文章编号: 1001-3806(2015)04-0541-04

双曝光全息术用于水平圆管温度场的重建

朱进容1,2,代金梅2,姚育成2,成纯富2

(1. 武汉理工大学 材料科学与工程学院,武汉 430070; 2. 湖北工业大学 理学院,武汉 430068)

摘要: 双曝光全息术因可输出直观反映波面畸变的无限宽条纹而广泛应用于温度场的可视化。为了获取水 平圆管周围的温度场,采用双曝光全息术记录了直径25mm、长350mm自然对流水平圆管壁温从72℃降至22℃的 简单干涉条纹。采用条纹中心法提取不同周向角的条纹位移量,通过干涉图中*R*分量的峰、谷极值点来识别明、暗 条纹中心,确定级数分布,最后反演温度场。壁面反演温度值与热电偶测量值的最大相对误差为0.059。结果表 明,双曝光全息术获取的数据真实可靠。该项研究对简单快速反演温度场是有帮助的。

关键词:测量与计量;温度场;双曝光全息;水平圆管;条纹

中图分类号: 0438.1 文献标志码: A doi:10.7510/jgjs.issn.1001-3806.2015.04.025

Reconstruction of temperature field around horizontal cylinder based on double-exposure holography

ZHU Jinrong^{1,2}, DAI Jinmei², YAO Yucheng², CHENG Chunfu²

(1. School of Materials Science and Engineering, Wuhan University of Technology, Wuhan 430070, China; 2. School of Science, Hubei University of Technology, Wuhan 430068, China)

Abstract: Double-exposure holography is widely adopted in temperature field visualization because of the output of infinite fringes which directly present the wavefront distortion. When the wall temperature of the natural convection horizontal cylinder in 25mm diameter and 350mm length dropped from 72°C to 22°C, the simple interferometric fringes were obtained using the double-exposure holography to study temperature field. Stripe displacements at different angels were extracted by fringe center method. Peak values and valley values of R channel of interferogram were corresponding to the centers of bright and dark fringes. Distributions of fringe orders were achieved and temperature field was inversed. The maximum of relative error of wall temperature between inversion values and thermocouple measurement values was 0.059. The results show that the data of double-exposure holography is feasible and reliable. The study is helpful for simple and fast inversion of temperature field.

Key words: measurement and metrology; temperature field; double-exposure holography; horizontal cylinder; fringe

引 言

在能源与动力、火力发电、石油化工等工业中,温 度直接关系到生产安全、效率、经济效益等,热电偶法 和干涉法是目前测温技术的两大主流。热电偶法将探 针直接接触被测对象,达到热学平衡后测量温度,存在 时间延迟效应。干涉法将被测量的变化通过光程差编 码于干涉图中,实现了响应快、高精度的非接触测量, 是流场可视化的强有力工具^[1-3]。对此,国内外研究者

E-mail:jrzhu@foxmail.com

收稿日期:2014-06-26;收到修改稿日期:2014-10-31

从数值和实验方面进行了积极的探索。SAITOH 等 人^[4]采用基准解法详细给出了水平圆管的温度场分 布,高精度的4阶有限差分和坐标变换同时解除了计算 机运行时间和所用实验方法分辨率的限制。然而,自然 对流中温度差引发密度分布不均匀产生浮升力,水平圆 管上方受其影响较大呈羽状,与边界层的假设不符,故 各种近似求解难免有所误差。作为经典的干涉仪, Mach-Zehnder(M-Z)干涉仪被成功地运用于燃烧室火焰 等实时监测中^[56]。为避免一般横向剪切法繁琐的重建 算法^[7],作者^[8]曾选用大剪切量横向剪切干涉仪研究了 400℃高壁温水平圆管的温度场,输出了类似于 M-Z 干 涉仪的简单条纹,但需记录背景条纹。

全息术以感光干版作为记录介质,利用波前重建 实现再现,同时记录相位和光强信息,大大放宽了对高 品质光学元件的要求^[9]。双曝光全息干涉术分别曝

基金项目:国家自然科学基金资助项目(61475044);湖北 工业大学科技计划资助项目(BSQD12080)

作者简介:朱进容(1978-),女,博士后,讲师,现主要从事 热物理激光测试的研究。

激

光扰动前后的物光波,消除了空间载频、光学系统像 差、光学元件表面等三大类附加相差,得到直接反映被 测量变化的完美无限宽条纹,物理意义十分明确^[10]。 对于同一长度、不同直径、壁温 60°C~260°C的水平圆 管,HERRAEZ等人^[11]选用双曝光全息干涉术,拟合出 特定周向上距管壁 x 处温度场的函数关系式 T = f(x),但定位不准确使得干涉图不严格对称。为研究 均匀磁场对火焰温度分布的影响,SHARMA 等人^[12]采 用傅里叶变换数字全息干涉术,实现了信号处理的多 样性。

