

π 相移光纤光栅水听器的超声波传感指向特性*

安秉文¹⁾²⁾ 陈家熠¹⁾²⁾ 李斐然¹⁾²⁾ 李子琪¹⁾²⁾ 吴先梅^{1)2)†}

1) (中国科学院声学研究所, 声场声信息国家重点实验室, 北京 100190)

2) (中国科学院大学, 北京 100049)

(2022 年 11 月 10 日收到; 2023 年 1 月 12 日收到修改稿)

π 相移光纤光栅因具有较短的有效光栅传感长度, 近年来成为了超声传感领域的研究热点. 本研究旨在探究 π 相移光纤光栅作为水听器应用时对超声波的指向性特性. 选取 π 相移光纤光栅作为超声传感单元, 先基于分层介质的声传播理论计算出水中超声波入射时光纤纤芯的应变, 再运用基于光学耦合模方程的传递矩阵法计算反射光谱得到光波长偏移. 将角度-频率空间分为三个区域, 计算了声波频率在 1—10 MHz 时不同角度下的应变结果和光波长偏移响应特性, 并开展了实验研究. 结果表明, 理论和实验结果具有较高的一致性, π 相移光纤光栅在超声波垂直光纤入射时响应最大, 随声波入射方向与光纤法向间夹角的增加, π 相移光纤光栅的声响应会先急剧下降, 后在水中直达声波和光纤中导波叠加时出现极大值. 此外, π 相移光纤光栅的声响应随声波频率增加而降低. 本研究对 π 相移光纤光栅在超声传感中的实际应用具有重要意义.

关键词: π 相移光纤光栅, 超声传感, 指向性**PACS:** 43.35.+d, 43.58.+z, 43.20.+g**DOI:** 10.7498/aps.72.20222154

1 引言

20 世纪 70 年代以来, 光纤传感技术迅速发展, 其中光纤光栅 (fiber Bragg grating, FBG) 因有着体积小、灵敏度高、易复用等优点在结构健康检测、生物医学传感、物理海洋观测和地球物理勘探等^[1–5] 多个声传感领域得到了广泛应用. 在声传感时, 存在着光栅长度小于声波波长一半的限制^[6,7], π 相移光纤光栅 (Pi-phase-shifted fiber Bragg grating, PS-FBG) 将光局限在相移处附近, 有效光栅传感长度短, 更适合对波长小的超声波进行传感^[8–23].

在进行 PS-FBG 水听器的封装结构设计或应用于超声场测量时, 都需对其指向性有较清晰的认知, 因而开展 PS-FBG 水听器的超声波传感指向特性研究十分必要. Fomitchov 等^[20] 用 1.7 mm 的 FBG 进行了水中超声传感实验, 测量了与法向

成角 $\pm 60^\circ$ 时的指向性, 指明当光纤中导波和水中直达声波干涉叠加时光纤光栅的响应出现极大值, 在垂直入射时出现极小值. 由于光栅结构与长度的不同, 存在相移的 PS-FBG 与 FBG 的传感特性有所差异. Liu 等^[21] 通过数值模拟进行了理论分析, 并探究了超声波波长与光栅长度比值的影响, 表明在超声波垂直光纤入射时 PS-FBG 的响应最大, 且随光栅长度与声波长的比值增加, 其响应由全方向性变为在垂直轴向的方向性, 但缺乏仿真或实验的验证, 及对垂直轴向以外角度入射的分析. Wu 等^[22] 就垂直轴向、沿轴向和与法向成 45° 三个角度在 1, 2 和 4 MHz 时进行了实验, 结果也表明 PS-FBG 在垂直光纤入射时响应最大, 但未进行其他角度和频率的实验. 因此, 对 PS-FBG 的水中指向性及频率响应的研究仍存在着空白. 此外, 上述研究通常认为纤芯的应变与声波幅度之间是由纤芯或涂覆层材料特性决定的简单线性关系, 关于声波

* 国家自然科学基金 (批准号: 11674351) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: wuxm@mail.ioa.ac.cn

在光纤内传播过程的考虑较少.

光纤由纤芯、包层及涂覆层组成, 其每一层可看作是横向各向同性的圆柱结构, 在流体加载时需考虑轴向导波和弯曲波^[24–26]. 在考虑多层圆柱结构, 尤其是在只关注某一层特性时, 解析解的求解是复杂且不稳定的, 此时可使用传递矩阵法. Rokhlin 等^[27]指明在分层介质声传播理论的传递矩阵中, 以位移和应力为连续条件的方式在计算上更具稳定性. Huang 等^[28]借助势函数将多层圆柱结构的每一层用位移和应力联系起来, 分析了不同角度声波入射时多层圆柱的应变. Veres 等^[23]将此方法用于光纤传感中, 分析了光纤对球面声波的响应, 并用 PS-FBG 进行了实验验证, 但其在计算声响应时仅通过积分计算了光纤本身的双折射效应, 未考虑到 PS-FBG 是波长调制型传感器及 π 相移的影响, 而基于光学耦合模方程的传递矩阵方法^[29,30]则可以通过计算反射光谱得到光纤光栅光波长偏移, 并可在相移处引入相应的相移矩阵, 适合用于 PS-FBG 的声响应计算.

本文将分层介质的声传播理论和基于光学耦合模方程的传递矩阵方法结合在一起, 计算出了 PS-FBG 的光波长偏移情况, 将 PS-FBG 看作纤芯层 (纤芯与包层) 和涂覆层的双层结构, 研究水中不同频率的超声平面波以任意角度入射时 PS-FBG 的波长偏移声响应特性. 该研究结果不仅对分析 PS-FBG 对声波的角度及频率的响应具有重要意义, 也为 PS-FBG 封装及测量等应用提供了参考.

2 π 相移光纤光栅的声传感理论模型

超声平面波从水中以任意角度入射到 PS-FBG, 光纤纤芯应变通过机械效应影响光栅周期, 并通过弹光效应影响有效折射率, 从而导致反射光谱的布

拉格中心波长发生偏移, 解调出光波长偏移量即可实现对超声波的传感. 本节将依次建立水中超声平面波作用下的光纤应变及波长偏移理论模型.

2.1 水中超声平面波作用下的光纤应变模型

光纤由纤芯、包层和涂覆层组成, 为多层圆柱结构. 其中纤芯和包层的差异主要体现在有效折射率, 即光学性质上. 在力学参数上二者较为接近, 因此, 在分析超声平面波导致的应变时可将其视作一层, 本文简称为纤芯层. 本节基于分层介质的声传播理论建立基于纤芯层-涂覆层-水层的三层结构理论模型. 将理论模型通过数值计算, 得出纤芯的应变, 从而进一步分析 PS-FBG 的声响应特性.

超声平面波从水中以与光纤法向成 α 角入射到 PS-FBG, 如图 1(a) 所示, PS-FBG 由两段折射率沿光纤轴向分布为余弦函数的布拉格光纤光栅构成, 在两段光栅连接处的相位差为 π . 由于 Bessel 函数可以很好地体现柱状结构的声波传播特性, 故先在柱坐标系下用 Bessel 函数展开每一层的位移势函数, 在计算出应变后再转换为直角坐标. 图 1(b) 展示了任一点 M 在柱坐标系和直角坐标系下的对应关系.

