

外腔半导体激光器电光调谐研究*

黄德修 柳清菊 周宓 余思远 刘德明

(华中理工大学, 武汉, 430037)

1990年11月12日收到

本文提出了外腔半导体激光器的电光调谐理论, 讨论了偏振色散耦合因子与调谐范围及阈值电流变化率之间的相互关系, 并从实验上验证了上述理论分析结果, 连续调谐范围达到了92 Å, 且输出为单纵模。

一、引言

半导体激光器以其量子效率高、体积小、重量轻和直接电调制能力等优点而获得了越来越广泛的应用。近几年来, 由于相干光通信等多信道系统的开发, 半导体激光放大器的研究、激光光谱学、光纤传感和半导体激光生物效应等方面发展的需要, 迫切要求有调谐范围宽、调谐稳定性好的可调谐半导体激光器件来选择所需要的波长。例如, 在相干光通信中用可调谐本地振荡器来跟踪信号频率的变化, 以得到一个稳定的中频; 在半导体激光放大器的研究与应用中, 只有当振荡源的波长与半导体激光放大器的增益谱中心波长匹配时, 才能使放大器得到最大的增益与信噪比^[1,2]; 在光纤传感中, 某些被测物理量只对某一特定波长发生最大响应, 并可由此得到复用光纤传感系统等等。目前, 常用偏转光栅的方法对半导体激光器的输出波长进行调谐^[3,4], 尽管这种调谐方法可以得到宽的调谐范围(45—55nm), 但因其调谐的稳定性和重复性较差, 给它的应用带来很大的困难。为此, 我们提出利用某些晶体的电光效应来实现对半导体激光器的输出波长进行调谐。理论和实验表明, 这种方法是可行的。

二、理论分析

我们采用的电光调谐的基本模型如图1所示, 其中用作调谐的色散元件—电光晶体置于半导体激光器与部分反射外腔镜之间, 输出光从该端镜耦合出来。

假定半导体激光器中, 入射到 R_2 面的光强为 I_0 , 通过外反馈元件反馈到 R_2 面的光强为 I_1 , 设光强为 I_1 的光耦合进半导体激光器有源区后, 光强变为 I_1' , 则可定义耦合率 α 为:

$$\alpha = I_1'/I_1 \times 100\%.$$

* 国家自然科学基金资助项目。

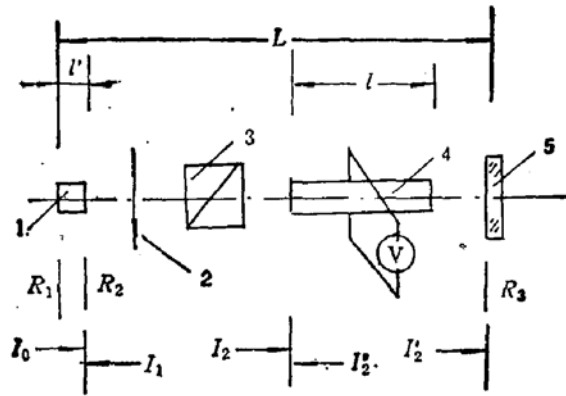


图 1 用于波长调谐的外腔半导体激光器简图

1: 半导体激光器, 其腔长为 l' , 两端面反射率分别为 R_1 、 R_2 ; 2: 准直透镜; 3: 偏振器; 4: 电光晶体, 其长度为 l ; 5: 外腔镜, 其反射率为 R_3 ; L : 外腔长。

设入射到电光晶体的光强为 I_2 , 且入射光为线偏振光, 而单程和往返一周通过电光晶体后, 与强度为 I_2 的光的偏振方向一致的光的强度分别为 I_2' 、 I_2'' , 定义偏振色散耦合因子 γ 、 γ^2 分别为:

