

考虑对流换热因素的阶形脉冲激光加工 热过程解析解及实验验证*

何云峰 都 东 孙振国 陈 强 潘际銮

(清华大学机械工程系, 北京 100084)

摘要 材料的激光加工热过程是涉及激光束、工件及周围环境相互作用的复杂热交换问题, 特别是对流换热边界条件的变化将对温度场分布及加工质量产生很大影响. 而以往的温度场求解中, 对流换热条件基本都被简化或忽略, 直接影响了温度场及后续流场、应力场的计算准确性和精度. 研究了考虑对流换热边界条件的材料表面脉冲激光加工热过程, 通过 Laplace 变换的方法求解出物体温度场分布的解析解, 对无量纲参数进行了适当地设置和定义, 研究了无量纲距离 x' 、无量纲时间 τ 、表面无量纲能量吸收 M 及 Biot 数 Bi 与温度分布(无量纲温度 T')之间的相互关系. 通过分析表明, 随着 Bi 值的增大, 外界的对流换热作用越来越强烈, 使得温度最大值所处位置偏离材料表面, 逐渐向内部偏移. 采用红外测温的方法对解析解模型进行了实验验证, 取得了较为理想的结果.

关键词 激光加工热过程 对流换热 温度场 解析解

由于材料激光加工过程的复杂性和瞬态性, 使得对其进行精确建模和多场耦合分析进而实现质量控制成为具有挑战意义的课题. 其中, 对热过程的全面认识是上述工作的基础. 在利用激光进行薄板焊接和材料表面处理等加工过程中, 一般都需要施加辅助气体, 其主要作用是对激光与物体相互作用区进行保护, 但是气流不可避免地对被加工表面产生强烈冷却作用. 同时激光作用于材料表面的时间非常短, 保护气体流量和流速也非常大, 这就使得激光作用区域的对流换热作用加剧, 使得温度场分布显著不同. 因此不能忽略外界气流对温度场造成的重要影响, 建模时必须考虑对流换热因素.

针对激光加工的热过程, 国内外进行了大量研究. 最初由 Rosenthal^[1]建立了

2003-07-21 收稿, 2004-02-06 收修改稿

* 国家自然科学基金(批准号: 50275083)和教育部高校青年教师奖励计划(批准号: 200204)资助项目

简单的移动点状热源加工过程三维温度场解析解, 此后Carslaw和Jaeger^[2]发现了由于环境气体的冷却作用使得薄板加工热过程更加复杂, 需要建立考虑对流过程的较为精确的解析解模型. Carmignani^[3]等人研究了激光对接深熔焊温度场分布, 在计算中考虑了空气自然对流换热和热辐射. Ready^[4]提出了一种激光脉冲加热过程的解析解, 但是他将表面的边界条件孤立起来考虑, 影响了模型的精度. Cheng^[5]研究了金属板激光成形三维温度场解析模型, 在模型的建立中采用Guass热源, 不考虑对流边界条件的影响. 通过所建立的模型, 对激光加工参数与温度场分布的相互关系进行了研究, 实验证明解析解模型比有限元模型和有限差分模型所需的计算时间都要少. Lee^[6]为研究金属薄板的瞬态变形计算了脉冲激光成形过程温度场, 在计算中考虑了空气自然对流过程. Dai^[7]研究了复合材料激光加热温度场的三维有限元模型, 对诸如加工工序、激光扫描方式和扫描速率等激光加工条件进行了分析和研究. Dabby^[8]观测到激光能量穿过材料表面导致的爆炸性去除现象, 给出了一个可能的原因: 由于热损失导致温度最高点位于材料内部(在表面相变之前). Yilbas^[9]研究了考虑对流换热因素的指数变化脉冲激光加热过程的解析解. He等人^[10]研究了多层异质复合结构激光钎焊温度场的三维有限元模型.

本文针对图 1 所示的精密焊接过程中典型阶形脉冲激光能量输入, 经合理抽象推导出了考虑对流换热条件的材料表面阶形脉冲激光加热过程的解析解. 在求解热传导本构方程时使用 Laplace 变换方法, 根据所计算出的温度场, 分析了相关参数对温度场分布的影响.

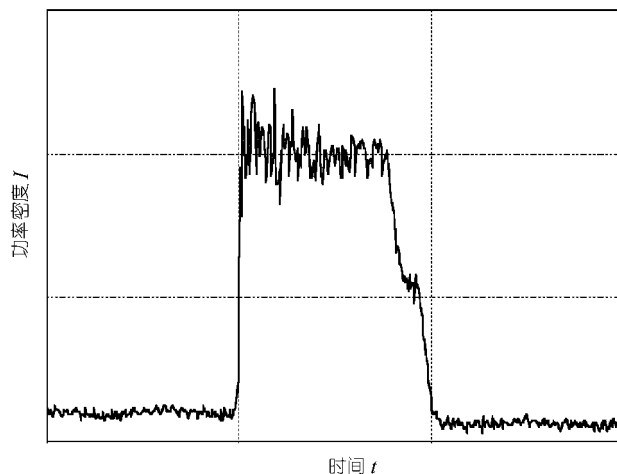


图 1 典型阶形脉冲激光实测波形

1 数学模型

设 T 为相对于初始温度的温升:

$$T = T_e - T_0, \quad (1)$$

其中, T_e 是材料在 t 时刻的温度, T_0 为材料初始温度.

