

基于宇称-时间对称结构透射率变化的可调高灵敏度温度传感器

张亦弛, 江晓明, 夏景, 方云团

江苏大学计算机科学与通信工程学院, 江苏 镇江 212013

摘要 为了实现更高灵敏度的温度传感, 提出一种基于宇称-时间(PT)对称结构的光学温度传感器理论模型。该模型在 PT 对称布拉格反射镜结构中嵌入热光材料共振腔。热光材料的折射率随温度变化, 进而影响结构在缺陷模式处的透射率大小。利用传输矩阵法计算模型的透射率谱线, 结果显示, 在不同温度下, 该结构的缺陷模式透射率大小变化远大于模式位置的变化, 因此, 通过透射率大小的变化可实现温度传感。微腔共振导致结构具有独特的增益放大, 该传感器灵敏度最大可达 $6.82 \text{ dB}\cdot\text{K}^{-1}$, 检测范围最大达 44.4 K, 并且可以通过调节结构参数, 使传感器在小范围高灵敏度和大范围低灵敏度两种模式之间转换。

关键词 探测器; 光学传感器; 温度; 热光材料; 宇称-时间对称结构

中图分类号 O439

文献标识码 A

doi: 10.3788/CJL201845.0710002

Tunable High Sensitivity Temperature Sensor Based on Transmittance Changes of Parity-Time Symmetry Structure

Zhang Yichi, Jiang Xiaoming, Xia Jing, Fang Yuntuan

School of Computer Science and Communication Engineering, Jiangsu University, Zhenjiang, Jiangsu 212013, China

Abstract In order to achieve a temperature sensor with a higher sensitivity, a theoretical model is proposed. The theoretical model is based on parity-time (PT) symmetry structure with a defect cavity composed of thermo-optical material. The refractive index of thermo-optical material is dependent on temperature. The changes of temperature will influence the transmittance of the defect mode in the structure. The transmittance spectra are calculated by the transfer matrix method. It is found that with the change of temperature, the transmittance value of the defect mode changes much larger than the location changes of the defect mode. Thus, the change of transmittance value with temperature is used for temperature sensing. Due to the unique gain amplification of the structure, the maximum sensitivity of the sensor is $6.82 \text{ dB}\cdot\text{K}^{-1}$. and the detecting range can reach 44.4 K. Through the modulation of structural parameters, the sensor can work with high sensitivity in small temperature range, or with low sensitivity in big temperature range.

Key words detectors; optical sensor; temperature; Thermo-optical material; parity-time symmetry structure

OCIS codes 040.1880; 120.6780; 160.6840

1 引言

光学温度传感器因具有较高的灵敏度、较大的检测范围, 以及良好的电磁兼容性, 受到了越来越多

研究人员的关注。相比传统的电子温度传感器, 光学温度传感器的性能不易受环境影响, 可用于更多更复杂的环境中^[1]。目前, 大多数光学温度传感器都是利用不同温度下输出谱线峰值位置的变化来检

收稿日期: 2018-01-22; 收到修改稿日期: 2018-02-01

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(61701199)

作者简介: 张亦弛(1992—), 男, 硕士研究生, 主要从事新型微光子器件的设计体方面的研究。

E-mail: eachparadise@gmail.com

导师简介: 方云团(1965—), 男, 硕士, 教授, 硕士生导师, 主要从事新型微光子器件的设计、光学超材料在光集成回路中的应用等方面的研究。E-mail: fang_yt1965@sina.com(通信联系人)

测温度。其中,研究最广泛的是光纤温度传感器,包括基于干涉仪或折射率计结构的温度传感器^[2-3]、利用光纤布拉格光栅的温度传感器^[4-5]、结合了表面等离子体激元的温度传感器^[6]等。此类传感器的灵敏度从 $20 \text{ pm} \cdot \text{C}^{-1} \sim 1.5 \text{ nm} \cdot \text{C}^{-1}$ 不等。除此之外,还出现了基于二维光子晶体和等离子体共振的温度传感器^[7-8],灵敏度可达 $10 \text{ nm} \cdot \text{C}^{-1}$ 。以及通过检测荧光光谱实现温度传感的荧光温度传感器^[9-10]。

