

热熔合反应合成超重核产生截面的同位素依赖性*

冯兆庆^{1,2,3;1)} 靳根明^{1,2} 付芬^{2,3} 李君清^{1,2}

1 (兰州重离子加速器国家实验室原子核理论中心 兰州 730000)

2 (中国科学院近代物理研究所 兰州 730000)

3 (中国科学院研究生院 北京 100049)

摘要 通过在形成超重核的重离子俘获和熔合过程中引入位垒分布函数的方法对双核模型做了进一步发展. 超重核形成过程中的俘获、熔合和蒸发3个阶段分别采用了半经验的耦合道模型、数值求解主方程和统计蒸发模型的方法来描述. 计算了近年来Dubna小组利用热熔合反应 $^{48}\text{Ca}(^{243}\text{Am}, 3n-5n)^{288-286}115$ 和 $^{48}\text{Ca}(^{248}\text{Cm}, 3n-5n)^{293-291}116$ 合成超重新核素的蒸发余核激发函数. 系统分析了 ^{48}Ca 轰击锕系元素U, Np, Pu, Am, Cm合成超重核 $Z=112-116$ 产生截面的同位素依赖性. 给出了合成超重新核素最佳的弹靶组合和入射能量, 即有最大的超重核产生截面. 计算说明, 壳修正能和中子分离能是影响超重核生成截面产生同位素依赖性的主要因素.

关键词 超重核 双核模型 产生截面 同位素依赖性

1 引言

元素存在极限的探索一直是核物理学研究的前沿课题之一. 随着强流重离子加速器的建成并投入使用, 为实验室里合成超重核素(元素)提供了有效工具. 实验上, 超重新核素(新元素)的合成主要采用以 ^{208}Pb , ^{209}Bi 为靶, 通过蒸发1—2个中子的冷熔合反应和双幻核 ^{48}Ca 轰击锕系元素蒸发3—5个中子的热熔合反应来实现. 近年来, 超重核的合成已取得重要进展: 德国GSI超重核研究组利用冷熔合反应成功合成了 $Z=107-112$ 号超重元素^[1, 2]; 俄罗斯Dubna研究组通过热熔合反应合成了 $Z=113-116$ 号超重元素^[3-5]; 日本RIKEN研究组利用冷熔合反应 $^{209}\text{Bi}(^{70}\text{Zn}, n)^{278}113$ 合成和研究了超重新核素 $^{278}113$ ^[6]; 在兰州重离子加速器上利用 $^{26}\text{Mg}(^{243}\text{Am}, 4n)^{265}\text{Bh}$ 成功合成了超重新核素 $^{265}\text{Bh}(Z=107)$ ^[7, 8]. 迄今为止, 已确认的超重元素直到 $Z=111$. 国际纯粹与应用化学联合会(IUP)对新合成的超重元素进行了确认和命名, 110号元素以GSI所在的城市Darmstadtium(Ds)而得名, 最近, 111号元素被命名

为Roentgenium(Rg). 理论上, 人们对超重核形成机制的研究主要是基于对碰撞体系沿着径向自由度(elongation of mononucleus)的考虑, 如宏观动力学模型、涨落-耗散模型等^[9, 10]和质量非对称自由度(mass asymmetry degree of freedom)的扩散而形成复合核, 如双核模型等^[11, 12].

根据碰撞体系反应时间的先后, 一般认为超重核的形成可分为俘获、复合核的形成和蒸发退激过程. 其中, 复合核的形成过程是最为复杂的一个阶段, 直接与俘获阶段有关并影响蒸发退激过程, 各种描述超重核形成机制的模型主要建立在这个阶段. 对碰撞体系的俘获过程的描述采用了半经验的耦合道模型, 这能够较好地描述库仑位垒的穿透并考虑了碰撞方向和形变的动力学演化; 基于双核模型的思想, 通过数值求解主方程而得到超重复合核的熔合几率; 最后, 利用统计蒸发模型给出存活几率, 在这一过程中壳修正能和中子分离能对其结果起着重要影响. 基于我们发展的模型, 对近年来在Dubna利用热熔合反应 $^{48}\text{Ca}(^{243}\text{Am}, 3n-5n)^{288-286}115$ 和 $^{48}\text{Ca}(^{248}\text{Cm}, 3n-5n)^{293-291}116$ 合成超重新核素的蒸发余核激发函数

2006-08-01 收稿

* 国家自然科学基金(10475100, 10505016)资助

1) E-mail: fengzhq@impcas.ac.cn

做了计算, 系统分析了 ^{48}Ca 轰击锕系元素U, Np, Pu, Am和Cm合成超重核 $Z=112-116$ 产生截面的同位素依赖性, 并与Dubna的实验结果做了比较. 给出了合成超重新核素最佳的, 即有最大超重核产生截面的弹靶组合和入射能量.

