

DHF 方法对 $A \sim 100$ 区偶偶核形状的系统研究*

徐延冰 刘英太 廖继志

(四川大学物理系 成都 610064)

摘要 采用修正的表面 δ 相互作用(MSDI),对 $^{102-114}\text{Ru}$ 、 $^{102-116}\text{Pd}$ 和 $^{104-116}\text{Cd}$ 等22个偶偶核作了形变HF计算.得到了长椭球、扁椭球等基态或激发态的解.结果表明,在质量数为102—116间的原子核存在形状过渡、形状共存现象,且单粒子能级随质量数及组态的不同而不同.同时发现质子数的多少以及 $3s_{1/2}$ 轨道的开始填充对形状过渡起着重要作用.

关键词 形状过渡 形状共存 单粒子能谱 形变HF态

1 引言

丰中子核素的结构特性,一直是人们非常关注的问题.文献[1]利用实验数据对Sr、Zr、Mo等核链的形状相变特性进行了系统研究,但并未对Ru、Pd、Cd等处于振动或软形变区的核链进行讨论.我们利用形变Hartree-Fock(DHF)方法,对这些核的基态内禀态进行系统计算,以便研究它们的基态形状和可能出现的形状过渡和形状共存问题.本文所述的形状过渡是指核基态HF波函数的对称性质从长椭球形向扁椭球形或相反的转变;而形状共存则指长、扁椭球极小态的能量差很小,接近简并的情况.我们曾用DHF方法对 f_p 壳层区核的性质和能谱做了大量研究并取得成功,这表明在低质量区使用该方法研究核结构是可靠的^[2,3].近来,我们又把此方法应用于 gds 壳层区,研究 $Z, N = 40-70$ 的原子核的结构,发现此方法在该区域同样有效^[5].本文采用修正的表面 δ 相互作用(MSDI),在相同的相互作用参量下,对 $^{102-114}\text{Ru}$ 、 $^{102-116}\text{Pd}$ 和 $^{104-116}\text{Cd}$ 等22个偶偶核的内禀态进行系统研究,并进而讨论形状过渡和形状共存问题.

2 基本理论

关于计算形变HF态的方法已在文献[2—5]中有详细说明,这里只给出计算中最必要

1998-04-20收稿

* 国家自然科学基金(19475030)资助

的公式. 偶偶 Ru, Pd 和 Cd 核在亚壳层核 ${}^{80}\text{Zr}_{40}$ 外面的 A 个外围核子的二次量子化哈密顿算符为

$$H = \sum_{\alpha\beta} \langle \alpha | H_0 | \beta \rangle a_{\alpha}^{\dagger} a_{\beta} + \frac{1}{2} \sum_{\alpha\beta\gamma\delta} \langle \alpha\beta | V | \gamma\lambda \rangle a_{\alpha}^{\dagger} a_{\beta}^{\dagger} a_{\delta} a_{\gamma}, \quad (1)$$

其中 H_0 为单体部分, V 为两体相互作用. a^{\dagger}, a 分别为产生算符和湮没算符. H_0 取成球形壳模型单粒子哈密顿算符. 单粒子态系 $\{\lambda\}$ 满足的 HF 方程是

$$\langle \alpha | h | \beta \rangle = \langle \alpha | H_0 | \beta \rangle + \sum_{\lambda=1}^A \langle \alpha\lambda | V | \overline{\beta\lambda} \rangle = \varepsilon_{\alpha} \delta_{\alpha\beta}, \quad (2)$$

式(2)中, ε_{α} 为单粒子态 $|\alpha\rangle$ 的单粒子能, $|\overline{\beta\lambda}\rangle = |\beta\lambda\rangle - |\lambda\beta\rangle$. 态 $|\lambda\rangle$ 用球形壳模型单粒子态 $|nljm\tau_z\rangle$ (H_0 的本征态) 来展开, 即

$$|\lambda; k = m_{\lambda}\rangle = \sum_j C_{m_{\lambda}}^j |jm_{\lambda}\rangle, \quad (3)$$

