

今后

), 245;
sils, G.

A280

t., 72B
Brissaud

能量无关 N-N 介子交换势中的张量力

厉光烈 沈建平

陈学俊

(中国科学院高能物理研究所)

(清华大学)

郭子斯

(美国纽约州立大学石溪分校物理系)

摘 要

本文应用文献[1]中提出的方法导出了能量无关 N-N 介子交换势,并讨论了其中的张量力成份。

一、引 言

核子-核子 (N-N) 相互作用之所以一直是原子核物理中最基本的研究课题,是因为它可以作为微观解释原子核性质的出发点。通常,用 N-N 相互作用微观地解释原子核性质一般分为三步:

- (1) 确定自由的两核子势;
- (2) 计算无限核物质的结合能和饱和密度;
- (3) 计算有限核的结合能和密度分布等性质。

其中,核物质性质的计算,作为中间检验,是很重要的一环。自由的两核子势,无论是唯象的 Reid 软心势还是各种类型的单玻色交换势 (OBEP), 虽然都可以相当好地符合核子-核子散射相移和氘核结合能等两体实验数据,但是都不能很好地描述由实验数据导出的核物质饱和性质的经验值。核物质计算表明:核物质饱和性质对 N-N 相互作用势中张量力成份很敏感。由于在上述各种势中张量力成份不一样,用它们算出的核物质饱和性质也相差很大。因此,近年来获取 N-N 相互作用势中张量力的详细知识已经成为研究 N-N 相互作用的一个中心课题。

鉴于两体实验数据对确定 N-N 相互作用势中的张量力成份的正确数量来说过于粗糙^[2],因此只能从理论上对它进行研究。在文献[1]中我们提出了一种推导能量无关 N-N 介子交换势的折线图方法,并以中性标量核子通过交换中性标量介子的相互作用为例对用上述方法导出的只包括不可约图的能量有关 N-N 介子交换势 $V_{N-N}^R(E)$ 和既包括不可约图又包括介子折线图的能量无关 N-N 介子交换势 V_{N-N}^I 进行了定性讨论。结果发

calculated by
of the
values
of the
)15 fm
r than
H. F.
mediate

现,在核多体计算中应用我们得到的 V_{N-N}^I 将更为合理. 另外,作为无穷序列, V_{N-N}^I 将比 $V_{N-N}^D(E)$ 收敛得更快. 这也就是说,在取同级近似下, V_{N-N}^I 将比 $V_{N-N}^D(E)$ 更好地符合实验. Müther 等已经指出^[3]: 在 OBEP 之外进一步考虑双 π 交换势 (TPEP) 将会对核物质饱和和性质的计算产生较大的修正. 那么,用 V_{N-N}^I 来计算核物质的饱和性质将会如何呢? 这显然是一个有兴趣的问题. 而要弄清楚这个问题,首先必须对 V_{N-N}^I 中的张量力成份进行一些定性讨论.

在第二节中,我们将利用文献[1]中提出的方法导出真实核子通过交换各种介子相互作用的 $V_{N-N}^D(E)$ 和 V_{N-N}^I . 然后在第三节中对 $V_{N-N}^D(E)$ 和 V_{N-N}^I 中的张量力成份进行一些定性讨论.

二、计算公式

像在文献[1]中那样,我们只对 N-N 相互作用势的中、长程部分感兴趣,因此在 V_{N-N}^I 中除了 OBEP 外只需要考虑 TPEP 和一次 π 介子折线势 (MFDP). 于是,

$$\langle f | V_{N-N}^I | i \rangle = \langle f | [T_{\text{OBEP}} + T_{\text{TPEP}} - T_{\text{MFDP}}] | i \rangle \quad (1)$$

