



一种可用于轨道角动量的受激布里渊放大的光子晶体光纤放大器

赵丽娟 赵海英 徐志钮

Design of photonic crystal fiber amplifier based on stimulated Brillouin amplification for orbital angular momentum

Zhao Li-Juan Zhao Hai-Ying Xu Zhi-Niu

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 71, 074206 (2022) DOI: 10.7498/aps.71.20211909

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211909>

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

长周期多芯手征光纤轨道角动量的调制

Modulation of orbital angular momentum in long period chirally-coupled-cores fiber

物理学报. 2019, 68(6): 064211 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20182036>

海洋湍流对光子轨道角动量量子通信的影响

Effects of ocean turbulence on photon orbital angular momentum quantum communication

物理学报. 2022, 71(1): 010304 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211146>

基于双层超表面的宽带、高效透射型轨道角动量发生器

Wideband and high efficiency orbital angular momentum generator based on bi-layer metasurface

物理学报. 2021, 70(3): 038101 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20200975>

基于平面相控阵的轨道角动量涡旋电磁波扫描特性

Beam steering of orbital angular momentum vortex wave based on planar phased array

物理学报. 2021, 70(23): 238401 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20211119>

利用衍射光栅探测涡旋光束轨道角动量态的研究进展

Progress of detecting orbital angular momentum states of optical vortices through diffraction gratings

物理学报. 2018, 67(3): 034201 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20171899>

圆柱型光纤螺线圈轨道角动量模式

Orbital angular momentum mode of cylindrical spiral wave-guide

物理学报. 2020, 69(5): 054207 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20190997>

一种可用于轨道角动量的受激布里渊放大的光子晶体光纤放大器*

赵丽娟¹⁾²⁾³⁾ 赵海英¹⁾ 徐志钮^{1)†}

1) (华北电力大学电气与电子工程学院, 保定 071003)

2) (华北电力大学, 河北省电力物联网技术重点实验室, 保定 071003)

3) (华北电力大学, 保定市光纤传感与光通信技术重点实验室, 保定 071003)

(2021年10月14日收到; 2021年11月16日收到修改稿)

为了实现高纯度轨道角动量模式的传输和放大, 本文提出了一种可用于轨道角动量的受激布里渊放大的光子晶体光纤放大器并对其结构进行了设计. 利用有限元法在 C 波段内对该光子晶体光纤放大器的传输性能进行了系统分析, 研究表明, 该光子晶体光纤放大器可支持 66 种轨道角动量模式的高纯度传输和放大, 其传输的轨道角动量模式的纯度均高于 99.4%. 通过对不同拓扑荷数的轨道角动量模式的布里渊增益谱进行系统的分析, 发现均具有较高的布里渊增益系数 ($> 7 \times 10^{-9}$ m/W), 与现有的性能最优的 OAM 放大器相比提高了 4—5 个数量级, 实现了较高的信号增益. 该光子晶体光纤放大器的综合性能显著优于现有基于受激布里渊放大的光纤放大器和掺杂稀土离子的光纤放大器, 这使其能够稳定、准确地对 OAM 模式进行同步放大和长距离传输, 为轨道角动量模式激光系统的设计提供了一种可能.

关键词: 轨道角动量, 受激布里渊放大, 大信号增益, 光子晶体光纤

PACS: 42.81.Bm, 42.81.Dp, 42.81.Qb, 42.65.-k

DOI: 10.7498/aps.71.20211909

1 引言

1992 年, Allen 等^[1]提出有方位依赖性的光束携带有与偏振无关的角动量, 即轨道角动量 (orbital angular momentum, OAM). 与普通高斯光束相比, 轨道角动量光束的典型特征是具有螺旋相位结构和环形强度分布, 由于 OAM 模式在理论上具有无限的拓扑荷值, 且不同的 OAM 模式之间相互正交, 所以在相同的带宽下轨道角动量复用可以显著提高系统的频谱效率, 将其作为载波应用到通信系统中可以大大提高光通信的能力和效率.

高纯度轨道角动量模式的产生、放大和传输都

是实现其应用的基础, 科研人员已经提出了多种产生 OAM 光束的方法, 包括空间光调制器^[2]、螺旋相位板^[3]、计算机生成全息图^[4]、q-板^[5]等. OAM 光束的纯度^[6]、透射谱^[7]和放大等特性引起了研究者的兴趣, 他们认为 OAM 光束比线偏振模式更适合作为信息载体, 为了满足长距离光通信的应用需求, 必须实现不同轨道角动量模式的同步放大, 如何实现是需要面临的问题. 现有的可用于 OAM 模式放大的技术方案有两种, 一种是直接利用稀土掺杂增益介质对所需的轨道角动量模式进行放大^[8]; 另一种是基于光参量放大效应对所需的轨道角动量模式进行放大^[9]. 与传统直接利用稀土离子的能级跃迁实现光放大不同, 光参量放大过程中不存在

* 国家自然科学基金 (批准号: 62171185, 61775057)、河北省自然科学基金 (批准号: E2019502177, E2020502010)、中央高校基本科研业务费专项资金 (批准号: 2021MS072) 和河北省省级科技计划 (SZX2020034) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: wzcnjxx@163.com

实际的能级,其增益源于非线性介质中光场之间的相互作用,这一本质区别使得光参量放大具有波段灵活性大、调谐范围宽、无自发辐射放大等诸多优点.布里渊非线性效应是一种典型的三阶光学非线性效应,基于布里渊非线性效应的放大过程需要满足严格的相位匹配条件,因此可以应用于高纯度低噪声的轨道角动量光束放大.2007年,Devaux和Passier^[10]首次利用BBO晶体的非线性效应对OAM光束实现了参量放大.2015年,Gao等^[9]展示了基于光声相互作用的轨道角动量模式的准参量放大,在基于布里渊效应的光学放大器中,得到了拓扑荷值为1的OAM模式的有效放大.2018年,Prabhakar等^[11]通过受激布里渊散射得到了光纤中OAM模式的相位共轭,同时观察到拓扑荷值为9,10,11和12的相位共轭模式与拓扑荷值为11的泵浦模式具有相似的受激布里渊散射(stimulated Brillouin scattering, SBS)增益,而其他模式的增益显著降低.2019年,Sheng等^[12]利用轨道角动量模式分离过滤,提出了一种可以低噪声、高增益地放大微弱的LG₀₂光学信号的机制.同年,Li等^[13]通过在布里渊放大介质池前成像OAM模式在非线性质中传播的波源,实现了对不同阶的OAM模式进行平稳有效的增益放大.这些结果都表明SBA过程是一种可以放大OAM信号的较好的选择,该方法不仅能有效放大OAM模式,输出光信号的信噪比也比传统方法要高.然而,现有研究都是通过含有液体介质FC-40,FC-20,FC-72或CS₂的受激布里渊放大介质池^[9,12-14]来实现高增益、低噪声放大,只考虑了OAM模式放大的实现没有考虑OAM模式的特性,不能有效保证通信系统中传输的OAM模式的数量和纯度,也就无法兼顾通信系统的长距离与大容量传输.而具有灵活的可设计性的光子晶体光纤(photonic crystal fiber, PCF)可以通过结构的设计和参数的调整来实现所传输的OAM模式的数量和纯度等特性的优化,且相比于受激布里渊放大介质池其传输长度不受限制.2020年,Kabir等^[15]通过设计一种环形结构中填充Schott Sulfur difluoride (SF₂)的光子晶体光纤实现了48种OAM模式的稳定传输,模式纯度均高于95%,但并未探究其用于OAM模式放大的性能.综上所述,现有的OAM放大器中包括利用受激布里渊放大介质池实现的类型^[9,12-14]、掺铒光纤放大器^[16]、掺铈光子晶体光纤放大器^[17]、掺镨光纤

放大器^[18].这些工作显著提升了光纤通信系统的容量和传输距离,但是单一的受激布里渊放大机制或光子晶体光纤未能充分结合利用以实现OAM模式放大,基于受激布里渊放大实现OAM模式放大的光子晶体光纤放大器还未见文献报道,其在实现大容量和长距离的光纤通信系统方面是一个极具潜力的方式,将极大程度地改善光纤通信系统的传输特性.

为了更好地实现OAM模式的同步放大和准确传输,本文提出了基于受激布里渊放大的光子晶体光纤放大器(stimulated Brillouin amplification-photonic crystal fiber amplifier, SBA-PCFA).该光纤包层中的空气孔呈环形分布,包围着纤芯的环芯中含有高折射率物质,本文通过调整光纤参数并利用有限元法(finite element method, FEM)求解电磁场对该光子晶体光纤放大器进行了优化,分析了最优结构中不同OAM模式在C波段(1530—1565 nm)的传输特性和布里渊散射特性.该光子晶体光纤放大器可支持高达66种轨道角动量模式的高纯度传输和放大,所支持的OAM模式数量是现有研究的1.7—11倍^[12,13],其传输的轨道角动量模式的纯度均高于99.4%.不同拓扑荷数的OAM模式的最大布里渊增益系数均大于 7×10^{-9} m/W,比目前已知的性能最优的OAM放大器提高4—5个数量级^[8,19],实现了较高的信号增益.该光子晶体光纤放大器的综合性能显著优于现有基于受激布里渊放大的光纤放大器和掺杂稀土离子的光纤放大器,这使得该光子晶体光纤放大器能够稳定、准确地对OAM模式进行同步放大和长距离传输,为轨道角动量模式激光系统的设计提供了一种可能.

