arXiv:2304.00800v1 [physics.optics] 3 Apr 2023

色散工程高掺杂二氧化硅玻璃波导中的超连续谱产生

GUANGKUO LI,[1] YUHUA LI,[2] FENG YE,[3] QIANLI,[3] SHAO HAOWANG,[4] BENJAMINWETZEL,[5] ROY DAVIDSON,[6] BRENT E. LITTLE,[6] ANDSAI TAK CHU,[1,*]

[1]香港城市大学物理系，中国香港[2]浙江省光场调控重点实验室、浙江理工大学物理系，中国杭州[3]北京大学电子与计算机工程学院，中国深圳[4]福州大学晋江微电子研究院，晋江科教园区，福州大学，晋江 *362200*，中国[5]*XLIM*研究所，法国国家科学研究中心 *UMR 7252*，利摩日大学，法国利摩日[6]*QXP Technology Inc.*，中国西安[*]*saitchu@cityu.edu.hk*

摘要： 我们研究了在高掺杂石英玻璃槽波导中引入低折射率氧化物层，对优化电信波长下的超连续谱产生的影响。通过控制氧化物狭槽的厚度，我们证明可以调控波导色散曲线，从而获得光谱展宽动力学和带宽差异显著的超连续谱。采用这一方法，我们设计并制造了一种色散曲线低且平坦的波导，其在超过 1000 纳米的波长范围内色散低于 43 ps/km/nm。我们展示了在电信C波段泵浦时，可以产生覆盖超过 1.5 个倍频程的超连续谱，波长范围约为 817 纳米至 2183 纳米。基于测得的波导尺寸和材料折射率确定参数的数值模拟，与实验测量结果吻合良好；两者在超连续谱整体光谱及其具体特征（例如孤子和色散波的位置）方面均表现出定性和定量的一致性。本研究代表着在控制和调控高掺杂石英玻璃波导中的色散与非线性动力学方面迈出了重要一步，为先进的片上宽带光调控铺平了道路。

1. 引言

超连续谱（SC）的产生源于高功率光泵浦在非线性介质中的传播。这一高度复杂的动力学过程涉及介质的非线性效应和色散，并且对这些特性以及输入泵浦信号的特性都可能极为敏感。由于超连续谱展宽情形及其相关输出光谱特性丰富多样 [1], 超连续谱已作为超宽带光源应用于众多领域，例如频率计量 [2, 3], 光谱学 [4, 5], 和光学相干断层成像 [6, 7]。此外，人们还从更基础的角度研究了超连续谱展宽动力学，将其作为研究怪波 [8, 9] 和暗孤子 [10, 11], 等奇异现象的试验平台，甚至将其用作级联架构中的初始非线性展宽阶段，以形成超短紫外或中红外脉冲 [1]。

光子晶体光纤（PCF）的引入使这些光源更易于获取，因为可以对 PCF 的群速度色散（GVD）进行设计，从而在较长的光纤传播长度内实现强非线性相互作用 [12]。这种色散工程降低了非线性光谱展宽过程所需的能量，使得可以用经济实惠的半导体二极管激光器取代笨重的高功率光学参量振荡器激光器，作为光泵浦 [13, 14]。除光纤外，也可以在集成光波导中产生超连续谱

（充当非线性传播介质）；这类波导已在多种平台上得到展示，包括硅 [15], 氮化硅 [16], 硅锗 [17], 硫系材料 [18], 氮化铝 [19], 绝缘体上磷化铟镓 [20] 以及高掺杂硅玻璃（HDSG） [21]。有趣的是，与光纤相比，这些波导通常具有更高的非线性效应和更强的模式限制。在集成方式下产生超连续谱的关键，是使宽带光源能够直接连接到同一芯片上的其他波导元件。因此，这种方案具有双重优势：集成方案不仅能大幅减小器件（以及整个系统）的占用面积，还能在单一、稳定的片上光子框架中，直接实现多种兼容先进且可重构光脉冲处理的光学功能 [22, 23]。

