

# 重离子碰撞过程中的质量飘移

葛凌霄 沈文庆 刘建业 吴国华

(中国科学院近代物理研究所, 兰州)

## 摘 要

阻尼效应和势场的驱动力效应的竞争造成了重离子碰撞过程中不同的质量飘移。在深部非弹碰撞阶段, 阻尼效应大于驱动力效应, 实验基本上未观察到或观察到很小的质量分布的平均值的飘移; 而在快裂变阶段, 驱动力效应加入作用, 质量分布的平均值迅速飘移并很快达到平衡。基于这种基本思想, 本文唯象地讨论了不同竞争情况下的质量飘移大小, 并同新近的实验作了比较。

## 一、前 言

深部非弹性碰撞中的质量分布一般认为是由炮弹和靶核逼近时核子的传输效应决定的。但在目前的 Fokker-Planck 方程框架下, 并不能完全解释实验所观察到的事实, 在深部非弹碰撞过程中, 实验观测到宽广的质量分布, 但并没有发现质量分布中心有明显移动<sup>[1,2]</sup>。随着实验的深入, 发现了快裂变现象, 此时质量分布中心很快朝着对称发展<sup>[3-5]</sup>。如果观察一下电荷分布的平均值  $\langle z \rangle$  在整个深部非弹和快裂变过程中作为总动能函数的发展, 可以看出, 在能量损失相当大的范围内 (DIC),  $\langle z \rangle$  基本上不移动, 而在快裂变范围内,  $\langle z \rangle$  发展到对称系统的值, 见图 1。

为了解释质量分布中平均值的小的移动, L. G. Morreto<sup>[6,7]</sup> 在碰撞两碎片有相等数量激发能的假设下, 认为轻重不同的两碎片由于温度不平衡所造成的温度梯度会阻止势场的驱动力效应。同时, U. Brosa 等人试图从考虑颈形成效应来探讨这个问题<sup>[8]</sup>。但是, 产生质量飘移的机制仍然是一个未解决的问题, 特别是关于深部非弹性和快裂变两个阶段有不同质量飘移的原因还很不清楚。

在中重和重的碰撞系统中, 势场的驱动力效应总会使碎片朝着对称发展, 是什么原因造成深部非弹碰撞中质量分布的中心不发生飘移呢? 我们认为, 这是由于质量传输中阻尼效应阻塞了势场的驱动力。因此, 模型的基本机制是, 在整个重离子碰撞过程中会发生阻尼效应和驱动力效应的竞争, 造成了不同情况下的不同的质量飘移。引入关系式

