

带空气狭缝倒置结构的脊型硫系光波导 后向受激布里渊散射研究*

杨熙飞 尚磊 邹林儿[†] 沈云

(南昌大学物理与材料学院, 南昌 330031)

(2023 年 8 月 4 日收到; 2023 年 9 月 12 日收到修改稿)

受激布里渊散射效应具有光谱线宽窄、频率稳定和增益方向敏感等优点, 常用于激光器, 慢光产生和微波光子滤波器等. 本文基于 As_2S_3 硫系玻璃、以 SiO_2 为衬底设计了一种亚微米尺寸的带空气狭缝倒置结构脊型波导结构, 具有高达 $8.22 \times 10^4 \text{ W}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$ 的后向受激布里渊散射增益系数. 研究显示在该结构的同种光学和声学模式下, 更小的声光场有效模场面积具有更高的后向受激布里渊散射增益系数. 还分析了硫系玻璃的光学损耗对后向受激布里渊散射的影响, 发现当波导长度超过最优值后, 斯托克斯光波功率开始下降, 而增大泵浦光功率不仅可以提高斯托克斯光波功率的极大值, 同时还会增大波导长度的最优值. 当所输入的泵浦光功率为 20 mW 时, 受激布里渊散射增益达到 100 dB 波导长度仅需要 2 cm, 这非常有利于光子器件的片上集成.

关键词: 受激布里渊散射, 硫系光波导, 有效模场面积, 光学损耗

PACS: 42.65.-k, 42.65.Es, 42.65.Wi, 42.70.Nq

DOI: 10.7498/aps.73.20231272

1 引言

受激布里渊散射 (stimulated Brillouin scattering, SBS) 效应来源于波导材料中声波与光波的相互作用, 其中声波主要是由于泵浦光电致伸缩作用下产生^[1]. SBS 效应具有两种形式, 分别是前向受激布里渊散射 (forward stimulated Brillouin scattering, FSBS) 和后向受激布里渊散射 (backward stimulated Brillouin scattering, BSBS), 在光波导中常以 BSBS 形式出现^[2]. SBS 具有光谱线宽窄、频率稳定和增益方向敏感等优点, 可应用于激光器、微波光子滤波器、慢光产生等光学器件^[3-5]. 普通石英光纤的 SBS 增益系数低, 需要高达几百毫瓦的泵浦光功率和数千米长的光纤, 才可获得一定的 SBS 增益^[6]. 因此, 为获得低泵浦阈值功率抽运实现高增益 SBS, 并满足器件片上小型化需求,

需具有高非线性的新型光学材料提供更高的 SBS 增益系数^[7,8]. 基于高非线性的非石英玻璃基 SBS 的研究现已引起人们广泛重视^[9,10], 于此, 对实现低阈值高增益 SBS 光子器件的研究引起极大关注, 以具有高非线性硫系玻璃为基质的硫系光子学近年发展迅速, 目前国际上光子功能器件中硫系波导作为新型光子器件的基本元件之一处于研究和开发最活跃的前沿^[11].

2014 年, Laer 等^[12]提出一种悬浮硅狭缝波导其理论最大值可达到 $1.10 \times 10^5 \text{ W}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$. 2018 年, Jouybari^[13]采用带衬底的狭缝波导, 实现了 $1.21 \times 10^4 \text{ W}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$ 的布里渊增益. 2019 年, Zhou 等^[14]设计了一种新型的硅系-硫化砷空气细缝结构, 达到了 $2.88 \times 10^4 \text{ W}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$ 的布里渊增益系数, 2022 年, Wang 等^[15]设计了一种高达 $1.78 \times 10^5 \text{ W}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$ 的布里渊增益的带空气细缝悬浮硫系光波导, 但其采用悬浮结构, 在实际应用时机械稳定性差, 导致其

* 国家自然科学基金 (批准号: 62165008) 和江西省自然科学基金 (批准号: 20212ACB201007) 资助的课题.

[†] 通信作者. E-mail: linerzou@ncu.edu.cn

无法完全处于悬浮状态, 布里渊增益系数受环境因素影响较大^[14,16]. 本文采用 As_2S_3 作为导波层、 SiO_2 作为衬底设计了一种带空气狭缝倒置结构的脊型光波导, 其布里渊增益系数可达 $8.22 \times 10^4 \text{ W}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$, 较目前报道的非悬浮结构疏系光波导的布里渊增益系数有明显提高^[14].

本文从基本原理出发, 使用 COMSOL 软件计算带空气狭缝倒置结构脊型波导的布里渊增益系数, 研究了该波导几何结构参数与后向受激布里渊增益系数的关系, 以期获得具有高增益的波导几何结构参数. 同时研究了波导有效模场面积对布里渊增益系数的影响, 为进一步提高波导的 SBS 增益提供新的思路. 此外, 还分析了在考虑光学损耗情况下, 波导的斯托克斯光波放大即 SBS 增益与波导长度的变化关系, 分析了本文所提出的结构在片上集成光子器件中的优势.

2 物理模型

在经典的 BSBS 过程中, 泵浦光波和斯托克斯光波产生行进的光学力激发弹性模 (表现为声波), 其空间上随波矢变化, 并以拍频形式随时间振荡^[17]. 其过程可理解为, 强泵浦光波通过电致伸缩过程激发声波, 声波看成移动的密度光栅, 散射泵浦光, 形成后向斯托克斯光波^[18,19]. 该过程需满足动量守恒与能量守恒, 导致斯托克斯光波、泵浦光波、声波三者满足关系为

$$\omega_s = \omega_p - \Omega, \quad (1)$$

$$\mathbf{K}_s = \mathbf{K}_p - \mathbf{q}, \quad (2)$$

其中 ω_s , ω_p 分别是斯托克斯光和泵浦光的频率; Ω 是激发的声波频率; \mathbf{K}_s 和 \mathbf{K}_p 分别是斯托克斯光与泵浦光的波矢, \mathbf{q} 是激发的声波波矢.

