

# 高非线性光子晶体光纤中的声光相互作用

丁思明<sup>1</sup>, 杨四刚<sup>1\*</sup>, 杨益<sup>1</sup>, 李进延<sup>2</sup>, 陈明华<sup>1</sup>, 谢世钟<sup>1</sup>

<sup>1</sup>北京信息科学与技术国家研究中心, 清华大学电子工程系, 北京 100084;

<sup>2</sup>武汉光电国家研究中心, 武汉 430074

**摘要** 高非线性光子晶体光纤具有小纤芯、大折射率对比度的特点,其周期性的空气孔结构使得导引声波布里渊散射(GAWBS)激发的声子被束缚在纤芯区域,产生显著的声光相互作用。声子通过调制光纤材料的折射率,从而对光波的相位进行调制。利用 Sagnac 干涉环将相位调制转化为强度调制,在光子晶体光纤中实现了 1550 nm 和 1060 nm 波段 GAWBS 声子的激发和探测。实验测得在 1550 nm 和 1060 nm 波长抽运下声子基模频率均约为 1.24 GHz,验证了前向布里渊散射声子频率与抽运光波长无关的理论。

**关键词** 非线性光学; 光子晶体光纤; 导引声波布里渊散射; 声子; Sagnac 环

中图分类号 O436

文献标识码 A

doi: 10.3788/CJL201946.0508027

## Interaction of Acoustic Phonons and Photons in Highly Nonlinear Photonic Crystal Fibers

Ding Siming<sup>1</sup>, Yang Sigang<sup>1\*</sup>, Yang Yi<sup>1</sup>, Li Jinyan<sup>2</sup>, Chen Minghua<sup>1</sup>, Xie Shizhong<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Beijing National Research Center for Information Science and Technology (BNRist),  
Department of Electronic Engineering, Tsinghua University, Beijing 100084, China;

<sup>2</sup>Wuhan National Laboratory of Optoelectronics, Wuhan 430074, China

**Abstract** Highly nonlinear photonic crystal fibers have the characteristics of small core and large refractive index contrast. Due to its periodic air hole structure, the phonons generated by the guided acoustic-wave Brillouin scattering (GAWBS) are tightly trapped in the core area and interact significantly with photons. The refractive index of the fiber will be modulated by phonons, resulting in a phase modulation on optical waves. Using the Sagnac interferometry to transform phase modulation to intensity modulation, we demonstrate the generation and detection of phonons by GAWBS in the photonic crystal fiber in the 1550 nm and 1060 nm bands, respectively. The experimental results show that the fundamental mode frequency of acoustic phonons is 1.24 GHz for both cases with the pump wavelengths of 1550 nm and 1060 nm, respectively, which verifies the theory that the phonon frequency in forward Brillouin scattering is independent of the pump wavelength.

**Key words** nonlinear optics; photonic crystal fiber; guided acoustic-wave Brillouin scattering; phonon; Sagnac loop

**OCIS codes** 190.5890; 290.5900; 120.5790

## 1 引 言

光在光纤中传播时,其模场会沿径向呈梯度分布,使光纤材料发生电致伸缩效应,从而激发沿横截面方向振荡的高频声子。声子在光纤包层范围内振动,在纤芯中与光信号发生相互作用,引入相位调制等效效应,这种效应称为导引声波布里渊散射(GAWBS)<sup>[1]</sup>。由于散射光的传播方向与信号光相

同,也被称为前向布里渊散射。早期研究中,一般将其看作一种对光纤通信不利的噪声。随着近年对光子晶体光纤研究的逐渐深入,在其非线性过程中产生的横向振动的声子引起了学术界的注意。光子晶体光纤(PCF)纤芯的周期性空气孔结构能够将导引声波布里渊散射激发的高频声子紧紧束缚在光子晶体光纤的纤芯区域,与同样被限制在纤芯内传播的信号光发生较强的相互作用,从而对光场的相位和

收稿日期: 2019-02-21; 修回日期: 2019-03-25; 录用日期: 2019-04-08

基金项目: 国家自然科学基金(61335002)

