

文章编号: 0253-2239(2004)08-1125-5

微光机电系统滤波器可调谐特性分析*

沈伟东 朱 勇 黄弼勤 陈海星 刘 旭 顾培夫
(浙江大学现代光学仪器国家重点实验室, 杭州 310027)

摘要: 分析了基于法布里-珀罗腔的微光机电系统可调谐滤波器中,空气腔厚度与峰值波长间的关系。微光机电系统中,空气腔的厚度一般在一个波长附近,因此腔的干涉级数较小,两边反射镜的反射相位对峰值波长的影响比较大。从反射相位出发,推导出了基于这种结构的可调谐滤波器中空气腔厚度和谐振波长之间的线性关系,并通过数值计算进行了验证。分析了影响滤波器调谐灵敏度的因素,构成介质反射镜的薄膜材料的高低折射率以及薄膜堆的层数都能改变线性系数的值。最后估算了一定波长范围内这种线性关系的误差。

关键词: 微光机电系统; 可调谐滤波器; 法布里-珀罗腔; 反射相移; 调谐特性
中图分类号: TN205 文献标识码: A

Analysis of the Micro-Optical Electromechanical System Filter's Tunable Property

Shen Weidong Zhu Yong Huang Biqin Chen Haixin Liu Xu Gu Peifu
(State Key Labs of Modern Optical Instrumentation, Zhejiang University, Hangzhou 310027)
(Received 27 June 2003; revised 8 September 2003)

Abstract: The relation between the air gap thickness and the peak wavelength in micro-optical electromechanical system (MOEMS) optical tunable filter based on Fabry-Perot etalon is discussed. In the devices based on MOEMS, length of the air cavity is about one wavelength, so the phase shift on reflection of the dielectric reflector plays a crucial role in the low interference order. From the phase shift, the linear relation between the air gap thickness and the peak wavelength is presented and then proved by numerical computation. The refractive index of thin films and the number of stacks constructing the reflector that influence the tunable sensitivity are analyzed. At the end, error in a specified wavelength range is estimated.

Key words: micro-optical electro-mechanical system; tunable optical filter; Fabry-Perot cavity; phase shift on reflection; tunable property

1 引 言

最近几年,微光机电系统(Micro-optical electro-mechanical systems, MOEMS)发展成为微机电系统技术中一支极具活力的新技术系统。目前这一技术主要应用在如传感器、显示技术、波分复用通信器件等领域。在微光机电系统中,法布里-珀罗腔结构是最常见的结构之一,它可以用静电力或者微电磁驱

动上层反射镜来实现波长选择器,也可实现由中心波长反推变形量从而测得气压的压力传感器。这方面已经有了很多的报道^[1~7]。

本文分析了法布里-珀罗腔微光机电系统滤波器的可调谐特性,从腔两端反射镜的反射相位出发,推出了在反射镜中心波长附近空气腔厚度和谐振波长之间的线性关系公式以及厚度对波长的调制公式,分析了影响调制灵敏度的主要因素和线性范围的误差,这对于基于微光机电系统的法布里-珀罗腔可调谐波长选择器件和压力传感器的设计和应用具有实际的应用价值。

* 国家自然科学基金(69976026)资助课题。

E-mail: adongszju@hotmail.com

收稿日期:2003-06-27;收到修改稿日期:2003-09-08

2 公式推导

图 1 所示的是典型的微光机电系统技术中的法布里-珀罗腔滤波器,两边是由高低折射率的 Si_3N_4 和 SiO_2 交替组成的介质反射镜,通过静电或者微电磁驱动上层反射镜,改变腔长而实现波长的调谐。由薄膜光学理论^[8]可知,法布里-珀罗腔的谐振波长由下式决定:

$$\theta = \frac{\varphi_1 + \varphi_2 - 2\delta}{2} = -k\pi, \quad (1)$$

其中 $\delta = (2\pi/\lambda)nd$ 是腔的相位厚度, φ_1, φ_2 是两个反射镜的反射相位,峰值波长位置由腔的相位厚度和反射相位决定。在反射镜的中心波长附近 φ_1, φ_2 比较小,如果干涉级次足够高,也就是间隔层的厚度 d 比较大的情况下(如密集波分复用中法布里-珀罗腔型的梳状滤波器、液晶法布里-珀罗腔等),反射相位与空气腔相位延迟相比是微不足道的,其对波长移动的贡献可以认为是 0。但是在微光机电系统法布里-珀罗腔中,考虑到微加工工艺的可行性, d 不能很大,一般为中心波长 λ_0 的 1/2 到 2 倍,这时 1° 的反射相位就会引起峰值波长 0.14%

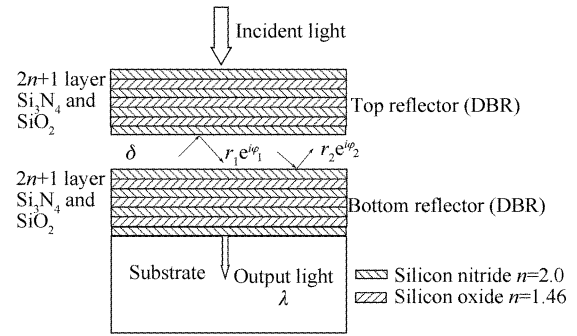


Fig. 1 Schematic diagram of a MEOMS based Fabry-Perot interferometer. DBR is made of periodically stacked silicon nitride and silicon dioxide

的漂移,如果峰值波长为 $1.55 \mu\text{m}$,这个漂移达到 2.2 nm 。而且随着微光机电系统驱动器改变 d 的大小,整个器件的谐振波长偏离中心波长后,两边反射镜的反射相位逐渐变大,这时它们对峰值波长的位置起着很重要的作用。下面我们将计算反射镜反射相位,从而来推出空气腔厚度和谐振波长之间的关系。

由薄膜光学理论^[8]可知,对一个 $(2L+1)$ 层高低折射率介质(HLHLH...)组成的反射镜(L 是高低薄膜对的周期数),它的膜系特征矩阵可以表示为

$$\begin{bmatrix} B \\ C \end{bmatrix} = \left\{ \begin{bmatrix} \cos \delta_1 & \frac{i}{n_1} \sin \delta_1 \\ in_1 \sin \delta_1 & \cos \delta_1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos \delta_2 & \frac{i}{n_2} \sin \delta_2 \\ in_2 \sin \delta_2 & \cos \delta_2 \end{bmatrix} \right\}^L \begin{bmatrix} \cos \delta_1 & \frac{i}{n_1} \sin \delta_1 \\ in_1 \sin \delta_1 & \cos \delta_1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ \eta_s \end{bmatrix}, \quad (2)$$

其中 i 为虚数单位(下同),相位厚度 $\delta_j = (2\pi/\lambda)n_j d_j$, n_j 为薄膜的折射率, d_j 为薄膜的物理厚度, η_s 为基板的折射率,这里每层薄膜都满足 $n_j d_j = \lambda_0/4$ 的规则膜系, λ_0 是设计的中心波长。由(2)式最后可以得到高低折射率反射膜和基板的组合导纳 $Y = C/B$, 这里入射介质为空气折射率 $\eta_0 = 1$, 这样就求得反射系数和反射相位,分别为

$$r = (B - C)/(B + C), \quad (3)$$

$$\varphi = \arctan \left[\frac{i(CB^* - BC^*)}{(BB^* - CC^*)} \right], \quad (4)$$

对于偏离中心波长 λ_0 的任意波长,相位厚度有

$$\delta = \delta_1 = \delta_2 = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{1}{4} \lambda_0 = \frac{\pi}{2} g, \quad (5)$$

