

一种时间相关吸收光谱技术分析新方法

周海波¹, 邵杰^{1*}, 钱惠国¹, 应朝福¹, 张逸彪²

1. 浙江师范大学数理与信息工程学院, 浙江 金华 321004

2. 浙江金华广福医院, 浙江 金华 321004

摘要 时间相关吸收光谱技术,如腔衰荡光谱技术(CRDS)和腔衰减相移光谱技术(CAPS),是近三十几年来发展起来的一类新型吸收光谱检测技术,它具有探测灵敏度高、响应速度快、不受光源强度起伏变化影响等优点。传统的吸收光谱技术都是基于 Lambert-Beer 定律,如直接吸收光谱技术(DAS)、波长调制光谱技术(WMS)和腔增强吸收光谱技术(CEAS)等,这类光谱技术在探测物质微弱吸收的时候一旦遇到较强的背景光信号就变得难以测量,而且光源的不稳定性也会对检测带来一定的限制。时间相关吸收光谱技术由于其不受光源强度起伏变化的特点,在很大程度上能够弥补传统吸收光谱技术所存在的缺陷,但其也有自身的局限性。首先在理论上,CRDS 和 CAPS 这两种时间相关吸收光谱技术并不统一,而且在现有光谱理论下,Pulse-CRDS 在应用时使用的脉冲光源的脉宽必须远小于谐振腔本身的时间常数,对于长脉宽的脉冲光或者反射率低(小于 99.9%)的腔体,现有理论将不再适用;CAPS 在应用时光源调制信号必须是周期性的正弦信号或者方波信号,对于其他类型的周期调制信号或者非周期性信号,现有理论并没有涉及。针对上述提到的时间相关吸收光谱技术的局限性,提出了一种新的分析时间相关吸收光谱技术的方法,即利用一阶传递函数,将谐振腔视为一阶传感系统,对时间相关吸收光谱技术理论进行统一解释,在公式推导上证明新方法下的推导结果和现有理论结果的一致性。针对 Pulse-CRDS,以高斯脉冲光为例,给出一阶传感理论下的透射光强表达式,并对一系列不同的脉冲宽度 γ 、谐振腔时间常数 τ_{real} 以及从输出信号中拟合而得的时间常数 τ_{anal} 进行了模拟仿真。经过分析比较后发现,当 $\gamma < 0.3\tau_{\text{real}}$ 时, τ_{anal} 和 τ_{real} 的偏差小于 1%;当 $\gamma > 0.3\tau_{\text{real}}$ 时, τ_{anal} 和 τ_{real} 的偏差渐渐变大,将不再满足实验条件。为了使 Pulse-CRDS 在长脉宽脉冲光下也能应用,本文给出了修正函数,使得在脉宽大于腔衰荡时间 0.3 倍的情况下,经过修正补偿后,衰荡时间的误差小于 1%。对于 CAPS 系统,搭建相应实验平台,LED 中心波长选用 405 nm,使用方波调制信号,测量不同频率下的入射参考信号与探测信号的相位差和探测信号峰-峰值,通过由一阶传递函数推导而得的相频特性和幅频特性,拟合得到时间常数 τ ,结果分别为 7.24 和 7.25 μs ,残差范围分别为 $[-0.01, 0.02]$ 和 $[-0.02, 0.025]$,两者结果基本一致。实验结果验证了一阶传感系统理论完全适用于时间相关光谱的信号分析,并且一阶传感系统理论还使得时间相关光谱技术的理论得到了统一。

关键词 时间相关吸收光谱技术;腔衰荡光谱技术;相移光谱技术;一阶传递函数;时间常数

中图分类号: O433 **文献标识码:** A **DOI:** 10.3964/j.issn.1000-0593(2019)03-0673-06

引言

时间相关吸收光谱技术作为近三十几年来发展起来的一种新型吸收光谱检测技术,它具有探测灵敏度高、响应速度快、不受光源强度起伏变化影响等优点。具体的包括腔衰荡光谱技术(cavity ring-down spectroscopy, CRDS)^[1]和腔衰减

