



Zeeman双频激光器频率分裂与纵模间隔变动一致性分析

刘维新 唐宁 马龙行 高克凡 孙明哲

Consistency of splitting frequency difference with longitudinal modes spacing variation in Zeeman dual-frequency laser

Liu Wei-Xin Tang Ning Ma Long-Xing Gao Ke-Fan Sun Ming-Zhe

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 70, 074204 (2021) DOI: 10.7498/aps.70.20200607

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.70.20200607>

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

基于1556 nm光纤激光器频率分裂效应的应力测量

Stress measurement based on 1556 nm fiber laser frequency splitting effect

物理学报. 2019, 68(10): 104201 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20182171>

单脉冲时间精确可控的单纵模Nd:YAG激光器

Single-axial-mode Nd:YAG laser with precisely controllable laser pulse output time

物理学报. 2019, 68(13): 134202 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190393>

双波长二极管合束端面抽运掺镨氟化钪单纵模360 nm紫外激光器

Combined dual-wavelength laser diode beam end-pumped single longitudinal mode $\text{Pr}^{3+}:\text{LiYF}_4$ 360 nm ultraviolet laser

物理学报. 2019, 68(5): 054202 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20182018>

各向异性三维非对称双锥五模超材料的能带结构及品质因数

Phononic band structure and figure of merit of three-dimensional anisotropic asymmetric double-cone pentamode metamaterials

物理学报. 2020, 69(13): 134302 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200364>

双重复频率锁模Yb:YAG陶瓷激光器

Dual repetition-rate mode-locked Yb: YAG ceramic laser

物理学报. 2018, 67(9): 094206 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20172345>

基于方形开口环的超宽带线性极化转换器

Ultra-wideband linear polarization converter based on square split ring

物理学报. 2019, 68(11): 117801 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190267>

Zeeman 双频激光器频率分裂与纵模 间隔变动一致性分析*

刘维新 唐宁 马龙行 高克凡 孙明哲†

(山东大学空间科学研究院, 山东省光学天文与日地空间环境重点实验室, 山东 威海 264209)

(2020 年 4 月 25 日收到; 2020 年 11 月 26 日收到修改稿)

激光谐振腔内相位各向异性会引起频率分裂, 两分裂模的频差大小由表现出的相位延迟所决定. 对于腔内相位延迟较小的 He-Ne 激光器, 两分裂模很接近, 处于烧孔重叠区, 存在模式竞争而不能同时振荡, 形成隐频率分裂. 同时, 使得激光器两正交偏振方向上的相邻级纵模产生固定的变动量, 其大小等于隐频率分裂量的 2 倍. 如果沿激光偏振方向施加横向磁场, Ne 原子谱线发生横向 Zeeman 分裂, 增益原子分成两群, 分别为平行于磁场和垂直于磁场方向偏振的光提供增益, 大大减弱模竞争, 使得激光器的两分裂模可同时振荡并测得频差. 在谐振腔内放入倾斜的石英晶体片或半波片, 由两种方法分别测量频率分裂量并进行比较. 实验表明两种方法测量的结果均与理论计算相符, 平均相对偏差不超过 1%. 据此可以准确得到 Zeeman 双频激光器的频差大小, 并为半波片测量提供了新方法.

关键词: Zeeman 激光器, 各向异性, 频率分裂, 激光纵模

PACS: 42.60.Da, 42.60.By, 42.55.Lt, 42.62.Eh

DOI: 10.7498/aps.70.20200607

1 引言

很多因素可以使激光谐振腔内产生相位各向异性, 如元件残余应力、晶体双折射和旋光性、增益介质与光学薄膜的非均匀性等. 这些影响在气体、固体、半导体和光纤激光器中普遍存在^[1-10]. 一方面, 腔内相位各向异性可以改变激光器的输出特性^[11,12], 改善精密测量和计量系统的性能; 另一方面, 不确定的相位各向异性将影响激光振荡的稳定性, 造成模式跳变或者稳频精度降低^[13,14]. 已有的研究表明, 谐振腔内相位各向异性对激光频率、光强的影响主要是通过对振荡模式施加作用实现的, 常见的如激光频率分裂^[15,16], 使激光器沿各向异性所确定的本征方向分别有频率和偏振方向不

同的振荡模式. 由于分裂产生的两个振荡模的频率差与腔内相位各向异性的大小成对应关系^[17,18], 因此测量频率差可以实现光纤应力双折射、波片相位延迟, 以及力或加速度、角度等物理量的精密测量^[19-24]. 但对于 He-Ne 激光器, 当相位各向异性的值较小时, 分裂模的烧孔会有重叠, 产生竞争, 实际上激光模式不能分裂成两个, 即同一时刻只有一种偏振模保持振荡, 而正交的另一个偏振模被抑制. Fei 等^[25]根据激光回馈可以引起振荡模跳变的原理, 研究了跳变过程中两偏振光的相位差与腔内微小相位各向异性的关系, 并没有考虑回馈光对振荡模的扰动作用. 消除模式竞争的有效方法是在激光增益管上施加横向磁场, 根据横向 Zeeman 效应, 不同偏振的模式可以通过不同增益原子同时实现振荡, 这也产生性能优良的计量用双频激光

* 国家自然科学基金 (批准号: U1931122) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: sunmingzhe@sdu.edu.cn

器^[26,27]. 只是这种方法并不能适用于固体和光纤激光器.

