

外腔式可调谐半导体激光器的光谱法求解

陈建国 周小红 卢玉村

(四川大学光电系, 成都 610064)

吴正茂 夏光群

(西南师范大学物理系, 重庆 630725)

摘 要 利用由射线法求得的光谱表达式, 分析了外腔式半导体激光器(ECLD)的输出谱, 并以此求得了普遍情况下阈值载流子密度的解析表达式。结合光谱表达式与载流子速率方程, 求得了不同电流下腔内载流子密度与阈值的差值, 从而可以不必诉诸光子数速率方程而获得外腔式半导体激光器的自洽解。

关键词 外腔式半导体激光器, 调谐, 光谱。

1 引 言

虽然人们对外腔式半导体激光器进行了大量的研究, 但仍有一些问题没有完全弄清, 而且依然有新的现象被观察到。因此, 它仍然是一个受到重视的研究课题^[1-4]。在以往的研究中, 通常是采用速率方程组处理等效腔。

这里, 可能会产生几个问题: 标准具的公式是利用从它外部注入的光推导出来的, 而二极管的光是在所处理的等效腔的内部产生的, 这两者间是有差别的; 当外反馈较强时, 起主导作用的应该是外腔, 1) 如果仍然以二极管内腔为主进行讨论是不是合理; 2) 推导的外腔式半导体激光器输出谱能否在速率方程理论中使用。对于第二个问题, Sun 等人已经作了回答^[4]。本文采用射线法^[5]来推导外腔式半导体激光器的输出光谱。该法既反映了光是在二极管内部产生的这一事实, 又体现了激光是由放大自发辐射发展起来的这一物理思想^[6]。在求得了外腔式半导体激光器的光谱(或单位波长范围内单位时间里输出的光子数)以后, 导出了普遍条件下的阈值载流子密度公式, 并且把光谱表达式直接用于载流子速率方程, 获得电流与载流子密度的关系, 自洽地确定不同电流下外腔式半导体激光器的输出特性而不必借助光子数速率方程。

2 外腔式半导体激光器的输出光谱

分析中采用的外腔式半导体激光器由一个半导体二极管和一个外腔构成。半导体二极管的长度为 L_2 并处于外腔式半导体激光器的右边, 外腔长度为 L_1 并置于外腔式半导体激光器

的左边。半导体二极管对着外腔的一端为后端面,其(电场)反射系数是 r 。外腔式半导体激光器的左右两端的反射率分别为 R_1 和 R_2 (在本文中,定义大写 R 等于小写 r 的平方)。按照惯例,把外腔式半导体激光器中用于准直的显微物镜引起的损耗都归并到 R_1 中去了。由于外腔式半导体激光器的左边是空腔,故而可使用标准具的公式来求它对来自右边的光的等效反射。在考虑了半导体二极管的有源层中各处体积元内产生的自发辐射位相的随机性后,可以求得从外腔式半导体激光器右端面(单位时间单位波长内)输出的光子数 M 为

$$M = Z\{(F - 1)(|r_f|^2 F + 1)/g + (|r_f| F/k_2)[\sin \rho + \sin(\eta_2 - \rho)]\}/U \quad (1)$$

其中,

$$\left. \begin{aligned} F &= \exp(gL_2) \\ Z &= \theta B N^2 \sigma (1 - R_2) |1 - r r_1 \exp(-i\eta_1)|^2 / (\Delta\lambda_d) \\ U &= |1 - r r_1 \exp(-i\eta_1) - r r_2 F \exp(-i\eta_2) \\ &\quad + r_1 r_2 F \exp[-i(\eta_1 + \eta_2)]|^2 \\ \eta_j &= (2\pi) 2n_j L_j / \lambda, \quad (j = 1, 2) \\ r_f &= |r_f| \exp(i\rho) = [r - r_1 \exp(-i\eta_1)] / [1 - r r_1 \exp(-i\eta_1)] \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

