

[19] 中华人民共和国国家知识产权局

[51] Int. Cl.
G01B 11/16 (2006.01)



[12] 发明专利说明书

专利号 ZL 200410052567.X

[45] 授权公告日 2008年7月16日

[11] 授权公告号 CN 100402975C

[22] 申请日 2004.12.7

[21] 申请号 200410052567.X

[73] 专利权人 中山大学

地址 510275 广东省广州市新港西路135号

[72] 发明人 江绍基 曾斌 汪河洲 李宝军

[56] 参考文献

US5392117A 1995.2.21

US-6580512B1 2003.6.17

US5202939A 1993.4.13

CN1343873A 2002.4.10

US6580512B1 2003.6.17

CN-1343873A 2002.4.10

WO-02103315A1 2002.12.27

WO02103315A1 2002.12.27

US-5392117A 1995.2.21

审查员 孙毅

[74] 专利代理机构 广州粤高专利代理有限公司

代理人 禹小明

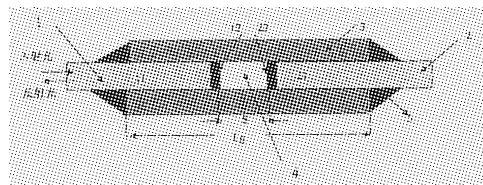
权利要求书1页 说明书11页 附图5页

[54] 发明名称

一种用于应变测量的干涉型光纤传感器

[57] 摘要

本发明涉及应变光学测量仪器领域，其目的在于提供一种传感器结构，使其能够适用光纤耦合与多光束干涉的原理，使得测量结果能够与理论模型的分析结果相适应。结构上包括入射光纤、出射光纤和套管，入射光纤的一端部和出射光纤的一端部分别固定于套管的两端，入射光纤的端部和出射光纤的端部位于套管腔内，入射光纤的端部和出射光纤的端部之间留有距离为几十微米的间隙；在入射光纤的端部镀上高反膜，在出射光纤的端部镀上高反膜，套管为石英毛细管；入射光纤的一端镀上的高反膜为介质膜，出射光纤的一端镀上的高反膜为金属膜。



1.一种用于应变测量的干涉型光纤传感器,光源选用中心波长为 1310nm,带宽为 100nm 的 LED 光源,包括入射光纤(1)、出射光纤(2)和套管(3),入射光纤(1)的一端部(11)和出射光纤(2)的一端部(21)分别固定于套管(3)的两端,入射光纤(1)的端部(11)和出射光纤(2)的端部(21)位于套管腔内,入射光纤(1)的端部(11)和出射光纤(2)的端部(21)之间留有距离为几十微米的间隙(4);在入射光纤(1)的端部(11)镀上高反膜(12),在出射光纤(2)的端部(21)镀上高反膜(22),套管(3)为石英毛细管;入射光纤(1)的一端部(11)镀上的高反膜(12)为介质膜,出射光纤(2)的一端部(21)镀上的高反膜(22)为金属膜。

2.根据权利要求1所述的用于应变测量的干涉型光纤传感器,其特征是所述的介质膜的材料为二氧化硅。

3.根据权利要求1所述的用于应变测量的干涉型光纤传感器,其特征是所述的介质膜的材料为二氧化钛。

4.根据权利要求1所述的用于应变测量的干涉型光纤传感器,其特征是所述的介质膜为若干二氧化硅层和二氧化钛层构成的复合介质膜。

5.根据权利要求1所述的用于应变测量的干涉型光纤传感器,其特征是所述的金属膜的材料为金、银或铜。

一种用于应变测量的干涉型光纤传感器

技术领域

本发明涉及应变光学测量仪器领域,更具体的说是一种用于应变测量的干涉型光纤传感器。

技术背景

光纤传感器是一种新型的传感器。与传统传感器相比,它具有灵敏度高、抗电磁干扰、耐腐蚀、电绝缘性好、便于与光纤传输系统组成遥测网络等优点。相对于其它光纤传感器而言,法布里-帕罗腔光纤应变传感器结构简单、体积小、成本较低,适合批量生产。因此在大型建筑结构、复合材料、宇航飞行器、军工产品等领域有着良好的应用前景。其中非本征法布里-帕罗腔干涉型光纤应变传感器更是近年来的研究热点。

光纤法布里-帕罗腔应变传感器可分为强度调制型和相位调制型,其中相位型传感器通过对输出信号光谱分析来计算应变值。由于采用低相干光源的白光干涉仪,不仅可以对物理量绝对测量,而且传感的动态范围大、分辨力高、不易受外界干扰等优点而在实际工程中广为应用。但是,对于干涉型非本征法布里-帕罗腔干涉型光纤应变传感器的理论分析才刚刚起步,且仅局限于输出强度与法布里-帕罗腔长度的关系,不是真正意义上的相位型的理论模型,因此很难在开发出适用于理论分析的实际传感器结构,现有结构的实验结果均与理论模型的计算结果有较大的出入。

发明内容

本发明的目的在于提供一种传感器结构,使其能够适用光纤耦合与多光束干涉的原理,使得测量结果能够与理论模型的分析结果相适应。

本发明主要是通过以下技术方案来实现其发明目的。

本发明公开了一种用于应变测量的干涉型光纤传感器,光源选用中心波长为1310nm,带宽为100nm的LED光源,结构上包括入射光纤、出射光纤和套管,入射光纤的一端部和出射光纤的一端部分别固定于套管的两端,入射光纤的端部和出射光纤的端部位于套管腔内,入射光纤的端部和出射光纤的端部之间留有距离为几十微米的间隙;在入射光纤的端部镀上高反膜,在出射光纤的端部镀上高反膜,套

管为石英毛细管；入射光纤的一端镀上的高反膜为介质膜，出射光纤的一端镀上的高反膜为金属膜。由置于石英毛细管中的两段切割好的光纤端面 and 中间的空气隙组成谐振腔，光纤端面在垂直光纤光轴切割平整后，镀上多层介质的高反膜，相距约为几十微米，与中间的空气隙在石英管中形成非本征法布里—帕罗腔干涉腔。在光纤的端面镀上光学介质的高反膜，一方面提高了传感器的灵敏度，另一方面使得本传感器结构的测量结果能够与理论模型的分析结构相符合。本发明传感器的套管采用石英材料制作，使得本传感器具备对温度的不敏感性，由于石英毛细管和光纤有相同的热膨胀系数以及中间空气隙的存在，因此本发明特别适用于进行单一微位移或应变量的测量。两光纤在石英管中处于自由状态，不受外力或应变的作用。在石英管两端，光纤和石英管胶粘合在一起。当这种结构用于应变的测量时，石英毛细管两端粘结点之间的距离为应变型传感器的标距。传感器的腔距在外力作用下将发生变化，通过测量腔距的改变量就能得到微位移。