对 j 的求和限于 gds 壳层的 5 个态 $1g_{9/2}, 1g_{7/2}, 2d_{5/2}, 2d_{3/2}$ 和 $3s_{1/2}$. 利用 C-G 系数进行耦合变换, 则可得到 h 在 $|nljm\tau_z\rangle$ 表象中的矩阵元表达式

$$\begin{aligned} \langle jm | h | j' m \rangle = & e_j \delta_{jj'} + \sum_{\lambda=1}^A \sum_{j_2 j_3} C_{m_{\lambda}}^{j_2} C_{m_{\lambda}}^{j_3} \frac{1}{2} \sum_J (jm_j m_{\lambda} | JM) (j' m_j m_{\lambda} | JM) \times \\ & [\langle jj_2 J | V | j' j_3 J \rangle_a + \langle jj_2 J | T_z | | V | j' j_3 J | T_z | \rangle_a], \end{aligned} \quad (4)$$

式(4)中, e_j 为 H_0 的本征值, 即球形壳模型单粒子能. $\langle jj_2 J | V | j' j_3 J \rangle_a$ 是反对称化的两体矩阵元, 在这里, 使用的是修正的表面 δ 相互作用 (MSDI) 矩阵元. J 与 T 分别为二粒子态的总角动量和总同位旋. 将(4)式组成的矩阵对角化, 同时利用自洽迭代的方法, 便可得到全部单粒子态 $\{\lambda\}$ 和其对应的单粒子能 ε_{λ} .

3 计算结果与讨论

首先, 我们在 $1g_{9/2}, 1g_{7/2}, 2d_{5/2}, 2d_{3/2}$ 和 $3s_{1/2}$ 空间以 ${}^{80}\text{Zr}_{40}$ 为核心计算了 ${}^{102-114}\text{Ru}$, ${}^{102-116}\text{Pd}$ 和 ${}^{104-116}\text{Cd}$ 等 22 个偶偶核的一些形变 HF 内禀态. 在 HF 计算中, 核子间的相互作用采用 MSDI^[5], 强度参量为 $A_1 = 0.600, A_0 = 0.150, B = 0.085, C = 0.054$, 球形壳模型单粒子能取为^[6,7] $e_{9/2} = -11.60, e_{7/2} = -6.64, e_{5/2} = -5.53, e_{3/2} = -2.63, e_{1/2} = -2.27$ (单位为 MeV), 迭代过程中不区分质子和中子, Ru, Pd, Cd 的库仑能^[8] 分别取为 55.53, 73.44, 86.69 MeV. 迭代精度 $\eta = 10^{-3} - 10^{-4}$.

表 1 给出了 22 个同位素核基态的形状, 各核的长、扁椭球极小态的能量差 ΔE_{HF} (高出基态的能量值), 结合能的实验值、HF 能以及两者之差 ΔE , HF 能 E_{HF} 相对于实验值 E_{exp} 的百分偏差.

表 1 偶偶 Ru、Pd、Cd 22 个偶偶核的、相对于核心 $^{80}_{40}\text{Zr}_{40}$ 的结合能 (MeV)

