超声固体测温中的二维温度场重建算法研究

石友安^{1,2*}, 魏东², 曾磊², 钱炜祺², 桂业伟², 杜雁霞²

1. 中国空气动力研究与发展中心, 空气动力学国家重点实验室, 绵阳 621000;

2. 中国空气动力研究与发展中心, 计算空气动力学研究所, 绵阳 621000

* E-mail: youanshi@sina.com

收稿日期: 2018-04-26; 接受日期: 2018-08-10; 网络版发表日期: 2018-10-18

国家自然科学基金(编号: 11402285, 11372338)、空气动力学国家重点实验室研究基金和国家重大基础研究发展计划(编号: 2015CB755800)资助项目

摘要 高分辨率的温度场重建算法是制约超声波无损探测固体内部温度分布的重要因素之一. 本文基于多路超声探测方法, 建立了超声测量二维固体结构内部温度分布的理论模型; 从射线声学角度建立了二维声传播路径预测方法; 在此基础上, 从直接求解热/声耦合反问题角度入手, 将二维瞬态非均匀温度场的重建问题转化为传播路径预测和等效热边界的反演问题, 发展了一种高分辨率的结构内部二维非均匀温度场重建方法, 并通过数值仿真分析了传播路径随温度的弯曲特性、算法的精度与抗噪性、测点位置分布对重建精度的影响规律等. 数值对比表明, 本文所建算法精度高、抗噪性强、适用性好, 为实现超声固体测温中的二维温度场的高分辨率再现奠定坚实基础.

关键词 超声固体测温, 温度场重建, 热声耦合反问题, 传播路径, 热边界反演

1 引言

温度作为一个基本物理量, 是确定介质状态最重要的参数之一. 固体结构内部温度场的探测和实时监控, 在航空航天、机械制造、材料加工、铸造等工程问题中有广泛的应用前景和强烈需求^[1,2]. 目前, 结构内部的温度测量主要采用接触式, 但这种方法有一些局限性, 譬如打孔安装传感器容易破坏结构的原有形态导致局部的温度变化. 红外技术、磷光热图等可以实现温度的无损测量, 但是仅限于结构表面^[3,4]. 此外, 在一些恶劣的测温环境或者要求结构非破坏的关键设

备中^[5,6], 譬如核反应堆、高铁轨道、高温蒸汽管壁、炼钢炉炉水温度控制等, 现有的测温方法尚无法满足内部温度测量的需求, 亟需发展应用范围更广的固体结构内部温度无损探测方法.

超声波测温^[7,8]基于声波传播特性与温度的相关性, 譬如声速、声衰减等, 实现温度无损测量, 且已经在气体、液态材料等方面取得不少研究成果. 但是, 对于探测固体内部温度场的研究, 起步比较晚^[9,10], 研究成果相对较少, 需要深入研究诸如固体内部温度场重建方法、声参数高精度捕捉等关键技术^[11].

从本质上看, 超声固体测温是一种利用“结果”(超

引用格式: 石友安, 魏东, 曾磊, 等. 超声固体测温中的二维温度场重建算法研究. 中国科学: 技术科学, 2019, 49: 518–530

Shi Y A, Wei D, Zeng L, et al. Research on reconstruction method for two-dimensional temperature field in solid using ultrasound (in Chinese). Sci Sin Tech, 2019, 49: 518–530, doi: 10.1360/N092018-00119

声波传播特性)逆求“原因”(结构内部温度分布)的过程,本质上是一个“热/声耦合的反问题”^[12].因此,本文基于声波的传播特性建立了超声固体测温的声时模型;从射线声学角度建立了二维声传播路径预测方法;在此基础上,从直接求解热/声耦合反问题角度入手,将二维瞬态非均匀温度场的重建问题转化为传播路径预测和等效热边界的反演问题,应用参数辨识中的共轭梯度法,发展了一种高分辨率的结构内部二维非均匀温度场重建方法,并通过数值仿真分析了传播路径随温度弯曲效应、算法精度与抗噪性、测点位置分布对重建精度的影响规律等,得到了一些有意义的结果.

2 二维超声固体测温原理

根据热弹性动力学理论,固体介质中的波速主要由材料的弹性率与密度决定^[13].当内部温度发生变化时,弹性率或密度变化,波速发生变化,超声波在固体内部的传播时间也将发生变化.通过测量传播路径上的声时变化,即可感知温度^[14],如图1所示.本质上,超声渡越时间反映了波传播路径上温度分布的累积量.

