



## 高反射腔镜双折射效应对腔增强光谱技术的影响

刘建鑫 赵刚 周月婷 周晓彬 马维光

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

Liu Jian-Xin Zhao Gang Zhou Yue-Ting Zhou Xiao-Bin Ma Wei-Guang

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 71, 084202 (2022) DOI: 10.7498/aps.71.20212090

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.71.20212090>

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>

#### 激光器内腔频差对双折射外腔激光回馈系统输出影响的理论及实验研究

Theoretical and experimental research on influence of cavity frequency difference in birefringent laser feedback system

物理学报. 2018, 67(15): 154201 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180230>

#### 基于高精度光腔锁频激光的分子吸收光谱测量

Measurement of molecular absorption spectrum with a laser locked on a high-finesse cavity

物理学报. 2018, 67(10): 104206 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20172532>

#### 应用太赫兹焦平面成像方法研究氧化镁晶体在太赫兹波段的双折射特性

Birefringence characteristics of magnesium oxide crystal in terahertz frequency region by using terahertz focal plane imaging

物理学报. 2020, 69(20): 208702 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200766>

#### 基于各向异性晶体的光学微分运算

Anisotropic crystals based optical differential operation

物理学报. 2021, 70(5): 054202 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201184>

## 高反射腔镜双折射效应对腔增强光谱技术的影响\*

刘建鑫<sup>1)2)</sup> 赵刚<sup>1)2)†</sup> 周月婷<sup>1)2)</sup> 周晓彬<sup>1)2)</sup> 马维光<sup>1)2)‡</sup>

1) (山西大学激光光谱研究所, 量子光学与量子器件国家重点实验室, 太原 030006)

2) (山西大学极端光学协同创新中心, 太原 030006)

(2021 年 11 月 11 日收到; 2021 年 12 月 15 日收到修改稿)

在吸收光谱技术中, 使用光学腔增长激光与气体介质的作用路径, 可提升探测灵敏度. 然而, 高反射率腔镜会存在双折射效应, 导致光学腔产生两个本征偏振态, 入射光在两个偏振方向相移的不同会导致腔模的分裂, 会引起腔增强光谱信号以及腔衰荡光谱信号的扭曲. 本文观测到了双折射效应下腔增强信号的频率分裂现象, 并给出了函数模型, 拟合结果表明其可以准确得到透射腔模中不同偏振光的比例. 根据上述比例, 可给出考虑不同耦合效率、双折射效应下的腔衰荡信号模型, 实验结果表明相较于传统  $e$  指数模型, 本文模型可更精确描述腔衰荡信号, 得到拟合残差的标准偏差最大抑制了 9 倍. 该分析有利于改善腔衰荡信号信噪比和不确定性, 提升其浓度反演准确度.

关键词: Fabry-Pérot 腔, 双折射, 腔衰荡光谱

PACS: 42.60.Da, 42.81.Gs, 42.62.Fi

DOI: 10.7498/aps.71.20212090

## 1 引言

Fabry-Pérot 腔 (FP 腔) 是光学谐振腔的一种, 由两个平行的高反镜组成, 具有体积小、结构稳定、便于调节等优点, 在物理学众多领域都有广泛的应用, 包括在激光器中用于提高光束的方向性和单色性<sup>[1]</sup>; 在光学钟中提供窄线宽的频率参考<sup>[2]</sup>; 在引力波探测器中用于增强信号<sup>[3]</sup>.

在激光吸收光谱技术中, 光学腔可以增长激光与腔内气体介质的作用路径, 从而大大增强吸收信号, 提升探测灵敏度<sup>[4-7]</sup>. 其中路径增长因子等于  $2F/\pi$ ,  $F$  是光学腔的精细度, 可以用腔镜的反射率  $r$  表示为  $\pi\sqrt{r}/(1-r)$ . 随着近十年高反镜镀膜工艺的发展, 基于离子束溅射法 (IBS) 和单晶镀膜法 (CMC) 等技术, 近红外波段的反射率可以大于

