

# 中低能区重离子反应中轻带电粒子出射的动力学研究

专业名称: 理论物理

申请人: 周承双

指导教师: 张英逊 副研究员

王 宁 教授

## 论文答辩委员会

主席: \_\_\_\_\_

委员: \_\_\_\_\_

\_\_\_\_\_

\_\_\_\_\_

\_\_\_\_\_

\_\_\_\_\_

# 中低能区重离子反应中轻带电粒子出射的动力学研究

研究生：周承双 导师：张英逊 副研究员，王宁 教授

专业：理论物理 方向：粒子物理与原子核物理 年级：2009 级

## 摘 要

核物质状态方程作为核物质性质研究的关键问题，一直是人们关注的课题之一。这方面工作虽然已经进行了广泛的研究，取得了不少成绩但依然存在很大的不确定性，特别是非对称核物质态方程中的对称能对密度的依赖关系。而对称能的密度依赖形式的研究对我们理解一些丰中子核素的核质量、裂变位垒、同位旋矢量集体振动能量、丰中子核的中子皮厚度等以及中子星性质等问题有着重要意义。由于目前不同的理论模型所预言的对称能密度依赖形式存在很大的差别，因此对它的研究已经成为当前核物理研究的重要课题之一。

在中能区重离子反应过程中，整个反应体系会经历一个压缩、膨胀、多重碎裂的过程，形成不同密度、不同温度的核物质，同时通过选取不同丰中子程度的弹靶组合可以产生不同同位旋不对称度的核物质，因此它目前已经成为实验室条件下研究核态方程的重要手段。通过采用不同平均场的重离子微观输运理论模型计算给出的结果与相应的实验数据进行比较，可以间接的获取对称能的密度依赖形式。

在本文中，我们首先介绍了 ImQMD05 模型，并利用 ImQMD05 详细研究了 Texas 实验组最近的实验，即  $^{70}\text{Zn} + ^{70}\text{Zn}$ ,  $^{64}\text{Zn} + ^{64}\text{Zn}$ ,  $^{64}\text{Ni} + ^{64}\text{Ni}$  这三个体系在入射能量为 35A MeV 反应条件下，反应中轻带电粒子出射特点以及中低能区核反应的动力学行为等。

首先我们通过模型对中能(35MeV/u)重离子反应中，反应体系的密度随时间演化情况、反应产物的电荷以及质量多重数分布、反应形成的碎块在动量空间的分布规律以及该能区中等碰撞参数 ( $b=4\text{fm}$ ) 的反应条件下，系统的反应机制特点等进行了研究。我们的研究表明，在该反应条件下，轻带电粒子的动力学发射主要处于反应的早期阶段。对于中等碰撞参数 ( $b=4\text{fm}$ ) 的反应条件下，大约有 50% 的事件属于二重碎裂和三重碎裂，其使轻带

电粒子更倾向于在中心快度区出射；剩下的则属于多重碎裂事件，它则倾向于使出射的轻带电粒子分布在弹区及靶区。

我们进一步利用 ImQMD05 研究了该能区中等碰撞参数的反应条件下，不同因素对于轻带电粒子出射的影响。研究表明，相比采用较硬的对称势 ( $\gamma_i = 2.0$ ) 模拟的结果而言，采用软的对称势 ( $\gamma_i = 0.5$ ) 时，反应中出射的轻带电粒子（质子除外）的产额以及发射率都更大。通过对轻带电粒子的在中心快度区与类弹区的相对产额  $R_{\text{yield}}^{\text{mid}}$  的研究，我们发现， $R_{\text{yield}}^{\text{mid}}$  随 AZ 的变化是敏感于对称能的密度依赖形式的。对称能越硬， $R_{\text{yield}}^{\text{mid}}$  随 AZ 变化的斜率越大。与实验数据进行比较后，我们发现轻带电粒子出射的实验数据倾向于支持 ( $\gamma_i > 0.5$ ) 的对称能密度依赖形式。同时，我们还研究了碰撞参数对于  $R_{\text{yield}}^{\text{mid}}$  大小的影响。研究表明，除  ${}^6\text{He}$  以外的其它轻带电粒子在中心快度区的相对产额都随着碰撞参数的增大而减小，而对于  ${}^6\text{He}$  而言，当采取较硬的对称势参数的时候，其在中心快度区的相对产额  $R_{\text{yield}}^{\text{mid}}$  的值随碰撞参数的增加，有一峰值出现，在碰撞参数  $b \approx 6 \text{ fm}$  时，达到最大值。此外，我们还分析了同位旋依赖的碎块判断方法 (iso-MST) 对轻带电粒子出射的影响。结果显示，采用(iso-MST)方法能够很好的解决丰中子的轻带电粒子在中心快度区的发射的相应增强，即对应的  $R_{\text{yield}}^{\text{mid}}$  值增大。

**关键词：**对称能，多重碎裂，增强的中心快度区发射，轻带电粒子

# Study on the dynamical emission of LCPs in intermediate and low energy HIC

Chengshuang Zhou

Supervisor: Associate Prof. Yingxun Zhang, Prof. Ning Wang

Department of Physics, Guangxi Normal University, Guilin 541004

## Abstract

The isospin asymmetric nuclear Equation of State (EoS) is one of very interesting subjects in nuclear physics, because it is very important for understanding nuclear masses, fission barriers, energies of isovector collective vibrations and thickness of the neutron skins of neutron-rich nuclei, and properties of neutron star such as stellar radii and moments of inertia, crustal vibration frequencies and neutron star cooling rates. Although many constraints on the symmetry energy have been obtained in recent years and part of their results overlap, different models lead to different conclusions. There is still large room on their uncertainties, and the constraints should be improved.

In the intermediate energy heavy ion collisions, the reaction system experiences a compression process in which the high-density, high-temperature and isospin asymmetric nuclear matter is formed. With the time evolution, the reaction system breaks up into intermediate mass fragments. In the transport models simulations, all the final observables are influenced by the effective nucleon-nucleon interaction in the code. So, the HIC is the unique way to study the EoS at the laboratory condition. By comparing the experimental data with the predicted results from transport model simulations, the information of density dependence of the symmetry energy can be obtained indirectly.

In this work, we briefly introduce the improved quantum molecular dynamics model (ImQMD05). Then, we analyzed the Texas data on  $^{70}\text{Zn} + ^{70}\text{Zn}$ ,  $^{64}\text{Zn} + ^{64}\text{Zn}$ ,  $^{64}\text{Ni} + ^{64}\text{Ni}$  at the beam energy of 35MeV/nucleon with ImQMD05 code. The reaction mechanism and the emission of light-charged particles are investigated.

First of all, we explore the reaction mechanism through the time evolution of nucleon density, the charge and mass distribution of the products, and the fragmentation. The ImQMD05 simulations suggest that the light charged particles (LCPs) mainly emit at early stage of reaction.

For the semi-peripheral collisions, half of the events are multi-fragmentation, and half of them are the binary and ternary fragmentation. The binary events tend to produce more light charged particles (LCPs) at middle rapidity, and the multi-fragmentation events tend to broaden this reduced rapidity distribution for the yield of LCPs.

Next, we study the influences of different factors on the emission of LCPs. Our results show that the calculations with softer symmetry energy produce more LCPs than that with stiff symmetry energy case (except  $p$ ). Furthermore, we analyze the  $R_{\text{yield}}^{\text{mid}}$  as a function of  $AZ$ . Our results clearly show that the slope of  $R_{\text{yield}}^{\text{mid}}$  is sensitive to the density dependence of symmetry energy. Stiffer the symmetry energy is, larger slope of the  $R_{\text{yield}}^{\text{mid}}$  with  $AZ$  is. In comparison with data, our results show that the calculations with ( $\gamma_i > 0.5$ ) can well reproduce the data. At the same time, the impact parameter dependence of  $R_{\text{yield}}^{\text{mid}}$  are investigated. We find that the values of  $R_{\text{yield}}^{\text{mid}}$  decrease with increasing of the impact parameter just except  ${}^6\text{He}$ . For  ${}^6\text{He}$ , there exists a peak around  $b=6\text{fm}$ . Finally, we also study the influence of the isospin dependent minimum spanning tree (iso-MST) algorithm on  $R_{\text{yield}}^{\text{mid}}$ . Our results suggest that isospin dependent cluster recognition algorithm is very important for reproducing the enhancement of neutron-rich LCPs at mid-rapidity.

**Key words :** Symmetry energy, multi-fragmentation, enhanced mid-rapidity emission, light-charged particles

## 目 录

摘 要.....	I
Abstract.....	III
第一章 引言.....	1
第二章 改进的量子分子动力学模型.....	6
2.1 QMD 模型及其发展 .....	6
2.2 ImQMD05 模型.....	11
第三章 中低能区重离子反应的动力学研究.....	20
3.1 中低能区核反应的动力学特点.....	20
3.1.1 中低能区核反应过程中反应体系的密度随时间的演化 .....	20
3.1.2 反应产物的电荷以及质量多重数分布 .....	22
3.1.3 中低能区核反应中碎块多重数随快度的分布 .....	23
3.1.4 中低能区核反应的碎裂机制.....	24
3.2 轻带电粒子出射及其特点.....	25
3.2.1 轻带电粒子的产额及其发射率随时间演化.....	25
3.2.2 轻带电粒子的产额随快度的分布及其对碰撞参数的依赖 .....	28
3.3 中等快度区丰中子轻带电粒子出射增强的研究.....	30
3.3.1 轻带电粒子在中心快度区的相对产额对碰撞参数的依赖 .....	31
3.3.2 利用中心快度区丰中子轻带电粒子出射增强约束对称能 .....	32
3.3.3 同位旋相关的碎块判断.....	35
3.3.4 反应中碎裂机制对轻带电粒子出射的影响.....	39
第四章 总结与展望.....	41
参考文献.....	43
附录 A 关于快度	
发表文献目录	
致 谢	
声 明	

## 第一章 引言

非对称核物质状态方程 (Isospin Asymmetric Nuclear Equation of State, asy-EoS) 描述了核物质不同状态量, 比如能量 (或者化学势、压力) 随体系的温度、密度、同位旋不对称度  $\delta = \frac{\rho_n - \rho_p}{\rho_n + \rho_p}$  等的变化关系, 其中  $\rho_n$  和  $\rho_p$  分别是反应系统的中子数密度以及质子数密度。

自上世纪 70 年代以来, 人们基于不同的两体、三体相互作用或者相互作用的拉氏量已经对同位旋非对称的核物质进行了大量理论研究, 并在此基础上发展了多种理论及模型。目前的理论与实验研究[1, 2, 3]表明非对称核物质的每核子能量可以近似写成如下的二次项

近似 (Parabolic 近似) 形式:  $E(\rho, \delta) = E(\rho, \delta = 0) + S(\rho)\delta^2 + O(\delta^4)$ , 其中,  $\delta = \frac{\rho_n - \rho_p}{\rho_n + \rho_p}$  为

体系的同位旋不对称度,  $E(\rho, \delta = 0)$  为同位旋无关部分的每核子能量, 第二项为对称能部

分,  $S(\rho) = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 E(\rho, \delta)}{\partial \delta^2}$  通常被称为核物质的对称能密度依赖形式, 最后一项为高阶项。多

种理论及相关的实验数据表明, 在非对称核物质状态方程中高阶项的贡献很小, 以至于可以忽略[4, 5, 6]。  $S(\rho)$  源于两部分, 及动能部分和势能部分。利用 Fermi 气体模型, 我们可以得到同位旋相关的每核子动能的表达式:

$$T_F(\rho, \delta) = \frac{3\hbar^2}{20m} \left( \frac{3\pi^2 \rho}{2} \right)^{2/3} [(1+\delta)^{5/3} + (1-\delta)^{5/3}] \quad (1.1)$$

相应的同位旋相关的每核子势能可以写为

$$V(\rho, \delta) = V_0(\rho, 0) + V_{sym}(\rho)\delta^2 \quad (1.2)$$

从以上表达式, 我们可以给出

$$S(\rho) = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 E(\rho, \delta)}{\partial \delta^2} = \frac{1}{3} T_F(\rho, 0) + V_{sym}(\rho) \quad (1.3)$$

其中,  $T_F(\rho,0) = \frac{\hbar^2}{2m} \left( \frac{3\pi^2 \rho}{2} \right)^{2/3}$  为费米动能。在饱和密度附近, 对称能可以展开为如下形式:

$$S(\rho) = S(\rho_0) + \frac{L}{3} \left( \frac{\rho - \rho_0}{\rho_0} \right) + \frac{K_{sym}}{18} \left( \frac{\rho - \rho_0}{\rho_0} \right)^2 + \dots \quad (1.4)$$

$S(\rho_0)$  给出了对称能因子。  $L \equiv 3\rho_0 \left. \frac{\partial S}{\partial \rho} \right|_{\rho=\rho_0}$  给出了饱和密度附近对称能的斜率,

$K_{sym} = 9\rho_0^2 \left. \frac{\partial^2 S}{\partial \rho^2} \right|_{\rho=\rho_0}$  给出了饱和密度附近对称能的曲率。对于对称能因子  $S(\rho_0)$ , 目前大多

数理论模型给出的值集中在 27-38MeV 这个范围之内。但是对称能随密度变化的斜率  $L$  与曲率  $K_{sym}$  等在饱和密度  $\rho_0$  的值则仍然具有非常大的差异, 特别是在高密区, 各种理论模型所给趋势差别非常大, 核物质状态方程的这些差异主要来源于对称能部分的差异 (相比而言, 对称核物质部分已经相对确定)。如图 1 给出了不同有效核子-核子相互作用给出的纯中子物质状态方程随密度变化的曲线[7], 可以看出, 高密区以及低密区对称能的大小存在很大的差异。到目前为止, 通过对于同位旋矢量集体振动、集体流、核子-核子碰撞中的 **Kaon** 产物等的测量与分析, 我们已经相对确定了零温附近 1~5 倍饱和密度区域内对称核物质状态方程[8], 但是在偏离饱和密度区域的对称能, 目前还没有给出很好的约束。对称能的密度依赖形式作为研究中子星等问题的重要的输入量之一, 对于很多核天体物理问题有着很重要的影响。



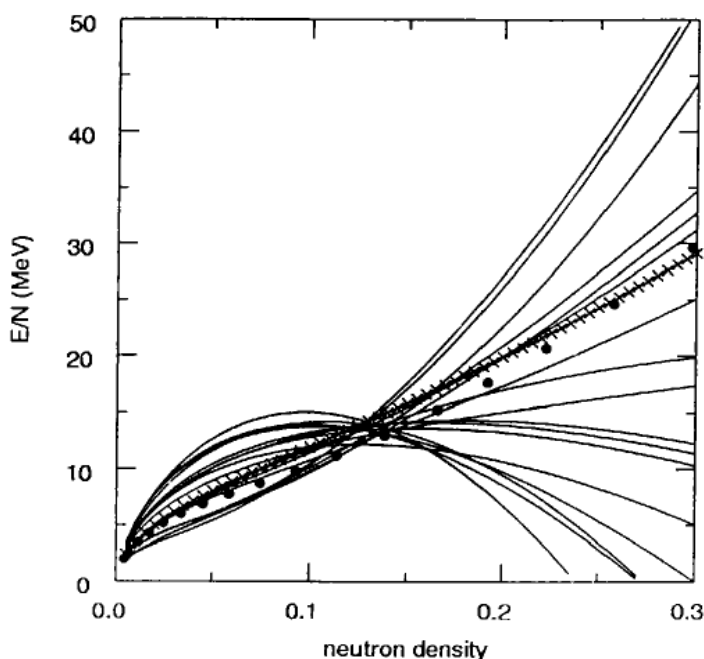


图 1: 18 种不同的 Skyrme 参数给出的纯中子物质状态方程

核物质状态方程作为核物质研究的关键问题，一直是人们关注的课题之一。这方面工作虽然已经进行了广泛的研究，取得了不少成绩但依然存在很大的不确定性，特别是非对称核物质态方程中的对称能对密度的依赖关系。而非对称核物质状态方程的研究对我们理解一些丰中子核素的核质量、裂变位垒、同位旋矢量集体振动能量、丰中子核的中子皮厚度等[7, 9, 10, 11, 12, 13]，以及中子星性质，诸如中子星半径、初始动量、壳振动频率、中子星冷却速率等问题[14, 15, 16, 17]有着重要意义。

目前，我们主要是通过实验数据与不同理论预言结果之间的比较，来间接获取非对称核物质核态方程中对称能的密度依赖形式的信息。从实验上来讲，可以通过以下三个途径来获取对称能的密度依赖形式方面的信息：1)、天体物理方面的研究。通过天体物理中一些可能的实验观测数据（比如中子星半径、冷却速率）与不同的理论预言之间的比较，可以帮助我们确定对称能的密度依赖形式。这方面研究所给的对称能信息主要集中在高密度区，但是这种天体的事件稀少且不能够人为控制；2)、核结构方面的研究。比如利用拟合整个核素图的结合能的质量公式、丰中子核的中子皮厚度、GDR 等。这种方法给出的主要是饱和密度附近对称能的信息；3)、中能区重离子反应方面的研究。该能区重离子反应过程中整个反应体系会经历一个压缩、膨胀、多重碎裂的过程。与前面两种方法相比，重离子反应过程会形成不同密度、不同温度的核物质，同时通过选取不同丰中子程度的弹靶组

合可以产生不同同位旋不对称度的核物质，因此它目前已经成为实验室条件下研究核态方程的重要手段。利用丰中子核重离子碰撞研究对称能密度依赖形式，在理论与实验两方面都得到了很大的重视。在实验设施方面，国内国际上已经或者正在建立相应能区的丰中子重离子加速器及相应的探测设备，比如我国的“九五”大科学工程——兰州 HIRFL-CSR，美国的 RIA，日本理化学研究所 Big-RIPS 装置，以及德国的 GSI 计划建立的 FAIR 装置等。这些装置为核物理学家研究丰中子核重离子碰撞中核反应动力学与非对称核物质状态方程等问题提供了很好的条件。在理论与实验研究方面，近年来，人们在提出了很多观测量，例如双中子质子之比  $DR(n/p)$ 、同位旋扩散、集体流以及轻带电粒子的产额等[18, 19, 20, 21, 22, 23]。通过采用不同平均场的重离子微观输运理论模型计算给出的结果与相应的实验数据进行比较，间接的获取对称能的密度依赖形式。

