

# 中能重离子碰撞中线动量耗散动力学\*

黄小临<sup>1)</sup> 江林兴 叶沿林 刘洪涛 卢希庭

(北京大学技术物理系, 北京 100871)

1992年6月8日收到

## 摘 要

用 BUU 方程研究了  $50\text{MeV/u}$   $^{12}\text{C}$  轰击  $^{209}\text{Bi}$  引起反应中线动量耗散的动力学过程。对于周边碰撞, 发生类似于低能区的深部非弹反应过程, 说明平均场仍有很大影响; 对于中心碰撞, 预平衡粒子发射妨碍了完全线动量转移过程的发生。与实验测得的线动量转移分布比较, 说明 BUU 方程的计算结果具有相当合理性。

**关键词** 线动量耗散, 深部非弹反应, 一体耗散, 单粒子密度分布, 两体耗散, 泡利阻塞因子。

## 1 引 言

对重离子碰撞过程的大量研究表明:  $20\text{--}100\text{MeV/u}$  的中能区是线动量和能量耗散机制的过渡能区。在这个能区, 一体耗散和两体耗散动力学都有重要作用, 即在研究中能碰撞过程时必须同时考虑平均场效应和核子间碰撞的影响。在低能区 ( $<20\text{MeV/u}$ ), 平均场效应起支配作用, 适于用包含一体耗散动力学的 TDHF 方法来描述。随着入射能量增高, 两体耗散的重要性随之增加, 直至相对论能区, 核子间碰撞引起的耗散成为决定性因素。这时利用仅包含两体耗散动力学的核间级联碰撞 (INC) 模型可以较好地再现碰撞的耗散现象。人们在试图将上述两种极端情形下的理论应用于中能区的重离子碰撞时, 都未能给出与实验相符合的预测<sup>[1]</sup>。

Boltzmann-Uehling-Uhlenbeck (BUU) 方程提供了描述中能重离子碰撞的一个合适基础。在它描述单粒子相空间分布函数随时间的演化中, 既包括了平均场的作用, 也考虑了遵从泡利阻塞的核子间碰撞的影响<sup>[2]</sup>。本文采用 BUU 方程的数值解法, 研究了  $50\text{MeV/u}$   $^{12}\text{C}$  的初始线动量被  $^{209}\text{Bi}$  靶核耗散的动力学过程。将所得线动量转移的分布与用裂变碎片折叠角方法测得的实验分布进行了比较, 表明计算结果有相当合理性。

\* 国家教委博士点基金资助。

1) 现在地址: 中国原子能科学研究院。

## 2 BUU 方程及其数值解法

单粒子相空间分布函数  $f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$  随时间的变化满足如下微分-积分方程, 即 BUU 方程:

$$\begin{aligned} \frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \frac{\partial f}{\partial \mathbf{r}} - \nabla U \cdot \frac{\partial f}{\partial \mathbf{p}} = & - \int \frac{d^3 \mathbf{p}_2 \cdot d^3 \mathbf{p}'_1 \cdot d^3 \mathbf{p}'_2}{(2\pi)^6} \sigma_{nn} V_{12} \\ & \cdot [f f_2 (1 - f_1)(1 - f_2) - f_1 f'_2 (1 - f)(1 - f_2)] \\ & \cdot \delta^3[\mathbf{p} + \mathbf{p}_2 - \mathbf{p}'_1 - \mathbf{p}'_2], \end{aligned} \quad (1)$$

式中  $U$  为密度相关的自治平均场,  $\sigma_{nn}$  为核子-核子碰撞截面,  $V_{12}$  为两碰撞核子的相对速度。式右边的碰撞项不同于经典的碰撞积分, 这里引入了诸如  $(1 - f)(1 - f_2)$  及类似项表示的泡利阻塞因子。

我们采用来自流体动力学的试验粒子和网格方法对 BUU 方程进行数值求解。选取平均场为仅与核密度有关而与动量无关的形式:  $U(\rho) = A\rho/\rho_0 + B(\rho/\rho_0)^\sigma$ 。对  $50\text{MeV}/u^{12}\text{C} + {}^{209}\text{Bi}$  体系, 取参数  $A = -356\text{MeV}$ ,  $B = 303\text{MeV}$ ,  $\sigma = 7/6$ , 即所谓“软势”。 $\sigma_{nn}$  的数据取自实验的自由核子-核子碰撞截面。