Nd:YAG 激光的阶形脉冲输入函数:

$$I = I_1 e^{-\delta x}, \quad (2)$$

其中,

$$I_1 = I_0(1 - r_f), \quad (3)$$

其中, δ 为吸收系数, r_f 是反射系数, I_0 为峰值功率密度.

一维热传导本构方程为

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{I_1 \delta}{k} e^{-\delta x} = \frac{1}{\alpha} \frac{\partial T}{\partial t}, \quad (4)$$

其中, k 为材料的热导率, α 是材料的热扩散率.

对于半无限物体, 初始温度均一不变, 考虑表面的对流换热边界条件, 则初始和边界条件可以表述为

当时间 $t=0$ 时,

$$T(x, 0) = 0, \quad (5)$$

在物体表面 $x=0$ 处,

$$\left[\frac{\partial T}{\partial x} \right]_{x=0} = \frac{h}{k} (T(0, t) + T_0 - T_1), \quad (6)$$

其中, T_1 为冷却气体环境温度, h 是气体与材料表面的对流换热系数,

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

对热传导方程(4)进行 Laplace 变换, 得

$$\frac{\partial^2 \bar{T}}{\partial x^2} + \frac{I_1 \delta}{k} e^{-\delta x} \frac{1}{s} = \frac{1}{\alpha} [s \bar{T} - T(x, 0)], \quad (8)$$

s 为拉氏变量. 由初始条件,

$$\bar{T} = T(x, s), \quad (9)$$

$$T(x, 0) = 0. \quad (10)$$

方程(8)整理得

$$\frac{\partial^2 \bar{T}}{\partial x^2} - \frac{s \bar{T}}{\alpha} = -\frac{I_1 \delta}{k} e^{-\delta x} \frac{1}{s}. \quad (11)$$

设

$$\lambda^2 = \frac{s}{\alpha}, \quad (12)$$

$$H_0 = -\frac{I_1 \delta}{ks}, \quad (13)$$

代入方程(11)后得

$$\frac{\partial^2 \bar{T}}{\partial x^2} - \lambda^2 \bar{T} = H_0 e^{-\delta x}. \quad (14)$$

$\bar{T}$ 的解由齐次解 $\bar{T}_h$ 和特解 $\bar{T}_s$ 两部分组成:

$$\bar{T} = \bar{T}_h + \bar{T}_s. \quad (15)$$

齐次解 $\bar{T}_h$ 可以写成如下表述方式:

$$\bar{T}_h = C_1 e^{\lambda x} + C_2 e^{-\lambda x}, \quad (16)$$

其中, C_1 和 C_2 为由边界条件决定的常数.

特解 $\bar{T}_s$ 可表述为

$$\bar{T}_s = A_0 e^{-\delta x}, \quad (17)$$

其中, A_0 为常数.

把特解代入方程(14), 得

$$A_0 \delta^2 e^{-\delta x} - \lambda^2 A_0 e^{-\delta x} = H_0 e^{-\delta x}, \quad (18)$$

可求解 A_0 , 得

$$A_0 = \frac{H_0}{(\delta^2 - \lambda^2)}, \quad (19)$$

则

$$\bar{T}_s = \frac{H_0}{(\delta^2 - \lambda^2)} e^{-\delta x}. \quad (20)$$

把(16)和(20)式代入(15)式, 得

$$\bar{T}(x, s) = C_1 e^{\lambda x} + C_2 e^{-\lambda x} + \frac{H_0}{(\delta^2 - \lambda^2)} e^{-\delta x}. \quad (21)$$

令

$$\bar{H}_0 = \frac{H_0}{(\delta^2 - \lambda^2)}. \quad (22)$$

由边界条件 $T(\infty, t) = 0$, 得 $C_1 = 0$, 则

$$\bar{T} = \bar{T}(x, s) = C_2 e^{-\lambda x} + \bar{H}_0 e^{-\delta x}. \quad (23)$$

对流换热边界条件:

$$\left[\frac{\partial \bar{T}}{\partial x} \right]_{x=0} = \frac{h}{k} \left[\bar{T}(0, s) - \frac{(T_1 - T_0)}{s} \right], \quad (24)$$

