

高增益激光器的模式和时间相干性

耿纪宏 张桂燕 宋秀冬 林福成

(中国科学院上海光学精密机械研究所, 上海 201800)

摘 要 以高斯型的功率谱模型为基础在理论上计算了高增益激光器的运转状态与光束的时间相干性之间的依赖关系. 在实验上研究了 CuBr 激光的时间相干特性, 并将计算结果与实验结果进行了比较.

关键词 时间相干性, 激光模式, 高增益激光.

1 引 言

相干性作为激光的一种本质特性, 是人们了解激光器的一个重要方面, 也是激光在某些实际应用中特别受到关注的一个特性. 近年来, 不少作者对多纵模气体激光的时间相干性在理论上^[1,2]和实验上^[3]曾进行过有益的探索, 但是他们所用到的等幅功率谱模型显然不符合实际情况, 这就必然影响到其结果的可靠性.

铜或卤化铜激光器是一类高增益的脉冲激光器, 现已广泛应用于光学测量^[4]和成像^[5]等领域. Bakiew 等人^[6]最近对铜蒸汽激光器的时间相干性进行过测量, 但他没有研究激光器的工作状态, 特别是激光的模式等因素对激光时间相干性的影响. 本文用高斯型的功率谱模型讨论了高增益脉冲激光器的模式和时间相干性的关系问题, 并在实验上研究了 CuBr 激光的时间相干性与激光器参数之间的关系.

2 理论描述

2.1 光强分布

对于高增益激光器的光谱结构和模式形成, Casperson 等人曾作过详尽的研究^[7,8]. 考虑到激光增益饱和和腔内存在有限损耗等因素, 非均匀增宽的高增益激光器各个纵模的光强分布为高斯型^[7]:

$$I(\nu_{jo}) = \frac{k}{\pi\alpha s} \exp \left[- \frac{4 \ln 2 (\nu_{jo} - \nu_0)^2}{\Delta\nu_D^2} \right] \quad (1)$$

其中 ν_{jo} 为第 j 个纵模的频率, ν_0 为谱线中心处的频率, $\Delta\nu_D$ 为多普勒频谱宽度, k 为有效泵浦参数即中心光谱处的增益, s 为饱和参数, α 为分布损耗参数. 实际上, 每个纵模都有一定的宽度 $\Delta\nu_m$ ^[8], 为了计算简单, 假设每个纵模的线型为高斯型, 则第 j 个纵模的光强为

$$I(\nu_{jo}) = \frac{k}{\pi\alpha s} \exp \left[-\frac{4 \ln 2 (\nu_{jo} - \nu_0)^2}{\Delta\nu_D^2} \right] \int_{\nu_{jo} - \nu_m/2}^{\nu_{jo} + \nu_{mode}/2} \exp \left[-\frac{4 \ln 2 (\nu - \nu_{jo})^2}{\Delta\nu_m^2} \right] d\nu \quad (2)$$

2.2 激光振荡的纵模数

激光振荡条件为有效增益^[8]

$$F = (R_l R_r)^{1/2} \exp \oint (g - \alpha) dz \geq 1$$

其中 R_l, R_r 为两个激光腔镜的反射率, α 为分布损耗, g 为增益, 并且有^[7]

$$g(\nu_{jo}) = k \exp \left[-\frac{4 \ln 2 (\nu_{jo} - \nu_0)^2}{\Delta\nu_D^2} \right]$$

因此, 激光振荡条件为

$$|\nu_{jo} - \nu_0| \leq \left\{ \frac{1}{4 \ln 2} \ln \left[\frac{k}{(1/4L_0) \ln(R_l R_r)^{-1} + \alpha} \right] \right\}^{1/2} \Delta\nu_D \quad (3)$$

其中 L_0 为激活介质长度. 如果激光纵模间隔为 $\Delta\nu_q$, 则可以振荡的纵模数为

$$N = \frac{2\Delta\nu_D}{\Delta\nu_q} \left\{ \frac{1}{4 \ln 2} \ln \left[\frac{k}{(1/4L_0) \ln(R_l R_r)^{-1} + \alpha} \right] \right\}^{1/2} \quad (4)$$

