

# 一种大功率单频输出的 He-Ne 激光器的理论分析

李尚义 肖建宁 程大光

(北京科学仪器厂激光研究室)

**提要:** 高气压加纵向非均匀磁场的方法获得了 He-Ne 激光器大功率单频输出。它有高的频率稳定性和大于 14m 的相干长度。本文对这种激光器的工作机理进行了初步的理论分析。

## Theoretical analysis of a single frequency He-Ne lasers

Li Shangyi, Xiao Jianning, Chen Daguang

(Beijing Scientific Instrument Factory)

**Abstract:** A single frequency high output power He-Ne laser was obtained with inhomogeneous longitudinal magnetic field and high gas pressure, it has high frequency stability and a coherence length of greater than 14 meters. This paper presents the theoretical analysis on the operation mechanism.

关于高气压下再加上纵向非均匀磁场能使普通 He-Ne 激光器获得大功率单频输出的试验,在文献[1]已作了初步介绍。激光器放电管长约 1m,腔长为 1140 mm,单频输出可达 18~20 mW。其相干长度,根据中国科学院物理所的测试,可大于 14m。它和碘稳定的 He-Ne 激光器拍频时,频率漂移约为每秒 1~2 MHz。图 1 为拍频时在频谱分析仪上拍得的照片。图 2 为扫描干涉仪上拍的单频照片。关于纵向磁场的作用,文献[1]从增益系数的变化角度进行过分析,并从实验观察到这类激光器的单频输出位置正好和增

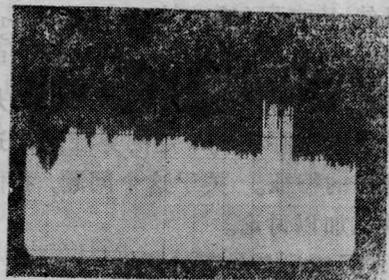


图 1

益曲线在纵向磁场作用下产生 Zeeman 分裂后,左、右圆偏振增益曲线的交点位置是重合的。因此,提出了交点振荡的观点。现在,进

收稿日期: 1985 年 7 月 15 日。

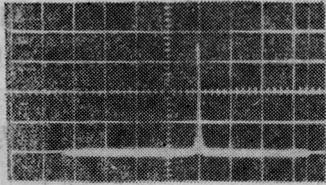


图 2

一步从理论上进行说明。

在激光放电管外加上纵向磁场后,能使它产生 Zeeman 分裂,使增益曲线分裂成左、右圆偏振两支,它们的交点可认为是左、右圆偏振的迭加,两者的振幅是相等的。因此,两条增益曲线交点处产生的振荡是线偏振态的。从而,可以通过激光器本身的 Brewster 窗进行振荡,而交点以外,就是左圆或右圆偏振态的,无疑,将被只容许线偏振光起振的布氏窗所滤掉。因此,在这种激光器里,布氏窗本身就是一个很好的选模元件。

使纵向磁场有一定的非均匀性的目的是抑制  $3.39 \mu\text{m}$  波长的增益,并从工艺上提高激光放电管的直线性,因此它能比目前文献报道的用均匀磁场获取单纵模的方案有高得多的输出<sup>[2,3]</sup>。

我们的实验观察到,磁场强度为  $65.9 \text{Gs}$  时,不用恒温,不用稳频,在普通实验室里即可获得稳定的单频输出。

综上所述,似乎只要有了纵向磁场就可实现单频输出,然而,我们的大量试验证明,只有同时再施以高压时,才可能保证单频输出。其原因正是本文所要讨论的。

在常压时,普通 He-Ne 激光器是非均匀增宽的,此时的小信号增益系数为<sup>[4]</sup>:

$$G_i^0(\nu) = G_i^0(\nu_0) e^{-4 \ln 2 \left( \frac{\nu - \nu_0}{\Delta\nu_D} \right)^2} \quad (1)$$

