

多模声波导结构光纤的应变与温度系数计算方法

王 雪 路元刚 张旭苹 王 峰 李 密

南京大学光通信工程研究中心, 江苏 南京 210093

摘要 在基于布里渊拍频谱功率测量的分布式光纤传感中, 提出对多模声波导结构光纤的应变与温度系数进行理论计算的方法。布里渊拍频谱的功率与光纤的有效折射率、杨氏模量、泊松比、声光有效面积等参数有关, 这些参数会随光纤中应变和温度改变。通过建立应变和温度与布里渊拍频谱功率之间关系, 可在已知光纤的折射率分布的情况下, 从理论上推导出多模声波导结构光纤的布里渊拍频功率-应变系数和布里渊拍频功率-温度系数。以大有效面积光纤(LEAF)为例, 计算了光纤的应变和温度系数, 并与实验测量结果进行比较。结果表明, 使用该方法得到的理论计算结果与实验值相吻合, 验证了该计算方法的有效性。

关键词 光纤光学; 光纤传感; 多模声波导结构光纤; 布里渊拍频谱; 功率-应变系数; 功率-温度系数

中图分类号 O437.2

文献标识码 A

doi: 10.3788/AOS201535.0606003

Calculation Method of Strain and Temperature Coefficients for Fibers with Multimode Acoustic Waveguide Structure

Wang Xue Lu Yuangang Zhang Xuping Wang Feng Li Mi

Institute of Optical Communication Engineering, Nanjing University, Nanjing, Jiangsu, 210093, China

Abstract A theoretical calculation method is reported for obtaining strain and temperature coefficients of fibers with multimode acoustic waveguide structure in distributed optical fiber sensing based on Brillouin beat spectrum power measurement. The power of the Brillouin beat spectrum relates to the fiber's effective refractive index, Young's modulus, Poisson's ratio and acousto-optic effective area, and these fiber's parameters change with the strain and temperature in the fiber. When the profile of refractive index for a studied fiber is available, the Brillouin beat power-strain coefficients and Brillouin beat power-temperature coefficients of fibers with multimode acoustic waveguide structure are deduced by establishing the relationship between Brillouin beat power and strain and temperature. The large effective area fiber (LEAF) is taken as an example to calculate the strain and temperature coefficients of the LEAF and the results are compared with experimental measurements. The results show that the theoretical calculated values obtained by using this method are consistent with the experimental values, and thus the effectiveness of the proposed calculation method is verified.

Key words fiber optics; optical fiber sensing; fibers with multimode acoustic waveguide structure; Brillouin beat spectrum; power-strain coefficient; power-temperature coefficient

OCIS codes 060.2370; 290.1350; 290.5830

1 引 言

布里渊散射是一种非线性现象, 光纤中的布里渊散射对应变和温度均敏感, 可用于对应变和温度的连续分布式测量。基于布里渊散射效应的分布式光纤传感技术问世 20 多年来, 一直受到关注, 近年来成为光纤传感技术研究的热点之一^[1-6]。目前能实现温度和应变双参量测量的布里渊散射光纤传感技术, 大多数基于探测布里渊散射谱来确定布里渊频移和散射谱的功率或半峰全宽^[1]。目前获得布里渊散射谱的方法主要

收稿日期: 2015-01-10; 收到修改稿日期: 2015-02-25

基金项目: 国家自然科学基金(61377086)、江苏省“六大人才高峰”计划(2012-WLW-014)

作者简介: 王 雪(1989-), 女, 硕士研究生, 主要从事分布式光纤传感方面的研究。E-mail: wangxue219@126.com

导师简介: 路元刚(1977-), 男, 博士, 副教授, 主要从事分布式光纤传感、光电图像处理方面的研究。

E-mail: luyg@nju.edu.cn(通信联系人)

有两种:逐点扫频探测方法和宽带探测加时频变换方法。前者需要在不同频率点探测布里渊散射功率,需要稳定的参考光源,系统复杂昂贵,更为糟糕的是信号采集过程耗时较长。后者因不需要扫描频谱而缩短了信号采集过程,但在信号处理环节需进行大量耗时的分段Cohen类变换^[7]或短时傅里叶变换^[8]。这两种方法还需要复杂耗时的洛伦兹拟合获得布里渊频移等参数,难以实现大动态范围的快速测量。Lu等^[9]提出了一种基于多模声波导光纤的温度和应变双参量快速测量方法。多模声波导结构光纤(简称多模声波导光纤),是指具有复杂折射率分布且有多个声学模式的单模光纤。多个声学模式决定了这种光纤的布里渊增益谱(BGS)有多个布里渊峰^[10-11]。代表不同声学模式的多峰布里渊散射光在后向传播过程中会相互作用而产生光学拍,形成峰值频率为百兆赫兹量级的布里渊互拍谱(BBS)。该方法通过探测布里渊互拍谱的峰值功率,利用零差布里渊光时域反射(BOTDR)系统,实现了对温度和应变的单一或同时测量。由于不需要扫描布里渊频谱,该方法测量速度快,且仅需单端测量。在该传感技术中,若选择使用较高应变与温度灵敏度的多模声波导光纤,可有效提高传感系统的性能。但目前尚无基于该探测技术、可对多模声波导光纤的应变与温度灵敏度进行计算的方法。