2.3 时间相干性

N 个激光纵模的总功率可以表示为:

$$W = \int W(\nu) d\nu = \sum_{j=1}^N I(\nu_{jo}) = \frac{k\Delta\nu_m}{\pi\alpha s} \left(\frac{\pi}{4 \ln 2} \right)^{1/2} \sum_{j=1}^N \exp \left[-\frac{4 \ln 2 (\nu_{jo} - \nu_0)^2}{\Delta\nu_D^2} \right] \quad (5)$$

描述时间相干性的复相干函数为:

$$\begin{aligned} \gamma(\tau) &= \frac{\int W(\nu) \exp(i2\pi\nu\tau) d\nu}{\int W(\nu) d\nu} = \frac{1}{W} \int W(\nu) \exp(i2\pi\nu\tau) d\nu \\ &= \frac{\sum_{j=1}^N \exp \left[-\frac{4 \ln 2 (\nu_{jo} - \nu_0)^2}{\Delta\nu_D^2} \right] \exp \left[-\frac{\pi^2 \Delta\nu_m^2 \tau^2}{4 \ln 2} \right] \exp(-i2\pi\nu_{jo}\tau)}{\sum_{j=1}^N \exp \left[-\frac{4 \ln 2 (\nu_{jo} - \nu_0)^2}{\Delta\nu_D^2} \right]} \end{aligned}$$

复相干函数的模等于干涉条纹的可见度 V , 它是相干性的定量描述

$$V = |\gamma(\tau)| \quad (6)$$

3 计算结果

为了与后面的实验结果比较, 以实际的 CuBr 激光器的物理参数进行计算. 如谱线的多普勒线宽 $\Delta\nu_D = 1.5$ GHz, 激活介质长度 $L_0 = 0.5$ m, 激光腔长 $L = 1$ m (即 $\Delta\nu_q = 150$ MHz).

3.1 激光器的运转状态

从上面的分析可知, 激光的时间相干性与激光器的运转状态有着密切联系. 因此首先计算激光有效泵浦参数 k , 激光输出功率以及激光的振荡纵模数这三者之间的关系.

图 1 给出了激光有效泵浦参数 k 与激光功率之间的关系. 计算结果表明, 激光输出功率随激光有效泵浦参数线性增长. 当增益较低时, 曲线偏离线性关系, 这是由于增益的提高不仅使每个纵模的强度线性增加, 而且也使激光振荡的纵模数迅速增加, 所以总的激光功率高于线性增加的速度; 但增益提高以后, 纵模数量开始趋于饱和 (如图 2), 这时增益的提高对纵模数量影响不大, 而只引起每个纵模强度的线性增强. 图 1 中还可以看出, 不同的输出耦合对高增益激光的功率影响很小.

图 2 是由 (4) 式计算出的激光有效泵浦参数 k 与激光振荡的纵模数的关系. 可以看出,

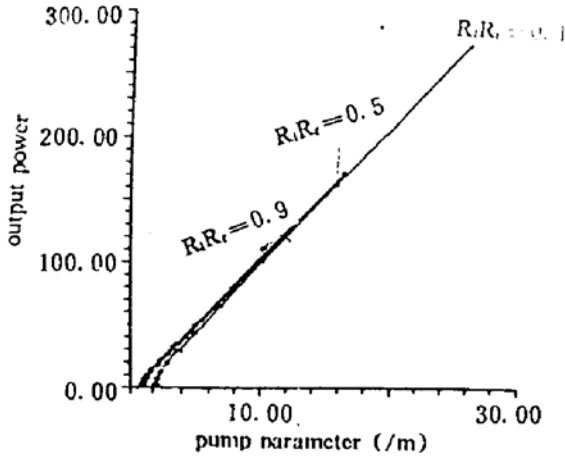


Fig. 1 Computed output power as a function of the pump parameter k for three different reflectivities mirror ($R_i R_r = 0.1, 0.5, 0.9$)

