

文章编号: 1007-4627(2010)02-0130-06

Skyrme 能量密度泛函在深度垒下熔合反应中的初步应用^{*}

王小平¹, 田俊龙^{1,3, #}, 李贤¹, 晏世伟^{1,2,3}

(1 北京师范大学核科学与技术学院, 北京 100875;

2 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;

3 北京市辐射中心, 北京 100875)

摘要: 基于 Skyrme 能量密度泛函并对动能密度按扩展的 Thomas-Fermi 半经典近似展开到 \hbar 四阶项, 探索了深度垒下熔合反应的熔合截面急剧下降现象。通过分析熔合反应的入射道势和熔合截面来选择 Skyrme 参数, 进而探索了深度垒下熔合反应与核物质状态方程之间的关系。

关键词: Skyrme 能量密度泛函; 入射道势; 熔合截面

中图分类号: O571.4 **文献标识码:** A

1 引言

量子力学的成就让很多物理学家和化学家认为, 所有的物理和化学内容已经全部包含于薛定谔方程。然而, 求解薛定谔方程首先需要求解系统的波函数, 它是 $3N$ 个空间坐标和 N 个自旋坐标的函数。由于色散关系的作用, 对于一个包含多粒子的动力学系统, 波函数的求解是十分复杂的过程, 而且对于依赖 $4N$ 个变量的波函数, 将随着体系粒子数增多, 运算量随之成指数增长, 使计算变得越来越困难, 甚至无法执行。直到 1964 年, Hohenberg 和 Kohn 提出了开创性的 Hohenberg-Kohn 定理^[1]: 在外场下的束缚费米子系统, 粒子密度能够唯一地确定系统哈密顿量以及系统的所有性质。该定理的提出为后续密度泛函理论 (Density Functional Theory, 简称 DFT) 乃至多粒子体系的分析和研究奠定了基础。由于 DFT 采用粒子密度作为描述系统性质的基本物理量, 从而大大降低了薛定谔方程求解上的困难。近些年来, 基于 Hohenberg-Kohn 思想的 DFT 已被广泛地应用于固体物理的电子结构计算、量子化学、生物和材料科学等领域。

在核物理领域, 人们利用 DFT 讨论核多体问题, 特别是在原子核的结构和性质方面取得了十分

有意义的进展^[2], 并日益引起了人们的广泛关注。本文将尝试采用 DFT 讨论熔合反应研究中一个新的实验现象, 即当质心入射能量 E_{cm} 低于某一阈能 (远低于库仑位垒) 时, 观测到熔合截面出现陡峭的下降现象^[3], 而且这一阈能对于不同的反应体系是不同的。理论上, 我们采用常用的 Skyrme 能量密度泛函, 其中动能密度项按扩展的托马斯-费米 (Extended Thomas-Fermi, 简称 ETF) 半经典近似来处理。

图 1 给出了 $^{64}\text{Ni} + ^{64}\text{Ni}$ 反应体系的蒸发残余截面随实验室能量的变化曲线, 取自近期的实验文献^[3]。图中的实线和点线分别是用不同的耦合道方法的计算结果^[4,5]。当弹核以垒上或者库仑位垒附近能量入射时, 由测得的熔合截面来获取熔合位垒分布, 并试图从中获得与其他自由度的耦合。这就是通常所说的耦合道分析方法。但是从图 1 中可以看到, 当弹核以较低能量入射发生熔合反应时, 出现了熔合截面急剧下降的现象, 用耦合道理论分析已经很难再给出相关的耦合信息。这种现象的出现再一次向深度垒下熔合反应机制的理论研究提出了挑战。虽然 Jiang 等^[3]认为该现象的物理起因还不清楚, 但 Misiu 和 Esbensen^[6]认为熔合截面在极端垒下陡峭下降的现象与入射道效应和核物质的饱

* 收稿日期: 2009-05-07; 修改日期: 2009-06-01

* 基金项目: 国家自然科学基金资助项目(10975019, 10875037, 10675172); 国家人力资源和社会保障部高层次留学人才项目(MOP2006138); 北京师范大学本科生科研基金资助项目(153)

