

基于光学 Parity-Time 对称微腔结构的大范围 电场传感器*

方云团^{1)2)†} 王誉雅¹⁾ 夏景¹⁾

1) (江苏大学计算机科学与通信工程学院, 镇江 212013)

2) (江苏大学, 江苏省工业网络安全技术重点实验室, 镇江 212013)

(2019年5月22日收到; 2019年7月8日收到修改稿)

为解决传统电场传感器测量范围受限的技术难题, 设计了一种基于光学 Parity-Time(PT) 对称掺杂电光介质的微腔结构, 提出新的电场传感机制. 利用传输矩阵方法计算结构的传输谱, 发现独特的放大的缺陷模式. 缺陷模式的峰值和波长位置均随外电场变化, 由此可以利用缺陷模峰值变化和波长位置变化两种机制测量同一电场. 测量范围仅受电光介质击穿电场的限制, 可以为 0—0.06 V/nm, 几乎涵盖了可能的电场环境. 对峰值变化传感机制, 灵敏度范围 38.042—47.558 nm/V; 对波长变化传感机制, 灵敏度范围 18.357—18.642 nm²/V, 在测量范围内平均分辨率为 0.00925 V/nm.

关键词: 电场传感, Parity-Time 对称结构, 缺陷模

PACS: 42.25.Bs, 42.70.Qs, 78.20.-e

DOI: 10.7498/aps.68.20190784

1 引言

电场强度是一个十分重要的跨学科特性参量. 电场传感器在航空航天、地学与环境检测、国防、工业生产、气象等诸多领域具有重要而广泛的应用. 尤其在航空航天领域, 大气电场的监测^[1–3]被列为卫星等航天器能否发射的重要条件之一. 因此国内外都有专业的科研队伍从事电场传感的研究. 但常用的电学测量方法容易对被测电场产生干扰. 最近一种基于微机电系统的电场传感器被提出, 它可以克服传感器本身对被测电场的扰动^[4]. 光学电场传感器凭借其优越的绝缘性、体积小、重量轻、抗电磁干扰能力强等特点被广泛应用到电场传感器中. 相比传统的基于电学原理的电场传感器, 光学电场传感器可用于较多的复杂环境中. Xiao 等^[5]

利用两个马赫-曾德尔干涉仪的并联结构, 配合两个垂直放置的双极天线实现了二维电场的传感. 该传感器在 1—6 GHz 的范围内具有较为平稳的频率响应. 然而, 高压检测的相关研究大多面向电力系统应用场景^[6,7], 但在测量雷电、核爆脉冲等瞬态电场^[8–10]、复合材料的雷击实验^[11]等环境下, 这些应用场景涉及的电场强度明显高于电力系统, 对传感器的综合性能提出了更高的要求. 清华大学 2016 年提出的光电集成传感器测量最高幅值只能达到 10⁶ V/m^[12]. 目前同时适用于极低和极高强度的电场传感器的设计还是学术界的一大难题, 需要更多创新的解决方案.

近些年, Parity-Time(宇称-时间) 对称结构在光学应用中十分广泛, PT 对称理论最早源自于量子力学, 随后被类比引入到光学中^[13]. 将光学 PT 对称结构与传统光学器件结合, 不仅为器件性

* 江苏省工业网络安全技术重点实验室开放基金(批准号: STICB201906)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: fang_yt1965@sina.com

能改进打开了新的思路,也揭示了 PT 对称结构所具有的一系列奇异的物理性质. PT 对称光学结构要求增益和损耗介质折射率满足特定的空间分布,即介质的实部和虚部分别为偶函数和奇函数. 满足 PT 对称条件的光学器件通常会表现出特殊的光学特性,如光的单向传播^[14],各向异性的反射振荡^[15]以及光放大^[16]等. 本文针对高压环境,基于光学 PT 对称结构提出一种全新的测量超强电场的传感方案,设计了一个带有缺陷共振腔的 PT 对称光学结构,并在缺陷层加入电光材料. 该结构可以通过检测缺陷层的透射率峰值大小和位置来实现电场传感. 由于微腔共振效应,PT 对称结构的缺陷模式得到放大,产生超强透射、反射现象,这正是实现高强度电场传感器的关键. 由于采用光学的方法,免除了传统电学测量对被测电场产生干扰的弊端,光信号的输出通过光纤输送到与电场相隔离的区域进行处理,避免了高压区域人身安全受到威胁. 新的传感方案在设计难度、传感范围等方

面比传统的方法有较大的突破.

2 理论模型与计算方法

本文所设计的传感器模型如图 1 所示,整体结构可以表示为 $(ABC)^N D(CBA)^N$,其中 $(ABC)^N$ 和 $(CBA)^N$ 为两个对称的布拉格反射镜结构, N 为结构的周期数. A 层和 C 层分别采用损耗和增益介质,两者的折射率在一定的入射频率下互为共轭关系. B 层为电光材料,使得结构的传输特性与外加电场相关,外加电场施加在图中的 z 轴方向上,结构的材料为非磁性材料,即相对磁导率均为 1. D 层为一个缺陷共振腔,材料与 B 层相同.

