



## 脊型悬浮波导布里渊激光器

王武越 于宇 李云飞 王永 李凯 王志永 宋长禹 李森森 李宇海 刘彤宇 闫秀生 王雨雷 吕志伟

## Ridge-type suspended waveguide Brillouin laser

Wang Wu-Yue Yu Yu Li Yun-Fei Wang Gong Li Kai Wang Zhi-Yong Song Chang-Yu Li Sen-Sen  
Li Yu-Hai Liu Tong-Yu Yan Xiu-Sheng Wang Yu-Lei Lü Zhi-Wei

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 71, 024203 (2022) DOI: 10.7498/aps.71.20211539

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211539>

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

基于一维耦合腔光子晶体的声光可调谐平顶滤波器的研究

Acousto-optic tunable flat top filter based on one-dimensional coupled-cavity photonic crystals

物理学报. 2021, 70(5): 054208 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201461>

内腔亚波长光栅液晶可调谐垂直腔面发射激光器

Liquid crystal tunable vertical cavity surface emission laser with inner cavity sub-wavelength grating

物理学报. 2021, 70(22): 224208 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210957>

高精度双斜坡辅助式混沌布里渊光纤动态应变传感

High-accuracy dual-slope-assisted chaotic Brillouin fiber dynamic strain measurement

物理学报. 2021, 70(10): 100704 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201892>

广义布里渊区与非厄米能带理论

Generalized Brillouin zone and non-Hermitian band theory

物理学报. 2021, 70(23): 230307 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20211908>

基于声学超材料的低频可调吸收器

A kind of tunable acoustic metamaterial for low frequency absorption

物理学报. 2019, 68(3): 034301 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20181908>

铅卤钙钛矿法布里-珀罗谐振腔激光器

Lead halide perovskites Fabry-Pérot resonant cavity laser

物理学报. 2021, 70(5): 054205 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201302>

专题: 微纳光电子与激光

## 脊型悬浮波导布里渊激光器\*

王武越<sup>1)2)</sup> 于宇<sup>1)2)†</sup> 李云飞<sup>1)2)</sup> 王秉<sup>1)2)</sup> 李凯<sup>1)2)</sup> 王志永<sup>1)2)</sup>  
 宋长禹<sup>1)2)</sup> 李森森<sup>3)</sup> 李宇海<sup>3)</sup> 刘彤宇<sup>3)</sup> 闫秀生<sup>3)</sup>  
 王雨雷<sup>1)2)</sup> 吕志伟<sup>1)2)</sup>

1) (河北工业大学, 先进激光技术研究中心, 天津 300401)

2) (河北省先进激光技术与装备重点实验室, 天津 300401)

3) (光电信息控制和安全技术重点实验室, 天津 300308)

(2021年8月22日收到; 2021年9月14日收到修改稿)

众所周知, 具有高布里渊增益的片上波导在光子学领域具有广泛的应用. 硅基片上布里渊激光器被广泛应用到频率可调谐激光发射、锁模脉冲激光器、低噪声振荡器和光学陀螺仪等领域. 然而, 在硅基布里渊激光器中实现布里渊激光输出往往需要较长的波导长度, 不利于片上集成. 本文提出了一种新型的波导结构, 由硫族化物  $\text{As}_2\text{S}_3$  矩形和一个空气细缝组成. 由于空气细缝的存在, 辐射压力使布里渊非线性的增强远远超过了仅由材料非线性产生的增强. 使得布里渊增益达到了  $1.78 \times 10^5 \text{ W}^{-1}\cdot\text{m}^{-1}$ , 相比之前报道的后向受激布里渊散射 (SBS) 增益 ( $2.88 \times 10^4 \text{ W}^{-1}\cdot\text{m}^{-1}$ ) 扩大了将近 10 倍, 产生了 4.2—7.0 GHz 范围的声子频率调谐, 该方法为设计用于前向 SBS 的纳米级光波导提供了新的思路, 同时这种增强的宽带相干声子发射为片上 CMOS 信号处理技术的混合铺平了道路.

