

重离子深部非弹性碰撞中作用时间的 计算和传输系数的分析

葛凌霄 吴国华 刘建业

(中国科学院近代物理研究所)

摘 要

采用经典动力学方法计算了 $\text{Ar} + \text{Th}$ 等六个反应的深部非弹性碰撞的不同分波的作用时间,它与能量和角动量耗损相关,其范围大约是 $10^{-22} - 4 \times 10^{-21}$ 秒. 通过作用时间与扩散方程相联系,从实验结果提取出不同分波的传输系数,讨论了质量传输系数和核内部激发能及角动量耗损的关系,讨论了切向摩擦和径向摩擦的机理.

一、引 言

在重离子碰撞中,很多实验观测到深部非弹性碰撞是一种介于直接反应和复合核反应之间的弛豫过程. 在这一过程中,各种宏观物理量,如质量、电荷、能量和角动量都经历着从非平衡态向平衡态的弛豫. 这种过程的特征反映在产物的角分布上表现出由边峰向朝前峰的变化^[1]. 当 E/B 小于 1.6 时,显示了强的“聚焦效应”,角分布是边峰;当 E/B 大于 1.6 时,显示了“旋转效应”或弱“聚焦效应”,角分布为朝前峰. 反映在出射碎片的动能上,有相当大的能量耗损. 有些实验也观察到出射碎片的总动能等于两碎片的形变库仑能^[2]. 同时,实验也观测到能量损失与元素分布的宽度有一定的关系^[3],这意味着动能的弛豫和质量弛豫密切相关. 电荷的弛豫,或者说 N/Z 值的弛豫似乎发生的最快^[2,13].

当前,对重离子引起的深部非弹性碰撞,一方面应用经典动力学以分析相对运动中的角分布,动能耗损,角动量耗损等;另一方面应用扩散方程以分析碎片之间的质量、电荷转移. 这两个方面是密切相关的. 只是因为这两种运动形态各自的特征而采用了不同的理论处理方法. 在经典动力学方法中体现过程本质的是摩擦力;在扩散方程中体现过程本质的是传输系数. 这些量之间存在着内在的联系. 理论研究的任务之一就在于统一地考虑这两个方面^[4-7]. 要实现这个任务,首先需要确定各个 l 分波的作用时间 $\tau_{\text{int}}(l)$. 因为在经典动力学中, $\tau_{\text{int}}(l)$ 是毋需假定的,在扩散方程中它也不是方程的系数,这两种方法作用时间可以直接比较,应该能够直接把经典动力学方程中得到的 $\tau_{\text{int}}(l)$ 用在扩散方程的解中. 本工作希望:在未能直接从理论计算摩擦力和传输系数等参量以前,先采用经

典动力学方法计算的 $\tau_{\text{inc}}(l)$ 分析实验结果, 提取传输系数, 并讨论质量扩散系数和内部激发能, 角动量耗损的关系。

具体计算是对下述六个反应系统进行的。一类是具有“旋转效应”特征的系统: $^{84}\text{Kr} + ^{165}\text{Ho}$ (714 MeV) 和 $^{40}\text{Ar} + ^{232}\text{Th}$ (388 MeV); 另一类是具有微弱“聚焦效应”特征的系统: $^{84}\text{Kr} + ^{209}\text{Bi}$ (714 MeV) 和 $^{136}\text{Xe} + ^{209}\text{Bi}$ (1130 MeV); 同时, 对强聚焦系统 $^{40}\text{Ar} + ^{197}\text{Au}$ (248 MeV), $^{63}\text{Cu} + ^{197}\text{Au}$ (365 MeV) 也做了计算。