结构中 A, C 层使用的材料是在超材料中掺杂量子点构成的, A 层对入射光产生衰减作用,而 C 层对入射光产生增益作用. 在基底材料中掺杂量子点,可以使用洛伦兹模型来描述 A, C 层的介电常数^[17]:

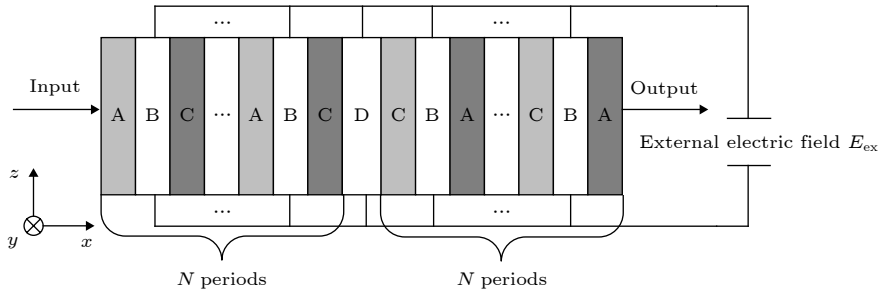


图 1 结构示意图

Fig. 1. Schematic of designed structure.

$$\varepsilon = \varepsilon_h + \frac{\pm \alpha \omega_0^2}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\omega\tau}, \quad (1)$$

其中 $\varepsilon_h = 1.5$ 是基底材料的介电常数, ω 表示入射光的频率, $\omega_0 = 1.216 \times 10^{15} \text{ s}^{-1}$ 表示共振角频率(可通过超材料的设计进行调节),对应波长 $\lambda_0 = 1550 \text{ nm}$, τ 表示电子弛豫率, $\tau = 1 \times 10^{14} \text{ s}^{-1}$. $\alpha = 2.155 \times 10^{-4}$ 代表洛伦兹振荡强度系数,代表了光波在该层材料中将产生增益或损耗的程度. 当 α 前取正号时材料呈现衰减性质,而 α 前取负号时材料呈现增益性质. 图 2 画出 A, C 层的介电常数的实部和虚部随波长的分布. 可以看出它们的实部只有在 1550 nm 处相等,而虚部在很大波长范围都能保持相反数关系. 在入射波长 $\lambda = 1550 \text{ nm}$ 时,结构处于准确的 PT 对称构型,当波长偏离 1550 nm 时,PT 对称关系不复存在. 但是当偏离幅度较小

时,结构的 PT 对称属性仍然能够保持.

B 层中的电光材料采用 5 mol% 氧化镁掺杂

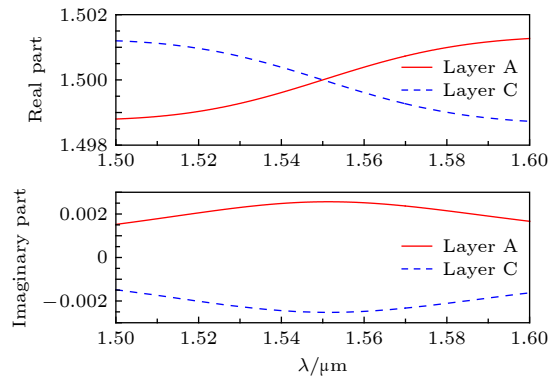


图 2 A, C 层的介电常数的实部和虚部随波长的分布

Fig. 2. The real part and imaginary part of layers A and C, respectively.

的铌酸锂 (LiNbO_3), 该材料的折射率会随着外加电场 E_{ex} 的变化而改变. 由于 LiNbO_3 是 $3m$ 对称点阵结构, 当施加电场时, 介质的折射率可以表示为^[18]

$$\frac{x^2 + y^2}{n_o^2 \left(1 - \frac{1}{2} n_o^2 \gamma_{13} E\right)^2} + \frac{z^2}{n_e^2 \left(1 - \frac{1}{2} n_e^2 \gamma_{33} E\right)^2} = 1. \quad (2)$$

由于 LiNbO_3 是一种单轴晶体, 可以用 n_o 表示 x 和 y 轴向的折射率, 用 n_e 表示 z 轴向折射率. 考虑入射波只存在 y 方向上的电场, 即 TE 波入射的情况, (2) 式可以被化简并得到 (3) 式中 B 层折射率 n_B 的形式, 其中 $n_{B0} = 2.286$ 相当于 (2) 式中的 n_o , 电光常数 $\gamma_{13} = 8.6 \times 10^{-12}$ m/V.

$$n_B = n_{B0} - \frac{1}{2} n_{B0}^3 \gamma_{13} E_{\text{ex}}. \quad (3)$$

本文电场传感的基础是结构的传输谱, 这里使用传输矩阵法计算结构的透射谱. 以 TE 波正入射为例, 在图 1 层状结构中任一层 i 内部的 y 方向电场 E_i 是正向平面电磁波 $E_i^+ = E_{i0}^+ e^{i(k_{x,i}x - \omega t)}$ 和反向平面电磁波 $E_i^- = E_{i0}^- e^{i(-k_{x,i}x - \omega t)}$ 的叠加, E_{i0}^+ 和 E_{i0}^- 分别表示两个平面波的振幅, $k_{x,i} = (\omega/c)n_i$ 是传播方向的波数, ω 是入射光频率, n_i 为对应介质层的折射率. 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, 电磁波在两种介质层 i 和 j 界面过渡时有如下关系:

$$m_i \begin{pmatrix} E_i^+ \\ E_i^- \end{pmatrix} = m_j \begin{pmatrix} E_j^+ \\ E_j^- \end{pmatrix}, \quad (4)$$

其中 $m_{i(j)} = \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ k_{x,i(j)} & -k_{x,i(j)} \end{pmatrix}$. 将 (4) 式变形可得到:

$$\begin{pmatrix} E_i^+ \\ E_i^- \end{pmatrix} = m_{ij} \begin{pmatrix} E_j^+ \\ E_j^- \end{pmatrix} \quad (m_{ij} = m_i^{-1} m_j). \quad (5)$$

