

文章编号: 2096-1642(2016)05-0052-12

# 可调谐二极管激光吸收光谱诊断技术: 原理和应用

余西龙<sup>1</sup>, 曾徽<sup>1,2</sup>, 林鑫<sup>2</sup>, 李飞<sup>1</sup>, 张少华<sup>1</sup>, 刘立拓<sup>1</sup>

(1. 中国科学院力学研究所高温气体动力学国家重点实验室, 北京 100190;

2. 中国航空气动力技术研究院, 北京 100074)

## Tunable Diode Laser Absorption Spectroscopy: Principle and Application

YU Xi-long<sup>1</sup>, ZENG Hui<sup>1,2</sup>, LIN Xin<sup>2</sup>, LI Fei<sup>1</sup>, ZHANG Shao-hua<sup>1</sup>, LIU Li-tuo<sup>1</sup>

(1. State Key Laboratory of High Temperature of Gas Dynamics, Beijing 100190, China;

2. China Academy of Aerospace Aerodynamics, Beijing 100074, China)

**摘要:** 可调谐二极管激光吸收光谱技术是一种非接触的光谱诊断技术, 已经广泛应用于高温气动研究中. 文章对吸收光谱的发展和应用于高温反应环境温度 and 组分浓度的测量进行了回顾. 对不同的吸收测量策略以及相应的系统组成进行了详细介绍, 最后介绍了应用吸收光谱技术研究超声速燃烧、火星再入以及空间推进系统的详细结果.

**关键词:** 可调谐激光吸收光谱; 激光诊断; 温度; 组分浓度; 化学反应流

中图分类号: V211.7

文献标识码: A

**Abstract:** Tunable diode laser absorption spectroscopy (TDLAS) is a kind of non-intrusive spectroscopy-based diagnostics, which has been widely used in high temperature gas dynamics research for ground test facilities. The state of the art of TDL-based sensors and their applications for measurements of temperature were reviewed, and species concentrations of gas components in high temperature reactive environments were given in this paper. Particularly, various schemes of absorption detection strategy (direct absorption measurements, wavelength modulation) and related systems were discussed in detail. The recent applications of TDL-based sensors in supersonic combustion, Mars reentry condition and space propulsion research were demonstrated in the final part of the paper.

**Key words:** tunable diode laser absorption spectroscopy; laser diagnostics; temperature; species concentration; reactive flow

## 引言

可调谐二极管激光吸收光谱技术是光学燃烧诊断技术的重要分支, 它是基于流场均匀性假设的积分平均测量, 以定量准确、多参数同时测量能力、重复频率高和实验系统较简单等优点, 已广泛应用于多种复杂应用环境.

激光吸收光谱技术应用于燃烧诊断已经有超过40年的历史, 伴随着激光器的发展而获得进步<sup>[1-2]</sup>. 由于现有二极管可调谐激光器的波长限制, 吸收光谱技术主要利用红外波段进行探测, 波段分为近红外激光吸收光谱(1~3 μm)和中红外激光吸收光谱(3~20 μm). 由通讯技术的带动, 近红外DFB激光

器以快速调谐、成本低和易于光纤耦合等特性, 促进了近红外吸收光谱技术在各领域的广泛应用<sup>[3]</sup>. 在超声速燃烧领域, 近红外吸收光谱技术已经成为发动机地面试验研究的重要探测手段<sup>[4-11]</sup>, 为研究燃烧稳定性、评估燃烧效率、验证CFD计算模型等提供了大量定量信息. 在燃烧化学反应动力学研究方面, 美国Stanford大学Hanson小组利用激波管开展了大量的基础实验, 在温度(500~5000 K), 压力(1~50 bar)范围内对H<sub>2</sub>O, CO<sub>2</sub>, C<sub>2</sub>H<sub>4</sub>, OH等多种组分进行测量, 获得了精确的燃烧反应速率<sup>[12-19]</sup>. 此外, 近红外激光吸收光谱技术在工业设备燃烧尾气监测方面也有应用<sup>[20-22]</sup>. 总而言之, 近红外吸收光谱诊断技术已经较为成熟, 可实现对各复杂流场和燃烧场

收稿日期: 2016-05-20; 修回日期: 2016-06-15

引用格式: 余西龙, 曾徽, 林鑫, 等. 可调谐二极管激光吸收光谱诊断技术: 原理和应用[J]. 气体物理, 2016, 1(5): 52-63.

Citation: Yu X L, Zeng H, Lin X, et al. Tunable diode laser absorption spectroscopy: principle and application[J]. Physics of Gases, 2016, 1(5): 52-63.

的多组分( $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{CO}_2$ ,  $\text{CO}$ 等)诊断. 燃烧中常见组分(如 $\text{CO}$ ,  $\text{CO}_2$ ,  $\text{NO}$ 等)的转动振动光谱多位于中红外波段,其跃迁强度要比它们的近红外倍频谱段高出2~3个量级. 因此,相比传统的近红外吸收光谱,中红外吸收光谱技术最大优势在于可以提高2~3个量级的探测极限,因此适于微量组分探测,且测量精度更佳<sup>[23]</sup>. 早期的中红外激光器操作复杂,且波长无法快速调谐,严重制约了中红外吸收光谱技术的应用. 近年来,伴随着量子级联激光器(quantum cascade laser, QCL)的发展,大量的吸收探测利用了中红外波段<sup>[2]</sup>.

基于量子级联激光器的中红外吸收光谱技术,从最初应用于实验室,逐步扩展到复杂燃烧环境的在线测量. 例如,对 $\text{N}_2\text{O}$ ,  $\text{CH}_4$ 等组分的理想条件下的高精度中红外光谱研究较多<sup>[24-29]</sup>,而燃烧领域的中红外测试则较晚开展. 2014年,美国Stanford大学的Schultz等首次利用4.6  $\mu\text{m}$ 量子级联激光器,对超燃冲压发动机燃烧室内的温度和 $\text{CO}$ ,  $\text{CO}_2$ 组分浓度进行测量<sup>[30-31]</sup>. Spearin等利用4.8  $\mu\text{m}$ 中红外量子级联激光器获得了高压燃气中 $\text{CO}$ 组分的浓度<sup>[32]</sup>. Chao等利用5.2  $\mu\text{m}$ 激光器获得了电厂锅炉燃气中 $\text{NO}$ 组分的浓度<sup>[33]</sup>,同小组的其他研究人员还利用中红外吸收光谱技术,在爆轰发动机、激波风洞等大型设备上,开展了复杂、非均匀条件下的燃烧诊断<sup>[34-39]</sup>. 此外,该技术还应用于城市污染源监控和工业污染废气监测<sup>[40-42]</sup>, $\text{NO}$ ,  $\text{NO}_2$ 作为工业废气中主要污染氮氧化物,利用QCL中红外激光吸收光谱技术开展对电厂锅炉尾气的诊断<sup>[43-45]</sup>. 国内方面,量子级联激光器对复杂、真实环境进行燃烧诊断的应用还较少,中科院力学所应用量子级联激光器实现对ADN基推力器内流场在线诊断<sup>[46]</sup>.

## 1 Beer-Lambert 定律

激光吸收光谱技术基于Beer-Lambert定律,如图1所示,频率为 $\nu$ 的单色激光光束通过待测均匀流场,激光光子被气体分子吸收,透射光强 $I_\nu$ 和入射光强 $I_0$ 满足Beer-Lambert关系:

$$\frac{I_\nu}{I_0} = \exp(-k_\nu L).$$

其中, $k_\nu$ (单位 $\text{cm}^{-1}$ )为频率 $\nu$ (单位 $\text{cm}^{-1}$ )的吸收系数, $\nu_0$ (单位 $\text{cm}^{-1}$ )是谱线的中心频率, $L$ 是光程的吸收长度(单位 $\text{cm}$ ). 吸收系数 $k_\nu$ 是压力 $P$ (单位 $\text{atm}$ ),待测组分摩尔浓度 $X_{\text{abs}}$ ,温度为 $T$ (单位 $\text{K}$ )

时吸收谱线强度 $S(T)$ (单位 $\text{cm}^{-1} \cdot \text{atm}^{-1}$ )和线型函数 $\phi(\nu - \nu_0)$ 的乘积:

$$k_\nu = PX_{\text{abs}}S(T)\phi(\nu - \nu_0).$$

其中线型函数进行归一化,

$$\int \phi(\nu - \nu_0) d\nu = 1.$$

吸收线强度是温度的函数,满足以下关系:

$$S(T) = S(T_0) \frac{Q(T_0)}{Q(T)} \left(\frac{T_0}{T}\right)^{\exp\left[-\frac{hcE''}{k}\left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0}\right)\right]} \cdot \left[1 - \exp\left(-\frac{hc\nu_0}{kT}\right)\right] \left[1 - \exp\left(-\frac{hc\nu_0}{kT_0}\right)\right]^{-1}.$$

