

# 注入光有限相干性对衰荡腔测试方法的影响及求解衰荡时间的强度积分法

黄知秋<sup>1)2)</sup> 张猛<sup>1)2)</sup> 彭志敏<sup>3)</sup> 王振<sup>3)</sup> 杨乾锁<sup>1)2)†</sup>

1) (中国科学院力学研究所, 流固耦合系统力学重点实验室, 北京 100190)

2) (中国科学院大学工程科学学院, 北京 100049)

3) (清华大学能源与动力工程系, 电力系统与发电设备控制与仿真国家重点实验室, 北京 100084)

(2023 年 3 月 24 日收到; 2023 年 7 月 15 日收到修改稿)

利用数值模拟和搭建的腔衰荡光谱装置, 研究了注入激光有限相干性对注入光与腔纵模耦合过程的影响. 注入光的有限相干性导致了频扫过程中耦合脉冲的随机性. 随机性主要体现在两个方面: 一是随着相干长度的减小, 耦合脉冲的随机幅值范围增大. 二是随着注入光的相干性变差, 耦合脉冲由强度随机演化的单脉冲变为连续多脉冲, 整体宽度随着扫频速率的降低而逐渐增大. 随着相干性的变差, 当使用腔体的光强来关闭注入光时, 扫频速度的降低会在一个频率耦合过程中引起不止一次的注入关断和腔衰荡事件, 特别是对于当利用腔体的长度进行频扫时. 此外, 本文提出了一种利用不同时间间隔的强度积分来估计衰荡时间的理论方法, 并进行相关的实验验证. 实验结果表明, 与传统拟合法得到的衰荡时间相比, 强度积分法对应的相对误差较小.

**关键词:** 腔衰荡光谱, 光相干, 衰荡时间, 强度积分

**PACS:** 42.62.Fi, 33.20.Ea, 42.55.Px

**DOI:** 10.7498/aps.72.20230448

## 1 引言

随着激光技术的发展和进步, 腔衰荡光谱 (cavity ring-down spectroscopy, CRDS) 逐渐发展成为测量气体吸收光谱和痕量气体的灵敏度和波长精度最高的方法<sup>[1–12]</sup>. 连续工作状态的半导体单频激光器的应用大大降低了相关测试装置的尺寸和建造成本, 这些测试装置需要将激光束携带的光能注入到衰荡腔 (ring-down cavity, RDC) 中<sup>[4,5,13–21]</sup>. 当腔内的光强达到一定水平时, 注入光束被迅速关闭. 随后, 利用腔中光子的寿命, 可以准确确定腔体的损失系数, 进而推算给定波长下腔体中气体的吸收系数. 腔的  $Q$  值越高, 腔长度越

长, 测量得到的空腔损失系数就越准确, 气体吸收的测定也就越准确.

在 CRDS 中, 只有当注入光的频率与其中一个腔纵模的频率足够接近时, 单频激光器的光能才能有效注入腔中. 通常, 使用一组压电陶瓷 (PZT) 在波长的量级周期性地调制腔的长度, 可以实现固定频率的光和一个或多个纵模的耦合<sup>[4,5,13–15]</sup>. 另一种有效的耦合方法是在一个固定的波长范围内周期调制注入光的频率<sup>[6–12]</sup>. 这样, 激光的频率周期性地和腔的纵模耦合. 在上述耦合过程中, 激光束的光能逐渐转化为腔内的光场. 当这个场的强度达到关闭注入光束的阈值时, 通过使用声光调制器 (AOM) 迅速将注入光关断. 随后, 由于腔镜的透射、腔的衍射损耗以及可能的腔内介质的吸收,

† 通信作者. E-mail: qsyang@imech.ac.cn

腔内的光场随着时间的推移逐渐衰减为零. 这个过程称为衰荡过程或衰荡事件 (ring-down Event, RDE).

数值计算和实验结果表明, 注入光的有限相干性会在耦合脉冲的产生、发展和消失过程中造成一定程度的随机性<sup>[22–26]</sup>. 此外, 随着注入光相干性的降低, 这种随机性导致相干注入过程退化为非相干光注入形式. 本文阐述的 CRDS 装置的实验结果表明: 在上述两种扫频过程中, 随着扫频速率的降低, 光强演化具有明显随机性的耦合脉冲宽度逐渐变大. 此外, 这种随机现象甚至导致在一个频率耦合过程中出现多个 RDE. 本文利用腔内光场行波数值模拟和实际的 CRDS 实验, 从理论和实验两方面研究了耦合脉冲的随机性与调制速率和振幅的关系. 此外, 为了降低实验数据中的背景信号和偏置信号对推算衰荡时间 (ring-down time, RDT) 的影响, 理论提出和实验验证了一种新的关于推算 RDT 的数值处理方法, 该方法只需在不同时间区域内求解多个时域内的信号强度积分值.

## 2 频率扫描过程的数值模拟

由于半导体激光器的腔长变化与腔内载流子密度成正比, 因此驱动电流的线性调制可以改变激光器的工作波长<sup>[4,5,13]</sup>. 因此, 在调制过程的某些时刻, 激光频率与 RDC 的某个纵模成功耦合. 对于一个理想的 CRDS 装置而言, 当注入光趋向于具有无限的相干长度时, 扫频速率越慢, 耦合脉冲的幅值越高, 脉冲宽度越宽. 另一方面, 数值模拟和实验结果表明, 注入光束的有限相干性产生的耦合脉冲在时间演化上具有一定的随机性. 在文献<sup>[26]</sup>中, 理论公式和数值模拟表明, 耦合脉冲依赖于扫频速率和注入光的相干性.

