

# 用夸克集团模型推导的 $S = -1$ 的 NY 系统的等效定域势<sup>\*</sup>

沈彭年 沈肖雁 张宗焯 余友文

(中国科学院高能物理研究所, 北京 100039)

## 摘 要

在 GCM 框架下, 重解了  $S = -1$  的 NY 系统的动力学问题, 并去掉了文献 [6] 中的伪共振态. 然后用双富里叶变换将 GCM 核函数转换成 RGM 核函数, 进而计算了  $S = -1$  的 NY 系统的等效定域势. 结果表明这些势与 Yamamoto 等人用  $SU(3)$  OBE 模型加上唯象硬心的结果相似, 且能很好地重现 GCM 的散射相移.

## 一、引 言

核子-核子相互作用, 原子核结构一直是核物理学中最重要的问题之一. 随着粒子物理的发展, 能否从更基本的夸克层次解释这些基本相互作用, 并进一步研究原子核的结构已成为当前最令人瞩目的课题之一. 奇异数的引入给出了一个新的自由度. 从而开拓了研究的领域. 比如: 由于  $\Lambda N$  相互作用, 包括自旋-轨道相互作用在内, 都比相应的  $NN$  作用弱<sup>[1]</sup>, 因此人们可以利用  $\Lambda$  作为一个具有弱耦合效应的探针去研究通常原子核的性质. 又比如: Pauli 阻塞效应在具有及不具有奇异数的原子核系统中有所不同. 这有助于研究 Pauli 阻塞效应发生在夸克层次还是重子层次, 从而为研究核内的夸克自由度的效应提供了一个有效的途径. 因此带有奇异数的系统, 特别是  $\Lambda$  超核及  $\Sigma$  超核, 为我们深入研究核多体问题提供了一个新的场所.

在过去的几十年中, 由于  $K^-$  束流密度过低及数据的分辨率太差, 有效可靠的实验数据很少, 所以对带奇异数的原子核系统的研究受到了限制. 近年来, 由于实验手段的进步,  $K$  介子工厂的建立, 使得人们对带奇异数系统的研究逐步可以开展. 因此有必要进一步从理论上对作为超核研究基础的核子(N)-超子(Y)相互作用进行深入研究.

目前人们通常的作法是用唯象的方法从实验数据中定出 N-Y 相互作用<sup>[2]</sup>. Nagels<sup>[3]</sup> 及 Yamamoto<sup>[4]</sup> 等人使用  $SU(3)$  的单玻色交换模型(OBE)给出了介子交换的 N-Y 相互

• 国家自然科学基金资助.

本文 1992 年 3 月 10 收到.



$$C(c_1, c_2, c_3) = \frac{1}{\sqrt{6}} \sum_{a,b,c=r,b,g} \epsilon_{abc} C^c(a, b, c), \quad (4)$$

其中  $\epsilon_{abc}$  是全反对称化张量. 于是系统的尝试波函数可写为

$$\Psi = \mathcal{A}[\Phi_A(\xi_A)\Phi_B(\xi_B)F(\mathbf{R})Z(\mathbf{R}_{CM})]. \quad (5)$$

这里  $\mathcal{A}$  是全反对称化算符,  $\xi_{A(B)}$  是重子 A(B) 的内禀坐标,  $F(\mathbf{R})$  是相对运动波函数,  $\mathbf{R}$  是相对运动坐标,  $Z(\mathbf{R}_{CM})$  是总质心运动波函数,  $\mathbf{R}_{CM}$  是总质心运动坐标.

