

半导体 $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}/\text{GaAs}$ DH 激光器张弛振荡效应的实验研究

赵礼庆 张存善 唐政 王启明

(中国科学院半导体研究所)

1982年3月29日收到

提 要

本文介绍了半导体 DH 激光器张弛振荡效应的测试原理与方法。重点测试了我所研制的质子轰击条形单模 90—15# DH 激光器, 测得其张弛振荡频率 f_r , 从注入脉冲电流 $I_p = 1.5I_{p,\text{th}}$ 时的 800 MHz 左右增至 $I_p = 1.5I_{p,\text{th}}$ 时的 2 GHz 左右; 并对该器件的光子寿命 τ_p 和有源层腔内吸收损耗系数 α_i 做了计算和讨论。另外, 还测试了多模激光器的张弛振荡效应, 并分析了自发辐射、超辐射及直流预偏置对这些激光器张弛振荡的影响和抑制作用。

引 言

随着我国光纤通信事业的发展, 对通信光源的高频高速调制特性的要求也愈来愈高, 由于通常窄条形的半导体 DH 激光器大都存在固有的张弛振荡瞬态效应, 从而限制了通信光源的调制带宽或脉冲调制速率, 因此, 在选择光纤通信用的光源时, 不仅要看激光输出的稳态特性, 同时应注意激光输出的瞬态特性。

实验表明, 通过对 DH 激光器张弛振荡特性的测试研究, 不但可以得到不同脉冲电流注入下相应的张弛振荡频率 $f_r(I_p)$, 而且可以借助测量其激光延迟时间 t_d 求出载流子自发复合寿命 τ_{sp} , 进而对其光子寿命 τ_p 以及有源层腔内吸收损耗系数 α_i 加以估算, 同时还可以利用这种测量技术来分析有关自发辐射、超辐射和直流偏置对张弛振荡的影响和抑制作用。

原 理 与 方 法

对于单模半导体 DH 激光器而言, 其张弛振荡特性一般可以通过如下电子密度和光子密度的速率方程来描述^[1]:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dn}{dt} = \frac{J}{cd} - a(n - n_e)s - \frac{n}{\tau_{sp}} \\ \frac{ds}{dt} = a(n - n_e)s - \frac{s}{\tau_{sp}} + \beta \frac{n}{\tau_{sp}} \end{array} \right. \quad (1)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dn}{dt} = \frac{J}{cd} - a(n - n_e)s - \frac{n}{\tau_{sp}} \\ \frac{ds}{dt} = a(n - n_e)s - \frac{s}{\tau_{sp}} + \beta \frac{n}{\tau_{sp}} \end{array} \right. \quad (2)$$

式中: n 为电子密度; J 为注入电流密度; a 为增益斜率; n_e 为透明载流子密度; τ_{sp} 为载

流子自发复合寿命； s 为该激射模式的光子密度； τ_p 为光子寿命； e 为电子电荷； d 为有源层厚度； β 为自发发射因子。

解(1)、(2)联立方程组，可以得到小信号下张弛振荡频率 f_r 及衰减时间常数 $1/\tau_0$ ，即：

$$f_r^2 = \frac{1}{4\pi^2\tau_{sp}\tau'_p} \left[\left(\frac{J}{J_{th}} - 1 \right) + \frac{\tau'_p}{\tau_p} \beta \right] - \frac{1}{\tau_0^2} \quad (3)$$

$$\frac{1}{\tau_0} = \frac{1}{2\tau_{sp}} \left[\frac{\tau_p}{\tau_{p'}} \left(\frac{J}{J_{th}} - 1 \right) + 1 \right]. \quad (4)$$

其中：

$$\tau'_p = \frac{n_{th} - n_e}{n_{th}} \tau_p.$$

对于单模 DH 激光器，通常耦合到该模式的自发发射部分较少，即 β 较小，约 10^{-5} 级，又因 $\tau'_p \ll \tau_{sp}$ ，故(3)式又可简化为：

$$f_r^2 \approx \frac{1}{4\pi^2\tau_{sp}\tau'_p} \left[\frac{J}{J_{th}} - 1 \right]. \quad (5)$$

