

两 Skyrmion 间的集团效应

齐利杰 何国柱

(南开大学物理系, 天津 300071)

摘 要

当两个 Skyrmion 重叠时, 可产生一种类分子的束缚力, 这可能是核子间相互作用中中程吸引的来源之一. 研究证实此吸引力足够强, 可使两核子形成束缚态, 似乎不再需要唯象地引进未曾观测到的标量介子.

一、前 言

强相互作用的基本理论 QCD 在处理低能两体核力时, 微扰论显得无能为力. 另一方面, 有效手征介子理论与 QCD 具有一些相同的基本性质, 所以一直是人们研究重子结构和相互作用吸引人的方向, 并且也取得了相当的成功. 近十年来人们在寻找这些有效理论与 QCD 的联系. Witten^[1] 首先指出在大 N_c 极限和低能时, QCD 等价于仅包含介子的有效场理论.

Skyrme 模型^[2] 做为非线性 σ 模型最简单的推广, 尽管只有两个参数, 但它对非奇异重子的静态性质给出了很好的描述. 对于相互作用的两核子系统由最初的 Skyrme 模型给出了一些重要特征的预测, 主要是长程行为. 短程部分由于数学的近似影响了相互作用算符的研究, 但是仍给出了单 π 交换相互作用、短程的排斥^[3] 和依赖于同位旋的自旋轨道相互作用^[4]. 尽管取得了这些成功, 但是由于对两核子系统孤子场的描述简单地采用了乘积假设, Skyrme 模型没有给出中程吸引. 另外, 它给出了相反符号的不依赖于同位旋的自旋轨道相互作用^[5]. 由于没有中程吸引, 两核子系统形成不了束缚态, 所以这是用 Skyrme 模型描述原子核的一个致命缺陷. 人们一度直接引入唯象 σ 介子或利用正确 QCD 能量动量张量标度性质^[6], 在 Skyrme 模型中直接引入一个标量介子场, 这样的标量介子场直接导致了一个足够强的中程吸引^[7]. 具有不正确符号的不依赖于同位旋的自旋轨道相互作用可以通过引入六阶导数项得到解决^[8]. 人们一直都认为缺少中程吸引是由于对于 $B=2$ 结构的描述不能用乘积假设^[9]. 人们通过引入单个孤子的形变及 Δ 自由度的极化等, 可以轻微地减少排斥, 但不足以获得满意的吸引特性^[10].

从夸克模型的观点来看, 张宗焯等^[11] 给出六夸克集团形成可以代替很大一部分唯象 σ 介子. 沈彭年等^[12] 进一步指出了六夸克集团在 1fm 左右是强的, 在 2fm 左右可以忽

略。而从拓扑的 Skyrme 模型观点来看, 我们认为当两个孤子相互接近时可能发生重叠, 形成另一个较大的集团, 一个重子数为 2 的孤子, 当然这只会占一定的比例, 另一部分还具有每个孤子的独立的特性, 可以用乘积假设来描写。此时的两孤子场就不能简单地用乘积假设来描述。我们这时的 U 应改为 $U = C_1/D \cdot U_1 U_2 + C_2/D U_{B=2}$ 。 C_2/D 描述 $B = 2$ 在中, 短程的孤子形成的几率。当 R 超出两重子重叠区, C_2 取为零, 就回到乘积假设。

二、Skyrme 模型对两体核力的描述

原始、标准形式的 Skyrme 模型是在非线性 σ 模型基础上加上四次导数项, 这样就防止了能量的不稳定。拉氏密度为

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_2 + \mathcal{L}_4, \quad (1)$$

其中

$$\mathcal{L}_2 = \frac{f_\pi^2}{4} \text{Tr}(\partial_\mu U \partial^\mu U^+), \quad (2)$$

$$\mathcal{L}_4 = \frac{1}{32e^2} \text{Tr}[(\partial_\mu U)U^+, (\partial_\nu U)U^+]^2. \quad (3)$$

对于两核子系统, 人们通常用简单的乘积假设描述场结构。这样的假设认为两孤子是相互独立的:

$$U(\mathbf{r}) = U_0(\mathbf{r} + \mathbf{R}/2)U_0(\mathbf{r} - \mathbf{R}/2), \quad (4)$$