在谐波入射时可略去时间因子 $\exp(-i\omega t)$, 将纤芯层、涂覆层和水层的位移势函数展开为

$$\varphi^m = \exp(ik_z z) \sum_{n=-\infty}^{\infty} [A_n^m J_n(k_{lr}^m r) + D_n^m N_n(k_{lr}^m r) \exp(in\theta)], \quad (1a)$$

$$\psi_{il}^m = \exp(ik_z z) \sum_{n=-\infty}^{\infty} [B_n^m J_n(k_{lr}^m r) + E_n^m N_n(k_{lr}^m r) \exp(in\theta)], \quad (1b)$$

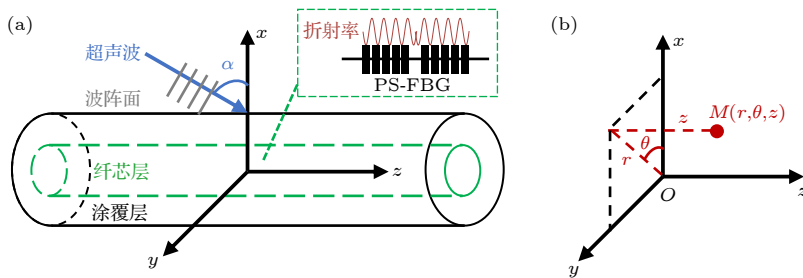


图 1 (a) 声波入射示意图; (b) 坐标示意图

Fig. 1. (a) Diagram of an obliquely incident ultrasonic wave at PS-FBG; (b) coordinates.

$$\psi_{12}^m = \exp(ik_z z) \sum_{n=-\infty}^{\infty} [C_n^m J_n(k_{lr}^m r) + F_n^m N_n(k_{lr}^m r) \exp(in\theta)], \quad (1c)$$

其中, φ^m , ψ_{11}^m 和 ψ_{12}^m 分别为纵波势和两个横波势函数; 上标 m 为第 m 层, 取 in, out 和 w 分别表示光纤内部的纤芯层、外部的涂覆层和水层, 其中水层不存在横波势及其他与横波相关的物理量; $(k_{lr}^m)^2 = (k_l^m)^2 - k_z^2$ 为纵波波数的径向分量, k_{lr}^m 的下标 l 表示纵波, r 表示径向, $k_l^m = \omega/c_l^m$ 为第 m 层的纵波波数, c_l^m 为该层纵波声速, $\omega = 2\pi f$ 为声波的角频率, f 为声波频率; 由于声波是从水中入射的, z 方向的波数 $k_z = (\omega/c_w) \sin(\alpha)$, 其中 c_w 为水中声速, α 为水中声波入射方向与光纤法向的夹角; $(k_{lr}^m)^2 = (k_l^m)^2 - k_z^2$ 为横波波数的径向分量, 下标 t 表示横波, $k_t^m = \omega/c_t^m$ 为第 m 层的横波波数; $J_n(\cdot)$ 为第一类 Bessel 函数, $N_n(\cdot)$ 为第二类 Bessel 函数, n 为阶数, 光纤只需考虑轴向导波和弯曲波^[24–26], 因而取 $n = 0, \pm 2$; θ 为柱坐标系中的角度坐标; $i = \sqrt{-1}$ 为虚数单位。

根据位移势函数与位移、应力的关系, 可进一步用 Bessel 函数系数表示位移和应力:

$$[u_r^m, u_\theta^m, u_z^m, \sigma_{rr}^m, \sigma_{r\theta}^m, \sigma_{rz}^m]^T = e^{ik_z z} e^{in\theta} \mathbf{K}_n^m [A_n^m, B_n^m, C_n^m, D_n^m, E_n^m, F_n^m]^T, \quad (2)$$

其中, u_r , u_θ 和 u_z 为柱坐标系下的位移分量; σ_{rr} , $\sigma_{r\theta}$ 和 σ_{rz} 为应力分量; 矩阵 \mathbf{K}_n^m 元素的具体形式见附录 A, 在单独表示某层或 Bessel 函数的某个级数的具体性质时, 本文将省略上标 m 或下标 n 。

水层中的声波包括入射波和光纤产生的散射波, 因而水中的纵波势 φ^w 可写为

$$\varphi^w = \varphi^{\text{inc}} + \varphi^s, \quad (3)$$

其中, φ^{inc} 为入射波的纵波势, φ^s 为散射波的纵波势。当水中入射声波为单位声压时, 入射波的纵波

势为

$$\varphi^{\text{inc}} = \frac{\exp(ik_z z)}{\rho_w \omega^2} \sum_{n=-\infty}^{\infty} i^n J_n(k_{lr}^w r) \exp(in\theta), \quad (4)$$

即

$$[u_r^{\text{inc}}, u_\theta^{\text{inc}}, u_z^{\text{inc}}, \sigma_{rr}^{\text{inc}}, \sigma_{r\theta}^{\text{inc}}, \sigma_{rz}^{\text{inc}}]^T = e^{ik_z z} e^{in\theta} \mathbf{K}_n^w \left[\frac{i^n}{\rho_w \omega^2}, 0, 0, 0, 0, 0 \right]^T, \quad (5)$$

其中 ρ_w 为水的密度。当声波作用于光纤时, 产生向外传播的散射波, 其为第一类 Hankel 函数 $H_n(\cdot)$, 根据 $H_n(\cdot) = J_n(\cdot) + iN_n(\cdot)$, 故散射波存在如下关系:

$$[u_r^s, u_\theta^s, u_z^s, \sigma_{rr}^s, \sigma_{r\theta}^s, \sigma_{rz}^s]^T = e^{ik_z z} e^{in\theta} \mathbf{K}_n^w [A_n^s, 0, 0, iA_n^s, 0, 0]^T, \quad (6)$$

其中, A_n^s 为散射波纵波势的第一类 Bessel 函数的系数, 为待求解的未知量。因此, 水层中位移和应力可展开为

$$[u_r^w, u_\theta^w, u_z^w, \sigma_{rr}^w, \sigma_{r\theta}^w, \sigma_{rz}^w]^T = e^{ik_z z} e^{in\theta} \mathbf{K}_n^w \left[\frac{i^n}{\rho_w \omega^2} + A_n^s, 0, 0, iA_n^s, 0, 0 \right]^T. \quad (7)$$

光纤的纤芯层中, 轴线 $r = 0$ 处的声场幅度为有限值, 只可能存在第一类 Bessel 函数, 故

$$[u_r^{\text{in}}, u_\theta^{\text{in}}, u_z^{\text{in}}, \sigma_{rr}^{\text{in}}, \sigma_{r\theta}^{\text{in}}, \sigma_{rz}^{\text{in}}]^T = e^{ik_z z} e^{in\theta} \mathbf{K}_n^{\text{in}} [A_n^{\text{in}}, B_n^{\text{in}}, C_n^{\text{in}}, 0, 0, 0]^T. \quad (8)$$

由于涂覆层外边界和水之间的切应力为 0, 且水中入射声波已知, 根据位移、应力在层间的连续性可列出方程, 进而求解出纤芯层系数和水层的散射系数:

$$\mathbf{K}_n^w \left[\frac{i^n}{\rho_w \omega^2} + A_n^s, 0, 0, iA_n^s, 0, 0 \right]^T = \mathbf{R}_n [A_n^{\text{in}}, B_n^{\text{in}}, C_n^{\text{in}}, 0, 0, 0]^T, \quad (9)$$

将待求解系数列于一侧, 其形式可改写为

$$\begin{bmatrix} A_n^{\text{in}} \\ B_n^{\text{in}} \\ C_n^{\text{in}} \\ A^s \end{bmatrix} = \frac{i^n}{\rho_w \omega^2} \begin{bmatrix} R_{n11} & R_{n12} & R_{n13} & -(K_{n11}^w + iK_{n14}^w) \\ R_{n41} & R_{n42} & R_{n43} & -(K_{n41}^w + iK_{n44}^w) \\ R_{n51} & R_{n52} & R_{n53} & 0 \\ R_{n61} & R_{n62} & R_{n63} & 0 \end{bmatrix}^{-1} \begin{bmatrix} K_{n11}^w \\ K_{n41}^w \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}, \quad (10)$$

