

# 用于激光冷却的半导体激光器大频差边模 注入锁定的理论及实验研究

王晓辉 陈徐宗 侯继东 杨东海 王义道

(北京大学电子学系 北京 100871)

(1999 年 5 月 25 日收到)

利用注入锁定技术实现了与自由运转频率相差 1300 GHz 的大功率半导体激光器的边模注入锁定. 实验上利用饱和吸收谱和光学外差拍方法详细研究了锁定后主从激光器之间的相干转移特性, 并测量了注入光功率与锁频范围的关系和注入锁定模式建立过程, 与利用带注入项的多模速率方程得到的边模注入锁定的范围相吻合. 理论上计算了实现边模注入锁定所满足的注入光阈值条件, 并作了实验验证.

PACC: 4260F; 4255P

## 1 引 言

半导体激光器以其廉价、小巧的特点被广泛应用于许多领域<sup>[1]</sup>, 其中包括光纤通信系统、高分辨率激光光谱和激光冷却等领域. 在后两个应用领域中, 对激光同时提出了单模、高纯谱密度和高功率的要求, 这一般是很难达到的. 如何获得窄线宽、大功率的单模激光输出成为人们研究的焦点. 注入锁定技术的出现使得这一难题迎刃而解<sup>[2,3]</sup>. 注入锁定是利用一低功率、窄线宽的单模主激光器的输出光注入到另一大功率从激光器中, 在一定条件下, 从激光器就可以在注入光频率处建立起稳定振荡, 其自由运转模式则被抑制. 利用注入锁定技术可获得窄线宽、大功率的单模激光输出, 从而满足应用领域的要求.

激光注入锁定最早是在氦氖激光器中实现的<sup>[4]</sup>, 后来应用于 CO<sub>2</sub>-TEA 激光器<sup>[5,6]</sup>. 半导体激光器注入锁定技术近年来也有了很大发展<sup>[7]</sup>, 一般半导体激光器对注入锁定要求是非常严格的, 从激光器的频率必须仔细调到与主激光器频率相接近, 注入锁定对应于从激光器自由运转的主模被锁定于注入光频率处, 这种锁定又称为主模锁定, 锁频范围只是在同一单纵模区几 GHz 以内<sup>[8,9]</sup>. 后来 Goldberg 等人<sup>[10]</sup>在实验中发现, 当主激光器的频率调谐到接近从激光器的一个远离自由运转频率的腔模频率时, 可实现边模注入锁定<sup>[10-15]</sup>.

Goldberg 等人从理论上计算了边模注入锁定的

可能性并测量了半导体激光器的增益谱<sup>[10]</sup>, Luo 等人利用多模速率方程讨论了边模注入锁定特性<sup>[11-13]</sup>, Fery 和 Provost 利用波动方程得到边模注入锁定光功率小于自由运转时的光功率<sup>[14]</sup>, Schanne 等人研究了边模注入状态下, 在注入锁定范围外四波混频和光学双稳态的特性<sup>[15]</sup>. 以上工作多集中于对边模注入锁定理论方面的研究, 有关边模注入锁定实现过程和注入锁定模式特性的详细实验研究未见报道. 我们在进行激光冷却和操纵原子实验工作中, 利用一输出功率为 15 mW, 中心波长为 852 nm, 线宽在 200 kHz 的主激光器的输出光注入锁定一输出功率为 150 mW, 波长为 849 nm 的 SDL 半导体激光器, 锁频范围达到了 1300 GHz, 实现了大频差的边模注入锁定. 实验上利用饱和吸收谱装置测量了主从激光器的模式转移特性, 研究了注入光功率与锁频范围的关系并利用外差拍技术测量了从激光器注入锁定后的线宽和拍频信号频率. 结果表明, 从激光器的线宽与主激光器一致, 从激光器完全锁定于主激光器的运转模式. 在此基础上, 我们利用一台主激光器同时锁定了四台不同自由运转波长、不同线宽的 150 mW 半导体激光器, 使它们实现了同一频率(852 nm)和同一线宽(200 kHz)的大功率(总和 480 mW)输出.

另外, 我们利用带注入项的多模速率方程的理论得到了这种边模注入锁定的锁频范围和实现边模注入锁定注入光功率满足的条件, 理论计算与实验结果是一致的. 此工作对大频差边模注入锁定的实验研究工作具有实际意义.

## 2 实验装置

实验装置如图 1 所示. 利用波长在 852 nm, 内部结构为光栅反馈压窄(200 kHz)的半导体激光器(New Focus, Vortex-6000)作为注入光激光器.

主激光器输出光经一白玻璃片反射 4% 光用于饱和吸收稳频, 频率锁定于铯原子的  $6S_{1/2}F=4 \rightarrow 6P_{3/2}F'=5$  循环跃迁谱线. 另一部分光经过两级光隔离装置后(隔离度 60 dB), 经过一半透半反镜, 一部分光注入到一功率为 150 mW 半导体激光器(SDL-5700)中, 另一部分光用来监测主激光器输出光特性. 从激光器工作电流  $I = 3.3 I_{th}$  ( $I_{th} = 50$  mA) 时, 自由运转波长为 849 nm, 从激光器锁定后出来的光经过一由声光晶体(AOM)组成的双通过移频装置移频 + 200 MHz, 移频后的光与主激光器的另一部分输出光混合后经过两个半透半反镜, 分别由扫描 F-P 腔干涉仪、波长计、饱和吸收谱装置和频谱分析仪测量其锁定后输出模式、波长和主激光器的相干转移特性.

