

变发生扰动,随即产生应力集中^[14].这表明泡沫铝中的宏观缺陷所引起的应力、应变变化比较大,也就是孔洞发生膨胀和畸变比较大.泡沫金属中的比表面积越大,则膨胀和畸变也越大^[15].

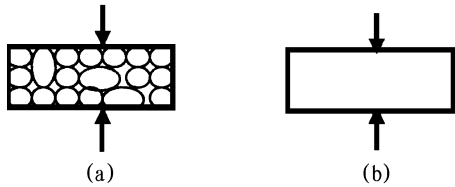


图 8

(a) 含一定浓度夹杂物的材料; (b) 无孔参考比较材料

根据 8(a), (b) 的简单模型,我们可以把金属泡沫材料中的孔洞看作材料中的夹杂物,这样采用等效夹杂物方法^[16]就可以计算出膨胀和畸变能密度^[17],即其内耗值:

$$Q^{-1} = \frac{1}{a} \frac{c}{1-c} \quad (6)$$

式中 c 为夹杂物的体积分数, a 为孔的半径. 从该公式可得出: (1) 孔径一定 (即 a 为常数), 内耗值随孔隙率 c 增加而增加; (2) 孔隙率一定 (即 c 为常数), 内耗值随孔径增加而减小. 理论分析与实验结果符合得很好.

5 金属泡沫材料的应用

金属泡沫材料除上述特性外,还不易燃,不易氧化,耐候性好,因此它有广泛应用前景.我们可以知道它作为阻尼、吸振、吸声、热和电磁

屏蔽材料是非常理想的,其潜在的主要应用领域有建材、汽车、船舶、机车、军工、包装以及重型工业.

参 考 文 献

- [1] J. P. Drolet, *Int. J. Powder Met. Powder Tech.*, **13** (1977), 222.
- [2] I. M. Fedorchenko, *Sov. Powder Metall. Met. Ceram.*, **18** (1979), 625.
- [3] J. Banhart, J. Baumeister, M. Weber, 1995 European Conference on Advanced PM Materials, Birmingham, England, October, (1995), 23.
- [4] H. A. Kuchek, US Patent, 3236706, (1966).
- [5] A. Sosnik, US Patent, 2434775, (1948).
- [6] J. C. Elliott, US Patent, 2751289, (1956).
- [7] V. Shapovalov, *MRS Bulletin*, **4** (1994), 24.
- [8] 韩福生、朱振刚等, 中国发明专利, 96117124.3, (1996).
- [9] G. J. Davies, Zhen Shu, *J. Mater. Sci.*, **18** (1983), 1899.
- [10] 韩福生、朱震刚等, 中国发明专利, 96117125.1, (1996).
- [11] P. H. Thornton, C. L. Magee, *Metall. Trans.*, **6A** (1975), 1253.
- [12] M. F. Ashby, *Metall. Trans.*, **14A** (1983), 1755.
- [13] J. Zhang, M. N. Gungor, E. J. Lavernia, *J. Mater. Sci.*, **28** (1993), 1515.
- [14] 福岛正治、藤井忠臣、北泽孝次, 日立造船技报, **49** (1988), 41.
- [15] 刘长松、韩福生、朱震刚, 物理学报, **46** (1997), 1585.
- [16] T. Mura, *Micromechanics of Defects in Solids*, The Netherlands: Martinus Nijhoff Pub., (1987).
- [17] G. P. Tandon, G. J. Weng, *J. Appl. Mech.*, **53** (1986), 511.

摩擦——一个古老而时髦的话题*

蒋 平 杨建树

(复旦大学应用表面物理国家重点实验室, 上海 200433)

摘 要 介绍了在原子力显微镜基础上发展起来的摩擦力显微镜的原理. 应用摩擦力显微镜可以测量原子级的摩擦力, 从而从微观上理解摩擦这一最为普遍的宏观物理现象奠定了基础. 同时, 还评述了近十年来在这一领域中理论和实验两方面的研究进展.

关键词 摩擦力显微镜, 纳米摩擦学

* 1998 - 06 - 08 收到初稿, 1998 - 09 - 14 修回

FRICITION, AN OLD BUT MODERN TOPIC

Jiang Ping Yang Jianshu

(National Laboratory of Surface Physics, Fudan University, Shanghai 200433)

Abstract The principle of the friction force microscope (FFM) based on the atomic force microscope is presented. The FFM is used to measure the friction force on the atomic scale, and has opened a new field in the microscopic understanding of microscopic friction phenomena. Recent progress in both experimental and theoretical research is reviewed.

