

# LD 泵浦固体激光器的输出损耗 电光调 Q 技术\*

郑朝思 吴 砺 张峭峰 胡企铨

(中国科学院上海光机所, 上海 201800)

**提要** 叙述了半导体泵浦 Nd:YVO<sub>4</sub> 微片 F-P 电光调 Q 激光器的原理. 利用 LiTaO<sub>3</sub> 电光调制的 F-P 标准具取代输出耦合腔镜作为调 Q 器件. 详细讨论了调 Q 标准具的反射率特性、工作物质的温度特性对 F-P 调 Q 器件的影响. 同时讨论了 F-P 标准具的合适的膜系反射率以及标准具作为调 Q 耦合镜时具有的模式选择特性. 为半导体泵浦的微型调 Q 器件的实现提供理论依据和技术保证.

**关键词** 半导体泵浦, 电光调 Q, 标准具

## 1 引言

激光器出现以后, 早在 1963 年, LD 泵浦的固体激光器就被提出<sup>[1]</sup>. 1968 年实现了 LD 泵浦的 YAG 激光器<sup>[2]</sup>. 但由于半导体激光器的性能不佳, LD 泵浦的激光一直未能引起人们的注意. 直到 80 年代, 随着半导体激光器性能的改善, 半导体泵浦的激光器才得以复兴<sup>[3]</sup>. 由于半导体激光器具有传统光源无法比拟的优点, 半导体激光泵浦的单模高功率激光器在空间通讯、相干雷达、测距、跟踪、侦察及高功率激光器的振荡器等领域有广泛的应用前景. 因此, 发展小型化的单模高功率调 Q 器件已成为 LD 泵浦激光器的重要方向之一.

传统的电光调 Q 技术多为在谐振腔内部插入有反射损耗的电光调制元件, 其结构较为复杂且损耗大. 我们利用以往选模用的 F-P 电光调制器取代激光输出腔镜, 调制其输出损耗则可实现电光调 Q<sup>[4~8]</sup>. 此器件具有结构简单、尺寸小、损耗小、调 Q 电压低的优点, 且可实现输出耦合、调 Q、选模三重功能. J. J. Zayhowski 等人实现了 Nd:YAG 的微型电光调 Q 器件, 但未对其选模功能及 F-P 电光调 Q 器件的温度影响等作详细的讨论. 本文以 Nd:YVO<sub>4</sub> 微型电光调 Q 为例就此三种功能进行详细的讨论. 利用速率方程理论对调 Q 脉冲的优化进行了计算, 提出 F-P 调制器的最佳设计.

## 2 激光器的结构

半导体泵浦的新型调 Q 激光器的结构如图 1 所示. 温控的半导体激光器发射波长为 809 nm 的连续激光束, 经耦合透镜后泵浦于 Nd:YVO<sub>4</sub> 微片表面. Nd:YVO<sub>4</sub> 的泵浦面对 809 nm

\* 863-410 激光技术青年科学基金资助项目.

收稿日期: 1995 年 8 月 15 日; 收到修改稿日期: 1995 年 10 月 31 日

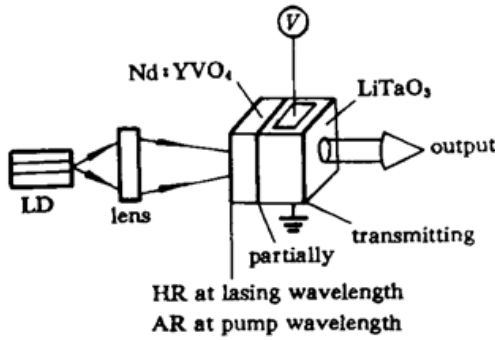


Fig. 1 Illustration of an electro-optically Q-switched microchip laser

增透、对 1.06 μm 高反；另一面紧贴 LiTaO<sub>3</sub> 标准具放置，两面组合对 1.06 μm 部分反射，而 LiTaO<sub>3</sub> 的输出面亦对 1.06 μm 部分反射，从而构成标准具输出腔。LiTaO<sub>3</sub> 的 c 轴方向加负脉冲电压，电极间距为 2.5 mm。LiTaO<sub>3</sub> 的电压调制使得 LiTaO<sub>3</sub> 输出镜反射率周期性变化，实现电光调 Q 功能。以下几节将详细叙述 LiTaO<sub>3</sub> 输出耦合镜的输出特性以及该调 Q 器件中的 LiTaO<sub>3</sub> 调制器的优化和选模特性。

