

脉冲激光微焊中有关材料温度场的计算

杨义发 黄维玲

(华中理工大学激光研究院, 武汉, 430074)

摘要: 本文主要讨论了多脉冲激光微焊中熔池的形成和发展过程, 数值求解了工件表面受激光照射时的非稳态温度场, 对激光焊接具有指导意义。

关键词: 两步法 三步法 ADI 法 激光微焊 显热容

Numerical calculation of material temperature distribution on pulsed laser conduction welding

Yang Yifa, Huang Weiling

(Institute of Laser Technology & Engineering, HUST, Wuhan, 430074)

Abstract: In this paper, we mainly discuss the emergence and developing of the melted pool in the process of impulse laser conduction welding. According to thermal conduction equation, the numerical model of nonlinear parabola equation and the numerical resolution of the instantaneous temperature distribution obtained. The experiments show the good agree with the results of numerical calculation.

Key words: two-time level implicit scheme three-time level implicit scheme Alter Direction Implicit scheme conduction laser welding sensible heat capacity

随着功率和脉宽的增大, 输出信号增大, 图 4, 图 5 是在不同写入功率和不同脉冲宽度条件下在样品写入的信息, 图 6 为信号与重复擦写次数的关系。另外, 外加磁场与信号关系、读出激光功率与信号信噪比关系等正是今后的试验所要研究的。

本次试验同中科院物理所合作, 王荫君、徐瑶老师提供了试验用的大克尔角磁光材料样品及有关资料, 并给予大力协助, 在此深表感谢。

参 考 文 献

- 1 Iwanaga T, Sugaya S, Inada H *et al.* Appl Opt, 1986; 27(4): 717~ 722
- 2 LaBudde E V, Hazal R L. SPIE, 1985; 529: 176~ 179
- 3 Boyes B A. SPIE, 1985; 529: 169~ 175
- 4 林福宗, 电子计算机外部设备, 1988; (2): 58~ 64
- 5 干福熹. 数字光盘和光存储材料, 上海: 上海科技出版社, 1992
- 6 Meiklejohn W H, Proc IEEE, 1986; 74: 1570~ 1581
- 7 Inoue F, Meada A, Itoh A *et al.* IEEE Trans. Magnetics, 1985; MAG-21(5): 1629~ 1631.

* * *

作者简介: 李楠(附照片), 女, 1970 年出生。硕士研究生。主要研究方向: 磁光存储技术, 磁光材料性能测试系统设计, 光盘机总体设计和控制, 精密测试技术等。

潘龙法, 男, 1946 年出生。副教授。长期在清华大学从事教学科研工作, 任科技攻关项目负责人, 现任清华大学光盘国家工程研究中心副主任。ISO/IEC/JT CI/SC23/WG 国际光盘标准化组织专家组成员。

一、引言

激光微焊中重要的问题之一是增大熔深。理论分析与计算可预见熔池的形成与发展过程,而理论的主要任务归结于求解一组热传导方程。由于边界条件的非线性性及热物性参数的非常值性使得整个求解过程变得相当复杂,不可能求得解析解,而只能进行数值求解。关于数值求解与相变有关的传热问题有大量资料可供查阅^[1~3],上述作者研究了如输入功率、材料热物性参数、光斑大小及熔体对流换热对熔池形状的影响。他们在处理问题时都作了某种简化假设:或1.不考虑熔化潜热的影响;或2.假定输入功率恒定;或3.假定热物性参数为常值。本文以304不锈钢^[4]为例,联系脉冲激光点焊中的实际情况,同时考虑变热物性、变输入功率及相变潜热的影响,对工件表面受激光照射时的非稳态温度场进行数值求解,讨论多脉冲激光点焊中熔池的形成和发展过程,在数值方法上采用有限差分法中的二步法,精度为二阶且绝对稳定^[5]。

