

基于波长调制光谱技术的气体温度和组分浓度场 二维重建测量方法研究

屈东胜, 洪延姬, 王广宇, 辛明原

航天工程大学激光推进及其应用国家重点实验室, 北京 101416

摘要 提出了基于波长调制光谱(WMS)方法实现非均匀燃烧场气体温度和 H_2O 组分浓度场二维重建的测量方法。利用实验测得的 $2f/1f$ 信号, 通过数值仿真与迭代实现了激光穿过非均匀燃烧场后积分吸光度的测量, 进而利用重建算法实现了燃烧场的二维分布测量。选用 H_2O 的两组谱线针对单高斯分布和阶跃分布模型开展了数值仿真研究, 并采用频分复用方法在平面燃烧火焰中开展了实验研究。结果表明: 基于 WMS 方法的二维重建测量精度较高, 在单高斯分布模型中, 7185.60 cm^{-1} 和 7454.45 cm^{-1} 谱线对的温度和 H_2O 浓度的重建误差分别小于 2% 和 2.5%; 在对温度敏感的区间内, 所选谱线对的重建误差较小, 在对温度不敏感的区间内, 重建误差较大; 火焰中心区域的重建结果与预测值一致, 温度重建误差小于 3.2%, 在温度阶跃变化的边缘区域, 重建效果较差, 原因在于 WMS 方法和代数迭代算法对温度阶跃变化流场不敏感。

关键词 光谱学; 波长调制光谱; 燃烧场; 二维分布; 积分吸光度

中图分类号 O433.1

文献标识码 A

doi: 10.3788/CJL201845.0111001

Two-Dimensional Reconstruction Measurement Method of Gas Temperature and Component Concentration Fields Based on Wavelength Modulation Spectroscopy

Qu Dongsheng, Hong Yanji, Wang Guangyu, Xin Mingyuan

State Key Laboratory of Laser Propulsion & Application, Space Engineering University, Beijing 101416, China

Abstract Measurement method of two-dimensional tomography of gas temperature and H_2O concentration distributions in non-uniform combustion flow field is proposed based on wavelength modulation spectroscopy (WMS). By using the measured $2f/1f$ signals, we measure the integrated absorbance after laser passing through the non-uniform field according to numerical simulation and iteration. Then, we realize the measurement of two-dimensional tomography of combustion flow field using the reconstructed algorithm. The numerical simulation for single Gaussian and step change distribution models is carried out with selecting two groups of spectral lines of H_2O . Frequency division multiplexing technology is adopted to realize the measurement of temperature and H_2O concentration distributions in the flat combustion flame. It is proved that the method based WMS has relative high reconstruction accuracy. For single Gaussian model, the reconstruction errors of temperature and H_2O concentration are less than 2% and 2.5% using the lines of 7185.60 cm^{-1} and 7454.45 cm^{-1} . It also can be seen that the reconstruction errors are small if the lines are sensitivity to the temperature while the reconstruction errors are big if the lines are insensitivity to the temperature. Experimental results show that the reconstruction results are agreement with the predicted values in the middle region of flame where the temperature has the tendency of continuous change, the reconstruction error is less than 3.2%. However, in the edge region of flame where the temperature has the tendency of step change, the reconstructed effect is not good because the WMS and algebraic iterative reconstruction algorithm are insensitive to field where the temperature has the tendency of step change.

Key words spectroscopy; wavelength modulation spectroscopy; combustion flow field; two-dimensional tomography; integrated absorbance

收稿日期: 2017-09-08; 收到修改稿日期: 2017-09-30

基金项目: 国家自然科学基金(21403299)

作者简介: 屈东胜(1989—), 男, 博士研究生, 主要从事流场诊断技术方面的研究。E-mail: hnqudongsheng@126.com

导师简介: 洪延姬(1963—), 女, 研究员, 博士生导师, 主要从事先进推进技术方面的研究。

E-mail: hongyanji@vip.sina.com(通信联系人)

1 引 言

人类经济社会的不断发展和科学技术的不断进步推动着航空航天飞行器向着更高、更快、更强的方向发展,对飞行器的发动机性能也提出了更高的要求。为了提高发动机的性能,需要对发动机运行过程中化石燃料的燃烧过程开展深入研究,而这依赖于先进的燃烧诊断技术。传统的燃烧场诊断主要依靠热电偶、压力传感器等接触式测量手段。接触式测量具有响应速率慢、干扰流场、维护成本高等缺点。相比之下,可调谐半导体激光吸收光谱(TDLAS)技术具有非接触、高灵敏度及能工作于恶劣环境下等显著优势,在燃烧场诊断领域的应用前景很广阔^[1-2]。

TDLAS 技术通过分析特定气体组分对激光的共振吸收产生的光谱特性来实现气体参数的测量,属于视线测量技术,主要包括直接吸收光谱(DAS)和波长调制光谱(WMS)两种方法^[3-4]。然而实际的燃烧场大部分都具有明显的非均匀特性,TDLAS 测量结果无法较好地反映非均匀燃烧场的内部信息^[5]。为了测量非均匀燃烧场气体参数的二维分布,1976年,Emmerman等^[6]提出了 TDLAS 断层诊断(TDLAT)技术。TDLAT 技术的重建过程是将被测流场区域离散成若干个单元,并假设每个单元内的气体参数均匀分布,而后设置合理的光线分布形式,通过直接吸收光谱方法测量每条光线上的积分吸光度,进而利用一定的算法实现气体参数的反演^[7]。

基于 TDLAT 的研究主要集中在算法改进^[8-9]和实验系统设计^[10-11]等方面。1974年,Shepp等^[12]提出了滤波反投影算法,对投影光线在 180°或 360°范围内均匀分布的测量系统实现了较高精度的测量。2008年,Cai等^[13]提出了超光谱重建方法,在两个投影角度下实现了气体参数的高精度重建测量,然而该方法的重建计算时间较长,且需要同时测量多条谱线,对激光器硬件的要求较高。2011年,Deguchi等^[14]在发动机排气出口处安装了 8 条固定光路,基于代数迭代算法实现了出口处温度和 H₂O 组分浓度分布的测量,验证了 TDLAT 系统的快速测量能力。2016年,许立军等^[15]开发了可用于被测流场二维重建的便携式电子包(包括中央处理模块、激光器控制模块和光电探测器模块),并在平焰燃烧器上开展了重建研究。

