

文章编号: 1001-3806(2005)06-0561-04

激光微细熔覆温度场模型的构建与应用

李祥友, 祁小敬, 曾晓雁*

(华中科技大学 激光技术国家重点实验室, 武汉 430074)

摘要: 建立了激光微细熔覆温度场模型, 并推导出了布线线宽随激光功率及激光扫描速度的定量公式, 通过它可以预测激光微细熔覆过程中形成给定线宽导线的激光参数。实验结果验证了该模型和实际情况符合得很好, 具有很好的实用性。

关键词: 激光微细熔覆; 温度场; 热层; “像光源”法; 模型

中图分类号: TG665 文献标识码: A

Establishment and application of temperature field model in laser micro-cladding

LIXiang-you, QIXiao-jing, ZENG Xiaoyan

(National Laboratory of Laser Technology, HUST, Wuhan 430074, China)

Abstract A temperature field model of laser micro-cladding used to fabricate the conductive lines on insulating boards is established. The formula is induced to show the correlations of conductor linewidth with laser power, laser scanning rates, based on which the linewidths of the conductive lines can be predicted. Experimental results verify that the model is accorded with practical experimental data which means the model is applicable.

Key words laser micro-cladding; temperature field; thermal sphere; “image source” method; model

引 言

作为一种新型的电路布线技术, 激光微细熔覆以其低成本、高精度、高集成、高性能、易于自动化生产、有利清洁环保等优点而逐渐发展成为布线技术研究的热点。它的设计思想是将低熔点合金粉末(如 Pb-Sn 合金或者无铅多元合金等)、金属良导体粉末(如银、铜粉末)、有机成膜物质(如酚醛树脂、水溶性氨基树脂等)、适量溶剂和少量添加剂按一定比例混合, 形成混合导电料浆; 用旋转甩胶、喷墨方式将其预置于基板表面, 控制激光参数, 使料浆中的高分子材料蒸发或者挥发的同时, 低熔点组分材料(包括金属材料、低熔点玻璃材料)发生熔化, 或使成膜树脂固化, 从而将高熔点的金属粉末(在激光作用过程中尽量不熔或者少熔)彼此紧密链接, 并与基板“钎焊”在一起, 直接形成表面光滑、连续的金属导线。通过控制激光束的光斑直径和运动轨迹, 就可以在绝缘基板的表面按照设计

要求直接加工出所需要的导线图形。由于导电浆料存在临界固化温度 T_c 。激光扫描到导电浆料时, 浆料吸收热量形成热源。该热源向该材料四周传导, 引起内部各点温度由低到高再到低的热循环过程。当最高温度达到浆料的临界固化温度时, 该点就固化为不溶物。当固化的深度延伸到基板时, 就能和基板牢牢地结合而形成导线^[1, 2]。

激光扫描加热是一个复杂的过程, 不同的功率和扫描速度将形成不同线宽。因此, 如何在短时间、低成本条件下完成两个激光功率与扫描速度的匹配是关系到该技术能否实用化的关键之一。作者建立了一种理论温度场计算模型, 推导出了布线线宽随激光功率和扫描速度的关系式, 可确定激光参数匹配的临界条件。利用该模型能很方便地按照需要的线宽选择合适的激光参数。实验结果表明, 实测的线宽与该模型能较好地吻合, 说明该模型具有较强的实用价值。

1 模型的建立和公式的推导

1.1 模型的物理描述

如图 1 所示, 在材料表面建立 $x-y$ 坐标, z 轴指向材料内部, 设材料初始 ($t_0 = 0$) 温度为 T_0 , 一束功率为 P , 速度为 v 沿 x 轴正向扫描的激光作用下, 设在 t 时刻材料各处的温度场分布为 $T(x, y, z, v, t)$ 。则在该三

基金项目: 国家自然科学基金资助项目 (50075030); 国家“八六三”计划资助项目 (2001AA421290)

