

电流密度分布对 GaAs/GaAlAs 条形激光器的瞬态温度特性的影响

张晓波

(吉林大学电子科学系, 长春)

Current distribution effects on transient temperature characteristics of GaAs/GaAlAs stripe geometry lasers

Zhang Xiaobo

(Department of Electronic Sciences, Jilin University, Changchun)

提要: 本文将电流密度的侧向分布考虑到热传导模型中去, 对一般条形半导体激光器的体内瞬态温度分布进行了计算, 同时, 利用光谱法对一些条形激光器的瞬态温度进行了实验测量。计算结果同测量结果一致。

关键词: 半导体激光器, 温度特性

一、引言

半导体条形激光器广泛地应用于光纤通信中, 而且, 半导体激光器的瞬态工作特性正在得到逐步开发和利用^[1]。与上述这些特性紧密相关的是半导体激光器管芯的热阻及体内温度分布^[2, 3]。具有普遍意义的半导体激光器与时间有关的热传导问题首先由 W. Nakwaski 提出, 并对简单的宽接触半导体激光器进行了理论分析^[4]。但他仅讨论了一种极为特殊的器件结构瞬态温度分布的问题。本文在以前的工作^[5]的基础上, 进一步给出一般条形半导体激光器在考虑了注入电流分布情况下的热传导模型, 并将这一模型应用到正装及倒装两种情况下的激光器管芯上, 从而得到了在管芯内由于能量损耗所带来的

温度升高, 这种温度分布是随注入电流加入的时间变化的。对考虑半导体激光器的瞬态工作特性以及集成光学元件中的散热问题都极有意义。本文中的计算方法对其它种类的异质结半导体器件的温度分布问题也可适用。

二、电流分布与温度分布模型

图 1 表示半导体激光器管芯的异质结构。

在有源层中电流密度侧向分布^[6]为

$$J_{(y)}(y) = (I_0/l_0L) \exp[-(|y| + s/2)/l_0] \quad (1)$$

$$\text{用 } J_e = \beta \rho_s I_0^2 / 2L^2, \quad I_0^2 = \frac{2L^2 J_e}{\beta \rho_s},$$

收稿日期: 1988年1月4日。

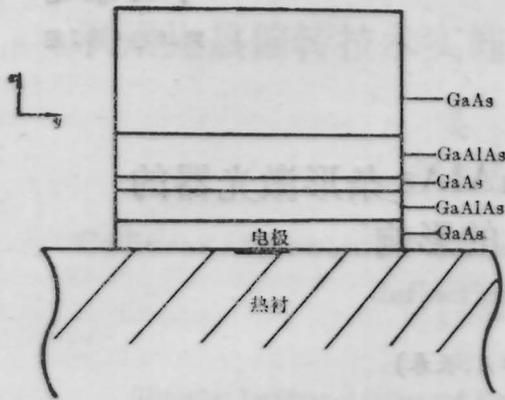


图1 条形注入半导体激光器管芯结构示意图

$$\frac{1}{l_0} = \frac{\beta \rho_s}{2L} \left[\frac{2L^2 J_e}{\beta \rho_s} \right]^{\frac{1}{2}} = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \sqrt{\beta \rho_s J_e}$$

可得到

$$J_y(y) = J_e \exp[-(|y| - s/2) \times \sqrt{2} / \sqrt{\beta \rho_s J_e}] \quad (2)$$

这里 s 为条形激光器的电极条宽, ρ_s 为上限制层及帽层的等效薄层电阻。在第 i 外延层中的温度变化满足

$$C_i \frac{\partial T(x, y)}{\partial t} = K_i \left(\frac{\partial^2 T(x, y)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T(x, y)}{\partial y^2} \right) + g_i(y) \quad (3)$$