其中 $U_0(\mathbf{r}) = e^{i\boldsymbol{\tau} \cdot \hat{\mathbf{r}} \theta(r)}$ 是 Hedgehog 解, R 为两核间距, r 为场点到两孤立子中心距离。

应用到核子系统必须首先量子化场。采用 Adkms^[13]半经典量子化方法, 两个孤子分别独立地在 $SU(2)$ 空间旋转,

$$\begin{aligned} U_0(\mathbf{r} + \mathbf{R}/2) &\rightarrow AU_0(\mathbf{r} + \mathbf{R}/2)A^+, \\ U_0(\mathbf{r} - \mathbf{R}/2) &\rightarrow BU_0(\mathbf{r} - \mathbf{R}/2)B^+. \end{aligned} \quad (5)$$

其中 A, B 为么正矩阵, 满足

$$\begin{aligned} A &= a_i + i\boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{a}, \quad B = b_i + i\boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{b}, \\ \sum_{\mu=1}^4 a_\mu^2 &= \sum_{\mu=1}^4 b_\mu^2 = 1. \end{aligned} \quad (6)$$

此时场变为

$$U(\mathbf{r}) = AU_0(\mathbf{r} + \mathbf{R}/2)A^+BU_0(\mathbf{r} - \mathbf{R}/2)B^+. \quad (7)$$

由于只有两个孤立子相对旋转是相关的, 上式所对应能量与

$$\dot{U} = U_0(\mathbf{r} + \mathbf{R}/2)CU_0(\mathbf{r} - \mathbf{R}/2)C^+ \quad (8)$$

是相同的。

其中

$$C = A^+B = c_i + i\boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{c}, \quad (9)$$

并且:

$$c_i = a_i b_i + \mathbf{a} \cdot \mathbf{b}, \quad \mathbf{c} = a_i \mathbf{b} - b_i \mathbf{a} + \mathbf{a} \times \mathbf{b}. \quad (10)$$

相互作用势可以从系统总能量减去导数项作用于同一个孤子 $U_0(\mathbf{r} + \mathbf{R}/2)$ 或 $U_0(\mathbf{r} - \mathbf{R}/2)$ 项获得, 此项就是静止孤子的质量项。即相互作用势为:

$$V(\tilde{\mathbf{R}}, C) = - \int \mathcal{L} d^3\tilde{\mathbf{r}} - 2M_s, \quad (11)$$

其中采用了 $\tilde{\mathbf{r}} = cF_x \mathbf{r}$, $\tilde{\mathbf{R}} = cF_x \mathbf{R}$ 标度变换。按照 Vinh Mau^[14]的处理:

$$V(\tilde{\mathbf{R}}, C) = V_2(\tilde{\mathbf{R}}, C) + V_4(\tilde{\mathbf{R}}, C), \quad (12)$$

其中,

$$V_2(\tilde{\mathbf{R}}, C) = \frac{F_x}{8e} \int d^3\tilde{\mathbf{r}} \rho_2(\tilde{\mathbf{R}}, \tilde{\mathbf{r}}, C), \quad (13)$$

$$\begin{aligned} \rho_2 = & \text{Tr}[-X_i C Y_i C^+ + C^+ X_i C (Y_i Y_i Y_i + Y_i Y_i Y_i - 2Y_i Y_i Y_i) \\ & + C Y_i C^+ (X_i X_i X_i + X_i X_i X_i - 2X_i X_i X_i) \\ & + C Y_i Y_i C^+ X_i X_i + C Y_i Y_i C^+ X_i X_i - 2C Y_i Y_i C^+ X_i X_i], \end{aligned} \quad (14)$$

$$V_4(\tilde{\mathbf{R}}, C) = \frac{F_x}{8e} \int d^3\tilde{\mathbf{r}} \rho_4(\tilde{\mathbf{R}}, \tilde{\mathbf{r}}, c), \quad (15)$$

$$\begin{aligned} \rho_4 = & \frac{1}{2} \text{Tr}[X_i C Y_i C^+ (X_i C Y_i C^+ - X_i C Y_i C^+) \\ & + C Y_i C^+ X_i (C Y_i C^+ X_i - C Y_i C^+ X_i)], \end{aligned} \quad (16)$$