99.999%, 对应增长因子可以达到 100 万以上. 基于光学腔发展了腔增强直接吸收光谱技术 (CEAS)<sup>[4,8]</sup>、积分腔输出光谱技术 (ICOS)<sup>[9,10]</sup>、腔衰荡光谱技术 (CRDS)<sup>[11-14]</sup>、噪声免疫腔增强光外差分子光谱技术 (NICE-OHMS)<sup>[15]</sup> 等, 对痕量气体的探测灵敏度最高可以达到  $10^{-14}$   $\text{cm}^{-1}$ , 最小可探测浓度达到百万亿分之一量级<sup>[16]</sup>. 其中 CRDS 通过测量腔内光场的衰减时间来反演气体浓度, 不受激光强度噪声的影响, 因此在系统复杂程度没有大幅增加的前提下, 可以获得很高的探测灵敏度, 同时, CRDS 还具有浓度免定标的优势, 从而得到了广泛的应用.

然而, 在 FP 腔中, 由于腔镜折射率的各向异性会引起双折射效应, 表现为腔镜存在两个本征偏振方向<sup>[17]</sup>, 光沿两个偏振方向传播的相位延迟不同, 从而导致光学腔在这两个方向的自由光谱区以及纵模频率不再相同. 造成高反镜双折射效应的主

\* 国家重点研发计划 (批准号: 2017YFA0304203)、国家自然科学基金 (批准号: 61875107, 61905136, 61905134, 62175139) 和山西省高等学校科技创新项目 (批准号: 2019L0062) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: gangzhao@sxu.edu.cn

‡ 通信作者. E-mail: mwg@sxu.edu.cn

要原因是残余应力中的本征应力, 涉及基底材料的微观形成机制和镀膜过程的化学反应, 其大小主要和镀膜沉淀工艺有关. 该现象在基于 IBS 和 CMC 的高反镜中都有被观察到, 并且随着反射率的增大, 双折射效应会越发明显<sup>[18,19]</sup>.

在 CEAS 中, 双折射效应使透射腔模在两个偏振方向出现分裂的现象, CEAS 信号由于干涉发生形变. 而对于 CRDS, 腔镜的双折射效应以及腔后光学器件 (包括透镜、探测器窗口<sup>[20]</sup> 等) 轻微的偏振效应, 会使得腔衰荡信号不再按  $e$  指数形式衰减, 引入衰荡时间的误差, 导致光谱系统准确性和探测灵敏度降低. 这限制了 CEAS 和 CRDS 在痕量气体检测中的应用. 当腔镜还同时存在二向色性时, 对于不同偏振态反射率不同, 将进一步恶化系统的性能. 因此分析腔镜的双折射效应及其影响对于提升 CEAS 和 CRDS 的可靠性和灵敏度都有重要意义.

Huang 等<sup>[21]</sup> 将 FP 腔的两个腔镜看成两个单独的双折射器件, 利用琼斯矩阵以及光腔内往返光场公式, 建立了完备的 FP 腔双折射模型, 并且分析了其对衰荡信号的影响; 2016 年, Fleisher 等<sup>[22]</sup> 使用更加精简的模型, 将光学腔看成一个整体, 将腔内模式分为两个正交的本征偏振方向进行分析, 把两个本征频率差作为拟合参量, 最后针对腔衰荡光谱建立了非  $e$  指数模型 (NEM), 测量结果显示该模型可以较好地反映双折射影响下的腔衰荡信号. 然而, 他们没有考虑两个偏振态耦合效率不同对腔衰荡信号的影响, 并且目前还没有相关工作对双折射效应对 CEAS 的影响进行建模和评估.

本文基于一个窄线宽光纤激光器以及基于 IBS 腔镜搭建的 FP 腔, 首先测量了双折射效应下的 CEAS 信号, 即透射腔模信号, 并建立模型对其进行了拟合; 通过透射腔模分裂现象并结合调制边带获得了两个偏振态的本征频率差; 同时测量并且分析了本征频率差与腔内气体压强的关系; 之后基于 NEM 模型, 考虑了耦合效率对于衰荡信号的影响; 最后对衰荡信号进行准确拟合, 研究双折射效应对衰荡时间的影响.