相移光谱技术(cavity attenuated phase-shift spectroscopy, CAPS)^[2-4],目前在大气环境监测、工业过程控制、痕量气体检测等多方面都扮演着相当重要的角色^[5-6]。在实际应用中,对于 CRDS 技术和 CAPS 技术,谐振腔的腔镜多选用高反射率($>99.9\%$)的高反镜,当光源穿过两面高反镜后,能被探测器获取的信号非常的微弱,增加了光电探测的困难。在光源的选择上,Pulse-CRDS 选用的脉冲激光器的脉宽必须远

收稿日期: 2018-01-26, 修订日期: 2018-05-05

基金项目: 国家自然科学基金项目(61775197),浙江省公益性项目(2017C33232),浙江省自然科学基金项目(LY14D050001)资助

作者简介: 周海波, 1992 年生, 浙江师范大学数理与信息工程学院硕士研究生 e-mail: haibo_chou@163.com

* 通讯联系人 e-mail: shaojie@zjnu.cn

小于谐振腔本身的时间常数, CAPS 的光源调制信号多选用周期性的正弦信号或者方波信号。当实验条件不满足上述提到的要求时, 传统理论将不再适用。

针对上述提到的时间相关吸收光谱技术的局限性, 本文提出一种分析时间相关吸收光谱技术的新方法, 即将谐振腔视为一阶传感系统, 利用谐振腔对于不同类型光源的动态响应, 统一时间相关吸收光谱技术, 并对 Pulse-CRDS 系统进行模拟仿真, 分析激光脉宽对谐振腔响应的影响, 同时搭建 CAPS 实验装置进行实验验证。

1 理论方法

高 Q 谐振腔光谱系统主要由光源、装有吸收介质的高 Q 谐振腔(样品池)和探测器三部分组成。对于高 Q 谐振腔光谱技术而言, 整个谐振腔可以看作是一阶传感系统, 如图 1 所示。

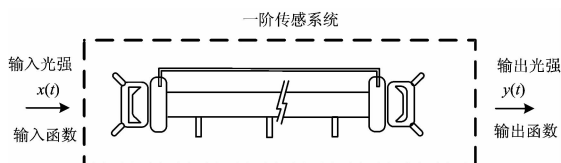


图 1 一阶传感系统

Fig. 1 First-order sensing system

一阶传感系统的输入和响应的关系可以写为式(1)形式

$$t \frac{dy(t)}{dt} + y(t) = Kx(t) \quad (1)$$

式(1)中, $x(t)$ 为输入信号, $y(t)$ 为响应信号, K 为系统常数, τ 为系统响应时间。对式(1)的等式两边进行拉普拉斯变换, 得到关系式(2)

$$(ts + 1)Y(s) = KX(s) \quad (2)$$

由式(2)可以得到一阶传感系统的传递函数为

$$H(s) = \frac{Y(s)}{X(s)} = \frac{K}{\tau s + 1} \quad (3)$$

通过逆拉普拉斯变换, 可以得到输入信号和输出信号的关系式为

$$y(t) = L^{-1}\{L[x(t)]H(s)\} \quad (4)$$

1.1 脉冲腔衰减光谱技术 (Pulse-CRDS)

图 1 中, 当入射光为短脉冲光 $I_0(t)$ 时, 其光强信号可以用 δ 函数表示

$$I_0(t) = \delta(t) = \begin{cases} \infty, & t = 0 \\ 0, & t \neq 0 \end{cases} \quad (5)$$

对式(5)进行拉普拉斯变换

$$X(s) = L\{\delta(t)\} = 1 \quad (6)$$

将式(3)和式(6)代入式(4), 得到透过谐振腔的光强 $I(t)$ 表达式

$$I(t) = \frac{K}{\tau} e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (7)$$

这与传统 Pulse-CRDS 的计算结果^[7]一致。

1.2 腔衰减相移光谱技术 (CAPS)

图 1 中, 当入射光强 $I_0(t)$ 被正弦信号调制, 其表达式如

式(8)

$$I_0(t) = I_0(1 + \beta \sin(2\pi ft)) \quad (8)$$

式(8)中 I_0 为未经调制的光强, β 为调制深度, f 为调制频率。同样的, 对式(8)进行拉普拉斯变换得

$$X(s) = I_0 \left(\frac{1}{s} + \frac{2\pi\beta f}{s^2 + (2\pi f)^2} \right) \quad (9)$$

