

半导体激光器的 AM 和 FM 噪声

李林林

(郑州大学电子系)

王之光

(武汉邮电科学研究所)

杨恩泽

(天津大学电子系)

提要: 研究了热起伏、场零点飘移和自发辐射对半导体激光器 AM 和 FM 噪声的影响。

AM and FM noise in a semiconductor laser

Li Linlin

(Zhengzhou University, Zhengzhou)

Wang Zhiguang

(Research Institute of Posts and Telecommunication, Wuhan)

Yang Enze

(Tianjin University, Tianjin)

Abstract: The influences of the thermal radiation, field zero-point fluctuation and spontaneous emission on the AM and FM noise in a semiconductor laser are studied theoretically.

的噪声是不能不予考虑的。

一、引言

半导体激光器的噪声性能对相干光纤通讯系统是至关重要的,特别是其 FM 噪声直接决定着相干接收机的信噪比^[1]。近年来,人们一直致力于相位噪声(FM 噪声)及其减少的研究^[2~4]。我们在这里讨论了半导体激光器的 AM 和 FM 噪声性能,并给出噪声谱的理论表达式,同时指出:热起伏、自发辐射和零点飘移均为噪声的起源,仅由零点起伏引起

二、量子力学的速率方程

(1) 描述半导体激光器单模激光场的光子产生算符 $b^+(t)$ 满足^[5]:

$$\frac{d}{dt} b^+(t) = (j\omega - K) b^+(t) + j \sum_{k \neq l} g_{klc}^* a_{lco}^+ a_{kco} + F_1^+(t) \quad (1)$$

收稿日期:1986年3月10日;修改稿收到日期:1986年10月24日。

式中 ω 为腔频率, K 是损耗常数, $g_{kk'}$ 是具有波数 k 的导带态和具有波数 k' 的价带态间的光跃迁矩阵元。 F^\dagger 是光子飘移算符。

对一般的光跃迁, 偶极矩算符 $a_{kc}^\dagger a_{k'v}$ 满足下面的方程:

$$\frac{d}{dt} a_{kc}^\dagger a_{k'v} = (j\varepsilon_{kk'} - \gamma_{kk'}) a_{kc}^\dagger a_{k'v} - j b^\dagger g_{kk'} (n_{kc} - n_{k'v}) + F_{kk'v}(t) \quad (2)$$

式中 $\varepsilon_{kk'}$ 是具有波数 k 的导带态与具有波数 k' 的价带态的频率间隔, $\gamma_{kk'}$ 为二态间的相对相位延迟, n_{kc} 和 $n_{k'v}$ 分别为导、价带的电子算符, $g_{kk'}$ 是 $g_{k'k}$ 的复共轭, $F_{kk'v}$ 是偶极矩飘移算符。

对(2)式绝热积分^[5], 并取增益

$$G = E_{cv} - E_{co} \quad (3)$$

式中 $E_{cv} = \sum_{kk'} \frac{|g_{kk'}|^2 \cdot 2\gamma_{kk'} n_{kc} (1 - n_{k'v})}{(\Omega - \varepsilon_{kk'})^2 + \gamma_{kk'}^2}$ 为受激发射速率, E_{co} 为受激吸收速率, 可由交换 E_{cv} 中的 kc 和 $k'v$ 得到。因此有

$$\frac{1}{2} G = \text{Re} \left[\sum_{kk'} \frac{|g_{kk'}|^2 \cdot (n_{kc} - n_{k'v})}{j(\Omega - \varepsilon_{kk'}) + \gamma_{kk'}} \right] \quad (4)$$

由于激光器本质上是失谐的振荡器^[6], 所以定义失谐因子

$$\alpha = \langle \text{Im} \left[\frac{|g_{kk'}|^2 (n_{kc} - n_{k'v})}{j(\Omega - \varepsilon_{kk'}) + \gamma_{kk'}} \right] \rangle / \left\langle \frac{1}{2} G \right\rangle \quad (5)$$

这里 Ω 表示激光频率。

令 $B^+ = b^+ e^{-j\Omega t}$ 以消除(1)式中的高频振荡项 ω , 并将(3)~(5)式代入到(1)式, 利用求稳态平均可得^[6]:

$$\frac{d}{dt} B^+ = -K(1 + j\alpha) B^+ + \frac{1}{2} (1 + j\alpha) G B^+ + F^+(t) \quad (6)$$

