

文章编号: 1007-4627(2003)02-0137-11

# 基于 RMF 理论对超重核结构和合成以及滴线外核的研究\*

孟 杰<sup>1, 2, 3</sup>, 张 炜<sup>2</sup>, 张焕乔<sup>2, 4</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 北京大学物理学院, 北京 100871;

3 中国科学院理论物理研究所, 北京 100080;

4 中国原子能科学研究院, 北京 102413)

**摘 要:** 总结和回顾了超重核结构和反应研究的历史和现状, 利用形变约束的相对论平均场理论系统计算了实验观测到的  $Z=102-112$  号元素的能量随形变的变化, 得到了这些核素的基态和鞍点性质, 利用 Strutinsky 壳修正方法研究了壳效应对这些核素的影响. 利用所得到的结构信息, 计算了相应的冷熔合反应的截面, 给出了与实验相仿的结果, 得到  $Z=118$  号元素的合成截面为 23 pb, 比宏观模型的结果小 20 倍. 讨论了相关物理量对反应截面的影响. 同时, 还给出了相对论连续谱 Hartree-Bogoliubov(RCHB)理论对滴线外核<sup>180</sup>Sn 的描述.

**关键词:** 超重元素; 滴线外核; 相对论平均场; 冷熔合反应截面; 壳效应

**中图分类号:** O571.21<sup>+</sup>7; O571.6 **文献标识码:** A

## 1 超重核结构和反应研究的历史

核科学领域中一个长期探索的基本问题就是原子核电荷和质量的上限, 这已成为激励人们寻找比现有核素质量更大和电荷更多的超重核素的原动力. 超重核的研究对物理学和化学有巨大的影响. 稳定核的上限不仅对原子核结构, 而且对理解宇宙和恒星的结构及其演化有十分重要的意义. 但是, 经过 30 多年的探索, 核素表右上角的边界仍然是未知的<sup>[1-40]</sup>.

壳效应对幻数核的存在起重要作用, 它使得幻数核有很高的稳定性, 从而与附近的元素相比, 在恒星中有着更高的丰度. 而在经典理论中, 超重元素是不存在的, 因为它们所对应的经典液滴会由于表面张力和库仑相互作用而裂变. 超重核区域的幻数核, 同样应该会提供它们存在所需要的量子壳效应. 因此, 下一个双幻核的预言对超重元素的探索相当重要.

关于超重元素的开拓性工作可以追溯到 20 世纪 60 年代<sup>[1-6]</sup>. 采用液滴模型加壳修正方法, Nilsson 等人计算了原子核的质量和能量曲面, 指

出存在一些相对稳定的核素, 它们在中子数和质子数平面上被不稳定的区域与已知的核素隔开, 这就是后来被称为“超重元素岛”的核素<sup>[4, 5]</sup>. 对它们的探索是一系列重离子加速器和在这些加速器上所完成的大量实验的主要缘由. 但是, 直到今天, 关于超重元素岛的存在仍然没有找到令人信服的证据.

基于 Nilsson-Strutinsky 框架的理论计算, 预言在  $Z=114$  和  $Z=126$  将有质子球形满壳, 在  $N=184$  将有中子球形满壳, 另外在  $Z=108$  和  $N=162$  时存在形变的大能级间隔. 有限力程小液滴模型(FRDM)除了预言  $Z=114$  和  $N=184$  的双幻核外, 还预言了当  $N=162, 164$  和  $Z=104, 106, 108, 110$  时有形变的大能级间隔<sup>[7]</sup>. 但是, 宏观理论的主要困难在于从  $\beta$  稳定线核素外推到超重核区域是否合适.

近年来, 在超重元素的微观理论描述方面也有了大量的工作<sup>[8-15]</sup>. 采用 SkP 和 SLy7 相互作用, 利用密度相关零程对力的 Skyrme Hartree-Fock-Bogoliubov 理论预言的双幻核为  $Z=126$  和  $N=184$ ; 另外, 由于形变壳效应,  $N=162$  有更高的稳

收稿日期: 2003-01-25; 修改日期: 2003-03-28

\* 基金项目: 国家重点基础研究发展规划资助项目(G2000077407); 国家自然科学基金资助项目(10025522, 10047001, 19935030)

作者简介: 孟 杰(1966-), 男(汉族), 贵州大方人, 博士, 教授, 博士生导师, 从事原子核理论研究.

定性<sup>[10]</sup>. 采用各种相对论或非相对论的相互作用参数组, 文献[11]给出了参数相关的 3 个双幻核:  $114_{184}$ ,  $120_{172}$  和  $126_{184}$ . 采用 TM1 参数, 利用密度相关的零程对力的相对论连续谱的 Hartree-Bogoliubov(RCHB)理论预言的可能的双幻核为  $120_{198}$ , 另外, 在  $N=164, 172$  有比较大的能隙<sup>[13, 14]</sup>. 但是微观理论面临的挑战是: 无论相对论还是非相对论理论所预言的超重双幻核均依赖于所采用的相互作用. 只有采用经过整个周期表中已知核素性质检验过的相互作用, 才可能得出比较确切的结论. 但是, 无论在理论还是在数值计算上, 这都是一个相当复杂而困难的问题.

在超重核的实验研究方面, Oganessian 在 20 世纪 70 年代提议用双幻铅核为靶的冷熔合反应来合成超铀系 (transactinide) 核<sup>[16]</sup>. 在此反应中, 复合核的激发能由于  $^{208}\text{Pb}$  的壳效应而降低, 复合核经过发射一个或两个中子后生成目标核. 另一类反应是热熔合反应, 它采用铀系核为靶, 复合核激发能高达几十个 MeV, 通过发射几个中子后生成目标核.

经过多年的实验积累<sup>[17-19]</sup>, 用  $^{208}\text{Pb}(^{62}\text{Ni}, 1n)^{269}110$ ,  $^{208}\text{Pb}(^{64}\text{Ni}, 1n)^{271}110$ ,  $^{209}\text{Bi}(^{64}\text{Ni}, 1n)^{272}111$  和  $^{208}\text{Pb}(^{70}\text{Zn}, 1n)^{277}112$  等冷熔合反应在德国的 GSI 合成了 110, 111 和 112 号元素<sup>[20-22]</sup>. 美国的 Berkeley 在冷熔合反应  $^{209}\text{Bi}(^{59}\text{Co}, 1n)$  中合成  $^{267}110$ <sup>[23]</sup>. Dubna-Livermore 合作组用热熔合反应在俄罗斯的 Dubna 合成了变形超重核  $^{265}\text{Sg}_{159}$ <sup>[24]</sup>,  $^{266}\text{Sg}_{160}$ <sup>[24]</sup>,  $^{267}\text{Hs}_{159}$ <sup>[25]</sup> 和  $^{273}110_{163}$ <sup>[26]</sup>. 用  $^{48}\text{Ca}$  轰击  $^{244}\text{Pu}$ , Dubna 声称其实验结果可以被解释为核  $^{289}114$  的衰变<sup>[27]</sup>. 最近, 中国利用  $^{241}\text{Am}(^{22}\text{Ne}, 4n)^{259}\text{Db}$  反应合成  $^{259}\text{Db}$ , 这是中国在重核素合成方面的突破<sup>[28]</sup>, 也表明中国在超重元素的合成方面有了重要的起步. 在文献[29]中, Hofmann 对利用放射性束流可以合成的超重元素进行了评述, 给出了能够到达超重元素岛中心的可能弹靶组合, 以及根据目前利用冷熔合反应所合成的  $Z=102$  到  $Z=112$  号元素的测量截面的系统学. 根据这个系统学, 合成截面随原子序数的增加将会指数下降, 根据此规律,  $Z=113$  以上的超重元素的合成截面将小于目前探测器 1 pb 的下限. 尽管如此, 德国的 GSI、法国的 GANIL、美国的 Berkeley、俄罗斯的 Dubna、日本的 RIKEN 和中国的 HIRFL 等实验室仍然继

续进行着超重元素的实验探索.