## 2 实验装置

研究 FP 腔双折射效应及其对 CEAS 和 CRDS 影响的实验装置如图 1 所示, 激光器 (Koheras Adjustik E15) 输出波长为 1531 nm 的单纵模线偏

光, 激光线宽为 1 kHz. 输出光先后经过一个光纤电光调制器 (EOM) 和光纤声光调制器 (AOM), 前者用于给腔的两个本征偏振方向的频率差进行定标, 后者作为光学开关用来快速斩断激光获得腔衰荡信号. 之后激光又经过一个匹配透镜 (ML)、一个二分之一波片 ( $\lambda/2$ ) 和一个偏振分束器 (PBS), 其中  $\lambda/2$  和 PBS 配合用于提高输出线偏光的偏振度以及调节腔前光强, 实测 PBS 的消光比达 1:20000. 出射的线偏光通过一个四分之一波片 ( $\lambda/4$ ) 变为椭圆偏振光后射入一个 FP 腔, 通过旋转  $\lambda/4$  可以改变光投影在 FP 腔两个本征偏振方向的比例.

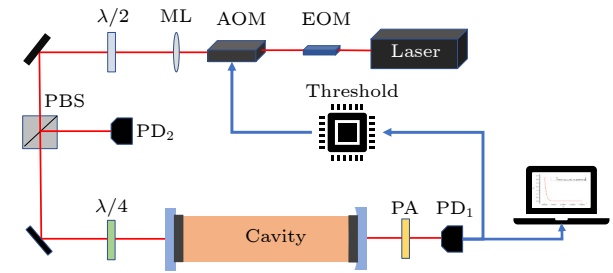


图 1 实验装置  
Fig. 1. Experimental setup.

FP 腔由两个高反镜组成, 高反镜采用 IBS 镀膜技术, 腔的精细度  $F$  大约为 3000, 腔长为 39.4 cm, 对应自由光谱区为 380 MHz, 腔纵模线宽大约为 120 kHz. FP 腔的一个本征偏振方向与 PBS 的透射偏振方向一致. 腔体采用具有低温膨胀系数的殷钢材料. 腔的透射信号射入探测器 ( $PD_1$ ),  $PD_1$  输出电压分为两路: 一路通过阈值电路, 用于判断腔模幅度继而输出脉冲信号控制 AOM 关断, 以触发腔衰荡事件; 另一路输出通过数据采集卡进入电脑. 当进行 CRDS 结果分析时, 为了更清楚说明双折射对 CRDS 的影响, 并且保持与前人工作的一致性, 会在透射探测器前放一个偏振片 (PA).

## 3 双折射效应对 CEAS 的影响

### 3.1 双折射频率分裂间隔

通过旋转  $\lambda/4$  波片使得其偏振方向与 PBS 出射方向成  $45^\circ$  夹角, 此时腔入射光为圆偏光, 其在腔的两个本征偏振方向的分量相等. 由于腔镜双折射效应, 激光在两个偏振方向的相移不再相同, 表现为腔模信号在两个本征偏振方向的分裂. 实验中用一个频率为 10 Hz 的三角波扫描腔长, 观测到的透射腔模如图 2 中黑线所示, 曲线中心处可以清楚

观测到分裂的腔模信号, 两个峰分别对应于两个本征偏振方向的模式, 并且两个模式的幅度接近. 另外, 为了对腔模频率分裂间隔进行频率定标, 我们使用一个频率为 1 MHz 的射频信号对 EOM 进行调制, 调制系数为 0.3, 此时在透射腔模上可以观测到两个调制边带, 同时也可以清楚看到边带模式的分裂. 利用边带到中心腔模的距离和中心腔模两个峰值距离的比值可以定标出频率分裂间隔为 98.9 kHz.

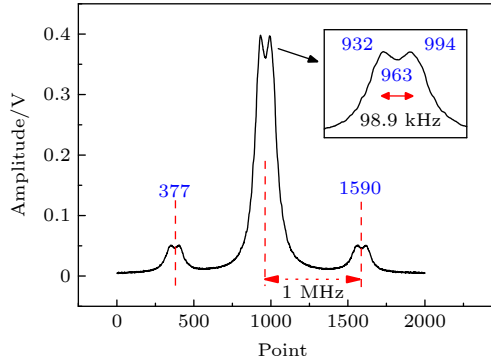


图 2 测量的透射腔模信号  
Fig. 2. Measured cavity transmission signal.

