

# 重离子位垒下熔合

## 多维位垒透射及动力学过程的研究

罗亦孝

### 前言

入射能量接近和低于库仑位垒能区的重离子熔合反应是当前重离子反应研究中一个十分活跃的前沿领域。

实验和理论的探索已经证实并描述了高于位垒的低能区重离子(轻核到中重核)反应主要经历的全熔合反应机制。两个硬球在一维(径向距离)库仑+核势相互作用下碰撞、并越过熔合位垒熔合的图像给出了对于垒上低能区全熔合截面的相当好的拟合<sup>(1)</sup>。然而,相当简化的一维位垒模型的成功是由于垒上低能区全熔合截面一般说来并不灵敏于其它自由度。一维模型并未反映熔合过程的复杂细节。现在,一些新的实验和理论模型引入新的自由度和动力学方法,对于高能区和/或很重系统出现的类熔合过程快裂变及非全熔合过程平衡前发射等反应进行探索并取得了进展。但是,面临的困难是显而易见的。

近年来,大量实验已揭示出重离子位垒下熔合反应的一系列新的特征,开辟了一个熔合反应研究的新领域。实验表明,重离子( $Z_1, Z_2 \geq 200$ )垒下熔合激发函数斜率远小于一维模型理论曲线,实验熔合截面远高于一维模型理论值(图1);而且,同位素反应系统垒下熔合截面呈现随核子数的复杂变化。这是由于一维模型在计算透射系数时对位垒使用抛物线近似所引起的吗?抛物线近似使位垒略为变薄,显然无法解释上述偏离。事实上,某些轻核和 $^4\text{He}$ 引起的垒下熔合实

验熔合截面反而小于一维模型理论值<sup>(1)</sup>。要采用一维位垒模型拟合重离子垒下熔合截面,须将s波位垒曲率 $\hbar\omega$ 也用作自由参数,使用比实际情形薄得多的、已无物理意义的s波位垒<sup>(2)</sup>。

人们由一维位垒穿透转而考虑多维透射。已经发现,垒下熔合截面灵敏于一系列新的自由度;碰撞系统越重,附加自由度越重要;熔合反应过程中已明显出现动力学效应。重离子垒下熔合反应的研究涉及到反应系统新的自由度,在这个排除了非全熔合竞争的能区,可以提供熔合动力学、核结构和核核相互作用势的信息,可用作深入到相互作用势内转折点研究核势的探针<sup>(3)</sup>。近年来,这一领域的研究受到广泛的重视并取得了迅速的进展。一系列新的理论模型考虑垒下熔合反应中核的静态或动态形变、与核表面振动有关的零点运动涨落效应、先于熔合的核子转移、动力学核极化、熔合过程中非弹性激发的耦合以及中子过剩自由度 $N/Z$ 的平衡等,获得了不同程度的成功。

### 1. 反应核静态形变与重离子垒下熔合

$^{148, 152, 154}\text{Sm}$ 靶的垒下熔合截面同一维位垒模型理论值的正偏离随靶同位素加重而增加。众所周知,随Sm同位素加重,静态形变增大, $^{154}\text{Sm}$ 是一大形变的转子。这一事实提示出静态形变同垒下熔合之间的某种关系<sup>(2)</sup>。

在理论模型中考虑静态形变,可以使用

不同的方法。假设入射粒子为球形，先对于形变靶核的一个给定的取向计算位垒穿透系数：

$$T_l = \left\{ 1 + \exp \int_{r_1}^{r_2} 2 \left[ \frac{2\mu}{\hbar^2} (V_l(r, \theta) - E_{c.m.}) \right]^{1/2} dr \right\}^{-1} \quad (1)$$

这里， $E_{c.m.}$ 为质心系入射能量， $V_l$ 为 $l$ 分波相互作用势， $\mu$ 为约化质量， $r$ 为径向距离， $r_1$ 和 $r_2$ 为内外转折点， $\theta$ 是形变核对称轴相对于二核中心连线的夹角，是考虑靶核静态形变时引入的自由度。在所有取向上对透射系数 $T_l$ 求平均，最后由分波叠加法得到理论融合截面：