这里

$$\begin{aligned} X_i &= U_0^+(\tilde{\mathbf{r}} + \tilde{\mathbf{R}}/2) \partial_i U_0(\tilde{\mathbf{r}} + \tilde{\mathbf{R}}/2), \\ Y_i &= \partial_i U_0(\tilde{\mathbf{r}} - \tilde{\mathbf{R}}/2) U_0^+(\tilde{\mathbf{r}} - \tilde{\mathbf{R}}/2). \end{aligned} \quad (17)$$

从(14)与(16)可以证明. $V(\tilde{\mathbf{R}}, c)$ 具有下列普遍形式

$$V_2(\tilde{\mathbf{R}}, C) = \alpha_1(c_i^2 + c^2) + \alpha_2 c_i^2 + \alpha_3 \frac{(\mathbf{c} \cdot \tilde{\mathbf{R}})^2}{\tilde{R}^2} \quad (18)$$

和

$$\begin{aligned} V_4(\tilde{\mathbf{R}}, C) = & (c^2 + c_i^2) \left[\beta_1(c^2 + c_i^2) + \beta_2 c_i^2 + \beta_3 \frac{(\mathbf{c} \cdot \tilde{\mathbf{R}})^2}{\tilde{R}^2} \right] \\ & + \beta_4 c_i^2 + \beta_5 c_i^2 \frac{(\mathbf{c} \cdot \tilde{\mathbf{R}})^2}{\tilde{R}^2} + \beta_6 \frac{(\mathbf{c} \cdot \tilde{\mathbf{R}})^4}{\tilde{R}^4}, \end{aligned} \quad (19)$$

其中

$$c^2 + c_i^2 = 1. \quad (20)$$

最后:

$$\begin{aligned} V(\tilde{\mathbf{R}}, C) = & (\alpha_1 + \beta_1) + (\alpha_2 + \beta_2) c_i^2 + (\alpha_3 + \beta_3) \frac{(\mathbf{c} \cdot \tilde{\mathbf{R}})^2}{\tilde{R}^2} \\ & + \beta_4 c_i^2 + \beta_5 c_i^2 \frac{(\mathbf{c} \cdot \tilde{\mathbf{R}})^2}{\tilde{R}^2} + \beta_6 \frac{(\mathbf{c} \cdot \tilde{\mathbf{R}})^4}{\tilde{R}^4}. \end{aligned} \quad (21)$$

只考虑 $V(\tilde{\mathbf{R}}, C)$ 对静态核子-核子势贡献得:

$$\begin{aligned} V(\tilde{\mathbf{R}}) = & V c^+(|\tilde{\mathbf{R}}|) + \boldsymbol{\tau}_1 \cdot \boldsymbol{\tau}_2 V c^-(|\tilde{\mathbf{R}}|) + \boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \boldsymbol{\sigma}_2 [V_{II}^+(|\tilde{\mathbf{R}}|) \\ & + \boldsymbol{\tau}_1 \cdot \boldsymbol{\tau}_2 V_{II}^-(|\tilde{\mathbf{R}}|)] + \left(\frac{3\boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \tilde{\mathbf{R}} \boldsymbol{\sigma}_2 \cdot \tilde{\mathbf{R}}}{\tilde{R}^2} - \boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \boldsymbol{\sigma}_2 \right) [V_{II}^+(|\tilde{\mathbf{R}}|) \end{aligned}$$

$$+ \boldsymbol{\tau}_1 \cdot \boldsymbol{\tau}_2 V_T(|\tilde{R}|)]. \quad (22)$$

