

声子摩擦能量耗散机理研究^{*}

丁凌云 龚中良 黄平[†]

(华南理工大学机械与汽车工程学院, 广州 510640)

(2008 年 12 月 26 日收到 2009 年 4 月 10 日收到修改稿)

以界面摩擦为研究对象, 分析了黏滑过程中的能量积累和耗散问题. 基于晶格热动力学理论, 通过分析界面原子在周期性势场中跳跃前后的势能差, 推导了界面原子温升公式. 理论表明, 界面温升与摩擦系统的接触状态和材料特性有关, 界面交互势能是其中影响较大的因素之一. 在滑动阶段初期, 由于界面原子处于非热平衡状态, 晶格的热振动将通过激发出新声子而耗散能量, 从而使得非热平衡向平衡状态转变. 通过引入量子力学和热力学理论, 分析了界面摩擦能量的耗散规律. 结果表明, 当声子振动频率较大时, 黏着阶段存储于界面原子上的弹性势能在滑动阶段就很快完全耗散, 耗散时间远小于滑动阶段的时间.

关键词: 界面摩擦, 黏滑, 声子, 温升

PACC: 6220P, 8140P

1. 引 言

摩擦过程的界面温升和能量耗散机理是预测和控制摩擦的关键^[1,2]. 近年来, 随着原子力显微镜和摩擦力显微镜的广泛使用, 人们对原子尺度摩擦的微观机理的认识有了一定的进展^[3]. 由于摩擦过程是一个典型的非平衡热力学过程, 影响摩擦的因素很多, 且存在复杂的非线性相互作用, 因而其界面温升及能量耗散方面包含着许多不同的机理^[4,5]. 对于摩擦过程能量积累和耗散的定量分析, 至今仍是一个尚未解决的问题.

摩擦学发展到今天, 人们早已发现绝大部分摩擦能量以热能的形式耗散, 但摩擦能量如何耗散并最终转化为热仍然没有完全解释清楚^[6,7]. 相关研究表明, 非热平衡声子的激发是界面摩擦能量耗散的主要机理之一^[6,8-10]. 1929 年 Tomlinson^[11] 提出固体摩擦能量耗散机理的独立振子(IO)模型, 第一次提出了声子摩擦的概念. IO 模型虽然提出了摩擦能量耗散产生的原因, 但却缺乏具体的能量耗散方式. “黏-滑”运动过程是声子摩擦的重要特点. 黏着阶段界面原子存储能量, 当平衡破坏后大部分能量将会以热能耗散, 从而导致界面晶格温度上升. 这方面已有一定的研究. Blok^[12] 在 1937 年对双圆盘线接触温

度的研究中首次提出了闪温的概念, 即接触表面在基体温度之上出现局部瞬时的温升. 随后 Archard^[13] 进一步发展了表面接触温度的计算, 并为接触表面之间的热边界研究提供了依据. 在声子摩擦的滑动阶段, 由于界面温度升高, 最初的热平衡状态已被破坏, 将不可避免地伴随着能量损失. 能量耗散过程的研究对于理解摩擦的起源和摩擦控制有重要的作用^[10]. 因此针对这方面的研究开展得更为广泛. Ciraci 和 Buldum 等^[6,7] 研究了原子级摩擦的能量耗散机理, 提出能量耗散的微观模型. Ciliberto 等^[14] 对固体摩擦中的能量耗散问题进行了探讨, 发现弹性表面摩擦副耗散的能量更多. Sherif 等^[15] 对宏观尺度干摩擦的能量耗散机理进行了研究, 考虑了阻尼系数、接触刚度系数以及法向载荷等因素对能量耗散的影响. Wang 等^[16] 利用分子动力学模拟技术分析了自组装单分子膜的声子能量耗散机理, 发现界面摩擦的黏-滑过程起源于分子运动的不稳定性, 并模拟了黏-滑过程中的摩擦力及对应温升. 许中明等^[17,18] 提出了无磨损界面摩擦微观能量耗散机理的复合振子模型, 指出滑动摩擦过程同时存在整体做低频弹性振动的宏观振子和界面原子受激励产生热振动的微观振子, 并在此基础上分析了宏观振子和微观振子对摩擦能量耗散的不同影响, 但该模型是按照经典力学理论建立的, 应用于界面摩擦时有一

^{*} 国家自然科学基金(批准号 50675068, 50875087)和中国博士后科学基金(批准号 20070410819)资助的课题.