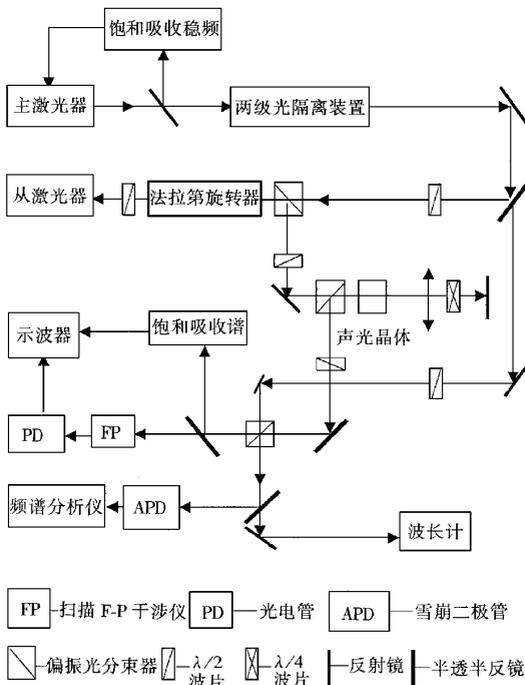


图 1 大频差半导体激光器注入锁定实验装置图

注入锁定的具体实现过程如下: 首先调节注入光与从激光器的输出光在光路上重合, 利用铯泡观察从激光器锁定后输出光, 这时可看到铯泡内有一条微弱的荧光亮线, 然后调节从激光器的驱动电流, 铯泡内的亮线的亮暗程度会随驱动电流而变化, 待电流调节到一合适值时, 可看到铯泡内产生的强烈

共振荧光, 这时从激光器已经被基本锁定, 最后利用扫描 F-P 腔干涉仪监测从激光器输出模式, 微调注入电流, 使其锁定模式峰值高度最大, 旁模消失, 呈单模分布, 这样从激光器便被完全锁定了.

这种边模注入锁定的特点在于注入光频率对应于从激光器自由运转某一边模处的频率, 从激光器内的边模在激光器自由运转状态下, 其对应的增益小于损耗, 在谐振腔内是不能起振的, 但在外部注入光作用下, 当注入光的频率与从激光器内某一腔模的频率相接近时, 此边模的受激辐射加强, 其等效增益变大, 振荡加强, 引起与自由运转模式之间的相互竞争, 在注入光的功率满足一定阈值条件时, 就可以实现这种边模注入锁定.

在我们的实验中, 实现了约 1300 GHz 大频差的边模注入锁定. 这种注入锁定技术降低了对从激光器电流和温度调节的要求. 我们在实验中发现只要调节注入光光路, 使注入光与从激光器输出光很好重合, 这时在铯泡内就能观察到微弱的荧光信号, 然后只要在从激光器的驱动电流的小范围内进行调节就可以实现完全锁定. 这对扩大注入锁定的锁定范围具有重要的意义.

## 3 理论模型

我们采用半导体激光器速率方程的两模式场模型描述从激光器边模注入锁定过程. 考虑有注入光作用时从激光器腔内两个频率处的模式方程: 从激光器自由运转频率  $\omega_0$  和注入光频率  $\omega_i$  接近边模频率  $\omega_R$ ,  $\omega_R - \omega_0 = K\Delta\omega_c$ ,  $\Delta\omega_c$  为腔模间距,  $K$  为正整数.

从激光器自由运转时模式:

$$E_0 = \sqrt{P_0(t)} e^{[\omega_0 t + \phi_0(t)]}. \quad (1)$$

从激光器内边模  $\omega_R$  处的模式:

$$E_R = \sqrt{P_R(t)} e^{[\omega_R t + \phi_R(t)]}. \quad (2)$$

注入光模式:

$$E_i = \sqrt{P_i} e^{[\omega_i t + \phi_i(t)]}. \quad (3)$$

$\omega_0, \phi_0$  为从激光器自由运转时的频率和相位,  $P_0$  为自由运转的光功率,  $\omega_R, \phi_R$  为从激光器内边模场的频率和相位,  $P_R$  为边模运转的光功率,  $\omega_i, \phi_i$  为注入光场的频率和相位,  $P_i$  为注入光功率.

当有外部注入光作用时,  $E_0(t)$  和  $E_R(t)$  两种模式的增益因子  $G_0, G_1$  和损耗因子  $\gamma_0, \gamma_1$  由于注入光的注入引起载流子  $N(t)$  数目变化而发生相互竞争, 它们满足以下方程<sup>[16]</sup>:

$$\frac{dE_0(t)}{dt} = \frac{1}{2}(1 - i\alpha)(G_0 - \gamma_0)E_0(t), \quad (4)$$

$$\frac{dE_R(t)}{dt} = \frac{1}{2}(1 - i\alpha)(G_1 - \gamma_1)E_R + \gamma_e E_0(t), \quad (5)$$

$$\frac{dN(t)}{dt} = J - \frac{N(t)}{\tau_s} - G_0 E_0(t) - G_1 E_R(t), \quad (6)$$

式中,  $\alpha$  为线宽增益因子,  $\gamma_e$  为注入光耦合参量,  $\tau_s$  为载流子寿命,  $J$  为注入电流.

