

半导体激光器稳态特性的数值分析

孟庆巨 刘忠玉 张宏伟
冯果忱 高鼎三
(吉林大学)

1983年5月23日收到, 11月24日修改

采用差分法对描述半导体激光器稳态特性的方程组作了数值计算, 建立了适用于 TQ-16 计算机运算的快速程序。通过和实验结果及其他作者的计算结果比较, 利用我们的计算方法可以方便地、迅速地条形注入式半导体激光器的阈值特性, 波导特性和侧向模式稳定性进行定量的理论分析。此外, 该方法还可方便地分析器件的结构参数和材料参数对上述特性的影响。

一、引 言

描述条形注入式半导体激光器稳态特性的方程组可取为^{[1]*}:

$$\frac{d^2n}{dy^2} + \frac{1}{t_a(y)} \frac{dt_a(y)}{dy} \frac{dn}{dy} - \frac{n}{L_D^2} - \eta_I \frac{J(y)}{eDt_a(y)} + \frac{P_{av} \cdot \Gamma(y) \cdot g(y) \cdot |G(y)|^2}{h\nu \cdot e \cdot D \cdot t_a(y)}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial^2 F(x, y)}{\partial x^2} + [k_0^2 \eta^2 - \beta_x^2(y)] F(x, y) = 0, \quad (2)$$

$$\frac{d^2G(y)}{dy^2} + [\beta_x^2(y) + ik_0 \eta_a \alpha_l - k_0 \eta_a \Gamma(y) g(y) (b + i) - \beta_x^2] G(y) = 0, \quad (3)$$

$$g(y) = An(y) - B, \quad (4)$$

$$\alpha_g = -2\text{Im}[\beta_x], \quad (5)$$

为了对激光器的阈值特性、波导特性和模式稳定性进行理论分析以及满足实际结构设计工作的需要, 我们建立了求解方程组(1)~(5)的数值方法, 编排了 TQ-16 机上的计算程序并把计算结果同 Streifer 等人的计算结果和实验结果作了比较。这个程序可计算通常条形、窄条形、BH、SBH、PCW、CDH、CSP 等多种结构的激光器的 $J(y)$ 、 $n(y)$ 、 $g(y)$ 分布、近场图样 $|F(x, y)|^2$ 、 $|G(y)|^2$ 、辐射远场图样 $I(\theta)$ 、等位相面分布、侧向内建等价折射率分布 $\eta_{eq}(y)$ 、有源区实际侧向折射率分布 $\eta_r(y)$ 、 $L-I$ 曲线、微分量子效率 η_D 和高阶模出现的功率水平等量。

* 式中诸量的意义见引文[1]。

二、数值方法

1. 固定 $y = y_i$, 对 (2) 式关于 x 取差商:

$$F(x_i) = \frac{F_{i-1} - 2F_i + F_{i+1}}{\Delta x^2}$$

得差分方程组:

$$\begin{aligned} F_{i-1} - a_i F_i + F_{i+1} &= \Delta x^2 \beta_x^2(y_i) F_i, \quad (i = 1, 2, 3, \dots, M-1) \\ F_1 &= 0, \quad F_M = 0 \quad (\text{边界条件}) \end{aligned} \quad (6)$$

其中

$$a_i = k_0^2 \eta^2(x_i, y_i) - 2. \quad (7)$$

(7) 式是实对称三对角方程组, 可用二分法^[2] 求其最大特征值并用反幂法^[3] 解相应的特征向量 $F(x, y_i)$, 然后对

$$\Gamma(y_i) = \int_{x_0}^{x_0 + t_0(y)} |F(x, y_i)|^2 dx / \int_{-\infty}^{+\infty} |F(x, y_i)|^2 dx$$

作数值积分算出相应的 $\Gamma(y_i)$. 最后对 $y = y_1, y_2, \dots, y_N$ 重复上面的运算, 得到 $\beta_x(y_j)$, $|F(x, y_j)|^2$, $\Gamma(y_j)$ ($j = 1, 2, \dots, N$).

