

等效的 DBHF 方法研究有限核性质*

刘玲¹ 曹李刚¹ 马中玉^{1,2,3}

1 (中国原子能科学研究院 北京 102413)

2 (兰州重离子加速器国家实验室原子核理论中心 兰州 730000)

3 (中国科学院理论物理研究所 北京 100080)

摘要 利用等效的 Dirac Brueckner Hartree-Fock (DBHF) 方法, 即用密度相关的核子-介子耦合常数在相对论平均场近似下, 考虑了重排列项, 研究了有限核的性质. 介子-核子耦合常数的密度相关性是由考虑了核子短程关联的 DBHF 方法来确定的, 要求在每个密度下用相对论平均场方法得到的核子自能与用 DBHF 得到的自能一致. 计算了核物质性质及有限核基态性质, 并着重讨论了重排列项对 Ca 及 Pb 同位素链结果的影响. 考虑重排列项作用后使计算的核电荷均方根半径增大, 更好地符合实验值.

关键词 等效的 DBHF 方法 密度相关的相对论平均场 重排列项

1 引言

近年来许多研究表明, 相对论平均场 (RMF) 理论可以非常成功地描述有限核的一些性质^[1-5], 但是线性模型的相对论平均场方法计算所给出的核物质不可压缩系数过大, 这表明在线性模型中有效相互作用的密度依赖行为是不正确的. 实际上, 近年来相对论平均场理论的成功是由于引进了介子的非线性自相互作用^[2-5]的结果. 非线性相对论平均场方法用参数化的方法唯象地引进了密度依赖关系, 可以给出合理的核物质的不可压缩系数. 然而, 在许多成功的拟合当中, 如 NL1^[3], NL-SH^[4], NL3^[5]等, 非线性的 σ 质量四次方项耦合常数 g_3 是负值, 这表明相应的量子场在高密度区域是不稳定的.

我们知道, 考虑了核子-核子短程关联效应的 Dirac Brueckner Hartree-Fock (DBHF) 理论方法^[6]直接从自由核子-核子相互作用出发, 成功地描述了核物质的饱和性质, 如每核子平均结合能、饱和密度以及不可压缩系数. 这表明用 DBHF 方法得到的核介质中核子自能具有合理的密度依赖行为. 但是 DBHF 方法极其复杂, 到目前为止还只能应用于核物质的计算, 而不能直接用于有限核性质的计算. Brockmann 和 Toki^[7]把相对论平均

2000-07-19 收稿

* 国家自然科学基金 (19847002, 19835010, 10075080) 和国家重点基金研究发展规划 (G2000077407) 资助

场理论看作为相对论 DBHF 理论的有效理论,利用定域密度近似(LDA),要求在不同密度处,在 RMF 近似下给出与 DBHF 方法相同的标量势及矢量势,从而确定出不同密度处的 g_σ 及 g_ω . 这样得到的密度依赖的耦合常数 g_σ 及 g_ω 不是自由参数,它们不是通过唯象拟合任何核多体问题数据来得到的. 随后,文献[8,9]引进同位旋矢量 π 和 ρ 介子,采用相对论 Hartree-Fock 近似来等效 DBHF 方法,研究有限核的基态性质.

在密度相关的 RMF 方法(RDMF)中,核子-介子耦合常数是密度的函数,即是核子场的函数. H. Lenske 及 C. Fuchs^[10,11]等直接从最小作用量原理出发,在运动方程中引入了重排列项,对双满壳核系统的计算给出了与实验值符合得更好的结果.

在文献[10,11]中,H. Lenske 及 C. Fuchs 等人只计算了稳定核的性质,而没有讨论重排列项对非稳定核的影响. 本文讨论了等效的 DBHF 方法,利用耦合常数的矢量密度依赖方式,即 $g_\sigma(\rho_B)$ 及 $g_\omega(\rho_B)$,在相对论平均场近似下,采用密度相关的耦合常数得到了核物质饱和性质,并与相对论 DBHF 方法中核物质性质进行了比较,以便来讨论 RDMF 方法与 DBHF 方法的等效性. 用等效的 DBHF 方法来计算 Ca 及 Pb 的同位素链,并比较了稳定核与非稳定核中重排列项对每粒子结合能、电荷均方根半径及质子密度分布的影响,并给出了 Ca 同位素链的两中子分离能与实验值的比较.