式中 F^+ 为新的飘移算符^[5]。

导带中的总电子数 N 服从^[5]

$$\frac{d}{dt} N = P - R_{sp} - G B^+ B - E_{co} + F_N(t) \quad (7)$$

F_N 是导带载流子飘移算符, P 为总泵浦率,

R_{sp} 是总自发辐射速率。

三、噪声谱

把(6)和(7)式转换为经典的随机过程^[6], 并将两式中的量用半导体激光器的材料及特性参数表示, 从而可得

$$\frac{d}{dt} B^* = -K(1 + j\alpha) B^* + \frac{1}{2} G_0(1 + j\alpha) B^*(N - N_1) + F^*(t) \quad (8)$$

$$\frac{d}{dt} N = P - \frac{N}{\tau_s} - G_0(N - N_1) B^* B - G_0 N + F_N(t) \quad (9)$$

式中 G_0 和 N_1 为增益、材料参数, τ_s 是载流子寿命。显然, B^* 是表示激光场的过程。若令 $B^* = n^{1/2} e^{-j\varphi}$, 则 $n(t)$ 为单模激光场的光子数, $\varphi(t)$ 为随机相位。于是(8)和(9)式就变成

$$\frac{d}{dt} n \approx -2K n + G_0(N - N_1) n + G_0 N + F_n \quad (10)$$

$$\frac{d}{dt} \varphi \approx \frac{\alpha}{2} \left[G_0(N - N_1) + \frac{G_0 N}{n} - 2K \right] + F_\varphi \quad (11)$$

$$\frac{d}{dt} N = P - \frac{N}{\tau_s} - G_0(N - N_1) n - G_0 N + F_N \quad (12)$$

F_n 等均为 Langevin 噪声源^[5,6]。

对上面三式取一阶近似, 即令 $n(t) = \bar{n} + \Delta n(t)$, \bar{n} 为(10)~(12)的稳态解, $\Delta n(t)$ 为光子飘移。这样一来便可得:

$$\frac{d}{dt} \Delta n = a_1 \Delta n + a_2 \Delta N + F_n \quad (13)$$

$$\frac{d}{dt} \Delta N = a_3 \Delta n + a_4 \Delta N + F_N \quad (14)$$

$$\frac{d}{dt} \varphi = a_5 \Delta n + a_6 \Delta N + F_\varphi \quad (15)$$

式中各参数为

$$a_1 = -2K + G_0(N - N_1),$$

$$a_2 = G_0(n+1), \quad a_3 = -G_0(N - N_1)$$

$$a_4 = -G_0(n+1) - \frac{1}{\tau_s},$$

$$a_5 = -\frac{\alpha}{2} \frac{G_0 N}{n^2}, \quad a_6 = \frac{\alpha}{2} G_0 \left(1 + \frac{1}{n}\right)$$

各噪声源满足 $\langle F_i(t) F_j(u) \rangle = 2D_{ij} \delta(t-u)$, 稳态扩散系数(与时间无关), D_{ij} 为^[5,6]

$$2D_{nn} = 4Kn \left(n_{th} + \frac{1}{2} + n_{sp} \right) \quad (16)$$

$$2D_{NN} = 2 \frac{N}{\tau_s} + 4Kn \left(\frac{1}{2} + n_{sp} \right) \quad (17)$$

$$2D_{\varphi\varphi} = 2D_{nn}/4n^2 \quad (18)$$

$$2D_{nN} = -4Knn_{sp} \quad (19)$$

n_{sp} 定义为 $n_{sp} = \frac{1}{4K} (G_0 N + G_0 N_1)$ 。这里为方便计, 表示平均值的符号全省略了, n_{th} 是热光子的平均值。

由(16)式可以看到: 光子飘移的稳态扩散系数由三部分组成, 即热起伏(n_{th} 项)、场零点起伏($\frac{1}{2}$ 项)和由场零点起伏、偶极矩起伏产生的自发辐射噪声。

对(13)~(15)式做傅里叶变换, 即令 $F[\Delta n(t)] = \delta n(\omega)$, 立即可得光子噪声谱(AM噪声谱):

$$S_n(\omega) = \langle |\delta n(\omega)|^2 \rangle = \Delta^{-1} [2(\omega^2 + a_1^2) D_{nn} + 2a_2^2 D_{NN} - 4a_2 a_4 D_{nN}] \quad (20)$$

载流子噪声谱:

$$S_N(\omega) = \Delta^{-1} [2a_3^2 D_{nn} + 2(\omega^2 + a_1^2) D_{NN} - 4a_1 a_3 D_{nN}] \quad (21)$$