## 3 碰撞动力学过程

采用上述 BUU 方程及其数值解法, 在不同碰撞参数下 ( $b = 1.0, 5.5, 7.0, 8.5\text{fm}$ ), 对  $50\text{MeV}/u^{12}\text{C} + {}^{209}\text{Bi}$  体系进行了 100 次模拟, 研究相空间中单粒子密度随时间的演化。图 1 给出了碰撞参数  $b = 1.0$  和  $7.0\text{fm}$  时, 单粒子密度分布(包括整个弹靶体系密度分布及相应的弹核密度分布)在  $X-Z$  平面上投影随时间的变化过程。 $t = 0$  时刻, 相应于碰撞的初始状态, 弹靶核中心在  $Z$  方向的距离均为  $R_T + R_P + 2 = 11.2\text{fm}$ 。以下依次显示时间间隔为  $40\text{fm}/c$ , 直至  $t = 200\text{fm}/c$  时刻的单粒子密度分布。

由图 1 可以清楚地了解碰撞体系如何由不平衡向平衡演化的过程。对于所研究的四个碰撞参数值, 出现两种十分不同的反应过程:  $b = 1.0$  和  $5.5\text{fm}$  的小碰撞参数情形, 弹靶核融合在一起, 整个过程没有大碎片发射; 而对  $b = 7.0$  和  $8.5\text{fm}$  的周边碰撞, 有类弹碎片发射。图 1 中只给出  $b = 1.0$  和  $7.0\text{fm}$  时的情形, 作为两种不同反应过程的代表。下面, 让我们来更仔细地讨论不同碰撞参数的碰撞过程。

$b = 1.0\text{fm}$  情形, 弹核核子以束流速度入射向靶核, 在平均场和核子-核子碰撞作用下, 经过  $40\text{fm}/c$  时间后, 弹核核子已几乎扩散到靶核的整个体积, 但大多数弹核子还保持着向前的速度。到  $80\text{fm}/c$  时, 弹核子堆积在靶核的正  $Z$  方向(即束流的入射方向)一侧的区域内。此时体系发射的粒子主要为向前发射。在此之后, 那些不能克服势场约束的弹核子在平均场作用下开始往负  $Z$  方向“流动”, 向后发射的粒子数目也随之增多。至  $160\text{fm}/c$  时, 又在靶核的后侧区域内出现弹核子堆积, 但堆积程度比在正  $Z$  方向一侧时有所减轻, 说明这种向后的流动速度比前次减小, 亦即在复合体系中弹核子已经损失了相当一部分动量, 而与靶核子趋于混同。当  $t = 200\text{fm}/c$  时, 复合体系发射粒子的分布差不多

