

# 激光器泵浦的波导染料放大器的研究

汤金荣\* 张桂燕 景春阳 林福成  
(中国科学院上海光学精密机械研究所)

## 提 要

本文对波导染料自发辐射放大器进行了理论和实验研究。利用矩形波导模型求出波导模式、放大自发辐射阈值、放大自发辐射的近场及远场光强分布。实验获得放大自发辐射的远场光斑图样与理论计算比较基本一致,并对放大自发辐射输出特性进行研究。

关键词: 波导染料放大器,放大自发辐射,自导效应,单程放大器,双程放大器。

## 一、引 言

激光器中波导效应首先在远红外气体激光器中观察到<sup>[1]</sup>,然而在染料激光器中除了染料盒引起的被导效应外,还有染料自身引起的“自导”效应,它来源于染料吸收泵浦光所引起的染料溶液折射率分布非均匀性。1973年 Burlamacchi 首次在染料激光器中观察到“自导”效应,发现放大自发辐射功率不小于非波导腔的输出激光功率。随后用闪光灯泵浦的圆柱形波导染料激光器作放大器,观察到各种波导模式的放大自发辐射的光斑图样。

波导染料放大自发辐射放大器利用染料的“自导”效应及被导效应,较好地克服折射率不均匀分布及热效应的影响,因此可以用高浓度的染料获得较高的增益。在不加输出镜时,仍可获得窄线宽可调谐放大自发辐射输出。由于没有谐振腔,其窄线宽放大自发辐射光谱不出现谐振腔所特有的纵模结构。因此频率可以连续调谐,且频率稳定性好。

本文从理论上分析放大自发辐射放大器的波导模式,求出放大自发辐射增益阈值、远场及近场光斑图样。然后从实验上研究放大自发辐射的波导模式及远场光斑图样,并对放大自发辐射放大器的输出特性进行研究。

## 二、矩形波导放大器的理论分析

对平面波导染料放大器, Burlamacchi 等人<sup>[4]</sup>曾用射线方程处理光在染料激活区的传播,解释了平面波导染料放大器的两个亮光斑图样,但无法解释光斑图样的变化,本文采用与分析波导正规模相类似的方法<sup>[5]</sup>,并将波数作复数处理,分析矩形波导染料放大器。

### 1. 矩形波导模式

波导染料放大自发辐射在水平方向( $x$ 方向)受两块石英玻璃平板限制,在垂直方向( $y$

收稿日期: 1986年6月16日; 收到修改稿日期: 1986年8月29日

\* 现在厦门大学工作。

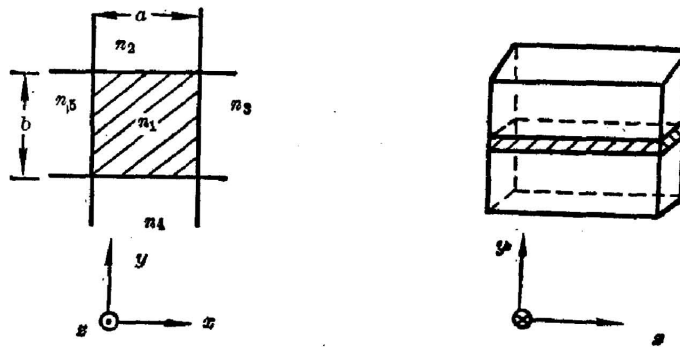


Fig. 1 Rectangular waveguide model for theoretical analysis

方向)受染料溶液“自导”效应的限制。图1(a)中阴影区为矩形波导截面。 $n_1$ 为激活区的复折射率, $n_2, n_4$ 为染料溶液的折射率, $n_3, n_5$ 为石英玻璃的折射率,图1(b)的阴影区为条状矩形波导。图1中的矩形波导是二维问题,其边界条件是比较复杂的,严格说来,必须写出各区的电磁场,按边界条件求解。为了简化,我们作了以下假设求近似解。(1)假定大部分激光能量在波导内传输,这样只需考虑 $n_1, n_2, n_3, n_4, n_5$ 区域,其它区可认为光强为零;(2)设 $n_1$ 区的电磁场接近TEM波,则当远离截止时,波导内存在 $E_{mn}^x, E_{mn}^y$ 两类模式。 $E_{mn}^x$ 的主要分量为 $E_x, H_y, E_{mn}^y$ 的主要场分量为 $E_y, H_x$ 。

