

熔合反应中动力学势垒的研究*

田俊龙^{1,2;1)} 吴锡真^{1,3} 李祝霞^{1,3,4;2)}

1 (中国原子能科学研究院 北京 102413)

2 (山西师范大学现代物理研究所 临汾 041004)

3 (兰州重离子加速器国家实验室原子核理论中心 兰州 730000)

4 (中国科学院理论物理研究所 北京 100080)

摘要 用改进的量子分子动力学模型研究了与入射能量相关的重离子熔合势垒. 随着入射能的降低可以观察到动力学势垒的最低值, 这个最低动力学势垒与绝热势垒非常接近; 动力学势垒随着入射能的增加而升高, 最终接近于静态势垒(非绝热势垒). 基于动力学势垒的研究, 对于重离子熔合反应的额外推动(extra-push)给出了微观理解, 对势垒贯穿给出了一种新的解释. 为进一步理解动力学势垒, 还研究了颈部的形成和体系的动力学形变, 分析了动力学势垒降低的原因.

关键词 量子分子动力学模型 动力学势垒 颈部

1 引言

超重元素的合成一直是核物理学家不断追求的重要目标之一, 而与超重元素合成直接相关的是对熔合机制的研究. 在描述重离子熔合反应中, 入射道炮弹和靶核之间的相互作用势垒扮演了一个非常重要的角色, 因为两个原子核熔合必须克服这个库仑势垒. 当入射能量高于库仑位垒时(通常称“垒上”), 弹核翻越库仑势垒而与靶核接触, 而当入射能量低于库仑位垒时(通常称“垒下”)体系也可能通过量子势垒贯穿发生熔合反应. 在实验上通过测量熔合反应的激发函数来提取位垒. 在理论上人们可以通过各种模型来计算库仑势垒, 常用的有Bass势^[1, 2]、宏观微观势^[3]、接近势^[4]、以及半微观势^[5]等. 通常人们所说的垒上和垒下大多以Bass势垒作为参考. 许多实验已经测出重离子垒下熔合截面比一维位垒穿透模型预测的熔合截面大很多, 甚至大好几个量级^[6]. 于是人们不禁会问在势垒附近的垒下熔合过程(对较轻系统)或者俘获过程(对重系统)到底是势垒贯穿(tunneling)还是势垒翻越(pass over)过程?

非绝热近似也称为突然近似或冻结近似, 假设核

的密度分布在碰撞中和碰撞前完全相同, 这种假设即认为两核在碰撞过程中相互作用时间很短, 不会引起核内核子轨道运动的显著变化. 这个条件是很难满足的. 所以, 严格地讲, 这种以两核质心距离来表示的相互作用势, 只适用于两核密度无重叠或仅有少量重叠的情况. 这在较轻体系的熔合反应中可近似满足.

如果要计算两核密度重叠比较大的作用势时, 像重核熔合, 特别是熔合形成超重核时, 就一定要考虑核的密度分布受到另一个核的影响问题. 当入射能量在库仑位垒附近时, 处于接触位型的两核的相对运动动能已经基本上都转化为体系的内部激发能, 相对运动速度变得很慢, 有相当长的碰撞时间(这个条件在低能重离子核反应中常常能得到满足), 则可采用绝热近似. 所谓绝热近似是指在给定的两核质心距离下, 两核的密度都将调整到能量的最低点. 两个核真正感受到的核-核相互作用势到底是接近于绝热近似还是更接近于突然近似是人们经常争论的问题.

为了初步理解上述问题并获得较真实的熔合机制的信息, 一个自洽的微观动力学模型是非常需要的. 量子分子动力学模型(QMD)是一个半经典的微观动力学输运模型, 它在中高能重离子碰撞以及熔合反应

2005 - 07 - 30 收稿

* 国家自然科学基金(10175093, 10175089, 10235030, 10235020)和国家重点基础研究发展规划项目(G2000077400)资助

1) E-mail: tianjl@iris.ciae.ac.cn

2) E-mail: lizwux@iris.ciae.ac.cn

中有相当广泛的应用, 并获得很大成功. 它能提供反应过程中各种重要的动力学信息, 揭示微观机制. 我们把QMD模型加以改进, 使它能够用于近垒熔合反应的研究^[7]. 基于这种改进的ImQMD模型, 研究了弹靶熔合的入射道相互作用势, 探索了自洽的动力学势的计算方法, 观察了由于密度分布自洽改变导致的动力学势垒降低.