2 理论模型

2.1 支持的OAM模式

在光纤传输中,有TM模、TE模、HE模、EH模4种本征模式,OAM模式由相位差为 $\pi/2$ 的HE模或EH模的奇、偶模式相互叠加而成,具体叠加方式如(1)式和(2)式所示,但TE模、TM模不能结合成稳定传输的OAM模式,故不考虑.

$$\left. \begin{aligned} \text{OAM}_{\pm l, m}^{\pm} &= \text{HE}_{l+1, m}^{\text{even}} \pm j\text{HE}_{l+1, m}^{\text{odd}} \\ \text{OAM}_{\pm l, m}^{\mp} &= \text{EH}_{l-1, m}^{\text{even}} \pm j\text{EH}_{l-1, m}^{\text{odd}} \end{aligned} \right\} (l > 1), \quad (1)$$

$$\left. \begin{aligned} \text{OAM}_{\pm l, m}^{\pm} &= \text{HE}_{2, m}^{\text{even}} \pm j\text{HE}_{2, m}^{\text{odd}} \\ \text{OAM}_{\pm l, m}^{\mp} &= \text{TM}_{0, m} \pm j\text{TE}_{0, m} \end{aligned} \right\} (l = 1), \quad (2)$$

其中, l 是拓扑荷数, m 是径向阶数, j 表示 $\pi/2$ 相偏; HE^{even} , HE^{odd} , EH^{even} 和 EH^{odd} 分别为 HE 模式和 EH 模式的奇模、偶模; OAM 的上标符号中“+”和“-”分别表示右旋圆偏振和左旋圆偏振, 下标中的“+”和“-”代表 OAM 光束波前旋转的方向. 因此, 当 $l = 1$ 时, 存在 2 种 OAM 模式, 当 $l > 1$ 时, 同一拓扑荷数下存在 4 种 OAM 模式; 而当 $m > 1$ 时, 由于产生的“意外退化”现象不支持 OAM 模式^[20]. 因此, 只取 $m = 1$ 来计算 OAM 模式.

2.2 OAM 模式的受激布里渊放大模型

基于受激布里渊散射的 OAM 模式放大可以描述为波长分别为 λ_1 和 λ_2 的泵浦光和 OAM 信号光通过激发的声波场进行的非线性相互作用, 其光场可以描述为

$$E(z, t) = E_1(z, t) + E_2(z, t), \quad (3)$$

其中, $E_1(z, t)$ 和 $E_2(z, t)$ 分别为泵浦光和信号光, 当泵浦光和信号光携带有轨道角动量时可以表述为

$$E_1(z, t) = A_1(z, t) \exp[i(k_1 - \omega_1 t)] \exp(il_1\theta) + \text{c.c.}, \quad (4)$$

$$E_2(z, t) = A_2(z, t) \exp[i(k_2 - \omega_2 t)] \exp(il_2\theta) + \text{c.c.}, \quad (5)$$

其中, A_1 和 A_2 分别为泵浦光和信号光的振幅; $k_1 = 2\pi/\lambda_1$ 和 $k_2 = 2\pi/\lambda_2$ 分别为泵浦光和信号光的波矢, ω_1 和 ω_2 分别为泵浦光和信号光的角频率, l_1 和 l_2 分别为泵浦光和信号光的拓扑荷数, c.c. 为取前式复共轭.

当信号光携带 OAM 模式时, 激发的声波场可以描述为

$$\rho(z, t) = \rho_0 + [\rho(z, t) \exp[i(qz - \Omega t)] \exp(il_3\theta) + \text{c.c.}] \quad (6)$$

其中, ρ_0 为材料平均密度, $q = k_1 + k_2$ 为声波波矢, Ω 为声波频率, l_3 为声波的拓扑荷数. 当 $l = 0$ 时, 意味着光场或者声波场不存在轨道角动量, 根据轨道角动量光场的动量守恒, 存在 $l_3 = l_1 - l_2$ ^[9].

当光纤受到电致伸缩效应时, 其光纤材料密度遵循声波波动方程:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} - \Gamma' \nabla^2 \frac{\partial \rho}{\partial t} - v^2 \nabla^2 \rho \\ &= -\frac{1}{2} \varepsilon \gamma_e \nabla^2 \left\langle (E_1(z, t) + E_2(z, t))^2 \right\rangle, \quad (7) \end{aligned}$$

其中, $v = \Omega/q$ 是声波速度, γ_e 是光纤的电致伸缩常数, ε 是材料的介电常数, Γ' 表示声波的消逝系数. 经时空变换并做慢变振幅近似后得到

$$\begin{aligned} & \left\{ \left[-2i\Omega + \Gamma' \left(q^2 + \frac{l_3^2}{r^2} \right) - \Gamma' q \Omega \right] \frac{\partial \rho}{\partial t} \right. \\ & + \left[v^2 \left(q^2 + \frac{l_3^2}{r^2} \right) - \Omega^2 - i\Omega \Gamma' \left(q^2 + \frac{l_3^2}{r^2} \right) \right] \rho \\ & \left. - (2iqv^2 + q\Omega\Gamma') \frac{\partial \rho}{\partial z} \right\} \\ &= \varepsilon \gamma_e \left(q^2 + \frac{l_3^2}{r^2} \right) A_1 A_2^*, \quad (8) \end{aligned}$$

其中, r 为纤芯半径. 在稳态条件下 (8) 式简化为

$$\begin{aligned} & \left[v^2 \left(q^2 + \frac{l_3^2}{r^2} \right) - \Omega^2 - i\Omega \Gamma' \left(q^2 + \frac{l_3^2}{r^2} \right) \right] \rho \\ &= \varepsilon \gamma_e \left(q^2 + \frac{l_3^2}{r^2} \right) A_1 A_2^*, \quad (9) \end{aligned}$$

$$\rho(z, t) = \frac{\varepsilon \gamma_e \left(q^2 + \frac{l_3^2}{r^2} \right) A_1 A_2^*}{\left[v^2 \left(q^2 + \frac{l_3^2}{r^2} \right) - \Omega^2 - i\Omega \Gamma' \left(q^2 + \frac{l_3^2}{r^2} \right) \right]}. \quad (10)$$

则布里渊频移 (ν_B) 为

$$\nu_B = \sqrt{v^2 \left(q^2 + \frac{l_3^2}{r^2} \right)}, \quad (11)$$

布里渊线宽 (Γ_B) 为

$$\Gamma_B = \Gamma' \left(q^2 + \frac{l_3^2}{r^2} \right), \quad (12)$$

因此, (10) 式可写作

$$\rho(z, t) = \varepsilon \gamma_e \left(q^2 + \frac{l_3^2}{r^2} \right) \frac{A_1 A_2^*}{[\Omega_B^2 - \Omega^2 - i\Omega \Gamma_B]}. \quad (13)$$

进而, 其满足的洛伦兹分布的布里渊散射谱 (Brillouin gain spectrum, BGS) 为

$$g = g_0 \frac{\left[\Gamma' \left(q^2 + \frac{l_3^2}{r^2} \right) / 2 \right]^2}{\left[\sqrt{v^2 \left(q^2 + \frac{l_3^2}{r^2} \right) - \Omega^2} \right]^2 + \left[\Gamma' \left(q^2 + \frac{l_3^2}{r^2} \right) / 2 \right]^2}. \quad (14)$$

最大布里渊增益系数 (g_0) 为

$$g_0 = \frac{2\pi n_{\text{eff}}^7 \gamma_e^2}{c \lambda^2 \rho v \Gamma' \left(q^2 + \frac{l_3^2}{r^2} \right)}, \quad (15)$$

其中, c 是真空中光速, n_{eff} 为有效折射率. 可见,

在受激布里渊散射效应的作用下, 轨道角动量模式携带的拓扑荷数会对其布里渊增益谱产生一定的影响.

利用有限元法对本文提出的光子晶体光纤放大器的电磁场进行求解, 可得不同波长下光纤传输的 OAM 模式的有效折射率; 对其声波场进行求解, 可得相应波长下对应模式的声波速度; 将求得的有效折射率和声波速度代入 (11) 式—(15) 式, 可得各 OAM 模式的布里渊频移 (ν_B)、布里渊线宽 (Γ_B)、最大布里渊增益系数 (g_0) 以及布里渊散射谱.

3 SBA-PCFA 结构

在该 SBA-PCFA 中起到放大作用的核心部件为光子晶体光纤, 因此光纤结构的设计及优化是影响该光子晶体光纤放大器性能的至关重要的因素.

3.1 光纤结构设计

为了实现 OAM 模式在光纤中的准确传输, 光纤应该具有两个特性: 一个是所设计的光纤应具有环形折射率分布, 以实现 OAM 模式的环状模场分布; 另一个是两个相邻的本征模式之间应保持较大的折射率差 ($> 10^{-4}$), 否则, 光纤中的模式很容易耦合形成 LP 模^[21]. 而为了实现 OAM 模式在光纤中的有效放大, 应选择具有较高非线性的材料制作光纤, 使其受激布里渊效应更易被激发.

