

飞秒激光抽运探测热反射法对金属纳米薄膜 超快非平衡传热的研究*

朱丽丹¹⁾²⁾ 孙方远¹⁾²⁾ 祝捷^{1)†} 唐大伟^{1)‡}

1) (中国科学院工程热物理研究所, 北京 100190)

2) (中国科学院研究生院, 北京 100039)

(2011年10月27日收到; 2011年12月6日收到修改稿)

随着微电子器件尺寸的减小、工作频率的提高, 金属薄膜中电子与声子将处于非平衡状态, 这将导致微电子器件的热阻增大. 为准确地对这些微电子器件进行热管理, 电子-声子耦合系数的测量变得越来越重要. 本文采用飞秒激光抽运-探测热反射法研究了不同厚度的金属纳米薄膜的非平衡传热过程. 通过抛物两步模型对实验数据进行拟合, 在拟合过程中引入电子温度与声子温度对反射率影响的比例关系, 从而优化了拟合结果. 通过对不同厚度的 Ni 膜与 Al 膜的电子-声子耦合系数的研究, 表明金属薄膜中的电子-声子耦合系数并不随薄膜厚度的改变发生变化. 实验结果还验证了探测光的反射率同时受到电子温度和声子温度的影响, 并通过数据分析量化了电子温度和声子温度对反射率的影响系数.

关键词: 纳米金属薄膜, 电子-声子耦合, 飞秒激光, 热反射

PACS: 44.10.+I, 42.87.-d

1 引言

当高速微波器件, 如热辐射仪, 异质结双极晶体管, 以及异质结场效应晶体管等微电子器件超高频运行时, 其电子温度与声子(晶格)温度处于非平衡状态, 这将导致这微器件的热阻增大, 使得微电子器件的工作温度升高, 从而严重影响器件的工作性能^[1]. 因此有必要对电子-声子耦合效应进行研究, 尽可能地减少热阻此外, 在超快激光加工过程中, 电子与声子也处于非平衡状态, 通常采用抑制电子-声子的耦合效应来避免附加热损伤^[2,3]. 由此可见对电子-声子耦合机理的深入研究已极为迫切且极其关键.

Kaganov 与 Anisimov 等^[4,5] 最早对飞秒激光加热薄膜的电子-声子耦合过程进行理论研究, 他们指出处于强电场作用下的电子温度会高出周围晶格温度, 从而出现电子与晶格温度不平衡现象并

从微观物理角度提出了双温度模型, 该模型中电子和声子间传热的能力由电子-声子耦合系数表征. 1986年, Paddock 等^[6] 首次利用瞬态热反射法对金属薄膜的热扩散率进行了测量, 他们得到 Ni 的热扩散率为 $2.1 \times 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$. 1994年, Qiu 和 Tien 等^[7] 从玻尔兹曼方程出发, 对于超短脉冲加热金属问题, 他们提出了更严格的抛物两步模型 (PTS), 用飞秒激光 TTR 技术研究了激光能量在金和铬构成的多层薄膜中沉积和输运过程. Norris 等^[8,9] 对电子-声子耦合系数与薄膜厚度和晶粒尺寸的关系进行了研究, 研究表明电子-声子耦合系数的测量值与考虑了尺寸效应和晶粒边界散射效应的理论值相当, 且随晶粒尺寸的减小而增大. 唐大伟小组^[10,11]、张兴小组^[12,13] 等相继建立了飞秒激光抽运探测热反射系统, 并对金属膜内超短激光脉冲加热下的电子与声子非平衡传热过程进行了研究.

到目前为止电子-声子耦合系数是否存在尺度效应还存在很大的争议^[14-17]. Orlande 等^[15]

* 国家重大科学研究计划项目 (批准号: 2012CB933200) 和国家自然科学基金 (批准号: 50876103) 资助的课题.

† E-mail: zhujie@iet.cn

‡ E-mail: dwtang@mail.etp.ac.cn

研究发现电子 - 声子耦合系数随着厚度的减小而增大, Hopkins 等^[17] 提出由于界面的影响, 电子 - 声子耦合系数会随着金属薄膜厚度的减小而增大, 而 Hohlfield 等^[16] 的实验结果表明电子 - 声子耦合系数并不随厚度而变化. 本文采用飞秒激光抽运探测热反射法对不同厚度 Ni 和 Al 纳米薄膜样品的超快非平衡传热过程进行了研究, 并在拟合过程中引入电子温度与声子温度对反射率影响的比例关系, 旨在通过实验与理论相结合的方法来研究金属薄膜厚度对电子 - 声子耦合系数的影响.

