

半导体 DH 条型注入激光器中侧向载流子波导引起的本征自脉动

郭长志 汪凯戈

(北京大学物理系固体能谱研究室)

1982年2月13日收到

提 要

本文从理论上分析 DH 条型半导体注入激光器的侧向光场和载流子分布及其相互作用对瞬态过程的影响。首次较严格地实现了速率方程和场方程联立用数值法求瞬态解。计算结果表明,在载流子的折射率波导和扩散较大时,在一定的电流范围内条型激光器有可能出现以侧向束宽有持续的、明显的振荡为特征的“本征”自脉动。

一、引 言

半导体激光器的自脉动现象是限制该器件高速运用的主要瞬态行为,同时也是半导体激光器领域中尚未彻底解决的重要物理问题之一。从发现这一现象以来,曾对它进行了大量的实验和理论研究工作^[1-14],但是其中大多数是把这现象与器件工艺上的不完善相联系,显然这种非本征性的自脉动必将随着器件工艺的不断完善而逐步得到克服,但那时自脉动现象是否就会根绝呢?另一方面,在上述工作中为了突出各种缺陷的作用往往忽略了电子和光子沿条型侧向的分布,采用了过于简单的腔内均匀分布假设。而在通常的条型结构中,由于载流子侧向扩散和电流侧向扩展形成不均匀的载流子分布,该分布所形成的增益波导和折射率波导又造成光场横模形式的不均匀分布,因而其间将有比较复杂的相互作用。显然,这些与器件结构本身相联系的物理过程将对半导体激光器的瞬态行为产生本征性的影响。

本文将从理论上较严格地探讨这些基本过程在半导体激光器的瞬态过程中的作用及其所能引起的“本征”自脉动机理。

二、理论计算

A. 考虑侧向分布的速率方程

DH 条型注入激光器有源区的几何结构如图 1 所示。其纵向(z 方向)由两端镜面限制,垂直于结平面方向(y 方向)由异质结限制,而平行于结平面的 x 方向则延伸到无穷远。

设某时刻 t 、某点 (x, y, z) 的光子密度为

$$N(x, y, z, t) = A |\phi(x, y, z, t)|^2 \quad (1)$$

这里 A 是常数, ϕ 为光场分布函数. 腔内总光子数

$$\begin{aligned} \mathcal{N} &= A \int_{-l/2}^{l/2} \int_{-d/2}^{d/2} \int_{-\infty}^{\infty} |\phi|^2 dx dy dz \\ &= A \iiint_V |\phi|^2 dv \end{aligned} \quad (2)$$

其中 l 为两端镜面之间的距离, d 为有源层厚度. 因此腔内总光子数的速率方程为

$$\frac{d\mathcal{N}}{dt} = \left(G - \frac{1}{\tau_p}\right) \mathcal{N} + r \frac{n}{\tau} \quad (3)$$

其中模式增益

$$G = \frac{\iiint_V g(n) |\phi|^2 dv}{\iiint_V |\phi|^2 dv} \quad (4)$$

腔内总电子数

$$n = \iiint_V n dv. \quad (5)$$

其中 $n = n(x, y, z, t)$ (6)

为 t 时刻、 (x, y, z) 点的电子密度, $g(n)$ 为这点的增益系数, τ_p 为光子寿命, τ 为电子寿命, r 为

图1 条形 DH 半导体激光器的有源区简图

自发辐射因子.

电子密度的速率方程为

$$\begin{aligned} \frac{\partial n(x, y, z, t)}{\partial t} &= \frac{j(x, y, z, t)}{qd} - \frac{n(x, y, z, t)}{\tau} \\ &\quad + D_n \nabla^2 n(x, y, z, t) - g(n(x, y, z, t)) N(x, y, z, t) \end{aligned} \quad (7)$$

这里 $j(x, y, z, t)$ 为注入电流密度, q 为电子电荷, D_n 为电子扩散系数. 设

$$\phi(x, y, z, t) = \phi_x(x) \phi_y(y) \phi_z(z) e^{-i\omega t} \quad (8a)$$

ω 为光子圆频率, $i = \sqrt{-1}$.