通常波导中泵浦功率大于斯托克斯信号光功率, 同时为了简化计算, 采用小信号近似处理斯托克斯光与泵浦光, 斯托克斯光功率与泵浦光功率的传递控制方程可表示为^[20]

$$\frac{dP_p}{dz} = -(\alpha + \beta P_p + \gamma P_p^2) P_p, \quad (3)$$

$$\frac{dP_s}{dz} = \alpha P_s + (-G + 2\beta) P_p P_s + \gamma P_p^2 P_s, \quad (4)$$

其中, P_s 和 P_p 分别表示斯托克斯光和泵浦光的功率; α 表示光波的线性损耗; β 和 γ 分别是双光子

吸收 (two photo abortion, TPA) 和其诱导的自由载流子吸收 (free carrier absorption, FCA) 的非线性光学损耗; G 为所承载的声场模式 SBS 增益谱之和, 具有洛伦兹形状, 其表达式可写为^[17]

$$G(\Omega) = G_m \frac{(\Gamma_m/2)^2}{(\Omega - \Omega_m)^2 + (\Gamma_m/2)^2}, \quad (5)$$

其中 Ω 为声场角频率, 下标 m 代表第 m 个声学模式; Ω_m 是声场模式的特征频率, 即布里渊频移; Γ_m 是声波阻尼造成的衰减因子, 与波导材料的粘度和平均密度相关, 一般由 Ω_m/Q_m 给出 (Q_m 为声波衰减质量因子, 一般取 $Q_m=1000$)^[17]; G_m 是单个声场模式 SBS 增益系数的峰值. (5) 式中单个声场模式 SBS 增益系数的峰值 G_m 表达式为^[14]

$$G_m = \frac{2\omega Q_m}{\Omega_m^2 V_{gp} V_{gs}} \frac{|(f, u_m)|^2}{\langle E_p, \varepsilon E_p \rangle \langle E_s, \varepsilon E_s \rangle \langle u_m, \rho u_m \rangle}, \quad (6)$$

其中, V_{gp} 和 V_{gs} 分别为泵浦光与斯托克斯光的群速度; ε 和 ρ 分别为介质的电导率和密度; ω 为光场角频率; f 是波导中所有光学力的总和; E_p 和 E_s 分别表示泵浦光与斯托克斯光场强度; u_m 表示第 m 个声场的声场强度; 运算符 $\langle A, B \rangle = \int A^* \cdot B ds$. 为了突显物理意义, 便于说明各因素对于 SBS 增益系数的影响, 将 (6) 式改写为^[14]

$$G_m = C_{FV_m} C_{EF_m} Q_{cm}^2, \quad (7)$$

其中,

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

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

这里, C_{FV_m} 表示机械质量因子、光的群速度和角频率以及布里渊频移三者综合对布里渊增益系数的影响; C_{EF_m} 代表光波与声波能流对布里渊增益系数的影响; $Q_{cm} = |(f, u_m)|$ 表示光学力与声场耦合作用对布里渊增益系数的影响^[12].

在光波导中, 光学力主要以电致伸缩力与光辐射压力两种形式出现^[21], 即 $f = F^{RP} + F^{ES}$, 其中电致伸缩力 F^{ES} 在介质中任一方向 i 的表达式为^[17]

$$F_i^{ES} = - \sum_{ij} \frac{\partial}{\partial j} \sigma_{ij}. \quad (8)$$

σ_{ij} 为电致伸缩张量^[14]:

$$\sigma_{ij} = -\frac{1}{2} \varepsilon_0 n^4 P_{ijkl} E_k E_l, \quad (9)$$

式中, ε_0 为真空中介电张量; E_k 和 E_l 是电场强度不同方向分量, P_{ijkl} 是一个四阶的弹光张量.

在光波导中, 光辐射压力 F^{RP} 存在相对介电常数梯度不为零的界面处, 可由麦克斯韦应力张量公式推导得到^[21]. 对于具有平移不变性的波导, 仅有横向的光辐射压力对 SBS 增益有作用, 光辐射压力可用表达为^[11,17]

$$F^{\text{RP}} = -\frac{1}{2}\varepsilon_0 E_t^2 (\varepsilon_2 - \varepsilon_1) \mathbf{n} + \frac{1}{2}\varepsilon_0^{-1} D_n^2 (\varepsilon_2^{-1} - \varepsilon_1^{-1}) \mathbf{n}, \quad (10)$$

式中, D_n 是界面处的法向电位移; E_t 是界面处的切向电场强度; ε_1 和 ε_2 分别为两种材料的介电常数.

3 结果与讨论

图 1(a) 是一种带空气狭缝的倒置结构脊型硫系光波导的横截面示意图, 相对于传统脊型波导, 光波导的脊掩埋于衬底层中, 是一种倒置结构. 本文所设计的波导将脊型结构 As_2S_3 倒置掩埋进 SiO_2 中, 可将光场限制在 As_2S_3 的脊型区域内, 同时利用 As_2S_3 与 SiO_2 之间较大的声速差距使得声场也限制在的脊型区域内^[22,23], 声场与光场在脊型区域内发生强耦合作用. 该耦合是光学力引起的声场形成移动的密度光栅高效散射同在脊型区域内传播的泵浦光, 由于多普勒效应, 泵浦光与被散射的泵浦光 (斯托克斯光) 存在一个频移量, 即布里渊频移, 从而增强了斯托克斯光, 其再与泵浦光之

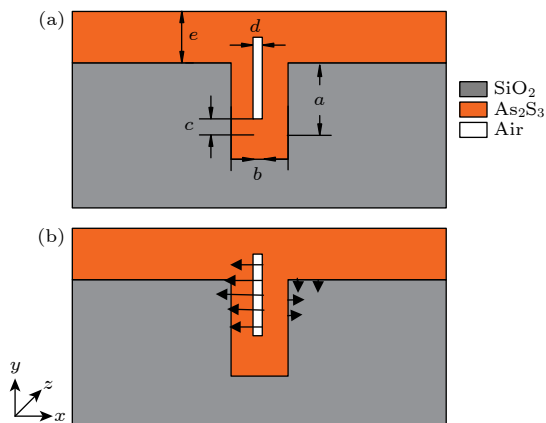


图 1 (a) 带空气狭缝的倒置结构脊型硫系光波导横截面示意图; (b) 波导中央右侧中各边界的光辐射压力分布

Fig. 1. (a) Cross section diagram of chalcogenide inverted-ridge optical waveguide with air slot; (b) radiation force distribution of each boundary in the right side of the waveguide center.

间相互作用下使声场进一步增强, 形成级联反应, 因此该结构波导可以获得高 SBS 增益. 另外, 波导结构中引入空气狭缝后, 由于空气与 As_2S_3 材料存在着较大的介电常数差, 且光场主要分布在脊型区域内的空气狭缝附近, 根据光辐射压力的 (10) 式可以计算得到空气狭缝与 As_2S_3 界面处存在较大的光辐射压力, 与空气狭缝附近的声场发生耦合进一步显著地提高 SBS 增益. 图 1(b) 展示了带空气狭缝的波导中心右侧中各边界的光辐射压力分布, 从图 1(b) 可以明显看出, 引入空气狭缝使得空气狭缝与硫系玻璃材料的边界处出现较大的光辐射压力.