对(22)式在重子数为 2 的波函数下求期望值得到 6 个独立方程, 最后得到:

$$V_{c^-} = V_{\bar{c}}^+ = V_T^+ = 0, \quad (23)$$

$$V_{c^+} = \alpha_1 + \beta_1 + \frac{1}{4}(\alpha_2 + \beta_2 + \alpha_3 + \beta_3) + \frac{1}{8}(\beta_4 + \beta_6) + \frac{1}{24}\beta_5,$$

$$V_{\bar{c}}^- = \frac{1}{36}(\alpha_2 + \beta_2) - \frac{1}{108}(\alpha_3 + \beta_3) + \frac{1}{48}\beta_4 + \frac{1}{432}\beta_5 - \frac{1}{144}\beta_6,$$

$$V_T^- = \frac{1}{54}(\alpha_3 + \beta_3) + \frac{1}{432}\beta_5 + \frac{1}{72}\beta_6$$

及等式:

$$8\beta_3 + \beta_5 + 6\beta_6 = 0, \quad (24)$$

$$8\beta_2 + \beta_5 + 6\beta_4 = 0.$$

所以从(23), (24)可以看到 $V(\tilde{R}, C)$ 中 C 的 4 次方项只对中心势 V_{c^+} 有贡献, 并且可证拉氏量(2)只对 $V_{\bar{c}}^-$ 和 V_T^- 有贡献. 这些结论我们下面会用到.

三、么正条件要求

当两重子重叠时, $U = C_1/DU_1U_2 + C_2/DU_B$, 由于 U 必须满足么正条件, 从而保证系统重子数为 2. 即:

$$UU^+ = U^+U = I \text{ (单位矩阵)}. \quad (25)$$

同时, 我们假设 U_1 , U_2 和 $U_{B=2}$ 的解为 Hedgehog 解, 分别满足重子数为 1 和 2 的条件.

$$U_1 = U_+ = \exp(i\boldsymbol{\tau} \cdot \hat{r}_+ \theta_+(r_+)),$$

$$U_2 = U_- = \exp(i\boldsymbol{\tau} \cdot \hat{r}_- \theta_-(r_-)), \quad (26)$$

$$U_{B=2} = U_B = \exp(i\boldsymbol{\tau} \cdot \hat{r} \theta(r)).$$

由(25)及上述条件, 我们得到 C_1, C_2, D 所满足的条件为:

$$D = \sqrt{C_1^2 + C_2^2 + 2C_1C_2\epsilon}. \quad (27)$$

$$\epsilon = Cc_+c_- - s_+s_-cf_- \cdot \hat{r}_+ + c_+s_-sf_+ \cdot \hat{r}_- + s_+c_-sf_+ \cdot \hat{r}_-. \quad (28)$$

其中:

$$c = \cos\theta, \quad c_+ = \cos\theta_+, \quad c_- = \cos\theta_-, \quad (29)$$

$$s = \sin\theta, \quad s_+ = \sin\theta_+, \quad s_- = \sin\theta_-.$$

C_1, C_2 是 R 的函数与 r 无关. C_1 和 C_2 的值可以通过使系统能量为最小而得到.

量子化采用第二部分的方法及说明, 最后得到:

$$U = C_1/DU_+CU_-C^+ + C_2/DU_B, \quad (30)$$

此时 C_1, C_2 和 D 满足的条件为

$$D = \sqrt{C_1^2 + C_2^2 + 2C_1C_2\epsilon},$$

此时:

$$\epsilon = c_+c_-c + c_-s_+sf_+ \cdot \hat{r}_- - s_+s_-cf_+ \cdot \hat{r}_- R_{aj} + c_+s_-sf_+ \cdot \hat{r}_- R_{aj}, \quad (31)$$

$$R_{ij} = \frac{1}{2} T_r[\tau_i c \tau_j c^+].$$

当 $C = I$ (单位矩阵时), (31)式中 ϵ 恢复到(28)式的 ϵ . 在后面的计算中, 由于量子化后 ϵ 很难处理, 我们初步仍采用非量子化的 ϵ .

