

电极条形双区共腔半导体双稳态激光器 静态和瞬态行为的精确理论计算*

郭长志 柴自强

(北京大学物理系固体能谱研究室)

1989年8月11日收到

提出考虑到载流子侧向扩散分布以及光场模式分布精确描述具有非自建增益波导的电极条形双区共腔半导体双稳态激光器中物理过程的理论模型,从外加电极等势体出发对所涉及各种分布,不作任何人为假设,自治地计算分析了半导体激光双稳态的静态特性和开关过程,并与现行集中均匀近似假设的计算结果进行比较,并指出其局限性。发现载流子侧向扩散分布和光场模式分布及其相互作用使激光阈值电流显著提高,双稳区宽度减小,开关时间加长。指出采用自建折射率波导结构可明显改进双稳态性能。

主题词 半导体激光器, 双区共腔, 双稳态, 开关过程

一、引言

双区共腔结构是最早提出的半导体双稳态激光器方案^[1],但直到最近才克服了阈值太高和双区之间电隔离不好而制成静态性能良好的器件^[2-3],并已广泛应用于光盘等信息处理^[3]。但由于其开关时间仍不能明显小于结型电器件而尚难以用于光计算机领域。如何进一步改进这类半导体双稳态激光器的性能,特别是瞬态或开关性能,将是一个涉及器件设计、制作工艺和理论上的改进问题。分析半导体双稳态激光器中物理过程的现行理论是建立在假设光场和注入载流子都集中均匀分布在一定的有源区内,虽然曾成功地分析了这种系统的各种不稳定性^[4-5],但其定量结果往往与实验结果,特别是常用的具有非自建增益波导的电极条形结构的结果相差较远。最近 T. G. Dziura 等^[6,7]曾考虑光场作高斯型分布,得出静态双稳特性与集中均匀假设的结果有明显差别。但由于对光场分布采用了人为假设,且对载流子分布仍作集中均匀假设,因而是不自治的,与非自建增益波导的性质也是不符的;同时所采用的传播表述也不便于分析瞬态过程。本文将把所提出的从电极等势体出发,且对所涉及的一切分布皆不作任何人为假设的精确理论^[8-11]推广到双区共腔情况,从而较精确地探讨了实际分布的存在对双稳态的静态和开关过程的影响。

* 国家自然科学基金资助项目。

二、理 论

从总腔长为 L 的 $\text{GaAs}-\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}$ As 半导体激光器的厚度和电阻率各为 d_1, ρ_1 的上顶层 (p^+/GaAs) 到厚度和电阻率各为 d_3, ρ_3 的上限制层 ($\text{P}-\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}/\text{As}$) 内刻出一定深度的沟道，把条形电极沿纵向分开成长各为 L_1, L_2 两段，并各加上电极电压 $V_e^{(1)}$ 和 $V_e^{(2)}$ ， $V_e^{(1)} > V_e^{(2)} \geq 0$ ，使厚度为 d 的有源层 (p/GaAs) 也沿纵向形成载流子浓度各为 $n_1(y, t)$ 和 $n_2(y, t)$ 的增益和吸收两个电学上相对独立的区段。如忽略沟道对 p/GaAs 层中光波导过程的影响，则可近似认为这层及其反射率各为 R_1, R_2 的两端面形成两区共有的统一谐振光腔，而具有共同的光场分布。这种双区共腔结构模型的示意及所取坐标系如图 1(d) 所示。 t 时刻的 $n_1(y, t)$ 和 $n_2(y, t)$ 由每区段的载流子速率方程决定^[8,9,11]：

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_l(y, t)}{\partial t} = & \frac{J_l^{(l)}(y, t)}{q_c d} + D^* \frac{\partial^2 n_l(y, t)}{\partial y^2} - \left\{ \frac{n_l(y, t)}{\tau_{nr}} + B^* [n_l(y, t)]^2 \right\} \\ & - \frac{P_a \Gamma_x g_l(y, t)}{h\nu d} |E(y, t)|^2, \quad l = 1, 2 \end{aligned} \quad (1a)$$