文献[5]曾给出矩形波导的正规模式,由于波导染料放大器具有增益和损耗,故可以认为波导模式是泄漏模式<sup>[6]</sup>,其波数为复数。由波动方程可以推出电场标量表达式为

$$\varphi_{mn}(x, y, z) = \varphi_{mn} \cos(k_x x + \alpha) \cos(k_y y + \beta) \exp(-ik_z z), \quad (1)$$

其中 $\varphi_{mn}(x, y, z)$ 代表电场或磁场分布, $\varphi_{mn}$ 代表其振幅, $\alpha, \beta$ 为常位相, $k_x, k_y, k_z$ 为波矢分量。 $m, n$ 代表波导模式的阶数(取整数)。根据边界条件, $\alpha, \beta, k_x, k_y, k_z$ 可确定为

$$\left. \begin{aligned} k_x a &= m\pi - \operatorname{tg}^{-1}\left(\frac{n_3^2}{n_1^2} \frac{k_x}{k'_{5x}}\right) - \operatorname{tg}^{-1}\left(\frac{n_5^2}{n_1^2} \frac{k_x}{k'_{5x}}\right), \\ k_y b &= n\pi - \operatorname{tg}^{-1}\left(\frac{k_y}{k'_{2y}}\right) - \operatorname{tg}^{-1}\left(\frac{k_y}{k'_{4y}}\right), \\ 2\alpha &= \operatorname{tg}^{-1}\left(\frac{n_3^2}{n_1^2} \frac{k_x}{k'_{5x}}\right) - \operatorname{tg}^{-1}\left(\frac{n_5^2}{n_1^2} \frac{k_x}{k'_{5x}}\right), \\ 2\beta &= \operatorname{tg}^{-1}\left(\frac{k_y}{k'_{4y}}\right) - \operatorname{tg}^{-1}\left(\frac{k_y}{k'_{2y}}\right), \\ k_z &= (k_1^2 - k_x^2 - k_y^2)^{1/2}, \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

$$\left. \begin{aligned} k'_{5x} &= (k_1^2 - k_3^2 - k_x^2)^{1/2}, & k'_{2x} &= (k_1^2 - k_2^2 - k_x^2)^{1/2}, \\ k'_{2y} &= (k_1^2 - k_2^2 - k_y^2)^{1/2}, & k'_{4y} &= (k_1^2 - k_4^2 - k_y^2)^{1/2}, \\ k_r &= k_0 n_r, & k_0 &= (2\pi/\lambda), & r &= 1, \dots, 5, \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

其中 $a, b$ 分别代表矩形波导的宽与高(如图1所示),其表示式为超越方程,求精确解很复杂,但是可以求其近似解析解。因激光能量集中在 $n_1$ 区里,则 $k_x, k_y$ 值很小,(3)式中 $k_x, k_y$ 可忽略,考虑波导对称性,即 $n_2 = n_4, n_3 = n_5$ 以及 $A_2, A_3$ 模远小于 $a, b$ ,根据(2)、(3)式可得

$$\left. \begin{aligned} k_x &\doteq \frac{m\pi}{a} \left[ 1 - \frac{(2n_3^2/n_1^2)A_3}{\pi a} \right], \\ k_y &\doteq \frac{n\pi}{b} \left( 1 - \frac{2A_2}{\pi b} \right), \\ k_z &\doteq k_0 n_0 + i \frac{\gamma}{2} - \frac{1}{2k_0 n_0} \left( \frac{m^2 \pi^2}{a^2} + \frac{n^2 \pi^2}{b^2} \right) + \frac{1}{2k_0 n_0} \left( \frac{4m^2 \pi n_3^2}{a^3 n_1^2} A_3 + \frac{4n^2 \pi}{b^3} A_2 \right), \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

$$A_2 = \frac{\lambda}{2} (n_1^2 - n_2^2)^{-1/2}, \quad A_3 = \frac{\lambda}{2} (n_1^2 - n_3^2)^{-1/2}, \quad (5)$$