作者简介: 王小平(1987-), 女(汉族), 黑龙江哈尔滨人, 本科生, 从事核物理理论研究; E-mail: hewangxiaoping@163.com

通讯联系人: 田俊龙, E-mail: tianjl@bnu.edu.cn

和性质有关,应该在反应初始阶段研究这种熔合截面陡峭下降的现象。他们运用参数化的 M3Y 的核子-核子相互作用,计算了核-核相互作用势。在计算熔合截面时为了与实验数据相比较,在核子-核子相互作用距离更小的区域,引入了排斥芯来改变了入射道势的形状,才可以再现实验结果^[6]。这意味着极端垒下的熔合截面急剧下降的现象与核的不可压缩系数有关。因此,采用微观的 Skyrme 能量密度泛函计算核-核相互作用势应该是一种合理的理论途径。这种方法是基于原子核的基态性质调试出来的有效相互作用,计算出来的熔合势垒能够将原子核的结构效应体现在反应中,从而将结构性质与熔合反应联系起来。同时选取不同的 Skyrme 参数联系着不同的不可压缩系数,因此,也可以尝试着探索核物质的状态方程(EOS)。

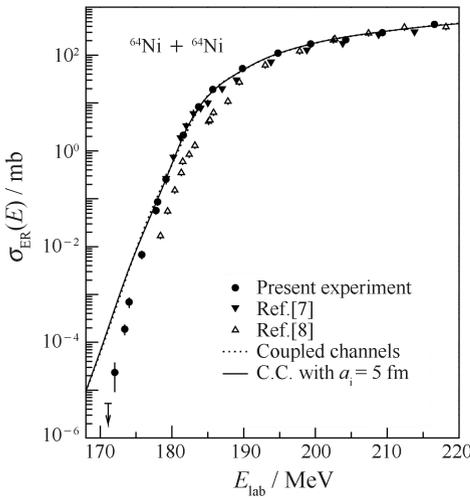


图 1 $^{64}\text{Ni} + ^{64}\text{Ni}$ 反应体系的蒸发残余截面随实验室能量的变化曲线(取自文献^[3])

应该指出,对上述问题的讨论,不仅对于理解深度垒下熔合反应机制,而且对于理解天体物理中的核反应过程,以及超重元素合成中的低能阻滞现象都有着一定的理论意义。

2 熔合位垒的计算

熔合反应中弹靶之间的相互作用势也称为入射道势或者熔合势垒^[7],可以写为

$$V_b(R) = E_{\text{tot}}(R) - E_1 - E_2, \quad (1)$$

其中, R 是两核质心间的距离, $E_{\text{tot}}(R)$ 是相互作用的弹靶体系的总能量, E_1 和 E_2 分别是弹核与靶核各自的能量。它们的表达式为

$$E_{\text{tot}}(R) = \int H [\rho_{1p}(\mathbf{r}) + \rho_{2p}(\mathbf{r} - \mathbf{R}), \rho_{1n}(\mathbf{r}) + \rho_{2n}(\mathbf{r} - \mathbf{R})] d\mathbf{r}, \quad (2)$$

$$E_1 = \int H [\rho_{1p}(\mathbf{r}), \rho_{1n}(\mathbf{r})] d\mathbf{r}, \quad (3)$$

$$E_2 = \int H [\rho_{2p}(\mathbf{r}), \rho_{2n}(\mathbf{r})] d\mathbf{r}, \quad (4)$$

其中能量密度 H 包含 Skyrme 能量密度 $H_{\text{sky}}(\mathbf{r})$ 和质子-质子库仑能密度 $H_{\text{coul}}(\mathbf{r})$ 两部分。Skyrme 能量密度是核子定域密度 ρ_q , 动能密度 τ_q 和自旋-轨道耦合密度 J_q ($q = n, p$) 的泛函:

$$\begin{aligned} H_{\text{sky}}(\mathbf{r}) = & \frac{\hbar^2}{2m} (\tau_p(\mathbf{r}) + \tau_n(\mathbf{r})) + \\ & \frac{t_0}{2} \left[\left(1 + \frac{1}{2} x_0 \right) \rho^2 - \left(x_0 + \frac{1}{2} \right) (\rho_n^2 + \rho_p^2) \right] + \\ & \frac{1}{12} t_3 \rho^{\alpha} \left[\left(1 + \frac{1}{2} x_3 \right) \rho^2 - \left(x_3 + \frac{1}{2} \right) (\rho_p^2 + \rho_n^2) \right] + \\ & \frac{1}{4} \left[t_1 \left(1 + \frac{1}{2} x_1 \right) + t_2 \left(1 + \frac{1}{2} x_2 \right) \right] \tau \rho + \\ & \frac{1}{4} \left[t_2 \left(x_2 + \frac{1}{2} \right) - t_1 \left(x_1 + \frac{1}{2} \right) \right] (\tau_p \rho_p + \tau_n \rho_n) + \\ & \frac{1}{16} \left[3t_1 \left(1 + \frac{1}{2} x_1 \right) + t_2 \left(1 + \frac{1}{2} x_2 \right) \right] - \\ & \frac{1}{16} \left[3t_1 \left(x_1 + \frac{1}{2} \right) + t_2 \left(x_2 + \frac{1}{2} \right) \right] \times \\ & [(\nabla \rho_n)^2 + (\nabla \rho_p)^2] + \\ & \frac{1}{2} W_0 [J \cdot \nabla \rho + J_n \cdot \nabla \rho_n + J_p \cdot \nabla \rho_p], \quad (5) \end{aligned}$$

式中 $t_0, t_1, t_2, t_3, x_0, x_1, x_2, x_3$ 和 α 是 Skyrme 相互作用力参数。上式中最后一项是自旋-轨道耦合对能量的贡献, W_0 是自旋-轨道耦合强度。空间任一点上核子密度为质子和中子密度的叠加 $\rho = \rho_p + \rho_n$, 动能密度 $\tau = \tau_p + \tau_n$, 自旋-轨道耦合密度 $J = J_p + J_n$ 。库仑能是质子定域密度的泛函, 考虑了库仑交换项的贡献,

$$\begin{aligned} H_{\text{Coul}}(\mathbf{r}) = & \frac{e^2}{2} \rho_p(\mathbf{r}) \int \frac{\rho_p(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} d\mathbf{r}' - \\ & \frac{3e^2}{4} \left(\frac{3}{\pi} \right)^{1/3} (\rho_p(\mathbf{r}))^{4/3}. \quad (6) \end{aligned}$$

对于动能密度 τ_q 以及自旋-轨道耦合密度 J_q ($q = n, p$), 根据扩展 ETF 近似^[8], 按照 \hbar 作半经典展开, 可以写成核子密度 ρ_q 及其梯度的泛函。由于密度的尾巴呈指数衰减, 所以 τ_q 的高阶项是发散的。因此, 核子的动能密度渐进地展开到 \hbar 四阶项。

$$\tau_q(\text{ETF}) = \tau_q(\text{TF}) + \tau_q(2) + \tau_q(4), \quad (7)$$

$$\tau_q(\text{TF}) = \frac{3}{5}(3\pi^2)^{2/3} \rho_q^{3/5}, \quad (8)$$

$$\begin{aligned} \tau_q(2) = & \frac{1}{36} \frac{(\nabla \rho_q)^2}{\rho_q} + \frac{1}{3} \Delta \rho_q + \\ & \frac{1}{6} \frac{\nabla \rho_q \nabla f_q + \rho_q \Delta f_q}{f_q} - \frac{1}{12} \rho_q \left(\frac{\nabla f_q}{f_q} \right)^2 + \\ & \frac{1}{2} \rho_q \left[\frac{2m}{\hbar^2} \frac{W_0}{2} \frac{(\nabla(\rho + \rho_q))^2}{f_q} \right]^2, \end{aligned} \quad (9)$$

$$\begin{aligned} \tau_q(4) = & \frac{1}{4320} (3\pi^2)^{-2/3} \rho^{1/3} \times \\ & \left[24 \frac{\Delta^2 \rho}{\rho} - 60 \frac{\nabla \rho \cdot \nabla(\nabla \rho)}{\rho^2} - 28 \left(\frac{\nabla \rho}{\rho} \right)^2 - \right. \\ & 14 \frac{\nabla(\nabla \rho)^2}{\rho^2} + \frac{280}{3} \frac{(\nabla \rho)^2 \nabla \rho}{\rho^3} + \\ & \left. \frac{184}{3} \frac{\nabla \rho \cdot \nabla(\nabla \rho)^2}{\rho^3} - 96 \left(\frac{\nabla \rho}{\rho} \right)^4 \right], \end{aligned} \quad (10)$$

