

激光热处理温度场及相变硬化带的快速计算*

李俊昌 R. 谢瓦利埃⁺ J.-M. 兰热⁺

(昆明理工大学激光应用研究所 昆明 650093 ⁺ 法国巴黎高等机械工程学院(ENSAM) PARIS France)

提要 提出了激光对金属材料表面非熔凝处理的稳态温度场快速计算以及快速确定铁基材料表面相变硬化带尺寸的方法。该方法不仅可以对任意功率密度分布的激光进行热作用计算,而且计算速度比相同精度的传统数值计算快两个数量级以上。

关键词 激光热处理, 温度场, 计算

1 引 言

激光热处理的应用研究中,计算激光与材料相互热作用是一个较繁杂的课题。虽然,根据严格的热传导理论,利用有限元及有限差分等纯数值计算方法可以获得较好的结果,但是对于一个实际给定的工件,及时划分计算单元及及时知道相关参数(例如材料的导热系数及表面吸收系数随温度的变化关系、作用激光的功率密度等)比较困难。为简化热作用研究,人们普遍将作用光束假设为理想的基模高斯光束,方形或圆形的均匀光束,将被处理材料视为热物性参数与温度无关的半无限大均匀介质,利用热传导方程的解析结果来估算热作用^[1]。但是,由于简化研究作了许多与实际情况相差甚远的假设(例如实际大功率激光光束通常不是人们设想的理想分布^[2,3]),基本不能对实际热处理工艺的制定起直接指导作用。因此,迄今为止材料表面激光热处理的应用研究大体上还处在总结实验规律的阶段。

由于金属是热的良导体,本文将证明,金属材料在激光扫描过程中光斑附近的温度分布在很短的时间内(通常甚小于 1 s)便达到一个接近稳定的形式,与激光作用时间为无限大所得到的定量结果无本质区别。根据激光热处理的特点,我们提出可以适用于任意激光功率密度分布的温度场计算公式及快速计算方法,其计算速度比相同精度的纯数值计算快两个数量级以上。利用温度场计算结果及以 A_{c1} 为界的相变模型^[2],我们对铁基材料相变硬化带进行了理论预测并与实验观测相比较,结果表明,这种方法可以快速准确地预计实验结果,应能在实际激光热处理工作中发挥积极作用。

2 计算公式

铁基材料表面激光热处理通常是一个短暂的时间过程,热影响区局限于材料表层,可以将

* 国家教委留学回国人员科研经费资助项目。

被处理材料视为热物性参数与温度无关的半无限大介质来进行热作用研究^[1,2]。同时,由于材料在激光扫描后基体对表层热能的迅速热扩散是使表层完成淬火过程的基本原因,只要研究光束邻近区域的温度变化,便能有效地预计热处理的结果。因此,我们在光束邻近区域并与光束共同运动的动坐标中对问题进行讨论。

在半无限大材料表面建立直角坐标 xy, z 坐标指向材料内部。根据文献[4],若材料表面存在以速度 v 沿 x 方向匀速运动的单位强度点热源,并且在与光源共同运动的动坐标 ξ, η, ζ 中温度分布与时间无关以及光源处于动坐标的原点时,温度场计算公式为

$$T(\xi, \eta, \zeta) - T_0 = \frac{1}{2\pi k R} \exp[-\sigma(\xi + R)] \quad (1)$$

式中, T_0 为光源与材料相互作用前材料基体的温度,在观察时刻 t 运动坐标系与固定的坐标系的关系为

$$x = vt + \xi, \quad y = \eta, \quad z = \zeta$$

以及

$$2\sigma = v/\alpha, \quad R = \sqrt{\xi^2 + \eta^2 + \zeta^2}$$

按照温度场的线性叠加性质,功率密度分布为 $P(\xi, \eta)$ 的面热源在半无限大介质内激起的温度场即可表示为分布函数 $P(\xi, \eta)$ 与(1)式右端函数的卷积为

$$T(\xi, \eta, \zeta) - T_0 = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{P(\xi', \eta') d\xi' d\eta'}{2\pi k R'} \exp[-\sigma(\xi - \xi' + R')] \quad (2)$$

