

# 重系统全熔合截面和中子蒸发截面的计算

张震 沈文庆 诸永泰

(中国科学院近代物理研究所, 兰州)

## 摘 要

用额外助推模型拟合了 $^{35}\text{Cl}$ ,  $^{40,43}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$ 俘获截面和全熔合截面的实验数据。考虑到裂变与蒸发中子的竞争, 计算了 $^{40}\text{Ar} + ^{233,235,238}\text{U}$ 系统的俘获截面, 全熔合截面和中子蒸发截面的激发函数。

## 一、引 言

近十年来,随着重离子加速器的建造,人们做了很大的努力试图寻找壳模型所预言的超重元素“稳定岛”。但至今尚未成功,仅合成了质子数小于109的几个新的缺中子同位素,而且寿命小于毫秒量级。其原因主要来自三个方面<sup>[1]</sup>:入射道动力学对弹靶熔合的限制;壳效应修正对核稳定性的影响不够大和出射道的裂变与蒸发竞争对蒸发剩余核产生几率的影响。这些新元素的合成给人们提供了更多的实验数据,从而可以更好地外推壳修正和蒸发剩余截面到未知的重元素。新的计算表明<sup>[2]</sup>:110号元素在 $A = 272-274$ 时有较大的壳修正,且部分 $\alpha$ 粒子的半衰期较长。最近, K. M. Vasko 等人<sup>[3]</sup>采用 $^{64}\text{Ni} + ^{208}\text{Pb}$ 系统的“冷”熔合方法(即入射能量略高于相互作用位垒),来合成110号元素。但由于技术等方面的原因未能成功。系统研究表明:熔合蒸发剩余的截面随着原子序数的增加而迅速下降的原因,可能主要是反应入射道的限制。近而, K. Sümmerer<sup>[4]</sup>和 W. Reisdorf<sup>[5]</sup>等人分别利用放射化学和热熔合实验来研究 $^{40}\text{Ar} + \text{U}$ 系统。采用很不对称的 $^{40}\text{Ar} + \text{U}$ 系统旨在克服入射道限制;但另一方面却使激发能增加了很多,结果更易于裂变。由于种种原因,实验仍然没有观察到110号元素,仅推断出中子蒸发截面的上限值。但是,他们推断的数值结果相差竟达三个数量级。因此,认真地计算这类反应系统的俘获截面,全熔合截面和蒸发中子截面的激发函数是有意义的。

在重系统核反应中,当 $Z^2/A \geq 36$ ,入射道限制更得非常明显。这是由于库仑排斥力增大,系统较难进入非条件鞍点之内达到全熔合。为此, W. J. Swiatecki 等人提出了额外助推模型<sup>[6]</sup>。分别引入了额外助推能量和超额外助推能量来表征对重系统产生俘获反应和全熔合所受到的限制。导出了借助于六个可调参数来计算助推能量的公式,从而可以方便地计算重系统的俘获截面和全熔合截面。并进一步提出了标度规则<sup>[7]</sup>:即六个可调参数将不随入射道的变化而变化。研究这个结论是否正确,对模型的广泛应用是很

有意义的。

另一方面,入射能量过高时,产生较高的激发能,大大增加了裂变几率。因此,合成超重元素均采用冷融合。此时,在计算相互作用势中应考虑到重核的统计形变和表面振动。在计算融合几率(退穿透系数)时,也应考虑到由于表面振动所产生的核半径偏差的分布<sup>[6]</sup>。

在估计超铀和超重核的蒸发剩余核产生几率时,必须考虑到蒸发中子与裂变的竞争。随着反应系统变重,裂变位垒迅速下降,裂变位垒消失时的角动量也相应减小。出射道中裂变竞争愈来愈严重。在计算中必须加以细致的考虑。

考虑了上述因素,拟合已有的实验数据来选定参数,并以此计算了 $^{40}\text{Ar} + ^{233,235,238}\text{U}$ 系统的俘获截面,全融合截面和中子蒸发截面的激发函数。它可以作为对这类重系统反应进行实验的参考。

