



$^{136}\text{Xe}+^{198}\text{Pt}$ 多核子转移反应机制的理论研究

蒋翔 王楠

Theoretical Study of the Mechanism of Multinucleon Transfer Reaction $^{136}\text{Xe}+^{198}\text{Pt}$

JIANG Xiang, WANG Nan

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.11804/NuclPhysRev.38.2020076>

引用格式:

蒋翔, 王楠. $^{136}\text{Xe}+^{198}\text{Pt}$ 多核子转移反应机制的理论研究[J]. 原子核物理评论, 2021, 38(1):17-23. doi: 10.11804/NuclPhysRev.38.2020076

JIANG Xiang, WANG Nan. Theoretical Study of the Mechanism of Multinucleon Transfer Reaction $^{136}\text{Xe}+^{198}\text{Pt}$ [J]. Nuclear Physics Review, 2021, 38(1):17-23. doi: 10.11804/NuclPhysRev.38.2020076

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

[Q值效应对多核子转移反应 \$^{136}\text{Xe}+^{208}\text{Pb}\$ 的影响](#)

Effect of Q -value on Multinucleon Transfer Reaction $^{136}\text{Xe}+^{208}\text{Pb}$

原子核物理评论. 2020, 37(2): 160–165 <https://doi.org/10.11804/NuclPhysRev.37.2020022>

[HIAF上基于多核子转移反应的综合谱仪的机遇与挑战](#)

Opportunities and Challenges of the General Purpose Spectrometer Specific to Multinucleon Transfer Reactions at HIAF

原子核物理评论. 2017, 34(3): 409–413 <https://doi.org/10.11804/NuclPhysRev.34.03.409>

[基于HIRFL-CSR测量丰中子重核质量的建议](#)

A Proposal for Mass Measurements of Heavy Neutron-rich Ions at HIRFL-CSR

原子核物理评论. 2020, 37(1): 18–25 <https://doi.org/10.11804/NuclPhysRev.37.2020009>

[利用直接核反应研究轻丰中子核的奇特结构](#)

Study on Exotic Structure of Light Neutron-rich Nuclei via Direct Reaction

原子核物理评论. 2020, 37(3): 426–437 <https://doi.org/10.11804/NuclPhysRev.37.2019CNPC09>

[近垒重离子熔合反应中的中子转移效应\(英文\)](#)

Role of Neutron Transfers in Initiating Near-barrier Fusion of Heavy-ions

原子核物理评论. 2017, 34(3): 361–369 <https://doi.org/10.11804/NuclPhysRev.34.03.361>

[重离子核反应中丰中子余核产额的标度规律](#)

Scaling of Information Uncertainty of Neutron-rich Isobars in Heavy-ion Collisions

原子核物理评论. 2017, 34(3): 520–524 <https://doi.org/10.11804/NuclPhysRev.34.03.520>

文章编号: 1007-4627(2021)01-0017-07

$^{136}\text{Xe}+^{198}\text{Pt}$ 多核子转移反应机制的理论研究

蒋翔, 王楠[†]

(深圳大学物理与光电工程学院, 广东 深圳 518061)

摘要: 如何生成丰中子重核是目前原子核物理领域的热点问题之一, 多核子转移反应是生成丰中子重核的一种可行途径。本工作采用时间相关的 Hartree-Fock(TDHF) 方法研究了 $^{136}\text{Xe}+^{198}\text{Pt}$ 在 $E_{\text{c.m.}}=645\text{ MeV}$ 的多核子转移反应。对动力学过程中的核子转移、能量耗散、形变核的朝向效应等进行了细致的分析, 并结合统计衰变模型 GEMINI++ 处理初级碎片的退激发过程, 计算了类弹核的同位素生成截面, 并与实验结果进行了对比。结果表明, 对于少量核子转移的产物截面, TDHF 方法可以给出较好的描述; 而对于较多核子转移生成的远离弹靶的产物截面, 理论计算与实验结果有较大的偏差。最后, 对这些偏差产生的原因进行了讨论。

关键词: 丰中子重核; 多核子转移反应; TDHF 方法; 朝向效应

中图分类号: O571.6

文献标志码: A

DOI: 10.11804/NuclPhysRev.38.2020076

1 引言

产生远离 β 稳定线的丰中子核素, 对于拓展现有核素图及发展原子核理论都有着十分重要的意义。此外, 这些丰中子核素的结构信息是理解天体物理中快中子俘获过程(r 过程)的重要参量, 目前的理论认为宇宙中超过一半的比铁重的元素都是通过 r 过程形成的。对于双中子星合并这样的天体事件, 存在极大的中子通量, 该环境下原子核俘获中子的速度比它发生 β 衰变的速度更快, 因此, r 过程的路径可以到达极端丰中子的区域。 $N=126$ 是 r 过程路径上的最后一个等待点, 太阳系 r 过程的元素丰度在 $A \sim 195$ 的峰与 $N=126$ 满壳存在密切的关联^[1]。但核素图上已知的 $N=126$ 的核素与中子滴线之间存在大量的空白区域, 如何产生这些丰中子核素, 对于实验和理论研究来说都是极大的挑战。

