

## 热激发效应对界面摩擦的影响\*

王亚珍<sup>1)2)†</sup> 黄平<sup>1)</sup> 龚中良<sup>1)</sup>

1) (华南理工大学机械与汽车工程学院, 广州 510640)

2) (广东工贸职业技术学院机械工程系, 广州 510510)

(2011年6月2日收到; 2011年7月26日收到修改稿)

论文主要从微观角度研究摩擦热产生的机理及摩擦热对摩擦性能的影响. 依据固体物理学中原子热振动理论, 以界面摩擦为研究对象, 从分析界面原子的受迫振动出发, 得出界面摩擦过程中原子的振动实际上是自激振动和受迫振动的叠加, 界面原子在非平衡状态下的热振动将导致声子的激发和湮灭, 进而导致摩擦热的产生, 摩擦界面的温度升高. 然后, 从温度对界面原子能级分布和跃迁的影响角度探讨了热激发效应对界面摩擦的影响, 分析得出如下结论: 温度低时, 界面原子处在激发态的概率随着温度的升高而增加, 导致摩擦系数随温度增加而增加; 温度在 100 K 附近界面原子处在激发态的概率出现峰值, 导致摩擦系数出现峰值; 当温度高于临界值后, 摩擦系数随温度的升高反而会降低. 最后将本文的理论分析的结果与他人的实验结果对比, 显示两者的趋势一致, 表明本文提出的理论和方法可行.

**关键词:** 热激发, 声子, 界面摩擦, 量子谐振子

**PACS:** 32.90.+a, 63.20.-e, 82.37.Gk

## 1 引言

日常经验和长期以来的研究都表明, 摩擦本身是一热力耦合的复杂过程<sup>[1]</sup>. Czichos<sup>[2]</sup>指出, 摩擦热产生的一个重要特征是提高了摩擦系统中材料元素的温度, 而由于温度的升高及温度梯度又影响到摩擦副的材料性能并激活摩擦学过程, 所以研究摩擦引起的温度对摩擦学过程的影响变得极为重要. 纳米尺度摩擦不可避免地会受到样品表面温度的影响, 但是目前为止其影响机理尚未有定论<sup>[3]</sup>.

热效应和动力学特性是导致摩擦产生和能量消耗的最主要的两个因素. Sang 等<sup>[4]</sup>将温度和滑动速度结合起来, 探讨二者对摩擦力的影响. 该理论认为由于热激发的影响, 当界面原子本身的热振动能量与界面势能作用在其上的势能相当时, 原子将有一定的概率提前跳跃, 从而推导出横向摩擦力  $F_f$  与滑动速度  $v$  和温度  $T$  之间满足对数关系. 此外, Krylov 等<sup>[5]</sup>还从理论上探讨了全域内的表面势能、温度和速度对摩擦力的影响, 强调摩擦界面进入热转移状态时, 规律的黏-滑运动将会完全被热效应所破坏, 从而导致近乎无摩擦(即热润滑)

状态的产生. 由于摩擦是由大量随机事件所致的不可逆过程, 因此关于摩擦耗散过程的研究应立足于非平衡态统计热力学的基础理论. 龚少明<sup>[6]</sup>关于非平衡态统计热力学的研究表明, 在远离平衡态时, 包含大量个体系统的群体行为并不等同于个体运动规律的简单叠加; 必须将经典的动力学与稳定性理论、概率统计描述和群体效应等相结合, 才有可能解释时间的不可逆性.

纳米摩擦试验时, 一般较少考虑到温度因素的影响, 主要原因在于实验设备和条件的限制. 随着带有温度控制装置或微温度传感器的原子力显微镜 (AFM) 和摩擦力显微镜 (FFM) 的广泛应用, 纳米摩擦热效应研究也逐步得到了学者们的重视. Schirmeisen 等<sup>[7]</sup>利用超高真空原子力显微镜 (UHV-AFM) 进行了点接触摩擦力实验, 对于硅探针在硅 (111) 面的滑动情况, 实验中测量了温度在 50—300 K 之间摩擦系数与温度的关系. Zhao 等<sup>[8]</sup>进行的硅镍探针在高定向热解石墨表面的滑动摩擦实验表明: 当温度从 140 K 增加到 400 K 时, 摩擦系数有显著的下降; 而当温度从 400 K 增加到 750 K 时, 温度对摩擦系数的影响不大. Sills

\* 国家自然科学基金 (批准号: 50675068, 50875087) 和广东省自然科学基金博士启动项目 (批准号: S2011040001440) 资助的课题.

