

文章编号: 1001-3806(2005)04-0386-03

## 激光作用于圆管产生瞬态温度场的数值模拟

何跃娟<sup>1,2</sup>, 朱日宏<sup>1\*</sup>, 沈中华<sup>3</sup>, 陆建<sup>3</sup>, 倪晓武<sup>3</sup>

(1. 南京理工大学 电子工程与光电技术学院, 南京 210094; 2. 江南大学 理学院, 无锡 214062; 3. 南京理工大学 理学院, 南京 210094)

**摘要:** 用有限元方法数值模拟了脉冲激光作用于管状材料时产生的温升情况。有限元模型考虑了激光作用过程中的热物理参数随温度变化的特性, 得到了材料中各个点的瞬态温度场, 也得到了有温升的范围, 并给出了温度随径向和周向的分布曲线, 为热弹条件下激光激发管状材料中超声导波的研究提供了定量基础。

**关键词:** 脉冲激光; 管状材料; 瞬态温度场; 有限元方法

**中图分类号:** O426 **文献标识码:** A

### Numerical simulation of laser-induced transient temperature field in cylindrical shell

HE Yuejuan<sup>1,2</sup>, ZHU Rihong<sup>1</sup>, SHEN Zhonghua<sup>3</sup>, LU Jian<sup>3</sup>, NI Xiaowu<sup>3</sup>

(1. College of Electronic Engineering & Photoelectric Technology, Nanjing University of Science and Technology, Nanjing 210094, China; 2. School of Science, Southern Yangtze University, Wuxi 214062, China; 3. School of Science, Nanjing University of Science and Technology, Nanjing 210094, China)

**Abstract** The transient temperature fields generated by a pulsed laser in cylindrical shell were obtained by using the finite element method (FEM). The temperature dependences of material properties were taken into account during the numerical simulation. The temperature distributions of aluminum pipe were obtained in radial orientation and angular orientation at various time. The pulsed laser induced transient temperature fields were obtained in aluminum pipe which would be useful in the research on thermoelastic excitation of laser ultrasonic waves in cylindrical shell.

**Key words** pulsed laser; hollow cylinder; transient temperature; finite element method

### 引 言

激光超声技术是近几年发展起来的产生超声波的一项新技术, 即用强度调制的脉冲激光束射入介质空间而产生声波。在固体中, 激光激发超声波的主要机理是热弹性膨胀和试件表面材料熔化和蒸发而形成冲击力两种, 是一个很复杂的过程, 涉及材料内的光学、热学、热力学和弹性过程等。其中热弹条件下的激光超声不损伤材料表面, 所以在无损检测领域得到越来越广泛的应用<sup>[1,2]</sup>。对板状材料的激光超声研究前人已经做了很多工作<sup>[3~5]</sup>, 而管道的腐蚀及缺陷是化学、石油等工业经常遇到的一个重要问题, 目前, 利用超声导波进行管道无损检测的研究主要集中在利用超声换能器来激发导波<sup>[6~8]</sup>, 但在实际应用中这种接触式的检测方法很不方便, 而激光超声具有非接触激发, 能一

次同时在样品中激发多种模式超声波, 并且激光激发的超声波频带宽, 因此, 研究管状材料中激光超声导波就十分必要。

在激光热弹机制激发超声的理论研究工作中, 大部分工作在求解热传导和热弹方程过程中采用解析计算方法, 其中主要的有积分变换法<sup>[5,9]</sup>、格林函数法<sup>[10]</sup>和本征函数展开法<sup>[11~13]</sup>, 以上这些文献报道的工作都局限在板状材料, 对管状材料的求解比较困难, 汤立国等人<sup>[14]</sup>利用本征函数展开法得到了脉冲激光轴对称打在管外壁时各点振动的瞬态解, 对非轴对称的情况求解要复杂得多。另外, 在激光作用过程中, 由于温度的变化, 材料的热物理性能也随之发生变化, 而所有这些解析方法都无法考虑材料热物理参数随温度变化的实际情况。

