

半导体激光器的动态模式增益谱

谢 京 涛

(华北电力学院基础部,保定)

张 存 善 郑 云 龙

(河北大学物理系,保定)

李 佩 琏

(天津职业技术师范学院基础部,天津)

1988年9月7日

本文通过对半导体激光器内部光与物质相互作用的分析和计算,证明条型激光器的光场漂移对激光的模式增益谱有很强的影响.它可以导致模式增益谱出现双峰结构,从而产生激光器的双纵模激射.

主题词: 半导体激光器,模式,增益谱,动态响应

一、引 言

由于条型半导体激光器的工艺较简单,寿命长,激射阈值低,因此有着广泛的应用.但是这种激光器在平行于 p-N 结平面方向主要是由注入载流子分布形成的非自建光波导控制光场,这就导致了激光器的输出光功率-电流特性曲线扭折、自聚焦、近场漂移等现象的出现^[1,2,3],同时这种载流子与光场空间相互作用,也必然引起激光光谱结构的相应变化.

半导体激光器模式增益谱在很大程度上决定了激光光谱特性.本文通过半导体激光器内部光与物质相互作用的模拟计算,得到了激光器的时间分辨模式增益谱,其结果与实验的测量结果^[4]有较好的符合.

二、理 论 模 型

在条型双异质结构半导体激光器中,令垂直于结平面方向为 X 向(横向),平行于结平面方向为 Y 向(侧向),光传播方向为 Z 向(纵向),原点取在条型中心.并设有源区内 Z 方向和 X 方向都是均匀的,则载流子与光子的速率方程为

$$\frac{\partial N(y, t)}{\partial t} = \frac{I(y, t)}{ed} - \frac{N(y, t)}{\tau_s} - D \frac{\partial^2 N(y, t)}{\partial y^2}$$

$$- \frac{c}{n} g(N(y, t), \lambda) \Gamma \sum_p I_p(y, t) S_p(t), \quad (1)$$

$$\frac{dS_p(t)}{dt} = \frac{c}{n} \left[G_p(t, \lambda) - \alpha_{int} - \frac{1}{L} \ln \frac{1}{R_m} \right] S_p(t) + \gamma \frac{N_p(t)}{\tau_s}. \quad (2)$$

其中 $J(y, t)$ 为注入有源层的电流密度分布; $N(y, t)$ 为载流子密度分布; $I_p(y, t)$ 为 p 阶侧向模的光场分布; $S_p(t)$ 是 p 阶侧向模的平均光子密度, I_p 与 S_p 都与光波长有关; $g(N, \lambda)$ 为介质的增益系数; $G_p(t, \lambda)$ 为 p 阶侧向模的模式增益; α_{int} 为腔内光损耗; L 为腔长, R_m 为端面镜面反射率; d 为有源层厚度, γ 为自发发射因子; λ 为激光光波长; e 为电子电量; τ_s 为有源区载流子自发辐射复合寿命; D 为载流子扩散系数; c 为真空光速; \bar{n} 为群折射率; Γ 为横向光限制因子。

在(2)式中 $N_p(t)$ 为 p 阶模的平均载流子密度

$$N_p(t) = \frac{1}{S} \int_{-\infty}^{+\infty} N(y, t) I_p(y, t) dy, \quad (3)$$

其中 S 为半导体激光器的条宽。定义腔内平均载流子密度为

$$\bar{N}(t) = \frac{1}{S} \int_{-\infty}^{+\infty} N(y, t) dy, \quad (4)$$

对于光场的侧向分布, 可由光标量场方程求出, 用等效折射率法可以推导出 Y 方向的光标量场函数 $\phi(y, t)$ 遵从

$$\frac{\partial^2 \phi(y, t)}{\partial y^2} + [\epsilon_{eff}(y, t, \lambda) K^2 - \beta_{zp}^2] \phi(y, t) = 0, \quad (5)$$