其中  $n_0$  为染料溶液的折射率, 本实验中采用乙二醇作溶剂,  $n_0 = 1.4318$ ,  $n_2 = n_4 = n_0 = 1.4318$ ,  $n_3 = n_5 = 1.4858$ 。由于泵浦光能量被染料吸收, 引起溶液温度的增加, 使激活区的折射率减少  $\Delta n$ ,  $\Delta n$  约为  $10^{-4}$  量级<sup>[4]</sup>, 则  $n_1$  为

$$n_1 = n_0 - \Delta n + i \frac{\gamma}{2k_0}. \quad (6)$$

$\gamma$  为染料溶液激活区的增益, 约为  $0.1(1/\text{mm})$ ,  $(\gamma/2k_0) \simeq 5 \times 10^{-6}$ , 由此可见  $(\gamma/2k_0) \ll \Delta n$ , 因此计算  $I_m(A_2)$  或  $I_m(A_3)$  时, 可略去  $n_1$  的虚部, 由 (2) 式, (4)、(5)、(6) 式可求出各常数, 代入 (1) 式就可得电场标量表达式。由于  $k_x$ 、 $k_y$ 、 $k_z$  均为复数, 由此得出的波导模式属于泄漏模式。

## 2. 波导损耗及增益阈值

由 (4) 式的虚部可求出波导损耗及增益阈值。

$$I_m(k_z) = \frac{\gamma}{2} + \frac{1}{2k_0 n_0} \left[ \frac{4m^2 \pi n_3^2}{a^3 n_0^2} I_m(A_3) + \frac{4n^2 \pi}{b^3} I_m(A_2) \right], \quad (7)$$

(7) 式第一项表示增益, 第二项表示波导损耗, 其中  $n_1^2$  近似用  $n_0^2$  代替。  $I_m(A_2)$ 、 $I_m(A_3)$  为负值, 因此光强损耗系数  $\delta_{mn}$  为

$$\delta_{mn} = \frac{1}{k_0 n_0} \left[ \frac{4m^2 \pi n_3^2}{a^3 n_0^2} I_m(A_3) + \frac{4n^2 \pi}{b^3} I_m(A_2) \right], \quad (8)$$

根据 (8) 式可求出不同波导模式的损耗随波导宽度的变化, 其关系如图 2, 图 3 所示。图 2 表示  $b$  不变时,  $\delta_{mn}$  随  $a$  的变化, 图 3 表示  $a$  不变时,  $\delta_{mn}$  随  $b$  的变化。由 (5) 式可知  $I_m(A_2)$  远大于  $I_m(A_3)$ 。因此  $\delta_{mn}$  随  $b$  的变化比随  $a$  的变化显著。

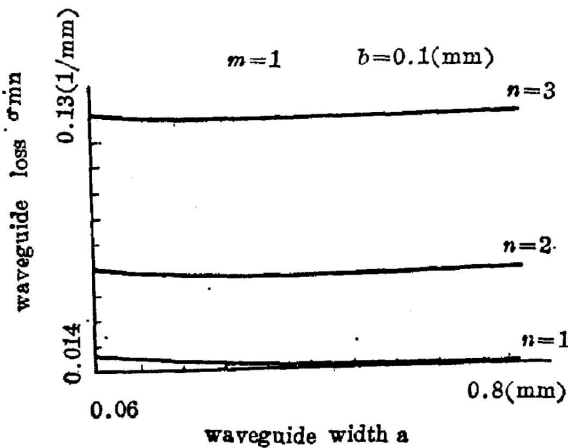


Fig. 2 Dependence of waveguide loss on waveguide width  $a$

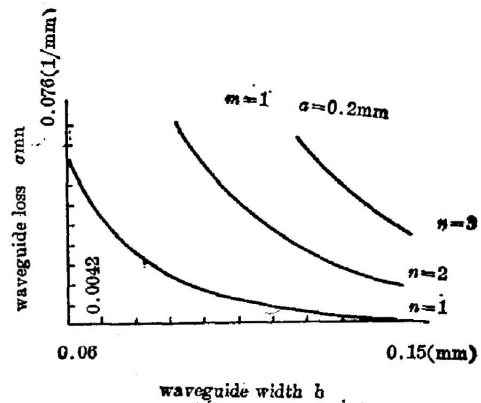


Fig. 3 Dependence of waveguide loss on waveguide width  $b$

由(7)式可知增益阈值  $\gamma_{th}$  与波导损耗一致, 因此可以改变  $a$ 、 $b$  值来改变  $\gamma_{th}$ , 对波导模式加以控制。