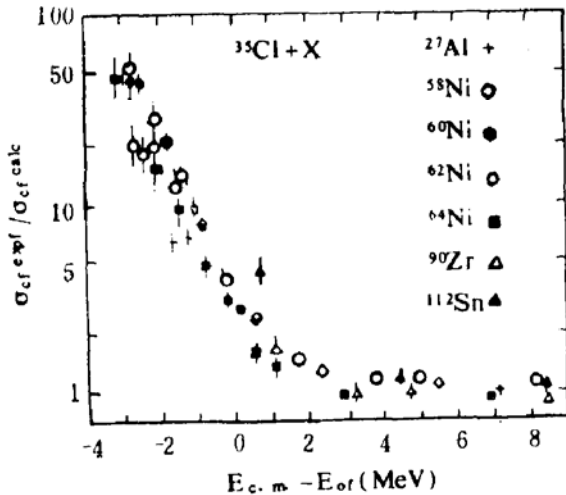


图1 重离子融合截面实验值同一维位垒模型计算值的比值。明显的偏离在垒下能区随能量减小而增大。 $E_{c.m.}$ 为质心系入射能量， $E_{0f}$ 为s波位垒高度<sup>(1)</sup>。

$$\sigma_f = \pi \lambda^2 \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) \int_0^{\pi/2} T_l(\theta) \sin\theta d\theta \quad (2)$$

由碰撞时间的经典估算，可合理地认为 $\theta$ 角在碰撞过程中不改变。从而，(1)(2)式中的积分都仅涉及一个自由度—核核距离 $r$ 和取向角 $\theta$ 。由于引入靶核形变，式(1)中相互作用势 $V_l$ 与靶核内禀电四极矩 $Q_0$ 有关，而 $Q_0$ 可由刚性转子公式带入约化跃迁几率 $B(E2)$ 计算得到。

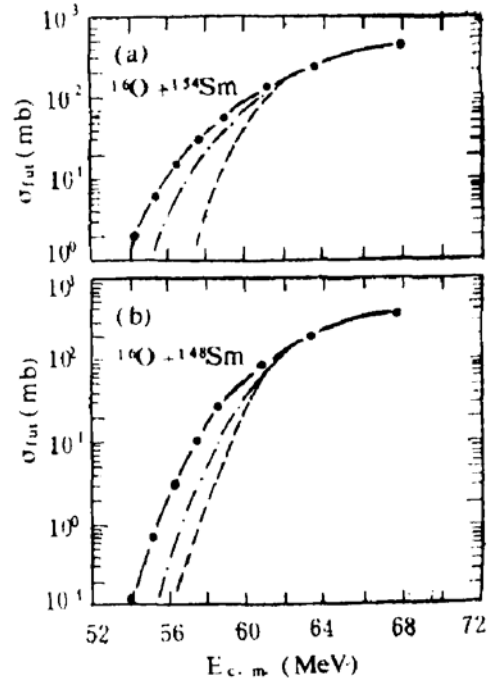


图2 考虑靶核静态形变后对 $^{16}\text{O} + ^{154,148}\text{Sm}$ 融合截面的拟合。实线、点划线和虚线分别对应于选取靶核内禀四极矩 (a)  $Q_0 = 665, 477$ 和 $10e^2\text{fm}^2$ ; (b)  $Q_0 = 477, 270$ 和 $10e^2\text{fm}^2$  (a) 采用 $Q_0$ 实验值 $665e^2\text{fm}^2$ 得到好的拟合。(b) 好的拟合来自比实验值 $270e^2\text{fm}^2$ 大得多的 $Q_0$ 值。

形变核的不同取向使位垒高度出现一个分布，从而给出比一维位垒模型更大的穿透几率。对 $^{16}\text{O} + ^{154}\text{Sm}$ 融合的拟合是该模型成功的实例(图2a)。然而，对于 $^{16}\text{O} + ^{148,148}\text{Sm}$ 的拟合，必须引入很大的稳定形变，即大的 $Q_0$ 值(图2b)，尽管 $^{148}\text{Sm}$ 是一个近于球形的核。而对于 $^{40}\text{Ar} + \text{Sm}$ 系统，即使采用很大的 $Q_0$ 值，也只能部分地改善拟合。这一方面显示出其它自由度的影响；另一方面，随着系统的加重，其它自由度可能发生了更重要的作用。