电磁波在同一介质层内正反方向电磁波只有相位的变化, 可用相位矩阵 $P_i = \begin{pmatrix} e^{-ik_{x,i}d_i} & 0 \\ 0 & e^{ik_{x,i}d_i} \end{pmatrix}$ 表示, d_i 是介质层的厚度. 对图 1 的结构, 正向入射总的传输矩阵 M_T 为

$$M_T = m_{0A} P_A m_{AB} P_B m_{BC} \times P_C (m_{CA} P_A m_{AB} P_B m_{BC} P_C)^{N-1} m_{C0}, \quad (6)$$

其中 0 代表结构的背景介质层, 正 (反) 向的透射率与正 (反) 向的反射率分别为:

$$T_f = \left(\frac{1}{|M_f(1,1)|} \right)^2, \quad (7)$$

$$R_f = \left(\frac{|M_f(2,1)|}{|M_f(1,1)|} \right)^2. \quad (8)$$

3 结果与分析

我们希望结构缺陷模式的透射峰出现在 1550 nm 附近, 并以此调整各层的厚度, 其中设置 $d_A = d_C = 1015$ nm, $d_D = 942$ nm, 外加电场 $E_{\text{ex}} = 0$. 由于峰值的位置变化主要是由 d_B 的变化引起的, 因此, 需要不断调整 d_B 的大小, 使得缺陷模式出现在波长为 1550 nm 附近. 由于 B 层的光学厚度满足以下关系式 $n_B d_B = k\lambda_0$ (k 为整数), 我们将不断调整 k , 当 $k = 1$ 时, 图 3 给出了任意几种 d_B 取值下的缺陷模式的位置, 随着 d_B 的增大, 缺陷模式逐渐向右移动, 变化趋势如图 4 所示, 从图中可以看出, 当 $d_B = 941$ nm 时, 缺陷模式的峰值出现在波长为 1550 nm 处, 因此设置 $d_B = \frac{1.38\lambda_0}{n_B} = 941$ nm.

结构的周期数 N 是影响透射峰值的重要因素,

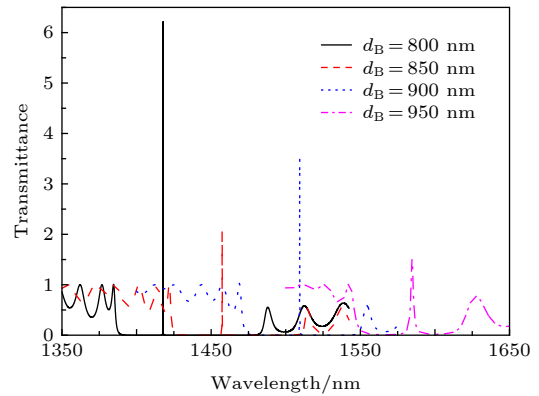


图 3 不同 d_B 下的结构透射率谱线

Fig. 3. Transmission spectra with different d_B .

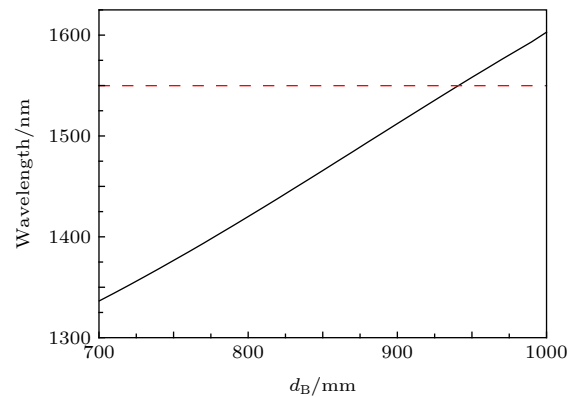


图 4 不同 d_B 下的缺陷模式的峰值位置变化

Fig. 4. The positions of defect modes with different d_B .

因此需要研究 N 对总体结构放大作用的影响. 首先不施加电场, 即 $E_{\text{ex}} = 0$, 任取 $N = 5$ 并画出结构的透射率谱线, 结果如图 5(a) 所示. 从图中可以看到该结构在 1500—1607 nm 之间存在一个禁带, 而在 1550.5 nm 附近出现了一个缺陷模式, 缺陷模式主要是由中间缺陷共振腔引起的, 在缺陷模式处的透射率大于 1, 达到了 2.312, 说明在该模式下结构对入射光产生了放大作用. 在缺陷模式对应的波长处, 整体结构近似满足 PT 对称条件, 由此可知入射光的放大作用是由 PT 对称引起的. 图 5(b) 和图 5(c) 分别给出了 $N = 6, 7$ 时结构的透射率谱线, 结构周期数 N 不同, 共振腔的透射峰峰值也不同, 分别在 1550.44 和 1550.4 nm 处为 15.803, 2.274. 显然, $N = 6$ 时结构对入射光的放大作用最强, 所以结构的透射率并不是随周期数目单调增加的. 本文的缺陷模式与一般光子晶体的缺陷模式不同. 一般光子晶体的缺陷模式透射率小于或等于 1, 且对周期数的变化依赖很小. 但在本文 PT 对称结构中, 虽然增益介质层和损耗介质层在结构中的分布是均匀的, 但入射光在结构中所受的衰减或增益不一定是平衡的. 入射光在不同介质层中的群速度存在差异. 当入射光在增益介质层 (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. 外部的泵浦能量通过增益介质转化为电磁能量^[19], 结构整体就表现出放大作用. 另外, 结构中除了微腔 D 层, 每个 B 层也可以看成局部微腔, 整体结构是一个耦合共振系统. 在特定频率, 局部微腔和整体结构发生耦合共振, 此时增益介质层和损耗介质层之间发生能量交换的同时, 从外界泵浦吸收更多的能量, 转化为电磁能量, 整体结构就会产生很大的增益传输. 这种耦合共振的条件无疑与结构周期数目有关, 显然在本文中 $N = 6$ 耦合共振效应最强. 为了使得本文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 $N = 6$.