虽然目前合成的这些同位素已经非常重了, 但是它们仍然不是当初设想的超重元素岛. 原因就是目前发现的 110, 111 和 112 号元素的中子数比预言的超重岛中心 (超重双幻核) 大约少 20 个中子. 换句话说, 这些元素代表“普通”元素分布的尾部, 而理论预言的超重元素性质上则代表一类不同的核素.

目前, 已测量的超重核的合成截面已经达到了 1 pb 的量级<sup>[22, 26]</sup>, 因此产生更重的核是非常困难的, 并且, 其激发函数非常窄<sup>[20]</sup>. 所以理解超重核的产生机制, 并可靠地预言超重核系统的形成截面对将来的成功是至关重要的.

基于经典势模型, Bass 提出了一个能够符合大量熔合截面数据的熔合位垒公式<sup>[30]</sup>. 对于蒸发一个中子的冷熔合反应, 由于 Bass 熔合位垒太高, 使得量子穿透几率太低, 因此不能给出测量到的合成截面. 于是, 基于 Von Oertzen 的工作<sup>[31]</sup>, Hofmann 提出可能的熔合机制应该是: 熔合反应初期, 一对质子从靶核转移到弹核, 从而降低库仑位垒, 使得熔合容易发生<sup>[32]</sup>. 但是, 在冷熔合反应中, 引入在轻核热熔合反应经典描述中发展起来的 Bass 熔合位垒是否恰当值得认真研究. Adamian 等人则认为, 在冷熔合反应中首先是碰撞动能完全耗散, 形成一个双核系统, 然后通过从轻核到重核的核子转移形成复合核. 对于 108—113 号元素, 如果假定中子发射和复合核裂变的宽度比是常数, 即它与中子分离能、裂变位垒和热阻尼壳效应无关, 那么可以得到与实验反应截面数据相符的结果<sup>[33]</sup>. 经典的 Extra-push 模型则认为, 由于摩擦引起很大的能量损失, 因此对于形变超重核合成所对应的能量, 存在一个很大的人射道阻尼因子 (即所谓的 Extra-push 阻尼). 由此模型, 也可以解释形变超重核的合成<sup>[34-36]</sup>. 考虑平均熔合轨道附近的热涨落和温度相关的壳效应, 对于涉及到放射性束靶核和弹核合成 114 号元素的球形超重核的对称热熔合反应, 文献[37, 38]给出了几十个 pb 量级的反应截面. 文献[39]提出了一个相对简单的以双幻铅核为靶核的冷熔合反应模型, 通过宏观微观模型给出的核的性质和唯象的熔合位垒公式, 给出了从形变超重核  $^{255}\text{No}$  到  $^{277}112$  的冷熔合反应合成截面 (从 260 nb 到 1 pb). 根据同样的模型, 对于  $^{293}118$ , 文献[39]

则给出高达 670 pb 的合成反应截面. 这个结果对超重核的合成起了极大的鼓励作用. Berkeley, GSI 和 RIKEN 实验室先后进行了实验验证. 但是前后经过多次反复, 最后的结论是实验反应截面应该小于 1 pb<sup>[40]</sup>.

正如前面所说, 宏观理论的外推不一定是可靠的. 为此, 我们期望用微观的相对论平均场(RMF)理论来检验文献[39]的结果是否是由于宏观模型所导致. 利用形变约束的 RMF 理论, 我们系统地计算了实验观测到的  $Z=100$  到  $Z=118$  号元素的能量随形变的变化, 得到了相应的基态和鞍点性质, 然后用 Strutinsky 壳修正办法研究了壳效应对修正的影响. 利用得到的结构信息, 计算相应的冷融合反应截面. 同时, 作为探讨, 文中还给出了相对论连续谱 Hartree-Bogoliubov(RCHB)理论对滴线外核<sup>200-1000</sup>Sn 的描述.

## 2 形变约束的 RMF 理论的计算结果

由于约束的 RMF 计算可以以一维形变约束代替宏观理论的多维形变空间的计算<sup>[41]</sup>, 因此这里采用变形的 RMF 理论来处理形变效应. 考虑轴对称形变情况, 这时转动不变性被破坏, 总角动量  $j$  不再是好量子数, 但是绕对称轴的转动不变, 可以方便地在柱坐标系中求解 RMF 方程. 数值求解则是在轴对称形变谐振子基(包含有 20 个主壳)上求解核子的 Dirac 方程和介子的 Klein-Gordon 方程, 具体的计算细节参看文献[42]. 另外, 为了计算简便, 对关联效应的处理采用了 BCS 近似, 其中对能隙参数对偶粒子情况取  $12/\sqrt{A}$ , 对奇粒子则减半.

计算过程中, 原则上谐振子基的形变参数可以取任意值. 但是在实际计算中, 以输出形变作为谐振子基的形变会使结果更精确, 计算速度更快. 首先在无约束情况下, 给出所需计算核的基态性质, 得到相应的  $\beta_2$ ,  $\beta_4$  形变和结合能. 然后使用四极约束计算, 采用约束计算乘子  $C_\mu=0.5$ , 初始形变  $\mu_2$  为基态的形变  $\beta_2$ , 得到相应约束计算的  $\beta_2$ ,  $\beta_4$  形变和相应的能量. 每次改变初始形变  $\mu_2$  一个小量, 直到约束的 RMF 给出足够多的点以确定平衡点和鞍点的结合能及相应的  $\beta_2$ ,  $\beta_4$  形变. 实际约束计算工作量非常大. 例如, 对初始形变  $\mu_2$  的变化  $\Delta\mu_2 =$

0.01. 在平衡点附近引起  $\beta_2$  改变约 0.007, 在鞍点附近引起  $\beta_2$  改变约 0.05.

为了陈述的方便, 下面令 CN 代表复合核, ER 代表蒸发一个中子的剩余核, EV 代表蒸发两个中子的剩余核, eq 代表平衡点, sd 代表鞍点,  $S_n$  为单中子分离能,  $B_f$  为静态裂变能.

取实验截面较大的核反应  $^{208}\text{Pb}(^{50}\text{Ti}, 1n)^{257}\text{Rf}$  为例, 图 1 给出了约束的 RMF 理论(TM1 参数)计算的<sup>256-258</sup>Rf 的结合能随形变  $\beta_2$  的变化. 图 1 中, 横坐标表示形变参量  $\beta_2$ , 纵坐标表示结合能, 单位是 MeV. 每条曲线上的点是多维形变空间中对于给定形变  $\beta_2$  所对应的最小结合能. 从图上可以得到如下的物理量: 复合核<sup>258</sup>Rf 的结合能  $E_b(\text{CN}, \text{eq})$ 、鞍点能量  $E_b(\text{CN}, \text{sd})$ , 蒸发一个中子的剩余核<sup>257</sup>Rf 的结合能  $E_b(\text{ER}, \text{eq})$ 、鞍点能量  $E_b(\text{ER}, \text{sd})$ , 蒸发两个中子的剩余核<sup>256</sup>Rf 的结合能  $E_b(\text{EV}, \text{eq})$  以及各自对应的形变等, 见表 1 和表 2. 表 1 和表 2 是约束的 RMF 理论对冷融合反应<sup>208</sup>Pb(<sup>50</sup>Ti, 1n)<sup>257</sup>Rf, 以及 NL1, NL3, NLSH 和 TM1 参数给出的复合核<sup>258</sup>Rf 的结合能  $E_b(\text{CN}, \text{eq})$ 、鞍点能量  $E_b(\text{CN}, \text{sd})$ , 蒸发一个中子的剩余核<sup>257</sup>Rf 的结合能  $E_b(\text{ER}, \text{eq})$ 、鞍点能量  $E_b(\text{ER}, \text{sd})$ 、蒸发两个中子的剩余核<sup>256</sup>Rf 的结合能  $E_b(\text{EV}, \text{eq})$  以及相应的形变参量. 与此类似, 可以计算出  $Z=100-118$  号元素的能量随形变的变化, 得到了这些核素的基态和鞍点性质.

