

文章编号: 0253-2239(2009)11-3108-06

一种内置法布里-珀罗标准具选择 He-Ne 激光器内谱线的方法

梁 晶 龙兴武 张 斌 金世龙

(国防科技大学光电学院光电工程系, 湖南 长沙 410073)

摘要 He-Ne 激光器中 633 nm 波长的增益远大于该波段其它 5 条谱线的增益, 而且由于模式竞争的影响, 通常情况下增益较低的相邻弱线(如 629 nm 波长)很难出光。提出一种在 He-Ne 激光器中加入法布里-珀罗(F-P)标准具来选择输出谱线的方法。通过选择适当的 F-P 标准具长度和反射率, 可以达到抑制强线增益, 使弱线振荡输出的目的。还采用高斯光束传输理论对谐振腔内 F-P 标准具的透射特性进行了仿真计算。

关键词 He-Ne 激光器; 法布里-珀罗标准具; 谱线选择; 高斯光束

中图分类号 TN248 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/AOS20092911.3108

Spectral Selection in He-Ne Laser by Internal F-P Etalon

Liang Jing Long Xingwu Zhang Bin Jin Shilong

(Department of Optoelectronic Engineering, College of Optoelectronic Science and Engineering,
National University of Defense Technology, Changsha, Hunan 410073, China)

Abstract In He-Ne laser, since the 633 nm line has higher gain than the other 5 lines around its band, as far as the mode competition is concerned, it's hard for the line with low gain (such as the 629 nm line) to emit. A spectral selection method in He-Ne laser by Fabry-Perot (F-P) etalon is discussed in this paper. By choosing the proper length and reflectivity of the F-P etalon, the line with high gain can be restrained while keep the weak one untouched. In this way, the line with weak gain can emit. The transmitting properties of F-P etalon in cavity are calculated by Gaussian beam theory.

Key words He-Ne laser; Fabry-Perot etalon; spectral selection; Gaussian beam

1 引 言

He-Ne 激光器在 633 nm 波段主要存在以下六个波长, 它们分别是 604.6 nm, 611.8 nm, 629.4 nm, 632.8 nm, 635.2 nm 和 640.1 nm。借助于先进的镀膜手段和腔体制造工艺, 目前的技术水平已可以制造出 632.8 nm 红光和 611.8 nm 橙光的成熟商品化激光器^[1,2]。但是, 对于非常相邻的两根谱线(比如说 629.4 nm 和 632.8 nm), 由于强线 633 nm 的跃迁增益远远高于弱线 629 nm 的增益, 通常情况下由于强线首先起振, 并且很快消耗上能级的粒子, 使弱线

629 nm 难以维持足够的反转粒子数, 而不能起振。这就是普通 He-Ne 633 nm 激光器只能输出强线的原因。可见, 如要得到 629 nm 波长的激光, 则必须对 633 nm 的增益进行高度抑制, 同时还要保持 629 nm 波长的增益尽量不变。这一点, 目前仅靠镀膜方法是无法做到的。

对于相邻谱线的选择, 目前主要有以下几种方法: 利用某些气体分子的选择性吸收来抑制强线; 利用光栅或者棱镜的色散效应, 结合腔镜调谐改变谱线的增益^[3~5]。上述方法的缺点也是显而易见的,

收稿日期: 2009-04-17; 收到修改稿日期: 2009-05-04

作者简介: 梁 晶(1979—)男, 博士研究生, 主要从事新型激光器技术和激光干涉测量等方面的研究。

E-mail: iamliangjing@126.com

导师简介: 龙兴武(1958—)男, 教授, 博士生导师, 主要从事为光电检测技术, 光学元件加工工艺学, 薄膜光学与技术, 新型激光器技术、激光在惯性制导技术中的应用等方面的研究。E-mail: xwlong110@sina.com

气体分子的选择性吸收线虽多,但要正好匹配所要抑制的强线增益存在偶然性;光栅和棱镜也不易灵敏地调节如此靠近之两谱线的增益损耗关系,因为当光栅和棱镜对弱线实现自准时,强线的损耗能否很大,即色散腔的分辨力是否足够,受到腔体参数、增益介质参数等诸多限制,这些都不能保证在强线的损耗很大的同时,使弱线的损耗基本保持不变,而且调节起来非常困难。