2 热传导模型

脉冲激光的能量通常只被电子吸收, 这是脉冲激光加热导致电子晶格之间出现非平衡传热的主要原因. 对一般金属而言, 电子与晶格温度达到热平衡的时间约为 0.1—1 ps. 当激光脉冲宽度时间与热化时间相当或者比其更小时, 非平衡热过程 (电子温度 \neq 晶格温度) 可以用抛物两步模型来描述如下^[18,19]:

$$C_e(T_e) \frac{\partial T_e}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left[k_e(T_e, T_l) \frac{\partial T_e}{\partial x} \right] - G(T_e - T_l), \quad (1)$$

$$C_l \frac{\partial T_l}{\partial t} = G(T_e - T_l), \quad (2)$$

其中, T_e 与 T_l 分别为电子与晶格温度, C_e 与 C_l 则分别为电子与晶格的热容, S 则为激光加热问题转化的热源项. G 为电子 - 声子耦合系数, 表征电子与晶格间能量传递的强度. 由于金属薄膜中电子的导热系数要远远大于晶格的导热系数, 所以热能通过晶格在空间的扩散可以忽略不计, 因此式 (2) 中没有出现扩散项.

Ni 与 Al 热扩散率分别为 2.3×10^{-5} 与 $9.5 \times 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$ ^[20], 根据热扩散距离公式 $l = \sqrt{at}$ ^[6], 加热 5 ps 后, Ni 与 Al 薄膜内热扩散距离分别为 10.7 与 21.7 nm, 远小于薄膜厚度, 因此在这个时间范围内可以忽略基底对的影响.

$k_e(T_e, T_l)$ 为电子导热系数, 一般认为电子导热系数与电子温度成正比, 而与晶格温度成反比^[19]:

$$k_e(T_e, T_l) = k_{eq}(T_0) \frac{T_e}{T_l}, \quad (3)$$

$k_{eq}(T_0)$ 是在初始温度下的电子导热系数. 此时, 电子温度与晶格温度处于平衡状态.

$$C_e(T_e) = \gamma T_e, \quad (4)$$

γ 为电子热容常数.

热源项在时间坐标轴上呈高斯分布, 在空间坐标轴上呈指数分布, 其形式为:

$$S(x, t) = 0.94 \frac{1-R}{\tau_p \delta} J \times \exp \left[-\frac{x}{\delta} - 2.77 \left(\frac{t}{\tau_p} \right)^2 \right], \quad (5)$$

其中, R 为反射率, δ 为激光的穿透深度, τ_p 为激光脉宽, J 为单个脉冲作用下样品表面吸收的激光能量.

本文利用频率为 1 MHz 的调制激光加热样品, 而高频周期激光加热样品过程中的热辐射损失极小^[21]; 并且被加热样品的温升只有几 K, 而空气的热导率远小于金属膜的热导率, 因此热能通过辐射及对流向环境的散失可以忽略. 在很短的时间范围内, 金属膜内的热扩散距离远小于薄膜的厚度, 因此热能通过导热向基底的渗透也可以忽略. 绝热边界条件可以成立方程 (1) 与 (2) 绝热边界条件具体表示为^[22]:

$$\begin{aligned} \left. \frac{\partial T_e}{\partial x} \right|_{x=0} &= \left. \frac{\partial T_l}{\partial x} \right|_{x=0} = \left. \frac{\partial T_e}{\partial x} \right|_{x=L} \\ &= \left. \frac{\partial T_l}{\partial x} \right|_{x=L} = 0. \end{aligned} \quad (6)$$

将激光脉冲的峰值到达样品表面的时刻记为 0 时刻, 则初始条件可以近似地表述为:

$$T_e|_{t=-3\tau_p} = T_l|_{t=-3\tau_p} = T_0. \quad (7)$$

3 反射率与温度关系

在飞秒激光抽运 - 探测热反射实验中, 样品表面温度的变化将导致反射率的变化. 而金属薄膜的表面反射率的变化同材料的介电函数直接相关, 介电函数可表示为^[23]:

$$\Delta \varepsilon(\omega, \Delta T) = \Delta \varepsilon_1(\omega, \Delta T) + i \Delta \varepsilon_2(\omega, \Delta T), \quad (8)$$

