

利用四臂腔产生单纵模 TEA CO₂ 激光的研究

曲彦臣 焦程鸿 赵卫疆 王元虎 梁志强 任德明 胡孝勇

(哈尔滨工业大学可调谐激光国家级重点实验室, 黑龙江 哈尔滨 150001)

摘要 提出一种新的 TEA CO₂ 激光器选单纵模的方法—四臂腔选单纵模。在理论上研究了这种新腔型的反射率的选频特性并预测了其选单纵模的能力。实验中,用此腔型得到了能量达 225 mJ 稳定的单纵模 TEA CO₂ 激光输出,且单纵模再现率超过 90%。

关键词 激光;TEA CO₂ 激光器;单纵模;四臂腔

中图分类号 TN248.2⁺2 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/AOS20092909.2486

Investigation of Four-Arm Cavity for Generating Single Longitudinal Mode Operation of TEA CO₂ Laser

Qu Yanchen Jiao Chenghong Zhao Weijiang Wang Yuanhu

Liang Zhiqiang Ren Deming Hu Xiaoyong

(National Key Laboratory of Tunable Laser Technology, Harbin Institute of Technology, Harbin, Heilongjiang 150001, China)

Abstract A new method for generating single longitudinal mode operation of TEA CO₂ laser-using four arm cavity to select single longitudinal mode is proposed. The new cavity's reflectivity character has been theoretically studied, and its mode selectivity is predicted. In experiment, single longitudinal mode TEA CO₂ laser pulses are readily achieved using this method, with laser pulse energy up to 225mJ and single longitudinal mode repetition more than 90%.

Key words laser; TEA CO₂ laser; single longitudinal mode; four arm cavity

1 引言

可调谐的单纵模 TEA CO₂ 激光在光抽运远红外激光、分子光谱、速度测量和大气远程探测等方面有很重要的应用^[1,2]。由于 TEA CO₂ 激光器工作在大气压下,其增益带宽将被展宽至 4 GHz 以上,所以通常情况下,TEA CO₂ 激光器输出的激光都会有一个以上的纵模。主要有两种方法可以实现 TEA CO₂ 激光器的单纵模输出^[3]:一是增加一个共振纵模的增益,从而抑制其它纵模,例如混合式 TEA CO₂ 激光器和注入式 TEA CO₂ 激光器^[4~7]。在这些方法中都用到一个低气压的连续 CO₂ 激光器,当激光器腔长小于 2 m 的情况下,可以产生很稳定的单纵模输出,但其调谐范围被连续激光器所限制,一般不会超过

60 MHz。还有一种方法是用选模器件,例如三镜腔及其它多光束干涉仪^[8~10]。这些仪器的反射率随频率周期性变化,通过恰当的参数选取,可以让不希望存在的模式的反射率很小,以达到抑制其振荡的效果。这些干涉仪的选模能力取决于它们相邻两个共振模式的间隔,即自由光谱区。Fox-Smith 干涉仪由于其很高的选模特性可以有效地选出单纵模^[11]。但是 Fox-Smith 干涉仪需要有高反的分束片来将光耦合进入干涉仪,这要求分束片有高反镀膜,但这样又使得分束片内的多重反射不可忽略。此外,这些器件不能用在高功率的 TEA CO₂ 激光器上,因为激光输出能量可能大于它们的膜的损伤阈值,从而将镀膜器件损坏。

收稿日期: 2008-10-06; 收到修改稿日期: 2008-12-29

基金项目: 哈尔滨工业大学优秀青年教师培养计划(HITQNJS.2006.025)资助课题。

作者简介: 曲彦臣(1971—),男,副教授,主要从事可调谐 CO₂ 激光器方面的研究。E-mail: quyanchen@hit.edu.cn

本文提出一种新的四臂腔来产生单纵模 TEA CO₂ 激光,在典型的 Fox-Smith 干涉仪的基础上,又加入了另外一个反射镜。为了抑制更多的纵模以得到单纵模的输出,在其中一个臂内插入了一个标准具,在理论和实验上,都证明了用此方法可以得到单纵模 TEA CO₂ 激光输出。四臂腔选单纵模的方法解决了用 Fox-Smith 腔选纵模对光学元件高要求的问题,并且可以得到更大的脉冲能量。