本发明应用于测量系统中可以分为反射型和透射型两种。光纤之间耦合的原因有多种，其中最为主要的有：两光纤之间的横向偏移、光纤之间的轴向偏移和光纤端面成一定的夹角等几种情况。在此传感器的制作中，采用光纤切割刀对端面进行了与轴线垂直的加工处理后，在光纤端面镀上多层介质的光学高反膜。再用内径略大于光纤外径的石英毛细管套于两段光纤之间。因此可以忽略了光纤轴向偏移和端面角度引起的耦合损耗，而主要考虑横向偏移引起的耦合损耗。对于反射型非本征法布里—帕罗腔应变传感器，只要关心两根光纤反射光的干涉，而不要关心透射光的情况；对于透射型非本征法布里—帕罗腔应变传感器，只要关心两根光纤透射光的干涉，而不要关心反射光的情况。对于反射型非本征法布里—帕罗腔应变传感器，其光纤端部镀上的高反膜可以同为介质膜，或者是入射光纤的一端镀上的高反膜为介质膜，出射光纤的一端镀上高反膜为金属膜两种结构。对于透射型非本征法布里—帕罗腔应变传感器，其光纤端部镀上的高反膜必须同为介质膜。所述介质膜的材料为二氧化硅、二氧化钛或为若干二氧化硅层和二氧化钛层构成的复合介质膜，也可以是物理性质类似的材料。金属膜的材料为金或其他具有高反性质的金属材料。

本发明相对于现有技术具有以下突出的实质性特点和进步：

1. 本发明公开的传感器结构实际测量结果与理论分析结果相符合；

- 2.可以适用于微米级别的应变测量，因此在大型建筑结构、复合材料、宇航飞行器、军工产品等领域有着良好的应用前景；
- 3.适用于宽带光源，克服了光强波动对系统的影响；
- 4.采用和光纤有相同的热膨胀系数的石英套管配合光纤中间的空气隙，降低了传感器对温度的敏感性，使本发明具有更广泛的应用范围；
- 5.结构简单，且工艺难度低，降低了制作成本，提高了市场竞争力。

附图说明

- 图 1 为本发明传感器结构示意图；
 图 2 为测量中光纤耦合损耗示意图；
 图 3 为耦合损耗系数与距离变化关系数值模拟图；
 图 4 为光线在法布里—帕罗腔中反射的示意图；
 图 5 为传感器输出的光强和波长关系；
 图 6 为测量系统模块图；
 图 7 为传感器的反射光谱图；
 图 8 为理论数值模拟曲线和实际测量曲线的对比图；
 图 9 为传感器测量时位于初始状态的光谱图；
 图 10 为传感器测量时位于变形状态的光谱图。

具体实施方式

光纤应变传感器的结构如图 1 所示，传感器由入射光纤 1、出射光纤 2 和石英毛细套管 3 构成。光纤 1, 2 的端部 11, 21 分别镀上高反膜 12, 22 后，插入内外直径分别为 126 μ m、1.8mm，长为 20mm 的石英毛细套管 3 中，两光纤端部 11, 21 相距约为几十微米，与中间的间隙 4 在套管 3 中形成非本征法布里—帕罗腔干涉腔。两光纤 1, 2 在套管 3 中处于自由状态，不受外力或应变的作用。在套管 3 两端，光纤 1, 2 和套管 3 用胶 4 粘合在一起。S 为非本征法布里—帕罗腔的腔距，两粘结点之间的距离 L_g 为传感器的标距。非本征法布里—帕罗腔腔距 S 在外力作用下将发生相应的微位移，通过测量腔距的改变量 ΔS ，将该传感器用于应变测量时，所受的应变可用公式(1)计算：

$$\varepsilon = \frac{\Delta S}{L_g} \quad (1)$$

其中, ΔS 为腔距的变化量, L_g 为传感器的标距。

光纤 1, 2 之间耦合的原因有多种, 其中最为主要的有: 两光纤 1, 2 之间的横向偏移、光纤 1, 2 之间的轴向偏移和光纤端面 11, 21 之间成一定的夹角等几种情况。在此传感器的制作中, 采用光纤切割刀对端面进行了与轴线垂直的加工处理后, 在光纤端面镀上多层介质的光学高反膜。再用内径为 126 μm 的石英毛细套管 3 套住外径为 125 μm 裸光纤 1, 2。因此可以忽略光纤轴向偏移和端面角度引起的耦合损耗, 而主要考虑横向偏移引起的耦合损耗。

对于反射型非本征法布里—帕罗腔应变传感器, 只要关心两根光纤反射光的干涉, 而不要关心透射光的情况。因此可以把反射光纤简化成一个镜面来处理。如图 2 所示, 图 2 中(a)为实际光线的传播示意图, 把它作一个镜面成像处理后如(b)所示, 光从入射光纤传播到反射镜上, 经过反射以后又耦合到入射光纤中, 可以等效成距离为 $2s$ 光纤间的耦合。深色部分表示能耦合进的能量, 浅色部分表示损耗的能量。

在石英阶跃型单模光纤中, 传播的基本模型可以用高斯光束的公式来表示为:

$$E(r, s) = E_0 \frac{\omega_0}{\omega(s)} \exp\left(-\frac{r^2}{\omega^2(s)}\right) \quad (2)$$

$$\omega_0 = a\left(0.65 + \frac{1.619}{V^{1.5}} + \frac{2.879}{V^6}\right) \quad (3)$$

$$\omega(s) = \omega_0 \sqrt{1 + (s/s_R)^2} \quad (4)$$

$$s_R = \pi \omega_0^2 / \lambda \quad (5)$$

其中 r 为高斯光场传播时柱坐标的半径, s 为腔的距离, a 为纤芯的半径, V 为光纤的归一化频率, ω_0 为光场在光纤中传播的模场半径, $\omega(s)$ 为光场在空气介质中传播的模场半径, 分别可以用公式(3, 4, 5)来表示。

$$L^2(s) = \frac{\int_0^{\omega_0} \left(\frac{\omega_0}{\omega(s)}\right)^2 \exp\left(-\frac{2r^2}{\omega^2(s)}\right) r \cdot dr}{\int_0^{\infty} \left(\frac{\omega_0}{\omega(s)}\right)^2 \exp\left(-\frac{2r^2}{\omega^2(s)}\right) r \cdot dr} = 1 - \exp\left[-\frac{2\omega_0^2}{\omega^2(s)}\right] \quad (6)$$