其中, $Q(T)$ 为配分函数,它反映了温度为 $T$ 时吸收跃迁对应的低态粒子数占总粒子数的比值. $E''$ 为吸收跃迁的低能级能量(单位 $\text{cm}^{-1}$ ), $h$ 为Planck常数, $c$ 为光速, $k$ 为Boltzmann常数, $T_0$ 为参考温度,一般取296 K. 由于线型函数归一化,对吸收率积分,可以得到积分吸收率:

$$A = \int_{-\infty}^{+\infty} k_\nu d\nu = PX_{\text{abs}}S(T)L. \quad (1)$$

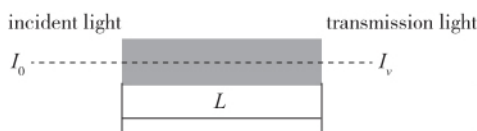


图1 吸收光谱测量示意图

Fig. 1 Schematic of absorption measurement arrangement

## 2 线型函数

分子光谱是由分子内部不同能级间的跃迁产生的,分子内部运动总能量 $E$ 分别表示为电子能级能量 $E_e$ ,振动能量 $E_v$ 和转动能量 $E_r$ . 本文中吸收光谱技术中的中红外光谱一般为转动-振动光谱,对应分子内部振动能级、转动能级间的跃迁.

在理想状态下,不同能级的跃迁对应着分子内部总能量的变化,这个能量变化对应着一个确定的频率(无限窄),在实际的吸收或发射光谱中谱线都有一定展度,谱线在此确定波长(即中心波长)周围的一小段频率范围内的强度分布称为线型函数分布. 导致此种谱线展宽的机制有多种,在普通燃烧条件下主要为均匀展宽和非均匀展宽两种,一个特定的吸收跃迁实际上是多种加宽机制的卷积. 线型函数提供了与待测介质相关的重要参数,如压力、组分浓度和温度. 根据不同的加宽机制,可以把线型函数大致分为3种: Gauss, Lorentz和Voigt.

## 2.1 Gauss 线型函数

Gauss 线型函数来自加宽机制中的非均匀加宽: Doppler 加宽. Doppler 加宽是由待测介质的随机热运动引起的. Doppler 加宽的线型函数可以用如下关系式表示:

$$\phi_D(\nu) = \frac{2}{\Delta\nu_D} \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} \exp\left[-4\ln 2 \left(\frac{\nu - \nu_0}{\Delta\nu_D}\right)^2\right].$$

其中 Doppler 半高全宽(FWHM)  $\Delta\nu_D$  表示为

$$\Delta\nu_D = \nu_0 \sqrt{\frac{8kT \ln 2}{mc^2}} = 7.1623 \times 10^{-7} \nu_0 \sqrt{\frac{T}{M}}. \quad (2)$$

其中,  $\nu_0$  为分子特定跃迁的中心波长,  $c$  表示光速,  $k$  为 Boltzmann 常数,  $m$  为分子质量,  $M$  表示分子摩尔质量,  $T$  为待测分子的温度. 从式(2)可见, Doppler 半高全宽与待测分子的温度的平方根成正比. 在早期的吸收光谱技术应用中, 常通过测量 Doppler 加宽来测温, Doppler 这种方法极大地简化实验和数据处理的复杂程度, 但其测温精度不如目前常用的双色法.

## 2.2 Lorentz 线型函数

Lorentz 线型函数是由加宽机制中均匀加宽引起的, 它是由激发态粒子的集体平均寿命引起的, 可以分为自然加宽和碰撞加宽.

(1) 自然加宽. 自然加宽来自分子吸收跃迁中有限寿命能量布居态的不确定性. 在一般情况下, 自然加宽的半高宽小于几十 MHz, 它对整体谱线加宽的贡献非常小, 通常忽略不计.

(2) 碰撞加宽. 碰撞加宽来自发生发射或吸收跃迁粒子与其他粒子的碰撞. 目前没有一个完整的、精确的碰撞分析模型来完全描述碰撞加宽线型. 常用的碰撞加宽线型函数由 Lorentz 给出, 可以用下式表示:

$$\phi_L = \frac{1}{\pi} \frac{\Delta\nu_L/2}{(\nu - \nu_0)^2 + (\Delta\nu_L/2)^2}.$$

其中  $\Delta\nu_L$  为谱线在中心频率  $\nu_0$  处的碰撞半高全宽(FWHM). 气体分子温度为常数时, 碰撞半高宽正比于压力, 多组分环境下待测分子半宽可以用下式表示:

$$\Delta\nu_L = P \sum_j X_j 2\gamma_j.$$

其中  $X_j$  表示特定组分  $j$  的摩尔浓度,  $\gamma_j$  (单位  $\text{cm}^{-1} \cdot \text{atm}^{-1}$ ) 表示组分  $j$  引起的碰撞加宽系数. 待测气体温度为  $T$  时,  $\gamma_j$  可以用下式表示:

$$\gamma_j = \gamma_j(T_0) \left(\frac{T_0}{T}\right)^{n_j}.$$

$n_j$  表示温度依赖因子.  $n_j$  为一个经验常数, 不同气体组分间碰撞时其值并不相同, 通常情况下取值 0.5.

## 2.3 Voigt 线型函数

实际情况下, 气体分子的加宽都是 Doppler 加宽和碰撞加宽的耦合. 从上两节可以看到, 低压情况下碰撞加宽很小, Doppler 加宽占据主导地位; 而高压情况下, 碰撞加宽变得更为重要. 这两种加宽机制的耦合可以用 Voigt 线型函数表示:

$$\phi_V(\nu) = \int_{-\infty}^{+\infty} \phi_D(u) \phi_L(\nu - u) du.$$

假设

$$y = \frac{2\sqrt{\ln 2}u}{\Delta\nu_D}, \quad \xi = \frac{2\sqrt{\ln 2}(u_0 - u)}{\Delta\nu_D}, \quad a = \frac{\sqrt{\ln 2}\Delta\nu_L}{\Delta\nu_D}.$$

则

$$\phi_V(\nu) = \frac{\ln 2}{\pi^{3/2}} \cdot \frac{2a}{\Delta\nu_D} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-y^2}}{a^2 + (\xi - y)^2} dy.$$

$a$  为 Voigt 线型函数中的重要参数, 它反映着 Voigt 线型与 Gauss 线型、Lorentz 线型的相似程度. 当  $a \rightarrow 0$  时, Voigt 线型趋近于 Gauss 线型; 当  $a \rightarrow \infty$  时, Voigt 线型趋近于 Lorentz 线型. 图 2 是 Gauss, Lorentz, Voigt 这 3 种线型的吸收轮廓图. 可以看到, 线型加宽相当时, Voigt 线型在线中心位置附近与 Gauss 线型相近, 而在远离中心频率的两翼处与 Lorentz 线型比较接近.

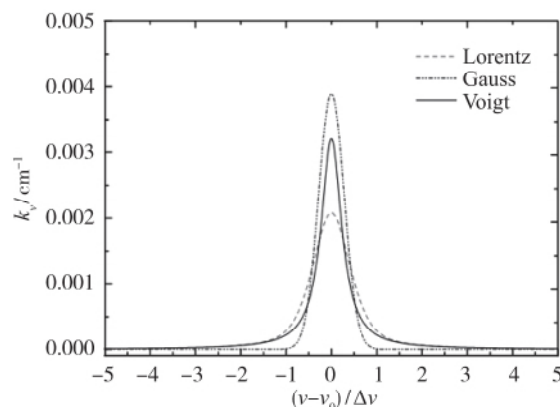


图 2 7185.60  $\text{cm}^{-1}$  谱线 Lorentz-Gauss-Voigt 吸收线型比较,  $X_{\text{H}_2\text{O}} = 0.05$ ,  $P = 1 \text{ bar}$ ,  $T = 1500 \text{ K}$

Fig. 2 Absorption line shapes of  $\text{H}_2\text{O}$  7185.60  $\text{cm}^{-1}$  transition,  $X_{\text{H}_2\text{O}} = 0.05$ ,  $P = 1 \text{ bar}$ ,  $T = 1500 \text{ K}$

Voigt 加宽是碰撞加宽和 Lorentz 加宽的卷积, 目前没有解析解, 一般用数值近似的方法去逼近真

实的 Voigt 函数. 目前可使用文献中的公式表示:

$$\Delta\nu_V = 0.5346\Delta\nu_L + \sqrt{(0.2166\Delta\nu_L^2 + \Delta\nu_D^2)}$$

在谱线选择中, 利用 Voigt 线型函数的中心峰值高度是一条重要标准, 可以用式 (3) 表示:

$$\phi_V(\nu_0) = \frac{\beta}{\Delta\nu_{ED} \sqrt{\pi}} + 2 \cdot \frac{1 - \beta}{\pi \cdot \Delta\nu_L} \quad (3)$$

其中,

$$\beta = \frac{\Delta\nu_{ED}}{\Delta\nu_L/2 + \Delta\nu_{ED}}, \Delta\nu_{ED} = \frac{\Delta\nu_D}{2 \sqrt{\ln 2}}$$

### 3 激光吸收光谱技术分类

吸收光谱技术的常用探测方法有两种: 直接吸收光谱和波长调制吸收光谱. 直接吸收光谱中又包含波长扫描吸收和固定波长吸收. 在吸收光谱发展早期, 固定波长吸收光谱应用较多, 随着激光器及相关控制器的发展, 吸收光谱的主流发展方向是基于波长扫描直接吸收方法和波长调制吸收方法. 本文主要对这两种探测方法进行介绍, 两种方法均能应用于燃烧场温度和组分浓度在线测量.