p/GaAs 有源层在室温附近的增益函数近似为

$$g_l(y, t) = a[n_l(y, t) - n_e], \quad l = 1, 2 \quad (1b)$$

对于 GaAs，电子迁移率 μ_n 远大于空穴迁移率 μ_p ，在激射所需的大注入条件下，电子与空穴浓度近似相等 ($n \approx p$)，双极性扩散系数 D^* 与电子和空穴的扩散系数 D_n, D_p 的关系为^[11,12]

$$D^* = \frac{n\mu_n D_p + p\mu_p D_n}{n\mu_n + p\mu_p} \approx \frac{\mu_n D_p + \mu_p D_n}{\mu_n + \mu_p} \simeq \mu_p \left(\frac{D_n}{\mu_n} + \frac{D_p}{\mu_p} \right) \quad (1c)$$

q_c, h 和 ν 各为电子电荷、普朗克常数和激光频率， τ_{nr} 和 B^* 各为载流子非辐射复合寿命和自发辐射复合系数， a 和 n_e 各为受激复合截面和透明载流子浓度， l 区段在外加电极电压 $V_e^{(l)}$ 下注入有源层的电流密度 $J_l^{(l)}$ ($l = 1, 2$) 由该区段 t 时刻的拉普拉斯方程及其相应边界条件求出^[11]：

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

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

$$V^{(l)}\left(d_3 + d_4, -\frac{S_e}{2} \leq y \leq \frac{S_e}{2}\right) = V_e^{(l)}, \quad V^{(l)}(d_3 + d_4, \infty) = 0, \quad (2c)$$

$$V^{(l)}(x < 0, y) = 0 \quad (2c)$$

$$\left[\frac{\partial V^{(l)}(x, y)}{\partial y} \right]_{y=0} = 0, \quad \left[\frac{\partial V^{(l)}(x, y)}{\partial x} \right]_{y=\frac{S_e}{2}, x=d_3+d_4} = 0 \quad (2d)$$

$$-J_x^{(l)}(0, y) = J_y^{(l)}(y), \quad V^{(l)}(0, y) = V_y^{(l)}(y) \quad (2e)$$

$$V_y^{(l)}(y) = \frac{1}{q_e} (F_n^{(l)} - F_p^{(l)}) \quad (2f)$$

t 时刻 l 区段电子和空穴的准费米能级 $F_n^{(l)}, F_p^{(l)}$ 通过准平衡分布下的电中性条件与电子

和空穴浓度相联系^[8,11]:

$$n_i(y, t) - n_0 = p_i(y, t) - p_0 \quad (3a)$$

$$n_i(y, t) = N_c \mathcal{F}_{1/2} \left(\frac{F_n^{(t)} - E_e}{kT} \right), \quad p_i(y, t) = N_v \mathcal{F}_{1/2} \left(\frac{E_v - F_p^{(t)}}{kT} \right) \quad (3b)$$

$$\mathcal{F}_{1/2}(\eta) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^\infty \frac{\varepsilon_i^{1/2} d\varepsilon_i}{1 + e^{(\varepsilon_i - \eta)}}, \quad i = n, p, \quad \varepsilon_n = \frac{E - E_e}{kT}, \quad \varepsilon_p = \frac{E_v - E}{kT} \quad (3c)$$

$$N_e = 2 \left(\frac{2\pi m_n kT}{h^2} \right)^{3/2}, \quad N_v = 2 \left(\frac{2\pi m_p kT}{h^2} \right)^{3/2}, \quad E_e - E_v = E_g \quad (3d)$$

与(1a)中受激复合项有关的 E_{mn}^y 模 y 分量光场分布 $E_y(x, y) = Z(x, y)Y(y)$ 由 x, y 方向的亥姆霍兹方程及其边界条件，并取共腔等效复介电常数 $\tilde{n}_{eff}/\epsilon_0$ 为两区的平均值求出^[4,8,11]:

$$\frac{dY(y)}{dy^2} + [k_0^2 \tilde{n}_{eff}^2(y) - \beta_z^2] Y(y) = 0 \quad (4a)$$

$$Y(\pm\infty) = 0, \quad \left. \frac{dY(y)}{dy} \right|_{y \rightarrow \infty} = 0, \quad k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0} \quad (4b)$$