### 3 输出损耗电光调 Q 输出镜

我们利用 LiTaO<sub>3</sub> 晶体加工成 F-P 标准具，两面对 1.064 μm 镀部分反射膜，在 LiTaO<sub>3</sub> 的 z 轴方向加电场，电极间距为 2.5 mm，LiTaO<sub>3</sub> 长度约为 4.98 mm。

F-P 标准具的反射率由激光波长确定，激光波长由泵浦面及标准具的第一面来确定。标准具的反射率是标准具的光学长度的函数，通过改变标准具的光学长度可获得 Q 开关。

标准具的反射率

$$R = \frac{F \sin^2(\delta/2)}{1 + F \sin^2(\delta/2)} \quad (1)$$

$$F = \frac{4r}{(1-r)^2}; \quad \delta = \frac{4\pi}{\lambda} n_2 L \cos\theta \quad (2)$$

λ 为激光波长，r 为标准具膜层反射率，L 为标准具的厚度，n<sub>2</sub> 为标准具的折射率，θ 为标准具法线与光线的夹角。当 θ = 0 时，δ = 4πn<sub>2</sub>L/λ<sup>[9]</sup>。

为了改变标准具的光学长度，须改变 n<sub>2</sub> 或 L。选用 LiTaO<sub>3</sub> 晶体做成标准具，通过改变电场强度，由电光效应引起折射率变化，从而实现光学长度的改变。

LiTaO<sub>3</sub> 的电光系数 γ<sub>33</sub> = 30.3 × 10<sup>-12</sup> m/V，γ<sub>13</sub> = 5.7 × 10<sup>-12</sup> m/V。折射率分别为 n<sub>e</sub> = 2.18，n<sub>o</sub> = 2.175。电场加在光轴 z 方向。则有 E<sub>x</sub> = E<sub>y</sub> = 0，E<sub>z</sub> = E。

由一次电光效应得<sup>[10]</sup>

$$\begin{pmatrix} \Delta(1/n^2)_1 \\ \Delta(1/n^2)_2 \\ \Delta(1/n^2)_3 \\ \Delta(1/n^2)_4 \\ \Delta(1/n^2)_5 \\ \Delta(1/n^2)_6 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & \gamma_{13} \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \gamma_{33} \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ E \end{pmatrix} \quad (3)$$

$$\Delta \frac{1}{n_x^2} = \Delta \frac{1}{n_{(1)}^2} = \gamma_{13} E; \quad \Delta \frac{1}{n_z^2} = \Delta \frac{1}{n_{(3)}^2} = \gamma_{33} E_0 \quad (4)$$

加电场后介质在主轴坐标系中的折射率椭球方程为

$$\frac{x^2}{n_x^2} + \frac{y^2}{n_y^2} + \frac{z^2}{n_z^2} + 2\gamma_{13} E x^2 + 2\gamma_{33} E z^2 = 1 \quad (5)$$

$$n_x = n_y = n_o, \quad n_z = n_e \quad (6)$$

所以折射率椭球方程化为

$$\frac{x^2}{n_o^2} + \frac{y^2}{n_o^2} + \frac{z^2}{n_e^2} + 2\gamma_{13}Ex^2 + 2\gamma_{33}Ez^2 = 1 \quad (7)$$

将上述方程化为以下形式

$$\frac{x^2}{(n_o - \Delta n_o)^2} + \frac{y^2}{n_o^2} + \frac{z^2}{(n_e - \Delta n_e)^2} = 1 \quad (8)$$