对于二维内部温度的超声探测,与一维探测的不同,主要体现在两个方面:一方面,温度分布的非均匀性导致波速分布的非均匀,传播路径发生改变;另一方面,由于探测空间维度的增加,为了克服反问题的不稳定性,需要增加超声波的探测路径总数.

如图2所示, N 个超声探头布置在加热端的对立端面上,同时激发超声波至固体结构内部形成 n 条路径的超声波,通过测量来自加热端面的反射波渡越时间的变化,实现结构内部二维温度场的感知.

多路超声传播时间 $\{t_{\text{tof}}\}_N$ 描述如下:

$$\{t_{\text{tof}}\}_N = \left\{ 2 \int_0^s \frac{1}{V(T(x, y, t))} ds \right\}_N, \quad (1)$$

图1 (网络版彩图)超声固体测温原理

图2 (网络版彩图)二维超声固体测温示意

式中, V 为超声波传播速度, m/s; t_{tof} 为渡越时间, s; N 为超声探头总数; s 为传播路径, m; T 为温度, K; t 为时间, s.

由于超声波在各向异性固体材料内部的传播比较复杂,譬如频散特性等.本文的研究主要针对各向同性均匀介质.在各向同性介质中,波速可以表示为介质温度的函数^[15],如式(2)所述.

$$V(T) = aT + b, \quad (2)$$

式中, a , b 为波速公式中的系数.

图3描述了钢、铝中超声波横波的传播速度与温度的变化关系^[16].

图3 (网络版彩图)钢、铝中横波波速与温度的关系

3 热声耦合正问题

超声波在固体中的传播很快, 以钢为例, 譬如常温下, 纵波在钢中的传播速度大约为6100 m/s, 横波的传播速度大约为3200 m/s. 若特征长度为1 cm, 热传导的特征时间为1 s的量级^[17], 而声波传播的特征时间为 1×10^{-6} s的量级. 由此可见, 在超声波传播的过程中, 结构内部的温度场几乎“来不及”发生响应变化, 这也是超声固体测温的基本原理之一. 鉴于二者的特征时间差异较大, 热/声耦合正问题的求解可以做解耦处理. 在本文中, 传播路径的求解建立在当前时刻的温度分布的基础上, 而热传导方程的求解未考虑波动方程的影响.

3.1 热传导方程

对于非瞬态强冲击的传热而言, 根据傅里叶定理, 二维无内热源热传导正问题控制方程描述为

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} = k \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right), \quad (3)$$

边界条件:

$$k \frac{\partial T}{\partial n} \Big|_{\Gamma_0} = q(\Gamma_0, t),$$

$$T|_{\Gamma_1} = T_0, \quad k \frac{\partial T}{\partial n} \Big|_{\Gamma_2} = 0,$$

初值条件:

$$T|_{t=0} = T_0,$$

式中, ρ 为密度, kg/m^3 ; q 为热流, W/m^2 ; c_p 为热容, $\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1}$; k 为导热系数, $\text{W m}^{-1} \text{K}^{-1}$.

3.2 声波的路径方程

根据射线声学理论, 声场在空间每一点附近的很小范围里近似为平面波, 平面波沿射线传播. 费马定理^[13]认为, 声波应当沿着耗时最短的路径传播, 即声波传播时间最小.

假定连接A, B两点的传播路径为 s , 如图4所示, 声波沿着传播路径从点A到点B的传播时间为

$$t_{\text{tof}} = \int_A^B \frac{\sqrt{1+y'^2}}{V(T(x,y))} dx. \quad (4)$$

根据声波传播时间最小原则, 传播路径的求解问

图4 (网络版彩图)准行波的波阵面和射线示意

题等价于泛函 $t_{\text{tof}}(y)$ 关于函数 $y(x)$ 取极值的问题:

$$\delta t_{\text{tof}}(\delta y) = \int_A^B \left(\frac{\partial F}{\partial y} \delta y + \frac{\partial F}{\partial y'} \delta y' \right) dx = 0, \quad (5)$$

$$\text{式中, } F(x, y, y') = \frac{\sqrt{1+y'^2}}{V(T(x, y))}.$$

整理得到超声波传播的路径方程:

$$y''|_{s_n} = \frac{1+y'^2}{V} \left(y' \frac{\partial T}{\partial x} - \frac{\partial T}{\partial y} \right) \frac{dV}{dT}. \quad (6)$$

根据超声测量的实际情况, 方程(6)的边界条件主要分为两类: (1) 已知源点A和入射角度; (2) 已知源点A和接收点B; 即:

$$\begin{aligned} \text{条件(1)} & \begin{cases} y_A = y(x)|_{x=x_A}, \\ y'_A = y'(x)|_{x=x_A}, \end{cases} \\ \text{条件(2)} & \begin{cases} y_A = y(x)|_{x=x_A}, \\ y_B = y(x)|_{x=x_B}. \end{cases} \end{aligned} \quad (7)$$

至此, 超声波传播路径的预测方法基本建立.

