第9卷 第9期
1989年9月

光 学 学 报
ACTA OPTICA SINICA

Vol. 9, No. 9
September, 1989

光纤环形外腔半导体激光器频偏特性研究

张建平 叶培大
(北京邮电学院无线电工程系)

提 要

本文给出了在环形光纤外腔光反馈之下半导体激光器频偏特性的小信号分析理论。分析表明，尤其在千兆赫以下的调制频段中，耦合腔相移、内外腔光耦合强度及内外腔光场相位失谐对频偏功率比均有显著影响。可望用作强度调制直接检测高速率、长距离光纤通信系统中的光源。

关键词：半导体激光器，光通信，光谐振腔。

一、引 言

近年来，由于光纤通信、相干检测及相干传感等诸方面技术的发展，对半导体激光器光源提出了更高的要求，为此发展出了各种复合腔形式的半导体激光器，如光栅外腔[1]、自聚焦棒外腔[2]、光纤环形外腔等等[3,4]。与其它结构比较，光纤环形外腔能以较窄的线宽在单纵横状态下运转[4]；Wang[5] 曾用散射矩阵讨论它的工作原理，Jopson[3] 等人也曾讨论过选模原理。最近，作者用耦合的速率方程模型给出了单纵横运转时的线宽公式[6]。

激光器频偏对光通信来说是一个非常重要的特性。在移频键控相干传输系统中，希望频偏越大越好。对于工作在1.55 μm 波段的强度调制直接检测系统，在通常条件下，频偏则严重限制了距离速率乘积的提高。本文用频偏功率比(chirp to-power ratio 简称 CPR)可以表征激光器的频偏特性[7]。第二部分从已建立的速率方程模型[6]出发，求出光纤环形外腔半导体激光器的频偏功率比表达式；第三部分就一些特殊情情况进行讨论，分析影响频偏功率比的因素，最后给出了结论。

二、频偏功率比的计算

光纤环形外腔半导体激光器可由下列方程组描述[6]*

$$\left.\begin{aligned}\frac{dE(t)}{dt}&=i(\omega-\Omega_j)E_j+\frac{1}{2}[G_j(n)-\Gamma_j](1-i\alpha_j)E_j+\frac{K_j}{2}E_{3-j},\\ \frac{dn(t)}{dt}&=P-\gamma n(t)-G_1(n)|E_1(t)|^2,\quad j=1,\ 2\end{aligned}\right\}\tag{1}$$

收稿日期：1988年12月16日；收到修改稿日期：1989年3月31日

* 忽略了载流子的横向扩散效应。

式中 E_j 为电场的振幅，ω 为角频率，Ω_j 为腔谐振频率，$G_j(n)$ 为依赖于载流子密度的增益系数，Γ_j 为损耗系数，α_j 为线宽展宽因子，K_j 为内外腔的光耦合系数(包括腔间的耦合损耗及相移[6])，而 j 则分别代表增益介质腔(1腔或称内腔)和光纤腔(2腔或称外腔)，P 为每单位体积受激载流子的注入速率，$n(t)$ 为载流子密度，γ 为载流子寿命的倒数。在一级近似下有

$$G_1(n)=G_{10}+\left.\frac{\partial G}{\partial n}\right|_{n=n_0}\Delta n+\left.\frac{\partial G}{\Delta I}\right|_{I=I_0}\Delta I$$
$$=G_{10}+G_n\Delta n+G_I\Delta I_0 \tag{2}$$

设激光器受到调制，注入载流子有一个增量 ΔP，则 $P=P_0+\Delta P$，且 $|\Delta P|\ll P_0$。因而其它变量也有一个增量 $\Delta n(t)$、$\Delta I_j(t)$、$\Delta\varphi_j(t)$，它们满足关系

$$n(t)=n_0+\Delta n(t), \tag{3}$$

$$E_j(t)=E'_j(t)\exp\{i[\varphi_{j0}+\Delta\varphi_j(t)\},\quad j=1,\ 2 \tag{4}$$

$$I_1(t)=V|E'_1(t)|^2=I_{10}+\Delta I_1(t), \tag{5}$$

式中 V 为模体积，I_{10} 和 φ_{j0} 分别为 I_1 和 φ_j 的稳态值。因为 $I_{10}^{1/2}$ 和 $I_{20}^{1/2}$ 正比于 E_{10} 和 E_{20}，因此 $E'_2(t)$ 可以写为

$$\left.\begin{aligned}E'_2(t)&=(I_{20}/I_{10})^{1/2}[E_{10}+b(t)],\\ I_2&=V|E'_2(t)|\cong I_{20}+\Delta I_2(t),\end{aligned}\right\} \tag{6}$$