然而,目前的 TDLAT 技术大都采用直接吸收

光谱方法测量激光穿过非均匀燃烧场的积分吸光度,不可避免地存在直接吸收光谱方法的各种缺点,如无法应用于低信噪比和高压环境中,而且抗振动能力较弱等。相比之下,WMS 方法对激光信号进行高频调制,利用谐波信号进行分析,有效地提高了信噪比和抗振动能力。本文提出了基于 WMS 方法实现非均匀燃烧场气体参数二维测量的方法。首先介绍了 WMS 的基本理论,研究了实现积分吸光度测量的方法,并开展了数值仿真研究,最后进行了实验研究,并给出了相关结论。

2 基本理论

2.1 WMS 理论

典型的波长调制实现方法是在激光器的注入电流中加入高频调制信号,以实现激光频率的调制,注入电流受到调制后,激光强度同时产生调制。加入调制后的激光波长(频率) $\nu(t)$ 和激光强度 $I_0(t)$ 的数学表达式分别为

$$\nu(t) = \bar{\nu} + a \cos(2\pi ft), \quad (1)$$

$$I_0(t) = \bar{I}_0 [1 + i_0 \cos(2\pi ft + \phi_1) + i_2 \cos(2\pi ft + \phi_2)], \quad (2)$$

式中 $\bar{\nu}$ 和 \bar{I}_0 分别为激光频率和强度的平均量; a 为频率调制幅度,也称之为调制深度, cm^{-1} ; f 为调制频率, kHz ; i_0 和 i_2 分别为线性和非线性强度调制幅度; ϕ_1 和 ϕ_2 分别为线性和非线性强度调制/频率调制的相位差, t 为时间。 $\nu(t)$ 和 $I_0(t)$ 可通过实验测量获得^[16]。

由 Beer-Lambert 定律可知透射强度 $I_1(t)$ 的表达式为

$$I_1(t) = I_0(t) \cdot \exp(-\alpha) = I_0(t) \cdot \exp(-A \cdot \phi), \quad (3)$$

式中 α 为谱线的吸光度; A 为谱线的积分吸光度, cm^{-1} ; $\phi(\text{cm})$ 为谱线的线型函数,在绝大多数燃烧场的诊断研究中,线型函数 ϕ 常采用 Voigt 线型函数,该函数是高斯函数和洛伦兹函数的卷积,是关于多普勒线宽 $\Delta\nu_D$ 和碰撞线宽 $\Delta\nu_c$ 的函数。在均匀燃烧场中,积分吸光度 A 为气体压强 P 、谱线的线强度 $S(T)$ (T 为热力学温度)、组分浓度 X (物质的量分数)和吸收长度 L 的乘积,即 $A = P \cdot S(T) \cdot X \cdot L$ 。

透射强度 $I_1(t)$ 乘以正弦/余弦参考信号并低通滤波后,可获得所选谱线谐波信号的 X 分量 X_{nf} 和 Y 分量 Y_{nf} ,进而获得谱线谐波信号的幅值 R_{nf} :

$$R_{nf} = \sqrt{X_{nf}^2 + Y_{nf}^2} \quad (4)$$

谐波信号的幅值 R_{nf} 和激光强度 $I_0(t)$ 、积分吸光度 A 、多普勒线宽 $\Delta\nu_D$ 、碰撞线宽 $\Delta\nu_c$ 、激光器噪声、探测器增益等相关。其中,激光强度 $I_0(t)$ 、激光器噪声和探测器增益是谐波信号中的相同项,可采用一次谐波信号归一来消除这些因素的影响。通常采用一次谐波信号归一二次谐波信号(WMS-2f/1f 信号,记为 $R_{2f/1f}$)进行测量。 $R_{2f/1f}$ 的表达式为

$$R_{2f/1f} = \frac{\sqrt{X_{2f}^2 + Y_{2f}^2}}{\sqrt{X_{1f}^2 + Y_{1f}^2}} = f(A, \Delta\nu_c, \Delta\nu_D), \quad (5)$$

式中 X_{2f} 为 2f 信号的 X 分量, Y_{2f} 为 2f 信号的 Y 分量, X_{1f} 为 1f 信号的 X 分量, Y_{1f} 为 1f 信号的 Y 分量。

由(5)式可知,谐波信号 $R_{2f/1f}$ 是只与 A 、 $\Delta\nu_D$ 和 $\Delta\nu_c$ 相关的函数,以 A 、 $\Delta\nu_D$ 和 $\Delta\nu_c$ 为自由变量,通过仿真谐波信号与迭代更新自由变量,可实现 A 、 $\Delta\nu_D$ 和 $\Delta\nu_c$ 等参数的反演,迭代过程示意图如图 1 所示。