其中, $\mathbf{R}_n = \mathbf{K}_n^{\text{out}} r = r_{\text{out}} (\mathbf{K}_n^{\text{out}} r = r_{\text{in}})^{-1} \mathbf{K}_n^{\text{in}} r = r_{\text{in}}$ 为纤芯层到涂覆层外边界的光纤传递矩阵, r_{in} 和

r_{out} 分别为纤芯层和涂覆层的半径。

由此可求得纤芯层的系数, 从而求解出柱坐标

系下的位移势函数. 再根据位移势函数和应变、柱坐标系与直角坐标系之间的关系, 可得到纤芯在直角坐标系下的谐波应变, 详见附录 B. 最终得到纤芯 x 方向的应变 ε_x , y 方向的应变 ε_y 和 z 方向的应变 ε_z , 在略去 $\exp(ik_z z - i\omega t)$ 项后如下:

$$\begin{aligned} \varepsilon_x = & -A_0^{\text{in}} \frac{(k_{\text{tr}}^{\text{in}})^2}{2} + A_2^{\text{in}} \frac{(k_{\text{tr}}^{\text{in}})^2}{4} + A_{-2}^{\text{in}} \frac{(k_{\text{tr}}^{\text{in}})^2}{4} \\ & + iB_2^{\text{in}} \frac{(k_{\text{tr}}^{\text{in}})^2}{4} - iB_{-2}^{\text{in}} \frac{(k_{\text{tr}}^{\text{in}})^2}{4} \\ & - iC_0^{\text{in}} \frac{(k_{\text{tr}}^{\text{in}})^2 k_z}{2k_t^{\text{in}}} + iC_2^{\text{in}} \frac{(k_{\text{tr}}^{\text{in}})^2 k_z}{4k_t^{\text{in}}} \\ & + iC_{-2}^{\text{in}} \frac{(k_{\text{tr}}^{\text{in}})^2 k_z}{4k_t^{\text{in}}}, \end{aligned} \quad (11a)$$

$$\begin{aligned} \varepsilon_y = & -A_0^{\text{in}} \frac{(k_{\text{tr}}^{\text{in}})^2}{2} - A_2^{\text{in}} \frac{(k_{\text{tr}}^{\text{in}})^2}{4} - A_{-2}^{\text{in}} \frac{(k_{\text{tr}}^{\text{in}})^2}{4} \\ & - iB_2^{\text{in}} \frac{(k_{\text{tr}}^{\text{in}})^2}{4} + iB_{-2}^{\text{in}} \frac{(k_{\text{tr}}^{\text{in}})^2}{4} \\ & - iC_0^{\text{in}} \frac{(k_{\text{tr}}^{\text{in}})^2 k_z}{2k_t^{\text{in}}} - iC_2^{\text{in}} \frac{(k_{\text{tr}}^{\text{in}})^2 k_z}{4k_t^{\text{in}}} \\ & - iC_{-2}^{\text{in}} \frac{(k_{\text{tr}}^{\text{in}})^2 k_z}{4k_t^{\text{in}}}, \end{aligned} \quad (11b)$$

$$\varepsilon_z = -A_0^{\text{in}} k_z^2 + iC_0^{\text{in}} \frac{(k_{\text{tr}}^{\text{in}})^2 k_z}{k_t^{\text{in}}}. \quad (11c)$$

提取出绝对值和相位角即为应变的幅度 A_x , A_y , A_z 及相位 ϕ_x , ϕ_y , ϕ_z , 得到直角坐标系下三个方向的应变为

$$\varepsilon_x = A_x \exp(ik_z z - i\omega t + \phi_x), \quad (12a)$$

$$\varepsilon_y = A_y \exp(ik_z z - i\omega t + \phi_y), \quad (12b)$$

$$\varepsilon_z = A_z \exp(ik_z z - i\omega t + \phi_z). \quad (12c)$$

2.2 超声作用下的光波长偏移

计算出纤芯应变后, 运用基于耦合模方程的传递矩阵法计算反射光谱^[29,30], 与无声波作用时的布拉格中心波长比较便可得到光波长偏移, 即 PS-FBG 的声响应.

PS-FBG 的光中心波长偏移量 $\Delta\lambda$ 与光栅周期 Λ 、有效折射率 n 存在如下关系:

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{\Delta n}{n_0} + \frac{\Delta\Lambda}{\Lambda_0}, \quad (13)$$

其中, λ 为光栅的 Bragg 中心波长, 下标 0 表示无声波作用时的情况.

当声波作用时, 纤芯的轴向应变通过机械效应影响光栅周期长度, 三个方向的应变 ε_x , ε_y 和 ε_z 通过弹光效应共同影响有效折射率^[12], 可将弹光效应等效后的应变记作弹光应变 ε_p :

$$\varepsilon_p = \frac{P_{11} + P_{12}}{2}(\varepsilon_x + \varepsilon_y) + P_{12}\varepsilon_z, \quad (14)$$

式中 P_{11} , P_{12} 为光纤的弹光系数. 与 (12) 式类似, 弹光应变也可写为

$$\varepsilon_p = A_p \exp(ik_z z - i\omega t + \phi_p). \quad (15)$$

光栅周期和有效折射率的变化量分别为

$$\Delta\Lambda = \varepsilon_z \Lambda, \quad (16a)$$

$$\Delta n = -\varepsilon_p n. \quad (16b)$$

由此可计算出声波作用下的光栅周期 $\Lambda = \Delta\Lambda + \Lambda_0$ 和有效折射率 $n = \Delta n + n_0$. 得到光栅周期和有效折射率后, 便可计算在不同光波长 λ 下的反射系数, 进而得到反射光谱及光波长偏移.

将光栅沿轴向均分为 $2N$ 段, π 相移位于第 N 和 $N+1$ 段之间, 处于光栅栅区的中间位置. 可认为每段的光栅周期和有效折射率是均匀的, 第 j 段的传递矩阵如下:

$$\begin{aligned} M_j = & \begin{bmatrix} \cosh(\gamma l) - i\Delta\beta \frac{\sinh(\gamma l)}{\gamma} & \frac{-i\kappa}{\gamma} \sinh(\gamma l) \exp(i\phi) \\ \frac{i\kappa}{\gamma} \sinh(\gamma l) \exp(-i\phi) & \cosh(\gamma l) + i\Delta\beta \frac{\sinh(\gamma l)}{\gamma} \end{bmatrix}, \end{aligned} \quad (17)$$

其中, l 为第 j 段的长度; $\kappa = \pi \delta n / \lambda$ 为前行光波和后行光波的耦合系数, δn 为光栅调制深度; $\beta = 2\pi n / \lambda$ 为轴向光传播常数, $\Delta\beta = \beta - \pi / \Lambda$, $\gamma = \sqrt{\kappa^2 - (\Delta\beta)^2}$; ϕ 是光栅有效折射率调制的初始相位, 一般取其为 0. π 相移处的传递矩阵 M_π 如下:

$$M_\pi = \begin{bmatrix} \exp(-i\pi/2) & 0 \\ 0 & \exp(i\pi/2) \end{bmatrix}. \quad (18)$$

通过传递矩阵模型, 可得到 PS-FBG 两端的前行光波 $E_f = A_f \exp(i\beta z)$ 与后行光波 $E_b = A_b \exp(-i\beta z)$ 之间的关系:

$$\begin{aligned} \begin{bmatrix} E_f(z_1) \\ E_b(z_1) \end{bmatrix} = & M_1 \cdots M_N M_\pi M_{N+1} \cdots M_{2N} \\ & \times \begin{bmatrix} E_f(z_2) \\ E_b(z_2) \end{bmatrix} = M \begin{bmatrix} E_f(z_2) \\ E_b(z_2) \end{bmatrix}, \end{aligned} \quad (19)$$

其中, z_1 是光在栅区的入射端位置, z_2 为栅区另一端位置, 则 PS-FBG 的栅区长度为 $L = z_2 - z_1$.

由前、后行波的入射性质 $E_f(z_1) = 1$, $E_b(z_2) = 0$, 可以得到反射系数:

$$R = |M_{21}/M_{11}|^2, \quad (20)$$

其中 M_{11} 和 M_{21} 分别为传递矩阵 M 的元素. 根据反射系数绘制出反射光谱, 比较有无声波作用时 PS-FBG 的光中心波长, 便可计算出每个角度和频率的声波入射时不同时刻下的光波长偏移.

3 纤芯应变、波长偏移的数值计算和有限元仿真

3.1 纤芯层的应变计算

基于上述理论分析, 本节对纤芯的应变及光谱偏移情况开展了数值计算, 并用有限元仿真结果进行了比较.