作者简介: 李祥友 (1975-), 男, 博士研究生, 主要从事激光加工及应用方面的研究工作。

* 通讯联系人。E-mail: xyzen@public.wh.hh.cn

收稿日期: 2004-09-01; 收到修改稿日期: 2004-11-29

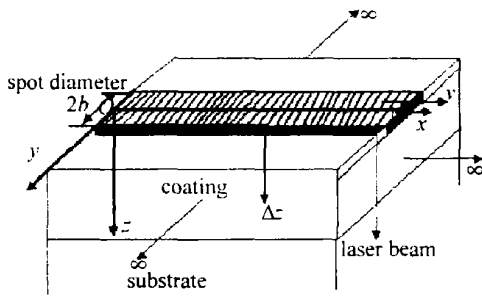


Fig 1 Schematic map of laser scanning

维坐标下热传导准稳态偏微分方程为^[3]:

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + \frac{Q}{\rho c_p} = \frac{1}{\alpha} \frac{\partial T}{\partial t} \quad (1)$$

式中, $\alpha = (\lambda/\rho c_p)$ 为热扩散系数 (m^2/s), λ 为材料的热导系数 ($\text{W}/(\text{m}\cdot\text{K})$), ρ 为材料密度 (kg/m^3), c_p 为比定压热容 ($\text{J}/(\text{kg}\cdot\text{K})$), Q 为材料的内热源, 即单位时间单位体积的发热量。

在激光加热过程中, 材料的热物理参数, 如吸收系数、比定压热容、热扩散系数、热导率等是随温度变化而变化的。如果将它们作为温度的函数来处理, 则热物理参数是非线性方程, 其求解将非常困难。对于大多数材料而言, 其热物理参数随温度变化并不大, 可以近似视为常数, 也可以对过程涉及的温度取平均值。另外, 对于激光束本身, 由于各种模式均存在, 只是叠加的比例不同, 必须通过简化处理。考虑到这些问题, 结合激光微细熔覆的实际, 作出以下假设: (1) 被加热材料, 即导电浆料预置层, 是均匀且各项同性的物质; (2) 材料的光学特性和热力学参数与温度无关, 或者取其某温度范围内的平均值; (3) 只考虑激光唯一热源, 忽略了其它可能的内部热源, 如相变潜热; (4) 考虑到实际情况, 对于基底, 其厚度远大于薄膜的厚度, 可以认为热量不可能穿过基板, 故假设从薄膜与基板的交界面到基板底层是无穷远; (5) 考虑到激光光斑的大小, 即热源的大小, 忽略对流与辐射的影响, 只考虑材料表面向内的热传导, 故把浆料表层和空气层的交界面看成是绝热层; (6) 考虑到激光束是多模式混合叠加, 为了简单和便于实际应用, 假设激光是光强均匀分布的矩形光斑, 光斑长 $2b$ 。

1.2 热传导方程的求解

对于激光微细熔覆, 由于是双层板加热, (1) 式的精确解析解是极其复杂的^[4], 实用价值不大。作者采用“像光源”法^[5]处理边界条件, 并引入一个折合系数来处理第 2 界面, 即基板的影响。同时引入热层的概念, 两者结合求解热传导方程。

对于三维无限大介质无内热源, 初始时刻具有温度分布时的任意一点在 t 时刻的温度场为^[6]:

$$T - T_0 = \frac{1}{(2\sqrt{\alpha t})^3} \int_0^+ \int_0^+ \int_0^+ \varphi(x', y', z') \times$$

$$\exp\left[-\frac{(x-x')^2 + (y-y')^2 + (z-z')^2}{4\alpha t}\right] dx' dy' dz' \quad (2)$$

假设初始时刻的温度分布是由在点 (x', y', z') 处的瞬时点热源发出的热量 ΔQ 引起的, 则初始温度分布可以用 δ 函数表示:

$$\varphi(x, y, z) = \frac{\alpha}{\lambda} \Delta Q \delta(x-x') \delta(y-y') \delta(z-z') \quad (3)$$

根据能量守恒, 即温度场的叠加原理, 原则上利用 (2) 式和 (3) 式可以求出在无穷大介质里由任意热量分布热源所产生的温度场。对于有边界的情况可以采用“像光源”法来替代边界的影响, 转化成无穷大介质层, 以便利用 (2) 式和 (3) 式。

