

# 相对论平均场方法研究远离 $\beta$ 稳定线核的性质\*

陈宝秋 马中玉<sup>1)</sup>

(中国原子能科学研究院 北京 102413)

1992年11月24日收到

## 摘 要

在通常的相对论平均场计算中,  $\rho$  介子的张量耦合效应是不考虑的, 但当相对论平均场方法被推广来研究远离  $\beta$  稳定线核的性质时, 是否要考虑  $\rho$  介子的张量耦合问题需要加以弄清. 文中考虑了  $\rho$  介子张量耦合修正影响并作了讨论.

**关键词** 相对论平均场, 丰中子核, 张量耦合效应.

## 1 引 言

在过去十多年用相对论 Hartree 理论来研究核物质和有限核的性质取得成功<sup>[1,2]</sup>, 包括非线性  $\sigma$  相互作用和  $\rho$  介子场的相对论平均场理论成功地描述周期表中几乎所有球形核和某些变形核的结合能和其它性质<sup>[3]</sup>. 近几年来人们进一步致力于发展有限核的相对论理论, 用相对论 Hartree-Fock (RHF) 方法<sup>[4]</sup> 和相对论 Brueckner-Hartree-Fock (RBHF) 方法<sup>[5]</sup> 来研究有限核的性质.

用放射性束来研究远离  $\beta$  稳定线核的性质, 开辟了核物理研究的一个崭新的领域<sup>[6]</sup>. 所有的  $\beta$  稳定线附近的核都具有相似的饱和密度, 而实验上显示丰中子核具有与稳定核不同的特性. 对于远离  $\beta$  稳定线的核, 中子密度将随中子数的变化而改变, 这种核环境的不同导致核的性质在许多方面不同于稳定核的性质. 于是不仅需要在实验上进一步揭示新的核的特性, 而且要求从理论上描述这些核的性质. 把在稳定核所建立的核模型和反应机制推广到远离  $\beta$  稳定线核时, 可以进一步来检验在新的核环境条件下这些模型和反应机制的有效性, 同时将进一步发展核模型.

在丰中子核研究中最为引人注目的发现是轻核中  ${}^{11}\text{Li}$  和  ${}^{11}\text{Be}$  的中子晕现象, 特别是  ${}^{11}\text{Li}$  中子晕更使人们感兴趣.  ${}^{11}\text{Li}$  中最外层二个中子有很小的分离能 (250keV),  ${}^{11}\text{Li}$  可以看作两个中子很弱地被核心  ${}^9\text{Li}$  所束缚的三体系统, 它可以提供在非常低密度和接近

\* 国家自然科学基金资助.

1) 中国科学院理论物理研究所客座研究人员.

质子自由环境下两个中子相互作用的研究。实验上成功地测量了相互作用截面,显示 $^{11}\text{Li}$ 核具有异常大的核半径。不同理论<sup>[7]</sup>试图解释 $^{11}\text{Li}$ 中子晕性质,但至今还未得到满意的理论解释,特别对于两个晕中子强的关联效应还缺乏本质的了解。

最近 Toki 等人<sup>[8]</sup>用相对论 Hartree 方法来描述远离 $\beta$ 稳定线核的性质,在他们的工作中把通常适合于稳定核的相对论 Hartree 平均场计算直接推广到远离 $\beta$ 稳定线核的计算,不考虑 $\rho$ 介子的张量耦合。这种近似在稳定核情况下是正确的<sup>[9]</sup>,但对于中子数与质子数之差很大的核素,张量耦合的贡献可能不能忽略<sup>[10]</sup>。本文主要目的是研究 $\rho$ 介子张量耦合对于滴线核性质的贡献,为了简单起见我们研究钙同位素偶-偶核情况并与 Toki<sup>[8]</sup>等人的工作进行了比较。在第二节简要地给出相对论 Hartree 公式,结果与讨论在第三节给出。

## 2 有限核的相对论 Hartree 理论

根据 Walecka 模型在相对论 Hartree 近似下,有效的拉氏量可以写成如下二个部分:

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}^0 + \mathcal{L}^1, \quad (1)$$

