

# 非线性双线原子荧光技术的标定新方法

方波浪, 胡志云\*, 陶波, 叶景峰

西北核技术研究所激光与物质相互作用国家重点实验室, 陕西 西安 710024

**摘要** 针对非线性双线原子荧光技术(NTLAF)测温过程复杂度高的问题,提出了利用可调谐二极管吸收光谱技术(TDLAS)的标定方法。该方法将三个标定常数合并为一个,由荧光强度与 TDLAS 实时路径积分温度迭代求解获得该标定常数,最后获得温度。借助数值方法模拟了利用 TDLAS 标定 NTLAF 温度的过程,分析了不同温度分布及迭代初值对该方法的影响。温度反演结果与传统使用点标定方法的精度近似相等,温度反演误差均小于 5%;不同温度分布对该标定方法的影响较小;选用合适的迭代初值,总能够获得唯一的标定常数。

**关键词** 测量; 燃烧诊断; 温度; 激光诱导荧光; 吸收光谱

**中图分类号** O433; O437 **文献标识码** A

**doi:** 10.3788/AOS201737.1112001

## New Calibration Method for Nonlinear Two-Line Atomic Fluorescence

Fang Bolang, Hu Zhiyun, Tao Bo, Ye Jingfeng

State Key Laboratory of Laser Interaction with Matter, Northwest Institute of Nuclear Technology, Xi'an, Shaanxi 710024, China

**Abstract** This work aims at covering the shortage of the complex measurement procedure of nonlinear two-line atomic fluorescence (NTLAF), and a new calibration method based on tunable diode laser absorption spectroscopy (TDLAS) is proposed. First, three calibration constants are combined into one. The new constant is calculated by an iteration of the fluorescence intensity and TDLAS real-time path integral temperature. Finally, the temperature profile is deduced. Numerical simulations for the calibration of NTLAF temperature by TDLAS are performed. The influence of temperature profiles and initial values is analyzed. The precision of the simulation results is almost equivalent to that obtained by conventional point-wise temperature calibration methods, and the uncertainty is within 5%. Different temperature profiles have little influence on this calibration method. A proper initial value will always result in the same final value.

**Key words** measurement; combustion diagnosis; temperature; laser-induced fluorescence; absorption spectrum

**OCIS codes** 120.1740; 120.6780; 300.2530; 300.1030

## 1 引 言

瞬态二维温度定量测量对湍流燃烧的机理研究及工程应用均具有非常重要的价值<sup>[1]</sup>。传统的测量手段,如热电偶、红外热像仪、散斑照相等,无法满足燃烧场温度的多维、原位、高时空分辨率测量需求<sup>[2]</sup>。非线性双线原子荧光技术(NTLAF)是一种非常有前景的燃烧场二维温度光学测量技术,具有空间分辨率高、信号信噪比高、测温精度较高、时间分辨率高、抗干扰能力强及测温范围宽等优点。

目前,围绕 NTLAF 的测温原理、测温适用性及原子注入方式等方面已开展了许多工作。2009 年,Medwell 等<sup>[3]</sup>首先提出 NTLAF 测温方法,并采用实验手段对该方法进行验证,得出了 NTLAF 是一种非常有前景的湍流燃烧场二维温度测量技术的结论。2011 年,Chan 等<sup>[4-5]</sup>将 NTLAF 应用于含有碳烟的燃烧火焰测量,实验评估了该技术对碳烟的抗干扰能力,发现荧光信号的主要干扰来源于碳颗粒的先行物多环芳烃(PAH)。2012 年,Chan 等<sup>[6-7]</sup>对 NTLAF 中的原子注入关键技术展开了研究,提出了采用激光烧蚀钨金属

收稿日期: 2017-05-16; 收到修改稿日期: 2017-06-14

基金项目: 国家自然科学基金重点项目(91541203)、激光与物质相互作用国家重点实验室专项基金(SKLLIM1507)