本文提出一种在激光腔内内置法布里-珀罗(F-P)标准具进行谱线选择的方法。通过选择适当的标准具长度、表面反射率和腔内摆放角度可以方便地实现相邻谱线的选择。以往,激光腔内插入 F-P 标准具是为了选择单纵模激光输出,这需要给标准具镀上较高反射率的膜层,从而使得在相对较窄的 F-P 标准具出射窗口内只有一个纵模输出。但通过 F-P 标准具来选择谱线,迄今未见国内外文献报道。下面具体从理论和实现途径介绍此方法。

2 理论分析

F-P 标准具对不同频率的光有不同的透射率,可以用下式表示

$$T(\nu) = \frac{I^{(o)}}{I^{(i)}} = \frac{1}{1 + F \sin^2(\delta/2)} = \frac{1}{1 + F \sin^2(2\pi\nu h \cos \alpha'/c)}, \quad (1)$$

式中标准具参量 $F = \frac{4R}{(1-R)^2}$, R 为标准具对光的反射率, h 为标准具的厚度, δ 为标准具中参与多光束干涉效应的相邻两出射光线的相位差, n 为标准具折射率, α' 为光束进入标准具后的折射角。图 1 中示出了在不同的 F 和反射率 R 下, F-P 标准具的透射率 T 随频率 ν 的变化。由图可以看出,相邻透射率峰值之间的间隔(自由光谱区) $\Delta\nu_q = c/(2nh)$ 。在不考虑介质的体吸收损耗情况下,透射率峰值都为 1, 而透射率谷值为 $T_{\min} = \frac{(1-R)^2}{(1+R)^2}$ 。

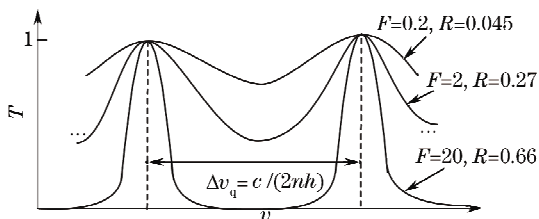


图 1 F-P 标准具透射率 T 随频率 ν 的变化曲线
Fig. 1 Transmitting properties of F-P etalon versus frequency

由于多光束干涉效应,插入 F-P 标准具后,谐振腔内具有与频率有关的选择性损耗。只有某些特定频率的光能几乎无损地透过标准具在腔内往返传播,因而具有较小的损耗。其它频率的光因通过标准具时干涉相消承受了很大的损耗故不能存在。如果把 F-P 标准具内置于激光器的谐振腔中,对于激光的频率选择就可以起到两层筛子的作用(一层为谐振腔,一层为 F-P 标准具),从而在激光器中挑选出所需要的出射波长。图 2 说明了内置了 F-P 标准具对 633 nm He-Ne 激光器内强线(632.8 nm)和弱线(629.4 nm)的选择性损耗。

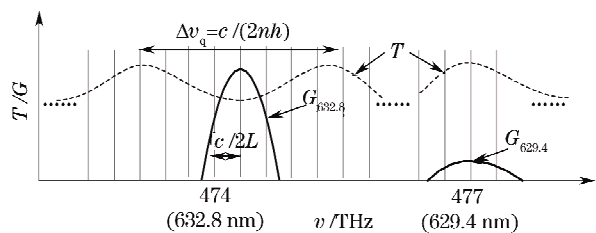


图 2 内置 F-P 标准具的激光器谱线选择示意图
Fig. 2 Spectral selection in He-Ne laser by F-P etalon

图 2 中虚线表示 F-P 标准具透射率出射窗口分布,实线则表示两谱线的增益。通过调整 F-P 标准具的腔长、倾斜角度和反射率,完全可以使 F-P 标准具出射窗口位于 629 nm 增益曲线之上而位于 633 nm 增益曲线之外。这样就有可能使得激光器输出单一的 629 nm 激光。上述方法的好处在于:

- 1) 通过改变标准具参量 F (主要通过改变反射率 R), 可以精细调节强线和弱线的损耗, 而不用担心原先棱镜或光栅色散分辨力不够;
- 2) 只要选择适当的标准具长度, 辅助微小的角度调节完全可以做到使 F-P 标准具的透射峰位于弱线上, 而透射谷位于强线上。这样保证了强线在承受较大损耗的同时, 且弱线位置的损耗会非常小;
- 3) 标准具插入激光器腔内, 不需要调节腔镜, 稳定性也大为提高。

3 F-P 标准具各参数选择

下面以 He-Ne 激光器内插入 F-P 标准具, 选择 629 nm 波长谱线为例, 具体分析 F-P 标准具各参数的选择。所选用的 He-Ne 激光器, 谐振腔长 $L = 248$ mm, 633 nm 波长单程增益约为 10%, 即 $G_{633} = 0.1$, 根据文献[1]中数据可得 $G_{629} = 0.016$ 。

3.1 F-P 标准具长度的选择

F-P 标准具的长度 h 不仅决定了透射率峰值间隔 $\Delta\nu_q$, 而且决定了不同谱线上透射率之间的相对

关系。由于 F-P 标准具长度要满足某些特定值才能把两增益曲线分开,为此我们做如下推导:

设标准具长为 h , 折射率 $n = 1.4572$, $\lambda_0 = 632.8\text{nm}$, $\lambda_1 = 629.4\text{nm}$, P, Q 分别为 2 波长的级数,则在 λ_1 起振,而 λ_0 不起振的情况下,有如下方程

$$\left(P + \frac{1}{2}\right) \times \frac{\lambda_0}{2} = n h \cos \alpha', \quad (2)$$

$$Q \times \frac{\lambda_1}{2} = n h \cos \alpha', \quad (3)$$

式中 P, Q 为整数, n 为 F-P 腔内介质折射率,则可以解得 h 必须满足的关系式

$$h = (N + \frac{1}{2}) \frac{\lambda_s}{2n \cos \alpha'}, \quad (4)$$

(4) 式中 N 取整数, $\lambda_s = 117.14 \mu\text{m}$ 为 λ_0 和 λ_1 的合成波长。可以看出当满足(4)式时,对于两谱线 λ_0 和 λ_1 可以有截然不同的透射损耗,如当 λ_0 处于标准具的透射窗口时, λ_1 则处于标准具的透射谷区。

由(4)式还可以看出虽然满足条件的标准具长 h 可以有无穷多个解,但 N 的取值是有一定的要求的。 N 取得过小,增加加工难度,且不方便调谐; N 取过大,标准具的离散损耗加大反而造成不能出光,后面还将具体分析标准具长度对损耗的影响。

3.2 F-P 标准具反射率的选择

由图 1 和(1)式可以看出 F-P 标准具的反射率 R 决定了透射峰的宽度。显然对于具体的激光器参数,沿用以前的半峰值宽度概念是不合适的。因为,对于 $G_{633} = 0.1$ 的谱线增益,当透射率降到 90% 以下时,损耗已经大于谱线增益而造成 633 nm 波长的激光不能振荡,因此应根据不同的增益系数选择合适的透射率峰宽度的计算公式。

用类似半峰值宽度的定义方法,定义 633 nm 的透射峰宽度为透射率下降 10% 的两点间隔。对于透射峰值处,强度等于其峰值下降 10% 的两点位于

$$\delta = 2m\pi \pm \frac{\epsilon}{2}, \quad (5)$$

且 ϵ 应满足

$$T = \frac{1}{1 + F \sin^2(\epsilon/4)} = 0.9, \quad (6)$$

从而得到透射峰宽度为

$$\epsilon_{0.9} = 4 \times \arcsin\left(\frac{1}{3\sqrt{F}}\right), \quad (7)$$

因此

$$\Delta\nu_{0.9}^{(633\text{nm})} = \Delta\nu_q \times \frac{\epsilon_{0.9}}{2\pi} = \frac{C}{\pi n h} \arcsin\left(\frac{1-R}{6\sqrt{R}}\right), \quad (8)$$