其中,

$$\langle f | T_{\text{OBEP}} | i \rangle = \int_{-\infty}^0 dt \quad \text{[Diagram: two vertical lines with a horizontal line connecting them] } \quad (1.1)$$

$$\langle f | T_{\text{TPEP}} | i \rangle = \int_{-\infty}^0 dt \quad \text{[Diagrams: a, b, c, d] } \quad (1.2)$$

$$+ \text{[Diagram: e]} + \dots + \text{[Diagram: f]} + \dots \quad (\text{左右对换})$$

$$\text{和 } \langle f | T_{\text{MFDP}} | i \rangle = \int_{-\infty}^0 dt \quad \text{[Diagrams: two vertical lines with a horizontal line connecting them] } + \dots \quad (\text{左右对换}) \quad (1.3)$$

这里 T_{OBEP} 就是文献[1]中的 $T^{(2)}$, 提供 OBEP. $T_{\text{TPEP}} = T^{(4)} - T^{(2 \times 2)}$ 提供 TPEP¹⁾, 其矩阵元应该包括所有四顶角的不可约图(见(1.2)). 但是,考虑到 Pair Suppression 效应^[4], 我们略去了中间态包含核子-反核子对的那些图(例如(1.2)中的图 e). 另外,为了简单起见,我们暂时不考虑中间态包含 Isobar 的那些图(例如(1.2)中的图 f). 这样,在我们的计算中 T_{TPEP} 矩阵元将只包括(1.2)中的拉长图 a、交叉图 b—d 以及它们的左右对换的图. $T_{\text{MFDP}} = T^{(2f)}$, 提供一次 π 介子折线势.

为了便于与 $V_{N-N}^D(E)$ 比较,可将(1)式改写为

$$\langle f | V_{N-N}^I | i \rangle = \langle f | [V_{N-N}^D(E_i) - \mathcal{T}_{\text{MFDP}}(E_i)] | i \rangle \quad (2)$$

其中,

$$\langle f | V_{N-N}^D(E) | i \rangle = \langle f | [\mathcal{T}_{\text{OBEP}}(E) + \mathcal{T}_{\text{TPEP}}(E)] | i \rangle \quad (3)$$

1) 文中凡未加说明的符号均参见文献[1].

-N 将
好地
将会
会的
张

相互
份进

此在

(1)

1.1)

1.2)

1.3)

其

起

的

的

(2)

(3)

$\mathcal{F}_{\text{OBEP}}(E)$ 、 $\mathcal{F}_{\text{TPEP}}(E)$ 和 $\mathcal{F}_{\text{MFDP}}(E)$ 分别是与 T_{OBEP} 、 T_{TPEP} 和 T_{MFDP} 相应的能量有关的 $\mathcal{F}(E)$ 矩阵。

考虑到在非相对论近似下介子-核子相互作用哈密顿量顶角矩阵元可以表示为

$$\langle \mathbf{p}' | H_i^{(\mu)} | \mathbf{p}; \mathbf{Q} \rangle = (2\pi)^3 \delta(\mathbf{p}' - \mathbf{p} - \mathbf{Q}) (2\omega_Q)^{-\frac{1}{2}} \Gamma_\mu(\mathbf{p}', \mathbf{p}) \quad (4)$$

其中 $\Gamma_\mu(\mathbf{p}', \mathbf{p})$ 为顶角函数, 例如 NN π 顶角函数

$$\Gamma_\pi(\mathbf{p}', \mathbf{p}) = i \sqrt{4\pi g_\pi} (\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{Q}) \boldsymbol{\tau},$$

我们可以利用文献[1]中的公式将 OBEP 和 TPEP 对 $\langle f | V_{N-N}^D(E) | i \rangle$ 和 $\langle f | V_{N-N}^I | i \rangle$ 的贡献, 以及 MFDP 对 $\langle f | V_{N-N}^I | i \rangle$ 的贡献分别表示如下:

(1) OBEP 对 $\langle f | V_{N-N}^D(E) | i \rangle$ 和 $\langle f | V_{N-N}^I | i \rangle$ 的贡献分别为¹⁾

$$\langle f | \mathcal{F}_{\text{OBEP}}(E) | i \rangle = \frac{\Gamma_\mu^{(1)}(\mathbf{p}', \mathbf{p}) \cdot \Gamma_\mu^{(2)*}(-\mathbf{p}, -\mathbf{p}')}{\omega_Q(E - E_{p'} - E_p - \omega_Q)} \quad (5)$$

和

$$\langle f | T_{\text{OBEP}} | i \rangle = \langle f | \mathcal{F}_{\text{OBEP}}(2E_p) | i \rangle \quad (6)$$

其中 $E_p = p^2/2M$, $E_{p'} = p'^2/2M$ 和 $\omega_Q = (Q^2 + \mu^2)^{1/2}$, 这里 $\mathbf{Q} = \mathbf{p}' - \mathbf{p}$ 是转移动量, \mathbf{p} 和 \mathbf{p}' 分别是在质心系中核子的初、末态动量, M 和 μ 分别是核子和介子的静止质量。顶角函数 $\Gamma_\mu^{(\lambda)}(\mathbf{p}', \mathbf{p})$ 的上标 λ 用来标记不同的核子。

若取静止近似, 或只要在能壳上的矩阵元, 即 $E = 2E_p = 2E_{p'}$, 则 OBEP 对 $\langle f | V_{N-N}^D(E) | i \rangle$ 和 $\langle f | V_{N-N}^I | i \rangle$ 有完全相同的贡献:

$$\langle f | T_{\text{OBEP}} | i \rangle = - \frac{\Gamma_\mu^{(1)}(\mathbf{p}', \mathbf{p}) \Gamma_\mu^{(2)*}(-\mathbf{p}, -\mathbf{p}')}{\omega_\pi^2} \quad (7)$$

这也就是通常核力介子交换理论给出的 OBEP, 其具体形式可以参见文献[4]。

(2) TPEP 对 $\langle f | V_{N-N}^D(E) | i \rangle$ 和 $\langle f | V_{N-N}^I | i \rangle$ 的贡献分别为

$$\begin{aligned} \langle f | \mathcal{F}_{\text{TPEP}}(E) | i \rangle = \frac{g_\pi^4}{8\pi M^4} \int d\mathbf{q} d\mathbf{q}' \delta(\mathbf{q} + \mathbf{q}' - \mathbf{Q}) [2\omega\omega'(E \\ - E_{p'} - E_{m_2} - \omega)]^{-1} \{ (E - E_{p'} \\ - E_p - \omega - \omega')^{-1} [(E - E_{m_2} - E_p - \omega')^{-1} O_A \\ + (E - E_{m_1} - E_p - \omega)^{-1} O_B] + (E - E_{m_1} - E_{m_2} - \omega \\ - \omega')^{-1} [(E - E_{m_1} - E_p - \omega)^{-1} + (E - E_{m_2} - E_p \\ - \omega')^{-1}] O_B \} \end{aligned} \quad (8)$$

和

$$\langle f | T_{\text{TPEP}} | i \rangle = \langle f | \mathcal{F}_{\text{TPEP}}(2E_p) | i \rangle \quad (9)$$

其中,

$$O_A = (\boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \mathbf{q})(\boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \mathbf{q}')(\boldsymbol{\sigma}_2 \cdot \mathbf{q})(\boldsymbol{\sigma}_2 \cdot \mathbf{q}')(3 - 2\boldsymbol{\tau}_1 \cdot \boldsymbol{\tau}_2) \quad (10)$$

$$O_B = (\boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \mathbf{q}')(\boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \mathbf{q})(\boldsymbol{\sigma}_2 \cdot \mathbf{q})(\boldsymbol{\sigma}_2 \cdot \mathbf{q}')(3 + 2\boldsymbol{\tau}_1 \cdot \boldsymbol{\tau}_2) \quad (11)$$