Key words friction force microscope, nanotribology

世纪行将更迭,回顾近百年来物理学的成就令人目不暇接,心驰神往.其中一个显著的特点就是由于量子力学的成功建立,使我们对物质世界的认识深入到了微观范畴,从而使物理世界中形形色色、缤纷繁茂的宏观现象都可以从物质的微观结构及其组成粒子之间的微观相互作用得到解释.这无疑是本世纪物理学的一大进步.只是,使人感到不无意外的是,摩擦现象似乎并不包括在内.虽然,摩擦无处不在,每个人的衣、食、住、行,劳作休闲无不涉及摩擦现象.摩擦有利有弊,用其所利避其所害早已成为人类生产、生活中的共识.然而,摩擦力到底是怎么产生的,摩擦力的机理为何却仍然是个问题.直到 80 年代后期,其时扫描隧道显微术已发展到相当高的水准,原子力显微术也已问世,才有学者尝试用原子力显微镜测量针尖和样品之间的摩擦力,从而开辟了在原子水平上研究摩擦的新领域,称为纳米摩擦学,开始从两种彼此接触的材料原子间微观尺度相互作用的角度解释摩擦机理^[1,2].这样,在本世纪末,我们终于看到摩擦这一十分普遍的宏观物理现象也能在原子级进行机理性研究.本文概要地介绍近十年来这一方面实验和理论研究的进展,主要局限于无磨损的滑动摩擦方面.

Mate 等人于 1987 年发表了用原子力显微镜测量石墨表面原子级摩擦力的实验结果^[1].显微镜的针尖及其连接悬臂是用同一根钨丝做成,针尖的半径约在 200nm 上下,悬臂的基座固定,对针尖施以一定的负载(在 10^{-5} N 量级),并使其接触样品表面——石墨基面.当样

品沿平行于表面的 x, y 方向移动时,用干涉仪通过光学方法测量悬臂沿样品表面(设为 x 方向)的扭转,根据悬臂的弹性常数,即可定出针尖在 x 方向所受的力,这正是钨丝针尖和石墨表面之间的摩擦力. Mate 等人所用的设备可称之为摩擦力显微镜^[3,4].设悬臂处于 yz 平面内,则当样品开始沿 x 方向移动时,施以负载的针尖跟随着一起移动,使悬臂偏离 yz 平面,此时针尖和石墨表面之间并无明显的相对位移,表明静摩擦力恰与悬臂的扭转弹性力相抵.其后,随着针尖位移加大,弹性力超过最大静摩擦力,针尖便不再跟随样品移动而产生相对于样品表面的滑动,类似于宏观的粘滑运动.这一过程表现为针尖所受的摩擦力随样品的位置而周期性地起伏变化.实验测得的起伏周期约为 0.25nm,正好是沿样品移动方向的石墨表面蜂窝状六角结构的周期.

这一实验结果清楚地表明,摩擦力与相互接触的两物体原子间的相互作用有关.同时也表明,可把摩擦过程中涉及的相互作用分为两类:一类为保守性的,这就是针尖跟随表面运动过程中经受的作用力,源自针尖与样品之间相互作用势沿 x 方向的起伏;另一类是非保守性的,表现为悬臂扭转弹力超过最大静摩擦力时发生的针尖沿表面的不稳定滑动.在滑动过程中,针尖的位置相对于样品表面有明显的变化,同时针尖宏观运动的能量通过产生体系中的声子等而转变为微观的原子级的振动及其他微观激发,并表现为宏观的摩擦损耗.因此,将针尖在样品表面经受的具有原子结构周期性的摩擦

力予以空间平均就得到宏观摩擦力. 这里特别值得注意的是实验中测得的平均摩擦力不仅取决于施加负载的针尖与样品原子间相互作用, 而且还依赖于针尖悬臂的弹性常数, 因为正是后者决定了针尖跟随样品移动时能否发生和何时发生不稳定的滑动. 这一点本文后面还要提及.

图 1 为 Mate 等人测得的钨丝针尖在石墨表面经受的原子级平均摩擦力与负载的关系, 它很接近一根直线, 这与摩擦力正比于垂直负载的宏观规律一致, 表明由于负载的加大, 针尖表面与样品间产生原子级接触的突起面积增加, 从而增加了等效接触面积, 导致摩擦力上升.