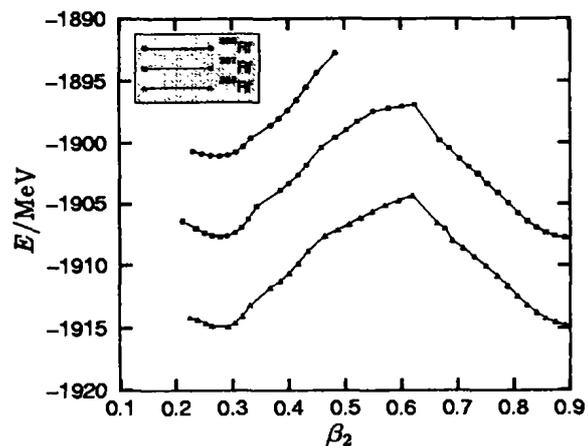


图 1 约束的 RMF 理论(TM1 参数)计算的<sup>256-258</sup>Rf 的结合能随形变  $\beta_2$  的变化

表 1  $^{208}\text{Pb}(^{50}\text{Ti}, 1n)^{257}\text{Rf}$  冷熔合反应, 约束的 RMF 理论得到的结合能和鞍点能量

参数	$E_b(\text{CN}, \text{eq})/\text{MeV}$	$E_b(\text{CN}, \text{sd})/\text{MeV}$	$E_b(\text{ER}, \text{eq})/\text{MeV}$	$E_b(\text{ER}, \text{sd})/\text{MeV}$	$E_b(\text{EV}, \text{eq})/\text{MeV}$
NL1	-1 912. 69	-1 899. 62	-1 906. 07	-1 892. 32	-1 900. 22
NL3	-1 911. 25	-1 898. 94	-1 904. 12	-1 892. 00	-1 897. 56
NLSH	-1 915. 98	-1 904. 28	-1 908. 69	-1 896. 91	-1 901. 96
TM1	-1 914. 86	-1 904. 35	-1 907. 69	-1 896. 92	-1 901. 10

表 2  $^{208}\text{Pb}(^{50}\text{Ti}, 1n)^{257}\text{Rf}$  冷熔合反应, 约束的 RMF 理论得到的形变参数  $\beta_2$  和  $\beta_4$

参数	$\beta_2(\text{CN}, \text{eq})$	$\beta_4(\text{CN}, \text{eq})$	$\beta_2(\text{CN}, \text{sd})$	$\beta_4(\text{CN}, \text{sd})$	$\beta_2(\text{ER}, \text{eq})$	$\beta_4(\text{ER}, \text{eq})$	$\beta_2(\text{ER}, \text{sd})$	$\beta_4(\text{ER}, \text{sd})$
NL1	0. 30	0. 05	0. 65	0. 61	0. 31	0. 05	0. 65	0. 60
NL3	0. 28	0. 04	0. 65	0. 50	0. 30	0. 05	0. 61	0. 58
NLSH	0. 28	0. 04	0. 63	0. 47	0. 28	0. 04	0. 60	0. 49
TM1	0. 29	0. 05	0. 62	0. 51	0. 28	0. 05	0. 63	0. 51

### 3 Strutinsky 方法对微观壳修正能量的计算

前面提到, 壳效应对超重核非常重要, 因为它们可以提供超重核存在所需要的量子壳效应. 同时, 微观壳修正能量对宏观模型相当重要, 它源于单粒子能级的不均匀性. 而且这些微观壳修正能量也是下面计算冷熔合反应截面所必需的, 为此下面将分别计算壳效应引起的壳修正和对相互作用引起的对修正.

计算壳修正的有效方法由 Strutinsky 在 20 世纪 60 年代末提出<sup>[43]</sup>. Strutinsky 壳修正的思路是: 考虑到宏观模型对原子核结合能的大块性质和微观壳模型对壳结构性质的成功, 用宏观模型来代替微观壳模型描述原子核结合能的平均部分, 而用单粒子能级中与平滑后的能级的能量之差, 即 Strutinsky 壳修正能量, 描述其余部分, 从而使得 Strutinsky 壳修正成为宏观模型的核心部分.

微观壳修正能对中子和质子分别计算. 如果  $e_i$  是单粒子能级,  $g(e)$  为单粒子能级密度,  $g(e) = \sum_{i=1}^{\infty} \delta(e - e_i)$ ,  $N$  为粒子数, 单粒子能量之和  $E = \sum_{i=1}^N e_i$ , 则由平滑后的单粒子能级密度  $\bar{g}(e)$  给出平滑后的平均能量积分为  $\bar{E} = \int_{-\infty}^{\infty} e \bar{g}(e) de$ , 从而给出 Strutinsky 壳修正能量为

$$E_{\text{shell}} = E - \bar{E} = \sum_{i=1}^N e_i - \int_{-\infty}^{\infty} e \bar{g}(e) de, \quad (1)$$

其中, 平滑单粒子能级密度

$$\bar{g}(e) = \frac{1}{\gamma} \int_{-\infty}^{\infty} g(e') f\left(\frac{e' - e}{\gamma}\right) de',$$

$\gamma$  为高斯分布的宽度,  $f$  通常选为具有高斯形式的函数:

$$f(x) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} e^{-x^2} P(x),$$

$P(x) = L_s^{1/2}(x^2)$  为  $s$  阶拉盖尔多项式.  $\bar{E}$  表达式中的  $\bar{\lambda}$  由粒子数  $N = \int_{-\infty}^{\infty} \bar{g}(e) de$  来确定. 计算中, 拉盖尔多项式  $L_s^{1/2}(x^2)$  的阶数  $s$  和高斯分布的宽度  $\gamma$  是两个可调参量, 但是壳修正能应与这两个量无关. 高斯分布的宽度  $\gamma$  如果取得太小, 高斯分布比较尖锐, 可能会使平均能级密度没有被完全平滑.  $s$  如果取得较大, 相应地  $\gamma$  也要取得大一些, 结果才能和这两个量无关. 在计算中取  $\gamma = 1.2 \eta \omega$ , 拉盖尔多项式的阶数  $s = 3$ .

对修正能量定义为 BCS 理论给出的对能与平均对能之差:

$$\begin{aligned} E_{\text{pairing}} &= E_{\text{BCS}} - \langle E_{\text{PC}} \rangle \\ &= \sum 2e_v v_v^2 - \frac{\Delta^2}{G} - \\ &G \left( \sum v_v^4 - \sum 1 \right) - E - \langle E_{\text{PC}} \rangle, \quad (2) \end{aligned}$$

式中的  $E$  为单粒子能量之和,  $E = \sum 2e_v$ ,  $G$  为对强度因子. 本文采用 Nilsson 给出的对强度因子

$$G = \frac{1}{A} \left( 19.2 \pm 7.4 \frac{N-Z}{A} \right) (\text{MeV}),$$

其中,  $A$ ,  $N$  和  $Z$  分别为质量数、中子数和质子数, 正号对应质子  $G_p$ , 负号对应中子  $G_n$ . 对于  $A > 150$ , 平均对能  $\langle E_{PC} \rangle = -2.3 \text{ MeV}$ , 与具体的核无关. 单粒子能级的占有几率  $\nu_i^2$ 、对能隙  $\Delta$  和  $\lambda$  由下面 3 式确定:

$$\nu_i^2 = \frac{1}{2} \left[ 1 - \frac{\epsilon - \lambda}{\sqrt{(\epsilon - \lambda)^2 + \Delta^2}} \right], \quad (3)$$

$$\frac{1}{G} = \frac{1}{2} \sum \frac{1}{\sqrt{(\epsilon - \lambda)^2 + \Delta^2}}, \quad (4)$$

$$N = \sum 2\nu_i^2, \quad (5)$$

其中  $\epsilon = e - G\nu_i^2$ ,  $N$  是粒子数.