核素	形状	E_{HF}	ΔE_{HF}	ΔE_{exp}	ΔE	$S\%$
^{102}Ru	扁椭球	-199.91	0.231	-208.20	-8.29	3.98
^{104}Ru	扁椭球	-217.38	0.206	-233.34	-5.96	2.55
^{106}Ru	扁椭球	-235.08	0.187	-237.71	-2.36	0.01
^{108}Ru	扁椭球	-253.35	0.309	-251.18	2.17	-0.86
^{110}Ru	扁椭球	-269.32	0.232	-263.81	5.51	-2.09
^{112}Ru	扁椭球	-281.65	0.232	-275.43	6.22	-2.26
^{114}Ru	扁椭球	-293.33	0.106	-286.85	6.48	-2.26
^{102}Pd	扁椭球	-196.63	0.073	-205.46	8.84	-4.30
^{104}Pd	扁椭球	-213.79	0.119	-223.07	9.18	-4.12
^{106}Pd	扁椭球	-231.53	0.081	-239.73	8.20	-3.42
^{108}Pd	扁椭球	-249.48	0.120	-255.48	6.00	-2.35
^{110}Pd	扁椭球	-268.18	0.125	-270.46	2.27	-0.84
^{112}Pd	长椭球	-285.26	0.078	-284.58	-0.59	0.21
^{114}Pd	扁椭球	-297.71	0.004	-297.88	-0.14	0.05
^{116}Pd	扁椭球	-309.63	0.227	-310.49	-0.86	0.28
^{104}Cd	长椭球	-215.19	0.172	-216.09	-0.90	0.42
^{106}Cd	扁椭球	-233.22	0.367	-235.39	-2.17	0.92
^{108}Cd	扁椭球	-250.68	0.097	-253.65	-2.97	1.17
^{110}Cd	长椭球	-269.06	0.158	-270.89	-1.83	0.67
^{112}Cd	长椭球	-288.12	0.083	-287.36	0.86	-0.30
^{114}Cd	扁椭球	-306.34	0.131	-302.85	3.49	-1.15
^{116}Cd	长椭球	-318.95	0.166	-317.69	1.26	-0.40

注: E_{HF} 是内禀基态的 HF 总能量; ΔE_{HF} 是同一核的长、扁椭球极小态的能量差(高出基态的能量值); E_{exp} 是结合能的实验值^[9]; ΔE 是 E_{exp} 与 E_{HF} 之差; $S\%$ 是 E_{HF} 相对于实验值的百分偏差。

从表 1 可以看出,长、扁椭球能量差 ΔE_{HF} 的数值都在 0.004—0.367 MeV 之内,这种情况表明,在该过渡区域内,核基态容易出现形状过渡和形状共存现象. 从 HF 能 E_{HF} 相对于实验值 E_{exp} 的百分偏差 $S\%$ 数值可以看出,绝对值在 1% 之内的有 11 个核,其余核的百分偏差都不超过 4.5%. 这表明理论计算和实验值符合程度较高.

图 1, 2 是偶 Pd 及 Ru、Cd 同位素原子核的基态单粒子能级图 (^{80}Zr 核心以外部分), 可以看出,整个单粒子能谱随着核子数的增加而下降. 同时,随着核子数的变化,单粒子能级的顺序和分布状况出现了不同的变化. 在 $1g_{9/2}$ 轨道上面有一较大能隙存在,因为此处恰是 $Z, N = 50$ 主壳层. 另外,根据上述给出的 e_j 值,单粒子能级从低到高的顺序为 $1g_{9/2}$ 、 $1g_{7/2}$ 、 $2d_{5/2}$ 、 $2d_{3/2}$ 和 $3s_{1/2}$. 但图 1, 2 表明,按每组形变单粒子态的重心来看,大部分能级顺序变成了 $1g_{9/2}$ 、 $2d_{5/2}$ 、 $1g_{7/2}$ 、 $3s_{1/2}$ 和 $2d_{3/2}$. 这似乎表明 $j = l + 1/2$ (或 $j = l - 1/2$) 各态,即 $1g_{9/2}$ 、 $2d_{5/2}$ 、 $3s_{1/2}$ (或 $1g_{7/2}$ 、 $2d_{3/2}$) 之间相互“吸引”,而 $j = l + 1/2$ 与 $j = l - 1/2$ 各态则相互排斥. 这种现象在偶 Cd 中表现得最强,由图 2 可以看出,从 ^{104}Cd — ^{110}Cd , 能级顺序变成了 $1g_{9/2}$ 、 $2d_{5/2}$ 、 $3s_{1/2}$ 、 $1g_{7/2}$ 和 $2d_{3/2}$. 偶 Pd 次之,从图 1 可以看出,在 ^{102}Pd 中 $3s_{1/2}$ 已经进入 $1g_{7/2}$ 区. 偶 Ru 最弱,基本保持 $1g_{9/2}$ 、 $2d_{5/2}$ 、 $1g_{7/2}$ 、 $3s_{1/2}$ 和 $2d_{3/2}$ 的顺序. 这种现象的出现,很可能