有限元仿真结构模型如图 2(a) 所示, 对水域添加了完美匹配层以避免水域边界的反射影响. 不同角度入射的声波通过在背景声场中设置声波波数的方向来实现, 并使用周期性边界避免光纤端面的反射及散射, 图 2(b) 和图 2(c) 展示了入射角为 0° 和 20° 时的入射声场的一个剖面.

数值计算和仿真计算采用了相同的材料参数, 选取在实际中应用较多的 1—10 MHz 的超声频率, 计算了声压为 1 kPa 的超声波从不同角度入射时的纤芯应变.

将数值计算和仿真计算得到的纤芯轴向应变和弹光应变结果展示在图 3 中, 图中 nε 为纳应变, 即引入了科学计数法的应变表示方法, 表示应变的数量级为 10^{-9} . 可以看出仿真计算与数值计算的应变计算结果基本一致, 这也验证了理论模型的正

确性. 根据数值计算结果, 下面将频率-角度空间分为 A、B 和 C 三个区域进行分析.

在 A 区域 (入射角为 $0-15^\circ$, 超声频率为 1—10 MHz), 超声平面波近似于垂直光纤入射. 以垂直入射 ($\alpha = 0^\circ$) 为例展示在图 4(a) 中, 此时 z 方向的应变基本为 0, x 和 y 方向的应变共同构成了弹光应变, 且弹光应变的值在 10 nε 以内, 幅度较小. 由 (16a) 式和 (16b) 式可知, 在此区域内主导光波长偏移的因素是有效折射率, 而非光栅周期.

在 B 区域 (入射角为 $15-90^\circ$, 超声频率为 1—5 MHz), 超声平面波由斜入射过渡至沿轴向入射, 且超声波频率低于 C 区域. 比较图 4(b) 与图 4(a) 可以发现, 在 B 区域内弹光应变和轴向应变同时存在, 且幅度远大于 A 区域. 这表明此区域内导致光波长偏移的因素既包括有效折射率, 也包括光栅周期, 这与 A 区域不同.

观察图 3 的应变计算结果. 轴向应变和弹光应变在 $\alpha \approx 20^\circ$ 时均出现了明显的应变峰值, 这是由于水中直接到达的声波与经由水和光纤轴向传播的导波同时到达了 PS-FBG 相移处, 在干涉叠加后产生极大值, 如图 5 所示.

由于光纤的外半径远小于声波波长, 所以声波在其中的传播可看作是在均匀的杆中传播, 此时导波波速可通过下述公式计算 [31]:

$$c_{\text{fiber}} = \sqrt{E/\rho}, \quad (21)$$

其中, 等效后的杨氏模量 $E = E_1 r^2 + E_2 (1 - r^2)$; 密度 $\rho = \rho_1 r^2 + \rho_2 (1 - r^2)$, 下标 1 和 2 分别表示纤芯层和涂覆层, $r = r_1/r_2$ 为纤芯层和涂覆层的半径比. 因此, PS-FBG 的响应出现极大值的角度 [32] 为

$$\alpha_{\text{max}} = \arcsin(c_w/c_{\text{fiber}}), \quad (22)$$

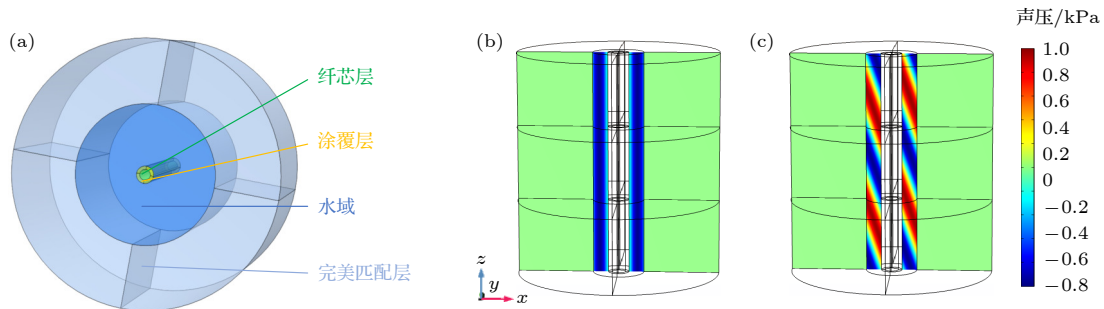


图 2 (a) 三层结构的有限元仿真模型; (b) $\alpha = 0^\circ$ 时的入射声场; (c) $\alpha = 20^\circ$ 时的入射声场

Fig. 2. (a) Simulation model of the three-layer structure; (b) incident sound field when $\alpha = 0^\circ$; (c) incident sound field when $\alpha = 20^\circ$.

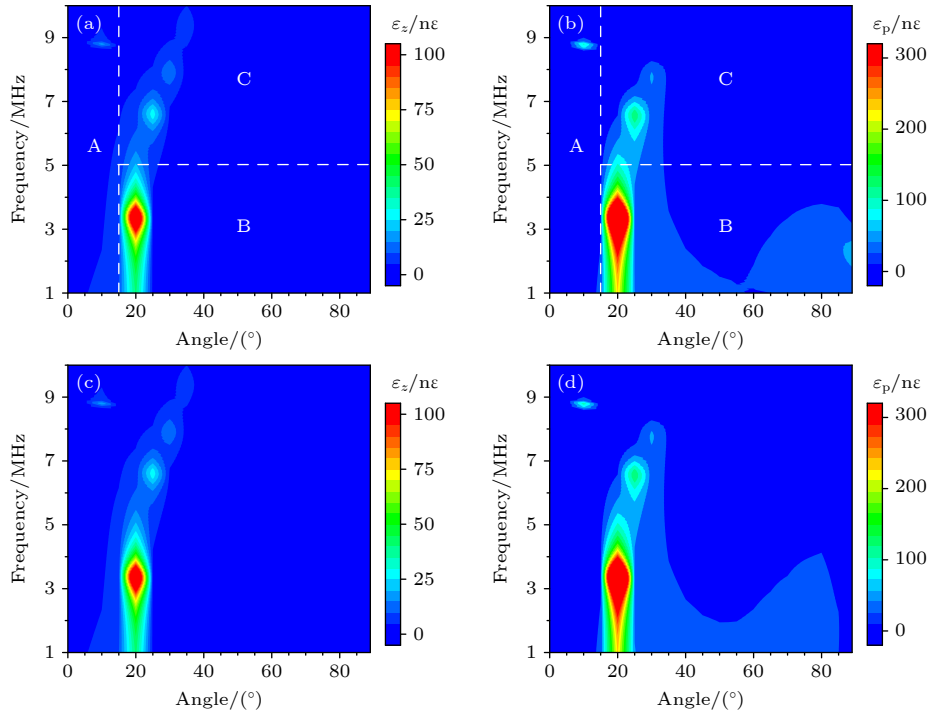


图3 纤芯应变计算结果 (a), (b) 分别是数值计算的轴向应变和弹光应变; (c), (d) 分别是有限元仿真计算的轴向应变和弹光应变
Fig. 3. Calculations of strain in fiber core: (a), (b) The numerical results of axial strain and elasto-optical strain, respectively; (c), (d) the simulation results of axial strain and elasto-optical strain, respectively.