由于  $\Delta(1/n_o^2) \ll 1/n_o^2$ , 利用泰勒展开并代入上式得

$$\Delta n_o = n_o^3 \gamma_{13} E; \quad \Delta n_e = n_e^3 \gamma_{33} E \quad (9)$$

由于 Nd:YVO<sub>4</sub> 的偏振选择特性, 可产生激光振荡为偏振光且偏振方向为 e 光, 加电场后有  $n = n_e - \Delta n_e$ , 因此有

$$\delta = \frac{4\pi}{\lambda}(n_e - \Delta n_e)L = \frac{4\pi}{\lambda}(n_e - n_e^3 \gamma_{33} E)L \quad (10)$$

所以由以上这些公式可得  $R$  与  $V$  的关系曲线, 以及加电压后的标准具反射率与频率关系曲线的移动情况, 如图 2, 图 3 所示。图 2 表示不同的标准具精细度下, 标准具的反射率随电压的变化关系, 用以说明不同精细度的标准具对调制电压值的影响。图 3 为不同电压下的激光频率与反射率的关系曲线, 用以说明电压变化时, 标准具对某一激光频率的反射率变化。

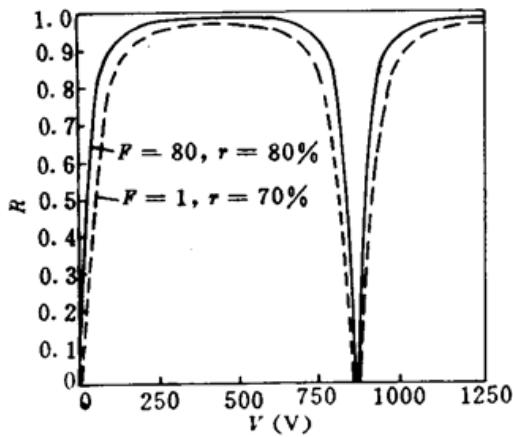


Fig. 2 The  $R$ - $V$  curve

( $F = 80$  and  $31$ , and  $r = 80\%$  and  $70\%$ , respectively)

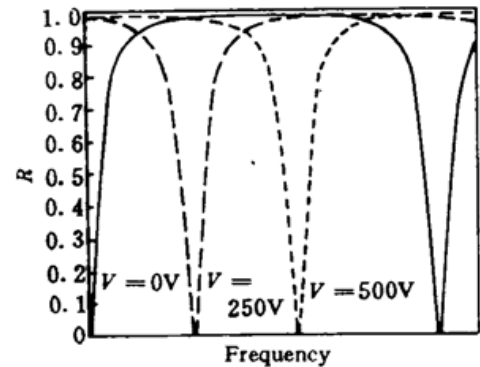


Fig. 3 The  $R$ -Frequency curve moved by  $V$

( $V = 0.250$  and  $500$  V, respectively.  $F = 80$  and  $r = 80\%$ )

由图可知, 标准具的反射率在加 250 V 左右的电压时, 反射率即可由 0 增至 90% 左右, 而且标准具的精细度越高所需的电压越小。实际上, 标准具受面形等因素的影响精细度降低, 调制电压要比理论值高。在周期性电压的作用下, 利用反射率的周期性变化可实现激光器的调 Q。Q 开关关闭时, 调制偏压使得该标准具对增益腔的所有激光模式有较高的透过率, 使之达不到振荡阈值。在激发状态时, 调制电压脉冲使得该标准具对某一模式具有较高的反射率, 从而形成调 Q 脉冲输出, 实现调 Q 与选模功能。

因而, 该激光器的关键在于稳频使得在关闭状态时激光频率落在标准具的透射峰内, 从而激光增益小于损耗。这里, 激光波长由工作物质的厚度决定。由于工作物质的热效应引起激光波长的变化, 改变了  $\delta$  引起输出损耗的变化, 有可能改变 Q 开关的关闭状态。因而必须考虑工作物质允许的温度范围以控制激光波长落在一定的范围内。