宇称-时间(PT)对称理论来自量子力学,指的是系统的哈密顿算符 $\hat{H} = \hat{p}^2/2 + V(\hat{x})$ 和算符 $\hat{P}\hat{T}$ 是对易的, \hat{P} 和 \hat{T} 分别称为空间反演算符和时间反演算符,随后被类比引入到光学领域^[11]。PT 对称光学结构通常要求增益和损耗介质特定分布,即折射率的空间分布需要满足实部和虚部分别为偶函数和奇函数的条件。研究中,增益材料一般选择掺杂量子阱介质。在外界抽运光(通常是激光)提供能量的情况下,其折射率可以表示为 $n = n' - i\rho$ 。在掺杂量子阱介质上方放置吸收介质,吸收介质改变增益介质折射率虚部符号,但不改变实部的值,从而变为损耗材料,折射率表示为 $n = n' + i\rho$ ^[12]。满足 PT 对称条件的光学结构通常会表现出特殊的光学现象,例如单向的光传播特性^[13]、各向异性的反射振荡^[14] 与反射率增强效应^[15],以及与石墨烯材料结合达到超高的吸收率^[16]。本文尝试将 PT 对称结构用于温度传感器的设计,构建了带有缺陷共振腔的布拉格反射镜结构,并加入了热光材料。与大多数温度传感器不同的是,该种传感器通过检测不同温度下缺陷模式的透射率大小实现温度传感。由于微腔共振效应,PT 对称结构的缺陷模式得到超强增益放大,极大地提升了传感器的灵敏度。此外,可以通过调节 PT 对称结构本身的参数,实现对传感器性能指标的调控。

2 理论模型与分析方法

所设计的传感器理论模型如图 1 所示,整体结构可以表示为 $(ABC)^N D (CBA)^N$ 。 $(ABC)^N$ 和 $(CBA)^N$ 分别是两个对称的布拉格反射镜结构, N 为周期数。D 为一个缺陷共振腔。A 层和 C 层分别采用损耗和增益介质,二者的折射率在一定的入射频率下互为共轭关系。抽运激光从垂直于入射光的方向施加到结构上,增益介质原子通过能级跃迁从激光源获取能量,从而为结构的增益传输提供能量来源。B 层和 D 层选用相同的热光材料,其折射率

会随着温度呈现线性变化。将 D 层的中心定义为坐标原点($z=0$),由于 B、D 层折射率虚部为 0, A、C 层折射率虚部相反,整体结构的折射率分布就关于原点呈现共轭对称性质,即满足 PT 对称条件。与一般的共振腔结构类似,该结构在禁带内也存在缺陷模式,但由于结构中存在增益介质,使得缺陷模式的透射率可以远大于 1。另一方面,由于 B、D 层的折射率随温度变化,当结构处于不同温度时,缺陷模式的位置和高度也会有所不同。由于 PT 对称结构与微腔的耦合共振效应,在一定温度范围内缺陷模式的高度变化远大于模式位置变化。因此,固定入射光的波长在缺陷模式位置,通过检测透射光的强度就能实现对温度的高灵敏度传感。

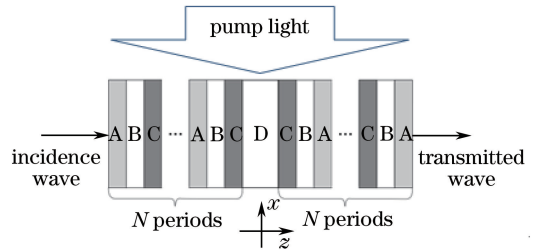


图 1 PT 对称温度传感器的结构

Fig. 1 Schematic of PT symmetry structure temperature sensor

结构中的 A、C 层使用的材料是在普通介质中掺杂量子点所构成的,A 层对入射光产生衰减作用,而 C 层可以产生增益。它们的折射率可以表示为^[17]

$$n = \sqrt{\epsilon_0 + \frac{\alpha\omega_0^2}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\omega\gamma}}, \quad (1)$$