2 理论基础

2.1 改进的ImQMD模型简介^[7]

在QMD模型中, 每个核子用高斯波包来描述,

$$\phi_i(\mathbf{r}) = \frac{1}{(2\pi\sigma_r^2)^{3/4}} \exp\left[-\frac{(\mathbf{r}-\mathbf{r}_i)^2}{4\sigma_r^2} + \frac{i\mathbf{p}_i \cdot \mathbf{r}}{\hbar}\right], \quad (1)$$

其中 \mathbf{r}_i , \mathbf{p}_i 分别是第 i 个粒子在坐标和动量空间中的波包中心. 通过Wigner变换将量子力学的波函数转化成经典的 N -体相空间核子密度分布函数

$$f(\mathbf{r}, \mathbf{p}) = \frac{1}{(\pi\hbar)^3} \sum_i \exp\left[-\frac{(\mathbf{r}-\mathbf{r}_i)^2}{2\sigma_r^2} - \frac{2\sigma_r^2}{\hbar^2} \cdot (\mathbf{p}-\mathbf{p}_i)^2\right], \quad (2)$$

由核子相空间分布函数可以得到系统的密度分布和动量分布:

$$\rho(\mathbf{r}) = \int f(\mathbf{r}, \mathbf{p}) d\mathbf{p} = \frac{1}{(2\pi\sigma_r^2)^{3/2}} \sum_i \exp\left[-\frac{(\mathbf{r}-\mathbf{r}_i)^2}{2\sigma_r^2}\right], \quad (3)$$

$$g(\mathbf{p}) = \int f(\mathbf{r}, \mathbf{p}) d\mathbf{r} = \frac{1}{(2\pi\sigma_p^2)^{3/2}} \sum_i \exp\left[-\frac{(\mathbf{p}-\mathbf{p}_i)^2}{2\sigma_p^2}\right], \quad (4)$$

其中 σ_r , σ_p 分别是波包在坐标和动量空间的宽度, 它们满足最小测不准关系:

$$\sigma_r \cdot \sigma_p = \frac{\hbar}{2}. \quad (5)$$

和文献[7]一样, 这里也采用了随体系大小变化的波包宽度 $\sigma_r = 0.16A^{1/3} + 0.49\text{fm}$. 在QMD模型中, 核子在自洽产生的平均场中运动, $\mathbf{r}_i, \mathbf{p}_i$ 的时间演化基于正则方程:

$$\dot{\mathbf{r}}_i = \frac{\partial H}{\partial \mathbf{p}_i} \quad \dot{\mathbf{p}}_i = -\frac{\partial H}{\partial \mathbf{r}_i}. \quad (6)$$

其中 H 是系统的哈密顿量, 包括动能、Skyrme相互作用势能以及库仑相互作用势能:

$$H = T + U = T + U_{\text{loc}} + U_{\text{Coul}}, \quad (7)$$

$$T = \sum_i \frac{P_i^2}{2m}, \quad (8)$$

$$U_{\text{loc}} = \int V_{\text{loc}}(\mathbf{r}) d\mathbf{r}, \quad (9)$$

这里的 $V_{\text{loc}}(\mathbf{r})$ 是势能密度, 在ImQMD模型中可以用下式表示为:

$$V_{\text{loc}} = \frac{\alpha}{2} \frac{\rho^2}{\rho_0} + \frac{\beta}{\gamma+1} \frac{\rho^{\gamma+1}}{\rho_0^\gamma} + \frac{g_0}{2\rho_0} (\nabla\rho)^2 + g_\tau \frac{\rho^{\eta+1}}{\rho_0^\eta} + \frac{C_s}{2\rho_0} (\rho^2 - \kappa_s (\nabla\rho)^2) \delta^2, \quad (10)$$

这里, $\delta = \frac{\rho_n - \rho_p}{\rho_n + \rho_p}$ 表示中子质子不对称度. 把(10)式代入(9)式的积分, 我们就可以得到局域相互作用势能的解析表达式:

$$U_{\text{loc}} = \frac{\alpha}{2} \sum_i \sum_{j \neq i} \frac{\rho_{ij}}{\rho_0} + \frac{\beta}{\gamma+1} \sum_i \left(\sum_{j \neq i} \frac{\rho_{ij}}{\rho_0} \right)^\gamma + \frac{g_0}{2} \sum_i \sum_{j \neq i} f_s \frac{\rho_{ij}}{\rho_0} + g_\tau \sum_i \left(\sum_{j \neq i} \frac{\rho_{ij}}{\rho_0} \right)^\eta + \frac{C_s}{2} \sum_i \sum_{j \neq i} t_i t_j \frac{\rho_{ij}}{\rho_0} (1 - \kappa_s f_s), \quad (11)$$

其中

$$\rho_{ij} = \frac{1}{(4\pi\sigma_r^2)^{3/2}} \exp\left(-\frac{(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j)^2}{4\sigma_r^2}\right),$$

$$t_i = \begin{cases} 1, & \text{质子} \\ -1, & \text{中子} \end{cases}, \quad f_s = \frac{3}{2\sigma_r^2} - \left(\frac{\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j}{2\sigma_r}\right)^2.$$

第1, 2项分别是吸引项(两体项)和排斥项(三体项), 第3项是表面项, 第5项对称能项(包括体对称能项和表面对称能项). 其中第4项 $V_\tau = g_\tau \frac{\rho^{\eta+1}}{\rho_0^\eta}$ 是小的修正项, 对原子核的稳定性起作用. 这样ImQMD模型引入的参数就可以和Skyrme-HF模型^[8]的参数相互比照参考.