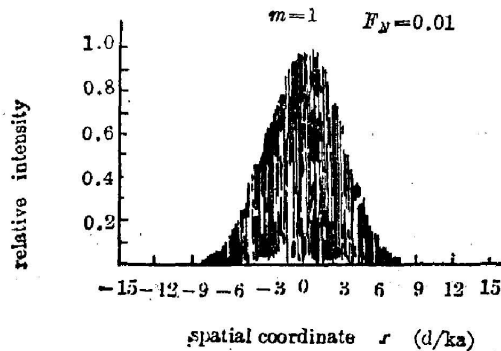


Fig. 4 Far-field distribution of ASE for  $m=1$

### 3. 放大自发辐射的近场、远场光强分布

由于波导具有对称性, 根据(2)式可选初位相  $\alpha$ 、 $\beta$  为 0, 因此波导模式的标量场分布为

$$E_{mn}(x, y) = E_{mn} \cos(k_x x) \cos(k_y y). \quad (9)$$

根据菲涅耳标量衍射理论, 并略去  $k_x$ 、 $k_y$  中的虚部, 求得距波导  $d$  处的近场分布、远场分布如图 4~图 6 所示。图中横坐标以  $(d/ka)$  为单位, 菲涅耳数  $F_N = (a^2/\lambda d)$ 。本文只画出  $x$  方向的相对强度分布, 对于  $y$  方向的分布, 只要把图 4~图 6 中的  $a$ 、 $m$  改为  $b$ 、 $n$  即可。

由图 4~图 6 可知, 矩形波导模式的远场光强分布是由许多间距很小的光强尖峰组成, 这些光强尖峰即为菲涅耳衍射条纹。

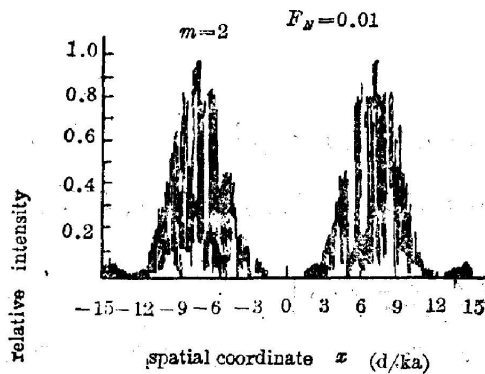


Fig. 5 Far-field distribution of ASE for  $m=2$

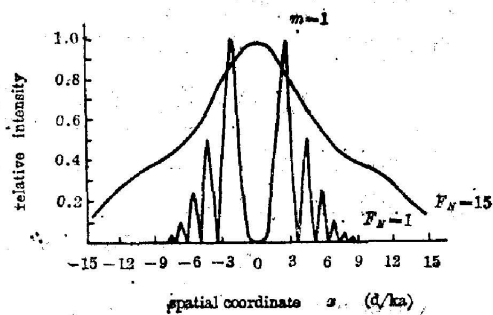


Fig. 6 Near-field distribution of ASE for  $m=1$

## 三、波导染料自发辐射放大器的实验研究

波导染料放大自发辐射放大器可分为单程 (SP) 放大器和双程 (DP) 放大器。图 7(a) 为 CuCl 激光器装置, 采用非稳腔结构, 远场发散角为 1 mrad, 输出功率为 0.2~1.2 W, 图 7(b)、(c) 分别为单程放大器和双程放大器, (d) 为窄带放大自发辐射放大器, 其中染料盒厚为 0.8 mm, 激活区长度约为 10 mm, 染料浓度为  $2 \times 10^{-8} M$ , 染料流速约为 0.5 m/s。染料激光功率由 JGIII 型激光功率计测量, 泵浦功率由苏州电子管厂生产的 SD 2490 型激光功率计测量。