将再次耦合进入射光纤的能量与整个发出的能量的比值就可以得到损耗系数 $L(s)$ 从式(6)可以看出损耗系数与腔的距离 s 相关。将得到的公式(6)进行数值模拟得到如图 3 所示的曲线, 图中横坐标为腔距, 纵坐标为损耗系数。从图我们可以看出, 当距离 s 大于 50 μm 后, 它的值几乎不变, 为了下面推导公式的简单计, 我们假设

它是一个恒定量 L 。

非本征法布里—帕罗腔型结构的传感器必须考虑到耦合能量的损耗,所以它实际上是一个有能量损耗的多光束干涉。如图 4 所示,设光束从光纤进入腔时的反射系数和透射系数分别为 r 和 t ,从腔中进入光纤的反射系数和透射系数分别为 r' 和 t' 。进入非本征法布里—帕罗腔的光场可以表示为 $E_0 e^{i\omega t}$,则经过多次反射后的光场可依次表示为:

$$E_{r1} = E_0 r e^{i\omega t} \quad (7)$$

$$E_{r2} = E_0 t r' t' L e^{i(\omega t - 2ks)} \quad (8)$$

$$E_{r3} = E_0 t r'^3 t' L^2 e^{i(\omega t - 4ks)} \quad (9)$$

.....

其中 k 为波数,且 $k = 2\pi/\lambda$, S 为 F-P 腔的腔长, ω 为光波的频率。

各光波叠加得到反射光波的电场矢量为:

$$E_r = E_{r1} + E_{r2} + E_{r3} + \dots = E_0 e^{i\omega t} (r + r' t t' L e^{-2iks} + r' t t' r'^2 L^2 e^{-4iks} + \dots) \quad (10)$$

其中 $r = -r'$, $t t' = T$; R 和 T 分别为反射率和透射率,且 $T = (1 - R)$ 。于是反射光场可以表示为:

$$E_r = E_0 e^{i\omega t} R^{0.5} \left[1 - \frac{(1-R)}{R} \sum_{n=1}^{\infty} (RL)^n e^{-i2nks} \right] \quad (11)$$

它的共轭光场为:

$$E_r^* = E_0 e^{-i\omega t} R^{0.5} \left[1 - \frac{(1-R)}{R} \sum_{n=1}^{\infty} (RL)^n e^{i2nks} \right] \quad (12)$$

利用入射光强与入射光场的关系:

$$I_i = E_0 e^{i\omega t} \cdot E_0 e^{-i\omega t} = E_0^2 \quad (13)$$

可以得到反射光强:

$$I_r = E_r \cdot E_r^* = I_i R \left[1 - \frac{(1-R)}{R} \sum_{n=1}^{\infty} (RL)^n e^{-i2nks} \right] \cdot \left[1 - \frac{(1-R)}{R} \sum_{n=1}^{\infty} (RL)^n e^{i2nks} \right]$$

$$= I_r R \left[1 - \frac{(1-R)}{R} \sum_{n=1}^{\infty} (RL)^n (e^{-i2nks} + e^{i2nks}) + \frac{(1-R)^2}{R^2} \sum_{n=1}^{\infty} (RL)^n e^{-i2nks} \cdot \sum_{n=1}^{\infty} (RL)^n e^{i2nks} \right] \quad (14)$$

利用共轭复数公式: $e^{-2nks} + e^{2nks} = 2 \cos(2nks)$, 式(14)可简化为:

$$I_r = I_r R \left[1 - \frac{(1-R)}{R} \sum_{n=1}^{\infty} (RL)^n \cdot 2 \cos(2nks) + \frac{(1-R)^2}{R^2} \sum_{n=1}^{\infty} (RL)^n e^{-i2nks} \cdot \sum_{n=1}^{\infty} (RL)^n e^{i2nks} \right] \quad (15)$$

下面进行式(15)中第三项化简:

$$\begin{aligned} & \sum_{n=1}^{\infty} (RL)^n e^{-i2nks} \cdot \sum_{n=1}^{\infty} (RL)^n e^{i2nks} = \\ & [(RL)e^{-i2ks} + (RL)^2 e^{-i4ks} + (RL)^3 e^{-i6ks} + (RL)^4 e^{-i8ks} + \dots] \cdot [(RL)e^{i2ks} + (RL)^2 e^{i4ks} + (RL)^3 e^{i6ks} + (RL)^4 e^{i8ks} + \dots] \\ & = (RL)^2 + (RL)^3 e^{i2ks} + (RL)^4 e^{i4ks} + (RL)^5 e^{i6ks} + \dots \\ & + (RL)^3 e^{-i2ks} + (RL)^4 + (RL)^5 e^{i2ks} + (RL)^6 e^{i4ks} + \dots \\ & + (RL)^4 e^{-i4ks} + (RL)^5 e^{-i2ks} + (RL)^6 + (RL)^7 e^{i2ks} + \dots \\ & + (RL)^5 e^{-i6ks} + (RL)^6 e^{-i4ks} + (RL)^7 e^{-i2ks} + (RL)^8 + \dots \end{aligned} \quad (16)$$

将上面无穷多的项进行归类,并利用 $e^{-2nks} + e^{2nks} = 2 \cos(2nks)$ 和等比数列($RL < 1$)的求和公式有:

$$\begin{aligned} & (RL)^2 + (RL)^4 + (RL)^6 + (RL)^8 + \dots = \frac{(RL)^2}{1-(RL)^2} \\ & [(RL)^3 + (RL)^5 + (RL)^7 + (RL)^9 + \dots] \cdot 2 \cos(2ks) = \frac{(RL)^3}{1-(RL)^2} \cdot 2 \cos(2ks) \\ & [(RL)^4 + (RL)^6 + (RL)^8 + (RL)^{10} + \dots] \cdot 2 \cos(4ks) = \frac{(RL)^4}{1-(RL)^2} \cdot 2 \cos(4ks) \\ & [(RL)^5 + (RL)^7 + (RL)^9 + (RL)^{11} + \dots] \cdot 2 \cos(6ks) = \frac{(RL)^5}{1-(RL)^2} \cdot 2 \cos(6ks) \end{aligned} \quad (17)$$

.....

