

自洽处理对关联的RMF+SLAP方法 对Sn核性质的研究*

刘朗¹ 孟杰^{1,2,3;1)} 张双全¹

1 (北京大学物理学院 北京 100871)

2 (中国科学院理论物理研究所 北京 100080)

3 (兰州重离子加速器国家实验室原子核理论中心 兰州 730000)

摘要 在自洽的相对论平均场理论框架下,用严格保持粒子数守恒的类壳模型方法,即RMF+SLAP方法,研究了Sn同位素链的性质并与没有考虑对关联对平均势场影响的非自洽计算进行了比较.结果表明,自洽的RMF+SLAP方法能够正确给出原子核形变随平均对力强度的变化,给出Sn同位素链的每核子结合能,单中子与双中子分离能,四极形变随质量数A的变化等的很好描述.表明了研究原子核性质时,正确和自洽处理对关联以及堵塞效应的重要性.

关键词 相对论平均场理论 对关联 类壳模型方法 Sn同位素

1 引言

相对论平均场理论^[1]成功地描述了稳定核^[2, 3]以及远离稳定线原子核许多奇特的核物理现象^[4, 5].相对论理论很好地再现了核物质的饱和性^[6],给出超形变全同带^[7]和中子晕的新解释^[8],预言了近中子滴线原子核的巨中子晕现象^[9],自动给出了自旋轨道势,给出赝自旋对称性^[10, 11]的合理解释^[12-14],预言反核子谱的自旋对称性^[15],很好地描述了磁转动^[16]和集体激发^[17]等等.

核子-核子之间的对关联在原子核的诸多性质中,如结合能,奇偶效应,单粒子能级占据几率,电磁跃迁,集体运动低激发能谱,转动惯量和晕现象等,扮演重要角色.在文献[18]中,在相对论平均场理论框架下,用严格保持粒子数守恒的类壳模型方法(SLAP方法)处理对关联(以下称RMF+SLAP)方法,并把经过RMF+SLAP方法得到的核子密度重新代入耦合的核子-介子方程进行自洽迭代求解,不仅可以给出原子核基态性质的很好描述,而且由于采用了SLAP方法,还提供了描述原子核激发态性质的基础.

与原子核物理中处理对关联效应的标准方法如Bardeen-Cooper-Schrieffer(BCS)近似,和Bogoliubov变换^[4, 8, 19, 20]相比,SLAP方法不仅简单易行,还避免了因为引入准粒子所带来的关于粒子数不守恒的问题,而且由于SLAP方法是直接在多粒子组态空间把对力Hamiltonian对角化,因此对于粒子数不多的体系,该方法能够得到比BCS近似更准确的解,而且自动考虑了堵塞效应,使奇A核和偶偶核都用同样的方法求解.如果考虑共振态^[21-24],还可以很好地处理奇特原子核.同时,文献[18]中也首次将广泛与唯象模型如Nilsson模型和Woods-Saxon模型相结合的SLAP方法^[25-32]通过与RMF理论相结合,发展了RMF+SLAP方法.

为此,这里将利用文献[18]发展的RMF+SLAP方法,以Sn同位素为例,研究对相互作用和对关联对原子核性质的影响.

2 理论框架

有关RMF+SLAP方法的细节可以参见文献[18],

2005-10-21 收稿

* 国家重点基础研究发展规划(G2000077407)和国家自然科学基金(10435010, 10221003, 10505002)资助

1) E-mail: mengj@pku.edu.cn

这里只作一个简要介绍. 相对论平均场理论中, 核子-核子有效相互作用通过交换有效介子提供. 其中, 同位旋标量-标量 σ 介子提供核子之间的中程吸引力; 同位旋标量-矢量介子 ω^μ 提供核子之间的短程排斥势; 同位旋矢量-矢量介子 ρ^μ 描述中子和质子的区别, 其相应的Lagrangian密度为

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & \bar{\psi}(i\gamma^\mu \partial_\mu - M)\psi + \frac{1}{2}\partial^\mu \sigma \partial_\mu \sigma - \frac{1}{2}m_\sigma^2 \sigma^2 - \\ & \frac{1}{3}g_2 \sigma^3 - \frac{1}{4}g_3 \sigma^4 - g_\sigma \bar{\psi} \sigma \psi - \frac{1}{4}\Omega^{\mu\nu} \Omega_{\mu\nu} + \\ & \frac{1}{2}m_\omega^2 \omega^\mu \omega_\mu - g_\omega \bar{\psi} \gamma^\mu \psi \omega_\mu + \frac{1}{4}g_4 (\omega^\mu \omega_\mu)^2 - \\ & \frac{1}{4}\mathbf{R}^{\mu\nu} \mathbf{R}_{\mu\nu} + \frac{1}{2}m_\rho^2 \rho^\mu \rho_\mu - g_\rho \bar{\psi} \gamma^\mu \boldsymbol{\tau} \psi \boldsymbol{\rho}_\mu - \\ & \frac{1}{4}F^{\mu\nu} F_{\mu\nu} - e\bar{\psi} \gamma^\mu \frac{1-\tau_3}{2} A_\mu \psi, \end{aligned} \quad (1)$$