$$\tilde{n}_{eff}^2(y) = l_1 \tilde{n}_{eff1}^2(y) + l_2 \tilde{n}_{eff2}^2(y) = \frac{\beta_z^2}{k_0^2} + (\bar{b} + i) \bar{n}_2 \Gamma_x \operatorname{an}(y)/k_0 \quad (4c)$$

$$g_{eff}(y) = 2k_0 \operatorname{Im}[\tilde{n}_{eff}(y)], \quad n(y) = l_1 n_1(y) + l_2 n_2(y) \quad (4d)$$

$$\frac{\beta_z^2}{k_0^2} \approx (1 - B) \bar{n}_1^2 + B \bar{n}_2^2, \quad \Gamma_x \approx \frac{D^2}{2 + D^2} \quad (4e)$$

$$D^2 = (k_0 d)^2 (\bar{n}_2^2 - \bar{n}_1^2), \quad B = \frac{D^2}{4} \left(\frac{\sqrt{9 + 4D^2} - 1}{2 + D^2} \right)^2 \quad (4f)$$

其中 \bar{b} 为波导参数， \bar{n}_1, \bar{n}_2 各为限制层和有源层的材料折射率， λ_0 为激光真空波长。由(4a)解出的本征值 β_z^2 和本征矢 $Y(y)$ 得归一化光强分布 $|E(y)|^2$ ，模式折射率 \bar{N} ，模式净增益 $\bar{G}(t)$ ，模式增益 $G(t)$ ，光子寿命 τ_{ph} ，表示腔内激光强度的激光功率 P_a 和平均光子密度 $S(t)$ 各为：

$$|E(y)|^2 = |Y(y)|^2 / \left[\frac{1}{S_e} \int_{-\infty}^{\infty} |Y(y)|^2 dy \right] \quad (5a)$$

$$\bar{N} = \operatorname{Re}(\beta_z)/k_0 \quad (5b)$$

$$\bar{G}(t) = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} g_{eff}(y) |E(y)|^2 dy}{\int_{-\infty}^{\infty} |E(y)|^2 dy} = 2 \operatorname{Im}(\beta_z) \quad (5c)$$

$$G(t) = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} g(y, t) |Y(y)|^2 dy}{\int_{-\infty}^{\infty} |Y(y)|^2 dy} = \bar{G}(t) + \alpha_{in} \quad (5d)$$

$$\frac{1}{\tau_{ph}} = \nu \left[\alpha_{in} + \frac{1}{2L} \ln \left(\frac{1}{R_1 R_2} \right) \right], \quad \nu \approx \frac{c}{\bar{N}} \quad (5e)$$

$$P_a \equiv \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{2} \operatorname{Re}[E \times H^*] dx dy = \frac{\epsilon_0 c \bar{N} S_e d |Y(y)|^2}{2 |E(y)|^2} \quad (5f)$$

$$\bar{S}(t) = \frac{\epsilon_0 \bar{N}^2}{2 h v S_c d} \int_{-\infty}^{\infty} |X|^2 dx \int_{-\infty}^{\infty} |Y|^2 dy = \frac{P_a}{h v \rho_s S_c d} \quad (5g)$$

共腔自发发射进入模式的光子密度也取两区的平均值^[4,5], 则 $\bar{S}(t)$ 的速率方程为^[9,11]:

$$\frac{d\bar{S}(t)}{dt} = \left[v G(t) - \frac{1}{\tau_{ph}} \right] \bar{S}(t) + \gamma B^* [l_1 n_{al}^2(t) + l_2 n_{al}^2(t)] \quad (5h)$$

$$n_{al}^2(t) = \frac{1}{S_c} \int_{-\infty}^{\infty} n_l^2(y, t) dy \quad (5i)$$

$\epsilon_0, c, \alpha_{in}, \gamma$ 各为真空电容率, 真空光速, 腔内等效损耗和自发发射因子。因此, 每一时刻对给定两区电极电压, 为了由(1a)求出两区的载流子浓度, 必须由(2a)求出注入结电流和由(4a)求出光场分布, 但这两者又须求出两区载流子浓度, 而且所求出的光场和两区载流子浓度还必须满足(5h)。显然, 这是一个不必借助人为分布假设的精确自洽求解过程。如假设注入电流、载流子浓度和光场各集中均匀分布在条形两区和共腔内, 则整个问题可简单表述为:

$$\frac{dn_l}{dt} = \frac{J_l^{(1)}}{q_e d} - \frac{n_l}{\tau_i} - v a (n_l - n_e) S, \quad l = 1, 2 \quad (6a)$$

$$\frac{dS}{dt} = \left[v a \left(\sum_{l=1}^2 l_1 n_l - n_e \right) - \frac{1}{\tau_{ph}} \right] S + \gamma B^* \sum_{l=1}^2 n_l^2 \quad (6b)$$