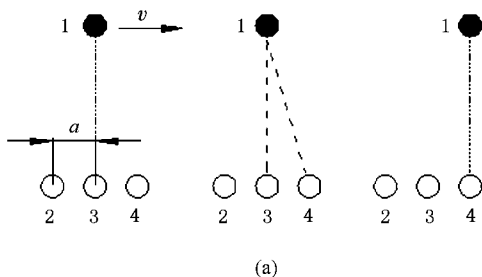
[†] 通讯联系人. E-mail: mephuang@scut.edu.cn

定的局限性。

尽管相关研究开展得非常广泛,但由于摩擦现象本身的复杂性目前鲜有突破性的进展,因而开展界面摩擦能量积累和耗散理论方面的研究具有重要意义。本文通过引入量子理论和晶体热力学理论,探讨声子摩擦模型中的能量积累和耗散机制。通过计算界面振子跳跃前后势能的变化,推导了界面温升的理论计算公式,并探讨了声子的产生以及能量耗散的具体方式,为研究微观摩擦能量耗散及系统热能变化提供了理论基础。

2. 振子跳跃前后势能计算

图 1(a)所示为由 4 个原子组成的摩擦系统。上界面原子 1 在滑动过程中受到下界面原子 1'、2' 和 3' 的作用力。当原子 1 位于原子 2' 正上方时,其处于平衡



状态。而当该原子随着基体向右滑动很小距离时,其处于势能储存状态。随着原子 1 的继续移动,当其超过某一特定位置时,来自原子 3' 的吸引力超过了原子 2' 的吸引力,那么原子 1 就会突然跳跃到原子 3' 上面,跳跃过程即为势能释放过程。与该机理对应, Tomlinson^[11]提出的一维 IO 模型如图 1(b)所示。此时摩擦系统下表面简化为强度为 U 的一维周期势场,上界面振子就沿着该周期势场运动。振子的势能在滑动时随着微观相对位置的变化而变化。当振子处于势能局部最低点 A 时,将保持平稳滑动,而当其运动到势能局部最高点 B 时,将出现失稳并自发跳跃到下一局部最低点 C ,然后在此平衡位置剧烈振荡和激发声子,从而使能量不可逆地以声子的形式耗散掉。这样,在一个运动周期内,界面摩擦表现为一种“黏-滑”运动状态,从 A 点运动到 B 点的黏着阶段积累能量,而从 B 点到 C 点的滑动阶段耗散能量。

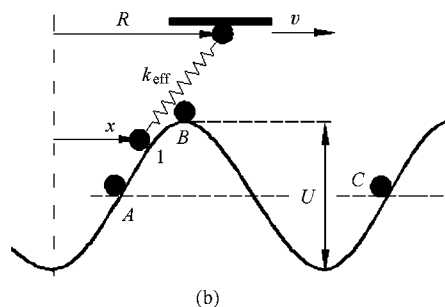


图 1 4 个原子组成的摩擦系统及对应的一维 IO 模型 (a) 4 个原子组成的摩擦系统 (b) 对应的一维 IO 模型

晶体原子之间的相互作用,通常采用 Lennard-Jones(L-J)势描述如下:

$$u(r) = 4\epsilon \left[\left(\frac{\sigma}{r} \right)^{12} - \left(\frac{\sigma}{r} \right)^6 \right], \quad (1)$$