应该指出，对多模器件，由于自发辐射和超辐射进入诸模式的总贡献增大了，因此，自发发射因子 β 不能忽略。从我们的测试中也可以清楚地看到，自发辐射和超辐射较强时，对张弛振荡的抑制是非常显著的。另外，如果在 DH 激光器上预先加入直流偏置电流，特别是当加到接近激射阈值时，对张弛振荡的抑制效果则更为显著。

本测试系统实质上是测量 DH 激光器的脉冲响应特性，其测量原理是：首先将一个上升前沿 t 约 800 ps，脉宽 τ 约 15 ns 的脉冲电流注入到 DH 激光器中，当脉冲电流加到接近器件的阈值电流时，就会发射出一定强度的自发辐射或超辐射光，而当注入脉冲电流超过阈值电流时，则会发射出脉冲激光，光强显著增强，随着注入脉冲电流的继续增大，发射光脉冲就会呈现出张弛振荡现象。接收用的是快速响应的硅 APD 探测器，其响应速度约 200 ps，因为硅 APD 的受光面积很小，其直径约 200 μm，故在发射和接收之间加有光学聚光系统。探测器的输出直接与取样示波器相连，取样示波器为 SAS-9009B，其输入阻抗为 50 Ω，带宽为 7 GHz。在取样示波器上可以同时观察注入脉冲电流及激光脉冲响应波形，在测试中我们用照相机拍摄了所测波形的照片，同时也用 X-Y 函数记录仪记录了所测波形。

测 试 结 果

所测样品均为我所研制的质子轰击条形 DH 激光器，其条宽约 12 μm，腔长约 200 μm，有源层厚度约 0.5 μm。

1. 对 90-15# 单模器件的测试

该激光器的输出光功率 $P-I$ 特性及发射光谱特性分别示于图 1 和图 2。

图 3 是用照相机在不同注入脉冲电流下拍摄的张弛振荡波形。从图 3 可以清楚地看到，张弛振荡频率 f_r 随着 $I_p/I_{p_{th}}$ 比值的增大而增高、其衰减速率也相应加快；这一结果与

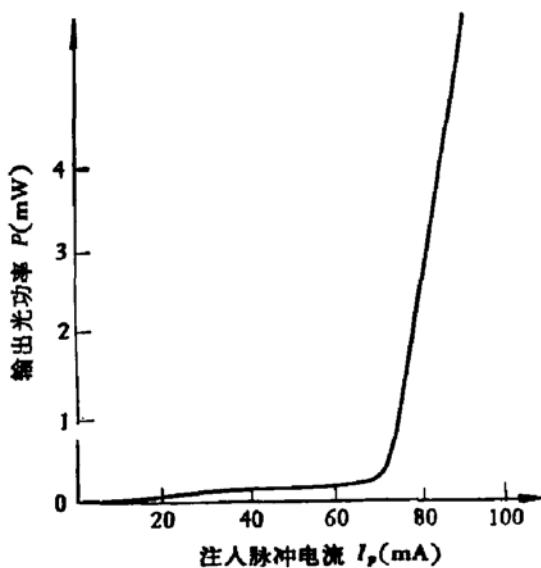


图1 功率电流特性曲线

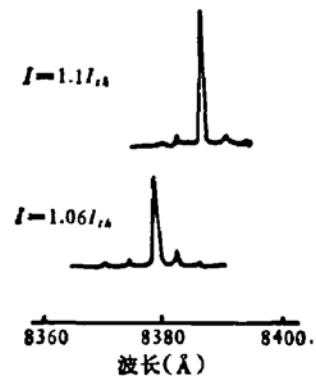


图2 发射光谱特性

公式(4)和(5)是相符的。

图4是根据图3所示波形算出的 $f_r(I_p)$ 绘制成的,从图4 $f_r \sim (I_p/I_{ph} - 1)^{1/2}$ 关系曲线来看,所测结果还是比较合理的。

2. 对于较强自发辐射和超辐射激光器的测试

质子轰击条型DH激光器,大都属于多模器件,在测量它们的 $P-I$ 功率特性曲线时,可以发现有些器件在自发辐射转到受激发射之间存在较强的超辐射区域,其典型功率曲线和各区域典型脉冲响应波形示于图5。图中A区域为自发辐射区;B区域为超辐射区;C区域为受激发射区。从C区的光输出瞬态波形来看,此类激光器的张弛振荡效应是比较弱的,这正是由于较强的自发辐射和超辐射的存在所起的抑制作用。

