

相对论平均场理论对 Se, Kr, Sr 和 Zr 同位素链形状共存的系统研究*

圣宗强^{1)†} 郭建友²⁾

1) 安徽理工大学数理系, 淮南 232001)

2) 安徽大学物理与材料科学学院, 合肥 230039)

(2007 年 5 月 7 日收到, 2007 年 6 月 15 日收到修改稿)

在约束形变的相对论平均场理论下, 用 NL3 参数组系统地研究了 Se, Kr, Sr 和 Zr 四个同位素链中的偶-偶核, 理论计算的基态束缚能和实验值符合得非常好. 通过对这些核的位能曲面的分析, 发现在此区域内有着丰富的形状共存现象, 系统地指出可能存在形状共存现象的原子核, 并且进一步指出在这些核的位能曲面上两个能量极小点的能量差. 另外通过对位能曲面以及单中子能级的研究, 提出在此区域内 $N = 70$ 可能是一个中子幻数.

关键词: 形状共存, 相对论平均场, 位能曲面, 幻数

PACC: 2110, 2110F, 2160

1. 引言

原子核的形状是核结构理论中的一个非常重要的基础性内容. 一般来说, 在满壳附近的原子核被认为是球形核, 相对应地, 在两个满壳之间的核为轴对称形变核. 近年来, 原子核的形状共存成为一个热门的课题, 已有很多的实验和理论对其进行了研究. 形状共存意味着在同一个原子核的位能曲面上可以找到两个或多个能量相近的点. 对形状共存研究较多的是在 $Z = 82$ 区, 如 Hg, Pb 元素, 有很多实验和理论研究都指出在 Hg, Pb 元素的较轻核素区存在丰富的形状共存现象^[1-5]. 本文将对 $Z = 40$ 区即 Se, Kr, Sr 和 Zr 四个同位素链进行系统研究. $Z = 40$ 区也是一个形状共存现象较多的区域之一, 目前已有大量的实验和理论对其进行了研究^[6-18]. 原因是在这一区域中子和质子大部分分布在 p-f-g 轨道上, 其单粒子运动行为与集体运动行为竞争激烈, 能级密度较高, 结构也较为复杂. 另外在 $N = 40$ 壳层上面的 $1g_{7/2}$ 轨道的闯入也是导致形状共存的一个重要原因.

理论研究形状共存的方法主要有 Hattie-Fock-

Bogolyubov (HFB) 理论^[14, 19] 和 Relativistic Mean-Field (RMF) 理论^[20-22]. 本文将用 RMF 理论系统研究这四个同位素链中的形状共存现象. RMF 理论是最成功的微观理论模型之一. 在过去的几年里, 它成功地解释了许多物理现象^[23, 24], 关于 RMF 理论的最新进展可参看文献 [25, 26].

2. 理论框架

在相对论平均场理论框架下, 核子被描述为在经典的介子场中运动的 Dirac 粒子, 核子-核子之间通过交换 σ 介子、 ω 介子和 ρ 介子发生相互作用(质子还交换光子产生电磁相互作用). 其出发点是一个有效的拉格朗日密度

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & \bar{\psi} (i\gamma^\mu \partial_\mu - M) \psi + \frac{1}{2} \partial^\mu \sigma \partial_\mu \sigma \\ & - \frac{1}{2} m_\sigma^2 \sigma^2 - \frac{1}{3} g_2 \sigma^3 - \frac{1}{4} g_3 \sigma^4 - g_\sigma \bar{\psi} \psi \sigma \\ & - \frac{1}{4} \Omega^{\mu\nu} \Omega_{\mu\nu} + \frac{1}{2} m_\omega^2 \omega^\mu \omega_\mu \\ & - g_\omega \bar{\psi} \gamma^\mu \omega_\mu \psi + \frac{1}{4} g_4 (\omega^\mu \omega_\mu)^2 \end{aligned}$$

* 安徽省高校青年教师自然科学基金(批准号: 2006jq1076), 安徽省教育厅自然科学基金(批准号: 2006KJ056C, 2006KJ259B), 国家自然科学基金(批准号: 10475001, 10675001), 教育部新世纪优秀人才支持计划基金(批准号: NCET-05-0558), 安徽省高等学校拔尖人才基金资助的课题.

