

重离子深部非弹碰撞中零点振动 对电荷转移的影响

葛凌霄 沈文庆 余超凡

(中国科学院近代物理研究所)

摘 要

基于郎之万方程,我们讨论了重离子深部非弹碰撞中的电荷分布宽度。为了解释对于不同反应系统和不同入射能量电荷分布的初始斜率式早期阶段的不同,认为存在着一个早期阶段的电荷飘移的初始条件,由零点的简谐和非简谐运动,我们得出:这个电荷飘移的初始条件依赖于核的结构和入射能量;惯性质量和刚性参数的不同可能是电荷转移不同的原因之一。另外,通过与实验比较和简单理论分析,我们讨论了惯性质量参数的特征。

在重离子深部非弹碰撞中,能量自由度一般认为是弛豫最快的自由度之一。由于相互作用时间目前不可能直接测量,因而把能量阻尼做为时钟,来研究其它自由度的弛豫过程,并探索其反应机理。观察实验观测的电荷或质量分布同总动能损失的关系,它的分布宽度并不是线性相关于能量损失,特别是接近于库仑位垒的反应系统^[1],对于不同反应系统(如 Xe + Bi 和 U + U 反应系统),它们的分布有不同的初始斜率^[2];对于同一反应系统的不同入射能量,它们的宽度同样有不同的初始斜率^[3]。这些现象都反映出质量或电荷分布宽度随能量损失变化在初期阶段有明显不同的弛豫特征,是什么因素造成了初期阶段的特征呢?为什么不同反应系统,不同入射能量有不同的初始斜率呢?这是目前重离子碰撞中有兴趣的课题之一。

H. Freislebeu 等人^[4]认为,不同反应系统的初始斜率不同是由于壳效应的作用,文献^[4,5]从福克-布朗克方程出发,讨论了壳效应的作用,发现壳效应的存在影响产物的电荷和质量分布。对于不同入射能量同一反应系统初始斜率的不同,文献[6]认为,由于入射能量不同摩擦不同,大的人射能量有大的摩擦。K. Rehm 等人认为存在着一个零点的质量或电荷飘移,这种飘移是电荷或质量分布宽度同能量损失非线性依赖的原因,我们希望探索这个零点的质量或电荷飘移的起因,并指出,它可能是实验观测到的不同初始斜率的原因之一。

为了描述重离子深部非弹弛豫过程,传输方程和经典动力学方程获得了相当的成功。

孤立地用福克-布朗克方程来讨论, 仅仅考虑了统计涨落方面; 孤立地用动力学方程来讨论, 仅仅考虑了动力学效应; 而处理布朗运动的郎之万理论, 既考虑了动力学效应, 又考虑了统计涨落效应, 它描述了一种不可逆的耗散过程. 如果, 仅仅考虑电荷自由度, 郎之万方程为:

$$B_z \frac{d^2 z}{dt^2} + \alpha \frac{dz}{dt} = F(t) \quad (1)$$

方程没有考虑驱动力项, 因为已观测的大多数反应系统, 电荷飘移很小. B_z 是惯性质量, α 为摩擦系数, $F(t)$ 为涨落力. 让 $U_z(t) = \frac{dz}{dt}$, (1) 式解为:

$$U_z(t) = U_z(0) e^{-\frac{\alpha}{B_z} t} + \frac{1}{B_z} \int_0^t e^{-\frac{\alpha}{B_z} (t-s)} F(s) ds \quad (2)$$

利用涨落力和自关联函数的性质:

$$\langle F(t) \rangle = 0 \quad (3)$$

$$\langle F(t_1) F(t_2) \rangle = \frac{D_z}{\tau^2} \delta(t_1 - t_2) \quad (4)$$

D_z 为电荷扩散系数, $\tau = \frac{\alpha}{B_z}$ 为电荷弛豫时间, 那么电荷分布宽度可以用(1)到(4)式获得^[4].