壳修正和对修正能量的具体计算步骤包含:

(1) 由 RMF 给出能量小于  $(\lambda + 20) \text{ MeV}$  的单粒子能级 ( $\lambda$  为化学势). 例如,  $^{256}\text{No}$  在鞍点 ( $\beta_2 = 0.62$ ,  $\beta_4 = 0.50$  处), 中子 Fermi 能  $\lambda = -6.32 \text{ MeV}$ , 基态能级的能量为  $-54.75 \text{ MeV}$ , 则单粒子能级的区间为  $[-54.75, 13.68] \text{ MeV}$ .

(2) 根据中子和质子能级, 从粒子数目  $N = 154$ , 由

$$N = \int_{-\infty}^{\lambda} \bar{g}(e) de = \frac{1}{\gamma} \sum_{i=1}^{\infty} \int_{-\infty}^{\lambda} f\left(\frac{e_i - e}{\gamma}\right) de$$

确定  $\bar{\lambda} = 48.56 \text{ MeV}$  (相对于基态的能量). 其中,

$$N = \sum_{i=1}^{\infty} \left[ \frac{1 - \text{erf}(t_i)}{2} - \frac{e^{-t_i^2}}{48\sqrt{\pi}} (57t_i - 32t_i^3 + 4t_i^5) \right],$$

$$t_i = \frac{e_i - \bar{\lambda}}{\gamma}.$$

图 2 给出了  $^{256}\text{No}$  鞍点处中子能级和平滑后的能级 (—)、Strutinsky 方法平滑后的能级密度  $\bar{g}(e)$  (---), 中子 Fermi 能  $\lambda$  和平滑能级密度的 Fermi 能  $\bar{\lambda}$  (— · —).

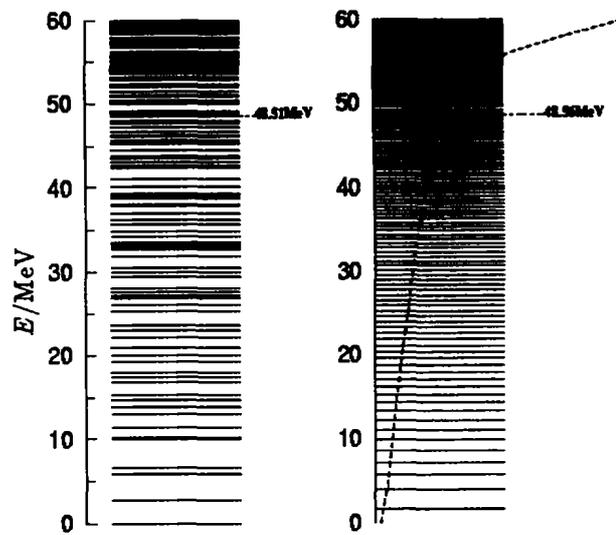


图 2  $^{256}\text{No}$  鞍点处中子的能级 (左, —)、Fermi 面 (左, — · —), 以及 Strutinsky 方法给出的平滑能级 (右, —)、平滑能级密度  $\bar{g}(e)$  (右, ---) 和 Fermi 面  $\bar{\lambda}$  (右, — · —)

(3) 计算出单粒子的能量之和  $E = \sum_{i=1}^N e_i = 4789.94 \text{ (MeV)}$  和平滑能量  $\bar{E} = \int_{-\infty}^{\lambda} e \bar{g}(e) de = 4787.17 \text{ (MeV)}$ , 从而得到 Strutinsky 壳修正能量  $E_{\text{shell}} = E - \bar{E} = 2.77 \text{ (MeV)}$ .

(4) 对修正则是利用 Newton-Raphson 算法求解 BCS 方程组, 得到  $\nu_i^2$ ,  $\Delta$  和  $\lambda$ . 从而得到对修正能量

$$E_{\text{pair}} = \sum 2e_i \nu_i^2 - \frac{\Delta^2}{G} -$$

$$G \left( \sum \nu_i^2 - \sum 1 \right) - E - \langle E_{PC} \rangle.$$

作为例子, 表 3 给出了  $^{258}\text{Rf}$  鞍点处, 分别采用 NL1, NL3, NLSH 和 TM1 参数, 约束 RMF 理论给出的单粒子能级所对应的中子和质子的壳修正、对修正和总的微观能.

表 3  $^{258}\text{Rf}$  鞍点处, NL1, NL3, NLSH 和 TM1 参数的约束 RMF 理论给出的单粒子能级所对应的微观能

参数	$E_{\text{mic}}/\text{MeV}$	$E_{\text{mic}}^n/\text{MeV}$	$E_{\text{mic}}^p/\text{MeV}$	$E_{\text{pair}}^n/\text{MeV}$	$E_{\text{pair}}^p/\text{MeV}$
NL1	4.528	1.473	0.672	1.909	0.474
NL3	6.938	3.140	0.604	2.620	0.573
NLSH	6.194	2.307	0.947	2.206	0.735
TM1	6.577	2.525	0.891	1.881	1.280

### 4 冷熔合反应截面的计算

超重核合成的熔合反应一般分为两个过程：穿透熔合位垒的过程和中子蒸发过程。本文采用与文献[39]相同的近似，用在某一位置库仑垒作为熔合位垒。如果发生了量子穿透，则认为生成了处于激发态的复合核。复合核可能通过蒸发一个或数个中子或者裂变来退激。

蒸发一个中子的冷熔合反应截面可写为

$$\sigma_{in}(E) = \sum_{\lambda=0}^{\lambda_{max}} \sigma_{\lambda}(E) P_{in,\lambda}(E^*), \quad (6)$$

其中， $\sigma_{in}(E)$ 表示弹核在质心系中入射能量为  $E$  时所生成的复合核只蒸发一个中子的反应截面， $\sigma_{\lambda}(E)$ 为第  $\lambda$  分波生成复合核的反应截面， $P_{in,\lambda}(E^*)$ 为从总激发能为  $E^*$ 、角动量为  $\lambda$ 、有裂变可能性的复合核中蒸发一个中子的几率。总激发能  $E^*$  的定义为

$$E^* = E - Q = E - (M_{CN} - M_T - M_P)c^2, \quad (7)$$

脚标 T 和 P 分别代表靶核和弹核。角动量截断  $\lambda_{max}$  满足在  $\lambda = \lambda_{max}$  时， $\sigma_{\lambda}(E)P_{in,\lambda}(E^*)$  项对  $\sigma_{in}(E)$  的贡献小于 1%。

对于垒下穿透， $\sigma_{\lambda}(E)$ 随能量的增加而增加。当  $E^* > S_n(CN)$  时， $P_{in,\lambda}$ 才有可能发生。如果  $E^* > S_n(CN) + S_n(ER)$ ，则有可能蒸发两个中子；如果  $E^* > S_n(CN) + B_f(ER)$ ，那么有可能蒸发一个中子后发生裂变。所以，蒸发一个中子的几率  $P_{in,\lambda}(E^*)$  对应较窄的激发函数。在  $E^* \leq S_n(CN)$  时  $P_{in,\lambda}(E^*)$  为 0，之后就随能量的增加而增加，在激发能为  $S_n(CN) + S_n(ER)$  与  $S_n(CN) + B_f(ER)$  较小值时达到最大。反应截面  $\sigma_{in}(E)$  也达到最大值，此时的  $E$  就是最佳入射能  $E_{opt}$ 。对于更大的激发能，由于复合核倾向于蒸发第二个中子或者整个核裂变， $P_{in,\lambda}$  将迅速减少。