$\Delta\nu_q$ 为标准具的透射率峰值间隔。类似地,还可以算出 $\Delta\nu_{0.99}^{(629\text{nm})}$ (这里取 629 nm 的透射峰为峰值下降 1% 的间隔)。

若取标准具长 $h = 1.989\text{mm}$, 反射率 $R = 0.034$, 计算可得

$$\Delta\nu_{0.9}^{(633\text{nm})} = 35\text{GHz}, \Delta\nu_{0.99}^{(629\text{nm})} = 8.6\text{GHz}$$

事实上,该宽度的取值只要大于增益谱线的宽度即可保证 F-P 标准具的透射峰能够完全覆盖在增益谱线上。由于 He-Ne 激光的谱线增益带宽约为 1.5 GHz^[6], 因此上述计算中的取值是合理的。

另外 F-P 标准具的反射率 R 还决定了透射率的谷值 $T_{\min} = \frac{(1-R)^2}{(1+R)^2}$, 如果 R 太小,强线的损耗不够大,弱线也不能振荡。对于 $R = 0.034$, 可得 $T_{\min} = 0.873$, 因此上述取值完全可以抑制强线的振荡。

4 用高斯光束法分析 F-P 标准具的透射特性

用高斯光束模型可以分析通过 F-P 标准具后谐振腔内的光束特性,谐振腔内存在的高斯光束可以表示为

$$E(x, y, z) = A \frac{\omega_0}{\omega(z)} \times \exp\left[-\frac{x^2 + y^2}{\omega^2(z)}\right] \times \exp\left\{-i\left[\beta z - \arctan\left(\frac{z}{f}\right)\right]\right\} \times \exp\left[-i\frac{\beta(x^2 + y^2)}{2R(z)}\right], \quad (9)$$

式中 A 为高斯光束的束腰中心振幅, ω_0 为高斯光束腰斑半径, $\beta = \frac{2\pi n}{\lambda}$ 为传播常数, $\omega(z) = \omega_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{f}\right)^2}$ 为高斯光束相对于束腰传输距离 z 后的腰斑半径, $R(z) = z \left[1 + \left(\frac{f}{z}\right)^2\right] = z + \frac{f^2}{z}$ 为高

斯光束相对于束腰传输距离 z 后等相位面曲率半径, $f = \frac{n\pi\omega_0}{\lambda}$ 为共焦参数, n 为标准具折射率。

振动平面垂直于 XZ 平面的高斯光束斜入射厚度为 h 的 F-P 标准具如图 3 所示。

入射角为 α 的高斯光束,入射至 F-P 标准具后,在腔内的折射角为 α' , 设各级透射光出射点,在出射

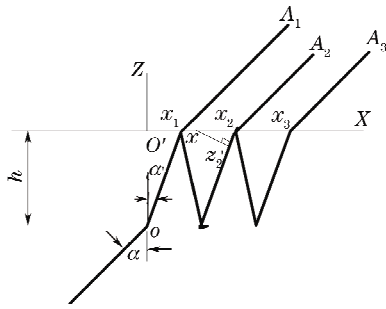


图 3 高斯光束斜入射 F-P 标准具示意图

Fig. 3 Schematic of a Gaussian beam striking obliquely on a F-P etalon

面的坐标分别为 x_1, x_2, x_3 , 则

$$x_1 = h \tan \alpha', \quad x_2 = 3h \tan \alpha', \quad x_3 = 5h \tan \alpha', \quad (10)$$

各级透射光束到出射点的距离分别为 z_1, z_2, z_3 , 则

$$z_1 = \frac{h}{\cos \alpha}, \quad z_2 = \frac{3h}{\cos \alpha}, \quad z_3 = \frac{5h}{\cos \alpha}, \quad (11)$$