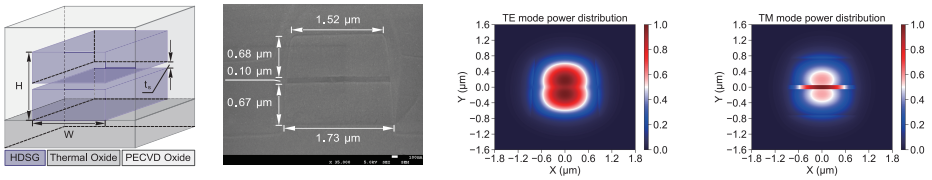
在这些集成架构中，HDSG构成了一种多功能的CMOS兼容平台，具有极低的线性损耗和非线性损耗。其克尔非线性为 n_2 =1.15 × 10^{-19} m^2/W，非线性系数 γ 约为单模光纤（SMF）的两百倍。其较高的非线性品质因数 [24]使该平台在非线性应用中具有很高的效率 [25–28]。2010年，Duchesne等人利用一条长45 cm的沟道波导，在HDSG螺旋波导中实现了超连续谱生成；该波导的芯层尺寸为1.45 μm × 1.50 μm，折射率为 n = 1.7 [21]。他们使用峰值功率为1450 W的100 fs脉冲，在1550 nm处泵浦波导的反常色散区，获得了300 nm的超连续谱光谱带宽。然而，超连续谱覆盖范围受到波导色散曲线的限制。事实上，所获得的超连续谱范围仅与波导的反常色散区相当。为增强超连续谱光谱展宽动力学，通常需要设计在宽光谱范围内保持平坦的波导色散曲线，理想情况下还应具有较低的反常色散：平坦且较低的反常群速度色散区确实能够限制超连续谱形成过程中的时间走离（以及最终的脉冲展宽），从而最大限度地实现相位匹配，并增强整个传播过程中的非线性光谱展宽 [29]。此外，这种色散工程方法还可用于调节零色散波长（ZDW）的位置，从而针对优化后的泵浦波长定制波导 [30]。

在本研究中，我们系统研究了在HDSG 通道波导的芯层中引入薄氧化物层对超连续谱生成的作用和影响。具体而言，我们分析了如何利用氧化物层的厚度设计波导的色散曲线及相应的输出超连续谱。我们证明，采用0.1 μ米的氧化物狭槽可将超连续谱覆盖范围扩展至超过1.5个倍频程，相较于不含狭槽的传统沟道波导所生成的超连续谱，带宽增加了664纳米。我们还基于广义非线性薛定谔方程（GNLSE）模型开展了数值模拟，以研究制备的高掺杂硅玻璃波导中的孤子动力学、光谱展宽过程和超连续谱生成。结果表明，数值结果与实验测量高度一致，并且生成的超连续谱表现出相位稳定性和强度稳定性，其整个光谱带宽范围内均具有高相干度和高信噪比（SNR）。

2. 色散工程

色散在非线性介质中光泵浦信号的光谱展宽过程中起着关键作用。例如，孤子的存在和传播在物理上要求采用反常群速度色散波导，以产生能够平衡自相位调制（SPM）所产生正啁啾的负啁啾。相比之下，在正常群速度色散区，脉冲会因未得到补偿的自相位调制正啁啾而展宽，进而限制其峰值功率及相应的自相位调制效率。因此，具有平坦且接近零色散特性的宽反常群速度色散区，能够减小高、低频率分量之间的走离，增强非线性效应，并进一步逐渐压缩脉冲宽度，相应地拓宽超连续谱的光谱范围。一种广受欢迎、可灵活调控波导色散的结构

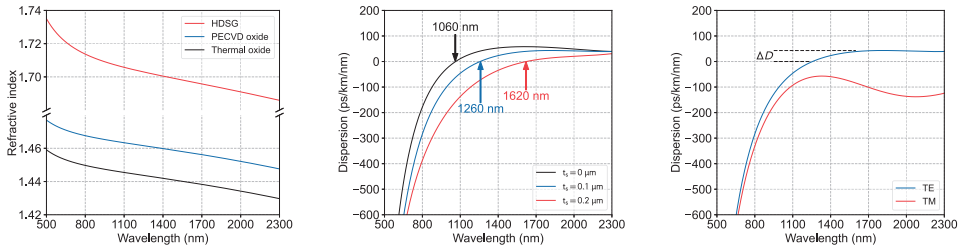
是槽波导结构。该结构在波导芯层中设置了一层薄的低折射率氧化物，即狭槽。研究表明，这种结构能有效调控富硅波导的色散曲线，并显著拓宽其超连续谱 [31,32]。本研究将探讨狭槽结构在HDSG波导色散工程中的有效性。



(a) (b) (c) (d)