作者简介: 方波浪(1991-),男,硕士,研究实习员,主要从事激光诊断方面的研究。E-mail: fangbolang@nint.ac.cn

\* 通信联系人。E-mail: huzhiyun@nint.ac.cn

的方法。传统采用注入氯化钢的方法注入钢原子,由于氯化钢需经过火焰面才能分解产生钢原子,所以仅能探测火焰面后的温度分布。而采用激光烧蚀钢金属的方法注入钢原子能够拓宽测温区域。2013年,Medwell等<sup>[8-9]</sup>将NTLAF技术成功应用于湍流扩散火焰的二维温度场测量。2015年,Gu等<sup>[10]</sup>利用带宽为1.2 nm的窄带滤光片收集荧光信号,降低了PAH对荧光信号的干扰,提高了测温精度。2015年,Borggren等<sup>[11]</sup>提出采用三甲基钢作为媒介注入钢原子。三甲基钢受热易挥发分解。该方法与传统采用氯化钢作为媒介的方法相比,明显提高了钢原子荧光信号信噪比。这些关键技术的研究极大地推进了NTLAF的发展。然而,NTLAF测温过程较为复杂,需要标定,这限制了其在工程中的广泛应用。目前学者们在NTLAF标定方面的相关研究还较少。

NTLAF需要标定三个系数,分别为 $C_A$ 、 $C_S$ 和 $C_T$ 。 $C_A$ 与 $C_S$ 分别利用激光诱导荧光反Stokes与Stokes过程中入射激光强度与荧光强度之间的关系得出,需进行多次实验测量,且由于入射激光强度与标定源的不稳定性,测量次数会进一步增加,因此需要耗费大量时间。 $C_T$ 主要与荧光收集系统有关,而直接测量荧光收集系统的参数较为困难,通常由待测区域内的已知温度反演得到,通过点温度测量方法可测得该已知温度。常用于NTLAF标定的点测温方法包括热电偶与相干反Stokes拉曼散射技术(CARS)。热电偶虽简单易用,但属于侵入式测量技术,对流场有干扰,较难得到原位温度;CARS虽具有测温精度高的优点,但所需测量设备昂贵,测温原理复杂<sup>[12-14]</sup>。

本文提出了基于可调谐二极管吸收光谱技术(TDLAS)标定NTLAF的方法。简要介绍了NTLAF和TDLAS的测温原理,给出了TDLAS标定NTLAF的方法,采用数值模拟的手段验证了该方法的可行性。因为TDLAS具有设备小巧、在线测量等优势,与传统的NTLAF标定方法相比,TDLAS能简化实验过程,降低系统复杂度,有利于NTLAF的广泛应用。

## 2 基本原理

### 2.1 NTLAF 测温原理

NTLAF利用激光诱导钢原子荧光的Stokes与反Stokes过程获取温度,如图1所示。在Stokes过程中,采用波长为410 nm的入射激光将处于 $5p_{1/2}$ 态的粒子激发到 $6s_{1/2}$ 态,探测波长为451 nm的荧光。在反Stokes过程中,采用的入射激光波长为451 nm,而探测荧光的波长为410 nm。通过入射激光强度与荧光强度可以获得基态 $5p_{1/2}$ 与 $5p_{3/2}$ 的粒子数分布,进一步根据波尔兹曼分布律得出温度分布。稳态平衡近似假定下,温度与入射激光强度、荧光强度之间的关系可表示为<sup>[3]</sup>

$$T = \frac{\Delta E/k}{\ln(F_{21}/F_{20}) + \ln(1 + C_S/I_{20}) - \ln(1 + C_A/I_{21}) + \ln C_T}, \quad (1)$$

式中 $T$ 为温度, $I_{20}$ 与 $I_{21}$ 分别表示Stokes与反Stokes过程中入射激光的强度, $F_{21}$ 与 $F_{20}$ 分别表示Stokes与反Stokes过程中探测的荧光强度, $\Delta E$ 表示钢原子 $5p_{1/2}$ 与 $5p_{3/2}$ 态的能级差, $k$ 为波尔兹曼常数。(1)式表明,要想获得温度,在已知荧光强度与入射激光强度的情况下,还需要已知三个标定常数。