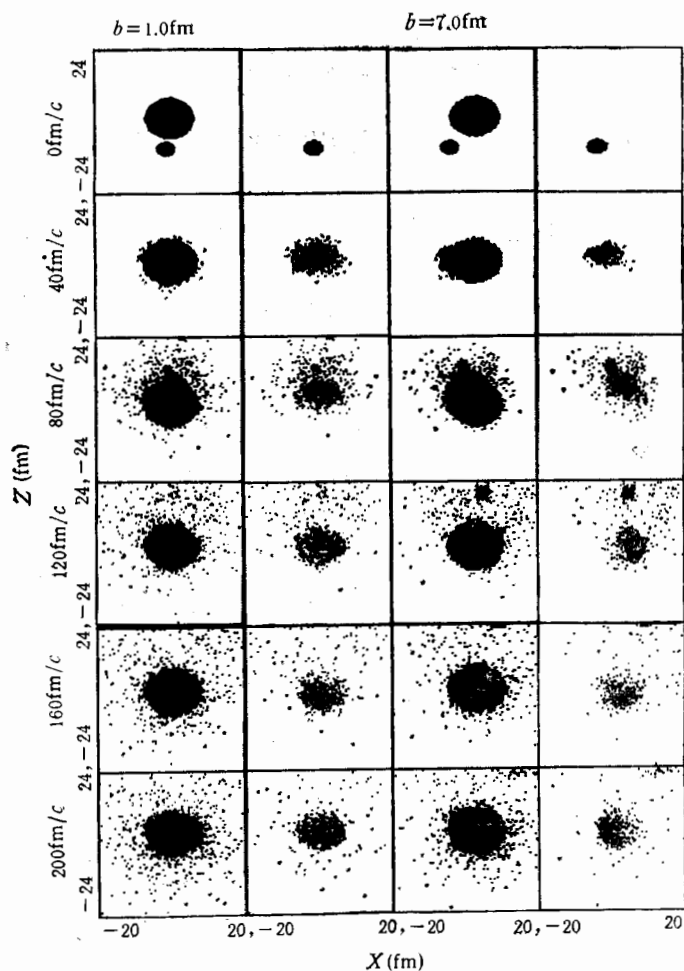


图1 不同碰撞参数时,单粒子密度分布在  $X-Z$  平面上投影随时间的变化  
每一碰撞参数的左边为整个弹靶体系密度分布,右边为弹核密度分布

已达到各向同性,表明此时体系已大致达到平衡,但弹核子在复合体系内的分布还是不均匀的,可以认为这时所达到的平衡还是不完全的。

$b = 5.5\text{fm}$  时,密度分布随时间演化过程与  $b = 1.0\text{fm}$  时相类似(图1中未画出)。复合体系中出现弹核子的“流动”,发射粒子由前倾逐渐变为各向同性。到  $200\text{fm}/c$  时大致达到平衡。

对于大至  $5.5\text{fm}$  的碰撞参数,仍未出现大的类弹碎片发射,似乎可以认为:对于  $50\text{ MeV}/u^{12}\text{C} + {}^{209}\text{Bi}$  碰撞体系,中心碰撞不能导致弹核的全部线动量耗散于靶核的原因是平衡前粒子发射,而平衡前粒子发射的出现是平均场效应与核子-核子碰撞的共同效果。

$b = 7.0$  和  $8.5\text{fm}$  所相应的周边碰撞情形,在碰撞开始后,弹靶核粘滞在一起形成一合成体系,伴随弹靶核间发生大量核子交换的同时,合成体系发生转动。在  $80\text{fm}/c$  时,在负偏转角方向发射一类弹碎片。同样,大约在  $200\text{fm}/c$  时,合成体系的粒子发射已从向

前发射过渡到了各向同性发射。可以看出:  $50\text{MeV/u}^{12}\text{C} + {}^{209}\text{Bi}$  碰撞体系, 周边碰撞过程的图象与低能区的深部非弹性碰撞十分相似<sup>[3]</sup>, 而并不与非完全熔合模型相符, 后者假定弹核一部分与靶核相熔合, 而未熔合的弹核部分以束流速度沿束流方向飞去<sup>[4]</sup>。这说明对于我们所研究的反应体系, 平均场仍有很大影响。

无论是中心碰撞还是周边碰撞, 对于  $50\text{MeV/u}^{12}\text{C} + {}^{209}\text{Bi}$  体系, 经过  $t = 200\text{fm/c}$  即约  $0.67 \times 10^{-21}\text{s}$  时, 合成体系都还不能认为已达到完全的平衡。

图 2 显示  $b = 1.0\text{fm}$  时的情形,  ${}^{12}\text{C} + {}^{209}\text{Bi}$  碰撞体系在入射能量分别为 30 和  $50\text{MeV/u}$  时的阻塞比  $R_b$  (它定义为被阻塞的核子-核子碰撞数目与可能发生的碰撞数目之比)随碰撞时间的变化关系。可以看出:

碰撞初始,  $R_b$  与入射能量关系较大,  $50\text{MeV/u}$  的  $R_b$  要比  $30\text{MeV/u}$  的值小很多, 这是因为入射能量愈低, 核体系在相空间的重叠程度愈大, 阻塞比  $R_b$  也就愈大。随着碰撞时间增长, 大量动量被预平衡粒子发射带走, 故  $R_b$  随之逐渐升高。而且入射能量愈高, 预平衡粒子发射增加, 动量空间分布收缩愈快。因此, 在经过一段时间 (约  $150\text{fm/c}$ ) 后, 两种入射能量情形的阻塞比趋于相同。但即使对于  $50\text{MeV/u}$  的入射能量, 泡利阻塞效应对核子间碰撞的限制仍是十分重要的, 在碰撞初期,  $R_b$  值也可达约 60%。