† E-mail: shengzongq309@yahoo.com.cn

$$\begin{aligned}
 & -\frac{1}{4} \mathbf{R}^{\nu\omega} \mathbf{R}_{\nu\omega} + \frac{1}{2} m_\rho^2 \boldsymbol{\rho}^\mu \boldsymbol{\rho}_\mu - g_\rho \bar{\psi} \boldsymbol{\gamma}^\mu \boldsymbol{\tau} \boldsymbol{\rho}_\mu \psi \\
 & -\frac{1}{4} \mathbf{F}^{\nu\omega} \mathbf{F}_{\nu\omega} - e \bar{\psi} \boldsymbol{\gamma}^\mu \frac{1 - \tau_3}{2} \mathbf{A}_\mu \psi, \quad (1)
 \end{aligned}$$

利用(1)式,通过经典变分原理可导出核子运动的 Dirac 方程

$$[-i\boldsymbol{\alpha} \cdot \nabla + \mathcal{V}(\mathbf{r}) + \beta(M + \mathcal{S}(\mathbf{r}))] \psi_i = \epsilon_i \psi_i, \quad (2)$$

以及介子和光子运动的 Klein-Gordon 方程

$$\begin{aligned}
 & (-\Delta + m_\sigma^2) \sigma(\mathbf{r}) \\
 & = -g_\sigma \rho_s(\mathbf{r}) - g_2 \sigma^2(\mathbf{r}) - g_3 \sigma^3(\mathbf{r}), \\
 & (-\Delta + m_\omega^2) \omega(\mathbf{r}) \\
 & = g_\omega \mathbf{j}(\mathbf{r}) - g_4(\omega^\nu \omega_\nu) \omega(\mathbf{r}), \\
 & (-\Delta + m_\rho^2) \boldsymbol{\rho}^\mu(\mathbf{r}) = g_\rho \mathbf{j}^\mu(\mathbf{r}), \\
 & -\Delta A^\mu(\mathbf{r}) = e \mathbf{j}_\rho^\mu(\mathbf{r}), \quad (3)
 \end{aligned}$$

其中 $\mathcal{V}(\mathbf{r})$ 和 $\mathcal{S}(\mathbf{r})$ 分别是矢量势和标量势.

$$\begin{aligned}
 \mathcal{V}(\mathbf{r}) & = \beta \left[g_\omega \boldsymbol{\gamma}^\mu \omega_\mu(\mathbf{r}) + g_\rho \boldsymbol{\gamma}^\mu \boldsymbol{\tau} \boldsymbol{\rho}_\mu(\mathbf{r}) \right. \\
 & \quad \left. + e \boldsymbol{\gamma}^\mu \frac{1 - \tau_3}{2} \mathbf{A}_\mu(\mathbf{r}) \right], \\
 \mathcal{S}(\mathbf{r}) & = g_\sigma \sigma(\mathbf{r}), \quad (4)
 \end{aligned}$$

方程(2)和(3)可以自洽地迭代计算,具体的细节可参看文献[27,28].

形变约束计算可以通过对下式的非约束 Hamiltonian 量本征值变分来实现^[29]:

$$H' = H + \frac{1}{2} C_\mu (Q_2 - \mu_2)^2. \quad (5)$$

其中 C_μ 为约束计算乘子, μ_2 为给定的四极矩数值. 这样在不同四极形变下的结合能就可以得到.

3. 数值计算结果与讨论

我们系统地计算了 Se, Kr, Sr 和 Zr 四个同位素链中的偶-偶核, 计算的范围为 $^{64-104} \text{Se}$, $^{68-106} \text{Kr}$, $^{72-108} \text{Sr}$ 和 $^{76-110} \text{Zr}$, 在计算中采用常用的 NL3^[30] 和 PK1^[31] 参数组, 由于两组参数组给出了相似的结论, 在这里只给出 NL3 参数组的计算结果. 并采用轴对称谐振子基展开的计算方法, 基底数为 $N_f = N_b = 14$. 另外为了计算简便, 采用固定能隙的 BCS 近似来描述对关联, 对能隙取 $\Delta_n = \Delta_p = 11.2/A^{1/2} \text{ MeV}$. 约束形变的 RMF 理论计算的 Se, Kr, Sr 和 Zr 四个同位素链中的偶-偶核的基态平均每核子束缚能见图 1.