在大频差边模注入锁定情况下,  $E_0(t)$  与  $E_R(t)$  不相关, 但与  $E_R(t)$  频率相接近, 因此注入光  $E_0(t)$  只与边模  $E_R(t)$  发生相互作用, 两模式场的光子通过消耗载流子数目使增益因子饱和, 从而发生相互竞争. 把  $E_0(t)$ ,  $E_R(t)$  的表达式代入到(4)(5), (6)式中, 得到

$$\frac{dP_0}{dt} = (G_0 - \gamma_0)P_0(t), \quad (7)$$

$$\frac{d\phi_0(t)}{dt} = \frac{\alpha}{2}(G_0 - \gamma_0), \quad (8)$$

$$\frac{dP_R(t)}{dt} = (G_1 - \gamma_1)P_R(t) + 2\gamma_e \sqrt{P_R(t)P_0(t)} \cos\phi_1, \quad (9)$$

$$\frac{d\phi_1(t)}{dt} = \Delta\omega + \frac{\alpha}{2}(G_1 - \gamma_1) - \gamma_e \sqrt{\frac{P_0}{P_R}} \sin\phi_1, \quad (10)$$

$$\frac{dN}{dt} = J - \frac{N(t)}{\tau_s} - G_0 E_0(t) - G_1 E_R(t). \quad (11)$$

$\Delta\omega = \omega_i - \omega_R$  注入光频率与从激光器内与注入模相接近的腔模频率失谐量,  $\phi_1 = \phi_i - \phi_R$  注入锁定有瞬态过程: 当注入光作用于从激光器时, 从激光器的模式  $P_0(t)$  经时间  $t_1$  后完全被抑制, 与此同时注入光模式  $P_1(t)$  经过这段时间的阻尼弛豫振荡被放大成为最后输出光. 抑制时间  $t_1$  是注入光功率和失谐的函数. 在实验上观察到了注入锁定的实现有一段建立时间.

### 3.1 注入锁定频率范围(同步带宽)

当注入光注入到从激光器实现注入锁定后, 在锁定状态下, 改变从激光器的频率而锁定状态不变, 这时从激光器的频率变化范围就是注入锁定的频率锁定范围, 也称为同步带宽.

从激光器达到锁定稳态输出时:

$$\frac{dP_0}{dt} = \frac{d\phi_0(t)}{dt} = 0, \quad \frac{dP_R}{dt} = \frac{d\phi_1}{dt} = 0.$$

从(9)(10)式可解得

$$\Delta\omega = \gamma_e \sqrt{\frac{P_0}{P_R}} \sqrt{1 + \alpha^2} \sin(\phi_1 + \arctg\alpha).$$

由(9)式可知, 为保持锁定状态, 要求  $\cos\phi_1 > 0$ , 所以相位角取值范围为

$$-\frac{\pi}{2} < \phi_1 < \frac{\pi}{2},$$

又因为  $-1 < \sin(\phi_1 + \arctg\alpha) < 1$ , 即  $-\frac{\pi}{2} - \arctg\alpha < \phi_1 < \frac{\pi}{2} - \arctg\alpha$ , 由此可以得到  $-\frac{\pi}{2} < \phi_1 < \frac{\pi}{2} - \arctg\alpha$ . 在此范围可以得到

$$-\frac{1}{\sqrt{1 + \alpha^2}} \leq \sin(\phi_1 + \arctg\alpha) \leq 1.$$

因此可以得到锁频范围:

$$-\gamma_e \sqrt{\frac{P_0}{P_R}} \leq \Delta\omega \leq \gamma_e \sqrt{\frac{P_0}{P_R}} \sqrt{1 + \alpha^2}.$$

由实验测量值可以得到  $\alpha$  值. 由于线宽增益因子的作用, 这种边模注入的锁频范围要大于通常情况下的主模锁定的锁频范围. 从上述表达式可以看出,  $\Delta\omega$  的锁频范围相对于  $\omega_R$  并不对称. 这种锁频范围的不对称是由相位幅值耦合引起的. 可见锁频范围与注入光功率平方根成正比, 注入光功率越高, 锁频范围越大.

### 3.2 边模注入锁定实现的条件

没有注入光作用时,  $P_0 = 0$ ,  $P_R < 0$ , 即  $\frac{dP_R}{dt} = (G_1 - \gamma_1)P_R < 0$ ,  $G_1 - \gamma_1 < 0$  (增益  $G_1 <$  损耗  $\gamma_1$ ), 此边模不能形成稳定的振荡, 在有注入光注入时,

$G_1 + 2\gamma_e \sqrt{\frac{P_0}{P_R}} \cos\phi_1 = \gamma_1$ , 这样由于注入光的作用, 边模的增益  $\geq$  损耗, 使得边模最后形成稳定的振荡输出.

当有注入光注入到从激光器, 注入光频率处的被迫振荡与自发辐射增益相竞争, 在注入光功率满足一定阈值条件时, 注入光模式才能抑制自由运转模式, 成为最后输出模式. 当从激光器处于边模锁定状态时,  $\cos\phi_1 > 0$ . 由(9)式可以得到

$$\cos\phi_1 = \sqrt{1 - \frac{P_R \left[ \Delta\omega + \frac{\alpha}{2}(G_1 - \gamma_1) \right]^2}{P_0 \gamma_e^2}} > 0,$$

所以

$$P_0 > \frac{P_R \left[ \Delta\omega + \frac{\alpha}{2}(G_1 - \gamma_1) \right]^2}{\gamma_e^2}.$$

当注入光功率满足以上条件时, 可以实现边模注入

锁定. 此即实现边模注入锁定所需的阈值条件.

