

非线性增益和波导结构对半导体 激光器的谱线宽度的作用

郭长志 黄永箴

(北京大学物理系)

1988年3月28日收到

本文采用半经典理论研究了非线性增益和波导结构对量子相位噪声引起的模式谱线增宽过程的作用, 得出谱线宽度不但与线性增益而且与三阶增益有关, 并且都受到波导结构的制约。从而提出新的谱线增宽因子和与功率无关的线宽的新机制。

一、引 言

光纤通讯技术向高速、长距离、大容量、高质量的发展, 要求半导体激光器不但以单横模、单纵模工作^[1], 而且要求谱线宽度很窄以接近单频工作。由于半导体能带结构的特点, 自发辐射跃迁过程中非平衡载流子数的无规涨落引起的量子相位噪声使半导体激光器的谱线宽度比气体激光器有额外增宽, 从而比改进的 Schawlow-Townes 线宽公式大 α^2 倍^[2]。线宽增宽因子 α 为载流子数涨落引起的复折射率变化量的实部和虚部之比^[2,3]。在一般半导体激光器中由于载流子涨落引起的复折射率变化是在一定波导结构中发生的, 因而应与构成波导的尺寸和材料的光学非线性以及波导间的相互作用有关^[4,5]。近来, 关于三阶增益在模式竞争^[6,7], 四波混频^[7,8], 调制频移^[9], 谱线宽度^[10-12]中的作用已引起注意, 但关于与线性增益相联系的谱线增宽过程和与三阶非线性增益相联系的谱线增宽过程的内在联系及其区别尚未得到强调和澄清。本文将用半经典理论着重研究在单模激光器中这两个谱线增宽过程及其与波导结构的关系。

二、非线性增益对谱线宽度的影响

由 Maxwell 方程得出的非齐次标量波动方程

$$\nabla^2 \varepsilon - \mu \sigma \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} - \mu \varepsilon \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial t^2} = \mu \frac{\partial^2}{\partial t^2} [P + p], \quad (1)$$

式中电导率 σ 代表材料非共振损耗及腔内其它损耗, ε 为无注入时的材料实介电常数, μ 为磁导率, P 和 p 分别代表对模式有贡献的受激辐射和自发辐射的极化强度。设波导中存在归一化的模式场分布 $F_m(\mathbf{r})$,

$$\int |F_m(\mathbf{r})|^2 d^3\mathbf{r} = 1, \quad (2)$$

$$\nabla^2 F_m(\mathbf{r}) = -\beta_m^2 F_m(\mathbf{r}). \quad (3)$$

这样光场 ε 和极化强度可用 $F_m(\mathbf{r})$ 展开

$$\varepsilon = \sum_m E_m(t) F_m(\mathbf{r}), \quad (4)$$

$$P = \varepsilon_0 (\chi^{(1)}(\mathbf{r}, t) + \chi^{(3)}(\mathbf{r}, t) |E_0|^2) \sum_m E_m(t) F_m(\mathbf{r}), \quad (5)$$

$$p = \sum_m p_m(t) F_m(\mathbf{r}), \quad (6)$$

$\chi^{(1)}(\mathbf{r}, t)$ 和 $\chi^{(3)}(\mathbf{r}, t)$ 分别为注入引起的材料一阶极化率和三阶极化率系数, 代表受激辐射和增益抑制的作用. 由于激射主模光强比其它模式强得多, 即 $|E_0|^2 \gg |E_m|^2 (m \neq 0)$, 故(5)式中只保留含 $|E_0|^2$ 项的三阶极化率, p_m 代表对 m 模有贡献的一部分自发辐射. 为简单起见, 下面讨论单模情况.

把(3)–(6)式代入(1)式, 并在等式两边乘上 $F_m^*(\mathbf{r})$, 利用(2)式得

$$\ddot{E}_m + \frac{\sigma_m}{\varepsilon_m} \dot{E}_m + \frac{c^2}{\bar{N}_m^2} \bar{\beta}_m^2 E_m = -\frac{1}{\varepsilon_m} \int \bar{P} F_m^*(\mathbf{r}) d^3\mathbf{r} - \frac{1}{\varepsilon_m} \bar{p}_m, \quad (7)$$