以上结果是在完全满足 PT 对称构型的条件下取得的. 为了显示 PT 对称构型的特征, 在图 5(b) 的基础上改变 ω_0 的取值, 令 $\omega_0 = \frac{2\pi c}{1500 \text{ nm}}$, 把计算的传输谱与图 5(b) 进行比较, 结果如图 6 所示. 在 1550 nm 附近处, 图 5(b) 中 $\omega_0 = \frac{2\pi c}{1550 \text{ nm}}$ 满足 PT 对称构型, 出现较大的透射峰; 而取 $\omega_0 = \frac{2\pi c}{1500 \text{ nm}}$ 导致偏离 PT 对称构型, 透射峰值小于 4, 大幅下降.

为了理解缺陷模增益传输的物理本质, 以及验证计算结果的可靠性, 分别根据传输矩阵方法编程

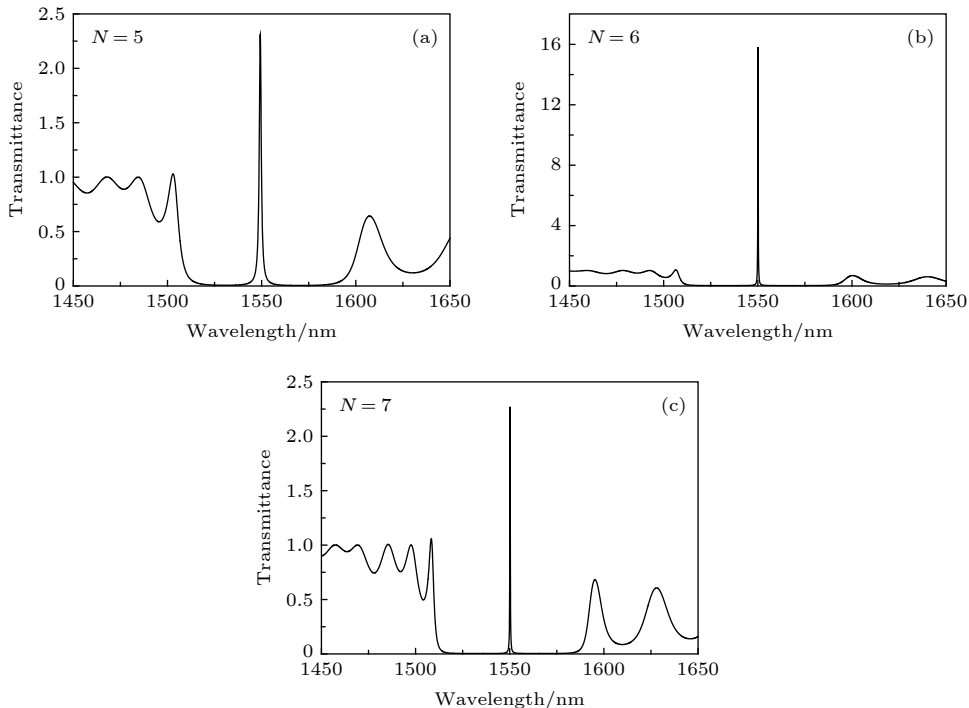


图 5 周期数不同的结构透射谱 (a) $N = 5$; (b) $N = 6$; (c) $N = 7$

Fig. 5. The transmission spectra of the structure with different period number: (a) $N = 5$; (b) $N = 6$; (c) $N = 7$.

计算和 comsol 软件频域仿真来画出针对 $N = 6$ 缺陷模在结构内部对应的场分布, 入射电场大小均为为 1 V/m , 结果如图 7 所示. 可以明显看出每一层的局域驻波共振和整体结构的谐振效应. 场在中间三层达到最大值, 且 A, C 层场值总是大于相邻的 B, D 层场值. 耦合共振效应让增益层从外界泵浦吸收能量变成电磁波能量, 导致透射率大于 1. 传输矩阵方法编程计算和基于有限元方法的 comsol 软件频域仿真结果在场的大小和分布上完美一致, 计算方法得到验证.

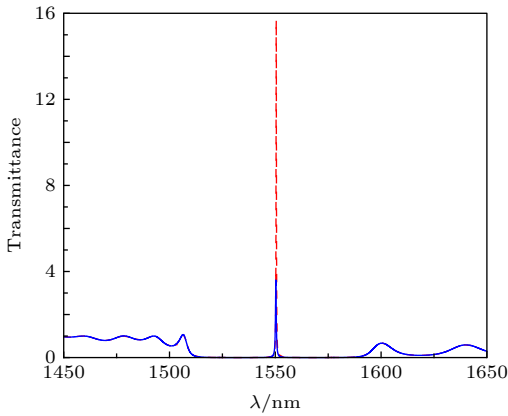


图 6 两种 ω_0 的取值得到的传输谱

Fig. 6. The transmission spectra of the structure with two values of ω_0 .