2. 对方程 (1) 关于 y 取差商:

$$n'(y_j) = \frac{n_{j+1} - n_{j-1}}{2\Delta y}; \quad n''(y_j) = \frac{n_{j-1} - 2n_j + n_{j+1}}{\Delta y^2}.$$

再利用对称性 $n(y) = n(-y)$ 和边界条件得:

$$\begin{cases} b_1 n_1 + (c_1 + c_2) n_2 = f_1 \quad (\text{对称性}) \\ a_j n_{j-1} + b_j n_j + c_j n_{j+1} = f_j \quad (j = 2, 3, \dots, N-1) \\ n_N = J(y_N) L_D^2 / c \cdot D \cdot t_0(y_N) \quad (\text{边界条件}) \end{cases} \quad (8)$$

其中

$$\begin{cases} a_j = 1 - \Delta y \cdot t_0'(y_j) / 2 \cdot t_0(y_j); \\ b_j = -(2 + \Delta y^2 / L_D^2); \\ c_j = 1 + \Delta y \cdot t_0'(y_j) / 2 \cdot t_0(y_j); \\ f_j = \Delta y^2 [P_{\infty} g(y_j) \Gamma(y_j) |G(y_j)|_0^2 / h\nu \cdot c \cdot D \cdot t_0(y_j) - \eta_l J(y_j) / c \cdot D \cdot t_0(y_j)] \end{cases} \quad (9)$$

计算中取^[4]

$$J(y) = \begin{cases} J_c & (|y| \leq W/2) \\ J_c [1 + (|y| - W/2) / l_0]^{-2} & (|y| > W/2) \end{cases} \quad (10)^{[4]}$$

相应地, 全电流为 $I = J_c \cdot L(W + 2l_0)$. 用追赶法解实三对角方程组 (8), 求出 $n(y)$. 然后由 (4) 式求出 $g(y)$.

3. 方程 (3) 是以 β_x 为特征值, 以 $G(y)$ 为特征向量的复特征值问题. 类似地取:

$$G''(y_j) = \frac{G_{j-1} - 2G_j + G_{j+1}}{\Delta y^2}$$

再利用奇对称 ($G(-y) = -G(y)$) 或偶对称 ($G(-y) = G(y)$) 和边界条件 $G(y_N) = 0$, 得:

$$\begin{cases} (GR_1 + iGI_1)G_1 + 2G_2 = \Delta y^2 \beta_x^2 G_1 & (\text{偶对称}) \\ \text{或 } G_1 = 0 & (\text{奇对称}) \\ G_{j-1} + (GR_j + iGI_j)G_j + G_{j+1} = \Delta y^2 \beta_x^2 G_j & (j = 1, 2, \dots, N-1) \\ G_N = 0 \end{cases} \quad (11)$$

其中

$$\begin{cases} GR_j = [\beta_x^2(y_j) - k_0 \eta_a \Gamma(y_j) g(y_j) b] \cdot \Delta y^2 - 2 \\ GI_j = k_0^2 \eta_a [\alpha_i - \Gamma(y_j) g(y_j)] \cdot \Delta y^2 \end{cases} \quad (12)$$

(11) 式是复对称三对角方程组, 可用 LR^[5] 方法求其复特征值 β_{xj} ($j = 1, 2, 3, \dots, N$), 然后用反幂法求出有关的复特征向量 $G(y_j)$.

4. 阈值特性的分析

取 $P_{av} = 0$, 给 J_e 一试探值, 然后由步骤 1, 2, 3 求出 β_{xj} . 于是 (5) 式可看作是关于 $J(y)$ 的函数方程. 为迅速调节 J_e 使 (5) 式满足, 可用快速弦截法作迭代运算, 即取

$$J_e^{(k+1)} = J_e^{(k)} - \frac{\alpha_g/2 + \text{Im}[\beta_x]_{\min}^{(k)}}{\text{Im}[\beta_x]_{\min}^{(k)} - \text{Im}[\beta_x]_{\min}^{(k-1)}} \cdot (J_e^{(k)} - J_e^{(k-1)}) \quad (13)$$

式中 $\text{Im}[\beta_x]_{\min}$ 为基模模式传播常数的虚部. 实算发现, $\text{Im}[\beta_x]_{\min}$ 关于 $J_e^{(k)}$ 是单调变化的, 适当选取初值 $J_e^{(0)}$, $J_e^{(1)}$ 以后, 迭代仅三、四步 (取 $N = 40$) 在 TQ-16 机上只需 3—4 分钟就可以达到 $\alpha_g/2 + \text{Im}[\beta_x]_{\min} < 0.0001 \text{cm}^{-1}$ 的精度.

5. 阈值以上特性的分析

对于阈值以上任一给定的电流 J_e , 令 $J_e = J_{e\text{th}} + \Delta J_e$, 其中 $J_{e\text{th}}$ 是由第 4 步算得的阈值电流密度的 J_e 值. 然后调节 P_{av} 使 (5) 式满足. 迭代公式取为

$$P_{av}^{(k+1)} = P_{av}^{(k)} - \frac{\alpha_g/2 + \text{Im}[\beta_x]_{\min}^{(k)}}{\text{Im}[\beta_x]_{\min}^{(k)} - \text{Im}[\beta_x]_{\min}^{(k-1)}} \cdot (P_{av}^{(k)} - P_{av}^{(k-1)}) \quad (14)$$

取初值 $P_{av}^{(0)} = 0$, $P_{av}^{(1)} = \eta_l \cdot \Delta J \cdot h\nu / \Gamma(y_0) |G(y_0)|_n^2 \cdot g(y_0)$. 其迭代步数、机时和精度与第 4 步的相近.