在最佳放电条件下,此时可取:

$$G_i^0(\nu_0) \approx 3 \times 10^{-4} \frac{1}{d}$$

公式(1)这条增益曲线有相对  $240 \text{MHz}$  的 Zeeman 分裂时进行自卷积,通过定量计算,可得出此时左、右圆偏振光增益曲线的重合程度。为了简化计算,我们引进等效增益

曲线的概念。将线型函数  $g(\nu, \nu_0)$  用一矩型谱线  $g'(\nu, \nu_0)$  代替,并使矩型谱线的高度与谱线轮廓中心点的高度相等,矩型谱线所包含的面积与原有谱线包含的面积相等。对均匀增宽线型其等效线宽为:

$$\delta\nu = \frac{\pi}{2} \Delta\nu_F \quad (2)$$

式中  $\Delta\nu_F$  为均匀增宽中的  $\Delta\nu_H$ 。对非均匀增宽的高斯线型:

$$\delta\nu = \frac{1}{2} \left( \frac{\pi}{\ln 2} \right)^{\frac{1}{2}} \Delta\nu_F \quad (3)$$

这里的  $\Delta\nu_F$  指一般 He-Ne 激光器中的  $\Delta\nu_D$ 。

根据以上原理,在本文里将左圆偏振光的增益曲线变成一矩型的等效增益曲线,令它为  $P(t)$ 。这时 Zeeman 分裂后的两根增益曲线的卷积关系,就由图 3 的情况变成图 4 的情况,从数学的观点看,后者的卷积要容易算得多。在常压下的等效线宽为:

$$\delta\nu = \frac{1}{2} \left( \frac{\pi}{\ln 2} \right)^{\frac{1}{2}} \Delta\nu_D$$

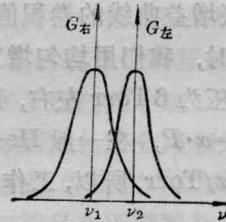


图 3

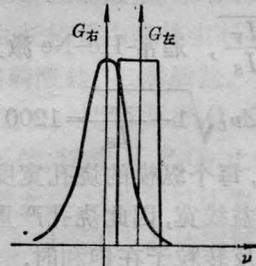


图 4

因为  $\Delta\nu_D$  为  $1500 \text{MHz}$ , 将此值代入后算得:

$$\delta\nu = 1600 \text{MHz}.$$

将(1)式与  $1600 \text{MHz}$  宽的矩型等效增益曲线在产生  $240 \text{MHz}$  的 Zeeman 分裂后卷积为:

$G_i^0(\nu_0) * P(t)$  令  $(\nu - \nu_0) = t$  后, 得:

$$G_i^0(t) * P(t) = \int_{240-800}^{240+800} G_i^0(\nu_0) e^{-(2\sqrt{\ln 2})^2 \left(\frac{t}{4\nu_D}\right)^2} \times dt = \frac{G_i^0(\nu_0) \Delta\nu_D}{(2\sqrt{\ln 2})} \int_{-560}^{1040} e^{-\frac{(2\sqrt{\ln 2})^2 t^2}{4\nu_D^2}} \times d \frac{2\sqrt{\ln 2}}{4\nu_D} t \quad (4)$$

令  $\frac{2\sqrt{\ln 2}}{4\nu_D} t = k$

则(4)式变成:

$$G_i^0(t) * P(t) = \frac{G_i^0(\nu_0) \Delta\nu_D}{2\sqrt{\ln 2}} \int_{-560}^{1040} e^{-k^2} dk = \frac{G_i^0(\nu_0) \Delta\nu_D}{2\sqrt{\ln 2}} \left[ k \left( 1 - \frac{k^2}{1!3} + \frac{k^4}{2!5} - \frac{k^6}{3!7} + \dots \right) \right]_{-560}^{1040} \quad (5)$$