式中 $\epsilon_0 = 1.5$ 是基底材料的介电常数, ω_0 代表共振角频率, ω 表示入射光的角频率, γ 为阻尼常数, α 表示宏观洛伦兹振荡强度,该参数与材料中量子点的掺杂浓度和激发情况有关,可用来表示材料对光波的衰减或增益程度。当 $\alpha > 0$ 时材料呈现衰减性质;当 $\alpha < 0$ 时,材料呈现增益性质。在设计结构中,取 $\omega_0 = 1.216 \times 10^{15} \text{ s}^{-1}$ (对应波长 $\lambda_0 = 1550 \text{ nm}$), $\gamma = 2.5 \times 10^{14} \text{ s}^{-1}$ 。对于 A 层, $\alpha = 2.155 \times 10^{-4}$,而对于 C 层, $\alpha = -2.155 \times 10^{-4}$ 。需要指出的是,从(1)式可以看出,由于 A、C 层的 α 值符号不同,因此只有在 $\omega = \omega_0$ 时,A、C 层折射率虚部才互为相反数,结构才满足严格的 PT 对称条件,而除此之外的 ω 取值只能算作准 PT 对称。

结构中的 B、D 层采用相同的材料,均为 LiNbO_3 ,这种材料广泛用于电光、热光开关的设计中。在入射光波长大于 800 nm 时, LiNbO_3 的折射

率随温度的变化率趋于常数^[18],也就意味着折射率随温度是线性变化的,因此,B、D层的折射率可以表示为

$$n = \frac{\partial n}{\partial T}(T - T_0) + n_0, \quad (2)$$

式中 $\partial n/\partial T = 4.3 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ 是折射率的温度变化率^[19], T 表示结构所处的温度, $T_0 = 294 \text{ K}$ 为基准温度, $n_0 = 2.211$ 为LiNbO₃在基准温度 T_0 下的折射率。

本文提出的传感器是通过透射光强度反映温度的,因此需要计算出整体结构的透射率。对于此类有限周期的一维层状结构,可以先列出结构的传输矩阵(详细过程见附录),再通过传输矩阵中的元素得到结构透射率的表达式。图1所示结构的传输矩阵 \mathbf{M} 可以写成

$$\mathbf{M} = \begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{pmatrix} = \mathbf{M}_1 \mathbf{M}_2 \mathbf{M}_3, \quad (3)$$

式中 \mathbf{M}_1 、 \mathbf{M}_2 和 \mathbf{M}_3 分别是左侧布拉格反射镜、缺陷共振腔和右侧布拉格反射镜结构的传输矩阵:

$$\mathbf{M}_1 = m_{0,A} \mathbf{P}_A m_{A,B} \mathbf{P}_B m_{B,C} \mathbf{P}_C (m_{C,A} \mathbf{P}_A m_{A,B} \mathbf{P}_B m_{B,C} \mathbf{P}_C)^{N-1}, \quad (4)$$

$$\mathbf{M}_2 = m_{C,D} \mathbf{P}_D m_{D,C}, \quad (5)$$

$$\mathbf{M}_3 = (\mathbf{P}_C m_{C,B} \mathbf{P}_B m_{B,A} \mathbf{P}_A m_{A,C})^{N-1} \mathbf{P}_C m_{C,B} \mathbf{P}_B m_{B,A} \mathbf{P}_A m_{A,0}, \quad (6)$$

式中脚标0代表背景空间。 $m_{u,v} = \frac{1}{2k_u} \begin{pmatrix} k_u + k_v & k_u - k_v \\ k_u - k_v & k_u + k_v \end{pmatrix}$, $\mathbf{P}_u = \begin{bmatrix} \exp(-ik_u d_u) & 0 \\ 0 & \exp(ik_u d_u) \end{bmatrix}$, u 或 v 表示A、B、C、D或0中的某个介质层。 d_u 和 k_u 分别为 u 层的厚度和层内波矢量的 z 分量。 m 矩阵表示两层的交界面处的电场关系, \mathbf{P} 矩阵表示一层内两侧界面上的电场关系。整体结构的透射率 t 表示为

$$t = \left(\frac{1}{|M_{11}|} \right)^2. \quad (7)$$

3 计算结果与分析

选取横电(TE)波沿 z 轴正方向入射的情况。调整各层厚度 $d_A = 1045 \text{ nm}$, $d_B = 941 \text{ nm}$, $d_C = d_A$, $d_D = 4d_B$,使得缺陷模式出现在 $\lambda_0 = 1550 \text{ nm}$ 的位置。任取 $N = 5$ 并画出结构的透射率谱线,如图2所示,可以看到,该结构在 $1511 \sim 1596 \text{ nm}$ 之间存在一个禁带,而在 1550 nm 附近出现了一个缺陷模式。这与普通的缺陷共振腔结构的透射谱类

