

条形半导体激光器中电过程和光波导 过程的精确理论

郭 长 志 丁 凡

(北京大学物理系固体能谱研究室)

1986年6月16日收到

提出条形半导体激光器中稳态电过程和光波导过程及其相互作用的精确模型，并从电极电压算起得出阈值以上的电压电流分布和基模光场分布的相互影响和变化的计算机结果。指出简单的 p-n 结注入公式和任何固定形式的结电流分布假设对分析条形半导体激光器中的电过程和光波导过程都不适用，本文还探讨了光功率-注入电流特性出现扭折的机制和条件。

一、引言

条形半导体激光器中平行结面方向的光波导过程是在注入电流之后才形成的非自建波导过程。在阈值以上激光模式光场的出现将使有源层内的载流子分布受到明显的畸变，从而严重地影响波导过程，以致造成了各种不稳定性。例如，光输出功率与注入电流之间的关系曲线出现扭折^[1,2]，光输出出现自脉动或光混沌态等^[2-5]。这些问题一直引起广泛的重视，迄今已有了大量的实验和理论分析工作。最近的理论分析工作虽然已有明显进展，但其中仍然保留某些不合理的假设^[2,6,7]，或者未考虑光场的作用^[8]，或者只针对非平面情况^[9]。本文将从实际的器件结构和工作条件出发，严格地分析具有等厚平面有源层的条形半导体激光器的稳态电过程和光波导过程，并把所得的计算机结果与现有模型结果进行比较，指出后者不足之处。

二、理论

通常条形半导体激光器的典型结构和所取坐标系如图 1 所示。从宽度为 S 的条形电极到大面积下电极之间依次为 P⁺ 型接触顶层，P 型上限制层，n 型有源层，N 型下限制层，n 型衬底。其厚度和电阻率各为 $d_4, \rho_4; d_3, \rho_3; d; d_1, \rho_1; d_s, \rho_s$ 。一般 $d_s \gg d_1 \approx d_3 \approx d_4 \gg d$ ， $\rho_1 \ll \rho_3 \left(1 + \frac{d_3}{d_1}\right)$ ，则可以认为有源层、下限制层和衬底层近似与下电极等电势（其电压取为 0）。因此当条形电极电压为 V_c 时，上限制层与有源层界面上的结电压 $V_i(y)$ 和注入结电流 $J_i(y)$ 分布，由解 d_3, d_4 所构成的 P 型电阻层中的二维拉普拉斯方程及其相应的边界条件确定：

$$\frac{\partial^2 V(x, y)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V(x, y)}{\partial y^2} = 0, \quad (1)$$

$$J_x(x, y) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial V(x, y)}{\partial x}, \quad J_y(x, y) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial V(x, y)}{\partial y}. \quad (2)$$

$$\left. \begin{aligned} & V(d_3 + d_4, -S/2 \leq y \leq S/2) = V_c, \quad V(d_3 + d_4, \infty) = 0, \\ & V(x < 0, y) = 0, \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

$$\left[\frac{\partial V(x, y)}{\partial y} \right]_{y=0} = 0, \quad \left[\frac{\partial V(x, y)}{\partial x} \right]_{\substack{|y| > S/2 \\ x=d_3+d_4}} = 0, \quad -J_x(0, y) = J_i(y). \quad (4)$$

由于半导体激光器中, 结电流 $J_i(y)$ 与结电压 $V_i(y)$ 之间并无直接关系, 由准费米能级连续假设应有:

$$V(0, y) - V_i(y) = \frac{1}{q} (F_n - F_p). \quad (5)$$

q 是电子电量, F_n 、 F_p 各为有源层内电子和空穴的准费米能级, 它们与有源层内的电子和空穴浓度 n 、 p 的关系为:

$$\left. \begin{aligned} n &= N_c \mathcal{F}_{1/2}(\eta_n), \quad \mathcal{F}_{1/2}(\eta_n) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^\infty \frac{\epsilon_n^{1/2} d\epsilon_n}{1 + e^{(\epsilon_n - \eta_n)}}, \quad \eta_n = \frac{F_n - E_c}{kT}, \\ \epsilon_n &\equiv \frac{E - E_c}{kT}, \end{aligned} \right\}, \quad (6)$$

$$\left. \begin{aligned} p &= N_v \mathcal{F}_{1/2}(\eta_p), \quad \mathcal{F}_{1/2}(\eta_p) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^\infty \frac{\epsilon_p^{1/2} d\epsilon_p}{1 + e^{(\epsilon_p - \eta_p)}}, \quad \eta_p = \frac{E_v - F_p}{kT}, \\ \epsilon_p &\equiv \frac{E_v - E}{kT}. \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

