

doi: 10.3788/gzxb20144302.0203002

多光束非定域干涉反射光强分布

陈海良, 马明建, 李建设

(燕山大学 理学院, 河北 秦皇岛 066004)

摘 要:研究了多光束非定域干涉现象,得到了多光束非定域干涉的反射光强分布函数.数值计算结果表明:随着镜面反射系数的增加,多光束非定域干涉条纹半值宽度降低,条纹变得更加锐细,光谱分辨率提高;当镜面反射率较高时,除了暗条纹外,在低干涉级次处紧邻暗条纹还有很窄的亮条纹存在;亮条纹振幅逐渐衰减至背景光强度,干涉级次越低亮条纹振荡越明显;第一束反射光提供了一个均匀的背景,第二束反射光的加入产生了双光束干涉,干涉条纹较粗,对比度较低,更多光束的加入使干涉暗条纹变得锐细,在相邻暗条纹间出现了明暗相间的低强度明暗条纹;足够多光束的加入使相邻暗条纹间低强度变化的明暗条纹消失,同时在紧邻暗条纹处出现了振幅振荡衰减的亮条纹.最后,将多光束非定域干涉理论应用于光学滤波器的研究,结果表明:提高镜面反射率,可以显著降低多光束非定域干涉的滤波带宽;改变镜面间距,可以灵活调整多光束干涉仪滤波波长和相消波长间距.

关键词:多光束干涉;非定域;反射系数;镜面间距

中图分类号:0630E; 0760

文献标识码:A

文章编号:1004-4213(2014)02-0203002-5

Reflex Light Intensity Distribution in Multiple-beam Nonlocalized Interferometer

CHEN Hai-liang, MA Ming-jian, LI Jian-she

(College of Science, Yanshan University, Qinhuangdao, Hebei 066004, China)

Abstract: The nonlocalized interference in multiple-beam interferometer was studied. The reflex light intensity distribution function was obtained. The numerical analysis shows that as the reflection coefficient of specular surface increase, the stripe of the nonlocalized interference becomes sharp, resolution ratio is improved, while the half-value width decreases; narrow bright stripe nearby the dark stripe exists at low interference order with higher reflection coefficient of specular surface; the amplitude of the bright stripe gradually decreases to the background intensity; the oscillation becomes more obviously at lower interference order; the first reflex light provides an uniformity background, and the second reflex light makes a double beam interferes with the first reflex light; with the introduce of more reflex lights, the dark stripe becomes sharp and many low intensity interference stripes appear between neighbour dark stripes; the low intensity interference stripes between the dark stripes disappear and narrow bright stripes nearby the dark stripes arise while with sufficient reflection lights. At last, the filter based on the multiple beam nonlocalized interference theory was investigated. The filtering bandwidth of the nonlocalized interferometer can be reduced notably by increasing the reflection coefficient of specular surface. While changing the mirror spacing, the filtering wavelength and the interval can be adjusted flexibly.

Key words: Multiple-beam interference; Nonlocalize; Reflection coefficient of specular surface; Mirror spacing

OCIS: 030.1670; 230.0230; 260.3160; 350.2460

基金项目:国家自然科学基金(No. 61178026)和秦皇岛市科学技术研究项目(No. 2012021A095)资助

第一作者:陈海良(1980-),男,实验师,博士,主要研究方向为光子晶体光纤. Email: hlchen@ysu.edu.cn

收稿日期:2013-05-20;录用日期:2013-09-06

<http://www.photon.ac.cn>

0 引言

基于多光束干涉理论发展起来的各种干涉仪,因为干涉条纹锐细在科学研究中具有重要的应用价值而受到人们的广泛关注^[1].作为多光束干涉仪中最重要的一种,法布里-波罗(Fabry-perot, F-P)干涉仪在微弱应力、应变的测量中得到了广泛的研究和应用^[2-4].级联 F-P 干涉仪使得干涉仪的光谱分辨率得到了有效提高,被应用于宇宙背景信号的光谱测量中^[5-6].将 F-P 干涉仪应用到激光器中,可以实现激光器的可调谐^[7].近年来,基于多光束干涉的光纤光栅,具有灵活可调的折射率分布,在微弱信号测量中具有重要的应用价值^[8-10].薄膜型多层多光束干涉仪的应用,可以进一步提高干涉仪的光谱分辨率,在光谱测量、通信、滤波等领域中有潜在的应用价值^[11-12].