$\tau_q(2)$ 的最后一项是自旋-轨道耦合对动能的贡献, 有效质量因子 f_q 源于 Skyrme 相互作用中的 $\rho\tau$ 项,

$$f_q = 1 + \frac{2m}{\hbar^2} [B_3 \rho(\mathbf{r}) + B_4 \rho_q(\mathbf{r})], \quad (11)$$

$$B_3 = \frac{1}{4} \left[t_1 \left(1 + \frac{x_1}{2} \right) + t_2 \left(1 + \frac{x_2}{2} \right) \right], \quad (12)$$

$$B_4 = \frac{1}{4} \left[t_2 \left(x_2 + \frac{1}{2} \right) - t_1 \left(x_1 + \frac{1}{2} \right) \right]. \quad (13)$$

在公式(2)–(4)中, ρ_{1p} , ρ_{2p} , ρ_{1n} 和 ρ_{2n} 分别是冻结的弹核与靶核的质子和中子的密度分布, 可以由约束的密度变分法得到. $\rho_{1p}(\mathbf{r}) + \rho_{2p}(\mathbf{r}-\mathbf{R})$ 是弹核与靶核内质子密度在空间 \mathbf{r} 处的叠加, $\rho_{1n}(\mathbf{r}) + \rho_{2n}(\mathbf{r}-\mathbf{R})$ 是弹核与靶核内的中子密度在空间 \mathbf{r} 处的叠加. 我们采用冻结近似计算的弹靶质心距离为 R 时反应体系的总能量 $E_{\text{tot}}(R)$, 而 E_1 和 E_2 为非相互作用的弹核和靶核自身的能量.

在核-核相互作用势以及库仑能的计算中, 对于某一确定的体系, 在 $R=7-15$ fm 之间以步长为 $\Delta R=0.25$ fm 计算的入射道势. 在计算过程中, 我们以亲近势 (Proximity potential)^[19] 的计算结果作为比较, 从 47 组 Skyrme 参数中选择了以下 4 组: SkM*, SIII, SkP 和 SLy7, 是因为用这几组 Skyrme 参数的计算结果与亲近势的计算结果非常靠近. 同时还发现, 对于重体系核子的动能密度按 ETF 近似展开到 \hbar 四阶项 (ETF4) 的计算结果与展开到 \hbar 二阶项 (ETF2) 的计算结果相比较, ETF4 的结果和亲近势更靠近. 这暗示了对于比较重的核, 它的动能密度用粒子数密度来表示, 只取到 \hbar 的二阶项是不够的, 精度越高越好. 我们分别用上述提到的 4 组 Skyrme 参数计算以下 4 个反应体系 $^{64}\text{Ni} + ^{89}\text{Y}$, $^{64}\text{Ni} + ^{100}\text{Mo}$, $^{64}\text{Ni} + ^{64}\text{Ni}$ 和 $^{90}\text{Zr} + ^{92}\text{Zr}$ 的熔合势垒和熔合截面.