似,但不同的是缺陷模式处的透射率大于1,达到了2.159,说明在该模式下结构对入射光产生了放大作用。根据之前对结构参数的设计,在该缺陷模式的波长处, $(ABC)^N$ 和 $(CBA)^N$ 结构满足PT对称条件。由此可知,放大作用是由PT对称结构造成的,因此有必要研究 N 的取值对总体放大作用的影响。

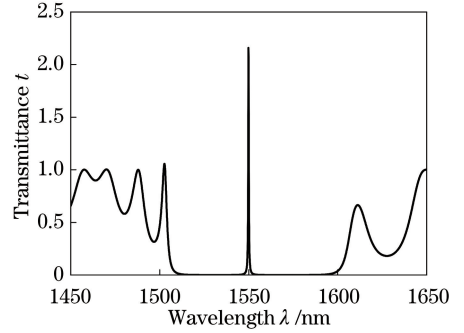


图2 $N=5$ 时结构的透射谱

Fig. 2 Transmittance spectrum of structure when $N=5$

图3给出了 $N=4, 5, 6, 7$ 时结构的透射率谱线,由于透射率峰值差异悬殊,因此图中透射率采用dB作为单位。透射率 t 和原单位 t' 的关系为 $t = 10 \lg t'$ 。可以看出,随着 N 取值的增大,结构在禁带内对透射光的抑制呈增强趋势, $N=4$ 时禁带内最低透射率约为 -25 dB ,而 $N=7$ 时则为 -48 dB 。然而,缺陷模式处的透射率峰值的变化并不是单调的,在 $N=4, 5, 6, 7$ 时,透射率峰值分别为 1.08 dB , 3.34 dB , 16.5 dB , -2.24 dB 。显然, $N=6$ 时结构的放大作用最强,而 $N=7$ 时结构对入射光不仅没放大,而且还产生了衰减作用。造成这两种截然相反的现象的原因是,虽然结构本身满足PT对称条件,但光波在结构中所受的衰减或增益不一定平衡,光波在不同介质层中的群速度存在差异。当光波在增益介质层(C层)中的群速度低于衰减介质层(A层)时,光子与增益介质相互作用的时间更长,外部的抽运能量

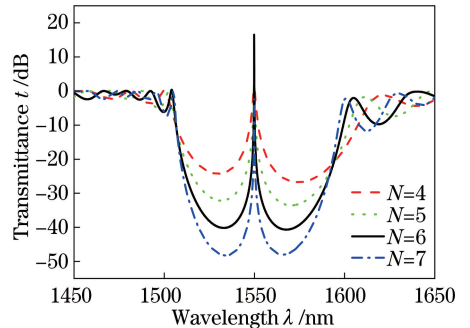


图3 $N=4, 5, 6, 7$ 时结构的透射谱

Fig. 3 Transmittance spectra of structure when $N=4, 5, 6, 7$

通过增益介质转化为电磁能量^[20],整体就表现出放大增益效应。反之,如果光子与损耗介质作用的时间较长,则整体就发生衰减。这种电磁波在 PT 对称结构增益和损耗层中出现的不平衡性是产生放大或衰减效应的原因。结构产生增益传输也可以从波动光学的角度来说明。结构中除了微腔 D 层,每个 B 层也可以看成微腔,D 层和 B 层发生同步的耦合共振时,产生更多的能量转化,整体结构就会产生很大的增益传输。很显然,这样的耦合共振与结构周期数目有关。为了使所设计的传感器达到尽可能高的灵敏度,在之后的计算中均选取 $N=6$ 。

该温度传感器的核心是温度变化引起 B、D 层折射率的变化,进而影响缺陷模式的高度和位置。由图 2、图 3 可知,PT 对称结构的引入给传感器灵敏度的提升提供了广阔的空间。图 4 所示为 B、D 层折射率 n 分别为 2.21095、2.211 和 2.21105 时的透射率谱线,对应温度分别为 282.4、294、305.6 K。即使折射率的变化范围仅为 10^{-4} 数量级,透射率的峰值仍然产生了几 dB 的变化,而峰值出现的位置基本不变。这样,可以将入射光固定在缺陷模式的波长处,通过透射光的强度判断 B、D 层的折射率并推算出对应温度。