其中各种符号的意义与文献[1—3]相同, 矢量介子和电磁场的场张量定义如下:

$$\begin{cases} \Omega^{\mu\nu} = \partial^\mu \omega^\nu - \partial^\nu \omega^\mu, \\ \mathbf{R}^{\mu\nu} = \partial^\mu \boldsymbol{\rho}^\nu - \partial^\nu \boldsymbol{\rho}^\mu, \\ F^{\mu\nu} = \partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu. \end{cases} \quad (2)$$

由Euler-Lagrange方程, 可得到描述核子运动的Dirac方程

$$\{\gamma^\mu [i\partial_\mu - V_\mu(\mathbf{r})] - M - S(\mathbf{r})\}\psi_i = 0 \quad (3)$$

和介子以及光子场的Klein-Gordon方程

$$(\partial_\mu \partial^\mu + m_\phi^2)\phi = S_\phi, \quad (4)$$

其中矢量势 $V_\mu(\mathbf{r})$ 和标量势 $S(\mathbf{r})$ 分别为

$$\begin{cases} V_\mu(\mathbf{r}) = g_\omega \omega_\mu(\mathbf{r}) + g_\rho \boldsymbol{\tau} \cdot \boldsymbol{\rho}_\mu(\mathbf{r}) + e \frac{1-\tau_3}{2} A_\mu(\mathbf{r}), \\ S(\mathbf{r}) = g_\sigma \sigma(\mathbf{r}), \end{cases} \quad (5)$$

介子场和光子场的Klein-Gordon方程的源项分别为

$$S_\phi = \begin{cases} -g_\sigma \rho_s(\mathbf{r}) - g_2 \sigma^2 - g_3 \sigma^3, & \phi = \sigma, \\ g_\omega \mathbf{j}^\mu(\mathbf{r}) - c_3 \omega^\nu \omega_\nu \omega^\mu, & \phi = \omega^\mu, \\ g_\rho \mathbf{j}^\mu(\mathbf{r}), & \phi = \boldsymbol{\rho}^\mu, \\ e \mathbf{j}_p^\mu(\mathbf{r}), & \phi = A^\mu, \end{cases} \quad (6)$$

上式中的各种核子流和密度分别为

$$\begin{cases} \rho_s(\mathbf{r}) = \sum_{i=1}^A \bar{\psi}_i \psi_i, \\ \mathbf{j}^\mu(\mathbf{r}) = \sum_{i=1}^A \bar{\psi}_i \gamma^\mu \psi_i, \\ \mathbf{j}^\mu(\mathbf{r}) = \sum_{i=1}^A \bar{\psi}_i \gamma^\mu \boldsymbol{\tau} \psi_i, \\ \mathbf{j}_p^\mu(\mathbf{r}) = \sum_{i=1}^A \bar{\psi}_i \gamma^\mu \frac{1-\tau_3}{2} \psi_i. \end{cases} \quad (7)$$

通常, 运动方程(3)和(4)式必须引入无海近似和平均场近似进行自洽迭代求解. 体系的对称性可以简化计算: 如果仅仅考虑保持时间反演对称性的体系, 原子核里没有核子流, 则介子 ω 和 ρ 以及电磁场 \mathbf{A} 的空间分量消失, 只剩下相应的时间分量 ω^0 , ρ^0 和 A^0 ; 电荷守恒使得只需考虑 ρ 在同位旋空间中的第三分量(为了简便起见, 把它记为 ρ^0).