3.1 基模光场与所匹配的低阶声场分布

考虑到亚微米尺寸脊型硫系光波导, 其光场主要以基模形式存在^[24], 图 2 是该结构的波导光学基模分布和满足模式匹配条件 (2) 式的最低一至六阶 (A1—A6) 声学模式分布, 波导结构参数: $a = 1500 \text{ nm}$, $b = 1000 \text{ nm}$, $c = 100 \text{ nm}$, $d = 4 \text{ nm}$, $e = 600 \text{ nm}$. 图 2(a) 是工作波长 1550 nm 下的光场基模 E_x , E_y 和 E_z 的场分布, 可以看出, 光学模式的各分量具有对称或反对称性. 图 2(b) 是满足波矢匹配条件 A1—A6 的声场模式 u_x , u_y 和 u_z 的场分布, 显示出波导的声学模式也具有对称或反对称性. 要获得较强的 SBS 增益, 声学模式各分量与光学模式应具有相同的对称或反对称性^[15], 从图 2(a) 和图 2(b) 分析, 可以得知该结构的波导可以实现较高 SBS 增益.

3.2 BSBS 增益系数与空气狭缝的关系

图 3(a) 是带空气狭缝的倒置结构光波导光场基模与满足波矢匹配条件声学模式 A1—A6 的耦合分别在光辐射压力、电致伸缩力作用下的 BSBS 增益系数, 以及在光辐射压力和电致伸缩力共同作用下的总 BSBS 增益系数, 波导结构参数同 3.1 节. 图 3(a) 显示, 声学模式 A1—A6 的 BSBS 总增益系数分别为 1.06×10^4 , 0.39×10^4 , 0.61×10^4 , 0.62×10^4 , 2.69×10^4 和 $0.74 \times 10^4 \text{ W}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$, 其中 A5 声学模式的总增益系数最大, A2 声学模式的总增益系数最小. 另外, 在这 6 个声学模式中, 光辐射压力作用下的增益系数明显大于电致伸缩力作用下的增益系数, 说明光辐射压力作用下的增益系数在总增益系数中占据较大部分. 由于光辐射压力

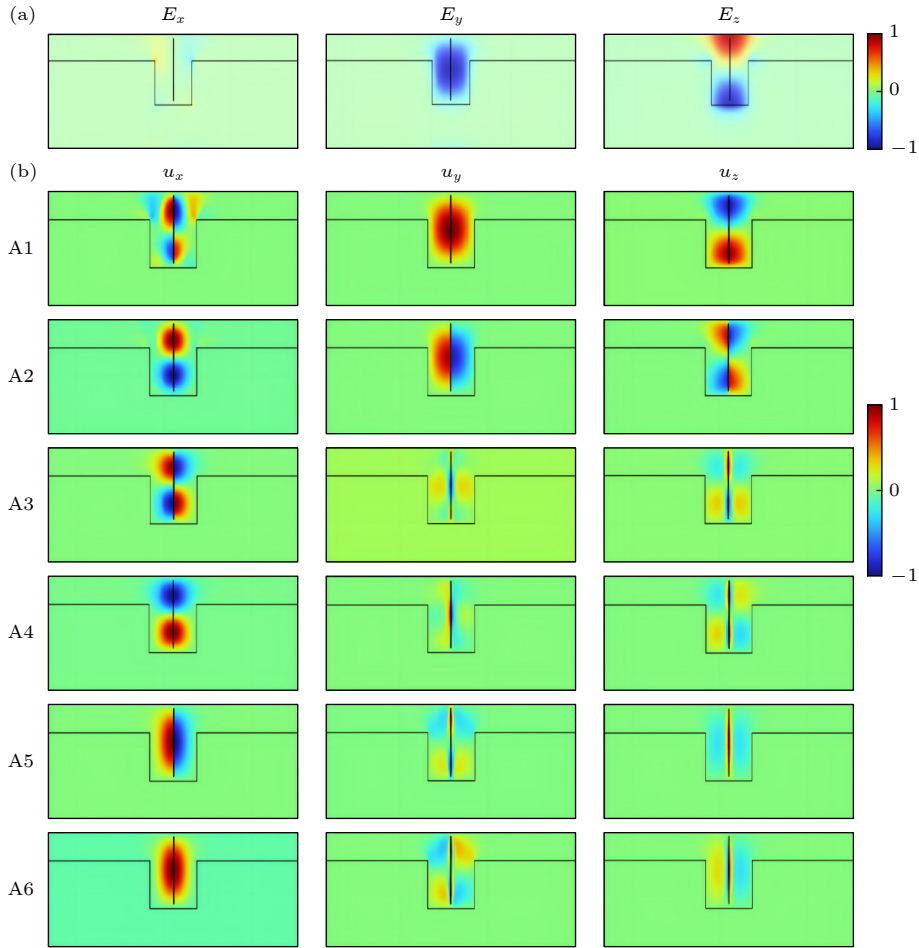


图 2 带空气狭缝倒置结构的硫系脊型波导的光场和声场分布 (a) 工作波长 1550 nm 下光场基模 E_x , E_y 和 E_z 的场分布; (b) 满足波矢匹配条件的最低一至六阶 (A1—A6) 声场模式 u_x , u_y 和 u_z 的场分布

Fig. 2. Optical and acoustic field distribution of chalcogenide inverted-ridge optical waveguide with air slot: (a) Fundamental optical mode E_x , E_y and E_z at 1550 nm wavelength; (b) lowest first to sixth order (A1–A6) acoustic field modes u_x , u_y and u_z which meet the wave vector matching conditions.