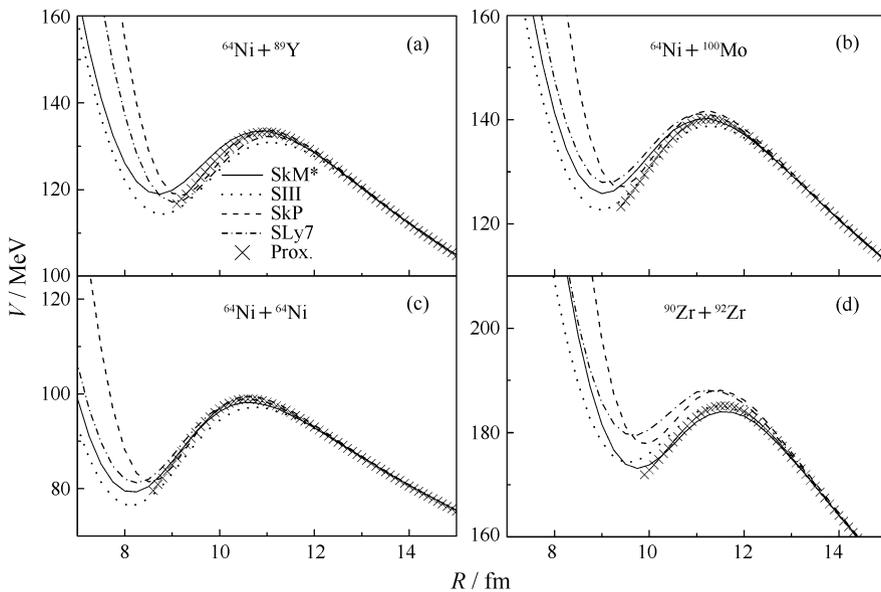


图 2 $^{64}\text{Ni} + ^{89}\text{Y}$, $^{64}\text{Ni} + ^{100}\text{Mo}$, $^{64}\text{Ni} + ^{64}\text{Ni}$ 和 $^{90}\text{Zr} + ^{92}\text{Zr}$ 熔合反应的入射道势

图 2 给出了 $^{64}\text{Ni} + ^{89}\text{Y}$, $^{64}\text{Ni} + ^{100}\text{Mo}$, $^{64}\text{Ni} + ^{64}\text{Ni}$ 和 $^{90}\text{Zr} + ^{92}\text{Zr}$ 4 个熔合反应的入射道势, 并与亲近势的计算结果相比较。图中的叉线是亲近势计算的熔合势垒, 实线、点线、虚线和点划线分别是采用 Skyrme 参数 SkM*, SIII, SkP 和 SLy7 的计算结果。亲近势是人们较认可的唯一势垒, 所以, 通过与亲近势的比较, 可以有效地对 Skyrme 参数进行限制。从图 2 中可以看出, 其中与亲近势相近的 Skyrme 参数对于不同的反应体系, 采用 SkM* 这组参数的计算结果都系统地与亲近势的结果符合得较好, 因此, 在下面的熔合截面的计算中, 我们都取 SkM* 这组参数计算的熔合势垒为参考来计算上述 4 个反应体系的熔合截面。

3 熔合截面的计算^[10]

熔合截面的计算是基于势垒穿透的 Wong 公式实现的, Wong 公式表示为

$$\sigma_{\text{fus}}^{(1)}(E_{\text{cm}}, B_0) = \frac{\hbar\omega_0 R_0^2}{2E_{\text{cm}}} \times \ln \left\{ 1 + \exp \left[\frac{2\pi}{\hbar\omega_0} (E_{\text{cm}} - B_0) \right] \right\}. \quad (14)$$

Wong 公式是基于一个倒置抛物线形的熔合势垒的一维势垒穿透理论计算熔合截面的, 而采用 Skyrme 参数计算的熔合势垒并非严格的抛物线形式, 因此引入一个势垒分布 $D(B)$, 则熔合截面可以表示为

$$\sigma_{\text{fus}}(E_{\text{cm}}) = \int_0^\infty D(B) \sigma_{\text{fus}}^{(1)}(E_{\text{cm}}, B) dB, \quad (15)$$

上式中 $\sigma_{\text{fus}}^{(1)}$ 就是一维抛物线形势垒穿透因子, $D(B)$ 是描述势垒分布的权重因子, 满足:

$$\int_0^\infty D(B) dB = 1. \quad (16)$$

一般情况下, $D(B)$ 是连续可导并且对称的, 而 Wong 公式则是当 $D(B) = \delta(B - B_0)$ 时的一个特例。但是观察大量的实验结果发现势垒的实际分布并不是一个很好的高斯分布, 更不是完全对称的, 所以在计算中对不同部分引入了两个权重因子:

$$D_1(B) = \frac{\sqrt{\gamma}}{2\sqrt{\pi}\omega_1} \exp \left[-\gamma \frac{(B - B_1)^2}{(2\omega_1)^2} \right], \quad (17)$$

$$D_2(B) = \frac{\sqrt{\gamma}}{2\sqrt{\pi}\omega_2} \exp \left[-\frac{(B - B_2)^2}{(2\omega_2)^2} \right], \quad (18)$$

