

双折射双频激光器输出光偏振特性的 的实验研究*

成相印 张书练 殷纯永

(清华大学精密仪器系, 北京 100084)

郭继华

(清华大学现代应用物理系, 北京 100084)

摘 要 报道了双折射双频激光器输出光偏振特性的实验研究。实验发现双折射双频激光器两端输出的线偏振光的偏振方向并不一致, 而相互有一定的旋转角度。实验也再次证明了激光器输出的是正交线偏振光, 而不是晶体本征模的椭圆化了的偏振光。

关键词 双折射双频激光, 偏振。

1 引 言

双折射双频激光器越来越受到人们的重视, 一是因为有很多理论性的问题值得研究, 如激光器输出频差同按晶体折射率差计算的频差并不一致、激光器输出频差的调谐曲线幅值较大等。二是它潜在的应用。因为双折射双频激光的频差大, 允许多普勒频移大, 因而允许更高的测量速度。在很多测量工作中用它研制出更好的激光干涉仪来取代塞曼(Zeeman)激光干涉仪。因而不论从理论上还是从应用上都要求对此激光器输出光的偏振特性作一些研究。

2 双折射双频激光器

实验用的双折射双频激光器的结构如图 1 所示。

石英晶片的晶轴垂直于晶片表面。晶片放在刻度转台 R 上, 当 R 转动时, 激光光束和晶轴的夹角 θ 随之改变, 受晶体双折射的影响, 激光输出两个不同频率的光, 其频差随 θ 的变化而变化。文献[1]较详细地报道了激光纵模分裂后频差和

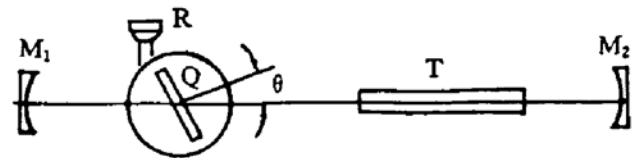


Fig. 1 Experimental setup of the LRQP

M_1, M_2 : mirrors with high reflectance, Q: quartz plate, R: rotatable table, T: discharge tube

* 国家自然科学基金和清华大学科学开发基金资助项目。

收稿日期: 1994 年 6 月 3 日; 收到修改稿日期: 1994 年 8 月 12 日

θ 之间关系。这个结果不同于按晶体两折射率差简单的计算结果。本文的目的不在于讨论频差的 不一致, 而是报道新的实验结果: 即关于双折射双频激光器两端输出光偏振态的特征。

3 光在石英晶体中的传播

当一束平行光在石英晶体内传播时, 其波矢 \mathbf{k} 和晶轴的夹角为 θ , 根据麦克斯韦方程和介质的性质, 可以求得存在两个本征模, 它们的偏振态正交, 相速度不同, 传播方程可以表示为:

$$\tilde{D}' = \begin{bmatrix} \cos \varphi \\ i \sin \varphi \end{bmatrix} \exp \left[-i \left(\omega t - \frac{\omega}{c} n' z \right) \right] \quad (1)$$

$$\tilde{D}'' = \begin{bmatrix} \sin \varphi \\ -i \cos \varphi \end{bmatrix} \exp \left[-i \left(\omega t - \frac{\omega}{c} n'' z \right) \right] \quad (2)$$

用 \tilde{D} 表示是因为当 \mathbf{k} 选定后, \tilde{E} 并不同 \mathbf{k} 正交, 且 \tilde{E}' 和 \tilde{E}'' 也不正交。而 \tilde{D} 满足正交条件。其中 $\begin{bmatrix} \cos \varphi \\ i \sin \varphi \end{bmatrix}$ 、 $\begin{bmatrix} \sin \varphi \\ -i \cos \varphi \end{bmatrix}$ 是用琼斯矢量表示的偏振态。 n' 、 n'' 是对应的折射率。

$$\operatorname{tg} 2\varphi = 2r / \left[\left(\frac{1}{n_o^2} - \frac{1}{n_e^2} \right) \sin^2 \theta \right]. \quad (3)$$