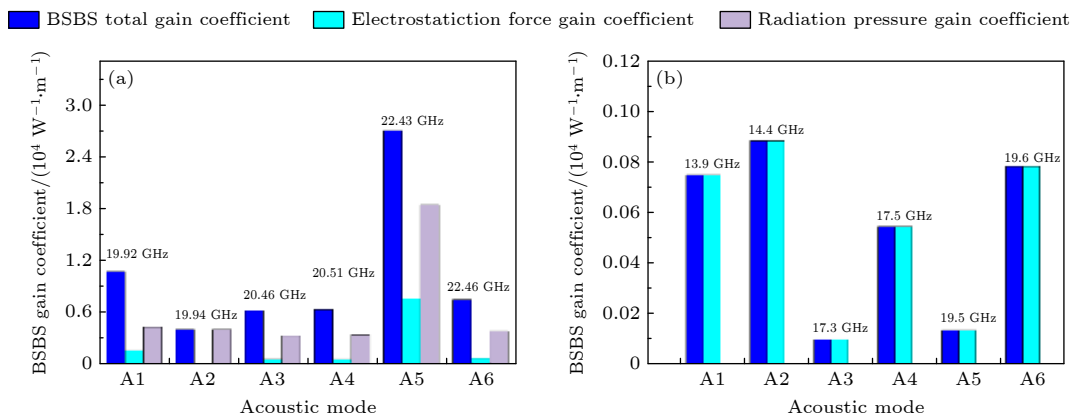


图 3 倒置结构硫系脊型波导光场基模与满足波矢匹配条件的最低一至六阶声学模式的耦合分别在光辐射压力、电致伸缩力作用下的 BSBS 增益系数, 以及在这两个力共同作用下的总 BSBS 增益系数 (a) 带空气狭缝; (b) 不带空气狭缝

Fig. 3. BSBS gain coefficient by the coupling between the optical field fundamental mode and the lowest first to sixth order acoustic mode which satisfies the wave vector matching condition under the effect of radiation pressure, electrostriction force, and the combined effect of them in chalcogenide inverted-ridge optical waveguide with air slot, respectively: (a) With air slot; (b) without air slot.

只有横向分量, 且其大部分集中在空气狭缝左右两边界处, 而在此处的光辐射压力仅有 X 方向分量, 根据 SBS 增益系数计算 (7) 式中的项 $Q_{cm} = |\langle f, u_m \rangle|$ 可知, 声学模式在空气狭缝边界处的位移 X 方向分量 u_x 是区分不同声学模式下总增益系数的重要特征. 为此引入参数 D_x 来表征该结构波导的不同声学模式的 BSBS 总增益系数差异, D_x 定义为

$$D_x = \frac{\int |u_x| dl}{\int |u| ds}, \quad (11)$$

式中, $\int dl$ 是对空气狭缝左右两边界的积分; $\int ds$ 是对波导横截面的积分. (11) 式表示参数 D_x 是沿着空气狭缝左右两边界的声学模式 X 方向分量 u_x 位移量在整个波导横截面的位移量中的占比, 该值越大, 意味着该声学模式的 BSBS 总增益系数越大. 表 1 列出了最低一至六阶 (A1—A6) 声学模式的 BSBS 总增益系数及参数 D_x 归一化值, 数据对比说明, 参数 D_x 归一化值可以表征不同声学模式的 BSBS 总增益系数差异.

同时为了与不带空气狭缝结构的 BSBS 增益系数对比, 还分析了无空气狭缝的倒置结构脊型疏系波导的 BSBS 增益系数, 如图 3(b) 所示. 从

图 3(a) 和图 3(b) 中对比分析可知, 带空气狭缝结构的波导的 BSBS 总增益系数明显大于不带空气狭缝的 BSBS 总增益系数, 且不带空气狭缝的光辐射压力作用下的 BSBS 增益系数几近于零. 因此, 这说明引入空气狭缝结构, 可以显著地提高亚微米尺度的该结构下疏系光波导在光辐射压力作用下的 BSBS 增益系数, 以及电致伸缩力与光辐射压力共同作用下的 BSBS 总增益系数.

从上述分析可知, 引入空气狭缝结构明显提高了因光辐射压力作用下的增益系数. 为了获得更高 SBS 增益的结构, 首先对空气狭缝宽度 d 进行优化, 其他参数保持不变. 选择声学模式 A5 作为声场, 空气狭缝宽度 d 在 2—20 nm 内变化, 发现其 BSBS 总增益系数趋势是随着狭缝宽度增大而减小, 如图 4(a) 所示. 由 (7) 式可知, SBS 布里渊增益系数取决于 C_{FVm} , C_{EFm} 和 Q_{cm}^2 三项之积. 为理清 SBS 布里渊增益系数变化原因, 分别计算了 (7) 式中 C_{FVm} , C_{EFm} 和 Q_{cm}^2 三项与空气狭缝宽度 d 的关系, 如图 4(b) 所示. 可以看到, C_{FVm} 项随空气狭缝宽度增大基本保持不变, Q_{cm}^2 项随空气狭缝宽度增大而增大, 而 C_{EFm} 项则随空气狭缝宽度增大而减小, 与 BSSB 总增益系数随空气狭缝宽度变化趋势基本一致. 因此, 可以推断 BSSB 总增益系数随空气狭缝宽度变化时 C_{EFm} 项作主要贡献.

表 1 最低一至六阶 (A1—A6) 声学模式的参数 D_x 归一化值与 BSBS 总增益系数

Table 1. Normalized values of parameter D_x and BSBS total gain coefficients for the lowest first to sixth order (A1—A6) acoustic modes.

	A1	A2	A3	A4	A5	A6
BSBS总增益系数/($10^4 \text{ W}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$)	1.06	0.39	0.61	0.62	2.69	0.74
D_x	0.576	0.026	0.343	0.345	1.000	0.359

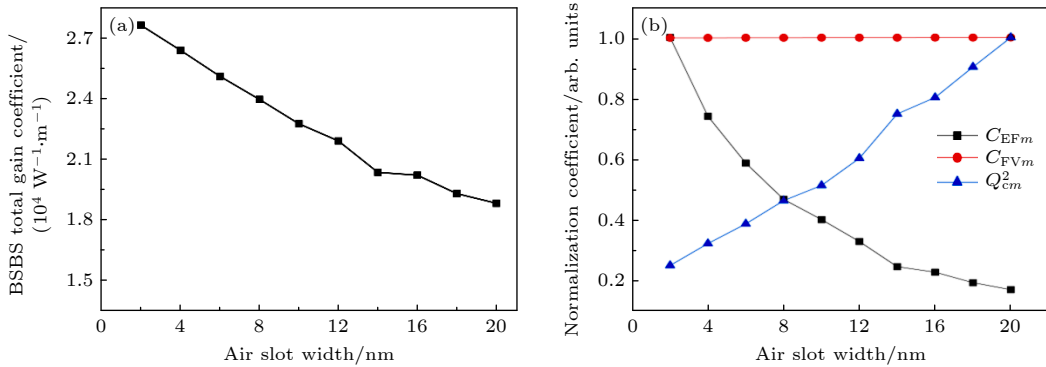


图 4 (a) A5 声场模式下, BSBS 总增益系数随空气狭缝宽度 d 变化的关系; (b) C_{FVm} , C_{EFm} 和 Q_{cm}^2 归一化系数随空气狭缝宽度变化的关系

Fig. 4. (a) BSBS total gain coefficient as air slot width d varied in A5 acoustic field mode; (b) C_{FVm} , C_{EFm} and Q_{cm}^2 normalization coefficient as air slot width d varied.