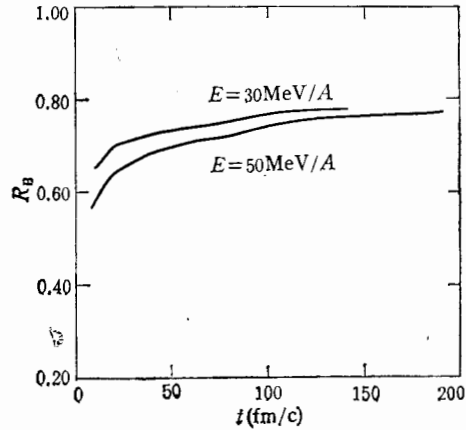


图 2 阻塞比  $R_b$  随时间的变化

#### 4 线动量转移分布

从弹靶核的六维相空间密度分布, 可以看到一个被激发的、质量接近于靶核的合成体系的存在, 它接受弹核转移给它的线动量和能量。我们定义线动量转移 LMT, 即弹核转移给此合成体系的线动量占其初始线动量的份额为:

$$\text{LMT} = \frac{p_0 - \sum_{i=1}^n (p_z)_{i,\text{out}}/N}{p_0}, \quad (2)$$

式中  $p_0$  为弹核初始动量,  $\sum_{i=1}^n (p_z)_{i,\text{out}}$  代表逃逸出合成体系的试验粒子线动量  $Z$  方向之和,  $N$  为模拟数 ( $N = 100$ )。图 3 显示出对于不同碰撞参数, LMT 随碰撞时间的演化过程。对于一定的碰撞参数  $b$ , 随着弹核入射到靶核, 在平均场和核子-核子碰撞的作用下, 弹靶核间发生动量和质量的转移及交换, LMT 随时间而迅速增加。经过一段时间 (约  $60\text{fm/c}$ ), 达到一定值后大体稳定下来, 但出现一定程度的涨落。对照图 1, 似乎可以认为这种涨落现象主要是因为系统尚未达到完全平衡, 在各个方向发射粒子的不均衡

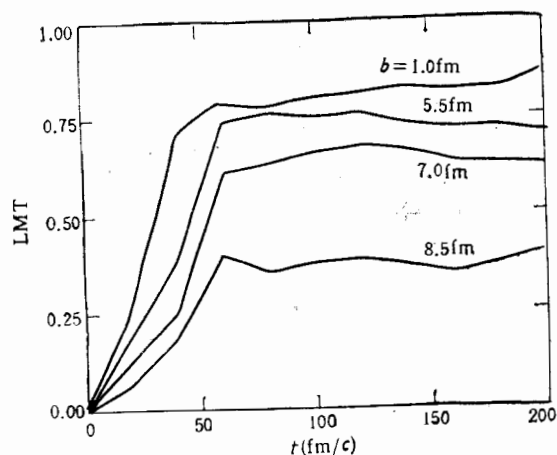


图3 线动量转移随碰撞时间的变化

造成的。考虑到计算机时不至太长，我们将 200fm/c 时刻的 LMT 值视作稳定的线性动量转移值，并由此得到 LMT 与碰撞参数的函数关系——LMT(b)。这样，我们可以计算碰撞体系的线动量转移的几率分布，即

$$\frac{d\sigma}{d(\text{LMT})} = \frac{d\sigma}{db} \frac{db}{d(\text{LMT})} = 2\pi b \left/ \frac{d(\text{LMT})}{db} \right. \quad (3)$$

