

分类号\_\_\_\_\_

密级\_\_\_\_\_

UDC \_\_\_\_\_

编号\_\_\_\_\_

# 中国原子能科学研究院 博士学位论文

重离子熔合反应和强阻尼反应的输运理论研究

---

田俊龙

指导教师

李祝霞 研究员

中国原子能科学研究院

申请学位级别

博士

学科专业名称

粒子物理与原子核物理

论文提交日期

2007年6月

论文答辩日期

2007年7月17日

培养单位

中国原子能科学研究院

学位授予单位

中国原子能科学研究院

答辩委员会主席 赵恩广 研究员



## 摘 要

本论文基于改进的量子分子动力学(ImQMD)模型研究了以下两个方面的工作:

第一方面,对重离子熔合势垒和熔合反应动力学机制进行了研究。首先,系统地研究了超重核合成中的入射道静态势,在静态势的研究中主要突出了两点:库仑势垒和俘获势阱。从这两点出发研究了合成相同复合核 $^{262}\text{Sg}$ 的18个反应体系的静态势。发现从对称体系到不对称体系垒高逐渐降低,俘获势阱的宽度与深度也越来越强,给出了质量不对称度与静态势垒高以及质量不对称度与接触点驱动势的关系。由质量不对称度与静态势垒高的关系得出:对称体系不利于合成超重元素。其次,研究了熔合反应的动力学势,我们发现动力学势垒高度是能量依赖的,它随着入射能量的增加而增加,最终趋近于密度冻结势垒的高度;动力学势垒高度随着入射能量的降低而降低,它的最低值接近于绝热势垒高度。为了进一步理解动力学势垒的能量依赖,研究了颈部的形成和体系的动力学形变,发现这是促使动力学势垒降低的主要原因。基于Skyrme能量密度泛函微观计算的入射道势我们给出了一个改进的Woods-Saxon势来宏观描述重离子熔合反应中的核-核相互作用势。用这种方法可以把一系列从轻核到重核反应体系的熔合势垒描述得很好,基于这种势垒得到的激发函数也能很好的再现实验结果。对合成超重核的冷熔合和热熔合反应的入射能量进行了探索,我们发现用改进的Woods-Saxon势可以为超重核的合成提供一个经验的入射能量的范围,即入射能量在平均位垒 $B_m$ 和位垒 $B_{ws}$ 之间有利于超重核的产生。最后,对合成117号超重元素的最佳弹靶组合和合适的入射能量进行了讨论。

第二方面,研究了重核强阻尼反应过程中初级超重碎块的产生几率、巨复合体系的性质和末态产物的质量分布。首先,在入射能量为680-1880 MeV内,研究了反应 $^{232}\text{Th}+^{250}\text{Cf}$ 和 $^{238}\text{U}+^{238}\text{U}$ 产生的原子序数 $Z\geq 114$ 的超重碎块的几率随入射能量的变化。发现不对称强阻尼反应 $^{232}\text{Th}+^{250}\text{Cf}$ 中超重碎块的产生几率高于对称反应 $^{244}\text{Pu}+^{244}\text{Pu}$ 和 $^{238}\text{U}+^{238}\text{U}$ 超重碎块的产生几率。计算表明初级碎块的质量(电荷)分布和超重碎块的激发能分布也强烈依赖于入射能量。其次,用ImQMD模型研究了强阻尼反应在不同能量下反应体系的密度和碎块的质量(电荷)分布随时间的演化,得到了在不同能量下巨复合体系的平均寿命,给出复合体系的寿命分布和平均寿命的能量依赖关系。质心系能量在1180 MeV附近,反应 $^{238}\text{U}+^{238}\text{U}$ 形成的复合体系平均寿命可能会超过1100 fm/c。进一步计算了强阻尼反应 $^{238}\text{U}+^{238}\text{U}$ 的入射道动力学势、绝热势和非绝热势并对它们进行了比较,我们发现通过ImQMD模型计算的动力学势与基于双中心壳模型计算的

绝热势非常接近, 相对于非常陡峭的密度冻结势来说, 在弹靶接触位型阶段两者都变得比较平坦。这种平坦的动力学势暗示了复合体系能够存在一段时间。我们进一步研究了反应过程中不同时刻的质子和中子的单粒子势, 计算表明质子的单粒子势表面存在库仑位垒, 其最大值达20 MeV 导致长寿命的巨复合体系的存在。对复合体系的形状进行的研究发现大多数复合体系是大变形的, 随着质心系入射能量从680 MeV 到1880 MeV的变化, 复合体系的拉长方向与束流方向的夹角从  $0^\circ$  ( $180^\circ$ ) 变到  $90^\circ$  ( $270^\circ$ ), 而入射能量为1180 MeV时复合体系的拉长方向的分布是接近各向同性的。对复合体系中核子的动量分布随入射能量的变化进行了研究, 发现在一定能量形成的巨复合体系具有各向同性的动量分布, 即使复合体系基本达到局域平衡时巨复合体系有较长的寿命。从分析超重碎块的产生几率随时间的演化, 研究了强阻尼反应产物的衰变过程, 通过两种不同的衰变斜率可以把它的衰变过程分成两个阶段, 分别相应于巨复合体系的衰变和超重碎块的衰变(包含发射中子、质子和其他轻带电粒子及裂变过程)。超重碎块的衰变斜率明显小于巨复合体系的衰变斜率, 这可能有助于超重碎块的存活。最后, 应用ImQMD模型结合统计蒸发模型(HIVAP)计算了入射能量为7.0A MeV的反应体系  $^{238}\text{U}+^{238}\text{U}$  最终产物的质量分布并与实验结果进行了比较, 计算结果基本上能够再现实验结果。

**关键词:** 改进的量子分子动力学模型, 核-核相互作用势, 动力学势垒, 强阻尼碰撞, 超重碎块

# Study of the transport theory in heavy ions fusion reactions and strongly damped reactions

Tian Junlong (majored in particle physics and nuclear physics)

Directed by Prof. Li Zhuxia

This dissertation includes two aspects of work: the first is about the potential barrier and the dynamical mechanism of heavy-ion fusion reactions, and the second is about the strongly damped reactions of very heavy nuclei.

Firstly, static potential barriers at the entrance channel in the synthesis of super-heavy nuclei are studied systematically within the ImQMD model. The study is mainly concentrated on the Coulomb barrier and capture potential well. From the analysis of static entrance-channel potentials as a function of mass asymmetry for 18 reactions leading to the same compound nucleus  $^{262}\text{Sg}$ , we have shown that the symmetric system is not suitable for the synthesis of superheavy elements (SHEs). Further, the dynamic barrier in the entrance channel for synthesis of heavier nuclei is investigated. It is found that the dynamic barrier approaches to the adiabatic static barrier with the incident energy decreasing and goes up to the diabatic static barrier with increase of the incident energy. In order to understand the energy dependence of the dynamical barrier, we pay a great attention to study the neck formation and shape deformation during the dynamic lowering of the barrier. Furthermore, a modified Woods–Saxon (MWS) potential is proposed for describing nucleus-nucleus interaction based on the Skyrme energy-density functional approach. Fusion barriers for a large number of fusion reactions from light to heavy systems can be described well with this potential. The suitable incident energies which is between the mean barrier height  $B_m$  and the fusion barrier height  $B_{ws}$  for fusion reactions leading to superheavy nuclei are also explored.

Secondly, low energy collisions of very heavy nuclei  $^{238}\text{U}+^{238}\text{U}$  and  $^{232}\text{Th}+^{250}\text{Cf}$  have been studied within the ImQMD model. We first study the probability for producing superheavy fragments with  $Z \geq 114$  (SHFs) in these reactions and find that it is much higher in asymmetric reaction  $^{232}\text{Th} + ^{250}\text{Cf}$  compared with that in the symmetric reaction  $^{244}\text{Pu} + ^{244}\text{Pu}$ . The charge (mass) distributions of primary fragments and the excitation energy distribution of superheavy fragments are found to be strongly incident energy dependent. We then study the average lifetime of the giant composite system transiently formed in these reactions. It is found that the average lifetime of the giant composite systems can be more than 1100 fm/c when  $E_{cm}$  is about 1180

MeV. The calculation results for single potentials and energies for neutrons and protons in the giant composite system show that the Coulomb barrier of single particle potential well for proton is about 20 MeV, which makes the unbound protons in the composite system to be embedded in the potential well. The shapes of giant composite systems are found to be largely deformed. The elongation orientation of the deformed composite system changes from  $0^\circ(180^\circ)$  to  $90^\circ(270^\circ)$ , when the center-of-mass energy increases from 680 to 1880 MeV. The anisotropy of the momentum distribution of the giant composite systems as function of incident energies is investigated and it is found that the giant composite system with roughly isotropic momentum distribution can be formed at suitably chosen energy. The decay process of the giant composite system is studied. We find there is two different decay processes with different decay rate. One is the fast decay process corresponding to the fission of giant composite system, the other is the slower decay process corresponding to the decay of the fission products of giant composite system. Finally, the ImQMD model plus the statistical evaporation model (HIVAP) is applied to calculate the mass distribution of survival fragments for reaction  $^{238}\text{U}+^{238}\text{U}$  at incident energy 7.0 A MeV, and the calculated results are in agreement with the experiment ones.

**Keywords:** the ImQMD Model, Interaction potential, Dynamic barrier, Strongly damped collision, Superheavy fragments

# 目 录

摘 要	i
第一章 引言	1
第二章 改进的量子分子动力学模型	5
§2.1 量子分子动力学模型简介(QMD)	5
§2.2 改进的量子分子动力学模型(ImQMD)	8
§2.2.1 相互作用势的更新	8
§2.2.2 相空间占有数约束	11
§2.2.3 核子的波包宽度	13
第三章 重离子熔合势垒和熔合反应的动力学效应	17
§3.1 重离子熔合势垒的研究	17
§3.1.1 常用的几种核-核相互作用势垒的计算	17
§3.1.2 静态核-核相互作用势的计算	21
§3.1.3 动力学核-核相互作用势的计算	26
§3.1.4 驱动势的计算	31
§3.1.5 改进的Woods-Saxon势在重离子熔合反应中的应用	34
§3.2 重离子熔合反应的动力学效应	42
§3.3 合成117号超重元素的最佳弹靶组合和入射能量的选择	50
第四章 重核的强阻尼反应	57
§4.1 重核强阻尼反应产生超重初级碎块的研究	58
§4.2 重核强阻尼反应中复合体系的性质	68
§4.3 强阻尼反应中复合体系的衰变和产物的质量分布	78
第五章 总结和展望	87
参考文献	91
发表文章目录	97
致 谢	99



# 第一章 引言

20世纪60年代中期,核物理学的幻数理论预言, $^{298}114$ 是个双幻数核,即114和184均为幻数。如果把184定为中子幻数,那么这个单幻数核也应该是稳定的,因此有人推想,在它周围可能存在着“超重核稳定岛”,岛内的元素具有超长寿命。简单地说,超重核稳定岛指的是比 $^{208}\text{Pb}$ 重的下一个双幻核附近区域的最重一批核素在核素图上的位置。

在此理论的鼓舞下,国际上许多著名实验室投入大量人力、物力和财力建造重离子加速器,目的之一是合成这些新元素。自从第一次人工合成新元素 $\text{Np}$ 和 $\text{Pu}$ 以来,经过60余年的经验积累和积极探索,人们在新元素合成方面已经取得了一系列令人可喜的成果。到目前为止,人工合成的超铀元素已达到25种:93-118号元素(117号元素未见报道)。其中,绝大多数超重元素是通过重离子全熔合反应产生的。重离子全熔合反应通常是指用中等质量的弹核轰击一个重的稳定靶核,形成复合核并蒸发少量中子后,产生一个超重核。在实验上人们又把重离子全熔合反应分成“冷熔合”和“热熔合”两种反应途径。

所谓冷熔合指的是以具有满壳(或近满壳)结构的 $^{208}\text{Pb}$ 和 $^{209}\text{Bi}$ 核作为靶的重离子熔合过程,所形成的复合核的激发能一般在20 MeV以下,通过蒸发1到2个中子退激发。该方法是上世纪70年代中期由Dubna的Yu.Ts. Oganessian等人首先提出来的[1]。在1981-1996年期间,德国GSI小组利用强流 $^{54}\text{Cr}$ ,  $^{58}\text{Fe}$ ,  $^{62}\text{Ni}$ ,  $^{64}\text{Ni}$ 和 $^{70}\text{Zn}$ 束流轰击 $^{208}\text{Pb}$ 和 $^{209}\text{Bi}$ 靶,先后合成了 $Z = 107-112$ 的6种新元素的一系列同位素[2, 3, 4, 5, 6, 7, 8]。在冷熔合反应中,所要合成元素的生成截面随其原子序数的增加而指数下降,这使得合成更重的元素变得越来越困难。合成 $Z = 112$ 号元素已经达到目前GSI技术条件的极限。2004年,日本的RIKEN小组利用极强的 $^{70}\text{Zn}$ 束流轰击 $^{209}\text{Bi}$ 靶,用了约3个月的束流时间合成了113号元素,这也达到目前RIKEN实验设备的极限[9]。冷熔合反应的优点是形成复合核的激发能较低,在退激过程中复合核裂变几率减小从而增加了复合核的存活几率。复合核裂变几率减小的主要原因是低激发能保留了复合核的壳效应,而壳效应是复合核的裂变位垒的主要贡献者,裂变位垒的增加则降低裂变几率。它的缺点是不能够产生丰中子核,也就不易于产生丰中子超重元素。

所谓热熔合指的是以锕系元素作为靶(如: $^{232}\text{Th}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{244}\text{Pu}$ ,  $^{248}\text{Cm}$ ,  $^{249}\text{Bk}$ 和 $^{252}\text{Cf}$ 等)与较轻的弹核发生熔合生成复合核的过程。一般生成的复合核的激发能在30 MeV以上,通过蒸发3个以上中子的过程退激发。之所以被称为“热熔合”就是因为复合核的激发能相对较高。该方法是由Berkeley的G.T.Seaborg小组首先采用的。近几年来,Dubna小组考虑到冷熔合反应截面的减小,选择了双幻核 $^{48}\text{Ca}$ 轰

击丰中子锕系靶, 通过热熔合来产生接近理论预言的球形超重稳定岛的长寿命核。该实验室经过一系列艰苦的设备改造后, 于1998年底开始了 $Z \geq 114$ 号元素的合成探索。基于单个原子的 $\alpha$ 衰变关联测量技术, 先后获得了1个 $^{289}114$ , 2个 $^{288}114$ , 2个 $^{287}114$ , 2个 $^{292}116$ , 3个 $^{288}115$ , 1个 $^{287}115$ 和3个 $^{294}118$ 衰变事件[10, 11, 12, 13]。尽管目前报道的实验结果已经合成到了118号元素, 但被确认的结果只到112号元素, 113-116和118号元素的确认需待进一步的验证实验。热熔合反应的优点是易于产生丰中子长寿命复合核, 形成复合核的截面也较大。缺点是由于激发能较高, 复合核的存活几率比较低, 主要因为在高激发能的情况下, 复合核的壳效应将消失。

无论是冷熔合还是热熔合, 在反应过程中入射道炮弹与靶核之间的相互作用势都起着一个非常重要的作用。由于原子核带正电荷, 两原子核在碰撞过程中, 必然存在库仑排斥。在低能重离子碰撞中, 库仑力起着很大的作用, 只有两核靠得非常近时核力才开始起作用, 核力和库仑力相互竞争形成库仑势垒或者叫熔合位垒。两个原子核熔合必须克服这个势垒, 这个过程通常称为熔合(对轻核)或俘获(对重核)过程。熔合势垒可以用来描述许多核反应过程, 尤其是在最简单的一维位垒穿透模型(BPM)中, 熔合截面就唯一的由熔合位垒的高度、半径和厚度来决定。这个模型描述轻核的熔合反应比较成功。然而, 随着参与反应核的质量和电荷数的增加, 人们发现许多实验测量的熔合截面[14, 15, 16]在近垒及垒下能区比一维位垒穿透模型理论预言的结果大几个数量级。这是由于参与反应的炮弹和靶核的集体运动(振动、转动)与核子转移等自由度的耦合, 使简单的一维位垒穿透模型不再能够描述熔合反应的过程。由于耦合效应, 真实的势垒不再是一个单垒的形式而是由许多不同垒高和半径的势垒组成的一个分布。实验上可以精确测量熔合反应或者准弹性散射的激发函数, 然后通过 $d^2(E\sigma)/dE^2$ 来提取位垒分布, 再由位垒分布来获取核-核相互作用势和核势阱的相关信息。而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[17], 宏观微观势[18], 接近势[19], 以及半微观势[20]等。通常人们所说的垒上和垒下大多以Bass势垒作为参考。即当入射能量高于库仑位垒时(通常称“垒上”), 此时弹核容易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。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?

炮弹与靶核之间的相互作用势, 除了库仑势垒之外, 还存在一个俘获势阱[20]。实验数据进一步确认在入射道势的接触点附近存在势阱, 这个势阱的存在是形成准束缚态的一个主要因素, 它不仅有利于复合核的形成而且对复合核的稳定性

也起着非常重要的作用。如果势阱较深,那么就可能有多个准束缚态存在,复合核形成的几率也就更大;反过来,如果势阱较浅,可能较少或者没有准束缚态存在,复合核形成的几率也就很小。由于两个重核的熔合在很大程度上决定于碰撞的前阶段,同时从实验数据中也发现入射道势阱的存在对熔合反应是至关重要的[20]。所以,精确而系统的研究两碰撞核之间的相互作用势是非常必要的。

事实上,入射核和靶核相互作用的熔合动力学系统远比复合核概念复杂。在重核熔合过程中,由于相互作用引起两核的动态形变、颈部的形成、核子的转移以及复合核的能量耗散等动力学效应对熔合截面都有一定的影响[21],因此研究这些动力学效应对于弄清重离子熔合机制有着十分重要的作用。在颈部动力学研究方面出现了一些模型,一种称为宏观动力学模型[22],另一种称为双核模型[23]。宏观动力学模型认为,重系统碰撞后形成一个强烈变形的单核,这意味着熔合过程中颈部的成长非常快。而双核模型认为熔合过程是两核形成颈部后轻核中的核子通过颈部逐渐向重核转移的过程。因此,双核模型认为,两核在接触状态下,颈部发展是比较缓慢的。两种相互对立的模型都能给出大致符合实验的超重体系的熔合截面,这实际上意味着对于超重核的熔合过程还有很多微观的动力学机制有待进一步澄清。

到目前为止,人们用重离子全熔合反应的方法已经合成了从102-118号元素的许多同位素。但是,超重核合成的最终目标是合成“超重核稳定岛”上的核素。然而,当人们继续应用全熔合反应合成超重核,碰到了越来越大的困难。这个困难一方面来自可能选用的弹核和靶核中子数的限制,使目标核不可能达到超重岛的中心区域;另一方面来自超重核合成截面随超重核原子序数增长而指数下降[24]的限制,使之不可能找到实验上可以探测得到的更重的超重核。这种全熔合机制在合成更重的超重核方面的局限性,促使人们不得不考虑尝试别的反应途径。利用重核强阻尼碰撞中的大质量转移反应来产生超重核是可以尝试的途径之一,因为这种方法没有靶材料限制的问题,虽然生成的重核的激发能一般较高,存活的几率较低,但那些分布在激发能分布低能尾巴上的少数的核还是有机会存活的。近期,一些理论[25, 26]和实验[27]又把焦点转移到重核的强阻尼反应,这可能为超重核的研究开辟一条新途径。据悉国际上著名的实验室GSI和GANIL正在开展这方面的实验研究。我国的兰州重离子加速器国家实验室也将具备开展强阻尼反应的实验条件,因此开展相关的理论研究具有重要意义。

为了初步理解上述问题并获得较真实的熔合机制和强阻尼反应的动力学信息,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(QMD)模型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中有相当广泛的应用,并获得很大成功。把QMD模型加以改进,使它能够用于近垒熔合

反应的研究[28, 29, 30], 我们把改进的量子分子动力学模型称作ImQMD(Improved Quantum Molecular Dynamics)模型。基于这种改进的QMD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, 以及模拟重核强阻尼反应过程中超重碎块和巨复合体系的形成和衰变过程。由于ImQMD模型是在 $N$ 个核子形成的 $6N$  维的相空间中自洽统一地描述整个反应的动力学过程, 能包括形状、颈部、弹靶质量不对称自由度以及同位旋自由度, 能直接将颈部成长与位垒变化以及熔合截面改变等有机地联系在一起, 因此相对于宏观动力学模型它能给出一些更全面更细致的动力学信息, 揭示微观机制, 可以为实验研究提供理论参考和依据。

本论文主要讨论了低能熔合反应中的核-核相互作用势和相关的动力学效应, 以及重核强阻尼反应过程中超重碎块和巨复合体系的性质和衰变过程。第二章给出基本理论模型的介绍。第三章第一节讨论了重离子熔合反应合成重核和超重核的入射道相互作用势的计算方法和一些结论, 包括静态势和动力学势。第二节研究了熔合反应过程中颈部的动力学效应。最后一节, 讨论了合成超重奇 $Z$ 核117号元素的最佳弹靶组合和合适的入射能量。第四章研究了重核的强阻尼反应中巨复合体系的性质和超重碎块形成和衰变, 以及末态产物的质量分布。第五章是结论与展望, 对整个工作做了总结并且对目前模型存在的问题及下一步的工作目标进行了讨论。

## 第二章 改进的量子分子动力学模型

量子分子动力学(QMD)模型是一个半经典的微观动力学输运模型, 在上世纪80年代由Aichlin等人提出的, 它在中高能重离子碰撞中有相当广泛的应用, 并获得很大成功[31]。近年, 我们小组把QMD模型加以改进和发展, 发展了的量子分子动力学模型(ImQMD) 能够用于重离子近垒熔合反应的研究[28, 29, 30]。下面我们对量子分子动力学模型及其改进和发展作一个简单介绍。

### §2.1 量子分子动力学模型简介(QMD)

在QMD模型中, 将核子用一个高斯波包来描述,

$$\phi_i(\vec{r}) = \frac{1}{(2\pi\sigma_r^2)^{3/4}} \exp\left[-\frac{(\vec{r} - \vec{r}_i)^2}{4\sigma_r^2}\right] \exp\left[\frac{i\vec{p}_i \cdot \vec{r}}{\hbar}\right] \quad (2.1)$$

其中,  $\vec{r}_i, \vec{p}_i$  分别为第*i*个核子在坐标空间和动量空间中的波包中心,  $\sigma_r$ 为坐标空间的波包宽度。

对波函数进行Wigner变换, 在 $\hbar \rightarrow 0$ 时, 可以得到第*i*个粒子的相空间密度分布:

$$\begin{aligned} f_i(\vec{r}, \vec{p}) &= \frac{1}{(2\pi\hbar)^3} \int \exp\left[\frac{(-\vec{r}_{12} \cdot \vec{p}_{12})}{\hbar}\right] \phi_i^* \phi_i d\vec{r}_{12} \\ &= \frac{1}{(\pi\hbar)^3} \exp\left[-\frac{(\vec{r} - \vec{r}_i)^2}{2L}\right] \exp\left[-\frac{(\vec{p} - \vec{p}_i)^2 \cdot 2L}{\hbar^2}\right] \end{aligned} \quad (2.2)$$

其中 $L = \sigma_r^2$ 。引入最小测不准关系

$$\sigma_r \cdot \sigma_p = \frac{\hbar}{2}, \quad (2.3)$$

式中,  $\sigma_r, \sigma_p$ 分别为粒子在坐标空间和动量空间的波包宽度。那么整个核体系的相空间分布函数表示为:

$$f(\vec{r}, \vec{p}) = \sum_i f_i(\vec{r}, \vec{p}), \quad (2.4)$$

相空间分布函数是归一的, 对相空间积分便是体系的总粒子数:

$$\int \int f(\vec{r}, \vec{p}) d\vec{r} d\vec{p} = A. \quad (2.5)$$

由相空间分布函数可以得到系统的密度分布函数和动量分布函数:

$$\begin{aligned} \rho(\vec{r}) &= \int f(\vec{r}, \vec{p}) d\vec{p} = \frac{1}{(2\pi\sigma_r^2)^{3/2}} \sum_i \exp\left[-\frac{(\vec{r} - \vec{r}_i)^2}{2\sigma_r^2}\right], \\ g(\vec{p}) &= \int f(\vec{r}, \vec{p}) d\vec{r} = \frac{1}{(2\pi\sigma_p^2)^{3/2}} \sum_i \exp\left[-\frac{(\vec{p} - \vec{p}_i)^2}{2\sigma_p^2}\right]. \end{aligned} \quad (2.6)$$

在QMD模型中，核子在自身产生的平均场中运动，它的演化遵守正则方程，

$$\dot{\vec{r}}_i = \frac{\partial H}{\partial \vec{p}_i}, \quad \dot{\vec{p}}_i = -\frac{\partial H}{\partial \vec{r}_i}, \quad (2.7)$$

其中， $H$ 是体系的哈密顿量，由模型中核子-核子相互作用势和动能所决定，当然反过来它也决定性地影响着系统的动力学演化。该模型中，核子-核子相互作用势包括：Skyrme势、Yukawa势、质子中子不对称势、动量相关势、泡利势以及库仑势：

$$V_{ij} = V_{Sky} + V_{Yuk} + V_{Sys} + V_{md} + V_{Pau} + V_{Coul}, \quad (2.8)$$

$$V_{Sky} = t_0 \delta(\vec{r} - \vec{r}') + t_3 \delta(\vec{r} - \vec{r}') \delta(\vec{r} - \vec{r}'),$$

$$V_{Yuk} = \frac{c_y \exp(-\gamma |\vec{r} - \vec{r}'|)}{|\vec{r} - \vec{r}'|},$$

$$V_{Sys} = C_s t_i t_j \delta(\vec{r} - \vec{r}'),$$

$$V_{md} = t_4 \ln^2 [t_5 (\vec{p} - \vec{p}') + 1] \delta(\vec{r} - \vec{r}'), \quad (2.9)$$

$$V_{Pau} = C_p \left( \frac{\hbar}{p_0 q_0} \right)^3 \exp\left[-\frac{(\vec{r} - \vec{r}')^2}{2q_0^2}\right] \exp\left[-\frac{(\vec{p} - \vec{p}')^2}{2p_0^2}\right],$$

$$V_{Coul} = \frac{e^2}{|\vec{r} - \vec{r}'|},$$

其中， $t_0, t_3, t_4, t_5, c_y, \gamma, c_s, c_p, p_0, q_0$ ，和 $t_i(t_j)=1$  (for proton), or  $-1$  (for neutron) 是参数。

总的哈密顿量

$$H = \sum_i \frac{p_i^2}{2m} + \frac{1}{2} \sum_i \sum_j U_{ij} + \frac{1}{3} \sum_i \sum_j \sum_k U_{ijk}, \quad (2.10)$$

$$U_{ij} = \int \rho(\vec{r}_i) V(\vec{r}_i, \vec{r}_j) \rho(\vec{r}_j) d\vec{r}_i d\vec{r}_j, \quad (2.11)$$

$$U_{ijk} = \int \rho(\vec{r}_i) \rho(\vec{r}_j) \rho(\vec{r}_k) V(\vec{r}_i, \vec{r}_j, \vec{r}_k) d\vec{r}_i d\vec{r}_j d\vec{r}_k, \quad (2.12)$$

通过对两体和三体相互作用进行积分我们可以得到体系的哈密顿量。基于哈密顿量，核子通过正则方程进行演化。

量子分子动力学模型除了平均场之外同时还考虑了两体碰撞过程。随着反应入射能量的增加，碰撞项的作用越来越重要。QMD模型中对核子-核子碰撞的处理如下：两核质心系变换到两体质心系 $\Rightarrow$ 运动学的几何条件判断 $\Rightarrow$ 反应截面判断 $\Rightarrow$ 坐标系变换回原来的两核质心系 $\Rightarrow$ 泡利阻塞判断。对于某一个反应事件，质心系的能量为 $\sqrt{S} = \sqrt{(E_1 + E_2)^2 - (\vec{p}_1 + \vec{p}_2)^2}$ ，碰撞粒子的质心速度为 $\vec{\beta} = (\vec{p}_1 +$

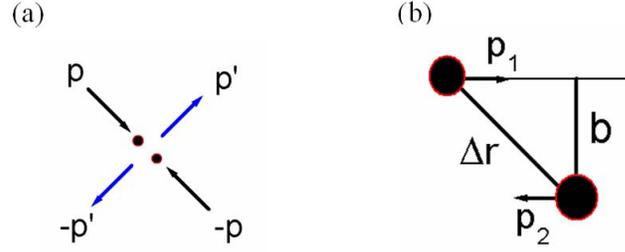


图 2.1: (a)两体质心系下核子核子碰撞示意图。(b) 两碰撞发生的几何条件。

$\vec{p}_2)/(E_1 + E_2)$ 。在两体质心系下第一个粒子的动量为  $\vec{p} = \gamma(\frac{\vec{p}_1 \cdot \vec{\beta}}{\beta} - \beta E_1)\frac{\vec{\beta}}{\beta} + (\vec{p}_1 - \frac{\vec{p}_1 \cdot \vec{\beta}}{\beta})\frac{\vec{\beta}}{\beta}$ ，第二个粒子的动量为  $-\vec{p}$ 。两体质心系下两核子间的距离为  $\Delta r = (\vec{r}_1 - \vec{r}_2) + (\gamma - 1)(\frac{(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \cdot \vec{\beta}}{\beta})\frac{\vec{\beta}}{\beta}$ 。

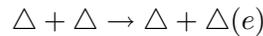
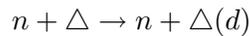
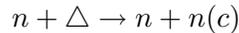
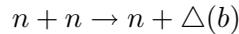
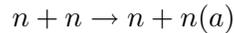
可能发生碰撞的运动学几何条件包括：(1) 在  $-\delta t/2$  到  $\delta t/2$  的时间间隔内，两个粒子经过了最短距离，

$$\left| \frac{\Delta \vec{r} \cdot \vec{p}}{p} \right| \leq \left( \frac{p}{\sqrt{p^2 + m_1^2}} + \frac{p}{\sqrt{p^2 + m_2^2}} \right) \frac{\delta t}{2}; \quad (2.13)$$

(2) 碰撞参数  $b = \sqrt{(\Delta \vec{r})^2 - (\Delta \vec{r} \cdot \vec{p}/p)^2}$  小于核子-核子碰撞总截面对应的最大碰撞参数  $b_{max} = \sqrt{\sigma_{nn}^{tot}/\pi} \simeq 1.32 \text{ fm}$ ，即  $b < b_{max}$ 。

如果发生碰撞的运动学几何条件满足，下面便进一步进行反应截面判断。对于一个碰撞，它可能是弹性碰撞或者非弹性碰撞。如果入射能量低于 150 MeV/u，以弹性道为主，为了简单我们只考虑非相对论动力学。在非弹性散射中，p道是比较重要的，它通常被包含在核子的  $\Delta$  态中。

我们主要考虑下面的一些反应道：



对于反应道(a)和(b)，截面参数来自于实验结果；反应道(c)的截面是通过细致平衡原理获得；反应道(d)以及(e)与反应道(a)相同。碰撞的反应道是弹性的还是非弹性的根据其截面由 Monte-Carlo 抽样决定。碰撞的反应道决定后，再由 Monte-Carlo 抽样决定散射角度。

计算出各种反应道的散射后的动量,再将两体质心系变回到两核质心系,随后再进行泡利阻塞判断,如果发生阻塞,说明本次碰撞无效,从而取消这次碰撞,粒子的动量变回碰撞前的值。需要说明的是,QMD模型中两体碰撞过程在很大程度上能够模拟核的短程排斥的残余相互作用,因此它能够弥补平均场中欠缺的涨落效应,同时能够部分地弥补QMD模型中所忽略的波函数的反对称化效应。相空间占有数约束方法正是借鉴这一优点通过核子-核子弹性碰撞来改善原子核的费米子属性。

## §2.2 改进的量子分子动力学模型(ImQMD)

早期的QMD模型在中高能重离子碰撞中得到了很广泛的应用,然而在研究低能熔合反应时,QMD模型还存在很多问题。我们把QMD模型加以改进发展成为改进的量子分子动力学模型(ImQMD),使它能够用于研究低能熔合反应。主要的改进包括以下几项:(1)用Skyrme相互作用自洽得到的表面能项代替常规QMD模型中的Yukawa项,引入 $\rho\tau$ 项。(2)采用相空间占有数约束方法改善原子核的费米子属性。(3)引入随体系大小相依赖的初始波包宽度。下面我们分别简单介绍这几项改进,详细的描述参见文献[37]。

### §2.2.1 相互作用势的更新

常规的QMD模型采用的相互作用势对低能核反应的描述有很大的困难。而我们知道Skyrme相互作用是一种 $\delta$ 形式的参数化的有效相互作用[38],由于它在实际计算中速度较快,而且能够很好地描述核的基态性质如结合能、方均根半径以及单粒子能级等,所以近几十年来,Skyrme-HF模型得到了广泛应用和发展[38, 39, 40, 41, 42, 43]:从研究低密度核物质到中子星[41],从研究核基态性质到液汽相变[42],从研究稳定线上的元素到滴线附近的元素都得到了很好的结果;而且人们对Skyrme相互作用各项的理解、计算方法的完善以及参数的确定等也都有了很大的发展。

鉴于Skyrme相互作用的诸多优点,在改进的量子分子动力学(ImQMD)模型中,我们舍弃了原有的Yukawa势、动量相关势以及泡利势,而采用了Skyrme相互作用势中相关项的形式。

Skyrme相互作用势的体系的总能量写为

$$\begin{aligned}
 E &= \langle \phi | T + V | \phi \rangle = \sum_{i=1}^A \langle i | \frac{p^2}{2m} | i \rangle + \frac{1}{2} \sum_{ij}^A \langle ij | \tilde{v}_{12} | ij \rangle + \frac{1}{6} \sum_{ijk}^A \langle ijk | \tilde{v}_{123} | ijk \rangle \\
 &= \int \mathcal{H}(\vec{r}) d\vec{r},
 \end{aligned} \tag{2.14}$$

其中 $\mathcal{H}(\vec{r})$ 是能量密度,对于质子中子对称体系并且不考虑库仑相互作用时 $\mathcal{H}$ 简化为[38]:

$$\mathcal{H} = \frac{\hbar^2}{2m} \tau + \frac{3}{8} t_0 \rho^2 + \frac{1}{16} t_3 \rho^{\sigma+2} + \frac{1}{16} (3t_1 + 5t_2) \rho \tau + \frac{1}{64} (9t_1 - 5t_2) (\nabla \rho)^2 - \frac{3}{4} W_0 \rho \vec{\nabla} \cdot \vec{J}, \tag{2.15}$$

上式右边第一项是动能项,第二、第三项是吸引项(两体项)和排斥项(三体项),被VUU/BUU方程以及早期的QMD模型所采用,后面的 $\rho\tau$ 项、表面能项以及自旋轨道耦合项被常规的QMD模型所忽略。但是从Skyrme-HF理论我们知道这些项对于有限体系的性质是非常重要的,因此我们在改进QMD模型时,想尽可能多地考虑这些项。我们知道有限体系很重要的一点是它具有表面,在液滴模型的质量公式中仅仅考虑了体积能项和表面能项就能相当成功地描述核质量,可见表面效应对有限体系是非常重要的。因此在对QMD模型的改进中我们在 $t_0, t_3$ 项、对称能项以及库仑项的基础上引入表面能项、 $\rho\tau$ 项以及表面对称能项。

在QMD模型中,系统的哈密顿量可以表示为动能与有效相互作用势能之和

$$H = T + U, \tag{2.16}$$

其中,动能为

$$T = \langle \phi | T | \phi \rangle = \int f(\vec{r}, \vec{p}) \frac{p^2}{2m} d\vec{r} d\vec{p} = \frac{1}{2m} \sum_i (p_i^2 + \frac{3}{2} \hbar^2 / 2\sigma^2) = \sum_i \frac{p_i^2}{2m} + C, \tag{2.17}$$

动能表达式中的第二项为常数,是由动量空间的高斯波包宽度引起的,在运动方程中不起作用,因此QMD模型一般将其忽略。

有效相互作用势能包括短程的Skyrme相互作用势能以及库仑相互作用势能:

$$U = U_{loc} + U_{coul}, \tag{2.18}$$

其中

$$U_{loc} = \int \mathcal{H}_{loc}(\vec{r}) d\vec{r}, \tag{2.19}$$

$H_{loc}(\vec{r})$ 是我们采用的Skyrme相互作用势能密度,

$$\mathcal{H}_{loc}(\vec{r}) = \frac{\alpha}{2} \frac{\rho^2}{\rho_0} + \frac{\beta}{\gamma+1} \frac{\rho^{\gamma+1}}{\rho_0^\gamma} + \frac{g_0}{2} (\nabla\rho)^2 + g_\tau \frac{\rho^{\eta+1}}{\rho_0^\eta} + \frac{C_S}{2\rho_0} [\rho^2 - \kappa_S (\nabla\rho)^2] \delta^2, \quad (2.20)$$

通过比较 $\mathcal{H}(\vec{r})$ 和 $\mathcal{H}_{loc}(\vec{r})$ 可以看出,

$$\begin{aligned} \frac{\alpha}{2} \frac{1}{\rho_0} &= \frac{3}{8} t_0, \\ \frac{\beta}{\gamma+1} \frac{1}{\rho_0^\gamma} &= \frac{1}{16} t_3, \\ \frac{g_0}{2\rho_0} &= \frac{1}{64} (9t_1 - 5t_2). \end{aligned}$$

这样QMD模型引入的参数就可以和Skyrme-HF模型的参数相互比照参考。

库仑相互作用势能由下面的表达式给出:

$$U_{coul} = \frac{1}{2} \int \rho_i(\vec{r}) \frac{e^2}{|\vec{r} - \vec{r}'|} \rho_j(\vec{r}') d\vec{r} d\vec{r}', \quad (2.21)$$

将每个核子的密度分布

$$\rho_i(\vec{r}) = \frac{1}{(2\pi\sigma_r^2)^{3/2}} \exp\left[-\frac{(\vec{r} - \vec{r}_i)^2}{2\sigma_r^2}\right], \quad (2.22)$$

代入上面的积分, 便可得到有效相互作用势能 $U = U_{loc} + U_{coul}$  的解析表达式,

$$\begin{aligned} U &= U_{loc} + U_{coul} \\ &= \frac{\alpha}{2} \sum_i \sum_{j \neq i} \frac{\rho_{ij}}{\rho_0} + \frac{\beta}{\gamma+1} \sum_i \left( \sum_{j \neq i} \frac{\rho_{ij}}{\rho_0} \right)^\gamma + \frac{g_0}{2} \sum_i \sum_{j \neq i} f_s \frac{\rho_{ij}}{\rho_0} + g_\tau \sum_i \left( \sum_{j \neq i} \frac{\rho_{ij}}{\rho_0} \right)^\eta \\ &\quad + \frac{c_s}{2} \sum_i \sum_{j \neq i} t_{iz} t_{jz} \frac{\rho_{ij}}{\rho_0} (1 - \kappa_s f_s) + \frac{e^2}{2} \sum_i \sum_{j \neq i} \frac{1}{r_{ij}} \operatorname{erf}\left(\frac{r_{ij}}{\sqrt{4\sigma_r^2}}\right) \delta_{iz} \delta_{jz} \end{aligned} \quad (2.23)$$

上式右边第一项是两体项; 第二项是三项项; 第三项主要来自表面能项, 部分来自第二项的修正项; 第四项是 $\rho\tau$ 修正项; 第五项是对称能项; 最后一项是库仑项。