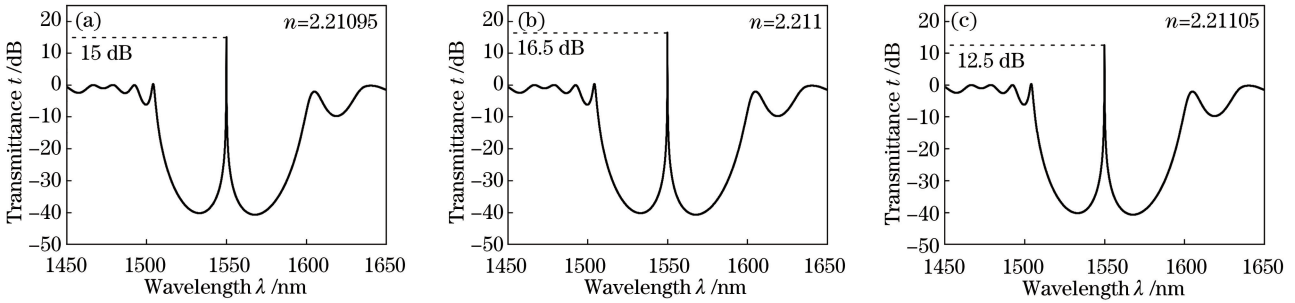


图 4 B、D 层折射率分别为 (a) 2.21095、(b) 2.211、(c) 2.21105 时结构的透射谱

Fig. 4 Transmittance spectra of structure when refractive indexes of layer B, D are (a) 2.21095, (b) 2.211, (c) 2.21105

然而,图 4 所给出的参数范围内,透射峰值的变化并不线性,因此需要找到透射峰值的线性变化区间,以便于传感器的标定。图 5(a)表示在入射光波长为 1550 nm 时,结构透射率随温度的变化规律。可以看到,透射率随温度增加呈现先增大后减小的趋势,在温度为 295.9 K 时达到最大值 16.8 dB。图线的斜率反映了该传感器的灵敏度,越靠近最大值点图线斜率越大。在最大值附近选取 1、2 两个线性度较好的温度区间,分别对应透射率随温度线性增大和线性减小的两种工作状态。以区间 1 为例,在温度从 278.4 K 上升至 293.3 K 的过程中,透射率从 8 dB 增大到 16.2 dB,相当于透射光的放大倍数

从 6.3 提升至 41.7。在这个跨度约 15 K 的温度区间内,传感器的灵敏度达到了 $0.55 \text{ dB} \cdot \text{K}^{-1}$ 。同时,整体结构对光波产生了明显的放大作用,可以在一定程度上避免因入射光的强度过小而影响传感器读数。区间 2 从 298.5 K 到 313 K,图线斜率与区间 1 相反,灵敏度水平基本一致。从原始的计算结果中选取部分数据,利用高斯函数进行数据拟合,结果如图 5(b)所示。拟合函数为

$$t = 4.301 \times \exp\left[-\left(\frac{T - 295.9}{8.164}\right)^2\right] + 12.45 \times \exp\left[-\left(\frac{T - 295.8}{26.71}\right)^2\right]. \quad (8)$$

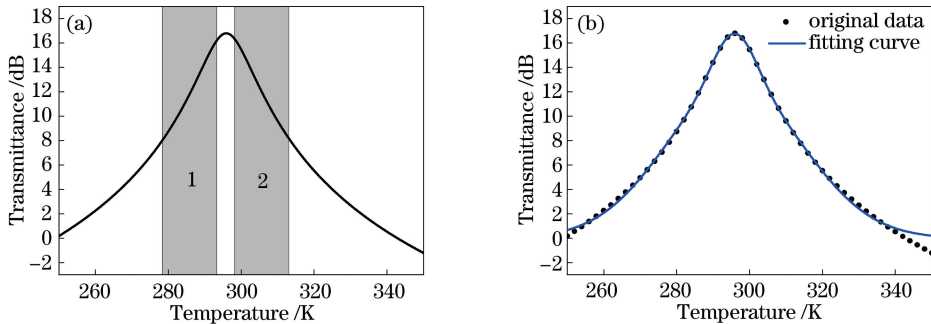


图 5 (a) 入射光波长 1550 nm 时,结构透射率随温度变化曲线;(b) 原始数据与拟合曲线

Fig. 5 (a) Temperature dependence of transmittance when incidence wavelength equals 1550 nm; (b) original data and fitting curve