$$\begin{aligned} \sigma_z^2 &= \langle z^2 \rangle - \langle z \rangle^2 \\ &= \left[\left\langle \left(\frac{dz}{dt} \right)_0^2 \right\rangle - \left\langle \left(\frac{dz}{dt} \right)_0 \right\rangle^2 \right] \tau^2 [1 - e^{-t/\tau}]^2 \\ &\quad + 2D_z t - D_z \tau^2 [1 - e^{-t/\tau}] [3 - e^{-t/\tau}] \end{aligned} \quad (5)$$

$\left\langle \left(\frac{dz}{dt} \right)_0^2 \right\rangle$ 是 $t = 0$ 时的初始电荷飘移速度平方的平均值. 如果我们假设 $t = 0$ 时 $\left(\frac{dz}{dt} \right)_0$ 的分布是高斯分布, 其形式是:

$$W(U_z(t=0)) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_0^2}} \exp\left(-\frac{U_z^2(t=0)}{2\sigma_0^2}\right) \quad (6)$$

式中 $U_0 = \left(\frac{dz}{dt} \right)_0$, 其平均值可求得为:

$$\begin{aligned} \langle U_z(t=0) \rangle &= 0 \\ \langle U_z^2(t=0) \rangle &= \sigma_0^2 \end{aligned} \quad (7)$$

二、

从经典图象来看, $t = 0$, 意味着内部激发能等于零. 然而, 由于量子效应, 内部激发能不等于零, 靶在系统势场中运动, 无论势阱是什么形状, 零点效应很清楚是非经典现象. 下面, 从薛丁格方程出发来讨论 σ_0^2 的结构. 如果不考虑壳效应时, 液滴模型势能可以用抛物线形式来近似:

$$\begin{aligned} U &= V_{LD}(Z_1 A_1) + V_{LD}(Z_2 A_2) - V_{LD}(Z_1 + Z_2, A_1 + A_2) + V_N + V_c + V_e \\ U &= \frac{1}{2} c (Z_1 - \bar{Z})^2 + d \end{aligned} \quad (8)$$

\bar{Z} 是位能极小处电荷数, c 为刚性参数, d 为截矩. 如果在位能中考虑了壳效应, 抛物线近似就不成立了. 一般, 势能可用四次方或六次方模型的势来近似, 对于四次方模型^[5]:

$$U = -\frac{1}{2} C(Z - \bar{Z})^2 + \frac{1}{4} D(Z - \bar{Z})^4 \quad (9)$$

系统的哈密顿量可写为:

$$H = \frac{P_z^2}{2B_x} + U(z) + \text{阻尼项} + \text{与其它自由度耦合} \quad (10)$$

在这里, 我们考虑了把电荷转移做为一个集体自由度, 相应地集体哈密顿为(10)式. 一般讲, 应包括阻尼项和电荷转移自由度与其它集体自由度的耦合, 在有阻尼的哈密顿量情况下, 郎之万方程和薛丁格方程是一回事. 从包括阻尼的哈密顿量出发, 来研究系统弛豫过程, 这表现为主方程的形式. 我们希望借助于薛丁格方程来提供初始条件. 讨论 $t = 0$ 时的行为, 而不希望去表示整个过程. 一般认为, $t = 0$ 时两碰撞离子相距较远, 阻尼很弱, 核子未发生转移, 相对运动动能几乎没有耗散, 故我们假设集体运动的哈密顿量(10)中忽略掉阻尼项, 忽略掉与别的自由度耦合, 孤立地考虑电荷转移自由度做为一近似. (10)式仅仅留下前两项

$$H = \frac{P_z^2}{2B_x} + V(z)$$

薛丁格方程为: (令 $Z = Z - \bar{Z}$)

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \phi(z, t) = -\frac{\hbar^2}{2B_x} \nabla^2 \phi(z, t) + V\phi(z, t) \quad (11)$$

