

半导体条形 DH 激光器中本征自脉动的精确理论

郭长志 丁凡

(北京大学物理系固体能谱研究室)

1987年7月14日收到

本文采用从实际电极等位体出发而不人为假设任何固定形式的注入电流分布的精确理论描述,进一步探讨了具有非自建波导的半导体条形 DH 激光器产生本征自脉动的物理机制及其内外因素的影响。指出偏置和外加电极电压上升时间对自脉动过程有重大作用,并得出更精确的自脉动区(出现自脉动的电压电流范围)。

主题词: 半导体激光器, 自脉动

一、引言

半导体激光器在一定的阶跃电流或电压作用下可能出现不衰减的高重复频率(~ 1 GHz)、脉宽很窄($<100\text{ps}$)的激光脉冲输出。这种深刻反映激光系统不稳定性的自脉动现象,一方面可用作高频窄脉宽激光发生器,另一方面也严重阻碍其应用于要求高速调制的光纤通讯系统。造成这种不稳定性的原因,有的可能属于器件和材料的工艺不完善性等非本征性根源^[1,2];有的可能属于激光材料的锁模性质^[3]或波导过程的非自建性等本征性的根源。关于后者,已提出了比较严格的理论描述,并对其机制进行过比较深入的探讨^[4]。但由于采用了变分法,对模式光场分布限制在具有一个复参量的高斯分布,因此与采用阶梯法的计算结果,在出现自脉动的具体电流范围(自脉动区)上有些不同^[4]。而且这两个方法都采用了固定形式(矩形)的注入电流分布假设而不完全与实际符合^[4]。本文将从已建立的更符合于实际的从电极等位体出发的精确理论描述,进一步分析具有非自建增益波导的条形半导体 DH 激光器中本征自脉动的产生机制及其内外诸因素、特别是外加电极电压的上升时间对自脉动过程的影响。

二、理论计算

条形半导体 DH 激光器的典型结构和坐标系如[5]中图1所示。由于有源层内,时刻 t 点载流子浓度 $n(y, t)$ 随时间的增加率是由该时刻的注入过程、自发和受激复合过程、扩散过程共同决定的,故由载流子数守恒写出有源层内载流子的速率方程:

$$\frac{\partial n(y, t)}{\partial t} = \frac{J_i(y, t)}{qd} - \frac{n(y, t)}{\tau_s} - \frac{P_a \Gamma_x g(y, t)}{h \gamma d} |\bar{E}(y, t)|^2 + D^* \frac{\partial^2 n(y, t)}{\partial y^2} \quad (1)$$

$$\frac{1}{\tau_s} = B n(y, t) + \frac{1}{\tau_{ns}} \quad (2)$$

其中注入电流密度分布 $J_i(y, t)$ 由给定电极电压 $V_e(t)$ 求解上限制层内二维拉普拉斯方程得出^[3]; τ_s, τ_{ns} 各为自发复合寿命和非辐射复合寿命; 其它物理量的意义同[5]。半导体内 t 时刻 x, y, z 点的光子数 $s(x, y, z, t)$ 随时间的增加率是由受激和自发辐射复合过程以及光子在腔内传播过程中所受损耗的过程共同决定的, 故由光子数守恒写出光子的速率方程:

$$\begin{aligned} \frac{\partial s(x, y, z, t)}{\partial t} &= \nu g(x, y, z, t) s(x, y, z, t) + \gamma \frac{n(x, y, z, t)}{\tau_s} \\ &\quad - s(x, y, z, t) \left[\alpha(x) + \frac{1}{2L} \ln \left(\frac{1}{R_1 R_2} \right) \right] \end{aligned} \quad (3)$$

其中

$$g(x, y, z, t) = a'[n(y, t) - n_e] \quad (4)$$

$$s(x, y, z, t) = \frac{1}{2} \epsilon_0 \bar{N}_m^2 |E_y(x, y, z, t)|^2 / h\nu = \frac{1}{2} \epsilon_0 \bar{N}_m^2 |X|^2 \cdot |Y|^2 / h\nu \quad (5)$$

\bar{N}_m 为模式折射率, $\nu \approx c/\bar{n}_2$, $\alpha(x)$ 为 x 点体损耗系数。

在一定的载流子分布下, 光场分布 $E_y \approx X \cdot Y$ 由相应的亥姆霍兹方程决定^[3]。与瞬态过程观测量相联系的平均光子密度为:

$$\bar{s}(t) \equiv \frac{1}{S_t L d} \int_{-\infty}^{\infty} dx \int_{-\infty}^{\infty} dy \int_0^L s(x, y, z, t) dz = \frac{\bar{N}_m P_e(t)}{c h \nu S_t d} \quad (6)$$