这里 C_i 、 K_i 和 $g_i(y)$ 分别是第 i 层介质的每单位体积比热、热传导系数和管芯中单位体积的热产生率, 其中 g_i 是坐标 y 的函数, 并且有

$$g_0 = J^2(y) \cdot \frac{\rho_{con}}{d_0} \quad (4)$$

$$g_1 = J^2(y) \cdot \rho_1 + V_j \cdot J_{th} \cdot \eta_{sp} \cdot f / (2d_1) \quad (5)$$

$$g_2 = J^2(y) \cdot \rho_2 \quad (6)$$

$$g_3 = V_j / d_3 \cdot [J_{th}(1 - \eta_{sp} \cdot f) + (J(y) - J_{th}) \times [1 - \eta_{ext} - (1 - \eta_i) f \cdot \eta_{sp}]] + J^2(y) \cdot \rho_3 \quad (7)$$

$$g_4 = J^2(y) \cdot \rho_4 \quad (8)$$

$$g_5 = J^2(y) \cdot \rho_5 + V_j \cdot J_{th} \cdot \eta_{sp} \cdot f / 2d_5 \quad (9)$$

$$g_6 = J^2(y) \cdot \rho_6 \quad (10)$$

式中 d_i 、 ρ_i 分别表示第 i 层的厚度和电阻率; ρ_{con} 是电极条与体芯的接触电阻; η_i 、 η_{ext} 、 η_{sp} 分别是内微分量子效率、外微分量子效率、自发发射效率; 常数 f 是从有源区内透射出的自发发射的比例系数。在热源项中, $g_0(y)$ 、 $g_2(y)$ 、 $g_4(y)$ 、 $g_6(y)$ 只表示焦耳热, g_1 、 g_5 两项除焦耳热项以外还有对自发发射的吸收项, g_3 表示有源层对非辐射复合、自发发射以及受激辐射复合的吸收。几点近似: (a) 有相同的自发发射从有源区透射出在顶层和衬底中吸收, 而且吸收只发生在衬底靠近限制层一侧 $1 \mu\text{m}$ 的层内; (b) 每一外延层中热量在其中均匀产生, (c) In 焊料以及热衬被认为是良好的热导体, 且热容量大, 以致在器件工作过程中, 热衬的温度恒定。

在实际计算中, 我们考虑到由于上限制层及帽层中的电流扩展对计算结果影响不大, 所以在 g_0 、 g_1 、 g_2 项中 $J(y)$ 除在电流注入条区外都为零。 g_3 、 g_4 、 g_5 、 g_6 各项中的电流分布都是采用同(2)式相同的分布形式, 且当 $J(y)$ 小于 J_{th} 值时, $J(y) - J_{th}$ 取为 0, 此时 J_{th} 用 $J(y)$ 值代替。将方程(2)~(10)联立起来, 加上边界条件就可以求出激光器管芯的瞬态温度分布。

三、计算结果

用有限元法来求解二维二次非线性偏微分方程(3), 并采用了不等间距网格取法。下面将给出 $6 \mu\text{m}$ 电流注入条宽的氧化物条形激光器的瞬态温度分布的计算结果(图2), 计算中的边界条件为管芯与空气接触面被认为是绝热的, 与热衬相接触面保持环境温度不变(20°C)。图3的结果表明, 窄条宽($6 \mu\text{m}$)的激光器温度分布扩展较大, 因此有源区中温度最高点的值也要比 $10 \mu\text{m}$ 条宽的管芯低。上述的结果是在 $J_e = 1200 \text{ A/cm}^2$, $J_{th} = 1000 \text{ A/cm}^2$, $\rho_{con} = 1 \times 10^{-5} \Omega \cdot \text{cm}^2$ 的条件下计算出来的。