\* E-mail: ysg@tsinghua.edu.cn

偏振进行调制<sup>[2-3]</sup>。

1985年Shelby等<sup>[1]</sup>研究了单模光纤中的导引声波布里渊散射效应,观测到声波对光的相位调制与去极化作用,并测量了声波的特征起振频率。之后,Broderick等<sup>[4]</sup>和Elser等<sup>[5]</sup>用实验方法研究了PCF中导引声波布里渊散射的衰减特性,表明通过设计光纤微结构可以降低热振动产生的噪声。2006年,Shibata等<sup>[6]</sup>通过实验测量计算得到PCF中导引声波布里渊散射的横向和纵向速度。

近年,德国马普光学研究所深入研究了PCF中的声光相互作用。2006年,Russell等<sup>[7]</sup>用实验方法探测PCF中的声子,并给出振荡波形,同时从理论角度研究了PCF中的声子带隙。2008年Kang等<sup>[8]</sup>采用Sagnac环方法研究了拉锥光纤中吉赫兹量级的声子特性。同年,Wiederhecker等<sup>[9]</sup>通过不同的脉冲间隔对PCF中的声子进行相干控制,实现了声子的强度调制。2009年Kang等<sup>[2]</sup>研究了声光相互作用的截止频率和色散特性。

导引声波布里渊散射产生的声子具有广阔的应用前景。利用在PCF中激发的吉赫兹量级声子实现锁模激光在近几年的文献报道中比较多见。2013年,Kang等<sup>[10]</sup>利用PCF纤芯中类似拉曼散射的声光相互作用在1550 nm波段实现了重复频率为1.8 GHz的锁模脉冲源,其重复频率由腔长和声子振荡频率共同决定。Pang等<sup>[11]</sup>于2015年利用PCF实现了亚皮秒级光孤子的锁模脉冲激光器,还在2016年使用相同的声光相互作用实现了中心波长为1848.5 nm的掺铋被动锁模激光器<sup>[12]</sup>。此外,

利用声子还可以进行光纤传感器设计。现有绝大多数光纤传感器需要使用具有特殊内部结构的光纤。2016年,Antman等<sup>[13]</sup>使用普通单模光纤,利用声子效应,通过Sagnac环路结构设计光纤传感器,成功测量了水和乙醇的声阻抗,从而可鉴定液体的具体成分。最近这种前向布里渊散射对斯托克斯光的窄带增益引起了学术界的重视。基于这种声波对光波的窄带增益在硅基波导上实现了窄线宽激光振荡<sup>[14]</sup>。同样基于氮化硅微环波导的后向布里渊散射对斯托克斯光的增益,实现了亚赫兹量级的激光振荡<sup>[15]</sup>。

光子晶体光纤或非线性硅基波导对声子的限制约束能力反映在声子寿命上,限制越强,声子寿命越长。目前已报道文献中光子晶体光纤中声子寿命的典型值为10 ns左右<sup>[16-17]</sup>。本文针对增强声子束缚的目标,设计制作对声子紧束缚的光子晶体光纤。分别在1.5 μm和1.06 μm波段激发并测试声子振荡,测得的声子寿命达120 ns。

## 2 基本原理

光子导引声波布里渊散射的基本原理是光在纤芯中传播具有较高的功率密度,光强沿径向呈梯度分布,引起材料的电致伸缩效应,在纤芯中激发沿横截面方向振荡的声子。

导引声波布里渊散射最早由Shelby等<sup>[1]</sup>在单模光纤中发现并研究。导引声波布里渊散射产生的横向声子存在两种振动模式,径向模 $R_{0m}$ 模式与扭转径向模 $TR_{2m}$ 模式,分别如图1(a)和图1(b)所示。