系统中的基本相互作用是夸克-夸克间的相互作用. 系统的动力学性质由如下的哈密顿量来决定:

$$H = \sum_{i=1}^6 t_i - T_{CM} + \sum_{i<j} V_{ij} + V^\sigma. \quad (6)$$

其中  $t_i$  是第  $i$  个夸克的动能算符,  $T_{CM}$  是总质心的动能算符,  $V_{ij}$  是第  $i$  个和第  $j$  个夸克间的相互作用, 它可写为

$$V_{ij} = V_{ij}^{OGE} + V_{ij}^{CONF} + V_{ij}^M. \quad (7)$$

这里  $V_{ij}^{OGE}$  和  $V_{ij}^{CONF}$  分别表示单胶子交换势和禁闭势,  $V_{ij}^M$  表示赝标介子(包括  $\pi, K, \eta$ , 和  $\eta'$ ) 交换势.  $V^\sigma$  是唯象的  $\sigma$  介子交换势, 其耦合常数是一个可调参数. 这个势的引入是为了弥补核力的中程不足, 以符合实验数据. 这些势的表达式见文献[6].

把(5)代入投影方程

$$\langle \delta\Psi | H - E_{TOT} | \Psi \rangle = 0, \quad (8)$$

其中

$$E_{TOT} = E + E_A + E_B, \quad (9)$$

$E, E_A$  和  $E_B$  分别为在质心系的相对运动能量, 重子 A 的内部能量及重子 B 的内部能量, 经过一系列的推导, 我们可以得到一个微分积分方程

$$\left[ -\frac{\hbar^2}{2\mu} \nabla_{\mathbf{R}}^2 + V^{D,RGM}(\mathbf{R}) + V_{(R)}^\sigma - E \right] F(\mathbf{R}) = \int -K^{RGM}(\mathbf{R}, \mathbf{R}') F(\mathbf{R}') d\mathbf{R}', \quad (10)$$

其中

$$V^{D,RGM}(\mathbf{R}) = \langle \Phi_A(\xi_A)\Phi_B(\xi_B)Z | \sum_{\substack{i \in A \\ j \in B}} V_{ij} | \Phi_A(\xi_A)\Phi_B(\xi_B)Z \rangle, \quad (11)$$

$$K^{RGM}(\mathbf{R}, \mathbf{R}') = \langle \Phi_A(\xi_A)\Phi_B(\xi_B)\delta(\mathbf{R} - \mathbf{R}')Z | (H - E_{TOT}) | (\mathcal{A} - 1)[\Phi_A(\xi_A)\Phi_B(\xi_B)\delta(\mathbf{R}' - \mathbf{R}')Z] \rangle. \quad (12)$$

由于 B-B 系统的  $H$  和  $\Psi$  的复杂结构, 使得核函数  $K^{RGM}$  的计算变得非常的复杂和繁琐. 为了能简化核函数  $K^{RGM}$  的推导, 我们采用了与 RGM 等价的 GCM 法, 得到  $K^{GCM}$ , 并通过 Kamimura 变分法<sup>[9]</sup>求解 B-B 系统的动力学问题, 得到  $S$  矩阵元, 相移及系统的波函数. 在计算中所用的参数取文献[6]的参数.

下一步是将 GCM 核函数  $K^{GCM}$  和直接势  $V^{D,GCM}$  转换成 RGM 核函数  $K^{RGM}$  和直接势  $V^{D,RGM}$ . 这里我们使用了双 Fourier 变换

$$K_{ij}^{RGM}(\mathbf{R}, \mathbf{R}') = \left(\frac{1}{2\pi}\right)^6 \left(\frac{\lambda_i \lambda_j}{4\pi^2}\right)^{3/4} \int e^{-ik_i \cdot (S_i - \mathbf{R}_i)} e^{ik_j \cdot (S_j - \mathbf{R}_j)}$$

$$e^{(\frac{k_i^2}{4m_i} + \frac{k_j^2}{4m_j})} K_{ij}^{\text{GCM}}(S_i, S_j) dS_i dS_j dk_i dk_j, \quad (13)$$

公式中

$$\lambda_i = \frac{\mu_{A,B_i}}{2m_i b_i^2}, \quad (14)$$

$m_i$  和  $b_i$  分别为 u(d) 夸克的质量和半径参数,  $\mu_{A,B_i}$  是第  $i$  道的约化质量.