由(23)式得

$$\bar{T}(0, s) = C_2 + \bar{H}_0, \quad (25)$$

代入(24)式

$$-\lambda C_2 - \delta \bar{H}_0 = \frac{h}{k} \left(C_2 + \bar{H}_0 - \frac{T_1 - T_0}{s} \right), \quad (26)$$

整理得

$$C_2 = -\frac{\bar{H}_0(h + k\delta)}{(h + k\lambda)} + \frac{(T_1 - T_0)h}{s(h + k\lambda)}. \quad (27)$$

将 C_2 和 $\bar{H}_0$ 代入(23)式, 整理得

$$\bar{T}(x, s) = \frac{(k\delta + h)I_1\delta e^{-\sqrt{\frac{s}{\alpha}}x}}{ks \left(h + k\sqrt{\frac{s}{\alpha}} \right) \left(\delta^2 - \frac{s}{\alpha} \right)} + \frac{(T_1 - T_0)he^{-\sqrt{\frac{s}{\alpha}}x}}{s \left(h + k\sqrt{\frac{s}{\alpha}} \right)} - \frac{I_1\delta}{ks \left(\delta^2 - \frac{s}{\alpha} \right)} e^{-\delta x}. \quad (28)$$

可以对方程(28)求解 Laplace 逆变换, 以求解 T .

令

$$A = \frac{(k\delta + h)I_1\delta}{ks \left(h + k\sqrt{\frac{s}{\alpha}} \right) \left(\delta^2 - \frac{s}{\alpha} \right)} e^{-\sqrt{\frac{s}{\alpha}}x}, \quad (29)$$

$$B = \frac{I_1\delta}{ks \left(\delta^2 - \frac{s}{\alpha} \right)} e^{-\sqrt{\frac{s}{\alpha}}x}, \quad (30)$$

$$C = \frac{(T_1 - T_0)h}{s \left(h + k\sqrt{\frac{s}{\alpha}} \right)} e^{-\sqrt{\frac{s}{\alpha}}x}, \quad (31)$$

令

$$a_{10} = -\frac{(k\delta + h)I_1\delta\alpha\sqrt{\alpha}}{k^2}, \quad (32)$$

$$a_{20} = \frac{I_1\alpha\delta}{k}, \quad (33)$$

$$a_{30} = \frac{h\sqrt{\alpha}}{k} (T_1 - T_0), \quad (34)$$

$$w_1 = \frac{h\sqrt{\alpha}}{k}, \quad (35)$$

则(28)式可整理为

$$\bar{T}(x, s) = \frac{a_{10} e^{-\sqrt{\frac{s}{\alpha}} x}}{s(s - \alpha\delta^2)(\sqrt{s} + w_1)} + \frac{a_{20} e^{-\delta x}}{s(s - \alpha\delta^2)} + \frac{a_{30} e^{-\sqrt{\frac{s}{\alpha}} x}}{s(\sqrt{s} + w_1)}. \quad (36)$$

分解, 得

$$\frac{1}{s(s - \alpha\delta^2)(\sqrt{s} + w_1)} = \frac{l_1}{\sqrt{s}} + \frac{l_2}{\sqrt{s}} + \frac{l_3}{\sqrt{s} - \delta\sqrt{\alpha}} + \frac{l_4}{\sqrt{s} + \delta\sqrt{\alpha}} + \frac{l_5}{\sqrt{s} + w_1}, \quad (37)$$

其中,

$$l_1 = \frac{1}{2\alpha\delta^2 w_1}, \quad (38)$$

$$l_2 = \frac{1}{2\alpha\delta^2 w_1}, \quad (39)$$

$$l_3 = \frac{1}{2\alpha\sqrt{\alpha}\delta^3(\delta\sqrt{\alpha} + w_1)}, \quad (40)$$

$$l_4 = -\frac{1}{2\alpha\sqrt{\alpha}\delta^3(-\delta\sqrt{\alpha} + w_1)}, \quad (41)$$

$$l_5 = \frac{1}{w_1^2(w_1 - \alpha\delta^2)}. \quad (42)$$

由拉氏逆变换公式:

$$f^{-1} \frac{e^{-m\sqrt{s}}}{n + \sqrt{s}} = \frac{1}{\sqrt{\pi t}} e^{-\frac{m^2}{4t}} - ne^{mn} e^{n^2 t} \operatorname{erfc}\left(n\sqrt{t} + \frac{m}{2\sqrt{t}}\right), \quad (43)$$