其中, ε_1 和 ε_2 分别表示介电函数的实部和虚部. 在超快激光脉冲作用下, 介电函数与 ΔT_e 和 ΔT_l 存在如下关系^[23]:

$$\begin{aligned} \Delta \varepsilon(\omega, \Delta T_e, \Delta T_l) &= \Delta \varepsilon_1(\omega, \Delta T_e, \Delta T_l) \\ &\quad + i \Delta \varepsilon_2(\omega, \Delta T_e, \Delta T_l). \end{aligned} \quad (9)$$

当 $\Delta T < 100 \text{ K}$ 时, $\Delta \varepsilon$ 与 ΔT_e 和 ΔT_l 可以看成线性变化关系^[23], 则公式 (9) 可以变换为:

$$\Delta \varepsilon = \Delta \varepsilon_1 + \Delta \varepsilon_2$$

$$= \left(\frac{\partial \varepsilon_1}{\partial T_e} \Delta T_e + \frac{\partial \varepsilon_1}{\partial T_1} \Delta T_1 \right) + i \left(\frac{\partial \varepsilon_2}{\partial T_e} \Delta T_e + \frac{\partial \varepsilon_2}{\partial T_1} \Delta T_1 \right), \quad (10)$$

金属薄膜表面反射率的变化可以用介电函数来表达 [23]:

$$\frac{\Delta R}{R} = \frac{1}{R} \left(\frac{\partial R}{\partial \varepsilon_1} \Delta \varepsilon_1 + \frac{\partial R}{\partial \varepsilon_2} \Delta \varepsilon_2 \right). \quad (11)$$

将公式 (10) 代入公式 (11), 经过简化, 可得到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 [24]:

$$\frac{\Delta R}{R} = a \Delta T_e + b \Delta T_1, \quad (12)$$

其中 a 与 b 分别表示电子温度和声子温度变化对反射率的变化影响能力. 在非平衡传热过程中, 电子因飞秒脉冲激光的加热, 其温度在瞬间达到峰值, 而此时晶格温度的变化相对于电子温度的变化可以忽略. 通过比对实验曲线的峰值与理论计算的电子温度变化曲线的峰值, 可求出 a . 而 b 由理论计算的电子、声子恢复达到平衡后的温度曲线与实验曲线相比较求得. 电子-声子耦合系数由最小二乘法拟合求得, 其中抛物两步模型计算中所需金属薄膜的物性参数在表 1 中给出.

表 1 金属薄膜的物性参数 [25]

物性参数	Ni	Al
反射率, R	0.68	0.87
渗透深度, δ/nm	14.7	7.5
声子热容, $C_1/\text{J}\cdot\text{m}^{-3}\cdot\text{K}^{-1}$	3.95×10^6	2.44×10^6
电子热容系数, $\gamma/\text{J}\cdot\text{m}^{-3}\cdot\text{K}^{-2}$	1064	137
热导率, $k_{\text{bulk}}/\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	90.7	232

4 实验系统

4.1 实验系统的建立

图 1 为本实验的系统原理图. 实验采用锁模钛宝石激光器, 脉宽为 300 fs(FWHM), 频率为 80 MHz, 波长为 800 nm. 脉冲激光束经由 1/2 波片与偏振分光棱镜之后, 分成 2 束激光. 其中一束激光作为抽运光 (20 J/m^2), 用来加热样品; 而另外一束激光则作为探测光, 用来探测样品表面的反射信号. 抽运光束通过声光调制器之后, 被调制成频率为 1 MHz 的脉冲串. 探测光则通过位移平台 (位移精度为 100 nm) 来改变光程差, 从而实现探测光相对于抽运光的时间延迟. 抽运光与探测光通

过偏振分光共线之后, 由物镜聚焦到样品上. 激光束入射到样品之后, 沿原路返回. 此实验系统中, 因为抽运光与探测光的偏振方向不同, 我们采用格兰棱镜把散射的抽运光尽可能地滤除, 保证尽可能多的探测光进入探测器, 以此来提高信噪比. 锁相放大器则用来检测并提取与声光调制器调制频率相同信号的幅值与相位角, 最后由计算机对锁相放大器采集的信号进行处理, 从而获得样品表面温度随时间的变化曲线. 该温度变化曲线可以反映出样品内部的热过程, 通过 PTS 模型对实验数据的拟合, 最终可以得到所测样品的热物性值.

