

偶偶 Ra 同位素的八极形变研究^{*}

焦 朋 郭建友[†] 方向正

(安徽大学物理与材料科学学院, 合肥 230039)

(2009 年 5 月 5 日收到; 2009 年 7 月 11 日收到修改稿)

用反射不对称的相对论平均场理论(RAS-RMF)对偶偶 Ra 同位素的八极形变进行了系统研究, 并与实验数据和有限力程小液滴模型(FRDM)结果进行了比较. 结果表明: RAS-RMF 理论很好地描述了 Ra 同位素的基态性质, 计算的结合能、双中子分离能和形变与实验数据和 FRDM 一致. RAS-RMF 理论获得的中子、质子密度分布清晰地展现出偶偶 Ra 同位素由球形逐渐转变为八极形变, 到四极形变的过程, 与实验观察的八极形变不稳定现象一致.

关键词: 反射不对称平均场(RAS-RMF), 八极形变, 偶偶核

PACC: 2160, 2110D, 2110F

1. 引 言

形变是反映原子核性质的一个基本参量, 原子核的形变主要包括四极形变、八极形变和十六极形变. 其中四极形变是原子核中最广泛存在的一种形变, 包含四极形变的原子核理论可以很好地描述大部分原子核的性质. 但到 20 世纪 50 年代, Berkeley 研究小组的实验研究发现偶偶核 Ra, Th 有很低的负宇称激发态^[1-3], 这负宇称激发态可能是由八极振动引起的, 从此八极形变的研究逐渐开展起来. 理论预言当原子核的质子数或者中子数为 34($g_{9/2}$ 与 $p_{3/2}$ 耦合), 56($h_{11/2}$ 与 $d_{5/2}$ 耦合), 88($g_{13/2}$ 与 $p_{9/2}$ 耦合), 134($h_{15/2}$ 与 $d_{9/2}$ 耦合) 时, 可能产生稳定的八极形变. 八极形变的出现仅仅引起很小的束缚能改变并且八极形变没有四极形变那么稳定, 但是它却可以解释很多实验现象, 例如 ²⁰⁴Pu 裂变时质量分布不对称现象等^[4].

近年来, 实验和理论上对八极形变核的研究都取得了重要进展^[5-8]. 实验上八极形变带已经被拓展到高自旋情形, 最高角动量态已超过 $20\hbar$; 理论上, 平均场模型^[9]、推转壳模型^[10]、反射不对称模型^[11] 等被用来研究八极形变核, 取得了一系列进展. 但是相比之下, 相对论平均场(RMF)理论具有

更好的微观基础, 在 RMF 理论中, 核子之间的相互作用通过交换介子来实现. 其中 σ 和 ω 介子分别提供核子-核子相互作用的中程吸引和短程排斥部分, ρ 介子给出核性质的同位旋相关性, 质子之间的 Coulomb 相互作用由交换光子来实现. 最近文献[12] 将 RMF 理论进一步发展, 建立了包含八极形变自由度的相对论平均场模型, 即 RAS-RMF 模型, 并用该理论系统研究了 Ra 同位素的基态性质和形状演化规律, 展示出 ²²⁶Ra 是一个典型的八极形变核. 为了深入理解原子核八极形变的性质以及 RAS-RMF 理论的有效性, 本文进一步采用 PK1^[13], NL3^[14], TMA^[15] 和 NL-SH^[16] 参数组, 用 RAS-RMF 理论研究 Ra 同位素的基态性质及形变演化规律.

2. 理论框架

相对论平均场理论是一个成功的微观模型. 在相对论平均场理论框架下, 核子描述为在介子的经典场中运动的 Dirac 粒子. 核子-核子之间的相互作用是通过交换介子和光子实现的. 模型的 Lagrange 量可以写为

$$\mathcal{L} = \bar{\psi} [i\gamma^\mu \partial_\mu - m - g_\sigma \sigma - g_\omega \gamma^\mu \omega_\mu - g_\rho \gamma^\mu \rho_\mu^\alpha \tau^\alpha - e\gamma^\mu \frac{1 - \tau^3}{2} A^\mu] \psi$$

^{*} 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(批准号:NCET-05-0558)、安徽省人才开发基金(批准号:2007Z018)和安徽省教育厅重点科研项目(批准号:KJ2009A129)资助的课题.