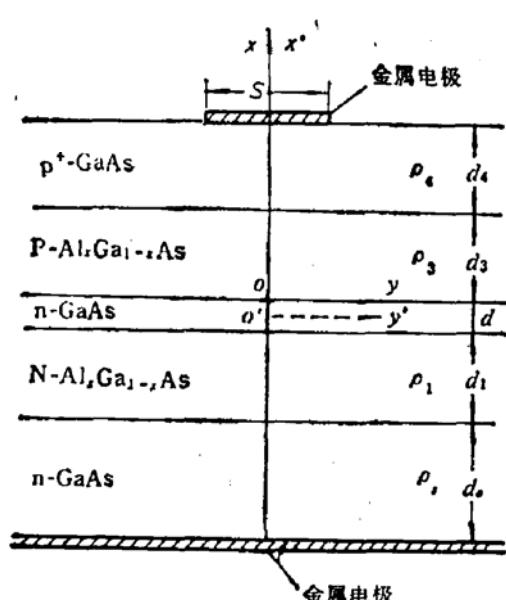


图1 条形半导体激光器结构及坐标系

$$N_c = 2 \left[\frac{2\pi m_n kT}{h^2} \right]^{3/2}, \quad N_p = 2 \left[\frac{2\pi m_p kT}{h^2} \right]^{3/2}, \quad E_c - E_v = E_g. \quad (8)$$

k 、 h 、 T 各为玻耳兹曼常数、普朗克常数和绝对温度, m_n 、 m_p 各为电子和空穴的有效质量, E_c 、 E_v 、 E_g 各为导带底、价带顶、禁带的能量。因此, 厚为 $d_3 + d_4$ 的电阻层内的电流、电压分布将与有源层内的载流子浓度分布有关, 因而也与光场分布有关。对于 E_{mn}^y 模 (\approx TE 模), 模式主要电场量为:

$$E_y(x, y) \approx X(x, y)Y(y). \quad (9)$$

$X(x, y)$ 是 y 的缓变函数。则半导体内模式功率 P_s , 垂直结面方向的光功率限制因子 Γ_s , 平行结面方向的归一化模式电场 $\bar{E}(y)$ 各为:

$$P_s = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{2} \operatorname{Re}[\mathcal{E} \times \mathcal{E}^*] dx' dy$$

$$= \frac{1}{2} \epsilon_0 c \frac{\operatorname{Re}(\tilde{\beta}_s)}{k_0} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |E_y(x, y)|^2 dx' dy. \quad (10)$$

$$\Gamma_x(y) \equiv \frac{\int_{-d/2}^{d/2} |X(x',y)|^2 dx'}{\int_{-\infty}^{\infty} |X(x',y)|^2 dx'}, \quad |\bar{E}(y)|^2 \equiv \frac{|Y(y)|^2}{\int_{-\infty}^{\infty} |Y(y)|^2 dy},$$

$$k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0}, \quad x' = x - d/2. \quad (11)$$

$Y(y)$ 和传播常数 $\tilde{\beta}_x$ 由一维化亥姆霍兹方程求出:

$$\frac{d^2 Y(y)}{dy^2} + [k_0^2 \tilde{n}_{\text{eff}}^2(y) - \tilde{\beta}_x^2] Y(y) = 0, \quad Y(\pm\infty) = 0, \quad \left. \frac{dY(y)}{dy} \right|_{|y|\rightarrow\infty} = 0. \quad (12)$$