多光束定域干涉光强具有较高的光通量密度,易于实现信号测量.但是当镜面反射率较高时,干涉条纹的实际值与理论值存在较大误差.制作镜面半径较大的干涉仪可以降低这种误差,但需要很高的制作工艺^[13].并且定域干涉通常需要加上透镜,只能在焦平面上观察,使得干涉结果易于受到透镜质量和色散的影响.多光束非定域干涉不需要安装透镜,在干涉区域内任意位置都可以进行测量,并且在干涉图形中央区域实际干涉光束为无穷束,不存在理论与实际的差别.

本文以观察到的 F-P 干涉仪中多光束非定域干涉为研究对象,研究非定域干涉光强分布的干涉机理,推导出反射光强分布的理论公式,分析各参数对非定域干涉光强分布的影响.最后将多光束非定域干涉应用到光通信滤波中,研究镜面反射率和镜面间距对滤波性能的影响.

1 多光束非定域干涉反射光强

分布函数

从激光器发射的激光经过特殊设计的导光光纤(或者经过扩束镜)传输扩束后输入到 F-P 干涉装置中,反射光束在空间形成的非定域干涉图形成像在白屏 P 上, P' 为白屏上的一点,如图 1. 图 1 中画出了到达 P' 点的三条光束,其中第一条光束入射到 F-P 干涉

仪的左侧镜面,然后反射到 P' 点.第二条光束经过 F-P 干涉仪的左侧镜面透射到 F-P 干涉仪中,经过右侧镜面反射,再次经过左侧镜面透射后到达 P' 点.以此类推,第 n (当 $n \geq 2$ 时) 条光束经过了 $2n-3$ 次反射, 2 次透射到达 P' 点.需要注意的是,有无穷多束光到达了 P' 点,这与定域干涉是不同的^[14].

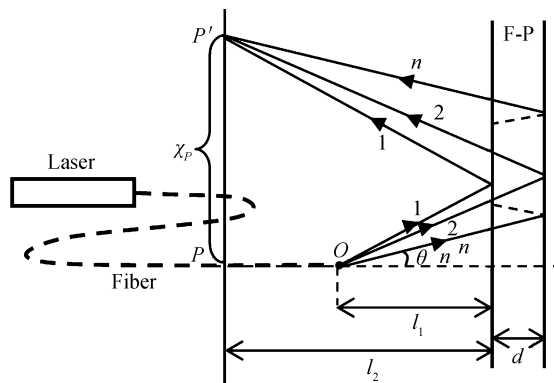


图 1 多光束非定域干涉反射光强分布装置

Fig. 1 The device of nonlocalized inerferometer

令 $L = l_1 + l_2$, 图中第 n 路入射光与中心轴夹角为 θ_n , 则

$$\chi_p = L \tan \theta_n + (2n-2)d \tan \theta_n \quad (1)$$

相应的光程为

$$\Delta L_n = [L + (2n-2)d] / \cos \theta_n \quad (2)$$

将式(1)代入式(2)可得

$$\Delta L_n = \sqrt{[L + (2n-2)d]^2 + \chi_n^2} \quad (3)$$

实际上不同倾角的入射光,其强度不一定相等,需要通过测量得到光强分布,即振幅 $A = A(\theta)$, 本文在理论分析中假定不同倾角入射光其强度均相等,即振幅 A 与 θ 无关.入射光入射到 F-P 干涉仪中,经过反射和透射,其强度得到衰减.令由光疏介质入射到光密介质的振幅透射率为 t , 由光密介质入射到光疏介质的振幅透射率为 t' , 由光疏到光密的反射率为 r , 由光密到光疏的反射率为 r' , 并且 $r'^2 = r^2, r^2 + tt' = 1$.

到达 P' 点的各路光的复振幅为

$$\tilde{U}_1 = Ar' e^{i(2\pi \cdot \Delta L_1 / \lambda + \pi)} \quad (4)$$

$$\tilde{U}_n = Atr'^{(2n-3)} t' e^{i2\pi \cdot \Delta L_n / \lambda} \quad (n \geq 2) \quad (5)$$

第一路反射光由于有半波损失,复振幅中增加了 $e^{i\pi}$ 项. P' 点的复振幅为

$$\tilde{U}_R = \sum_{n=1}^{\infty} \tilde{U}_n = Ar' e^{i(\frac{\pi}{2} \sqrt{L^2 + \chi_n^2} + \pi)} + \sum_{n=2}^{\infty} Atr'^{(2n-3)} t' e^{i\frac{\pi}{2} \sqrt{\chi_n^2 + [L + (2n-2)d]^2}} \quad (6)$$

