

文章编号: 1007-4627(2003)02-0154-06

## 偶-偶超重核基态性质的理论研究\*

郇 非<sup>2</sup>, 陈鼎汉<sup>2</sup>, 任中洲<sup>1,2</sup>

(1 兰州重离子加速器国家实验室原子核理论中心, 甘肃 兰州 730000;

2 南京大学物理系, 江苏 南京 210008)

**摘 要:** 在形变的相对论平均场模型下采用 NL-Z2, TMA 两套参数对一些偶-偶核基态性质进行了系统的计算, 并将理论计算的结合能、 $\alpha$  衰变能与已知的实验数据进行了对比分析. 结果发现两方面的数据能够比较好地吻合, 从而验证了相对论平均场模型对超重核研究是可行的. 同时在计算中给出了未知核素基态性质的计算结果, 可供以后在理论或实验上研究超重核时参考.

**关键词:** 超重核; 相对论平均场模型; 结合能;  $\alpha$  衰变能

**中图分类号:** O571.6      **文献标识码:** A

### 1 引言

上个世纪 60 年代, 理论物理学家利用壳模型理论计算出质子数为 114, 中子数为 184 可能是个双幻数核, 这个双幻数核附近存在一个稳定的核素区, 也即称之为“稳定核素岛”. 从那以后, 渡海登岛一直是实验物理学家们要攻克的难题. 由于受当时的实验条件及设备等因素的影响, 从上世纪 60 年代到 70 年代, 直至 80 年代, 人们在合成超重元素方面的进展并不快, 直到 90 年代以来, 这方面的工作才有所突破. 在 1995—1996 年短短两年时间内, 德国 GSI 的 Hofmann 等<sup>[1-3]</sup> 成功地合成了质子数为 110, 111 和 112 这 3 种元素. 这一事实加速了从理论和实验上对超重元素研究的进展, 特别在 1999 年俄罗斯的 Dubna 实验室合成了 114 号元素<sup>[4, 5]</sup>, 一年以后又合成了 116 号元素<sup>[6]</sup>, 世界上不少大的实验室都合成了许多新的超重元素, GSI 同来自 PSI 的科研人员合作合成了<sup>270</sup>Hs 以及 GSI 合成了<sup>270</sup>110<sup>[7, 8]</sup>, 我国的中国科学院近代物理研究所也加入了该领域的竞争, 并成功地合成了<sup>259</sup>Db<sup>[9]</sup>, 这也是我国在该领域上的一个大的突破. 这些都表明对超重元素的研究越来越热. 近几年来, 基于 Walecka 等人的相对论核多体量子场理论所发展出来的相对论平均场(RMF)理论在原子核

及核物质性质方面取得了很大的成功, 如滴线原子核的性质、中子晕及质子晕等, 该理论引入相对论条件, 很自然地包括自旋自由度及自旋-轨道耦合相互作用, 在计算中不必加入额外的参数对其进行调节. 它能很好地描述核的基态和低激发态性质.

到目前为止, 利用 RMF 理论对于大范围下的超重核进行系统的理论计算, 这样的工作在文献中还不多见, 而本工作就是对偶-偶超重核区的核素进行理论计算, 计算的结果同已有的实验数据对比分析, 从而进一步验证采用 RMF 模型来研究超重核的可行性. 同时, 未知核素的结合能、 $\alpha$  衰变能、形变参数及半衰期的理论计算结果对于将来模型的修正和实验工作也有指导作用. 在计算中采用了目前流行的两套参数 NL-Z2 和 TMA, 计算的范围为质子数  $Z=94-104$ , 质量数  $A=230-280$ .

### 2 理论框架

在假设介子场和光子场是静态的经典场的前提下, RMF 模型认为核子是在这个经典场中作独立的运动, 核子同核子之间的相互作用是通过交换  $\sigma$  介子、 $\omega$  介子和  $\rho$  介子来实现的. 关于 RMF 理论框架的介绍已经比较多了<sup>[10-17]</sup>, 我们在此仅给出主要的公式及相关的说明.

收稿日期: 2003 - 03 - 25; 修改日期: 2003 - 04 - 08

\* 基金项目: 国家杰出青年自然科学基金资助项目(10125521); 教育部博士点基金资助项目; 国家重点基础研究发展规划资助项目(G2000077400)

作者简介: 郇 非(1971-), 男(汉族), 安徽当涂人, 博士, 从事理论核物理研究.