### 2.2 TDLAS 波长扫描直接吸收法测温

TDLAS基于吸收光谱理论测温,测温方法通常分为波长扫描直接吸收法与波长调制法<sup>[15-18]</sup>。波长扫

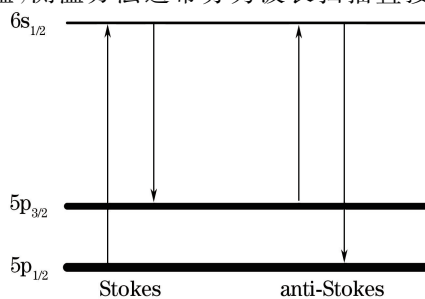


图1 NTLAF能级跃迁过程

Fig. 1 Energy transitions in NTLAF

描直接吸收法具有测温原理简单、无需额外标定的优点,所以采用波长扫描直接吸收法进行讨论。在波长扫描直接吸收法中,通过连续调节入射激光波长使其扫过选定的待测介质的两条吸收谱线,利用吸收强度获得两条吸收线上的粒子数分布,进而根据波尔兹曼分布律获得温度。温度与谱线强度之间的关系可表示为

$$T_{\text{TDLAS}} = \frac{(E_2'' - E_1'') hc/k}{\ln \frac{\int_0^L P(x) X(x) S_1(T) dx}{\int_0^L P(x) X(x) S_2(T) dx} + \ln \frac{S_2(T_0)}{S_1(T_0)} + \frac{hc}{k} \frac{(E_2'' - E_1'')}{T_0}}, \quad (2)$$

式中  $T_{\text{TDLAS}}$  表示 TDLAS 测量得到的路径积分温度,  $h$  为普朗克常数,  $c$  为光速,  $E_1''$  与  $E_2''$  表示两条吸收谱线的能级能量,  $S_1(T)$  与  $S_2(T)$  表示吸收谱线强度,  $T_0$  表示参考温度,  $P(x)$  表示局部环境压力,  $X(x)$  表示吸收分子的物质的量分数,  $L$  表示吸收路径长度。(2)式表明路径积分温度与路径上的温度、压力、组分浓度等有关。

### 2.3 利用 TDLAS 标定 NTLAF 温度

在 NTLAF 单次测量中,忽略片状激光强度分布不均匀的情况,将入射激光强度在整个测量区域内视为定值,则(1)式可表示为

$$T = \frac{\Delta E}{k} \left( \ln \frac{F_{21}}{F_{20}} + C \right)^{-1}, \quad (3)$$

式中  $C$  为新的标定常数,与原标定系数  $C_S$ 、 $C_A$  与  $C_T$  以及入射激光强度等有关。简化(1)式后减少了标定系数的数量,降低了实验复杂性,但对实验技术提出了更高的要求。一方面需要对片状入射激光的均匀性作特别处理。另一方面,由于每次单帧测量之间的入射激光强度不同,所以需要时  $C$  进行实时标定。可参见文献[19]解决光片匀化问题。而对于实时标定而言, TDLAS 能够很方便地提供温度标定参数。

(3)式表明,使用 TDLAS 标定 NTLAF 的问题成为如何使用路径积分温度  $T_{\text{TDLAS}}$  确定标定系数  $C$  的问题。路径积分温度  $T_{\text{TDLAS}}$  是吸收路径上温度分布  $T$  的加权平均,直接通过  $T_{\text{TDLAS}}$  确定  $T$  有困难。反之,在已知  $T$  的情况下容易获得  $T_{\text{TDLAS}}$ 。进一步考察(2)式,要想获得  $T_{\text{TDLAS}}$ ,不仅需要已知  $T$ ,还需已知压力和浓度分布。通常利用 TDLAS 进行测温时,认为影响路径积分温度的主要因素为温度的不均匀分布,可以将压力与组分浓度提到积分号之前并消去<sup>[18]</sup>,将(2)式变为

$$T_{\text{TDLAS}} = \frac{(E_2'' - E_1'') hc/k}{\ln \frac{\int_0^L S_1(T) dx}{\int_0^L S_2(T) dx} + \ln \frac{S_2(T_0)}{S_1(T_0)} + \frac{hc}{k} \frac{(E_2'' - E_1'')}{T_0}}. \quad (4)$$

采用迭代方法获得(3)式中的  $C$ 。给定初始  $C$  值,将荧光强度代入(3)式得到吸收路径上的温度分布为

$$T_n = \frac{\Delta E}{k} \left( \ln \frac{F_{21}}{F_{20}} + C_n \right)^{-1}, \quad (5)$$