### 3.2 双折射频率间隔与腔内压力的关系

在腔衰荡光谱和腔增强光谱技术中, 为了减少腔内介质的干扰, 一般会进行抽真空处理. 而镀膜表面压力变化会导致腔镜发生形变, 诱导镀膜内部应力发生变化, 引起折射率分布的各向异性, 从而引起双折射效应的变化.

为了研究腔内气压与双折射频率分裂的关系, 向腔内冲入不同气压的氮气, 利用上述频率定标方法测量了不同气压下的频率间隔. 气压范围从 0.0014—8.83 Torr (1 Torr = 133.322 Pa), 跨越

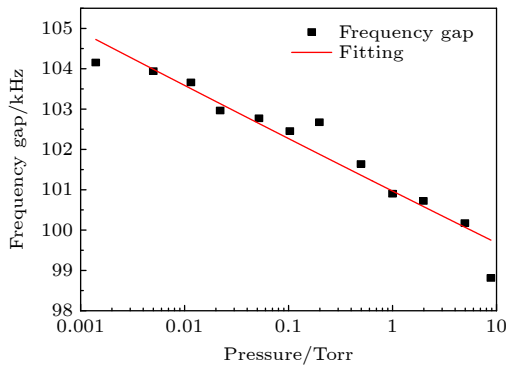


图 3 双折射导致的频率间隔与腔内气压的函数关系  
Fig. 3. The frequency splitting of birefringence as a function of intracavity pressure.

了 3 个数量级. 频率间隔随气压的变化结果如图 3 所示, 在低气压时, 由于腔镜存在较大形变, 双折射引起的频率间隔较大, 超过 104 kHz, 而随着气压升高达到低应力条件, 频率间隔会逐渐降低. 采用幂函数  $f = a \cdot x^b$  拟合, 结果如图 3 红线, 拟合参量  $a = 100.97$ ,  $b = -5.56 \times 10^{-3}$ .

### 3.3 透射腔模拟合

基于光学腔传递函数构建双折射透射腔模模型. FP 腔的透射函数  $T(\nu)$  可以用洛伦兹函数表示为

$$\frac{I_t}{I_0} = T(\nu) = \frac{1}{1 + \left(\frac{2F}{\pi}\right)^2 \sin^2\left(\frac{\pi \Delta\nu}{\text{FSR}}\right)}, \quad (1)$$

式中  $\Delta\nu$  为激光频率失谐量, FSR 表示腔的自由光谱区. 当存在双折射效应的情况下, 腔模存在分裂, 并且频率分裂间隔为  $\delta\nu$ , 并加入两个偏振方向幅度分量  $P_1$  和  $P_2$ , 透射函数可以表示为两个正交分量的叠加:

$$\begin{aligned} \frac{I_t}{I_0} = T(\nu) = & \frac{P_1}{1 + \left(\frac{2F}{\pi}\right)^2 \sin^2\left(\frac{\pi \Delta\nu}{\text{FSR}}\right)} \\ & + \frac{P_2}{1 + \left(\frac{2F}{\pi}\right)^2 \sin^2\left(\frac{\pi(\Delta\nu - \delta\nu)}{\text{FSR}}\right)}. \quad (2) \end{aligned}$$

用 (2) 式作为模型拟合透射腔模可以简单直接获得更精确的  $P_x(x = 1, 2)$  值, 即各偏振分量在透射端的比例.

为了验证理论模型的准确性, 测量了不同偏振下的 CEAS 信号, 并对其进行拟合. 通过调节腔前  $\lambda/4$  波片, 改变其与 PBS 偏振方向的夹角  $\theta$ , 可以改变腔前入射光的两个偏振态的幅度比例 (即椭圆度). 选择了 4 个不同的值  $\theta$ , 分别为  $0^\circ$ ,  $30^\circ$ ,  $45^\circ$  和  $60^\circ$ . 测量得到的透射腔模如图 4 黑色点所示, 采用 (2) 式进行拟合, 得到结果为红线所示. 拟合残差用图中下面板的黑线所示, 图中同时标明了拟合得到的  $P_1$  和  $P_2$  值. 从图 4 可以看出, 当  $\theta$  为  $0^\circ$  时, 腔入射光接近线偏光, 并且方向与腔的其中一个本征方向重合, 因此腔透射光仍然为线偏光; 当  $\theta$  为  $30^\circ$  时, 腔入射光为椭圆偏振光, 在 FP 腔的两个本征偏振方向都存在分量, 因此透射腔模出现分裂的现象, 并且两个峰值幅度不等, 得到  $P_1 = 0.79$ ,  $P_2 = 0.21$ ; 当  $\theta$  为  $45^\circ$  时, 腔入射光在腔的两个本

