

飞秒脉冲激光加热金属薄膜的理论和实验研究 *

马维刚¹⁾ 王海东¹⁾ 张 兴^{1)†} 王 珂²⁾³⁾

1)(清华大学工程力学系,热科学与动力工程教育部重点实验室,北京 100084)

2)(北京大学微电子学研究院,北京 100871)

3)(微米纳米加工技术国家级重点实验室,北京 100871)

(2010年7月6日收到;2010年9月15日收到修改稿)

超短脉冲激光加热可应用于研究材料中载能子之间的超快相互作用,同时也广泛应用于超快激光加工。此前人们提出的双温度模型和抛物一步模型都只能用于描述超短脉冲激光加热金属薄膜后热量传递过程的特定片段。基于双温度模型和傅里叶导热定律,提出普适的理论模型可用于完整描述飞秒激光加热金属薄膜/基底时的整个热量传递过程。同时在300 K温度下,采用背面抽运-表面探测瞬态热反射法实验研究了飞秒脉冲激光加热金属薄膜的热量传递过程,理论预测曲线和实验测量结果符合较好,验证了理论模型的正确性。基于此模型测量得到了金薄膜的电子-声子耦合系数和金/玻璃,金/碳化硅间的界面热导,测量结果和文献报道值符合较好。其中电子-声子耦合系数和体材料值接近,没有表现出明显的尺寸效应。界面热导比散射失配模型的预测值大,可能是电子参与界面导热、界面原子扩散及声子在界面的非弹性散射等造成的。

关键词: 飞秒脉冲激光, 电子-声子耦合, 界面热导, 瞬态热反射

PACS: 44.05.+e, 68.35.-p, 66.70.Df, 63.20.kd

1. 引 言

随着超短脉冲激光技术的发展,激光脉冲可以达到阿秒(10^{-18} s)量级,飞秒(10^{-15} s)激光器已经发展成熟。超短脉冲激光在医学、高密度信息存储和激光受控核聚变等领域得到了广泛的应用。同时,由于激光脉冲宽度与各载能子间的作用时间可比甚至更小,因此为基础研究提供了重要的实验手段,带动了物理、化学等研究进入超快、极强的过程阶段。此外,超短脉冲激光由于具有所需激光能量低、加工准确、避免附加热损伤等特点而广泛应用于精密加工。在超短脉冲激光超快加热薄膜的过程中,电子和声子将处于非平衡状态^[1, 2],之后电子和声子温度达到平衡并向基底导热。其中的传热机理非常复杂,很多学者在深入研究的基础上作了开创性的工作。

Kaganov等^[3]最早对非平衡电子-声子耦合进行了理论研究,之后 Anisimov等^[4]针对超短脉冲激光加热金属薄膜提出了电子-声子双温度模型,Qiu和

Tien^[5]从玻尔兹曼方程出发,去掉了电子温度瞬间达到平衡的假设,提出了更严格的抛物两步模型。在实验方面,Eesley^[6]在1983年首次采用皮秒激光器研究了金属铜中的非平衡导热;熊光成等^[7]在1994年也采用飞秒激光瞬态热反射法研究了 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ 的费米面变化与电子-声子耦合。当金属薄膜中电子和声子温度达到平衡时,由于薄膜温度比基底温度高,热量将会由薄膜通过界面向基底传导,傅里叶导热定律被普遍认为适用,在此基础上可以测量基底的热导率和界面热导。文献[8—11]在这方面作了许多很好的工作。比较上述两种情况可以发现,不同的模型只适用于描述超短脉冲激光加热金属薄膜的不同阶段,而不能够采用一个统一的模型描述完整的热量弛豫过程。

本文试图基于双温度模型和傅里叶导热定律建立一个普适模型用于完整描述超短脉冲激光加热薄膜的整个热传导过程。并采用飞秒激光背面抽运-表面探测瞬态热反射法^[12]实验研究其中的热量传递过程,进而和理论模型进行比较。在此基础上,实验测量金属薄膜的电子-声子耦合系数及金与玻

* 国家自然科学基金(批准号:50730006,50976053)资助的课题。

† 通讯联系人。E-mail: x-zhang@tsinghua.edu.cn

玻璃、碳化硅两种不同界面间的界面热导.