确定了合成超重核的最佳入射能量  $E_{opt}$ ，便可以按照以下过程计算相应的反应截面：

#### (1) 穿透熔合过程

反应截面  $\sigma_{in}(E)$  公式中第  $\lambda$  分波的反应截面可以表示为

$$\sigma_{\lambda}(E) = \pi \Delta^2 (2\lambda + 1) T_{\lambda}, \quad (8)$$

其中  $\Delta = \sqrt{\hbar^2 / 2\mu E}$  为德布罗意波长，折合质量  $\mu = (M_T M_P / M_T + M_P)$ ， $T_{\lambda}$  为弹核穿透熔合位垒的穿透

系数，可通过 WKB 近似<sup>[44]</sup> 计算：

$$T_{\lambda} = \frac{1}{1 + \exp(2S_{\lambda})}, \quad (9)$$

上式中的作用量积分  $S_{\lambda}$  可以近似为<sup>[39]</sup>

$$S_{\lambda}(E) = S_0 \left( E - \frac{\hbar^2 \lambda(\lambda + 1)}{2\mu R_{in}^2} \right), \quad (10)$$

其中， $R_{in}$  为熔合位垒位置的径向坐标， $S_0$  为在没有离心势时的作用量积分，其推导过程参见文献[44]：

$$S_0(E) = \sqrt{\frac{2\mu}{\hbar^2} E} Z_T Z_P e^2 \left[ \arccos \sqrt{\frac{E}{B_{in}}} - \sqrt{\frac{E}{B_{in}}} \sqrt{1 - \frac{E}{B_{in}}} \right], \quad (11)$$

熔合位垒  $B_{in}$  定义为熔合位垒位置  $R_{in}$  处的库仑位垒：

$$B_{in} = \frac{Z_T Z_P e^2}{B_{in}}. \quad (12)$$

考虑到  $R_{in}$  与靶核、弹核的半密度半径之和  $R_{12}$  的比值随着  $Z_T$  和  $Z_P$  的增加而减少，文献[39]中假定

$$R_{in} = \frac{R_{12}}{1 - \frac{C}{Z_T Z_P}}, \quad (13)$$

其中的自由参数  $C$  通过拟合  $^{208}\text{Pb}(^{48}\text{Ca}, 1n)^{255}\text{No}$  的反应截面来确定。实验上，在激发能为 16.70 MeV 时，实验反应截面为  $(260 \pm 30)$  nb。文献[39]在最佳激发能为 13.28 MeV 时，用反应截面 500 nb 确定  $C = 379.17$ 。

靶核、弹核的半密度半径之和  $R_{12}$  与均方电荷半径  $R_T$  和  $R_P$  的关系是

$$R_{12} = c_T R_T + c_P R_P, \quad (14)$$

其中系数  $c_T$  和  $c_P$  为<sup>[45]</sup>

$$\begin{aligned} c_T &= 1 - \frac{7}{2} \left( \frac{b}{R_T} \right)^2 - \frac{49}{8} \left( \frac{b}{R_T} \right)^4, \\ c_P &= 1 - \frac{7}{2} \left( \frac{b}{R_P} \right)^2 - \frac{49}{8} \left( \frac{b}{R_P} \right)^4, \end{aligned} \quad (15)$$

参数  $b = 1$  fm 是核的表面厚度，电荷半径  $R_T$  和  $R_P$  可以由文献[46, 47]的半经验公式得到。

#### (2) 中子蒸发过程

假定无论对中子蒸发还是对裂变，转动能都没有贡献<sup>[39]</sup>，则内禀激发能  $E_{in}^*$  为总激发能  $E^*$  与转

动能  $E_{rot}$  之差:

$$E_{int}^* = E^* - E_{rot} = E^* - \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2J}, \quad (16)$$

其中  $J$  为沿垂直于对称轴方向的转动惯量. 可以简单地认为复合核的转动惯量等于刚体的值:

$$J = J_0 \left[ 1 + \sqrt{\frac{5}{16\pi}} \beta_2 + \frac{45}{28\pi} \beta_2^2 + \frac{15}{7\pi\sqrt{5}} \beta_2 \beta_4 \right], \quad (17)$$

其中  $J_0 = (2/5)A_{CN} m R_{CN}^2$  是质量数为  $A_{CN}$ 、半径为  $R_{CN}$  的球形核的刚体转动惯量, 半径  $R_{CN}$  采用文献 [47] 的半经验半径公式得到.

反应截面  $\sigma_{in}(E)$  公式中的单中子蒸发几率  $P_{1n,\lambda}(E^*)$  可以用中子能量宽度与全部能量宽度之比来描述<sup>[48]</sup>:

$$P_{1n,\lambda}(E^*) = \frac{\Gamma_n}{\Gamma_n + \Gamma_f} = \frac{(\Gamma_n/\Gamma_f)}{1 + (\Gamma_n/\Gamma_f)}, \quad (18)$$

其中,  $\Gamma_n$  和  $\Gamma_f$  分别为单中子蒸发和复合核发生裂变的能量宽度. 假定 Bethe 公式可以描绘激发核的能级密度, 那么中子蒸发与裂变宽度比率为<sup>[48]</sup>

$$\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f} = \exp(2\sqrt{a_n E_n^*} - 2\sqrt{a_f E_f^*}), \quad (19)$$

其中,  $E_n^*$  为蒸发一个中子的剩余核平衡点的激发能,  $E_f^*$  为复合核鞍点的激发能:

$$E_n^* = E_{int}^*(ER, eq) - S_n(ER), \quad (20)$$

$$E_f^* = E_{int}^*(CN, sd) - B_f(CN), \quad (21)$$

$a_n, a_f$  为相应的能量能级密度, 单位是  $\text{MeV}^{-1}$ . 它们可以参数化为<sup>[39]</sup>

$$a_n = \frac{A_{ER}}{8} \left\{ 1 + \frac{E_{micro}(ER, eq)}{E_n^*} \left[ 1 - \exp\left(-\frac{E_n^*}{E_D}\right) \right] \exp\left(-\frac{E_n^*}{E_D}\right) \right\}, \quad (22)$$

$$a_f = \frac{A_{CN}}{8} \left\{ 1 + \frac{E_{micro}(CN, sd)}{E_f^*} \left[ 1 - \exp\left(-\frac{E_f^*}{E_D}\right) \right] \exp\left(-\frac{E_f^*}{E_D}\right) \right\}, \quad (23)$$

其中,  $E_{mic}$  为微观能,  $E_D = 12.5 \text{ MeV}$  为阻尼常数.

利用文献[49]的靶核和弹核质量, 以及约束的 RMF 理论和 Strutinsky 微观修正方法给出的计算结果, 可以得到  $^{208}\text{Pb}(^{48}\text{Ca}, 1n)^{255}\text{No}$  的反应截面随自由参数  $C$  的变化. 与文献[39]类似, 本文通过指定在最佳激发能为  $12.83 \text{ MeV}$  时, 反应截面为  $500 \text{ nb}$ , 从而确定出  $C=401.79$ .