从图 1 中可以看到, 除了极个别的原子核 ($^{84} \text{Se}$) 外, 用 NL3 参数组计算的原子核的基态束缚能比实

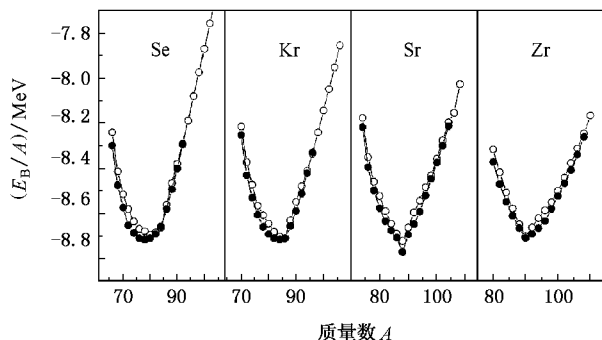


图 1 约束形变的 RMF 理论计算的 Se, Kr, Sr 和 Zr 同位素链基态平均每核子束缚能(其中用空心点表示的为计算值,用实心点表示的为实验值^[32])

验值系统地偏大,在图上反映出来的就是代表实验数据的实心点比理论计算的空心点系统地偏低. 正是因为这个原因, RMF 理论给出的各同位素链中的最稳定核(即平均每核子束缚能最大的核)和实验值有一定的偏差. 对于 Se 和 Kr 同位素链, 理论给出的最稳定核分别是 $^{80} \text{Se}$ 和 $^{86} \text{Kr}$, 而实验值则分别为 $^{78} \text{Se}$ 和 $^{84} \text{Kr}$. 对于 Sr 和 Zr 同位素链, 理论和实验的结果是一致的, 给出的最稳定核分别为 $^{88} \text{Sr}$ 和 $^{90} \text{Zr}$. 在基态束缚能方面, 理论计算值和实验值相差最小的是 $^{86} \text{Kr}$, 其基态束缚能的差距仅为 0.123 MeV, 差距最大的是 $^{92} \text{Sr}$, 其基态束缚能的差距达到 4.787 MeV, 但其相对误差也只有 0.6%. 总的来说, 相对论平均场理论对该区域的描述基本是可靠的.

接下来, 用约束形变的 RMF 理论来研究这四组同位素链中的形状共存现象. 我们用 RMF 理论计算每个核在不同四极形变下的束缚能, 然后根据这些在不同四极形变下的束缚能的数值绘制成每个原子核的位能曲面, 再根据这些位能曲面来判断哪些核可能存在形状共存现象. 本文对形状共存做如下定义: 在一个核的位能曲面上至少有两个能量相近的极小点, 规定这两个能量极小点的能量差应小于 1 MeV, 并且这两个能量极小点之间的势垒高度应大于 0.5 MeV, 因为如果势垒高度太小, 就很难形成稳定的态. 遵循这样的原则, 我们对上述核的位能曲面进行了详细地分析, 发现在此区域内有很多核可能具有形状共存现象, 由于计算的核很多, 限于篇幅, 在图 2 中只给出几个代表性的原子核的位能曲面.

从图 2 中可以清楚地看到各原子核的位能曲面情况. $^{84} \text{Se}$ 是一个典型的球形核, 它的基态四极形变在 $\beta_2 = 0.000$ 处, 有很深的势阱, 并且曲线的底部非常尖锐. $^{100} \text{Se}$ 是一个典型的形变核, 其基态四极形

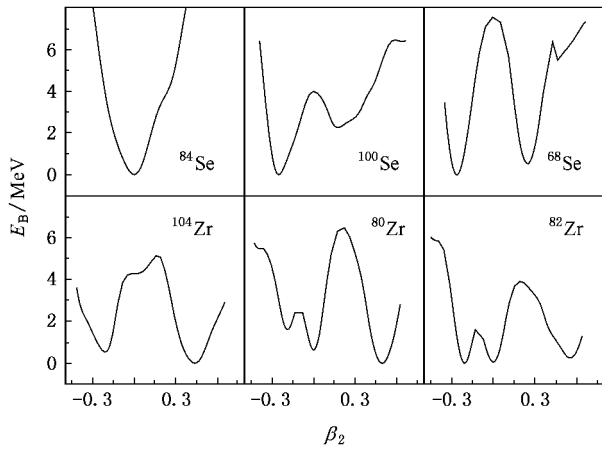


图 2 RMF 理论计算的部分核的位能曲面(在此基态的能量作为参考点)

变在 $\beta_2 = -0.225$ 处,基态是扁椭圆形.后面的四个核是各种不同形式的形状共存核. ^{68}Se 和 ^{104}Zr 都是长椭圆-扁椭球的形状共存,但 ^{68}Se 的基态是扁椭圆形,而 ^{104}Zr 的基态是长椭圆形. ^{80}Zr 是球形-长椭圆共存,而 ^{82}Zr 为更复杂的扁椭圆-球形-长椭圆形状共存.在此区域里绝大部分形状共存核都是长椭圆-扁椭球的形状共存,在表 1 中详细地列出了这些核,并进一步指出两个能量极小点的能量差.另外除了常见的长椭圆-扁椭球的形状共存外,我们还将其他一些形式的形状共存,如球形-长椭圆共存、球形-扁椭圆共存,特别是在质子数 $Z = 40$ 的 Zr 同位素中,还发现了更为复杂的扁椭圆-球形-长椭圆形状共存,在表 2 中列出.