$$\frac{\alpha}{2} \frac{1}{\rho_0} = \frac{3}{8} t_0; \quad (12)$$

$$\frac{\beta}{\gamma+1} \frac{1}{\rho_0^\gamma} = \frac{1}{16} t_3, \quad \gamma = \sigma + 1; \quad (13)$$

$$\frac{g_0}{2\rho_0} = \frac{1}{64} (9t_1 - 5t_2 - 4t_2 x_2), \quad (14)$$

库仑相互作用势能包括直接项和这次改进引入的库仑交换项^[9], 由下面的表达式给出:

$$U_{\text{Coul}} = \frac{1}{2} \int \rho_p(\mathbf{r}) \frac{e^2}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \rho_p(\mathbf{r}') d\mathbf{r} d\mathbf{r}' - e^2 \frac{3}{4} \left(\frac{3}{\pi}\right)^{1/3} \int \rho_p^{4/3} d\mathbf{R}. \quad (15)$$

改进的量子分子动力学模型ImQMD与常规QMD模型相比, 主要作了如下改进: (1) 用从Skyrme相互作用自洽得到的表面能项代替Yukawa项, 使基态核的密度分布变得更加合理. (2) 采用相空间占有数约束方法改善核的费米子属性. (3) 引入随体系大

小变化的波包宽度. (4) 引入表面对称能和库仑交换项等. 本工作采用的参数列在表1.

表1 模型采用的势参数

α	β	γ	g_0	$g\tau$	η	C_s	κ_s	ρ_0
/MeV	/MeV		/(MeV·fm ²)	/MeV		/MeV	/fm ²	/fm ⁻³
-310.0	258.0	7/6	19.8	9.5	2/3	32.0	0.08	0.165

2.2 核-核相互作用势

用改进的量子分子动力学模型不仅可以给出静态核-核势还可以给出在反应过程中两个核真正感受到的势——动力学势. 我们发现动力学势垒既不同于绝热近似也不同于突然近似. 因为两个核真正感受到的核-核相互作用势不仅与反应体系有关还和入射能量有关.

入射道核-核势作为两核之间距离 R 的函数, 在 ImQMD 模型中是通过下面的表达式微观计算得出的,

$$V(R) = E_{12}(R) - E_1 - E_2 \quad (16)$$

其中 R 是两核质心之间的距离; $E_{12}(R)$ 是相互作用体系的总能量; E_1, E_2 分别是炮弹和靶核的能量. 它们可以用能量密度泛函 $\mathcal{H}[\rho(\mathbf{r})]$ 表述如下:

$$E_{12}(R) = \int \mathcal{H}[\rho_{\text{tot}}(\mathbf{r})] d^3r, \quad (17)$$

$$E_1 = \int \mathcal{H}[\rho_1(\mathbf{r})] d^3r, \quad (18)$$

$$E_2 = \int \mathcal{H}[\rho_2(\mathbf{r})] d^3r, \quad (19)$$

$\rho_{\text{tot}}(\mathbf{r}), \rho_1(\mathbf{r})$ 和 $\rho_2(\mathbf{r})$ 分别是总体系、弹核和靶核中的核子数密度分布函数.

在 ImQMD 模型中, 为了把能量用统一的密度分布函数 $\rho(\mathbf{r})$ 来描述, 采用了众所周知的 Thomas-Fermi 近似

$$\tau(r) = \frac{3}{5} \left(\frac{3\pi^2}{2} \right)^{2/3} \rho^{5/3}. \quad (20)$$

这样, 动能也可以用 $\rho(\mathbf{r})$ 来描述. 很明显, $V(R)$ 是时间的函数, $\rho_{\text{tot}}, \rho_1$ 和 ρ_2 是随时间演化的. 仅仅计算静态势时, 核密度是冻结的, 此时总密度 $\rho_{\text{tot}} = \rho_1 + \rho_2$, 当两核有重叠的时候, 重叠部分密度会变成原来的两倍, 静态核-核势也会变得很大, 整个过程中熔合对的动力学效应没有考虑; 然而, 在真正的熔合反应中, 弹核和靶核的密度分布在平均场的影响下是随时间而改变的. 这样导致熔合体系的形变与颈部的大小也是随时间而变的. 总体系的密度分布是通过表达式(3)得出的, 求和跑遍了炮弹和靶核中的所有粒子. 严格地说, 两核从接触位型到复合核的形成这一过程中炮弹和靶核已经不能明确的区分开来. 但复合系统对入射道还

有所“记忆”, 即保留了入射核的某些特点. 为了研究问题的方便, 在计算动力学势垒时仍然要区分炮弹和靶核. 这就要求必须给颈部一个明确的定义.