其中 λ_0 , ϵ_0 , c 各为真空波长, 电容率和光速, $\tilde{n}_{\text{eff}}(y)$ 为一维化等效复折射率分布:

$$\tilde{n}_{\text{eff}}^2(y) \doteq 2\bar{n}_2 \tilde{n}_{1s}(y) \Gamma_x(y) + \frac{\tilde{\beta}_x^2(y)}{k_0^2}, \quad (13)$$

$$\frac{d^2 X}{dx'^2} + (k_0^2 \tilde{n}_x^2 - \tilde{\beta}_x^2) X = 0, \quad X(\pm\infty) = 0, \quad \left. \frac{dX}{dx'} \right|_{|x'| \rightarrow \infty} = 0,$$

$$\tilde{n}_x^2 = \begin{cases} \tilde{n}_1 \approx \bar{n}_1^2, & |x'| > d/2 \\ \tilde{n}_{20} \approx \bar{n}_2^2, & |x'| \leq d/2 \end{cases} \quad (14)$$

$$\tilde{n}_{1s}(y) = (\bar{b} + i) \left(\frac{g(y) - \alpha_s}{2k_0} \right), \quad \bar{b} \equiv \frac{2k_0 \Delta \bar{n}}{g(y) - \alpha_s} \quad (15)$$

\bar{n}_1 、 \bar{n}_2 各为限制层和有源层的材料折射率, α_s 为有源层的体损耗系数, 载流子分布引起的增益系数 $g(y)$ 和附加的等离子振荡折射率 $\Delta \bar{n}$ 各为:

$$g(y) = a'(n(y) - n_e), \quad \Delta \bar{n} = -\frac{q^2 \lambda_0^2}{8\pi \bar{n}_2 \epsilon_0} \left(\frac{n}{m_n} + \frac{p}{m_p} \right) \quad (16)$$

其中 a' 、 n_e 各为受激复合截面和透明载流子浓度。在阈值和阈值以上, 激光模式增益 G , 或 $2\text{Im}(\tilde{\beta}_x)$ 应等于腔端面损耗:

$$G \equiv \frac{\int_{-\infty}^{\infty} g_{\text{eff}}(y) |\bar{E}(y)|^2 dy}{\int_{-\infty}^{\infty} |\bar{E}(y)|^2 dy} \approx 2\text{Im}(\tilde{\beta}_x) = \frac{1}{2L} \ln \left(\frac{1}{R_1 R_2} \right), \quad (17)$$

$$g_{\text{eff}}(y) = 2k_0 \text{Im}(\tilde{n}_{\text{eff}}(y)).$$

L 、 R_1 、 R_2 各为腔长和两个端面的光功率反射系数。由于 d 很小, 有源层内垂直结面方向的载流子分布近似为均匀的, 平行于结面方向的载流子分布 [$n(y) \approx p(y)$] 可由一维双极性扩散方程确定:

$$D^* \frac{d^2 n(y)}{dy^2} - \left(\frac{n(y)}{\tau} + B n^2(y) \right) - \frac{P_e \Gamma_x g(y) |\bar{E}(y)|^2}{h\nu d} = -\frac{J_i(y)}{qd}. \quad (18)$$

其中 D^* 、 τ 、 B 、 ν 各为载流子的双极性扩散系数, 自发非辐射复合寿命时间, 自发辐射复合系数, 激光频率。 $(1)、(12)、(14)、(18)$ 式通过 $(5)、(13)$ 式而相互耦合; 除了在阈值或阈值以下, 模式光场很弱可以忽略的情况下, 电过程的方程组 $(1)、(18)$ 与光波导过程的方程组 $(12)、(14)$ 无关, 因而可对给定电极电压 V_e 独立求解以外, 光和电过程的方程组都必须与 (17) 式联立求解。其中对应于一定 V_e 的表征激光强度的 P_e 值是在联立自治求解过程中确定的。