为了更深入了解这种依赖性, 依据已有的程序, 进行如下的数值模拟. 这里衰荡腔的光学长度  $L_c$  为 300 mm, 模拟的时间步长为  $\Delta t$  为 0.01 ns, 两个腔镜的光强反射率为  $R_1 = R_2 = 0.9999$ . 假设腔横模的往返传输损耗为零, 这样空腔的衰荡时间  $\tau_{D,0}$  为 10.0  $\mu\text{s}$ . 假定注入光的带宽分别为 5.0, 1.0, 0.2 MHz, 对应的相干时间分别为 0.2, 1.0, 5.0  $\mu\text{s}$ . 频率扫描过程可以用下列公式来描述:

$$\phi_a(t) = \phi_a(0) + K_a t, \quad (1)$$

式中  $\phi_a(t)$  是  $t$  时刻注入光在腔内往返一周传输导

致的光场相位变化. 这个相位变化描述了注入光的耦合频率和腔纵模的耦合程度: 如果  $\phi_a(t) = 2\pi$ , 两个频率即相互耦合, 光场在腔内传输一周, 注入光以最大比例地转换为腔纵模的能量. 由于  $K_a$  是频率扫描速率, 因此对应的扫描周期  $T_{\text{FSR}}$  为  $2\pi/K_a$ . 不失一般性, 在数值模拟中, 扫描周期取 100, 200, 500  $\mu\text{s}$ . 这样取值可以确保当腔内光场达到关断注入光的阈值时, 在触发注入光关断后, 腔内光场强度基本衰减至零. 另一方面, 在上述值的中间, 频率扫描周期的调整也可以反映腔模和注入光耦合程度的演化.

图 1 给出了注入光相干长度不同的情况下, 6 个不同扫描速率的扫描周期引起的光强时间演化. 可以看出, 扫描速率越低, 光强峰值越高. 注入光的相干长度越短, 耦合脉冲幅值的随机分布范围越大.

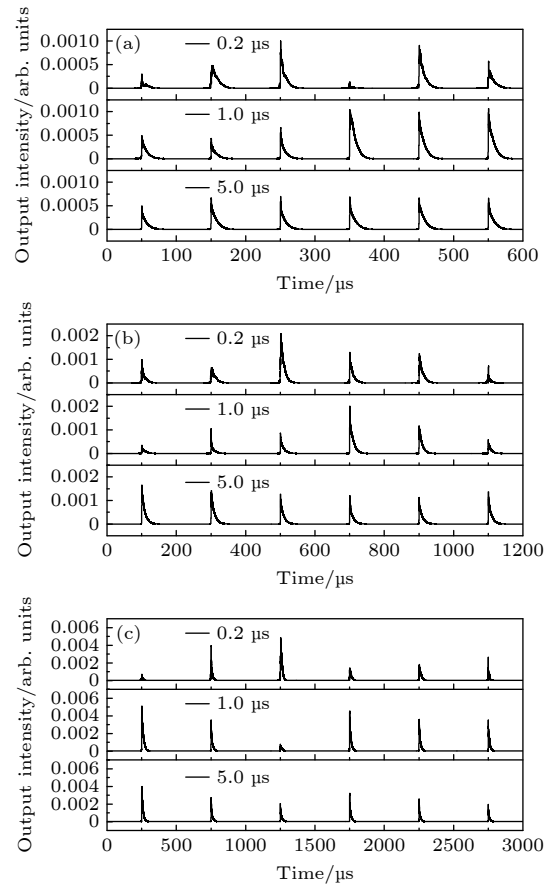


图 1 在不同扫频速率下耦合过程中输出强度的演化 (其中扫频周期定义为 RDC 一个自由频谱范围的扫频时间) (a)  $T_{\text{FSR}} = 100 \mu\text{s}$ ; (b)  $T_{\text{FSR}} = 200 \mu\text{s}$ ; (c)  $T_{\text{FSR}} = 500 \mu\text{s}$   
Fig. 1. Evolution of output intensity during coupling at different sweep rates, where the sweep period is defined as the sweep time of a free spectrum range of the decay cavity: (a)  $T_{\text{FSR}} = 100 \mu\text{s}$ ; (b)  $T_{\text{FSR}} = 200 \mu\text{s}$ ; (c)  $T_{\text{FSR}} = 500 \mu\text{s}$ .

如果腔长增大到 600 mm, 在相同的反射镜反射率下, 空腔的 RDT 将增大一倍, 为 20  $\mu\text{s}$ . 因此, 对于相同的扫频速率, 调制周期减小为 50, 100, 250  $\mu\text{s}$ . 耦合过程中输出光强随时间的变化如图 2 所示, 其中注入光的带宽不变即带宽仍为 5.0, 1.0, 0.2 MHz. 与图 1 的结果相比, 腔体越长, 耦合脉冲的时间范围越宽, 但峰值越低. 此外, 随着注入光相干长度的增大, 耦合脉冲峰值随机变化的幅度减小得更明显. 耦合脉冲峰值强度也随着扫频速率的减小而增大, 如图 1 和图 2 所示.

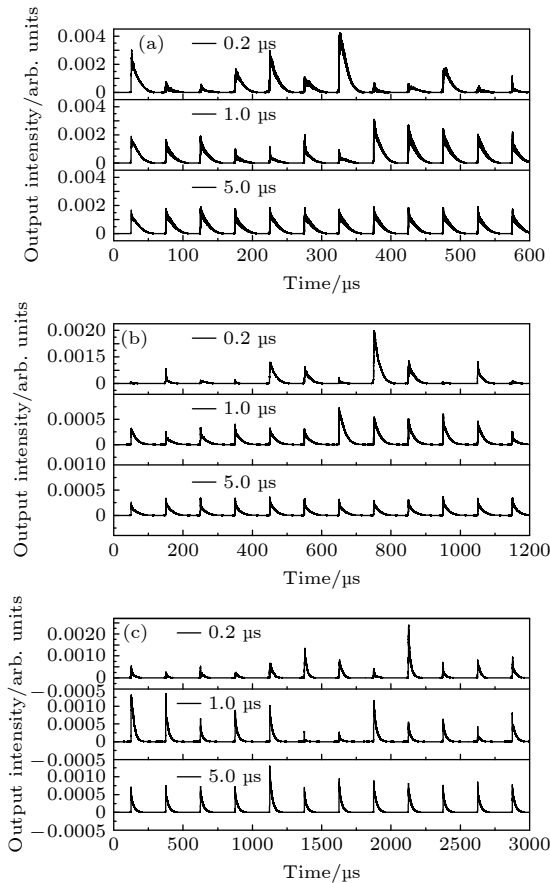


图 2 腔长为 600 mm 时, 不同扫频速率下耦合脉冲输出强度的演变规律 (a)  $T_{\text{FSR}} = 50 \mu\text{s}$ ; (b)  $T_{\text{FSR}} = 100 \mu\text{s}$ ; (c)  $T_{\text{FSR}} = 250 \mu\text{s}$

Fig. 2. Evolution of the output intensity of the coupled pulse at different sweep rates at a cavity length of 600 mm: (a)  $T_{\text{FSR}} = 50 \mu\text{s}$ ; (b)  $T_{\text{FSR}} = 100 \mu\text{s}$ ; (c)  $T_{\text{FSR}} = 250 \mu\text{s}$ .