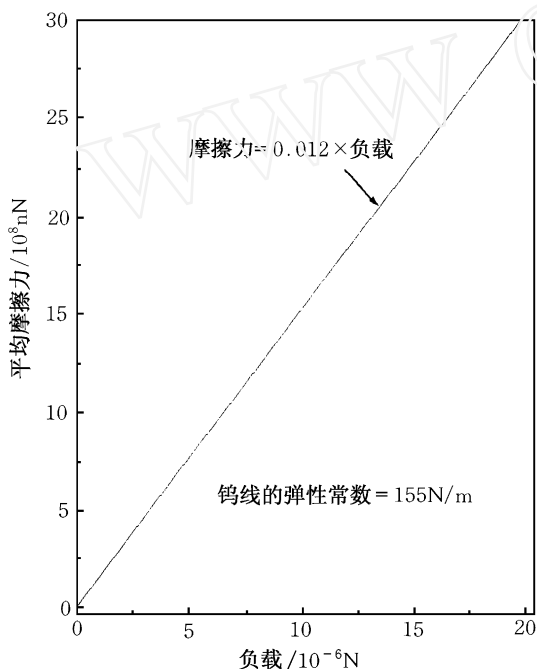


图 1 原子级摩擦力与负载的关系

由上面的介绍可以想到, 两块固体材料之间的滑动摩擦能够用两把梳齿相对的发梳作为模型来理解^[5]. 如图 2 所示, 每个梳齿代表一个原子. 为简单计, 设 B 梳代表的材料的刚性远大于 A 梳所代表的材料. 于是当两梳沿图示的水平方向相对移动时, 如移动距离甚小, 只有 A 梳的梳齿发生弹性形变. 随着移动距离增大, 弹性恢复力超过 A - B 梳齿之间的粘附力时, A 齿便会反弹而表现为明显的滑动. 与此

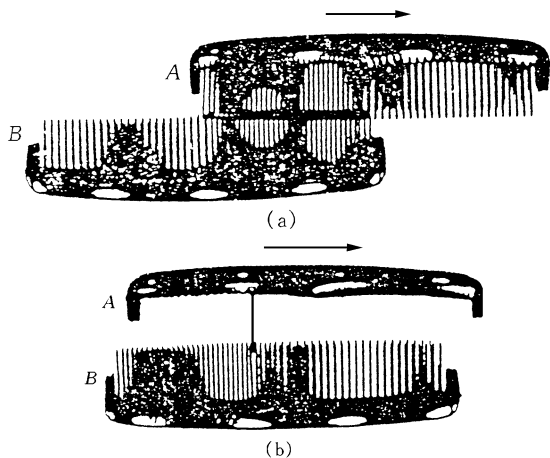


图 2 原子级摩擦起因的发梳模型

同时, A 齿发生振动, 恰好模拟摩擦过程中的两物体间相对宏观运动转化为微观原子振动的过程. 如果在这样的过程发生梳齿断裂, 就是出现磨损了. 要是 A 梳只有一根梳齿, 如图 2 (b) 所示, 就是针尖上只剩一个原子的摩擦力显微镜的模型了. 根据这样的模型, Tomanek 等人进行了理论分析^[3], 从而大大加深了我们从原子尺度理解摩擦力的认识. 他们使用的理论模型如图 3 所示. 在水平与垂直方向上均可产生形变的针尖悬臂用两根弹簧 S 与 S' 代表. 对于这一模型体系可作如下简单的力学分析. 针尖 T 既可在 z 方向移动, 也可因 S 与 S' 的连接端 P 在水平方向移动而改变其 x 坐标. 假设弹簧 S 只有 x 方向的伸长形变而无沿 z 方向的切变, 而弹簧 S' 只有 z 方向的伸长而无沿 x 方向的切变. S 的形变量由外加负载 f_e 决定, 亦即其弹性力可用以表示负载. 在针尖 T 沿样品表面扫描的过程中, 其垂直方向的位置 z_t 会发生

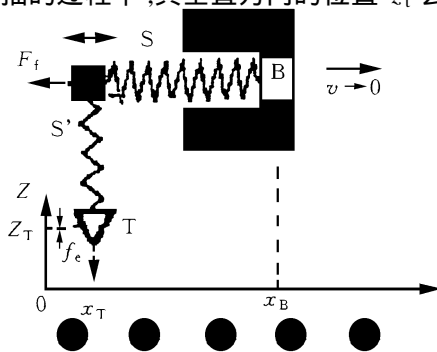


图 3 摩擦力显微镜的理论模型

变化,相应控制 P 或悬臂基座 B 的垂直坐标以使 S 维持固定长度,从而保证 f_e 始终恒定,用以模拟表面相互接触的两物体之间的固定负载. 悬臂基座 B 可在外力作用下沿样品表面扫描,相应于物体之间的宏观相对滑动. 如扫描速度足够小,体系的机械能即可视为体系的总势能,即储存于 S 和 S' 中的弹性势能以及针尖与样品原子间的相互作用势能 V_i . 不过,由于 S' 的长度维持恒定,在摩擦力测量的全过程中其弹性势能便可用一常数 C 代表. 储存于 S 中的弹性能为 $V_s = k(x_t - x_p)^2/2$,这里 k 为 S 的弹性常数, x_t 为针尖沿扫描方向的坐标,而 x_p 则为其平衡位置. 因此,体系总势能可表示为

$$V_{tot} = V_i + V_s + C. \quad (1)$$

应该指出的是,由于假设足够慢的扫描速度,任何时刻都可将体系看作处于平衡状态. 因而 S 的形变引起的弹性力恰应与摩擦力相等,或者说,测量 S 的形变即可得摩擦力 F_f . 根据平衡条件 $\partial V_{tot}/\partial x_t = 0$,可知当悬臂基座的水平坐标为 x_B ($x_B = x_p + l$, l 为 S 的自然长度) 时针尖 T 所受的摩擦力为