$$\gamma = I_2'/I_2 \times 100\%,$$

$$\gamma^2 = I_2''/I_2 \times 100\%.$$

γ 、 γ^2 表征了外反馈的色散特性。

根据腔内光振荡在稳态时所必须满足的自洽条件, 有

$$I_0 = [R_2 I_0 + \alpha(1 - R_2) I_1] R_1 e^{2(G - \delta)l'}, \quad (1a)$$

$$I_1 = [(1 - R_2) I_0 + R_2 I_1] \gamma^2 R_3. \quad (1b)$$

式中, G 为半导体激光器的增益系数, δ 为半导体激光器腔内损耗因子。

如果仅考虑光的来回程损耗, 而令其增益 $G \Rightarrow 0$, 则光强为 I_0 的光在腔内往返一周后, 强度由 I_0 变为 I_0' , 这时

$$I_0' = I_0 \left[R_2 + \frac{\alpha(1 - R_2)^2 R_3 \gamma^2}{1 - R_2 R_3 \gamma^2} \right] R_1 e^{-2\delta l'}. \quad (2)$$

本文中, $R_2 \ll 1$, $R_3 < 1$, $\alpha < 1$, $\gamma^2 \leq 1$, 因而可以忽略(2)式中的高次小项, 设外腔系统中的平均损耗用 δ' 表示, 则^[5]

$$\delta' = \frac{1}{2} \ln \frac{I_0}{I_0'} = \delta l' - \frac{1}{2} \ln [R_1 (R_2 + \alpha R_3 \gamma^2)]. \quad (3)$$

于是光子在腔内的平均寿命 τ_p 为:

$$\tau_p = \frac{L}{\delta' c} = \frac{L}{c} \cdot \frac{1}{\delta l' - \frac{1}{2} \ln [R_1 (R_2 + \alpha R_3 \gamma^2)]}. \quad (4)$$

式中 c 为真空中的光速。因而外腔半导体激光器的多模速率方程的稳态情况即由下式给出:

$$\begin{cases} \frac{J}{ed} - \frac{N}{\tau_s} - \sum_{\mu} a(g_{\mu}N - N_0)S_{\mu} = 0, & (5a) \\ a(g_{\mu}N - N_0)S_{\mu} - \frac{S_{\mu}c}{L} \left[\delta l' - \frac{1}{2} \ln(R_1 R_2 + \rho_{\mu}) \right] + \beta_{\mu} \frac{N}{\tau_s} = 0. & (5b) \end{cases}$$

式中, N 为有源区载流子密度; J 为半导体激光器的注入电流密度; e 为单位电荷电量; d 为有源区的厚度; τ_s 为载流子寿命; μ 为纵模级数, 基模时, $\mu = 0$; a 为增益常数; g_{μ} 为增益谱线型函数; N_0 为增益刚好为正时的载流子浓度; S_{μ} 为第 μ 级模的光子数密度; τ_s 为腔内光子的平均寿命; β_{μ} 为第 μ 级纵模的自发辐射因子; $\rho_{\mu} = \alpha R_1 R_2 \gamma^2$ 为第 μ 级纵模的外腔反馈因子, 它与半导体激光器远离外腔的解理面的反射率 R_1 、外腔镜的反射率 R_2 、电光晶体的偏振色散耦合因子 γ^2 及外反馈光耦合进入半导体激光器有源区的耦合率 α 有关。

为了具体地描述外腔半导体激光器的波长调谐特性, 本文引入二个参量:

1. 阈值电流的变化率 $\Delta I_{th}/I_{th}(\rho_0 = 0)$

阈值电流的变化率定义为无外腔和有外腔光反馈时阈值电流之差与无外腔时阈值电流之比:

$$\frac{\Delta I_{th}}{I_{th}(\rho_0 = 0)} = \frac{I_{th}(\rho_{\mu} = 0) - I_{th}(\rho_{\mu})}{I_{th}(\rho_{\mu} = 0)}. \quad (6)$$

在激光器的注入电流刚刚达到阈值时, 腔内光子数密度 $S_{\mu} \approx 0$, 由方程 (5a) 得:

$$J_{th} = edN/\tau_s. \quad (7)$$

当激励电流大于阈值电流时, 自发辐射远小于受激辐射, 因而方程 (5b) 中的自发辐射项 $\beta_{\mu}N/\tau_s$ 可以略去, 而稳态时的注入载流子密度 N 近似保持常数, 因而具有反馈率 ρ_{μ} 的第 μ 个模的阈值电流密度为:

$$J_{th}(\rho_{\mu}) = ed \left\{ \frac{c}{aL} \left[\delta l' - \frac{1}{2} \ln(R_1 R_2 + \rho_{\mu}) \right] + N_0 \right\} / g_{\mu} \tau_s. \quad (8)$$