对工作物质谐振腔有:

$$\lambda = \frac{2n_1l}{m} \quad (11)$$

$m$  为整数,  $n_1$  为工作物质的折射率。温度变化引起折射率变化从而导致波长变化:

$$\Delta\lambda = \Delta s \frac{dn_1/ds}{n_1} \lambda \quad (12)$$

则激光标准具的位相  $\delta$  和反射率  $R$  都发生了变化:

$$\delta = \frac{4\pi}{\lambda + \Delta\lambda} n_2 L \quad (13)$$

$$R = \frac{F \sin^2(\delta/2)}{1 + F \sin^2(\delta/2)} \quad (14)$$

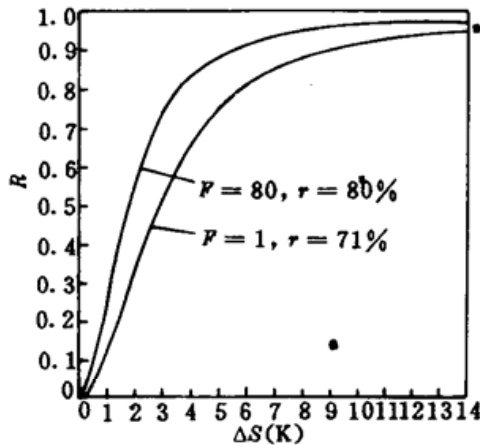


Fig. 4 The temperature of gain medium affects the reflection  $R$  of F-P

( $F = 80$  and  $31$ , and  $r = 80\%$  and  $70\%$ , respectively)

在不同的反射膜层下标准具反射率  $R$  与温度  $\Delta s$  的关系如图 4 所示。由图可知工作物质温度变化控制在  $\pm 2$  K 以内 ( $F = 80$ ,  $r = 80\%$ ), 就能保证谐振腔具有高损耗而处于关闭状态。且  $F$  越小对温度控制的要求越低。实际上此温度亦受到标准具面形等因素的影响, 导致  $F$  变小, 从而温度控制范围可增大。在泵浦初期由于温度未达到平衡, 当介质温度上升时, 引起激光波长周期性变化。此时, 未有电压调制就出现周期性的激光调制输出。当温度达到平衡时, 模式可稳定在激光透射峰内。所以在热稳定后, 微片激光的温度变化满足要求,  $Q$  开关关死。

## 4 调 $Q$ 脉冲的优化

从速率方程出发可计算出在最佳的输出峰值功率、脉冲能量及脉宽时的标准具膜层的最佳反射率。在脉冲时间内可忽略弛豫和抽运的影响, 则速率方程可写为:

$$\begin{cases} dY/dT = -XY \\ dX/dT = (Y - 1)X \end{cases} \quad (15)$$

这里  $X = 2In_1/ch\nu N_i$  为归一化的腔内光子密度;  $Y = N/N_i$  为归一化的反转粒子数密度;  $T = t/\tau_c$  为归一化的时间;  $I$  为腔内环行光子密度;  $N$  为腔内平均粒子反转数密度;  $N_i = \gamma/\sigma l$  为阈值反转粒子数密度 (腔打开时);  $\tau_c = n_1 l/\gamma c$  为腔的寿命;  $l$  为腔的光学长度;  $\gamma = \gamma_r + \gamma_0$  为腔内来回一次的腔损耗常数;  $\gamma_r$  为环行寄生损耗;  $\gamma_0 = -\ln(1-\Gamma_0)$  为输出耦合损耗常数;  $\Gamma_0$  为环行输出耦合;  $\sigma$  为激光发射截面;  $\nu$  为激光发射频率;  $n_1$  为工作物质的折射率;  $h$  为普朗克常数。