2 双核模型的发展

双核模型思想认为: 全熔合反应与深部非弹性碰撞的核子转移具有相似的核反应过程^[11]. 因此, 双核模型认为复合核是反应体系通过发生一系列的核子转移形成的, 对沿着质量非对称自由度的熔合过程做了绝热近似. 在质心系入射能量 E_{cm} 下, 蒸发余核截面表示成

$$\sigma_{\text{ER}}(E_{\text{cm}}) = \frac{\pi\hbar^2}{2\mu E_{\text{cm}}} \sum_{J=0}^{J_{\text{max}}} (2J+1) T(E_{\text{cm}}, J) \times P_{\text{CN}}(E_{\text{cm}}, J) W_{\text{sur}}(E_{\text{cm}}, J), \quad (1)$$

本文中最大角动量 $J_{\text{max}}=15$. $T(E_{\text{cm}}, J)$ 是碰撞体系穿过库仑位垒的几率, 即穿透几率, 对于轻体系即为熔合几率. 在这一过程中碰撞体系相对运动自由度和内禀自由度的耦合起着重要作用, 如低激发态振动、转动、核子转移与相对运动角动量、能量的耦合等. 我们采用了半经验的耦合道模型对这个阶段做了描述^[13], 考虑了碰撞体系在穿透过程中形变的动力学演化, 穿透几率写成

$$T(E_{\text{cm}}, J) = \int f(B) \times \frac{1}{1 + \exp\left\{-\frac{2\pi}{\hbar\omega(J)} \left[E_{\text{cm}} - B - \frac{\hbar^2}{2\mu R_B^2(J)} J(J+1) \right]\right\}} dB, \quad (2)$$

$f(B)$ 为位垒分布函数, 由下式给出:

$$f(B) = \begin{cases} \frac{1}{N} \exp\left[-\left(\frac{B-B_m}{\Delta_1}\right)^2\right], & B < B_m \\ \frac{1}{N} \exp\left[-\left(\frac{B-B_m}{\Delta_2}\right)^2\right], & B > B_m \end{cases}, \quad (3)$$

式中, 分布宽度 $\Delta_2 = (B_0 - B_s)/2$, $\Delta_1 = \Delta_2 - 2$; $B_m = (B_0 + B_s)/2$, B_0 和 B_s 分别是在腰-腰碰撞下库仑位垒的高度和在形变鞍点处位垒的高度(即形变最低点)^[14]; N 是归一化常数, 由 $\int f(B) dB = 1$ 给出.

熔合几率 $P_{\text{CN}}(E_{\text{cm}}, J)$ 结合位垒分布函数通过数值求解主方程而得到, 在核子转移的输运过程中考虑

了相对运动能量和角动量的耗散. 对质量数为 A_1 , 内部激发能为 E_1 的碎片1, 其分布几率 $P(A_1, E_1, t)$ 的时间演化由主方程描述^[14, 15]:

$$\frac{dP(A_1, E_1, t)}{dt} = \sum_{A'_1} W_{A_1, A'_1} [d_{A_1} P(A'_1, E'_1, t) - d_{A'_1} P(A_1, E_1, t)], \quad (4)$$

式中 W_{A_1, A'_1} 表示碎片1由宏观状态 (A_1, E_1) 向 (A'_1, E'_1) 态的跃迁几率, d_{A_1} 是对应 (A_1, E_1) 的微观维度. 在这一跃迁过程中, 平均相对运动角动量的耗散表述为

$$\langle l(t) \rangle = l_i \exp(-t/\tau_l) + l_{\text{st}} [1 - \exp(-t/\tau_l)], \quad (5)$$