四、集团效应对核力的影响

在下面的处理中, 我们只考虑集团效应形成对 \mathcal{L}_2 项影响, 即 \mathcal{L}_4 中 U 仍然采用原来的乘积假设. 由于 \mathcal{L}_4 项太复杂, 更重要的是, 由[15]知, 在拉氏量中高阶导数项对应于很重的矢量介子, 这些矢量介子对 NN 相互作用的短程部分有贡献, 对中程部分的贡献可以忽略. 这样,

$$\begin{aligned} V(\tilde{R}, C) = & -\frac{f_\pi^2}{4} \int \left[\frac{C_1^2}{D^2} \text{Tr}(\partial_\mu U_{12} \partial^\mu U_{12}^\dagger) + \frac{C_2^2}{D^2} \text{Tr}(\partial_\mu U_B \partial^\mu U_B^\dagger) \right. \\ & \left. + \frac{C_1 C_2}{D^2} (\partial_\mu U_{12} \partial^\mu U_B^\dagger + \partial_\mu U_B \partial^\mu U_{12}^\dagger) - \frac{C_1^2 C_2^2}{D^4} \text{Tr}(\partial_\mu \epsilon \partial^\mu \epsilon) \right] d^3 r \\ & - \int \mathcal{L}_4 d^3 r - 2M_i, \end{aligned} \quad (32)$$

其中 \mathcal{L}_4 为(3)式的 \mathcal{L}_4 且其中 $U = U_+ C U_- C^+$,

$$M_i = -\frac{f_\pi^2}{4} \int \text{Tr}(\partial_\mu U_0 \partial^\mu U_0^\dagger) - \frac{1}{32e^2} \int \text{Tr}[(\partial_\mu U_0) U_0^\dagger, (\partial_\nu U_0) U_0^\dagger] d^3 r. \quad (33)$$

这时,

$$V(\tilde{R}, C) = V_2(\tilde{R}, C) + V_4(\tilde{R}, C) + V_2'(\tilde{R}, C), \quad (34)$$

其中 $V_4(\tilde{R}, C)$ 仍为(15)式中 $V_4(\tilde{R}, C)$.

$V_2(\tilde{R}, C)$ 相应于(13)式稍有改变:

$$\begin{aligned} V_2(\tilde{R}, C) = & \frac{F_\pi}{8e} \int d^3 \tilde{r} \left[-\frac{C_1^2}{D^2} \text{Tr}(-x_i C Y_i C^+) \right. \\ & + \text{Tr}(C^+ X_i C (Y_i Y_i Y_i + Y_i Y_i Y_i - 2Y_i Y_i Y_i)) \\ & + C Y_i C^+ (X_i X_i X_i + X_i X_i X_i - 2X_i X_i X_i) \\ & \left. + C Y_i Y_i C + X_i X_i + C Y_i Y_i C^+ X_i X_i - 2C Y_i Y_i C^+ X_i X_i \right], \end{aligned} \quad (35)$$

而 $V_2'(R, C)$ 完全是由于引入集团效应后增加的一项.

$$V_2'(R, C) = - \int \mathcal{L}_2' d^3 r. \quad (36)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_2' = & \frac{f_\pi^2}{4} \left[\frac{C_1 C_2}{D^2} \text{Tr}(\partial_\mu U_{12} \partial^\mu U_B^\dagger + \partial_\mu U_B \partial^\mu U_{12}^\dagger) \right. \\ & + \frac{C_2^2}{D^2} \text{Tr}(\partial_\mu U_B \partial^\mu U_B^\dagger) - \frac{C_1^2 C_2^2}{D^4} \text{Tr}(\partial_\mu \epsilon \partial^\mu \epsilon) \\ & \left. + 2 \left(\frac{C_1^2}{D^2} - 1 \right) \text{Tr}(\partial_\mu U_0 \partial^\mu U_0) \right]. \end{aligned} \quad (37)$$

由 Vinh Mau^[4]可知, (35)中 $V_2(\tilde{R}, C)$ 第一项对中心势仍无贡献. 当取系统能量为最

小时,即取相互作用能量为最小,因中心势在相互作用能量中占绝大部分,而相应自旋-自旋耦合势及张量势占极小部分,所以不妨取 V_{c^+} 极小。这时总的中心势 V_{c^+} ,除了 Vinh Mau 的 V_{c^+} 还有(36)式对中心势贡献 ΔV_{c^+} 。其中,(37)式中第一项对中心势贡献 V_{c^+} ,采用第二部分处理方法:

$$\int \frac{C_1 C_2}{D^2} \text{Tr}(\partial_\mu U_{12} \partial^\mu U_B^\dagger + \partial_\mu U_B \partial^\mu U_{12}^\dagger) d^3 r - \int \frac{C_1 C_2}{D^2} \left[\alpha'_1(\mathbf{r})(c_1^2 + \mathbf{c}^2) + \alpha'_2(\mathbf{r})c_1^2 + \alpha'_3(\mathbf{r}) \frac{(\mathbf{c} \cdot \mathbf{R})^2}{R^2} \right] d^3 r. \quad (38)$$