4 基于热边界反演的二维温度场重建算法

对于非瞬态强冲击的传热而言, 在无内热源情况下, 根据傅里叶定理, 可以通过反演等效热边界来重建温度场^[14,18].

首先, 根据测量得到 n 条超声传播路径 S_n 上的传播时间 $t_{\text{tof},m}(S_n)$, 建立目标泛函 $J(q)$, 描述如下:

$$J(q(I_0, t)) = \sum_{n=1}^N \sum_{i=1}^k [t_{\text{tof},c}(s_n, t_i) - t_{\text{tof},m}(s_n, t_i)]^2, \quad (8)$$

式中, 下标 m 表示测量得到; 下标 c 表示计算得到.

在目标函数 $J(q)$ 设定后, 边值条件 $q(\Gamma_0, t)$ 的反演问题可以转化为求解如下非线性优化问题:

$$J = \sum_{n=1}^N \sum_{i=1}^k [t_{\text{tof},c}(s_n, t_i) - t_{\text{tof},m}(s_n, t_i)]^2 + \int_0^{t_{\max}} \int_{\Omega} \lambda(\Omega, t) \left[\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} - k \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) \right] d\Omega dt. \quad (10)$$

对上式右边第二部分做分部积分后再做变分, 同时, 关于状态变量 T 和待辨识边界条件 $q(\Gamma_0, t)$ 做变分,

$$\begin{aligned} \delta J(\delta T, \delta q) = & \sum_{n=1}^N \int_0^{t_{\max}} 2[t_{\text{tof},c}(s_n, t_i) - t_{\text{tof},m}(s_n, t_i)] \frac{\partial t_{\text{tof},c}(s_n, t_i)}{\partial T} \delta T \delta(t - t_i) dt \\ & - \int_0^{t_{\max}} \int_{\Omega} \left[\rho c_p \frac{\partial \lambda}{\partial t} + k \left(\frac{\partial^2 \lambda}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \lambda}{\partial y^2} \right) \right] \delta T d\Omega dt + \int_{\Omega} \rho c \lambda(t_{\max}) \delta T(t_{\max}) d\Omega \\ & - \int_0^{t_{\max}} \int_0^{y_{\max}} k \frac{\partial \lambda(0, y, t)}{\partial x} \delta T(0, y, t) dy dt \\ & - \int_0^{t_{\max}} \int_0^{y_{\max}} \left[k \lambda(x_{\max}, y, t) \frac{\partial}{\partial x} \delta T(x_{\max}, y, t) + \lambda(0, y, t) \delta q(\Gamma_0, t) \right] dy dt \\ & + \int_0^{t_{\max}} \int_0^{x_{\max}} k \left(\delta T(x, y_{\max}, t) \frac{\partial \lambda}{\partial y}(x, y_{\max}, t) - \delta T(x, 0, t) \frac{\partial \lambda}{\partial y}(x, 0, t) \right) dx dt. \end{aligned} \quad (11)$$

根据变分法原理, 对于任意 δT , 均要求 $\delta J=0$, 得到伴随方程:

$$\begin{aligned} & \rho c_p \frac{\partial \lambda}{\partial t} + k \left(\frac{\partial^2 \lambda}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \lambda}{\partial y^2} \right) \\ & = -4(t_{\text{tof},c}(s_n, t_i) - t_{\text{tof},m}(s_n, t_i)) \\ & \quad \times \frac{1}{V^2} \frac{\partial V}{\partial T} \sqrt{1 + y'^2} \delta(t - t_i) \delta(x - x_{s_n}) \delta(y - y_{s_n}), \end{aligned} \quad (12)$$

边界条件:

$$k \frac{\partial \lambda}{\partial n} \Big|_{\Gamma_0} = 0, \quad \lambda|_{\Gamma_1} = 0, \quad k \frac{\partial \lambda}{\partial n} \Big|_{\Gamma_2} = 0,$$