作者通过双曝光全息干涉装置实验研究了自然对 流下水平圆管的温度场,配合精确定位装置,记录了管 壁从72℃降至环境温度22℃全过程的清晰干涉图,编 程自动识别条纹中心,进而反演圆管周围的温度场。 与圆管壁面热电偶的测量值进行对比,以分析实验结 果和误差。

1 实验原理与装置

热圆管向外界传热,造成周围空气的折射率分布 不均匀。热圆管周围可看作2维流场,沿光束传播方 向的折射率呈均匀分布,故所激发的相位畸变 Δφ 为:

$$\Delta \varphi = \frac{2\pi}{\lambda} [n(x,y) - n_{\text{ref}}]L = 2\pi m(x,y) \quad (1)$$

式中, λ 为光波波长;L 为圆管长度;n(x,y)和 n_{ref} 分别 为热空气、环境空气的折射率;m(x,y)为条纹位移量,即后文中的 m_{\circ}

根据 Gladstone-Dale(G-D)公式和理想气体状态 方程,即:

$$\begin{cases} n-1 = K\rho \\ \rho = \frac{Mp}{R_0 T} \end{cases}$$
(2)

式中,n 为折射率; ρ 为密度;K 为 G-D 常数,取为 2.26 × 10⁻⁴ m³/kg;M 为空气分子质量,取为 28.97 × 10⁻³ m³/mol;p 为压强,取为 1.015 × 10⁵ Pa; R_0 为普适气体常数,取为 8.314 J/(mol·K);T 为温度。联立(1)式、(2)式,若环境温度为 T_{ref} ,则待测温度场 T(x,y)为:

$$\frac{1}{T(x,y)} - \frac{1}{T_{\text{ref}}} = \frac{m(x,y)\lambda R_0}{pKML}$$
(3)

双曝光全息干涉术的实验光路如图 1 所示。整个 光路置于 1500mm×1000mm 精密光学防震平台上,并保 证物参光程近似相等。以 He-Ne 激光(λ = 632.8nm)为 光源,通过可调分束器后分为参考光和物光,经扩束准 直系统(短焦距球透镜和 500mm 焦距的平凸透镜组 合)后成为口径 100mm 的平行光并记录于全息干版。 分别曝光未加热和加热后的测试段,经显影定影等化



Fig. 1 System of double-exposure holography

学处理后遮挡物光而仅用参考光再现,用 CCD 采集干 涉图并存储于 PC 端。实验对象为直径 D = 25mm、长 度 L = 350mm 且绝热性和导热性良好的圆管,水平放 置,配合特殊装置精确定位。采用热水加热圆管,水温 通过恒温器调节,以获得反映不同恒壁温圆管周围温 度场空间分布的干涉条纹。壁温越高,条纹越密集,对 定位误差越敏感。此外,相同壁温下,管长越大条纹越 多。为了获取较精确的定位和确保足够的分辨率,水 加热至 72℃。

2 条纹位移量的提取

实验中的环境温度为 22 °C,圆管加热至壁温 t_w 为 42 °C,52 °C,62 °C,72 °C 时的双曝光全息干涉图分别对 应图 2a ~ 图 2d。随着壁温的升高,条纹(等温区)越 来越密,条纹总数从 42 °C 的 18 条增加到 72 °C 的 42 条,约为 0.8 条/ °C。中心大面积的黑色部分为圆管阴 影,左侧上部阴影为热水注入口,其它 3 条细长阴影为 定位装置。对于每个稳态的干涉图,越远离壁面,条纹 间距越大,温度越低,最后为环境区对应的明亮无限宽 条纹,条纹级数为 0。图 2a 中标注了稳态 42 °C 的级数



Fig. 2 Holographic interferograms at 4 wall temperatures

第39卷 第4期

分布,从环境到管壁,明暗条纹级数以0.5为间隔依次 递减,亮条纹为整数,其它稳态类似。

温度场成对称性分布,圆管中、下部等温线分布均 匀,圆管右上方则受浮升力影响较大条纹稀疏呈羽状。 如图 2a 所示,以圆管中心为原点、1 倍圆管直径范围 内,分别以 30°和 10°为间隔,从下至上逆时针(0°~ 180°)标定。由于 He-Ne 激光下 R 分量的响应范围最 大,所以以彩色干涉图 RGB(red,green,blue)三色通道 中的 R 分量代表图像特征。取出径向的 R 分量,其峰 谷点分别对应明暗条纹的中心。与标定图对应,条纹 中心准确无误后,确定级数即得到条纹位移量。以 42℃的 90°和 180°为例,如图 3 所示。由图可知,R 的 分布起伏大,峰谷点突出,非常利于条纹中心的识别。 90°的 R 分布较密集,180°较稀疏,这种分布特征正好 与条纹密集趋势一致。