二、相互作用时间和偏转函数

深部非弹性碰撞中相互作用时间的大小, 对于了解各种宏观物理量弛豫过程的性质有十分重要的意义。微观理论计算相互作用时间有一定的困难。我们从经典动力学方程来计算它。当两核相距较远时仅受库仑场作用, 当两核达到相切距离

$$R = R_1 + R_2 + 3d; \quad d = 1\text{fm} \quad (1)$$

时, 就受到核力和摩擦力的作用, 从两核相切到离子发射而分开的这段时间为相互作用时间 τ_{inc} , 它是相对运动角动量 l 的函数。

牛顿方程为:

$$\mu \ddot{R}_\nu + \frac{\partial U}{\partial R_\nu} + \sum_{\mu} C_{\nu\mu} \dot{R}_\mu = 0, \quad (2)$$

能量耗损可写为:

$$\frac{dE}{dt} = - \sum_{\nu\mu} C_{\nu\mu} \dot{R}_\mu \dot{R}_\nu, \quad (3)$$

如果我们仅考虑两个自由度的球形核碰撞(两核质心距离 r 和极角 θ), 那么

$$\frac{dE}{dt} = -C_{rr} \dot{r}^2 - C_{\theta\theta} (r\dot{\theta})^2, \quad (4)$$

其中 C_{rr} 、 $C_{\theta\theta}$ 分别为径向和切向摩擦形式因子。假定两核相切时 $t = 0$, 此时系统的相对运动动能 $E_0 = E_{cm} - V_c$, 其中 E_{cm} 为质心系动能, V_c 是相切距离 R 处的库仑能。两核分离时为 t , 相对运动动能为 $E = E_0 - \Delta E$, 那么

$$\int_{E_0}^E \frac{dE}{E} = - \int_0^t \frac{2}{\mu} C_{rr} dt + \int_0^t (C_{rr} - C_{\theta\theta}) \frac{l^2}{\mu^2 r^2 E} dt, \quad (5)$$

l 、 r 和 E 都是时间的函数, (5) 式用数值计算来完成。

相互作用时间的长短与摩擦形式因子, 能量损失, 角动量损失密切相关。我们采用了与 [10] 相同的核势、库仑势和摩擦形式因子, 求解经典动力学方程, 从经典动力学方程计算的融合临界角动量值 l_c , 能量损失 ΔE , 和虹角 θ , 与实验一致来确定计算的参数。数值计算方法与 [10] 一样。

计算的经典偏转函数, 对于 $\frac{E}{B} > 1.6$ 的反应系统, 通过零度到负角, 反映出“旋转效应”的特征; 对于 $\frac{E}{B} < 1.6$ 的系统, 很多 l 分波贡献给擦边角附近的散射角, 反映出“聚焦效应”的特征。而对于某些弱聚焦的系统, 二者的特征兼而有之。这些偏转函数的形状见

图2(a), 图3(a)和图4(a).

偏转角与作用时间 $\tau_{int}(l)$ 的关系见图2(b), 图3(b)和图4(b). 当 $\frac{E}{B} > 1.6$ 时, 基本上是线性关系, 但虹角附近有些弯曲. 当 $\frac{E}{B} < 1.6$ 时, θ 与 $\tau_{int}(l)$ 是非线性关系. 所以简单地采用线性关系 $\tau_{int} = (\theta_{gr} - \theta)/\omega$ 来估计时间显得粗糙 (见图3(b)). 在聚焦效应的情况下, 由于很多 l 分波对应于差不多同一散射角, 线性关系无法使用.