初值条件:

$$\lambda|_{t=t_{\max}} = 0,$$

式中, δ 为克罗内克符号. 整理得到目标函数对 $q(t)$ 的梯度为

$$\text{Min } J(q) \text{ and } \delta t_{\text{tof}}(s_n) \quad (9a)$$

$$\text{s.t. } \begin{cases} \rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} = k \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right), \\ y''|_{s_n} = \frac{1 + y'^2}{V} \left(y' \frac{\partial T}{\partial x} - \frac{\partial T}{\partial y} \right) \frac{dV}{dT}. \end{cases} \quad (9b)$$

为使目标函数式(8)正则, 引入伴随变量 λ , 结合热传导约束方程, 正则化目标函数为

结合边界条件, 可以得到:

$$\frac{\partial J}{\partial q}(y, t) \Big|_{\Gamma_0} = -\lambda(0, y, t). \quad (13)$$

至此, 待反演等效热边界的梯度已经求出, 可以采用梯度类的优化算法进行反演. 本文采用共轭梯度法^[19]进行下一步的优化求解. 优化算法^[20]描述如下:

$$\begin{aligned} q_{ij}^{l+1} &= q_{ij}^l - \beta^l P_{ij}^l, \\ \begin{cases} P_{ij}^l = J'^l, & l = 1, \\ P_{ij}^l = J'^l + \gamma^l P_{ij}^{l-1}, & l \geq 2, \end{cases} \\ J'^l &= (\partial J / \partial q_{ij})^l, \end{aligned} \quad (14)$$

$$\gamma^l = \frac{\int_{t=0}^{t_{\max}} \int_{\Omega} (J'^l)^2 d\Omega dt}{\int_{t=0}^{t_{\max}} \int_{\Omega} (J'^{l-1})^2 d\Omega dt},$$

式中, 下标“ i, j ”分别表示热流的空间和时间离散点;

J^{l-1} 和 J^l 是第 $l-1$ 步和第 l 步迭代的下降梯度; γ 为下降梯度比; P 为搜索梯度.

$$\beta^l = \frac{\sum_{n=1}^N \int_0^{t_{\max}} [t_{\text{tof,c}}(s_n, q_{ij}^l) - t_{\text{tof,m}}(s_n)] [\Delta t_{\text{tof,c}}(s_n, p_{ij}^l)] \delta(t - t_i) dt}{\sum_{n=1}^N \int_0^{t_{\max}} [\Delta t_{\text{tof,c}}(s_n, p_{ij}^l)]^2 \delta(t - t_i) dt}, \quad (15)$$

式中, $\Delta t_{\text{tof,c}}(s_n, p_{ij}^l)$ 是 $\Delta q = P_{ij}^l$ 引起的第 n 条传播路径上传播时间的变化值. 二维温度场重建流程图如图5所示.

5 固体介质中传播路径温度弯曲特性分析

传播路径是重建二维温度场的一个重要的附加约束条件, 传播路径的求解精度直接影响温度场的重建精度.

步长 β^l 根据一维最优原则建立:

一般而言, 传播路径没有解析解, 只有在少数特定情况下存在, 譬如一维气体温度场. 本节首先与一维气体温度场中解析解的对比, 验证传播路径数值方法的有效性. 在此基础上, 对一维、二维固体结构内部非均匀温度场中的传播路径进行初步分析.

在气体介质中, 由于无法承受剪切力, 只能传播纵波, 气体中纵波波速与温度的关系式为

$$V = \sqrt{\gamma RT}, \quad (16)$$

式中, γ 为泊松比, R 是摩尔气体常数. 假定一维非均匀

图5 二维温度场重建流程图

温度场分布函数为

$$T(x) = \frac{1000}{0.1x^2 + 1}, \quad -4 \text{ m} \leq x \leq 4 \text{ m}. \quad (17)$$

将式(16)和(17)代入式(6), 得到超声波在一维非均匀气体温度场中的传播路径解析解:

$$y = y_A \pm \frac{100}{\sqrt{C}} \ln \left(x + \sqrt{x^2 + \frac{C-1000}{0.1C}} \right) \Bigg|_{x_A}^x, \quad (18)$$

式中, C 值及“ $\pm$ ”号由边界条件确定.