目前的中能重离子碰撞的实验数据与采用不同的核态方程所对应的平均场的各种输运理论（主要是 BUU 和 QMD 两大类）已经进行了广泛的比较，尽管这些不同模型抽取出的对称能的结论有一致的地方，但是不同的微观输运理论模型预言所确定的对称能随密度依赖形式仍然存在差异。文献[24, 25]中对造成这些差别的来源进行了详细讨论。另一方面，为了进一步的约束对称能密度依赖形式，我们有必要分析更多对对称能的密度依赖形式敏感的物理观测量；同时，这方面的研究也可以继续发展完善我们已有的微观输运理论模型，减少由于模型的不确定度给对称能带来的影响。

研究显示在中低能重离子反应中，核子以及轻带电粒子主要从脖子区出射的，而同位旋扩散效应主要发生在脖子区，该区域的中子质子之比  $N/Z$  敏感于对称能的密度依赖形式 [26]，因此对中低能反应中核子以及轻带电粒子出射的研究有助于我们获取对称能方面的信息。近期，Kohley *et.al.* 在研究  $^{70}\text{Zn} + ^{70}\text{Zn}$ ,  $^{64}\text{Zn} + ^{64}\text{Zn}$ ,  $^{64}\text{Ni} + ^{64}\text{Ni}$  这三个体系在入射能量为 35 A MeV 的中等碰撞参数下的反应时发现，丰中子轻带电粒子（LCPs）在中心快度区（ $Y_r=0$ ）附近的发射会明显增强。但是，目前的微观输运理论没有对它给出很好的解释。

为了分析理论模型与实验数据的差异，我们利用 ImQMD05 模型研究了反应中碰撞参数、对称能的密度依赖形式、模型中碎块判断机制等因素对轻带电粒子的这种增强的中心快度区发射的影响。论文安排如下：在第二章我们简单介绍了所采用的理论模型；第三章首先研究了中低能区核反应的动力学特点，然后详细讨论了反应中轻带电粒子出射的产额、分布特点等，接着分析了各种物理因素以及反应机制对轻带电粒子出射的影响；第四

章我们给出了总结与展望。最后是研究生期间发表文献目录以及致谢部分。

## 第二章 改进的量子分子动力学模型

### 2.1 QMD 模型及其发展

Aichelin 等人提出的量子分子动力学 (Quantum Molecular Dynamics) 模型, 将复杂的量子体系的演化问题利用相空间分布函数的时间演化的方法进行了处理, 为中高端重离子碰撞提供了一个很方便、直观模型。QMD 模型中[27, 28], 每一个核子由一个高斯波包来描述,

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

其中,  $\mathbf{r}_i$  和  $\mathbf{p}_i$  分别是第  $i$  个粒子在坐标和动量空间中的波包中心。对波函数进行 Winger 变换[29]即得到对应的经典动力学的相空间密度分布:

$$f(\mathbf{r}, \mathbf{p}) = \sum_{i=1}^A \frac{1}{(\pi\hbar)^3} \exp\left[-\frac{(\mathbf{r}-\mathbf{r}_i)^2}{2\sigma_r^2}\right] \exp\left[-\frac{(\mathbf{p}-\mathbf{p}_i)^2}{2\sigma_p^2}\right], \quad (2.2)$$

$\sigma_r$  和  $\sigma_p$  为粒子在坐标空间以及动量空间中的波包宽度, 它们满足如下的测不准关系

$\sigma_r \cdot \sigma_p = \frac{\hbar}{2}$ 。相空间的密度分布满足如下关系

$$\int f(\mathbf{r}, \mathbf{p}) d\mathbf{p} d\mathbf{r} = A, \quad (2.3)$$

进一步, 由相空间分布函数我们可以得到系统的密度分布以及动量分布

$$\rho(\mathbf{r}) = \int f(\mathbf{r}, \mathbf{p}) d\mathbf{p} = \frac{1}{(2\pi\sigma_r^2)^{3/2}} \sum_i^A \exp\left[-\frac{(\mathbf{r}-\mathbf{r}_i)^2}{2\sigma_r^2}\right], \quad (2.4)$$

$$g(\mathbf{p}) = \int f(\mathbf{r}, \mathbf{p}) d\mathbf{r} = \frac{1}{(2\pi\sigma_p^2)^{3/2}} \sum_i^A \exp\left[-\frac{(\mathbf{p}-\mathbf{p}_i)^2}{2\sigma_p^2}\right]. \quad (2.5)$$

QMD 模型中,核子在自身产生的平均场中运动,核子位置及动量的波包中心  $\mathbf{r}_i$  和  $\mathbf{p}_i$  按正则方程进行演化,

$$\dot{\mathbf{r}}_i = \frac{\partial H}{\partial \mathbf{p}_i}, \quad \dot{\mathbf{p}}_i = -\frac{\partial H}{\partial \mathbf{r}_i}, \quad (2.6)$$

$H$  是系统的哈密顿量,由模型所采用的核子-核子相互作用势决定, $H$  的不同形式对系统的动力学演化有重要的影响。早期的 QMD 模型中体系的哈密顿量为

$$H = \sum_i \frac{p_i^2}{2m} + U_{loc} + U_{Yuk} + U_{Coul}, \quad (2.7)$$

其中相互作用势为如下的形式

$$V_{loc} = t_1 \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) + t_2 \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_3) \quad (2.8)$$

$$V_{Yuk} = t_3 \frac{e^{-|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|/m}}{|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|/m}, \quad (2.9)$$

其中  $t_1$ ,  $t_2$ ,  $t_3$  为参数,  $m = 0.8 \text{ fm}$ 。此时,作用于粒子 1 上的势为  $U_1 = U_1^{(2)} + U_1^{(3)}$ ,其中上标分别代表两体及三体相互作用。通过对两体和三体相互作用进行积分,可以得到体系的哈密顿量。库仑项为

$$U_{Coul} = \frac{1}{2} \int \rho_p(\mathbf{r}) \frac{e^2}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \rho_p(\mathbf{r}') d\mathbf{r} d\mathbf{r}'. \quad (2.10)$$

在模拟重离子反应过程中,首先需要做的是对相应的核进行初始化。对于初始的基态核的抽取,我们利用 Monte-Carlo 方法,从相应的核密度分布中抽取每个核子所处的位置。

进一步，利用局域密度近似来确定相应的核子所具有的 Fermi 动量  $P_f = \left( \frac{3\pi^2}{2} \rho \right)^{1/3}$ ，每个核子所具有的动量同样利用 Monte-Carlo 抽样的办法从 0 到  $P_f$  之间来抽取。为了使抽取到的核子在相空间分布合理和均匀，要对核子间的距离即相空间距离加入一些约束。对于抽取到的核，使之满足基态的一些性质，如：结合能、方均根半径、密度分布、动量分布、相空间分布以及稳定性等。而这一点对于重离子碰撞，特别是低能的重离子反应尤其重要。对于这些初始核，我们赋予一定的入射能量以及反映的几何条件，如碰撞参数、初始距离等，便可以进行下一步的输运及碰撞过程的模拟。

在 QMD 模型中，关于碰撞过程的处理如下：

首先，要将两核子的散射过程变换到两核子质心系中。对于某一个反应事件，质心系的能量为  $\sqrt{s} = \sqrt{(E_1 + E_2)^2 - (\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2)^2}$ ，碰撞粒子的中心速度为  $\boldsymbol{\beta} = (\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2) / (E_1 + E_2)$ 。

在两体质心系下第一个粒子的动量为  $\mathbf{p} = \gamma \left( \frac{\mathbf{p}_1 \cdot \boldsymbol{\beta}}{\beta} - \beta E_1 \right) \frac{\boldsymbol{\beta}}{\beta} + \left( \mathbf{p}_1 - \frac{\mathbf{p}_1 \cdot \boldsymbol{\beta}}{\beta} \frac{\boldsymbol{\beta}}{\beta} \right)$ ，第二个粒子的

动量为  $-\mathbf{p}$ 。两粒子间距离为  $\Delta \mathbf{r} = (\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) + (\gamma - 1) \left[ \frac{(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) \cdot \boldsymbol{\beta}}{\beta} \right] \frac{\boldsymbol{\beta}}{\beta}$ 。对于两个核子碰撞的

判断需要两个条件：第一，两个核子的碰撞参数小于  $b_{\max} = \sqrt{\sigma_{NN}^{tot} / \pi}$ ；第二，两个核子在  $\delta t$  时间步长内通过的距离使得这两个核子能够接触上。

具体碰撞过程的处理如下：

1、如果随机数  $\xi_1 \leq \sigma_{NN}^{el} / \sigma_{NN}^{tot}$ ，则核子核子之间发生弹性散射，散射后动量的方向由弹性散射的微分截面利用 Monte-Carlo 方法给出。

2、判断是否发生  $N + N \rightarrow N + \Delta$ ，如果  $s > 2.015 \text{GeV}^2$ ， $m_1 = m_2 = m_N$ ，则都能发生  $N + N \rightarrow N + \Delta$  反应。

3、如果  $m_1 + m_2 > 2.015 \text{GeV}$ ，则执行非弹散射道  $-\Delta$  湮灭的判断：如果  $\xi_1 \leq (\sigma_{NN}^{el} + \sigma_{N\Delta \rightarrow NN}^{inel}) / \sigma_{NN}^{tot}$ ，则该过程发生，末态的动量方向在空间均匀分布，通过 Monte-Carlo 方法可以获得。

4、将在两核子质心系中得到的动量变换回到 QMD 中的质心系。

量子分子动力学区别于经典分子动力学的另一个重要的特点就是要检查碰撞的末态是否被阻塞掉，即要进行 Pauli 阻塞的检查。这一过程在 QMD 中这样处理：假设每个核子的状态对应于相空间的一点，两粒子碰撞后所处的状态如果是已被占有的状态，则这次碰撞取消，处理这一过程的细节可以参考文献[27]。

QMD 模型在中高能反映中得到了广泛的应用，但是也存在很多问题。如对多重碎裂反应中电荷（质量）多重数分布描述得不好等。对于中低能反应的描述则非常困难。鉴于此，中国原子能科学研究院李祝霞研究员的研究小组发展了可以描写中低能核反应的输运理论模型-改进的量子分子动力学模型 ImQMD[30, 31]。

ImQMD 模型中，主要的改进包括以下几点：

1、ImQMD 模型中，采用比较简单而又广泛应用的 Skyrme 相互作用势。体系的哈密顿量为

$$H = T + U_{loc} + U_{Coul}, \quad (2.11)$$

其中动能项为

$$T = \sum_i T_i = \sum_i \frac{p_i^2}{2m}, \quad (2.12)$$

$$U_{loc} = \int V_{loc} d\mathbf{r}, \quad (2.13)$$

$$V_{loc} = \frac{\alpha}{2} \frac{\rho^2}{\rho_0} + \frac{\beta}{\gamma+1} \frac{\rho^{\gamma+1}}{\rho_0^\gamma} + \frac{g_{sur}}{2\rho_0} (\nabla\rho)^2 + \frac{C_s}{2\rho_0} [\rho^2 - \kappa_s (\nabla\rho)^2] \delta^2. \quad (2.14)$$

与 QMD 不同的是，在 ImQMD 模型当中舍弃了原来的对表面项有贡献的 Yukawa 势，补偿核子的费米子性质的 Pauli 势等，而直接采用 Skyrme 能量密度泛函给出  $\alpha$ 、 $\beta$  项以及反映表面相互作用的密度梯度项，最后一项是体对称能与表面对称能项。我们知道 Yukawa

势 ( $V_{Yuk} = t_3 \frac{e^{-|r_1-r_2|/m}}{|r_1-r_2|/m}$ ) 是通过两体相互作用使得表面的核子仅受内部核子的吸引，从而使

核子具有表面效应。而表面项由 Skyrme 能量密度泛函中的梯度项描述得话，则会使中心

的粒子受到一个向外的排斥力，而表面的粒子受到一个向内的吸引力，这样就使得核体系的密度分布更加合理，对于体系的稳定性有很大的改善。这对低能融合反应非常重要。

2.采用相空间约束的办法改善核子的费米子属性。由于 QMD 模型中没有对体系波函数进行反对称化处理，意味着体系中核子本身的一些费米子属性被丢失了。因此，经典的运动方程会使得初始呈 Fermi-Dirac 分布的相空间分布逐渐演化成 Boltzmann 分布。为了更好地描述核体系的费米子属性，人们曾经引入了 Pauli 势[32, 33]。虽然在一些核的基态性质等方面给出了较好的描述，但是也产生了碰撞中虚排斥的问题。在 ImQMD 模型中我们引入了 M.Papa 等人提出的相空间占有数约束的方法[34]来弥补在 QMD 模型中丢失的一些费米 $(\mathbf{r}, \mathbf{p})$ 空间子属性。由统计物理的概念我们知道，对于量子体系的每一个状态可以对应于  $6N$  维的的一个大小为  $h^3$  的超立方体；对于费米子而言，也就是说其在大小为  $h^3$  的超立方体内所具有的同种类型的粒子数不超过 1。而由 QMD 模型本身的出发点我们知道，它实际上仍然是基于经典的 BBGKY 理论而给出的输运方程。如果我们考察一个基态核的时间演化，就会发现大小为  $h^3$  的超立方体内的占有数  $\bar{f}_i$  会有相当一部分超过 1。

$$\bar{f}_i(\mathbf{r}_i, \mathbf{p}_i) = \sum_j \delta_{\tau_i \tau_j} \delta_{s_i s_j} \int_{h^3} f_j(\mathbf{r}, \mathbf{p}) d\mathbf{r} d\mathbf{p} \quad (2.15)$$

其中， $\bar{f}_i(\mathbf{r}_i, \mathbf{p}_i)$  是相空间某一点  $\mathbf{r}_i, \mathbf{p}_i$  处大小为  $h^3$  的超立方体内的平均相空间占有数， $f_j(\mathbf{r}, \mathbf{p})$  是  $j$  粒子在相空间的密度， $\tau_i, s_j$  是粒子的同位旋及自旋。我们采用的相空间占有数约束的方法是：检查每一时刻空间每个粒子处的相空间占有数  $f_j$ ，如果  $f_j > 1$ ，则对该粒子进行弹性散射以使得其相空间占有数  $f_j \leq 1$ ，并进行 Pauli 阻塞的检查[34]。当引入了相空间约束以后，我们发现费米子的属性得到了很好的满足，动量分布也更接近于费米子体系，改进了核的基态性质的描述并大大提高了核的稳定性等各项基态的性质[30, 31]。

3.引入体系大小依赖的核子波包宽度。我们知道在 QMD 中，为了体现核子的量子性质，每个核子由高斯波包来描述。严格意义上波包宽度应该随体系动力学演化而演化，并且对于不同的反应体系而言，在计算中所使用的波包宽度要有所不同[34, 35, 36]，而且波包宽度在某些情况下对所研究的反应结果的影响还是比较大的。但考虑动力学演化的波包宽度会导致计算耗时、系统稳定性变差等负面影响，我们引入了随体系大小依赖的核子波



包宽度。这不仅尽可能地考虑了量子效应，并且没有增加计算量。基于平均场的知识，我们了解到对于有限的核体系而言，粒子应该被束缚在一个有限大小的范围之内，而核体系的波函数与平均场的大小紧密相关。我们知道较重体系中核子在空间的几率分布要比轻的核体系的核子在空间的几率分布更宽，这也就要求核子的波函数有较大的波包宽度。通过对稳定线上一系列基态核性质随波包宽度变化规律的研究，在 ImQMD 模型中给出了波包宽度对体系大小依赖的经验关系

$$\sigma_r = 0.16 \cdot A^{1/3} + 0.49 \text{fm}。 \quad (2.16)$$

其中  $A$  是核质量数，反映了核体系的大小。

通过上述几个方面的改进，ImQMD 模型在低能融合反应等方面已经取得了重要的进展[30, 31]，并且为低能核反应的研究开辟了一个新的动力学方法。当然，在低能反应中 ImQMD 模型本身还是存在一些问题值得进一步地考虑。比如说如何在我们的动力学模型中引入壳修正的效应、如何使基态核的性质更好等等。而这些问题对于低能融合反应、超重核研究等问题都有着重要的影响。

## 2.2 ImQMD05 模型

改进的量子分子动力学模型 ImQMD 对于有限核体系的基态性质、低能融合反应的描述上取得了很大的成功。我们对 ImQMD 模型中的平均场进行了进一步的改进（称为 ImQMD05 模型），从标准的 Skyrme 能量密度泛函出发得到体系的哈密顿量。Skyrme 相互作用的标准形式为[37, 38, 39]:

$$\begin{aligned} V(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = & t_0 (1 + x_0 P_\sigma) \delta(\mathbf{r}) \\ & + \frac{1}{2} t_1 (1 + x_1 P_\sigma) [P'^2 \delta(\mathbf{r}) + \delta(\mathbf{r}) P^2] \\ & + t_2 (1 + x_2 P_\sigma) P'^2 \cdot \delta(\mathbf{r}) P^2 \\ & + \frac{1}{6} (1 + x_3 P_\sigma) [\rho(\mathbf{R})]^\sigma \delta(\mathbf{r}) \\ & + i W_0 \sigma \cdot [P'^2 \times \delta(\mathbf{r}) P^2], \end{aligned} \quad (2.17)$$

$$\mathbf{r} = \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2, \quad R = \frac{1}{2}(\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2) \quad (2.18)$$

$$P = \frac{1}{2i}(\nabla_1 - \nabla_2), \quad (2.19)$$

$$\boldsymbol{\sigma} = \boldsymbol{\sigma}_1 + \boldsymbol{\sigma}_2, \quad (2.20)$$

$$P_\sigma = (1 + \boldsymbol{\sigma}_1 \boldsymbol{\sigma}_2) / 2, \quad (2.21)$$

$P_\sigma$  为自旋交换算符,  $t_0, t_1, t_2, t_3$  和  $x_0, x_1, x_2, x_3$  为 Skyrme 相互作用的参数。

