

高激光损伤阈值Ge-As-S硫系玻璃光纤及中红外超连续谱产生

田康振 胡永胜 任和 祁思胜 杨安平 冯宪 杨志勇

Ge-As-S chalcogenide glass fiber with high laser damage threshold and mid-infrared supercontinuum generation

Tian Kang-Zhen Hu Yong-Sheng Ren He Qi Si-Sheng Yang An-Ping Feng Xian Yang Zhi-Yong

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 70, 047801 (2021) DOI: 10.7498/aps.70.20201324

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201324>

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

温度对飞秒激光脉冲在NaCl溶液中成丝产生的超连续谱的影响

Influence of temperature on supercontinuum generation induced by femtosecond laser filamentation in NaCl solution

物理学报. 2018, 67(18): 184206 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180686>

新型高双折射微结构纤芯光子晶体光纤的可调谐超连续谱的特性研究

Experimental and numerical study of tuneable supercontinuum generation in new kind of highly birefringent photonic crystal fiber

物理学报. 2017, 66(9): 094204 <https://doi.org/10.7498/aps.66.094204>

Ge-Sb-Se硫系玻璃的折射率和热光系数

Refractive index and thermo-optic coefficient of Ge-Sb-Se chalcogenide glass

物理学报. 2019, 68(1): 017801 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20181869>

基于二维纳米材料可饱和吸收体的中红外超快光纤激光器

Two-dimensional material as a saturable absorber for mid-infrared ultrafast fiber laser

物理学报. 2020, 69(18): 188101 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200472>

Te基远红外硫系玻璃光纤的制备及性能分析

Investigation on Te-based chalcogenide glasses for far-infrared fiber

物理学报. 2017, 66(13): 134208 <https://doi.org/10.7498/aps.66.134208>

飞秒脉冲抽运掺镱微结构光纤产生超连续谱的实验研究

Experimental study of supercontinuum generation in Yb³⁺-doped microstructure fiber pumped by femtosecond pulses

物理学报. 2019, 68(13): 134206 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20182051>

高激光损伤阈值 Ge-As-S 硫系玻璃光纤 及中红外超连续谱产生*

田康振 胡永胜 任和 祁思胜 杨安平 冯宪† 杨志勇‡

(江苏师范大学物理与电子工程学院, 江苏省先进激光材料与器件重点实验室, 徐州 221116)

(2020 年 8 月 13 日收到; 2020 年 9 月 28 日收到修改稿)

测量了 Ge-As-S 系列硫系玻璃在中红外波段的飞秒激光损伤阈值, 研究了它与玻璃化学组成的关系. 基于优化的玻璃组成, 采用棒管法制备了芯径为 15 μm 的阶跃折射率非线性光纤. 采用飞秒脉冲抽运光纤, 研究了光纤中超连续谱 (supercontinuum, SC) 的产生特性. 在研究的 Ge-As-S 硫系玻璃中, 具有化学计量配比的 $\text{Ge}_{0.25}\text{As}_{0.1}\text{S}_{0.65}$ 玻璃显示出最高的激光损伤阈值. 以该玻璃作为纤芯材料、与其相匹配的 $\text{Ge}_{0.26}\text{As}_{0.08}\text{S}_{0.66}$ 玻璃作为包层材料制备的光纤的数值孔径约为 0.24, 背景损耗 $< 2 \text{ dB/m}$. 采用 4.8 μm 的飞秒激光抽运长度为 10 cm 的光纤, 获得了覆盖 2.5—7.5 μm 的 SC. 这些结果表明, Ge-As-S 硫系玻璃光纤是一种有潜力的中红外高亮度宽带 SC 产生的非线性介质.

关键词: 光学材料, 硫系玻璃光纤, 中红外激光损伤, 超连续谱

PACS: 78.20.Ci, 42.65.Wi

DOI: 10.7498/aps.70.20201324

1 引言

中红外波段高亮度宽带超连续谱 (supercontinuum, SC) 光源在光学相干层析成像、光学频率计量、传感等众多领域具有巨大应用潜力, 因此近年来受到越来越多的关注 [1–7]. 研究表明, 采用超短脉冲抽运非线性光波导 (包括光纤和平面波导) 是产生宽带中红外 SC 的有效方法 [1–3]. 目前, 研究人员已在由碲酸盐玻璃 [4,8]、氟化物玻璃 [5,9] 和硫系玻璃 [1,2,10,11] 等中红外光学材料制成的各种光波导中分别产生了中红外 SC. 由于基质材料固有的多声子吸收, 碲酸盐和氟化物光波导中产生的 SC 波长分别被限制在 $< 5 \mu\text{m}$ 和 $< 6 \mu\text{m}$. 相比之下, 硫系玻璃具有更低的声子能量、更长的红外

截止波长和更高的非线性折射率 (n_2), 这使得其成为产生宽带中红外 SC 的理想非线性光学材料 [3,6,10,12,13]. 目前, 研究人员已在硫基、硒基和碲基硫系光波导中分别产生了覆盖 1.5—8 μm [10], 2—14 μm [3] 和 2—16 μm [12] 的中红外 SC, 这几乎达到了相应光波导的传输光谱范围极限.