确定好模型的各种参数, 我们需要研究电场对该结构的作用. 本文设计的电场传感器的核心是由于电场变化引起 B, D 层折射率变化, 从而导致共振波长的移动和透射率的变化, 改变了整体结构的传输特性. 但测量电场的大小受到介质击穿电场的限制. 一般来说, LiNbO_3 的击穿电场为

0.021 V/nm ^[20,21], 击穿时间从 6 到 40 ms 不等. 在实际应用中, 通常需要提升 LiNbO_3 晶体的击穿电压以作用于更高的电场. 陈建华等^[22]通过在 LiNbO_3 晶体的四周留出一圈不镀电极的空白区域, 有效提升了该晶体的击穿电场. Luennemann 等^[23]将 LiNbO_3 的击穿电场提升到了 0.065 V/nm . 因此, 为了使研究更具有实际意义, 本文就以 0.06 V/nm 为测量电场的上限. 实际上这个范围几乎涵盖了可能的极高电场的环境, 例如, 雷云内部的电场大约为 $50 \text{ kV/m} = 0.00005 \text{ V/nm}$ ^[4]; 极高电压直流传输线激发的电场可达 $4.86 \text{ MV/m} = 0.004 \text{ V/nm}$ ^[6]. 图 8 给出了电光材料 LiNbO_3 折射率随电场的变化规律, 在 $0-0.06 \text{ V/nm}$ 的电场范围内, 介质折射率呈线性变化, 在极低电场和极高电场条件下具有同样的反应, 因此有利于大范围电场传感器的设计. 将电场 E_{ex} 从 0 到 0.06 V/nm 的范围内, 任取几个电场, 观察缺陷模的变化情况, 结果如图 9 所示. 从图中可以清晰地看出, 在整个 $0-0.06 \text{ V/nm}$ 范围内都存在缺陷模式. 随着电场强度的增加, 缺陷模式的位置向左移动, 透射峰峰值逐渐增大. 在图中括号里显示的分别是峰的波长和峰值. 因此, 可以同时通过两种机制进行电场传感, 一种通过检测透射谱的峰值大小变化来检测, 另一种是通过检测透射谱峰值位置的变化来检测. 通过峰值的检测需要通过光电传感器, 把透射光强转化为可测量的电流信号, 其分辨率取决于光电传感器的灵敏度. 通过缺陷模波长位置检测需要使用频谱仪, 测量的分辨率就由频谱仪的分辨率来决定. 如果同时用两种机制测量同一个对象, 就能确保测量的准确性, 这是本研究的一个特色.

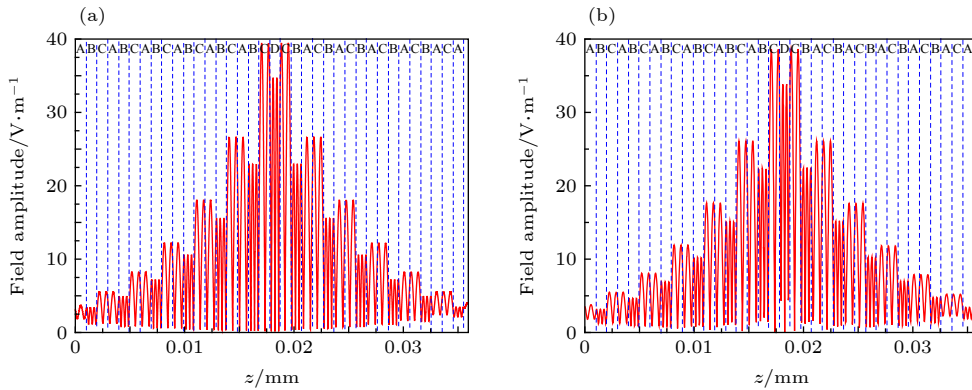


图 7 两种方法研究结构周期数 $N = 6$ 缺陷模在结构内部对应的场分布 (a) 传输矩阵方法; (b) comsol 软件频域仿真

Fig. 7. The field distributions inside the structure with $N = 6$: (a) Calculation based on the transfer matrix method; (b) frequency domain simulation based on Comsol.

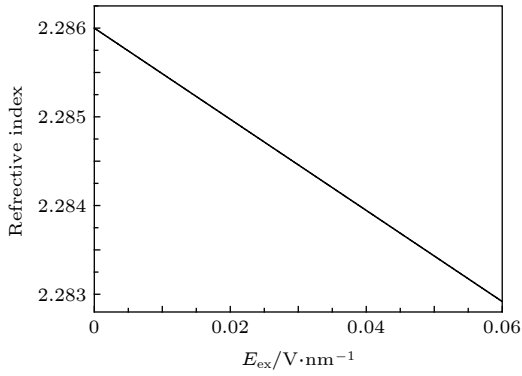


图 8 LiNbO₃ 的折射率与电场的关系

Fig. 8. The refraction index of LiNbO₃ with the electric field.

通过上述的分析,我们在 0—0.06 V/nm 的电场范围内,逐渐改变电场,先扫描对应缺陷模式峰值.激光光源型号采用波长可精细调节的 TSL-510 或 WSL-100.由于缺陷模峰值最大,因此只要扫描透射谱最高峰值的大小.记录峰值与电场之间的关系曲线,结果在图 10(a) 中.在该范围内,缺陷模峰值随着电场的增加而增加,从 15.694 一直到 18.262,是一一对应的关系.对图 10(a) 中的曲线使用多项式拟合,拟合多项式的阶数为 2,图中原始数据与拟合数据基本重合,拟合后的关系式为

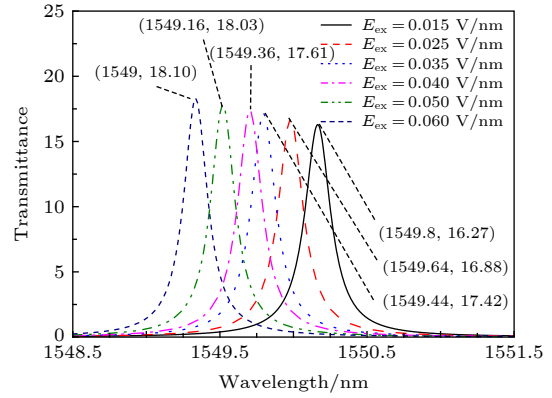


图 9 不同电场条件下结构共振腔的透射谱

Fig. 9. The transmission spectra of the structure with different electric fields.