式中模式平均的 $\bar{\beta}_m^2$, σ_m 和 $\varepsilon_m = \varepsilon_0 \bar{N}_m^2$ 以及后面的 $\chi_m^{(3)}$ 与模式极化率 $\chi_m^{(1)}$ 的定义(9)式相同. ε_0 为真空介电常数, c 为真空中光速. 设腔内总光子数为

$$N(t) = n_0 + n(t), \quad (8)$$

载流子涨落引起模式极化率 $\chi_m^{(1)}(t)$ 及 $\bar{\beta}_m^2$ 的变化

$$\chi_m^{(1)}(t) \equiv \int |F_m(\mathbf{r})|^2 \chi^{(1)}(\mathbf{r}, t) d^3\mathbf{r} = \chi_{m0}^{(1)} + \frac{d\chi_m^{(1)}}{dn} n(t), \quad (9)$$

$$\bar{\beta}_m^2 = \bar{\beta}_{m0}^2 + \frac{d\bar{\beta}_m^2}{dn} n(t). \quad (10)$$

设光场振幅和位相涨落各为 $\delta_m(t)$ 和 $\phi_m(t)$, 即

$$E_m(t) = [A_m + \delta_m(t)] e^{i(\omega_m t + \phi_m(t))} \quad (11)$$

把(11)代入(7)式, 略去 $\ddot{\chi}^{(1)}$, $\dot{\chi}^{(3)}$ 和 $\dot{\chi}^{(3)}$ 以及涨落量的二次项, 并利用上述关系可得稳态值和涨落量分别满足

$$-\frac{c^2}{\bar{N}_m^2} \bar{\beta}_{m0}^2 A_m + \omega_m^2 A_m \left(1 + \frac{1}{\bar{N}_m^2} \chi_{m0}^{(1)}\right) + \frac{\omega_m^2}{\bar{N}_m^2} \chi_m^{(3)} A_m^3 - i \frac{\omega_m \sigma_m}{\varepsilon_m} A_m = 0, \quad (12)$$

$$\frac{A_m}{\bar{N}_m^2} \xi n(t) + 2\chi_m^{(3)} A_m^2 \frac{\delta_m}{\bar{N}_m^2} + \frac{2}{\omega_m} (A_m \dot{\phi}_m - i \dot{\delta}_m) = -\frac{\Delta}{\omega_m^2}, \quad (13)$$

式中

$$\Delta \equiv -\frac{1}{\varepsilon_m} \bar{p}_m e^{-i(\omega_m t + \phi_m(t))} = \Delta_r + i\Delta_i, \quad (14)$$

$$\xi \equiv \frac{d\chi_m^{(1)}}{dn} - \frac{c^2}{\omega_m^2} \cdot \frac{d\bar{\beta}_m^2}{dn} = \xi_r + i\xi_i. \quad (15)$$

设 $\bar{\beta}_{m0}$ 在 x, y, z 方向的分量为

$$(\bar{\beta}_{m0})_l = \beta_{li} + i\beta_{li} \quad l = x, y, z, \quad (16)$$

$$\mathcal{Q}_m^2 = \frac{c^2}{\bar{N}_m^2} \sum_l (\beta_{lr}^2 - \beta_{li}^2), \quad (17)$$

代入(12)式可得

$$\omega_m^2 = \frac{\mathcal{Q}_m^2}{1 + \frac{1}{\bar{N}_m^2} (\chi_{m0r}^{(1)} + \chi_{m0r}^{(3)} A_m^2)}, \quad (18)$$

$$\chi_{m0i}^{(1)} = \frac{\bar{N}_m^2}{\omega_m} \left(\frac{\sigma_m}{\bar{\epsilon}_m} - \frac{\omega_m}{\bar{N}_m^2} \chi_{m0i}^{(3)} A_m^2 + \frac{2c^2}{\bar{N}_m^2 \omega_m} \sum_l \beta_{lr} \beta_{li} \right). \quad (19)$$

上述结果反映了模式频率、传播常数以及波导参数的关系。例如(19)式表明模式增益 $\bar{G} = 2\beta_{zi}$ 除了与模式极化率及腔内损耗和三阶增益有关外,还受其它两个方向传播常数的影响。令(13)式实部和虚部分别相等得

$$\phi_m + \frac{\omega_m}{2\bar{N}_m^2} \xi_i n(t) + \frac{\omega_m A_m^2 \chi_{m0r}^{(3)}}{\bar{N}_m^2} \rho_m = - \frac{\Delta_r}{2\omega_m A_m} \quad \rho_m \equiv \frac{\delta_m}{A_m}, \quad (20)$$

$$\dot{\rho}_m - \frac{\omega_m}{2\bar{N}_m^2} \xi_i n(t) - \frac{\omega_m A_m^2 \chi_{m0i}^{(3)}}{\bar{N}_m^2} \rho_m = \frac{\Delta_i}{2\omega_m A_m}, \quad (21)$$