$$\beta_1 = (\beta^2 - 4\omega^2)^{1/2}, \quad (1)$$

其中,  $\beta$  是与摩擦系数相关的量,  $\omega^2$  是与核的刚性参数相关的量(见第二节第一部分)。在深部非弹阶段, 可以考虑关系式

$$\beta^2 \gg 4\omega^2 \quad (2)$$

成立。这时质量分布的飘移,基本上由零点振荡所造成,并由零点飘移速度来确定。

下面,我们将给出理论的考虑和简单的模型,然后在第三部分给出模型预言的结果和同实验的比较,最后做一简单总结。

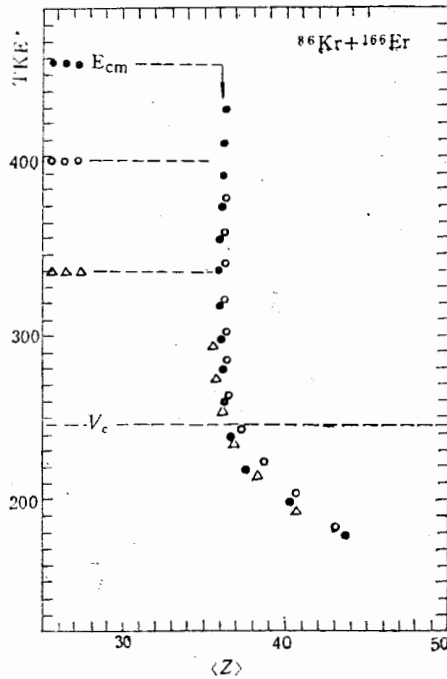


图 1

● 8.2MeV/u    ○ 7.2MeV/u    △ 5.99MeV/u

图 1, 电荷分布的平均值  $\langle z \rangle$  在整个深部非弹和快裂变过程中做为总动能函数的发展, 在能量损失相当大的范围内 (DIC),  $\langle z \rangle$  基本上不移动, 而在快裂变范围内,  $\langle z \rangle$  发展到对称系统的值。

## 二、理论考虑和一个简单模型

重离子碰撞的实验事实支持象对布朗粒子那样的统计处理, 因此, 我们的出发点是郎之万方程 (Langevin), 应用它来讨论广义的质量自由度。郎之万方程既包括了统计涨落效应, 也包括了动力学效应, 它描述了不可逆的耗散过程, 在涨落部分, 假设涨落力同速度无关, 而相对于速度  $dA/dt$  的变化, 涨落力的变化特别迅速, 这意味着, 我们的讨论是马尔科夫过程。

考虑核子在守恒的位场  $U_A$  作用之下运动, 位能面

$$U_A = U_{LD}(Z_1 A_1) + V_{LD}(Z_2, A_2) - V_{LD}(Z_1 + Z_2, A_1 + A_2) + V_N + V_C + V_I,$$

在不考虑壳效应时可以用抛物线来近似,

$$U_A = \frac{1}{2} c(A - \bar{A})^2, \quad (3)$$

$\bar{A}$  是位能最低点,  $c$  为刚性参数, 通常

$$\bar{A} = \frac{1}{2} (A_1 + A_2), \quad (4)$$

驱动力  $\partial U_A / \partial A$  将使驱动系统朝着对称发展.

郎之万方程可以写为:

$$B_A \frac{d^2 A}{dt^2} + \alpha \frac{dA}{dt} + \frac{\partial U}{\partial A} = F_L(t), \quad (5)$$

$\alpha$  为摩擦系数,  $B_A$  为惯性质量. 考虑 (3) 的简单形式, 改写 (5) 为:

$$\frac{d^2 A}{dt^2} + \beta \frac{dA}{dt} + \omega^2 (A - \bar{A}) = F_A(t), \quad (6)$$

其中  $\beta = \frac{\alpha}{B_A}$ ,  $\omega^2 = \frac{c}{B_A}$  和  $F_A(t) = \frac{1}{B_A} F_L(t)$ , 假定无规郎之万力  $F_A(t)$  有 高斯 几 率 分 布 的 形 式, 它 有 如 下 性 质:

$$\begin{aligned} \langle F_A(t) \rangle &= 0, \\ \langle F_A(t) F_A(t') \rangle &= 2D_A \delta(t - t'), \end{aligned} \quad (7)$$

$D_A$  为质量扩散系数.

### 1. 质量的平均值 $\langle A \rangle$ 和速度平均值 $\langle \frac{dA}{dt} \rangle$

方程 (6) 是一个随机微分方程, 它的解必须在几率分布的意义上理解, 这种几率分布的特征是, 当  $t \rightarrow 0$  时

$$P\left(\frac{dA}{dt} t, \left(\frac{dA}{dt}\right)_0\right) \rightarrow \delta\left(\frac{dA}{dt} - \left(\frac{dA}{dt}\right)_0\right) \quad (8)$$

当  $t \rightarrow \infty$  时, 这种分布趋向于马克思威尔分布.  $\left(\frac{dA}{dt}\right)_0$  是  $t = 0$  时的零点飘移速度.