3. 直流预偏置对张弛振荡的抑制作用

图6示出了一个典型激光器加直流预偏置时的脉冲响应波形。当不加直流预偏置时,激光器呈现较强的张弛振荡效应,当加的直流电流不很大时,张弛振荡抑制得不太显著,而激光延迟时间 t_d 却有明显缩短。只有当直流预偏置电流加到接近激励阈值时,张弛振荡才会被明显抑制。

讨 论

关于DH激光器张弛振荡的瞬态过程可以用图7来说明。设注入电流为一快速阶跃电流脉冲,其脉冲幅度 I_p 大于激光器的阈值电流 I_{th} 。

当一快速阶跃电流脉冲注入到激光器时,由于载流子的自发复合,有源区中的电子密度不可能马上达到其受激发射的阈值密度,它需要一定的积累过程,通常把快速阶跃注入电流脉冲的起点到受激发射时所需要的时间定义为激光延迟时间 t_d ,在没有预偏置的情

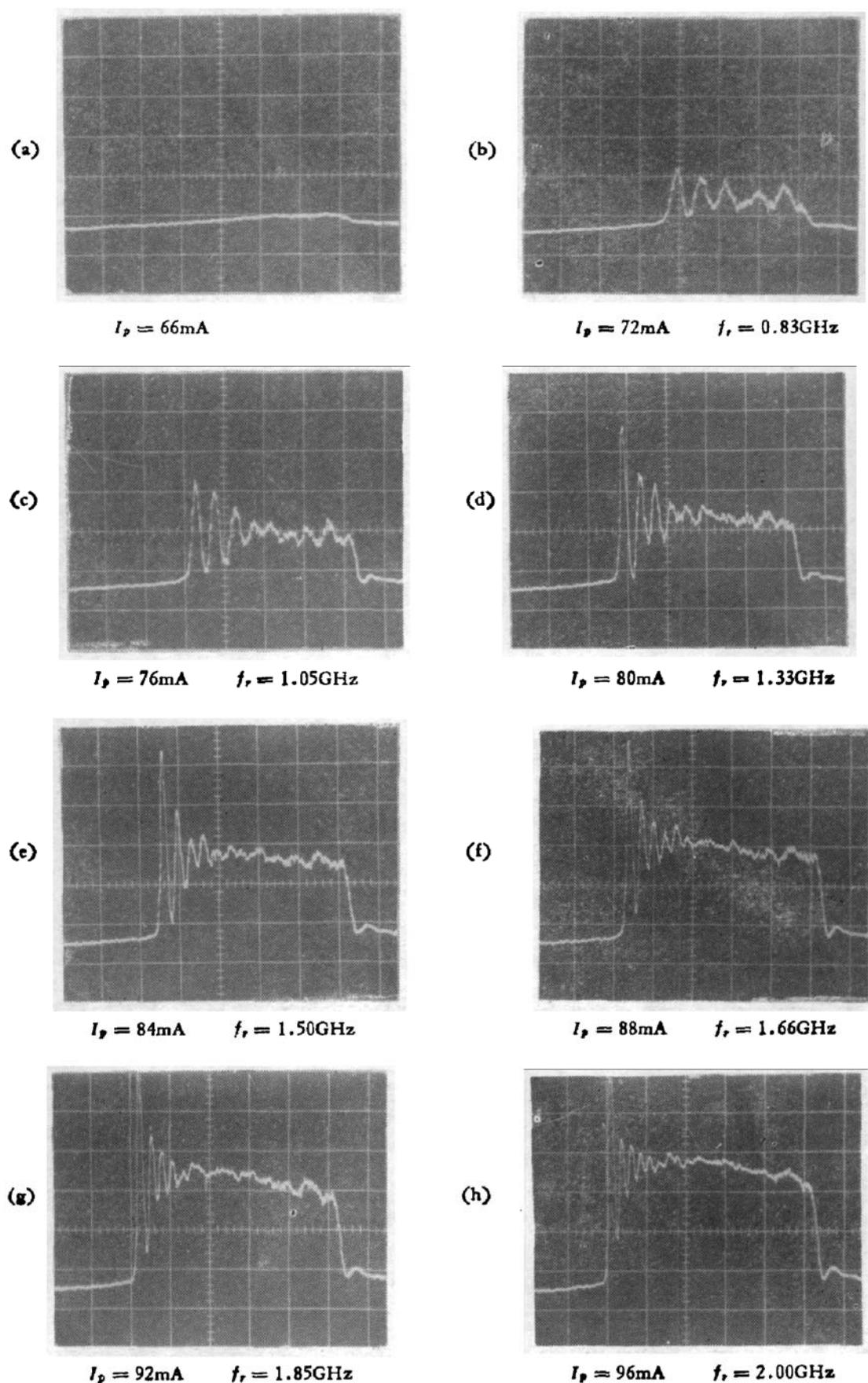


图 3 90-15* 器件在不同注入脉冲电流下拍摄的张弛振荡波形照片
注入电流脉宽为 15 ns, 图中波形横轴: 2 ns/div, 纵轴: 200 mv/div

况下, 其 t_d 值主要取决于激光器的载流子自发复合寿命 τ_{sp} 和过量注入电流 ΔI_p , $\Delta I_p = I_p - I_{th}$.