综合考虑上述要求以及该光纤在光通信系统中支持的 OAM 模式的数量、传输的 OAM 模式纯度、有效折射率差、色散、限制性损耗以及布里渊增益等, 本文设计了圆形空气孔呈环形分布的新型光子晶体光纤放大器, 并选择 Schott SF2 为光纤的背景材料, 圆环中填充具有高非线性的硫系玻璃 As_2Se_3 以提高光子晶体光纤放大器的布里渊增益系数^[22]. 如图 1 所示, 灰色区域表示 Schott SF2, 绿色区域表示 As_2Se_3 . 圆环外有 5 层圆形空气孔呈环状分布, 每层空气孔数量 $N_1 = 36$, 圆形空气孔从外到内直径依次为 $d_1 = 2 \mu\text{m}$, $d_2 = 1.6 \mu\text{m}$, $d_3 = 1.3 \mu\text{m}$, $d_4 = 1.1 \mu\text{m}$, $d_5 = 0.8 \mu\text{m}$, 圆环厚度为 a ;

圆环内有两层圆形空气孔按正六边形排列, 所包围的圆形空气孔直径依次为 $d_6 = 2 \mu\text{m}$, $d_7 = 0.8 \mu\text{m}$, r 为纤芯半径, 光纤直径为 $31.25 \mu\text{m}$.

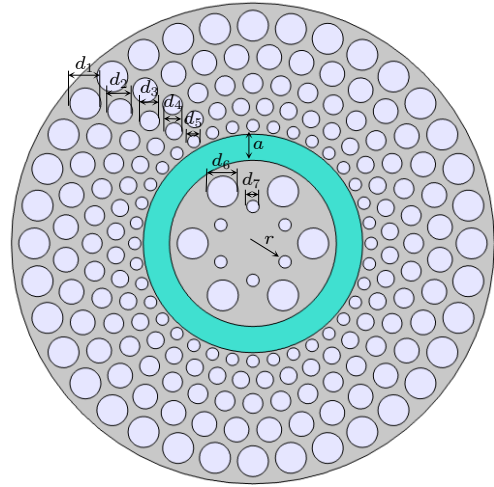


图 1 光子晶体光纤横截面示意图
Fig. 1. Schematic diagram of the proposed PCF.

该 PCF 的环形结构中填充的 As_2Se_3 折射率为 2.808, 密度为 4640 kg/m^3 , 声速为 2258 m/s , 电致伸缩常数为 0.266; 背景材料 Schott SF2 的密度为 2270 kg/m^3 , 声速为 5067.99 m/s , 折射率可由以下 Sellmeier 方程得到:

$$n(\lambda) = \sqrt{1 + \frac{B_1 \lambda^2}{\lambda^2 - C_1} + \frac{B_2 \lambda^2}{\lambda^2 - C_2} + \frac{B_3 \lambda^2}{\lambda^2 - C_3}}, \quad (16)$$

式中 n 为材料的折射率, λ 为入射光的波长, B_i 和 $C_i (i = 1, 2, 3)$ 为 Sellmeier 系数, 取值如表 1 所列.

3.2 光纤结构优化

由于光子晶体光纤的结构对其性能有较大的影响, 因此需要对其进行系统的分析以确定最佳结构. 本文采用有限元法在 C 波段 ($1530\text{--}1565 \text{ nm}$) 内对该 SBA-PCFA 进行了研究, 并采用厚度为光纤半径的 10% 的完美匹配层 (perfect matched layer, PML) 模拟边界吸收条件以提高分析结果的精度, 仿真过程中采用较细化网格剖分. 研究表明, 该 SBA-PCFA 的纤芯半径 (r) 和圆环厚度 (a) 对其放大性能和传输性能有着较为明显的影响, 但受结

表 1 Schott SF2 的 Sellmeier 系数
Table 1. Sellmeier coefficients of Schott SF2.

Coefficient	B_1	$C_1/\mu\text{m}^2$	B_2	$C_2/\mu\text{m}^2$	B_3	$C_3/\mu\text{m}^2$
Value	1.4734313	0.0109019	0.16368185	0.058568369	1.36920899	127.404933

构限制, 该 SBA-PCFA 的纤芯半径 (r) 和圆环厚度 (a) 分别要满足 $r \leq 2.4 \mu\text{m}$, $a \leq 1.9 \mu\text{m}$. 因此, 本文从 OAM 模式的传输性能和布里渊增益谱两个方面对纤芯半径和圆环厚度带来的影响进行了系统的分析.

3.2.1 优化纤芯半径 (r)

对纤芯半径取值为 $0.4 \mu\text{m} \leq r \leq 2.4 \mu\text{m}$ 时的光纤结构所支持的 OAM 模式数量进行了分析, 如图 2 所示, 该 SBA-PCFA 的环芯所支持的 OAM 模式数量随光纤半径的增大整体呈增加的趋势, 当纤芯半径大于 $2 \mu\text{m}$ 时, SBA-PCFA 所支持的 OAM 模式数量稳定在 66 种. 由于光纤所能稳定传输的 OAM 模式数量越多, 其在光纤通信系统中所能传输的信息容量就越大, 因此, 应取纤芯半径 $r \geq 2 \mu\text{m}$.

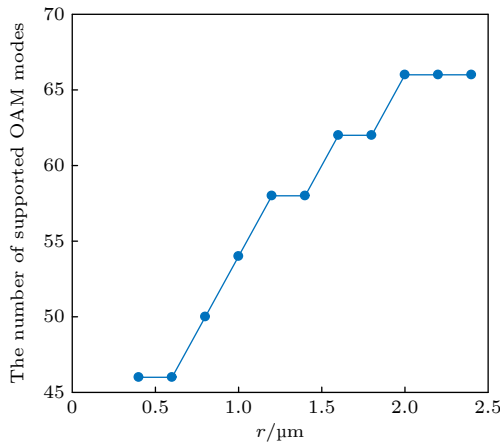


图 2 PCF 放大器支持的 OAM 模式数量随 r 的变化

Fig. 2. Number of OAM modes supported by the SBA-PCFA varies with r .

当该 SBA-PCFA 的纤芯半径取值范围为 $0.4 \mu\text{m} \leq r \leq 2.4 \mu\text{m}$ 时, 通过有限元法对不同拓扑荷数的 OAM 模式的有效折射率和声速进行求解, 并代入 (14) 式和 (15) 式, 可得其布里渊增益谱. 图 3 给出了波长为 1550 nm 时, 不同拓扑荷数的 OAM 模式的布里渊增益谱随纤芯半径的变化, 可见当拓扑荷数小于 4 时, 纤芯半径带来的影响可忽略不计, 其布里渊增益谱较为稳定, 而随着拓扑荷数的增大, 纤芯半径对布里渊增益谱的影响越来越明显; 随着纤芯半径的增大, OAM 模式的最大布里渊增益系数逐渐增大, 线宽逐渐减小, 同时纤芯半径对各 OAM 模式的布里渊增益谱的影响逐渐减弱, 当纤芯半径取 $2 \mu\text{m}$, $2.2 \mu\text{m}$ 和 $2.4 \mu\text{m}$ 时, 同一拓扑荷数的 OAM 模式的布里渊增益谱基

本重合. 因此, 为了使拓扑荷数不同的 OAM 模式得到同步放大以增加光纤通信系统的传输距离, 应取 $r \geq 2 \mu\text{m}$.

随着纤芯半径的增大, 包层中最外层空气孔与光纤的边缘越来越远, 也就增大了光纤制造难度. 综合光纤中 OAM 模式的传输性能、放大性能以及制造难度, 本文选取纤芯半径为 $2 \mu\text{m}$.

3.2.2 优化圆环厚度 (a)

利用有限元法对圆环厚度 (a) 取值为 $1.5 \mu\text{m} \leq a \leq 1.9 \mu\text{m}$ 时的光纤结构所支持的 OAM 模式数量和不同拓扑荷数的 OAM 模式的布里渊增益谱进行了分析. 波长为 1550 nm 时, 如图 4(a) 所示, 该 SBA-PCFA 的环芯所支持的 OAM 模式数量随圆环厚度的增大而减少; 如图 4(b) 所示, 随着圆环厚度的增大, OAM 模式的最大布里渊增益系数逐渐增大, 当圆环厚度大于 $1.7 \mu\text{m}$ 时, 其最大布里渊增益系数趋于稳定. 因此, 为了使尽可能多的 OAM 模式得到同步放大, 综合考虑, 取 $a = 1.7 \mu\text{m}$.

此外, 本文还对纤芯半径为 $2 \mu\text{m}$ 、圆环厚度为 $1.7 \mu\text{m}$ 时的光纤结构进行了收敛性检验以验证结果的可靠性, 结果表明, 随着网格细化程度的增大, 仿真结果在网格细化程度达到较细化时开始趋于稳定, 因此, 本文采用较细化的网格.

4 SBA-PCFA 性能

在传输 OAM 模式的光纤放大系统中, SBA-PCFA 所传输的矢量模式的有效折射率差决定了该系统中所传输的 OAM 模式是否能稳定传输; 而高纯度模式的传输和放大是实现光通信和非线性光学的基础, 同时, 也对信号传输的准确性起着至关重要的作用. 由于该光子晶体光纤放大器是基于受激布里渊散射这种非线性光学效应实现的, 因此对其非线性系数和受激布里渊散射谱的分析必不可少. 色散是导致脉冲展宽、模式不稳定的主要因素, 会限制系统传输距离和传输速率从而对光纤传输方案产生不利的影响; 而限制性损耗是限制 OAM 模式的长距离准确传输的重要参数. 因此, 为了保证该 SBA-PCFA 能够准确、稳定、长距离对 OAM 信号进行传输和放大, 本文在 C 波段 ($1530\text{--}1565 \text{ nm}$) 内对其有效折射率差、模式纯度、非线性系数、色散、限制性损耗和布里渊增益谱进行了系统的分析.