其中 $\mathcal{L}^0$ 和 $\mathcal{L}^1$ 分别是自由和相互作用的核子-介子拉氏密度,并写成如下形式:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}^0 = & \mathcal{L}_N^0 + \mathcal{L}_\sigma^0 + \mathcal{L}_\omega^0 + \mathcal{L}_\rho^0 \\ = & \bar{\psi}(i\gamma_\mu\partial_\mu - M)\psi + \frac{1}{2}(\partial_\mu\sigma\partial^\mu\sigma - m_\sigma^2\sigma^2) \\ & - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + \frac{1}{2}m_\omega^2\omega_\mu\omega^\mu \\ & - \frac{1}{4}\mathbf{G}_{\mu\nu} \cdot \mathbf{G}^{\mu\nu} + \frac{1}{2}m_\rho^2\rho_\mu \cdot \rho^\mu, \end{aligned} \quad (2)$$

而

$$\begin{aligned} F_{\mu\nu} & \equiv \partial_\nu\omega_\mu - \partial_\mu\omega_\nu \\ \mathbf{G}_{\mu\nu} & \equiv \partial_\nu\rho_\mu - \partial_\mu\rho_\nu, \end{aligned} \quad (3)$$

$\psi$ 是 $SU(2)$ 的具有质量为 $M$ 的重子场, $\sigma, \omega_\mu$ 和 $\rho_\nu$ 分别表示具有质量为 $m_\sigma, m_\omega, m_\rho$ 的 $\sigma, \omega, \rho$ 介子场。

相互作用拉氏密度表示为:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}^1 = & \mathcal{L}_{NN\sigma}^1 + \mathcal{L}_{NN\omega}^1 + \mathcal{L}_{NN\rho}^1 \\ = & g_\sigma\bar{\psi}\sigma\psi - g_\omega\bar{\psi}\gamma_\mu\omega^\mu\psi \\ & - g_\rho\bar{\psi}\gamma_\mu\rho^\mu \cdot \boldsymbol{\tau}\psi + \frac{f_\rho}{2M}\bar{\psi}\sigma_{\mu\nu}\partial^\nu\rho^\mu \cdot \boldsymbol{\tau}\psi. \end{aligned} \quad (4)$$

其中 $g_\sigma, g_\omega$ 和 $g_\rho$ 是 $NN\sigma, NN\omega$ 和 $NN\rho$ 的有效耦合常数,它们的取值是由核物质的饱和性质定出的, $g_\rho$ 的值是由核物质的不对称系数 $a_{1,m}$ 确定。我们在表1给出二组常用的参数。最后一项是 $\rho$ 介子与核子相互作用的张量耦合项,在核物质情况下,Hartree的介子传播动量为零,因而 $\rho$ 介子的张量耦合项没有贡献。我们选取张量耦合系数与矢

量耦合系数之比  $f_\rho/g_\sigma = 3.7$ .

在 Hartree 近似下介子场算符由它们的基态期望值来代替, 即介子场处理为经典场. 核子正能态的旋量可表示为:

$$\psi_a(\mathbf{r}, \sigma, \xi) = \frac{1}{r} \begin{pmatrix} iG_a(r) \\ F_a(r)\sigma \cdot \hat{r} \end{pmatrix} \mathcal{Y}_{\kappa m}(\hat{r}, \sigma) \chi_r(\xi). \quad (5)$$

其中  $\mathbf{r}, \sigma, \xi$  分别为空间, 自旋和同位旋变量, 量子数  $a \equiv (n, \kappa, m, \tau), a \equiv (n, \kappa)$ .  $n, \kappa, m$  分别为主量子数、角动量和磁量子数, 对  $l = j \mp \frac{1}{2}$  有  $\kappa = \pm \left(j + \frac{1}{2}\right)$ . 对质子  $\tau = 1$ , 而对中子  $\tau = -1$ . 忽略负能态,  $G_a(r)$  和  $F_a(r)$  满足下面的相对论 Dirac 方程:

$$\begin{aligned} \frac{dG_a(r)}{dr} &= \left[ -\frac{K_a}{r} - \Sigma_T(r) \right] G_a(r) + [M + \varepsilon_a + \Sigma_S(r) - \Sigma_0(r)] F_a(r), \\ \frac{dF_a(r)}{dr} &= [M - \varepsilon_a + \Sigma_S(r) + \Sigma_0(r)] G_a(r) + \left[ \frac{K_a}{r} + \Sigma_T(r) \right] F_a(r). \end{aligned} \quad (6)$$