和频率飘移谱(FM噪声谱):

$$S_\varphi(\omega) = 2D_{\varphi\varphi} + a_5^2 S_n(\omega) + a_6^2 S_N(\omega) + 2a_5 a_6 S_{nN}(\omega) \quad (22)$$

式中 $\Delta = (\omega^2 - \Omega_0^2)^2 + \omega^2 \tau_R^{-2}$, $\Omega_0 = |a_1 a_4 - a_2 a_3|^{1/2}$ 为张弛振荡频率, $\tau_R^{-1} = |a_1 + a_4|$,

$$S_{nN}(\omega) = \Delta^{-1} [2(\omega^2 + a_1 a_4 + a_2 a_3) D_{nN} - 2a_3 a_4 D_{nn} - 2a_1 a_2 D_{NN}]$$

四、场功率谱

由(22)式可得相位噪声谱为

$$S_\varphi(\omega) = \frac{1}{\omega^2} S_\varphi(\omega) = B_1 \omega^{-2} + \alpha^2 B_2 \omega^{-2} \Delta^{-1} + B_3 \Delta^{-1} \quad (23)$$

式中 $B_1 = 2D_{\varphi\varphi}$, $B_2 = \alpha^{-2} [2(a_4 a_5 - a_3 a_6)^2 D_{nn} + 2(a_2 a_5 - a_1 a_6)^2 D_{nN} + 4(a_1 a_4 a_5 a_6 + a_2 a_3 a_5 a_6 - a_2 a_4 a_5^2 - a_1 a_3 a_6^2) D_{nN}]$, $B_3 = 2a_5^2 D_{nn} + 2a_6^2 D_{NN} + 4a_5 a_6 D_{nN}$ 。由傅里叶变换的性质可得自相关函数:

$$\langle \varphi(t+\tau) \varphi(t) \rangle = B_1 (1 + \alpha^2 B_6) |\tau| + e^{-|\tau|^{1/2} \tau_2} (B_4 \sin d|\tau| + B_5 \cos d\tau) \quad (24)$$

这里 $d = \left| \Omega_0^2 - \frac{1}{4\tau_R^2} \right|^{1/2}$, $B_4 = \frac{\alpha^2 B_2}{8\tau_R^4 \Omega_0^6 d}$, $B_5 = 2\alpha^2 B_2 \tau_R \Omega_0^{-2} + B_3 \tau_R \Omega_0^{-2}$, $B_6 = B_2 B_1^{-1} \Omega_0^{-4}$ 。因此, 激光场的自相关函数就为

$$\langle B^*(t+\tau) B(t) \rangle = n \exp[B_1 (1 + \alpha^2 B_6) |\tau| + e^{-|\tau|^{1/2} \tau_2} (B_4 \sin d|\tau| + B_5 \cos d\tau)] \quad (25)$$

由上式可以预见, 场功率谱不再是通常的洛伦兹形, 其原因在于相位和强度飘移相耦合。这样, 严格的场谱必须用数值方法求得。然而, 在弱张弛振荡的情况下, 可近似地得到场谱

$$S_E(\omega) = n \Delta \nu_{1/2} \times \sum_{m=-\infty}^{\infty} \frac{\text{Im}(B_5)}{(\omega - \Omega - m\Omega_0)^2 + (\Delta \nu_{1/2}/2)^2} \quad (26)$$

$\Delta \nu_{1/2} = 2B_1 (1 + B_6 \alpha^2)$ 为每一个峰的半宽度, $\text{Im}(B_5)$ 是 m 阶修正的贝塞尔函数。若 $B_6 = 1$, $\Delta \nu_{1/2}$ 就是通常洛伦兹型的线宽(rad/s)。

五、讨论

为了比较热起伏、零点飘移和自发辐射对噪声的影响, 下面进行一些数值计算。参数的选取如下: $2K = 5 \times 10^{11} \text{s}^{-1}$, $\tau_s = 2 \times 10^{-9} \text{s}$, 振荡波长 $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$, 腔长 $L = 200 \mu\text{m}$, $N_1 = 2 \times 10^8$, 归一化泵浦率为 1.2。