在熔合反应过程中, 能够给出任一时刻的等密度图. 图1是与颈部有关的一些物理量的示意图, 它的形状由密度等高线 $\rho = 0.02 \text{fm}^{-3}$ 给出. 图1中的1, 2分别是炮弹和靶核的质心, 它们之间的距离用 R 表示; 过质心1, 2的直线与两核表面的交点分别为C和D, 那么CD被定义为体系的拉长, 用 $L = R + a_1 + a_2$ 表示; β_1, β_2 表示炮弹和靶核的形变度. 沿着炮弹和靶核的质心1, 2找轴线段1、2之间密度最小的点O, 过O点在 xz 平面内画CD的垂线与体系表面的交点分别为A, B, 线段AB定义为体系颈部的宽度, 用 Δ 表示. 把AB左边的部分仍然视为炮弹, AB右边的部分仍然视为靶核. 把此时的“炮弹”和“靶核”称为类弹和类靶, 它们已经不同于接触之前的炮弹和靶核.

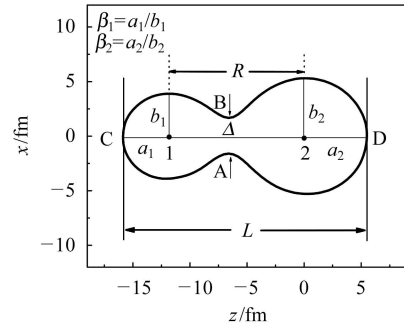


图1 颈部有关的一些物理量的定义

3 结果和分析

3.1 入射道动力学核-核相互作用势

以往核-核相互作用势的研究基本都是静力学势, 假设核的密度分布在碰撞中和碰撞前完全相同. 而静态势并不是两个相互作用核真正感受到的势. 在模拟核反应过程中, 弹核和靶核的密度分布在平均场的作用下随时间动态演化, 两核之间的相互作用势不仅依赖于反应体系, 还依赖于入射能量和碰撞参数(本文只考虑碰撞参数等于零的情况). 而静态核-核势不能把依赖于入射能量的情况表示出来, 所以需动力学势来描述.

在计算入射道动力学核-核相互作用势时, 总体系、炮弹和靶核每一时刻的密度分布都是通过表达式(3)得出. 当两碰撞核彼此接触以后, 炮弹和靶核的密度分布在平均场的作用下随时间而改变. 把能够克服库仑势垒到达接触点并产生熔合事件记录下来, 所

求得的入射道动力学核-核势就是这些事件的平均值。在熔合路径中, 熔合对所经历的最大动力学势定义为动力学势垒的高度。

图2给出了反应体系 $^{86}\text{Kr}+^{100}\text{Mo}$ 对心碰撞的静态核-核势和接近势以及在不同入射能量下的动力学势。带圈的实线是在双中心壳模型基础上用宏观微观方法计算的绝热势, 实点是静态核-核势, 叉线是接近势的计算结果。从图2可以很明显地看出, 动力学势垒高随入射能量的不同而不同, 而且动力学势垒要比静态势垒低很多。对于 $^{86}\text{Kr}+^{100}\text{Mo}$ 反应, 在碰撞参数 $b=0$ 时, 它的静态势垒高是 175.4MeV; 图中的实三角、虚线、空方块、细实线、点画线、粗实线分别是入射能量为 300.9, 203.9, 183.9, 173.9, 163.9 和 153.9MeV 时的动力学势, 它们对应的动力学垒高分别为 171.7, 167.2, 165.0, 162.7, 158.9 和 151.2MeV。这里的静态势就是非绝热势——按密度冻结计算的结果。可以看出, ImQMD 模型得出的静态核-核势与接近势的结果符合得较好(接近势是人们较认可的唯象势), 只是在接近势的顶点之后两者才有一些微小的差别, ImQMD 计算的静态核-核势垒高为 175.4MeV, 而接近势的垒高为 173.9MeV, 但接近势不能计算两核密度重叠更大的情况。从动力学的计算中, 能够看出, 当入射能很高时, 例如 $E_{\text{cm}}=300.9\text{MeV}$ 时, 它所对应的动力学势垒达到 171.7MeV, 非常接近静态垒高。随着入射能量的降低, 例如 $E_{\text{cm}}=173.9\text{MeV}$ 时, 所对应的动力学势垒降低到 162.7MeV; 随着入射能量的进一步降低直到低于静态垒以下, 如 $E_{\text{cm}}=153.9\text{MeV}$ 时

所对应的动力学势垒进一步降低到 151.2MeV, 非常接近绝热势的垒高 152.0MeV。

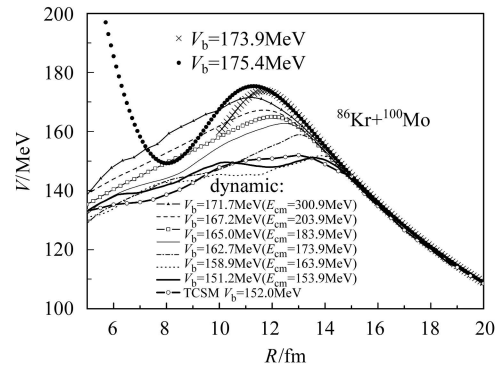


图 2 反应体系 $^{86}\text{Kr}+^{100}\text{Mo}$ 对心碰撞的动力学势和静态核-核势以及接近势
实点是静态核-核势, 叉线是接近势, 带圈的实线是用双中心壳模型 (TCSM) 计算的绝热势。