三、结果与讨论

对典型情况: $d = 0.1 \mu m$, $d_3 = 2 \mu m$, $d_4 = 0$, $\rho_3 = 0.2 Q/cm$, $S_c = 12 \mu m$, $L = 400 \mu m$, $N_c = 4.35 \times 10^{17}/cm^3$, $N_r = 8.349 \times 10^{18}/cm^3$, $p_i = 10^{16}/cm^3$, $n_0 = 10^{-4}/cm^3$, $D^* = 50 \text{ cm}^2/\text{s}$, $B^* = 0.8 \times 10^{-10} \text{ cm}^3/\text{s}$, $R_1 = R_2 = 32$, $a = 1.08 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$, $n_e = 1.5 \times 10^{19}/\text{cm}^3$, $\bar{b} = -5$, $\lambda_0 = 0.87 \mu m$, $E_g = 1.424 \text{ eV}$, $T = 300 \text{ K}$ 和 $V_c^{(2)} = 0$, $\gamma = 0$, $\tau_{nr} = 10^{-6}, 10^{-8} \text{ s}$. $l_1 = .3, .5, .7$. 采用与文献[8—10]相似的差分迭代自洽联立求解公式(1)—(5), 并采用松弛参数为 1.92 的超松弛法, 加速了非常费时的瞬态计算中的迭代过程, 得出结果与类似情况(除取有源区宽度 $W = S_c + 3 \mu m$, $\gamma = 10^{-6}$, $\bar{N} = 3.404$ 外, 皆同前)下, 现行理论(6)的结果比较如下:

A. 侧向分布 图 1(a), (b), (c) 是某时刻在 $\tau_{nr} = 1 \mu s$, $l_1 = 0.5$ 和不同的腔内光功率 P_a 下, 增益区结电压 $V_c^{(1)}$, 结电流 $J_j^{(1)}(y)$, 电极电流 $J_e^{(1)}(y)$, 两区载流子浓度 $n_1(y)$, $n_2(y)$, 和共腔归一化光强 $|E(y)|^2$ 的分布, 以及增益区的伏安特性 $J_j^{(1)}(0) \sim V_c^{(1)}$ 。可见, 所有的分布都远不是集中均匀分布在条区下的有源层内。

B. 静态双稳特性 图 2(a), (b) 是在静态条件下, 两种模型得出的腔内光功率 P_a 与增益区电流 I_1 的关系。可见, 由于集中均匀假设忽视了实际存在的侧向载流子扩散和波导过程及其相互作用形成的特定分布, 从而得出过低的阈值电流 $I_{th}^{(1)}$ (等于激射开启电流 I_{on}), 过大的双稳区宽度 ($\Delta I = I_{on} - I_{th}^{(1)}$) 和在 l_1 较小时偏低的通断功率 (P_{on}, P_{off}), 及其功率差 ($\Delta P = P_{on} - P_{off}$)。如表 1 和图 3 所示。