此时 Skyrme 相互作用给出的势能的密度泛函为[39]:

$$\begin{aligned} H_0 &= \frac{1}{4}t_0 \left[ (2+x_0)\rho^2 - (2x_0+1)(\rho_p^2 + \rho_n^2) \right] \\ &= \frac{3}{8}t_0\rho^2 - \frac{t_0}{4}\left(x_0 + \frac{1}{2}\right)\rho^2\delta^2 \end{aligned} \quad (2.22)$$

$$\begin{aligned} H_3 &= \frac{1}{24}t_3\rho^\sigma \left[ (2+x_3)\rho^2 - (2x_3+1)(\rho_p^2 + \rho_n^2) \right] \\ &= \frac{3}{48}t_3\rho^{\sigma+2} - \frac{t_3}{24}\left(x_3 + \frac{1}{2}\right)\rho^{\sigma+2}\delta^2 \end{aligned} \quad (2.23)$$

$$\begin{aligned} H_{eff} &= \frac{1}{8} \left[ t_1(2+x_1) + t_2(2+x_2) \right] \boldsymbol{\tau} \rho \\ &+ \frac{1}{8} \left[ t_2(2x_2+1) - t_1(2x_1+1) \right] (\boldsymbol{\tau}_p \rho_p + \boldsymbol{\tau}_n \rho_n) \end{aligned} \quad (2.24)$$

当动能密度采用 Thomas-Fermi 近似, 并忽略同位旋相关的动量相关项得到:

$$\begin{aligned}
 H_{eff} &= \frac{3}{80} [3t_1 + (5 + 4x_2)t_2] \left( \frac{3\pi^2}{2} \right)^{2/3} \rho^{8/3} \\
 &+ \frac{3}{40} \left( \frac{3\pi^2}{2} \right)^{2/3} \left\{ \frac{5}{9} [t_1(x_1 + 2) + t_2(x_2 + 2)] \right. \\
 &\left. \frac{10}{9} [t_2(2x_2 + 1) - t_1(2x_1 + 1)] \right\} \rho^{8/3} \delta^2
 \end{aligned} \tag{2.25}$$

$$\begin{aligned}
 H_{fin} &= \frac{1}{32} [3t_1(2 + x_1) - t_2(2 + x_2)] (\nabla \rho)^2 \\
 &- \frac{1}{32} [3t_1(2x_1 + 1) + t_2(2x_2 + 1)] [(\nabla \rho_n)^2 + (\nabla \rho_p)^2] \\
 &= \frac{1}{64} [9t_1 - 5t_2 - 4x_2 t_2] (\nabla \rho)^2 \\
 &- \frac{1}{64} [3t_1(2x_1 + 1) + t_2(2x_2 + 1)] [\nabla(\rho_n - \rho_p)]^2
 \end{aligned} \tag{2.26}$$

$$H_{so} = \frac{1}{2} W_0 [J \cdot \nabla \rho + J_p \cdot \nabla \rho_p + J_n \cdot \nabla \rho_n], \tag{2.27}$$

$$H_{sg} = -\frac{1}{16} (t_1 x_1 + t_2 x_2) J^2 + \frac{1}{16} (t_1 - t_2) (J_p^2 + J_n^2). \tag{2.28}$$

最后两项  $H_{so}$ ,  $H_{sg}$  来源于自旋轨道耦合项, 这两项也是壳修正来源。Mayer 和 Jensen 等人在 1949 年的研究证实, 由于核的单粒子势存在强的自旋轨道耦合作用, 使单粒子能级发生大的劈裂, 全部再现了实验的幻数[40]。这一部分的贡献在低能融合反应中, 特别是当弹靶的结构效应对反应结果影响比较大时, 将会十分重要。因此如何在 ImQMD 中自然地引入自旋轨道耦合部分的相互作用将对低能反应的动力学过程有非常重要的影响。而对于中高能反应, 由于反应体系激发能比较大, 自旋轨道部分可以忽略不计。

基于上述的 Skyrme 能量密度泛函, 我们对 ImQMD 进行了进一步的改进, 利用 Skyrme 势能密度泛函给出系统的势能, 并忽略自旋轨道耦合相互作用, 由 2.22、2.23、2.25、2.26 式, 可以将 Skyrme 势能密度泛函写为如下的形式:

$$\begin{aligned}
 V_{loc}(\rho(\mathbf{r})) &= \frac{\alpha}{2} \frac{\rho^2}{\rho_0^2} + \frac{\beta}{\gamma+1} \frac{\rho^{\gamma+1}}{\rho_0^\gamma} + \frac{g_{sur}}{2\rho_0} \\
 &+ \frac{g_{sur,iso}}{\rho_0} \left[ \nabla(\rho_n - \rho_p) \right]^2 \\
 &+ (A\rho^2 + B\rho^{\gamma+1} + C\rho^{8/3}) \delta^2 \\
 &+ g_{\rho\tau} \frac{\rho^{8/3}}{\rho_0^{5/3}}
 \end{aligned} \tag{2.29}$$

前两项分别为两体项（吸引项）、三体项（排斥项），第三项为表面项，第四项为表面对称能项，第五项是体对称能项，最后一项是  $H_{eff}$  项中的动量密度采用 Thomas-Fermi 近似，并忽略同位旋相关的动量相关项时得到的。通过对能量密度积分我们可以给出系统的能量。各项的系数可以由 Skyrme 相互作用的参数直接决定：

$$\alpha = \frac{3}{4} t_0 \rho_0, \tag{2.30}$$

$$\beta = \frac{1}{16} t_3 (\gamma+1) \rho_0^\gamma, \tag{2.31}$$

$$g_{sur} = \frac{1}{32} (9t_1 - 5t_2 - 4x_2 t_2) \rho_0 \tag{2.32}$$

$$g_{sur,iso} = -\frac{1}{32} [3t_1 (2x_1 + 1) + t_2 (2x_2 + 1)] \rho_0, \tag{2.33}$$

$$A = -\frac{t_0}{4} \left( x_0 + \frac{1}{2} \right), \tag{2.34}$$

$$B = -\frac{t_3}{24} \left( x_3 + \frac{1}{2} \right), \tag{2.35}$$

$$C = -\frac{t_1}{24} \left( \frac{3\pi^2}{2} \right)^{2/3} \Theta_{sym}, \tag{2.36}$$

$$g_{\rho\tau} = \frac{3}{80} [3t_1 + (5 + 4x_2)t_2] \left( \frac{3\pi^2}{2} \right)^{2/3} \rho_0^{5/3}, \quad (2.37)$$

其中  $\Theta_{sym} = 3t_1x_1 - t_2(4 + 5x_2)$ 。

为了研究核的基态性质，人们提出了很多套 Skyrme 参数。这些参数都能很好地描述常温常密条件下的核性质。但他们的无限核性质不可压缩系数  $K_\infty$ 、有效质量  $m^*/m$ 、对称能系数  $\alpha_s$  等存在很大的差别。因此，外推到高密情况下的核态方程 (EoS) 随密度变化差别很大，特别是对称能随密度的变化趋势的差别更是明显。不同的 Skyrme 参数对应着不同的 EoS，所以选取不同的 Skyrme 参数对核反应进行模拟，通过考察对 EoS 敏感的观测量我们就可以得到 EoS 的相关信息。表 2.1 给出了几种常用的 Skyrme 相互作用的参数，相对应的 ImQMD05 中的参数及饱和密度下对称核物质的性质列在表 2.2 中。

表 2.1 部分 Skyrme 有效相互作用参数

	<i>SkP</i>	<i>SkM*</i>	<i>Sly7</i>	<i>SIII</i>
$t_0(\text{MeVfm}^3)$	-2931.70	-2645.00	-2480.80	-1128.75
$t_1(\text{MeVfm}^5)$	320.618	410.00	461.29	935.00
$t_2(\text{MeVfm}^5)$	-337.409	-135.00	-433.93	95.00
$t_3(\text{MeVfm}^{3+3\sigma})$	18708.96	15595.00	13669.00	14000.00
$x_0$	0.29215	0.09	0.848	0.45
$x_1$	0.65318	0.00	-0.492	0.00
$x_2$	-0.53732	0.00	-1.000	0.00
$x_3$	0.19103	0.00	1.393	1.0
$\sigma$	1/6	1/6	1/6	1

通过积分不难给出系统的势能：

$$\begin{aligned}
 U \approx & \frac{\alpha}{2} \sum_{i=1}^A \frac{\langle \rho \rangle_i}{\rho_0} + \frac{\beta}{\gamma+1} \sum_{i=1}^A \frac{\langle \rho \rangle_i^\gamma}{\rho_0^\gamma} \\
 & + \frac{g_{sur}}{2\rho_0} \sum_{i=1}^A \sum_{j,j \neq i}^A \frac{1}{(4\pi\sigma_r^2)^{3/2}} \exp\left[-\frac{(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j)^2}{4\sigma_r^2}\right] \left[ \frac{3}{2\sigma_r^2} - \frac{(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j)^2}{4\sigma_r^4} \right] \\
 & + \frac{g_{sur,iso}}{\rho_0} \sum_{i=1}^A \sum_{j,j \neq i}^A t_i \cdot t_j \frac{1}{(4\pi\sigma_r^2)^{3/2}} \exp\left[-\frac{(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j)^2}{4\sigma_r^2}\right] \left[ \frac{3}{2\sigma_r^2} - \frac{(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j)^2}{4\sigma_r^4} \right], \\
 & + \sum_{i=1}^A \left( A \langle \rho \delta^2 \rangle_i + B \langle \rho^\gamma \delta^2 \rangle_i + C \langle \rho^{5/3} \delta^2 \rangle_i \right) \\
 & + \frac{g_{\rho\tau}}{\rho_0^{5/3}} \sum_{i=1}^A \langle \rho^{5/3} \rangle_i
 \end{aligned} \tag{2.38}$$

表格 2.2 与上述 Skyrme 参数相应的 ImQMD05 中的参数

	<i>SkP</i>	<i>SkM*</i>	<i>Sly7</i>	<i>SIII</i>
$\alpha(\text{MeV})$	-356.20	-317.40	-293.97	-122.75
$\beta(\text{MeV})$	303.03	248.96	215.03	55.19
$\gamma$	7/6	7/6	7/6	2
$g_{sur}(\text{MeVfm}^2)$	19.47	21.82	22.64	18.26
$g_{sur,iso}(\text{MeVfm}^2)$	-11.35	-5.45	-2.25	-4.94
$g_{\rho\tau}(\text{MeV})$	0.00	5.92	9.92	6.42
$\rho_\infty(\text{fm}^{-3})$	0.162	0.160	0.158	0.145
$\alpha_s(\text{MeV})$	30.66	30.68	32.62	28.78
$K_\infty(\text{MeV})$	200	216	229	354

其中,  $\langle \rho \rangle_i$  近似认为是除第  $i$  个核子外的所有其它核子在该点所贡献的平均密度之和,

$$\langle \rho \rangle_i = \frac{1}{(4\pi\sigma_r^2)^{3/2}} \sum_{j,j \neq i}^A \exp\left[-\frac{(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j)^2}{4\sigma_r^2}\right]. \tag{2.39}$$

由式 2.6, 不难得到体系的运动方程。对于体对称势部分, 当  $\gamma$  为非整数时, 很难得到对称能的解析表达式。因此我们利用了与文献[41]相同的方法, 即采用对称势而非对称能进行处理。对于对称势中含有  $A\rho^\gamma$  形式的对称能, 我们有如下的运动规律:

对于中子,

$$\dot{\mathbf{r}}_{i=n}^{sym} = 0; \quad (2.40)$$

$$\begin{aligned} \dot{\mathbf{p}}_{i=n}^{sym} = & -A\left\{\left[(\gamma-1)(\gamma-2)\delta_i^2 + 4(\gamma-1)\delta_i + 2\right]\langle\rho_n\rangle_i^{\gamma-1} \frac{\partial\langle\rho_n\rangle_i}{\partial\mathbf{r}_i} \right. \\ & \left. + \left[(\gamma-1)(\gamma-2)\delta^2 - 2\right]\langle\rho_n\rangle_i^{\gamma-1} \frac{\partial\langle\rho_p\rangle_i}{\partial\mathbf{r}_i} \right\}; \end{aligned} \quad (2.41)$$

对于质子,

$$\dot{\mathbf{r}}_{i=p}^{sym} = 0; \quad (2.42)$$

$$\begin{aligned} \dot{\mathbf{p}}_{i=p}^{sym} = & -A\left\{\left[(\gamma-1)(\gamma-2)\delta_i^2 - 4(\gamma-1)\delta_i + 2\right]\langle\rho_n\rangle_i^{\gamma-1} \frac{\partial\langle\rho_p\rangle_i}{\partial\mathbf{r}_i} \right. \\ & \left. + \left[(\gamma-1)(\gamma-2)\delta^2 - 2\right]\langle\rho_n\rangle_i^{\gamma-1} \frac{\partial\langle\rho_n\rangle_i}{\partial\mathbf{r}_i} \right\}; \end{aligned} \quad (2.43)$$

$\delta = (\rho_n - \rho_p)/\rho$  为同位旋不对称度,  $\delta_i = (\langle\rho\rangle_i^n - \langle\rho\rangle_i^p)/\langle\rho\rangle_i$  即第  $i$  个粒子所处位置的同位旋不对称度。而此处的  $A$  代表对称能中的  $A, B, C$  等系数,  $\gamma$  为对称能中各项相应的指数 1,  $\sigma+1, 5/3$ 。

另外, 我们对 Pauli 阻塞部分也进行了改进。在 Pauli 阻塞中严格区分了质子、中子, 并从两个方面进行了考虑。首先, 对量子体系, 位置与动量需满足测不准关系

$$\frac{4\pi}{3} r_{ij}^3 \cdot \frac{4\pi}{3} p_{ij}^3 \geq \frac{h^3}{8}. \quad (2.44)$$

对于不满足测不准关系的末态, 要将其阻塞。如何在半经典的量子分子动力学中有效地引入测不准关系, 对于某些碰撞过程敏感的物理问题有重要影响。其次, 对核子散射后的末态根据 Boltzmen-Uehling-Uhlenbeck 方程有以下的阻塞判据

$$P_{block} = 1 - (1 - P_i)(1 - P_j), \quad (2.45)$$

$P_i$ ,  $P_j$  表示  $i, j$  粒子散射后的末态被其它粒子占有的几率。 $i$  粒子的末态被其它粒子占有的几率为:

$$P_i = \sum_{j, j \neq i}^A \frac{1}{(\pi\hbar)^3} \exp\left[-\frac{(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j)^2}{2\sigma_r^2}\right] \exp\left[-\frac{(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j)^2}{2\sigma_p^2}\right] \quad (2.46)$$

此时  $P_{block}$  出了  $i, j$  两个粒子散射后的末态被阻塞的几率。

动量相关项对很多问题都有着重要影响。由于 ImQMD 模型中的能量密度泛函动能密度部分采用了 Thomas-Fermi 近似, 因而丢掉了显含动量的项, 因此, 为研究动量相关项的影响, 文献[28]中所使用的直接动量相关项  $U(\Delta p)\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}')$  被引入 ImQMD 中。其中

$$U(\Delta p) = 1.57 \left[ \ln(1 + 5 \times 10^{-4} \Delta p^2) \right]^2 \rho / \rho_0, \quad (2.47)$$

$$\Delta p = \mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_2. \quad (2.48)$$

上述公式中  $U(\Delta p)$  使用的单位为 MeV,  $\Delta p$  为 MeV/c。对于  $T=0$  时的核物质而言, 动量相关项对核态方程的贡献为

$$1.57 \ln \left[ 1 + 21.54 (\rho / \rho_0)^{2/3} \right] (\rho / \rho_0). \quad (2.49)$$

动量相关部分的两粒子相互作用能量为

$$\begin{aligned} U^{MD}(1,2) &= \int V^{MD}(1,2) \rho_1(\mathbf{r}) \rho_2(\mathbf{r}') d\mathbf{r} d\mathbf{r}' \\ &= \int t_4 \ln^2 \left[ 1 + t_5 (\mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_2)^2 \right] \rho_1(\mathbf{r}) \rho_2(\mathbf{r}) d\mathbf{r}, \quad (2.50) \\ &= t_4 \ln^2 \left[ 1 + t_5 (\mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_2)^2 \right] \frac{1}{(4\pi\sigma_r^2)^{3/2} \rho_0} \exp\left[-\frac{(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)^2}{4\sigma_r^2}\right] \end{aligned}$$

其中  $\Delta p$  量纲为 MeV/c 时,  $t_4=1.57\text{MeV}$ ,  $t_5=5 \times 10^{-4} \text{c}^2/\text{MeV}^2$ 。动量相关部分对体系能量的贡献为



$$U^{MD} = \frac{1}{2} \sum_{i,j} t_4 \ln^2 \left[ 1 + t_5 (\mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_2)^2 \right] \frac{1}{(4\pi\sigma_r^2)^{3/2} \rho_0} \exp \left[ -\frac{(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)^2}{4\sigma_r^2} \right], \quad (2.51)$$

由正则方程不难给出

$$\dot{\mathbf{r}}_i = \sum_{j, j \neq i} 4t_4 t_5 \ln \left( 1 + t_5 \Delta p_{ij}^2 \right) \frac{\Delta \mathbf{p}_{ij}}{1 + \Delta p_{ij}^2 t_5} \frac{1}{(4\pi\sigma_r^2)^{3/2} \rho_0} \exp \left[ -\frac{(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)^2}{4\sigma_r^2} \right], \quad (2.52)$$

$$\dot{\mathbf{p}}_i = \sum_{j, j \neq i} 2t_4 \ln^2 \left( 1 + t_5 \Delta p_{ij}^2 \right) \frac{(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j)}{4\sigma_r^2} \frac{1}{(4\pi\sigma_r^2)^{3/2} \rho_0} \exp \left[ -\frac{(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)^2}{4\sigma_r^2} \right]. \quad (2.53)$$