其中 ϵ 和 σ 为 L-J 常数, r 为两原子之间的距离。这样,上界面原子在滑动过程中受到的势能应为其与下界面原子之间两两交互势能的总和,即

$$U = \sum_{i=2,3,4,\dots} 4\epsilon \left[\left(\frac{\sigma}{r_{1i}} \right)^{12} - \left(\frac{\sigma}{r_{1i}} \right)^6 \right] \quad (2)$$

(2) 式尽管具有一般性,但在很大程度上并不适于简单的计算。对于理想的界面摩擦系统,下摩擦界面晶体材料结构的周期性保证了上界面原子 1 与下界面结构之间的交互势能也按同样的周期性变化,如图 1(b) 中曲线所示,即摩擦系统之间总的交互势能 U 满足

$$U(l+x) = U(x) \quad (3)$$

其中 $l = na$, a 为下界面材料的晶格常数。由于上界面振子所受的界面交互势能 $U(x)$ 在 x 坐标方向呈现周期变化,故允许以 Fourier 级数的形式表示出来,

$$U(x, F_n) = - \sum_i U_i(F_n) \cos(k_i x), \quad (4)$$

其中 $k_i = \frac{2\pi i}{a}$ 。对于理想均匀的界面仅保留级数的第一级即可以实现合理的近似,假设界面势能幅值为 U , 则界面原子受到的下摩擦界面周期作用势可以表示为

$$E(x) = - U \cos(2\pi x/a). \quad (5)$$

这样,对于类似原子力显微镜探针在理想晶体表面滑动的单峰接触情形,假设上界面振子与下界面材料之间的有效刚度系数为 k_{eff} , 那么振子在滑动过程中所受的势能为

$$V(x) = - U \cos(2\pi x/a) + k_{\text{eff}}(R-x)^2/2 \quad (6)$$

当界面振子处于黏着阶段时,其受力处于平衡

阶段,即满足 $dV/dx = 0$,由此可以得出黏着阶段上基体位移 R 与振子位移 x 之间的关系满足

$$R = x + \frac{2\pi U}{k_{\text{eff}} a} \sin\left(\frac{2\pi x}{a}\right). \quad (7)$$

由(7)式很容易探讨界面摩擦黏-滑产生的条件,当界面系统的黏滑数($4\pi^2 U/(k_{\text{eff}} a)$)较大时,黏-滑现象产生.此时(7)式中 R 是 x 的一个多值函数,以参数 $a = 2.5 \text{ \AA}$, $k_{\text{eff}} = 0.86 \text{ N/m}$, $U = 0.432 \times 10^{-19} \text{ J}$ 为例计算,所得结果如图 2 所示.当振子运动到临界平衡点,其受力也处于极值,之后其受力将不再保持平衡,基体与振子在临界跳跃点的位移 R_c 和 x_c 可以通过令(7)式的导数为零得到,即

$$x_c = \frac{a}{2\pi} \arccos\left(\frac{k_{\text{eff}} a^2}{4\pi^2 U}\right). \quad (8)$$

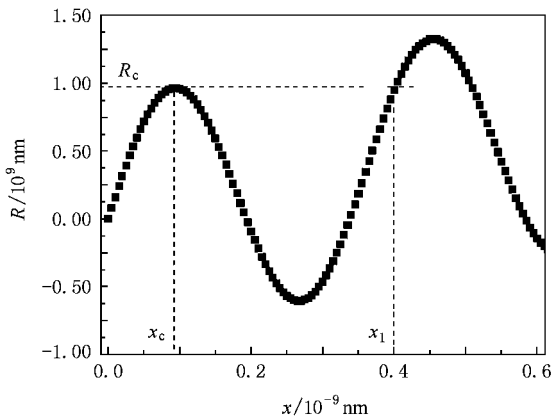


图 2 基体位移 R 与界面振子位移 x 之间的关系

由(7)式可得对应的上基体临界坐标 R_c 为

$$R_c = \frac{a}{2\pi} \arccos\left(\frac{k_{\text{eff}} a^2}{4\pi^2 U}\right) + \frac{2\pi U}{k_{\text{eff}} a} \sqrt{1 - \arccos\left(\frac{k_{\text{eff}} a^2}{4\pi^2 U}\right)^2}. \quad (9)$$