其中 τ_l 为角动量弛豫时间, 计算中取为 $\tau_l = 15 \times 10^{-22} \text{s}$, l_i 是初始角动量. 在粘滞极限下, $l_{\text{st}} = \frac{\zeta_{\text{rel}}}{\zeta_{\text{tot}}} l_i$, 其中 ζ_{rel} 和 ζ_{tot} 分别为相对运动转动惯量和总转动惯量. 采用文献[16]提到的方法, 可通过下式计算:

$$\zeta_{\text{rel}}(\theta_1, \theta_2) = \mu R_m^2(\theta_1, \theta_2), \quad (6)$$

$$\zeta_{\text{tot}}(\theta_1, \theta_2) = \zeta_{\text{rel}}(\theta_1, \theta_2) + \zeta_{\text{int}}^{\text{p}} + \zeta_{\text{int}}^{\text{t}}, \quad (7)$$

$$\zeta_{\text{int}}^{\text{p(t)}} = \frac{M_{\text{p(t)}}}{5R_{\text{p(t)}}(//)} R_{\text{p(t)}}(\perp) (R_{\text{p(t)}}^2(\perp) + R_{\text{p(t)}}^2(//)). \quad (8)$$

其中 R_m 是碰撞体系在相互作用势极小值处的质心距离, θ_1 和 θ_2 分别是表征弹靶碰撞方向的量, 即四级形变轴与碰撞方向的夹角, $\mu = M_p M_t / (M_p + M_t)$ 为体系的约化质量. 上式中,

$$R_{\text{p(t)}}(\perp) = R_{\text{p(t)}}^0 \left[1 + \beta_2 Y_{20} \left(\frac{\pi}{2} \right) \right], \quad (9)$$

$$R_{\text{p(t)}}(//) = R_{\text{p(t)}}^0 [1 + \beta_2 Y_{20}(0)], \quad (10)$$

球形核半径 $R_{\text{p(t)}} = 1.16 A_{\text{p(t)}}^{1/3}$.

平均径向运动动能的耗散表述为

$$\langle E_{\text{rad}}(l, t) \rangle = E_{\text{rad}}(l, 0) \exp(-t/\tau_R), \quad (11)$$

其中 $\tau_R = 5 \times 10^{-22} \text{s}$ 为径向运动弛豫时间. 初始时刻 $E_{\text{rad}}(l, 0) = E_{\text{cm}} - B - \frac{l(l+1)\hbar^2}{2\zeta_{\text{rel}}}$, B 为给定的库仑位垒. 进而可以求得耗散到双核体系中的能量

$$E^{\text{diss}}(t) = E_{\text{cm}} - B - \frac{\langle l \rangle (\langle l \rangle + 1) \hbar^2}{2\zeta_{\text{rel}}} - \langle E_{\text{rad}}(J, t) \rangle. \quad (12)$$

利用主方程得到质量分布几率的时间演化后, 可以由下式求得复合核的形成几率:

$$P_{\text{CN}}(E_{\text{cm}}, J, B) = \int_0^{A_{\text{BG}}} P(E_{\text{cm}}, A_1, E_1(J, B), \tau_{\text{int}}(J, B)) dA_1, \quad (13)$$

相互作用时间 τ_{int} 由偏转函数法得到^[15]. 对上式考虑位垒分布函数下所有位垒的贡献, 对位垒积分可以得到在能量 E_{cm} 和角动量 J 时复合核的形成几率

$$P_{\text{CN}}(E_{\text{cm}}, J) = \int f(B) P_{\text{CN}}(E_{\text{cm}}, J, B) dB, \quad (14)$$

式中, 位垒分布函数 $f(B)$ 由 (3) 式给出.

一般来说, 随着入射能量的增加, 形成复合核的激发能随之增加, 熔合几率也将增大. 在超重区域 ($Z > 106$), 裂变位垒主要是由壳修正能决定的, 并且随着复合核激发能的增加将会降低. 在我们所考虑的激发能范围内 (大于一个中子分离能), 形成复合核的退激方式主要有裂变和蒸发中子两种^[12], 这样蒸发 x 个中子的存活几率可由下式给出:

$$W_{\text{sur}}(E_{\text{CN}}^*, x, J) = P(E_{\text{CN}}^*, x, J) \times \prod_i^x \left(\frac{\Gamma_n(E_i^*, J)}{\Gamma_n(E_i^*, J) + \Gamma_f(E_i^*, J)} \right)_i, \quad (15)$$

其中 $P(E_{\text{CN}}^*, x, J)$ 是蒸发 x 个中子的实现几率; Γ_n 和 Γ_f 分别是中子蒸发宽度和裂变宽度, 可由统计模型计算给出^[14, 17].