对于出射平面的任意一点 X 处, 它的合振幅, 应为各次出射光线在同一波面上的线性叠加, 以 A_2 为例 X 与第 2 次出射光 A_2 轴线的距离为

$$\Delta x_2 = |(x - x_2) \cos \alpha'|, \quad (12)$$

相应地, 此时传输距离 (O 点到 z'_2 点的光程) 为

$$\Delta Z_2 = Z_2 + (x - x_2) \sin \alpha', \quad (13)$$

由于反射率 R 的存在及各级出射光在腔内反射次数的不同, 需要乘上各自透射系数 K_m , 因此 X 点处的合振幅应为各次出射光在 X 点振幅的线性叠加

$$E_x = \sum_{m=1}^n E_m(\Delta x_m, y, \Delta z_m) = K_m \times \frac{\omega_0}{\omega(\Delta z_m)} \times \exp\left[-\frac{\Delta x_m^2 + y^2}{\omega^2(\Delta z_m)}\right] \times \exp\left\{-i\left[\beta \Delta z_m - \arctan\left(\frac{\Delta z_m}{f}\right)\right]\right\} \times \exp\left[-i\frac{\beta(\Delta x_m^2 + y^2)}{2R(\Delta z_m)}\right], \quad (14)$$

其中 $K_1 = (1 - R), K_2 = (1 - R)R, K_3 = (1 - R)R^2 \dots$ 则 x 点的光强为

$$I_x = E_x E_x^*, \quad (15)$$

把上述公式代入数据用 matlab 进行积分计算, 可以得到出射面上的光强。改变 F-P 标准具的长度 h 和

入射角度 α , 得到不同的透射率曲线。取高斯光束的光斑半径 $\omega_0 = 250 \mu\text{m}$, 波长分别为 633 nm 和 629 nm。以标准具长 $h = 1.989 \text{ mm}$ 和 $h = 17.223 \text{ mm}$ 分别计算在不同入射角 α 下的透射率, 如图 4 和图 5 所示。

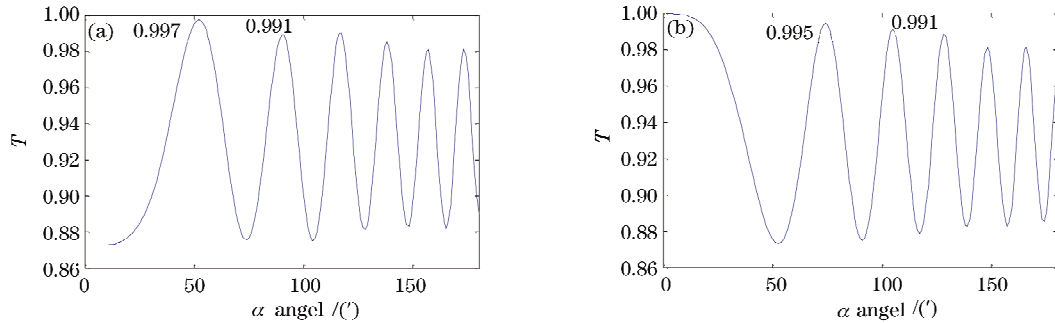


图 4 标准具透射曲线 ($h=1.989 \text{ mm}$)。 (a) 633 nm; (b) 629 nm

Fig. 4 Transmittance curve of F-P etalon ($h=1.989 \text{ mm}$). (a) 633 nm; (b) 629 nm

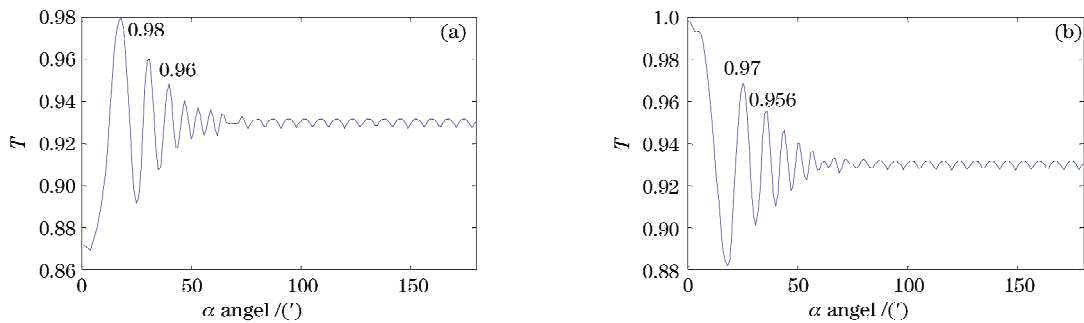


图 5 标准具透射曲线 ($h=17.223 \text{ mm}$)。 (a) 633 nm; (b) 629 nm

Fig. 5 Transmittance curve of F-P etalon ($h=17.223 \text{ mm}$). (a) 633 nm; (b) 629 nm