其中 $g = \lambda_0/\lambda$, 因为微机电系统可调谐滤波器在反射镜中心波长 λ_0 附近的一个区间内对波长调谐,那么 $g - 1 \rightarrow 0, \delta - \pi/2 \rightarrow 0$, 把 $\cos \delta, \sin \delta$ 泰勒展开,并取一级近似,有

$$\cos \delta B - \pi(g-1)/2, \quad \sin \delta B 1, \quad (6)$$

并且由于 $(g-1)$ 很小,忽略 $\cos^2 \delta$ 及其高次项。那么

$$\begin{bmatrix} \cos \delta & \frac{i}{n_1} \sin \delta \\ in_1 \sin \delta & \cos \delta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos \delta & \frac{i}{n_2} \sin \delta \\ in_2 \sin \delta & \cos \delta \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -\frac{n_2}{n_1} & i \left(\frac{1}{n_2} + \frac{1}{n_1} \right) \cos \delta \\ i(n_1 + n_2) \cos \delta & -\frac{n_1}{n_2} \end{bmatrix}, \quad (7)$$

对于这个 1 模矩阵,我们运用切比雪夫(Chebyshev)公式^[9]

$$\begin{bmatrix} P & M \\ N & Q \end{bmatrix}^L = \begin{bmatrix} PU_{L-1} - U_{L-2} & MU_{L-1} \\ NU_{L-1} & QU_{L-1} - U_{L-2} \end{bmatrix}, \quad (8)$$

其中 $U_L = \frac{\sin[(L+1)K\Lambda]}{\sin K\Lambda}$, $K\Lambda = \arccos\left[\frac{1}{2}(P+Q)\right]$, 因此

$$U_L = \sum_{j=1}^{j \leq (L+2)/2} C_{L+1}^{2(j-1)} (-1)^{j+1} \left[1 - \frac{1}{4} \left(\frac{n_1^2}{n_2^2} + \frac{n_2^2}{n_1^2} + 2\right)\right]^{j-1} \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{n_1}{n_2} + \frac{n_2}{n_1}\right)\right]^{L-2j+2}, \quad (9)$$

这是一个只和膜系所选用膜层的折射率以及层数相关, 而与波长没有关系的常量。可得

$$\begin{bmatrix} B \\ C \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -\cos \delta \left[\left(\frac{n_1}{n_2} + \frac{n_2}{n_1} + 1 \right) U_{L-1} + U_{L-2} \right] - i \frac{\eta_s}{n_1} \left(\frac{n_2}{n_1} U_{L-1} + U_{L-2} \right) \\ -\eta_s \cos \delta \left[\left(\frac{n_1}{n_2} + \frac{n_2}{n_1} + 1 \right) U_{L-1} + U_{L-2} \right] - i n_1 \left(\frac{n_2}{n_1} U_{L-1} + U_{L-2} \right) \end{bmatrix}, \quad (10)$$

$$\tan \varphi = \frac{2 \left[\left(\frac{\eta_s^2 n_2}{n_1^2} - \frac{n_1^2}{n_2} \right) U_{L-1} + \left(\frac{\eta_s^2}{n_1} - n_1 \right) U_{L-2} \right] \left[\left(\frac{n_1}{n_2} + \frac{n_2}{n_1} + 1 \right) U_{L-1} + U_{L-2} \right]}{\left[\left(\frac{\eta_s n_2}{n_1^2} - \frac{n_1^2}{n_2} \right) U_{L-1} + \left(\frac{\eta_s}{n_1} - n_1 \right) U_{L-2} \right] \left[\left(\frac{\eta_s n_2}{n_1^2} + \frac{n_1^2}{n_2} \right) U_{L-1} + \left(\frac{\eta_s}{n_1} + n_1 \right) U_{L-2} \right]} \cos \delta. \quad (11)$$