在考虑了动量相关项后，我们对中能重离子碰撞集体流的现象给出了较好的描述。

### 第三章 中低能区重离子反应的动力学研究

#### 3.1 中低能区核反应的动力学特点

目前，我们在实验室条件下研究核态方程的重要手段就是通过重离子碰撞来进行的，相比其他方法而言，重离子碰撞可以在实验室产生有限大小的高温高密度的核物质。因此，国际上很多实验室已经进行了相关的工作，其入射能量从 30A MeV-2A GeV，相应的密度变化区间可以从  $\rho_0$  到  $10\rho_0$ 。然而对于高能的重离子碰撞而言，由于反应体系大小有限，反应时间短 ( $10^{-23}$ - $10^{-22}$ s)，不足以建立任何平衡的理想条件。相比而言，中低能区重离子碰撞过程中反应体系会经历不同的反应阶段，比如压缩、膨胀、多重碎裂等过程，会涉及不同密度、不同同位素的核物质状态，因此非常适合于研究核物质状态方程。通过中能重离子碰撞来研究非对称核物质状态方程（主要是对称能密度依赖形式的确定），已经成为当前重离子碰撞研究的核心问题之一。

下面我们通过 ImQMD05，研究了  $^{70}\text{Zn} + ^{70}\text{Zn}$ ,  $^{64}\text{Zn} + ^{64}\text{Zn}$ ,  $^{64}\text{Ni} + ^{64}\text{Ni}$  这三个体系在入射能量为  $E=35\text{MeV/u}$  时，中低能重离子反应过程中反应体系的密度随时间的演化、反应产物的电荷分布、快度分布以及反应的碎裂特征等。

##### 3.1.1 中低能区核反应过程中反应体系的密度随时间的演化

中低能区重离子碰撞中，整个反应体系会经历一个压缩、膨胀、多重碎裂的过程。图 2 是 ImQMD05 计算给出反应系统  $^{64}\text{Ni} + ^{64}\text{Ni}$  在入射能量为  $35\text{MeV/u}$ ，碰撞参数  $b=4\text{fm}$  的条件下，某一典型事件随时间演化的密度等高图。图中所选用的对称势参数  $\gamma_i=0.5$ （对于对称势参数  $\gamma_i>0.2$  的情况而言，其密度分布没有太大差别）。从图中我们可以看到，在  $t\approx 60\text{fm/c}$ ，弹核与靶核开始接触，此后，两者之间的核子开始发生交换，形成一个低密度的脖子区。然后在  $t\approx 100\text{fm/c}$  时，整个体系被压缩至密度达到最大值。但是，相比较硬的对称势而言（比如  $\gamma_i=2.0$ ），当对称势较软的时候（比如  $\gamma_i=0.5$ ），体系所能达到的最大密度会更大，此时体系也会储存更多的能量。此后，体系开始膨胀，密度减小，

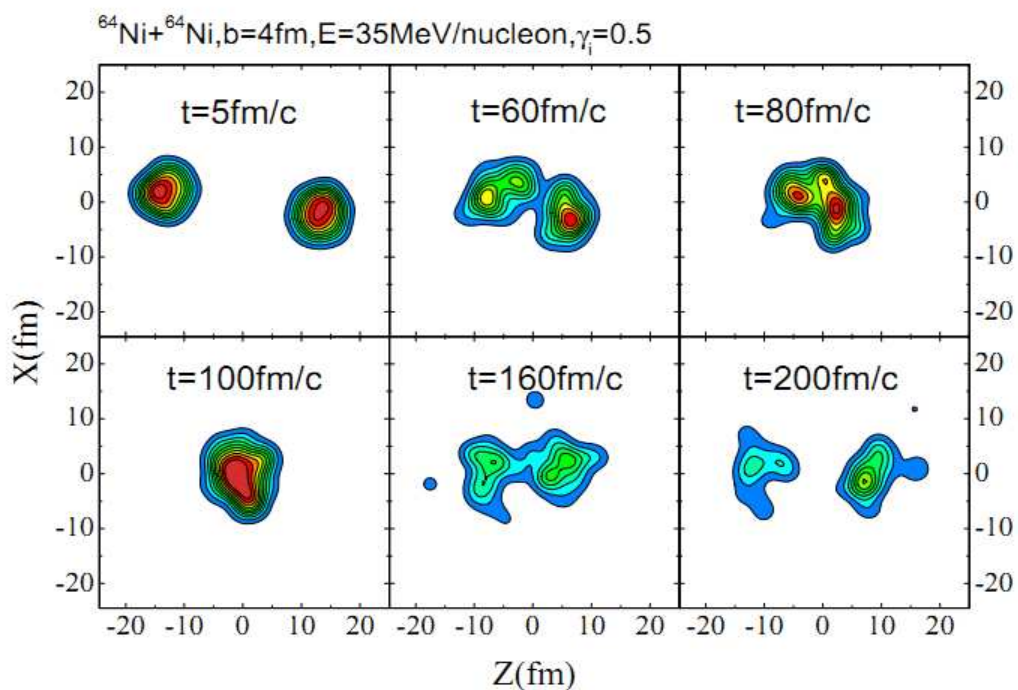


图 2: 系统  $^{64}\text{Ni} + ^{64}\text{Ni}$  在入射能量为 35MeV/u, 碰撞参数  $b=4\text{fm}$ , 对称式参数  $\gamma_i=0.5$  的反应条件下, 某一典型事件的密度随时间的演化图。

反应系统开始碎裂。另外, 软的对称势比硬的对称势更容易使体系碎裂, 相应轻碎块的多重数增加。在  $t \approx 160\text{fm/c}$  时, 弹核与靶核开始分离, 与此同时, 连接两者的低密度脖子区开始断裂形成碎块。弹靶之间的同位旋扩散也主要发生在 60~160fm/c 这段时间内。到反应后期, 两核完全分离, 剩下的类弹与类靶继续沿着它们各自的路径向前运动, 同时还作为发射源继续发射核子、轻带电粒子、以及中等质量碎块, 并残余相应的重碎块。

### 3.1.2 反应产物的电荷以及质量多重数分布

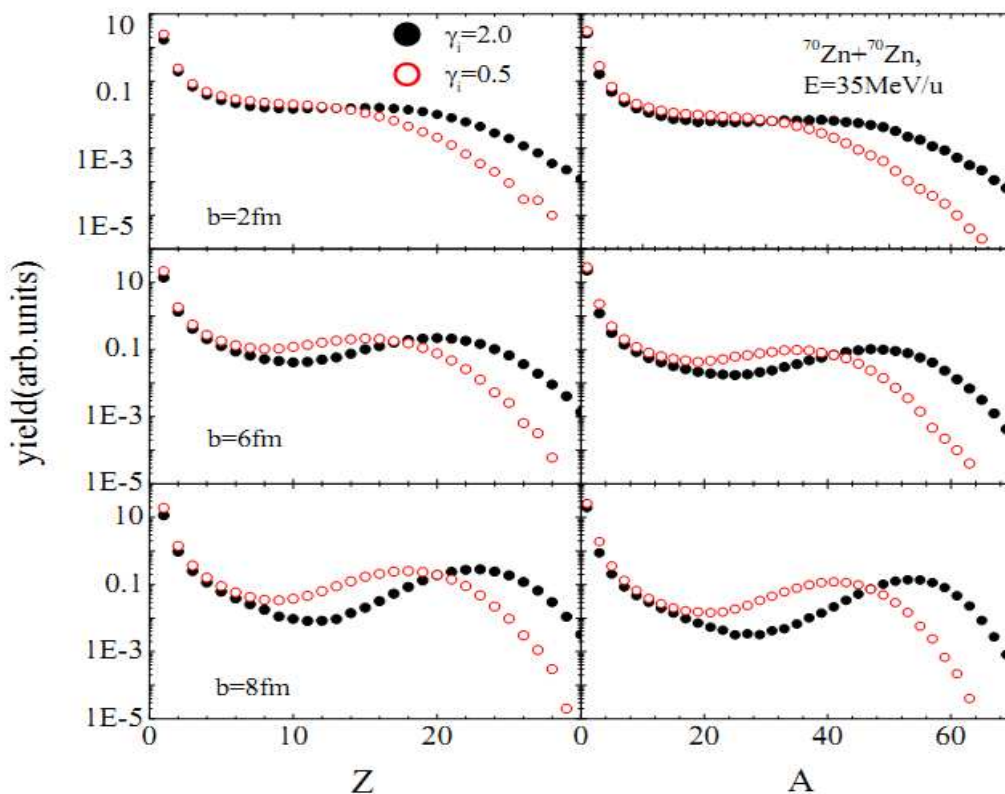


图 3: 系统  $^{70}\text{Zn} + ^{70}\text{Zn}$  在入射能量为  $35\text{MeV/u}$  时, 碰撞参数分别为  $2\text{fm}$ 、 $6\text{fm}$ 、 $8\text{fm}$  时, 反应产物的电荷多重数以及质量多重数分布, 图中实心圆圈代表对称势参数  $\gamma_i=2.0$ , 空心圆圈代表对称势参数  $\gamma_i=0.5$ 。

图 3 给出了系统  $^{70}\text{Zn} + ^{70}\text{Zn}$  在入射能量为  $35\text{MeV/u}$  时, 碰撞参数分别为  $2\text{fm}$ 、 $6\text{fm}$ 、 $8\text{fm}$  时, 反应产物的电荷多重数以及质量多重数分布。图中实心圆圈代表对称势参数  $\gamma_i=2.0$ , 空心圆圈代表  $\gamma_i=0.5$ 。从图中我们可以看到, 质量以及电荷的多重数分布依赖于对称势参数  $\gamma_i$ , 软的对称势参数对应的电荷以及质量的多重数分布比硬的对称势参数得到的更窄。这是由于计算中采用软的对称能密度依赖形式时, 碰撞中形成的高密区维持的时间要长于采用硬的对称能密度依赖形式所对应的情况, 因此, 当对称能较软的时候 ( $\gamma_i=0.5$ ), 碰撞所形成的高密区有更充足的时间进行能量交换, 从而使得反应体系在碎裂过程中能够产生更多的轻碎块以及中等质量碎块 ( $3 \leq Z \leq 10$ ), 因此软的对称势参数对应轻碎块的质量以及电荷的多重数会有所增加。另外, 我们还可以看到, 随着碰撞参数的增大, 反应中形成较重碎块的多重数明显增加。

### 3.1.3 中低能区核反应中碎块多重数随快度的分布

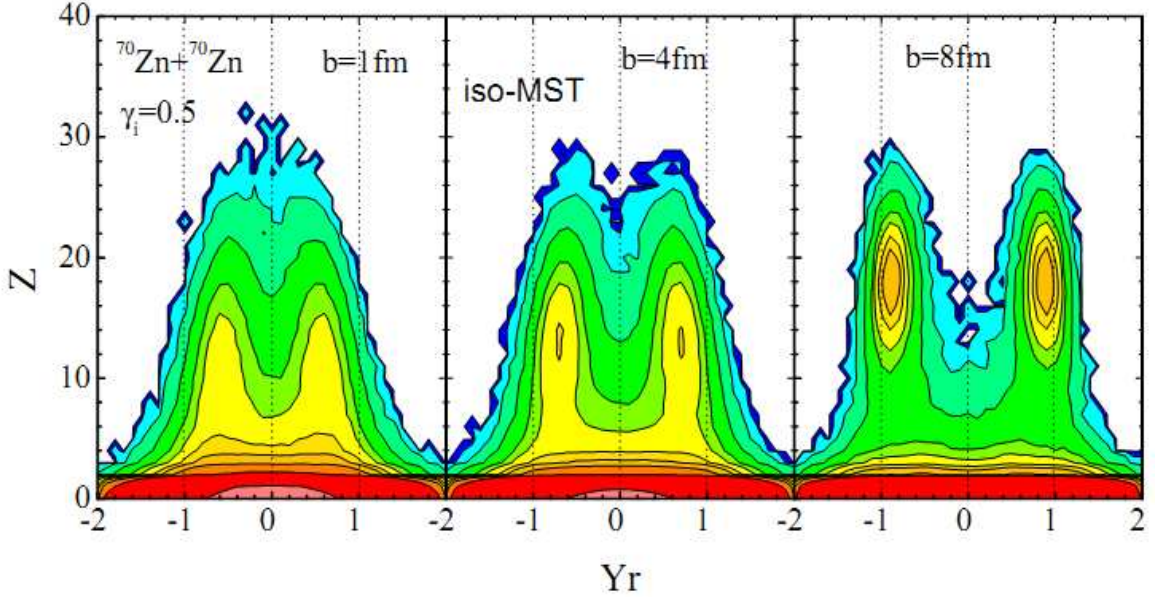


图 4: 系统  $^{70}\text{Zn} + ^{70}\text{Zn}$  在入射能量为  $35\text{MeV/u}$ , 碰撞参数分别为  $1\text{fm}$ 、 $4\text{fm}$ 、 $8\text{fm}$ , 对称势参数  $\gamma_i=0.5$  时, 电荷数为  $Z$  的碎块的多重数随快度  $Y_r$  分布的函数。

图 4 描述了系统  $^{70}\text{Zn} + ^{70}\text{Zn}$  在入射能量为  $35\text{MeV/u}$ , 碰撞参数分别为  $1\text{fm}$ 、 $4\text{fm}$ 、 $8\text{fm}$ , 对称势参数  $\gamma_i=0.5$  时, 电荷数为  $Z$  的碎块的多重数随快度  $Y_r$  (快度的定义见附录) 分布的函数。该图显示, 随着碰撞参数  $b$  增加, 中心快度区 ( $Y_r=0$ ) 附近所形成碎块的最大电荷数减小, 同时在弹区 ( $Y_r=1$ ) 和靶区 ( $Y_r=-1$ ) 附近形成两个大碎块, 并且随着碰撞参数的增加, 所形成大碎块的速度与弹核 (靶核) 的速度也越来越接近。当两核发生中心碰撞 ( $b=1\text{fm}$ ) 时, 所形成最大碎块的速度相比初始的弹核 (靶核) 的速度而言, 减少了  $40\%$ , 在中等碰撞  $b=4\text{fm}$  (擦边碰撞  $b=8\text{fm}$ ) 时速度减少了  $30\%$  ( $10\%$ ), 这些重碎块速度的减小与反应中有效的 N-N 相互作用以及核子-核子之间的碰撞频率有关[42, 24]。而那些带电量较小的轻碎块, 我们可以看到, 其在所有碰撞参数下的快度分布范围都很广。

### 3.1.4 中低能区核反应的碎裂机制

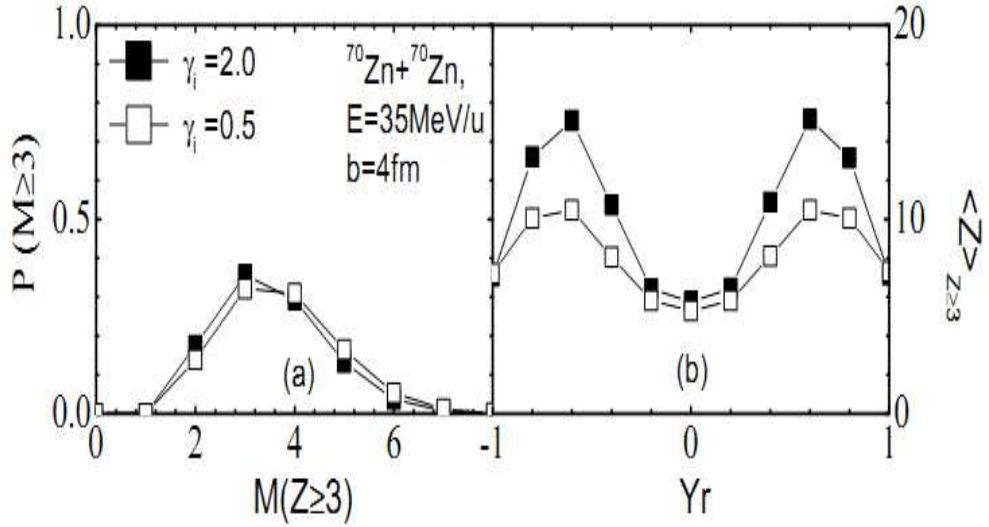


图 5: (a) 系统  $^{70}\text{Zn} + ^{70}\text{Zn}$  在入射能量为  $35\text{MeV/u}$ , 碰撞参数  $b=4\text{fm}$  的条件下, 反应产物的电荷数  $Z \geq 3$  的碎块的多重数分布, 其中实心表示  $\gamma_i=2.0$  的计算结果, 空心表示  $\gamma_i=0.5$ ; (b) 反应产物中电荷数  $Z \geq 3$  的碎块的平均电荷 (即  $\langle Z \rangle_{Z \geq 3}$ ) 随快度  $Y_r$  的分布。

在中能重离子碰撞中, 体系的多重碎裂是实验室观察到的一个显著特点, 它是指体系在反应过程中会产生多种中等质量碎块, 它与反应的碎裂机制有关。接下来我们利用 ImQMD05, 以  $^{70}\text{Zn} + ^{70}\text{Zn}$  在入射能量为  $35\text{MeV/u}$ , 碰撞参数  $b=4\text{fm}$  的条件下的反应为例, 说明该能区的中等碰撞参数下, 反应碎裂机制的特点, 如图 5 所示。图 5 (a) 描述了反应产物的电荷数  $Z \geq 3$  的碎块的多重数分布, 其中实心表示  $\gamma_i=2.0$  的计算结果, 空心表示  $\gamma_i=0.5$ 。计算结果显示, 该能区  $^{70}\text{Zn} + ^{70}\text{Zn}$  的中等碰撞参数下的反应中, 有 50% 左右的事件属于多重碎裂事件。在这里, 多重碎裂是指反应中电荷数  $Z \geq 3$  的碎块的多重数大于 3 (即  $M(Z \geq 3) > 3$ ,  $M(Z \geq 3)$  表示电荷数  $Z \geq 3$  的碎块的多重数, 而剩下 50% 则属于二重碎裂 ( $M(Z \geq 3)=2$ ) 和三重碎裂 ( $M(Z \geq 3)=3$ ) 事件。图 5 (b) 描述了反应产物中电荷数  $Z \geq 3$  的碎块的平均电荷 (即  $\langle Z \rangle_{Z \geq 3}$ ) 随快度  $Y_r$  的分布。我们知道, 当系统达到平衡的时候, 碎块在动量空间的分布具有等方位性,  $\langle Z \rangle_{Z \geq 3}$  在中心快度区  $Y_r=0$  附近将达到最大值。但是 ImQMD05 的计算结果显示,  $\langle Z \rangle_{Z \geq 3}$  在  $Y_r=0$  时最小, 其随着快度向前而增大。这也就意味着, 反应系统的透明度较高, 穿透性较强: 碎块越重, 其速度与束流的速度越接近。由于核子核子相互作用, 类弹的重碎块速度减小到  $Y_r=0.6$  附近。在下文中, 我们会进一步讨论反应的碎裂机制对反



