

## 对 $N = 184$ 附近核的壳效应的理论研究<sup>\*</sup>

邵非<sup>1;1)</sup> 陈鼎汉<sup>1</sup> 任中洲<sup>1,2</sup>

1 (南京大学物理系 南京 210008)

2 (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** 在形变的相对论平均场模型下采用 TMA, NL-Z2 两套参数对  $Z = 96-102$ ,  $N = 162-190$  区域偶偶核基态性质进行了系统的计算, 对得出的理论结合能、 $\alpha$  衰变能、四极形变参数进行了分析和讨论. 这些结果同已有的 Skyrme-Hartree-Fock 计算的结果做了对比, 并分析了在  $N = 184$  附近的壳效应, 可供以后理论或实验研究参考.

**关键词**  $N = 184$  附近壳效应 相对论平均场模型 结合能  $\alpha$  衰变能

### 1 引言

关于超重元素的早期工作可以追溯到 20 世纪 60 年代中期, 当时的壳模型理论就预言, 质子数为 114, 中子数为 184 可能是双幻数核, 在这附近存在一个稳定的核素区, 也即“超重核稳定岛”, 这引起了科学家们的高度重视<sup>[1]</sup>. 虽然理论上开展了一系列的研究, 但在实验上寻找超重核一直没有成功. 这主要是受限于当时的加速器和探测器技术水平不高, 人工合成超重核工作进展缓慢. 近几年来, 由于实验技术的发展, 超重核的研究取得了较大的进展<sup>[1]</sup>. 在实验方面, GSI 与 Dubna 相继合成了新的超重元素  $Z = 110-112$ <sup>[2-4]</sup>,  $Z = 114$ <sup>[5,6]</sup> 以及  $Z = 116$ <sup>[7]</sup>, 中国科学院近代物理研究所也合成了新核素 <sup>259</sup>Db<sup>[8]</sup> 和 <sup>265</sup>Bh<sup>[9]</sup>. 对超重新核素的研究将检验已有核模型和方法在超重质量区的有效性, 寻找是否存在长寿命超重新核素及新的幻数. 在理论方面, 人们用相对论平均场模型 (RMF)<sup>[10-13]</sup> 和 Skyrme-Hartree-Fock (SHF)<sup>[14]</sup> 模型计算了许多重核的性质, 这些性质包括结合能、形变参数及  $\alpha$  衰变能等, 理论模型计算的结果在一定程度上同已有的实验数据相一致.

在众多的模型中, 相对论平均场理论很自然地将自旋与自旋-轨道耦合相互作用包含在内, 计算中不必加入额外的参数来调节, 就很好地给出核的基态和低激发态性质. 以前我们曾用该理论对中子数  $N = 140-160$  偶偶重核区<sup>[11,12]</sup> 以及中子数  $N = 140-190$  奇  $A$  核<sup>[13]</sup> 进行了系统计算, 同已有的实验数据相比, 理论值同实验值符合得较好. 现阶段有必要将偶偶超重元素中子数区域理论计算范围扩展到  $N = 162-190$ , 这样我们可以既直观又全面地研究  $N = 184$  附近超重核的壳效应. 大家都知道, 壳效应对生成超重元素起关键性的作用, 液滴模型给出超铀元素是不稳定的结论, 而正因为有壳效应的存在, 使得人工合成超重元素成为可能. 本文中的计算结果可供实验家参考.

### 2 理论框架

文献中关于 RMF 模型的文章已经有很多了<sup>[10,12,15-21]</sup>, 我们在此回顾一下它的主要框架. RMF 模型的出发点是一个包含核子和介子相互作用的有效拉格朗日密度, 该模型源于 Serot 和 Walecka 的量子强子动力学. 它包含  $\pi, \sigma, \omega, \rho$  4 种介子

2004-06-01 收稿

<sup>\*</sup> 国家杰出青年基金(10125521), 教育部博士点基金(20010284036), 国家重点基础研究发展规划项目(G2000077400), 中国科学院创新工程重点项目(KJCX2-SW-N02)资助

1) E-mail: wangzhentf@163.com

场<sup>[16,17]</sup>. 其中最重要的介子是  $\pi$  介子, 在 Hartree 近似(平均场近似)下,  $\pi$  介子场对应奇宇称平均场. 众所周知, 实验偶偶核基态为偶宇称. 故在相对论平均场中, 假定偶偶核基态有确定宇称(偶宇称), 对偶偶核不考虑  $\pi$  介子场<sup>16,17]</sup>.