得

$$\begin{aligned} f^{-1}A = a_{10} & \left\{ l_1 \left(\frac{1}{\sqrt{\pi t}} e^{-\frac{x^2}{4\alpha t}} - \operatorname{erfc}\left(\frac{x}{2\sqrt{t\alpha}}\right) \right) + l_2 \left(\frac{1}{\sqrt{\pi t}} e^{-\frac{x^2}{4\alpha t}} - \operatorname{erfc}\left(\frac{x}{2\sqrt{t\alpha}}\right) \right) \right. \\ & + l_3 \left[\frac{1}{\sqrt{\pi t}} e^{-\frac{x^2}{4\alpha t}} + \delta\sqrt{\alpha} e^{-\delta x} e^{\delta^2 \alpha t} \operatorname{erfc}\left(-\delta\sqrt{\alpha t} + \frac{x}{2\sqrt{t\alpha}}\right) \right] \\ & + l_4 \left[\frac{1}{\sqrt{\pi t}} e^{-\frac{x^2}{4\alpha t}} - \delta\sqrt{\alpha} e^{\delta x} e^{\delta^2 \alpha t} \operatorname{erfc}\left(\delta\sqrt{\alpha t} + \frac{x}{2\sqrt{t\alpha}}\right) \right] \\ & \left. + l_5 \left[\frac{1}{\sqrt{\pi t}} e^{-\frac{x^2}{4\alpha t}} - w_1 e^{\frac{w_1 x}{\sqrt{\alpha}}} e^{w_1^2 t} \operatorname{erfc}\left(w_1 \sqrt{t} + \frac{x}{2\sqrt{t\alpha}}\right) \right] \right\}. \quad (44) \end{aligned}$$

由拉氏逆变换公式:

$$f^{-1} \frac{1}{(s+\alpha)(s+\beta)} = \frac{1}{(\alpha-\beta)} (e^{-\alpha t} - e^{-\beta t}), \quad (45)$$

得

$$f^{-1} B = \frac{a_{20}}{\alpha \delta^2} (e^{\alpha \delta^2 t} - 1) e^{-\delta x}. \quad (46)$$

由拉氏逆变换公式:

$$f^{-1} \frac{ne^{-m\sqrt{s}}}{p(n+\sqrt{s})} = -e^{mn} e^{n^2 t} \operatorname{erfc} \left(n\sqrt{t} + \frac{m}{2\sqrt{t}} \right) + \operatorname{erfc} \left(\frac{m}{2\sqrt{t}} \right), \quad (47)$$

得

$$f^{-1} C = \frac{a_{30}}{w_1} \left[-e^{\frac{w_1}{\sqrt{\alpha}} x} e^{w_1^2 t} \operatorname{erfc} \left(w_1 \sqrt{t} + \frac{x}{2\sqrt{\alpha t}} \right) + \operatorname{erfc} \left(\frac{x}{2\sqrt{\alpha t}} \right) \right]. \quad (48)$$

由 Laplace 变换的线性性质, 得

$$T(x, t) = f^{-1} A + f^{-1} B + f^{-1} C, \quad (49)$$

则

$$\begin{aligned} T(x, t) = & \frac{I_1}{k\delta} \left[\left(1 + \frac{k\delta}{h} \right) \operatorname{erfc} \left(\frac{x}{2\sqrt{\alpha t}} \right) - \frac{1}{2} e^{(\delta^2 \alpha t - \delta x)} \operatorname{erfc} \left(-\delta \sqrt{\alpha t} + \frac{x}{2\sqrt{\alpha t}} \right) \right. \\ & - \frac{(h+k\delta)}{2(h-k\delta)} e^{(\delta^2 \alpha t + \delta x)} \operatorname{erfc} \left(\delta \sqrt{\alpha t} + \frac{x}{2\sqrt{\alpha t}} \right) \\ & \left. + \frac{k^2 \delta^2}{h(h-k\delta)} e^{\left(\frac{h^2}{k^2} \alpha t + \frac{h}{k} x \right)} \operatorname{erfc} \left(\frac{h}{k} \sqrt{\alpha t} + \frac{x}{2\sqrt{\alpha t}} \right) \right] + \frac{I_1}{k\delta} (e^{\delta^2 \alpha t} - 1) e^{-\delta x} \\ & + (T_1 - T_0) \left[\operatorname{erfc} \left(\frac{x}{2\sqrt{\alpha t}} \right) - e^{\left(\frac{h^2}{k^2} \alpha t + \frac{h}{k} x \right)} \operatorname{erfc} \left(\frac{h}{k} \sqrt{\alpha t} + \frac{x}{2\sqrt{\alpha t}} \right) \right]. \quad (50) \end{aligned}$$

由方程(50)可以看出由两方面因素造成的对流换热边界条件: 一方面由于 T_1 和 T_0 的不同引起, 另一方面即使 $T_1=T_0$, 由于激光能量注入导致的物体表面温度升高也会产生对流换热.

