

基于新型碲化物光纤的远红外超连续谱数值模拟研究*

高嘉倪¹⁾³⁾ 赵浙明^{1)2)3)†} 焦凯⁴⁾

1) (嘉兴大学信息科学与工程学院, 嘉兴 314001)

2) (嘉兴大学机械工程学院, 嘉兴 314001)

3) (全省多模态感知与智能系统重点实验室, 嘉兴 314001)

4) (宁波大学信息科学与工程学院, 宁波 315211)

摘要

随着温室效应的加剧,对于二氧化碳等气体远红外特征吸收波段的监测需求不断增多。超连续谱光源具有光谱宽、亮度高、相干性好等特点,在红外气体检测中表现出明显优势。本文采用新型碲化物光纤作为非线性介质,围绕远红外超连续谱的产生展开研究。基于分步傅里叶方法,对飞秒脉冲在光纤中的传输过程以及光谱的演化情况进行了数值模拟,重点分析了泵浦波长、光纤长度和峰值功率对远红外超连续谱展宽的影响。本文还采用了 $10.5\text{ }\mu\text{m}$ 飞秒脉冲作为泵浦,对该光纤产生远红外超连续谱的特性进行了数值模拟,结果表明该碲化物光纤在较低峰值功率下(千瓦数量级)即可获得覆盖 $7 - 17\text{ }\mu\text{m}$ (40 dB) 的宽谱远红外超连续谱输出。因此,本研究可为今后设计远红外超连续谱光源提供一定的理论依据,具有重要的意义。

关键词: 硫系玻璃, 碲化物光纤, 远红外超连续谱, 温室效应, CO_2 监测

基金: 国家自然科学基金(批准号:61705091)和浙江省自然科学基金(批准号:LY24F050002)

资助的课题.

† 通信作者.E-mail: zhaozheming@zjxu.edu.cn

第一作者.E-mail: 1563299392@qq.com

录用稿件，非最终出版稿

1 引言

温室效应气体^[1]主要包括二氧化碳(CO₂)、甲烷(CH₄)、氧化亚氮(N₂O)、氟利昂(CFC11)、六氟化硫(SF₆)等,它们的作用主要体现在吸收和释放红外线辐射,这个过程本质上是地球对自身环境的热量平衡^[2],原理是地面长波辐射易被大气拦截,并被温室气体吸收,使能量发生再分配与逆辐射^[3]。2024 年全球大气 CO₂ 平均浓度已升至 423.9 ppm,较工业化前大幅增长^[4],因 CO₂ 留存时间长的特性,成为气候变化的主要驱动力^[5]。由于温室效应气体的红外吸收峰波长大多位于 5 μm 以外的远红外波段,如 CFC11 约在 12.5 μm、CO₂ 约在 15 μm^[6]附近,可采用红外吸收光谱方法对其进行定量监测^[6, 7]。其基本原理是当特定波长范围内的红外光通过待测气体时,CO₂ (O=C=O)^[8] 分子会对与其振动跃迁相对应的辐射产生选择性吸收,从而导致透射光强发生衰减,根据 Beer - Lambert 定律便可实现对浓度的反演^[9]。因此,研制一种能够覆盖 15 μm 远红外波段的高亮度宽带相干光源具有重要的应用价值^[10, 11],而超连续谱光源成为了一种理想的选择。超连续谱是指窄带泵浦激光在非线性介质中传播时,在非线性效应与色散共同作用下形成的宽带连续光谱^[12, 13],能够产生该类宽带连续光谱输出的光源称为超连续谱光源。与传统窄带激光光源和热辐射光源^[14]相比,超连续谱光源同时具备宽带输出、高亮度和较高相干性等特点^[15],能够在单一光源平台上覆盖多个分子吸收波段,因此在气体检测、分子光谱分析和红外遥感等领域展现出显著优势^[16]。基于此,面向中、远红外区域的超连续谱产生研究,已成为了近年来红外光源研究领域的重要方向之一,而且面向远红外波段的相干光源研究逐渐从材料探索向集成化系统发展^[17, 18]。

1970 年, Alfano 等人^[19]最早在块状晶体和玻璃介质中观察到自相位调制和

频谱展宽现象，超连续谱光源在各类非线性介质中得到了广泛研究。此后，相关研究由可见光和近红外扩展到中红外，并进一步向长波红外方向发展。在超连续谱的基质材料发展历程中，经历了从石英玻璃到红外玻璃的发展过程。石英光纤的中红外透过性能有限，难以产生 $2\text{ }\mu\text{m}$ 之外的中红外超连续谱；碲酸盐、氟化物等红外玻璃光纤的透过窗口可达 $4\text{--}5\text{ }\mu\text{m}$ 左右，通常可获得 $5\text{ }\mu\text{m}$ 以内的中红外超连续谱；在 $8\text{ }\mu\text{m}$ 之外的远红外区域，硫系玻璃是唯一的选择。这类玻璃^[20]能同时覆盖近红外到远红外，具备优良的红外透过性能和极高的非线性效应^[21]。硫系玻璃的阴离子主要由 S、Se、Te 组成^[22]，根据构成元素不同，常见的 As-S、As-Se、As-Se-Te 等硫系光纤的长波透过波长可达 $6\text{ }\mu\text{m}\text{--}14\text{ }\mu\text{m}$ 不等，在 $6\text{ }\mu\text{m}$ 之外的波段，硫系玻璃是唯一能用来产生红外超连续谱的候选材料。硫系玻璃已成为了当前中红外及长波红外超连续谱研究中最主要的材料之一^[23, 24]。

硫系光纤在超连续谱产生方面，目前已经存在许多研究成果。Petersen 等人^[25]借助具有超高数值孔径的 As_2Se_3 阶跃光纤，在中红外区域实现了 $1.4\text{--}13.3\text{ }\mu\text{m}$ 的超连续谱输出；Cheng 等人^[26]基于 AsSe_2 光纤将光谱拓展至 $10\text{ }\mu\text{m}$ 以上；Mouawad 等人^[27]通过悬吊芯 As_2Se_3 光纤实现了 $2\text{--}12\text{ }\mu\text{m}$ 的超连续谱输出；Yu 等人^[28]在 4.5 kW 的峰值功率条件下，利用阶跃型硫系光纤同样实现了 $1.8\text{--}10\text{ }\mu\text{m}$ 的超连续谱输出。以上的研究工作充分表明，硫系玻璃在产生中、远红外超连续谱方面，硫系玻璃具备明显的优势。