其中 $\rho_{ij} = \frac{1}{(4\pi\sigma_r^2)^{3/2}} \exp\left[-\frac{(\vec{r}_i - \vec{r}_j)^2}{4\sigma_r^2}\right]$ ,  $t_{iz} = \begin{cases} 1, & \text{proton;} \\ -1, & \text{neutron.} \end{cases}$ ,  $f_s = \frac{3}{2\sigma_r^2} - \left(\frac{r_{ij}}{2\sigma_r}\right)^2$ ,  $r_{ij} =$

$|\vec{r}_i - \vec{r}_j|$ ,  $\delta_{iz} = \begin{cases} 1, & \text{proton;} \\ 0, & \text{neutron.} \end{cases}$ ,  $\operatorname{erf}(x)$ 和 $\operatorname{erfc}(x)$ 分别为误差函数和余误差函数。它们满足关系式:  $\operatorname{erf}(x) + \operatorname{erfc}(x) = 1$ 。

### 表面效应

对于有限体系, 表面效应显然是很重要的。一方面, 在核表面区域, 核子密度明显降低, 密度涨落以及块的形成(低能时的熔合、裂变、核子转移以及中高

能时的多重碎裂)变得比较重要;另一方面,原子核的液滴概念在宏观与微观物理中都受到很多重视,而液滴模型很成功的一点就是考虑了核的表面效应。常规的QMD模型对表面效应的考虑采用了Yukawa势( $V_{Yuk} = \frac{c_4 \exp(-\gamma|\vec{r}-\vec{r}'|)}{|\vec{r}-\vec{r}'|}$ )。

对表面项,我们直接采用了Skyrme相互作用势中的表面项:

$$U_{surface} = \frac{g_0}{2\rho_0} \int (\nabla\rho)^2 d\vec{r} \quad (2.24)$$

从上述表达式中,可以看出表面项与密度的梯度有关。由于核子的运动遵从经典的正则方程,所以在演化过程中系统的密度分布会逐渐变为Boltzman分布。

### $\rho\tau$ 修正项

由Skyrme-HF模型[38]得到与动量相关的势能密度项,它与核子在介质中的有效质量相关,我们称之为 $\rho\tau$ 修正项:

$$V_{\rho\tau} = c \cdot \rho\tau \quad (2.25)$$

在Thomas-Fermi近似[44]下,

$$\tau = \frac{3}{5} \left( \frac{3\pi^2}{2} \right)^{2/3} \rho^{5/3}, \quad (2.26)$$

所以在取Thomas-Fermi近似时,  $\rho\tau$  修正项的能量密度为

$$V_{\rho\tau} = c \cdot \rho\tau = c \frac{3}{5} \left( \frac{3\pi^2}{2} \right)^{2/3} \rho^{8/3}, \quad (2.27)$$

其中 $g_\tau = c \frac{3}{5} \left( \frac{3\pi^2}{2} \right)^{2/3} \rho_0^{5/3}$ , 如果将 $\eta$  作为参数则 $V_{\rho\tau} = g_\tau \frac{\rho^{\eta+1}}{\rho_0^\eta}$ , 我们取 $\eta$  等于5/3或2/3。

### §2.2.2 相空间占有数约束

量子分子动力学(QMD)模型相对于反对称化的分子动力学(AMD)模型[45]以及费米分子动力学(FMD)模型[46]来说,计算量要小很多,这主要是QMD模型忽略了波函数的反对称化从而节约了大量的计算时间。然而由于忽略了波函数的反对称化影响了核子的费米子属性。

带有泡利阻塞效应的两体碰撞项能部分地弥补这一缺陷,然而对于基态或者低能反应,两体碰撞几乎没有或者很少。因此在QMD中,即使初始核的相空间分布能很好地符合Fermi-Dirac分布,但经典的运动方程会使得系统初始的相空间分布逐渐演化成Boltzmann分布。为了解决这个缺陷,很多作者引入了Pauli势[47, 48],这种唯象的两体Pauli势阻止自旋和同位旋相同的两个核子相互靠近。虽然Pauli势能给出一些好的结果如原子核的基态性质、核物质的饱和性等,但它同时也给出了一些不好的副效应,如碰撞问题中的虚的排斥等。为了避免上述问

题, M.Papa 等人提出了相空间占有数约束方法[49]。我们知道, Pauli 原理要求单个核子在 $h^3$ 的相空间中的占有数 $\bar{f}_i \leq 1$ 。在QMD中, 因为忽略了波函数的反对称化以及一些短程排斥的残余相互作用的影响, 再加上经典的运动方程, 导致核子在演化过程中, 有时候相空间的占有数 $\bar{f}_i > 1$ , 这就有悖于费米子的特性。在QMD模型中, 两体弹性散射通过随机地改变相空间分布并且对终态进行Pauli阻塞检测来模拟短程排斥的残余相互作用。相空间占有数约束方法借鉴了这一思想。相空间占有数约束方法简而言之就是在时间演化中检查相空间占有数, 如果 $\bar{f}_i > 1$ , 则进行两体弹性散射, 以达到 $\bar{f}_i \leq 1$ 从而满足Pauli原理。

相空间占有数可以表示为:

$$\bar{f}_i = \sum_j \delta_{\tau_i \tau_j} \delta_{s_i s_j} \int_{h^3} f_j(\vec{r}, \vec{p}) d\vec{r} d\vec{p}, \quad (2.28)$$

其中,  $f_j(\vec{r}, \vec{p})$ 为第 $j$ 粒子处的相空间密度:

$$f_j(\vec{r}, \vec{p}) = \frac{1}{(\pi \hbar)^3} \exp\left[-\frac{(\vec{r} - \vec{r}_j)^2}{2\sigma_r^2}\right] \exp\left[-\frac{(\vec{p} - \vec{p}_j)^2}{2\sigma_p^2}\right], \quad (2.29)$$

$\delta_{\tau_i \tau_j}, \delta_{s_i s_j}$ 分别对应于同位旋效应和自旋效应,  $s_i$ 为核子自旋投影量子数, 积分是以 $j$ 粒子 $(\vec{r}_j, \vec{p}_j)$ 为中心,  $h^3$ 相空间体积内进行的。

从而, 相空间占有数经推导可以表示为:

$$\bar{f}_i = \sum_j \delta_{\tau_i \tau_j} \delta_{s_i s_j} \frac{1}{64} f(x) f(y) f(z) \cdot F(p_x) F(p_y) F(p_z), \quad (2.30)$$

其中,

$$f(x) = \text{erf}\left(\frac{h_r - x}{\sqrt{2\sigma_r^2}}\right) + \text{erf}\left(\frac{h_r + x}{\sqrt{2\sigma_r^2}}\right), \quad (2.31)$$

$$F(p_x) = \text{erf}\left(\frac{h_p - p_x}{\sqrt{2\sigma_p^2}}\right) + \text{erf}\left(\frac{h_p + p_x}{\sqrt{2\sigma_p^2}}\right), \quad (2.32)$$

上述表达式中,  $x = x_i - x_j, p_x = p_{x_i} - p_{x_j}$ 。  $i$ 粒子本身的相空间密度对于相空间占有数 $\bar{f}_i$ 的贡献是 $\bar{f}_i^0 \simeq 0.621$ 。

在每个时刻检查 $i$ 粒子(包括粒子)周围的一个小体积内的相空间占有数 $\bar{f}_i$ 。如果 $\bar{f}_i > 1$ 则进行多体弹性散射, 减小相空间占有数。

对于通常的两体碰撞过程, 我们需要进行Pauli阻塞检查, 主要检查粒子碰撞后的状态是否违背 $\bar{f}_i > 1$ , 我们把相空间分成体积为 $h^3$ 的小格间, 如果粒子 $i$ 被散射到一处相空间已经饱和的小格间, 那么就要执行Pauli阻塞, 取消这次碰撞。Pauli阻塞的几率为[49],

$$P_{block} = 1 - (1 - w_i)(1 - w_j), \quad (2.33)$$

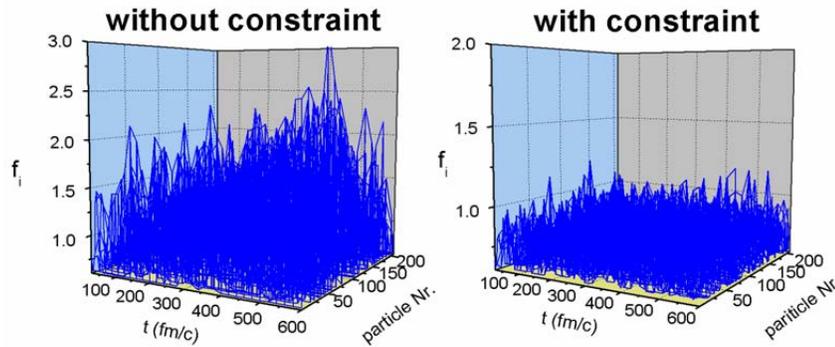


图 2.2: 不考虑 (左图) 和考虑 (右图) 相空间约束核子的相空间密度随时间的演化。

其中,  $w_i \equiv \min(1, \frac{\bar{f}_i - \bar{f}_i^0}{1 - \bar{f}_i^0})$  为  $i$  粒子处的相空间“有效占有数”, 实际上就是减掉  $i$  粒子本身的贡献。

图2.2比较了基态的 $^{208}\text{Pb}$ 在没有采用相空间约束(左图)和采用相空间约束(右图)两种情况下粒子的相空间密度分布随时间的演化情况。从图中可以看出, 如果没有采用相空间约束, 粒子的相空间占有数很多时候大于1; 而当引入了相空间约束后, 粒子的相空间占有数基本上小于等于1, 从而使得模型在描述费米子属性上得以满足。相空间占有数约束一方面使得Pauli原理得到满足, 另一方面它能有效地补偿短程排斥的残余相互作用。

通过上述方法, 核体系的相空间密度分布得到了改善。此外, 我们还研究了相空间占有数约束方法对于动量分布的影响。对于基态以及近垒融合反应, 合理的动量分布应该是很重要的。采用相空间约束方法后, 核基态的动量分布在很大程度上有所改善, 特别是低动量部分。动量分布对核的稳定性有很大的影响。考虑了相空间约束后, 体系处于比较稳定的状态, 基态核的稳定性也相应地得到改善。

### §2.2.3 核子的波包宽度

QMD模型之所以区别于经典的分子动力学模型, 是因为它所描述的粒子不再是经典的点粒子, 而是一个高斯波包。高斯波包的宽度与核的大小及相互作用有关。在无限的核物质中, 这个量的影响很小, 而对于有限体系, 这个量的影响却不容忽视[50]。

严格意义上来说, 波包宽度应该随体系的动力学演化而演化[48]。如果将高斯波包的宽度以复数形式给出, 如EQMD模型[48]自然地给出随系统动力学演化

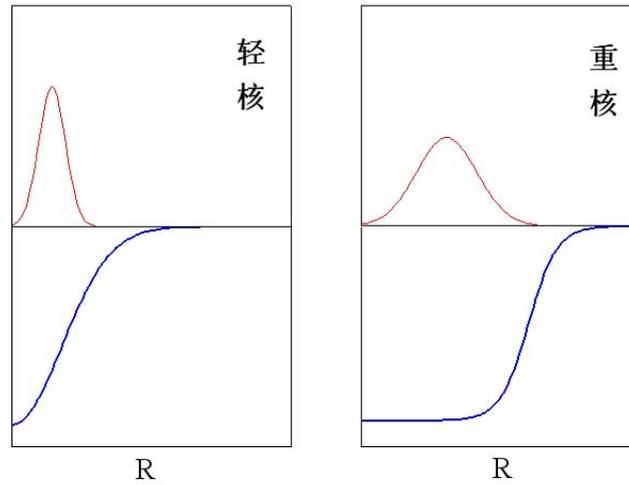


图 2.3: 轻核与重核的平均场以及相应的单粒子高斯波包的比较示意图。

的波包宽度。很显然动力学的波包宽度增加了体系哈密顿量的自由度，某种程度上来说，它给半经典的动力学模型引入了更多的量子效应。然而EQMD模型需要对Skyrme相互作用中的三体项采用严格的三重循环 $N^3$ 求解，并且体系演化的数值求解需要很高精度，而这样则大大地降低了计算速度，出现了类似于前面提到的AMD以及FMD的计算速度问题。

为了在不增加计算量的前提下，我们定性地分析了波包宽度随系统大小的依赖关系。首先我们来讨论波包宽度随体系大小的依赖关系。对于有限核体系，粒子应该被束缚在一个有限大小的范围之内，核体系的波函数与平均场的大小紧密相关。而QMD模型中单粒子波函数采用高斯波包来描述，因此粒子的波包宽度应该与它们形成的平均场的大小有一定的联系。图2.4给出了轻核与重核的波包宽度与平均场的示意图。从图中我们可以看出，轻核的平均场比较窄而尖，用较窄的波包来描述更适合一些，而重核的平均场宽而平，更适合用较宽的波包来描述。

在常规的QMD中波包宽度取为常量，但是人们也注意到不同的波包宽度对于计算结果有很明显的影响。针对不同的反应体系，为了使得结果比较合理，作者采用的波包宽度也有些差别，例如，在Ca+Ca的反应中，波包宽度取为 $\sigma_r = 1.14$  fm，而在Au+Au的反应中，波包宽度取为 $\sigma_r = 1.47$  fm[50]。有时候甚至对于相同的反应体系不同的反应能量，如研究多重碎裂和研究熔合反应，波包宽度也取得不同[49, 51]，这就使得计算结果的不确定性很大。我们知道，熔合反应的过程比较缓慢，对单个核的基态性质随时间演化的稳定性要求高，波包宽度对于体系稳

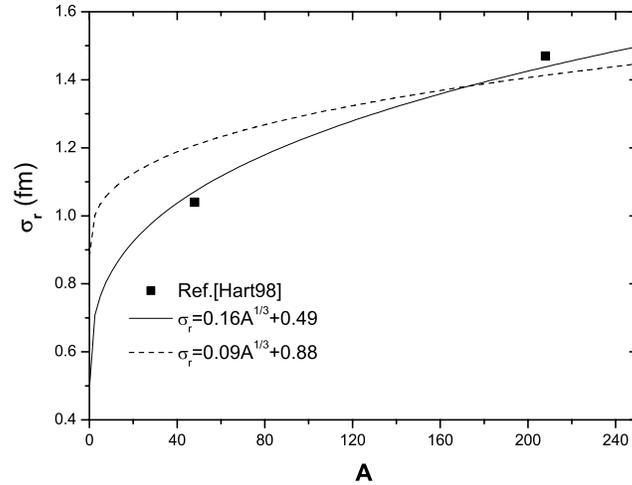


图 2.4: 两种随核子数变化的波包宽度曲线。

定性的影响，主要是因为坐标的波包宽度和动量的波包宽度满足最小测不准关系，当坐标的波包宽度偏小时，动量的波包宽度就偏大，从而单个粒子的平均动能涨落过大而使得核的演化变得不稳定。而如果波包宽度取由关系式(2.34)给出的宽度，则体系随时间演化比较稳定，在足够长的时间内没有粒子蒸发，并且核密度分布也比较合理。所以对于Au+Au的反应，作者将波包宽度加大为 $\sigma_r = 1.47$  fm[50]，从而使块的稳定性以及密度分布有了改善。

从上面的讨论我们知道，核子的波包宽度与核的平均场的大小存在一定的联系。因为平均场的大小基本与核半径( $A^{1/3}$ )呈线性关系，我们通过研究一系列稳定线上的核的基态性质随波包的变化，拟合了两种波包宽度随体系大小相依赖的关系式：

$$\begin{aligned}\sigma_r &= 0.16A^{1/3} + 0.49 \text{ fm}, \\ \sigma_r &= 0.09A^{1/3} + 0.88 \text{ fm}.\end{aligned}\tag{2.34}$$

其中A是块的大小。这两种波包宽度分别对应于ImQMD模型的两套参数IQ1和IQ2(见表2.1)。

为了检验我们的模型，并为模拟反应做准备，我们严格挑选了 $^{238}\text{U}$ 、 $^{232}\text{Th}$ 和 $^{250}\text{Cf}$ 等基态核。图2.5给出了基态核 $^{238}\text{U}$ 、 $^{232}\text{Th}$ 和 $^{250}\text{Cf}$ 的方均根半径与结合能随时间的演化。从图中我们能够看出结合能和方均根半径在6000 fm/c的时间内能够保持稳定，它们在演化过程中只有一些较小的涨落。初始时刻的结合能与实验值 $E_b=7.57, 7.62, 7.48$  A MeV(分别对应 $^{238}\text{U}$ 、 $^{232}\text{Th}$ 和 $^{250}\text{Cf}$ 的结合能)相比在0.05 MeV的误差范围内；而初始的方均根半径与拟合公式[52]  $\langle r^2 \rangle^{1/2} = 0.82A^{1/3} + 0.58$

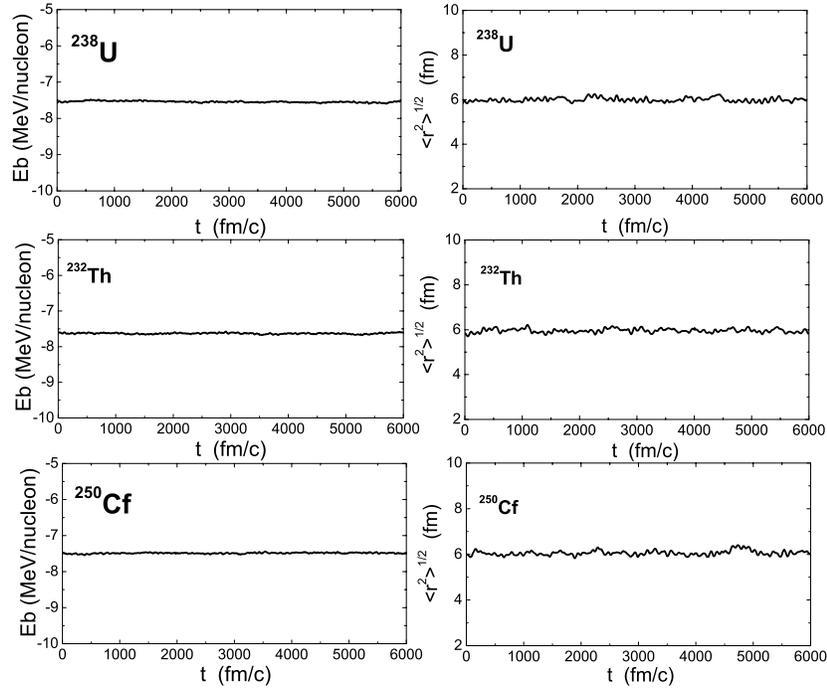


图 2.5: 基态核 $^{238}\text{U}$ 、 $^{232}\text{Th}$  和 $^{250}\text{Cf}$  的方均根半径与结合能在6000 fm/c 内的时间演化。

表 2.1: ImQMD采用的势参数

ImQMD 参数	$\alpha$ (MeV)	$\beta$ (MeV)	$\gamma$	$g_0$ (MeV fm <sup>2</sup> )	$g_\tau$ (MeV)	$\eta$	$C_S$ (MeV)	$\kappa_s$ (fm <sup>2</sup> )	$\rho_0$ (fm <sup>-3</sup> )
IQ1	-310	258	7/6	19.8	9.5	2/3	32.0	0.08	0.165
IQ2	-356	303	7/6	7.0	12.5	2/3	32.0	0.08	0.165

比较在0.2 fm 的误差范围内。

## 第三章 重离子熔合势垒和熔合反应的动力学效应

重离子核反应是核物理研究的一个重要的领域。在低能重离子核反应中(本章只讨论每核子能量低于10MeV的情形),有两个因素起着十分重要的作用。一个是碰撞参数 $b$ ,另一个是库仑势垒 $V_b$ 。碰撞参数 $b$ 和轨道角动量 $L$ 的关系为 $L = b\sqrt{2\mu E}/\hbar$ ,式中的 $E$ 为体系的相对运动动能(即体系质心系的动能), $\mu$ 为折合质量 $\mu = \frac{A_1 A_2}{A_1 + A_2} m_n$ ( $m_n$ 为每个核子的质量)。库仑势垒高度 $V_b$ 由吸引的核力和排斥的库仑力的相互竞争决定的。弹核与靶核的相互作用势等于核作用势与库仑作用势之和:

$$V(r) = V_N(r) + V_C(r), \quad (3.1)$$

$V(r)$ 的极大值就是库仑势垒的高度 $V_b = [V(r)]_{max}$ 对于角动量 $L$ 不等于零的情况,有效势

$$V_{eff} = V(r) + \frac{L(L+1)\hbar^2}{2\mu r^2}. \quad (3.2)$$

当碰撞参数比较小时,炮弹打入靶核的中心区,与靶核熔合为一体,形成复合核或准复合核,这种反应称为熔合反应。本章将分别研究重离子熔合势垒和熔合反应过程的动力学效应。

### §3.1 重离子熔合势垒的研究

#### §3.1.1 常用的几种核-核相互作用势垒的计算

由于核-核相互作用势在反应过程中起着重要的作用,而实验上又无法直接测量。因此,人们在理论上通过各种模型来计算库仑势垒,常用的有Bass74势[17]、Bass80势[55]和接近势[19]等。下面我们分别介绍这三种势的计算。

##### a. Bass74势

Bass在1974年的文献[17]中提出准弹性散射的库仑势垒与熔合反应的库仑势垒是不同的。因为物理背景不同,准弹性散射过程相对于熔合反应来说只有相对较少的质量和能量转移。他定义了“熔合位垒( $B_{fu}$ )”和“相互作用位垒( $B_{int}$ )”:

$$B_{fu} = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{R_{12}} \left[ \frac{R_{12}}{R_{12} + d_{fu}} - \frac{1}{x} \frac{d}{R_{12}} \exp\left(-\frac{d_{fu}}{d}\right) \right] \quad (3.3)$$

$$\begin{aligned} B_{int} &= \frac{Z_1 Z_2 e^2}{R_{12}} \left[ \frac{R_{12}}{R_{12} + d_{int}} - \frac{1}{x} \frac{d}{R_{12}} \exp\left(-\frac{d_{int}}{d}\right) \right], (d_{fu} < d_{int}) \\ &= B_{fu}, (d_{fu} \geq d_{int}) \end{aligned} \quad (3.4)$$

$d_{fu}$ 是熔合距离,  $d_{int}$ 是相互作用距离,  $d$ 是核力的力程。 $d$ 和 $d_{int}$ 是可调参数。相互作用位垒 $B_{int}$ 所对应的炮弹和靶核的质心距离 $r \leq R_{12} + d_{int}$ 。熔合位垒 $B_{fu}$ 所对应的炮弹和靶核的质心距离 $r = R_{12} + d_{fu}$ , 其中

$$\frac{d_{fu}}{d} \simeq -\ln x \left(1 - \frac{2d}{R_{12}}\right)^{-1} \quad (3.5)$$

$$R_{12} = R_1 + R_2 = r_0(A_1^{1/3} + A_2^{1/3}) \quad (3.6)$$

$$x = \frac{e^2}{r_0 a_s} \frac{Z_1 Z_2}{A_1^{1/3} A_2^{1/3} (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})} \quad (3.7)$$

$x$ 是炮弹和靶核在质心距离 $r = R_{12}$ 时体系的库仑力与核力的比值。 $a_s$ 是原子核的表面张力系数, 文献[13]中取 $a_s=17.0$  MeV,  $r_0=1.07$ fm,  $d=1.35$ fm,  $d_{int} = 2d$ 。

### b. Bass80势

在1980年的文献[55]中, Bass按下式给出了核-核相互作用势 $V(r)$ :

$$V(r) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} + \frac{R_1 R_2}{R_{12}} g(s) \quad (3.8)$$

$$g(s) = [A \exp\left(\frac{s}{d_1}\right) + B \exp\left(\frac{s}{d_2}\right)]^{-1} \quad (3.9)$$

式中的 $s = r - R_{12}$ ,  $A=0.0300$  MeV<sup>-1</sup>fm,  $B=0.0061$  MeV<sup>-1</sup>fm,  $d_1=3.30$  fm和 $d_2=0.65$  fm。这里的 $R_{12} = R_1 + R_2$ 而 $R_1$ 和 $R_2$ 由下式得出:

$$R_i = 1.16 A_i^{1/3} + A_i^{-1/3}, (i = 1, 2) \quad (3.10)$$

这些参数是Bass通过拟合一系列实验数据得出的见文献[56]。

### c. 接近势(Proximity Potential)[19]

人们所关心的是在离子间密度很少重叠时的相互作用, 由于核力是短程力, 因此这种作用是表面间的相互作用, 即所谓接近势。在双折叠势法求核相互作用势中, 令

$$e(x, y, R) = \int \int \rho_1(\vec{r}_1) v(|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|) \rho_2(|\vec{r}_2 - \vec{R}|) d\vec{r}_2 dz \quad (3.11)$$

则核相互作用势可以表示为,

$$V_N(R) = \int \int e(x, y, R) dx dy = 2\pi \int e(\eta, R) \eta d\eta \quad (3.12)$$

其中 $\eta^2 = x^2 + y^2$ 。现在对上式作近似。设 $S_0$ 为两核间的最小距离,  $S(x, y)$ 是两核表面上坐标为 $(x, y)$ 的两点间的距离, 如图3.1所示, 则有:

$$\begin{aligned} S(x, y) &= S_0 + (R_1 - \sqrt{R_1^2 - \eta^2}) + (R_2 - \sqrt{R_2^2 - \eta^2}) \\ &\simeq S_0 + \frac{1}{2} \left( \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) \eta^2, \end{aligned} \quad (3.13)$$

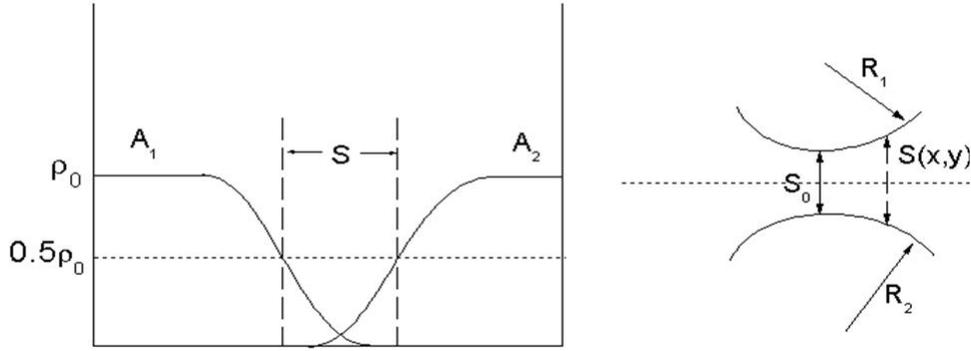


图 3.1: 接近法求相互作用势示意图。

$$dS = \left( \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) \eta d\eta = \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2} \eta d\eta \quad (3.14)$$

将 $e(\eta, r)$ 变换成 $e(S, S_0)$ , 则核相互作用势写为,

$$V_N(R) = 2\pi \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2} \int e(S, S_0) dS \quad (3.15)$$

设 $R_{12}$ 为两核的半径之和( $R_{12} = R_1 + R_2$ ), 则两核质心距离 $R = S_0 + R_{12}$ 。  $e(S, S_0)$  需要有具体模型计算。如果能找到能量密度的密度泛函 $\mathcal{H}(\rho)$ , 则有:

$$e(S, S_0) = \int \mathcal{H}(\rho_1 + \rho_2) - \mathcal{H}(\rho_1) - \mathcal{H}(\rho_2) dz \quad (3.16)$$

如果选用Thomas-Fermi模型给出的密度泛函和Seyler-Blanchard唯象核势, 则可得:

$$V_N(S_0) = 4\pi\gamma \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2} b\Phi\left(\frac{S_0}{b}\right) \quad (3.17)$$

其中 $b$ 为表面厚度, 通常取 $b = 1\text{fm}$ 。

在文献[19]中核电荷半径取为 $r_i = R_{00} \left( 1 - \frac{7}{2} \frac{b^2}{R_{00}^2} - \frac{49}{8} \frac{b^4}{R_{00}^4} + \dots \right)$ ,  $i = 1, 2$ 其中 $R_{00}$ 来自文献[57] $R_{00} = \sqrt{5/3} \langle r^2 \rangle^{1/2} = 1.24 A^{1/3} \left( 1 + \frac{1.646}{A} - 0.191 \frac{A-2Z}{A} \right) \text{fm}$ 。由液滴模型知道核物质半径为 $R_i = r_i + \frac{N}{Z} t_i$ , 中子皮为 $t = \frac{3}{2} r_0 \frac{C_s I - (1/12 \kappa Z A^{-1/3})}{Q + (9/4 C_s A^{-1/3})}$ 其中的参数分别为, 核半径系数 $r_0 = 1.14\text{fm}$ ; 对称能系数 $C_s = 32.65\text{MeV}$ ; 质子中子不对称度 $I = \frac{N-Z}{A}$ ;  $\kappa = \frac{3}{5} \frac{e^2}{r_0} = 0.757895 \text{ MeV}$ ;  $Q = 35.4 \text{ MeV}$ 。核液滴的表面张力系数可以由表面能系数得到为 $\gamma = \frac{a_s}{4\pi r_0^2}$ , 其中表面能系数

$$a_s = 18.36 \text{ MeV} - \frac{Q(t_1^2 + t_2^2)}{2r_0^2} \quad (3.18)$$

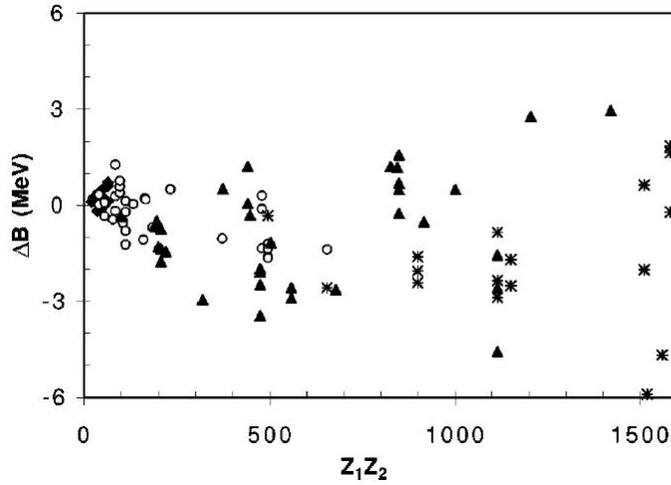


图 3.2: 接近势计算出来的一系列反应的熔合位垒与实验结果的比较[19]。

而

$$\begin{aligned}\Phi(\xi) &= -0.1353 + \sum_{n=0}^5 \frac{C_n}{n+1} (2.5 - \xi)^{n+1}, (0 < \xi < 2.5) \\ &= 0.09551 \exp\left(\frac{2.75 - \xi}{0.7176}\right), (\xi > 2.5)\end{aligned}\quad (3.19)$$

其中  $\xi = S_0/b$ ,  $C_0 = -0.1886$ ,  $C_1 = -0.2628$ ,  $C_2 = -0.15216$ ,  $C_3 = -0.04562$ ,  $C_4 = -0.069136$ ,  $C_5 = -0.011454$ 。

基于这些参数, 接近势能够较好地给出一系列反应的熔合位垒高度[19]。图3.2给出了接近势计算出来的一系列反应的熔合位垒与实验结果的比较[19]。其中方块表示轻体系的重离子反应, 圆圈表示中等质量的反应, 三角代表重体系的反应; 星号表示从一些最新的实验测量中提取出来的平均的位垒高度。纵坐标给出实验值与接近势的计算值的差  $\Delta B = B_{exp} - B_{th}$ 。从图中我们可以看出, 从系统学角度来看, 接近势计算出来的结果还是令人满意的。所以在后面我们用接近势的计算结果与我们的ImQMD模型的计算结果进行比较, 互相检验。

以上所有的模型在计算核-核势的过程中, 假设核的密度分布在碰撞中和碰撞前完全相同, 这种假设称为突然近似或冻结近似, 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。其实, 这个条件是很难满足的, 但是由于核力是短程力, 核子所受核内平均场的作用比受到另一核的核力作用大得多, 而库仑场又是一个变化缓慢的场, 因此当两核的密度重叠很少时, 可以认为两核的密度分布基本上和两核分立时相同。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。

如果要把作用势用到两核密度重叠比较大的情况，就一定要考虑核的密度分布受到另一个核的影响。如果质心系能量在库仑位垒附近，在接触位型时两核的相对运动动能已经基本上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。所谓绝热近似势指在给定两核质心距离下，两核的密度都将调整到能量的最低点。如果用能量密度泛函来表示这种相互作用势，则这两种近似的差别就很清楚。把坐标原点取在核1的质心，令 $\vec{R}$ 表示核质心的径矢， $F[\rho]$ 为能量密度（核密度 $\rho$ 的泛函），则

$$V_N(\vec{R}) = \int F[\rho(\vec{R})] - F[\rho_1(\vec{r})] - F[\rho_2(\vec{r} - \vec{R})] d\vec{r}. \quad (3.20)$$

对于突然近似，相互作用记为 $V_{NS}$ ，

$$F(\rho, R) = F(\rho_1 + \rho_2), \quad (3.21)$$

对于绝热近似，则应在保持 $R$ 不变的条件下，用变分法求 $\rho$ ，使体系能量取极小，得到相应的密度分布得到 $V_{NA}$ 的，而 $V_{NS}$ 差不多是最大的相互作用势。当然要固定 $R$ ，也需要两个核能保持各自的独立性，密度重叠仍然不能太大。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我们将在下一节给出。

### §3.1.2 静态核-核相互作用势的计算

本节的静态核-核相互作用势和下一节动力学势垒都是通过改进的量子分子动力学模拟计算得出的。根据半微观势[20]的思想，利用改进的量子分子动力学模型不仅可以计算静态核-核势。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，

$$V(R) = E_{tot}(R) - E_1 - E_2, \quad (3.22)$$

其中， $R$ 是参加反应的炮弹和靶核的质心距离， $E_{tot}(R)$ 相互作用的体系的总能量， $E_1$ 和 $E_2$ 分别是非相互作用的炮弹和靶核的能量。炮弹与靶核之间的相互作用势 $V(R)$ 被称为入射道势[20]。而 $E_{tot}(R)$ ， $E_1$ ， $E_2$ 分别由Skyrme能量密度泛函[38, 44, 54]计算得出，

$$E_{tot}(R) = \int \mathcal{H}[\rho_{tot}] d\vec{r}, \quad (3.23)$$

$$E_1 = \int \mathcal{H}[\rho_1(\vec{r})] d\vec{r}, \quad (3.24)$$

$$E_2 = \int \mathcal{H}[\rho_2(\vec{r})] d\vec{r}, \quad (3.25)$$

这里的 $\mathcal{H}$ 是 $\rho(\vec{r})$ 和 $\tau(\vec{r})$ 的函数。 $\rho_{tot}$ ,  $\rho_1$  和  $\rho_2$  分别是总体系、弹核和靶核中的核子数密度分布函数, 而 $\tau(\vec{r})$  采用了Thomas-Fermi近似

$$\tau(\vec{r}) = \frac{3}{5} \left( \frac{3\pi^2}{2} \right)^{2/3} \rho(\vec{r})^{5/3}, \quad (3.26)$$

这样, 动能也可以用 $\rho(\vec{r})$ 来近似描述。应用改进的量子分子动力学模型在静态核-核势的计算中作了两个近似, 一是近似认为弹核和靶核的密度分布在反应过程中是不变的, 二是对动能密度的计算采用了Thomas-Fermi近似。

库仑势垒是核力和库仑力相互竞争的结果。从图3.3可以看出库仑排斥力 $V_C(R)$ 随着两核质心距离的减小而增大。在核力力程范围内, 随着距离的减小, 核力 $V_N(R)$ 先减小后增大。因此, 核-核相互作用势 $V(R)$  的形状在两核的接触点附近有一个势垒。我们把熔合路径中两核所经历的最大核-核势定义为势垒的高度, 用 $V_b$ 表示“垒高”(图3.3中的1处)。核-核相互作用势 $V(R) = V_C(R) + V_N(R)$  的形状在接触点之后有一个“谷”(图3.3中的2处)。这个“谷”对形成复合体系或“类分子态”是非常重要的。如果它较深就可能有多于一个准束缚态存在, 系统陷入其内有足够长的时间进行调整, 从而形成复合体系。熔合势垒与“谷”的存在决定于核势与库仑势的竞争, V.Yu.Denisov等把这个低谷称作“俘获势阱(capture potential well)”。俘获势阱的存在是形成准束缚态的一个前提, 它不仅有利于复合核形成, 而且对复合体系的稳定性也起着非常重要的作用。我们定义俘获势阱的深度 $h$  是垒高与势阱最低点的差, 俘获势阱的宽度 $w$  是势垒最高点与势阱最低点的水平距离(见图3.3中所示)。

在计算静态核-核相互作用势时我们假设核的密度分布在碰撞过程中和碰撞前完全相同。一般来说, 当两核接近时, 它们之间的相互作用势的变化与核表面有很大的关系。如果两核的表面相距在10 fm之外, 那么只有库仑相互作用; 在2 – 3fm时核力开始起作用, 由于吸引的核力和排斥的库仑力相互竞争出现了库仑势垒和俘获势阱; 如果两个核进一步接近, 发生重叠, 而各自的密度保持不变, 相重叠区域就会出现很强的排斥, 大大提高体系的能量, 变成很强的排斥相互作用。所以ImQMD计算出的静态核-核势会出现图3.6中那样的形状, 随着距离的减小先增大后减小, 再增大。

图3.4是用不同的模型对同一个反应体系 $^{54}\text{Cr} + ^{208}\text{Pb}$  计算得出的静态核-核势。从图3.4可以看出, 不同的模型计算的库仑势垒是不同的, 粗实线是ImQMD的

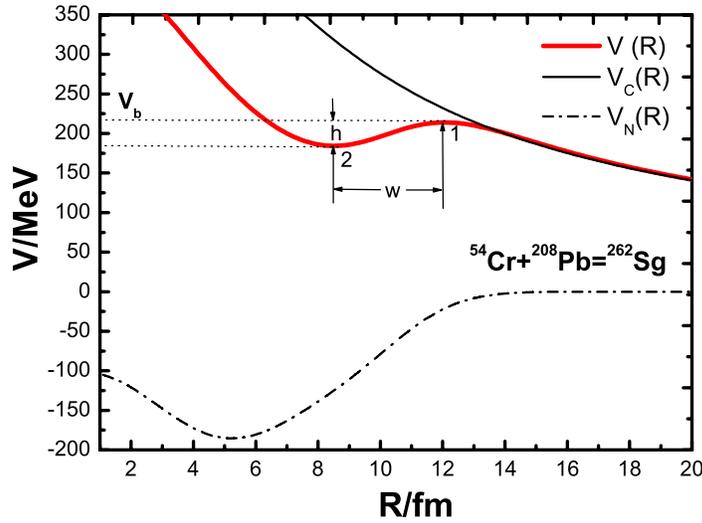


图 3.3:  $V(R)$  (粗线),  $V_c(R)$  (细线),  $V_n(R)$  (点画线) 随两核质心距离  $R$  的变化。 $V_b$  是垒高,  $h$  是俘获势阱的深度,  $w$  是俘获势阱的宽度。