通常, 人们采用熔合反应、重核裂变以及重核碎裂的方法来产生轻质量及中等质量的丰中子核素。对于 $N=126$ 的丰中子重核素而言, 由于弹靶荷质比的限制, 很难通过前两种方法产生; 因产物激发能的限制, 通过重核碎裂得到的丰中子重核素的截面也极低。近年来的研究结果表明, 近垒的多核子转移反应中, 由于转移的核子数较多, 且初级产物的激发能并不是很高, 其通过发射少量中子即可达到基态, 因此次级产物仍然存在丰中子的核素。Zagrebaev^[2] 采用基于朗之万方程的多维

动力学模型预言, $^{136}\text{Xe}+^{208}\text{Pb}$ 多核子转移反应可以产生 $N=126$ 的未知丰中子核素。遗憾的是, 由于探测技术等原因, 相关实验中并未观察到新的丰中子核素^[3]。考虑到壳效应 ($N=126$) 的作用, 人们试图通过以 ^{208}Pb 附近的核作为靶核的多核子转移反应来产生 $N=126$ 的丰中子核素, 但也未探测到新的核素^[4-5]。2015 年, Watanabe 等^[6] 利用 $\sim 8\text{ AMeV}$ 的 ^{136}Xe 束流轰击 ^{198}Pt 靶, 次级产物中 $N=126$ 的新的丰中子核素截面相比于 ^{208}Pb (1 AGeV)+Be 碎裂反应中的结果高出几个数量级, 表明重核间多核子转移反应是产生丰中子重核素的一种可行方法。

近年来, 人们发展了多种理论模型来研究多核子转移反应的机制, 例如 GRAZING 模型^[7-8]、双核模型^[9-16]、基于朗之万方程的多维动力学模型^[2, 17-19]、改进的量子分子动力学模型^[20-23] 等, 它们在预言产物截面、角分布等方面都有各自成功的地方^[24-27]。本文将采用时间相关的 Hartree-Fock(TDHF) 方法, 从微观的角度对 $^{136}\text{Xe}+^{198}\text{Pt}$ 在质心能量 $E_{\text{c.m.}}=645\text{ MeV}$ 时的多核子转移反应机制进行研究, 期望给实验结果的深入理解提供一定的参考。

TDHF 方法由 Dirac^[28] 于 1930 年提出, 其基于独立粒子近似, 每个粒子在其他粒子产生的自洽平均场中运动, 该方法可以很好地描述低能重离子反应中单体算符的期望值随时间的变化。反应中原子核密度重新分布,

收稿日期: 2020-11-10; 修改日期: 2020-12-07

基金项目: 国家自然科学基金资助项目 (11705118, 11647026, 11475115)

作者简介: 蒋翔 (1987-), 男, 四川营山人, 讲师, 博士, 从事粒子物理与原子核物理研究; E-mail: jiangxiang@szu.edu.cn

[†] 通信作者: 王楠, E-mail: wangnan@szu.edu.cn.

原子核动力学形变包括颈部的形成与断裂,核子交换过程等等都可以由 TDHF 方法自洽地描述。在早期的研究中,由于计算机运算能力的限制,人们利用 TDHF 方法研究反应动力学时常常采用一些近似,例如,Skyrme 能量密度泛函中不考虑自旋-轨道耦合项,用平面对称的形式描述原子核,数值计算采用低阶离散化等等。近年来,随着计算机计算能力的大幅提升,不加对称性限制的三维 TDHF 方法被广泛应用于低能重离子反应的研究中^[29-41]。同时,模型中所采用的 Skyrme 能量密度泛函包含了更多的项,更多的自由度因此被包含进来。此外,数值离散化时也采用更高阶的形式,以提高计算精度。近来,TDHF 方法也被用来研究多核子转移反应^[20, 42-48]。本文将在 TDHF 的框架下,从微观的角度研究多核子转移反应中弹靶形变效应、核子转移等机制对丰中子核素产额的影响。

本文的安排如下:第二部分介绍本文所使用的理论方法及数值计算的细节;第三部分给出理论计算的结果,并与实验值进行对比;最后是本工作的总结。

2 理论方法

TDHF 方法是 Hartree-Fock(HF)方法的含时拓展,TDHF 方程可以由以下作用量求变得到:

$$S = \int \langle \Psi(t) | i\hbar \partial_t - \hat{H} | \Psi(t) \rangle dt, \quad (1)$$

其中 $\hat{H}$ 为体系的总哈密顿量; $|\Psi(t)\rangle$ 是系统的总波函数,它是所有 N 个单粒子波函数 $|\varphi_\alpha(t)\rangle$ 构成的 Slater 行列式:

$$\Psi = \frac{1}{\sqrt{N!}} \det |\varphi_\alpha|, \quad \alpha = 1, 2, \dots, N. \quad (2)$$