考虑轴对称系统, 由于体系绕对称轴(z 轴)的转动不变, 因此在柱坐标系求解较为方便. 核子势场和介子场的源仅依赖于 r_\perp 和 z . 第 i 个核子的Dirac旋量由以下量子数标记: Ω_i , π_i 和 t_i , 其中: $\Omega_i = m_{l_i} + m_{s_i}$ 是总角动量第三分量 \hat{J}_z 的量子数, π_i 是宇称量子数, t_i 是同位旋量子数. Dirac旋量具有以下形式:

$$\psi_i = \begin{pmatrix} f_i(\mathbf{r}) \\ ig_i(\mathbf{r}) \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \begin{pmatrix} f_i^+(z, r_\perp) e^{i(\Omega_i - 1/2)\varphi} \\ f_i^-(z, r_\perp) e^{i(\Omega_i + 1/2)\varphi} \\ ig_i^+(z, r_\perp) e^{i(\Omega_i - 1/2)\varphi} \\ ig_i^-(z, r_\perp) e^{i(\Omega_i + 1/2)\varphi} \end{pmatrix} \chi_{t_i}(t). \quad (8)$$

对于每一个具有正 Ω_i 的解 ψ_i , 都有对应的相同能量时间反演解 $\psi_{\bar{i}}$, $\psi_{\bar{i}} = -i\sigma_y K \psi_i$. 互为时间反演态的两个态对密度的贡献是相同的. 因此

$$\rho_{s,v} = 2 \sum_{i>0} n_i [(|f_i^+|^2 + |f_i^-|^2) \mp (|g_i^+|^2 + |g_i^-|^2)], \quad (9)$$

同样可以求得 ρ_3 和 ρ_c . 这些密度项就是 σ , ω^0 , ρ^0 和 A^0 场的源, 求和只遍及正 Ω_i 的态. 在考虑了对关联之后, 粒子对占据几率 n_i 可以通过SLAP方法计算给出.

根据求解Dirac方程(3)得到的单粒子能级和波函数可以构造包含单粒子能量和对相互作用的Hamiltonian,

$$H = \sum_\nu \varepsilon_\nu a_\nu^\dagger a_\nu - G \sum_{\mu, \nu > 0}^{\mu \neq \nu} a_\mu^\dagger a_\mu^\dagger a_\nu a_\nu, \quad (10)$$

其中 G 是平均对力强度, 由相邻原子核的奇偶质量差确定. 仿照文献[18], 可以利用SLAP方法把上式的Hamiltonian在多粒子组态空间(MPC)中对角化. 对于偶数个粒子的系统, 相应的MPC为:

(a) 完全配对的组态(seiority $s=0$)

$$|\rho_1 \bar{\rho}_1 \cdots \rho_n \bar{\rho}_n\rangle = a_{\rho_1}^+ a_{\bar{\rho}_1}^+ \cdots a_{\rho_n}^+ a_{\bar{\rho}_n}^+ |0\rangle, \quad (11)$$

(b) 一对粒子被拆散的组态(seiority $s=2$)

$$|\mu \bar{\nu} \rho_1 \bar{\rho}_1 \cdots \rho_{n-1} \bar{\rho}_{n-1}\rangle = a_{\mu}^+ a_{\bar{\nu}}^+ a_{\rho_1}^+ a_{\bar{\rho}_1}^+ \cdots a_{\rho_{n-1}}^+ a_{\bar{\rho}_{n-1}}^+ |0\rangle, \quad (12)$$

其余的依次类推^[25]. 对于奇A核, 相应的MPC分别由对应有一个、三个、五个、... 不配对粒子的组态所组成.

对于轴对称形变的原子核, 相应的MPC空间可以分为许多个子空间的直和

$$\begin{aligned} \text{MPC 空间} = & (s=0, K=0^+) \oplus (s=2, K=0^+) \oplus \\ & (s=2, K=1^+) \oplus (s=2, K=2^+) \oplus \cdots \oplus \\ & (s=4, K=0^+) \oplus (s=4, K=1^+) \oplus \\ & (s=4, K=2^+) \oplus \cdots \oplus \cdots. \end{aligned} \quad (13)$$

对于核的基态和低激发态, 重要的多粒子组态数目有限, 仅有组态能量较低的少数多粒子组态贡献较为显著^[25]. 所以采取多粒子组态截断是合适的, 若 E_i 是第 i 个多粒子组态的组态能量, 仅有 $E_i - E_0 \leq E_c$ 的组态被用来构造对角化Hamiltonian的矩阵, E_c 就是组态截断能量. 这样, 相应的核子体系波函数为

$$\begin{aligned} \psi^\beta = & \sum_{\rho_1, \dots, \rho_n} V_{\rho_1 \dots \rho_n}^\beta |\rho_1 \bar{\rho}_1 \cdots \rho_n \bar{\rho}_n\rangle + \\ & \sum_{\mu, \nu} \sum_{\rho_1, \dots, \rho_{n-1}} V_{\rho_1 \dots \rho_{n-1}}^{\beta(\mu\nu)} |\mu \bar{\nu} \rho_1 \bar{\rho}_1 \cdots \rho_{n-1} \bar{\rho}_{n-1}\rangle + \cdots, \end{aligned} \quad (14)$$