以下给出优化的激光参数及 F-P 膜层参数。

### 4.1 最大峰值功率

在峰值功率处,  $dX/dT = 0, Y = 1$ , 则

$X_p = Y_0 - 1 - \ln(Y_0)$  为峰值光子数密度。

$$Y_0 = N_0/N_i = \begin{cases} W_r \tau / h\nu N_i & (t_p > \tau) \\ W_r t_p / h\nu N_i & (t_p < \tau) \end{cases} \quad (16)$$

$W$ , 为泵浦功率,  $\tau$  为激发态原子的寿命,  $t$ , 为脉冲周期内的有效泵浦时间.  $X$ , 与  $W$ , 的关系如图 5 所示. 对一定的工作物质和脉冲周期而言, 峰值光子数密度随连续泵浦功率的增加而增加. 同时, 由(16)式可知, 当脉冲周期大于  $\tau$  时, 峰值功率不随脉冲周期变化; 而小于该值时, 峰值功率与脉冲周期成递增关系(类似图 5). 此中因为脉冲宽度远小于脉冲周期, 有效泵浦时间可认为等于脉冲周期.

J. J. Zayhowski 等人解得的峰值功率为<sup>[11]</sup>:

$$P_{po} = (\pi b^2 c h \nu N_i / 2n_1) [Y_0 - 1 - \ln(Y_0)] \gamma_0 / \gamma \quad (17)$$

$b$  为振荡模的半径. 将此式对  $\gamma_0$  求导, 则得忽略寄生损耗时的最佳输出损耗常数

$$\gamma_0 = 0.28 N_0 \sigma l \quad (18)$$

即  $-\ln(1 - \Gamma_0) = 0.28 N_0 \sigma l$ . 设激光谐振腔一面对激光波长全反, 另一面为 F-P 的反射率  $R$ , 则 Q 开关打开时由上式可得最佳的标准具膜层参数——标准具精细度

$$F = [\exp(-0.28 N_0 \sigma l) - 1]^{-1} \quad (19)$$

相应的最大峰值功率为:

$$P_{po} = 0.102 N_0^2 c \sigma \pi b^2 l h \nu / 2n_1 \quad (20)$$

## 4.2 最大脉冲能量

脉冲的量子提取系数

$$\eta = (Y_0 - Y_f) / Y_0 \quad (21)$$

$Y_f$  为剩余反转粒子数. 则输出脉冲的能量为  $E_0 = \eta N_0 \pi b^2 l h \nu \gamma_0 / 2\gamma$ . 对应最大脉冲能量的输出耦合损耗为:

$$\gamma_0 = -\gamma_p \left[ \frac{\eta}{(1 - \eta) \ln(1 - \eta)} + 1 \right] \quad (22)$$

在忽略寄生损耗时,  $\gamma_0$  越小输出耦合能量越大. 因此 F-P 输出标准具的膜层反射率越大, 其输出能量越大.

## 4.3 最小脉冲宽度

激光脉冲的宽度为激光脉冲前沿与脉冲后沿的时间之和. 脉冲宽度定义为光子数密度由最大值  $X_m$  下降至  $X_m/10$  时的宽度. 根据调 Q 理论, 脉冲前沿时间为:

$$t_r = (N_i / N_0) \tau \ln(X_m / X)$$

后沿时间为:

$$t_f = \tau \ln(X_m / X)$$

取  $X = X_m/10$ , 则脉冲宽度为:

$$t = t_r + t_f = \ln 10 (N_i \tau_c / N_0 + \tau_c) = \ln 10 (n_1 / N_0 c \sigma + n_1 l / \gamma c) \quad (23)$$

$N_i = \gamma / \sigma l$ ; 由上式可知  $\gamma$  越大,  $t$  越小, 所以标准具的反射率  $R$  越小时, 输出的脉冲宽度越小.

