

两段式双稳半导体激光器的 含波长速率方程组

陈建国

(西南交通大学计算机系, 成都 610031)

吴正茂 夏光琼

(西南师范大学物理系, 重庆 630715)

提要 对通常所采用的描述两段式双稳半导体激光器的速率方程组作了适当的修正,并根据物理事实引入一个方程限定波长,从而使速率方程组可以用来讨论器件输出波长的变化。数值模拟的结果不但符合前人实验观察到的当器件输出功率上跳时输出波长向长波长方向发生跳跃这个现象,而且还预计在下跳时输出波长将向短波端发生跳跃。

关键词 两段式双稳半导体激光器,含波长速率方程组

1 引言

两段式吸收型双稳半导体激光器(TABL)自问世以来,一直受到人们的关注。由于人们对TABL进行了相当数量的理论和实验研究^[1~5],因而这类器件是目前人们了解得最多的一种有源双稳半导体激光器。众所周知,作为一种光学器件,其输出的波长特性是十分重要的,尤其是在光通信、光信息处理等系统中,更是如此。有关TABL的理论研究中,最常见的是速率方程——它包含一个光子数方程和两个分别描述每段的粒子数方程^[1]。然而由于这些方程均未包含波长信息,故尔不能对器件的输出波长进行讨论。此外,人们在理论处理中还往往假设两区的微分增益系数不同。事实上一般的TABL的两电极制备过程并不会影响两区内部的一些重要特性,因此没有理由假设两区的微分增益系数不同。

在本文中,我们对通常所采用的速率方程组作了适当的修正,使之包含了介质的增益线型函数(即包含了波长信息)。考虑到一般TABL的制备过程,我们对两区使用了同一个微分增益系数、限制因子以及透明载流子密度。面对修正后的速率方程组,显然还需要增加一个约束波长的条件才能获解。因为半导体激光介质是均匀加宽介质,由于饱和效应,在振荡时其增益应该维持在阈值水平,即通常只有与其总增益峰值波长最接近的那个模式才能满足阈值条件。换句话说,激光器的输出波长应该使器件总增益达到极大。顺便说一下,所谓总增益是指光子在腔内传播一个单程(即通过了泵浦区又经过了吸收区)所获得的增益。于是,我们确立了由四个式子构成的方程组,并以此来描述TABL。通过求解方程组,可以同时预测包括波长特性在内的TABL的重要特性。

2 含波长信息的速率方程组

根据引言中的说明,结合 Kuznetsov 所采用的速率方程组^[1],在稳态下描述 TABL 的含波长信息的速率方程组可写为

$$\frac{I_1}{eVx_1} = F(N_1) + au(N_1H_1 - N_0)S \quad (1)$$

$$\frac{I_2}{eVx_2} = F(N_2) + au(N_2H_2 - N_0)S \quad (2)$$

$$N_i = x_1N_1H_1 + x_2N_2H_2 \quad (3)$$

$$\frac{d(x_1N_1H_1 + x_2N_2H_2)}{d\lambda} = 0 \quad (4)$$

在上边诸式中,下标 1 和 2 表示该参量是属于 1 区还是 2 区。其它字母表示的物理含义如下: I 为注入电流, e 为电子电荷(绝对值), V 是有源层的体积, x 为各区归一化长度(归一化到激光器的总长度 L), N 为载流子密度, N_0 为透明载流子密度, a 为微分增益系数, u 为介质中光速, S 为光子数密度, λ 为激光器的输出波长。器件的阈值载流子密度 N_i 按下式定义

$$N_i = \frac{\alpha - \ln(R_1R_2)/2L}{a\Gamma} + N_0 \quad (5)$$

其中, α 为介质中分布损耗系数, R_1 和 R_2 为 TABL 两端面的反射率, Γ 为限制因子。此外,对 $i = 1, 2$ 有

$$F(N) = AN + BN^2 + CN^3 \quad (6a)$$

$$H_i = [1 + (\lambda - \lambda_i)^2]^{-1} \quad (6b)$$

在式(6)中, A 为非辐射俘获系数, B 为辐射复合系数, C 为俄歇系数, λ_i 为各区的增益峰值波长。介质的增益线型 H_i 用洛仑兹函数来描述^[6],其线宽(FWHM)为 $2Q$,前边式中用的波长均归一化到 Q 。