在实际应用中, 中红外 SC 光源除了需要具有较宽的光谱范围外, 还应具备较高的亮度. 例如, 高光谱成像和空气污染监测通常要求光源的光谱密度达到每纳米毫瓦的水平 [14]. 近年来, 多个研究团队尝试了在硫系玻璃光纤中产生高亮度的 SC. 例如 Gattass 等 [15] 通过抽运 SiO_2 和 As_2S_3 级联光纤, 实现了平均功率为 565 mW 的 1.9—4.8 μm SC 输出. Robichaud 等 [16] 采用 $\text{Er}^{3+}:\text{ZrF}_4$ 光纤激光器发射的 3.6 μm 飞秒脉冲抽运端面镀 Al_2O_3 增透膜

* 国家自然科学基金 (批准号: 61805109, 61575086)、江苏省自然科学基金青年基金项目 (批准号: BK20170229) 和江苏省高等学校自然科学研究面上项目 (批准号: 18KJB180004) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: xianfeng@jsnu.edu.cn

‡ 通信作者. E-mail: yangzhiyong@jsnu.edu.cn

的 As_2Se_3 光纤, 获得了覆盖 2.5—5.0 μm 、平均功率为 825 mW 的 SC. 相关工作正快速推动基于硫系玻璃光纤的高亮度宽带中红外 SC 光源进入实际应用阶段. 由于常用硫系玻璃光纤的激光损伤阈值 (laser damage threshold, I_{th}) 相对较低, 限制了 SC 输出功率的进一步提高 [17–20]. 为了获得具有优异抗激光损伤性能的硫系玻璃, 研究人员考察了几种硫系玻璃的激光损伤特性, 并提出了相关的损伤机制以及影响 I_{th} 的因素. 研究表明, 在飞秒激光辐照下硫系玻璃的损伤起初由多光子电离引起, 随后被热积累所驱动 [18,21]; 具有较大光学带隙的玻璃通常表现出较高的抗激光损伤性能 [18]; 平均键能较高的玻璃一般具有较高的 I_{th} [17,22]. 在硫系玻璃中, S 基玻璃具有较大的光学带隙和较高的平均键能, 且 Ge-S 具有较强的键合强度, 因此含 Ge 元素的 S 基玻璃具有更好的抗激光损伤性能. 本研究测量了一系列 Ge-As-S 玻璃在中红外波长的 I_{th} , 优选高激光损伤阈值的玻璃作为基质, 设计并制备了阶跃折射率光纤, 进一步测试和评估了使用该光纤产生中红外 SC 的潜力.

2 实 验

2.1 样品制备

为了研究 Ge-As-S 玻璃的 I_{th} 与化学组成的关联, 设计了包含富 S、化学计量配比和缺 S 的玻璃组成, 这里采用 $d_s = (1 - x - y) - 2x - 1.5y = 1 - 3x - 2.5y$ 定量表示 $\text{Ge}_x\text{As}_y\text{S}_{1-x-y}$ 偏离化学计量配比的程度. 分别采用真空熔融-急冷法 [23–27] 和管棒法 [11,23] 制备相应组成的玻璃和光纤.

2.2 样品表征

将制备的 Ge-As-S 玻璃棒切成 2 mm 厚的薄片, 按照 20/10 等级 (美国标准 MIL-PRF-13830B) 进行抛光后用于激光损伤测试. 在激光损伤测试之前, 使用自制的透视成像检测系统和 Perkin-Elmer Lambda 950 分光光度计检测样品以确认玻璃内部没有宏观和微观散射缺陷. 激光损伤测试所用辐照光源为 Light Conversion Orpheus-HP 光学参量放大器 (optical parametric amplifier, OPA), 所用脉冲宽度、中心波长和重复频率分别为 170 fs, 3.6 μm 和 100 kHz. 用焦距为 25 mm 的 CaF_2 透镜将光束聚焦到样品表面, 辐照时间为 60 s (即脉冲数达到

6×10^6), 测量方案与之前报道中描述的相似 [17,18,28]. 玻璃的 I_{th} 可通过下式确定:

$$I_{\text{th}} = \frac{P_{\text{cr}}}{R\tau\pi r^2} \quad (1)$$

其中, P_{cr} 为临界功率, R 是激光的重复率, τ 是脉冲宽度, r 是激光束腰半径.

分别使用 Perkin-Elmer Lambda 950 分光光度计和 Bruker Tensor 27 傅里叶变换红外光谱仪测试玻璃在 0.5—3 μm 和 3—20 μm 光谱范围内的透射率. 使用 TA Q2000 差示扫描量热仪测定样品的玻璃化转变温度 (glass transition temperature, T_g), 加热速率为 10 $^\circ\text{C}/\text{min}$. 玻璃的线性折射率 n_0 采用 J.A. Woollam IR-VASE 椭偏仪测试, 测量光谱范围为 2—12 μm . 采用截断法测试光纤的传输损耗, 所用设备为配备外部光纤耦合模块的 Bruker Tensor 27 傅里叶变换红外光谱仪.

硫系玻璃光纤中产生 SC 的测试方法如图 1 所示. OPA 产生的抽运光通过一个数值孔径 (numerical aperture, NA) 为 0.56、焦距为 4 mm 红外非球面透镜 (C036 TME-E, Thorlabs) 耦合到光纤中, 用工作波段为 2—16 μm 的红外光束质量分析仪 (WinCamDir-BB, Dataray) 实时检测其耦合状态, 确保激光耦合入纤芯. 光纤另一端输出的 SC 经过反射和斩波器 (频率为 50 Hz) 进入单色仪 (MS3504i, SOL) 中, 在单色仪出口处使用液氮制冷 MCT 探测器采集光谱.

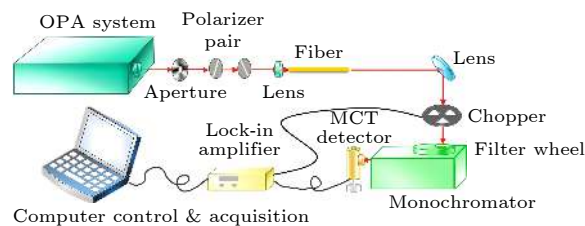


图 1 SC 测试实验装置示意图

Fig. 1. Experimental setup for mid-infrared SC measurements.