其特解是:

$$\phi(z, t) = \phi(z) e^{-\frac{i}{\hbar} Et} \quad (12)$$

$\phi(z)$ 满足下面本征值方程,

$$-\frac{\hbar^2}{2B_x} \frac{d^2 \phi(z)}{dz^2} + V\phi(z) = E\phi(z) \quad (13)$$

在位势(8)的近似下, (13)式解是简谐振动波函数, 为了简单起见, 我们仅仅考虑基态波函数:

$$\phi(z) = \left(\frac{1}{a\sqrt{\pi}}\right)^{1/2} e^{-(z-\bar{Z})^2/2a^2} \quad (14)$$

在位势(9)的近似下, (13)式的解是具有四次方项修正的非简谐振动波函数, 由微扰理论, 经过一级修正后的基态波函数为:

$$\begin{aligned} \phi(z) = & \left(\frac{1}{a\sqrt{\pi}}\right)^{1/2} e^{-(z-\bar{Z})^2/2a^2} - \frac{3Da^5}{\hbar\omega} \left(\frac{1}{4a\sqrt{\pi}}\right)^{1/2} \left[2 - 4\left(\frac{Z}{a}\right)^2\right] \\ & \cdot e^{-(z-\bar{Z})^2/2a^2} - \frac{1}{4} \frac{Da^5}{\hbar\omega} \left(\frac{1}{16a\sqrt{\pi}}\right)^{1/2} \left[12 - 48\left(\frac{Z}{a}\right)^2 + 16\left(\frac{Z}{a}\right)^4\right] \\ & \cdot e^{-(z-\bar{Z})^2/2a^2}. \end{aligned} \quad (15)$$

其中简谐振动频率 $\omega = \sqrt{C/B_x}$, $a = (\hbar/\sqrt{B_x C})^{1/2}$ 是无量纲参数, 由动量算符的性质, 我们知道,

$$\left\langle \frac{dz}{dt} \right\rangle = \frac{1}{B_x} \langle P_x \rangle \quad (16)$$

$$P_x = \frac{\hbar}{i} \frac{\partial}{\partial z} \quad (17)$$

根据平均值的特征,

$$\langle P_x \rangle = \int \psi^*(z) \frac{\hbar}{i} \frac{\partial}{\partial z} \psi dz \quad (18)$$

我们可以求得,对于简谐振动情况:

$$\sigma_0^2 = \left\langle \left(\frac{dz}{dt} \right)_0^2 \right\rangle - \left\langle \left(\frac{dz}{dt} \right)_0 \right\rangle^2 = \frac{1}{2B_x} \hbar \omega \quad (19)$$

对于非简谐振动情况:

$$\sigma_0^2 = \frac{1}{2B_x} \hbar \omega - 6 \frac{\hbar D a^3}{B_x^2 \omega} + 69.7 \frac{D^2 a^8}{B_x^2 \omega^2} \quad (20)$$

从(19),(20)我们可以看到,初始的电荷飘移速度平方的平均值是一个依赖于核结构的量,在系统激发能小的时候,惯性效应和位势效应会起重要作用,但对于大的能量耗损,过阻尼情况,惯性效应的作用降低,而壳效应也被洗刷,正因为如此^[6,9],在讨论电荷和质量传输中,忽略惯性效应也与实验得到较好一致。

三、

应用(5)和(19)式,我们计算了 $^{136}\text{Xe} + ^{209}\text{Bi}$, $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$, $^{208}\text{Pb} + ^{110}\text{Pd}$ 三个反应系统的电荷分布宽度和能量损失的关系。相互作用时间 t_{int} 和总动能损失 (TKEL) 的关系是利用^[7]的方法从实验提取,或者从动力学计算得到,取自于^[1,3,5,7],刚性参数 C 在假定