S_t, L, d 各为条宽、腔长和有源层厚度, 则(3)化为

$$\frac{\partial \bar{s}(t)}{\partial t} = \left[\nu \Gamma_x \bar{G}(t) - \frac{1}{\tau_s} \right] \bar{s}(t) + \gamma \frac{n_e(t)}{\tau_s} \quad (7)$$

$$n_e(t) \equiv \frac{1}{S_t L d} \int_0^L dz \int_{-\infty}^{\infty} dx \int_{-\infty}^{\infty} n(y, t) dy = \frac{1}{S_t} \int_{-\infty}^{\infty} n(y, t) dy \quad (8)$$

$$\frac{1}{\tau_s} \equiv \left[\alpha + \frac{1}{2L} \ln \left(\frac{1}{R_1 R_2} \right) \right] \cdot \nu, \quad \alpha \equiv \Gamma_x \alpha_s + (1 - \Gamma_x) \alpha_a, \quad (9)$$

α_s, α_a 各为有源层和上限制层中的体损耗系数。

$$\bar{G}(t) \equiv \frac{\int_0^L dz \int_{-\infty}^{\infty} dx \int_{-\infty}^{\infty} g(x, y, z, t) |E_y(x, y, z, t)|^2 dy}{\int_0^L dz \int_{-\infty}^{\infty} dx \int_{-\infty}^{\infty} |E_y(x, y, z, t)|^2 dy} \quad (10)$$

$$= \alpha + 2 \operatorname{Im}(\tilde{\beta}_s) \quad (11)$$

由于载流子浓度在阈值附近趋于饱和, 故(7)中 τ_s 近似取为常数。如在阈值或阈值以上偏置 ($t = 0$ 时) 则需满足激射条件

$$\nu \Gamma_x \bar{G}(0) = \frac{1}{\tau_s} \quad (12)$$

速率方程组(1)、(7)可用 4 阶龙格-库塔法求数值解; 为节省计算时间, 在保证不影响计算

精度的条件下可隔 2—4 个时间步长用[5]所述方法求解该时刻的电压、电流分布和光场分布, 从而获得涉及 4 个微分方程的自治瞬态解。

三、结果与讨论

对 CaAs-Al_{0.3}Ca_{0.7}As 条形 DH 激光器^[3], 取 $S_t = 10\mu\text{m}$, $d = 0.2\mu\text{m}$, $d_3 = 2.0\mu\text{m}$, $d_4 = 0$, $\rho_3 = 0.2\Omega\text{cm}$, $\tau_s = 2.5 \times 10^{-9}\text{s}$, $\tau_p = 2.07 \times 10^{-12}\text{s}$, $\lambda_0 = 0.89\mu\text{m}$, $E_g = 1.424\text{ eV}$, $\bar{n}_1 = 3.40$, $\bar{n}_2 = 3.60$, $L = 237.4\mu\text{m}$, $R_1 = R_2 = 0.32$, $a_s = a_p = 10\text{cm}^{-1}$, $a' = 1.08 \times 10^{-16}\text{cm}^2$, $a'n_e = 146\text{cm}^{-1}$, $T = 300\text{K}$, $D^* = 36\text{cm}^2/\text{s}$, $L^* = \sqrt{D^*\tau_s} = 3\mu\text{m}$ 。计算中只考虑单纵模单基横模过程。时间步长随光子数变化快慢分区各取 $\frac{\Delta t}{\tau_s} = .0005 \sim .005$ 不等。

A. 内部参数的影响

图 1(a)、(b) 是在 $\gamma = 10^{-5}$, $V_c = V_0 + \Delta V_c$ (相应电流值 I_c , I_0 , ΔI_c , I_{eth} 见表 1), $V_0 = V_{eth} = 1.628\text{V}$, $\Delta V_c = 0.006V_{eth}$ 情况下, 各取 $\bar{b} = 2k_0 \left(\frac{\partial \bar{n}}{\partial n} \right) / \left(\frac{\partial \bar{g}}{\partial n} \right)^{1/2} = -5$ 和 -2.5 的计算结果, 前者为自脉动, 后者为张弛振荡。图 2(a)、(b) 是在 $V_0 = 0.992V_{eth}$, $\Delta V_c = 0.0106V_{eth}$, $\bar{b} = -5$ 情况下各对 $\gamma = 10^{-5}$ 和 10^{-3} 的计算结果, 前者为自脉动, 后者为张弛振荡。因为反波导参数 $-\bar{b}$ 较大, 表明折射率波导的作用相对较强, 使模式光场束宽振荡加剧, 模式增益 $\bar{G}(z)$ 与 $\bar{S}(z)$ 有关, 并可满足 $\frac{\partial \bar{G}}{\partial \bar{S}} > 0$ 的条件而容易出现自脉动^[4]。但如果增大自发发射因子 γ 或减小载流子扩散长度 L^* , 则自脉动可被抑制。这种伴随着自脉动的光场束宽明显振荡只有在非自建波导中才可能出现^[4,5]。