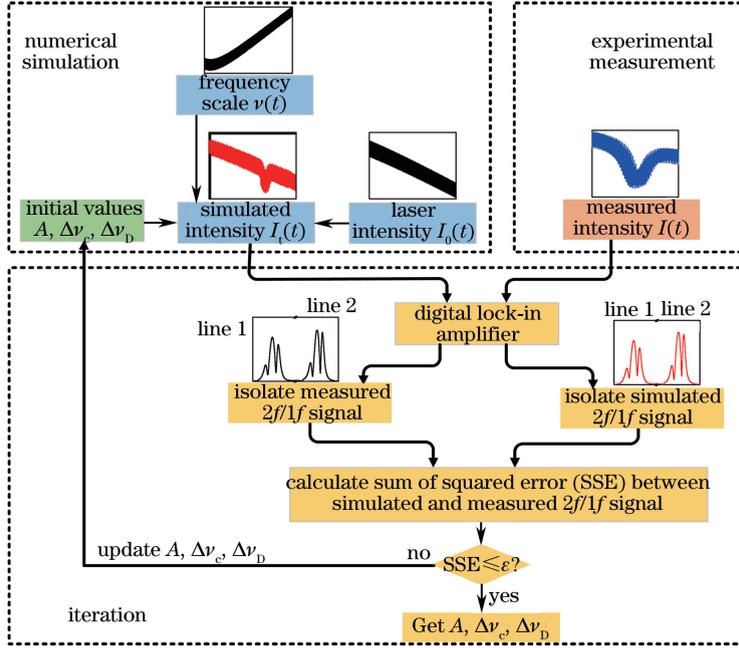


图 1 迭代过程示意图

Fig. 1 Diagram of iterative process

2.2 代数迭代重建方法

开展非均匀燃烧场气体参数的二维重建测量时,需要先将被测燃烧场离散化,获得离散分布模型,模型中每一网格内的气体压强、温度和组分浓度均匀分布。假设将被测燃烧场离散成 $J = M \times N$ (M 行 N 列) 个网格,每个网格的编号为 (m, n) ($1 \leq m \leq M, 1 \leq n \leq N$),谱线 v_j (j 为谱线编号) 沿着光线 i 穿过离散化的燃烧场后,其积分吸光度 $A_{v_j, i}$ 等于激光(谱线)穿过的每个网格上积分吸光度之和,可表示为

$$A_{v_j, i} = \sum_{n=1}^N \sum_{m=1}^M [P \cdot X \cdot S(T)]_{v_j, (m, n)} \cdot L_{i, (m, n)} = \sum_{n=1}^N \sum_{m=1}^M f_{v_j, (m, n)} \cdot L_{i, (m, n)}, \quad (i = 1, 2, 3, \dots, I), \quad (6)$$

式中 i 为光线的编号; I 为光线总数; (m, n) 表示第 (m, n) 个网格; $L_{i, (m, n)}$ 为谱线沿着光线 i 穿过第 (m, n) 个网格时的路径长度; $f_{v_j, (m, n)}$ 为第 (m, n) 个网格中的气体吸收系数,为压强 $P_{(m, n)}$ 、谱线 v_j 的线强度 $S_{v_j}[T_{(m, n)}]$ 和组分浓度 $X_{(m, n)}$ 的乘积,即 $f_{v_j, (m, n)} = P_{(m, n)} \cdot S_{v_j}[T_{(m, n)}] \cdot X_{(m, n)}$ 。(6)式可写成矩阵形式:

$$\begin{pmatrix} L_{1, (1, 1)} & L_{1, (1, 2)} & \cdots & L_{1, (m, n)} & \cdots & L_{1, (M, N)} \\ L_{2, (1, 1)} & L_{2, (1, 2)} & \cdots & L_{2, (m, n)} & \cdots & L_{2, (M, N)} \\ \vdots & \vdots & & \vdots & & \vdots \\ L_{i, (1, 1)} & L_{i, (1, 2)} & \cdots & L_{i, (m, n)} & \cdots & L_{i, (M, N)} \\ \vdots & \vdots & & \vdots & & \vdots \\ L_{I, (1, 1)} & L_{I, (1, 2)} & \cdots & L_{I, (m, n)} & \cdots & L_{I, (M, N)} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} f_{v_j, (1, 1)} \\ f_{v_j, (1, 2)} \\ \vdots \\ f_{v_j, (m, n)} \\ \vdots \\ f_{v_j, (M, N)} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A_{v_j, 1} \\ A_{v_j, 2} \\ \vdots \\ A_{v_j, i} \\ \vdots \\ A_{v_j, I} \end{pmatrix}, \quad (7)$$

式中 $A_{v_j,i}$ 可通过实验测量获得, $L_{i,(m,n)}$ 为已知量。通过代数迭代算法可获得所有网格中气体吸收系数 $f_{v_j,(m,n)}$ 的值, 求解表达式为

$$f_{v_j,(m,n)}^{(\sigma+1)} = f_{v_j,(m,n)}^{(\sigma)} - \gamma_{(m,n)}^{(\sigma)} \cdot \left[\sum_{n=1}^N \sum_{m=1}^M f_{v_j,(m,n)}^{(\sigma)} \cdot L_{i,(m,n)} - A_{v_j,(m,n)} \right], \quad (8)$$

其中

$$\gamma_{(m,n)}^{(\sigma)} = \beta \times \frac{f_{v_j,(m,n)}^{(\sigma)} \cdot L_{i,(m,n)}}{\sum_{n=1}^N \sum_{m=1}^M f_{v_j,(m,n)}^{(\sigma)} \cdot L_{i,(m,n)}}, \quad (9)$$

式中 σ 为迭代次数; γ 为代数迭代过程中的松弛因子; β 为常数, 取值为 0.20。为了避免迭代过程中突变而导致结果发散, 在算法中加入了平滑处理机制, 即对任意网格 (m, n) , 平滑过程为

$$f_{(m,n)}^{(\sigma+1)} = (1 - \delta) \times f_{(m,n)}^{(\sigma)} + \delta \times \left[\sum_{m-1}^{m+1} \sum_{n-1}^{n+1} f_{(x,y)}^{(\sigma)} / p \right], \quad (10)$$

式中 δ 为平滑因子, 取值为 0.001^[17]; p 为与网格 (m, n) 相邻的网格数。

选用一种分子的两条谱线 (v_1 和 v_2) 同时开展测量, 求解后可分别得到所有网格中的气体吸收系数 $f_{v_1,(m,n)}$ 和 $f_{v_2,(m,n)}$, 将 $f_{v_1,(m,n)}$ 和 $f_{v_2,(m,n)}$ 分别对应相

除, 可获得每个网格中只与气体温度相关的函数, 用其可以计算每个网格内的气体温度, 计算公式为

$$T_{(m,n)} = \frac{\frac{hc}{k} \cdot (E_2'' - E_1'')}{\ln \left[\frac{f_{v_1,(m,n)}}{f_{v_2,(m,n)}} \right] + \ln \left[\frac{S_2(T_0)}{S_1(T_0)} \right] + \frac{hc}{k} \cdot \frac{(E_2'' - E_1'')}{T_0}} \quad (11)$$

式中 T_0 为参考温度 (通常取 296 K), h 为普朗克常数, c 为真空中的光速, S_2 为谱线 2 的线强度, S_1 为谱线 1 的线强度, E'' 为低跃迁态能量, k 为玻尔兹曼常数。获得每个网格的气体温度后, 可利用一条谱线的气体吸收系数 $f_{v_j,(m,n)}$ 计算每个网格中吸收分子组分的物质的量分数 (气体压强已知), 计算公式为

$$X_{(m,n)} = \frac{f_{v_j,(m,n)}}{P_{(m,n)} \cdot S_{v_j}[T_{(m,n)}]} \quad (12)$$