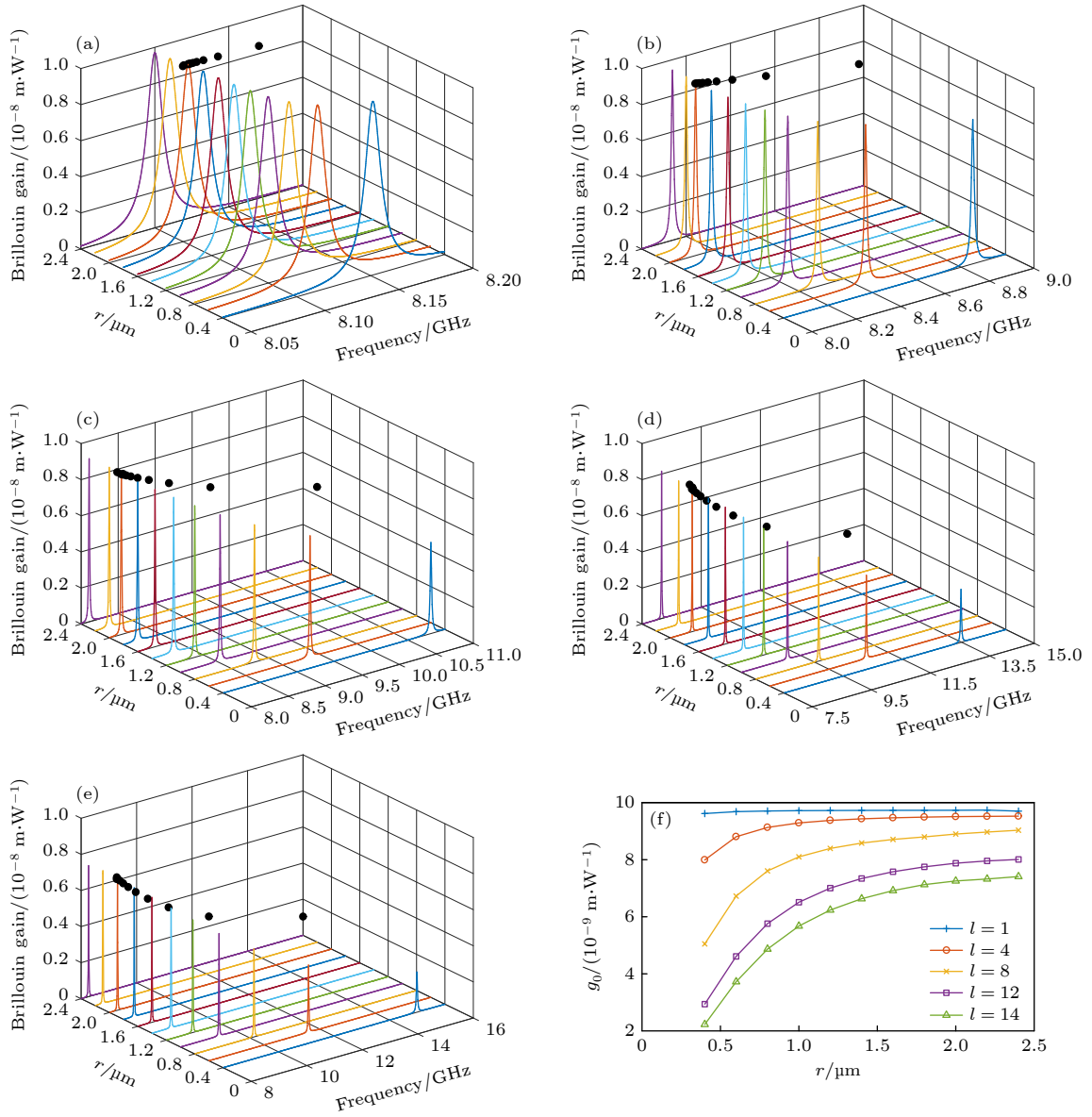


图 3 不同拓扑荷的 OAM 模式的 BGS 随纤芯半径变化 (a) $l=1$; (b) $l=4$; (c) $l=8$; (d) $l=12$; (e) $l=14$; (f) g_0 随 r 的变化
 Fig. 3. The BGS of OAM modes with different topological charges varies with r : (a) $l=1$; (b) $l=4$; (c) $l=8$; (d) $l=12$; (e) $l=14$; (f) g_0 varies with r .

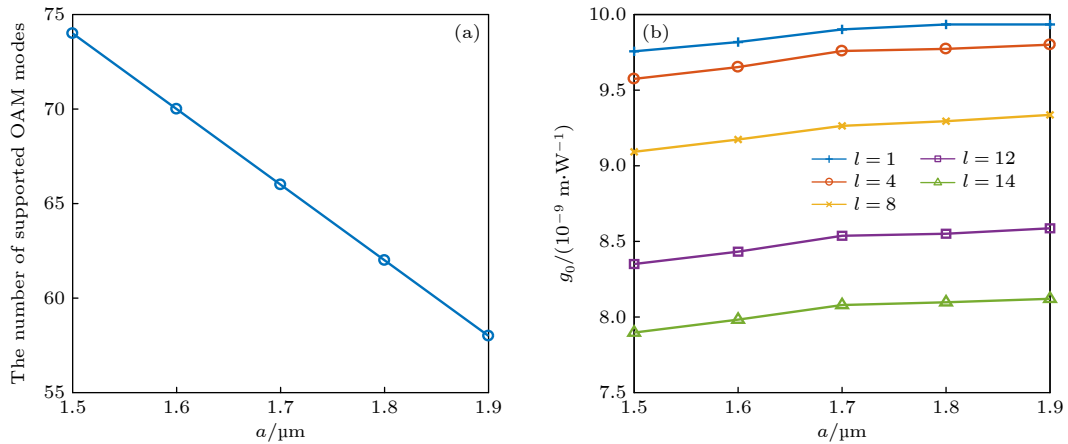


图 4 (a) 支持的 OAM 模式数量随 a 的变化; (b) g_0 随 a 的变化
 Fig. 4. (a) Number of supported OAM modes varies with a ; (b) g_0 varies with a .

4.1 有效折射率差

由 3.2 节可得, 当纤芯半径为 $2\ \mu\text{m}$ 、圆环厚度为 $1.7\ \mu\text{m}$ 时, 该 SBA-PCFA 的环芯可支持 66 种 OAM 模式, 即拓扑荷数的取值范围为 $1 \leq l \leq 17$, 部分模式的模场分布如图 5 所示, 模场分布在环芯内.

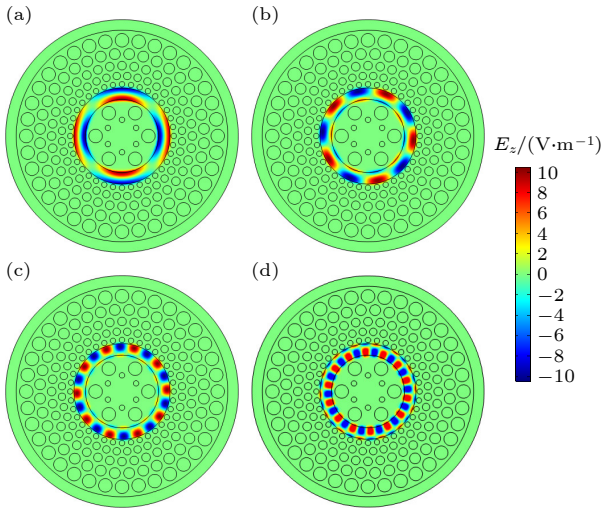


图 5 模场分布 (a) $\text{EH}_{2,1}$; (b) $\text{HE}_{5,1}$; (c) $\text{HE}_{10,1}$; (d) $\text{EH}_{14,1}$
Fig. 5. Intensity of the electric field: (a) $\text{EH}_{2,1}$; (b) $\text{HE}_{5,1}$; (c) $\text{HE}_{10,1}$; (d) $\text{EH}_{14,1}$.

为了有效地避免相邻模式耦合成 LP 模, 需要保持组成同一阶 OAM 的混合模式 ($\text{HE}_{l+1,m}$ 和 $\text{EH}_{l-1,m}$) 之间的有效折射率差 (Δn_{eff}) 大于 10^{-4} , 有效折射率差可由 (17) 式计算得到 [21]:

$$\Delta n_{\text{eff}} = |n_{\text{eff}}(\text{HE}_{l+1,m}) - n_{\text{eff}}(\text{EH}_{l-1,m})|. \quad (17)$$

本文设计的 SBA-PCFA 所支持的 OAM 模式中相邻矢量模有效折射率的差如图 6 所示, 尽管与低阶模式相比高阶模式的有效折射率差较低, 但所有模式都满足 $\Delta n_{\text{eff}} > 10^{-4}$, 可以实现所有矢量模式的简并分离, 即该 SBA-PCFA 支持的 66 个 OAM 模式在光纤中都可以稳定传输. 因此, 从这一点上可见该 SBA-PCFA 能够降低 OAM 模式之间的耦合串扰, 保证了 OAM 模式的质量, 有利于实现光放大系统中信号的准确、稳定传输.