## 2. 重离子垒下融合中的零点涨落效应

离子—离子势决定于碰撞核表面的瞬时位置和形状，同表面振动相联系的所谓零点

运动涨落将导致有效相互作用位垒高度的涨落,从而显著影响熔合截面<sup>(4)</sup>。显然,该模型的思想是静态形变概念的一种自然扩展,尽管对于与表面谐振动相联系的零点涨落,核半径变化在基态上呈高斯分布,而静态形变对球形的偏离却不如此。用集体变量 $a_{\lambda\mu}$ 将核的形状参数化,核半径

$$R = R^{(0)} + S \quad (3)$$

$$S = R^{(0)} \sum_{n, \lambda, \mu} a_{\lambda\mu}(n) Y_{\lambda\mu}^*(n) \quad (4)$$

其中,  $R^{(0)}$  为无涨落的核半径,  $S$  为半径变化,  $\mu$  为磁量子数,  $\lambda$  为振动多极性, 半径变化在基态上有高斯分布

$$g(s) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_s} \exp\left(-\frac{S^2}{2\sigma_s^2}\right) \quad (5)$$

这里,  $\sigma_s$  是  $S$  的标准偏差, 可由  $B(E2)$  值计算。而有效相互作用势为

$$U^{eff} = UN + UC + U^{cent} \quad (6)$$

假定靶核 A 有一低位四极振动, s 波位垒为  $V_B$ , 在位垒半径  $r = R_B$  处, 有效位垒为

$$U^{eff}(R_B) = V_B + \Delta U \quad (7)$$

$$\Delta U = -\frac{S}{R_B} V_B \left(1 - \frac{3}{5} \frac{R_A^{(0)}}{R_B}\right) \quad (8)$$

$$S = R^{(0)} \beta_2 / \sqrt{4\pi}$$

即有效位垒最终将决定于形变参数  $\beta_2$ 。  $\Delta U$  围绕其平均值 (式 (8)) 的标准偏差为

$$\sigma_{\Delta U} = \left(\frac{\sigma_s}{R_B}\right)^2 V_B \left(1 - \frac{3}{5} \frac{R_A^{(0)}}{R_B}\right) \quad (8')$$

其中,  $\frac{\sigma_s}{R_B}$  是可由实验提取, 并同理论比较的

含有核结构信息的量。最后, 由位垒的抛物线近似给出透射系数  $T_0(S)$ , 并在相关基态上对半径变化求平均, 得到透射系数

$$T_1 = \int ds g(s) T_0(s) \sim \exp\left[-\frac{2\pi(E_{c.m.}(V_B - D_s))}{\hbar\omega_B}\right] \quad (9)$$

$$D_s \cong \frac{1}{2} \left(\frac{\sigma_s}{R_B}\right)^2 \frac{2\pi V_B^2}{\hbar\omega_B} \left(1 - \frac{R_A^{(0)}}{R_B}\right)$$

这里,  $\hbar\omega_B$  为位垒曲率。由此可见, 零点运

动将增加熔合截面,  $B(E2)$  值通过  $\sigma_s$  以影响熔合截面。

零点运动模型取得了一系列成功, 其中包括静态形变未能解释的  $^{40}\text{Ar} + ^{144, 148, 154}\text{Sm}$  熔合<sup>(4)</sup>。R. Pengo 等人用这种方法分析了 30 个靶弹组合垒下熔合中的核结构效应<sup>(5)</sup>。对核半径引入高斯分布, 调节核半径的标准偏差  $\sigma_{f_{it}}(R)$  以拟合实验激发函数。将拟合得到的  $\sigma_{f_{it}}(R)$  同由  $B(E2)$  值计算得到的  $\sigma(R)$  进行比较, 发现凡属于四极振动核的靶,  $\sigma_{f_{it}}(R)$  同  $\sigma(R)$  符合很好。从而证明了表面四极振动引起的零点运动在其垒下熔合中的作用。