图1. (a) 所选波导结构的横截面。(b) 制作完成的波导的扫描电子显微镜图像。(c) 归一化 TE 模式功率分布。(d) 归一化 TM 模式功率分布。

本研究所选槽波导的示意图如图1(a)所示，氧化物槽位于 n = 1.7 HDSG芯层的中心。除热氧化物下包层外，波导结构的其余部分均采用等离子体增强化学气相沉积（PECVD）制备。由于热氧化物与 PECVD 氧化物的折射率略有差异，计算波导的有效折射率时采用了两者各自的折射率。图1(b)展示了所制备的狭槽厚度为 t_s = 0.1 μm 的波导横截面的扫描电子显微镜（SEM）图像。SEM 图像显示，所制备的波导芯层尺寸为 1.73 μm × 1.45 μm，并略呈倾斜，角度约为 4.1 度。基模 TE 和 TM 模的归一化功率分布分别如图1(c)和图1(d)所示。对于 TE 偏振，狭槽将功率分布在上、下芯层区域，大部分能量被限制在这些区域内。相比之下，由于狭缝界面处电场的不连续性，大部分 TM 模功率分布在狭槽区域附近。



(a) (b) (c)

图2. (a) 热氧化物（黑色）、PECVD 氧化物（蓝色）和 HDSG（红色）的折射率。(b) t_s = 0，0。1 和 0。2 μm 波导的 TE 模式色散曲线。(c) t_s = 0。1 μm 波导的 TE（蓝色）和 TM（红色）模式色散曲线。

用于计算波导色散的材料折射率如图2(a)所示，其中，500 纳米至 1690 纳米范围内的折射率由椭偏仪测量，而 1690 纳米至 2300 纳米范围内的折射率则根据测量结果通过塞尔迈耶方程外推得到。图2(b)展示了尺寸为 1.8 μm × 1.5 μm 的波导的 TE 模式模拟色散曲线

狭槽厚度 t_s 在 0 至 0.2 μm 之间变化时的情况。结果表明，增加狭槽厚度会使色散曲线下移，并使零色散波长位置向长波长方向移动。在这些情况下，加入 0.2 μm 氧化物槽后，零色散波长从 1060 纳米移至 1620 纳米。图2(c)展示了 t_s = 0。1 μm 波导的 TE 和 TM 模式色散曲线。图中显示，TM 模式始终处于正常色散区。相反，TE 模式在 1260 纳米至 2300 纳米以上的波长范围内呈现非常平坦且较低的反常色散，整个区域内的 ΔD 低于 43 ps/km/nm。

3. 结果与讨论

超连续谱测量

实验中使用的泵浦源是一台中心波长为 1560 纳米的飞秒脉冲光纤激光器（Amonics AFL- 1560-FS- 300-03-AOCP-SA），其半高全宽（FWHM）脉冲持续时间可在 180 fs 至 293 fs 之间调节，对应的脉冲能量为 E_p 621 pJ 至 280 pJ，重复频率为 40 MHz。脉冲持续时间通过 GRENOUILLE 测量（Model 15-100-USB）获得 [33]。实验中使用了独立的光谱分析仪（OSA）记录超连续谱光谱（横河电机 AQ6373B 用于 500 至 800 纳米，AQ6370D 用于 800 至 1600 纳米，AQ6375 用于 1600 至 2300 纳米）。

