

# 质量不对称重离子阻尼碰撞中的 电荷(质量)弛豫过程\*

刘建业 乔卫民 李君清 沈文庆  
陈培均 谭南虹

(中国科学院近代物理研究所,兰州)

## 摘 要

本文利用耗散动力学方程与主方程耦合求解计算了质量不对称重离子阻尼碰撞过程中电荷(质量)的一次矩和二次矩。理论计算很好地解释了实验上存在的用通常扩散模型无法解释的电荷一次矩的漂移现象。同时电荷二次矩与实验值也得到了很好地符合。

## 一、引 言

近年来在一些低能 ( $E/A \leq 10\text{MeV}$ ) 质量不对称系统的碰撞过程中,在很大的总动能损失 (TKEL) 范围内电荷(质量)平均值的漂移与通常扩散模型的预言很不一致,而质量,电荷的扩散现象仍然存在。这一问题引起了人们的密切注意和很大兴趣。例如在  $^{86}\text{Kr}(705.2\text{ MeV}) + ^{166}\text{Er}$  反应中,在 TKEL 的很大范围内电荷的平均值不漂移,只有在 TKEL 很大时才开始漂移,这一现象引起了很多争议,如 J. J. Griffin<sup>[1]</sup> 认为这可能是一种新的反应机制;而 G. Morreto<sup>[2]</sup> 则认为这是一种热反馈效应。G. Morreto 认为在运动初期,将核视为费米气体,当两个原子核接触时,向弹核和靶核两个方向流动的核子数应当是相等的,较小的原子核有较高的温度,这对于粒子流动方向有一个调节作用,温度较高的核有较多的核子流向对方,这正和驱动势使大原子核向小原子核流动的粒子相抵消,总的效果使两个原子核的质量和电荷数在 TKEL 的很大范围内保持不变,但计算表明这种热反馈效应并不重要。通常的扩散模型在广泛的弹核-靶核组合范围内能够解释质量、电荷的扩散现象,但不能解释质量,电荷在 TKEL 很大范围内的这种不漂现象。H. Feldmier<sup>[3]</sup> 等人认为这种质量、电荷的不漂现象是由重离子碰撞中质量不对称自由度和能量耗散率之间的耦合导致在反应系统形状处于小颈时质量不对称自由度冻结的结果。他计算了电荷平均值的不漂现象,但没有同时给出电荷的涨落结果。

\* 中国科学院科学基金资助课题。  
本文1987年10月8日收到。

我们利用带有一体耗散函数(包括墙摩擦和窗摩擦)的耗散动力学方程<sup>[3]</sup>,通过质量,电荷的平均值,激发能和相互作用时间与主方程耦合求解,同时计算了<sup>86</sup>Kr(705.2MeV)+<sup>166</sup>Er<sup>[4]</sup>反应中的电荷的一次矩和二次矩.并与实验值比较得到了满意地符合.计算表明,电荷平均值的漂移现象与反应系统的耗散性质特别是颈的形成过程紧密相关.而电荷的二次矩主要由反应系统的扩散性质决定的.

## 二、模型和计算

### 1. 宏观参量的选取和耗散动力学方程

这里采用三个宏观参量来描述重离子碰撞过程中形状的变化,即

$$\text{颈自由度 } \sigma = \frac{\text{颈体积}}{\text{总体积}},$$

$$\text{质量不对称自由度 } \Delta = \frac{R_1 - R_2}{R_1 + R_2},$$

其中  $R_1$  和  $R_2$  分别是两个原子核的球形半径.