$E_{m_1} = (\mathbf{p} - \mathbf{q})^2/2M$, $E_{m_2} = (\mathbf{p}' + \mathbf{q})^2/2M$, $\omega = (q^2 + \mu_\pi^2)^{1/2}$ 和 $\omega' = (q'^2 + \mu_\pi^2)^{1/2}$, 这里 \mathbf{q} 和 \mathbf{q}' 分别是交换的二个 π 介子的动量, μ_π 是 π 介子的静止质量。

1) 注意: 在以下各式中略去了自旋-同位旋波函数, 因此给出的矩阵元实际上是在自旋-同位旋空间中的相互作用势算符。

(3) MFDP 对 $\langle f|V'_{N-N}|i\rangle$ 的贡献为

$$\langle f|T_{\text{MFDP}}|i\rangle = \frac{g_\pi^4}{8\pi M^4} \int d\mathbf{q}d\mathbf{q}'\delta(\mathbf{q} + \mathbf{q}' - \mathbf{Q})$$

$$[\omega\omega'(E_p - E_{m_2} - \omega')(E_{m_2} - E_{p'} - \omega)(2E_p - E_{p'} - E_{m_2} - \omega)]^{-1} O_A \quad (12)$$

为了便于将 $V_{N-N}^D(E)$ 和 V'_{N-N} 与通常核力介子交换理论给出的 OBEP 相比较,我们对 TPEP 和 MFDP 也取静止近似,于是

$$\begin{aligned} \langle f|T_{\text{TPEP}}|i\rangle = & -\frac{g_\pi^4}{8\pi M^4} \int d\mathbf{q}d\mathbf{q}'\delta(\mathbf{q} + \mathbf{q}' - \mathbf{Q}) \\ & \cdot [f_1(q, q')(O_A - O_B) + f_2(q, q')O_B] \end{aligned} \quad (13)$$

和

$$\langle f|T_{\text{MFDP}}|i\rangle = -\frac{g_\pi^4}{8\pi M^4} \int d\mathbf{q}d\mathbf{q}'\delta(\mathbf{q} + \mathbf{q}' - \mathbf{Q}) f_2(q, q') O_A \quad (14)$$

其中 $f_1(q, q') = 1/2\omega^2\omega'^2(\omega + \omega')$, $f_2(q, q') = 1/2\omega'^2\omega^3$. 算符 O_A 和 O_B 在经过一些代数运算以后可以改写为

$$\begin{aligned} O_A = & \{[\mathbf{q} \cdot (\mathbf{Q} - \mathbf{q})]^2 + 2i\mathbf{s} \cdot (\mathbf{q} \times \mathbf{Q})[\mathbf{q} \cdot (\mathbf{Q} - \mathbf{q})] - [\sigma_1 \\ & \cdot (\mathbf{q} \times \mathbf{Q})][\sigma_2 \cdot (\mathbf{q} \times \mathbf{Q})]\}(3 - 2\boldsymbol{\tau}_1 \cdot \boldsymbol{\tau}_2) \end{aligned} \quad (15)$$

和

$$O_B = \{[\mathbf{q} \cdot (\mathbf{Q} - \mathbf{q})]^2 + [\sigma_1 \cdot (\mathbf{q} \times \mathbf{Q})][\sigma_2 \cdot (\mathbf{q} \times \mathbf{Q})]\}(3 + 2\boldsymbol{\tau}_1 \cdot \boldsymbol{\tau}_2) \quad (16)$$

这里 $\mathbf{s} = \frac{1}{2}(\sigma_1 + \sigma_2)$, 因此包含 $2i\mathbf{s} \cdot (\mathbf{q} \times \mathbf{Q})$ 的项可以提供自旋轨道耦合力. 若令 $\mathbf{n} = \mathbf{q} \times \mathbf{Q}$, 则

$$[\sigma_1 \cdot (\mathbf{q} \times \mathbf{Q})][\sigma_2 \cdot (\mathbf{q} \times \mathbf{Q})] = \frac{1}{3} [|\mathbf{n}|^2(\sigma_1 \cdot \sigma_2) + s_{12}(\mathbf{n})] \quad (17)$$

式中 $s_{12}(\mathbf{n}) = 3(\sigma_1 \cdot \mathbf{n})(\sigma_2 \cdot \mathbf{n}) - |\mathbf{n}|^2(\sigma_1 \cdot \sigma_2)$ 是在 \mathbf{n} -空间中的张量力算符, 因此包含 $[\sigma_1 \cdot (\mathbf{q} \times \mathbf{Q})][\sigma_2 \cdot (\mathbf{q} \times \mathbf{Q})]$ 的项可以提供自旋相关力和张量力.