本文提出了一种评估多模声波导光纤温度与应变灵敏度的方法,仅依靠光纤的折射率分布,即可从理论上获得多模声波导光纤拍频峰的功率-应变(BBP- ε)系数和功率-温度(BBP- T)系数,并且以大有效面积光纤(LEAF)为例,验证了该计算方法的正确性。该理论计算模型可用于筛选基于BBS的光纤传感系统中的高灵敏度光纤,并用于指导设计高温与应变灵敏度的多模声波导光纤。

2 理论推导

2.1 布里渊拍频功率-应变系数

在BOTDR系统中,光纤中的背向自发布里渊散射光功率可以表示为^[12]

$$P_b(z) = P_p(0) \exp(-2\alpha z) \alpha_b S \frac{cW}{2n_{\text{eff}}}, \quad (1)$$

式中 $P_p(0)$ 为入射光功率, $\alpha = 0.2 \text{ dB/km}$ 是在 $1.55 \text{ }\mu\text{m}$ 处的光纤衰减系数。 c 是真空中光速, W 为入射脉宽, n_{eff} 为光纤的有效折射率,有效折射率可以通过有限元分析等方法得到。 α_b 为布里渊损耗系数^[13], S 是散射捕获因子^[14]:

$$\alpha_b = \frac{8\pi^3}{3\lambda^4} KT(n_{\text{eff}}^8 p_{12}^2 / \rho V_a^2), \quad (2)$$

$$S = \left(\frac{\lambda}{n_{\text{eff}}} \right)^2 / (4\pi A^{\text{so}}), \quad (3)$$

式中 λ 是入射波长, K 为玻尔兹曼常量, T 是温度, p_{12} 是光电伸缩系数, V_a 为光纤中的纵向声速,可以表示为^[15]

$$V_a = \sqrt{\frac{(1-k)E}{(1+k)(1-2k)\rho}}, \quad (4)$$

式中 E 是杨氏模量, k 是泊松比, ρ 是光纤的密度。(3)式中 A^{so} 为声光有效面积。声光有效面积表征了声模与光模之间的相互作用,光纤中对于不同的声学模式,声光有效面积有所不同,第 i 个声模式对应的声光有效面积为^[16]

$$A_i^{\text{so}} = \left[\frac{\langle f^2(r) \rangle}{\langle \xi_i(r) f^2(r) \rangle} \right]^2 \langle \xi_i^2(r) \rangle, \quad (5)$$

式中 $f(r)$ 和 $\xi_i(r)$ 分别为光纤中的光学基模和第 i 个声学模式沿半径 r 的分布。通过解光模式和声模式的本征方程即可以得到 $f(r)$ 和 $\xi_i(r)$ 沿光纤半径 r 的分布,对其进行多项式拟合可以得到一定范围内的解析式。

当光纤中存在多个声学模式时,其布里渊增益谱会有相应的多个布里渊峰,假定布里渊互拍谱中的拍频峰 peak (i, j) 是由布里渊增益谱中 peak i 和 peak j 互拍得到,则根据(1)~(4)式得到布里渊互拍谱中的拍频峰 peak (i, j) 的功率公式:

$$P_{\text{BBS}(i,j)} = 2 \sqrt{P_{\text{Bi}} P_{\text{Bj}}} = 2 \cdot \frac{P_p(0) n_{\text{eff}}^5 \exp(-2\alpha z) \pi^2 K p_{12}^2 c W \cdot T}{3\lambda^2} \cdot \sqrt{\frac{(1+k_i)(1-2k_i)}{(1-k_i)E_i A_i^{\text{so}}}} \sqrt{\frac{(1+k_j)(1-2k_j)}{(1-k_j)E_j A_j^{\text{so}}}}, \quad (6)$$