应该指出, 零点运动和静态形变模型均假定核的形状在位垒透射过程中处于“凝滞”状态。在多维位垒透射计算中, 仍采用一维公式, 然后在随机取向或半径分布上求平均。由于忽略非弹性激发, 它们对截面增加的估计是过高的。

### 3. 垒下熔合中动力学形状自由度影响的唯象简化及宏观形状畸变效应的粗略描述

Hartree—Fock 计算已表明可以使用有效质量以考虑形状自由度。从唯象的观点出发, 为简化微观方法, 可引入依赖于径向距离的可变有效质量以考虑动力学形状自由度熔合路径<sup>(3)</sup>:

$$M(r) = \mu[1 - kf(r)] \quad (10)$$

这里,  $f(r)$  为费米函数,  $\mu$  为约化质量, 而

$$f(r) = \left[1 + \exp\left(-\frac{r - R_M}{a_M}\right)\right]^{-1}$$

显然, 二核分开时, 有效质量等于约化质量, 二核接触后, 有效质量减小。  $M(r)$  出现在相互作用势的离心势项及透射系数的积分表达式中。

已采用该方法研究对于形变相当软的核的同位素系统垒下熔合的差别。核的软度出现在形状自由度中, 有效质量的引入唯象地描述了核的软度在垒下熔合中的作用<sup>(3)</sup>。该

方法大大优于球形液滴绝热穿透计算,反映出了同位素系统垒下熔合的差别。

此外,引入在接触点上的约化曲率半径  $\bar{R} = c_1 c_2 / (c_1 + c_2)$  的概念,即引入相对运动系统的表面大小,可粗略地描述熔合过程中形成颈部等宏观形状畸变。将Wong公式引伸入垒下能区,有:

$$\sigma_{c,f} = \frac{R_B^2 \hbar \omega}{2E_{c.m.}} \ln(1 + \exp(2\pi(E_{c.m.} - V_B) / \hbar \omega)) \quad (11)$$

熔合截面  $\sigma_{c,f}$  的尾巴随  $\hbar \omega$  增大而增大。视  $\hbar \omega$  为“尾强度”参数,  $\hbar \omega$  和约化半径  $\bar{R}$  的关系给出了拟合不同系统所需要的不同的约化半径,反映出熔合过程中出现的形状畸变。

#### 4. 先于熔合过程的核子转移与垒下熔合

先于熔合过程的核子转移可能对垒下熔合产生重要的影响。反应Q值的影响和库仑位垒的差别,可使转移道和入射道熔合几率不同<sup>(6)</sup>。已发现,若  $Q + V_1 - V_2 > 0$  ( $V_1$  和  $V_2$  分别为入射道和转移道库仑位垒高度),转移过程的拉牵被转化为离子相对运动能量,将显著增加熔合截面。而对于  $Q + V_1 - V_2 < 0$  情形,在存在转移道和入射道耦合的情况下,位垒透射系数仍比无耦合时大,因而亦在一个相当大的范围内增加熔合截面<sup>(6)</sup>,虽然这种增加小于  $Q + V_1 - V_2 > 0$  情形(图3)。

如果以  $\sigma_0$ 、 $\sigma_1$  和  $\sigma_f$  分别表示入射道,转移道及转移-熔合截面,  $P(E)$  表示转移熔合几率,有

$$\sigma_f(E) = [1 - P(E)]\sigma_0(E) + P(E)\sigma_1(E + Q + V_1 - V_2) \quad (12)$$

核子转移较好地解释了同位素系统如  $^{68,64}\text{Ni} + ^{68,64}\text{Ni}$  熔合的差异。 $^{68}\text{Ni} + ^{64}\text{Ni}$  截面最大是由于双中子拾取 $^{64}\text{Ni}$ ( $^{68}\text{Ni}$ ,  $^{60}\text{Ni}$ )  $^{62}\text{Ni}$  有  $Q + V_1 - V_2 > 0$ , 而其余的系统相应于1-2个核子转移均有  $Q + V_1 - V_2 < 0$ 。

#### 5. 垒下熔合中的动力学核极化

进一步的研究表明,在某些情况下,静态形变和零点运动模型的计算对于选取的离子-离子势有某种程度的依赖关系<sup>(7)</sup>。显然,困难不是因为未考虑能量耗散,而是来自忽略了某个重要的物理过程。