2. 理论模型和实验研究

2.1. 理论模型

飞秒激光加热金属薄膜的研究对象为金属薄膜和基底. 由于飞秒激光脉冲宽度非常小, 在脉冲加热瞬间薄膜内部电子和声子之间存在着严重的非平衡现象, 因此又可将研究对象细分为金属薄膜中的电子、声子和基底. 其中的能量弛豫可分为如下3个过程: 1) 在极短时间内电子吸收光子能量, 温度迅速升高, 并通过电子-电子相互作用形成稳定的电子温度, 这个过程大约需要 500 fs^[1]. 由于声子比热容约为电子比热容的 100 倍, 故声子温度变化很小, 从而形成了电子和声子两个温度不平衡的子系统, 在此过程中主要是光子-电子及电子-电子相互作用. 2) 高温度的电子将通过电子-声子耦合的方式将能量传递给低温度的声子, 进而达到电子和声子的温度平衡, 普遍为人们接受的电子-声子双温度模型^[4, 5]能够很好刻画这一过程, 电子-声子耦合系数即用来衡量这种能量传递过程的强弱. 3) 金属薄膜内达到平衡的电子和声子, 温度仍高于基底温度, 热量将通过界面向基底传导, 界面热导将会影响这一过程. 以前人们往往根据研究侧重点的不同选择不同的模型对激光加热薄膜的能量弛豫过程分段进行研究. 如为研究电子-声子耦合的双温度模型一般只取前 10 ps, 而为研究界面热导及基底热导率的傅里叶导热一般要使金属薄膜内部电子和声子温度达到平衡, 如 100 ps 以后. 我们试图建立一个完整模型用于研究飞秒激光加热薄膜的整段能量输运过程, 并能在较短时间内获得电子-声子耦合系数和界面热导等信息, 而无需严格区分金属薄膜中电子和声子温度是否达到平衡.

为研究问题方便, 以图 1 所示的物理模型进行讨论, 抽运脉冲在金属薄膜和透明基底间的界面处加热厚度为 d 的薄膜, 探测脉冲在薄膜表面正对加热区域探测薄膜表面温度变化, 并建立相应的坐标系. 由于探测光直径(约为 50 μm)比加热光直径(约为 100 μm)小很多, 因此沿薄膜面向导热可以忽略不计. 分别考察薄膜中的电子、声子和基底中的热量沿法向输运过程, 采用双温度模型描述电子和声子的热传导, 并考虑电子和声子耦合, 可得到

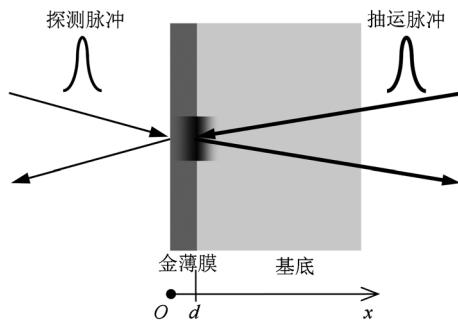


图 1 理论模型及参考坐标

电子和声子的控制方程分别为^[4,5]

$$C_e(T_e) \frac{\partial T_e}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left[K(T_e, T_p) \frac{\partial T_e}{\partial x} \right] - G(T_e - T_p) + S(x, t), \quad (1)$$

$$C_p \frac{\partial T_p}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left[K_p \frac{\partial T_p}{\partial x} \right] + G(T_e - T_p), \quad (2)$$