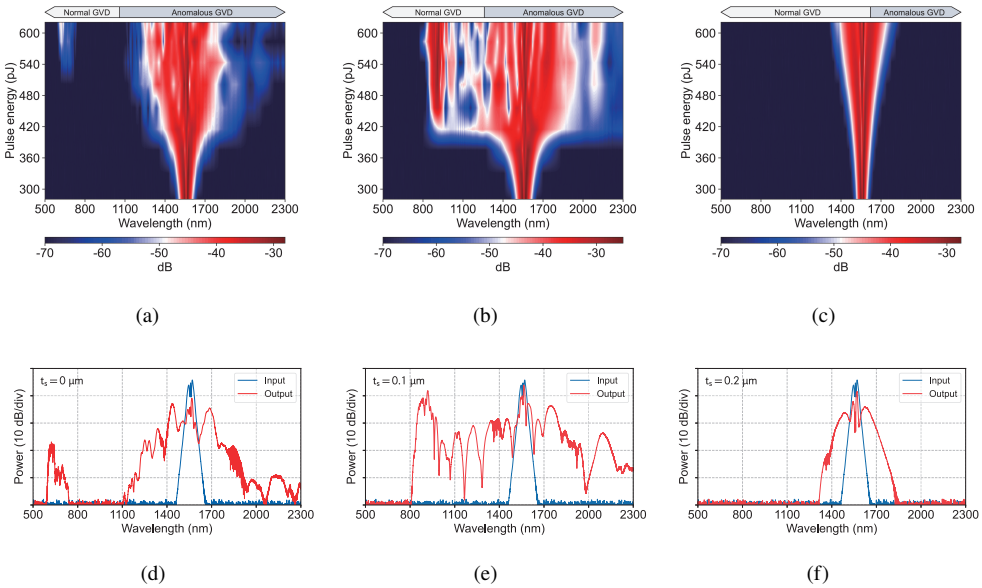


图 3. 对比在 t_s = 0, 0.1 和 0.2 μm 波导中测得的超连续谱生成：(a-c) 超连续谱随输入脉冲能量的演变；(d-f) 在 E_p = 621pJ 时的输出光谱，对应于脉冲宽度为 180 fs、峰值功率为 2835 W 的脉冲在 3.1 cm 长波导中的传播。

图3(a-c)展示了三种波导中的实测光谱演化。这些波导长度均为3.1 cm，但具有不同的色散曲线。在1560 nm处，对于t_s = 0and 0.1 μm的波导，泵浦波长位于反常群速度色散区；而对于t_s = 0.2 μm波导，则位于正常群速度色散区。如图3(a)和图3(b)所示，在反常群速度色散区进行泵浦时，当能量 E_p 低于400 pJ，光谱在自相位调制作用下经历相似的缓慢展宽过程。尽管两种光谱都经历了更强的

在 E_p > 400 pJ时，t_s = 0.1 μm波导的光谱展宽速度远快于t_s = 0 μm波导的光谱，这是由于其色散较低。事实上，在 E_p = 450 pJ时，带有0.1 μm狭槽的波导光谱已展宽至1200 nm，接近本实验达到的最大带宽。相比之下，无狭槽波导的光谱已扩展至约500 nm，并在能量值 E_p更高时继续展宽。

对于泵浦位于反常群速度色散区的这两种情况，当E_p 处于 380 pJ 至 420 pJ 之间时，会发生孤子裂变；这种高阶孤子动力学在初始自相位调制阶段之后的光谱展宽中起着关键作用。当群速度色散和自相位调制共同作用，使脉冲压缩至其傅里叶极限时，高阶色散和对称性破缺效应（例如非线性自陡峭）会扰动脉冲，诱发孤子裂变：单个孤子从初始脉冲中逸出，并通过孤子自频移（SSFS）向较长波长方向漂移 [34]。此时，每个超短基阶或低阶孤子都携带大量不同的频率分量，从而形成宽带超连续谱。反过来，逸出的孤子通过光谱漂移及其引起的重塑 [35], ，将部分能量传递给正常群速度色散区中的线性色散波（DW）；该色散波与反常群速度色散区中的孤子满足相位匹配。对于 t_s = 0 μm 波导，由于泵浦与正常群速度色散区之间距离较大，产生的超连续谱大多局限于反常区；只有当 E_p 达到相对较高的 500 pJ 时，色散波才开始出现（并与光谱主体分离）。相比之下，狭槽的引入使 t_s = 0.1 μm 波导的色散曲线变平坦，从而使超连续谱从反常区延伸至正常区，产生一个较大的色散波峰。在这种情况下，色散波产生在孤子裂变后不久便开始，形成的色散波峰与超连续谱的中心部分相连。至于 t_s = 0.2 μm 波导中的展宽，如图 3(c) 所示，主要由自相位调制引起，且远窄于前两种情况。当泵浦位于正常群速度色散区时，脉冲传输既不会引发任何高阶孤子动力学，也无法满足所需的相位匹配条件，因此不会触发孤子裂变或色散波产生。

图 3(d-f) 显示了三个波导在 E_p = 621 pJ 泵浦下的输入和输出光谱，脉冲持续时间为 180 fs（FWHM），峰值功率为 2835 W。在图 3(a) 中，t_s = 0 μm 波导的光谱在 30 dB 带宽下覆盖 1210 nm 至 1912 nm，色散波位于 620 nm。相比之下，图 3(b) 所示的色散工程 t_s = 0.1 μm 波导带宽更宽，增加了 664 nm，覆盖 817 nm 至 2183 nm，其中包含位于 900 nm 的色散波。图 3(c) 所示的 t_s = 0.2 μm 波导产生了 1335 至 1796 nm 范围内的经典对称光谱，这是自相位调制展宽所致。