RMF 理论的出发点是一个包含核子和介子自由度的有效拉氏密度:

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

和

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

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

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

$\sigma$ ,  $\omega_\mu$  和  $\rho_\mu^a$  表示介子场, 相应的质量表示分别为  $m_\sigma$ ,  $m_\omega$  和  $m_\rho$ , 光子场则用  $A_\mu$  表示,  $e^2/4\pi = 1/137$ . 核子场及其质量用  $\Psi$  和  $M$  表示, 核子和介子场的有效耦合常数分别为  $g_\sigma$ ,  $g_\omega$  和  $g_\rho$ ;  $g_2$  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 3 分量.

从拉氏密度出发, 利用 Euler-Lagrange 方程可得到各种场的运动方程<sup>[10-12, 18]</sup>, 因为我们只计算核的基态性质的静态解, 所以可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, 采用了无海洋近似, 得到  $\Psi = \sum_i \phi_i a_i$ ,  $a_i$  是粒子产生算符<sup>[10]</sup>,  $\phi_i$  是单粒子波函数, 求和遍及核子所有占居能级. 对称性可以简化计算, 由于时间反演不变性,  $\omega_\mu$ ,  $\rho_\mu^a$  和  $A_\mu$  的空间矢量部分为零, 而电荷守恒使得  $\rho_\mu^a$  只有第 3 分量得以保留, 为了叙述简单, 简记  $\rho_\mu^a$  为  $\rho_\mu$ . 最后我们得到了核子满足的 Dirac 方程和介子场满足的 Klein-Gordon 方程<sup>[10-12]</sup>:

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

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

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

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

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

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

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

$\rho_s$ ,  $\rho_v$  和  $\rho_3$  分别是标量场、重子场和光子场的密度,  $\rho_3$  是中子和质子密度的差别, 它们的表达式如下:

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

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

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

$$\rho_p(r) = \sum_{i=1}^A \phi_i^+(r) \left(\frac{1-\tau^3}{2}\right) \phi_i(r). \quad (14)$$

最后得到了一组核子和介子运动方程, 通过对它们进行迭代计算, 可以获得波函数的信息, 从而可进一步计算出结合能、中子和质子密度分布的均方根半径. 计算中, 我们引用了轴对称的假设, 有关内容可参阅文献<sup>[10-12, 18]</sup>.

### 3 理论计算结果及分析

计算中, 我们用了 NL-Z2<sup>[19, 20]</sup> 和 TMA<sup>[18]</sup> 两套参数, 并采用轴对称谐振子基展开的计算方法<sup>[11, 18, 13, 15]</sup>. 为了得到较为准确的  $\alpha$  衰变能, 需要有精度较高的结合能, 因此将基底值定得较高:  $N_t = N_b = 20$ . 对能隙取值为:  $\Delta_n = \Delta_p = 11.2/\sqrt{A}$  (MeV). 关于形变 RMF 计算的细节可参见文献<sup>[11, 18]</sup>.

我们计算了  $Z=94-104$  的偶-偶核同位素链,

得到的结合能( $B$ )、 $\alpha$ 衰变能( $Q_\alpha$ )、中子和质子四极形变参数( $\beta_n$ 和 $\beta_p$ )及半衰期理论值( $T_\alpha$ ), 这些数据同已有的实验结合能、 $\alpha$ 衰变能及半衰期数据列于表 1 和表 2. 由于篇幅的原因, 在这并没有给出所有的计算数据, 只选择了完全可以说明问题的两

个同位素链数据, 即  $Z=94, 96$ . 对于  $Z=98-104$  偶-偶核同位素链给出了相关的平均结合能的理论值同实验值的曲线图(见图 1 和图 2), 实验数据来源于文献[21]. 表 1 是 TMA 参数所得出来的结果, 表 2 列出了 NL-Z2 参数计算的结果.