三、计算结果及讨论

把微分方程差分化后,(1)、(18)化为代数方程组,用高斯-赛德迭代法求解;(12)式化为赫森伯格(Hessenberg)特征值矩阵,用 COMQR2 程序^[12]求解其本征值 $\tilde{\beta}_x$ 和本征矢 $Y(y)$,所涉 β_x 和 Γ_x 可用近似公式^[13]得出,而不必直接求解(14)式。阈值条件下的计算结果与本文模型相同但用保角变换法得出的结果^[8]一致,皆表明结电流分布 $J_i(y)$ 随条宽 S 变化很大,不能认为都是平顶扩展形^[14]或高斯型^[6]分布。为了着重研究阈值以上光场的影响,以下将给出 $S = 12 \mu\text{m}$ 情况下对 GaAs-Al_{0.3}Ga_{0.7}As 异质结构激光器的计算机结果。计算中采用 $L = 400 \mu\text{m}$, $d = 0.1 \mu\text{m}$, $d_3 = 2 \mu\text{m}$, $d_4 = 0$, $\rho_3 = 0.2 \Omega\text{cm}$, $D^* = 40 \text{ cm}^2/\text{s}$, $\tau = 1.8 \times 10^{-9}\text{s}$, $L^* = \sqrt{D^*\tau} = 2.6833 \mu\text{m}$, $B = 0.97 \times 10^{-10} \text{ cm}^3/\text{s}$, $R_1 = R_2 = 0.3$, $\frac{1}{2L} \ln \left(\frac{1}{R_1 R_2} \right) = 30.10 \text{ cm}^{-1}$, $T = 300 \text{ K}$, $a' = 1.08 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$, $n_e = 1.0 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, $m_s = 0.067 m_0$, $m_p = 0.48 m_0$, m_0 为自由电子质量, $E_g = 1.424 \text{ eV}$, $\lambda_0 = 0.87 \mu\text{m}$, $\bar{n}_1 = 3.385$, $\bar{n}_2 = 3.590$ 。在不同电极电压 V_c 下的计算结果如表 1 和图 2—7 所示。表 1 中总电极电流 I_c ,总结电流 I_i ,条区内注入电流 $I_i^{(s)}$,2S 内注入电流 $I_i^{(2s)}$,微分电阻 R_d ,模式折射率 \bar{N} 各为:

$$\left. \begin{aligned} I_c &= L \int_{-S/2}^{S/2} J_c(y) dy, \quad I_i = L \int_{-\infty}^{\infty} J_i(y) dy, \quad I_i^{(s)} = L \int_{-S/2}^{S/2} J_i(y) dy, \\ I_i^{(2s)} &= L \int_{-S}^S J_i(y) dy, \quad R_d = \frac{\Delta V_c}{\Delta I_c}, \quad \bar{N} = \frac{\operatorname{Re}(\tilde{\beta}_x)}{k_0} \end{aligned} \right\} \quad (19)$$

显然有:

$$I_c = I_i \geq I_i^{(2s)} \geq I_i^{(s)} \quad (20)$$

由(17)式确定达到阈值时电极电压和电极电流各为 $V_{c\text{th}} = 1.460 \text{ V}$, $I_{c\text{th}} = 35.50 \text{ mA}$ 。由图 2 可见在阈值处和 $V_c = 1.055 V_{c\text{th}}$ ($I_c = 3.645 I_{c\text{th}}$) 处光功率 P_e 特性均出现扭折现象。

或者是由于结电压开始因激光的出现而饱和[见表 1 中 $V_i(0)$, R_d 和图 3(a)],后者是与近场束宽变窄同时发生的[见图 6(a)]。如把近场束宽变窄的现象称为自聚焦现象,而把增益空间分布的中心曲率由正变负和折射率分布的中心曲率由负变正称为自聚焦波导,则计算结果表明自聚焦现象是在自聚焦波导宽度达到足够大之后才发生的(见图 5)。在这之前即使出现自聚焦波导,近场束宽仍然随注入增加而继续增加。而且上述自聚焦波导也只限于在整个波导中心附近的局部范围内形成,整个波导仍然是明显的正增益和反折射率波导。所以可以认为自聚焦现象的出现是局部自聚焦波导效应增强到足以抵消整体的波导效应之后才发生的。同时说

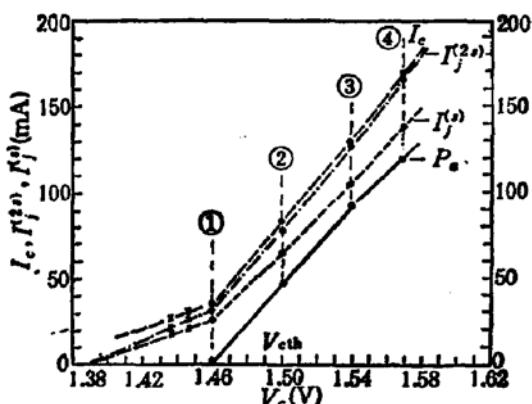


图 2 电特性和光输出特性(附各计算点符号)