这样我们就可以由方程(10)定一个波函数型的等效定域势. 这个势是分波  $l$  及能量  $E$  相关的. 对某一分波  $l$  及相对运动能量  $E$ , 这个等效势可写为

$$V^{\text{eff}}(R) = V^{\text{D,RGM}}(R) + V^{\circ}(R) + \frac{1}{f_l(R)} \int k_l(R, R') f_l(R') dR', \quad (15)$$

这里  $f_l(R)$  是  $l$  分波的相对运动波函数. 它是方程(10)的解,  $k_l$  为 RGM 核函数  $K^{\text{RGM}}$  分波展开后的第  $l$  分波的值.

由此方法计算出的 N- $\Lambda$  及 N- $\Sigma$  位势将在下一节给出.

### 三、结果与讨论

在这里, 我们做了两种情况的分析. 首先, 我们只选取  $H$  量中的 OGE 相互作用及色禁闭作用, 分别在 GCM 框架下及采用2中的方法得到的等效定域势计算了 N-Y 散射问题, 包括  $N\Lambda(T=\frac{1}{2}; S=0, 1)$ ,  $N\Sigma(T=\frac{1}{2}; S=0, 1)$  及  $N\Sigma(T=\frac{3}{2}; S=0, 1)$  六个状态下的散射相移, 比较它们所给出的排斥心半径. 表1列出了计算的结果. 由此可以看出,

表1 排斥心半径  $R_0$ (fm)

状 态	Nijmegen 模型 D 的 $R_0$	由 GCM 得到 的 $R_0$	用等效定域势得到的 $R_0$
$N\Lambda(T=\frac{1}{2}, S=0)$	0.56	0.523	0.510
$N\Lambda(T=\frac{1}{2}, S=1)$	0.45	0.469	0.455
$N\Sigma(T=\frac{1}{2}, S=0)$	0.56	0.808	0.793
$N\Sigma(T=\frac{1}{2}, S=1)$	0.45	0.231	0.237
$N\Sigma(T=\frac{3}{2}, S=0)$	0.56	0.287	0.299
$N\Sigma(T=\frac{3}{2}, S=1)$	0.45	0.822	0.808

等效定域势所给出的排斥心半径基本上与 GCM 框架下夸克模型给出的结果一致. 这表示等效定域势可以合理地反映出夸克模型所提供的 N-Y 相互作用的短程行为. 其次, 我们把  $H$  量中的赝标介子交换及  $\sigma$  介子交换包括进来. 采用文献[6]中的参数, 对 N-Y ( $S=-1$ ) 系统的等效定域势做了系统的计算. 计算的步骤是: 首先求解 GCM 方程, 求得 N-Y

散射的相移及相应的相对运动的波函数. 然后, 在某一固定能量下, 计算出等效定域势, 再将这个等效定域势放到二体薛定格方程:

$$\left[ -\frac{\hbar^2}{2\mu} \left( \frac{d^2}{dR^2} - \frac{l(l+1)}{R^2} \right) + V^{\text{eff}}(R) - E \right] f_l(R) = 0 \quad (16)$$

中去求解, 以检验这个等效定域势能否在重子层次上正确地描述系统的动力学性质. 在此有几点情况需要加以说明:

(1) 参数的选取. 我们采用了文献[6]中的参数. 这是由于文献[6]所给出 GCM 框架下的夸克模型的结果, 可以系统地在实验误差范围内符合现有的 N-Y 散射截面的数据.

(2) 伪共振态问题. 在文献[6]中,  $N\Sigma(T=\frac{1}{2}, S=0)$  及  $N\Sigma(T=\frac{3}{2}, S=1)$  态相移的计算中有伪共振态存在, 即在  $E$  较大时, 相移曲线向上变曲, 呈共振态的特性. 这种伪共振态是由于共振群的计算方法所带来的物理上并不存在的共振态, 所以应该清除. 只要适当地调整系统的参数, 如: 在我们的计算中取文献[6]中  $b=0.5\text{fm}$  的一组参数, 并选取恰当的计算参数, 就可去掉这二个态中的伪共振态的现象.

