

存在外部光反馈的半导体 激光器的相位噪声

叶嘉雄

(华中工学院光学系)

提 要

本文在理论上研究了由于外部光反馈引起的半导体激光器的相位噪声。理论分析是通过引入一个反馈耦合率 κ 和线性化速率方程, 导出了半导体激光器相位噪声功率谱密度的表达式。这表明相位噪声功率谱密度随外腔长度而周期性地漂移, 且功率谱密度的峰值随外部反馈耦合率而发生很大的变化。

关键词: 相位噪声; 光反馈; 功率谱密度。

一、前 言

将半导体激光器的输出激光注入到光纤, 一部分光将从一些非连续的面或光纤连接器反射回来进入激光腔内, 形成激光腔和外腔同时相互作用的复合腔。这时, 必须考虑两者之间的相互作用和影响。即使非常小的反馈光进入激光腔, 也能对注入式半导体激光器的静态、动态和谱线特性产生重大影响。噪声的基频取决于从激光器到反馈点的往返时间延迟。这种反射可以在光纤数据传输系统工作频率范围内增大噪声峰值。很弱的反馈光也可以引起很强的噪声子模。它们与主模之间的间隔约 $1\sim 3\text{ GHz}^{[1]}$ 。高子模和低子模之间的不对称表明了光反馈引起激光辐射的振幅和相位的跳动。对于远场反射, 由于激光器和外腔长度的波动引起低频噪声, 近场反射当外部谐振腔的往返时间接近间歇振荡的周期时, 可以引起高频噪声。在这种情况下, 半导体激光器的相位噪声不仅取决于自发辐射事件, 而且也取决于光学反馈外部谐振腔。

外部光反馈的效应可以 1) 展宽增益谱的半宽度, 典型值约为 50 \AA ; 2) 在适当的条件下使带宽变窄^[2]。由此可见, 外部光反馈增强了半导体激光器的纵模选择性。由于外腔相位漂移, 可以增大或减小相位噪声, 并可增宽或变窄谱线的宽度^[3]。因此可以用外部光反馈来使谱线宽度变窄以改善半导体激光器的稳定性和波长可调谐性^[4]; 以及用抗反射膜层以减少外部光反馈的影响^[5]。

Tamburini 等人用 Michelson 干涉仪测量出单模半导体激光器在具有外部反馈光时的相位噪声功率谱密度^[6]。

二、线性化速率方程

用三个反射镜系统来模拟半导体激光器的内腔和外腔。反射系数分别为 r_0 和 r_m 。如

图 1 所示。如果从激光器列反射镜 r_m 的距离小于激光的相干长度, 则外腔的往返时间 $\tau = \frac{2L}{c} < \tau_c$, 其中 τ_c 为相干时间, c 为光速。

我们定义反馈耦合率 K 为

$$K = \frac{(1-r_c)^2}{r_c \tau} \cdot r_m \quad (1)$$

它代表外部反馈光与激光内腔的耦合效率。

在平面波和慢变化包络的情况下, 具有外腔的半导体激光器的速率方程为^[2]

$$\dot{I}(t) = (G - \nu)I + R + 2KHI \cos(\omega_0 \tau + \Delta\phi), \quad (2)$$

$$\dot{\phi}(t) = \frac{\alpha}{2}(G - \nu) - (\omega_0 - \Omega) - KH \sin(\omega_0 \tau + \Delta\phi), \quad (3)$$