2 理论方法

RMF 理论把核子描述为通过交换多种介子相互作用的系统. 由于 π 介子在平均场近似下无贡献,本文只考虑 $\sigma(0^+, 0)$, $\omega(1^-, 0)$, $\rho(1^-, 1)$ 介子以及 γ 光子的作用. 我们从以下的有效 Lagrangian 密度出发:

$$L = L_0 + L_1, \quad (1)$$

$$L_0 = \bar{\psi}(i\gamma^\mu \partial_\mu - M)\psi + \frac{1}{2}\partial_\mu \sigma \partial^\mu \sigma - \frac{1}{2}m_\sigma^2 \sigma^2 + \frac{1}{2}m_\omega^2 \omega_\mu \omega^\mu - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + \frac{1}{2}m_\rho^2 \rho_\mu \cdot \rho^\mu - \frac{1}{4}G_{\mu\nu} \cdot G^{\mu\nu} - \frac{1}{4}H_{\mu\nu}H^{\mu\nu}, \quad (2)$$

$$L_1 = \bar{\psi}\psi g_\sigma(\rho_B)\sigma - \bar{\psi}\gamma_\mu \psi g_\omega(\rho_B)\omega^\mu - g_\rho \bar{\psi}\gamma_\mu \rho^\mu \cdot \tau\psi - e\bar{\psi}\gamma_\mu \frac{1}{2}(1 + \tau_3)A^\mu\psi, \quad (3)$$

其中

$$F_{\mu\nu} = \partial_\nu \omega_\mu - \partial_\mu \omega_\nu, \quad G_{\mu\nu} = \partial_\nu \rho_\mu - \partial_\mu \rho_\nu, \quad H_{\mu\nu} = \partial_\nu A_\mu - \partial_\mu A_\nu. \quad (4)$$

在 Lagrangian 密度中 ψ 为核子场量,其静质量为 M . σ , ω_μ , ρ_μ 分别为 σ , ω 以及 ρ 介子的场量, m_σ , m_ω , m_ρ 为他们相应的质量, A_μ 是电磁场场量, τ , τ_3 为同位旋 Pauli 矩阵. σ 介子, ω 介子与核子的耦合常数分别为 $g_\sigma(\rho_B)$ 及 $g_\omega(\rho_B)$, 即耦合常数是密度依赖的. 它们依赖于重子场算符 $\bar{\psi}$ 和 ψ , 即 $g_\sigma(\rho_B)$ 及 $g_\omega(\rho_B)$ 是 $\bar{\psi}$ 和 ψ 的泛函.

利用 Euler-Lagrange 方程很容易求出介子场满足的运动方程. 我们在 RMF 近似下,将介子场算符用它们的基态期望值来代替. 在球对称核基态情况下的矢量介子场及 ρ 介子场是含有源项的 Proca 方程,利用核子流满足的流守恒方程 $\partial^\mu [\bar{\psi}\gamma_\mu\psi] = 0$, Proca 方程可

以退化为 Klein-Gordon 方程:

$$\begin{aligned}(-\nabla^2 + m_\sigma^2)\sigma &= g_\sigma(\rho_B)\rho_s, \\(-\nabla^2 + m_\omega^2)\omega^0 &= g_\omega(\rho_B)\rho_B, \\(-\nabla^2 + m_\rho^2)\rho^0 &= g_\rho\rho_3, \\-\nabla^2 A^0 &= e\rho_p,\end{aligned}$$

其中

$$\begin{aligned}\rho_s &= \sum_\alpha \bar{\psi}_\alpha \psi_\alpha, \\ \rho_B &= \sum_\alpha \bar{\psi}_\alpha \gamma^0 \psi_\alpha, \\ \rho_3 &= \sum_\alpha \bar{\psi}_\alpha \gamma^0 \tau_3 \psi_\alpha, \\ \rho_p &= \sum_\alpha \bar{\psi}_\alpha \gamma^0 \frac{1}{2}(1 + \tau_3) \psi_\alpha.\end{aligned}$$

若令 G_σ 为 σ 介子的传播子, 则方程(5)中 σ 场的解为

$$\sigma(r) = \int_0^\infty dr' G_\sigma(r - r') [-g_\sigma(\rho_B)\rho_s(r')]$$

同理可得其他介子场和光子场的解.