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & \bar{\Psi}(i\gamma^\mu \partial_\mu - M)\Psi - g_\sigma \bar{\Psi}\sigma\Psi - g_\omega \bar{\Psi}\gamma^\mu \omega_\mu \Psi - \\ & g_\rho \bar{\Psi}\gamma^\mu \rho_\mu^a \tau^a \Psi + \frac{1}{2} \partial^\mu \sigma \partial_\mu \sigma - \frac{1}{2} m_\sigma^2 \sigma^2 - \frac{1}{3} g_2 \sigma^3 - \\ & \frac{1}{4} g_3 \sigma^4 + \frac{1}{4} c_3 (\omega_\mu \omega^\mu)^2 - \frac{1}{4} \Omega^{\mu\nu} \Omega_{\mu\nu} + \\ & \frac{1}{2} m_\omega^2 \omega^\mu \omega_\mu - \frac{1}{4} R^{a\mu\nu} \cdot R_{\mu\nu}^a + \frac{1}{2} m_\rho^2 \rho^{a\mu} \cdot \rho_\mu^a - \\ & \frac{1}{4} F^{\mu\nu} F_{\mu\nu} - e \bar{\Psi}\gamma^\mu A^\mu \frac{1}{2} (1 - \tau^3) \Psi, \end{aligned} \quad (1)$$

其中

$$\Omega^{\mu\nu} = \partial^\mu \omega^\nu - \partial^\nu \omega^\mu, \quad (2)$$

$$R^{a\mu\nu} = \partial^\mu \rho^{a\nu} - \partial^\nu \rho^{a\mu}, \quad (3)$$

$$F^{\mu\nu} = \partial^\mu A_\nu - \partial^\nu A_\mu, \quad (4)$$

$\sigma$ ,  $\omega_\mu$  和  $\rho_\mu^a$  表示  $\sigma$  介子场,  $\omega$  介子场和  $\rho$  介子场. 对应质量分别用  $m_\sigma$ ,  $m_\omega$  和  $m_\rho$  表示.  $A_\mu$  代表光子场, 电磁作用项  $e^2/4\pi = 1/137$ . 核子场及其质量用  $\Psi$  和  $M$  表示,  $g_\sigma$ ,  $g_\omega$  和  $g_\rho$  分别表示核子和介子场的有效耦合常数.  $g_2$  和  $g_3$  是  $\sigma$  介子的自相互作用非线性项耦合常数.  $c_3$  是  $\omega$  介子场的自相互作用耦合常数.  $\tau^a$  是同位旋泡利矩阵,  $\tau^3$  则表示  $\tau^a$  的第三分量. 利用 Euler-Lagrange 方程可得到各种场的运动方程<sup>[10,17,18,22]</sup>, 因为只考虑核的基态性质, 所以在处理过程中可以假设介子场和光子场是静态的经典场, 核子则在经典场中作独立运动, 这就是平均场近似. 将 Dirac 场算符量子化后, 我们采用了无海近似. 考虑到偶偶核宇称守恒和电荷守恒及时间反演不变性, 最后可得核子满足的 Dirac 方程和介子场满足的 Klein-Gordon 方程

$$[-i\alpha\nabla + \beta M^*(\mathbf{r}) + V(\mathbf{r})]\phi_i(\mathbf{r}) = \epsilon_i \phi_i(\mathbf{r}), \quad (5)$$