在中心波长附近, 反射相位不是很大, 所以可以认为 $\varphi \approx \tan \varphi$, 由(8)式可以得到

$$\varphi = -N\pi(g-1), \quad (14)$$

其中

$$N = \frac{\left[\left(\frac{\eta_s^2 n_2}{n_1^2} - \frac{n_1^2}{n_2} \right) U_{L-1} + \left(\frac{\eta_s^2}{n_1} - n_1 \right) U_{L-2} \right] \left[\left(\frac{n_2}{n_1} + \frac{n_1}{n_2} + 1 \right) U_{L-1} + U_{L-2} \right]}{\left[\left(\frac{\eta_s n_2}{n_1^2} - \frac{n_1^2}{n_2} \right) U_{L-1} + \left(\frac{\eta_s}{n_1} - n_1 \right) U_{L-2} \right] \left[\left(\frac{\eta_s n_2}{n_1^2} + \frac{n_1^2}{n_2} \right) U_{L-1} + \left(\frac{\eta_s}{n_1} + n_1 \right) U_{L-2} \right]}, \quad (13)$$

我们称之为反射相移系数, 它和反射镜薄膜与基板的折射率以及膜系的层数有关。腔两边反射镜由于出射介质不同, 因而反射相位略有差别, 把(12)式代入到决定法布里-珀罗腔峰值波长位置的(1)式, 可得空气腔厚度和谐振波长之间满足

$$\lambda = \left(\frac{N_1 + N_2}{2} \lambda_0 + 2nd \right) / \left(\frac{N_1 + N_2}{2} + k \right),$$

$$\Delta\lambda = \frac{2n}{(N_1 + N_2)/2 + k} \Delta d, \quad (14)$$

N_1, N_2 是上下反射镜的反射相位系数, k 是干涉级次, 在微光机电系统法布里-珀罗滤波器中, k 一般不超过 4。

基于微光机电系统的法布里-珀罗腔可调谐滤波器, 一般都在同一个干涉级次内进行波长调谐, 所以 k 是常数, 反射相位系数 N 也只和膜系有关, 从(14)式可以看到, 在反射镜中心波长附近的一个区域内, 法布里-珀罗腔的峰值波长位置和空气腔的厚度呈线性关系, 空气腔厚度调制谐振波长也是线性的, 它的系数由两端反射镜的膜系结构以及干涉级次, 也就是初始间隔决定, 而不再是简单的 $\Delta\lambda = \frac{2}{k} \Delta(nd)$ 。

3 数值验证

对图 1 所示的微光机电系统法布里-珀罗腔,

折射率分别为 2 和 1.46 的 Si_3N_4 和 SiO_2 组成 21 层反射镜, 基板为 K9 玻璃, $\eta_s = 1.52$, 空气腔初始厚度 1590 nm, 反射镜的中心波长取为波分复用常用的 1550 nm。我们运用薄膜计算软件 TFC, 计算这个滤波器在不同空气腔厚度下的光谱特性来验证(14)式。

图 2(a)是用 TFC 计算得到的不同空气腔厚度下法布里-珀罗的透过率光谱。峰值波长的位置可以通过控制空气腔厚度而实现, 如果用静电力来驱动上层梁, 空气腔厚度可以连续的调至 2/3 初始腔长, 而不引起上下电极的粘连^[10], 这一般对于调谐红外 50 nm 范围的中心波长已经足够。

图 2(b)所示的是法布里-珀罗腔谐振波长和空气腔厚度之间的关系, 空气腔初始厚度是 1590 nm, 峰值波长短移为 1570.750 nm; 当厚度变化到 1510 nm 时, 峰值波长移到了 1529.25 nm, 长于对应的空气腔厚度; 只有在反射镜中心波长 1550 nm 处, 才会使空气腔高度与谐振波长完全一致。从图中可以看到, 在波长 1550 nm \pm 25 nm 间, 空气腔间隔和滤波器谐振波长呈线性关系, 这和前面的结论一致。腔厚从 1590 nm 移至 1510 nm, 滤波器峰值波长从 1570.75 nm 线性的移到了 1529.25 nm, 线性关系满足 $\Delta\lambda = 0.5188\Delta d$ 。根据(14)式来计算空气腔间隔和中心波长的关系, $L=10, U_9 = -36.298, U_8 = 26.454$, 由(13)式, 上、下层反射镜的反射相移系数分别为 $N_1 =$