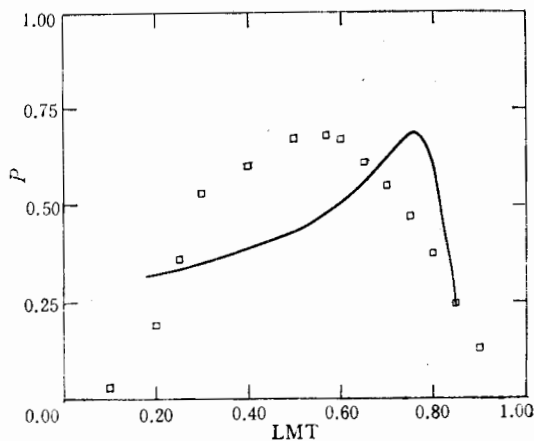


图4 线动量转移分布

实线代表计算结果，矩形点代表实验结果。

图4则是 50MeV/c<sup>12</sup>C + <sup>209</sup>Bi 体系的线动量转移分布，实线是计算结果。它表明不存在完全的线性动量转移，分布的最可几值约为 75%。为进行比较，图中同时给出由裂变碎片关联实验得到的线性动量转移分布<sup>[5]</sup>，其最可几值约为 60%，即要比 BUU 计算结果约小 15%。而且两者分布的形状也有较大的差别。有这种差别的原因是不难了解的。目前，实验所测得的 LMT 分布只对应于某一特定的出射道，即依赖于所采用的实验技术，如图4中的实验分布是通过测量对称两元裂变的折叠角，并在非完全

熔合模型假定下得到的。大线动量转移相应于高的激发能，在激发能高至 200MeV 或更高时，合成体系的各种衰变方式间的竞争还有待深入研究。显然高激发能的重合成体系可能不再通过二元裂变衰变，而破碎为多块碎片<sup>[6]</sup>。实际上，对 <sup>40</sup>Ar 轰击 <sup>232</sup>Th 反应的裂变碎片折叠角测量表明：当能量高于 44MeV/u 时，相应于中心碰撞的成份不再存在，而只有相应于周边碰撞的成份。而对同一体系的单举中子多重性测量结果显示，即使能量高于 77MeV/u 时，相应中心碰撞的高中子多重性的组份仍然存在<sup>[7]</sup>。因此，为了将

BUU 计算结果与实验结果进行有意义的比较, 要么寻求一种测量线动量转移的实验方法, 它不依赖于特定的出射道; 要么将本文进行的 BUU 计算继续下去, 进而考虑特定出射道的影响。这就需要对中能重离子碰撞中形成高温核的衰变性质进行深入系统的研究, 进而从实验和理论上, 在不同入射能量下, 对于不同反应体系, 研究其碰撞过程的线动量及能量耗散机制。

作者感谢兰州近物所葛凌霄同志为本工作提供 BUU 数值解法程序。

### 参 考 文 献

- [1] J. Aichelin et al., *Phys. Rev.*, **C31**(1985) 1730.
- [2] C. Grogore et al., *Nucl. Phys.*, **A428**(1984)101.
- [3] J. Wilczynski, *Phys. Lett.*, **B47**(1973)484.
- [4] D. Guerreau, Nuclear Matter and Heavy Ion Collisions, P187, edited by M.Soyeur, H.Flocard, B. Tamain and M. Porneuf (Plenum Publishing Corporation, 1989).
- [5] 江栋兴等, 高能物理与核物理, **16**(1992)556.
- [6] M. Conjeaud et al., *Phys. Lett.*, **B159**(1985)244.
- [7] D. Guerreau 江栋兴等, 高能物理与核物理, **14**(1990)537.

## The Dynamics of Linear Momentum Dissipation in the Intermediate Energy Heavy Ion Collisions\*

Huang Xiaolin Jiang Dongxing Ye Yanlin Liu Hongtao Lu Xiting  
(Dept. of Technical Physics, Beijing University Beijing 100871)

Received on June 8, 1992

### Abstract

The dynamics of linear momentum dissipation in the reaction of 50MeV/u  $^{12}\text{C}$  with  $^{209}\text{Bi}$  has been studied within the BUU approach. For the peripheral collision, deep inelastic reaction process similar to what observed at lower energy region seems to persist, indicating an important effect of the mean field. For the central collision, complete momentum transfer is inhibited from the preequilibrium particle emission. The predictions of BUU equation reasonably agree with the experimental data.

**Key words** Linear Momentum Dissipation, Deep Inelastic Reaction, One Body Dissipation, Single Particle Density Distribution, Two Body Dissipation, Pauli Blocking factor,