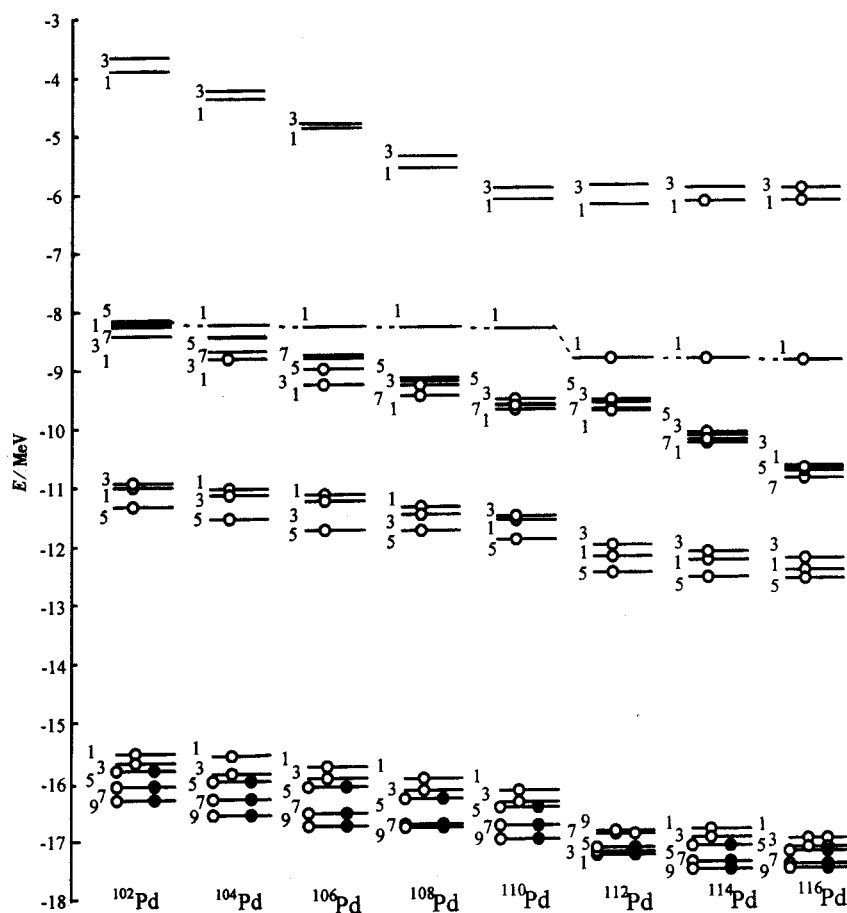


图 1 偶偶 Pd 同位素核的基态单粒子能谱

能级旁的数字为 $2k$ 值. 黑点(代表两个质子)和圆圈(代表两个中子)的能级是被填充能级, 虚线连接起来的 $k = 1/2$ 能级是波函数中 $3s_{1/2}$ 态有最大振幅的能级(以下简称 $3s_{1/2}$ 能级).

与质子数的多少即质子与中子之间的相互作用情况有关(在核心 $^{80}_{40}\text{Zr}$ 以外, Cd、Pd、Ru 的质子数分别为 8、6 和 4).