P' 点的光强为

$$I_R = \tilde{U}_R \tilde{U}_R^* = A^2 r'^2 - 2A^2 tt' \sum_{n=2}^{\infty} r'^{(2n-2)} \cos \frac{2\pi}{\lambda} [\sqrt{L^2 + \chi_n^2} - \sqrt{[L + (2n-2)d]^2 + \chi_n^2}] + A^2 (tt')^2 \sum_{n=2, m=2}^{\infty} r'^{(2n+2m-6)} \cos \frac{2\pi}{\lambda} [\sqrt{[L + (2n-2)d]^2 + \chi_n^2} - \sqrt{[L + (2m-2)d]^2 + \chi_m^2}] \quad (7)$$

令 $I_0 = A^2, r'^2 = r^2 = R$ 可得

$$I_R = I_0 R - 2I_0(1-R) \sum_{n=2}^{\infty} R^{(n-1)} \cos \frac{2\pi}{\lambda} [\sqrt{[L+(2n-2)d]^2 + \chi_r^2} - \sqrt{L^2 + \chi_r^2}] + I_0(1-R)^2 \sum_{n=2, m=2}^{\infty} R^{(n+m-3)} \cos \frac{2\pi}{\lambda} [\sqrt{[L+(2n-2)d]^2 + \chi_r^2} - \sqrt{[L+(2m-2)d]^2 + \chi_r^2}] \quad (8)$$

对于干涉圆环中心 $\chi_r = 0$, 可得

$$I_R = I_0 R - 2I_0(1-R) \sum_{n=2}^{\infty} R^{(n-1)} \cos \frac{2\pi}{\lambda} (2n-2)d + I_0(1-R)^2 \sum_{n=2, m=2}^{\infty} R^{(n+m-3)} \cos \frac{2\pi}{\lambda} (2n-2m)d \quad (9)$$

当 $\frac{2\pi d}{\lambda} = K\pi$ (K 为正整数), 即 $d = \frac{K}{2}\lambda$ 时, 中心位置为暗斑; 当 $\frac{2\pi d}{\lambda} = (K + \frac{1}{2})\pi$, 即 $d = (K + \frac{1}{2})\frac{\lambda}{2}$ 时, 中心位置为亮斑.

2 数值分析

2.1 反射系数对光强分布的影响

图 2 为镜面间距 $d = 0.0003164$ m, 接受屏 P 位置 $L = 0.4$ m, 激光波长为 632.8 nm, 反射系数 r 分别为 0.5、0.7、0.9、0.95 时的归一化多光束非定域干涉反射光强分布. 从图中可以看出, 干涉圆环中心处为暗条纹, 并且在不同的镜面反射率下暗条纹强度都较弱, 接近于零. 当反射率较低时, 在低干涉级次处暗条纹强度也接近于零, 同时亮条纹强度较低. 这主要是由于反射光的总强度与镜面反射率成正比, 反射率越低反射光的强度就越低. 随着镜面反射率的增加, 暗条纹强度变化缓慢, 而亮条纹的强度迅速增加. 当反射率大于 0.9 时, 亮条纹强度增加开始变得缓慢, 而低干涉级次处暗条纹的强度逐渐增加. 暗条纹位置并没有随着镜面反射率的改变发生变化, 因此镜面反射率只影响了暗条纹的锐细程度和对比度, 对干涉暗条纹的位置并没有影响. 当反射率较高时, 从图 2 中可以看出在中心暗条纹之外, 紧邻低干涉级次的暗条纹处有多个亮条纹的存在. 干涉级次越低, 亮条纹越明显, 并且亮条纹的强度逐渐衰减至背景光强度.

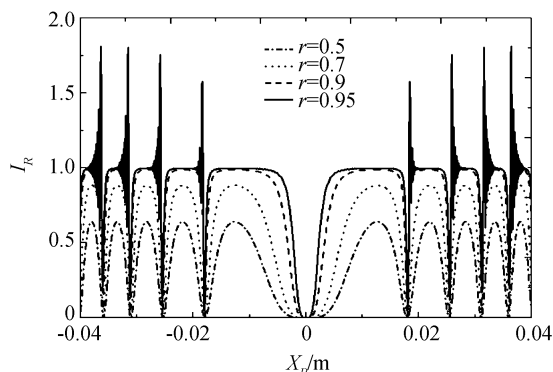


图 2 不同反射系数归一化的反射光强分布
Fig. 2 The normalized light intensity distribution at different reflection index