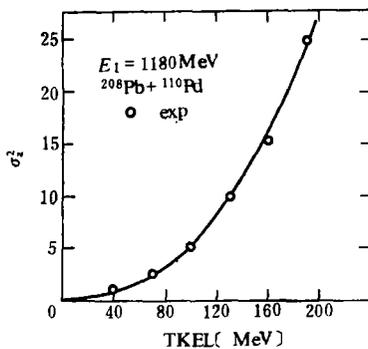


图 1: $E_L = 1180\text{MeV}$ $^{208}\text{Pb} + ^{110}\text{Pd}$ 反应系统, σ_0^2 同总动能损失 TKEL 的关系,实线是理论计算

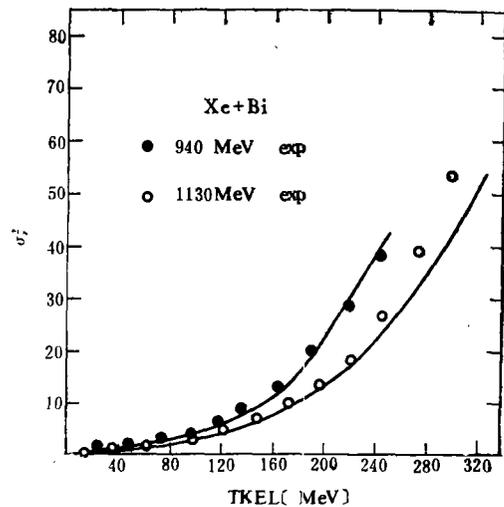


图 2: 两种入射能量时 $^{136}\text{Xe} + ^{209}\text{Bi}$ 反应系统, σ_0^2 同 TKEL 的关系比较,实线是理论计算

中子过剩自由度很快平衡的条件下,从(8)式得到. 对于 $E_L = 1180\text{MeV}$ 的 $\text{Pb} + \text{Pd}$ 反应系统, $B_x = 6.94 \times 10^{-44}\text{MeV 秒}^2$, $D_x = 0.06 \times 10^{22}\text{秒}^{-1}$, $\tau = 11 \times 10^{-22}\text{秒}$. 对于 $E_L = 940\text{MeV}$ 的 $\text{Xe} + \text{Bi}$ 反应系统, $B_x = 2.05 \times 10^{-44}\text{MeV 秒}^2$, $D_x = 0.6 \times 10^{22}\text{秒}^{-1}$, $\tau = 6 \times 10^{-22}\text{秒}$, $E_L = 1130\text{MeV}$ 的 $\text{Xe} + \text{Bi}$ 反应 $B_x = 0.62 \times 10^{-44}\text{MeV 秒}^2$, $D_x = 1.1 \times 10^{22}\text{秒}^{-1}$, $\tau = 2 \times 10^{-22}\text{秒}$, 对于 $E_L = 1766\text{MeV}$ 的 $\text{U} + \text{U}$ 反应系统, $B_x = 1.44 \times 10^{-44}\text{MeV 秒}^2$, $D_x = 2.2 \times 10^{22}\text{秒}^{-1}$, $\tau = 11 \times 10^{-22}\text{秒}$.

图1和图2分别是 $\text{Pb} + \text{Pd}$ 和 $\text{Xe} + \text{Bi}$ 反应系统的计算结果, 对于入射能量接近于库仑位垒情况, 与实验符合较好, 但对于 1130MeV $\text{Xe} + \text{Bi}$ 反应符合差, 特别是在大的总动能损失的部分. $\text{U} + \text{U}$ 反应也是这样, 这由于我们选取了 B_x 的平均值而造成的.