3节已述及的核形状畸变和与之联系的动力学核极化可使碰撞核挑出最小位势的路径以达到熔合,从而是一个非常重要的、忽略

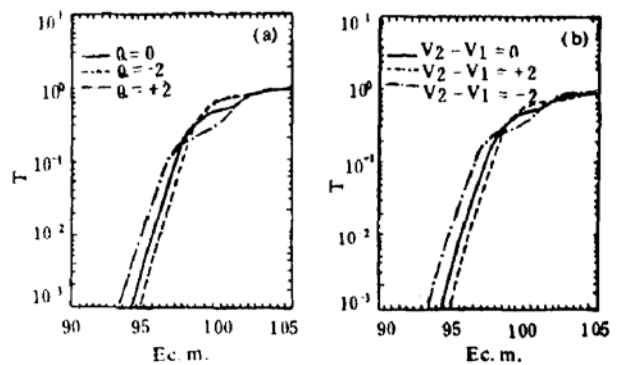


图3 核子转移反应Q值和入射道与转移道位垒高度之差  $V_1 - V_2$  对熔合反应透射系数  $T$  的影响。正Q值同正  $V_1 - V_2$  值一样将增大垒下  $T$  值。可见,若  $Q + V_1 - V_2 > 0$  将显著增加垒下熔合截面。由耦合道模型固定耦合强度对  $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$  计算得到<sup>(6)</sup>。

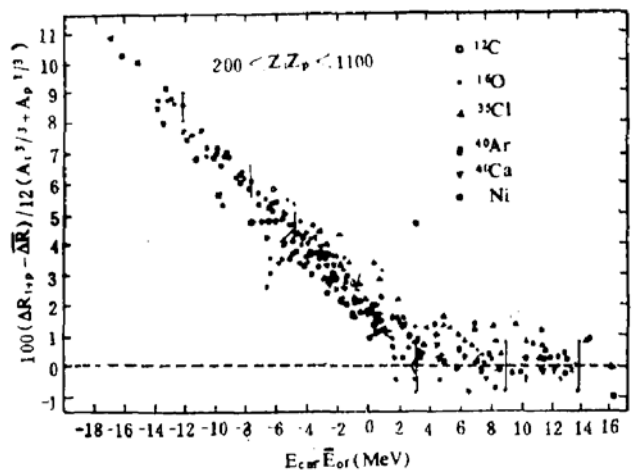


图4 经验关系表明垒下熔合中普遍存在的核吸引的增强<sup>(7)</sup>。 $\Delta R$ 是在一维模型中拟合得到S波位垒高度  $\bar{E}_{0f}$  所使用的等价锐表面半径修正。

了的物理过程。计算表明,此时的位垒更低,更薄<sup>(7)</sup>。

将动力学核极化—核核吸引的增加同形状畸变联系起来考虑,可以用一个经验的方法计算这种动力学过程。对于给定的入射能量,引入一个增强了的核核吸引势,即引入核极化效应;当二核达到最接近距离时,二核表面将再靠近一个 $\Delta R_{t+p}$ 距离。在核势项中引入 $\Delta R_{t+p}$ 自由度,由对实验激发函数的拟合,可得到作为入射能量函数的 $\Delta R_{t+p}$ 及s波位垒半径 $R_{0f}$ 和高度 $E_{0f}$ 。用上面概述的方法对 $200 < Z_1 Z_2 < 1100$ 的所有实验数据进行拟合所得的 $100(\Delta R_{t+p} - \overline{\Delta R}) / 1.2(A_1^{1/3} + A_2^{1/3}) \sim (E_{c.m.} - \overline{E}_{0f})$ 经验关系曲线表现为一条具有负斜率的带(图4)。大量数据表现出的惊人类似表明,的确存在一个核核吸引(或动力学极化)的增强,且增强的趋势随能量降低而增大,这是垒下熔合反应中一个普遍存在的现象。

需要进行更多的实验以检验图4所示的经验关系,并观察核核吸引的增强是否在某一能量下饱和。对于 $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ ,已观察到这种饱和。