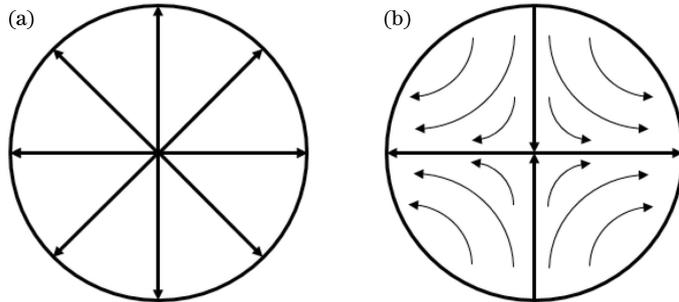


图1 导引声波布里渊散射的振动模式。(a)径向模 $R_{0m}$ 模式;(b)扭转径向模 $TR_{2m}$ 模式

Fig. 1 Vibration modes of guided acoustic-wave Brillouin scattering. (a) Radial acoustic mode  $R_{0m}$ ; (b) torsional-radial acoustic mode  $TR_{2m}$

导引声波布里渊散射在光子晶体光纤中的影响主要是对光纤中传播的光产生两种作用:径向模对光场产生相位调制作用;扭转径向模既会对相位产生调制作用,同时还会影响光子晶体光纤中的双折射,对纤芯中传播的光的偏振也有影响。

## 3 1550 nm 波段的光激发声子及探测

为实现对声子的紧束缚,从而延长声子寿命,设计并制作了一种小芯径、包层高占空比的光子晶体光纤。光纤制作在武汉光电国家研究中心完成,其

扫描电子显微镜(SEM)图像如图 2 所示。纤芯直径为  $2.4 \mu\text{m}$ ,包层具有很高的占空比。这种光纤对光场和声子均有较好的约束作用。以下实验均使用该光纤作为光声相互作用的媒介。

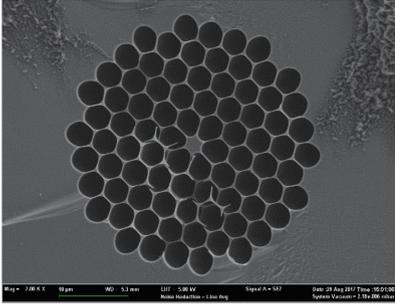


图 2 光子晶体光纤 SEM 图像

Fig. 2 SEM image of the fabricated PCF

### 3.1 光子晶体光纤的熔接

实验使用的光子晶体光纤芯径小,若直接和单模光纤进行熔接,会由于较大的模场失配产生很大的耦合损耗。所以将光子晶体光纤和单模光纤进行熔接时一般会在中间加一段小芯径、大数值孔径的高非线性光纤(HNLF)作为过渡。

熔接时,先对单模光纤与该高非线性光纤进行熔接,再利用高非线性光纤和光子晶体光纤模场直

径接近实现较小的插入损耗。由于实验中使用的光子晶体光纤的空气孔占比较大,所以光子晶体光纤与高非线性光纤的熔接要选择超短时间放电的方式,防止空气孔塌缩,以减小插入损耗。在  $1550 \text{ nm}$  波段,使用的高非线性光纤为 Nufern UHNA7,其工作范围为  $1500 \sim 2000 \text{ nm}$ ,模场直径在  $1550 \text{ nm}$  波长处为  $(3.2 \pm 0.3) \mu\text{m}$ 。在  $1060 \text{ nm}$  波段使用的高非线性光纤为 Nufern UHNA3,其工作范围为  $960 \sim 1600 \text{ nm}$ ,模场直径在  $1100 \text{ nm}$  波长处为  $(2.6 \pm 0.3) \mu\text{m}$ 。最终总插入损耗分别为: $1550 \text{ nm}$  波段  $4.3 \text{ dBm}$ , $1060 \text{ nm}$  波段  $5.5 \text{ dBm}$ 。

### 3.2 实验系统

在光子晶体光纤中光场激发的横向振动的声子对光波的反作用表现为相位调制。为探测这种相位调制效应,需要采用干涉法将相位调制转化为光的强度调制。典型的方法是采用 Sagnac 环将顺、逆时针方向的光的相位差通过干涉转化为强度调制。图 3 所示为实验采用的系统框图,其中 PLS 为锁模脉冲光源,TLS 为可调连续光源,EDFA 为掺铒光纤放大器,ISO 为隔离器,WDM filter 为波分复用滤波器,BPF 为带通滤波器,PC 为偏振控制器,PD 为光电探测器。