其中 T_e 和 T_p 为电子温度和声子温度, G 为电子-声子耦合系数, $C_e(T_e)$, C_p , $K(T_e, T_p)$ 和 K_p 分别为电子和声子的比热容和热导率. 在金属薄膜中, 当没有 d 层电子激发时电子比热容和热导率可分别表示为^[13]

$$C_e(T_e) = \gamma T_e, \\ K(T_e, T_p) = K_0 \frac{T_e}{T_p}, \quad (3)$$

其中 γ 是 Sommerfeld 系数, K_0 是在初始温度电子与声子处于平衡时的电子热导率. 声子热导率为

$$K_p = \frac{C_p \nu l_p}{3}, \quad (4)$$

其中 ν 和 l_p 分别为声速和声子平均自由程. S 是电子吸收的激光脉冲能量, 对于高斯光束, 热源项可表示为^[8,14]

$$S(x, t) = \sqrt{\frac{4 \ln 2}{\pi}} \frac{(1 - R) J}{t_p \delta} \\ \times \exp \left(-\frac{x}{\delta} - 4 \ln 2 \times \left(\frac{t}{t_p} \right)^2 \right), \quad (5)$$

其中 J 为激光光强, R 为金属表面反射率, δ 为激光脉冲渗透深度(如金的渗透深度为 15.3 nm), t_p 为激光脉冲宽度.

由于基底温度低于金属薄膜温度, 因此薄膜中的热量将通过界面传导给基底, 进而向基底深处扩散. 基底的控制方程为

$$C_s \frac{\partial T_s}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left[K_s \frac{\partial T_s}{\partial x} \right], \quad (6)$$

其中 T_s , C_s 和 K_s 分别为基底的温度、比热容和热导率. 忽略样品表面的辐射和对流热损失, 在 $x = 0$ 处的边界条件为绝热^[14], 则有

$$\frac{\partial T_e}{\partial x}(0, t) = \frac{\partial T_p}{\partial x}(0, t) = 0. \quad (7)$$

Majumdar 等^[15]研究发现, 金属和非金属在交换能量时, 金属内部电子和声子交换能量, 在界面处只有金属的声子和非金属的声子进行能量交换. 因此在界面 $x = d$ 处, 电子为绝热边界, 金属中的声子和基底在考虑界面热阻时热流连续, 有

$$\begin{aligned} \frac{\partial T_e}{\partial x}(d, t) &= 0, \\ -K_p \frac{\partial T_p}{\partial x}(d, t) &= -K_s \frac{\partial T_s}{\partial x}(d, t) \\ &= h_{BD}(T_p(d, t) - T_s(d, t)), \end{aligned} \quad (8)$$

其中 h_{BD} 为界面热导. 基底无穷深处取等温边界条件, 即

$$T_s(\infty, t) = T_0. \quad (9)$$

将激光脉冲峰值到达薄膜表面时间记为 $t = 0$, 考虑激光脉冲的宽度 t_p , 初始条件为

$$\begin{aligned} T_e(x, -2t_p) &= T_p(x, -2t_p) = T_s(x, -2t_p) \\ &= T_0. \end{aligned} \quad (10)$$

2.2. 实验系统

采用背面抽运-表面探测的热反射测量系统, 首先抽运脉冲加热薄膜背面使之产生温度响应, 探测脉冲实时监测薄膜表面的温度变化, 来研究飞秒脉冲激光加热薄膜时的能量输运过程, 系统如图 2 所示. 首先钛蓝宝石激光器产生一个波长为 800 nm, 脉冲宽度约为 100 fs, 重复频率为 80 MHz 的超短脉冲. 采用偏振分光棱镜分为两束偏振方向互相垂直的偏振光, 两束光的强度(大于 20:1)可通过旋转分光棱镜之前的半波片任意调节. 强抽运脉冲通过声光调制器调制为 1 MHz 的正弦波信号, 聚焦在样品和透明基底的界面处, 直径约为 100 μm, 用于加热薄膜进而使之产生瞬态的温度响应. 较弱的探测脉冲通过光延迟线聚焦在正对加热区域的薄膜表面探测其热反射率变化, 其中光延迟线的作用是调节探测脉冲相对于抽运脉冲到达样品的延迟时间, 时间分辨率可达到 0.057 fs. 在光电探测器前放置消光比达到 10^{-6} 的格兰棱镜将抽运光全部滤掉, 仅允许探测光通过. 探测光光强变化通过雪崩二极管转化为电信号由锁相放大器采集.