图 1 给出了 FM 噪声谱。曲线(a)是 $G_0 = 5 \times 10^3 \text{s}^{-1}$ 时仅由零点飘移产生的 FM 噪

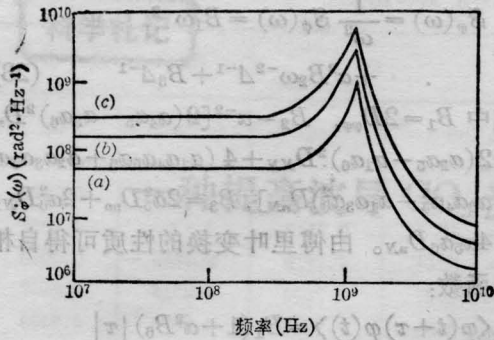


图1 FM噪声谱

声谱; 曲线(b)和(c)分别为 $G_0 = 5 \times 10^3 \text{ s}^{-1}$ 和 $G_0 = 10^4 \text{ s}^{-1}$ 时由自发辐射产生的FM噪声谱。由于 $n_{th} = (e^{h\nu/kT} - 1)^{-1}$, h 为普朗克常数除以 2π , k 是波尔兹曼常数, T 是绝对温度, 频率为 1 GHz 时由热起伏产生的FM噪声谱仅为 $5.4 \times 10^{-6} \text{ rad}^2 \text{ Hz}^{-1}$, 故未画出。

由图1可以看到, 由自发辐射产生的

FM噪声谱在 $G_0 = 5 \times 10^3 \text{ s}^{-1}$ 时仅为零点飘移产生的噪声谱取值的3倍, 即使是在 $G_0 = 10^4 \text{ s}^{-1}$ 时也仅为6倍左右。因此, 仅由零点飘移产生的噪声是不可以不予考虑的, 尤其是在 G_0 取值较小的情况下更为如此。由于在光频 n_{th} 取值极小, 所以, 热起伏产生的噪声可以不计。同理可知对AM噪声也有类似的结论。

参 考 文 献

- [1] 王之光, “研究生学位论文”, 武汉邮电科学研究院, 1984.
- [2] C. H. Henry; *IEEE J. Quant. Electr.*, 1983, **QE-19**, No. 9, 1391.
- [3] G. P. Agrawal; *IEEE J. Quant. Electr.*, 1984, **QE-20**, No. 5, 468.
- [4] P. Gallion et al.; *Electron. Lett.*, 1985, **21**, 626.
- [5] H. Hung; *Phys. Rev.*, 1969, **184**, No. 2, 338.
- [6] M. Lax; *Phys. Rev.*, 1967, **157**, No. 2, 213.

MgF₂ 光学增透膜的激光损伤测量

我们采用国际上推荐的标准方法对 MgF₂ 光学增透膜激光损伤的测量结果。

单横模 YAG 激光振荡器输出的激光束经二级 YAG 激光放大器放大后, 由一消像差的非球面透镜会聚至样品上。样品安置在一个可作 x, y, z 移动的精密样品架上。这不仅可在实验中方便地移动样品, 而且可以用刀口扫描法精确地测量样品处的光斑大小。He-Ne 激光调整得与 YAG 主激光束共轴同线, 除了可用它来调试整个光学系统外, 尚可用它来作为显微镜观察时的照明光源, 以便进行仔细地损伤诊断。

实验参数见表1。实验中测量了三块样品的损伤阈值, 样品1, 2分别是用电子枪和热蒸发技术在 YAG 衬底上淀积的 MgF₂ 单层膜, 样品3是在 K₉ 玻璃衬底上淀积的 MgF₂ 单层膜。

损伤实验采用 1:1 的标准方法进行, 即每一样品位置上只进行一次激光射击, 不管这一点是否遭到损伤。实验结果汇总在表2中。由表2可见样品1, 2, 3的激光损伤阈值分别为 $19 \pm 1.9 \text{ J/cm}^2$, $23 \pm 7.0 \text{ J/cm}^2$ 和 $45 \pm 9.0 \text{ J/cm}^2$ 。其中样品2的损伤分布范围较大, 达30%。这与该样品薄膜的不完整有关。在 Normasky 显微镜下观察, 它有较多的缺

表1 实验参数

激光波长	1.064 μm
激光模式	TEM ₀₀
脉冲宽度(FWHM)	10 ns
光斑直径(1/1 ²)	50 μm^*
透镜焦距	80.4 mm

* 样品3上的光斑直径是 65 μm 。

表2 激光损伤测量结果

样品	衬底	损伤 阈 值	
		能量密度 J/cm^2	功率密度 GW/cm^2
1	YAG	19 ± 1.9	1.9 ± 0.19
2	YAG	23 ± 7.0	2.3 ± 0.7
3	K ₉	45 ± 9.0	4.5 ± 0.9

陷。由表2还可看出, 在 K₉ 玻璃衬底上的薄膜比在 YAG 晶体上的薄膜有约高一倍的损伤阈值。所以进一步研究衬底性质对薄膜损伤的影响实属必要。

(中国科学院上海光机所 许世忠 邓和

1986年11月22日收稿)