† E-mail: yazhen.wang@mail.scut.edu.cn

和 Overney<sup>[9]</sup> 分析了温度对硅探针-玻璃状聚合物表面摩擦力的影响规律, 当温度从 300 K 增加到 360 K 时, 摩擦力是逐渐下降的.

总体来讲, 目前微观摩擦热效应的研究还不是很多, 尤其在微观摩擦热效应的实验方面取得的进展并不大. 但是微观摩擦热效应研究具有重要的意义, 摩擦不可避免地会导致界面温度发生变化, 温度反过来又会影响到摩擦系统的性能. 因此通过研究摩擦热产生的机理及摩擦热对摩擦性能的影响, 一方面可以通过调节温度开展减摩应用, 节省能源并提高设备寿命; 另一方面, 通过研究找出热效应不显著的材料, 可以提高极端工况条件下摩擦系统的稳定性和可靠性.

## 2 界面原子的受迫振动分析

界面摩擦过程中, 一方面, 因接触界面势能场周期性的变化, 使界面势能场内的原子处于受迫振动状态; 另一方面, 原子从一种平衡态跳跃至另一种平衡态时, 激发原子以振子固有频率进行自激振荡, 因此, 界面原子的振动是上述两种热振动叠加的结果. 许中明和黄平<sup>[10]</sup> 从独立振子模型的分析中得出, 激励力不仅激起系统的强迫振动, 同时也激起自由振动. 所以, 这种情形下单个界面原子的实际运动, 是  $\omega$  和  $\omega_0$  两个频率振动的某种叠加, 其中  $\omega = 2\pi v/a$  为受迫振动频率,  $\omega_0 = \sqrt{k/m}$  为界面原子振动的固有频率,  $m$  为原子的质量,  $a$  为晶格常数,  $v$  为界面间的相对滑动速度,  $k$  为原子间力常数. 但由于任何真实系统中都不可避免地存在各种耗散力, 因此自由振动终将消失. 但在初始阶段里, 两种振动都是突出的, 该阶段叫做瞬变阶段<sup>[11]</sup>.

界面上  $N$  个原子的振动并不是同步的, 而是存在一个相位差. 因此研究摩擦界面上  $N$  个原子的受迫振动不能简单地将  $N$  个原子的振动叠加求和, 而应将其整体看作是  $N$  个相同的线性振子系集. 由于晶体中的原子 (或分子) 的相对位置是固定的, 不能自由移动, 也就是说这  $N$  个振子是可分辨的, 因此可以运用麦克斯韦-玻尔兹曼统计法计算这  $N$  个线性振子系集<sup>[12]</sup>.

## 3 热激发声子的产生

从能量守恒的角度来看, 原子振动并不会导致能量的耗散, 所以摩擦过程中的能量耗散必然存在其他形式. 声子是描述晶格振动的准粒子, 是一种

典型的集体运动的元激发.  $T = 0$  K 时, 晶格原子静止在平衡位置, 系统处于基态, 一种有序的状态. 在外界的作用下, 即  $T \neq 0$  K 时的热扰动作用, 系统处于激发态, 原子偏离平衡位置做小振动. 引入声子以后, 就可以用声子数的变化来描述正则振动量子态之间的跃迁, 当电子与晶格振动相互作用, 电子从晶格获得  $\hbar\omega_i(q)$  的能量, 称为吸收一个声子, 表明晶格振动从量子态  $n_i(q)$  跃迁至  $n_i(q) - 1$ . 相反, 若电子给晶格  $\hbar\omega_i(q)$  的能量, 称为发射一个声子, 表明晶格振动从量子态  $n_i(q)$  跃迁至  $n_i(q) + 1$ .