一般而言,各区的 λ_i 及 Q 均与该区载流子密度 N_i 有关。在影响 λ_i 的诸因素中, N_i 是最重要的因素,在忽略其它次要因素的情况下,可以写成^[7]

$$\lambda_i = \lambda_0 + \varepsilon(N_i - N_0) \quad (7)$$

式中 ε 为常数, λ_0 是当载流子密度为 N_0 时介质的增益峰值波长。有关 Q 的研究结果并不多,人们研究得较多的是半导体激光器(LD)的端面发射谱。这种端面发射谱随偏置电流趋近于阈值而越变越窄,乃至振荡时激光器只留下一两个主导模式^[8]。但这个端面发射谱并不能代表介质的增益谱,因为后者要用端面发射谱上的调制度来确定,即使是在激光器处于振荡状态也是如此^[9]。无论是早期的测量结果还是我们的实验观察^[10]都表明 Q 的变化并不很大,因而在处理中可近似当作常数对待。

在有了关于 TABL 的各个参数的知识后,可以利用式(1)~(4)进行计算,预测 TABL 的特性。由于需要在四个方程间进行迭代,因此计算量很大。在本文中,我们采用了一种简单而又不失精度的计算方法,节省了计算量,缩短了计算时间,下边就对该法进行介绍。

3 方程组的求解

首先我们把(7)式放在一边,于是求解(1)~(4)式,在形式上可以把 N_1, N_2 和 S 都用 λ 的显函数表示出来,并且还可以导出一个只含 λ 的解析表达式,从而获得方程组的隐函数形式的解

析解。计算时,可先赋一个初值 δ 给 $(\lambda_2 - \lambda_1)$,注意由于 2 区(吸收区)载流子密度低,故 λ_2 大于 λ_1 , δ 应是正数。把 δ 代入获得的解析式以定出振荡波长 λ ,并求得 N_1, N_2 等。利用求得的 N_1, N_2 ,通过(7)式得到一个新的 δ 值,把这个新值作为尝试参数,代进获得的解析式可获得另一个 λ 和另一组 N_1, N_2, \dots 。依上边介绍的方法再次进行计算,直到相邻两次的 δ 相符为止。计算表明,一般只需几次调整尝试就可得到满意的结果。

由式(3)和(4),可以导出

$$x_1 N_1 = \frac{N_1(\lambda - \lambda_2)H_2^2}{(\lambda - \lambda_2)H_1H_2^2 - (\lambda - \lambda_1)H_1^2H_2} \quad (8a)$$

$$x_2 N_2 = \frac{N_2(\lambda - \lambda_1)H_1^2}{(\lambda - \lambda_1)H_2H_1^2 - (\lambda - \lambda_2)H_2^2H_1} \quad (8b)$$

结合式(1)~(3)又可得到

$$S = \frac{(I_1 + I_2)/eV - [x_1F(N_1) + x_2F(N_2)]}{au(N_1 - N_0)} \quad (9)$$

考虑到 H 是 λ 的函数,于是我们就已经用 λ 的显函数式把 N_1, N_2 和 S 表示出来了。只需把式(8)和(9)代入式(1)或(2)中任一个方程,就可得到仅含变量 λ 的隐函数形式的方程,只要找到 λ ,整个方程组的解就求得了。

顺便说明一下,由于 TABL 的两区的偏置电流均可以独立变化,一般在研究中往往先固定其中某一区的电流。在我们的研究中,采用的是固定吸收区(即 2 区)的电流 I_2 ,然后考查 TABL 的特性。由于泵浦区和吸收区均对总增益有影响,考虑到实际的物理过程后,可得到