## 二、额外助推模型和中子蒸发

额外助推模型假设入射道中所耗散的能量为可裂变参数的函数,进而引入了额外助推能量 $E_x(l)$ 和超额外助推能量 $E_{xx}(l)$ <sup>[6,8]</sup>:

$$E_x(l) = E_{ch} \cdot a^2 \cdot (x_{\text{Bass}} - x_1)^2,$$

$$E_{xx}(l) = E_{ch} \cdot a^2 \cdot (x_m - x_2)^2,$$

式中,特征能量:

$$E_{ch} = 0.00076 x_{\text{crit}}^2 \cdot A_1^{1/3} \cdot A_2^{1/3} \cdot (A_1^{1/3} + A_2^{1/3}) / A_{\text{CN}},$$

可裂变参数的阈值:

$$\begin{aligned} x_{\text{Bass}} &= 1.2(F_{\text{Coul}} + F_{\text{Cen}}) / F_N, \\ x_m &= (x_{\text{RLDM}} \cdot x_{\text{Bass}})^{1/2} - x_{\text{RLDM}} \cdot [1 - (x_{\text{Bass}} / x_{\text{RLDM}})^{1/2}]^2 \\ &\quad + (f_2 l / l'_{ch})^2. \end{aligned}$$

模型中共引入六个可调的标度参数:  $a_1, a_2, x_1, x_2, f_1, f_2$ 。

仅考虑重靶的形变和表面振动时,采用的四极形变核的势为<sup>[6]</sup>:

$$\begin{aligned} V_l(r, \Delta c) &= (Z_1 \cdot Z_2 \cdot e^2 / r) \cdot \left(1 + \frac{3}{5} c_2 \cdot \Delta c / r^2\right) \\ &\quad + (l\hbar)^2 / 2\mu r^2 - 4\pi r \cdot \bar{c} (1 - 2\bar{c} \cdot \Delta c / c_2^2) \\ &\quad \cdot \phi_{\text{prox}}(r - c_1 - c_2 - \Delta c), \end{aligned}$$

其中半径偏差  $\Delta c = c - c_2 = \beta \cdot c_2 \cdot Y_{20}(\theta)$ 。

考虑到表面振动后的融合几率为:

$$T_l = \int_{c_{\text{min}}}^{\infty} \rho(c) dc,$$

$\rho(c)$  是  $\beta$  振动的四极形变的核半径偏差分布:

$$\rho(c) = \int_{-\infty}^{\infty} \rho_0(\beta) \cdot \rho_\beta(c) d\beta.$$

谐振子近似所给出的基态  $\beta$  振动波函数:

$$\rho_0(\beta) = (2\pi\sigma_\beta^2)^{-1/2} \cdot \exp[-(\beta - \beta_0)^2 / 2\sigma_\beta^2].$$

统计四极形变的分布为:

$$\rho_{\beta}(c) = \begin{cases} \left[ 2c_2\delta^{1/2} \left( \frac{c-c_2}{c_2} + \delta/3 \right)^{1/2} \right]^{-1}, & -\delta/3 \leq \frac{c-c_2}{c_2} \leq 2\delta/3; \\ 0, & \text{其它.} \end{cases}$$

式中,  $\delta = \frac{3}{2} \left( \frac{5}{4\pi} \right)^{1/2} \cdot \beta_0$ ,  $\sigma_{\beta} = r_0 A_2^{1/3} \beta_0 / (4\pi)^{1/2}$ ,  $\beta_0$  为重核的基态四极形变, 取  $r_0 = 1.2 \text{ fm}$ .

根据 Jackson 公式, 蒸发第  $x$  个中子的截面为<sup>[9]</sup>:

$$\sigma_x = \sigma_{CN} \cdot P_x \prod_{i=1}^x (\Gamma_n / \Gamma_f)_i / [1 + (\Gamma_n / \Gamma_f)_i],$$

其中, 激发函数的形状因子为:

$$\sigma_{CN} \cdot P_x = \sum_{l=0}^{l_{CN}} \sigma_{CN}(l) \cdot P_x(l),$$

$P_x(l)$  为蒸发第  $x$  个中子的几率.