式中 $R' = \sqrt{(\xi - \xi')^2 + (\eta - \eta')^2 + (\zeta - \zeta')^2}$ 。

对(2)式的计算可以采取直接纯数值计算及基于快速傅里叶变换的快速计算两种方式。例如若在 $\xi\eta$ 平面上截取 $(-L/2 \leq \xi, \eta \leq L/2)$ 的区域为计算区域,将该区域分割为 $N \times N$ 个面元,令第 i 列第 j 行的面元中心坐标为 (ξ_i, η_j) ,上式可以近似写为

$$T(\xi, \eta, \zeta) - T_0 = \frac{L^2}{2\pi k N^2} \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N \frac{P(\xi_i, \eta_j)}{\sqrt{(\xi - \xi_i)^2 + (\eta - \eta_j)^2 + \zeta^2}} \times \exp[-\sigma(\xi - \xi_i + \sqrt{(\xi - \xi_i)^2 + (\eta - \eta_j)^2 + \zeta^2})] \quad (3)$$

为获得较高的计算精度,必须使 N 足够大,因此,若作直接计算需要较长的时间。为提高计算效率,利用傅里叶变换理论可以将(2)式写为

$$T(\xi, \eta, \zeta) - T_0 = F^{-1} \left\{ F\{P(\xi, \eta)\} \times F \left[\frac{1}{2\pi k R} \exp[-\sigma(\xi + R)] \right] \right\} \quad (4)$$

很明显,利用快速傅里叶变换可以迅速对温度场求解。将上式与我们曾经提出过的一种类似计算方法^[5]比较可以看出,上式在求解过程中已不必进行关于时间 t 的积分运算,进一步提高了计算效率。我们从公式(3)及(4)出发,用 TURBO PASCAL 6.0 分别编制了计算程序,并分别在 IBM DX33 及 IBM Am5X86(133 MHz) 兼容微机上对同一问题用 64×64 取样点进行计算速度的比较,其结果如表 1。

表 1 两种计算方法计算速度的比较

Table 1 Comparison of calculation speeds between two methods

Model	Calculation time using formula (s)	Calculation time using FFT (s)
IBM DX33	716.0	3.3
IBM Am5X86	218.0	1.0

以上比较表明, 利用快速傅里叶变换方法进行稳态温度场计算的速度显著地高于直接计算速度。根据快速傅里叶变换理论, 随着取样计算点数目的增加, 快速傅里叶变换相对于直接计算的计算速度还将进一步加快。

在本文 3.1 的讨论中我们将证明, 当热源作用时间足够长时, 在热源附近的温度分布可以近似为上面讨论的稳态温度分布。对于传统的有限元或有限差分等纯数值计算, 在对实际研究对象进行单元划分及设定时间步长后, 总是对每一个单元从热源作用于材料表面 ($t = 0$) 开始, 逐一进行在整个时间进程中温度变化的跟踪迭代计算, 完成计算的速度与所设计跟踪计算的时间长度以及单元划分的数量直接相关。对于同一给定的观察区域及观察点数目, 利用有限元或有限差分等方法完成计算的计算次数, 通常要比从(3)式出发作纯数值一次性非迭代计算所要进行的计算次数还要多。因此, 对于本文讨论的问题, 以上方法计算稳态温度场的速度通常要比同种精度的传统纯数值计算快两个数量级以上。

3 讨 论

在导出公式(4)的过程中, 我们作了两个重要的假定: (1) 在动坐标中点光源激起的温度场与时间无关; (2) 激光作用对象被视为热物性参数与温度无关的均匀半无限体。由于这两种假设并不与实际情况相吻合, 所取得的结果有多少实用价值值得讨论。此外, 快速傅里叶变换得以成立的基本条件是被变换函数应为周期函数。因此, 必须对式(4)中作傅里叶变换的两个函数首先通过截断而延拓为周期函数。对函数的截断操作等于人为地歪曲了原函数, 必然会歪曲计算结果。函数截断对计算结果的影响也值得研究。以下分别对这三个问题进行讨论。