3 结果与讨论

表 1 列出了所研究的 Ge-As-S 玻璃在波长 3.6 μm 处的 I_{th} . 图 2 显示了玻璃的 I_{th} 与组成偏离化学计量配比程度 d_s 的关系. 可以看出, 当 S 不足 ($d_s < 0$) 时, I_{th} 随着 d_s 的增大迅速上升, 在化学计量配比 ($d_s = 0$) 处达到最大值; 随着 S 含量

表 1 Ge-As-S 玻璃在中心波长为 3.6 μm 、脉冲宽度为 170 fs、重复频率为 100 kHz 激光辐照下的 I_{th}
Table 1. I_{th} of Ge-As-S glasses under the irradiation of 170 fs pulses with the repetition rates of 100 kHz at 3.6 μm .

Composition	d_s /at. %	$I_{\text{th}}/\text{GW}\cdot\text{cm}^{-2}$
$\text{Ge}_{0.1}\text{As}_{0.1}\text{S}_{0.8}$	45	462
$\text{Ge}_{0.15}\text{As}_{0.1}\text{S}_{0.75}$	30	498
$\text{Ge}_{0.1}\text{As}_{0.2}\text{S}_{0.7}$	20	550
$\text{Ge}_{0.2}\text{As}_{0.1}\text{S}_{0.7}$	15	589
$\text{Ge}_{0.15}\text{As}_{0.2}\text{S}_{0.65}$	5	609
$\text{Ge}_{0.25}\text{As}_{0.1}\text{S}_{0.65}$	0	638
$\text{Ge}_{0.2}\text{As}_{0.2}\text{S}_{0.6}$	-10	530
$\text{Ge}_{0.3}\text{As}_{0.1}\text{S}_{0.6}$	-15	465
$\text{Ge}_{0.25}\text{As}_{0.2}\text{S}_{0.55}$	-25	425
$\text{Ge}_{0.35}\text{As}_{0.1}\text{S}_{0.55}$	-30	392
$\text{Ge}_{0.3}\text{As}_{0.2}\text{S}_{0.5}$	-40	350

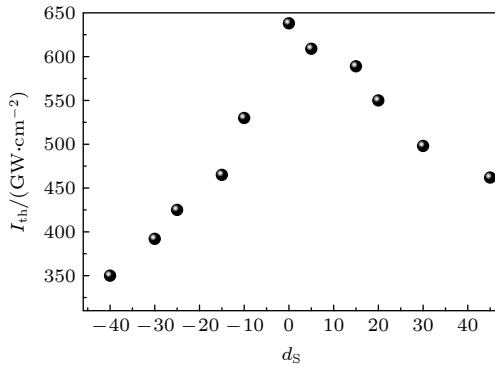


图 2 Ge-As-S 玻璃的 I_{th} 与化学组成的关联

Fig. 2. Correlation between the I_{th} and d_s of Ge-As-S glasses.

的进一步增大 ($d_s > 0$), I_{th} 相对平缓下降; 与缺 S 的玻璃相比, 富 S 的玻璃显示出较高的 I_{th} . 这种变化趋势与玻璃的平均键能的演变相一致. 之前的玻璃结构研究表明^[29,30], 对于化学计量配比的 Ge-As-S 玻璃, 拉曼光谱仅包含位于 280—450 cm^{-1} 的宽振动带, 归属于 $[\text{GeS}_4]$ 四面体和 $[\text{AsS}_3]$ 三角锥的特征振动. 对于 S 过量的玻璃, 拉曼光谱随着 S 过量程度的增加, 会出现短 S 链 (492 cm^{-1}) 以及 S_8 环 (151, 218 和 472 cm^{-1}) 的特征峰. 对于 S 不足的玻璃, 随着 S 含量减少, 会形成一个 190—270 cm^{-1} 宽振动带, 对应于 As-As (225 cm^{-1}) 和 Ge-Ge (250 cm^{-1}) 的振动. 基于这些拉曼光谱变化特征可以推断, Ge-As-S 玻璃具有以 $[\text{GeS}_4]$ 四面体和 $[\text{AsS}_3]$ 三角锥为骨架结构单元相互交联形成的

连续网络结构; 对于具有化学计量配比的玻璃, $[\text{GeS}_4]$ 和 $[\text{AsS}_3]$ 通过 S 连接, 结构中几乎不存在同极键; 当 S 过量时, 会形成短 S 链和 S_8 环; 当 S 不足时, 玻璃中出现大量 As—As 和 Ge—Ge 同极键. 异极键比同极键具有更高的键能, Ge—S, As—S, S—S, As—As 和 Ge—Ge 的键能分别为 551, 478, 425, 382 和 274 kJ/mol ^[17]. 因此, 化学计量配比的玻璃具有最高的平均键能, 表现出最大的 I_{th} ; 同理, 由于 S—S 键具有比 Ge—Ge/As—As 键更高的键能, 富 S 玻璃具有比缺 S 玻璃更高的平均键能, 从而表现出更高的 I_{th} .

在硫系玻璃光纤中产生 SC 的实际应用中, 抽运激光和产生的 SC 均位于中红外波段. 文献^[23]报道了 Ge-As-S 玻璃在近红外波长 1.03 μm 飞秒激光作用下的 I_{th} , 对应的激光损伤与双光子吸收有关, 但该玻璃在中红外波长飞秒激光作用下的 I_{th} 与多光子 (如 6-8 光子) 吸收^[18] 有关, 因此 Ge-As-S 玻璃在中红外波长的 I_{th} 与其在近红外波长的 I_{th} 会存在显著差异. 相比之下, 本文研究了 Ge-As-S 玻璃在中红外波长 3.6 μm 飞秒激光作用下的激光损伤, 可为其中红外波段的实际应用提供更直接和可靠的参考数据.