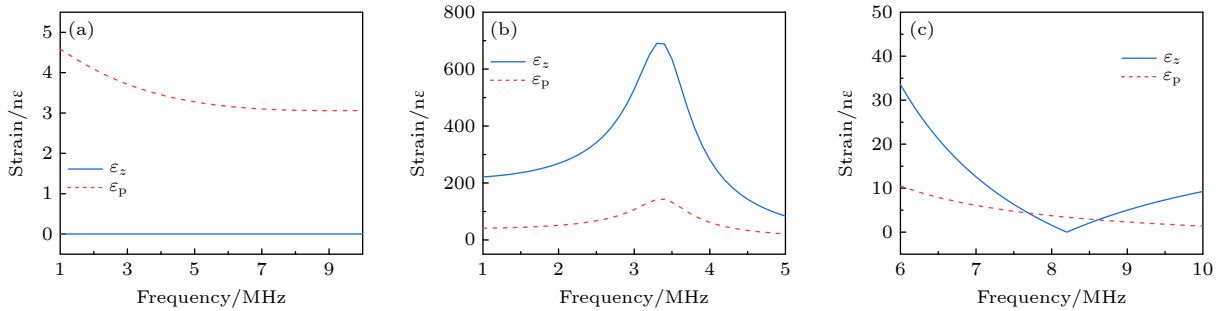


图4 不同区域应变数值计算结果 (a) A 区域, $\alpha = 0^\circ$; (b) B 区域, $\alpha = 20^\circ$; (c) C 区域, $\alpha = 20^\circ$
Fig. 4. Numerical results of different area: (a) area A, $\alpha = 0^\circ$; (b) area B, $\alpha = 20^\circ$; (c) area C, $\alpha = 20^\circ$.

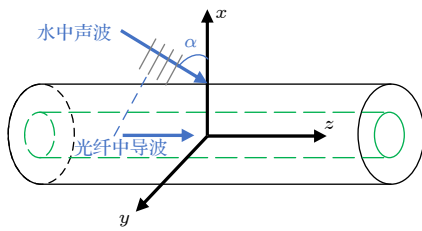


图5 光纤中导波和水中直达声波的干涉示意图

Fig. 5. Interference of guided wave in fiber and direct ultrasonic wave in water.

其中 $c_w = 1490 \text{ m/s}$ 为水中声速, 本文数值计算使用的光纤参数对应的导波波速 $c_{\text{fiber}} = 3982.5 \text{ m/s}$, 由此计算出此角度 $\alpha_{\text{max}} = 22^\circ$, 和上述数值计算的应变极大值角度非常接近.

在 C 区域 (入射角为 15° — 90° , 超声频率为 5 — 10 MHz), 超声频率相对较高, 图 4(c) 表明此区域内同时存在弹光应变和轴向应变, 有效折射率和光栅周期共同影响着光波长偏移. 通过与图 4(a) 和图 4(b) 比较发现, 此区域的轴向应变和弹光应变幅度明显低于 B 区域, 但略高于 A 区域.

由上述分析可得到如下结论: 在 A 区域, 有效折射率导致光波长偏移, 在 B 和 C 区域, 有效折射率和光栅周期共同影响光波长偏移; 从应变幅度上看, B 区域、A 区域和 C 区域的应变幅度依次降低; 在 B 区域内 $\alpha = 20^\circ$ 处, 应变出现极大值, 其原因在于光纤中导波和水中直达声波发生干涉.

3.2 波长偏移计算

波长偏移受入射角、超声波频率和光栅长度综合影响, 本节以 3, 5 和 9 MHz 为例, 使用数值计算得到的应变, 基于耦合模方程的传递矩阵法计算了在不同光栅长度时的光波长偏移, 以分析光栅长度对于不同区域光波长偏移的具体影响, 计算结果如图 6 所示. 在计算中, 光中心波长 λ 取与实验一致的 1550 nm.

图 6(a) 为频率相对较低的 3 MHz 时的光波长偏移计算结果, 此频率下 A 区域在由声波垂直光纤入射转为斜入射时, 响应急剧降低. 垂直入射时, 不同光栅长度的计算结果基本一致, 表明光栅长度不影响声波垂直入射时的光波长偏移, 这是由于此时轴向波数 $k_z = k_w \sin(0) = 0$, (12c) 式轴向应变和 (14) 式弹光应变中的 $\exp(ik_z z)$ 项为 1, 任一时刻的应变为沿光纤轴向的均匀常数. 当入射角度偏离垂直入射时, 应变由沿光纤轴向均匀的常数变为余弦分布, 由 $k_z = k_w \sin(\alpha)$ 可知光纤轴向的波数随入射角度 α 的增加而增加, 相当于在沿轴向方向频率变高, 故响应降低. 图 6(a) 的 B 区域出现了光波长偏移的峰值, 其与应变出现峰值的角度相同, 且峰值的大小与光栅长度相关, 随光栅长度增加光波长偏移量降低. 与 A 区域进行比较, 当光栅长度为 1 和 5 mm 时, B 区域的峰值大小高于 A 区域垂直入射时的峰值, 而当光栅长度为 30 mm 时则低于 A 区域的峰值. 这说明光栅长度对 A 区域内垂直光纤入射时的声波响应影响较小, 而对 B 区域内斜入射时的声波响应影响较大.

图 6(b) 为斜入射条件下, 位于 B 区域和 C 区域临界的 5 MHz 时的光波长偏移计算结果, 其规律与图 6(a) 类似, 但声响应更低.

图 6(c) 为频率相对较高的 9 MHz 时的光波长

偏移计算结果, 其响应也出现了急剧下降的现象. 此频率下在 A 区域的 10° 附近出现了光波长偏移的峰值, 但图 3 表明应变在此角度下也出现了极大值, 二者出现峰值的角度一致. 当光栅长度为 1 mm 时, 10° 附近的峰值大小高于垂直入射时的峰值; 当光栅长度为 5 和 30 mm 时则低于垂直入射时.

进一步分析 9 MHz 时 A 区域和 C 区域的光波长偏移. 以光栅长度 1 mm 时为例, 从图 4(a)、图 4(c) 及图 6(c) 可知, 在 A 区域垂直入射时轴向应变和弹光应变幅度分别约为 0 和 3.1 n ϵ , 对应光波长偏移为 4.75 fm; C 区域以 20° 入射时轴向应变和弹光应变幅度分别约为 2.3 n ϵ 和 5 n ϵ , 而对应光波长偏移为 0.56 fm. 由此可知, 尽管 C 区域内应变幅度比 A 区域大, 但光波长偏移却更小. 这是由于轴向波数 k_z 随角度增加而变大, C 区域内沿轴向的应变波数高于 A 区域, 相当于是更高频.

对比图 6(a)–(c) 可以发现, 在声波入射角度和光栅长度相同的大多数情况下, 随信号频率增加, PS-FBG 的光波长偏移变小, 这同 Liu 等^[21] 的数值模拟结果一致, 即 PS-FBG 的响应随光栅长度与超声波波长比值的增加而降低.

4 角度响应实验测量与结果分析

为了验证上述理论分析, 开展了实验研究. 图 7 展示了实验系统, PS-FBG(栅区长度为 30 mm) 接收到超声换能器 (Doppler I5P6NF) 产生的超声波后发生光波长偏移, 再经由马赫-曾德尔干涉仪 (Mach-Zehnder interferometer, MZI) 输出带声信号信息的相位信号, 根据 MZI 的性质可从相位信号推出 PS-FBG 的光波长偏移^[33], 从而得到声响应.

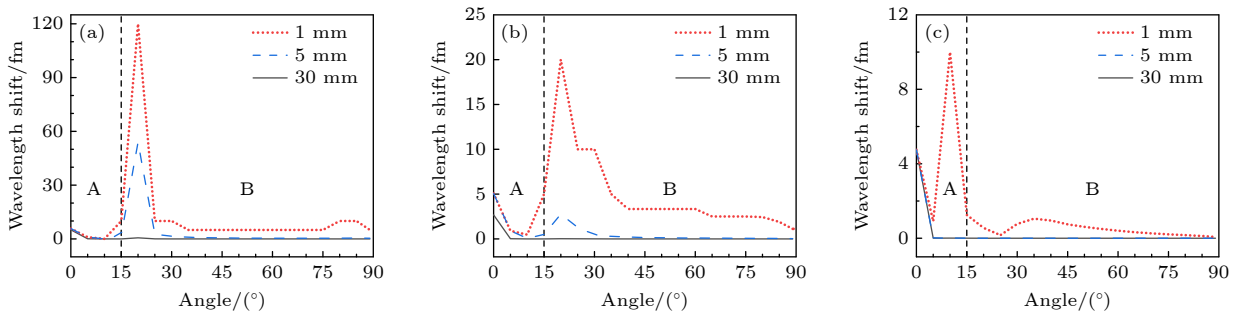


图 6 波长偏移结果 (a) 超声波频率为 3 MHz; (b) 超声波频率为 5 MHz; (c) 超声波频率为 9 MHz

Fig. 6. Results of wavelength shift at the ultrasonic wave frequency of (a) 3 MHz, (b) 5 MHz, (c) 9 MHz.