在存在强模竞争的时候, 没能实现振荡的激光模式会影响到相邻级纵模的振荡, 使正交方向上两纵模序列产生固定的平移量. 调谐激光腔长过程中, 依次进入增益带宽内的相邻级纵模间隔会周期性出现改变量 2 倍于平移量的频差值, 其大小由腔内相位各向异性决定. 为了深入研究纵模平移量与存在横向磁场时分裂模频差的一致性, 本文在谐振腔内放置可沿激光轴线倾斜的石英晶体片, 分析实际频率分裂量随晶体片旋转的变化规律. 在石英晶体片在谐振内引起 0—22 MHz 的分裂量区间内, 分别测量了正交方向上两纵模间隔平移量, 以及基于横向 Zeeman 效应消除模式竞争后得到的分裂模频差, 并将结果同理论计算曲线进行比较. 该研究还可用于确定放入激光谐振腔内半波片的相位延迟大小, 通过两种方法得到的结果是一致的.

2 激光频率分裂与纵模间隔变动

2.1 谐振腔内双折射元件引起激光频率分裂

根据激光物理, 谐振腔的结构和参数会在很大程度上决定激光器的输出特性. 当各向异性元件(如偏振片、旋光器、延迟器等)放入谐振腔内, 激光振荡模式的频率和偏振态会同时受到影响. 其中作为延迟器的双折射元件可使谐振腔沿 o 光、e 光方向“分裂”为物理长度(或光程)不同的两个腔长, 对应的每级纵模变为偏振态分别沿 o 光、e 光方向的两个分裂模, 其频差大小取决于元件的相位延迟.

如图 1 所示, 反射镜 M_1 和 M_2 构成激光谐振腔, 在没有偏振片和法拉第旋光器时, 腔内旋光器 R 和延迟器 V 插入满足的 Jones 矩阵为

$$R(\rho) = \begin{bmatrix} \cos \rho & \sin \rho \\ -\sin \rho & \cos \rho \end{bmatrix}, \quad (1a)$$

$$V(\phi, \psi) = \begin{bmatrix} \cos^2 \psi e^{i\phi/2} + \sin^2 \psi e^{-i\phi/2} & i \sin(2\psi) \sin(\phi/2) \\ i \sin(2\psi) \sin(\phi/2) & \cos^2 \psi e^{-i\phi/2} + \sin^2 \psi e^{i\phi/2} \end{bmatrix} \quad (1b)$$

其中, ρ 是 R 的旋光角, ϕ 是 V 的相位延迟量(以弧度为单位), ψ 为快轴相对于 x 轴的方位角. 设 E_1, E_2 为腔镜 M_1, M_2 处的激光电场矢量, t_1, t_2 为 M_1, M_2 的透射系数. 腔内工作介质提供的增益为 g , 腔内除腔镜透射之外的总损耗 α_t 是各向同性的. 激光在腔内往返一周, 双折射元件被前行和后行的光跨越两次. 依据自洽条件, 激光本征模的复振幅满足方程:

$$\begin{cases} E_1 = e^{-i2kL} R(-\rho) V(\phi, \psi) V(\phi, \psi) R(\rho) e^{g-\alpha_t} \\ \quad \times (1-t_1)(1-t_2) E_1, \\ E_2 = e^{-i2kL} R(-\rho) V(\phi, \psi) V(\phi, \psi) R(\rho) e^{g-\alpha_t} \\ \quad \times (1-t_2)(1-t_1) E_2, \end{cases} \quad (2)$$

其中, L 为谐振腔物理长度, k 是光波矢. 激光稳定输出时: $e^{g-\alpha_t} (1-t_1)(1-t_2) = 1$,

将 (1) 式代入方程 (2) 并求解, 得到激光振荡频率和复振幅矢量满足关系式

$$v_1 = m_1 \Delta + \Delta \frac{\phi}{2\pi}, \quad v_2 = m_2 \Delta - \Delta \frac{\phi}{2\pi}, \quad (3a)$$