3.1 关于动坐标中温度场与时间无关的实际意义

沿用以上对坐标及有关参数的定义, 当 $t = 0$ 时刻在半无限体表面的定坐标原点放置强度为 p_0 的点热源, 此后该点热源沿 x 方向以速度 v 匀速运动, t 时刻在定坐标中的温度场为^[1,2]

$$T(x, y, z, t) - T_0 = \int_0^t dt' \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{p_0 \delta(x' - vt') \delta(y') \delta(z')}{4k \sqrt{\alpha [\pi(t - t')]^{3/2}}} \times \exp\left[-\frac{(x - x')^2 + (y - y')^2 + (z - z')^2}{4\alpha(t - t')}\right] dx' dy' dz' \quad (5)$$

利用 δ 函数的筛选性质立即得到

$$T(x, y, z, t) - T_0 = \int_0^t dt' \frac{p_0}{4k \sqrt{\alpha [\pi(t - t')]^{3/2}}} \exp\left[-\frac{(x - vt')^2 + y^2 + z^2}{4\alpha(t - t')}\right] \quad (6)$$

为将(6)式与动坐标中的温度场计算公式(1)进行比较, 利用代换 $x = vt + \xi$, $y = \eta$, $z = \zeta$ 将(6)式变为

$$T(\xi, \eta, \zeta, t) - T_0 = \int_0^t dt' \frac{p_0}{4k \sqrt{\alpha [\pi(t - t')]^{3/2}}} \exp\left[-\frac{(\xi + vt - vt')^2 + \eta^2 + \zeta^2}{4\alpha(t - t')}\right] \quad (7)$$

引用变换 $\tau = [\alpha(t - t')]^{-1/2}$ 上式可以重新表示为

$$T(\xi, \eta, \zeta, t) - T_0 = \frac{p_0}{2\pi k R} \exp[-\sigma(\xi + R)] \times U(t, R, v, \alpha) \quad (8)$$

式中,
$$U(t, R, v, \alpha) = \frac{R}{\sqrt{\pi}} \int_{(\alpha)^{-1/2}}^{\infty} \exp\left[-\left(\frac{R - 2\sigma}{2}\right)^2\right] \tau^2 d\tau \quad (9)$$

将这个结果与公式(1)比较不难看出, (8)式中多了一个乘积因子 $U(t, R, v, \alpha)$ 。数值分析容易证明, 当热源与材料的相互作用时间逐步增大时, 该乘积因子逐渐趋于1。令 $v = 10 \text{ mm/s}$, $\alpha = 10 \text{ mm}^2/\text{s}$ (可视为常见金属的热扩散系数), 图1给出观察点与热源的距离 R 发生变化时, 乘积因子 $U(t, R, v, \alpha)$ 与作用时间 t 的关系曲线(从左到右各曲线对应于 $R = 0.1, 1, 2, \dots, 10 \text{ mm}$)。

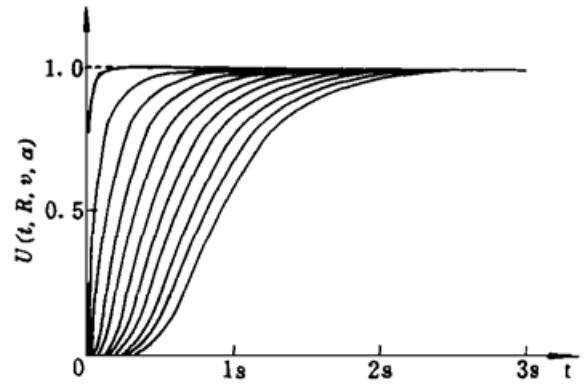


图1 乘积因子 $U(t, R, v, \alpha)$ 与作用时间 t 的关系研究

Fig. 1 Relation between the $U(t, R, v, \alpha)$ factor and the interaction time

以上研究结果表明, 对于常见金属材料, 随着点热源作用时间的增加, 动坐标中热源附近的温度场将迅速地趋于一个稳定的分布。根据曲线不难看出, 当观察点与热源的距离为 2.5 mm 时, 若热源作用时间大于 0.5 s , 利用公式(1)与(8)分别计算, 其结果之间的相对误差已经小于 10% 。因此, 针对实际情况, 可以根据上曲线对使用公式(1)计算时引起的误差进行估计。