关键词: 布里渊增益, 空气细缝, 可调谐

PACS: 42.65.Es, 42.65.Wi, 42.82.Bq, 42.82.Et

DOI: 10.7498/aps.71.20211539

## 1 引言

受激布里渊散射 (SBS) 是一种三阶非线性光学过程, 是利用介质内的两种光子相互作用产生新的光子和声子, 因此利用 SBS 效应可以实现声波和光波之间的相互作用, 从而产生更高频率的光子和声子. 自 20 世纪 50 年代以来, SBS 效应已经应用于许多光学领域, 并取得了重大突破, 例如, 基于 SBS 效应的分布式传感<sup>[1,2]</sup>、慢光和快光<sup>[3,4]</sup>、微波光子学<sup>[5-7]</sup>、窄线宽布里渊激光器<sup>[8,9]</sup> 等各种应用. 但是, 目前用来实现 SBS 效应的传统光纤波导, 往往都具有较远的传输距离, 传统光纤波导不

仅消耗了大量的资源, 同时也不符合小型化、集成化的发展理念. 在集成光子学的设计中, 硅是纳米光子器件最理想的平台, 因为它与互补金属氧化物半导体 (CMOS) 兼容, 后者提供大规模制造技术<sup>[10]</sup>. 2014 年, Laer 课题组<sup>[11]</sup> 提出一种硅狭缝波导的理论最大值可达到  $1.1 \times 10^5 \text{ W}^{-1}\cdot\text{m}^{-1}$ . 2018 年, Jouybari<sup>[12]</sup> 采用了带衬底的狭缝波导, 实现了  $12127 \text{ W}^{-1}\cdot\text{m}^{-1}$  的布里渊增益. 2019 年, 路元刚课题组<sup>[13]</sup> 设计了一种新型的硅-硫空气细缝结构, 尺寸达到  $\mu\text{m}$  量级, 实现了较高的布里渊增益, 达  $2.88 \times 10^4 \text{ W}^{-1}\cdot\text{m}^{-1}$ . 但是由于硅高硬度的性质, 声波很难在绝缘层上硅 (SOI) 波导中被引导<sup>[12]</sup>. 因此抑制了声子和光子之间的相互作用, 进而影响了 SBS

\* 国家自然科学基金 (批准号: 62075056, 62004059, 62005074, 61927815) 和重点实验室基金 (批准号: 61421070302) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: yuyu1990@hebut.edu.cn

效应. 由于  $\text{As}_2\text{S}_3$  的光弹性系数  $p_{11} = 0.25$ ,  $p_{12} = 0.24$ , 因此在横向力和纵向力都会产生 SBS 增益, 导致  $\text{As}_2\text{S}_3$  产生了相比于其他材料更高的增益. 为了更好地激发强光子-声子相互作用, 研究人员提出了多种不同的光波导模型结构, 包括脊型波导、悬浮波导、带  $\text{Er}^{3+}$  的圆环、以及靶心模型, 这些模型使得 FSBS 效应可以在微纳米级尺寸下实现, 但脊型波导一般需要设计成跑道的形状, 因此达到了 cm 的量级, 不利于小型化. 因此, 需要提出一种更完善的设计方案来获得更高的布里渊增益, 尤其是高集成、可调谐性强的片上布里渊激光器<sup>[13]</sup>.

因此本文设计了一种特殊的悬浮波导, 通过正向布里渊散射 (受激多模态布里渊散射), 将光场以不同的光学空间模式进行耦合, 由于该波导结构的特殊性, 使得  $\text{As}_2\text{S}_3$  的外表面全是空气层, 较大的折射率差距将光场更好地限制在空气细缝中内, 实现了较大的布里渊增益, 达到  $1.78 \times 10^5 \text{ W}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$ . 此外, 该波导系统具有更好的集成性, 利用光子-声子的转换, 实现频率的可调谐性, 在通信方面产生新型信号源开辟了一条新的途径.

## 2 物理模型

前向布里渊散射 (FSBS) 波导中 FSBS 是泵浦光、Stokes 光或 anti-Stokes 光和声波直接发生的相互作用<sup>[14,15]</sup>, 更具体来说, 在 FSBS 过程中, 光场是同向传播的, 散射过程中声子的传播方向与光场的传播方向是相互垂直的<sup>[16–18]</sup>. 在 FSBS 过程中, 应满足相位匹配条件, 即能量和动量守恒应满足如下条件:

$$k_A = k_p - k_s, \quad (1)$$

$$\Omega = \omega_p - \omega_s. \quad (2)$$

对于 FSBS 过程, 假设泵浦光和 Stokes 光的传播方向均为  $z$  轴, 因此泵浦光和 Stokes 光的光波场可以写成:

$$E_p(z, t) = \tilde{E}_p(x, y) e^{i(k_p z - \omega_p t)}, \quad (3)$$

$$E_s(z, t) = \tilde{E}_s(x, y) e^{i(k_s z - \omega_s t)}, \quad (4)$$

其中  $E_p(z, t)$  为泵浦光场,  $E_s(z, t)$  为 Stokes 光场. 利用小信号近似, 假设在波导中泵浦功率大于 Stokes 信号光功率条件下, 泵浦光和 Stokes 信号光之间的耦合作用应该满足<sup>[19]</sup>:

$$\frac{dP_p}{dz} = -(\alpha + \beta P_p + \gamma P_p^2) P_p, \quad (5)$$

$$\frac{dP_s}{dz} = (\alpha - g P_p + 2\beta P_p + \gamma P_p^2) P_s, \quad (6)$$

式中  $P_p$  和  $P_s$  为泵浦光和 Stokes 光的功率,  $\alpha$  为光波的线性损耗,  $\beta$  和  $\gamma$  分别为由双光子吸收引起的非线性损耗系数和由自由载流子吸收效应引起的非线性损耗系数, 在 (6) 式中  $g$  表示所有单个声学模式的 SBS 增益谱之和, 具有洛伦兹形状, 可表示为<sup>[17]</sup>

$$g(\Omega) = \sum_m G_m \frac{(\Gamma_m/2)^2}{(\Omega - \Omega_m) + (\Gamma_m/2)^2}, \quad (7)$$

其中  $\Omega_m$  表示没有声损时, 声学模式本征方程的本征频率.  $\Gamma_m$  是包含声损时的声膜损耗系数<sup>[13]</sup>,  $\Gamma_m$  值取决于机械质量系数  $Q_m$ , 表达式可以表示为  $Q_m = \Omega_m / \Gamma_m$ <sup>[20]</sup>, 下标  $m$  代表第  $m$  次声学模式 ( $m = 1, 2, 3, \dots$ )<sup>[13]</sup>.

考虑声损耗的情况, 每个  $u_m$  的 SBS 增益系数谱的峰值可以简化为<sup>[20]</sup>

$$G_m = \frac{2\omega Q_m}{\Omega_m^2 V_{gp} V_{gs}} \frac{|\langle f, u_m \rangle|^2}{\langle E_p, \varepsilon E_p \rangle \langle E_s, \varepsilon E_s \rangle \langle u_m, \rho u_m \rangle}, \quad (8)$$

其中  $V_g$  代表的是光学群速度,  $\varepsilon$  和  $\rho$  分别是电导率和质量密度,  $f$  是泵浦波和 Stokes 波总光学力,  $\langle f, u_m \rangle = \int f^* \cdot u_m ds$  是总光学力<sup>[21]</sup> 和第  $m$  个光学本征模之间的重叠积分, 代表了光学机械耦合的强度<sup>[22]</sup>.

声位移场由总光学力引起<sup>[13]</sup>, 应满足 (1) 式和 (2) 式<sup>[13]</sup> 的相位匹配条件. 要计算  $u_m$ , 在各向同性介质中可忽略弹性损耗, 理想的声学方程应该满足:

$$-\rho \partial_t^2 u_i + \sum_{jkl} \partial_j c_{ijkl} \partial_k u_l = -f_i, \quad (9)$$

其中  $c_{ijkl}$  表示光弹张量,  $u_i$  和  $f_i$  分别为声场位移分量和总光力. 方程中  $\partial_j$  为沿  $j$  方向的第  $j$  个空间方向的导数, 其中  $j \in \{x, y, z\}$ <sup>[13]</sup>. 当 (9) 式中没有驱动力  $f_i$  时, 可以获得不同模式下的声场位移分量  $u_{mi}$ . 混合声波 (HAW), 包括剪切波和在波导结构中激励纵向位移分量.

为了进一步清楚表示 (8) 式, 可以将 (8) 式改写为

$$G_m = C_{OTm} |Q_{Cm}|^2, \quad (10)$$

其中,  $Q_{C_m} = \langle f, u_m \rangle$  表示光机械耦合作用对  $G_m$  的影响, 而  $C_{OT_m} = C_{FV_m} C_{EF_m}$  为其他因素 (包括光群速度、材料质量因子、光能流和声能流) 对  $G_m$  的影响作用. (10) 式中,

$$C_{FV_m} = \frac{2\omega Q_m}{\Omega_m^2 \nu_{gp} \nu_{gs}}$$

$$C_{EF_m} = \frac{1}{\langle E_p, \varepsilon E_p \rangle \langle E_s, \varepsilon E_s \rangle \langle u_m, \rho u_m \rangle}.$$

从上面表达式中的两个参数可以看到, 在波导结构中, 角频率和群光波的速度, 光波和声波的能量流, 以及波导材料的因素均与  $C_{OT_m}$  有关.