在泵浦源方面，飞秒或皮秒脉冲光源通常用于远红外超连续谱的产生，它们能够提供足够的峰值功率，引发强非线性效应。此外，使用级联泵浦^[29]或长波泵浦技术，也能有效扩展超连续谱的波长范围^[30, 31]，如 Petersen 等人^[32]采用 $1.55\text{ }\mu\text{m}$ 泵浦源结合掺铒放大器，通过硅基-氟化物-硫系级联光纤系统，将超连续谱

拓展至 7 μm 以上，由此证明级联方案不需要长波泵浦源也能实现。从现有玻璃光纤的红外透过性能来看，若需产生覆盖 15 μm 的远红外超连续谱，通常需要采用碲化物光纤作为非线性介质。相比于传统的 GeAsSeTe 光纤^[33]，新型 GeTe-AgI 光纤不受 Se-Se 多声子吸收困扰，具有更远的长波红外透过。目前在光纤中输出超连续谱的最宽记录是碲化物 (GeTe-AgI) 光纤中产生的 2-16 μm ^[14]，尽管其具有优异的远红外性能，但高性能碲化物光纤的制备比较困难，因为碲化物玻璃热稳定性相对较低，拉丝过程中容易出现析晶、相分离和成分波动，同时远红外传输对杂质吸收和散射损耗极为敏感，所以相关的性能研究很少，其非线性性能在理论上尚未得到系统研究。

基于此，本文以新型碲化物 (GeTe-AgI) 光纤为非线性介质，采用分步傅里叶方法，数值模拟了飞秒脉冲在光纤中如何传输、光谱如何演化，同时探讨了光纤长度、泵浦波长和峰值功率这几个因素会怎样影响超连续谱的展宽，通过对比不同条件下的光谱输出特征，分析了非线性效应与色散相互作用对谱宽和平坦性的调控机制，并与文献^[14]的实验结果进行了对比分析。此外，本文利用 10.5 μm 飞秒脉冲泵浦波长模拟了碲化物光纤的远红外超连续谱产生特性，分析了不同光纤长度对光谱展宽的影响，为碲化物光纤在长波泵浦方案中的应用提供了数值参考。

2 数值模拟方法

本文通过软件进行仿真实验，通过数值方法模拟了一个光脉冲在光纤中传播时，由于色散和非线性效应共同作用引起的超连续谱展宽过程。以下简要列举了在模拟过程中涉及的重要物理公式。

在传播过程中，色散算符 D_{op} 对光场的作用由下面这个公式给出：

$$E_f(z + \Delta z) = \exp\left(\frac{D_{op}}{2} \Delta z\right) E_f(z) \quad (1)$$

公式（1）描述了色散效应在传播过程中的具体作用，它反映了光波电场 $E_f(z)$ 随传播距离 z 的变化规律：色散效应通过指数项引入了光波的相位变化，对光波在光纤中的传播特性施加影响。利用该公式能够有效模拟不同传播步长 Δz 的条件下，光波因为色散效应而产生的形态变化，这样就能够进一步分析光纤传输中的脉冲展宽和信号失真问题。

在时域中，功率等于光场幅值的平方，具体如下：

$$P(t) = |E_t(t)|^2 \quad (2)$$

时域功率 $P(t)$ 如公式（2）所示，作用是用它来观察脉冲在传播过程中波形是如何演化的。通过分析时域功率的变化，就能够判断脉冲是否发生了孤子裂变、是否出现了脉冲分裂等非线性现象。在超连续谱产生过程中，时域波形与频域谱形具有密切相关性，因为脉冲在时域被压缩时，频域中的光谱往往也会跟着展宽。

功率谱通过场幅值的平方得到，具体如下：

$$P(\omega) = |E_f(\omega)|^2 \quad (3)$$

在模拟过程中，我们通过计算功率谱来描述能量如何随着传播距离而变化。为了定量分析超连续谱的展宽特性，公式（3）给出了功率谱密度的定义。功率谱反映的是光场能量在频域里如何分布，通常用来衡量光谱覆盖范围、平坦度以及向长波边缘扩展的能力。在数值模拟中，通过对比不同的泵浦波长、峰值功率以及光纤长度下的功率谱，能够系统分析各个参数对超连续谱产生的影响。把时域和频域的分析结合起来看，能更全面地理解非线性效应是如何推动光谱演化的。

描述光纤中光脉冲的传播，通常采用如下形式的非线性薛定谔方程：

$$i \frac{\partial E(z,t)}{\partial z} + \sum_{k=2}^{10} \frac{\beta_k}{k!} (i \frac{\partial}{\partial t})^k E(z,t) + \gamma |E(z,t)|^2 E(z,t) = 0 \quad (4)$$

公式（4）中， $E(z,t)$ 是光场包络的复振幅； β_k 是第 k 阶色散系数，它反映了不同阶次色散对脉冲传播的影响； γ 是光纤非线性系数，用来描述自相位调制等非线性效应。该方程体现了高阶色散与非线性效应之间的耦合作用。其中，二阶色散主要决定脉冲是基本展宽还是压缩，三阶以及更高阶色散则会影响频谱的不对称性和一些细节上的演化，而非线性项是推动频谱展宽的主要动力。综上，该方程是分析超短脉冲如何传输、超连续谱如何产生的关键理论依据。

数值模拟统一将光纤的非线性系数设置为 $62.3 \text{ km}^{-1}\text{W}^{-1}$ ^[34]，光纤长度范围为 10–50 cm 不等，泵浦功率方面，结合实验^[14]所公开的平均功率，耦合效率统一近似采用 4 %。数值模拟结果表明，在所设光纤长度条件（cm 量级）下，受客观因素限制—当前光纤的传输损耗谱实际最远波长仅为 $14.5 \text{ }\mu\text{m}$ ，如果加入损耗，数值模拟的参数不确定性增大，进而易增加模型的复杂度，故本文在后续的数值模拟中未引入损耗项。

