

# 张量相互作用对核子和反核子束缚态的效应\*

茅广军<sup>1)</sup>

(中国科学院高能物理研究所 北京 100039)

(中国科学院理论物理研究所 北京 100080)

(中国高等科学技术中心世界实验室 北京 100080)

**摘要** 由于量子真空对密度的贡献,在有限核的相对论 Hartree 模型中核子有效质量为  $0.8M_N$  左右,导致自旋轨道力仅是实验值的三分之一. 本文通过引入矢量介子的张量耦合项,使自旋轨道力增加了一倍,同时保持有效质量不变. 相应的核子能谱与实验值的符合得到明显改进,而预言的真空反核子位阱深度增大了 20—30MeV.

**关键词** 张量耦合 相对论 Hartree 模型 真空反核子能谱

## 1 引言

相对论平均场理论(RMF)<sup>[1-4]</sup>和相对论 Hartree 理论(RHA)<sup>[5-7]</sup>在研究有限核的基态性质方面取得了极大的成功. 作为描述相对论量子多体系统的有效理论,核子的行为由 Dirac 方程来决定,介质效应通过很强的标量场(S)和矢量场(V)引入. 在以前的工作中人们一般只讨论核子所满足的壳模型束缚态. 由于 Dirac 方程同时描述核子和反核子,相应地在真空中会有反核子束缚态,而且在量子真空中反核子总是和核子成对出现的. 能够观察到真空反核子束缚态是相对论量子场论在多体问题中的一个验证,并构成 RMF 模型和 RHA 模型的基础. 由于核子束缚态取决于标量场和矢量场的差而反核子束缚态依赖于二者之和,在同一个模型中自治地研究核子和反核子能谱可以确定单个的标量势和矢量势,同时也为在相对论重离子反应中探讨反核和反物质产生的问题<sup>[8,9]</sup>提供了必要的信息.

在文献[10]中发展了一个能够自治地描述核子和反核子束缚态的相对论 Hartree 模型. 由于量子真空对密度的贡献,核子有效质量在  $0.8M_N$  左右,明显大于采用无海近似的相对论平均场理论所给出的

值(大约  $0.6M_N$ ),结果使自旋轨道力仅为 RMF 模型计算值和实验值的三分之一. 为了能够更好地重现核子能谱的实验结果以便对真空反核子能谱给出可靠的预言,需要进一步发展模型. 本文的目的是引入  $\omega$  介子和  $\rho$  介子的张量耦合项,以研究其对核子和反核子束缚态的效应.

## 2 模型简介

在量子强子动力学(QHD)中核子之间的相互作用通过交换介子来实现,有效拉氏密度可写为<sup>[1]</sup>

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & \bar{\psi} [i\gamma_\mu \partial^\mu - M_N] \psi + \frac{1}{2} \partial_\mu \sigma \partial^\mu \sigma - U(\sigma) - \frac{1}{4} \omega_\mu \omega^\mu \\ & - \frac{1}{2} m_\omega^2 \omega_\mu \omega^\mu - \frac{1}{4} R_\mu \cdot R^\mu + \frac{1}{2} m_\rho^2 R_\mu \cdot R^\mu - \\ & \frac{1}{4} A_\mu A^\mu + g_s \bar{\psi} \psi \sigma - g_\omega \bar{\psi} \gamma_\mu \psi \omega^\mu - \frac{f_\omega}{4M_N} \bar{\psi} \sigma^\mu \psi \omega_\mu - \\ & \frac{1}{2} g_\rho \bar{\psi} \gamma_\mu \tau \cdot \psi R^\mu - \frac{f_\rho}{8M_N} \psi \sigma^\mu \tau \cdot \psi R_\mu \\ & - \frac{1}{2} e \bar{\psi} (1 + \tau_0) \gamma_\mu \psi A^\mu, \end{aligned}$$

其中  $U(\sigma)$  是介子场的自相互作用<sup>[11]</sup>

$$U(\sigma) = \frac{1}{2} m_\sigma^2 \sigma^2 + \frac{1}{3!} b \sigma^3 + \frac{1}{4!} c \sigma^4$$

2002 - 11 - 28 收稿

\* 国家自然科学基金(10275072)和中国科学院留学经费择优支持回国工作基金资助

1) E-mail: maogj@mail.ihep.ac.cn

公式中各个符号的含义与通常文献中的相同. 在有限核中 Dirac 方程可表示为

$$i \frac{\partial}{\partial t} \psi(\mathbf{x}, t) = \left[ -i \boldsymbol{\alpha} \cdot \nabla + \beta (M_N - g_\sigma \sigma(\mathbf{x})) + g_\omega \omega_0(\mathbf{x}) - \frac{f_\omega}{2M_N} i \boldsymbol{\gamma} \cdot (\nabla \omega_0(\mathbf{x})) + \frac{1}{2} g_\rho \tau_0 R_{0,0}(\mathbf{x}) - \frac{f_\rho}{4M_N} i \tau_0 \boldsymbol{\gamma} \times (\nabla R_{0,0}(\mathbf{x})) + \frac{1}{2} e(1 + \tau_0) A_0(\mathbf{x}) \right] \times \psi(\mathbf{x}, t). \quad (3)$$