$y(x) = 79.234x^2 + 38.042x + 15.964$. 通过拟合数据计算出曲线的斜率,测量灵敏度可定义为曲线的斜率,得出灵敏度的变化规律,如图 10(b) 所示.在测量的电场范围内,灵敏度呈线性增加,变化范围为 38.042—47.558(nm/V).但通过峰值测量电场要受到光电传感器分辨率的制约.同样计算出在相同的电场范围内,缺陷模式的波长随电场的变化,结果如图 11(a) 所示.缺陷模的波长随着电场

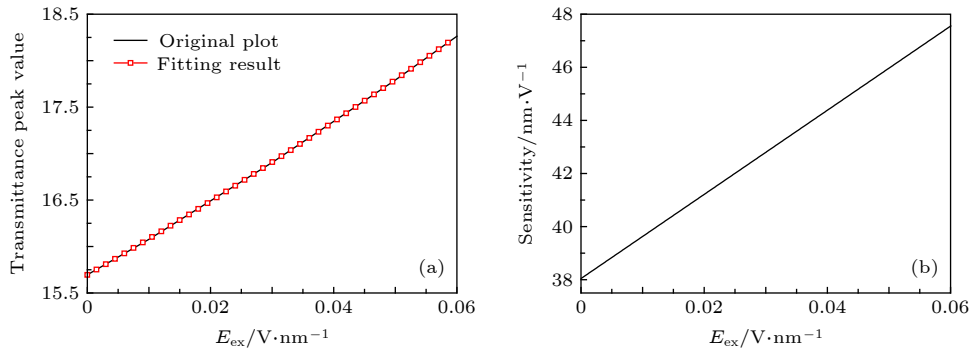


图 10 (a) 缺陷模峰值大小与电场的变化关系; (b) 传感灵敏度

Fig. 10. (a) The peak value of defect mode versus the electric field; (b) the sensor sensitivity.

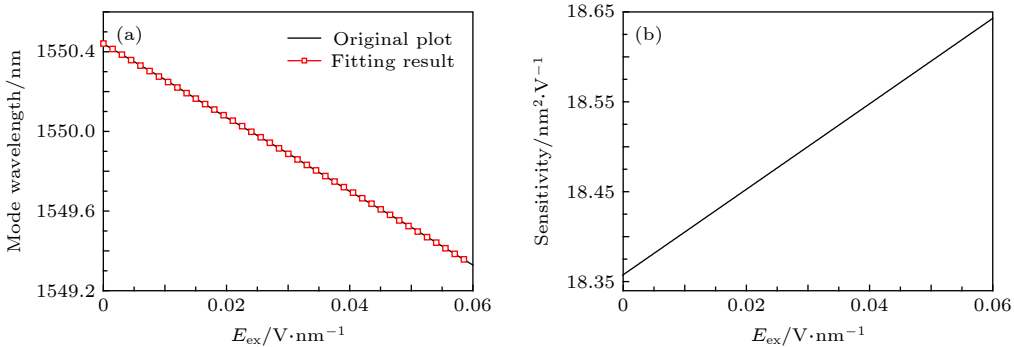


图 11 (a) 缺陷模波长与电场的变化关系; (b) 灵敏度分布

Fig. 11. (a) The wavelength of defect mode versus the electric field; (b) the sensor sensitivity.

的增加而减小, 即向高频段处移动, 也是一一对应的关系. 采用同样的拟合方式, 拟合后的关系式为 $y(x) = -2.38x^2 - 18.357x + 1550.44$, 缺陷模式位置从 1550.44 nm 变化到 1549.33 nm. 灵敏度同样定义为曲线的斜率, 计算结果如 11(b) 所示, 范围则为 18.357 — 18.642 nm²/V. 从图中可以看出, 峰值波长的变化范围很小, 这就需要使用分辨率较高的频谱仪, 造成测量成本的增加, 后期的研究需要增加结构的灵敏度, 降低实验成本. 但相比较而言, 波长检测的灵敏度变化较小, 缺陷模波长与外电场成近似线性关系, 这对检测量程的定标非常有利.

传感器的分辨率表示的是传感器能够分辨的最小电场 E_{ex} 的变化量. 这个变化量越小, 传感器的分辨率就越高. 如果以透射峰波长位置表示 E_{ex} 大小, 就可以使用透射峰位移来计算分辨率. 图 12 给出了缺陷模透射峰波长间隔正好大于半角带宽的两个缺陷模分布, 此时每个子图中两个缺陷模对应场强的差值就是该处测量能够分辨的最小电场变化量, 即分辨率. 从计算结果可以看出, 在整个测量范围分辨率变化很小, 因此可用平均分辨率表示, 经过计算得平均分辨率为 0.0095 V/nm.