## 6. 量子力学耦合道模型 对垒下熔合的处理

量子力学耦合道模型是目前处理垒下熔合反应最成功的方法之一。这个具有一般性、普遍性的框架在量子力学耦合道公式的范围来计算N个反应道耦合到入射道时的透射系数,可以得到一个统一的图像来描述各自由度(形成颈部的宏观效应除外)对垒下熔合的影响。除将零点运动、静态和动力学形变,甚至核子转移效应考虑在内以外<sup>(6)</sup>,该模型是处理静态形变和零点运动等模型未能涉及的非弹性激发动力学效应的强有力的方法<sup>(6,8)</sup>。

M. J. Rhoades-Brown等人构造了一个不减小耦合的虚势,将一维模型作为极限情

况,用量子力学方法正确地描述和计算了多维位垒穿透<sup>(8)</sup>。

为描述强非弹性激发,多维哈密顿量写为 $H = H_p(\xi_p) + H_t(\xi_t) + T + V(r, \xi_p, \xi_t)$  (13) 这里, T为相对运动动能,耦合势V由质心距离r及被激发的靶、弹内部自由度 $\xi_t$ 和 $\xi_p$ 决定。

用通常的方法将总波函数 $\psi$ 展开,多维薛定谔方程简化并求解,由计算得到的S矩阵元 $S_L^\alpha(E_{CM})$ ,熔合截面可得为<sup>(8)</sup>

$$\sigma_{inel}(E_{CM}) + \sigma_{fus}(E_{CM}) = \pi \lambda^2 \sum_{L_a} (2L_a + 1) (1 - |S_L^\alpha(E_{CM})|^2) \quad (14)$$

使用碰撞核已知的谱学数据和标准形变转子模型,成功地处理了熔合过程中的非弹性激发。M. J. Rhoades等给出对于 $^{32}\text{S} + ^{26}\text{Mg}$ 和 $^{32}\text{S} + ^{24}\text{Mg}$ 拟合的典型实例<sup>(8)</sup>。使用标准形变转子模型,引入对于Mg的低位 $2^+$ 转动态的耦合,大大改善了一维模型和光学模型的拟合。再将 $^{32}\text{S}$ 的低位 $2^+$ 态的耦合考虑在内时,对 $^{32}\text{S} + ^{26}\text{Mg}$ 拟合更佳。

R. A. Broglia和C. H. Dasso对于该模型给出了形象的、一般性的描述<sup>(6)</sup>。假定入射道被耦合到N个反应道上,总波函数为

$$\psi = \sum_{\nu} \frac{X(r_\nu)}{r_\nu} \phi_\nu(\xi_\nu) \quad (15)$$

下标 $\nu$ 表示反应道, $\phi_\nu(\xi_\nu)$ 是二核内禀波函数乘积,而 $X_\nu$ 是相对运动波函数。 $\psi$ 须满足

$$(H_0 + V)\psi = E\psi \quad (16)$$

它等价于一组N个耦合方程。假定入射道1同反应道 $\beta$ 耦合,忽略“横向”耦合,即 $V_{1\beta} = V^c$ ,  $V_{\beta\beta'} = 0$ ,又假定有效Q值相等,(16)简化,最后有

$$\frac{d^2 x}{dr^2} + \frac{2\mu}{\hbar^2} (E - V) X_\nu = 0 \quad (17)$$

其中, $V_\pm = V_\beta^{eff} \pm \sqrt{NV^c}$ ,  $V^c$ 为耦合相互作用能量。相应的位垒透射系数为

$$T = \frac{1}{2} (T_+ + T_-) \quad (18)$$

其中, $T_\pm$ 分别由势 $V_\pm$ 传送。由图5可以看出,与耦合符号无关,耦合使垒下能区穿透系数

增加,而使垒上穿透系数减小。对于经典极限,不存在耦合时,  $V^c = 0$ , 位垒高度为  $V_B$ , 有

$$T = \begin{cases} 1 & \text{当 } E > V_B \\ 0 & \text{当 } E < V_B \end{cases}$$

存在耦合时,  $V^c \neq 0$ , 位垒分裂为  $V_B \pm \sqrt{N}V^c$ , 则

$$T = \begin{cases} 1 & \text{当 } E > V_B + \sqrt{N}V^c \\ \frac{1}{2} & \text{当 } V_B - \sqrt{N}V^c < E < V_B + \sqrt{N}V^c \\ 0 & \text{当 } E < V_B - \sqrt{N}V^c \end{cases}$$