式中 I 为光强, G 为受激辐射纯增益速率, ω_0 是激光频率, Ω 为激光腔纵模频率。于不存在光反馈时, 激光器是单模的, 所以 $\Omega = \omega_0$, ν 是腔损耗速率, R 为自发辐射速率, α 取决于载流子折射率的变化, $\Delta n = \Delta n' + j\Delta n''$, 并定义 α 为

$$\alpha = \frac{\Delta n'}{\Delta n''} \quad (4)$$

\dot{I} 和 $\dot{\phi}$ 分别表示场强和相位对时间的导数, $\Delta\phi$ 为相位漂移, H 定义为

$$H = [I(t - \tau)/I(t)]^{\frac{1}{2}}, \quad (5)$$

$$\Delta\phi = \phi(t) - \phi(t - \tau). \quad (6)$$

(5)和(6)式代表外腔往返时间的延迟效应。

为了获得 $\Delta\phi$ 的解, 在考查方程(2)和(3)时, 加上适当的噪声源, 得到表示场强和相位漂移相互耦合的 Langevin 方程:

$$\dot{I} = (G - \gamma)I + R + 2KHI \cos(\omega_0 \tau + \Delta\phi) + F_I(t), \quad (7)$$

$$\dot{\phi} = \frac{1}{2}\alpha(G - \gamma) - (\omega_0 - \Omega) - KH \sin(\omega_0 \tau + \Delta\phi) + F_\phi(t). \quad (8)$$

载流子密度 N 与场强之间的耦合可表示为^[1]

$$\dot{N} = C - GI - S + F_N(t), \quad (9)$$

其中 C 是注入电流 (每秒电子数), S 是载流子复合率, $F_I(t)$ 、 $F_\phi(t)$ 、 $F_N(t)$ 分别为 Langevin 噪声源。

方程(7)~(9)是一组非线性微分方程组, 一种近似的解决方法首先是对该方程组线性化。光强和载流子密度可以用一个稳态值和变化值线性相加来表示, $I = I_0 + P(t)$, $N = N_0 + n(t)$, (10) 假设在外腔往返时间 τ 内, $P(t)$ 和 $\phi(t)$ 的变化很小, 我们就可以将(5)和(6)展开成泰勒级数并取至一次项

$$H = 1 - \tau \dot{P}/2I_0, \quad \Delta\phi = \tau \dot{\phi}_0 \quad (11)$$

在稳态时, $\dot{I} = \dot{N} = 0$, 并忽略 $F_N(t)$, 方程(9)变为

$$C = G_0 I_0 + S_0, \quad G_0 - \gamma = \frac{R}{I_0} \quad (12)$$

增益速率和电子空穴复合速率与场强、载流子数量有关, 所以

$$G = G_0 + \left(\frac{\partial G}{\partial N}\right)n(t) - \frac{\partial G}{\partial I}P(t), \quad S = S_0 + \frac{\partial S}{\partial N}n(t). \quad (13)$$

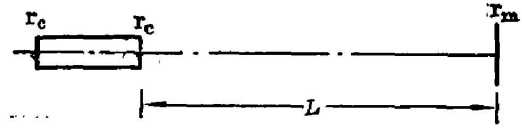


Fig. 1 Three-reflective-mirror system

将式(10)~(13)代入(7)~(9),忽略高阶小项,我们获得线性化 Langevin 速率方程:

$$\left. \begin{aligned} (1+\alpha)\dot{P} + 2bI_0\dot{\phi} &= G_N I_0 n - \Gamma_I P + F_I(t), \\ (1+\alpha)\dot{\phi} - (b/2I_0)\dot{P} &= (\alpha/2)G_N n + F_\phi(t), \\ \dot{n} &= -\Gamma_N n - \Gamma_G P + F_N(t). \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

其中 $G_N = \partial G / \partial N$; $S_N = \partial S / \partial N$; $G_I = \partial G / \partial I$; $\Gamma_N = G_N I_0 + S_N$, $\Gamma_G = G_0 - G_I I_0$, $\Gamma_I = G_I I_0 + R / I_0$ 。外部反馈的主要参数为

$$a = K\tau \cos \omega_0 \tau, \quad b = K\tau \sin \omega_0 \tau.$$

如果不存在外部光反馈, $a = b = 0$, 则式(14)简化为只有一个孤立的激光器的状况^[7],

三、存在外部光反馈的单模半导体 激光器相位噪声功率谱密度

速率方程中的随机相位 $\phi(t)$ 是一种随机游动,并考虑方程(14)中的各变量是平稳随机过程和具有各态历经性。因此可以对它们作傅里叶变换。我们分别用 $\phi(\omega)$ 、 $n(\omega)$ 、 $P(\omega)$ 、 $F_I(\omega)$ 、 $F_N(\omega)$ 和 $F_\phi(\omega)$ 代表相应的时间变量的傅里叶变换。因此方程(14)的傅里叶变换形式为