若采用 Skyrme 能量密度泛函,则单粒子波函数随时间演化的方程为

$$i\hbar \partial_t \varphi_\alpha(\mathbf{r}, t) = \hat{h}[\rho, \tau, \mathbf{j}, \mathbf{J}, \mathbf{s}; \mathbf{r}, t] \varphi_\alpha(\mathbf{r}, t), \quad (3)$$

其中 $\hat{h}$ 是单粒子哈密顿量,它是一系列局域密度和流密度等的泛函,这些变量的定义可参考文献^[49]。

在进行反应的动力学计算之前,弹靶的基态由 HF 方法通过迭代得到。本工作中采用 SLy5^[50] 这一 Skyrme 参数进行计算,得到 ^{136}Xe 和 ^{198}Pt 的基态均具有三轴形变,描述它们形变的 Bohr-Mottelson 参数 β 和 γ (其定义可参考文献^[49]) 的值分别为 0.063, 28.8° 以及 0.123, 33°。一般地,需要同时考虑弹靶的不同朝向组合对反应的影响,但这会带来非常庞大的计算量,因此在实际的动力学计算中我们只考虑两种特殊的构型:

^{198}Pt 的长轴与入射方向平行 (tip collision), ^{198}Pt 的长轴与入射方向垂直 (side collision)。注意,两种构型下, ^{136}Xe 的长轴始终与入射方向垂直,且弹靶的最短轴垂直于反应平面 (x - z 平面)。HF 迭代计算时,三维空间的格子大小取为 $N_x \times N_y \times N_z = 36 \times 36 \times 36$, N_x, N_y, N_z 分别为 x, y, z 三个方向的空间格点数,每个方向的格点间隔均为 1.0 fm。在 TDHF 的计算中,弹靶被放置在 x - z 平面内,入射方向为 z 方向,该方向上弹靶质心的初始距离 R_0 设为 24 fm。每种构型下的碰撞参数 b 均为 0~13 fm,间隔取为 1.0 fm。动力学计算的时间步长为 0.2 fm/c。

由于该反应中弹靶的电荷数很大 ($Z_P Z_T = 4212$, Z_P, Z_T 分别为弹核和靶核的质子数),它们在该能量下不会发生熔合,碰撞之后将会形成两个初级碎块。当初级碎片的质心间距大于 28 fm 时,动力学计算结束,此时 TDHF 方法可以给出这两个初级碎块质量、电荷以及集体动能等物理量的期望值。由于弹靶在碰撞的过程中,一方的单粒子波函数会部分地转移到另一方中,所以 TDHF 给出的初级碎块的波函数并不是粒子数算符的本征波函数,而是不同粒子数算符对应的本征波函数所构成的叠加态。因此,需要将 TDHF 波函数进行投影,从而得到不同粒子数出现的概率,进而得到初级碎块的质量、电荷分布。粒子数投影算符如下^[51-52]:

$$\hat{P}_V(N) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\phi e^{i\phi(\hat{N}_V - N)}, \quad (4)$$

其中 V 表示类弹核或类靶核所处的坐标空间, $\hat{N}_V = \sum_{\alpha=1}^{N^n+N^p} \Theta_V(\mathbf{r})$, N^n, N^p 分别为中子和质子的总个数 (如果格点坐标 $\mathbf{r}$ 属于空间 V , 则 $\Theta_V(\mathbf{r}) = 1$, 否则为 0)。

弹靶碰撞过程中,集体运动的动能会转换成系统内部的激发能。初级碎片要经过退激发过程才能达到稳定的基态。为了与实验结果进行比较,我们采用统计衰变模型 GEMINI++ 来处理初级碎块的退激发过程。关于统计衰变模型以及关于产物生成截面的计算细节,请参考文献^[46, 48]。

3 结果与讨论

首先,我们给出该反应在不同的初始构型、不同碰撞参数下的动力学特征,包括产物的出射角度、总动能损失、核子交换信息等等。然后给出类弹核的同位素分布,并与实验结果进行对比。最后对可能的误差原因进行分析。

图 1 给出了两种不同初始构型下质心系散射角 $\theta_{c.m.}$

与碰撞参数 b 的关系。作为参考, 图中还给出了库仑散射角 (卢瑟福散射角), 如蓝色点线所示。本工作中 $\theta_{\text{c.m.}}$ 由三部分构成: (1) 弹靶从无穷远运动至 R_0 的过程中, 近似认为弹靶只受到库仑排斥的作用, 从而得到该过程中的库仑散射角 θ_1 ; (2) 在 TDHF 计算过程中, 可以得到末时刻类靶核与类弹核质心连线方向与初始时刻弹靶核质心连线方向之间的夹角 θ_2 ; (3) 动力学计算结束以后, 近似认为类弹核与类靶核仅在库仑排斥的作用下运动至无穷远, 从而得到此过程中的库仑散射角 θ_3 。从图中可以看出, 在中心碰撞以及极度边缘碰撞中, 散射角与库仑散射角一致。当 $b \leq 9$ fm, 尤其在 5 fm 左右时, 散射角与库仑散射角出现明显的偏离, 这是强相互作用、库仑排斥作用与离心势共同作用所导致的。表明该碰撞参数区域内, 弹靶之间反应激烈。此外, 在整个碰撞参数范围内, 散射角并不十分依赖于反应体系的初始构型。