从上述特点可以得出以下结论: 短腔有利于产生强耦合脉冲, 因此可将注入光关闭的触发阈值设置在较高的水平. 另一方面, 虽然相干性的降低会导致耦合脉冲峰值的随机分布范围增大, 但会促进少数峰值较高的脉冲的产生, 有利于提高降噪数据的信噪比. 但是, 产生这些峰值耦合脉冲的概率相对较低, 不利于提高测量速率.

如果腔相对较长, 耦合脉冲将具有较大的脉宽, 导致每个可能的耦合脉冲产生多个 RDE. 这种现象也不利于衰荡事件对应频率或波长的精确定位测定, 特别是气体吸收光谱的测量. 因此, 缩短腔长能够抑制这种现象的出现. 下节将研究 CRDS 装置的其他耦合脉冲特性, 在此扫频过程是通过周期性地调制注入光的波长或腔的长度来进行的.

在上述的数值模拟中, 注入光为单频注入. 如果变为多频注入, 例如可以包括总频率相同而横模或纵模频率有所差别的多模注入. 鉴于横模损耗的差别和纵模频率差的相同, 可以想象在模拟过程中会出现一次耦合过程中有多个不同的耦合脉冲情况, 即类似于实际实验中所观察到的情况 [26]. 减小模之间的损耗差别, 减慢腔的耦合速度, 使得在一次耦合过程中会出现多个脉冲的特性更明显. 由于注入光的频谱扫描使得在模耦合过程中频率较分散, 脉冲分布随机分散; 而在腔长扫描过程, 注入光的频率不变, 多脉冲是由于衰荡腔将注入光耦合在腔的多个本征模上, 且这些本征模的频率接近, 因此多模的耦合时刻较集中. 本文实验观察到了这种情况 (图 4—8), 读者也可编写相应的程序来模拟这种情况.

### 3 腔衰荡光谱的两种频扫技术

为进一步研究耦合脉冲对扫频速率的依赖性, 搭建了如图 3 所示的实验装置. 注入光来自有限相干的单频分布反馈激光器 (DFB-1527-I-N-1-SM). 该激光器的中心波长和频率线宽分别约为 1527 nm 和 3 MHz. 通过控制工作温度来调节中心波长偏移, 调制驱动电流来改变波长的周期性变化. 在本实验中, 驱动电流由三角波调制, 调制幅度与激光器的波长变化成正比. 这样就可以实现具有固定长度 RDC 的纵模与单频注入光的顺序耦合.

激光通过声光调制器 (G1550-80-L-D-T-AA-A-Y-L) 后进入衰荡腔. RDC 为双凹稳定腔. 两个腔镜的反射率为 0.999975, 镜半径曲率为 1.0 m, 腔长为 918 mm. 此外, 在其中一个腔镜上安装 PZT 器件, 用周期性三角波在波长量级上改变腔长. 因此, 在注入光频率不变的情况下, 一个或多个纵模将顺序地与单频光耦合. 本实验使用的光电探测器为 Thorlabs 公司生产的 APD410 C/M 雪崩光电探测器, 响应频率为 10 MHz. 腔内的气体是压力约为 450 Pa 的空气.

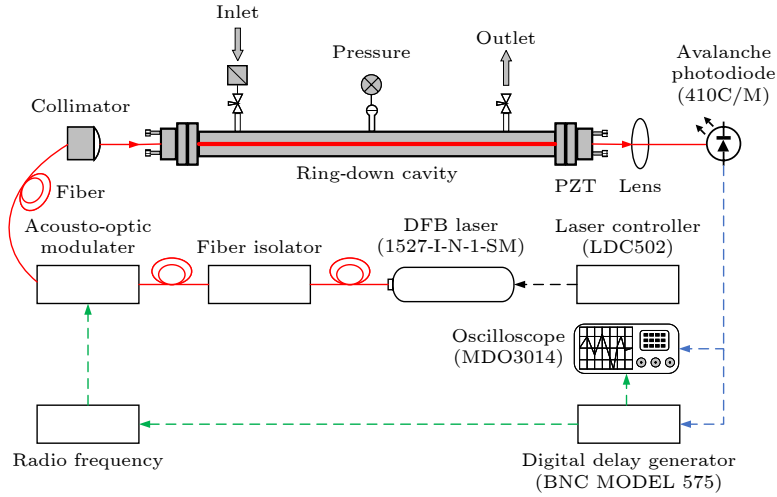


图 3 具有两种频扫性能的衰荡腔光谱测量装置

Fig. 3. Measurement device for the fading cavity spectrum with two types of frequency sweep performance.

### 3.1 注入光频率周期变化的频扫

图 4 显示了注入光与腔纵模的耦合过程, 其中注入光扫频三角波的调制频率分别为 20, 10, 5 Hz. 三角波的振幅决定了与注入光耦合的纵向模式的数量. 扫频过程中出现了具有随机轮廓的耦合脉冲序列. 从单频激光器的参数来看, 当调制电压为 30 mV 时, 对应激光电流调制幅值 6 mA, 激光器的频移约为 5.93 GHz. 从图 4(a) 的结果可以看出, 三角波的上行链路和下行链路均扫过约 37 个纵向模式, 相应的频偏约为 6.05 GHz, 与该调幅对应的频移和纵模数量很吻合.