由 (1) (2) 式

$$\begin{aligned} N &= \frac{\mathcal{N}}{\iiint_V |\phi|^2 dv} |\phi|^2 \\ &= \frac{\mathcal{N}}{\iiint_V |\phi|^2 dv} |\phi_x|^2 |\phi_y|^2 |\phi_z|^2 \end{aligned} \quad (8b)$$

考虑到 y, z 方向的电流密度和载流子浓度分布可以看作均匀(即 $n = n(x, t)$), y 方向光场分布固定, 将 (7) 式对 y, z 作积分并令平均光子密度和平均电子密度分别为

$$\bar{N} = \frac{\mathcal{N}}{sl d} \quad (9a)$$

$$\bar{n} = \frac{n}{sld} = \frac{1}{s} \int_{-\infty}^{\infty} n dx \quad (9b)$$

就可以得到速率方程组

$$\begin{aligned} \frac{\partial n(x, t)}{\partial t} = & \frac{j(x, t)}{qd} - \frac{n(x, t)}{\tau} \\ & + D_n \frac{\partial^2 n(x, t)}{\partial x^2} - g(n) \frac{s |\psi_x|^2 \bar{N}(t)}{\int_{-\infty}^{\infty} |\psi_x|^2 dx} \end{aligned} \quad (10a)$$

$$\frac{d\bar{N}(t)}{dt} = \left[G(t) - \frac{1}{\tau_p} \right] \bar{N}(t) + \gamma \frac{\bar{n}(t)}{\tau} \quad (10b)$$

这里 s 是电流注入条宽. 模式增益可以写为

$$G(t) = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} g(n) |\psi_x|^2 dx}{\int_{-\infty}^{\infty} |\psi_x|^2 dx} \quad (10c)$$

其中增益函数采用

$$g(n) = an - b \quad (11)$$

a, b 均为常数.

B. 侧向载流子波导的场方程

对于质子轰击条型半导体激光器, 其侧向光场主要是靠载流子侧向扩散分布形成的增益波导和折射率波导来限制^[15-17], 在瞬态过程中载流子分布的变化必然伴随着光场分布的变化. 为了反映这种瞬态过程, 必须将速率方程与场方程联立求解.

侧向光场分布是由场方程

$$\frac{d^2}{dx^2} \psi_x(x) + [K_0^2 \tilde{\epsilon}(x) - \beta_x^2] \psi_x(x) = 0 \quad (12)$$

所决定, 其中 $K_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0}$, λ_0 为真空中的波长, β_x^2 是特征值, $\tilde{\epsilon}$ 为复介电常数. 设

$$\tilde{\epsilon} = \tilde{\epsilon}_0 - \tilde{A}n \quad (13)$$

这里 $\tilde{\epsilon}_0$ 为注入载流子等于零时的复介电常数, \tilde{A} 为复参数.

$$\tilde{\epsilon} = \epsilon_r + i\epsilon_i \quad (14)$$

$$\tilde{A} = A_r + iA_i \quad (15)$$

A_r, A_i 又可以写为

$$A_r = -2\eta_r \frac{\partial \eta_r}{\partial n} \quad (16a)$$

$$A_i = \frac{\eta_r}{K_0} \frac{\partial g}{\partial n} \quad (16b)$$

这里 η_r 为实折射率. 系数 A_r, A_i 分别反映实折射率和增益对载流子密度的变化率.

令
$$R = \frac{A_r}{A_i} \quad (17)$$

R 的大小反映了载流子分布引起的折射率波导对增益波导的相对比重. $R \rightarrow 0$ 时 (即

$A_r \rightarrow 0$) 表示接近纯增益波导, R 增大表示折射率波导增强.

为了简化计算, 我们对场方程用变分法求近似解. 根据变分原理^[18], 场方程 (16) 式的求解等价于变分公式

$$\delta[\beta_x^2] = \delta \left[\frac{\int_{-\infty}^{\infty} \psi_x \left(\frac{d^2}{dx^2} + K_0^2 \epsilon(x) \right) \psi_x dx}{\int_{-\infty}^{\infty} \psi_x^2 dx} \right] \quad (18)$$

设变分中所用的试验函数 ψ_x 为厄米-高斯函数形式, 作为最初级近似, 我们只取基模

$$\psi_x = C e^{-\frac{1}{2} \tilde{\alpha} x^2} \quad (19)$$

其中 C 为归一化系数, $\tilde{\alpha}$ 为复参数. 将 (19) 式代入 (18) 式并

$$\text{令} \quad \frac{\partial[\beta_x^2]}{\partial \tilde{\alpha}} = 0^{[18]} \quad (20)$$