$v = 10 \text{ mm/s}$, $\alpha = 10 \text{ mm}^2/\text{s}$, $R = 0.1, 1, 2, \dots, 10 \text{ mm}$

从宏观热作用的观点出发, 在引入材料表面对光能的吸收系数后, 一束具有某种功率密度分布实际激光对材料表面的扫描作用, 可以视为在材料表面不同位置不同强度的移动点热源(或微面热源)热作用的叠加。根据温度场的线性性质, 利用数值分析不难证明实际激光扫描材料表面激起的温度场也具有和以上讨论相似的特点。对于材料表面激光热处理的实际过程(例如激光淬火)^[1~3, 5~9], 激光对材料表面的辐照时间通常甚大于 0.5 s , 并且对相变相关的热作用研究始终局限于光束作用区域之下约 1 mm 左右的材料表层, 因此, 对于类似于金属表面激光非熔凝处理的这类问题, 我们可以利用稳态温度场来近似研究热作用。

3.2 利用“像光源”处理简单边界问题

虽然以上温度场的计算公式是将被处理对象视为热物性参数与温度无关的半无限体而获得的, 但理论计算与实验测量的比较表明, 当工件被激光处理的区域可近似视为平面且热作用区域离边界较远时, 通过适当选择材料的热物性参数, 仍然可以较满意地计算温度场^[6, 7]。然而, 实际工作中经常需要对工件边界附近进行热处理。为使以上导出的结果能处理部分工件的边界问题, 现引入“像光源”的概念。

图2为利用“像光源”处理边界问题的示意图。对于具有直角边界的工件, 可以想象在工件外存在一个以工件的边界为对称面的“像光源”。在图2(a)中, 画斜线区域示出被处理材料的局部边界, G 为沿材料表面进行扫描的光斑(箭头表示光束的扫描方向)。由于以上导出的计算公式将被处理材料视为半无限大介质, 用公式求出的温度场, 事实上是热能传播到图示边界时无视边界的存在而继续向外传播的结果。为对这种热能的“流失”进行补偿, 我们想象在

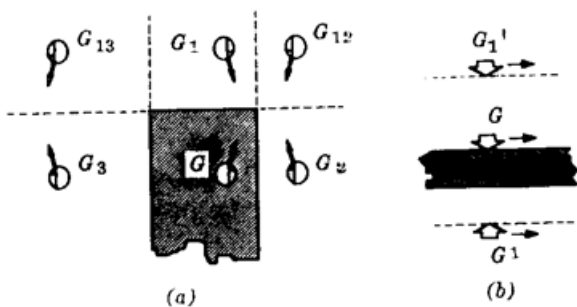


图2 利用“像光源”处理边界问题的示意图
Fig. 2 Figure for solving the limit conditions with a virtual image

边界外存在以界面为镜的镜向光源 G_1, G_2, G_3, G_{12} 及 G_{13} , 利用上述公式对 G, G_1, G_2, G_3, G_{12} 及 G_{13} 的热作用同时进行计算, 并进行迭加, 便可求得边界处于绝热条件时图示工件边界附近的温度场。图 2(b) 示出了工件厚度有限时的补偿计算方法。图中, 空心箭头 G 表示垂直于材料表面照射并沿右方扫描的实在光束, G_1 为以材料下表面为镜的像光源, G'_1 为材料上表面为镜的 G_1 的像。对 G 和 G_1 同时利用公式计算在材料内部的温度场并进行迭加, 可以补偿热能初次传播至下表面的“流失”; 对 G, G_1, G'_1 的同时计算及迭加可以同时对上、下表面的热能“流失”作较好的补偿。

原则上, 为处理侧面[图 2(a)] 或上下表面[图 2(b)] 对热扩散的影响, 我们可以依照设置次级像光源 G'_1 的办法, 逐次再设下一级像光源, 较好地补偿边界对热传导的影响, 但只考虑一次像光源的补偿运算通常已能较满意地处理激光热处理中所遇到的实际问题^[5]。