载流子速率方程为

$$\frac{dN}{dt} = - \frac{\epsilon_0}{2\hbar} (\chi_{0i}^{(1)} + \chi_{0i}^{(3)} |E_0|^2) |E_0|^2 - \frac{N}{\tau_s} + J + \vartheta, \quad (22)$$

式中 J 为单位时间注入腔内的光子总数, ϑ 为自发辐射引起的载流子数的涨落, τ_s 为自发辐射复合寿命,近似取为常数, $\hbar$ 为普朗克常数 h 除以 2π 。由(22)式可得其稳态量和涨落量分别满足

$$- \frac{\epsilon_0}{2\hbar} (\bar{\chi}_{0i0}^{(1)} + \bar{\chi}_{0i0}^{(3)} A_0^2) A_0^2 - \frac{n_0}{\tau_s} + J = 0, \quad (23)$$

$$\dot{n} + \frac{n}{\tau_{r0}} + \frac{\epsilon_0}{\hbar} \chi_{0i} A_0^2 \rho_0 = \vartheta, \quad (24)$$

式中

$$\bar{\chi}_{0i}^{(1)} = \bar{\chi}_{0i0}^{(1)} + \xi_i n(t), \quad (25)$$

$$\chi_{0i} = \bar{\chi}_{0i0}^{(1)} + 2A_0^2 \chi_{0i0}^{(3)}, \quad (26)$$

$$\frac{1}{\tau_{r0}} = \frac{1}{\tau_s} + \frac{A_0^2 \epsilon_0}{2\hbar} \xi_i, \quad (27)$$

$\bar{\chi}_{0i}^{(1)}$ 为模式极化率对光增益的贡献, $\xi_i n(t)$ 为载流子数偏离稳态值造成的光增益的变化。

为考虑三阶增益对线宽的影响,对(20),(21)和(24)式采用拉氏变换法求得

$$\begin{aligned} \phi_0(s) = & - \frac{1}{2\omega_0 A_0} \int_0^t \Delta_r(\tau) d\tau - \frac{\omega_0}{2\bar{N}_0^2} \xi_r \int_0^t d\tau_1 \int_0^{\tau_1} \vartheta(\tau) e^{-\frac{1}{\tau_r}(\tau_1-\tau)} \\ & \cdot \cos \beta(\tau_1 - \tau) d\tau + \frac{\omega_0}{2\bar{N}_0^2 \beta} \left[\xi_r \left(\frac{1}{2\tau_r} + \frac{\omega_0 A_0^2 \chi_{0i0}^{(3)}}{\bar{N}_0^2} \right) - \frac{A_0^2 \chi_{0r0}^{(3)} \omega_0 \xi_i}{\bar{N}_0^2} \right] \\ & \cdot \int_0^t d\tau_1 \int_0^{\tau_1} \vartheta(\tau) e^{-\frac{1}{\tau_r}(\tau_1-\tau)} \sin \beta(\tau_1 - \tau) d\tau \end{aligned}$$

$$+ \left[\frac{\varepsilon_0 \chi_i A_0}{4 \bar{N}_0^2 \beta \hbar} \xi_i - \frac{A_0 \chi_{00}^{(3)}}{2 \bar{N}_0^2 \beta} \left(\frac{1}{\tau_{r0}} - \frac{1}{2\tau_r} \right) \right] \int_0^t d\tau_1 \int_0^{\tau_1} \Delta_i(\tau) e^{-\frac{1}{2\tau_r}(\tau_1-\tau)} \cdot \sin \beta(\tau_1 - \tau) d\tau - \frac{\chi_{00}^{(3)} A_0}{2 \bar{N}_0^2} \int_0^t d\tau_1 \int_0^{\tau_1} \Delta_i(\tau) e^{-\frac{1}{2\tau_r}(\tau_1-\tau)} \cos \beta(\tau_1 - \tau) d\tau, \quad (28)$$