量子力学和晶格动力学的研究表明: 晶格热振动的能量越高, 其激发的声子数就越多, 这也意味着温度高的区域, 声子数多; 温度低的区域, 声子数少. 这样, 当某一高温区域产生了较多的声子时, 它们将发生迁移而形成声子流, 将热能从高温区域传到低温区域, 直到热平衡时, 声子流才消失. 对于界面摩擦来说, 声子激发是一种重要的能量耗散途径. 在相对滑动过程中, 由于界面原子处于非平衡状态, 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. 本章借助非平衡态下声子占有数随时间变化的理论公式, 分析了界面摩擦能量的耗散规律.

### 3.1 总能量本征值的声子数算符表示

在量子力学中<sup>[13,14]</sup>, 用粒子数表象来表征集体运动的元激发,  $\mathbf{p}_i$  和  $\mathbf{q}_i$  是量子力学中的正则共轭算符,  $q$  为声子波数.

引入一组新的算符:

$$\begin{aligned} \mathbf{a}_i(q) &= \left[ \frac{\omega_i(q)}{2\hbar} \right]^{\frac{1}{2}} \mathbf{q}_i(q) \\ &\quad + i [2\hbar\omega_i(q)]^{-\frac{1}{2}} \mathbf{p}_i(q), \\ \mathbf{a}_i^+(q) &= \left[ \frac{\omega_i(q)}{2\hbar} \right]^{\frac{1}{2}} \mathbf{q}_i(q) \\ &\quad - i [2\hbar\omega_i(q)]^{-\frac{1}{2}} \mathbf{p}_i(q). \end{aligned} \quad (1)$$

则用声子产生算符表示的哈密顿量为:

$$\begin{aligned} H &= \sum_{iq} \frac{1}{2} \hbar\omega_i(q) [\mathbf{a}_i^+(q) \mathbf{a}_i(q) \\ &\quad + 1 + \mathbf{a}_i^+(q) \mathbf{a}_i(q)] \\ &= \sum_{iq} \hbar\omega_i(q) \left[ \mathbf{a}_i^+(q) \mathbf{a}_i(q) + \frac{1}{2} \right]. \end{aligned} \quad (2)$$

(2) 式就是用声子数算符表示的系统的哈密顿量.

总的能量本征值为

$$E_0 = \sum_{iq} \left[ n_i(q) + \frac{1}{2} \right] \hbar\omega_i(q). \quad (3)$$

(3) 式表明, 晶格振动的激发状态, 可以用  $3N$  个格波声子数的一种组态  $\{n_i(q)\}$  表示.

### 3.2 配分函数 $Z$

为求出系统的平均能量, 需要计算系统处于各  $E_n$  状态的相对比例, 通常认为分配的概率为

$$\rho_n = e^{-\beta E_n} / Z, \quad (4)$$

式中  $Z$  为配分函数,  $\beta = \frac{1}{k_B T}$ ,  $k_B$  为玻尔兹曼常数.

对于晶格振动系统, 系统的状态对应声子数的一种组态, 配分函数有

$$Z = \sum_{\{n_i(q)\}} e^{-\beta \sum_{iq} [n_i(q) + \frac{1}{2}] \hbar\omega_i(q)}. \quad (5)$$

对所有可能的声子数组态求和, 有

$$\begin{aligned} Z &= \prod_{iq} \left\{ \sum_{n(q)=0}^{\infty} e^{-\beta [n_i(q) + \frac{1}{2}] \hbar\omega_i(q)} \right\} \\ &= \prod_{iq} e^{-\frac{1}{2} \beta \hbar\omega_i(q)} \left\{ \sum_{n(q)=0}^{\infty} e^{-\beta n_i(q) \hbar\omega_i(q)} \right\} \\ &= \prod_{iq} e^{-\frac{1}{2} \beta \hbar\omega_i(q)} \frac{1}{1 - e^{-\beta \hbar\omega_i(q)}}, \end{aligned} \quad (6)$$

式中利用了  $\sum_{n(q)=0}^{\infty} e^{-\beta n_i(q) \hbar\omega_i(q)} = \frac{1}{1 - e^{-\beta \hbar\omega_i(q)}}$ .