考虑到裂变竞争, 蒸发中子与裂变宽度之比为:

$$\begin{aligned} (\Gamma_n / \Gamma_f)_i = & \frac{4A^{2/3}}{K_0} \cdot \frac{a_f}{a_n} \frac{(E_{cm} - B_{n'} - E_R)}{2a_f^{1/2}(E_{cm} - E_f' - E_R^f) - 1} \\ & \cdot \exp\{2a_n^{1/2}[(E_{cm} - B_{n'} - E_R)^{1/2} \\ & - (a_f/a_n)^{1/2} \cdot (E_{cm} - E_f' - E_R^f)^{1/2}]\}. \end{aligned}$$

公式中共引入四个可调参数: 复合核温度  $T$ , 平衡状态与鞍点的转动惯量之比  $J_0/J_s$ , 中子蒸发相关的能级密度参数  $a_n$ , 及其与裂变相关的能级密度参数  $a_f$  之比  $a_n/a_f$ .

### 三、计算结果和讨论

我们利用额外助推模型拟合了  $^{35}\text{Cl}$ ,  $^{40,48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$  俘获截面  $\sigma_{c_2}$  和全熔合截面  $\sigma_{CN}$  的实验数据<sup>[6]</sup>. 由图 1 可见, 计算结果(实线)与实验数据(实点)符合很好. 所取参数为:  $a_1 = 7$ ,  $a_2 = 7$ ,  $x_1 = 0.78$ ,  $x_2 = 0.7$ ,  $f_1 = 0.6$ ,  $f_2 = 0.55$ . 其数值均在额外助推模型的要求范围之内. 图中虚线也给出了取同一组参数时, 采用锐截止模型, 忽略核形变和表面振动的计算结果. 比较可见, 锐截止模型的截面计算值要稍低一些. 在高能区两者较为接近; 而在低能区, 两者相差较大. 从激发函数的走向来看, 随着能量的增加, 考虑了核形变和位垒涨落的计算截面上升更为平滑, 而且截面出现的阈能也要低得多(可以相差二十多 MeV). 而锐截止模型的计算截面上升非常迅速, 与实验数据的偏差也相对更大. 这里很清楚地表明了没有考虑重核形变和位垒涨落的锐截止模型的缺陷所在. 由于出射道裂变与蒸发的竞争, 使得蒸发剩余核的产生几率仅在激发能较低的区域才较大. 而当前超重元素的合成都是采取入射能量略高于相互作用位垒的冷熔合方法. 因此, 全熔合截面在低能端(即超过阈能不多的区域)的数据是非常有价值的. 这也表明了, 在计算中考虑核形

变和位垒涨落的重要性。

另外,我们用核势的八极形变形式代替四极形变进行了计算,结果发现两者的贡献非常一致。

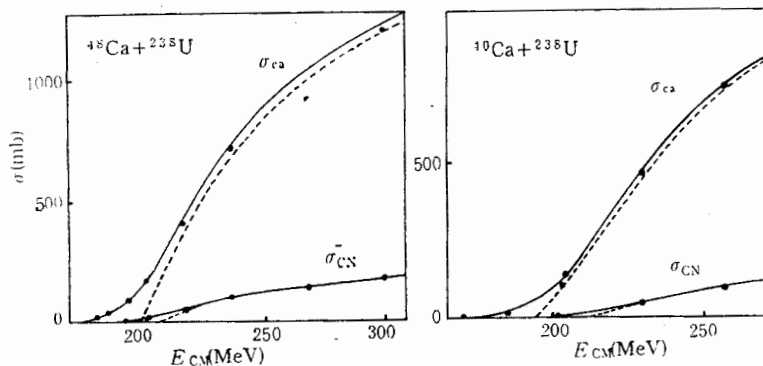


图1  $^{40,48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$  俘获和全熔合截面  $\sigma_{ca}, \sigma_{CN}$  的激发函数。实点为实验数据,实线为计算结果,虚线为锐截止模型的计算结果