1.8485, $N_2 = 1.8474$ 。空气腔初始厚度为 $d = 1590$ nm, 所以干涉级数 $k=2$, 因此。这和 TFC 数

值计算的结果吻合的非常好。

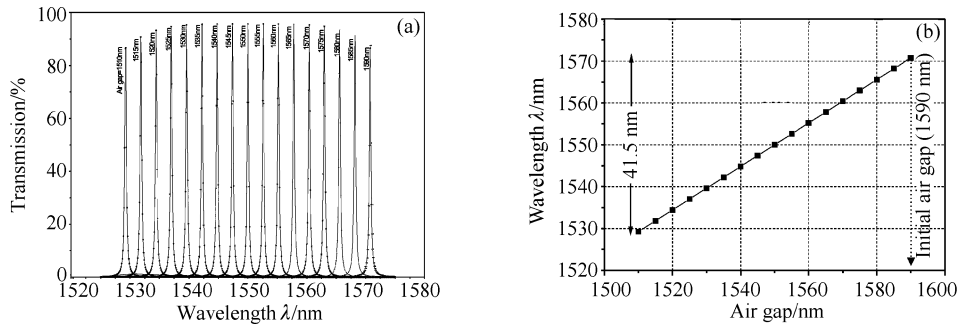


Fig. 2 (a) Simulation of the transmission spectra with the various air gap thickness and (b) peak wavelength as a function of the air gap thickness

4 分析与讨论

从(14)式可以看到, 谐振波长和空气腔厚度之间是一个线性关系, 线性系数与干涉级数 k 以及反射相移系数 N 有关。干涉级数 k 越小越灵敏, 也就是说空气腔厚度越小, 微光机电系统法布里-珀罗腔可调谐滤波器对波长的调制越灵敏, 但是受到微加工工艺的限制, 对于腔厚小于 $1 \mu\text{m}$ 的空气腔在掏空的时候由于腐蚀液的张力容易倒塌, 很难制作, 而如果腔太厚的话, 牺牲层的生长以及刻蚀掏空都很困难, 因此一般微光机电系统法布里-珀罗腔的空气腔高度都在 $1\sim 2$ 个 λ_0 左右, 也就是干涉级次为 $2\sim 4$ 。

从(14)式可以看出, 反射相移系数 N 越小, 线性系数就越大, 而从(13)式可知 N 和反射镜所选用的薄膜的折射率以及层数有关。图 3(a)是反射相移系数 N 和反射镜薄膜层周期数 L 之间的关系曲

线, 可以看出, 随着 L 的增大, 反射相移系数逐渐增大, 从 $L=8$ 时进入一个稳定状态, 这时再增大 L , N 也基本不变。图 3(b)是在 $L=10$, 低折射率材料 $n_2 = 1.46$ 情况下, 高折射率材料 n_1 从 1.5 到 5.0 间变化时 N 的变化情况, 可以看出随着 n_1 的增大 N 迅速变小, 直至慢慢平缓。图 3(c)是在 $L=10$, 高折射率材料 $n_1 = 2.3$ 情况下, 低折射率材料 n_2 从 1.38 到 2.2 间变化时 N 的变化情况, 随着 n_2 的增大, N 缓慢增大, 在接近于 $n_1 = 2.3$ 时 N 迅速变大。从图 3 我们可以看出, 随着薄膜周期的增加 N 逐渐增大直至一个饱和值, 而组成反射镜材料的高低折射率比值越大 N 越小, 波长调谐越灵敏。在设计法布里-珀罗可调谐滤波器时, 选择反射镜材料和结构, 除了考虑光谱的半峰全宽以及制作特性外, 也需考虑空气腔厚度对波长调制的灵敏度。