表 1 约束形变的 RMF 理论给出的可能具有形状共存现象的核.其中 $E_{\text{pro}} - E_{\text{obl}}$ 表示在长椭圆和扁椭圆两个极小点的能量差,如果此值为负就表示核在长椭圆极小点时的能量比扁椭圆时的能量更低 (MeV)

核	$\beta_2(\text{pro})$	$\beta_2(\text{obl})$	$E_{\text{pro}} - E_{\text{obl}}$	核	$\beta_2(\text{pro})$	$\beta_2(\text{obl})$	$E_{\text{pro}} - E_{\text{obl}}$
^{64}Se	0.233	-0.229	-0.201	^{74}Sr	0.457	-0.344	0.233
^{66}Se	0.239	-0.250	0.233	^{92}Sr	0.189	-0.135	-0.107
^{68}Se	0.252	-0.267	0.524	^{94}Sr	0.454	-0.236	-0.432
^{78}Se	0.195	-0.230	-0.258	^{96}Sr	0.495	-0.292	-1.006
^{88}Se	0.212	-0.207	0.112	^{98}Sr	0.460	-0.341	-0.036
^{90}Se	0.250	-0.234	0.156	^{100}Sr	0.442	-0.346	-0.201
^{92}Se	0.240	-0.266	1.031	^{102}Sr	0.439	-0.331	-0.759
^{94}Se	0.238	-0.272	1.060	^{104}Sr	0.422	-0.263	-0.761
^{96}Se	0.235	-0.259	0.571	^{106}Sr	0.422	-0.277	-0.798
^{68}Kr	0.253	-0.281	0.857	^{76}Zr	0.459	-0.183	-0.200
^{74}Kr	0.457	-0.342	-0.021	^{94}Zr	0.230	-0.171	0.066
^{76}Kr	0.457	-0.307	-0.313	^{96}Zr	0.274	-0.197	-0.644
^{80}Kr	0.118	-0.264	0.229	^{104}Zr	0.439	-0.206	-0.541
^{82}Kr	0.139	-0.098	-0.767	^{106}Zr	0.422	-0.224	-0.151
^{90}Kr	0.171	-0.226	-0.314	^{108}Zr	0.421	-0.238	-0.527
^{92}Kr	0.216	-0.267	0.557				

表 2 约束形变的 RMF 理论给出的可能具有球形形状共存现象的核 (MeV)

核	扁椭圆		球形		长椭圆	
	β_2	E_B	β_2	E_B	β_2	E_B
^{106}Kr	-0.293	-831.830	0.000	-832.677		
^{80}Sr			0.000	-681.922	0.514	-681.940
^{108}Sr			0.000	-867.052	0.457	-866.467
^{80}Zr			0.000	-664.760	0.498	-665.387
^{82}Zr	-0.210	-690.322	0.000	-690.270	0.554	-690.070
^{110}Zr	0.203	-897.889	0.000	-898.271	0.457	-898.207

从表 1 和 2 可以看出,这四个同位素链中形状共存现象是非常丰富的,理论计算指出,对于 Se, Kr, Sr 和 Zr 这四个同位素链中可能具有形状共存现象的核的个数分别为 9, 8, 11 和 9 个.

对于 Se 同位素链, RMF 理论计算表明在较轻的 ($^{64-68}\text{Se}$) 和较重的 ($^{88-96}\text{Se}$) 的 Se 同位素中都有形状共存现象, 并且它们都是长椭球-扁椭球共存. 在这些可能的形状共存核中, 除了 ^{64}Se 和 ^{78}Se 外, 其余的核的基态都是扁椭球形. 对于 Se 同位素的形状共存的研究主要集中在 ^{68}Se , 如文献 [6—8] 中都指出 ^{68}Se 可能存在形状共存现象, 这和 RMF 计算结果是一致的.