当有源区中的电子密度积累到激光器的阈值电子密度时, 激光器开始受激发射, 而激光器从受激发射开始到其受激发射的平衡值也需要一个建立过程, 这个过程所需要的时间设为 t_{on} , t_{on} 则为激光器的开通时间, 其 t_{on} 值主要依赖于电子复合寿命, 光子寿命及过量注入电流 ΔI , t_{on} 值大约在 10^{-9} — 10^{-10} 范围内变化, 通常为几百 ps.

从图 7 可以看出, 在激光器开通时间

t_{on} 期间, 腔中光子密度和载流子密度基本上都是积累增加的, 而当光子密度增长到稳态值以后, 光子密度将出现过冲而继续增长, 但此刻电子密度则开始下降(即出现电子密度的第一个极大值), 当电子密度下降到平衡值以下时, 光子密度则开始减小(即出现光子密度的第一个极大值), 而电子密度继续减小又将使得光子密度降到稳态值, 但此时光子密度又不能停止在稳态值而是继续减小, 当减小到一定值时, 电子密度又开始回升, 然后再重复前一过程, 周而复始, 从而形成了电子密度和光子密度的振荡状态. 从以上分析不难看出, 激光器张弛振荡的形成是由于有源区中电子和光子的相互作用结果, 并且它们之间有一定的相位差, 其相位差值约 90° 左右.