图3展示了6个反应体系对心碰撞的动力学势和静态核-核势以及接近势。实点是静态核-核势, 叉线是接近势, 空圈是采用文献[10]计算的绝热势。图3中每个反应体系的动力学势可以得出与图2反应体系 $^{86}\text{Kr}+^{100}\text{Mo}$ 类似的行为。接近势认为两核的密度是冻结的, 相当于我们的静态势, 而绝热近似认为在给定的两核质心的距离下, 两核的密度都将调整到能量的最低点。图3由6个小图组成, 为了使图看起来更简单, 只画出了两个动力学势垒, 一个是入射能量等于静态垒高(本文均以接近势垒为参照)所对应的动力学垒, 它相当于垒上熔合位垒分布的最低能; 另一个是最低动力学垒。这两者之差对应于下文的 extra-push。

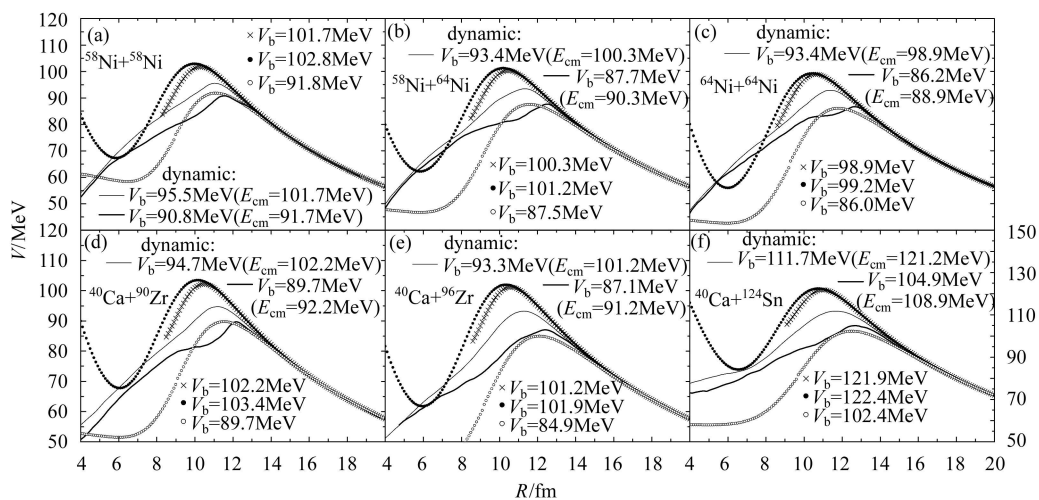


图 3 6 个反应体系对心碰撞的动力学势和静态核-核势以及接近势
实点是静态核-核势, 叉线是接近势, 空圈是采用文献[10]计算的绝热势。

由上述分析, 得出以下结论: (1) 动力学势垒低于静态势垒. (2) 动力学势垒是能量依赖的. 动力学势垒高随着入射能量的增加而增加, 当入射能量升高到一定程度, 得到的动力学势垒变化很慢, 越来越接近于静态位垒. 这是因为入射能量 E_{cm} 越大, 两核碰撞速度越大, 两核的密度调整越小, 就越接近于突然近似下得到的静态位垒(非绝热势垒); 动力学势垒高随着入射能量的降低观察到动力学势垒的最低值. 这个最低的动力学势垒接近绝热势垒, 这是因为 E_{cm} 越小, 弹靶的相互作用时间越长, 在接触位型时两核的相对运动动能已经基本上都转化为体系的内部激发能, 相对运动速度变得很慢, 两核的密度有时间调整到能量的最低点, 越接近于绝热势垒.

3.2 extra-push 的微观理解

根据静态位垒理论, 系统入射能量必须超越静态熔合势垒才能发生熔合. 宏观动力学模型^[11]认为, 在低能重离子碰撞中耗散起着重要的作用, 由于摩擦, 达到熔合势垒之前, 一部分相对运动动能已转化为内禀激发能, 需要有额外的动能 ΔE 来补偿摩擦引起的动能损耗. 因此, 动力学熔合势垒高度等于静态势垒高度加上 ΔE . 对于轻的系统 $\Delta E = 0$, 对于重的系统 $\Delta E > 0$, 于是动力学熔合势垒高于静态势垒, 以此来解释熔合截面的降低, ΔE 被称为 extra-push. 在文献[10]中 extra-push 是熔合截面等于 S 波吸收截面时的熔合阈能 (E_{thr}) 减去绝热势垒 (V_{adiab}), 即: $E_{ex} = E_{thr} - V_{adiab}$. 文献[10,12]已经指出实验熔合阈能可以从实验抽取出的熔合位垒分布中的最低能量得出. 绝热势垒取自文献[10]. 从微观动力学模型的观点来看, extra-push 来源于与入射能量相关的真实势垒和动力学效应. 因此, 可以估计出 extra-push 的值, 认为: 以入射能量等于静态势垒(相当于垒上最低能)所对应的动力学垒, 减去最低动力学垒(相应于绝热势