2 理论研究

实验装置图如图 1 所示。BS 为分束片;M₁ 为 150 l/mm 的衍射光栅,用来调谐激光至 10P(20) 跃迁线中心频率;标准具倾斜放置在包含光栅的臂内,其倾斜角约为 10°,厚度为 1.5 cm,折射率为 2.4,表面涂层透射率为 40%;M₂ 和 M₃ 为平面镜;曲率半径为 15 m、反射率为 75% 的球面镜 M₄ 作为激光输出耦合镜。半径为 9 mm 的小孔光阑放置于激光器增益区一侧以产生基横模。分束片 BS,光栅 M₁,平面镜 M₂ 和 M₃ 构成了一个多路干涉耦合镜(Multi-interferometer coupler, MIC)。总体来说,该四臂腔可以看为一个由 M₄, M₁, M₂ 和 BS 构成的 Michelson 腔和两个分别由 M₁, M₃, M₄, BS 及 M₂, M₃, M₄, BS 构成的 Fox-Smith 腔所组成。三个腔镜和光栅离分束片的距离可以微调以使四个子腔(M₁-M₃, M₁-M₄, M₂-M₃ 和 M₂-M₄) 的共振频率在想要的波长上重叠。

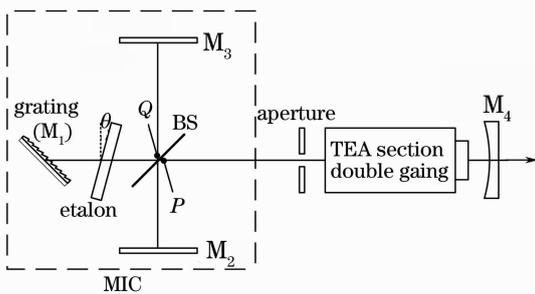


图 1 实验装置图

Fig. 1 experimental setup

将镜 M_i(*i*=1~4)和分束片组成的臂称为 A_i;P 点为包含在 A₄ 内的光路与分束片的交点,Q 点为包含在 A₃ 内的光路与分束片的交点;反射镜 M_i 的反射系数为 r_i,与分束片的距离记为 L_i;增益介质具有双程振幅增益 g。A₁ 中含有光栅和标准具,标准具的透射率为^[12]

$$t_e = \frac{T}{\exp[-i(k - k_0)L] - R \exp[i(k - k_0)L]}, \quad (1)$$

其中 *T* 为标准具表面涂层的透射率,*R* 为标准具表面涂层反射率;*k* 为波数,且 $k = \frac{2\pi n_c}{\lambda}$,λ 为波长,*n_c* 为标准具的折射率,*k₀* 为中心波数,即激光波长对应的波数; $l = \frac{n_c l_c}{\cos\theta}$,*l_c* 为标准具厚度,θ 为标准具的倾斜角。

可以将光栅看作一个反射率随波长变化的反射镜,其反射系数为^[13]

$$r_g = R_{\max}^{1/2} \exp\left[-2(\ln 2) \left(\frac{\nu - \nu_0}{\Delta\nu_g}\right)^2\right], \quad (2)$$

其中 ν 为频率,ν₀ 为激光频率;R_{max} 为 ν = ν₀ 时的反射率,实验中为 95%;Δν_g 为光栅反射方程的半宽,大约为 9 GHz。

按照类似 Binks 的处理方法^[14],从每个臂与分束片的交点开始,光在 A_i 内往返一个光程后回到起始点,产生的波振幅和相位的变化由函数 f_i 给出:

$$f_1 = r_1 t_e^2 \exp(i2kL_1) = r_g t_e^2 \exp(i2kL_1), \quad (3)$$

$$f_i = r_i \exp(i2kL_i) \quad (i = 2, 3, 4), \quad (4)$$

分束片从右向左的反射系数为 r_{BS},透射系数为 t_{BS},从左向右的反射系数为 r'_{BS},透射系数为 t'_{BS}。反射系数和透射系数按照 Stokes 处理有以下的关系^[14]

$$r_{BS}^2 + t'_{BS} t_{BS} = 1, r'_{BS} = -r'_{BS}, \quad (5)$$

设初始波振幅 E₀,从 A₄ 内开始,向分束片方向行进。假设激光器处于稳态,环形波 E_r 由最终回到起点的所有可能光程的贡献构成,所有的可能的往复光场必须相加以得到总光场。其中,类似于 Michelson 干涉仪的两路光只是单次在 A₁ 和 A₄ 以及 A₂ 和 A₄ 往复传播,使得初始的波振幅分别通过因子 α₁ 和 α₂ 改变,其中

$$\alpha_1 = t_{BS} f_1 t'_{BS} f_4 g, \alpha_2 = r_{BS} f_2 r_{BS} f_4 g, \quad (6)$$