玻璃含量的高 I_{th} 使其更适合产生高亮度的 SC, 因此本研究选择具有化学计量配比的 $\text{Ge}_{0.25}\text{As}_{0.1}\text{S}_{0.65}$ 玻璃作为光纤的纤芯材料, 并进一步测定了其光学和热学性能, 选择了与其相匹配的 $\text{Ge}_{0.26}\text{As}_{0.08}\text{S}_{0.66}$ 玻璃作为包层材料. 图 3(a) 显示了 $\text{Ge}_{0.25}\text{As}_{0.1}\text{S}_{0.65}$ 和 $\text{Ge}_{0.26}\text{As}_{0.08}\text{S}_{0.66}$ 玻璃的透过光谱. 结果表明, 这些玻璃在 1—8 μm 范围内具有较高的透过率; 玻璃具有较高的纯度, 在 4 μm 波长附近只有微弱的 S-H 杂质吸收, 而在 4.3 μm 处的吸收是由空气中的 CO_2 引起的^[31], 在 8 μm 附近的吸收则是由 Ge-O 杂质引起的^[32]. 根据图 3(b) 所示的 DSC 曲线, $\text{Ge}_{0.25}\text{As}_{0.1}\text{S}_{0.65}$ 纤芯玻璃和 $\text{Ge}_{0.26}\text{As}_{0.08}\text{S}_{0.66}$ 包层玻璃的 T_g 分别为 344 $^{\circ}\text{C}$ 和 332 $^{\circ}\text{C}$. 两者的温度相匹配, 可以在相同温度下被拉制成光纤. 玻璃的线性折射率 n_0 如图 4 所示. $\text{Ge}_{0.25}\text{As}_{0.1}\text{S}_{0.65}$ 和 $\text{Ge}_{0.26}\text{As}_{0.08}\text{S}_{0.66}$ 玻璃在 2—10 μm 光谱区的 n_0 分别为 2.1454—2.0982 和 2.1312—2.0836. 这种组合的玻璃可以拉制 NA 约为 0.24 的光纤. 根据测试的 $\text{Ge}_{0.25}\text{As}_{0.1}\text{S}_{0.65}$ 和 $\text{Ge}_{0.26}\text{As}_{0.08}\text{S}_{0.66}$ 玻璃的 n_0 拟合得到的 Sellmeier 方程分别为

$$n_{0(\text{core})}^2 = 1 + \frac{3.5524\lambda^2}{\lambda^2 - 0.25115^2} + \frac{0.90996\lambda^2}{\lambda^2 - 26.546^2} \quad (2)$$

$$n_{0(\text{cladding})}^2 = 1 + \frac{3.4908\lambda^2}{\lambda^2 - 0.25495^2} + \frac{0.90672\lambda^2}{\lambda^2 - 26.558^2} \quad (3)$$

其中, λ 为波长. 据此, 计算了纤芯玻璃 $\text{Ge}_{0.25}\text{As}_{0.1}\text{S}_{0.65}$ 的色散, 如图 5 所示, 其零色散波长 (zero dispersion wavelength, ZDW) 为 $4.57 \mu\text{m}$. 当芯径为 $15 \mu\text{m}$ 时, 光纤在该波长附近的归一化频率 V 约

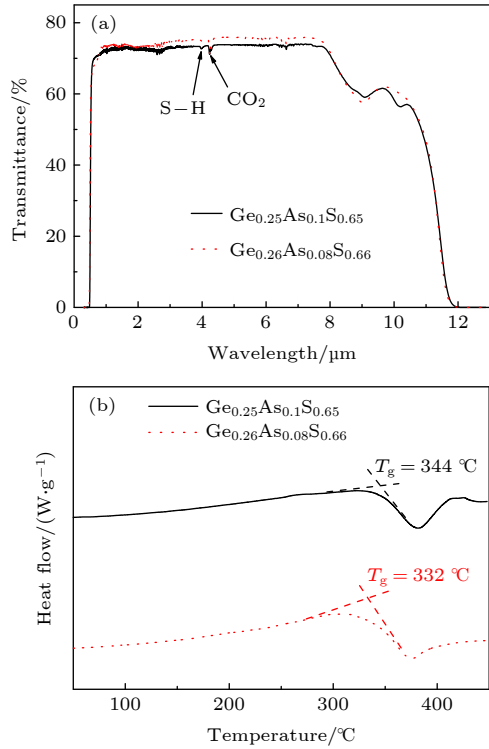


图 3 Ge-As-S 玻璃的 (a) 透过光谱 (玻璃厚度为 3.7 mm) 和 (b) DSC 曲线

Fig. 3. (a) Transmission spectra and (b) DSC curves of Ge-As-S glasses.

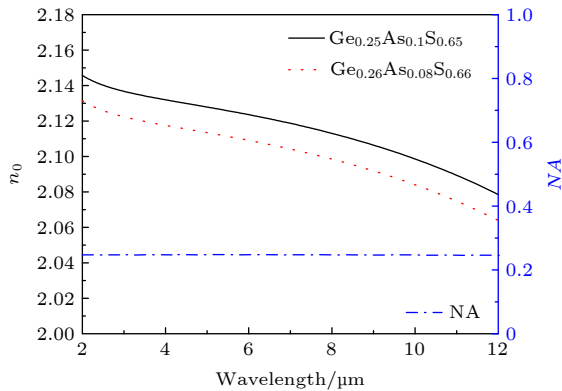


图 4 Ge-As-S 玻璃的线性折射率 n_0 及光纤的 NA

Fig. 4. Measured refractive indices of Ge-As-S glasses and the calculated NA of the fiber.