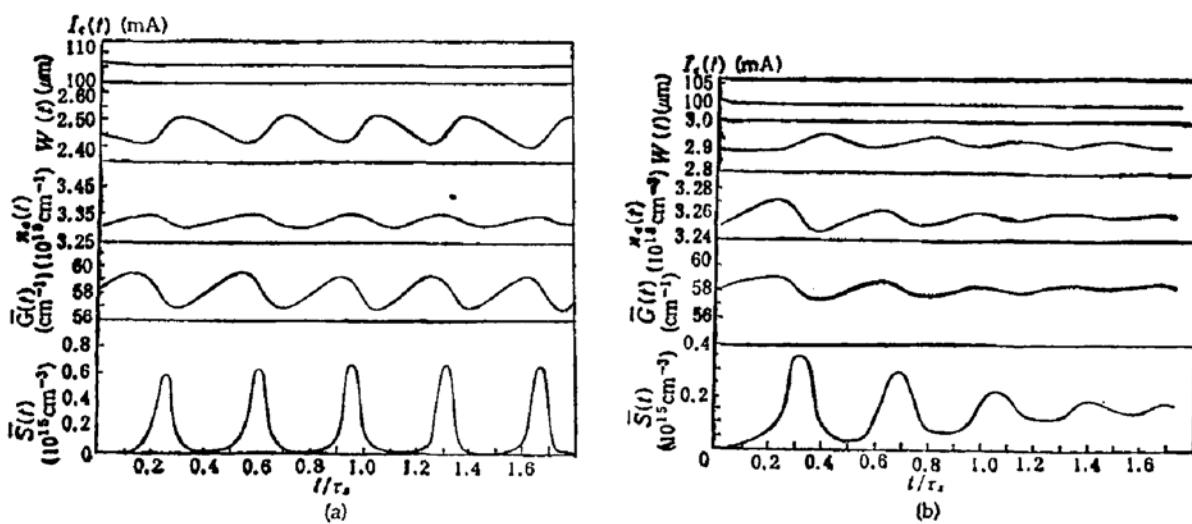


图 1 $\gamma = 10^{-5}$, $V_0 = V_{eth}$, $\Delta V_c = 0.006V_{eth}$ 情况下, (a) $\bar{b} = -5$, (b) $\bar{b} = -2.5$ 的瞬态行为

B. 偏置的影响

图 3(a)、(b) 是在 $\bar{b} = -5$, $\gamma = 2 \times 10^{-4}$ 情况下, 阶跃电极电压 ΔV_c 近似相同, 各为 $0.014V_{eth}$ 和 $0.016V_{eth}$, 但偏置电压 V_0 各为 $0.992V_{eth}$ 和 $1.0V_{eth}$ 下算出的结果,

前者为自脉动，后者为张弛振荡。对于一定的外加电极电压 $V_c = V_0 + \Delta V_c$ ，在 $\gamma \approx \gamma_c$

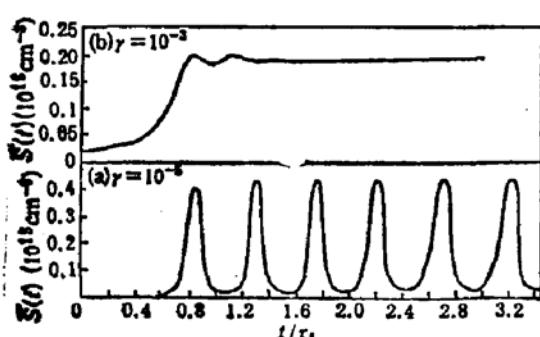


图 2 $\delta = -5$, $V_0 = 0.992V_{c,th}$, $\Delta V_c = 0.0106V_{c,th}$ 情况下, (a) $\gamma = 10^{-5}$, (b) $\gamma = 10^{-3}$ 的瞬态行为

时，偏置 V_0 不同得出的结果可以完全不同， γ_c 是临界自发发射因子。由表 1 可见，在 $\gamma = 2 \times 10^{-4} \approx \gamma_c$ 情况下，对于 $V_c = 1.036V_{c,th}$, $V_0 = 0.992V_{c,th}$ 和 $V_0 = 1.0V_{c,th}$ ，得出前者为自脉动，后者为张弛振荡；但是在 $\gamma = 10^{-5} \ll \gamma_c$ 或在 $\gamma = 10^{-3} \gg \gamma_c$ 时，前者皆得出自脉动，后者皆得出张弛振荡。值得注意的是，当偏置电压和自发发射因子比较大时，皆使自脉动中两相邻光脉冲之间光强不降到 0 而有一定的本底，如图 3(a) 所示。这表明提高偏置和增大自发发射因子相似，由于增加了本底光强，减小了光强变化与