应中轻带电粒子产物的影响。

### 3.2 轻带电粒子出射及其特点

在对中能重离子擦边碰撞以及半中心的研究中，人们发现出射粒子的一个重要来源是中心快度区，或者说是类弹与类靶之间的脖子区。通过对一些同位素进行区分的碎块进行分析以及对自由中子的检测，结果证实，丰中子核擦边反应能够形成丰中子的脖子区，而脖子区的碎裂则会导致中心快度区的中子-质子（ $N/Z$ ）比值会有所增加，或者丰中子轻带电粒子的发射。因此，脖子区出射产物能够为我们研究低密度的丰中子核物质提供了一个有效的途径[43]。理论模型已经显示，及脖子区轻带电粒子（LCPs）产物都可以用来探测核物质状态方程。由于对称势对中子排斥，对质子吸引，因此在对称势的影响下，出射轻带电粒子的产额分布会随着出射粒子中子含量的变化而有所不同。这里我们以  $p, d, t, {}^3\text{He}, {}^4\text{He}, {}^6\text{He}$  为例，说明入射能量为  $35\text{MeV/u}$  的反应条件下，轻带电粒子出射的特点。

#### 3.2.1 轻带电粒子的产额及其发射率随时间演化

图 6 显示了系统  ${}^{70}\text{Zn} + {}^{70}\text{Zn}$  在入射能量为  $35\text{MeV/u}$ ，碰撞参数  $b=4\text{fm}$  的反应条件下，轻带电粒子 ( $p, d, t, {}^3\text{He}, {}^4\text{He}$  以及  ${}^6\text{He}$ ) 在中心快度区 ( $0.0 \leq Y_r \leq 0.5$ ) 以及类弹区 ( $0.5 \leq Y_r \leq 1.5$ ) 的产额随时间演化的情况。红色表示对称势参数  $\gamma_i=2.0$ ，绿色代表对称势参数  $\gamma_i=0.5$ ，实线表示轻带电粒子在中心快度区 ( $0.0 \leq Y_r \leq 0.5$ ) 的产额，虚线部分代表类弹区 ( $0.5 \leq Y_r \leq 1.5$ ) 的产额 (图中类弹区的产额已经除以 2，以便于比较)。从图中我们可以发现， $p, d, t, {}^3\text{He}, {}^4\text{He}$  以及  ${}^6\text{He}$  的动力学发射主要是反应的早期阶段，并且这些轻带电粒子的发射时间与它们的质量也存在着一定的联系。出射粒子的质量越小，其发射时间也越早。我们以  $Z=1$  的同位素为例说明，质子 ( $p$ ) 开始出射的时间为  $t \approx 100\text{fm/c}$ ， $d$  则从  $t \approx 140\text{fm/c}$  开始出射，而  $t$  最晚，为  $t \approx 150\text{fm/c}$ ，而  $Z=2$  的同位素开始出射的时间也呈现出类似的规律。该图还显示，在  $t \approx 300\text{fm/c}$  以后，仍然有较多的  $p$  和  $d$  生成，而其它轻带电粒子的产额则基本上保持不变。这主要是反应后期仍处于激发态的类弹核与类靶核退激，继续发射  $p$  和  $d$  造成的。该图还显示，轻带电粒子在中心快度区的产额大于类弹区的产额，也就是说中心快度区是出射轻带电粒子的主要来源。

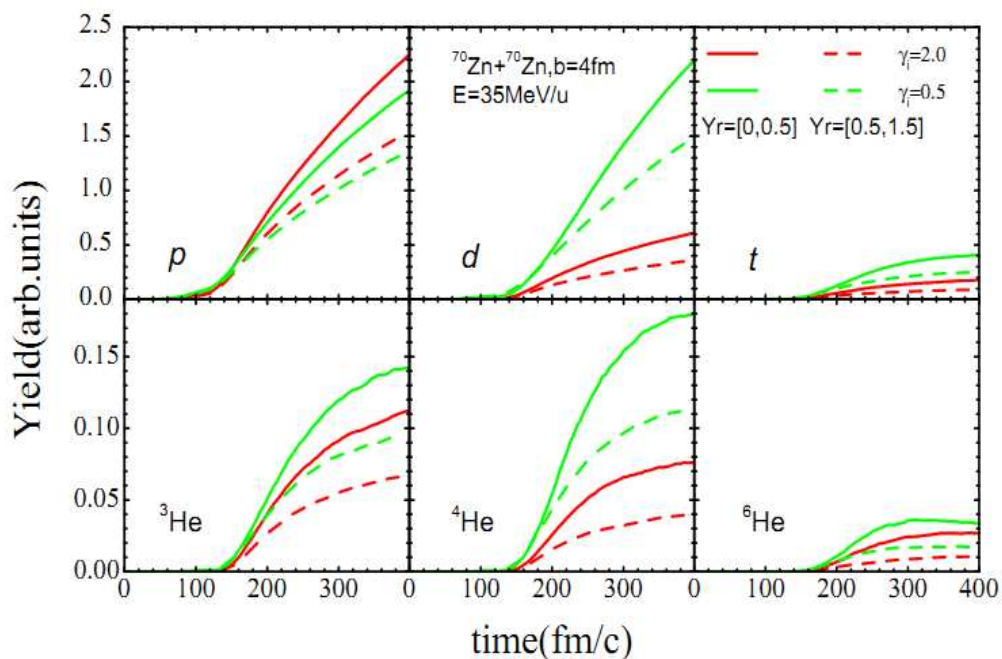


图 6: 系统  $^{70}\text{Zn} + ^{70}\text{Zn}$  在入射能量为  $35\text{MeV/u}$ , 碰撞参数  $b=4\text{fm}$  的反应条件下, 轻带电粒子 ( $p$ ,  $d$ ,  $t$ ,  $^3\text{He}$ ,  $^4\text{He}$  以及  $^6\text{He}$ ) 在中心快速区 ( $0.0 \leq Y_r \leq 0.5$ ) 以及类弹区 ( $0.5 \leq Y_r \leq 1.5$ ) 的产额随时间演化的情况。红色表示对称势参数  $\gamma_i=2.0$ , 绿色代表  $\gamma_i=0.5$ , 实线表示中心快速区  $0.0 \leq Y_r \leq 0.5$  产额, 虚线部分代表类弹区  $0.5 \leq Y_r \leq 1.5$  产额(其中类弹区的产额已经除以 2, 以便于比较)。

接下来我们讨论对称势对轻带电粒子的产额及其发射速率的影响。我们知道, 对称势对质子排斥, 对质子吸引, 因此, 出射轻带电碎块的产额及发射速率将直接与对称能的密度依赖形式相联系。我们的计算显示, 相比采用较硬的对称势 ( $\gamma_i=2.0$ ) 模拟的结果而言, 采用软的对称势 ( $\gamma_i=0.5$ ) 使反应系统发射出更多轻带电碎块 (质子除外), 也就是说  $\gamma_i=0.5$  时,  $d$ ,  $t$  以及 He 的产额与发射速率 (如图 7 所示) 都比  $\gamma_i=2.0$  大。相比而言, 采用硬的对称势与采用软的对称势对碰撞过程中质子的产额以及发射速率的影响就比较小了, 这是因为质子除了受核力的作用以外, 同时受到了库仑力的排斥作用, 对称能的效应被库仑作用抵消而造成的。而对于其它轻带电粒子 ( $d$ ,  $t$ , He) 来说, 对称能对其产额以及发射速率的影响就不容忽视了。在入射能量为  $35\text{MeV/u}$  的重离子反应中, 出射的轻带



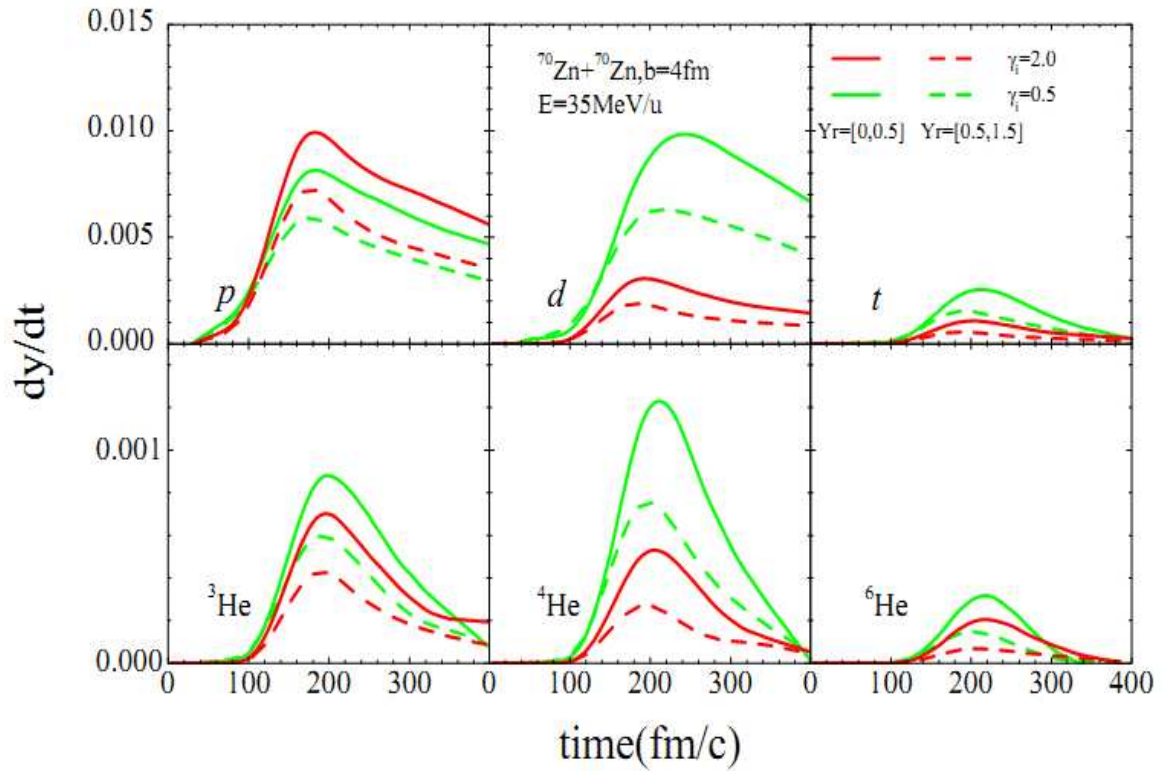


图 7: 系统  ${}^{70}\text{Zn} + {}^{70}\text{Zn}$  在入射能量为  $35 \text{ MeV/u}$ , 碰撞参数  $b=4 \text{ fm}$  的反应条件下, 轻带电粒子 ( $p$ ,  $d$ ,  $t$ ,  ${}^3\text{He}$ ,  ${}^4\text{He}$  以及  ${}^6\text{He}$ ) 在中心快速区 ( $0.0 \leq Y_r \leq 0.5$ ) 以及类弹区 ( $0.5 \leq Y_r \leq 1.5$ ) 的发射率随时间演化的情况。红色表示对称势参数  $\gamma_i=2.0$ , 绿色代表  $\gamma_i=0.5$ , 实线表示中心快速区  $0.0 \leq Y_r \leq 0.5$  产额, 虚线部分代表类弹区  $0.5 \leq Y_r \leq 1.5$  产额。

电碎块主要就是来源于体系在膨胀过程中形成的脖子区, 而此区域的密度低于饱和密度, 因此对称势参数越小, 对称能越大, 在对称能的作用下从脖子区出射的中子也就更多, 所以  $\gamma_i=0.5$  时, 除  $p$  以外的其他轻带电粒子的产额以及发射速率都比  $\gamma_i=2.0$  时要大。

### 3.2.2 轻带电粒子的产额随快度的分布及其对碰撞参数的依赖

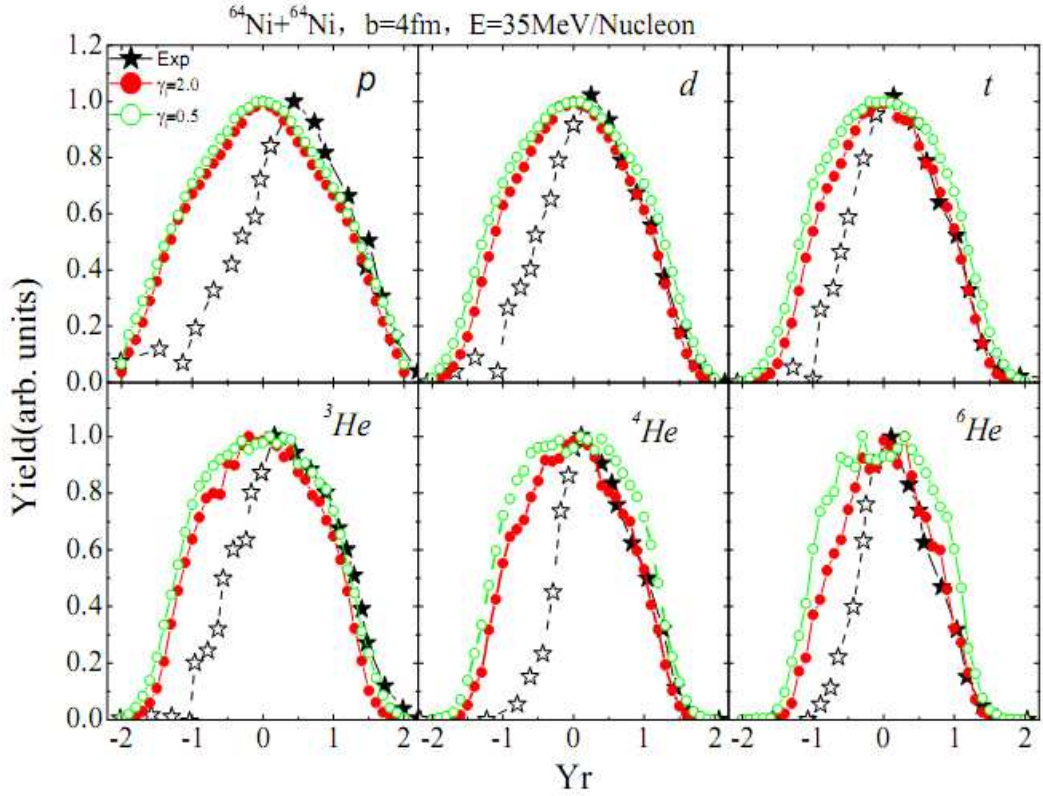


图 8: 系统  $^{64}\text{Ni} + ^{64}\text{Ni}$  在入射能量为 35MeV/u, 碰撞参数  $b=4\text{fm}$  的反应条件下, 轻带电粒子  $p, d, t, ^3\text{He}, ^4\text{He}$  以及  $^6\text{He}$  的产额随快度归一化的分布函数, 红色实心部分表示对称势参数  $\gamma_i=2.0$ , 绿色空心部分表示  $\gamma_i=0.5$ , 实验数据用黑色星形表示。

图 8 表示系统  $^{64}\text{Ni} + ^{64}\text{Ni}$  在入射能量为 35MeV/u, 碰撞参数  $b=4\text{fm}$  的反应条件下, 轻带电粒子  $p, d, t, ^3\text{He}, ^4\text{He}$  以及  $^6\text{He}$  的产额随快度归一化的分布函数。其中, 圆圈是 ImQMD05 通过 100,000 事件模拟计算的结果, 红色实心部分表示对称势参数  $\gamma_i=2.0$ , 绿色空心部分表示  $\gamma_i=0.5$ , 实验数据用黑色星形表示, 来源于文献[23]。分布所采用的归一化方法与该文献一致。我们的计算结果和实验数据都显示, 随着出射轻带电粒子(LCPs)质量增加, 产物的分布宽度随之减小, 这是由于碎块中核子的费米运动对质量较小的碎块运动的影响比对质量较大的碎块的运动影响更大。对于  $t$  与  $^3\text{He}$  而言, 二者质量相同, 但是  $t$  的分布宽度比  $^3\text{He}$  窄, 这是同位旋迁移机制造成的。

我们可以看到, ImQMD05 的计算结果可以很好地再现  $Y_r>0$  区域的实验数据, 尤其是当对称能较硬的时候, 结果符合得更好。对于  $Y_r<0$  的区域而言, 理论计算与实验数据之

间则存在着较为明显的差别。我们可以看到实验数据的分布在正的快度区间和负的快度区间存在着很明显的不对称性，这是因为实验在  $Y_r < 0$  区域（用空心星形表示）的探测效率较低而造成的，而理论计算中则不存在由于探测器效率在弹区和靶区不一致造成的这种轻碎块在分布上的不对称，在这里我们主要研究  $Y_r > 0$  区域。进一步来说，我们可以看出，理论计算得到的 LCPs ( $p, d, t, {}^3\text{He}, {}^4\text{He}$  以及  ${}^6\text{He}$ ) 的产额随快度分布是敏感于对称能的密度依赖形式的。相比于硬的对称能而言，当对称能较软的时候，反应系统更容易碎裂形成 LCPs，因此，此时 LCPs 的快度分布会比对称能较硬的时候更宽。从图中我们可以看到，不管是从理论计算还是从实验上来看，我们都可以发现，所有同位素的产额 ( $p, d, t, {}^3\text{He}, {}^4\text{He}$  以及  ${}^6\text{He}$ ) 在中心快度区  $Y_r=0$  附近都达到了最大值，在靠近弹区（或者靶区）的时候产额会明显减小。