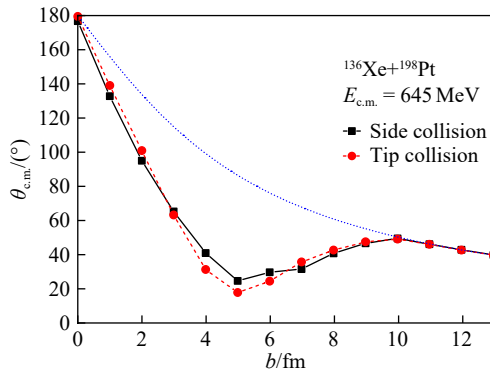


图 1 (在线彩图) $\theta_{\text{c.m.}}$ 与碰撞参数 b 的函数关系
蓝色点线为卢瑟福散射角。

碰撞过程中相对运动集体动能会转换成体系内部的激发能, 我们计算了 TDHF 动力学计算的末时刻不同碰撞参数下出射道的总动能 (total kinetic energy-TKE), 它是类弹核与类靶核的相对运动动能以及该距离下两核之间的库仑能之和。进而可以得到总动能损失 (total kinetic energy loss-TKEL) 为 $E_{\text{c.m.}}$ 与 TKE 之差, 结果如图 2 所示。在 $b \leq 5$ fm 的区域内, 两种不同初始构型下的总动能损失几乎都在较小的范围内波动。同时, 还可以观察到, 在此碰撞参数范围内, 当 Pt 的长轴与入射方向平行时的总动能损失更大。这种依赖关系在其他系统中也有被观察到^[42]。可能的原因是 tip collision 的构型下反应体系的库仑位垒更低, 更利于反应朝更深的程度发展。当 $b > 6$ fm 时, 随着碰撞参数的增加, 总动能损失都迅速下降。这是因为在较大的碰撞参数下, 弹靶接触时间变短, 核子交换变少。

在图 3 中我们给出了体系的 TKE 与初级产物质量之间的关系, 图中绿色点划线表示入射道的质量。需要

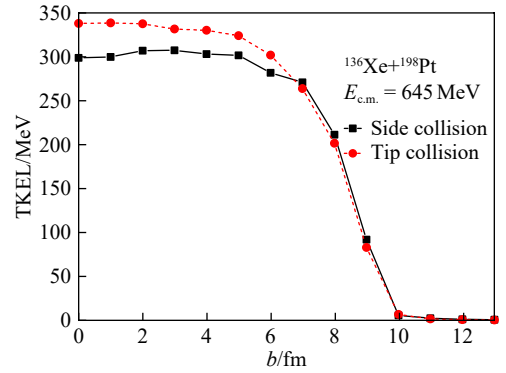


图 2 (在线彩图) 总动能损失与碰撞参数 b 之间的函数关系

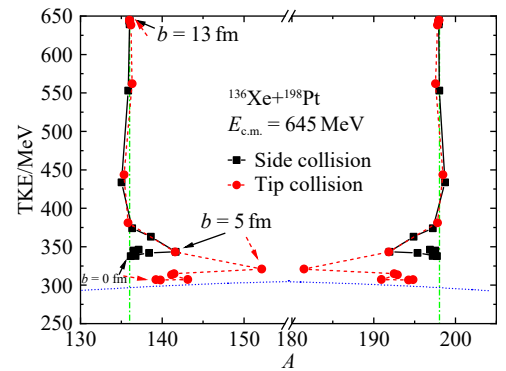


图 3 (在线彩图) 初级碎块出射道的总动能与初级碎块质量之间的函数关系

绿色点划线是弹核与靶核的质量, 蓝色点线是 Viola 系统学给出的结果。

说明的是, 图中各数据点均有碰撞参数 b 与之对应, 可结合图 2 判断对应关系。几个特殊数据点对应的碰撞参数 b 已由箭头标出, 图中蓝色点线是 Viola 系统学给出的结果^[53]: $\text{TKE}_{\text{Viola}} = \frac{0.755 Z_{\text{PLF}} Z_{\text{TLF}}}{A_{\text{PLF}}^{1/3} + A_{\text{TLF}}^{1/3}} + 7.3 \text{ MeV}$, 它反映出产物来自于达到完全平衡状态的复合体系。从图中可以看出, 当 ^{198}Pt 的长轴方向平行于入射方向时, 在小碰撞参数下体系更接近平衡; 在另一朝向, 尽管体系的总动能也有较大的损失, 但复合体系还未达到平衡状态。此外, 在 $b = 5$ fm 时, 可以观察到复合体系更趋近于对称裂开。