式中 $|b(t)|\ll E_{10}$。因为光纤环形外腔是无源的。同时，当激光器工作在阈值之上，其强度起伏非常小，从而可作近似 $(I_1/I_2)=(I_{10}/I_{20})$ 和 $|\Delta\varphi_2-\Delta\varphi_1|\ll(\pi/2)$。在方程(1)中用新变量 $\Delta n(t)$、$\Delta I_j(t)$、$\Delta\varphi_j(t)$ 替代，并使其虚部和实部分开，同时注意到 $G_2=0$ 和 $\alpha_2=0$，有

$$\Delta\dot{I}_1=G_nI_{10}\Delta n-\left(\frac{R_s}{I_{10}}-G_II_{10}\right)\Delta I_1-|K_1|(I_{10}I_{20})^{1/2}\sin(\theta_1+\psi_0)(\Delta\varphi_2-\Delta\varphi_1),$$
$$\Delta\dot{I}_2=|K_2|(I_{10}I_{20})^{1/2}\sin(\theta_2-\psi_0)(\Delta\varphi_2-\Delta\varphi_1),$$
$$\Delta\dot{\varphi}_1=-\frac{\alpha_1}{2}G_n\Delta n+\frac{1}{2}|K_1|(I_{20}/I_{10})^{1/2}\cos(\theta_1+\psi_0)(\Delta\varphi_2-\Delta\varphi_1),$$
$$\Delta\dot{\varphi}_2=\frac{1}{2}|K_2|(I_{10}/I_{20})^{1/2}\cos(\theta_2-\psi_0)(\Delta\varphi_2-\Delta\varphi_1),$$
$$\Delta\dot{n}=-\left(\gamma+\frac{G_nI_{10}}{V}\right)\Delta n-\frac{1}{V}(G_{10}+G_II_{10})\Delta I_1+\Delta P,$$

式中 θ_j 为 K_j 的幅角(耦合腔相移)[6]，$\psi_0=\varphi_{20}-\varphi_{10}$ 为内外腔光场相位失谐(稳态时两腔光场相位差)，R_s 为自发辐射光子进入激散模的速率[8]。对(7)式作傅里叶变换得

$$\left.\begin{aligned}&i\Omega\Delta\tilde{I}_1=G_nI_{10}\Delta\tilde{n}-[(R_s/I_{10})-G_II_{10}]\Delta\tilde{I}_1-|K_1|(I_{10}I_{20})^{1/2}\sin(\theta_1+\psi_0)(\Delta\tilde{\varphi}_2-\Delta\tilde{\varphi}_1),\\ &i\Omega\Delta\tilde{I}_2=|K_2|(I_{10}I_{20})^{1/2}\sin(\theta_2-\psi_0)(\Delta\tilde{\varphi}_2-\Delta\tilde{\varphi}_1),\\ &i\Omega\Delta\tilde{\varphi}_1=-(\alpha_1/2)G_n\Delta\tilde{n}+(1/2)|K_1|(I_{20}/I_{10})^{1/2}\cos(\theta_1+\psi_0)(\Delta\tilde{\varphi}_2-\Delta\tilde{\varphi}_1),\\ &i\Omega\Delta\tilde{\varphi}_2=-(1/2)|K_2|(I_{10}/I_{20})^{1/2}\cos(\theta_2-\psi_0)(\Delta\tilde{\varphi}_2-\Delta\tilde{\varphi}_1),\\ &i\Omega\Delta\tilde{n}=-[\gamma+(G_nI_{10}/V)]\Delta\tilde{n}-(1/V)(G_{10}+G_II_{10})\Delta\tilde{I}_1+\Delta\tilde{P},\end{aligned}\right\} \tag{8}$$

式中 $\Delta\tilde{n}(\Omega)$、$\Delta\tilde{I}_j(\Omega)$、$\Delta\tilde{\varphi}_j(\Omega)$ 和 $\Delta\tilde{P}$ 分别为对应于 $\Delta n(t)$、$\Delta I_j(t)$、$\Delta\varphi_j(t)$ 和 ΔP 的傅里叶变换函数。由(8)式容易求得频偏功率比 CPR 的表达式为

$$
\left.\begin{aligned}
\mathrm{CPR} &= [(\Delta\tilde{\varphi}_1/2\pi)/\Delta\tilde{I}_1(\Omega)] \\
&= \frac{i\alpha\Omega}{4\pi I_{10}F}\left(i\Omega+\frac{R_s}{I_{10}}-G_I I_{10}\right)\left[-i\Omega+\frac{1}{2}|K_2|\left(\frac{I_{10}}{I_{20}}\right)^{1/2}\cos(\theta_2-\psi_0)\right], \\
F &= \Omega^2-\frac{1}{2}|K_1||K_2|[\cos(\theta_1+\psi_0)-\alpha\sin(\theta_1+\psi_0)]\cos(\theta_2-\psi_0) \\
&\quad -\frac{i}{2}\Omega\left\{|K_1|\left(\frac{I_{20}}{I_{10}}\right)^{1/2}[\cos(\theta_1+\psi_0)-\alpha\sin(\theta_1+\psi_0)]\right. \\
&\quad \left.+|K_2|\left(\frac{I_{10}}{I_{20}}\right)^{1/2}\cos(\theta_2-\psi_0)\right\}。
\end{aligned}\right\} \tag{9}
$$