其中 ϵ_{eff} 为等效介电常数, 可表示为

$$\begin{aligned} \epsilon_{eff} = & n_{eff}^2 + 2n_{eff} \Delta n(y) + 2\Gamma n_1 N(y, t) \frac{\partial n}{\partial N} \\ & + \frac{i}{K} [\Gamma n_1 g'(N(y, t), \lambda) - (1 - \Gamma) n_2 a'], \end{aligned} \quad (6)$$

其中 K 为光的真空波数; β_{zp} 为 p 阶侧向模的 Z 方向传播常数; n_{eff} 为等效折射率; n_1 、 n_2 分别为有源层和无源层的折射率, (6)式中第三项表示载流子浓度对折射率的影响; 虚部的首项表示有源层内由注入载流子而产生的光增益, 第二项为无源层的光吸收。其光增益系数

$$g'(N, \lambda) = g(N, \lambda) - (a'N - b') \quad (7)$$

式中 a' 、 b' 为线性载流子损耗系数。

在(6)式中, $\Delta n(y)$ 表示由电流热效应或其他自建原因, 如光弹性^[9]等而产生的折射率变化, 一般情况下它是微弱的并且是非完全对称的, 可以表示为

$$\Delta n(y) = \begin{cases} \frac{1}{2} \Delta n_s, & y < -\frac{S}{2} \\ \Delta n_{max} [1 - (y/S)^2] - \Delta n_s (y/S), & -\frac{S}{2} \leq y \leq \frac{S}{2} \\ -\frac{1}{2} \Delta n_s, & y > \frac{S}{2} \end{cases} \quad (8)$$

其中 Δn_{max} 、 Δn_s 分别为折射率变化的对称量与非对称量, 并因不同的激光器而不同。

对于每个侧向模式归一化光场强度分布定义为

$$I_p(y, t) = \frac{|\phi_p(y, t)|^2}{\frac{1}{S} \int_{-\infty}^{+\infty} |\phi_p(y, t)|^2 dy} \quad (9)$$

模式增益定义为

$$G_p(t, \lambda) = 2 \ln[\beta_{t,p}(t, \lambda)], \quad (10a)$$

又可表示为

$$G_p(t, \lambda) = \frac{1}{n_{eff}} \left[\Gamma n_1 \frac{1}{S} \int_{-\infty}^{+\infty} g'(N(y, t), \lambda) I(y, t) dy - (1 - \Gamma) n_2 \alpha' \right] \quad (10b)$$

对于电流分布,我们采用了矩形电流密度模型,对于注入电流 $I(t)$, 有

$$J(y, t) = \begin{cases} \frac{I(t)}{SL} & |y| \leq \frac{S}{2} \\ 0 & |y| > \frac{S}{2} \end{cases} \quad (11)$$

在双异质结构半导体激光器的有源区中,载流子的直接跃迁占主要地位,具有带隙收缩的本征增益模型在高注入下能够较好地反映材料的实际增益^[6],因此对于材料的增益系数,我们采用了与注入载流子浓度成线性的增益模型,即

$$g(N, \lambda) = a(\lambda)N + b(\lambda), \quad (12)$$

其中参数 $a(\lambda)$, $b(\lambda)$ 与波长 λ 有关,对于确定的 λ ,可由本征增益模型的 $g-N$ 曲线,在阈值载流子浓度处的切线来决定。

三、计算方法与参量

对于光标量场方程(5)式采用阶梯法求解,载流子空间速率方程(1)式可利用差分法转化为一阶微分方程并与光子速率方程联立,再利用二阶龙格-库塔方法求解。

计算中采用了归一化时间 $T = t/\sqrt{\tau_s \tau_p}$, 其中 τ_p 为腔内光子寿命

$$\tau_p^{-1} = \frac{c}{n} \left(\alpha_{int} + \frac{1}{L} \ln \frac{1}{R_m} \right), \quad (13)$$