就得到一个超越方程式

$$\begin{aligned} & \int_{-\infty}^{\infty} n(x) (2\tilde{\alpha} x^2 - 1) e^{-\tilde{\alpha} x^2} dx \\ & = \frac{\sqrt{\pi \tilde{\alpha}}}{K_0^2 \tilde{A}} = \frac{\sqrt{\pi \tilde{\alpha}}}{K_0^2 A_i (R + i)} \end{aligned} \quad (21)$$

(21) 式可以作为场方程的近似式, 当给定载流子分布 $n(x)$ 后, 便可以求出 $\tilde{\alpha}$ 值, 进而得到 ψ_x .

$$\text{令} \quad \tilde{\alpha} = \alpha_r + i\alpha_i \quad (22)$$

α_r 与 e^{-1} 全束宽 w 的关系为

$$w = \sqrt{\frac{8}{\alpha_r}} \quad (23a)$$

α_i 同镜面上中心位置 ($x = 0$) 的光束等相面曲率 ρ 的关系为

$$\rho = \frac{\alpha_i}{K_0 \eta_r} \quad (23b)$$

$\rho < 0$ 表示高斯光束的腰在镜面内, 反之则在镜面外.

C. 数值计算

将速率方程 (10) 式与场方程的近似式 (21) 式联立, 并设在 $t = 0$ 时刻加上阶跃电流, 其空间分布为

$$j(x) = \begin{cases} j \text{ (常数)}, & |x| \leq s/2 \\ 0, & |x| > s/2 \end{cases} \quad (24)$$

为了节省计算时间, 初始电子密度分布可以采用阈值时的分布^[17]

$$\begin{aligned} \frac{n(x, 0)}{\bar{n}_{th}} &= \frac{n_{th}(x)}{\bar{n}_{th}} \\ &= \begin{cases} 1 - \frac{1}{2} e^{-s/2L_n} (e^{x/L_n} + e^{-x/L_n}), & |x| \leq s/2 \\ \frac{1}{2} (e^{s/2L_n} - e^{-s/2L_n}) e^{-|x|/L_n}, & |x| > s/2 \end{cases} \end{aligned} \quad (25)$$

这里 $L_n = \sqrt{D_n \tau}$ 为电子扩散长度,

$$\bar{n}_{th} = \frac{b + \frac{1}{\tau_p}}{a \int_{-\infty}^{\infty} \frac{n_{th}(x)}{\bar{n}_{th}} |\psi_{xth}|^2 dx / \int_{-\infty}^{\infty} |\psi_{xth}|^2 dx} \quad (26)$$

和 (11), (13)—(17), (19), (22)—(26) 式进行数值计算. 数值计算方法是用差分法将微分方程化为差分方程, 然后从 $t = 0$ 时刻开始逐次迭代. 时间步长取为电子寿命的

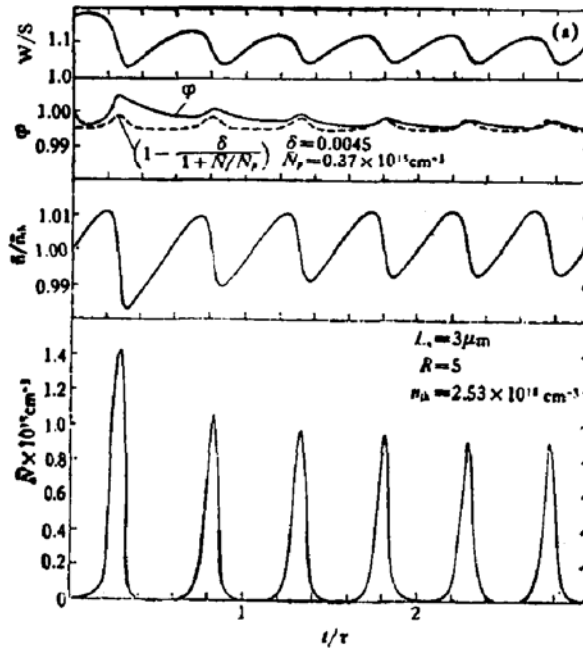


图 2 (a) $R=5$, $L_n=3\mu\text{m}$; $j/j_{th}=1.05$, $S=10\mu\text{m}$ 时, R 和 L_n 不同的 w/s , ϕ , \bar{n}/\bar{n}_0 , N 随时间的变化.