其中

$$\Sigma_S(r) = V_\sigma(r), \quad (7.1)$$

$$\Sigma_0(r) = V_\omega(r) + \tau [V_\rho^V(r) + V_\rho^{VT(2)}(r)] + \frac{1}{2} (1 + q_\sigma) V_c(r), \quad (7.2)$$

$$\Sigma_T(r) = \tau [V_\rho^T(r) + V_\rho^{VT(1)}(r)]. \quad (7.3)$$

$V_\sigma, V_\omega$  分别为核子间交换  $\sigma, \omega$  介子产生的标量位和矢量位.  $\rho$  介子的矢量耦合产生矢量势  $V_\rho^V(r)$ , 张量耦合提供张量势  $V_\rho^T(r)$ , 而矢量和张量耦合的混合项对矢量势  $V_\rho^{VT(2)}$  和张量势  $V_\rho^{VT(1)}$  都有贡献.

介子交换势可以表示为:

$$V_\sigma(r) = -g_\sigma^2 m_\sigma \int_0^\infty \rho_S(r') \tilde{I}_0(m_\sigma r_<) \tilde{K}_0(m_\sigma r_>) r'^2 dr', \quad (8.1)$$

$$V_\omega(r) = g_\omega^2 m_\omega \int_0^\infty \rho_B(r') \tilde{I}_0(m_\omega r_<) \tilde{K}_0(m_\omega r_>) r'^2 dr', \quad (8.2)$$

$$V_\rho^V(r) = g_\rho^2 m_\rho \int_0^\infty (\rho_{B\rho}(r') - \rho_{N\rho}(r')) \tilde{I}_0(m_\rho r_<) \tilde{K}_0(m_\rho r_>) r'^2 dr', \quad (8.3)$$

$$\begin{aligned} V_\rho^T(r) &= -\left(\frac{f_\rho}{2M}\right)^2 \left\{ m_\rho^3 \int_0^\infty [\rho_{T\rho}(r') - \rho_{N\rho}(r')] \tilde{I}_1(m_\rho r_<) \tilde{K}_1(m_\rho r_>) r'^2 dr' \right. \\ &\quad \left. - \frac{2}{3} [\rho_{T\rho}(r) - \rho_{N\rho}(r)] \right\}, \end{aligned} \quad (8.4)$$

$$V_\rho^{VT(1)}(r) = -\frac{f_\rho}{2M g_\rho} \frac{d}{dr} V_\rho^V(r), \quad (8.5)$$

$$\begin{aligned} V_\rho^{VT(2)}(r) &= -\frac{f_\rho g_\rho}{2M} m_\rho \int_0^\infty [\rho_{T\rho}(r') - \rho_{N\rho}(r')] \\ &\quad \times \frac{d}{dr'} [\tilde{I}_0(m_\rho r_<) \tilde{K}_0(m_\rho r_>)] r'^2 dr', \end{aligned} \quad (8.6)$$

$$V_c(r) = e^2 \int_0^\infty \frac{\rho_{BP}(r')}{r_>} r'^2 dr' \quad (8.7)$$

$r_<$  和  $r_>$  分别为取  $r, r'$  中的小值和大值。其中质子和中子的标量密度, 矢量密度和张量密度分别为:

$$\rho_{Sp(n)}(r) = \frac{1}{4\pi r^2} \sum_a^{p(n)} j_a [G_a^2(r) - F_a^2(r)], \quad (9.1)$$

$$\rho_{Bp(n)}(r) = \frac{1}{4\pi r^2} \sum_a^{p(n)} j_a [G_a^2(r) + F_a^2(r)], \quad (9.2)$$

$$\rho_{Tp(n)}(r) = \frac{1}{4\pi r^2} \sum_a^{p(n)} j_a 2G_a(r)F_a(r). \quad (9.3)$$