C_{EFm} 表示声波与光波能流对布里渊增益系数的影响, 而能流与有效模场面积密切相关. 因此, 为了更直观地体现在空气狭缝宽度变化时 BSBS 总增益系数的大小, 引入声光场的有效模场面积之积来探究对于同一光学与声学模式下 BSBS 总增益系数的变化关系. 光场与声场的有效模场面积之积表达式为^[25]

$$A_{\text{eff}}^{\text{ao}} = \frac{\left(\int |E|^2 dA \cdot \int |u|^2 dA \right)^2}{\int |E|^4 dA \cdot \int |u|^4 dA}. \quad (12)$$

图 5 是计算得到波导的声场和光场有效模场面积之积的倒数归一化系数与空气狭缝宽度 d 的变化关系, 发现声场和光场有效模场面积之积倒数随空气狭缝宽度增加而减小, 显示该变化关系与 BSBS 总增益系数随空气狭缝宽度 d 的变化关系(图 4(a)) 具有一致的趋势. 因此, 可以说明在改变空气狭缝宽度 d 时, 对于结构波导的同一光学和声学模式下, 波导的声光场有效模场面积之积越小, BSBS 增益系数越高.

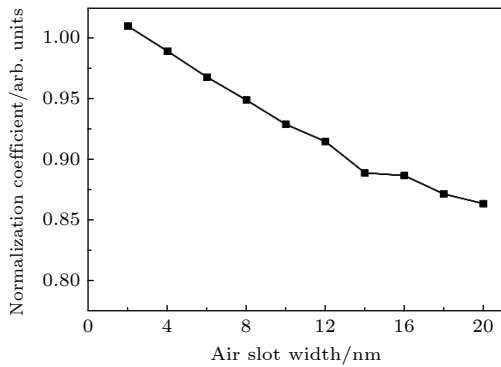


图 5 声场和光场有效模场面积之积倒数的归一化系数与空气狭缝宽度 d 的变化关系

Fig. 5. Normalization coefficient of the reciprocal that product of the effective optical and acoustic mode field area varied with the air slot width d .

3.3 波导结构参数优化

在上述分析了空气狭缝宽度对 BSBS 增益系数作用后, 综合考虑确定空气狭缝宽度为 4 nm. 为了进一步提高波导 BSBS 增益系数, 对该波导的脊高 a 、脊宽 b 及波导厚度 e 的结构参数进行优化. 图 6(a) 是空气狭缝宽度为 4 nm 的该结构波导在脊高与脊宽同时变化时 BSBS 总增益系数的分布(其他波导参数不变), 显示在脊高 a 为 910 nm、脊

宽 b 为 902 nm 附近时, BSBS 总增益系数可高达约 $5.31 \times 10^4 \text{ W}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$. 图 6(b) 是该结构波导在脊高与脊宽同时变化时光场与声场有效模场面积之积倒数的分布, 同样显示在脊高 a 为 910 nm、脊宽 b 为 902 nm 附近时光场与声场有效模场面积之积的倒数最大. 将图 6(a) 和图 6(b) 对比分析, 发现 BSBS 总增益系数与光场与声场有效模场面积之积倒数的分布结果基本一致, 因此当该结构下的脊高与脊宽变化时, 波导的声光场有效模场面积之积越小, BSBS 增益系数越高.

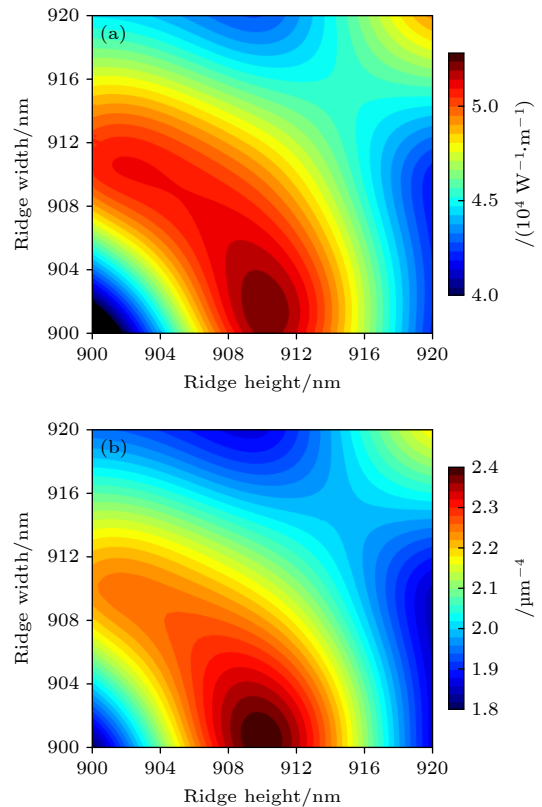


图 6 脊高 a 与脊宽 b 同时变化时的范围为 900—920 nm: (a) BSBS 总增益系数的分布; (b) 声场与光场有效模场面积之积的倒数分布

Fig. 6. Range when the ridge height a and width b change simultaneously is 900–920 nm: (a) Distribution of the BSSB total gain coefficient; (b) distribution of the reciprocal that product of the effective mode field area of acoustic and optical field.

在上述优化得到波导脊高 a 为 910 nm、脊宽 b 为 902 nm 的结构参数下, 对波导厚度 e 进行优化, 图 7 是 BSBS 总增益系数、声场与光场有效模场面积之积的倒数随波导厚度 e 的变化关系. 图 7 显示波导厚度 e 为 250 nm 时, BSBS 总增益系数达到最大值 $8.22 \times 10^4 \text{ W}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$, 比初始结构(空气

狭缝宽度 d 为 4 nm、脊高 a 为 1500 nm、脊宽 b 为 1000 nm、波导厚度 e 为 600 nm) 的波导布里渊增益系数明显提高, 在此处的声场与光场有效模场面积之积的倒数也达到最大值; 且两者有一致的变化趋势, 表明在改变该结构下的波导厚度时, 对于同一光学模式与声学模式下声光有效模场面积之积越小, BSBS 总增益系数越大. 该结论与改变波导的空气狭缝宽度 d 以及脊高 a 与脊宽 b 变化时一致, 因此, 可归纳声光场有效模场面积之积越小 BSBS 总增益系数越大.