从图 1 可以看出, Pd 同位素核的基态形状除 ^{112}Pd 为长椭球外都是扁椭球形. ^{112}Pd 与它两边的核有不同形状可能是因为 ^{112}Pd 核的最后两个中子填充 $3s_{1/2}$ 轨道. 质量数更小的核, 这个轨道是空的, 质量数更大的核这个轨道虽有核子, 但它上部的来自 $2d_{3/2}$ 轨道也填有核子. 这说明 ^{112}Pd 的形状“异常”可能与 $3s_{1/2}$ 轨道的开始填充有关. 图 2 表明 Cd 同位素核基态形状随中子数增加呈现较复杂的变化, 出现几次形状过渡都与 $3s_{1/2}$ 轨道的开始填充与否有关. $^{106}, ^{108}\text{Cd}$ 都是扁形, 它们的 $3s_{1/2}$ 轨道被中子填充; $^{110}, ^{112}\text{Cd}$ 又呈长形, 其 $3s_{1/2}$ 轨道空着, 由于对偶效应而优先填充属于 $1g_{7/2}$ 的轨道. ^{114}Cd 又填 $3s_{1/2}$, 基态形状又变成扁形. 而 Ru 同位素核从 ^{102}Ru — ^{114}Ru 核基态形状都是扁椭球形, ^{110}Ru 处也出现 $3s_{1/2}$ 轨道的开始填充, 但是, ^{110}Ru 核基态形状并未出现“异常”, 这种现象说明, 核基态形状除与 $3s_{1/2}$ 轨道的开始填充有关外, 还与质子数的多少有关. 或者与质子-中子之间的相互作用状况

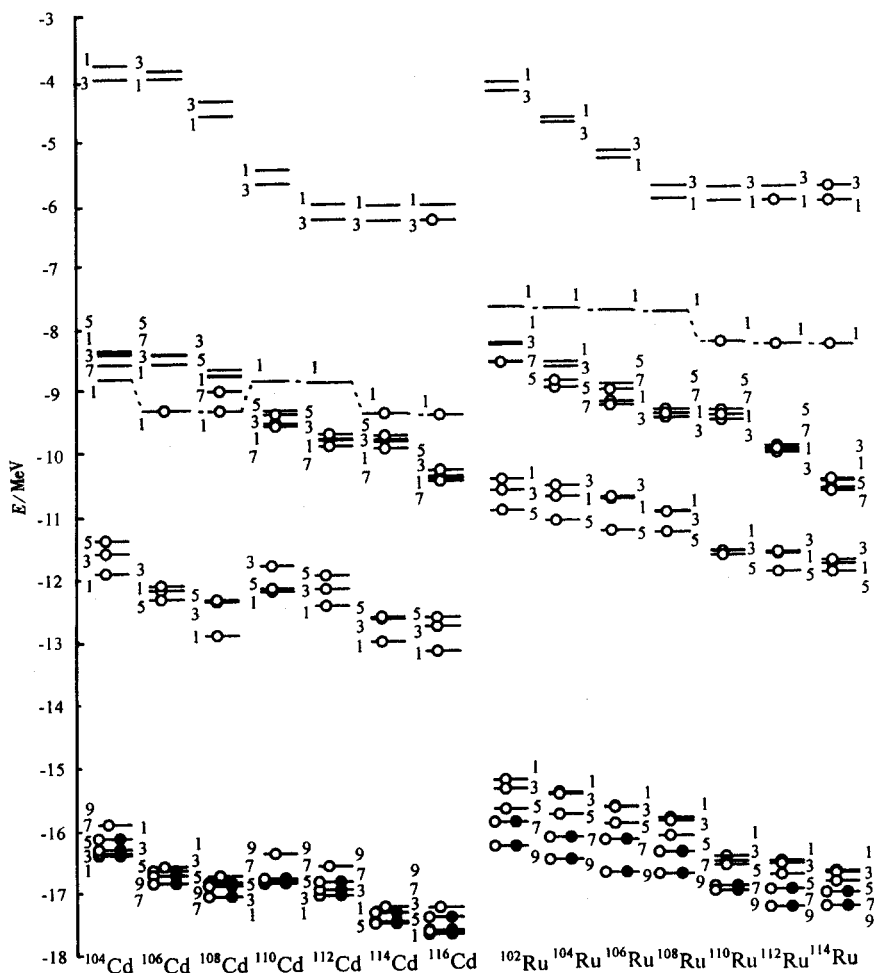


图2 偶偶Cd和Ru同位素核的基态单粒子能谱
能级旁的数字为 $2k$ 值, 图中说明同图1.

