

二种单频外腔式 He-Ne 激光器的 自稳频原理再分析

李尚义

(北京科学仪器厂激光研究室,北京,100011)

摘要: 作者用高气压加纵向非均匀磁场获得了二种单频、自稳频高输出功率的外腔式 He-Ne 激光器。1m 激光器的频率非稳定度为 6.175×10^{-9} ($\tau \leq 10s$) 和 3.38×10^{-9} ($\tau \leq 1s$); 1.8m 激光器的频率非稳定度为 1.1×10^{-8} ($\tau \leq 1s$) 和 2×10^{-8} ($\tau \leq 10s$), 所有数据由中国计量科学院测定。本文是继文献[1],[8],[9]和[10]发表后,对这两种激光器的自稳频原理的再分析。

关键词: 单频 自稳频 外腔 He-Ne 激光器 稳频

Further analysis of principle of self-stabilized frequency for single-frequency external resonance cavity He-Ne laser

Li Shangyi

(Beijing Scientific Instrument Factory)

Abstract: By adding an inhomogeneous longitudinal magnetic field in the laser cavity, two kinds of the single self-stabilized-frequency He-Ne lasers have been developed. The lasers have the features of the external cavity configuration and high power output. Without any external frequency stabilization device, the frequency stability can reach to 6.175×10^{-9} ($\tau \leq 10s$), 3.38×10^{-9} ($\tau < 1s$) for 1 meter laser and 2.0×10^{-8} ($\tau < 10s$), 1.1×10^{-8} ($\tau < 1s$) for 1.8 meter laser, measured by beat frequency method. From these facts and homogeneous extension of spectral line of high pressure gas laser, this paper analyzes the basic principles of the self-stabilized-frequency lasers and point out that this method is simple and can be widely used in the measurement devices.

Key words: single frequency self-stabilization frequency external resonance cavity He-Ne laser stabilization frequency

一、引言

作者在文献[1],[8],[9]和[10]里对二种大功率单频 He-Ne 激光器的自稳频原理进行了

初步分析,这种激光器的基本特性作者已在文献[2~8]里进行了多次报导,1m 长的放电管单频激光器可达 20~25mW 单频输出功率;1.8m 长的放电管单频激光器,其单频输出功率可达 40~50mW,这两种激光器的相干长度均可大于 14m。

在没有采取任何外加稳频措施的情况下,采用这两种激光器分别与碘稳定的 He-Ne 激光器拍频,经计算机自动采样,多次测量,并进行阿仑方差(Allan Variance)处理,测得 1m 单频激光器的频率非稳定度为 $6.175 \times 10^{-9} (\tau \leq 10s)$ 和 $3.38 \times 10^{-9} (\tau \leq 1s)$;1.8m 单频激光器的频率非稳定度为 $1.1 \times 10^{-8} (\tau \leq 1s)$ 和 $2 \times 10^{-8} (\tau \leq 10s)$ ^[10],所有这些数据均由中国计量科学院测定。对腔长如此长的激光器,在自由运转时,其频率非稳定度已是相当高的了。基于以上事实,作者对两种激光器的自稳频原理进行了探索,关于这方面的讨论,从事这项研究的别的作者^[12,13]均未提及。

二、对试验数据的定量分析

我们知道在均匀饱和情况下,均匀加宽气体激光器^[2]的增益和频率有如图 1^[11] 所示的函数关系。在气体激光器中,功率与频率关系在高气压下,由于兰姆下凹(Lamp dip)消失有如图 2 所示的函数关系^[11];