3 计算结果与讨论

3.1 蒸发余核激发函数

基于上述方法, 对热熔合反应 $^{48}\text{Ca}(^{243}\text{Am}, 3n-5n)^{288-286}115$ 的蒸发余核激发函数做了计算, 如图 1 所示. 计算给出, 3n 道有最大的超重核产生截面 ($\sigma=1.07\text{pb}$), 对应的激发能为 36MeV; 4n 和 5n 道的最大截面分别是 0.82pb 和 0.12pb, 相应的最佳激发能是 49 和 69MeV. 图 2 给出了对反应 $^{48}\text{Ca}(^{248}\text{Cm}, 3n-5n)^{293-291}116$ 计算的蒸发余核激发函数, 并与实验结果做了比较^[18]. 计算给出对应于 3n, 4n 和 5n 道的最大生成截面分别为 1.06, 1.29 和 0.085pb, 相应的激发能

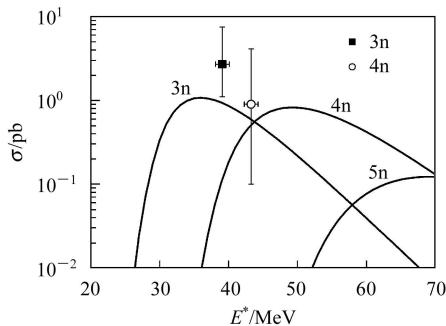


图 1 基于双核模型对 $^{48}\text{Ca}(^{243}\text{Am}, 3n-5n)^{288-286}115$ 计算给出的蒸发余核激发函数 (实线) 与实验值^[3] (空心点和实心方块) 的比较

为 34, 46 和 66MeV. 在实验误差范围内, 我们的计算结果基本能够与实验值符合. 我们注意到, 实验上产生超重核的截面很小 (pb 量级), 在目前的流强下, 对 1pb 的截面仅能观察到 1—2 事件/月. 随着合成目标核电荷数的增加, 其产生截面将会迅速降低^[1]. 因此在实验上除了提高探测设备的鉴别能力外, 还要进一步提高束流的强度; 在理论上需要寻找具有更大产生截面的弹靶组合, 结合实验测量结果进一步发展现有的理论模型.

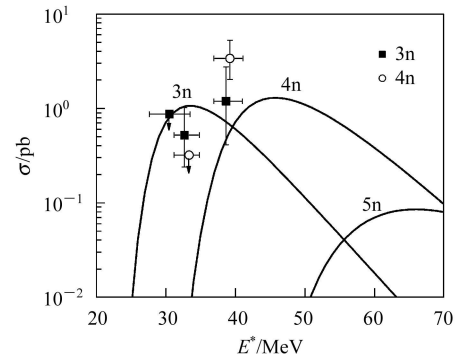


图 2 $^{48}\text{Ca}(^{248}\text{Cm}, 3n-5n)^{293-291}116$ 的蒸发余核激发函数计算值 (实线) 和实验结果 (空心点和实心方块)^[18] 的比较

3.2 超重核产生截面的同位素依赖性

研究超重核产生截面的同位素依赖性, 寻找最佳弹靶组合, 将对实验上进一步合成超重核具有重要的参考价值, 同时也是对理论模型的一种检验. 图 3 给出了利用热熔合反应 $^{48}\text{Ca}+^{243}\text{Am}$ (图(a)) 和 $^{48}\text{Ca}+^{244}\text{Pu}$ (图(b)) 通过蒸发 3 个中子来合成 112 和 113 号超重核的最大产生截面、最佳激发能和反应 Q 值对靶核质量数的依赖性, 以及采用 ^{238}U 靶时的实验值^[18]. 由于实验上超重核的实验测量时间一般比较长, 目前主要选用稳定的弹靶来合成超重核, 这里我们也选取长寿命靶. 反应 Q 值由 $Q = \Delta M_p + \Delta M_t - \Delta M_c$ 给出, ΔM_p , ΔM_t 和 ΔM_c 分别是弹、靶和复合核的质量亏损. 从图中可以看出: 对于合成 112 号超重核, 采用 ^{233}U 和 ^{235}U 靶的产生截面较大一些, 分别为 1.21pb 和 1.65pb, 相应的激发能都是 42MeV; 采用 ^{236}Np 靶时合成 113 号超重核的产生截面较大, 为 1.54pb ($E^* = 38\text{MeV}$). 图 4 给出了体系 $^{48}\text{Ca}+^{244}\text{Pu}$ 通过蒸发 3n 和 4n 合成超重核 $Z=114$ (图(a)), 以及体系 $^{48}\text{Ca}+^{244}\text{Pu}$ 蒸发 3n 合成超重核 $Z=115$ (图(b)) 产生截面的同位素依赖性, 并与 Adamian 等人的结果^[19] 和实验数据做了比较^[3, 18]. 利用体系 $^{48}\text{Ca}+^{244}\text{Pu}$ 合成 114 号超重核时, 我们的计算结果和 Adamian 等人的结果均表明, 采用 ^{241}Pu 靶