$M^*(\mathbf{r})$  为有效质量,  $M^*(\mathbf{r}) = M + g_\sigma \sigma(\mathbf{r})$ . 势  $V(\mathbf{r})$  是洛伦兹矢量的时间分量部分

$$V(\mathbf{r}) = g_\omega \omega_0(\mathbf{r}) + g_\rho \tau^a \rho_0^a(\mathbf{r}) + e((1 - \tau^3)/2) A_0(\mathbf{r}), \quad (6)$$

$$(-\Delta + m_\sigma^2)\sigma(\mathbf{r}) = -g_\sigma \rho_s(\mathbf{r}) - g_2 \sigma^2(\mathbf{r}) - g_3 \sigma^3(\mathbf{r}), \quad (7)$$

$$(-\Delta + m_\omega^2)\omega_0(\mathbf{r}) = g_\omega \rho_v(\mathbf{r}) - c_3 \omega_0^3(\mathbf{r}), \quad (8)$$

$$(-\Delta + m_\rho^2)\rho_0(\mathbf{r}) = g_\rho \rho_3(\mathbf{r}), \quad (9)$$

$$-\Delta A_0(\mathbf{r}) = e \rho_p(\mathbf{r}), \quad (10)$$

上述方程中各种密度表达式分别为

$$\rho_s(\mathbf{r}) = \sum_{i=1}^A \bar{\phi}_i(\mathbf{r}) \phi_i(\mathbf{r}), \quad (11)$$

$$\rho_v(\mathbf{r}) = \sum_{i=1}^A \phi_i^\dagger(\mathbf{r}) \phi_i(\mathbf{r}), \quad (12)$$

$$\rho_3(\mathbf{r}) = \sum_{i=1}^A \phi_i^\dagger(\mathbf{r}) \tau^3 \phi_i(\mathbf{r}), \quad (13)$$

$$\rho_p(\mathbf{r}) = \sum_{i=1}^A \phi_i^\dagger(\mathbf{r}) ((1 - \tau^3)/2) \phi_i(\mathbf{r}), \quad (14)$$

最后得到了一组耦合方程, 通过迭代计算, 可求得波函数、结合能、均方根半径及四极形变等. 为了得到较为准确的  $\alpha$  衰变能, 我们需要有精度较高的结合能. 采用基展开方法, 基底取为  $N_f = N_b = 20$ . 对能隙取值为:  $\Delta_n = \Delta_p = 11.2/\sqrt{A}$  MeV. 本文中我们采用了两套参数: TMA<sup>[22]</sup> 和 NL-Z2<sup>[23]</sup>. 关于形变相对论平均场计算的细节可参见文献[18,22].

### 3 结果和讨论

我们对  $Z = 96-102$ ,  $N = 162-190$  这个范围的重核进行了系统计算, 并将结果列在表 1 中. 表 1 中第一列为核素, 2—5 列为 TMA 参数计算出的理论结果, 它们分别对应结合能( $B$ )、 $\alpha$  衰变能( $Q_\alpha$ )、中子形变参数( $\beta_n$ )、质子形变参数( $\beta_p$ ), 6—9 列为 NL-Z2 参数的结果, 各列意义同前面的 TMA. 由于这个区域( $Z = 96-102$ ,  $N = 162-190$ )实验数据缺少, 我们在表的最后加上两列给出 Skyrme-Hartree-Fock 计算的结合能( $B_{\text{SHF}}$  (MeV))与四极形变参数( $\beta_{\text{SHF}}$ )<sup>[24]</sup>来进行比较. 表 1 中列出了<sup>258</sup>Cm—<sup>286</sup>Cm, <sup>260</sup>Cf—<sup>288</sup>Cf, <sup>262</sup>Fm—<sup>290</sup>Fm 和<sup>264</sup>No—<sup>292</sup>No 4 组同位素链. 用 RMF 系统计算其他质量区重核的工作我们已做过一部分<sup>[12,13]</sup>, 文章中理论结果和已有的实验数据非常接近. 有些重核的实验结合能介于 TMA 和 NL-Z2 两套参数之间, 有理由认为在今后的实验中, 实验的结合能同本文所提供的理论计算值比较符合.