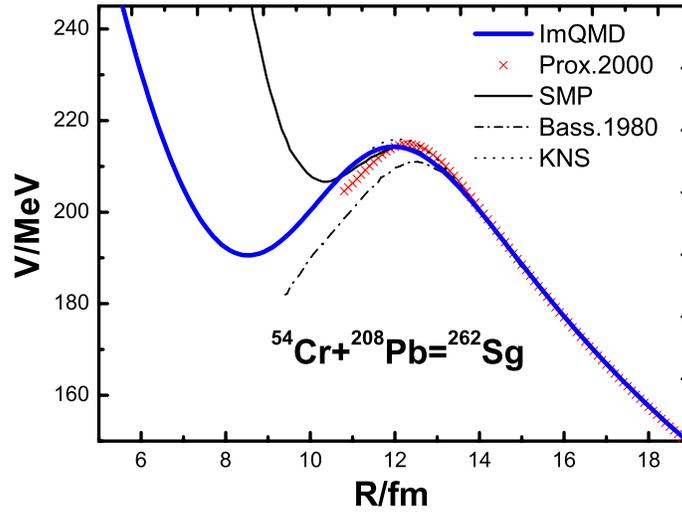


图 3.4: 不同模型对反应体系  $^{54}\text{Cr} + ^{208}\text{Pb}$  给出的静态核-核相互作用势。粗实线是 ImQMD 的计算结果; 细线、叉线、点画线和点线分别是 SMP[20]、接近势(Prox)[19]、Bass 势[55] 和 KNS[18] 的计算结果。

计算结果, 细线、叉线、点画线和点线分别是半微观势(SMP[20]), 接近势(Prox.2000 [19]), Bass势[55]和宏观微观势(KNS[18])的计算结果。从这几个不同模型的计算结果可以看出在远处, 即只有库仑相互作用时计算结果是完全重合的, 差别就在核力起作用的地方。这导致了不同模型估算出的垒高也有不同程度的差别, 尤其是对于两个重核或至少有一个是重核的反应体系, 像反应体系 $^{54}\text{Cr}+^{208}\text{Pb}$ 的垒高就有近5MeV的差别。我们的计算结果与被广泛使用的接近势、KNS和SMP非常接近。

为了更进一步地理解核-核相互作用势, 图3.5画出了核-核相互作用势中有效相互作用各项所起的作用, 实方块和空方块分别代表吸引项(两体项)和排斥项(三体项), 黑点和圈分别是表面项和动能项, 实三角代表库仑能项。其它各修正项由于数值较小, 在图中没有给出。从图3.5可以看出表面项的变化最大。图3.5(a)是放大的表面项, 可以看出, 在两核接触之前, 表面能项是零; 接触之后表面能项先减小后增大, 即表面能项从零开始先负后正。为什么会这样? 体系的表面能项是通过表达式 $U_{sur} = U_{sur12} - U_{sur1} - U_{sur2}$ 计算得出的, 而单个系统的表面能是通过表达式 $U_{sur} = \frac{q_0}{2}(\nabla\rho)^2 dr$ 给出的。在两个核接触之前,  $U_{sur12} = U_{sur1} + U_{sur2}$ ; 两核在接触时由于表面弥散使颈部的密度叠加, 密度的梯度减小 $U_{sur12} < U_{sur1} + U_{sur2}$ , 因而, 此时表面能项会出现负值; 两核进一步接触发生重叠, 直到重叠区的密度变成原来的2倍, 密度的梯度变大 $U_{sur12} > U_{sur1} + U_{sur2}$ , 此时表面能项又会从负变为正值。图3.4(b)是表面项系数分别取19.8和24.8 MeV.fm<sup>2</sup>时的表面能项, 可以看出表面系数越大表面能项越早起作用而且它的势谷越深, 结果导致了核-核相互作用势的势谷越深、势垒越低。库仑势垒和俘获势阱是所有各项共同作用的结果, 但是表面项对它的影响非常大。

图3.6是从合成相同复合核 $^{262}\text{Sg}$ 的18个反应体系中取出的3个反应体系 $^{131}\text{I} + ^{131}\text{I}$ ,  $^{54}\text{Cr}+^{208}\text{Pb}$ 和 $^{32}\text{S}+^{230}\text{Th}$ 对心碰撞的静态核-核势, 图中带圈的实线是ImQMD的计算结果; 叉线是用接近势Prox(2000)计算的结果[19]。从图上可以看出, 在两核密度重叠不是很大时, ImQMD模型计算出来的熔合位垒与接近势的结果非常接近, 在两核重叠较大时, 接近势难以给出精确的结果, 而由于量子分子动力学模型是基于微观的核子密度进行位垒计算, 所以它能够提供更多的两核更靠近时的位垒信息。另一方面, 从我们的计算发现对于不同的反应体系, 它们静态核-核势垒的高度与俘获势阱的深度是不同的。图3.6中对于完全对称的体系 $^{131}\text{I}+^{131}\text{I}$ , 它的静态核-核势垒的高度可达到300 MeV, 而且俘获势阱的深度最浅, 只有14 MeV; 对于不对称体系 $^{54}\text{Cr}+^{208}\text{Pb}$ , 它的静态核-核势垒高为214 MeV, 俘获势阱的深度为23MeV; 对于更不对称体系 $^{32}\text{S}+^{230}\text{Th}$ , 它的静态核-核势垒高只有160 MeV, 俘获势阱的深度达26 MeV。从以上3个反应体系的分析得知: 从对称体系 $^{131}\text{I}+^{131}\text{I}$

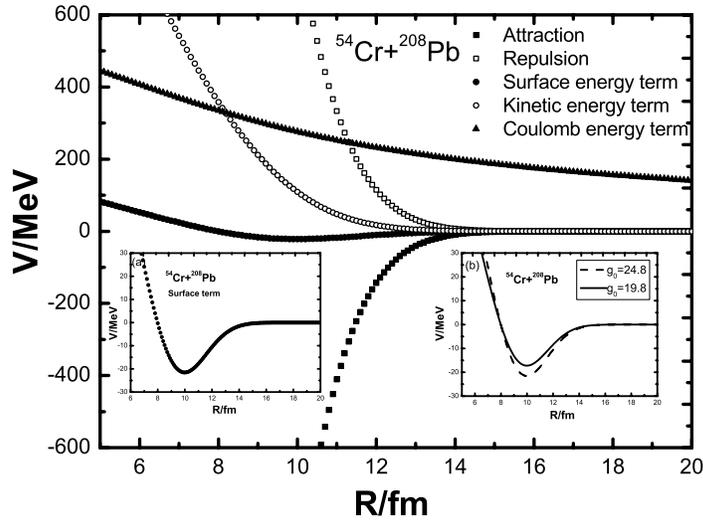


图 3.5: 静态核-核相互作用势中有效核力各项所起的作用, 实方块和空方块分别代表吸引项(两体项)和排斥项(三体项), 黑点和圈分别是表面项和动能项, 实三角代表库仑能项。插图中(a)是放大的表面项, (b)比较了表面项系数分别取19.8和24.8 MeV.fm<sup>2</sup>时的表面能项。

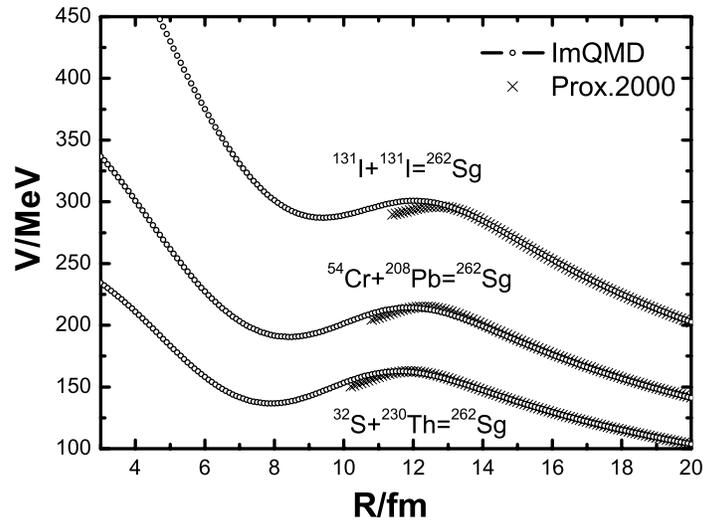


图 3.6: 三个反应体 $^{131}\text{I}+^{131}\text{I}$ ,  $^{54}\text{Cr}+^{208}\text{Pb}$  和 $^{32}\text{S}+^{230}\text{Th}$  的静态核-核势, 图中带圈的实线是ImQMD的计算结果; 叉线是用接近势(Prox.)的计算结果。

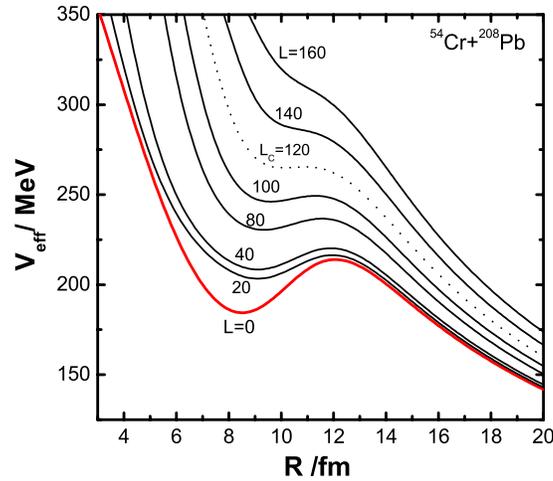


图 3.7:  $^{54}\text{Cr}+^{208}\text{Pb}$  的  $V(R)$  和  $V_{\text{eff}}(R)$ , 最低曲线为  $V(R)$  ( $L=0$ ), 图中点线是发生熔合反应的临界角动量 ( $L_c = 120$ )。

到不对称体系 $^{54}\text{Cr}+^{208}\text{Pb}$ 再到 $^{32}\text{S}+^{230}\text{Th}$  垒高逐渐降低, 俘获势阱的宽度与深度也越来越大。我们知道垒高越低, 两核就越容易克服库仑排斥而到达接触点 $R_{12}$ ; 而俘获势阱越宽越深时, 存在的准束缚态越多, 越容易俘获, 复合核的形成几率也就越大。所以越不对称的反应体系, 越有利于熔合反应的发生。

反应体系的核-核相互作用势还受到碰撞参数或角动量的影响。图3.7给出了 $^{54}\text{Cr}+^{208}\text{Pb}$ 的 $V(R)$ 和 $V_{\text{eff}}(R)$ , 最低曲线为 $V(R)$  ( $L=0$ ), 图中点线是发生熔合反应的临界角动量 ( $L_c = 120$ )。从图上可以看到, 重离子核反应常常带有很大的角动量, 离心势会改变曲线的形状, 随着角动量 $L$ 的增大, 有效势垒 $V_{\text{eff}}(R)$ 也会随着升高, 俘获势阱反而越来越浅, 直至完全消失。可见, 要想使重离子发生熔合反应, 角动量 $L$ 要尽可能的小。

### §3.1.3 动力学核-核相互作用势的计算

用我们改进的量子分子动力学模型不仅可以给出静态核-核势, 还可以计算出在反应过程中两个核真正感受到的势-动力学势。在上一节中, 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; 然而, 在真正的熔合反应中,  $V_b(R)$  是时间的函数, (3.22)-(3.25) 式中的 $\rho_{\text{tot}}$ ,  $\rho_1$  和 $\rho_2$ 在平均场的影响下是随时间演化的。这样导致熔合体系的形变与颈部的大小也是随时间而改变的。总体系的密度分布是通过表达式 (2.6) 得出的, 求和遍及了炮弹和靶核中的所有粒子。严格说来, 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

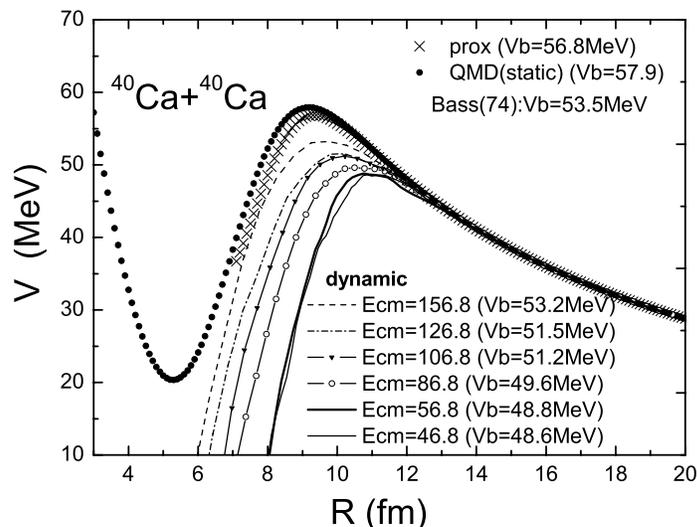


图 3.8:  $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$  对心碰撞的动力学势和静态核-核势以及接近势。实点是静态核-核势，叉线是接近势。其它的线表示不同入射能量下的动力学势。

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我们仍然要区分弹核和靶核。这就要求我们必须给颈部一个明确的定义（见3.2节）。

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(2.6)得出，求和分别遍及了体系、炮弹和靶核中的所有粒子。当两碰撞核彼此接触的时候，炮弹和靶核的密度分布在平均场的作用下随时间而改变。我们把能够克服库仑势垒到达接触点的熔合事件记录下来，所求得的入射道动力学核-核势就是这些事件的平均值。在入射道动力学核-核相互作用势的计算中，熔合对所经历的最大动力学势垒定义为动力学势垒的高度。由于势垒最高点对应于炮弹和靶核接触位型附近，即颈部刚好形成的位型。这时弹核和靶核基本上还保持原来的个性，可能只有少量的核子交换。所以，我们近似认为接触前后，体系的波包宽度并不改变。当两碰撞核彼此接触的时候，炮弹和靶核的密度分布在平均场的作用下随时间而改变。我们把能够克服库仑势垒到达接触点的熔合事件记录下来，所求得的入射道动力学核-核势就是这些事件的平均值。

图3.8给出了反应体系 $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$ 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。实点是静态核-核势，叉线是接近势的计算结果。从图3.8我们可以很明显地看出，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。对于轻反应体系 $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$ ，在碰撞参数 $b = 0$ 时，ImQMD

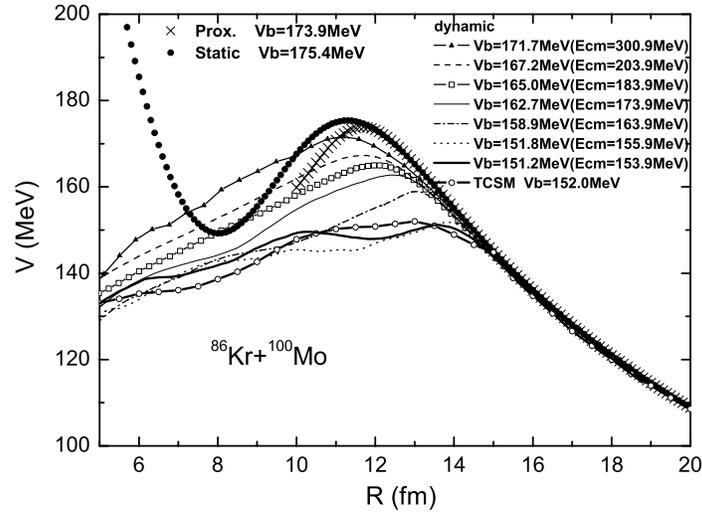


图 3.9:  $^{86}\text{Kr} + ^{100}\text{Mo}$  对心碰撞的动力学势和静态核-核势以及接近势。实点是静态核-核势, 叉线是接近势, 带圈的实线是用双中心壳模型 (TCSM) 计算的绝热势。

计算的静态势垒高是 57.9 MeV, 接近势垒高为 56.8 MeV, 均比 53.5 MeV Bass(74) 垒高。图中的虚线、点画线、带三角的实线、带空圈的实线、粗实线和细实线分别表示入射能量为 156.8、126.8、106.8、86.8、56.8 和 46.8 MeV 时的动力学势, 它们对应的动力学垒高分别为 53.2、51.5、51.2、49.6、48.8 和 48.6 MeV。这里的静态势是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很好 (接近势是人们较认可的唯一势)。只是在接近势的顶点之后两者才有一些微小的差别, 差别在 1 MeV 以内。从动力学的计算中, 我们能够看出, 当入射能很高时, 例如  $E_{c.m.} = 156$  MeV 动力学势垒  $V_b = 53.2$  MeV 和其它入射能量相比较更接近静态垒高。随着入射能量的降低所对应的动力学势垒降低, 随着入射能量的进一步降低直到低于静态垒以下,  $E_{c.m.} = 56.8$  和 46.8 MeV 所对应的动力学势垒进一步降低到 48.8 和 48.6 MeV。尽管入射能量相差 10 MeV, 而它们的动力学垒高只差 0.2 MeV, 说明这个位垒在最低的动力学位垒附近了。

图 3.9 展示了反应体系  $^{86}\text{Kr} + ^{100}\text{Mo}$  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。带圈的实线是用双中心壳模型 (TCSM) 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 3.9 我们可以看出, 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。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 175.4 MeV; 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 153.9 MeV 时的动力学势, 它们对应的动力学垒高分别为 171.7,

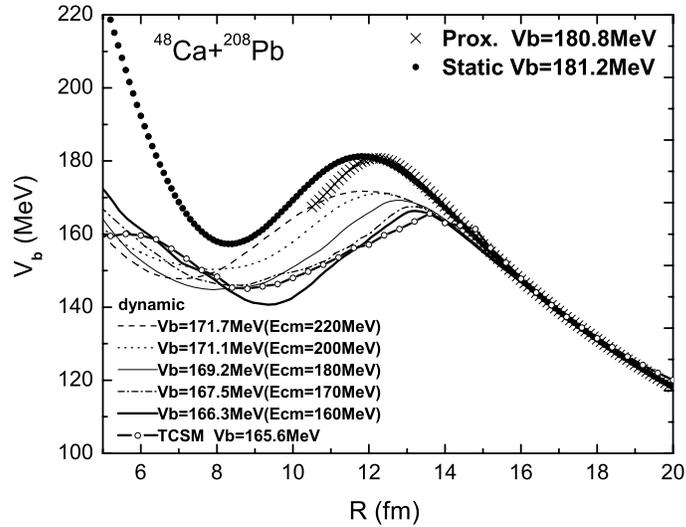


图 3.10:  $^{48}\text{Ca}+^{208}\text{Pb}$  对心碰撞的动力学势和静态核-核势以及接近势。实点是静态核-核势, 叉线是接近势, 带圈的实线是用双中心壳模型 (TCSM) 计算的绝热势。其它的线表示不同入射能量下的动力学势。

167.2, 165.0, 162.7, 158.9 和 151.2 MeV。可以看出, ImQMD模型得出的静态核-核势与接近势的结果比较靠近。只是在接近势的顶点之后两者才有一些微小的差别, 因此, 垒高也略有不同, ImQMD计算的静态核-核势垒高为175.4 MeV, 而接近势的垒高为173.9 MeV, 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, 我们能够看出, 当入射能很高时, 例如 $E_{c.m.} = 300$  MeV动力学势垒 $V_b = 171.7$  MeV非常接近静态垒高。随着入射能量的降低,  $E_{c.m.} = 173.9$  MeV 所对应的动力学势垒降低到162.7 MeV, 随着入射能量的进一步降低直到低于静态垒以下,  $E_{c.m.} = 153.9$  MeV所对应的动力学势垒进一步降低到151.2 MeV, 非常接近绝热势的垒高152 MeV。

图3.10展示了反应体系 $^{48}\text{Ca}+^{208}\text{Pb}$  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。带圈的实线是用双中心壳模型 (TCSM) 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。图中的长虚线、虚线、细实线、点画线、粗实线分别表示入射能量为220、200、180、170 和160 MeV时的动力学势, 它们对应的动力学垒高分别为171.7、171.1、169.2、167.5和166.3 MeV。从图3.10我们可以看出, 与图3.8和3.9一样, 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, 所不同的是在弹靶接触之后随着两核距离R的减小又上升了, 出现了俘获势阱。对于 $^{48}\text{Ca}+^{208}\text{Pb}$  反应, 在对心碰撞时, 它的静态势垒高是181.2 MeV。可以看出, ImQMD模型得出的静态核-核势与接近势的结果

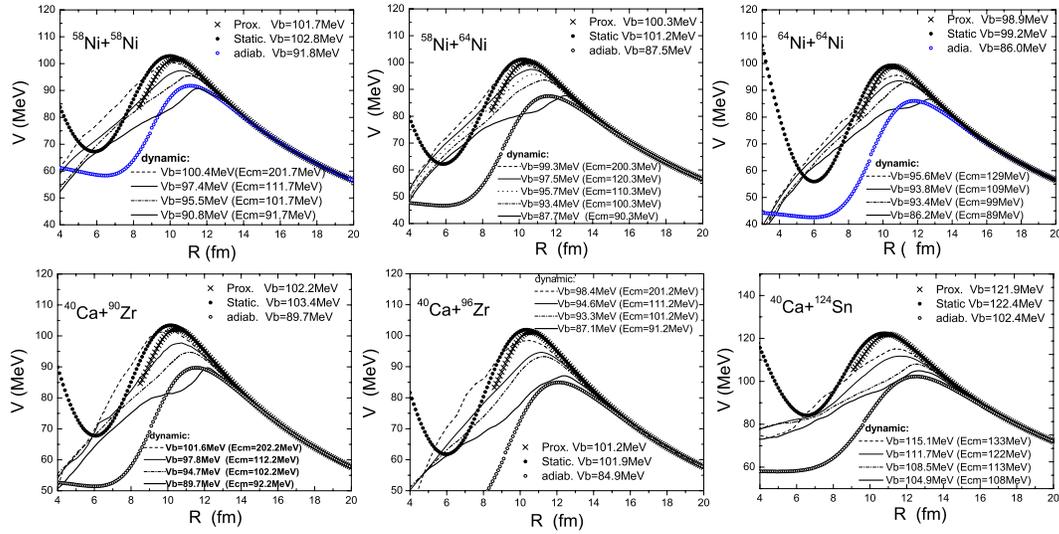


图 3.11: 6个反应体系对心碰撞的动力学势和静态核-核势以及接近势。实点是静态核-核势, 叉线是接近势, 空圈是采用文献[58]计算的绝热势。其它的线条分别表示不同入射能量下的动力学势。

符合得很好。只是在接近势的顶点之后两者才有一些微小的差别, 因此, 垒高也略有不同, ImQMD计算的静态核-核势垒高为181.2 MeV, 而接近势的垒高为180.8 MeV。从动力学的计算中, 我们能够看出随着入射能量的降低所对应的动力学势垒也降低。随着入射能量的降低直到低于静态垒以下,  $E_{c.m.}=160$  MeV 所对应的动力学势垒进一步降低到166.3 MeV, 非常接近绝热势的垒高165.6 MeV。我们发现这个入射能量是低于它的动力学势垒的, 可能这种情况才是真正的垒下穿透效应。

图3.11展示了6个反应体系 $^{58}\text{Ni}+^{58}\text{Ni}$ ,  $^{58}\text{Ni}+^{64}\text{Ni}$ ,  $^{64}\text{Ni}+^{64}\text{Ni}$ ,  $^{40}\text{Ca}+^{90}\text{Zr}$ ,  $^{40}\text{Ca}+^{96}\text{Zr}$  和  $^{40}\text{Ca}+^{124}\text{Sn}$  对心碰撞的动力学势和静态核-核势以及接近势。与上面的三个图一样, 实点是静态核-核势, 叉线是接近势, 空圈是采用文献[58]计算的绝热势。图3.11中每个反应体系的动力学势可以得出与上面提到的三个反应 $^{40}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$ ,  $^{86}\text{Kr}+^{100}\text{Mo}$  和  $^{48}\text{Ca}+^{208}\text{Pb}$  动力学行为类似。

由上述分析, 我们得出以下结论: (1) 动力学势垒低于静态势垒。(2) 动力学势垒是能量依赖的。在库仑势垒附近, 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; 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。

我们的结论是通过ImQMD模型动力学模拟实验得出的结果。由于 $E_{c.m.}$ 越大,

在接触位型时两核的相对运动动能并不是都转化为体系的内部激发能, 还有一定的相对运动速度, 弹靶在很短的时间 $t$ 内就形成一个复合体系, 当弹靶的相互作用时间小于驰豫时间时, 两核的密度来不及调整, 或者说调整的不够充分, 两核就已经接触, 颈部迅速增大, 形成一个变形的单核体系。因此, 入射能量 $E_{c.m.}$ 越大, 相互作用时间 $t$ 越小, 两核的密度调整的时间就越短, 得到的动力学势垒也就越高, 越来越接近于静态位垒(非绝热势垒)。在另一方面,  $E_{c.m.}$ 越小, 弹靶的相互作用时间足够长, 有可能长于驰豫时间, 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, 两核的密度有相当长的碰撞时间来调整, 两核的密度都将调整到能量的最低点, 越接近于绝热势垒。

垒下或次位垒熔合反应是指相对运动能量低于库仑位垒时发生的熔合反应, 这是通过量子力学的位垒穿透而实现的熔合反应。对于轻的重离子体系, 位垒穿透理论能很好地解释这种垒下熔合反应的激发曲线。对于中重的重离子体系, 人们意外地发现, 这种单粒子位垒穿透理论计算的熔合截面比实验值要低两到三个量级[14, 15]。这种理论与实验的差别不能通过合理调整核作用势来解决。一定要找到某种能降低位垒高度或增加穿透几率的机制, 才能解决这个问题。然而, 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。冻结的概念只有在离子作很快的相对运动, 碰撞时间小于核的集体振动的周期时成立。对于垒下熔合, 这种冻结势适用的条件可能不成立。实际上, 如果用绝热势来代替冻结势, 势垒就一定会降低。但是, 绝热势和冻结势哪个更真实, 取决于熔合过程和内部自由度的运动, 哪个更快需要由动力学理论分析得出。我们用ImQMD模型计算的动力学势垒是模拟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, 这可能是许多实验给出的垒下熔合截面比一维位垒穿透模型的计算结果大得多的原因之一(这里指位垒附近情况)。对于极端垒下的熔合反应的截面实验值又比一维位垒穿透模型计算值低[59], 这种情况目前还没有明确的理论解释。

### §3.1.4 驱动势的计算

前面我们提到越不对称的反应体系的静态势垒越低, 它的俘获势阱也越深, 越有利于熔合反应的发生。关于体系的不对称性我们用质量不对称度 $\eta = (A_2 - A_1)/(A_2 + A_1)$ 来表示。当炮弹和靶核完全对称时 $\eta = 0$ ; 当炮弹和靶核非常不对称时 $A_1 \ll A_2$  或  $A_1 \gg A_2$ ,  $|\eta|$  接近于1。

在熔合反应中驱动势[60, 61]扮演了一个非常重要的角色, 和文献[60]中一样,

表 3.1: 用ImQMD模型计算18个反应体系得出的数据, 质量不对称度 $\eta$  和垒高 $V_b$  以及在接触点的驱动势 $V_d$ 。

反应体系	质量不对称度 $\eta$	垒高 $V_b(\text{MeV})$	$R_{12}(\text{fm})$	驱动势 $V_d(R_{12})(\text{MeV})$
$^{131}\text{I} + ^{131}\text{I}$	0.0000	300.80	12.19	17.90
$^{116}\text{Ag} + ^{146}\text{Pr}$	0.1145	295.80	12.17	28.03
$^{102}\text{Nb} + ^{160}\text{Tb}$	0.2214	284.32	12.12	31.67
$^{92}\text{Br} + ^{170}\text{Lu}$	0.2977	263.85	12.07	41.32
$^{77}\text{Ga} + ^{185}\text{Re}$	0.4122	251.70	11.95	33.56
$^{70}\text{Cu} + ^{192}\text{Ir}$	0.4656	242.40	11.87	35.59
$^{65}\text{Co} + ^{197}\text{Au}$	0.5038	230.94	11.80	34.05
$^{54}\text{Cr} + ^{208}\text{Pb}$	0.5878	214.3	11.65	30.51
$^{51}\text{V} + ^{211}\text{Bi}$	0.6107	210.40	11.59	37.58
$^{44}\text{Sc} + ^{218}\text{At}$	0.6641	196.45	12.19	17.90
$^{37}\text{K} + ^{225}\text{Fr}$	0.7176	186.50	11.30	77.43
$^{32}\text{S} + ^{230}\text{Th}$	0.7557	160.63	11.16	56.49
$^{27}\text{Si} + ^{235}\text{U}$	0.7939	147.84	11.01	67.41
$^{22}\text{Mg} + ^{240}\text{Pu}$	0.8321	129.73	10.82	61.65
$^{18}\text{Ne} + ^{244}\text{Cm}$	0.8626	111.11	10.64	65.77
$^{14}\text{O} + ^{248}\text{Cf}$	0.8931	93.47	10.43	59.16
$^{12}\text{C} + ^{250}\text{Fm}$	0.9084	71.00	10.31	33.54
$^8\text{Be} + ^{254}\text{No}$	0.9389	48.15	10.00	26.21

在接触点 $R_{12}$  处的驱动势我们是这样定义的:

$$V_d(R_{12}) = B_1 + B_2 + V(R_{12}) - B_{CN}, \quad (3.27)$$

$$R_{12} = R_1 + R_2 = r_0(A_1^{1/3} + A_2^{1/3}), \quad (3.28)$$

其中,  $B_1$ 和 $B_2$ 是炮弹和靶核的结合能,  $B_{CN}$ 是复合核的结合能;  $V(R_{12})$ 是两核在接触点 $R_{12}$  时的静态核-核相互作用势,  $r_0 = 1.2\text{fm}$ 。表3.1是用ImQMD模型计算18个反应体系得出的数据, 它们分别是质量不对称度 $\eta$  和垒高 $V_b$  以及在接触点的驱动势 $V_d(R_{12})$ 。

图3.12是我们根据表3.1的计算结果, 分别得出质量不对称度与静态势垒高的关系以及质量不对称度与接触点驱动势的关系。由质量不对称度与静态势垒高

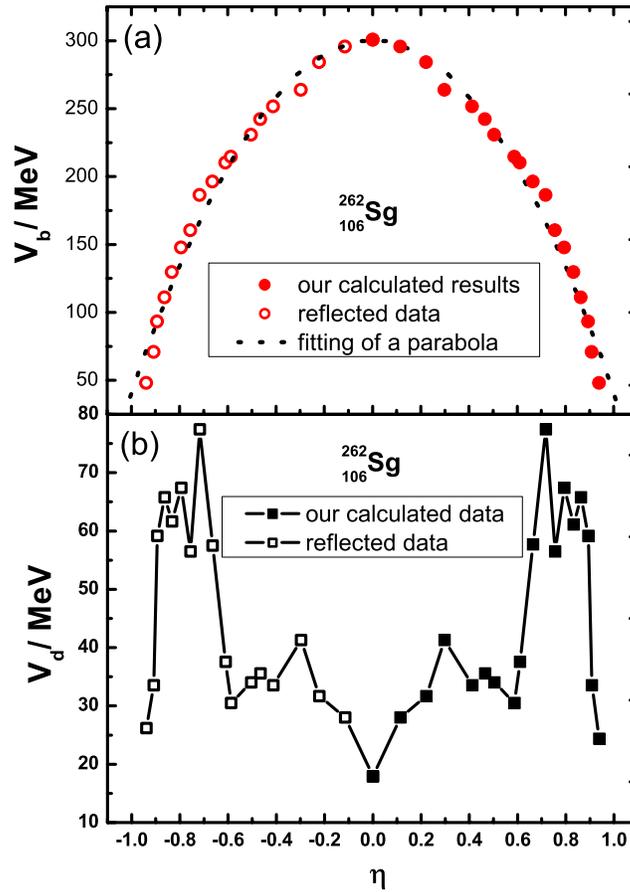


图 3.12: (a)质量不对称度 $\eta$ 与静态势垒高 $V_b$ 的关系, 图中的实点是计算结果, 空圈是根据对称反射得出的数据。虚线是抛物线拟合的结果。(b) 质量不对称度 $\eta$ 与接触点的驱动势 $V_d(R12)$ 的关系。图中的实方块是计算结果, 空方块是根据对称反射得出的数据。

的关系(如图3.12(a)所示),我们可以看出对称体系的质量不对称度 $\eta = 0$ 时对应的垒高 $V_b$ 最大,即对称体系不宜于合成超重元素。当然,增加炮弹的入射能量能够使它克服核-核势垒,但它所形成的复合体系的激发能会很高,容易发生裂变。因为超重元素合成的困难之一就在于形成的复合核高度激发而导致高裂变几率,因此,实验上要求复合体系的激发能要尽可能地小。随着 $\eta$ 的绝对值的增大,所对应的垒高逐渐减小,克服核-核势垒所需要的入射能量减小,它所形成的复合核的激发能也会比较低,从这种观点出发可以得出结论,越不对称的反应体系,弹核越容易被俘获,越有利于熔合反应的发生。但是超重元素的合成一般是用中等质量的弹核去轰击一个重的稳定靶核形成复合核蒸发中子后而形成的。超重元素的原子序数都比较大,如果弹核太小就不能满足要求,因为自然界存在的最重元素是92号元素铀,即使用它作为靶核要合成超重元素,弹核仍然不能太小,因此体系的质量不对称度 $\eta$ 也不能太大。为了给出一个最佳的质量不对称度 $\eta$ ,我们在图3.12(b)中给出了质量不对称度 $\eta$ 与接触点驱动势的关系。接触点的驱动势越大,说明所对应的体系能够提供用于克服核-核势垒的能力越强。而双核模型认为驱动势最大点为内部熔合位垒[62, 63],只要跨过这个位垒就才有可能形成复合核。双核模型认为从接触位型到复合核的形成颈部是固定不变的,炮弹和靶核原来的结构基本保持不变,复合系统是由于轻核中的核子或核子团通过颈部流到重核中而形成的[63]。核子转移是一个动态过程,轻核中的核子通过颈部向重核中转移,重核中的核子也会通过颈部向轻核中转移。如果轻核( $A_1$ )向重核( $A_2$ )转移的核子数大于重核向轻核转移的核子数,那么体系的质量不对称度 $\eta$ 会变大,反之, $\eta$ 会变小。只要跨过这个内部熔合位垒, $\eta$ 就会越来越大直到复合核的形成。由这两点我们给出,驱动势最大所对应的体系可能是合成超重元素最佳弹-靶组合的因素之一。

### §3.1.5 改进的Woods-Saxon势在重离子熔合反应中的应用

关于重离子熔合反应过程中核-核相互作用势的研究已经得到了广泛的关注[17, 19, 20, 72, 73, 74, 75, 76, 77]。像我们经常使用的Woods-Saxon势、前文提到的接近势[19]和Bass势[17]等唯象宏观势可以很方便的按照某种解析表达式来描述熔合反应过程中核-核相互作用势。然而,这些宏观势没有把原子核的一些微观性质像壳效应和原子核相互作用的饱和性等明确的表达出来。另一方面,一些物理学家基于微观核子-核子相互作用或者原子核的密度分布提出了更微观的核-核相互作用势来描述熔合反应,像入射道势[20]和M3Y势[73, 74]等。这些模型能够为重离子近垒熔合反应提供更精确的信息。一般来说,这些微观势比宏观势的计算更复杂。

在文献[69], 作者基于Skyrme能量密度泛函 (SEDF) 和扩展的Thomas-Fermi方法 (ETF2) 得到了重离子熔合反应的入射道核-核相互作用势。用这种方法能够把大量的熔合反应的熔合势垒描述得很好。在这一节中, 我们应用这种方法系统地研究了80000多个熔合反应的熔合势垒, 并提出了一个改进的Woods-Saxon势的解析表达式来描述熔合势垒, 参数通过拟合SEDF+ETF2的结果得出。

下面我们简单介绍用Skyrme能量密度泛函和扩展的Thomas-Fermi近似[44] (近似到 $\hbar$ 的2阶项) (SEDF+ETF2) 来计算熔合势垒的方法, 详细的描述参见文献[69].

重离子熔合反应中炮弹和靶核之间的相互作用势 $V(R)$  通过下式微观计算得出,

$$V(R) = E_{tot}(R) - E_1 - E_2, \quad (3.29)$$

这里的 $R$ 代表熔合反应对 (炮弹和靶核) 之间的质心距离,  $E_{tot}(R)$ 是相互作用体系的总能量,  $E_1$ 和 $E_2$ 分别是非相互作用的炮弹和靶核的能量。炮弹和靶核之间的相互作用势 $V(R)$ 被叫做入射道势[20]或熔合势。  $E_{tot}(R)$ ,  $E_1$ 和 $E_2$ 分别由下面的Skyrme能量密度泛函计算得出[38, 54, 44],

$$E_{tot}(R) = \int \mathcal{H}[\rho_{1p}(\mathbf{r}) + \rho_{2p}(\mathbf{r} - \mathbf{R}), \rho_{1n}(\mathbf{r}) + \rho_{2n}(\mathbf{r} - \mathbf{R})] d\mathbf{r}, \quad (3.30)$$

$$E_1 = \int \mathcal{H}[\rho_{1p}(\mathbf{r}), \rho_{1n}(\mathbf{r})] d\mathbf{r}, \quad (3.31)$$

$$E_2 = \int \mathcal{H}[\rho_{2p}(\mathbf{r}), \rho_{2n}(\mathbf{r})] d\mathbf{r}, \quad (3.32)$$

其中 $\rho_{1p}$ ,  $\rho_{2p}$ ,  $\rho_{1n}$  和 $\rho_{2n}$ 分别是炮弹和靶核中质子和中子的冻结密度。能量密度泛函 $\mathcal{H}$ 的具体表达式见文献[20, 69]. 只要炮弹和靶核中质子和中子的冻结密度给定, 炮弹和靶核之间的相互作用势 $V(R)$  就可以通过表达式 (3.29-3.32) 微观计算得出。

对于单个核 (炮弹或者靶核) 质子和中子的密度分布通过变分法使原子核的总能量达到最小得到[69]. 在我们的工作中采用Skyrme力参数SkM\*[54]. 对于一个确定的反应体系, 炮弹和靶核之间的相互作用势计算的范围从 $R = 7$  fm 到15 fm 步长为 $\Delta R = 0.25$  fm.