时3n蒸发道将有较大的超重核产生截面($\sigma=4.16\text{pb}$, $E^*=36\text{MeV}$). 同时, 我们的计算给出 ^{239}Pu 的3n道($\sigma=3.47\text{pb}$, $E^*=38\text{MeV}$)和 ^{244}Pu 的4n道($\sigma=2.78\text{pb}$, $E^*=49\text{MeV}$)产生截面也比较大, 并能与Dubna的实验结果较好地符合(对于 ^{244}Pu)^[18]. 体系 $^{48}\text{Ca}+^{242}\text{Am}$ 的3n道有利于合成超重核, 最大产生截面为 4.21pb , 相应的激发能为 35MeV . 对于热熔合反应合成的超重核, 相应的激发能一般比较高($E^*>30\text{MeV}$), 这时体系的穿透几率 T 和熔合几率 P_{CN} 对激发能的依赖不是很强烈, 而存活几率的大小灵敏地依赖于激发能, 并受裂变位垒和中子分离能的强烈影响. 因此, 存活几率成了影响超重核产生截面同位素依赖性的主要因素. 对于超重核区域($Z>106$), 由于宏观裂变位垒的消失, 裂变位垒主要由壳修正能决定^[12]. 在本文中, 壳修正能和中子分离能取自文献[20].

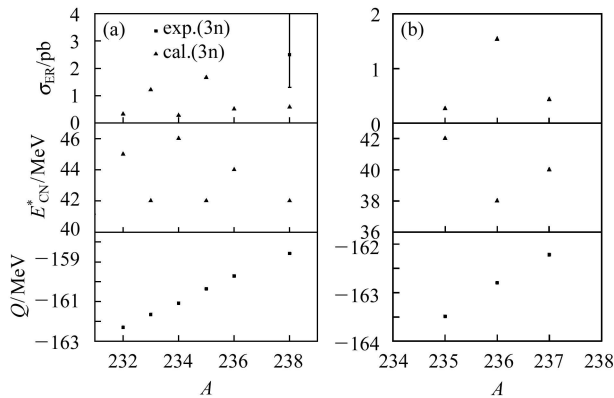


图3 反应体系 $^{48}\text{Ca}+^A\text{U}$ (a)和 $^{48}\text{Ca}+^A\text{Np}$ (b)蒸发3n合成超重核 $Z=112$ 和 113 的最大产生截面(上图)、最佳激发能(中图)和反应 Q 值(下图)对同位素靶U, Np(质量数为 A)的依赖性

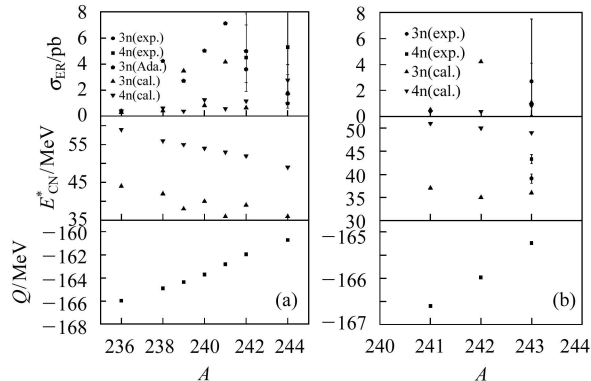


图4 与图3相同, 对反应体系 $^{48}\text{Ca}+^A\text{Pu}$ 通过蒸发3n和4n合成超重核 $Z=114$, 并与Adamian等人的结果做了比较(a)^[19], 及体系 $^{48}\text{Ca}+^A\text{Am}$ 蒸发3n合成超重核 $Z=115$ (b)