式中 P_{B_i} 和 P_{B_j} 是布里渊增益谱中第 i 个和第 j 个布里渊峰的峰值功率。从(6)式可以看出,由于 n_{eff} 、 E_i 、 E_j 、 k_i 、 k_j 、 A_i^{ao} 和 A_j^{ao} 均是应变 ε 和温度 T 的函数,可以分别表示为 $n_{\text{eff}}(\varepsilon, T)$ 、 $E_i(\varepsilon, T)$ 、 $E_j(\varepsilon, T)$ 、 $k_i(\varepsilon, T)$ 、 $k_j(\varepsilon, T)$ 、 $A_i^{\text{ao}}(\varepsilon, T)$ 和 $A_j^{\text{ao}}(\varepsilon, T)$ 。因此(6)式可以表示为

$$P_{\text{BBS}(i,j)} = 2 \cdot \frac{P_p(0)n_{\text{eff}}^5 \exp(-2\alpha z)\pi^2 K p_{12}^2 c W \cdot T}{3\lambda^2} \cdot \frac{\sqrt{[1+k_i(\varepsilon, T)][1-2k_i(\varepsilon, T)]}}{\sqrt{[1-k_i(\varepsilon, T)]E_i(\varepsilon, T)A_i^{\text{ao}}(\varepsilon, T)}} \frac{\sqrt{[1+k_j(\varepsilon, T)][1-2k_j(\varepsilon, T)]}}{\sqrt{(1-k_j)E_j(\varepsilon, T)A_j^{\text{ao}}(\varepsilon, T)}}, \quad (7)$$

在线性应变区域以及室温下($T=T_0=300$ K),对(7)式在 $\varepsilon=0$ 处作泰勒展开,并且忽略高阶项,(7)式可以表示为

$$P_{\text{BBS}(i,j)}(z, \varepsilon, T_0) \approx P_{\text{BBS}(i,j)}(z, 0, T_0) \left[1 + \varepsilon \frac{1}{P_{\text{BBS}(i,j)}(z, 0, T_0)} \frac{\partial P_{\text{BBS}(i,j)}(z, \varepsilon, T_0)}{\partial \varepsilon} \Bigg|_{\varepsilon=0} \right] = P_{\text{BBS}(i,j)}(z, 0, T_0) \left[1 + (\Delta n_{\text{eff}\varepsilon} + \Delta E_{i\varepsilon} + \Delta E_{j\varepsilon} + \Delta k_{i\varepsilon} + \Delta k_{j\varepsilon} + \Delta A_{i\varepsilon}^{\text{ao}} + \Delta A_{j\varepsilon}^{\text{ao}}) \varepsilon \right], \quad (8)$$

因此拍频峰 peak (i, j)的功率-应变系数为

$$C_{\text{pe}(i,j)} = \Delta n_{\text{eff}\varepsilon} + \Delta E_{i\varepsilon} + \Delta E_{j\varepsilon} + \Delta k_{i\varepsilon} + \Delta k_{j\varepsilon} + \Delta A_{i\varepsilon}^{\text{ao}} + \Delta A_{j\varepsilon}^{\text{ao}}, \quad (9)$$

其中,

$$\left\{ \begin{aligned} \Delta n_{\text{eff}\varepsilon} &= \frac{5}{n_{\text{eff}}(0, T_0)} \left[\frac{\partial n_{\text{eff}}(\varepsilon, T_0)}{\partial \varepsilon} \right]_{\varepsilon=0}, \quad \Delta E_{i\varepsilon} = -\frac{1}{2E_i(0, T_0)} \left[\frac{\partial E_i(\varepsilon, T_0)}{\partial \varepsilon} \right]_{\varepsilon=0}, \quad \Delta E_{j\varepsilon} = -\frac{1}{2E_j(0, T_0)} \left[\frac{\partial E_j(\varepsilon, T_0)}{\partial \varepsilon} \right]_{\varepsilon=0}, \\ \Delta k_{i\varepsilon} &= \frac{k_i(0, T_0)[k_i(0, T_0) - 2]}{[1 - k_i(0, T_0)][1 + k_i(0, T_0)][1 - 2k_i(0, T_0)]} \left[\frac{\partial k_i(\varepsilon, T_0)}{\partial \varepsilon} \right]_{\varepsilon=0}, \\ \Delta k_{j\varepsilon} &= \frac{k_j(0, T_0)[k_j(0, T_0) - 2]}{[1 - k_j(0, T_0)][1 + k_j(0, T_0)][1 - 2k_j(0, T_0)]} \left[\frac{\partial k_j(\varepsilon, T_0)}{\partial \varepsilon} \right]_{\varepsilon=0}, \\ \Delta A_{i\varepsilon}^{\text{ao}} &= -\frac{1}{2A_i^{\text{ao}}(0, T_0)} \left[\frac{\partial A_i^{\text{ao}}(\varepsilon, T_0)}{\partial \varepsilon} \right]_{\varepsilon=0}, \quad \Delta A_{j\varepsilon}^{\text{ao}} = -\frac{1}{2A_j^{\text{ao}}(0, T_0)} \left[\frac{\partial A_j^{\text{ao}}(\varepsilon, T_0)}{\partial \varepsilon} \right]_{\varepsilon=0}, \end{aligned} \right. \quad (10)$$