将中间黑色阴影的边沿视为壁面,并设待测点到 圆管壁面的距离 r = 0mm,此处条纹易受圆管轮廓的影 响而不易识别,故采用拟合得到条纹级数。各个稳态 在0°~180°内的级数分布如图 4 所示。分析图可知, 壁面处(r = 0mm)各个角度的条纹级数并未重合,壁温 越高,这种差异越明显。从实验上分析,水平圆管的定 位不能做到绝对水平,存在竖直方向的倾角。从数据 处理方面,圆管中心识别不准确和分辨率的限制,造成 圆管真实边界识别有误。0°~90°的条纹位移量分布 几乎重合,120°~180°则较为离散。0°附近的壁面级 数梯度大,180°附近的壁面级数梯度小,两者相差多达 3 条暗条纹。



3 温度场的重建

图 5 为将条纹位移量 m 代入(3)式计算得到的温 度场。由图可知,0°~180°,管壁外等距离处的温度值 逐渐增大,梯度逐渐减小;0°~90°的温度分布几乎重 合,说明此区域的等温区为同心圆环;120°~180°,浮 升力的存在使得相同距离下的温差变大。4 个稳态在 0°壁 面反演的温度值分别为 40.58℃,49.56℃, 57.61℃,70.99℃,与热电偶测量值的误差平均值为 2.32℃;180°则对应为 41.99℃,50.25℃,61.74℃, 71.18℃,误差平均值为 0.71℃。可见前者对定位带 来的误差更为敏感,后者的结果更吻合热电偶测量值, 故 180°处最接近圆管真实轮廓。0°~180°内,4 个稳 http://www.jgjs.net.cn 激光 技 术



 Fig. 5 Temperature fields at 4 wall temperatures

 态壁温与热电偶测量值的相对误差范围分别为:0.029 ~

 0.002,0.052~0.008,0.012~0.004,0.059~0.0003,

 最大相对误差为0.059,表明两者结果一致。

4 结 论

双曝光全息术不仅沿袭了全息术对光学元件要求 低等特点,而且由于再现的两物光波总是定位在一起, 更易获得清晰的干涉条纹,直接反映待测量的变化。 利用该技术记录水平圆管壁温从 72℃ 自然降至环境 22℃的过程,实验结果表明,不同周向角壁温反演值与 热电偶测量值的最大相对误差为0.059,两者吻合得 很好。双曝光全息干涉不仅能够以等温区的形式直观 显示温度分布,而且测温结果真实可靠,可为实际工程 应用提供有效的测量途径。

参考文献

- AMBROSINI D, RASTOGI P K. Optical methods in heat transfer and fluid flow[J]. Optics and Lasers in Engineering ,2006, 44(3/4): 155-158.
- [2] MAUGER C, MEES L, MICHARD M, et al. Shadowgraph, schlieren and interferometry in a 2-D cavitating channel flow [J]. Experiments in Fluids, 2012, 53(6): 1895-1913.
- [3] LI G B, LI Q, CHEN Z M, et al. Measurement of FBG reflection spectra by white light interferometry[J]. Laser Technology, 2013, 37 (1): 20-23(in Chinese).
- [4] SAITOH T, MARUHARA K. Bench mark solutions to natural convection heat transfer problem around a horizontal circular cylinder [J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 1993, 36(5): 1251-1259.
- [5] QI J A, WONG W O, LEUNG C W, et al. Temperature field measurement of a premixed butane/air slot laminar flame jet with Mach-Zehnder interferometry [J]. Applied Thermal Engineering, 2008, 28 (14/15): 1806-1812.
- [6] ZHANG R, JIANG S, YAN Q Z, et al. All-fiber perimeter alarm system based on Mach-Zehnder interference [J]. Laser Technology, 2013, 37(3): 334-337(in Chinese).
- [7] LI X H, QIAN X F, XU Z, et al. Application of lateral shearing principle to carrier removal in grating projection [J]. Laser Technology, 2013, 37 (6): 843-848 (in Chinese).
- [8] ZHU J R, LÜ W, ZHOU H C. Nature convection heat transfer of horizontal cylinder with lateral shearing interferometry [J]. Journal of Chemical Industry and Engineering, 2012, 63(10): 3034-3039(in Chinese).
- [9] WANG D Z, HUANG Z, ZHANG L F. The development of laser technique applied in the field of fuel spray experiment [J]. Laser Technology, 1995, 19(1): 26-33(in Chinese).
- [10] KATZ J, SHENG J. Applications of holography in fluid mechanics and particle dynamics [J]. Annual Review of Fluid Mechanics, 2010, 42(1): 531-555.
- [11] HERRAEZ J V, BELDA R. A study of free convection in air around horizontal cylinder of different diameters based on holographic interferometry. Temperature field equations and heat transfer coefficients
 [J]. International Journal of Thermal Science, 2002, 41(3): 261-267.
- [12] SHARMA S, SHEORAN C. Temperature measurement of axisymmetric flame under the influence of magnetic field using lensless Fourier transform digital holography [J]. Applied Optics, 2012, 51 (19): 4552-4562.