3.3 函数截断对计算结果的影响

使用快速傅里叶变换计算的基本条件是被变换函数应为周期函数。因此, 必须对式(4)中作傅里叶变换的两个函数首先通过截断而延拓为周期函数。由于激光功率密度分布始终局限于有限的范围, 只要截断的空间周期 L 足够大, 延拓不会对激光功率密度分布函数 $P(\xi, \eta)$ 发生明显影响。但是, 另一个函数则存在于整个 $\xi\eta$ 平面, 将其延拓为周期函数后必然引入畸变, 使计算结果产生扭曲。

为说明这个问题, 设作用光束为边界与 x, y 轴相平行矩形均匀分布, 当光束自左向右对材料表面扫描时, 图 3(a), (b), (c) 分别给出光束沿 x 正向扫描时 ξ 轴上各函数曲线比较图。在图 3(a) 中, 实线为光束分布, 虚线为延拓后周期为 L 的函数; 图 3(b) 亦以实线表示作卷积运算的另一函数, 虚线为以 L 为周期延拓后的函数。很明显, 对后一函数的截断及延拓对原函数引入了畸变。因此, 通过快速傅里叶变换方法进行计算的结果[图 3(c) 中虚线]将带有对函数截断延拓所引入的误差。为便于比较误差的性质, 在图 3(c) 中用实线绘出了直接利用(3)式计算的结果。可以看出, 利用快速傅里叶变换方法的计算误差主要发生在光斑后沿温度较低的区域, 而其余部分与(3)式的直接计算吻合很好。然而, 激光相变硬化处理所感兴趣的通常是热循环曲线中温度大于 A_{c1} 的部分, 当热处理工艺允许发生相变时, 利用快速傅里叶变换方法可以迅速对大于 A_{c1} 的温度场准确求解[见图 3(c)]。

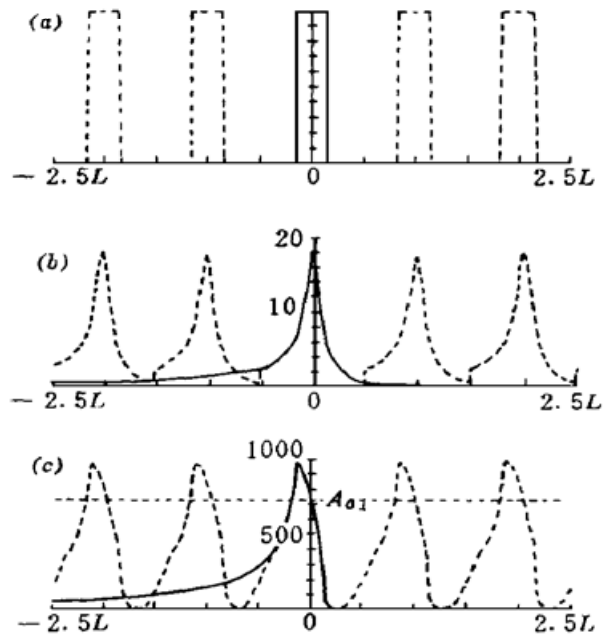


图 3 光束沿 x 正向扫描时 ξ 轴上各函数曲线比较图

Fig. 3 Comparison of the concerned functions of axis ξ in the case the beam moves along axis x

4 相变硬化带的计算方法

铁基材料表面激光淬火时, 若观察区域的热循环极大值达到或超过 A_{c1} , 但小于材料的熔点, 并且激光加热后材料冷却的速率超过临界冷却速率, 则该区域将发生马氏体相变。根据这

个原则,利用上面讨论的温度场计算方法可以对相变硬化带的尺寸进行预测^[2,7]。具体来说,由于材料表层中沿扫描方向任一直线上的点均经历相同的热循环,只要在动坐标中求出材料表面邻近区域与扫描方向相垂直的各直线上温度分布的极大值,并在同一垂直于扫描方向的截面上利用这些极大值作出等温线,大于 A_{c1} 的区域便可确定为相变硬化区。