为了深入理解暗条纹附近出现振荡衰减亮条纹的机理, 本文研究了发生多光束非定域干涉的各路反射

光对干涉条纹的影响, 如图 3. 系统各参数分别为镜面间距 $d = 0.0003164$ m, 接受屏 P 位置 $L = 0.4$ m, 激光波长为 632.8 nm, 反射系数 R 为 0.9, 入射光束数目分别为 1、2、10、100. 当只有第一束反射光入射到光屏上时, 从图 3 中可以看出反射光强分布为一条直线, 表明光屏上各处光强相同, 第一束光提供了一个均匀的背景. 当第二束反射光也入射到光屏时, 引起了干涉, 出现了明暗相间的条纹分布, 干涉条纹变化平缓, 条纹对比度较低. 当镜面反射率较低时, 干涉主要受到前两束反射光的影响, 表现为双光束干涉, 干涉条纹较粗, 对比度较低. 当有 10 束光入射到光屏上时, 更多的反射光的加入使得干涉暗条纹变得更加细锐, 同时在相邻暗条纹中间出现了更多的低强度的明暗条纹分布. 随着反射光束增加到 100 束, 相邻暗条纹间的低强度的明暗条纹变得平坦, 同时在紧邻暗条纹处出现了较强的亮条纹, 并且亮条纹的幅度振荡衰减至背景信号强度, 干涉级次越低亮条纹越明显. 这表明亮条纹的出现和相邻暗条纹间的低强度的明暗条纹的消失来源于更多的入射光的加入, 因此只有在镜面反射率较高, 反射光强表现为足够多的多光束干涉时才能够观察到.

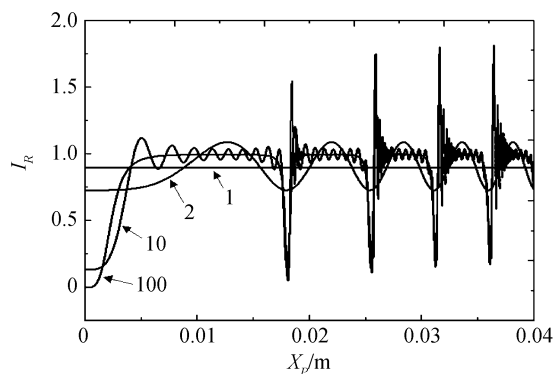


图 3 反射光束数目为 1、2、10、100 时的归一化的反射光强分布
Fig. 3 The normalized light intensity distribution at different reflection light number of 1, 2, 10, 100

半值宽度用于描写条纹的锐细程度, 定义为条纹强度为两侧峰值和谷值差值一半的两点之间的间隔, 用 F 来表示, 如图 4 中插图所示. 图 4 为镜面间距 $d = 0.0003164$ m, 接受屏位置 $L = 0.4$ m, 激光波长为 632.8 nm 时, 干涉圆环中心处条纹半值宽度与镜面反射率之间的关系. 由图中可以看出, 镜面反射率越高, 其半值宽度越低, 并且下降趋势越明显. 如反射率 r 为

0.95 时,半值宽度达到 0.004 5 m. 改变镜面间距,可以显著地改变条纹的半值宽度. 如当镜面间距达到 0.003 164 m 时,半值宽度达到 0.001 5 m. 从图 2 中还可以看出,干涉级次越低,条纹的半值宽度也越小,光谱分辨能力也就越强. 这与多光束定域干涉的结论是相同的. 但是在低干涉级次处由于出现了振荡变化的亮条纹,不利于光谱分辨的使用,因此实际上只能利用靠近中心的几级干涉条纹.

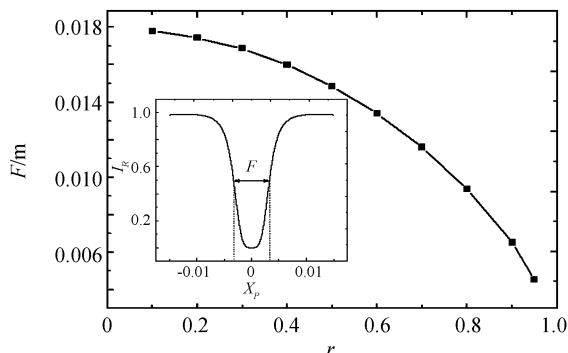


图 4 干涉圆环中心半值宽度随镜面反射率的变化关系(插图为半值宽度示意)

Fig. 4 The relationship between half-value width and mirror reflection index at the interference circle center(insert is the sketch map of half-value width)

2.2 滤波特性

基于多光束干涉的法布里-波罗干涉仪具有灵活可调的自由光谱区、较高的精细度、较低的带宽和易于实现级联在光学通信领域中是一种重要的光学滤波器^[15-16]. 入射到多光束干涉仪的反射光在光屏上相长干涉,在某些波长范围内产生高能量的反射光束,在某些波长处相干相消.