[†] 通讯联系人. E-mail: jianyou@ahu.edu.cn

$$\begin{aligned}
& + \frac{1}{2} \partial^\mu \sigma \partial_\mu \sigma - \frac{1}{2} m_\sigma^2 \sigma^2 - \frac{1}{3} g_2 \sigma^3 - \frac{1}{4} g_3 \sigma^4 \\
& - \frac{1}{4} \omega^{\mu\nu} \omega_{\mu\nu} + \frac{1}{2} m_\omega^2 \omega^\mu \omega_\mu + \frac{1}{4} c_3 (\omega^\mu \omega_\mu)^2 \\
& - \frac{1}{4} \rho^{\mu\nu} \rho_{\mu\nu} + \frac{1}{2} m_\rho^2 \rho^\mu \rho_\mu \\
& - \frac{1}{4} A^{\mu\nu} A_{\mu\nu}, \quad (1)
\end{aligned}$$

其中 ψ 是核子的 Dirac 旋量, 对应的质量为 M . σ 和 ω 分别是同位旋标量-标量和同位旋标量-矢量介子, 它们分别提供中程的吸引作用和短程的排斥作用. ρ 是同位旋标量-矢量介子, 描述中子和质子的区别. 光子场 A 提供原子核的电磁属性. 从包括核子、介子和光子场及其相互作用的 Lagrange 量出发, 利用变分原理, 可得核子运动的 Dirac 方程

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

和介子的 Klein-Gordon 方程

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

其中矢量势和标量势为

$$\begin{cases}
V(r) = \beta \left[g_\omega \gamma^\mu \omega_\mu(r) + g_\rho \gamma^\mu \tau \rho_\mu(r) \right. \\
\left. + e \gamma^\mu \frac{1 - \tau_3}{2} A_\mu(r) \right], \\
S(r) = g_\sigma \sigma(r)
\end{cases} \quad (4)$$

方程(2)和(3)是非线性方程, 求解非常困难, 为此, 人们常用基展开方法迭代求解(2)和(3), 直到获得所期望的结果. 为了包含反射不对称自由度, 在 RAS-RMF 理论计算中采用双中心谐振子 (TCHO) 势^[17,18]的本征函数作为基展开 Dirac 旋量 $f_i^\pm$ 和 $g_i^\pm$,

$$\begin{pmatrix} f_i(r, s, t) \\ i g_i(r, s, t) \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \begin{pmatrix} f_i^+(z, r_\perp) e^{i(\Omega_i - 1/2)\varphi} \\ f_i^-(z, r_\perp) e^{i(\Omega_i + 1/2)\varphi} \\ i g_i^+(z, r_\perp) e^{i(\Omega_i - 1/2)\varphi} \\ i g_i^-(z, r_\perp) e^{i(\Omega_i + 1/2)\varphi} \end{pmatrix} \chi_{i_i}(t). \quad (5)$$

双中心谐振子势具有下面的形式:

$$V(r_\perp, z) = \frac{1}{2} M \omega_\perp^2 r_\perp^2 + \begin{cases} \frac{1}{2} M \omega_1^2 (z + z_1)^2 & (z < 0), \\ \frac{1}{2} M \omega_2^2 (z - z_2)^2 & (z \geq 0), \end{cases} \quad (6)$$

其中 M 是核子的质量, z_1 和 z_2 表示从椭球体的中心到它们相交平面的距离. ω_1 (ω_2) 分别对应 $z < 0$ ($z \geq 0$) 时谐振子的振荡频率. TCHO 势可以由三个参数完全确定: 1) δ_2, δ_2 是 $z > 0$ 半球内的四极形变参数, $\frac{\omega_2}{\omega_\perp} = \exp\left(-\frac{3}{2} \sqrt{\frac{5}{4\pi}} \delta_2\right)$; 2) δ_3 , 它取决于 ω_1 和 $\omega_2, \delta_3 = \frac{\omega_1}{\omega_2}$; 3) $\Delta z = z_1 + z_2$. 在这里, 我们取 $\hbar \omega_0 = 41 A^{-1/3} \text{ MeV}$, $R_0 = 1.2 A^{1/3} \text{ fm}$ ^[18,19].