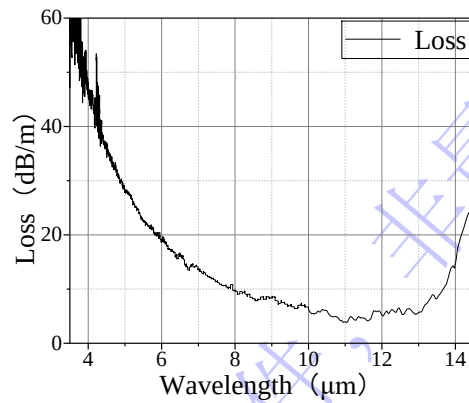


图 1. 碲化物光纤传输损耗谱

Fig. 1. Transmission loss spectrum of the telluride fiber

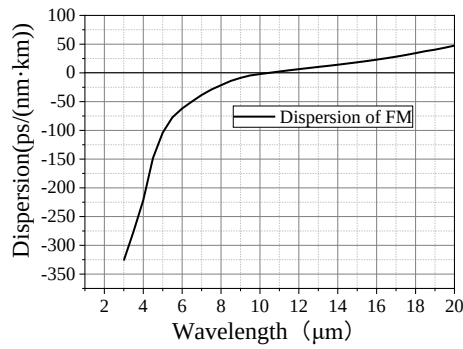


图 2. 碲化物光纤基模色散曲线

Fig. 2. Dispersion curve of the fundamental mode in the telluride fiber

光纤的色散曲线计算结果如图 2 所示，零色散波长大约位于 $10.5 \mu\text{m}$ 附近，这说明如果泵浦波长选在这一附近，脉冲传播时色散对脉冲展宽的限制会减弱，更容易与非线性效应共同作用；短波段曲线陡峭，表明该区域色散变化敏感，不同波长分量容易产生更明显的群速度差； $10 - 20 \mu\text{m}$ 区域曲线较平缓，说明该波段色散变化相对温和，有利于中远红外波段中光谱的稳定扩展。

基于上述碲化物光纤的色散特性，参考文献^[14]的实验结果，本文首先选取了 $6 \mu\text{m}$ 、 $7 \mu\text{m}$ 和 $8 \mu\text{m}$ 作为泵浦波长。上述三个波长均位于正常色散区且与零色散波长距离不同，便于系统研究泵浦波长变化对孤子动力学过程及光谱展宽行为的影响，另一方面以上三个泵浦波长均位于现有的中红外超连续谱光源^[35]的输出范围之内，有利于后续的级联泵浦；此外我们也选择了近零色散点波长的 $10.5 \mu\text{m}$ 波长，针对碲化物光纤的远红外超连续谱输出性能进行了评估。

表 1. 数值模拟的参数设置

Table 1. Parameters used in the numerical simulation

脉宽参数	时间窗口	采样点数	频率点数	非线性步数	光纤长度
200 fs	1.5 fs	2^{13}	100	100	10-50 cm

3 模拟结果

3.1 不同波长、不同功率、同一光纤长度的模拟结果

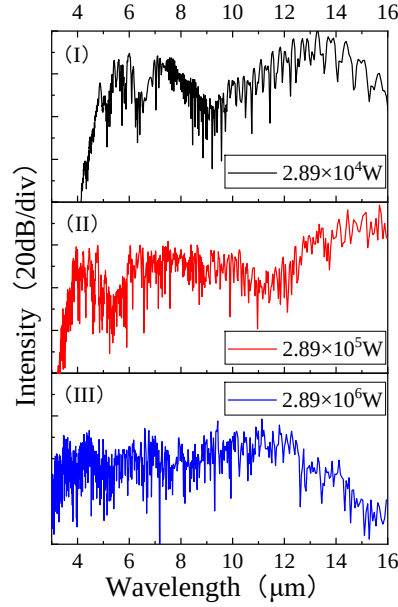


图 3. 6 μm 泵浦波长、10 cm 光纤长度下，不同峰值功率运行结果图

Fig. 3. Simulation results of different peak powers in 10-cm-long fiber pumped by 6 μm laser

如图 3 所示是泵浦波长为 6 μm 、光纤长度为 10 cm 时，不同峰值功率对输出光谱的影响。当峰值功率为 2.89×10^4 W 时（图 3 (I) 所示），此时输出光谱已经表现出较明显的展宽，说明该功率条件下非线性效应已经能够有效促进新频率分量的产生，但与更高峰值功率条件相比，其短波蓝移和长波延伸程度仍相对有限，谱线起伏也较为明显。随着峰值功率增加至 2.89×10^5 W（图 3 (II) 所示），光谱明显展宽，短波和长波方向都有扩展，非线性效应和色散效应相互作用，导致更强的谱展宽，尤其在零色散或反常色散区域，拉曼效应和色散波辐射使光谱向长波方向扩展，所以展宽效果最为显著。当峰值功率进一步增大至 2.89×10^6 W 时（图 3 (III) 所示），输出光谱并未得到改善，反而出现了较强的起伏，长波端出现一定程度的下降，该现象可能与过高峰值功率下非线性相位积累

过强、脉冲演化过于剧烈以及不同频率分量之间的能量重分配有关，从而导致输出光谱平坦性下降。在高功率条件下长波端强度变化对时间窗口、频率采样点数和传播步长等数值参数较为敏感，后续可以通过进一步优化上述参数对该结果进行验证。随着峰值功率的提高，蓝移的效率也越高，图示短波部分显著逐渐展宽，从小于 $4\ \mu\text{m}$ 、到接近 $3\ \mu\text{m}$ 再到跨过 $3\ \mu\text{m}$ 。因此，适当提高峰值功率有助于增强非线性效应并促进尤其是短波部分的光谱展宽。可以观察到，图 3 (II) 在谱宽、连续性和平坦性之间表现出较好的平衡。

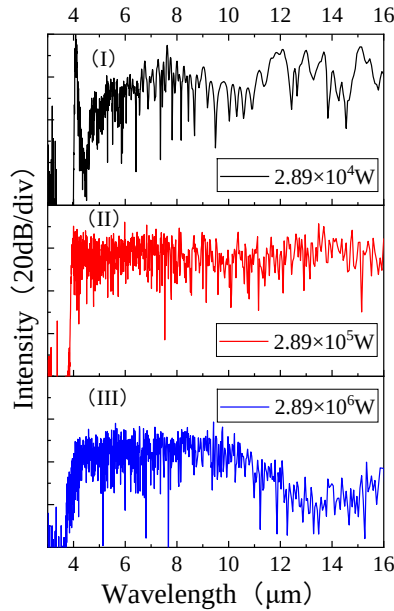


图 4. $7\ \mu\text{m}$ 泵浦波长、 $10\ \text{cm}$ 光纤长度下，不同峰值功率运行结果图

Fig. 4. Simulation results of different peak powers in 10-cm-long fiber pumped by $7\ \mu\text{m}$ laser