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决定, 即 (1) 式中的 α 值来决定. 因此, 接下来考虑不同的量子点掺杂情况对结构的

影响. 以结构透射谱峰值大小的变化为例, 通过改变量子点的掺杂情况, 改变洛伦兹震荡强度 α . 在不同的 α 取值下画出电场-透射率曲线, 如图 13 所示. 随着洛伦兹震荡强度 α 的增加, 结构的放大效应产生了明显的变化. α 分别取值为 2.155×10^{-4} , 2.2×10^{-4} , 2.3×10^{-4} , 2.4×10^{-4} . 当 $\alpha = 2.155 \times 10^{-4}$ 时, 透射谱峰值大小从 15.694 增大到 18.262, 峰值变化 $\Delta T = 2.568$; $\alpha = 2.2 \times 10^{-4}$ 时透射谱峰值从 17.865 增大到 21.079, 峰值变化 $\Delta T = 3.214$; $\alpha = 2.3 \times 10^{-4}$ 时透射谱峰值从 24.651 增大到 30.258, 峰值变化 $\Delta T = 5.607$; $\alpha = 2.4 \times 10^{-4}$ 时透射谱峰值从 36.208 增大到 47.067, 峰值变化 $\Delta T = 10.859$. α 的增大使得结构的透射谱峰值逐渐增大, 峰值的变化范围也随之扩大, 因此调节 α 实际上是在增加传感器灵敏度. 但 α 的增大是以牺牲外部能量为代价的. 我们也考虑 α 的变化对检测缺陷模波长位置的影响, 结果发现, α 的变化对缺陷模波长位置的影响很小, 因此没有给出结果.

最后说明一下测量产生的误差来源, 它主要来自介质层加工的误差, 泵浦光的稳定性以及光电系数随环境的变化. 实验上对结构施加预先已知的电场, 对输出结果进行定标, 再和计算结果进行比较, 进行校准. 取得可靠的实验数据后, 再将设备放入待测的电场环境, 这样就能获得准确的数据.

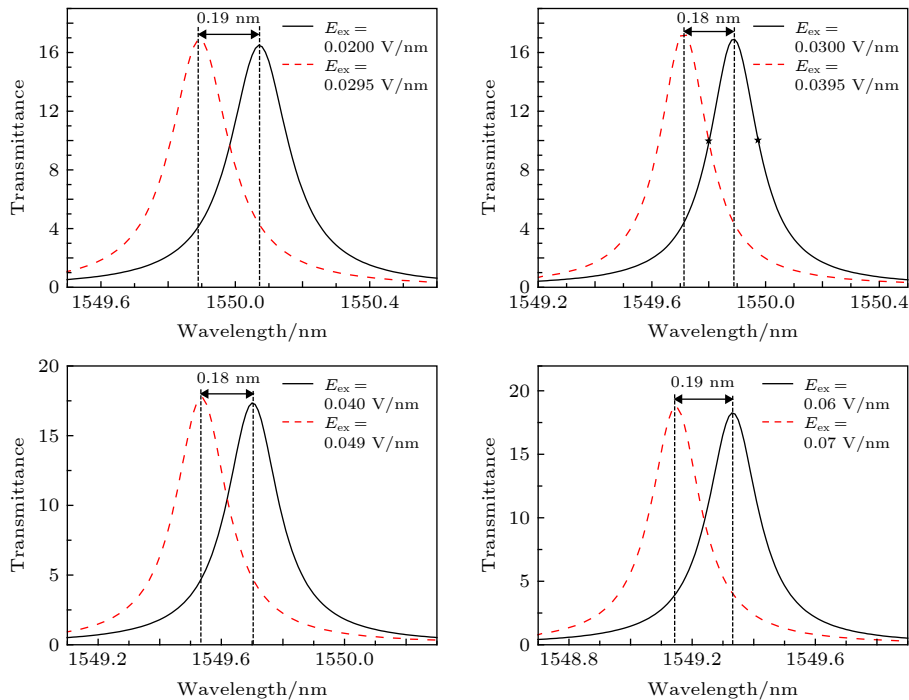


图 12 传感器分辨率的确定, 图中标注峰值间隔等于峰的半角宽度

Fig. 12. The determination of resolution. The interval of two peaks is just equal to the half-angular breadth.

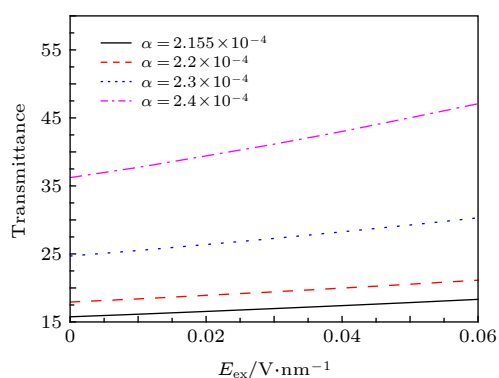


图 13 不同 α 取值下, 结构的透射谱峰值随电场的变化曲线

Fig. 13. The peak values of defect mode versus the electric fields with different α .

4 结 论

本文基于光学 PT 对称结构提出了一种全新的测量大范围电场的传感方案, 该模型是带有缺陷共振腔的 PT 对称结构, 并在缺陷层加入电光材料. 缺陷模式处的透射率大于 1, 峰值和位置均随着电场的变化而变化. 通过检测结构缺陷模透射率的大小和位置的变化, 以两种机制实现对电场的测量. 调节 PT 对称结构中的量子点掺杂情况, 可以改变前一种机制的灵敏度. PT 对称本身对缺陷模式的放大效应, 对扫描缺陷模峰值和位置的变化极为有利. 和传统的电场传感器相比较, 本文设计的电场传感器具有安全、可靠以及测量范围广等特点, 缺点是它为有源器件, 需要外界提供能量.