C. 开关过程 图 4(a)(b) 是对 $\tau_{nr} = 1 \mu s$, $l_1 = 0.5$, 两种模型得出的接通增益区

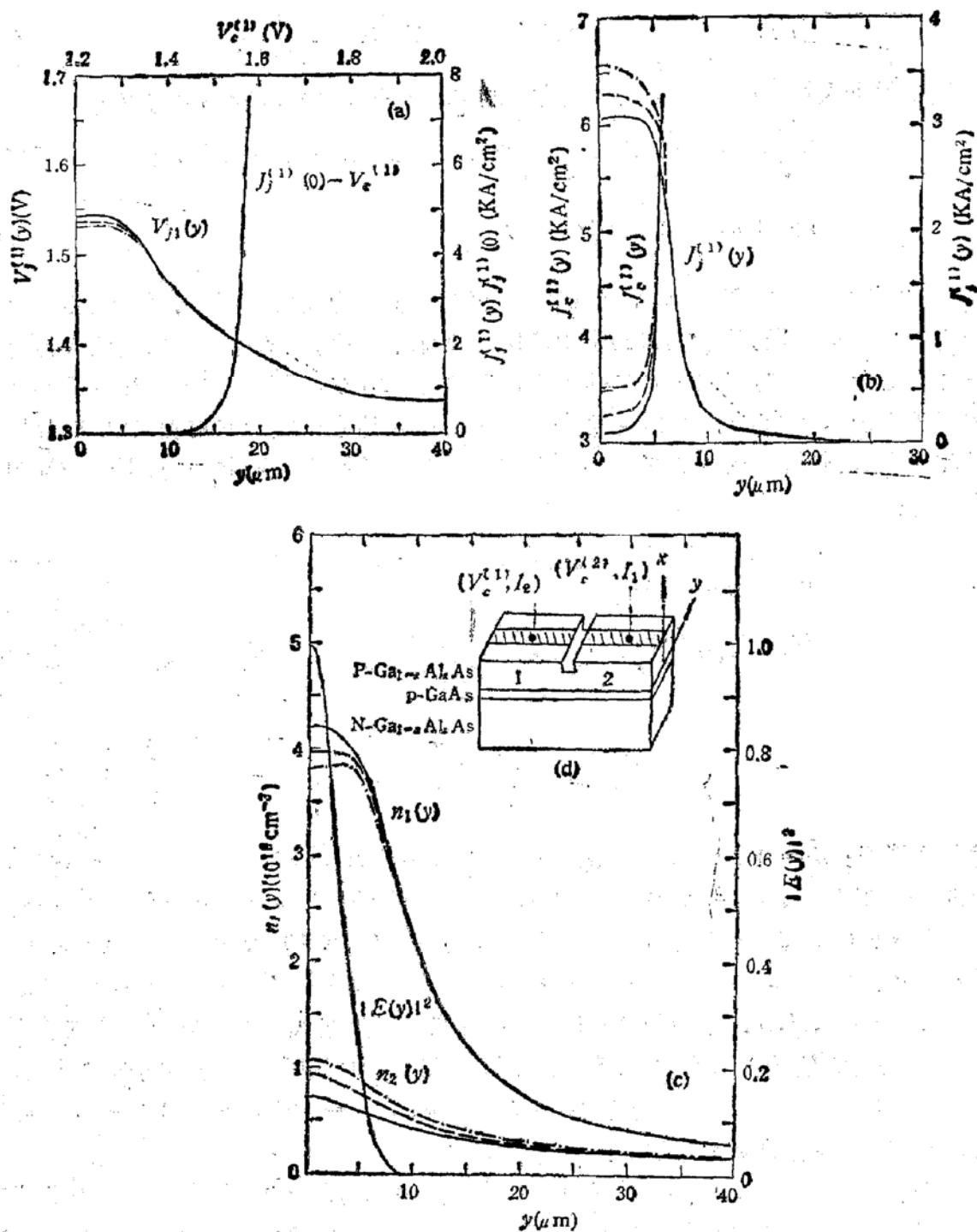


图1 在 \$P_e = 10\text{mW}\$ (—), \$20\text{mW}\$ (---), \$30\text{mW}\$ (----) 和 \$\tau_{sr} = 10^{-6}\text{s}\$, \$l_1 = .5\$
 (a) \$V_{j1}^{(1)}(y)\$ 和 \$J_j^{(1)}(0) - V_c^{(1)}\$ 的关系; (b) \$J_e^{(1)}(y)\$ 和 \$J_j^{(1)}(y)\$ 的分布; (c) \$n_1(y)\$, \$n_2(y)\$
 和 \$|E(y)|^2\$ 的分布。 (d) 双区共腔结构及其坐标系

电极电压 \$V_c^{(1)}\$ 时, 两区载流子浓度的侧向平均值 \$\bar{n}_1(t)\$, \$\bar{n}_2(t)\$ 和共腔平均光子密度 \$\bar{S}(t)\$ 随时间 \$t\$ 的变化。可见, 在同样条件下, 集中均匀近似的增益区载流子浓度低得多。激射延迟时间较长, 张弛振荡的幅度和历时都较长, 但达到稳定的总时间即开通时间明显过短。图 5(a),(b),(c) 是对 \$\tau_{sr} = 1\mu\text{s}\$, \$l_1 = 0.5\$, 两种模型得出的关断过程。可见, 关断过程随关断前的工作电流增加, 关断过程加快, 而且抑制了张弛振荡。