征偏振方向分量近似相等,因此在透射端可以观测到等高的腔模信号;当 $\theta$ 为 $60^\circ$ 时,腔入射光再次成为椭圆光,透射腔模两个峰的幅度也再次不相等, $P_1 = 0.38$ ,  $P_2 = 0.62$ .同时从拟合结果可以看出,本工作给出的 CEAS 模型可以很好地匹配实验结果,得到的拟合信噪比大于 60.

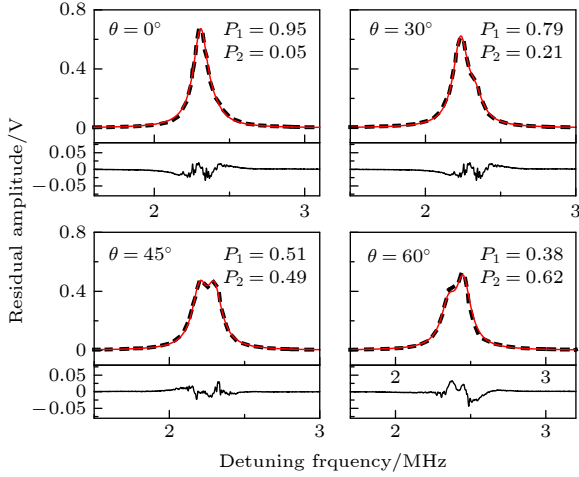


图 4 拟合不同偏振分量的透射腔模

Fig. 4. Fitting transmission cavity modes with different polarization components.

## 4 双折射效应对 CRDS 信号的影响

### 4.1 双折射效应下的腔衰荡模型

基于 NEM 模型<sup>[22]</sup>,将腔透射光电场写成两偏振分量的叠加:

$$E(t) = E_1(t)\exp[-i(\omega_1 t - \phi_1)] + E_2(t)\exp[-i(\omega_2 t - \phi_2)], \quad (3)$$

其中,  $E_x(t)$  ( $x = 1, 2$ ) 为光在腔的两个本征偏振方向分量的电场幅度,本征角频率  $\omega_x = 2\pi\nu_x$ ,  $\phi_x$  为相位.  $E_1$  和  $E_2$  的引入不仅考虑了光强在两个偏振方向的不同,同时也包含了在两个方向激光到腔耦合效率的不同.这是因为激光存在频率噪声,并且光学腔由于压电陶瓷的存在,在温度漂移和振动噪声等的影响下,造成腔模频率不稳定,从而导致激光到腔的耦合效率在两个偏振方向不同,并且随着时间变化.当电场经过线性 PA,且 PA 偏振方向与腔的其中一个本征偏振方向夹角为  $\gamma$  时,两偏振分量在 PA 轴上的投影可以写成:

$$E(\gamma, t) = E_1(t)\exp[-i(\omega_1 t - \phi_1)]\cos(\gamma) + E_2(t)\exp[-i(\omega_2 t - \phi_2)]\sin(\gamma). \quad (4)$$

因此光电探测器位置处的光强可以表示为

$$I(\gamma, t) = E(\gamma, t)E^*(\gamma, t) = I_1(t)\cos^2(\gamma) + I_2(t)\sin^2(\gamma) + \sqrt{I_1(t)I_2(t)}\sin(2\gamma)\cos(2\pi\delta\nu t + \delta\phi), \quad (5)$$

其中,  $2\pi\delta\nu$  是双折射引起的频率分裂的角频率,  $\delta\phi$  是相位差.引入两偏振分量的比值  $p = I_2/I_1$  来反映两个偏振方向光强的不同.结合光强 e 指数衰减模型,在考虑两个偏振方向光强不同的情况下,腔衰荡光强信号可以写成:

$$I(\gamma, t) = B + I_1 \exp(-t/\tau)[\cos^2(\gamma) + p\sin^2(\gamma) + \sqrt{p}\sin(2\gamma)\cos(2\pi\delta\nu t + \delta\phi)], \quad (6)$$

其中,  $B$  表示偏置,包括光电探测器暗电流、杂散光等影响.