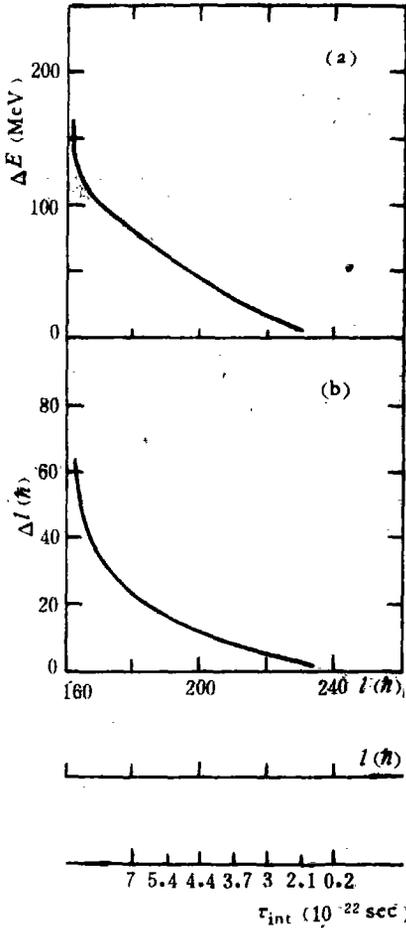


图1 388MeV Ar + Th 反应, $(E/B = 1.8)$ 能量耗损 $\Delta E(l)$ 和角动量耗损 $\Delta l(l)$ 与 l 和 $\tau_{int}(l)$ 的关系.

图1(a)表示了 $^{40}\text{Ar} + ^{232}\text{Th}$ (388MeV) 反应的能量损失 ΔE 与 l 的关系, 因为 l 与 $\tau_{int}(l)$ 有相应的关系, 故同时给出了 ΔE 与 τ_{int} 的关系. 从一个 l 分波的经典动力学轨道计算可以看出: 总能量损失的一半是在较短的时间内发生的, 对于较大的 l 分波大约在 $1/3 \tau_{int}(l)$ 范围内, 对于较小的 l 分波则在 $1/10 \tau_{int}(l)$ 范围内即损失一半总动能损失. 从整个深部非弹性过程发生在 $10^{-22} - 10^{-21}$ 秒时间范围内而言, 总能量损失的大约 80% 都发生在较短的时间内, 以后能量损失率变小, 能损曲线变得平缓.

图1(b)给出了 $^{40}\text{Ar} + ^{232}\text{Th}$ (388MeV) 反应的角动量损失 Δl 与 l 的关系, 同样也给出了与 $\tau_{int}(l)$ 的关系. 由图可见 Δl 随 l 的减小而增加. 从一个 l 分波的经典动力学轨道计算可以看出: 角动量损失发生在整个 $\tau_{int}(l)$ 范围内, 在相互作用的初始阶段角动量损失很小, 而主要的损失发生在相互作用的后一阶段. 角动量损失主要由切向摩擦造成, 我们选取的摩擦形式因子是类比光学位的形式, 故当 l 小时, 两核越靠近, 损失的角动量就愈大. 而 W. Nörenberg 等人^[8] 的模型计算结果是, Δl 随 l 的减小而变得平缓甚至下降.

三、深部非弹性碰撞中的弛豫现象

在深部非弹性碰撞中, 各种宏观物理量的几率分布随时间的变化规律可以用对于每个 l 分波分别成立的常系数 F-P 方程来描述.

$$\frac{\partial P_l(x, t)}{\partial t} = -v_x(l) \frac{\partial P_l(x, t)}{\partial x} + \frac{1}{2} D_x(l) \frac{\partial^2 P_l(x, t)}{\partial x^2} \quad (6)$$

其中 x 是实验观测的宏观物理量, 如质量 A 、电荷 Z 、能量 E 等. $D_x(l)$, $v_x(l)$ 分别为

该物理量的扩散系数和飘移系数, 假定与时间无关. F-P 方程的解为:

$$P_l(x, t) = \frac{1}{\sqrt{4\pi D_x(l)t}} \exp \left[-\frac{(x - x_0 - v_x(l)t)^2}{4D_x(l)t} \right], \quad (7)$$

$P_l(x, t)$ 是高斯函数形分布.

$$\langle x - x_0 \rangle = v_x(l)t, \quad (8)$$

$$\sigma_x^2 = 2D_x(l)t, \quad (9)$$

半极大处全宽度的平方 Γ_x^2 与 D_x 有如下关系:

$$\Gamma_x^2 = 16 \ln 2 D_x(l)t, \quad (10)$$

假如实验给出某一物理量 x 在不同测量角的峰位与宽度, 当相互作用时间 τ_{int} 作为散射角 Θ 的函数通过计算得到后, 就可以确定扩散系数 D_x 和飘移系数 v_x . 对于电荷分布则有:

$$D_z(l) = \frac{\Gamma_z^2(l)}{16 \ln 2 \tau_{\text{int}}}, \quad (11)$$

$$V_z(l) = \frac{\langle Z - Z_0 \rangle}{\tau_{\text{int}}}. \quad (12)$$

虽然, 在深部非弹性碰撞中, 反应产物集中在炮弹和靶核附近, 但仍然可以发生相当多的质量交换. 交换数目的不同反映出质量分布的宽度不同. 对于一些 $\frac{E}{B} > 1.6$ 的反应系统实验结果显示电荷分布宽度 Γ_z^2 与偏转角 Θ 之间有一线性关系^[1,11].