式中  $T_n$  表示第  $n$  次迭代后获得的温度分布,  $C_n$  为第  $n$  次迭代获得的标定常数。将该温度分布代入(4)式,得到路径积分温度为

$$T_{\text{TDLAS},n} = \frac{(E_2'' - E_1'') hc/k}{\ln \frac{\int_0^L S_1(T_n) dx}{\int_0^L S_2(T_n) dx} + \ln \frac{S_2(T_0)}{S_1(T_0)} + \frac{hc}{k} \frac{(E_2'' - E_1'')}{T_0}}. \quad (6)$$

如果计算得到的路径积分温度  $T_{\text{TDLAS},n}$  与测量得到的积分温度  $T_{\text{TDLAS}}$  之间满足

$$|T_{\text{TDLAS}} - T_{\text{TDLAS},n}| \leq \varepsilon, \quad (7)$$

则认为当前给定的路径温度分布为实际温度分布,即得出标定系数为  $C_n$ 。否则,更新标定常数。(7)式中  $\varepsilon$  为阈值,可根据具体精度要求给定。

由于(6)式的复杂性,所以很难用解析的方法得出更新标定系数的公式。当吸收路径上的温度为常量时,使用 TDLAS 测量后必然得到相同的温度。结合(5)式与(6)式,假定  $n+1$  次迭代后收敛,则必须满足

$$T_{\text{TDLAS}} = \frac{\Delta E}{k} \left( \ln \frac{F_{21}}{F_{20}} + C_{n+1} \right)^{-1}. \quad (8)$$

对比(8)式与(5)式,可得出标定常数的更新公式为

$$C_{n+1} = C_n + 1/T_{\text{TDLAS}} - 1/T_{\text{TDLAS},n}. \quad (9)$$

### 3 模拟方法

采用数值模拟的手段验证利用 TDLAS 标定 NTLAF 的方法。首先建立激光诱导铜原子荧光过程的数学模型,计算给定温度分布  $T_0$  下的荧光强度。给出水对激光的吸收强度与温度之间的关系,进而利用 TDLAS 直接吸收法的测温原理计算路径积分温度。利用提出的基于 TDLAS 标定 NTLAF 的方法计算标定系数,给出路径上的温度分布。将计算结果与初始设定温度分布  $T_0$  进行对比即可得出结论。

#### 3.1 激光诱导铜原子荧光过程

Stokes 过程与反 Stokes 过程均可采用三能级速率方程进行描述<sup>[18]</sup>。Stokes 过程可表示为

$$\begin{cases} dN_0/dt = -(B_{02}I_{02} + R_{01})N_0 + (B_{20}I_{20} + A_{20} + Q_{20})N_2 + R_{10}N_1 \\ dN_1/dt = (A_{21} + Q_{21})N_2 + R_{01}N_0 - R_{10}N_1 \\ dN_2/dt = B_{02}I_{02}N_0 - (B_{20}I_{20} + A_{21} + A_{20} + Q_{20} + Q_{21})N_2 \end{cases}, \quad (10)$$

反 Stokes 过程可表示为

$$\begin{cases} dN_0/dt = -R_{01}N_0 + (A_{20} + Q_{20})N_2 + R_{10}N_1 \\ dN_1/dt = -(B_{12}I_{12} + R_{10})N_1 + (B_{21}I_{21} + A_{21} + Q_{21})N_2 + R_{01}N_0 \\ dN_2/dt = B_{12}I_{12}N_0 - (B_{21}I_{21} + A_{21} + A_{20} + Q_{20} + Q_{21})N_2 \end{cases}, \quad (11)$$

式中  $I$  表示入射激光强度,  $R$  表示碰撞转移速率,  $B$  表示受激吸收或辐射爱因斯坦系数,  $A$  表示自发辐射系数,  $Q$  表示碰撞淬灭速率, 下标  $ij$  表示由能级  $i$  到能级  $j$ ,  $N$  表示能级粒子数, 下标 0、1 和 2 分别表示铜原子能级。

模拟入射激光脉冲时采用的波形表达式为

$$I = I_0 a t^b \exp(-ct), \quad (12)$$

式中  $I_0$  表示当波形为矩形时的激光强度,  $a$  表示归一化常数,  $b$  表示脉冲激光的上升沿,  $c$  表示脉冲激光的下降沿。计算时,  $b$  取 2.5,  $c$  取  $1.2 \text{ ns}^{-1}$ , 此时  $a = 2.848$ 。通过改变  $I_0$  的大小可改变入射激光的强度。