利用 Euler-Lagrange 方程同样可以求得核子场的 Dirac 方程. 当耦合常数为密度相关时, $g_\sigma(\rho_B)$ 及 $g_\omega(\rho_B)$ 是 $\bar{\psi}, \psi$ 的泛函 ($\rho_B = \bar{\psi}\gamma^0\psi$). L_1 对 $\bar{\psi}$ 变分时由耦合常数的密度相关性得到的项, 称为重排列项, 这与非相对论情况下采用密度相关的有效相互作用时考虑重排列项是类似的. 在平均场近似下, 可得 Dirac 方程:

$$\begin{aligned}[-i\boldsymbol{\alpha} \cdot \nabla + \beta(M - \Sigma_s) + \Sigma_0]\psi &= E\psi, \\ \Sigma_0 &= \Sigma_0^{(0)} + \Sigma_0^{(r)}, \\ \Sigma_s &= g_\sigma(\rho_B)\sigma_0, \\ \Sigma_0^{(0)} &= g_\omega(\rho_B)\omega^0 + g_\rho\tau_3\rho^0 + e\frac{1}{2}(1 + \tau_3)A^0 \\ \Sigma_0^{(r)} &= -\frac{\partial g_\sigma(\rho_B)}{\partial \rho_B}\rho_s\sigma_0 + \frac{\partial g_\omega(\rho_B)}{\partial \rho_B}\omega^0\rho_B,\end{aligned}\tag{8}$$

其中 $\Sigma_0^{(r)}$ 是重排列项. 我们假定耦合常数是核物质矢量密度的函数, 重排列项提供排斥的矢量势.

对于球对称双满壳核, 它具有能量 E_a 的单粒子态, 其核子波函数的大分量与小分量分别记为 G_a, F_a , 其核子波函数可以写成

$$\psi_a = \frac{1}{r} \begin{pmatrix} G_a(r) \\ -iF_a(r)\boldsymbol{\sigma} \cdot \hat{\mathbf{r}} \end{pmatrix} y_{\kappa_a, m_a} \chi(q_a)\tag{9}$$

其中 y_{κ_a, m_a} 为自旋角函数, $\kappa_a = (2j_a + 1)(l_a - j_a)$, 它是波函数的角度和自旋部分, $a = (q, n, l, j, m) \equiv (q, a, m)$, $\chi(q_a)$ 是同位旋波函数. 把(9)式代入(8)式可得单粒子波函数

Dirac 旋量所满足的方程:

$$\begin{cases} \frac{d}{dr}G_a + \frac{\kappa_a}{r}G_a = (M - \Sigma_s - \Sigma_0 + E_a)F_a, \\ \frac{d}{dr}F_a - \frac{\kappa_a}{r}F_a = (M - \Sigma_s + \Sigma_0 - E_a)G_a. \end{cases} \quad (10)$$

自恰求解上述方程便可得所有单粒子的本征能量 E_a 和相应的波函数.

利用动量能量张量可以计算系统的总能量,在平均场近似下系统的总能量为

$$E_{mf} = \sum_a^{\infty} E_a (2j_a + 1) - \frac{1}{2} \int dr [-g_\sigma(\rho_B)\rho_s\sigma_0 + g_\omega(\rho_B)\rho_B\omega_0 + g_\rho\rho_3\rho_0 + e\rho_p A^0] - \int dr \rho_B \left[-\frac{\partial g_\sigma(\rho_B)}{\partial \rho_B}\rho_s\sigma_0 + \frac{\partial g_\omega(\rho_B)}{\partial \rho_B}\rho_B\omega_0 \right], \quad (11)$$

最后两项是重排列项的贡献. 我们还考虑了质心修正: $E_{cm} \approx \frac{3}{4} \cdot 41 \cdot A^{-\frac{4}{3}} \text{MeV}$, 所以体系总的结合能为 $E = E_{mf} - E_{cm}$.