这样,当上基体移动到临界平衡位置 $R = R_c$ 时,界面振子将会发生跳跃,通常取最近的一个跳跃点 x_1 作为振子在下一个运动周期的初始位置(如图 2 所示), x_1 的值可以通过(7)式求解得到.获取这些必要的位移参数并代入(6)式后,很容易得到界面振子在黏着阶段积累的势能 V_{ade} 为

$$V_{\text{ade}} = -U \cos(2\pi x_c/a) + k(R_c - x_c)^2/2, \quad (10)$$

当振子瞬间跳跃并到达新的平衡位置后,其仍然具有一定的势能 V_{sl} ,为

$$V_{\text{sl}} = -U \cos(2\pi x_1/a) + k(R_c - x_1)^2/2, \quad (11)$$

由于摩擦界面之间的相对运动,黏着阶段界面原子势能以弹性变形能的形式存储于界面晶格中,

当该弹性变形突然释放的时候,很大一部分弹性能量将瞬间转化为晶格热能,从而导致界面原子温度升高.而温度的上升意味着黏着阶段摩擦区域热量不再平衡,因此又会导致超出热平衡状态的界面原子激发出新的声子并耗散能量.

3. 声子能量耗散

3.1. 界面升温

摩擦会导致界面黏着区域产生相当高的温度,通常情况下该温度会远大于 Debye 温度 $\Theta_D = \hbar\omega/k_B$ (约化 Planck 常量 $\hbar = 1.0546 \times 10^{-34} \text{ J}\cdot\text{s}$, ω 为原子振动频率, Boltzmann 常数 $k_B = 1.380658 \times 10^{-23} \text{ J/K}$). 此时能量自由度均分定理成立. 当原子热振动时,每一个自由度的平均动能和平均势能都等于 $k_B T/2$, T 为滑动过程中的瞬时温度. 由于每个粒子有相互垂直的三个振动自由度,因此每个粒子平均具有热运动能量 $3k_B T^{[19]}$. 对于 IO 模型,假设黏着阶段振子的弹性势能大部分转化为摩擦界面上的晶格热能,且转化为摩擦热的比例系数为 η_1 ,那么对于如图 1(a)所示的含 n 个原子的摩擦系统,其界面最大升温

$$\Delta T = \frac{(V_{\text{ade}} - V_{\text{sl}})\eta_1}{3nk_B}. \quad (12)$$

对于实际界面摩擦系统,需考虑真实接触面积中的原子数.以面心立方晶体为例,假设界面摩擦的真实接触面积为 S ,且接触区域的晶格原子温度均匀上升,这样上下摩擦界面共有 $n = 4S/a^2$ 个原子来分摊摩擦热能.

3.2. 声子的产生

当振子滑动到临界平衡位置时,由于局部的热平衡状态已经破坏,振子将振荡激发出新的声子并耗散能量,从而使非热平衡状态向平衡发展.在固体中分子力占主导地位,原子不能远离各自的平衡位置,只能围绕它们作小振动,这就是固体中热运动的形式.但是晶格中各原子的振动不是相互独立的,而是全部耦合在一起^[20].如图 3 所示,假设原子质量为 m ,原子间作用力常数为 k .沿着 s 轴方向,设每个弹簧的自然长度为 a ,在图 3 亦为振子的平衡间距.则第 n 个振子的平衡位置为 $s = na$,偏离平衡位置的位移为 s_n ,从而振子的动能为 $s_n^2/(2m)$,因而