图3比较了 $\text{Xe} + \text{Bi}$ 和 $\text{U} + \text{U}$ 反应系统, 实验数据似乎显示了这两种反应系统有不同的初始斜率, 反映不同初始斜率的不同原因, 一方面是从实验所提取的扩散系数对于两个系统不同, $\text{Xe} + \text{Bi}$ 的电荷扩散系数小于 $\text{U} + \text{U}$ 反应系统, 另一原因来自不同的

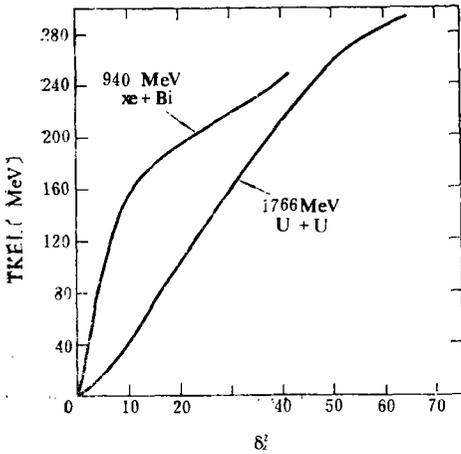


图3: $^{136}\text{Xe} + ^{209}\text{Bi}$ 和 $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$ 反应系统, σ_2^2 同 TKEL 关系的比较 (理论计算结果)

$$\left\langle \left(\frac{dz}{dt} \right)^2 \right\rangle_0,$$

对于 $\text{Xe} + \text{Bi}$ 反应系统, 刚性参数大于 $\text{U} + \text{U}$ 反应系统.

实际上, 惯性质量和扩散系数对于整个过程并不是常数, 而是一个和时间相关的量. 为了更好地符合实验结果, 图4表示惯性质量参数随时间的变化趋势, 对于 $\text{Xe} + \text{Bi}$ 和 $\text{Pb} + \text{Pd}$ 低入射能量, B_x 可以近似为常数, 而对 $\text{Xe} + \text{Bi}$ 高入射能量和 $\text{U} + \text{U}$ 反应系统, B_x 随互作用时间增加而降低, 但 $\text{U} + \text{U}$ 比较平缓, 而 $\text{Xe} + \text{Bi}$ 在短时间范围内更尖锐一些. 由于相互作用时间和激发能及入射能量相关, 因此, 惯性质量同

样依赖于激发能, 依赖于入射能量.

下面, 用一个非常简单的模型来估计一下 B_x 的数量和它的依赖性. 基于流体动力学模型, 电荷转移的动能简单写为:

$$T = \frac{1}{2} \rho_x \int v^2 dv = \frac{1}{2} B_x \left(\frac{dz}{dt} \right)^2 \quad (21)$$

ρ_x 是电荷密度, v 为转移质子的速度, 假设核子做无规运动, 那么单位时间转移的质子为 $\frac{1}{4} \rho_x v A_0$, A_0 为发生转移时的窗. 这时,

$$v = \frac{8u_m}{\rho_x A_0} \left(\frac{dz}{dt} \right) \quad (22)$$

u_m 为单位电荷数的质量, (22)代入(21)式, 设想转移核子图象如图5所示. 动能表示为:

$$T = \frac{8u_m^2}{\rho_x} \left(\frac{dz}{dt} \right)^2 \int A_0^{-1} dR \quad (23)$$

A_0 反映了两碰撞核重叠的大小，一般来说重叠愈大， A_0 愈大，它与激发能式相互作用时间长短有关。为了简单起见，我们仅仅考虑 $R \rightarrow 0$ 附近的核子转移，设想这个区域的核子转移是最可几的。让 r 是窗的半径， H 为窗体积的高度，由(21)式，惯性质量可近似表示为：

$$B_n \approx \frac{4u_m^2 H}{\rho_n \pi r^2} \tag{24}$$

$B_n \sim 10^{-43} \frac{H}{r^2}$ [MeV, 秒²]，与实验符合得出的结果一致。 r 和 H 都是时间的函数，随两碰撞核穿透的深度， B_n 的值逐渐减小。实验观测到的不同入射能量的同一反应系统， σ_i^2 同总动能损失关系有不同初始斜率(图 2)，入射能量高时，穿透就会深，故 B_n 随入射能量增大而减小，1130MeV Xe + Bi 反应的 B_n 大约是 940MeV 的三分之一，这可能是初始斜率不同的重要因素。