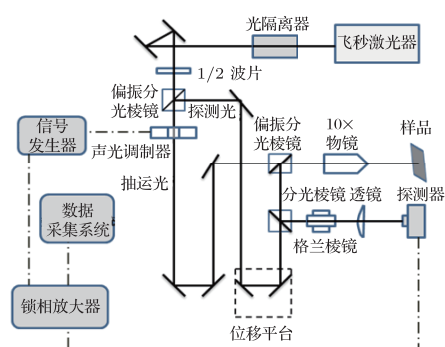


图 1 实验系统图

4.2 样品制备

测量中使用的 Ni 膜与 Al 膜通过蒸镀方法沉积到 Si 基底上. 实际的金属镀膜厚度与预期镀膜厚度存在偏差, 而金属薄膜的厚度对于实验得到准确的热物性值起至关重要的作用, 因此我们有必要对每一个样品的厚度进行测量. Hostetler 等 [26] 利用飞秒激光抽运探测热反射法, 通过金属薄膜过程中出现的“回声现象”实现了对金属薄膜的厚度准确测量.

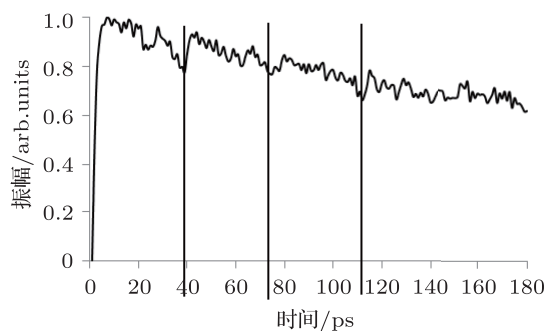


图 2 预镀 100 nm 厚度 Ni 膜的热反射信号

图 2 为采用飞秒激光抽运 - 探测热反射法对预镀膜厚为 100 nm 的 Ni/Si 样品的测量结果. 从图 2 可以看到在 120 ps 内发生了三次振动, 即回声. Ni 膜的声速为 4970 m/s^[27], 热反射信号中 2 次回声的时间间隔大致为 38 ps, 可以推算出本次测量的样品厚度为 94 nm, 与预期结果相符合. 表 2 列出了由热反射法测得的各种样品的厚度.

表 2 热反射法测得的样品厚度

金属	测量厚度/nm
Ni 样品 1	46
Ni 样品 2	94
Al 样品 1	52
Al 样品 2	103

5 实验结果与分析

本实验在室温下, 保持抽运光强度 (~20 J/m²) 不变的条件下, 利用抽运探测热反射法对各种样品进行了测量. 实验中, 对每个样品的测量结果为三次测量后所取的平均值. 本文的工作旨在研究金属薄膜在超短激光脉冲加热下的电子 - 声子耦合现象, 因此只对 5ps 内的样品表面的热反射信号进行研究.

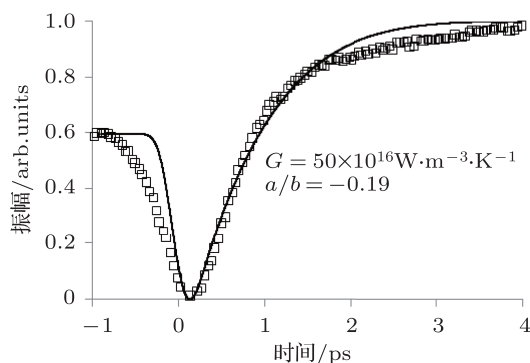


图 3 46 nm 的 Ni 膜热反射信号

图 3 与图 4 分别为 46 nm 与 94 nm 两种厚度的 Ni 膜被脉冲激光加热后非平衡过程实验值及通过抛物两步模型的拟合曲线. 当抽运光与探测光同时到达样品时, 其延迟时间为零. 从图 3 与图 4 可以很直观的看到本实验在零点位置处反射率的变化值达到最大. 电子 - 声子耦合系数表征的是高温电子通过碰撞将能量传给声子的热弛豫速率, G 的取值取决于尖峰后 1 ps 内曲线与 PTS 模型是否很

