \times 10^{-6}$	$2.697 \times 10^{-5}$	$7.892 \times 10^{-6}$
	5	$-3.398 \times 10^{-9}$	$6.515 \times 10^{-8}$	$-2.224 \times 10^{-7}$	$-5.890 \times 10^{-8}$

图 3 系数  $A_i(E)$ 图 4 系数  $B_i(E)$ 

为了考查所得到的结果的稳定性, 我们不仅分析了不同参数的情况, 还对不同禁闭势的形式做了认真的分析。对于不同的参数, 只要把核子的大小参数  $b$  和夸克质量  $m_q$  取在一定的合理范围内, 即  $b = 0.5 - 0.6 \text{ fm}$ ,  $m_q = 300 - 400 \text{ MeV}$ , 六夸克集团激发的效应可以减弱 30%,  $\sigma$  耦合强度的这一定性结果完全没有变化。相应地所得到关联因子  $F^{6q}$  的行为也是不变的。进一步我们还分析了各种形式的禁闭势的情况, 这是由于在 QCD 研究重介子谱时, 格点规范理论计算所给出的夸克与反夸克之间的唯象位势在  $r$  大的地方

表 3 系数  $D_{ij}$ 

		$i$			
		1	2	3	4
$j$	0	-1.097	-23.02	18.24	5.705
	1	$3.998 \times 10^{-2}$	0.3671	-0.2802	$7.360 \times 10^{-2}$
	2	$-4.330 \times 10^{-4}$	$-1.111 \times 10^{-2}$	$-2.889 \times 10^{-3}$	$6.534 \times 10^{-3}$
	3	$2.536 \times 10^{-7}$	$6.795 \times 10^{-4}$	$8.102 \times 10^{-3}$	$-3.451 \times 10^{-4}$
	4	$-7.075 \times 10^{-7}$	$-1.499 \times 10^0$	$-1.434 \times 10^{-4}$	$7.065 \times 10^{-4}$
	5	$8.583 \times 10^{-9}$	$1.370 \times 10^{-7}$	$-1.218 \times 10^{-4}$	$-5.361 \times 10^{-4}$

是线性的;而在研究核力的 RGM 计算中通常采用谐振子型禁闭势,原因是它使用方便,可以简化计算.人们当然关心,各种不同形式的禁闭势是否影响物理的结果呢?我们分别采用了三种形式的禁闭势,即:线性势、平底线性势及谐振子型势做了认真的计算.得到的结果是,对不同的禁闭势而言,六夸克集团效应所提供的中程吸引几乎是完全相同的,因而  $F^{6q}(\mathbf{R}_N, E)$  的行为也是完全相似的.这些分析表明,我们给出的  $\chi_{NN+6q}^{\text{eff}}$  及关联因子  $F^{6q}(\mathbf{R}_N, E)$  的行为是具有较好的稳定性的.这就为我们进一步使用  $F^{6q}(\mathbf{R}_N, E)$  研究核内的六夸克集团效应增加了合理性及可靠性.

### 参 考 文 献

- [ 1 ] A. De Rujula, H. Georgi and S. L. Glashow, *Phys. Rev.*, **D12**(1975), 147.
- [ 2 ] C. S. Warke and R. Shanker, *Phys. Rev.*, **C21**(1980), 2643.
- [ 3 ] M. Oka and K. Yazaki, *Phys. Lett.*, **90B**(1980), 41.
- [ 4 ] A. Faessler, F. Fernandez, G. Lübeck and K. Shimizu, *Phys. Lett.*, **112B** (1982), 201; *Nucl. Phys.*, **A402** (1983), 555.
- [ 5 ] K. Wildermuth and Y. C. Tang, *A Unified Theory of the Nucleus*, Academic Press Inc.
- [ 6 ] A. Faessler and F. Fernandez, *Phys. Lett.*, **124B**(1983), 145.
- [ 7 ] Zhang Zong-ye, K. Brauer, A. Faessler and K. Shimizu, *Nucl. Phys.*, **A443** (1985), 557.
- [ 8 ] Shen Peng-nian BIHEP-TH-88-17.
- [ 9 ] M. Kamimura, *Prog. Theor. Phys. Suppl.*, **62**(1977), 236.
- [ 10 ] Y. C. Tang, *Microscopic Description of the Nuclear Cluster Theory*, Springer-Verlay Series of Lectures in Physics.

## CORRELATED EFFECT ARISEN FROM EXCITATIONS OF SIX-QUARK CLUSTERS IN NUCLEON-NUCLEON INTERACTION

SHEN PENGNIAN    ZHANG ZONGYE    YU YOUWEN

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

### ABSTRACT

The correlated effect arisen from excitations of six-quark clusters in the nucleon-nucleon interaction is studied in the RGM framework and the six-quark configuration effect on the wave function of the relative motion in  ${}^1S_0$  state is analyzed. It is shown that this effect is strong around 1 fm and negligible at the distance longer than 2 fm. Moreover, this effect pushes the wave function of the relative motion between nucleons outward in some extent in the small  $R_N$  region and enhances the amplitude of the wave function around 1 fm.