三、算 例*

1. 阈值电流

表 1 给出了我们计算的 Burnham 等人的几种不同条宽 W 的 PCW 大光腔激光器^[6]的

表 1

R_y, α_i		W			
		$2\mu\text{m}$	$4\mu\text{m}$	$8\mu\text{m}$	$12\mu\text{m}$
$R_y = 500\Omega$ $\alpha_i = 20\text{cm}^{-1}$	I_{th}	48.80mA	52.10mA	60.02mA	70.89mA
	I_{th}^*	53.7mA	55.7mA	61.2mA	69.2mA
$R_y = 5000\Omega$ $\alpha_i = 10\text{cm}^{-1}$	I_{th}	30.04mA	33.5mA	41.29mA	50.54mA
	I_{th}^*	37.4mA	39.3mA	43.4mA	50.0mA
$R_y = 500\Omega - 5000\Omega$ $\alpha_i = 10 - 20\text{cm}^{-1}$	I_{th}^*	—	—	32—60 mA	—

* 为便于比较, 算例中参数取值与有关引文相同.

阈值电流 I_{th} 并与 Streifer 的计算结果(他们忽略了(1)式中的一阶导数项)和实验结果^[7]作了比较.表中 I_{th}^* 和 I_{th} 分别是他们的计算结果和实验结果.表 2 给出了我们计算的 Kirkby 等人的具有对称波导和非对称波导的窄条激光器^[8] 和 Ida 等人的非对称大光腔激光器^[9] 的阈值电流和实验结果.

表 2

激 光 器	计 算 结 果	实 验 结 果
Kirkby 对称波导激光器	28.4mA ($W = 3\mu\text{m}$)	28—32mA ($W = 2-3\mu\text{m}$)
Kirkby 非对称波导激光器	40.06mA ($W = 5\mu\text{m}$)	43mA ($W = 5\mu\text{m}$)
Ida 大光腔激光器	37.36mA ($W = 4\mu\text{m}$)	35mA ($W = 4\mu\text{m}$)

2. 波导特性

图 1 的 a 和 b 分别是我们计算的 Kirkby 的对称波导激光器^[8]和相应的具有同样材料参数的平面界面激光器的有源区实际侧向折射率 $\eta_r^2(y)$ 曲线 ($\eta_r^2(y) = \beta_z^2(y)/k_0^2 - b\eta_0 I(y)g(y)/k_0$, 见方程(3)). 可见激光器 a 的侧向波导为实的折射率波导; 激光器 b 在侧向上存在着折射率反波导, 其侧向模式是由增益波导导引的. 此外, 计算的激光器 a 的等位相面(略去)近似为平面, 远场图无双峰; 激光器 b 的等位相面近似为一柱面, 在条边以外 ($|y| \geq W/2$) 逐渐变成平面, 其远场图呈明显的双峰形状, 这些都充分地反映了侧向波导机制.