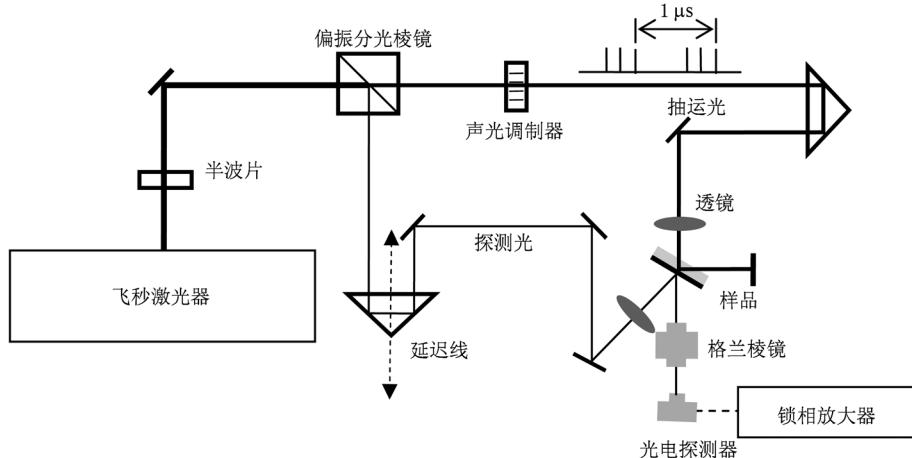


图 2 抽运-探测瞬态热反射系统示意图

金属薄膜表面反射率的变化同材料的介电函数 ε 直接相关, 介电函数可表示为^[8]

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_1(\omega) + i\varepsilon_2(\omega), \quad (11)$$

其中 ε_1 和 ε_2 分别表示介电函数的实部和虚部. 在固定频率激光辐射条件下, 介电函数将会受到电子温度和声子温度变化的影响, 进而表现为材料表面反射率的变化. 经过简化可得, 薄膜表面热反射率

变化随电子温度和声子温度变化的简单线性关系^[8]为

$$\frac{\Delta R}{R} = a\Delta T_e + b\Delta T_p. \quad (12)$$

这里 $a \propto \partial R / \partial T_e$ 和 $b \propto \partial R / \partial T_p$ 分别表示电子温度和声子温度变化对反射率变化影响的强弱, 其中 a 可由理论计算的峰值电子温度和实验测量的热反射率变化曲线的峰值信号对应求得, b 可由电子、声

子恢复平衡后的温度和相应的热反射率信号比较求得.

3. 理论和实验结果比较分析

本文采用强度为 $0.96 \text{ J} \cdot \text{m}^{-2}$ 的抽运脉冲研究了厚度为 23.1 nm 金/玻璃和厚度为 21.0 nm 金/碳化硅两种样品. 金/玻璃样品采用物理气相沉积(PVD)法将被测金薄膜沉积在玻璃基底上, 玻璃基底首先采用 Piranha 溶液($\text{H}_2\text{SO}_4 : \text{H}_2\text{O}_2 = 3:1$, 煮沸混合)清洗, 之后采用去离子水冲洗, 并用氮气干燥. 沉积过程在真空环境(约为 10^{-4} Pa)下进行, 沉积速率为 0.2 nm/s . 金/碳化硅样品首先采用等离子体增强化学气相沉积^[16]法在玻璃基底上沉积一层 100 nm 碳化硅薄膜, 沉积速度为 1.25 nm/s . 由硅烷(SiH_4)和甲烷(CH_4)气体作为硅源和碳源, 氩气作为保护气体, 流速分别为 $20,400$ 和 400 ml/min . 气压控制在 133 Pa , 温度 $300 \text{ }^\circ\text{C}$, 射频源在高频($13.6 \text{ MHz}, 300 \text{ W}$)和低频($100 \text{ kHz}, 300 \text{ W}$)交替并保持 10 s , 之后再用 PVD 法沉积金薄膜. 采用原子力显微镜观察金薄膜的表面特征. 从原子力显微镜像(图 3)可以发现, 采用 PVD 法制备的金薄膜质量较好, 颗粒比较均匀.