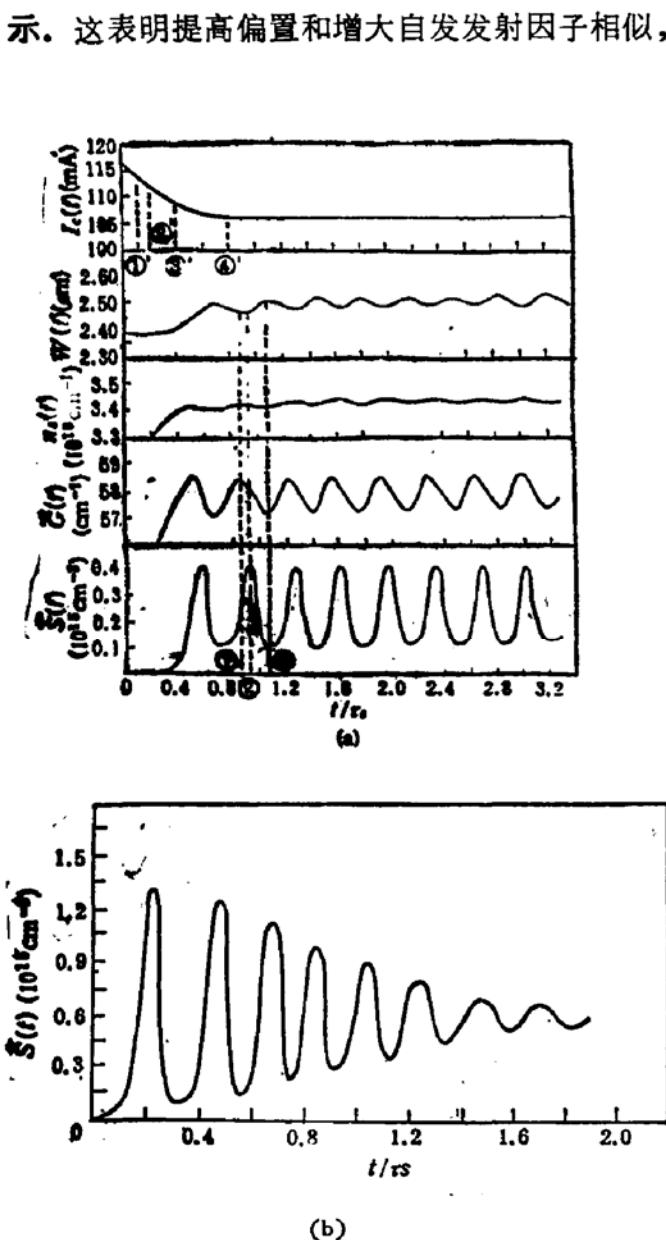


图 3 $\delta = -5$, $\gamma = 2 \times 10^{-4}$ 情况下, (a) $\Delta V_c = 0.014V_{c,th}$, $V_0 = 0.992V_{c,th}$, (b) $\Delta V_c = 0.016V_{c,th}$, $V_0 = 1.0V_{c,th}$ 的瞬态行为。 (c)、(d) 各为情况 (a) 下自脉动过程中载流子分布和注入电流分布的变化

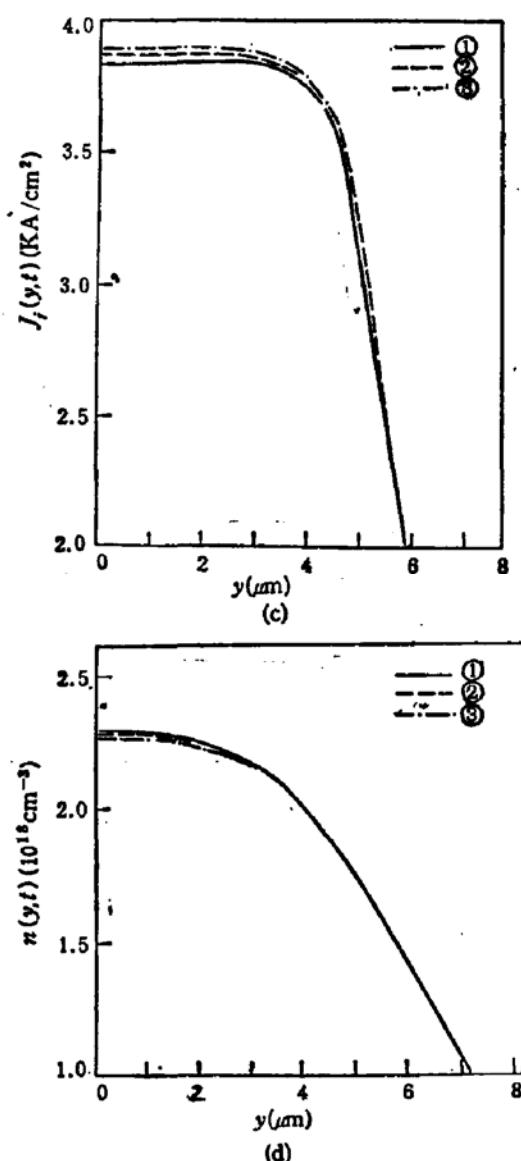


表1 内外条件对自脉动的影响 ($b = -5$, $V_{c\text{th}} = 1.628\text{V}$, $I_{c\text{th}} = 100.6\text{mA}$)