将式(3)和式(9)代入式(4), 可得透过谐振腔的光强 $I(t)$ 表达式

$$I(t) = I_0 K \left[\frac{2\pi\beta f}{\tau} \frac{1}{(1/\tau)^2 + (2\pi f)^2} - 1 \right] e^{-\frac{t}{\tau}} + I_0 K \left[1 + \frac{\beta}{\sqrt{1 + (2\pi f\tau)^2}} \sin(2\pi ft + \varphi) \right] \quad (10)$$

式(10)中, 第一项代表瞬态响应, 它会随着时间的推移快速消失, 第二项代表稳态响应, 因此可以得到透射光强 $I(t)$ 表达式为

$$I(t) = I_0 K \left(1 + \frac{\beta}{\sqrt{1 + (2\pi f\tau)^2}} \sin(2\pi ft + \varphi) \right) \quad (11)$$

式(10)和式(11)中, φ 表示入射光信号和出射光信号之间的相位差, 和时间常数 τ 的关系式为

$$\tan(\varphi) = -2\pi f\tau \quad (12)$$

这与传统的 Phase Shift 光谱技术^[8-9]计算得到的 φ 与 τ 的关系式是一致的。并且由式(11)可以分别得到相频特性和幅频特性

$$\varphi(\omega) = -\arctan(\omega\tau) \quad (13)$$

$$H(\omega) = \frac{m}{\sqrt{1 + (\omega\tau)^2}} \quad (14)$$

式(13)和式(14)中, $\omega = 2\pi f$, 式(14)中, $m = I_0 K\beta$ 。

2 应用与讨论

由上述的公式推导可以看出, 通过一阶传感系统理论推导的结果和用传统的光谱计算方法得到的结果一致, 所以, 使用一阶传感系统理论来解释时间相关吸收光谱技术是可行的。针对新方法下的应用有以下几个方面。

2.1 Pulse-CRDS 系统

在 Pulse-CRDS 系统中, 对于激光器的脉宽选择应该要远小于谐振腔的时间常数。如果选用较长脉宽的激光器, 传统的 CRDS 理论不再适用, 本文将利用新方法针对长脉宽脉冲光源对系统的影响进行模拟分析。选用高斯型脉冲作为例子, 高斯型脉冲激光光强表达式可以表示为

$$x(t) = e^{-\frac{(t-a)^2}{\gamma^2}} \quad (15)$$

式(15)中 γ 为脉冲宽度, a 为峰值偏移量。将式(15)代入式(4)中, 可以得到输出光强表达式

$$y(t) = \frac{1}{2} \left\{ \gamma \sqrt{\pi} e^{\frac{1}{2} \frac{\gamma^2}{\tau^2} - \frac{t+a}{\tau}} \left[-\operatorname{erf} \left(-\frac{t}{\gamma} + \frac{a}{\gamma} + \frac{1}{2} \frac{\gamma}{\tau} \right) + \operatorname{erf} \left(\frac{a}{\gamma} + \frac{1}{2} \frac{\gamma}{\tau} \right) \right] \right\} / \tau \quad (16)$$

式(16)是由一阶传感理论推导出来的透射光强表达式。针对上述式子进行模拟仿真, 给定一个谐振腔, 腔的时间常数

$\tau_{\text{real}} = 30 \mu\text{s}$, 给定一个脉冲光源, 脉宽 $\gamma = 30 \mu\text{s}$ 。图 2(a) 所示为给定脉宽下的脉冲光强图, 图 2(b) 所示为给定脉宽下脉冲光进入谐振腔后的透射光强归一化图, 图 2(c) 所示为图 2(b) 中透射光强部分截取信号, 截取区间为透射光强峰值的

0.05~0.9 倍, 图 2(d) 中的红色虚线是利用式 (7) 对截取信号的拟合, 可以得到模拟仿真下的拟合时间常数 $\tau_{\text{anal}} = 37.56 \mu\text{s}$ 。从模拟仿真中可以发现, 在 $\tau_{\text{real}} = \gamma = 30 \mu\text{s}$ 的情况下, τ_{real} 和 τ_{anal} 存在偏差, 偏差达到了 25.2%。