$$F_f(x_p) = -\partial V_s/\partial x_t = -k(x_t - x_p), \quad (2)$$

同时上式中的 x_t 应满足

$$-k(x_t - x_p) = \partial V_i/\partial x_t, \quad (3)$$

因此亦可得

$$F_f(x_p) = \partial V_i/\partial x_t. \quad (4)$$

上式具有重要的意义,因为正是这一表达式给出了摩擦力产生的微观机理. 这里我们注意到 V_i 除与 x_t 有关外,还与针尖同样品之间的垂直距离,亦即坐标 z_t 有关,而且还取决于外加负载 f_e . 事实上可将 V_i 写成

$$V_i = V_a + f_e z_t - V_o, \quad (5)$$

式中第一项 $V_a = V_a(x_t, z_t)$ 为针尖处于位置 (x_t, z_t) 时与样品的相互作用势,第二项则代表因针尖垂直坐标变化而反抗外加负载 f_e 所作的功. 最后一项则用来确定 V_i 的零点坐标. 根据平衡的要求,当 x_t 与 f_e 给定后,针尖在垂直方向的位置亦应由 $\partial V_i/\partial z_t = 0$ 给出,亦即为方程

$$f_e = -\partial V_a/\partial z_t \quad (6)$$

的解,设为 z_T . 可见 z_T 亦与 f_e 有关. 这样 V_i 可看作是以 f_e 为参数的 x_t 的函数 $V_i(x_t)$. (4) 式表明, V_i 随 x_t 的起伏变化给出了针尖与样品之间的摩擦力,而 V_i 又是与外加负载有关的针尖与样品间的相互作用,这正是(4)式的物理意义所在.

原则上 V_a 可以从理论上进行计算. 最简单的莫如假定针尖与样品原子间的相互作用可用 Lennard-Jone 势描述,对所有样品原子累加即得 $V_a^{[4]}$;也可以通过较为先进的第一性原理来计算^[2]. 因此,我们原则上可以认为 V_a 与 V_i 是针尖水平坐标 x_t 的已知函数. 图 4(a) 即为 W. Zhong 等人的计算结果. 针尖为钨原子,样品为石墨的基面, x 为石墨表面原子排列的周期. 该图明显表示在一定的负载作用下 V_i 的周期性起伏. 图 4(b) 中的直线和曲线分别为(3)式的左右两边. 每根直线对应于一给定的 x_p , 即其在水平轴上的截距. 将(3)式的解记为 x_T , 即在悬臂基座位置给定后的针尖平衡位置,显然 x_T 与 x_p 有关. 同时由 x_T 可据(2)式计算摩擦力 F_f , 也与 x_p 相关. 将 $x_T(x_p)$ 与 $F_f(x_p)$ 分别作图,即得图 4(c) 与图 4(d). 如果悬臂较“硬”,即 k 值较高,或者 $V_i(x_t)$ 起伏不明显,即图 4(b) 中曲线峰值不高,那么(3)式的 $x_T(x_p)$ 只有单一解,图中直线与曲线只有一个交点,这种情形分别由图 4(c) 与 4(d) 中的细线所示. 此时 $F_f(x_p)$ 在 x_p 变化一周期(x)的平均值 $F = 0$, 针尖与样品之间不出现摩擦力! 其实由图 4(d) 可以看出,在 $0 < x_p < x/2$ 的前半周期 $F_x > 0$, 体系中的相互作用阻碍针尖样品间的相对运动,而在后半周期 $F_x < 0$, 则促进相对运动. 相互作用表现出保守力的特点,因而不产生摩擦损耗,表现为平均摩擦力为零. 一个极限情形为 $k = \infty$, 图 4(b) 中的直线变成竖直线, $x_T = x_p$, 相应于图 4(c) 中的对角线,此时图 4(d) 中的曲线就是图 4(b) 中的曲线,当然 $F_f = 0$. $k = \infty$ 正是通常原子力显微镜的情形,不允许悬臂横向扭转. 可见,这样的设备测

不到针尖受到的原子级平均摩擦力. 值得注意的是悬臂较“软”、 k 值不太高或是 $V_i(x_t)$ 起伏足够大的情形. 设想图 4(b) 中 x_p 从零开始增加. 初始阶段(3)式有单一解. 嗣后, 虽然会出现 2 个乃至 3 个解, 但针尖位置 x_T 总是相应于最小的解, 直到直线与曲线在图的上半部相切, $k = \partial^2 V_i / \partial x_t^2$ 时为止. 如再增大 x_p , 则因静摩擦力不足以抗衡 s 的弹性恢复力, x_T 将突然增大到直线与曲线另一交点相应的平衡位置. 由图可见, 伴随着这一瞬间的不稳定, F_f 相应变

号. 对于这类“软”弹簧, 在图 4(c) 及图 4(d) 中用粗线分别画出函数 $x_T(x_p)$ 与 $F_f(x_p)$, 然而实际的包括上述瞬间不稳定性的全过程则用箭号连续示出. 图 4(d) 还用阴影区画出一周期 ($0 < x_p < x$) 内的摩擦损耗, 同时明显表示在 $F_x > 0$ 这种情形中. 显而易见, 正是这里的不稳定性, 造成了能量从宏观运动自由度向微观自由度的转变而表现为非保守性的摩擦损耗及平均摩擦力 $F_f = 0$. 这样的分析使我们对摩擦起因的认识前进了一大步.

