

重离子反应中一种唯象的核摩擦机制

徐 树 威

(中国科学院近代物理研究所)

摘 要

本文提出了一种唯象的模型来说明重离子在碰撞的初期阶段通过粒子-空穴激发和核子交换方式所引起的摩擦机制。

研究重离子核反应时,摩擦系数作为经验参数被广泛地应用于经典计算之中^[1-4]。早期主要用于拟合限制全融合反应的临界角动量,深部非弹性散射中的能量耗散等实验值。一般获得的数量级大约在 10^{-23} — 10^{-21} MeV fm⁻² 秒之间。至于切向摩擦系数(C_{tt})和径向摩擦系数(C_{rr})之比,却有两种不同的看法:严重各向异性($C_{tt}/C_{rr}=1/40$)^[1]和各向同性^[2,5]($C_{tt}/C_{rr}=1$)。通过调整其他参数,两种做法都可以拟合上述的实验结果。最近有人^[6]测量了 610 MeV ⁸⁶Kr + ²⁰⁹Bi 的深部非弹性散射,提取出转移给反冲重余核的角动量在 50—70 \hbar 之间,与粘着模型预言一致。明确指出:用严重各向异性的摩擦系数所计算的结果^[7]与实验不符。倾向性地暗示 $C_{tt}/C_{rr}=1/2$ 。目前认为:造成能量耗散不外乎粒子-空穴激发和核子交换两种原因。W. U. Schröder 等人^[8]假定这两种摩擦系数(C_{ph} , C_{ex})具有相同的时间依赖关系,按无规步行的观点从 8.5 MeV/amu 的轰击能量下由 ¹⁶⁵Ho + ⁸⁴Kr, ¹⁶⁵Ho + ¹³⁶Xe, ²⁰⁹Bi + ¹³⁶Xe 反应^[9]的实验数据和 7.2 MeV/amu 的 ⁸⁶Kr + ¹⁹⁷Au 反应^[10]的实验数据中提取得到 C_{ph}/C_{ex} 的平均值分别为 2.3 和 6.3。

本文设想,当两个碰撞核开始靠近时,形状(势垒)会稍有压扁,形成一块公共接触面 S 。由于相对运动,接触面(公共势壁)会沿径向继续前移,碰撞核子,使一部分核子从费米面以下跃迁到费米面以上,即发生粒子-空穴激发。这样,一部分相对运动动能转化成了内部激发能。同时,已被激发的核子,不再受泡利原理的限制,可以自由扩散,彼此交换,也会引起相对动量的转移。根据这种唯象的图象(如图 1),把核内核子看成无相互作用的费米气体,对于两个大小相等的中重核,简单估计出的摩擦系数,能与实验结果大致相符。

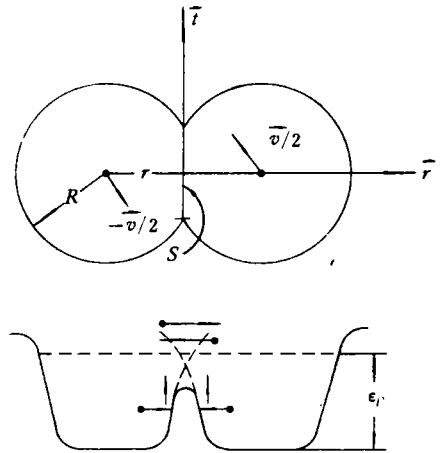


图 1

1. 计算粒子-空穴激发引起的径向摩擦系数 $C_{rr}^{(1)}$

由质心坐标来看(图1),两个原子核分别以 $\pm v/2$ 的速度靠近,使一部分核子与 S 面碰撞,从费米面以下跃迁到费米面以上.考虑到左右对称,所以只要计算一半就够了.至于 S 面处势垒的实际情况并不十分清楚,可以设想如图1所示.我们又注意到:费米面以下的能级基本上被占住,所以费米面以下的核子穿透势垒进入另一个原子核将遇到阻塞.所以,可以将这部分核子与势垒的碰撞近似地看成是与一个运动活塞的完全反射的刚性碰撞.此外,再假定:1.核内核子都是无相互作用的费米子,其动量分布是连续的;2.只考虑一次碰撞引起的激发过程.这样,就可以根据 D. H. E. Gross^[1] 提出的活塞模型,得到:

$$C_{rr}^{(1)} = \frac{-2S}{(2\pi\hbar)^3 m v_r} \int_0^\infty dk k^2 \int d^2 q_\perp \{n(k + mv, q_\perp) - n(k - mv, q_\perp)\}, \quad (1)$$

其中, $2k = q'_r - q_r$ ——碰撞前后,核子动量在 r 方向的分量的改变; q_\perp ——碰撞前,核子动量在与 r 垂直方向的分量; m ——核子质量; v_r ——相对运动速度的径向分量; $n(q)$ ——基态时,费米气体的填充几率,即

$$n(q) = \begin{cases} 1 & \bar{q}^2/2m \leq \varepsilon_F, \\ 0 & \bar{q}^2/2m > \varepsilon_F, \end{cases}$$

ε_F ——核子费米能量.