可以发现: 在空气温度场中, 超声波不同入射角度的传播路径数值解与解析解基本吻合一致(图6), 偏差不大于0.5%, 路径方程的数值求解方法有效; 当入射角度为 0° 时, 即垂直温度等值线入射($y'_A=0$), 声线沿直线传播; 当入射角度大于 0° 且小于临界角度 38.30° 时, 声线斜率先增大后减小, 穿过峰值平面 $x=0$, 然后到达对面; 当入射角等于临界角度时, 声线在传播过程中无限逼近温度峰值平面 $x=0$; 当入射角度大于临界角度时, 声线在传播过程中发生“回折”导致部分区域成为“探测盲区”, 不利于感知温度. 这主要因为气体中的波速随温度增加而增加. 当声线由低温区向高温区传播时, 声线向高温平面偏转, 尽可能多地在高温平面传播, 当声线由高温区向低温区传播时, 声线向低温区法向偏转, 尽可能快地传播.

由于固体能承受剪切应力, 在固体结构中不仅能传播纵波, 还能传播横波、表面波等. 不同波型, 传播速度不同, 传播路径随温度的弯曲程度也不一样. 以钢为例, 横波波速如图3所示, 纵波波速为^[15]

$$V(T) = -0.648T + 5934.9. \quad (19)$$

钢中一维非均匀温度场, 纵波、横波不同角度入射时的传播路径对比发现(如图7所示): 当声线垂直温度等值线入射时, 声线无偏转, 沿直线传播; 当入射角度大于 0° 且小于临界角度(纵波是 73.6° , 横波是 80°)时, 声线斜率先减小后增大, 穿过峰值平面 $x=0$, 然后到达对面; 当入射角度大于临界角度时, 声线在上下边界折回, 无法到达对面, 导致部分区域成为“探测盲区”, 不利于固体结构中温度场的感知; 相较横波而言, 纵波的路径随温度弯曲效应较弱一些; 相较于空气而言, 固体中的路径弯曲方向相反, 弯曲度较小. 这主要是因为固体结构中波速随温度增加而减小, 路径弯曲方向与气体相反, 同时波速的温度灵敏度较气体弱, 弯曲度也

图6 (网络版彩图)空气温度场中传播路径数值解与解析解对比

相应减弱.

假定二维非均匀温度场为对称形单峰空间分布:

$$T(x) = \frac{1000}{0.1(x^2 + y^2) + 1}, \quad -4 \text{ m} \leq x \leq 4 \text{ m}. \quad (20)$$

钢中二维非均匀温度场, 纵波、横波不同角度入射时的传播路径对比发现(如图8所示): 由于温度场是对称性单峰分布, 声线关于声源和温度峰值的连线垂直温度等值线, 声线沿直线传播, 其余声线对称分布; 横波的路径弯曲度较纵波强, 这主要是因为横波的温度敏感性较纵波强, 有利于更好地感知内部温度分布.

6 算法考核与精度分析

在上述研究的基础上, 本节通过仿真计算对二维温度场重建算法进行算法考核. 算例中, 被试材料为不锈钢, 几何尺寸为 $10 \text{ cm} \times 5 \text{ cm}$, 底部采用时变的转捩热流(如图9所示)进行加热, 其他边界为绝热, 几何模型见图2. 初始温度为 300 K , 计算时间 30 s . 假定测点总数为20个, 均匀分布, 采用横波进行探测, 波速与温度的关系见图3.

通过计算相应的热/声耦合正问题, 获得模拟测点处的传播时间真值. 由于实际测量中误差无法避免, 因此, 在模拟真值的基础上, 叠加了标准差 σ 为 1 ns 的白噪声作为实际测量值, 如图10所示. 可以发现, 在叠加了白噪声后, 测量信号的信噪比下降显著. 这主要是因

图 7 (网络版彩图)钢中一维温度场不同入射角度传播路径对比. (a) 纵波; (b) 横波

图 8 (网络版彩图)钢中二维温度场不同入射角度传播路径对比. (a) 纵波; (b) 横波

为在固体结构中, 超声波波速关于温度的敏感度较小, 导致传播时间随温度的变化量微弱. 测量信号的信噪比是影响重建精度的因素之一.

反演的转捩热流时空分布云图如图11所示. 可以发现: 除时间尾点部分反演偏差较大外, 整体上反演结果与真值吻合较好. 时间尾点处的偏差较大, 主要与当地点的灵敏度较小有关.

基于反演的热流进行温度场重建. 加热边界上特征点的温升历程重建值与真值的对比如图12所示. 可以发现: 时间尾点处的重建偏差较大, 这主要与当地反演热流的精度较差有关; 转捩时刻的温度重建精度受测量误差影响较大; 除此之外, 其他时刻的温升历程清晰, 与真值吻合较好, 精度较高.