$\rho_s$  和  $\rho_B$  分别为总的标量和矢量密度。

表1 用于本文计算的 HS 和 TS 参数<sup>[8]</sup>

	$M$ (MeV)	$m_\sigma$ (MeV)	$m_\omega$ (MeV)	$m_\rho$ (MeV)	$g_\sigma$	$g_\omega$	$g_\rho$	$\frac{M^*}{M}$	$K$ (MeV)
HS	939.0	520.0	783.0	770.0	10.47	13.80	4.04	.541	545.0
TS	939.0	597.6	783.0	770.0	11.206	12.72	2.78	.548	547.2

### 3 结果和讨论

本文的主要目的是讨论  $\rho$  介子张量耦合项的贡献。为了简单起见, 我们只取文献[8]中的二组参数 HS 和 TS 作比较。我们解自洽的相对论 Dirac 方程 (6), 而不是像文

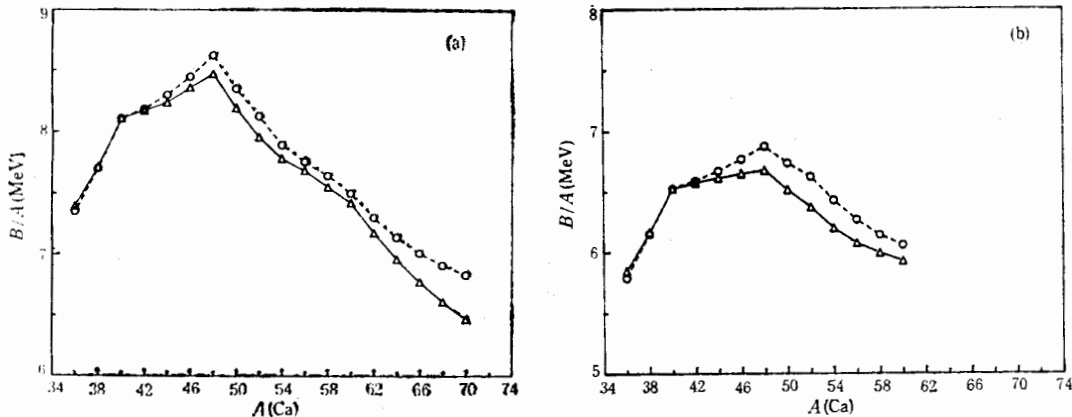


图1 对 Ca 同位素平均每个核子结合能作为质量数  $A$  的函数。

实线和虚线分别表示考虑和没有考虑  $\rho$  介子张量耦合的计算结果。

(a) 对于 TS 参数 (b) HS 参数

献[8]中所采用的基展开方法,来计算 Ca 偶-偶同位素的基态性质,核子的平均结合能,均方根半径,单粒子能级,密度分布等,并对  $\rho$  介子的张量耦合贡献进行了分析与讨论.同位旋矢量介子  $\rho$  的贡献是由中子和质子的不对称引起,当核的中子数和质子数相差较大时它的贡献变大.  $\rho$  介子的张量耦合主要贡献在核表面,同时它的贡献使质子的能级变深而中子能级变浅,尤其是对自旋-轨道劈裂的影响,  $\rho$  介子张量耦合使质子的自旋-轨道劈裂增大,而使中子的自旋轨道劈裂变小.

图 1 给出 Ca 同位素的每个核子结合能作为核子数  $A$  的函数,从图 1 可见:对于稳定核,  $\rho$  介子张量耦合贡献可以忽略,而对于远离稳定线核,  $\rho$  介子张量耦合贡献不能被忽略,它使结合能变小.对于 TS 参数在中子滴线核处  $\rho$  介子张量耦合的贡献达到最大.