$$\lambda - \lambda_1 = [(1 - H_1)/H_1]^{1/2} \quad (10a)$$

$$\lambda - \lambda_2 = - [(1 - H_2)/H_2]^{1/2} \quad (10b)$$

在忽略自发辐射的情况下,当 TABL 处于双稳输出的下支时, $S = 0$ 是方程组的一个稳定解^[1]。从 $I_1 = 0$ 开始,逐渐增大 I_1 ,当 I_1 达到某一个值 I_u (本文称为上跳阈值)时,方程组式(1)~(4)得到满足,器件达到上跳阈值(注意在此之前式(3)是得不到满足的),TABL 将由下支跳到上支。为讨论方便起见,我们把 TABL 在 I_u 时处于下支和上支的两点分别记作 A 和 B ,相应的参量用下标 A 和 B 来区别。从 $I_1 > I_u$ 开始,逐渐下降 I_1 ,当 $I_1 = I_u$ 时, TABL 处于上支,继续降低 I_1 ,当降低到某一电流 I_d (本文称为下跳阈值)时,振荡条件不能维持, TABL 将由上支跳到下支。我们把 TABL 在 I_d 时处于上支和下支的两点分别记作 C 和 D ,相应的参量用下标 C 和 D 来区别。

4 结果与讨论

图 1 给出了数值计算出的一只 TABL 双稳输出曲线,作图所用数据如下: $(Q\lambda_0) = 1300$ nm, $\epsilon = -5 \times 10^{-19}$ cm³, $Q = 30$ nm, $\Gamma = 0.25$, $a = 2.3 \times 10^{-16}$ cm², $V = 3.2 \times 10^{-10}$ cm³, $L = 0.04$ cm, $R_1 = R_2 = 0.31$, $A = 5 \times 10^7$ s⁻¹, $B = 1 \times 10^{-10}$ cm³/s, $C = 5 \times 10^{-29}$ cm⁶/s, $\alpha = 20$ cm⁻¹, $N_0 = 1 \times 10^{18}$ cm⁻³, $u = 7.5 \times 10^9$ cm/s, $I_2 = 0$, $x_1 = 0.5$ 。在计算中我们发现如果 I_2 越大,那么 I_u 将越小,双稳环宽度($I_u - I_d$)也将越窄,而且在 I_u 处输出功率上跳的高度也将越小(即 S_B 越小)。这些结论均符合前人的研究,从而可以看出我们所采用的速率方程的合理性。