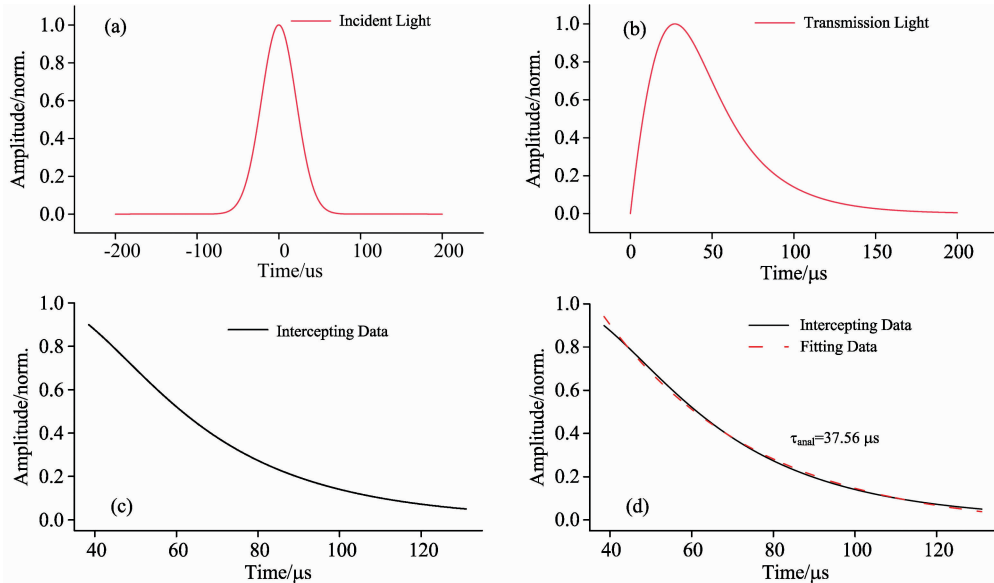


图 2 模拟仿真过程

(a): 入射光信号; (b): 透射光信号; (c): 透射光部分截取信号; (d): 信号拟合

Fig. 2 Simulation process

(a): Incident light; (b): Transmission light; (c): Partial intercept signal of transmission light; (d): Signal fitting

为了进一步研究脉冲宽度 γ 和谐振腔时间常数 τ_{real} 之间的关系, 我们对一系列不同 γ 和不同 τ_{real} 下的模拟探测时间常数 τ_{anal} 进行仿真, 得到了图 3(a) 中的曲线图。为了更好的对三者的关系进行分析, 对图 3(a) 中的数据进行归一化处理。我们发现, 在不同的模拟条件下, $\gamma/\tau_{\text{real}}$ 对应的 $\tau_{\text{anal}}/\tau_{\text{real}}$ 基本一致, 结果如图 3(b) 中的黑色曲线所示, 图 3(b) 中的蓝色曲线表示的是拟合误差。在拟合出来的模拟探测时间常数 τ_{anal} 不经过修正的情况下, 当 τ_{anal} 和 τ_{real} 的偏差为 1% 时, 对应的脉宽称为可用激光器最大脉宽。从图 3(b) 中可以发现,

当 $\gamma < 0.3\tau_{\text{real}}$ 时, τ_{anal} 和 τ_{real} 的偏差小于 1%; 当 $\gamma > 0.3\tau_{\text{real}}$ 时, τ_{anal} 和 τ_{real} 的偏差渐渐变大。所以, 在 Pulse-CRDS 系统中, 在 τ_{anal} 不加修正的情况下, 可选激光器的最大脉宽为当前谐振腔时间常数的 0.3 倍。为了更清楚地了解激光器脉宽与时间常数的关系, 对图 4(b) 中的黑色曲线做变换, 得到图 4(a) 中的蓝色曲线, 利用多项式对其进行拟合, 拟合结果为图 4(a) 中的红色虚线。采用的拟合方程为