为 2.4, 光纤为单模工作, 此时光纤的 ZDW 约为 $4.50 \mu\text{m}$ (见图 5), 略小于纤芯材料的 ZDW.

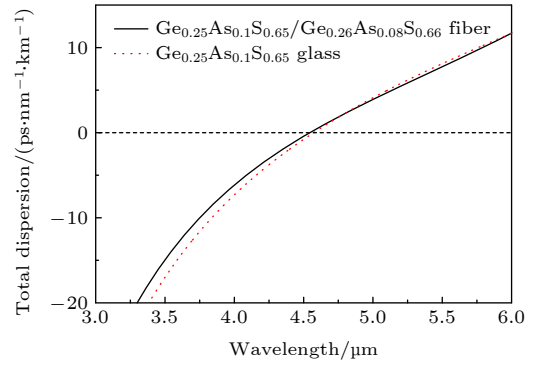


图 5 $\text{Ge}_{0.25}\text{As}_{0.1}\text{S}_{0.65}$ 玻璃和芯径为 $15 \mu\text{m}$ 的 $\text{Ge}_{0.25}\text{As}_{0.1}\text{S}_{0.65}/\text{Ge}_{0.26}\text{As}_{0.08}\text{S}_{0.66}$ 光纤的色散曲线

Fig. 5. Dispersion curves of $\text{Ge}_{0.25}\text{As}_{0.1}\text{S}_{0.65}$ glass and $\text{Ge}_{0.25}\text{As}_{0.1}\text{S}_{0.65}/\text{Ge}_{0.26}\text{As}_{0.08}\text{S}_{0.66}$ fiber with a core diameter of $15 \mu\text{m}$.

采用管棒法拉制了芯径为 $15 \mu\text{m}$ 的 $\text{Ge}_{0.25}\text{As}_{0.1}\text{S}_{0.65}/\text{Ge}_{0.26}\text{As}_{0.08}\text{S}_{0.66}$ 光纤, 获得的光纤截面如图 6 插图所示. 由于该光纤的纤芯尺寸太小, 无法使用上述光纤损耗测量系统进行测试. 因此, 本研究还拉制了纤芯直径约为 $70 \mu\text{m}$ 的光纤用于损耗测试, 图 6 显示了测量的光纤损耗谱. 光纤的背景损耗 $< 2 \text{ dB/m}$, 相对较高的损耗出现在 $3 \mu\text{m}$, $4.1 \mu\text{m}$ 和 $4.9 \mu\text{m}$ 附近, 这是由图 6 中标记的杂质吸收引起的 [23]. 光纤的背景吸收从 $6 \mu\text{m}$ 开始迅速增大, 这是由光纤材料的多声子吸收引起的 [33]

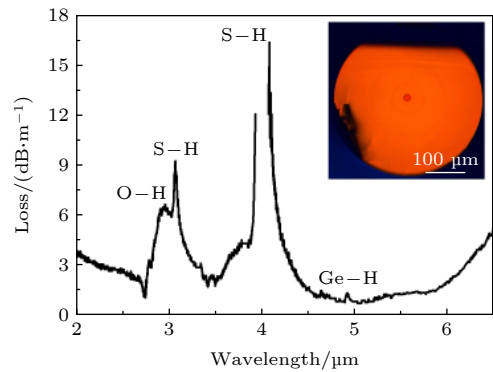


图 6 $\text{Ge}_{0.25}\text{As}_{0.1}\text{S}_{0.65}/\text{Ge}_{0.26}\text{As}_{0.08}\text{S}_{0.66}$ 玻璃光纤的损耗谱, 插图为光纤的横截面

Fig. 6. Attenuation of fabricated $\text{Ge}_{0.25}\text{As}_{0.1}\text{S}_{0.65}/\text{Ge}_{0.26}\text{As}_{0.08}\text{S}_{0.66}$ fiber. The inset is the cross section of the fiber.

最后, 以该光纤为非线性介质评估了其用于产生中红外 SC 的潜力. 研究表明, 在近零色散波长的反常色散区域抽运光纤利于获得宽带 SC [17,31].

因此本研究选择了 $4.8\ \mu\text{m}$ 来抽运光纤. 将抽运光 ($4.8\ \mu\text{m}$, $170\ \text{fs}$, $100\ \text{kHz}$) 耦合到芯径为 $15\ \mu\text{m}$ 、长度为 $10\ \text{cm}$ 的 $\text{Ge}_{0.25}\text{As}_{0.1}\text{S}_{0.65}/\text{Ge}_{0.26}\text{As}_{0.08}\text{S}_{0.66}$ 光纤中, 采用红外光束质量分析仪实时检测光纤的输出端. 如图 7(a) 所示, 当耦合位置最佳时绝大部分光能量集中在基模. 图 7(b) 给出了在不同平均抽运功率 (耦合透镜前测得的激光功率) 下光纤中产生的 SC. 可以看出, 随着平均抽运功率的增大, 脉冲频谱迅速展宽. 当平均抽运功率达到 $30\ \text{mW}$ (在耦合透镜前测得的平均功率) 时, 耦合效率约为 50% , 实际耦合进光纤中的平均功率约为 $15\ \text{mW}$, 对应的峰值功率约为 $882\ \text{kW}$, 获得了覆盖 $2.5\text{—}7.5\ \mu\text{m}$ 的 SC 输出, 输出的平均功率约 $5.5\ \text{mW}$.