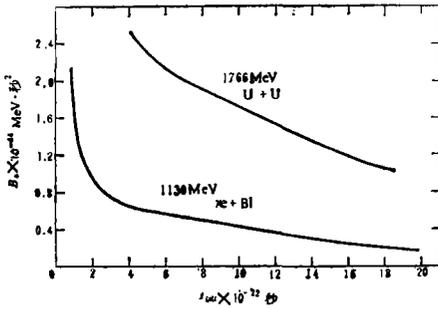


图 4：惯性质量 B_n 和相互作用时间 t_{int} 关系，看文中内容

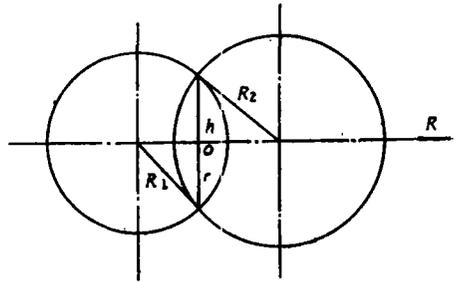


图 5：两碰撞核发生重叠时的简单几何图象

四、

最后，简单做一小结：

(i) 从朗之万布朗运动理论出发，认为深部非弹过程电荷分布或质量分布早期阶段存在着一个电荷(或质量)飘移的初始值。量子的零点简谐振动或非简谐振动是造成这个初始斜率的因素之一。它密切相关于核的结构和入射能量。

(ii) 仅仅在简谐振动情况下，讨论了电荷分布宽度和总动能损失的关系，比较了不同入射能量时的 Xe + Bi 反应系统，比较了 Xe + Bi 和 U + U 不同反应系统这种关系的差别并讨论它的原因，惯性质量和刚性参数的不同是它的原因之一。

(iii) 惯性效应在深部非弹初期阶段有很重要的贡献，通过与实验比较和简单的流体动力学模型分析，惯性质量参数依赖于不同入射能量和不同的碰撞参数。

感谢徐躬耦教授的热情帮助。

参 考 文 献

[1] K. E. Rehm et al., *Phys. Lett.*, **86B**(1979), 256.
 [2] H. Freisle et al, *Z. Physik*, **A292**(1979), 171.

- [3] W. Willeke et al., *Phys. Rev.*, **C22**(1980), 122.
- [4] B. Schmidt et al., *Z. Physik*, **A296**(1980), 215.
- [5] S. Grossmann, *Z. Physik*, **A296**(1980), 251.
- [6] K. Rehm et al., *Z. Physik*, **A293**(1979), 119.
- [7] W. Schroder et al., *Phys. Reports*, **45C**(1978), 5.
- [8] K. Rehm et al., *Z. Physik*, **A293**(1979), 119.
- [9] Zhong Ji-quan et al., International Conference on Nucl. Phys.. (1980) California

THE INFLUENCE OF THE ZERO POINT OSCILLATION ON THE CHARGE TRANSFER IN THE HEAVY- ION DEEP INELASTIC COLLISIONS

GE LIN-XIAO SHEN WEN-QING YU CHAO-FAN

(Institute of Modern Physics, Academia Sinica)

ABSTRACT

We discuss the variance of the charge distribution in the heavy ion deep inelastic collision on the basis of the Langevin equation. In order to explain the difference of the initial slope (early stage) of the charge distribution for the different reaction systems and different bombarding energy, an initial condition of the charge drift in the early stage of Dic is introduced. It is given by the harmonic or inhamonic motion around the zero point and closely depends on the nuclear structure and incident energy. The difference of the inertial mass and stiffness parameter may be the one of the reason for the difference of charge transfer. In addition we also analyse the characteristic of the inertial mass parameter.