式中

$$\frac{1}{\tau_r} = \frac{1}{\tau_{r0}} - \frac{\omega_0 A_0^2 \chi_{00}^{(3)}}{\bar{N}_0^2}, \quad (29)$$

$$\omega_r^2 = \frac{\varepsilon_0 \chi_i A_0^2 \omega_0 \xi_i}{2 \bar{N}_0^2 \hbar} - \frac{\omega_0 A_0^2 \chi_{00}^{(3)}}{\bar{N}_0^2 \tau_{r0}} \equiv \omega_{r0}^2 - \frac{\omega_0 A_0^2 \chi_{00}^{(3)}}{\bar{N}_0^2 \tau_{r0}}, \quad (30)$$

$$\beta^2 = \omega_r^2 - \frac{1}{4\tau_r^2}, \quad (31)$$

涨落量 Δ_i, Δ_r 和 ϑ 满足下述关系^[13]:

$$\langle \Delta_i(t+\tau) \Delta_i(t) \rangle = \langle \Delta_r(t+\tau) \Delta_r(t) \rangle = W D(\tau), \quad W = \frac{4 \hbar \omega_0^3 E_{ev}}{\varepsilon}, \quad (32)$$

$$\langle \Delta_i(t+\tau) \Delta_r(t) \rangle = 0, \quad (33)$$

$$\langle \Delta_i(t+\tau) \vartheta(t) \rangle = W_1 D(\tau), \quad W_1 = -\omega_0 A_0 (E_{ev} + E_{ve}), \quad (34)$$

$$\langle \Delta_r(t+\tau) \vartheta(t) \rangle = 0, \quad (35)$$

$$\langle \vartheta(t+\tau) \vartheta(t) \rangle = W_2 D(\tau), \quad W_2 = S_0 (E_{ev} + E_{ve}) + \frac{n_0}{\tau_s}, \quad (36)$$

光子总数 $S_0 = \frac{\varepsilon_0 \bar{N}_0^2}{2 \hbar \omega_0} A_0^2$, $E_{ev} S_0$ 和 $E_{ve} S_0$ 分别为受激辐射和受激吸收速率,

$$E_{ev} = v_g G n_{ip}, \quad n_{ip} = \frac{E_{ev}}{E_{ev} - E_{ve}}, \quad (37)$$

G 为带间跃迁对模式光增益 $\bar{G}$ 的贡献, $D(\tau)$ 为 Dirac δ 函数.

归一化的光场分布为

$$F_m(\mathbf{r}) = B F(x, y) [e^{(-i\beta_{zr} + \bar{G}/2)z} + \sqrt{R_1} e^{\bar{G}L} e^{(i\beta_{zr} - \bar{G}/2)z}], \quad (38)$$

$F(x, y)$ 为归一化横向光场分布, $\bar{B}^2 = \frac{\bar{G}}{(1 + R_1 e^{\bar{G}L})(e^{\bar{G}L} - 1)}$, R_1 为 $z = L$ 处端面功率反射率, L 为腔长. 上式等号右端括号中的两项分别代表沿 $\pm z$ 方向传播的波. 由(38)式可得在 $z = L$ 的端面的出射光功率 P_0 与振幅关系为

$$P_0 = \frac{1}{4} \varepsilon_0 \bar{N}_0^2 v_g \bar{G} A_0^2 \cdot \frac{2(1 - R_1)}{(1 + \sqrt{R_1/R_2})(1 - \sqrt{R_1 R_2})}, \quad (39)$$

R_2 为 $z = 0$ 处的反射率, v_g 为光在波导中的群速度. 利用上述关系, 并设 $R_1 = R_2$. 由谱线宽度 $\Delta\nu$ 与相关函数的关系^[14]

$$\Delta\nu = \frac{\langle \phi_0(t+\tau) \phi_0(t) \rangle}{2\pi t}, \quad (40)$$

可得

$$\Delta\nu = \frac{\hbar \omega_0 \bar{G} G v_g^2 n_{ip}}{8\pi P_0} [1 + \alpha_{if}^2(\alpha_1, \alpha_3)] - \frac{F P_0}{\pi} \alpha_{if}(\alpha_1, \alpha_3) v_g G (2n_{ip} - 1)$$

$$+ \frac{2P_0^2 F^2}{\pi} \left[\frac{2P_0 G(2n_p - 1)}{\bar{G} \hbar \omega_0} + \frac{n_0}{\tau_s} \right], \quad (41)$$