此外, 耦合脉冲之间的小脉冲可能是由注入光与 RDC 某些纵模的高阶横模的耦合引起的. 这是因为尽管注入光的横模为基模, 但由于注入光和 RDC 的横模很难达到完全耦合, 因此部分注入光被转换为 RDC 的高阶横模 [26]. 由于 RDC 的 (纵向) 基模和 (横向) 高阶模的固有频率不同, 耦合过程在时域中发生了偏移. 对于图 4(b) 和图 4(c) 所示的扫频过程, 理论上耦合脉冲在时域的密度应分别增大 2 倍和 4 倍. 然而, 由于注入光与 RDC 纵模的耦合时间过短, 加上耦合脉冲峰值的随机性, 导致有的峰值强度较低, 很难将这些耦合脉冲与实验结果区分开来. 因此, 随着调制电压的增大, 达到关断阈值和触发 AOM 的耦合脉冲平均数量逐步减少, 并最终消失. 图 5 显示了调制幅度为 70 mV 的强度输出. 由于耦合脉冲对应的是 RDC 纵模与注入光的耦合, 在调制电压为 70 mV 时, 对应电流幅值 14 mA, RDC 基模耦合脉冲的个数应该高达 86. 因此, 图 5 中的脉冲密度与图 4 相比相对更高.

然而, 增大调制幅度会削弱耦合脉冲的幅度, 因为扫频速率与调制幅度成正比, 与耦合时间成反比.

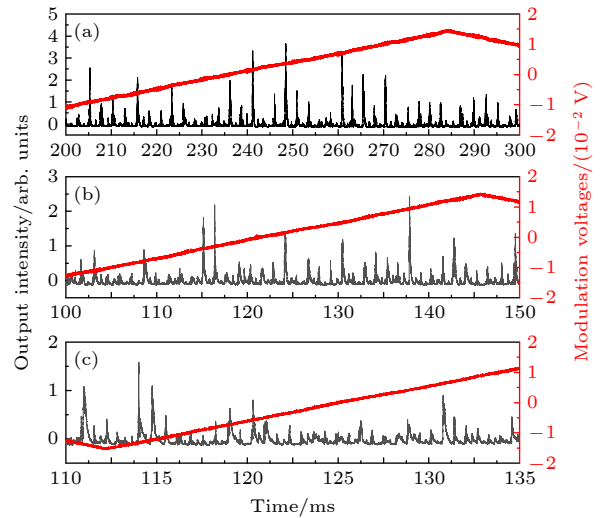


图 4 在驱动电流为 81 mA 和波长为 1527.013 nm 时, 注入光与衰荡腔纵模耦合的输出强度, 其中调制周期分别为 (a) 200 ms, (b) 100 ms, (c) 50 ms; 调制电压的幅值为 30 mV, 相应的频移为 5.93 GHz

Fig. 4. Output intensity of longitudinal mode coupling of the injected light with the deaconation cavity with a driving current of 81 mA and a wavelength of 1527.013 nm. The modulation periods are (a) 200 ms, (b) 100 ms, and (c) 50 ms, respectively. The modulation voltage has an amplitude of 30 mV and a corresponding frequency shift of 5.93 GHz.

图 6 给出了调制周期为 200 ms, 振幅为 30 mV 时的整个过程, 以及不同触发阈值下 RDC 对应的 RDT, 触发信号取决于 RDC 的输出光强. 考虑到耦合脉冲的随机性, 触发阈值的大小决定了固定时域内 RDE 的个数. 因此, 触发阈值的大小与 RDE



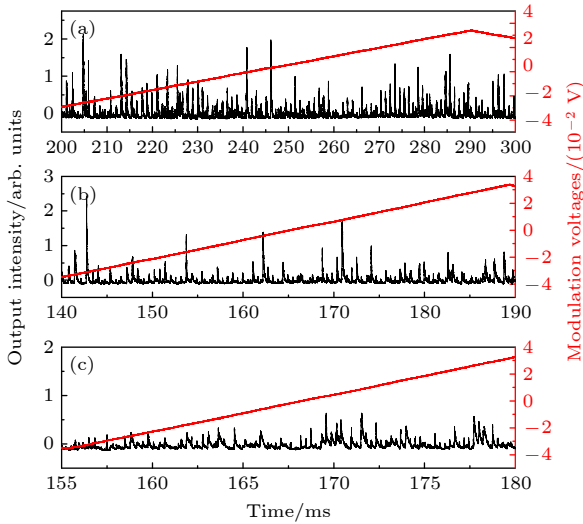


图 5 注入光与 RDC 纵模耦合产生的输出强度, 其中调制周期分别为 (a) 200 ms, (b) 100 ms 和 (c) 50 ms; 驱动电流与图 4 相同, 调制电压为 70 mV, 对应的频移为 13.84 GHz

Fig. 5. Output intensity resulting from the longitudinal mode coupling of injected light and the decay cavity. The modulation periods are (a) 200 ms, (b) 100 ms, and (c) 50 ms, where the drive current is the same as Fig. 4, the modulation voltage is 70 mV, and the corresponding frequency shift is 13.84 GHz.

的数量成反比. 触发阈值取 1.0, 1.5, 2.0, 2.5 V 时分别对应的 AOM 平均切光周期大约为 3.9, 5.8, 12.1, 16.7 ms, 即阈值越高, 切光周期越长. RDT 的分布表明, 部分注入光转换为 RDC 的高阶模, 这些模式的振荡使得 RDC 的内部光场的传输损耗损失在光场衰荡过程中不稳定 [26].

然而, 在这个 CRDS 设置中, 耦合脉冲只对应于一个 RDE, 因为在 100 ms 的持续时间内大约有 37 个耦合脉冲, 而 AOM 的关闭时间是 1 ms. 因此, 在上述一个纵模与注入光之间的耦合过程中, 有足够的时间在腔内积累能量并在 AOM 关闭后衰荡能够整体完成. 然而, 在 RDE 出现后, 随后的注入不再能使腔内的光场达到关闭 AOM 的触发阈值水平. 因此, 要在一个频率耦合过程中只获得一个 RDE, 就要求注入光的波长或频率的调制幅度和周期都在其合适的操作范围内, 因为这种状态有利于准确测定被吸收处光的波长. 此外, 原则上由于与被测气体相互作用的波长等于 RDC 的纵模频率 [26,27], 两个相邻衰减事件之间的频移对应