上式中的场算符按核子和反核子作展开

$$\psi(\mathbf{x}, t) = \sum_{\alpha} [ b_{\alpha} \psi_{\alpha}(\mathbf{x}) e^{-iE_{\alpha} t} + d_{\alpha}^{\dagger} \psi_{\alpha}^{\dagger}(\mathbf{x}) e^{iE_{\alpha} t} ]. \quad (4)$$

$\alpha$  表示所有的单粒子量子数.  $\psi_{\alpha}(\mathbf{x})$  和  $\psi_{\alpha}^{\dagger}(\mathbf{x})$  是核子和反核子的波函数,  $E_{\alpha}$  和  $E_{\alpha}$  是它们各自的正能量.  $b_{\alpha}$  和  $d_{\alpha}^{\dagger}$  分别是核子湮没算符和反核子产生算符, 满足反对易关系. 考虑球对称系统, 核子波函数可展开为<sup>[12]</sup>:

$$\psi_{\alpha}(\mathbf{x}) = \begin{pmatrix} i \frac{G_{\alpha}(r)}{r} \Omega_{jlm} \left( \frac{\mathbf{r}}{r} \right) \\ \frac{F_{\alpha}(r)}{r} \boldsymbol{\sigma} \cdot \frac{\mathbf{r}}{r} \Omega_{jlm} \left( \frac{\mathbf{r}}{r} \right) \end{pmatrix},$$

而反核子波函数展开为<sup>[10]</sup>:

$$\psi_{\alpha}^{\dagger}(\mathbf{x}) = \begin{pmatrix} \frac{F_{\alpha}(r)}{r} \boldsymbol{\sigma} \cdot \frac{\mathbf{r}}{r} \Omega_{jlm} \left( \frac{\mathbf{r}}{r} \right) \\ i \frac{G_{\alpha}(r)}{r} \Omega_{jlm} \left( \frac{\mathbf{r}}{r} \right) \end{pmatrix}$$

其中  $\Omega_{jlm}$  是通常的球旋量. 将(4)式代入(3)式并应用(5)式和(6)式, 可以得到核子和反核子波函数各个分量所满足的耦合方程组. 在数值计算中, 核子的径向波函数所满足的方程是

$$E_{\alpha} G_{\alpha}(r) = \left[ -\frac{d}{dr} + W(r) \right] M_{\text{eff}}^{-1} \left[ \frac{d}{dr} + W(r) \right] \times G_{\alpha}(r) + U_{\text{eff}} G_{\alpha}(r), \quad (8)$$

$$E_{\alpha}(r) M_{\text{eff}}^{-1} \left[ \frac{d}{dr} + W(r) \right] G_{\alpha}(r),$$

式中的等效质量和等效势定义为

$$M_{\text{eff}} = E_{\alpha} + M_N - g_{\sigma} \sigma(r) - g_{\omega} \omega_0(r) - \frac{1}{2} g_{\rho} \tau_{0\alpha} R_{0,0}(r) - \frac{1}{2} e(1 + \tau_{0\alpha}) A_0(r), \quad (9)$$

$$U_{\text{eff}} = M_N - g_{\sigma} \sigma(r) + g_{\omega} \omega_0(r) + \frac{1}{2} g_{\rho} \tau_{0\alpha} R_{0,0}(r) + \frac{1}{2} e(1 + \tau_{0\alpha}) A_0(r), \quad (10)$$

$$W(r) = \frac{\kappa_{\alpha}}{r} - \frac{f_{\omega}}{2M_N} (\partial_r \omega_0(r)) -$$

$$\frac{f_{\rho}}{4M_N} \tau_{0\alpha} (\partial_r R_{0,0}(r)). \quad (11)$$

反核子的径向波函数满足下列方程:

$$\bar{E}_{\alpha} \bar{G}_{\alpha}(r) = \left[ -\frac{d}{dr} + \bar{W}(r) \right] \bar{M}_{\text{eff}}^{-1} \left[ \frac{d}{dr} + \bar{W}(r) \right] \times \bar{G}_{\alpha}(r) + \bar{U}_{\text{eff}} \bar{G}_{\alpha}(r), \quad (12)$$

$$\bar{F}_{\alpha}(r) = -\bar{M}_{\text{eff}}^{-1} \left[ \frac{d}{dr} + \bar{W}(r) \right] G_{\alpha}(r). \quad (13)$$