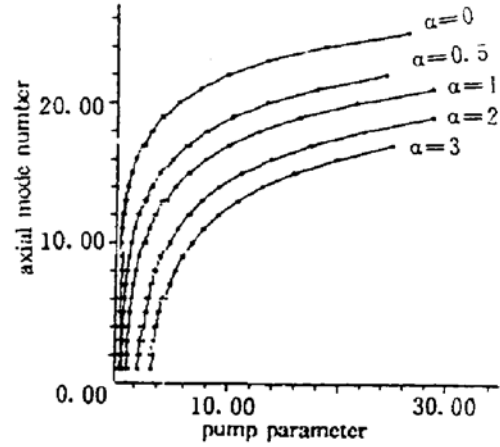


Fig. 2 Computed axial mode number as a function of the pump parameter k for five different distributed losses ($\alpha = 0, 0.5, 1, 2, 3$)

对于不同的腔内损耗,其变化规律是一样的,即当增益很低时,激光振荡的纵模数随增益迅速增加,但到一定程度后,纵模数量开始趋于饱和,这一规律与等幅功率谱模型^[3]中的结果完全不同,显然本文更符合实际情况。

同样,利用(4)式还可以计算出在一定的泵浦状态下,激光振荡的纵模数与输出耦合镜反射率之间的关系,如图3所示.由此可知,使用反射率低的输出耦合镜可以得到更少的纵模(即有更好的相干性)。

3.2 时间相干性

在等幅功率谱模型中,多模激光的相干长度与振荡的纵模个数或激光输出功率有着反比关系^[3],但是在高斯型功率谱模型中,结果有所不同.图4给出的就是在后面这种模型中,振荡的纵模个数与激光相干长度的关系.总体上讲纵模数越多,相干长度越短,但它们不是反比关系.特别是当纵模数较大时,激光的相干长度趋于稳定,其变化明显减小.这是由于在这种模型下,随着纵模个数的增加,激光振荡带的半高宽度增加得并不明显,所以对应的相干长度变化也不大.两种模型所得结果相差更大的是相干长度与输出功率的关系,如图5所示.本文的结果表明,随着输出功率的增大,相干长度到最后基本不变.这是因为输出功率的增加(即提高增益水平),绝大部分来源于每个纵模强度的增加,而对激光振荡带的半高宽度影响不大,所以时间相干性基本不变。

还计算了其它一些因素对激光时间相干性的影响.首先考察了在一定纵模个数和一定的纵模间隔的情况下,每个纵模本身的线宽对时间相干性的影响.计算表明,当纵模线宽取值从1.5 MHz到300 MHz的范围内变化时,其相干长度基本不变,它只对干涉条纹可见度的周期性衰减速率有决定性的作用。

其次,考察了在有部分纵模猝灭^[9]的情况下,激光时间相干性的特点.这时如果激光振荡带宽不变,则只改变纵模数量或纵模间隔(但两

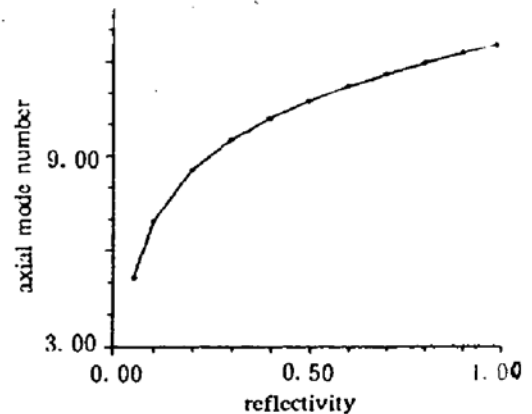


Fig. 3 Computed axial mode number as a function of the mirror reflectivity ($R_i R_r$)