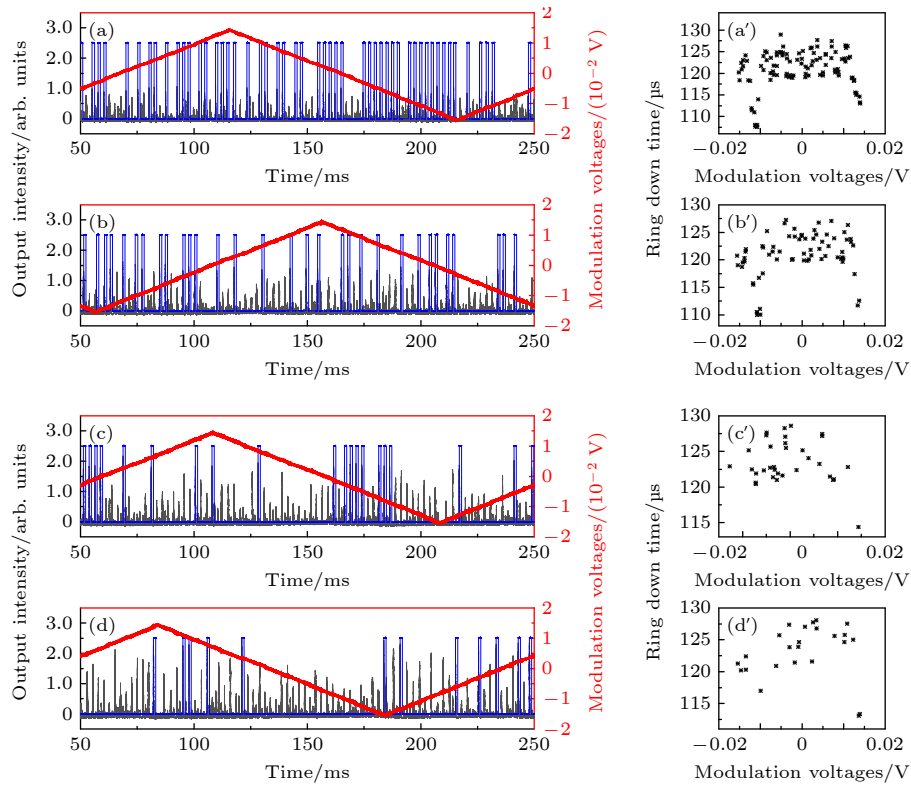


图 6 典型的输出脉冲序列、波长调制的三角波和方波触发信号 (a)–(d) 及其不同触发电平的衰荡时间值 (a')–(d'), 其中关闭注入光的触发电压分别为 (a) 1.0 V, (b) 1.5 V, (c) 2.0 V, (d) 2.5 V; 调制幅值为 30 mV, 周期为 200 ms, 当方波为高压时, AOM 处于关断状态

Fig. 6. Typical output pulse trains, wavelength-modulated triangle and square wave trigger signals (a)–(d) and their attenuation time values for different trigger levels (a')–(d'). The trigger voltages for closing the injected light are (a) 1.0 V, (b) 1.5 V, (c) 2.0 V, (d) 2.5 V. Here, the modulated amplitude is 30 mV with a period of 200 ms, and the AOM is off when the square wave is high voltage.

于 RDC 自由光谱范围的整数倍. 然而, 由于耦合脉冲的随机性, 两次触发时间之间的间隔会发生相对于纵模频率的轻微偏差. 这种相对于腔自由光谱范围很小的频率差别需要更精确的理论或数值模拟来描述.

### 3.2 腔长的周期调制

利用压电陶瓷可以对 RDC 的长度进行注入光波长量级的周期调制. 当调制幅度控制在波长的一半范围内, 这样会使腔的一个纵模来回扫描固定频率的注入光. 图 7(a) 显示了 RDC 在两个调制周期内的输出强度, 调制周期为 50 ms. 对于同一纵模, 调制电压的上升和下降对应于两个耦合方向. 从图 7 可以看出: 耦合脉冲中有几个峰, 随着调制的减慢, 这些峰之间的分离变得明显; 峰数的增加导致耦合脉冲的总宽度变宽, 但这些峰的平均幅值变化不大.

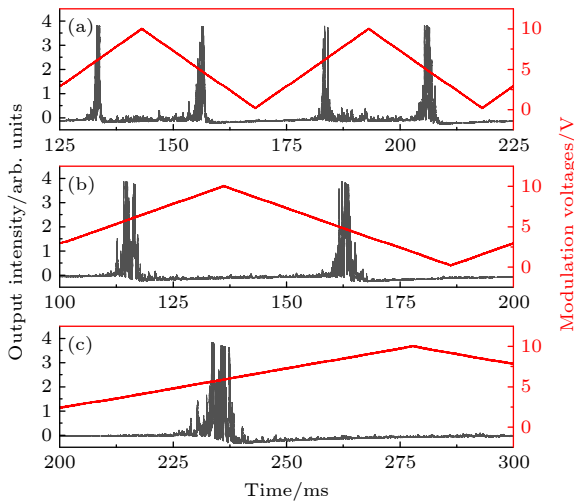


图 7 当注入光具有恒定波长时, RDC 的周期三角波调制导致的耦合过程输出, 这里驱动电流为 81 mA, 工作温度为 13.889 °C, 调制周期分别为 (a) 50 ms, (b) 100 ms, (c) 200 ms

Fig. 7. Coupling process output caused by the periodic triangulation wave modulation of RDC when the injected light has a constant wavelength. The drive current of decay cavity is 81 mA, an operating temperature is 13.889 °C, and the modulation periods are (a) 50 ms, (b) 100 ms, and (c) 200 ms, respectively.

图 8 显示了在 4 种调制速率下, 当输出信号达到 3.5 V 时, AOM 将迅速关闭注入光 1 ms 的注入和衰荡过程. 如图 8(a) 所示, 由于调制速率较高, 在一个耦合脉冲中仅有一个 RDE 或没有 RDE. 如果这个速率减慢到 20 Hz 和 10 Hz, 一个耦合脉

冲有时会导致产生两个 RDE 的产生, 如图 8(b) 和图 8(c) 所示. 在调制速率为 5 Hz 的情况下, 每个耦合脉冲产生的 RDE 数量大于一个, 如图 8(d) 所示. 在这种状态下, 更难准确地确定这些 RDE 发生时对应的波长或波数.