从激光器被注入锁定达到稳态输出时, 输出功率  $P_R$  的解由(9)式可以得到

$$(G_1 - \gamma_1)^2 P_R = 4\gamma_c^2 P_i \cos^2 \phi_1, \\ P_R = \frac{4\gamma_c^2 P_i \cos^2 \phi_1}{(G_1 - \gamma_1)^2}. \quad (12)$$

可见边模注入锁定的激光器的输出功率是与注入光光子密度相关的. 在实验中观察到这一现象.

## 4 实验观察和物理解释

在实验中, 我们利用几种测量手段对被注入锁定从激光器出来光的特性进行了测量, 测量的结果如下.

### 4.1 线宽测量

为了测量锁定后从激光器线宽与注入光线宽关系, 我们使从激光器注入锁定后的光经过 200 MHz 移频后与从主激光器分出的一部分光在探测光路上重合, 利用雪崩二极管 (APD) 来接收混合后的光, 用频谱分析仪进行外差拍测量. 图 2 是利用频谱分析仪得到的拍频信号.

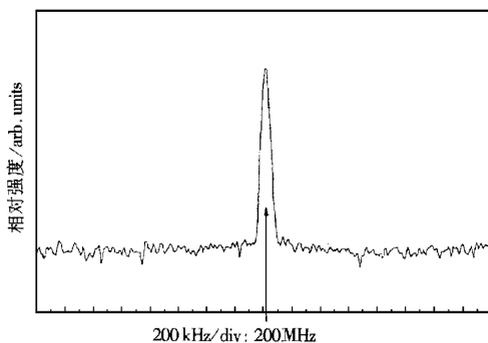


图 2 频谱分析仪测出的主从激光器锁定后的拍频信号  
扫描时间 50 ms, 拍频信号的频率 200 MHz

按照这种方法, 拍频峰宽将表明相对频率噪声, 因此若两光源的频率噪声是完全相关的, 拍频信号将在两束光相对移频 200 MHz 处出现一  $\delta$  峰值. 若两者信号是完全不相关的, 则拍频信号得到的则是两个激光器的线宽总和. 利用此方法可以验证主从激光器的频率相关性.

从激光器注入锁定后输出功率 120 mW, 在注入光功率为 3 mW 的情况下, 我们从频谱分析仪上观察到频率在 200 MHz 处出现了拍频峰. 从图 2 可以看出拍频信号半线宽约为 80 kHz, 是测量仪器——频谱分析仪的线宽. 这表明两个激光器的频率

噪声是高度相关的, 由此说明, 从激光器已经被主激光器的注入光完全锁定, 其输出光频率等于注入光频率.

### 4.2 饱和吸收谱

利用锯齿波对主激光器进行外腔扫描, 使激光频率扫过  $6^2_{S_{1/2}}F=4 \rightarrow 6^2_{P_{3/2}}F'=3, 4, 5$  跃迁线, 可以得到 Cs 原子  $D_2$  线的饱和吸收谱, 当从激光器被注入锁定后, 可以看到从激光器输出光移频后的饱和吸收谱. 图 3 是在注入光功率为 3 mW 时得到的主激光器和从激光器锁定后的饱和吸收谱. 两者的相对频率偏移量为 200 MHz. 挡住注入光, 从激光器的饱和吸收谱消失. 由此可以看出从激光器已经被主激光器锁定, 主激光器的特性已经转移给从激光器.

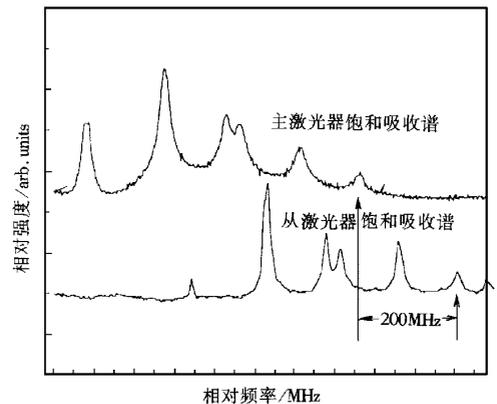


图 3 主激光器和从激光器注入锁定移频后的饱和吸收谱

### 4.3 主激光器与从激光器锁定前后的模式特性

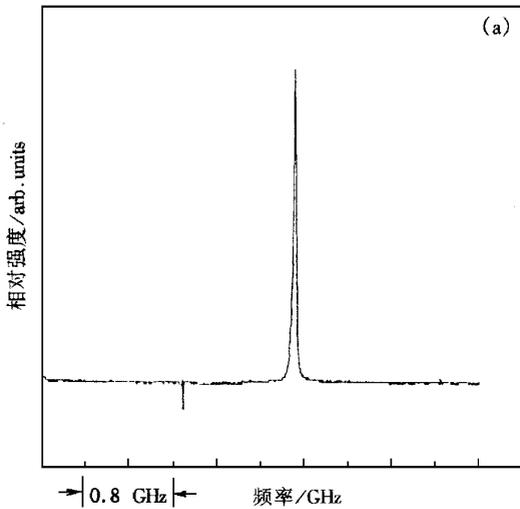
利用扫描 F-P 腔干涉仪, 对锁定后的从激光器的模式进行监测. 图 4 是由扫描 F-P 干涉仪记录的主激光器的模式和从激光器锁定前后的模式分布. 干涉仪的自由光谱范围为 1.6 GHz. 图 4(a) 主激光器运转时模式 (b) 从激光器自由运转模式 (c) 从激光器注入锁定后模式.