二、物理模型

1. 由于激光微焊热影响区极小,可认为是对半无穷大物体加热,计算区域一直延伸到温度没有明显上升的地方为止。2. 由于本文讨论点焊情况,光斑呈圆形且沿半径方向呈高斯分布,采用柱坐标,模形可简化为二维。如图2所示。3. 由于材料吸收率与温度有关^[6],因而被材料吸收的功率密度是时间、空间和温度的函数,记为: $F(t, r, T)$ 。4. 忽略对流换热及热辐射的影响。5. 由于实际焊件一般为非纯净金属,因而假设其熔化温度在某一范围 $[T_b - dT, T_b + dT]$ 内,其中 T_b 为熔点, dT 为熔化温度半宽。沸点用 T_s 表示。6. 对材料的密度、比热、导热系数^[7]作分段线性拟合且假设熔化温度范围内密度恒定为 ρ_0 ,根据显热容法,令 $C^*(T) = c(T)\rho(T)$,因而可将固相区、液相区及两相区的热传导方程由统一的表达式给出^[3]:

$$C^*(T) \frac{\partial T}{\partial t} = \text{div}[k \text{ grad}(T)] \quad (1)$$

式中, c 为比热, k 为导热系数, ρ 为密度, T 为绝对温度, C^* 为表观显热容,满足式:

$$\int_{T_1}^{T_2} C^*(T) dT = \rho_0 h + \int_{T_1}^{T_2} c_{ls}(T) \rho dT \quad (2)$$

式中, h 为熔化潜热, $c_{ls}(T)$ 为 $c_l(T)$ 与 $c_s T$ 的线性拟合, $T_1 = T_b - dT$, $T_2 = T_b + dT$,现在关键是寻求一个

$C^*(T)$ 使方程(2)恒成立,设 $c(T)$ 作如图1所示的变化。由模型假设可知在二相区:

$$c(T) = c_s(T_1) + k_1(T - T_1) \quad (T < T_b),$$

$$c(T) = c_l(T_2) + k_2(T - T_2) \quad (T > T_b), \quad (3)$$

$$\rho_0 = [\rho_s(T_1) + \rho_l(T_2)]/2, \quad (4)$$

$$k(T) = k_s(T_1) + \{[k_1(T_2) - k_2(T_1)]/(2dT)\}(T - T_1) \quad (5)$$

式中, $k_1 = (h/dT^2) + [c_l(T_2) - c_s(T_1)]/(2dT)$,

$$k_2 = (-h/dT^2) + [c_l(T_2) - c_l(T_1)]/(2dT),$$

$$\text{边界条件: } -k \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z=0} = F(t, r, T) \quad (一)$$

$$T|_{z=z_0} = T_0 \quad (二)$$

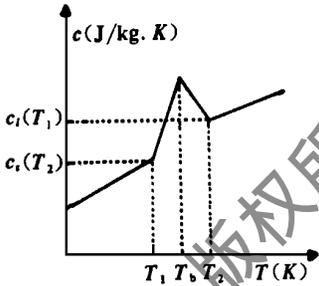


Fig. 1 Heat capacity-temperature curve

$$-k \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=0} = 0 \quad (三) \quad T \Big|_{r=R_0} = T_0 \quad (四)$$

$$-k \frac{\partial T}{\partial \theta} = 0 \quad (五) \quad \text{初始条件: } T \Big|_{t=0} = T_0 \quad (六)$$

式中, z_0, R_0 为计算的最大范围。

三、有限差分法

三时间格式的里兹法是处理变热物性参数的极好方法^[8]。而本文从物理概念出发, 采用元体平衡法建立差分方程组。此法适于求解任何边界条件的方程, 其实质是两步法, 网格划分如图 2 所示。采用非均匀网格, 对某元体 i, j , 其位置由 r_i, z_j 决定, 其线度由 $dr_i, dz_j, d\theta$ 决定, 在 t_m 至 t_{m+1} 的 dt 时间内, r, z, θ 向流入元体的净能量分别为 dE_r, dE_z, dE_θ , 则:

$$dE_r = - [k_c(\bar{T}_{ij} - \bar{T}_{i-1j}) / (r_i - r_{i-1})] (r_i - 0.5dr_i) d\theta dz_j dt + [k_d(\bar{T}_{i+1j} - \bar{T}_{ij}) / (-r_{i+1} - r_i)] (r_i + 0.5dr_i) d\theta dz_j dt \quad (6)$$