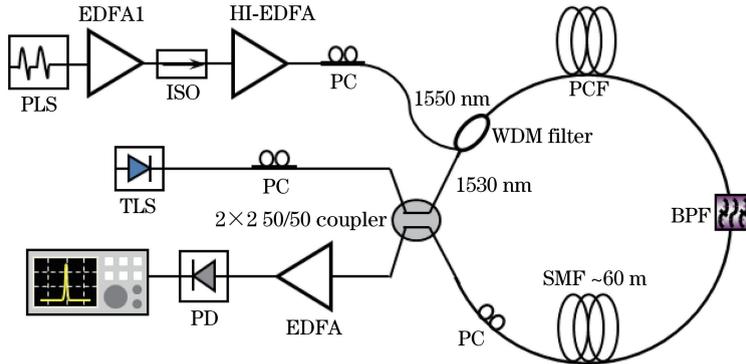


图 3  $1550 \text{ nm}$  波段声子探测结构图

Fig. 3 Schematic of the setup used for phonon detection at  $1550 \text{ nm}$

实验采用  $1550 \text{ nm}$  波段的锁模脉冲光源(PLS),通过一级自制的 EDFA 进行预放大后使脉冲平均功率达到  $14.1 \text{ dBm}$ 。之后再经过一级高功率放大,实现  $25 \text{ dBm}$  以上的平均功率,注入 Sagnac 环中一段长约  $1.6 \text{ m}$  的光子晶体光纤,激发沿横截面方向振动的声子。在 Sagnac 环中加入一个带宽为  $0.8 \text{ nm}$  的可调带通滤波器,利用此滤波器可以将经过光子晶体光纤的残余抽运光滤除,使得声子只在光子晶体光纤中产生。利用可调连续光光源(TLS)作为探测光,通过一个四端口  $50/50$  耦合器

射入 Sagnac 环中。在环路中,光子晶体光纤处于非对称位置,为了达到较好的干涉效果,使用一段长约  $60 \text{ m}$  的单模光纤(SMF)加入 Sagnac 环中作为延迟线,使光子晶体光纤所处的位置非对称。顺时针或逆时针传播的两路探测光经过 Sagnac 环路一周回到耦合器时只有一路能够受到相位调制,便可产生相位差,在四端口耦合器的另一端口观察到干涉输出。

### 3.3 实验结果

Sagnac 环采用干涉原理探测顺、逆时针方向传

播的光的相位差,因此需要仔细调节光路中的三个偏振控制器(PC),才能在保证输出端口功率的前提下使声子产生的调制效果最好。得到的声子振荡时域波形如图4所示。图中高的尖峰为抽运光和探测光的交叉相位调制导致。尖峰部分后续的振荡波形为声子对光的相位调制导致。

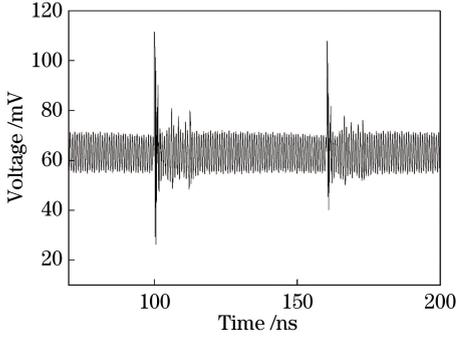


图4 1550 nm 波段 Sagnac 环声子的干涉输出  
Fig. 4 Interference output of the phonon in Sagnac-loop at 1550 nm

从图4可以看到,由脉冲串激发的声子在纤芯产生弛豫振荡,导致其强度逐渐减小,体现在光的强度调制的输出波形上其振荡强度也逐渐减小。图中比较高的峰和抽运源的周期相同,是交叉相位调制产生的波形。对以上时域波形进行傅里叶变换得到的频谱如图5所示。