按照 S. Chandrasekar 给出的方法<sup>[9]</sup>, 我们求解方程 (6), 得出几率分布函数及它的矩的形式. 它的一次矩, 即质量平均值  $\langle A \rangle$  和速度平均值  $\langle dA/dt \rangle$  可以写为:

$$\begin{aligned} \langle A \rangle &= \bar{A} + (A_0 - \bar{A}) e^{-\frac{1}{2}\beta t} \left( \cosh \frac{1}{2} \beta_1 t + \frac{\beta}{\beta_1} \sinh \frac{1}{2} \beta_1 t \right) \\ &\quad + \frac{1}{\beta_1} \left( \frac{dA}{dt} \right)_0 e^{-\frac{1}{2}\beta t} \sinh \frac{1}{2} \beta_1 t, \end{aligned} \quad (9)$$

$$\begin{aligned} \left\langle \frac{dA}{dt} \right\rangle &= \left( \frac{dA}{dt} \right)_0 e^{-\frac{1}{2}\beta t} \left( \cosh \frac{1}{2} \beta_1 t - \frac{\beta}{\beta_1} \sinh \frac{1}{2} \beta_1 t \right) \\ &\quad - \frac{2(A_0 - \bar{A})\omega^2}{\beta_1} e^{-\beta t/2} \sinh \frac{1}{2} \beta_1 t, \end{aligned} \quad (10)$$

$\beta_1$  由方程 (1) 给出,  $A_0$  为  $t = 0$  时初始的碎片质量 (炮弹或靶核). 方程 (9) 和 (10) 似乎有点复杂, 下面我们就几种特殊情况做一讨论.

i) 强阻尼情况. 它是在方程 (2) 的条件下, 意味着驱动力 (相对于摩擦力) 可以被

忽略,

$$\langle A \rangle = A_0 + \frac{1}{\beta} \left( \frac{dA}{dt} \right)_0 (1 - e^{-\beta t}), \quad (11)$$

$$\left\langle \frac{dA}{dt} \right\rangle = \left( \frac{dA}{dt} \right)_0 e^{-\beta t}. \quad (12)$$

在这种情况下, 质量  $A$  的平均值改变  $\langle A \rangle - A_0$  完全由初始的速度飘移和摩擦系数, 广义的惯性质量参数来确定.

ii) 当驱动力大于摩擦力时, 由方程 (1),  $\beta_1$  变为数 ( $i\beta_1$ )

$$\begin{aligned} \langle A \rangle = & \bar{A} + (A_0 - \bar{A}) e^{-\frac{1}{2}\beta_1 t} \left( \cos \frac{1}{2} \beta_1 t + \frac{\beta}{\beta_1} \sin \frac{1}{2} \beta_1 t \right) \\ & + \frac{1}{\beta_1} \left( \frac{dA}{dt} \right)_0 e^{-\frac{1}{2}\beta_1 t} \sin \frac{1}{2} \beta_1 t, \end{aligned} \quad (13)$$

$$\begin{aligned} \left\langle \frac{dA}{dt} \right\rangle = & \left( \frac{dA}{dt} \right)_0 e^{-\frac{1}{2}\beta_1 t} \left( \cos \frac{1}{2} \beta_1 t - \frac{\beta}{\beta_1} \sin \frac{1}{2} \beta_1 t \right) \\ & - \frac{2(A_0 - \bar{A})\omega^2}{\beta_1} e^{-\beta_1/2 t} \sin \frac{1}{2} \beta_1 t. \end{aligned} \quad (14)$$

iii) 考虑驱动力和摩擦力相等的情况.

$$\langle A \rangle = \bar{A} + (A_0 - \bar{A}) e^{-\frac{1}{2}\beta t}, \quad (15)$$

$$\left\langle \frac{dA}{dt} \right\rangle = \left( \frac{dA}{dt} \right)_0 e^{-\beta t/2}. \quad (16)$$

iv) 如果驱动力远大于摩擦力, 即恰与方程 (1) 相反, 摩擦力被忽略了.