将式(7)及(8)代入式(6)中, 得

$$\frac{\Delta I_{th}}{I_{th}(\rho_{\mu} = 0)} = \tau_R \ln \sqrt{1 + \rho_{\mu}/R_1 R_2} / \tau_c (1 + N_0 a \tau_R). \quad (9)$$

式中,

$$\tau_R = \frac{L}{c} \cdot \frac{1}{\delta l' - \frac{1}{2} \ln(R_1 R_2)} = \frac{\tau_c}{\delta l' - \frac{1}{2} \ln(R_1 R_2)},$$

$$\tau_c = \frac{L}{c}.$$

由式(9)知, 反馈率 ρ_{μ} 的大小对阈值电流的变化率有影响, 如图 2 所示。当反馈率 ρ_{μ} 增加时, 阈值电流的变化率增加, 即有外反馈时, 阈值电流随外反馈率的增加而降低。由图 2 可看出, 阈值电流的变化率还与半导体激光器两解理面的反射率 R_1 、 R_2 的大小有关。

2. 调谐范围 $\delta \lambda_m$

要使第 μ 个模振荡, 必须满足下列条件:

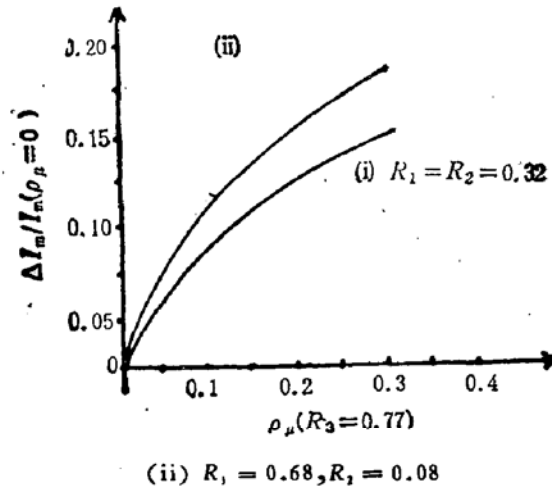


图 2 阈值电流的变化率与外反馈率的关系 ($R_3 = 77\%$)

$$I_{th}(\rho_{\mu}) \leq I_{th}(\rho_0 = 0). \quad (10)$$

由式(8)有:

$$J_{th}(\rho_0 = 0) = cd \left\{ \frac{c}{aL} \left[\delta l' - \frac{1}{2} \ln(R_1 R_2) \right] + N_0 \right\} / \tau_e. \quad (11)$$

由式(10)及(11)有:

$$g_{\mu} \geq \frac{\frac{1}{a\tau_R} - \frac{1}{a\tau_e} \ln \sqrt{1 + \rho_{\mu}/R_1 R_2} + N_0}{\frac{1}{a\tau_R} + N_0}. \quad (12)$$

由于在阈值附近, 半导体激光工作物质是均匀加宽的, 因而可推出其线型因子 g_{μ} 为:

$$g_{\mu} = \frac{1}{1 + \left(\frac{2\delta\lambda}{\delta\lambda_g} \right)^2 \mu^2}. \quad (13)$$

其中, $\delta\lambda$ 为相邻纵模的波长间隔, $\delta\lambda_g$ 为增益谱线宽, μ 为纵模级数.