PT 对称结构中的衰减和增益材料的性质主要由掺杂的量子点所决定,因此调整量子点的掺杂情况,就可以在在一定程度上调节结构的性质。在理论计算中,这一点是通过改变 α 参数实现的。在不同的 α 取值下画出图 5 中的曲线,入射波长仍固定为 1550 nm,如图 6 所示。在改变了 α 的取值后,A、C 层的衰减、增益水平也随之改变,结构的放大效应出现明显变化。在 $\alpha = 1.4 \times 10^{-4}$ 时,透射率最大只能达到 7.02 dB,而在 $\alpha = 2.5 \times 10^{-4}$ 时,透射率最大值激增至 43.12 dB。伴随着透射率峰值的提升,曲线的整体斜率也大幅度增加,这意味着传感器灵敏度的提高。然而在灵敏度提高的同时,曲线中的线性变化范围也显著缩小,相当于传感器只能在更小的温度范围内获得高灵敏度。也就是说, α 并不存在一个最优化的取值,使得传感器的各项指标都达到最高。它的取值需要根据实际的应用背景来确定。下面将研究 α 取值对传感器性能指标的影响。

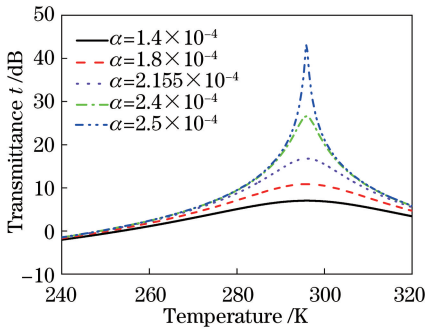


图 6 不同 α 取值下,结构在 1550 nm 处的透射率随温度的变化曲线

Fig. 6 Temperature dependence of transmittance with different values of α

用 ΔT 表示结构透射率随温度线性变化的温度区间,即传感器的检测范围。图 7 所示为 α 变化时传感器检测范围 ΔT 和灵敏度各自的变化趋势。黑

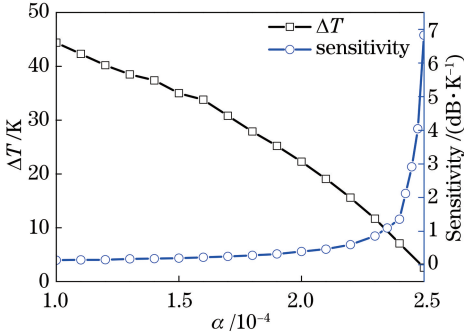


图 7 传感器检测范围 ΔT 与灵敏度随 α 取值的变化趋势

Fig. 7 Tendency of detecting range ΔT and sensitivity of sensor with α

色的方形标志线表示检测范围的变化,可以看到,随 α 的增加 ΔT 平缓下降。在 $\alpha = 1.0 \times 10^{-4}$ 时, ΔT 约为 44.4 K,而在 $\alpha = 2.5 \times 10^{-4}$ 时, ΔT 仅为 2.6 K。另一方面,传感器灵敏度的变化趋势由图中蓝色圆形标志线表示,在 $\alpha < 2.0 \times 10^{-4}$ 时,灵敏度随 α 的变化并不明显,但在 $\alpha > 2.3 \times 10^{-4}$ 时,灵敏度开始迅速增大,在 $\alpha = 2.5 \times 10^{-4}$ 处达到了 $6.82 \text{ dB} \cdot \text{K}^{-1}$ 。综合来看,调节 α 实际上是在平衡传感器的检测范围和灵敏度。可以使用一个较低的 α 值降低灵敏度,以拓宽传感器的检测范围,也可以使用一个较高的 α 值在小范围内达到极高的灵敏度。

4 结 论

提出一种基于 PT 对称结构的光学温度传感器的理论模型。该模型在 PT 对称布拉格反射镜结构中加入缺陷共振腔,结合热光材料,使得缺陷模式处的透射率可以突破 1,并且随温度变化。通过检测结构透射率的大小,可实现对温度的传感功能。经计算,传感器的灵敏度最高可达 $6.82 \text{ dB} \cdot \text{K}^{-1}$,检测范围最大 44.4 K。调节 PT 对称结构的参数,可以使传感器在小范围内达到极高灵敏度,或是在较低的灵敏度下拓宽检测范围。此外,传感器本身还对入射光具有放大作用,在一定程度上避免了过小入射光强度对传感器读数的影响。