同时, 角频率满足:

$$\omega_1 = \frac{1}{4}(B_0 - B_c), \quad (19)$$

$$\omega_2 = \frac{1}{2}(B_0 - B_c), \quad (20)$$

$$B_1 = B_c + \omega_1, \quad (21)$$

$$B_2 = B_c + \omega_2, \quad (22)$$

其中, B_0 是采用 SkM* 这组参数计算的静态的熔合势垒高度, 曲率半径 R_0 和曲率 $\hbar\omega_0$ 都可以从 Skyrme 能量密度泛函计算结果中得到。 $B_c = fB_0$ 是表示有效熔合势垒高度, 是考虑到其它自由度如体系动力学形变、核子转移、振动和“颈部”形成等的耦合效应, 是对静态的熔合势垒高度 B_0 进行的修正, 在计算过程中始终取降低因子 $f = 0.926$ 。 γ 是影响宽度分布 $D(B)$ 的一个参数, γ 值越大, 分布宽度越小。从上述表达式中可以看出, 除了 D_1 中的 γ 之外, D 的峰值和宽度只取决于位垒 B_0 , 所以进一步地引入一个因子 D_{avr}

$$D_{\text{avr}}(B) = \frac{1}{2} [D_1(B) + D_2(B)], \quad (23)$$

当然, $D_{\text{avr}}(B)$ 也是归一化的。在实际计算中取有效权重函数 $D_{\text{eff}}(B)$ 。当 $B < B_s$ 时, $D_{\text{eff}}(B) = D_1(B)$; 当 $B > B_s$ 时, $D_{\text{eff}}(B) = D_{\text{avr}}(B)$ 。这里, B_s 为 $D_1(B) = D_2(B)$ 的解中较小的一个。这样熔合截面的表达式可改写为

$$\sigma_{\text{fus}}(E_{\text{cm}}) = \int_0^\infty D_{\text{eff}}(B) \sigma_{\text{fus}}^{(1)}(E_{\text{cm}}, B) dB. \quad (24)$$

同时, 由于在左侧时的 $D_1(B)$ 和 $D_{\text{avr}}(B)$ 并不相等。为了弥补这个缺陷, 在计算截面时, 取两项之间的较小值,

$$\sigma_{\text{fus}}(E_{\text{cm}}) = \min [\sigma_1(E_{\text{cm}}), \sigma_{\text{avr}}(E_{\text{cm}})]. \quad (25)$$

图 3 是基于 Skyrme 能量密度泛函的方法计算的熔合势垒和公式(14)–(25)计算得到的 4 个反应体系 $^{64}\text{Ni} + ^{89}\text{Y}$, $^{64}\text{Ni} + ^{100}\text{Mo}$, $^{64}\text{Ni} + ^{64}\text{Ni}$ 和 $^{90}\text{Zr} + ^{92}\text{Zr}$ 的熔合截面, 并与实验结果进行了比较。实线表示采用 SkM* 参数计算的结果, 圆点表示实验数据, 分别取自参考文献[3, 4, 11, 12]。从图中可以看出, 采用 SkM* 参数可以将上述 4 个反应体系极端垒下熔合截面急剧下降的现象很好地再现。对于反应 $^{90}\text{Zr} + ^{92}\text{Zr}$, 在垒上区域, 由于熔合裂变的竞争, 计算出来的只是俘获截面要比实验测得的熔合

截面偏大。在计算中对于不同的反应体系采用了不同的 γ 值, 它与核的壳效应和结构效应有关。在计算 $^{64}\text{Ni}+^{89}\text{Y}$ 和 $^{64}\text{Ni}+^{64}\text{Ni}$ 的熔合截面时, $\gamma=9.0$ 才能与实验结果拟合得很好, 而在计算 $^{64}\text{Ni}+^{100}\text{Mo}$ 和 $^{90}\text{Zr}+^{92}\text{Zr}$ 的熔合截面时, γ 分别等于 3.0 和 4.0 就能与实验结果拟合得很好。在计算中采用文献 [10] 中的一个经验公式, $\gamma=1-c_0\Delta Q+0.5(\delta_n^{\text{prog}}+$