4.2 OAM 纯度

模式纯度 (η) 代表模式质量, 由于光的编码和复用是在高质量的 OAM 模式条件下进行的, 因此模式纯度是模式传输中必须讨论和分析的参数, 可由下式计算得到 [23]:

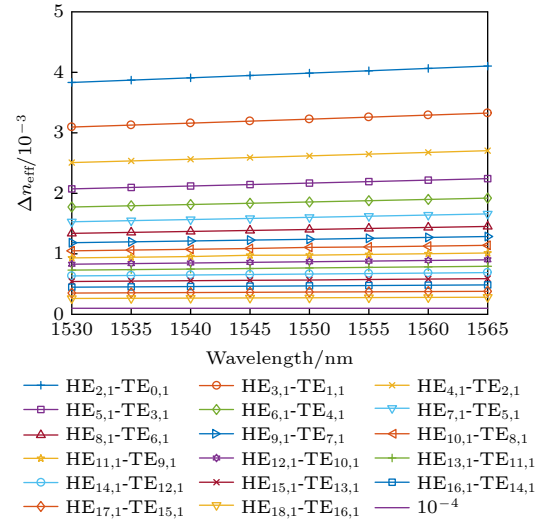


图 6 有效折射率差与波长的关系

Fig. 6. Relationship between the differences in effective refractive index of different modes with wavelength.

$$\eta = \frac{I_r}{I_c} = \frac{\iint_{\text{ring}} |\mathbf{E}|^2 dx dy}{\iint_{\text{cross-section}} |\mathbf{E}|^2 dx dy}, \quad (18)$$

其中, I_r 和 I_c 分别为导模环芯和所提出的 SBA-PCFA 横截面的平均光强, \mathbf{E} 是电场矢量. 利用 (18) 式计算得到 C 波段内不同拓扑荷数的 OAM 模式的纯度随波长的变化如图 7 所示, 尽管随着波长的增大模式纯度减小, 但所有的模式纯度都大于 99.4%, 且低阶模式的纯度更高. 而高质量的 OAM 模式保证了光通信系统中模式的稳定存在、信号更好的编码和复用以及准确传输, 也是实现光通信、激光材料处理和非线性光学的基础.

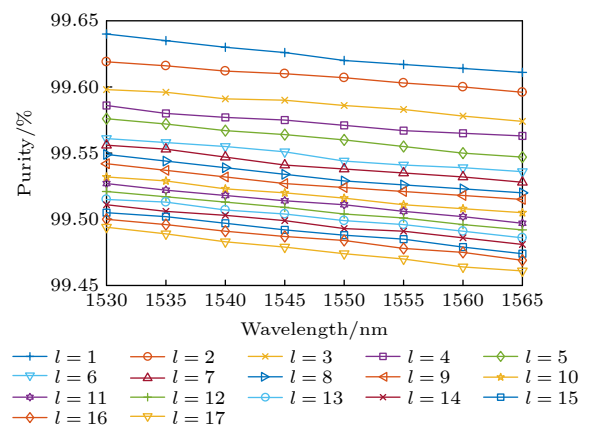


图 7 不同模式的纯度与波长的关系

Fig. 7. Relationship between the mode purity and wavelength for different modes.

4.3 非线性系数

非线性系数 (γ) 控制激光技术和光通信系统, 是模式传输的重要参数, 可由 (19) 式计算得到:

$$\gamma = \frac{2\pi n_2}{\lambda A_{\text{eff}}}, \quad (19)$$

其中, n_2 是材料的非线性折射率, Schott SF2 的非线性折射率是 $3 \times 10^{-19} \text{ m}^2 \cdot \text{W}^{-1}$. A_{eff} 为光纤的有效模场面积, 由 (20) 式可得:

$$A_{\text{eff}} = \left(\iint |\mathbf{E}|^2 dx dy \right)^2 / \left(\iint |\mathbf{E}|^4 dx dy \right). \quad (20)$$

图 8 表明该 PCF 放大器的非线性系数和有效模场面积随波长的变化较为平稳, 随着波长的增大, 非线性系数缓慢减小, 且低阶模式的非线性系数比高阶模式大. 这是因为波长越大, 光的总能量越不易被限制, 这将产生较大的有效模场面积, 由 (19) 式可知有效模场面积与非线性系数成反比, 所以非线性系数减小. 图 8(b) 表明该 PCF 的非线性系数均大于 $25 \text{ W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$, 较高的非线性系数使得其更容易激发受激布里渊非线性效应, 从而易于实现 OAM 模式的受激布里渊放大.

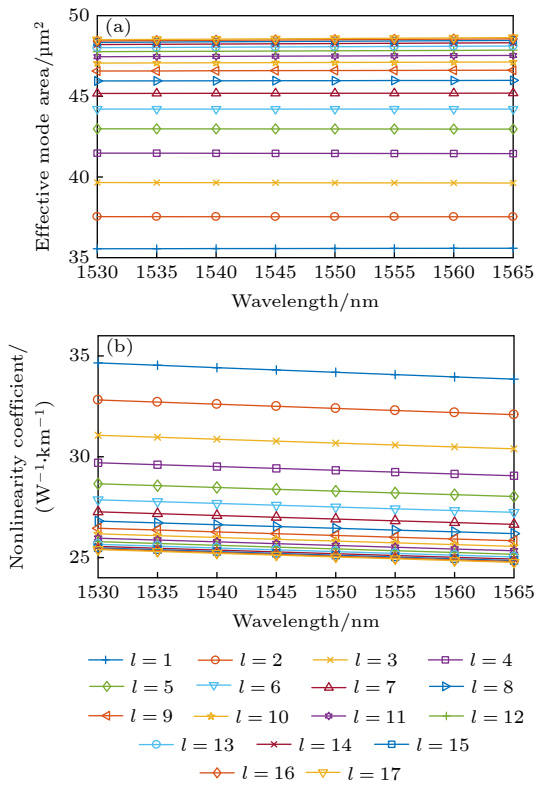


图 8 (a) 有效模场面积和 (b) 非线性系数随波长的变化
Fig. 8. Relationship between wavelength and (a) the effective mode area, (b) nonlinear coefficient for different modes.

4.4 色散分布

色散是基于 OAM 模式传输的 PCF 的重要参数之一, 是导致脉冲展宽、模式不稳定的重要因素, 其限制系统传输距离和传输速率从而对光纤传输方案产生不利的影响. 色散可由 (21) 式计算得到:

$$D = -\frac{\lambda}{c} \left(\frac{d^2 n_{\text{eff}}}{d\lambda^2} \right). \quad (21)$$

图 9 为不同模式的色散与波长的关系, 表明了该 PCF 放大器的各 OAM 模式的色散随波长的增大而缓慢增加, 变化较为平稳. 此外, 随着拓扑荷数的增大, 色散增大, 因此高阶模在光纤传输中更不稳定, 但由图 9 可知, 在 C 波段内所有模式的色散均小于 $45 \text{ ps}/(\text{km} \cdot \text{nm})$, 即该 PCF 放大器所支持的 66 种模式均具有较低的色散. 而低平稳色散的特性有利于信号的稳定、准确传输, 从而保证了该 PCF 所支持的 66 种模式均可稳定存在并传输.

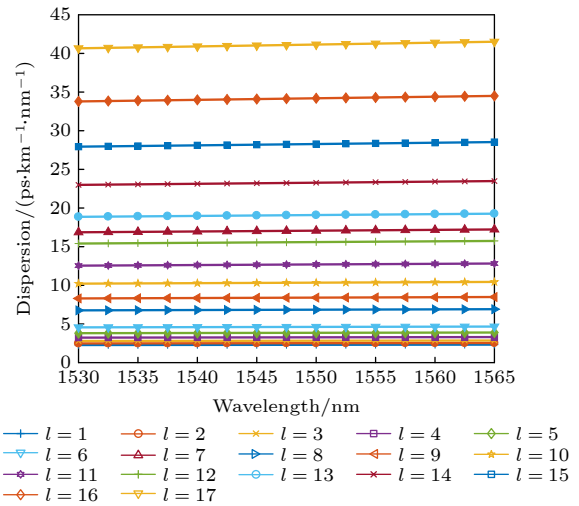


图 9 不同模式的色散与波长的关系
Fig. 9. Relationship between dispersion and wavelength for different modes.