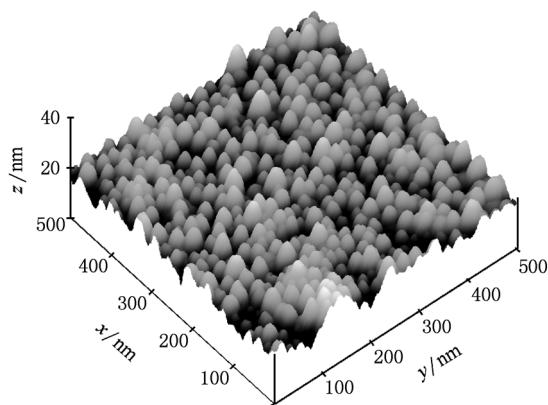


图 3 金薄膜的原子力显微镜像

采用前面建立的理论模型, 预测金属薄膜内部电子、声子及基底的温度随时间变化如图 4 所示. 从图 4 可以发现, 在抽运脉冲加热的前几个皮秒, 电子的温升很高, 最高温升可超过 60 K . 与之相比, 声子温升很低, 不超过 1 K , 体现出明显的温度非平衡现象. 另外, 金属薄膜中声子的温度和基底温度并非连续, 而是有一个温度跳跃, 这是界面热阻起作用的结果.

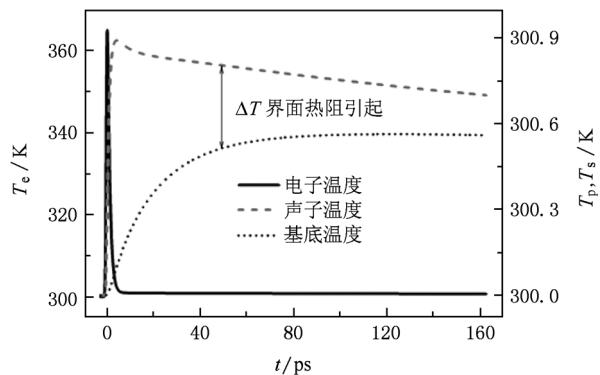


图 4 理论模型预测的电子、声子及基底温度

对金/玻璃和金/碳化硅样品的实验测量曲线和理论曲线如图 5 和图 6 所示. 从图 5 和图 6 可以看出, 对于金/玻璃样品和金/碳化硅样品, 理论预测曲线都能和实验值符合较好. 验证了本文基于双温度模型和傅里叶导热定律建立的普适理论可用于准确描述飞秒激光加热薄膜的整个热量传递过程. 同时, 通过这种方法在电子和声子温度非平衡时可以得到金薄膜的电子-声子耦合系数, 当电子和声子温度平衡但和基底存在温差时, 可以得到金薄膜与基底间的界面热导. 测量值列于表 1 中.

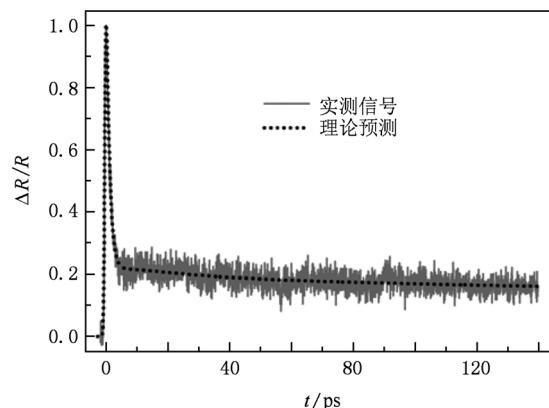


图 5 金/玻璃的热反射信号与理论预测比较

表 1 测量得到的电子-声子耦合系数和界面热导

样品	电子声子耦合系数	界面热导
	$\text{G/W} \cdot \text{m}^{-3} \cdot \text{K}^{-1}$	$h_{BD}/\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$
金/玻璃	2.0×10^{16}	6.9×10^8
金/碳化硅	1.9×10^{16}	3.3×10^8