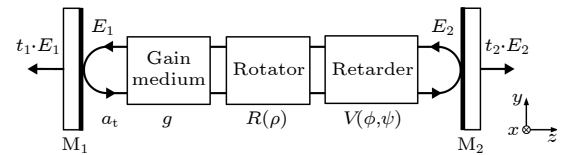


图 1 激光谐振腔内放入延迟器示意图

Fig. 1. Block diagram of laser resonator with retarder.

$$\frac{E_{1y}}{E_{1x}} = \frac{\pm 1 - \cos(2\rho + 2\psi)}{\sin(2\rho + 2\psi)}, \quad \frac{E_{2y}}{E_{2x}} = \frac{\pm 1 - \cos(2\psi)}{\sin(2\psi)}, \quad (3b)$$

其中 m_1, m_2 是正整数; $\Delta = c/2L$ 为激光纵模间隔. 可以看出, 激光振荡模式变为频率不同的两个分裂模. 当延迟器中 o 光和 e 光的光程差很小时, $m_1 = m_2$, 由 (3a) 式可得两分裂模的频差 Δv 为

$$\Delta v = |v_1 - v_2| = \Delta \frac{\phi}{\pi}. \quad (4)$$

可见, 分裂模的频差由延迟器的相位延迟决定, 与旋光器无关, 并且根据 (3b) 式, 两分裂模均为线偏振光, 偏振态相互正交(垂直).

2.2 隐频率分裂与纵模间隔变动量

实验和理论已证明, 对于 He-Ne 气体激光器, 当谐振腔内延迟器 (如波片、加力的玻璃片等) 的相位延迟量 ϕ 很小, 产生频率分裂的频差约小于 40 MHz (该阈值随谐振腔参数以及氦氖混合气不同而有所差别) 时, 两分裂模在介质增益曲线上的烧孔会发生重叠. 由于模竞争作用, 只能有一个分裂模获得增益形成激光输出, 另一个分裂模会被抑制不能振荡, 即不能直接观察到两分裂模同时共存产生的光拍, 无法通过测量分裂频差 Δv 准确得到 ϕ 的大小 [28].

但实验中同时发现, 相邻级纵模形成的模间隔不再等于实际的纵模间隔 Δ , 而会出现固定的变动量, 分析如图 2 所示. 激光器的两个正交的本征偏振方向分别由蓝色和红色增益曲线表示, 中心频率均为 ν_0 . 理论上, 每一级纵模都会分裂为偏振态正交的两个分裂模, 如模 ν_q 和 ν'_q , 模 ν_{q+1} 和 ν'_{q+1} 等, 它们之间的频差均为 Δv . 设初始振荡模式为垂直偏振的 ν_q 模, 则 ν'_q 模将被抑制不能振荡 (虚线表示). 对于与之相邻的 $q+1$ 级纵模, 由于激光模竞争效应, 进入出光带的两振荡模的偏振态是相互正交的, 则水平偏振的 ν'_{q+1} 模可以获得增益振荡输出, 而 ν_{q+1} 模被抑制. 于是, 测量当前时刻两相邻级纵模形成的光拍频率, 得到 $\Delta_1 = \Delta + \Delta v$. 因此, Δv 不能直接测得, 是隐频率分裂, 其会引起纵模间隔 Δ 产生固定的变动量. 同样的道理, 沿频率增大的方向调谐激光腔长, 使 $q-1$ 级纵模移入出光带而 $q+1$ 级纵模移出. 则能够振荡的是与模 ν_q 偏振正交的 ν'_{q-1} 模, 而垂直偏振的 ν_{q-1} 模将被抑制. 此时测得相邻级纵模形成的光拍频率为 $\Delta_2 = \Delta - \Delta v$.

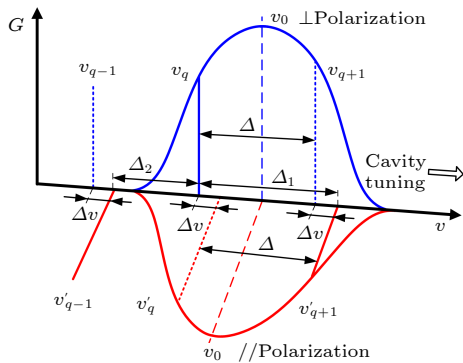


图 2 He-Ne 激光器产生隐频率分裂原理

Fig. 2. Principle of implicit frequency splitting of He-Ne laser.

