

# 用于半导体激光器的柱面扩束系统 $\Gamma$ 值的确定

陈海清

(华中工学院工程光学系)

**提要:** 本文根据衍射理论及高斯光束的特性, 推导出柱面扩束系统  $\Gamma$  的表达式, 修正和扩展了 Koichi Maseqi<sup>[1]</sup> 的表达式。

## Determination of beam magnification $\Gamma$ of an afocal cylindrical lens for semiconductor lasers

Chen Haiqin

(Huazhong Institute of Technology, Wuhan)

**Abstract:** Based on the diffraction theory and Gaussian beam characters, the author derived an expression of beam magnification  $\Gamma$  of an afocal cylindrical lens. This expression modifies and expands Koichi Maseqi's expression.

### 一、引言

半导体激光器从结构上来说相当于一个矩形波导式的谐振腔, 在其两个互相垂直的截面方向上, 初始点的发散角不同。图 1(a) 和 (b) 表示从半导体激光器发射出来的一束

发散光束的情况, (a) 为俯视图 (平行接平面方向), (b) 为侧视图 (垂直接平面方向)。b 为激光器的象散。因此, 要想获得理想的光斑, 必须校正象散, 对系统精细调整, 手续很麻烦。

下面研究的光学系统, 不需要校正象散, 此系统如图 2 所示。上为俯视图, 下为侧视

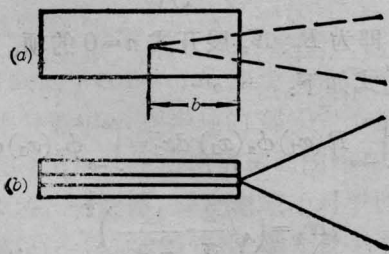


图 1

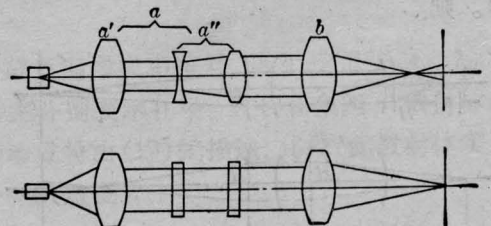


图 2

收稿日期: 1986年6月3日。

图。聚焦透镜  $a$  由一个物镜  $a'$  和一个柱面扩束系统  $a''$  组成, 柱面扩束系统的母线必须平行于垂直平面的方向。

## 二、柱面扩束系统 $F$ 值的确定

### 1. $\beta_{\perp}$ 放大率

$b$  聚焦物镜衍射受限成像。垂直方向光束不扩束直接投射到  $b$  物镜成像, 获得经典的 Airy 衍射图样。第一个暗环直径  $d = 2.44\lambda \cdot FNO_{\perp}$ 。相应于  $1/e^2$  强度值时的直径为:

$$de = 0.675d = 1.64\lambda \cdot FNO_{\perp}$$

对于半导体激光器, 单缝衍射的强度分布是适用的:

$$\sin \theta_{\perp} = \frac{\lambda}{a} \quad a - \text{缝宽}$$

故有  $\beta'_{\perp} = 1.64 \sin \theta_{\perp} \cdot FNO_{\perp}$

另外, 从几何光学角度考虑,  $\beta_{\perp}$  的表达式如下:

$$\beta_{\perp} = \frac{nu}{n'u'} = \frac{f'_2 a}{f'_1 a} = 2 \operatorname{tg} \theta_{\perp} \cdot FNO_{\perp}$$

比较两者,  $\beta_{\perp} > \beta'_{\perp}$ , 所以应取  $\beta_{\perp}$ 。

### 2. $\beta_{\parallel}$ 放大率

如图 3 所示, 束腰在  $B$  点处的高斯光束在弧矢方向上经过透镜的变换仍然是光束的束腰在  $F'$  点, 即:

$$\frac{1}{z_1 - b} + \frac{1}{z_2} = \frac{1}{f_1}$$

假设过  $A$  点垂直于光轴的平面上光振幅分布为  $E_0(x_0, y_0)$ , 入瞳面上的光振幅分布为  $E_1(x_1, y_1)$ , 象面上的复振幅分布为  $E_2(x_2, y_2)$ 。则:

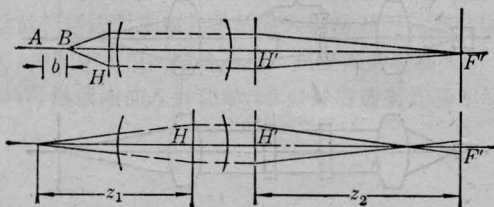


图 3

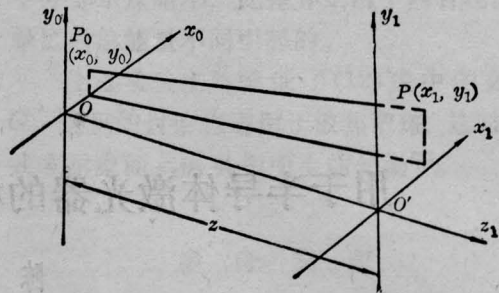


图 4

$$E_1(x_1, y_1) = \frac{e^{ikz_1}}{i\lambda z_1} e^{-\frac{ik}{2z_1}(x_1^2 + y_1^2)} \times \iint E_0(x_0, y_0) e^{-\frac{ik}{z_1}(x_0 x_1 + y_0 y_1)} dx_0 dy_0$$

由上述二维的复振幅分布基尔霍夫衍射公式不难化为一维形式近似式:

$$E_1(x_1) = \frac{e^{i(kz_1 - \frac{\pi}{4})}}{\sqrt{z_1 \lambda}} \int_{-\infty}^{\infty} E_0(x_0) e^{ik(x_0 - x_1)^2 / 2z_1} dx_0$$

又由衍射理论可得:

$$E_2(x_2) = \frac{e^{i[k(z_1 + z_2) - \frac{\pi}{2}]}}{\lambda \sqrt{z_1 z_2}} \iint_{-\infty}^{\infty} R(x_1) E_0(x_0) \times e^{ik(\frac{x_0^2}{2z_1} + \frac{x_1^2}{2z_2})} e^{ik(\frac{x_1^2}{2z_1} + \frac{x_1^2}{2z_2} - \frac{x_1^2}{z_2})} \times e^{-ik(\frac{x_0 x_1}{z_1} + \frac{x_1 x_2}{z_2})} dx_0 dx_1$$

根据该系统的性质与半导体激光器的远场图形的分布, 经处理有:

$$E_2(x_2) = C \frac{1}{\sqrt{W_1}} \int_{-\infty}^{\infty} R(x_1) \times e^{-\frac{x_1^2}{W_1^2} - ik(\frac{x_1^2}{2z_1} + \frac{x_1^2}{z_2})} dx_1$$

式中  $C$  为常数,  $W_1$  为光束半径。将  $R(x_1)$  展开成为无穷区间的函数, 由 Hermite-Gaussian 函数可知:

$$R(x_1) = B_0 N_0 \frac{1}{\sqrt{W}} e^{-\frac{x_1^2}{W^2}}$$

$B_0, N_0$  即为  $B_n, N_n$  展开式  $n=0$  的项。  $B_n, N_n$  表达式如下:

$$B_n = \int_{-\infty}^{\infty} R(x_1) \phi_n(x_1) dx_1 = \int_{-a}^a \phi_n(x_1) dx_1$$

$$N_n = \left( \sqrt{\frac{2}{\pi}} \cdot \frac{1}{2^n n!} \right)^{\frac{1}{2}}$$

式中

$$\phi_n(x_1) = \frac{N_n}{\sqrt{W}} H_n\left(\sqrt{2} \frac{x_1}{W}\right) e^{-\frac{x_1^2}{W}}$$

$H_n(\eta)$  是 Hermite 函数,  $H_0(\eta) = 1$ ,  $H_1(\eta) = 2\eta$ ,  $H_2(\eta) = 4\eta^2 - 2$ ,  $H_3(\eta) = 8\eta^3 - 12\eta$ 。  
根据  $R(x_1)$  的关系式, 则有:

$$E_2(x_2) = C_1 \frac{1}{\sqrt{W_1}} \times \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{x_1^2}{W^2} - \frac{x_1^2}{W_1^2} - ik\left(\frac{x_1^2 b}{2z_1^2} + \frac{x_1 x_2}{z_2}\right)} dx_1$$