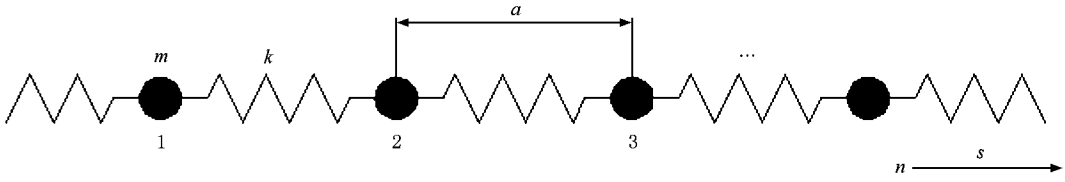


图3 沿界面法向各原子示意图

第 n 个原子的运动方程为

$$\frac{d^2 s_n}{dt^2} = \omega^2 (s_{n+1} - 2s_n + s_{n-1}), \quad (13)$$

其中 $\omega = \sqrt{k/m}$ 为振子的固有频率. 方程(13)的解为 $s_n \propto e^{[\alpha(p)\lambda - n\mu a]}$. 则色散关系为

$$\alpha(p) = 2\omega_n \sin \frac{pa}{2}. \quad (14)$$

(14)式规定了角频率 ω 与波数 p 之间的函数关系. 在声子摩擦模型中, 上述弹性振子链代表着晶格, 因而 a 是微观量, 宏观波的波长 $\lambda \gg a$, 故(14)式可简化为 $\omega = \omega_n a p$, 从而波速 $c = \omega_n a$, 亦即波速与波数 p 或波长 λ 无关. 这正是声波的特点, 声子则是晶格中声波的量子化. 根据量子理论^[19], 整个晶格的振动能量(或哈密顿量)可以表示为

$$\hat{H} = \sum_q \left(\hat{a}_q^* \hat{a}_q + \frac{1}{2} \right) \hbar \omega_q = \sum_q \left(\hat{N}_q + \frac{1}{2} \right) \hbar \omega_q. \quad (15)$$

式中下标 q 表示振动模式, $\hat{N}_q = \hat{a}_q^* \hat{a}_q$ 为该振动模式下的粒子数算符, 其本征值为 $n_q = 0, 1, 2, 3, \dots$, 从而晶格振动能量的本征值为

$$\delta V = \sum_q \left(n_q + \frac{1}{2} \right) \hbar \omega_q. \quad (16)$$

从(16)式可以看出, 晶格热振动时, 其能量的最终形式与某种 Bose 子的产生算符、湮没算符和粒子数算符联系起来. 而这种晶格振动激发的 Bose 子正是声子, 声子的能量为 $\hbar\omega$. 晶格热振动的能量越高, 其激发的声子数就越多. 对于界面摩擦, 声子激发是一个重要的能量耗散途径.

3.3. 摩擦能量耗散

每一个振子模式 q 下的声子能量 $\hbar\omega_q$ 是已知的, 该模式声子的平均数密度 n_q 与温度有关, 服从于化学势等于零的 Bose-Einstein 分布^[19],

$$n_q = \frac{1}{e^{\hbar\omega_q/k_B T} - 1}. \quad (17)$$

由于黏着区域温度的变化, 原子振动时激发的声子数将相应变化. 在界面原子的一个跳跃周期内,

其激发的声子数为 $\Delta n_q = n_q(\omega_q, T) - n_q^0(\omega_q, T_0)$, 该值对应着非热平衡与热平衡时声子数分布的差值. 在这里 (T 和 T_0) 分别表示初始位置和临界跳跃位置晶格的温度. 假设界面摩擦产生的热能通过声子激发而耗散的比例为 η_2 , 则有

$$V\eta_1\eta_2 = \hbar\omega_q\Delta n_q. \quad (18)$$

Ciraci 和 Buldum 等^[6,7]研究发现, 非热平衡状态下某一量子态的激发声子数随时间变化的规律为

$$n_q(t) = n_q^0 + n_q|_{t=0} \exp[-R(\omega_q)t] \quad (19)$$

式中 $R(\omega_q) = [A\eta^2(\hbar\omega_q/k_B)(n_q + 1)](\hbar v_q^3)$, 表示了单位高度面积为 A 的下界面对上界面振子激发声子的吸收能力. (19)式中无因次系数 η 为系统变量, 对原子或分子一般在 10^{-2} — 10^{-3} 之间, v_q 为模式 q 下声音在下摩擦物体中的传播速度. 声子数的增加意味着能量的耗散, 与声子占有数变化规律对应. 在滑动阶段, 摩擦能量耗散随时间变化的表达式为