在计算中,取质子轰击条型 GaAs-Al_{0.3}Ga_{0.7}As 激光器的参量为: $L = 150 \mu\text{m}$, $S = 10 \mu\text{m}$, $d = 0.3 \mu\text{m}$, $n_1 = 3.6$, $n_2 = 3.4$, $D = 36 \text{cm}^2/\text{s}$, $\Gamma = 0.88$, $\alpha_{int} = 10 \text{cm}^{-1}$, $R_m = 0.32$, $\alpha' = 20 \text{cm}^{-1}$, $\Delta n_s = 0 \sim 0.0001$, $\Delta n_{max} = 0 \sim 0.005$, $a' = 10 \times 10^{-11} \text{cm}^3$, $b' = 5 \text{cm}^{-1}$, $dn/dN = -5 \times 10^{-21} \text{cm}^3$ 。为了计算增益系数,我们取自发辐射复合系数 $B_b = 3 \times 10^9 \text{s}^{-1}$, 本征材料带隙宽度 $E_{g0} = 1.42 \text{eV}$, 导带与价带载流子等效质量分别为 $m_c^* = 0.07 m_0$, $m_v^* = 0.5 m_0$ 。其中 m_0 为电子静止质量。

四、结果和分析

在上述模型下,我们对半导体激光器的稳态,动态和增益谱特性在 $I_{th} \sim 1.5 I_{th}$ (I_{th} 为

阈值电流) 电流范围内进行了计算。其中稳态特性的计算结果与 J. Buus 的结论相近似^[7]。对于对称的波导结构, 在这个电流范围都有稳态解, 激光器具有较好的线性的光功率-电流曲线, 但是由于光场的自聚焦, 其模式增益谱存在“红移”现象。当激光器的光波导存在微小非对称情况下, 其稳态解区域减小, 并随着光场漂移出现了光功率-电流曲线的非线性。计算证明随着波导的非对称性增大, 稳态解区域减小, 光功率-电流曲线扭折加剧。图 1 为一组稳态情况下光功率-电流特性曲线。下面进一步给出动态模式增益谱的计算结果。

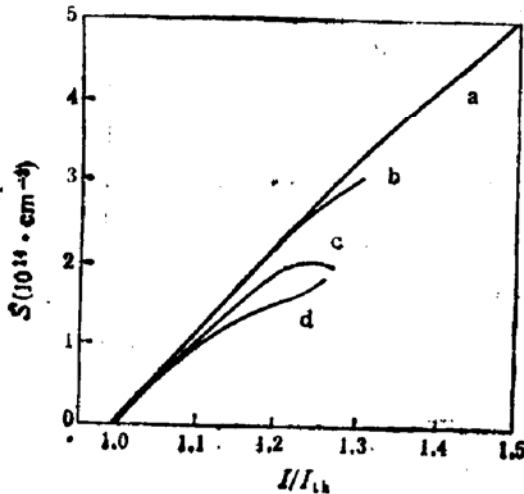


图 1 光功率-电流特性曲线

$\Delta n_{\text{max}} = 0.003$, a. $\Delta n_s = 0$; b. $\Delta n_s = 0.0001$;
c. $\Delta n_s = 0.0005$; d. $\Delta n_s = 0.001$

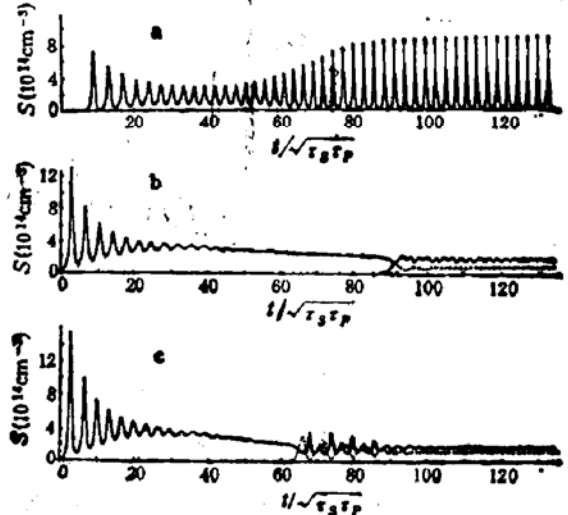


图 2 注入阶跃电流时的光响应曲线

其中 $\Delta n_{\text{max}} = 0.003$, $\Delta n_s = 0.0001$, $\gamma = 0.0005$, 偏置电流 $I_0 = 0.95I_{th}$, 零阶模 $\lambda_0 = 8907 \text{ \AA}$. a. $I = 1.3I_{th}$, 自脉动响应; b. $I = 1.39I_{th}$, 一阶模 $\lambda_1 = 8873 \text{ \AA}$; c. $I = 1.45I_{th}$, $\lambda_1 = 8898 \text{ \AA}$.