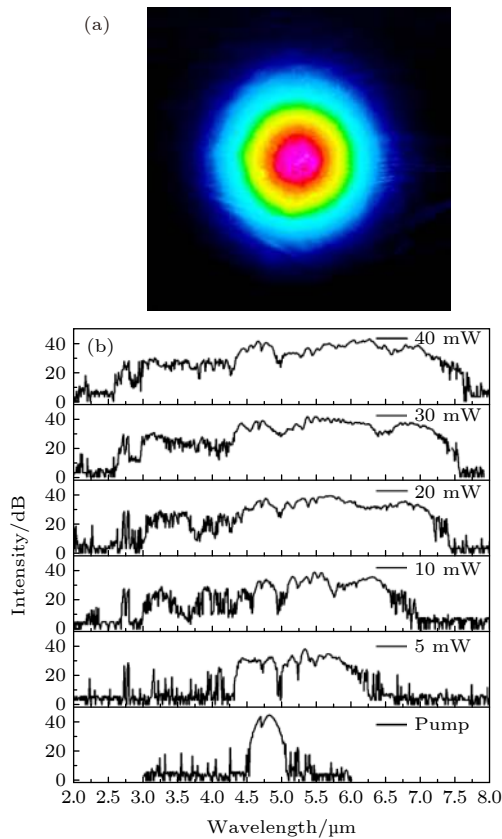


图 7 (a) Ge-As-S 光纤输出光斑; (b) 采用 $4.8\ \mu\text{m}$ 激光 ($170\ \text{fs}$, $100\ \text{kHz}$) 抽运芯径为 $15\ \mu\text{m}$ 的 $\text{Ge}_{0.25}\text{As}_{0.1}\text{S}_{0.65}/\text{Ge}_{0.26}\text{As}_{0.08}\text{S}_{0.66}$ 玻璃光纤获得的 SC 输出

Fig. 7. (a) Measured light spot at the output end of the Ge-As-S fiber; (b) Measured SC generated in the $\text{Ge}_{0.25}\text{As}_{0.1}\text{S}_{0.65}/\text{Ge}_{0.26}\text{As}_{0.08}\text{S}_{0.66}$ fiber with a core diameter of $15\ \mu\text{m}$ when pumped at $4.8\ \mu\text{m}$ ($170\ \text{fs}$, $100\ \text{kHz}$).

光纤中 SC 的产生是一个由超快激光脉冲在非线性光纤中传输并展宽的复杂物理过程. 该过程通常可以通过广义非线性薛定谔方程 (generalized

nonlinear Schrödinger equation, GNLSE) 描述^[34]:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial A(z, t)}{\partial z} + \frac{\alpha(\omega)}{2} A - \text{iFT}\{[\beta(\omega_0 + \Omega) - \beta(\omega_0) \\ & - \Omega \beta_1(\omega_0)] \tilde{A}(z, \Omega)\} \\ & = \text{i}\gamma \left(1 + \frac{\text{i}}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial t}\right) \left[A(z, t) \int_{-\infty}^{+\infty} R(t-t') |A(z, t')|^2 dt'\right], \end{aligned} \quad (4)$$

其中 $A(z, t)$ 是电场包络函数, ω_0 是角载波频率, γ 是与激光强度相关的光纤有效非线性系数 ($\gamma = \frac{n_2 \omega_0}{c A_{\text{eff}}}$, A_{eff} 是光纤模场面积, c 是真空中光速), $\beta(\omega_0)$ 是对应的传输常数, $\alpha(\omega)$ 是频率相关的光纤损耗, $\beta_1(\omega_0)$ 是 $\beta(\omega_0)$ 展开的第一项, $\text{IFT}\{\}$ 项代表反傅里叶变换, Ω 是变换变量, $\tilde{A}(z, \Omega)$ 代表傅里叶变换; 其中公式等号左边第二项 $\frac{\alpha(\omega)}{2} A$ 代表光纤波导损耗的影响, 左边第三项代表光纤色散特性的影响, 而公式等号右边项则和自相位调制 (SPM)、四波混频 (FWM) 及受激拉曼散射 (SRS) 等非线性效应相关. 当抽运超快激光位于光纤近零色散波长且偏正群速度色散波长区域时, 抽运脉冲在 SRS 的辅助下, 产生向长波方向延伸的拉曼孤子波; 同时, 在近零色散条件下, 在抽运光的短波侧产生和该孤子波满足 FWM 相位匹配的色散波. 这样在脉冲沿光纤传播过程中, 抽运脉冲的光子能量向长波和短波两侧依次转换成向长波延伸的孤子波和向短波延伸的色散波, 直至抽运能量完全耗尽. 此外, 从光纤有效非线性系数 γ 的定义可以看到, 硫系玻璃的高非线性折射率 n_2 有利于在较低抽运脉冲能量的条件下产生宽带 SC^[35,36]. 因此, 本文通过采用近零、正群速度色散的 $4.8\ \mu\text{m}$ 飞秒激光抽运方式, 可以在几百千瓦峰值功率的低能量飞秒脉冲抽运下, 在仅有 $10\ \text{cm}$ 长的硫系光纤中实现 $2.5\text{—}7.5\ \mu\text{m}$ (接近两个倍频程) 的中红外宽带 SC.

4 结 论

在研究的 Ge-As-S 系列玻璃中, 具有化学计量配比的 $\text{Ge}_{0.25}\text{As}_{0.1}\text{S}_{0.65}$ 玻璃具有最佳的抗激光损伤性能, 使其更适合用于产生高亮度 SC. 以 $\text{Ge}_{0.25}\text{As}_{0.1}\text{S}_{0.65}$ 和 $\text{Ge}_{0.26}\text{As}_{0.08}\text{S}_{0.66}$ 玻璃分别为纤芯材料和包层材料, 可在相同温度下拉制出 NA 约为 0.24 的光纤, 当纤芯直径为 $15\ \mu\text{m}$ 时, 光纤的 ZDW 约为 $4.5\ \mu\text{m}$. 采用管棒法制备的 $\text{Ge}_{0.25}\text{As}_{0.1}\text{S}_{0.65}/$

$\text{Ge}_{0.26}\text{As}_{0.08}\text{S}_{0.66}$ 光纤的背景损耗 < 2 dB/m, 采用脉冲宽度为 170 fs、重复频率为 100 kHz 的 4.8 μm 激光抽运芯径为 15 μm 、长度为 10 cm 的光纤, 可获得覆盖 2.5—7.5 μm 的 SC.