由于  $6s_{1/2}$  与  $5p$  态的能级间隔很大, 所以可认为初始条件下  $6s_{1/2}$  轨道上无粒子数分布。另外, 在实际燃烧场中, 虽然存在温度梯度, 但是由于铜原子能够很快(飞秒量级)与周围局部环境温度保持一致, 所以可认为铜原子处于局部热平衡状态。因此, 初始条件为

$$\begin{cases} N_2^0 = 0 \\ \frac{N_1^0}{N_0^0} = \frac{g_1}{g_0} \exp\left(-\frac{\Delta E}{kT}\right) \end{cases}, \quad (13)$$

式中  $g$  表示能级简并度, 下标 0、1 表示能级 0、1,  $\Delta E$  表示能级差, 上标 0 表示初始时刻粒子数分布。方程中使用的部分原子参数如表 1 所示

表 1 铜原子参数

Table 1 Parameters of indium atom

$A_{21}/\text{Hz}$	$A_{20}/\text{Hz}$	$\Delta E/\text{J}$	$g_0$	$g_1$	$g_2$	$B_{21}/(\text{J}^{-1} \cdot \text{m}^3 \cdot \text{s}^{-2})$	$B_{20}/(\text{J}^{-1} \cdot \text{m}^3 \cdot \text{s}^{-2})$
$1.02 \times 10^8$	$5.6 \times 10^7$	$3.98 \times 10^{-20}$	2	4	2	$5.6 \times 10^{20}$	$2.3 \times 10^{20}$

碰撞淬灭速率与碰撞转移速率未知, 根据文献[20], 有

$$\begin{cases} Q_{21} = 10A_{21} \\ Q_{20} = 10A_{20} \end{cases}, \quad (14)$$

$$\begin{cases} R_{10} = A_{21} \\ R_{01} = R_{10} \frac{g_1}{g_0} \exp\left(-\frac{\Delta E}{kT}\right) \end{cases} \quad (15)$$

荧光强度表示为

$$F_{2j} = \epsilon_{2j} N_{2,i-2} h\nu_{2j} V_{2j} \Omega_{2j} / 4\pi, \quad (16)$$

式中  $F$  表示荧光强度,  $\epsilon$  表示荧光效率,  $\nu$  表示荧光频率,  $\Omega$  表示收集立体角,  $V$  表示收集体积,  $i, j$  表示能级, 在 Stokes 过程中,  $i$  取 0,  $j$  取 1, 反 Stokes 过程中,  $i$  取 1,  $j$  取 0。

### 3.2 吸收强度与温度的关系

吸收强度与温度之间的关系可表示为<sup>[17]</sup>

$$S(T) = S(T_0) \frac{Q(T_0)}{Q(T)} \left(\frac{T_0}{T}\right) \exp\left[-\frac{hcE'}{k} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0}\right)\right] \left[1 - \exp\left(\frac{-hc\nu_0}{kT}\right)\right] \left[1 - \exp\left(\frac{-hc\nu_0}{kT_0}\right)\right]^{-1}, \quad (17)$$

式中  $S(T_0)$  为参考温度  $T_0$  下的谱线强度,  $Q(T)$  为分子配分函数,  $E$  为吸收谱线的能级能量。水分子的配分函数在温度 70~3000 K 范围内可表示为

$$Q_{\text{H}_2\text{O}}(T) = -169.59169 + 1.29367T - 5.21098 \times 10^{-4} T^2 + 6.24887 \times 10^{-7} T^3. \quad (18)$$