激光扫描材料时, 只有极薄的表层材料吸收激光能量, 形成点热源。该热源向材料内部和四周传导, 引起内部各点温度场发生从低到高再到低的热循环变化过程。随着激光光斑的运动, 材料内部垂直于激光扫描方向的各界面依次经历该热循环过程。实验发现, 除了由于边界条件的影响在激光扫描的起始和结束位置处存在明显差异之外, 垂直于扫描方向的材料各位置的不同截面内的热循环过程是相同的, 只是存在一个时间差, 温度变化的形态和数值上基本一致。所以, 可以将激光扫描的整个过程当成瞬态完成来简化。

设想有一个沿 x 轴无限长, 沿 y 轴长 $2b$ 的瞬间矩形热源作用到材料表面, 随即去掉热源。该热源作用到 $z=0$ 的表面, 在瞬间使得材料在一个极薄的厚度 Δz ($\Delta z \rightarrow 0$ 但 $\Delta z > 0$) 上, 激光扫描区域范围内温度恒定并达到最大值 $T_{0\text{max}}$ 。将该极薄的区域叫做热层。那么以后的热传导过程就是热层在温度 $T_{0\text{max}}$ 逐渐冷却、同时热量向四周扩散的过程。瞬时热源的强度取决于激光的功率密度 $P/4b^2$ 和扫描速度 v 。瞬时热源在激光作用一个光斑 $2b$ 长度时间内激光输出的能量 $2Pb/v$ 。该能量均匀分布在光斑大小、厚度为 Δz 的矩形体元内, 则单位体积内的热量是 $\frac{P}{2bv\Delta z}$ 。所以, 在点 (x', y', z') 处的热源在瞬间释放的热量 ΔQ 可以表示为在体元 dx', dy', dz' 内释放的热量: $\Delta Q = \frac{P}{2bv\Delta z} \times dx' dy' dz'$ 。

作坐标平移, 即 (3) 式中设初始最大的温度分布是由在 $(x', y', 0)$ 处的点热源在瞬间释放的热量 ΔQ 引起的, 有: $\varphi(x, y, z) = \frac{\alpha}{\lambda} \Delta Q \delta(x-x') \delta(y-y') \delta(z-0) = \frac{\alpha}{\lambda} \frac{P}{2bv\Delta z} dx' dy' dz' \delta(x-x') \delta(y-y') \delta(z)$ 。

下面就可以采用“像光源”法来处理激光微细熔覆热传导过程中的边界问题。以点热源为例来说明, 见图 2。在薄膜介质中只存在一点热源 S_0 , 在双层边

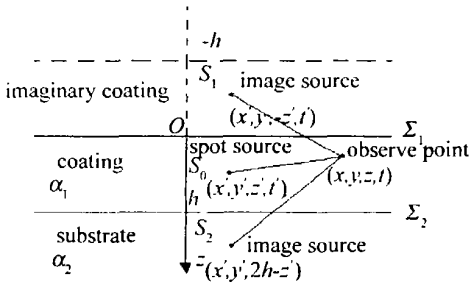


Fig 2 Sketch map of "image source"

界 Σ_1, Σ_2 下来解决在薄膜区的温度场。图示中对于 Σ_1 面, 完全可以设想一个与点热源 S_0 关于 Σ_1 面对称的 S_1 镜像点热源, 并处在与实际薄膜相同的环境里, 点热源 S_0 由界面流失的热量用对称的镜像点热源来补偿。那么当点热源 S_0 和镜像热源 S_1 同时作用到观察点就可以完全补偿界面 Σ_1 绝热带来的影响。