#### 3.1 波长扫描直接吸收方法

图 3 给出了波长扫描方法的实验示意图, 激光频率受温度控制和电流控制确定, 通过锯齿波型的电压调制信号可改变瞬态电流以调谐输出的激光频率. 在实验中, 控制激光器频率, 扫描某特定跃迁的整个线型轮廓, 可以用于获得组分的温度、浓度、速度以及压力等流场参数.

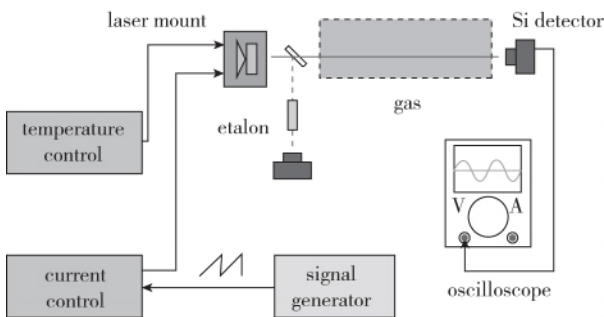


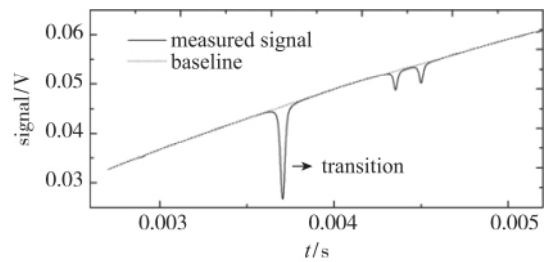
图 3 波长扫描直接吸收法的实验示意图  
Fig. 3 Schematic of wavelength-scanning direct absorption measurement arrangement

图 4 给出了一个扫描周期内的部分光强信号, 在燃烧诊断中, 多预留探测器背景信号, 即输出激光光强为 0 的探测器采集信号. 该背景信号的来源很多, 包含探测器偏置、环境光、火焰辐射等. 在扫

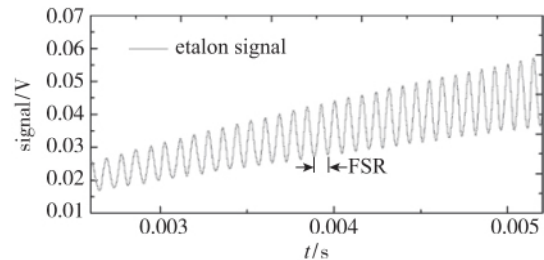
描频率较高时, 背景信号往往为常数, 仅须在数据处理中直接减除. 图 4(a) 中实线是探测器输出的电压信号, 对应透射光的强度. 通过多项式拟合非吸收位置可获得光强的基线, 对应入射光的强度. 这些测得信号的横坐标是时间, 须将其转换为频域分布. 这一转换多通过 etalon 标准具实现, 图 4(b) 给出了时域与频域的转换关系, 其中自由光谱区 FSR(单位  $\text{cm}^{-1}$ ) 定义为

$$\text{FSR} = \frac{1}{2nd}$$

其中,  $n$  表示 etalon 标准具的端面反射系数,  $d$  表示两端面的间距. 对于某特定波长的 FSR, 可以通过其仪器参数直接计算.



(a) Signal of transmission light versus time



(b) Corresponding output signal of F-P etalon

图 4 波长扫描直接吸收实验信号图  
Fig. 4 Measured signal of wavelength-scanning direct absorption scheme

吸收光谱的温度测量主要有半宽和双色测温两种. 对于 Doppler 加宽占据主导的情况, 可用 Doppler 半高宽和气体温度的关系得到:

$$T = M \left( \frac{\Delta\nu_D}{7.1623 \times 10^{-7} \nu_0} \right)^2$$

图 5 给出了  $\text{H}_2\text{O}$   $7185.60 \text{ cm}^{-1}$  跃迁在温度从 300 到 2000 K 变化时, Doppler 半宽随温度的变化.

大多数情况下, 流场不满足上述 Doppler 加宽为主的假设, 测温应使用双色法. 通过选取两条对温度敏感程度不同的吸收跃迁, 比较两谱线的积分吸收率, 可获得比值与温度的关系:

$$R = \frac{A_1}{A_2} = \frac{\int PXL\phi_{\nu_1}(\nu - \nu_{01}) S_1(T) d\nu}{\int PXL\phi_{\nu_2}(\nu - \nu_{02}) S_2(T) d\nu} = \frac{S_1(T)}{S_2(T)} =$$

$$\frac{S(T_0, \nu_{01})}{S(T_0, \nu_{02})} \exp\left[-\left(\frac{hc}{k}\right)(E_1'' - E_2'')\left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0}\right)\right].$$

其中,  $A_1, A_2$  分别表示两条吸收跃迁的积分吸收率;  $S_1(T)$  和  $S_2(T)$  分别表示温度为  $T$  时, 中心频率为  $\nu_{01}$  和  $\nu_{02}$  的跃迁线强度. 当测得双线的积分吸收率时, 可用下式算得气体温度:

$$T = \frac{\frac{hc}{k}(E_2'' - E_1'')}{\ln \frac{A_1}{A_2} + \ln \frac{S_2(T_0)}{S_1(T_0)} + \frac{hc}{k} \frac{(E_2'' - E_1'')}{T_0}}.$$

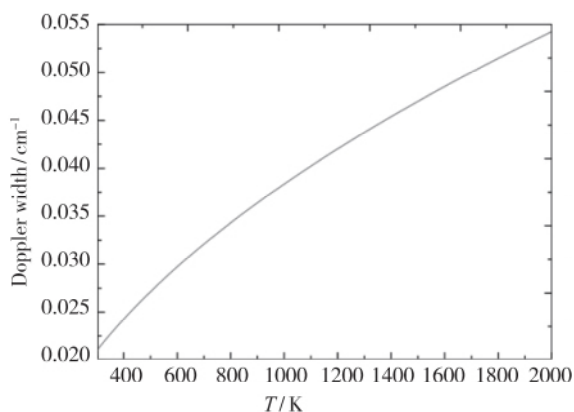


图5 7185.60 cm<sup>-1</sup> H<sub>2</sub>O 吸收跃迁 Doppler 半高全宽随温度的变化

Fig. 5 FWHM of Doppler line broadening for H<sub>2</sub>O 7185.60 cm<sup>-1</sup> transition versus temperature

从式(1)可见, 积分吸收率  $A$  与组分分压成正比, 将测得温度带入式(4)可计算得到组分浓度:

$$X = \frac{A}{P \cdot L \cdot S(T)}. \quad (4)$$

波长扫描直接吸收方法是吸收光谱应用最为广泛的探测方法, 主要优点是通过积分整个吸收线型获得待测参数, 排除了线型的加宽效应, 无须标定不同压力、组分碰撞下的线型变化. 其缺点是由于拟合基线可能存在的偏差, 当吸收过弱时(峰值吸收小于5%), 测量误差较大.