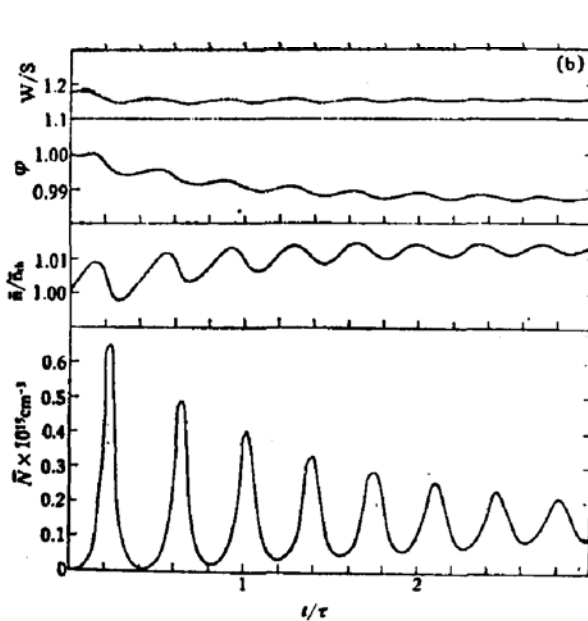


图 2 (b) $R=2$, $L_n=3\mu\text{m}$,
 $\bar{n}_{th}=2.54 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ $j/j_{th}=1.05$

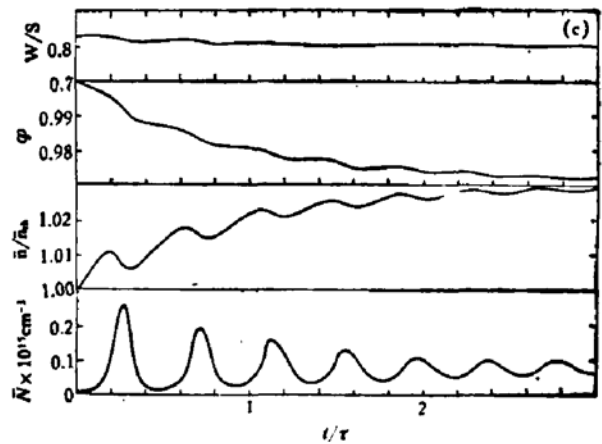


图 2 (c) $R=5$, $L_n=1\mu\text{m}$
 $\bar{n}_{th}=1.89 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ $j/j_{th}=1.05$

0.05%，距离步长取为条宽的2%，计算中所用参数值取为 $\tau = 2.5 \times 10^{-9} \text{sec}$, $\tau_p = 2.5 \times 10^{-12} \text{sec}$, $a = 1.08 \times 10^{-16} \text{cm}^2$, $b = 146 \text{cm}^{-1}$, $\gamma = 10^{-5}$, 初始光子密度 $\bar{N}(0) = 0.0015 \times 10^{15} \text{cm}^{-3}$. $s = 10 \mu\text{m}$, $\lambda_0 = 0.89 \mu\text{m}$, $\eta_r = \sqrt{\epsilon_{or}} = 3.6$.

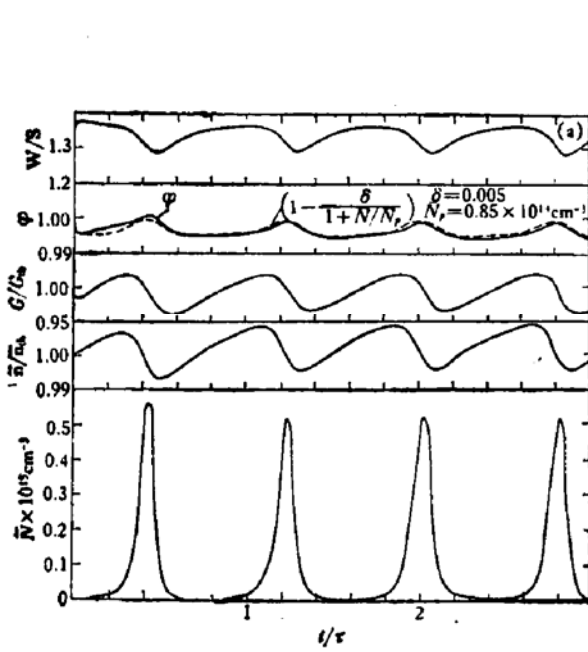


图3 (a) $j/j_{th} = 1.01$ $R = 5$, $L_n = 5 \mu\text{m}$,
 $s = 10 \mu\text{m}$ 时, w/s , ϕ , ϕ' , G/G_{th} , \bar{n}/\bar{n}_{th} ,
 \bar{N} 随时间的变化, $\bar{n}_{th} = 3.27 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$