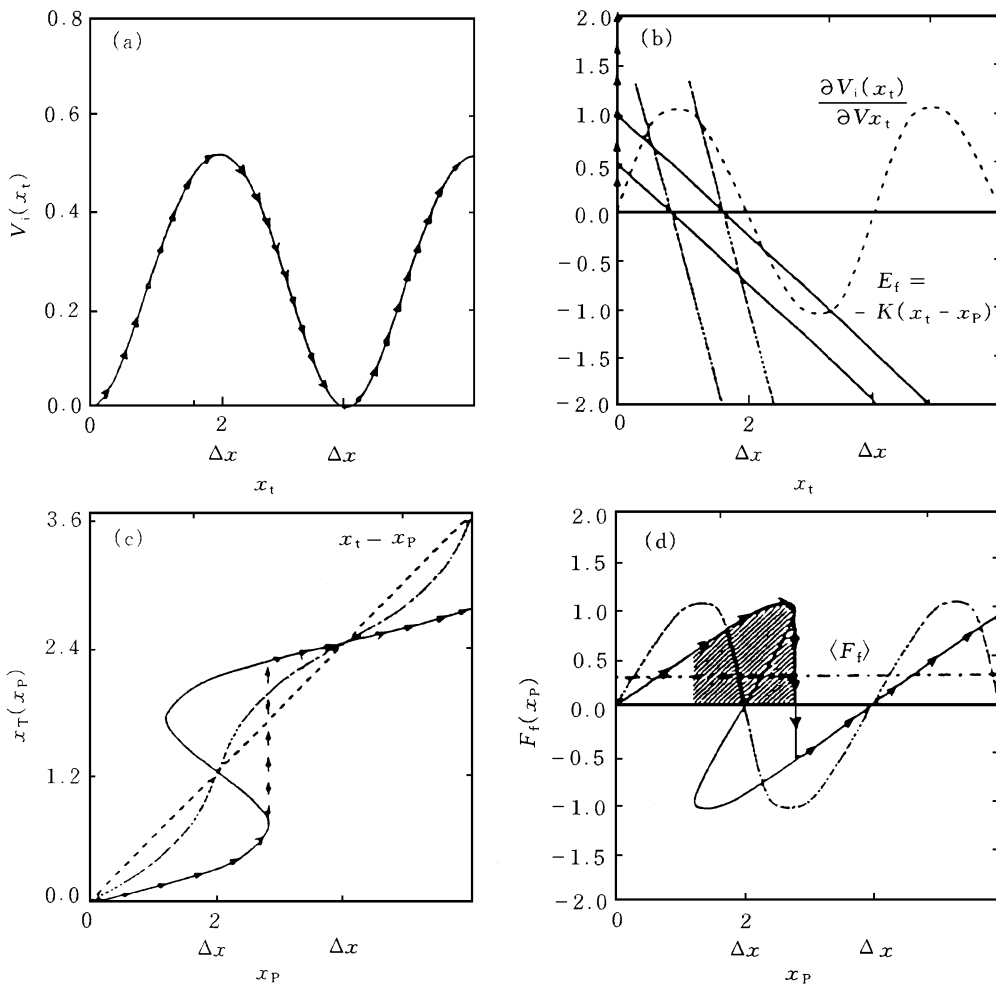


图 4 微观摩擦机制

(a) 针尖势能 $V_i(x_t)$; (b) 针尖的平衡位置, 由势 $\frac{\partial V_i(x_t)}{\partial x_t}$ (虚线) 和水平弹力 F_f (实线) 的交点所示;

(c) 针尖平衡位置的计算值; (d) 摩擦力 F_f 与基座位置 x_B 的函数关系

图 5 给出了图 3 所示的理想摩擦力显微镜测得的平均摩擦力同外加负载 f_e 以及悬臂弹性常数 k 的关系的理论结果^[3]。图中明显表示在恒定负载作用下平均摩擦力随 k 的变化。同时,由图可见,对于给定的测量设备,测得的摩擦力随负载而增加,这是与宏观的摩擦规律定性相符的,是由于针尖样品之间的相互作用势在样品表面上的起伏程度与外加负载有关的缘故。但是图 5 还显示摩擦系数同样与两接触材料原子间的相互作用以及测量仪器的力学常数密切相关。这一结果无疑具有很重要的理论和