同样, 等效质量和等效势定义为

$$\bar{M}_{\text{eff}} = \bar{E}_{\alpha} + M_N - g_{\sigma} \sigma(r) + g_{\omega} \omega_0(r) - \frac{1}{2} g_{\rho} \tau_{0\alpha} R_{0,0}(r) + \frac{1}{2} e(1 + \tau_{0\alpha}) A_0(r), \quad (14)$$

$$\bar{U}_{\text{eff}} = M_N - g_{\sigma} \sigma(r) - g_{\omega} \omega_0(r) + \frac{1}{2} g_{\rho} \tau_{0\alpha} R_{0,0}(r) - \frac{1}{2} e(1 + \tau_{0\alpha}) A_0(r), \quad (15)$$

$$\bar{W}(r) = \frac{\kappa_{\alpha}}{r} + \frac{f_{\omega}}{2M_N} (\partial_r \omega_0(r)) - \frac{f_{\rho}}{4M_N} \tau_{0\alpha} (\partial_r R_{0,0}(r)). \quad (16)$$

由上式可见反核子和核子的方程形式一致, 区别在于等效质量和等效势的定义, 即矢量场改变了符号, 自动给出  $G$  宇称. 由(11)式和(16)式可知矢量介子的张量耦合项只作用于自旋轨道力, 其中  $\kappa_{\alpha}$  定义为

$$\kappa_{\alpha} = \begin{cases} -(l+1) & \text{for } j = l + \frac{1}{2} \\ l & \text{for } j = l - \frac{1}{2} \end{cases}. \quad (17)$$

从 Dirac 场算符所满足的等时对易关系可以导出波函数的正交归一条件

$$\int_0^{\infty} dr [ G_{\alpha}(r) G_{\beta}(r) + F_{\alpha}(r) F_{\beta}(r) ] = \delta_{\alpha\beta}, \quad (18)$$

$$\int_0^{\infty} dr [ \bar{G}_{\alpha}(r) \bar{G}_{\beta}(r) + \bar{F}_{\alpha}(r) \bar{F}_{\beta}(r) ] = \delta_{\alpha\beta}. \quad (19)$$

核子和反核子的单粒子能谱由下式计算

$$E_{\alpha} = \int_0^{\infty} dr \left\{ G_{\alpha}(r) \left[ -\frac{d}{dr} + W(r) \right] F_{\alpha}(r) + F_{\alpha}(r) \left[ \frac{d}{dr} + W(r) \right] G_{\alpha}(r) + G_{\alpha}(r) U_{\text{eff}} G_{\alpha}(r) - F_{\alpha}(r) [ M_{\text{eff}} - E_{\alpha} ] F_{\alpha}(r) \right\}, \quad (20)$$

$$\bar{E}_{\alpha} = \int_0^{\infty} dr \left\{ -\bar{F}_{\alpha}(r) \left[ \frac{d}{dr} + \bar{W}(r) \right] \bar{G}_{\alpha}(r) - G_{\alpha}(r) \left[ -\frac{d}{dr} + \bar{W}(r) \right] \bar{F}_{\alpha}(r) + \bar{G}_{\alpha}(r) \bar{U}_{\text{eff}} \bar{G}_{\alpha}(r) - \bar{F}_{\alpha}(r) [ \bar{M}_{\text{eff}} - \bar{E}_{\alpha} ] \bar{F}_{\alpha}(r) \right\}. \quad (21)$$

(9)–(11)式和(14)–(16)式中的介子场由 Laplace 方程决定

$$(\nabla^2 - m_s^2)\sigma(r) = -g_s\rho_s(r) + \frac{1}{2}b\sigma^2(r) + \frac{1}{3!}c\sigma^3(r), \quad (22)$$

$$(\nabla^2 - m_\omega^2)\omega_0(r) = -g_\omega\rho_0(r) - \frac{f_\omega}{2M_N}\rho_0^\top(r), \quad (23)$$

$$(\nabla^2 - m_\rho^2)R_{0,0}(r) = -\frac{1}{2}g_\rho\rho_{0,0}(r) - \frac{f_\rho}{4M_N}\rho_{0,0}^\top(r), \quad (24)$$

$$\nabla^2 A_0(r) = -e\rho_{p,r,0}(r). \quad (25)$$

介子场方程中的源项同时包含了价核子的贡献和量子真空效应. 价核子对密度的贡献可以通过计算波函数得到, 而 Dirac 海的效应则由导数展开技术求得<sup>[13,14]</sup>. 在路径积分和费曼图的框架内计算一阶介子圈图和一阶核子圈图<sup>[6,7,15,16]</sup>, 可以在密度中有效地加入真空效应. 具体来说先在各向同性的核物质中计算一阶圈图, 有限核与核物质的区别通过导数项逐级修正, 可以证明这种导数展开是收敛的, 这样就避免了在反核子空间取大量能级的问题. 最后给出各种密度的具体表达式