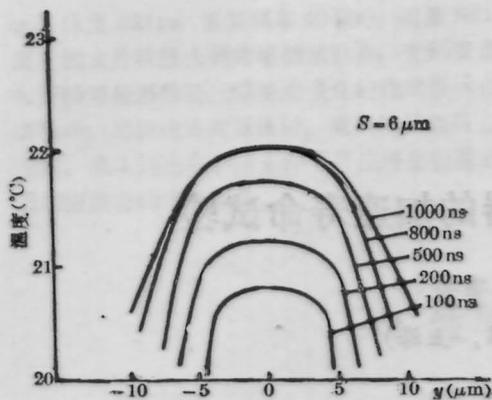


图2 6 μm 条宽激光二极管芯的温度沿侧向 y 方向在不同的电流注入时间下的温度分布

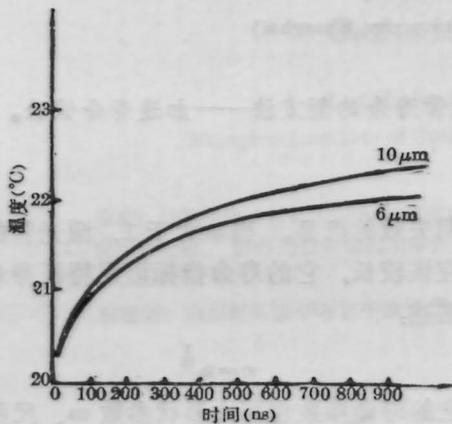


图3 有源区内的温度注入脉冲电流注入时间的关系曲线

为研究注入电流扩展效应对有源区温度的影响, 我们对比了 10 μm 条宽的激光器管芯有源区内的温度升高在两种电流分布模型下的计算结果, 以及同实验结果比较, 见图 4。其中实验曲线的测量条件是: 单纵模运转下工作的样品器件是在 1.2 倍阈值脉冲注入电流 ($I_{th} \sim 1 \text{ kA}/\text{cm}^2$); 为避免各电注入脉冲之间在管芯内产生热的相互作用, 取低占空比 1/200; 脉冲宽度为 1000 ns; 用取样示波器测定电脉冲期间不同时刻的激光光波长, 在注入电脉冲过程中的光波长移动是由脉冲注入过程中有源区中的温度升高造成的, 因此可推算出有源区中的温度升高。在测量时, 管芯被焊在铜热衬上, 在热衬的下部装有热

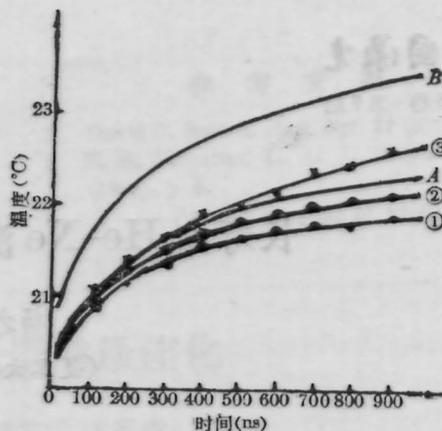


图4 有源区内的温度升高随工作电流注入时间的变化关系

A 线表示的是考虑到电流侧向分布时的计算结果; B 线表示的是紧限制电流模型下所计算的结果; 带有标号的曲线是对不同管芯的测量结果。

电制冷器以保证热衬为 20°C 不变。在计算波长移动与有源区温度的关系时取波长随温度变化率 0.3 nm/K。

图 4 中 ①、②、③ 是对三个典型管芯的测量结果, 可发现测量结果与理论计算结果曲线 A 基本一致, 但在脉冲开启 100 ns 以后计算结果同每个管芯的结果之间有些差别, 作者认为是由于每个管芯的特殊性造成的, 因为尽管已对所测管芯进行了严格挑选, 但它们之间以及同理论计算所要求的条件还会有细微差别, 如各外延层的材料性质等。但在施加电脉冲 100 ns 内理论计算结果与各实验测量值完全一致, 这是因为在如此短的时间从有源区散出的热量还没有传到热衬上, 所测管芯内的温度分布不受外界环境的影响。

图 4 还表明, 在同一注入电流的情况下考虑了侧向电流分布所计算的有源区温度升高要比紧限制电流模型下计算的结果低许多。下面可定性地对图 4 的结果给予解释, 根据公式 $I_t = 2I_0 + I_e$, 有

$$J_t = \frac{2}{s} \sqrt{\frac{2J_e}{\beta\rho_s}} + J_e$$

在考虑了电流侧向分布模型中, 实际决定有源区温度的主要量是 J_e , 而在以前的紧 (下转第 393 页)