式中

$$\alpha_1 = -\xi_r / \xi_i, \quad (42)$$

$$\alpha_3 = -\chi_{0r0}^{(3)} / \chi_{0i0}^{(3)}, \quad (43)$$

$$f(\alpha_1, \alpha_3) = \left[\omega_{r0}^2 + \frac{\alpha_3}{\alpha_1} (\omega_r^2 - \omega_{r0}^2) \right] \frac{1}{\omega_r^2}, \quad (44)$$

$$F = \frac{\omega_0^2}{\bar{N}_0 \epsilon_0 \bar{G} \omega_r^2 \nu_g} \chi_{0i0}^{(3)} \xi_i (\alpha_1 - \alpha_3). \quad (45)$$

由(41)式可以看出三阶增益的作用引入两项在 $P_0 \rightarrow \infty$ 时不为零的量,而且使线宽增宽因子由 α_1 变为 $\alpha_1 f(\alpha_1, \alpha_3)$, α_1 不是材料的 α 因子,而是受光场分布变化影响从而与波导结构有关的模式线宽增宽因子。当 $\alpha_1 = \alpha_3 = \alpha$; 或者 $\chi_{0r0}^{(3)} = 0$, $\alpha_1 = \alpha$; 或者 $\xi_i = 0$, $\alpha_3 = \alpha$ 时, (41)式都化为一般的线宽公式^[2,10,13]

$$\Delta\nu = \frac{\hbar \omega_0 \bar{G} G \nu_g^2 n_p}{8\pi P_0} (1 + \alpha^2). \quad (46)$$

$\chi_{0r0}^{(3)} = 0$ 或 $\xi_i = 0$ 时要求 α_3 或 α_1 仍是有限的,实际就是只考虑一阶或三阶增益的情况。当 $\alpha_1 \rightarrow 0$ 时,谱线增宽因子为 $\alpha_1 f(\alpha_1, \alpha_3) = \alpha_3 \left(1 - \frac{\omega_{r0}^2}{\omega_r^2} \right)$, 这时决定线宽的是 α_3 及三阶增益的大小。

如果(15)式中的模式极化率随载流子数的变化远大于传播常数的变化,

$$\frac{d\chi_m^{(1)}}{dn} \propto \frac{c^2}{\omega_m^2} \frac{d\bar{\beta}_m^2}{dn},$$

则

$$\alpha_1 = - \frac{d\chi_{0r}^{(1)}}{dn} / \frac{d\chi_{0i}^{(1)}}{dn}. \quad (47)$$

这时 α_1 仍不等于材料增宽因子 α , 只当涨落引起的光场分布变化的作用远小于材料极化率变化的作用时, (47)式的 α_1 才化为 $\alpha_1 = \alpha = - \frac{d\chi_r^{(1)}}{dn} / \frac{d\chi_i^{(1)}}{dn}$. Subdø^[15] 得出对调制频移起用的应是等效 α 因子, 但没考虑到光场分布变化对等效 α 因子的影响。

三、数值结果与讨论

三阶极化率的实部和虚部分别引起实折射率变化和增益抑制, 实验结果^[7] 表明其实部的作用是不可忽略的。但目前对三阶极化率实部了解较少, 为此, 我们把 α_3 作为可调参量研究它对线宽的作用。计算所用参数为 $n_p = 2.6$ ^[2], $\bar{G} = 40\text{cm}^{-1}$, $G = 50\text{cm}^{-1}$, $\bar{N}_0 = 3.5$, $\bar{n}_g = 4.33$, 有源区体积 $V_c = 2.4 \times 10^{-10}\text{cm}^3$, $\tau_s = 2 \times 10^{-9}\text{s}$, 阈值载流子浓度为 $1.5 \times 10^{18}\text{cm}^{-3}$, $\lambda_0 \approx 0.85\mu\text{m}$, $\alpha_1 = 5$, $\frac{V_c k_0}{\bar{N}_0} \xi_i = 1.5 \times 10^{-16}\text{cm}^2$, 近似相当于载

流子浓度增加 10^{17}cm^{-3} , G 增加 15cm^{-1} , $P_0 = 1\text{mW}$ 时取三阶增益 $g^{(3)} = \frac{k_0}{\bar{N}_0} A_3^2 \chi_{0r0}^{(3)}$