3 数值仿真研究

3.1 仿真模型与重建结果

选用单高斯分布和阶跃分布两种模型开展研究, 在仿真分析中, 选用 H_2O 作为目标分子, 初始的燃烧场温度和 H_2O 浓度分布模型如图 2 所示。燃烧场区域为 150 mm × 150 mm, 温度变化范围为 400 ~

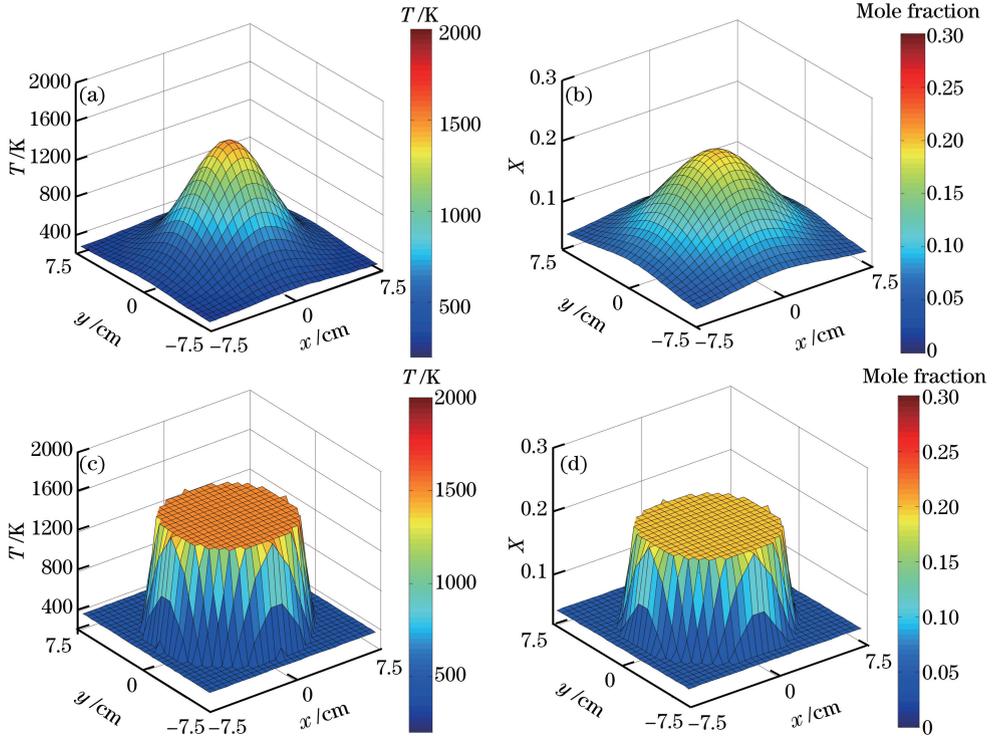


图 2 初始燃烧场模型。(a) 单高斯温度分布模型; (b) 单高斯 H_2O 浓度分布模型; (c) 阶跃温度分布模型; (d) 阶跃 H_2O 浓度分布模型
Fig. 2 Original combustion field model. (a) Single Gaussian temperature distribution model; (b) single Gaussian H_2O concentration distribution model; (c) step change temperature distribution model; (b) step change H_2O concentration distribution model

1500 K, H_2O 的物质的量分数 X 的变化范围为 0.05~0.20。

将待测燃烧场离散成 30×30 的网格方阵, 离散网格大小为 $5 \text{ mm} \times 5 \text{ mm}$, 并对 900 个网格进行数字标记。采用平行光束光线分布的方式(同一方向上的所有光线是平行的)开展仿真研究, 选用 4 个投影角度(不同方向上的光线布局, 0° , 45° , 90° 和 135°)设计光线布局, 如图 3 所示。其中 0° 和 90° 方向分别有 30 条光线, 45° 和 135° 方向分别有 59 条光线, 每个网格的光线数目为 4。

选取两条 H_2O 的吸收谱线 (7185.60 cm^{-1} 和 7454.45 cm^{-1}) 开展数值仿真研究, 模拟整个 WMS 测量过程。将两条谱线沿着图 3 所示光线穿过离散网格后的透射光强作为实验测量值, 而后利用图 1 中的积分吸光度测量方法获得两条谱线穿过沿

着图 3 所示光线后的积分吸光度 A , 并利用代数迭代算法重建气体温度和 H_2O 组分浓度, 重建结果如图 4 所示。

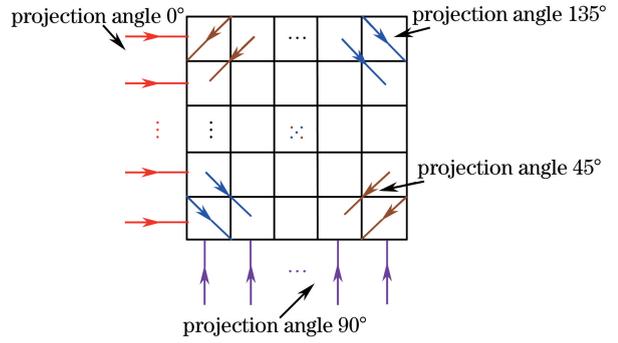


图 3 不同投影角度上的平行光束示意图
Fig. 3 Schematic of parallel beam at different projection angles