表 1 TMA 参数计算的 Pu 和 Cm 偶-偶超重核同位素链结合能、衰变能、四极形变参数和半衰期及实验数据

核素	$B/\text{MeV}$	$\beta_n$	$\beta_p$	$Q_\alpha$	$T_\alpha/s$	$B(\text{exp})/\text{MeV}$	$Q_\alpha(\text{exp})$	$T_\alpha(\text{exp})/s$
$^{234}\text{Pu}$	1 775.2	0.23	0.25	5.48	$1.53 \times 10^{10}$	1 774.8	6.31	
$^{236}\text{Pu}$	1 788.6	0.24	0.25	5.16	$1.34 \times 10^{12}$	1 788.4	5.87	$9.01 \times 10^7$
$^{238}\text{Pu}$	1 801.1	0.25	0.26	4.72	$1.10 \times 10^{15}$	1 801.3	5.59	$2.77 \times 10^9$
$^{240}\text{Pu}$	1 813.7	0.26	0.27	4.45	$1.35 \times 10^{17}$	1 813.5	5.26	$2.07 \times 10^{11}$
$^{242}\text{Pu}$	1 825.5	0.28	0.28	4.05	$3.18 \times 10^{20}$	1 825.0	4.98	$1.18 \times 10^{13}$
$^{244}\text{Pu}$	1 836.2	0.27	0.28	4.47	$8.12 \times 10^{16}$	1 836.1	4.67	$2.55 \times 10^{15}$
$^{246}\text{Pu}$	1 846.4	0.26	0.26	4.29	$2.42 \times 10^{18}$			
$^{248}\text{Pu}$	1 856.3	0.25	0.24	3.94	$3.24 \times 10^{21}$			
$^{250}\text{Pu}$	1 865.7	0.22	0.21	3.88	$1.24 \times 10^{22}$			
$^{252}\text{Pu}$	1 875.1	0.20	0.18	3.56	$2.09 \times 10^{25}$			
$^{254}\text{Pu}$	1 884.2	0.19	0.17	3.44	$5.09 \times 10^{26}$			
$^{256}\text{Pu}$	1 893.2	0.18	0.16	3.22	$2.48 \times 10^{29}$			
$^{258}\text{Pu}$	1 901.8	0.16	0.14	3.21	$3.24 \times 10^{29}$			
$^{260}\text{Pu}$	1 910.8	0.05	0.04	2.66	$4.12 \times 10^{37}$			
$^{262}\text{Pu}$	1 919.5	0.05	0.04	1.91	$1.06 \times 10^{54}$			
$^{236}\text{Cm}$	1 782.9	0.23	0.25	6.59	$3.29 \times 10^5$			
$^{238}\text{Cm}$	1 797.2	0.24	0.25	6.25	$1.15 \times 10^7$	1 796.5	6.62	
$^{240}\text{Cm}$	1 811.0	0.25	0.26	5.83	$1.59 \times 10^9$	1 810.3	6.40	$2.33 \times 10^6$
$^{242}\text{Cm}$	1 824.2	0.26	0.27	5.49	$1.30 \times 10^{11}$	1 823.4	6.21	$1.41 \times 10^7$
$^{244}\text{Cm}$	1 836.9	0.27	0.28	5.09	$4.25 \times 10^{13}$	1 835.9	5.90	$5.71 \times 10^8$
$^{246}\text{Cm}$	1 848.8	0.27	0.27	5.41	$4.08 \times 10^{11}$	1 847.8	5.48	$1.49 \times 10^{11}$
$^{248}\text{Cm}$	1 859.5	0.26	0.26	5.00	$1.57 \times 10^{14}$	1 859.2	5.16	$1.07 \times 10^{13}$
$^{250}\text{Cm}$	1 870.2	0.25	0.25	4.52	$4.97 \times 10^{17}$	1 869.7	5.17	
$^{252}\text{Cm}$	1 880.0	0.24	0.24	4.60	$1.15 \times 10^{17}$			
$^{254}\text{Cm}$	1 889.6	0.22	0.21	4.35	$1.20 \times 10^{19}$			
$^{256}\text{Cm}$	1 899.1	0.20	0.20	4.23	$1.25 \times 10^{20}$			
$^{258}\text{Cm}$	1 908.5	0.19	0.19	3.96	$3.80 \times 10^{22}$			
$^{260}\text{Cm}$	1 917.6	0.18	0.16	3.90	$1.30 \times 10^{23}$			
$^{262}\text{Cm}$	1 926.5	0.12	0.10	3.63	$7.78 \times 10^{25}$			
$^{264}\text{Cm}$	1 935.7	0.09	0.07	3.39	$4.79 \times 10^{28}$			
$^{266}\text{Cm}$	1 944.5	0.08	0.07	3.36	$1.02 \times 10^{29}$			
$^{268}\text{Cm}$	1 952.9	0.07	0.06	3.35	$1.56 \times 10^{29}$			
$^{270}\text{Cm}$	1 960.9	0.06	0.05	3.40	$3.94 \times 10^{28}$			