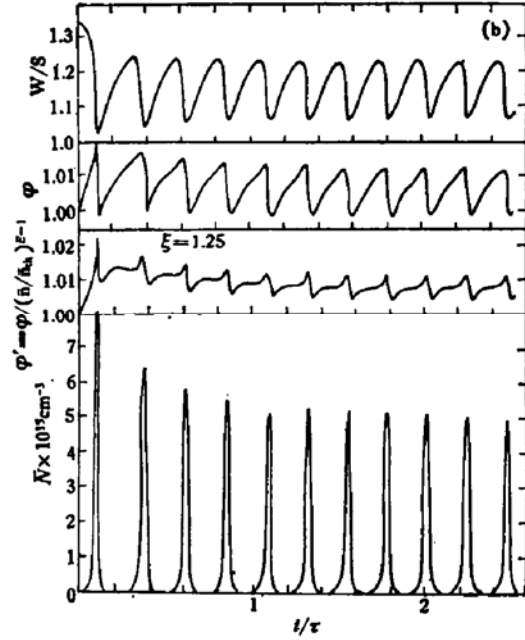


图3 (b) $j/j_{th} = 1.20$
 $L_n = 5 \mu\text{m}$ $R = 5$
 $\bar{n}_{th} = 3.27 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$

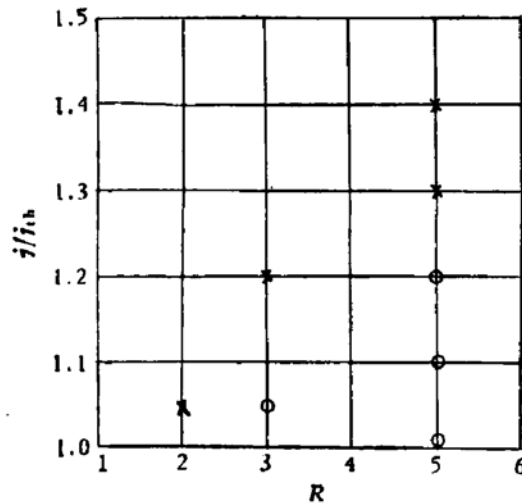


图4 $s = 10 \mu\text{m}$, $L_n = 5 \mu\text{m}$ 时不同的 R 值算出的张弛振荡(\times)和自脉动(\circ)的注入电流区

数值计算结果表明不同的 R 和 L_n 值有不同的瞬态行为。当 R, L_n 较大时, 在一定的电流注入范围内出现自脉动的结果。图2为 $j/j_{th} = 1.05$ 时不同的 R 和 L_n 值的瞬态行为的比较。图2(a)为 $R = 5, L_n = 3 \mu\text{m}$ 时的情况, 光输出发生自脉动。图2(b)为 $R = 2, L_n = 3 \mu\text{m}$, 图2(c)为 $R = 5, L_n = 1 \mu\text{m}$ 的情况, 光输出为张弛振荡。图3为 $R = 5, L_n = 5 \mu\text{m}$ 的情况。图3(a)为 $j/j_{th} = 1.01$, 图3(b)为 $j/j_{th} = 1.2$, 光输出