部范围内形成,整个波导仍然是明显的正增益和反折射率波导。所以可以认为自聚焦现象的出现是局部自聚焦波导效应增强到足以抵消整体的波导效应之后才发生的。同时说

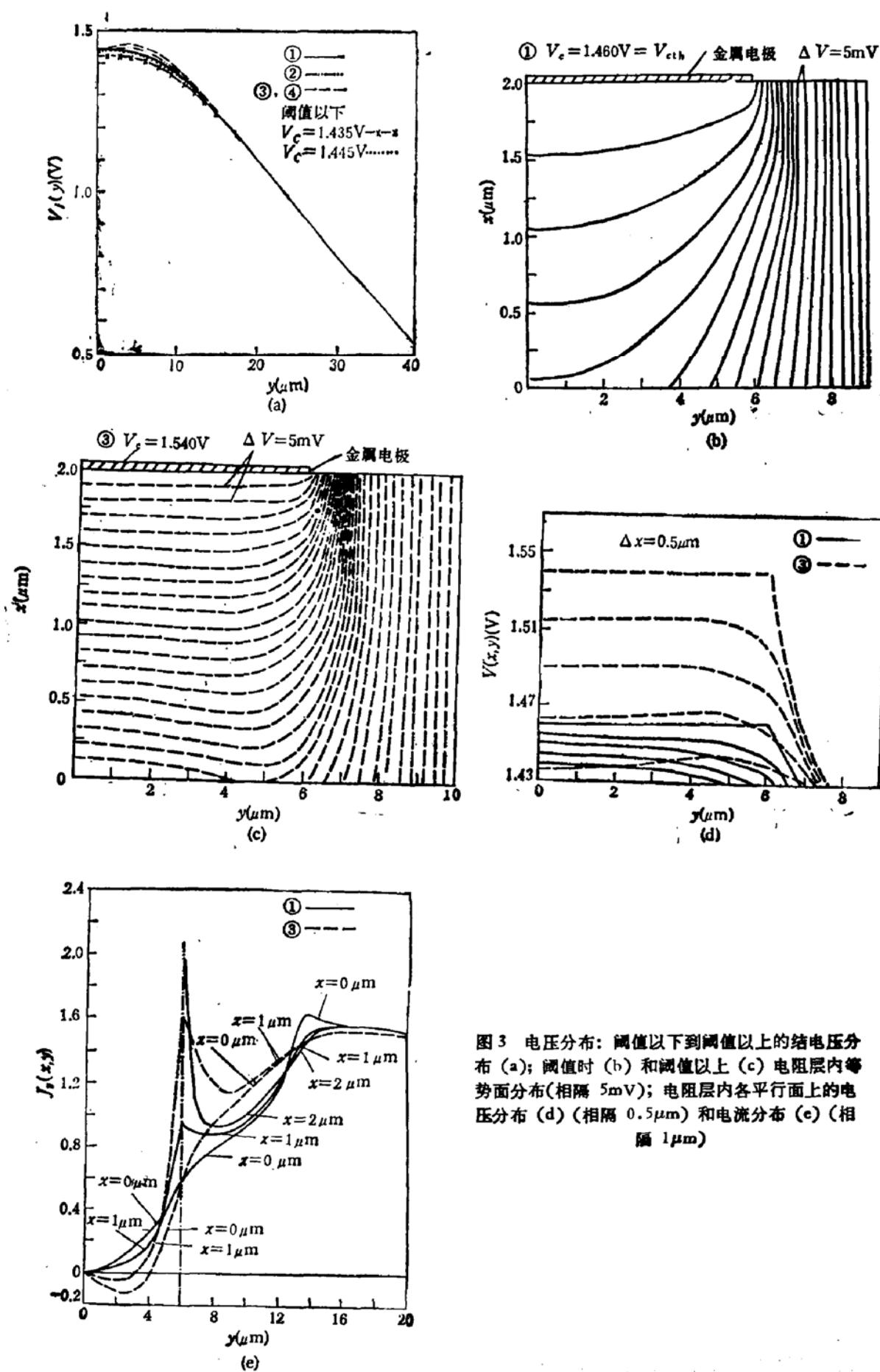


图3 电压分布：阈值以下到阈值以上的结电压分布 (a); 阈值时 (b) 和阈值以上 (c) 电阻层内等势面分布(相隔 5mV); 电阻层内各平行面上的电压分布 (d) (相隔 0.5 μm) 和电流分布 (e) (相隔 1 μm)