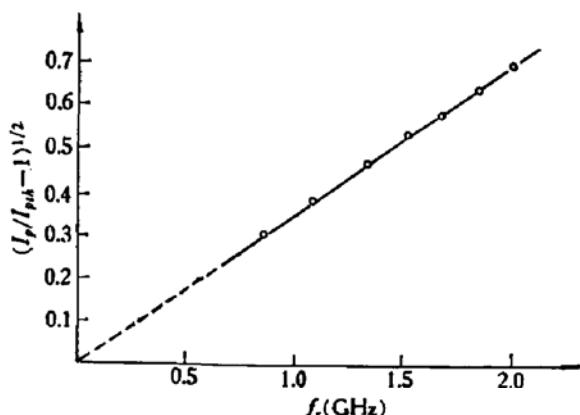


图 4 $f_r \sim (I_p/I_{p,th} - 1)^{1/2}$ 关系曲线

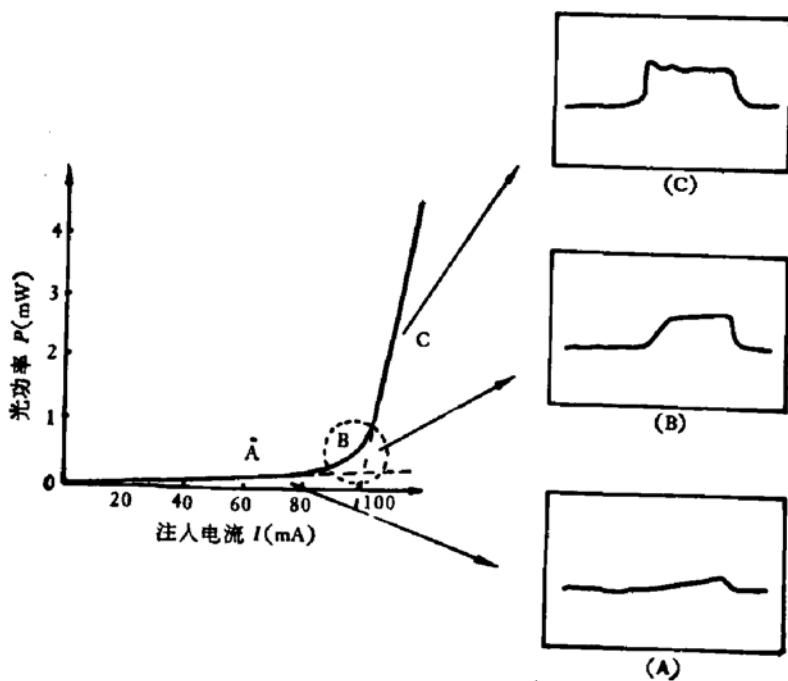


图 5 超辐射较强的 22-52* DH 激光器功率曲线及相应区域典型脉冲响应

应该注意到, 受激发射后, 腔内将不断积累大量光子, 光子积累结果对上述振荡将会起到阻尼作用. 因此, 这种振荡一般均是逐渐衰减的, 直至达到平均稳态值为止.

就我所目前研制的器件,因为大都属于多模器件,所以这些器件的张弛振荡行为表现得也是比较复杂。就一般情况来讲,对于自发辐射、超辐射较小的器件,则激光发射效率较高,发射激光谱宽较窄,这种激光器的自发辐射背景影响因而也就不很显著;对于自发辐射和超辐射较强的激光器,一般发射的激光谱宽较宽,但这种器件张弛振荡效应比较弱,如图 5 所示。

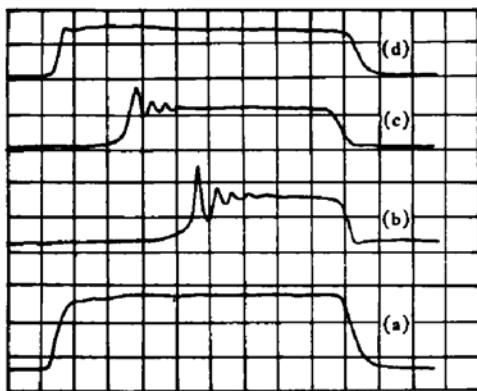


图 6 直流预偏置对张弛振荡的抑制情况

(a) 注入脉冲电流波形, (b) $I_D = 0$, $I_p = 120\text{mA}$ 时的张弛振荡波形, (c) $I_D = 50\text{mA}$, $I_p = 70\text{mA}$ 时的波形, (d) $I_D = 95\text{mA}$, $I_p = 25\text{mA}$ 时的光脉冲波形 $I_{ph} = 100\text{mA}$, 90-3# 器件, x 轴: 1.33 ns/div , y 轴: 5v/div