3. 结果与讨论

用 RAS-RMF 模型研究了 Ra 同位素 ($N = 126-144$) 偶偶核的八极形变, 对关联采用固定能隙的 BCS 近似处理, 对能隙 $\Delta = 11.2/A^{1/2} \text{ MeV}$. 在 RAS-RMF 理论计算中, 展开的谐振子基取为 $N_F = N_B = 17$, 相互作用取广泛使用的 PK1, NL3, TMA 和 NL-SH 参数组.

图 1 展现了 RAS-RMF 计算获得的结合能、双中子分离能和实验数据^[20]的比较, 从图中可以看出计算的结合能与实验结果符合得很好. 对于 ^{226}Ra , 实验上得到的结合能为 1731.6 MeV, 文献[12]用 NL1 参数组计算的结合能为 1731.8 MeV. 本文用参数 PK1, NL3, TMA 和 NL-SH 计算得到的结合能分别为 1731.3, 1734.6, 1734.4, 1736.0 MeV, 与实验值和文献[12]的结果基本一致. 本文中四组参数计算的双中子分离能比实验值稍小, 但双中子分离能随中子数变化趋势和实验结果一致. 在缺中子一端, TMA 参数组计算的双中子分离能与实验值符合得更好. 在 $N = 138$ 处, RAS-RMF 理论计算的双中子分离能出现了异常, 可能与非线性耦合有关, 有待进一步研究. 总体而言, 上述四组相互作用参数的 RAS-RMF 对 Ra 偶偶同位素基态性质的描述是合适的.

原子核的形状变化主要由四极形变参数 β_2 和八极形变参数 β_3 决定. 考虑八极形变自由度后的相对论平均场理论可以很好地用来描述原子核的四极和八极参数. 表 1 列出了形变的理论计算值与实验值^[21]的比较. 由于 β_3 的实验数据有限, 所以表中列出的是 RAS-RMF 计算结果与 FRDM 模型计算结