其中 $\beta=0$ (基态), 1, 2, 3, ... (对激发态). 系统处于 β 态时, 第 i 条单粒子能级被一对粒子占据的几率为

$$\begin{aligned} n_i^\beta = & \sum_{\rho_1, \dots, \rho_{n-1}} |V_{\rho_1 \dots \rho_{n-1} i}^\beta|^2 + \\ & \sum_{\mu, \nu} \sum_{\rho_1, \dots, \rho_{n-2}} |V_{\rho_1 \dots \rho_{n-2} i}^{\beta(\mu\nu)}|^2 + \cdots, \quad i=1, 2, 3, \dots, \end{aligned} \quad (15)$$

用这个占据几率替代(9)式中的 n_i , 这样就得到一个考虑了对关联之后的Klein-Gordon方程的源项, 求解Klein-Gordon方程可以给出新的介子场和电磁场, 由这些新的场又可以计算出新的标量势和矢量势, 代入Dirac方程得到新的Dirac旋量, 再利用SLAP方法计算占据几率, 通过自洽迭代重复此过程, 直到收敛. 最后, 可以计算系统的总能量

$$E_{\text{RMF}} = E_{\text{nucleon}} + E_\sigma + E_\omega + E_\rho + E_c + E_{\text{CM}} + E_{\text{pair}}, \quad (16)$$

各能量的表达式如下:

$$\begin{aligned} E_{\text{nucleon}} &= \sum_i n_i^2 \varepsilon_i, \\ E_\sigma &= -\frac{1}{2} \int d^3r \left\{ g_\sigma \rho_s(\mathbf{r}) \sigma(\mathbf{r}) + \left[\frac{1}{3} g_2 \sigma(\mathbf{r})^3 + \frac{1}{2} g_3 \sigma(\mathbf{r})^4 \right] \right\}, \\ E_\omega &= -\frac{1}{2} \int d^3r \left\{ g_\omega \rho_v(\mathbf{r}) \omega^0(\mathbf{r}) - \frac{1}{2} g_4 \omega^0(\mathbf{r})^4 \right\}, \\ E_\rho &= -\frac{1}{2} \int d^3r g_\rho \rho_3(\mathbf{r}) \rho^{00}(\mathbf{r}), \\ E_c &= -\frac{e^2}{8\pi} \int d^3r \rho_c(\mathbf{r}) A^0(\mathbf{r}), \\ E_{\text{CM}} &= -\frac{3}{4} 41 A^{-1/3}, \\ E_{\text{pair}} &= \langle \psi^\beta | H_{\text{pair}} | \psi^\beta \rangle, \end{aligned}$$

其中 E_{nucleon} 是单核子能量 ε_i 之和, E_σ , E_ω , E_ρ 和 E_c 分别是各个介子场和电磁场的能量, E_{CM} 为质心修正项, E_{pair} 为对能项.

3 结果和讨论

具体求解Dirac和Klein-Gordon方程时, 选取了正确考虑质心修正的有效相互作用PK1^[33], Dirac旋量 $f_i^\pm(z, r_\perp)$ 和 $g_i^\pm(z, r_\perp)$ 以及介子场分别可以在谐振子^[19]和Woods-Saxon势^[34]所对应的Schrödinger方程给出的基上进行展开, 选取的主壳数为14, 并通过合适地选取谐振子基的形变 β_0 的大小使得体系处于最低能量状态. 这样, 求解Dirac和Klein-Gordon方程的问题就转化为Hermitian矩阵对角化问题, 具体计算细节参见文献[18].

3.1 对力强度与截断能量

对关联主要影响费米面附近的部分单粒子能级. 在SLAP方法中, 截断能量和对相互作用强度是最重要的两个参数. 价核子空间由截断能量根据中子或者质子数按照从低到高的占据来确定. 如果平均对力强度是常数, 则随着截断能量增大, 相应被考虑的单粒子能级数目增加, 价核子空间也增大, 使得对能也增大. 表1以¹²⁴Sn的中子为例, 说明了粒子数空间, 价核子数目, 和 $G_n = 0.25$ 时的对能随组态截断能量 E_c 的变化. 随着截断能量的增加, 由于粒子组态空间维数增加, 使得价中子数目和对能也相应增加. 实际上, 组态截断能量增大时, 如果适当减小平均对力强度, 则得到的低激发谱几乎相同^[25].