为了系统研究中子分离能和裂变位垒对超重核产生截面的影响, 图5给出了体系 $^{48}\text{Ca}+^A\text{Cm}$ 合

成超重核 $Z=116$ 时最大生成截面对同位素Cm靶的依赖性图(a), 同时给出了蒸发3n和4n分离能和裂变位垒与Cm质量数的关系图(b). 由图可知, 反应道 $^{48}\text{Ca}+^{247}\text{Cm}\rightarrow^{292}116+3\text{n}$ 具有较大的超重核生成截面(4.31pb), 相应的最佳激发能为 33MeV . 这是因为, 相对于其他同位素靶, 采用 ^{247}Cm 时形成的复合核将有较小的3n分离能和较高的裂变位垒, 如图(b)所示, 因此将导致较大的生成截面. 实验上采用 $^{48}\text{Ca}+^{248}\text{Cm}$ 来合成超重核 $Z=116$ ^[18, 21], 在误差范围内, 我们的计算结果能够与实验值较好地符合. 同时, 计算给出, 采用 $^{243,245}\text{Cm}$ 靶的3n道($\sigma=2.14, 2.62\text{pb}$, $E^*=35, 34\text{MeV}$)和 ^{250}Cm 靶的4n道($\sigma=3.05\text{pb}$, $E^*=43\text{MeV}$)也将有利于超重核的合成, 这和文献[19]给出的结果是一致的. 对于丰中子靶核, 形成的超重核更容易通过蒸发中子而退激, 因此, 采用 ^{250}Cm 会比采用 $^{242,244,246,248}\text{Cm}$ 靶的产生截面更大一些; 而 ^{247}Cm 比 ^{250}Cm 形成的复合核有更强的奇偶效应, 因此它的产生截面会更大. 在理论上需要有可靠的壳模型或相对论平均场模型给出中子分离能和壳修正能, 结合描述超重核反应机制的动力学模型, 计算给出合成超重核的最佳弹靶组合和最佳入射能量, 这将会对实验上合成超重核具有重要的参考价值.

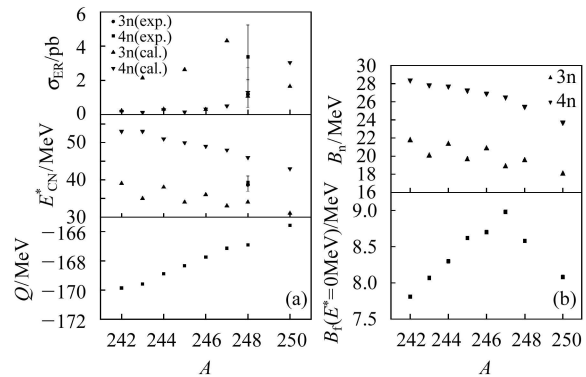


图5 与上图相同, $^{48}\text{Ca}+^A\text{Cm}$ 合成超重核 $Z=116$ 的产生截面、最佳激发能和反应 Q 值(a)及蒸发3n, 4n分离能和裂变位垒(b)与靶质量数 A 的关系

4 总结

基于双核模型的思想, 对超重核形成过程中碰撞体系的俘获、复合核的形成和蒸发退激3个阶段分别采用了半经验的耦合道模型、数值求解主方程和统计蒸发模型的方法来描述. 计算了热熔合反应 $^{48}\text{Ca}+^{243}\text{Am}/^{248}\text{Cm}$ 合成超重核115, 116的蒸发余核激发函数, 在实验误差范围内, 与Dubna的数据较

好地符合. 系统分析了利用热熔合反应合成超重核 112—116 产生截面的同位素依赖性. 计算给出采用 $^{233,235}\text{U}$, ^{236}Np , $^{239,241,244}\text{Pu}$, ^{242}Am , $^{243,245,247,250}\text{Cm}$ 等靶核合成超重核 112—116 的产生截面较大. 对于热

熔合反应, 壳修正能和中子分离能是影响超重核产生截面同位素依赖性的主要因素, 具有强的壳效应和较小的中子分离能的体系将有利于超重核的合成, 蒸发中子的奇偶效应对超重核的产生截面有重要的影响.