自发发射因子 γ	$V_0/V_{c\text{th}}$	$I_0/I_{c\text{th}}$	$(V_c = V_0 + \Delta V_c) V_c / V_{c\text{th}}$	$I_c = I_0 + \Delta I_c$ (mA)	$I_c/I_{c\text{th}}$	τ_c	$\Delta I_c/I_{c\text{th}}$	有无自脉动
10^{-8}	0	0	1.01	110.5	1.10	1.10	0.05	有
			1.036	136.5	1.36	1.36	0.06	有
			1.04	140.6	1.40	1.40	0.05	有
			1.05	150.5	1.50	1.50	0.04	无
	0.992	0.96	1.0016	101.6	1.01	0.05	0.05	有
			1.0026	102.5	1.02	0.06	0.06	有
			1.01	110.4	1.10	0.14	0.14	有
			1.036	136.6	1.36	0.40	0.40	有
			1.04	141.0	1.40	0.44	0.44	有
			1.05	150.4	1.50	0.54	0.54	无
	1.0	1.0	1.0016	101.5	1.01	0.01	0.01	有
			1.0026	102.6	1.02	0.02	0.02	有
			1.006	106.0	1.05	0.05	0.05	有
			1.04	141.0	1.40	0.40	0.40	有
	1.005	1.05	1.015	151.6	1.15	0.10	0.10	有
	1.01	1.10	1.02	120.7	1.20	0.10	0.10	无
10^{-9}	0	0	1.026	126.0	1.25	1.25	0.05	无
			1.05	151.0	1.50	1.50	0.04	无
			1.0026	102.5	1.02	0.06	0.06	无
			1.01	110.6	1.10	0.14	0.14	无
			1.016	116.4	1.16	0.20	0.20	无
			1.026	126.5	1.26	0.30	0.30	无
	0.992	0.96	1.04	141.0	1.40	0.44	0.44	无
			1.05	151.0	1.50	0.54	0.54	无
			1.003	103.0	1.02	0.06	0.06	无
			1.006	106.0	1.05	0.09	0.09	有
			1.016	116.4	1.16	0.20	0.20	有
			1.036	136.5	1.36	0.40	0.40	有
2×10^{-4}	0.992	0.96	1.04	140.5	1.40	0.44	0.44	无
			1.016	116.4	1.16	0.16	0.16	无
			1.026	126.5	1.26	0.26	0.26	无
			1.036	136.0	1.35	0.35	0.35	无
			1.046	146.0	1.45	0.45	0.45	无
	1.0	1.0	1.016	116.4	1.16	0.16	0.16	无
			1.026	126.5	1.26	0.26	0.26	无
			1.036	136.0	1.35	0.35	0.35	无

载流子变化之间的不同步, 因而对自脉动有明显的抑制作用。电极电压出现阶跃时, 电极电流和注入电流都不能是阶跃的, 而都有一定的过冲, 如图 4(a) 所示。但过冲的大小随偏置的增加而减小, 当偏置在阈值或阈值以上时, 由于载流子浓度趋于饱和, 电容效应趋于消失, 这时电极电流和注入电流过冲已不明显, 而近似为阶跃的, 如图 1(a)、(b) 所示。过冲较大时, 在过冲阶段注入电流分布在条区内有明显的变化(图 4(a)、(b)); 由于采用了较合理的准费米能级连续的 p-n 结注入条件, 导致在过冲之后, 注入电流分布仍将随载流子分布的变化而变化, 如图 3(c)、(d) 所示。