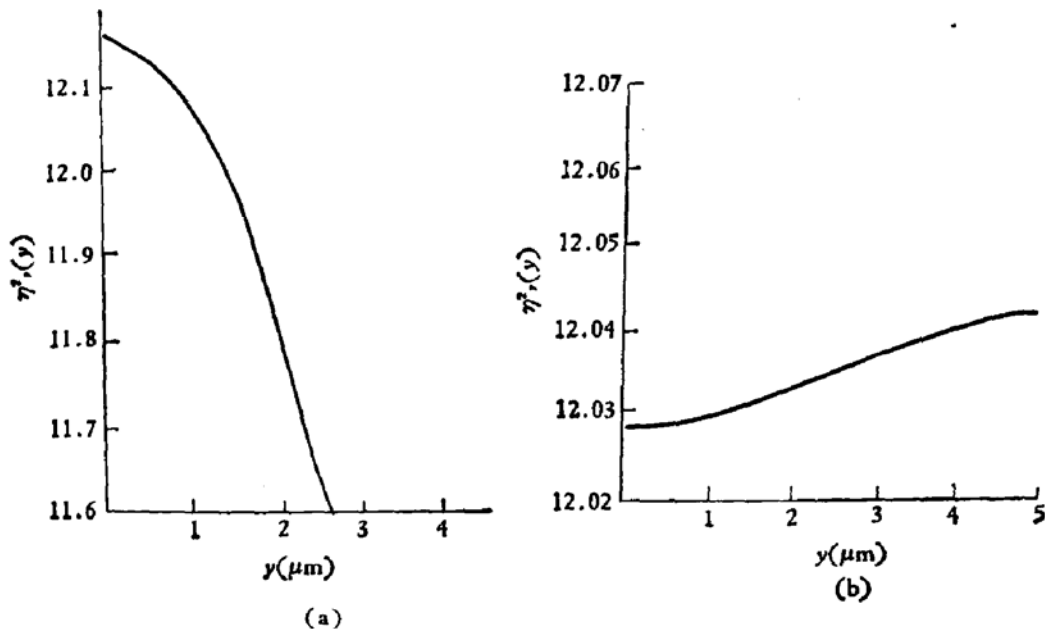


图 1 激光器 a, b 的实际侧向折射率分布

3. L-I 曲线

图 2 是我们计算的 Ida 等人的大光腔激光器^[9]的输出光功率-电流(L-I)曲线. 在一阶模出现以前 ($P_{out} = 0-25.7\text{mW}$) L-I 曲线为线性直线, 无“Kink”出现. 在这一

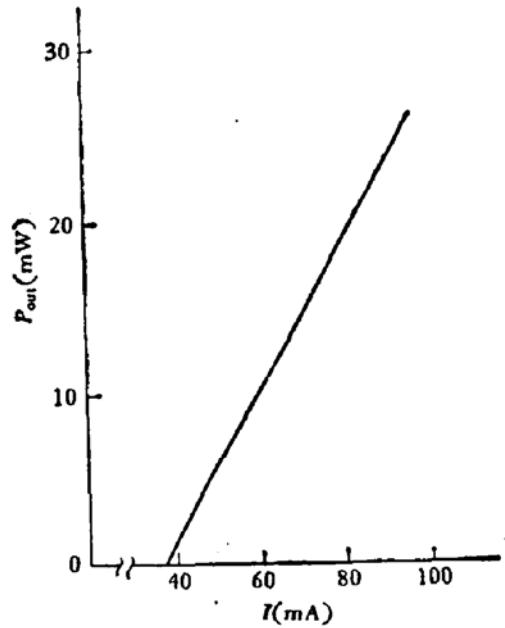


图 2 L-I 曲线

段功率范围内,计算的侧向模式近场半宽从 $2.45 \mu\text{m}$ 减少到 $2.37 \mu\text{m}$,变化很微弱,可见这种结构的激光器的侧向模式是稳定的。

参 考 文 献

- [1] W. Streifer, R. D. Burnham and E. Scifres, *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-17, 736 (1981).
- [2] 中国科学院沈阳计算研究所等编,电子计算机常用算法, pp. 211—218, 科学出版社, 1976 年第一版.
- [3] 曹志浩,张玉德,李瑞邈,矩阵计算和方程求根, pp. 116—121, 人民教育出版社, 1979 年 2 月第一版.
- [4] H. Jonezu, I. Sakuma, K. Kobayashi, T. Kamejima, M. Ueno and Y. Nannichi, *Jpn. J. Appl. Phys.*, 12, 1585 (1973).
- [5] 同[2], pp. 259—269.
- [6] R. D. Burnham, D. R. Scifres, W. Streifer and S. Peled, *Appl. Phys. Lett.*, 35, 734 (1979).
- [7] W. Streifer, R. D. Burnham and D. R. Scifres, *Appl. Phys. Lett.*, 37, 121 (1980).
- [8] P. A. Kirkby, *Electron Lett.*, 15, 824 (1979).
- [9] Y. Ida, T. Furuse, I. Sakuma and K. Nishida, *Appl. Phys. Lett.*, 36, 121 (1980).

Numerical Analysis of the Stationary Characteristics of Semiconductor Lasers

Meng Qingju, Liu Zhongyu, Zhang Hongwei, Feng Guochen and Gao Dingsan
(Jilin University)

Abstract

A numerical solution for the equations of the stationary characteristics of semiconductor lasers by difference approximation method is made. A quick-acting procedure suitable for TQ-16 computer has been raised. By comparing with the experimental results and calculating results of others, it is found that the method can be conveniently and quickly used to make a quantitative theoretical analysis for the threshold, wave guiding characteristics and the lateral mode stability of injected stripe-geometry semiconductor lasers. In addition, using this method, one can conveniently analyze the influence of the device structure parameters and material parameters on those characteristics mentioned above.