可见, 主激光器是单模式运行的, 其模式分布为一单峰, 没有旁模存在. 从激光器自由运转时为多模共存, 表现为一很宽的模式分布, 当被注入锁定后, 其模式分布为一高的尖峰, 旁模被完全抑制.

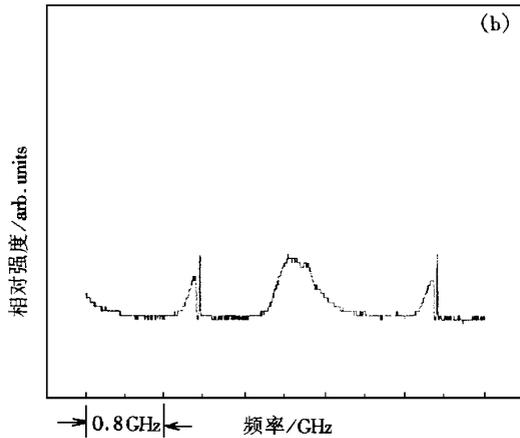
### 4.4 从激光器注入锁定建立过程

1) 从激光器注入锁定建立过程与其驱动电流变化关系

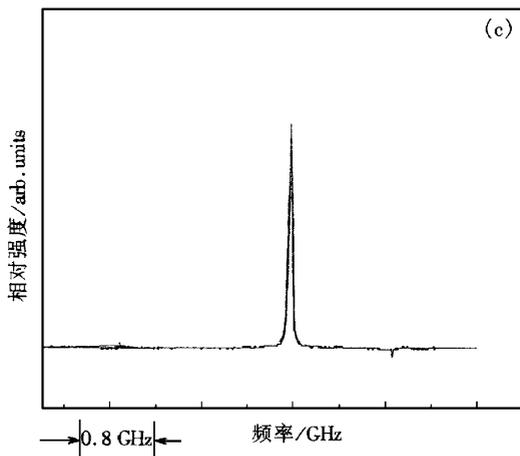
图 5 是在从激光器自由运转工作电流为 165 mA, 注入光功率为 3 mW 情况下, 改变从激光器的



(a) 主激光器 F-P 腔扫描模式



(b) 从激光器 F-P 腔扫描自由运转模式



(c) 从激光器 F-P 腔扫描锁定后模式

图 4 主激光器模式和从激光器锁定前后的模式

电流,由扫描 F-P 腔干涉仪记录的注入锁定的建立过程.在有注入光作用时,注入光首先注入锁定从激光器内对应注入光频率处的边模并激发起边模的振

荡,刚开始时这种边模振荡模式只占从激光器自由运转模式的一小部分,随着从激光器的电流的变化它的增益越来越强,损耗逐渐减小,在竞争过程中逐渐占主导地位,由 F-P 扫描干涉仪得到的结果表现为注入模式的峰值逐渐增高,竞争结果此边模在谐振腔内建立起稳定的振荡,从激光器自由运转的模式则被完全抑制,实现了边模注入锁定.这时对应的注入模式为一又高又尖的单峰分布,旁模完全消失.再逐渐改变从激光器的电流时,注入光频率处的振荡模式的增益随电流增加逐渐减小,其模式峰值随之逐渐降低,从激光器内的旁模逐渐增大,最后注入模完全消失.此过程说明了随从激光器电流变化注入光频率处的边模在从激光器内与从激光器自由运转模式之间竞争过程.从激光器电流的调节过程是其内部各个模式所对应的增益与损耗的竞争过程,这与我们理论分析的带注入项的速率方程理论模型是吻合的.在前述理论中,为讨论方便,我们假设了从激光器内只存在两个模式间的竞争,实际上在大功率半导体激光器中,在其自由运转时存在许多模式,大频差边模注入锁定的过程是注入光频率处的模式与激光器内许多模式同时竞争的过程,在其增益满足一定条件时,便可以在注入光频率处建立起稳定的振荡,实现大频差的边模注入锁定.

2) 从激光器注入锁定建立过程与注入光功率的关系

从图 6 中可以看出,当注入光功率小于 0.8 mW 时,随注入光功率逐渐增大,从激光器模式的峰值高度也随之逐渐增加,旁模逐渐消失.当注入光功率达到 1 mW 时,从激光器模式峰值高度达到最高,再增加注入光的功率,从激光器的模式高度不再改变.这说明在注入光功率达到注入锁定的阈值时,从激光器的自由运转模式就会被完全抑制,完全转变为注入光的模式,这时注入光功率的增加对模式特性没有影响,只是随注入光功率的增加,锁频范围增大.可见只要注入光功率满足一定阈值条件,便可以实现边模注入锁定.我们在前述理论分析中,给出了两模式间竞争所需的注入光功率条件,即

$$P_i > \frac{P_R \left[ \Delta\omega + \frac{\alpha}{2} (G_1 - \gamma_1) \right]^2}{\gamma_c^2}$$

时,注入模可以抑制自由运转模式,竞争结果变成只有注入模式输出.实验观察结果与我们的理论解释是一致的.