(10)式中的参量以及前5个等式中的偏导项可以根据单模光纤的类型而获得,后两个等式的具体计算将在下文中具体给出。因此,可以从理论上推导出该光纤布里渊互拍谱中所有拍频峰的BBP- ε 系数。

2.2 布里渊拍频功率-温度系数

当光纤处于松弛状态下($\varepsilon = 0$),对(7)式在 $T=T_0$ 处作泰勒展开,并且忽略高阶项。可得

$$P_{\text{BBS}(i,j)}(z, 0, T) \approx P_{\text{BBS}(i,j)}(z, 0, T_0) \left[1 + \Delta T \frac{1}{P_{\text{BBS}(i,j)}(z, 0, T_0)} \frac{\partial P_{\text{BBS}(i,j)}(z, 0, T)}{\partial T} \Bigg|_{T=T_0} \right] = P_{\text{BBS}(i,j)}(z, 0, T_0) \left[1 + (\Delta n_{\text{eff}T} + \Delta E_{iT} + \Delta E_{jT} + \Delta k_{iT} + \Delta k_{jT} + \Delta A_{iT}^{\text{ao}} + \Delta A_{jT}^{\text{ao}} + 1/T_0) \Delta T \right]$$

因此拍频峰 peak (i, j)的功率-温度系数为

$$C_{\text{pT}(i,j)} = \Delta n_{\text{eff}T} + \Delta E_{iT} + \Delta E_{jT} + \Delta k_{iT} + \Delta k_{jT} + \Delta A_{iT}^{\text{ao}} + \Delta A_{jT}^{\text{ao}} + 1/T_0, \quad (12)$$

其中,

$$\left\{ \begin{aligned} \Delta n_{\text{eff}T} &= \frac{5}{n_{\text{eff}}(0, T_0)} \left[\frac{\partial n_{\text{eff}}(0, T)}{\partial T} \right]_{T=T_0}, \quad \Delta E_{iT} = -\frac{1}{2E_i(0, T_0)} \left[\frac{\partial E_i(0, T)}{\partial T} \right]_{T=T_0}, \quad \Delta E_{jT} = -\frac{1}{2E_j(0, T_0)} \left[\frac{\partial E_j(0, T)}{\partial T} \right]_{T=T_0}, \\ \Delta k_{iT} &= \frac{k_i(0, T_0)[k_i(0, T_0) - 2]}{[1 - k_i(0, T_0)][1 + k_i(0, T_0)][1 - 2k_i(0, T_0)]} \left[\frac{\partial k_i(0, T)}{\partial T} \right]_{T=T_0}, \\ \Delta k_{jT} &= \frac{k_j(0, T_0)[k_j(0, T_0) - 2]}{[1 - k_j(0, T_0)][1 + k_j(0, T_0)][1 - 2k_j(0, T_0)]} \left[\frac{\partial k_j(0, T)}{\partial T} \right]_{T=T_0}, \\ \Delta A_{iT}^{\text{ao}} &= -\frac{1}{2A_i^{\text{ao}}(0, T_0)} \left[\frac{\partial A_i^{\text{ao}}(0, T)}{\partial T} \right]_{T=T_0}, \quad \Delta A_{jT}^{\text{ao}} = -\frac{1}{2A_j^{\text{ao}}(0, T_0)} \left[\frac{\partial A_j^{\text{ao}}(0, T)}{\partial T} \right]_{T=T_0}, \end{aligned} \right. \quad (13)$$

可以看出(13)式的表达形式与(10)式几乎相同,但光纤的BBP- T 系数表达式(12)式中多出一项 $1/T_0$,这是由于自发布里渊散射功率本身就与温度 T 有直接的关系,这一点与BBP- ε 系数不同。

3 LEAF的布里渊拍频功率-应变和温度系数

3.1 LEAF的布里渊拍频功率-应变系数

这一部分以LEAF为例来验证前面的理论模型。LEAF的折射率分布是由一个三角芯以及一个附加环组成,如图1所示^[17],图中 Δ 为相对折射率差。

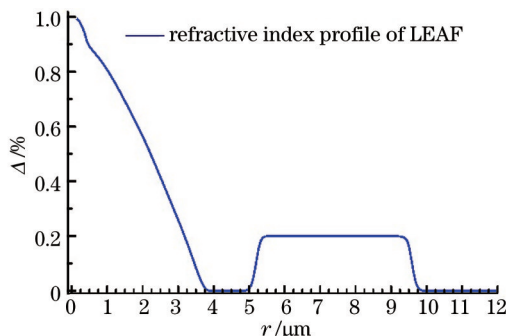


图1 LEAF的归一化折射率分布图

Fig.1 Normalized refractive index profile of LEAF

在之前的工作中,已经得到了LEAF的布里渊增益谱以及布里渊互拍谱,如图2所示^[9]。从中可以清晰地看到,布里渊增益谱(内嵌图)有三个主要的布里渊峰,布里渊拍频谱有两个主要的拍频峰。其中 peak (1,2) 是由布里渊增益谱中的 peak 1 和 peak 2 互拍得到, peak (1,3) 由 peak 1 和 peak 3 互拍得到。