令 $\delta\lambda_m = 2|\mu|\delta\lambda$, 由式(13)及(12), 则调谐范围 $\delta\lambda_m$ 为:

$$\delta\lambda_m = 2|\mu|\delta\lambda \leq \delta\lambda_g \left[\frac{1}{a\tau_e} \ln \sqrt{1 + \rho_{\mu}/R_1 R_2} \right]^{1/2} \cdot \left[\frac{1}{a\tau_R} + N_0 - \frac{1}{a\tau_e} \ln \sqrt{1 + \rho_{\mu}/R_1 R_2} \right]^{-1/2}. \quad (14)$$

由此可见, 在满足条件(10)式时, 外腔半导体激光器即由中心模向第 μ 个模跳变, 输出光波长也随之改变, 波长变化的最大范围即为调谐范围 $\delta\lambda_m$, 它与外反馈率 ρ_{μ} 及 R_1 、 R_2 有关, 如图 3、图 4 所示.

综上所述, 在外腔系统中各元、部件参数一定的情况下, 外腔半导体激光器输出波长的改变是通过改变外反馈率 ρ_{μ} 来实现的, 而 ρ_{μ} 又与偏振色散耦合因子 γ^2 密切相关. 用电光晶体来实现对波长的调谐就是通过改变加在晶体上的电压, 使偏振色散耦合因子

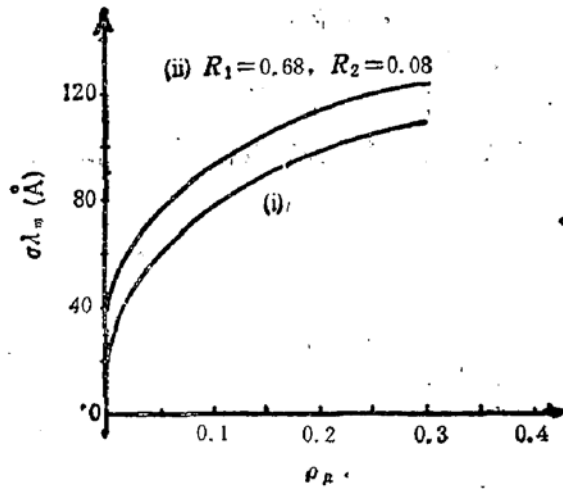


图 3 调谐范围与外反馈率的关系

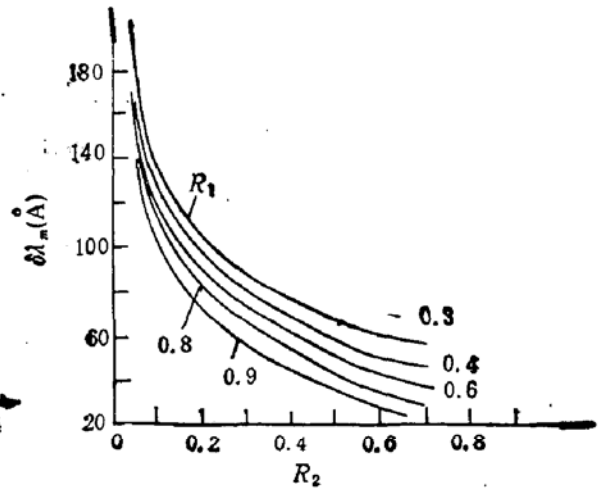


图 4 调谐范围与 \$R_1\$、\$R_2\$ 的关系

γ^2 发生改变。下面将对此作进一步分析。

三、电光晶体调谐

将电光晶体与半导体激光器组成外腔, 如图 1 所示。在电光晶体上加电压 V , 当线偏振光通过电光晶体时, 产生自然双折射效应及电光效应, 所形成的 o 光和 e 光因折射率不同而存在相位差(设为 ϕ), 当 ϕ 一定时, 为了使加在晶体上的电压 V 尽可能降低, 本文利用了晶体的自然双折射效应^[6], 这正是这种调谐方法的特点之一。

1. 偏振色散耦合因子 γ^2

考虑理想电光晶体的情况, 即电光晶体对所考虑的波长(在此为 $1.3\mu\text{m}$) 附近光的吸收近似为零, 且对晶体的通光面实行增透后可忽略其反射损耗。设一线偏振光通过电光晶体, 且其偏振方向与晶体通光面的两主轴均成 45° 角, 那么因晶体的自然双折射效应及电光效应而使 o 光和 e 光的相位差 ϕ 为:

$$\phi = 2\pi l \Delta n / \lambda + \pi n_o^3 \gamma^* l V / \lambda \cdot d_e \quad (15)$$