### 3.2 波长调制吸收光谱

在吸收较弱或者高压导致谱线半宽过大等情况下, 难以精准地获得基线, 此时应用波长调制方法较有优势<sup>[30-31]</sup>. 该方法的核心是通过调制产生的谐波信号, 提取吸收谱的线型“弯曲度”信息. 图6给出了一个典型的波长调制吸收方法的示意图, 将

低频锯齿波信号和高频正弦调制信号耦合共同调制激光器的输出波长, 此时的激光频率可表示为

$$\nu(t) = \bar{\nu}(t) + a \cos(2\pi f_m t).$$

其中,  $\bar{\nu}(t)$  为未调制时的激光频率,  $a$  为调制深度,  $f_m$  为调制频率. 与之相对应, 激光器输出光强也会发生周期性变化:

$$I_0 = \bar{I}_0 [1 + i_0 \cos(2\pi f_m t + \phi)].$$

其中,  $\bar{I}_0$  为未调制时的激光器输出光强,  $i_0$  为光强调制系数,  $\phi$  为波长调制和光强调制相位差. 当吸收为弱吸收时, 光强透射率可以简化为下列关系式

$$\tau(\nu) = e^{-k_\nu L} \approx 1 - k_\nu L.$$

对上式  $k_\nu L$  中吸收率进行 Fourier 级数展开, 可表示为

$$\alpha(\bar{\nu} + a \cos \theta) = \sum_{n=0}^{+\infty} H_n(\bar{\nu}, a) \cos(n\theta),$$

$$\theta = 2\pi f_m t.$$

其中,

$$H_0(\bar{\nu}, a) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \alpha(\bar{\nu} + a \cos \theta) d\theta,$$

$$H_n(\bar{\nu}, a) = \frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \alpha(\bar{\nu} + a \cos \theta) \cos(n\theta) d\theta.$$

对于弱吸收情况:

$$H_n(\bar{\nu}, a) =$$

$$\frac{S \cdot P \cdot L \cdot X \cdot \int_{-\pi}^{+\pi} \phi(\bar{\nu} + a \cos \theta) \cdot \cos n\theta \cdot d\theta}{\pi}. \quad (5)$$

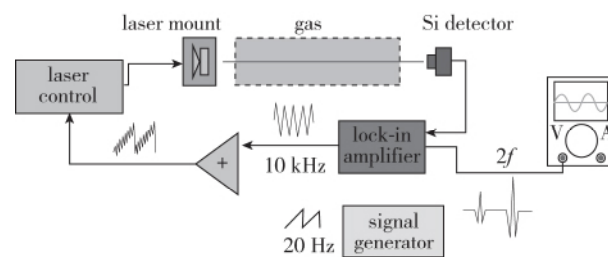


图6 波长调制实验示意图

Fig. 6 Schematic of wavelength modulation absorption measurement arrangement

在波长调制谐波分析中, 多采用二次谐波以获得最大信噪比, 根据式(5)二次谐波信号可表示为

$$H_2(\bar{\nu}, a) = \frac{S \cdot P \cdot L \cdot X \cdot \int_{-\pi}^{+\pi} \phi(\bar{\nu} + a \cos \theta) \cdot \cos 2\theta \cdot d\theta}{\pi}. \quad (6)$$

波长调制方法的实验中, 使用高带宽探测器记录透射光强信号, 输入锁相放大器进行二次谐波分析. 当对两个不同低能级能量的吸收线分别进行二

次谐波探测时, 温度可以两条谱线的  $2f$  峰值高度之比获得, 用下式表示:

$$R_{2f} = \frac{I(\nu_1) H_2(\nu_1)}{I(\nu_2) H_2(\nu_2)} = \frac{I(\nu_1) S_1(T)}{I(\nu_2) S_2(T)} \cdot \frac{\int_{-\pi}^{+\pi} \phi(\nu_1 + a_1 \cos\theta) \cos 2\theta \cdot d\theta}{\int_{-\pi}^{+\pi} \phi(\nu_2 + a_2 \cos\theta) \cos 2\theta \cdot d\theta}$$

获得温度后, 利用式 (6) 和预先的标定结果可以定出浓度。

对比波长扫描和波长调制方法, 前者须要扫描线型并拟合基线, 基线拟合的好坏直接影响测量精度。对弱吸收测量, 相对于波长扫描法, 波长调制法的灵敏度理论上可提高 3 个数量级。然而波长调制方法的缺点也很明显, 它须要预先进行标定实验, 对频率和强度调制深度、激光器中心频率等参数进行标定, 并且系统复杂, 数据的处理和理解更为复杂, 同时标定的优劣也会影响测量精度。

### 3.3 速度测量

如果光束倾斜穿过一个流速为  $V$  的气流, 运动的吸收组分分子将使吸收线型产生整体移动—Doppler 频移:

$$\Delta\nu_{\text{Doppler}} = \frac{V}{c} \nu_0 \cos\theta.$$

其中,  $c$  为光速,  $\nu_0$  为吸收线的中心频率,  $\theta$  为光传输方向与气流速度的夹角。通过测量谱线峰值位置的频率偏移量及光束与气流方向的夹角, 即可以获得待测流场的流速, 见图 7。

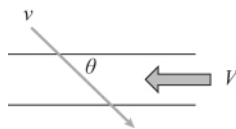


图 7 TDLAS 速度测量原理示意图

Fig. 7 Schematic of optical arrangement for velocity measurement with TDLAS

## 4 TDLAS 在高焓化学反应研究的应用

### 4.1 超燃燃烧效率评估和燃烧机理研究

超燃冲压发动机的核心问题之一是燃烧室设计。燃烧室要解决的主要问题是在有限的空间 (m 级) 和时间 (ms 级) 内, 以高的热效率和较小的压力损失将化学能最大限度地转化为热能。进行燃烧室设计首先须要精确诊断燃烧效率, 而为了合理组织燃烧, 须要获悉燃烧结构 (流向/截面分布), 这些信息的获知仅凭壁面压力、温度测量是远远不够的, 急需有效可靠的新型测量技术。TDLAS 是沿光程的积分测量, 可以适用于准二维燃烧室的诊断。文献 [8] 利用 TDLAS 技术, 在以乙烯为燃料的超燃直连台上开展燃烧室气流参数诊断研究。同时定量测量了燃烧室出口的静温、水蒸气浓度和速度; 测量了燃烧室内气流的静温和水蒸气分压, 并利用位移机构实现了燃烧室出口和凹腔后部某截面的气流参数截面分布测量。根据测量结果, 分析了燃烧效率和凹腔附近的流场特征。

图 8 为超燃直连台的多光路吸收光谱测量系统示意图。使用两台近红外激光器分别对应  $7185.597 \text{ cm}^{-1}$  和  $7444.3 \text{ cm}^{-1}$  两激光器的输出激光耦合进光纤分路器。输出的 7 路光纤, 第 1 路用于通过 F-P 干涉仪, 实时标定激光波长变化; 另外 6 路利用光纤准直器输出形成 6 路自由光路, 通过超燃发动机模型的两侧窗口后, 由多模光纤收集后由探测器探测、示波器记录。

6 束光路的位置见图 9 所示, 光路 1 和光路 2 位于燃烧室进口处, 与气流流向方向分别成一定夹角, 两光路可分别测量燃烧室进口的静温和水蒸气分压, 两光路吸收峰的频移可以推算燃烧室进口气流速度。光路 3 和光路 4 位于燃烧室内, 光路 4 垂直于侧壁窗口, 光路 3 前向倾斜一定角度, 可探测燃烧剧烈区域的气流温度和水蒸气分压, 而光路 4

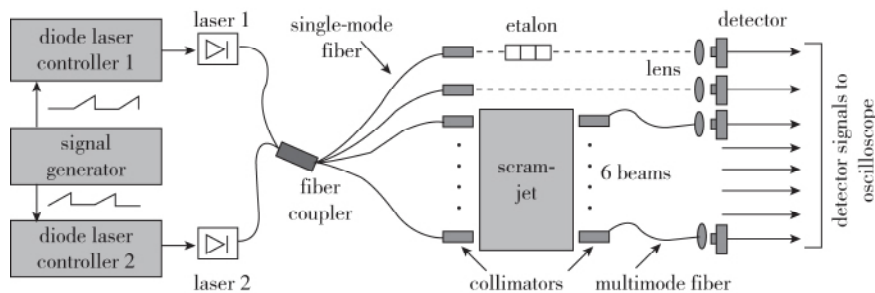


图 8 测量系统架构

Fig. 8 Optical layout of the TDLAS system

平均了整个凹腔范围,同时两光路吸收峰频移可以推算凹腔附近的平均速度.光路5和6位于燃烧室

出口处.图10给出了利用TDLAS系统获得的超燃燃烧室的温度、分压、气流速度和Mach数分布.