所有其它的光路包含在子腔 A(由 A₁ 和 A₃ 构成,依靠在分束片上的反射)、子腔 B(由 A₂ 和 A₃ 构成,依靠在分束片上的透射)、或者两者的联合中的往返光路。在上述每个子腔中往复的光程都会产生场的累加。这个过程显示了由多光束干涉造成的标准具效应而形成了 Fox-Smith 腔。两个不同的 Fox-Smith 腔(由 A₄ 和子腔 A 或 B 组成)被称为 Fox-Smith1 和 Fox-Smith2。整个谐振腔可以看作是由一个 Michelson 腔和两个 Fox-Smith 腔耦合而成的。光从 P 点进入到该子腔 A 和 B 中的任何一个,可以沿着两个可能光路中的任何一个,在其经过一个光程达到 Q 点时,其光场改变因子为 β₁,β₂

$$\beta_1 = t_{\text{BS}} f_1 r'_{\text{BS}} f_3, \beta_2 = r_{\text{BS}} f_2 t_{\text{BS}} f_3, \quad (7)$$

类似地,从 Q 点可以通过 1) 分束片透射、 M_2 反射、分束片反射、 M_4 反射或 2) 分束片反射、 M_1 反射、分束片透射、 M_4 反射,从而返回到 A_4 中的起始位置 P 点。在这两个过程中,场改变因子 γ_1, γ_2 可分别表示为

$$\gamma_1 = t'_{\text{BS}} f_2 r_{\text{BS}} f_4 g, \gamma_2 = r'_{\text{BS}} f_1 t'_{\text{BS}} f_4 g, \quad (8)$$

当然, Q 点的光可能在子腔 A、B 及其任意组合中往返任意多次。从 Q 点开始,且以 Q 点结束,两个子腔的场因子

$$\delta_1 = t'_{\text{BS}} f_2 t_{\text{BS}} f_3, \delta_2 = r'_{\text{BS}} f_1 r'_{\text{BS}} f_3, \quad (9)$$

对于在子腔中的 n 次往返,在子腔 A 中选择性的 p 次往返与子腔 B 中的 $(n-p)$ 次往返由二项式系数 C_n^p 给出,因此,如果 n 次往返中的 p 次是在子腔 A 中发生,则场改变由因子 $C_n^p \delta_1^p \delta_2^{n-p}$ 决定。对于起始波振幅 E_0 ,入射到子腔系统中,经过 n 次往返之后的波振幅 E_n 由 δ_1, δ_2 所有的组合从 $p = 0 \sim n$ 求和得到;如果再对 $n = 0 \sim \infty$ 求和,则可以得到通过子腔的总场

$$E_{\text{sub}} = E_0 \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{p=0}^n C_n^p \delta_1^p \delta_2^{n-p} = \frac{E_0}{1 - (\delta_1 + \delta_2)}, \quad (10)$$

由两个 Fox-Smith 腔贡献的场 E_{FS} 是由子腔系统的总场和入射、返回因子决定

$$E_{\text{FS}} = \frac{E_0}{1 - (\delta_1 + \delta_2)} (\beta_1 + \beta_2) (\gamma_1 + \gamma_2), \quad (11)$$

最终返回到起始位置的场由两个 Fox-Smith 腔和 Michelson 腔的和构成

$$E_r = \left[\frac{1}{1 - (\delta_1 + \delta_2)} (\beta_1 + \beta_2) \cdot (\gamma_1 + \gamma_2) + (\alpha_1 + \alpha_2) \right] E. \quad (12)$$

代替所有的场因子,并注意到得到分束片的反射率 R_{BS} 由 r_{BS}^2 给出,透射率 $T_{\text{BS}} = t_{\text{BS}} t'_{\text{BS}}$,得到

$$\frac{E_r}{E_0} = \frac{g f_4 [R_{\text{BS}} f_2 + T_{\text{BS}} f_1 - f_2 f_3 f_1 (R_{\text{BS}} + T_{\text{BS}})^2]}{[1 - f_3 (T_{\text{BS}} f_2 + R_{\text{BS}} f_1)]}, \quad (13)$$