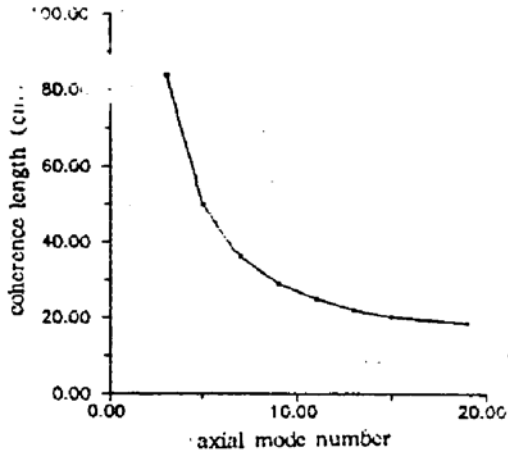


Fig. 4 Computed coherence length as a function of the axial mode number

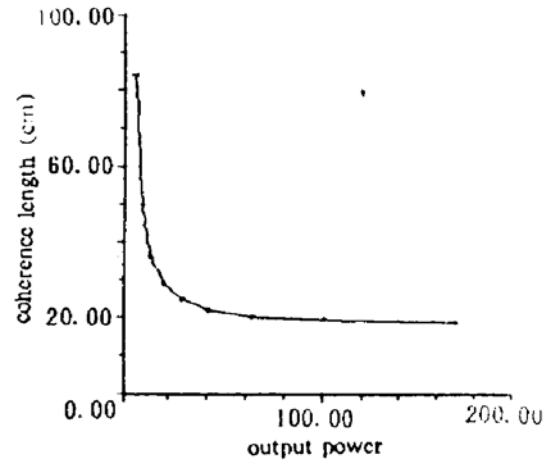


Fig. 5 Computed coherence length as a function of the output power of laser

者乘积不变). 当纵模数取值为 3、5、9、27, 但激光振荡带宽固定为 1.35 GHz, 计算表明, 激光的相干长度不变. 只不过纵模数越少, 纵模间隔越大, 可见度周期性变化的周期越短. 上面所有的计算中, 都取非均匀线宽 $\Delta\nu_D$ 为 1.5 GHz. 但实际上, 非均匀线宽的变化对激光振荡纵模数及时间相干长度的影响非常大.

4 实验结果

卤化铜激光器是一种非均匀增宽的高增益激光器. Kreye^[10,11] 曾对 CuCl 激光器的光谱线宽及其时间相干长度进行过研究. 但是, 由于当时还没有观察到铜激光分立的纵模, 所以 Kreye 在研究中将铜激光的光谱线型假设成连续光谱型. 直到最近, 作者才报道观察到了铜激光分立的纵模结构^[12]. 因此有必要对铜激光的时间相干性与激光的模式之间关系进行一次新的认识.

实验所用的 CuBr 激光器件如文献[12], 激光谐振腔为平行平面腔. 用迈克尔逊 (Michelson) 干涉仪测量光束的时间相干性, 并用一个自由光谱区为 2 GHz 的扫描干涉仪 (Spectra-Physics, Model 470) 监测激光的频谱结构.

4.1 激光功率与相干长度的关系

当增加泵浦功率时, 铜激光器的增益随着迅速提高, 激光输出功率也迅速增强. 从扫描干涉仪中可以看出, 绿光和黄光的增益带宽随之加宽, 可以振荡起来的纵模数明显增多. 图 6 给出的是黄光 (578.2 nm) 在两种激发状态下的纵模图样. 但是激光的时间相干性随着振荡带宽的增加而降低. 图 7 和图 8 分别是实验上测得的相干长度和激光纵模数量随着输出激光总功率之间的关系曲线. 这时谐振腔的输出耦合镜的反射率为 5%. 可以看出, 曲线的变化规律与图 4 和图 2 中的理论计算的结果相近似, 随着输出功率的增大, 激光纵模数量也增加 (但不是线性增加), 激光相干长度减小, 但其趋势是变化量越来越小. 值得注意的是实验结果同计算结果之间还有一些差距, 这是由于对于自加热的 CuBr 激光器而言, 随着输出功率的增加激光工作物质的温度也增加, 从而导致非均匀增宽的半宽度 $\Delta\nu_D$ 增大. 如前所述, 非均匀增宽的半宽度对激光振荡带宽或纵模数, 也即时间相干性影响非常显著, 而在上述理论计算中没有计及非均匀线宽的变化.