$$y = a_0 + a_1x + a_2x^2 + \dots + a_{n-1}x^{n-1} \quad (17)$$

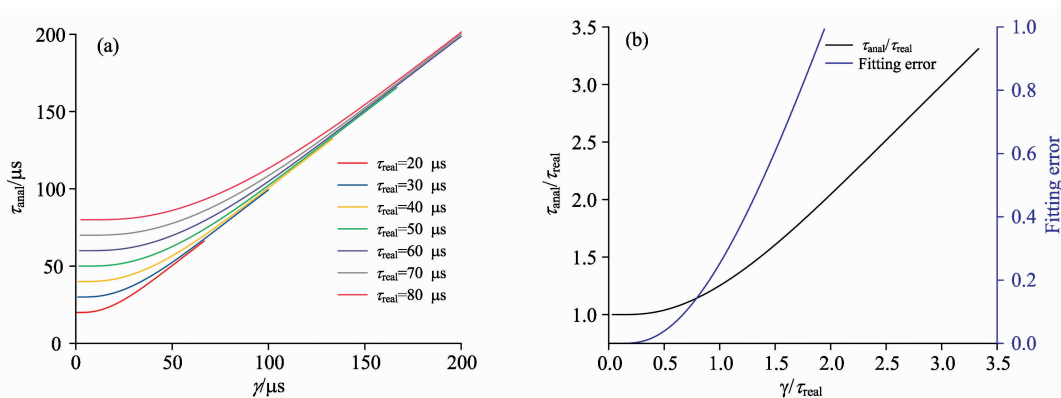


图 3 (a) 不同谐振腔时间常数下模拟探测时间常数与脉宽之间的关系; (b) 归一化及拟合误差

Fig. 3 (a) The relationship between different pulse width, time constant of resonant cavity and time constant of analog detection; (b) Normalization and fitting error

拟合之后得到激光脉宽 γ 、谐振腔时间常数 τ_{real} 和模拟探测的时间常数 τ_{anal} 三者的关系式为

$$\tau_{\text{real}} = \left[-5.67481 + 119.34555 \frac{\gamma}{\tau_{\text{anal}}} - 893.36504 \left(\frac{\gamma}{\tau_{\text{anal}}} \right)^2 + 3662.52983 \left(\frac{\gamma}{\tau_{\text{anal}}} \right)^3 - 9015.86832 \left(\frac{\gamma}{\tau_{\text{anal}}} \right)^4 + 13678.12429 \left(\frac{\gamma}{\tau_{\text{anal}}} \right)^5 - 12527.15007 \left(\frac{\gamma}{\tau_{\text{anal}}} \right)^6 + 6351.28329 \left(\frac{\gamma}{\tau_{\text{anal}}} \right)^7 - 1368.87362 \left(\frac{\gamma}{\tau_{\text{anal}}} \right)^8 \right] \tau_{\text{anal}} \quad (18)$$

图 4(b) 中给出了 τ_{real} 的拟合误差, 从图中发现, 当 $0.2\tau_{\text{anal}} < \gamma < 0.95\tau_{\text{anal}}$ 时, 使用式(18)对测量的时间常数 τ_{anal} 进行修正补偿, 可以使误差小于 1%。在实际应用中, 通过测量 γ 和 τ_{anal} 的值, 由式(18)就可以求出当前谐振腔充入介质样品的时间常数 τ_{real} 。

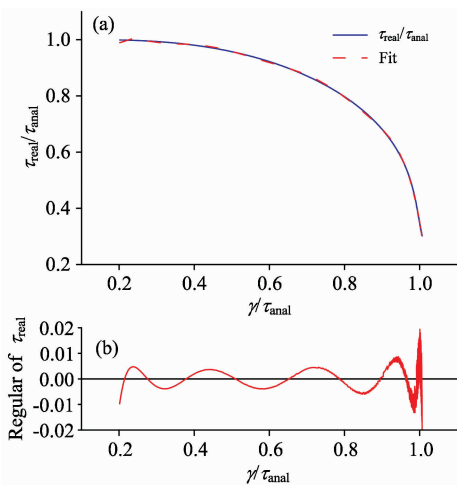


图 4 脉宽、谐振腔时间常数及模拟探测的时间常数之间的关系曲线

Fig. 4 The relationship between pulse width, time constant of resonant cavity and time constant of analog detection