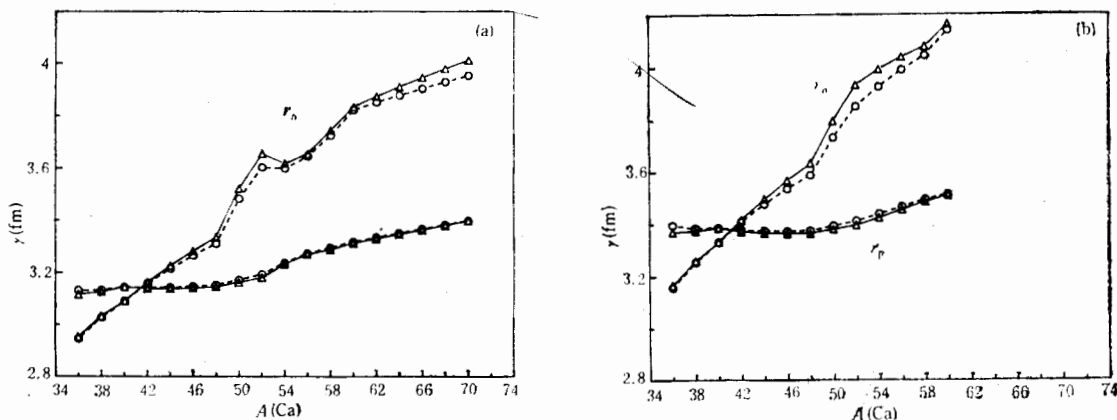


图 2 Ca 同位素的中子和质子均方根半径随质量数  $A$  的变化

图示如图 1

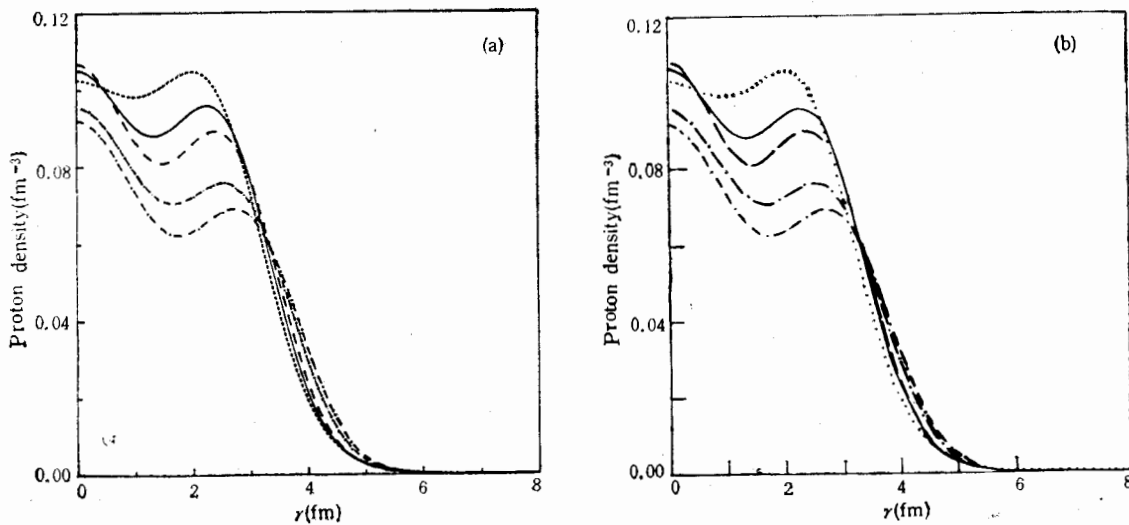


图 3 几个 Ca 同位素的质子密度分布随径向半径  $r$  的变化

(a) 考虑张量耦合 (b) 没有考虑张量耦合

..... $^{36}\text{Ca}$ , —— $^{40}\text{Ca}$ , ---- $^{50}\text{Ca}$ , -·-· $^{60}\text{Ca}$ , -·-· $^{70}\text{Ca}$