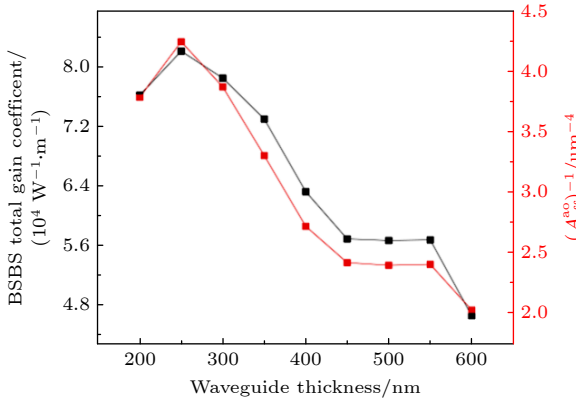


图 7 BSBS 总增益系数与声光场有效模场面积之积的倒数随波导厚度 e 变化关系. 波导尺寸为 $a = 910$ nm, $b = 902$ nm, $c = 100$ nm, $d = 4$ nm

Fig. 7. BSBS total gain coefficient and reciprocal which the product of effective mode field area of the acoustic field and the optical field varied with waveguide thickness e . The size of the waveguide structure: $a = 910$ nm, $b = 902$ nm, $c = 100$ nm, $d = 4$ nm.

3.4 光学损耗对 BSBS 的影响

(3) 式和 (4) 式表明光学损耗对 BSBS 存在一定的影响, 除了考虑其中的线性光学损耗外, 还应考虑其非线性光学损耗. 对于硫系波导, 在光通信波段不存在 FCA, 其非线性光学损耗主要表现为较低的 TPA^[23], 因此 (3) 式和 (4) 式改写为

$$\frac{dP_p}{dz} = -(\alpha + \beta P_p) P_p, \quad (13)$$

$$\frac{dP_s}{dz} = \alpha P_s + (-G + 2\beta) P_p P_s. \quad (14)$$

根据 (14) 式, 在 BSBS 中实现斯托克斯放大, 必须满足以下条件:

$$\alpha + (-G + 2\beta) P_p < 0. \quad (15)$$

引入 BSBS 品质因数 $\mathcal{F} = G/(2\beta)$ 来表征在光学损耗影响下的 SBS 强度, 仅当满足 $\mathcal{F} > 1$ 时,

才能在波导的 BSBS 中实现斯托克斯放大^[14,20]. 因此由 (15) 式可知, 泵浦光功率存在阈值 P_p^{min} 为

$$P_p^{\text{min}} = \frac{\alpha}{2\beta(\mathcal{F} - 1)}. \quad (16)$$

因此, 对于仅考虑线性光学损耗及 TPA 的非线性光学损耗的一定长度 L 的硫系波导, 其斯托克斯光波放大即 BSBS 增益可表示为^[20]

$$A(L) = \frac{10}{\ln 10} \left\{ -\alpha L + (G - 2\beta) \times [\ln(1 + \beta P_p [1 - \exp(-\alpha L)] / \alpha)]^{1/\beta} \right\}. \quad (17)$$

通过对 (17) 式求导, 可以获得最大 BSBS 增益时对应的波导长度最优值 L_{OPL} 为

$$L_{\text{OPL}} = \frac{1}{\alpha} \ln \left[\frac{P_p(G - \beta)}{\beta P_p + \alpha} \right]. \quad (18)$$

采用热熔融回流法制备的小模场面积的硫系倒脊型光波导, 其线性光学损耗系数 α 约 16.1 m^{-1} (0.7 dB/cm)^[16]. 根据文献 [20, 26] 可计算 TPA 系数 β 与 BSBS 品质因数 \mathcal{F} 随空气狭缝宽度的变化关系, 如图 8 所示, 显示 TPA 系数与 BSBS 品质因数 \mathcal{F} 都随空气狭缝宽度 d 增大而减小, 且 BSBS 品质因数 \mathcal{F} 都远大于 1, 因此空气狭缝宽度在 2—20 nm 内时, 都满足实现斯托克斯光波放大条件.

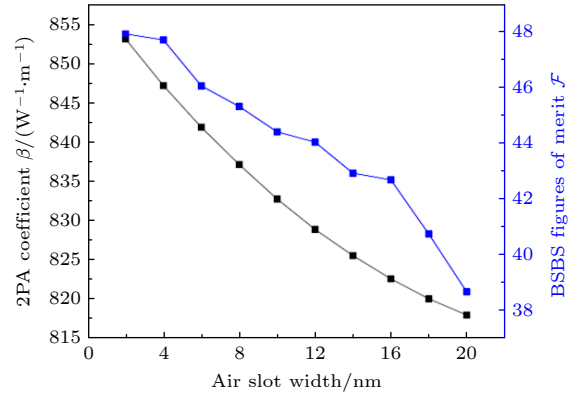


图 8 TPA 系数 β 与 BSBS 品质因数 \mathcal{F} 随空气狭缝宽度 d 变化关系. 波导结构参数为 $a = 910$ nm, $b = 902$ nm, $c = 100$ nm, $e = 250$ nm

Fig. 8. TPA coefficient β and the BSBS figures of merit \mathcal{F} varied with air slot width d . Size of the waveguide structure: $a = 910$ nm, $b = 902$ nm, $c = 100$ nm, $e = 250$ nm.

选择空气狭缝宽度为 4 nm 时的非线性光学损耗参数 β 和 BSBS 品质因数 \mathcal{F} 以及文献 [16] 中的线性损耗参数 α , 可利用 (17) 式得出斯托克斯光波放大在不同泵浦光功率下与波导长度的变化

关系,如图 9(a) 所示. 图 9(a) 显示斯托克斯光波放大(即 SBS 增益)在短的波导长度内随着波导长度增大而快速增大,但到极大值后会随着波导长度的增大而缓慢减小,且随着输入的泵浦光功率增大, SBS 增益极大值也增大. 图 9(b) 是通过 (18) 式计算获得波导长度最优值随所输入的泵浦光功率的变化关系,显示该波导长度最优值在泵浦光功率超过 0.2 mW (即泵浦光阈值功率 P_p^{\min}) 后随着泵浦光功率的增大而快速增大,但在达到一定值后增大趋势迅速变缓. 考虑硫系波导的光学损耗时,图 9(a) 和图 9(b) 表明当波导长度超过最优值,由于光学损耗带来的能量损失将会超过泵浦光输入的能量,造成斯托克斯光波功率开始下降;而增大泵浦光功率不仅可以提高斯托克斯光波功率可达到的极大值,同时还会增大波导长度的最优值.