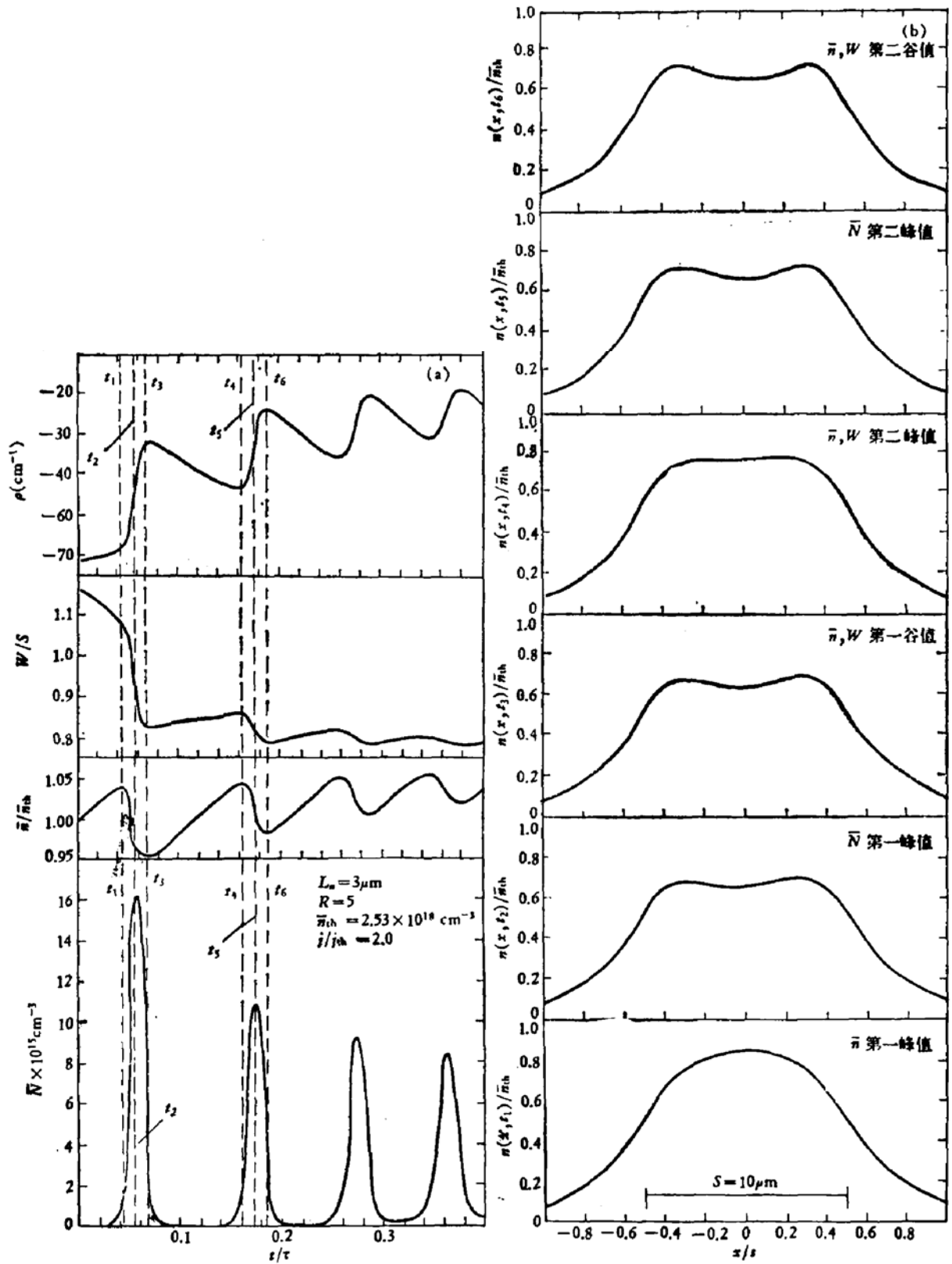


图5 $j/j_{th} = 2.0$, $S = 10 \mu\text{m}$, $R = 5$ 时的瞬态行为
 (a) \bar{N} , \bar{n}/\bar{n}_{ib} , w/s , ρ 随时间的变化 (b) 几个典型时刻的载流子分布

均为自脉动。

图4为 $L_m = 5 \mu\text{m}$ 时不同的 R 和 j/j_{th} 值的计算结果。该图表明, 自脉动只能出现在

一定的电流范围内,电流逐渐增大后,自脉动将消失.图5给出了 $j/j_{th}=2.0$, $R=5$, $L_a=3\mu\text{m}$ 的计算结果.图5(a)为等相面曲率、束宽,平均载流子浓度和光强随时间的变化,图5(b)为几个典型时刻的载流子空间分布.

三、关于本征自脉动机理及其产生条件

对二(C)节中的计算结果进行分析发现当发生自脉动时光束宽有明显的、幅度较大的振荡,如图2(a)、图3;而非自脉动时光束宽的变化较小,如图2(b)(c).这表明这种自脉动的出现同瞬态过程中光场分布(束宽)的不稳定有关.

我们认为,半导体激光器中的自脉动现象普遍说来是因为腔增益或模式增益由于某种原因变为依赖于光子密度的非线性增益,且满足条件

$$\frac{\partial G}{\partial \bar{N}} > 0 \quad (27)$$

例如腔内出现饱和吸收体时,上述条件可能满足而发生自脉动^{[2]*}.这里的本征自脉动机理也将证实这种观点.光场束宽的不稳定将影响模式增益使它变为依赖于光子密度的非线性增益.在光脉冲发生时,由于烧孔效应使束宽减小、光场分布集中,这使得模式增益增加,(27)式将被满足.例如由(10c)、(11)式.