在脊型波导结构中, 光机耦合过程中单个光力  $f^n$  [13] 与单个  $m$  阶声本征模之间所有重叠积分的线性和可以表示为

$$Q_{C_m} = \sum_n \langle f^n, u_m \rangle. \quad (11)$$

值得注意的是, 单个重叠积分的贡献依赖于不同类型的光力, 它们的相对位相直接受干涉效应的影响. 要计算 (8) 式并得到纳米级光波导中的 SBS 增益系数, 需要考虑电致伸缩力和辐射压力两个主要因素, 即  $F_{\text{Total}} = F_{\text{PE}} + F_{\text{MB}}$ . 电致伸缩是外加电场激发的机械应变的二次响应. 电致伸缩力的第  $i$  个分量定义为 [23]

$$F_{\text{PE}} = - \sum_{ij} \frac{\partial}{\partial j} \sigma_{ij}, \quad (12)$$

其中  $\sigma_{ij}$  为电致伸缩张量, 可以将其表示为 [24]

$$\sigma_{ij} = -\frac{1}{4} \varepsilon_0 \varepsilon_r^2 p_{ijkl} (E_{pk} E_{sl}^* + E_{pl} E_{sk}^*), \quad (13)$$

其中,  $p_{ijkl}$  是材料光弹性张量的元素,  $\varepsilon_r$  和  $\varepsilon_0$  为相对介电常数和真空介电常数. 辐射压力作用于  $\varepsilon_r$  的梯度不等于零的边界. 可以由两种材料之间的麦克斯韦应力张量 (MST) 推导出, 可以表示为

$$T_{ij} = \varepsilon_0 \varepsilon_r \left( E_i E_j - \frac{1}{2} \sigma_{ij} E^2 \right). \quad (14)$$

对于水平方向不变的波导, 只有该力的横向分量才对 SBS 增益系数有贡献.

### 3 结果讨论

基于上面所推导的公式基础, 本文设计了一种带有空气细缝的悬浮波导, 采用铌酸锂作为中间介质来实现光子-声子相互作用. 利用 COMSOL 来

模拟模间 FSBS 效应, 其中主要的影响因素是电致伸缩力和辐射压力. 电致伸缩体力激发起频率为  $\Omega$  的声波在传播时会导致体介质内部的介电常数发生改变  $\Delta\varepsilon$ , 这会使得传播的泵浦光波产生散射的 Stokes 波, 在这个过程中声光相互作用主要发生在介质内部. 电致伸缩力是由介质对光的动态机械响应产生的, 通过介质的应变自由度作用. 辐射压力主要集中在两种不同介质之间的边界, 声波在传播的过程中同样会改变材料 2 的介电常数  $\varepsilon_2$ , 这也会造成泵浦光波产生散射的 Stokes 波. 辐射压力引起的光学力是光在边界处散射的结果, 产生的力精确定位于阶跃折射率波导的不连续电介质边界. 如图 1(c) 所示, 其中悬浮波导系统结构的示意图如图 1(a) 所示, 将整个  $\text{As}_2\text{S}_3$  置于空气中, 由于空气与  $\text{As}_2\text{S}_3$  中较大的折射率差距, 光子被更好地