4.5 限制性损耗

限制性损耗被认为是设计光子晶体光纤的重要光学参数. 实际上, 限制性损耗是由于光泄露到包层区域造成, 较低的限制性损耗表明了以最小的损耗来传导光的能力, 它可以通过 (22) 式中折射率的虚部 $[\text{Im}(n_{\text{eff}})]$ 来计算:

$$L_c = \frac{40\pi}{\ln(10)\lambda} \text{Im}(n_{\text{eff}}). \quad (22)$$

本文所提出的 PCF 放大器的限制性损耗随波长的变化如图 10 所示. 可以看出, 在 C 波段内随

着拓扑荷数的增大, 限制性损耗增大, 即高阶模式的限制性损耗更大, 且各模式的限制性损耗随波长的增大而呈上升的趋势, 这主要是由于拓扑荷数、波长较大时能量有更高的泄漏率. 而在 C 波段内, 高阶模的限制性损耗均维持在 10^{-6} dB/cm 数量级,

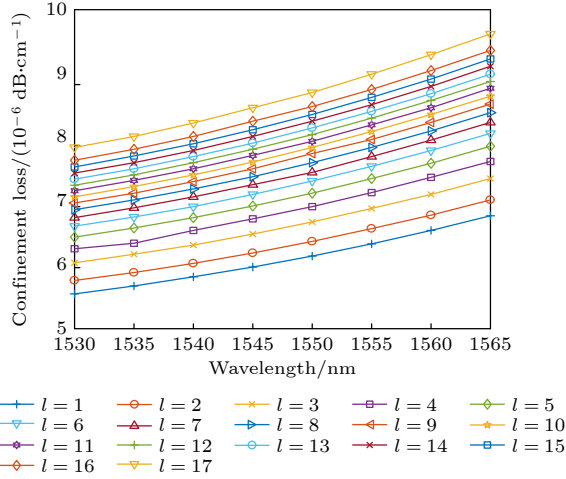


图 10 不同模式的限制性损耗与波长的关系
Fig. 10. The relationship between confinement and wavelength for different modes.

满足实际的光纤传输条件, 有利于 OAM 模式的长距离准确传输.

4.6 OAM 模式的布里渊增益谱

泵浦光与携带轨道角动量的信号光在光纤中产生受激布里渊效应并使信号光被受激布里渊放大, 由 2.2 节可知信号光中轨道角动量的拓扑荷数的存在会给其 BGS 带来一定的影响. 本文对该 SBA-PCFA 所支持的 OAM 模式的 BGS 在 C 波段内进行了求解, 结果如图 11 所示. 可见, 随着拓扑荷数的增大, BGS 逐渐右移, 最大布里渊增益系数逐渐减小.

图 12 给出了不同波长下, 最大布里渊增益系数 (g_0)、布里渊频移 (ν_B) 和线宽 (Γ_B) 随拓扑荷数的变化. 可见, 波长对 BGS 中的最大布里渊增益系数、布里渊频移和线宽的影响都较小, 且拓扑荷数对 g_0 , ν_B 和 Γ_B 的影响在 $1 \leq l \leq 9$ 时要小于 $10 \leq l \leq 17$ 时. 由图 12(a) 可知, 随着拓扑荷数的增大, g_0 减小, 但所有模式的 g_0 均大于 7×10^{-9} m/W. 而常用的包含 FC-72 和 CS₂ 的受激布里渊放大器

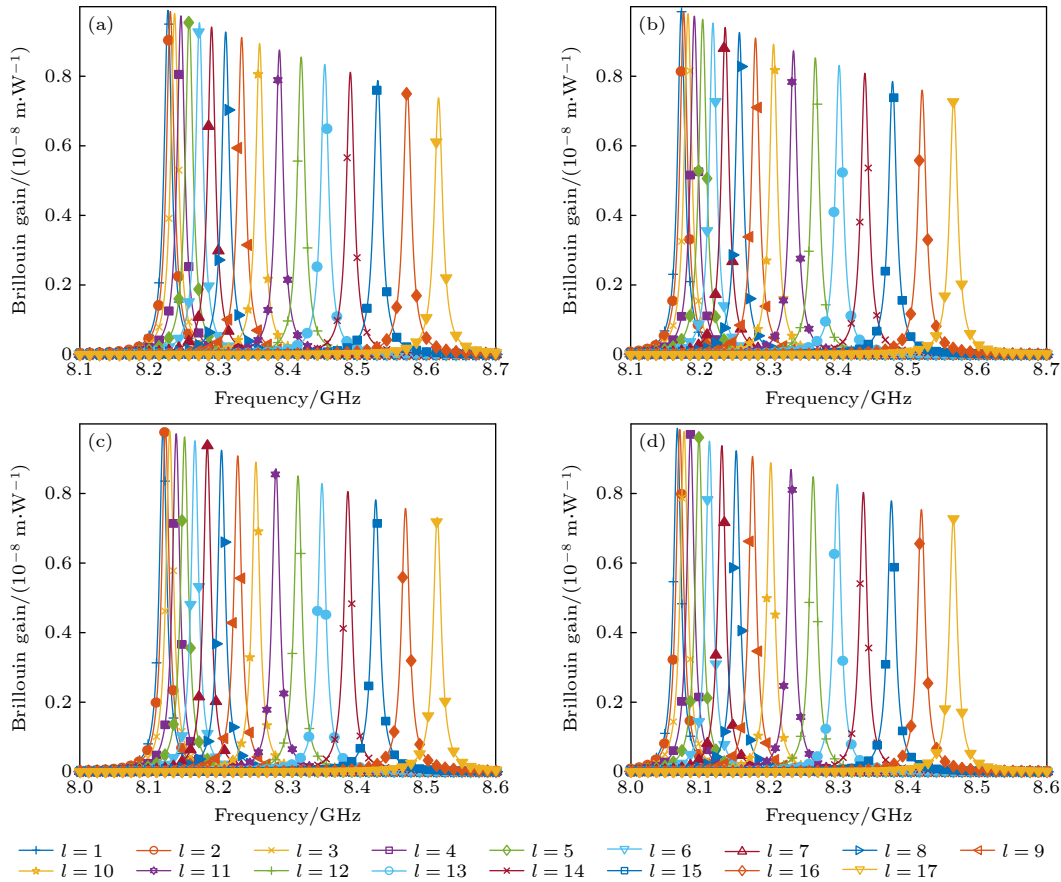


图 11 不同拓扑荷数的 OAM 模式的 BGS (a) 1530 nm; (b) 1540 nm; (c) 1550 nm; (d) 1560 nm
Fig. 11. BGS of OAM modes with different topological charge: (a) 1530 nm; (b) 1540 nm; (c) 1550 nm; (d) 1560 nm.

的 g_0 分别为 6×10^{-14} 和 6.8×10^{-13} m/W^[12], 显然, 本文所设计的 SBA-PCFA 的布里渊增益系数提高了 4—5 个数量级, 可以有效实现 OAM 模式的同步放大. 图 12(b) 表明, 随着拓扑荷数的增大, ν_B 逐渐增大, 且拓扑荷数越大, ν_B 增大得越快. 由图 12(c) 可得, 随着拓扑荷数的增大, 布里渊增益谱的 Γ_B 逐渐减小, 但同一波长下所有模式的 Γ_B 变化不超过 1 MHz, 因此, 该 SBA-PCFA 具有较为平稳的 Γ_B , 有效防止了噪音和串扰的引入.

SBS 的阈值特性是光纤通信和传感系统中非常重要的非线性特性, 当泵浦激光强度超过一定的激励阈值后, 就会产生 SBS 效应. 通常情况下阈值估算可以由 (23) 式得到:

$$P_{th} = \frac{21 A_{eff}}{g_0 L_{eff}}, \quad (23)$$

其中, L_{eff} 为有效光纤长度. 当光纤有效长度分别为 0.4 和 10 m 时, 其阈值随拓扑荷数的变化如图 13 所示. 可见, 波长对光纤阈值的影响可以忽略不计,

而随着拓扑荷数的增大, 阈值逐渐增大, 即低阶模式的受激布里渊效应更易激发; 光纤有效长度越长, 阈值越低, 因此, 可以通过调节光强对所需的模式进行选择放大.

由 SBS 理论可知, 放大后输出信号的能量满足:

$$E_{out} = E_{in} \exp(g_0 E_p L_{eff}), \quad (24)$$

其中, E_{out} 和 E_{in} 分别为输出和输入信号光能量, E_p 为泵浦光能量. 在忽略增益损耗和稳态条件下, 信号光的增益为 $\exp(g_0 P_p L_{eff})$. 可见, 在 SBA-PCFA 中光信号得到指数性放大, 光信号的信号增益与泵浦光、布里渊增益系数和光纤有效作用长度密切相关. 在波长为 1550 nm、泵浦脉宽为 10 ns 时, 本文对泵浦光能量在 10^{-6} — 10^{-3} J 范围内, 有效长度分别为 0.4 和 10 m 的光纤中 OAM 模式的信号增益进行了分析. 如图 14 所示, 随着泵浦光功率的增大, 信号增益逐渐增大, 且低阶模式的增益比高阶模式大, 即低阶模式更易于放大, 这与图 13 中低

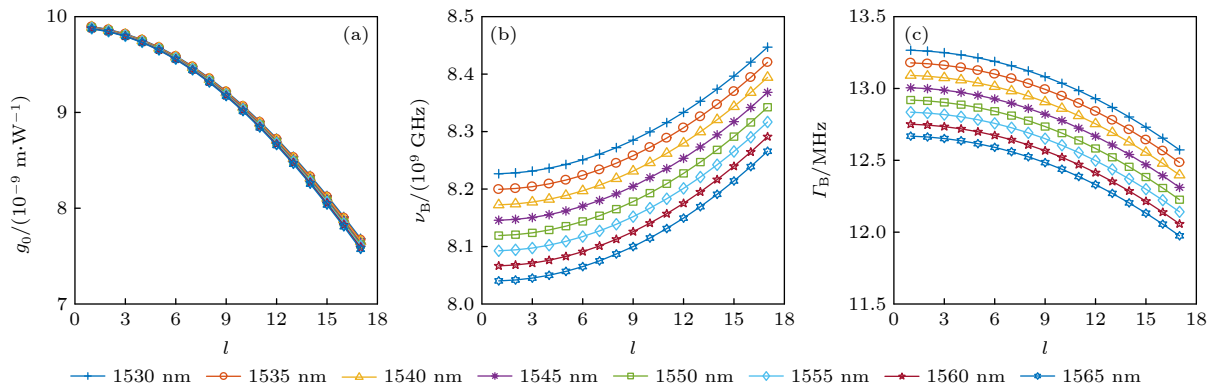


图 12 布里渊增益谱特征参数随拓扑荷数的变化 (a) 最大布里渊增益系数; (b) 布里渊频移; (c) 线宽
Fig. 12. Change of the characteristic parameters of BGS with topological charge: (a) g_0 ; (b) ν_B ; (c) Γ_B .