表 2 NL-Z2 参数计算的 Pu 和 Cm 偶-偶超重核同位素链结合能、衰变能、四极形变参数和半衰期及实验数据

核素	$B/\text{MeV}$	$\beta_n$	$\beta_p$	$Q_\alpha$	$T_\alpha/\text{s}$	$B(\text{exp})/\text{MeV}$	$Q_\alpha(\text{exp})$	$T_\alpha(\text{exp})/\text{s}$
$^{234}\text{Pu}$	1 773.8	0.26	0.28	5.50	$1.13 \times 10^{10}$	1 774.8	6.31	
$^{236}\text{Pu}$	1 787.1	0.28	0.29	5.18	$8.92 \times 10^{11}$	1 788.4	5.87	$9.01 \times 10^7$
$^{238}\text{Pu}$	1 799.7	0.29	0.29	4.98	$1.93 \times 10^{13}$	1 801.3	5.59	$2.77 \times 10^9$
$^{240}\text{Pu}$	1 811.6	0.29	0.30	4.83	$1.78 \times 10^{14}$	1 813.5	5.26	$2.07 \times 10^{11}$
$^{242}\text{Pu}$	1 822.9	0.30	0.30	4.25	$5.43 \times 10^{18}$	1 825.0	4.98	$1.18 \times 10^{13}$
$^{244}\text{Pu}$	1 833.7	0.30	0.30	3.95	$2.61 \times 10^{21}$	1 836.1	4.67	$2.55 \times 10^{15}$
$^{246}\text{Pu}$	1 843.5	0.30	0.30	4.27	$3.62 \times 10^{18}$			
$^{248}\text{Pu}$	1 852.8	0.30	0.30	4.22	$1.03 \times 10^{19}$			
$^{250}\text{Pu}$	1 862.1	0.29	0.29	3.74	$2.79 \times 10^{23}$			
$^{252}\text{Pu}$	1 871.3	0.28	0.28	3.34	$6.94 \times 10^{27}$			
$^{254}\text{Pu}$	1 880.1	0.27	0.27	3.33	$1.09 \times 10^{28}$			
$^{256}\text{Pu}$	1 888.2	0.24	0.24	3.68	$1.14 \times 10^{24}$			
$^{258}\text{Pu}$	1 896.4	0.22	0.20	3.37	$3.68 \times 10^{27}$			
$^{260}\text{Pu}$	1 904.7	0.19	0.18	3.26	$8.43 \times 10^{28}$			
$^{262}\text{Pu}$	1 912.9	0.17	0.16	3.23	$1.91 \times 10^{29}$			
$^{236}\text{Cm}$	1 781.0	0.27	0.29	7.04	$7.43 \times 10^3$			
$^{238}\text{Cm}$	1 795.5	0.28	0.30	6.55	$4.98 \times 10^5$	1 796.5	6.62	
$^{240}\text{Cm}$	1 809.1	0.29	0.31	6.34	$4.65 \times 10^6$	1 810.3	6.40	$2.33 \times 10^6$
$^{242}\text{Cm}$	1 822.0	0.30	0.31	6.04	$1.33 \times 10^8$	1 823.4	6.21	$1.41 \times 10^7$
$^{244}\text{Cm}$	1 834.4	0.30	0.31	5.50	$1.21 \times 10^{11}$	1 835.9	5.90	$5.71 \times 10^8$
$^{246}\text{Cm}$	1 845.9	0.31	0.31	5.36	$7.75 \times 10^{11}$	1 847.8	5.48	$1.49 \times 10^{11}$
$^{248}\text{Cm}$	1 856.3	0.31	0.31	5.65	$1.60 \times 10^{10}$	1 859.2	5.16	$1.07 \times 10^{13}$
$^{250}\text{Cm}$	1 866.3	0.30	0.31	5.49	$1.30 \times 10^{11}$	1 869.7	5.17	
$^{252}\text{Cm}$	1 876.2	0.30	0.30	4.91	$6.57 \times 10^{14}$			
$^{254}\text{Cm}$	1 886.0	0.29	0.29	4.42	$3.07 \times 10^{18}$			
$^{256}\text{Cm}$	1 895.3	0.27	0.28	4.30	$3.09 \times 10^{19}$			
$^{258}\text{Cm}$	1 904.0	0.26	0.26	4.40	$4.46 \times 10^{18}$			
$^{260}\text{Cm}$	1 912.5	0.23	0.23	4.02	$9.81 \times 10^{21}$			
$^{262}\text{Cm}$	1 921.0	0.21	0.21	3.78	$2.33 \times 10^{24}$			
$^{264}\text{Cm}$	1 929.3	0.19	0.19	3.77	$3.17 \times 10^{24}$			
$^{266}\text{Cm}$	1 937.5	0.16	0.16	3.65	$4.84 \times 10^{25}$			
$^{268}\text{Cm}$	1 946.3	0.11	0.10	3.16	$4.35 \times 10^{31}$			
$^{270}\text{Cm}$	1 954.9	0.07	0.06	3.07	$7.50 \times 10^{32}$			