考虑到中子数 N 和质子数 Z 之比 N/Z 迅速达到平衡的实验事实^[2,13], 电荷传输系数与质量传输系数有如下关系:

$$D_A = \left(\frac{A}{Z}\right)^2 D_z, \quad (13)$$

$$V_A = \left(\frac{A}{Z}\right) V_z, \quad (14)$$

对于 $\text{Kr} + \text{Bi}$, $\text{Xe} + \text{Bi}$ 反应, 实验给出能量损失 ΔE 与宽度 Γ_z^2 的关系^[3]. 我们通过经典动力学计算的 ΔE 来分析实验结果, 提取扩散系数 D_z . 由于曲线在 ΔE 较小

表 1 质量扩散系数 D_A

反应	$E_L(\text{MeV})$	D_A (本文计算)(sec^{-1})	D_A ([8]计算)(sec^{-1})	D_A ([9]计算)*(sec^{-1})	参考文献
$\text{Kr} + \text{Ho}$	714	$5 \times 10^{21} - 2.0 \times 10^{22}$	2.4×10^{22} $2.3 - 4.3 \times 10^{22}$	$3.2(4.3) \times 10^{22}$	[3] [1]
$\text{Ar} + \text{Th}$	388	$3 \times 10^{21} - 2.5 \times 10^{22}$			[8] [15, 11]
	297	$4 \times 10^{21} - 2 \times 10^{22}$			[15, 11]
$\text{Kr} + \text{Bi}$	714	$1.8 - 2.2 \times 10^{22}$	$2.7 - 5.3 \times 10^{22}$	$3.7(5.3) \times 10^{22}$	[3]
$\text{Xe} + \text{Bi}$	1130	$3.8 - 5.7 \times 10^{22}$	$3.2 - 7.0 \times 10^{22}$	$4.8(7.0) \times 10^{22}$	[3, 1]
$\text{Ar} + \text{Au}$	248	$6 \times 10^{21} - 2 \times 10^{22}$			[16]
$\text{Cu} + \text{Au}$	365	$4 - 7 \times 10^{22}$			[14]

* 括号中是用非粘住模型计算结果, 括号外的是粘住模型计算结果.