以布里渊拍频谱中的 peak (1,2) 为例来验证第二部分的理论推导。表1给出了杨氏模量 E 、泊松比 k 等参量的典型值^[10, 18-23],其中 Γ 代表参量 n, E, k 以及 ρ , 中括号里表示单位。 Γ_0 代表了当 $\varepsilon=0$ 和 $T=T_0$ 时这些参量的值。 ρ_1, ρ_2 和 ρ_3 可以根据文献[18]中三个声模式的有效声速利用(4)式求得。

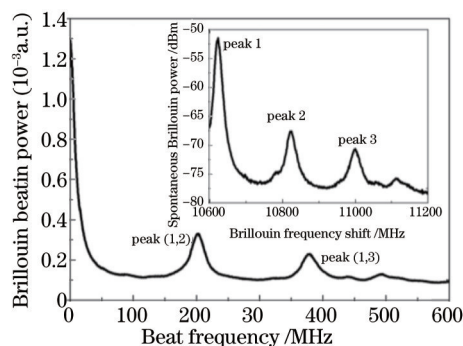


图2 LEAF的布里渊互拍谱图(BBS),内嵌图为相对应的布里渊增益谱(BGS)

Fig.2 Brillouin beat spectrum (BBS) of the LEAF. Inset is the corresponding Brillouin gain spectrum (BGS) of LEAF

表1 所用单模光纤的典型参数及其对温度应变的偏导数表

Table 1 Typical values of parameters and partial derivatives for single mode fibers

Γ	n	E	k	ρ_1	ρ_2	ρ_3
Γ_0		72.45 GPa	0.17	2284 kg/m ³	2199 kg/m ³	2128 kg/m ³
$\partial\Gamma/\partial\varepsilon$ [10 ⁻⁶ /μ ε]	0.135 n^3	7.9 E	18 k	-0.66 ρ_1	-0.66 ρ_2	-0.66 ρ_3
$\partial\Gamma/\partial T$ [K ⁻¹]	1.0×10 ⁻⁵	10.1 MPa	5.33×10 ⁻⁵	-1.71×10 ⁻⁶ ρ_1	-1.71×10 ⁻⁶ ρ_2	-1.71×10 ⁻⁶ ρ_3

利用有限元分析法可以求得LEAF的有效折射率为1.461。再结合表1中的典型值,可以求得(10)式中的前5个,即 $\Delta n_{\text{eff}e}, \Delta E_{1e}, \Delta E_{2e}, \Delta k_{1e}, \Delta k_{2e}$ 分别为 $-1.441 \times 10^{-6}/\mu\varepsilon, -3.95 \times 10^{-6}/\mu\varepsilon, -3.95 \times 10^{-6}/\mu\varepsilon, -1.485 \times 10^{-6}/\mu\varepsilon, -1.485 \times 10^{-6}/\mu\varepsilon$ 。在该计算过程中,对于不同的声模式取相同的杨氏模量和泊松比的值,即 $E_1 = E_2, k_1 = k_2$,因为它们差异非常小。对于(10)式的最后两个等式,做了一些较为复杂的计算,对LEAF中的

三个声模式分布以及光模式分布^[16]进行拟合来得到其近似解析式,可以选择多项式拟合也可以用多项式乘以高斯函数进行拟合,虽然第二种拟合方式精确度比第一种高,但无法进行后面的计算,因此选择多项式拟合。第*i*个声模式分布的多项式拟合表达式可以表示为

$$\xi_i = \sum_{l=0}^N a_{il} r^l, \quad (14)$$

式中*l*为多项式阶数,最大值为*N*。*a_{il}*为多项式系数。当三个声模式的最高拟合阶数*N*分别选择6、7、8时可以得到较高的拟合精度,三个声模式的多项式拟合系数如表2所示,其分布和多项式拟合结果如图3所示^[17]。

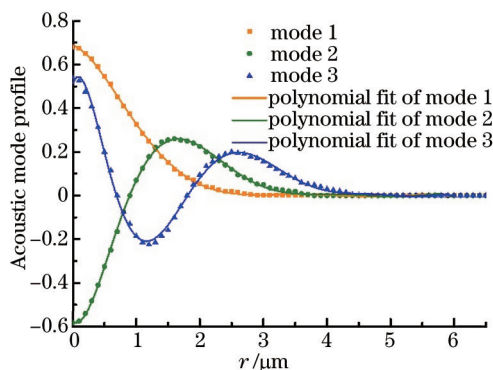


图3 LEAF的三个声模式分布以及对应的多项式拟合结果

Fig.3 Three acoustic mode profiles of LEAF and the polynomial fit of the three modes