以金/碳化硅样品为例, 采用不同界面热导可得到相应的理论曲线, 理论值 R_i^t 和实验值 R_i^e 的残差 R^s 为

$$R^s = \sum_i (R_i^e - R_i^t)^2. \quad (13)$$

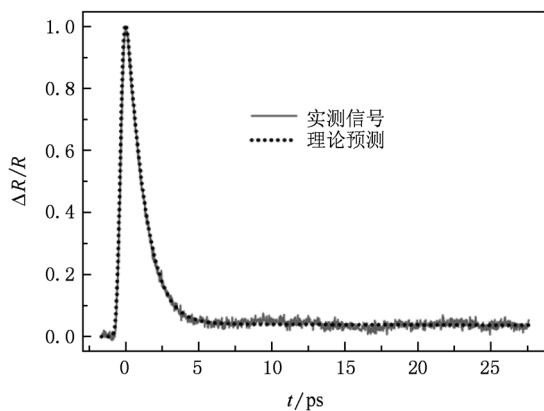


图 6 金/碳化硅的热反射信号与理论预测比较

取不同界面热导对应的残差示于图 7 中。从图 7 可以看出,该方法对界面热导的测量具有较好的敏感性,特别当金属薄膜和基底的热导率都较大时,界面热导测量的敏感度会进一步提高。

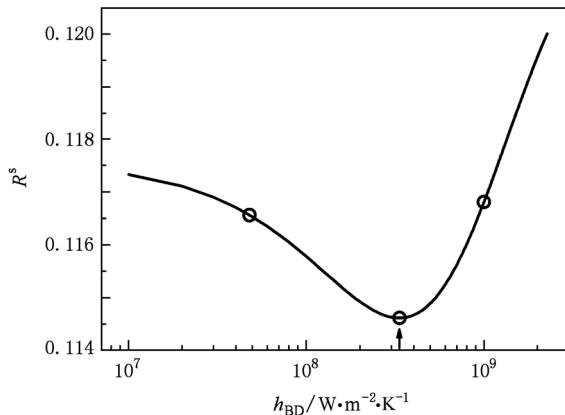


图 7 金/碳化硅理论预测最小二乘拟合热反射信号的残差随界面热导的变化

测量得到的金薄膜的电子-声子耦合系数和文献[17]给出的结果($2.2 \times 10^{16} \text{ W}\cdot\text{m}^{-3}\cdot\text{K}^{-1}$)符合较好,并且和体材料值接近,说明薄膜的电子-声子耦合系数受到尺寸效应的影响非常弱。界面热导的测量值和 Norris 等^[18]的测量结果接近。本文采用散射失配模型(diffuse mismatch model, DMM)^[19]分别预测金/玻璃(玻璃的主要成分是 SiO_2 ,因此采用 SiO_2 进行计算)和金/碳化硅界面间的界面热导。DMM 认为,当声子波长与界面粗糙度具有相同量级时,声子在界面处将发生漫反射而非镜面反射,且均为弹性散射。预测得到的界面热导为

$$h_{\text{BD}} = \frac{1}{8\pi^2} \sum_j \frac{1}{\nu_j^2} \int_0^{\omega_{1,j}^c} \zeta^{1-j}(\omega) \frac{\partial}{\partial T} \times \left[\frac{\hbar\omega^3}{\exp(\hbar\omega/k_B T) - 1} \right] d\omega, \quad (14)$$

其中 j 为声子模式(1 个纵波模和 2 个横波模), ν_j 为 j 模式声子的声速, \hbar 为狄拉克常数, ζ^{1-j} 是从材料 1 到材料 2 的声子传输系数, ω 为声子角频率, ω^c 为声子截止频率,即德拜频率。

$$\omega_j^c = \nu_j (6\pi^2 N)^{1/3}, \quad (15)$$

其中 N 是单位体积的声子总数。由于金是立方晶系, N 即为原子数密度,可由 $N = \rho N_A / M$ 计算得到,其中 ρ 是金的质量密度, N_A 是阿伏伽德罗常数, M 是金的摩尔质量。声子传输系数满足 $\zeta^{1-j} + \zeta^{j-1} = 1$, 在弹性散射假设下计算式为

$$\zeta^{1-j} = \frac{\nu_{2,L}^{-2} + 2\nu_{2,T}^{-2}}{\nu_{1,L}^{-2} + 2\nu_{1,T}^{-2} + \nu_{2,L}^{-2} + 2\nu_{2,T}^{-2}}, \quad (16)$$