在上边诸式中, g 为净增益系数, k 为介质中波矢的大小, θ 为自发辐射耦合到半导体二极管一个模式中去 的份额, B 为辐射复合系数, N 为载流子数密度, σ 为有源层的横截面积, $\Delta\lambda_d$ 为半导体二极管的模式间距, n 为介质中的有效折射率, λ 为波长。(1)式乘以光子能量 ϵ 就可得到外腔式半导体激光器的输出光谱。比较(1)式分子与分母可知,起主导作用的是分母上的量 U ,因为它可趋近于零。在波长变化时, U 将在一些分立的波长处取极小,从而在输出光谱上出现一些峰,这些分立点可称为外腔式半导体激光器的模式波长。 g 可表示为

$$\left. \begin{aligned} g &= a\Gamma(N/H - N_0) - \gamma \\ H &= 1 + (\lambda - \lambda_0)^2 / Q^2 \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

式中, a 为微分增益, N_0 为透明载流子密度, Γ 为限制因子, γ 为损耗系数, λ_0 为增益峰值波长, $2Q$ 等于增益线宽。

考察 U 的表达式可以看到,其中的第二,第三和第四项分别代表光电场在外腔,半导体二极管腔和全腔内往返一周的变化。而且半导体二极管腔和全腔是处在相同的位置上的,当 R 小于 R_1 时,外腔式半导体激光器将在全腔振荡,此时外腔起主导作用;如果 R 大于 R_1 ,半导体二极管的腔起主导作用,这就是文献[4]中提出的标准,本文给出了定量的证明。

在低于阈值偏置时, U 的周期主要取决于第四项,因而外腔式半导体激光器的光谱类似于腔长等于全腔长的普通激光器。但是,在全腔的共振波长处,其输出光强是受半导体二极管腔调制的。当激光器偏置在阈值之上时,在振荡波长处, U 会趋于零,在这种情况下,中间两项就会变得相当重要了。它不但影响振荡波长,而且也会影响输出光强。但在偏离振荡波长足够远的波长处,由于增益的下降,第四项与1的差别将大于中间两项,此时,外腔式半导体激光器的输出光谱依然与低于阈值偏置时类似。当外腔中有选模元件(如光栅等)时,如果假设光栅反馈的波长范围很窄,那么,在其带宽之外 R_1 为零。于是 U 中只剩下第一和第三两项,这余下的部分正好反映二极管的光谱特征。

在外腔式半导体激光器中,依然可以象在普通激光器中那样,通过令 U 等于零来获得外腔式半导体激光器的阈值条件。比较虚部和实部可得

$$\begin{aligned} 1 - rr_1 \cos \eta_1 - rr_2 F_l \cos \eta_2 + r_1 r_2 F_l \cos (\eta_1 + \eta_2) &= 0 \\ rr_1 \sin \eta_1 + rr_2 F_l \sin \eta_2 - r_1 r_2 F_l \sin (\eta_1 + \eta_2) &= 0 \end{aligned} \quad (4)$$

可以看出, 由射线法导出的阈值条件(4)式与等效腔法得到的结果是一致的。该式早在八十年代初就已导出, 然而至今, 人们也只是在 η_2 为 π 的整数(即外腔式半导体激光器被调在半导体二极管模式的共振和反共振波长振荡)的特殊情况得到了阈值的显函形式的解析式^[7]。其实, 在外腔式半导体激光器中, 从(4)式是可以导出任意波长下振荡阈值的解析表达式的。

在一般的简化处理中, 光栅的反射是可以利用 δ 函数来近似的。在这种情况下, 光栅的调整与外腔长度的微调需同步进行才能保证外腔式半导体激光器可在任选的波长振荡^[8]。在考虑光栅反馈具有一定谱线宽度的情况下, 认为外腔式半导体激光器可在反馈中心波长附近半个外腔模式间距范围内自动选择一个满足振荡条件的波长振荡^[9]。在上述两种处理中, 均可近似认为外腔式半导体激光器可在光栅选定的任意波长振荡。于是, 问题就变成了: 为了使外腔式半导体激光器能在选定的波长振荡, 所需的阈值载流子密度(及外腔长度)是多少? 把(4)式中与 η_1 有关的项移到右边, 两端平方, 然后两式相加, 可以得到一个 F_l 的一元二次方程, 求解并舍去在平方时引入的(负)增根, 最后得

$$\begin{aligned} F_l(\lambda) = \{ [R(1 - R_1)^2 \cos^2 \eta_2 + (R_1 - R)(1 - RR_1)]^{1/2} \\ - r(1 - R_1) \cos \eta_2 \} / [r_2(R_1 - R)] \end{aligned} \quad (5)$$