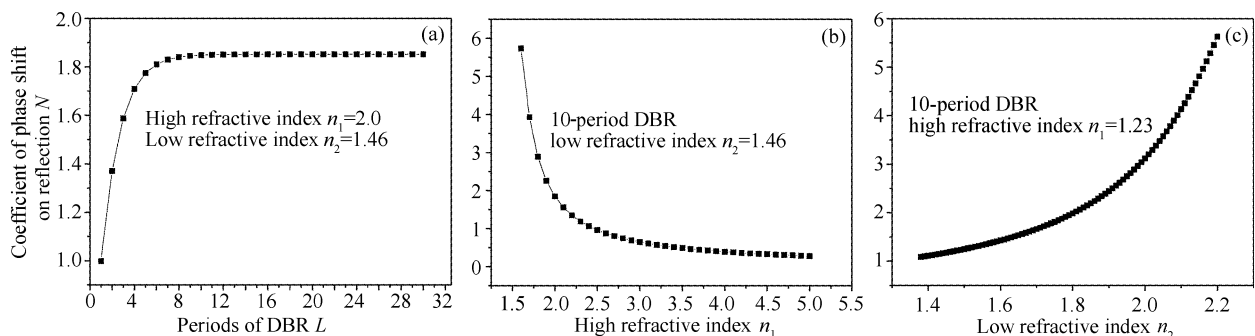


Fig. 3 The coefficient of phase shift on reflection as a function of n_1 , n_2 and L

图 4 是用 TFC 数值计算得到的反射镜相位曲线和由公式(12)算到的反射相位曲线比较, 可以看出在中心波长 $1550 \text{ nm} \pm 25 \text{ nm}$ 处, 两者吻合的较好, 而在远离中心波长后偏移逐渐增大, 也就是 φ 和 $\tan \varphi$ 的值有较大的差别(近似的误差比较大), 这时空气腔厚

度和谐振波长之间的线性度变差。我们来估算在一定波长范围内由(16)式算到的中心波长的误差。

$\tan \varphi = \theta$ 时, φ 和 $\tan \varphi$ 与的误差为

$$x = \left[\arctan\left(\frac{\theta}{180}\pi\right) - \frac{\theta}{180}\pi \right] / \left(\frac{\theta}{180}\pi \right),$$

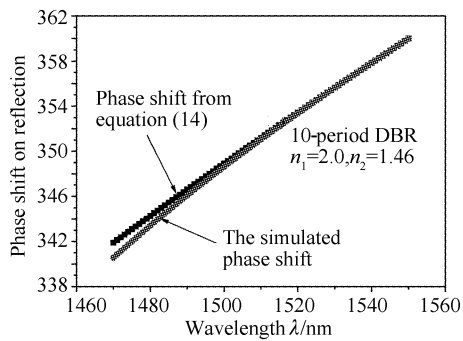


Fig. 4 Comparison of the phase shift on reflection between the simulation and Eq. (12)

由(12)式相位 $\varphi = -N\pi(g-1)$, 而实际相位为 $\varphi' = -(1+x)N\pi(g-1)$, 代入(1)式可得波长误差为

$$\Delta\lambda' = [x/(N+k)](\lambda_0 - \lambda')$$

Table 1 Comparison of peak wavelength between the simulation and Eq. (14)

d / nm	$\Delta d / \text{nm}$	Simulation		Equation (16)		Error / nm
		Central wavelength / nm	$\Delta\lambda / \text{nm}$	Central wavelength / nm	$\Delta\lambda / \text{nm}$	
1600	50	1575.905	25.905	1576.0	26.0	-0.095
1590	40	1570.750	20.750	1570.8	20.8	-0.050
1580	30	1565.575	15.575	1565.6	15.6	-0.025
1570	20	1560.390	10.390	1560.4	10.4	-0.010
1560	10	1555.195	5.195	1555.2	5.2	-0.005
1550	0	1550.000	0	1550.0	0	0
1540	-10	1544.805	-5.195	1544.8	-5.2	0.005
1530	-20	1539.610	-10.390	1539.6	-10.4	0.010
1520	-30	1534.425	-15.575	1534.4	-15.6	0.025
1510	-40	1529.250	-20.750	1529.2	-20.8	0.050
1500	-50	1524.095	-25.905	1524.0	-26.0	0.095