(3) 在这篇文章中, 我们只做了  $l=0$  的情况, 且  $E$  选取  $10\text{MeV}$ . 应指出,  $E$  在低能几

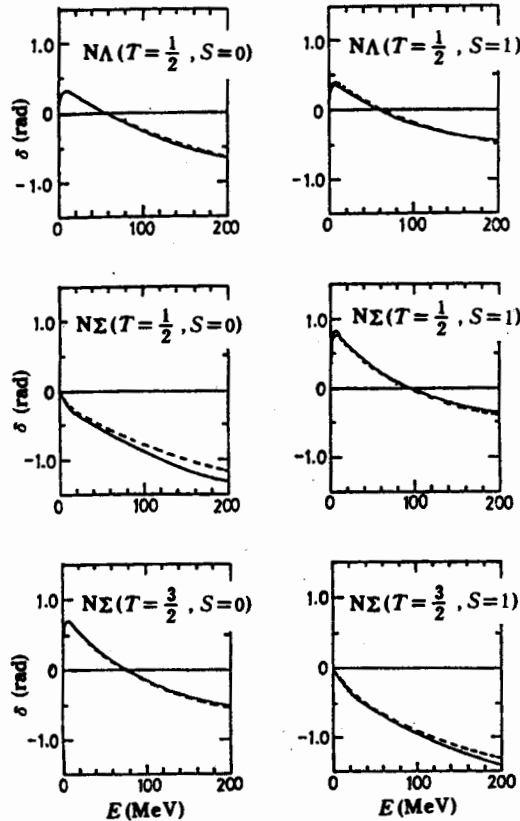


图1 N-Y S 分波散射相移

其中实线和虚线分别为用 GCM 在夸克层次上得到的相移和用等效定域势在重子层次上得到的相移.