将式(17)代入式(16)化简得到

$$\begin{aligned} & \sum_{n=1}^{\infty} (RL)^n e^{-i2nks} \cdot \sum_{n=1}^{\infty} (RL)^n e^{i2nks} = \\ & = \frac{(RL)^2}{1-(RL)^2} + 2 \cdot \frac{(RL)^2}{1-(RL)^2} \cdot \sum_{n=1}^{\infty} (RL)^n \cos(2nks) \end{aligned} \quad (18)$$

于是将式(18)代入式(15)中得到反射光强:

$$I_r = I_i R \left\{ 1 - \frac{(1-R)}{R} \sum_{n=1}^{\infty} (RL)^n 2 \cos(2nks) + \frac{(1-R)^2}{R^2} \left[\frac{(RL)^2}{1-(RL)^2} + 2 \cdot \frac{(RL)^2}{1-(RL)^2} \sum_{n=1}^{\infty} (RL)^n \cos(2nks) \right] \right\}$$

$$= I_i \left[\frac{R(1-2RL^2+L^2)}{1-(RL)^2} - \frac{2(1-R-RL^2+R^2L^2)}{1-(RL)^2} \sum_{n=1}^{\infty} (RL)^n \cos(2nks) \right] \quad (19)$$

其中:

$$\sum_{n=1}^{\infty} (RL)^n \cos(2nks) = \frac{1}{2} \left[\sum_{n=1}^{\infty} (RL)^n e^{i2nks} + \sum_{n=1}^{\infty} (RL)^n e^{-i2nks} \right]$$

$$= \frac{1}{2} \left[\frac{(RL)e^{i2ks}}{1-(RL)e^{i2ks}} + \frac{(RL)e^{-i2ks}}{1-(RL)e^{-i2ks}} \right] = \frac{-(RL)^2 + (RL) \cos(2ks)}{1+(RL)^2 - 2(RL) \cos(2ks)} \quad (20)$$

将式(20)代入式(19)得到:

$$I_r = I_i \left[\frac{R(1-2RL^2+L^2)}{1-(RL)^2} - \frac{2(1-R-RL^2+R^2L^2)}{1-(RL)^2} \cdot \frac{-(RL)^2 + (RL) \cos(2ks)}{1+(RL)^2 - 2(RL) \cos(2ks)} \right]$$

$$= I_i \frac{R(1-2RL^2+L^2) \cdot [1+(RL)^2 - 2(RL) \cos(2ks)] - 2(1-R-RL^2+R^2L^2) \cdot [-(RL)^2 + (RL) \cos(2ks)]}{[1-(RL)^2] \cdot [1+(RL)^2 - 2(RL) \cos(2ks)]}$$

$$= I_i \cdot R \cdot \frac{1+L^2 - 2L \cos(2ks)}{1+(RL)^2 - 2(RL) \cos(2ks)} \quad (21)$$

这就是我们利用光纤耦合中的损耗系数的多光束干涉得到非本征法布里-帕罗腔光纤应变传感器的理论公式。其中 I_i 为入射光的强度, R 为光纤端面的反射率, L 为光纤耦合的损耗系数, k 为入射光波的波数, S 为非本征法布里-帕罗腔的腔距。当损耗系数 $L=1$, 即没有损耗时, 式(21)与法布里-帕罗干涉的 Airy 公式是一致的。

为了克服光强波动对系统的影响, 我们采用白光的宽带光源代替单色光源。这样式(21)中的反射光强 I_r 就变成成为波长 λ 和腔长 S 的双参数函数 $I_r = f(\lambda, s)$ 。当腔长 S 一定时, 反射光强 I 与波长 λ 之间存在确定的光谱分布。当腔长 S 改变时, 其光强与波长的光谱分布也会发生变化。

在实际工程应用中, 常用发光二极管、超辐射发光二极管为光源。它们发出的光强中各波长强度不同, 其强度随波长的分布为高斯分布。所以入射的白光光源可以表示为:

$$I_i(\lambda) = I_0 e^{-(\lambda-\lambda_p)^2/\Delta\lambda^2} \quad (22)$$

其中 λ_p 为光源光谱的峰值波长, $\Delta\lambda$ 为由光源光谱的带宽决定的高斯函数的半宽度。将式 (22) 代入式 (21), 得到非本征法布里—帕罗腔光纤应变传感器实际的输出光强分布为:

$$I_r(\lambda, s) = R \cdot \frac{1+L^2-2L\cos(2ks)}{1+(RL)^2-2(RL)\cos(2ks)} \cdot I_0 e^{-(\lambda-\lambda_p)^2/\Delta\lambda^2} \quad (23)$$

式(23)为考虑到实际光源后, 最终得到的反射型理论模型公式。

以下分析透射型非本征法布里—帕罗腔应变传感器, 设光从光纤进入法布里—帕罗腔时, 导引光纤端面的反射系数为 r_1 , 透射系数为 t_1 , 反射光纤端面的反射系数为 r_2 , 透射系数为 t_2 , 光波从法布里—帕罗腔进入光纤时相应的系数为: r'_1 、 t'_1 、 r'_2 、 t'_2 。

假设 F—P 腔是的两内反射面的反射率相同, 即: $r_1=r_2$, 令 $r_1=r_2=r$, $r'_1=r'_2=r'$, 则算入高斯光束扩散引起的损耗后, 通过 F—P 腔的各透射光波的电场矢量分别为:

$$E_{t1} = E_0 t t' L e^{i(\omega t - \kappa s)}$$

$$E_{t2} = E_0 t t' r' r' L^3 e^{i(\omega t - 3\kappa s)}$$

$$E_{t3} = E_0 t t' (r' r')^2 L^5 e^{i(\omega t - 5\kappa s)}$$

.....

由各光波叠加得透射光波的电场矢量为:

$$E_t = E_{t1} + E_{t2} + E_{t3} + \dots = E_0 L t t' e^{i(\omega t - \kappa s)} (1 + L^2 r' r' e^{-i2\kappa s} + L^4 (r' r')^2 e^{-i4\kappa s} + \dots) \quad (24)$$

设 $r = -r' = \sqrt{R}$, $t t' = T$, $R = 1 - T$ 。

则透射光波的电场矢量变化式可表示为:

$$E_t = E_0 T L e^{i(\omega t - \kappa s)} \frac{1}{1 - R L^2 e^{-i2\kappa s}} \quad (25)$$

$$\text{透射光强为: } I_t = E_t \cdot E_t^* \quad (26)$$

$$I_t(\lambda, s) = \frac{(1-R)^2 L^2(s)}{1+R^2 L^4(s) - 2RL^2(s) \cos(2ks)} I_0(\lambda) \quad (27)$$

由公式(27)可知,当腔长一定时系统输出光强随波长的分布近似于余弦分布。将式(22)代入式(27),得到非本征法布里-帕罗腔光纤应变传感器实际的输出光强分布为:

$$I_t(\lambda, s) = \frac{(1-R)^2 L^2(s)}{1+R^2 L^4(s) - 2RL^2(s) \cos(2ks)} \cdot I_0 e^{-(\lambda-\lambda_0)^2 / \Delta\lambda^2} \quad (28)$$