图2表示Ca同位素的中子和质子均方根半径 $r_n$ 和 $r_p$ 随核子数 $A$ 的变化。图2显示不管是TS还是HS参数,质子的均方根半径随质量数 $A$ 的变化是很缓慢地上升,但是不同的参数给出的质子均方根半径的值是不同的。中子的均方根半径 $r_n$ 随 $A$ 的增加而很快上升,在中子滴线处中子均方根半径比稳定核的均方根半径约大1fm左右。 $\rho$ 介子张量耦合项的贡献对均方根半径的影响较小,对中子的影响比质子大,使中子均方根半径变大而使质子的均方根半径变小。

图3显示了几个Ca同位素的质子密度分布随半径 $r$ 变化的情况,图3(a)和3(b)分别表示对TS参数考虑和没有考虑 $\rho$ 介子张量耦合计算的结果。从图3可以看到不同Ca同位素的质子密度分布在核内部区有较大的涨落,而且随同位素质量数的增大,密度分布的中心强度下降。计算结果表明 $\rho$ 介子张量耦合项对质子密度分布影响很小。对于HS参数,有相似的结果。

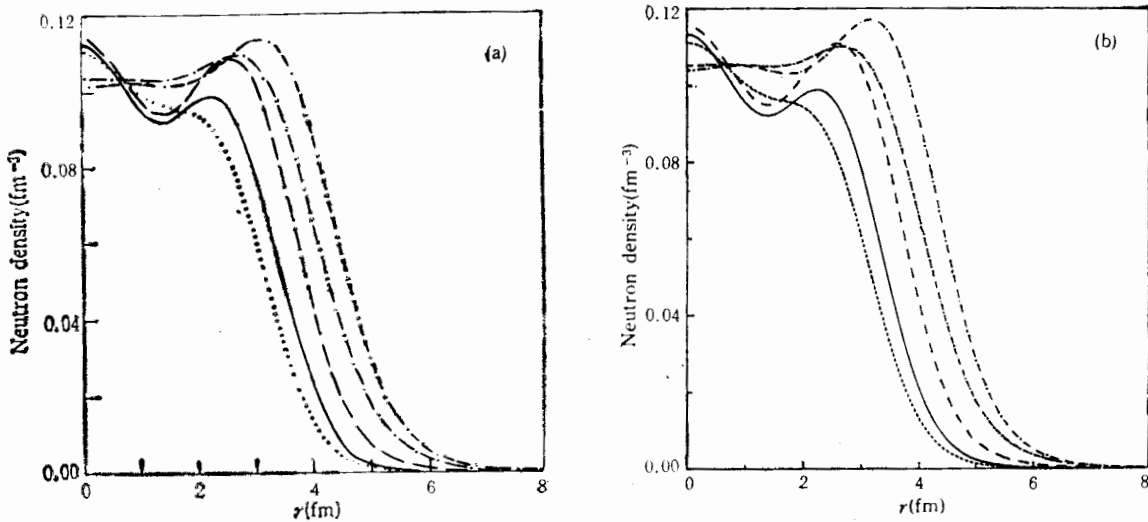
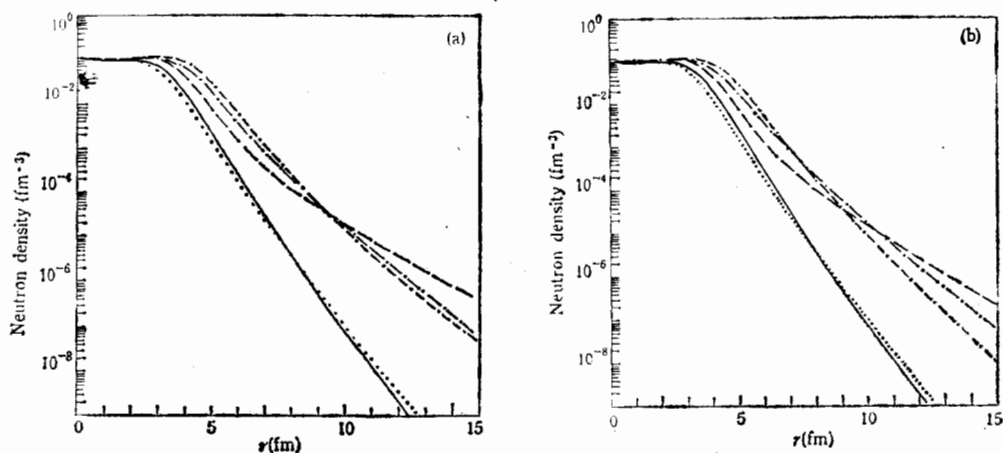