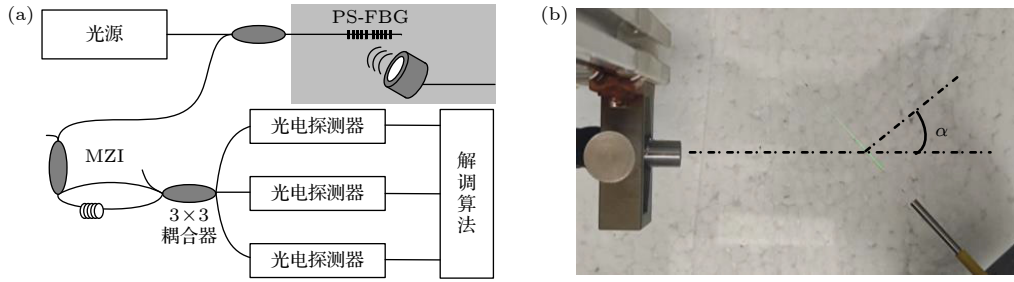


图 7 实验系统 (a) 系统示意图; (b) 实验测量示意图

Fig. 7. Sensing system: (a) Schematic diagram; (b) experimental measurement.

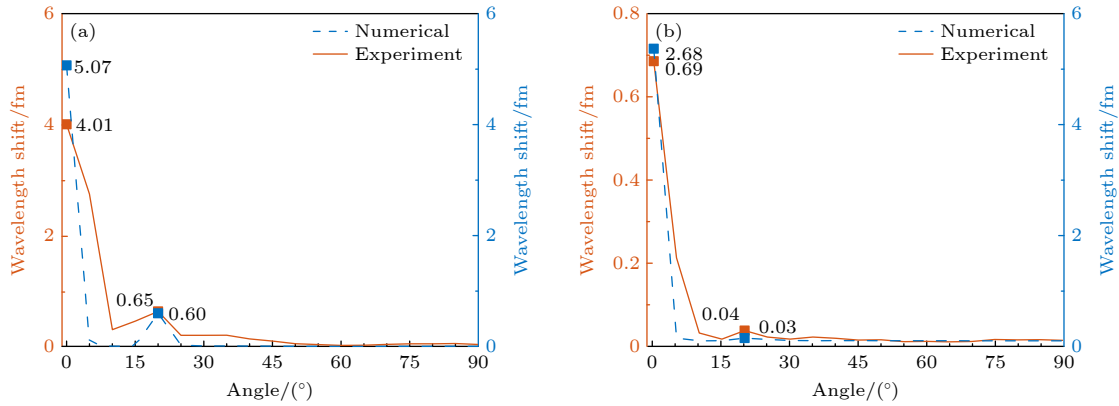


图 8 理论计算和实验测量的波长偏移结果 (a) 超声波频率为 3 MHz; (b) 超声波频率为 5 MHz

Fig. 8. Results of wavelength shift by numerical calculation and experiment measurement at the ultrasonic wave frequency of (a) 3 MHz and (b) 5 MHz.

由于本实验使用的 PS-FBG 在 9 MHz 时响应较低, 所以采用频率为 3 和 5 MHz 的超声波开展了实验. 在旋转光纤时保持光栅中心位置不变以保证水中声波到达光栅中心的时间相同, 为 100 μ s. 由于换能器在不同频率的声场幅度不同, 预先用标准水听器 (Precision Acoustics NH0500) 标定声场在光栅中心处的幅度, 以此将 PS-FBG 的响应归一至 1 kPa 时, 与理论及仿真结果进行比较, 如图 8 所示, 并在图中标注了超声波垂直入射和入射角 $\alpha = 20^\circ$ 时的光波长偏移值.

图 8 的实验结果表明, A 区域内声波入射角度从垂直入射到斜入射的 10° 时, 响应急剧下降, 与理论计算结果一致; 当入射角 $\alpha = 20^\circ$ 时, 实验结果出现极大值, 证实了水中直达声波和导波同时到达时响应出现极大值, 且与应变计算结果出现极大值的角度相同; 比较图 8(a) 和图 8(b) 可知, 在 $\alpha = 20^\circ$ 和垂直入射时的响应均在 3 MHz 时高于 5 MHz, 且仿真计算和实验测量的结果更为明显, 这证实了 PS-FBG 的响应随声波频率增加而降低.

由图 8(a) 可知, 在 3 MHz 时实验测量结果与

数值模拟计算结果基本一致. 图 8(b) 对应的频率为更高的 5 MHz, 在声波斜入射时位于 B 区域和 C 区域的分界, 此情况下实验结果和数值模拟的光波长偏移值在入射角 $\alpha = 20^\circ$ 时基本相同, 且在声波从垂直入射到沿轴向入射的过程中的变化规律一致, 这证实了理论模型的正确性. 在垂直入射时存在的差别则表明, 在声波接近垂直入射时, 数值模拟计算过程中尚存在一些未考虑的因素或是计算方法上的欠缺, 这也是下一步要努力解决的问题.

5 结 论

本文采用传递矩阵法对纤芯层-涂覆层-水层三层结构的应变及反射光谱偏移建立了理论计算模型, 通过仿真计算与实验测量对模型进行验证, 将频率-角度空间分为了三个区域进行了深入的分析. 结果表明:

1) 在 A 区域内, 声波接近垂直入射 (低于 15°), PS-FBG 的声响应主要受弹光效应影响, 虽然应变幅度较小, 但在垂直光纤入射时应变的空间均匀性

较高, 故响应较高, 而从垂直入射转为斜入射时应明显降低.

2) 在 B 区域内, 声波以较低频率 (低于 5 MHz) 斜入射 (高于 15°), PS-FBG 的响应应由机械效应和弹光效应共同决定, 幅度较高. 在水中直达声波和光纤中导波干涉叠加时, 应变和光波长偏移结果都出现极大值, 且随光栅长度增加响应变弱.

3) 理论计算结果表明, A 区域内声波垂直光纤入射时, PS-FBG 的响应峰值几乎不随光栅长度增加而变大, B 区域内由水中直达声波和光纤中导波干涉形成的响应峰值随光栅长度增加而降低.

4) 在 C 区域内, 声波以较高频率 (高于 5 MHz) 斜入射 (高于 15°), 虽然应变幅度较 A 区域高, 但此时声波频率较高, 而光波长偏移结果随声波频率增加而变小, 故最终的响应较小.

综上, PS-FBG 水听器在超声波低频及垂直光纤入射时的声响应幅度更高. 本文关于 PS-FBG 指向性的分析具有拓展性和应用性, 对水中超声传感、封装设计和声场测量具有重要意义.