## 4 模拟结果及分析

为了初步验证提出的标定方法, 首先给定图 2(a) 中实线所示线性温度分布, 该温度分布的变化范围为 800~2800 K。该温度分布下得到的荧光强度如图 2(b) 所示。从图中可以看出 Stokes 过程中获得的荧光  $F_{21}$  比反 Stokes 过程中获得的荧光  $F_{20}$  强, 尤其在温度较低的情况下。这是因为在低温情况下,  $5p_{1/2}$  态的粒子数比  $5p_{1/2}$  多, 且  $A_{21}$  为  $A_{20}$  的 2 倍。通过(2)式获得路径积分温度  $T_{\text{TDLAS}}$ , 约为 1410 K。设定标定常数的初值为 0, 迭代阈值选为  $1 \times 10^{-12}$ , 通过前述迭代方法获得的温度分布如图 2(a) 所示。图中蓝色线表示利用 TDLAS 标定后得到的温度, 红色线为利用点温度标定方法(CARS 或热电偶)获得的温度, 标定温度取 1500 K。当测温范围为 800~2800 K 时, 两种不同的标定方法得到的误差均在 5% 以内。当待测温度低于标定温度时, 测温结果略高; 待测温度高于标定温度时, 测温结果略低。当待测温度为 2800 K 时, 误差最大。这是由于 NTLAF 温度反演公式在稳态假定下得出, 采用单一的标定温度时在宽温度范围内存在一定的误差。该结果初步验证了利用 TDLAS 标定 NTLAF 的可行性。

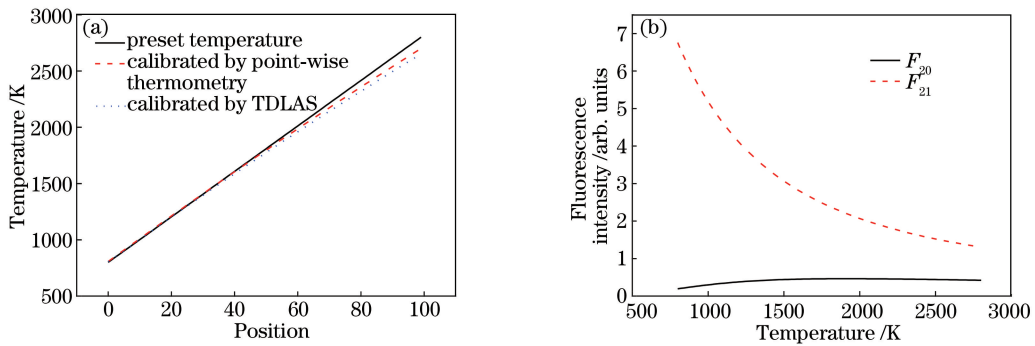


图 2 典型标定结果。(a) 预设温度与反演结果; (b) 荧光强度

Fig. 2 Typical calibration results. (a) preset temperature and inverted temperature; (b) fluorescence intensity

由于 TDLAS 测温与路径温度分布有关, 所以需要研究温度分布对该温度标定方法的影响。给定更为贴近真实燃烧场的抛物型温度分布进行模拟, 结果如图 3 所示。测温范围为 800~2800 K 时, 测温误差均小于 5%。该结果与线性温度分布结果相似。这是由于 NTLAF 的测温结果仅与当前位置的荧光强度之比有关, 而 TDLAS 测温结果仅与整个路径上的积分有关, 所以不同的温度分布线型对利用 TDLAS 标定 NTLAF 的方法影响较小。

采用迭代算法获得了标定系数  $C$ , 需要对该迭代算法的收敛特性进行研究。选用不同的迭代初值 0, 0.01, 0.1, 10, 迭代常数的变化过程如图 4 所示。结果显示, 采用 0, 0.01, 0.1 三种不同的迭代初值, 在有限的