的部分太陡,可能会引进较大误差。

表 1 给出我们的计算结果,同时也列出了^[8,9]的计算结果以作比较。

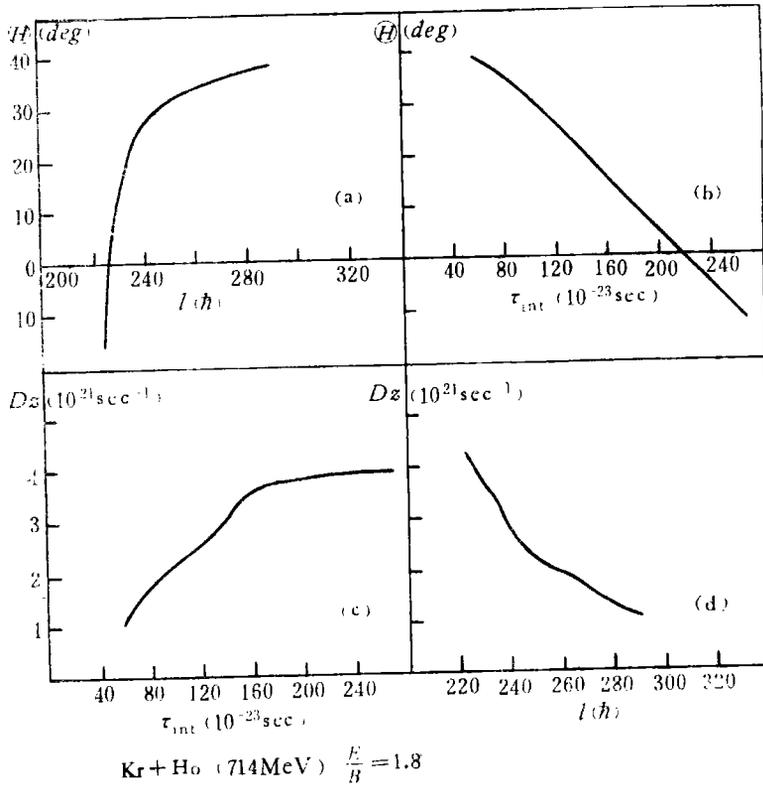


图 2 714 MeV Kr + Ho ($E/B = 1.8$) 反应

(a) 经典偏转函数; (b) 散射角 θ 和相互作用时间 $\tau_{int}(l)$ 的关系; (c) 扩散系数 $D_z(l)$ 随 $\tau_{int}(l)$ 的变化; (d) 扩散系数 $D_z(l)$ 和 l 的关系。

图 2(c)和图 3(c)分别给出 Kr + Ho (714 MeV) 和 Ar + Th(388 MeV) 反应 D_z 随 τ_{int} 的变化,图 2(d)和图 3(d)分别给出了 Kr + Ho (714 MeV) 和 Ar + Th (388 MeV) 反应 D_z 随 l 的变化,当 l 减小时 D_z 增加。联系 ΔE 随 l 变化的关系一并考虑,可见有下述近似关系(参看图 5);

$$D_z(l) = \alpha(A, Z) \Delta E(l) \simeq \alpha(A, Z) E^*(l). \quad (15)$$

其中 $\alpha(A, Z)$ 是与反应系统有关的常数, $E^*(l) = \Delta E(l)$ 是反应系统的内部激发能。联系 $\Delta l(l)$ 随 l 的变化关系一并考虑,可见 $D_z(l)$ 与 Δl 也是很好的线性关系,(除了在 l_σ 附近的一小区域之外)(参看图 6)。 D_z 随 l 减小而增加的趋势与 Δl 随 l 变化的趋势(见图 1(b))也大体相似,这意味着粒子扩散可能是引起切向摩擦的主要原因。对于这两个反应系统未观察到分布峰位的明显移动,飘移系数 v_z 可能近似地等于零。

图 4(c)给出 Kr + Bi (714 MeV) 反应 D_z 随 τ_{int} 的变化关系,图 4(d)给出 Kr + Bi (714 MeV) D_z 随 l 的变化关系,当 l 较大时变化趋势与图 2(d)和图 3(d)一致。当 l 变小时, D_z 不再增加而开始下降, Xe + Bi(1130 MeV), Cu + Au (365 MeV) 也出现这