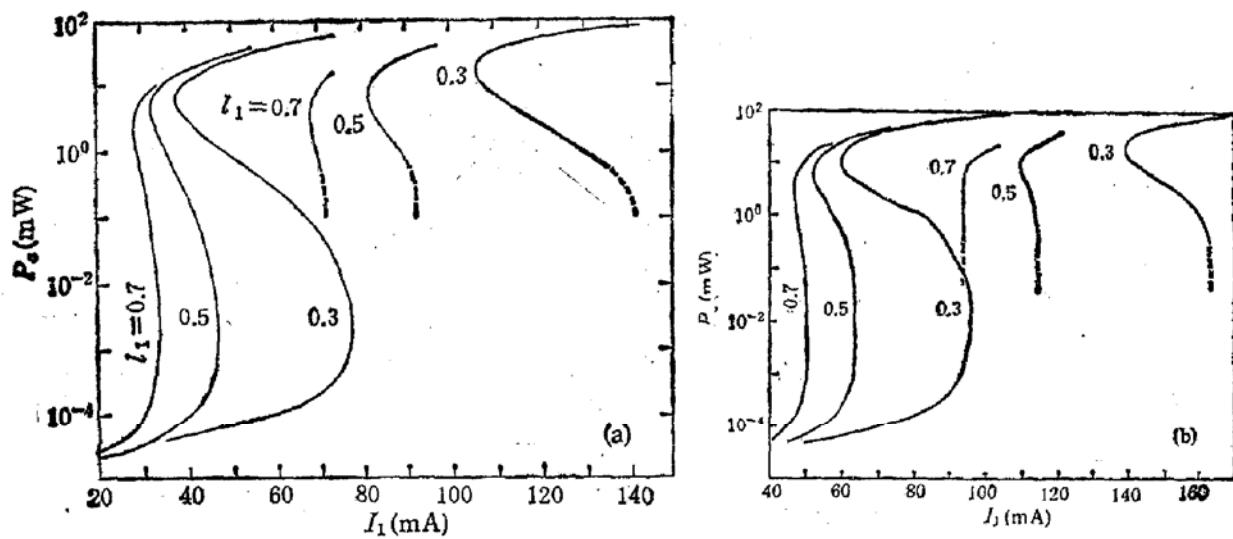


图2 在 $\tau_{nr} = 10^{-6} \text{ s}$, $I_1 = 0.3, 0.5, 0.7$. (a) 和 $\tau_{nr} = 10^{-8} \text{ s}$, $\alpha = 0.3, 0.5, 0.7$ (b) 时, 两种模型得出的 $P_s \sim I_1$ 特性的比较

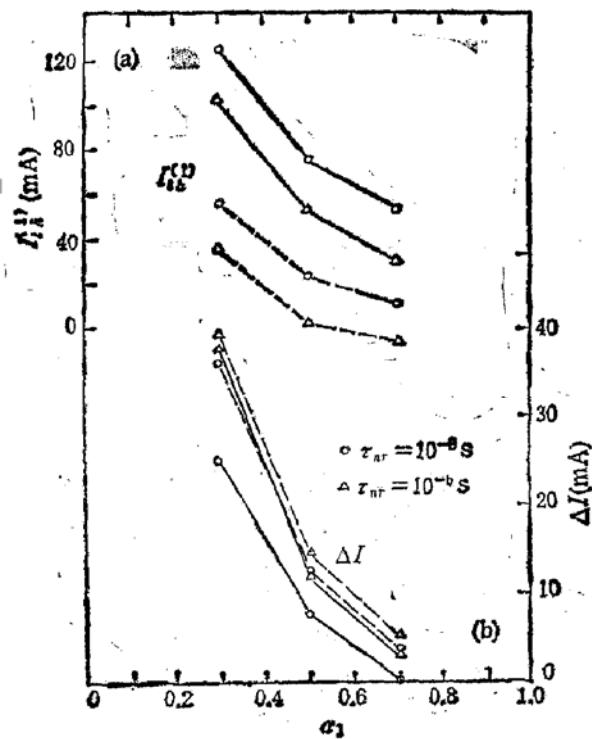


图3 精确(—)和集中均匀近似(---)得出的 $\tau_{nr} = 10^{-6}, 10^{-8} \text{ s}$ 时 $I_1^{(1)}$ 和 ΔI 随 α_1 的变化