又因为 $mv \ll \sqrt{2m\varepsilon_F}$, 则可进一步化简得到

$$\frac{C_{rr}^{(1)}}{S(\text{fm}^2)} = \frac{8\pi m^2 \varepsilon_F^2}{(2\pi\hbar)^3} \simeq 5 \times 10^{-23} \text{MeVfm}^{-4} \text{秒}. \quad (2)$$

2. 计算由核子交换引起的径向摩擦系数 $C_{rr}^{(2)}$ 和切向摩擦系数 C_{tt} :

由于费米面以上的能级基本上空着,所以被激发到费米面以上的核子,将不受阻塞,近似于自由扩散.又因为相对运动速度远小于费米速度,可近似认为:在每一个相对距离处,被激发的费米气体,经过无规运动,来得及随时达到平衡.于是,单位时间内动量的变化:

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = \frac{1}{2} \rho_{ex} \bar{v}_{ex}^r S \nabla, \quad (3)$$

ρ_{ex} 表示被激发的那一部分核子的密度; \bar{v}_{ex}^r 表示它们的平均速度在 r 方向的分量.所以:

$$\frac{C_{rr}^{(2)}}{S(\text{fm}^2)} = \frac{C_{tt}}{S(\text{fm}^2)} = \frac{1}{2} \rho_{ex} \bar{v}_{ex}^r. \quad (4)$$

我们研究的是中重核(如质量数为100),原子核的相对运动动量又远大于核子的费米动量,这样计算得出:

$$m \rho_{ex} \bar{v}_{ex}^r = q_F \rho_0 \left[\frac{mv_r/2}{q_F} - \frac{3}{2} \frac{(mv_r/2)^2}{q_F^2} + \frac{1}{4} \left(\frac{mv_r/2}{q_F} \right)^4 \right]. \quad (5)$$

此处, ρ_0 是正常核密度, q_F 是核子费米动量.针对上面提到的具体反应^[6,9,10], 炮弹-靶核靠近,克服库仑位垒后剩余的动能约 $\approx 4\text{MeV}/\text{amu}$, 所以 $mv_r/2 \simeq q_F/10$, 故

$$\frac{C_{rr}^{(2)}}{S(\text{fm}^2)} = \frac{C_{tt}}{S(\text{fm}^2)} \simeq \frac{1}{20} \rho_0 q_F / m \simeq 0.8 \times 10^{-23} \text{MeVfm}^{-4} \text{秒},$$

计算时, ρ_0 取 0.17 核子/ fm^3 , ε_F 取 38MeV .

由以上计算可以看出:

1. 如果取 $r = 0.98 - 0.85R$ 作为深部非弹性散射的区域, 则 C_{ii} , C_{rr} 应在 $4 \times 10^{-23} - 2 \times 10^{-21} \text{ MeVfm}^{-2} \text{ 秒}$ 之间, 与一般经典计算中所用的量级一致。

2. 粒子-空穴激发与核子交换引起的摩擦系数之比, $C_{ph}/C_{ex} \approx 3$, 与目前发表的初步实验结果相符。而且还能定性地看出随着入射能量增加, 这个比值变小的趋势。

3. 切向摩擦系数与径向摩擦系数之比 $C_{ii}/C_{rr} = 1/7$ 。如果粒子-空穴激发多少对切向摩擦有贡献, 这个值还会增大一些。

上述计算原则上也适用于两个质量稍不对称的核, 因为在这种情况下驱动势比较小。驱动势的作用是使核子定向转移, 但从实验结果来看, 比如说 $^{63}\text{Cu} + ^{197}\text{Au}$ (365 MeV 和 443 MeV) 反应^[2], 出射轻碎片质量峰位的移动小于质量分布的半宽度。按无规步行过程而言, 这反映在相同时间间隔内炮弹与靶核彼此交换的核子总次数比净(定向)转移的核子数至少大一个数量级。这也间接说明驱动势的影响比较小。

上述计算只考虑两个核径向彼此靠近的过程, 并且只计算一次碰撞, 所以只是对能量耗散初期阶段的近似描写。但是, 一般认为这个初期阶段是能量耗散的主要阶段。

本文提出的估计方法无法反映摩擦系数随核物质表面密度的变化, 是一个缺点, 是用费米气体模型粗糙的地方。

最后, 作者感谢兰州大学现物系徐躬耦教授的启发和热情指导。

参 考 文 献

- [1] D. H. E. Gross et al., *Phys. Lett.*, **48B** (1974), 302.
- [2] K. S. Wilzynski et al., *Nucl. Phys.*, **A264** (1976), 115.
- [3] H. H. Deubler et al., *Nucl. Phys.*, **A277** (1977), 493.
- [4] 吴国华等, 高能物理与核物理, **1** (1977), 83.
- [5] F. C. Tsang, *Physica Scripta.*, **10A** (1974), 90.
- [6] P. Dyer et al., *Phys. Rev. Lett.*, **38** (1977), 392.
- [7] D. H. E. Gross et al., in *classical and Quantum Mechanical Aspects of Heavy Ion Collisions* edited by H. L. Harney et al., **33** (1975), 194.
- [8] W. U. Schroder et al., *Phys. Lett.*, **71B** (1977), 283.
- [9] J. R. Huizenga et al., *Phys. Rev. Lett.*, **37** (1976), 885.
- [10] L. G. Morreto and J. S. Svantek, Proc. of the Symp. on Macroscopic Features of Heavy-Ion collisions. Argonne 1976, **Report ANL/PHY-76-2**, p. 235.
- [11] D. H. E. Gross, *Nucl. Phys.*, **A240** (1975), 472.
- [12] C. Ngo et al., *Nucl. Phys.*, **A267** (1976), 181.

A PHENOMENOLOGICAL NUCLEAR FRICTION MECHANISM IN HEAVY ION REACTIONS

XU SHU-WEI

(*Institute of Modern Physics, Academia Sinica*)

ABSTRACT

In this paper, a phenomenological model has been suggested to explain the friction mechanism due to particle-hole excitation and nucleon exchange at the initial stage of heavy ion collisions.