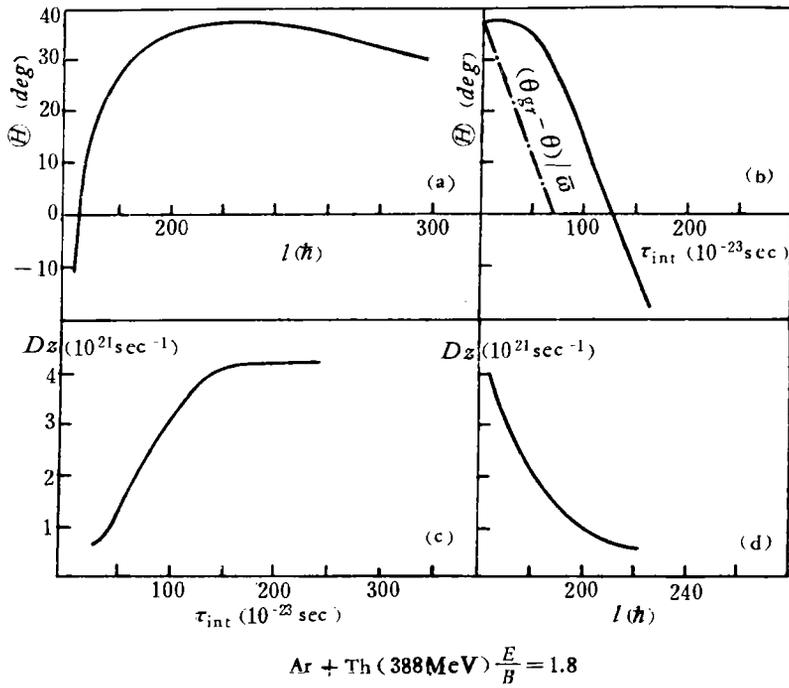


图 3 388 MeV Ar + Th 反应, ($E/B = 1.8$). (a), (b), (c), (d) 说明参看图 2.

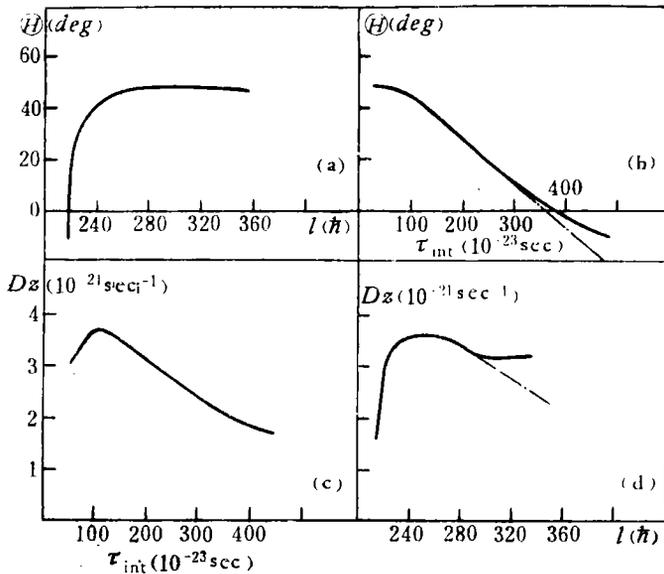


图 4 714 MeV Kr + Bi 反应, ($E/B = 1.5$). (a), (b), (c), (d), 说明参看图 2.

个现象, 这点可能由下列几个原因所造成: (1) 对于这些系统, $\frac{E}{B} < 1.6$, 相对运动速度较小, 从相切到分开的时间也许会长一些, 计算结果表明 $\tau_{\text{int}}(l)$ 要比 Kr + Ho, Ar + Th

系统较长。此时 ΔE 已接近 $E_{cm} - V_c$ ，也就是说相对运动的动能几乎已经完全损失。从实验结果可见当能损小时，电荷分布基本上是高斯形状的，但能损很大时，就趋向不对称分布。因此在 ΔE 接近 $E_{cm} - V_c$ 时，几率分布不再是常系数 F-P 方程的解，(10) 也就不再适合了。(2)，如认为(9)式仍是合理的，则：

$$\frac{dD}{dl} = \left(\frac{d\sigma^2}{dl} - 2D \frac{d\tau}{dl} \right) / 2\tau$$