式(28)为考虑到实际光源后,最终得到的透射型理论模型公式。

在此简述应变测量的原理,图5(a)和(b)为非本征法布里-帕罗腔分别在不同腔距时,传感器输出的光谱分布的数值模拟示意图。根据光谱分布我们可以求出传感器的腔距,进而可以得到传感器的位移量。由(23)、(28)式可知,当相位满足 $2ks = (2m+1)\pi$ ($m=0,1,2,3\dots$) 时,反射光强达到极大值。于是我们可选取其中两个光强极大处对应的波长 λ_m 和 λ_{m+q} 来处理信息 (m 和 $m+q$ 分别为它们所对应的干涉级次),则 λ_m 、 λ_{m+q} 和腔距 S_1 满足如下:

$$\frac{4\pi s_1}{\lambda_m} = (2m+1)\pi \quad (29)$$

$$\frac{4\pi s_1}{\lambda_{m+q}} = (2(m+q)+1)\pi \quad (30)$$

则 λ_m 、 λ_{m+q} 和腔长 S_1 满足如下关系:

$$s_1 = \frac{q}{2} \left(\frac{\lambda_{m+q} \lambda_m}{\lambda_{m+q} - \lambda_m} \right) \quad (31)$$

当腔长发生变化时,光谱中峰值对应的波长也将发生变化,我们可以得到另一对波长数 λ'_m 和 λ'_{m+q} 。这样可以得到变化后的腔长 S_2 :

$$s_2 = \frac{q}{2} \left(\frac{\lambda'_{m+q} \lambda'_m}{\lambda'_{m+q} - \lambda'_m} \right) \quad (32)$$

于是位移的变化量:

$$\Delta S = |S_2 - S_1| \quad (33)$$

将式 (33) 代入式 (1) 就可以得到待测的应变量。

这种测量方法是通过波长而不是光强来实现应变的测量,所以它可以克服光源光强波动对测量造成的影响。因此该非本征法布里-帕罗腔光纤传感器有较高的测量精度和良好的稳定性。

利用本发明所述的传感器,按照图 6 搭建反射型实验测量系统。在本系统中,光源我们选用中心波长为 1310nm,带宽为 100nm 的 LED 光源 6,光谱分析仪 9 采用 Anritsu 公司的 MS9710C 型光谱仪。将制作好的本发明的传感器 8 固定在一维调节平台 12 上,调节平台 12 采用 Newport 公司的 ESP100 型(其调节的精度为 50nm),通过计算机 10 控制调节平台使传感器的非本征法布里-帕罗腔发生相应的微位移。宽带光源 6 发出的光经过 2×2 耦合器 7 后入射到本发明传感器 8,耦合器 7 的另一支插入折射率匹配液 11 中以消除端面反射,传感器 8 的反射光再次经过耦合器 7 而输入到光谱分析仪 9 中,将得到的数据输入到计算机 10 中分析而得到应变值。实验中传感器安装在高精度的一维调节平台 12 上,这样可以自由地改变腔长,从而可以得到不同腔长下的光谱图,以达到检验模型的正确性的目的,其典型光谱如图 7 所示。

为了验证本发明设计与理论模型相符合,将计算机数值模拟的结果和实验测量的结果进行对比分析,得到的比较曲线作到同一图中,如图 8 所示。图中曲线 1 是传感器腔长为 50um 时实验得到的光谱图,曲线 2 是腔长为 50um 时用公式 (23) 在计算机模拟出的光谱图。由图可看出,两条曲线吻合的比较好,特别是两光谱曲线波峰和波谷对应的波长数上,图中数据显示两者在数值上的偏差只在 1nm,而长波上较大的偏差是由于光源在此波段的不平滑引起的。由此可以确定,所建立的理论模型是正确的。根据误差理论,在测量时会产生随机误差。本传感器的多峰值测量也是如此。处理这类误差的方法就是考虑算术平均值以及算术平均值的标准偏差。前者可以作为测量的结果,后者可以描述测量数据和测量结果的精度。根据式 (31) (32) 和误差理论计算出的腔距与误差值列于表 1 和 2 中。

表 1 光谱图 a 计算出的腔距与误差

测量值 (um)	测量值残差(um)	
1	50.727	-0.541
2	51.719	0.451

3	51.211	-0.057
4	51.218	-0.050
5	51.464	0.196
算术平均值 (um) :51.268		算术值的标准偏差 (um) :0.164

表 2 光谱图 b 计算出的腔距与误差

测量值 (um)		测量值残差(um)
1	75.768	-2.005
2	79.927	2.154
3	76.962	-0.811
4	76.936	-0.837
5	78.948	1.175
6	76.949	-0.824
7	78.416	0.643
8	78.275	0.502
算术平均值 (um) :77.773		算术值的标准偏差 (um) :0.477

当置信概率设为 0.9973 时, 算术平均值的极限误差不超过标准偏差的三倍。于是我们可以得到图 9 与图 10 对应的腔距分别为: $S_1=51.464 \pm 0.392\mu\text{m}$, $S_2=77.773 \pm 1.431\mu\text{m}$ 。