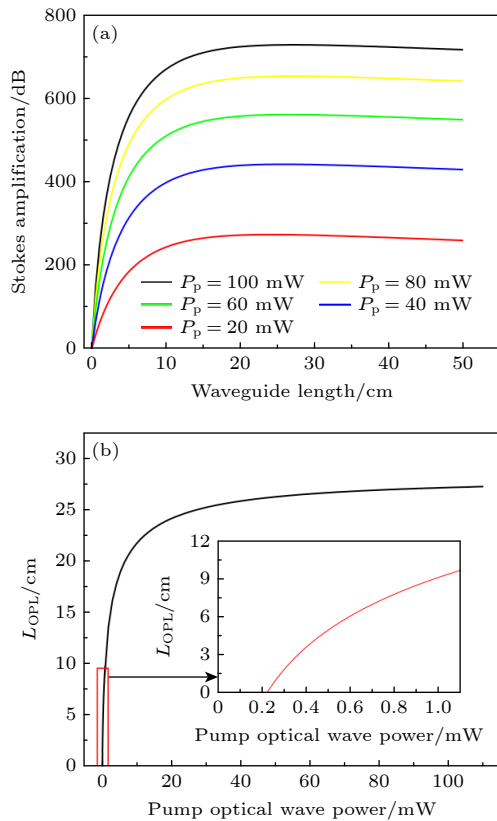


图 9 (a) 不同泵浦光功率下斯托克斯放大与波导长度间的变化关系; (b) 波导长度最优值与泵浦光功率间的变化关系. 波导结构参数为 $a = 910$ nm, $b = 902$ nm, $c = 100$ nm, $d = 4$ nm, $e = 250$ nm

Fig. 9. (a) The Stokes amplification varied with the waveguide length under the different pump optical wave power; (b) optimal value of waveguide length varied with pump optical wave power. The size of the waveguide structure: $a = 910$ nm, $b = 902$ nm, $c = 100$ nm, $d = 4$ nm, $e = 250$ nm.

图 9(a) 还显示在该结构波导参数下,所输入的泵浦光功率为 20 mW 时, SBS 增益达到 100 dB,波导长度仅需要 2 cm. 对比目前报道中长度为 23 cm 的硫系波导,其斯托克斯放大至 52 dB 泵浦光功率则需要约 270 mW^[27],本文提出的硫系波导结构具有更低的泵浦光抽运功率,更短的波导长度,从而更利于片上集成.

4 结 论

本文分析设计了一种带空气狭缝的倒置结构硫系脊型光波导,优化波导结构参数发现在空气狭缝宽度为 4 nm、脊高为 910 nm、脊宽为 902 nm、波导厚度为 250 nm、空气狭缝距离边界为 100 nm 的结构下,波导的 BSBS 增益系数可高达 $8.22 \times 10^4 \text{ W}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$,与目前报道的非悬浮硫系光波导后向受激布里渊增益系数相比有明显提高. 同时指出 BSBS 增益系数与声光场有效模场面积存在关联,计算结果显示该结构的波导在同一种光学和声学模式下,波导有效模场面积越小,波导具有更高的 BSBS 增益系数. 另外,在考虑通信波段内硫系玻璃的光学损耗情况下,发现当波导长度超过最优值后,由于光学损耗导致的能量损失将会超过泵浦光输入的能量,造成斯托克斯光波功率开始下降,而增大泵浦光功率不仅可以提高斯托克斯光波功率的极大值,还会增大波导长度的最优值. 同时经过计算表明在所输入的泵浦光功率为 20 mW 时, SBS 增益达到 100 dB 波导长度仅需要 2 cm,对比目前报道的硫系波导,具有更低的泵浦光抽运功率和更短的波导长度. 该结构在硫系片上集成光子器件中对实现高 SBS 增益具有参考价值,并为进一步提高布里渊增益系数提供了新设计思路.

参考文献

- [1] Dainese P, Rusell P, Joly N, Knight J, Wiederhecker G, Fragnito H, Laude V, Khelif A 2006 *Nature Phys.* **2** 388
- [2] Zhu Z, Gauthier D J, Boyd R W 2007 *Science* **318** 1748
- [3] Gundavarapu S, Brodnik G M, Puckett M, Huffman T, Bose D, Behumin R, Wu J, Qiu T, Pinho C, Chauhan C, Nohava J, Rakich P T, Nelson K D, Salit M, Blumenthal D J 2019 *Nat. Photonics* **13** 60
- [4] Hu K, Yi L L, Wei W, Hu W S 2019 *Chin. Opt. Lett.* **17** 060603
- [5] Sharma D K, Tripathi S M 2020 *J. Non-Cryst. Solids* **542** 120114
- [6] Kobayakov A, Sauer M, Chowdhury D 2010 *Adv. Opt.*

Photonics 2 1

- [7] Kittlaus E A, Shin H, Rakich P T 2016 *Nat. Photonics* **10** 463
- [8] Diamandi H H, Zadok A 2019 *Nat. Photonics* **13** 9
- [9] Deroh M, Kibler B, Lemiere A, Desevedavy F, Smektala F, Maillotte H, Sylvestre T, Beugnot J C 2019 *Appl. Opt.* **58** 6365
- [10] Morrison B, Casas-Bedoya A, Ren G, Vu K, Liu Y, Zarifi A, Nguyen T G, Choi D Y, Marpaung D, Madden S J, Mitchell A, Eggleton B J 2017 *Optica* **4** 847
- [11] Eggleton B J, Luther-Davies B, Richardson K 2011 *Nat. Photonics* **5** 141
- [12] Laer R V, Kuyken B, Thourhout D V, Baets R 2014 *Opt. Lett.* **39** 1242
- [13] Jouybari S N 2018 *Photonics Nanostruct. Fundam. Appl.* **29** 8
- [14] Zhou L, Lu Y G, Fu Y Y, Ma H X, Du C L 2019 *Opt. Express* **27** 24953
- [15] Wang W Y, Yu Y, Li Y F, Wang G, Li K, Wang Z Y, Song C Y, Li S S, Li Y H, Liu T Y, Yan X S, Wang Y L, Liu Z W 2022 *Acta Phys. Sin.* **71** 024203 (in Chinese) [王武越, 于宇, 李云飞, 王秉, 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 2022 物理学报 **71** 024203]
- [16] Qi R Z, Zhai Y F, Zhang W, Huang Y D 2022 *Acta Photonica Sin.* **51** 0551303 (in Chinese) [齐人铎, 翟彦芬, 张巍, 黄翊东 2022 光子学报 **51** 0551303]
- [17] Qiu W J, Rakich P T, Shin H, Dong H, Soljačić M, Wang Z 2013 *Opt. Express* **21** 31402
- [18] Agrawal G P 2005 *Nonlinear Fiber Optics* **18** 1
- [19] Byrnes A, Pant R, Li R, Choi D Y, Poulton C G, Fan S, Madden S, Luther-Davies B, Eggleton B J 2012 *Opt. Express* **20** 18836
- [20] Wolff C, Gutsche P, Steel M J, Eggleton B J, Poulton C G 2015 *J. Opt. Soc. Am. B: Opt. Phys.* **32** 1968
- [21] Mirnaziry S R, Wolff C, Steel M J, Eggleton B J, Poulton C G 2016 *Opt. Express* **24** 4786
- [22] Rakich P T, Davids P, Wang Z 2010 *Opt. Express* **18** 14439
- [23] Eggleton B J, Poulton C G, Pant R 2013 *Adv. Opt. Photonics* **5** 536
- [24] Zou L E, Wang G R, Shen Y, Chen B X, Mamoru I 2011 *J. Semicond.* **32** 112004
- [25] Ren G B, Wang Z, Lou S Q, Jian S S 2004 *Acta Electronica Sin.* **32** 5 (in Chinese) [任国斌, 王智, 娄淑琴, 简水生 2004 电子学报 **32** 5]
- [26] Wolff C, Steel M J, Eggleton B J, Poulton C G 2015 *Phys. Rev. A* **92** 013836
- [27] Choudhary A, Morrison B, Aryanfar I, Shahnian S, Pagani M, Liu Y, Vu K, Madden S, Marpaung D, Eggleton B J 2017 *J. Lightwave Technol.* **35** 846