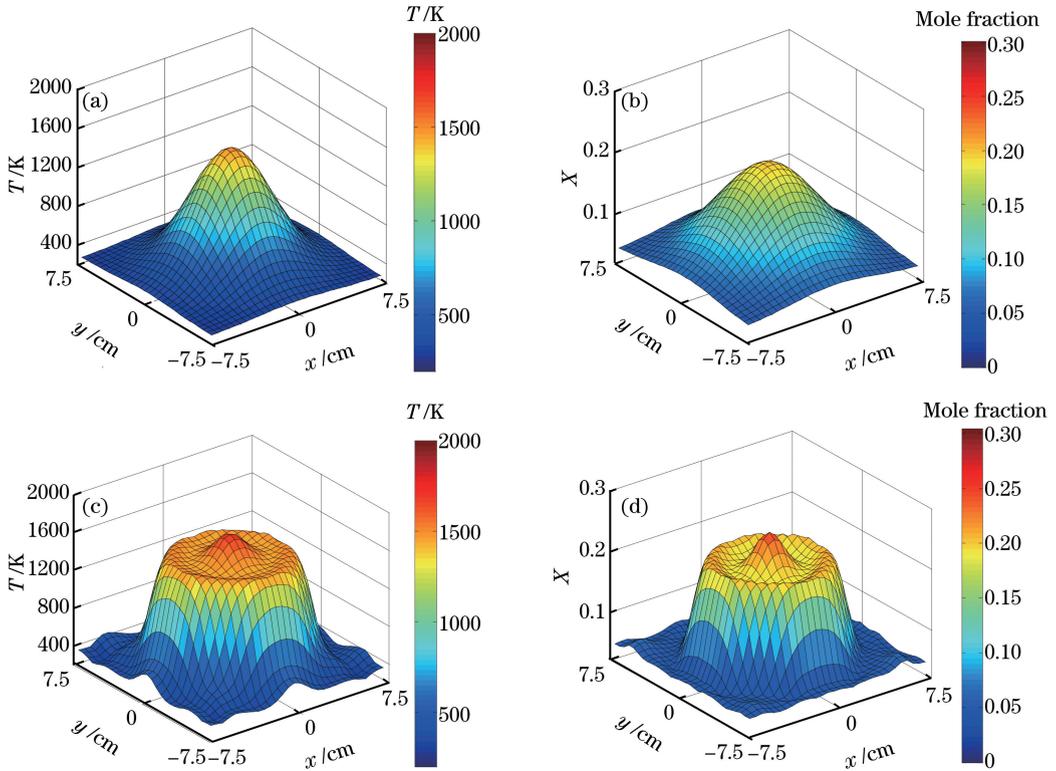


图 4 燃烧场重建结果。(a)单高斯温度分布;(b)单高斯 H_2O 浓度分布;(c)阶跃温度分布;(d)阶跃 H_2O 浓度分布
Fig. 4 Reconstructed combustion field. (a) Single Gaussian temperature distribution; (b) single Gaussian H_2O concentration distribution; (c) step change temperature distribution; (d) step change H_2O concentration distribution

由图 4 所示的燃烧场重建结果可知, 基于 WMS 方法能够实现燃烧场和 H_2O 浓度场的二维重建。为了定量评价燃烧场的重建效果, 选用归一化平均绝对误差作为评价指标, 温度场归一化平均绝对误差 e_T 和 H_2O 浓度场归一化平均绝对误差

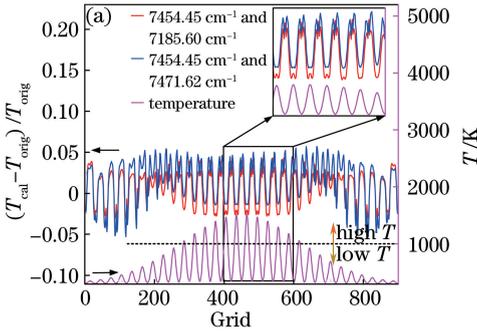
e_X 的表达式分别为

$$e_T = \frac{\sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^N |T_{(m,n)}^{cal} - T_{(m,n)}^{orig}|}{\sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^N |T_{(m,n)}^{orig}|}, \quad (13)$$

$$e_x = \frac{\sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^N |X_{(m,n)}^{cal} - X_{(m,n)}^{orig}|}{\sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^N |X_{(m,n)}^{orig}|} \quad (14)$$

式中上标“orig”和“cal”分别表示初始流场和重建流场。单高斯分布模型中温度场归一化平均绝对误差 e_T 和 H_2O 浓度场归一化平均绝对误差 e_x 分别小于 2.0% 和 2.5%，阶跃分布模型中 e_T 和 e_x 分别为 6.58% 和 7.35%。阶跃分布模型中的重建误差比单高斯分布模型大的原因是阶跃分布模型中阶跃变化的温度场重建误差较大。

为了分析不同温度区间内的重建效果，定义温度变化区间(如 1000~1500 K)的归一化平均绝对误差为 $e_{T(1000\sim 1500\text{ K})}$ 。其计算方法为：在原始离散模型中筛选温度为 1000~1500 K 的网格，然后利用 (13)、(14) 式进行计算。在单高斯分布流场中，1000~1500 K 区间内的归一化平均绝对误差



$e_{T(1000\sim 1500\text{ K})}$ 为 2.63%，而 $e_{T(400\sim 1000\text{ K})}$ 为 1.57%；在阶跃分布模型中， $e_{T(1000\sim 1500\text{ K})}$ 为 4.34%，而 $e_{T(400\sim 1000\text{ K})}$ 为 14.56%。可见，不同温度区间内的重建误差不同，主要原因是所选谱线对不同的温度区间具有不同的灵敏度。

3.2 不同谱线组合对重建结果的影响

为了进一步分析不同谱线组合在不同温度区间内的重建效果，选择两组谱线组合 (7185.60, 7454.45 cm^{-1} 和 7454.45, 7471.62 cm^{-1}) 对图 2 中的分布模型开展仿真研究。获得重建结果后，为了更直观地观察重建结果，将图 2 中被测燃烧场离散后的 900 个网格顶点(图 3 中第一列为 1~30, 第二列为 31~60, 最后一列为 871~900)对应的重建温度值与初始模型中的温度值进行对比，获得了每个网格点对应的温度重建误差 $(T_{cal} - T_{orig}) / T_{orig}$ ，单高斯分布和阶跃分布模型中的温度重建误差如图 5 所示。

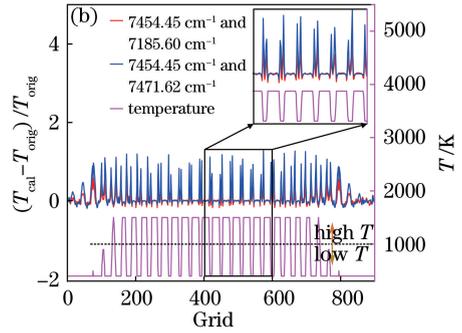


图 5 温度重建误差。(a)单高斯分布模型；(b)阶跃分布模型

Fig. 5 Reconstructed temperature error. (a) Single Gaussian distribution model; (b) step change distribution model