### 4.2 实际拟合腔衰荡信号

实验测量的腔衰荡信号如图 5 中黑色点所示.同时使用传统 CRDS 的 e 指数模型和 (6) 式所示的 NEM 模型对测量信号进行拟合,得到的结果分别如图 5(a), (b) 中红线所示.图 5(c), (d) 分别为拟合残差.其中在 NEM 模型拟合中,使用了通过拟合 CEAS 信号获取的  $\delta\nu$  值 (98.9 kHz) 以及  $p$  值 (0.59),  $\gamma$  值通过 PA 与  $\lambda/4$  的夹角获得为  $60^\circ$ ,从而进一步简化了拟合,并且提升了拟合的准确度.从图 5(a) 可以清楚地看到测量的衰荡信号不再按

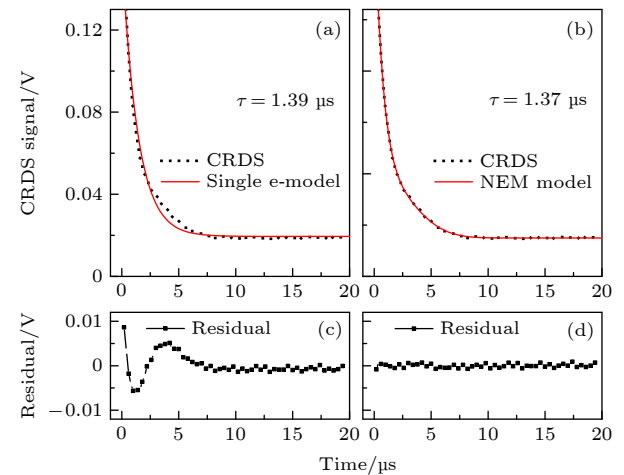


图 5 实际测量的腔衰荡信号(黑点)和单 e 指数拟合结果(a)及拟合残差(c)和 NEM 模型拟合结果(b)及拟合残差(d)

Fig. 5. The measured cavity ring-down signal (black spot) and the single-exponential fitting result (a); the residual of the single-exponential fitting result (c); NEM fitting result (b) and the residual(d), respectively.

照单  $e$  指数衰减, 在图 5(c) 中可以看到残差存在很大的结构性噪声. 而从图 5(b) 可以看出, 使用 (6) 式可以很好地拟合测量结果, 拟合残差中的结构性噪声被大大抑制, 拟合残差的标准偏差抑制了 5 倍, 从  $2.4 \times 10^{-3}$  减小到  $4.6 \times 10^{-4}$ . 根据两个模型得到的衰荡时间  $\tau$  分别为  $1.39 \mu\text{s}$  和  $1.37 \mu\text{s}$ , 偏差大于 1.5%, 证实了双折射效应对 CRDS 进行痕量气体检测产生了很大的影响.

为了验证 (6) 式对不同偏振光衰荡信号的适用性, 并进一步分析双折射效应对腔衰荡的影响, 以  $20^\circ$  为步长旋转 PA 的角度, 范围为  $360^\circ$ , 测量得到一系列腔衰荡信号, 分别使用  $e$  指数模型和 NEM 两种模型拟合, 得到衰荡时间  $\tau$  如图 6(a) 所示. 图中黑色点线是单  $e$  指数拟合的结果, 可以看出衰荡时间起伏较大, 尤其在 PA 为  $80^\circ$  和  $280^\circ$  附近有突起, 衰荡时间最大值达到  $2.63 \mu\text{s}$ , 是平均值的 1.9 倍, 说明此处衰荡信号受双折射效应影响导致的衰荡线型扭曲最为严重. 红色点线为使用 NEM 模型拟合得到的结果, 衰荡时间基本保持不变, 极差小于  $0.16 \mu\text{s}$ . 图 6(b) 中显示了两种模型拟合衰荡信号获得的残差的标准偏差. 黑色表示的单  $e$  指数模型拟合残差的标准偏差与图 6(a) 中趋势一致, 且整体始终大于  $5.8 \times 10^{-4}$ , 在上述两突起处拟合残差较大, 最大可以达到  $3.7 \times 10^{-3}$ . 红色表示的 NEM 模型拟合残差的标准偏差整体平稳, 均小于  $4.3 \times 10^{-4}$ . 两种模型的拟合效果在 PA 为  $80^\circ$  时差距最为明显, 拟合残差的标准偏差最大抑制了 9 倍. 因此可得出结论, 使用 NEM 模型可以更准确地描述腔衰荡信号.