就结合能而言, 从表 1 和表 2 中可见, TMA 和 NL-Z2 这两套参数所计算出的理论值与实验值符合得非常好, 平均误差大约在 1 MeV 左右, 相对误差也不过为 0.06, 平均场理论对该区域的核给出的结果是可靠的. 在表 1 中我们可发现用 TMA 参数计算的理论值比实验值略大, 而表 2 中的用 NL-Z2 参数计算的理论值要比实验值稍小, Pu 的中子数  $N=140-168$ , Cm 的中子数  $N=140-174$ , 对缺中子的同位素而言, 其 NL-Z2 的理论值同实验值吻合得较好, 重一点的同位素用 TMA 参数算出的理论值较接近实验值, 由于这两套参数的理论值间

隔窄, 我们有理由相信实验上还没有的结合能的大小会落在这两组理论值之间. 图 1 和图 2 给出了 98—104 号元素的平均结合能同实验平均结合能的对比信息, 从这些图中我们非常直观地看出, 对这些偶-偶核来说, 实验值也是同理论值吻合得很好, 再次说明用 RMF 预言未知的结合能是可行的.

$\alpha$  衰变能是超重核的重要属性, 通过  $\alpha$  衰变能, 我们可以估计核的寿命及其它性质. 在这里我们给出了  $\alpha$  衰变能的理论值  $Q_\alpha$ , 并与已有的实验值进行了比较. 从表 1 和表 2 中可以看出, 理论衰变能与实验值符合得很好, 一般都落在 2 MeV 的误差范

国内,对部分核素而言其误差在 0.1—0.8 MeV 左右,这是由于基底的值设定的比较大,从而结合能的计算精度比较高.通常重核的衰变能理论值与实验误差也不过如此,更重要的是从这些数据中可清楚地看到,理论值的趋势同实验值的趋势基本上是

偏差大都是在  $10^4$  之内,而有些结果在同一个数量级,如表 1 和表 2 中的  $^{246}\text{Cm}$ .可以说到目前为止,理论上还没有好的模型能精确地计算出半衰期.半衰期对  $\alpha$  衰变能是非常敏感的,不到 1 MeV 的差别能导致半衰期差几个数量级,因此发展新的模型来精确地计算半衰期是一个重要的研究课题.

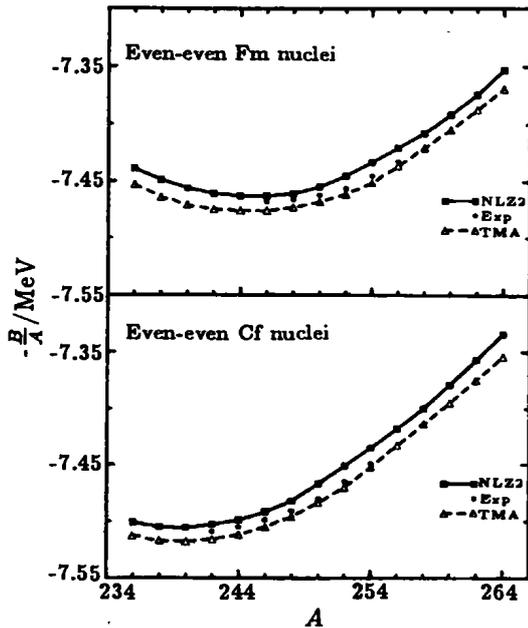


图 1  $Z=98, 100$  偶-偶超重核同位素链平均结合能理论值与实验值对比图

理论值采用 NL-Z2 和 TMA 两套参数计算.