基于以上介绍的Skyrme能量密度泛函和扩展的Thomas-Fermi近似得到的微观相互作用势, 我们尝试提出一个宏观核-核相互作用势。这个宏观的炮弹和靶核之间的相互作用势 $V(R)$ 写为,

$$V(R) = V_N(R) + V_C(R), \quad (3.33)$$

表 3.2: 改进的Woods-Saxon势参数。

$r_0(fm)$	$c(fm)$	$u_0(MeV)$	$\kappa$	$a(fm)$
1.27	-1.37	-44.16	-0.40	0.75

其中 $V_N$ 和 $V_C$ 分别是核相互作用势和库仑互作用势。在库仑相互作用势中我们采用最简单的形式 $V_C(R) = e^2 Z_1 Z_2 / R$ , 核力部分 $V_N$ 采用5个参数的Woods-Saxon势, 其参数是通过拟合Skyrme能量密度泛函和扩展的Thomas-Fermi近似计算得到的入射道势得出的。

$$V_N(R) = \frac{V_0}{1 + \exp[(R - R_0)/a]}, \quad (3.34)$$

与文献[83]一样,

$$V_0 = u_0 [1 + \kappa(I_1 + I_2)] \frac{A_1^{1/3} A_2^{1/3}}{A_1^{1/3} + A_2^{1/3}}, \quad (3.35)$$

和

$$R_0 = r_0 (A_1^{1/3} + A_2^{1/3}) + c, \quad (3.36)$$

其中 $I_1 = (N_1 - Z_1)/A_1$  和 $I_2 = (N_2 - Z_2)/A_2$ 分别是炮弹和靶核的同位旋不对称度。公式(3.33)中用到的5个参数 $u_0, \kappa, r_0, c$ 和 $a$ 是这样决定的。即由Skyrme能量密度泛函方法(3.29式)计算的熔合位垒 $B_0$ 与应用公式(3.33)计算的熔合位垒 $B_{WS}$ 的相对方差,

$$s^2 = \frac{1}{m} \sum_{i=1}^m \left[ (B_0^{(i)} - B_{ws}^{(i)}) / B_0^{(i)} \right]^2, \quad (3.37)$$

式中的 $m$ 是所选择的反应数。通过改变这5个参数, 使相对方差 $s^2$ 达到最小值的参数即是我们选择的最佳参数。在本节的工作中, 我们选择了 $Z_1 Z_2 \leq 3000$ 的66996个熔合反应来确定改进的Woods-Saxon势的5个参数(见表3.2), 同时得到相对方差的最小值为 $s^2 = 0.0017$ 。

图3.13展示了用3种不同的方法计算的四个反应体系的 $^{16}\text{O} + ^{92}\text{Zr}$ ,  $^{28}\text{Si} + ^{92}\text{Zr}$ ,  $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$  和 $^{48}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb}$ 的熔合势垒。其中, 点线和实线分别表示Skyrme能量密度泛函+扩展的Thomas-Fermi近似与改进的Woods-Saxon势计算的入射道势的结果, 而叉线是接近势的计算结果。从图中我们可以看出在弹靶没有太多重叠的区域, 用Skyrme能量密度泛函结合扩展的Thomas-Fermi近似计算的熔合势垒与改进的Woods-Saxon势计算的熔合势垒符合的很好。

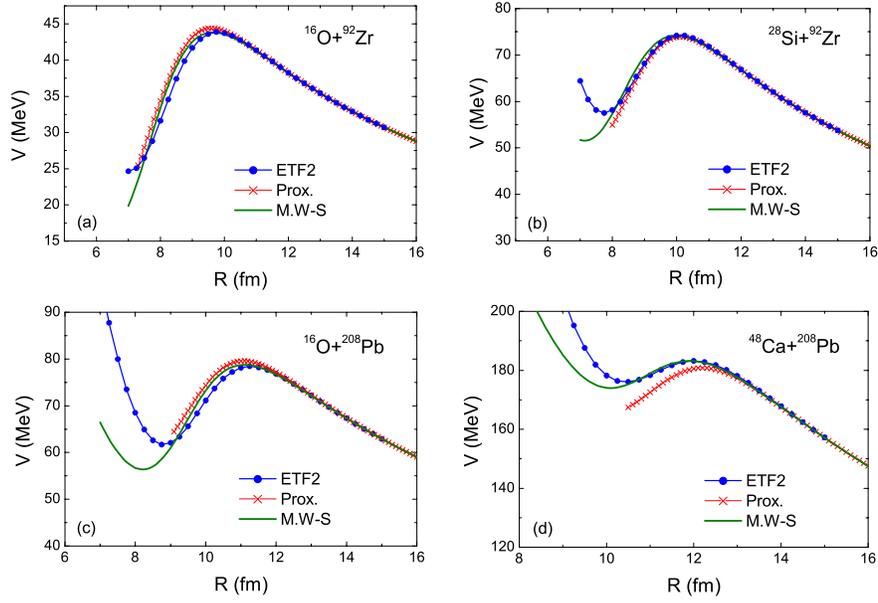


图 3.13: 用3种不同的方法计算的四个反应体系的 $^{16}\text{O} + ^{92}\text{Zr}$ ,  $^{28}\text{Si} + ^{92}\text{Zr}$ ,  $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$ 和 $^{48}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb}$ 的熔合势垒。其中, 点线和实线分别表示Skyrme能量密度泛函+扩展的Thomas-Fermi 近似与改进的Woods-Saxon 势计算的入射道势的结果, 而叉线是接近势的计算结果。

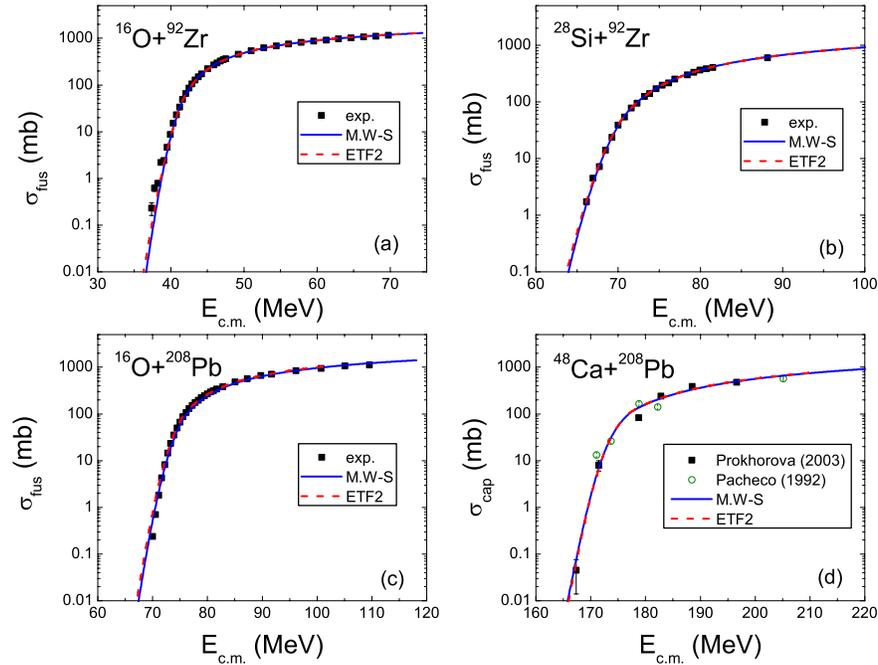


图 3.14: 用两种方法计算的反应体系 $^{16}\text{O} + ^{92}\text{Zr}$ ,  $^{28}\text{Si} + ^{92}\text{Zr}$ ,  $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$  and  $^{48}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb}$ 的熔合(俘获)激发函数。图中的实线和虚线分别是基于改进的Woods-Saxon势与基于Skyrme能量密度泛函计算的结果, 实方块(空圈)代表实验结果。

这里我们需要说明的是用Skyrme能量密度泛函+扩展的Thomas-Fermi近似计算的入射道势是基于弹靶密度冻结的结果, 没有包括动力学和耦合效应。因此, 基于这种方法改进的Woods-Saxon势, 也没有包括动力学和耦合效应, 用改进的Woods-Saxon势计算的熔合势垒通常会比实验上抽取的熔合势垒高。通过使用参数化的位垒分布[69, 78], 我们可以很方便的用改进的Woods-Saxon势来计算出熔合反应的熔合(俘获)激发函数。图3.14展示了对应图3.13中的四个反应体系的 $^{16}\text{O}+^{92}\text{Zr}$ ,  $^{28}\text{Si}+^{92}\text{Zr}$ ,  $^{16}\text{O}+^{208}\text{Pb}$  和 $^{48}\text{Ca}+^{208}\text{Pb}$  的熔合(俘获)激发函数。图中的实线和虚线分别是基于改进的Woods-Saxon势与基于Skyrme能量密度泛函计算的结果, 空圈(实点)代表实验结果。从图中我们可以看出这两种方法都能很好再现实验结果。另外, 从参数化的位垒分布方法中得到的平均位垒 $B_m$ 的大小与改进的Woods-Saxon势计算的垒高 $B_{ws}$ 近似满足下面的关系,

$$B_m \simeq 0.956B_{ws}, \quad (3.38)$$

这里参数化的位垒分布中的原子核的结构因子[69]取作 $\gamma = 1$ 。从 $B_m$ 和 $B_{ws}$ 的关系式(3.38)中, 我们可以看出这个平均位垒垒高大约有4.4%的位垒( $B_{ws}$ )降低, 其主要原因可能是由于弹靶相对运动自由度和其他自由度的耦合引起的。在文献[84] Gontchar 等人用耦合道模型研究熔合反应 $^{16}\text{O}+^{208}\text{Pb}$  发现弹靶激发态的耦合效应使垒高降低了3.8 MeV。从单垒拟合计算的垒上熔合截面得到的经验公式计算的 $^{16}\text{O}+^{208}\text{Pb}$ 的平均熔合位垒是74.5 MeV, 因此, 对于无耦合的熔合位垒垒高应为78.3 MeV才能很好再现实验数据。从这个反应中我们发现4.8%的位垒能量移动, 和我们的结果4.4%基本一致。用改进的Woods-Saxon势计算的平均位垒垒高为 $B_m = 75.3$  MeV与实验抽取的平均位垒非常靠近。

图3.15展示了用两种方法改进的Woods-Saxon势计算的(公式3.38)和基于实验激发函数抽取[86]出的平均位垒垒高的相对方差。图中选用了 $Z_1Z_2 < 1600$ 的47个熔合反应的数据。从图3.14我们发现对于绝大多数反应它们的平均位垒垒高的相对方差小于2.5%, 约有60%的反应体系平均位垒垒高的相对方差小于1%。从这点我们可以看出改进的Woods-Saxon势能够系统地描述重离子反应的熔合位垒。

对于重核的熔合反应, 尤其是反应生成超重核来说, 在实验上精心选择一个合适的入射能量是非常重要的。接下来我们对于已合成的超重核的“冷熔合”和“热熔合”反应进行系统的分析探索合成超重元素的最佳入射能量的范围。

图3.16展示了10个冷熔合反应产生超重蒸发余核的截面。实方块和空方块(in RIKEN) 表示1n道的蒸发余核截面。空圈和空三角分别代表了2n和3n道的蒸发余核截面。图中的竖实线和虚线分别表示由改进的Woods-Saxon势计算的平均位垒 $B_m$  和垒 $B_{ws}$ 的位置。为了比较, 图中还给出了Bass垒高的位置,  $B_{fu}^{Bass}$ 用粗箭头

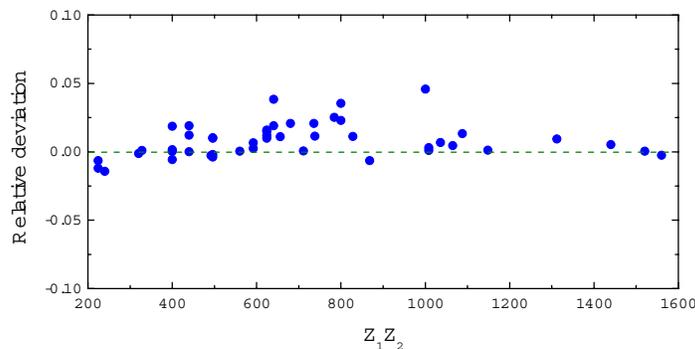


图 3.15: 对于47个熔合反应体系利用公式(10)计算出的平均位垒垒高与基于实验测量的熔合截面抽取出熔合位垒的偏差。

表示。图中用Pb或者Bi作为靶核的10个冷熔合反应产生超重蒸发余核截面的实验数据取自文献[24, 87, 88, 9]。从图3.24我们可以看出对这10个冷熔合反应体系由改进的Woods-Saxon势计算的平均位垒 $B_m$ 与Bass位垒 $B_{fu}^{Bass}$ [55]非常靠近。在子图(a)-(d)中以 $^{48}\text{Ca}$ ,  $^{50}\text{Ti}$ ,  $^{54}\text{Cr}$  和 $^{58}\text{Fe}$ 作为炮弹的反应, 我们可以看出平均位垒 $B_m$ 恰好在2n道蒸发余核截面峰值的位置。在产生超重核 $Z < 110$ 的反应数据(a)-(f)中我们发现1n道的反应像是垒下熔合, 随着炮弹质量数的增加1n道反应的入射能量越来越靠近改进的Woods-Saxon势计算的平均位垒 $B_m$ 。在改进的Woods-Saxon势计算中我们没有考虑壳效应和形变效应, 这些效应对合成超重核的反应选择合适的入射能量是非常重要的。这些效应的研究将在我以后的工作中继续进行。

和图3.16一样, 我们在图3.17展示了7个热熔合反应产生超重蒸发余核112-118的截面。空圈, 空三角, 实点和倒三角分别代表了2n, 3n, 4n 和5n 道的蒸发余核截面。热熔合反应中没有1n道的实验数据。图3.17中用 $^{48}\text{Ca}$  作为炮弹的7个热熔合反应的实验数据取自文献[10, 11, 12, 13]。图中的竖实线和虚线分别表示由改进的Woods-Saxon势计算的平均位垒 $B_m$ 和垒 $B_{ws}$ 的位置。粗箭头表示Bass垒高的位置 $B_{fu}^{Bass}$ 。我们发现在热熔合反应中平均位垒 $B_m$  比Bass垒高约1 MeV。从图3.17我们发现绝大多数超重蒸发余核截面的实验数据位于平均位垒 $B_m$ 和垒 $B_{ws}$ 的位置之间, 合成115号元素的反应 $^{48}\text{Ca} + ^{243}\text{Am}$  除外, 可能是由于实验上的数据点较少的缘故(只有两个数据点)。

从上面合成超重蒸发余核截面的实验数据分析来看, 用改进的Woods-Saxon势好象可以为超重元素的合成提供一个合适的入射能量的范围, 即在平均位垒 $B_m$ 和位垒 $B_{ws}$ 之间的入射能量有利于超重核的产生。因此, 用改进的Woods-Saxon势很容易计算出合成超重元素120的平均位垒 $B_m$ 和位垒 $B_{ws}$ , 可以为这方面的实验

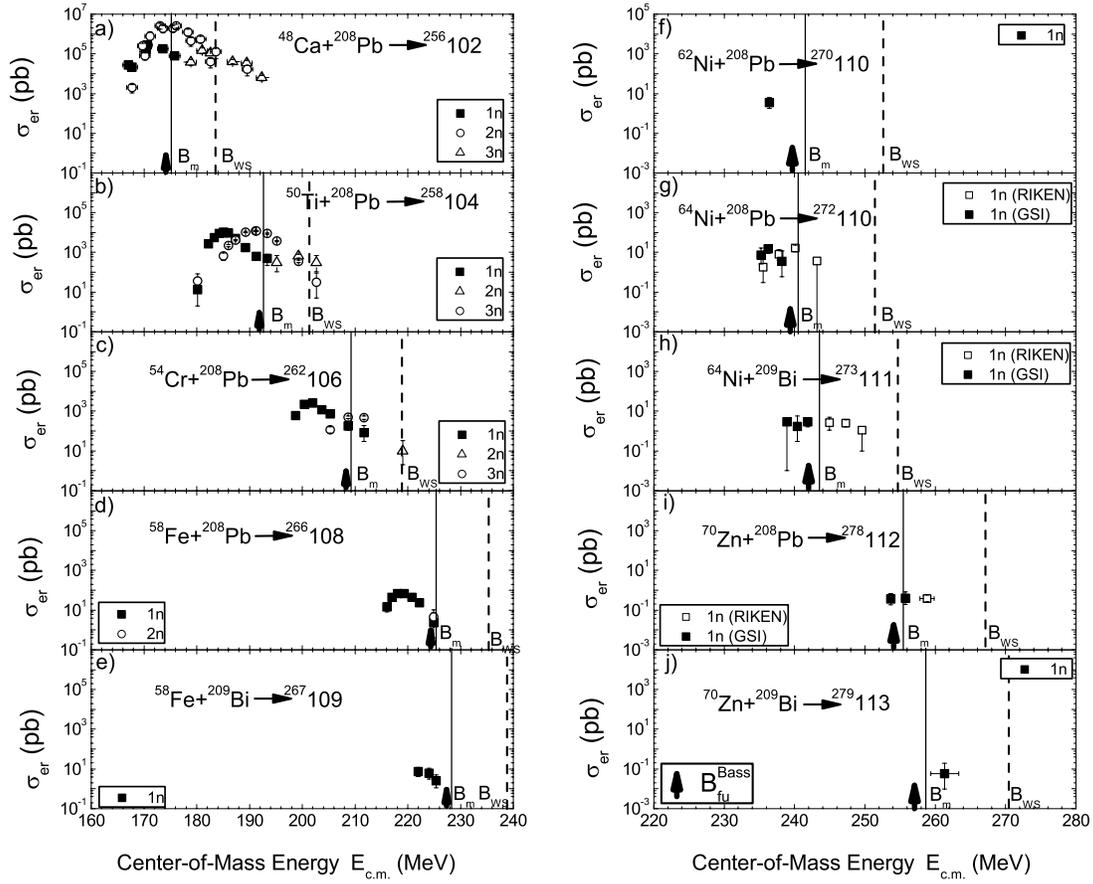


图 3.16: 冷熔合反应产生超重蒸发余核的截面。实方块和空方块(in RIKEN)表示1n道的蒸发余核截面。空圈和空三角分别代表了2n和3n道的蒸发余核截面。图中的竖实线和虚线分别表示由改进的Woods-Saxon势计算的平均位垒 $B_m$ 和垒 $B_{ws}$ 的位置。为了比较图中还给出了Bass垒高的位置 $B_{fu}^{Bass}$ 用粗箭头表示。

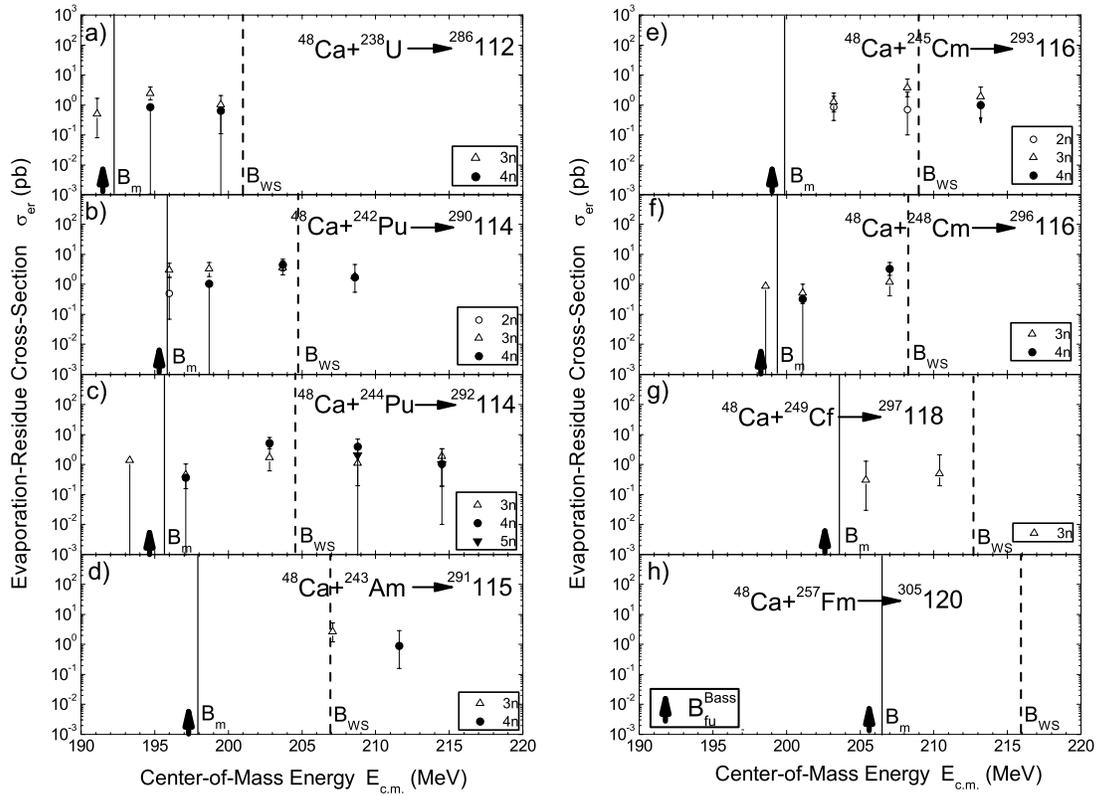


图 3.17: 热熔合反应产生超重蒸发余核的截面 (与图3.16的注释相同)。空圈, 空三角, 实点和倒三角分别代表了2n, 3n, 4n和5n道的蒸发余核截面。

提供一个参考。对于以下合成120号元素的4个反应体系,  $^{48}\text{Ca}+^{257}\text{Fm}$ ,  $^{50}\text{Ti}+^{252}\text{Cf}$ ,  $^{58}\text{Fe}+^{244}\text{Pu}$  和  $^{94}\text{Sr}+^{208}\text{Pb}$  来说, 它们的平均位垒  $B_m$  和位垒  $B_{ws}$  的值分别为206.5和215.8 MeV, 223.2和233.4 MeV, 251.8和263.2 MeV及314.5和328.8 MeV。

本节基于Skyrme能量密度泛函微观计算的入射道势提出了一个改进的Woods-Saxon势来宏观描述重离子熔合反应中的核-核相互作用势。用这种方法可以把一系列从轻核到重核反应体系的熔合势垒描述得很好, 基于这种势垒得到的四个反应体系  $^{16}\text{O}+^{92}\text{Zr}$ ,  $^{28}\text{Si}+^{92}\text{Zr}$ ,  $^{16}\text{O}+^{208}\text{Pb}$  和  $^{48}\text{Ca}+^{208}\text{Pb}$  的激发函数也能很好的再现实验结果。对合成超重核的冷熔合和热熔合反应的入射能量进行了探索, 我们发现用改进的Woods-Saxon势好像可以为超重元素的合成提供一个合适的入射能量的范围, 即在平均位垒  $B_m$  和位垒  $B_{ws}$  的之间的入射能量有利于超重核的产生。

### §3.2 重离子熔合反应的动力学效应

由于合成超重核研究的推动, 熔合过程的动力学研究引起人们特别的兴趣, 近年来出现了一些理论模型。其主要理论模型之一是宏观动力学模型, 它认为重离子碰撞之后颈部快速形成, 很快形成变形的单核体系。另一个重要的理论模型是双核模型, 它假定在接触构型下, 通过核子或集团的输运形成复合核, 而在反应过程中颈部的成长受到压制。上述两个模型建立在颈部快速成长和被压制成长两种不同机制的基础上, 因此从微观上研究颈部成长过程和核子的输运过程, 对弄清合成超重核的反应机制是非常重要的。

#### (1) 颈部的定义

熔合反应中位垒高度及宽度对熔合截面有很重要的影响。假设两个重离子相距很远的时候是球形的, 到了相互作用很强的区域, 某几个形变自由度可能被激发, 两个核之间出现一个颈, 变成一个双中心复合系统。而影响熔合位垒很重要的一个方面便是反应过程中两核接触时体系的形状, 特别是颈部的形状。我们跟踪了熔合反应过程中不同时刻反应体系的密度分布、平均单粒子势分布以及这个时刻的熔合位垒高度, 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。

利用ImQMD模型计算, 我们能够给出在熔合反应过程中任一时刻的等密度图。图3.18是与颈部有关的一些物理量的示意图, 它的形状由等密度线  $\rho = 0.02 \text{ fm}^{-3}$  给出。图3.18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, CD被定义为体系的拉长, 用  $L = R + a_1 + a_2$  表示;  $\beta_1$ 、 $\beta_2$  表示炮弹和靶核的形变度。我们沿着炮弹和靶核的质心1、2找轴线段12之间的密度最小的点O, 过O点在XZ平面内画CD的垂线与体系

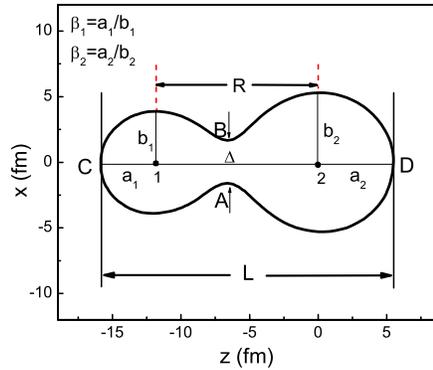


图 3.18: 颈部有关的一些物理量的定义。

表面的交点分别为A、B，线段AB定义为体系颈部的宽度，用 $\Delta$ 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。我们把此时的“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。因为接触之前的炮弹和靶核的质子数和中子数是固定不变的，而在颈部形成之后是随时间变化的。当原来炮弹中的一个中子（质子）通过颈部跑到靶核中时，靶核就会多一个中子（质子）而相应的炮弹就会少一个中子（质子），反之亦然。当颈部消失，体系形成一个变形的单核，此时两核的质心距离较小，距势垒已经很远了，再区分类弹和类靶已经没有太大的意义了。

## (2) 颈部的成长与核子转移

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3.19 (a) 和 (b) 分别描述了入射能量分别在垒上10 MeV 和垒下20 MeV时，一个对心碰撞熔合反应事件中体系的颈部（带实点的线），体系的拉长（带空圈的实线），以及两碎块的质心距离（带空三角的实线）随时间演化的情况。比较图3.19 (a) 和 (b) 发现，入射能在垒上时颈部的形成时间比在垒下早将近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大，此时体系已接近球形，两碎块的质心距离 $R$ 也逐渐减小。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200 fm/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，此时熔合对有足够的时间调整它们的形状，使它们之间的势垒降到最低，这一过程体系的拉长 $L$ 不但没有减小还稍微有些增大，比垒上时大很多。入射能 $E_{c.m.}$ 减小时，对应的动力学势垒逐渐接近于绝热势垒，而

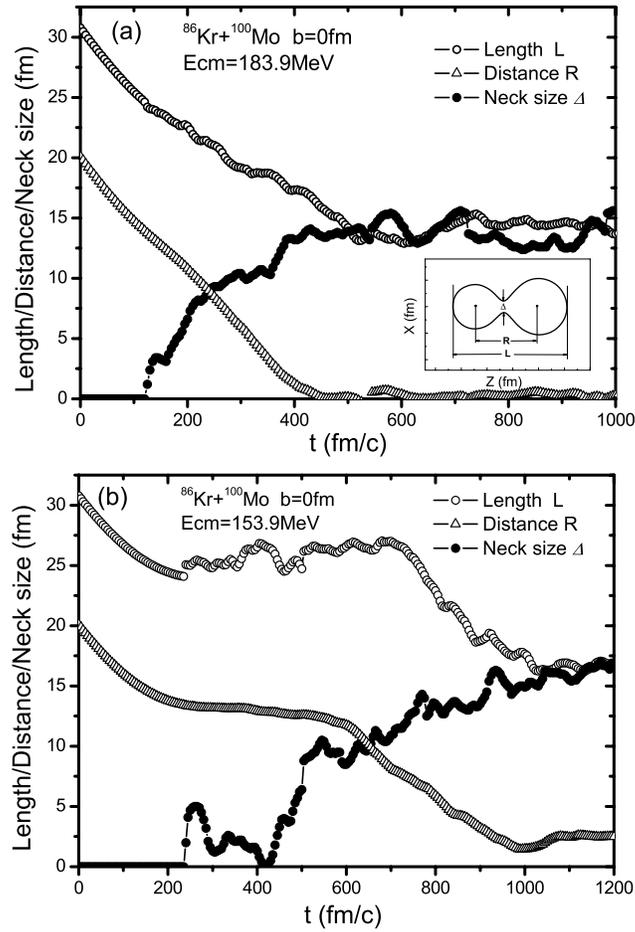


图 3.19:  $^{86}\text{Kr} + ^{100}\text{Mo}$  熔合反应中体系的拉长、颈部的大小、以及弹靶之间的质心距离随时间的演化。(a) 对应于入射能量高于熔合势垒  $E_{c.m.} = 183.9$  MeV 的情形; (b) 对应于入射能量低于熔合势垒  $E_{c.m.} = 153.9$  MeV 的情形。其中空心圆圈表示体系的拉长; 空心三角表示弹靶的质心距离; 实心圆点表示颈部的大小。

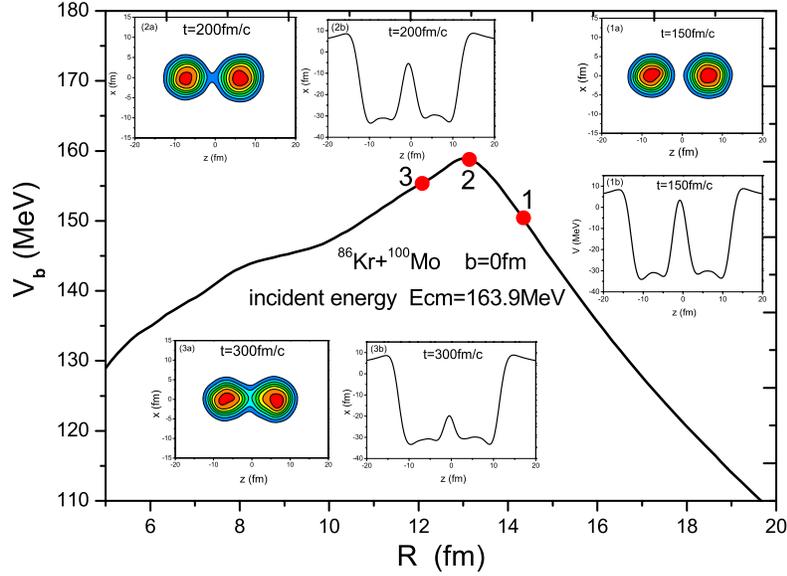


图 3.20: 入射能量在垒下10MeV熔合反应 $^{86}\text{Kr} + ^{100}\text{Mo}$  对心碰撞的熔合路径。图中的曲线表示熔合事件的动力学势垒的平均值,它是弹靶之间质心距离的函数。子图(1a),(2a),(3a)是反应体系在相应的曲线上标出的不同时刻 ( $t=150$ 、 $200$ 、 $300\text{fm}/c$ ) 的密度分布;子图(1b),(2b),(3b)是对应于相应时刻的单粒子势。

且垒的顶点向右平移的距离越大。从图3.9可以看出入射能 $E_{c.m.} = 153.9 \text{ MeV}$ 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 $2 \text{ fm}$ ,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3.20描述了入射能量在垒下 $10 \text{ MeV}$ 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,纵坐标是动力学位垒 $V_b$ ,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

$$V_{sp}(\mathbf{r}) = \int \rho(\mathbf{r}') V(\mathbf{r} - \mathbf{r}') d\mathbf{r}', \quad (3.39)$$

上式中的 $\rho(\mathbf{r}')$  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。从这两个子图我们可以看出在这一时刻两个核还没有接触上(子图(1a)),两核之间的单粒子势垒还比较高从而阻止核子穿过势垒进行交换。在点2处,动力学位垒达到

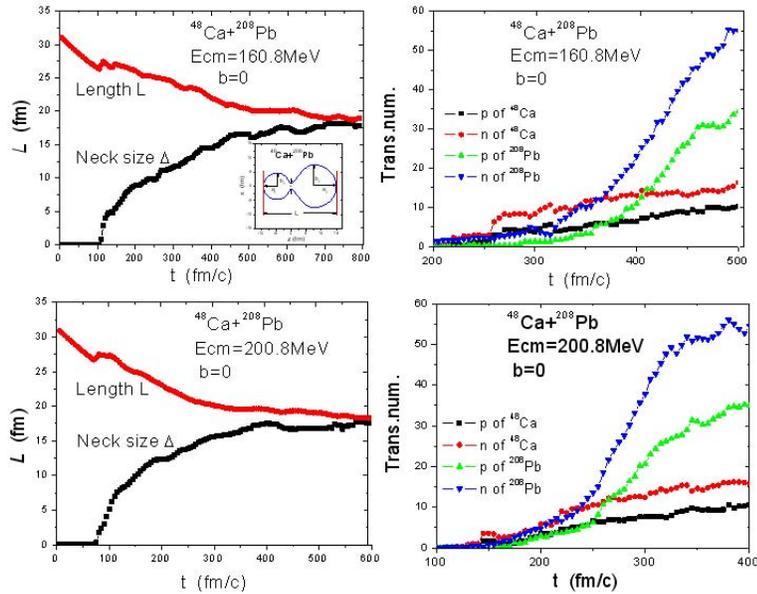


图 3.21: 入射能量在垒下20 MeV和垒上20 MeV 熔合反应 $^{48}\text{Ca}+^{208}\text{Pb}$  对心碰撞的颈部成长(左)和核子转移(右)。

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,两核之间的单粒子势垒有所降低(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,势阱中间的单粒子势垒也明显地降低,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3.21我们研究了反应体系 $^{48}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb}$ 的颈部成长和核子的转移情况。描述了16个对心碰撞熔合反应事件的入射能量分别在垒下和垒上20 MeV 体系的颈部及体系的拉长的平均值随时间演化的情况。从图3.21,  $E_{c.m.} = 160.8$  和  $200.8 \text{ MeV}$  颈部成长和核子转移的比较,发现入射能在垒上比在垒下时颈部的形成时间早,在垒上时颈部的成长曲线在整个过程比较陡,而在垒下时颈部的成长曲线在整个过程比较平坦和缓慢,这使熔合对有足够长的时间调整它们的形状,使它们之间的势垒降低,这一点前文已提到。从图3.17右边两图表示核子转移情况,可以看出入射能 $E_{c.m.} = 160.8 \text{ MeV}$  的炮弹 $^{48}\text{Ca}$  中的中子转移到靶核中的数目相对较多。

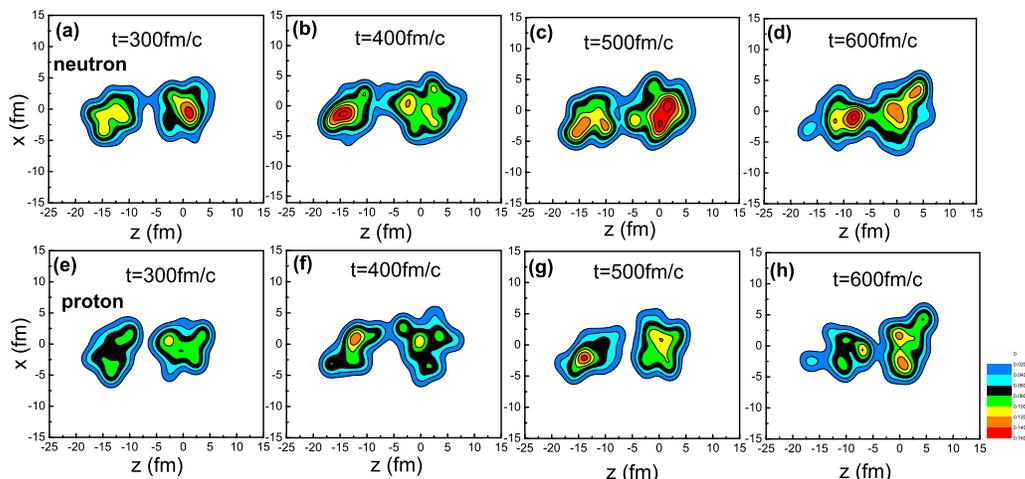


图 3.22: 反应体系 $^{86}\text{Kr} + ^{100}\text{Mo}$  在入射能量 $E_{c.m.}=153.9$  MeV 碰撞参数 $b = 0$ 时的一个典型的熔合事件, 体系在颈部形成的不同时刻( $t=300, 400, 500, 600$ fm/c) 中子(a-d)和质子(e-h)的等密度图。

## (2) 颈部的N/Z比

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3.22给出了反应体系 $^{86}\text{Kr} + ^{100}\text{Mo}$  在入射能量 $E_{c.m.} = 153.9$ MeV, 碰撞参数 $b = 0$  时的一个典型的熔合事件中在颈部形成的不同时刻( $t = 300, 400, 500, 600$  fm/c) 时, 中子(a-d)和质子(e-h)的密度分布。从中子的密度分布(图a)可以看出, 在 $t = 300$  fm/c 时体系的颈部已经形成, 而此时相应的质子的密度分布(图e)显然, 颈部还没有形成。可见, 此时颈部基本上是由中子构成的。在 $t = 400$  fm/c 的中子密度分布(图b)和质子密度分布(图f)显示颈部已形成。但中子密度分布颈部的宽度明显大于质子的颈部宽度, 此刻也说明颈部中子数相对较多。在 $t = 500$  fm/c 的中子密度分布(图c)显示颈部的宽度进一步增大, 而质子密度分布(图g)颈部又断开了。在 $t = 600$  fm/c (图d)显示中子密度分布的颈部的宽度仍明显大于质子密度分布的(图h)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。因为在颈部形成的初期, 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。

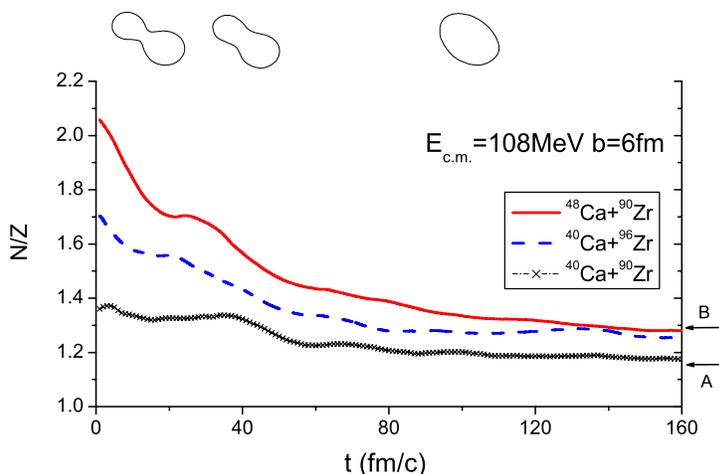


图 3.23:  $^{40,48}\text{Ca} + ^{90}\text{Zr}$  以及  $^{40}\text{Ca} + ^{96}\text{Zr}$  三个熔合反应中颈部的N/Z比随时间的演化情况。

从图3.8到图3.11还可以看出,动力学势垒的顶点除了比静态势垒的顶点低之外,还有向右平移的趋势。入射能量越低,它所对应的动力学势垒的顶点向右平移的距离越大。这说明两核在相距较远的时候就接触了。只有一个解释,就是一个核或两核均发生了较大的形变,体系沿径向拉长,这一点从图3.19可以看出(a)体系的总长度迅速减小到和颈部的大小基本相等,这时体系接近球形。图3.19(b)体系的总长度在250 fm/c-700 fm/c时间内几乎保持不变,这说明在颈部开始形成时体系已经拉得很长,比此时图3.19(a)体系的总长度大很多。由于颈部的中子数相对较多,促使反应中动态位垒降低。所以,这些核子重新调整的结果大大降低了体系的能量使动力学势垒低于静态势垒。

从上面的讨论我们知道,动态的熔合位垒与颈部的形状结构有着密切的关系。此外,它还与颈部物质的成分(即中子质子比率)有密切的关系。对于丰中子核反应,颈部的N/Z比是颈部形成过程中一个非常敏感的量。图3.23给出了 $^{40,48}\text{Ca} + ^{90}\text{Zr}$  以及 $^{40}\text{Ca} + ^{96}\text{Zr}$  三个熔合反应中颈部的N/Z比随时间的演化情况[29]。在图3.23中三个反应的入射能量为 $E_{c.m.} = 108 \text{ MeV}$ ,碰撞参数为 $b=6 \text{ fm}$ ,横坐标是颈部形成的时间,起始于两核接触颈部形成的时刻。纵坐标是颈部的N/Z比,N表示颈部的中子数,Z表示颈部的质子数。对于 $^{40}\text{Ca} + ^{90}\text{Zr}$ 、 $^{40}\text{Ca} + ^{96}\text{Zr}$  以及 $^{48}\text{Ca} + ^{90}\text{Zr}$  三个熔合体系,它们初始的N/Z比分别是1.17, 1.27, 1.30。可以看出,在颈部形成的初始阶段,颈部的N/Z比要明显高于初始核的N/Z比。随着颈部的成长,颈部的N/Z比逐渐降低,趋向于初始核的N/Z比。另外从图3.23可以看出,随着反应体系中子数的增加,颈部的N/Z比也逐渐增加,特别是在颈部形成的初始时刻。