为使得方程(50)无量纲化, 设定下列无量纲参数: 无量纲温度

$T'(x', \tau) = \frac{k\delta}{I_1} T(x, t)$, 无量纲距离 $x' = \delta x$, 无量纲时间 $\tau = \alpha \delta^2 t$, 表面无量纲能量

$$\text{吸收 } M = \frac{I_0(1-r_f)}{h(T_1 - T_0)}, \quad Bi \text{ 为 } \frac{h}{k\delta}.$$

将上述无量纲参数代入方程(50), 整理得

$$\begin{aligned} T'(x', \tau) = & \left(1 + \frac{1}{Bi}\right) \operatorname{erfc}\left(\frac{x'}{2\sqrt{\tau}}\right) - \frac{1}{2} e^{(\tau-x')} \operatorname{erfc}\left(-\sqrt{\tau} + \frac{x'}{2\sqrt{\tau}}\right) \\ & - \frac{(Bi+1)}{2(Bi-1)} e^{(\tau+x')} \operatorname{erfc}\left(\sqrt{\tau} + \frac{x'}{2\sqrt{\tau}}\right) + \frac{1}{Bi(Bi-1)} e^{(Bi^2\tau+Bix')} \operatorname{erfc}\left(Bi\sqrt{\tau} + \frac{x'}{2\sqrt{\tau}}\right) \\ & + (e^\tau - 1)e^{-x'} + \frac{1}{MBi} \left[\operatorname{erfc}\left(\frac{x'}{2\sqrt{\tau}}\right) - e^{(Bi^2\tau+Bix')} \operatorname{erfc}\left(Bi\sqrt{\tau} + \frac{x'}{2\sqrt{\tau}}\right) \right]. \end{aligned} \quad (51)$$

2 计算结果和讨论

表面无量纲能量吸收 M 表示在零时刻物体吸收激光能量与对流冷却之间的比值, 负数表示初始环境温度小于工件初始温度. 图 2 表示无量纲温度随无量纲距离变化的分布 ($\tau=5, M=-10^4$), Bi 取 0.02, 0.2 和 2 共 3 个数值. 从图中可看出在 $Bi=0.02$ 时, 外界的冷却作用非常小, 物体温度的最大值位于 $x'=0$ 处, 即物体的表面. 而当 Bi 值逐渐升高时, 外界的对流换热作用越来越强烈, 使得温度最大值所处位置偏离 $x'=0$ 处. 当 $Bi=2$ 时, 可以明显看出物体表面的温度比最高温度低, 最高温度值位于大约 $x'=1.2$ 处. 由此可知随着 Bi 值的增大, 温度最大值逐渐向内部偏移.

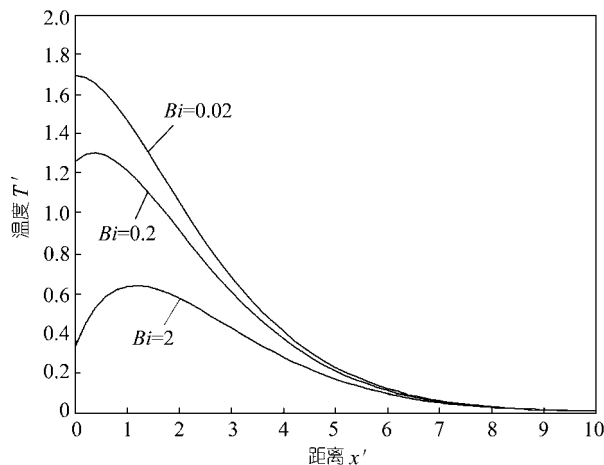


图 2 无量纲温度随无量纲距离变化的分布

$\tau=5, M=-10^4$

图 3 表示在 Bi 值固定为 0.2, 而无量纲时间 τ 变化时, 无量纲温度随无量纲距离变化之间的关系 ($M=-10^4$). 从图中可看出随着无量纲时间 τ 的增加, 物体的温度呈递增的趋势, 这与脉冲时间内激光能量的不断施加从而使物体温度不断

升高的实际情况相符. 另一方面, 在不同的无量纲时间 τ 下, 4 条曲线的变化趋势大致相同, 说明在脉冲宽度内, τ 并不影响物体表面和内部的温度分布趋势. 正如图中所示, 在 $Bi=0.2$ 时, 物体温度最高点都一致向内部偏移.