可见, 模间隔 Δ_1 和 Δ_2 包含了分裂频差 Δv 与纵模间隔 Δ 的信息, 可以得到:

$$\Delta v = (\Delta_1 - \Delta_2)/2, \quad \Delta = (\Delta_1 + \Delta_2)/2. \quad (5)$$

(5) 式代入 (4) 式可间接得到 Δv 与相位延迟 ϕ 的关系:

$$\phi = \frac{\Delta_1 - \Delta_2}{\Delta_1 + \Delta_2} \pi = \frac{\Delta_1 - \Delta_2}{\Delta_1 + \Delta_2} \times 180^\circ. \quad (6)$$

图 3 中给出了半外腔 He-Ne 激光器在谐振腔长 L 调谐过程中, 观察到相邻级纵模依次形成的光拍信号频谱图. 其中, 频差大小不同的两个模间隔会交替出现: $\Delta_1 = 754.47$ MHz, $\Delta_2 = 752.77$ MHz. 这是由于激光谐振腔内的玻璃窗片、反射腔镜等元件上存在残余应力双折射, 等效成相位延迟很小的延迟器, 使激光器发生隐频率分裂. 代入 (5) 式可以计算初始频差 $\Delta v_0 = 0.85$ MHz, 进一步, 代入 (6) 式得到等效相位延迟量为 $\phi_0 = 3.54 \times 10^{-3} = 0.638^\circ$. 相邻级纵模的模间隔 Δ_1 和 Δ_2 为频率量可精确测量, 因此比较它们相对于实际纵模间隔 Δ 的变动量就可精确测得腔内初始相位延迟的大小, 这种方法称为纵模间隔比较法 (longitudinal modes spacing comparison method, LMSC method).

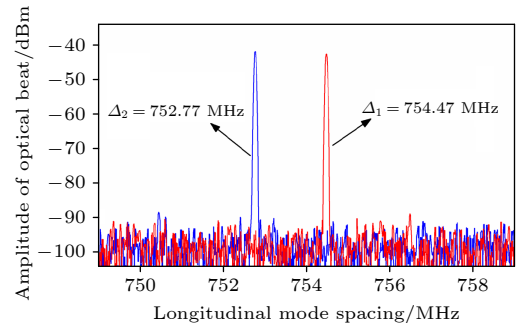


图 3 相邻纵模形成的光拍频谱图

Fig. 3. Beat frequency spectrum of adjacent longitudinal mode spacing.

3 双折射-Zeeman 激光器实验装置

根据 (4) 式, 谐振腔内的双折射元件可使 He-Ne 激光器处于隐频率分裂, 由于存在模竞争分裂模无法共存. 如果在激光增益管两侧施加一定大小的横向磁场, Ne 原子谱线发生 Zeeman 分裂, 激光沿垂直于磁场方向可分为平行于磁场方向和垂直于磁场方向的线偏振光: π 光和 σ 光, 它们的光辐射耦合很小, 分别对应于 Zeeman 分裂形成的两类

增益原子. 使双折射的 σ 光、 e 光方向与 π 光或 σ 光偏振方向重合, 则激光腔内隐频率分裂产生的两正交偏振模式分别从两类原子获得增益, 大大减弱了相互之间的模竞争. 如图 2 中所示, 原来被抑制的模式 v'_q 和 v_{q+1} 都可以振荡输出, 此时频差 Δv 可直接测得. 这样, 由施加横向磁场克服模竞争, 可实现对 He-Ne 激光器频率分裂的直接测量, 称为双折射-Zeeman 激光频率分裂法 (birefringence-Zeeman laser frequency splitting method, BZFS Method).

如图 4 所示, 双折射-Zeeman 激光器实验系统采用半外腔 He-Ne 激光器, 由反射镜 M_1 和 M_2 构成谐振腔, 其中 M_2 安装到压电陶瓷 PZT 上, 可沿激光轴线调谐腔长. 在 M_2 和增益管窗片之间的空间可放入双折射元件, 如石英晶体片、波片或加力玻璃片等. 在激光增益管两侧放置永磁体, 可以产生垂直于激光轴线的横向磁场, 大小约 0.017 T. 对于激光谐振腔内光学元件残余内应力引入微小相位延迟的情况, 等效快慢轴方向决定了输出激光的两正交偏振方向, 可调整横向磁场方向使之与激光两正交偏振方向之一重合. 从腔镜 M_1 端输出光经渥拉斯顿棱镜后按偏振方向不同分为两束光, 分别由两个探测器接收光强. 从腔镜 M_2 端输出光被反射镜 M_3 折转后, 入射到通光方向与激光两正交偏振方向成 45° 角的偏振片上, 形成光拍, 由雪崩光电二极管 APD 进行探测, 并输入到频率计测量频差值. 数据采集电箱实时记录光电探测器测得的两光强信号, 并产生电压信号驱动 PZT 改变腔长.