就两种扫频而言, 注入光的扫频频率通常远高于腔长调制的频率. 对于注入光的扫频, 不仅有利于确保一个耦合脉冲只对应于一个 RDE, 而且由于 RDC 的纵模频率都是固定的, 因此可以能够更准确地确定发生 RDE 时对应的波长或波数. 耦合过程围绕单纵模进行腔长调制时, 相应的扫频速度相对较慢. 因此, 耦合脉冲的展宽很容易导致在基本耦合期间内产生多个 RDE. 然而, 缓慢的扫频速率对应于一个强耦合脉冲和相对稳定的脉冲振幅. 因此, 实测数据的信噪比较高. 此外, 在衰荡过程中, 腔体的长度有轻微而缓慢的变化. 因此, 在衰荡过程中, 纵模的频率不是恒定的, 这不利于准确确定相应 RDE 对应的波长.

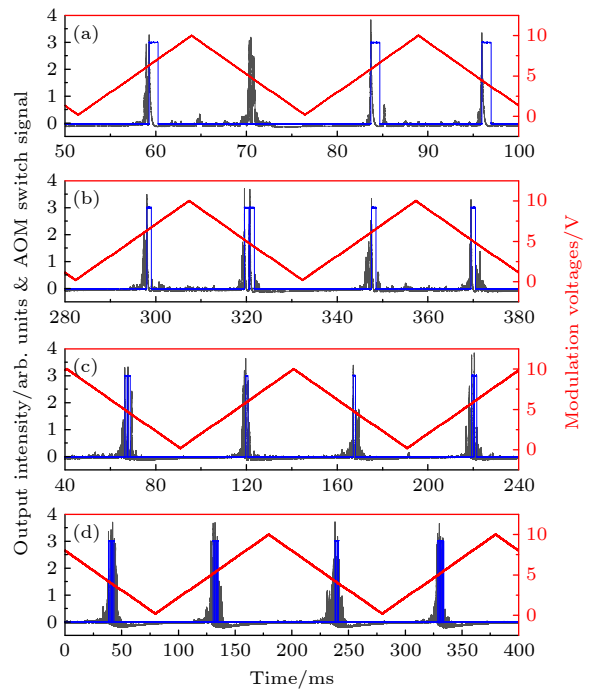


图 8 RDC 的输出达到 3.5 V 时, 伴随注入光通过 AOM 快速关闭过程的注入过程和衰荡过程、三角波调制和 AOM 开关信号的时间曲线, 其中调制周期分别为 (a) 25 ms, (b) 50 ms, (c) 100 ms, (d) 200 ms

Fig. 8. When the output of the fading cavity reaches 3.5 V, the time curve of the injection process and the ring-down process, triangular wave modulation, and AOM switching signal with the quick close of the injected light through the AOM. The modulation periods are (a) 25 ms, (b) 50 ms, (c) 100 ms, (d) 200 ms.

#### 4 基于时间区域强度积分的推算衰荡时间的方法

众所周知, 来自 RDC 光束的强度由光电探测器转换成电信号. 这个信号与 RDC 内的光场强度成正比. 该信号一般包括三部分: 正常的指数衰减信号、探测器零输入处的偏置电压以及相应的噪声, 如图 9 所示. 利用得到的强度曲线数据, 可以得到 RDT. 通常的计算方法分为两类: 一是单指数衰减曲线和实验曲线的最小误差拟合, 拟合需要标准化但复杂的拟合过程和相关的数学方法 [28–33]. 另一种方法是根据数据曲线的特点, 通过简单的计算得到 RDT, 关键是去除探测器的固有噪声信号和零输入处的偏置电压 [34,35].

对于一个 RDE, 对应的 RDT 可以表述为

$$\tau_{RD} = \frac{\int_{t_A}^{t_B} [I(t) - I_b] dt}{I(t_A) - I(t_B)} = \frac{\sum_{t_i=t_A}^{t_B} [I(t_i) - I_b] \Delta t}{I(t_A) - I(t_B)}, \quad (2)$$

其中,  $I(t)$  为衰荡过程的输出信号,  $I_b$  为偏置电压. 对于 (2) 式的分母项, 虽然自然消除了输出信号中偏置电压的量, 但是输出信号在两个特定时刻的值中包含了检测器的随机噪声, 这会降低求解 RDT 的精度. 由于测量数据的积分形式可以自然地消除输出信号中的随机波动噪声, 因此 (2) 式中计算 RDT 的项值全部用输出信号在某一特定区间的积分值代替, 如图 9 所示. 因此, 推算 RDT 的方程可以表示为

$$\tau_{RD} = - \frac{N \Delta t}{\ln \left( 1 - \frac{\sum_{t_i=t_A}^{t_A+N\Delta t} I(t_i) - \sum_{t_j=t_B}^{t_B+N\Delta t} I(t_j)}{\sum_{t_m=t_A}^{t_B} I(t_m) - \frac{t_B-t_A}{t_C-t_D} \sum_{t_n=t_C}^{t_D} I(t_n)} \right)}. \quad (3)$$

在选择时间间隔时 ( $t_A, t_B$ ), 保留尽可能多的降噪过程中有价值的信号, 即在时间间隔内尽量使用高信噪比的输出信号. 同时, 在所选的时间区域 ( $t_C, t_D$ ) 内应尽量远离衰荡过程, 即保证强度数据仅包含偏置电压和来自检测器的信号噪声, 且满足  $N \Delta t < t_B - t_A$ .

图 10(a) 给出了在调制频率为 20 Hz、触发 AOM 关断的阈值电压为 2.5 V 的腔长调制情况下, 采用传统拟合方法和 (3) 式中强度积分方法得

到的 1000 个衰荡事件的 RDT 值 [32,33]. (3) 式中区间的边界值为  $t_A = \Delta t$ ,  $t_B = 8000 \Delta t$ ,  $t_C = 18000 \Delta t$ ,  $t_D = 19000 \Delta t$  和  $\Delta t = 1001 \Delta t$ . 其中  $\Delta t$  为数据采集器的时间步长, 取 50 ns. 图 10(b) 显示了这些衰荡衰荡时间值的相对误差. 可以看出, 两种方法得到的衰荡时间相对误差最大约为 0.008, 平均值为 0.00254. 与拟合法相比, 强度积分法的优点是只需要精确计算 4 个不同时间区间内的强度积分值. 但是, 它需要 AOM 以较长的关断时间作用, 以使腔内的光场由于衰荡而尽可能接近零点.