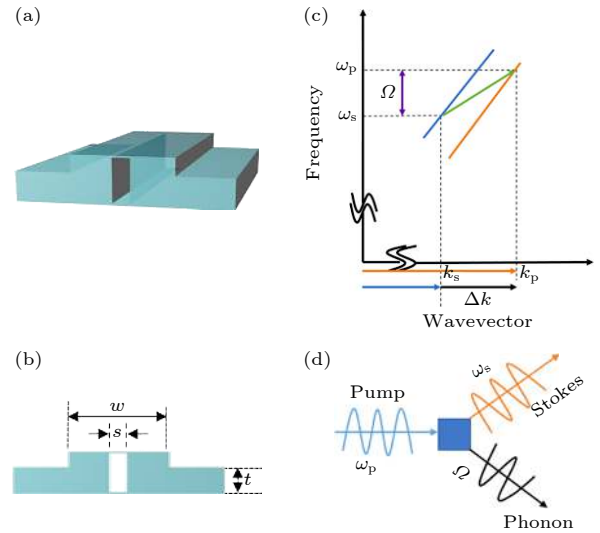


图 1 (a) 悬浮波导系统的结构示意图; (b) 悬浮波导设计图,  $t = 215 \text{ nm}$ ,  $w = 800 \text{ nm}$ , 空气细缝长度  $s = 2 \text{ nm}$ , 高度  $h = 213 \text{ nm}$ ; (c) 光学色散图示意图, 光共振由沿着整体色散曲线 (实线) 的离散点 (红色和蓝色) 表示; (d) 泵浦光转换为 Stokes 光和声子示意图. 图中  $k_s$  和  $k_p$  分别代表 Stokes 光和泵浦光的波矢;  $\omega_s$ ,  $\omega_p$ ,  $\Omega$  分别代表 Stokes 光、泵浦光以及产生的声子频率

Fig. 1. (a) Schematic diagram of the structure of the suspended waveguide system; (b) design drawing of floating waveguide,  $t = 215 \text{ nm}$ ,  $w = 800 \text{ nm}$ , air slit length  $s = 2 \text{ nm}$ , height  $h = 213 \text{ nm}$ ; (c) schematic diagram of optical dispersion diagram, optical resonance is represented by discrete points (red and blue) along the overall dispersion curve (solid line); (d) schematic diagram of pump light conversion to stokes light and phonons. In the figure,  $k_s$  and  $k_p$  represent the wave vectors of stoke light and pump light, respectively.  $\omega_s$ ,  $\omega_p$ , and  $\Omega$  represent Stokes light, pump light, and generated phonon frequencies, respectively.

束缚在空气细缝中,同时,声子在  $\text{As}_2\text{S}_3$  中传播的速度与声子在空气中传播速度的巨大差异,也将声子限制在空气细缝中,使得强光子-声子相互作用有效地进行.由于此模型设计的为悬浮波导,因此需要在两侧加上固定约束力,让其悬浮在空气中,这就限制了部分移动边界效应(MB效应),但是由于空气细缝的存在,使得MB效应产生几十个量级的增大,相对于MB效应的增强,由于固定约束而减小的MB效应可以忽略不计.布里渊散射的大致过程由图1(d)所示.

在模间FSBS中,泵浦波和Stokes波以不同的模式射入光波导,根据相位匹配条件,此时入射的泵浦波矢和频率与Stokes波矢和频率以及产生的声子波矢和频率满足(1)式和(2)式,在空气细缝  $s = 2 \text{ nm}$ ,  $w = 800 \text{ nm}$  的情况下,假定光学质量因子  $Q = 1000$  来进行仿真,可以观察到所产生的电场分布如图2(b)–(d)所示,图2(b)–(d)分别代表了3个方向的电场分布情况,电场被完美地限制在空气细缝中.从图2(a)观测到,产生的光学力由空气细缝处的辐射压力占据主导性地位,使得MB效应得到了巨大的提高.

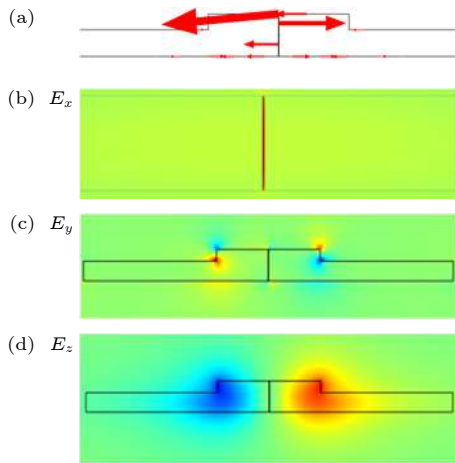


图2 波导的光学模式和辐射压力分布 (a) 左侧辐射压力分布示意图; (b)–(d)  $E_x$ ,  $E_y$  和  $E_z$  场分量的基本光学模式的导向横向轮廓

Fig. 2. Optical mode and radiation pressure distribution of the waveguide: (a) Schematic diagram of the radiation pressure distribution on the left; (b)–(d) guiding lateral profiles of the fundamental optical modes of the  $E_x$ ,  $E_y$  and  $E_z$  field components.