——表示零阶模,表示一阶模

1. 动态光响应特性

动态光响应的计算结果表明, 在不同的阶跃注入电流下, 其激光光响应具有不同的特性。在零阶侧向模稳态解存在的电流范围内, 其光响应首先为张弛振荡, 随后逐渐达到稳定的光输出。但对于存在微小非对称的波导结构中, 在稳态解不存在的电流范围内, 当较小的注入电流情况下, 可达到一稳定的自脉动输出。当有较高的注入时, 会导致一阶侧向模激励, 如果自发发射因子 γ 较大, 其所对应的光响应首先是张弛振荡, 随后光强不断减弱, 当光强低于一定值时, 会产生一阶侧向模的激励。对于光场分布的计算表明, 这种光响应特性主要是由近场漂移所造成。图 2 表示在三种电流下零阶模和一阶模的光响应。

2. 时间分辨模式增益谱

激光的模式增益谱对激光光谱的性质有决定性的作用。激光器中的侧向光场分布影响载流子在有源区的分布, 模式增益谱也随之变化, 从而引起激光光谱的变化。在动态增益谱的计算中, 我们选定初始激励时的最大增益所对应的光波长为激光光波长, 由此可得到时间分辨模式增益谱。

计算表明, 在对称波导结构中, 其零阶模的动态增益谱为单峰结构, 在阶跃电流注入下光响应的不同时刻, 其增益谱随张弛振荡而上下浮动, 但其形状基本不变, 峰值波长的

漂移小于 5 \AA 。此刻一阶模受到较强的抑制,在我们所选定的电流范围内,一阶模增益远小于阈值增益,不能激射。由此看出,在完全对称的波导结构中,条型 DH 半导体激光器的激射光谱可由一无伴模的纵模簇构成。图 3 为对称波导结构中时间分辨模式增益谱和光场分布图。