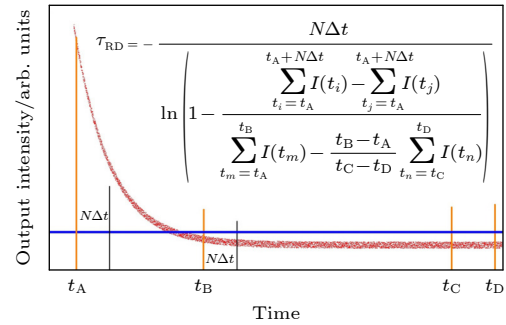


图 9 由衰减曲线估计 RDT 的阶段时间区域强度积分法原理图及计算公式

Fig. 9. Schematic diagram and calculation formula of the phase time zone intensity integration method for estimating the RDT from the ring-down curve.

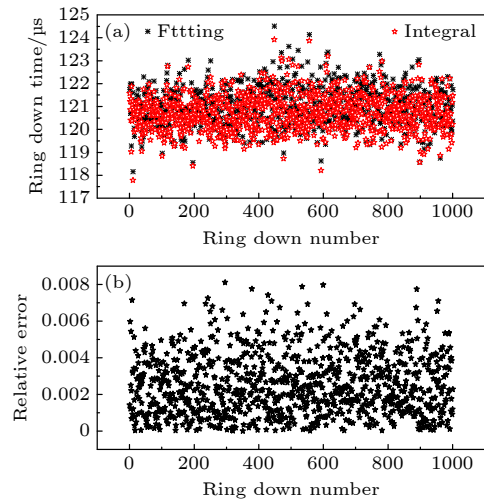


图 10 (a) 用拟合法和强度积分法分别计算的 1000 个实际衰荡事件对应的衰荡时间值; (b) 用  $2 \times |(\tau_{RD,fitting} - \tau_{RD,integral}) / (\tau_{RD,fitting} + \tau_{RD,integral})|$  公式计算的两种推算衰荡时间的相对误差值.

Fig. 10. (a) Ring-down time values corresponding to 1000 actual ring-down events calculated by the fitting method and intensity integration method respectively; (b) the relative error values of the two estimated ring-down times calculated by the formula  $2 \times \left| \frac{\tau_{RD,fitting} - \tau_{RD,integral}}{\tau_{RD,fitting} + \tau_{RD,integral}} \right|$ .

## 5 结 论

综上所述, 利用光场在腔内正向和反向传播的数值模拟和实际的 CRDS 实验, 研究了有限相干特性的注入光和 RDC 纵模耦合过程的动力学行为以及注入光的有限相干性和扫频速率对耦合过程的影响. 数值计算结果表明, 注入光的相干性越差, 耦合脉冲的振幅越随机. 此外, 缩短 RDC 的长度相当于提高注入光的相干性, 增大耦合脉冲的振幅.

在使用相同腔体和单频激光器的前提下, 实现了注入光的波长调制和 RDC 长度调制的纵模耦合. 实验结果表明, 注入光的波长调制易于在每次耦合过程中产生单个随机脉冲, 而腔长调制产生的脉冲则容易以多峰随机脉冲的形式出现. 这种特性是由于注入光的波长调制有利于驱动注入光与 RDC 纵模之间的快速耦合. 与注入光的波长调制相比, 腔长调制的扫频速率相对较低, 脉冲持续时间较长, 且在一个耦合脉冲中容易产生多个 RDE. 考虑到衰荡过程数据的强度积分处理方法一是能够自然地消除了数据中的噪声信号, 二则可以利用积分结果的运算去除光强信号的偏置量, 提出并验证了求解 RDT 的强度积分方法的可行性和准确性.

## 参考文献

- [1] O'Keefe A, Deacon D A 1988 *Rev. Sci. Instrum.* **59** 2544
- [2] Berden G, Peeters R, Meijer G 2000 *Int. Rev. Phys. Chem.* **19** 565
- [3] Brown S S 2003 *Chem. Rev.* **103** 5219
- [4] Bucher C R, Lehmann K K, Plusquellic D F, Fraser G T 2000 *Appl. Opt.* **39** 3154
- [5] Dudek J B, Tarsa P B, Velasquez A, Wladyslawski M, Rabinowitz P, Lehmann K K 2003 *Anal. Chem.* **75** 4599
- [6] Chen H, Winderlich J, Gerbig C, Hoefer A, Rella C W, Crosson E R, Wofsy S C 2010 *Atmos. Meas. Tech.* **3** 375
- [7] Guo R, Teng J, Cao K, Dong H, Cui W, Zhang T 2019 *Opt. Express* **27** 31850
- [8] Fasci E, Dinesan H, Moretti L, Merlone A, Castrillo A, Gianfrani L 2018 *Metrologia*. **55** 662
- [9] Kang P, Sun Y, Wang J, Liu A W, Hu S M 2018 *Acta Phys. Sin.* **67** 104206 (in Chinese) [康鹏, 孙羽, 王进, 刘安雯, 胡水明 2018 物理学报 **67** 104206]
- [10] Banik G D, Maity A, Som S, Pal M, Pradhan M 2018 *Laser. Phys.* **28** 045701
- [11] Čermák P, Chomet B, Ferrieres L, Vasilchenko S, Mondelain D, Kassi S, Garnache A 2016 *Rev. Sci. Instrum.* **87** 083109
- [12] Bahrini C, Bénilan Y, Jolly A, Lebert B, Landsheere X, Gazeau M C 2015 *Appl. Phys. B* **121** 533
- [13] Romanini D, Kachanov A A, Sadeghi N, Stoeckel F 1997 *Chem. Phys. Lett.* **264** 316
- [14] Cygan A, Lisak D, Masłowski P, Bielska K, Wójtewicz S, Domyslawska J, Hodges J T 2011 *Rev. Sci. Instrum.* **82** 063107
- [15] Tang Y, Yang S L, Lehmann K K 2012 *Rev. Sci. Instrum.* **83** 043115
- [16] Schulz K J, Simpson W R 1998 *Chem. Phys. Lett.* **297** 523
- [17] He Y, Orr B J 2004 *Appl. Phys. B* **79** 941
- [18] Motto-Ros V, Morville J, Rairoux P 2007 *Appl. Phys. B* **87** 531
- [19] Kassi S, Romanini D, Campargue A 2009 *Chem. Phys. Lett.* **477** 17
- [20] Pan H, Cheng C F, Sun Y R, Gao B, Liu A W, Hu S M 2011 *Rev. Sci. Instrum.* **82** 103110
- [21] Truong G W, Douglass K O, Maxwell S E, van Zee R D, Plusquellic D F, Hodges J T, Long D A 2013 *Nat. Photonics*. **7** 532
- [22] Li Z, Bennett R G T, Stedman G E 1991 *Opt. Commun.* **86** 51
- [23] An K, Yang C, Dasari R R, Feld M S 1995 *Opt. Lett.* **20** 1068
- [24] Hahn J W, Yoo Y S, Lee J Y, Kim J W, Lee H W 1999 *Appl. Opt.* **38** 1859
- [25] Morville J, Romanini D, Chenevier M, Kachanov A 2002 *Appl. Opt.* **41** 6980
- [26] Yang Q S 2021 *Adv. Photonics Res.* **2** 2000072
- [27] Lehmann K K, Romanini D 1996 *J. Chem. Phys.* **105** 10263
- [28] Istratov A A, Vyvenko O F 1999 *Rev. Sci. Instrum.* **70** 1233
- [29] Levenberg K 1944 *Q. Appl. Math.* **2** 164
- [30] Marquardt D W 1963 *J. Soc. Indust. Appl. Math.* **11** 431
- [31] Naus H, van Stokkum I H, Hogervorst W, Ubachs W 2001 *Appl. Opt.* **40** 4416
- [32] Jang Y J, Zhao J L, Yang D X 2009 *Acta. Photon. Sin.* **38** 1740 (in Chinese) [姜亚军, 赵建林, 杨德兴 2009 光子学报 **38** 1740]
- [33] Tan Z Q, Long X W 2007 *Laser J.* **28** 0020 (in Chinese) [谭中奇, 龙兴武 2007 激光杂志 **28** 0020]
- [34] Matheson I B C 1987 *Instrum. Sci. Technol.* **16** 345
- [35] Halmer D, von Basum G, Hering P, Mürzt M 2004 *Rev. Sci. Instrum.* **75** 2187