我们只取级数展开的前三项, 得:

$$G_i^0(t) * P(t) = 1716.6845 \times 10^{-4} \text{ (MHz/mm)} \quad (6)$$

这就是正常气压时, 两条相隔 240 MHz 的左、右圆偏振增益曲线的卷积值。

在高气压时, 我们用均匀增宽的原理来处理。因为气压为 6 Torr 左右, 谱线均匀加宽的宽度  $\Delta\nu_L = \alpha \cdot P$ , 在一般 He-Ne 激光器中  $\alpha = 100 \text{ MHz/Torr}$ , 所以, 工作气压 6 Torr 时的宽度:

$\Delta\nu_L = 100 \times 6 = 600 \text{ MHz}$ , 谱线烧孔宽度为:  $\Delta\nu_L \sqrt{\frac{I_V}{I_S}}$ , 通常 He-Ne 激光器中  $\frac{I_V}{I_S} = 3^{[4]}$ , 所以  $\Delta\nu_L \sqrt{1 + \frac{I_V}{I_S}} = 1200 \text{ MHz}$ 。从此

值可以看出, 每个纵模的烧孔宽度, 几乎可以复盖整个增益线宽, 因此烧孔严重相连, 几乎每个纵模处反转粒子在饱和时, 都可对整个增益曲线内的其它纵模有贡献。由于均匀增宽时有均匀饱和效应, 使增益曲线均匀下降, 线宽也从 1500 MHz 压缩到 600 MHz。图 5 为高气压时, 未加纵向非均匀磁场时所拍激光输出的模谱照片。在我们器件里纵模间隔为 120 MHz, 纵模个数为 5 个左右, 所以整个

线宽为 600 MHz。另外, 此时压力加宽亦为 600 MHz, 恰好和图 5 所示的模谱宽度相等, 这也进一步证明, 这时可以作为均匀加宽的激光器来处理。因此增益系数可写为:

$$G_H^0(\nu) = G_H^0(\nu_0) \frac{\left(\frac{\Delta\nu_H}{2}\right)^2}{(\nu - \nu_0)^2 + \left(\frac{\Delta\nu_H}{2}\right)^2} \quad (7)$$

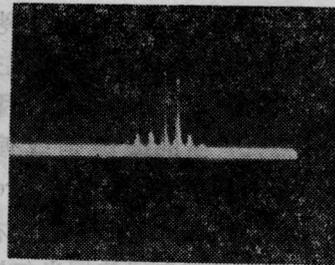


图 5

用公式(7)来算高气压下有 240 MHz 的 Zeeman 分裂时, 左、右圆偏振光增益曲线的卷积值, 就可看出在高气压下, 两条增益曲线的重合程度。但在公式(7)中还需确定  $G_H^0(\nu_0)$ 。对同一管径和波长的激光器, 由非均匀增宽过渡到均匀增宽后, 作了如下处理。因为<sup>[4]</sup>

$$G_H^0(\nu_0) = \Delta n^0 \frac{\lambda_0^2 A_{32}}{4\pi^2 \Delta\nu_H} \quad (8)$$

$$G_i^0(\nu_0) = \Delta n^0 \frac{\lambda_0^2 A_{32}}{4\pi \Delta\nu_D} \left(\frac{\ln 2}{\pi}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (9)$$

所以:

$$\frac{G_i^0(\nu_0)}{G_H^0(\nu_0)} = \frac{\sqrt{\ln 2}}{\Delta\nu_D \sqrt{\pi}} \times \Delta\nu_H \pi = 0.59 \quad (10)$$