5 实验验证

利用以上对激光热处理温度场的快速计算方法及以 A_{c1} 为界的相变模型,可以十分满意地快速预计相变硬化区,相变硬化区尺寸的理论预测与实际结果间的相对误差在 10% 左右。由于 A_{c1} 可以由实验确定^[2,9],对相变硬化带边界的实验测量可以对本文的理论研究进行间接验证。以下给出两个实验验证实例。

5.1 矩形激光斑进行金属材料表面淬火问题的理论模拟

在材料表面激光热处理优化控制的研究中,我们曾经研制了一种将激光光束变换为矩形边界,且其强度分布为马鞍形的矩形光斑叠像装置^[2,8],并利用这种装置获得了均匀的激光相变硬化带。由于光的干涉及衍射作用,真实的叠加光斑具有较复杂的功率密度分布^[2,9],理论上很难得到计算热作用温度场的简单解析表达式。为从理论上制定优化的热处理工艺,我们曾利用光束分布的几何光学近似,对相变硬化带作了理论模拟^[6]。现在,利用本文的研究结果,可以直接利用与实验观测吻合甚好的傅里叶光学分布^[2,8]进行热作用的快速计算。图 4 (a), (b) 分别给出装置在某调节状态下的傅里叶光学分布及几何光学近似(光斑尺寸为 9×6 (mm), 功率 2100 W),让光斑对 XC55(含碳量约 0.55%) 钢材表面以速度 $v = 10$ mm/s 沿平行于光斑宽度的方向作扫描处理^[2,8],根据相关的热物性参数^[8] $k = 0.04$ W/(mmK), $\alpha = 10$ mm²/s, $\rho =$

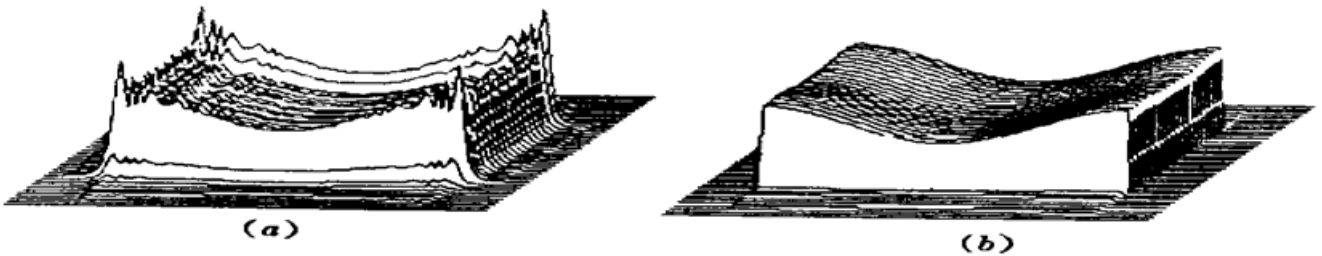


图 4 傅里叶光学确定的矩形光斑 (a) 与几何光学确定的矩形光斑(b) 的比较

Fig. 4 Comparison between the pseudo rectangle shaped energy repartition obtained by the Fourier optics (a) and the one obtained by the geometric optics (b)