3 密度相关的介子-核子耦合常数

在相对论平均场近似下,核物质中标量势与矢量势为

$$U_s = -\frac{g_\sigma^2}{m_\sigma^2}\rho_s, \quad U_0 = \frac{g_\omega^2}{m_\omega^2}\rho_B,$$

其中 ρ_s 与 ρ_B 分别为标量与矢量密度:

$$\rho_s = \frac{4}{(2\pi)^3} \int_0^{k_F} d^3k \frac{M^*}{\sqrt{k^2 + M^{*2}}},$$

$$\rho_B = \frac{2k_E^3}{3\pi^2}, \quad M^* = M - U_s.$$

利用 DBHF 方法,在核物质中用 BonnA 势计算出不同密度处的标量势 U_s 与矢量势 U_0 ^[6],要求在每个密度处,在 RMF 近似下的计算给出与 DBHF 方法相同的 U_s 和 U_0 ,从而来确定出不同密度处的耦合常数 g_σ 及 g_ω ,如图 1. 在小密度情况下,DBHF 的计算是不稳定的,因此耦合常数 g_σ 及 g_ω ($k_F < 0.8\text{fm}^{-1}$) 的值是利用拟合的曲线外推来得到的. 从图 1 中可以看到,在密度小于 0.15fm^{-3} 时,耦合常数曲线下降得比较快,而密度大于 0.15fm^{-3} 时,曲线逐渐趋于平缓,即密度从小到大,耦合常数从大到小连续变化. 耦合常数的密度依赖是由于多体关联的贡献. 利用多项式拟合得到密度依赖的耦合常数即 $g_\sigma(\rho_B)$ 及 $g_\omega(\rho_B)$ 的方程:

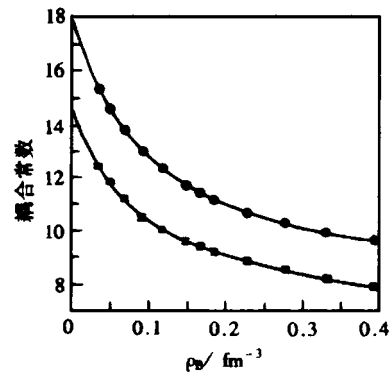


图 1 密度依赖的耦合常数
●与■分别代表利用 DBHF 结果在 RMF 下
计算出的 ω 介子与 σ 介子的耦合常数,
—拟合的结果.

$$g_i(\rho_B) = \sum_{n=0}^5 b_n^i \rho_B^n, \quad i = \sigma, \omega. \quad (14)$$

核子及介子的质量取 BonnA 的参数^[6], 核子及 σ 介子、 ω 介子和 ρ 介子的质量分别为 $M = 938.9\text{MeV}$, $m_\sigma = 550\text{MeV}$, $m_\omega = 782.6\text{MeV}$, $m_\rho = 770\text{MeV}$. g_ρ 的值 ($g_\rho = 2.629$) 是由非对称能 a_4 ($a_4 = 32\text{MeV}$) 来确定的. 利用计算出的密度相关的耦合常数 $g_i(\rho_B)$, 在相对论平均场近似下, 我们计算了密度相关的对称核物质性质, 如表 1. 饱和点处 σ 介子及 ω 介子的耦合常数分别为 $g_\sigma(\rho_{B0}) = 9.0237$, $g_\omega(\rho_{B0}) = 10.8958$. 由于考虑了耦合常数的密度相关性, 我们用 5 点微分法数值计算核物质压强 $P = \rho_B^2 \frac{\partial(\epsilon/\rho_B)}{\partial \rho_B} \Big|_{\rho_B = \rho_0} = 0$ 及不

可压缩系数 $K = 9\rho_B^2 \frac{\partial^2(\epsilon/\rho_B)}{\partial^2 \rho_B} \Big|_{\rho_B = \rho_0}$, 由 $P=0$ 得到饱和点的值. 从表 1 中可以看出, 利用

密度相关的耦合常数计算的 RMF 核物质性质与 DBHF 方法的计算结果基本是一致的, 得到的不可压缩系数为 $K = 272\text{MeV}$. 虽然我们计算出的饱和点与 DBHF 结果有点偏离, 但仍能给出合理的不可压缩系数 K 及每核子平均结合能. 而如果在 RMF 近似下, 取在 DBHF 饱和点 ($k_F = 1.40\text{fm}^{-1}$) 确定的耦合常数 ($g_\sigma = 9.2233$, $g_\omega = 11.1636$) 不随密度变化, 核物质饱和性质和不可压缩系数可以解析给出. 由 $P=0$ 得到饱和点为 $k_F = 1.45\text{fm}^{-1}$, 不可压缩系数为 $K = 549\text{MeV}$.