式中, l 为电光晶体的长度, d_e 为电光晶体的厚度, λ 为入射光波长, γ^* 为电光晶体的有效电光系数, $\Delta n = n_o - n_e$ 为 o 光和 e 光的折射率之差。

当通过电光晶体的光由外腔镜反射, 再次通过电光晶体后, 两光的相位差为:

$$\phi' = 2\phi. \quad (16)$$

此时一般为椭圆偏振光, 由于半导体激光器有源区的光波导限制条件, 显然反馈光中只有偏振方向与结平面平行的光耦合进入半导体激光器时损耗最小。

设入射到电光晶体的光强为 I_2 , 由于入射光的偏振方向与电光晶体通光面的两主轴均成 45° 角, 那么入射光往返通过电光晶体一周后, 与原入射光偏振方向一致的光的强度 I_2' 为^[7]:

$$I_2' = I_2(1 - \sin^2 \phi) = I_2 \cos^2 \phi. \quad (17)$$

则偏振色散耦合因子按定义为:

$$\gamma^2 = \cos^2 \phi = \cos^2 \left(\frac{2\pi l \Delta n}{\lambda} + \frac{\pi n_o^3 \gamma^*}{\lambda} \cdot \frac{l}{d_c} V \right) \quad (18)$$

可见 γ^2 为周期函数, 在晶体的外加电压 V 一定的情况下, γ^2 随波长 λ 变化的周期由晶体的长度 l 决定, l 越小, 则周期越长; 当加在晶体上的电压 V 变化时, 由于 γ^* 很小, 因此式(18)中的第二项起微调作用。

2. 反馈率 ρ_μ

由式(18), 反馈率 ρ_μ 便可表示为:

$$\rho_\mu = \alpha R_1 R_3 \gamma^2 = \alpha R_1 R_3 \cos^2 \left(\frac{2\pi l \Delta n}{\lambda} + \frac{\pi n_o^3 \gamma^*}{\lambda} \cdot \frac{l}{d_c} V \right). \quad (19)$$

我们采用 LiTaO_3 晶体为调谐元件, 通过计算, LiTaO_3 晶体在其光轴 c 轴方向加电场, 通光面为 bc 面, 在其厚度 $d_c = 2\text{mm}$ 、长度 $l = 16\text{mm}$ 、入射光波长 $\lambda = 1.3\mu\text{m}$ 的情况下, 其半波电压 $V_x = 680\text{V}$, 这时, 反馈率 ρ_μ 与波长 λ 的关系在不同外加电压下的变化曲线如图 5 所示。