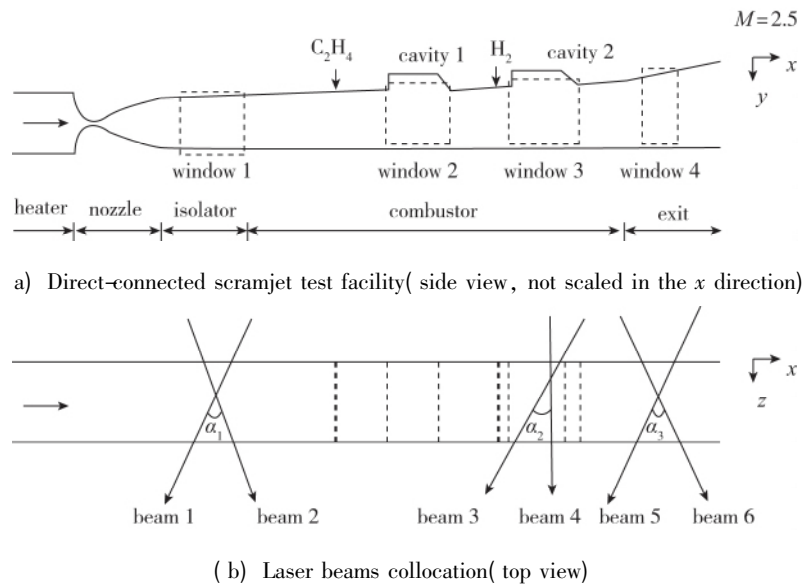


图9 超燃直联台多光路吸收光谱测量系统示意图

Fig. 9 Schematic of the direct-connected scramjet test facility and the laser beams collocation

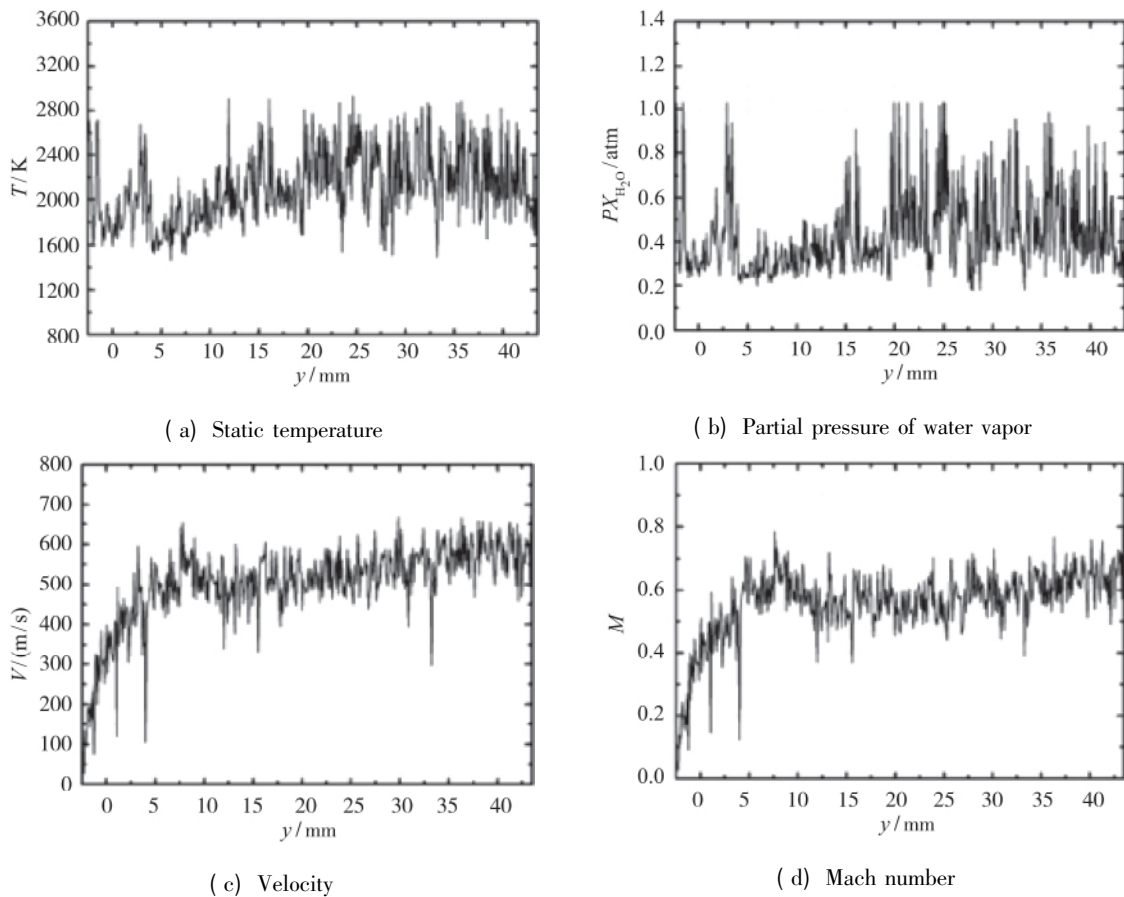
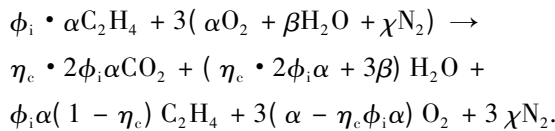


图10 利用TDLAS系统获得的超燃燃烧室的温度、 $H_2O$ 分压、速度和Mach数的分布( $M=2.5$ ,  $C_2H_4$ ,  $\Phi 0.45$ )

Fig. 10 Distributions of static temperature, partial pressure of water vapor, velocity, and Mach number along the vertical location near the cavity( $M=2.5$ ,  $C_2H_4$ ,  $\Phi 0.45$ )

根据 TDLAS 测量结果, 有两种计算燃烧效率的方法, 一种是结合水蒸气分压与壁面静压测量结果, 根据燃烧消耗的燃料和总燃料的比值计算燃烧效率; 另一种是按照气流静温和速度分布, 按照热量进行计算, 即化学反应的实际生成热与完全反应的生成热之比为燃烧效率. 本文根据第 1 种方法计算燃烧效率: 在来流气体参数和当量比已知的条件下, 气体中水蒸气的摩尔浓度的增加量, 直接反映了燃料( $C_2H_4$ ) 的消耗量(燃烧效率). 在本文的燃烧效率计算中, 进入燃烧室的气体参数使用的是加热器的设计参数, 它已通过 TDLAS 测量证实<sup>[8]</sup>.

根据乙烯燃烧的简化化学反应方程式为



其中,  $\phi_i$  为乙烯当量比,  $\alpha, \beta, \chi$  分别为进入燃烧室的气流中氧气、水蒸气和氮气的摩尔含量,  $\eta_c$  为燃烧效率.

根据燃烧消耗的燃料和总燃料的比值计算燃烧效率:

$$\frac{1}{m} \int_0^H \rho V L \frac{P_{H_2O}}{P} dy = \frac{2\eta_c \phi_i \alpha + 3\beta}{\phi_i \alpha + 3(\alpha + \beta + \chi)}.$$

其中,  $m$  为摩尔流量,  $\rho$  为燃烧后气体的摩尔密度,  $V$  为气流速度,  $L$  为模型宽度,  $P_{H_2O}$  为水蒸气分压,  $P$  为壁面静压,  $H$  为测量截面的高度.

在实际计算中, 做流量平均假设, 则  $m = \rho V L H$ . 于是由壁面静压数据该工况当量比  $\phi_i$  以及加热器出口气体参数信息  $\alpha, \beta, \chi$ , 就可以得到平均燃烧效率.

#### 4.2 模拟火星再入 CO<sub>2</sub> 解离过程研究

火星再入流场相关化学反应速率常数的缺失, 特别是 CO 离解反应以及相关化学反应模型选取的不确定性, 导致由目前气体动力学理论预测的火星再入流场与实际有着较大的误差, 这严重制约着火星再入飞行器的研究与发展. 要摆脱这种制约, 就要不断地完善高温气动热力学模型, 而这一切研究都是在定量获得高温气体的热力学状态参数中得到的, 其中温度和气体组分浓度的精确测量成为关键. 对此, 建立一套可调谐半导体激光器吸收光谱诊断系统, 利用激波管产生的强激波对 CO<sub>2</sub>(70%) + N<sub>2</sub>(30%) 进行加热, 通过测量激波波后 CO 的浓度, 验证目前的 CO<sub>2</sub> 离解的热化学反应模型以及修正化学反应速率常数<sup>[47-48]</sup>. 图 11 给出了测量系统的组成.