明在 $S = 12 \mu\text{m}$ 情况下,由于这种波导机制转换所引起的扭折现象只在很高的注入下才发生,在通常的工作条件下 ($I_c < 3I_{c\text{th}}$) 是不会发生的。因此在这个范围内所发生的扭

折应是由于出现高阶横模^[10]等其它机制引起的^[10,11]。自聚焦波导的出现是由于模式光强分布的峰值处非平衡载流子的分布受到很强的受激复合而凹陷,并引起电流向中心集中(见表 1 中 $I_1^{(s)}$ 、 $I_1^{(2s)}$),而使结电流和电极电流分布的中心从凹陷到凸起(见图 4),同时也使结电压分布在中心两侧出现峰值而形成中心凹陷。电极电流,结电压结电流以及整个电阻层内的电压电流分布随电极电压的变化而出现如此剧烈的变化,是由于采用了更精确的注入模型(5)式才能得出的。如果采用萧克莱的小注入均匀平面 p-n 结注入公式:

$$J_i = J_i(e^{\frac{qV_i}{kT}} - 1) \quad (\beta \approx 2) \quad (21)$$

则将割断注入过程与有源层内载流子分布的联系,因而不能反映激光模式的分布和强度对整个电过程的影响,因此(21)式不符合实际而不

宜采用。同时也说明结电流分布不能采用任何一个形式固定的分布来代替。

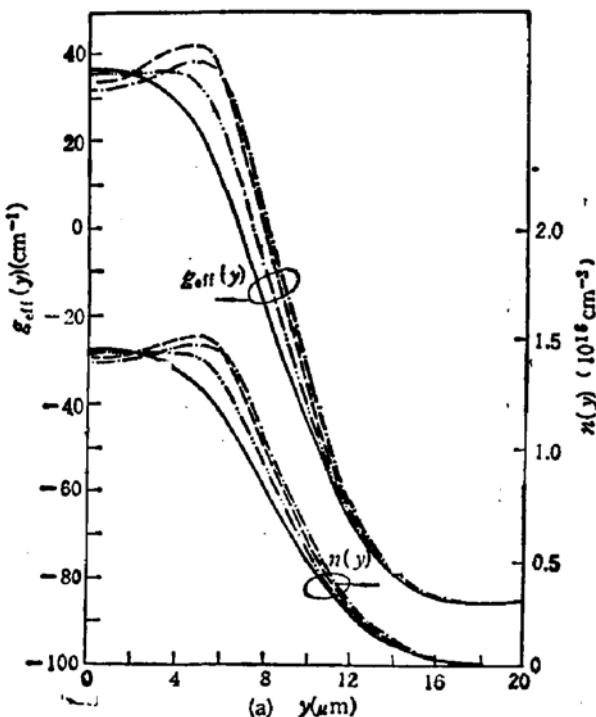


图 4 电极电流和结电流的分布

①——②····· ③-----④·····

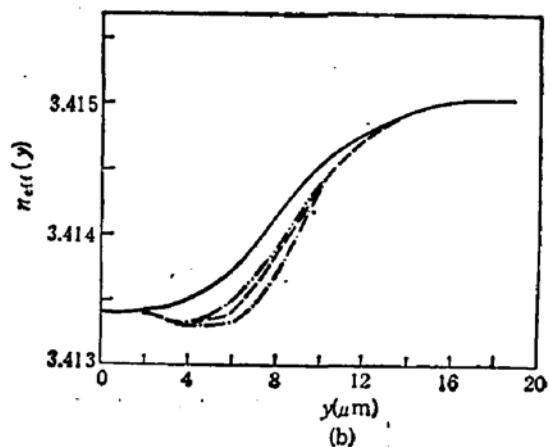


图 5 有源层内 (a) 注入载流子浓度分布和增益分布; (b) 实折射率分布

①——②····· ③-----④·····

表 1 各 V_c 下的计算值