要对脉冲激光热弹激发管道中超声波进行精确解析求解十分困难, 因为这一物理过程不仅包括瞬态热扩散, 还包括瞬态弹性波的激发和在有限空间的传播。有限元方法能够灵活处理复杂的几何模型并且能够得到全场数值解, 另外, 有限元模型能够处理多种因素, 诸如: 热扩散过程、光学穿透和材料参数随温度变化的

基金项目: 国家自然科学基金资助项目 (60208004)

作者简介: 何跃娟 (1971-), 女, 博士研究生, 研究方向为激光与物质的相互作用。

\* 通讯联系人。E-mail: zhurh@vip.sina.com

收稿日期: 2004-04-26 收到修改稿日期: 2004-06-15

实际情况。由于热弹条件下的激光超声是样品吸收能量,从而温度上升而产生热膨胀,所以,研究管状材料中激光超声导波的前提是得到管状材料中的瞬态温度场。因此,在本文中,作者采用有限元方法来研究脉冲激光作为表面热源作用于管状材料时所产生的温度场,从而为热弹条件下激光激发管状材料中超声导波的研究打下基础。

## 1 理论模型

### 1.1 热传导理论

考虑到脉冲激光经柱状透镜会聚后垂直辐照到管状材料外表面,采取在管长方向上都有激光辐照这种简单模型,如图 1 所示为模型的截面图,是垂直于圆管轴向所取的一个截面。

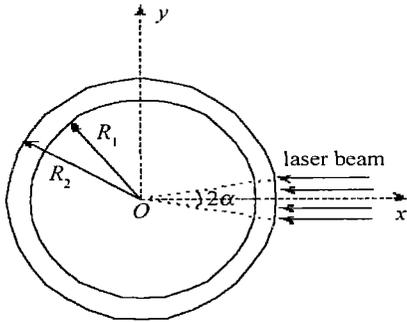


Fig 1 Schematic diagram

当激光入射到铝管外表面,一部分被反射,一部分被吸收,使材料内部局部温度升高。入射的激光束看成在空间分布上是均匀的,在分析中采用柱坐标系,则材料各向同性时柱坐标下的二维热传导方程表示为:

$$\rho c \frac{\partial T(r, \varphi, t)}{\partial t} - K \left[ \frac{\partial^2 T(r, \varphi, t)}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T(r, \varphi, t)}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 T(r, \varphi, t)}{\partial \varphi^2} \right] = 0 \quad (1)$$

式中,  $T(r, \varphi, t)$  表示  $t$  时刻的温度分布,  $\rho$ ,  $c$  和  $K$  分别表示密度、比热容和传热系数。并且边界条件见下。

铝管外表面一范围内有热流:

$$-K \frac{\partial T(r, \varphi, t)}{\partial r} \Big|_{r=R_2-\alpha \leq \varphi \leq \alpha} = P_0(1-R)g(t) \quad (2)$$

铝管外表面其它范围绝热:

$$\begin{cases} -K \frac{\partial T(r, \varphi, t)}{\partial r} \Big|_{r=R_2-\alpha < \varphi < \pi} = 0 \\ -K \frac{\partial T(r, \varphi, t)}{\partial r} \Big|_{r=R_2-\pi < \varphi < -\alpha} = 0 \end{cases} \quad (3)$$

铝管内表面绝热:

$$-K \frac{\partial T(r, \varphi, t)}{\partial r} \Big|_{r=R_1} = 0 \quad (4)$$

式中,  $R$  是样品表面的反射率,  $R_1, R_2$  是样品圆管的内、外半径,  $P_0$  是辐照激光的功率密度,  $[-\alpha, \alpha]$  为激光辐