由于光场的空间对称性,因此只有具有对称模式或反对称模式的声子才能与光场进行耦合,产生布里渊共振,图3(a)是6种声学模式的声子振

型图,不难看出只有具有良好对称性的声子才可以产生强的布里渊增益.由图3(b)可知,在一阶声学模式处布里渊增益达到最大,为  $1.78 \times 10^5 \text{ W}^{-1}\cdot\text{m}^{-1}$ ,在二阶声学模式下,布里渊增益逐渐降低,但也达到了  $1.44 \times 10^4 \text{ W}^{-1}\cdot\text{m}^{-1}$ ,在更高阶的模式下,由于模型结构的复杂性抵消了大部分重叠积分,从而布里渊增益减小,如图4所示.同时也可以观察到,在高阶声学模式处,分增益(MB)要高于总的增益,这是由于结构的特殊性、光弹效应和移动边界效应的自抵消现象产生的.

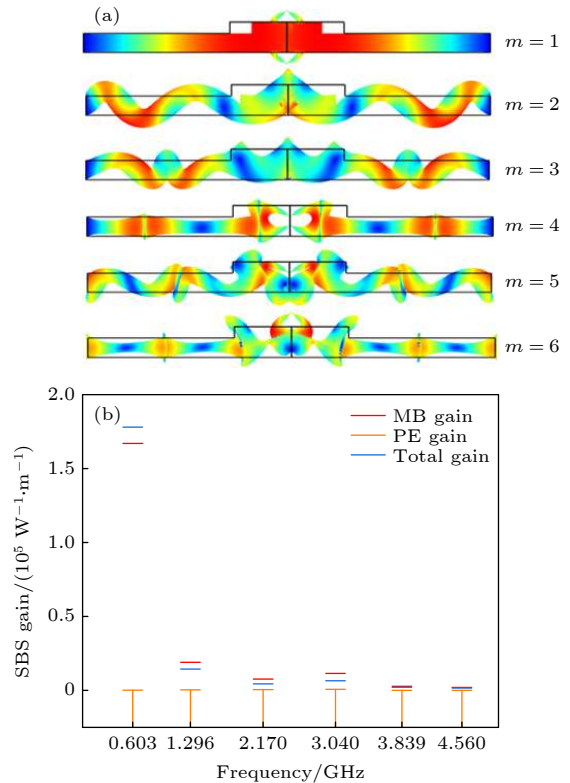


图3 (a) 不同声学模式下的声子振型图; (b)  $Q = 1000$  时,不同声学模式下对应的布里渊增益

Fig. 3. (a) Phonon shape diagram under different acoustic modes; (b) when  $Q = 1000$ , the corresponding Brillouin gain under different acoustic modes.

从图4可以看出,在一阶声学模式下,此时的电场均匀地分布在空气细缝的两侧,其模态分布和光学力分布非常符合,声子与位移光学力的重叠积分基本上完全重合,产生了巨大的布里渊增益.随着模式的增加,重叠积分逐渐减小,导致布里渊增益逐渐降低.

如图3(a)所示,对应波导模型具有均匀位移对称性的声子产生有效的布里渊耦合.如图5所示,悬浮波导尺寸的改变,实现了4.9–7.0 GHz的

频率共振, 实现了非线性可调谐性. 同时在光学质量因子  $Q = 1000$ , 波导宽度  $w = 800$  nm 的情况下, 进行了前向布里渊增益的仿真, 如图 3(b) 所示, 可以看出, 在  $E_1$  模式下, 布里渊增益达到了  $1.78 \times 10^5 \text{ W}^{-1}\cdot\text{m}^{-1}$ , 此时巨大的布里渊增益主要由 MB 效应产生, PE 效应所产生的布里渊增益很小. 通过图 5 也可以看出, 在  $E_2$  声学模式下, 耦合率非常小, 基本为零.  $E_3, E_4, E_5$  高阶模式下, 由于模型结构的复杂性抵消了大部分重叠积分, 从而布里渊增益减小.