2.2 CAPS 系统

搭建 CAPS 实验装置, 如图 5 所示。实验装置主要有 He-Ne 激光器、LED 光源(LEDEnginLZ4-00UA00)、LED 驱动电源(Thorlabs ITC4001)、信号发生器(Agilent 33220A)、光学谐振腔、带通滤波片、真空泵、三通电动阀门、光电倍增管(PMT R928)、锁相放大器(SR865)、数据采集卡(FC-FR-USB9812)以及保护气 N_2 等。LED 光源使用方波调制, 中心波长选用 405 nm, 测量不同频率下的入射参考信号与探测信号的相位差和探测信号峰-峰值, 并利用最小二乘法, 根据式(13)的相频特性或式(14)的幅频特性, 拟合出时间常数 τ 。

图 6 显示了 LED 在外加 5 和 10 kHz 调制信号时的探测信号和参考信号, 其中, 蓝色实线为光电倍增管探测到的信号, 蓝色虚线为信号发生器给出的参考信号。在图 6 中, 当 LED 调制频率为 5 kHz 时, 探测信号的峰-峰值大小约为 83.3 mV; 当 LED 调制频率为 10 kHz 时, 探测信号的峰-峰

值大小约为 80.9 mV。进一步的, 在 10~60 kHz 范围内改变 LED 的调制频率, 记录不同调制频率下探测信号的峰-峰值, 得到频率和峰-峰值变化关系如图 7(a) 所示。图 7(a) 中黑色圆点表示归一化后的探测信号峰-峰值, 红线是经过式(14)拟合得到的拟合曲线。由图 7(b) 可以得知, 在 10~60 kHz 的频率变化范围内, 探测信号峰-峰值的偏差小于 2%。通过对探测数据的拟合, 最终得到当前谐振腔下的时间常数 $\tau = 7.24 \mu\text{s}$ 。

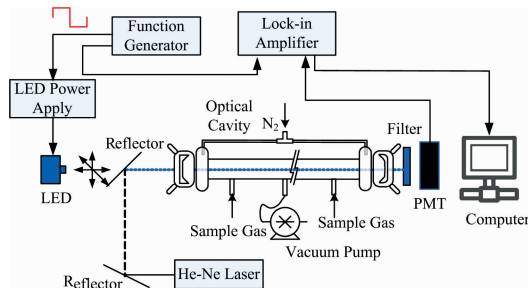


图 5 CAPS 系统装置示意图

Fig. 5 Schematic diagram of CAPS system

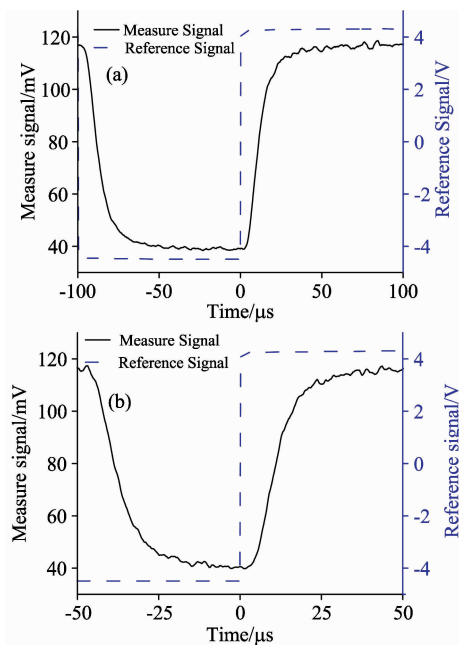


图 6 探测信号与参考信号

(a): 5 kHz; (b): 10 kHz

Fig. 6 The measure signal and reference signal

(a): 5 kHz; (b): 10 kHz

在图 6 中还可以看出, 探测信号与参考信号的相位差也会随着 LED 调制频率的变化而变化。当 LED 调制频率为 5 kHz 时, 测得相位差约为 12.3° ; 当 LED 调制频率为 10 kHz 时, 测得相位差约为 24.7° 。同样的, 在 1~45 kHz 范围内改变 LED 的调制频率, 记录下不同调制频率下的相位差值, 得到频率与相位差正切值的关系如图 7(c) 所示。图 7(c) 中黑色方块点表示测量相位差的正切值, 红线是经过式(13)拟合得到的拟合曲线。由图 7(d) 可以得知, 在 1~45 kHz 的频率变