表 1 核物质性质

	ρ_{B0}/fm^{-3}	$\frac{E}{A}/\text{MeV}$	M^*/M	K/MeV	a_4/MeV
RDMF	0.2088	15.38	0.574	272	32
DBHF ^[6]	0.1854	-15.59	0.601	290	34.7

4 有限核基态性质

用等效的 DBHF 方法, 即 RDMF 方法及考虑重排列项方法 (RDMF + R), 我们计算了双满壳核 ^{16}O , ^{40}Ca , ^{48}Ca , ^{90}Zr , ^{208}Pb 的基态性质, 分别在表 2 中列出了每粒子结合能 E/A 和电荷均方根半径 r_c 与实验值的比较. 为了讨论方便, 我们把用 DBHF 方法中饱和点自能确定的 g_σ, g_ω 的线性 RMF 计算的结果也列进了表 2. 从表 2 中看到, 线性 RMF 方法计算的每粒子结合能比通常的非密度相关的 RMF 结果^[12] 还要差些, 这是因为我们没有调参数, 所取的 g_σ, g_ω 是由 DBHF 方法中饱和点自能确定的, 利用这一耦合常数在 RMF 近似下计算的饱和点在 $k_F = 1.45\text{fm}^{-1}$ 处, 比文献[12]的饱和点 $k_F = 1.30\text{fm}^{-1}$ 大许多. 我们在表 2 中给出线性 RMF 的结果是为了与同样参数的密度相关 RMF 结果进行比较. 耦合常数为密度相关的 RMF 方法考虑了核子关联的贡献, 在小密度处会给出较强的吸引势, 从而会合理地描述表面效应. 由表 2 还可以看到, RDMF 和 RDMF + R 方法计算的结合能的绝对值及电荷均方根半径的值都比 RMF 的结果大, 与实验值更为接近. 这表明我

们的结果从所谓的 Coester 线有所移动,并更接近实验值.

表 2 每粒子结合能(MeV)与电荷均方根半径(fm)

		RMF	RDMF	RDMF + R	exp
¹⁶ O	E/A	-5.53	-7.45	-7.50	-7.98
	r_c	2.47	2.59	2.70	2.73
⁴⁰ Ca	E/A	6.35	-7.90	-7.96	-8.55
	r_c	3.13	3.26	3.36	3.48
⁴⁸ Ca	E/A	-5.17	-8.02	-8.05	-8.67
	r_c	3.14	3.27	3.35	3.47
⁹⁰ Zr	E/A	-6.88	-7.96	-8.00	8.71
	r_c	3.84	4.00	4.09	4.27
²⁰⁸ Pb	E/A	-5.44	-7.36	-7.37	7.87
	r_c	4.95	5.17	5.22	5.50