于是, 由(2)式和(3)式的第一式可导出阈值载流子数密度 $N_t(\lambda)$ 为

$$N_t(\lambda) = H \{ N_0 + [\gamma + \ln F_l(\lambda)/L_2] / (a\Gamma) \} \quad (6)$$

3 载流子速率方程

在平均场近似下, 稳态时载流子数密度满足的速率方程为

$$\begin{aligned} I/eV &= E(N) + av_g \sum (N/H - N_0) S_m \\ E(N) &= AN + BN^2 + CN^3 \end{aligned} \quad (7)$$

式中, e 为电子电荷(绝对值), V 为有源层的体积, v_g 为群速, S_m 为第 m 个外腔式半导体激光器模式的光子数密度, 求和及于所有的纵模(假设外腔式半导体激光器单横模运行), A 为非辐射俘获系数, C 为俄歇系数。在外腔式半导体激光器中, 激光器往往单模振荡, 因而(7)式的求和号可以略去。由(5)式、(6)式和(7)式可求得阈值电流 I_t 为

$$I_t(\lambda) = eV [AN_t(\lambda) + BN_t^2(\lambda) + CN_t^3(\lambda)] \quad (8)$$

腔内光子数密度与输出光子数成正比, 即 $S_m = bJ_m$, 其中 J_m 为输出的属于第 m 个外腔式半导体激光器模式的光子数, b 是一个与激光器参量有关的常数。为方便计, 把 M 记作

$$M = D(\lambda)/U(\lambda) \quad (9)$$

在一个外腔式半导体激光器模间距内对波长积分时, 可把 D 当成常数。此外, U 可化为

$$U = Y_1 + Y_2 \cos (\eta_1 + \varphi) \quad (10)$$

其中

$$\left. \begin{aligned} Y_1 &= (1 + RR_1 + RR_2 F^2 + R_1 R_2 F^2) - 2rr_2 F(1 + R_1) \cos \eta_2 \\ Y_2 &= \{ [2r_1 r_2 F(1 + R) \cos \eta_2 - 2rr_1(1 + R_2 F^2)]^2 \\ &\quad + 4R_1 R_2 [F(1 - R) \sin \eta_2]^2 \}^{1/2} \\ \cos \varphi &= [2r_1 r_2 F(1 + R) \cos \eta_2 - 2rr_1(1 + R_2 F^2)] / Y_2 \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

由(10)式可以求出外腔式半导体激光器的第 m 模式的波长。对 M_m 在一个外腔式半导体激光器模式间距 $\Delta\lambda_l$ 范围内以 λ_m 为中心作积分可得

$$S_m = bD(\lambda_m)\lambda_m^2/[2L_1(Y_1^2 - Y_2^2)^{1/2}] \quad (12)$$

把(12)式代入(7), 右边只含变量 N , 于是可以确定外腔式半导体激光器在不同电流下的载流子密度差 $\Delta N = [N_t(\lambda) - N]$, 从而得知外腔式半导体激光器的输出功率 W 等各种特性。

4 计算与讨论

计算中, 使用下列参数: $a = 2.5 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$, $L_2 = 0.02 \text{ cm}$, $n_2 = 4.16$, $L_1 \approx 100n_2L_2$, $Q = 40 \text{ nm}$, $\lambda_0 = 1300 \text{ nm}$, $N_0 = 1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, $R_2 = 0.31$, $R_1 = 0.1$, $A = 5 \times 10^8 \text{ s}^{-1}$, $B = 1 \times 10^{-10} \text{ cm}^3/\text{s}$, $C = 2 \times 10^{-29} \text{ cm}^6/\text{s}$, $\sigma = 8 \times 10^{-9} \text{ cm}^2$, $\theta = 5 \times 10^{-5}$, $b = 0.025 \text{ s/cm}^3$, $\gamma = 30 \text{ cm}^{-1}$, $\Gamma = 0.3$ 。