因为  $\int_{-\infty}^{\infty} e^{-ax^2 - bx} dx = e^{\frac{b^2}{4a}} \sqrt{\frac{\pi}{a}}$   
所以

$$E_2(x_2) = \frac{C_2}{\sqrt{W_1}} \sqrt{\frac{\pi}{\left(\frac{1}{W^2} + \frac{1}{W_1^2} + ik\frac{b}{2z_1^2}\right)}} \times e^{-\frac{1}{4}\left(\frac{1}{W^2} + \frac{1}{W_1^2} + ik\frac{b}{2z_1^2}\right)^{-1} k^2 \frac{x_2^2}{z_2^2}}$$

$$E_2(0)|_{x=0} = \frac{C_2}{\sqrt{W_1}} \sqrt{\frac{\pi}{\left(\frac{1}{W^2} + \frac{1}{W_1^2} + ik\frac{b}{2z_1^2}\right)}} = C_3 \frac{\sqrt{W_1}}{\sqrt{1 + \frac{W_1^2}{W^2} + ik\frac{W_1^2}{2z_1^2} b}}$$

式中:  $\frac{W_1^2}{W^2} = 0.9702 \frac{W_1^2}{a^2}$

$$\frac{W_1}{z_1} = \sin \theta_1$$

所以

$$E_2(0)|_{x=0} = C_3 \frac{\sqrt{W_1}}{\sqrt{1 + 0.9702 \frac{W_1^2}{a^2} + ik\frac{1}{2} b \sin^2 \theta_1}}$$

$I_0$

$$= C \frac{W_1}{\sqrt{\left(1 + 0.9702 \frac{W_1^2}{a^2}\right)^2 + k^2 \frac{1}{4} b^2 \sin^4 \theta_1}}$$

令  $t = 0.9702 \frac{W_1^2}{a^2}$ , 并且将上式对  $t$  求导则

$$\frac{dI_0}{dt} = C_0 \frac{(1+t)^2 - 2t - 2t^2 + 4k^2 b^2 \sin^4 \theta_1}{2t[(1+t)^2 + 4k^2 b^2 \sin^4 \theta_1]^{3/2}}$$

令  $\frac{dI_0}{dt} = 0$ , 则有:

$$t^2 = 1 + 4k^2 b^2 \sin^4 \theta_1$$

即  $W_1 = a \sqrt{\frac{\left(1 + \frac{1}{4} k^2 b^2 \sin^4 \theta_1\right)^{\frac{1}{2}}}{0.9702}}$

时,  $I_0$  将取得最大值。

因为  $\beta_1 = -\frac{z_2}{z_1}$ , 而系统中  $z_2 = f_2'$ ,  $z_1 \sin \theta_1 \approx W_1$

$$\beta_1 = -\frac{f_2' \sin \theta_1}{W} = -\frac{2FN\theta_1 \cdot \sqrt{0.9702} \sin \theta_1}{\sqrt{1 + \frac{1}{4} k^2 b^2 \sin^4 \theta_1}}$$

另外  $\beta_1 = 2 \operatorname{tg} \theta_1 FNO_1$

令  $FNO_1 = FNO_1'$ , 设投射到  $b$  成象物镜上的光束呈圆形光斑, 则有:

$$\Gamma = \frac{\beta_1}{\beta_1'} = \frac{1.015 \operatorname{tg} \theta_1 \cdot \sqrt{1 + \frac{1}{4} k^2 b^2 \sin^2 \theta_1}}{\sin \theta_1} \quad (1)$$

上面导出的  $\Gamma$  值是扩束系统的最佳值, 但没有考虑  $\Gamma$  很大时柱面系统的象差校正问题, 并作了一定近似。当  $\theta_1$  和  $\theta_1'$  相差较大时不适用。

如  $D_1$  是满足成象物镜衍射口径需要的, 那么有:

$$D_1 = 2\Gamma \cdot f_1' \sin \theta_1$$

因此  $\Gamma$  的范围应作如下修改:

$$\frac{D_1}{2f_1' \sin \theta_1} \leq \Gamma \leq \frac{1.015 \operatorname{tg} \theta_1 \sqrt{1 + \frac{1}{4} k^2 b^2 \sin^4 \theta_1}}{\sin \theta_1} \quad (2)$$

$D_1$  为  $b$  成象物镜平行接平面方向上成象光束的入射口径,  $f_1'$  为图 2 中  $a'$  透镜的焦距。当  $\theta_1$  和  $b$  值较大时,  $\Gamma$  的范围还应修改。

(下转第 463 页)