各计算点 符号	V_c (V)	P_a (mW)	I_c (mA)	$I_f^{(2S)}$ (mA)	$I_f^{(S)}$ (mA)	$V_f(0)$ (V)	$n(0) \left(\frac{10^{18}}{\text{cm}^3} \right)$	\bar{N}	R_d (Ω)
X	1.435 (0.983 V_{ctb})	0	29.51 (0.73 I_{ctb})	21.13 (0.816 I_c)	17.48 (0.675 I_c)	1.4212	1.125	—	2.75
X	1.445 (0.990 V_{ctb})	0	29.55 (0.83 I_{ctb})	25.19 (0.852 I_c)	20.70 (0.700 I_c)	1.4286	1.240	—	—
①—	1.460 (V_{ctb})	0	35.50 (I_{ctb})	31.55 (0.889 I_c)	25.81 (0.727 I_c)	1.4395	1.422	3.41377	0.86
②---	1.500 (1.027 V_{ctb})	44.8	81.84 (2.305 I_{ctb})	76.96 (0.940 I_c)	62.99 (0.770 I_c)	1.4380	1.405	3.41347	—
③---	1.540 (1.055 V_{ctb})	92.2	129.4 (3.645 I_{ctb})	126.6 (0.978 I_c)	103.57 (0.800 I_c)	1.4370	1.382	3.41338	0.76
④-·-	1.570 (1.075 V_{ctb})	118.4	168.8 (4.755 I_{ctb})	167.2 (0.991 I_c)	137.25 (0.813 I_c)	1.4360	1.371	3.41344	—

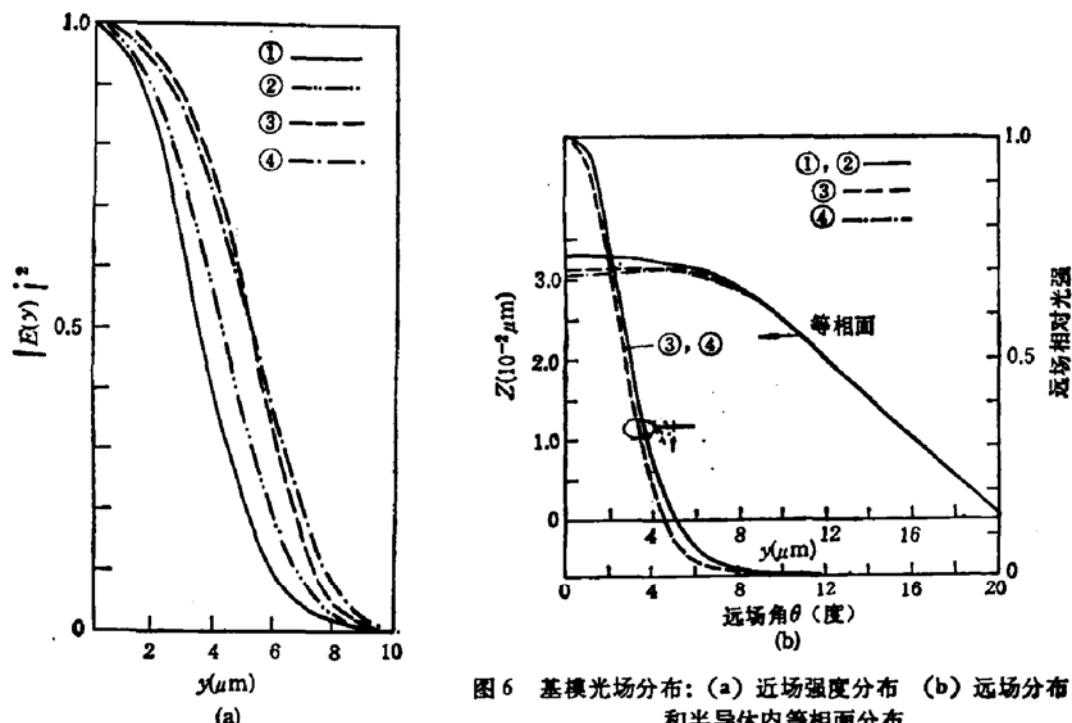
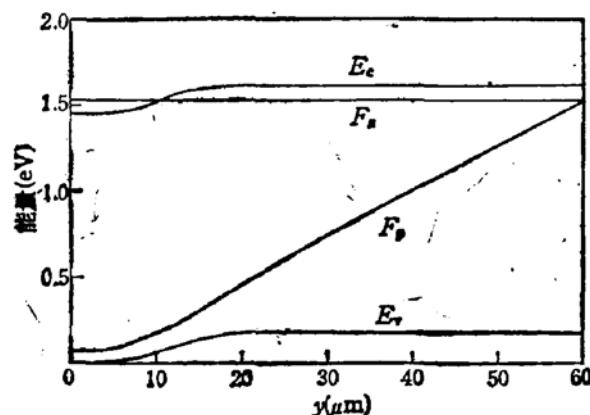