这一项对中心势 ΔV_{c^+} 贡献为

$$\int \frac{C_1 C_2}{D^2} \left[\alpha'_1(\mathbf{r}) + \frac{1}{4} (\alpha'_2(\mathbf{r}) + \alpha'_3(\mathbf{r})) \right] d^3 r.$$

最后,我们得到了与 C_1, C_2 有关对中心势 V_{c^+} 有贡献的项 ΔV_{c^+} :

$$\begin{aligned} \Delta V_{c^+} = & -\frac{f_x^2}{4} \int \left\{ \left[\alpha'_1(\mathbf{r}) + \frac{1}{4} (\alpha'_2(\mathbf{r}) + \alpha'_3(\mathbf{r})) \right] \frac{C_1 C_2}{D^2} \right. \\ & + \frac{C_2^2}{D^2} \text{Tr}(\partial_\mu U_B \partial^\mu U_B^\dagger) - \frac{C_1^2 C_2^2}{D^4} \text{Tr}(\partial_\mu \epsilon \partial^\mu \epsilon) \\ & \left. + 2 \left(\frac{C_1^2}{D^2} - 1 \right) \text{Tr}(\partial_\mu U_0 \partial^\mu U_0) \right\} d^3 r. \end{aligned} \quad (39)$$

取 $x = C_2/C_1$, $D^2 = 1 + 2xe + x^2$. (D^2 以下定义与前面差一个 C_1^2)

$$\begin{aligned} \Delta V_{c^+} = & -\frac{F_x^2}{16e} \int \left[2 \left(\frac{1}{D^2} - 1 \right) G_1 + \frac{x^2}{D^2} G_4 \right. \\ & \left. + \frac{x}{D^2} G_2 + \frac{x^2}{D^2} G_3 \right] d^3 r, \end{aligned} \quad (41)$$

其中

$$\begin{aligned} G_1 &= -\text{Tr}(\partial_\mu U_0 \partial^\mu U_0^\dagger), \\ G_2 &= -\left[\alpha'_1(\mathbf{r}) + \frac{1}{4} (\alpha'_2(\mathbf{r}) + \alpha'_3(\mathbf{r})) \right], \\ G_3 &= \text{Tr}(\partial_\mu \epsilon \partial^\mu \epsilon), \\ G_4 &= -\text{Tr}(\partial_\mu U_B \partial^\mu U_B^\dagger). \end{aligned} \quad (42)$$

通过使 V_{c^+} 即 ΔV_{c^+} 取最小可得到 x , 即 $\partial \Delta V_{c^+} / \partial x = 0$, 且要求 $\partial^2 \Delta V_{c^+} / \partial x^2 > 0$, 即下面两个式子.

$$\begin{aligned} & \int [x^4(G_2 - 2eG_4) + x^3(2eG_2 + 2G_3 - 4e^2G_4 \\ & - 2G_4 + 4G_1) + x^2(12eG_1 - 6eG_4) + x(8e^2G_1 - \\ & 2eG_2 - 2G_3 - 2G_4 + 4G_1) + 4eG_1 - G_2] / D^6 d^3 r = 0 \end{aligned} \quad (43)$$

和

$$\begin{aligned} & - \int [x^5(4eG_4 - 2G_2) + x^4(-6G_3 + 6G_4 - 12G_1 - 4eG_2 \\ & + 8e^2G_4) + x^3(4G_2 - 48eG_1 + 16eG_4) + x^2(-64e^2G_1 \\ & + 4G_4 - 8G_1 + 16G_3 + 16eG_2) + x(6G_2 - 32e^2G_1 \end{aligned}$$

$$+ 8\epsilon^2 G_2 - 4\epsilon G_4 - 16\epsilon G_1 + 8\epsilon G_3) + (-16\epsilon^2 G_1 + 4\epsilon G_2 - 2G_4 - 2G_3 + 4G_1)]/D^3 d^3 r > 0. \quad (44)$$