表 2 用 ImQMD 模型计算 9 个反应体系得出 extra-push 的数据与文献[10]结果的比较

反应体系	extra-push energy/MeV	
	文献[10]	ImQMD
$^{40}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$	1.5 ± 0.3	1.9
$^{40}\text{Ca}+^{90}\text{Zr}$	3.0 ± 0.6	5.0
$^{40}\text{Ca}+^{96}\text{Zr}$	2.6 ± 0.3	6.2
$^{58}\text{Ni}+^{58}\text{Ni}$	2.0 ± 0.3	4.7
$^{58}\text{Ni}+^{64}\text{Ni}$	2.5 ± 0.3	5.7
$^{64}\text{Ni}+^{64}\text{Ni}$	3.5 ± 0.3	7.2
$^{40}\text{Ca}+^{124}\text{Sn}$	4.3 ± 0.4	6.8
$^{86}\text{Kr}+^{100}\text{Mo}$	5.6 ± 0.4	11.5
$^{48}\text{Ca}+^{208}\text{Pb}$	2.5 ± 2	2.9

垒), 分别对应于图 3 给出的两个动力学势. 在表 2 中给出了 9 个反应体系的 extra-push 值与文献[10]中给出的值进行了比较. 计算不需要引入参数, extra-push 自洽的产生于颈部的形成和体系的形变而引起动力学势垒的升高.

3.3 颈部的动力学行为

为了进一步理解能量相关的动力学熔合势垒, 我们研究了反应体系 $^{86}\text{Kr}+^{100}\text{Mo}$ 的颈部动力学和体系的形状随时间的改变. 图 4(a) 和 (b) 描述了入射能量分别在垒上 10MeV 和垒下 20MeV 时对心碰撞熔合反应中体系的拉长(带空圈的实线), 两碎块的质心距离(带空三角的实线)以及颈部大小(带实点的线)随时间演化的情况. 比较图 4(a) 和 (b), 发现入射能在垒上比在垒下时颈部的形成时间早将近 100fm/c, 前者在 $t = 120\text{fm}/c$ 左右时颈部开始形成并逐渐长大, 体系的总长度也逐渐减小, 直到 $t = 500\text{fm}/c$ 时颈部的大小与体系的拉长相差不多, 此时体系已接近球形, 两碎块的质心距离 R 也很小. 后者在 $t = 220\text{fm}/c$ 时颈部开始成长, 随后颈部又减小, 直到 $t = 420\text{fm}/c$ 时颈部快要消失, 之后又逐渐长大. 在这大约 200fm/c 的时间内颈部的大小不断震荡, 正是由于这种震荡, 使熔合体系在接触位型保持相对较长的一段时间, 而两碎块的质心距离 R 几乎保持不变, 此时熔合体系有足够长的时

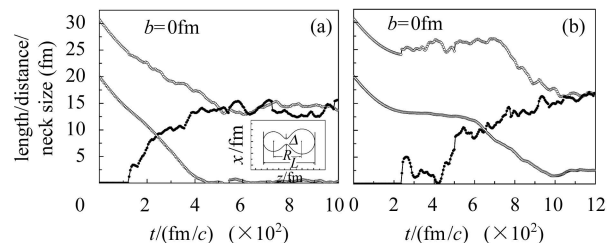


图 4 $^{86}\text{Kr}+^{100}\text{Mo}$ 熔合反应中体系的拉长、弹靶之间的质心距离、以及颈部的大小随时间的演化 (a) 对应于入射能量高于熔合势垒 $E_{cm} = 183.9\text{MeV}$ 的情形; (b) 对应于入射能量低于熔合势垒 $E_{cm} = 153.9\text{MeV}$ 的情形. 其中空心圆圈表示体系的拉长; 空心三角表示弹靶的质心距离; 实心圆点表示颈部的大小.

间调整它们的形状, 使它们之间的势垒降到最低. 入射能 E_{cm} 越小, 它对应的动力学势垒越接近于绝热势垒, 而且垒的顶点向右平移的距离越大. 从图 2 可以看出入射能 $E_{cm} = 153.9\text{MeV}$ 的动力学垒高与绝热势垒已经非常接近, 它所对应的垒的顶点相对于静态垒的顶点向右平移约 2fm, 这也说明两核均拉得很长在质心相距较远的时候就接触了.