由图 5(a)可知：对于单高斯分布模型，两组谱线组合的温度重建误差都在 $\pm 5.5\%$ 以内；在低温区 (400~1000 K)，7185.60 cm^{-1} 和 7454.45 cm^{-1} 谱线组合的重建误差较小；在高温区 (1000~1500 K)，7454.45 cm^{-1} 和 7471.62 cm^{-1} 谱线组合的重建误差较小。由图 5(b)可知：对于阶跃分布模型，两组谱线组合在低温区和高温区的重建误差也有较大差别，7185.60 cm^{-1} 和 7454.45 cm^{-1} 谱线组合在低温区的重建误差相对较小，而 7454.45 cm^{-1} 和 7471.62 cm^{-1} 谱线在高温区的重建误差相对较小。出现上述现象的原因主要是所选谱线的低跃迁态能量 E'' 不同， E'' 不同的谱线的线强度在不同的温度区间具有不同的灵敏度，在 400~1000 K 温度范围内，谱线 7185.60 cm^{-1} 和 7454.45 cm^{-1} 的线强度具有较高的灵敏度，在 1000~1500 K 温度范围内，谱线 7454.45 cm^{-1} 和 7471.62 cm^{-1} 的线强度具有较高的

灵敏度。由图 5(b)还可看出，在温度发生阶跃变化的网格点处，重建误差很大，主要原因是：1) WMS 方法属于视线测量技术，具有路径积分的特性，对阶跃变化的流场不敏感；2) 采用代数迭代算法计算时，为了确保收敛而加入了平滑算法，这会导致谱线的线强度对阶跃变化的流场不敏感。

用 E'' 描述谱线线强度对温度的灵敏度。为进一步研究 E'' 对重建结果的影响，选择不同的谱线和谱线 7454.45 cm^{-1} 组成谱线对，然后针对图 2 中的单高斯分布和阶跃分布模型开展数值仿真研究。不同温度区间内的温度归一化平均绝对误差和 H_2O 浓度的归一化平均绝对误差随 E'' 的变化如图 6 所示。

由图 6(a)可知，对于单高斯分布模型，随着所选谱线的 E'' 逐渐升高，高温区的归一化平均绝对误差 $e_{T(1000\sim 1500\text{ K})}$ 逐渐减小， $e_{T(400\sim 1000\text{ K})}$ 逐渐增大，主

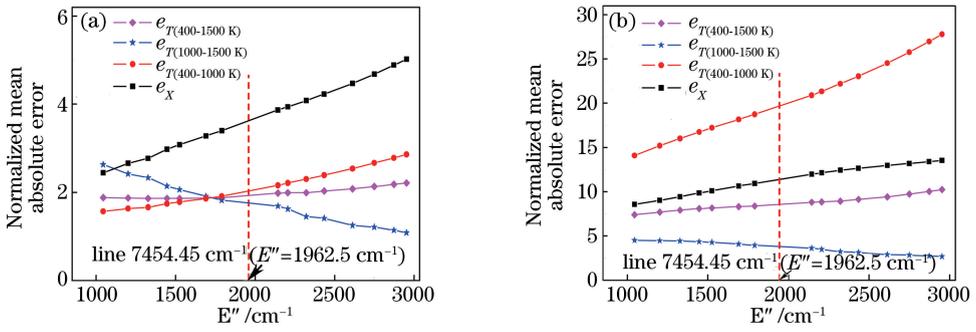


图 6 归一化平均绝对误差随谱线低跃迁态能量的变化。(a)单高斯分布模型;(b)阶跃分布模型

Fig. 6 Normalized mean absolute error as a function of lower-state energy. (a) Single Gaussian distribution model; (b) step change distribution model

要原因是随着 E'' 逐渐升高,所选谱线在高温区的灵敏度越来越高,在低温区的灵敏度越来越低; $e_{T(400\sim 1500 \text{ K})}$ 随着 E'' 的升高而逐渐增大的主要原因是单高斯分布模型中低温区(400~1000 K)网格所占比例更大(87.55%),导致其变化趋势与 $e_{T(400\sim 1000 \text{ K})}$ 的变化趋势相同。

对于阶跃分布模型,随着所选谱线的 E'' 逐渐升高,高温区的温度归一化平均绝对误差 $e_{T(1000\sim 1500 \text{ K})}$ 逐渐减小,主要原因是所选谱线在高温区的灵敏度越来越高。低温区的归一化平均绝对误差 $e_{T(400\sim 1000 \text{ K})}$ 随 E'' 的升高逐渐增大,且变化趋势十分明显,主要原因是:1)随着 E'' 逐渐升高,所选谱线在低温区的灵敏度越来越低;2)在阶跃分布模型中,阶跃变化的网格点重建误差非常大,且主要位于低温区,导致低温区内的重建误差越来越大。

4 实验研究

4.1 实验系统

基于 WMS 的非均匀燃烧场二维重建实验在平焰燃烧火焰中开展,实验装置示意图如图 7 所示,主要包括光纤耦合输出激光器(NEL 公司,型号为 NLK1B5EAAA)、激光器控制器(ILX Lightwave 公司,型号为 LDC-3900)、光电探测器阵列模块(EOS 公司,型号为 IGA-030-E5/4 MHz)、光纤合束/分束器(OZ Optics 公司,型号为 WDM-12N-111-1340/1390-7/125-PPP-50)、数据采集卡(NI 公司,型号为 PCI-6115)、平焰燃烧器(Holthuis & Associates 公司,型号为 McKenna)和旋转平台(Zolix 公司,型号为 RAK-200)等。McKenna 型燃烧器炉盘中央圆形区的半径为 30 mm,可以生成稳定的平面火焰,同心 12 mm 宽