表 1

$g_3(\text{cm}^{-1})$	α_3	8	5	2	0	-2	-5	-8
-0.5	$\Delta\nu$	63	60	58	57	56	54	52
	$\Delta\nu_0$	0.24	0	-0.02	0.07	0.26	0.50	1.0
-1	$\Delta\nu$	65	60	56	54	52	49	47
	$\Delta\nu_0$	0.54	0	0.03	0.38	0.96	2.2	4.0

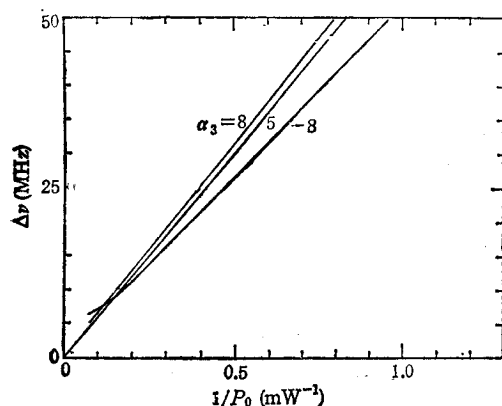


图 1 谱线宽度 $\Delta\nu$ 随 $1/P_0$ 的变化
 $P_0 = 1\text{mW}$ 时, $g^{(3)} = -0.5\text{cm}^{-1}$

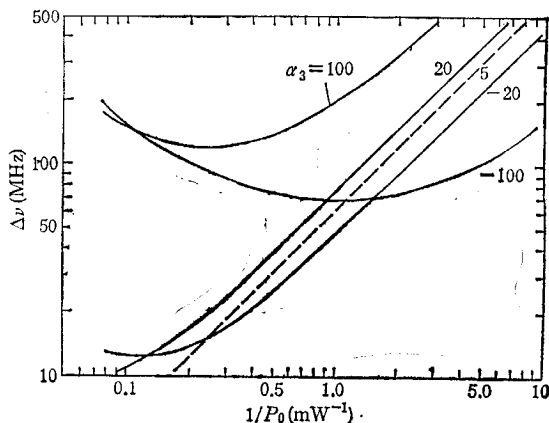


图 2 模拟多模情况(α_3 较大)的谱线宽度 $\Delta\nu-1/P_0$ 关系
 $P_0 = 1\text{mW}$ 时, $g^{(3)} = -0.5\text{cm}^{-1}$

$-0.5, -1\text{cm}^{-1[8]}$, 在这两种情况下, 为保证 $\beta^2 > 0$, 各计算到 $1/P_0 > 0.08\text{mW}^{-1}$ 和 0.12mW^{-1} .

图 1 所示为由 (41) 式得出的不同 α_3 值下的 $\Delta\nu-1/P_0$ 关系, 可见 $\alpha_3 = 5$ 和 8 的 $\Delta\nu-1/P_0$ 都为线性关系, 而 $\alpha_3 = -8$ 的则在 $1/P_0 < 0.2\text{mW}^{-1}$ 的偏离线性. 把 $\Delta\nu-1/P_0$ 的线性部分外推到 $1/P_0 = 0$, 得出除了 α_3 等于或略小于 α_1 外, 都具有大于零的截距 $\Delta\nu_0$. 表 1 为各种 α_3 值下的 $\Delta\nu_0$ 及 $P_0 = 1\text{mW}$ 时的线宽 $\Delta\nu$ (单位为 MHz). 可见 $\Delta\nu-1/P_0$ 的斜率随 α_3 增大而增大, 三阶增益作用产生了数量级大约为 1MHz 的与功率无关的线宽分量 $\Delta\nu_0$. 载流子数统计涨落^[16]或电子在能带中占据几率的涨落^[17]也能造成这种贡献, 但它们不能解释多模激光器中较大的 $\Delta\nu_0$ 值^[11]. 三阶增益的作用肯定是 $\Delta\nu_0$ 不为零的一个根源.