如  $z$  是反应系统的对称轴,则反应过程的形状可采用 Feldmeier<sup>[3]</sup> 提出的函数  $P(S, \sigma \geq 0, \Delta, z)$  来描述.  $S$  是两个球心之间的相对距离. 这里连同三个转动自由度:  $\theta_1$ ,  $\theta_2$ , 和  $\theta$ , 即两个反应碎片各自转动角和相对转动角,共六个宏观参量:

$$q = \{q_1, q_2, q_3, q_4, q_5, q_6\} = \{S, \sigma, \Delta, \theta, \theta_1, \theta_2\}.$$

耗散动力学方程如下

$$\dot{q}_i = (M^{-1}P)_i = \sum_j (M^{-1})_{ij} P_j, \quad i, j = 1 \cdots 6 \quad (1)$$

$$\dot{p}_i = -\frac{\partial T}{\partial q_i} - \frac{\partial V}{\partial q_i} - \sum_j R_{ij} (M^{-1}P)_j, \quad i, j = 1 \cdots 6 \quad (2)$$

其中,

$$\frac{\partial T}{\partial q_k} = -\frac{1}{2} \sum_{i,j=1}^6 \frac{\partial M_{ij}}{\partial q_k} \dot{q}_i \dot{q}_j, \quad (3)$$

$$T = T_s + T_{rr} + T_{ri}, \quad (4)$$

$$T_s = \frac{1}{2} \sum_{i,j=1}^3 M_{ij} \dot{q}_i \dot{q}_j, \quad (5)$$

$$T_{rr} = \frac{1}{2} I_{rel} \omega^2, \quad (6)$$

$$T_{ri} = \frac{1}{2} I_1 \omega_1^2 + \frac{1}{2} I_2 \omega_2^2, \quad (7)$$

这里  $I_{rel}$ ,  $\omega$ ,  $\omega_1$ ,  $\omega_2$ ,  $I_1$  和  $I_2$  分别是相对运动转动惯量,相对转动频率,两个碎片各自的转动频率和转动惯量.

这里质量张量  $M$  与宏观自由度  $q = \{s, \sigma, \Delta, \theta, \theta_1, \theta_2\}$  有关,这就包含了原子核碰撞系统形状及转动自由度随时间的变化对  $M$  的影响.对于原子核碰撞系统形状的描述及

有关  $M$  的具体计算公式请参看 Feldmeier 的文章<sup>[3]</sup>.

$$V = V_N + V_C, \quad (8)$$

$V_N$  和  $V_C$  分别是核势和库仑势.

这里采用 H. Feldmeier<sup>[3]</sup> 的墙摩擦和窗摩擦. 如  $\dot{Q}^{\text{Wall}}$  和  $\dot{Q}^{\text{Window}}$  分别是墙摩擦和窗摩擦的能量耗散率, 则

$$\dot{Q} = \dot{Q}^{\text{Wall}} + \dot{Q}^{\text{Window}}, \quad (9)$$

$$\dot{Q}^{\text{Wall}} = \sum_{i,j=1}^3 R_{ij}^{\text{Wall}} \dot{q}_i \dot{q}_j, \quad (10)$$

$$\dot{Q}^{\text{Window}} = \sum_{i,j=1}^3 R_{ij}^{\text{Window}} \dot{q}_i \dot{q}_j, \quad (11)$$

摩擦力为

$$F_i = - \sum_j R_{ij} \dot{Q}_j, \quad (12)$$

这里, 势能  $V$  和摩擦张量  $R$  都与六个宏观自由度  $q$  有关, 同样包含了原子核形状随时间的变化对这些物理量的影响.

## 2. 主方程<sup>[5]</sup>

主方程为

$$\frac{dP_l(\nu, \tau)}{d\tau} = \sum_{\mu} W(\nu, \mu) [d\nu P_l(\mu, \tau) - d\mu P_l(\nu, \tau)], \quad (13)$$

跃迁几率

$$W(\mu, \nu) = W(\nu, \mu) = \frac{\tau_{\text{mem}}(\nu, \mu)}{\hbar^2 d(\nu) d(\mu)} \left\{ \sum_{i' i A'_1} |\langle \nu, i | \sum_{kk'} V_{kk'} | \mu, i' \rangle|^2 \right\}. \quad (14)$$

这里  $\nu \equiv A_1(z_1, N_1), E_1, \mu \equiv A'_1(z'_1, N'_1), E'_1$

其中  $A_1, z_1, N_1$  和  $E_1$  是碎片 1 的质量, 电荷, 中子数及激发能.