### 1. 放大自发辐射的光斑图样及其控制

众所周知, 放大自发辐射的光斑图样是波导模式的光强分布通过菲涅耳衍射所形成的, 光斑图样与波导模式有着必然的联系, 因此可以从放大自发辐射的远场光斑图样了解波导模式, 当采用图 7(b) 的实验装置, 可观察到图 8 的远场光斑图样。根据前面的理论分析, 可

以认为一个亮斑对应于 1 阶波导模。两个亮斑对应于 2 阶波导模。由照片上可以看出：光斑图样并不存在菲涅尔衍射条纹，说明实际的波导并非矩形波导，这是由于  $y$  方向折射率的变化是渐变的，而不是阶梯式的；光斑图样轮廓与按理论分布所得的图 5、图 6 基本一致，这说明理论分析可以定性描述强度分布。

从前面理论分析可知，改变波导宽度  $b$  可以控制波导模式的变化。波导宽度  $b$  与泵浦光束发散角  $\theta$ ，泵浦柱面透镜的焦距以及染料盒的离焦程度  $\Delta f$  有关，由下式决定

$$b = \theta f + \Delta b, \quad \Delta b = \theta |\Delta f|。 \quad (10)$$

图 8 表示不同波导宽度所对应的放大自发辐射光斑图样图中  $\Delta b$  表示波导宽度的相对变化量， $\Delta b = 0$  时， $b = \theta f \approx 100 \mu\text{m}$ 。图 8(c) 所对应波导宽度最小，增益阈值最高，只有一阶模出现，图 8(b) 和图 8(d) 中  $\Delta b$  增大，使增益阈值减少，因而可观察到二阶模，图 8(a)、图 8(e) 中  $\Delta b$  继续增大，这时虽然增益阈值小，但由于离焦严重，增益降

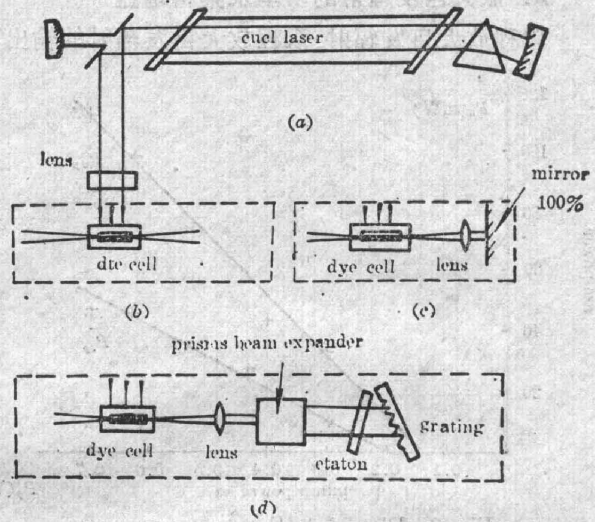


Fig. 7 Schematic of waveguide dye ASE amplifier  
(a) CuCl laser; (b) SP ASE amplifier; (c) DP ASE amplifier; (d) Narrow band DP ASE amplifier