$$\rho_s(r) = \rho_s^{\text{val}}(r) + \rho_s^{\text{sea}}(r), \quad (26)$$

$$\rho_0(r) = \rho_0^{\text{val}}(r) + \rho_0^{\text{sea}}(r), \quad (27)$$

$$\rho_0^\top(r) = \rho_0^{\text{T, val}}(r), \quad (28)$$

$$\rho_{0,0}(r) = \rho_{0,0}^{\text{val}}(r), \quad (29)$$

$$\rho_{0,0}^\top(r) = \rho_{0,0}^{\text{T, val}}(r), \quad (30)$$

$$\rho_{p,r,0}(r) = \rho_{p,r,0}^{\text{val}}(r) + \rho_{p,r,0}^{\text{sea}}(r) \quad (31)$$

其中

$$\rho_s^{\text{val}}(r) = \frac{1}{4\pi r^2} \sum_{a=1}^n w_a (2j_a + 1) [G_a^2(r) - F_a^2(r)], \quad (32)$$

$$\rho_0^{\text{val}}(r) = \frac{1}{4\pi r^2} \sum_{a=1}^n w_a (2j_a + 1) [G_a^2(r) + F_a^2(r)], \quad (33)$$

$$\rho_0^{\text{T, val}}(r) = \frac{1}{4\pi r^2} \sum_{a=1}^n w_a (2j_a + 1) 2[\partial_r G_a(r) F_a(r)], \quad (34)$$

$$\rho_{0,0}^{\text{val}}(r) = \frac{1}{4\pi r^2} \sum_{a=1}^n w_a (2j_a + 1) \tau_{0a} [G_a^2(r) + F_a^2(r)], \quad (35)$$

$$\rho_{0,0}^{\text{T, val}}(r) = \frac{1}{4\pi r^2} \sum_{a=1}^n w_a (2j_a + 1) \tau_{0a} 2 \times [\partial_r G_a(r) F_a(r)], \quad (36)$$

$$\rho_{p,r,0}^{\text{val}}(r) = \frac{1}{2} [\rho_{0,0}^{\text{val}}(r) + \rho_{0,0}^{\text{sea}}(r)],$$

$$\begin{aligned} \rho_s^{\text{sea}}(r) = & -\frac{1}{g_s} \frac{\partial}{\partial \sigma} [V_B^{(1)}(\sigma) + V_F^{(1)}(\sigma)] + \\ & \frac{1}{2g_s} \left[ \frac{\partial}{\partial \sigma} Z^{(1)}(\sigma) \right] \left[ \frac{d}{dr} \sigma(r) \right]^2 + \\ & \frac{1}{g_s} Z^{(1)}(\sigma) \left( \frac{d^2}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{d}{dr} \right) \sigma(r) \cdot \\ & \frac{g_s^2}{4\pi^2 m^*} \left[ \frac{d}{dr} \sigma(r) \right]^2 - \frac{g_s}{2\pi^2} \ln \left( \frac{m^*}{M_N} \right) \times \\ & \left( \frac{d^2}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{d}{dr} \right) \sigma(r) + \frac{g_\omega^2}{6\pi^2 m^*} \times \\ & \left[ \frac{d}{dr} \omega_0(r) \right]^2 + \frac{e^2}{12\pi^2 m^*} \left[ \frac{d}{dr} A_0(r) \right]^2 \\ \rho_0^{\text{sea}}(r) = & -\frac{g_\omega}{3\pi^2} \ln \left( \frac{m^*}{M_N} \right) \left( \frac{d^2}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{d}{dr} \right) \omega_0(r) + \\ & \frac{g_s g_\omega}{3\pi^2 m^*} \left[ \frac{d}{dr} \sigma(r) \right] \left[ \frac{d}{dr} \omega_0(r) \right], \quad (39) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \rho_{p,r,0}^{\text{sea}}(r) = & -\frac{e}{6\pi^2} \ln \left( \frac{m^*}{M_N} \right) \left( \frac{d^2}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{d}{dr} \right) A_0(r) + \\ & \frac{eg_s}{6\pi^2 m^*} \left[ \frac{d}{dr} \sigma(r) \right] \left[ \frac{d}{dr} A_0(r) \right], \quad (40) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial V_B^{(1)}(\sigma)}{\partial \sigma} = & \frac{m_s^4}{(8\pi)^2} \left[ 2 \left( 1 + \frac{b\sigma}{m_s^2} + \frac{c\sigma^2}{2m_s^2} \right) \left( \frac{b}{m_s^2} + \frac{c\sigma}{m_s^2} \right) \times \right. \\ & \ln \left( 1 + \frac{b\sigma}{m_s^2} + \frac{c\sigma^2}{2m_s^2} \right) - 2 \left( \frac{b\sigma}{m_s^2} + \frac{c\sigma^2}{2m_s^2} \right) \times \\ & \left. \left( \frac{b}{m_s^2} + \frac{c\sigma}{m_s^2} \right) - \frac{b^2}{m_s^6} (b\sigma^2 + 2c\sigma^3) + \frac{b^4}{3m_s^8} \sigma^3 \right], \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial V_F^{(1)}(\sigma)}{\partial \sigma} = & -\frac{1}{4\pi^2} \left[ -g_s (M_N - g_s \sigma)^3 \left( 1 + \right. \right. \\ & \left. \left. 4 \ln \left( 1 - \frac{g_s \sigma}{M_N} \right) \right) + M_N^3 g_s - 7M_N^2 g_s^2 \sigma + \right. \\ & \left. 13M_N g_s^3 \sigma^2 - \frac{25}{3} g_s^4 \sigma^3 \right], \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial Z^{(1)}(\sigma)}{\partial \sigma} = & \frac{1}{192\pi^2} \left[ \frac{2c(b + c\sigma)}{\left( m_s^2 + b\sigma + \frac{1}{2}c\sigma^2 \right)} - \right. \\ & \left. \frac{(b + c\sigma)^3}{\left( m_s^2 + b\sigma + \frac{1}{2}c\sigma^2 \right)^2} \right]. \end{aligned}$$