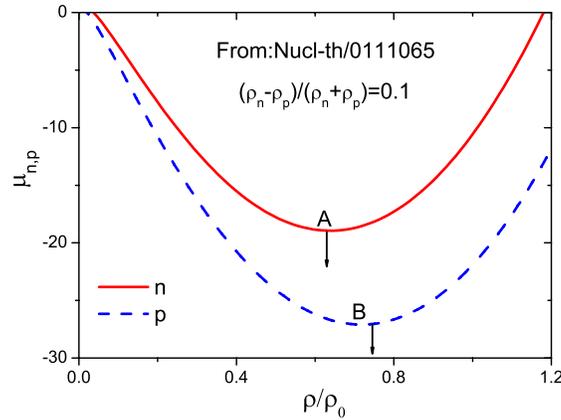


图 3.24: 质子、中子化学势随密度的变化。

为什么在颈部形成的初始时刻，颈部的中子数相对较多呢？其主要原因是由于体系中对称能对质子和中子运动的影响。图3.24给出了 $\delta = \frac{N-Z}{N+Z} = 0.1$ 时质子中子的化学势。实线表示中子的化学势，虚线表示质子的化学势。从图中可以看出，中子化学势最低点A点对应的密度要小于质子化学势最低点B点对应的密度。当两个核接触后颈部开始形成时，颈部的密度大约是 $0.02\text{fm}^{-3}$ 至 $0.08\text{fm}^{-3}$ 。在这个密度范围内，由质子中子化学势的差别可以看出，此刻质子受到一个向高密区域运动的力，也就是说核表面的质子会向各自的核心运动而不是向颈部运动；而此刻的中子却受到一个从高密区域向低密区域（颈部）运动的力。因此质子中子化学势的差异使得颈部形成的初始时刻中子首先向颈部运动。其二，由于库仑排斥，弹靶的质子相对于中子来说更难于相互靠近形成颈部。

通过分析入射能在位垒附近的熔合反应的典型事例，我们发现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大于体系中的中子质子比。这个现象实验上从 $^{28}\text{Si} + ^{112,124}\text{Sn}$ 的碎块形成中也发现在非对头碰撞下从颈部发射出来的H、He的丰中子的同位素明显偏多[67]。另外Stelson通过研究熔合反应的位垒分布发现熔合反应初始阶段价中子形成的中子流是熔合截面增强的主要机制[64]。事实上，熔合截面的增强与否是由弹靶的丰中子程度和它们的结构共同决定的。像 $^{40}\text{Ca} + ^{96}\text{Zr}$ 与 $^{40}\text{Ca} + ^{90}\text{Zr}$ 的熔合截面相比较，就有明显的增强，而更丰中子的 $^{48}\text{Ca}$ 参与的反应 $^{48}\text{Ca} + ^{96}\text{Zr}$ 与 $^{48}\text{Ca} + ^{90}\text{Zr}$ 的熔合截面相比，就没有观察到垒下熔合截面增强效应[65]。在文献[66]中，通过动力学分析，我们发现中子转移方向不同会引起反应体系位垒的下降或升高。在反应 $^{40}\text{Ca} + ^{96}\text{Zr}$ 中，中子由 $^{96}\text{Zr}$ 向 $^{40}\text{Ca}$ 的转移使熔合位垒下降，从而它的熔合截面增强。在反应过程

中, 中子由 $^{96}\text{Zr}$ 向 $^{40}\text{Ca}$ 的转移占优势, 是由转移反应的Q值决定的。而在反应 $^{48}\text{Ca} + ^{90}\text{Zr}$ 没有发现中子转移反应的Q值为正。因此, 熔合反应中只有中子转移反应的Q值为正的过程, 才有利于近垒和垒下熔合截面增强。

### §3.3 合成117号超重元素的最佳弹靶组合和入射能量的选择

超重核的研究走到今天, 已经取得了一系列令人可喜的成果。到目前为止, 人工合成的超铀元素已达到25种:93-118号元素, 然而117号元素还没有实验报道。中国科学院近代物理研究所打算弥补这个空缺, 即在实验上合成117号超重元素。实验开始前理论应该先行, 通过理论计算给出合成117号超重元素的最佳弹靶组合和入射能量的对实验来说是非常重要的。

对于合成117号元素来说, 采用“冷熔合”和“热熔合”哪一种方法更合适呢? 图3.25展示了对于给定的超重元素用冷或热熔合反应产生的最大截面。圈代表热熔合反应, 方块代表冷熔合反应。其中, 空圈(空方块)表示已经被确定的元素; 实点(实方块)表示未被确定的元素。每种元素的质量数标在符号的左边或右边。从图中我们可以看出对于相同的目标元素, 热熔合反应比冷熔合反应能够产生更丰中子的超重核。而且产生超重元素的截面高于冷熔合反应的事例多一些, 尤其是在产生112-116号超重元素阶段, 截面变得比较平缓。图3.26给出了通过冷熔合反应合成各种重核通过 $1n$ 衰变道退激发时, 不同重元素的生成截面与弹靶组合的关系[24]。图中不同的线条对应的是不同的弹核的同位旋值, 实心符号对应的是 $^{208}\text{Pb}$ 为靶核的数据, 空心符号对应的是 $^{209}\text{Bi}$ 为靶核的数据, 星号给出的是根据系统性给出的预言值。图中 $Z=118$ 处标有BGS的数据已被LBL收回。可以看出, 对于具有相同的同位旋值的弹核, 无论是Pb或者是Bi靶,  $1n$ 衰变道的截面随余核的 $Z$ 是呈接近相同的指数关系而下降的。但对合成同一 $Z$ 的核素, 截面随着弹核的中子丰度增大而增大, 如: 用 $^{64}\text{Ni}$ 作为炮弹比用 $^{62}\text{Ni}$ 作为炮弹产生110号元素的截面要约大5倍。冷熔合反应产生超重元素的截面随着原子序数的增加呈指数下降的趋势(见图3.26), 使这种方法在实验上合成原子序数更高的超重核变得越来越困难, 合成 $Z=112$ 的元素已经达到目前GSI技术条件的极限。值得注意的是, 由Dubna给出的实验数据导出的114-116号元素的生成截面在1 pb附近, 这远比由热熔合或冷热熔合的系统性预言的截面值大得多。因此, 对于117号超重元素的合成, 从图3.25和图3.26我们可以推测用热熔合反应应该比冷熔合反应产生的截面会大些。

我们从300多个弹靶组合中(炮弹 $Z_1=18-58$ , 相应的靶核 $Z_2=99-59$ , 使 $Z_1 + Z_2=117$ )精心挑选能形成复合核的最小激发能有最低值的弹靶组合。因为最小

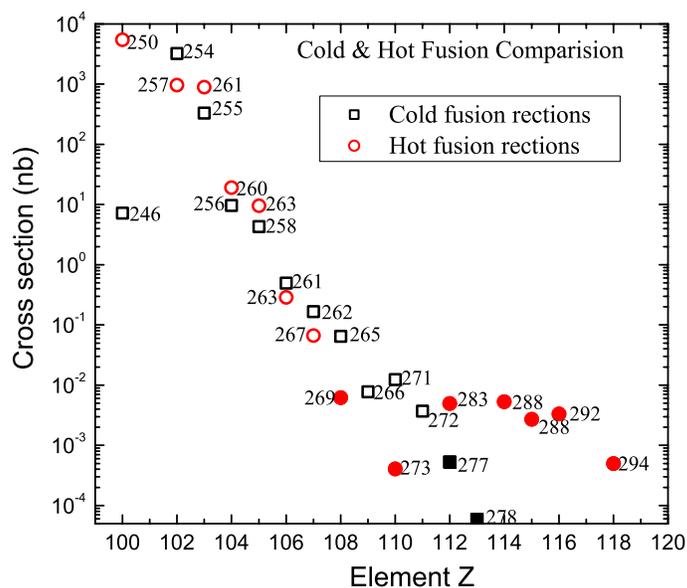


图 3.25: 展示了对于给定的超重元素（冷或热）熔合反应产生的最大截面。圈代表热熔合反应，方块代表冷熔合反应。其中，空圈（空方块）表示已经被确定的元素；实点（实方块）表示未被确定的元素。每种元素的质量数标在符号的左边或右边。

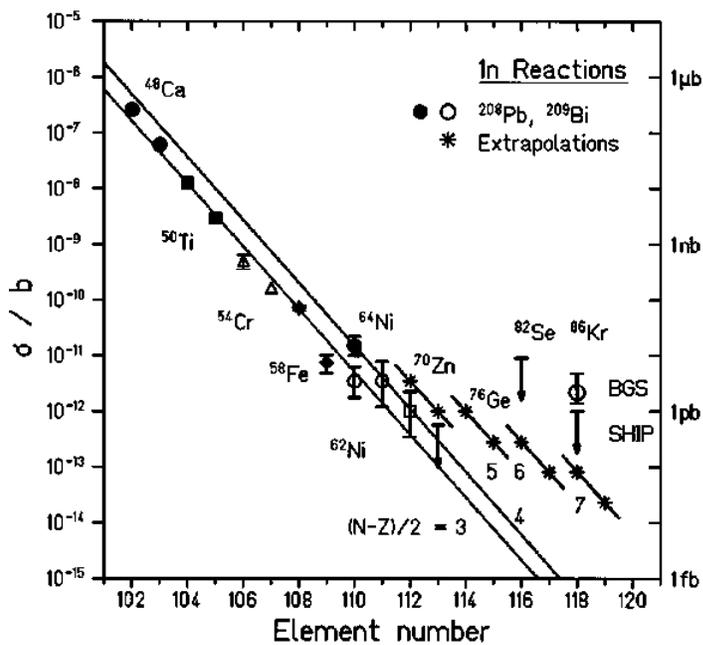


图 3.26: “冷熔合”过程的<sup>1n</sup>蒸发道产生截面与弹靶系统间的关系，取自文献[24]。

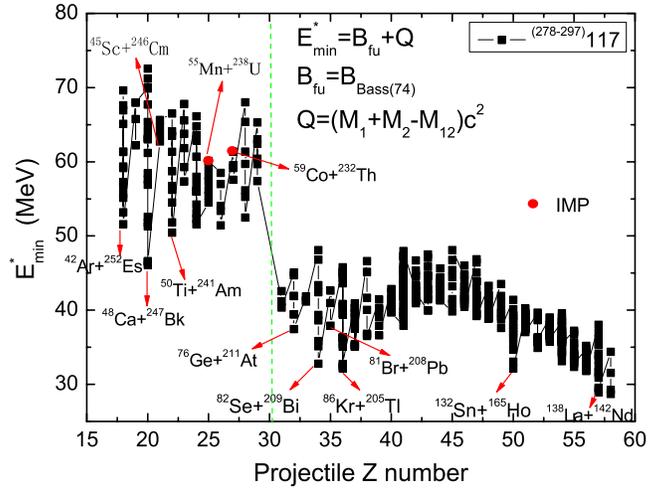


图 3.27: 炮弹的原子序数Z与最小激发能的关系随不同的弹-靶组合形成117号元素的变化。实方块代表最低激发能, 实圈代表中国科学院近代物理研究所计划选用的反应体系来尝试117号元素的合成。

的复合核的激发能使它有最大的存活几率。其次, 我们从第一个过程挑选出的弹靶组合中, 再次挑选不对称体系和闭壳核作为炮弹或靶核。最后, 我们应用参数化的位垒分布的 (mwkb) 方法[69]计算出这些反应体系的俘获截面, 选择库仑势垒附近俘获截面最大的反应体系作为最佳弹靶组合。另外, 在分析合成超重元素112-118的反应中, 我们发现入射能量在平均位垒 $B_m$ 和能量密度泛函计算的位垒 $B_0$ 之间最有利于超重元素的合成。

超重核的产生截面强烈依赖于裂变位垒垒高, 对于很重的体系裂变位垒主要由壳效应决定的。在文献[10]中指出在高激发能的情况下, 壳效应将消失。因此, 预测复合核的激发能是非常有意义的。复合核激发能的最小值可以用下式计算得出

$$E_{min}^* = B_{fu} + Q, \quad (3.40)$$

$$B_{fu} = B_{Bass74}, \quad (3.41)$$

$$Q = (M_1 + M_2 - M_{CN})c^2, \quad (3.42)$$

这里的 $B_{Bass74}$ 取自文献[17],  $M_1$ ,  $M_2$ 和 $M_{CN}$ 分别是炮弹、靶核和复合核的基态质量。应用这个简单的计算我们可以得出采用不同的弹靶组合产生117号元素的最小激发能 (见图3.27)。图3.27展示了炮弹的原子序数Z与最小激发能的关系随不同的弹-靶组合形成117号元素的变化。实方块代表最低激发能, 实圈代表中国科学

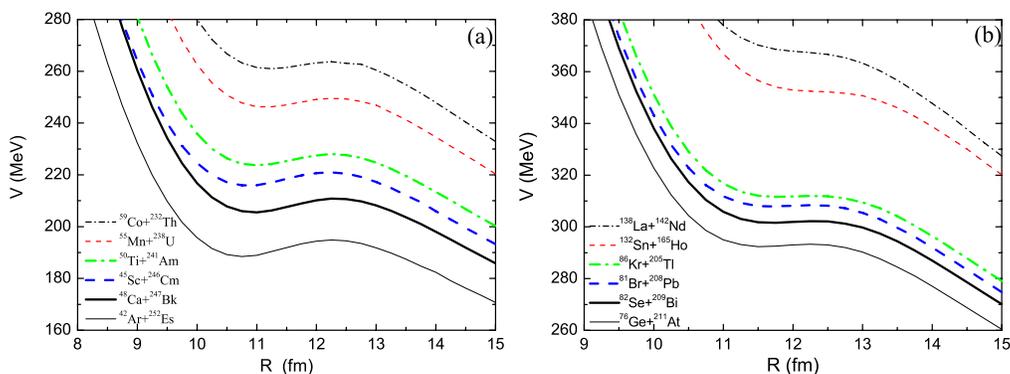


图 3.28: 用Skyrme能量密度泛函的方法计算的6个热熔合反应体系的和6个冷熔合反应体系的熔合势垒。

院近代物理研究所计划选用的反应体系 $^{55}\text{Mn} + ^{238}\text{U}$ 和 $^{59}\text{Co} + ^{232}\text{Th}$ 来尝试117号元素的合成。从图中我们可以看出有明显的两段（在图中用虚线分开），左边的体系为热熔合反应而右边的体系为冷熔合反应。和热熔合反应相比较，我们可以看出冷熔合反应形成复合核的激发能明显较低，最低的激发能在接近对称的反应体系 $^{138}\text{La} + ^{142}\text{Nd}$ 。在 $Z=35$ 附近也有一个低谷，主要由于靶核是 $^{208}\text{Pb}$ 和 $^{209}\text{Bi}$ 闭壳核及它们附近的其他核引起的反应。从上文图3.25和3.26的分析我们推测对于117号超重元素的合成，用热熔合反应应该比冷熔合反应产生的截面会大些。因此，我们最关心的还是热熔合的反应体系。在热熔合的反应体系中复合核最小的激发能的最低值是反应体系 $^{48}\text{Ca} + ^{247}\text{Bk}$ ，主要因为炮弹 $^{48}\text{Ca}$ 是双幻数核。这也是Dubna小组频繁选择了 $^{48}\text{Ca}$ 轰击丰中子锕系靶的主要原因。从这些分析可以看出比较成功的实验，无论是冷熔合反应选用 $^{208}\text{Pb}$ 和 $^{209}\text{Bi}$ 作为靶核，还是热熔合反应以 $^{48}\text{Ca}$ 作为炮弹，他们都选用了双幻数闭壳核，这样可以使复合核最小的激发能，从而使蒸发余核的截面达到最大。

在熔合（俘获）过程中，库仑势垒起着非常重要的作用。图3.28(a)和图3.29(a)分别是我们选择 $^{48}\text{Ca} + ^{247}\text{Bk}$ ，及选择 $^{48}\text{Ca}$ 附近的核作为炮弹产生117号超重核有最低激发能的反应体系 $^{42}\text{Ar} + ^{252}\text{Es}$ ， $^{45}\text{Sc} + ^{246}\text{Cm}$ 和 $^{50}\text{Ca} + ^{241}\text{Am}$ 及 $^{55}\text{Mn} + ^{238}\text{U}$ 和 $^{59}\text{Co} + ^{232}\text{Th}$ 6个反应体系的入射道相互作用势和俘获截面的比较，计算采用基于Skyrme能量密度泛函的方法[69]。图3.28(a)从 $^{42}\text{Ar} + ^{252}\text{Es}$ 到 $^{59}\text{Co} + ^{232}\text{Th}$ 体系的质量不对称度逐渐减小，相应的库仑势垒也逐渐增高，而俘获势阱逐渐变浅或者说准裂变位垒逐渐变低，使体系从俘获到复合核的形成阶段，准裂变逐渐增加，熔合形成复合核的几率逐渐减小。而且从图3.29(a)中可以看出 $^{42}\text{Ar} + ^{252}\text{Es}$ 俘获截面也是最大的。从这点来看好像 $^{42}\text{Ar} + ^{252}\text{Es}$ 最有利于复合核的形成。和 $^{48}\text{Ca}$

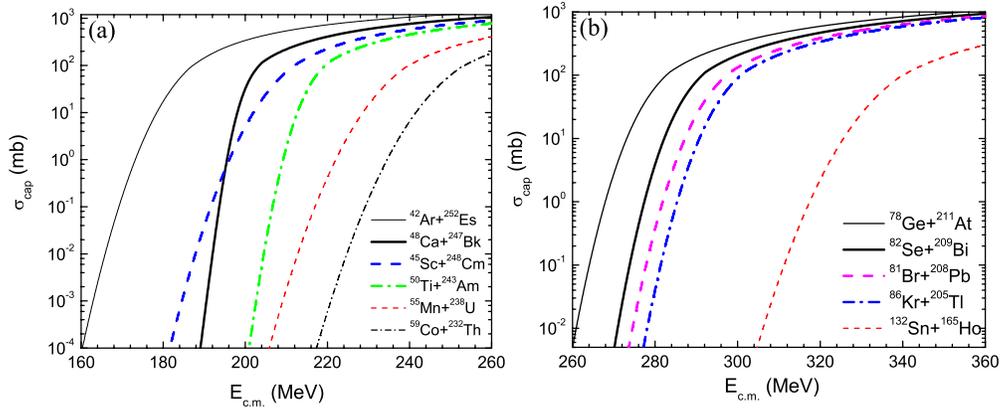


图 3.29: 基于Skyrme能量密度泛函的方法计算的熔合势垒,用mwkb方法计算的6个热熔合反应体系的和6个冷熔合反应体系的俘获激发函数。

+  $^{247}\text{Bk}$  相比,  $^{42}\text{Ar}$ 是放射性核素,它与靶核 $^{252}\text{Es}$ 都是在实验室人工产生的,最关键的还是 $^{42}\text{Ar}$ 不是闭壳核,最小激发能也比闭壳核参与的反应体系 $^{48}\text{Ca} + ^{247}\text{Bk}$ 和 $^{50}\text{Ti} + ^{241}\text{Am}$ 的激发能大一些。因此,我们还是认为用双幻核 $^{48}\text{Ca}$ 或者中子幻数核 $^{50}\text{Ti}$ 作为炮弹是比较合适的。

图3.28(b)和图3.29(b)分别对应于冷熔合反应 $^{76}\text{Ge} + ^{211}\text{At}$ ,  $^{82}\text{Se} + ^{209}\text{Bi}$ ,  $^{81}\text{Br} + ^{208}\text{Pb}$ ,  $^{86}\text{Kr} + ^{205}\text{Tl}$ 和 $^{132}\text{Sn} + ^{165}\text{Ho}$ 。图3.28(b)从 $^{76}\text{Ge} + ^{211}\text{At}$ 到 $^{132}\text{Sn} + ^{165}\text{Ho}$ 体系的质量不对称度逐渐减小,相应的库仑势垒也逐渐增高,而俘获势阱逐渐变浅或者说准裂变位垒逐渐变低,当体系的质量不对称度小于 $^{81}\text{Br} + ^{208}\text{Pb}$ 时准裂变位垒完全消失了,几乎所有的复合核都发生准裂变。这也是采用冷熔合反应产生超重核截面降低的主要原因。而且从图3.29(b)中可以越对称的体系俘获截面越小,熔合几率也越小,从而导致余核的截面非常低。

用 $^{48}\text{Ca}$ 作为炮弹,  $^{48}\text{Ca} + ^{247}\text{Bk}$ 就是最合适的反应体系吗?图3.25中我们知道对合成同一Z的核素,截面随着弹核的中子丰度增大而增大,我们有理由认为靶核的中子数增加也可能使余核的截面增加。因此,我们选择了用 $^{48}\text{Ca}$ 作为炮弹的三个反应体系 $^{48}\text{Ca} + ^{247}\text{Bk}$ ,  $^{48}\text{Ca} + ^{248}\text{Bk}$ 和 $^{48}\text{Ca} + ^{249}\text{Bk}$ 的熔合位垒和俘获截面,我们发现三者之间的入射道相互作用势和俘获截面的差别很小。可能他们的主要差别可能体现在的存活几率上,中子数越多,越有利于中子蒸发,从而降低复合核的裂变几率。因此,我们认为反应体系 $^{48}\text{Ca} + ^{249}\text{Bk}$ 比 $^{48}\text{Ca} + ^{247}\text{Bk}$ 更有利于117号超重余核的产生。同理,对于 $^{50}\text{Ti}$ 参与的反应,我们选 $^{50}\text{Ti} + ^{243}\text{Am}$ 作为备选的反应体系,用于尝试117号元素的合成。

我们在图3.30展示了用双幻数闭壳核 $^{48}\text{Ca}$ 作为炮弹的7个热熔合反应产生超

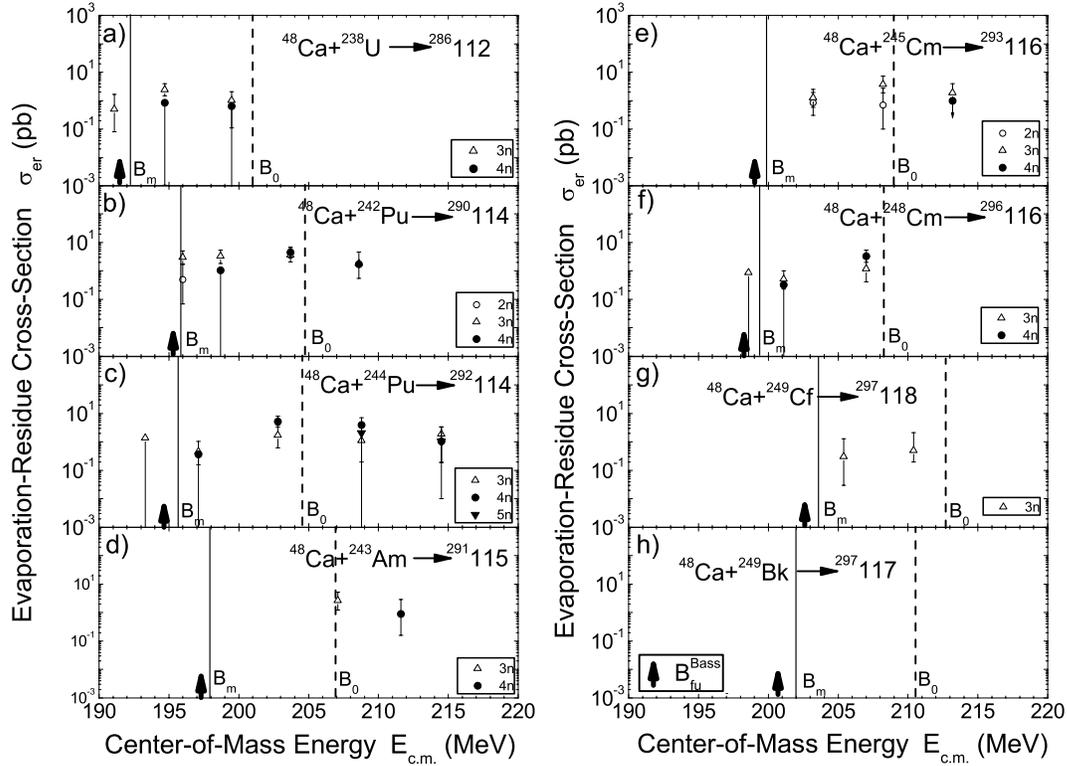


图 3.30: 以 $^{48}\text{Ca}$ 作为炮弹的热熔合反应产生超重蒸发余核的截面。空圈, 空三角, 实点和倒三角分别代表了2n, 3n, 4n和5n道的蒸发余核截面。虚线和实线之间的能区认为是合成超重元素的最佳入射能量范围, 预测了合成117号元素最佳入射能量的范围。

重蒸发余核112-118的截面。空圈,空三角,实点和倒三角分别代表了2n, 3n, 4n和5n道的蒸发余核截面。热熔合反应中没有1n道的实验数据。图中用的实验数据取自文献[10, 11, 12, 13]。图中的竖实线和虚线分别表示由Skyrme能量密度泛函方法计算的平均位垒 $B_m$ 和垒 $B_0$ 的位置[78]。粗箭头表示Bass垒高的位置 $B_{fu}^{Bass}$ 。我们发现在热熔合反应中平均位垒 $B_m$ 比Bass垒高约1 MeV。从图中我们发现绝大多数超重蒸发余核截面的实验数据位于平均位垒 $B_m$ 和垒 $B_0$ 的位置之间,合成115号元素的反应 $^{48}\text{Ca}+^{243}\text{Am}$ 除外。从上面合成超重蒸发余核截面的实验数据分析来看,用Skyrme能量密度泛函方法好象可以为超重元素的合成提供一个合适的入射能量的范围,即在平均位垒 $B_m$ 和位垒 $B_0$ 的之间的入射能量有利于超重核的产生。因此,用这种方法很容易计算出合成超重元素117的反应体系 $^{48}\text{Ca}+^{249}\text{Bk}$ 和 $^{50}\text{Ti}+^{243}\text{Am}$ 的平均位垒 $B_m$ 和位垒 $B_0$ ,它们分别为201.8 和210.5 MeV, 216.1和227.5 MeV 可以为这方面的实验提供一个理论参考。

本节采用基于Skyrme能量密度泛函和参数化的位垒分布(mwkb)方法计算了合成117号元素的俘获截面和势垒,以及不同的弹靶组合形成复合核的最小激发能 $E_{min}^*$ 来寻找一个最佳弹靶组合,和最佳入射能量的范围。以上这些对实验来说是非常重要的。理论上选择最低激发能的反应体系 $^{48}\text{Ca}+^{249}\text{Bk}$ 在质心系入射能量在201.8-210.5 MeV的范围可能最有利于117号超重元素的产生。由于 $^{48}\text{Ca}$ 比较稀少,作为炮弹在实验上是非常昂贵,因此,我们认为 $^{50}\text{Ti}+^{243}\text{Am}$ 作为备选的反应体系是一个不错的选择用于尝试117号元素的合成。

## 第四章 重核的强阻尼反应

为了合成超重核，人们进行了多方面的努力和探索，已经取得了一系列令人可喜的成果。自从美国劳伦斯·利弗莫尔国家实验室和俄罗斯杜布纳联合原子核研究所的科学家2006年10月16日宣布，他们发现了最新的超重元素-第118号元素以来，到目前为止，人工合成的超铀元素已达到25种：93-118号元素（117号元素除外）。然而，原子序数大于105的超重元素在实验室被合成后，它们在极短的时间内就衰变成原子序数较小的其他元素。我们研究超重核合成的最终目标是找到超重元素稳定岛上长寿命的超重核。宏观-微观模型的计算给出的“超重核稳定岛”的中心位置在 $Z=114$ ,  $N=184$  [89]，而相对论平均场和Hartree-Fock理论计算预言的中心位置在 $Z=114$ , 120 或126,  $N=172$  或184等[90]。各种计算预言它们的半衰期长的可达 $10^9$ 年[89]，短的则在微秒量级[91]。然而，目前合成最重的超重核离超重核的“稳定岛”还有一段距离，如对于Dubna合成的 $^{289}114$  离 $N=184$  还要差9个中子，即使对 $^{294}118$ 也要差8个中子。因此，只有合成超重元素稳定岛中心附近的稳定核素才是支持“稳定岛”理论的有力证据。目前，人工合成新元素的主要手段是重离子全融合反应，应用这种反应人们已经合成了从102-118号元素的许多同位素。但是，当人们继续应用这种反应机制合成原子序数更高或接近超重岛的元素时，碰到了越来越大的困难。这个困难一方面来自可能选用的弹核和靶核中子数的限制，使目标核不可能达到超重岛的中心区域；另一方面来自超重核合成截面随超重核原子序数增长而指数下降[24]的限制，使之不可能找到实验上可以探测得到的更重的超重核。这种全融合机制在合成更重的超重核方面的局限性，促使人们不得不考虑尝试别的反应途径。利用重核强阻尼碰撞中的大质量转移反应产生超重核是可以尝试的途径之一，因为这种方法没有靶材料限制的问题，虽然生成的重核的激发能一般均比较高，存活几率较低，但那些分布在激发能分布低能尾巴上的少数核还是有机会存活的[92]。

强阻尼反应是指在低能下（近垒或高于位垒）两个重的弹核和靶核碰撞后，形成准分子型的复合体系（并非复合核），由于核和库仑相互作用复合体系经历了复杂的运动，特别是大的能量和粒子数转移，之后因库仑排斥体系很快又重新分裂成两块（或少数三块）并伴随若干粒子发射，分裂后的碎块还会进一步发射粒子或裂变。在这个过程中，由于炮弹的动能可以完全转化为体系的激发能和转动能，因此，这个过程被称作“强阻尼”或者“深度非弹性碰撞”[93]。在上世纪80年代，GSI曾做过重核的强阻尼反应方面的实验[92, 94, 95, 96]。当时用7.42 MeV/u的 $^{238}\text{U}$ 作为炮弹轰击 $^{238}\text{U}$ 靶，通过测量反应产物的自发裂变事件，找寻半寿命在秒到月之间的超重核，发现截面上限约为 $2 \times 10^{-32} \text{ cm}^2$  [94]，而当用 $^{238}\text{U}$ 打 $^{248}\text{Cm}$

时(入射能量7.4A MeV)发现产生 $_{100}\text{Fm}$ ,  $_{99}\text{Es}$  和 $_{99}\text{Cf}$  的截面比反应 $^{238}\text{U}+^{238}\text{U}$  (入射能量 $\leq 7.5\text{A MeV}$ )大了3至4个数量级[96]。由于反应过程的极端复杂性,在当时的测量设备条件下没有发现超重核。因此以后的研究方向转向用全熔合反应产生超重核的研究。

近期,在理论上,我们应用发展的量子分子动力学模型从微观上重新研究了 $^{238}\text{U}+^{238}\text{U}$ ,  $^{244}\text{Pu}+^{244}\text{Pu}$  等对称体系的强阻尼反应[25]。稍后, V. L. Zagrebaev 和W. Greiner 等人用唯象的多维朗之万方程研究了 $^{238}\text{U}+^{238}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}+^{248}\text{Cm}$ ,  $^{232}\text{Th}+^{250}\text{Cf}$  的低能碰撞,并给出 $^{232}\text{Th}+^{250}\text{Cf}$  在 $E_{cm}=800\text{ MeV}$ 时反应产物的质量和电荷分布[26],并且指出在双幻核 $^{208}\text{Pb}$  附近出现肩膀,在质量数大于铀元素的超重碎块区域的能量曲面迅速升高,导致剩余核中的超重元素产额迅速降低。在实验上,国际上著名的实验室GSI, GANIL, FOPI等也都重新开展[27]或即将开展重核强阻尼反应这方面的实验工作。2006年9月在巴西举行的核-核碰撞国际会议上, Villari把GANIL的实验工作 $^{238}\text{U}+^{238}\text{U}$ 的初步结果作了报告[27]。实验给出了入射能量分别为6.09、6.49、6.91、7.10、7.35A MeV 反应 $^{238}\text{U}+^{238}\text{U}$  的最终产物的质量分布。在质量分布谱线中发现产物 $^{208}\text{Pb}$  附近的有一个小峰,并且这个峰随着入射能量的增加而变得越明显。理论预言如果在这种反应中产生 $^{208}\text{Pb}$  附近的反应产物越多,那么这种反应过程中最可能有长寿命的巨复合体系存在。实验上正在努力研究形成长寿命巨复合体系反应的条件。我们将通过ImQMD模型模拟像 $^{238}\text{U}+^{238}\text{U}$  这样的重反应体系在反应过程中复合体系( $Z \geq 170$ )的形成和衰变过程,并探讨复合体系的性质,包括复合体系的平均寿命。

#### §4.1 重核强阻尼反应产生超重初级碎块的研究

为了对重核强阻尼反应给出更直观的认识,我们应用改进的量子分子动力学模型从微观上研究在质心系能量等于780 MeV时,反应体系 $^{238}\text{U}+^{238}\text{U}$  的一个对心碰撞典型事件的密度分布随时间的演化过程(见图4.1)。从图4.1我们可以看出,在最初的大约400 fm/c时间,两个相互作用核开始接触并且形成一个双核形状的复合体系。当 $t=600\text{ fm/c}$ 时,复合体系由于颈部的消失而变成一个形变的单体复合体系,它能够保持这样的形状大约400 fm/c。在 $t=1000\text{ fm/c}$ 之后,变形的单体复合体系由于颈部的再次出现又变成一个双核复合体系。双核体系随着时间的演化,它的颈部变的越来越小,直到 $t=1250\text{ fm/c}$ 时,又碎裂成一大一小两个碎块。所以,这个反应事件形成的复合体系的寿命超过了850 fm/c。这是一个典型的复合体系不对称裂变事件。在质心系能量等于780 MeV 情况下,我们对1000个事件的模拟计算得出这种不对称裂变事件占总反应事件的概率为16.4%。正是由

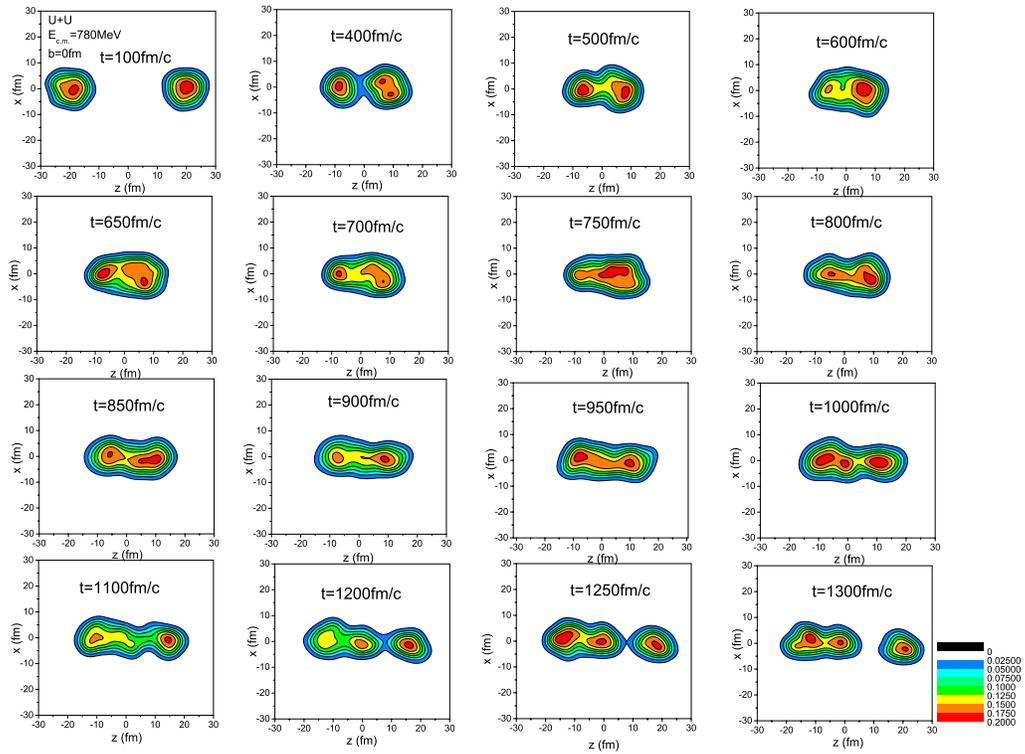


图 4.1: 在质心系能量780 MeV时, 反应体系 $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$ 的一个典型的对心碰撞事件的密度随时间的演化过程。

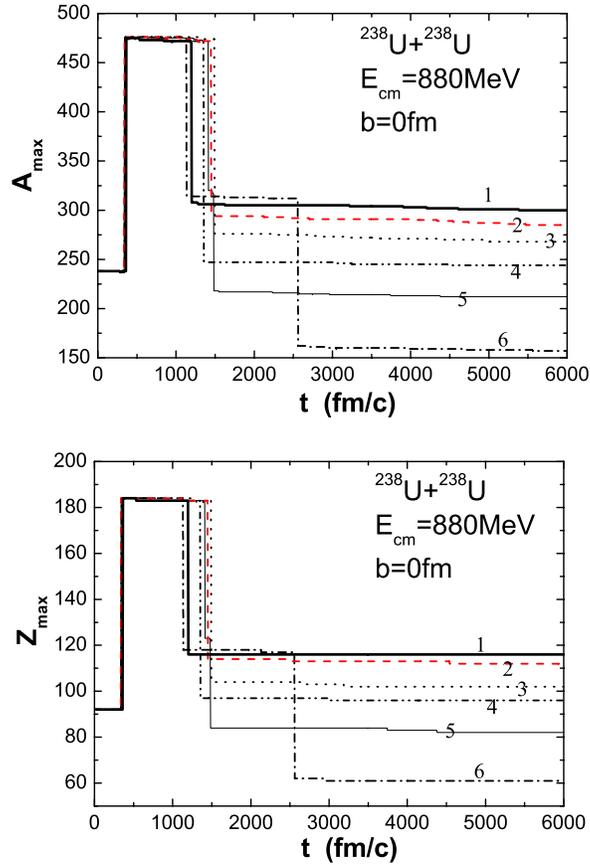


图 4.2: 在质心系能量1000 MeV时, 反应体系 $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$  的不同事件产生最大碎块的质量(a)和核电荷数(b)随时间的演化过程。

于这种复合体系的不对称裂变才有可能产生超重核。

为了研究产生初级超重碎片的可能性, 我们在图4.2展示了在质心系能量880 MeV时, 体系 $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$  对心碰撞的6个不同反应事件产生不同的最大碎片的质量(a)和核电荷数(b)随时间的演化。在初始阶段 (0-340 fm/c) 最大碎片的质量 $A=238$  (在图a中)和核电荷数 $Z=92$ (在图b中), 这就是炮弹和靶核的质量数和电荷数, 因为这个阶段的炮弹和靶核还没有接触。接下来是复合体系( $A=476, Z=184$ )的存在阶段, 从弹靶接触到复合体系再次裂变成两个碎片, 在相同的入射能量和碰撞参数的条件下, 反应中炮弹和靶核接触时刻基本相等, 图中给出的接触时刻 ( $t=340 \text{ fm/c}$ ), 之后复合体系裂变成两个碎片的时间不同, 导致复合体系的寿命不同, 产生的最大碎片也不一样。事件1产生的最大碎片为 ( $A=308, Z=116$ ) 直到 $t=6000 \text{ fm/c}$ 时变为 ( $A=305, Z=116$ ), 这一过程中蒸发了3个中子。事件6产生的

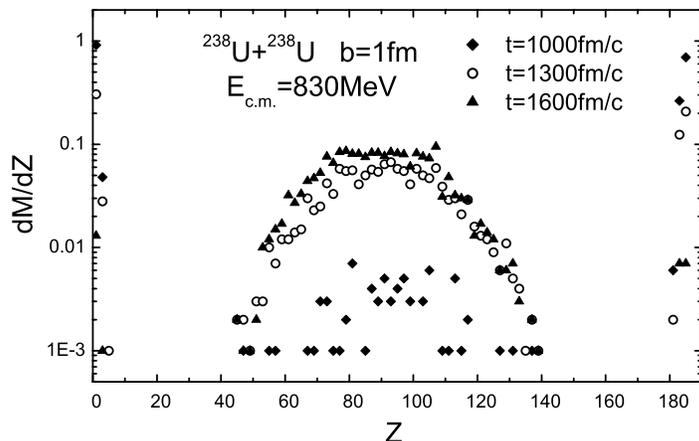


图 4.3: 在质心系能量830 MeV, 碰撞参数为1 fm, 反应体系 $^{238}\text{U}+^{238}\text{U}$ 产生的碎块在 $t=1000$  (实方块)、1300 (空圈)和1600 fm/c (实三角)时刻的电荷分布。