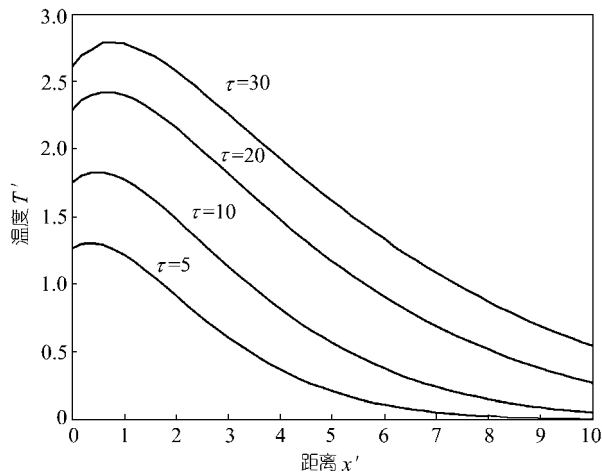


图 3 无量纲温度随无量纲距离变化的分布
 $Bi = 0.2, M = -10^4$

图 4 表示物体表面无量纲温度随 Bi 值变化的分布($x'=0, M=-10^4$), 从图中可看出在 $Bi=10^{-6} \sim 10^{-2}$ 这个区间内, 外界的冷却作用非常小. 在 $x'=0$ 处, 物体温度几乎没有什么变化. 由于 Bi 值很小, 物体最高温度位于表面处. 而随着 Bi 值逐渐升高, 表面温度开始下降, 这正是由物体表面的对流换热导致的. 在 Bi 值为 $10^{-2} \sim 10^{-1}$ 时, 温度变化已经较为明显, 外界的对流换热作用也越来越增强, 此时

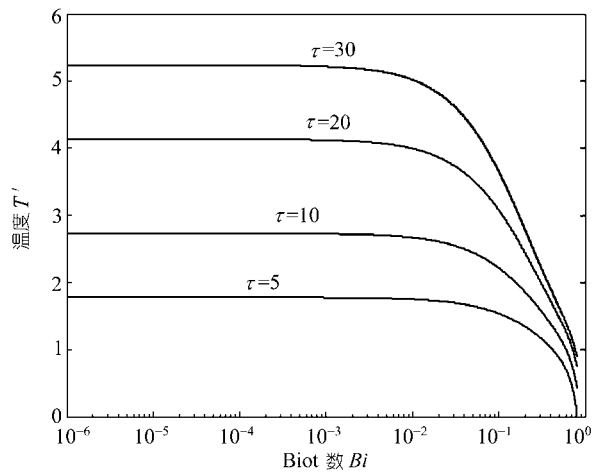


图 4 无量纲温度随 Bi 值变化的分布
 $x' = 0, M = -10^4$

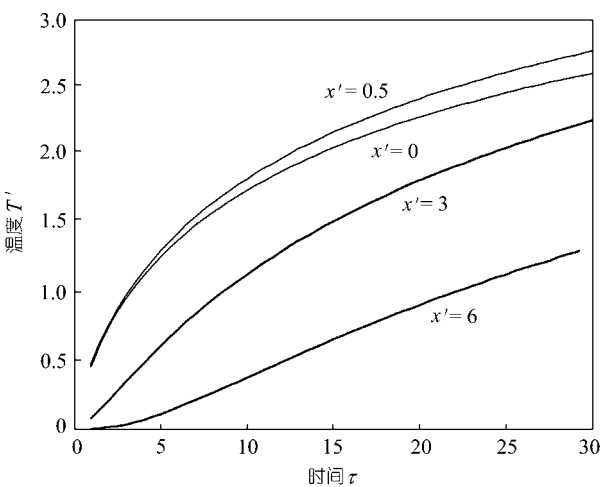


图 5 无量纲温度随无量纲时间 τ 值变化的分布
 $Bi = 0.2, M = -10^4$

最高温度逐渐向内部偏移. 当 Bi 值大于 0.1 时, 温度开始急剧降低, 外界的对流换热作用非常强烈, 物体表面与内部最高温度的差值也变得非常明显.

图 5 表示无量纲温度随无量纲时间 τ 值变化的分布($Bi=0.2, M=-10^4$). 从图中可看出物体内部各处的温度分布在脉冲时间内, 随 τ 值增加都呈增大的趋势. 图 6 是 $x'=0.5$ 和 $x'=0$ 时无量纲温度随无量纲时间 τ 值变化曲线局部放大.

由图 5 和 6 可知, 在 τ 值增大的初期, 即 $\tau < 2.07$ 时, 在同一时间下, 物体温度分布沿深度纵向逐渐减小. 当 $\tau=2.07$ 时, 1 和 2 两条曲线相交, 此刻 1 和 2 曲线具有相同的温度, 即物体表面和 $x'=0.5$ 处温度相同, 这正是由于 Bi 值较大, 使