由式 (33) 可以得到传感器发生的微位移为: $\Delta S = 26.309 \pm 1.823\mu\text{m}$ 。

从光谱仪中恰能测出两个干涉峰到不能再准确区分出相邻两干涉峰的位置止为我们这种传感器的测量的范围。通过实验我们得到的测量范围在 20um 到 300um 之间。

从实验的结果看, 本发明的测量精度能达到 1um。同时在测量实验中得到的测量光谱在时间上有良好的稳定性。

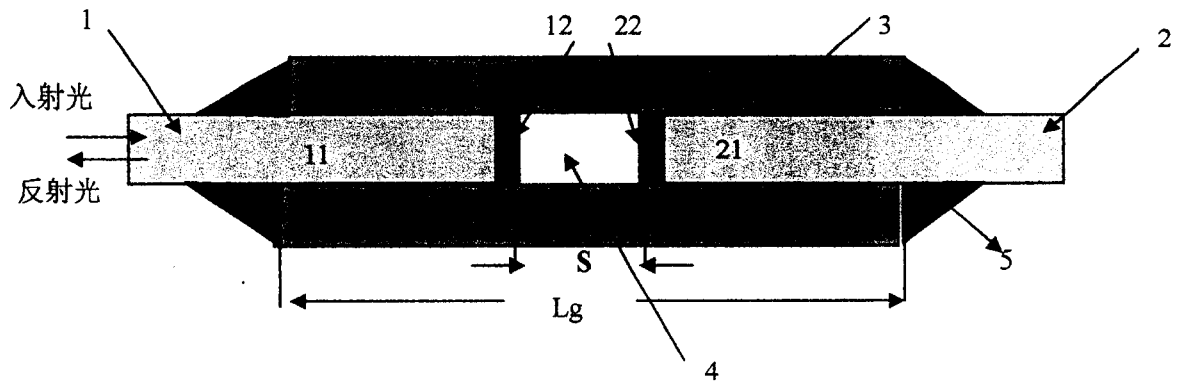