而  $G_i^0(\nu_0) \approx 3 \times 10^{-4} \frac{1}{d}$

所以

$$G_H^0(\nu_0) \approx 5 \times 10^{-4} \frac{1}{d} \quad (11)$$

由于我们认为高气压时是均匀增宽的, 所以增益系数的线型函数可被认为是洛仑兹型。因此其等效增益线宽为:

$$\delta\nu = \frac{\pi}{2} \Delta\nu_H = 942 \text{ MHz}$$

这时的增益曲线与等效增益曲线在有 240

MHz 的 Zeeman 分裂时, 令  $\nu - \nu_0 = t$ , 其卷积值为:

$$\begin{aligned}
 G_H^0(\nu) * P(t) &= G_H^0(t) * P(t) \\
 &= \int_{240-471}^{240+471} G_H^0(\nu_0) \frac{\left(\frac{\Delta\nu_H}{2}\right)^2}{t^2 + \left(\frac{\Delta\nu_H}{2}\right)^2} dt \\
 &= G_H^0(\nu_0) \times \left(\frac{\Delta\nu_H}{2}\right)^2 \int_{-231}^{711} \frac{1}{t^2 + \left(\frac{\Delta\nu_H}{2}\right)^2} \\
 &\times dt = G_H^0(\nu_0) \times \left(\frac{\Delta\nu_H}{2}\right) \\
 &\times \left[ \arctg \frac{t}{\left(\frac{\Delta\nu_H}{2}\right)} \right]_{-231}^{711} \\
 &= 1244.36 \times 10^{-4} (\text{MHz/mm}) \quad (12)
 \end{aligned}$$

(12) 式的结果与 (6) 式的结果对比就可看出, 在高气压下两条增益曲线的重合程度显著小于正常气压下两条增益曲线的重合程度。再考虑到常压和高气压下线宽的明显不同 (常压下为 1500 MHz, 高气压下为 600 MHz), 我们可以用相同的比例画出增益曲线及发生 Zeeman 分裂的情况, 图 6 为正常气压下有 1500 MHz 增益线宽时发生的 240 MHz Zeeman 分裂的情况; 图 7 为高气压下有 600 MHz 线宽时同样产生 240 MHz 的 Zeeman 分裂的情况。综上所述, 以及从图 6 和图 7 的情况可以看出, 高气压的作用, 就是使两条因 Zeeman 分裂而分成左、右圆偏振的增益曲线分开。在图 7 中, 两条曲线交点以外, 左、右圆偏振曲线的增益相差很远, 因此, 交点处是极好的线偏振态, 能通过布氏窗, 使此处产生一个呈单频振荡的模。而交点以外, 例如  $\nu_1, \nu_2$  处是明显的圆偏振态, 它们将被布氏窗滤掉。图 6 中, 在交点以外较宽的范围内, 在同一频率处, 左圆偏振和右圆偏振的增益相差很小, 交点以外别的纵模也可以呈线偏振态, 从而, 亦能通过布氏窗引起振荡。这就是常压下产生 Zeeman 分裂, 而不能产生单频振荡的原因。

关于 (6) 式和 (12) 式的结论, 还可以用别

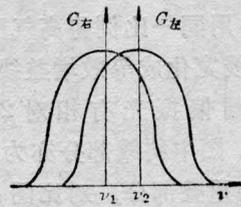


图 6

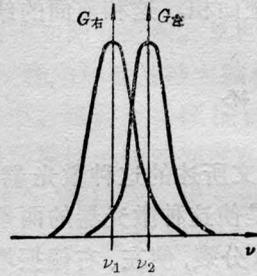


图 7

的办法予以验证。在图 8 中是将常压下的 1500 MHz 的增益线宽化成矩型的等效线宽, 然后, 使左、右圆偏振光有相对 240 MHz 的 Zeeman 分裂。图中斜线部分即为左、右圆偏振光增益曲线的重叠部分。