$$\langle A \rangle = \bar{A} + (A_0 - \bar{A}) \cos \omega t + \frac{1}{2\omega} \left( \frac{dA}{dt} \right)_0 \sin \omega t, \quad (17)$$

$$\left\langle \frac{dA}{dt} \right\rangle = \left( \frac{dA}{dt} \right)_0 \cos \omega t - \frac{2(A_0 - \bar{A})\omega^2}{2\omega} \sin \omega t. \quad (18)$$

这种情况  $\langle A \rangle$  的变化恰是经典动力学方程所给出的结果 (不考虑摩擦). 但经典动力学方程不能给出与速度初始值相关的项.

## 2. 初始质量飘移速度

很清楚, 初始质量飘移不可能用经典观点来解释. 存在初始质量飘移, 就意味着有一个初始的质量分布. 零点效应是一个非经典现象, 考虑质量做为一个集体自由度, 薛丁格方程为

$$H\psi(A, t) = i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \varphi(A, t), \quad (19)$$

其哈密顿量

$$H = -\frac{\hbar^2}{2B_A} \frac{\partial^2}{\partial A^2} + V(A), \quad (20)$$

$V(A)$  由方程 (3) 给出.

当然, (20) 中应该有耗散项以及和其它自由度耦合项. 这里我们感兴趣的是初始时刻情况, 并不涉及整个时间过程. 当  $t = 0$  时, 碰撞核之间并没有重叠, 耗散可以忽略. 如

同求解(6)一样,做为近似方程(20)中把广义惯性质量参数取为常数.

为了得到分析解的形式,假定  $t = 0$  时,其分布为高斯函数形式,

$$\phi(A, t = 0) = \frac{1}{\sigma_0 \sqrt{\pi}} \exp \left\{ -\frac{1}{2} \left( \frac{A + A_0}{\sigma_0} \right)^2 \right\}, \quad (21)$$

由文献[10],方程(19)的解可以得到解析形式.

$$|\phi(A, t)|^2 = \frac{1}{\sigma_0 \sqrt{\pi}} \frac{1}{\sqrt{B}} \frac{\sqrt{2\eta^2}}{\sqrt{1 + \eta^4 - (1 - \eta^4) \cos 2\omega t}} \cdot \exp \left[ - \left\{ \frac{\sqrt{2\eta^2}(A + \bar{A} \cos 2\omega t)}{\sigma_0 \sqrt{1 + \eta^4 - (1 - \eta^4) \cos 2\omega t}} \right\}^2 \right], \quad (22)$$

其中,

$$\omega = \sqrt{\frac{c}{B_A}} \text{ 和 } \eta = \sigma_0 / \sqrt{\hbar / B_A \omega}. \quad (22')$$

由方程(22),我们可以得到:

$$\langle A(t) \rangle = \bar{A}(1 - \cos 2\omega t), \quad (23)$$

分布宽度为

$$\sigma_A(t) = \frac{\sigma_0}{\sqrt{2\eta^2}} \sqrt{1 + \eta^4 - (1 - \eta^4) \cos 2\omega t}, \quad (24)$$

$t = 0$  的初始条件,仅考虑了初始质量分布(21),并未考虑初始质量的飘移.我们认为,重离子碰撞过程中存在着一个初始的质量飘移,假设这个初始质量飘移相当在正弦变化中有一个初始的相角  $\delta$ ,这个初始相角反映了初始质量飘移的大小和方向.

$$\frac{d\langle A(0) \rangle}{dt} = \bar{A}\omega \sin(2\omega t + \delta), \quad (25)$$

这个初始相角同样对初始分布宽度有贡献,

$$\sigma_A(t) = \frac{\sigma_0}{\sqrt{2\eta^2}} \sqrt{1 + \eta^4 - (1 - \eta^4) \cos(2(\omega t + \delta))}. \quad (26)$$

结合(25)和(26)式,并考虑  $t = 0$  时的初始条件,

$$\left( \frac{dA}{dt} \right)_0 = \bar{A}\omega \sin \delta \quad (27)$$

其中,

$$\delta = \frac{1}{2} \arccos \frac{1 - \eta^2}{1 + \eta^2} \quad (28)$$

### 3. 惯性质量参数的粗糙估计

这里,我们估计考虑了广义质量自由度时的惯性质量,文献[11]已经做了粗糙的讨论.