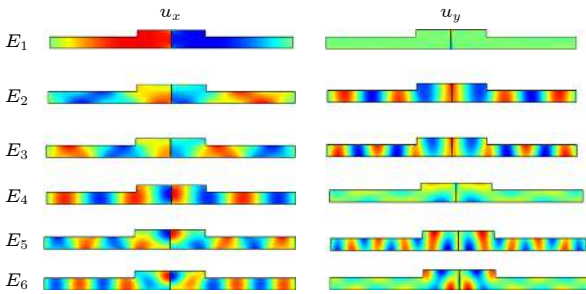


图 4 悬浮波导的 6 种声学模式. 显示了  $u_x, u_y$  分量的归一化最低一阶至六阶混合声波 ( $E_1$ — $E_6$ ) 的横向剖面

Fig. 4. Six acoustic modes of a suspended waveguide, showing the transverse section of the normalized mixed sound waves ( $E_1$ — $E_6$ ) of lowest first to sixth order of the  $u_x$  and  $u_y$  components.

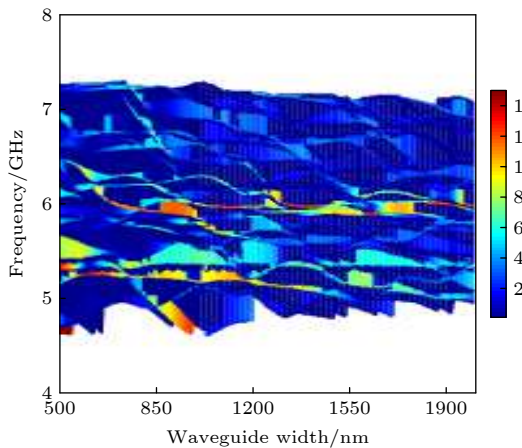


图 5 悬浮波导结构中光声耦合速率随波导长度变化的有限元模拟

Fig. 5. Finite element simulation of the photoacoustic coupling rate varying with the length of the waveguide in the suspended waveguide structure.

## 4 结 论

本文设计了一种新型的  $\text{As}_2\text{S}_3$  波导系统, 提出

了一种带有空气细缝的悬浮波导结构, 利用了空气细缝所产生的巨大的 MB 效应 (移动边界效应) 驱动前向 SBS 效应, 从而产生了高达  $1.78 \times 10^5 \text{ W}^{-1}\cdot\text{m}^{-1}$  的巨大增益, 实现了 4.2—7.0 GHz 频率可调谐. 同时此波导结构的量级均在纳米量级, 具有较好的集成性和小型性, 为在通信方面产生新型信号源开辟了一条新的途径.

## 参考文献

- [1] Stiller B, Foaleng S M, Beugnot J C, Lee M W, Delque M, Bouwmans G, Kudlinski A, Thevenaz L, Maillotte H, Sylvestre T 2010 *Opt. Express* **18** 20136
- [2] Chin S, Primerov N, Thevenaz L 2012 *IEEE Sens. J.* **12** 189
- [3] Chin S, Gonzalez H M, Thevenaz L 2006 *Opt. Express* **14** 10684
- [4] Boyd R W, Gauthier D J 2009 *Science* **326** 1074
- [5] Chin S, Thevenaz L, Sancho J, Sales S, Capmany J, Berger P, Bourderionnet J, Dolfi D 2010 *Opt. Express* **18** 22599
- [6] Sancho J, Chin S, Sagues M, Loayssa A, Lloret J, Gasulla I, Sales S, Thevenaz L, Capmany J 2010 *IEEE Photonics Technol. Lett.* **22** 1753
- [7] Sancho J, Primerov N, Chin S, Antman Y, Zadok A, Sales S, Thevenaz L 2012 *Opt. Express* **20** 6157
- [8] Gundavarapu S, Brodnik G M, Puckett M, Huffinan T, Bose D, Behunin R, Wu J F, Qiu T Q, Pinho C, Chauhan N, Nohava J, Rakich P T, Nelson K D, Salit M, Blumenthal D J 2018 *Nat. Photonics* **13** 60
- [9] Tow K H, Leguillon Y, Besnard P, Brilland L, Troles J, Toupin P, Mechin D, Tregcoat D, Molin S 2012 *Opt. Lett.* **37** 1157
- [10] Eggleton B J, Poulton C G, Pant R 2013 *Adv. Opt. Photonics* **5** 536
- [11] Laer R V, Kuyken B, Thourhout D V, Baets R 2014 *Opt. Lett.* **39** 1242
- [12] Jouybari S N 2018 *Photonics Nanostruct.* **29** 8
- [13] Zhou L, Lu Y G, Fu Y Y, Ma H X, Du C L 2019 *Opt. Express* **27** 24953
- [14] Parameswaran K R, Route R K, Kurz J R, Roussev R V, Fejer M M, Fujimura M 2002 *Opt. Lett.* **27** 179
- [15] Miller G D, Batchko R G, Tulloch W M, Fejer M M, Byer R L 1997 *Opt. Lett.* **22** 1834
- [16] Eggleton B J, Poulton C G, Rakich P T, Steel M J, Bahl G 2019 *Nat. Photonics* **13** 1
- [17] Agrawal G P 2005 *Lect. Notes Phys.* **18** 1
- [18] Damzen M J, Vlad V I, Babin V, Mocofanescu A 2010 *CRC Press* **33** 26
- [19] Mirnaziry S R, Wolff C, Steel M J, Eggleton B J, Poulton C G 2016 *Opt. Express* **24** 4786
- [20] Qiu W, Rakich P T, Shin H, Dong H, Soljačić M, Wang Z 2013 *Opt. Express* **21** 31402
- [21] Aryanfar I, Wolff C, Steel M J, Eggleton B J, Poulton C G 2014 *Opt. Express* **22** 29270
- [22] Yu Z, Sun X 2018 *Opt. Express* **26** 1255
- [23] Rakich P T, Davids P, Wang Z 2010 *Opt. Express* **18** 14439
- [24] Chiao R, Townes C, Stoicheff B 1964 *Phys. Rev. Lett.* **12** 592