相同的.需要指出的是在我们的计算中,并没有特别地调节对能和力参数,如果把对能的调节考虑进去,可能会得到更好的结果.因此我们可以肯定 RMF 对于结合能和衰变能的预言是有效的.对于半衰期,采用了 Viola-Seaborg 公式,形式如下:

$$T_{\alpha} = 10^{(aZ+b)Q_{\alpha}^{-1/2} + (cZ+d) + h_{\log}} \quad (15)$$

通常用这个公式估算  $\alpha$  衰变的半衰期<sup>[22]</sup>,  $T_{\alpha}$  的单位为秒,  $Q_{\alpha}$  单位为 MeV,  $Z$  是母核的质子数,对偶-偶核来说常数项的值分别为  $a=1.66175$ ,  $b=-8.5166$ ,  $c=-0.20228$ ,  $d=-33.9069$ ,  $h_{\log}=0.0$ .从表中可以看到,理论值同实验值<sup>[21]</sup>之间的

参 考 文 献:

[1] Hofmann S, Ninov V, Heßberger F P, et al. Production and Decay of  $^{269}110$ [J]. Z Phys, 1995, A350, 277.  
 [2] Hofmann S, Ninov V, Heßberger F P, et al. The New Ele-

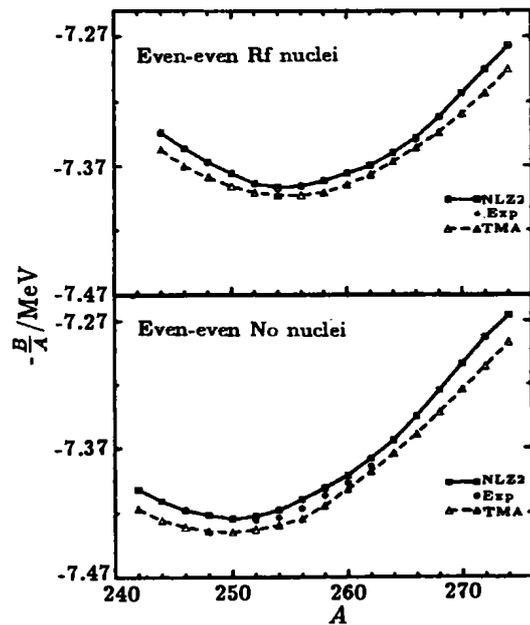


图 2  $Z=102, 104$  偶-偶超重核同位素链平均结合能理论值与实验值对比图

理论值采用 NL-Z2 和 TMA 两套参数计算.

4 结 论

我们用形变的 RNF 模型,用 TMA 和 NL-Z2 两套参数,在没有对能隙特别调整的情况下,系统地计算了一些偶-偶超重核同位素链,得到结合能、 $\alpha$  衰变能、半衰期、中子和质子四极形变参数等基态性质的理论值.结合能和衰变能与实验值对比十分符合,从而肯定了 RMF 对于研究超重元素偶-偶超重核是可靠的.本文给出的各同位素链未知核素的理论值可供将来的理论和实验研究时参考.

ment 111[J]. Z Phys, 1995, A350: 281.  
 [3] Hofmann S, Ninov V, Heßberger F P, et al. The  $\beta$ -decay of  $^{88}\text{Te}$ [J]. Z Phys, 1996, A354: 229.