表 1 ^{124}Sn 的中子多粒子组态空间维数, 价核子数目和 $G_n = 0.25$ 时的对能随组态截断能量 E_c 的变化

E_c/MeV	MPC	valence nucleons	$E_{\text{pair}}/\text{MeV}$
8	321	16	-5.635
10	455	24	-6.252
15	1128	24	-7.556

如果截断能量固定, 则通过符合实验奇偶质量差可以确定平均对力强度 G_n . 由于本文主要研究 Sn 同位素链, 所以在以下计算过程中, 质子的平均对力强度为一常数, $G_p = 0.35\text{MeV}$, 由 ^{124}Sn 与它相邻的 ^{123}In 和 ^{125}Sb 的实验奇偶质量差值定出. 图 1 给出了截断

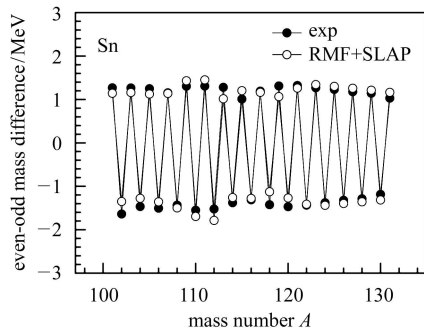


图 1 截断能量 $E_c = 15\text{MeV}$ 时, 调节平均对力强度, RMF+SLAP 计算的 Sn 同位素链的奇偶质量差 (○) 与实验值比较 (●)

能量 $E_c = 15\text{MeV}$ 时, 通过调节平均对力强度拟合 Sn 同位素链的奇偶质量差所得到的 RMF+SLAP 计算结果 (○) 与实验值 (●) 的比较. 相应的中子平均对力强度 G_n 随质量数 A 的变化如图 2. 这里, 同位素链的奇偶质量差为

$$\Delta_n = \frac{1}{2}[B(N-1, Z) + B(N+1, Z)] - B(N, Z). \quad (17)$$

通过拟合实验奇偶质量差所得到的中子平均对力强度 G_n 在 $A=101-113$ 时为 0.35MeV , 在 $A=117-131$

表 2 对 ^{124}Sn , RMF+SLAP 自洽计算, RMF+SLAP* 非自洽计算得到的总结合能 E , 每核子结合能 $(E/A)/\text{MeV}$, 中子, 质子, 物质半径 R_n, R_p, R_m (fm), 中子, 质子和总的四极形变 $\beta_{2n}, \beta_{2p}, \beta_{2m}$ 与相应 RMF 计算结果和实验值^[35] 的比较

	E	E/A	R_n	R_p	R_m	β_{2n}	β_{2p}	β_{2m}
Exp.	-1049.963	-8.467						
RMF	-1047.175	-8.445	4.849	4.589	4.746	-0.118	-0.086	-0.105
RMF+SLAP*	-1049.168	-8.461	4.850	4.589	4.746	-0.109	-0.087	-0.100
RMF+SLAP	-1050.058	-8.468	4.844	4.579	4.739	0.001	0.001	0.001

图 3 给出了 RMF+SLAP (●) 和 RMF+SLAP* (○) 计算得到的 ^{124}Sn 的四极形变随中子平均对力强度的变化. 可以看出, 在 $G_n \leq 0.2\text{MeV}$ 时, RMF+SLAP 和

时为 0.25MeV . 这一现象表明: 1) 在一定的同位素区间, 平均对力强度近似为一常数, 而且可以很好地描述实验的奇偶质量差; 2) 为给出奇偶质量差, 平均对力强度与价核子空间的能级密度密切相关; 3) 在 $A < 114$ 和 $A > 116$ 时, 平均对力强度有一个跃变, 这是由于截断能量所决定的单粒子区间的能级密度所决定的.