自洽场条件为: $E_r = E_0$,按照这个要求增益变为

$$g = \frac{[1 - f_3 (T_{\text{BS}} f_2 + R_{\text{BS}} f_1)]}{f_4 [R_{\text{BS}} f_2 + T_{\text{BS}} f_1 - f_1 f_2 f_3 (R_{\text{BS}} + T_{\text{BS}})^2]}, \quad (14)$$

与 Fabry-Pérot 谐振腔相似,四臂谐振腔的共振模式出现在往返光程中增大了场的振幅而没有引入相位变化的时候。在单程传播过程中引入的任何相位的最终导致多次传输之后干涉的破坏。因此当满足自洽条件的增益是正实数时,振荡模式

出现。

该四臂腔可以等效为一个简单的线性谐振腔。这个谐振腔由反射镜 M_4 和由 M_1 - M_2 - M_3 -BS 组成的多路干涉耦合镜(MIC)所组成。MIC 的反射系数 r 可由下式给出

$$r = \frac{[R_{\text{BS}} f_2 + T_{\text{BS}} f_1 - f_1 f_2 f_3 (R_{\text{BS}} + T_{\text{BS}})^2]}{[1 - f_3 (T_{\text{BS}} f_2 + R_{\text{BS}} f_1)]}, \quad (15)$$

由此可以计算 P 点处无源腔的强度分布^[15]。假设在腔内运行了 $i - 1$ 个来回的光束的场强为 E_i ,其中 $i = 1, 2, 3, \dots$,则

$$E_i = E_1 r^{i-1} f_4^{i-1}, \quad (16)$$

其中, E_1 为自发振荡的瞬时光场,可取其值为 1。P 点处腔内的总场分布为

$$S(k) = \sum_{i=1}^{\infty} E_i = \frac{E_1}{1 - r f_4}, \quad (17)$$

P 点处无源腔腔内光强随频率的分布函数 $I(k)$ 为

$$I(k) = S(k) S(k)^* = \frac{E_1 E_1^*}{1 + r r^* f_4 f_4^* - r^* f_4^* - r f_4}, \quad (18)$$

将实验中使用的光栅和标准具参数代入(3)式,表 1 中的实验数据代入(4)式,由此得到的各臂振幅相位函数及各镜反射率、透射率代入(15)式,得到 MIC 的反射系数 r ,最后,假定初始光场 $E_1 = 1$,由(18)式得到腔内的光强分布图,如图 2 所示。其中相对零频率代表中心光频,即 $10.6 \mu\text{m}$ 对应的频率。在计算过程中,光栅和标准具的作用已被考虑进去。可以看出,中心频率处的激光的振荡强度远大于其它频率的振荡强度,且在 12 GHz 的范围内没有与之相当的振荡,因而可以输出单纵模激光。

表 1 实验参数

Table 1 Experimental parameters

Parameters	Symbol	Value
Distance from M_1 to BS, L_1/cm		15
Distance from M_2 to BS, L_2/cm		16
Distance from M_3 to BS, L_3/cm		25
Distance from M_4 to BS, L_4/cm		120
Reflectivity of M_2 , $r_2/\%$		70
Reflectivity of M_3 , $r_3/\%$		98
Reflectivity of M_4 , $r_4/\%$		87
Tilting angle of etalon, $\theta/(\text{°})$		10
Transmittance of BS, $T_{\text{BS}}/\%$		60

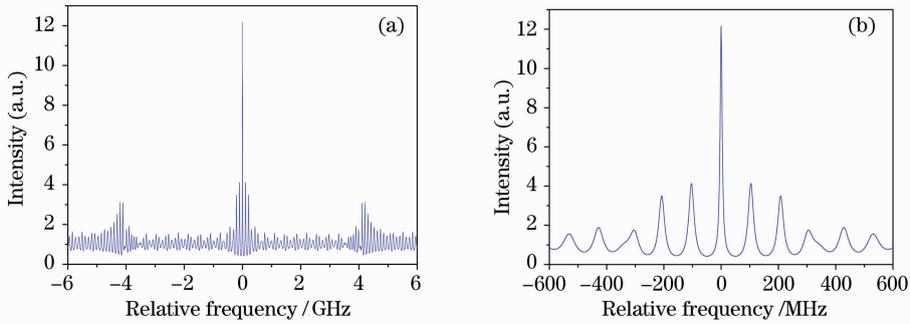


图 2 无源腔内光强分布图 (a) $\pm 6\text{GHz}$ 范围 (b) $\pm 600\text{MHz}$ 范围

Fig. 2 Intensity distribution of the cavity without gain (a) on $\pm 6\text{GHz}$ scale and (b) on $\pm 600\text{MHz}$ scale