对于 Kr 同位素, RMF 理论计算给出的可能的形状共存核的个数只有 8 个, 是我们所研究的四个同位素链中个数最少的, 并且这些核比较分散. Kr 元素是各种理论和实验研究比较多的元素, 对于 Kr 同位素, 以前的研究主要集中在 $^{72-78}\text{Kr}$ [8—15], 在上述的文献中指出了这四个核都是可能的形状共存核, 但 RMF 理论计算的结果表明, ^{74}Kr 和 ^{76}Kr 是形状共存核, 但对于 ^{72}Kr 和 ^{78}Kr , 这两个核的两个能量极小点的能量差分别为 2.405 MeV 和 1.178 MeV, 按照我们给形状共存核定义的标准, 即两个能量极小点的能量差应该小于 1 MeV, ^{72}Kr 和 ^{78}Kr 不是可能的形状共存核.

对于 Sr 同位素, RMF 理论计算结果显示可能为形状共存核的个数为 11 个, 是四个同位素链中最多的. ^{74}Sr 为长椭球-扁椭球共存, 其基态为扁椭球. ^{80}Sr 和 ^{108}Sr 为球形-长椭球共存, 而余下的 8 个核非常有规律, 它们的质量数从 $A = 92$ 一直到 $A = 106$ 是连续的, 并且它们都是长椭球-扁椭球共存, 基态都是长椭球形. 文献 [16, 17] 指出 ^{98}Sr 为可能的形状共存核, 这与我们的计算结果是一致的.

对于 Zr 同位素, Zr 元素的质子数 $Z = 40$ 是一个大的子壳, 正是由于这点, 在 Zr 元素可能的形状共存核中出现了非常独特的现象, 即扁椭球-球形-长椭球共存, 如 ^{82}Zr , ^{110}Zr 这两个核.

最近对 $A \sim 80$ 区的研究成为一个非常热门的话题, $A \sim 80$ 核区的原子核其能级结构比较复杂, 原因是质子和中子数较为接近, 从而中子与质子的相互作用机理比较复杂, 而且这一区域的能级分布在 f - p 壳层上, 从而导致能级密度较高, 结构也较为复杂. 因而这一区域也是研究形状共存的一个很好的区域, 有文献指出, 在 $A \sim 80$ 区有着非常丰富的形

状共存现象 [18]. RMF 计算表明有如下 8 个核: ^{78}Se , ^{76}Kr , ^{80}Kr , ^{82}Kr , ^{80}Sr , ^{76}Zr , ^{80}Zr 和 ^{82}Zr 可能存在形状共存现象. 这也充分说明对此区域的原子核的深入研究对于进一步认识原子核的结构和内部机理是十分重要的, 因此引起了越来越多的实验和理论工作者的注意.

$N = Z$ 的原子核最近也成为一个非常感兴趣的话题. 对于这样的原子核, 由于它的中子和质子占据的轨道是一样的, 它们之间的竞争激烈, 因此很可能会出现形状共存现象. RMF 理论计算的 $N = Z$ 核 (即 ^{68}Se , ^{72}Kr , ^{76}Sr 和 ^{80}Zr) 的位能曲面见图 3.

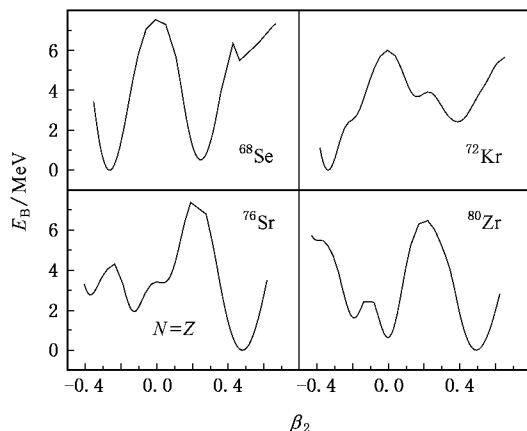


图 3 RMF 理论计算的 $N = Z$ 核的位能曲面 (在此基态的能量作为参考点)