图4 几个Ca同位素的中子密度分布随半径 $r$ 的变化  
图示如图3

图4给出几个Ca同位素的中子密度分布随径向 $r$ 的变化情况,对于稳定核 $\rho$ 介子张量耦合对中子密度分布的贡献可以忽略,但对于远离稳定线的核它的贡献不能忽略,随质量数的增加张量耦合对中子密度分布的贡献变大。在核内部区中子密度分布的涨落比质子密度分布涨落小,但是中子密度分布随质量数 $A$ 增加而明显展宽。为了看清在中子滴线核附近中子密度分布有很长的尾巴,图5给出以对数为纵坐标的几个Ca同位素中子密度分布随半径 $r$ 的变化。

从图5可以看到远离稳定线核的中子密度分布有很长的尾巴。对于HS参数计算结果有类似情况。

从以上Ca同位素偶偶核性质的讨论与分析可以看到用相对论Hartree理论描述远离稳定线核的性质是成功的,这表示相对论Hartree理论的有效性。另一方面,对于远

图 5 几个 Ca 同位素的中子密度分布随  $r$  的变化

图示如图 3

离稳定线的核, 同位旋有关的相互作用很重要, 计算结果表明  $\rho$  介子张量耦合贡献对于结合能, 中子均方根半径及中子密度分布都不能被忽略, 而对于质子的贡献较小。

## 参 考 文 献

- [1] B. D. Serot and J. D. Walecka, *Adv. Nucl. Phys.*, **16**(1986) 1; B. D. Serot and J. D. Walecka, Invited talks given at the seventh international conference on recent progress in Many-body theories, Minneapolis, MN. August 26—31, 1991.
- [2] P. G. Reinhard, *Rep. Prog. Phys.*, **52**(1989) 439.
- [3] Y. K. Gambhir, P. Ring and A. Thimet, *Ann. Phys.*, **198**(1990)132.
- [4] A. Bouyssy, J. F. Mathiot, Nguyen Van Giai and S. Marcos, *Phys. Rev.*, **C36**(1987)380.
- [5] R. Brockmann and R. Machleidt, *Phys. Rev.*, **C42**(1990)1965; R. Brockmann and H. Toki, *Phys. Rev. Lett.*, **68**(1992)3408.
- [6] I. Tanihata, *Nucl. Phys.*, **A522**(1991)275; I. Tanihata et al., *Phys. Rev. Lett.*, **55**(1985)2676.
- [7] W. Koepf, Y. K. Gambhir, P. Ring and M. M. Sharma, *Z. Phys.*, **A340**(1991)119; J. M. Bang and I. J. Thompson, *Phys. Lett.*, **B279**(1992)201.
- [8] H. Toki, Y. Sugahara, D. Hirata, B. V. Carlson and I. Tanihata, *Nucl. Phys.* **A524**(1991)633.
- [9] J. K. Zhang and D. S. Onley, *Nucl. Phys.*, **A526**(1991)245.
- [10] Chen Bao Qiu and Ma Zhong Yu, *Chinese Nucl. Phys.*, **14**(1992)302.

## Description of the properties of nuclei far from $\beta$ stability line in relativistic Hartree approach

Chen Baoqiu    Ma Zhongyu

(*China Institute of Atomic Energy, Beijing 102413*)

Received on November 24, 1992

### Abstract

In the usual relativistic mean field (RMF) calculation of stable nuclei, the tensor coupling of  $\rho$  meson is not taken into account. It is necessary to clarify the contribution of the tensor coupling of  $\rho$  meson when the RMF is extended to nuclei far from  $\beta$  stability line. The tensor coupling of  $\rho$  meson is included and its effect is discussed in the present work.

**Key words**    RMF, Neutron rich nuclei, Effect of tensor coupling.