引入张量耦合后原则上讲理论是不可重整化的, 但从现代有效场论的观点看重重整化并不是一个严格的限制, 这里强调的是圈图规则化, 详细讨论请见文献[17].

### 3 计算结果与讨论

由于量子真空对密度的贡献用平均场及其导数项表示,在解介子场方程时不涉及反核子的波函数,整个模型的数值求解过程与 RMF 模型<sup>[2]</sup>相类似,只是在最后多解一个反核子的方程,来得到它的能谱和波函数<sup>[10]</sup>.有效拉氏量的参数通过拟合球形核的性质决定,具体地说我们拟合了 8 个球形核 <sup>16</sup>O, <sup>40</sup>Ca, <sup>48</sup>Ca, <sup>58</sup>Ni, <sup>90</sup>Zr, <sup>116</sup>Sn, <sup>124</sup>Sn 和 <sup>208</sup>Pb 的束缚能、绕射半径和面厚度的实验值<sup>[2,10]</sup>.表 1 的 RHAT 参数组给出本文的调参结果;RHA1 参数组是文献 [10]的结果,模型中没有包括张量耦合项;NL1 参数组取自文献[2],基于无海近似的 RMF 模型.在引入张量耦合项后核子有效质量维持在 0.8M<sub>N</sub> 左右不变,这个值与非相对论模型中的有效质量比较接近<sup>[18]</sup>,但是大于 RMF 模型所得出的值.表 2 提供了拟合各组参数时的标准  $\chi^2$  值及其分布,同时列出理论计算的自旋轨道劈裂和相应的实验值.NL1 参数组对球形核的观察量达到了很好的拟合,得到较小的  $\chi^2$  值和合适的自旋轨道力.在考虑真空效应后 RHA 模型仍然能够合理地描述球形核的性质,张量耦合项的效应导致用 RHAT 参数组计算得到的自旋轨道力比 RHA1 参数组的结果大一倍,并且由此改进了总的  $\chi^2$  值.

表 1 计算中用到的参数组及相应的核物质饱和态性质

|                            | NL1       | RHA1     | RHAT     |
|----------------------------|-----------|----------|----------|
| $M_N/\text{MeV}$           | 938.000   | 938.000  | 938.000  |
| $m_\sigma/\text{MeV}$      | 492.250   | 458.000  | 450.000  |
| $m_\omega/\text{MeV}$      | 795.359   | 816.508  | 814.592  |
| $m_\rho/\text{MeV}$        | 763.000   | 763.000  | 763.000  |
| $g_\sigma$                 | 10.1377   | 7.1031   | 7.0899   |
| $g_\omega$                 | 13.2846   | 8.8496   | 9.2215   |
| $g_\rho$                   | 9.9514    | 10.2070  | 11.0023  |
| $b/\text{fm}^{-1}$         | 24.3448   | 24.0870  | 18.9782  |
| $c$                        | -217.5876 | -15.9936 | -27.6894 |
| $(f_\omega/M_N)/\text{fm}$ | 0.0       | 0.0      | 2.0618   |
| $(f_\rho/M_N)/\text{fm}$   | 0.0       | 0.0      | 45.3318  |
| $\rho_0/\text{fm}^{-3}$    | 0.1518    | 0.1524   | 0.1493   |
| $(E/A)/\text{MeV}$         | -16.43    | -16.98   | -16.76   |
| $m^*/M_N$                  | 0.572     | 0.788    | 0.779    |
| $K/\text{MeV}$             | 212       | 294      | 311      |
| $a_4/\text{MeV}$           | 43.6      | 40.4     | 44.0     |