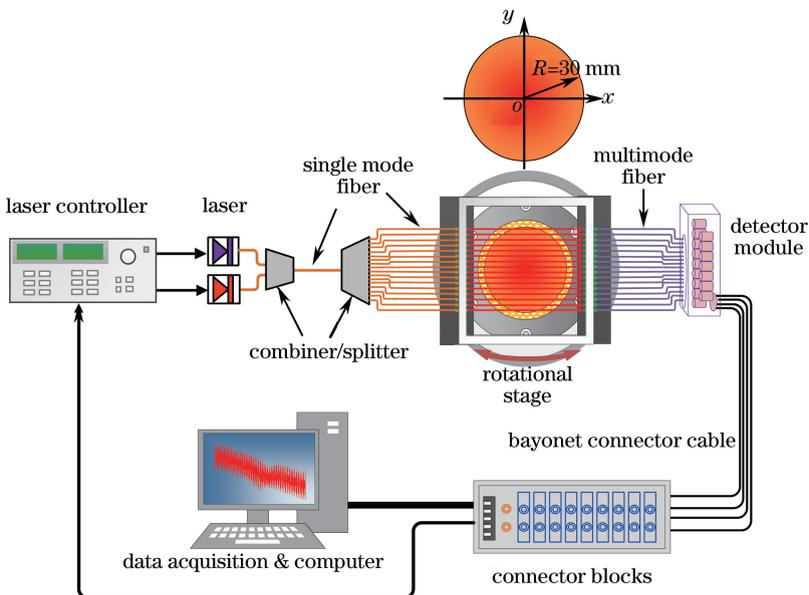


图 7 实验装置示意图

Fig. 7 Schematic of experimental setup

的外环区是稀有气体区,可以防止外界环境对平面火焰区的干扰。燃烧器具有两个独立的供气腔室,通过质量流量计精确控制燃料和空气流量,燃料和空气充分预混后进入腔内燃烧,在火焰中心区域产生稳定的火焰,燃烧场可假设为定常稳态流场。

通过激光器控制器可调节两个激光器的温度和电流,使激光器的输出激光在所选谱线附近,输出激光经合束器/分束器后,再经单模光纤输出 16 束激光,光纤头固定在方形框架上,框架尺寸为 130 mm×130 mm,框架固定在旋转平台上,通过旋转可实现不同投影角度的测量。激光间距为 5 mm,16 个光纤头位于框架的中间部位,准直后的激光穿过燃烧火焰后耦合进多模光纤,而后由探测器探测,探测器信号由数据采集卡采集并保存。

4.2 重建结果

选用频分复用方法开展测量,7185.60 cm⁻¹和

7454.45 cm⁻¹ 两条 H₂O 谱线的调制频率分别为 280 kHz 和 240 kHz,调制深度分别为 0.07 cm⁻¹和 0.10 cm⁻¹,激光经合束器/分束器后分成 16 束光,每束光都包含了两条谱线的信息。平面燃烧器的燃料选用甲烷,甲烷和空气的体积流量分别为 1.733 L/min和 14.96 L/min,当量比为 1.1。燃烧器产生的火焰稳定后开始测量,激光距离炉面 11 mm,每个投影角度同时采集 16 束激光,采集数据的时间为 1 s,即 1000 个周期,选取其中 100 个周期的数据进行平均,以消除随机噪声带来的测量误差。利用数字锁相放大器解调探测器信号,可分别获得 7185.60 cm⁻¹和 7454.45 cm⁻¹ 两条谱线的 2*f*/1*f* 信号,而后利用图 1 中的方法,通过仿真与迭代获得两条谱线穿过非均匀流场区域的积分吸光度。迭代结束后,仿真与实验 2*f*/1*f* 信号的对比如图 8 所示。

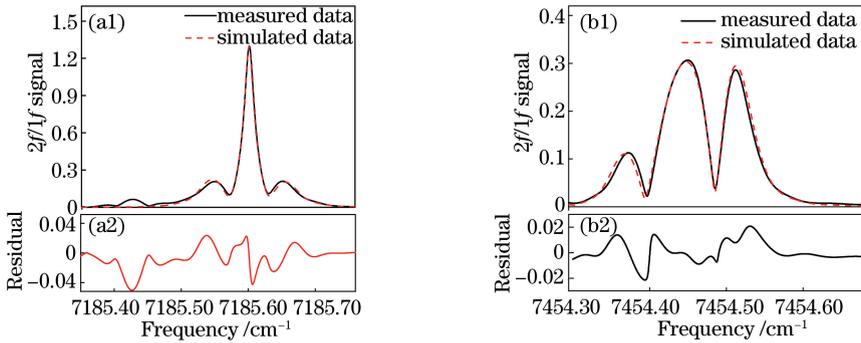


图 8 激光光束穿过圆心时两条谱线的拟合结果。(a) 谱线 7185.60 cm⁻¹; (b) 谱线 7454.45 cm⁻¹

Fig. 8 Fitting results of two spectral lines when the laser beam passes through the circle point.

(a) Line 7185.60 cm⁻¹; (b) line 7454.45 cm⁻¹

拟合结束后,获得了每条光线上两条谱线的积分吸光度 *A* 的测量值,进而利用代数迭代重建算法实现非均匀流场内的二维重建,投影方向数目为 6 (投影角度分别为 0°,30°,60°,90°,120°和 150°)时的

重建结果如图 9 所示。

由图 9 可知,基于 WMS 方法和代数迭代算法实现了非均匀燃烧场内气体温度和 H₂O 浓度的二维分布测量。在 McKenna 炉的火焰中心区域,温

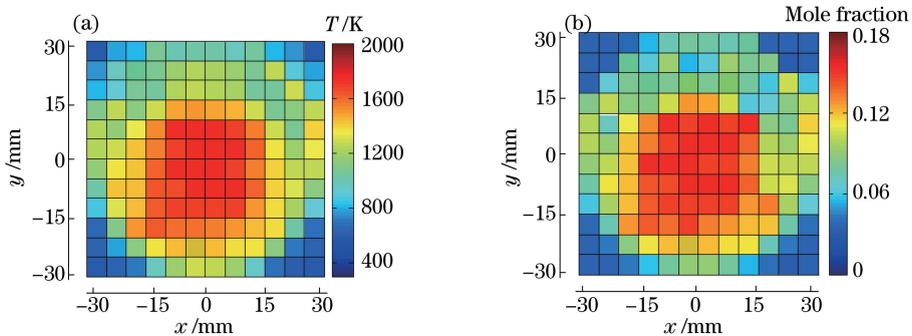


图 9 燃烧火焰的二维重建结果。(a) 温度重建结果; (b) H₂O 浓度重建结果

Fig. 9 Two-dimensional reconstructed results of the combustion flame.