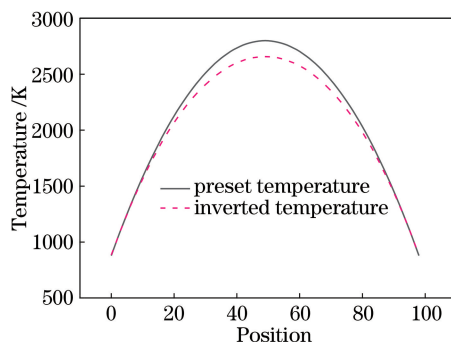


图 3 抛物线型温度分布温度反演结果

Fig. 3 Inverted temperature of parabola temperature profile

迭代步数内均获得了相同的终值(约  $10^{-5}$ ),且在终止条件之前没有发生振荡。采用初值为 10 时,迭代发散,所以在图中给出。迭代发散的主要原因是给定的初值远大于终值(初值 10 与迭代终值  $10^{-5}$  相差 6 个数量级),使得迭代过程中荧光强度之比相比初值而言是小量,在计算过程中被数值误差淹没。一种简单的处理方法是直接给定初值为 0,确保荧光强度在迭代中始终发挥主导作用。另一种更为精确的方法为根据(3)式估算迭代初值。选定待测区域内某点作为估算对象,已知该测量点的荧光强度  $F_{20}$  与  $F_{20}$ ,根据燃烧场实际情况大致给定该点的温度  $T$ ,最后通过(3)式计算得出迭代初值  $C_0$ 。该分析结果表明,如果迭代收敛,选用不同的迭代初值,总能够获得相同的解。为了保证迭代收敛,迭代初值不能远大于解。在本算例中初值与解相差 6 个数量级时迭代发散。

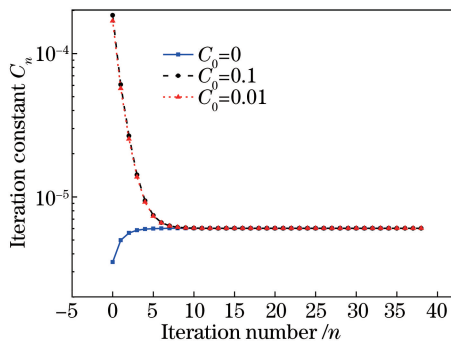


图 4 不同迭代初值下的迭代常数变化

Fig. 4 Variation of iteration constant with various initial values

## 5 结 论

针对 NTLAF 需要标定多个参数且标定较难的问题,提出了采用 TDLAS 标定 NTLAF 的方法。TDLAS 易于给出实时测温结果,所以可将 NTLAF 中的三个标定参数  $C_A$ 、 $C_S$  与  $C_T$  合并为一个标定系数  $C$ ,然后由荧光强度与 TDLAS 所测得的温度迭代求解标定系数  $C$ 。借助数值方法模拟了利用 TDLAS 标定 NTLAF 的测温过程,分析了不同温度分布及迭代初值对该方法的影响。结果表明:TDLAS 能够用于 NTLAF 标定,测温范围为  $800 \sim 2800$  K 时,误差小于 5%;不同的温度分布线型对该标定方法影响较小;当迭代初值远大于解时,迭代难以收敛,所以需要根据实际情况选用初值,只要给定合适的初值,总能够获得相同的迭代终值。与传统的标定方法(CARS)相比,利用 TDLAS 标定 NTLAF 有效降低了实验系统的复杂度,简化了实验过程。利用数值模拟的方法验证了采用 TDLAS 标定 NTLAF 的可行性,提供了良好的理论基础,未来需要开展相关的实验研究。

## 参 考 文 献

- [1] Kohse-Hoinghaus K, Jeffries J B. Applied combustion diagnostics[M]. Boca Raton: CRC Press, 2002:155-194.
- [2] Dai Jingmin, Jin Zhao. Study on the measurement techniques of flame temperature[J]. Acta Metrologica Sinica, 2003,

24(4): 297-302.

戴景民, 金钊. 火焰温度测量技术研究[J]. 计量学报, 2003, 24(4): 297-302.