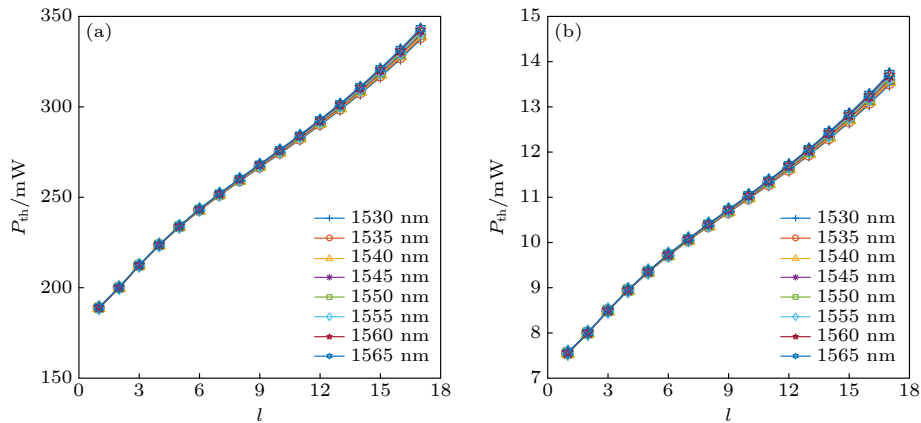


图 13 阈值随拓扑荷数的变化 (a) $L_{eff} = 0.4$ m; (b) $L_{eff} = 10$ m
Fig. 13. Values of threshold change with topological charge when (a) $L_{eff} = 0.4$ m, (b) $L_{eff} = 10$ m.

阶模式阈值低、更易激发受激布里渊效应相符合。由图 14(a) 可得, 当光纤有效长度为 0.4 m 时, 可获得高达 1697.5 dB 的信号增益; 由图 14(b) 可得当光纤有效长度为 10 m, 泵浦能量在 10^{-6} J 数量级时, 最大仍可获得高达 414.6 dB 的信号增益。而 2019 年, Li 等^[13] 通过在 0.4 m 的布里渊放大介质池前成像 OAM 模式在非线性介质中传播的波源, 在泵浦能量为 1.2×10^{-3} J 时, 获得了 32 dB 的最大信号增益。可见, 本文提出的 SBA-PCFA 的信号增益远大于已有受激布里渊放大器, 因此, 本文所设计的 SBA-PCFA 实现了光信号的高增益, 保证了光信号的长距离传输。

4.7 性能比较

综合 4.1—4.6 节对该 SBA-PCFA 的有效折射率差、模式纯度、非线性系数、色散、限制性损耗和布里渊增益谱以及信号增益的分析, 可得本文所提出的 SBA-PCFA 的性能如表 2 所示。

表 3 列出了本文提出的 SBA-PCFA 与现有基于受激布里渊放大的光纤放大器和掺杂稀土离子的光纤放大器的比较。由于本文主要研究的该 SBA-PCFA 在光纤通信系统中的性能为传输容量和传输距离, 所以仅在表 3 中列出了表征传输容量和传输距离的 OAM 模式数量和增益。可见, 与掺杂稀土离子的光纤放大器^[8,19] 相比, 基于受激布里渊放大的光纤放大器^[12,13] 对信号的增益有明显的改善。而在相同的光纤有效长度和泵浦能量下, 相比于现有基于受激布里渊放大的光纤放大器^[12,13], 本文所提出的 SBA-PCFA 的信号增益有大幅提升, 这是因为该 SBA-PCFA 的最大布里渊增益系数相比普通的受激布里渊放大介质提高了 4—5 个数量级。因此, 本文提出的 SBA-PCFA 的综合性能显著优于现有基于受激布里渊放大的光纤放大器和掺杂稀土离子的光纤放大器, 具有较大的信号增益, 可以对光纤通信系统中的光信号实现有效放大, 也保证了光纤通信系统中信号的准确、稳定、长距离传输。

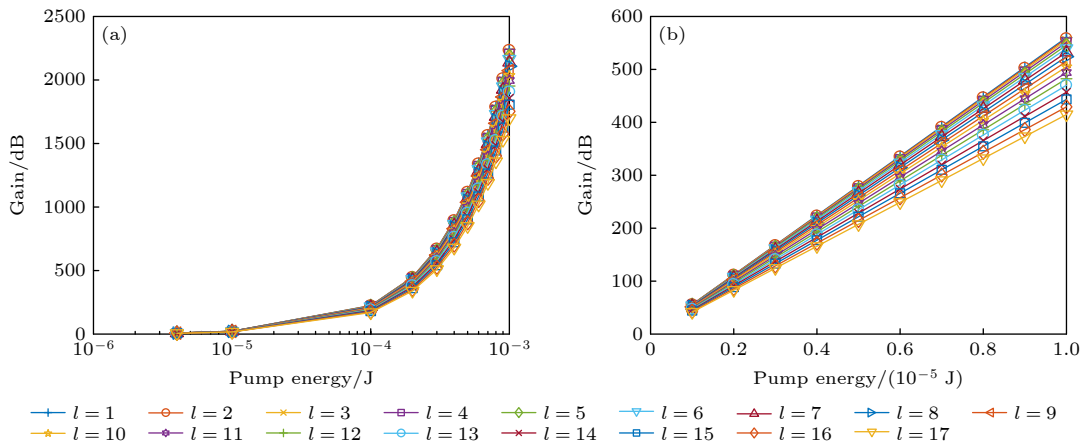


图 14 光纤有效长度为 (a) 0.4 m 和 (b) 10 m 时信号增益随泵浦光能量的变化

Fig. 14. Gain changes with the pump energy in the SBA-PCFA with an effective optical fiber length of (a) 0.4 m and (b) 10 m.

表 2 本文提出的 SBA-PCFA 的性能

Table 2. Properties of the proposed SBA-PCFA in this work.

Number of supported OAM modes	$\eta/\%$	$\gamma/(W^{-1}\cdot km^{-1})$	$D/(\text{ps}\cdot km^{-1}\cdot nm^{-1})$	$L_C/(\text{dB}\cdot cm)$	$g_0/(\text{m}\cdot W^{-1})$	P_{th}/mW	ν_B/GHz	Γ_B/MHz	Gain/dB
66	>99.4	>25	<45	< 10^{-5}	> 7×10^{-9}	<14.1	8—8.7	12.6—14.4	<1697.5

表 3 本文提出的 SBA-PCFA 与现有光纤放大器的比较

Table 3. Comparison between the SBA-PCFA and the existing fiber amplifier.

	Ref. [12]	Ref. [13]	Ref. [8]	Ref. [19]	Proposed
Gain	45 dB	32 dB	20 dB	20 dB	1697.5 dB
Number of modes	6	38	6	2	66

5 光纤的可加工性

随着制作技术的发展,堆积-拉制法、3D 打印、溶胶-凝胶等^[24–27]技术都已经达到很高的水平. 其中, Hicham 等^[27]在 2012 年提出的“溶胶-凝胶”方法可以制作任何一种 PCF 结构,可以自由地调整空气孔间距、尺寸和形状,因此被广泛应用. 包含相似尺寸的圆形空气孔^[28]以及椭圆形空气孔^[29]、矩形空气孔^[30]的 PCF 都已有制作实例,而本文所设计的 PCF 放大器的空气孔都为常见的圆形空气孔,是对称且有规则的,因此可以选择多种方法进行制作. 然而,在光纤拉制过程中,空气孔的大小不可避免地会有 1%–2% 的误差^[31]. 经过数值分析,本文在考虑制作误差时对该 PCF 放大器所支持的 OAM 模式数量和最大布里渊增益系数进行了分析. 图 15(a) 表明该光纤在 $\pm 2\%$ 的制作误差范围内其传输特性不会受到影响,图 15(b) 中以 $l = 1, l = 5, l = 9, l = 13, l = 17$ 为例给出了 $\pm 2\%$

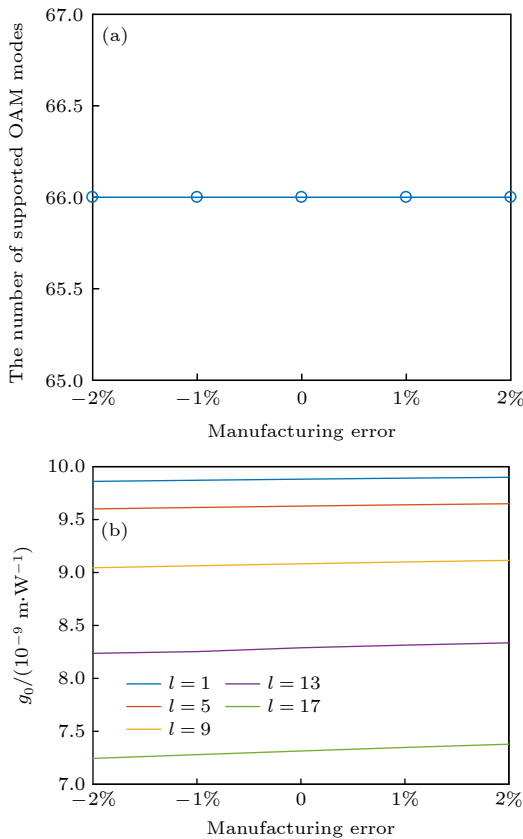


图 15 制造误差的影响 (a) 支持的 OAM 模式数量; (b) 最大布里渊增益系数

Fig. 15. Influence of manufacturing error on (a) the number of supported OAM modes, and (b) the max Brillouin gain.