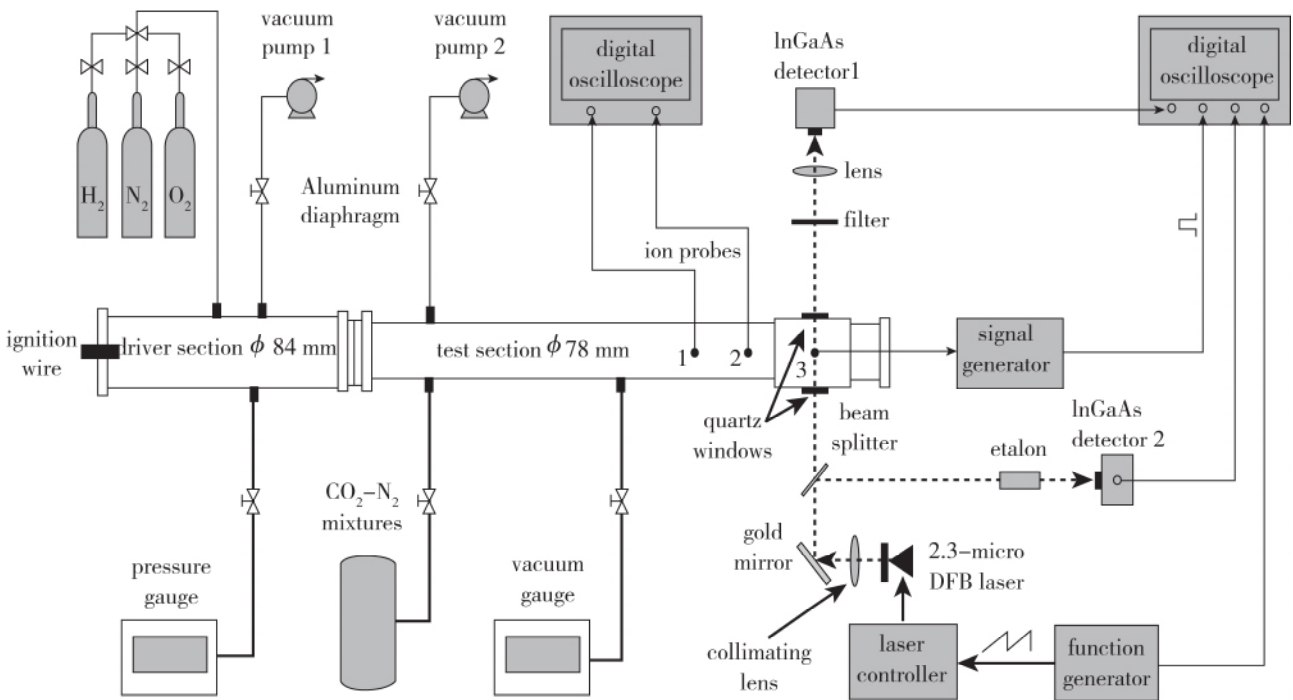


图 11 激波波后 CO 吸收测量实验方案

Fig. 11 Schematic diagram of the experimental set-up of the shock tube and the optical instruments arrangement



考虑到时间的限制,在测量时采用直接吸收的策略.监测的波长为  $\text{CO } 2335.778 \text{ nm}$  吸收线.图 12 为某次实验激波波后有效时间内所获得的吸收信号,图中箭头指示的下凹区域即为对应的吸收轮廓,吸收轮廓位于扫描斜坡的偏上位置,这对于比较弱的吸收实验是比较有利的,既能提高吸收信号信噪比,也不会影响基线拟合.从图中还可以看出,时间的分辨率在  $1 \mu\text{s}$  的量级.图 13 给出了激波波后温度和  $\text{CO } 2335.778 \text{ nm}$  吸收线积分吸收率随时间的变化.

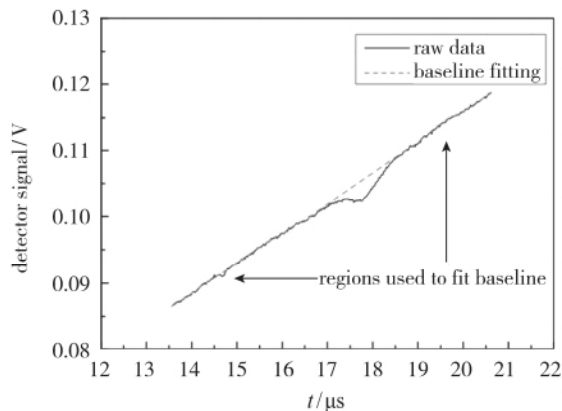


图 12 透射光强随时间的变化

Fig. 12 Transmitted light intensities versus times

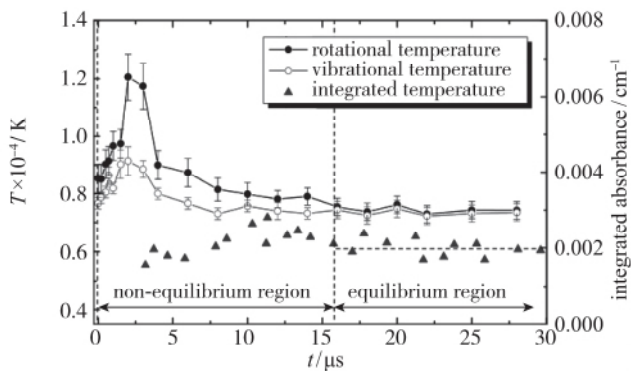


图 13 激波波后温度和  $\text{CO } 2335.778 \text{ nm}$  吸收线积分吸收率随时间的变化

(实验工况:  $p_1 = 200 \text{ Pa}$ ,  $V_{\text{shock}} = 6.31 \pm 0.11 \text{ km/s}$ )

Fig. 13 Evolutions of the  $\text{CO}$  integrated absorbance and temperatures behind the shock wave

(experiment:  $p_1 = 200 \text{ Pa}$ ,  $V_{\text{shock}} = 6.31 \pm 0.11 \text{ km/s}$ )

### 4.3 中红外激光吸收光谱技术研究空间推力器燃烧过程

单组元推力器的性能很大程度上取决于推进剂

的催化分解程度.推进剂流经催化床后的催化分解程度和催化床长度、催化剂种类、装填密度以及催化床加热温度紧密相关.长期以来,对实际尺寸模型发动机内部参数的研究缺乏有效手段.对于新一代航天高性能  $\text{ADN}$  基推力器,我们利用中红外  $\text{TDLAS}$  技术,测量实际尺寸、实际工作状态下空间推力器催化床出口(燃烧室内部)的参数,分析影响推力器性能的关键因素,为航天部门的工程样机性能优化提供了依据<sup>[46]</sup>.

$\text{ADN}$  基推进剂是  $\text{ADN}(\text{NH}_4\text{N}(\text{NO}_2)_2)$ 、水、燃料(甲醇)三者的混合物.它可实现单组元推进结构简单、可靠性高和双组元推进高比冲以及无毒的优点,被认为是肼类推进剂的理想替代品.目前关于  $\text{ADN}$  基推进剂的燃烧机理的研究还很欠缺,影响对工程样机研究的发展.为了研究  $\text{ADN}$  基推进剂的燃烧过程,建立了推力为  $1\text{N}$  的光学透明模型推力器.该推力器除了电磁阀、喷注器、催化床及燃烧室、喷管组成外,还包括直径为  $4 \text{ mm}$  的对中红外光透过性好的光学窗口以保证激光能通过燃烧室.建立的  $\text{TDLAS}$  系统由以下组成:测温采用  $\text{H}_2\text{O}$  的  $7185.597 \text{ cm}^{-1}$  和  $7444.35 \text{ cm}^{-1}$ 、 $7444.37 \text{ cm}^{-1}$  双线吸收.两束光通过光纤耦合为一束,经过准直器准直进入发动机燃烧室,  $\text{CO}$  和  $\text{N}_2\text{O}$  浓度测量采用  $4.6 \mu\text{m}$  中红外量子级联激光器,  $\text{CO}$  选用  $2193.359 \text{ cm}^{-1}$  单线吸收,  $\text{N}_2\text{O}$  采用  $2192.48 \text{ cm}^{-1}$  和  $2193.54 \text{ cm}^{-1}$  双线,  $\text{NO}$  浓度测量采用  $5.2 \mu\text{m}$  中红外量子级联激光器,采用  $1912.7 \text{ cm}^{-1}$  单线吸收.光束通过发动机燃烧室,另一端用  $\text{InSb}$  探测器接收(见图 14).