表 2 拟合各组参数时的标准  $\chi^2$  值及详细分布

|      | $\chi^2_E$ | $\chi^2_R$ | $\chi^2_\sigma$ | $\chi^2_{tot}$ | $\delta\epsilon_p/\text{MeV}$ | $\delta\epsilon_n/\text{MeV}$ |
|------|------------|------------|-----------------|----------------|-------------------------------|-------------------------------|
| NL1  | 21.96      | 11.78      | 32.28           | 66.02          | 5.99                          | 6.06                          |
| RHA1 | 516.48     | 39.14      | 256.69          | 812.31         | 1.99                          | 2.00                          |
| RHAT | 88.53      | 24.50      | 444.86          | 557.88         | 3.96                          | 4.43                          |
| Exp. |            |            |                 |                | 5.98                          | 6.07                          |

表中同时给出质子( $\delta\epsilon_p$ )和中子( $\delta\epsilon_n$ )在 1p 能级的自旋轨道劈裂

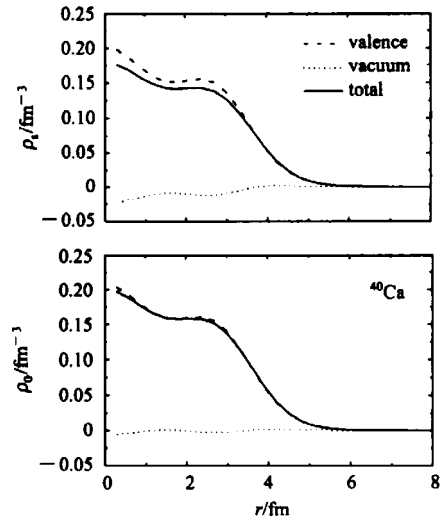


图 1 <sup>40</sup>Ca 中的标量密度和重子数密度 (计算中采用了 RHAT 参数组)

表 3 <sup>16</sup>O, <sup>40</sup>Ca 和 <sup>208</sup>Pb 中的质子和反质子能谱以及每核子束缚能和均方根电荷半径

|                             | NL1    | RHA1   | RHAT   | Exp.    |
|-----------------------------|--------|--------|--------|---------|
| <sup>16</sup> O             |        |        |        |         |
| $(E/A)/\text{MeV}$          | 8.00   | 8.00   | 7.94   | 7.98    |
| $r_{ch}/\text{fm}$          | 2.73   | 2.66   | 2.64   | 2.74    |
| PROTONS                     |        |        |        |         |
| $1s_{1/2}/\text{MeV}$       | 36.18  | 30.68  | 31.63  | 40 ± 8  |
| $1p_{3/2}/\text{MeV}$       | 17.31  | 15.23  | 16.18  | 18.4    |
| $1p_{1/2}/\text{MeV}$       | 11.32  | 13.24  | 12.22  | 12.1    |
| ANTI-PRO.                   |        |        |        |         |
| $1\bar{s}_{1/2}/\text{MeV}$ | 674.11 | 299.42 | 328.55 |         |
| $1\bar{p}_{3/2}/\text{MeV}$ | 604.70 | 258.40 | 283.44 |         |
| $1\bar{p}_{1/2}/\text{MeV}$ | 605.77 | 258.93 | 285.87 |         |
| <sup>40</sup> Ca            |        |        |        |         |
| $(E/A)/\text{MeV}$          | 8.58   | 8.73   | 8.62   | 8.55    |
| $r_{ch}/\text{fm}$          | 3.48   | 3.42   | 3.41   | 3.45    |
| PROTONS                     |        |        |        |         |
| $1s_{1/2}/\text{MeV}$       | 46.86  | 36.58  | 37.01  | 50 ± 11 |
| $1p_{3/2}/\text{MeV}$       | 30.15  | 25.32  | 25.95  |         |
| $1p_{1/2}/\text{MeV}$       | 25.11  | 24.03  | 23.63  | 34 ± 6  |
| ANTI-PRO.                   |        |        |        |         |
| $1\bar{s}_{1/2}/\text{MeV}$ | 796.09 | 339.83 | 367.90 |         |
| $1\bar{p}_{3/2}/\text{MeV}$ | 706.36 | 309.24 | 332.10 |         |
| $1\bar{p}_{1/2}/\text{MeV}$ | 707.86 | 309.52 | 333.37 |         |
| <sup>208</sup> Pb           |        |        |        |         |
| $(E/A)/\text{MeV}$          | 7.89   | 7.93   | 7.88   | 7.87    |
| $r_{ch}/\text{fm}$          | 5.52   | 5.49   | 5.46   | 5.50    |
| PROTONS                     |        |        |        |         |
| $1s_{1/2}/\text{MeV}$       | 50.41  | 40.80  | 41.74  |         |
| $1p_{3/2}/\text{MeV}$       | 44.45  | 36.45  | 37.38  |         |
| $1p_{1/2}/\text{MeV}$       | 43.75  | 36.21  | 37.18  |         |
| ANTI-PRO.                   |        |        |        |         |
| $1\bar{s}_{1/2}/\text{MeV}$ | 717.01 | 354.18 | 377.37 |         |
| $1\bar{p}_{3/2}/\text{MeV}$ | 705.20 | 344.48 | 366.95 |         |
| $1\bar{p}_{1/2}/\text{MeV}$ | 705.28 | 344.52 | 367.24 |         |