从表 1 中我们发现, Cm 同位素链中 NL-Z2 参数计算的结合能与 TMA 参数计算的结合能之间最大偏差为 6.94 MeV, 最小偏差为 1.36 MeV, 平均偏差约为 4 MeV 左右, Cf 同位素链中最大偏差为 6.41 MeV, 最小偏差为 1.51 MeV, 平均偏差也约为 4 MeV. Fm 同位素链两套参数的结合能之间的最大偏差为 6.05 MeV, 最小偏差为 1.95 MeV, 平均偏差约为 4 MeV, No 同位素链中最大偏差为 5.89 MeV, 最小偏差为 2.65 MeV, 平均偏差也约为 4 MeV. 同结合能相比平均偏差是小量, 这反映了对于大中子数超重核

表 1 TMA, NL-Z2 参数计算的 Cm, Cf, Fm 和 No 重核同位素链结合能, 衰变能和四极形变参数

核素	$B/\text{MeV}$	$Q_\alpha$	$\beta_n$	$\beta_p$	$B/\text{MeV}$	$Q_\alpha$	$\beta_n$	$\beta_p$	$B_{\text{SIF}}/\text{MeV}$	$\beta_{\text{SIF}}$
$^{258}\text{Cm}$	1908.52	3.96	0.20	0.19	1903.95	4.40	0.26	0.26	1908.25	0.24
$^{260}\text{Cm}$	1917.55	3.90	0.18	0.17	1912.45	4.02	0.24	0.24	1916.58	0.21
$^{262}\text{Cm}$	1926.85	3.28	-0.11	-0.10	1920.96	3.78	0.21	0.21	1924.79	0.20
$^{264}\text{Cm}$	1936.40	2.92	-0.12	-0.10	1929.46	3.56	-0.17	-0.16	1932.31	0.40
$^{266}\text{Cm}$	1945.64	2.63	-0.12	-0.11	1938.76	2.43	-0.16	-0.14	1940.13	0.40
$^{268}\text{Cm}$	1954.35	2.57	-0.12	-0.10	1947.71	2.27	-0.14	-0.13	1948.42	-0.15
$^{270}\text{Cm}$	1962.25	2.84	-0.11	-0.10	1956.40	2.17	-0.12	-0.11	1956.14	-0.12
$^{272}\text{Cm}$	1969.91	2.79	-0.09	-0.08	1964.95	2.05	-0.10	-0.10	1963.59	-0.08
$^{274}\text{Cm}$	1977.24	2.88	-0.08	-0.07	1973.11	2.24	-0.08	-0.08	1970.67	0.00
$^{276}\text{Cm}$	1983.90	3.25	-0.05	-0.05	1980.70	2.57	-0.05	-0.05	1977.48	0.00
$^{278}\text{Cm}$	1990.56	3.54	0.00	-0.00	1988.43	2.83	0.00	-0.00	1984.27	0.00
$^{280}\text{Cm}$	1997.01	3.96	0.00	-0.00	1995.90	3.34	0.00	-0.00	1990.05	0.00
$^{282}\text{Cm}$	2001.50	5.56	0.00	0.00	2000.14	6.20	0.00	-0.00	1993.86	0.00
$^{284}\text{Cm}$	2005.70	5.01	-0.04	-0.05	2002.86	7.07	0.00	0.00	1996.71	0.00
$^{286}\text{Cm}$	2009.60	3.86	-0.04	-0.06	2007.83	4.34	0.09	0.09	1999.52	0.00
$^{260}\text{Cf}$	1922.74	4.70	0.21	0.21	1918.53	5.03	0.27	0.27	1922.12	0.24
$^{262}\text{Cf}$	1932.22	4.60	0.20	0.20	1927.41	4.85	0.25	0.26	1931.12	0.24
$^{264}\text{Cf}$	1941.46	4.39	0.15	0.14	1936.16	4.59	0.23	0.23	1940.10	0.23
$^{266}\text{Cf}$	1950.98	4.17	-0.13	-0.12	1944.76	4.50	0.21	0.22	1948.53	0.20
$^{268}\text{Cf}$	1960.79	3.91	-0.13	-0.12	1954.38	3.38	-0.17	-0.16	1957.15	0.40
$^{270}\text{Cf}$	1970.05	3.89	-0.13	-0.12	1963.70	3.35	-0.16	-0.15	1965.10	0.41
$^{272}\text{Cf}$	1978.39	4.26	-0.12	-0.12	1972.71	3.30	-0.14	-0.13	1973.94	-0.13