转移核子的动能为:

$$T = \frac{1}{2} B_A \left( \frac{dA}{dt} \right)^2. \quad (29)$$

如果考虑质量密度为  $\rho_A$ , 转移核子的速度为  $v$ , 从流体力学出发,

$$T = \frac{1}{2} \rho_A \int v^2 dV, \quad (30)$$

假设核子交换为无规过程, 单位时间交换的核子数  $dA/dt$  依赖于转移核子的速度、交换窗和质量密度。在考虑碎片中核子的速度分布为常数的情况下, 可以得到惯性质量的一个简单近似表达式<sup>[11]</sup>

$$B_A \approx \frac{8u_m^2 H}{\rho_A \pi r^2}, \quad (31)$$

$u_m$  为单位核子的质量,  $r$  为交换窗的半径,  $H$  为交换核子的范围。如果仅仅考虑窗子附近核子的交换, 也就是重叠区核子的交换。(31) 可以估计,

$$B_A \approx 1 \times 10^{-44} \text{MeV} \cdot \text{sec}^2, \quad (32)$$

这与[12]中用双中心壳模型计算的结果近似。

### 三、模型预言的质量飘移

目前, 我们还不十分清楚摩擦的机制, 阻尼耗散过程和势场效应的具体竞争情况。下面, 只能在前面模型基础上对质量飘移给出一些特殊情况下的讨论, 这里只限于强阻尼和耗散阻尼与驱动力相等的两种情况。

由于爱因斯坦关系, 质量扩散系数  $D_A$  和摩擦系数  $\alpha$  相联系,  $D_A$  对应于质量坐标自由度, 这个连系可写为<sup>[13]</sup>:

$$D_A = \frac{2KT_\infty}{\alpha}, \quad (33)$$

已经从大量实验数据中提取了质量扩散系数<sup>[14]</sup>,  $D_A \approx 2 \times 10^{-22} (\text{s}^{-1})$ 。如考虑  $KT_\infty \approx 3\text{MeV}$ , 那么  $\alpha$  可估计为  $3 \times 10^{-22} \text{MeV} \cdot \text{sec}$ 。如采用一般的常数, 类似于文献[10]取  $\hbar\omega = 0.5\text{MeV}$ , 刚性参数  $c$  可近似估计为  $0.006\text{MeV}$ , 这个值接近于文[5]的实验提取值 ( $0.004\text{MeV}$ )。由此, 可近似认为关系式(2)成立。那么, 可以从强阻尼情况下的(11)和(12)式来讨论质量平均值随时间的发展, 方程(2)粗糙地反映了深部非弹性阶段的特征, 它并不能描述快裂变过程。因为(33)式是传统的 F-P 方程的结果, 在能量自由度由非平衡达到平衡的过程中, 它描述了深部非弹性阶段的一些性质, 但它不能说明快裂变过程的一些性质。

根据上述的简单估计, 我们可应用(22'), (27)和(28)来计算初始的质量飘移。我们假定初始质量分布宽度为  $4/A$  ( $A$  为系统的总质量), 可以发现, 初始相角是十分小的 (小于  $1^\circ$  左右), 初始质量速度大约为  $0.2 \times 10^{21} (\text{s}^{-1})$ 。

总动能损失 (TKEL) 一般用来做为深部非弹碰撞的时钟, 随着 TKEL 的增大, 相互作用时间逐渐增长, 已经有模型来计算相互作用时间和总动能损失的关系, 本文希望用图象来说明质量飘移的机理, 我们采用相互作用时间  $t_{\text{int}}$  做为时间的标尺。

强阻尼情况下质量分布中心随相互作用时间的变化如图 2 所示。可以发现, 由于阻尼阻塞了驱动力效应, 使之质量分布中心基本上不改变, 这与图 1 中相对运动动能完全转

化为激发能之前所揭示的实验事实一致, 这时相应的相互作用时间范围大约在  $10^{-23}$ — $1 \times 10^{-21}$  sec.