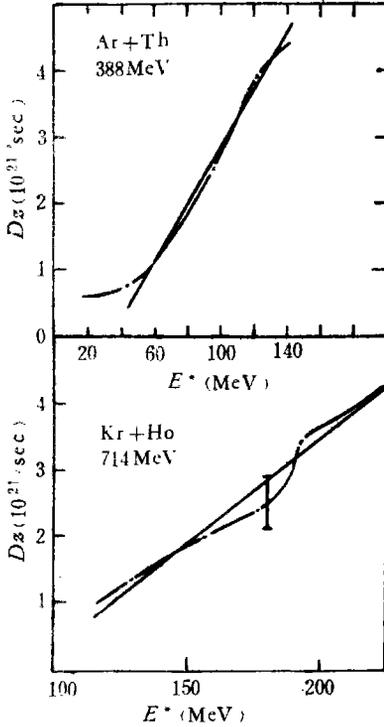


图5 扩散系数 D_z 和核内激发能 (即能量耗损) 的关系

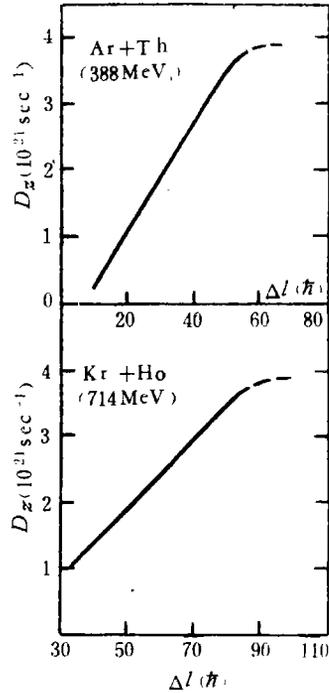


图6 扩散系数 D_z 和角动量耗损 Δl 的关系。

从实验结果来看： $\frac{d\sigma^2}{dl} < 0$ ， σ^2 随 l 的增加而减小，但因为 $\frac{dD}{dl}$ 是二者之差，当 $\frac{d\sigma^2}{dl}$ 与 $\frac{d\tau}{dl}$ 都变化较大时 (在发生旋转变效应时)，不易标准，可能导致 $\frac{dD}{dl}$ 变号， l 减小时 D_z 下降。

四、讨 论

本文从经典动力学方程出发，假定一定形式的摩擦力，对不同 l 的分波计算出能量耗损 $\Delta E(l)$ 及角动量耗损 $\Delta l(l)$ ，并利用同时给出的偏转角 $\Theta(l)$ 和作用时间 $\tau_{int}(l)$ ，结合 F-P 方程提取出扩散系数 $D_z(l)$ ，从而给出了 $\Delta E(l)$ ， $\Delta l(l)$ 和 $D_z(l)$ 的关联，为了解扩散和摩擦机制提供了一定的线索。

从动力学计算看出，对于一定 l 的分波来说，动能耗损主要发生在较短时间范围之内。在整个作用时间 $\tau_{int}(l)$ 范围内，动能耗损 (也就是反应系统的内部激发能) 可以近

似地用一个平均值来标志。我们知道反应系统内部费米面以下的核子由于泡利原理的限制而不能扩散, 只有那些被激发的核子才能进行扩散, 所以扩散系数 $D_z(l)$ 随着被激发核子数的增加而增加。结合 ΔE 耗损过程来看, 扩散过程将在整个作用时间 $\tau_{int}(l)$ 范围内进行, 而且扩散系数 $D_z(l)$ 近似地随 ΔE 的平均值线性增长。计算所得的扩散系数 $D_z(l)$ 的确与 ΔE 成正比, 表明计算所作的假定是合理的。

从动力学计算结果还可以看出, 对于一定 l 的分波来说, 角动量耗损 $\Delta l(l)$ 是在整个时间范围内实现的。与能量耗损 $\Delta E(l)$ 主要发生在较短时间范围之内不同, 角动量耗损随时间变长而增加, 主要发生在较长的时间范围之内。并且从图 6 可以看到 $\Delta l(l)$ 与 $D_z(l)$ 也有很好的线性关系。从这些结果看, 显然意味着导致角动量耗损的切向摩擦是与质量扩散紧密地联系在一起的, 导致切向摩擦的似乎主要是由于质量扩散。

与角动量耗损情况相反, 能量耗损大部分是在相互作用的初始阶段实现的。这个阶段的能量耗损主要不是由于与质量扩散相联系着的切向摩擦, 似乎可以认为导致这一阶段能量耗损的主要因素乃是与粒子空穴激发相联系的径向摩擦。