照的外圆柱面所对应的角度范围,  $g(t)$  是激光脉冲的时间分布, 可以表示成:

$$g(t) = \frac{t}{t_0} e^{-t/t_0} \quad (5)$$

式中,  $t_0$  是脉冲激光上升时间。初始条件:

$$T(r, \varphi, t) \Big|_{t=0} = T_0 \quad (6)$$

式中,  $T_0$  为室温。

### 1.2 有限元方法

有限元法把经典的热传导方程表示成:

$$[c] \dot{\{T\}} + [K] \{T\} = \{P_1\} + \{P_2\} \quad (7)$$

式中,  $[c]$ ,  $[K]$  分别表示比热容矩阵和传热矩阵,  $\{P_1\}$ ,  $\{P_2\}$  表示热流矢量和内热源矢量, 在作者的模型中激光当作表面加载, 没有内热源。  $\{T\}$ ,  $\dot{\{T\}}$  分别表示温度矢量和温度变化率矢量。温度可写成:

$$T(r, \varphi, t) = \sum_{j=1}^n N_j(r, \varphi) T_j(t) \quad (8)$$

为了求解 (7) 式, 可对时间进行积分, 积分步长取为  $\Delta t$  温度和温度的一阶导数可近似写为:

$$T|_t = \frac{1}{2} (T_{i+1} + T_i) \quad (9)$$

$$\frac{dT}{dt} \Big|_t = \frac{T_{i+1} - T_i}{\Delta t} \quad (10)$$

式中,  $T_{i+1} = T(t + \Delta t)$ ,  $T_i = T(t)$ , 把 (8) 式 ~ (10) 式代入 (7) 式, 可得到:

$$\left[ \frac{2[c]}{\Delta t} + [K] \right] T_{i+\Delta t} = \left[ \frac{2[c]}{\Delta t} - [K] \right] T_i + \{P\} \quad (11)$$

(11) 式形成了一个可执行的静态的代数问题, 每一个时间步的温度都能得到, 从而得到整个温度随时间的变化关系。

## 2 数值模拟结果和和讨论

### 2.1 激光和材料的有关参数

基于上述理论, 计算了 Nd:YAG 激光器激发的激光脉冲作为面加载作用在管状铝材料外表面时所产生的温度场。为了在管中得到 Lamb 波, 取铝管内半径为 1cm, 外半径为 1.1cm, 即管厚只有 1mm, 是个薄管。由于通常情况下 Nd:YAG 激光器激发的激光半径约 3mm, 激光束经柱状透镜后, 在轴向没有会聚长为 6mm, 在周向有很大的会聚, 由于具有面对称性, 所以模型长取为 3mm, 角度  $4^\circ$  对应的外弧长范围内都辐照激光脉冲, 即等效于入射的激光束经柱状透镜会聚成长为 6mm、宽 768 $\mu$ m 的一长方形。激光能量取为 100mJ 这能量保证激光激发过程在材料的热弹机制下。由于激光超声通常用于微结构的研究, 所以考虑纳秒级的脉冲激光, 激光的脉冲上升时间取为 10ns 铝的反射率取  $R = 0.9^{[15]}$ , 且铝管表面吸收的能量全

部转变成热能,和周围介质没有热交换,室温取  $T_0 = 300\text{K}$ 。为了精确求解温度场的分布,采用变网格技术,在激光作用区域和附近,在圆弧方向每  $1^\circ$ 划分成 80个网格,相当于每个网格大小为  $4.8\mu\text{m}$ ,而远离激光加载的区域圆弧方向每  $1^\circ$ 划分成 8个网格,相当于选取网格大小为  $48\mu\text{m}$ 。径向每个网格大小为  $5\mu\text{m}$ 。

另外,铝材料的传热系数随温度的变化关系为:

$$K = \begin{cases} 292.6 & T < 200 \\ 249.45 - 0.085T & 200 \leq T \leq 730 \\ 198.47 - 0.014T & 730 < T < T_m \end{cases} \quad (12)$$