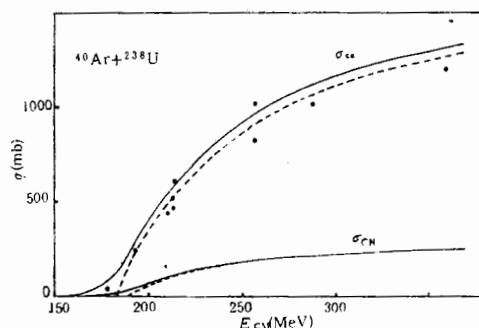


图2  $^{40}\text{Ar} + ^{238}\text{U}$  的激发函数,图中符号的含义同图1

根据这一组参数,我们计算了  $^{40}\text{Ar} + ^{238}\text{U}$  的俘获截面。与实验数据<sup>[14]</sup>相比较,发现当取  $x_1 = 0.7$  时,两者符合更好(图2)。这表明标度规则仅在一定误差范围内是合理的。进而,利用这组参数,我们计算了  $^{12}\text{C}$ ,  $^{40}\text{Ar} + ^{233,235,238}\text{U}$  俘获截面和全熔合截面的激发函数。作为典型结果,图2中只给出了  $^{40}\text{Ar} + ^{238}\text{U}$  的计算结果。其它反应系统的激发曲线走向与图2基本一致。只是  $^{12}\text{C} + \text{U}$  的全熔合截面要高得多,出现的阈能也低得多。由于反应系统较轻和  $Q$  值较低,这是可以理解的。这些计算结果对于合成超重核的实验系统和能区的选择,是有参考价值的。

在额外助推模型的可调标度参数中,  $x$  和  $a$  是额外助推能量相应的速度与裂变参数的线性关系中的阈值和斜率因子。它们直接决定了额外助推能量的大小。  $f$  是角动量耗散系数。由于在非对心碰撞中,额外助推能量中需要对离心力的修正。所以,参数  $f$  是通过角动量来影响额外助推能量的。在标度规则中,参数的取值范围为:  $a = 7-8$ ,  $x = 0.7-0.8$ ,  $f$  对靶之间的相互滑动、滚动和相粘运动情况分别取:  $1; 5/7; [1 +$

$\frac{2}{5} \cdot \frac{1+\alpha}{\alpha} \cdot \frac{1+\alpha^{5/3}}{(1+\alpha^{1/3})^2} \Big]^{-1}$ , 其中  $\alpha = A_2/A_1$ . 由于弹靶之间存在能量耗散, 不考虑滑动时  $f = 1$  的情况, 取  $f = 0.45-0.71$ . 可见, 前面在计算中所有参数的取值均在标度规则的范围之内. 我们研究了参数变化与俘获截面和全熔合截面变化之间的关系. 图 3 中给出了激发函数随参数变化的趋势. 实线所取参数同上, 作为比较, 虚线只改变了一个图中给出的参数. 由图可见, 激发曲线随着  $a$  和  $f$  的减小或  $x$  的增加而增加, 而且出现的阈能也有所减小 (其中  $f_1$  对全熔合截面也有微小的影响, 图中已不能看出). 这是由于额外助推能量的减小, 使激发曲线向低能方向漂移的结果. 其中,  $x_2$  对全熔合截面激发函数的漂移较为灵敏, 其影响值得注意. 所以, 有必要进一步用实验数据验证标度规则的适用范围.

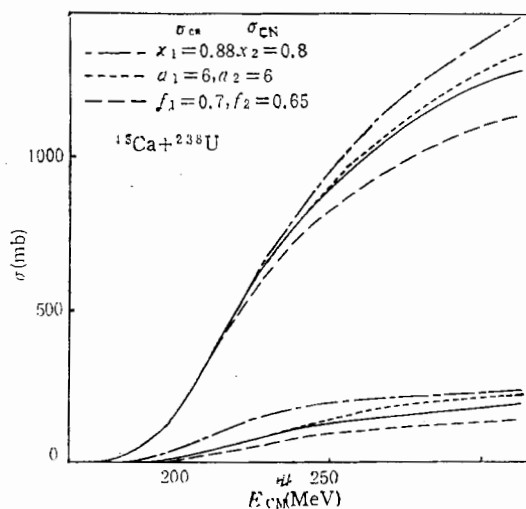


图 3  $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$  的激发函数, 实线所取参数同图 1, 其它虚线仅改变了一个图中给出的参数