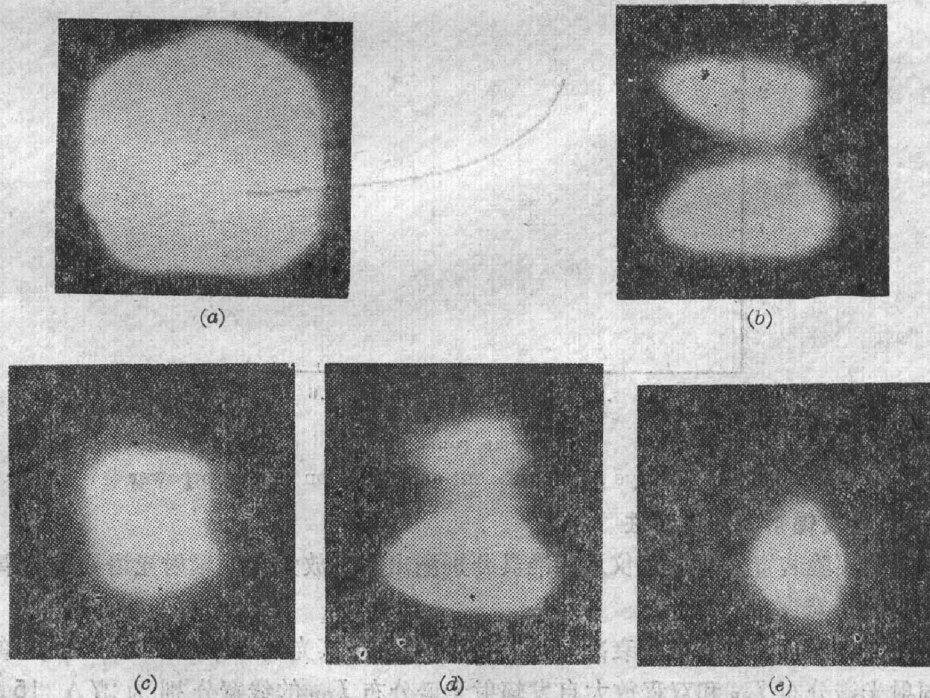


Fig. 8 Far-field pattern of waveguide dye ASE amplifier

(a)  $\Delta b = 1.4 \mu\text{m}$ ,  $\Delta f = -1.4 \mu\text{m}$ ; (b)  $\Delta b = 0.6 \mu\text{m}$ ,  $\Delta f = -0.55 \text{ mm}$ ; (c)  $\Delta b = 0$ ,  $\Delta f = 0$ ;  
(d)  $\Delta b = 0.6 \mu\text{m}$ ,  $\Delta f = 0.6 \text{ mm}$ ; (e)  $\Delta b = 3.2 \mu\text{m}$ ,  $\Delta f = 3.2 \mu\text{m}$

得很低,也只有观察到一阶模。

## 2. 放大自发辐射的功率及染料增益

单程放大自发辐射、双程放大自发辐射的输出功率与泵浦功率的关系如图 9 所示,由图

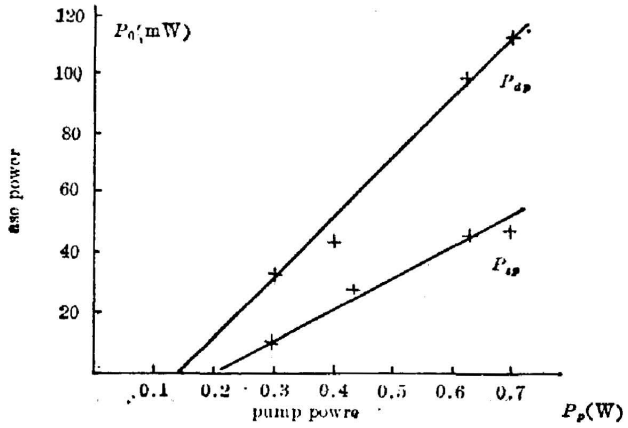


Fig. 9 Plot of ASE output power as a function of pump power

9 可知输出功率与泵浦功率基本上成线性关系,且可估算出单程放大自发辐射、双程放大自发辐射的泵浦功率阈值分别为 0.2 W、0.3 W。

根据图 9 可粗略估算染料激活介质的增益  $G$  为

$$G \approx \ln\left(\frac{2P_{DP}}{P_{SP}} - 1\right), \quad (11)$$

其中  $P_{DP}$ 、 $P_{SP}$  分别表示单程放大自发辐射和双程放大自发辐射的输出功率。 $G$  与泵浦功率关系如图 10 所示。增益随泵浦功率的增加而减少,且逐渐趋于饱和。由图 10

可知,其饱和增益约为  $1.2 \text{ cm}^{-1}$ 。文献[7]曾测出染料浓度为  $4 \times 10^{-4} \text{ M}$  时,其饱和增益为  $0.22 \text{ cm}^{-1}$ 。

可知,其饱和增益约为  $1.2 \text{ cm}^{-1}$ 。文献[7]曾测出染料浓度为  $4 \times 10^{-4} \text{ M}$  时,其饱和增益为  $0.22 \text{ cm}^{-1}$ 。