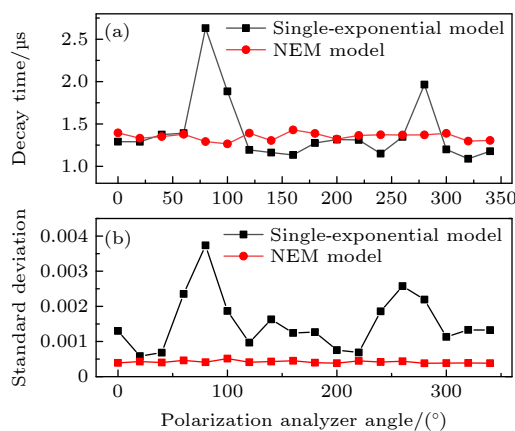


图 6 两种模型拟合不同偏振角度下的腔衰荡

Fig. 6. Fitting the cavity ring-down time by two models at different polarization angles.

## 5 总结

本文研究了 FP 腔腔镜的双折射效应及其对腔增强吸收光谱和腔衰荡光谱技术的影响. 直接观测到了双折射效应下腔模透射信号的分裂现象, 通过使用 EOM 增加调制边带的方式对腔模分裂频率间隔进行了定标, 并且分析了腔内气体压强对频率分裂间隔的影响. 给出了双折射下腔增强信号模型, 并对实际信号进行了拟合, 验证其可以准确拟合出透射光中不同偏振成分的比例. 之后建立了用于分析腔衰荡信号的 NEM 模型, 考虑了耦合效率不同下的腔衰荡信号模型, 并对实际测量信号进行了准确拟合, 相较于传统  $e$  指数模型, 拟合残差的标准偏差最大抑制了 9 倍. 最后使用不同偏振下腔衰荡信号对模型进行了验证, 证实了新模型对双折射下衰荡信号拟合的适用性.

## 参考文献

- [1] Strekalov D V, Thompson R J, Baumgartel L M, Grudinin I S, Yu N 2011 *Opt. Express* **19** 14495
- [2] Kessler T, Hagemann C, Grebing C, Legero T, Sterr U, Riehle F, Martin M J, Chen L, Ye J 2012 *Nature. Photon.* **6** 687
- [3] Jordan B C, William K, Martin M F, Eric G 2001 *Appl. Opt.* **40** 3753
- [4] Ishibashi C, Sasada H 1999 *Jpn. J. Appl. Phys.* **38** 920
- [5] Robert C 2007 *Appl. Opt.* **46** 5408
- [6] Herriott D, Kogelnik H, Kompfner R 1964 *Appl. Opt.* **3** 523
- [7] Liu J, Zhou Y, Guo S, Hou J, Zhao G, Ma W, Wu Y, Dong L, Zhang L, Yin W, Xiao L, Axner O, Jia S 2019 *Opt. Express* **27** 1249
- [8] Livio G, Richard F W, Leo H 1999 *J. Opt. Soc. Am. B* **16** 2247
- [9] Zhao W X, Gao X M, Zhang W J, Huang T 2006 *Acta Opt. Sin.* **26** 1260 (in Chinese) [赵卫雄, 高晓明, 张为俊, 黄腾 2006 *光学学报* **26** 1260]
- [10] Dong M L, Zhao W X, Cheng Y, Hu C J, Gu X J, Zhang W J 2012 *Acta. Phys. Sin.* **61** 060702 (in Chinese) [董美丽, 赵卫雄, 程跃, 胡长进, 顾学军, 张为俊 2012 *物理学报* **61** 060702]
- [11] Zalicki P, Zare R N 1995 *J. Chem. Phys.* **102** 2708
- [12] Zhao G, Bailey D M, Fleisher A J, Hodges J T, Lehmann K K 2020 *Phys. Rev. A* **101** 062509
- [13] Hu C D, Y J Y, W Y, Liang L Z 2018 *Spectrosc. Spect. Anal.* **38** 346 (in Chinese) [胡纯栋, 焉镜洋, 王艳, 梁立振 2018 *光谱学与光谱分析* **38** 346]
- [14] Li Z X, Ma W G, Fu X F, Tan W, Zhao G, Dong L, Zhang L, Yin W B, Jia S T 2013 *Appl. Phys. Express* **6** 072402
- [15] Ye J, Ma L S, Hall J 1996 *Opt. Lett.* **21** 1000
- [16] Zhao G, Hausmaninger T, Ma W, Axner O 2018 *Opt. Lett.* **43** 715
- [17] Xiao S L, Li B C 2020 *Opto-Electronic Engineering* **47** 190068 (in Chinese) [肖石磊, 李斌成 2020 *光电工程* **47** 190068]
- [18] Winkler G, Perner L W, Truong G W, Zhao G, Bachmann D,