图 1

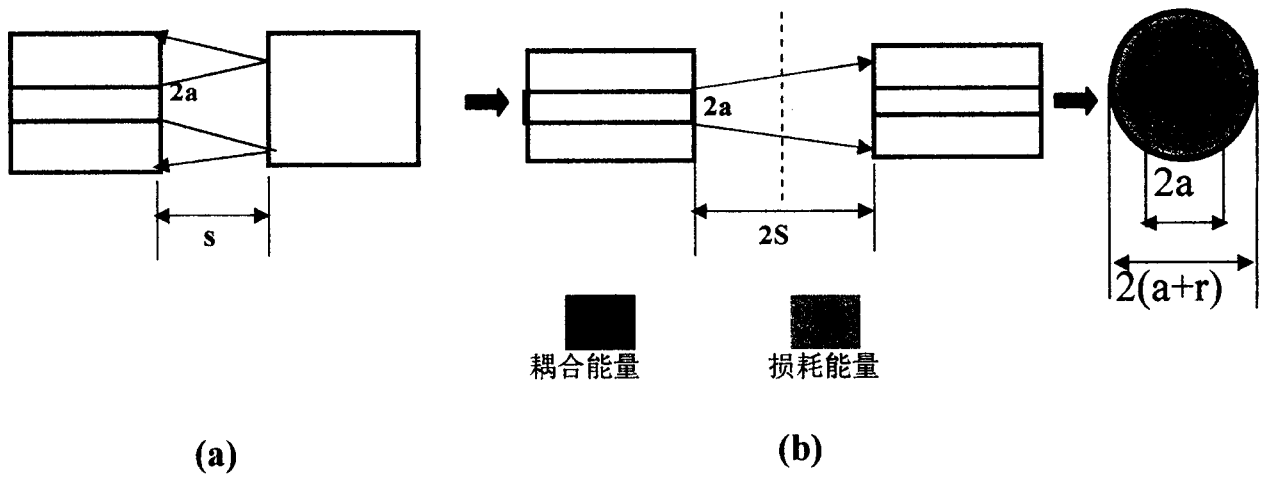


图 2

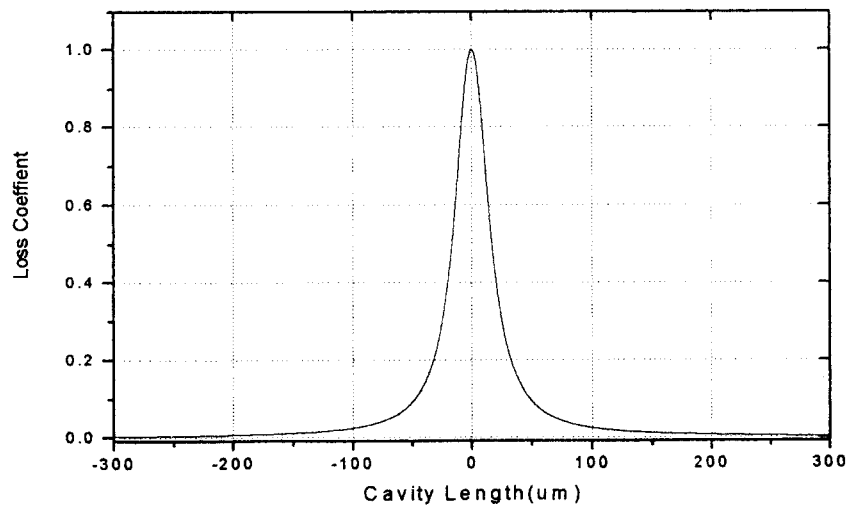


图 3

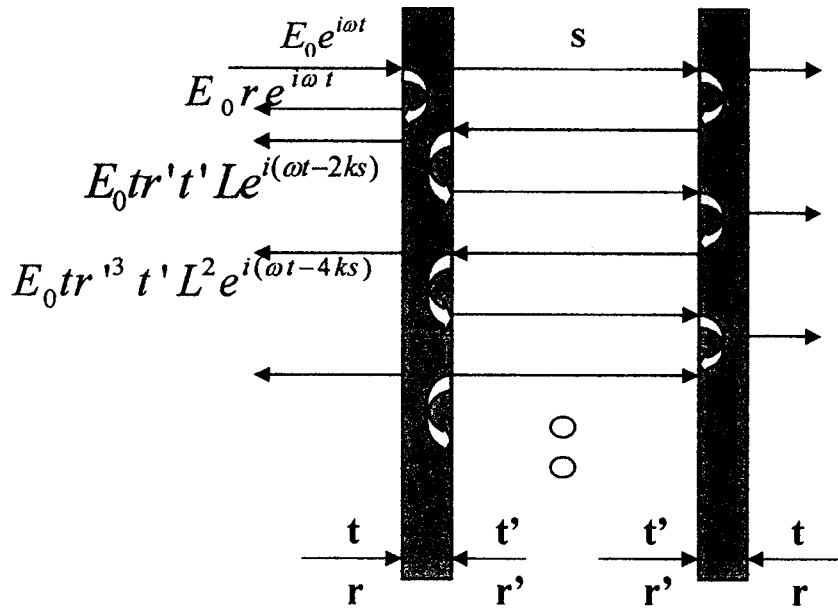


图 4

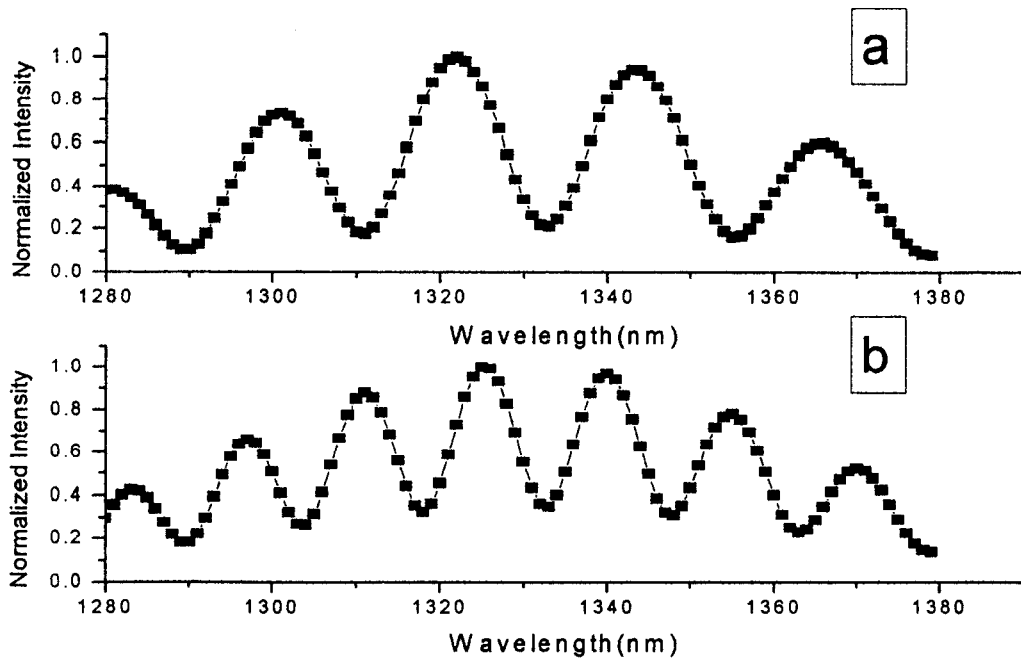


图 5