实验发现启动点火后,  $\text{N}_2\text{O}$  和  $\text{NO}$  浓度迅速增加,其后浓度分别在一定后达到最大值,进而浓度达到平衡,对应着推进剂燃烧的催化分解阶段.  $\text{CO}$  的唯一来源是燃烧  $\text{CH}_3\text{OH}$  与氧化剂的反应,  $\text{CO}$  的浓度变化正说明了推进剂的二次燃烧反应的开始时刻,  $\text{CH}_3\text{OH}$  与推进剂产生的氧化剂(如  $\text{N}_2\text{O}$ ) 发生燃烧反应,产生  $\text{CO}$ , 同时,对应着  $\text{N}_2\text{O}$  浓度的急剧下降.通过对不同催化床长度的推力器内部燃烧过程(稳态和脉冲)研究,我们优化了催化床的长度,为推力器工程样机的定型提供了基础数据(见图 15).

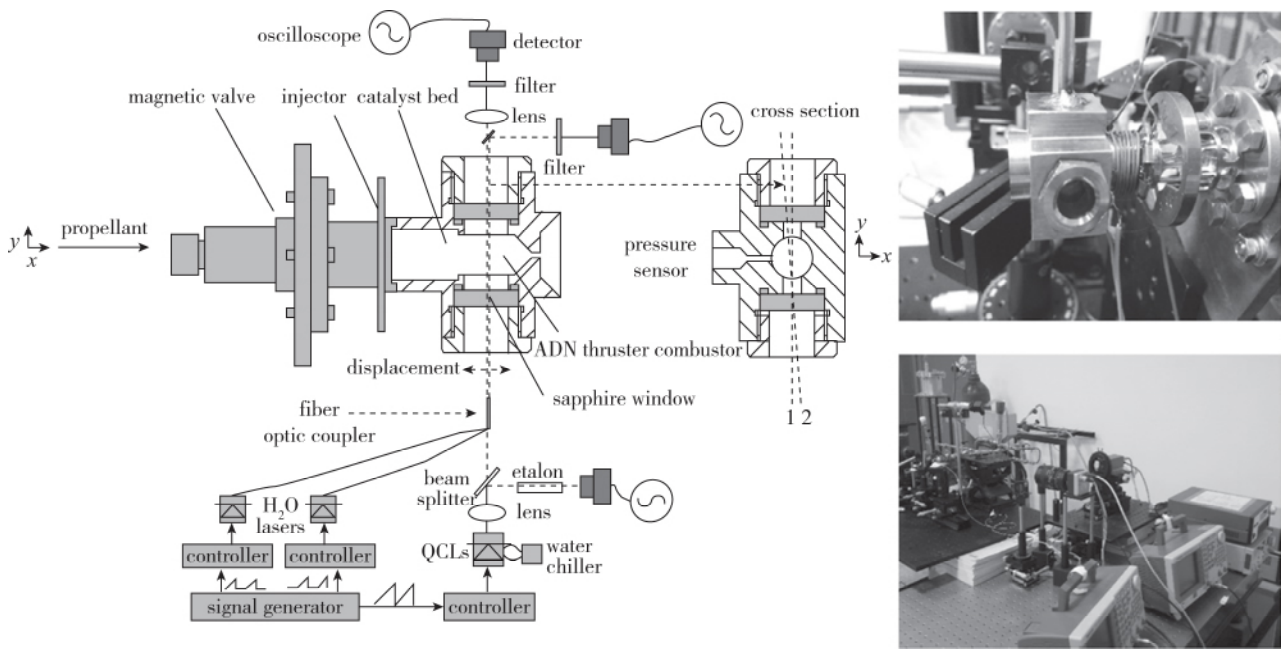


图 14 ADN 基单组元推力器和 TDLAS 测量系统

Fig. 14 Schematic of the ADN based monopropellant thruster and TDLAS measurement arrangement

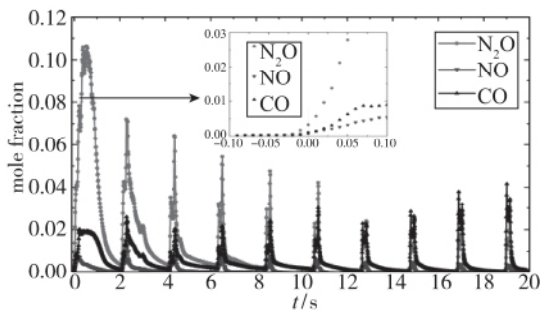


图 15 喷注压 12 bar 时 1 N 推力器脉冲工作状态下的  $N_2O$ , NO 与 CO 浓度随时间的变化(电磁阀闭合时间为 100 ms)

Fig. 15 Measured concentrations of  $N_2O$ , CO, NO and in the combustion chamber for pulse-mode firing (injection pressure 12 bar)

### 5 结论

可调谐二极管激光吸收光谱诊断技术作为一种非接触的激光光谱诊断技术, 因其系统架构简单, 数据处理简洁, 已经应用于各种涉及化学反应流动的研究中. 本文对这一技术的基本原理、系统组成以及应用情况进行了介绍, 相信在未来该技术在航空航天领域的应用会更广泛.

#### 参考文献 (References)

[1] Hanson R K, Kuntz P A, Kruger C H. High-resolution spectroscopy of combustion gases using a tunable IR diode laser[J]. Applied Optics, 1977, 16 ( 8 ) :

2045-2048.

[2] Namjou K, Cai S, Whittaker E A, et al. Sensitive absorption spectroscopy with a room-temperature distributed-feedback quantum-cascade laser[J]. Optics Letters, 1998, 23 ( 3 ) : 219-221.

[3] Allen M G. Diode laser absorption sensors for gas-dynamic and combustion flows [J]. Measurement Science and Technology, 1998, 9( 4 ) : 545-562.

[4] Liu J T, Rieker G B, Jeffries J B, et al. Near-infrared diode laser absorption diagnostic for temperature and water vapor in a scramjet combustor [J]. Applied Optics, 2005, 44( 31 ) : 6701-6711.

[5] Schultz I A, Goldenstein C S, Strand C L, et al. Hypersonic scramjet testing via diode laser absorption in a reflected shock tunnel [J]. Journal of Propulsion and Power, 2014, 30( 6 ) : 1586-1594.

[6] Griffiths A D, Houwing A F. Diode laser absorption spectroscopy of water vapor in a scramjet combustor [J]. Applied Optics, 2005, 44( 31 ) : 6653-6659.

[7] Rieker G B, Jeffries J B, Hanson R K, et al. Diode laser-based detection of combustor instabilities with application to a scramjet engine [J]. Proceedings of the Combustion Institute, 2009, 32( 1 ) : 831-838.

[8] Li F, Yu X L, Gu H B, et al. Simultaneous measurements of multiple flow parameters for scramjet characterization using tunable diode-laser sensors [J]. Applied Optics, 2011, 50( 36 ) : 6697-6707.