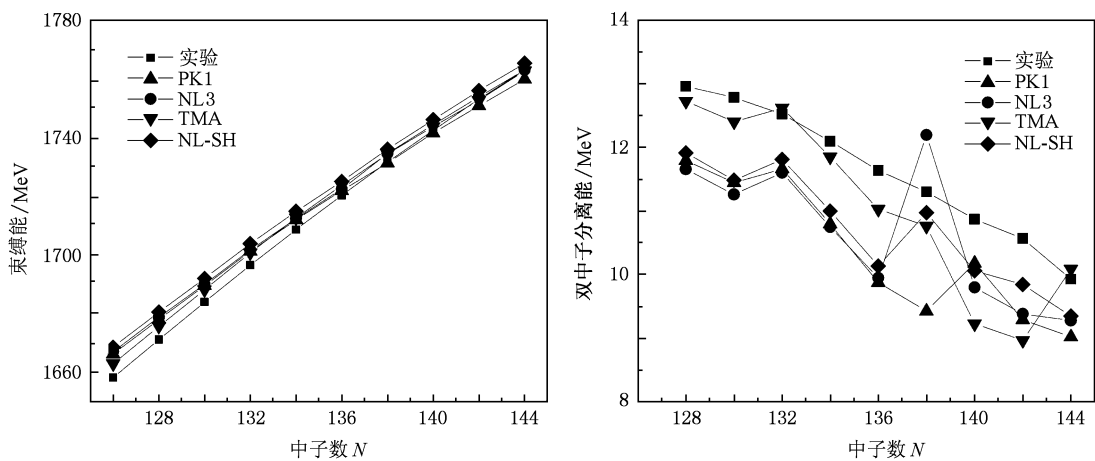


图 1 计算得到的 Ra 同位素偶偶核束缚能、双中子分离能分别与实验值的比较

表 1 RAS-RMF 模型和 FRDM 模型计算得到的形变参数与实验值的比较

	<i>N</i>	Exp.	FRDM	PK1	NL3	TMA	NL-SH
β_2	126	–	0.008	–0.0031	–0.0032	–0.0021	–0.0036
	128	–	0.008	–0.0100	–0.0080	–0.0055	–0.0093
	130	0.096	0.02	0.0460	0.0470	0.0418	0.0420
	132	–	0.103	0.0695	0.0743	0.0635	0.0662
	134	0.1928	0.13	0.0752	0.0842	0.0664	0.0722
	136	0.1790	0.164	0.0678	0.0928	0.0512	0.065
	138	0.2022	0.172	–0.0046	0.1989	–0.0011	0.1933
	140	0.2175	0.18	0.2082	0.2158	–0.0005	0.2167
	142	–	0.197	0.2228	0.2300	0.1663	0.2337
	144	–	0.215	0.2423	0.2501	0.2007	0.2475
β_3	126		–	0.0007	0.0007	0.0007	0.0008
	128		–	0.0007	0.0007	0.0007	0.0008
	130		–0.085	0.0003	0.0003	0.0003	0.0005
	132		–0.144	0.0001	–0.0000	0.0001	0.0002
	134		–0.148	0.0001	–0.0001	0.0001	0.0002
	136		–0.131	0.0001	–0.0003	0.0002	0.0003
	138		–0.108	0.0005	–0.1423	0.0005	–0.1272
	140		–0.058	–0.1335	–0.1474	0.0006	–0.1305
	142		–	0.1342	–0.1435	–0.0319	–0.1299
	144		–	0.1037	–0.1125	0.0003	–0.0970

果^[22]的比较. 由表中可以看出, 本文中 RAS-RMF 四组参数计算的四极形变值和 FRDM 模型计算得到的值变化趋势跟实验值变化趋势基本一致, 本文中四组参数计算的 β_2 与 FRDM 模型计算结果在 $N = 142$ 处相差最小. 在 $N = 138$ 处, 表中 NL3 和 NL-SH 计算的 β_2 与文献[12]中 NL1 参数组得到的 $\beta_2 = 0.21$ 相差很小, 但是本文中 NL3 和 NL-SH 计算结果更接近实验上的 0.2022; 在 $N = 140$ 处, 本文选

取的三组参数组 PK1, NL3 和 NL-SH 计算得到的数据比 FRDM 模型计算结果更接近实验值. 通过比较 β_3 数据可以看出 RAS-RMF 模型选取 NL3 和 NL-SH 参数组计算的 β_3 与 FRDM 模型计算的结果在 $N = 138$ 时非常接近. 本文计算结果表明 ^{226}Ra 是一个八极形变核, 与 FRDM 模型预言及文献[12]计算结果一致. 在 $N = 138$ 时, 通过 $B(E3) \uparrow$ 计算的 $\beta_3 = -0.13^{[6]}$ 与 NL1 参数组计算得到的 $\beta_3 = -0.16^{[12]}$, NL3 参数组计算得到的 $\beta_3 = -0.1423$, NL-SH 参数组计算得到的 $\beta_3 = -0.1272$ 相比, 本文中的计算结果更接近实验提取值.

除此之外, 两种模型计算的 β_3 值都有一个突变点, FRDM 模型出现在 $N = 132$ 处, β_3 突变为 -0.144 , 在 RAS-RMF 模型中, 当 $N = 138$ 时, NL3 参数计算 β_3 突变为 -0.1423 , NL-SH 参数计算 β_3 突变为 -0.1272 ; PK1 参数计算值在 $N = 140$ 时 β_3 突变为 -0.1335 , 非常接近 NL3 和 NL-SH 计算结果. 这些结果表明 ^{220}Ra , ^{226}Ra 和 ^{228}Ra 原子核可能具有八极形变, 这与 Hartree-Fokker 方法计算结果一致^[23].

PK1 参数组计算的 β_3 在 $N = 144$ 时突变为 0.1037 , 这与选取的参数有关, 需进一步研究. 随着中子数的增加, FRDM 模型和 RAS-RMF 模型计算的 β_3 值达到最大后逐渐减小, 说明 Ra 偶偶核同位素的八极形变非常软, 这与实验上发现的八极形变不稳定的现象相一致. 在 $N = 140$ 处, FRDM 模型计算得的 $\beta_3 = -0.058$, 比相应的 $\beta_2 = 0.18$ 小很多, 表明 ^{228}Ra 主要表现为四极形变; 当 $N \geq 142$ 时, 随中子数增加, 本文四组参数计算的 β_3 逐步减小而对应的 β_2 逐渐增大, 原子核形变逐渐向四极形变演化.