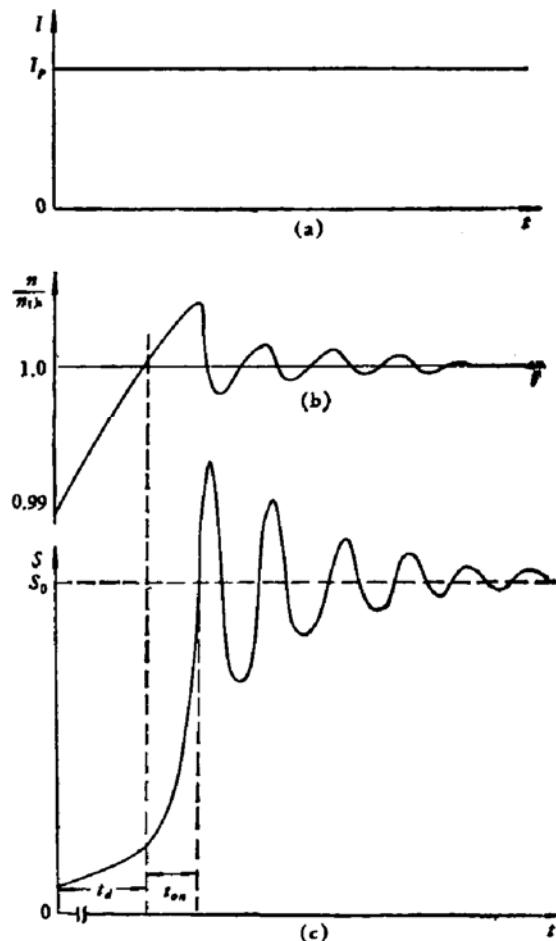


图 7

(a) 注入阶跃电流脉冲 (b) 有源区中电子密度瞬态变化示意图 (c) 光子密度瞬态变化示意图

对于速率方程式(1),我们假设了激光器的增益为 $g(n) = a(n - n_e)$, 由于我所研制的质子轰击条形 DH 激光器谐振腔都比较短,约 $200\mu\text{m}$,由腔面反射损耗提供激光器的损耗分量较大,约 60 cm^{-1} ,再加上腔内吸收损耗,因此,总是 $g_{th} > 50\text{cm}^{-1}$. 根据文献[2]提供的理论数据,我所研制的器件 $g(n)$ 基本上应是 n 的线性函数。

为了求出 90-15# 器件的光子寿命 τ_p , 可先根据图 4 所示曲线,利用公式(5)求出其 τ'_p , 即:

$$\tau'_p \approx \frac{1}{4\pi^2} \frac{1}{f_r \tau_{sp}} (I_p/I_{p_{th}} - 1). \quad (6)$$

取 $I_p = 84\text{mA}$, $I_{p_{th}} = 66\text{mA}$, $f_r = 1.5\text{GHz}$, τ_{sp} 是通过测量激光器延迟时间 t_d 求出的^[3],即 $\tau_{sp} = 3\text{ns}$. 将这些参数代入(6)式中,可求得:

$$\tau'_p \doteq 1.0\text{ps}.$$

然后再根据如下关系式求出真正光子寿命 τ_p , 即:

$$\tau_p = \frac{n_{th}}{n_{th} - n_e} \tau'_p. \quad (7)$$

式中 n_e 我们是采用文献[4]估算的, $n_e = 0.35n_{th}$, 于是求得 τ_p 为:

$$\tau_p = 1.5 \text{ ps}.$$

另外,还可根据下面公式求出该激光器的腔内吸收损耗系数 α_i , 即:

$$\tau_p^{-1} = \frac{c}{n'} \left(\alpha_i + \frac{1}{L} \ln \frac{1}{R} \right).$$

则有:

$$\alpha_i = \frac{n'}{C \cdot \tau_p} - \frac{1}{L} \ln \frac{1}{R}. \quad (8)$$

式中 C 为真空中光速, $C = 3 \times 10^{10} \text{ cm/s}$; n' 是计及色散有源区的有效折射率, 可由激射波长估算, $n' = 3.54$; τ_p 为 $1.5 \text{ ps} = 1.5 \times 10^{-12} \text{ s}$; R 为腔的端面反射系数, 可由公式 $R = \left(\frac{n' - n_0}{n' + n_0} \right)^2$ 求出, n_0 为空气折射率, $n_0 = 1$, 则 $R = 0.31$; L 为光学谐振腔腔长, $L = 200 \mu\text{m} = 2 \times 10^{-2} \text{ cm}$. 将上述数值代入 (8) 式中, 则求得

$$\alpha_i = 20 \text{ cm}^{-1}.$$

对于加直流预偏置的情况, 从图 6 可以看出, 当预偏置电流加到接近阈值电流时, 抑制作用是很显著的, 这是由于直流预偏置提供了一个强背景光的存在, 可以形式上等效于增大了自发辐射因子 β .

现用 $n_D + n'$ 代替速率方程 (1)、(2) 中的 n , 其中 n_D 为直流预偏置注入的载流子浓度, n' 为瞬态注入电子密度, 并代入方程式 (1)、(2) 中去, 于是可得到与 (1)、(2) 完全等效的一组方程, 即:

$$\frac{dn'}{dt} = \frac{J}{e d} - \frac{n'}{\tau'_{sp}} - a(n' - n_e)s, \quad (9)$$

$$\frac{ds}{dt} = a(n' - n_e)s - \frac{s}{\tau_p} + \beta' \frac{n'}{\tau'_{sp}}. \quad (10)$$

式中:

$$\beta' = \beta \left(\frac{1 + \frac{n_D}{n'} + a\tau_{sp} \frac{n_D}{n'} \frac{1}{\beta}}{1 + \frac{n_D}{n'} + a\tau_{sp} \frac{n_D}{n'}} \right) = \frac{\left(1 + \frac{n_D}{n'} \right) \beta + a\tau_{sp}s \frac{n_D}{n'}}{\left(1 + \frac{n_D}{n'} \right) + a\tau_{sp}s \frac{n_D}{n'}}, \quad (11)$$

$$\tau'_{sp} = \tau_{sp} \left(1 + \frac{n_D}{n'} + a\tau_{sp}s \frac{n_D}{n'} \right)^{-1}. \quad (12)$$