$^{274}\text{Cf}$	1986.42	4.13	-0.11	-0.10	1981.61	3.09	-0.12	-0.12	1981.65	-0.10
$^{276}\text{Cf}$	1994.22	3.99	-0.10	-0.10	1990.12	3.13	-0.10	-0.10	1989.36	-0.05
$^{278}\text{Cf}$	2001.36	4.19	-0.11	-0.11	1997.81	3.60	-0.07	-0.08	1996.53	0.00
$^{280}\text{Cf}$	2007.73	4.47	-0.04	-0.05	2005.13	3.88	-0.03	-0.03	2003.91	0.00
$^{282}\text{Cf}$	2014.32	4.55	0.00	-0.00	2012.79	3.94	0.00	-0.00	2010.54	0.00
$^{284}\text{Cf}$	2019.30	6.00	-0.00	-0.00	2017.46	6.75	0.00	-0.00	2014.74	0.00
$^{286}\text{Cf}$	2024.80	5.00	-0.05	-0.06	2022.27	6.16	0.06	0.07	2018.68	0.00
$^{288}\text{Cf}$	2030.00	4.00	0.06	0.08	2028.49	2.66	0.11	0.12	2021.96	0.00
$^{262}\text{Fm}$	1935.46	5.75	0.21	0.22	1931.88	5.56	0.27	0.28	1934.45	0.24
$^{264}\text{Fm}$	1945.53	5.51	0.20	0.20	1941.19	5.64	0.26	0.27	1944.49	0.23
$^{266}\text{Fm}$	1955.24	5.28	0.17	0.17	1950.19	5.52	0.24	0.25	1953.65	0.23
$^{268}\text{Fm}$	1964.62	5.15	0.14	0.14	1959.13	5.34	0.22	0.23	1963.61	0.24
$^{270}\text{Fm}$	1974.49	4.79	-0.14	-0.13	1968.45	4.60	-0.18	-0.17	1972.26	0.40
$^{272}\text{Fm}$	1984.34	4.74	-0.15	-0.14	1978.31	4.37	-0.17	-0.16	1981.08	0.41
$^{274}\text{Fm}$	1993.60	4.76	-0.16	-0.15	1987.66	4.35	-0.15	-0.15	1989.31	0.43
$^{276}\text{Fm}$	2001.91	4.78	-0.15	-0.15	1996.98	4.03	-0.13	-0.13	1998.46	-0.10
$^{278}\text{Fm}$	2010.03	4.69	-0.13	-0.13	2005.95	3.97	-0.12	-0.12	2006.58	-0.07
$^{280}\text{Fm}$	2017.94	4.58	-0.13	-0.13	2013.80	4.62	-0.09	-0.10	2014.60	-0.04
$^{282}\text{Fm}$	2024.95	4.71	-0.13	-0.13	2021.54	4.57	-0.06	-0.07	2022.26	0.00
$^{284}\text{Fm}$	2031.20	4.83	-0.11	-0.12	2028.86	4.57	-0.00	-0.00	2029.15	0.00
$^{286}\text{Fm}$	2037.40	5.21	-0.09	-0.10	2034.23	6.87	-0.02	-0.03	2034.38	0.00
$^{288}\text{Fm}$	2043.14	4.46	-0.09	-0.10	2040.67	5.08	0.08	0.10	2039.41	0.00
$^{290}\text{Fm}$	2049.17	3.93	0.08	0.10	2047.22	3.35	0.12	0.14	2043.52	0.00
$^{264}\text{No}$	1946.78	6.56	0.21	0.21	1943.98	6.09	0.28	0.29	1945.21	0.23
$^{266}\text{No}$	1957.51	6.25	0.20	0.20	1953.77	6.41	0.27	0.28	1955.65	0.26
$^{268}\text{No}$	1967.78	6.05	0.18	0.18	1963.00	6.49	0.25	0.27	1966.71	0.20
$^{270}\text{No}$	1977.45	6.09	0.16	0.17	1972.17	6.32	0.32	0.32	1976.31	0.20
$^{272}\text{No}$	1987.12	5.80	0.13	0.13	1981.46	5.97	0.20	0.22	1985.54	0.37
$^{274}\text{No}$	1997.21	5.57	-0.16	-0.15	1991.50	5.25	-0.18	-0.17	1995.29	0.41