$\delta_n^{\text{targ}})$ 。其中 $\Delta Q=Q-Q_0$ 表示当前所考虑的熔合体系的 Q 值与参照体系的 Q 值之差。参照系的 Q 值用 Q_0 表示。对于 $\Delta Q<0$ 的反应取 $c_0=0.5\text{ MeV}^{-1}$, 对于 $\Delta Q>0$ 的反应取 $c_0=0.1\text{ MeV}^{-1}$ 。对于中子满壳弹核(靶核)有 $\delta_n^{\text{prog}(\text{targ})}=1$, 对于非满壳情况有 $\delta_n^{\text{prog}(\text{targ})}=0$ 。因此, 应用这种方法可以对这方面的实验研究工作做出一定的预测, 为实验提供参考。

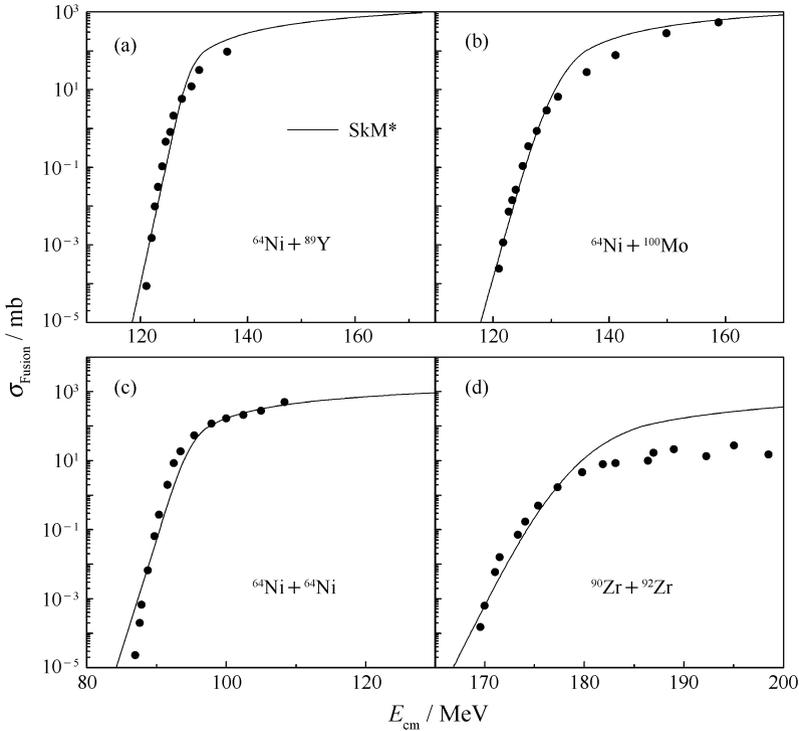


图 3 基于 Skyrme 参数 SkM* 计算的 4 个反应体系 $^{64}\text{Ni}+^{89}\text{Y}$, $^{64}\text{Ni}+^{100}\text{Mo}$, $^{64}\text{Ni}+^{64}\text{Ni}$ 和 $^{90}\text{Zr}+^{92}\text{Zr}$ 的熔合截面

另一方面, 按照 Misicu 和 Esbensen 的观点 [6], 熔合截面在极端垒下陡峭下降的现象是由核物质的饱和性质引起的。他们利用参数化的 M3Y 核子-核子相互作用势加排斥芯的计算表明, 在入射道势的内部存在一个较浅的凹谷。这说明极端垒下熔合截面陡峭下降的现象与核子-核子相互作用有关, 而不同的 Skyrme 参数表明不同的核子-核子相互作用和不同的核物质的不可压缩系数, 上述计算表明从熔合反应的角度也可以考察核物质状态方程的性质。从图 2 可以看出, 对于同一个反应体系, 熔合势垒的高度、宽度、曲率敏感地依赖于所采用的 Skyrme 参数, 从而对应着不同的熔合激发函数。在上述 4 个反应体系 $^{64}\text{Ni}+^{89}\text{Y}$, $^{64}\text{Ni}+^{100}\text{Mo}$, $^{64}\text{Ni}+^{64}\text{Ni}$ 和 $^{90}\text{Zr}+^{92}\text{Zr}$ 的研究中, 采用 SkM* 这组参数计算的熔合势垒都系统地与亲近势的结果符合较

好, 还能系统地再现这 4 个反应的熔合激发函数。因此, 可以初步估计核物质的不可压缩系数应该与采用 SkM* 参数计算的结果 $K=217\text{ MeV}$ 比较靠近。这一结果与文献 [6] 利用参数化的 M3Y 核子-核子相互作用势加排斥芯的计算结果基本一致。