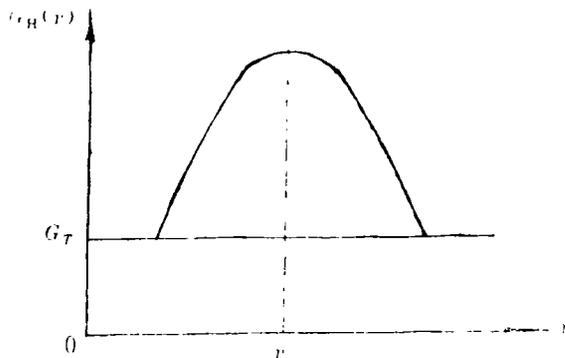


Fig. 1 The gain curve of He-Ne laser for homogeneous saturation

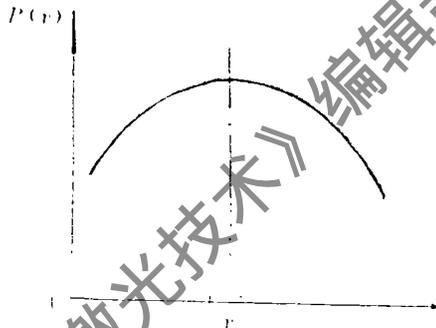


Fig. 2 Output power versus frequency for a high pressure gas laser

尽管图 1 和图 2 曲线形状稍有区别,但有明显的共同点,即在 ν_0 处,增益曲线中增益最大;也是在 ν_0 处,功率曲线中,输出功率最大。在增益曲线中,增益趋近于零时,在功率曲线中输出功率亦趋近于零。这在理论上和实验中都是不言而喻的事实。有鉴于以上事实,为分析问题简化起见,可假设这两条曲线具有相同的线型;当增益随频率变化的曲线在纵向磁场的作用下^[1,2]产生 Zeeman 分裂时如图 3 所示^[11],功率随频率变化的曲线亦应产生 Zeeman 分裂如图 4 所示,此假设的理论依据仍是:在频率域内,增益最高处,输出功率亦最高;增益趋近于零,输出功率亦趋近于零。因此有图 4 所示的曲线。

图 1 所示曲线,在均匀增宽的情况下^[2],增益与频率有如下关系^[11]:

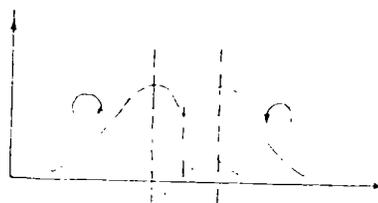


Fig. 3 Zeeman splitting of gain curve for He-Ne laser

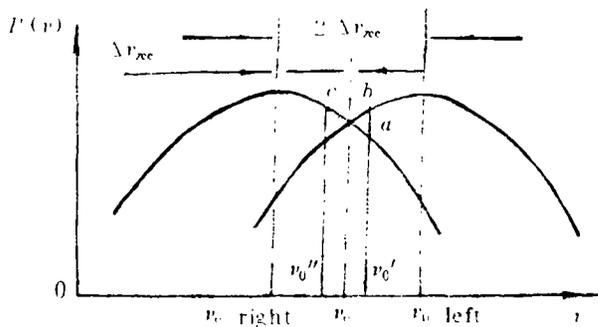


Fig. 4 Zeeman splitting of output power curves for He-Ne laser

$$G_H^0 = G_H^0(\nu_0) \frac{\left(\frac{\Delta\nu_H}{2}\right)^2}{(\nu - \nu_0)^2 + \left(\frac{\Delta\nu_H}{2}\right)^2} \quad (1)$$

因为前面已假设激光的输出功率与频率跟公式(1)所示曲线的函数关系有相同线型。所以与此相对应的,应存在有如下的对应关系:

$$P(\nu) = P(\nu_0) \frac{\left(\frac{\Delta\nu_H}{2}\right)^2}{(\nu - \nu_0)^2 + \left(\frac{\Delta\nu_H}{2}\right)^2} \quad (2)$$

在 1.8m 单频激光器里,压力为 5Torr,所以: $\Delta\nu_L = 2 \cdot P = 100\text{MHz} \cdot 5 = 500\text{MHz}^{[1]}$, 所以 $\Delta\nu_H = \Delta\nu_L = 500\text{MHz}^{[1]}$, 因为 $2\Delta\nu_{ze} = 240\text{MHz}^{[2,3,5]}$, 所以图 4 中 ν_0 至 ν_{orig} 为 $\Delta\nu_{ze} = 120\text{MHz}$, 从文献 [11] 可看出 ν_{orig} 对应为公式(2)中的 ν_0 。当频率由于腔长变化等原因,从 ν_0 漂移 +10MHz 至 ν_0' 时,我们可以计算图 4 中位于右圆偏振光上的 a 点和同一频率上左圆偏振光上的 b 点的场强组合振荡情况。±10MHz 漂移量的确定,是由于相干长为 14m 时相当于频率漂移为 20MHz^[2,3], 近 2000 个采样的拍频数据也证明,1.8m 单频激光器在二个多小时拍频测量中,其频率漂移为 20MHz,1m 单频激光器的频率漂移为 22MHz,所以,我们按频率漂移为 20MHz (即 ±10MHz) 算。此时,当频率从 ν_0 向图 4 中的右方漂移 +10MHz 至 ν_0' 时, ν_0' 至右圆偏振光中心频率 ν_{orig} 处为 130MHz; 向左漂移 -10MHz 至 ν_0'' 时, ν_0'' 至右圆偏振光的中心频率 ν_{orig} , 则为 110MHz。这时,右圆偏振光上的 a 处的 $P(\nu)_a$, 在代入 $\Delta\nu_H = 500\text{MHz}$, $(\nu - \nu_0)$ 为 130MHz (即此处的 $(\nu_0' - \nu_{orig})$ 为 130MHz) 后为:

$$\begin{aligned} P(\nu)_a &= P(\nu_0)_{rig} \frac{\left(\frac{\Delta\nu_H}{2}\right)^2}{(\nu_0' - \nu_{orig})^2 + \left(\frac{\Delta\nu_H}{2}\right)^2} \\ &= P(\nu_0)_{rig} \frac{\left(\frac{500}{2}\right)^2}{130^2 + \left(\frac{500}{2}\right)^2} = 0.787P(\nu_0)_{rig} \end{aligned} \quad (3)$$