续表 1

核素	$B/\text{MeV}$	$Q_\alpha$	$\beta_n$	$\beta_p$	$B/\text{MeV}$	$Q_\alpha$	$\beta_n$	$\beta_p$	$B_{\text{SHF}}/\text{MeV}$	$\beta_{\text{SHF}}$
$^{276}\text{No}$	2007.22	5.43	-0.17	-0.16	2001.33	5.28	-0.16	-0.16	2004.36	0.41
$^{278}\text{No}$	2016.05	5.85	-0.16	-0.16	2011.10	4.85	-0.14	-0.14	2013.74	-0.07
$^{280}\text{No}$	2024.62	5.60	-0.14	-0.14	2020.53	4.75	-0.12	-0.13	2022.47	-0.07
$^{282}\text{No}$	2033.07	5.26	-0.14	-0.14	2028.71	5.54	-0.10	-0.11	2030.96	0.00
$^{284}\text{No}$	2040.85	5.38	-0.14	-0.14	2036.79	5.31	-0.07	-0.08	2039.02	0.00
$^{286}\text{No}$	2047.65	5.60	-0.14	-0.14	2044.18	5.67	0.00	0.00	2046.34	0.00
$^{288}\text{No}$	2054.12	5.38	-0.11	-0.12	2050.37	6.79	-0.03	-0.05	2052.46	0.00
$^{290}\text{No}$	2060.55	5.15	-0.10	-0.11	2057.46	5.06	0.08	0.12	2058.15	0.00
$^{292}\text{No}$	2067.11	4.33	0.09	0.12	2064.46	4.51	0.12	0.15	2062.96	0.00

而言, RMF 模型是稳定的.

总体而言, NL-Z2 参数计算的结合能要比 TMA 参数计算的结合能低, 与 SHF 理论结果相比, SHF 计算的结果在中子数较少的区域时介于 NL-Z2 和 TMA 参数计算结果之间. 如表 1 中  $^{258}\text{Cm}$ — $^{270}\text{Cm}$ ,  $^{260}\text{Cf}$ — $^{274}\text{Cf}$ ,  $^{262}\text{Fm}$ — $^{286}\text{Fm}$ ,  $^{264}\text{No}$ — $^{290}\text{No}$ . 在丰中子区域时它的结果落在了两套参数之外, 稍稍的低一些. 这说明不同的理论模型在对结合能的预言上是较为一致的.

表 1 的 TMA 计算结果中,  $^{258}\text{Cm}$  和  $^{260}\text{Cm}$  的四极形变为  $\beta_n \approx \beta_p \approx 0.2-0.19$ , NL-Z2 计算结果中  $^{258}\text{Cm}$ — $^{262}\text{Cm}$  的四极形变  $\beta_n \approx \beta_p \approx 0.26-0.21$ , 这些对应长椭球形变. 随着中子数的增加, 这两套参数的计算结果显示重核的四极形变参数开始向扁椭球解发展. 在接近  $N = 184$  时, 四极形变参数又逐渐转成球形解. 到了  $N = 184$  时, 两套参数的结果近似是球形解. 在中子数大于 184 后, 四极形变参数又恢复成扁椭球解. SHF 计算的结果也是一样. 尽管在对应于具体的重核而言有一定差别, 但总体的趋势是相同的. 即核形变从长椭球转为扁椭球, 然后转变成球形解. 这符合关于在  $80 < Z \leq 100$ ,  $N = 184$  是一个球形幻数的说法<sup>[13]</sup>, 这在衰变能图形中也反映出来了. 对于表 1 中的 Cf, Fm 和 No 来说, NL-Z2 参数变化的趋势同 Cm 相同. 我们注意到在  $N = 184$  时, 形变参数比较小, 近似为球形解. 对于 TMA 这套参数来说,  $^{284}\text{Fm}$ ,  $^{286}\text{No}$  这两个中子数为 184 的重核四极形变参数为扁椭球, 这种差异可能是不同力参数导致, 不过最终的结果还是需要实验来决定, 我们期待着实验家们能够在不久的将来能提供有关实验数据.