上面所作的关于摩擦机制的分析和徐树威^[2]的分析结果相一致。但应当强调指出, 这一结论是依赖计算所依据的模型, 特别是依赖于摩擦力参数形式的假定。的确, 对于某些反应系统来说, 例如 $\text{Kr} + \text{Bi}$ (714 MeV) $D_z(l)$ 与 $\Delta E(l)$ 及 $\Delta l(l)$ 的关系, 虽在 l 较大时仍类似地有线性关系, 但在 l 较小接近于“旋转轨道”时, 已偏离了线性关系 $D_z(l)$ 在 Δl 或 ΔE 增加时反而下降了。如前面所解释的, 在接近“旋转轨道”时, 假定的摩擦力等对计算结果影响较大, 计算结果的可靠性较差, 这是有待于改进的。

W. Nörenberg 等人^[8]假定一种经典模型建造经典偏转函数, 也考虑了能量和角动量耗损, 给出了计算作用时间的表达式, 分析了传输系数。J.R. Huizenga 等人^[9]联系实验能量分布和角分布获得偏转函数, 也分析了传输系数。这种作法的实质是引入简化模型以代替动力学方程, 因而也随之引入了新的不确定因素。如果认为经典动力学方法是比较基本的, 今后还要向理论处理的统一化方面发展, 那末引入新的模型来代替经典动力学方法并不一定有益。

至于飘移系数 $v_z(l)$, 不仅与核温度有关, 还依赖于驱动力, 本文未作详细分析, 尚待今后作进一步探讨。

本工作是在兰州大学徐躬耦教授指导下进行的, 特此表示感谢。

参 考 文 献

- [1] L. G. Moretto, R. Schmitt. European Conference on Nuclear Physics with Heavy-Ions (1976) CAEN (France), C5—109.
- [2] J. Galin, European on Nuclear Physics with Heavy-Ions CAEN (France), C5—83.
- [3] J. R. Huizenga et al., *Phys. Rev. Lett.*, **37**(1976), 885.
- [4] 徐躬耦, 高能物理与核物理, **2** (1978), 359.
- [5] W. Nörenberg, *Z. Phys.*, **A274**(1975), 241; **A276**(1976), 84.
- [6] H. Hofmman, *Nucl. Phys.*, **A275**(1977), 464.
- [7] S. Ayik, *Phys. Lett.*, **63B**(1976), 22.
- [8] W. Norenberg et al., *Z. Phys.*, **A284**(1978), 209.
- [9] J. R. Huizenga et al., *Phys. Rev.*, **C16**(1977), 623.
- [10] 吴国华、钟纪泉、葛凌霄, 高能物理与核物理, **1** (1977), 83.

- [11] W. Norenberg *Phys. Lett.*, **52B**(1974), 289.
- [12] 徐树威, 高能物理与核物理, 待发表.
- [13] J. Galin et al., *Z. Physik*, **A278**(1976), 347.
- [14] C. Ngo et al., *Nucl. Phys.*, **A267**(1976), 181.
- [15] A. G. Artukh et al., *Nucl. Phys.*, **A215**(1973), 91.
- [16] C. Ngo et al., *Z. Physik*, **A283**(1977), 161.

CALCULATION OF INTERACTION TIMES AND ANALYSIS OF TRANSPORT COEFFICIENTS IN HEAVY-IONS INDUCED DEEP INELASTIC COLLISIONS

GE LING-XIAO WU GUO-HUA LIU JIAN-YE
(*Institute of Modern Physics, Academia Sinica*)

ABSTRACT

The interaction times of various partial waves for heavy-ions induced deep inelastic collisions (DIC) of six reaction systems are calculated on the basis of classical dynamics method. The resulting times are related to the energy and angular momentum dissipations. The order of magnitude of the interaction times for DIC is about $10^{-22} - 4 \times 10^{-21}$ sec. The Fokker-Planck equation may be correlated with the classical dynamic equation through the interaction times. The interaction times of various partial waves are applied to determine the mass (or element) transport coefficients of various partial waves from experimental mass (or element) distributions. The correlation between mass transport coefficients and excitation energies and angular momentum dissipations are discussed. The mechanism of the tangential and radial frictions are analyzed.