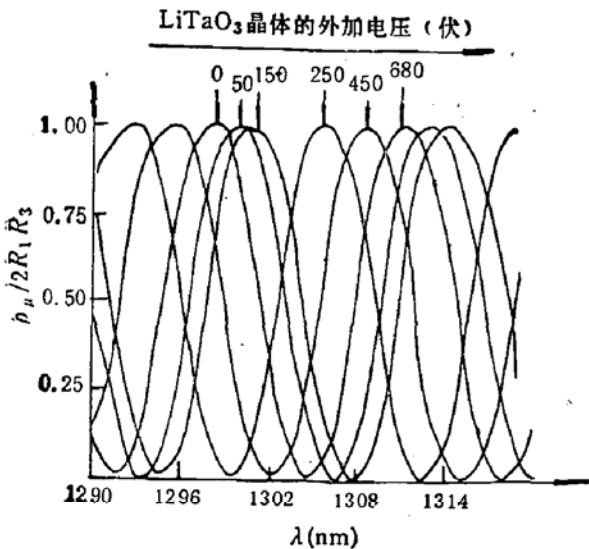


图 5 LiTaO_3 晶体在不同的外加电压下反馈率与波长的关系

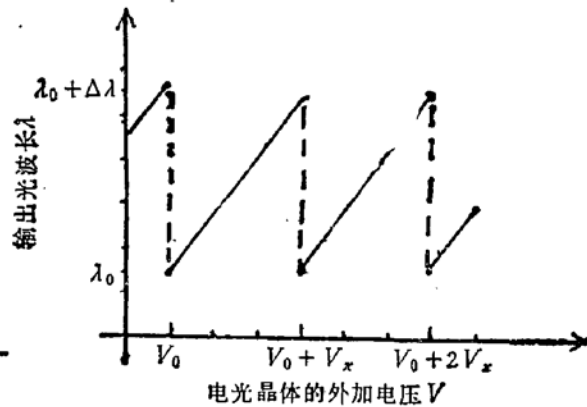


图 6 外腔输出光波长与晶体外加电压的关系

图 5 表明, 反馈率 ρ_μ 是波长 λ 的周期函数, 在晶体外加电压 V 一定的情况下, 不同波长的光具有不同的反馈率, 只有反馈率最大, 且增益也最大的模才能起振; 当加于晶体上的电压变化时, 使反馈率最大的光波长也随之变化, 在一个半波电压范围内, 这种变化呈线性关系, 即在一个半波电压范围内能实现连续调谐。另一方面, 这种线性关系随晶体上所加电压的不同而呈现出周期性, 电压的变化周期为一个半波电压, 且波长与电压的关系如图 6 所示^[6]。

由此可见, 将半导体激光器与电光晶体组成外腔, 利用晶体的电光效应即可实现外腔半导体激光器对波长的调谐, 即利用电光晶体中寻常光和非常光的相位差随外加电压变化的特点, 通过改变加在电光晶体上的电压使腔内振荡光的偏振方向发生变化, 并辅以自然双折射来改变偏振色散耦合曲线的周期, 使振荡光产生偏振色散, 来达到选模与调谐的目的。

3. 实验分析

a. 输出波长与晶体所加电压的关系

我们采用 LiTaO_3 晶体与半导体激光器组成外腔, 半导体激光器面对外腔的解理面增透至反射率为 8%, 而另一面增反至反射率为 68%, 以使激光器的本征振荡减弱, 相对增强外反馈对系统的影响。当半导体激光器发出的光经准直后, 通过长度为 16mm、通光面积为 $2 \times 2\text{mm}^2$ 的 LiTaO_3 晶体, 通过连续改变加在晶体上的电压, 在外腔镜的反射率 R_3 分别为 77% 和 90% 时, 实验测出了外腔输出的光波长 λ 与 LiTaO_3 晶体上所加电压 V 的关系, 如图 7 所示。由该图可知, 当 LiTaO_3 晶体上的电压 V 从零开始增加时, 输出波长呈线性增加; 当 $V = 280\text{V}$ 时, λ 达到最大, 随即跳变至最小值; 继续增加 V , λ 又重新开始呈线性增加, 当 $V = 680\text{V}$ 时, λ 与 $V = 0$ 时的相同。外腔输出光波长的这种周期性变化与前述的理论分析是一致的。由图 7 还可看出, 当 $R_3 = 77\%$ 时, 调谐范围为 78\AA ; 当 $R_3 = 90\%$ 时, 调谐范围为 92\AA , 这说明外反馈的强弱与调谐范围有一定的关系, 外反馈率较大时, 调谐范围也相应增宽。

b. 温度对外腔输出光波长的影响

在外腔镜的反射率 R_3 及激光器的注入电流 I 一定的情况下, 改变半导体激光器的工作温度 T , 这时外腔输出光波长 λ 与 T 的关系如图 8 所示。由该图可知, 激光器工作温度的变化对输出光波长的影响很大, 当温度升高时, 输出光波长向长波方向移动, 这是因为当激光器的工作温度变化时, 半导体 PN 结的结温也随之发生变化, 结温升高时, 半导体能带中的禁带宽度变窄, 因而导致输出光波长向长波方向移动。