综上所述, 忽略寄生损耗时脉冲参量有如下最佳值:

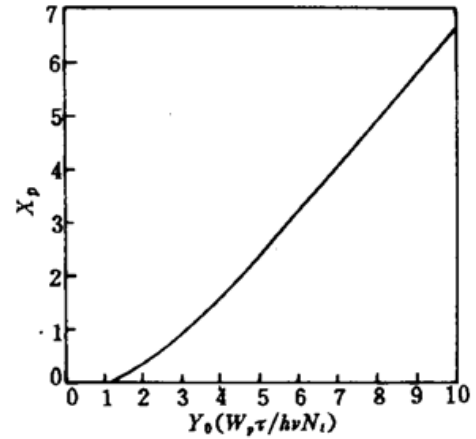


Fig. 5 The normalized peak pulse intensity changed with the pump power

	最佳值	$\gamma$ 输出耦合	标准具精细度 $F$
峰值功率	$0.102N_0^2c\sigma\pi b^2lh\nu/2n_1$	$0.28N_0\sigma l$	$F = [\exp(-0.28N_0\sigma l) - 1]^{-1}$
脉冲能量	$N_0\pi b^2lh\nu/2$	$\rightarrow 0$	$\rightarrow \infty$
脉冲宽度	$\ln 10(n_1/N_0c\sigma)$	$\rightarrow \infty$	$\rightarrow 0$

因脉冲能量与脉冲时间的最佳输出耦合是一对矛盾的量,故取最佳峰值功率时的输出耦合损耗作为 F-P 标准具的镀膜依据。

## 5 F-P 标准具对脉冲输出的模式选择

设激光工作介质的两个相邻的纵模为  $\lambda_1 = 2n_1l/m; \lambda_2 = 2n_1l/(m+1)$ 。则标准具对两波长的  $\delta$  分别为

$$\begin{aligned}\delta_1 &= 2m\pi n_2L/n_1l \\ \delta_2 &= 2(m+1)\pi n_2L/n_1l\end{aligned}\quad (24)$$

根据式(1),(2),当  $n_2L$  为  $n_1l$  的整数倍时,相邻的纵模  $\lambda_1, \lambda_2$  具有相同的透过率 1。此时 F-P 标准具对所有的激光模式都增透。加电场后, F-P 的折射率变为:  $n_2' = n_2 - n_2^2\gamma_{33}E$ , 则  $\delta_1, \delta_2$  的变化量分别为

$$\begin{aligned}\Delta\delta_1 &= 4\pi n_2^2\gamma_{33}EL/\lambda_1 \\ \Delta\delta_2 &= 4\pi n_2^2\gamma_{33}EL/\lambda_2\end{aligned}\quad (25)$$

当  $\Delta\delta_1, \Delta\delta_2$  在  $\pi$  以内, 由于  $\lambda_1 > \lambda_2, \Delta\delta_1 < \Delta\delta_2$ 。因而 F-P 标准具对  $\lambda_2$  的反射率变化较  $\lambda_1$  的严重。原先对  $\lambda_1, \lambda_2$  全透的标准具此时对  $\lambda_2$  的损耗较  $\lambda_1$  的损耗小。当加一定的电场时, 若  $\lambda_2$  的增益大于损耗, 而  $\lambda_1$  的增益小于损耗, 则输出波长为  $\lambda_2$  的激光模式。F-P 调制器对脉冲激光的模式选择示意于图 6。图中  $\lambda_1, \lambda_2$  为相邻的两激光模式, 未加电场时的反射率曲线为实线, 对两激光模式  $\lambda_1, \lambda_2$  增透, 无激光输出。当加电场时,  $\lambda_1, \lambda_2$  处反射率曲线的移动量不同, 如图中虚线所示(虚线为加电场后的反射率曲线)。对应于  $\lambda_2$  的反射率曲线此时达到高反, 而对应于  $\lambda_1$  的反射率仍为高透, 故  $\lambda_2$  起振形成脉冲输出。