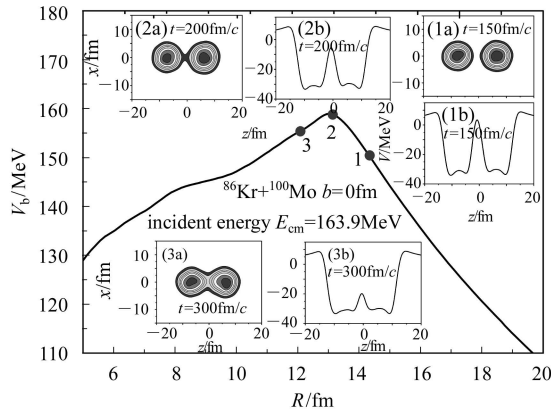


图 5 入射能量在垒下 20MeV 熔合反应 $^{86}\text{Kr}+^{100}\text{Mo}$ 对心碰撞的熔合路径

图中的曲线表示熔合事件的动力学势垒的平均值，它是弹靶之间质心距离的函数。子图 (1a), (2a), (3a) 是反应体系在相应的曲线 $V_b(R)$ 上标出的不同时刻 ($t = 150, 200, 300\text{fm}/c$) 的密度分布；子图 (1b), (2b), (3b) 是在各自相应时刻的单粒子势。

图 5 描述了入射能量在垒下 20MeV 熔合反应 $^{86}\text{Kr}+^{100}\text{Mo}$ 对心碰撞的熔合路径。图中的曲线表示熔合事件的动力学势垒的平均值，它是弹靶之间质心距离的函数。在这个图中，纵坐标是动力学势垒 V_b ，横坐标是弹核与靶核的质心距离 R 。这里弹核与靶核的密度分布是随时间变化的。与此同时，在子图中我们还画出了 3 个不同时刻 (接触前、刚接触以及接触后) 体系的密度分布以及单粒子势。单粒子势是通过下面的表达式计算的

$$V_{sp} = \int \rho(\mathbf{r}') V(\mathbf{r} - \mathbf{r}') d\mathbf{r}' \quad (21)$$

式中的 $\rho(\mathbf{r}')$ 是体系的密度分布， $V(\mathbf{r} - \mathbf{r}')$ 是核子之间的有效相互作用。子图 (1a) 和 (1b) 给出了在熔合路径中点 1 的密度分布以及单粒子势分布。从这两个子图可以看出在这一时刻两个核还没有接触上 (图 (1a))，两核之间的势垒还比较高从而防止核子穿过势垒进行交换。在点 2 处，动力学势垒达到最大值，在这一刻密度分布 (子图 (2a)) 显示出两个核此时刚接触上，颈部开始形成，两核之间的势垒有所降低 (子图 (2b))，从而少量核子能够在弹靶之间穿过势垒进行交换。从图中可以看出当熔合体系穿过位垒最高点以后，体系形成的位垒则开始下降。在点 3 处，子图 (3a) 和 (3b) 显示了此时颈部有很明显的成长，势阱中间的势垒也明显地降低，从而弹核与靶核之间的核子交换较以前更容易。复合核在此后就逐渐形成。从这幅图可以了解到熔合体系的结构沿着熔合路径的发展情况，可以看出熔合位垒与反应体系在不同时刻所形成的不同形状结

构有着密切的关系。从而通过研究颈部的动力学行为可以得到熔合反应过程中一些更为细致的信息。

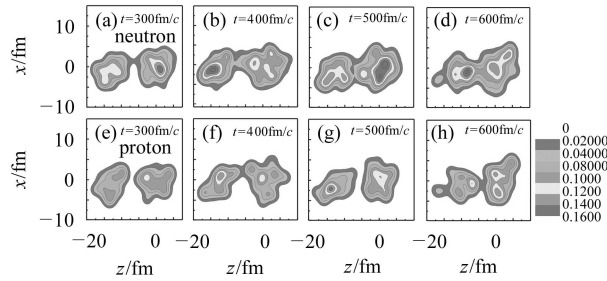


图 6 反应体系 $^{86}\text{Kr}+^{100}\text{Mo}$ 在入射能量 $E_{cm} = 153.9\text{MeV}$ 碰撞参数 $b = 0$ 的一个典型的熔合事件，体系在颈部形成的不同时刻 ($t = 300, 400, 500, 600\text{fm}/c$) 中子 (a—d) 和质子 (e—f) 的密度等高图

在研究颈部的动力学行为时发现，在颈部形成的初始阶段颈部的中子数相对较多。图 6 给出了反应体系 $^{86}\text{Kr}+^{100}\text{Mo}$ 在入射能量 $E_{cm} = 153.9\text{MeV}$ 碰撞参数 $b = 0$ 的一个典型的熔合事件，体系在颈部形成的不同时刻 ($t = 300, 400, 500, 600\text{fm}/c$) 中子 (a—d) 和质子 (e—f) 的密度分布图。由图可知，在 $t = 300\text{fm}/c$ 时颈部基本上是由中子构成的。在 $t = 400\text{fm}/c$ 形成了有中子密度分布 (图 b) 和质子密度分布 (图 f) 的颈部。图 b 中颈部的宽度明显大于图 f 中颈部的宽度，此刻也说明颈部中子数相对较多。在 $t = 500\text{fm}/c$ ，颈部的中子密度分布 (图 c) 宽度进一步增大，而质子密度分布 (图 g) 又断开了。在 $t = 600\text{fm}/c$ ，颈部的中子密度分布 (图 d) 宽度仍明显大于 (图 h) 中颈部的宽度。从这 4 个不同时刻中子和质子的密度分布图可以看出，在颈部形成的早期阶段，中子首先运动到颈部，将炮弹和靶核连接起来，然后中子和质子物质流入，在一段短时间内颈部中子与质子物质的比明显偏大。这是促使动力学势垒降低的主要原因。因为颈部形成的初期，正好处在体系势垒最高点附近，如果颈部充满了大量的中子，相当于颈部的中子层把类弹和类靶中的质子分在两侧，和此时密度冻结的情况相比，质子之间的平均距离相对大一些，再加上中间的中子介质层，使类弹和类靶之间的库仑相互作用减小，从而使库仑势垒降低。