为了进一步研究核子的转移情况, 我们研究了 TDHF 动力学计算的末时刻, 弹核 (P) 和靶核 (T) 之间交换的核子数以及净转移的核子数。从弹核转移至靶核的核子数如下:

$$N_{n,p}^{\text{P to T}} = \int_{V^{\text{TLF}}} \rho_{n,p}^{\text{P}}(\mathbf{r}) d\mathbf{r}, \quad (5)$$

式中 n, p 分别表示中子和质子; $\rho_n(\mathbf{r}), \rho_p(\mathbf{r})$ 分别表示中子和质子的密度; V^{TLF} 表示类靶核所在的空间。从

靶核转移至弹核的核子数以此类推。

核子交换的结果如图 4 所示。从图 4(a) 可以看出, 在 $b < 7$ fm 的区间内, 弹核与靶核之间存在大量的核子交换, 对于 ^{136}Xe 来说, 有超过半数的核子都参与了交换。随着碰撞参数的增大, 转移的核子数迅速下降。对于该反应而言, 通过经典的唯象公式可以计算出虹散射对应的碰撞参数 $b_g \approx 9.6$ fm。当 $b > b_g$ 时, 核力的作用十分微弱。从图中也可以看出, 当 $b \geq 10$ fm 时, 弹靶之间几乎没有核子交换。对于平均场而言, 只存在单体耗散机制, 即通过核子与平均场“墙”的作用来耗散能量, 因此耗散的能量多少与交换的核子数成正相关。对比图 2 可以看到, 总动能损失与核子交换的结果确实存在一定的相似性。但是, 由于 TDHF 中初级碎块形成之前, 复合体系会经历多次振荡, 该过程伴随着核子在类弹核与类靶核之间来回转移, 由于这些过程中单体耗散的强度不尽相同, 因此无法统计整个过程中耗散的能量与交换核子数之间的准确关系。此外, 还可以观察到 tip collision 构型下交换的核子数更多, 这可能也与该构型下的库仑位垒更低有关。图 4(b) 给出的是弹靶之间净转移的核子数, 可以看到, 当 $b < 7$ fm 时, 两种不同朝向都观察到了核子从靶核净转移到弹核的现象。当 ^{198}Pt 的长轴方向与入射方向垂直时, 小碰撞参数下尽管弹靶之间存在大量的核子交换, 但是净转移的核子并不多; 当 $b \leq 3$ fm 时, 弹靶之间交换的核子数相当; 当 $b = 4, 5$ fm 时, 中子的净转移数大于质子的净转移数。

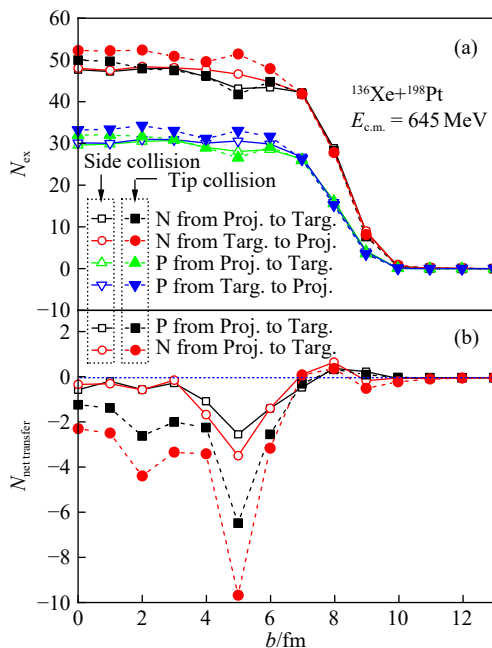


图 4 (在线彩图)(a) 弹核与靶核之间交换的核子数以及 (b) 弹核与靶核之间净转移的核子数与碰撞参数之间的关系

而当 ^{198}Pt 的长轴方向与入射方向平行时, 在 $b \leq 6$ fm 的区域内, 中子的净转移数均大于质子的净转移数, 并且这些数值都比另一朝向下的结果更大。需要说明的是, $b = 5$ fm 附近观察到, 明显的核子净转移现象是由于类弹核和类靶核分开时复合体系的颈部断裂点更靠近类靶核, 使得大部分的颈部被类弹核所吸收。其他反应系统中也发现了类似的现象^[43]。关于颈部断裂的内在机制, 我们还在进一步研究中。此外值得注意的是, 由于平均场模型的限制, TDHF 方法给出核子数交换较多但净转移较少的结果, 这种影响也会体现在同位素分布的结果上面。