五、数值结果及分析

由(43)求出 x 且满足(44)条件,代入(41)式即可得到修正项 ΔVc^+ . 计算结果显示在图1和图2中,图1采用了参数为 $F_\pi = 186\text{MeV}$, $e = 3.6^{[14]}$. 图2采用了 $F_\pi = 129\text{MeV}$, $e = 5.45^{[13]}$. 其中实线为 ΔVc^+ , 虚线为 Vc^+ (Vinh Man 的 $Vc^{+[14]}$). 点画线为它们的和,即此时系统总 Vc^+ . 垂直点画线为截断后的锐连接. R 大于 1.4fm 的光滑点画线为计算机拟合光滑连接的结果. 光滑连接更应符号实际情况. 图3, 给出了 x 对 R 的依赖关系(参数与文献[13]相同).

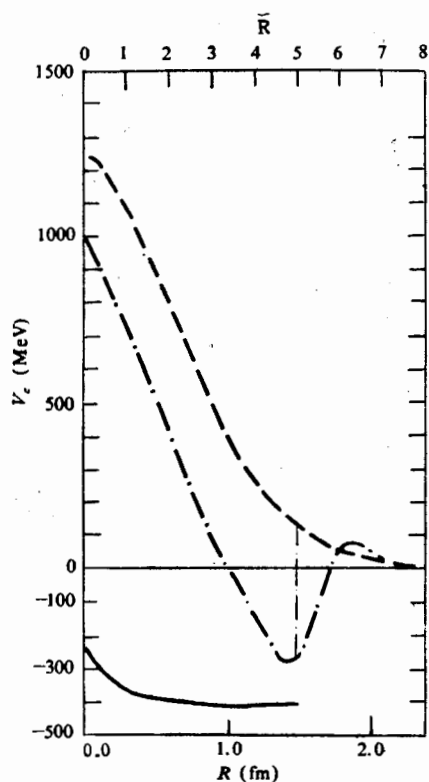


图1 参数 $F_\pi = 186\text{MeV}$, $e = 3.6$

垂直点画线为锐截断后连接的结果,光滑点画线为计算机拟合光滑连接的结果

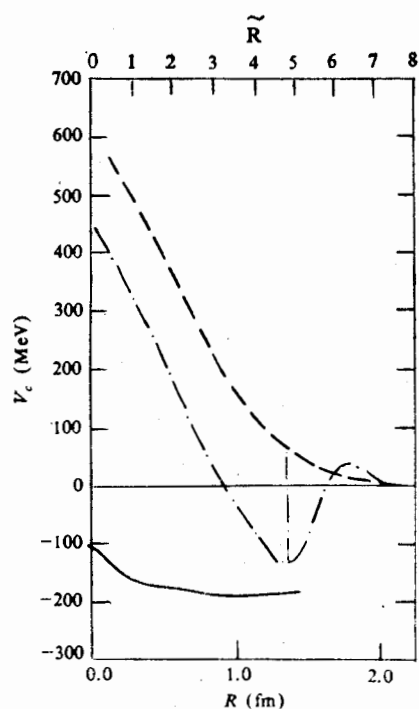


图2 参数 $F_\pi = 129\text{MeV}$, $e = 5.45$

图注说明如图1

由文献[16]知重子数分布在 $r \sim 0.7\text{fm}$ 时接近于零,当大于 0.7fm 时,即两重子间距大于 1.4fm 时,无重叠,所以在我们的计算中,认为当 r 大于 1.4fm 以后,集团效应不存在,这时模型回到乘积假设. 关于 0.7fm 的选取是不依赖于模型的,此处截断是从重子数分布决定的,也是物理上的要求.