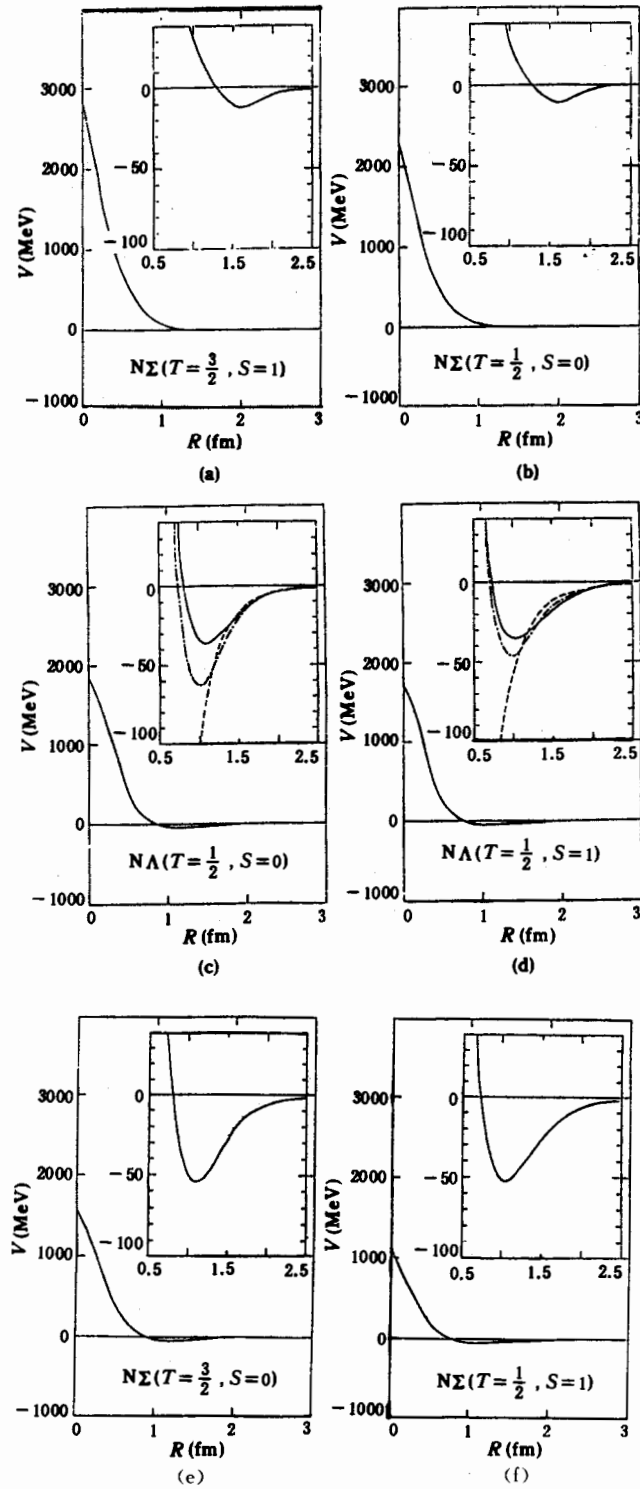


图2 N-Y系统的等效定域势

其中实线为等效定域势,虚线和点划线分别为Nijmegen模型D给出的势和把这个结果通过拟合G矩阵的方法高斯参数化后的结果。

十 MeV 之内,位势的变化不大.这一点在下面还要讨论.

图1给出了散射相移.图中实线和虚线分别为用 GCM 在夸克层次上得到的相移和用等效定域势在重子层次上得到的相移.图2给出了等效定域势.其中实线为用2中的方法得到的等效定域势,虚线是用 Nijmegen 模型 D 计算出来的结果,点划线是通过拟合 G 矩阵的方法把 Nijmegen 模型 D 的结果高斯参数化后的结果.图3是  $N\Lambda(T=\frac{1}{2}, S=0)$  态在  $l=0$  时不同能量下的等效定域势.其中曲线1,2,3和4分别表示能量  $E=10, 20, 50$  及  $100\text{MeV}$  时的等效定域势.由这些曲线可以看到:

①等效定域势可以相当好地重现 GCM 夸克模型计算出的 N-Y 散射的相移( $l=0$ 分波).这表示,这个等效定域势在一定程度上可以当做由夸克层次计算出来的 B-B 相互作用.

②在与 Nijmegen 模型及唯象模型的 N-Y 相互作用的比较中,可以看出:

(i)N- $\Lambda$  等效定域势的短程行为基本上是与唯象势相一致的.而对于 N- $\Sigma$  的情况,等效定域势的短程行为与唯象势有明显的不同.对于  $N\Sigma(T=\frac{3}{2}, S=0)$  及  $N\Sigma(T=\frac{1}{2}, S=1)$  的情况,等效定域势的短程排斥较弱,而对于  $N\Sigma(T=\frac{3}{2}, S=1)$  及  $N\Sigma(T=\frac{1}{2}, S=0)$  的情况,等效定域势的短程排斥较强.

(ii)N-Y 等效定域势中的中、长程行为,定性上与唯象势相一致,但普遍地比唯象势弱.

(iii)在能量较低时,这些等效定域势对  $E$  的依赖关系不明显,特别是势的中、长程的部分.因此,在较低能量下使用等效定域势时,可忽略它的能量依赖关系.

总之,所有这些差异,都是十分值得进一步在实验中进行检验的.由于目前的 N-Y 散射实验较少,并且不够精确,不论是唯象势还是等效定域势都能在实验误差范围内解释现有的 N-Y 散射截面.因而,目前仅从 N-Y 散射是不能检验这些差异的.进一步使用等效定域势计算一些轻超核结构,就成为一个很值得研究的问题.