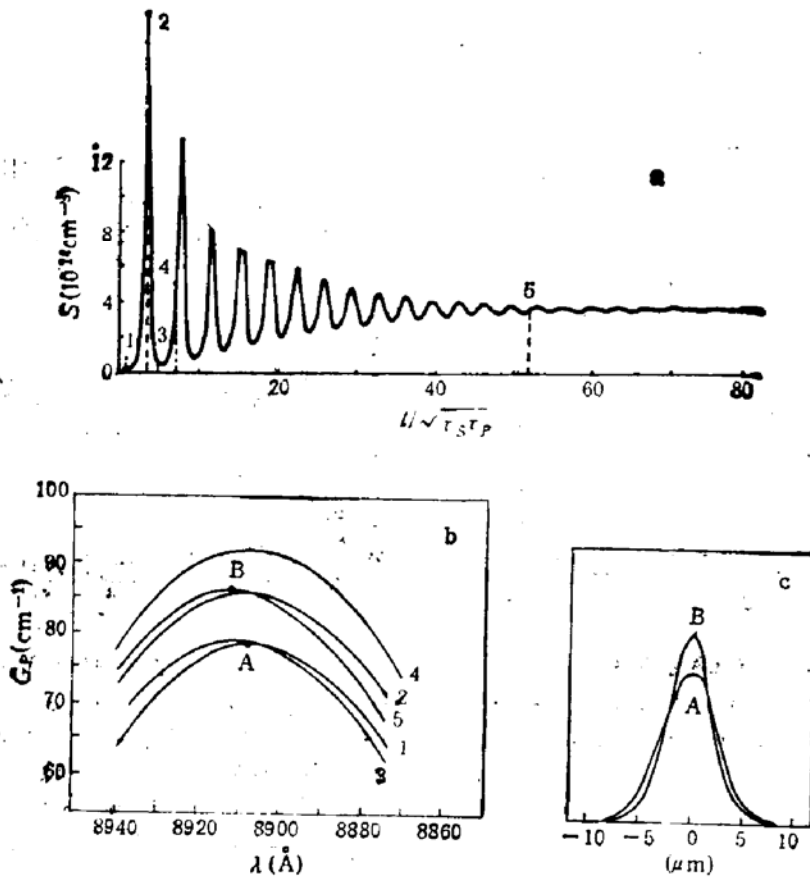


图 3 激光器动态时间分辨模式增益谱

a. 阶跃电流注入下的光响应; b. 零阶模时间分辨增益谱; c. 零阶模场强分布。其中 $\Delta n_{\max} = 0.003$, $\Delta n_s = 0$, $\gamma = 0.0005$, $I_0 = 0.95I_{th}$, $I = 1.35I_{th}$, $\lambda = 8907 \text{ \AA}$, $G_{th} = 85 \text{ cm}^{-1}$

在存在微小非对称的波导结构中,计算表明,其零阶侧向模的增益谱仍是单峰的,在阶跃电流注入下增益谱的峰值波长仍存在漂移。但是由于微小非对称而产生的光场漂移,使载流子积累,引起一阶模增益迅速上升,导致一阶模激射。下面是对特定的某一微小非对称的零阶模与一阶模增益谱的计算结果,如图4、图5所示。

在 $\Delta n_{\max} = 0.003$, $\Delta n_s = 0.0001$ 的非对称波导结构中,注入阶跃电流在 I_{th} 到 $1.3I_{th}$ 之间的稳态解存在区域,其光响应为张弛振荡;注入阶跃电流在 $1.3-1.32I_{th}$ 时,可出现自脉动现象。在这之间一阶模增益均未达到阈值。当注入电流大于 $1.32I_{th}$ 时,如取 $\gamma = 5 \times 10^{-4}$,则在张弛振荡后,零阶侧向模的光子密度不断减小,一阶模增益增加,产生一阶模的激射。在这个过程中,对于不同的注入电流范围有不同的一阶模式增益谱行为。当注入阶跃电流范围在 $1.32I_{th}-1.41I_{th}$ 之间时,如图4所示。开始时一阶模的增益谱在阈值增益下为单峰,其峰值波长随时间向短波长方向移动。当零阶模的光场漂移加剧时,一阶模增益曲线迅速上浮,并在其短波方向又出现一个新的峰值,此峰值增益增加更为迅