从图 3 可以看到, ^{68}Se 和 ^{80}Zr 这两个核中的两个能量极小点的能量差都小于 1 MeV, 是可能的形状共存核. 对于 ^{72}Kr , ^{76}Sr 这两个核, 我们的计算结果显示它们的两个能量极小点的能量差分别为 2.405 MeV 和 1.927 MeV, 不符合我们定义的形状共存核的条件, 因此 RMF 理论计算的结果认为它们不是形状共存核. 在 Yamagami 等人的工作中 [14], 用 Skyrme-Hartree-Fock-Bogoliubov (SHFB) 方法详细研究了 $N = Z$ 的核, 指出了 ^{68}Se , ^{72}Kr , ^{76}Sr 和 ^{80}Zr 都是可能的形状共存核. 在该文献的图 1 中展示了用 SHFB 理论计算的这几个核的位能曲面, 通过对比两种理论计算的位能曲面, 可以看到两种理论的结果是完全相似的, 其中曲线的形状以及基态的四极形变都几乎是完全一样的. 从该文献的四个核的位能曲面中可以看到, ^{68}Se 和 ^{80}Zr 这两个核中的两个能量极小点的能量差都小于 1 MeV, 是可能的形状共存核, 这和 RMF 理论计算的结果是一致的. 对于 ^{72}Kr , ^{76}Sr 这两个核的两个能量极小点的能量差分别为 1 MeV 和 1.7

MeV 左右,他们认为这两个核也是形状共存核,是因为他们定义的形状共存的标准和本文不一样.在本质上和 RMF 理论的结果是一致的,即 RMF 理论对此区域的形状共存的研究是有效可行的.

总的来说 RMF 理论能够较好地重复出大多数实验上和其他理论所推荐的形状共存核.

接下来我们再来研究此区域中的幻数情况. $N = 50$ 是一个传统的中子幻数,其对应的核的形状理论上为球形核,这点在 RMF 计算的位能曲面图上得到了很好的验证. ^{84}Se , ^{86}Kr , ^{88}Sr 和 ^{90}Zr 这四个中子数 $N = 50$ 的幻数核的位能曲面见图 4.

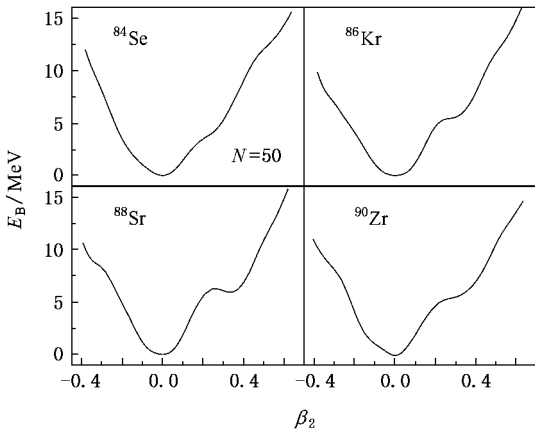


图 4 约束变形的 RMF 理论给出 ^{84}Se , ^{86}Kr , ^{88}Sr 和 ^{90}Zr 的位能曲面(在此基态的能量作为参考点)

从图 4 可以看到,这四个核的基态的形变都是 $\beta_2 = 0.000$,并且都有很深的势阱,是非常稳定的典型的球形核.另外我们还发现在此区域里 $N = 70$ 也可能是一个中子幻数,中子数 $N = 70$ 的四个核即 ^{104}Se , ^{106}Kr , ^{108}Sr 和 ^{110}Zr ,其位能曲面见图 5.

从图 5 可以看到,这四个核的基态的形变都是 $\beta_2 = 0.000$,即在基态它们都是球形核.对于 ^{104}Se 这是一个典型的球形核,它有一个 1.1 MeV 左右的势阱深度来阻止其跃迁到其他形态. ^{106}Kr 的基态也是球形的,但在比基态能量高 0.9 MeV 的地方有一个扁椭球的第二能量极小点,此核有可能具有球形-扁椭球形状共存现象. ^{108}Sr 的情况和 ^{106}Kr 是类似的,在比基态能量高 0.3 MeV 的地方有一个长椭球的第二能量极小点,此核有可能具有球形-长椭球形状共存现象.对于 ^{110}Zr ,虽然它的基态形变仍然是 $\beta_2 = 0.000$,但在位能曲面上有三个能量非常靠近的极小

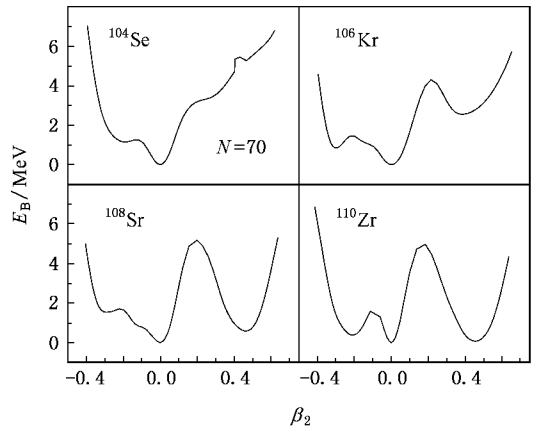


图 5 约束变形的 RMF 理论给出 ^{104}Se , ^{106}Kr , ^{108}Sr 和 ^{110}Zr 的位能曲面(在此基态的能量作为参考点)

点,此核有可能具有非常独特的扁椭球-球形-长椭球形状共存现象.接下来我们再从这四个核的单中子能级来研究 $N = 70$ 的中子幻数情况,这四个核的单中子能级见图 6.