附录 A 矩阵 K_n 元素

6×6 矩阵 K_n 的元素如下:

$$\begin{aligned} K_{n11} &= k_{lr} J'_n(k_{lr}r), \quad K_{n14} = k_{lr} N'_n(k_{lr}r), \\ K_{n12} &= \frac{in}{r} J_n(k_{lr}r), \quad K_{n15} = \frac{in}{r} N_n(k_{lr}r), \\ K_{n13} &= \frac{ik_{lr}}{k_t} k_z J'_n(k_{lr}r), \quad K_{n16} = \frac{ik_{lr}}{k_t} k_z N'_n(k_{lr}r), \\ K_{n21} &= \frac{in}{r} J_n(k_{lr}r), \quad K_{n24} = \frac{in}{r} N_n(k_{lr}r), \\ K_{n22} &= -k_{lr} J'_n(k_{lr}r), \quad K_{n25} = -k_{lr} N'_n(k_{lr}r), \\ K_{n23} &= -\frac{nk_z}{k_{lr}} J_n(k_{lr}r), \quad K_{n26} = -\frac{nk_z}{k_{lr}} N_n(k_{lr}r), \\ K_{n31} &= ik_z J_n(k_{lr}r), \quad K_{n34} = ik_z N_n(k_{lr}r), \\ K_{n32} &= 0, \quad K_{n35} = 0, \\ K_{n33} &= \frac{k_{lr}^2}{k_t} J_n(k_{lr}r), \quad K_{n36} = \frac{k_{lr}^2}{k_t} N_n(k_{lr}r), \\ K_{n41} &= 2\mu k_{lr}^2 J''_n(k_{lr}r) - \lambda k_{lr}^2 J_n(k_{lr}r), \\ K_{n44} &= 2\mu k_{lr}^2 N''_n(k_{lr}r) - \lambda k_{lr}^2 N_n(k_{lr}r), \end{aligned}$$

$$K_{n42} = 2\mu \frac{in}{r^2} [k_{lr} r J'_n(k_{lr}r) - J_n(k_{lr}r)],$$

$$K_{n45} = 2\mu \frac{in}{r^2} [k_{lr} r N'_n(k_{lr}r) - N_n(k_{lr}r)],$$

$$K_{n43} = 2\mu \frac{ik_{lr}^2 k_z}{k_t} J''_n(k_{lr}r),$$

$$K_{n46} = 2\mu \frac{ik_{lr}^2 k_z}{k_t} N''_n(k_{lr}r),$$

$$K_{n51} = 2\mu \frac{in}{r} \left[k_{lr} J'_n(k_{lr}r) - \frac{1}{r} J_n(k_{lr}r) \right],$$

$$K_{n54} = 2\mu \frac{in}{r} \left[k_{lr} N'_n(k_{lr}r) - \frac{1}{r} N_n(k_{lr}r) \right],$$

$$K_{n52} = -\frac{\mu(k_{lr}r)^2}{r^2} [2J''_n(k_{lr}r) + J_n(k_{lr}r)],$$

$$K_{n55} = -\frac{\mu(k_{lr}r)^2}{r^2} [2N''_n(k_{lr}r) + N_n(k_{lr}r)],$$

$$K_{n53} = 2\mu \left[-\frac{nk_{lr}k_z}{k_{lr}} J'_n(k_{lr}r) + \frac{nk_z}{k_{lr}^2} J_n(k_{lr}r) \right],$$

$$K_{n56} = 2\mu \left[-\frac{nk_{lr}k_z}{k_{lr}} N'_n(k_{lr}r) + \frac{nk_z}{k_{lr}^2} N_n(k_{lr}r) \right],$$

$$K_{n61} = 2\mu ik_z k_{lr} J'_n(k_{lr}r), \quad K_{n64} = 2\mu ik_z k_{lr} N'_n(k_{lr}r),$$

$$K_{n62} = -\mu \frac{nk_z}{r} J_n(k_{lr}r), \quad K_{n65} = -\mu \frac{nk_z}{r} N_n(k_{lr}r),$$

$$K_{n63} = \mu (k_{lr}^2 - k_z^2) \frac{k_{lr}}{k_t} J'_n(k_{lr}r),$$

$$K_{n66} = \mu (k_{lr}^2 - k_z^2) \frac{k_{lr}}{k_t} N'_n(k_{lr}r).$$

附录 B 位移、应力及应变与势函数的关系

柱坐标系下, 位移势和位移、应力之间存在如下关系:

$$u_r = \frac{\partial \varphi}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial \psi_{11}}{\partial \theta} + \frac{1}{k_t} \frac{\partial^2 \psi_{12}}{\partial r \partial z}, \quad (\text{B1a})$$

$$u_\theta = \frac{1}{r} \frac{\partial \varphi}{\partial \theta} - \frac{\partial \psi_{11}}{\partial r} + \frac{1}{k_{lr}} \frac{\partial^2 \psi_{12}}{\partial \theta \partial z}, \quad (\text{B1b})$$

$$u_z = \frac{\partial \varphi}{\partial z} + k_{lr} \psi_{12} + \frac{1}{k_t} \frac{\partial^2 \psi_{12}}{\partial z^2}, \quad (\text{B1c})$$

$$\begin{aligned} \sigma_{rr} &= \lambda \nabla^2 \varphi + 2\mu \frac{\partial u_r}{\partial r} = \lambda \nabla^2 \varphi \\ &+ 2\mu \left[\frac{\partial^2 \varphi}{\partial r^2} + \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial \psi_{11}}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{k_t} \frac{\partial^3 \psi_{12}}{\partial r^2 \partial z} \right], \quad (\text{B1d}) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \sigma_{r\theta} &= \mu \left(\frac{\partial u_r}{r \partial \theta} - \frac{u_\theta}{r} + \frac{\partial u_\theta}{\partial r} \right) \\ &= 2\mu \left(\frac{1}{r} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial r \partial \theta} - \frac{1}{r^2} \frac{\partial \varphi}{\partial \theta} \right) + \mu \left[\frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \psi_{11}}{\partial \theta^2} - r \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial \psi_{11}}{\partial r} \right) \right] \\ &+ \mu \left[\frac{\partial}{\partial r} \frac{1}{k_{lr}} \frac{\partial^2 \psi_{12}}{\partial \theta \partial z} \right] - \frac{1}{k_{lr}^2} \frac{\partial^2 \psi_{12}}{\partial \theta \partial z} + \frac{1}{k_{lr}} \frac{\partial^3 \psi_{12}}{\partial r \partial \theta \partial z}, \quad (\text{B1e}) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\sigma_{rz} &= \mu \left(\frac{\partial u_r}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial r} \right) \\ &= \mu \left(2 \frac{\partial^2 \varphi}{\partial r \partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial^2 \psi_{11}}{\partial z \partial \theta} + k_t \frac{\partial \psi_{12}}{\partial r} + \frac{1}{k_t} \frac{\partial^3 \psi_{12}}{\partial r \partial z^2} \right). \quad (\text{B1f})\end{aligned}$$

柱坐标系下的应变 ε_r , ε_θ , ε_z 和 ε_{rz} 可由位移进一步计算得到

$$\begin{aligned}\varepsilon_r &= \frac{\partial u_r}{\partial r}, \varepsilon_\theta = \frac{u_r}{r} + \frac{\partial u_\theta}{r \partial \theta}, \varepsilon_z = \frac{\partial u_z}{\partial z}, \\ \varepsilon_{rz} &= \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_r}{r \partial \theta} - \frac{u_\theta}{r} + \frac{\partial u_\theta}{\partial r} \right).\end{aligned} \quad (\text{B2})$$

根据直角坐标系下应变与柱坐标系下应变的转换关系:

$$\varepsilon_x = \varepsilon_r \cos^2 \theta + \varepsilon_\theta \sin^2 \theta - \varepsilon_{r\theta} \sin \theta \cos \theta, \quad (\text{B3a})$$

$$\varepsilon_y = \varepsilon_r \sin^2 \theta + \varepsilon_\theta \cos^2 \theta + \varepsilon_{r\theta} \sin \theta \cos \theta, \quad (\text{B3b})$$

$$\varepsilon_z = \varepsilon_z, \quad (\text{B3c})$$

可计算出直角坐标系下的应变. 由于光纤纤芯的直径只有微米量级, 在横截面方向可认为应变是不变的, 因此, 对含有 θ 的 ε_x 和 ε_y 进行从 0 到 2π 的积分平均, 即可计算出直角坐标系下的应变.