$$V(t) = V|_{t=0} \eta_1 \eta_2 \exp[-R(\omega_q)t]. \quad (20)$$

4. 计算结果与讨论

4.1. 界面原子最大温升

对于如图 1(a)所示的一维 1D 摩擦系统, 假设上下界面振子均为 Cu 原子(原子质量 $m = 1.06 \times 10^{-25}$ kg, $k = 5.3$ N/m), 采用上述理论对这种理想界面摩擦系统进行定量分析. 由于 Cu 是面心立方金属, 对于本模型, 可以认为下界面对上界面独立振子产生主要影响的原子只有距离较近的晶面上的 5 个原子. 以上述参数为基础, 根据(12)式可以计算出黏着阶段探针储存的弹性势能 $V = 2.25735 \times 10^{-19}$ J. Czichos^[21]研究发现摩擦功耗的 85% 以上转化成为热, 据此本文中取能量转化系数 η_1 为 0.85, 从而界面温升 ΔT 为 2317.37 K.

这里首先探讨界面温升与摩擦系统主要参数的

关系.从(12)式可以看出,界面温升 ΔT 不仅受到摩擦材料微观结构参数的影响,而且还受到摩擦系统接触状态的影响,其中尤其以界面交互势能对温升的影响较大.图4所示为界面温升随着界面势能的变化曲线,图中界面势能数据根据材料的表面能比例计算得到,其他参数保持不变.从图4可发现,界面温升 ΔT 随界面势能 U 的增加增长很快,二者之间呈正比关系,而且在其他条件相同的情况下不同金属配副引起的界面温升相差很大.这就启发我们在设计摩擦配副时,为了避免摩擦界面温升过大,可以优先选择表面能较小的材料,或者通过表面处理等工艺手段改善表面性能.

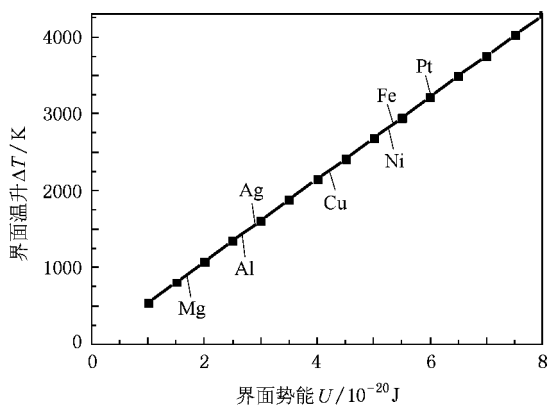


图4 声子摩擦界面温升与界面势能的关系

此外,理论计算还表明,界面原子跳跃的瞬间界面接触区域将会产生很高的瞬时温度,而本文所分析的金属Cu的Debye温度为343 K.这表明本文前面关于原子能量按自由度均分的假设条件是满足的.另一方面,本文计算的界面原子温升理论值已经超过了Cu的熔点温度(1356 K),但在通常的原子力显微镜扫描实验中,我们很难观察到探针和试样在滑动接触中由于界面温度过高而产生黏着破坏.这是因为普通的探针通常都包含着上百个原子,根据(12)式计算的真正界面温升将会小很多,从而达不到材料的熔点.