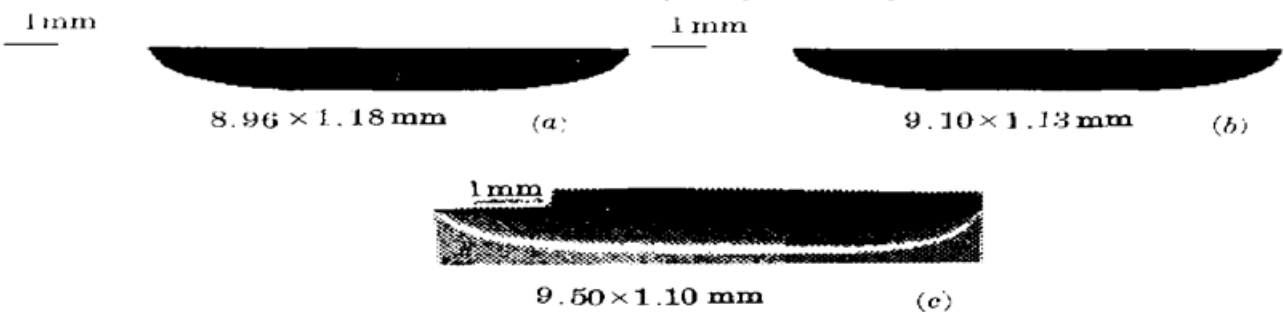


图 5 利用傅里叶光学分布计算的相变硬化带 (a)、几何光学分布计算的相变硬化带(b) 及对应的实验结果(c) 的比较

Fig. 5 Comparison of the characteristics of a hardened zone obtained experimentally (c) with the two simulations using the theoretical repartition obtained with the Fourier optics (a) and with the geometric optics (b)

0.7(表面吸收系数), $A_{c1} = 760^{\circ}\text{C}$, 我们分别利用这两种光斑分布从理论上求得的相变硬化带分别示于图 5 (a), (b); 而图 5(c) 给出了相应的实验结果。这个比较表明, 本文所提出的计算方法可以十分满意地对激光相变硬化带进行预测。同时, 我们看出, 对于所研究的情况, 光束的衍射结构对金属材料表面的热作用影响甚小, 文献[7]利用几何光学分布对热作用进行研究是合理的。

5.2 实际激光束进行金属材料表面淬火的理论模拟

对实际大功率 CO_2 红外激光的研究表明, 一束实际光束的分布能够较准确地利用简单函数描述的情况并不常见。例如国产 HJ-3 型 CO_2 激光设备的输出光束便呈复杂的高阶模分布^[3], 图 6 为在一台法国激光设备下利用激光功率检测仪 LBA^[2]测得的一束实验激光束的功率密度分布。显然, 如果我们将光束视为基模高斯分布或者圆形均匀分布来进行热作用的计算, 都将不可避免地引入较大的误差。按照传统的方法, 只有采用纯数值计算才能直接使用实验测出的激光功率密度分布数值。现在, 利用本文

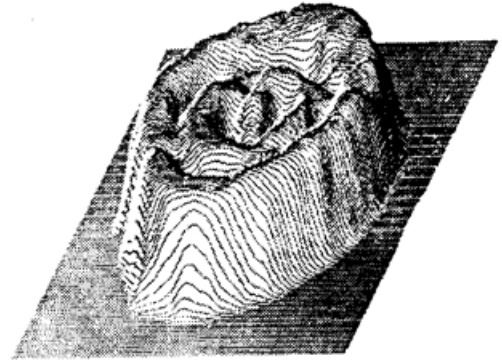


图 6 激光分析仪 LBA[®](Laser Beam Analyser) 测得的实验光束功率密度分布

Fig. 6 Energy repartition of the experimental beam obtained by the LBA (Laser Beam Analyser) device

提出的方法, 亦能满意地对这种形式光斑作用下的温度场及激光相变硬化带进行快速模拟。图 7 (a), (b) 分别给出利用图 6 所示光斑进行激光热处理后对相变硬化带横断面的理论模拟及实验测量的比较。该实验研究采用法国 XC42 钢材做成尺寸为 $100 \times 50 \times 10$ (mm) 的试件, 为增加表面对激光能量的吸收, 试件在 525°C 的盐浴炉中浸泡 2 h, 使试件表面形成一层约 $5 \mu\text{m}$ 的氧化膜^[9] (这时表面吸收系数可以取 $\rho = 0.7$)。与该研究有关的其余参数为 $k = 0.046 \text{ W}/(\text{mmK})$, $\alpha = 9.2 \text{ mm}^2/\text{s}$, $A_{c1} = 760^{\circ}\text{C}$, $p_0 = 1840 \text{ W}$, $v = 50 \text{ mm/s}$ 以及光斑取样窗口尺寸为 7.6×7.6 (mm) (见图 6)。