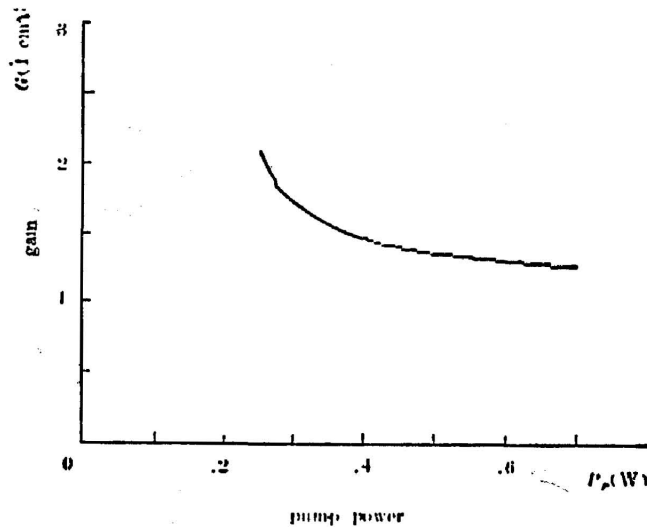


Fig. 10 Plot of dye gain coefficient as a function of pump power

## 3. 放大自发辐射的光谱特性

采用图 7 实验装置,用单色仪及标准具分别测出宽带放大自发辐射光谱分布及窄带放大自发辐射光谱宽度。

输出放大自发辐射经衰减片衰减光强,用单色仪测量其光谱分布如图 11 所示。单程放大自发辐射光谱分布  $I_{SP}$  和双程放大自发辐射光谱分布  $I_{DP}$  的线宽分别为  $27 \text{ \AA}$ 、 $15 \text{ \AA}$ 、与  $I_{SP}$  相比,  $I_{DP}$  光谱分布的峰值往长波方向有些移动,这是由于染料在短波自吸收比长波严重的缘故<sup>[8]</sup>。



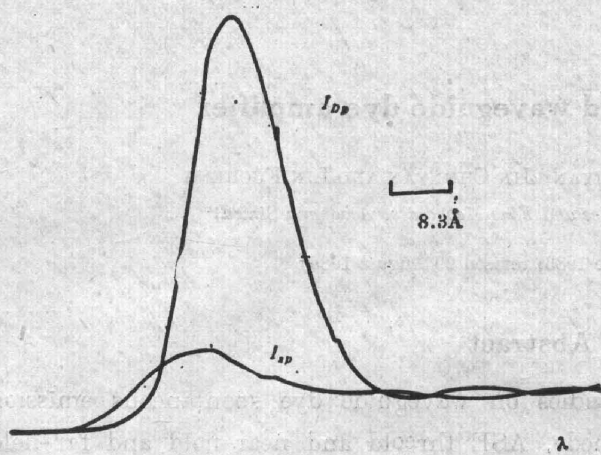


Fig. 11 Broadband spectra of ASE  $I_{SP}$  and  $I_{DP}$

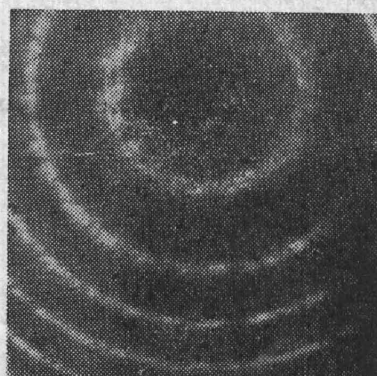


Fig. 12 F-P interferogram of narrowband ASE (linewidth: 500 MHz, free spectral range: 5 GHz)

由于波导染料放大器具有很高的增益,因此加入高色散元件后,仍可获得窄带放大自发辐射输出,不加标准具及扩束棱镜时,线宽为  $5 \text{ \AA}$ ,加上扩束棱镜时,线宽为  $0.1 \text{ \AA}$ ,再插入  $5 \text{ mm}$  厚石英标准具时,线宽可压缩到  $500 \text{ MHz}$ 。图 12 为用  $20 \text{ mm}$  厚石英标准具测量时所拍下的 F-P 干涉环。

实验发现采用高色散元件时,反馈信号很弱,不能完全抑制宽带放大自发辐射,因而宽带放大自发辐射所占比例较大,约为  $10\%$  (在线宽为  $4 \text{ GHz}$  时)。