图 6 基模光场分布: (a) 近场强度分布 (b) 远场分布和半导体内等相面分布

图 7 阈值以上 ($V_c = 1.500\text{V}$) 有源层内能带边和准费米能级的分布

四、结 论

对条形半导体激光器波导过程进行从电极电压算起的精确分析结果表明：阈值以上的波导过程由于激光模式光场的出现而引起载流子分布中心烧孔，电极电流和结电流分布中心从凹陷变为凸起，而结电压分布则从凸起变为凹陷。如只考虑基模，光功率随电极电压或电极电流变化的曲线在很高的注入水平(对 $S = 12 \mu\text{m}$, $I_c \geq 3.645 I_{c\text{th}}$)下才出现扭折，同时近场束宽开始变窄，这是由于上述原因而使波导中心出现与原有波导性质相反的局部波导作用增强到开始超过了原有波导的作用。分析结果也表明不宜采用任何固定形式的结电流分布作为分析条形半导体激光器波导过程的出发点，也不宜采用萧克莱小注入均匀平面 p-n 结注入公式作为半导体激光器的 p-n 结注入模型。

参 考 文 献

- [1] R. W. Dixon, *BSTJ*, 59, 669(1980).
- [2] 陈振华、钮金真、郭长志, 中国激光, 10, 70(1983).
- [3] 郭长志、钮金真, 半导体学报, 4, 247(1983).
- [4] C. Z. Guo and K. G. Wang, *IEEE J.*, QE-18, 1728(1982); 半导体学报, 4, 161(1983).
- [5] K. A. Shore and T. E. Rozzi, *IEEE J.*, QE-20, 246(1984).
- [6] J. E. A. Whiteaway, *IEE Proc.*, 129, Pt. I, 89(1982).
- [7] M. Yano, H. Ishikawa and M. Takusagawa, *J. Appl. Phys.*, 53, 3433(1982).
- [8] G. Lengyel, P. Meissner, E. Patzak and K. H. Zschauer, *IEEE J.*, QE-18, 618(1982).
- [9] D. P. Wilt and A. Yariv, *IEEE J.*, QE-17, 1941 (1981).
- [10] C. Z. Guo, J. S. Xie and F. Shen, *IEEE J.*, QE-21, 794(1985); 中国激光, 11, 700(1984).
- [11] R. Lang, *IEEE J.*, QE-15, 718(1979).
- [12] J. H. Wilkinson, *The Algebraic Eigenvalue Problem*, Clarendon Press (1965); 郭富印等, «FORTRAN 算法汇编», 国防工业出版社, (1984).
- [13] D. Botez, *IEEE J.*, QE-14, 230(1978); *RCA Review*, 39, 577(1978).
- [14] H. Yonezu *et al.*, *Jpn. J. Appl. Phys.*, 12, 1585(1973).

An Accurate Theory of the Electrical and Optical Waveguiding Processes in Stripe-Geometry Semiconductor Laser

Guo Changzhi and Ding Fan

(Department of Physics, Beijing University)

Abstract

The electrical and optical waveguiding processes and their interaction in stripe-geometry semiconductor laser has been treated by an accurate model and the detailed self-consistent computer results have been obtained. It is shown that the usual p-n injection current-voltage relation and any imposed-fixed-shaped injection current distribution should not be used as bases in analyzing waveguiding behavior in stripe-geometry semiconductor laser. The so-called self-focusing mechanism of the kink in the optical power-current characteristics has also been examined.