最后,我们要指出:从目前的理论研究现状来看,只有从 GCM 框架出发的夸克模型可以在一套合理的参数下由动力学计算出各种 N-Y 及 Y-Y 相互作用.本文提供的等效定域势的计算方法,是将夸克模型的结果在重子层次上以二体相互作用的形式表示出来的一种可行的途径.由此,不仅可以使用方法给出奇异数为-1的等效定域势,还可以进一步给出奇异数为-2及-3体系的等效定域势;从而预言奇异数为-2及-3体系的一些物理特征,这将是很有意义的.

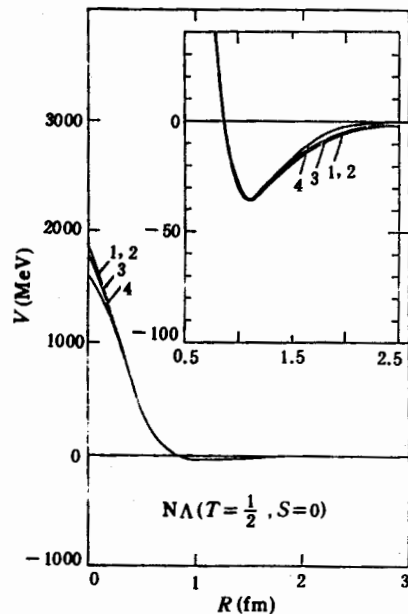


图3  $N\Lambda(T=\frac{1}{2}, S=0)$  态在不同能量下的  $l=0$  的等效定域势  
其中曲线1,2,3和4分别为  $E=10, 20, 50$  和  $100\text{MeV}$  时的结果.

## 参 考 文 献

- [1] D. J. Millener, A. Gal, C. B. Dover, *Phys. Rev.*, **C38**(1988), 2700.
- [2] R. E. Chrien, C. B. Dover, *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.*, **39**(1989), 113.
- [3] M. M. Nagels, et al., *Phys. Rev.*, **D12**(1975), 774; *Phys. Rev.*, **D15**(1977), 2547; *Phys. Rev.*, **D20**(1979), 1633.
- [4] Y. Yamamoto, Bandō, *Prog. Theor. Phys. Suppl.*, **81**(1985), 9.
- [5] M. Oka, K. Yazaki, *Prog. Theor. Phys.*, **66**(1981), 556, 572; A. Faessler, F. Fernandez, G. Lübeck, K. Shimizu, *Nucl. Phys.*, **A402**(1983), 555.
- [6] U. Straub, Zhang Zongye, K. Bräuer, A. Faessler, and S. B. Khadkikar, *Nucl. Phys.*, **A438**(1988), 686; *Phys. Lett.*, **B200**(1988), 241.
- [7] Yu Youwen Zhang Zongye Shen Pengnian, *Nucl. Phys.*, **A528**(1991), 513.
- [8] Shen Pengnian, LiXueqian, Guo Xinheng, *Comm. Theor. Phys.*, **16**(1991), 443.
- [9] K. Kamimura *Prog. Theor. Phys.*, *Suppl.* **62**(1977), 236.

### Effective Local N-Y Potentials with $S = -1$ in Quark Cluster Model

SHEN PENGNIAN SHEN XIAOYAN ZHANG ZONGYE YU YOUWEN  
(*Institute of High Energy Physics, Academia Sinica, Beijing 100039*)

## ABSTRACT

The dynamics of the N-Y system with  $S = -1$  is re-solved, and the spurious resonances in the former calculation are removed. By using the double Fourier transformation, the GCM kernels are transformed into RGM kernels, and then, the effective local N-Y potentials with  $S = -1$  is calculated. It is shown that these potentials are similar to that of Yamamoto's obtained by using the OBE model with phenomenological hard cores. With these potentials, the phase shifts and cross sections of the system can be re-produced.