由三阶极化率的频谱分布情况可知, 在多模激光器中远离主模的 α_3 可能很大, 这时它对 $\Delta\nu-1/P_0$ 关系的影响如图 2 所示, 图 2 中取 $P_0 = 1\text{mW}$ 时, $g^{(3)} = -0.5\text{cm}^{-1}$, 其它参数同前. 可以看出这时可能出现线宽随输出功率增加的现象. 当 $\alpha_1 \rightarrow 0$ 时, 决定线宽增宽的是 α_3 和三阶增益的大小, 取 $\alpha_1 = 0.1$ 计算得出 $P_0 = 1\text{mW}$, $g^{(3)} = -0.5\text{cm}^{-1}$ 时对应 $\alpha_3 = 5, 0, -5$ 的线宽分别为 $\Delta\nu = 2.6, 2.3, 2.5\text{MHz}$, 而不考虑三阶增益作用这时线宽为 2.3MHz, 由此可以看出只要 α_3 和 $g^{(3)}$ 不太大, 那么三阶项的引入对线宽随 α_1 减少的趋势影响很小.

由上述结果可见, α_3 与 α_1 的区别及作用都不可忽视, $\alpha_3 < 0$ 时得出的 $\Delta\nu-1/P_0$ 的

斜率减小和 $\Delta\nu_0$ 增大的趋势与实验现象一致^[18]。

四、结 论

本文采用半经典理论研究了相位噪声造成的谱线增宽现象, 讨论了对线宽起作用的模式线宽增宽因子 α_1 的性质以及波导结构对它的影响, 并讨论了三阶增益对线宽的作用, 得出: 对模式线宽起作用的不是材料 α 因子本身, 而是受光场分布影响因而与波导结构有关的模式线宽增宽因子 α_1 , 而且与三阶增益相联系的 α_3 也对线宽有明显作用。 α_3 的增加使 $\Delta\nu-1/P_0$ 的线性部分斜率增大, 其外推至 $P_0 = \infty$ 的线宽亦不为零, 而为数量级为 1MHz 左右的 $\Delta\nu_0$, 这可能是与功率无关的线宽分量的更合理机制。

- [1] C. Z. Guo, J. S. Xie and F. Shen, *IEEE J.*, **QE-21**(1985), 794.
- [2] C. H. Henry, *IEEE J.*, **QE-18**(1982), 259.
- [3] M. Osinski and J. Buus, *IEEE J.*, **QE-23**(1987), 9.
- [4] K. Vahala and A. Yariv, *Appl. Phys. Lett.*, **45**(1984), 501.
- [5] G. H. B. Thompson, *Electron. Lett.*, **22**(1986), 621.
- [6] M. Yamada and Y. Suematsu, *J. Appl. Phys.*, **52**(1981), 2653.
- [7] K. Inoue, T. Mukai and T. Saitoh, *Appl. Phys. Lett.*, **51**(1987), 1051.
- [8] R. Nietzke, P. Fenze, W. Elsässer and E. O. Göbel, *Appl. Phys. Lett.*, **51**(1987), 1298.
- [9] T. L. Koch and R. A. Linke, *Appl. Phys. Lett.*, **48**(1986), 613.
- [10] K. Vahala and A. Yariv, *IEEE J.*, **QE-19**(1983), 1096.
- [11] W. Elsässer and E. O. Göbel, *IEEE J.*, **QE-21**(1985), 687.
- [12] H. Sato and T. Okoshi, *Appl. Phys. Lett.*, **47**(1985), 562.
- [13] K. Vahala and A. Yariv, *IEEE J.*, **QE-19**(1983), 1101.
- [14] M. Lax, *Phys. Rev.*, **160**(1967), 290.
- [15] A. S. Sudbø, *IEEE J.*, **QE-23**(1987), 1127.
- [16] D. Welford and A. Mooradian, *Appl. Phys. Lett.*, **40**(1982), 560.
- [17] K. Vahala and A. Yariv, *Appl. Phys. Lett.*, **43**(1983), 140.
- [18] W. Elsässer, E. O. Göbel and J. Kuhl, *IEEE J.*, **QE-19**(1983), 981.

EFFECT OF NONLINEAR GAIN AND WAVEGUIDE STRUCTURE ON THE LINEWIDTH OF SEMICONDUCTOR LASERS

GUO CHANG-ZHI HUANG YONG-ZHEN

(Department of Physics, Peking University)

ABSTRACT

The effect of nonlinear gain and waveguide structure on the modal linewidth broadening produced by with quantum phase noise in semiconductor lasers is investigated with semiclassical theory. It is shown that the modal linewidth depends not only on the linear gain but also on the third order nonlinear gain and the waveguide structure. Thus a new linewidth broadening enhancement factor and a new mechanism of the power-independent linewidth component are proposed.