由于在非常重的核反应系统所形成的复合核的退激衰变过程中, 主要是蒸发中子和裂变. 根据 Jackson 公式进一步计算了蒸发中子的激发函数. 在计算中考虑了裂变竞争. 图 4 中比较了  $^{238}\text{U}(^{12}\text{C}, xn)^{230-x}\text{Cf}$  蒸发中子的实验数据<sup>[9]</sup>和计算结果, 在拟合中所取参数为:  $a_n/a_f = 1.112$ ,  $a_n = A/12.8$ ,  $J_0/J_s = 0.8$ ,  $T = 1.2\text{MeV}$ . 图中随着蒸发中子数和激发能的增加, 计算值略低于实验值. 这主要是由于在计算中未考虑予平衡发射. 另一个因素是在计算蒸发中子几率  $P_x(l)$  时, 采用的核温度  $T$  是常数. 由同一组参数, 我们计算了  $^{233,235,238}\text{U}(^{40}\text{Ar}, xn)^{273-x,275-x,278-x}\text{110}$  蒸发中子的激发函数(图 5).

根据早期合成 102 和 104 号元素的截面数据外推, 估计用  $^{40}\text{Ar} + ^{238}\text{U}$  系统合成 110 号元素的截面约  $3fb$ <sup>[1,12]</sup>. 最近, K. Sümmerer 等人<sup>[4]</sup>研究了  $^{40}\text{Ar} + ^{233,235,238}\text{U}$  系统, 入射能量接近库仑位垒, 并用放射化学方法分析了  $\alpha$  衰变的产物. 实验结果推断出中子蒸发截面的上限值为  $nb$  量级 (见表 1). W. Reisdorf 等人<sup>[5]</sup>用冷熔合方法也研究了  $5.2\text{MeV}/u^{40}\text{Ar} + ^{235}\text{U}$  系统, 其中子蒸发截面的上限推断值为  $pb$  量级. 他们的实验均未发现 110 号元素, 且与推断值相差达三个数量级. 表 1 中列出了我们的计算值和他们的推断值. 可

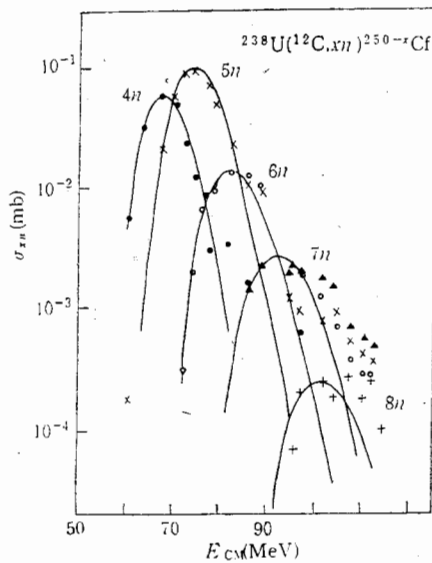


图4  $^{238}\text{U}(^{12}\text{C}, xn)^{250-x}\text{Cf}$  蒸发中子的激发函数。  
实线为计算结果,其它符号为实验数据

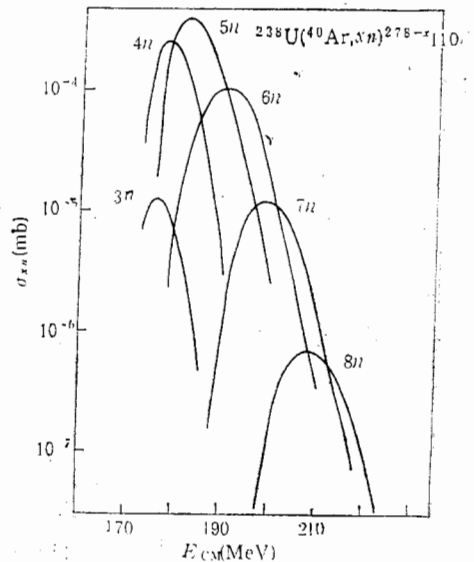


图5  $^{238}\text{U}(^{40}\text{Ar}, xn)^{278-x}110$  蒸发中子的激发函数

表1 计算结果与推断值的比较(截面: nb)