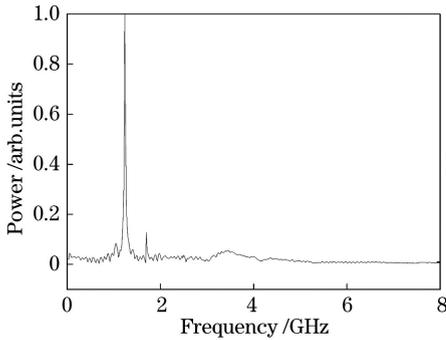


图5 1550 nm 波段 Sagnac 环声子的干涉输出频谱  
Fig. 5 Frequency spectrum of interference output of the phonon in Sagnac-loop at 1550 nm

从图5可以看到,频率峰值出现在 1.24 GHz 处,这就是实验使用的光子晶体光纤中激发声子的本征模式  $R_{01}$  模,是声子对光产生相位调制后的干涉结果。同时,我们还希望测量声子的寿命,即声子衰减为  $1/e$  强度的时间。改变实验所用的 1550 nm 锁模脉冲源的腔长降低重复频率至 3.096 MHz,周期变为 323 ns,在这样的条件下观测声子的衰减效应,得到结果如图6所示。对于光子晶体光纤中产生的高频声子的机理和特性,Kang 等<sup>[2]</sup>给出了比较

详细的分析。

从图6可以看到,输出的高峰是交叉相位调制作用所产生的,其周期与锁模源相同。高峰后呈现衰减趋势的波形为声子振荡波形。

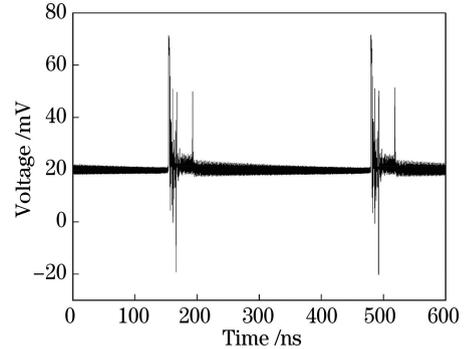


图6 低重复频率抽运下声子的干涉输出  
Fig. 6 Interference output of the phonon at low repetition rate pump

经过计算得出,当声子振荡的强度衰减为峰值的  $1/e$  时,经过的时间约为 120 ns,即声子寿命约为 120 ns。目前已报道的文献中声子寿命不超过 16 ns。原因在于实验定制的光子晶体光纤纤芯具有很好的对称性,空气孔分布均匀,对声子的束缚作用强。对其时域进行傅里叶变换,得到的频率依然为 1.24 GHz,即声子本征频率。由于脉冲源的重复频率为兆赫兹量级,与声子频率 1.24 GHz 差距很大,因此不会对声子频率的探测产生干扰。

## 4 1060 nm 波段的光激发声子及探测

### 4.1 实验系统

对于 1550 nm 波段光子晶体光纤中紧束缚声子的探测,在国际上已有多个实验室进行了相关实验测量,但在 1060 nm 波段没有研究的先例。1550 nm波段的测量得到了产生声子所需的峰值功率及声子寿命等特性之后,选择在 1060 nm 波段对光子晶体光纤中紧束缚声子进行探测,并与 1550 nm波段的声子特性进行比较。仍然采用 Sagnac 环方法,采用的系统如图7所示。

抽运光源为一个 1060 nm 波段含可饱和吸收体的锁模光纤激光器。通过预放大和高功率放大,最多可以得到 35 dBm 以上的平均输出功率,脉冲的宽度为 38 ps,重复频率为 16.39 MHz,脉冲间隔为 61.01 ns。在放大系统之后加入一个 99/1 耦合器监测进入 Sagnac 环的抽运功率。抽运光通过一个特制的 1064 nm/1030 nm 波分复用器耦合进入 Sagnac 环中一段长约 10 m 的光子晶体光纤,激发