4.2. 摩擦能量的声子激发

当界面温度变化时,各能级上的声子占有数也发生变化,声子通过互相碰撞等方式消耗掉,因而使非热平衡状态向平衡转变. Buldum等^[6]提出滑动过程中激发的声子为能量耗散的最主要方式,而Shi等^[22]的量级分析表明,由声子引起的热传导比由电子隧穿引起的热传导要大若干个数量级,因此不妨

假设界面温度的95%由声子激发耗散,即(12)式中的比例系数 η_2 取为0.95,在此基础上讨论界面温度随时间的变化关系.在一定温度下,不同能级上声子的占有数不同.为简化起见,本文仅考虑最低能级上声子数的变化情况.在该能级上,声子具有最低的振动频率 ω_1 ,Cu原子振动激发的声子在最低频率时能量为 $\hbar\omega_1/k_B = 108.06 \text{ K}$,假设摩擦功激发的声子全部位于该能级上,则黏着阶段前后对应的声子占有数差值为 $\Delta n \approx 21$.假设温度 $T_0 = 298 \text{ K}$,根据Bose-Einstein分布可以求得最低能级的声子占有数为3,同时取 η 为0.003,声音在Cu中的传播速度为 $5.0 \times 10^3 \text{ m/s}$,下表面吸收声子的面积 A 取为 100 nm^2 .以上述参数为基础探讨不同声子振动频率对摩擦能量耗散的影响.

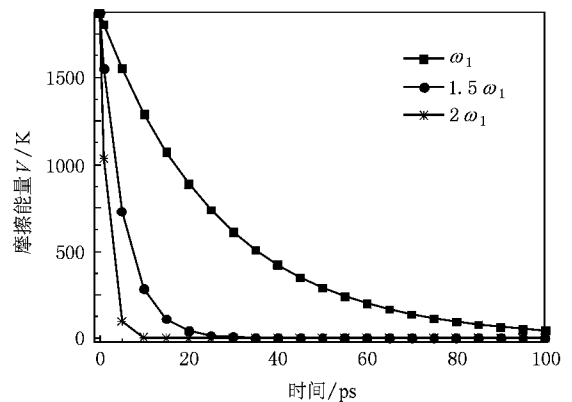


图5 声子摩擦能量耗散与声子振动频率的关系

从图5可以看到,黏着阶段界面原子积累的弹性势能 V 在滑动阶段耗散很快,而且随着振子振动频率的加大,耗散速度也增加很快.对于最低振动频率 ω_1 ,在100 ps时间内摩擦能量大部分就通过激发声子耗散;当频率增大到 $2\omega_1$ 时,在大约25 ps的时间内黏着阶段弹性能就完全耗散.对于本文前面讨论的界面摩擦模型,以Cu晶体材料为例,振子的一个跳跃周期大概为 $a/v = 0.02 \text{ s}$.显然,在振子结束黏着状态后的滑动初始阶段摩擦能量就已经耗散完毕.Zhong等^[23]在早期的研究中曾假设黏着过程中激发声子的能量将在随后的滑动过程中全部耗散.本文的结论证实了这个观点.

5. 结 论

界面原子在周期性势场中黏滑运动,失稳跳跃

后将具有相当大一部分势能耗散并转化为热, 从而导致界面温度上升. 理论表明, 界面温升与摩擦系统的很多因素有关, 其中界面交互势能是对界面摩擦温升影响较大的因素之一. 界面温升与界面势能成正比关系, 为避免过高的界面温升, 在实际生产生活中可以选择一些界面交互势能较小的摩擦配副. 在界

面摩擦中, 黏着阶段积累的能量随着声子的激发耗散很快, 通常在 100 ps 的时间内就能完全耗散掉. 随着声子振动频率的增加, 摩擦耗散的速度还将更快. 通常情况下, 能量耗散的时间远远小于振子在一个运动周期内的滑动时间.