4 总结

采用 Skyrme 能量密度泛函并对动能密度按 ETF 半经典近似展开到 \hbar 四阶项, 探索了 4 个反应体系 $^{64}\text{Ni}+^{89}\text{Y}$, $^{64}\text{Ni}+^{100}\text{Mo}$, $^{64}\text{Ni}+^{64}\text{Ni}$ 和 $^{90}\text{Zr}+^{92}\text{Zr}$ 的熔合势垒及熔合截面。我们发现采用常用的几组 Skyrme 参数可以得到不同的熔合势垒和熔合截面。只有 SkM* Skyrme 参数可以系统地再现上述 4 个反应体系深度垒下熔合截面急剧下降的现象。深度垒下熔合截面急剧下降的现象与核物质的

饱和性质有关, 通过深度垒下的熔合反应的入射道势和熔合截面来选择的 Skyrme 参数, 可以估计核物质的不可压缩系数应该与采用 SkM* 参数计算的结果 $K=217$ MeV 比较靠近。

致谢 作者衷心感谢刘敏博士有益的讨论和所提供的程序。

参考文献 (References):

[1] Hohenberg P, Kohn W. *Phys Rev*, 1964, **B136**: 864.
 [2] Bulgac A. *Phys Rev Lett*, 2003, **90**: 222501.
 [3] Jiang C L, Rehm K E, Janssens R, *et al.* *Phys Rev Lett*, 2004, **93**: 012701.
 [4] Jiang C L, Back B B, Esbensen H, *et al.* *Phys Rev*, 2004,

C69: 014604.
 [5] Esbensen H, Landowne S. *Phys Rev*, 1987, **C35**: 2090.
 [6] Misicu S, Esbensen H. *Phys Rev Lett*, 2006, **96**: 112701.
 [7] Beckerman M, Salomaa M, Sperduto A, *et al.* *Phys Rev*, 1982, **C25**: 837.
 [8] Ackermann D, Bednarczyk P, Corradi L, *et al.* *Nucl Phys*, 1996, **A609**: 91.
 [9] Denisov V Y, Noerenberg W. *Eur Phys J*, 2002, **A54**: 375.
 [10] Brack M, Guet C, Hakansson H. *Phys Rep*, 1985, **123**: 275.
 [11] Myers W, Swiatecki W. *Phys Rev*, 2000, **C62**: 044610.
 [12] Liu M, Wang N, Li Z X, *et al.* *Nucl Phys*, 2006, **A768**: 80.
 [11] Jiang C L, Rehm K, Esbensen H, *et al.* *Phys Rev*, 2005, **C71**: 044613.
 [12] Jiang C L, Esbensen H, Rehm K, *et al.* *Phys Rev Lett*, 2002, **89**: 052701.

Application of Skyrme Energy-density Functional to Fusion Reactions at Deep Sub-barrier Energies^{*}

WANG Xiao-ping¹, TIAN Jun-long^{1, 3, #}, LI Xian¹, YAN Shi-wei^{1, 2, 3}

(1 *College of Nuclear Science and Technology, Beijing Normal University, Beijing 100875, China*;

2 *Center of Theoretical Nuclear Physics, National Laboratory of Heavy*

Ion Research Facility in Lanzhou, Lanzhou 730000, China;

3 *Beijing Radiation Center, Beijing 100875, China*)

Abstract: The Skyrme energy-density functional together with the extended semi-classical Thomas-Fermi method is applied to the study of heavy-ion fusion reactions at deep sub-barrier energy. The relation between heavy-ion fusion reactions at deep sub-barrier energy and the equation of state (EOS) of nuclear matter is further probed by selecting different sets of Skyrme force parameters to reproduce the experimental excitation functions.

Key words: Skyrme energy-density functional; entrance channel potential; fusion cross section

* **Received date:** 7 May 2009; **Revised date:** 1 Jun. 2009

* **Foundation item:** National Natural Science Foundation of China(10975019, 10875037, 10675172); Research Foundation for Returned Overseas Chinese Scholars, Ministry of Personnel (MOP2006138); Undergraduate Fund Foundation of Beijing Normal University(153)

Corresponding author: Tian Jun-long, E-mail: tianjl@bnu.edu.cn