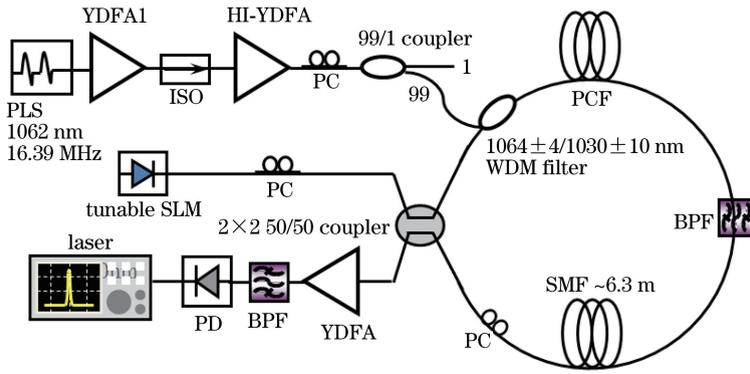


图 7 1060 nm 波段声子探测结构

Fig. 7 Schematic of the setup used for detection of phonons at 1060 nm

沿截面方向的声子。波分复用器的作用是防止部分抽运光反射后从 Sagnac 环直接输出从而影响结果的观测,同时也可减少腔内损耗。探测光(TLS)利用一个四端口 50/50 耦合器入射到 Sagnac 环中,将声子对光的相位调制作用转化为强度调制,在输出端进行检测。

在实验过程中发现,如果将抽运光的平均功率加大到 25 dBm 以上时,会在 1210 nm 附近产生光的拉曼增益谱,而 1060 nm 波段的滤波器不能将其滤除,会导致和抽运光源同步的光信号泄漏出 Sagnac 环。因此实验中抽运功率设定值低于 25 dBm,防止产生其他非线性效应。

#### 4.2 实验结果

仔细调节系统中的三个偏振控制器,得到声子振荡的时域波形结果如图 8 所示。

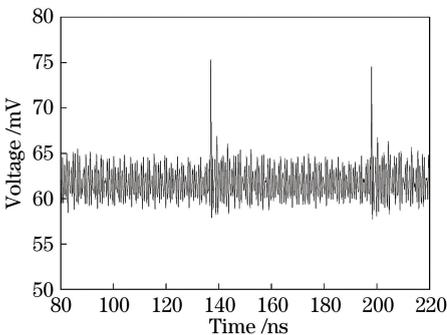


图 8 1060 nm 波段 Sagnac 环声子的干涉输出

Fig. 8 Interference output of the phonon in Sagnac-loop at 1060 nm

从图 8 可以看到比较明显的声子振荡时域波形。其中高峰的周期与抽运光源的周期相同,是交叉相位调制产生的,而通过调节偏振控制器或者在锁模脉冲源中加入可调延时线改变抽运光的重复频率均可改变交叉相位调制强度。

由于声子在纤芯中发生弛豫振荡,其强度会越

来越小。对时域波形进行傅里叶变换,可以得到图 9 所示频谱。可以看到,在 1.24 GHz 处有很明显的峰值,即在 1060 nm 波段同样激发声子的本征模式  $R_{01}$  模。除 1.24 GHz 之外,还有其他频率出现。频率较低是由于实验采用的自制单纵模连续激光器无法达到与 1550 nm 波段激光器相同的单纵模效果,经过光电探测器产生拍频效应。在 1550 nm 波段的探测结果中也出现了 1.8 GHz 处的峰值,其代表的模式为声子的扭转径向模式  $TR_{21}$  模式;在 1060 nm 波段,功率原因导致声子也产生了一定的振荡,且相对 1550 nm 波段更加显著。

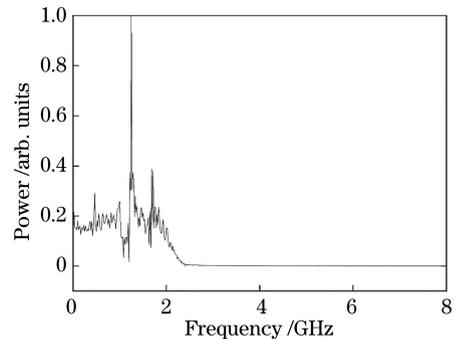


图 9 1060 nm 波段 Sagnac 环声子的干涉输出频谱

Fig. 9 Frequency spectrum of interference output of the phonon in Sagnac-loop at 1060 nm