实验过程中, 腔内放入双折射元件产生隐频率分裂, 采用两种方法分别进行测量. 1) LMSC 方

法: 不施加横向磁场, 改变 PZT 电压使 M_2 沿腔长缩短的方向连续调谐腔长, 激光纵模沿频率增大方向依次移过出光带, 如图 2 所示. 实时测量并比较光电探测器接收到两正交偏振光强, 当光强大小相等时, 模式 v_q 和 v'_{q+1} 处于中心频率 v_0 的两侧对称位置, 读取频率计测得的模间隔 Δ_1 ; 继续缩短腔长使 $q+1$ 级纵模移出而 $q-1$ 级纵模移入出光带, 直至两光强再次相等, 测得模间隔 Δ_2 , 代入 (5) 式即可得到频率分裂量 Δv_L . 2) BZFS 方法: 在增益管两侧施加横向磁场, 改变 PZT 电压调谐激光腔长, 按上述步骤, 当两光强相等时可直接测得模式 v_q 和 v'_q 的频差 Δv_B . 最后根据两种方法的结果进行比较, 分析其一致性. 需要说明的是, 由于谐振腔内光学元件残余应力会引入初始频率分裂量, 应用上述两种方法时首先测得初始频率分裂量大小, 再放入双折射元件使其快慢轴方向与激光偏振方向一致, 测得频率分裂后减去初始量即得元件实际的频率分裂量.

4 实验结果及讨论

4.1 谐振腔内石英晶体片引起的频率分裂

为了验证由双折射-塞曼效应直接测得的激光频率分裂与未加磁场时产生的纵模间隔变动的一致性, 在谐振腔内放入沿垂直光轴方向切割的石英晶体片. 当晶体片面法线 (亦即光轴) 沿激光光束方向时, 仅表现为旋光器, 根据 (4) 式可知不产生频率分裂. 增大面法线与光束的夹角, 石英晶体片既有旋光性也有双折射, 相位延迟随夹角增大而增大, 激光隐频率分裂量随之改变. 如图 4 所示, 激

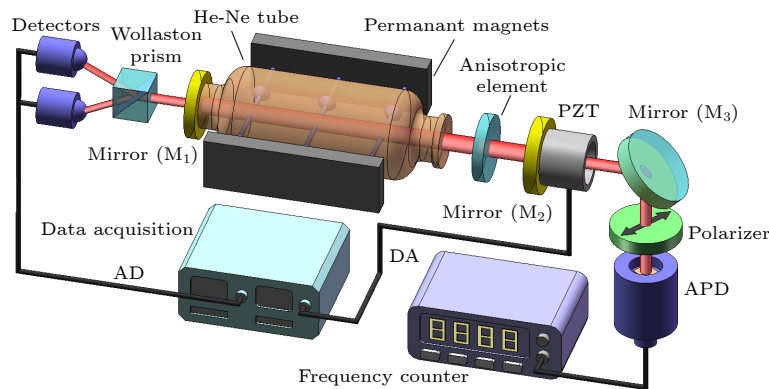


图 4 双折射-Zeeman 激光器实验装置结构图

Fig. 4. Schematic design of birefringence-Zeeman laser experimental setup.

光器腔长约为 210 mm, 置入腔内的石英晶片厚度为 2.44 mm, 产生激光频率分裂模的频差满足 [29]:

$$\Delta v = \Delta |\zeta_1 - \zeta_2| / (\pi/2), \quad (7)$$

其中, ζ_1, ζ_2 分别是当同时考虑石英晶体的双折射和旋光性时两本征模通过晶体的位相变化, $|\zeta_1 - \zeta_2|$ 称为“复合位相差”, 由下式决定:

$$\tan(\zeta_1 - \zeta_2) = (1 - p^4) \sin \phi / [(1 + p^4) \cos \phi + 2p^2], \quad (8)$$

式中, $\phi = 2\pi(n'' - n')h / (\lambda \cos \theta)$ 是晶体双折射对应的相位延迟量, λ 为激光波长, h 是石英晶体厚度, n' 和 n'' 分别是 o 光和 e 光的折射率, $n' = n_o$, $n'' = [(\sin^2 \theta / n_e^2) + (\cos^2 \theta / n_o^2)]^{-1/2}$, 其中 n_o 和 n_e 分别是石英晶体的两个主折射率, θ 为晶体光轴与激光束的夹角; p 可以由下式求出:

$$p^2 - 2p \cot \vartheta \cos(\phi/2) - 1 = 0, \quad (9)$$

其中, ϑ 是晶体的旋光角. 由 (7) 式—(9) 式可计算得到两分裂模的频差 Δv 与夹角 θ 的对应关系. 如图 5 中给出的计算结果, 在 $\theta \in [0, 1.5^\circ]$ 的范围内, Δv 随 θ 成单调递增关系, 产生的最大频差约 24.9 MHz.