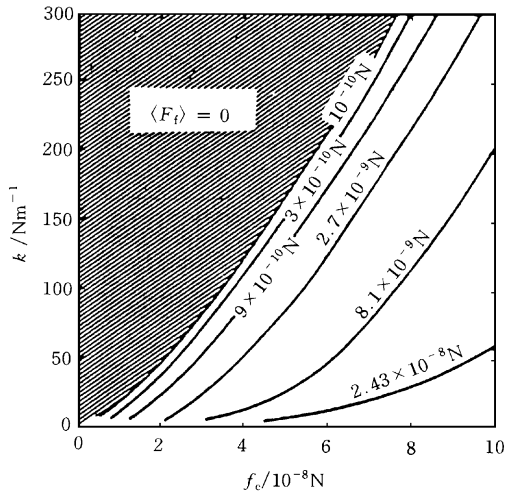


图 5 平均摩擦力 F 同外加负载 f_e 及弹性常数 k 的依赖关系

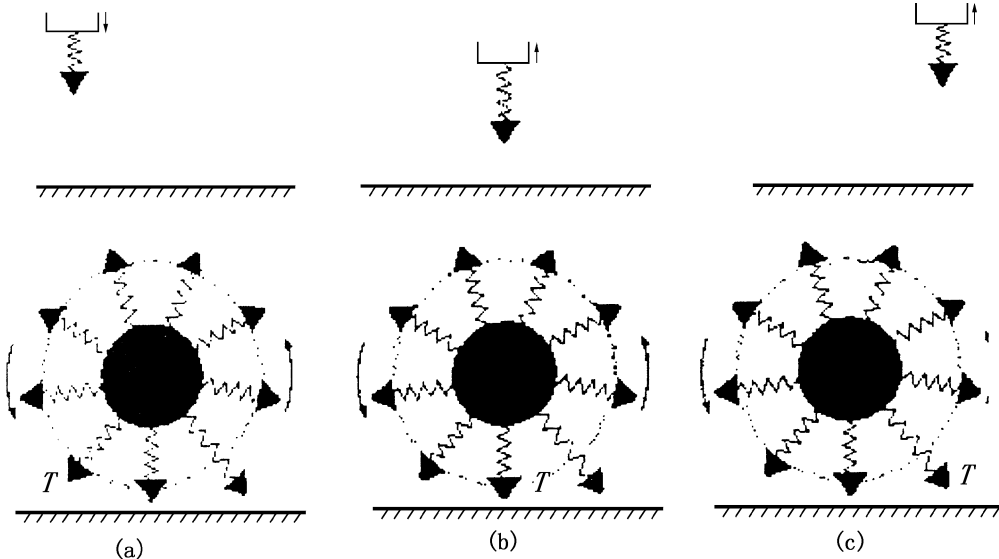


图 6 原子力显微镜模拟滚动摩擦的模型

实际意义。

由以上介绍可以想到,摩擦既然起源于相互接触的物体原子间的相互作用,必然与两物体的具体性质,例如材料的成分、微观结构、机械性质等有密切的关系;摩擦损耗的能量虽然最终都转化为材料晶格振动的热能,能量从宏观运动转化为热能的具体通道也会因材料的性质而异。近年在这一领域里开展了不少实验和理论研究^[6,7]。Mak 等人用石英晶体微量天平对吸附在有氧层覆盖与无氧层覆盖的银表面的乙烷与乙烯膜原子级摩擦进行研究^[8],认为对涉及导体表面的摩擦现象一定要考虑电子对能量损耗的贡献,而不能只考虑单一的声子耗散通道^[9]。事实上, Persson 通过研究金属膜电阻因吸附气体分子而变化的现象认为金属中的电子受到拉力作用,其大小与使吸附层沿金属表面滑动所需的力在数量级上相当。由此提出在摩擦过程中也存在电子损耗能量通道的概念。Israelachvili 等人近年通过对单层表面活性剂的研究肯定了粘附与摩擦之间存在确定的关系,而且发现有活性剂为无定形相时的摩擦力要比其为类固体相时为大。分子动力学的模拟揭示在类固相时分子能很快找到受力最低的位置,而无定形相时则难以做到,由此表明分子层的无序化能导致摩擦力的变化。Harrison 等人

在研究用氢和甲基覆盖的金刚石的摩擦性质时发现好几个特殊的能量损耗模式,例如甲基会绕表面 C—C 链交替作顺时针与反时针旋转 120 的运动. 这种运动导致高摩擦力. Shluger 等人对离子晶体表面用摩擦力显微镜测量进行了理论模拟^[10],发现针尖的原子结构具有重要作用,如果针尖尖端也是离子性的带有电荷,则其与样品表面离子的强相互作用将导致高摩擦力. 他们的研究表明,在这种情形甚至会发生离子在样品与针尖间的转移. 这种针尖样品间的强相互作用导致二者都发生畸变,从而使所得到的结果并不具有与样品表面结构相同的周期性,提醒实验物理学家在分析测量结果时应计及样品与针尖形变的影响.