对于重核而言,  $\alpha$  衰变能是一个重要的物理量. 在计算过程中我们作了一个假定, 即认为  $\alpha$  衰变是

母核与子核基态间的转变, 这是超重元素计算中常用的假定. 表 1 给出了 TMA 和 NL-Z2 两套参数所计算出来的  $\alpha$  衰变能. 图 1 是这 4 个同位素链的  $\alpha$  衰变能的曲线图, 为了更为直观, 我们用箭头号标出了幻数  $N = 184$  的对应的衰变能. 从图上可以清楚地看到在中子数为 184 处存在壳效应, 但是壳效应随着质子数的增加而减弱, 对于 Cm, Cf, Fm 而言两套参数计算出来的衰变能的结果在  $N = 186$  突然增加, 这说明  $N = 184$  近似为幻数.

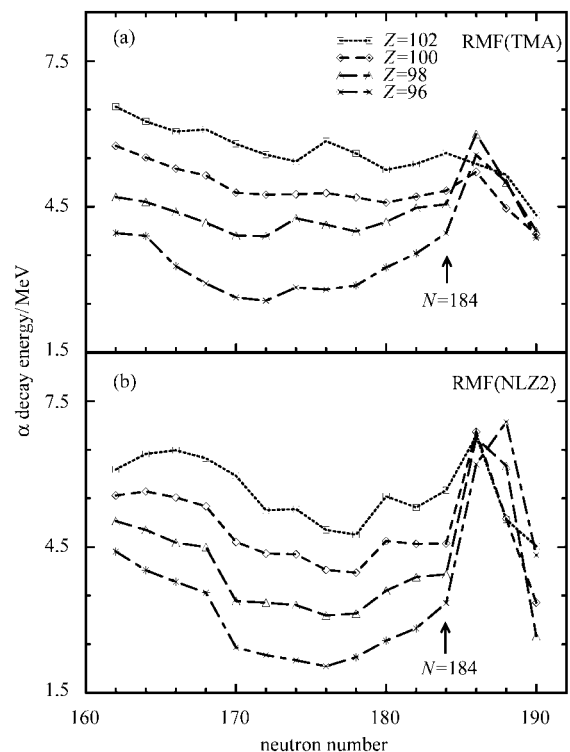


图 1 Cm, Cf, Fm, No ( $Z = 96, 98, 100, 102$ ) 的偶 - 偶重核同位素链  $\alpha$  衰变能理论值采用 NL-Z2 和 TMA 两套参数计算

## 4 小结

用形变的 RMF 理论对  $Z = 96-102$ ,  $N = 162-190$  区域的偶偶核进行了系统的计算. 得到了这些核的结合能、 $\alpha$  衰变能、四极形变参数. 由于缺乏实验数据, 我们把相对论平均场的结果同 SHF 的结果

进行对比和讨论, 二者对  $Z = 96-102$  同位素链处计算的结果表明, 在  $N = 184$  附近, 由于四级形变参数较小, 可近似认为存在球形壳效应. 需要指出的是在相对论平均场模型中随着质子数的增加,  $N = 184$  壳效应逐渐减弱, 形变影响逐渐加大, 对于大质子数  $N = 184$  幻数的变化将有待于将来的实验数据检验.