好的重合. 因此在 2ps 之后理论曲线与实验曲线是否很好的重合, 并不影响对 G 值的拟合^[9]. 从图 3 与图 4 中, 可以很直观的看到信号的尖峰位于最低处, 这是因为 46 nm 与 94 nm 厚度的 Ni 膜的 a/b 的比值为负值, 分别为 ~ -0.19 与 -0.11, 当电子温度达到最大的时候, 极高的电子温度对实际热反射曲线的形成起负影响, 而此时的声子温升很小, 因此在电子温度与声子温度耦合作用下, 尖峰则出现在最低处. 从图中可以看到 46 nm 与 94 nm 厚度的两组曲线形状及其相似, 间接的说明厚度不同的 Ni 膜在非平衡传热过程中, 电子与声子之间的热弛豫速率是相当的. 最后, 我们拟合得到 G 值为 ~ $50 \times 10^{16} \text{ W}/(\text{m}^3 \cdot \text{K})$, 并没有发现 G 值随厚度变化, 这与 Hopkins 等^[9] 对 30, 40, 50 nm 厚度 Ni 膜研究得到的 G 值 $37 \times 10^{16} \text{ W}/(\text{m}^3 \cdot \text{K})$ 接近. 此外, 实验结果还表明, 当用能量为 1.55 eV 探测光入射样品后, 因 Ni 的费米能级为 1.3 eV^[28], 将导致 Ni 膜中部分自由电子发生能级跃迁, 此时电子温度对反射率的变化起主要的影响. 图 5 列出了各样品电子 - 声子耦合系数的本实验测量值与文献值. 本实验得到的 G 值与 Hopkins 所测有所差别, 可能是 Ni 膜生成的工艺不同造成的.