在熔合势垒的计算中，近年多用 Bass 势等密度冻结势，势垒比较高。动力学势垒是熔合体系真正感受的势垒，比静力学势垒低。因此，相对静力学势垒是势垒贯穿 (tunneling) 的过程，从动力学势垒来看可能是势垒翻越 (pass over) 的过程 (这里指垒附近情况)，这可能是许多实验给出的垒下熔合截面比势垒贯穿模型的计算结果大得多的原因之一。

4 总结

用改进的量子分子动力学模型(ImQMD)研究了库仑势垒附近与入射能量相关的重离子熔合反应的动理学势垒. 发现动理学势垒高随着入射能量的增加而上升, 当入射能量升高到一定程度, 得到的动理学势垒变化很慢, 越来越接近于非绝热势垒; 另一方面, 动理学势垒高随着入射能量的降低可观察到动理学势垒的最低值, 它接近绝热势垒. 在冷熔合反应中, 认为这个最

低的动理学势垒所对应的入射能量可能是合成超重元素最佳入射能量的选择. 基于动理学势垒的研究, 对于重离子熔合反应的额外推动 extra-push 给出了一个微观理解. 对入射能量高于最低动理学势垒而低于静态势垒的重离子熔合反应, 相对于静力学势垒无疑是势垒贯穿(tunneling)过程, 从动理学势垒来看可能是势垒翻越(pass over)的过程, 这可能是许多实验给出的垒下熔合截面比势垒贯穿模型的计算结果大得多的原因之一.

参考文献(References)

- 1 Bass R. Nuclear Reactions with Heavy Ion. Springer-Verlag, Berlin, 1980
- 2 Bass R. Nucl. Phys., 1974, **A213**: 45
- 3 Kroppe, N S. Atomic Data. Nucl. Data, 1993, **59**: 185
- 4 Myers W D, Swiatecki W J. Phys. Rev., 2000, **C62**: 044610
- 5 Denisov V Y et al. Eur. Phys. J., 2002, **A15**: 375
- 6 Beckerman M, Salomaa M et al. Phys. Rev. Lett., 1980, **45**: 1472; Phys. Rev., 1982, **C25**: 837; Phys. Rev. Lett., 1983, **50**: 471; Phys. Rev., 1984, **C29**: 1938
- 7 WANG Ning et al. Phys. Rev., 2002, **C65**: 064608; Phys. Rev., 2003, **C67**: 024604; Phys. Rev., 2004, **C69**: 034608
- 8 Vautherin D, Brink D M. Phys. Rev., 1972, **C5**: 626
- 9 Titin-Schnaider C, Quentin P. Phys. Lett., 1974, **B49**: 397
- 10 Siwek-Wilczynska K et al. Phys. Rev., 2001, **C64**: 024611
- 11 Royer G et al. Nucl. Phys., 1985, **A444**: 477
- 12 Bierman J D et al. Phys. Rev., 1996, **C54**: 3068

Study on Dynamic Fusion Barrier in Heavy-Ion Fusion Reactions^{*}

TIAN Jun-Long^{1,2;1)} WU Xi-Zhen^{1,3} LI Zhu-Xia^{1,3,4;2)}

1 (China Institute of Atomic Energy, Beijing 102413, China)

2 (Institute of Modern Physics, Shanxi Teachers University, Linfen 041004, China)

3 (Center of Theoretical Nuclear Physics,

National Laboratory of Heavy Ion Accelerator of Lanzhou, Lanzhou 730000, China)

4 (Institute of Theoretical Physics, Chinese Academic of Science, Beijing 100080, China)

Abstract By means of the improved quantum molecular dynamics model, the incident energy dependent dynamical fusion potential barriers for heavy nucleus reaction systems are investigated. It is found that with decrease of incident energy the lowest dynamic barrier is obtained which approaches to the adiabatic static barrier and with increase of the incident energy the dynamic barrier goes up to the diabatic static barrier. Based on the dynamical study a microscopic understanding of the extra-push in fusion reactions of heavy systems and a new explanation of tunneling process for the fusion at the incident energy below the static and above the lowest dynamic barrier are presented. In order to understand the energy dependence of the dynamical barrier we also pay a great attention to study the neck formation and shape deformation during the dynamic lowering of the barrier.

Key words quantum molecular dynamics model, dynamic barrier, neck

Received 30 July 2005

^{*}Supported by National Natural Science Foundation of China (10175093, 10175089, 10235030, 10235020) and Major State Basic Research Development Program (G2000077400)

1) E-mail: tianjl@iris.ciae.ac.cn

2) E-mail: lizwux@iris.ciae.ac.cn