如令

$$\bar{W}_{kk'}(\nu, \mu) = \sum_{i' i A'_1} |\langle \nu, i | V_{kk'} | \mu, i' \rangle|^2, \quad (15)$$

则

$$W(\nu, \mu) = \frac{\tau_{\text{mem}}(\nu, \mu)}{\hbar^2 d(\nu) d(\mu)} \{ [\bar{W}_{11}(\nu, \mu) + \bar{W}_{22}(\nu, \mu)] \delta_{A_1, A'_1} + \bar{W}_{12}(\nu, \mu) \delta_{A'_1, A_1+1} + \bar{W}_{21}(\nu, \mu) \delta_{A'_1, A_1-1} \}, \quad (16)$$

记忆时间

$$\tau_{\text{mem}}(\nu, \mu) = (2\pi)^{1/2} \hbar [\langle V^2 \rangle_{\mu} + \langle V^2 \rangle_{\nu}], \quad (17)$$

这里求和  $i, i'$  是对单粒子态进行的.  $k, k' = 1, 2$  是表示第一和第二个碎片的指标.  $\langle \rangle_{\mu}$  表示对确定宏观状态  $\mu$  里面所有微观状态的统计平均值.  $d(\mu)$  是相胞  $\mu$  里所含微观状态的维度. 相互作用核中核子的运动用下面的单粒子哈密顿量表示:

$$H = H_0(\tau) + V(\tau), \quad (18)$$

$$H_0(t) = \sum_k \sum_{\alpha_k} \varepsilon_{\alpha_k}(t) a_{\alpha_k}^+(t) a_{\alpha_k}(t), \quad (19)$$

$$V(t) = \sum_{kk'} V_{kk'}(t) = \sum_{kk'} \sum_{\alpha_k \beta_{k'}} u_{\alpha_k}(t)_{\beta_{k'}} a_{\alpha_k}^+(t) a_{\beta_{k'}}(t), \quad (20)$$

$$u_{\alpha_k \beta_{k'}}(t) = u_{kk'} \left\{ \exp \left[ -\frac{1}{2} \left( \frac{\varepsilon_{\alpha_k}(t) - \varepsilon_{\beta_{k'}}(t)}{\Delta_{kk'}} \right)^2 \right] - \delta_{\alpha_k \beta_{k'}} \right\}, \quad (21)$$

其中  $\varepsilon_{\alpha_k}$  表示第  $k$  个碎片的单粒子能级。(16) 式中右边第一项表示同一碎片中的粒子空穴激发, 后两项表示两个碎片之间的粒子交换。

### 三、计算结果和讨论

首先解耗散动力学方程(1)和(2), 求得反应系统  $^{86}\text{Kr}(705.2\text{MeV}) + ^{166}\text{Er}$  的激发能, 形状(即描述碰撞系统形状的六个参量), 类弹碎片的质量和电荷等随时间的变化。然后将这些物理量随时间的变化作为描述主方程状态的宏观参量, 并利用原子核壳模型统计谱方法<sup>[6]</sup> 计算跃迁几率, 即利用壳模型本征值具有高压分布的特性从统计的观点简化跃迁几率的计算。接着数值解主方程求得填充几率随时间、激发能、类弹碎片质量和电荷的变化。显然也就包含了原子核形状随时间的变化对跃迁几率和填充几率的影响。

因为这里我们主要考虑由于核子交换过程造成的质量、电荷漂移及涨落, 故为了计算简单在(16)式中只保留了与核子交换过程有关的后两项而略去第一项, 以后工作中再考虑。

在计算中取填充几率的初始值  $P_l(v, t=0) = 1$ , 对每一个确定轨道角动量  $l$ , 其相互作用时间从小到大逐步计算, 取相互作用时间最大的一组  $P_l(v, t)$  作为该  $l$  的解。最后计算电荷的一次矩和二次矩如下

$$\langle 0 \rangle = \int l \langle \langle 0 \rangle \rangle P_l(v; t) dl / \int l P_l(v; t) dl, \quad (22)$$

$$\langle \sigma_0^2 \rangle = \int l \langle \langle \sigma_0^2 \rangle \rangle P_l(v; t) dl / \int l P_l(v; t) dl, \quad (23)$$