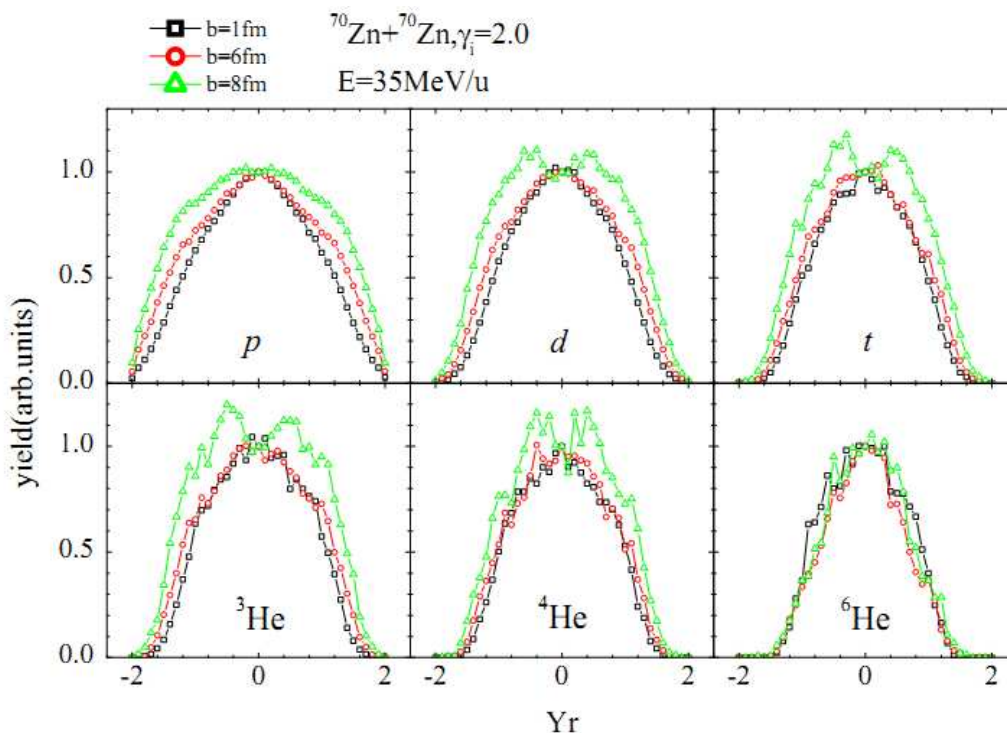


图 9: 系统  ${}^{70}\text{Zn} + {}^{70}\text{Zn}$  在入射能量为  $35\text{MeV/u}$ ，对称势参数  $\gamma_i=2.0$ ，碰撞参数  $b$  分别为  $1\text{fm}$ 、 $6\text{fm}$  和  $8\text{fm}$  的条件下，轻带电粒子归一化的产额随快度分布的特点。

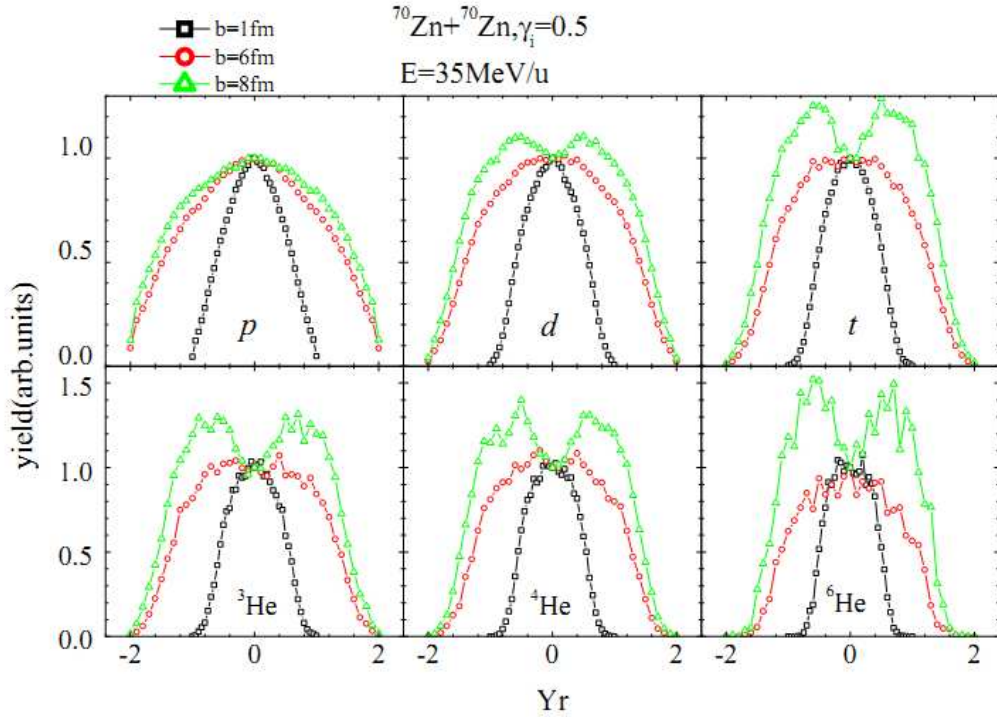


图 10: 系统  $^{70}\text{Zn} + ^{70}\text{Zn}$  在入射能量为  $35\text{MeV/u}$ , 对称势参数  $\gamma_i=0.5$ , 碰撞参数  $b$  分别为  $1\text{fm}$ 、 $6\text{fm}$  和  $8\text{fm}$  时, 轻带电粒子归一化的产额随速度分布的特点。

图 9 与图 10 表示系统  $^{70}\text{Zn} + ^{70}\text{Zn}$  在入射能量为  $35\text{MeV/u}$ , 碰撞参数  $b$  分别为  $1\text{fm}$ 、 $6\text{fm}$  和  $8\text{fm}$  时, 轻带电粒子归一化的产额随速度分布的特点, 其中图 9 是对称势参数  $\gamma_i=2.0$  的结果, 图 10 是对称势参数  $\gamma_i=0.5$  的计算结果。从图中我们可以看出, 在计算中无论采取何种对称势参数, 轻带电粒子的产额随速度的分布都会随着碰撞参数的增加而变宽, 并且随着碰撞参数的增加, 轻带电粒子的产额在弹区 ( $Y_r=1$ ) 与靶区 ( $Y_r=-1$ ) 附近逐渐出现极大值。但是当采取软的对称势参数 ( $\gamma_i=0.5$ ) 的时候, 轻带电粒子的产额分布随碰撞参数的这种变化趋势更明显。这是由于当碰撞参数增大的时候, 碰撞的剧烈程度减弱, 出射碎块的速度与束流的速度也更接近, 并且当对称能较软的时候, 反应系统的穿透性更强。

### 3.3 中等快速度区丰中子轻带电粒子出射增强的研究

为了进一步研究对称能的密度依赖形式对轻带电粒子这种增强的中心快速度区发射的影响, 我们将轻带电粒子的中心快速度区与类弹区的相对产额定义为如下形式:



$$R_{\text{yield}}^{\text{mid}} = \frac{2 \cdot \text{Yield}(0.0 \leq Yr \leq 0.5)}{\text{Yield}(0.5 \leq Yr \leq 1.5)}$$

其中， $\text{Yield}(0.0 \leq Yr \leq 0.5)$  是出射轻带电粒子在中心快速区的产额， $\text{Yield}(0.5 \leq Yr \leq 1.5)$  是类弹区的产额。根据  $R_{\text{yield}}^{\text{mid}}$  的定义可知， $R_{\text{yield}}^{\text{mid}}$  值越大，对应的轻带电粒子的产额随快速度分布越窄， $R_{\text{yield}}^{\text{mid}}$  值越小，对应的轻带电粒子的产额随快速度的分布越宽。接下来，我们就利用 ImQMD05 来研究输运理论中的反应的碰撞参数、对称能的密度依赖形式、碎块判定方法以及反应的碎裂机制等对反应中轻带电粒子在中心快速度区的相对产额  $R_{\text{yield}}^{\text{mid}}$  的影响。

### 3.3.1 轻带电粒子在中心快速度区的相对产额对碰撞参数的依赖

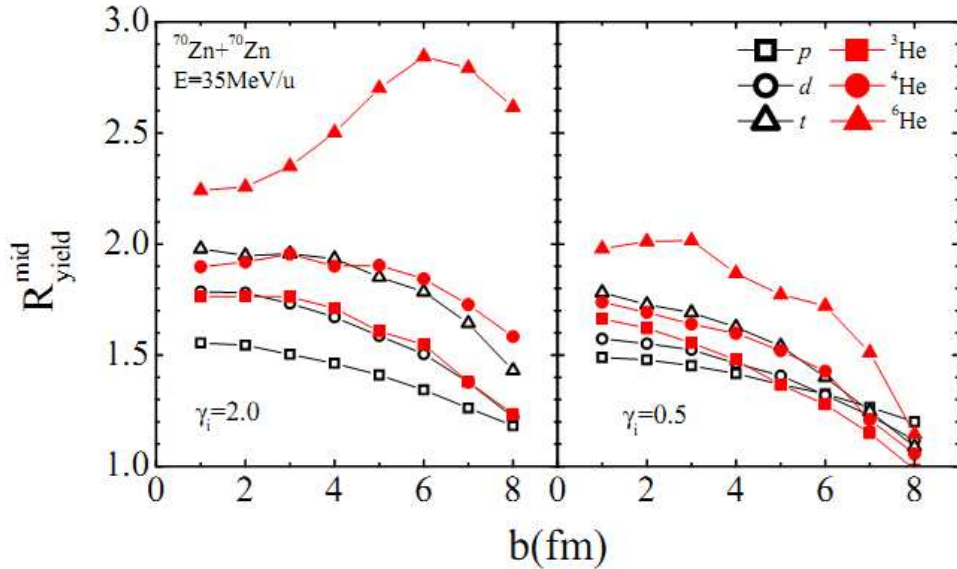


图 11: 系统  $^{70}\text{Zn} + ^{70}\text{Zn}$  在入射能量为  $35\text{MeV/u}$  的条件下，出射轻带电粒子在中心快速度区的相对产额  $R_{\text{yield}}^{\text{mid}}$  对碰撞参数  $b$  的依赖函数，左边是对称势参数  $\gamma_i=2.0$  的计算结果，右边是  $\gamma_i=0.5$  得到的结果。

我们利用 ImQMD05 研究了系统  $^{70}\text{Zn} + ^{70}\text{Zn}$  在入射能量为  $35\text{MeV/u}$  的条件下，出射轻带电粒子在中心快速度区的相对产额  $R_{\text{yield}}^{\text{mid}}$  对碰撞参数  $b$  的依赖函数。如图 11 所示，左边是

对称势参数  $\gamma_i=2.0$  的计算结果，右边是  $\gamma_i=0.5$  得到的结果。从图中可以看出，不论是采取软的还是硬的对称势参数，除  ${}^6\text{He}$  以外的其它轻带电粒子在中心快度区的相对产额都随着碰撞参数的增大而减小，而对于  ${}^6\text{He}$  而言，当采取较硬的对称势参数的时候，其在中心快度区的相对产额  $R_{\text{yield}}^{\text{mid}}$  的值随碰撞参数的增加，有一峰值出现，在碰撞参数  $b \approx 6\text{fm}$  时，达到最大值。这是同位旋迁移机制与费米运动共同作用的结果。

同位旋迁移现象是指质子和中子由于密度梯度的存在，朝相反方向运动。也就是说中子倾向于往低密的脖子区运动，而质子则会往密度更高的区域（饱和密度附近），比如说类弹区运动。在饱和密度以下，同位旋迁移机制是敏感于对称能的密度依赖形式的，对称能越硬，同位旋迁移越强[23]，形成的脖子区就越丰中子，这一点可以通过轻带电碎块在中心快度区的相对产额  $R_{\text{yield}}^{\text{mid}}$  体现出来。图 11 显示，在相同碰撞参数下，对称能越硬，轻带电粒子(质子除外)在中心快度区的相对产额  $R_{\text{yield}}^{\text{mid}}$  越大。对于同种元素而言，随着其丰中子程度增加，对应的  $R_{\text{yield}}^{\text{mid}}$  的值也增大。即便是质量数相同的  ${}^3\text{H}$ ,  ${}^3\text{He}$ ，由于  ${}^3\text{H}$  所含中子数更多（两个中子），所以对应的  $R_{\text{yield}}^{\text{mid}}$  比  ${}^3\text{He}$  大。研究显示，该能区的重离子碰撞反应中，同位旋扩散效应在中等碰撞参数时是最明显的，也就是说，中等碰撞参数下的轻带电粒子所对应的  $R_{\text{yield}}^{\text{mid}}$  最大，这一点可以从对称势参数  $\gamma_i=2.0$  时， ${}^6\text{He}$  对应的  $R_{\text{yield}}^{\text{mid}}$  的值随碰撞参数  $b$  的变化看到，即  $R_{\text{yield}}^{\text{mid}}$  在中等碰撞参数( $b \approx 6\text{fm}$ )时出现了最大值。而其他轻带电粒子对应的  $R_{\text{yield}}^{\text{mid}}$  值随碰撞参数的变化却看不出这一点，这是由于  $p, d, t, {}^3\text{He}$  以及  ${}^4\text{He}$  的所含核子数较少且其相应的同位旋不对称度也不是很大，其分布受核子费米运动影响较大的结果。至于对称势参数  $\gamma_i=0.5$  时，由于对应的对称能较软，同位旋扩散不是很强，所以  ${}^6\text{He}$  在中心快度区的相对产额，即相应的  $R_{\text{yield}}^{\text{mid}}$  值随碰撞参数的增加而减小。

### 3.3.2 利用中心快度区丰中子轻带电粒子出射增强约束对称能

从前面的研究中我们可以看出，在中能区重离子碰撞反应中，轻带电粒子在中心快度区的相对产额  $R_{\text{yield}}^{\text{mid}}$  是敏感于对称能的密度依赖形式的。在输运理论中，研究不同的核物质状态方程对于重离子碰撞观测量的影响主要是通过改变核子--核子相互作用参数（或者核

子所处势场的参数)来实现的。因此,在不同的输运理论模型中,关于对称能密度依赖形式的改变主要是通过改变对称势的参数,即改变 $\gamma_i$ 的值来实现的。

我们知道,在输运理论模型的计算中,初始核的性质和稳定时间是会影响计算结果的。对于中低能反应,从图 2 可以看出,在 $t \approx 200 \text{fm}/c$ 左右时,反应就大致结束了,并且能量越低,反应时间越长。而粒子(碎片)的发射可发生在反应的任一阶段,所以初始核的好坏直接影响出射中子、质子数以及与此相关所有观测量的计算结果。因此,这就要求我们在计算时所选取的初始核至少需要稳定一定的时间,在初始阶段没有或者很少粒子发射。为了得到可靠的对称能约束,我们对初始核进行了严格的筛选。通过抽样选取了满足以下两个条件的初始核:1、初始核的均方根半径变化在 10%以内;2、初始核的稳定时间大于 $100 \text{fm}/c$ 。在抽取稳定核基础上进一步考虑了势场以及不同的碎块判断机制对轻带电粒子出射的影响。

在抽取稳定核的基础上,我们改变了对称能密度依赖形式,即改变对称势参数,选取了一系列对称势参数( $\gamma_i=0.5, 0.75, 1.0, 2.0$ )利用 ImQMD05 进行模拟计算,研究不同势场对轻带电粒子出射的影响,以便进一步明确对称能的密度依赖形式。

图 12 显示了 $^{64}\text{Zn} + ^{64}\text{Zn}$ , $^{64}\text{Ni} + ^{64}\text{Ni}$ , $^{70}\text{Zn} + ^{70}\text{Zn}$ 这三个系统在入射能量 $E=35 \text{MeV}/u$ ,碰撞参数 $b=4 \text{fm}$ 的反应条件下,对称势参数 $\gamma_i$ 分别为 0.5, 0.75, 1.0, 2.0 时,出射轻带电粒子在中心快速区的相对产额 $R_{\text{yield}}^{\text{mid}}$ 随碎块质量与电荷乘积 $AZ$ 变化的函数。图中红色空心部分是 ImQMD05 在反应时间 $t=400 \text{fm}/c$ 的计算结果,蓝色实心部分是实验数据,来源于[23]。由于丰中子的脖子区存在同位旋迁移,从图中我们可以看到,对同种元素而言, $R_{\text{yield}}^{\text{mid}}$ 的值随着元素中所含中子数目增加而增大,中子含量越多, $R_{\text{yield}}^{\text{mid}}$ 的值越大。进一步来说, $R_{\text{yield}}^{\text{mid}}$ 随 $AZ$ 的变化是敏感于对称能的密度依赖形式的,对称能越硬,对于同种元素而言,所对应的 $R_{\text{yield}}^{\text{mid}}$ 随 $AZ$ 变化的斜率越大,这是因为硬的对称能意味着更强的同位旋迁移效应,这与 SMF 模型[44]计算得到的结论是一致的。

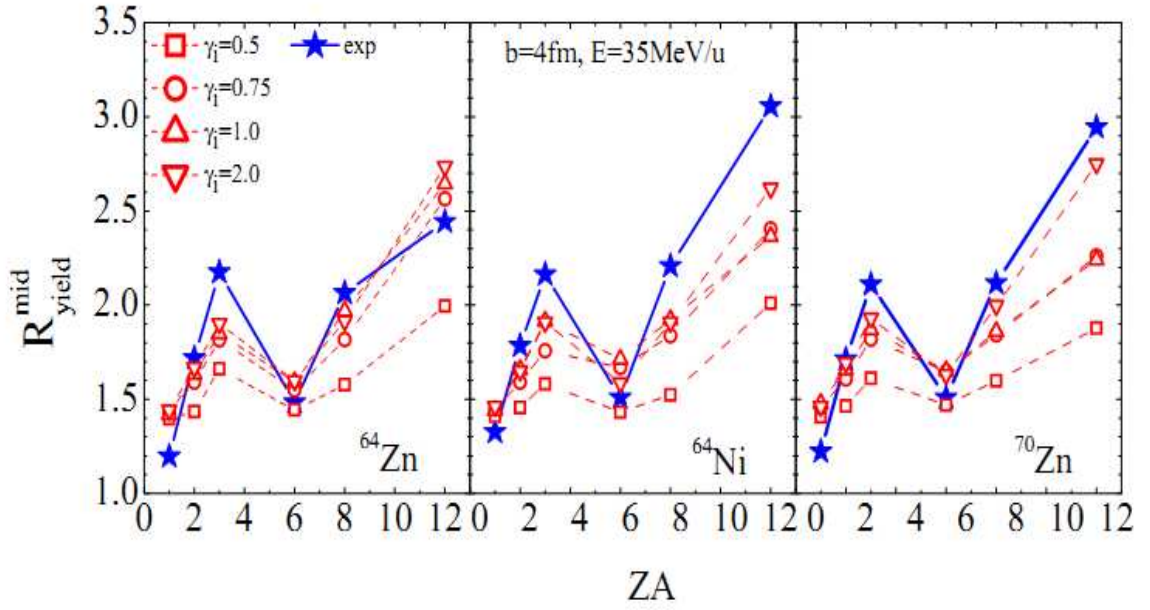


图 12:  $^{64}\text{Zn} + ^{64}\text{Zn}$ ,  $^{64}\text{Ni} + ^{64}\text{Ni}$ ,  $^{70}\text{Zn} + ^{70}\text{Zn}$  这三个系统在入射能量  $E=35\text{MeV/u}$ , 碰撞参数  $b=4\text{fm}$  的反应条件下, 对称势参数  $\gamma_i$  分别为 0.5, 0.75, 1.0, 2.0 时, 出射轻带电粒子在中心快速区的相对产额  $R_{\text{yield}}^{\text{mid}}$  随碎块质量与电荷乘积  $AZ$  变化的函数, 图中红色空心部分是 ImQMD05 在反应时间  $t=400\text{fm/c}$  的计算结果, 蓝色实心部分是实验数据。