从(5)式和(6)式可以看到, 当外腔式半导体激光器被调谐在不同波长振荡时, 所需的载流子密度随波长周期变化, 这也可化为随振荡波长与最接近的半导体二极管的共振波长的偏离值 δ 作周期变化。当 η_2 等于 π 的偶数倍时 ($\delta = 0$), 此时, 外腔式半导体激光器被调谐在半导体二极管的共振波长处振荡, 此时外腔长度应为 $1/4$ 波长的奇数倍(考虑到外腔反射时的半波相移, 光线在外腔式半导体激光器全腔往返相移为 2π 的整数倍), 外腔式半导体激光器的阈值取极小值。当上述的奇偶交换以后, 外腔式半导体激光器被调谐在半导体二极管的反共振波长处振荡 ($\delta = \Delta\lambda_d/2$), 所需的阈值取极大。考虑在半导体二极管单管振荡时有 $rr_2F = 1$, 可以证明, 如果不满足

$$r < 1/r_1 - (1/R_1 - 1)^{1/2} \quad (13)$$

的话, 外腔式半导体激光器根本就不可能在半导体二极管的反共振波长振荡, 因为此时其阈值将高于半导体二极管的单管振荡阈值。

图 1(a) 为阈值载流子密度 N_t 随波长变化曲线。在图 1(a) 中, 极大阈值 $N_t(\text{anti-res})$ 和极小阈值 $N_t(\text{res})$ 的包络线是在 $\delta = \Delta\lambda_d/2$ 和 0 的情况下得到的。为了看清楚两者的差别, 有意地选用了较大的 $R (= 1 \times 10^{-2})$ 。当外腔式半导体激光器被调到半导体二极管的反共振波长附近振荡时, 阈值极大的原因在于此时从光栅和后端面反射的光反相。图中的极大值和极小值的包络线均与代表单管阈值载流子密度 $N_t(\text{sol})$ 的水平线有两个交点(分别记作 A, A' 和 B, B')。 A 和 A' 点间的波长范围决定外腔式半导体激光器的连续调谐范围, B 和 B' 点间的波长范围决定最大调谐范围。这里, 连续调谐范围指的是仅通过改变外腔长度和光栅反射波长而实现的连续调谐范围。图 1(b) 为阈值电流 I_t 与波长有关系。

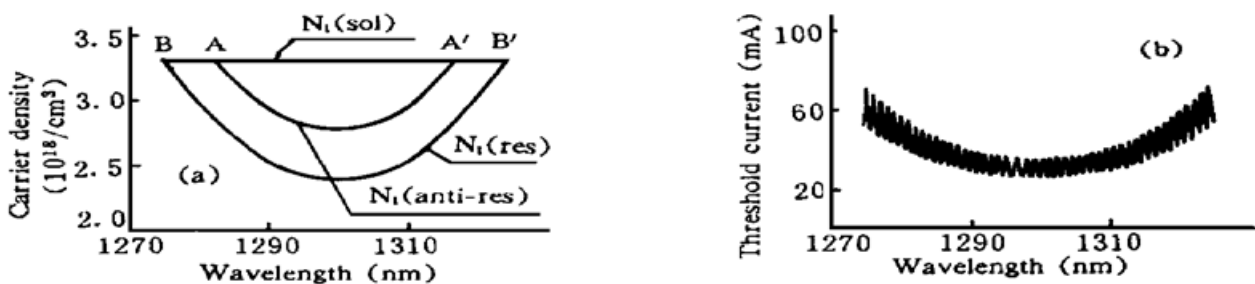


Fig. 1 Variation curves of (a) nominal threshold carrier density N_t , and (b) threshold current I_t of an ECLD with wavelength

在图 2 中, 给出了不同电流下, 外腔式半导体激光器的输出功率。其中, 虚线和实线分别对应外腔式半导体激光器被调谐在半导体二极管的反共振和共振波长处振荡的情形。在作图时, 假设了 $H = 1$, 并忽略了增益峰值波长随电流或载流子数密度的变化, 以求给出一个简洁的图象(如果考虑半导体二极管的有效折射率及增益峰值波长随电流及载流子密度变化等因素的话, 外腔式半导体激光器可能表现出双稳特性^[2, 8]这已超出本文的范围, 本文不打算在此进行讨论)。该图不仅反映了功率随电流而增加这一事实, 它还表明, 在调节外腔式半导体激光器时, 要使波长与半导体二极管的共振波长一致才能获得较大的输出。在实践中, 可能会观察到: 某一电流下, 外腔式半导体激光器的输出并不大, 适当调整电流, 可使外腔式半导体激光器的振荡波长与半导体二极管的共振波长重合, 从而使输出功率得到增大。