$O_2(^1\Delta)-CH_3I-N_2$  体系已高于 160 mJ 激光输出,  $O_2(^1\Delta)$  能量利用效率为 12%。

## 2. RI/ $O_2$ 比值和总压对激光脉宽的影响

由图 4 还可看到, 在总压为 2 Torr 以下  $CH_3I/O_2=0.2$  时, 激光脉冲的半宽度 (FWHM) 长达 110  $\mu s$  以上, 甚至最高可达 130  $\mu s$  (图中未列出)。与此同时闪光灯脉冲半宽只有 15  $\mu s$  左右。这说明发生了较好的链循环, 估计其效果比碘分子高得多。随着  $CH_3I/O_2$  比值或总压的提高, 激光脉宽成反比缩短。有意思的是在低压下提高 RI/ $O_2$  比值对激光脉宽稍有缩短影响, 说明我们选用的碘化物 ( $CH_3I$  和  $CF_3I$ ) 还不是很理想。虽然其对  $I^*(^2P_{1/2})$  的猝灭, 程度上可能有所好转但还不够, 这类碘化物尚能稍微引起对  $I^*(^2P_{1/2})$  猝灭的各种复杂副反应。

## 3. $O_2(^1\Delta)-CH_3I-N_2$ 与 $O_2(^1\Delta)-CF_3I-N_2$ 体系的比较

图 5 显示两体系在激光能量输出方面的对比。两组数据是在工作总压、总氧分压、 $O_2(^1\Delta)$  分压、闪光灯工作电压基本保持不变的条件下, 只改变 RI 分压进行试验的。由图可见,  $O_2(^1\Delta)-CH_3I-N_2$  体系要比  $O_2(^1\Delta)-CF_3I-N_2$  为佳。激光能量前者约为后者的 2 倍, 相应化学效率也为后者的 2 倍。低 RI 分压下, 两者相差更多, 甚至达 4~5 倍。激光

能量随 RI 分压的增加而增加, 最终达到极大值后下降。两者在激光性能上有如此大的差别, 只在于 R 基不同。表明激光性能与所使用碘化物的分子结构密切相关。清楚地说明氟烷基基团的存在, 可能引起有害于氧碘传能反应以及对  $I^*(^2P_{1/2})$  猝灭的各类副反应。而氢甲基基团的存在, 此类副反应就不如氟烷基基团明显, 运转效率较高。以上激光试验结果与文献 [5] 的基础研究结果颇为吻合。因此进一步开展各类碘化物对激光性能 (包括能量输出和脉宽等性能) 影响的研究是很有必要的。

参加本实验工作的还有许庆洲、桓长清、黄瑞平、桑凤亭、董子丰、张允禄、国保川、邵明君、杨何平同志。此外尚有沈惠华、刘惠芳、王宗娟、孙以珠、闵祥德、李明盛同志参加部分工作, 谨此表示感谢。

## 参 考 文 献

- [1] *AW & S T*, 1982, **117**, No. 13, 16; *Defense Electronics*, 1983, **15**, No. 11, 11.
- [2] *Gas Flow and Chemical Lasers 1984*, edited by A. S. Kaye, (Adam Hilger Ltd, Bristol and Boston). pp. 137~206.
- [3] G. A. Fisk, G. N. Hays; *Chem. Phys. Lett.*, 1981, **79**, 331.
- [4] J. Donovan et al.; *Transaction of the Far. Soc.*, 1966, **62**, 2023.
- [5] A. T. Young, P. L. Houston; *J. Chem. Phys.*, 1983, **78**, 2317.

(上接第 469 页)

## 三、设计题例

半导体激光器波长  $\lambda=800$  nm, 采用单模式, 其参数如下:

$$\theta_1=30^\circ, \theta_2=5^\circ, b=10 \mu m.$$

考虑到工作距不至太小, 选取  $f'=8$  mm, 入射口径  $D$  取 8 mm。由上述条件直接代入 (2) 式计算可得:

$$4.25 \leq \Gamma \leq 6$$

考虑到仪器结构的大小及象差校正需要, 取

下限, 确定扩束系统的  $\Gamma$ , 即

$$\Gamma=4.5$$

扩束系统是一个倒置的伽里略望远镜系统。为了降低加工成本, 采用平凸和平凹两透镜组成, 接近球差最优化型式。两柱面镜的材料选取有其特殊性: 负柱面镜取为冕牌玻璃  $k_0$ , 正柱面镜选取火石玻璃  $ZF_7$ , 这样有利于象差的平衡。

## 参 考 文 献

- [1] U. S. P., 4, 253, 735.