如图 4 所示是泵浦波长为 $7\ \mu\text{m}$ 、光纤长度为 $10\ \text{cm}$ 时，不同峰值功率对光谱的影响。可以看出，随着峰值功率的增加，光谱展宽程度也在逐渐加大。特别是在峰值功率达到 $2.89 \times 10^5\ \text{W}$ 时（图 4 (II) 所示）光谱展宽较为充分，且连续性和平坦性相对较好。不过，随着峰值功率进一步增加，由于非线性相位积累过大，频率分量之间的耦合与能量转移显著增强，导致光谱起伏加剧、平坦性变

差，因此光谱（图 4（III）所示）的稳定性反而下降。

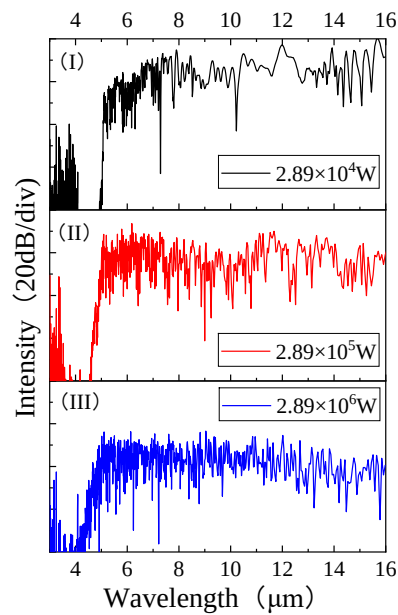


图 5. 8 μm 泵浦波长、10 cm 光纤长度下，不同峰值功率运行结果图

Fig. 5. Simulation results of different peak powers in 10-cm-long fiber pumped by 8 μm laser

如图 5 所示是泵浦波长为 8 μm 、光纤长度为 10 cm 时，不同峰值功率对光谱的影响。通常峰值功率越高，光谱展宽就越明显，在适中的功率下（图 5（II）所示）输出光谱在展宽范围、谱形连续性和能量分布均匀性之间表现出较好的协调性，过强的非线性作用会导致谱内能量重分配加剧，使不同频率分量之间的耦合增强，进而引起光谱起伏增大、平坦性变差，因此光谱（图 5（III）所示）质量下降，并表现出更明显的波动与不稳定性。

3.2 不同波长、不同光纤长度、同一功率的模拟结果

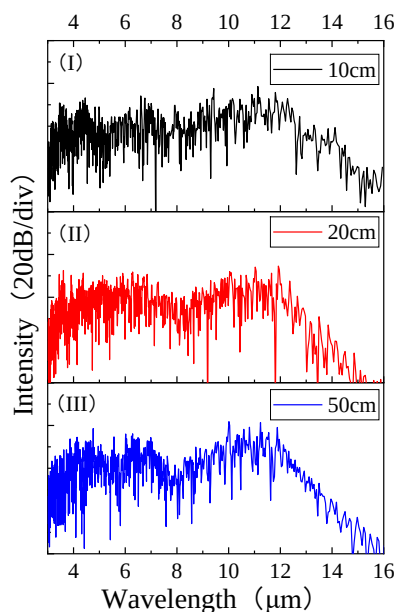


图 6. 6 μm 泵浦波长、2.89 MW 峰值功率，不同光纤长度运行结果图

Fig. 6. Simulation results of different fiber lengths at a pump wavelength of 6 μm with a peak power of 2.89 MW

如图 6 所示是泵浦波长为 6 μm 、峰值功率为 2.89 MW 时，不同光纤长度下的输出光谱。当光纤长度为 10 cm 时（图 6 (I)），输出光谱的覆盖范围比较宽，长波端也有所延伸，表明了光脉冲在较短的光纤长度内经历了显著的非线性展宽，这其中是自相位调制和拉曼效应起到了重要作用；随着光纤长度增至 20 cm（图 6 (II)），光谱在中间波段保持一定宽度，但长波端的强度开始下降；当光纤长度进一步增加至 50 cm（图 6 (III)）时，长波成分衰减更快，输出光谱的有效谱宽反而缩小，说明长度过长的光纤导致了非线性展宽效果的饱和。当光纤长度超过 20 cm 时，新频率成分的产生效率下降，能量主要在原来已经产生的频率成分间进行重新分配，因此有效谱宽不再显著增加。可以观察到，图 6 (II) 在光谱展宽范围、长波延伸以及谱形均衡性方面表现相对较好。

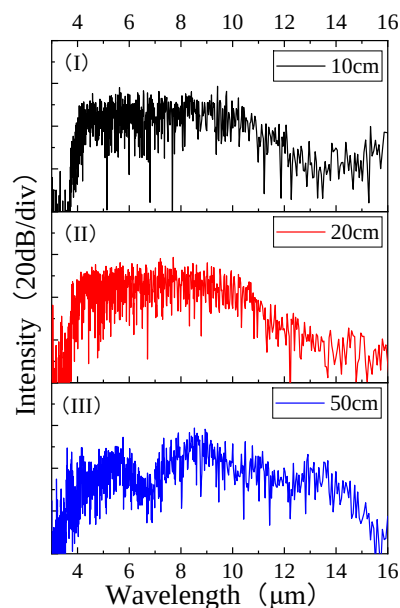


图 7. 7 μm 泵浦波长、2.89 MW 峰值功率，不同光纤长度运行结果图

Fig. 7. Simulation results of different fiber lengths at a pump wavelength of 7 μm with a peak power of 2.89 MW

如图 7 所示是泵浦波长为 7 μm 、峰值功率为 2.89 MW 时，不同光纤长度下的输出光谱。当光纤长度为 10 cm 时，光谱已经表现出了一定程度的展宽，但覆盖范围仍然相对有限；随着光纤长度增至 20 cm，非线性作用沿传播方向进一步积累，光谱向长波和短波方向继续扩展；当光纤长度达到 50 cm 时，输出光谱的覆盖范围进一步增大，表明在较长传播距离下脉冲经历了更充分的非线性演化，因此展宽效果最为明显。其原因在于，随着光纤长度的增加，自相位调制、拉曼效应及高阶色散等作用在更长距离内并持续积累，这促进了新频率分量的不断产生，从而使超连续谱进一步展宽。可以观察到，12 μm -13 μm 之间，图 7 (I) 和图 7 (II) 的光谱强度均是下降的趋势，而图 7 (III) 的光谱局部强度维持较好。