在图 3 中, 画出了 $\delta = 0$, $\Delta\lambda_{td}/4$, 和 $\Delta\lambda_{td}/2$ 时, 不同电流下的载流子数差, 即 ΔN 。从图中可见, 当外腔式半导体激光器调谐在半导体二极管的共振波长振荡时, 载流子密度差下降最快。总的来说, ΔN 的变化情况与一般半导体激光器差不多^[6]。

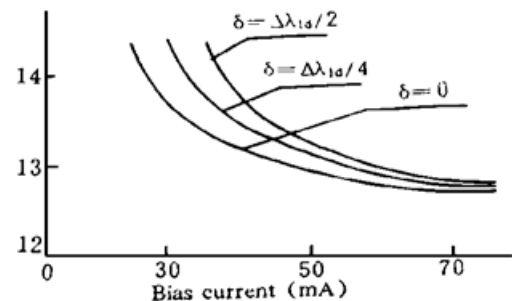
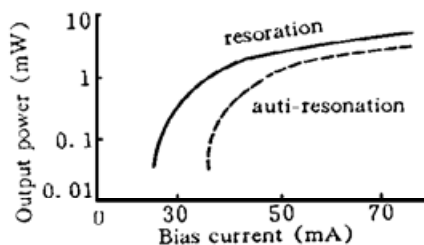


Fig. 2 Variation curves of the output power of an E-CLD with bias current

Fig. 3 Variation curves of carrier deficit ΔN of an E-CLD with bias current for $\delta = 0$, $\Delta\lambda_{td}/4$, $\Delta\lambda_{td}/2$, respectively

参 考 文 献

- [1] D. M. Kane, A. P. Willis, External-cavity diode lasers with different devices and collimating optics. *Appl. Opt.*, 1995, **34**(21): 4316~ 4325
- [2] S. Pajarola, G. Guekos, D. Syvridis, Polarization bistability in tuned external-grating diode lasers. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 1995, **7**(7): 703~ 705
- [3] P. Zorabedian, Axial-mode instability in tunable external-cavity semiconductor lasers. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1994, **QE-30**(7): 1542~ 1552
- [4] H. Sun, S. Menhart, A. Adams, Calculation of spectral linewidth reduction of external-cavity strong-feedback semi-conductor lasers. *Appl. Opt.*, 1994, **33**(21): 4771~ 4775
- [5] Z. Wu, G. Xia, J. Chen *et al.*, Identifying the output spectra from end facets of semiconductor lasers. *Opt. Lett.*, 1995, **20**(5): 477~ 479
- [6] G. Xia, Z. Wu, J. Chen *et al.*, Carrier deficit from the nominal threshold density and mode suppression ratio of an above threshold biased semiconductor laser. *Opt. Lett.*, 1994, **19**(10): 731~ 733
- [7] H. Kakiuchida, J. Ohtubo, Characteristics of a semiconductor laser with external feedback. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1994, **QE-30**(9): 2087~ 2097
- [8] W. R. Trutna Jr., L. F. Stokes, Continuously tuned external cavity semiconductor laser. *J. Lightwave Technol.*, 1993, **11**(8): 1279~ 1286
- [9] J. O. Binder, G. D. Cormack, A. Somani, Intermodal tuning characteristics of an InGaAsP laser with optical feedback from an external-grating reflector. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1990, **QE-26**(7): 1191 ~ 1199

Studying External Cavity Tunable Semiconductor Laser Via Spectrum Analysis

Chen Jianguo Zhou Xiaohong Lu Yucun

(Department of Opto-Electronics, Sichuan University, Chengdu 610064)

Wu Zhengmao Xia Guangqun

(Department of Physics, Southwest Normal University, Chongqing 630715)

(Received 3 February 1996; revised 16 April 1996)

Abstract Using the expression of output spectrum derived from the ray trace method, the spectral characteristics of the external cavity semiconductor laser (ECLD) have been analysed. Based on this, the analytical expression of the threshold carrier density applicable to any selected wavelength for the ECLD has been deduced. Combining the spectrum and the carrier rate equation, the carrier deficit from the threshold can be obtained self-consistently and the output can be determined without resorting to the photon rate equation.

Key words external cavity semiconductor laser, wavelength tuning, spectrum.