比热容为:

$$c = \begin{cases} 3.971T & T < 200 \\ 780.27 + 0.488T & 200 \leq T < T_m \end{cases} \quad (13)$$

$$\rho = 2769 - 0.22T \quad 300 \leq T < T_m \quad (14)$$

### 2.2 数值结果和讨论

图 2是铝管在不同半径处温度随时间的变化曲线,图中标注  $\Delta r$ 为在半径方向上离激光辐照中心点的距离。可见,激光辐照中心点的温度随时间开始时增长很快,这是因为激光脉冲上升时间很短,只有  $10\text{ns}$ 。另外由图可知,温度随半径方向衰减的很快,沿半径方向离激光辐照中心  $5\mu\text{m}$ 处最高温升与激光辐照中心的最高温升相比降幅很大,这是因为作者把激光当作面加载,表面的点首先吸收激光能量而温度上升,继而由于热扩散和热穿透,能量传向其它点,因此,离激光辐照中心  $5\mu\text{m}$ 处的点得到的能量要明显低于激光辐照中心点。

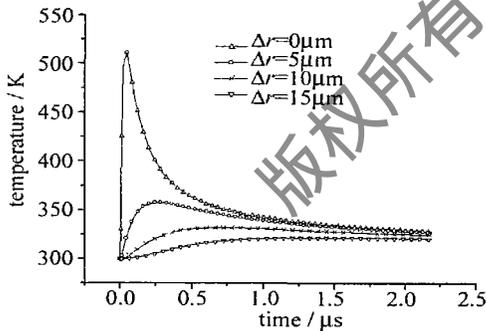


Fig 2 Temperature vs time at various radius ( $\varphi = 0^\circ$ )

图 3a和图 3b是各个不同时刻温度随径向和周向的变化情况,图 3a中横坐标  $\Delta r$ 为在半径方向上离激光辐照中心点的距离。

由图 3a可以看出,激光作用过程中及激光作用结束后,在半径方向,离激光辐照中心点  $30\mu\text{m}$ 处已没有有意义的温升,可见在径向热扩散的有效长度为  $30\mu\text{m}$ 左右。在圆周向,由数值结果可知,离激光辐照中心  $\varphi = 0^\circ \sim 1.9^\circ$ (对应的弧长范围约为  $0 \sim 365\mu\text{m}$ )范围内各点的温升情况基本相同,所以在图 3b中把  $\varphi = 0^\circ \sim 1.875^\circ$ 间的点都去掉了。在  $\varphi = 0^\circ \sim 1.9^\circ$ 范

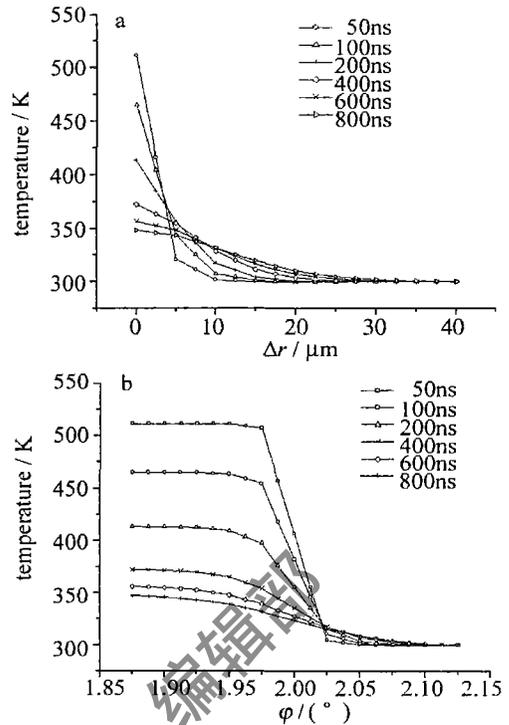


Fig 3 Temperature distribution at various time a- radial orientation b- angular orientation