考虑量子效应,上述函数将被平滑。显然,耦合使原来的位垒分裂为具有相等高度的两个有效位垒是由于处理的简化。一般说来,耦合使原来的位垒“打开”为许多有效位垒,透射系数由零到1的能区宽度决定于耦合强度,该能区可同式(8')中的  $\sigma_{AU}$  联系起来,给出核结构信息  $\frac{\sigma_s}{R_\beta}$ ; 引入耦合势,可处理一系列自由度的贡献<sup>(6)</sup>。

## 7. 垒下熔合与反应系统 $N/Z$ 的平衡过程

不久以前, A. M. Stefanini 等人根据  $^{28,30}\text{Si} + ^{58,62,64}\text{Ni}$  垒下熔合实验提出了一个新的物理思想—反应系统  $N/Z$  值的平衡将增大垒下熔合截面<sup>(9)</sup>。

对于  $^{28}\text{Si} + ^{58,62,64}\text{Ni}$  反应系统,在10mb以下截面区域,熔合截面差别高达一个数量级以上, $^{64}\text{Ni}$ 靶截面最大。零点运动或对于非弹性道的耦合均不能解释这种差别。原因在于熔合前双中子转移及其耦合吗? $^{28}\text{Si} + ^{62,64}\text{Ni}$ 转移道有效Q值  $Q + V_1 - V_2$  的确为正,但是  $^{30}\text{Si} + ^{58,62,64}\text{Ni}$  三个反应的垒下熔合截面却十分接近,尽管  $^{30}\text{Si} + ^{58}\text{Ni}$  的有效Q值为正,而  $^{30}\text{Si} + ^{62,64}\text{Ni}$  有效Q值为负。图6清楚地表示出上述困难。图中,将双中子转移道有效Q值为正的  $^{28}\text{Si} + ^{64}\text{Ni}$ ,  $^{28}\text{Si} + ^{62}\text{Ni}$  和  $^{30}\text{Si}$

+  $^{58}\text{Ni}$  的相对熔合截面归一化到垒上测得的截面值以排除核半径不同产生的影响(参见图7)。可以明显看出,  $^{28}\text{Si} + ^{64}\text{Ni}$  熔合得到最大的“优惠”,  $^{28}\text{Si} + ^{62}\text{Ni}$  次之,而对于  $^{30}\text{Si} + ^{58}\text{Ni}$ , “优惠”几乎可以忽略。这是无法用有效Q值进行解释的。