## 参考文献 (References)

- 1 Hofmann S, MützenberG C. Reviews of Modern Physics, 2000, **72**: 733
- 2 Hofmann S, Ninov V, Heßberger F P et al. Z. Phys., 1995, **A350**: 277
- 3 Hofmann S, Ninov V, Heßberger F P et al. Z. Phys., 1995, **A350**: 281
- 4 Hofmann S, Ninov V, Heßberger F P et al. Z. Phys., 1996, **A354**: 229
- 5 Oganessian Yu Ts et al. Nature(London), 1999, **400**: 242
- 6 Oganessian Yu Ts et al. Phys. Rev. Lett., 1999, **83**: 3154
- 7 Oganessian Yu Ts et al. Phys. Rev., 2001, **C63**: 011301(R)
- 8 GAN Z G, QIN Z, FAN H M et al. Eur. Phys. J., 2001, **A10**: 21
- 9 GAN Zai-Guo, FAN Hong-Mei, QIN Zhi et al. HEP & NP, 2004, **28** (4): 332(in Chinese)  
(甘再国, 范红梅, 秦芝等. 高能物理与核物理, 2004, **28**(4): 332)
- 10 CHEN Ding-Han, TAI Fei, REN Zhong-Zhou. HEP & NP, 2003, **27** (8): 707(in Chinese)  
(陈鼎汉, 邰非, 任中洲. 高能物理与核物理, 2003, **27**(8): 707)
- 11 TAI Fei, CHEN Ding-Han, REN Zhong-Zhou. Nuclear Physics Review, 2003, **20**(2): 154(in Chinese)  
(邰非, 陈鼎汉, 任中洲. 原子核物理评论, 2003, **20**(2): 154)
- 12 REN Zhong-Zhou, TAI Fei, CHEN Ding-Han. Phys. Rev., 2002, **C60**: 064306
- 13 REN Zhong-Zhou, CHEN Ding-Han, TAI Fei. Phys. Rev., 2003, **C67**: 064302
- 14 PEI Jun-Chen et al. Nuclear Physics Review, 2003, **20**(2): 116(in Chinese)  
(裴俊琛等. 原子核物理评论, 2003, **20**(2): 116)
- 15 REN Zhong-Zhou, Amand Faessler, Bobyk A. Phys. Rev., 1998, **C57**: 2752
- 16 Serot B D, Walecka J D. Adv. Nucl. Phys., 1986, **16**: 1—78
- 17 P. Ring, Prog. Part. Nucl. Phys., 1996, **37**: 193
- 18 Gambhir Y K, Ring P, Thimet A. Ann. Phys.(N. Y.), 1990, **198**: 132
- 19 CHEN B Q, MA Z Y, Gruemmer F et al. Phys. Lett., 1999, **B455**: 13
- 20 Lalazissis G A, Sharma M M, RING P Y et al. Nucl. Phys., 1996, **A608**: 202
- 21 Patra S K, WU C L, PraharaJ C R et al. Nucl. Phys., 1999, **A651**: 117
- 22 REN Zhong-Zhou, Toki H. Nucl. Phys., 2001, **A689**: 691
- 23 Bender M, Rutz K, Reinhard P G et al. Phys. Rev., 1999, **C60**: 034304
- 24 Goriely S, Tondeur F, Pearson J M. Atomic Data. Nucl. Data, 2001, **77**: 311—381

## Theoretical Study on the Shell Effect of Even-Even Nuclei around $N = 184$ \*

TAI Fei<sup>1;1)</sup> CHEN Ding-Han<sup>1</sup> REN Zhong-Zhou<sup>1,2</sup>

1 (Department of Physics, Nanjing University, Nanjing 210008, China)

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

**Abstract** The ground state properties of the even-even nuclei with proton number  $Z = 96-102$  and neutron number  $N = 162-190$  have been systematically calculated in the deformed relativistic meanfield (RMF) theory with two sets of force parameters, TMA and NL-Z2. We compare our results with those of the Skyrme-Hartree-Fock model. The trends of the results for the two models are similar. The shell effect of the nuclei around  $N = 184$  is also discussed.

**Key words** shell effect of nuclei around  $N = 184$ , relativistic mean-field theory, binding energy, alpha-decay energy

Received 1 June 2004

\* Supported by National Natural Science Found for Outstanding Young Scientists of China(10125521), the Fund of the Education Ministry(20010284036), Major State Basic Research Development in China(G2000077400), Chinese Academy of Sciences Knowledge Innovation Project(KJ92-SW-N02)

1)E-mail: wangzhenf@163.com