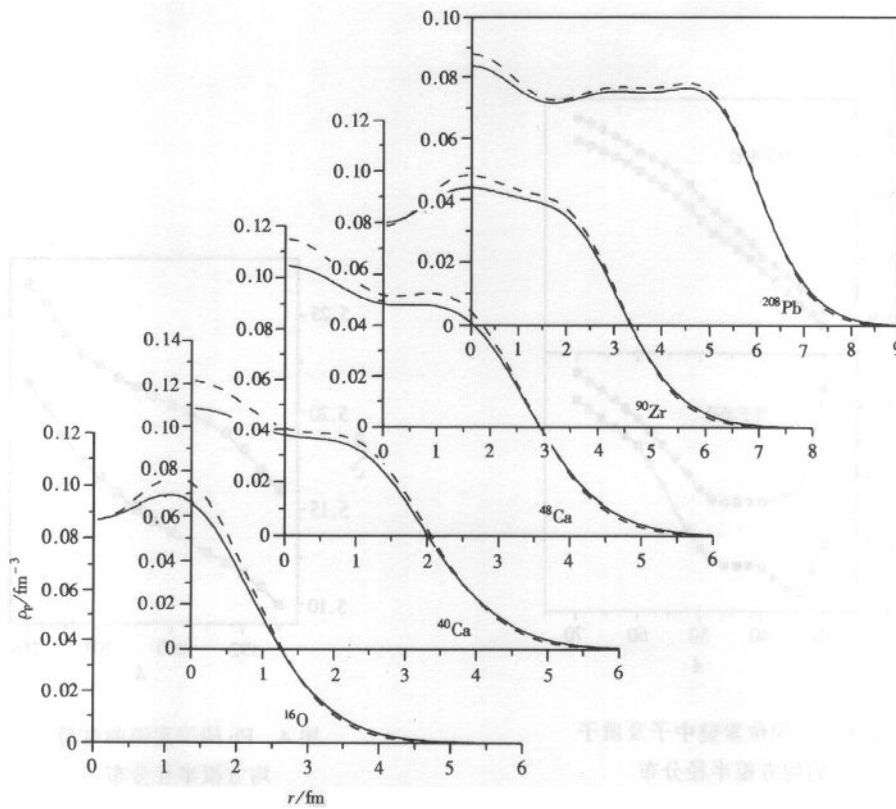


图 2 质子密度分布曲线

--- RDMF, — RDMF + R.

比较 RDMF 与 RDMF + R 的结果,我们发现考虑了重排列项后,对 E/A 及 r_c 的描述同时得到了改进,都更接近于实验值,尤其是 r_c 的结果得到了较大幅度的提高. 由于重

排列项提供了排斥的矢量势,对中心势及自旋轨道势的贡献是排斥的,因此单个核子的有效平均场吸引势减弱.这导致单粒子束缚态的能级变浅,单粒子波函数被向外延展.因此重排列项的排斥作用使单粒子密度分布在中心区域变弱、变浅,导致了电荷均方根半径变大.重排列项对总结能的贡献为负值,部分地抵消了单粒子能级的减小,使总的结合能改变较小,而电荷均方根半径却得到了较为显著的提高.

图 2 给出了 5 种球对称核的质子密度分布.图中可以看到重排列项的贡献把质子密度分布曲线的中心区域压低、振荡明显减小并且曲线尾部被向外延展,定性地与实验结果符合.为了进一步讨论重排列项的这种影响,我们计算了 Ca 和 Pb 的同位素链,其质子密度分布曲线中都明显表示出了重排列项使中心密度变浅及尾部外延的结果,尤其在 ^{56}Ca , ^{60}Ca 及 ^{202}Pb , ^{204}Pb 等同位素中曲线中心部分的振荡更为明显地被减缓.在图 3 中给出了 Ca 同位素链的中子及质子均方根半径分布,在图 4 中给出了 Pb 同位素链的电荷均方根半径,可以看出重排列项增大了质子、中子及电荷均方根半径,而电荷均方根半径得到了较大程度的提高.

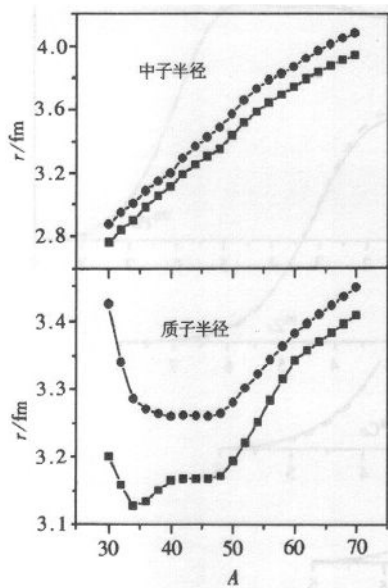


图 3 Ca 同位素链中子及质子的均方根半径分布

—■— RDMF, —●— RDMF+R.

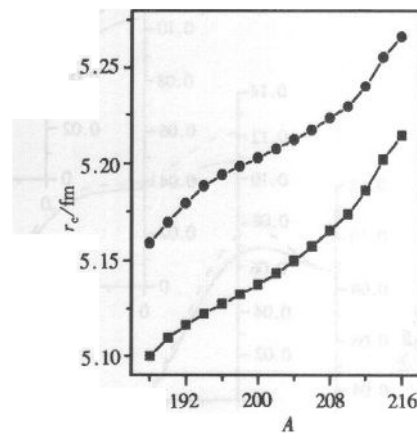


图 4 Pb 同位素链的电荷均方根半径分布

—■— RDMF, —●— RDMF+R.

为了更好地讨论重排列项的贡献,在表 3 中给出了 ^{16}O , ^{40}Ca , ^{48}Ca 的单粒子能级,实验值取自文献[12].从计算结果可以看出,考虑重排列项后 ^{16}O , ^{40}Ca , ^{48}Ca 的质子、中子单粒子能级与实验值更为接近,但是对于重核 ^{90}Zr , ^{208}Pb 单粒子能级变化不大.在费米面附近必须考虑动力学效应才能解释能级间隔变小、密度增大^[13].