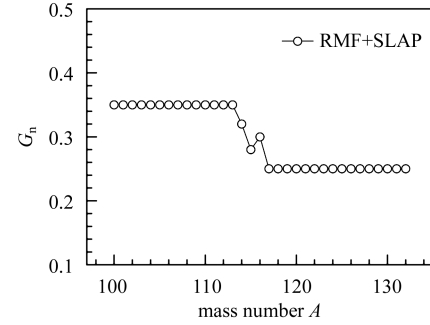


图 2 截断能量 $E_c = 15\text{MeV}$ 时, 拟合图 1 Sn 同位素链的实验奇偶质量差所得到的中子平均对力强度随质量数 A 的变化

3.2 自洽性对关联对 ^{124}Sn 的影响

为了研究 RMF+SLAP 自洽性考虑对关联后对原子核性质的影响, 在表 2 中给出了 RMF+SLAP 自洽计算, 非自洽的 RMF+SLAP* 计算结果和自洽的 RMF 计算结果与实验值^[35] 的比较. 其中, RMF+SLAP* 表示在自洽的 RMF 的计算结果基础上, 仅作一次 SLAP 计算所得到的结果. 它与 RMF+SLAP 的区别在于对关联的效应不再影响平均场. 由结果可以看出, RMF+SLAP* 的非自洽计算与 RMF 的结果相比, 仅仅在总能量中加上对能, 对核的其他基态性质几乎没有影响. 与之相比较, 自洽的 RMF+SLAP 计算不仅自洽考虑了对关联的效应, 而且考虑了对关联对平均场的影响, 特别是原子核的四极形变也发生了相应的改变, 使 ^{124}Sn 在对关联的影响下趋向球形.

RMF+SLAP* 计算得到四极形变值几乎相同. 在 $G_n \geq 0.25\text{MeV}$ 时, RMF+SLAP 计算得到四极形变值从 -0.1 变化到 0 , 即从扁椭球变为球形. 但是非自洽

的RMF+SLAP*计算则不能反映这个变化. 这说明自洽考虑对关联对原子核平均势场的影响的重要性.

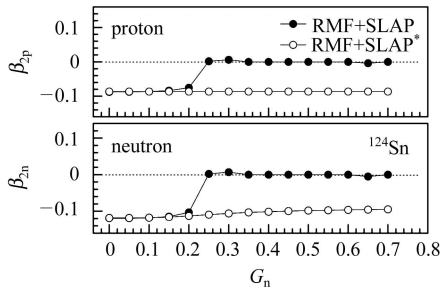


图 3 截断能量 $E_c = 15\text{MeV}$ 时, RMF+SLAP (●) 和 RMF+SLAP* (○) 计算得到的 ^{124}Sn 四极形变随中子平均对力强度的变化

图 4 给出了 RMF+SLAP (●) 和 RMF+SLAP* (△) 计算得到的 ^{124}Sn 价中子单粒子能级占据几率, 与 RMF+BCS (□) 的结果比较. 从图上可以看出, 对关联主要影响 Fermi 面附近单粒子能级占据几率. 同时, RMF+SLAP 自洽计算使得 ^{124}Sn 的能级结构也发生了相应改变.

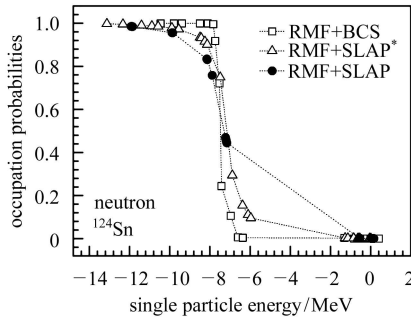


图 4 截断能量 $E_c = 15\text{MeV}$, 中子对力强度 $G = 0.25\text{MeV}$ 时, RMF+SLAP (●) 和 RMF+SLAP* (△) 计算得到的 ^{124}Sn 价中子单粒子能级占据几率, 与 RMF+BCS (□) 的结果比较

3.3 对关联对 Sn 同位素链基态性质的影响

利用前面确定的平均对力强度, 图 5 给出了 RMF+SLAP 计算得到的 Sn 同位素链的每核子结合能, 单中子, 双中子分离能和四极形变随质量数 A 的变化及其与相关实验值的比较. 可以看出, RMF+SLAP 自洽处理对关联后得到的结果与实验值符合得相当好. 对偶核, 这里得到的结果与文献[36]相仿, 但由于 RMF+SLAP 能够自洽考虑堵塞效应并保证粒子数守恒, 因此它不仅很好地描述双中子分离能, 而且还能正确给出单中子分离能. 另外, 与 ^{124}Sn 的情况类似, 自洽的 RMF+SLAP 对许多原子核都给出了球形结果, 这也反映了研究原子核形变时正确和自洽处理对关联的重要性.