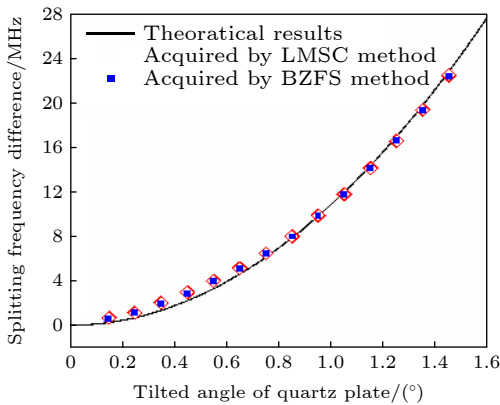


图 5 激光频率分裂量随石英晶体倾角的变化
Fig. 5. Laser splitting frequency difference varies with tilted angle of quartz plate.

由于在石英晶体片转动过程中, 激光器一直激光模竞争区, 未加横向磁场时, 会使激光纵模产生确定的变动量. 采用 LMSC 方法分别测量不同晶体转角下相邻纵模的模间隔, 代入 (5) 式可以得到隐频率分裂 Δv_L , 如图 5 中菱形点表示. 进一步, 沿激光初始偏振方向施加横向磁场, 可以克服模竞争, 采用 BZFS 方法直接测得频率分裂的频差 Δv_B , 如图 5 中方形点表示. 可以看出, 两种方法得到的频率分裂一致性很好. 考虑到激光器存在初始相位

延迟 (如图 3 所示), 由两种方法测量的频差已补偿激光器初始相位延迟造成的隐频率分裂量 Δv_0 . 继续增大石英晶片与激光轴线的夹角, 分裂频差约大于 22 MHz, 实验中发现激光器出现模式跳变现象, 如当模 v_q 振荡并随腔长缩短移过出光带过程中, v'_q 模不再一直被抑制而是在超过中心频率 v_0 的一侧会突然转入振荡, 而 v_q 模由于模竞争转入被抑制, 如图 2 所示. 由于这个转换过程非常迅速, 虽然采用 BZFS 方法仍可以测得分裂频差大小, 但 LMSC 方法无法测得模间隔 Δv 或 Δ , 因此只给出了晶体片转角 θ 小于 1.5° 范围内的实验结果.

进一步, 将图 5 中分别采用 LMSC 和 BZFS 两种方法测得的频差值取相对偏差的绝对值 $(\Delta v_B - \Delta v_L) / \Delta v_L$, 得到的结果如图 6 所示. 可见, 测量过程中得到的相对偏差最大约 6.1%, 平均值约 1.0%, 在晶体片转角 θ 较小时测得偏差较大, 主要是由此时夹角的读数误差较大引起的. 同时, 相对偏差为负值, 说明由 BZFS 方法测得的结果比 LMSC 方法偏小, 这是由于受激光振荡非线性效应的影响, 即横向 Zeeman 效应时激光分裂模的频差会负向偏离其空腔谐振频率, 而相邻级两纵模的频率相差大, 受模牵引效应弱. 这样, 实验可以验证: 通过双折射-Zeeman 效应与通过测量纵模间隔的变动得到的激光频率分裂是一致的, 并与腔内相位延迟的理论分析结果一致.

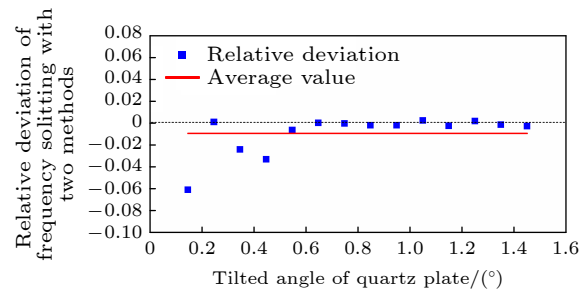


图 6 两种方法测得分裂模频差的相对偏差
Fig. 6. Relative deviation of splitting modes frequency difference with two methods.

4.2 半波片相位延迟测量

除了腔内双折射元件引入较小的相位延迟外, 当放入波片 (如半波片) 产生较大的相位延迟时, 可以使激光分裂模发生越级, 即两正交偏振的模式会相对整体平移, v'_q 将靠近下一级的 v_{q+1} 产生模式竞争, 如图 2 所示. 对于多级波片 (级数为 m),

表 1 半波片相位延迟测量结果
Table 1. Measurement of phase retardation of half wave plate.

| 待测波片 | BZFS方法测得分裂频差 Δv_L /MHz | LMSC方法测得相邻级纵模间隔 | | BZFS方法测量 ϕ_1 /($^\circ$) | LMSC方法测量 ϕ_2 /($^\circ$) |
|------|--------------------------------|-----------------|-----------------|---------------------------------|---------------------------------|
| | | Δ_1 /MHz | Δ_2 /MHz | | |
| 1# | 6.02 | 722.18 | 710.10 | 178.487 | 178.482 |
| 2# | 4.9 | 711.13 | 721.08 | 181.232 | 181.252 |
| 3# | 11.17 | 727.08 | 705.03 | 177.192 | 177.227 |