与实验数据相比, ImQMD05 可以较好的再现系统  $^{64}\text{Zn} + ^{64}\text{Zn}$  出射轻带电粒子的  $R_{\text{yield}}^{\text{mid}}$  随  $AZ$  变化的情况, 但是对于  $^{64}\text{Ni} + ^{64}\text{Ni}$ ,  $^{70}\text{Zn} + ^{70}\text{Zn}$  这两个丰中子系统而言, 我们计算所得的  $R_{\text{yield}}^{\text{mid}}$  总体上要小于实验值, 特别是  $^3\text{H}$ ,  $^6\text{He}$ 。这可能是来源于碰撞参数选取方法差异, 我们在输运理论计算中采用的是固定碰撞参数  $b=4\text{fm}$ , 而实验则是采用多重数分布确定碰撞参数[23]。通过与实验数据比较, 我们可以明确的排除较软 ( $\gamma_i=0.5$ ) 的对称能密度依赖形式。



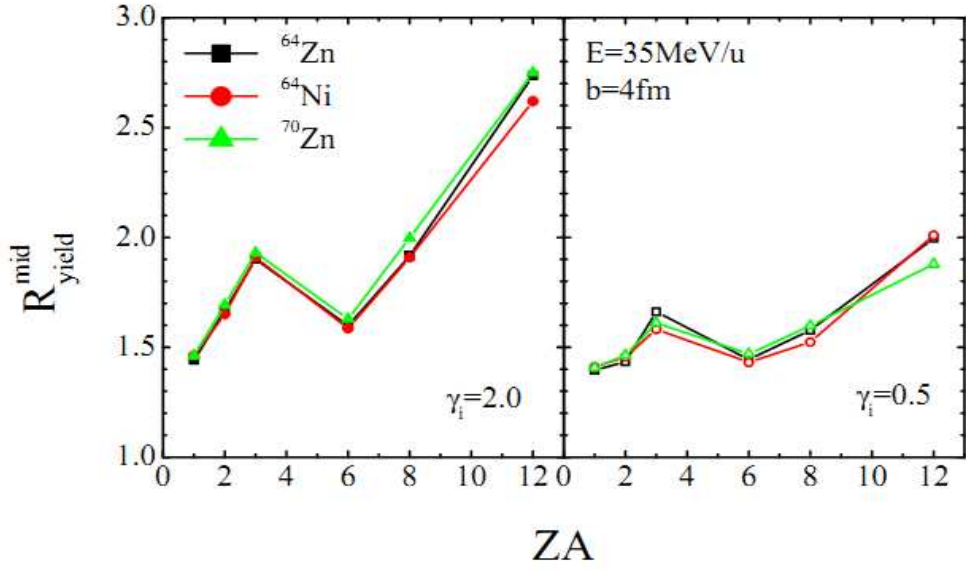


图 13:  $^{64}\text{Zn} + ^{64}\text{Zn}$ ,  $^{64}\text{Ni} + ^{64}\text{Ni}$ ,  $^{70}\text{Zn} + ^{70}\text{Zn}$  这三个系统在入射能量  $E=35\text{MeV/u}$ , 碰撞参数  $b=4\text{fm}$  的反应条件下, 出射轻带电粒子在中心快度区的相对产额  $R_{\text{yield}}^{\text{mid}}$  随反应系统同位旋不对称度变化的情况, 其中实心图标表示对称势参数  $\gamma_i=2.0$ , 空心部分表示对称势参数  $\gamma_i=0.5$ 。

图 13 显示了  $^{64}\text{Zn} + ^{64}\text{Zn}$ ,  $^{64}\text{Ni} + ^{64}\text{Ni}$ ,  $^{70}\text{Zn} + ^{70}\text{Zn}$  这三个系统在入射能量  $E=35\text{MeV/u}$ , 碰撞参数  $b=4\text{fm}$  的反应条件下, 出射轻带电粒子在中心快度区的相对产额随反应系统同位旋不对称度变化的情况, 其中实心图标表示对称势参数  $\gamma_i=2.0$ , 空心部分表示对称势参数  $\gamma_i=0.5$ 。我们知道, 就三个反应系统的同位旋不对称度的关系而言, 依次为  $\delta_{^{64}\text{Zn}} < \delta_{^{64}\text{Ni}} < \delta_{^{70}\text{Zn}}$ 。实验数据显示, 对于丰中子程度最高的  $^6\text{He}$ , 相比其他个反应系统,  $^{64}\text{Zn} + ^{64}\text{Zn}$  在中心快度区的相对产额  $R_{\text{yield}}^{\text{mid}}$  明显要小, 如图 R-ZA 所示, 也就是说在缺中子的反应系统中, 丰中子轻带电粒子的中心快度区发射将会受到抑制。但是 SMF 模型和我们在 ImQMD05 的计算都表明, 无论采取何种对称能密度依赖形式, 都无法得再现这一规律。实验和理论上的这个问题还需要我们做进一步的研究。

### 3.3.3 同位旋相关的碎块判断

在输运理论中, 碎块的判断对于我们重现中能区重离子反应的实验数据是非常重要的

的，比如电荷分布、双中子质子之比等等。在 **ImQMD** 模型中，判断核子是否属于同一个碎块通常采用的是最小树展开的判断方法。其主要思想是，将所有的相对动量小于某一判断值  $P_0=200\text{MeV}/c$ ，相对位置小于某一距离  $R_0=3.5\text{fm}$  的核子都认为属于同一个碎块， $P_0$  与  $R_0$  的大小主要是通过考虑核力的力程以及与实验数据的比较来确定的。该方法在描写碎块的电荷分布、出射核子的中子质子之比、中等质量碎块的多重数等方面都取得了很大的成功。但是该方法在一些细节的描写上还存在问题，比如，其所给的核子的多重数普遍偏多而轻带电粒子的多重数普遍偏小。为解决这个问题，人们又发展了其他方法，比如 **ECRA**, **SACA**, **MSTB** 等等，对计算结果也有所改进，但是这些方法对于 **MST** 的同位旋依赖效应没有进行详细的探讨。即使采用不同的对称能密度依赖形式，输运理论中对重离子反应中丰中子同位素产额方面的描写仍然不好，输运理论中存在的这些问题都应该在碎块判断的过程中加以解决。

在利用最小判定树 (**MST**) 方法进行碎块判断时，核子间的最大距离要小于  $R_0(3.5\text{fm})$ ，在这一点上并没有对质子、中子进行区分，是同位旋无关的。但实际上，考虑到 1) 原子核中子皮、中子晕等性质，以及 2) 中子仅受核力作用不同的是，质子除了核力外，同时还受到了库仑排斥力的作用，因此我们在碎块判断时，考虑到质子与中子在实际受力上的差异，采用了 Yingxun Zhang 提出的同位旋相关的最小判定树 (**iso-MST**) [45] 方法，具体操作方法是： $R_0^{nn} = R_0^{np} = 6.0\text{fm}$ ,  $R_0^{pp} = 3.0\text{fm}$ 。在本文中，如果没有特殊说明，所有结果均为采用同位旋相关的最小判定树 (**iso-MST**) 方法进行碎块判断所得。

接下来，我们同时用 **MST** 和 **iso-MST** 两种方法对中能重离子反应中，产物的电荷多重数分布以及轻带电粒子的出射进行了分析对比。

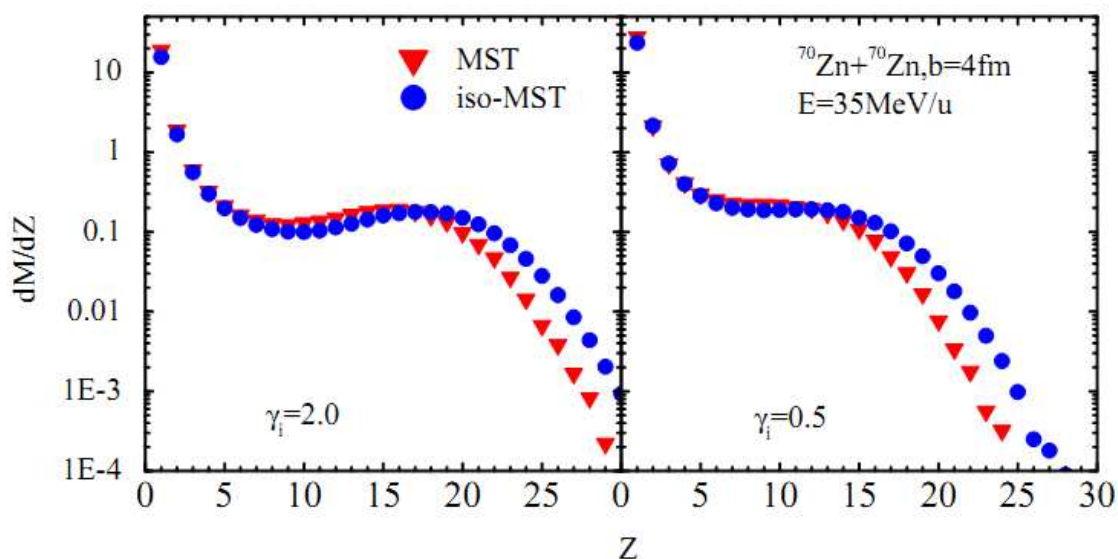


图 14: 系统  $^{70}\text{Zn} + ^{70}\text{Zn}$  在入射能量为  $35\text{MeV/u}$ , 碰撞参数  $b=4\text{fm}$  的反应条件下, 反应产物的电荷多重数分布。图中红色三角代表同位旋无关的最小判定树方法 (MST) 计算所得结果, 蓝色圆圈是同位旋依赖的最小判定树方法 (iso-MST) 的结果, 左边表示对称势参数  $\gamma_i=2.0$ , 右边表示  $\gamma_i=0.5$ 。

图 14 显示了系统  $^{70}\text{Zn} + ^{70}\text{Zn}$  在入射能量为  $35\text{MeV/u}$ , 碰撞参数  $b=4\text{fm}$  的反应条件下, 反应产物的电荷多重数分布。图中红色三角代表同位旋无关的最小判定树方法 (MST) 计算所得结果, 蓝色圆圈是同位旋依赖的最小判定树方法 (iso-MST) 的结果, 左边表示对称势参数  $\gamma_i=2.0$ , 右边表示  $\gamma_i=0.5$ 。由于在利用 iso-MST 进行碎块判断时,  $R_0^m$  与  $R_0^p$  要比  $R_0^{pp}$  大, 导致其计算结果与 MST 相比, 轻带电粒子的多重数减小, 而重碎块的多重数增加。以  $\gamma_i=0.5$  ( $2.0$ ) 为例, iso-MST 计算得到的电荷  $Z=1$  的碎块电荷多重数与 MST 相比, 减少了 18%(21%), 而  $Z \geq 13$  ( $Z \geq 18$ ) 的碎块多重数明显增大。因此, 采用 iso-MST 与 MST 这两种不同的碎块判定方法, 对反应产物电荷多重数分布有一定的影响。

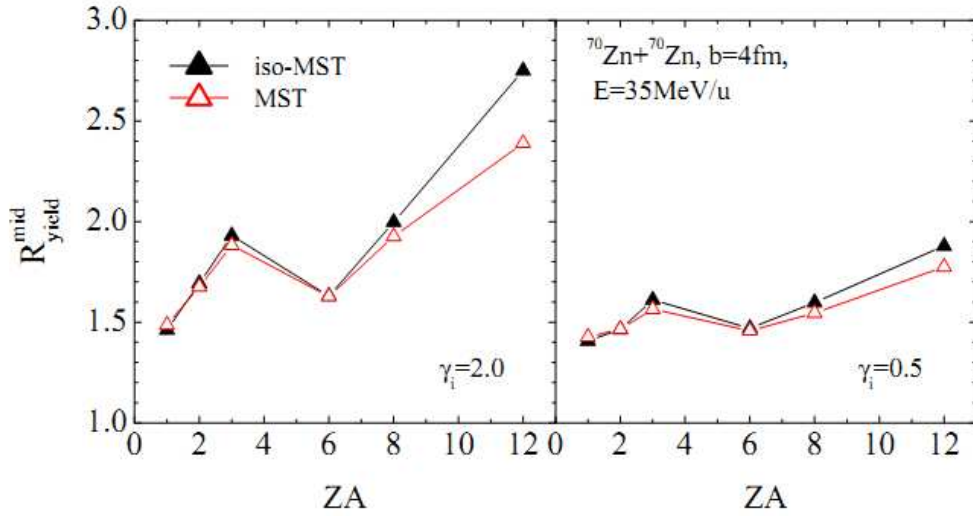


图 15: 系统  $^{70}\text{Zn} + ^{70}\text{Zn}$  在入射能量  $E=35\text{MeV/u}$ , 碰撞参数  $b=4\text{fm}$  的反应条件下, 出射轻带电粒子在中心快度区的相对产额  $R_{\text{yield}}^{\text{mid}}$  随碎块的质量数与电荷乘积  $AZ$  变化的函数。图中黑色实心三角形是 iso-MST 计算的结果, 红色空心三角形是 MST 计算结果, 左边表示对称势参数  $\gamma_i=2.0$ , 右边代表对称势参数  $\gamma_i=0.5$ 。

图 15 显示了系统  $^{70}\text{Zn} + ^{70}\text{Zn}$  在入射能量  $E=35\text{MeV/u}$ , 碰撞参数  $b=4\text{fm}$  的反应条件下, 分别采用 MST 与 iso-MST 这两种分析方法时, 出射轻带电粒子在中心快度区的相对产额  $R_{\text{yield}}^{\text{mid}}$  随碎块的质量数与电荷乘积  $AZ$  变化的函数。图中黑色实心三角形是 iso-MST 计算的结果, 红色空心三角形是 MST 计算结果, 左边表示对称势参数  $\gamma_i=2.0$ , 右边代表对称势参数  $\gamma_i=0.5$ 。从图中我们可以看到, 无论对称能的密度依赖形式取何种形式, 相比 MST 而言, 当采用同位旋相关的最小判定树 (iso-MST) 方法判定碎块时, 轻带电粒子在中心快度区的相对产额, 即  $R_{\text{yield}}^{\text{mid}}$  的值, 随出射轻带电粒子丰中子程度不同, 其变化趋势不一样, 具体来说, 丰中子同位素的  $R_{\text{yield}}^{\text{mid}}$  则增大。

我们以对称势参数  $\gamma_i=2.0$  ( $0.5$ ) 为例, 对于质子, 采用 iso-MST 方法时,  $R_{\text{yield}}^{\text{mid}}$  值为 1.423 (1.407), 而采用 MST 时,  $R_{\text{yield}}^{\text{mid}}$  值则为 1.486 (1.427), 相比采用 MST 方法而言, 减少了 1.6% (1.4%), 对于丰中子的  $t$ , 采用 iso-MST 方法时,  $R_{\text{yield}}^{\text{mid}}$  为 1.930 (1.611), 采用 MST 时则为 1.882 (1.565), 相比 MST, 采用 iso-MST 方法则增大了 2.49% (2.85%)。对于丰中子

程度最高的  ${}^6\text{He}$ ，采用 iso-MST 方法会使  $R_{\text{yield}}^{\text{mid}}$  的值增大 13.13% (5.53%)。

总体而言，同位旋依赖的最小判定树(iso-MST)方法对我们成功描写轻带电粒子中心快速度区增强以及发展同位旋相关的输运方程等有重要的意义。

### 3.3.4 反应中碎裂机制对轻带电粒子出射的影响

从中低能区核反应的动力学特点中我们可以看到，该能区  ${}^{70}\text{Zn} + {}^{70}\text{Zn}$  的中等碰撞参数下的反应中，有 50%左右的事件属于多重碎裂 ( $M(Z \geq 3) > 3$ ) 事件，剩下 50%属于二重碎裂 ( $M(Z \geq 3) = 2$ ) 和三重碎裂 ( $M(Z \geq 3) = 3$ ) 事件。下面我们就来讨论反应中不同的碎裂机制对轻带电粒子出射的影响。