SPECIAL TOPIC—Micro-nano photoelectron and laser

**Ridge-type suspended waveguide Brillouin laser\***

Wang Wu-Yue<sup>1)2)</sup> Yu Yu<sup>1)2)†</sup> Li Yun-Fei<sup>1)2)</sup> Wang Gong<sup>1)2)</sup> Li Kai<sup>1)2)</sup>  
Wang Zhi-Yong<sup>1)2)</sup> Song Chang-Yu<sup>1)2)</sup> Li Sen-Sen<sup>3)</sup> Li Yu-Hai<sup>3)</sup>  
Liu Tong-Yu<sup>3)</sup> Yan Xiu-Sheng<sup>3)</sup> Wang Yu-Lei<sup>1)2)</sup> Lü Zhi-Wei<sup>1)2)</sup>

1) (*Center for Advanced Laser Technology, Hebei University of Technology, Tianjin 300401, China*)

2) (*Hebei Key Laboratory of Advanced Laser Technology and Equipment, Tianjin 300401, China*)

3) (*Science and Technology on Electro-Optical Information Security Control Laboratory, Tianjin 300308, China*)

( Received 22 August 2021; revised manuscript received 14 September 2021 )

**Abstract**

As is well known, the on-chip waveguide with high Brillouin gain has many applications in the field of photonics. Brillouin lasers on silicon substrates are widely used in frequency tunable laser emission, mode-locked pulsed lasers, low-noise oscillators and optical gyroscopes. However, in a silicon-based Brillouin laser, a long waveguide length is still used to achieve Brillouin laser output, which is not conducive to on-chip integration. In this work is proposed a new type of waveguide structure consisting of chalcogenide  $\text{As}_2\text{S}_3$  rectangles and an air slit. Owing to the existence of the air gap, the radiation pressure makes the enhancement of Brillouin nonlinearity much higher than the enhancement caused only by the material nonlinearity. This makes the Brillouin gain reach  $1.78 \times 10^5 \text{ W}^{-1}\cdot\text{m}^{-1}$ , which is nearly 10 times larger than the previously reported backward SBS gain of  $2.88 \times 10^4 \text{ W}^{-1}\cdot\text{m}^{-1}$ , resulting in phonon frequency tuning in a 4.2–7.0 GHz range. This method provides a new idea for designing nano-scaled optical waveguides for forward stimulated Brillouin scattering, and at the same time, this enhanced broadband coherent phonon emission paves the way for improving the hybrid on-chip CMOS signal processing technology.

**Keywords:** Brillouin gain, air slit, tunable

**PACS:** 42.65.Es, 42.65.Wi, 42.82.Bq, 42.82.Et

**DOI:** [10.7498/aps.71.20211539](https://doi.org/10.7498/aps.71.20211539)

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 62075056, 62004059, 62005074, 61927815) and the Key Laboratory Fund Project, China (Grant No. 61421070302).

† Corresponding author. E-mail: [yuyu1990@hebut.edu.cn](mailto:yuyu1990@hebut.edu.cn)