随着激发能的进一步增加, 为满足裂变的条件, 核内激发能的相当部分将会提供核的形变能和转动能, 复合系统中, 粒子-空穴数目将达到平衡分布, 系统的质量分布变得更加宽广, 用扩散理论的语言来说, 即质量扩散系数增加, 因此, 可以预料质量摩擦系数变小, 从而驱动力效应将会增强. 根据目前的知识, 我们还不能确定驱动力和阻尼力之间的竞争随时间的变化, 但从新近实验提供的结果来看<sup>[3,4]</sup>, 这种竞争的后期, 两者可近乎相等或者驱动力稍小于摩擦力.

为简单起见, 我们在摩擦力和驱动力相等的情况下来研究  $\Delta A/\Delta A_{\max}$  随相互作用时间的变化.

$$\begin{aligned}\Delta A &= A_p - \langle A \rangle, \\ \Delta A_{\max} &= \frac{1}{2} (A_p - A_T),\end{aligned}\quad (34)$$

在  $^{238}\text{U}$  轰击不同靶核的实验中, 由角度和质量关联所提取的  $\Delta A/\Delta A_{\max}$  值<sup>[5]</sup>表示在图 3 中, 图中的实线为理论计算曲线, 摩擦系数参数由质量弛豫时间来表示<sup>[5]</sup>, 取为  $3 \times 10^{-21}$  sec. 不同的反应系统似乎是显示了一条普遍的曲线, 计算的结果在大部分区域都在实验范围之内, 但如果我们增大质量弛豫时间, 取为  $5 \times 10^{-21}$  sec. 计算的结果发现, 在长的相互作用时间  $\Delta A/\Delta A_{\max}$  未能完全达到平衡, 而在短的相互作用时间  $\Delta A/\Delta A_{\max}$  稍大于实验值, 这说明近乎相等的摩擦力和驱动力情况虽然粗糙一些, 但它支持了模型的思想.

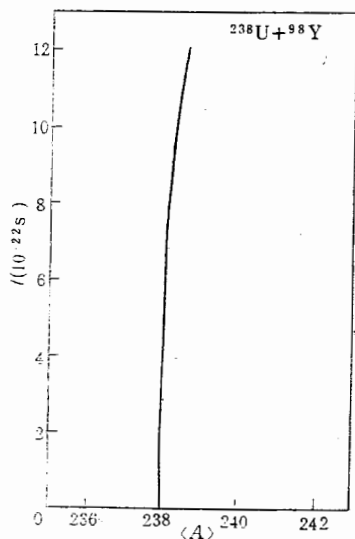


图 2 强阻尼情况下质量分布的平均值  $\langle A \rangle$  随相互作用时间的变化(看文章)

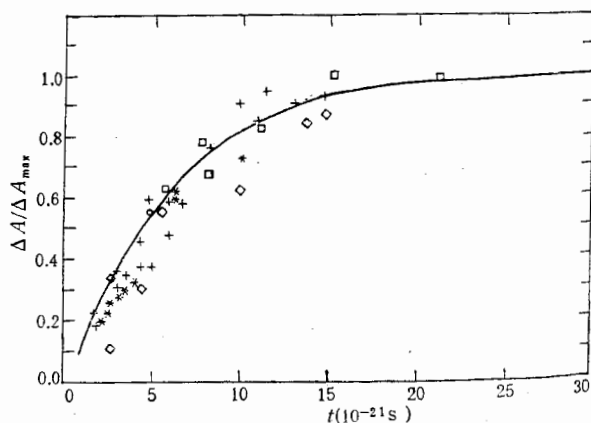


图 3  $^{238}\text{U}$  轰击不同的靶核时, 实验提取的  $\Delta A/\Delta A_{\max}$  ( $\Delta A = A_p - \langle A \rangle$  和  $\Delta A_{\max} = \frac{1}{2} (A_p - A_T)$ ) 和