化范围内, 测量相位差的正切值偏差小于 2.5%。通过对探测数据的拟合, 最终得到当前谐振腔下的时间常数 $\tau=7.25 \mu\text{s}$ 。

比较根据振幅改变和相位改变计算谐振腔时间常数的两

种方法, 前者拟合出时间常数 $\tau=7.24 \mu\text{s}$, 后者拟合出时间常数 $\tau=7.25 \mu\text{s}$, 两种方法拟合结果近似相同。从实验结果上看, 使用一阶传感系统分析测量 CAPS 系统中谐振腔的时间常数是可行的。

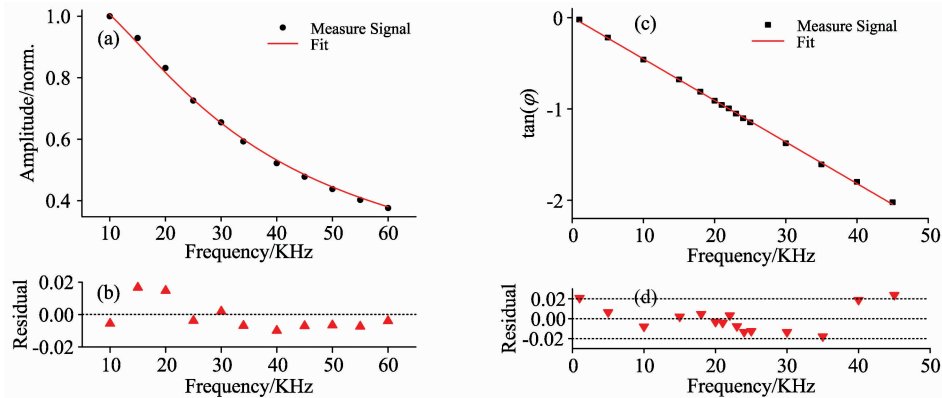


图 7 (a) LED 调制频率和探测信号峰-峰值(归一化)关系; (b) 残差; (c) LED 调制频率和相位差正切值的关系; (d) 残差
Fig. 7 (a) The relationship between the frequency of LED modulation and peak value of measure signal (normalized); (b) Residual; (c) The relationship between the LED modulation frequency and the tangent of phase difference; (d) Residual

3 结 论

研究了一种分析时间相关吸收光谱的新方法, 将目前的时间相关吸收光谱系统视作一阶传感系统, 用一阶传感系统理论对时间相关吸收光谱技术进行理论统一。通过比较一阶传感系统理论推导结果和传统理论推导结果, 发现两者结果一致。通过对 Pulse-CRDS 的模拟仿真, 发现当脉冲宽度大

于谐振腔时间常数 0.3 倍的时候, 模拟测量结果跟实际值偏差大于 1%, 而且偏差会随着脉宽的增大而越来越大。通过对模拟结果进行多项式拟合, 给出了修正公式, 从理论上对实验测量结果进行标校。当 $0.2\tau_{\text{anal}} < \gamma < 0.95\tau_{\text{anal}}$ 时, 使用修正公式对测量的时间常数 τ_{anal} 进行修正补偿, 可以使误差小于 1%。通过对 CAPS 系统的实验测量, 验证了新方法下利用一阶传递函数求得的幅频特性和相频特性计算时间常数的一致性。

References

- [1] Bahrini C, Benilan Y, Jolly A, et al. Applied Physics B-Lasers and Optics, 2015, 121(4): 533.
- [2] Liu Y N, Chang J, Lian J, et al. Sensors, 2015, 15(7): 16153.
- [3] Sadanaga Y, Takaji R, Ishiyama A, et al. Review of Scientific Instruments, 2016, 87(7): 074102.
- [4] Reid G D, Robertson M D, Tong A Z. Journal of Physical Chemistry A, 2011, 115(19): 4902.
- [5] Wang S, Zhou B. Journal of Atmospheric & Environmental Optics, 2015, 10(2): 139.
- [6] Dhiman C, Khan M S, Reddy M N. Defence Science Journal, 2015, 65(1): 25.
- [7] Stacewicz T, Wojtas J, Bielecki Z, et al. Opto-Electronics Review, 2012, 20(1): 53.
- [8] Cheema M I, Mehrabani S, Hayat A A, et al. Optics Express, 2012, 20(8): 9090.
- [9] Hovde C, Gomez A L. Applied Optics, 2015, 54(17): 5555.