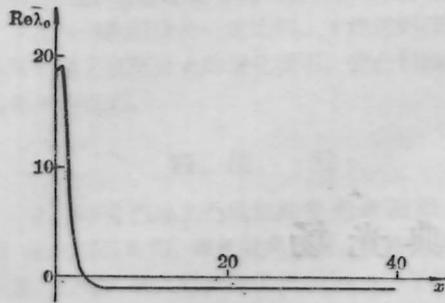


图3 $\text{Re } \bar{\lambda}_0$ 作为 x 的函数的曲线
($\Delta = \delta = 0, \beta = 1, F \gg 1, W_0 \ll d, C = 10, n = 0$)

将 $\bar{\alpha}_n$ 看作连续变化的量, 则由(20)式所决定的 $\text{Re } \bar{\lambda}_n \sim \bar{\alpha}_n$ 关系曲线如图2所示。显然, 倘若至少有一个腔频使得 $\bar{\alpha}_n$ 能导致 $\text{Re } \bar{\lambda}_n > 0$, 定态就成为不稳定的。若取 $C = 10, n = 0$ (从而 $\bar{\alpha}_n = 0$), 则由(20)给出的 $\text{Re } \bar{\lambda}_n \sim x$

关系曲线如图3所示。这时若输出 $x < 3.6$, 则会使 $\text{Re } \bar{\lambda}_0 > 0$, 从而定态就成为不稳定的。图2、3纵轴以 \bar{k} 为单位。

本文承陈继述教授的热情指导和审阅, 在此谨致谢意。

参 考 文 献

- 1 H. Haken, *Z. Physik*, **190**, 327(1960)
- 2 H. Risken *et al.*, *Z. Physik*, **194**, 337(1966)
- 3 H. Haken, *Phys. Lett.*, **53A**, 77(1975)
- 4 E. N. Lorenz, *J. Atoms. Sci.*, **20**, 130(1963)
- 5 H. Risken *et al.*, *J. Appl. Phys.*, **39**, 4662(1968)
- 6 R. Graham *et al.*, *Z. Physik*, **213**, 420(1968)
- 7 L. A. Lugiato *et al.*, *Opt. Commun.*, **46**, 57(1983)
- 8 Yariv, A: *Introduction to optical electronics*, 2nd ed, New York, Holt Rinehart Winston (1976)
- 9 Bonifacio R. *et al.*, *A: Lett. Nuovo Cimento*, **21**, 510(1978)

(上接第409页)

限制电流模型中决定有源区温度的量是 J_t ,

附表: 理论计算所采用的一些常数值

常数	数值	单位
C_0	2.35	Joule/K·cm ³
C_1	1.73	Joule/K·cm ³
C_2	1.53	Joule/K·cm ³
K_0	0.73	Watt/(cm·K)
K_1	0.50	Watt/(cm·K)
K_2	0.13	(cm·K)
ρ_2	4.26×10^{-2}	$\Omega \cdot \text{cm}$
ρ_4	1.4×10^{-2}	$\Omega \cdot \text{cm}$
$\rho_3 = \rho_5 = \rho_6$	2×10^{-3}	$\Omega \cdot \text{cm}$
ρ_1	7×10^{-3}	$\Omega \cdot \text{cm}$
η_{sp}	0.55	
η_{cat}	0.3	
η_t	1	
f	0.65	

由此可以看出在同样的 I_t 条件下, 采用前者所计算的有源区内的温度要比用后一种模型计算的结果低。

作者对英国 Bath 大学电机系所提供的计算工作条件表示感谢。

参 考 文 献

- 1 M. C. Perkins *et al.*, *IEE Proc. Part I*, **133** (4), (1986)
- 2 E. Duda *et al.*, *IEEE J. Quant. Electr.*, **QE-15** (8), 812(1979)
- 3 W. B. Joyce *et al.*, *J. Appl. Phys.*, **46**, 855(1975)
- 4 W. Nakwaski, *Opt. Quant. Electr.*, (15), 313(1983)
- 5 X. Zhang *et al.*, *J. Luminescence* **40 & 41**, 813(1988)
- 6 H. C. Casey *et al.*, *Heterosturcture Lasers, Part B*, (Academic Press, 1978) 219