#### 4.5 锁频范围与注入光功率关系

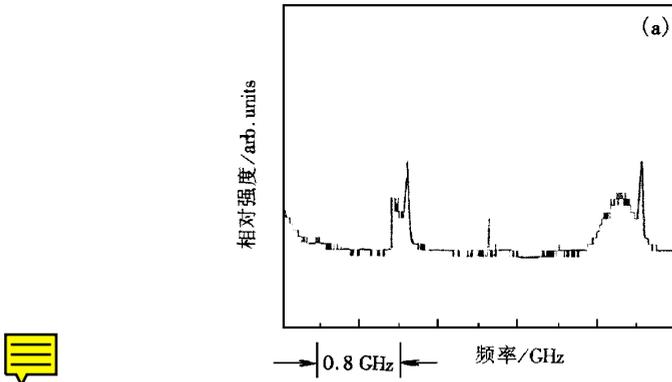
对于波长为 852 nm 的半导体激光器,光子寿命

$\tau_c$  为

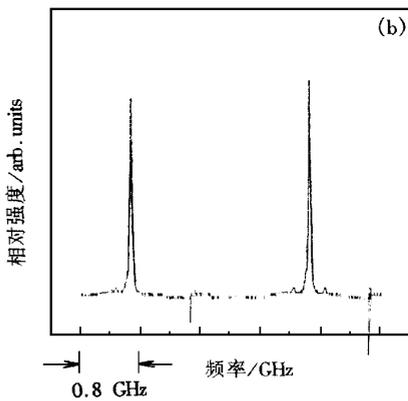
$$\tau_c = \frac{\eta}{c\alpha_1} = \frac{\eta}{c\left(\alpha_2 - \frac{1}{2l}\ln R_1 R_2\right)}$$

$\eta$  是介质折射率,  $\alpha_1$  是谐振腔总损耗系数,  $\alpha_2$  是腔内损耗系数. 代入  $\eta = 3.5$ ,  $L = 0.3$  mm,  $\alpha_2 = 13$  cm<sup>-1</sup>[17],  $R_1 = 99\%$ ,  $R_2 = 14\%$ , 可求得  $\tau_c = 3.4 \times$

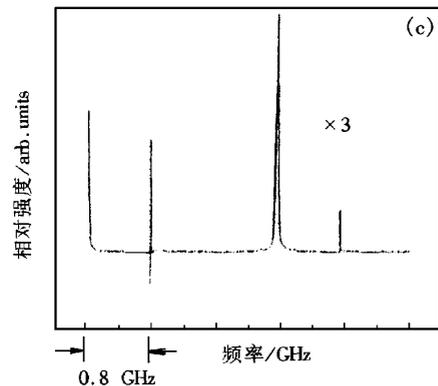
$10^{-12}$  s, 则  $\gamma_e = 1/2\tau_c$ , 由边模注入锁定的锁频范围  $-\gamma_e\sqrt{\frac{P_i}{P_R}} \leq \Delta\omega \leq \gamma_e\sqrt{\frac{P_i}{P_R}} \cdot \sqrt{1+\alpha^2}$ . 经计算得到边模锁频为  $-23$  GHz  $\sqrt{\frac{P_i}{P_R}} \leq \Delta\nu \leq 23$  GHz  $\sqrt{\frac{P_i}{P_R}}$ .  $\sqrt{1+\alpha^2}$ , 由实验测量结果可以得到锁频为



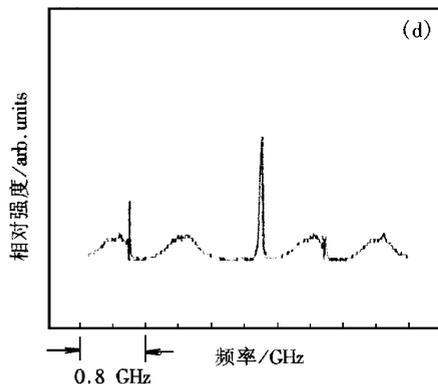
(a) 注入光开始作用时从激光器的模式, 从激光器电流  $I = 165.33$  mA



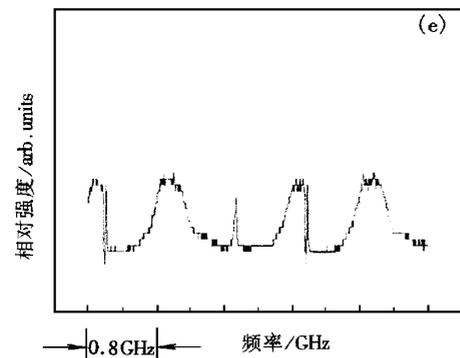
(b) 注入锁定逐渐建立, 注入模式峰值高度逐渐上升, 从激光器电流  $I = 166.07$  mA