式中, $k_c = k(T_c), T_c = (\bar{T}_{ij} dr_{i-1} + \bar{T}_{i-1j} dr_i) / (dr_i + dr_{i-1}), \bar{T}_{ij} = (T_{ij}^m + T_{ij}^{m+1}) / 2$, 即元体边界点的温度取其相邻二点温度在时间和空间上的平均值, 其余三点 a, b, d 同理。

$$dE_z = - [k_a(\bar{T}_{ij} - \bar{T}_{ij-1}) / (z_j - z_{j-1})] r_i dr_i d\theta dt + [k_b(\bar{T}_{ij+1} - \bar{T}_{ij}) / (z_{j+1} - z_j)] r_i dr_i d\theta dt \quad (7)$$

$$dE_\theta = 0 \quad (8)$$

元体内能的增量: $dE_u = C^* (\bar{T}_{ij}) r_i dr_i dz_j (T_{ij}^{m+1} - T_{ij}^m) \quad (9)$

由能量守恒: $dE_u = dE_r + dE_z + dE_\theta$ 化简(6)~(9)式得:

$$-A_c T_{i-1j}^{m+1} - A_d T_{ij-1}^{m+1} + (1 + A_c + A_a + A_d + A_b) T_{ij}^{m+1} - A_d T_{i+1j}^{m+1} - A_b T_{ij+1}^{m+1} = T_{ij}^m + A_c (T_{i-1j}^m - T_{ij}^m) + A_d (T_{i+1j}^m - T_{ij}^m) + A_a (T_{ij-1}^m - T_{ij}^m) + A_b (T_{ij+1}^m - T_{ij}^m) \quad (10)$$

式中, $A_c = \frac{k_c (r_i - 0.5dr_i) dt}{2C^* (\bar{T}_{ij}) (r_i - r_{i-1}) r_i dr_i}, A_d = \frac{k_d (r_i + 0.5dr_i) dt}{2C^* (\bar{T}_{ij}) (r_{i+1} - r_i) r_i dr_i},$

$$A_a = \frac{k_a dt}{2C^* (\bar{T}_{ij}) (z_j - z_{j-1}) dz_j}, A_b = \frac{k_b dt}{2C^* (\bar{T}_{ij}) (z_{j+1} - z_j) dz_j}$$

对边界条件也可用同样的方法进行离散, 这样就得到了一个五对角方程, 直接求解会占用太多内存, 本文采用 ADI 法其实质是逐线迭代法。首先 r 向迭代 z 向用直接法, 令(10)式右边为 D_{ij}^m 得:

$$-A_d T_{i+1j}^{m+1} + (1 + A_c + A_b) T_{ij}^{m+1} - A_b T_{ij+1}^{m+1} = D_{ij}^m + A_c (T_{i-1j}^m - T_{ij}^m) + A_d (T_{i+1j}^m - T_{ij}^m) \quad (11)$$

由于(11)式中系数与 T_{ij}^{m+1} 有关, 因而暂用 T_{ij}^m 代替使方程线性化, 这样可用追赶法直接求解, 将求得的解暂存入 T'_{ij} 并以之代替(10)式系数中出现的 T_{ij}^{m+1} 再 z 向迭代 r 向追赶可得:

$$-A_c T_{i-1j}^{m+1} + (1 + A_c + A_d) T_{ij}^{m+1} - A_d T_{i+1j}^{m+1} = T'_{ij} - A_c (T_{i-1j}^m - T_{ij}^m) - A_d (T_{i+1j}^m - T_{ij}^m) \quad (12)$$

解(12)式便可得 t_{m+1} 时刻的温度, 若两次求得温度差小于给定的误差即可进入下一时间步长的计算, 否则将新求得的 T_{ij}^{m+1} 代替系数中的 T_{ij}^{m+1} 从(10)式开始再迭代一次。通过这种方法能很好地处理变热物性参数及变输入功率的情况, 当物性参数和输入功率为常数时往往不