其中下标 L, T 分别表示纵波模和横波模。计算得到的界面热导和测量值示于图 8 中。

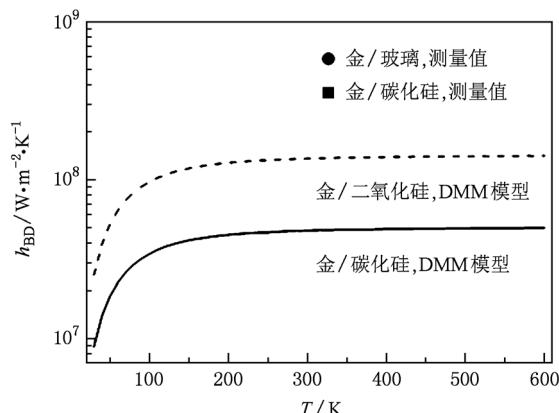


图 8 金/玻璃和金/碳化硅界面热导实验值和 DMM 预测值比较

从图 8 可以看出,对于金/玻璃和金/碳化硅界面,DMM 预测的界面热导都比实验值明显偏小。以前的研究结果也发现,对于德拜温度接近的两种材料,DMM 能够较好预测,当两种材料德拜温度相差较大时,DMM 的预测值会偏离实验值较远。导致理论预测值比实验值偏低的可能原因如下:1) DMM 没有考虑电子对界面热导的贡献;2) 界面两侧原子相互扩散,Hopkins 等^[20]对铬和硅界面的俄歇电子能谱分析结果表明界面两侧存在原子扩散,Jagannadham 等^[21]针对界面处原子扩散提出了界面层概念,并进行了相应的界面热阻估算;3) DMM 只考虑了弹性散射的情形,非弹性散射同样会影响界

面热导. Chen^[22]在 DMM 基础上, 把界面看成是部分散射部分镜面, 提出了部分反射部分散射的模型.

4. 结 论

建立了基于双温度模型和傅里叶导热定律的普适理论模型用于描述飞秒脉冲激光加热金属/基底的整个热量传递过程, 解决了原有模型只适用于描述某一时间段热量弛豫过程的问题. 并在 300 K 采用背面抽运-表面探测飞秒激光瞬态热反射方法

实验研究了金/玻璃和金/碳化硅样品的热量传递过程, 理论值和实验值符合很好, 验证了理论的正确性. 同时, 采用已建立的理论模型, 测量得到了金薄膜的电子-声子耦合系数, 测量结果表明薄膜的电子-声子耦合没有体现出尺寸效应, 且和文献值符合较好. 测量得到的金/玻璃和金/碳化硅界面间的界面热导和文献报道结果接近, 但比 DMM 的预测值偏高. 可能的原因是金薄膜中少量电子参与界面导热, 另外原子在界面扩散以及声子在界面的非弹性散射等也会使理论预测结果偏离实验值.