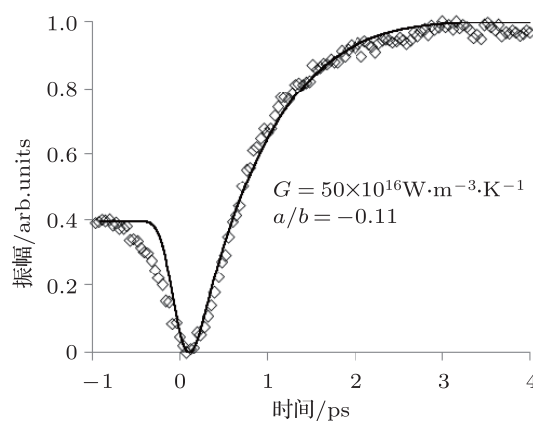


图 4 94 nm 的 Ni 膜热反射信号

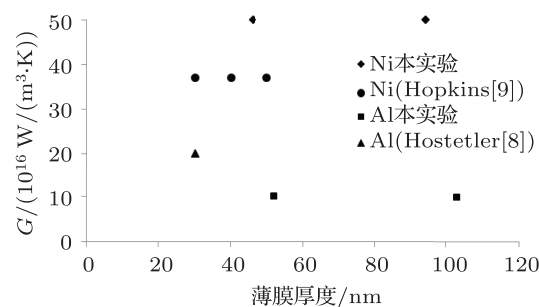


图 5 各样品的电子 - 声子耦合系数的本实验值与文献值

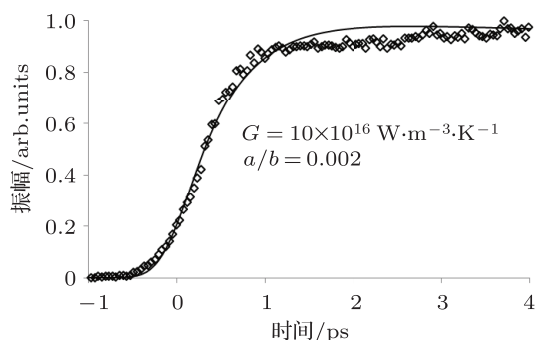


图6 52 nm 的 Al 膜热反射信号

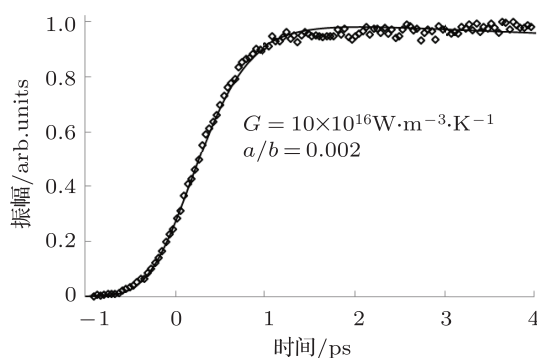


图7 103 nm 的 Al 膜热反射信号

图6与图7分别为52 nm与103 nm两种厚度的Al膜被脉冲激光加热后非平衡传热过程实验所得到热反射信号的曲线。从图中可以看到该组曲线没有很明显地出现如Ni膜的电子温度因脉冲激光加热在瞬间出现的尖峰,因为Al膜表面电子温度对样品表面反射率影响远小于声子温度的影响。探测光的能量为1.55 eV远低于Al的费米能级(11.7 eV)^[8],因此探测光入射Al膜表面仅导致很小部分自由电子发生费米展宽,这意味着反射率几乎不受电子温度的影响;从电子温度和声子温度变化对反射率变化影响的强弱(a/b 的比值)来看,通过拟合得到不同厚度Al膜的 a/b 值都为 ~ 0.002 ,同样说明在Al膜非平衡传热过程中电子温度对于热反射信号的影响很小。对于Ni, Au等^[16]金属非平衡

传热过程, G 值被用来衡量电子与声子系统的能量传递强度;而对于Al膜非平衡传热过程, G 值则可以理解为声子获得能量的增益度。最终,我们拟合得到 G 值为 $\sim 10 \times 10^{16} \text{ W}/(\text{m}^3 \cdot \text{K})$,这与Hostetler等^[8]测得的 $20.1 \times 10^{16} \text{ W}/(\text{m}^3 \cdot \text{K})$ 接近。此外,Al膜的实验结果表明,当探测光能量(1.55 eV)远低于Al的费米能级(11.7 eV)时,此时Al膜中大部分自由电子仅发生带内跃迁,此时反射率的变化主要受声子温度的影响。

6 结论

本文在室温下,采用抽运光与探测光共线的瞬态热反射法对沉积在Si基底上不同厚度的金属纳米薄膜在超短激光脉冲作用下非平衡传热问题进行了研究。通过抛物两步模型对实验数据拟合,我们得到不同厚度的Ni及Al膜的电子-声子耦合系数分别为 50×10^{16} 与 $10 \times 10^{16} \text{ W}/(\text{m}^3 \cdot \text{K})$,结果表明电子-声子耦合系数并不随厚度发生变化。

此外,通过对不同厚度的Ni与Al膜的实验数据分析,我们得到电子温度与声子温度对反射率的影响关系如下:对于46 nm与94 nm厚度的Ni膜的 a/b 值分别为 ~ -0.19 与 -0.11 ,对于52与103 nm的Al膜的 a/b 值均为 ~ 0.002 。实验结果还表明,当探测光的能量大于金属的费米能级时,电子将发生带间跃迁,此时反射率的变化主要受电子温度的影响;而当光子能量低于费米能级时,则带内跃迁占主导作用,反射率的变化主要受声子温度的影响。

为详尽地理解金属薄膜非平衡传热过程中电子-声子耦合过程的机理,除了本文对电子与声子通过碰撞传热的研究外,我们还须进一步把金属薄膜内晶粒大小,以及基底对电子散射等因素综合起来考虑。通过深入地对金属薄膜的非平衡传热过程的研究,为解决微电子、光电子、半导体热电器件以及超短脉冲激光微加工中的热问题提供必要的理论依据和实验基础。

- [1] Smith A N, Calame J P 2004 *Int. J. Thermophysics* **25** 409
 [2] Chen J K, Latham W P, Beraun J E 2005 *J. Laser Appl.* **17** 63
 [3] Miura K, Qiu J R, Inouye H 1997 *Appl. Phys. Lett.* **77** 3329
 [4] Kaganov M I, Lifshitz I M, Tanatarov L V 1957 *Sov. Phys. JETP*

4 173

- [5] Anisimov S I, Kapeliovich B L, Perelman T L 1974 *Sov. Phys. JETP* **39** 375
 [6] Paddock C A, Eesley G L 1986 *J. Appl. Phys.* **60** 285