围内各点的温升情况基本相同的原因是加载的激光在时间上是高斯分布,而在空间上  $\varphi = -2^\circ \sim 2^\circ$ 范围内看成是均匀加载,如果采用真实的高斯型空间分布,则周向各点的温升会明显不同。另外从图上可以看出,离激光辐照中心处  $2.1^\circ$ 已没有有意义的温升存在,即有温升的范围为  $\varphi = 0^\circ \sim 2.1^\circ$ (对应的弧长范围约为  $0 \sim 403\mu\text{m}$ ),可见在圆周方向热扩散的有效长度和径向的差不多。因此,铝管吸收的激光能量所产生的温度场集中于一个非常小的区域。

### 3 结 论

用有限元方法对激光作用于铝管外表面一很小范围时进行了热分析,得到了温度场随径向和周向的变化曲线,也得到了有温升的范围以及铝材料热扩散的有效长度,为进行脉冲激光作用于管状材料产生超声导波的研究工作打下了定量的基础。本文中只考虑了入射激光的时间分布,而在空间的分布看作均匀,进一步考虑入射激光空间分布的工作以及基于此温度场而产生超声导波的研究工作都正在进行中。

#### 参 考 文 献

[1] 张淑仪. 激光超声与材料无损评价 [J]. 应用声学, 1992, 11(4): 1~6  
 [2] 章肖融. 用激光超声评估复合材料 [J]. 应用声学, 2000, 19(5): 1~9  
 [3] 钱梦, 张万春, 吴田成. 激光热弹激发超声脉冲的特性研究 [J]. 声学学报, 1995, 20(1): 1~10

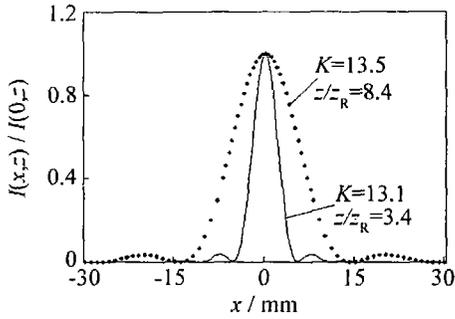


Fig 3 Relative intensity distributions of a FG beam propagating in free space for different values of the  $K$  parameter,  $N = 16$

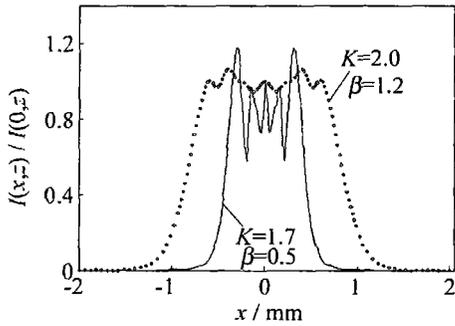


Fig 4 Relative intensity distributions of a FG beam diffracted at a hard edged aperture for different values of the  $K$  parameter,  $N = 6$ ,  $F_w = 5$

也能够有效地描述光束的平整度。但从图 3 可以看出,当光强剖面有显著的旁瓣时,随  $K$  值的增大,光强剖面反而变得平坦;例如,见图 3 中,  $K = 13.5$  对应的光强剖面与  $K = 13.1$  对应的相比较,因此,  $K$  值大小不能够反映出光束剖面的陡峭程度。此外,当光强剖面有强的调制(见图 4)或者光强剖面为有中心凹陷时,如图 1a 和图 1b 所示,  $K$  值的大小并不能够反映出光束的陡峭程度。

#### 4 小 结

由以上计算分析可知,仅当光束的横向光强剖面

呈钟形分布,光滑,没有旁瓣或旁瓣很小时,由(1)式计算出的  $K$  参数之值才能真实反映光强分布的陡峭程度。当光强分布有显著旁瓣、有强的调制,或者有中心凹陷时,由(1)式计算出的  $K$  参数最多只有形式上的意义,并无明确的物理意义,其值的大小不能用来比较光强分布的陡峭。实际上,当光强剖面几何形状不光滑时,所谓“陡峭度”已无意义。因此,用  $K$  参数来描述光强陡峭度是有条件的,不是对任意光束和硬边强衍射光束都能适用。出现这一问题的物理原因是由  $K$  参数的定义式知,计算结果对  $x^n$  ( $n = 2, 4$ ) 是很敏感的,仅当光强剖面有类似于钟形的光滑分布时,定量计算结果才有可比较性,当光强剖面不规则,计算结果已无可比较性了。