### 3.3 系统平均能量

知道了系统的配分函数  $Z$ , 就可以求出系统的平均能量为

$$\begin{aligned} \bar{E} &= - \frac{\partial}{\partial \beta} \ln Z = \sum_{iq} \left[ \frac{\hbar\omega_i(q)}{e^{\beta \hbar\omega_i(q)} - 1} + \frac{1}{2} \hbar\omega_i(q) \right] \\ &= \sum_{iq} \left[ \bar{n}_i(q) + \frac{1}{2} \right] \hbar\omega_i(q), \end{aligned} \quad (7)$$

式中  $\bar{n}_i(q) = \frac{1}{e^{\hbar\omega_i/k_B T} - 1}$  称为平均声子数.

可见声子遵从的是玻色统计规律<sup>[11]</sup>. 需要指出的是: 组成晶格点阵的真实粒子是原子或离子, 声子只是诸原子或离子做集体振动的能量量子, 但是声子的能量不是属于某一个别原子或离子, 而是代表一种集体激发. 晶格热振动的能量越高, 其激发的声子数就越多, 这也意味着温度高的区域, 声

子数多; 温度低的区域, 声子数少. 这样, 当某一高温区域产生了较多的声子数时, 它们将发生迁移而形成声子流, 将热能从高温区域传到低温区域, 直到热平衡时, 声子流才消失. 对于界面摩擦来说, 声子激发是一个重要的能量耗散途径. 声子流在摩擦系统中的传递有两种途径, 第一种途径是声子向着温度不同的另一界面传递, 其流动特性由摩擦系统的接触面积、材料密度以及声速等因素决定; 而另外一种途径是在界面晶格内部由界面高温区向基体低温区流动, 主要流动特性由晶格本身的热导性质决定.

## 4 温度对界面量子谐振子能级的影响

根据量子理论和热力学理论, 温度对界面原子的热振动能态影响很大, 本节将从分析温度对量子谐振子能态分布的影响的角度探讨界面升温对摩擦中能量耗散的影响.

### 4.1 第 $n$ 级量子态概率分析

根据量子力学原理, 频率为  $\omega$  的量子谐振子处在第  $n$  级量子态时, 其能量为

$$E = (n + 1/2)h\omega, \quad (8)$$

式中,  $n = 0, 1, 2, \dots$ ;  $h$  是普朗克常量<sup>[6]</sup>.

考虑摩擦系统中界面原子量子谐振子组成的系集, 其温度为  $T$ . 假定各量子谐振子之间相互作用很小, 每个量子谐振子近乎独立地以频率  $\omega$  振动. 设描述一个量子谐振子处在第  $n$  态的归一化右矢为  $\langle (n + 1/2)h\omega \rangle$ , 则它处在第  $n$  态的概率便为

$$p_n = \langle (n + 1/2)h\omega | \rho | (n + 1/2)h\omega \rangle, \quad (9)$$

式中

$$\rho = C e^{-H/k_B T} \quad (10)$$

是量子谐振子的概率密度,  $H$  是量子谐振子的哈密顿量,  $C$  是归一化常数. 将 (10) 式代入 (9) 式得

$$\begin{aligned} p_n &= C \langle (n + 1/2)h\omega | \rho | (n + 1/2)h\omega \rangle \\ &= C e^{-(n+1/2)h\omega/k_B T}. \end{aligned} \quad (11)$$

根据概率统计中的归一化条件有

$$\sum_{n=0}^{\infty} p_n = 1. \quad (12)$$

故得

$$C \sum_{n=0}^{\infty} e^{-(n+1/2)h\omega/k_B T}$$

$$= C e^{-h\omega/2k_B T} \sum_{n=0}^{\infty} e^{-nh\omega/k_B T} = 1. \quad (13)$$

由公式  $\sum_{n=0}^{\infty} e^{-nx} = \frac{1}{1-e^{-x}}$  得

$$\sum_{n=0}^{\infty} e^{-nh\omega/k_B T} = \frac{1}{1-e^{-h\omega/k_B T}}. \quad (14)$$