- [4] Oganessian Yu Ts, Yeremin A V, Popeko A G, *et al.* Synthesis of Nuclei of the Superheavy Element 114 in Reactions Induced by  $^{48}\text{Ca}$  [J]. *Nature (London)*, 1999, **400**: 242.
- [5] Oganessian Yu Ts, Utyonkov V K, Lobanov Yu V, *et al.* Synthesis of Superheavy Nuclei in  $^{48}\text{Ca} + ^{44}\text{Pu}$  Reaction [J]. *Phys Rev Lett*, 1999, **83**: 3 154.
- [6] Oganessian Yu Ts, Utyonkov V K, Lobanov Yu V, *et al.* Observation of the Decay of  $^{292}116$  [J]. *Phys Rev*, 2001, **C63**: 011301(R).
- [7] Hofmann S, Heßberger F P, Ackermann D, *et al.* The New Isotope  $^{270}110$  and Its Decay Products  $^{266}\text{Hs}$  and  $^{262}\text{Sg}$  [J]. *Eur Phys J*, 2001, **A10**: 5.
- [8] Tuerler A. Evidence for New Nuclide  $^{270}\text{Hs}$  [J]. Submitted to *Phys Rev Lett*.
- [9] Gan Z G, Qin Z, Fan H M, *et al.* A New Alpha-particle-emitting Isotope  $^{259}\text{Db}$  [J]. *Eur Phys J*, 2001, **A10**: 21.
- [10] Reinhard P G, Dean D J, Nazarewicz W, *et al.* Shape Coexistence and the Effective Nucleon-nucleon interaction [J]. *Phys Rev*, 1999, **C60**: 014316.
- [11] Gambhir Y K, Ring P, Thimet A. Relativistic Mean Field Theory for Finite Nuclei [J]. *Ann Phys (N Y)*, 1990, **198**: 132.
- [12] Marcos S, Van Giai N, Savushkin L N. Coulomb Displacement Energies in Relativistic and Nonrelativistic Self-consistent Models [J]. *Nucl Phys*, 1992, **A549**: 143.
- [13] Ren Zhongzhou, Zhu Z Y, Cai Y H, *et al.* Relativistic-field Study of Mg Isotopes [J]. *Phys Lett*, 1996, **B380**: 241.
- [14] Ren Zhongzhou, Amand Faessler, Bobyk A. Relativistic Mean-field Description of a Proton Halo in the First Excited  $(1/2)^+$  State of  $^{17}\text{F}$  [J]. *Phys Rev*, 1998, **C57**: 2 752.
- [15] Chen B Q, Ma Z Y, Gruemmer F, *et al.* Neutron Rich Nuclei in Density Dependent Relativistic Hartree-Fock Theory with Isovector Mesons [J]. *Phys Lett*, 1999, **B455**: 13.
- [16] Lalazisis G A, Sharma M M, Ring P Y, *et al.* Superheavy Nuclei in the Relativistic-mean-field Theory [J]. *Nucl Phys*, 1996, **A608**: 202.
- [17] Patra S K, Wu C L, Prahara J C R, *et al.* A Systematic Study of Superheavy Nuclei for  $Z=114$  and Beyond Using the Relativistic Mean Field Approach [J]. *Nucl Phys*, 1999, **A651**: 117.
- [18] Ren Zhongzhou, Toki H. Superdeformation in the Newly Discovered Superheavy Elements [J]. *Nucl Phys*, 2001, **A689**: 691.
- [19] Bender M.  $\alpha$ -decay Chains of  $^{289}_{175}114$  and  $^{293}_{175}118$  in the Relativistic Mean-field Model [J]. *Phys Rev*, 2000, **C61**: 031302.
- [20] Bender M, Rutz K, Reinhard P G, *et al.* Shell Structure of Superheavy Nuclei in Self-consistent mean-field Models [J]. *Phys Rev*, 1999, **C60**: 034304.
- [21] Audi G, Bersillon O, Blachot J, *et al.* The NUBASE Evaluation of Nuclear and Decay Properties [J]. *Nucl Phys*, 1997, **A 624**: 1.
- [22] Möller P, Nix J R, Kratz K L. Atomic Data and Nuclear Data Table [J]. 1997, **66**: 131.

## Systematic Calculation on Ground State Properties of Even-even Superheavy Nuclei with Relativistic Mean-field Theory\*

TAI Fei<sup>2</sup>, CHEN Ding-han<sup>2</sup>, REN Zhong-zhou<sup>1, 2</sup>

(1 Center of Theoretical Nuclear Physics, National Laboratory of Heavy Ion Accelerator of Lanzhou, Lanzhou 730000, China;

2 Department of Physics, Nanjing University, Nanjing 210008, China)

**Abstract:** The ground state properties of the even-even nuclei with proton number  $Z=94-104$  have been systematically calculated in the deformed relativistic mean-field (RMF) theory with two sets of force parameters, TMA and NL-Z2. Comparing the calculated binding energies and alpha-decay energies with the experimental ones, it is found that theoretical results are in good agreement with experimental data. The reliability of the RMF model for even-even superheavy nuclei has been tested by this comparison. The properties of some unknown nuclei are predicted and they will be useful for future theoretical and experimental researches of superheavy nuclei.

**Key words:** superheavy nucleus; relativistic mean-field theory; binding energy; alpha-decay energy

\* Foundation Item, National Natural Science Foundation of China(10125521); Foundation for Ph. D. Training Program of China; Major State Basic Research Development Program (G2000077400)