- [3] Medwell P R, Chan Q N, Kalt P A M, *et al.* Development of temperature imaging using two-line atomic fluorescence [J]. *Applied Optics*, 2009, 48(6): 1237-1248.
- [4] Chan Q N, Medwell P R, Alwahabi Z T, *et al.* Assessment of interferences to nonlinear two-line atomic fluorescence (NTLAF) in sooty flames [J]. *Applied Physics B*, 2011, 104: 189-198.
- [5] Chan Q N, Medwell P R, Kalt P A M, *et al.* Simultaneous imaging of temperature and soot volume fraction [J]. *Proceedings of the Combustion Institute*, 2011, 33(1): 791-798.
- [6] Chan Q N, Medwell P R, Dally B B, *et al.* New seeding methodology for gas concentration measurements [J]. *Applied Spectroscopy*, 2012, 66(7): 803-809.
- [7] Medwell P R, Chan Q N, Dally B B, *et al.* Flow seeding with elemental metal species via an optical method [J]. *Applied Physics B*, 2012, 107: 665-668.
- [8] Medwell P R, Pham P X, Masri A R. Temperature measurements in a turbulent spray flame using NTLAF [C]. *Proceedings of the Australian Combustion Symposium*, 2013: 279-282.
- [9] Medwell P R, Chan Q N, Dally B B, *et al.* Temperature measurements in turbulent non-premixed flames by two-line atomic fluorescence [J]. *Proceedings of the Combustion Institute*, 2013, 34: 3619-3627.
- [10] Gu D H, Sun Z W, Nathan G J, *et al.* Improvement of precision and accuracy of temperature imaging in sooting flames using two-line atomic fluorescence (TLAF) [J]. *Combustion and Flame*, 2015, 167: 481-493.
- [11] Borggren J, Burns I S, Sahlberg A L, *et al.* Temperature imaging in low-pressure flames using diode laser two-line atomic fluorescence employing a novel indium seeding technique [J]. *Applied Physics B*, 2016, 122: 58.
- [12] Hu Z Y, Liu J R, Zhang Z R, *et al.* Single-pulse CARS spectra in solid propellant combustion at atmosphere pressure [J]. *Chinese Optics Letters*, 2003, 1(7): 395-397.
- [13] Hu Zhiyun, Zhang Zhenrong, Liu Jingru, *et al.* Temperature measurement in CH<sub>4</sub>/air flame by single-pulse USED CARS [J]. *Chinese J Lasers*, 2004, 31(5): 609-612.  
胡志云, 张振荣, 刘晶儒, 等. 用单次脉冲非稳腔空间增强探测 CARS 技术测量火焰温度 [J]. *中国激光*, 2004, 31(5): 609-612.
- [14] Hu Zhiyun, Zhang Lirong, Tao Bo, *et al.* Application of laser diagnostic technology in aeroengine combustion field [J]. *Applied Physics*, 2012, 3(2): 101-105.  
胡志云, 张立荣, 陶波, 等. 燃烧流场激光诊断技术用于航空发动机燃烧室温度场测量 [J]. *应用物理*, 2012, 3(2): 101-105.
- [15] Tao Bo, Ye Jingfeng, Zhao Xinyan, *et al.* Temperature measurement of instantaneous supersonic flow based on absorption spectroscopy technology [J]. *Chinese J Lasers*, 2011, 38(12): 1215002.  
陶波, 叶景峰, 赵新艳, 等. 基于激光吸收光谱技术测量瞬态超声速流场温度 [J]. *中国激光*, 2011, 38(12): 1215002.
- [16] Sun Pengshuai, Zhang Zhirong, Xia Hua, *et al.* Study on real-time temperature measurement based on wavelength modulation technology [J]. *Acta Optica Sinica*, 2015, 35(2): 0230001.  
孙鹏帅, 张志荣, 夏滑, 等. 基于波长调制技术的温度实时测量方法研究 [J]. *光学学报*, 2015, 35(2): 0230001.
- [17] Sun Pengshuai, Zhang Zhirong, Cui Xiaojuan, *et al.* Multipath real-time measurement of temperature and H<sub>2</sub>O concentration for combustion diagnosis [J]. *Chinese J Lasers*, 2015, 42(9): 0915002.  
孙鹏帅, 张志荣, 崔小娟, 等. 燃烧场内多路径温度与 H<sub>2</sub>O 浓度的在线检测 [J]. *中国激光*, 2015, 42(9): 0915002.
- [18] Wang Guangyu, Hong Yanji, Pan Hu, *et al.* Diode laser absorption sensor for measurements of temperature and velocity in supersonic flow [J]. *Acta Optica Sinica*, 2013, 33(9): 0912009.  
王广宇, 洪延姬, 潘虎, 等. 二极管激光吸收传感器测量超声速流场的温度和速度 [J]. *光学学报*, 2013, 33(9): 0912009.
- [19] Zhang Zhenrong, Wang Sheng, Li Guohua, *et al.* Exciting laser beam shaping in planar laser-induced fluorescence experiment [J]. *Chinese Optics*, 2013, 6(3): 359-364.  
张振荣, 王晟, 李国华, 等. 平面激光诱导荧光实验中激励激光的光束整形 [J]. *中国光学*, 2013, 6(3): 359-364.
- [20] Manteghi A, Shoshin Y, Dam N J, *et al.* Two-line atomic fluorescence thermometry in the saturation regime [J]. *Applied Physics B*, 2015, 118: 281-293.