表 4 中子和反中子能谱

|                        | NLI    | RHA1   | RHAT   | Exp. |
|------------------------|--------|--------|--------|------|
| <sup>16</sup> O        |        |        |        |      |
| NEUTRONS               |        |        |        |      |
| 1s <sub>1/2</sub> /MeV | 40.21  | 34.71  | 35.78  | 45.7 |
| 1p <sub>3/2</sub> /MeV | 21.07  | 19.04  | 20.18  | 21.8 |
| 1p <sub>1/2</sub> /MeV | 15.01  | 17.05  | 15.75  | 15.7 |
| ANTI-NEU.              |        |        |        |      |
| 1s <sub>1/2</sub> /MeV | 667.93 | 293.23 | 322.47 |      |
| 1p <sub>3/2</sub> /MeV | 598.74 | 252.48 | 277.94 |      |
| 1p <sub>1/2</sub> /MeV | 599.74 | 252.97 | 279.22 |      |
| <sup>40</sup> Ca       |        |        |        |      |
| NEUTRONS               |        |        |        |      |
| 1s <sub>1/2</sub> /MeV | 54.85  | 44.48  | 44.98  |      |
| 1p <sub>3/2</sub> /MeV | 37.79  | 32.98  | 33.83  |      |
| 1p <sub>1/2</sub> /MeV | 32.73  | 31.71  | 30.99  |      |
| ANTI-NEU.              |        |        |        |      |
| 1s <sub>1/2</sub> /MeV | 783.87 | 327.96 | 355.70 |      |
| 1p <sub>3/2</sub> /MeV | 694.80 | 298.04 | 321.07 |      |
| 1p <sub>1/2</sub> /MeV | 696.18 | 298.26 | 322.15 |      |
| <sup>208</sup> Pb      |        |        |        |      |
| NEUTRONS               |        |        |        |      |
| 1s <sub>1/2</sub> /MeV | 58.97  | 47.40  | 46.70  |      |
| 1p <sub>3/2</sub> /MeV | 52.44  | 42.66  | 42.31  |      |
| 1p <sub>1/2</sub> /MeV | 51.82  | 42.45  | 41.64  |      |
| ANTI-NEU.              |        |        |        |      |
| 1s <sub>1/2</sub> /MeV | 678.23 | 313.18 | 334.39 |      |
| 1p <sub>3/2</sub> /MeV | 667.70 | 304.61 | 325.41 |      |
| 1p <sub>1/2</sub> /MeV | 667.73 | 304.61 | 325.28 |      |

图 1 给出量子真空对标量密度和重子数密度的贡献,计算中采用了 RHAT 参数组.从图中可以看到 Dirac 海对标量密度有不可忽略的效应,而对重子数密度的影响却很小.表 3 给出 <sup>16</sup>O, <sup>40</sup>Ca 和 <sup>208</sup>Pb

中的质子和反质子能谱,以及每核子束缚能和均方根电荷半径;表 4 给出 3 个球形核中的中子和反中子能谱,实验数据取自文献[19—21].从表中的结果可见相对论平均场理论和相对论 Hartree 理论都可以很好地重现束缚能和均方根电荷半径的实验值.由于 1s 能级的实验数据误差较大,用三组参数计算的结果都与实验符合.对于 1p 能级来说, RHA1 参数组给出较小的能级劈裂;在引入  $\omega$  介子和  $\rho$  介子的张量耦合项后,在 RHAT 参数组的计算结果中情况得到了显著改善.目前尚没有真空反核子能谱的实验数据, RHA 模型得出与 RMF 模型完全不同的预言值,前者仅为后者的二分之一,充分说明了在模型中自洽地考虑 Dirac 海效应的重要性.引入张量耦合项后重新拟合球形核的性质会导致参数再分配,结果使采用 RHAT 参数组计算得到的反核子位阱深度比用 RHA1 参数组大 20—30MeV.