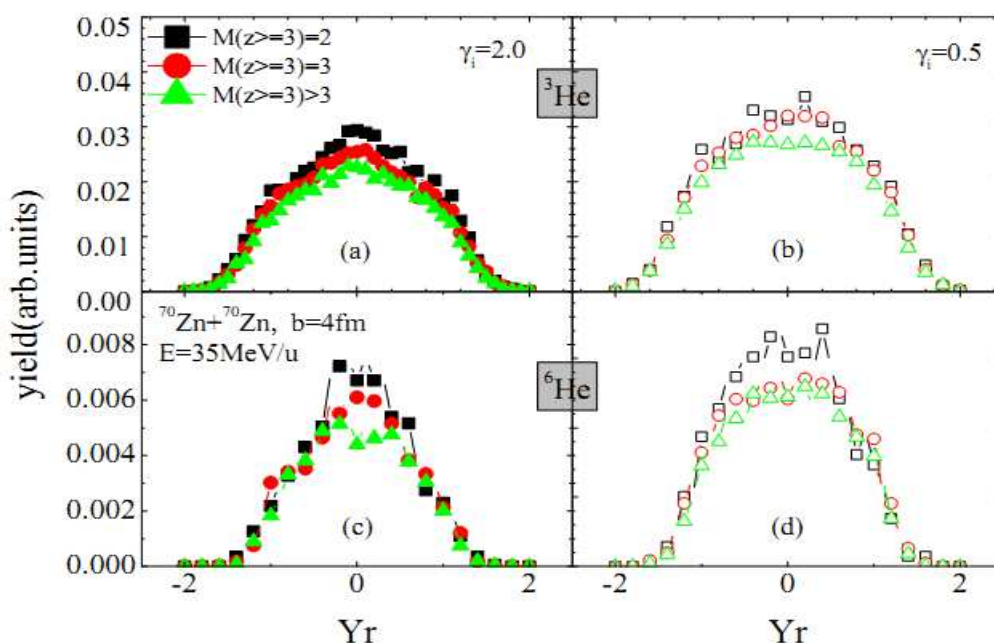


图 16: 系统  ${}^{70}\text{Zn} + {}^{70}\text{Zn}$  在入射能量  $E=35\text{MeV/u}$ ，碰撞参数  $b=4\text{fm}$  的反应条件下，不同的碎裂机制所对应的  ${}^3\text{He}$  与  ${}^6\text{He}$  这两种轻带电粒子的产额随快速度分布的函数。其中图(a)与图(b)是  ${}^3\text{He}$  在 2.0 与 0.5 这两种对称势参数下，其产额随快速度的分布，图(c)与图(d)是  ${}^6\text{He}$  所对应的产额随快速度分布函数。左边表示对称势参数  $\gamma_i=2.0$ ，右边表示对称势参数  $\gamma_i=0.5$ 。

图 16 是系统  ${}^{70}\text{Zn} + {}^{70}\text{Zn}$  在入射能量  $E=35\text{MeV/u}$ ，碰撞参数  $b=4\text{fm}$  的反应条件下，不同的碎裂机制所对应的  ${}^3\text{He}$  与  ${}^6\text{He}$  这两种轻带电粒子的产额随快速度分布的函数。其中图(a)与图(b)是  ${}^3\text{He}$  在 2.0 与 0.5 这两种对称势参数下，其产额随快速度的分布，图(c)与图(d)是  ${}^6\text{He}$

所对应的产额随速度分布函数。左边表示对称势参数  $\gamma_i=2.0$ ，右边表示对称势参数  $\gamma_i=0.5$  图中的产额对事件数进行了归一。从图中可以看到，不论我们在计算中采取何种对称能密度依赖形式，二重碎裂 ( $M(Z\geq 3)=2$ ) 事件所对应的  ${}^3\text{He}$  与  ${}^6\text{He}$  在中心快度区的差额明显要高于多重碎裂 ( $M(Z\geq 3)>3$ ) 事件。以对称势参数  $\gamma_i=2.0$  为例，二重碎裂机制所对应的  ${}^3\text{He}$  在中心快度区  $Y_r=0$  附近的产额比多重碎裂机制要高出 35%。在同位旋迁移机制的作用下，丰中子的轻带电粒子在不同碎裂机制下对应产额的差别则更大，例如二重碎裂机制所对应的  ${}^6\text{He}$  在中心快度区  $Y_r=0$  附近产额比多重碎裂机制下高出了 70%。因此，二重碎裂事件中，轻带电粒子在中心快度区的产额比其他事件更多，也就是说，相比其他事件而言，二重碎裂事件更有利丰中子轻带电粒子增强的中心快度区发射。

## 第四章 总结与展望

本文主要利用 ImQMD05 研究了中低能区核反应的动力学特点以及反应中轻带电粒子出射特点等。首先我们通过模型对中能(35MeV/u)重离子反应的密度随时间演化情况、反应产物的电荷以及质量多重数分布、反应形成的碎块在动量空间的分布规律以及该能区中等碰撞参数 ( $b=4\text{fm}$ ) 的反应条件下, 系统的反应机制特点等进行了研究。研究显示:

(1)、在入射能量为 35MeV/u 的重离子反应中, 弹核与靶核在反应时间  $t\approx 60\text{fm}/c$  时开始接触,  $t\approx 100\text{fm}/c$  整个系统密度被压缩至最大, 然后体系开始膨胀, 形成低密度脖子区。在  $t\approx 160\text{fm}/c$  脖子区断裂并发射轻带电粒子, 剩下类弹核与类靶核沿着各自路径继续向前运动, 同时并不断发射出自由核子以及质量较小的轻碎块。在弹区与靶区附近形成两个大的碎块, 随着碰撞参数增加, 这两个大碎块的质量以及电荷数也随着增加, 并且其速度随着碰撞参数的增加而越来越接近弹核(靶核)的速度。

(2)、该能区中等碰撞参数 ( $b=4\text{fm}$ ) 的反应条件下, 大约有 50% 的事件属于二重碎裂和三重碎裂, 剩下 50% 则属于多重碎裂事件, 而不同碎裂机制对出射轻带电粒子产物分布等有较大影响。

接下来, 我们利用 ImQMD05 研究了该能区中等碰撞参数的反应条件下, 反应产物中轻带电粒子的出射特点以及影响轻带电粒子出射的各种因素, 结论主要有以下几点:

(1)、轻带电粒子 ( $p, d, t, {}^3\text{He}, {}^4\text{He}$  以及  ${}^6\text{He}$ ) 的产额在中心快度区  $Y_r=0$  附近都达到最大值, 在靠近弹区(或者靶区)的时候明显减小, 即轻带电粒子主要是在中心快度区发射的, 并且随着轻带电粒子丰中子程度增加, 其在中心快度区的发射也会增强, 我们用轻带电粒子在中心快度区的相对产额  $R_{\text{yield}}^{\text{mid}}$  来衡量这种增强的中心快度区发射。结果显示  $R_{\text{yield}}^{\text{mid}}$  的值敏感于对称能的密度依赖形式, 对称能越硬, 同种元素的  $R_{\text{yield}}^{\text{mid}}$  值随  $AZ$  变化的斜率越大。通过一系列对称势参数( $\gamma_i=0.5, 0.75, 1.0, 2.0$ )计算, 并与实验值比较, 我们发现( $\gamma_i>0.5$ )的对称能密度依赖形式能够较好的再现实验数据。

(2)、反应的碎裂机制也会影响轻带电粒子的出射的速度分布。结果显示, 二重碎裂事件中轻带电粒子在中心快度区的产额明显高于多重碎裂事件, 这种差别主要来源于同位旋迁移机制。二重碎裂与三重碎裂的几率占 50% 左右, 而剩余的事件为多重碎裂。这些计算表明, 该能区的反应系统比较透明。

此外在我们的工作中还需要进一步的深入，比如如何理解在实验与理论关于丰中子程度较大的反应系统中，丰中子的轻带电粒子在中心快度区的强烈增强，从而体现出的系统同位旋依赖的问题。



## 参考文献

- [1] J.M.Lattimer, et.al., Phys.Rev.Lett. **66**, (1991)2701.
- [2] I.E.Lagaris and V.R.Pandharipande, Nucl.Phys.**A369**, (1981) 470.
- [3] M.Prakash, et.al., Phys.Rev.Lett. **61**, (1988) 2581.
- [4] O.Sjöberg, Nucl.Phys.A. **222**, (1974) 161.
- [5] I.Bombaci and U.Lombardo, Phys.Rev.C **44**, (1991) 1892.
- [6] C.H.Lee, T.T.S. Kuo, G.Q. Li, and G.E.Brown, Phys.Rev.C **57** (1998) 3488.
- [7] B. A. Brown, Phys,Rev,Lett, 85: 5296(2000)
- [8] P. Danielewicz, R. Lacey, and W. G. Lynch, Science 298, 1592 (2002).
- [9] P. Danielewicz, J. Lee, Nucl.Phys.A 818, 36(2009)
- [10] Ning Wang and Min Liu, Phys.Rev.C 81, 067302(2010).
- [11] A. Klimkiewicz et al., Phys. Rev. C 76, 051603 (2007).
- [12] L.W. Chen, C.M. Ko, B.A. Li and J. Xu, Phys.Rev.C **82**, 024321(2010).
- [13] Min Liu, Ning Wang, Zhuxia Li and Feng-shou Zhang, Phsy.Rev.C82, 064306(2010).
- [14] B.Li, L.W. Chen, C.M. Ko, Phys. Rep 464, 113 (2008).
- [15] W.G. Lynch, M.B.Tsang, Yingxun Zhang, et al., Progress in Particle and Nuclear Physics, 2009, 62:427
- [16] C. Fuchs and H. H. Wolter, Eur. Phys. J. A. **30**, 5 (2006).
- [17] A. Steiner et al., Phys. Rep. 411, 325 (2005).
- [18] M. B. Tsang, Y. Zhang, P. Danielewicz, M. Famiano, Z. Li, W. G. Lynch, and A. W. Steiner, Phys. Rev. Lett. 102, 122701 (2009).
- [19] Y. Zhang, P. Danielewicz, M. Famiano, Z. Li, W. G. Lynch, and M. B. Tsang, Phys. Lett., B664, 145 (2008).
- [20] L. W. Chen, C. M. Ko, B. A. Li, Phys. Rev. C 72, 064309 (2005).
- [21] B. Li, C. Ko, and Z. Ren, Phys. Rev. Lett. 78, 1644(1997).
- [22] M. A. Famiano et al., Phys. Rev. Lett. 97, 052701 (2006).
- [23] Z. Kohley, L.W. May, S. Wuenschel, et.al., Phys.Rev.C83, 044601(2011).
- [24] Yingxun Zhang, D.D.S. Coupland, P. Danielewicz, et.al., Phys.Rev.C **82**, 024602 (2012).
- [25] D.D.S.Coupland, W.G.Lynch, M.B.Tsang, Yingxun Zhang, Phys.Rev.C **84**, 054603(2011).
- [26] Zhang Yingxun. The isospin effect in heavy ion collisions at intermediate energy and the studies on the Equation of State (Doctoral Thesis). Beijing: China Institute of Atomic Energy, 2005(in Chinese).
- (张英逊. 中能重离子反应中的同位旋效应及核态方程的研究(博士毕业论文). 北京: 中国原子能科学研究院, 2005.)
- [27] J. Aichelin, G. Peilert, et.al., Phys.Rev.C. **37**(1988) 2451.
- [28] J. Aichelin, A. Rosenhauer, G. Peilert, H. Stöcker, W. Greiner, Phys.Rev.Lett. **58**(1987) 1926.
- [29] P. Carruthers, F. Zachariasen, Rev.Mod.Phys. **55**(1983)245.
- [30] Ning Wang, Zhuxia Li, Xizhen Wu, Phys.Rev.C **65**, (2002)064608.

- [31] Ning Wang, Zhuxia Li, Xizhen Wu, Phys.Rev.C **69**, (2004) 034608.
- [32] David H. Boal and James N. Glosi, Phys.Rev.C **38** (1988) 1870.
- [33] Toshiki Maruyama, Koji Niita and Akira Iwamoto, Phys.Rev.C **53** (1996) 297.
- [34] Massimo Papa, Toshiki Maruyama and Aldo Bonasera, Phys.Rev.C **64**(2001) 024612.
- [35] Ch.Hartnack, Rajeev k.Puri and J.Aiehlin, Eur. Phys.J.**A1** (1998) 151.
- [36] Toshiki Maruyam, Adlo Bonasera, et.al., Eur.phys.J.**A41** (2002)191.
- [37] M.Beiner, H.Flocard, Nguyen Van Giai and P. Quentin, Nucl.Phys.A **238** (1975) 29.
- [38] E.Chabanat, P.Bonehe, P.Haensel, et.al., Nuel.Phys.A **627** (1997) 710.
- [39] D.Vautherin and D.M.Brink, Phys.Rev.C **3** (1976) 626.
- [40] 胡济民, 杨伯君, 郑春开, 原子能出版社, 1993
- [41] V.S.Uma Maheswari et.al., Phys.Rev.C **57** (1998) 922.
- [42] Liu T.X., Lynch W.G., Tsang M.B., et al., Phys.Rev, C **76**(2007) 34603.
- [43] S. Kowalski, J. B. Natowitz, S. Shlomo, Phys.Rev.C **75**, 014601 (2007).
- [44] J. Rizzo et al, Nucl. Phys. A 806, 79 (2008).
- [45] Yingxun Zhang, Zhuxia Li, Chengshuang Zhou, M. B. Tsang, Phys. Rev. C **85**, 051602 (2012).

## 附录A 关于快度

对于高能反应过程，有可能产生很多粒子，我们为了研究的方便将其简化为  $a+b \Rightarrow c + \text{任何物质}$ ，当我们集中注意在  $c$  上而不管“任何物质”是由什么东西组成时，这就是一个单举反应的研究。对于该反应的描述，我们可以利用曼德斯坦变量  $s$ ,  $p_{\perp}$  以及  $x = 2p^*/\sqrt{s}$ ，其中  $p^*$  是在质心系统中  $c$  的动量。同样，我们也可以利用另一组变量  $s$ ,  $p_{\perp}$  以及  $y$ 。 $y$  即快度，它具有以下的物理意义：找一个参考系使其平行于  $p_{\parallel}$  的  $z$  轴运动。在此系统中  $c$  仅有横动量，这个系统在实验室坐标系中以速度  $\beta$  在运动，于是

$$y = \tanh^{-1} \beta \quad (\text{A.1})$$

为  $c$  相对于实验室坐标系的快度。在此参考系中只有横动量， $c$  的能量为

$$w_c^2 = m_c^2 + p_{\perp}^2 \quad (\text{A.2})$$

$w_c$  定义为横向质量。

$K'$  坐标系为沿平行于  $p_{\parallel}$  的  $z$  轴，以速度  $\beta$  运动，且在该坐标系中  $c$  仅具有横动量。我们可以建立  $c$  相对于实验室坐标系的快度与其他变量之间的一些重要的关系。由于  $y = \tanh^{-1} \beta$ ，我们有

$$p'_{\perp} = p_{\perp}$$

$$p'_{\parallel} = w_c \sinh y \quad (\text{A.3})$$

$$E' = w_c \cosh y \quad (\text{A.4})$$

从一坐标系  $K$  变化到另一坐标系  $K'$ ，快度的变化为  $y' = y + u$ ，其中  $u = \tanh^{-1} \beta'$ ，并且  $\beta'$  为  $K'$  坐标系相对于  $K$  坐标系的速度。在任何坐标系中  $c$  的总能量为

$$E = (m_c^2 + p_{\perp}^2 + p_{\parallel}^2)^{1/2} = (w_c^2 + p_{\parallel}^2)^{1/2} = w_c \gamma = w_c \cosh y \quad (\text{A.5})$$

并且它的  $p_{\parallel} = w_c \beta \gamma = w_c \sinh y$ 。快度与其它的动力学变量的联系为

$$y = \tanh^{-1} \left( \frac{p_{\parallel}}{E} \right) = \frac{1}{2} \log \frac{E + p_{\parallel}}{E - p_{\parallel}} = \log \frac{E + p_{\parallel}}{w_c} \quad (\text{A.6})$$

从入射粒子与  $c$  轨迹间的夹角  $\theta$  可以得出快度的一个简单的几何意义，很明显，

$p_{\perp}/p_{\parallel} = \tan \theta$ ，如果  $p_{\perp}^2 \gg m_c^2$ ，从上式可以给出

$$y \cong -\log \tan\left(\frac{\theta}{2}\right) \quad (\text{A.7})$$

## 发表文献目录

- [1] Effects of isospin dependent cluster recognition in HIC observables, Yingxun Zhang, Zhuxia Li, Chengshuang Zhou, M. B. Tsang, Phys. Rev. C **85**, 051602 (2012).
- [2] Fragmentation mechanism and enhanced mid-rapidity emission for neutron-rich Light Charged Particles, Yingxun Zhang, Chengshuang Zhou, Jixian Chen, Ning Wang, Zhuxia Li, **submitted to Phys.Lett.B.**
- [3] Fragmentation mechanism and enhanced mid-rapidity emission for neutron-rich Light Charged Particles, Chengshuang Zhou, Yingxun Zhang, Jixian Chen, Ning Wang, Zhuxia Li, **Nucl. Struc.China 2012.**

## 致 谢

借此机会真诚的感谢多年来关心和帮助我的老师、同学和朋友们！首先，非常感谢我的导师王宁教授在我攻读硕士学位期间对我学业上的指导和生活上的关怀。

本论文是我在中国原子能科学研究院物理所进行联合培养学习期间，在张英逊老师的细心指导下完成的，非常感谢张老师在此期间对我的教导和帮助，同时还要感谢物理所的李祝霞、吴锡真研究员以及赵凯、卢晓华副研究员在我联合培养期间，对我生活上的关心和学习上的帮助。李老师严谨的治学态度、吴老师幽默的言语，都给我留下了深刻的印象。

同时还要感谢我的室友丁赛香、唐露、刘帅以及同组的邓洋鸽、陈佶贤在我外出学习期间，帮我处理学校的各种事务，让我在外能够安心地学习。

最后，我要深深地感谢我的父母和姐妹多年来对我一如既往的支持和鼓励，正是有了他们的无私奉献和鼓励，才使我顺利的完成了学业。

本工作得到国家自然科学基金（项目号：11075215，10979023，10875031，11005022，10235030）以及国家基础研究计划（项目号：2007CB209900）的资助。

衷心感谢所有给予我关怀、帮助和支持的人们！

## 论文独创性声明

本人郑重声明：所提交的学位论文是本人在导师的指导下进行的研究工作及取得的成果。除文中已经注明引用的内容外，本论文不含其他个人或机构已经发表或撰写过的研究成果。对本文的研究作出重要贡献的个人和集体，均已在文中以明确方式标明。本人承担本声明的法律责任。

研究生签名：\_\_\_\_\_ 日期：\_\_\_\_\_

## 论文使用授权声明

本人完全了解广西师范大学有关保留、使用学位论文的规定。广西师范大学、中国科学技术信息研究所、清华大学论文合作部，有权保留本人所送交学位论文的复印件和电子文档，可以采用影印、缩印或其他复制手段保存论文。本人电子文档的内容和纸质论文的内容相一致。除在保密期内的保密论文外，允许论文被查阅和借阅，可以公布（包括刊登）论文的全部或部分内容。论文的公布（包括刊登）授权广西师范大学学位办办理。

研究生签名：\_\_\_\_\_ 日期：\_\_\_\_\_

导师签名：\_\_\_\_\_ 日期：\_\_\_\_\_