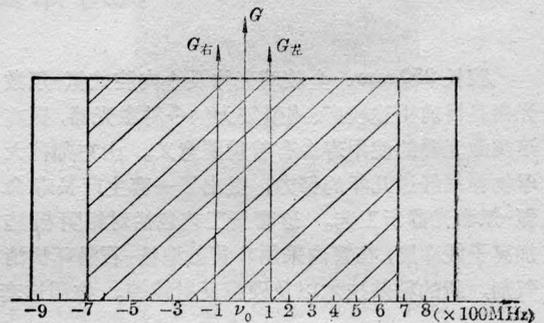


图 8

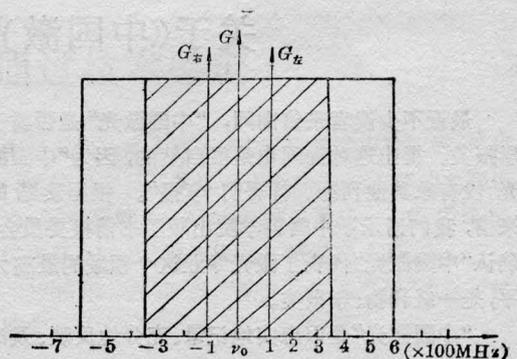


图 9

在图9中用同一比例将高压下的600 MHz的增益线宽化成等效增益线宽,然后,亦使左、右圆偏振光有相对240 MHz的Zeeman分裂,图中斜线部分亦为左、右圆偏振增益曲线的重叠部分,对比图8和图9就可看出,高压下的重叠面积显著小于正常气压下的重叠面积。这和前面的结论相符。

## 结 论

1. 在本文所述的这种激光器里,纵向磁场的作用是使这种激光器的两条增益曲线产生Zeeman分裂,使左、右偏振增益曲线产生一个交点,交点处振荡呈线偏振态,能通过布氏窗振荡。交点以外是左、右圆偏振态,从

而被布氏窗所滤掉,维持单纵模振荡。

2. 使纵向磁场具有一定的非均匀性是为了抑制 $3.39\mu\text{m}$ 的输出,并从工艺上提高激光放电管的直线性,提高单频输出功率。

3. 高压的作用是使普通非均匀增宽He-Ne激光器由于压力加宽和烧孔严重重叠而过渡到成均匀增宽。由于均匀饱和作用而压缩增益线宽,使纵向磁场作用下的两条增益曲线能很好地分开,从而保证单频输出。

## 参 考 文 献

- [1] 李尚义等;《激光杂志》,1985, No. 4, 185~189.
- [2] 高以智等;《中国激光》,1984, 11, No. 8, 509.
- [3] С. Н. Атытов; ЖПС, 1979, 31, No. 6, 977~981.
- [4] 周炳昆等;“激光原理”,国防工业出版社,1980.

## 长寿命氦-氖激光器

腔长250 mm、全玻璃壳体及全内腔式氦-氖激光器是目前用途较广、用量较大的一种激光器,提高这类激光器的使用寿命有着重要意义。山东师范大学物理系经过几年的努力,提出了一套生产长寿命氦-氖激光器新工艺。这套新工艺包括对铝阴极施加离子缓冲层,在管内采用非黄散型铅-石墨环状消气剂,新的粘贴技术以及硬膜反射镜等。按照这套

新工艺研制出来的氦-氖激光器,经中国计量科学研究院测试鉴定,平均使用时间为二万二千三百小时。济南无线电十七厂采用这套新工艺生产的激光器,工厂随访用户使用情况,证明该产品使用寿命在三年以上,有的已超过四年。

(群 蒞)

## 关于《中国激光》的级别答读者问

最近不少读者来信询问,“中国激光”是否属于学报类。提出这种询问也是很自然的,因为“中国激光”没有象其他刊物那样署明“学报”。根据读者的来信,我们请示了中国科学院出版图书情报委员会,确认“中国激光”代表了激光专业这个领域的最高水平,是一级刊物、学报类。

“中国激光”是以忠实地记录、充分地反映、及时地报道我国激光科学技术在基础研究、实验探索和应用开发中所取得的新发现、新创造和新进展等高

水平的研究成果为宗旨,已受到国内外广大读者的关注。不少国家的文献索引中心都以“中国激光”为选材的杂志之一,大大扩展了我国的激光技术研究与世界各国的交流。从1986年第一期起,本刊由美国物理学会(AIP)和美国光学学会(OSA)联合全文译成英文,并以Chinese Physics—Lasers向世界各地发行。

本刊编辑部