对于滚动摩擦,也可作相似的理论分析^[5]. 设想一圆柱体沿某一衬底平面滚动的情形. 圆柱体的每一层都可看成由无数弹簧构成,如图 6 所示. 在逆时针滚动情况下,圆柱表面上某点 T 与衬底之间的距离经历由大至小又由小至大的周期性过程. 倘将 T 当作与一弹簧连接的针尖,则在滚动过程中针尖与衬底之间的距离亦相应作周期性变化,分别如图 6 (a), (b), (c) 所示. 这恰如一原子力显微镜的针尖沿垂直方向接近或远离样品的过程. 这一分析启示我们,通过用针尖由某种材料 A 构成的原子力显微镜在 B 材料样品表面所受的力和彼此之间距离的关系,定量地测定 $A - B$ 之间的滚动摩擦. 换言之,原子力显微镜可作为滚动摩擦力显微镜或滚动摩擦机.

图 7(a)画出了这一模型的几何布局,弹簧代表原子力显微镜的悬臂, B 为基座,坐标为 z_B . z_t 为针尖坐标. 当弹簧完全松弛,即不存在衬底样品 S 时,针尖的平衡位置设为 z_p , $z_p = z_B - l$, l 为弹簧的自然长度. 如果不存在弹簧,针尖与衬底之间的相互作用势决定于针尖的位置,可以 $V_i(z_t)$ 表示为图 7(b)中的曲线. 因此实际体系的总势能即为 V_i 与弹簧形变能之和:

$$V_{\text{tot}} = V_i(z_t) + \frac{1}{2} k(z_t - z_p)^2. \quad (7)$$

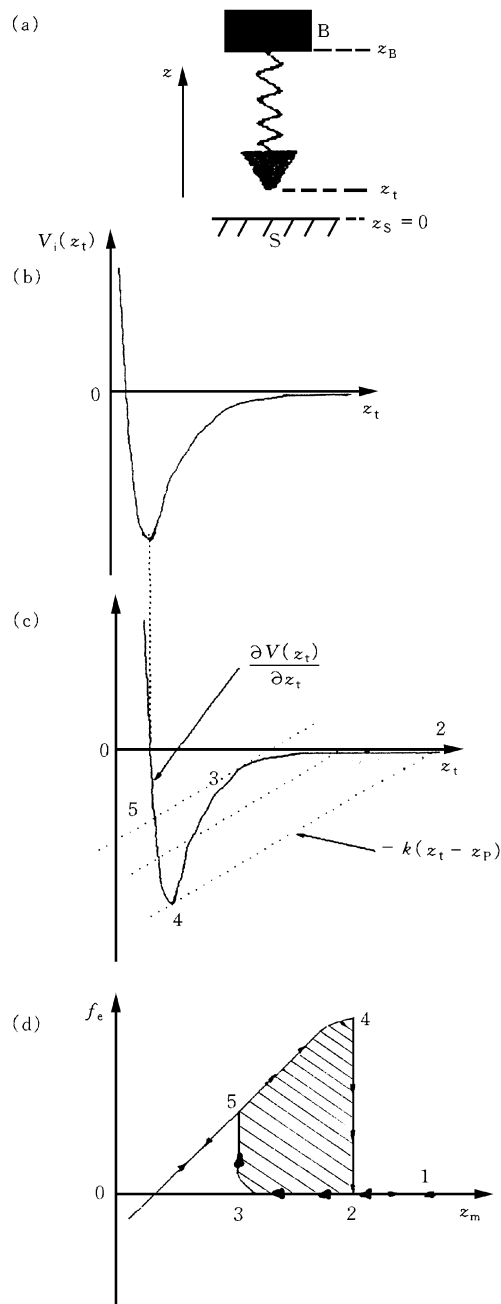


图 7

针尖的平衡位置 z_T 由 $\partial V_{\text{tot}} / \partial z_t = 0$ 决定, 亦即方程

$$-\partial V_i / \partial z_t = k(z_t - z_p) \quad (8)$$

的解, 而平衡时弹簧的弹性力为

$$F_t = -k(z_T - z_p). \quad (9)$$

(8) 式表示当体系处于平衡时, 由针尖 - 衬底之间相互作用而施加在针尖的力恰为弹性力所抵物理

消. 类似于图 4(b), 在图 7(c) 中分别以虚线和实线画出了(8)式左右两边作为 z_t 的函数关系, 它们的交点即给出 z_t . 完全类似于滑动摩擦情形, 我们可以观察 z_t 上下变化一周期内 F_t 的变化. 设悬臂基座从远处向衬底逼近, 初始阶段由于 z_B 很大, 针尖与衬底间没有明显的相互作用, z_t 相应平稳变化, 直到 z_p 到达 3 所标志的位置. z_B 再要减小, $\partial V_i / \partial z_t$ 将大于 $k(z_p - z_t)$, 弹簧的弹性力不再能抵消针尖衬底间的相互作用而呈现出不稳定性, 针尖实际位置突然降低到由 5 所代表的位置. 此后如基座进一步逼近衬底, 针尖将在经受衬底一段短时间的吸引之后受到衬底的强烈排斥, 但不会再出现不稳定性. 随后设悬臂基座回缩, z_B 逐渐加大, z_t 亦相应升高. 直至由 4 代表的位置出现不稳定, 弹性力超过针尖衬底之间的吸引力, 使针尖突然回缩至 2 而基本上不再受到衬底的作用. 图 7(d) 中用曲线表示出(9)式中的 F_t 与 z_p 的函数关系, 其中箭头表示实际过程. 在基座往返一周期中, 实际的 $F_t(z_p)$ 关系表现出回线, 回线所围的面积正好表示体系的摩擦损耗.

无疑, 这种非保守性损耗也同样源出体系中出现的不稳定性, 极类似于滑动摩擦情形发生在原子尺度上的过程.

参 考 文 献

- [1] C. M. Mate, G. M. McClelland, R. Erlandsson et al. , *Phys. Rev. Lett.* , **59**(1987) ,1942.
- [2] W. Zhong, D. Tomanek, *Phys. Rev. Lett.* , **64** (1990) ,3054.
- [3] D. Tomanek, W. Zhong, H. Thomas, *Europhysics Lett.* , **15**(1991) ,887.
- [4] N. Sasaki, M. Tsukada, *Sci. Rep. RITU* , **A44** (1997) ,1.
- [5] D. Tomanek, Theory of Atomic - Scale Friction in Scanning Tunneling Microscopy , Chapter 11, Eds. R. Wiesendanger and H. - J. Guntherodt, Springer - Verlag, (1996) .
- [6] 龚政, 物理, **26**(1997) ,247.
- [7] I. L. Singer, *J. Vac. Sci. Technol. A* , **12**(1994) , 2605.
- [8] C. Mak, C. Daly, J. Krim, *Thin Solid Films* , **253** (1994) ,190.
- [9] B. N. J. Persson, *J. Chem. Phys.* , **98**(1993) ,1659.
- [10] A. L. Shluger, R. T. Williams, A. L. Rohl, *Surf. Sci.* , **343**(1995) ,273.

(上接第 126 页)

然, 诸如热库引起的 EPR 对的消纠缠等问题妨碍着量子隐形传态的实现. 尽管如此, 量子隐形传态的提出深刻启迪人们: 量子力学的奇妙特性还有待于我们进一步认识和揭示. 我们深信, 在下一个世纪, 量子理论的发展和应用将会有更灿烂辉煌的前景.

参 考 文 献

- [1] W. K. Wootters, W. H. Zurek, *Nature* , **299**(1982) , 802.
- [2] C. H. Bennett et al. , *Phys. Rev. Lett.* , **70** (1993) , 1895.
- [3] A. Einstein, B. Podolsky, N. Rosen, *Phys. Rev.* , **47** (1935) ,777.
- [4] J. S. Bell, *Physics* , **1**(1964) ,105.
- [5] J. F. Clauser et al. , *Phys. Rev. Lett.* , **23**(1969) , 880.
- [6] L. Davidovich et al. , *Phys. Rev. A* , **50**(1994) ,R895.
- [7] T. Sleator et al. , in IQEC Technical Digest 1994, **9** (1994) ,140.

- [8] G. Brassard, A. Mann, *Phys. Rev. A* , **51** (1995) , R1727.
- [9] L. Vaidman, *Phys. Rev. A* , **49**(1994) ,1473.
- [10] A. Barenco et al. , *Phys. Rev. Lett.* , **74**(1995) ,4083.
- [11] J. I. Cirac, A. S. Parkins, *Phys. Rev. A* , **50**(1994) , R4441.
- [12] M. H. Y. Moussa, *Phys. Rev. A* , **54**(1996) ,4661.
- [13] S. B. Zheng, G. C. Guo, *Phys. Lett. A* , **232** (1997) , 171.
- [14] S. B. Zheng, G. C. Guo, *Phys. Lett. A* , **236**(1997) , 180.
- [15] D. Bouwmeester, J. W. Pan, K. Mattle et al. , *Nature* , **390**(1997) ,575.
- [16] D. Boschi et al. , *Phys. Rev. Lett.* , **80**(1998) ,1121.
- [17] A. Furusawa et al. , *Science* , **282**(1998) ,637.
- [18] M. A. Nielsen et al. , *Nature* , **396**(1998) ,52.