3 实验研究

在实验中用的激光器为波长在 $9.2\sim 10.8\ \mu\text{m}$ 可调谐的 TEA CO₂ 激光器,其重复频率为 5Hz ^[16]。我们用 HgCdTe 探测器探测输出激光波形和热释电探测器来探测单脉冲能量,用 $2.5\ \text{GHz}$ 带宽的 Tektronix TDS7254B 数字示波器记录探测器输出信号。

当激光腔只由输出耦合镜和光栅构成时,输出激光一般为多纵模,典型的波形如图 3 所示。转动光栅,使激光输出位于 $10\ \text{P}(20)$ 支谱线(用光栅单色仪测得),单脉冲能量在激励电压为 $24\ \text{kV}$ 时可达 $400\ \text{mJ}$ 。图中实线代表波形,虚线为其傅里叶变换谱。脉冲形状的调制信号是纵模间拍频所致。由傅里叶频谱可以看到,激光包含多个纵模,其间隔大约为 $90\ \text{MHz}$ 。

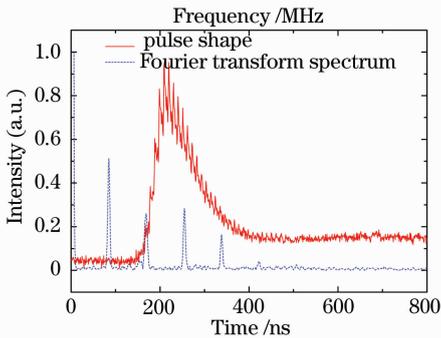


图 3 未使用选模元件时的激光脉冲波形及其傅里叶频谱

Fig. 3 Laser pulse shape without mode selective components and its Fourier transform spectrum

当采用四臂腔选模后,典型的输出脉冲及其傅里叶频谱如图 4 所示。从图中可以看到,脉冲形状光滑,没有纵模拍频出现,脉冲宽度约为 $120\ \text{ns}$,在激励电压为 $24\ \text{kV}$ 时脉冲能量可达 $350\ \text{mJ}$ 。在持续几分钟的时间内,输出均为单纵模脉冲激光,即单

纵模再现率达 100% 。经过更长的时间,由于腔长的漂移等因素影响,单纵模再现率逐渐下降。在四臂腔中加入标准具后,单脉冲能量有所下降,约为 $225\ \text{mJ}$,但输出单纵模非常稳定。在超过 $30\ \text{min}$ 的观测时间内,单纵模再现率超过 90% 。实验中,任何光学元件都没有被激光打坏。应当指出的是我们没有考虑各镜的曲率匹配问题,也没有优化各臂的长度,即便如此,仍然可以得到稳定的单纵模输出,并且能量很高。可见用这种四臂腔还可以进一步得到更好的激光输出。

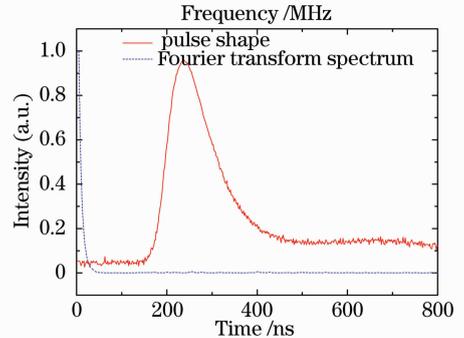


图 4 使用四臂腔后激光的波形及其傅里叶频谱

Fig. 4 Laser pulse shape after using four arm cavity and its Fourier transform spectrum

4 结 论

理论上研究了带标准具的四臂腔选纵模特性。推导了四臂腔中多路干涉耦合镜的反射率公式,并得到了无源腔的光强随频率的分布,从而在理论上证明了该四臂腔选单纵模的能力。实验上,将此四臂腔用到 TEA CO₂ 激光器中,得到了稳定的高能量的单纵模脉冲输出,并且单纵模再现率超过 90% 。可以预计,如果更恰当地选取各个臂长和镜片的反射率,并考虑镜片曲率匹配的问题,可以达到