$$\left. \begin{aligned} j\omega(1+\alpha)P(\omega) + 2bI_0 j\omega\phi(\omega) &= G_N I_0 n(\omega) - \Gamma_I P(\omega) + F_I(\omega), \\ j\omega(H\alpha)\phi(\omega) - \frac{b}{2I_0} j\omega P(\omega) &= \frac{\alpha}{2} G_N n(\omega) + F_\phi(\omega), \\ j\omega n(\omega) &= -\Gamma_N n(\omega) - \Gamma_G P(\omega) + F_N(\omega). \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

消去 $n(\omega)$ 和 $P(\omega)$ 以后,可得到 $\phi(\omega)$ 的表达式:

$$\phi(\omega) = \frac{1}{j\omega\Delta} [A_\phi F_\phi(\omega) + A_I F_I(\omega) + A_N F_N(\omega)]. \quad (16)$$

式中 $\Delta = (1+\alpha) [\Gamma_I + (H\alpha)j\omega] (\Gamma_N + j\omega) + G_N \Gamma_G I (1+\alpha - \alpha b)$,

$$A_\phi = a_1 + jb, \quad A_I = a_2 + jb_2, \quad A_N = G_N \frac{(c_1 + d_1 j)}{\Gamma_N + j\omega}.$$

其中的参数为

$$a_1 = [\Gamma_G G_N I_0 + \Gamma_N \Gamma_I - \omega^2(1+\alpha)], \quad b_1 = \omega [\Gamma_N(1+\alpha) + \Gamma_I],$$

$$a_2 = -\frac{\alpha}{2} \Gamma_G G_N - \frac{\omega^2 b}{2I_0}, \quad b_2 = \frac{\Gamma_N b}{2I_0} \omega, \quad c_1 = \frac{\alpha}{2} a_1 + I_0 a_2,$$

$$d_1 = \frac{\alpha}{2} b_1 + I_0 b_2.$$

利用 ϕ 与 P 、 n 之间的正交条件,可以获得相位噪声功率谱密度 $S_\phi(\omega)$ 为

$$\begin{aligned} S_\phi(\omega) &= \frac{1}{|\Delta|^2} \langle |A_\phi F_\phi(\omega)|^2 + |A_I F_I(\omega)|^2 + |A_N F_N(\omega)|^2 \rangle \\ &= \langle F_\phi^2 \rangle |A_\phi|^2 + \langle F_I^2 \rangle |A_I|^2 + \langle F_N^2 \rangle |A_N|^2 + (A_N A_I^* + A_N^* A_I) \langle F_{IN} \rangle. \end{aligned} \quad (17)$$

式中^[7]

$$\langle F_\phi^2 \rangle = \frac{R}{2I_0}, \quad \langle F_I^2 \rangle = 2RI_0, \quad \langle F_N^2 \rangle = 2(RI_0 + S_0), \quad \langle F_I F_N \rangle = -2RI_0.$$

A_I^* 和 A_N^* 分别为 A_I 和 A_N 的共轭, 为求 S_ϕ 的表达式, 将参数 a_1 、 b_1 、 a_2 、 b_2 、 c_1 、 d_1 以及

$\langle F_0^2 \rangle, \langle F_1^2 \rangle, \langle F_2^2 \rangle, \langle F_1 F_2 \rangle$ 代入(17)获得

$$S_{\phi}(\omega) = \frac{R}{2I_0} \left\{ \left[(a_1^2 + b_1^2) + 4I_0^2(a_2^2 + b_2^2) + 4G_N^2 \left(I_0^2 + \frac{SI_0}{R} \right) \times \frac{(c_1^2 + d_1^2)}{I_N^2 + \omega^2} \right] - \frac{8I_0^2 G_N}{I_N^2 + \omega^2} [I_N(c_1 a_2 + d_1 b_2) + (a_2 d_1 - b_2 c_1)\omega] \right\} / |A|^2. \quad (18)$$