参考文献

- [1] Fort A, Mugnaini M, Vignoli V, et al. 2011 *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **60** 2778
- [2] Bateman M G, Stewart M F, Podgorny S J, et al. 2007 *J. Atmos. Oceanic. Technol.* **24** 1245
- [3] Zheng F J, Xia S H, Chen X X 2008 *Chinese J. Sens. Actuators* **21** 946 (in Chinese) [郑凤杰, 夏善红, 陈贤祥 2008 *传感技术学报* **21** 946]
- [4] Kainz A, Steiner H, Schalko J, Jachimowicz A, Kohl F, Stifter M, Beigelbeck R, Keplinger F, Hortschitz W 2018 *Nat. Electron.* **1** 68
- [5] Xiao K, Jin X, Jin X, et al. 2017 *IEEE Antennas Wirel. Propag.* **16** 2203
- [6] Lu T B, Feng H, Zhao Z B, Cui X 2007 *IEEE Trans. Magn.* **43** 1221
- [7] Bobowski J S, Ferdous M S, Johnson T 2015 *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **64** 923
- [8] Shoory A, Rachidi F, Rubinstein M, et al. 2011 *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* **53** 792
- [9] Miki M 2002 *J. Geophys. Res.* **107** 4277
- [10] Giles J C, Prather W D 2013 *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* **55** 475
- [11] Fu S S, Shi L H, Zhou X H, Guo Y F 2018 *Acta Mater. Compos. Sin.* **35** 2730 (in Chinese) [付尚琛, 石立华, 周颖慧, 郭一帆 2018 *复合材料学报* **35** 2730]
- [12] Chen W Y, Zeng R, Liang Y D, He J L 2006 *J. Tsinghua Univ.* **46** 1641 (in Chinese) [陈未远, 曾嵘, 梁曦东, 何金良 2006 *清华大学学报* **46** 1641]
- [13] Makris K G, El-Ganainy R, Christodoulides D N, et al. 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 103904
- [14] Lin Z, Ramezani H, Eichelkraut T, et al. 2011 *Phys. Rev. Lett.* **106** 213901
- [15] Tsoy E N 2017 *Phys. Lett. A* **381** 462
- [16] Zi J W, Xu Y L, Kim J, O'Brien K, Wang Y, Feng L, Zhang X 2017 *Nat. Photonics* **10** 796
- [17] Govyadinov A A and Podolskiya V A, Noginov M A 2007 *Appl. Phys. Lett.* **91** 191103
- [18] Yariv A, Yeh P 2007 *Photonics: Optical Electronics in Modern Communications* (New York: Oxford University Press)
- [19] Klimov V I, Mikhailovsky A A, Xu S, et al. 2000 *Science* **290** 314
- [20] Wei W, Yu J, Ji L 2005 *J. Synth. Cryst.* **34** 628 (in Chinese) [韦伟, 于建, 纪磊, 等 2005 *人工晶体学报* **34** 628]
- [21] Xu Q X, Liu D A, Liu L R 2005 *Laser & Optoelectron. Prog.* **42** 39 (in Chinese) [奚庆新, 刘德安, 刘立人 2005 *激光与光电子学进展* **42** 39]
- [22] Chen J H, Qu S B, Wei X Y, Xu Z, Zhu L H 2008 *J. Inorg. Mater.* **23** 851 (in Chinese) [陈建华, 屈绍波, 魏晓勇, 徐卓, 朱林户 2008 *无机材料学报* **23** 851]
- [23] Luenemann M, Hartwig U, Panotopoulos G, et al. 2003 *Appl. Phys. B* **76** 403

Large-range electric field sensor based on parity-time symmetry cavity structure*

Fang Yun-Tuan^{1)2)†} Wang Yu-Ya¹⁾ Xia Jing¹⁾

1) (*School of Computer Science and Telecommunication Engineering, Jiangsu University, Zhenjiang 212013, China*)

2) (*Jiangsu Key Laboratory of Security Tech. for Industrial Cyberspace, Jiangsu University, Zhenjiang 212013, China*)

(Received 22 May 2019; revised manuscript received 8 July 2019)

Abstract

In order to solve the technical problem of the traditional electric field sensor limited by its measurement range, a parity-time (PT) symmetric microcavity structure doped by electro-optical medium is designed, and a new electric field sensing mechanism is proposed. The transfer matrix method is used to calculate the transmission spectrum of the structure. A unique amplified defect mode is found. The peak value and wavelength position of the defect mode vary with the external electric field. The same electric field can be measured by using two mechanisms. One is to detect the change of the defect mode peak value, and the other is to measure the change of the defect mode wavelength position. The measurement range is limited only by the breakdown field value of the electro-optical medium, which can range from 0 to 0.06 V/nm, covering almost any possible electric field environment. For the peak-value sensing mechanism, the sensitivity range is 38.042—47.558 (nm/V); for the wavelength position sensing mechanism, the sensitivity range is 18.357—18.642 (nm²/V), and the average resolution in the measurement range is 0.00925 V/nm.

Keywords: electric field sensor, parity-time symmetry structure, defect mode

PACS: 42.25.Bs, 42.70.Qs, 78.20.-e

DOI: [10.7498/aps.68.20190784](https://doi.org/10.7498/aps.68.20190784)

* Project supported by Jiangsu Key laboratory of Security Tech. for Industrial Cyberspace, China (Grant No. STICB201906).

† Corresponding author. E-mail: fang_yt1965@sina.com