将 (14) 式代入 (12) 式便得

$$C = e^{h\omega/k_B T} - e^{-h\omega/2k_B T}. \quad (15)$$

将 (15) 式代入 (11) 式, 便得温度为  $T$  时量子谐振子处在第  $n$  态的概率为

$$p_n = (1 - e^{-h\omega/k_B T}) e^{-nh\omega/k_B T}. \quad (16)$$

由上式得温度为  $T$  时量子谐振子处在  $n = 0$  态 (基态) 的概率为

$$p_0 = 1 - e^{-h\omega/k_B T}. \quad (17)$$

于是量子谐振子第  $n$  态的概率为

$$p_n = p_0 e^{-nh\omega/k_B T}. \quad (18)$$

由 (16) 式用 MATLAB 软件得出不同温度下界面量子谐振子处在 0, 1, 2, 3 四个能级上的概率如图 1 所示.

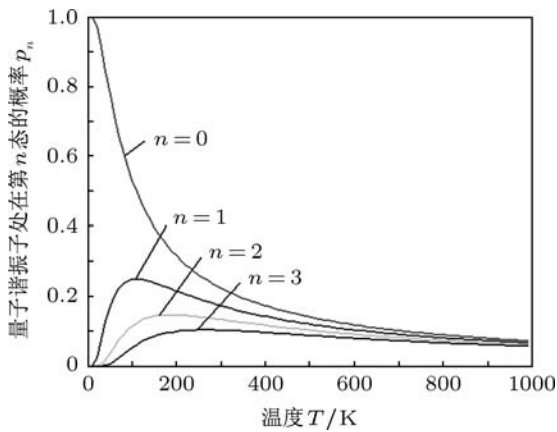


图 1 界面量子谐振子处在第  $n$  态的概率

## 4.2 温度对量子态概率的影响

### 1) 与频率的关系

由 (16) 式可见当温度  $T$  给定时, 频率  $\omega$  越低,  $e^{-h\omega/k_B T}$  的值便越大, 这时  $p_0$  便越小. 这表明, 在同一温度下, 频率越低的量子谐振子越易激发, 而频率越高的量子谐振子则越难激发.

### 2) 与温度的关系

对于频率给定的量子谐振子来说, 温度  $T$  越高,  $e^{-h\omega/k_B T}$  的值便越大, 这时  $p_0$  便越小, 如图 2

所示. 这表明, 温度越高, 量子谐振子越易激发; 反之, 温度越低, 量子谐振子就越难激发.

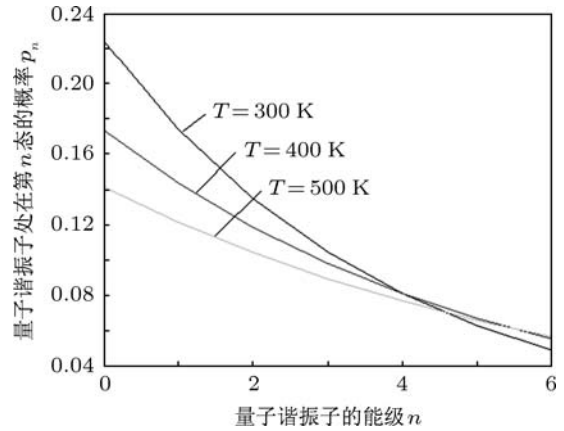


图 2 温度  $T$  时量子谐振子在各能级  $n$  上的概率

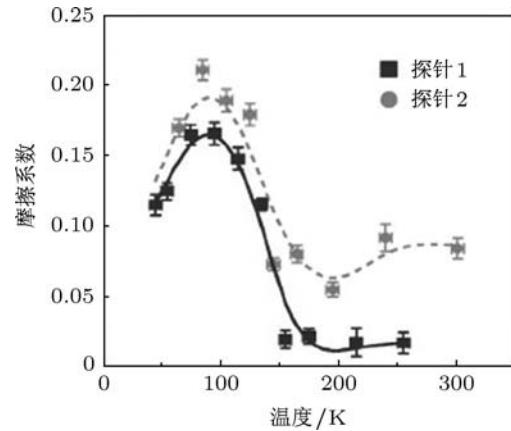


图 3 Si-Si(111) 接触时摩擦系数随温度的变化曲线 [7]

### 3) 概率与 $n$ 的关系

由 (16) 式可见, 当频率  $\omega$  和温度  $T$  都给定时,  $n$  越大,  $e^{-nh\omega/k_B T}$  的值越小,  $p_n$  的值也越小. 由 (18) 式得  $p_{n+1} < p_n$ , 这表明, 量子谐振子处在高能态的概率恒小于处在低能态的概率, 如图 2 所示.