附录

在一维层状结构中,每一层中的电场都可以看作是透射分量和反射分量的叠加。例如 TE 波的电场 y 分量可以写作:

$$E_y(x, z) = E_{y0}^+ \exp[i(k_z z + k_x x - \omega t)] + E_{y0}^- \exp[i(-k_z z + k_x x - \omega t)] = E_y^+ + E_y^- \quad (9)$$

式中“+”和“-”号分别代表透射分量和反射分量。根据麦克斯韦方程组,以及电磁场在不同介质交界面的连续性,在 u, v 两层界面处有:

$$m_u \begin{pmatrix} E_u^+ \\ E_u^- \end{pmatrix} = m_v \begin{pmatrix} E_v^+ \\ E_v^- \end{pmatrix} \quad (10)$$

式中 $m_{u(v)} = \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ k_{z,u(v)} & -k_{z,u(v)} \end{pmatrix}$ 就是 TE 波在界面

面一侧的动态矩阵, $k_{z,u(v)} = \frac{\omega}{c} n_{u(v)} \cos \theta$ 是层内波矢量的 z 分量, ω 是入射光频率, n 为对应层的折射率, θ 为入射角度。将(10)式变形可得到:

$$\begin{pmatrix} E_u^+ \\ E_u^- \end{pmatrix} = m_u^{-1} m_v \begin{pmatrix} E_v^+ \\ E_v^- \end{pmatrix} = m_{u,v} \begin{pmatrix} E_v^+ \\ E_v^- \end{pmatrix} \quad (11)$$

式中 $m_{u,v} = \frac{1}{2k_u} \begin{pmatrix} k_u + k_v & k_u - k_v \\ k_u - k_v & k_u + k_v \end{pmatrix}$ 就可以表示两个介质层界面两侧的电场关系。

光波在厚度为 d_u 的 u 层内传播时,透射分量和反射分量只发生相位上的变化。因此 u 层的一侧界面($z=z_0$ 处)和另一侧界面($z=z_0+d_u$ 处)的场分量关系满足:

$$\begin{bmatrix} E_u^+(z_0) \\ E_u^-(z_0) \end{bmatrix} = \begin{pmatrix} e^{-ik_u d_u} & 0 \\ 0 & e^{ik_u d_u} \end{pmatrix} \begin{bmatrix} E_u^+(z_0 + d_u) \\ E_u^-(z_0 + d_u) \end{bmatrix} = P_u \begin{bmatrix} E_u^+(z_0 + d_u) \\ E_u^-(z_0 + d_u) \end{bmatrix}. \quad (12)$$

将各介质层的 m 矩阵和 P 矩阵按照图 1 所示的结构相乘,就得到结构的总传输矩阵 M ,如式(3)~(6)所示。进而可以得到整体结构入射界面和出射界面的场分量关系:

$$\begin{pmatrix} E_{in}^+ \\ E_{in}^- \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{out}^+ \\ E_{out}^- \end{pmatrix}, \quad (13)$$

式中 E_{in}^+ 和 E_{in}^- 分别表示入射界面处电场的入射和反射分量,也即入射波和反射波场强, E_{out}^+ 表示在结构的出射界面处的出射分量,也即透射波的场强, E_{out}^- 表示从结构后方反射回来的波,通常取 0。结构的透射率 t 是透射波和入射波场强的比值,因此有:

$$t = \left(\frac{|E_{out}^+|}{|E_{in}^+|} \right)^2 = \left(\frac{1}{|M_{11}|} \right)^2. \quad (14)$$

参 考 文 献

[1] Qian W, Zhao C L, He S, *et al.* High-sensitivity temperature sensor based on an alcohol-filled photonic crystal fiber loop mirror[J]. *Optics Letters*, 2011, 36(9): 1548-1550.

[2] Li L, Ma Q, Cao M, *et al.* High stability Michelson refractometer based on an in-fiber interferometer followed with a Faraday rotator mirror[J]. *Sensors and Actuators B: Chemical*, 2016, 234: 674-679.

[3] Wu T S, Wang L, Wang Z, *et al.* A Photonic Crystal Fiber Temperature Sensor Based on Sagnac Interferometer Structure [J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2012, 39(11): 1114002.
伍铁生, 王丽, 王哲, 等. 一种 Sagnac 干涉仪结构的光子晶体光纤温度传感器[J]. *中国激光*, 2012, 39(11): 1114002.