其中 $|A|^2 = [(1+a-ab)G_N \Gamma_G I_0 + (Ha)\Gamma_I \Gamma_N - (Ha)\omega^2]^2 + [\Gamma_I + \Gamma_N(1+a)]^2 \omega_0^2$ 当不存在外部光反馈时, $a=b=0$, (22)式可简化为:

$$S_{\phi}(\omega) = \frac{R}{2I_0} \left\{ 1 + \alpha^2 G_N^2 I_0^2 \left[\frac{\Gamma_0^2 + 2\Gamma_G \Gamma_I + (\omega^2 + \Gamma_I^2) \left(1 + \frac{S}{RI_0} \right)}{(G_N \Gamma_G I_0 + \Gamma_N \Gamma_I - \omega^2)^2 + \omega^2 (\Gamma_N + \Gamma_I)^2} \right] \right\}, \quad (19)$$

式(19)与[7]的结果一致。

根据(18),可以很容易求得 $S_{\phi}(\omega)$ 为

$$S_{\phi}(\omega) = \frac{1}{\omega^2} S_{\phi}(\omega) \quad (20)$$

四、讨 论

由于存在外部光反馈,本文所讨论的如图1所示的物理模型的情况下,外部光反馈严重影响相位噪声的功率谱密度。根据(19)式,相位噪声功率谱密度随外部反射镜的反射率关系如图2所示。这表明相位噪声不仅取决于自发辐射,而且与外腔的特性有关。

图3表示功率谱密度的峰值与反射镜反射率 r_m 之间的关系。计算表明,当 r_m 从0增大到0.5时,相位噪声功率谱密度的峰值增加近一个数量级。而峰值频率随 r_m 的增大而向低频方向移动。

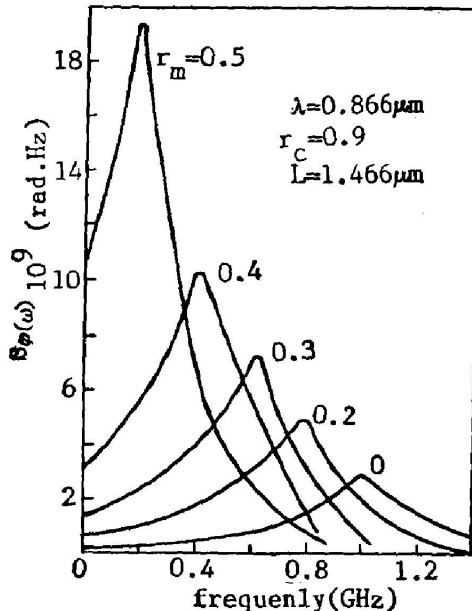


Fig. 2 Phase noise power spectrum density of injection single-mode semiconductor laser

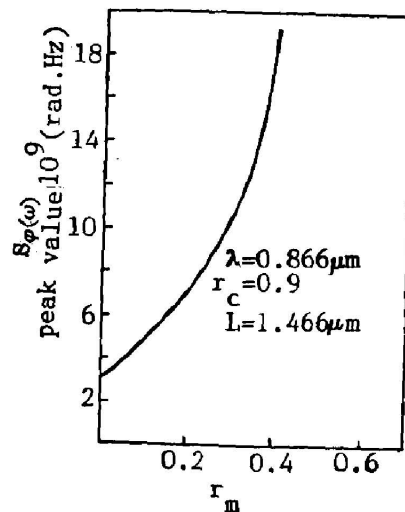


Fig. 3 Phase noise power spectrum density vs. reflectivity of external cavity of injection semiconductor laser