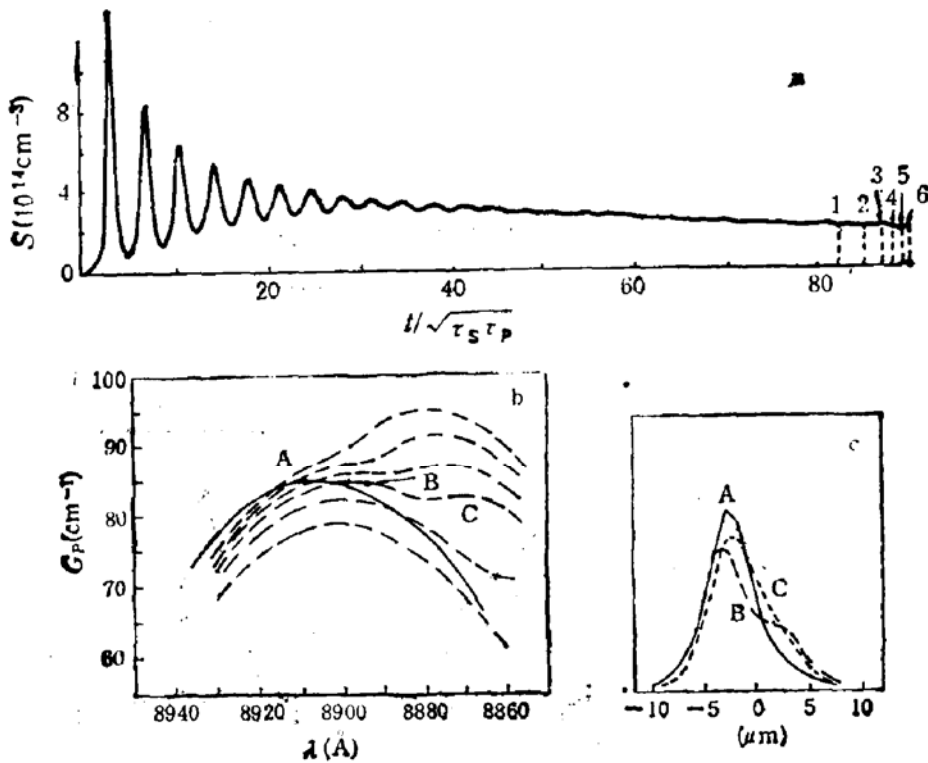


图4：激光器动态时间分辨模式增益谱

a. 阶跃电流注入下的光响应； b. 零阶与一阶模时间分辨增益谱； c. 光场强分布。

其中 $\Delta n_{max} = 0.003$, $\Delta n_s = 0.0001$, $\gamma = 0.0005$, $I_0 = 0.95I_{th}$, $I = 1.39I_{th}$.

—代表零阶模， ---代表一阶模

速，并向长波长方向移动，首先达到阈值增益，此刻一阶模的增益谱呈现双峰值结构，两个峰值的波长差约为 30 \AA ，这样就会在激光光谱上产生新的独立的纵模簇激射，它较原来的零阶模纵模簇光波长短 30 \AA 至 40 \AA 。

当注入阶跃电流增加到 $1.41I_{th}$ 以上时，一阶模在达到阈值前未出现模式增益谱的双峰结构现象。因此达到阈值时，一阶模的峰值增益波长和原零阶侧向模增益的峰值波长相差小于 10 \AA 。如图 5 所示。在这种情况下，一阶模的激射谱就以零阶模伴模的形式出现。

在半导体激光器的有源区中，载流子的积累会减弱有源区中的折射率波导，而增强其增益波导。在折射率非对称的波导结构的有源区中，由于光场与载流子相互作用的结果，便造成光场漂移，及载流子的非对称积累，这样就使有源区内的折射率波导与增益波导相分离。并随着光波长的减小(12)式中的 $a(\lambda)$ 增大，于是短波长的光场具有更强的增益波导，光场分布偏向载流子积累处，而获得较大的增益，这样在光场漂移较强时，在一定的条件下其模式增益谱的短波长方向将出现新的峰值，而呈现出具有双峰结构的模式增益谱。如图 4 所示。从图 4 中还可以看出在一阶模增益谱中波长较短方向峰值 c 处，其光场分布已是完好的单峰结构，并且此刻在这一光波长下所对应的原零阶侧向模的解已不存在。因此也可认为此时一阶模增益谱的第二个峰值的出现，是由于这一阶模转化为零阶模的结果。