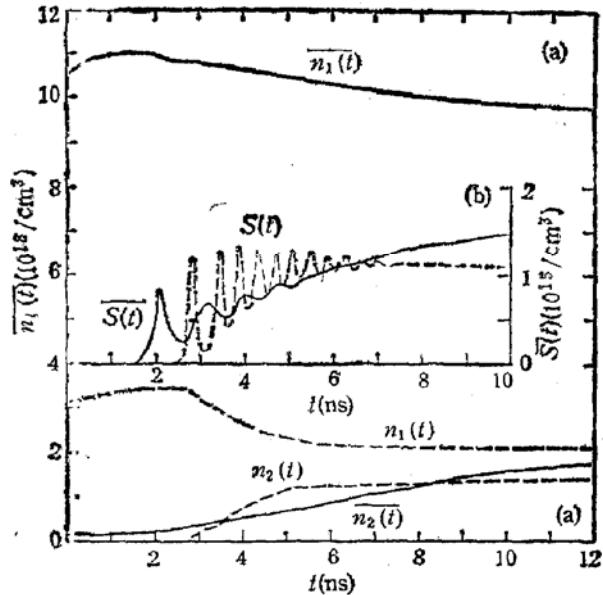


图4 对 $\tau_{nr} = 1 \mu\text{s}$, $I_1 = 0.5$, 精确(—)和集中均匀近似(---)模型得出的接通 $V_c^{(1)}$ 时, (a) $\overline{n_1(t)}$, $\overline{n_2(t)}$ 和 (b) $\bar{S}(t)$ 随 t 的变化

四、结 论

条形电极结构在工艺上虽然比较简单,但由于其有源层只有在注入电流之后,才因载流子侧向扩散形成缓变增益波导。显然,这侧向波导是随注入电流大小而改变的,而且也

表 1

τ_{nr} (s)	I_1	I_{on} (mA)		I_{off} (mA)		ΔI (mA)		P_{on} (mW)		P_{off} (mW)		ΔP (mW)	
		精确	集中均匀	精确	集中均匀	精确	集均	精确	集均	精确	集均	精确	集均
10^{-8}	.7	93.963	50.937	93.963	47.537	0	3.4	0	10	0	3	0	7
	.5	115.443	64.4597	109.9	52.5	5.5	12	24	27	8	6	16	21
	.3	164.505	95.9578	139.475	60.0	25	36	75	65.5	21	10	54	55.5
10^{-6}	.7	71.506	33.7324	68.5	28.7	3	5	11	11	3	2	8	9
	.5	93.523	46.73	81.8	32.3	11.7	14.5	34	24	8	4	26	20
	.3	143.615	76.82	105.86	37.5	37.8	39.32	88	63.5	16	7.5	72	56