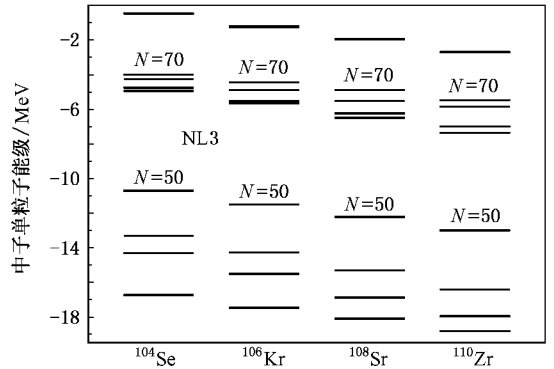


图 6 约束变形的 RMF 理论计算的 ^{104}Se , ^{106}Kr , ^{108}Sr 和 ^{110}Zr 的单中子能级图

从图 6 可以看到,对于传统的中子幻数 $N = 50$,它所对应的能隙是非常大的,一般都在 5.5—6.0 MeV 之间,充分展示了其壳效应.而对于中子数 $N = 70$,它所对应的能隙虽比 $N = 50$ 对应的能隙要小一些,但也是比较大的,其能隙一般在 2.5—4.0 MeV 之间,也体现出了壳效应.在文献 33 中也提出对于 Ni 同位素 $N = 70$ 是一个新的中子幻数,可见 $N = 70$ 在某些区域内可能是中子幻数.

总的来说,在此区域里,中子数 $N = 70$ 可能是一个中子幻数,但其幻数效应没有传统幻数 $N = 50$ 明显.



4. 结 论

本文用相对论平均场理论系统地研究了 Se, Kr, Sr 和 Zr 四个同位素链中的形状共存现象. 理论计算的各核的基态束缚能和实验值符合得非常好. 通过对理论计算的各核的位能曲面的分析, 我们系统地指出各同位素链中的可能的形状共存核, 并进

一步指出各核的位能曲面上两个能量极小点的能量差. 和其他理论模型及实验相比, RMF 理论能重复出大多数文献中提到的可能的形状共存核. 最后我们还讨论了这四个同位素链中的中子幻数情况, 传统的中子幻数 $N = 50$ 在 RMF 理论计算中得到了很好地验证, 同时我们从位能曲面及单中子能级分析, 提出在此区域内 $N = 70$ 也是一个可能的幻数.