#### 参 考 文 献

- [1] SEGMAN A E. New developments in laser resonators [J]. SPIE, 1990 1224: 2~ 14
- [2] MARTINEZ-HERRERO R, PIQUERO G, MEJIAS P M. On the propagation of the kurtosis parameter of general beams [J]. Opt Commun, 1995 115: 225~ 232
- [3] HRICHA Z, DALIL-ESSAKALIL, BNCHA KH M *et al*. Kurtosis factor of some truncated and non-truncated laser beams [J]. Phys Chem News, 2001, 3(9): 11~ 16
- [4] COLLINS S A. Lens-system diffraction integral written terms of matrix optics [J]. JOSA, 1970 60(7): 1168~ 1177
- [5] BOCK R D. Multivariate statistical method in behavioral research [M]. New York: McGraw-Hill, 1975 71
- [6] CASPERSON L W, HALL D G, TOVAR A A. Sinusoidal FG gaussian beams in complex optical systems [J]. JOSA, 1997, A14(12): 3341~ 3348.
- [7] CARON C F R, POTVILIEGE R M. Bessel modulated Gaussian beams with quadratic radial dependence [J]. Opt Commun, 1999 164 83~ 93
- [8] GORIE F. Flattened gaussian beams [J]. Opt Commun, 1994 107: 335~ 341
- [9] AHARON I A, JASSBY K M, TUR M. The thermoelastic surface strip source for laser generated ultrasound [J]. J Acoust Soc Amer, 1992 92(6): 3249~ 3258.
- [10] 沈中华, 张淑仪. 薄膜-基片中的激光超声研究 [J]. 声学学报, 2002 27(3): 203~ 208
- [11] ALLEYNE D N, LOWE M, CAWLEY P. The reflection of guided waves from circumferential notches in pipes [J]. J Appl Mech, 1998 65(3): 635~ 641
- [12] LOWE M, ALLEYNE D N, CAWLEY P. The mode conversion of a guided wave by a part circumferential notch in a pipe [J]. J Appl Mech, 1998 65(3): 649~ 656
- [13] DIFRIZ J J, ROSE J L. Excitation of guided elastic wave modes in hollow cylinders by applied surface tractions [J]. J A P, 1992, 72(7): 2589~ 2597.
- [14] MCDONAL A F. On the precursor in laser generated ultrasound wave forms in metals [J]. A P L, 1990 56(3): 230~ 232
- [15] ROSE L R F. Point source representation for laser-generated ultrasound [J]. J Acoust Soc Amer, 1984 75(3): 723~ 732
- [16] CHENG J C, ZHANG S Y, WU L. Excitation of thermoelastic waves in plates by a pulsed laser [J]. Appl Phys, 1995 A61(3): 311~ 319.
- [17] CHENG J C, ZHANG S Y. Quantitative theory for laser generated Lamb waves in orthotropic thin plates [J]. A P L, 1999 74(14): 2087~ 2089.
- [18] SHEN Z H, ZHANG S Y, CHENG J C. Theoretical study on surface acoustic waves generated by a laser pulse in solids [J]. Analytical Science, 2001, 17(s1): 204~ 207
- [19] 汤立国, 程建春, 王金兰. 管道中激光激发瞬态导波的理论研究 [J]. 声学学报, 2001 26(6): 489~ 496
- [20] 袁易全, 陈思忠. 近代超声原理和应用 [M]. 南京: 南京出版社, 1996 328.

(上接第 388 页)