三、讨　论

如果内外腔之间没有耦合，(9)式变为

$$
\mathrm{CPR}=\frac{\alpha}{4\pi I_{10}}\left(i\Omega+\frac{R_s}{I_{10}}-G_I I_{10}\right), \tag{10}
$$

这和 Koch[9] 导出的结果相一致，但 Koch 忽略了 G_I 项。从(9)式可以看出，光纤环形外腔半导体激光器的频偏功率比不仅是内外两腔光耦合系数的函数，而且也是两腔光强比 $q=(I_{20}/I_{10})$ 的函数。内外腔光耦合越强频偏功率比越小。图 1 是不同光强比及光耦合系数之下，频偏功率比随调制频率的变化曲线。为计算方便，作者仅考虑一个较为简单的情况，在环形腔中仅存在顺时针方向运行的光波，且 $d_1=d_2$, $R_1=R_2$, $R_3=R_4$, 即 $\theta_2=-\theta_1=-\theta$, 其他参数分别为 $R_s=1.3\times10^{12}\,\mathrm{s}^{-1}$, $G_I=-10^4\,\mathrm{s}^{-1}$, $\alpha_1=4.0$, $I_{10}=1.4\times10^5$, $L_1=250\,\mu\mathrm{m}$ 和 $L_2=1\,\mathrm{m}$。图 1 中曲线 *1* 对应于未加光反馈的情况，但忽略了热调频效应[10]；曲线 *2* 对应于所有端面均未镀膜的情形，即 $R_1=R_2=0.34$, $R_3=R_4=0.2$ 和 $q=0.1$；曲线 3、4 对应于端面镀增透膜，其残留振幅反射率为 0.1，但它们的 q 值分别对应于 $q=0.1$ 和 0.2，与未加光反馈情形比较，光纤环形腔光反馈大大减小频偏功率比；在低频段其频偏功率比与调制频率基本上呈现线性关系。

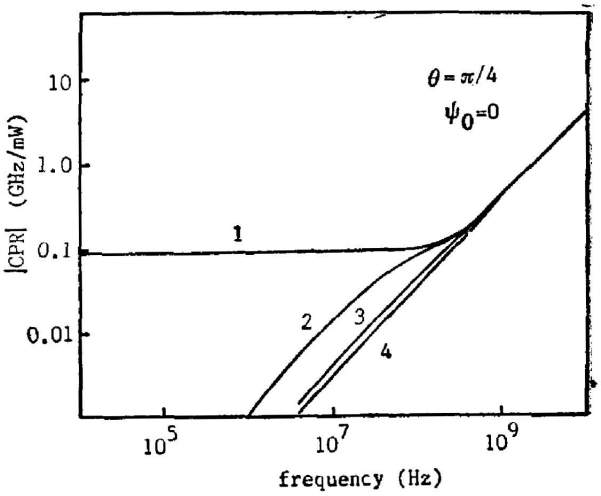

Fig. 1　Amplitude of CPR Vs. modulation frequency at fixed phase detuning($\theta=\pi/4$, $\psi_0=0$), for different optical coupling levels

调节耦合腔相移或光纤外腔(相位失谐)不仅可获得最窄的谱线输出[6]，而且从(9)式可知，耦合腔相移对频偏功率比振幅的影响。图 2 是固定 ψ_0(设 $\psi_0=2m\pi$, m 是整数)，而改变 θ 的情况*，图 2 中曲线 *2*、*3*、*4* 分别对应于 $\theta=0$、$(\pi/4)$、$(\pi/2)$；如果固定 θ，而改变 ψ_0，则可得到类似的曲线。值得注意的是，谱线压窄率最大时的 θ 值[6]与频偏功率比绝对值最小时的 θ 值大约相差$(\pi/4)$，这是由于外腔光反馈时线宽压窄率与频偏功率比绝对值减小率