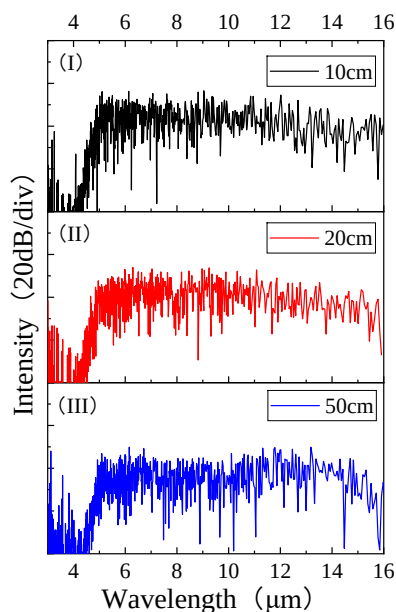


图 8. 8 μm 泵浦波长、2.89 MW 峰值功率，不同光纤长度运行结果图

Fig. 8. Simulation results of different fiber lengths at a pump wavelength of 8 μm with a peak power of 2.89 MW

如图 8 所示是泵浦波长为 8 μm 、峰值功率为 2.89 MW 时，不同光纤长度下的输出光谱。在光纤长度为 10 cm 时（图 8 (I)），输出光谱覆盖的波长范围较宽，大约在 5 - 16 μm 之间，谱形整体比较连续、平坦性相对较好。随着光纤长度增加到 20 cm（图 8 (II)），光谱虽然仍保持较宽的分布范围，但平坦性有所下降，长波端出现了一定程度的衰减。进一步增大光纤长度至 50 cm 时（图 8 (III)），光谱范围仍然较宽，但谱线的起伏更加明显了，长波端衰减加剧，这是由于传播距离过长后，色散效应的持续累积，非线性作用导致的谱内能量重分配变得更剧烈，从而光谱平坦性和稳定性下降，表明光纤长度过长时输出光谱质量会有所降低。

3.3 不同波长、同一功率、同一光纤长度的模拟结果

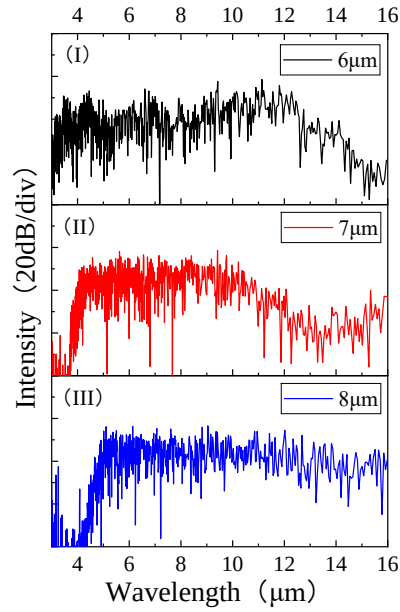


图 9. 10 cm 光纤长度、2.89 MW 峰值功率，不同泵浦波长运行结果图

Fig. 9. Simulation results of different pump wavelengths with 2.89 MW peak power in the 10-cm-long fiber

如图 9 所示是光纤长度为 10 cm、峰值功率为 2.89 MW 时，不同泵浦波长下的输出光谱。在光纤长度和峰值功率不变的情况下，泵浦波长的变化对输出光谱的分布范围和谱形有显著影响。当泵浦波长为 6 μm 时（图 9 (I)），输出光谱虽然具有较宽的分布范围，但整体呈现较大的起伏，尤其是长波端的衰减较为明显，表明能量分布不均匀。泵浦波长为 7 μm 时（图 9 (II)），光谱在中间波段的连续性有所改善，分布比 6 μm 时更加均匀，说明泵浦波长向长波方向移动后，非线性效应得到了更好的平衡，能量分布更广。泵浦波长为 8 μm 时（图 9 (III)），光谱展现出更好的连续性和相对稳定的分布，但长波端仍有一定的波动。因此，泵浦波长的不同会导致输出光谱质量的差异。相较于 6 μm 和 7 μm 泵浦条件，8 μm 泵浦下的输出光谱连续性和平坦性相对较好，谱形分布也更为均衡。色散算符 D_{op} 在传播过程中通过指数相位因子影响光场的频域演化（公式（1）），不

同泵浦波长对应的色散曲线决定了调制不稳定性增益谱的峰值位置,从而影响光谱展宽范围与平坦性。

进一步对比与 Zhao 等人^[14]的实验结果也表明:在同功率条件下,7 μm 与 8 μm 泵浦的超连续谱展宽效率优于 6 μm ,虽然文献得到的 2 - 16 μm (40 dB)的最宽输出是采用了 7 μm 泵浦,其主要原因还是功率因素——由于 OPA 激光的输出特性(波长越大其输出功率越低)——8 μm 激光功率明显小于 7 μm ;而在本文的数值模拟过程中发现,同样的泵浦功率条件下,泵浦波长越大,对应的色散绝对值越小(7 μm /8 μm 波长处对应的色散值分别约为-38 和-21 $\text{ps} \cdot \text{nm}^{-1}\text{km}^{-1}$,见图 2),该光纤中的频谱红移效率越高、输出光谱的连续性和平坦性也越好,即 8 μm 波长泵浦结果优于 7 μm 。

在频谱的蓝移方面,由于本文的数值模拟仅采用了基模模式泵浦,因此与文献报道的实验值差异较为明显。由于硫系光纤的宽红外透过窗口,使得单模硫系光纤无法满足短波区域的单模传输条件,实际的超连续谱产生在蓝移方面远比理论模型复杂。光纤在多模条件下,高峰值功率脉冲很容易激发各类高阶模,模态之间的非线性耦合可带来更丰富的物理过程。例如,拉曼散射作为多模光纤中的关键非线性过程,能够生成宽范围的光谱。Pourbeyram 等人^[36]研究表明,使用标准电信等级渐变折射率多模光纤时,泵浦波长为 523 nm 的光源产生了从 523 nm 到 1750 nm 的级联拉曼峰;Agrawal 等人^[37]指出,光纤中的模态耦合和四波混频等非线性效应对于光谱展宽有重要作用,尤其在高功率泵浦条件下,各类高阶模被有效激发从而增强了频谱的蓝移。尽管在短波区域存在一定的杂质吸收(4.25 μm 处),碲化物光纤的实际输出频谱蓝移波长可小于 4 μm 。