(c) 注入锁定完全建立, 注入模式峰值高度达到最大, 从激光器电流  $I = 167.30$  mA



(d) 注入锁定模式峰值高度降低, 出现旁模, 从激光器电流  $I = 169.32$  mA



(e) 从激光器完全失锁, 注入模式完全消失, 从激光器电流  $I = 172.91$  mA

图 5 从激光器注入锁定建立过程与其驱动电流的变化关系. 从激光器自由运转时工作电流 165 mA, 注入光功率为 3 mW

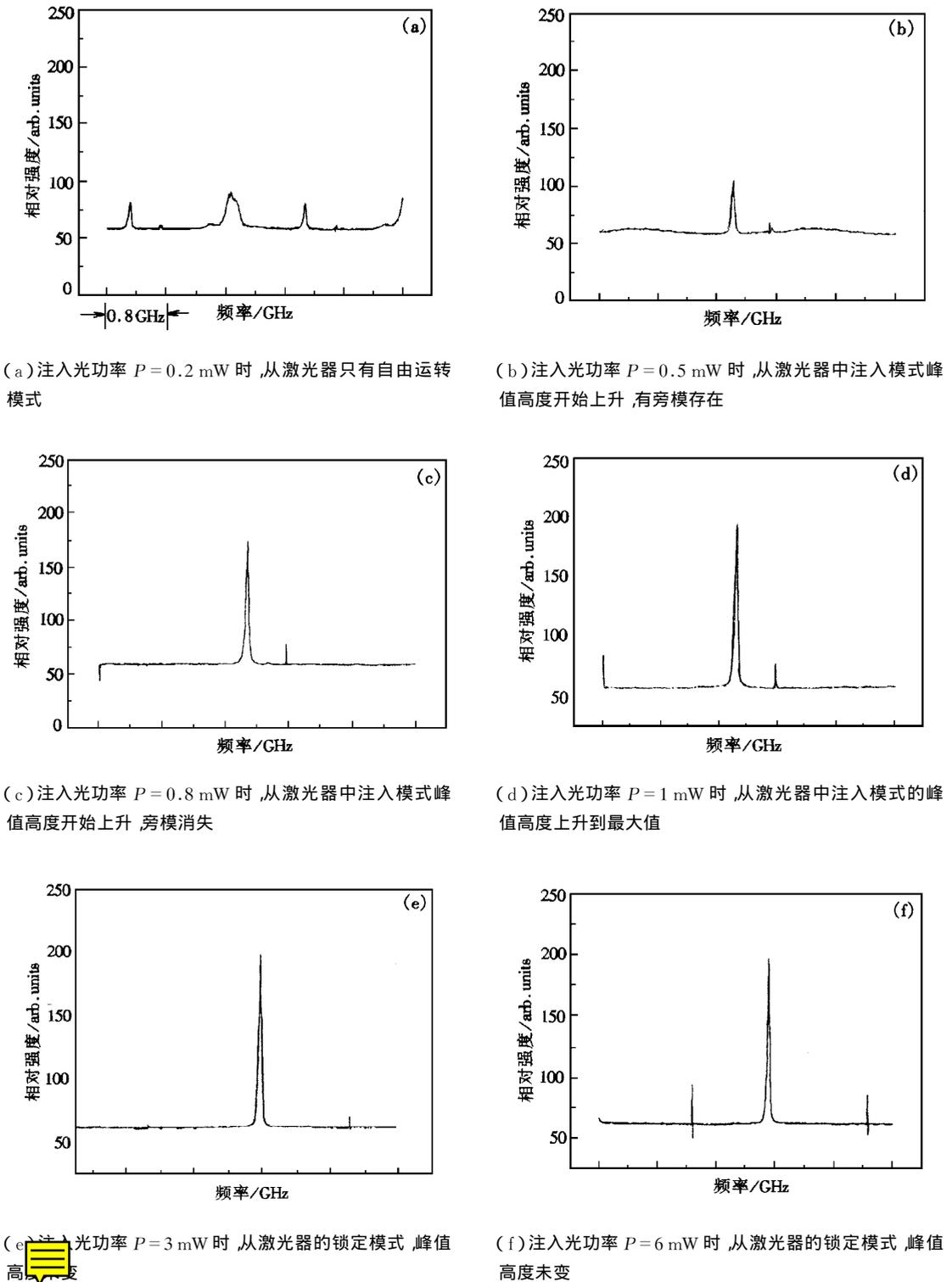


图 6 从激光器模式特性随注入光功率变化曲线

$$-23 \text{ GHz} \sqrt{\frac{P_i}{P_R}} \leq \Delta\nu \leq 50 \text{ GHz} \sqrt{\frac{P_i}{P_R}}.$$

$\alpha$  的数值由实验测得,  $\alpha \approx 1.93$ . 在实验中改变注入光功率, 测量了注入锁定的锁频范围与注入光功率的关系. 图 7 是实验中得到的注入光功率与锁频范

围的实验数据和对实验数据拟合得到的关系曲线. 注入光功率数值是在激光器的准直透镜前测量的, 实际注入光功率的数值还要低一些.

图 7 给出了在从激光器被注入锁定的状态不变的情况下, 改变从激光器电流所得到的锁频范围. 锁

频范围的获得是利用扫描 F-P 干涉仪监测从激光器锁定模式,调节从激光器的驱动电流,在扫描 F-P 腔监测的模式峰值高度不变的情况下,记录从激光器的电流变化范围,在变化范围内由其对应的最大值和最小值可以得到同步捕捉带宽  $\Delta\nu = \Delta I \times 2 \text{ GHz/mA}$ . 改变注入光功率,测量在不同注入光功率条件下,对应的锁频范围. 其关系曲线如图 7 所示. 此图清晰地表明,锁频范围与注入光功率平方根成正比. 注入光功率越高,锁频范围越大. 边模注入锁定的锁频范围比通常情况下主模锁定的锁频范围要大. 这是由于注入光频率对应于从激光器的增益曲线边模位置,它的增益因子  $G_1$  小于自由运转增益因子  $G_0$ ,为弥补增益阈值的不足,实现边模注入锁定所需注入光功率要大于主模注入锁定时的功率值. 这种注入光功率的增加,导致了注入锁定范围的增加.