$$\left(\frac{1}{n'^2} - \frac{1}{n''^2} \right) = \left[\left(\frac{1}{n_o^2} - \frac{1}{n_e^2} \right)^2 \sin^4 \theta + 4\gamma^2 \right]^{1/2}. \quad (4)$$

n_o 和 n_e 是寻常光和非常光的折射率, γ 是一个同旋光性有关的量, 对石英:

$$\gamma = \gamma_{11} \sin^2 \theta + \gamma_{33} \cos^2 \theta$$

由于 γ_{11} 很难测量, 而且这里 θ 角度也不大, 通常取 $\gamma = \gamma_{33}$ 。

如在 $z = 0$ 位置, 一光束的偏振态为:

$$\tilde{D}_0 = a \begin{bmatrix} \cos \varphi \\ i \sin \varphi \end{bmatrix} + b \begin{bmatrix} \sin \varphi \\ -i \cos \varphi \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} a \cos \varphi + b \sin \varphi \\ ai \sin \varphi - bi \cos \varphi \end{bmatrix}. \quad (5)$$

a 、 b 可以从 \tilde{D}_0 的偏振态及两个本征模求得。当传播一段距离 Z 后, 偏振态:

$$\tilde{D}_Z = \begin{bmatrix} a \cos \varphi + b \sin \varphi \exp(-i\beta) \\ ia \sin \varphi - ib \cos \varphi \exp(-i\beta) \end{bmatrix}. \quad (6)$$

其中

$$\beta = \frac{\omega}{c} (n' - n'')Z.$$

在一般情况下 \tilde{D}_0 和 \tilde{D}_Z 的偏振态是不一样的。

从上面的基本公式不难看到, 当 θ 从 0° 增加时, $\operatorname{tg} 2\varphi$ 从无穷大减小, φ 从 45° 减小, 本征模偏振态从圆偏振、椭圆偏振到近似线偏振。这样对双折射双频激光器就存在一些关于输出光偏振态的问题: 由于晶体中两个本征模是椭圆偏振的, 那么该激光器输出光是线偏振的还是椭圆偏振的? 另外, 光在晶体中传播其偏振态发生变化, 激光器两端输出光的偏振态是否一样? 这样两个问题在实际应用中都有重要意义, 第一个问题同干涉仪的光路设计有关, 第二个问题同激光器的稳频有关。制作测长干涉仪稳频是必须的, 通常取尾光进行稳频, 如两端偏振态不一致就必须在稳频时作一些特殊要求。

4 实验装置及结果

实验装置如图 2 所示, 石英晶片厚度约为 3 mm。为研究出射光的偏振特性, 在激光器两边各放置一渥拉斯棱镜 W_1 和 W_2 , 每个渥拉斯棱镜各放在一刻度转盘上。刻度转盘的转轴与光束重合。如入射光是线偏振光, 转动渥拉斯棱镜, 当棱镜

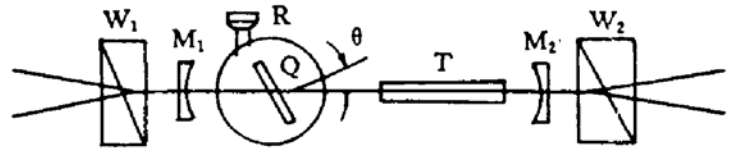


Fig. 2 The LRQP with two Wollaston prisms

的一个晶轴和入射光偏振方向一致时, 这时只有一束光输出。而如果入射光是椭圆偏振光, 则旋转渥拉斯棱镜时永远得到的是两束光输出, 当两束光的光强差别最大时, 棱镜的两个晶轴则分别同椭圆的长短轴一致。由于双折射双频激光器通常输出的是两个频率的光, 偏振态不一样, 所以实验中必须适当增加腔内损耗以使两个振荡模式交替出现。