* 计算中设所有端面的振幅反射率均为 0.1，其余参数的选择与图 1 相同。

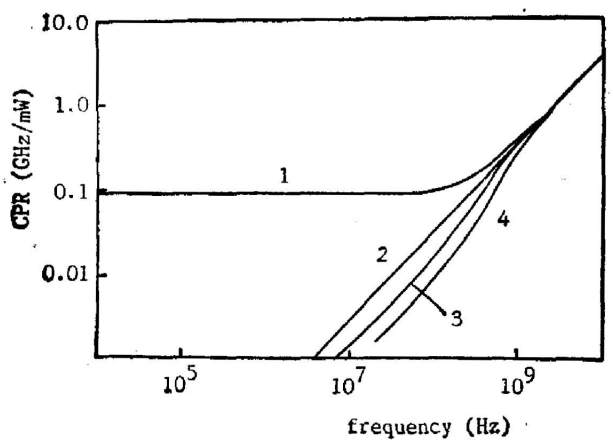

Fig. 2 Amplitude of CPR Vs. modulation frequency at fixed optical coupling level, for different junction phase shift

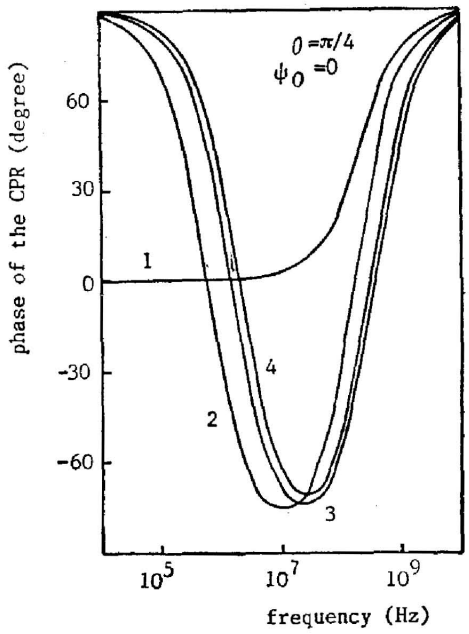

Fig. 3 Phase of CPR Vs. modulation frequency at fixed phase detuning($\theta=\pi/4$, $\psi_0=0$) for different optical coupling levels

之间的内在联系决定的[11]。图3是在不同光耦合系数 $|K_i|$ 之下，频偏功率比的相位随调制频率的变化曲线，曲线 *1* 为未加光反馈的情况，曲线 *2* 对应的光耦合最强，曲线 *3* 次之，曲线 *4* 最弱。光纤环形外腔光反馈使得激光器频偏功率比的相位在低频段有近似 ($\pi/2$) 的相移，而高频时又趋于自由运转时的相位。

光纤环形外腔半导体激光器较之独立运转半导体激光器有较低的频偏功率比。内外腔光耦合系数，光强比和相位失谐值对频偏功率比有明显的影响。此类激光器可望用作高速长距离直接检测光纤通信系统光源。

参 考 文 献

[1] R. Wyatt; *Electron. Lett.*, 1985, **21**, No. 8 (Apr), 658～659.
[2] 张建平，陶尚平；《中国激光》，1988, **15**, No. 11 (Nov), 641～647.
[3] R. M. Jopson, G. Eisenstein *et al.*; *Appl. Phys. Lett.*, 1986, **48**, No. 3 (Feb), 204～206.
[4] J. O. Binder, G. D. Comack; *IEEE Trans Microwave Theory & Tech.*, 1982, **MTT-30**, No. 3 (Mar), 456～463.
[5] S. Wang *et al.*; *IEEE Trans. Microwave Theory & Tech.*, 1982, **MTT-30**, No. 3 (Mar), 456～463.
[6] Zhang Jianping, Ye Peida; *IEEE J. Quant. Electron.*, 1988, **QE-24**, No. 9 (Sep), 1807～1810.
[7] D. Welford; *IEEE J. Quant. Electron.*, 1985, **QE-21**, No. 11 (Nov), 1749～1752.
[8] C. H. Henry; *IEEE J. Quant. Electron.*, 1983, **QE-19**, No. 10 (Oct), 1102～1109.
[9] T. L. Koch *et al.*; *Electron. Lett.*, 1984, **20**, No. 24 (Dec), 1033～1040.
[10] S. Kobayashi, Y. Yamamoto *et al.*; *IEEE J. Quant. Electron.*, 1982, **QE-18**, No. 4 (Apr), 582～595.
[11] G. P. Agrawal, C. H. Henry; *IEEE J. Quant. Electron.*, 1988, **QE-24**, No. 2 (Feb), 134～142.

Study of chirping properties of semiconductor laser with optical fiber ring feedback

ZHANG JIANPING AND YE PEIDA
(Beijing University of Posts & Telecommunications Department of Radio Engineering)

(Received 16 December 1988; revised 31 March 1989)

Abstract

In this paper a complete small signal analysis for semiconductor laser frequency chirping in the presence of optical fiber ring feedback is presented. It shows that the chirp-to-power ratio (CPR) strongly dependents on the optical coupling and the phase detuning especially when modulation frequency is below gigahertz.

Key words: semiconductor laser; optical communication; optical cavity.