(a) Reconstructed temperature; (b) reconstructed H₂O concentration

度和 H_2O 浓度近似均匀,温度变化范围为 1200~2000 K,重建误差小于 3.2%(预测值通过热电偶测量获得), H_2O 的物质的量分数的变化范围为 0.12~0.18. 炉面温度的重建结果与和热电偶的测量结果如图 10 所示. 由图 10 可知,在火焰中心区域,重建温度和热电偶测量值趋于一致,而在边界区域,重建温度比热电偶测量值偏低,主要原因是 WMS 方法和代数迭代算法对阶跃变化的流场不敏感.

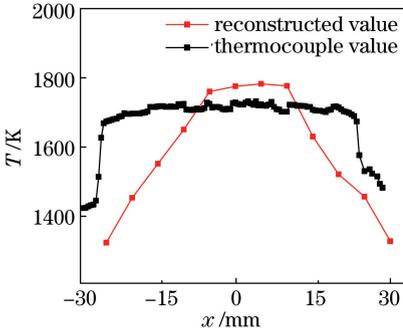


图 10 炉面温度重建结果与热电偶测量结果的对比($y=0$)

Fig. 10 Comparison between the reconstructed result of furnace surface temperature and the measured result of thermocouple ($y=0$)

5 结 论

研究了基于 WMS 实现非均匀燃烧场气体参数二维重建的方法. 选用两组谱线针对单高斯分布和阶跃分布模型开展数值仿真研究,结果表明:基于 WMS 方法能够实现气体参数的二维分布测量,所选谱线不同,重建结果区别较大;在对温度较敏感的区间内,所选谱线组合的重建误差较小,在对温度不敏感的区间内,重建误差较大. 选择两条 H_2O 吸收谱线(7185.60 cm^{-1} 和 7454.45 cm^{-1}) 在平焰燃烧火焰中进行了实验研究,结果表明:在炉面中间区域,重建温度和热电偶测量值趋于一致;在边界区域,重建温度比热电偶测量值偏低,主要原因是 WMS 方法和代数迭代算法对阶跃变化的流场不敏感.

参 考 文 献

[1] Goldenstein C S, Spearrin R M, Jeffries J B, *et al.* Infrared laser-absorption sensing for combustion gases [J]. *Progress in Energy & Combustion Science*, 2017, 60: 132-176.
 [2] Yang B, He G Q, Liu P J, *et al.* TDLAS-based measurements of parameters for incoming flow hot-firing test of air breathing rocket engine[J]. *Chinese*

Journal of Lasers, 2011, 38(5): 0508006.

杨斌, 何国强, 刘佩进, 等. 利用 TDLAS 技术开展吸气式发动机来流热试实验参数测量[J]. *中国激光*, 2011, 38(5): 0508006.

[3] Cai W W, Kaminski C F. Tomographic absorption spectroscopy for the study of gas dynamics and reactive flows[J]. *Progress in Energy & Combustion Science*, 2017, 59: 1-31.
 [4] Rieker G B, Jeffries J B, Hanson R K, *et al.* Diode laser-based detection of combustor instabilities with application to a scramjet engine[C]. *Proceedings of the Combustion Institute*, 2009, 32(1): 831-838.
 [5] Goldenstein C S, Schultz I A, Jeffries J B, *et al.* Two-color absorption spectroscopy strategy for measuring the column density and path average temperature of the absorbing species in non-uniform gases [J]. *Applied Optics*, 2013, 52 (33): 7950-7962.
 [6] Emmerman P J, Goulard R, Santoro R J, *et al.* Multi-angular absorption diagnostics of a turbulent argon-methane jet [J]. *Journal of Energy*, 1980, 4 (2): 70-77.
 [7] Jeon M G, Deguchi Y, Kamimoto T, *et al.* Performances of new reconstruction algorithms for CT-TDLAS (computer tomography-tunable diode laser absorption spectroscopy) [J]. *Applied Thermal Engineering*, 2017, 115: 1148-1160.
 [8] Guha A, Schoeg I M. Tomographic imaging of flames: assessment of reconstruction error based on simulated results [J]. *Journal of Propulsion & Power*, 2014, 30(2): 350-359.
 [9] Li N, Weng C. Modified adaptive algebraic tomographic reconstruction for gas distribution from incomplete projection by a two-wavelength absorption scheme[J]. *Chinese Optics Letters*, 2011, 9(6): 061201.
 [10] Kasyutich V L, Martin P A. Towards a two-dimensional concentration and temperature laser absorption tomography sensor system [J]. *Applied Physics B*, 2011, 102(1): 149-162.
 [11] Terzija N, Davidson J L, Garcia-Stewart C A, *et al.* Image optimization for chemical species tomography with an irregular and sparse beam array [J]. *Measurement Science & Technology*, 2008, 19(9): 094007.
 [12] Shepp L A, Logan B F. The Fourier reconstruction of a head section[J]. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 1974, 21(3): 21-43.
 [13] Cai W W, David J E, Ma L. Application of simulated annealing for multispectral tomography [J]. *Computer Physics Communications*, 2008, 179(4):

- 250-255.
- [14] Deguchi Y, Yasui D, Adachi A. Development of 2D temperature and concentration measurement method using tunable diode laser absorption spectroscopy[J]. Journal of Mechanics Engineering and Automation, 2012(9): 543-549.
- [15] Xu L J, Liu C, Jing W Y, *et al.* Tunable diode laser absorption spectroscopy-based tomography system for on-line monitoring of two-dimensional distributions of temperature and H₂O mole fraction [J]. Review of Scientific Instruments, 2016, 87(1): 013101.
- [16] Sun K, Chao X, Sur R, *et al.* Analysis of calibration-free wavelength scanned wavelength modulation spectroscopy for practical gas sensing using tunable diode lasers[J]. Measurement Science & Technology, 2013, 24(12): 125203.
- [17] Li N, Weng C. Modified adaptive algebraic tomographic reconstruction of gas distribution from incomplete projection by a two-wavelength absorption scheme[J]. Chinese Optics Letters, 2011, 9(6): 061201.