## 5 结 论

利用 Sagnac 环方法,对 1550 nm 和 1060 nm 波段光子晶体光纤中激发的紧束缚声子的特性进行研究。测量得到实验使用的定制光子晶体光纤中声子的本征频率为 1.24 GHz,通过加长锁模脉冲源的腔长降低重复频率,得到声子振荡寿命为 120 ns,远高于已有文献中的记录。1060 nm 波段的声子特性研究,为此波段下实现高频率光—机—电振荡器提供了理论参考。

## 参 考 文 献

- [1] Shelby R M, Levenson M D, Bayer P W. Guided acoustic-wave Brillouin scattering [J]. Physical Review B, 1985, 31(8): 5244-5252.
- [2] Kang M S, Nazarkin A, Brenn A, *et al.* Tightly trapped acoustic phonons in photonic crystal fibres as highly nonlinear artificial Raman oscillators [J]. Nature Physics, 2009, 5(4): 276-280.
- [3] Kang M S, Joly N Y, Russell P S J. Passive mode-locking of fiber ring laser at the 337th harmonic using gigahertz acoustic core resonances [J]. Optics Letters, 2013, 38(4): 561-563.
- [4] Broderick N G R, Monro T M, Bennett P J, *et al.* Nonlinearity in holey optical fibers: measurement and future opportunities [J]. Optics Letters, 1999, 24(20): 1395-1397.
- [5] sElser D, Andersen U L, Korn A, *et al.* Reduction of guided acoustic wave Brillouin scattering in photonic crystal fibers [J]. Physical Review Letters, 2006, 97(13): 133901.
- [6] Shibata N, Nakazono A, Taguchi N, *et al.* Forward Brillouin scattering in holey fibers [J]. IEEE Photonics Technology Letters, 2006, 18(2): 412-414.
- [7] Dainese P, Russell P S J, Wiederhecker G S, *et al.* Raman-like light scattering from acoustic phonons in photonic crystal fiber [J]. Optics Express, 2006, 14(9): 4141-4150.
- [8] Kang M S, Brenn A, Wiederhecker G S, *et al.* Optical excitation and characterization of gigahertz acoustic resonances in optical fiber tapers [J]. Applied Physics Letters, 2008, 93(13): 131110.
- [9] Wiederhecker G S, Brenn A, Fragnito H L, *et al.* Coherent control of ultrahigh-frequency acoustic resonances in photonic crystal fibers [J]. Physical Review Letters, 2008, 100(20): 203903.
- [10] Kang M S, Joly N Y, Russell P S J. Passive mode-locking of fiber ring laser at the 337th harmonic using gigahertz acoustic core resonances [J]. Optics Letters, 2013, 38(4): 561-563.
- [11] Pang M, Jiang X, He W, *et al.* Stable subpicosecond soliton fiber laser passively mode-locked by gigahertz acoustic resonance in photonic crystal fiber core [J]. Optica, 2015, 2(4): 339-342.
- [12] Pang M, He W, Russell P S J. Gigahertz-repetition-rate Tm-doped fiber laser passively mode-locked by optoacoustic effects in nanobore photonic crystal fiber [J]. Optics Letters, 2016, 41(19): 4601-4604.
- [13] Antman Y, Clain A, London Y, *et al.* Optomechanical sensing of liquids outside standard fibers using forward stimulated Brillouin scattering [J]. Optica, 2016, 3(5): 510-516.
- [14] Otterstrom N T, Behunin R O, Kittlaus E A, *et al.* A silicon Brillouin laser [J]. Science, 2018, 360(6393): 1113-1116.
- [15] Gundavarapu S, Brodnik G M, Puckett M, *et al.* Sub-hertz fundamental linewidth photonic integrated Brillouin laser [J]. Nature Photonics, 2019, 13(1): 60-67.
- [16] Wiederhecker G S, Brenn A, Fragnito H L, *et al.* Coherent control of ultrahigh-frequency acoustic resonances in photonic crystal fibers [J]. Physical Review Letters, 2008, 100(20): 203903.
- [17] Dainese P, Russell P S J, Wiederhecker G S, *et al.* Raman-like light scattering from acoustic phonons in photonic crystal fiber [J]. Optics Express, 2006, 14(9): 4141-4150.