其中,

$$v \equiv A(Z_1, N_1), E_1.$$

对于电荷则有  $0 \equiv Z_1$ ,

即

$$\langle \langle Z_1 \rangle \rangle = \sum_{Z_1} Z_1 P_l(A_1(Z_1, N_1), E_1; t) / \sum_{Z_1} P_l(A_1(Z_1, N_1), E_1; t), \quad (24)$$

$$\langle \langle A_1 \rangle \rangle = \sum_{A_1} A_1 P_l(A_1(Z_1, N_1), E_1; t) / \sum_{A_1} P_l(A_1(Z_1, N_1), E_1; t), \quad (24')$$

$$\langle \langle \sigma_{Z_1}^2 \rangle \rangle = \sum_{Z_1} Z_1^2 P_l(A_1(Z_1, N_1), E_1; t) / \sum_{Z_1} P_l(A_1(Z_1, N_1), E_1; t) - \langle \langle Z_1 \rangle \rangle^2, \quad (25)$$

$$\langle \langle \sigma_{A_1}^2 \rangle \rangle = \sum_{A_1} A_1^2 P_l(A_1(Z_1, N_1), E_1; t) / \sum_{A_1} P_l(A_1(Z_1, N_1), E_1; t) - \langle \langle A_1 \rangle \rangle^2. \quad (25')$$

在计算中对于确定的  $A_1$ , 是交换中子还是交换质子由碰撞复合系统  $N-Z$  平面上势能最小值来确定. 图 1 是反应  $^{86}\text{Kr}(705.2\text{MeV}) + ^{166}\text{Er}$  类弹碎片电荷的一次矩  $\langle Z_1 \rangle$  随 TKE 的变化. 图中实心圆点是实验值, 曲线是理论计算结果. 可以看出, 在  $\text{TKE} > 300 \text{ MeV}$  以前, 类弹碎片电荷的一次矩基本上和人射道一样没有漂移. 由于反应系统的颈自由度和质量不对称自由度都是过阻尼, 在此以前, 反应系统颈还未完全形成, 窗没有打开, 粒子交换很少, 致使质量不对称自由度或多或少地被冻结. 当  $\text{TKE} < 300 \text{ MeV}$  时, 随着反应系统激发能的增加, 双核系统的颈逐渐形成, 窗逐渐被打开从而发生更多的粒子交换产生了粒子流, 动量流和熵流, 促使两个碎片的温度逐渐趋向平衡, 这时类弹碎片电荷的平均值开始向大的方向漂移. 尽管我们在计算中考虑了壳效应的影响, 但计算结果表明, 壳效应对质量和电荷平均值没有产生明显的影响.

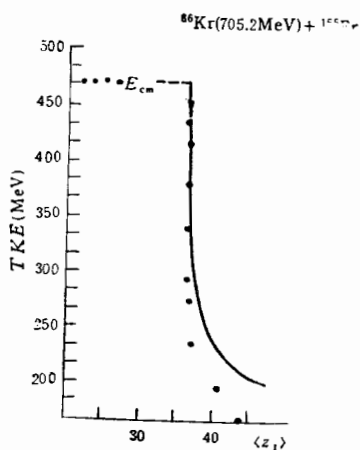


图 1 类弹碎片电荷平均值随 TKE 的变化.