[4] Kersey A D, Berkoff T A. Fiber-optic Bragg-grating differential-temperature sensor [J]. *IEEE Photonics Technology Letters*, 1992, 4(10): 1183-1185.

[5] Kou J, Qiu S, Xu F, *et al.* Demonstration of a compact temperature sensor based on first-order

Bragg grating in a tapered fiber probe [J]. *Optics Express*, 2011, 19(19): 18452-18457.

[6] Zhu S H, Tan C, Wang Y, *et al.* Photonic crystal fiber high sensitivity magnetic field and temperature sensor based on surface plasma resonance effect and defect coupling[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2017, 44(3): 0310001.
朱晟昇, 谭策, 王琰, 等. 基于 SPR 效应和缺陷耦合的光子晶体光纤高灵敏度磁场与温度传感器[J]. *中国激光*, 2017, 44(3): 0310001.

[7] Hameed M F O, Azab M Y, Heikal A M, *et al.* Highly sensitive plasmonic photonic crystal temperature sensor filled with liquid crystal [J]. *IEEE Photonics Technology Letters*, 2016, 28(1): 59-62.

[8] Rakhshani M R, Mansouri-Birjandi M A. Utilizing the metallic nano-rods in hexagonal configuration to enhance sensitivity of the plasmonic racetrack resonator in sensing application [J]. *Plasmonics*, 2017, 12(4): 999-1006.

[9] Geng Y, Wang H L. Reflective fluorescence temperature sensor based on dual-granularity CdSe/ZnS doped quantum dots thin films [J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2016, 43(5): 0514003.
耿琰, 王河林. 双粒度 CdSe/ZnS 掺杂量子点薄膜的反射式荧光温度传感器 [J]. *中国激光*, 2016, 43(5): 0514003.

[10] Du X C, Zhou L B, He Z Q, *et al.* A fiber-optic temperature sensor based on dual fluorescence by using FIR method [J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2015, 42(8): 0805002.
杜新超, 周利斌, 贺正权, 等. 一种基于双荧光比值法的光纤温度传感器 [J]. *中国激光*, 2015, 42(8): 0805002.

[11] Makris K G, El-Ganainy R, Christodoulides D N, *et al.* Beam dynamics in P T symmetric optical lattices [J]. *Physical Review Letters*, 2008, 100(10): 103904.

[12] Wong Z J, Xu Y L, Kim J, *et al.* Lasing and anti-lasing in a single cavity [J]. *Nature Photonics*, 2016, 10: 796.

[13] Lin Z, Ramezani H, Eichelkraut T, *et al.* Unidirectional invisibility induced by P T-symmetric periodic structures [J]. *Physical Review Letters*, 2011, 106(21): 213901.

[14] Tsoy E N. Coupled oscillators with parity-time symmetry [J]. *Physics Letters A*, 2017, 381(5): 462-466.

[15] Ding S, Wang G P. Extraordinary reflection and transmission with direction dependent wavelength selectivity based on parity-time-symmetric

- multilayers[J]. Journal of Applied Physics, 2015, 117(2): 023104.
- [16] Cao P, Yang X, Wang S, *et al.* Ultrastrong graphene absorption induced by one-dimensional parity-time symmetric photonic crystal [J]. IEEE Photonics Journal, 2017, 9(1): 1-9.
- [17] Govyadinov A A, Podolskiy V A, Noginov M A. Active metamaterials: sign of refractive index and gain-assisted dispersion management [J]. Applied Physics Letters, 2007, 91(19): 191103.
- [18] Fu B, Zhang D Y, Luo F, *et al.* Analysis of the impact of temperature on the performance of Fabry-Perot LiNbO₃ electro-optical switch [J]. Applied Laser, 2011, 31(5): 439-442.
- 付博, 张大勇, 罗飞, 等. 温度对法布里-珀罗铌酸锂电光开关性能的影响分析 [J]. 应用激光, 2011, 31(5): 439-442.
- [19] Li C F. The principles of all-optical switching[M]. Beijing: Science Press, 2010.
- 李淳飞. 全光开关原理 [M]. 北京: 科学出版社, 2010.
- [20] Klimov V I, Mikhailovsky A A, Xu S, *et al.* Optical gain and stimulated emission in nanocrystal quantum dots[J]. Science, 2000, 290(5490): 314-317.