加热边界不同时刻温度分布重建值与真值的对比

如图13所示. 可以看出, 温度分布重建值与真值吻合较好, 精度较高, 抗噪性较好; 随着时间的增加, 重建精度也略有下降, 这主要与热扩散性有关, 重建误差随时间增长而积累.

16 s时刻的温度场云图重建值与真值的对比如图14所示. 可以看出, 整个温度场的空间分布与真值吻合较好, 空间分辨率高.

综上所述, 重建的二维温度分布具有较高的空间和时间分辨率, 精度较高, 抗噪性较好, 算法有效.

7 测点位置分布影响规律初步分析

测点位置分布提供了更多的空间约束信息, 是影响二维温度场重建质量的重要因素之一. 本节重点分

图 9 (网络版彩图)模拟的转换热流时空分布

图 11 (网络版彩图)反演的转换热流时空分布

图 10 (网络版彩图)不同测量位置超声传播时间与真值对比

图 12 (网络版彩图)加热边界特征点温升历程重建值与真值对比

析探测点空间位置分布的影响规律。为使分析结果具有代表性,算例分析建立在无量纲化的基础上。

选取材料实际的导热系数、比热容和密度作为 k_{ref} , $c_{\text{p,ref}}$ 和 ρ_{ref} , 选取特征长度为 y 向传热距离, 选取参考温度 T_{ref} 为 300 K。无量纲化的热传导方程如下:

$$\rho^* c_p^* \frac{\partial T^*}{\partial t^*} = \frac{t_{\text{ref}} k_{\text{ref}}}{\rho_{\text{ref}} c_{\text{p,ref}} L^2} k^* \nabla^2 T^*. \quad (21)$$

波速与温度的关系式进行无量纲化:

$$V^* = V / V_{\text{ref}}, \quad V_{\text{ref}} = b T_{\text{ref}} + c. \quad (22)$$

无量纲化的声时:

图 13 (网络版彩图)加热边界温度分布重建值与真值的对比

$$t_{\text{tof}}(s)^* = \frac{t_{\text{tof}}(s)}{t_{\text{tof,ref}}} = 2 \int_0^s \frac{1}{V(s, T(s))^*} ds^*,$$

$$t_{\text{tof,ref}} = \frac{L}{V_{\text{ref}}}. \quad (23)$$

为突出热流的空间分布特性, 模拟的热流分布在时间分布上具有相似性, 如图15所示。

在没有更多的待测温度场分布信息的情况下, 假定测点均匀分布, 具体的分布信息见表1所示。

不同测点分布热流反演值与真值的对比, 如图16所示。可以发现: 测点间的反演热流出现“非物理”振荡; 随着测点数的增加, 振荡幅度减小, 反演值与真值

的吻合度增加; 测点数为4时, 反演热流几乎“失真”。分析认为, “非物理”振荡, 甚至“失真”, 主要是因为测点提供的温度场空间信息约束不够, 出现了收敛到“局部极值”的情况。

$t^*=0.5$ 时刻不同探测点数重建的温度分布云图对比, 如图17所示。不同探测点数, $y^*=0$ 时重建的温度分布对比, 如图18所示。可以发现, 随着测点数的增加, 温度重建结果与真值的吻合度增加, 变化趋势与热流反演结果类似。

为进一步衡量探测点空间位置分布对重建结果空间分布的影响, 定义空间分布上热流反演结果与真值的相对偏差 $E\_q(x_i, t_k)$:

$$E\_q(x_i, t_k) = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (q_{\text{es}}(x_i, t_k) - q_{\text{ex}}(x_i, t_k))^2}{\sum_{i=1}^n q_{\text{ex}}(x_i, t_k)^2}}. \quad (24)$$

定义空间分布上某时刻点温度重建值与真值的相对偏差 $E\_T(x_i, y_i, t_k)$:

$$E\_T(x_i, y_i, t_k) = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (T_{\text{es}}(x_i, y_i, t_k) - T_{\text{ex}}(x_i, y_i, t_k))^2}{\sum_{i=1}^n (T_{\text{ex}}(x_i, y_i, t_k) - T_0)^2}}, \quad (25)$$

式中, n 表示空间分布曲线上离散点数。 $E\_T(x, y, t)$ 描述了空间分布曲线上温度重建的相对偏差。

不同 t^* , 热流反演偏差 $E\_q(x, t)$ 与测点的对应关系, 如图19所示。 $y^*=0$ 时, 不同 t^* 重建的温度分布偏差 $E\_T(x, y, t)$ 与测点的对应关系, 如图20所示。可以看出, 探测时间的末点即 $t^*=1$ 时刻, $E\_q(x, t)$ 和 $E\_T(x, y, t)$ 偏差