- [9] Schultz I A, Goldenstein C S, Jeffries J B, et al. Spatially resolved water measurements in a scramjet combustor using diode laser absorption [J]. *Journal of Propulsion and Power*, 2014, 30(6): 1551-1558.
- [10] Schultz I A, Goldenstein C S, Jeffries J B, et al. Diode laser absorption sensor for combustion progress in a model scramjet [J]. *Journal of Propulsion and Power*, 2014, 30(3): 550-557.
- [11] Schultz I A, Goldenstein C S, Spearrin R M, et al. Multispecies mid-infrared absorption measurements in a hydrocarbon-fueled scramjet combustor [J]. *Journal of Propulsion and Power*, 2014, 30(6): 1595-1604.
- [12] Hong Z K, Farooq A, Barbour E A, et al. Hydrogen peroxide decomposition rate: a shock tube study using tunable laser absorption of  $\text{H}_2\text{O}$  near  $2.5 \mu\text{m}$  [J]. *Journal of Physical Chemistry A*, 2009, 113(46): 12919-12925.
- [13] Vasu S S, Davidson D F, Hanson R K. OH time-histories during oxidation of n-heptane and methylocyclohexane at high pressures and temperatures [J]. *Combustion and Flame*, 2009, 156(4): 736-749.
- [14] Hong Z K, Cook R D, Davidson D F, et al. A shock tube study of  $\text{OH} + \text{H}_2\text{O}_2 \rightarrow \text{H}_2\text{O} + \text{HO}_2$  and  $\text{H}_2\text{O}_2 + \text{M} \rightarrow 2\text{OH} + \text{M}$  using laser absorption of  $\text{H}_2\text{O}$  and OH [J]. *Journal of Physical Chemistry A*, 2010, 114(18): 5718-5727.
- [15] Hanson R K. Applications of quantitative laser sensors to kinetics, propulsion and practical energy systems [J]. *Proceedings of the Combustion Institute*, 2011, 33(1): 1-40.
- [16] Hong Z K, Davidson D F, Hanson R K. An improved  $\text{H}_2/\text{O}_2$  mechanism based on recent shock tube/laser absorption measurements [J]. *Combustion and Flame*, 2011, 158(4): 633-644.
- [17] Ren W, Jeffries J B, Hanson R K. Temperature sensing in shock-heated evaporating aerosol using wavelength-modulation absorption spectroscopy of  $\text{CO}_2$  near  $2.7 \mu\text{m}$  [J]. *Measurement Science & Technology*, 2010, 21(10): 105603.
- [18] Meyers J M, Fletcher D. Diode laser absorption sensor design and qualification for  $\text{CO}_2$  hypersonic flows [J]. *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, 2011, 25: 193-200.
- [19] Ren W, Davidson D F, Hanson R K. IR laser absorption diagnostic for  $\text{C}_2\text{H}_4$  in shock tube kinetics studies [J]. *International Journal of Chemical Kinetics*, 2012, 44(6): 423-432.
- [20] Hanson R K, Davidson D F. Recent advances in laser absorption and shock tube methods for studies of combustion chemistry [J]. *Progress in Energy and Combustion Science*, 2014, 44(5): 103-114.
- [21] Chao X, Jeffries J B, Hanson R K. Real-time, in situ, continuous monitoring of CO in a pulverized-coal-fired power plant with a  $2.3 \mu\text{m}$  laser absorption sensor [J]. *Applied Physics B: Lasers and Optics*, 2013, 110(3): 359-365.
- [22] Sun K, Sur R, Jeffries J B, et al. Application of wavelength-scanned wavelength-modulation spectroscopy  $\text{H}_2\text{O}$  absorption measurements in an engineering-scale high-pressure coal gasifier [J]. *Applied Physics B: Lasers and Optics*, 2014, 117(1): 411-421.
- [23] Sur R, Sun K, Jeffries J B, et al. Scanned-wavelength-modulation-spectroscopy sensor for CO,  $\text{CO}_2$ ,  $\text{CH}_4$  and  $\text{H}_2\text{O}$  in a high-pressure engineering-scale transport-reactor coal gasifier [J]. *Fuel*, 2015, 150: 102-111.
- [24] Rapson T D, Dacres H. Analytical techniques for measuring nitrous oxide [J]. *Trac-Trends in Analytical Chemistry*, 2014, 54: 65-74.
- [25] Sajid M B, Javed T, Farooq A. High-temperature measurements of methane and acetylene using quantum cascade laser absorption near  $8 \mu\text{m}$  [J]. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 2015, 155: 66-74.
- [26] Cao Y C, Sanchez N P, Jiang W Z, et al. Simultaneous atmospheric nitrous oxide, methane and water vapor detection with a single continuous wave quantum cascade laser [J]. *Optics Express*, 2015, 23(3): 2121-2132.
- [27] Bielecki Z, Stacewicz T, Wojtas J, et al. Application of quantum cascade lasers to trace gas detection [J]. *Bulletin of the Polish Academy of Sciences: Technical Sciences*, 2015, 63(2): 515-525.
- [28] Couto F M, Stel M S, Castro M P, et al. Quantum cascade laser photoacoustic detection of nitrous oxide released from soils for biofuel production [J]. *Applied Physics B: Lasers and Optics*, 2014, 117(3): 897-903.
- [29] Schad F, Eitel F, Wagner S, et al. A quantum cascade laser based mid-infrared sensor for the detection of carbon monoxide and nitrous oxide in the jet of a microwave plasma preheated auto-ignition burner [A]. //2013 Conference on and International Quantum Electronics Conference Lasers and Electro-Optics Europe (Cleo Europe/Iqec) [C]. Munich, 2013.
- [30] Spearrin R M, Goldenstein C S, Schultz I A, et al. Simultaneous sensing of temperature, CO, and  $\text{CO}_2$  in a scramjet combustor using quantum cascade laser absorption spectroscopy [J]. *Applied Physics B: Lasers and*

- Optics, 2014, 117(2): 689-698.
- [31] Schultz I A, Goldenstein C S, Spearrin R M, et al. Multispecies midinfrared absorption measurements in a hydrocarbon-fueled scramjet combustor [J]. Journal of Propulsion and Power, 2014, 30(6): 1595-1604.
- [32] Spearrin R M, Goldenstein C S, Jeffries J B, et al. Quantum cascade laser absorption sensor for carbon monoxide in high-pressure gases using wavelength modulation spectroscopy [J]. Applied Optics, 2014, 53(9): 1938-1946.
- [33] Chao X, Jeffries J B, Hanson R K. In situ absorption sensor for NO in combustion gases with a 5.2  $\mu\text{m}$  quantum-cascade laser [J]. Proceedings of the Combustion Institute, 2011, 33(1): 725-733.
- [34] Ren W, Farooq A, Davidson D F, et al. CO concentration and temperature sensor for combustion gases using quantum-cascade laser absorption near 4.7  $\mu\text{m}$  [J]. Applied Physics B: Lasers and Optics, 2012, 107(3): 849-860.
- [35] Caswell A W, Roy S, An X, et al. Measurements of multiple gas parameters in a pulsed-detonation combustor using time-division-multiplexed Fourier-domain mode-locked lasers [J]. Applied Optics, 2013, 52(12): 2893-2904.
- [36] Liu C, Xu L J, Cao Z. Measurement of nonuniform temperature and concentration distributions by combining line-of-sight tunable diode laser absorption spectroscopy with regularization methods [J]. Applied Optics, 2013, 52(20): 4827-4842.
- [37] Spearrin R M, Schultz I A, Jeffries J B, et al. Laser absorption of nitric oxide for thermometry in high-enthalpy air [J]. Measurement Science and Technology, 2014, 25(12): 125103.
- [38] Sur R, Sun K, Jeffries J B, et al. TDLAS-based sensors for in situ measurement of syngas composition in a pressurized, oxygen-blown, entrained flow coal gasifier [J]. Applied Physics B: Lasers and Optics, 2014, 116(1): 33-42.
- [39] Lewicki R, Tittel F K, Tarka J, et al. Mid-infrared semiconductor laser based trace gas sensor technologies for environmental monitoring and industrial process control [A]. // Proceedings of SPIE 8631, Quantum Sensing and Nanophotonic Devices X [C]. San Francisco, 2013.
- [40] Lackner M. Tunable diode laser absorption spectroscopy (TDLAS) in the process industries—a review [J]. Reviews in Chemical Engineering, 2007, 23(2): 65-147.
- [41] Spagnolo V, Kosterev A A, Dong L, et al. NO trace gas sensor based on quartz-enhanced photoacoustic spectroscopy and external cavity quantum cascade laser [J]. Applied Physics B: Lasers and Optics, 2010, 100(1): 125-130.
- [42] Gong L, Lewicki R, Griffin R J, et al. Atmospheric ammonia measurements in Houston, TX using an external-cavity quantum cascade laser-based sensor [J]. Atmospheric Chemistry and Physics, 2011, 11(18): 9721-9733.
- [43] Chao X, Jeffries J B, Hanson R K. In situ absorption sensor for NO in combustion gases with a 5.2  $\mu\text{m}$  quantum-cascade laser [J]. Proceedings of the Combustion Institute, 2011, 33(1): 725-733.
- [44] Chao X, Jeffries J B, Hanson R K. Wavelength-modulation-spectroscopy for real-time, in situ NO detection in combustion gases with a 5.2  $\mu\text{m}$  quantum-cascade laser [J]. Applied Physics B: Lasers and Optics, 2012, 106(4): 987-997.
- [45] Pushkarsky M, Tsekoun A, Dunayevskiy I G, et al. Sub-parts-per-billion level detection of NO<sub>2</sub> using room-temperature quantum cascade lasers [J]. Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America, 2006, 103(29): 10846-10849.
- [46] Zeng H, Li F, Zhang S H, et al. Midinfrared absorption measurements of Nitrous Oxide in Ammonium Dinitramide monopropellant thruster [J]. Journal of Propulsion and Power, 2015, 31(5): 1496-1500.
- [47] Lin X, Yu X L, Li F, et al. CO concentration and temperature measurements in a shock tube for Martian mixtures by coupling OES and TDLAS [J]. Applied Physics B: Lasers and Optics, 2013, 110(3): 401-409.
- [48] Lin X, Yu X L, Li F, et al. Measurements of non-equilibrium and equilibrium temperature behind a strong shock wave in simulated Martian atmosphere [J]. Acta Mechanica Sinica, 2012, 28(5): 1296-1302.

#### 作者简介

余西龙(1971-) 男,陕西西安蓝田,中国科学院力学研究所,研究员,博士生导师。主要研究方向为先进激光光谱诊断技术、超声速燃烧与高温非平衡流动。通信地址:北京北四环西路15号(100190)。Email: xlyu@imech.ac.cn.