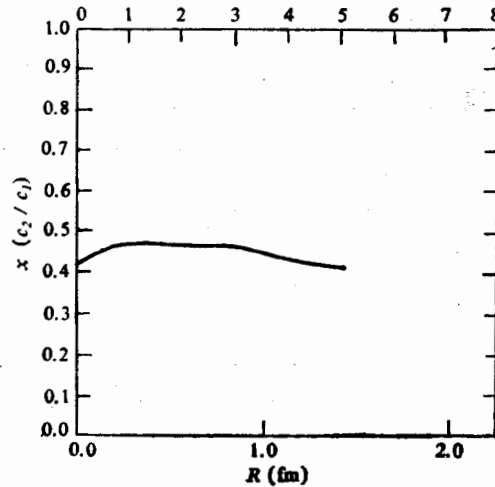


图 3 参数 $F_\pi = 129 \text{ MeV}$, $e = 5.45$

如果我们能进一步解释不依赖于同位旋的自旋轨道相互作用符号问题, 对于原始 Skyrme 模型本身可以描述核子-核子相互作用, 将会给出更多的支持, 同时也是对上述核力中程吸引机制的支持, 这是我们今后要做的工作。

从上面的结论看, 集团效应的引入, 确实出现中程吸引, 且足够强, 当然此处并没有考虑 \mathcal{L}_4 项的影响, 若把 \mathcal{L}_4 项也考虑进去, 预计可能更有说服力且更准确, 但这时的计算是太复杂了, 目前还不可能处理, 但这确是值得做的。

参 考 文 献

- [1] E. Witten, *Nucl. Phys.*, **B160**(1979), 57.
- [2] T. H. R. Skyrme, *Proc. Roy. Soc.*, **A260**(1961), 127; *Nucl. Phys.*, **31**(1962), 556.
- [3] A. Jackson, A. J. Jackson and V. Pasquier, *Nucl. Phys.*, **A432**(1985), 567.
- [4] D. O. Riska and E. M. Nymman, *Phys. Lett.*, **B183**(1987), 7.
- [5] D. O. Riska and K. Dannbom, *Phys. Scr.*, **37**(1988), 7.
T. Otofujii, et al, *Phys. Lett.*, **B205**(1988), 145.
- [6] H. Gomm, P. Jain, R. Johnson and J. Schethter, *Phys. Rev.*, **D33**(1986), 819, 3476.
- [7] H. Yabu, B. Schwesinger and G. Holzwarth, *Phys. Lett.*, **B224**(1989), 25.
- [8] D. O. Riska and B. Schwesinger, *Phys. Lett.*, **B220**(1989), 339.
- [9] E. Braaten and L. Carson, *Phys. Rev.*, **D38**(1988), 3525.
- [10] T. Otofujii, S. Saito, M. Yasuno, T. Kurihara and H. Kanada, *Phys. Rev.*, **C34**(1986), 1559.
A. De Pace, H. Muther and A. Faessler, *Nucl. Phys.*, **A457**(1986), 541.
- [11] Zhang Zongye, K. Brauer, A. Faessler and K. Shimizu, *Nucl. Phys.*, **A443**(1985), 557.
- [12] 沈彭年, 张宗焯和余友文, *高能物理与核物理*, **14**(1990), 900.
- [13] G. S. Adkins, C. R. Nappi and E. Witten, *Nucl. Phys.*, **B228**(1983), 552.
- [14] R. Vinh Mau, Skyrme Solitons and Low Energy Hadron Physics, Lectures in the XXIV International Universitätswochen für Kernphysik. (Schladming, Feb. 1985).
- [15] I. Zahed and G. E. Brown, *Phys. Reports*, **142**(1986), 1.
- [16] A. D. Jackson and M. Rho, *Phys. Rev. Lett.*, **51**(1983), 751.

Intermediate Range Attraction of NN Interaction from Clustering Effect in Skyrme Model

QI LIJIE HE GUOZHU

(Department of Physics, Nankai University, Tianjin 300071)

ABSTRACT

As two skyrmions overlap, a molecular-like binding may arise. This may be one of the main sources of missing intermediate range attraction in NN interaction. The attraction is found to be strong enough to form bound state of two nucleons. It seems then that one no longer needs to introduce phenomenologically scalar meson which has never been observed.