最大碎块为 ( $A=314, Z=118$ ) 而到 $t=2135$  fm/c时变为 ( $A=312, Z=118$ ), 这一过程中蒸发了2个中子, 之后 $t=2560$  fm/c碎块 ( $A=312, Z=118$ ) 又裂变成了两块, 其中这三个碎块中最大的那块是第一次复合体系裂变时产生的小碎块 ( $A=162, Z=66$ ) 直到 $t=6000$  fm/c时的变成碎块 ( $A=157, Z=62$ )。对于事件2-5产生的最大碎块演化类似于事件1的情况, 只是产生最大碎块的质量和电荷数不同而已。

图4.3展示了在入射能量 $E_{c.m.} = 830$  MeV, 碰撞参数 $b=1$  fm时, 反应 $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$  在不同时刻产生碎块的电荷分布。其中, 实方块、空圈和实三角分别表示在 $t=1000, 1300$  和1600 fm/c时刻的电荷分布。从图4.3我们可以看出, 在 $t=1000$  fm/c时刻, 巨复合体系 ( $Z \sim 184$ ) 是主要成分 (约占90%) 而碎块非常少 (约占10%)。随着时间的演化当 $t=1300$  fm/c时, 巨复合体系 ( $Z \sim 184$ ) 的占有几率降低到了可以和碎块的产生几率相比较的量级。在 $t=1600$  fm/c时刻, 碎块占主要地位而巨复合体系 ( $Z \sim 184$ ) 已经非常稀少, 说明原来形成的复合体系到此时绝大部分都分裂了。到 $t=2000$  fm/c时, 所有的巨复合体系 ( $Z \sim 184$ ) 就完全都衰变了, 这表明在图4.3的条件下复合体系的寿命不超过2000 fm/c。这种巨复合体系的衰变行为依赖于入射能量和弹靶组合, 我们在下一节估计了在不同入射能量下巨复合体系的寿命 (见后文)。

关于对称的强阻尼反应 $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$ ,  $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$  和 $^{244}\text{Pu} + ^{244}\text{Pu}$ , 王宁等已经用改进的量子分子动力学模型作了研究[25], 在文中作者指出演化时间达到6000 fm/c时, 反应体系 $^{244}\text{Pu} + ^{244}\text{Pu}$  比 $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$  产生超重碎块的几率高, 而在反应 $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$  中没有发现超重碎块的产生, 由此得出越重的体系越容易

产生超重碎块。这里的超重碎块是指核电荷数  $Z \geq 114$  的碎块。为了扩展以上的工作，我们研究了在入射能量  $E_{c.m.} = 680-1880$  MeV 不对称强阻尼反应体系  $^{232}\text{Th} + ^{250}\text{Cf}$ 。在反应过程中我们选择了中心碰撞  $b=1$  和  $3$  fm，因为中心碰撞更有利于超重碎块的产生。在模拟过程中，初始核的准备和文献[28, 29, 30]中采用的方法一样，我们从几千个事件中分别挑选出10个稳定的基态核  $^{232}\text{Th}$  作为炮弹和10个稳定的基态核  $^{250}\text{Cf}$  作为靶核，使它们的结合能和方均根半径演化  $6000$  fm/c 而基本维持常数，只有一些较小的涨落（见图2.5）。我们把这些好的初始核储存起来用于反应，反应弹靶之间的初始距离为  $50$  fm。

图4.4展示了在  $t=6000$  fm/c 时，在反应  $^{232}\text{Th} + ^{250}\text{Cf}$  和  $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$  中，超重碎块 ( $Z \geq 114$ ) 的产生几率随入射能量和碰撞参数的关系。子图a) 是碰撞参数  $b=1$  fm，反应体系  $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$  (实点) 与  $^{232}\text{Th} + ^{250}\text{Cf}$  (实三角) 的比较。发现在相同的入射能量下  $^{232}\text{Th} + ^{250}\text{Cf}$  产生超重碎块的几率比  $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$  的结果高很多，而且比文献[25]给出的  $^{244}\text{Pu} + ^{244}\text{Pu}$  产生的超重碎块的几率还要高，而反应体系  $^{232}\text{Th} + ^{250}\text{Cf}$  要比  $^{244}\text{Pu} + ^{244}\text{Pu}$  少6个中子，从这两个反应体系的比较得出不对称体系要比对称反应体系更有利于超重碎块的产生。子图b) 表示同一反应体系  $^{232}\text{Th} + ^{250}\text{Cf}$  在不同碰撞参数  $b=1$  fm (实三角) 和  $b=3$  fm (实方块) 超重碎块产生几率的比较。从图中我们发现碰撞参数  $b=3$  fm 时，超重碎块的产生几率的能量依赖与碰撞参数  $b=1$  fm 的情况基本相同，只是峰的位置向能量更高的方向平移了  $200$  MeV 左右。图4.4中的一个明显的特点是超重碎块的产生几率是能量相关的，有一个峰存在，那么峰值所对应的入射能量应该有利于超重碎块的产生，而不同的反应体系峰的位置不同，对于碰撞参数  $b=1$  fm 的情况(图a)，反应  $^{232}\text{Th} + ^{250}\text{Cf}$  和  $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$  峰的位置分别在  $E_{c.m.} = 880$  和  $830$  MeV 附近。这个峰的存在对实验上用强阻尼反应合成超重元素是非常重要的，还要注意到这个能量依赖在峰值的左边（能量低方向）和右边（能量高方向）是不一样的，左边比较陡右边比较缓，因此在选取入射能量时应注意到这一特点。在不同的入射能量下我们得到了反应  $^{232}\text{Th} + ^{250}\text{Cf}$  产生的初级碎块的质量和电荷的不同分布（见图4.5和4.6）。

图4.5 展示了入射能量在  $E_{c.m.} = 680-1880$  MeV，碰撞参数  $b=1$  fm 不对称体系  $^{232}\text{Th} + ^{250}\text{Cf}$ ，在  $t=2200$  fm/c 时刻的1000个反应事件产生初级碎块的质量分布。之所以选取在  $t=2200$  fm/c 时刻，是因为在这个时刻所有反应事件形成的复合体系都已分裂成两块。至少在这之后我们才可以借助于统计衰变模型把这些激发的初级碎块退激到末态。在入射能量等于  $680$  MeV (图a)，初级碎块的质量分布中明显有两个峰存在，它们恰好分别对应于炮弹和靶核的质量数  $232$  和  $250$ 。这意味着在入射能量等于  $680$  MeV 时，体系  $^{232}\text{Th} + ^{250}\text{Cf}$  发生的主要反应机制是弹性散射和非弹性散射的少数核子转移反应，产生最大的碎块质量数是  $A=317$ 。随着入射

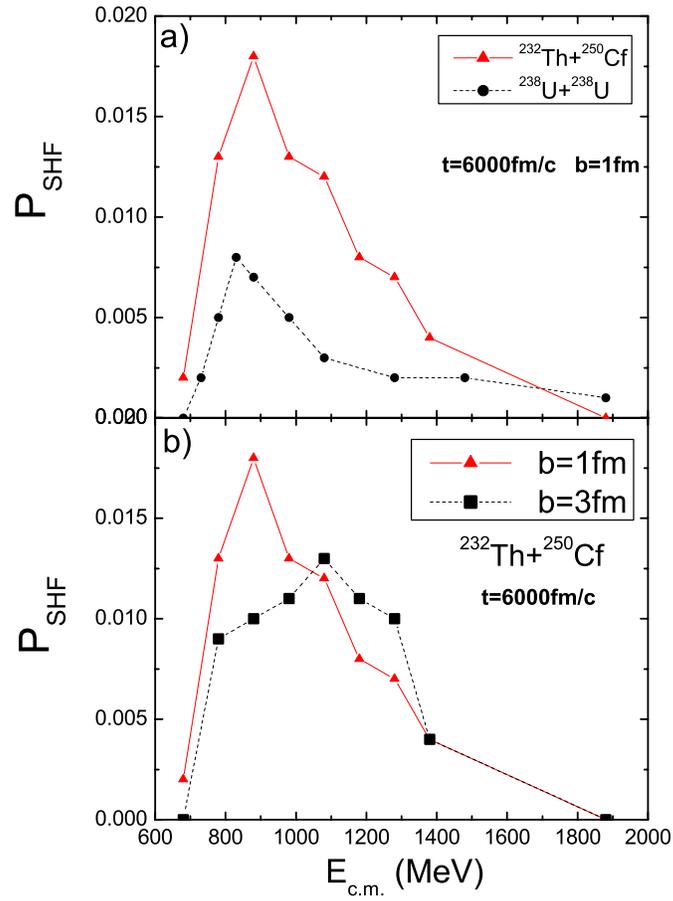


图 4.4: 在  $t = 6000 \text{ fm/c}$  时, 在反应  $^{232}\text{Th} + ^{250}\text{Cf}$  和  $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$  中, 超重碎片 ( $Z \geq 114$ ) 的产生几率随入射能量和碰撞参数的关系。a) 碰撞参数  $b = 1 \text{ fm}$ , 反应体系  $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$  (实点) 与  $^{232}\text{Th} + ^{250}\text{Cf}$  (实三角) 的比较。b) 同一反应体系  $^{232}\text{Th} + ^{250}\text{Cf}$  在不同碰撞参数  $b = 1 \text{ fm}$  (实三角) 和  $b = 3 \text{ fm}$  (实方块) 超重碎片的产生几率的比较。

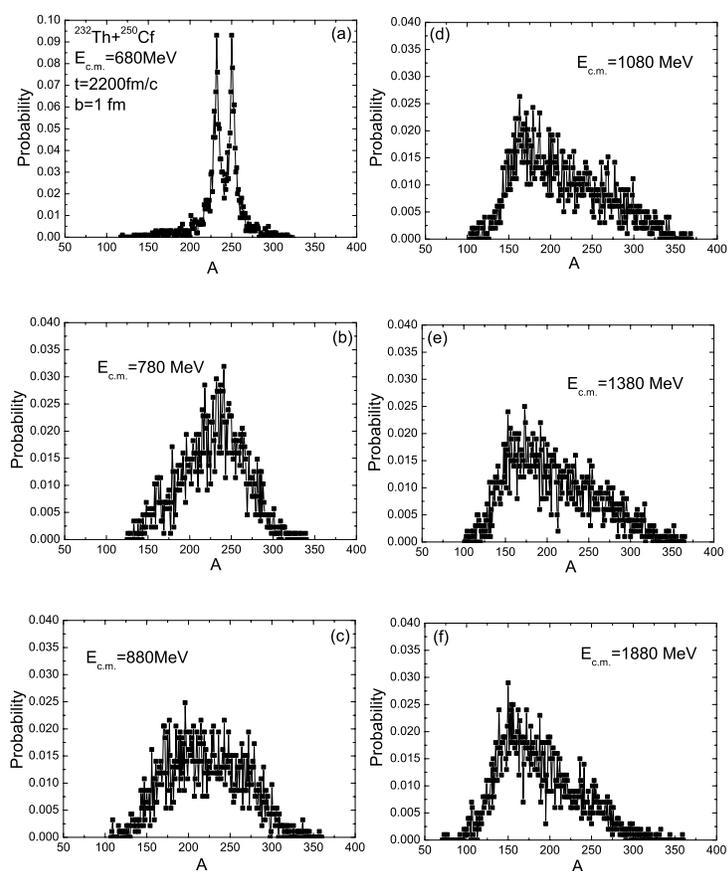


图 4.5: 在  $t = 2200 \text{ fm/c}$  碰撞参数  $b = 1 \text{ fm}$  时, 反应  $^{232}\text{Th} + ^{250}\text{Cf}$  在不同入射能量产生初级碎块的质量分布。

能量的增加, 当 $E_{c.m.}=780$  MeV时(图b), 初级碎块的质量分布中只有一个峰存在, 峰值的位置恰好在 $A=240$ 附近, 峰值左边质量分布比较缓, 而右边的质量分布比较陡, 产生大碎块的事件数增多, 说明复合体系的不对称裂变事件数增多了, 大质量转移反应发生了, 最大的碎块质量数达到 $A=339$ 。当 $E_{c.m.}=880$  MeV时(图c), 初级碎块的质量分布中没有明显峰存在, 而是在 $170 \leq A \leq 270$ 范围内有近似的一个平台, 产生大碎块的事件数也进一步增多, 大质量转移反应几率也随之增加, 最大的碎块质量数超过了350。而入射能量从1080增加到1880 MeV过程中(图d-f), 初级碎块的质量分布中又有一个峰出现, 它的位置也随着入射能量的增加从1080 MeV时的163减小到1880 MeV时的150附近。这说明随着入射能量的增加反应产生的中等质量的碎块越来越多, 主要的原因是绝大多数大碎块由于激发能较高又裂成了两块。所有这些反应事件中的大质量转移反应是非常重要的, 它可以产生超重碎块( $A \geq 300, Z \geq 114$ ), 如果这些超重碎块的激发能不是很高就有可能存活下来形成超重核。

图4.6展示了入射能量在 $E_{c.m.}=680-1880$  MeV, 碰撞参数 $b=1$  fm 不对称体系 $^{232}\text{Th} + ^{250}\text{Cf}$ 在 $t=2200$  fm/c 时刻的1000个反应事件产生初级碎块的电荷分布。它们分别与图4.5中各子图中碎块的质量相对应, 初级碎块的电荷分布行为也与图4.5中各子图中碎块的质量分布行为相一致。

图4.7展示了在不同时刻超重碎块的产生几率随入射能量的变化。图中选取碰撞参数 $b=1$  fm不对称体系 $^{232}\text{Th} + ^{250}\text{Cf}$ 分别在 $t=2200, 2800, 3500, 6000$  fm/c时刻各个入射能量从680 到1880 MeV产生超重碎块的几率。从图中我们可以看出在 $t=2200$  fm/c 时刻, 最大超重碎块的产生几率在质心系能量为1180 MeV (1000个反应事件中产生了176个超重碎块)。随着时间的演化, 超重碎块的产生几率逐渐降低, 同时峰的位置也逐渐向低能区移动。在 $t=6000$  fm/c时刻, 峰的位置在质心系能量为880 MeV(1000个反应事件中有18个超重碎块)。这说明不仅超重碎块的产生几率与入射能量相关, 它的存活几率也依赖于入射能量, 入射能量越高, 产生初级超重碎块几率越大, 但是它们的激发能也越大, 很快就进行了再次裂变, 因此存活几率较低。我们希望能够找到一个最佳入射能, 它能使最终存活的超重碎块几率最大, 从图中我们可以看出在 $t=6000$  fm/c, 入射能量为 $E_{c.m.}=880$  MeV时超重碎块的产生几率 $P_{SHFs}$ 最大。我们的工作只计算到 $t=6000$  fm/c, 是否随着时间的增加超重碎块的峰值会继续向低能区移动, 有待于进一步研究。

图4.8给出了在同一时刻 $t=2200$  fm/c, 不同的入射能量产生超重碎块的激发能分布。反应产生的碎块及其激发能是这样计算的。在ImQMD模型中, 我们使用Coalescence model[31]来决定碎块(A,Z), 即: 如果任意两个核子之间的距离 $\Delta r \leq 3.5$  fm, 并且在动量空间中这两个核子之间的动量差 $\Delta p \leq 0.2$  GeV/c, 那么凡是

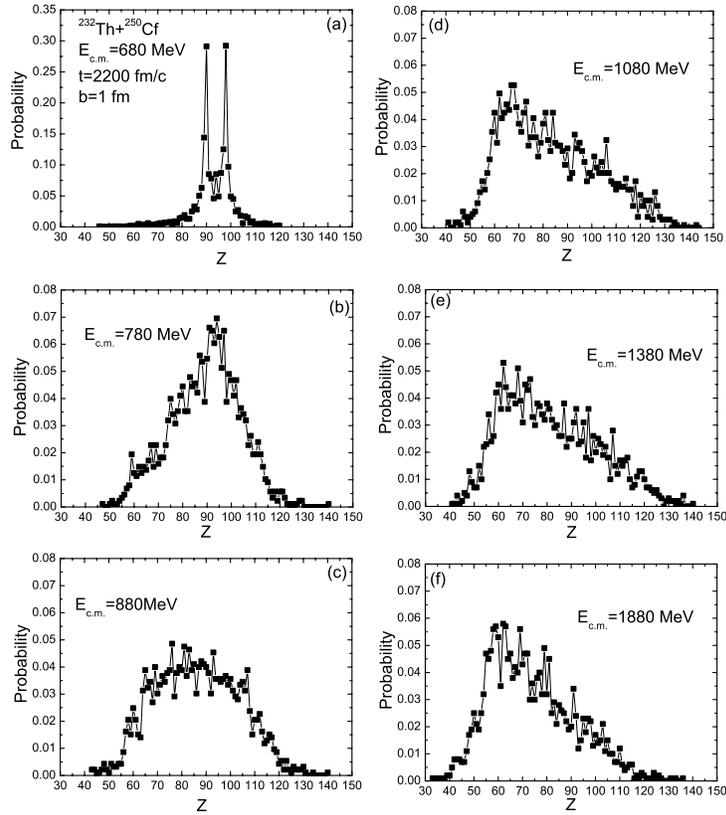


图 4.6: 在  $t=2200$  fm/c 碰撞参数  $b=1$  fm 时, 反应  $^{232}\text{Th} + ^{250}\text{Cf}$  在不同入射能量产生初级碎块的核电荷分布。

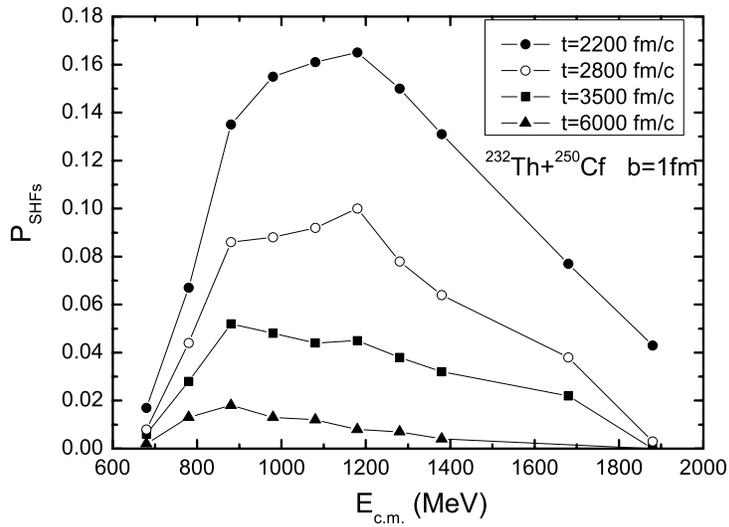


图 4.7: 反应  $^{232}\text{Th} + ^{250}\text{Cf}$  在不同时刻超重碎块的产生几率随入射能量的变化。

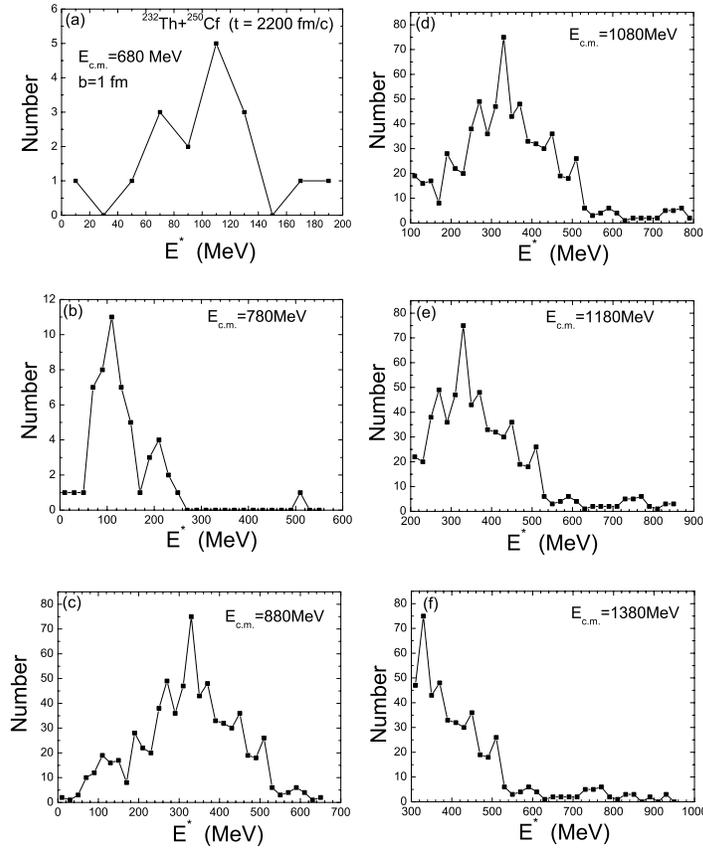


图 4.8: 在  $t = 2200$  fm/c 碰撞参数  $b = 1$  fm 时,  $^{232}\text{Th} + ^{250}\text{Cf}$  产生超重碎块的激发能分布随入射能量的改变。

满足这个条件的核子在同一个块里, 数这个块里的质子和中子数就可以给定这个块的  $(A, Z)$ 。这个模型已经广泛使用在输运理论中的块形成。块  $(A, Z)$  激发能是这样计算的:  $E^*(A, Z) = E_{tot}(A, Z) - E_0(A, Z)$ 。其中  $E_{tot}(A, Z)$  用 ImQMD 模型中的公式 Eqs.(2.16-2.23) 计算得出 (见论文第二章)。基态核的能量  $E_0(A, Z)$  采用实验数据, 如果没有实验数据的核素采用文献[97]的计算结果。考虑到由于高激发能容易使重核的壳效应消失, 我们更关心低激发能的超重碎块, 它有可能存活下来形成超重核。图 4.8(a) 入射能量在  $E_{c.m.} = 680$  MeV, 碰撞参数  $b = 1$  fm 不对称体系  $^{232}\text{Th} + ^{250}\text{Cf}$  在  $t = 2200$  fm/c 时刻的 1000 个反应事件 (下同) 产生 17 个初级超重碎块, 其激发能小于 60 MeV 的只有两个。图 4.8(b) 和 (c) 中对应于入射能量在 780 和 880 MeV, 碰撞参数  $b = 1$  fm 不对称体系  $^{232}\text{Th} + ^{250}\text{Cf}$  在  $t = 2200$  fm/c 时刻分别产生 53 和 114 个初级超重碎块, 其激发能小于 60 MeV 的也都只有 3 个。随着激发能从 1080 到 1380 MeV 的增加 (图 4.8(d-f)) 所有的初级超重碎块的激发能都大于 100 MeV, 如此高的激发

能促使这些超重碎块再次分裂, 没有超重碎块能够存活下来。因此, 从这个观点来看, 我们不仅要关注超重碎块的产生几率, 更应该把注意力集中在低激发能的碎块上。

本节用改进的量子分子动力学模型研究了原子核强阻尼反应 $^{232}\text{Th} + ^{250}\text{Cf}$ 和 $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$ 。在入射能量范围从680-1880 MeV, 研究了反应产生的原子序数大于或等于114的超重碎块的几率随入射能量的依赖情况。计算发现在不对称的强阻尼反应体系 $^{232}\text{Th} + ^{250}\text{Cf}$ 中超重碎块的产生几率高于在对称反应 $^{244}\text{Pu} + ^{244}\text{Pu}$ 和 $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$ 中超重碎块的产生几率。计算表明初级碎块的质量(电荷)分布和超重碎块的激发能分布也强烈依赖于入射能量。

#### §4.2 重核强阻尼反应中复合体系的性质

在非常重的体系碰撞过程中, 由于弹核和靶核的接触会产生一个瞬时的双核体系。在早期的实验中, 人们把研究的重心放在双核体系的衰变道(超重核的产生)和在超强电磁场中正电子的产生上[98], 而对于双核体系本身的性质及其形成和衰变过程并没有进行细致的研究。本节我们将应用改进的量子分子动力学模型(ImQMD)对重核碰撞形成复合体系的寿命、形状、拉长取向和动量分布等进行研究。从图4.1我们可以看出, 在最初的大约400 fm/c时间, 两个相互作用核开始接触并且形成一个双核形状的复合体系, 之后经过一系列的演化到 $t=1250$  fm/c时, 它又碎裂成两个碎块。我们把从弹靶接触形成复合体系到它的裂变这段时间称为复合体系的寿命, 图4.1中展示的这个事件, 复合体系的寿命约为850 fm/c。从图4.2中我们可以看出, 在相同的条件下, 不同的反应事件形成的复合体系的寿命也不相同, 而是一个分布。图4.9展示了在质心系入射能量分别为1080和1180 MeV, 碰撞参数 $b=1$  fm/c时, 反应体系 $^{238}\text{U}+^{238}\text{U}$ (实点)和 $^{232}\text{Th}+^{250}\text{Cf}$ (实方块)形成的巨复合体系的寿命分布。图4.9显示两个反应的复合体系寿命的分布范围基本一致都是从超过400 fm/c 到大约1900 fm/c。其中绝大多数反应事件形成的复合体系的寿命在900-1300 fm/c的范围, 统计得出在质心系入射能量为1080 MeV时, 反应体系 $^{238}\text{U}+^{238}\text{U}$ 形成的巨复合体系的平均寿命为1140 fm/c; 在质心系入射能量为1180 MeV时, 反应体系 $^{232}\text{Th}+^{250}\text{Cf}$ 形成的巨复合体系的平均寿命为1110 fm/c。

图4.10展示了入射能量在 $E_{c.m.}=680-1880$  MeV范围, (a) 两反应体系 $^{238}\text{U}+^{238}\text{U}$ (实点)和 $^{232}\text{Th}+^{250}\text{Cf}$ (实方块)在碰撞参数 $b=1$  fm形成的巨复合体系的平均寿命与入射能量的关系。(b) 反应体系 $^{232}\text{Th}+^{250}\text{Cf}$ 在碰撞参数 $b=1$ fm(实方块)和 $b=3$ fm(实三角)形成的巨复合体系的平均寿命的能量依赖。从图4.10(a)我们可以看出两个反应体系形成的巨复合体系的平均寿命的能量依赖非常相似, 在相

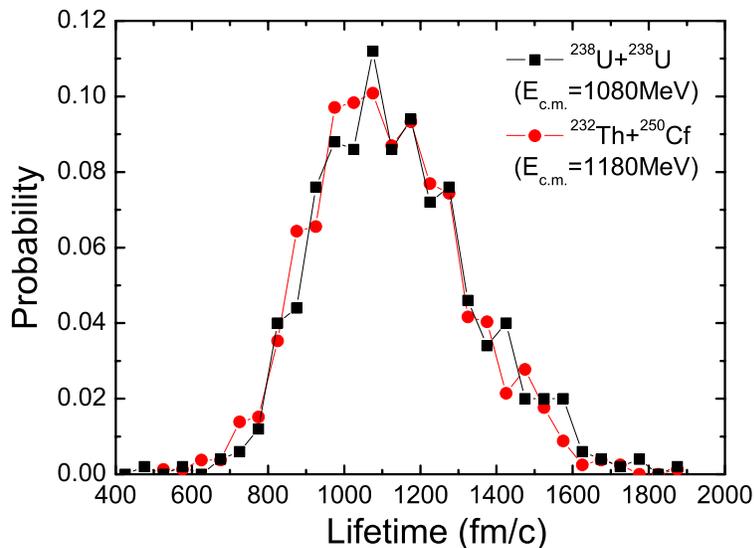


图 4.9: 在质心系入射能量分别为1080和1180 MeV, 碰撞参数为1fm时反应体系 $^{238}\text{U}+^{238}\text{U}$  (实点)和 $^{232}\text{Th}+^{250}\text{Cf}$ (实方块)形成的巨复合体系的寿命分布。

同的能量下, 反应体系 $^{238}\text{U}+^{238}\text{U}$ 形成的巨复合体系的平均寿命比 $^{232}\text{Th}+^{250}\text{Cf}$ 形成的巨复合体系的平均寿命略长一些。主要原因可能是前者的质子数比后者少一些, 从而库仑排斥会小一些。最显著的特征是在这个能量范围, 对于上述两个反应体系 $^{238}\text{U}+^{238}\text{U}$ 和 $^{232}\text{Th}+^{250}\text{Cf}$ 形成的巨复合体系的平均寿命的能量依赖有一个明显的峰。以反应 $^{238}\text{U}+^{238}\text{U}$ 为例, 我们看到形成的巨复合体系的平均寿命首先随着入射能量的增大而增加, 一直到质心系能量为1080 MeV 时有最大的平均寿命1140 fm/c, 之后随着入射能量的进一步增大它又变小了。而对反应 $^{232}\text{Th}+^{250}\text{Cf}$ 形成的巨复合体系, 当质心系能量为1180 MeV 时有最大的平均寿命1110 fm/c。在我们的模型中如果采用不同的参数可能计算复合体系的平均寿命的数值上会有差别, 但是复合体系的平均寿命对能量依赖的形式不会改变。还有一个明显的特征是在峰值的左边, 随着入射能量的增加巨复合体系的平均寿命增长的斜率比峰值的右边随着入射能量的增加复合体系的平均寿命减小的斜率大, 主要因为在能量较低时, 反应形成的复合体系以双核形状存在, 能量的交换和核子转移较少; 在能量较高时, 反应形成的复合体系多为单核形状, 在它的形成和衰变过程中, 会有大量的能量交换和核子转移, 使原子核之间的摩擦增加集体运动能量转化为内部激发能, 从而使复合体系的平均寿命增长, 在能量很高时, 由于内部激发能太高体系变得很不稳定, 复合体系的寿命也会降低。这种复合体系的平均寿命的能量依赖行为表明了**在强阻尼反应中要想得到最长寿命的复合体系选**

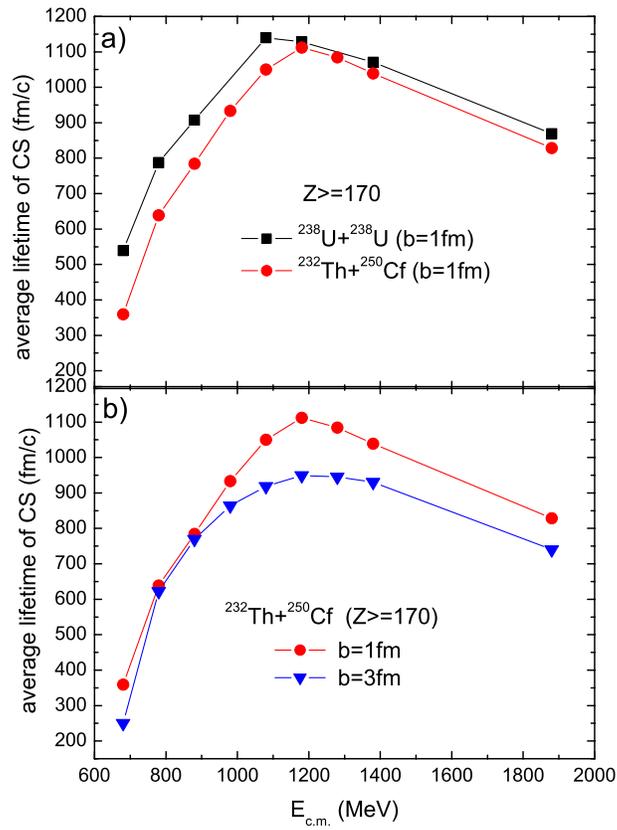


图 4.10: 入射能量在  $E_{c.m.} = 680\text{--}1880$  MeV 范围, (a) 两反应体系  $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$  (实点) 和  $^{232}\text{Th} + ^{250}\text{Cf}$  (实方块) 在碰撞参数  $b = 1 \text{ fm}$  形成的巨复合体系的平均寿命的能量依赖。(b) 反应体系  $^{232}\text{Th} + ^{250}\text{Cf}$  在碰撞参数  $b = 1 \text{ fm}$  (实方块) 和  $b = 3 \text{ fm}$  (实三角) 形成的巨复合体系的平均寿命的能量依赖。

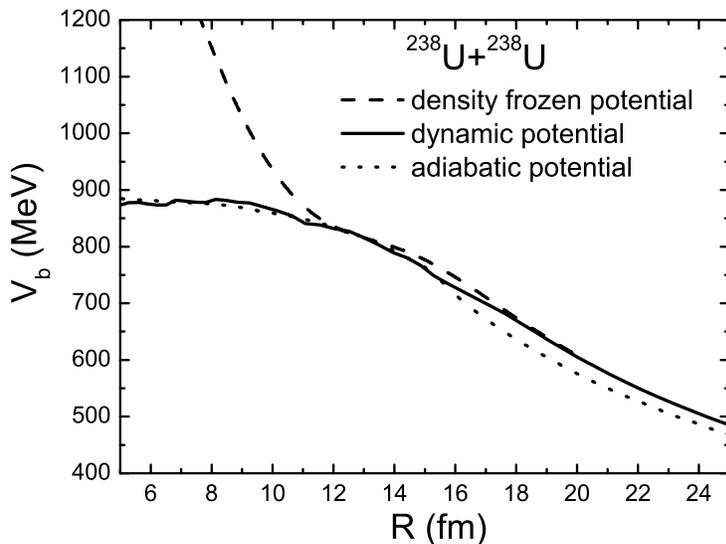


图 4.11: 在入射能量  $E_{c.m.} = 1080$  MeV 时,  $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$  和  $^{232}\text{Th} + ^{250}\text{Cf}$  的入射道绝热势 (点线)、非绝热势 (虚线) 和动力学势 (实线)

择恰当的入射能量是至关重要的。从图 4.10 (b) 我们可以看出对于同一个反应体系  $^{232}\text{Th} + ^{250}\text{Cf}$  不同的碰撞参数,  $b=3\text{fm}$  (实三角) 比  $b=1\text{fm}$  (实方块) 所形成的巨复合体系的平均寿命短, 其能量依赖变得比较缓。所以, 强阻尼反应中形成的复合体系的平均寿命还依赖于碰撞参数, 随着碰撞参数的增加而变短。在图中每一能量下的巨复合体系的产额是用 1000 个模拟事件得出的。

通常人们会认为由于非常强的库仑排斥导致复合体系的裂变位垒消失, 因此预计在反应过程中它的寿命将非常短暂 (大约  $10^{-22}\text{s}$ ), 我们的理论计算结果发现  $\text{U} + \text{U}$  这样的重核形成的复合体系的寿命非常长超过了  $10^{-22}\text{s}$ 。为什么像  $\text{U} + \text{U}$  这样的重核形成的复合体系会有如此长的寿命呢? 图 4.11 展示了反应体系  $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$  的相互作用势。图中的长虚线代表密度冻结势 (非绝热), 我们可以看出在接触位型, 它变得非常陡峭, 在任何地方都是排斥的, 不存在轻核反应的俘获势阱。在真实的核反应中, 反应对的密度随时间改变, 那么它们之间的相互作用势也应该随时间改变。我们把这种随时间改变的入射道势叫动力学势, 在 ImQMD 模型中用时间相关的密度计算得出 (见公式 3.22-3.26)。图中的实线表示入射能量  $E_{c.m.} = 1080$  MeV 时, ImQMD 模型计算的 dynamics 势。为了比较我们通过双中心壳模型计算出了反应对的绝热势, 用短虚线来表示。我们发现通过 ImQMD 模型计算的 dynamics 势与基于双中心壳模型计算的绝热势非常接近, 相对于非常陡峭的密度冻结势 (非绝热) 来说, 在弹靶接触位型阶段两者都变的比较平坦。我们认为这种

比较平坦的相互作用势是比较真实的，它也反映了巨复合体系能够保持一定长的寿命。然而，U+U这样的重核形成的复合体系有长的寿命最根本的原因是什么？为什么体系中的质子在如此强的库仑排斥作用下还能保持在体系中而没有发射呢？为了回答这些问题，我们利用公式(3.39)计算了反应过程中质子和中子的单粒子势（见图4.12）。图4.12展示了反应体系 $^{238}\text{U}+^{238}\text{U}$ 的一个典型事件中不同时刻的质子（a）和中子（b）的单粒子势。这个反应事件的入射能量 $E_{c.m.}=780$  MeV，碰撞参数为1fm，与图4.1中的密度分布演化对应于同一个事件，时间是从100 fm/c到1300 fm/c。图中的短横线分别代表所有质子和中子的能量。从图中我们可以看出在 $t=100$  fm/c时，由于炮弹和靶核还没有接触，图中有明显的两个分别对应于炮弹和靶核的势阱，它们之间还有一个又宽又高的势垒。此时，尽管由于库仑的作用使一些质子激发了，但是质子单粒子势表面的库仑位垒使所有的核子都束缚在它们各自的势阱中。在 $t=400$  fm/c时，由于炮弹和靶核刚好接触（见图4.1），图中炮弹和靶核的势阱之间的势垒变得非常窄，并且发射了两个中子，质子仍然束缚在弹靶的势阱中，两核之间的质子单粒子势垒变得非常窄但还是比较高，从而阻止质子穿过势垒进行交换；两核之间的中子单粒子势垒变得比较低，此时中子转移已经发生。在 $t=500$  fm/c时，炮弹和靶核已经接触形成了一个复合体系，所有的质子都在体系的势阱中，此时炮弹和靶核之间的核子转移将变得非常容易了。在 $t=600$  fm/c时，质子单粒子势表面上的库仑位垒达到了最大值约20 MeV，而此时复合体系的形状变得最紧密（见图4.1的相应子图）。在 $t=900$  fm/c时，已经有大量的核子发生转移，由于核摩擦使系统中的一些核子具有较高的激发能，此时这个事件从体系中发射出来一个质子。直到 $t=1200$  fm/c，体系的质子单粒子势表面的库仑位垒达到了最小值，体系的拉长也达到最大。之后体系的单粒子势又变成了两个独立的势阱，说明此时体系也即将分裂成两块。从这个事件的过程中我们可以看出出射的中子数相对较多，在复合体系形成之后出现了一个较宽的单势阱，体系中的质子由于库仑位垒使之仍然束缚在势阱中移动，甚至从一个U核的中心运动到另一个U核中去。这样集体运动的能量可能通过核摩擦而转化成内部激发能。因此，发生核子转移越多的事件，也就是发生核摩擦转化成体系内部激发能越大的事件，对应的复合体系可能有越长的寿命。