为了与实验上产物的截面进行对比, 我们采用 GEMINI++ 处理了初级碎块的退激发过程。图 5 给出的是考虑了退激发之后的两种不同构型下类弹核的同位素产生截面, 作为对比, 图中还给出了相应的实验数据以及 GRAZING 模型的计算结果。首先可以看到, 对于丰中子或者丰质子同位素而言, 两种构型给出了相近的结果。而在稳定核素附近, ^{198}Pt 的长轴平行于入射方向时反应得到的截面更小。由图 4 可知, 该构型下, 弹核理应得到更多的中子, 我们对初级碎片的分析也印证了这一点。但是, 结合图 2 可知, 该构型下体系的激发能也更高, 导致初级碎块在退激发过程中发射的中子数也更多。其次, 对于弹核丢失质子的反应道而言, TDHF 给出的结果与实验值更为接近; 对于弹核获得质子的反应道而言, TDHF 给出的截面的最大值与实验值相近, 但是峰值的位置比实验值偏小了 5 个质子左右。出现这种偏差的一个可能原因在于退激发过程中出现了大量的带电粒子发射, 这可能与激发能的计算不够精确有关, 因为在 TDHF 动力学计算的末时刻, 初级碎块具有较大的形变, 使得其激发能偏高。此外, 从图 3 的讨论可知, 复合体系实际上并没有达到完全的平衡, 在边缘碰撞远没有达到平衡的情况下, 类弹核和类靶核更倾向于平均分配总激发能^[42], 因此按照初级碎块的质量来分配总激发能在大碰撞参数下并不准确。另外, 由于平均场中缺少核子-核子的剩余相互作用, 且因为泡利不相容原理的限制, 平均场中也缺少两体碰撞。这就导致观测量的涨落偏小, 同位素分布的宽度偏窄。

对比 GRAZING 模型的结果可知, 对于该系统而言, 少数核子的转移可以由 GRAZING 模型很好地给出, 而对于大量核子转移的反应道, GRAZING 模型给出的结果偏小。这是因为大量核子转移的过程均出现在相对偏小的碰撞参数区域, 而 GRAZING 模型只考虑了更边缘的碰撞区域。