熔合过程亦是碰撞核中子过剩自由度  $N/Z$  趋于平衡的过程。前两个反应系统,特别

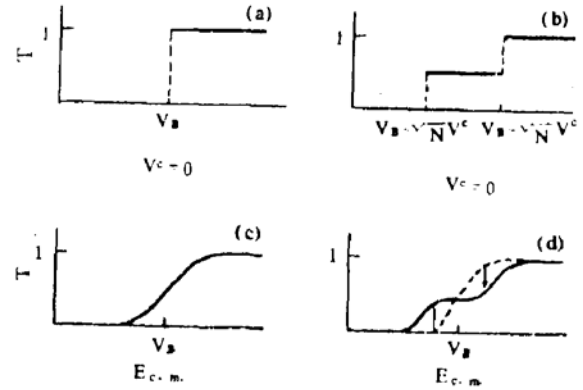


图5 耦合对透射系数T的影响<sup>(6)</sup>。(a)(b)分别表示无耦合和存在耦合时的经典极限;(c)(d)表示量子效应对函数的平滑。

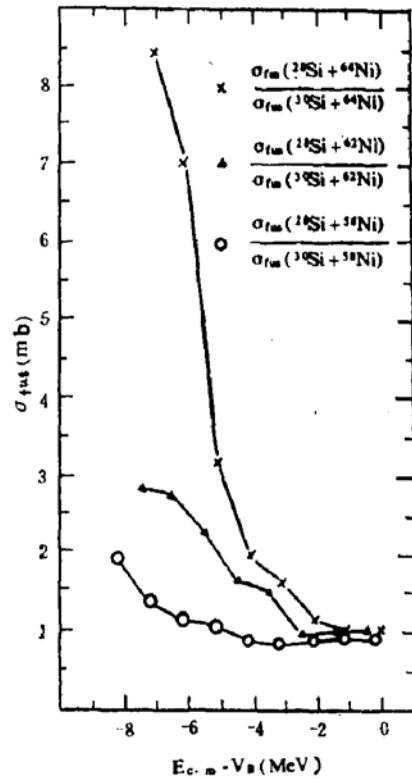


图6 均具有双中子转移正有效Q值的三个反应系统的相对熔合截面<sup>(10)</sup>。对垒下熔合的“优惠”存在巨大差异。 $V_B$ 为熔合位垒。

是截面最大的 $^{28}\text{Si} + ^{64}\text{Ni}$ , N/Z值有取得平衡的较强的趋向。而对于 $^{30}\text{Si} + ^{58}\text{Ni}$ , 原来的N/Z值却是近于平衡的。从唯象的观点来说, 中子过剩自由度的平衡正是所讨论的反应系统垒下熔合得到“优惠”的物理原因。对现已公开发表的所有垒下熔合数据的分析表明, 除极个别情形外, 凡是垒下熔合截面的增大已被正有效Q值的双中子转移道的耦合成功地解释的系统, 其N/Z值都是不平衡的, 从而通过具有正有效Q值的中子对的转移使N/Z趋于平衡。这是上述理论的一个重要论据。

## 结论和展望

大量实验和理论的研究已揭示了重离子垒下熔合反应中多维透射和动力学过程的重要物理图像。重离子熔合反应机制的研究从而在位垒下能区取得了新的进展。然而, 迄今使用的理论模型和方法均各有其局限性; 一些垒下熔合激发函数又在相当程度上不特定于模型的细节。因此, 对实验截面的拟合有时并不能给出确定性的结论。对于垒下熔合中附加自由度及其性质的深入研究尚依赖于设计更多的实验以“突出”各附加自由度的影响, 并进行更深入的分析。

综合分析大量数据, 对垒下熔合总体系性质的研究同涉及不同反应系统、不同自由度的熔合个别特征的研究一样, 具有重要意义。5节中对普遍存在的动力学核极化过程的研究即是一例<sup>(7)</sup>。最近还有结果指出<sup>(10)</sup>,

附加自由度耦合到相对运动上均以定性上相似的方式影响熔合激发函数。因而, 拟合实验截面并不确定性地检验给定的模型。在垒下能区, 绝热路径将横过位势面上最小值处的山脊—绝热位垒。可将位垒高度变化参数化, 并通过数据拟合以得到位垒高度变化范围。垒下熔合激发函数的主要特征, 即通过对实验截面的拟合可以对给定模型进行灵敏检验的, 正是该位垒高度变化范围。同其它模型一样, 上述理论尚须得到更多实验数据的支持。

## 参考文献

1. L. C. Vaz et al, Phys. Rep. 69, 373(1981)
2. G. M. Berkowitz et al, Phys. Rev. C, V. 28 (1983) 667
3. M. Beckerman et al, Phys. Rev. C, V. 25 (1982) 837
4. H. Esbensen, Nucl. Phys. A352, 147(1981)
5. R. Pengo et al, Nucl. Phys. A411, 255 (1983)
6. C. H. Dasso et al, Nucl. Phys. A405, 381 (1983)
7. L. C. Vaz et al, Proc. of the International Conference on Nuclear Physics with Heavy Ions, Stony Brook, N. Y. 4/1983
8. M. J. Rhoades-Brown et al, Phys. Lett. V. 136B, 19(1984)
9. A. M. Stefanini et al, Proc. of the International Conference on Fusion Reactions below the Coulomb Barrier, Berkeley, Califor. Univ., 6/1984
10. K. Möhring, 同上.