对于和基板相邻的 Σ_2 面, 由于不是绝热情况, 问题稍微复杂些。在这里仍然引入 S_0 的镜像点热源 S_2 , 采用一个折合系数 ξ 来处理。 ξ 的值必须满足: 当 α_2 很小的时候, 相当于绝热情况, 此时可以用镜像点热源 S_2 来处理; 当 α_2 和 α_1 很接近时, 可以视为单层薄膜, 将薄膜以下的区域看作无穷大性质相同的介质, 仅用镜像热源 S_1 来处理。考虑到激光微细熔覆的实际情况, 基底为热的不良导体。即 α_2 的值应当较小, 且不大于 α_1 。为此, 设 $\xi = 1 - \alpha_2/\alpha_1$ 。那么瞬时发热量为 ΔQ 的点热源 S_0 在介质中引起的温度场(变化)可以转化为这 3 个相同的点热源共同作用。上述思想可以应用到本文中激光微细熔覆布线技术中。

设想有两块完全相同的瞬时无限长矩形热层关于 $z = 0$ 对称分布, 矩形热层沿 y 轴宽 $2b$, 沿 x 轴无限长分布, 沿 z 轴都是厚度 Δz ($\Delta z \rightarrow 0$ 但 $\Delta z > 0$)。镜像的无限长矩形热源可以补偿材料表面空气层看成绝热而带来的能量流失。同样对于基板也采用折合补偿的办法, 对于微小体热源引起的温度变化可以表示为:

$$\begin{aligned} \varphi(x, y, z) = & 2 \frac{\alpha_1}{\lambda_1} \Delta Q \delta(x - x') \delta(y - y') \delta(z - 0) + \\ & (1 - \frac{\alpha_2}{\alpha_1}) \frac{\alpha_1}{\lambda_1} \Delta Q \delta(x - x') \delta(y - y') \delta(z - 2h) = 2 \frac{\alpha_1}{\lambda_1} \times \\ & \frac{P}{2bv \Delta z} dx' dy' dz' \delta(x - x') \delta(y - y') \delta(z - 0) + (1 - \frac{\alpha_2}{\alpha_1}) \times \\ & \frac{\alpha_1}{\lambda_1} \frac{P}{2bv \Delta z} dx' dy' dz' \delta(x - x') \delta(y - y') \delta(z - 2h) \quad (4) \end{aligned}$$

如考虑到材料对激光光能的吸收系数 ρ , 上式乘以 ρ 后代入到 (2) 式中, 利用 δ 函数的筛选性质, 并注意到 $\varphi(x, y, z)$ 所在的范围是 x 在 $[-\infty, \infty]$, y 在 $[-b, b]$, z 在 $[-\Delta z, 0], [0, \Delta z], [h, h + \Delta z]$ 的 3 个区域, 对应 3 种热源在这 3 个范围里分别积分可以得到:

$$T - T_0 =$$

$$\begin{aligned} & \frac{\rho P}{4\pi b v \lambda_1} \exp\left[-\frac{z^2}{4\alpha_1 t}\right] \int_{-b}^b \exp\left[-\frac{(y - y')^2}{4\alpha_1 t}\right] dy' + \\ & \left[1 - \frac{\alpha_2}{\alpha_1}\right] \frac{\rho P}{8\pi b v \lambda_1} \exp\left[\frac{(z - 2h)^2}{4\alpha_1 t}\right] \int_{-b}^b \exp\left[-\frac{(y - y')^2}{4\alpha_1 t}\right] dy' \quad (5) \end{aligned}$$

1.3 线宽的计算公式

考虑到实际工作情况条件下, 对导线质量影响更大的是在基底平面处温度达到的最大值, 为此, 只需找出一个点来具体求。对于基底处沿 y 方向, 即沿线宽的扩展方向, 可以找到点 (x, y, h) , 求出 $T(x, y, h, t)$ 随 t 变化的最大值 $T_{\max}(x, y, h)$ 。然后由 $T_{\max}(x, y, h) \geq T_c$ 确定 y 的下限 y_{\max} , 那么根据对称性导线的宽度就可以求出为 $2y_{\max}$ 。而对于基底的温度最大值就可以取点 $(x, 0, h)$, 求出 $T_{\max}(x, 0, h, t)$ 。基底温度达到的最大值可以确定激光参数应该满足的条件, 即形成导线必须满足的激光参数:

$$\begin{aligned} T(x, y, h, t) = & T_0 + \left[3 - \frac{\alpha_2}{\alpha_1}\right] \frac{\rho_0 P}{8\pi b v \lambda_1} \times \\ & \exp\left[-\frac{h^2}{4\alpha_1 t}\right] \int_{-b}^b \exp\left[-\frac{(y - y')^2}{4\alpha_1 t}\right] dy' \quad (6) \end{aligned}$$