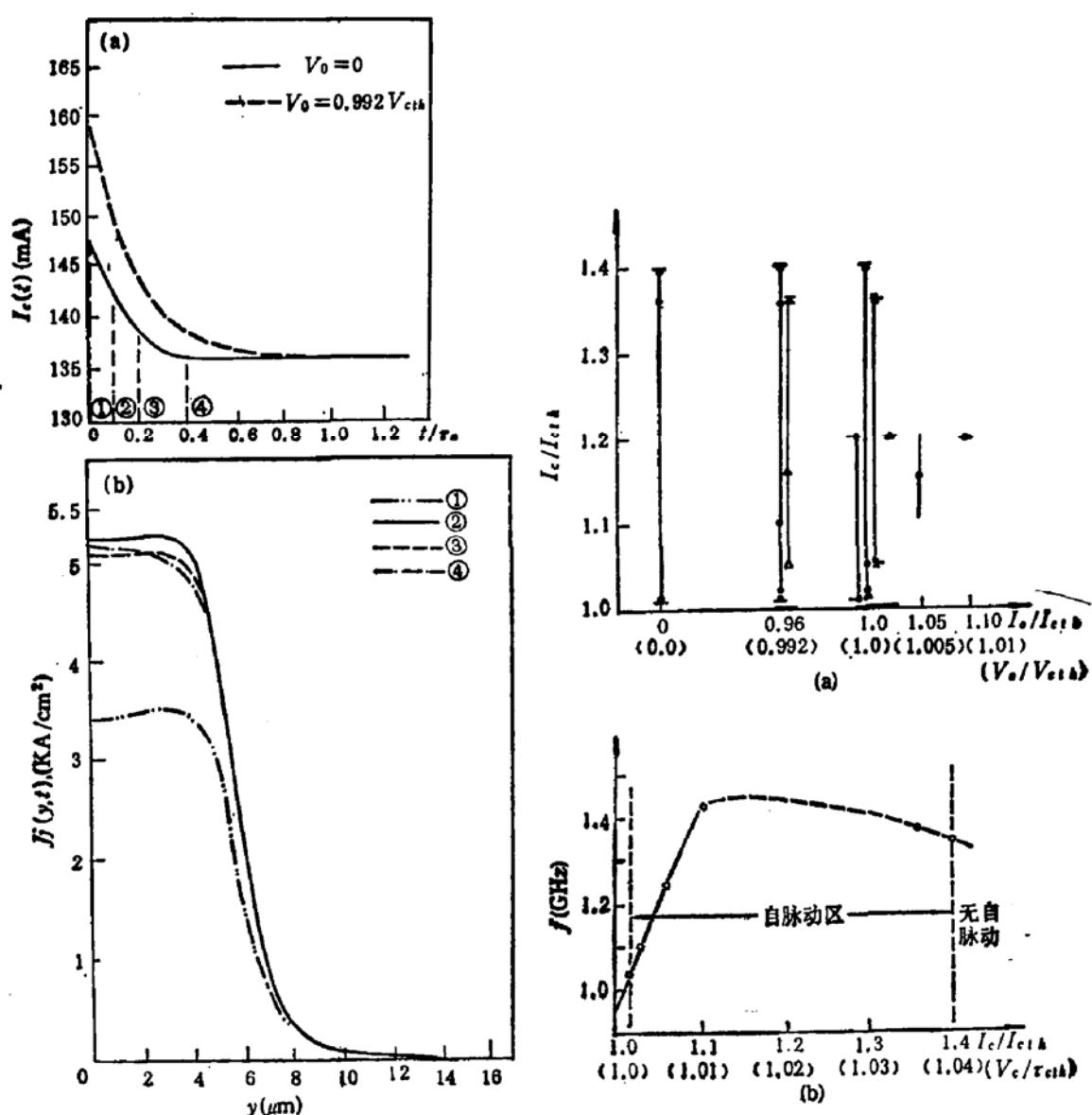
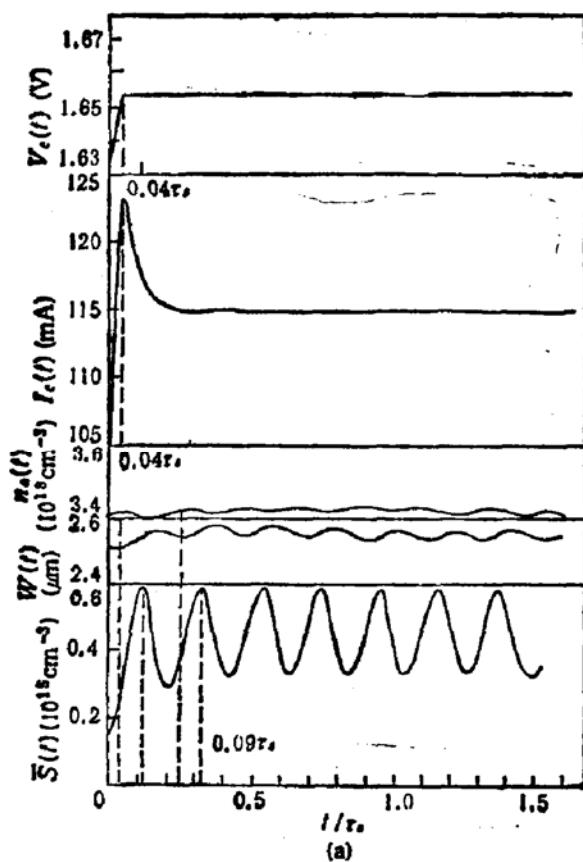


图 4 $b = -5$, $\gamma = 2 \times 10^{-4}$, $V_c = V_0 + \Delta V_c = 1.036 V_{c(th)}$ 情况下, (a) $V_0 = 0$, 和 $V_0 = 0.992 V_{c(th)}$ 时电极电流 $I_c(t)$ 的过冲; (b) $V_0 = 0.992 V_{c(th)}$ 时电流分布过冲中的变化.

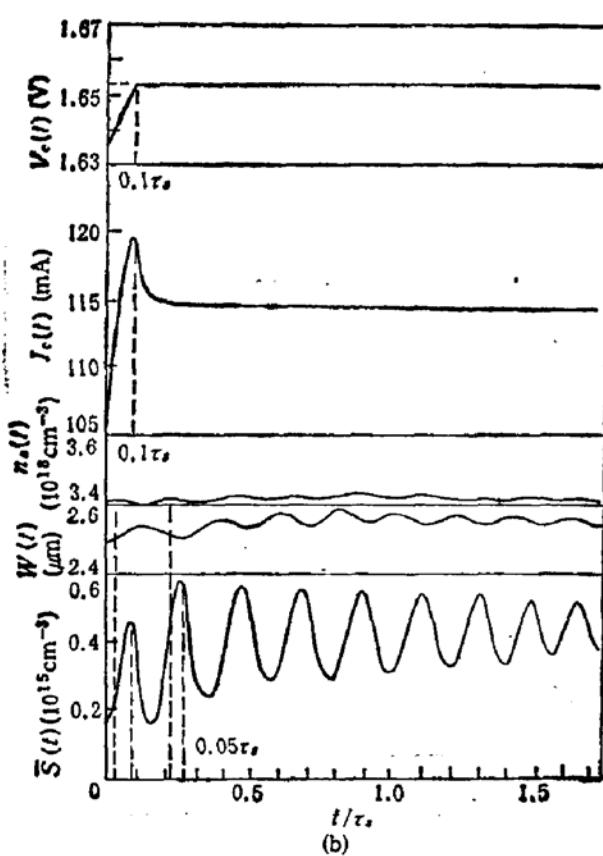
图 5 (a) $b = -5$, $\gamma = 10^{-3}$ (\circ), $\gamma = 2 \times 10^{-4}$ (\triangle) 情况下的自脉动区与偏置的关系. ● 为[1]的结果, × 为[3]的结果; (b) $b = -5$, $\gamma = 10^{-3}$, $V_0 = 0.992 V_{c(th)}$ 下自脉动频率 f 与 $V_c(I_c)$ 的关系