# Influence of finite coherence of injected light on ring-down cavity measurement method and intensity integral method for ring-down time determination

Huang Zhi-Qiu <sup>1)2)</sup> Zhang Meng <sup>1)2)</sup> Peng Zhi-Min <sup>3)</sup>

Wang Zhen <sup>3)</sup> Yang Qian-Suo <sup>1)2)</sup>†

1) (*Key Laboratory for Mechanics in Fluid Solid Coupling Systems, Institute of Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China*)

2) (*School of Engineering Science, University of Chinese Academy of Science, Beijing 100049, China*)

3) (*State Key Lab of Power Systems, Department of Energy and Power Engineering, Tsinghua University, Beijing 100084, China*)

( Received 24 March 2023; revised manuscript received 15 July 2023 )

## Abstract

Using numerical simulation and a constructed cavity ring-down spectroscopy device, the influence of the finite coherence of the injected laser on the coupling process between the injected light and the cavity longitudinal mode is studied. The finite coherence of the injected light leads to the randomness of the coupling pulse during frequency scanning. The randomness is mainly reflected in two aspects. One is that as the coherence length decreases, the random amplitude range of the coupling pulse increases, and the other is that as the coherence of the injected light deteriorates, the coupling pulse changes from a single pulse with intensity evolution into continuous multiple pulses, and the overall width gradually increases with the decrease of the scanning rate. Moreover, with the deterioration of the coherence, when the light intensity of the cavity is used to turn off the injected light, the decrease in the scanning rate can cause more than one injection shut-off and ring-down event in a frequency coupling process, especially when scanning with the length of the cavity. In addition, a theoretical method is proposed to estimate the ring-down time by using the strength integral of different time intervals, and the relevant experimental verification is carried out. The experimental results show that the relative error of the ring-down time obtained by the intensity integration method is smaller than that obtained by the traditional fitting method.

**Keywords:** cavity ring-down spectroscopy, light coherence, ring-down time, intensity integration

**PACS:** 42.62.Fi, 33.20.Ea, 42.55.Px

**DOI:** [10.7498/aps.72.20230448](https://doi.org/10.7498/aps.72.20230448)

---

† Corresponding author. E-mail: [qsyang@imech.ac.cn](mailto:qsyang@imech.ac.cn)

注入光有限相干性对衰荡腔测试方法的影响及求解衰荡时间的强度积分法

黄知秋 张猛 彭志敏 王振 杨乾锁

**Influence of finite coherence of injected light on ring-down cavity measurement method and intensity integral method for ring-down time determination**

Huang Zhi-Qiu Zhang Meng Peng Zhi-Min Wang Zhen Yang Qian-Suo

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 72, 184205 (2023) DOI: 10.7498/aps.72.20230448

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230448>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

## 您可能感兴趣的其他文章

### Articles you may be interested in

连续波腔衰荡光谱技术中模式筛选的数值方法

Numerical methods of mode selection in continuous-wave cavity ring-down spectroscopy

物理学报. 2019, 68(24): 244201 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190844>

基于傅里叶变换的波长扫描腔衰荡光谱

Wavelength-scanned cavity ring down spectroscopy based on Fourier transform

物理学报. 2019, 68(20): 204204 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20191062>

用于光腔衰荡光谱测量的多支路掺铒光纤飞秒光梳系统

Multi-branch erbium fiber-based femtosecond optical frequency comb for measurement of cavity ring-down spectroscopy

物理学报. 2022, 71(8): 084203 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20212162>

光学反馈线性腔衰荡光谱技术不确定性

Uncertainty of optical feedback linear cavity ringdown spectroscopy

物理学报. 2022, 71(12): 124201 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20220186>

高反射腔镜双折射效应对腔增强光谱技术的影响

Birefringence effect of high reflectivity cavity mirrors and its influence on cavity enhanced spectroscopy

物理学报. 2022, 71(8): 084202 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20212090>

基于CRDS和WM-DAS的宽量程免标定H<sub>2</sub>S体积分数的测量

Wide-range and calibration-free H<sub>2</sub>S volume fraction measurement based on combination of wavelength modulation and direct absorption spectroscopy with cavity ringdown spectroscopy

物理学报. 2022, 71(18): 184205 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220742>