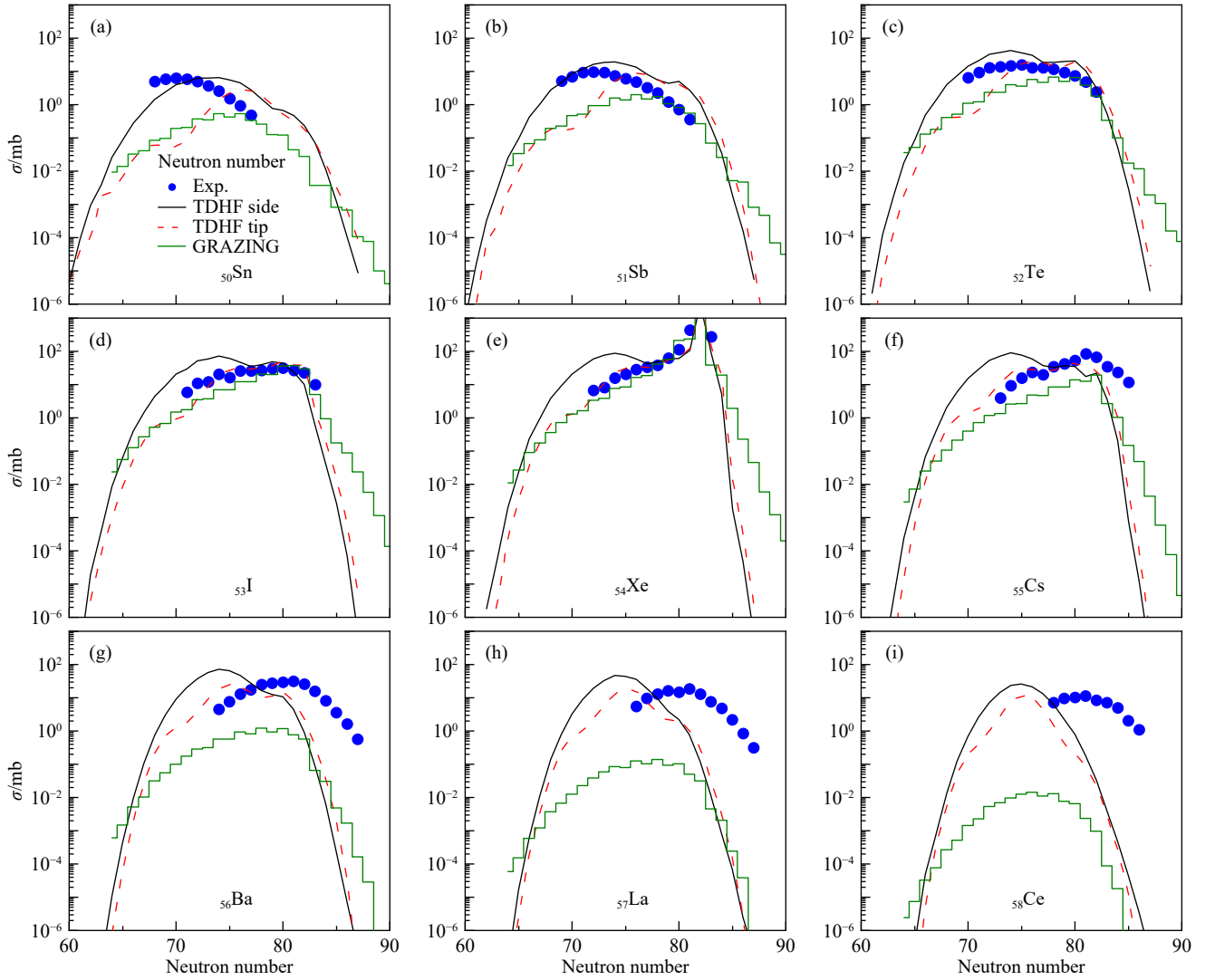


图 5 (在线彩图) $^{136}\text{Xe}+^{198}\text{Pt}$ 在 $E_{c.m.}=645\text{ MeV}$ 时类弹核的同位素产生截面

图中的实验结果取自文献 [6], 由蓝色实心圆表示。GRAZING 的结果采用文献 [54] 的程序默认参数计算, 由绿色折线表示。

4 总结

我们采用 TDHF 方法研究了 $^{136}\text{Xe}+^{198}\text{Pt}$ 在 $E_{c.m.}=645\text{ MeV}$ 的多核子转移反应, 计算了两种不同初始构型下质心系散射角、总动能损失、核子交换等物理量与碰撞参数之间的关系, 结果表明, 当 ^{198}Pt 的长轴与入射方向相互平行时, 总动能损失更大, 核子从靶核净转移至弹核的数量也更多。在得到初级碎块信息的基础上, 我们利用统计衰变模型 GEMINI++ 处理初级碎块的退激发过程, 进而得到次级产物的同位素截面。结果表明, 对于弹核失去质子的反应道而言, TDHF 的结果与实验值接近; 对于弹核得到质子的反应道而言, 偏离较大。这可能与 TDHF 方法缺少核子-核子剩余相互作用以及两体碰撞有关。

参考文献:

- [1] GRAWE H, LANGANKE K, MARTÍNEZ-PINEDO G. *Reports on Progress in Physics*, 2007, 70(9): 1525.
- [2] ZAGREBAEV V, GREINER W. *Phys Rev Lett*, 2008, 101: 122701.
- [3] BARRETT J S, LOVELAND W, YANEZ R, et al. *Phys Rev C*, 2015, 91: 064615.
- [4] KOZULIN E M, VARDACI E, KNYAZHEVA G N, et al. *Phys Rev C*, 2012, 86: 044611.
- [5] BELIUSKINA O, HEINZ S, ZAGREBAEV V, et al. *The European Physical Journal A*, 2014, 50(10): 161.
- [6] WATANABE Y X, KIM Y H, JEONG S C, et al. *Phys Rev Lett*, 2015, 115: 172503.
- [7] WINTHER A. *Nuclear Physics A*, 1994, 572(1): 191.
- [8] WINTHER A. *Nuclear Physics A*, 1995, 594(2): 203.
- [9] PENIONZHKEVICH Y, ADAMIAN G, ANTONENKO N. *Phys Lett B*, 2005, 621(1): 119.
- [10] ADAMIAN G G, ANTONENKO N V, LUKYANOV S M, et