图 14 (网络版彩图)温度场分布云图重建值与模拟真值对比。(a) 模拟真值; (b) 重建值

图 15 (网络版彩图)无量纲的热流时空分布云图

最大,这主要是因为当地点梯度为零;随着测点数的增加, $E_q(x)$ 和 $E_T(x,y,t)$ 偏差减小,变化趋势减缓;值得注意的是,在测点数由25增至30时, $E_q(x)$ 和 $E_T(x,y,t)$ 出现了加速减小。

由此可见,随着测点数的增加,重建精度增加;在给定精度要求的前提下,存在一最小探测点数阈值,譬如 $E_q(x)<0.1$,并且 $E_T(x,y,t)<0.03$,此阈值为17,测点

表 1 探测点空间位置分布情况

点数	分布方式	间距dx
4	均布	2
10	均布	0.91
15	均布	0.625
20	均布	0.476
25	均布	0.385
30	均布	0.32
35	均布	0.278
40	均布	0.244

均匀分布.此阈值的大小应该与待重建温度场的时空分布规律有关,其取值原则还有待于进一步深入研究测点分布的影响规律。

8 总结

本文基于超声波的多路探测方法,从求解热/声耦合反问题角度,重点开展超声固体测温中的二维温度

图 16 (网络版彩图)不同探测点数反演热流对比. (a) 测点数为4; (b) 测点数为10; (c) 测点数为20; (d) 测点数为40

图 17 (网络版彩图)不同探测点数重建的温度云图对比. (a) 测点数为4; (b) 测点数为20

图 18 (网络版彩图)不同探测点数, $y^*=0$ 时重建的温度分布对比. (a) 测点数为4; (b) 测点数为20

场的高分辨率再现算法的研究工作. 首先, 基于声波的传播特性建立了超声测温模型, 同时, 从射线声学角度建立了二维声传播路径预测方法. 在此基础上, 将二维温度场的重建问题转化为传播路径预测和热边界的反演问题, 发展了一种高分辨率的结构内部二维非均匀温度场重建方法. 计算考核表明:

(1) 基于射线声学预测的传播路径数值解与解析解吻合一致, 路径预测算法有效. 当声线垂直温度等值线入射时, 声线无偏转沿直线传播; 当入射角大于临界角度时将形成探测盲区, 不利于感知温度. 由于固体中波速随温度增加而减小, 传播路径弯曲方向与气体相反, 因其温度敏感度减弱, 弯曲程度也减弱; 横

波的温度敏感性较纵波强, 路径随温度弯曲效应也稍强.

(2) 基于传播路径预测和瞬态边界反演而重建的二维温度场, 除个别点外, 重建的温升历程和温度分布与真值吻合良好. 重建的温度场具有较高的空间和时间分辨率, 精度较高, 抗噪性较好, 算法有效. 需要注意的是, 二维温度场的重建需要建立在多路超声路径预测的基础上.

(3) 测点位置分布是影响二维温度场重建精度的重要因素之一, 其本质上是提供了更多的待重建温度场的空间约束信息. 在没有更多的待测温度场分布信息的情况下, 测点位置分布建议为均匀分布; 随着测

图 19 (网络版彩图)不同 t^* , 热流分布偏差 $E_q(x, t)$ 与测点数的对应关系

图 20 (网络版彩图) $y^*=0$, 不同 t^* 温度分布偏差 $E_T(x, y, t)$ 与测点数的对应关系

点数的增加, 重建精度增加, 在给定精度要求的前提下, 存在一最小探测点数阈值. 此阈值的大小应该与

待重建温度场的时空分布规律有关, 其取值原则还有待于进一步深入研究测点分布的影响规律.