有关. 这是一个值得进一步探讨的问题, 目前尚难作出明确解释.

4 结论

用 DHF 方法对 Ru、Pd 和 Cd 等同位素偶偶核的基态内禀态的系统计算结果表明, 质量数在 102—116 之间的偶偶核所在的过渡区中存在着形状过渡、形状共存现象. 而且 $3s_{1/2}$ 轨道的首次填充, 质子数的多少或质子与中子之间的相互作用情况是原子核发生形状过渡的重要因素: 只有 4 个质子的 Ru 同位素核中不出现形状过渡, 而有 8 个质子的 Cd 同位素核在 $A = 104—116$ 间出现几次形状过渡.

参 考 文 献

- 1 Zhu S J, Lee I Y. High Energ. phys. and Nucl. Phys. (in Chinese), 1993, **17**(4):353—361
(朱胜江, Lee I Y. 高能物理与核物理, 1993, **17**(4):353—361)
- 2 Liao J Z. Nucl. Phys. (in Chinese), 1985, **7**:338—343; 1987, **9**:220—229; High Energ. phys. and Nucl. phys. (in Chinese), 1989, **13**(9):837—841
(廖继志. 原子核物理, 1985, **7**:338—343; 1987, **9**:220—229; 高能物理与核物理, 1989, **13**:837—841)
- 3 Liu Yingtai, Liao Jizhi. Chinese J. Nucl. Phys., 1997, **19**(4):239—243; Liu Y T, Liao J Z. Journal of Sichuan University (Natural Science Edition)(in Chinese), 1997, **34**(2):771—774
(刘英太, 廖继志. 四川大学学报(自然科学版), 1997, **34**(2):771—774)
- 4 Zheng R R, Liao J Z. The Self-consistent Field Method of Nucleus Symmetry (in Chinese). Chengdu: Sichuan University Press, 1993. 51—93
(郑仁蓉, 廖继志. 核对称性的自洽场方法. 成都: 四川大学出版社, 1993. 51—93)
- 5 Liao J Z. High Energ. phys. and Nucl. Phys. (in Chinese), 1989, **13**(4):357—361
(廖继志. 高能物理与核物理, 1989, **13**(4):357—361)
- 6 Mang H J, Samadi B, Ring P. Z. Physik, 1976, **A279**:325—331
- 7 Rath A K, Praharaaj C R, Khadkikar S D. Phys. Rev., 1993, **C47**:1990—2000
- 8 Aage Behr, Mottelson B R. Nuclear Structure. New York: W. A. Benjamin, inc. 1969. **V(I)**:145—147
- 9 Audi G, Wapstra A H. Nucl. Phys., 1993, **A565**(1):33—41

Systematic Research on Shapes of Even Even Nuclei Around $A \sim 100$ Regions With DHF Method *

Xu Yanbing Liu Yingtai Liao Jizhi

(Department of Physics, Sichuan University, Chengdu 610064)

Abstract Using modified surface delta interaction, the deformed Hartree-Fock calculations for twenty two nuclei: $^{102-114}\text{Ru}$, $^{102-116}\text{Pd}$ and $^{104-116}\text{Cd}$ are performed. Prolate and oblate configurations are obtained. The calculated results show that there exist form transitions and shape coexistence from mass number 102 to 116, and that the single-particle energy spectra are different not only for different mass number but also for different configurations of nuclei. At the same time, it is also found that the numbers of proton and the $3s_{1/2}$ orbit begining to fill with neutrons play important roles in the shape transitions.

Key words shape transitions, shape coexistence, single-particle energy spectra, deformed HF states

Received 20 April 1998

* Supported by the National Natural Science Foundation of China(19475030)