#### 四、结 论

本文提出矩形波导模型分析波导染料自发辐射放大器的波导模式、增益阈值、光强分布,较好地解释了光斑图样;用  $\text{CuCl}$  激光器泵浦染料,观察到波导效应,利用波导效应研制了波导染料自发辐射放大器,并可有效地控制波导模式。加入高色散元件时,可获得线宽为  $500 \text{ MHz}$  的可调谐窄带放大自发辐射输出,由于没有谐振腔,窄带放大自发辐射频率稳定性好。

#### 参 考 文 献

- [1] 刘立等人;私人通讯。
- [2] P. Burlamacchi *et al.*; *Appl. Phys. Lett.*, 1973, **22**, No. 7 (Apr), 334.
- [3] P. Burlamacchi *et al.*; *J. Appl. Phys.*, 1973, **44**, No. 9 (Sep), 79.
- [4] P. Burlamacchi *et al.*; *Appl. Opt.*, 1975, **14**, No. 1 (Jan), 79.
- [5] 叶培大,吴彝尊编;《光波导技术基本理论》, (人民邮电出版社, 1981), 124。
- [6] A. 亚里夫著;《量子电子学》, (上海科学技术出版社, 1983), 560。
- [7] P. Burlamacchi *et al.*; *Appl. Opt.*, 1976, **15**, No. 11 (Nov), 2684.
- [8] B. B. Snavely; *Proc. IEEE*, 1969, **57**, No. 8 (Aug), 1374.

## CuCl laser-pumped waveguide dye amplifier

TANG JINRONG, ZHANG GUIYAN, JIN CHUNYAN AND LIN FUCHENG  
(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica)

(Received 16 June 1986; revised 29 August 1986)

### Abstract

Theoretical and experimental studies on waveguide dye spontaneous emission amplifier are reported. Waveguide mode, ASE threold and near-field and far-field distribution are culcalated for a rectangle waveguide model. The output characteristics of the ASE amplifier are experimentally studied. The ASE far-field patterns for the lowest waveguide mode are obtained in agreement with theroy.

**Key Words:** waveguide dye amplifier; amplified spontaneous emission; self-guiding effect; single-pass amplifier; Double-pass amplifier.

### «晶体中光波——激光辐射的传播与控制»

固体激光器(包括半导体激光器)先驱者之一 A. Yariv 的又一佳作。他于 1967 年出版“Quantum Electronics”(New York, Wiley, 1st ed., 1975, 2d ed.), 1971 年出版“Introduction to Optical Electronics”(New York, Holt, 1st ed., 1976, 2d ed.), 1982 年出版“An Introduction to Theory and Applications of Quantum Mechanics”(New York, Wiley), 继此之后, 于 1984 年出版了本书“Optical Waves in Crystals——Propagation and Control of haser Radiation”(New York, Willy)。很明显, 作者在量子电子学和固体激光器方面, 无论是理论或是实验工作的造诣都是很深的。和其它他的几本著作一样, 本书也是在激光技术和量子电子学领域中颇受欢迎和重视的专著之一。

全书共分十三章, 大致可分为激光辐射的传播和激光辐射的控制两大部分。

第一到第六章, 作者对电磁场; 激光束的传播; 光波的偏振; 各向异性介质中电磁波的传播; Jones 计算及其在双折射光学系统中的应用; 以及周期性介质中电磁波的传播等, 作了基础理论的描述, 而且在实验的工作基础上, 列举了大量的实例。这六章较完整地介绍了激光光波在晶体中的传播工作。每章末尾, 列出了很多有启发性的问题, 也列出了参考文献。

从第七章开始, 作者对激光光波的控制问题进行了精采的描述。他们分别介绍了电光学、电光器件; 声光学、声光器件、导波光学和集成光学、非线性光学以及相位共轭光学。在这七章中, 作者列举了大量实例, 而且作了必要的理论性描述。对最新的结果和发展, 作了简明的介绍。和前面六章一样, 每章末尾, 都列出了启发性的问题和参考文献。

本书的读者对象, 应是光电子学领域的科技工作者、大专院校相应专业和系的师生、研究生的重要参考书。

(沃新能)