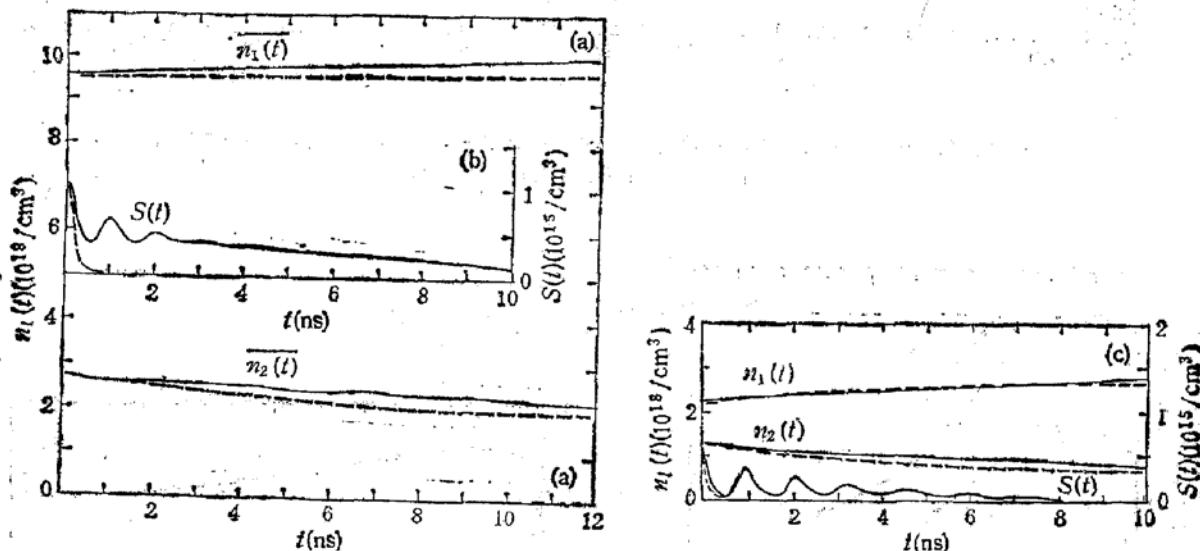


图 5 对 $\tau_{nr} = 1\mu s$, $I_1 = 0.5$, 精确模型得的关断 $V_c^{(1)}$, 从而关断 $I_1 = 10\text{mA}$ (—),
20mA (---) 时, (a) $n_1(t)$, $n_2(t)$ 和 (b) $S(t)$ 随 t 的变化 (c) 集中均匀近似模型得
出关断 $I_1 = 12.39\text{mA}$ (—), 9mA (---) 时 $n_1(t)$, $n_2(t)$ 和 $S(t)$ 随 t 的变化

受到由侧向波导决定的空间烧孔作用而产生畸变。这个扩散分布和相互作用都额外地消耗了注入载流子，并需要一定的时间才能作相应的改变。因此，就使激射阈值电流增加，双稳区宽度变小，开关时间变长等等。这说明采用自建折射率波导必能克服这些不利现象，改进半导体双稳态激光器的性能，同时也说明忽略了上述的这些复杂过程所造成的分布的现行集中均匀假设，是不适合于用来分析非自建增益波导情况的。

参 考 文 献

- [1] G. J. Lasher, *Solid-State Electron.*, 7, 707 (1964).
- [2] H. Kawaguchi, *IEE Proc.* 129, Pt. I, 141 (1982).
- [3] C. Harder, K. Y. Lau and A. Yariv, *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-18, 1351 (1982).
- [4] N. G. Basov, *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-4, 855 (1968).
- [5] 王守武、王启明、林世鸣, 半导体学报, 7, 136 (1986).
- [6] T. G. Dziura, *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-22, 651 (1986).
- [7] T. G. Dziura and D. G. Hall, *Phys. Rev.*, A31, 1551 (1985).
- [8] 郭长志、丁凡, 半导体学报, 8, 402 (1987).
- [9] 郭长志、丁凡, 半导体学报, 9, 621 (1988).
- [10] 郭长志、丁凡, 半导体学报, 9, 630 (1988).

- [11] 郭长志, 半导体激光模式理论, 人民邮电出版社(1989).
[12] W. B. Joyce, *J. Appl. Phys.*, 53, 7235 (1982).

An Accurate Theoretical Calculations of Static and Dynamic Behaviors of Semiconductor Bistable Laser with Two-Section-Common-Cavity

Guo Changzhi and Chai Ziqiang

(Department of Physics, Peking University)

Abstract

A theoretical model involving the lateral carrier diffusion and laser field with modal distribution for more accurately describing the physical process in the non-built-in gain guided semiconductor laser with stripe electrode and two-section-common-cavity is developed. By which, the static bistability and switching behavior of the laser are calculated starting from the equipotential of the electrode self-consistently without any imposed-distribution, and the results are compared with that by the concentrated uniform approximation. It is found that the lasing threshold current is significantly increased, the width of the bistability current range is decreased, and the switching time is increased due to the lateral carrier diffusion and the laser modal field distributions and as well as their interaction. It is proposed that to improve the characteristics of semiconductor bistable laser, a structure with built-in refractive index guiding should be used.

Key words Semiconductor laser, Two-section-common-cavity, Bistability, Switching behavior