Study on backward stimulated Brillouin scattering of chalcogenide inverted-ridge optical waveguide with air slot*

Yang Xi-Fei Shang Lei Zou Lin-Er[†] Shen Yun

(*School of Physics and Materials Science, Nanchang University, Nanchang 330031, China*)

(Received 4 August 2023; revised manuscript received 12 September 2023)

Abstract

The stimulated Brillouin scattering (SBS) effect has the advantages of narrow spectral line width, frequency stability, and sensitivity to gain direction, which is commonly used in the field of integrated photonic devices, such as lasers, slow light generation and microwave photonic filters. In practical applications, due to the low gain coefficient of SBS in traditional chalcogenide waveguides, there are high threshold of pumping power and long waveguide length. In this work, an inverted-ridge waveguide structure with air slot is designed by adopting As_2S_3 and SiO_2 , which presents high backward stimulated Brillouin scattering (BSBS) gain coefficient. This chalcogenide inverted-ridge optical waveguide with air slot can better confine the optical field and acoustic field within the ridge region for improving the coupling efficiency between optical field and acoustic field. More significantly, adding an air slot into the ridge region of this chalcogenide waveguide will produce powerful radiation pressure at the boundary between the air slot and As_2S_3 . Owing to the fact that the acoustic field is mainly distributed near the air slot in the ridge region, the coupling effect of the radiation pressure and acoustic field is significantly enhanced, leading to a significant increase in BSBS gain coefficient. In this work, the optical fundamental mode as optical mode due to the chalcogenide waveguide with submicron size structure and the six lowest order acoustic modes that meet the matching vector conditions as acoustic mode are calculated, and it is found that the fifth order acoustic mode achieves a maximum BSBS gain coefficient in the six acoustic modes. On this basis, by scanning the waveguide structural parameters of the air slot width, waveguide ridge width and height, and waveguide thickness, the BSBS gain coefficient is as high as $8.22 \times 10^4 \text{ W}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$, which is more than three times the currently reported chalcogenide waveguide with non-suspended structure. Additionally, the calculation results also indicate that this chalcogenide waveguide with a smaller effective mode field area has a higher BSBS gain coefficient in the same optical mode and acoustic mode, providing a new idea for further improving the BSBS gain coefficient in the design of waveguide structure. At the same time, the influence of optical loss on BSBS gain is also analyzed, and it is found that when the waveguide length exceeds the optimal value, the lost energy caused by the optical loss will be beyond the input energy of the pump optical wave, causing the power of the Stokes optical wave to begin to decrease. However, the improvement of the power of pump optical wave not only increases the maximum power of the Stokes optical wave, but also raises the optimal value of the waveguide length. The results of simulation calculation show that when the input power of pump optical wave is about 20 mW, this chalcogenide waveguide with only 2 cm waveguide length has a BSBS gain of 100 dB, which has the advantages of low pumping power and short waveguide length in the currently reported on-chip integration of chalcogenide waveguides.

Keywords: stimulated Brillouin scattering, chalcogenide optical waveguide, effective mode field area, optical loss

PACS: 42.65.-k, 42.65.Es, 42.65.Wi, 42.70.Nq

DOI: [10.7498/aps.73.20231272](https://doi.org/10.7498/aps.73.20231272)

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 62165008) and the Natural Science Foundation of Jiangxi Province, China (Grant No. 20212ACB201007).

[†] Corresponding author. E-mail: linerzou@ncu.edu.cn

带空气狭缝倒置结构的脊型硫系光波导后向受激布里渊散射研究

杨熙飞 尚磊 邹林儿 沈云

Study on backward stimulated Brillouin scattering of chalcogenide inverted-ridge optical waveguide with air slot

Yang Xi-Fei Shang Lei Zou Lin-Er Shen Yun

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 73, 014206 (2024) DOI: 10.7498/aps.73.20231272

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231272>

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

水中受激拉曼散射的能量增强及受激布里渊散射的光学抑制

Enhanced stimulated Raman scattering by suppressing stimulated Brillouin scattering in liquid water

物理学报. 2019, 68(4): 044201 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20181548>

M型少模光纤中模间受激布里渊散射特性及其温度和应变传感特性

Inter-mode stimulated Brillouin scattering and simultaneous temperature and strain sensing in M-shaped few-mode fiber

物理学报. 2020, 69(11): 114203 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200103>

水体参数对受激布里渊散射阈值及增益的影响

Influence of water parameters on threshold value and gain coefficient of stimulated Brillouin scattering

物理学报. 2021, 70(15): 154205 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210326>

铟锡氧化物薄膜表面等离子体损耗降低的研究

Reduction of surface plasma loss of indium tin oxide thin films by regulating substrate temperature

物理学报. 2018, 67(18): 180201 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180794>

脊型悬浮波导布里渊激光器

Ridge-type suspended waveguide Brillouin laser

物理学报. 2022, 71(2): 024203 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211539>

皮秒激光驱动下的背向受激布里渊散射的光谱结构

Spectral structures of backward stimulated Brillouin scattering driven by a picosecond laser

物理学报. 2021, 70(19): 195202 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210568>