而在同一频率处,左圆偏振光上的 b 点的高度等于右圆偏振光上距 ν_0 为 -10MHz 的 c 点的高度,代入 $\Delta\nu_H = 500\text{MHz}$, $(\nu - \nu_0)$ 为 110MHz (即此处的 $(\nu_0'' - \nu_{orig})$ 为 110MHz) 后为:

$$\begin{aligned} P(\nu)_b &= P(\nu)_c = P(\nu_0)_{rig} \frac{\left(\frac{\Delta\nu_H}{2}\right)^2}{(\nu_0'' - \nu_{orig})^2 + \left(\frac{\Delta\nu_H}{2}\right)^2} \\ &= P(\nu_0)_{rig} \frac{\left(\frac{500}{2}\right)^2}{110^2 + \left(\frac{500}{2}\right)^2} = 0.838P(\nu_0)_{rig} \end{aligned} \quad (4)$$

又因在不考虑噪声的情况下,有^[11]:

$$P_0 = \frac{\gamma}{2} E_0^2 \quad (\gamma: \text{为腔损耗}) \quad (5)$$

所以,我们可以相应地令:

$$P_r = \frac{\gamma}{2} E_r^2 \quad (6)$$

将(3)式代入后有:

$$E_m = \sqrt{\frac{2}{\gamma} P(\nu)_a} = \sqrt{\frac{2}{\gamma} 0.787 P(\nu_0)_{rig}} \quad (7)$$

令:

$$\sqrt{\frac{2}{\gamma} P(\nu_0)_{rig}} = h \quad (8)$$

则(7)式变为:

$$E_m = \sqrt{0.787} h = 0.887 h \quad (9)$$

将(4)式代入后:

$$E_m = \sqrt{\frac{2}{\gamma} P(\nu)_b} = \sqrt{\frac{2 \times 0.838 P(\nu_0)_{rig}}{\gamma}} = 0.915 h \quad (10)$$

左圆偏振光与右圆偏振光叠加后,有如下关系^[14]:

$$\vec{E} = (E_{0\tau} + E_{0z} \cos(kz - \omega t) + (E_{0\tau} - E_{0z}) \dot{j} \sin(kz - \omega t)) \quad (11)$$

在 $z = 0, t = 0$ 时,

$$\vec{E} = (E_{0\tau} + E_{0z}) \dot{i} \quad (12)$$

在 $z = 0, t = \frac{\tau}{4}$ 时, (τ 为周期)

$$\vec{E} = (E_{0\tau} - E_{0z}) \dot{j} \quad (13)$$

在 ν_0' 处,

$$E_{0\tau} = E_m \quad (14)$$

$$E_{0z} = E_m \quad (15)$$

所以,在 $z = 0, t = 0$ 时,代入(9),(10)式后为:

$$\vec{E} = (E_{0\tau} + E_{0z}) \dot{i} = (E_m + E_m) \dot{i} = (0.887 + 0.915) h \dot{i} = 1.802 h \dot{i} \quad (16)$$

在 $z = 0, t = \frac{\tau}{4}$ 时,代入(9),(10)式得:

$$\vec{E} = (E_{0\tau} - E_{0z}) \dot{j} = (E_m - E_m) \dot{j} = (0.887 - 0.915) h \dot{j} = -0.028 \dot{j} \quad (17)$$

三、结论与讨论

在图4中,当频率漂移+10MHz,至 ν_0' 处,从公式(16),(17)的计算结果看出,左圆偏振光和右圆偏振光在此处的合成场振幅,既不是线偏振的,也不是圆偏振的,而是场强的大小和方向随 z 和 t 的变化而不断变化(在漂移-10MHz时,计算结果相同)。因此,会被只容许线偏振光通过的布儒斯特窗过滤掉^[2,3,10],由于模竞争的结果,在图4中的 ν_0 处(也相应地在图3中的 ν_0 处)振荡的线偏振光总是处于振荡优势,并能顺利通过布儒斯特窗振荡,这是这种激光器能自动稳频的第一个原因,本文的定量分析也充分证明了这一点。

至于在布窗两端处,腔内有空气的一段,当空气有折射率变化 Δn 时,在这种单频激光器里不会引起频率漂移的分析,作者已在文献[1],[8],[9],[10]里谈过了,在此,不再讨论。另外, ν_0 是Ne原子发射的中心频率,它不会因腔长的变化而变化,各种长度相差很大的He-Ne