为了更直观地分析 Ra 同位素链偶偶核的形状变化, 图 2 和图 3 分别给出了 NL3 参数和 NL-SH 参数计算得到的 Ra 同位素链偶偶核 $x = 0$ 平面的质子密度分布. 由图 2 和图 3 可以很明显看出原子核形状的变化, 由 $N = 126$ 时的近球形逐渐变为稳定的四极形变核, 直到 $N = 138$ 时突变为明显的八极形变结构, 呈现为不对称的梨形, 随中子数的进一步增加, 两组参数组计算的原子核形状都向四极形变转化, 与表 1 中 β_2 和 β_3 的值变化一致.

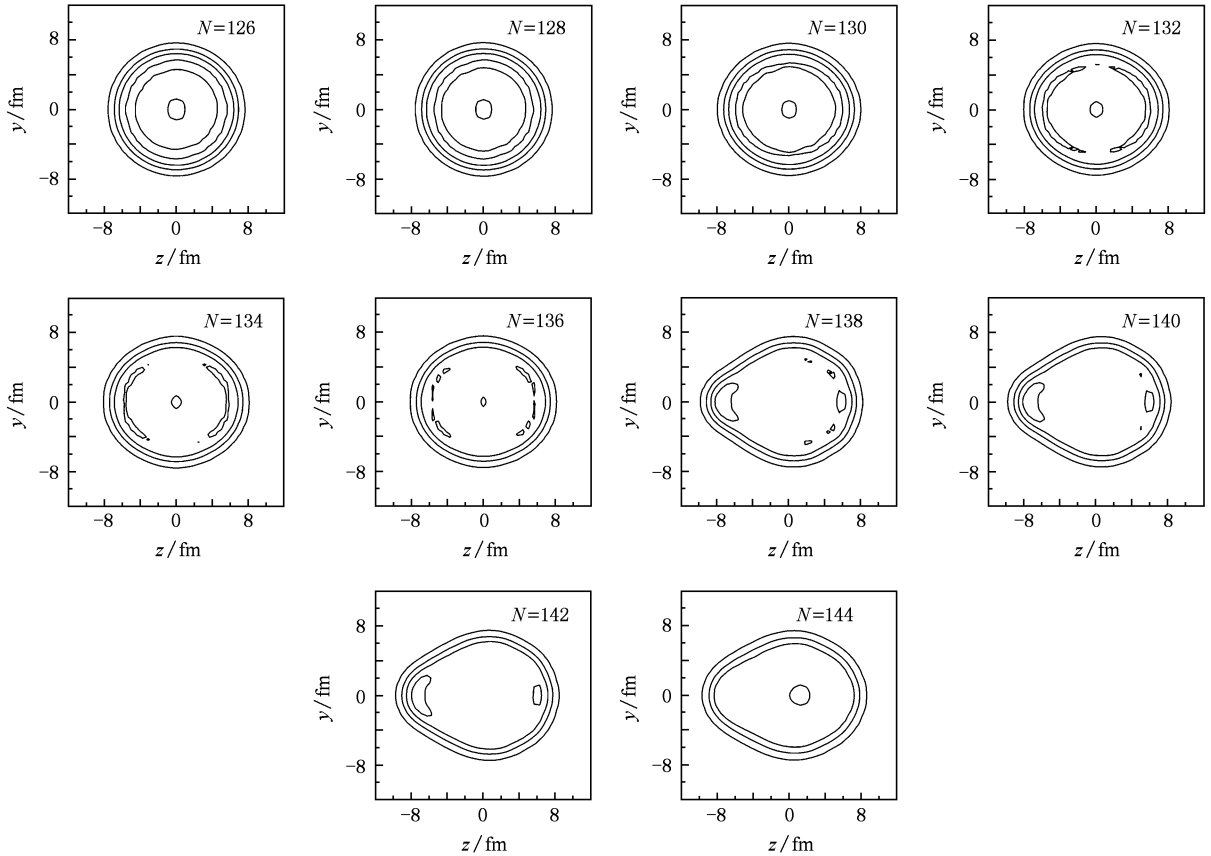


图 2 NL3 参数下 Ra 同位素的质子密度分布