表 3 $^{16}\text{O}, ^{40}\text{Ca}, ^{48}\text{Ca}$ 的单粒子能级

能级	同位旋	RDMF	RDMF + R	exp
$1s_{1/2}$	p	-43.85	-37.71	$-(40 \pm 8)$
$1p_{3/2}$	p	-21.78	-16.71	-18.4
$1p_{1/2}$	p	-16.33	-11.89	-12.1
$1s_{1/2}$	n	-48.74	-42.45	-47
$1p_{3/2}$	n	-26.10	-20.84	-21.8
$1p_{1/2}$	n	-20.59	-15.96	-15.7
$1s_{1/2}$	p	-53.93	-48.20	$-(50 \pm 10)$
$1p_{3/2}$	p	-36.42	-30.95	$-(34 \pm 6)$
$1p_{1/2}$	p	-32.68	-27.42	$-(34 \pm 6)$
$1d_{5/2}$	p	-19.29	-14.30	-15.5
$2s_{1/2}$	p	-13.79	-9.709	-10.9
$1d_{3/2}$	p	-13.31	-8.78	-8.3
$1d_{5/2}$	n	-27.53	-22.32	-21.9
$2s_{1/2}$	n	-21.98	-17.55	-18.2
$1d_{3/2}$	n	-21.52	-16.73	-15.6
$1s_{1/2}$	p	-58.28	-51.74	$-(55 \pm 9)$
$1p_{3/2}$	p	-41.85	-35.69	$-(35 \pm 7)$
$1p_{1/2}$	p	-38.81	-32.87	$-(35 \pm 7)$
$1d_{5/2}$	p	-24.77	-19.35	-20
$2s_{1/2}$	p	-17.69	-13.50	-15.8
$1d_{3/2}$	p	-19.15	-14.19	-15.3
$1d_{5/2}$	n	-32.18	-26.63	-16
$2s_{1/2}$	n	-25.41	-20.96	12.4
$1d_{3/2}$	n	-26.63	-21.52	-12.4
$1f_{7/2}$	n	-15.22	-10.74	-9.9

文献[2]中已经讨论过,为了更好地计算开壳核的基态性质必须考虑对修正.相对论平均场理论并没有包括对修正,如果不考虑对关联,它不能够定量地给出两核子分离能.我们采用一种较为简单的 BCS 方法来考虑对修正,能隙常数取为 $\Delta = 11.2\text{MeV}/A^{1/2}$. 在图 5 中给出考虑对修正后包括重排列项的 Ca 的同位素链($16 \leq N \leq 30$)的两中子分离能与实验值的比较.我们的计算曲线与实验曲线基本一致,其中 ^{46}Ca 的两中子分离能与实验值一致,而 $^{38,40,48}\text{Ca}$ 的分离能与实验值相差小于 2MeV. 从图中还可以看出考虑与不考虑重排列项的结果对两中子分

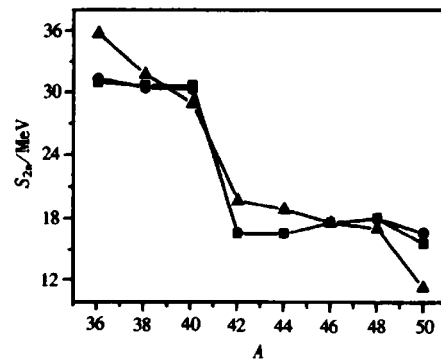


图 5 Ca 同位素链俩中子分离能

■ - RDMF, ● - RDMF + R, ▲ - 实验值^[14].

离能的影响并不大.

5 讨论与小结

本文采用等效的 DBHF 方法,即密度相关的相对论平均场方法,考虑重排列项研究了球对称核的基态性质,并推广应用于讨论球形 Ca 和 Pb 同位素链的性质,结果与实验值很好地符合. 相对论 DBHF 方法,直接从自由的核子-核子两体相互作用出发,考虑了核子两体短程关联,很好地给出了核物质的饱和性质. 等效的 DBHF 方法,采用密度相关的耦合常数来等效地包含核子关联效应,不引进任何自由参数,能定量地描述有限核的基态性质,这是令人鼓舞的结果. 显然,这种微观模型与实验的定量符合上不能与唯象模型,如非线性相对论平均场理论来直接比较. 考虑重排列项,使核的电荷均方根半径增大,更符合实验,而对每核子的平均结合能改变较小,略有增大.