$$G(t) = a \frac{\int_{-\infty}^{\infty} n(x,t) |\phi_x|^2 dx}{\int_{-\infty}^{\infty} |\phi_x|^2 dx} - b \quad (28)$$

$$\text{现令} \quad G(t) = a' \bar{n}(t) \varphi(t) - b \quad (29)$$

$$\text{其中} \quad a' = a \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \frac{n_{th}(x)}{\bar{n}_{th}} |\phi_{xth}|^2 dx}{\int_{-\infty}^{\infty} |\phi_{xth}|^2 dx} \quad (30)$$

定义 a' 是为了使 φ 归一化.由(28)–(30)式

$$\varphi(t) = \frac{G(t) + b}{a' \bar{n}(t)} = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \frac{n(x,t)}{\bar{n}(t)} |\phi_x|^2 dx / \int_{-\infty}^{\infty} |\phi_x|^2 dx}{\int_{-\infty}^{\infty} \frac{n_{th}(x)}{\bar{n}_{th}} |\phi_{xth}|^2 dx / \int_{-\infty}^{\infty} |\phi_{xth}|^2 dx} \quad (31)$$

φ 是反映模式增益依赖于光子密度的非线性因子.在计算机中解算出 $\varphi(t)$ 的变化,发现当发生自脉动时 φ 明显地依赖于光子密度,如图2(a)、图3中 φ 曲线的尖峰完全同光脉冲的尖峰同步.在某些情况下, φ 的变化规律可以用 $\left(1 - \frac{\delta}{1 + \frac{\bar{N}}{\bar{N}_p}}\right)$ 的形式来近似(图中

虚线所示),例如图2(a)中只须令 $\delta = 0.0045$, $\bar{N}_p = 0.37 \times 10^{15} \text{cm}^{-3}$,图3(a)中 $\delta = 0.005$, $\bar{N}_p = 0.85 \times 10^{14} \text{cm}^{-3}$.这样模式增益可以近似等效为^[3]

* (27) 式作为自脉动的必要条件,可对速率方程用小讯号近似,由 Routh-Hurwitz 判据得到,且对双区共腔^[2]等模型可得出具有本文由大讯号数值解得到的(32)形式的腔增益.关于这方面的分析将另文发表.

$$G = a'\bar{n} \left(1 - \frac{\delta}{1 + \frac{\bar{N}}{\bar{N}_p}} \right) - b \quad (32)$$

显然它满足条件 $\frac{\delta G}{\delta \bar{N}} > 0$.

在 (32) 式中, 反映对光子密度依赖关系的非线性部分的 δ 值虽然很小, 但对能否发生自脉动有决定性的影响, 而引起稳态光功率曲线的变化很可能察觉不到, 实验和计算结果已说明了这一点^[19].

一般说来, 发生自脉动时用 (32) 式的近似不能普遍成立, 尤其在注入电流较大时非线性情况较复杂, 而且 φ 还可能同平均电子密度 \bar{n} 有关, 如令

$$G = a' \left(\frac{\bar{n}}{\bar{n}_{th}} \right)^\xi \varphi' - b \quad (33)$$

则
$$\varphi' = \frac{\varphi}{\left(\frac{\bar{n}}{\bar{n}_{th}} \right)^{\xi-1}} \quad (34)$$

这里的 φ' 扣除了 φ 中对 \bar{n} 的依赖部分后就更能反映模式增益对光子密度的依赖, 如图 3(b) 中 φ' 曲线同光脉冲同步的尖峰比 φ 表现得更为明显.

对于非自脉动的情况, φ 没有同光脉冲同步的尖峰, φ 的极大值只同平均电子密度 $\bar{n}(t)$ 的极大值同步, 如图 2(b) (c) 所示. 这说明束宽变化不大时, 模式增益不能变为非线性, 因而也就不能发生自脉动.

本征自脉动能否产生主要依靠两个过程的消长, 即载流子分布的空间烧孔 (泛指载流子分布受到光场的畸变) 产生的波导变化引起光场收缩的过程和载流子扩散填平烧孔的反烧孔过程. 当发生光脉冲时, 前一个过程 (主要靠折射率波导的变化) 使光场收缩, 从而使模式增益增加. 而在两个光脉冲的间歇期间, 后一个过程使光场扩展. 如果光场能完全复原, 那么束宽的振荡, 因而模式增益的振荡将维持重复下去, 这就形成了光脉冲强度持续的自脉动. 因此这种本征自脉动能否发生取决于 R 、 L_n 及电流注入值. 当 R 较大时, 载流子分布形成的折射率波导较强, 就能产生足够大的束宽变化; L_n 较大时, 反烧孔效应进行得较快, 可以维持束宽重复的等幅振荡, 因而形成自脉动. 而当电流注入较大时, 光脉冲之间的间歇时间较短, 反烧孔效应来不及完成, 束宽的振荡逐渐衰减, 因而自脉动也就无法维持. 图 5 (b) 展示了这一过程. 该图还表明了载流子空间分布的中心凹陷引起的所谓“自聚焦效应”^[16]同自脉动并无必然的联系. 计算表明, 图 2(a), 图 3(a), (b) 在光束宽振荡过程中的载流子空间分布并未出现中心凹陷.