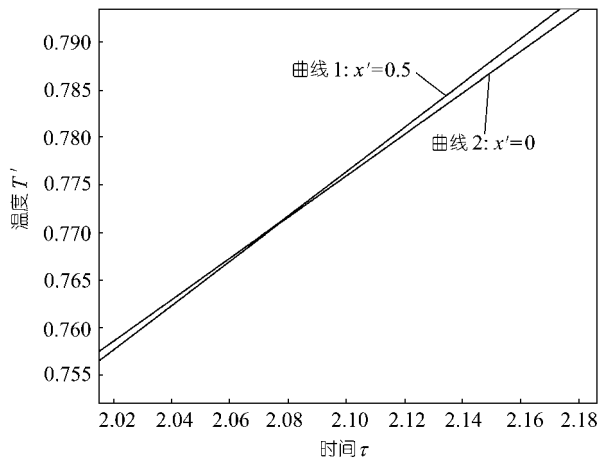


图 6 无量纲温度随无量纲时间 τ 值变化的分布
 $Bi = 0.2, M = -10^4$

得物体表面对流换热作用增强, 温度最大值向内部偏移, 将物体表面处的温度分布拉低, 使得曲线 1 和 2 相交. 随着时间的增加, 当 $\tau > 2.07$ 时, 对流换热作用对物体表面温度影响愈加明显, 使得同一时刻物体表面的温度比 $x' = 0.5$ 处低. 在整个时间范围内, 由于 $x' = 3$ 和 6 处距离物体表面深度足够大, 因此热传导过程需要足够时间且不受对流换热作用的影响, 因此温度上升较慢, 始终处于曲线 1 和 2 的下方.

图 7 表示在固定 Bi 值时, 物体表面温度分布与 M 值之间的关系($Bi = 0.2, x' = 0$). 随着 M 绝对值变大, 即作用于物体表面的对流换热相对于物体吸收的脉冲激光能量逐渐变得不明显, 因此温度逐渐升高.

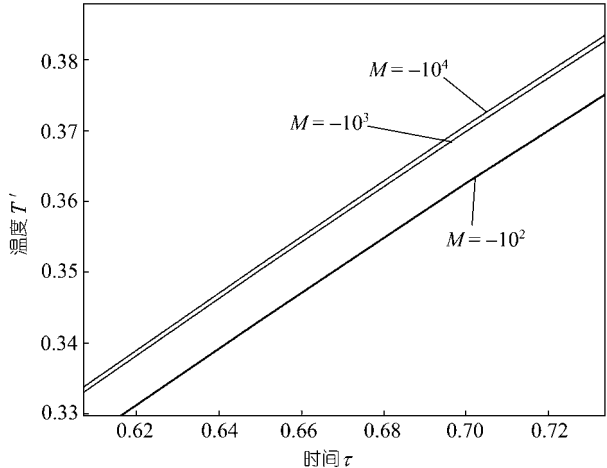


图 7 无量纲温度随无量纲时间 τ 值变化的分布
 $Bi = 0.2, x' = 0$

3 实验验证

为了验证考虑对流换热因素的阶形脉冲激光加工热过程解析解, 采用红外热像仪对激光加工热过程温度进行测量和分析. 实验选择 Q235 碳素结构钢试样, 尺寸为 $10\text{ mm} \times 10\text{ mm} \times 50\text{ mm}$, Q235 的热物性参数如表 1 所示.

表 1 Q235 的热物性参数

$\delta / 10^{-3} \text{ m}^{-1}$	$C_p / \text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$	$K / \text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$	$\rho / \text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$	$\alpha \times 10^{-5} / \text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$
5	465	56	7833	1.474

使用最大平均功率为 500W 的 Nd : YAG 激光器, 输出激光波长为 1064 nm. 实验采用的单灯输出能量为 50 J, 经计算得激光峰值功率密度取 $1.179 \times 10^{10} \text{ W/m}^2$, Q235 对激光的反射率为 0.65. 选用氩气作为冷却气体, 气体流速为 15 L/min, 氩的热物理性质如表 2 所示, 根据传热学理论可以计算出对流换热系数为

459.21 W/m · °C.

图 8 为激光加工过程红外热成像测温系统的构成. 选用 TVS-2200 红外热像仪获取红外热图像, 然后再由 Matrox 图像采集卡完成对红外图像的实时采集. 测温过程中, 物体的辐射度是影响测温准确性的关键因素, 物体的辐射度受诸多因素的影响(包括材料种类、温度、制备方法和热过程以及环境条件等), 因此需要在实验时对物体的辐射度进行标定. 本文中将一个试样涂上黑油漆作为标定试样, 分别对涂黑和未涂黑的两个试样进行测温, 依据 Stefan-Boltzmann 定律即可求得 Q235 的实际辐射度为 0.26.

表 2 铝的热物性参数

$\mu \times 10^{-5} / \text{kg} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$	$C_p / \text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$	$K / \text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$	$\rho / \text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$
2.27	519.656	0.01798	1.78

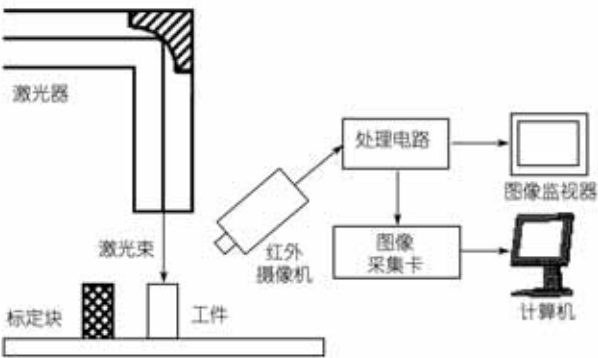


图 8 红外热成像测温系统

图 9 是采用实验材料和加工参数的解析解与实验数据的曲线对比($Bi=1.7 \times 10^{-7}$, $x'=0$). 从图中可以看出, 解析解与实验结果吻合较好. 在无量纲时间起始