表2 LEAF中三个声模式分布的多项式拟合系数表

Table 2 Polynomial coefficients of the three acoustic modes in LEAF

	<i>a_{i0}</i>	<i>a_{i1}</i>	<i>a_{i2}</i>	<i>a_{i3}</i>	<i>a_{i4}</i>	<i>a_{i5}</i>	<i>a_{i6}</i>	<i>a_{i7}</i>	<i>a_{i8}</i>
<i>i</i> = 1	0.69	-0.10	-0.55	0.39	-0.11	0.01	-6.844×10 ⁻⁴	0	0
<i>i</i> = 2	-0.58	-0.21	2.33	-2.20	0.89	-0.19	0.019	-8.05×10 ⁻⁴	0
<i>i</i> = 3	0.51	0.78	-5.31	6.55	-3.63	1.08	-0.18	0.016	-5.689×10 ⁻⁴

对于LEAF中的光学基模,其拟合表达式可以表示为

$$f = \sum_{l=0}^N b_l r^l, \quad (15)$$

式中*b_l*为多项式拟合系数,当*N*=6时,可以得到较高的拟合精度,光学基模分布的多项式拟合系数如表3所示。其分布和多项式拟合结果如图4所示^[17]。

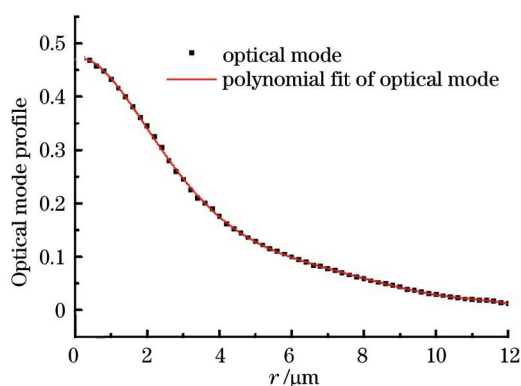


图4 LEAF的光学基模分布以及对应的多项式拟合结果

Fig.4 Optical mode profile of LEAF and the polynomial fit of the mode

表3 LEAF中光学基模分布的多项式拟合系数表

Table 3 Polynomial coefficients of the fundamental optical modes in LEAF

Parameter	<i>b₀</i>	<i>b₁</i>	<i>b₂</i>	<i>b₃</i>	<i>b₄</i>	<i>b₅</i>	<i>b₆</i>
Value	0.47	0.02	-0.08	0.02	-0.003	1.80	-4.25×10 ⁻⁶

由此可以根据(5)式计算得到三个声模式对应的声光有效面积。将计算结果与文献[16]中的值相比较,

结果如表4所示。可以看出两个结果较为接近,对声模式和光模式进行多项式拟合较为合理。

表4 理论计算的三个声光有效面积与参考文献[16]中值的对比

Table 4 Three acoustic-optic effective areas calculated and the values in Ref. [16]

	A_1^{ao}	A_2^{ao}	A_3^{ao}
Our result	133.7	295.3	840
Results in Ref.[16]	124.4	274.8	842

(10)式中声光有效面积对应变的偏导项可以表示为^[18]

$$\left. \frac{\partial A_i^{ao}}{\partial \varepsilon} \right|_{\varepsilon=0} = \frac{\partial A_i^{ao}}{\partial r} \cdot \frac{\partial r}{\partial \varepsilon} \bigg|_{\varepsilon=0} = \frac{\partial A_i^{ao}}{\partial r} \cdot (-kr_0), \quad (16)$$

式中 k 为光纤的泊松比, r_0 为初始有效半径, 在计算中选择 $12 \mu\text{m}$, 这是由于在 $r=12 \mu\text{m}$ 处, 光模和声模都趋于0。利用(5)式和(14)式~(16)式, 可以计算 ΔA_{1e}^{ao} , ΔA_{2e}^{ao} 和 ΔA_{3e}^{ao} 分别为 $-42.94 \times 10^{-6} / \mu\varepsilon$, $-21.18 \times 10^{-6} / \mu\varepsilon$ 和 $-7.476 \times 10^{-6} / \mu\varepsilon$ 。因此由(9)式可以得到拍频峰 peak(1,2)的BBP- ε 系数 $C_{pe(1,2)}$ 为 $-7.64 \times 10^{-5} / \mu\varepsilon$ 。