从图 4 和图 5 可以看出:

1) 只要标准具长 h 满足(4)式, 就可以做到不同谱线有截然不同的透射损耗。图 4(a)中, 除了 0 入射角外, 633 nm 波长前两个透射峰的峰值透射率都大于 0.99。对比图 4(b)可以看出, 稍微调整 F-P 标准具的角度, 可以做到在 629 nm 的透射峰处时, 633 nm 处于透射率谷值, 这与先前的计算相同。且 629 nm 的前两个透射峰峰值透射率也大于 0.99。

2) 由于是有限半径光斑, 各级透射光的光斑位置重叠不完全而导致的不完全干涉, 造成离散损耗。从图中可以看到随着入射角 α 的增大, 峰值透过率降低, 这一点与《激光光谱学》中关于有限半径光斑的离散损耗相一致(数值计算结果也大体近似)。对于 h 较大的标准具, 离散损耗更为明显, 各透射峰随角度增加下降幅度显著。图 5 中, 由于选用了较大

的标准具长 h , 导致前两个透射峰的透过率为 98% 和 96%, 这将导致 629 nm 波长激光不能出光。

3) 小腔长的 F-P 标准具, 对于调整度裕度要求也更低, 可以看到调整一个透射窗口, 1.989 mm 腔长需要角度改变约 $60'$, 而 17.223 mm 角度改变只有 $30'$ 。

实际加工 F-P 标准具的过程中, 不可避免地存在不平行度(根据加工工艺不同, 一般在 $20''$ 左右)。引用文献[7]中对于高斯光束斜入射非平行 F-P 标准具的分析方法对(10)式和(11)式进行修正, 计算不平行度造成的误差。

图 6 为考虑了标准具存在 $20''$ 不平行度的情况下 633 nm 波长在不同标准具长 h 下的透射率曲线, 对比图 4(a)和 5(a)可以发现不平行度造成的损耗均小于 0.1%。

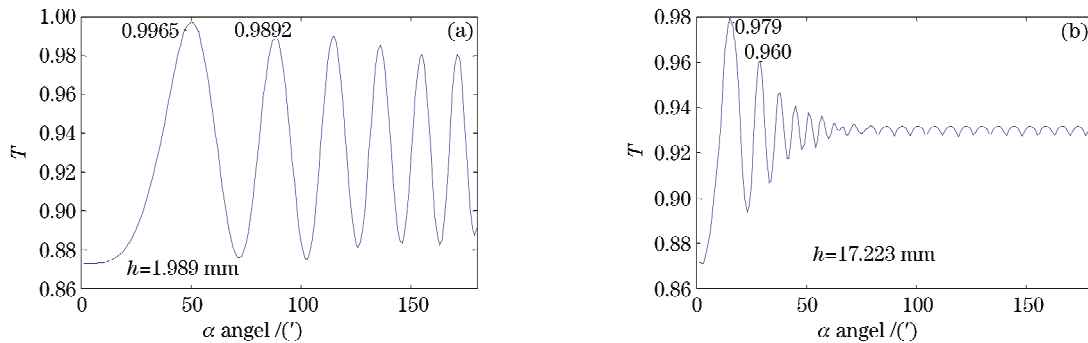


图 6 存在不平行度下标准具的透射率曲线

Fig. 6 Transmittance curve of non-parallel F-P etalon

5 结 论

提出了一种内置 F-P 标准具选择激光器内相邻谱线的方法, 克服了原先激光器内选线方法的不足。通过选择合适的标准具长和反射率, 使相邻谱线具有不同的损耗, 从而达到抑制强线增益, 使弱线起振出光的目的。文中还以 He-Ne 激光器内 633 nm 和 629 nm 两个相邻波长为实例, 用高斯光束模型具体分析了它们的透射特性。采用该方案制成的 629 nm He-Ne 激光器可做为多波长绝对距离干涉测量中的一个波长源^[8~10]。这种选择谱线的方法, 也可以应用于其它激光器内相邻谱线的选择。