参考文献(References)

- Hofmann S, Müzenberg G. Rev. Mod. Phys., 2000, **72**: 733
- Hofmann S, Heßberger F P, Ackermann D et al. Eur. Phys. J., 2002, **A14**: 147
- Oganessian Yu Ts, Utyonkoy V K, Lobanov Yu V et al. Phys. Rev., 2004, **C69**: R021601
- Oganessian Yu Ts, Utyonkoy V K, Lobanov Yu V et al. Phys. Rev. Lett., 1999, **83**: 3154
- Oganessian Yu Ts, Yeremin A V, Popeko A G et al. Nature, 1999, **400**: 242
- Morita K, Morimoto K, Kaji D et al. J. Phys. Soc. Jpn, 2004, **73**: 2593
- GAN Z G, FAN H M, QIN Z 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)
- GAN Z G, GUO J S, WU X L et al. Eur. Phys. J., 2004, **A20**: 385
- Bjornholm S, Swiatecki W J. Nucl. Phys., 1982, **A391**: 471
- Aritomo Y, Wada T, Ohta M. Phys. Rev., 1999, **C59**: 796
- Antonenko N V, Cherepanov E A, Nasirov A K et al. Phys. Lett., 1993, **B319**: 425
- Adamian G G, Antonenko N V, Scheid W et al. Nucl. Phys., 1998, **A633**: 409
- Zagrebaev V I. Phys. Rev., 2001, **C64**: 034606
- FENG Z Q, JIN G M, FU F et al. Nucl. Phys., 2006, **A771**: 50
- LI W, WANG N, LI J F et al. Europhys. Lett., 2003, **64**: 750
- Nasirov A, Fukushima A, Toyoshima Y et al. Nucl. Phys., 2005, **A759**: 342
- FENG Z Q, JIN G M, FU F et al. Chin. Phys. Lett., 2005, **22**(4): 846
- Oganessian Yu Ts, Utyonkoy V K, Lobanov Yu V et al. Phys. Rev., 2004, **C70**: 064609
- Adamian G G, Antonenko N V, Scheid W. Phys. Rev., 2004, **C69**: 014607
- Möller P, Nix J R, Myers W D et al. At. Data and Nucl. Data Tables, 1995, **59**: 185
- Oganessian Yu Ts, Utyonkoy V K, Lobanov Yu V et al. Phys. Rev., 2001, **C63**: R011301

Isotopic Dependence of Production Cross Sections of Superheavy Nuclei in Hot Fusion Reactions^{*}

FENG Zhao-Qing^{1,2,3;1)} JIN Gen-Ming^{1,2} FU Fen^{2,3} LI Jun-Qing^{1,2}

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

2 (Institute of Modern Physics, Chinese Academy of Sciences, Lanzhou 730000, China)

3 (Graduate University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China)

Abstract The dinuclear system model has been further developed by introducing the barrier distribution function method in the process of heavy-ion capture and fusion to synthesize superheavy nuclei. The capture of two colliding nuclei, formation and de-excitation process of compound nucleus are described by using empirical coupled channel model, solving master equation numerically and statistical evaporation model, respectively. Within the framework of the dinuclear system model, the fusion-evaporation excitation functions of the systems $^{48}\text{Ca}(^{243}\text{Am}, 3n-5n)^{288-286}115$ and $^{48}\text{Ca}(^{248}\text{Cm}, 3n-5n)^{293-291}116$ are calculated, which are used for synthesizing new superheavy nuclei at Dubna in recent years. Isotopic dependence of production cross sections with double magic nucleus ^{48}Ca bombarding actinide targets U, Np, Pu, Am, Cm to synthesize superheavy nuclei with charged numbers $Z=112-116$ is analyzed systematically. Based on these analysis, the optimal projectile-target combination and the optimal excitation energy are proposed. It is shown that shell correction energy and neutron separation energy will play an important role on the isotopic dependence of production cross sections of superheavy nuclei.

Key words superheavy nuclei, dinuclear system model, production cross sections, isotope dependence

Received 1 August 2006

^{*} Supported by National Natural Science Foundation of China (10475100, 10505016)

1) E-mail: fengzhq@impcas.ac.cn