- [1] Julin R, Helariutta K, Muikku M 2001 *J. Phys. G* **27** R109
- [2] Ma W C, Ramayya A V, Hamilton J H, Robinson S J, Barclay M E, Zhao K, Cole J D, Zganjar E F, Spejewski E H 1984 *Phys. Lett. B* **139** 276
- [3] Bengtsson R, Bengtsson T, Dudek J, Leander G, Nazarewicz W, Zhang J Y 1987 *Phys. Lett. B* **183** 1
- [4] Yoshida S, Takigawa N 1996 *Phys. Rev. C* **55** 1255
- [5] Nikšić T, Rretenar D, Ring P, Lalazissis G A 2002 *Phys. Rev. C* **65** 054320
- [6] Fischer S M, Balamuth D P, Hausladen P A, Lister C J, Carpenter M P, Seweryniak D, Schwartz J 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 4064
- [7] Almeded D, Walet N R 2005 xxx.lanl.gov : nucl. theo. 0509079
- [8] Sarriguren P, Moya de Guerra E, Escuderos A 1999 *Nucl. Phys. A* **658** 13
- [9] Bender M, Bonche P, Heenen P H 2006 *Phys. Rev. C* **74** 024312
- [10] Chandler C, Regan P H, Pearson C J 1997 *Phys. Rev. C* **56** R2924
- [11] Varley B J, Campell M, Chisholm A A 1987 *Phys. Lett. B* **194** 463
- [12] Dejbakhsh H, Cormier T M, Zhao X 1990 *Phys. Lett. B* **249** 195
- [13] Becker F, Korten W, Hannachi F 1999 *Eur. Phys. J. A* **4** 104
- [14] Yamagami M, Matsuyanagi K, Matsuob M 2001 *Nucl. Phys. A* **693** 579
- [15] Petrovici A, Schmid K W, Radu O 2006 *J. Phys. G* **32** 583
- [16] Mach H, Moszyński M, Gill R L, Wohn F K, Winger J A, Hill J C, Molnár G, Sistemich K 1989 *Phys. Lett. B* **230** 21
- [17] Schussler F, Pinston J A, Monnard E, Moussa A, Jung G, Koglin E, Pfeiffer B, Janssens R V F, Klinken J V 1980 *Nucl. Phys. A* **339** 415
- [18] Maharana J P, Gambhir Y K, Sheikh J A, Ring P 1992 *Phys. Rev. C* **46** R1163
- [19] Dudek J, Nazarewicz W, Rowley N 1987 *Phys. Rev. C* **35** 1489
- [20] Lalazissis G A, Sharma M M 1995 *Nucl. Phys. A* **586** 201
- [21] Ren Z Z 2002 *Phys. Rev. C* **65** R051304
- [22] Wang N, Meng J, Zhao E G 2005 *Comm. Theo. Phys.* **44** 675
- [23] Shen Y S, Ren Z Z 1998 *Chin. Phys.* **7** 258
- [24] Chen J G, Cai X Z, Wang T T, Ma Y G, Ren Z Z, Fang D Q, Zhong C, Wei Y B, Guo W, Zhou X F, Wang K, Ma G L, Tian W D, Chen J H, Yan T Z, Zuo J X, Ma C W, Shen W Q 2005 *Chin. Phys.* **14** 2444
- [25] Vretenar D, Afanasjev A V, Lalazissis G A, Ring P 2005 *Phys. Rep.* **409** 101
- [26] Meng J, Toki H, Zhou S G, Zhang S Q, Long W H, Geng L S 2006 *Prog. Part. Nucl. Phys.* **57** 470
- [27] Gambhir Y, Ring P, Thimet A 1990 *Ann. Phys. (NY)* **198** 132
- [28] Zhou S G, Meng J, Ring P 2003 *Phys. Rev. C* **68** 034323
- [29] Ring P, Schuck P 1980 *The Nuclear Many Body Problem* (Springer)
- [30] Lalazissis G A, König J, Ring P 1997 *Phys. Rev. C* **55** 540
- [31] Long W H, Meng J, Giai N V, Zhou S G 2004 *Phys. Rev. C* **69** 034319
- [32] Audi G, Wapstra A H 1995 *Nucl. Phys. A* **595** 409
- [33] Bhattacharya M, Gangopadhyay G 2005 *Phys. Rev. C* **72** 044318

Systematic investigation of shape-coexistence in Se , Kr , Sr and Zr isotopes with relativistic mean field theory ^{*}

Sheng Zong-Qiang^{1)†} Guo Jian-You²⁾

¹⁾ Department of Mathematics & Physics , Anhui University of Science and Technology , Huainan 232001 , China)

²⁾ School of Physics & Material , Anhui University , Hefei 230039 , China)

(Received 7 May 2007 ; revised manuscript received 15 June 2007)

Abstract

The even-even nuclei of Se , Kr , Sr and Zr isotopes are investigated systemically by the constrained relativistic mean field theory with the interactions NL3. The calculated binding energies of ground state for Se , Kr , Sr and Zr isotopes are described fairly well as compared with experiments. By examining the potential energy surfaces obtained by this microscopic approach , it can be found that the shape-coexistence phenomenon is very common in this region. The possible nuclei with shape-coexistence are pointed out systemically and the energy differences between the two minima in the potential energy surfaces for those nuclei are presented as well. In addition , by examining the potential energy surfaces and the microscopic neutron single particle spectra , $N = 70$ are suggested to be a possible neutron magic number in this region.

Keywords : shape-coexistence , relativistic mean field , potential energy surfaces , magic number

PACC : 2110 , 2110F , 2160

^{*} Project supported by the Natural Science Foundation of High Education of Anhui Province for Youths (Grant No. 2006jq1076) , Natural Science Foundation of Anhui Educational Committee (Grant Nos. 2006KJ056C and 2006KJ259B) , the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 10475001 and 10675001) , the Program for New Century Excellent Talents in University of China (Grant No. NCET-05-0558) , the Program for Excellent Talents in Anhui Province University.

[†] E-mail : shengzongq309@yahoo.com.cn