图 5 为 $d=0.000\ 316\ 4\ \text{m}$, 光源到接受屏距离 $L=0.4\ \text{m}$, 反射系数 $R=0.9$, 输入光波长为 $630\ \text{nm}\sim 640\ \text{nm}$ 时多光束非定域干涉干涉圆环中心处的反射光谱分布. 从图 5 中可以得到在 $632.8+k0.63\ \text{nm}$ (k 为整数) 附近的波长实现了相干相消,相消波长成梳妆分布. 提高镜面反射率可以显著降低相消波长处的

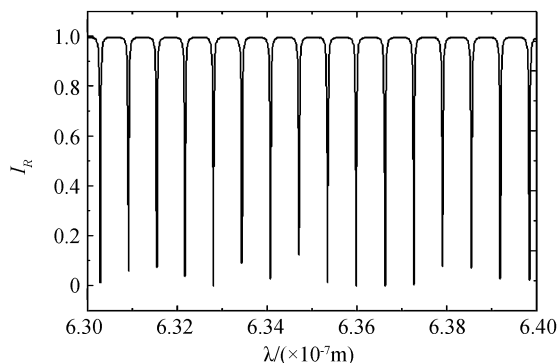


图 5 滤波特性曲线

Fig. 5 The filter character

带宽,提高滤波性能. 镜面间距越小,相消波长间隔就越大. 改变镜面间距 d 可以相应的调整相消波长位置,从而可以灵活的控制多光束干涉仪的滤波特性.

图 6 给出了在三种通信波长 850 nm、1 310 nm、1 550 nm 处的多光束非定域干涉滤波特性曲线. 镜面反射率 $R=0.9$, 观察屏位置 $G=0.4\ \text{m}$, 镜面间距 $d=0.000\ 155\ 0\ \text{m}$ 时,在通信波长 1 550 nm 处实现了滤波,并且在超过 10 nm 范围只有通信波长处相干相消. 选择合适的镜面间距可以实现不同的波长的滤波,当镜面间距为 0.000 131 0 m 和 0.000 042 5 m 时,通信波长为 1 310 nm 和 850 nm 的反射光实现了相干相消. 在实际应用当中,可以适当的选择镜面间距,控制滤波波长和相消波长间距.

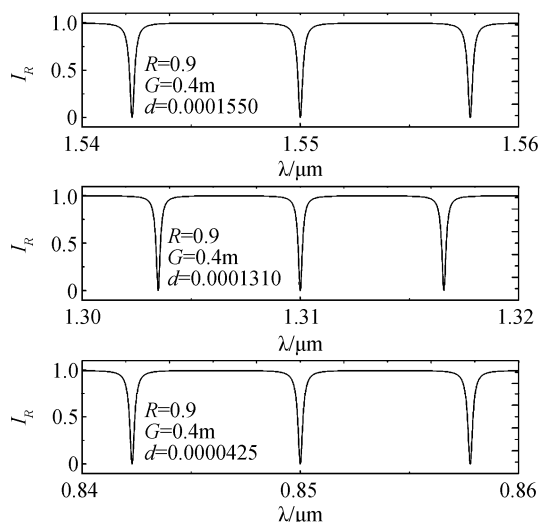


图 6 通信波长(850 nm,1 310 nm,1 550 nm)处多光束非定域干涉滤波特性曲线

Fig. 6 The nonlocalized interference filtering character curve at communication wavelength of 850 nm,1 310 nm,1 550 nm

因此,尽管由于没有透镜聚焦,多光束非定域干涉的光通量密度低于多光束定域干涉而不利于信号的测量,然而在以下几个方面多光束非定域干涉具有优势. 第一,在靠近干涉中心的干涉条纹不存在理论近似导致的误差;第二,干涉条纹不受透镜质量和色散的影响;第三,在空间任何位置都能够测量. 目前,在光纤中发展起来的微小的法布里-波罗干涉仪中添加一个透镜聚焦是非常困难的,实际利用的除中心外的干涉条纹往往都是基于多光束非定域干涉.