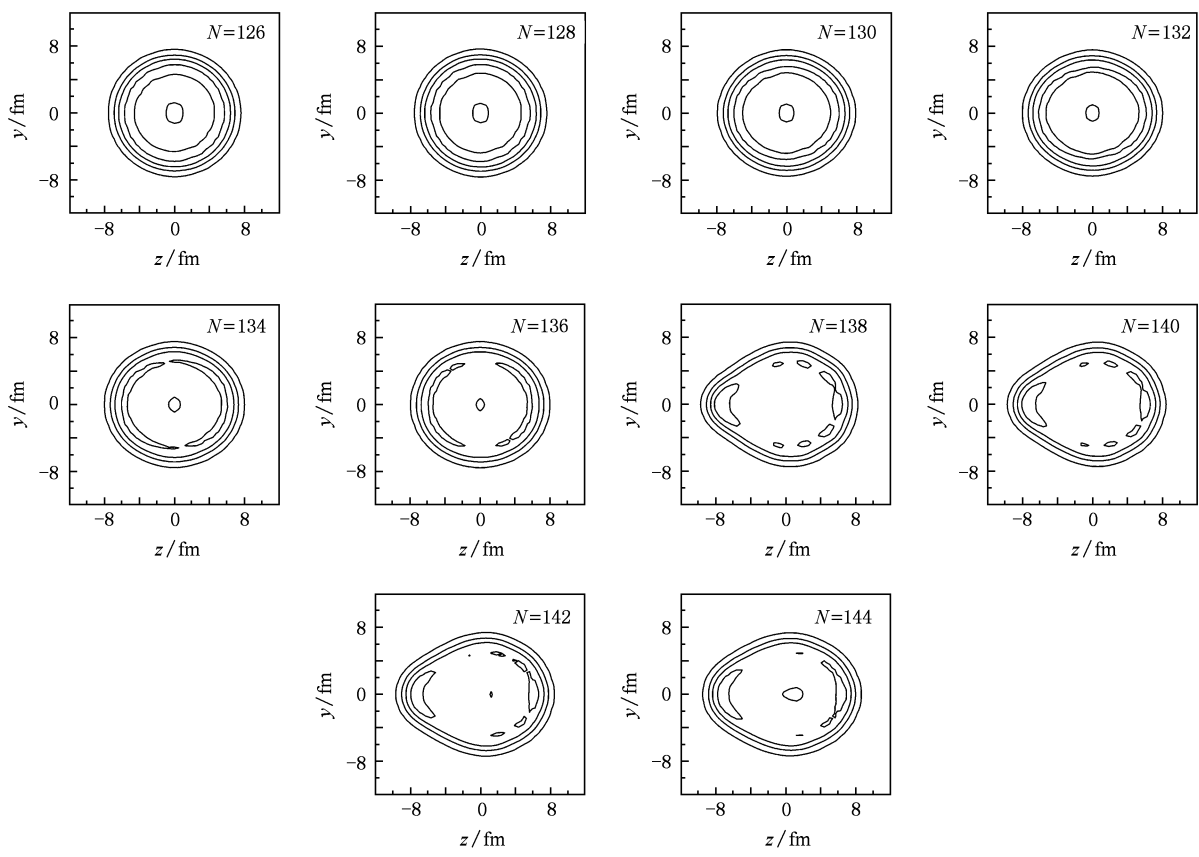


图3 NL-SH 参数下 Ra 同位素的质子密度分布

4. 结 论

利用反射不对称平均场理论系统研究了 Ra 同位素 ($N = 126—144$) 偶偶核的形状演化. 结果表明:RAS-RMF 理论很好描述了 Ra 同位素偶偶核的基态性质, 计算的结合能、双中子分离能和形变

与实验数据基本一致. Ra 同位素偶偶核的质子密度分布直观地展现了原子核由近球形转变为明显的八极形变,再到四极形变的转化过程. 随着中子数的增加, β_3 值减小,说明 Ra 同位素偶偶核的八极形变不稳定,与实验上观测的八极形变不稳定现象相一致.

感谢北京大学孟杰教授的宝贵建议和所提供的帮助.