- [1] Chen J K, Latham W P, Beraun J E 2005 *J. Laser Appl.* **17** 63
- [2] Xia Z L, Fan Z X, Shao J D 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 3007 (in Chinese) [夏志林、范正修、邵建达 2006 物理学报 **55** 3007]
- [3] Kaganov M I, Lifshitz I M, Tanatarov L V 1957 *Sov. Phys. JETP* **4** 173
- [4] Anisimov S, Kapeliovich B, Perelman T 1974 *Sov. Phys. JETP* **39** 375
- [5] Qiu T Q, Tien C L 1993 *J. Heat Transf. Trans. ASME* **115** 835
- [6] Eesley G L 1983 *Phys. Rev. Lett.* **51** 2140
- [7] Xiong G C, Zou Y H, Xia Z J, Yuan P, Lian G J, Li J 1994 *Acta Phys. Sin.* **43** 1860 (in Chinese) [熊光成、邹英华、夏宗炬、袁平、连贵君、李洁 1994 物理学报 **43** 1860]
- [8] Norris P M, Caffrey A P, Stevens R J, Klopf J M, McLeskey J T, Smith A N 2003 *Rev. Sci. Instrum.* **74** 400
- [9] Cahill D G 2004 *Rev. Sci. Instrum.* **75** 5119
- [10] Costescu R M, Wall M A, Cahill D G 2003 *Phys. Rev. B* **67** 054302
- [11] Schmidt A J, Chen X Y, Chen G 2008 *Rev. Sci. Instrum.* **79** 114902
- [12] Wang H D, Ma W G, Zhang X, Wang W 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 3856 (in Chinese) [王海东、马维刚、张兴、王玮 2010 物理学报 **59** 3856]
- [13] Kittel C 2005 *Introduction to Solid State Physics* (8th Ed.) (New York: Wiley) p141
- [14] Qiu T Q, Tien C L 1994 *Int. J. Heat Mass Transf.* **37** 2789
- [15] Majumdar A, Reddy P 2004 *Appl. Phys. Lett.* **84** 4768
- [16] Zhang H X, Guo H, Chen Z, Zhang G B, Li Z H 2007 *J. Micromech. Microeng.* **17** 775
- [17] Hohlfeld J, Wellershoff S S, Gündde J, Conrad U, Jähnke V, Matthias E 2000 *Chem. Phys.* **251** 237
- [18] Norris P M, Hopkins P E 2009 *J. Heat Transf. Trans. ASME* **131** 043207
- [19] Swartz E T, Pohl R O 1989 *Rev. Mod. Phys.* **61** 605
- [20] Hopkins P E, Norris P M, Stevens R J, Beechem T E, Graham S 2008 *J. Heat Transf. Trans. ASME* **130** 062402
- [21] Jagannadham K, Wang Hsin 2002 *J. Appl. Phys.* **91** 1224
- [22] Chen G 1998 *Phys. Rev. B* **57** 14958

Theoretical and experimental study of femtosecond pulse laser heating on thin metal film*

Ma Wei-Gang¹⁾ Wang Hai-Dong¹⁾ Zhang Xing^{1)†} Wang Wei²⁾³⁾

1) (*Key Laboratory for Thermal Science and Power Engineering of Ministry of Education, Department of Engineering Mechanics, Tsinghua University, Beijing 100084, China*)

2) (*Institute of Microelectronics, Peking University, Beijing 100871, China*)

3) (*National Key Laboratory of Science and Technology on Micro/Nano Fabrication, Beijing 100871, China*)

(Received 6 July 2010; revised manuscript received 15 September 2010)

Abstract

Ultrashort pulse laser heating is not only capable of resolving and observing the ultrafast interaction of energy carriers, i. e. electrons, phonons, but also widely applied to material processing, i. e. , laser ablation. However, the previous theories, i. e. , two-temperature model, parabolic one-step model, can be applied only to some limited segments. In this paper, according to the two-temperature model and Fourier's law, a general theoretical model is presented for the description of the entire heat relaxation process after the thin metal film deposited on the substrate has been heated by the ultrashort pulse laser. Moreover, the heat conduction process is also experimentally studied by using the rear-pump front-probe transient thermoreflectance technique on Au/glass and Au/SiC at 300 K, and the theoretical prediction accords well with the experimental result, which illustrates the validity of the present theoretical model. Based on the good agreement between theoretical predictions and experimental data, the electron-phonon coupling factor of the thin gold film and thermal boundary conductance of the Au/glass and Au/SiC interfaces are extracted and the measured results are in good agreement with the previous reported values. The electron-phonon coupling factor is close to that of the bulk material and does not exhibit size effect. The thermal boundary conductance is greater than the prediction of diffuse mismatch model, and the reasons responsible for the discrepancies are electrons participating in the interfacial heat conduction, interfacial atom diffusion and inelastic scattering.

Keywords: femtosecond pulse laser, electron-phonon coupling, thermal boundary conductance, transient thermoreflectance

PACS: 44. 05. + e, 68. 35. – p, 66. 70. Df, 63. 20. kd

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 50730006, 50976053).

† Corresponding author. E-mail: x-zhang@tsinghua.edu.cn