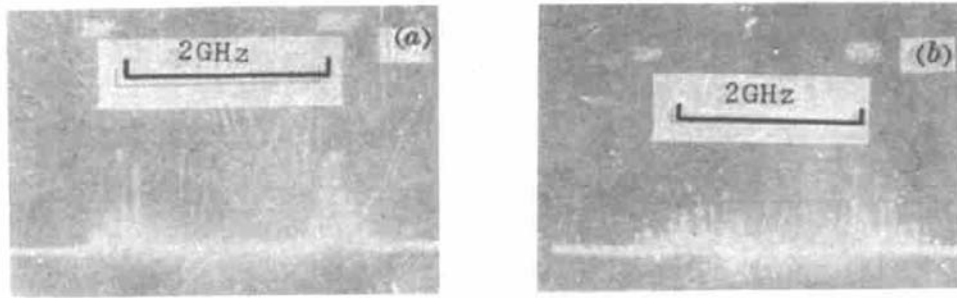


Fig. 6 The axial mode spectra of the yellow laser in two excitation situations. The excitation powers are 4700 V×240 mA, 5000 V×260 mA respectively for (a) and (b)

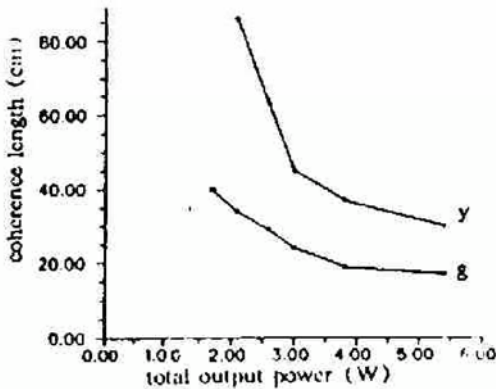


Fig. 7 Experimental dependence of the coherence length of the green beam (curve g) and the yellow beam (curve y) on the total output power in the CuBr laser

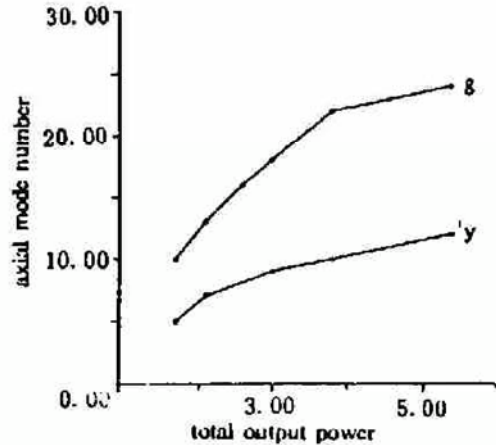


Fig. 8 Experimental dependence of the axial mode number of the green beam (curve g) and the yellow beam (curve y) on the total output power in the CuBr laser

4.2 输出反射镜的影响

正如图 3 中所指出的, 实验结果也表明, 输出耦合镜的反射率减小, 在相同的增益水平下能够振荡的纵模数就少, 其输出激光的时间相干性可以得到提高. 如在相同的放电激发状态下(4700 V×240 mA), 输出耦合镜为半反镜时, 实验测得黄光的相干长度为 60 cm, 当输出镜换成平板玻璃时, 黄光的相干长度可以增加至 90 cm.

4.3 纵模数量的影响

对于相同的激发状态, 激光增益的带宽不变, 不同的激光腔长有不同的纵模数与之相对应. 上面的实验中腔长都是取 100 cm, 当腔长增加到 150 cm 时, 在相同的激发条件下激光振荡的纵模数增加了三分之一, 但实验表明其相干长度不变, 这是因为激光振荡带宽是决定相干长度的主要因素.