[1] Asaro F, Stephens F S, Perlman I 1953 *Phys. Rev.* **92** 1495

[2] Stephens F S, Asaro F, Perlman I 1954 *Phys. Rev.* **96** 1568

[3] Stephens F S, Asaro F, Perlman I 1955 *Phys. Rev.* **100** 1543

[4] Rutz K, Maruhn J A, Reinhard P G, Greiner W 1995 *Nucl. Phys. A* **590** 680

[5] Ahmad I, Bulter P A 1993 *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **43** 321

[6] Butler P A, Nazarewicz W 1996 *Rev. Mod. Phys.* **68** 349

[7] Cocks J F C, Hawcroft D, Amzal N, Butler P A, Cann K J, Greenlees P T, Jones G D, Asztalos S, Clark R M, Deleplanque M A, Diamond R M, Fallon P, Lee I Y, Macchiavelli A O, MacLeod R W, Stephens F S, Jones P, Julin R, Broda R, Fornal B, Smith J F, Lauritsen T, Bhattacharyya P, Zhang C T 1999 *Nucl. Phys. A* **645** 61

[8] Chen Y S, Gao Z C 2000 *Phys. Rev. C* **63** 014314

[9] Dobaczewski J, Engel J 2005 *Phys. Rev. Lett.* **94** 232502

[10] Wu Z Y, Xu F R 2006 *High Energy Phys. Nucl. Phys.* **30** 78 (in Chinese) [吴哲英、许甫荣 2006 高能物理与核物理 **30** 78]

[11] Gao Z C, Chen Y S 2000 *High Energy Phys. Nucl. Phys.* **24** 54 (in Chinese) [高早春、陈永寿 2000 高能物理与核物理 **24** 54]

[12] Geng L S, Meng J, Toki H 2007 *Chin. Phys. Lett.* **24** 1865

- [13] Long W H, Meng J, Giai N V, Zhou S G 2004 *Phys. Rev. C* **69** 034319
- [14] Lalazissis G A, Konig J, Ring P 1997 *Phys. Rev. C* **55** 540
- [15] Sugahara Y 1994 *Ph. D. Dissertation* (Tokyo: Tokyo Metropolitan University)
- [16] Sharma M M, Nagarajan M A, Ring P 1985 *Phys. Lett. B* **312** 377
- [17] Holzer P, Mosel U, Greiner W 1969 *Nucl. Phys. A* **138** 241
- [18] Maruhn J, Greiner W 1972 *Z. Phys.* **251** 431
- [19] Mirea M 1996 *Phys. Rev. C* **54** 302
- [20] Audia G, Wapstrab A H, Thibault C 2003 *Nucl. Phys. A* **729** 337
- [21] Raman S, Nestor W J R 2001 *At. Data Nucl. Data Tables* **78** 1
- [22] Moller P, Nix J R 1995 *At. Data Nucl. Data Tables* **59** 185
- [23] Engel J, Bender M, Dobaczewski J, De Jesus J H, Olbratowski P 2003 *Phys. Rev. C* **68** 025501

Octupole deformation in even-even Ra isotopes^{*}

Jiao Peng Guo Jian-You[†] Fang Xiang-Zheng

(Department of Physics, Anhui University, Hefei 230039, China)

(Received 5 May 2009; revised manuscript received 11 July 2009)

Abstract

The octupole deformation of even-even Ra isotopes has been investigated systematically by the reflection asymmetric relativistic mean field (RAS-RMF) theory. The results are compared with the experimental data together with the results from FRDM. It is shown that RAS-RMF theory gives a good description for Ra isotopes. The calculated binding energy, two neutron separation energy and deformation agree with the experimental data well. In particular, RAS-RMF theory provides the neutron and proton densities which show clearly the shape evolution of these nuclei from nearly spherical to well-developed octupole and finally back to quadrupole deformation shapes. This is in accordance with experimental observation.

Keywords: reflection asymmetric relativistic mean field, octupole deformation, even-even nuclei

PACC: 2160, 2110D, 2110F

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 10475001, 10675001), the Program for New Century Excellent Talents in Universities of China (Grant No. NCET-05-0558), the Program for Excellent Talents in Anhui Province, China (Grant No. 2007Z018), and the Education Committee Foundation of Anhui Province, China (Grant No. KJ2009A129).

[†] Corresponding author. E-mail: jianyou@ahu.edu.cn