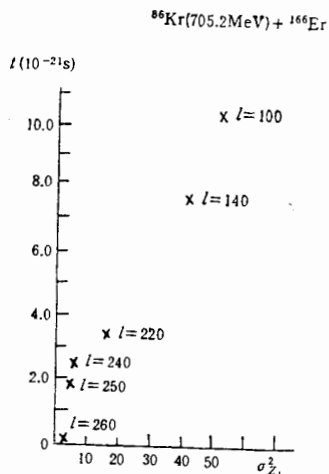


图 2 类弹碎片电荷二次矩随 TKE 的变化

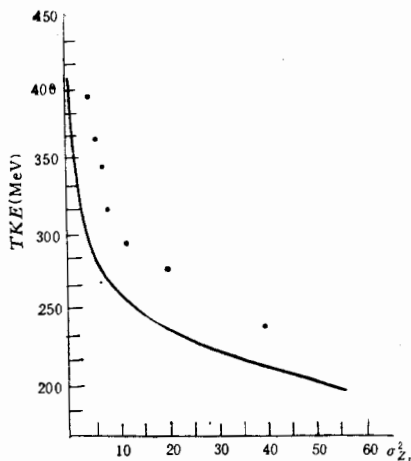


图 3 类弹碎片电荷二次矩随相互作用时间的变化

图 2 是类弹碎片电荷二次矩随 TKE 的变化. 图中实心圆点是实验值, 曲线是理论

计算结果,与实验值基本一致。可以看出随着激发能的增加扩散过程一直存在,这与通常扩散理论的结果是一致的。

图 3 类弹碎片电荷二次矩随相互作用时间的变化,图中每个交叉点处的数字是相应的轨道角动量值。 $\sigma_{z_1}^2 = 40$  是实验上最大的电荷涨落值,此时对应的相互作用时间约为  $8 \cdot 10^{-21}$  秒。这些数值都在合理的数值范围之内。

$\langle Z_1 \rangle$  和  $\sigma_{z_1}^2$  随 TKE 的变化,其绝对值,理论与实验还有一定偏离,可能与我们在计算跃迁几率中仅考虑粒子交换过程而没有考虑粒子空穴过程有关,在以后研究中将考虑这种效应。

#### 四、结 论

质量不对称重离子低能强阻尼碰撞中质量和电荷平均值的漂移现象,如  $^{86}\text{Kr}(705.2 \text{ MeV}) + ^{166}\text{Er}$  碰撞中在 TKEL 相当大范围内电荷的不漂和 TKEL 很大时才开始漂移是与双核系统颈自由度的形成过程及核子交换的动力学过程紧密相关,而电荷二次矩随 TKE 的变化主要由扩散过程决定的。

作者感谢卓益忠研究员和王顺金教授的有益讨论。

#### 参 考 文 献

- [ 1 ] J. J. Griffin et al., *Nucl. Phys.*, **A428**(1984), 145C.
- [ 2 ] L. G. Morretto et al., *Z. Physik*, **A310**(1983), 61; *Proc. Int. Conf. Nucl. Phys.*, Florence, Vol. II(1983), p. 385.
- [ 3 ] H. Feldmeier, Dissipative Heavy-Ion Collision Lectures, held at Argonne National Lab., (1984), Report ANL-PHY-85-2.  
H. Feldmeier and H. Spangenberg, *Nucl. Phys.*, **A428**(1984), 223C; *Nucl. Phys.*, **A435**(1985), 229.
- [ 4 ] A. Gbbi, *Proc. TSUKUBA Inter. Simpo.*, (1984), 187.  
G. Guarino et al., *Nucl. Phys.*, **A424**(1984), 157.
- [ 5 ] 王肖明,萨本豪等,原子核物理, **2**(1980),97.
- [ 6 ] J. P. Draayer and J. B. French et al., *Ann. Phys.*, **106**(1977), 472; S. S. M. Wang, Lecture Notes for the International Winter School in Nuclear Physics Held at Beijing, China (1981), B. D. Chang and S. S. M. Wang, *Nucl. Phys.*, **A294**(1978), 19.

THE CHARGE RELAXATION PROCESS IN THE DISSIPATIVE  
HEAVY-ION COLLISIONS OF THE MASS  
ASYMMETRY SYSTEM

LIU JIANYE QIAO WEIMIN LI JUNQING SHEN WENQING

CHEN PEIJUN TAN NANHONG

*(Institute of Modern Physics, Academia Sinica, Lanzhou)*

ABSTRACT

The variances and mean values of the charge distributions in the dissipative heavy-ion collisions of mass asymmetry system have been calculated by use of the dissipative dynamics equation coupling with the master equation. There is a nice agreement between experimental values and calculated results.