图 7 实际激光束淬火带的理论模拟 (a) 与实验测量结果(b) 的比较

Fig. 7 Comparison of the hardened zones obtained by a theoretical simulation (a) and by an experimental measure (b)

以上两个理论与实验的比较表明, 本文所提出的方法可以足够满意地快速模拟激光热处理温度场, 在激光热处理的应用研究中应能发挥积极作用。与此同时, 我们也发现, 利用直接来自激光设备的光束进行热处理通常不能获得厚度均匀的相变硬化带, 为得到一个优化的激光热处理结果, 应对激光光束的功率密度分布进行相应的变换。

在激光表面淬火处理的研究中, 将材料视为热物性参数为常量的半无限大均匀介质, 利用

作用时间 t 为有限时热传导方程的解析解^[2,5-7], 我们已经通过大量实验证实了该解析解计算瞬态温度场^[6] 及预计激光热处理结果的可行性^[2,5-7]. 本文 3.1 对稳态温度场实际意义的讨论, 事实上是利用数值分析方法证明(2) 式是激光与材料相互作用时间 t 趋于无穷大时瞬态温度场解析解的极限表达式; 同时, 对利用(2) 式模拟作用时间有限的实际问题所可能引起的误差也作了分析. 因此, 本文提出的快速计算(2) 式的方法事实上也可以视为对作用时间 t 为有限时热传导方程解析解作快速近似计算的一种方法, 其近似条件为对温度场的研究局限于光源邻近区域以及光源作用时间足够长(见 3.1 的讨论), 只要满足这个近似条件, 本文所提出的方法必然可以快速预计热作用结果。

参 考 文 献

- 1 M. Laurent. Lasers et Industries de Transformation(FR), ed. A. B. Vannes, Paris. TEC&DOC, 1986, 146~ 161
- 2 李俊昌 著. 激光热处理优化控制研究. 北京: 冶金工业出版社, 1995, 12
- 3 李俊昌, 李天婴. 大功率 CO₂ 激光功率密度分布的实时检测. 中国激光, 1995, A22(3): 209~ 213
- 4 [日]竹内洋一郎 著. 热应力. 北京: 科学出版社, 1977, 276
- 5 Li JunChang, Yuan Lixia. Mathematical method for optimizing the process of heat treatment with powerful laser. *Chinese Journal of Laser*, 1992, B1(3): 277
- 6 J. Li, Q. Chen, J. Merlin. Champs de température d'une surface irradiée par un faisceau laser CO₂ optiquement module en bande gaullienne: Etude théorique et expérimentale. *Revue Générale de Thermique(FR)*, 1994, 4(388): 250~ 257
- 7 Li Junchang. C. Renard, J. Merlin. Effets thermique induits par des dispositifs optiques d'uniformisation de faisceau laser. *Journal de Physique III(FR)*, 1993, 3: 1497~ 1508
- 8 Li Junchang, Merlin J., Renard C.. Etude theorique et experimentales d'un dispositif optique de transformation de faisceau laser en une tache rectangulaire. *J. Optics (FR)*, 1993, 24(2): 55~ 64
- 9 Renard C., Li Junchang, Merlin J.. Modulation et controle des Caracteristiques de cordons trempes martensitiquement durant une operation de traitement laser. *Revue de Metallurgie (FR)*, 1991, 6: 341

Rapid Determination of the Temperature Field and of the Geometry of the Hardened Zone in the Heat Treatment by a Powerful Laser Beam

Li Junchang Raphaël Chevalier* Jean-Marc LANGE*

(Research of Laser, Kunming University of Science and Technology, Kunming 650093

* Ecole Nationale Supérieure des Arts et Métiers (ENSA M) à Paris-75003 PARIS France)

Abstract The present work proposes a method which can be used for a rapid calculation of the temperature field caused by a powerful laser during a superficial heat treatment. Using this result, we propose a method which can be used in order to assess the geometry of the hardened zone. These methods do not only allow us to calculate for any kind of beam energy repartition but also with a speed 100 times quicker than with traditional numerical methods.

Key words heat treatment by a powerful laser beam, temperature field, calculation