表 4 给出参数  $C=401.79$  时, 对  $^{208}\text{Pb}(^{48}\text{Ca}, 1n)^{255}\text{No}$ ,  $^{208}\text{Pb}(^{50}\text{Ti}, 1n)^{257}\text{Rf}$ ,  $^{208}\text{Pb}(^{54}\text{Cr}, 1n)^{261}\text{Sg}$ ,  $^{208}\text{Pb}(^{58}\text{Fe}, 1n)^{265}\text{Hs}$ ,  $^{208}\text{Pb}(^{62}\text{Ni}, 1n)^{269}\text{110}$ ,  $^{208}\text{Pb}(^{64}\text{Ni}, 1n)^{271}\text{110}$ ,  $^{208}\text{Pb}(^{70}\text{Zn}, 1n)^{277}\text{112}$  和  $^{208}\text{Pb}(^{86}\text{Kr}, 1n)^{293}\text{118}$  等反应, 约束的 RMF 理论(TM1 参数)计算的最佳激发能  $E_{opt}^*$  和相应的反应截面  $\sigma$  与文献[39]及实验结果的比较. 从表 4 可以看出, 约束 RMF 理论(TM1 参数)与实验符合得很好. 它不仅给出  $Z=102-112$  号元

表 4 约束的 RMF 理论(TM1 参数)计算的最佳激发能  $E_{opt}^*$  和相应的反应截面  $\sigma$  与文献[39]及实验结果的比较\*

核反应	本文		文献[39]		实验	
	$E_{opt}^*/\text{MeV}$	$\sigma$	$E_{opt}^*/\text{MeV}$	$\sigma$	$E^*/\text{MeV}$	$\sigma$
$^{208}\text{Pb}(^{48}\text{Ca}, 1n)^{255}\text{No}$	12.83	500 nb	13.28	500 nb	16.70	$260^{+30}_{-30}$ nb
$^{208}\text{Pb}(^{50}\text{Ti}, 1n)^{257}\text{Rf}$	13.76	8.9 nb	14.29	9.4 nb	15.48	$104^{+1}_{-1}$ nb
$^{208}\text{Pb}(^{54}\text{Cr}, 1n)^{261}\text{Sg}$	13.59	1260 pb	14.65	730 pb	16.38	$500^{+140}_{-140}$ nb
$^{208}\text{Pb}(^{58}\text{Fe}, 1n)^{265}\text{Hs}$	13.71	360 pb	14.33	33 pb	13.16	$67^{+17}_{-17}$ nb
$^{208}\text{Pb}(^{62}\text{Ni}, 1n)^{269}\text{110}$	14.08	1.9 pb	13.33	0.73 pb	13.24	$3.5^{+2.7}_{-1.8}$ nb
$^{208}\text{Pb}(^{64}\text{Ni}, 1n)^{271}\text{110}$	13.77	540 pb	13.70	20 pb	11.74	$15^{+9}_{-9}$ nb
$^{208}\text{Pb}(^{70}\text{Zn}, 1n)^{277}\text{112}$	13.41	54 pb	12.62	2.7 pb	10.07	$1.0^{+0.3}_{-0.3}$ nb
$^{208}\text{Pb}(^{86}\text{Kr}, 1n)^{293}\text{118}$	13.41	23 pb	13.31	670 pb		$< 1$ pb

\* 本文的参数  $C=401.79$ .

素的合成截面 1 pb 到 500 nb 相仿的数值, 而且得到的  $Z=118$  号元素的合成截面为 23 pb, 比文献 [39] 宏观模型的计算结果小 20 倍.

下面我们将分析各种结构性质对反应截面  $\sigma$  的影响.

首先我们将考察最佳入射能  $E_{opt}$  对融合过程的影响. 如果蒸发一个中子的剩余核的单中子分离能  $S_n(ER)$  小于静态裂变能  $B_f(ER)$ , 则最佳入射能可以表示为

$$E_{opt} = E_b(EV, eq) + N \cdot m_n + Z \cdot m_p - M_T - M_P,$$

即融合过程仅与蒸发两个中子后的剩余核的结合能  $E_b(EV, eq)$  相关. 对于  $^{208}\text{Pb}(^{50}\text{Ti}, 1n)^{257}\text{Rf}$  反应, 当  $C=401.79$  时, 反应截面为 8.92 nb. 如果不改变结合能的相对大小, 把图 1 中的 3 条曲线向上平移 4 MeV, 则反应截面为 523 nb; 向上平移 5 MeV, 则反应截面为 1330 nb.

其次, 最佳激发能对中子蒸发过程也有影响. 最佳激发能可以表示为

$$E_{opt}^* = E_{opt} - Q = E_b(EV, eq) - E_b(CN, eq),$$

即最佳激发能对中子蒸发过程的影响仅与蒸发两个中子的剩余核的结合能  $E_b(EV, eq)$  和复合核的结合能  $E_b(CN, eq)$  的相对大小相关.

另外, 静态裂变位垒对中子蒸发过程也有影响. 如果同时降低 CN 和 ER 的静态裂变位垒 1 MeV, 则截面为 2.5 nb; 降低 2 MeV, 则截面为 0.18 nb. 所以, 向上平移结合能将显著增加反应截面; 降低静态裂变位垒, 则显著减小反应截面.

微观能量对反应截面的影响不如结合能和静态裂变位垒那么明显. 对于  $^{208}\text{Pb}(^{50}\text{Ti}, 1n)^{257}\text{Rf}$  反应, 当  $C=401.79$  时, 微观能量改变  $\pm 1$  MeV, 反应截面在 7.82—9.46 nb 之间变化. 另外, 通过改变形变, 转动惯量将会变化, 便可以研究形变对反应截面的影响, 如果  $\beta_2$  和  $\beta_4$  改变  $\pm 0.1$ , 则反应截面在 8.65—8.98 nb 之间变化.

对于  $^{208}\text{Pb}(^{50}\text{Ti}, 1n)^{257}\text{Rf}$  反应, NL1 参数的约束 RMF 理论给出最佳激发能  $E_{opt}^* = 12.47$  MeV, 小于静态裂变位垒  $B_f(CN) = 13.07$  MeV, 即  $^{258}\text{Rf}$  不会发生裂变, 这在物理上是错误的. NL3 参数的约束 RMF 理论给出

$$E_{opt}^* < \frac{\hbar^2 \lambda(\lambda+1)}{2J} \Big|_{\lambda=24},$$

即只能取物理截断  $l_{max} = 24 \hbar$ , 此时  $\sigma = 13.94$  nb.

## 5 中子星外壳中滴线外核 $^{1800}\text{Sn}$ 的研究

除了实验室外, 另一个合成元素的场所就是恒星. 原子核结构的研究, 对理解宇宙和恒星的结构及其演化有十分重要的意义. 反过来, 恒星也提供了研究特殊原子核结构的场所.

众所周知, 中子星的外壳是由大量中子和原子核组成的晶体. 为此, 本文利用对丰中子核结构研究取得成功<sup>[50]</sup>的 RCHB 理论<sup>[13]</sup>来研究中子星外壳中的滴线外原子核结构, 并以  $^{1800}\text{Sn}$  为例来讨论这些核的平均势场和密度分布特征, 从而探讨滴线外核与通常  $\beta$  稳定线核性质的异同. 同时, 这也是研究中子星的结构以及检验现有模型推广到滴线外核是否适宜的手段.

RCHB 理论基于 RMF 理论和 Bogoliubov 变换, 它对晕核的描述、巨晕的预言、晕核的形成与壳结构的关系可参见文献 [13, 50], 对超重元素的性质及结构等方面的研究可以见文献 [14, 15]. 关于 RCHB 理论的细节及数值求解方法可参见文献 [13]. 利用 RMF 相互作用参数 TM1, 在步长为 0.1 fm, 半径为  $R=30$  fm 的盒子中用 Shooting 方法数值求解了 RCHB 方程. 对势中用的力为  $\delta$ -力, 其强度由相应的 Gogny 力确定. 考虑的连续谱数目由能量和角动量截断确定, 这里只考虑了与 Fermi 面相距不超过 120 MeV 和角动量小于 20 的能级的贡献.  $\delta$ -力中使用的  $\rho_0$  为核物质密度  $0.152 \text{ fm}^{-3}$ . 强度  $V_0$  由给出与 Gogny 力同样的对能而确定.