- [7] Qiu T Q, Tian C L 1993 *J. Heat Transf. Trans. ASME* **115** 835
- [8] Hostetler J L, Smith A N, Czajkowsky D M, Norris P M 1999 *Appl. Optics* **38** 3614
- [9] Hopkins P E, Klopff J M, Norris P M 2007 *Appl. Optics* **46** 2076
- [10] Hang P, Tang D W, Chen G H, Zhu J, Zhao W 2008 *J. Eng. Thermophys.* **29** 297 (in Chinese) [韩鹏, 唐大伟, 程光华, 祝捷, 赵卫 2008 工程热物理学报 **29** 297]
- [11] Zhu J, Tang D W, Chen G H, Hang P, Zhao W, Zhang X 2008 *J. Eng. Thermophys.* **29** 1227 (in Chinese) [祝捷, 唐大伟, 程光华, 韩鹏, 赵卫, 张兴 2008 工程热物理学报 **29** 1227]
- [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] Ma W G, Wang H D, Zhang X, Wang W 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 064401 (in Chinese) [马维刚, 王海东, 张兴, 王玮 2011 物理学报 **60** 064401]
- [14] Hartland G V 2004 *Int. J. Nanotechnol.* **1** 307
- [15] Orlande H R B, Özisik M N, Tzou D Y 1995 *J. Appl. Phys.* **78** 1843
- [16] Hohlfeld J, Wellershoff S S, Güdde J, Conrad U, Jähnke V, Matthias E 2000 *Chem. Phys.* **251** 237
- [17] Hopkins P E, Kassebaum J L, Norris P M 2009 *J. Appl. Phys.* **105** 023710
- [18] Qiu T Q, Tien C L 1994 *Int. J. Heat Mass Transf.* **37** 2789
- [19] Qiu T Q, Tien C L 1994 *Int. J. Heat Mass Transf.* **37** 2799
- [20] Park W J, Jenkins R J, Butler C P, Abbott G L 1961 *J. Appl. Phys.* **32** 1679
- [21] Cahill D G, 1990 *Rev. Sci. Instrum.* **61** 802
- [22] Qiu T Q, Tien C L 1993 *J. Heat Transf.* **11** 5842
- [23] Rosei R, Lynch D W 1972 *Phys. Rev. B* **5** 3883
- [24] Brorson S D, Kazeroonian A, Moodera J S, Face D W, Cheng T K, Ippen E P, Dresselhaus M S, Dresselhaus G 1990 *Phys. Rev. Lett.* **64** 2171
- [25] Hostetler J L 2001 *Ph.D. Dissertation* (Virginia: University of Virginia)
- [26] Hostetler J L, Smith A N, Norris P M 1997 *Microsc Thermophys. Eng.* **9** 237
- [27] Zhu J 2011 *Ph.D. Dissertation* (Beijing: Graduate School of the Chinese Academy of Sciences) (in Chinese) [祝捷 2011 博士学位论文 (北京: 中国科学院研究生院)]
- [28] Hanus J, Feinleib J, Scouler W J 1967 *Phys. Rev. Lett.* **19** 16

Study on ultra fast nonequilibrium heat transfers in nano metal films by femtosecond laser pump and probe method*

Zhu Li-Dan¹⁾²⁾ Sun Fang-Yuan¹⁾²⁾ Zhu Jie^{1)†} Tang Da-Wei^{1)‡}

1) (*Institute of Engineering Thermophysics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China*)

2) (*Graduate University of the Chinese Academy of Sciences, Beijing 100039, China*)

(Received 27 October 2011; revised manuscript received 17 November 2011)

Abstract

The reduction in size and the increase in speed of microelectronic device make the probability of nonequilibrium electron-phonon phenomena become greater, leading to the increase of thermal resistance in the device. The measurement of electron-phonon coupling factor in material resistance increasingly becomes important for accurate thermal treatment. The femtosecond laser pump and probe method is used for studying the nonequilibrium heat transfer in nano metal films with different thicknesses. Exploring parabolic two-step model (PTS) to fit the experimental data. During the fitting process, we considered the proportional relationship between the changes of electron temperature and phonon temperature, which affects the reflectivity. By studying the different thicknesses of Ni and Al films electron-phonon coupling factors, we find that the electron-phonon coupling factor does not change with film thickness. In addition, the experimental result verifies that the reflectivity of probe laser is affected by electron temperature and phonon temperature at the same time. Through the data analysis, we also get the influence coefficients of electron temperature and phonon temperature on reflectivity.

Keywords: nano metal film, electron-phonon coupling, femtosecond laser, thermorefectance

PACS: 44.10.+I, 42.87.-d

* Project supported by the National Basic Research Program of China (Grant No. 2012CB933200) and the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 50876103).

† E-mail: zhujie@iet.cn

‡ E-mail: dwtang@mail.etp.ac.cn