总的来说,本文的数值模拟结果和文献报道的实验结果在总体趋势上具有较

好一致性，即泵浦波长越大（色散越平坦），超连续谱在光纤中的输出会更加连续，也更平坦。

3.4 10.5 μm 泵浦的模拟结果

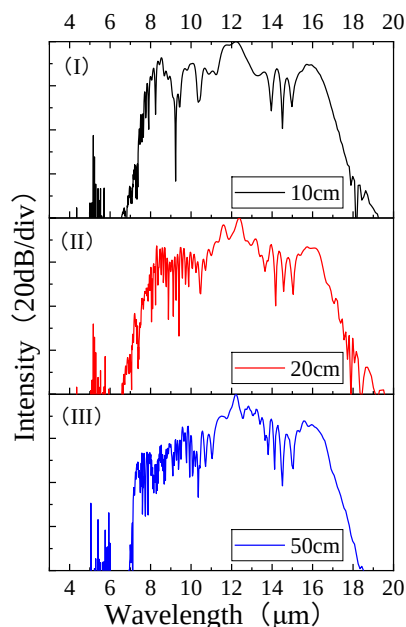


图 10. 10.5 μm 泵浦波长、 5×10^3 W 峰值功率、不同光纤长度运行结果图

Fig. 10. Simulation results of different fiber lengths at a pump wavelength of 10.5 μm with a peak power of 5×10^3 W

为了进一步验证色散与频谱展宽的影响，我们进行了近零色散点波长（10.5 μm ）的泵浦模拟计算，结果如图 10 所示。当峰值功率为 5×10^3 W 时，就能看出明显的频谱展宽，即频谱红移量轻松跨越 16 μm 并且达到了 17 μm （40 dB）。光纤长度增加后，输出光谱的展宽变化主要集中在短波方向的蓝移上。图 10 (I) 为光纤长度为 10 cm 时，展宽较为明显，但光谱在长波端存在较强的波动和衰减；光纤长度为 20 cm 时（图 10 (II)），光谱展宽得到了进一步的增强，长波端的衰减有所减缓，但谱线的波动仍然较为明显。当光纤长度增大至 50 cm 时（图 10 (III)），蓝移的频谱能量明显增强了，但长波端的衰减也更加显著。因此，为

了获得均匀性好且平坦性好的光谱展宽需要采用合适的光纤长度。

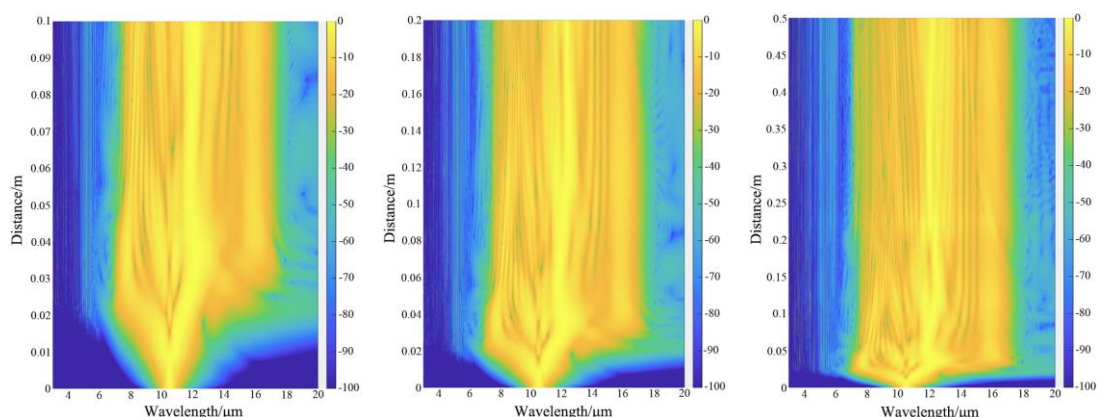


图 11. 10.5 μm 泵浦波长、 5×10^3 W 峰值功率下，不同光纤长度光谱演化图

Fig. 11. Spectral evolution of different fiber lengths pumped by 10.5 μm laser with a peak power of 5×10^3 W

图 11 展示了光在传播过程中，功率谱随距离变化的演化情况，分别对应光纤长度 10 cm、20 cm、50 cm。右侧的颜色条表示功率强度的对数值，以 dB 为单位，不同颜色代表着不同的功率强度，图示黄色是强度较高的部分，蓝色则是强度较低的部分。图中可以看出波长随着传播距离的变化关系：时域功率（公式（2））的演化与频域的展宽之间存在一定的联系。传播初期，脉冲峰值功率较高，这时候非线性效应是主导光谱展宽的主要因素；随着传播距离增加，脉冲能量逐渐分散，时域波形被拉宽，对应的频域展宽也慢慢趋于饱和。此时继续增加光纤长度虽然可以延长非线性作用距离，但由于峰值功率已经下降，新增频率成分的产生效率有限，光谱宽度不会明显增加。通过功率谱密度（公式（3））的对数分布也可以看出，长波方向的强度在传播中后期逐渐减弱。

在上述数值模拟结果中，超连续谱在短波区域普遍存在一定噪声，主要是由于短波区域色散曲线变化较陡，不同频率分量之间的群速度差较大，使非线性展宽过程中的相位匹配不稳定，以及峰值功率变化导致的非线性能量转移不稳定；

碲化物光纤的超连续谱展宽很容易达到甚至跨过 $16\ \mu\text{m}$ 波长，但已有的实验报道并未突破这一限制，可能受到多种因素的影响。第一，光谱仪的响应范围限制了实验结果，现有探测器等设备无法清晰有效地捕捉到 $16\ \mu\text{m}$ 以上的信号；第二，光纤的长波透过性能取决于材料的多声子吸收^[38]，目前的玻璃光纤材料，在长波红外的多声子吸收损耗比较明显，抑制了超连续谱向红移方向展宽，虽然碲化物玻璃具有极宽的红外透过，也只能采用减小光纤长度的方法来实现 $15\ \mu\text{m}$ 以外的红外传输突破。尽管受到光谱仪和探测器响应范围限制，但对碲化物光纤本身而言，长波红外传输的根本物理限制仍然是材料的多声子吸收损耗。