在以前的实验中，已经发现了半导体激光器的动态特性中存在双纵模簇激射现象^[4]，

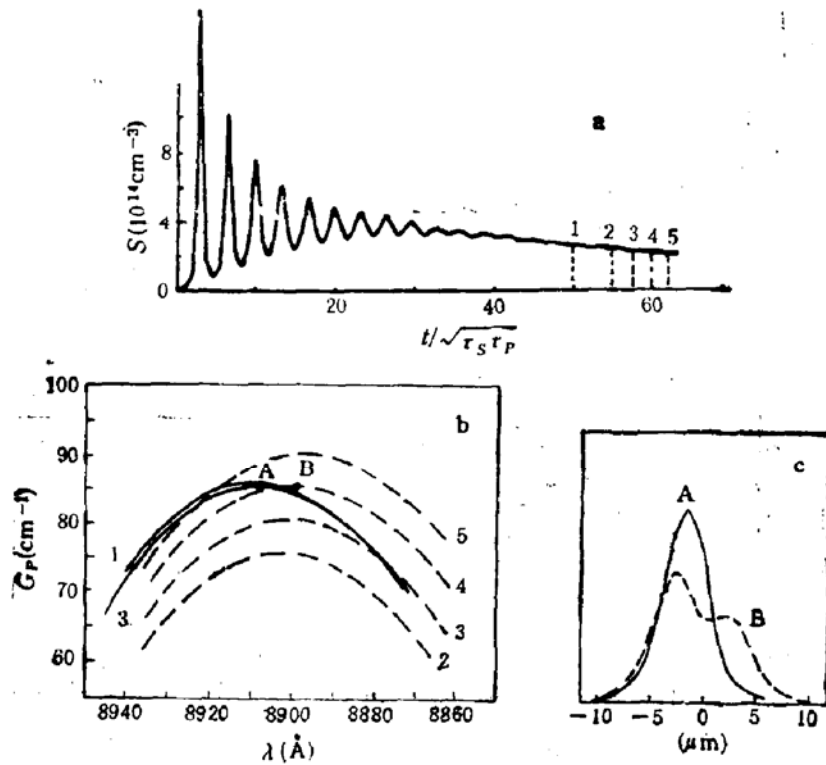


图5 激光器动态时间分辨模式增益谱

a. 阶跃电流注入下的光响应; b. 零阶与一阶模时间分辨增益谱; c. 光场强分布。
 其中 $\Delta n_{\text{dms}} = 0.003$, $\Delta n_s = 0.0001$, $\gamma = 0.0005$, $I_0 = 0.95I_{\text{th}}$, $I = 1.45I_{\text{th}}$,
 ——代表零阶模,代表一阶模

并发现了它和近场漂移, 输出光功率-电流曲线扭折的联系, 测得双纵模簇激射的峰值波长差为 $30-40 \text{ \AA}$, 与我们理论计算结果相符合。

五、结 论

在均匀条形激光器中, 在较大的电流范围内, 激光器可实现线性的光功率-电流特性曲线, 并只有零阶侧向模工作, 在动态过程中, 激射光波长特点是单一纵模簇, 波长漂移较小。但是如果有源层中存在微小的非对称, 就会产生强烈的零阶模近场漂移, 从而导致光功率-电流特性曲线的扭折、高阶侧向模的激射及产生动态模式增益谱的双峰结构, 出现波长差在 $30-40 \text{ \AA}$ 的双纵模簇激射现象。由于这种非对称折射率很小, 所以这一现象在条形激光器中较为普遍。要消除这一现象, 激光器要采用具有较强的自建侧向导。

北京大学郭长志教授对本工作在理论上给予了指导, 作者表示衷心的感谢。

参 考 文 献

- [1] N. Chinone, *J. Appl. Phys.*, **48**, 3287(1977).
- [2] G. H. B. Thompson, D. F. Love, Lacey, and S. E. H. Turley, *Solid-State Electron Devices*, **2**, 12(1978).
- [3] R. Lang, *IEEE. J. Quantum Electron.*, **QE-15**, 718(1979).
- [4] 赵礼庆, 王启明, 张存善, 吴振球, *半导体学报*, **3**, 312(1982).

- [5] P. A. Kirkby, P. R. Selway and L. D. Westbrook, *J. Appl. Phys.*, **50**, 4567(1979).
[6] 郭长志, 黄永箴, 半导体学报, **8**, 49(1987).
[7] J. Buus, *IEEE. J. Quantum Electron*, **QE-19**, 953(1983).

Dynamic Mode Gain Spectra in Semiconductor Lasers

Xie Jingtao

(North China Institute of Electric Power, Baoding)

Zhang Cunshan, Zheng Yunlong

(Department of Physics Hebei University, Baoding)

and Li Peilian

(Tianjin Normal Institute of Professional Technique, Tianjin)

Abstract

The analysis and calculation of the interaction between light and matter in semiconductor lasers are presented. It is shown that the drift of near field have a great influence on the mode gain spectra of stripe geometry lasers. It leads to mode gain spectra with two peaks and causes lasing of two longitudinal mode families in semiconductor lasers.

KEY WORDS: Semiconductor laser, Mode, Gain spectra, Dynamic response