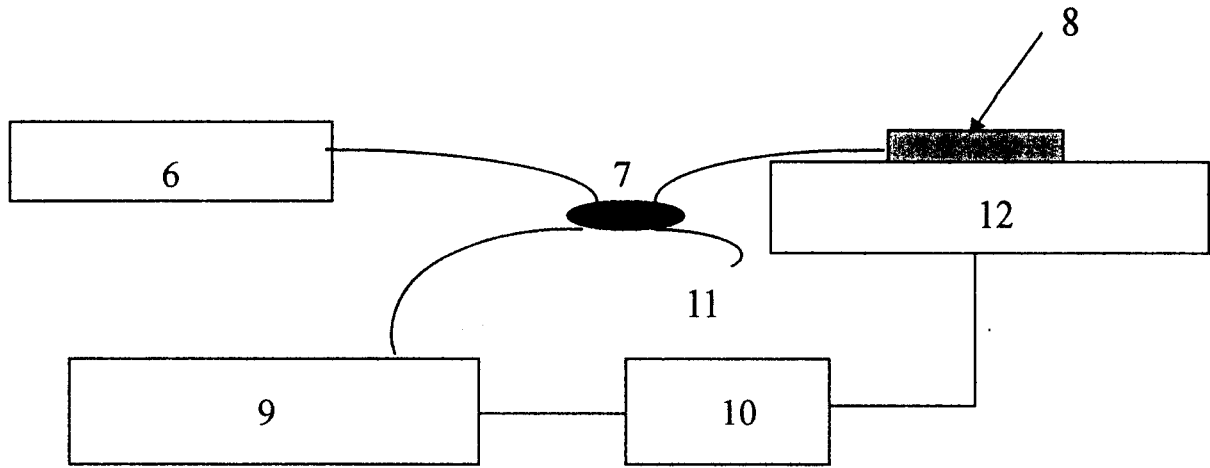


图 6

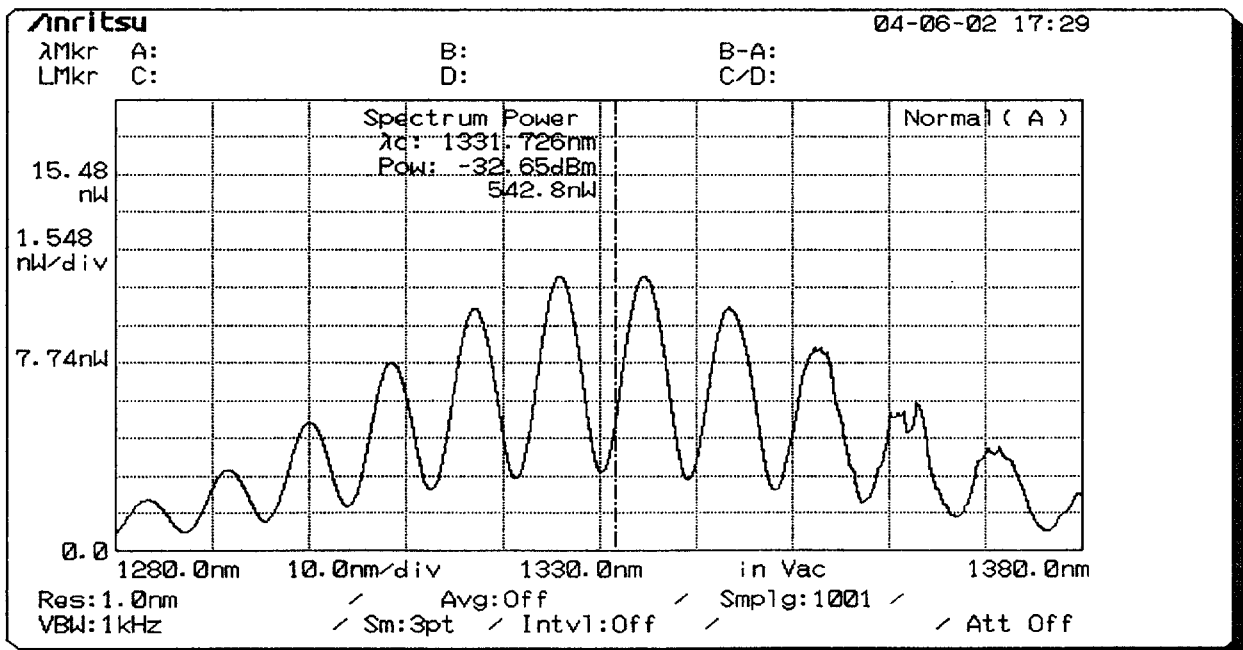


图 7

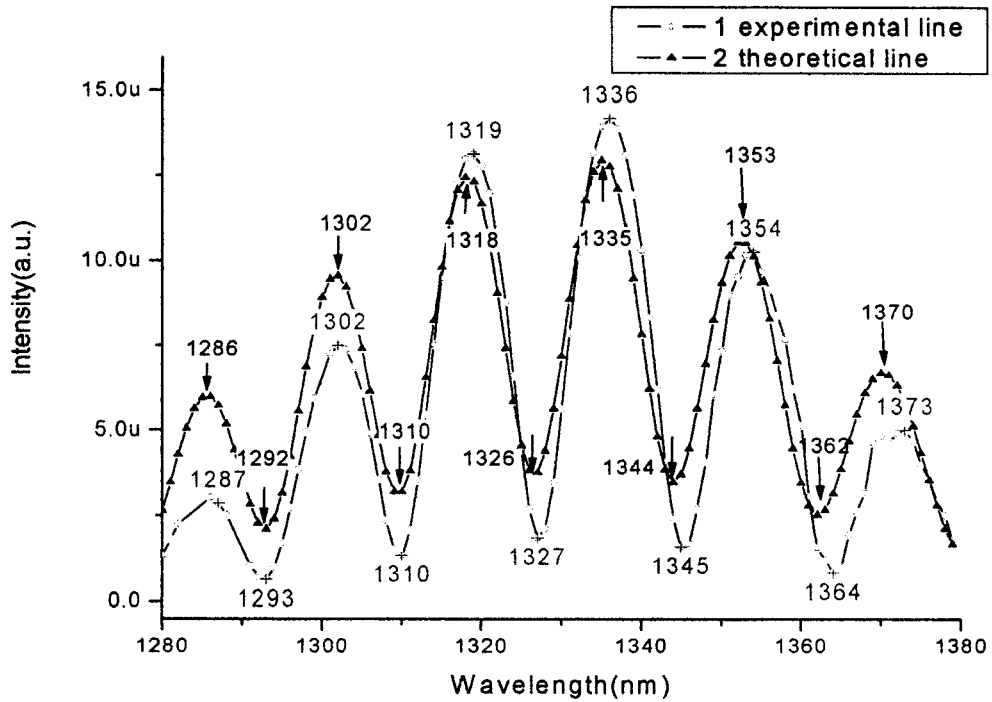


图 8

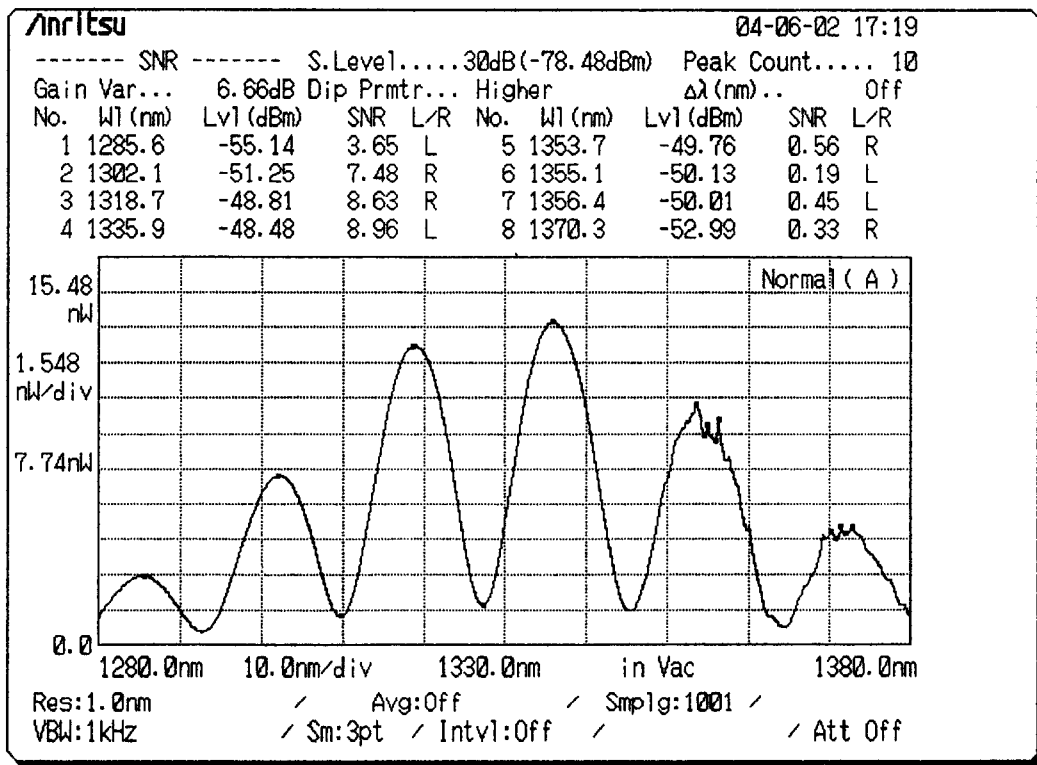


图 9

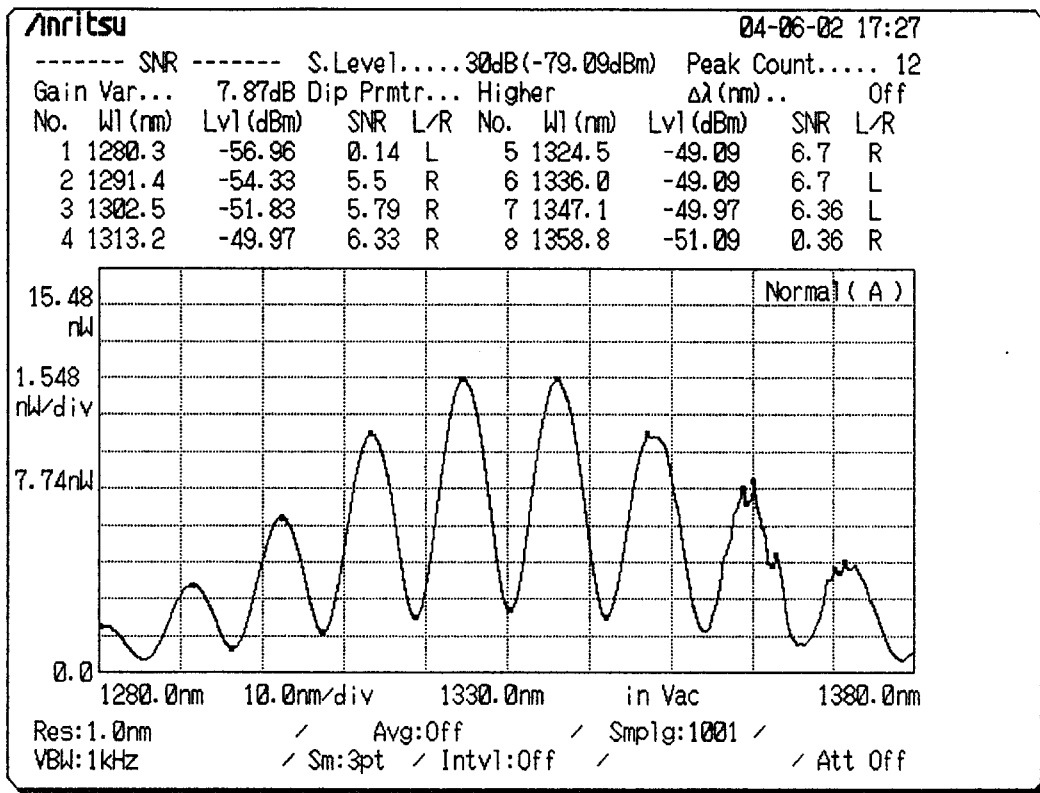


图 10