3.2 LEAF的布里渊拍频功率-温度系数

当光纤处于松弛状态($\varepsilon = 0$)下, 利用表1中的典型值, 计算(13)式中的 Δn_{eff} , ΔE_{1T} , ΔE_{2T} , Δk_{1T} 和 Δk_{2T} , 结果分别为 $3.42 \times 10^{-5} / \text{K}$, $-6.88 \times 10^{-5} / \text{K}$, $-6.88 \times 10^{-5} / \text{K}$, $-2.59 \times 10^{-5} / \text{K}$, $-2.59 \times 10^{-5} / \text{K}$ 。而 ΔA_{1T}^{ao} , ΔA_{2T}^{ao} 和 ΔA_{3T}^{ao} 的计算方法与3.1中类似。声光有效面积对温度的偏导可以表示为^[18]

$$\left. \frac{\partial A_i^{ao}}{\partial T} \right|_{T=T_0} = \frac{\partial A_i^{ao}}{\partial r} \cdot \frac{\partial r}{\partial T} \bigg|_{T=T_0} = \frac{\partial A_i^{ao}}{\partial r} \cdot (\alpha_c r_0), \quad (17)$$

式中 α_c 为光纤的膨胀系数, 其典型值为 $5.7 \times 10^{-7} / \text{K}$ ^[18]。利用(5)式和(14)式、(15)式和(17)式可以计算得到 ΔA_{1T}^{ao} 、 ΔA_{2T}^{ao} 和 ΔA_{3T}^{ao} 的值分别为 $1.440 \times 10^{-4} / \text{K}$, $7.103 \times 10^{-5} / \text{K}$, $2.507 \times 10^{-5} / \text{K}$ 。因此, 通过(12)式, 拍频峰 peak(1,2)的BBP- T 系数 $C_{pT(1,2)}$ 为 $3.39 \times 10^{-3} / \text{K}$ 。

采用上述类似的方法可以得到 LEAF的布里渊互拍谱中的拍频峰 peak(1,3)的BBP- ε 系数 $C_{pe(1,3)}$ 和BBP- T 系数 $C_{pT(1,3)}$, 其结果分别为 $-6.27 \times 10^{-5} / \mu\varepsilon$ 和 $3.34 \times 10^{-3} / \text{K}$ 。

4 计算与实验结果对比

最后将以上的理论计算结果与之前的实验结果^[9]进行了比较和分析, 如表5所示。对比结果表明, LEAF的布里渊拍频峰的温度应变系数理论计算值与实验值具有较好的一致性。一些小的误差应是来源于理论所用的光纤典型值与实验所用的光纤值的差异。

表5 理论计算结果与实验值的对比表

Table 5 Results of theoretical calculation and the experimental results

	Theoretical result	Experimental result
$C_{pe(1,2)} / \mu\varepsilon^{-1}$	-7.64×10^{-5}	-7.5×10^{-5}
$C_{pe(1,3)} / \mu\varepsilon^{-1}$	-6.27×10^{-5}	-5.7×10^{-5}
$C_{pT(1,2)} / \text{K}^{-1}$	3.39×10^{-3}	2.95×10^{-3}
$C_{pT(1,3)} / \text{K}^{-1}$	3.34×10^{-3}	2.43×10^{-3}

5 结 论

提出了基于布里渊拍频谱功率探测的传感光纤温度与应变系数的计算方法, 用于评估多模声波导光纤的温度与应变灵敏度。当光纤的折射率分布已知, 可以根据拍频功率与有效折射率、杨氏模量、泊松比、声光有效面积等光纤参数的关系建立拍频功率与应变和温度的关系, 进一步可从理论上推导计算出拍频功率-应变系数和拍频功率-温度系数。以大有效面积光纤为实例, 将理论计算结果与实验值相对照, 具有较好的一致性, 从而验证了该理论计算方法的正确性。该计算方法对于筛选用于基于布里渊拍频谱探测的光纤传感系统中的高灵敏度光纤, 及设计高温与应变灵敏度的多模声波导光纤具有重要的指导意义。

参 考 文 献

- 1 X Bao, L Chen. Recent progress in Brillouin scattering based fiber sensors[J]. Sensors, 2011, 11(4): 4152-4187.
- 2 Peng Yingcheng, Qian Hai, Lu Hui, et al.. New research progress on distributed optical fiber sensor technique based on BOTDA[J].