三、讨 论

现在我们对 $V_{N-N}^D(E)$ 和 V'_{N-N} 中的张量力成份进行一些定性讨论.

前面已经指出,在算符 O_A 和 O_B 中包含 $[\sigma_1 \cdot (\mathbf{q} \times \mathbf{Q})][\sigma_2 \cdot (\mathbf{q} \times \mathbf{Q})]$ 的项可以提供自旋相关力和张量力. 若将静止近似下 $V_{N-N}^D(E)$ 和 V'_{N-N} 中除 OBEP 以外的张量力成份分别用 V_T^D 和 V_T' 表示,那么

$$\begin{aligned} V_T^D = & -\frac{g_\pi^4}{8\pi M^4} \int d\mathbf{q}d\mathbf{q}'\delta(\mathbf{q} + \mathbf{q}' - \mathbf{Q}) \\ & \left\{ [-2f_1(q, q') + f_2(q, q')] + \frac{2}{3} f_2(q, q')(\boldsymbol{\tau}_1 \cdot \boldsymbol{\tau}_2) \right\} s_{12}(\mathbf{n}) \end{aligned} \quad (18)$$

和

$$V_T' = -\frac{g_\pi^4}{8\pi M^4} \int d\mathbf{q}d\mathbf{q}'\delta(\mathbf{q} + \mathbf{q}' - \mathbf{Q})$$

为
512(

式中

第一
张量
们来

和

其中

显见
力,对
积分
即用

算中
大约
图 1

2F,
但是

交换

与

同时,

势中

势中

$$2[f_2(q, q') - f_1(q, q')]s_{12}(\mathbf{n}) \quad (19)$$

为了进一步弄清楚 $s_{12}(\mathbf{n})$ 与通常出现在 OBEP 中的张量力算符 $s_{12}(\mathbf{Q})$ 的关系, 可以将 $s_{12}(\mathbf{n})$ 改写成:

$$s_{12}(\mathbf{n}) = -\frac{1}{3} |\mathbf{q}|^2 s_{12}(\mathbf{Q}) - \frac{1}{3} |\mathbf{Q}|^2 s_{12}(\mathbf{q}) - 3 \sqrt{\frac{7}{3}} \sum_M (-1)^M [\sigma_1 \sigma_2]_M^2 [[\mathbf{q}\mathbf{q}][\mathbf{Q}\mathbf{Q}]]^2_{-M} \quad (12)$$

较, 我

(13)

式中 $[\dots]_M^2$ 表示矢量耦合, 例如

$$[\mathbf{q}\mathbf{q}]_m^2 = \sum_{\mu} C_{1\mu 1m-\mu}^{2m} q_{\mu} q_{m-\mu} \quad (14)$$

(14)

一些代

第一项提供与通常出现在 OBEP 中的类似的张量力; 包含 $s_{12}(\mathbf{q})$ 的第二项实际上不提供张量力; 第三项所提供的是高阶张量力。下面, 为了便于与 OBEP 中的张量力相比较, 我们将暂不考虑后二项。于是

$$V_T^D \rightarrow \bar{V}_T^D = \left\{ [F_2(Q) - 2F_1(Q)] + \frac{2}{3} F_2(Q) (\boldsymbol{\tau}_1 \cdot \boldsymbol{\tau}_2) \right\} s_{12}(\mathbf{Q}) \quad (20)$$

(15)