参 考 文 献

- 1 Gao Bolong, Ding Jinxing, Long Xingwu *et al.*. Green (yellow, green) He-Ne laser with internal cavity[J]. *Acta Optica Sinica*, 1995, **15**(12): 1617~1621
- 高伯龙, 丁金星, 龙兴武等. 全内腔绿(黄、橙)光 He-Ne 激光器[J]. *光学学报*, 1995, **15**(12): 1617~1621
- 2 Long Xingwu, Yang Kaiyong, Huang Yun *et al.*. Green He-Ne

- laser with internal cavity[J]. *Acta Optica Sinica*, 2005, **25**(12): 1639~1643
- 龙兴武, 杨开勇, 黄云等. 全内腔绿光 He-Ne 激光器[J]. *光学学报*, 2005, **25**(12): 1639~1643
- 3 You Dajiang, Li Hua, Zheng Leming *et al.*. The development and research of He-Ne laser with multiple wavelengths[J]. *Acta Scientiarum Naturalium, Universitatis Pekinensis*, 1983, **2**: 75~88
- 游大江, 李桦, 郑乐民等. 多谱线 He-Ne 激光器的研制及其特性分析[J]. *北京大学学报*, 1983, **2**: 75~88
- 4 You Dajiang, Zhao Suitang. Study of model HND-120 visible multi-wavelength He-Ne laser[J]. *Chinese J. Lasers*, 1983, **11**(1): 34~38
- 游大江, 赵绥堂. HND-120 型可见光 He-Ne 多谱线激光器的研制[J]. *中国激光*, 1983, **11**(1): 34~38
- 5 Zhao Kegong. He-Ne laser with simultaneous emission of six visible wavelengths[J]. *Acta Metrologica Sinica*, 1987, **8**(3): 169~174
- 赵克功. 同时辐射六种可见光波长的连续振荡 He-Ne 激光器[J]. *计量学报*, 1987, **8**(3): 169~174
- 6 Zhou Bingkun, Gao Yizhi, Chen Jiaye *et al.*. *Principles of Laser* [M]. Beijing: National Defense Industry Press, 1995. 152~154
- 周炳琨, 高以智, 陈家骅等. *激光原理* [M]. 国防工业出版社, 1995. 152~154
- 7 Liu Mulin, Wu Zhengmao, Xia Guangqiong *et al.*. Transmitting

- characteristics of a Gaussian beam striking obliquely on a nonparallel fabry-perot interferometer[J]. *Acta Optica Sinica*, 2005, **25**(1): 109~114
- 刘木林, 吴正茂, 夏光琼 等. 高斯光束斜入射非平行法布里-珀罗干涉仪后的透射光强分布[J]. *光学学报*, 2005, **25**(1): 109~114
- 8 Liang Jing, Long Xingwu, Zhang Bin. Study on a new kind of multi-wavelength absolute distance interferometer [J]. *Optical Technique*, 2008, **34**(5): 681~683
- 梁 晶, 龙兴武, 张 斌. 一种新型多波长绝对距离干涉测量系统的研究[J]. *光学技术*, 2008, **34**(5): 681~683
- 9 Yin Chunyong. *Modern Interferometric Measuring Technique* [M]. Tianjin: Tianjin university Press, 1999. 194~230
- 殷纯永. *现代干涉测量技术* [M]. 天津大学出版社, 1999. 194~230
- 10 Jin Guo Fan, Li Jing Zhen. *Laser Metrology* [M]. Beijing: Science Press, 1998
- 金国藩, 李景镇. *激光测量学* [M]. 科学出版社, 1998