C. 自脉动区与脉动频率

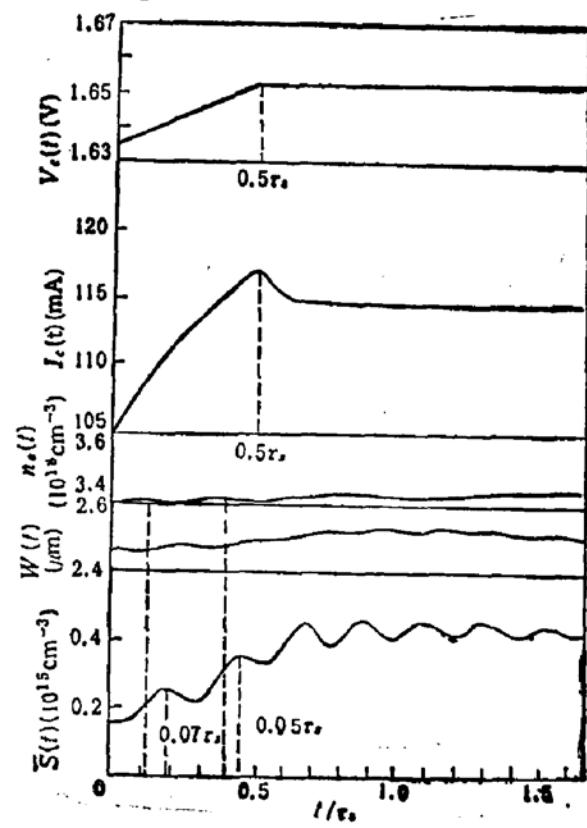
在一定的内部条件下, 自脉动现象也只在一定的外加阶跃电极电压或电流下才出现(图 5(a)). 出现自脉动的电压或电流范围(自脉动区)的存在表明, 波导非自建性这一内因, 不但必须在一定的内部条件下, 还必须在一定的外部(工作)条件下才会导致这种不稳定性. 大量计算(表 1 和图 5(a)) 表明, 增大偏置和自发发射因子类似, 都使自脉动区缩小, 当然减小 $-b$ 和 L^* , 也将使自脉动区缩小. 图 5(a) 中还比较了[1]和[4]的计算结果. J. Buus 曾指出用[1]的变分法得出在 $I_0 = I_{c(th)}$, $\Delta I_c = 0.05 I_{c(th)}$ 处出现自脉动, 但用[4]的阶梯法则不出现自脉动. 本文的精确计算结果表明, 在 $I_0 = I_{c(th)} = I_{c(th)}$, $\Delta I_c = 0.01 I_{c(th)}$ 处仍出现自脉动, 即本文得出的这一自脉动区下限与[1]一致而比[4]小; 对于这自脉动区的上限, 则[1]所得结果比[4]小, 但本文结果比[4]还大(图 5). 由于上述比较的



(a)



(b)



(c)

图 6 $\delta = -5, \gamma = 10^{-3}, V_0 = 1.005V_{c\text{th}}, \Delta V_c(\infty) = 0.01 V_{c\text{th}}, (I_0 = 1.05I_{c\text{th}}, \Delta I_c = 0.1I_{c\text{th}})$
情况下, 电极电压上升时间各为 (a) $t_0 = 0.04\tau_s$, (b) $t_0 = 0.1\tau_s$, (c) $t_0 = 0.5\tau_s$ 的计算结果

结果皆在阈值偏置条件下得出,电流基本上都是阶跃的,以上计算结果的不同,不但来自所采用的计算方法的不同,更重要的是所采用的理论模型不同。由于本文避免了采用固定形状的电流分布假设作为分析的出发点,所得结果更为合理。