考虑到 b 的取值相对导线宽度小很多, 其中的高斯函数积分部分:

$$\phi = \frac{1}{\sqrt{2\pi} h} \int_{-b}^b \exp\left[-\frac{(y - y')^2}{2h^2}\right] dy' \quad (7)$$

可以近似表示成: $\phi \approx \frac{2b}{\sqrt{2\pi} h} \exp\left[-\frac{y^2}{2h^2}\right]$, 代入到 (6) 式中:

$$\begin{aligned} T(x, y, h, t) = & T_0 + \left[3 - \frac{\alpha_2}{\alpha_1}\right] \frac{\rho_0 P}{4\pi b v \lambda_1} \exp\left[-\frac{h^2 + y^2}{4\alpha_1 t}\right] \quad (8) \end{aligned}$$

上式对 t 求导, 可以得到在 $t = \frac{h^2 + y^2}{4\alpha_1}$ 处, 取得最大值:

$$T_{\max}(x, y, h) = T_0 + \left[3 - \frac{\alpha_2}{\alpha_1}\right] \frac{\rho_0 \alpha_1 P e^{-1}}{\pi v \lambda_1 (h^2 + y^2)} \quad (9)$$

对应的:

$$T_{\max}(x, 0, h) = T_0 + \left[3 - \frac{\alpha_2}{\alpha_1}\right] \frac{\rho_0 \alpha_1 P e^{-1}}{\pi v \lambda_1 h^2} \quad (10)$$

当 $T_{\max}(x, y, h) = T_c$ 时, 得到导线的临界宽度公式:

$$|2y| = 2 \sqrt{\frac{\left[3 - \frac{\alpha_2}{\alpha_1}\right] e^{-1} \rho_0 \alpha_1 P}{\pi v \lambda_1 (T_c - T_0)} - h^2} \quad (11)$$

对 $T_{\max}(x, 0, h)$, 基底的温度只有达到材料的临界固化温度 T_c 才有可能形成导线, 于是由 $T_{\max}(x, 0, h) \geq T_c$ 即得到激光参数的临界匹配条件:

$$\frac{P}{v} \geq \frac{\pi \lambda_1 h^2 (T_c - T_0)}{\left[3 - \frac{\alpha_2}{\alpha_1}\right] e^{-1} \rho_0 \alpha_1} \quad (12)$$

定义 P/v 为激光热源的线能量密度。它的物理意义就是单位长度材料表面上激光注入的能量, 单位是 J/m 。需要说明的是, (11) 式中的线宽与光斑大小无关, 这是因为光斑尺寸相对线宽小得很多的结果。同样薄膜厚度 h 相对导线宽度也小很多。所以在 (11) 式中, h 项是完全可以忽略的。(12) 式说明对确定的导电浆料, 当膜厚确定以后, 激光的线能量密度就有 1 个上限。所以在功率和扫描速度两个参数中, 当固定 1 个后, 另外 1 个是有范围的, 考虑到浆料材料所能承受的最大温度, 往往这个范围是有限的。这恰好与实验结果是一致的。

在实际的应用中, 导线的线宽往往是由电路板的设计者来确定的, 所以线宽 $2y$ 是已知的。这时候可以由下式确定激光的参数:

$$\frac{P}{v} = \frac{\pi \lambda_1 (h^2 + \gamma^2) (T_c - T_0)}{\left[3 - \frac{\alpha_2}{\alpha_1} \right] e^{-1} \rho_1 \alpha_1} \quad (13)$$