参考文献

- [1] Petersen C R, Moller U, Kubat I, Zhou B, Dupont S, Ramsay J, Benson T, Stujecki S, Abdel-Moneim N, Tang Z, Furniss D, Seddon A, Bang O 2014 *Nat. Photonics* **8** 830
- [2] Yu Y, Gai X, Ma P, Vu K, Yang Z, Wang R, Choi D Y, Madden S, Luther-Davies B 2016 *Opt. Lett.* **41** 958
- [3] Cheng T, Nagasaka K, Tuan T H, Xue X, Matsumoto M, Tezuka H, Suzuki T, Ohishi Y 2016 *Opt. Lett.* **41** 2117
- [4] Shi H, Feng X, Tan F, Wang P, Wang P 2016 *Opt. Mater. Express* **6** 3967
- [5] Jiang X, Joly N Y, Finger M A, Babic F, Wong G K L, Travers J C, Russell P S J 2015 *Nat. Photonics* **9** 133
- [6] Zhao Z, Chen P, Wang X, Xue Z, Tian Y, Jiao K, Wang X-g, Peng X, Zhang P, Shen X, Dai S, Nie Q, Wang R 2019 *J. Am. Ceram. Soc.* **102** 5172
- [7] Wei H F, Chen S P, Hou J, Chen K K, Li J Y 2016 *Chin. Phys. Lett.* **33** 64202
- [8] Boivin M, El-Amraoui M, Ledemi Y, Celarie F, Vallee R, Messaddeq Y 2016 *Opt. Mater. Express* **6** 1653
- [9] Rezvani S A, Nomura Y, Ogawa K, Fuji T 2019 *Opt. Express* **27** 24499
- [10] Li G, Peng X, Dai S, Wang Y, Xie M, Yang L, Yang C, Wei W, Zhang P 2018 *J. Lightwave Technol.* **37** 1847
- [11] Zhang B, Yu Y, Zhai C, Qi S, Wang Y, Yang A, Gai X, Wang R, Yang Z, Luther-Davies B 2016 *J. Am. Ceram. Soc.* **99** 2565
- [12] Zhao Z, Wu B, Wang X, Pan Z, Liu Z, Zhang P, Shen X, Nie Q, Dai S, Wang R 2017 *Laser Photonics Rev.* **11** 1700005
- [13] Dai S, Wang Y, Peng X, Zhang P, Wang X, Xu Y 2018 *Appl. Sci.* **8** 707
- [14] Yao C, Jia Z, Li Z, Jia S, Zhao Z, Zhang L, Feng Y, Qin G, Ohishi Y, Qin W 2018 *Optica* **5** 1264
- [15] Gattass R R, Shaw L B, Nguyen V Q, Pureza P C, Aggarwal I D, Sanghera J S 2012 *Opt. Fiber Technol.* **18** 345
- [16] Robichaud L R, Duval S, Pleau L P, Fortin V, Bah S T, Chatigny S, Vallee R, Bernier M 2020 *Opt. Express* **28** 107
- [17] Zhang M, Li T, Yang Y, Tao H, Zhang X, Yuan X, Yang Z 2019 *Opt. Mater. Express* **9** 555
- [18] You C, Dai S, Zhang P, Xu Y, Wang Y, Xu D, Wang R 2017 *Sci. Rep.* **7** 6497
- [19] Zhu L, Yang D, Wang L, Zeng J, Zhang Q, Xie M, Zhang P, Dai S 2018 *Opt. Mater.* **85** 220
- [20] Zhang Y, Xu Y, You C, Xu D, Tang J, Zhang P, Dai S 2017 *Opt. Express* **25** 8886
- [21] Messaddeq S H, Vallee R, Soucy P, Bernier M, El-Amraoui M, Messaddeq Y 2012 *Opt. Express* **20** 29882
- [22] Li T T, Zhang M J, Tian K Z, Zhang X, Yuan X, Yang A P, Yang Z Y 2019 *Acta Opt. Sin.* **39** 1016001 (in Chinese) [李铜铜, 张鸣杰, 田康振, 张翔, 袁孝, 杨安平, 杨志勇 2019 *光学学报* **39** 1016001]
- [23] Zhang M, Li L, Li T, Wang F, Tian K, Tao H, Feng X, Yang A, Yang Z 2019 *Opt. Express* **27** 29287
- [24] Sun M, Yang A, Zhang X, Ma H, Zhang M, Tian K, Feng X, Yang Z 2019 *J. Am. Ceram. Soc.* **102** 6600
- [25] Zhang M, Yang Z, Zhao H, Yang A, Li L, Tao H 2017 *J. Alloys Compd.* **722** 166
- [26] Lu X, Lai Z, Zhang R, Guo H, Ren J, Strizik L, Wagner T, Farrell G, Wang P 2019 *J. Eur. Ceram. Soc.* **39** 3373
- [27] Qiao B J, Chen F F, Huang Y C, Dai S X, Nie Q H, Xu T F 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 154216 (in Chinese) [乔北京, 陈飞飞, 黄益聪, 戴世勋, 聂秋华, 徐铁峰 2015 *物理学报* **64** 154216]
- [28] Liu L, Zheng X, Xiao X, Xu Y, Cui X, Cui J, Guo C, Yang J, Guo H 2019 *Opt. Mater. Express* **9** 3582
- [29] Yang Y, Chen Y X, Liu Y H, Rui Y, Cao F Y, Yang A P, Zu C K, Yang Z Y 2016 *Acta Phys. Sin.* **65** 127801 (in Chinese) [杨艳, 陈云翔, 刘永华, 芮扬, 曹烽燕, 杨安平, 祖成奎, 杨志勇 2016 *物理学报* **65** 127801]
- [30] Yang Y, Zhang B, Yang A, Yang Z, Lucas P 2015 *J. Phys. Chem. B* **119** 5096
- [31] Zhang B, Guo W, Yu Y, Zhai C, Qi S, Yang A, Li L, Yang Z, Wang R, Tang D, Tao G, Luther-Davies B 2015 *J. Am. Ceram. Soc.* **98** 1389
- [32] Snopatin G E, Shiryaev V S, Plotnichenko V G, Dianov E M, Churbanov M F 2009 *Inorg. Mater.* **45** 1439
- [33] Nguyen V Q, Sanghera J S, Kung F H, Aggarwal I D, Lloyd I K 1999 *Appl. Opt.* **38** 3206
- [34] Dudley J M, Genty G, Coen S 2006 *Rev. Mod. Phys.* **78** 1135
- [35] Biancalana F, Skryabin D V, Yulin A V 2004 *Phys. Rev. E* **70** 016615
- [36] Eftekhar M A, Wright L G, Mills M S, Kolesik M, Correa R A, Wise F W, Christodoulides D N 2017 *Opt. Express* **25** 9078