半导体激光器相位噪声功率谱密度的峰值幅度与外腔的往返时间的关系如图4所示,图中表明,功率谱密度与外腔长度的关系呈周期性的变化,在光纤通讯和光纤干涉仪中的半导体激光器应在峰值幅度变化缓慢的区域B工作。在直接用半导体激光器作为位移传感器时,为了获得高的检测灵敏度,应在A区域工作。从图上可知,曲线的周期为 $\lambda/2$...与文献[8]的实验结果一致。

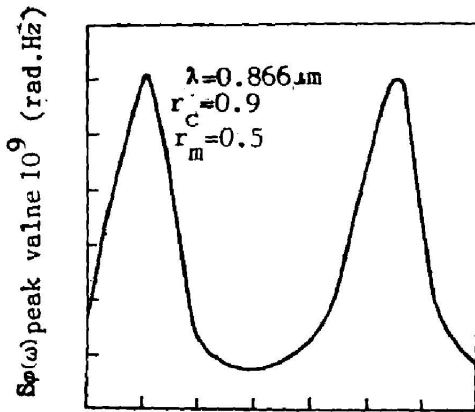


Fig. 4 Phase noise vs. change in external cavity length

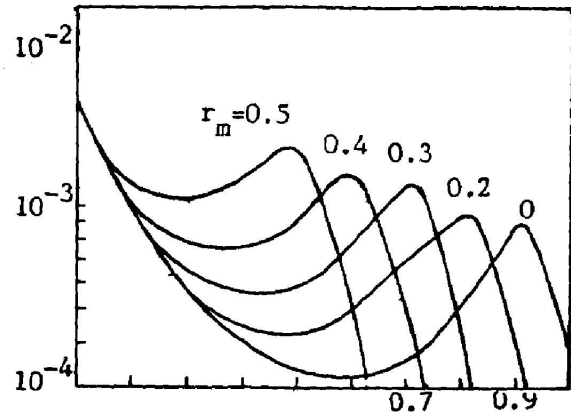


Fig. 5 Curve of $S_p(\omega)$ for different external reflectivities

图5表示 $S_p(\omega)$ 与频率的关系曲线。

于不存在外部光反馈的情况下,即如图2,3,5中 $r_m=0$ 时,相位噪声功率谱如同一个孤立的半导体激光器的状况那样^[1]。

参 考 文 献

- [1] C. H. Henry; *IEEE J. Q. E.*, 1982, **QE-18**, No. 2 (Feb), 259~264.
- [2] G. P. Agrawal; *IEEE J. Q. E.*, 1984, **QE-20**, No. 5 (May), 468~471.
- [3] G. P. Agrawal; *Appl. Phys. Lett.*, 1984, **45**, No. 6 (Sep), 597~599.
- [4] B. Tromborg; *IEEE J. Q. E.*, 1983, **QE-20**, No. 9 (Sep), 1023~1031.
- [5] H. Shimizu *et al.*; *IEEE J. Q. E.*, 1983, **QE-19**, No. 3 (Mar), 470~474.
- [6] M. Tamturrini *et al.*; *Appl. Phys. Lett.*, 1983, **43**, No. 5 (Sep), 410~412.
- [7] 叶嘉雄;《中国激光》,待发表。
- [8] A. Dandridge *et al.*; *Electron. Lett.*, 1980, **16**, 948~949.

Phase noise of semiconductor laser due to external optical feedback

YE JIAXIONG

(*Department of Optical Engineering, Huazhong University of Science and Technology, Wuhan, Hubei*)

(Received 21 November 1986; revised 5 March 1987)

Abstract

Phase noise in semiconductor laser due to external optical feedback is investigated theoretically. The theoretical analysis introduces a feedback coupling rate K and linearized rate equations. We also derive the expression of phase noise power spectrum density of semiconductor laser. It is shown that the phase noise spectrum density shift periodicity with the length of external cavity and the peak value of power spectrum density varies considerably with the feedback coupling rate.

Key words: phase noise; optical feedback; power spectrum density.