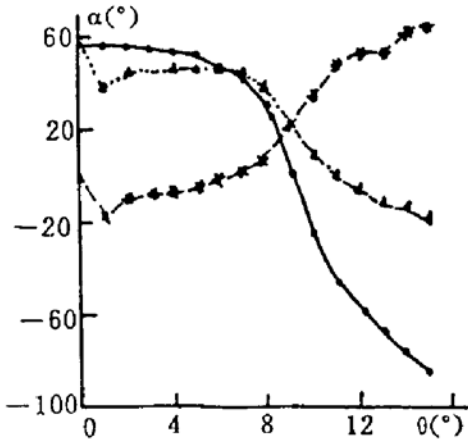


Fig. 3 Polarization characteristics of the LPQR

Δ : rotated angle α_1 of W_1 , \diamond : rotated angle α_2 of W_2 , \circ : $\Delta\alpha = (\alpha_2 - \alpha_1)$

虽然腔片 M_1 、 M_2 及激光管的端面都不可避免地会有一些的剩余双折射, 但实验发现, 尽管反复装配实验装置, 并随机转动 M_1 、 M_2 及 T , 激光器输出仍然是正交线偏振光, 并且前后出射的线偏振光的偏振方向也是不一致的, 依旧有一夹角。和上面的实验结果有着同样的规律。

5 讨 论

激光器输出的每一个振荡模式都是线偏振的, 并且激光器前面和后面出射的线偏振光的偏振方向均随腔内晶片的转动而变化。这表明激光器的振荡模式受双折射晶体的影响, 但又不是晶体的本征模, 还有其他因素在起作用。

激光器两端输出的线偏振光偏振方向是不一致的, 只有在 θ 约等于 9° 时才一致。如果以 9° 时的偏振方向作为基准, 当 θ 改变时, 两端偏振方向的变化基本是对称的(个别点除外)。但如考虑对每一束光都以 k 作为 Z 轴正方向, 并用右手坐标系, 以 9° 时为基准, 又会发现除个别点外, 偏振态实质是一样的。

激光器输出的每一个振荡模式都是线偏振光, 而不是椭圆偏振光。理论计算表明当 θ 很小时, 晶体的本征模是椭圆偏振的。对于椭圆偏振光长短轴之比可通过实验进行测量, 但本

实验从未发现激光输出椭圆偏振光(至少在实验误差内)。此实验再次表明^[1]：激光器的振荡模式并非晶体的两个本征模式。此结论可以定性地说明为什么双折射双频激光器输出频差同按晶体的本征模理论计算的结果不一致。因为在理论计算中，频差是根据折射率 n' 和 n'' 之差进行计算的，这也就是默认了激光振荡模式是晶体的本征模，而实验证明了这一默认实际是不正确的。

进一步的理论工作要求解释晶体的本征模是椭圆偏振光而激光器振荡模式为什么是线偏振光，理论计算的转角和频差也应同实验相符合。使双折射双频激光器更快地走向实际应用。

参 考 文 献

- [1] Yang Sen, Zhang Shulian, The frequency split phenomenon in a He-Ne laser with a rotational quartz plate in its cavity. *Opt. Commun.*, 1988, **68**(1): 55~57
[2] 李恭亮, 郭继华, 晶体光学原理, 北京, 国防工业出版社, 1990: 256~281

Polarization Characteristics of a He-Ne Laser with a Rotatable Quartz Plate in its Cavity

Cheng Xiangyin Zhang Shulian Yin Chunyong

(Department of Precision Instruments, Tsinghua University, Beijing 100084)

Guo Jihua

(Department of Modern Applied Physics, Tsinghua University, Beijing 100084)

(Received 3 June 1994; revised 12 August 1994)

Abstract In this paper we discuss the polarization characteristics of a He-Ne laser with a rotatable quartz plate in its cavity (LRQP). We have found that the output of the LRQP is two mutually perpendicularly plane polarized light. Most importantly, it is observed that the polarization orientations of the front beam and the back beam from laser tube are different. There is a relative rotatory angle between them. When we rotate the quartz, the polarization orientations of both the front beam and the back beam vary with the rotation of the quartz plate. And the relative rotatory angle between the front beam and the back beam changes too.

Key words laser with a quartz in cavity, polarization.