4 结论与展望

以上结果表明，在正色散区域泵浦时，超连续谱的展宽效率不仅与脉冲的峰值功率有关，还与光纤长度、色散值相关。在相同条件下，色散绝对值越小，越有利于把频谱拉宽；泵浦功率越高，频谱展得也越宽；适当增加光纤长度有助于非线性效应的累积，有助于增强频谱的红移能量；泵浦波长由 $6\ \mu\text{m}$ 向 $8\ \mu\text{m}$ 移动时，对应波长的色散绝对值也随之减小，输出光谱的整体覆盖范围也随之发生偏移，验证了色散对光谱分布的调控作用；峰值功率的提升则显著增强了频谱的蓝移效率，但对红移边缘的影响相对有限。当采用 $10.5\ \mu\text{m}$ （近零色散点波长）飞秒脉冲泵浦时，该光纤在千瓦级峰值功率条件下即可轻松获得展宽至 $16\ \mu\text{m}$ 以外的远红外超连续谱。

综上所述，碲化物光纤在长波红外透过性能和非线性方面均具有优异的表现，在远红外超连续谱产生上具备良好的潜力。本文的仿真结果再次证实了碲化物光纤具备高非线性性能，既为后续的实验研究提供了一些参考，也为针对 CO_2 等温室气体监测的远红外光源设计提供了一种可行的思路。下一步工作可以考虑引

入实际的光纤损耗模型，对结构设计进行优化，并尝试多波长级联泵浦的方案，以此实现输出平坦性更好、功率更高的远红外超连续谱，推动它在环境监测、红外遥感、分子光谱分析等实际场景中的应用。

录用稿件，非最终出版稿

参考文献

- [1] Intergovernmental Panel on Climate Change (IPCC) 2023 Climate Change 2021: The Physical Science Basis (Cambridge: Cambridge University Press)
- [2] The Earth's Radiation Budget, NASA https://science.nasa.gov/ems/13_radiationbudget/ [2026-4-7]
- [3] The NOAA Annual Greenhouse Gas Index (AGGI), NOAA Global Monitoring Laboratory <https://gml.noaa.gov/aggi/> [2026-4-7]
- [4] China Meteorological Administration 2026 2024 China Greenhouse Gas Bulletin https://www.cma.gov.cn/zfxxgk/gknr/qxbg/202601/t20260116_7545762.html [2026-4-7] (in Chinese) [中国气象局 2026 2024 年中国温室气体公报]
- [5] Li Y Y, Zhu F Y, Liu E D, Ouyang H, Lu W J, Gu H P, Ren J, Peng W X, Hou H, He Y F 2024 *Adv. Compos. Hybrid Mater.* **7** 147
- [6] Gordon I E, Rothman L S, Hargreaves R J, Hashemi R, Karlovets E V, Skinner F M, Conway E K, Hill C, Kochanov R V, Tan Y, Weislo P, Finenko A A, Nelson K, Bernath P F, Birk M, Boudon V, Campargue A, Chance K V, Coustenis A, Drouin B J, Flaud J-M, Gamache R R, Hodges J T, Jacquemart D, Mlawer E J, Nikitin A V, Perevalov V I, Rotger M, Tennyson J, Toon G C, Tran H, Tyuterev V G, Adkins E M, Baker A W, Barbe A, Canè E, Császár A G, Egorov O, Fleisher A J, Fleurbaey H, Foltynowicz A, Furtenbacher T, Harrison J J, Hartmann J-M, Horneman V-M, Huang X, Karman T, Karns J, Kassi S, Kleiner I, Kofman V, Kwabia F T, Lee T J, Long D A, Lukashevskaya A A, Schwenke D W, Lyulin O M, Makhnev V Y, Matt W, Massie S T, Melosso M, Mikhailenko S N, Mondelain D, Müller H S P, Naumenko O V, Perrin A, Polyansky O L, Raddaoui E, Raston P L, Reed Z D, Rey M, Richard C, Rodríguez-Torres J, Sadiek I, Starikova E, Sung K, Tamassia F, Tashkun S A, Auwera J V, Vasilenko I A, Vigasin A A, Villanueva G L, Vispoel B, Wagner G, Yachmenev A, Yurchenko S N 2022 *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **277** 107949
- [7] Wei P-S, Hsieh Y-C, Chiu H-H, Yen D-L, Lee C, Tsai Y-C, Ting T-C 2018 *Heliyon* **4** e00785

- [8] Herzberg G 1945 *Molecular Spectra and Molecular Structure*, Vol. 2: Infrared and Raman Spectra of Polyatomic Molecules (New York: Van Nostrand)
- [9] Dinh T V, Choi I Y, Son Y S, Kim J C 2016 *Sens. Actuators B Chem.* **231** 529
- [10] Schliesser A, Picqué N, Hänsch T W 2012 *Nature Photon.* **6** 440
- [11] Dai S, Wang Y, Peng X, Zhang P, Wang X, Xu Y 2018 *Appl. Sci.* **8** 707
- [12] Dudley J M, Genty G, Coen S 2006 *Rev. Mod. Phys.* **78** 1135
- [13] Dudley J M, Taylor J R 2009 *Nature Photon.* **3** 85
- [14] Zhao Z, Wu B, Wang X, Pan Z, Liu Z, Zhang P, Shen X, Nie Q, Dai S, Wang R 2017 *Laser Photon. Rev.* **11** 1700005
- [15] Krebbers R, Liu N, Jahromi K E, Nematollahi M, Bang O, Woyessa G, Petersen C R, van Rooij G, Harren F J M, Khodabakhsh A, Cristescu S M 2022 *Sci. Rep.* **12** 9642
- [16] Bernath P F 2016 *Spectra of Atoms and Molecules* 3rd ed. (New York: Oxford University Press)
- [17] Farrukh M, Bao Y, Zhou W, Chen D, Ma R, Wang Z, Chen S, Fan D, Liu J 2026 *Laser Photon. Rev.* (in press)
- [18] Liu Y X, Zhou Y L, Shao S T, Wei P F, Liang Q F, Wang X T, Tang H B, Kuang L Y, Hu G Y 2025 *Acta Phys. Sin.* **74** 140701 (in Chinese) [刘雨熙, 周宇龙, 邵烁婷, 尉鹏飞, 梁奇锋, 王小同, 唐桢波, 况龙钰, 胡广月 2025 *物理学报* **74** 140701]
- [19] Alfano R R, Shapiro S L 1970 *Phys. Rev. Lett.* **24** 592
- [20] Goncalves C, Kang M, Sohn B-U, Yin G, Hu J, Tan D T H, Richardson K 2018 *Appl. Sci.* **8** 2082
- [21] Fu Y, Kang S, Gao C, Tan L, Zhang P, Dai S, Lin C 2025 *Laser Photon. Rev.* (in press)
- [22] Eggleton B J, Luther-Davies B, Richardson K 2011 *Nature Photon.* **5** 141
- [23] Sanghera J S, Shaw L B, Aggarwal I D 2009 *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **15** 114