参考文献

- 1 Franca D R, Wen S-S L, Jen C-K. Advances in on-line monitoring of polymer injection molding process. In: IEEE Ultrasonic Symposium. Toronto, 1997. 807–810
- 2 Lu C H, Tsai C C. Adaptive decoupling predictive temperature control for an extrusion barrel in a plastic injection molding process. *IEEE Trans Ind Electron*, 2001, 48: 968–975
- 3 Smith T B, Schetz J A. Development and ground testing of heat flux gages for high enthalpy supersonic flight tests. In: 22nd AIAA Aerodynamic Measurement Technology and Ground Testing Conference. St. Louis, 2002. 24–26
- 4 Gartenberg E, Oberts A S. Twenty-five years of aerodynamic research with infrared imaging. *J Aircraft*, 1992, 29: 161–171
- 5 杨永军, 蔡静. 特殊条件下的温度测量. 北京: 中国计量出版社, 2008
- 6 Venkatraman B, Jayakumar T, Kalyanasundaram P, et al. NDE methodologies for examination of tail rotor blades of helicopters. In: Proceedings of the 15th WCNDT. Roma, 2000
- 7 Wang H Z, Yu H B, Lin F L. Method and experiment of noninvasive temperature estimation by ultrasound echo pulses. In: Proceedings of the 20th Annual International Conference of the IEEE Engineering in Medicine and Biology Society. 1998. 1513–1516
- 8 Koo K M, Jeong D G, Choi J H, et al. A new measurement system of very high temperature in atomic pile using ultrasonic delay time. In: Proceedings of IEEE Region 10 International Conference on Electrical and Electronic Technology. Singapore, 2001. 860–863
- 9 孙崇正. 超声波测温技术进展. 宇航计测技术, 1995, 15: 34–41
- 10 Takahashi M, Ihara I. Ultrasonic sensing of internal temperature distributions in heated materials. In: 2006 SICE-ICASE International Joint Conference. Busan, 2006. 1071–1074
- 11 常蕾, 赵俭. 超声波测温技术在高气温流场测量中的应用. 计测技术, 2014, 34: 1–9
- 12 桂业伟, 魏东, 石友安, 等. 基于超声的固体内部温度测量研究进展. 见: 2016年度工程热物理年会文集, 北京
- 13 张海澜. 理论声学. 北京: 高等教育出版社, 2012
- 14 石友安, 魏东, 桂业伟, 等. 超声测量结构内部瞬态温度场的重建方法研究. 中国科学: 技术科学, 2016, 46: 509–517
- 15 Ihara I, Takahashi M. A new method for internal temperature profile measurement by ultrasound. In: Instrumentation and Measurement

- Technology Conference. Poland, 2007. 1–5
- 16 石友安. 结构内部温度场的超声波探测方法研究. 博士学位论文. 成都: 中国空气动力研究与发展中心, 2016
- 17 Culler A J, Mcnamara J J. Fluid-thermal-structural modeling and analysis of hypersonic structures under combined loading. In: Collection of Technical Papers-AIAA/ASME/ASCE/AHS/ASC Structures, Structural Dynamics and Materials Conference. Denver, 2011. AIAA-2011-1965
- 18 Wei D, Shi A H, Shou B N, et al. Reconstruction of internal temperature distributions in heat materials by ultrasonic measurements. *Appl Thermal Eng*, 2017, 112: 38–44
- 19 钱炜祺, 何开锋, 汪清. 三维非稳态热传导逆问题反演算法研究. *力学学报*, 2008, 40: 611–618
- 20 解可新, 韩健, 林友联. 最优化方法. 天津: 天津大学出版社, 1997

Research on reconstruction method for two-dimensional temperature field in solid using ultrasound

SHI YouAn^{1,2}, WEI Dong², ZENG Lei², QIAN WeiQi², GUI YeWei² & DU YanXia²

¹ State Key Laboratory of Aerodynamics, China Aerodynamics Research and Development Center, Mianyang 621000, China;

² Computational Aerodynamics Institute, China Aerodynamics Research and Development Center, Mianyang 621000, China

Reconstruction method has played a fundamental and significant role in measuring internal temperature fields using ultrasound. A new method is proposed to reconstruct internal two dimensional temperature fields in solid structure using ultrasonic thermometry technique in this paper. Based on ultrasonic travel time changes with temperature, a mathematical model of temperature measurement using ultrasonic is established, which effectively describes the cumulative amount of temperature distribution on the propagation path of wave. Meanwhile, two-dimensional acoustic propagation path prediction method is developed using the ray acoustics. Then, combining parameter estimation method and path prediction method, two-dimensional temperature field reconstruction method is presented. To demonstrate the robustness and practicability of temperature field reconstruction method, a comprehensive analysis is conducted using dimensionless analysis to investigate the influences of two factors, that is measurement error and measuring point position distribution. Numerical experiments show that this reconstruction method developed in this paper has high precision, strong noise immunity and good applicability. Therefore, it can be helpful for realizing high-resolution reproduction of internal temperature field in solid structure.

ultrasonic thermometry, reconstruction method of internal temperature field, inverse acoustic-thermal coupling problem, acoustic propagation path, boundary parameter estimation

doi: [10.1360/N092018-00119](https://doi.org/10.1360/N092018-00119)