- al. *Phys Rev C*, 2008, 78: 024613.
- [11] ADAMIAN G G, ANTONENKO N V, SARGSYAN V V, et al. *Phys Rev C*, 2010, 81: 024604.
- [12] ADAMIAN G G, ANTONENKO N V, LACROIX D. *Phys Rev C*, 2010, 82: 064611.
- [13] FENG Z Q. *Phys Rev C*, 2017, 95: 024615.
- [14] ZHU L, SU J, XIE W J, et al. *Phys Lett B*, 2017, 767: 437.
- [15] BAO X J, GUO S Q, LI J Q, et al. *Phys Lett B*, 2018, 785: 221.
- [16] GUO S Q, BAO X J, ZHANG H F, et al. *Phys Rev C*, 2019, 100: 054616.
- [17] ZAGREBAEV V, GREINER W. *J Phys G: Nucl Part Phys*, 2007, 34(11): 2265.
- [18] ZAGREBAEV V I, GREINER W. *Phys Rev C*, 2011, 83: 044618.
- [19] KARPOV A V, SAIKO V V. *Phys Rev C*, 2017, 96: 024618.
- [20] WANG N, GUO L. *Phys Lett B*, 2016, 760: 236.
- [21] YAO H, WANG N. *Phys Rev C*, 2017, 95: 014607.
- [22] LI C, WEN P, LI J, et al. *Phys Lett B*, 2018, 776: 278.
- [23] ZHAO Kai, XIA Zhengtong, DUAN Jizheng. *Nuclear Physics Review*, 2020, 37(2): 160.
(赵凯, 夏政通, 段济正. 原子核物理评论, 2020, 37(2): 160.)
- [24] CORRADI L, POLLAROLO G, SZILNER S. *J Phys G: Nucl Part Phys*, 2009, 36(11): 113101.
- [25] ZHANG F S, LI C, ZHU L, et al. *Frontiers of Physics*, 2018(6): 181.
- [26] SEKIZAWA K. *Frontiers in Physics*, 2019, 7: 20.
- [27] ADAMYAN G G, ANTONENKO N V, DIAZ-TORRES A, et al. *European Physical Journal A*, 2020, 56(2): 47.
- [28] DIRAC P A M. *Math Proc Cambridge*, 1930, 26: 376.
- [29] SIMENEL C, CHOMAZ P. *Phys Rev C*, 2003, 68: 024302.
- [30] MARUHN J A, REINHARD P G, STEVENSON P D, et al. *Phys Rev C*, 2005, 71: 064328.
- [31] SIMENEL C, KESER R, UMAR A S, et al. *Phys Rev C*, 2013, 88: 024617.
- [32] JIANG X, MARUHN J A, YAN S. *Phys Rev C*, 2014, 90: 064618.
- [33] JIANG X, MARUHN J A, YAN S W. *EPL (Europhysics Letters)*, 2015, 112(1): 12001.
- [34] UMAR A S, OBERACKER V E, MARUHN J A, et al. *J Phys G: Nucl Part Phys*, 2010, 37(6): 064037.
- [35] GODDARD P, STEVENSON P, RIOS A. *Phys Rev C*, 2015, 92: 054610.
- [36] SIMENEL C, UMAR A S. *Phys Rev C*, 2014, 89: 031601.
- [37] MARUHN J A, REINHARD P G, STEVENSON P D, et al. *Phys Rev C*, 2006, 74: 027601.
- [38] LOEBL N, UMAR A S, MARUHN J A, et al. *Phys Rev C*, 2012, 86: 024608.
- [39] DAI G F, GUO L, ZHAO E G, et al. *Phys Rev C*, 2014, 90: 044609.
- [40] GUO L, SIMENEL C, SHI L, et al. *Phys Lett B*, 2018, 782: 401.
- [41] WEN K, BARTON M C, RIOS A, et al. *Phys Rev C*, 2018, 98: 014603.
- [42] UMAR A S, SIMENEL C, YE W. *Phys Rev C*, 2017, 96: 024625.
- [43] SEKIZAWA K, YABANA K. *Phys Rev C*, 2013, 88: 014614.
- [44] SEKIZAWA K, YABANA K. *Phys Rev C*, 2014, 90: 064614.
- [45] SEKIZAWA K. *Phys Rev C*, 2017, 96: 014615.
- [46] JIANG X, WANG N. *Chin Phys C*, 2018, 42(10): 104105.
- [47] WU Z, GUO L. *Phys Rev C*, 2019, 100: 014612.
- [48] JIANG X, WANG N. *Phys Rev C*, 2020, 101: 014604.
- [49] MARUHN J A, REINHARD P G, STEVENSON P D, et al. *Comput Phys Commun*, 2014, 185(7): 2195.
- [50] CHABANAT E, BONCHE P, HAENSEL P, et al. *Nucl Phys A*, 1998, 635: 231.
- [51] BENDER M, HEENEN P H, REINHARD P G. *Rev Mod Phys*, 2003, 75: 121.
- [52] SIMENEL C. *Phys Rev Lett*, 2010, 105: 192701.
- [53] VIOLA V E, KWIATKOWSKI K, WALKER M. *Phys Rev C*, 1985, 31: 1550.
- [54] Nuclear Transfer and Inelastic Reactions[EB/OL].[2020-10-20]. <http://nrv.jinr.ru/nrv/webnrv/grazing/>.

Theoretical Study of the Mechanism of Multinucleon Transfer Reaction $^{136}\text{Xe}+^{198}\text{Pt}$

JIANG Xiang, WANG Nan[†]

(College of Physics and Optoelectronic Engineering, Shenzhen University, Shenzhen 518060, Guangdong, China)

Abstract: How to produce neutron-rich heavy nuclei is one of the hot topics in nuclear physics, multinucleon transfer reaction would be a possible route to synthesize these nuclei. The time-dependent Hartree-Fock (TDHF) theory is employed to study the multinucleon transfer reaction $^{136}\text{Xe}+^{198}\text{Pt}$ at $E_{\text{c.m.}}=645\text{ MeV}$. The nucleon transfer process, energy dissipation and orientation of the deformed reactants on the reaction are investigated. The state-of-art statistical model GEMINI++ is adopted to investigate the deexcitation process of the excited primary fragments. The secondary isotopic production cross sections of the projectile-like fragment are compared with the experimental data. The results indicate that the data of few transfer channels can be well reproduced by TDHF. Discrepancy is observed for large transfer channels and the possible reasons are discussed.

Key words: neutron-rich heavy nuclei; multinucleon transfer reaction; TDHF theory; orientation effect

Received date: 10 Nov. 2020; Revised date: 07 Dec. 2020

Foundation item: National Natural Science Foundation of China(11705118, 11647026, 11475115)

[†] Corresponding author: WANG Nan, E-mail: wangnan@szu.edu.cn.