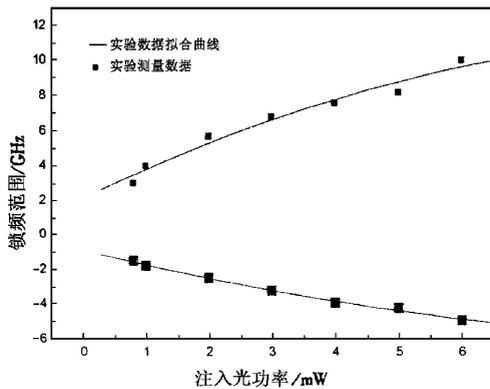


图 7 锁频范围与注入光功率关系曲线

## 5 结 论

本工作利用边模注入锁定技术获得了可用于激光冷却的大功率、窄线宽的单模冷却光. 实验上利用饱和吸收谱装置和外差拍装置测量半导体激光器大频差边模注入锁定的模式特性,观察了模式建立过程,研究了注入锁定的锁频范围与注入光功率关系. 我们利用带注入光的两模式速率方程计算了边模锁

频范围和实现边模注入锁定的注入光阈值条件,与实验测量结果相吻合. 利用这种大频差的边模注入锁定技术,用一台主激光器同时锁定了多台大功率,不同波长半导体激光器,获得了相同的频率和相位的冷却光输出,为进行激光冷却和操纵原子实验研究奠定了基础.

大功率激光器往往具有多模和不稳定特性,利用注入锁定技术,使一个稳定的弱信号可以控制一台大功率的激光器,提高大功率激光振荡器稳定性. 另外通过注入锁定,还可以使半导体激光器的多纵模运行变为单模式运行,降低了模式竞争引起的噪声,提高了频率稳定性. 这种技术在光通讯领域,特别是在光纤信号传输中有着极其重要应用.

- [ 1 ] M. Ohisu, *Artch Hous Bostor*( London, 1992 ).
- [ 2 ] G. R. Hadley, *IEEE J. Quantum Electron* **QE-22**( 1986 ) 419.
- [ 3 ] J. Yu, M. C. Gagne, C. Valentin, R. L. Yuan, P. Pillet, *Journal de Physique III* **2**( 1992 ), 1615.
- [ 4 ] H. L. Stover, W. H. Steier, *Appl. Phys. Lett.* **8**( 1966 ) 91.
- [ 5 ] A. Girard, *Opt. Commun.* **11**( 1974 ) 346.
- [ 6 ] G. Otis M. Noel, *IEEE Electron* **12**( 1976 ) 756.
- [ 7 ] R. Lang, *IEEE J. Quantum Electron* **18**( 1982 ) 979.
- [ 8 ] J. P. Bouyer, *Annales de Physique* **18**( 1993 ) 89.
- [ 9 ] K. Iida, H. Horiuchi, O. Matoba, etc., *Optical Communications* **14**( 1998 ) 6.
- [ 10 ] L. Goldberg, H. F. Taylor, J. F. Weller, *IEEE J. Quantum Electron* **QE-20**( 1984 ), 1226.
- [ 11 ] J. M. Luo, M. Osinski, J. G. McInerney, *Proc. IEEJ.* **136**( 1989 ) 33.
- [ 12 ] J. M. Luo, M. Osinski, *Electron. Lett.* **27**( 1991 ) 1737.
- [ 13 ] J. Ming Luo, M. Osinski, *Japan. J. Appl. Phys.* **A31**( 1992 ), 685.
- [ 14 ] R. Frey, J. G. Provost, *IEEE J. Quantum Electron.* **26**( 1990 ), 1705.
- [ 15 ] P. Schanne, H. J. Heinrich, W. Elsasser, E. O. Gobel, *Appl. Phys. Lett.* **61**( 1992 ) 2135.
- [ 16 ] Hua Li, *IEEE Journal of Quantum Electronics* **32**( 1996 ), 227.
- [ 17 ] S. Kobayashi, T. Kimura, *Electron. Lett.* **16**( 1980 ) 230.

# THEORETIC AND EXPERIMENTAL STUDY ON LARGE-FREQUENCY-DIFFERENCE SIDE-MODE INJECTION LOCKING OF HIGH POWER SEMICONDUCTOR LASERS FOR LASER COOLING

WANG XIAO-HUI CHEN XU-ZONG HOU JI-DONG YANG DONG-HAI WANG YI-QIU

(*Department of Electronics, Peking University, Beijing 100871*)

(Received 25 May 1999)

## ABSTRACT

The high power semiconductor lasers were side-mode injection locked with frequency difference 1300 GHz with respect to its free working frequency using injection locking technique. The transfer of coherent characteristic between the master laser and slave laser was studied experimentally in detail by using saturated absorption spectra and optical heterodyne technique. The relation of locking bandwidth versus the ratio of injection power and the mode building process of injection locking were measured and the experimental locking bandwidth agreed with the side-mode locking bandwidth obtained by multi-mode rate equation followed by injection term. The threshold injection light power for realizing side-mode injection locking was calculated theoretically and tested by experiment.

PACC : 4260F ; 4255P