四、结 论

本文所讨论的本征自脉动同其它自脉动模型的区别是有明显的束宽振荡 (约 10% 左右). 对于质子轰击条型 (包括氧化条型) 可能出现这种本征自脉动, 这一现象已在实验上被观测到^[20]. 而对于埋层条型等主要靠自建波导因而侧向光场比较稳定的结构, 上述现象并不发生. 我们的计算表明^[21], 即使侧向光场扩展到条外, 条外的饱和吸收区并不足以引起本征自脉动. 因而这类器件的自脉动往往同器件的缺陷等因素有关.

参 考 文 献

- [1] В. Д. Курносов, В. И. Магальяс, А. А. Плешков, Л. А. Ривлин, В. Г. Трухан, В. В. Цветков, Письма ЖЭТФ, 4, 449 (1966), [*JETP Letters*, 4, 303 (1966)]
- [2] N. G. Basov, *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-4, 855 (1968).
- [3] T. L. Paoli and J. E. Ripper, *Appl. Phys. Lett.*, 15, 105 (1969).
- [4] К. Kobayashi, *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-9, 449 (1973).
- [5] D. Kato, *Appl. Phys. Lett.*, 31, 588 (1977).
- [6] T. L. Paoli, *IEEE J. Quantum Electron.* QE-13, 351 (1977).
- [7] J. A. Copeland, *Electron. Lett.*, 14, 809 (1978).
- [8] G. Arnold and K. Petermann, *Opt. Quantum Electron.*, 10, 311 (1978).
- [9] J. P. van der Ziel, J. L. Merz and T. L. Paoli, *J. Appl. Phys.*, 50, 4620 (1979).
- [10] B. W. Hakki, *J. Appl. Phys.*, 50, 5630 (1979).
- [11] R. W. Dixon and W. B. Joyce, *IEEE J. Quantum. Electron.*, QE-15, 470 (1979).
- [12] K. D. Chik, J. C. Dymont and B. A. Richardson, *J. Appl. Phys.*, 51, 4029 (1980).
- [13] C. H. Henry, *J. Appl. Phys.*, 51, 3051 (1980).
- [14] R. Lang, *Jpn. J. Appl. Phys.*, 19, L93 (1980).
- [15] D. D. Cook and F. R. Nash, *J. Appl. Phys.*, 46, 1660 (1975).
- [16] P. A. Kirkby, A. R. Goodwin, G. H. B. Thompson and P. R. Selway, *IEEE J. Quantum. Electron.*, QE-13, 705 (1977).
- [17] W. T. Tsang, *J. Appl. Phys.*, 49, 1031 (1978).
- [18] P. M. Morse and H. Feshbach, *Methods of Theoretical Physics*, p. 1106 (1953).
- [19] 郭长志、钮金真, 半导体学报将发表.
- [20] J. P. van der Ziel, *IEEE J. Quantum Electron.* QE-17, 60 (1981).
- [21] Guo Chang-zhi and Wang Kai-ge, *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-18, No. 10, 1728 (1982); *IEEE Trans. Microw. Theory and Techn.*, MTT-30, No. 10, 1716 (1982).

Intrinsic Pulsation Induced by Lateral Carrier Waveguiding in Stripe Geometry DH Semiconductor Lasers

Guo Changzhi and Wang Kaige

(Department of Physics, Beijing University)

Abstract

Effects of lateral optical and carrier distributions and their interaction on dynamic processes in stripegeometry DH semiconductor lasers are analyzed theoretically. The rate and field equations are simultaneously solved with a rather strict manner for numerical transient solutions. The results calculated show that when the index waveguiding of the carrier distribution and the carrier diffusion become pronounced, "intrinsic" pulsation characterized by the lateral optical beam width with continuous and significant oscillation during pulsation may occur in the laser output in a certain range of injected current.