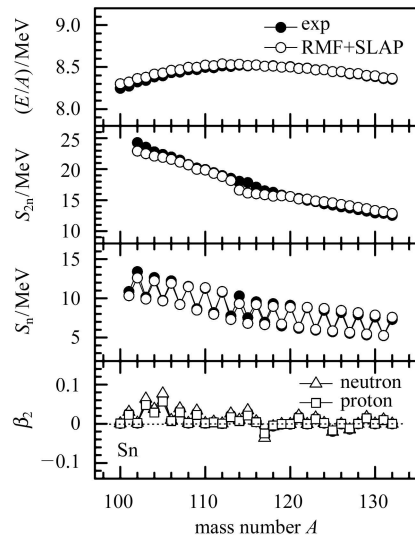


图 5 截断能量 $E_c = 15\text{MeV}$ 时, RMF+SLAP 计算得到的 Sn 同位素链每核子结合能, 单中子, 双中子分离能 S_n, S_{2n} (○) 与实验值 (●) 的比较, 以及中子 (△), 质子 (□) 和总的 (○) 四极形变

图 6 是 RMF+SLAP 计算得到的 Sn 同位素链的中子、质子以及对能. 图上可以看出, 质子对能较小, 这是因为 Sn 同位素是 $Z = 50$ 的质子幻数核. 中子对能有明显的奇偶差, 这是由奇核子的堵塞效应引起. 壳结构效应在中子对能随质量数的变化上也有很好的体现, 对应 $N = 50$ 和 82 的主壳以及 $N = 64$ 时的能隙, 中子对能均有明显减弱.

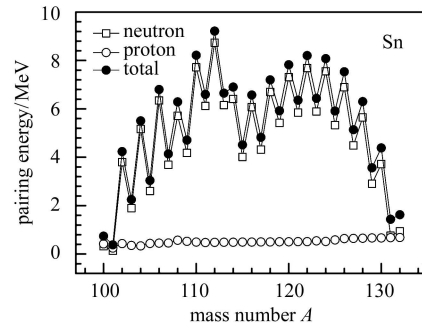


图 6 截断能量 $E_c = 15\text{MeV}$ 时, RMF+SLAP 得到的 Sn 同位素链中子 (□), 质子 (○) 和总对能 (●)

3.4 对力强度对对能的影响

在 BCS 方法处理对关联中, 当平均对力强度 G 较小时, 能隙方程给不出非平庸解, 即对能总是为零. 只有当 G 增大到某个值时, 对能才不为零. 图 7 给出了自洽的 RMF+SLAP (●), 非自洽的 RMF+SLAP* 方法 (△), 和 BCS 方法 (□) 计算的 ^{124}Sn 中子对能随平均对力强度 G 的变化. 可以看出, 与 BCS 方法不同, RMF+SLAP 自洽计算总是能够反映对能随平均对力强度 G 的连续变化.

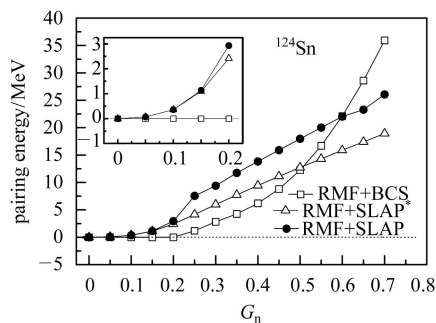


图 7 截断能量 $E_c = 15\text{MeV}$ 时, RMF+SLAP(●) 和 RMF+SLAP*(△) 计算得到的 ^{124}Sn 中子对能随中子平均对力强度的变化, 与 RMF+BCS(□) 的结果比较

4 小结

本文在自洽的相对论平均场理论框架下, 用严格保持粒子数守恒的类壳模型方法, 即 RMF+SLAP 方法, 研究了 Sn 同位素链的性质并与没有考虑对关联对平均势场影响的非自洽计算进行了比较. 结果发现, 自洽的 RMF+SLAP 方法能够正确给出原子核形变随平均对力强度的变化, 即自洽处理对关联会使得原子核的四极形变减小. 给出 Sn 同位素链的每核子结合能, 单中子与双中子分离能, 四极形变随质量数 A 的变化等的很好描述. 表明了研究原子核形变时, 正确和自洽处理对关联以及堵塞效应的重要性.