的制作误差范围内该光纤的最大布里渊增益系数,可见放大特性较稳定,容差性能较好. 因此,在拉制过程中产生的误差对本文设计的放大器的性能影响很小,大大降低了对制造精度的要求,提高了制造的可行性.

6 结论

本文提出了一种可用于轨道角动量的受激布里渊放大的光子晶体光纤放大器并对其结构进行了设计. 该光子晶体光纤放大器可支持 66 种轨道角动量模式的高纯度传输和放大,传输的轨道角动量模式的纯度均高于 99.4%,且较高的非线性系数使其更易应用于非线性光学中. 研究表明,该光子晶体光纤放大器所支持的 OAM 模式数量是现有研究的 1.7–11 倍;不同拓扑荷数的 OAM 模式的最大布里渊增益系数均大于 $7 \times 10^{-9} \text{ m/W}$,比目前已知的性能最优的 OAM 放大器提高 4–5 个数量级,具有较高的信号增益,且拓扑荷数对布里渊增益谱的线宽和布里渊频移影响较小. 这使得该光子晶体光纤放大器能够稳定、准确地对 OAM 模式进行同步放大和长距离传输,为轨道角动量模式激光系统的设计提供了一种可能.

参考文献

- [1] Allen L, Beijersbergen M W, Spreeuw R J C, Woerdman J P 1992 *Phys. Rev. A* **45** 8185
- [2] Fujisawa T, Saitoh K 2020 *Photosynth. Res.* **2020** 1278
- [3] Beijersbergen M W, Coerwinkel R P C, Kristensen M, Woerdman J P 1994 *Opt. Commun.* **112** 321
- [4] Heckenberg N R, Mcduff R, Smith C P, White A G 1992 *Opt. Lett.* **17** 221
- [5] Marrucci L, Karimi E, Slussarenko S, Piccirillo B, Santamato E, Nagali E, Sciarrino F 2011 *J. Opt.* **13** 064001
- [6] Bozinovic N, Golowich S, Kristensen P, Ramachandran S 2012 *Opt. Lett.* **37** 2451
- [7] Willner A E, Huang H, Yan Y, Ren Y, Ashrafi S 2015 *Adv. Opt. Photonics* **7** 66
- [8] Heng X B, Gan J L, Zhang Z S, Qian Q, Yang Z M 2019 *Opt. Commun.* **433** 132
- [9] Gao W, Mu C, Li H, Yang Y, Zhu Z 2015 *Appl. Phys. Lett.* **107** 041119
- [10] Devaux F, Passier R 2007 *Eur. Phys. J. D* **42** 133
- [11] Prabhakar G, Liu X, Demas J, Gregg P, Ramachandran S 2018 *Conference on Lasers and Electro-Optics, OSA Technical Digest*
- [12] Sheng L W, Ba D X, Lu Z W 2019 *Appl. Opt.* **58** 147
- [13] Li H W, Zhao B, Jin L W, Wang D M, Gao W 2019 *Photosynth. Res.* **7** 07000748
- [14] Mu C, Wei G, Zhu Z, Zhang H, Pu S 2014 *Asia*

Communications and Photonics Conference

- [15] Kabir M A, Ahmed K, Hassan M M, Hossain M M, Paul B K 2020 *Opt. Commun.* **475** 126192
- [16] Kang Q, Gregg P, Jung Y, Lim E, Alam S 2015 *Opt. Express* **23** 28341
- [17] Kumar C, Kumar G 2020 *J. Opt.* **49** 178
- [18] Cao J Y, Yang K Y 1995 *Optical Communication Technology* **1** 30 (in Chinese) [曹介元, 扬开宇 1995 光通信技术 **1** 30]
- [19] Liu J, Chen S, Wang H Y, Zheng S, Zhu L, Wang A, Wang L L, Du C, Wang J 2020 *Research* **2020** 7623751
- [20] Pakarzadeh H, Sharif V 2019 *Opt. Commun.* **438** 18
- [21] Zhao L J, Zhao H Y, Xu Z N, Liang R Y 2021 *Commun. Theor. Phys.* **73** 085501
- [22] Chen X, Xia L, Li W, Li C 2017 *Chin. Opt. Lett.* **15** 69
- [23] Israk M F, Razzak M A, Ahmed K, Hassan M M, Kabir M A, Hossain M N, Paula B K, Dhasarathan V 2020 *Opt. Commun.* **473** 126003
- [24] Ghazanfari A, Li W B, Leu M C, Hilmas G E 2017 *Addit. Manuf.* **15** 102
- [25] Cubillas A M, Unterkofler S, Euser T G, Etzold B J M, Jones A C, Sadler P J, Wasserscheid P, Russell P St J 2013 *Chem. Soc. Rev.* **42** 8629
- [26] Ebendorff-Heidepriem H, Schuppich J, Dowler A, Lima-Marques L, Monro T M 2014 *Opt. Mater. Express* **4** 1494
- [27] Hicham El H, Youcef O, Laurent B, Géraud B, Bruno C, Aziz B, Sylvain G, Mohamed B 2012 *Opt. Express* **20** 29751
- [28] Vienne G, Xu Y, Jakobsen C, Deyerl H, Jensen J B, Sørensen T, Hansen T P, Huang Y, Terrel M, Lee R K, Mortensen N A, Broeng J, Simonsen H, Bjarklev A, Yariv A 2004 *Opt. Express* **12** 3500
- [29] Issa N A, Eijkelenborg M A V, Fellow M, Cox F, Henry G, Large M C J 2004 *Opt. Express* **29** 1336
- [30] Baek J H, Song D S, Hwang I, Lee K H, Lee Y H, Ju Y G, Kondo T, Miyamoto T, Koyama F 2004 *Opt. Express* **12** 859
- [31] Sun C, Wang W, Jia H 2020 *Opt. Commun.* **458** 124757

Design of photonic crystal fiber amplifier based on stimulated Brillouin amplification for orbital angular momentum*

Zhao Li-Juan¹⁾²⁾³⁾ Zhao Hai-Ying¹⁾ Xu Zhi-Niu^{1)†}

1) (*School of Electrical and Electronic Engineering, North China Electric Power University, Baoding 071003, China*)

2) (*Hebei Key Laboratory of Power Internet of Things Technology, North China Electric Power University, Baoding 071003, China*)

3) (*Baoding Key Laboratory of Optical Fiber Sensing and Optical Communication Technology,*

North China Electric Power University, Baoding 071003, China)

(Received 14 October 2021; revised manuscript received 16 November 2021)

Abstract

A probe made of amino acids is arranged in a linear chain and joined together by peptide bonds between the carboxyl and amino groups of adjacent amino acid residues. The sequence of amino acids in a protein is determined by a gene and encoded in the genetic code. This can happen either before the protein is used in the cell, or as part of control mechanisms. In order to transmit and amplify high-purity orbital angular momentum mode, a photonic crystal fiber amplifier based on stimulated Brillouin amplification is proposed and designed in this paper. The transmission properties of the photonic crystal fiber amplifier are systematically analyzed by using the finite element method in the C-band. The results show that this photonic crystal fiber amplifier can support the transmission and amplification of 66 orbital angular momentum modes, and all values of the purity of the orbital angular momentum modes supported by this amplifier are higher than 99.4%. By systematically analyzing the Brillouin gain spectra of orbital angular momentum modes with different topological charges, it is found that they have all high Brillouin gain coefficients ($> 7 \times 10^{-9}$ m/W) which are 4–5 orders of magnitude higher than the existing OAM amplifiers with the best performance, thus higher signal gain can be obtained. The comprehensive performance of the proposed photonic crystal fiber amplifier is superior to that of the existing optical fiber amplifiers based on stimulated Brillouin amplification and the optical fiber amplifiers doped with rare-earth ions. This makes the amplification and long-distance transmission of OAM mode stable and accurate and provides a possibility for designing the orbital angular momentum mode laser system.

Keywords: orbital angular momentum, stimulated Brillouin amplification, high signal gain, photonic crystal fiber

PACS: 42.81.Bm, 42.81.Dp, 42.81.Qb, 42.65.–k

DOI: 10.7498/aps.71.20211909

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 62171185, 61775057), the Natural Science Foundation of Hebei Province, China (Grant Nos. E2019502177, E2020502010), the Fundamental Research Fund for the Central Universities, China (Grant No. 2021MS072), and the Science and Technology Program of Hebei Province, China (Grant No. SZX2020034).

† Corresponding author. E-mail: wzcjxx@163.com