图5(b)是在 $\bar{b} = -5$, $\gamma = 10^{-3}$ 和 $V_0 = 0.992V_{c\text{th}}$ 偏置下算出的自脉动区中脉动频率 f 随总电极电压 V_c 、电流 I_c 的变化。其变化关系明显分为在 $1.001 \leq \frac{V_c}{V_{c\text{th}}} \leq 1.01$
 $(1.01 \leq \frac{I_c}{I_{c\text{th}}} \leq 1.1)$ 范围内随 $V_c(I_c)$ 增加 f 迅速增加和在 $1.01 < \frac{V_c}{V_{c\text{th}}} \leq 1.04$
 $(1.1 < \frac{I_c}{I_{c\text{th}}} < 1.4)$ 范围内随 V_c 增加 f 缓慢减小两段。这两段之间必存在一转折点。前一段已在实验中观察到²⁰,后一段尚未见报道,可能是由于模式激光的空间烧孔作用和范围较大,载流子分布的恢复过程较慢所致,而在自脉动区两端之外这恢复过程可能已慢得无法完成,故导致张弛振荡。

D. 电极电压上升时间的影响

以上分析了使具有非自建波导的条形半导体 DH 激光器出现自脉动这种不稳定性的内外诸因素及其相互联系。但电极电压的阶跃性质是否也是产生自脉动的一个外部因素?为弄清这点,本文系统地计算了在 $\bar{b} = -5$, $\gamma = 10^{-3}$, $V_0 = 1.005V_{c\text{th}}$, $\Delta V_c(\infty) = 0.01V_{c\text{th}}$,电极电压 $\Delta V_c(t)$ 上升时间 t_0 从0(阶跃)到 $0.5\tau_c$ 的情况。结果表明当 $t_0 = 0 \sim 0.4\tau_c$ 时皆出现自脉动,但当 $t_0 \geq 0.1\tau_c$ 时都出现张弛振荡。这表明外加电极电压的上升时间也是影响自脉动过程的一个重要的外部因素。因为上升时间增大,将缩短光子增长相对于载流子增长的落后时间,使两者趋于同步,故增大上升时间不但对自脉动有明显的抑制作用,进一步增大上升时间甚至可以完全抑制张弛振荡,如图6(a)(b)(c)所示。可见,在实验中如果不能保证电极电压上升时间足够小,则将观察不到自脉动现象。

四、结 论

由精确模型分析了条形半导体 DH 激光器在瞬变电极电压作用下的行为,结果表明出现本征自脉动的内因是光波导过程的非自建性。这主要表现在自脉动过程中光场束宽有明显振荡。但光波导过程的非自建性只在一定的内部外部条件下才显出其不稳定性。而具有自建波导结构的半导体激光器(如 BH、CSP 等)必不可出现这种本征自脉动。

减小反波导参数 $-\bar{b}$ 、增大自发发射因子 γ 及减小扩散长度 L^* 等内部条件,对自脉动有明显抑制作用。增大偏压(特别是在阈值以上)及电极电压的上升时间等外部条件对自脉动也有抑制作用,而且其作用大小与内部条件有关。自发发射因子 γ 越小,抑制自脉动所需的偏压越高,当 γ 与其临界值 γ_c 相差较大时,阈值以下不同偏置(包括0偏置)对是否出现自脉动无影响;而 γ 接近 γ_c 时则有明显影响。外部工作条件的影响,特别表现在自脉动只在一定的电压或电流范围(自脉动区)内出现,自脉动区的大小与 γ 和偏置均有关; γ 越大,偏置越高以及电极电压上升时间越大,则自脉动区越小以至消失。本文精确计算得出的自脉动区大于用固定形状的注入电流分布假设的结果。

在阶跃电极电压作用下,由于 p-n 结势垒电容和扩散电容效应,阈值以下偏置时电

极电流和注入电流都有明显过冲,而阈值和阈值以上偏置时过冲不明显,这是由于载流子在激射条件下饱和而使 p-n 结电压也达到饱和,电容效应趋于消失。这时的分析结果与阶跃电极电流作用下的分析结果将基本相同。由于电极电压或电流阶跃之后及自脉动过程中,注入电流分布皆有明显变化,因此本文的分析结果将更为合理。

参 考 文 献

- [1] C. Z. Guo, K. G. Wang, *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-18, 1728, (1982); *IEEE Trans. Microw. Theory and Techn.*, MTT-30, 1716, (1982); *半导体学报*, 4, 161(1983).
- [2] 郭长志, 钟金真, *半导体学报*, 4, 247(1983).
- [3] 郭长志, 陆峰, *半导体学报*, 7, 128(1986).
- [4] J. Buus *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-19, 953; 1356 (1983).
- [5] 郭长志, 丁凡, *半导体学报*, 8, 402(1987).
- [6] M. Osinaki, J. Buus, *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-23, 9, (1987).

Accurate Theory of Intrinsic Pulsation in Stripe-Geometry DH Semiconductor Lasers

Guo Changzhi and Ding Fan

(Department of Physics, Peking University)

Abstract

The physical mechanism of the intrinsic pulsation in stripe-geometry DH semiconductor laser with non-built-in waveguiding and the effects of its internal and external factors have been investigated further by an accurate theory starting from the actual electrode equipotential instead of assuming any imposed-fixed-shaped injection current distribution. It is shown that both the bias condition and the rise time of applied electrode voltage have an important influence on the pulsating process, and the voltage or current regions where pulsations occur have been found more accurately.

KEY WORDS: Semiconductor laser, Self-pulsation