4) 从图 1 可以看出, 温度低于 100 K 时, 谐振子处在激发态的概率随着温度的升高而增加, 温度 100 K 附近谐振子处在激发态的概率出现峰值, 随后谐振子处在激发态的概率随着温度的升高而降低. 这也就是说, 在温度 100 K 附近时, 量子谐振子最可能激发声子而耗散能量, 导致摩擦系数在 100 K 时出现峰值. 这一现象在一些实验中都得到验证. Schirmeisen 等 [7] 利用 UHV-AFM 进行了点接触摩擦力实验, 对于硅探针在硅 (111) 面的滑动情况, 实验中摩擦系数与温度的关系如图 3 所示. 实验中发现当温度低于 100 K 时, 摩擦系数随着温度的增加而增加; 而当温度高于 100 K 时, 摩擦系

数迅速下降;当温度高于 150 K 以后,温度对摩擦力的影响比较微弱. Zhao 等<sup>[8]</sup>进行的 Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> 探针在高定向热解石墨表面的滑动摩擦实验表明:当温度从 140 K 增加到 400 K 时,摩擦系数有显著的下降;而当温度从 400 K 增加到 750 K 时,温度对摩擦系数的影响不大,如图 4 所示,图中  $\mu$  为摩擦系数,  $\mu_0$  为温度为 280 K 时的平均摩擦系数. Sills 等<sup>[9]</sup>分析了温度对硅探针-玻璃状聚合物表面摩擦力的影响规律,当温度从 300 K 增加到 360 K 时,摩擦力是逐渐下降的.

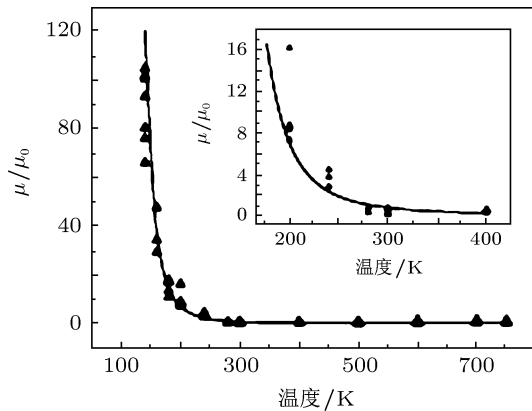


图 4 摩擦系数与温度的关系<sup>[8]</sup> 内插图为法向载荷为 0 nN 时的温度与摩擦系数的关系

这些分析和实验均表明,在摩擦副的设计过程中,应充分考虑温度对摩擦系数的影响,同时也可以通过控制环境的温度来控制摩擦系数的大小.

## 5 结论

本文从分析界面原子的受迫振动出发,得出界面摩擦过程中原子的振动实际上是自激振动和受迫振动的叠加.根据固体物理学和量子力学的理论,界面原子在分平衡状态下的热振动将导致声子的激发和湮灭.然后,从温度对量子谐振子能级分布和跃迁的影响角度探讨了热激发效应对界面摩擦的影响,通过分析研究,得出如下结论:

1) 摩擦过程中激励力不仅引起原子的受迫振动,同时也激起自由振动.所以,这种情形下的实际运动是受迫振动和自由振动两个频率振动的某种叠加.

2) 在同一温度下,频率越低的量子谐振子越易激发,而频率越高的量子谐振子则越难激发.对于频率给定的量子谐振子,温度越高,量子谐振子越易激发;反之,温度越低,量子谐振子就越难激发.

3) 温度低时,量子谐振子处在激发态的概率随着温度的升高而增加,导致摩擦系数随温度增加而增加;温度在 100 K 附近谐振子处在激发态的概率出现峰值,导致摩擦系数出现峰值;当温度高于 100 K 时,摩擦系数随温度的升高反而会降低.在摩擦副的设计过程中,应充分考虑温度对摩擦系数的影响,同时也可以通过控制环境的温度来控制摩擦系数的大小.