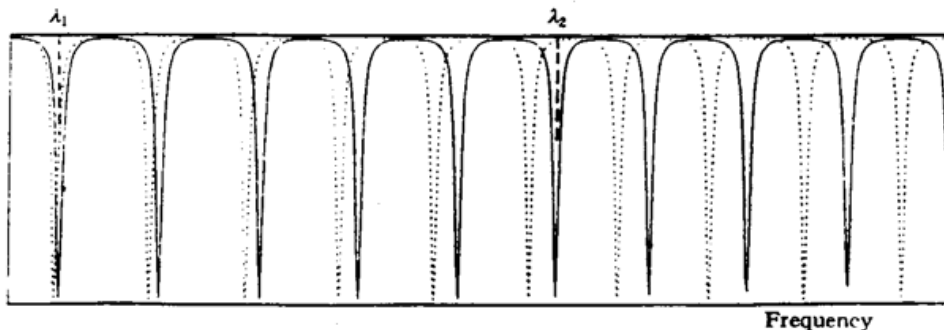


Fig. 6 The mode selection of Q-switch F-P etalon for the pulsed laser

## 6 结 论

F-P 标准具调 Q 器件具有结构简单、体积小、损耗小的优点,而且可以实现输出耦合、调 Q、

选模三重功能。对实现微型调 Q 器件具有显著的优势。该器件目前正在实验调试中,更进一步的实验结果将在以后的论文中报道。文中的一些计算参数如下: Nd:YVO<sub>4</sub> 的折射率  $n_1 = 2.165$ , 长度  $l = 1 \text{ mm}$ , 热光系数  $dn_1/ds = 3.0 \times 10^{-6}$ ; LiTaO<sub>3</sub> 的折射率  $n_2 = 2.18$ ,  $L = 4.98 \text{ mm}$ , 电光系数  $\gamma_{33} = 30.3 \times 10^{-12} \text{ m/V}$ 。

### 参 考 文 献

- 1 Newman R. J. . Excitation of the Nd<sup>3+</sup> fluorescence in CaWO<sub>4</sub> by recombination radiation in GaAs. *Appl. Phys.* , 1963, 34 : 437
- 2 M. Ross. YAG laser operation by semiconductor laser pumping. *Proc. IEEE*, 1968, 56 : 196
- 3 R. L. Byer. Diode pumped solid state laser. *Science*, 1988, 239 : 742
- 4 P. W. Smith. Mode selection in laser. *Proc. IEEE*, 1972, 60 : 422
- 5 T. Kobayashi, Y. Matsuo. Single frequency oscillation using two coupled cavities incorporating a F-P electro-optic modulator. *Appl. Phys. Lett.* , 1970, 16 : 217
- 6 Elias Snitzer. Frequency control of a Nd<sup>3+</sup> glass laser. *Appl. Opt.* , 1966, 5(1) : 121
- 7 J. J. Zayhowski. Q-switched operation of microchip lasers. *Opt. Lett.* , 1991, 16(8) : 575
- 8 J. J. Zayhowski, C. Dill II. Diode-pumped microchip lasers electro optically Q-switched at high pulse repetition rates. *Opt. Lett.* , 1992, 17(17) : 1201
- 9 M. 玻恩, E. 沃耳夫. 光学原理 (中译本). 北京: 科学出版社, 1978. 426
- 10 傅竹西. 光电子学(上册). 合肥: 中国科技大学出版社. 110
- 11 J. J. Zayhowski, P. L. Kelley. Optimization of Q-switched lasers. *IEEE J. Quant. Electr.* , 1991, QE-27(9) : 2220

## Diode-pumped Solid-state Lasers Electro-optically Q-switched of Tunable Output Loss

Zheng Chaosi Wu Li Zhang Shaofeng Hu Qiquan

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800)

**Abstract** We demonstrate a novel electro-optical Q-switch technique. An electro-optical etalon is used as the laser output mirror. There are three features of this etalon: output coupling, Q-switching, and mode selection. The thermal effect of laser medium on etalon reflectivity is studied and the optimization of etalon reflectivity is discussed with a laser rate equation.

**Key words** LD-pumped, Q-switching, etalon