更高能量的单纵模激光输出。

参 考 文 献

- 1 M. A. Rob, J. R. Izatt. Intermodal tuning behavior of an etalon-tuned three-mirror TEA CO₂ laser [J]. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1992, **QE-28**: 56~59
- 2 C. T. Gross, J. Kiess, F. Keilmann. Pulsed high-power far-infrared gas lasers: Performance and spectral survey [J]. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1987, **QE-23**: 377~384
- 3 G. Kovar, D. Larouche, M. Piche *et al.*. Single-longitudinal-mode operation of a TEA CO₂ laser with a modified Fabry-Perot interferometer [J]. *Applied Optics*, 1985, **24**(21): 3584~3590
- 4 Xu Huale, Yi Jingrong, Cai Yingshi. Experimental study of unstable cavity injection mode-locked TEM-CO₂ laser [J]. *Chinese J. Lasers*, 1986, **13**(11): 687~689
徐华乐, 伊景荣, 蔡英时. 非稳腔注入锁定 TEA CO₂ 激光器的实验研究 [J]. *中国激光*, 1986, **13**(11): 687~689
- 5 Ding Changlin, Wan Chongyi. Numerical simulation of injection locking of pulsed CO₂ lasers [J]. *Acta Optica Sinica*, 2006, **26**(11): 1705~1709
丁长林, 万重怡. 脉冲 CO₂ 激光器注入锁定特性的数值模拟 [J]. *光学学报*, 2006, **26**(11): 1705~1709
- 6 A. Gondhalekar, N. Heckenberg, E. Holzhauser. Single longitudinal mode operation of the high pressure pulsed CO₂ laser [J]. *IEEE J. Quantum Electronics*, 1974, **QE-10**: 783~784
- 7 Zhan Yushu, Guo Siji, Wen Jianguo *et al.*. Composite cavity injection locking for small-sized TEA CO₂ lasers [J]. *Acta Optica Sinica*, 1997, **17**(1): 32~36
詹玉书, 过巴吉, 文建国 等. 小型 TEA CO₂ 激光器的复合腔注入锁定技术 [J]. *光学学报*, 1997, **17**(1): 32~36
- 8 L. R. Botha, R. N. Campbell, E. Ronander *et al.* Numerical investigation of a three-mirror resonator for a TE CO₂ laser [J]. *Applied Optics*, 1991, **30**(18): 2447~2452
- 9 P. W. Smith. Mode Selection in Lasers [J]. *Proc. IEEE*, 1972, **60**: 422~440
- 10 G. Giuliani, E. Palange, S. Loreti *et al.*. Multipass grating interferometer as output coupler for tunable, single-mode operation of large-bandwidth lasers [J]. *Optics Letters*, 1985, **10**(12): 600~602
- 11 P. W. Smith. Stabilized, single-frequency output from a long laser cavity [J]. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1965, **QE-1**: 343~348
- 12 J. Knittel, D. P. Scherrer, F. K. Kneubuhl. High-pressure single-mode CO₂ laser with picosecond plasma shutter [J]. *Opt. Eng.*, 1995, **34**(7): 2000~2016
- 13 J. R. Izatt, M. A. Rob, W. Zhu. Two-and three-grating resonators for high-power pulsed CO₂ lasers [J]. *Appl. Opt.*, 1991, **30**: 4319~4329
- 14 D. J. Binks, D. K. Ko, L. A. W. Gloster *et al.*. Laser mode selection in multiarm grazing-incidence cavities [J]. *J. Opt. Soc. Am. B.*, 1998, **15**(9): 2395~2403
- 15 G. Guiliani, E. Palange, G. Salvetti. Spectral characteristics of laser cavities employing multipass grating interferometers as output couplers [J]. *J. Opt. Soc. Am. B.*, 1987, **4**: 1781~1789
- 16 Y. H. Wang, Y. C. Qu, W. J. Zhao *et al.*. Single longitudinal mode pulse from a TEA CO₂ laser by using a three-mirror resonator with a Fabry-Perot etalon [J]. *Appl Phys B.*, 2008, **92**: 237~241