结论 基于法布里-珀罗腔的微光机电系统可调谐滤波器, 空气腔厚度较小, 干涉级次比较低, 因此反射镜的反射相位对峰值波长的位置有很大的影响, 本文从薄膜理论出发, 算得了在反射镜中心波长附近的反射相位, 从而推出了空气腔厚度和谐振波长的线性关系, 通过数值计算验证了这个线性关系, 对影响波长调制灵敏度的因素做了分析, 最后估算了这种线性关系在一定波长范围内的误差。这对于可调谐滤波器精确的调制波长以及空气传感器测定气压有直接的指导意义。

参 考 文 献

- Correia J H, Bartek M, Wolffenbittel R F *et al.*. Bulk-micromachined tunable Fabry-Perot microinterferometer for the visible spectral range. *Sensors and Actuators*, 1999, **76**(2):191~196
- Han Jaeheon. Novel fabrication and characterization method of Fabry-Perot microcavity pressure sensor. *Sensors and Actuators*, 1999, **75**(2):168~175
- Madsen C K, Walker J A, Ford J E *et al.*. A tunable dispersion compensating MEMS all-pass filter. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 2000, **12**(6): 651~653

而由 $-N\pi(g-1) = \theta$ 我们也可以得到此时的波长, 那么

$$\begin{cases} \lambda' = \frac{\lambda_0}{1 - \theta/180N}, \\ \Delta\lambda' = -\frac{x}{N+k} \frac{\theta}{180N - \theta} \lambda_0. \end{cases} \quad (17)$$

这就是在波长 λ' 处由(14)式算得的谐振波长误差。在图2中 $N = 1.8485, \tan \varphi = -5^\circ$ 时, $\lambda' = 1527 \text{ nm}$, $\Delta\lambda' = 0.078 \text{ nm}$ 。这说明在中心波长 $1550 \text{ nm} \pm 23 \text{ nm}$ 范围内, 谐振波长误差在 0.078 nm 以内, 也就是说在这个区间内, 峰值波长和空气腔厚度是很好的线性关系。表1列出了各个空气腔厚度下, 用 TFC 数值计算和由(14)式计算得到的峰值波长比较, 可以看出 $1550 \text{ nm} \pm 26 \text{ nm}$ 范围内, 误差在 0.1 nm 以内, 也就是 $\Delta\lambda$ 和 Δd 呈很好的线性关系。

- Hiroshi Toshiyoshi, Masakazu Kobayashi, Daisuke Miyauchi *et al.*. Design and analysis of micromechanical tunable interferometers for WDM free-space optical interconnection. *J. Lightwave Technol.*, 1999, **17**(1): 19~25
- Chen Min, Liu Xu, Li Haifeng. Finite element analysis of tunable optical filter array based on microstructure technique. *Acta Optica Sinica* (光学学报), 2002, **22**(3): 344~346 (in Chinese)
- Zhang Liang, Shi Yunfei. Computer generated holography wavefront-transforming element fabrication by binary optical technique. *Acta Optica Sinica* (光学学报), 2001, **21**(9):1150~1152 (in Chinese)
- Li Yigui, Chen Di, Zhu Jun *et al.*. Sub-wavelength grating based on a new microfabrication technology. *Acta Optica Sinica* (光学学报), 2002, **22**(8):1008~1010 (in Chinese)
- Tang Jingfa, Gu Peifu. *Thin Film Optics and Technology* (薄膜光学和技术). Beijing: China Machine Press, 1989. 100~102 (in Chinese)
- Yeh Pochi, Yariv Amnon, Hong Chi-Shain. Electromagnetic propagation in periodic stratified media. I. General theory. *J. Opt. Soc. Am.*, 1977, **67**(4): 423~442
- Carlos F R, Mateus, Chang Chih-Hao, Chrostowski Lukas *et al.*. Widely tunable torsional optical filter. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 2002, **14**(6):819~821