图 3 中, 给出了 RCHB 理论对滴线外核  $^{1800}\text{Sn}$  的描述: 中子(实线)和质子(虚线)的标量势  $S$  和矢量势  $V$  之和  $V+S$ . 一个显著的特征就是, 除了中心的势阱外, 在  $r=10$  fm 到  $r=30$  fm (甚至无穷远), 中子和质子的标量势  $S$  和矢量势  $V$  之和  $V+S$  分别有一个大约为  $-15$  和  $-20$  MeV 的平台. 而通常原子核中的 Coulomb 位垒则消失. 这表明这种极端丰中子滴线外核中严重的缺质子特征. 图 4 给出了相应的中子(—)和质子(---)的密度分布. 中子密度在  $r=10$  fm 到  $r=30$  fm 有一个平台, 而质子密度在中心分布比正常核减少了约两倍, 而由于中子和质子吸引延伸到 10 fm 处.

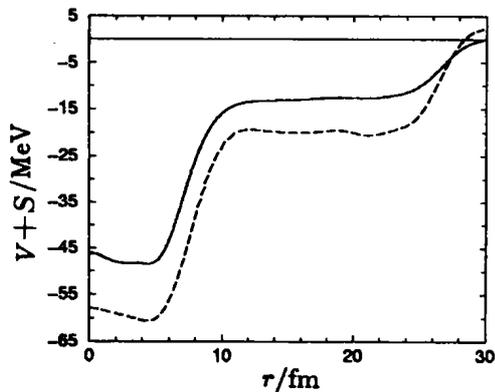


图 3 RCHB 理论对滴线外核 $^{1800}\text{Sn}$ 的描述  
中子(—)和质子(---)的标量势  $S$  和矢量势  $V$  之和  $V+S$ 。

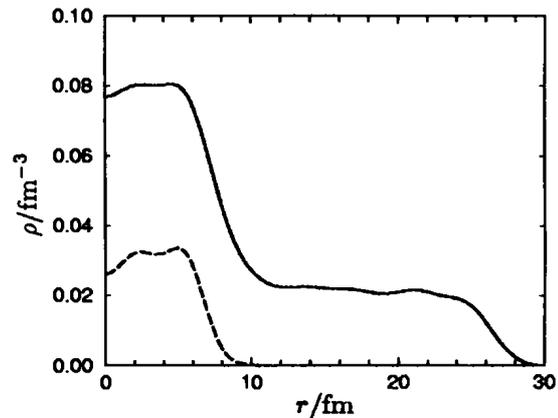


图 4 RCHB 理论对滴线外核 $^{1800}\text{Sn}$ 的描述  
中子(—)和质子(---)的密度分布。

## 6 小结

本文总结和回顾了超重核结构和反应研究的历史和现状, 利用形变约束的 RMF 理论系统地计算了实验观测到的  $Z=102$  到  $Z=112$  号元素的能量随形变的变化, 得到了这些核素的基态和鞍点性质, 利用 Strutinsky 壳修正方法研究了壳效应对这些核素的影响. 利用所得到的结构信息, 计算了相应的冷熔合反应的截面, 给出了与实验相仿的结

果. 得到的  $Z=118$  号元素的合成截面为 23 pb, 比宏观模型的计算结果  $670 \text{ pb}^{[39]}$  小 20 倍. 讨论了相关物理量对熔合截面的影响. 特别是对于合成  $Z=112$  号元素 $^{269}110$  和 $^{271}110$  的两个反应, 两个中子的差别使得反应截面的差别在实验上达到 5 倍. 本文的计算结果给出了这一趋势, 而使用宏观模型的文献 $[39]$ 则给出相反的结果, 这对选择熔合反应的弹靶组合无疑有很大的启发. 同时, 文中还给出了 RCHB 理论对滴线外核 $^{1800}\text{Sn}$ 的描述.

## 参 考 文 献:

- [1] Myers W D, Swiatecki W J. Nuclear Mass and Deformations [J]. Nucl Phys, 1966, **A81**: 1.
- [2] Sobiczewski A, Gareev F A, Kalinkin B N. Closed Shells for  $Z > 82$  and  $N > 126$  in a Diffuse Potential Well [J]. Phys Lett, 1966, **22**: 500.
- [3] Meldner H. Predictions of New Magic Regions and Masses for Super-heavy Nuclei from Calculations with Realistic Shell Model Single Particle Hamiltonians [J]. Ark Fys 1967, **36**: 593.
- [4] Nilsson S G, Nix J R, Sobiczewski A, et al. On the Spontaneous Fission of Nuclei with  $Z$  near 114 and  $N$  near 184 [J]. Nucl Phys, 1968, **A115**: 545.
- [5] Nilsson S G, Tsang C F, Sobiczewski A, et al. On the Nuclear Structure and Stability of Heavy and Superheavy Elements [J]. Nucl Phys, 1969, **A131**: 1.
- [6] Mosel U, Greiner W. On the Stability of Superheavy Nuclei Against Fission [J]. Z Phys, 1969, **222**: 261.
- [7] Möllera P, Nix J R. Stability of Heavy and Superheavy Elements [J]. J Phys, 1994, **G20**: 1 681.
- [8] Wu C L, Guidry M, Feng D H.  $Z=110-111$  Elements and the Stability of Heavy and Superheavy Elements [J]. Phys Lett, 1996, **B387**: 449.
- [9] Lalazissis G A, Sharma M M, Ring P, et al. Superheavy Nuclei in the Relativistic Mean-field Theory [J]. Nucl Phys, 1996, **A608**: 202.
- [10] Cwiok S, Dobaczewski J, Heenen P H, et al. Shell Structure of the Superheavy Elements [J]. Nucl Phys, 1996, **A611**: 211.
- [11] Rutz K, Bender M, Buervenich T, et al. Superheavy Nuclei in Self-consistent Nuclear Calculations [J]. Phys Rev, 1997, **C56**(1): 238.
- [12] Bender M, Rutz K, Reinhard P G, et al. Potential Energy Surfaces of Superheavy Nuclei [J]. Phys Rev, 1998, **C58**(4): 2 126.
- [13] Meng J. Relativistic Continuum Hartree-Bogoliubov Theory with Both Zero Range and Finite Range Gogny Force and Their Application [J]. Nucl Phys, 1998, **A635**: 3.
- [14] Meng J, Takigawa N. Structure of Superheavy Elements Suggested in the Reaction of  $^{86}\text{Kr}$  with  $^{208}\text{Pb}$  [J]. Phys Rev, 2000, **C61**: 064319.
- [15] Long W, Meng J, Zhou S G. Structure of the New Nuclide