弹核	靶核	[5]	[4]		本工作	
		$\sigma_{3n}$	$\sigma_{3n}$	$\sigma_{4n}$	$\sigma_{3n}$	$\sigma_{4n}$
$^{40}\text{Ar}$	$^{235}\text{U}$	0.008		1.2	4.2	55.9
	$^{238}\text{U}$		3.9		7.3	128

见计算结果与 K. Sümmerer 的推断值较为符合。其中,计算的  $4n$  截面偏大的原因是可调参数对计算结果非常灵敏。尤其对与蒸发中子相关的能级密度参数  $a_n$  和复合核温度  $T$ 。通常取  $A/a_n = 8-13$ , 对于重核,其取值较大,结果使计算的激发函数大大增加。实际上,核温度  $T$  是随着激发能的增加而增加的。当取  $T$  为常数  $1.2\text{MeV}$  时,对低激发能区可能偏高,这也使计算截面大大增加,并且半宽度和峰位都有所增加。由于重系统的激发函数对参数变化非常灵敏,一方面增加了计算重系统蒸发中子截面和估计蒸发剩余核产生几率的困难,因此需要更多的实验数据来确定参数的取值范围及其与入射道的关系;另一方面,又为我们从重系统实验数据中精确地提取有意义的参数值提供了可能性。

综合以上计算结果,在拟合实验数据中,我们提取了有意义的参数值。并且在额外助推模型中,考虑了重核的形变和位垒涨落。这对于计算激发能不太高的全融合截面和蒸发剩余核截面都有很大的改进。我们计算了  $^{40}\text{Ar} + ^{233,235,238}\text{U}$  系统产生 110 号元素的全融合形成截面及其蒸发中子的截面,其中考虑了入射道动力学和出射道裂变竞争对蒸发剩余核产生的限制。而最近的计算结果指出<sup>[1,2]</sup>: 对于 110 号元素,当  $A = 272-274$

时,存在有很大的壳修正(大约 $-7\text{MeV}$ ),这表明它们具有较高的稳定性。 $^{40}\text{Ar} + ^{238}\text{U}$  可能是产生这些同位素的一个途径。

### 参 考 文 献

- [1] P. Armbruster, GSI-85-56, GSI-87-07, Preprint.
- [2] G. A. Leander et al., Int. Workshop, Hirscheng, Austria (1985), 246.
- [3] G. Munzenberg et al., GSI Scientific Report, 1985, p. 29.
- [4] K. Summerer et al., GSI Scientific Report, 1985, p. 30.
- [5] W. Reisdorf, GSI 7-86.
- [6] W. J. Swiatecki et al., *Phys. Scri.*, **24**(1981), 113; *Nucl. Phys.*, **A376**(1982), 275; **A391**(1982), 471.
- [7] J. Toke et al., *Nucl. Phys.*, **A440**(1985), 327.
- [8] B. B. Back et al., *Phys. Rev.*, **C31**(1985), 2104, **C32**(1985), 195.
- [9] T. Sikkeland et al., *Phys. Rev* **169**(1968), 1000, **172**(1968), 1232.
- [10] W. Q. Shen et al., 23rd Int. Winter Meeting Nucl. Phys., Bormio Italy (1985), 669.
- [11] Z. Zheng et al., *Nucl. Phys.*, **A442**(1984), 447.
- [12] V. M. Vasko et al., Report p. 7-81-863(1981), Dubna.

## THE CALCULATION OF THE CROSS SECTIONS OF THE COMPLETE FUSION AND THE NEUTRON EVAPORATION FOR HEAVY SYSTEM

ZHANG ZHEN SHEN WENQING ZHU YONGTAI

(Institute of Modern Physics, Academia Sinica, Lanzhou)

### ABSTRACT

The experimental data of the capture and complete fusion cross section for  $^{35}\text{Cl}, ^{40,48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$  system are fitted by using the Extrapolation Model. In consideration of the competition between the fission and neutron evaporation, the excitation functions of the capture cross section, complete fusion cross section and neutron evaporation cross section have been calculated for  $\text{Ar} + ^{233,235,238}\text{U}$  system.