参考文献(References)

- 1 Serot B D, Walecka J D. Adv. Nucl. Phys., 1986, **16**: 1
- 2 Reinhard P G. Rep. Prog. Phys., 1989, **52**: 439
- 3 Ring P. Prog. Part. Nucl. Phys., 1996, **37**: 193
- 4 MENG J. Nucl. Phys., 1998, **A635**: 3
- 5 MENG J, Toki H, ZHOU S G et al. Prog. Part. Nucl. Phys., 2005 in press
- 6 Brockmann R, Machleidt R. Phys. Rev., 1990, **C42**: 1965
- 7 König J, Ring P. Phys. Rev. Lett., 1993, **71**: 3079
- 8 MENG J, Ring P. Phys. Rev. Lett., 1996, **77**: 3963
- 9 MENG J, Ring P. Phys. Rev. Lett., 1998, **80**: 460
- 10 Arima A, Harvey M, Shimizu K. Phys. Lett., 1969, **B30**: 517
- 11 Hecht K T, Adler A. Nucl. Phys., 1969, **A137**: 129
- 12 Ginocchio J N. Phys. Rev. Lett., 1997, **78**: 436
- 13 MENG J, Sugawara-Tanabe K, Yamaji S et al. Phys. Rev., 1998, **C58**: R628
- 14 MENG J, Sugawara-Tanabe K, Yamaji S et al. Phys. Rev., 1999, **C59**: 154
- 15 ZHOU S G, MENG J, Ring P. Phys. Rev. Lett., 2003, **91**: 262501
- 16 Madokoro H, MENG J, Matsuzaki M et al. Phys. Rev., 2000, **C62**: 061301
- 17 MA Z Y, Wandelt A, Giai N V et al. Nucl. Phys., 2002, **A703**: 222
- 18 MENG J, GUO J Y, LIU L et al. Frontiers of Physics, China, 2006, **1**: 38, see also nucl-th/0407059
- 19 Gambhir Y K, Ring P, Thimet A. Ann. Phys. (N.Y.), 1990, **198**: 132
- 20 GENG L S, Toki H, Sugimoto S et al. Theor. Phys., 2003, **110**: 921
- 21 YANG S C, MENG J, ZHOU S G. Chin. Phys. Lett., 2001, **18**: 196
- 22 CAO L G, MA Z Y. Phys. Rev., 2002, **C66**: 024311
- 23 Sandulescu N, GENG L S, Toki H et al. Phys. Rev., 2003, **C68**: 054323
- 24 ZHANG S S, MENG J, ZHOU S G et al. Phys. Rev., 2004, **C70**: 034308
- 25 ZENG J Y, CHENG T S. Nucl. Phys., 1983, **A405**: 1
- 26 ZENG J Y, LEI Y A, JIN T H et al. Phys. Rev., 1994, **C50**: 746
- 27 Moliq H, Dudek J. Phys. Rev., 1997, **C56**: 1795
- 28 WU C S, ZENG J Y. Phys. Rev., 1989, **C39**: 666
- 29 WU C S, ZENG J Y. Phys. Rev. Lett., 1991, **66**: 1022
- 30 ZENG J Y, JIN T H, ZHAO Z J. Phys. Rev., 1994, **C50**: 1388
- 31 ZENG J Y, LIU S X, LEI Y A et al. Phys. Rev., 2001, **C63**: 024305
- 32 ZENG J Y, LIU S X, GONG L X et al. Phys. Rev., 2002, **C65**: 044307
- 33 LONG W H, MENG J, Giai N V et al. Phys. Rev., 2004, **C69**: 034319
- 34 ZHOU S G, MENG J, Ring P. Phys. Rev., 2003, **C68**: 034323
- 35 Audi G, Wapstra A H. Nucl. Phys., 1995, **A595**: 409
- 36 MENG J, Tanihata I. Nucl. Phys., 1999, **A650**: 176

Properties of Sn Isotopes in the Self-consistent RMF+SLAP for Pairing Correlations*

LIU Lang¹ MENG Jie^{1,2,3;1)} ZHANG Shuang-Quan¹

¹ (School of Physics, Peking University, Beijing 100871, China)

² (Institute of Theoretical Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080, China)

³ (Center of Theoretical Nuclear Physics, National Laboratory of Heavy Ion Accelerator of Lanzhou, Lanzhou 730000, China)

Abstract Nuclear properties of stannum isotopes have been studied by the self-consistent shell-model-like approach in the framework Relativistic Mean Field theory, i.e., RMF+SLAP, and compared with the results from the non self-consistent RMF+SLAP* in which the influence of the pairing correlations on the mean field has been neglected. It is shown that the RMF+SLAP method can reproduce correctly the change of the quadrupole deformation as a function of pairing strength, the binding energy, one- and two-neutron separation energies and quadrupole deformation of stannum isotopes. The importance in treating the pairing correlations and block effect correctly has been emphasized.

Key words relativistic mean field theory, pairing correlation, shell-model-like approach, stannum isotopes

Received 21 October 2005

*Supported by Major State Basic Research Development Program (G2000077407) and National Natural Science Foundation of China (10435010, 10221003, 10505002)

1) E-mail: mengj@pku.edu.cn