根据 (3a) 式, $m_1 \neq m_2$, 波片整数部分会使 v'_q 将越级靠近 v_{q+m+1} , 小数部分与零级半波片产生的隐频率分裂一样. 由于波片用于改变光的偏振态, 起作用的是小数部分, 因此采用上述两种方法, 测量两分裂模的隐频率分裂, 就可以测得半波片的实际相位延迟. 根据 (6) 式, 采用 LMSC 方法测量半波片, 其相位延迟的计算公式应为

$$\phi = \pi \left(1 + \frac{\Delta_1 - \Delta_2}{\Delta_1 + \Delta_2} \right) = \left(1 + \frac{\Delta_1 - \Delta_2}{\Delta_1 + \Delta_2} \right) \times 180^\circ, \quad (10)$$

而根据 (1) 式, 结合图 2 得到由 BZFS 方法测量半波片相位延迟的计算公式为

$$\begin{aligned} \phi &= \frac{\Delta \pm \Delta v}{\Delta} \pi = \pi \left(1 \pm \frac{\Delta v}{\Delta v + \Delta_2} \right) \\ &= \left(1 \pm \frac{\Delta v}{\Delta v + \Delta_2} \right) \times 180^\circ. \end{aligned} \quad (11)$$

分别采用 (10) 式和 (11) 式测量一组不同相位延迟的半波片, 结果如表 1 所列. 可以看出两种方法测得结果基本一致, 偏差最大约 0.035° , 进一步证明了二者用于波片测量的一致性. 采用上述方法测量波片的相位延迟, 频差测量分辨率可以达到 1 kHz, 对应的相位延迟分辨率为 $1''$; 根据 (4) 式, 激光分裂模频差与波片相位延迟成正比, 并可通过测量激光频率差溯源到光波长; 缺点是放入谐振腔的元件需要镀增透膜, 减小腔内损耗. 需要指出的是, LMSC 方法用于实际测量要比 BZFS 方法更简单, 但不能处理分裂频差处于约 20—40 MHz 之间发生模式跳变的情况; BZFS 方法可以消除模竞争, 但会出现三个以上模式在激光出光带中同时振荡的情况, 频差信号混叠不易准确读取. 实际中应该综合考虑两种方法进行应用.

5 结 论

当 He-Ne 激光器腔内存在较小相位各向异性时产生隐频率分裂: 一方面由于模竞争效应, 会使

相邻级纵模的模间隔产生 2 倍于分裂频差的固定变动量; 另一方面施加横向磁场形成双折射-Zeeman 激光器, 可消除模竞争, 使两分裂模同时振荡. 本文通过分析和实验验证了两种情况下得到的频率分裂量是一致的, 与腔内元件的相位延迟成正比关系. 进一步的研究可充分考虑激光模牵引、自/互排斥效应等微扰因素的影响. 这些结果也为改善双频激光器的性能, 以及精密测量元件的相位延迟等应用提供了可靠的实验依据.

参考文献

- [1] Bretenaker F, Floch A L 1990 *IEEE J. Quantum. Electron.* **26** 1451
- [2] Voitovich A P, Svirina L P, Severikov V N 1991 *Opt. Commun.* **80** 435
- [3] Travagnin M, van Exter M P, Jansen van Doorn A K, Woerdman J P 1996 *Phys. Rev. A* **54** 1647
- [4] Travagnin M 1997 *Phys. Rev. A* **56** 4094
- [5] Schreiber T, Roser F, Schmidt O, Limpert J, Iliev R, Lederer F, Petersson A, Jacobsen C, Hansen K P, Broeng J, Tünnemann A 2005 *Opt. Express* **13** 7621
- [6] Khandokhin P A, Ievlev I V, Lebedeva Y S, Mukhin I B, Palashov O V, Khazanov E A 2011 *Quantum. Electron.* **41** 103
- [7] Khandokhin P A, Mamaev Y A 2015 *Quantum. Electron.* **45** 128
- [8] Fördös T, Jaffrès H, Postava K, Seghilani M S, Garnache A, Pištora J, Drouhin H J 2017 *Phys. Rev. A* **96** 043828
- [9] Litvin I A 2013 *Opt. Express* **21** 10706
- [10] Mehdi A, Julien F, Alexandre J, Ghaya B, Daniel D, Jean-Marie G 2018 *Opt. Express* **26** 6739
- [11] Petrovskiy V N, Prokopova N M, Protsenko E D, Yermachenko V M 2007 *Laser Phys. Lett.* **4** 191
- [12] Oron R, Blit S, Davidson N, Friesem A A, Bomzon Z, Hasman E 2000 *Appl. Phys. Lett.* **77** 3322
- [13] Jansen van Doorn AK, van Exter M P, Woerdman J P 1998 *IEEE Quantum. Electron.* **34** 700
- [14] Wu Y, Zhang S L, Li Y 2013 *Opt. Express* **21** 13684
- [15] Oram R J, Latimer I D, Spoor S P, Bocking S 1993 *J. Phys. D* **26** 1169
- [16] Zhang S L, Wu M X, Jin G F 1990 *Appl. Opt.* **29** 1265
- [17] Zhang S L, Holzapfel W 2013 *Orthogonal Polarization in Lasers: Physical Phenomena and Engineering Applications* (Berlin: Wiley and Tsinghua University Press) pp113–115
- [18] Mamaev Y A, Khandokhin P A 2011 *IEEE Quantum. Electron.* **41** 571