又因增益斜率 $a = 1 \times 10^{-6} \text{ cm}^3/\text{s}$, $\tau_{sp} = 3 \times 10^{-9} \text{ s}$, $n_D = 0.95n_{th}$, $n' = 0.1n_{th}$, $n_e = 0.5n_{th}$, $\beta = 10^{-5} \sim 10^{-3}$, $s = 10^{13} \sim 10^{14} \text{ cm}^{-3}$, 故

$$\begin{cases} a\tau_{sp}s \gg \beta \\ n' \ll n_D. \end{cases} \quad (13)$$

$$(14)$$

$$\begin{aligned} \beta' &\approx \frac{a\tau_{sp}s \frac{n_D}{n'}}{\left(1 + \frac{n_D}{n'} \right) + a\tau_{sp}s \frac{n_D}{n'}} = \frac{1}{1 + \frac{n' + n_D}{a\tau_{sp}s n_D}} \\ &\approx \frac{1}{1 + (\alpha\tau_{sp}s)^{-1}}. \end{aligned} \quad (15)$$

由(11)式,当 $\beta = 10^{-3}$, $s = 10^{14}\text{cm}^3$ 时, $\beta' = 213\beta \approx 0.21$

当 $\beta = 10^{-5}$, $s = 10^{14}\text{cm}^3$ 时, $\beta' = 21348\beta \approx 0.21$

可见随 β 不同, β' 比 β 大的倍数(即 β'/β 比值)相差很大,但 β' 的本身数值却基本不变. 由(15)式可见,这是由于它主要由增益斜率(即受激复合截面)和自发复合寿命(其倒数为自发复合几率)和存在腔内的光子密度 s 的乘积决定,而这乘积($a\tau_{sp}s$)代表受激复合几率与自发复合几率的比值或自发复合寿命与受激复合寿命的比值,即:

$$a\tau_{sp} = \frac{\tau_{sp}}{\tau_{ss}}, \quad as \approx \frac{1}{\tau_{ss}}. \quad (16)$$

式中 τ_{ss} 为受激复合寿命,这说明抑制作用主要来自受激复合过程,这种过程在注入电流脉冲一开始时就已很显著,若无预置偏电流,则无此抑制作用,故易出现振荡.

本文在修改过程中曾得到北大物理系郭长志副教授的指导;具体工作中还得到庄婉如、余金中、马英棣、张敬明、郑宝真、许继宗、徐俊英等同志的帮助;测试样品由本所半导体激光器研制组提供;在测试设备方面理化室及六室都给予了大力支持,特在此一并表示感谢.

参 考 文 献

- [1] 郭长志, 钟金真, 半导体学报, 本期 284 页.
- [2] H. C. Casey, M. B. panish, *Heterostructure Lasars, Part A*, p. 173, (1978).
- [3] 王守武、赵礼庆, 张存善、邓生贵, 半导体学报, 3, 113 (1982).
- [4] 张敬明、郑宝真、李东妹、田慧良, 半导体光电, 2, 78 (1981).

Experimental Research on the Effect of the Relaxation Oscillation in $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}/\text{GaAs}$ Semiconductor DH Lasers

Zhao Liqing, Zhang Cunshan, Tang Zheng and Wang Qiming

(Institute of Semiconductors, Academia Sinica)

Abstract

A method for measuring the relaxation oscillation effect in semiconductor DH lasers has been suggested. The samples used are mainly of proton-bombarded stripe single-mode DH lasers manufactured in our institute. The relaxation oscillation frequency f_r is about 800 MHz at the injection pulse current $I_p = 1.1 I_{ph}$, and about 2 GHz while $I_p = 1.5 I_{ph}$. The photon lifetime τ_p and absorption loss coefficient in lasing active region have been calculated and discussed. By the same method, we have also measured the relaxation oscillation effect in multimode DH lasers. The influences of spontaneous radiation, super radiation, direct forward bias on the relaxation oscillation and their depression capability have been investigated.