## 4 总结

本文在有限核相对论 Hartree 模型的框架内引入了矢量介子的张量耦合项,通过拟合球形核的性质确定模型的参数,张量相互作用使自旋轨道力增加了一倍,同时保持较大的核子有效质量不变.理论计算的核子能谱与实验值的符合得到显著改进,预言的真空反核子位阱深度增大了 20—30MeV.

作者在与 Dr.Reinhard 的讨论中获益良多,谨此致谢.

## 参考文献 (References)

- 1 Serot B D, Walecka J D. *Adv. Nucl. Phys.*, 1986, **16**:1
- 2 Reinhard P G, Rufa M, Maruhn J et al. *Z. Phys.*, 1986, **A323**:13
- 3 Gambhir Y K, Ring P, Thimet A. *Ann. Phys.*, 1990, **198**:132
- 4 REN Zhong-Zhou, ZHU Z Y, CAI Y H et al. *Phys. Lett.*, 1996, **B380**:241
- 5 Horowitz C J, Serot B D. *Phys. Lett.*, 1984, **B140**:181
- 6 Perry R J. *Phys. Lett.*, 1986, **B182**:269; *Nucl. Phys.*, 1987, **A467**:717
- 7 Furnstahl R J, Price C E. *Phys. Rev.*, 1989, **C40**:1398; *Phys. Rev.*, 1990, **C41**:1792
- 8 Bearden I G, Boggild H, Boissevain J et al. *Phys. Rev. Lett.*, 2000, **85**:2681
- 9 Armstrong T A et al. *Phys. Rev. Lett.*, 2000, **85**:2685
- 10 Mao C, Stoecker H, Greiner W. *Int. J. Mod. Phys.*, 1999, **E8**:389; *AIP Conf. Proc.*, 2001, **597**:112
- 11 Boguta J, Bodmer A R. *Nucl. Phys.*, 1977, **A292**:413
- 12 Bjorken J D, Drell S D. *Relativistic Quantum Mechanics*. New York: McGraw-Hill, 1964
- 13 Aitchison I J R, Fraser C M. *Phys. Lett.*, 1984, **B146**:63
- 14 Cheyette O. *Phys. Rev. Lett.*, 1985, **55**:2394
- 15 Jackiw R. *Phys. Rev.*, 1974, **D9**:1686
- 16 Lee T D, Wick G C. *Phys. Rev.*, 1974, **D9**:2291; *Chin S A. Ann. Phys.*, 1977, **108**:301
- 17 Weinberg S. *The Quantum Theory of Fields*. Cambridge: University of Cambridge Press, 1995
- 18 Friedrich J, Reinhard P G. *Phys. Rev.*, 1986, **C33**:335
- 19 Mattauch J H E, Thiele W, Wapstra A H. *Nucl. Phys.*, 1965, **67**:1
- 20 Vautherin D, Brink D M. *Phys. Rev.*, 1972, **C5**:626
- 21 de Vries H, de Jager C W, de Vries C. *At. Data Nucl. Data Tables*, 1987, **36**:495

## Effect of Tensor Interactions on the Nucleon and Anti-Nucleon Bound States \*

MAO Guang-Jun<sup>1)</sup>

(Institute of High Energy Physics, CAS, Beijing 100039, China)

(Institute of Theoretical Physics, CAS, Beijing 100080, China)

(World Laboratory, CCAST, Beijing 100080, China)

**Abstract** Due to the contributions of the quantum vacuum to densities, the relativistic Hartree approach for finite nuclei produces a large effective nucleon mass  $m^*/M_N \approx 0.8$ , which causes the spin-orbit force to be only 1/3 of the empirical value. In this work we introduce tensor couplings for the vector mesons. Consequently, the spin-orbit force is enhanced by a factor of 2 while a large effective nucleon mass remains. The nucleon spectra of shell-model states are ameliorated evidently. The predicted anti-nucleon spectra in the vacuum are deepened about 20—30 MeV.

**Key words** tensor coupling, relativistic Hartree approach, anti-nucleon spectra in the vacuum

---

Received 28 November 2002

\* Supported by National Natural Science Foundation of China(10275072), Research Fund for Returned Overseas Chinese Scholars

1) E-mail: maogj@mail.ihep.ac.cn