相互作用时间的关系

实线为理论计算. 不同靶核为  $^{32}\text{S}$  ( $\square$ ),  $^{40}\text{Ca}$  ( $\diamond$ ),  $\text{Zn}$  ( $*$ ),  $^{48}\text{Ca}$  ( $+$ ) 和  $^{64}\text{Ni}$  ( $\diamond$ ).

-1 ×

共核的  
导更加  
变小,  
司的竟  
目等或

用时间

(34)

在图 3

< 10<sup>-21</sup>

E 实验

的相

于实

录。



## 四、总 结

我们提出了一个简单的模型,对重离子碰撞中所观测的质量分布平均值的飘移做了预言。

i) 在能量达到平衡的过程中,质量分布中心随相互作用时间的变化很小,这是由于阻尼效应阻塞了驱动力效应。

ii) 而在快裂变过程中,质量分布平均值的飘移迅速变化并达到平衡是由于驱动力效应起了作用。

iii) 阻尼效应和驱动力效应之间的竞争随时间的变化还不清楚,这种竞争机制目前仍是一种思想,但在两种简单情况下的计算和实验的比较,支持了这种思想。

前面我们的讨论都属于常数惯性质量和刚性参数的情况,实际的问题会更加复杂,文中还未讨论这些效应,因为它们的计算是模型依赖的,也是目前研究的课题之一。

## 参 考 文 献

- [1] W. V. Schröder et al., *Phys. Rep.*, **45**(1978), 301.
- [2] G. Rudolf et al., *Nucl. Phys.*, **A330**(1979), 243.
- [3] A. Gobbi, Proceeding of the Tsukuba International Symposium (1984).
- [4] J. Töke et al., GSI-preprint 85-51.
- [5] W. Q. Shen et al., *Euro. Phys. Lett.*, **1**(1986), 113—121.
- [6] L. G. Morreto, *Z. Physik*, **A310**(1983), 61.
- [7] L. G. Morreto, *Nucl. Phys.*, **A428**(1984), 137C—144C.
- [8] U. Brose et al., *J. Phys. G. Nucl. Phys.*, **10**(1984), 933.
- [9] S. Chandrasekhar, *Rev. Modern Phys.*, **15**(1943), 1.
- [10] S. Yamasi et al., *Z. Physik*, **A278**(1976), 69.
- [11] L. X. Ge et al., *Chin. Phys.*, **3**(1983), 101.
- [12] J. Hahn et al., "Critical Phenomena in Heavy Ion Physics" editors: A. A. Raduta (1980).
- [13] H. A. Weidenmüller, *Prog. in Particle and Nuclear Physics*, **3**(1980), 49.
- [14] A. Gobbi and W. Nörenberg, "Heavy Ion Collisions", Vol. I, p. 129, editor B. Bock, North Holland, (1980).
- [15] K. E. Rehm et al., *Phys. Lett.*, **86B**(1979), 256.

## MASS DRIFT IN HEAVY ION REACTION

GE LING-XIAO SHEN WEN-QING LIU JIAN-YE WU GUO-HUA

(Institute of Modern Physics, Academia Sinica, Lanzhou)

### ABSTRACT

A simple model by which the mass drift can be expected in heavy ion reaction is suggested. The drift of average value of mass distribution with increasing dissipation energy is very small, because large damping effect hinders the driving potential in the process of energy equilibration while in the process of fast fission the drift of mass distribution increases rapidly and reaches equilibrium which comes from the effect of driving force.