3 结论

多光束非定域干涉在光谱测量,通信传感、滤波等领域都有着重要的应用价值. 针对得到的多光束非定域干涉反射光强分布函数,通过数值计算研究了反射光强分布的特性,以及镜面反射率对函数的影响. 结果表明增加镜面反射系数能迅速的降低半值宽度,提高光谱分辨率. 但是当镜面反射率较高时,除了暗条纹

外,在低干涉级次处紧邻暗条纹还有很窄的亮条纹的存在.干涉级次越低,亮条纹越明显,亮条纹振幅振荡衰减至背景光强度.提高镜面反射率可以显著降低相消波长处的带宽,提高滤波性能.改变镜面间距,可以灵活地调整多光束非定域干涉滤波波长和相干相消波长间距.

参考文献

- [1] PEROT A, FABRYC. Sur les franges des lames minces argentees et leur application a la mesure de petites epaisseurs d' air[J]. *Ann. Chim. Phys*, 1897, **12**:459-501.
- [2] MASSON J, ST-GELAIS R, POULIN A, *et al.* Tunable fiber laser using a MEMS-based in plane Fabry-Pérotfilter [J]. *Quantum Electronics*, 2010, **46**(9):1313-1319.
- [3] DUAN D, RAO Y, ZHU T. High sensitivity gas refractometer based on all-fiber open-cavity Fabry - Perot interferometer formed by large lateral offset splicing [J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 2012, **29**(5):912-915.
- [4] HROKUBO N, KOMATSU H, HASHIMOTO N, *et al.* Wideband visible wavelength range MEMS Fabry-Perot Tunable Filter with calibration system[C]. IEEE, 2012:1-4.
- [5] NAKAGAWA T, YUI Y Y, DOI Y, *et al.* Far-infrared line survey observations of the galactic plane[J]. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 2009, **115**(2):259.
- [6] MENARD M, KIRK A G. Integrated Fabry - Perot comb filters for optical space switching [J]. *Journal of LightwaveTechnology*, 2010, **28**(5):768-775.
- [7] TANG X, CARTLEDGE J C, SHEN A, *et al.* Low-timing-jitter all-optical clock recovery for 40 Gbits/s RZ-DPSK and NRZ-DPSK signals using a passively mode-locked quantum-dot Fabry - Perot semiconductor laser[J]. *Optics Letters*, 2009, **34**(7):899-901.
- [8] MOSQUERA L, SAEZ-RODRIGUEZ D, CRUZ J L, *et al.* In-fiber Fabry-Perot refractometer assisted by a long-period grating[J]. *Optics letters*, 2010, **35**(4):613-615.
- [9] BARMENKOV Y O, ZALVIDEA D, TORRES-PEIR S, *et al.* Effective length of short Fabry-Perot cavity formed by uniform fiber Bragg gratings[J]. *Optics Express*, 2006, **14**(14):6394-6399.
- [10] WEISS T, GIPPIUS N A, GRANET G, *et al.* Strong resonant mode coupling of Fabry - Perot and grating resonances in stacked two-layer systems[J]. *Photonics and Nanostructures-Fundamentals and Applications*, 2011, **9**(4):390-397.
- [11] SIMON H J, ANDALORO R V, DECK R T. Laser profile reshaping in a Fabry - Perot thin film[J]. *Optics Letters*, 2012, **37**(2):283-285.
- [12] JIANG M, LI Q S, WANG J N, *et al.* TiO₂ nanoparticle thin film-coated optical fiber Fabry-Perot sensor [J]. *Optics Express*, 2013, **21**(3):3083-3090.
- [13] 殷纯永. 现代干涉测量技术. 天津大学出版社, 1999:412-423.
- [14] CHEN Hai-liang, MA Ming-jian, ZENG Hui, *et al.* Multiple-beam interference to measure solid linear expansion coefficient [J]. *Optical Technique*, 2011, **37**(5):571-573.
陈海良, 马明建, 曾慧, 等. 利用 F-P 干涉仪测量固体材料线膨胀系数[J]. *光学技术*, 2011, **37**(5):571-573.
- [15] LAGROST A, COSTAESILVA M, GAY M, *et al.* Tunable and variable clock generation up to 1.2 THz by filtering an actively mode-locked 42.5 GHz quantum dash Fabry-Perot laser with a reconfigurable filter [C]. Optical Fiber Communication Conference, 2010.
- [16] OZDUR I, AKBULUT M, HOGHOOGHI N, *et al.* Optoelectronic loop design with 1000 finesse Fabry-Perot etalon[J]. *Optics Letters*, 2010, **35**(6):799-801.