- Mayer A S, Fellingner J, Follman D, Heu P, Deutsch C, Bailey D M, Peelaers H, Puchegger S, Fleisher A J, Cole G D, Heckl O H 2021 *Optica* **8** 686
- [19] Xiao S, Li B, Wang J 2020 *Appl. Opt.* **59** A99
- [20] Fu X F, Zhao G, Ma W G, Tan W, Li Z X, Dong L, Zhang L, Yin W B, Jia S T 2014 *Spectrosc. Spect. Anal.* **34** 1456 (in Chinese) [付小芳, 赵刚, 马维光, 谭巍, 李志新, 董磊, 张雷, 尹王保, 贾锁堂 2014 *光谱学与光谱分析* **34** 1456]
- [21] Huang H F, Lehmann K K 2008 *Appl. Opt.* **47** 3817
- [22] Fleisher A J, Long D A, Liu Q N, Hodges J T 2016 *Phys. Rev. A* **93** 013833

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

Liu Jian-Xin<sup>1)2)</sup> Zhao Gang<sup>1)2)†</sup> Zhou Yue-Ting<sup>1)2)</sup>

Zhou Xiao-Bin<sup>1)2)</sup> Ma Wei-Guang<sup>1)2)‡</sup>

1) (*State Key Laboratory of Quantum Optics and Quantum Optics Devices, Institute of Laser Spectroscopy, Shanxi University, Taiyuan 030006, China*)

2) (*Collaborative Innovation Center of Extreme Optics, Shanxi University, Taiyuan 030006, China*)

( Received 11 November 2021; revised manuscript received 15 December 2021 )

### Abstract

In laser absorption spectroscopy, in order to improve gas detection sensitivity, optical cavity with high finesse is used to prolong the interaction path between the laser and the absorber. However, the birefringence of high reflectivity cavity mirrors generates two polarization eigenstates, and owing to the different phase shifts along the two directions, the cavity mode will be split. In this work, we first measure the cavity enhanced signal under birefringence and observe the mode split. And a model to mimic cavity enhanced spectroscopy under birefringent effect is presented, which can accurately fit the different polarization ratios at transmission. Finally, we propose a cavity ring-down signal model considering different coupling efficiencies of the two polarization directions of the cavity. Comparing with the conventional exponential model, the standard deviation of residual maximum suppression is as high as 9 times. And this analysis is helpful in improving the signal-to-noise ratio and uncertainty of cavity ring-down signal and increasing the accuracy of concentration inversion.

**Keywords:** Fabry–Pérot cavity, birefringence, cavity ring-down spectroscopy

**PACS:** 42.60.Da, 42.81.Gs, 42.62.Fi

**DOI:** 10.7498/aps.71.20212090

\* Project supported by the National Key R & D Program of China (Grant No. 2017YFA0304203), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 61875107, 61905136, 61905134, 62175139), and the Scientific and Technological Innovation Project of Colleges and Universities in Shanxi Province, China (Grant No. 2019L0062).

† Corresponding author. E-mail: [gangzhao@sxu.edu.cn](mailto:gangzhao@sxu.edu.cn)

‡ Corresponding author. E-mail: [mwg@sxu.edu.cn](mailto:mwg@sxu.edu.cn)