A Novel Analytical Method of Time-Dependent Absorption Spectroscopy

ZHOU Hai-bo¹, SHAO Jie^{1*}, QIAN Hui-guo¹, YING Chao-fu¹, ZHANG Yi-biao²

1. College of Mathematics, Physics and Information Engineering, Zhejiang Normal University, Jinhua 321004, China

2. Jinhua Guangfu Hospital, Jinhua 321004, China

Abstract Time-dependent absorption spectroscopy, such as cavity ring-down spectroscopy (CRDS) and cavity attenuated phase-shift spectroscopy (CAPS), is a new type of absorption spectroscopy technology developed in recent thirty years. It has the advantage of high detection sensitivity, fast response, and not being affected by the fluctuation of light source intensity. Traditional absorption spectroscopy is based on the Lambert-Beer law, such as direct absorption spectroscopy (DAS), wavelength modulation spectroscopy (WMS), cavity enhanced absorption spectroscopy (CEAS) and so on. The weak absorption of material is hard to be measured once the background light signal is strong. And the instability of the light source also brings some limits to the detection. The time dependent absorption spectroscopy can make up for the shortcomings of traditional absorption spectrometry to a large extent because of its characteristics of not being affected by the fluctuation of light source intensity, but it also has its own limitations. First of all, CRDS and CAPS are not theoretically unified. And the existing theory can only apply to Pulse-CRDS with short pulse light where the pulse width is far less than the time constant of the resonant cavity itself. For long pulse-width light source or low reflectivity (less than 99.9%) cavity, the existing theory will no longer apply. As for CAPS, the modulation signal of the light source must be periodically sinusoidal or square-wave modulated signal. And there are no other types of periodic modulation signals and aperiodic signals mentioned. In view of the limitations of the time-dependent absorption spectroscopy mentioned above, we present a novel analytical method on time-dependent spectroscopy in this paper. The resonant cavity is regarded as a first-order sensing system. We use the first-order transfer function to unify the theory of time-dependent absorption spectroscopy and prove the consistency between the existing theoretical results and the derivation results under the novel method on the formula derivation. For Pulse-CRDS, we use Gaussian pulse light to derive the expression of transmitted light intensity under first-order sensing theory and simulate a series of different pulse widths γ , resonant cavity time constants τ_{real} , and fitted time constants τ_{anal} . After analysis and comparison, we find the deviation of τ_{anal} and τ_{real} is less than 1% when $\gamma < 0.3\tau_{\text{real}}$. And the experimental conditions will be no longer sufficient when $\gamma > 0.3\tau_{\text{real}}$. In order to make Pulse-CRDS used with long pulse-width light, a correction function is given in this paper. And the error of the corrected ring-down time is less than 1% when the pulse-width is 0.3 times greater than the ring-down time. For CAPS system, we build an experimental platform with LED light source centered at 405nm and square wave modulated. Then we measure the phase difference and the peak value at different frequencies. The time constants τ calculated respectively by the phase-frequency and amplitude-frequency characteristic derived from the first-order transfer function are approximately the same, 7.24 and 7.25 μs with residual ranges of $[-0.01, 0.02]$ and $[-0.02, 0.025]$ respectively. The result shows that the theory of the first-order sensing system is fully applicable to the signal analysis of time-dependent spectroscopy. And the theory of first-order sensing system also makes the theory of time-dependent spectroscopy unified.

Keywords Time-dependent absorption spectroscopy; Cavity ring-down spectroscopy; Phase-shift spectroscopy; First-order transfer function; Time constant

(Received Jan. 26, 2018; accepted May 5, 2018)

* Corresponding author