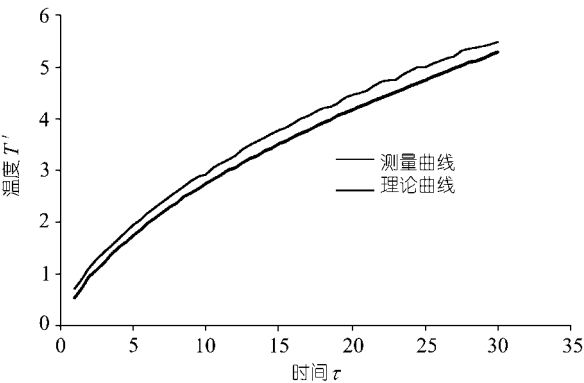


图 9 无量纲温度随无量纲时间 τ 值变化的分布
 $Bi=1.7 \times 10^{-7}$, $x'=0$

段, 由于温度变化比较小, Q235 的辐射度变化不大, 因此解析解与实验结果吻合很好. 随着无量纲时间的增大, 温度变化比较大, Q235 的辐射度也会产生变化, 导致与标定值有所偏差, 使得解析解与实验结果偏离增大.

4 结论

为深入认识激光焊接和表面处理等加工工艺方法的物理过程, 精确建模控制质量, 本文研究了考虑对流换热边界条件的材料表面阶形脉冲激光加工热过程, 通过 Laplace 变换的方法求解出物体温度场分布的解析解, 对无量纲参数进行了适当地设置和定义. 通过分析表明, 随着 Bi 值的增大, 外界的对流换热作用越来越强烈, 使得温度最大值所处位置偏离材料表面, 逐渐向内部偏移. 结果表明: 在 $Bi=10^{-6}\sim 10^{-2}$ 这个区间内, 外界的冷却作用非常小, 物体表面温度几乎没有什么变化, 由于 Bi 值很小, 物体最高温度位于表面处. 而随着 Bi 值逐渐升高时, 在 Bi 值为 $10^{-2}\sim 10^{-1}$ 时, 温度变化已经较为明显, 外界的对流换热作用也越来越增强, 此时最高温度逐渐向内部偏移. 当 Bi 值大于 0.1 时, 温度开始急剧降低, 外界的对流换热作用非常强烈, 物体表面与内部最高温度的差值也变得非常明显. 当 $Bi=2$ 时, 可以明显看出物体表面的温度比最高温度低, 最高温度值位于大约 $x'=1.2$ 处. Bi 值固定时, 随着无量纲时间 τ 的增加, 材料的温度呈递增的趋势. 采用红外测温的方法对考虑对流换热因素的阶形脉冲激光热过程解析解进行了实验验证和研究, 取得了较为理想的结果.

参 考 文 献

- 1 Rosenthal D. Mathematical theory of heat distribution during welding and cutting. *Welding Journal*, 1941, 5(20): 220~234
- 2 Carslaw H S, Jaeger J C. *Conduction of Heat in Solids*, 2nd ed. New York: Oxford, 1959
- 3 Carmignani C, Mares R, Toselli G. Transient finite element analysis of deep penetration laser welding process in a singlepass butt-welding thick steel plate. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 1999, 179: 197~214[DOI]
- 4 Ready J F. *Industrial Applications of Lasers*. New York: Academic Press, 1978
- 5 Cheng P J, Lin S C. An analytical model for the temperature field in the laser forming of sheet metal. *Journal of Material Processing Technology*, 2000, 101: 260~267[DOI]
- 6 Lee K C, Lin J. Transient deformation of thin metal sheets during pulsed laser forming. *Optics & Laser Technology*, 2002, 34: 639~648[DOI]
- 7 Dai K, Shaw L. Thermal and stress modeling of multi-material laser processing. *Acta Mater*, 2001, 49: 4171~4181[DOI]
- 8 Dabby F W, Paek U. High-intensity induced laser vaporization and explosion of solid material. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 1972, 8(2): 106~111
- 9 Yilbas B S, Kalyon M. Analytical solution for pulsed laser heating process: convective boundary condition case. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2002, 45: 1571~1582[DOI]
- 10 He Y F, Du D, Chen Q, et al. Numerical simulation of temperature field in multilayer heterogeneity lamination laser soldering. *Transactions of Nonferrous Metals Society of China*, 2002, 12(2): 287~290