- [1] Gong Z L, Huang P 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 2358 (in Chinese) [龚中良, 黄平 2008 物理学报 **57** 2385]
- [2] Czichos H A, 1978 *Tribology: A system Approach to the Science and Technology of Friction, Lubrication and Wear* (Vol.1) (Netherlands: Amsterdam) p87
- [3] Sang Y, Dube M, Grant M 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 174301
- [4] Sang Y, Dube M, Grant M 2008 *Phys. Rev. E* **77** 36123
- [5] Krylov S Y, Jinesh K B, Valk H 2005 *Phys. Rev. E* **71** 65101
- [6] Gong S M 1989 *Non-equilibrium Statistical Mechanics* (Shanghai: Fudan University Press) p158 (in Chinese) [龚少明 1989 非平衡态统计力学 (上海: 复旦大学出版社) 第 158 页]
- [7] Schirmeisen A, Jansen L, Holscher H 2006 *Appl. Phys. Lett.* **88** 123108
- [8] Zhao X, Hamilton M, Sawyer W G 2007 *Tribol. Lett.* **27** 113
- [9] Sills S, Overney R M 2003 *Phys. Rev. Lett.* **91** 95501
- [10] Xu Z M, Huang P 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 2427 (in Chinese) [许

中明, 黄平 2006 物理学报 **55** 2427]

- [11] French A P, (translated by Xu X D) 1981 *Vibration and Wave* (Beijing: People's Education Press) p116 (in Chinese) [弗伦奇著 (徐绪笃译) 1981 振动与波 (北京: 人民教育出版社) 第 116 页]
- [12] Ma B K, Gao S H, Sun Y 1994 *Thermodynamics and Statistical Physics* (Beijing: Higher Education Press) p374 (in Chinese) [马本堃, 高尚惠, 孙煜 1994 热力学与统计物理学 (北京: 高等教育出版社) 第 374 页]
- [13] Huang K, Han R Q 1985 *Solid State Physics* (Beijing: Higher Education Press) p516 (in Chinese) [黄昆, 韩汝琦 1985 固体物理学 (北京: 高等教育出版社) 第 516 页]
- [14] Zeng J Y 2001 *Quantum Mechanics* (3rd Ed.) (Beijing: Science Press) p135 (in Chinese) [曾谨言 2001 量子力学 (第三版) (北京: 科学出版社) 第 135 页]

# The effect of thermal excitation on the interfacial friction\*

Wang Ya-Zhen<sup>1)2)†</sup> Huang Ping<sup>1)</sup> Gong Zhong-Liang<sup>1)</sup>

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

2) (*Guangdong College of Industry and Commerce, Guangzhou 510510, China*)

(Received 2 June 2011; revised manuscript received 26 July 2011)

## Abstract

In the present paper, by analyzing the microscopic mechanism of forced vibration of interfacial atoms, it is shown that the atomic vibration is actually the superposition of the self-excited vibration and the forced vibration. The phonon excitation and annihilation due to the thermal vibration of the interfacial atoms in a non-equilibrium state are studied based on solid state physics and quantum mechanics. Then, the temperature effect on vibration energy levels of interfacial atoms are investigated, which shows that when the temperature is low, the probability for a quantum harmonic oscillator being in an excited state rises with temperature, causing the friction coefficient to rise with temperature. When the temperature is around 100 K, the probability for a harmonic oscillator being in the excited state reaches the peak, causing a peak friction coefficient at this point. When the temperature is above 100 K, the friction coefficient decreases with temperature. The trends of our analytical results and the experimental results of others are the same, indicating that the proposed theory and method are feasible.

**Keywords:** thermal excitation, phonon, interfacial friction, quantum harmonic oscillator

**PACS:** 32.90.+a, 63.20.-e, 82.37.Gk

---

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 50675068, 50875087) and the Natural Science Foundation of Guangdong Province, China (Grant No. S2011040001440).

† E-mail: yazhen.wang@mail.scut.edu.cn