图 2 中,利用图 1 所给数据模拟出了输出波长随泵浦区电流 I_1 的变化曲线。从图中可以看

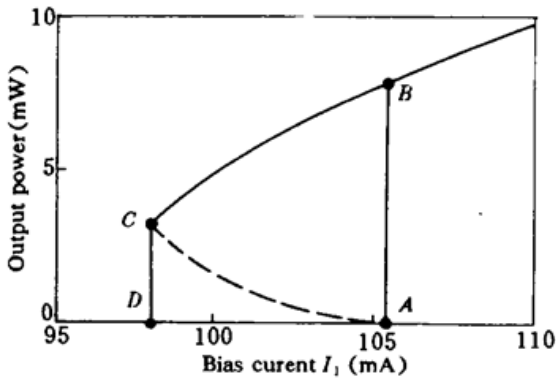


Fig. 1 Schematic of the hysteresis loop of a TABL through numerical simulation

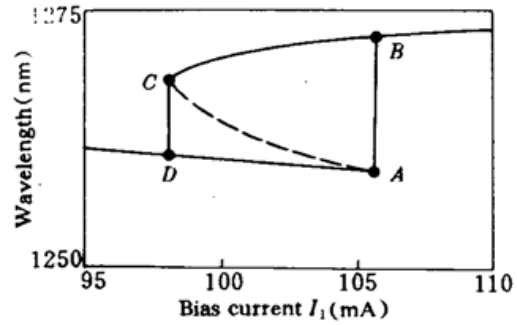


Fig. 2 Wavelength loop of a TABL through numerical simulation

出,在 I_{th} 处,器件输出功率上跳时输出波长向长波长方向发生跳跃,这与 Ohlander 等人的实验研究相吻合^[2]。同时从图中还可以看出,在 I_{th} 处,器件输出功率下跳时输出波长将向短波长发生跳跃。对于这些现象,从物理上可以解释为:从 $I_1 = 0$ 开始逐渐增大 I_1 , N_1 也将增大。注意(7)式中的量 ϵ 是个负值^[8],因此随着 N_1 的增大,泵浦区增益的峰值波长将向短波长方向移动,同时泵浦区对总增益的贡献也将增大。这样就使得器件的输出波长向短波长方向移动。当 I_1 增大到 I_{th} 时,阈值条件首先在波长 λ_A (由于吸收区的贡献很小,因此这个波长接近泵浦区的增益峰值波长,而吸收区的增益峰值波长在 λ_A 的长波端) 得到满足,器件的输出功率开始上跳,随着上跳时腔内光子数密度的急剧增加,受光的泵浦作用吸收区的载流子密度 N_2 将上升,同时由于泵浦区载流子的消耗, N_1 将下降。这样泵浦区增益的峰值波长将向长波长方向移动,而吸收区增益的峰值波长将向短波长方向移动,这些效应将使得输出波长向长波长方向发生跳跃,最后稳定在 B 点,输出波长 λ_B 在 λ_A 的长波端。

从 I_{th} 开始逐渐降低 I_1 ,将使光子数密度下降。计算表明随着 I_1 的下降, N_2 也将下降, N_1 将上升。由前边的分析方法可以认为从 B 点到 C 点,器件的输出波长将向短波长移动。当 I_1 降低到 I_{th} 时,振荡条件不能维持,器件将由 C 点往 D 点下跳,由于此时 N_1 上升,而 N_2 下降,因此输出波长将向短波端跳跃(即 λ_D 在 λ_C 的短波端)。

参 考 文 献

- 1 M. Kuznetsov. Theory of bistability in two-segment diode lasers. *Opt. Lett.*, 1985, 10(8): 399~401
- 2 U. Ohlander, O. Sahlen. Influence of absorber length on inhomogeneously pumped, bistable semiconductor lasers. *J. Appl. Phys.*, 1987, 62(6): 2203~2207
- 3 J. Chen, P. Barnsley, H. Wickes. Method of determining differential gain coefficient for bistable semiconductor laser diodes. *Electr. Lett.*, 1991, 27(19): 1745~1747
- 4 M. Adams, P. Barnsley, J. Chen. Effects of spontaneous emission on hysteresis loops in bistable laser diodes. *Electr. Lett.*, 1992, 28(4): 395~396
- 5 H. Liu, T. Kamiya, B. Du. Temperature dependence of bistable InGaAsP/InP lasers. *IEEE J. Quant. Electr.*, 1986, QE-22(9): 1579~1586
- 6 D. Marcuse. Computer model of an injection laser amplifier. *IEEE J. Quant. Electr.*, 1983, QE-19(1): 63~73
- 7 J. Wang, J. Chen, Y. Hao *et al.*. Additional wavelength shift of peak gain due to inhomogeneous distributions of carriers inside semiconductor lasers. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 1993, 5(10): 1171~1173
- 8 J. Chen, B. Luo, L. Wan *et al.*. Instrumental effects on spectrum measurement from a semiconductor diode biased below threshold. *IEEE Proc. J.*, 1993, 140(4): 243~246

- 9 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
- 10 B. Hakki, T. Paoli. Gain spectra in GaAs double heterostructure injection lasers. *J. Appl. Phys.*, 1975, 48(3) : 1299~1306

Wavelength Related Rate Equations for Two-segment Bistable Semiconductor Lasers

Chen Jianguo

(*Southwest Jiaotong University, Computer Department, Chengdu 610031*)

Wu Zhengmao Xia Guangqiong

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

Abstract Based on the physics fact, an extra equation has been introduced to specify the wavelength of the two-segment absorptive bistable semiconductor lasers (TABLs). With appropriate modifications, conventional rate equations have been used to study the wavelength characteristics of the TABL. Calculations lead to a wavelength loop accompanying the hysteresis process, indicating a wavelength jump towards the longer wavelength at “switch-on” (sudden increase of output power) and a reverse process at “switch-off” (sudden decrease of output power) as shown in Fig. 1 and Fig. 2.

Key words two-segment bistable semiconductor laser, wavelength related rate equations