和

$$V_T^I \rightarrow \bar{V}_T^I = 2[F_2(Q) - F_1(Q)]s_{12}(\mathbf{Q}) \quad (21)$$

(16)

其中

$$F_i(Q) = \frac{g_i^4}{8\pi M^4} \int d\mathbf{q} d\mathbf{q}' \delta(\mathbf{q} + \mathbf{q}' - \mathbf{Q}) \frac{q^2}{3} f_i(\mathbf{q} \cdot \mathbf{q}') \quad (22)$$

若令

(17)

因此包

显见, 除了 OBEP 以外在 $V_{N-N}^D(E)$ 中(亦即在 TPEP 中)不仅包含与同位旋无关的张量力, 而且包含与同位旋有关的张量力; 而在 V_{N-N}^I 中只包含与同位旋无关的张量力。为了对 \bar{V}_T^D 和 \bar{V}_T^I 有一些量的概念, 我们对 $F_i(Q)$ 作了一些数值计算。从(22)式可以看到, 积分 $F_i(Q)$ 一般是发散的。为了消除发散, 通常的办法是引入形状因子, 在静止近似下,

即用 $g_i^4 F_i^2(q^2) F_i^2(q^2)$ 代替 g_i^4 , 其中 $F_i^2(q^2) = \frac{\Lambda_i^2 - \mu_i^2}{\Lambda_i^2 + q^2}$, Λ_i 是切断质量。在我们的计算中, Λ_i 分别取为 1530、1265 和 1000 MeV/C, g_i^2 取为 14.4^[2]。计算结果表明, $F_2(Q)$

大约是 $F_1(Q)$ 的四倍, 这样, 就与同位旋无关的张量力来说, \bar{V}_T^I 差不多是 \bar{V}_T^D 的三倍。

图 1 给出了在不同 Λ_i 下算出的 $V_T^I(Q) = 2[F_2(Q) - F_1(Q)]$ 和 $V_T^D(Q) = F_2(Q) - 2F_1(Q)$ 。可以看到, 虽然 $V_T^I(Q)$ 和 $V_T^D(Q)$ 的大小和力程随 Λ_i 取值不同而有所不同, 但是 $V_T^I(Q)$ 差不多是 $V_T^D(Q)$ 的三倍这一结论不变。图中还给出了交换 η 介子的单 η

可以提

张量力

交换势中张量力项的相应函数 $V_T^D(Q) = -\frac{4\pi g_\eta^2}{12 M^2(Q^2 + \mu_\eta^2)}$, 其中 $\mu_\eta = 550$ MeV/C,

g_η^2 取为 7.6^[6]。从图中可以看到, $V_T^D(Q)$ 与 $V_T^I(Q)$ 和 $V_T^D(Q)$ 有相反的符号和差不多相同的力程。 $V_T^I(Q)$ 和 $V_T^D(Q)$ 将部分甚至完全抵消 $V_T^D(Q)$, 例如, 当 $\Lambda_i = 1000$ MeV/C

(18)

时, $V_T^I(Q)$ 几乎完全抵消 $V_T^D(Q)$ 。另外, \bar{V}_T^D 中的与同位旋有关的张量力 and 单 π 交换势中的类似项也有相反的符号, 像交换 ρ 介子的单 ρ 交换势中的张量力抵消了单 π 交换势中张量力的短程部分一样, \bar{V}_T^D 中的与同位旋有关的张量力也将部分地抵消单 π 交换

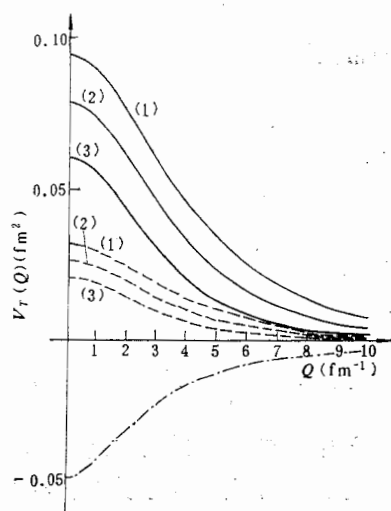


图1 $V_T^I(Q)$ 、 $V_T^D(Q)$ 和 $V_T^F(Q)$ 的比较

— $V_T^I(Q)$; ---- $V_T^D(Q)$; -.- $V_T^F(Q)$.