- [19] Chen K, Zhu L Q, Niu H S, Meng K, Dong M L 2019 *Acta Phys. Sin.* **68** 104201 (in Chinese) [陈恺, 祝连庆, 牛海莎, 孟阔, 董明利 2019 物理学报 **68** 104201]
- [20] Liu W X, Liu M, Zhang S L 2008 *Appl. Opt.* **47** 5562
- [21] Holzapfel W, Settgest W 1989 *Appl. Opt.* **28** 4585
- [22] Holzapfel W, Neuschaefer-Rube S, Kobusch M 2000 *Measurement* **28** 277
- [23] Ren C, Yang X T, Zhang S L 2012 *Chin. Phys. Lett.* **29** 054204
- [24] Hu Z H, Harding K, Huang P S, Zhang S L, Yoshizawa T 2010 *Proc. SPIE* **7855** 711
- [25] Fei L G, Li Y, Zong X B, Zhang S L 2005 *Opt. Commun.* **249** 255
- [26] Zhou L F, Zhang S L, Huang Y, Guo H 2008 *Laser Phys.* **18** 1517
- [27] Zhu S S, Zhang S L, Liu W X, Niu H S 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 064201 (in Chinese) [朱守深, 张书练, 刘维新, 牛海莎 2014 物理学报 **63** 064201]
- [28] Zong X B, Liu W X, Zhang S L 2005 *Chin. Phys. Lett.* **22** 1906
- [29] Guo J H, Shen S, Jiang J H, Zhang S L 1996 *Acta Opt. Sin.* **16** 716

Consistency of splitting frequency difference with longitudinal modes spacing variation in Zeeman dual-frequency laser^{*}

Liu Wei-Xin Tang Ning Ma Long-Xing Gao Ke-Fan Sun Ming-Zhe[†]

(Shandong Provincial Key Laboratory of Optical Astronomy and Solar-Terrestrial Environment,
Institute of Space Sciences, Shandong University, Weihai 264209, China)

(Received 25 April 2020; revised manuscript received 26 November 2020)

Abstract

Phase anisotropy in laser resonant cavity will bring about an influence on laser frequency and polarization, such as laser frequency splitting, of which the frequency difference is determined by their introduced phase retardation. For a helium-neon laser with a small phase retardation in the cavity, the two split modes are very close to each other whose burned holes are overlapped. Then only one mode oscillates while the other is always in lock-in state due to strong mode competition, which forms hidden frequency split. Meanwhile the spacing between adjacent longitudinal modes deviates from original value and produces a certain variation equal to twice the hidden splitting frequency difference. As a result the longitudinal modes spacing variation is dominated by the phase retardation. On the other hand, by applying transverse magnetic field to a laser tube along the polarization direction, the neon atoms will undergo transverse Zeeman effect and be divided into two groups to provide the gain for polarized light beams parallel to the magnetic field and perpendicular to the magnetic field respectively. Then the laser mode competition is greatly weakened so that the two split modes can oscillate simultaneously to obtain the frequency difference. In order to make profound study of the consistency between longitudinal mode spacing variation and splitting mode frequency difference in the presence of transverse magnetic field, the samples of tilted quartz plate or half wave plate is placed into laser cavity to produce phase retardation. By the two mentioned methods, the splitting frequency difference varying with phase retardation of samples is deduced to make a comparison. Two measurements show that the average relative deviation is less than 1%, while the experimental results accord with theoretical analyses quite well. In this way splitting frequency difference of Zeeman dual-frequency laser can be determined accurately, and a new method to measure the phase retardation of half wave plate is provided.

Keywords: Zeeman laser, anisotropy, frequency splitting, laser longitudinal mode

PACS: 42.60.Da, 42.60.By, 42.55.Lt, 42.62.Eh

DOI: 10.7498/aps.70.20200607

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. U1931122).

† Corresponding author. E-mail: sunmingzhe@sdu.edu.cn