应该指出,这种等效的 DBHF 方法,采用平均场近似是很粗糙的. 用 DBHF 的标量势和矢量势在 RMF 近似下确定两个同位旋标量介子 σ 和 ω 的耦合常数的密度相关性,不能包含 DBHF 的 G 矩阵的更多信息,特别是同位旋相关性. 进一步采用包含同位旋矢量介子 π 和 ρ 的相对论 Hartree-Fock 方法来合理地包含 DBHF 方法 G 矩阵更多信息,从而研究有限核的性质将是非常有兴趣的工作,研究工作正在进展之中.

参考文献 (References)

- 1 Serot B D, Walecka J D. *Adv. Nucl. Phys.*, 1986, **16**:1
- 2 Ring P. *Prog. Part. Nucl. Phys.*, 1996, **37**:193
- 3 Rufa M, Reinhard P-G, Maruhn J A et al. *Phys. Rev.*, 1988, **C38**:390
- 4 Sharma M M, Nagarajan M A, Ring P. *Phys. Lett.*, 1993, **B312**:377
- 5 Lalazissis G A, Ring P. *Phys. Rev.*, 1997, **C55**:540
- 6 Brockmann R, Machleidt R. *Phys. Rev.*, 1990, **C42**:1965
- 7 Brockmann R, Toki H. *Phys. Rev. Lett.*, 1992, **68**:3408
- 8 SHI H L, CHEN B Q, MA Z Y. *Phys. Rev.*, 1995, **C52**:144
MA Z Y, SHI H L, CHEN B Q. *Phys. Rev.*, 1994, **C50**:3170
- 9 Fritz R, Muther H. *Phys. Rev.*, 1994, **C49**:633
- 10 Lenske H, Fuchs C. *Phys. Lett.*, 1995, **B345**:355
- 11 Fuchs C, Lenske H, Wolter H H. *Phys. Rev.*, 1995, **C52**:3043
- 12 Horowitz C J, Serot B D. *Nucl. Phys.*, 1981, **A368**:503
- 13 Ma Z Y, Wambach J. *Phys. Lett.*, 1991, **B256**:1; *Nucl. Phys.*, 1983, **A402**:275
- 14 Audi G, Wapstra A H. *Nucl. Phys.*, 1993, **A565**:1

The Effective DBHF Method for Finite Nuclei*

LIU Ling¹ CAO Li-Gang¹ MA Zhong-Yu^{1,2,3}

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

2 (Center of Theoretical Nuclear Physics, National Laboratory of Heavy Ion Accelerator, Lanzhou 730000, China)

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

Abstract A density dependent effective interaction in the relativistic Mean-Field (RMF) theory was adopted to reproduce the Dirac-Brueckner-Hartree-Fock (DBHF) results and applied to study the ground state properties of finite nuclei for both stable and unstable nuclei, especially Ca and Pb isotope chains. The coupling constants of σ and ω mesons are density dependent and parameterized by reproducing the scalar and vector potentials of the DBHF results at each density in the RMF approximation. In this way the RMF approach is equivalent to the relativistic DBHF method, which is usually called the density dependent RMF approach (DDRMF). Rearrangement self energies in the DDRMF were obtained by a variational derivatives of the vertices in the effective Lagrangian. It was found that the rearrangement terms in the DDRMF provide a repulsive potential in the Dirac equation. The single particle energy levels become less bound and the nuclear radius is expanded. In contrast the proper total binding energy was obtained by subtracting the rearrangement energy, which compensates the weak binding of the single particle states. As a result, the total binding energy is slightly increased. The ground state properties of stable nuclei, such as ^{16}O , ^{40}Ca , ^{48}Ca , ^{90}Zr , and ^{208}Pb were studied. An improvement of including rearrangement term and good agreement with the experimental data were obtained. The similar effects were also found in the isotopes of Ca and Pb. It may conclude that the DDRHF is equivalent to the DBHF and an efficient method in the studying of finite nuclear properties. It can be used to describe very well the ground state properties not only stable, but also unstable nuclei without any free parameters.

Key words effective DBHF method, density dependent RMF, rearrangement term

Received 19 July 2000

* Supported by National Natural Science Foundation of China (19847002, 19835010, 10075080) and Major State Basic Research Development Program (G2000077407)