Ge-As-S chalcogenide glass fiber with high laser damage threshold and mid-infrared supercontinuum generation*

Tian Kang-Zhen Hu Yong-Sheng Ren He Qi Si-Sheng

Yang An-Ping Feng Xian[†] Yang Zhi-Yong[‡]

(*Jiangsu Key Laboratory of Advanced Laser Materials and Devices, School of Physics and Electronic Engineering, Jiangsu Normal University, Xuzhou 221116, China*)

(Received 13 August 2020; revised manuscript received 28 September 2020)

Abstract

High-brightness broadband mid-infrared supercontinuum sources are highly demanded for many applications such as remote sensing, environmental monitoring, manufacturing industry, medical surgery and thermal imaging. For fulfilling these applications, high average power output is required. Compared with all other mid-infrared glass fibers, chalcogenide glass fiber possesses low phonon energy, long wavelength transmission edge, and high Kerr nonlinearity, thereby becoming a uniquely ideal nonlinear optical material for generating broadband mid-infrared supercontinuum. Unfortunately, due to weak chemical bonds forming the glass network, the commonly used As-S chalcogenide glass has a relatively low laser damage threshold. Thus from the material aspect, it limits high power yielded from a chalcogenide fiber based mid-infrared supercontinuum source. A chalcogenide glass host with enhanced laser damage threshold is therefore needed for further power scaling up of such a mid-infrared fiber supercontinuum.

In this work, we introduce germanium into a traditional As-S glass system. The laser damage threshold of Ge-As-S glass is investigated systematically. A 3.6- μm femtosecond laser is employed as an excitation source. The relationship between the laser damage threshold and the glass composition indicates that of the studied Ge-As-S chalcogenide glasses, stoichiometric $\text{Ge}_{0.25}\text{As}_{0.1}\text{S}_{0.65}$ glass possesses the highest laser damage threshold.

In the following fiber design and fabrication, the optimized stoichiometric $\text{Ge}_{0.25}\text{As}_{0.1}\text{S}_{0.65}$ glass therefore is chosen as a core material of the designed fiber, while a compatible $\text{Ge}_{0.26}\text{As}_{0.08}\text{S}_{0.66}$ glass is selected as a cladding material. A step-index nonlinear fiber with a core diameter of 15 μm is fabricated by the traditional rod-in-tube method. The numerical aperture and the background loss of the fabricated $\text{Ge}_{0.25}\text{As}_{0.1}\text{S}_{0.65}/\text{Ge}_{0.26}\text{As}_{0.08}\text{S}_{0.66}$ fiber are ~ 0.24 and < 2 dB/m, respectively.

Broadband mid-infrared supercontinuum is generated in the fiber by using an anomalous-dispersion pumping scheme. A 4.8- μm femtosecond laser with a pulse duration of 170 femtosecond and a repetition rate of 100 kHz is adopted as a pump source. The guidance of the fundamental mode is confirmed under low pump power level. With the increase of the pump power, the supercontinuum shows to be significantly broadened. Broadband supercontinuum ranging from 2.5 μm to 7.5 μm is generated in an only 10-cm-long fiber, when the maximum coupled pump power is 15 mW, equivalent to a peak power of 882 kW. The power output of the supercontinuum is 5.5 mW.

All in all, the results indicate that the Ge-As-S chalcogenide glass fiber is a promising nonlinear medium for broadband mid-infrared supercontinuum sources with high brightness.

Keywords: optical materials, chalcogenide glass fiber, mid-infrared laser damage, supercontinuum

PACS: 78.20.Ci, 42.65.Wi

DOI: 10.7498/aps.70.20201324

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 61805109, 61575086), the Natural Science Foundation of Jiangsu Province (Grant No. BK20170229), and the Natural Science Foundation of the Higher Education Institutions of Jiangsu Province (Grant No. 18KJB180004).

[†] Corresponding author. E-mail: xianfeng@jsnu.edu.cn

[‡] Corresponding author. E-mail: yangzhiyong@jsnu.edu.cn