(1) $A_* = 1530 \text{ MeV}/c$ (2) $A_* = 1265 \text{ MeV}/c$ (3) $A_* = 1000 \text{ MeV}/c$

势中张量力的中程部分。因此，与 OBEP 相比， $V_{N-N}^D(E)$ 和 V_{N-N}^I 中的中程张量力将大大减弱。这是一个相当重要的结果。因为到目前为止用 OBEP 算出的与核物质饱和密度经验值相对应的核物质结合能都偏小，而核物质结合能对张量力的变化很敏感，它随张量力的减弱而增大^[2]。因此，用 $V_{N-N}^D(E)$ 或 V_{N-N}^I 代替 OBEP 计算核物质结合能有可能得到更好的结果。

顺便指出，对 $V_{N-N}^D(E)$ 和 V_{N-N}^I 中的自旋相关力作类似的讨论可以发现，用 $V_{N-N}^D(E)$ 或 V_{N-N}^I 代替 OBEP 可使同位旋无关自旋相关力加强。这相当于加大单 η 交换势对这项的贡献，亦即加大 $NN\eta$ 耦合常数 g_η 。大家知道，用不同方法导出的 g_η^2 相差甚大。例如，用 SU_3 对称性定出的 g_η^2 一般都小于 2^[7]，而符合两体实验数据定出的 g_η^2 可高达 7.8^[6]。这矛盾一直没有很好解决。现在，用 $V_{N-N}^D(E)$ 或 V_{N-N}^I 代替 OBEP 有可能解决这个矛盾，即用小的 g_η^2 值也能符合两体实验数据。

这些初步结果促使我们进一步用 V_{N-N}^I 去符合 N-N 散射相移和氦核结合能等两体实验数据，并计算核物质的饱和性质。

作者感谢张宗焯同志有益的讨论

参 考 文 献

- [1] Li Guang-lie and T. T. S. Kuo, *Bull. Am. Phys. Soc.*, **26**(1981), 607; Li Guang-lie, K. K. Ng and T. T. S. Kuo, *Phys. Rev.*, **C25** (1982), 2877; *Chinese Physics*, **3**(1983), 637; **4** (1984), 341; 厉光烈等, 高能物理与核物理, **7** (1983), 67; 848.
- [2] K. Holinde, *Phys. Rep.*, **68** (1981), 121.
- [3] H. Mütter, et al., *Phys. Rev.*, **C22** (1980), 1744.
- [4] C. W. Wong and K. F. Liu, in "Topics in Nuclear Physics I", Proceeding, Beijing, China, 1980.

(Springer-Verlag), P1.

- [5] M. I. Haftel and F. Tabakin, *Nucl. Phys.*, **A158** (1970), 1.
[6] M. M. Nagels, et al., *Nucl. Phys.*, **B147**(1979), 189.
[7] K. Erkelenz, *Phys. Rep.*, **13C** (1974), 191.

TENSOR FORCE IN ENERGY-INDEPENDENT NUCLEON- NUCLEON POTENTIAL FROM MESON EXCHANGES

LI GUANG-LIE SHEN JIAN-PING CHEN XUE-JUN
(*Institute of High Energy Physics, Academia Sinica*) (*Qinghua University*)

T. T. S. KUO
(*Department of Physics, SUNT at Stony Brook, Stony Brook, N. Y. 11794*)

ABSTRACT

An energy-independent nucleon-nucleon potential from meson exchanges is derived and the tensor force in this potential is investigated.

大
密
张
能

用
换
基
可
能

子
体

and
厉光

1980,