- Laser & Optoelectronics Progress, 2013, 50(10): 100005.
彭映成, 钱海, 鲁辉, 等. 基于BOTDA的分布式光纤传感技术新进展[J]. 激光与光电子学进展, 2013, 50(10): 100005.
- 3 Jin Chongjiu, Zou Weiwen, Li Hao, *et al.*. Distributed fiber-optic sensing system of Brillouin gain and loss effects based on Brillouin optical correlation domain analysis[J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2013, 50(5): 050602.
金重九, 邹卫文, 李颖, 等. 基于布里渊增益和损耗级联的高性能布里渊相干域分布式光纤传感系统[J]. 激光与光电子学进展, 2013, 50(5): 050602.
- 4 Chen Fuchang, Hu Jiacheng, Zhang Chengtao, *et al.*. Distributed Brillouin optical fiber temperature sensor based on high frequency microwave technology[J]. Chinese J Lasers, 2012, 39(6): 0605009.
陈福昌, 胡佳成, 张承涛, 等. 基于高频微波技术的分布式布里渊光纤温度传感器[J]. 中国激光, 2012, 39(6): 0605009.
- 5 Peng Jiaobo, Bian Zhenglan, Hao Yunqi, *et al.*. Frequency locking of two DFB lasers for distributed optical fiber sensing applications[J]. Chinese J Lasers, 2012, 39(7): 0705001.
彭交波, 卞正兰, 郝蕴琦, 等. 用于布里渊分布式光纤传感的光学锁频系统[J]. 中国激光, 2012, 39(7): 0705001.
- 6 Yang Wei, Yang Yuanhong. Digital envelope detection technique for Brillouin optical time-domain reflectometry based on generalized harmonic wavelet transform[J]. Acta Optica Sinica, 2013, 33(5): 0506004.
杨巍, 杨远洪. 基于广义谐波小波变换的布里渊光时域反射计的数字包络解调技术[J]. 光学学报, 2013, 33(5): 0506004.
- 7 Yuguo Yao, Yuangang Lu, Xuping Zhang, *et al.*. Reducing trade-off between spatial resolution and frequency accuracy in BOTDR using Cohen's class signal processing method[J]. IEEE Photon Technol Lett, 2012, 24(15): 1337-1339.
- 8 Feng Wang, Xuping Zhang, Yuangang Lu, *et al.*. Spatial resolution analysis for discrete Fourier transform-based Brillouin optical time domain reflectometry[J]. Measurement Science and Technology, 2009, 20(2):025202.
- 9 Y Lu, Z Qin, P Lu, *et al.*. Distributed strain and temperature measurement by Brillouin beat spectrum[J]. IEEE Photon Technol Lett, 2013, 25(11): 1050-1053.
- 10 X Liu, X Bao. Brillouin spectrum in LEAF and simultaneous temperature and strain measurement[J]. J Lightwave Technol, 2012, 30(8): 1053-1059.
- 11 W Zou, Z He, K Hotate. Acoustic modal analysis and control in W-shaped triple-layer optical fibers with highly-germanium-doped core and F-doped inner cladding[J]. Opt Express, 2008, 16(14): 10006-10017.
- 12 T Horiguchi, M Tateda. BOTDA-nondestructive measurement of single-mode optical fiber attenuation characteristics using Brillouin interaction: Theory[J]. J Lightwave Technol, 1989, 7(8): 1170-1176.
- 13 T C Rich, D A Pinnow. Evaluation of fiber optical waveguides using Brillouin spectroscopy[J]. Appl Opt, 1974, 13(6): 1376-1378.
- 14 K Aoyama, K Nakagawa, T Itoh. Optical time-domain reflectometry in a single-mode fiber[J]. IEEE J Quantum Electron, 1981, 17(6): 862-868.
- 15 S P Timoshenko, J Goodier. Theory of Elasticity (3rd ed)[M]. New York: McGraw-Hill Inc 1970.
- 16 A Kobaykov, M Sauer, D Chowdhury. Stimulated Brillouin scattering in optical fibers[J]. Adv Opt Photonics, 2010, 2(1): 1-59.
- 17 A Kobaykov, S Kumar, D Q Chowdhury, *et al.*. Design concept for optical fibers with enhanced SBS threshold[J]. Opt Express, 2005, 13(14): 5338-5346.
- 18 J P Smith. Characterisation of the Brillouin Loss Spectrum for Simultaneous Distributed Sensing of Strain and Temperature[D]. Canada: University of New Brunswick, 1999: 64-81.
- 19 G B Hocker. Fiber-optic sensing of pressure and temperature[J]. Appl Opt, 1979, 18(9): 1445-1448.
- 20 N Lagakos, J A Bucaro. Pressure desensitization of optical fibers[J]. Appl Opt, 1981, 20(15): 2716-2720.
- 21 A Bertholds, R Dandliker. Deformation of single-mode optical fibers under static longitudinal stress[J]. J Lightwave Technol, 1987, LT-5(7): 895-900.
- 22 S A M Spinner. Elastic moduli of glasses at elevated temperatures by a dynamic method[J]. J Am Ceram Soc, 1956, 39(3): 113-118.
- 23 A Barlow, D Payne. The stress-optic effect in optical fibers[J]. IEEE J Quantum Electron, 1983, 19(5): 834-839.

栏目编辑: 王晓琰