为了弄清楚在不同的入射能量下反应 $^{238}\text{U}+^{238}\text{U}$ 形成复合体系的形状随时间的演化。我们计算了反应体系的四极矩随时间的演化，四极矩是通过下式计算得出的：

$$Q_{zz} = \sum_i [2z(i)^2 - x(i)^2 - y(i)^2], \quad (4.1)$$

这里的 $i$ 遍及反应体系中的所有核子， $x(i)$ ， $y(i)$ 和 $z(i)$ 分别是第 $i$ 个核子在笛卡尔

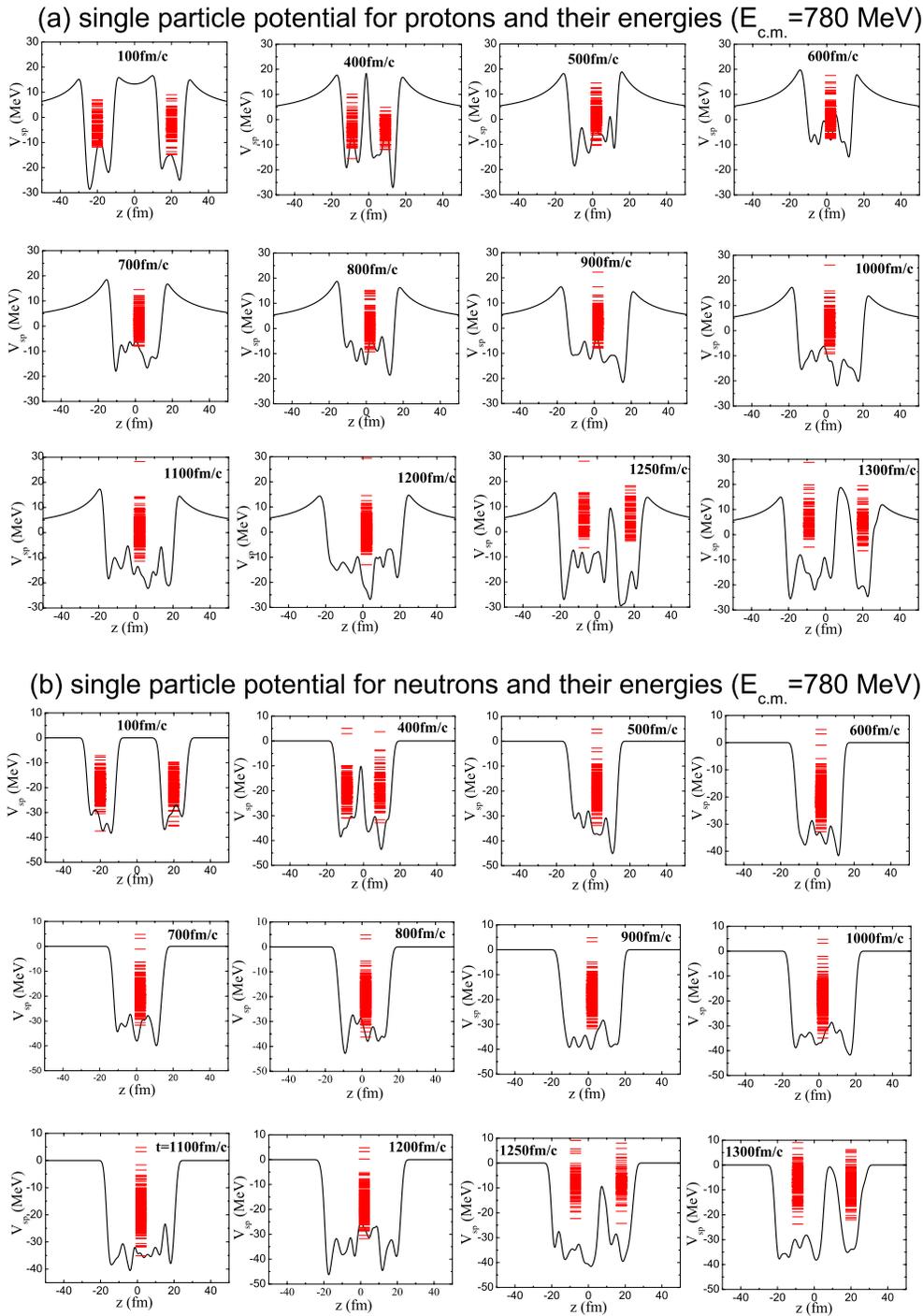


图 4.12: 在质心系能量780 MeV时, 反应体系 $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$ 的一个典型的对心碰撞事件的质子(a)和中子(b)的单粒子势随时间的演化过程。

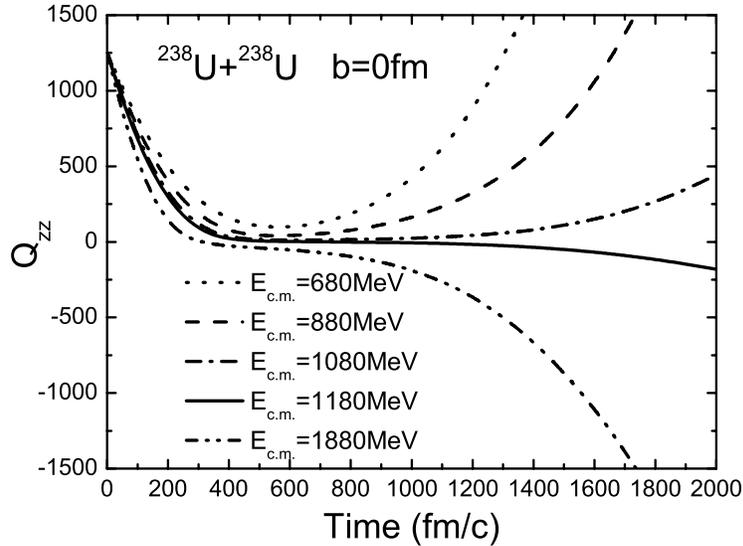


图 4.13: 不同的入射能量680-1880 MeV, 反应 $^{238}\text{U}+^{238}\text{U}$ 的四级矩 $Q_{zz}$ 在整个过程中随时间的演化。

坐标空间的三个坐标值。图4.13展示了不同的入射能量680-1880 MeV, 反应体系 $^{238}\text{U}+^{238}\text{U}$ 形成的复合体系的四极矩 $Q_{zz}$ 在整个过程中随时间的演化。在相对较低的入射能量 $E_{c.m.}=680-880$  MeV, 它们的 $Q_{zz}$ 总是正值, 它随时间演化先减小直到某一个接近0的正值并保持一段时间之后又增大了。正的 $Q_{zz}$ 值意味着复合体系的形状是一个长椭球, 即复合体系的拉长轴沿着束流方向。当 $E_{c.m.}=1880$  MeV, 复合体系的四极矩 $Q_{zz}$ 在初始阶段降低的最快, 它最先减小到0, 之后又进一步随时间演化而变为负值。这表明在这个入射能量下, 复合体系的形状是沿着垂直于束流方向(Z轴)而拉长的。当质心系入射能量为1080-1180 MeV时, 它们的 $Q_{zz}$ 值很快减小到接近于0, 并保持不变持续大约1000 fm/c, 之后 $Q_{zz}$ 的值又缓慢地变大( $E_{c.m.}=1080$  MeV) 或者 $Q_{zz}$ 的值又缓慢地减小为负值( $E_{c.m.}=1180$  MeV)。这表明在这个入射能量下, 复合体系的形状能在很长一段时间内比较接近球形。

为了更直观的看到在不同的复合体系的形状改变和它的演化过程的联系, 在图4.1中给出了 $E_{c.m.}=780$  MeV时体系密度随时间演化, 在图4.14中进一步给出在质心系能量等于1880 MeV时, 反应体系 $^{238}\text{U}+^{238}\text{U}$ 的一个典型对心碰撞事件的密度分布随时间的演化过程, 并与图4.1进行比较, 发现它们之间最明显的区别, 在这个能量下复合体系的拉长轴向垂直于束流方向。从图中我们可以看出, 在 $t=200$  fm/c时刻弹靶已经接触形成一个双核复合体系, 之后复合体系的演化逐渐向球形发展, 直到 $t=300$  fm/c时刻它已经变成一个非常紧密并接近球形的单体复合体

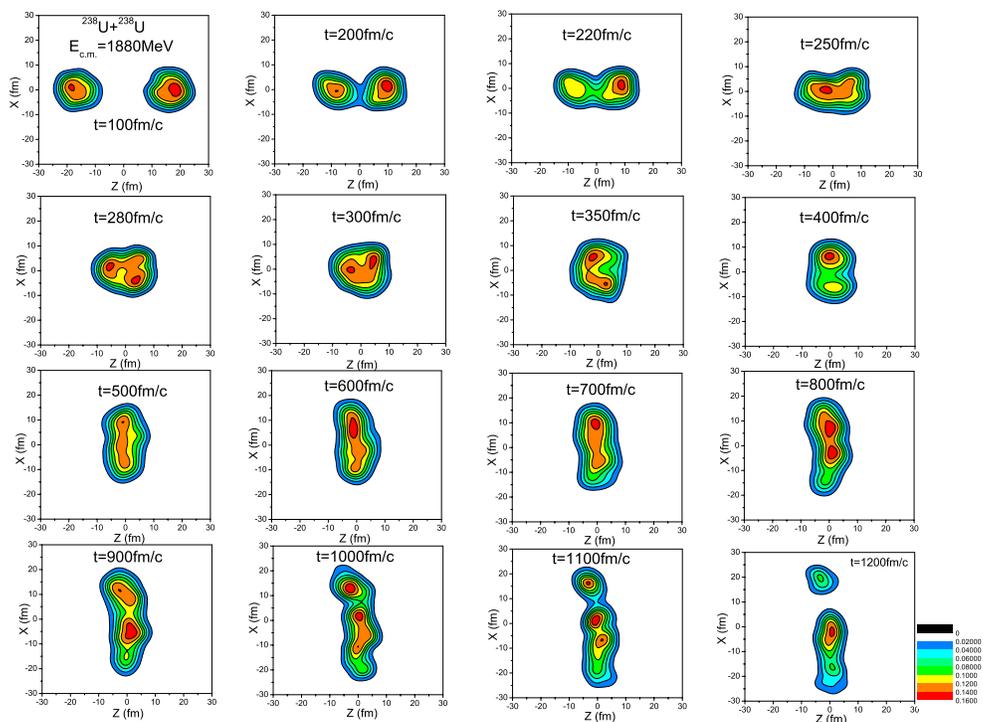


图 4.14: 在质心系能量1880 MeV时, 反应体系 $^{238}\text{U}+^{238}\text{U}$ 的一个典型的对心碰撞事件的密度随时间的演化过程。

系。之后从大约 $t=350$  fm/c时刻, 复合体系开始沿着垂直于束流方向拉长。随着时间的演化, 复合体系沿垂直于束流方向的拉长变得越来越大, 直到超过 $t=1100$  fm/c时, 它断裂成一大一小两个碎块。所以, 这个反应事件形成的复合体系的寿命超过了900 fm/c。从上面的研究可知在对心碰撞时形成的复合体系绝大多数在大部分时间是大变形的。从图4.1和4.14, 我们可以看出复合体系从它的形成到衰变, 在整个过程中它的形状是随时间动态演化的。不同的入射能量, 复合体系所经历的过程也不相同。在能量相对较低时, 在整个过程中复合体系的形状主要以双核形式存在; 随着入射能量的增加, 在整个过程中复合体系先经历双核再到变形的单核(或接近球形单核), 之后, 随时间演化由于颈部的再次出现而又变为双核直到它衰变。

研究重核强阻尼反应形成复合体系的拉长轴向的方位或者它碎化形成碎块的出射方向与入射能量的依赖关系对于理解这种反应的机制是非常重要的。我们把复合体系的拉长取向与束流方向的夹角定义为方位角 $\theta$ , 考虑到复合体系的分裂总是沿着体系的拉长轴, 我们在实际计算中选择复合体系刚好裂变成两个碎

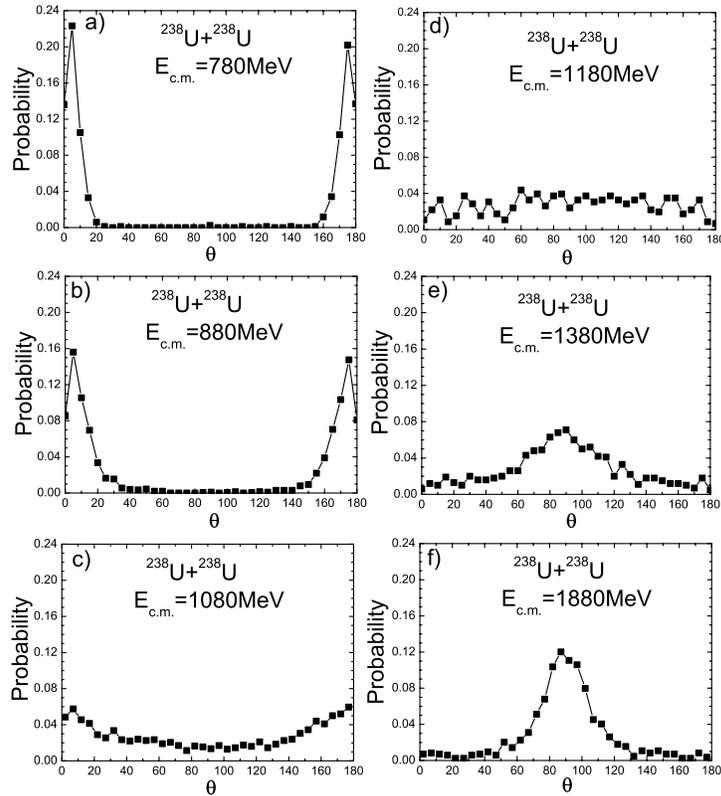


图 4.15: 不同的入射能量下 $^{238}\text{U}+^{238}\text{U}$ 对心碰撞事件形成的复合体系拉长取向与束流方向的夹角  $\theta$  的分布。

块的质心连线与 $Z$ 轴的夹角。图4.15给出在不同的入射能量下1000个 $^{238}\text{U}+^{238}\text{U}$ 对心碰撞事件形成的复合体系拉长取向几率 $\theta$ 的分布。从图4.17我们可以看出在相对较低的入射能量,例如 $E_{c.m.}=780$ 和 $880$  MeV,  $\theta$ 的分布峰值位于0和180度附近(见图4.15(a)和(b)),说明复合体系的拉长取向总是沿着束流方向(见图4.1)。然而,随着入射能量的增大, $\theta$ 分布在0度和180度的峰值将逐渐降低,而分布在其他角度的几率逐渐抬高。在入射能量上升到1080 MeV,  $\theta$ 分布在0度和180度的峰已经变得不太明显了(图4.15(c))。当入射能量上升到1180 MeV,复合体系的取向分布的峰消失变成比较平坦的分布(图4.15(d))。这表明在这个入射能量下在反应面上的复合体系的拉长取向分布是各向同性的,因此,出射碎块的角分布也是各向同性的,这个能量恰好与前文提到的复合体系有最长寿命的入射能量相一致。随着入射能量的进一步增大,当入射能量 $E_{c.m.} = 1380$ 和 $1880$  MeV时,复合体系的取向分布的峰值位于90度附近而不是在0度和180度(见图4.15(e)和(f))。为了分析复合体系拉长取向角 $\theta$ 随入射能量变化的原因,我们研究了复合体系中核子的

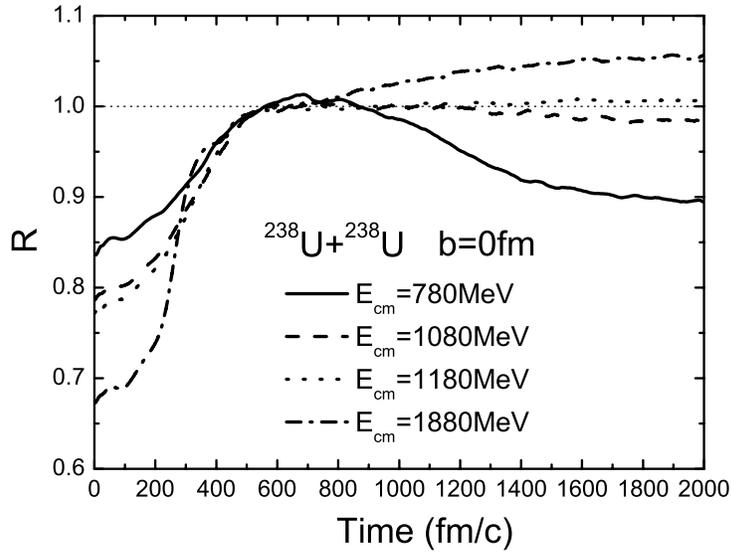


图 4.16: 不同的入射能量780-1880 MeV, 反应 $^{238}\text{U}+^{238}\text{U}$ 的横向动量 $P_{\perp}$ 与纵向动量 $P_{\parallel}$ 的比值 $R$ 随时间的演化。

动量分布情况。为了定量描述复合体系中核子动量分布的各向异性, 我们计算了横向动量 $P_{\perp}$ 与纵向动量 $P_{\parallel}$ 的比值 $R$ 。

$$R = \frac{2 \langle P_{\perp} \rangle}{\pi \langle P_{\parallel} \rangle}, \quad (4.2)$$

其中,

$$\langle P_{\perp} \rangle = \sum_i \sqrt{P_{\perp}(i)^2}, \quad (4.3)$$

$$\langle P_{\parallel} \rangle = \sum_i \sqrt{P_z(i)^2}, \quad (4.4)$$

且

$$P_{\perp}(i) = \sqrt{P_x(i)^2 + P_y(i)^2}. \quad (4.5)$$

这里 $i$ 遍及体系中所有的核子。 $P_x(i)$ ,  $P_y(i)$  和  $P_z(i)$  分别是第 $i$ 个核子在笛卡尔坐标系中三个坐标轴 $X$ ,  $Y$  和  $Z$ 方向的动量。

图4.16展示了反应体系 $^{238}\text{U}+^{238}\text{U}$ 在不同的入射能量780-1880 MeV,  $R$ 在整个过程中随时间的演化。在相对较低的入射能量 $E_{c.m.} = 780$  MeV, 在初始时刻 $R$ 值明显小于1, 是由于初始给定的动量沿着束流方向( $Z$ 轴), 之后在库仑排斥的作用下相互作用核在 $Z$ 轴方向的动量减小, 直到两核发生碰撞, 此时两核之间发生核子交换和能量交换, 由于集体运动的耗散, 其中部分动量会从 $Z$ 轴方向转移到垂

直于Z轴方向，以至于R值随时间演化而增大，一直达到到一个最大值 ( $R \sim 1$ )。之后R又随时间的演化而减小最后趋近于某个小于1的值 (0.89)。R值的减小是由于在非常强的库仑排斥的作用下造成复合体系沿束流方向碎裂成两块。当  $E_{c.m.} = 1880$  MeV，由于在碰撞区域核物质的压力作用使整个体系的集体运动方向从沿束流方向转移到垂直于束流的方向去。所以R随时间演化的渐进值大于1。造成复合体系碎化形成的两个碎块是沿着垂直于束流方向出射。当质心系入射能量为1080-1180 MeV时，比值R随时间单调增加到1，之后R随时间始终在1附近波动。表明复合体系中核子的动量分布接近于各向同性，在这个入射能量下复合体系已基本达到了局域平衡。

本节用ImQMD微观动力学模型研究了重核强阻尼反应过程中巨复合体系的性质。我们发现形成的复合体系可以存活相当长的一段时间，通过不同能量下反应体系的密度和碎块的质量（电荷）分布随时间的演化，从而得到巨复合体系在不同能量下的平均寿命，进一步给出复合体系的寿命分布和平均寿命的能量依赖关系。由以上研究我们可以得出这样的结论：选择合适强阻尼反应的入射能量有可能得到长寿命的巨复合体系。计算了强阻尼反应 $^{238}\text{U}+^{238}\text{U}$ 的入射道动力学势、绝热势和非绝热势，我们发现动力学势与基于双中心壳模型计算的绝热势非常接近，相对于非常陡峭的密度冻结势（非绝热）来说，在弹靶接触位型阶段两者都变的比较平坦。我们进一步研究了反应过程中不同时刻的质子和中子的单粒子势，计算表明质子的单粒子势表面存在库仑位垒，其最大值达20 MeV 导致长寿命的巨复合体系的存在。我们还研究了复合体系的取向随着质心系入射能量从680 MeV 到1880 MeV的变化，发现复合体系的拉长方向随入射能量改变，从0 (180) 变到90 (270)。在动量空间中，通过复合体系衰变发射碎块的各向异性作为入射能量的函数的研究，发现使形成的巨复合体系具有各向同性的动量分布所对应的能量与复合体系保持最长寿命的能量相一致。

#### §4.3 强阻尼反应中复合体系的衰变和产物的质量分布

为了探索复合体系的衰变，我们在图4.17给出入射能量 $E_{c.m.}=880$  和1180 MeV，碰撞参数 $b=1$  fm 时， $^{232}\text{Th}+^{250}\text{Cf}$  产生超重碎块（包括复合体系）的几率随时间的演化。从图中我们可以看出，对于某一给定的入射能量，两种不同的衰变斜率表示两种不同的衰变机制，它们分别相应于复合体系的衰变阶段和超重碎块的衰变阶段（包含发射中子、质子和其他轻带电粒子及裂变过程）。超重碎块的衰变斜率明显低于复合体系的衰变斜率，而且前者的时间明显比后者长。这主要是由于非常强的库仑排斥使复合体系很快的碎化成两块（或少数三块），而超重碎

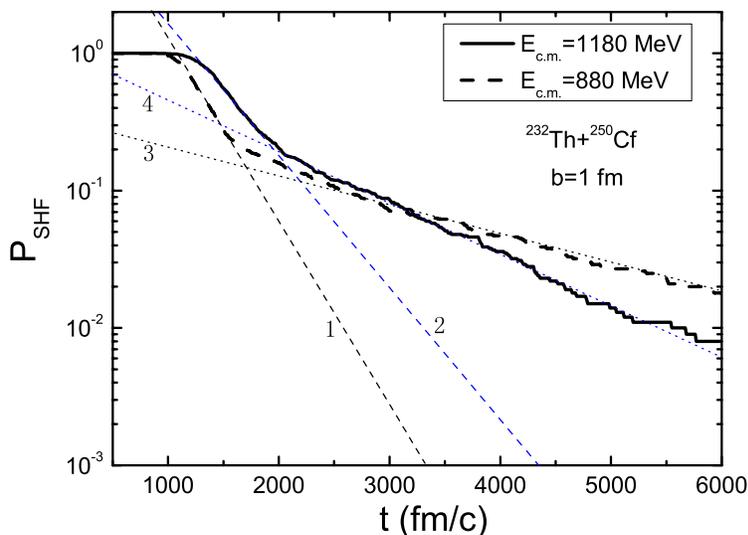


图 4.17: 入射能量 $E_{c.m.}=880$  (虚线)和 $1180$  MeV (实线), 碰撞参数 $b=1$ fm时,  $^{232}\text{Th}+^{250}\text{Cf}$ 产生超重碎块 (包括复合体系) 的几率随时间的演化。

块的裂变或发射中子、质子和其他轻带电粒子过程相对缓慢, 这可能有助于超重碎块的存活。图4.17显示不同的能量下, 复合体系和超重碎块的衰变曲线的形状相似, 但数值不同, 前者复合体系的衰变的起止时刻大约 $t=1000$ 和 $1600$  fm/c这个时间段约有 $600$  fm/c, 之后直到 $t=6000$  fm/c主要是超重碎块的衰变阶段; 而后者复合体系的衰变大约从 $t=1200$  fm/c开始到 $t=2000$  fm/c转到超重碎块的衰变阶段, 这段时间段约有 $800$  fm/c, 这可能和这个能量下复合体系的平均寿命较长相关。 $E_{c.m.}=880$  MeV与 $E_{c.m.}=1180$  MeV相比较, 复合体系的衰变斜率前者大于后者, 即前者复合体系的衰变得更快, 对应于前者形成复合体系的平均寿命小于后者复合体系的平均寿命; 而对于超重碎块的衰变斜率前者小于后者, 即前者超重碎块的衰变得较慢, 这可能与它们的激发能有关, 激发能越低超重碎块衰变得越慢, 这使得复合体系达到最长寿命的入射能量与产生超重核的最佳能量不一定重合。

反应 $^{238}\text{U}+^{238}\text{U}$ 形成的复合体系之后, 它的衰变应该遵循统计衰变几率。文献[27]中作者运用统计的方法计算了不同出射道的分支比。如果 $\text{U}+\text{U}$ 形成的复合体系的激发能不是很高, 那么壳效应对出射道的分支比起着非常重要的作用。双幻核 $^{208}\text{Pb}$  有很强的壳修正能, 因而产生 $\text{Pb}$ 附近的碎块几率比较大, 并由此得知反应中质量转移的强弱 (见图4.18)。

图4.18中展示了核素 $^{239}\text{U}$ 和复合体系 $^{476}184$ 两者在激发能均为 $25$  MeV时产生

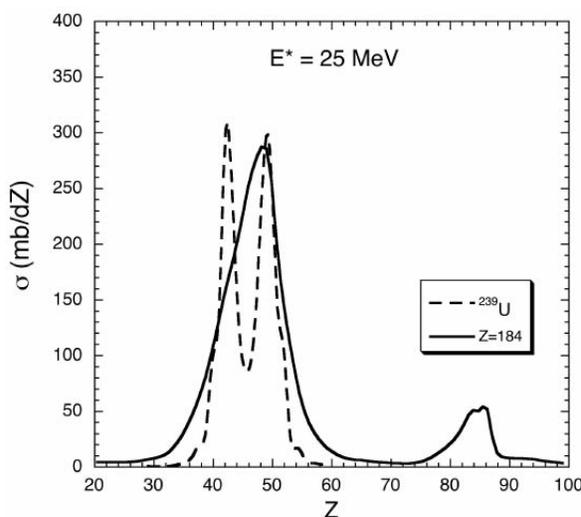


图 4.18: 用统计方法计算核素 $^{239}\text{U}$  (虚线) 和复合体系 $^{476}184$  (实线) 两者在激发能均为25 MeV时产生碎块的电荷 $Z$ 分布产额[27]。

不同碎块的电荷 $Z$ 分布[27]。对复合体系 $^{476}184$ 的衰变,除了U和超U核的裂变碎块外,作者还发现在双幻核 $^{208}\text{Pb}$ 附近有明显的增强,从分布曲线上看有个小峰存在,这种情况应该和低激发能时 $^{239}\text{U}$ 的裂变情况类似。在激发能为25 MeV时, $^{239}\text{U}$ 的裂变有明显的双峰存在,其中右边的峰恰好在双幻核 $^{132}\text{Sn}$ 附近,而左边的峰和右边峰是互补的即在 $^{107}\text{Mo}$ 附近。 $^{476}184$ 的衰变曲线上的大峰也在双幻核 $^{132}\text{Sn}$ 附近,这主要是体系 $^{238}\text{U}+^{238}\text{U}$ 发生弹性散射和准弹性散射的U核和它附近的核素裂变的贡献。复合体系 $^{476}184$ 的激发能为25 MeV相应于U+U反应的初始入射能量为每核子7.0 MeV。在双幻核 $^{208}\text{Pb}$ 附近有峰出现的情况仅仅在U+U的深度非弹性或非弹性反应体系中容易看到,而在其他的反应体系像Pb+Pb, Au+Pb等实验中,很难把这种事件分离出来。

为什么复合体系 $^{476}184$ 的衰变产物在双幻核 $^{208}\text{Pb}$ 附近有明显的增强?这应该和发生转移反应的 $Q$ 值有关系。我们在图4.19中展示了 $U+U \rightarrow ^{476}184 \rightarrow ^{A_3}Z_3 + ^{A_4}Z_4$ 发生转移反应的 $Q$ 值,它是通过下式计算得出,

$$\begin{aligned} Q &= Q_1 + Q_2 = (M_{(U)} + M_{(U)} - M_{(CN)})c^2 + (M_{(CN)} - M_3 - M_4)c^2 \\ &= (M_{(U)} + M_{(U)} - M_3 - M_4)c^2 \end{aligned} \quad (4.6)$$

图4.19中(a)计算了 $U+U \rightarrow ^{476}184 \rightarrow ^{A_3}Z_3 + ^{A_4}Z_4$ 的6000多种转移反应的 $Q$ 值,其中,横坐标是对应的其中一个碎块的核电荷数 $Z_3$ 。每种可能产生的同位素的最大 $Q$ 值的形状像一个平顶抛物线,而产生双幻核 $^{208}\text{Pb}$ 的转移反应的 $Q$ 值恰

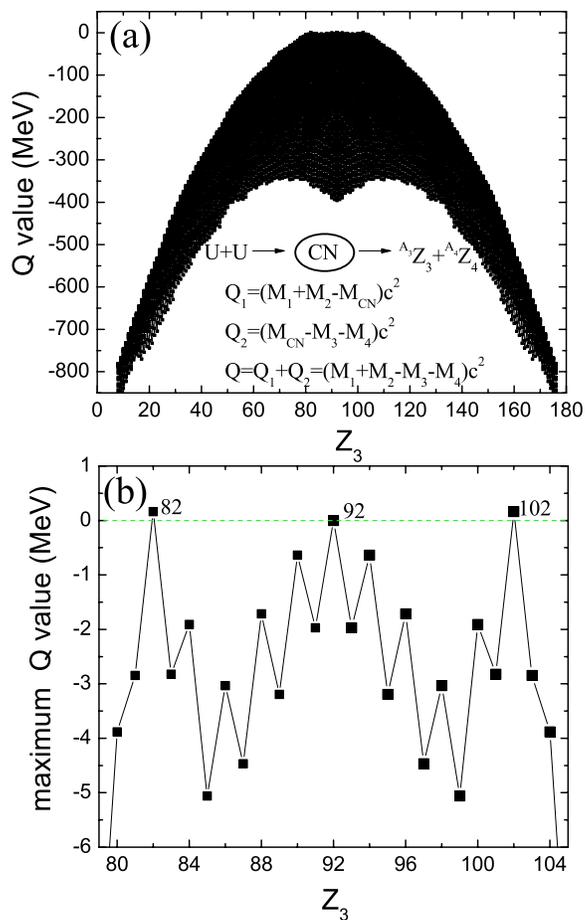


图 4.19: 用实验数据计算的发生转移反应的Q 值。a)6000多种转移反应的Q 值。b)可能产生的同位素在 $^{208}\text{Pb}$ 附近的转移反应的最大Q 值。

好在平顶抛物线最顶端的两个角上。为了看的更仔细，我们在子图(b)画出了产生的同位素在 $^{208}\text{Pb}$ 附近的转移反应的最大Q 值。从图中可以看出有三个最高点分别是 $Z_3=82$ 和它互补的碎块( $Z=102$ )及没有任何核子转移的 $Z=92$ 的点，其中只有产生 $^{208}\text{Pb}$ 的转移反应Q 值为正值。可见对于 $U+U$ 这样的转移反应，最容易产生双幻核 $^{208}\text{Pb}$ ，而和它互补的碎块( $Z=102$ )大多由于激发能较高而发生了裂变，所以在实验中没有观察到它。

图4.20展示了实验得到的5个不同入射能量下(6.09, 6.49, 6.91, 7.10和7.35A MeV)反应体系 $^{238}\text{U}+^{238}\text{U}$ 最终产物的质量分布。在图4.20从左往右，我们可以看出有6个峰值出现在图中，作者对它们分别作了介绍：1)对于 $A=65$ 附近的峰值，由于在每核子能量为7.10和7.35 MeV的 $^{238}\text{U}$ 束流中含有部分 $^{65}\text{Cu}$ 杂质。2)在

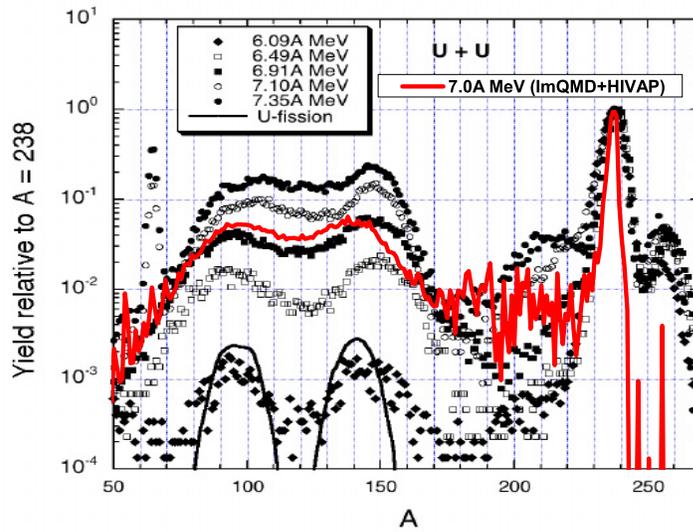


图 4.20: 在不同的入射能量下(6.09-7.35A MeV), 反应 $^{238}\text{U}+^{238}\text{U}$  最终产物的质量分布。纵坐标归一于碎块 $^{238}\text{U}$ 的产额[27]。粗实线代表ImQMD+HIVAP的计算结果。

质量数 $70 < A < 170$ 的范围出现双峰, 对应于 $^{238}\text{U}$ 的裂变产物, 图中的细实线是文献[99]中 $^{238}\text{U}$ 自发裂变的质量谱线。3) 对于 $A=208$ 附近的峰值, 对应于双幻核 $^{208}\text{Pb}$ 附近的碎块, 从图中可以看出它是能量相关的, 随入射能量的增加而增加。4) 对于 $A=238$ 附近的峰值, 对应于U+U弹性和准弹性散射的产物。5) 对于 $A=256$ 附近的峰值, 并不是真实的核素质量分布, 而是由于硅探测器的隧道效应引起的。图4.20中的粗实线是我们应用改进的量子分子动力学模型和统计蒸发模型(ImQMD+HIVAP)计算的碰撞参数 $b=1-15$  fm, 入射能量为7.0A MeV的 $^{238}\text{U}+^{238}\text{U}$ 强阻尼反应剩余产物的质量分布并与实验结果进行了比较。从图中我们可以看出, 用ImQMD+HIVAP的计算结果与实验给出的质量分布的形状非常相似, 而且我们的计算结果正好介于实验上入射能量为6.91和7.10A MeV 剩余产物的质量分布之间。对于超铀元素的产额迅速降低, 并且铀元素附近的质量分布曲线宽度变窄, 说明用这种方法产生超重核的几率是非常低的, 而实验上对于 $A=256$ 附近出现峰不是真实的核素质量分布。图4.21中的实方块是我们在这个能量下计算的剩余碎块中产生 $^{208}\text{Pb}$ 附近的成分与U的比值, 它也刚好介于实验上入射能量为6.91和7.10A MeV产物的Pb/U之间。从这个入射能量计算的数据, 我们可以看出ImQMD +HIVAP的计算结果还是令人满意的。

在图4.20的质量分布中实验比较关心的是对应于双幻核 $^{208}\text{Pb}$  附近的峰, 它

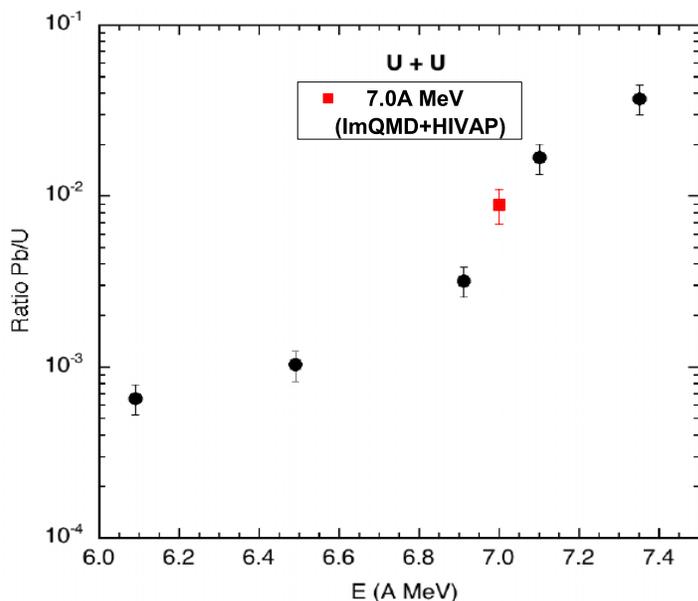


图 4.21: 类铅 (lead-like) 碎块的激发函数, 归一于碎块 $^{238}\text{U}$  的产额[27]。实方块是ImQMD+HIVAP 的计算结果 (入射能量为7.0A MeV)。

随着入射能量的增加而增加, 当入射能量为7.35A MeV 时, 这个双幻核 $^{208}\text{Pb}$  附近的峰格外明显。在图4.21中展示了类铅碎块与铀的比值 (Pb/U) 的激发函数, 可以更清楚地看出 $^{208}\text{Pb}$  的产额随着入射能量的增加而增加。在文献[27]中作者指出, 在双幻核 $^{208}\text{Pb}$  附近出现峰, 根据理论预言可以推测可能存在一个长寿命的复合体系。然而, 这并不是一个长寿命的复合体系存在的证据。进一步分析这些碎块的角分布可以为这个长寿命的复合体系的存在提供更多的支持。图4.21中的实方块是我们计算的在入射能量为7.0A MeV的 $^{238}\text{U}+^{238}\text{U}$  反应剩余产物的质量分布中产生 $^{208}\text{Pb}$ 附近的成分与U的比值, 它也刚好介于实验上入射能量为6.91和7.10A MeV产物的Pb/U之间。从这个入射能量计算的数据, 我们可以看出ImQMD + HIVAP的计算结果还是令人满意的。

作为对重核强阻尼反应这一工作的进一步深入, 我们由前文改进后的量子分子动力学模型得到反应体系 $^{238}\text{U}+^{238}\text{U}$  的初级碎块, 借助统计蒸发模型 (HIVAP), 使初级碎块经过 $\gamma$ 、 $n$ 、 $p$ 、 $\alpha$  等轻粒子出射以及裂变实现退激发。这样我们就可以得到实验可探测的最终产物, 并与实验结果剩余产物的质量分布进行了比较, 发现我们的模型基本上能够再现实验结果。

我们应用改进的量子分子动力学模型和统计蒸发模型 (ImQMD+HIVAP), 研究了不同碰撞参数 $b=3, 6, 9, 12$  fm下, 入射能量为7.0A MeV的 $^{238}\text{U}+^{238}\text{U}$  强

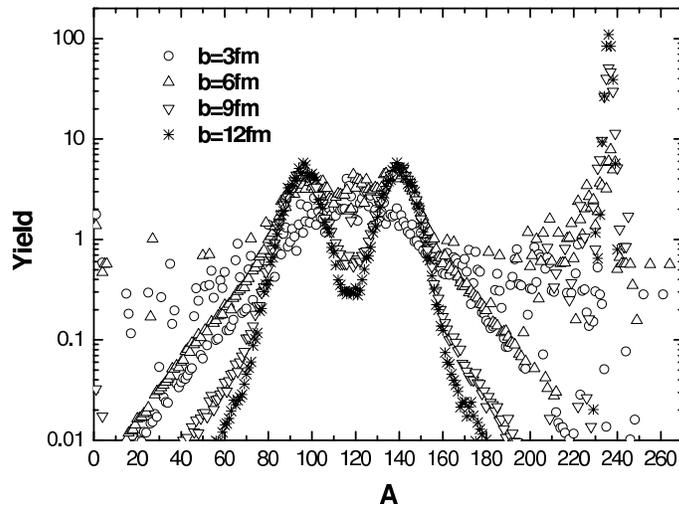


图 4.22: ImQMD+HIVAP 计算的不同碰撞参数 $b=3, 6, 9, 12$  fm, 入射能量为 $7.0A$  MeV 的 $^{238}\text{U}+^{238}\text{U}$ 强阻尼反应剩余产物的质量分布。

阻尼反应剩余碎块质量分布 (图4.22)。通过比较不同碰撞参数下剩余碎块的质量分布,可以得到不同剩余产物的生成来源。从图中我们可以看出碰撞参数 $b=6$  fm 的产物中产生 $^{208}\text{Pb}$ 附近的成分最多,而 $b=3$ 和 $9$  fm 的产物中产生 $^{208}\text{Pb}$ 附近的成分相对较少,而 $b=12$  fm 的产物中根本没有产生双幻核 $^{208}\text{Pb}$ 附近的成分,它的主要成分是 $^{238}\text{U}$ 附近的铀系核和它们的裂变产物,在中等质量的碎块质量分布中有明显的双峰形成。这种情况对于碰撞参数 $b=9$  fm 时中等碎块质量的分布和也有双峰形成,但是不如 $b=12$  fm 明显,随着碰撞参数的减小,当 $b=3$  fm 时中等碎块质量的分布成单峰形状,峰值在 $A=120$ 附近。中等碎块的质量分布随碰撞参数的减小它的分布宽度增加。可见在实验数据中,中等碎块质量的分布在 $70 < A < 170$  的范围出现双峰的主要贡献应该大碰撞参数提供的。对于入射能量为 $7.0A$  MeV的 $^{238}\text{U}+^{238}\text{U}$ 强阻尼反应剩余碎块质量分布中,双幻核 $^{208}\text{Pb}$ 附近成分产额的增强主要来自于半中心碰撞事件的贡献。