- [1] Krim J 2002 *Surf. Sci.* **500** 741
- [2] Ringlein J, Robbins M O 2004 *Am. J. Phys.* **72** 884
- [3] Zhang X J, Meng Y G, Wen S Z 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 728 (in Chinese) [张向军、孟永钢、温诗铸 2004 物理学报 **53** 728]
- [4] Zhang T, Wang H, Hu Y Z 2001 *Tribology* **21** 396 (in Chinese) [张 涛、王 慧、胡元中 2001 摩擦学学报 **21** 396]
- [5] Dai Z D, Xue Q J 1998 *Chin. J. Nat.* **20** 220 (in Chinese) [戴振东、薛群基 1998 自然杂志 **20** 220]
- [6] Buldum A, Leitner D M, Ciraci S 1999 *Phys. Rev. B* **59** 16042
- [7] Ciraci S, Buldum A 2003 *Wear* **254** 911
- [8] Smith E D, Robbins M O, Cieplak M 1996 *Phys. Rev. B* **54** 8252
- [9] Sokoloff J B 1990 *Phys. Rev. B* **42** 760
- [10] Hu Y Z, Wang H, Zou K, Zhang T 2000 *Tribology* **20** 313 (in Chinese) [胡元中、王 慧、邹 鲲、张 涛 2000 摩擦学学报 **20** 313]
- [11] Tomlinson G A 1929 *Phil. Mag. Ser.* **7** 905
- [12] Blok H 1963 *Wear* **6** 483
- [13] Archard J F 1958 *Wear* **2** 438
- [14] Ciliberto S, Laroche C 1998 *Eur. Phys. J. B* **9** 551
- [15] Sherif H A, Omar T M A 2004 *Trib. Int.* **37** 235
- [16] Wang H, Hu Y Z, Zhang T 2007 *Trib. Int.* **40** 680
- [17] Xu Z M, Huang P 2007 *Wear* **262** 972
- [18] Xu Z M, Huang P 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 2407 (in Chinese) [许中明、黄 平 2006 物理学报 **55** 2407]
- [19] Zhao K H, Luo W Y 2005 *Calorifics* (Beijing: Higher Education Press) p81 (in Chinese) [赵凯华、罗蔚茵 2005 热学(北京:高等教育出版社)第 81 页]
- [20] Zhao K H, Luo W Y 2001 *Quantum Physics* (Beijing: Higher Education Press) p162 (in Chinese) [赵凯华、罗蔚茵 2001 量子物理(北京:高等教育出版社)第 162 页]
- [21] Czichos H 1979 *A Systems Approach to the Science and Technology of Friction, Lubrication and Wear* (New York: Elsevier)
- [22] Shi L, Majumdar A 2002 *J. Heat Transf.* **124** 329
- [23] Zhong W, Tománek D 1990 *Phys. Rev. Lett.* **64** 3054

Energy dissipation mechanism of phononic friction^{*}

Ding Ling-Yun Gong Zhong-Liang Huang Ping[†]

(*School of Mechanical and Automobile Engineering, South China University of Technology, Guangzhou 510640, China*)

(Received 26 December 2008; revised manuscript received 10 April 2009)

Abstract

Focusing on the interfacial friction, the energy accumulation and dissipation mechanisms are analyzed in the present paper. Based on the lattice thermokinetics theory, the potential difference of interfacial atom during the jumping process is calculated, then the formula of interfacial temperature rise is deduced successfully. The analysis indicates that the interfacial temperature depends on the contact status and material properties of the friction system, and the interfacial interactive potential is an important factor. In the initial stage of slipping process, as the interfacial atoms are in the non-equilibrium thermal state, new phonon are excited to enable the friction energy dissipation, which finally makes the non-thermal equilibrium transit to equilibrium state. Based on the quantum mechanics and the thermodynamics, the energy dissipation mechanism of interfacial friction is studied. The results show that the elastic potential energy stored during the sticking process dissipates more quickly with higher vibration frequency, and the dissipation time is much shorter than the slip time in one cycle.

Keywords : interfacial friction, stick-slip, phonon, temperature rise

PACC : 6220P, 8140P

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 50675068, 50875087) and the Science Foundation for Postdoctor of China (Grant No. 20070410819).

[†] Corresponding author. E-mail: lnephuang@scut.edu.cn