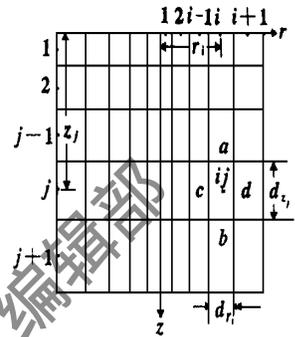


Fig. 2 10 × 5 point are showed, physical grid points are 200 × 100

必重复迭代,而为变值时也只需迭代一、二次即可。

四、计算结果

1. 数值解与精确解比较: 在忽略相变潜热且假定各参数为常值的情况下, 光斑中心的加热曲线的数值解与精确解的比较如图 3 所示。可以看出, 计算值与解析值符合得很好, 图中所示的两条曲线基本重合。

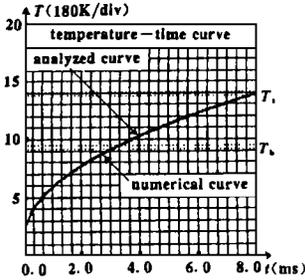


Fig. 3 Temperature-time curve
 $z = 0.0, r = 0.0$ (mm)

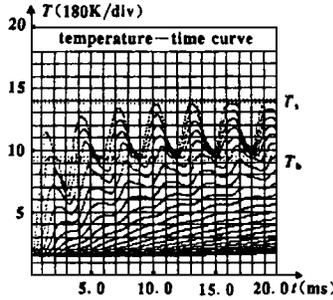


Fig. 4 The point of z-axis heat curve
 $z = 0.0 \sim 0.6$ mm;
interval $dz = 0.1$ (mm)

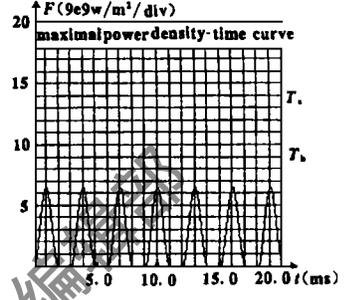


Fig. 5 Maximal power density-time curve

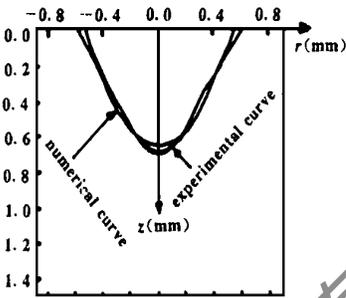


Fig. 6 Fusion zones

2. 实际加热曲线如图 4 所示, 采用的激光波形如图 5, 光斑直径 1mm, 图中画出了轴向不同深度处的加热线。实际激光焊接中熔池形状的数值计算与实验结果的比较如图 6 所示, 从图中可以看出, 数值计算和实验测量符合得很好。

五、结 论

本文主要讨论了多脉冲激光点焊中材料的熔化及熔池的形成与发展过程, 数值求解了材料表面受激光照射时的非稳态温度场, 提供了一种求解非线性抛物型方程的数值方法, 从理论和实验上检验了其方法正确可靠, 对实际激光焊接具有指导意义。

参 考 文 献

- 1 张能力, 杨继东, 王补宣. 工程热物理学报, 1990; 11(3): 293
- 2 Baus B, Date W. International Journal of Heat and Mass Transfer, 1990; 33(6): 1149
- 3 Chen C, Mazuder J, Chen M M. Metallurgical Transactions A, 1984; 15A: 2175
- 4 Peckner D, Bernstein I M. Handbook of Stainless Steels. T F Leadon: The Kingsport Press, 1977: 19. 1~ 36
- 5 陆金甫, 关 治. 偏微分方程数值解法. 北京: 清华大学出版社, 1978: 197
- 6 Duly W W. Laser Processing and Analysis of Materials. London: New York Plenum Press, 1983: 69
- 7 Touloukian Y S, Powell R W, Ho C Y *et al.* Thermal conductivity- Metallic elements and alloys. New York Plenum Press, 1970: 1175
- 8 Bonacina C, Comini G. International Journal of Heat and Mass Transfer, 1973; 16: 581

* * *

作者简介: 杨义发, 男, 1966年11月出生。硕士。从事 YAG 固体激光加工的研究工作。

收稿日期: 1995-11-17