本节我们首先应用改进的量子分子动力学模型初步研究了复合体系的衰变,发现复合体系的衰变过程可以分为两个阶段:在第一阶段中复合体系很快衰变,形成大小相当或者一个较大一个较小的两个或者三个碎块;第二阶段中重碎块通过发射粒子或者裂变退激发,其次对GANIL的实验工作 $^{238}\text{U}+^{238}\text{U}$ 的初步结果作了简单的介绍。实验给出了入射能量分别为 $6.09, 6.49, 6.91, 7.10, 7.35A$  MeV反应 $^{238}\text{U}+^{238}\text{U}$ 的最终产物的质量分布。在质量分布谱线中发现产物 $^{208}\text{Pb}$ 附近的有一个小峰,并且这个峰随着入射能量的增加而变得越明显。理论预言如果在这种反应中产生 $^{208}\text{Pb}$ 附近的碎块较多,那么这种反应过程中最可能有长寿命的

成分存在。我们对这个预言用转移反应的Q值作了分析，发现只有产生 $^{208}\text{Pb}$ 的转移反应的Q值为正，说明U+U的转移反应有利于 $^{208}\text{Pb}$ 的产生。接下来，我们用改进后的量子分子动力学模型（ImQMD）计算了入射能量为7.0A MeV的反应体系 $^{238}\text{U}+^{238}\text{U}$ 的初级碎块，随后通过统计蒸发模型（HIVAP）实现初级碎块经核子和轻碎块的蒸发以及裂变的过程，得到反应体系的最终产物，并与实验进行了比较。通过计算结果中剩余产物的质量分布及剩余产物中Pb与U产额比与实验结果的比较，发现我们的模型基本上能够再现实验结果。通过进一步的分析不同碰撞参数下剩余碎块的质量分布，我们可以得到不同剩余产物的生成来源。



## 第五章 总结和展望

### • 总结

应用改进的量子分子动力学模型研究了重离子熔合反应和重核的强阻尼反应两个方面的问题。通过这两方面的研究得出了一些有意义的结果。

#### 1. 重离子熔合反应

基于改进的量子分子动力学模型(ImQMD),对重离子熔合势垒和反应过程中的动力学机制进行了研究。首先,系统地研究了超重核合成中的入射道静态势。在静态势的研究中主要突出了两点:库仑势垒和俘获势阱。从这两点出发研究了合成相同复合核 $^{262}\text{Sg}$ 的18个反应体系的静态势。发现从对称体系到不对称体系垒高逐渐降低,俘获势阱的宽度与深度也越来越强,并给出了质量不对称度与静态势垒高以及质量不对称度与接触点驱动势的关系。由质量不对称度与静态势垒高的关系得出:对称体系不利于合成超重元素。其次,研究了熔合反应的动力学势。我们发现动力学势是能量依赖的,它随着入射能量的增加而增加,最终趋近于密度冻结势垒的高度;动力学势垒高度随着入射能量的降低而降低,它的最低值接近于绝热势垒高度。为了进一步理解动力学势垒的能量依赖,研究了颈部的形成和体系的动力学形变,发现这是促使动力学势垒降低的主要原因。接下来,我们基于Skyrme能量密度泛函微观计算的入射道势给出了一个改进的Woods-Saxon势来宏观描述重离子熔合反应中的核-核相互作用势。用这种方法可以把一系列从轻核到重核反应体系的熔合势垒描述得很好,基于这种势垒得到的激发函数也能很好的再现实验结果。对合成超重核的冷熔合和热熔合反应的入射能量进行了探索,我们发现用改进的Woods-Saxon势可以为超重元素的合成提供一个经验的入射能量的范围,即在平均位垒 $B_m$ 和位垒 $B_{ws}$ 的之间的入射能量有利于超重核的产生。最后,对合成117号超重元素的最佳弹靶组合和合适的入射能量的范围进行了讨论。

#### 2. 重核强阻尼反应

用改进的量子分子动力学模型研究了重核强阻尼反应过程中初级超重碎块的产生几率、巨复合体系的性质和末态产物的质量分布。首先,在680-1880 MeV的入射能量范围,研究了反应 $^{232}\text{Th}+^{250}\text{Cf}$ 和 $^{238}\text{U}+^{238}\text{U}$ 产生的原子序数大于或等于114的超重碎块的几率随入射能量的依赖情况。计算发现在不对称的强阻尼反应 $^{232}\text{Th}+^{250}\text{Cf}$ 中超重碎块的产生几率高于在对称反应 $^{244}\text{Pu}+^{244}\text{Pu}$ 和 $^{238}\text{U}+^{238}\text{U}$ 中超重碎块的产生几率。计算表明初级碎块的质量(电荷)分布和超重碎块的激发能分布也强烈依赖于入射能量。其次,用ImQMD模型研究了强阻尼反应在不同能量下反应体系的密度和碎块的质量(电荷)分布随时间的演化,得到了巨复

合体系在不同能量下的平均寿命,进一步给出复合体系的寿命分布和平均寿命的能量依赖关系。质心系能量在1180 MeV附近,反应 $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$ 形成的复合体系最长平均寿命可能会超过1100 fm/c。进一步计算了强阻尼反应 $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$ 的入射道动力学势、绝热势和非绝热势并对它们进行了比较,我们发现通过ImQMD模型计算的力学势与基于双中心壳模型计算的绝热势非常接近,相对于非常陡峭的密度冻结势来说,在弹靶接触位型阶段两者都变得比较平坦。这种平坦的力学势暗示了复合体系能够粘在一起并保持一段时间。我们进一步研究了反应过程中不同时刻的质子和中子的单粒子势,计算表明质子的单粒子势表面存在库仑位垒,其最大值达20 MeV导致长寿命的巨复合体系的存在。对复合体系形状进行了研究,表明大多数复合体系是大变形的,随着质心系入射能量从680 MeV到1880 MeV的变化,复合体系的拉长方向与束流方向的夹角从 $0^\circ$  ( $180^\circ$ )变到 $90^\circ$  ( $270^\circ$ ),而入射能量为1180 MeV时复合体系的拉长方向分布接近各向同性。对复合体系中核子的动量分布对入射能量的变化进行了研究,发现在形成的巨复合体系具有各向同性的动量分布的入射条件复合体系基本达到局域平衡并保持较长的寿命。从分析超重碎块的产生几率随时间的演化,研究了强阻尼反应产物的衰变过程,由两种不同的衰变斜率可以把它的衰变过程分成两个阶段,分别相应于巨复合体系的衰变和超重碎块的衰变(包含发射中子、质子和其他轻带电粒子及裂变过程)。超重碎块的衰变斜率明显小于巨复合体系的衰变斜率,这可能有助于超重碎块的存活。最后,应用ImQMD模型结合统计蒸发模型(HIVAP)计算了入射能量为 $7.0A$  MeV的反应体系 $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$ 最终产物的质量分布并与实验结果进行了比较,发现我们的计算结果与实验数据符合的较好。

### •展望

理论上预言存在“超重核稳定岛”主要是基于原子核的壳效应,在熔合反应中壳效应的强弱不仅决定着复合核的存活几率,在反应动力学过程中它也起着非常重要的作用。因此,我们将在ImQMD中引进原子核的壳效应,进一步的完善我们的模型,使ImQMD模型能够广泛地应用到闭壳核、非闭壳核和变形核等参与的熔合反应和强阻尼反应,进一步来研究熔合或强阻尼过程的动力学机制。

1. 在ImQMD模型中引进原子核的壳效应。目前,有两种想法,一是把Strutinsky的壳修正能引入动力学过程中;二是在动力学过程中,尤其是在复合体系裂变和转移反应中引入与反应Q值相关的Metropolis判据,例如,像 $U + U \rightarrow M_{cn} \rightarrow ^{A1}Z_1 + ^{A2}Z_2$ 的反应,引入几率

$$P = \begin{cases} = \exp(-\Delta Q/T), & (\Delta Q > 0) \\ = 1, & (\Delta Q \leq 0) \end{cases} \quad (5.1)$$

这里的 $\Delta Q = Q - Q_0$ ,  $Q = (M_3 + M_4 - M_{cn})c^2$ ,  $Q_0 = (M_1 + M_2 - M_{cn})c^2$ , 而 $T = \sqrt{(E_{cm} + Q_0)/a}$ ,  $a$ 是一个在 $A_{cn}/12 \sim A_{cn}/8$ 范围内可调的参数。在动力学过程中, 每走一个步长都要进行判断, 核子转移是否发生和按照怎样的比例发生。取一随机数 $\xi$ , 如果 $\xi < P$ , 则转移或裂变发生, 否则, 返回到上一步长重新判断, 直到满足条件为止。这样产生双幻核(像 $^{208}\text{Pb}$ 等)的几率就会增加, 因为 $U + U \rightarrow M_{cn} \rightarrow ^{208}\text{Pb} + ^{268}\text{No}$ ,  $\Delta Q < 0$ ,  $P=1$ , 而 $\xi$ 总是小于等于1。

2. 用扩展的Thomas-Fermi模型中的动能密度 $\tau$ 近似到 $\hbar^2$ 来取代ImQMD模型中的Thomas-Fermi近似。这样计算的动力学势垒更精确, 动力学效应也可能表现得更明显。

3. 变形核的熔合反应研究。由于在熔合过程中炮弹克服库仑位垒之后, 只有两核的质心距离在鞍点之内, 复合核才可以形成。这意味着紧密地接触位型(接触点更接近鞍点)比拉长的接触位型更有利于复合核的形成。因此, 对于重核的熔合反应, 在接触点两碰撞核的质心距离相对于鞍点的位置起着非常重要的作用。由于重的反应系统带有较大的电荷乘积( $Z_1 Z_2 > 1800$ )接触点通常在鞍点的外面。但是, 对于一个球形弹核轰击一个变形的靶核熔合反应, 情况将发生改变。这种情况下, 两碰撞核在接触点的质心距离将随着变形核的碰撞方位而改变。也就是说, 当炮弹与靶核的腰部接触时, 两核的质心距离将变短; 而当炮弹与靶核的尖端接触时两核的质心距离将变长。因此, 对一个球形炮弹与一个变形的靶核发生熔合反应, 碰撞角(即两质心连线与变形核轴线的夹角)有着非常重要的影响。因为融合几率强烈的依赖于原子核的变形取向。



## 参考文献

- [1] Yu. Ts. Oganessian, A. G. Demin, N. A. Danilov et al., Experiments on the synthesis of neutron- deficient Kurchatovium isotopes in reactions induced by  $^{50}\text{Ti}$  ions. Nucl. Phys., 1975, A239: 157 and the references therein.
- [2] G. Munzenberg, S. Hofmann, F. P. Hes $\beta$ berger et al., Identification of Element 107 by  $\alpha$  Correlation Chains. Z. Phys., 1981, A300: 107.
- [3] G. Munzenberg, P. Armbruster, H. Folger et al., The Identification of Element 108. Z. Phys., 1984, A317: 235.
- [4] G. Munzenberg, P. Armbruster, F. P. Hes $\beta$ berger et al., Observation of One Correlated  $\alpha$ -Decay in the Reaction  $^{58}\text{Fe}$  on  $^{209}\text{Bi}$  to  $^{267}109$ . Z. Phys., 1982, A309: 89.
- [5] S. Hofmann, V. Ninov, F. P. Hessberger et al., Production and Decay of  $^{269}110$ . Z. Phys., 1995, A350: 277.
- [6] Yu. A. Lazarev, Extremes of Nuclear Structure: Discovery of the shell closures  $N = 162$  and  $Z = 108$ . JINR report, 1996, JINR-E7-96-82.
- [7] S. Hofmann, V. Ninov, F. P. Hes $\beta$ berger et al., The New Element 111. Z. Phys., 1995, A350: 281.
- [8] S. Hofmann, V. Ninov, F. P. Hes $\beta$ berger et al. The New Element 112. Z. Phys., 1996, A354: 229.
- [9] K. Morita, K. Morimoto, D. Kaji et al. Experiment on the synthesis of element 113 in the reaction  $^{209}\text{Bi}(^{70}\text{Zn},n)^{278}113$ . J. Phys. Soc. Jpn, 2004, 73(10): 2593-2596
- [10] Yu. Ts. Oganessian, V. K. Utyonkov, Yu. V. Lobanov et al., Measurements of cross sections and decay properties of the isotopes of elements 112, 114, and 116 produced in the fusion reactions  $^{233,238}\text{U}, ^{242}\text{Pu}$ , and  $^{248}\text{Cm}+^{48}\text{Ca}$ , Phys. Rev. 2004, **C 70**, 064609
- [11] Yu. Ts. Oganessian, V. K. Utyonkov, Yu. V. Lobanov et al., Measurements of cross sections for the fusion-evaporation reactions  $^{244}\text{Pu}(^{48}\text{Ca},xn)^{292-x}114$  and  $^{245}\text{Cm}(^{48}\text{Ca},xn)^{293-x}116$ , Phys. Rev. 2004, **C 69**, 054607
- [12] Yu. Ts. Oganessian, V. K. Utyonkov, Yu. V. Lobanov et al., Experiments on the synthesis of element 115 in the reaction  $^{243}\text{Am}(^{48}\text{Ca},xn)^{291-x}115$ , Phys. Rev. 2004, **C 69**, 021601(R)
- [13] Yu. Ts. Oganessian, V. K. Utyonkov, Yu. V. Lobanov et al., Synthesis of the isotopes of elements 118 and 116 in the  $^{249}\text{Cf}$  and  $^{245}\text{Cm}+^{48}\text{Ca}$  fusion reactions, Phys. Rev. 2006 **C 74**, 044602
- [14] R. G. Stokstad, Y. Eisen, S. kaplanis, Tricritical Behavior in Uniaxially Stressed RbCaF<sub>3</sub> Phys. Rev. Lett., 1978, **42**: 465
- [15] D. Vorkapic, B. Ivaniseric, Anomalous anisotropies of fission fragments for sub-barrier fusion-fission reactions, Phys. Rev., 1995, **C 52**, 1980
- [16] M. Beckerman, M. Salomaa, and A. Sperduto, *et al.*, Dynamic influence of valence neutrons upon the complete fusion of massive nuclei. Phys. Rev. Lett., 1980, 45: 1472-1475; M.

- Beckerman, M. Salomaa, and A. Sperduto, *et al.*, Sub-barrier fusion of  $^{58,64}\text{Ni}$  with  $^{64}\text{Ni}$  and  $^{74}\text{Ge}$ . *Phys. Rev. C*, 1982, 25: 837-849; M. Beckerman, M. Salomaa, J. Wiggins, and R. Rohe. Influence of dynamic processes upon complete fusion of heavy nuclei at subbarrier energies. *Phys. Rev. Lett.*, 1983, 50: 471-474; M. Beckerman, J. Wiggins, H. Aljuwair, and M. K. Salomaa. Fusion of heavy nuclei. *Phys. Rev.* 1984, **C 29**: 1938-1941
- [17] R. Bass. Fusion of heavy nuclei in a classical model. *Nucl. Phys. A*, 1974, 231: 45-63
- [18] H.J.Krappe, J.R.Nix, and A.J.Sierk, Unified nuclear potential for heavy-ion elastic scattering, fusion, fission, and ground-state masses and deformations. *Phys.Rev.C* ,1979, 20: 992-1013
- [19] W.D.Myers and W.J.Swiatecki. Nucleus-nucleus proximity potential and super heavy nuclei. *Phys.Rev.C*, 2000, 62: 044610
- [20] V.Y. Denisov and W. Norenberg. Entrance-channel potentials in the synthesis of the heaviest nuclei. *Eur. Phys. J.*, 2002, **A 15**: 375-388
- [21] V.I.Zagrebaev. New approach to description of fusion-fission dynamics in superheavy element formation. *J. Nucl. Radiochem. Sci.*, 2002, 3: 13-16
- [22] Y. Aritomo, T. Wada, M. Ohta, and Y. Abe. Fluctuation-dissipation model for synthesis of superheavy elements. *Phys. Rev.*, 1999, **C 59**: 796-809
- [23] G. G. Adamjan, N. V. Antonenko, W. Scheid, and V. V. Volkov. Treatment of competition between complete fusion and quasifission in collisions of heavy nuclei. *Nucl. Phys.*, 1997, **A 627**: 361-378
- [24] S. Hofmann and G. Munzenberg, The discovery of the heaviest elements. *Rev. Mod. Phys.*, 2000,**72**: 733.
- [25] N. Wang, Z.X. Li, X.Z. Wu, E.G. Zhao, Search for possible way of producing super-heavy elements - Dynamic study on damped reactions of  $^{244}\text{Pu}+^{244}\text{Pu}$ ,  $^{238}\text{U}+^{238}\text{U}$  and  $^{197}\text{Au}+^{197}\text{Au}$ , *Mor. Phys. Lett.* **A**, 2005, **20**: 2619
- [26] V.I. Zagrebaev, Yu. Ts. Oganessian, M.G.Itkis, and W. Greiner, Superheavy nuclei and quasi-atoms produced in collisions of transuranium ions, *Phys. Rev.* 2006, **C 73**, 031602(R)
- [27] A.C.C. Villari, C. Golabek, W. Mittig et al., Search for a longlived component in the reaction  $\text{U}+\text{U}$  near the Coulomb barrier, In: *Int. Nucleus-Nucleus Conf.-August 28-September 31, 2006-Rio-Brazil*.
- [28] N. Wang, Z. X. Li and X. Z. Wu, Improved quantum molecular dynamics model and its applications to fusion reaction near barrier, *Phys. Rev.* 2002, **C 65**, 064608
- [29] N. Wang, Z. X. Li, X. Z. Wu, Dynamic study of fusion reactions for  $^{40,48}\text{Ca}+^{90,96}\text{Zr}$  around the Coulomb barrier, *Phys. Rev.* 2003, **C 67**, 024604
- [30] N. Wang, Z. X. Li, X. Z. Wu *et al.*, Further development of the improved quantum molecular dynamics model and its application to fusion reactions near the barrier, *Phys. Rev.* 2004, **C 69**, 034608
- [31] J. Aichelin and H. Stocker, Quantum molecular dynamics-a novel approach to N-body

- correlations in heavy ion collisions. *Phys. Lett. B*, 1986, 176:14-19, J. Aichelin, *Phys. Rep.*, 1991, **202**: 233
- [32] G. F. Bertsch, H. Kruse, and S.D. Gupta. Boltzmann equation for heavy ion collisions. *Phys. Rev.*, 1984, **C 29**: 673-675
- [33] R. D. Williams and S. E. Koonin. Sub-saturation phase of nuclear matter. *Nucl. Phys.*, 1985, **A 435**: 844-858
- [34] Akira Ono and Hisashi Horiuchi. Antisymmetrized molecular dynamics of wave packets with stochastic incorporation of the Vlasov equation. *Phys. Rev.*, 1996, **C 53**: 2958-2972
- [35] 丁大钊, 陈永寿, 张焕乔编. 原子核物理进展, 上海, 上海科学技术出版社, 1997. p.316
- [36] 李庆峰, 重离子碰撞中的同位旋及近阈  $K$  产生, 中国原子能科学研究院博士学位论文, 2002. p.13
- [37] 王宁, 量子分子动力学模型的发展及其在低能核反应中的应用, 中国原子能科学研究院博士学位论文, 2003. pp.7-48
- [38] D. Vautherin and D.M. Brink. Hartree-Fock calculation with Skyrme's interaction. I. Spherical nuclei. *Phys. Rev.*, 1972, **C 5**: 626-647
- [39] T.H.R. Skyrme. The effective nuclear potential. *Nucl. Phys.*, 1959, **A 9**: 615-634
- [40] M. Beiner, H. Flocard, Nguyen Van Giai, and P. Quentin. Nuclear ground-state properties and self-consistent calculations with the Skyrme interaction (I) Spherical description. *Nucl. Phys.*, 1975, **A 238**: 29-69
- [41] E. Chabanat, P. Bonche, P. Haensel, J. Meyer, and R. Schaeffer. A Skyrme parametrization from subnuclear to neutron star densities. *Nucl. Phys.*, 1997, **A 627**: 710-746; Part II. Nuclei far from stabilities. *Nucl. Phys.*, 1998, **A 635**: 231-256
- [42] J. Bartel and K. Bencheikh, Nuclear mean fields through self-consistent semiclassical calculations. *Eur. Phys. J, A*, 2002, 14: 179-190
- [43] H. Krivine, J. Treiner, and O. Bohigas, Derivation of a fluid-dynamical Lagrangian and electric giant resonances. *Nucl. Phys. A*, 1980, 366: 155-184
- [44] M. Brack, C. Guet, H.-B. Hakanson, Selfconsistent semiclassical description of average nuclear properties — a link between microscopic and macroscopic models, *Phys. Rep.* 1985, **123**, 275.
- [45] A. Ono, H. Horiuchi, Toshiki Maruyama, and A. Ohnishi, Fragment formation studied with antisymmetrized version of molecular dynamics with two-nucleon collisions. *Phys. Rev. Lett.*, 1992, 68: 2898-2900; Y. Kanada-En'yo and H. Horiuchi, Neutron-rich B isotopes studied with antisymmetrized molecular dynamics. *Phys. Rev. C*, 1995, 52: 647-662
- [46] H. Felmeier and J. Schnack, Fermionic Molecular Dynamics: Multifragmentation in heavy-ion collisions and in excited nuclei. *Prog. Part. Nucl. Phys.*, 1997, 39: 393-398
- [47] H. B. David and N. G. James, Quasiparticle model for nuclear dynamics studies: Ground-state properties, *Phys. Rev. C*, 1988, 38: 1870-1878
- [48] Toshiki Maruyama, Koji Niita, and Akira Iwamoto, Extension of quantum molecular

- dynamics and its application to heavy-ion collisions, *Phys. Rev. C*, 1996, 53: 297-304
- [49] Massimo Papa, Toshiki Maruyama, and Aldo Bonasera, Constrained molecular dynamics approach to fermionic systems. *Phys.Rev.C*, 2001, 64: 024612
- [50] Ch.Hartnack, Rajeev k.Puri, and J.Aichlin, Modelling the many-body dynamics of heavy ion collisions: Present status and future perspective. *Eur. Phys. J. A* ,1998, 1: 151-169
- [51] Toshiki Maruyama, Aldo Bonasera, Massimo Papa, and Sstoshi Chiba. Formation and decay of super-heavy systems. *Eur. Phys. J. A* ,2002, 14: 191-197
- [52] 胡济民, 杨伯君, 郑春开. 原子核理论 (第一卷), 北京: 原子能出版社, (1987) p.12, 40; 胡济民, 原子核理论 (第二卷), 北京: 原子能出版社, (1996) p.298
- [53] H. Feldmeier and J. Schnack, Molecular dynamics for fermions, *Rev. Mod. Phys.* 2000, **72**, 655-688
- [54] J. Bartel, Ph. Quentin, M. Brack, C. Guet and H.B. Hakansson, Extended Thomas-Fermi theory at finite temperature, *Nucl. Phys.* 1982, **A 386**, 79.
- [55] R. Bass. *Nuclear Reactions with Heavy Ions*. Springer-Verlag, Berlin, 1980, 283
- [56] R. Bass. Nucleus-nucleus potential deduced from experimental fusion cross section, *Phys. Rev. Lett.* 1977, **39**: 265-268
- [57] B. Nerlo-Plmorska and B. Mach. Nuclear charge radii and electric quadrupole moments of even-even isotopes. *At. Data Nucl. Data Tables*, 1995, 60: 287-319
- [58] K.Siwiek-Wilczynska and J. Wilczynski. Nucleus-nucleus fusion energy thresholds and the adiabatic fusion potential. *Phy. Rev. C*,2001, 64: 024611
- [59] C. L. Jiang, K. E. Rehm, R. V. F. Janssens et al., *Phys. Rev. Lett.* 93, 012701 (2004).
- [60] G. Giardina, P.D.Agostino, and G. Fazio, et al. Fusion-fission dynamics in the superheavy nucleus production. *Pramana-J.Phys.*, 1999, 53: 409-418
- [61] E. A. Cherepanov.The anasysis of reactions leading to synthesis of super heavy element within the dinuclear system concept. *Pramana-J. Phys.*, 1999, 53: 619-630
- [62] A Diaz-Torres, G Adamian, N Antonenko, and Scheid W, Melting or nucleon transfer in fusion of heavy nuclei? *Phys. Lett. B*, 2000, 481: 228-235
- [63] V V Volkov, From deep inelastic transfer reactions to complete fusion of nuclei. *Acta Physica Polonica B*, 1999, 30: 1517-1525
- [64] P. H. Stelson, Neutron flow between nuclei as the principal enhancement mechanism in heavy-ion subbarrier fusion. *Phys. Lett. B*, 1988, 205: 190-194
- [65] Zhang Huan-Qiao, Liu Zu-Hua et al., *Progress of Theoretical Physics*, 2004, 150: 31
- [66] Zhao Kai, Li Zhuxia, WU Xizhen et al., Dynamic Model Study on Fusion Reactions For  $^{40,48}\text{Ca}+^{90,96}\text{Zr}$ , *High Energy Physics and Nuclear Physics*, 2006, 30: 26-30.
- [67] M. Veselsky, RW Ibbotson, and R Lafores, et al. Inhomogeneous isospin distribution in the reactions of  $^{28}\text{Si}+^{112}\text{Sn}$  and  $^{124}\text{Sn}$  at 30 and 50 MeV/nucleon. *Phys.Rev.,C*, 2000, 62: 041605; S.J. Yennello, M. Veslesky, R. Laforest, et al. Distribution of isospin during fragmentation excited quasi- projectiles from the reactions of  $^{28}\text{Si}+^{112,124}\text{Sn}$  at 30 and 50

- MeV/nucleon. Nucl. Phys., A, 2001, 681: 317-322
- [68] S.Hofmann, Synthesis of Superheavy Elements Using Radioactive Beams and Targets, Prog. Part. Nucl.Phys. 2001, 46: 293-302 and reference in.
- [69] Min Liu, Ning Wang, Zhuxia Li, Xizhen Wu and Enguang Zhao, Applications of Skyrme energy-density functional to fusion reactions spanning the fusion barriers, Nucl. Phys. 2006, **A 768**, 80
- [70] G. Royer and B. Remaud, Static and dynamic fusion barriers in heavy-ion reactions. Nucl. Phys. A, 1985, 444: 477-497
- [71] J. D. Bierman, Pchan, J.F. Liang, M. P. Kelly, A. A. Sonzogni, and R. Vandenbosch. Fusion barrier distributions for heavy ion systems involving prolate and oblate target nuclei. Phy. Rev. C., 1996, 54: 3068-3075
- [72] C. Y. Wong, Interaction Barrier in Charged-Particle Nuclear Reactions, Phys. Rev. Lett. 1973, **31**: 766-769
- [73] G. R. Satchler and W. G. Love, Folding model potentials from realistic interactions for heavy-ion scattering, Phys. Rep. 1979, **55**: 183-254 and references therein.
- [74] A. M. Kobos, B. A. Brown, R. Lindsay, and G. R. Satchler, Folding-model analysis of elastic and inelastic  $\alpha$ -particle scattering using a density-dependent force, Nucl. Phys. 1984, **A 425**, 205
- [75] J. R. Leigh, M. Dasgupta and D. J. Hinde, Barrier distributions from the fusion of oxygen ions with  $^{144,148,154}\text{Sm}$  and  $^{186}\text{W}$ , Phys. Rev. 1995, **C 52**, 3151
- [76] H. Timmer, J. R. Leigh, N. Rowley et al.,Barrier distributions and scattering, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **23**, 1175 (1997); H.Timmers, D.Ackermann, et al.,Probing fusion barrier distributions with quasi-elastic scattering, Nucl. Phys. 1998, **A 633**, 421.
- [77] K. Hagino, N. Rowley, and A. T. Kruppa, A program for coupled-channel calculations with all order couplings for heavy-ion fusion reactions, Comput. Phys. Commun. 1999, **123**, 143.
- [78] Ning Wang, Xizhen Wu, Zhuxia Li, Min Liu, and Werner Scheid, Applications of Skyrme energy-density functional to fusion reactions for synthesis of superheavy nuclei, Phys. Rev. 2006, **C 74**, 044604
- [79] J. O. Newton, C. R. Morton and M. Dasgupta, Experimental barrier distributions for the fusion of  $^{12}\text{C}$ ,  $^{16}\text{O}$ ,  $^{28}\text{Si}$ , and  $^{35}\text{Cl}$  with  $^{92}\text{Zr}$  and coupled-channels analyses, Phys. Rev. 2001, **C 64**, 064608
- [80] C. R. Morton, A. C. Berriman and M. Dasgupta, Coupled-channels analysis of the  $^{16}\text{O}+^{208}\text{Pb}$  fusion barrier distribution, Phys. Rev. 1999 **C 60**, 044608
- [81] E. V. Prokhorova, E. A. Cherepanov, M. G. Itkis et al, Reaction  $^{48}\text{Ca}+^{208}\text{Pb}$ : the capture-fission cross-sections and the mass-energy distributions of fragments above and deep below the Coulomb barrier, arXiv:nucl-ex/0309021
- [82] A. J. Pacheco, J.O Fernandez Niello, D.E DiGregorio et al., Capture reactions in the

- $^{40,48}\text{Ca}+^{197}\text{Au}$  and  $^{40,48}\text{Ca}+^{208}\text{Pb}$  systems, Phys. Rev. 1992 **C 45**, 2861
- [83] A. Dobrowolski, K. Pomorski and J. Bartel, Mean-field description of fusion barriers with Skyrme's interaction, Nucl. Phys. 2003, **A 729** 713
- [84] I. I. Gontchar, D. J. Hinde, M. Dasgupta, and J. O. Newton, Double folding nucleus-nucleus potential applied to heavy-ion fusion reactions, Phys. Rev. 2004 **C 69**, 024610
- [85] M. Samyn, S. Goriely, M. Bender and J.M. Pearson, Further explorations of Skyrme-Hartree-Fock-Bogoliubov mass formulas. III. Role of particle-number projection, Phys. Rev. 2004, **C 70**, 044309.
- [86] J. O. Newton, R. D. Butt, M. Dasgupta et al., Systematic failure of the Woods-Saxon nuclear potential to describe both fusion and elastic scattering: Possible need for a new dynamical approach to fusion, Phys. Rev. 2004, **C 70**, 024605
- [87] Yu. Ts. Oganessian, V. K. Utyonkov, Yu. V. Lobanov et al., Measurements of cross sections for the fusion-evaporation reactions  $^{204,206,207,208}\text{Pb}+^{48}\text{Ca}$  and  $^{207}\text{Pb}+^{34}\text{S}$ : Decay properties of the even-even nuclides  $^{238}\text{Cf}$  and  $^{250}\text{No}$ , Phys. Rev. 2001 **C 64**, 054606
- [88] A. V. Belozеров, M. L. Chelnokov, V. I. Chepigin et al., Spontaneous-fission decay properties and production cross-sections for the neutron-deficient nobelium isotopes formed in the  $^{44,48}\text{Ca} + ^{204,206,208}\text{Pb}$  reactions, Eur. Phys. J. 2003, **A 16**, 447
- [89] P. Muller, J.R. Nix, Stability of heavy and superheavy elements. J. Phys., 1994, G20: 1681 and the references therein.
- [90] 徐珊瑚, 周小红, 肖国青等. 超重核研究实验方法的历史和现状简介, 原子核物理评论, 2003, 02: 76-90
- [91] S. Cwiok, J. Dobaczewski, P.H. Heenen, P. Magierski and W. Nazarewicz, Shell structure of the superheavy elements. Nucl. Phys., 1996, A611: 211.
- [92] H. Gaggeler, N. Trautmann, W. Bruchle, and *et al.*, Search for Superheavy element in the  $^{238}\text{U}+^{238}\text{U}$  reaction, Phys. Rev. Lett. 1980, **45**: 1824
- [93] Günter Herrmann, Superheavy-element research, Nature, 1979, **280**, 543-549
- [94] K. D. Hildenbrand, H. Freiesleben, F. Puhlhofer, and *et al.*, Reaction between  $^{238}\text{U}$  and  $^{238}\text{U}$  at 7.42MeV/Nucleon, Phys. Rev. Lett., 1977, 39: 1065.
- [95] M. Schadel, J. V. Kratz, H. Ahrens, and *et al.*, Isotope distribution in the reaction of  $^{238}\text{U}$  with  $^{238}\text{U}$ . Phys. Rev. Lett., 1978, **41**: 469
- [96] M. Schadel, W. Bruchle, H. Gaggeler, and *et al.*, Actinide production in collisions of  $^{238}\text{U}$  with  $^{248}\text{Cm}$ , Phys. Rev. Lett., 1982, **48**: 852
- [97] P. Muller, J.R. Nix, W.D. Myers and W.J. Swiatecki, Nuclear Ground-State Masses and Deformations, Atomic Data Nucl. Data, 1995, 59: 185-381
- [98] W. Greiner (Editor). *Quantum Electrodynamics of Strong Fields*. Plenum Press, New York and London, 1983, 288
- [99] T.R. England and B.F. Rider, Los Alamos National Laboratory, LA-UR-94-3106; ENDF-349 (1993).

## 发表文章目录

- [1] **Junlong Tian**, Xizhen WU, Zhuxia Li, Kai Zhao, Ou Li and Yingxun Zhang. Studies of the properties of the composite systems formed in the reactions of  $^{238}\text{U}+^{238}\text{U}$  and  $^{232}\text{Th}+^{250}\text{Cf}$ , submitted to Phys. Rev. C, 2007.
- [2] **Tian Junlong**, WU Xizhen, Li Zhuxia and Ou Li. The average lifetime of giant composite systems formed in strongly damped collisions, submitted to Chinese Physics Letter, 2007.
- [3] **Tian Junlong**, WU Xizhen, Li Zhuxia and Zhao Kai. Superheavy Fragments Produced in the Asymmetric Strongly Damped Collision, accepted by High Energy Physics and Nuclear Physics, 2007
- [4] **Tian Junlong**, Wang Ning, Li Zhuxia. Modified Woods-Saxon Potential to Heavy Ion Fusion Reactions, Volumn 24, No.4: pp.905-908, Chinese Physics Letter, 2007.
- [5] **Tian Junlong**, WU Xizhen, Li Zhuxia. Study on Dynamic Fusion Barrier in Heavy Ion Reactions, Volumn 30, No.5: pp.428-434, High Energy Physics and Nuclear Physics, 2006.
- [6] **Tian Junlong**, WU Xizhen, Li Zhuxia, Wang Ning, Liu Fuhu. Study on Fusion Potential Barrier in Heavy Ion Reactions Based on the Dynamical Model, Volumn 28, No.7: pp.725-732, High Energy Physics and Nuclear Physics, 2004.
- [7] Li Ou, Yingxun Zhang, **Junlong Tian** and Zhuxia Li. Analysis of intermediate energy proton-induced spallation reactions by an improved quantum molecular dynamics plus statistical decay model, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 34 (2007) 827 - 836
- [8] WU Xizhen, **Tian Junlong**, Wang Ning, Zhao Kai, Li Zhuxia. Microscopic Study on Dynamic Barrier in Fusion Reactions, Volumn 28 No.12: pp.1317-1323, High Energy Physics and Nuclear Physics, 2004.
- [9] Ning Wang, Zhuxia Li, Xizhen Wu, **Junlong Tian**, Yingxun Zhang, Min Liu, Further development of the improved quantum molecular dynamics model and its application to fusion reactions near the barrier, Phys. Rev. C69 (2004), 034608[1-9].
- [10] Fu-hu Liu, Xin-yi Yin, **Jun-long Tian**, and Nabil N. Abd Allah, Charged-particle (pseudo)rapidity distributions in e+e-, pp-, and AA collisions at high energies, Phys. Rev. C69 (2004), 034905[1-5].
- [11] Zhao Kai, Li Zhuxia, WU Xizhen, Wang Ning, Zhang Yingxun, **Tian Junlong**, Zhang Huanqiao, Liu Zhuhua, Dynamic Model Study on Fusion Reactions For  $^{40,48}\text{Ca}+^{90,96}\text{Zr}$ , Volumn 30, No.1: pp.26-31, High Energy Physics and Nuclear Physics, 2006.
- [12] 吴锡真, 李祝霞, 王宁, **田俊龙**, 赵凯, 张英逊, 欧立, 刘敏, 重离子碰撞复合体系碎化产生超重核可能性的探讨, 原子核物理评论22, 4(2005), 329-333.
- [13] 吴锡真, **田俊龙**, 李祝霞, 王宁, 赵凯, 张英逊, 欧立, 关于重核强阻尼反应研究, 原子核物理评论23, 4(2006), 405-408



## 致 谢

本文作者衷心地感谢尊敬的导师李祝霞研究员，本论文是在导师李祝霞研究员的悉心指导下完成的，从论文的选题到写作完成，我学业上的每一点进步都离不开李老师的辛勤劳动，在此表示最诚挚的感谢。李祝霞老师用渊博的学术知识，敏锐的科学思维，严谨的治学态度，为我的科研工作指明方向并培养了我初步的独立工作能力。

同时，吴锡真老师循循善诱，谆谆教导，使我很受启发，他广博的知识和丰富的工作经验给了我大量的指导和帮助，对我学业的提高付出了艰辛的劳动，在此衷心感谢吴老师。

特别感谢师兄王宁、张英逊在平时的讨论和学习中给我提出了很多宝贵意见和直接帮助。感谢本研究组的成员：刘敏、欧立、赵凯、卢晓华。由于他们的无私帮助，尤其赵凯师弟发展了HIVAP统计模型，在处理ImQMD计算的初级碎块后期工作做出了很大贡献，使我的研究工作得以顺利开展。

还要感谢理论室的老师：董保国、顾建中、冯仁发、施义晋、陈永寿、苏宗涤、张锡珍、卓益忠、陆中道、萨本豪和马中玉等各位老师的关心和帮助。特别是刘玉红和王兰新大姐在学习，工作和生活中给予的关心和帮助；同时，感谢院所领导和研究生科各位老师的关心和帮助。

感谢本研究室年轻的朋友们：图雅、曹天光、高早春、王勉、马引群、梁均、马海亮、田源、曹继光和杨丁等给了我一个温馨和谐的气氛。正是他们的无私帮助，使研究工作顺利开展，和他们在一起三年的学习生活变得轻松愉快。感谢本所的朋友：郭冰、寅新艺的讨论和帮助。

感谢中国科学院近代物理研究所的冯兆庆博士在工作中的讨论和帮助。感谢 JAERI 的Akira Iwamoto教授和 MSU 的Pawel Danielewicz教授在访问 CIAE 期间的交流与讨论。

感谢我的母亲及亲友给予我生活上的亲切关怀，精神上的热情鼓励以及学习上的大力支持，没有他们无私的奉献和鼓励，我不可能完成此项学业。祝愿我的母亲以及家人身体永远健康！

最后，感谢我的爱人赵臻在日常生活中的关心和照顾，工作学习上的支持和鼓励。十分感谢她在自己繁忙工作期间还抽出时间对本文做了校对和查错工作。

本工作得到国家自然科学基金(批准号: 10235030 和10235020)的资助。

衷心感谢所有给予我关心，帮助和支持的人们。