另一方面, 多镜腔可以大大减少铜激光振荡的纵模数^[9]. 实验表明, 如果纵模猝灭后, 激光振荡纵模带宽的半宽度不变, 那么正如理论计算那样, 即使纵模数量减少了, 激光的相干长度也不变. 但是如果纵模猝灭后使激光振荡的带宽减少了, 其相干长度则会得到提高. 多镜腔激光的时间相干性与具体的腔体结构参数有关. 特别是当多镜腔使 CuBr 激光器处于单纵模运转状态时^[13], 如图 9 所示, 那么就得到在整个脉冲持续时间内完全相干的激光束, 实验测得这时单纵模 CuBr 激光器的相干长度可达到 7 m^[14].

结束语 对于高增益的气体激光器, 高斯型的功率谱模型更符合实际情况. 在这种模型下,

随着激光输出功率的增加, 激光振荡的纵模数也将增加, 但不是线性增加, 光束的时间相干性将逐渐趋于稳定, 它与前者之间并不是反比关系, 时间相干性由激光的振荡带宽来决定, 激光纵模个数、纵模间隔以及纵模的线宽都不是时间相干性的决定因素. 这些结论与 CuBr 激光器中的实验结果基本一致. 实验表明, 多镜腔是提高 CuBr 激光相干性的一种简便而又有效的途径.



Fig. 9 Completely coherent laser pulses in the CuBr laser

参 考 文 献

- [1] 吕可诚等, 气体激光的时间相干性. 量子电子学, 1987, 4(1): 24~30
- [2] 陆同兴等, 对多纵模气体激光器时间相干性的进一步讨论. 量子电子学, 1988, 5(1): 25~31
- [3] 印建平等, 多模 Ar⁺ 激光时间相干性与输出功率的关系. 光学学报, 1992, 12(8): 707~709
- [4] K. I. Zemskov *et al.*, Coherent properties of a copper vapor laser and dynamic holograms in vanadium dioxide films. *Sov. J. Quant. Electron.*, 1978, 8(2): 245~247
- [5] K. G. Harding *et al.*, High strobe-rate lasers for high-speed holographic testing. *Proc. SPIE*, 1983, 427: 162
- [6] A. M. Bakiev *et al.*, Investigation of the coherence properties of radiation in active optical systems utilizing copper vapor amplifiers. *Sov. J. Quant. Electron.*, 1991, 21(10): 1141~1143
- [7] L. W. Casperson *et al.*, Spectral narrowing in high-gain laser. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1972, QE-8(2): 80~85
- [8] L. W. Casperson, Output properties of short-pulse gain-switched laser. *Appl. Opt.*, 1975, 14(2): 299~305
- [9] 耿纪宏等, 复合腔 CuBr 激光器中的模式研究. 光学学报, 13(1): 81~85
- [10] W. C. Kreye *et al.*, High-resolution line-shape analyses of the pulsed cuprous chloride-laser oscillator and amplifier. *Appl. Opt.*, 1983, 22(6): 927~939
- [11] W. C. Kreye, Computed spectral-linewidth minima for radiation of the pulsed cuprous chloride-type laser. *Appl. Opt.*, 1984, 23(1): 108~112
- [12] Jihong Geng *et al.*, Highly stable self-mode locking and the longitudinal mode structure in a CuBr laser. *Appl. Phys. Lett.*, 1992, 60(24): 2969~2970
- [13] Jihong Geng *et al.*, Observations of the frequency range of self-mode locking and single longitudinal mode operation in CuBr laser. *Appl. Phys. Lett.*, 1993, 62(25): 3235
- [14] Jihong Geng *et al.*, Completely coherent laser pulse in a CuBr laser. CLEO' 93, paper CWJ8

Mode and Temporal Coherence in a High-Gain Laser

Geng Jihong Zhang Guiyan Song Xiudong Lin Fucheng
 (Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica, Shanghai 201800)

(Received 7 May 1993; revised 9 December 1993)

Abstract The dependence of temporal coherence of the laser beam on operation conditions of a high-gain laser has been calculated theoretically on the base of the model of Gaussian-shape power spectrum. We have studied temporal coherence of the CuBr laser experimentally and compared it with the calculating results.

Key words temporal coherence, laser mode high-gain laser.