参考文献

- [1] Majumder M, Gangopadhyay T K, Chakraborty A K, Dasgupta K, Bhattacharya D K 2008 *Sens. Actuator A: Phys.* **147** 150
- [2] Wu Q, Okabe Y, Yu F 2018 *Sensors* **18** 3395
- [3] Roriz P, Frazão O, Lobo-Ribeiro A B, Santos J L, Simões J A 2013 *J. Biomed. Opt.* **18** 50903
- [4] Wang L, Wang Y J, Yu F, Li F 2021 *Laser. Optoelectron. Prog.* **58** 1306014 (in Chinese) [王力, 王永杰, 于非, 李芳 2021 激光与光电子学进展 **58** 1306014]
- [5] Tosi D 2017 *Sensors* **17** 2368
- [6] Minardo A, Cusano A, Bernini R, Zeni L, Giordano M 2005 *IEEE T. Ultrason., Ferr.* **52** 304
- [7] Rosenthal A, Razansky D, Ntziachristos V 2011 *Opt. Lett.* **36** 1833
- [8] Takeda N, Okabe Y, Kuwahara J, Kojima S, Ogisu T 2005 *Compos. Sci. Technol.* **65** 2575
- [9] Gatti D, Galzerano G, Janner D, Longhi S, Laporta P 2008 *Opt. Express* **16** 1945
- [10] Rosenthal A, Caballero M Á A, Kellnberger S, Razansky D, Ntziachristos V 2012 *Opt. Lett.* **37** 3174
- [11] Guo J, Xue S, Zhao Q, Yang C 2014 *Opt. Express* **22** 19573
- [12] Wu Q, Okabe Y, Saito K, Yu F 2014 *Sensors* **14** 1094
- [13] Wu Q, Okabe Y 2014 *J. Intell. Mater. Syst. Struct.* **25** 640
- [14] Guo J, Yang C 2015 *IEEE Photon. Technol. Lett.* **27** 848
- [15] Meng L J, Yi J G, Tan X, Li C 2017 *IEICE Electron. Express* **14** 20170259
- [16] Foster S B, Cranch G A, Harrison J, Tikhomirov A E, Miller G A 2017 *J. Light. Technol.* **35** 3514
- [17] Jiang Y, Liu C, Li D, Yang D, Zhao J 2018 *Meas. Sci. Technol.* **29** 045101
- [18] Srivastava D, Tiwari U, Das B 2018 *Opt. Commun.* **410** 88
- [19] Wu Q, Wang R, Lan W, Zhang H, Zhai H 2021 *Advanced Sensor Systems and Applications XI* Nantong, China, October 10–12, 2021 p26
- [20] Fomitchov P, Krishnaswamy S 2003 *Opt. Eng.* **42** 956
- [21] Liu T, Han M 2012 *IEEE Sensors. J.* **12** 2368
- [22] Wu D, Marchi G, Rus J, Hopf B, Drexler P, Roths J 2018 *German Acoustic Conference 2018* Muenchen, German, March 29, 2018 p978
- [23] Veres I A, Burgholzer P, Berer T, Rosenthal A, Wissmeyer G, Ntziachristos V 2014 *J. Acoust. Soc. Am.* **135** 1853
- [24] Nagy P B 1995 *J. Acoust. Soc. Am.* **98** 454
- [25] Ahmad F 2001 *J. Acoust. Soc. Am.* **109** 886
- [26] Honarvar F, Sinclair A N 1996 *J. Acoust. Soc. Am.* **100** 57
- [27] Rokhlin S I, Wang L 2002 *J. Acoust. Soc. Am.* **112** 822
- [28] Huang W, Wang Y J, Rokhlin S I 1996 *J. Acoust. Soc. Am.* **99** 2742
- [29] Erdogan T 1997 *J. Light. Technol.* **15** 1277
- [30] Yamada M, Sakuda K 1987 *Appl. Opt.* **26** 3474
- [31] Thurston R N 1978 *J. Acoust. Soc. Am.* **64** 1
- [32] Jarzynski J 2001 *Opt. Eng.* **40** 2115
- [33] Jiang Y, Chen S F 2004 *Acta Opt. Sin.* **24** 11 (in Chinese) [江毅, 陈淑芬 2004 光学学报 **24** 11]

Ultrasonic sensing directivity of π -phase-shifted fiber Bragg grating hydrophone*

An Bing-Wen¹⁾²⁾ Chen Jia-Yi¹⁾²⁾ Li Fei-Ran¹⁾²⁾

Li Zi-Qi¹⁾²⁾ Wu Xian-Mei^{1)2)†}

1) (*State Key Laboratory of Acoustics, Institute of Acoustics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China*)

2) (*University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China*)

(Received 10 November 2022; revised manuscript received 12 January 2023)

Abstract

π -phase-shifted fiber Bragg grating with a short effective sensing length becomes one of research hotspots in ultrasonic sensing, because light undergoes strong localization centered at its phase shift position. To investigate the directional sensing characteristics of π -phase-shifted fiber Bragg grating as hydrophone, the theory of sound propagation in layered media is used to calculate the strain of fiber core, then the transfer matrix method based on the coupled-mode theory in optics is used to calculate the shift of central wavelength in optical reflection spectrum. Results of strain and wavelength shift under obliquely incident ultrasonic from 1–10 MHz are divided into A area, B area, and C area, and analyzed by numerical calculation and simulation calculation. Axial strain and elasto-optical strain change the grating period and effective refractive index by the mechanical effect and elasto-optical effect, respectively, thereby resulting in wavelength shift. In A area (frequency below 5 MHz, incident angle below 15°), the axial strain nearly equals zero, thus elasto-optical effect plays a predominant role in wavelength shift. The maximal response occurs at vertical incidence, and then obviously declines with angle increasing. The maximum is essentially unchanged with grating length. In B area and C area (angle above 15°), both mechanical effect and elasto-optical effect contribute to wavelength shift. In B area (frequency below 5 MHz), the amplitude of strain is the largest in three areas. A peak of wavelength shift appears at the same angle of the peak of strain, where exists the interference of the guided wave in fiber with the direct ultrasonic wave form water. The peak amplitude of wavelength shift decreases with grating length increasing. In C area (frequency below 5 MHz), the amplitude of strain is larger than in A area, but the wavelength shift is smaller, which is correlated to its higher axial wave number. Comparing the results in three areas, it is clear that the wavelength shift is larger at lower frequency and at vertical incidence. Experiments on 3 MHz and 5 MHz are then performed with a π -phase-shifted fiber Bragg grating. The experimental result accords well with the theoretical result. The research is important in practically using the π -phase-shifted fiber Bragg grating in ultrasonic sensing.

Keywords: π -phase-shifted fiber Bragg grating, ultrasonic sensing, directivity

PACS: 43.35.+d, 43.58.+z, 43.20.+g

DOI: 10.7498/aps.72.20222154

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11674351).

† Corresponding author. E-mail: wuxm@mail.ioa.ac.cn



π 相移光纤光栅水听器的超声波传感指向特性

安秉文 陈家熠 李斐然 李子琪 吴先梅

Ultrasonic sensing directivity of π -phase-shifted fiber Bragg grating hydrophone

An Bing-Wen Chen Jia-Yi Li Fei-Ran Li Zi-Qi Wu Xian-Mei

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 72, 064303 (2023) DOI: 10.7498/aps.72.20222154

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.72.20222154>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

轴对称指向性球面波的界面反射波

Interface reflection wave of axisymmetric directional spherical-wave

物理学报. 2022, 71(7): 074301 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211718>

氧化石墨烯修饰倾斜光纤光栅 10^{12} 级重金属离子传感

Graphene oxide modified tilted fiber Bragg grating for 10^{12} level heavy metal ion sensing

物理学报. 2022, 71(5): 050702 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211315>

对称熔融拉锥型光纤光栅温度和应力传感特性

Temperature and stress sensing characteristics of symmetrically fused tapered fiber grating

物理学报. 2019, 68(24): 244204 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20191034>

水下环形凹槽圆柱体散射声场空间指向性调控

Manipulating spatial directivity of acoustic scattering from a submerged cylinder by means of annular grooves

物理学报. 2021, 70(17): 174301 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210111>

基于双包层光纤布拉格光栅传感器的锂电池组温度场监控

Temperature field monitoring of lithium battery pack based on double-clad fiber Bragg grating sensor

物理学报. 2022, 71(10): 104207 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20212302>

基于阵列波导光栅的光纤布拉格光栅解调技术综述

Review of fiber Bragg grating interrogation techniques based on array waveguide gratings

物理学报. 2022, 71(9): 094207 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20212063>