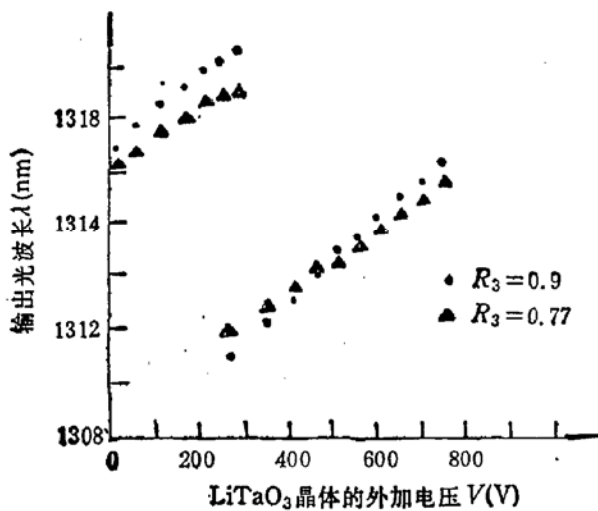


图 7 外腔输出光波长与 LiTaO_3 晶体所加电压的关系 ($T = 20^\circ\text{C}$)

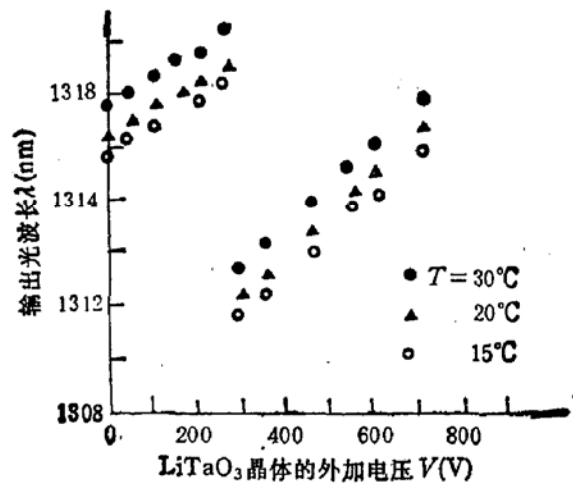


图 8 外腔输出光波长与激光器工作温度的关系

另外, LiTaO_3 晶体的环境温度的变化对外腔输出光波长也有影响, 为了保证调谐的稳定性和重复性, 对晶体的环境温度及激光器的工作温度必须严格控制。

四、结 论

本文提出了一种新的半导体激光器波长调谐方法, 从理论上分析了用电光晶体在外

加电压下实现调谐的可能性与调谐范围,在实验条件下,调谐范围达到了 92 \AA 。初步实验表明,这种非机械特征的调谐方法,只要保持外腔系统温度恒定,其调谐的稳定性和重复性是可以保证的。进一步的改进,如直接在电光晶体出射端面上镀以部分反射膜以取代反射镜 R_3 ,将半导体激光器与电光晶体混合集成在一个衬底上,则可以得到结构紧凑的可调谐光源。

参 考 文 献

- [1] T. Sailoh, *et al.*, *J. IEEE, QE-19*(4), 493(1983).
- [2] 黄德修,半导体光电子学,电子科技大学出版社,成都,1989.
- [3] Y. Mitsuhashi, *et al.*, *Opt. Commun.*, **17**, 95-97(1976).
- [4] N. Chinone, *et al.*, *Appl. Phys. Lett.*, **33**, 990-2 (1978).
- [5] 周炳琨等,激光原理,国防工业出版社,北京,1980.
- [6] 柳清菊,黄德修等,第五届全国光纤通信学术会议论文集, p. 172, 天津,1991,5.
- [7] 天津大学、清华大学主编,物理光学,国防工业出版社,北京,1979.

Tunable Semiconductor Laser Using Electro-Optical Crystal as Tuning Element

Huang Dexiu, Liu Qingju, Zhou Mi, Yu Siyuan and Liu Deming

(Huazhong University of Science and Technology, Wuhan, 430037)

Abstract

The theory on external cavity semiconductor laser using electro-optical crystal as tuning element has been developed. We have also studied the relations between the polar-dispersion coupling factor, the tuning range and the variation rate of threshold current. The experimental results are in good agreement with our theoretical analysis. The continuous wavelength-tuning range is 92 \AA with single longitudinal mode output.