2 实验验证

实验验证中, 需要得到导电浆料的热扩散率、导热系数、临界固化温度, 对激光能量的吸收系数和基底的热扩散系数。其中吸收率是一个较难确定的参数, 很难找到准确的数值。预先根据经验估计一个值, 计算出结果以后再与实验对比, 再对该估计值进行修正, 然后采用修正值进行计算。对于热扩散率, 由于与温度的关系较大, 可以在一定的范围内取平均值。由玻璃导电浆料在玻璃基板上微细熔覆导线。相关的各种参数如下: $\lambda_1 = 350 W / (m \cdot K)$, $\rho_1 = 0.65$, $\alpha_1 = 16 \times 10^{-6} m^2 / s$, $\alpha_2 = 3.2 \times 10^{-6} m^2 / s$, $T_0 = 25^\circ C$, $T_c = 350^\circ C$, $h = 20 \mu m$ 。

图 3a 是扫描速度为 $2 mm/s$ 时、不同功率下得到的线宽实验值与计算值的比较曲线。图 3b 是功率为 $6 W$ 时、不同扫描速度下得到的线宽实验值与计算值的比较曲线。

在理论推导之前, 假定基板是绝热的, 并且假定导电浆料的物理特性是线性的 (不随温度变化), 但事实上并非如此。因此图 3a 中功率较小时, 由于基板热传导的影响, 使计算值偏高; 然而随着功率的升高, 其线宽主要决定于材料的物理特性, 而这些物理性质没有考虑随温度变化的影响, 导致计算值低于实验值。因而计算曲线和实验曲线出现交叉。图 3b 也是同样的

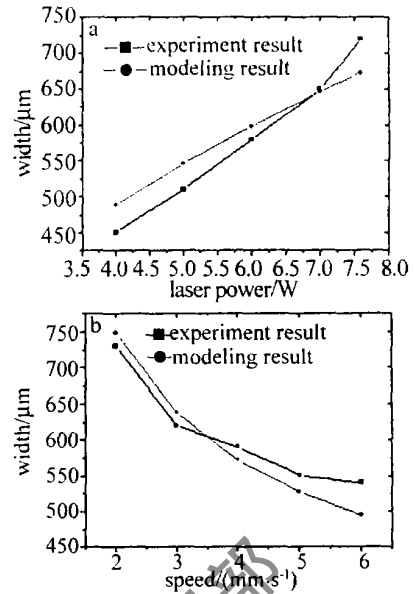


Fig 3 Comparison of experimental and modeling results

道理。由于导线测量的精度有限, 为 $10 \mu m$, 但导线线宽与计算值比较看来, 差值最大仅不到 $50 \mu m$ 。这个差值相对导线的宽度是可以接受的。

3 小结

激光微细熔覆温度场模型的建立, 以及激光布线线宽和激光参数的确定, 不仅为激光微细熔覆的加工过程控制提供了可靠的物理基础, 还为整个工艺提供了参数依据, 为激光布线质量控制带来方便。本文中建立的物理模型以及得出的相关公式, 形式简单, 计算方便。虽然公式的推导过程经过简化和近似处理, 但是其结果与实际情况比较吻合, 实用性强, 大大地优化了工艺参数, 提高了效率。

参 考 文 献

- [1] LIX Y, LIH L, LU JW *et al* Conductive line preparation on resin surfaces by laser microcladding conductive pastes [J]. *Applied Surface Science* 2004, 233(1~4): 51~57
- [2] 李文兵, 李祥友, 曾晓雁. 激光微细熔覆电阻浆料直写电阻技术初步研究 [J]. *激光技术*, 2005 29(2): 123~126
- [3] 陆煜, 程林. *传热原理与分析* [M]. 北京: 科学出版社, 1997 63~125
- [4] BURGNER M L, REEDY R E. Temperature distributions produced in a two layer structure by a scanning CW laser or electron beam [J]. *JAP*, 1982 53(6): 4357.
- [5] LAURENT M. *Lasers et industries de transformation* [M]. Paris TEC ET DOC, 1986 146~161
- [6] 李俊昌. *激光热处理优化控制研究* [M]. 北京: 冶金工业出版社, 1995 262~265