- <sup>259</sup>Db and Its  $\alpha$ -decay Daughter Nuclei[J]. Phys Rev, 2002, C65: 047306; 龙文辉, 孟杰, 周善贵. 相对论平均场理论对新核素<sup>259</sup>Db及其 $\alpha$ 衰变链的研究[J]. 高能物理与核物理, 2002, 26(8): 823.
- [16] Oganessian Yu Ts. Classical and Quantum Mechanical Aspects of Heavy Ion Collisions[M]. Lecture Notes in Physics, Heidelberg: Springer, 1975, 33: 221.
- [17] Münzenberg G, Hofmann S, Hessberger F P, *et al.* Identifications of Elements 107 by  $\alpha$  Correlation Chains[J]. Z Phys, 1981, A300: 107.
- [18] Münzenberg G, Armbruster P, Hessberger F P, *et al.* Observation of One Correlated  $\alpha$ -decay in the Reaction <sup>58</sup>Fe on <sup>209</sup>Bi  $\rightarrow$  <sup>267</sup>109[J]. Z Phys, 1982, A309: 89.
- [19] Münzenberg G, Armbruster P, Folger H, *et al.* The Identification of Element 108[J]. Z Phys, 1984, A317: 235.
- [20] Hofmann S, Ninov V, Hessberger F P, *et al.* Production and Decay of <sup>269</sup>110 [J]. Z Phys, 1995, A350: 277.
- [21] Hofmann S, Ninov V, Hessberger F P, *et al.* The New Element 111 [J]. Z Phys, 1995, A350: 281.
- [22] Hofmann S, Ninov V, Hessberger F P, *et al.* The New Element 112[J]. Z Phys, 1996, A354: 229.
- [23] Ghiorso A, Lee D, Somerville L P, *et al.* Evidence for the Possible Synthesis of Element 110 Produced by the <sup>59</sup>Co + <sup>209</sup>Bi Reaction[J]. Phys Rev, 1995, C51(5): R2 293.
- [24] Lazarev Yu A, Lobanov Yu V, Oganessian Yu Ts, *et al.* Discovery of Enhanced Nuclear Stability near the Deformed Shells  $N=162$  and  $Z=108$ [J]. Phys Rev Lett, 1994, 73: 624.
- [25] Lazarev Yu A, Lobanov Yu V, Oganessian Yu Ts, *et al.* New Nuclei <sup>267</sup>108 Produced by the <sup>238</sup>U + <sup>34</sup>S Reaction[J]. Phys Rev Lett, 1995, 75: 1 903.
- [26] Lazarev Yu A, Lobanov Yu V, Oganessian Yu Ts, *et al.*  $\alpha$  Decay of <sup>273</sup>110; Shell closure at  $N=162$ [J]. Phys Rev, 1996, C54(2): 620.
- [27] Oganessian Yu Ts, Utyonkov V K, Lobanov Yu V, *et al.* Synthesis of Superheavy Nuclei in the <sup>48</sup>Ca + <sup>244</sup>Pu Reaction [J]. Phys Rev Lett, 1999, 83(16): 3 154.
- [28] Gan Z G, Qin Z, Fan H M, *et al.* A New Alpha-particle-emitting Isotope <sup>259</sup>Db[J]. Eur Phys J, 2001, A10: 21.
- [29] Hofmann S. Synthesis of Superheavy Elements Using Radioactive Beams and Targets[J]. Progress in Particle and Nuclear Physics, 2001, 46: 293.
- [30] Bass R. Fusion of Heavy Nuclei in a Classical Model[J]. Nucl Phys, 1974, A231: 45.
- [31] Oertzen W von. Cold Multi-nucleon Transfer between Heavy Nuclei and the Synthesis of New Elements[J]. Z Phys, 1992, A342: 177.
- [32] Hofmann S. New Elements-approaching  $Z=114$ [J]. Rep Prog Phys, 1998, 61: 639.
- [33] Adamian G G, Antonenko N V, Scheid W, *et al.* Fusion Cross Sections for Superheavy Nuclei in the Dinuclear System Concept[J]. Nucl Phys, 1998, A633: 409.
- [34] Swiatecki W J. The Dynamics of Nuclear Coalescence or Re-separation[J]. Phys Scr, 1981, 24: 113.
- [35] Swiatecki W J. The Dynamics of the Fusion of Two Nuclei [J]. Nucl Phys, 1982, A376: 275.
- [36] Blocki J P, Feldmeier H, Swiatecki W J. Dynamical Hindrance to Compound-nucleus Formation in Heavy-ion Reactions[J]. Nucl Phys, 1986, A459: 145.
- [37] Aritomo Y, Wada T, Ohta M, *et al.* Diffusion Mechanism for Synthesis of Superheavy Elements[J]. Phys Rev, 1997, C55(3): R1 011.
- [38] Aritomo Y, Wada T, Ohta M, *et al.* Fluctuation-dissipation Model for Synthesis of Superheavy Elements[J]. Phys Rev, 1999, C59: 796.
- [39] Smolańczuk R. Production Mechanism of Superheavy Nuclei in Cold fusion Reactions [J]. Phys Rev, 1999, C59: 2 634.
- [40] Hofmann S, Münzenberg G. The Discovery of the Heaviest Elements[J]. Rev Mod Phys, 2000, 72(3): 733.
- [41] Ring P, Schuck P. The Nuclear Many-body Problem[M]. New York: Springer-Verlag, 1980, 1: 269.
- [42] Gambhir Y K, Ring P, Thimet A. Relativistic Mean Field Theory for Finite Nuclei[J]. Ann Phys, 1990, 198: 132.
- [43] Strutinsky M V. Shell Effects in Nuclear Masses and Deformation Energies[J]. Nucl Phys, 1967, A95: 420; Strutinsky V M. "Shells" in Deformed Nuclei[J]. Nucl Phys, 1968, A122: 1.
- [44] 曾谨言. 量子力学[M]. 北京: 科学出版社, 2000, 第三版, 卷 II, 105.
- [45] Hasse R W, Myers W D. Characterization of Leptodermous Distributions[M]. Geometrical Relationships of Macroscopic Nuclear Physics, 1988: 22.
- [46] Nerlo-Pomorska B, Pomorski K. Simple Formula for Nuclear Charge Radius[J]. Z Phys, 1994, A348: 169.
- [47] Zhang S Q, Meng J, Zhou S G, *et al.* Isospin and  $Z^{1/3}$ -dependence of the Nuclear Charge Radii[J]. Eur Phys J, 2002, A13: 285.
- [48] 卢希庭. 原子核物理[M]. 北京: 原子能出版社, 1981, 237.
- [49] Audi G, Bersillon O, Blachot J, *et al.* The NUBASE Evaluation of Nuclear and Decay Properties[J]. Nucl Phys, 1997, A624: 1.
- [50] Meng J, Ring P. Giant Halo at the Neutron Drip Line[J]. Phys Rev Lett, 1998, 80: 460; Meng J, Tanihata I, Yamaji S. The Proton and Neutron Distributions in Na Isotopes: The development of halo and shell structure[J]. Phys Lett, 1998, B419: 1; Meng J, Toki H, Zeng J Y, *et al.* Giant Halo at the Neutron Drip Line in Ca Isotopes in Relativistic Continuum Hartree-Bogoliubov Theory[J]. Phys Rev, 2002, C65: R041302-1.

## Structure and Synthesis for Superheavy Element Based on Relativistic Mean Field Theory and Research on Nuclide beyond Drip-line \*

MENG Jie<sup>1,2,3</sup>, ZHANG Wei<sup>2</sup>, ZHANG Huan-qiao<sup>2,4</sup>

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

2 *School of Physics, Peking University, Beijing 100871, China;*

3 *Institute of Theoretical Physics, Chinese Academy of Science, Beijing 100080, China;*

4 *China Institute of Atomic Energy, Beijing 102413, China)*

**Abstract:** The studies on structure and reaction for superheavy elements are reviewed. Based on constrained relativistic mean field (CRMF) theory, binding energies of elements from  $Z=102$  to  $Z=112$ , which can be measured experimentally, as a function of deformation are calculated, and the properties of equilibrium and saddle point of these nuclides are obtained. Using the single particle levels based on CRMF, the shell effects are obtained with Strutinsky method. The cross sections of the cold fusion are estimated by applying the structure information. Theoretical result and experimental measure are in a good agreement, and the theoretical prediction of cross section of element  $Z=118$  is one order small than the earlier prediction and more close to the experimental upper limit. The influences of the physical quantity on the cross section are discussed. Finally, the description for nuclei beyond the drip-line, e. g.,  $^{1800}\text{Sn}$ , is given by Relativistic Continuum Hartree-Bogoliubov theory.

**Key words:** superheavy nucleus; nucleus beyond drip line; relativistic mean field; cross section for cold fusion; shell effect

---

\* **Foundation item:** Major State Basic Research Development Program(G2000077407); National Natural Science Foundation of China (10025522, 10047001, 19935030)