- [24] Xia K L, Guan Y N, Gu J R, Jia G, Wu M M, Shen X, Liu Z J 2024 *Acta Phys. Sin.* **73** 146303 (in Chinese) [夏克伦, 管永年, 顾杰荣, 贾光, 仵苗苗, 沈祥, 刘自军 2024 *物理学报* **73** 146303]
- [25] Petersen C R, Møller U V, Kubat I, Zhou B, Dupont S, Ramsay J S, Benson T, Sujecki S, Abdel-Moneim N, Tang Z, Furniss D, Seddon A, Bang O 2014 *Nature Photon.* **8** 830
- [26] Cheng T, Kanou Y, Xue X, Deng D, Matsumoto M, Misumi T, Suzuki T, Ohishi Y 2014 *Opt. Express* **22** 23019
- [27] Mouawad O, Picot-Clément J, Amrani F, Strutynski C, Fatome J, Kibler B, Désévéday F, Gadret G, Jules J-C, Deng D, Ohishi Y, Smektala F 2014 *Opt. Lett.* **39** 2684
- [28] Yu Y, Zhang B, Gai X, Zhai C, Qi S, Guo W, Yang Z, Wang R, Choi D Y, Madden S, Luther-Davies B 2015 *Opt. Lett.* **40** 1081
- [29] Martinez R A, Plant G, Guo K, Janiszewski B, Freeman M J, Maynard R L, Islam M N, Terry F L, Alvarez O, Chenard F, Bedford R, Gibson R, Ifarraguerri A I 2018 *Opt. Lett.* **43** 296
- [30] Jiao K, Yao J, Wang X-G, Wang X, Zhao Z, Zhang B, Si N, Liu J, Shen X, Zhang P, Dai S, Nie Q, Wang R 2019 *Opt. Lett.* **44** 5545
- [31] Montesinos-Ballester M, Ozanne B, Obozinski G, Frigerio J, Ballabio A, Vakarin V, Liu Q, Ramirez J M, Le Roux X, Bouville D, Barzaghi A, Alonso-Ramos C, Vivien L, Isella G, Marris-Morini D 2020 *ACS Photonics* **7** 3423
- [32] Petersen C R, Moselund P M, Petersen C, Møller U V, Bang O 2016 *Proceedings of SPIE* **9703** San Francisco, California, United States, February 13—17, 2016 p97030A
- [33] Zhao Z, Wang X, Dai S, Pan Z, Liu S, Sun L, Zhang P, Liu Z, Nie Q, Shen X, Wang R 2016 *Opt. Lett.* **41** 5222
- [34] Cheng T, Nagasaka K, Tuan T H, Xue X, Matsumoto M, Tezuka H, Suzuki T, Ohishi Y 2016 *Opt. Lett.* **41** 2117

- [35] Venck S, St-Hilaire F, Brilland L, Ghosh A N, Chahal R, Caillaud C, Meneghetti M, Troles J, Joulain F, Cozic S, Poulain S, Huss G, Rochette M, Dudley J M, Sylvestre T 2020 *Laser Photon. Rev.* **14** 2000011
- [36] Pourbeyram H, Agrawal G P, Mafi A 2013 *Appl. Phys. Lett.* **102** 201107
- [37] Agrawal G P 2012 *Nonlinear Fiber Optics* 5th ed. (San Diego, CA: Academic Press)
- [38] Ren D, Dong C, Burghoff D 2023 *MRS Commun.* **13** 942

录用稿件，非最终出版稿

Numerical Investigation on Far-Infrared Supercontinuum Generation in a Noval Telluride Fiber*

GAO Jiani¹⁾³⁾ ZHAO Zheming^{1)2)3)†} JIAO Kai⁴⁾

1) (College of Information Science and Engineering, Jiaying University, Jiaying 314001, China)

2) (College of Mechanical Engineering, Jiaying University, Jiaying 314001, China)

3) (Key Laboratory of Multimodal Perception and Intelligent Systems of the whole Zhejiang Province, Jiaying 314001, China)

4) (College of Information Science and Engineering, Ningbo University, Ningbo 315211, China)

Abstract

With the intensification of the greenhouse effect, there is an increasing demand for monitoring the characteristic absorption bands of gases such as carbon dioxide in the mid- and far-infrared regions. The mid-infrared spectral region covers the typical molecular fingerprint region and includes the absorption band of greenhouse gases such as CO₂ around 15 μm . Blackbody radiation sources suffer from low brightness and poor coherence, whereas lasers exhibit high brightness but limited spectral bandwidth. Supercontinuum sources combine the advantages of both, offering broad spectral coverage, high brightness, and good coherence, and therefore demonstrate significant potential for infrared gas detection. However, commonly used nonlinear fibers, such as silica, fluoride, and tellurite fibers, still face certain limitations in terms of output performance. Chalcogenide glass possesses a broader mid- and far-infrared transmission

range and a higher nonlinear coefficient, making it a promising candidate material for far-infrared supercontinuum generation. In this study, a novel telluride fiber was employed as the nonlinear medium to investigate far-infrared supercontinuum generation. Based on the split-step Fourier method, numerical simulations were performed to analyze the propagation dynamics of femtosecond pulses in the fiber and the corresponding evolution of the optical spectrum.

The effects of fiber length, pump wavelength, and peak power on far-infrared supercontinuum spectral broadening were systematically investigated. Furthermore, far-infrared supercontinuum generation in the proposed fiber was numerically simulated using a 10.5 μm femtosecond pump pulse. The results show that the telluride fiber can generate broadband far-infrared supercontinuum output spanning 7–17 μm at a 40 dB intensity level under relatively low peak power conditions on the order of kilowatts. Therefore, this work provides a theoretical basis for the future design of far-infrared supercontinuum sources and is of great significance for the development of infrared spectroscopic applications.

Keywords: chalcogenide glass, telluride fiber, far-infrared supercontinuum, Greenhouse effect, CO₂ monitoring

*Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 61705091), and

Zhejiang Provincial Natural Science Foundation of China (Grant No. LY24F050002)

† Corresponding author.E-mail: zhaozheming@zjxu.edu.cn

The first author.E-mail: 1563299392@qq.com

录用稿件，非最终出版稿