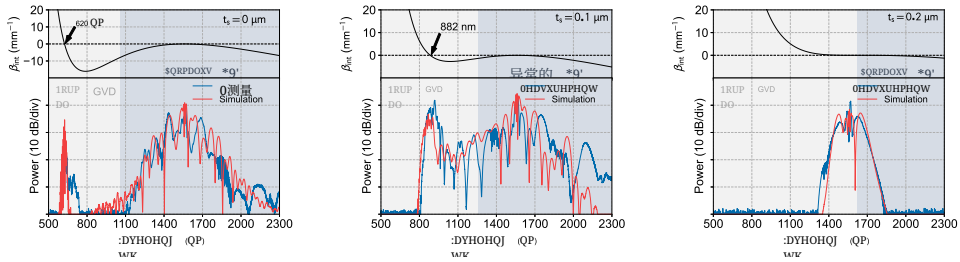
超连续谱模拟

基于广义非线性薛定谔方程模型 [12] 进行了数值模拟，以研究这些波导中超连续谱生成过程的光谱与时间特性。数值模型同时考虑了群速度色散和高阶色散。我们根据文献 [36]中的严格定义，确定了波导的非线性参数。对于 t_s = 0，0.1 和 0.2 μm 波导的 TE 模式，所得非线性参数分别为γ = 0.170, 0.148 和 0.135 /W/m。这表明，引入氧化物槽略微降低了波导的非线性效应。图 4(a-c) 展示了使用从图 3(a-c) 的实验测量中反演得到的输入脉冲形状模拟出的超连续谱。除 2000 nm 以上的光谱区域外，模拟结果与测量结果吻合良好，并能重现实验光谱中的大部分特征，包括 t_s = 0和 0.1 μm 波导中色散波的位置。长波长区域的差异主要是由于 HDSG 在 2030 nm 处具有强吸收峰，导致 t_s = 0 和 0.1 μm 波导中均出现伪影（ 2100 nm 处的“ 峰 ”）。这些波导测得的色散波位置与图中所示的相位失配 β_{int} = 0

图4(a)和图4(b)的上方图：

$$\beta(\omega)-\beta(\omega_s)-(\omega-\omega_s)v_g^{-1}=\sum_{m\geq 2}\frac{(\omega-\omega_s)^m}{m!}\frac{\partial^m}{\partial\omega^m}\beta(\omega_s)=\beta_{int}, \tag{1}$$

其中， $\beta(\omega)$ 为传播常数， ω_s 为孤子中心频率， v_g 为群速度 [30]。值得注意的是，加入低折射率狭槽使相位匹配位置向较长波长移动，从而使 $t_s = 0.1$ μm 波导中的色散波产生过程更容易。



(a) (b) (c)

图4. 上：计算得到的积分色散。下：波导的实验（蓝色）与模拟（红色）输出光谱对比，其中波导尺寸为 $t_s = 0$, 0.1 和 0.2 μm。

图5(a-c)展示了三种波导结构中的模拟脉冲演化。模拟的传播距离最长为6 cm（约为实验中波导实际长度的两倍），以充分展示孤子动力学和色散波生成过程。一般来说，从特征长度的角度更容易理解孤子动力学，此时输入脉冲可视为一个高阶孤子，其孤子阶数为 $N = (L_D/L_{NL})^{0.5}$。这里， L_D 是色散长度，计算公式为 $L_D = T_0^2/|\beta_2|$，其中 T_0 是强度降至 $1/e$ 时的半宽； L_{NL} 是非线性长度，其中 $L_{NL} = 1/\gamma P_0$。孤子裂变长度 $L_{fiss} = L_D/N$ 和调制不稳定性（MI）长度 $L_{MI} = (2L_D L_{NL})^{0.5}$ 用于描述相应效应发生时的长度 [35]。表1列出了 $t_s = 0$ 和 0.1 μm 波导的特征长度计算值。

表1. $t_s = 0$ 和 0.1 μm 波导的特征长度。

ts (μm)	N	L_D (cm)	L_{NL} (cm)	L_{fiss} (cm)	L_{MI} (cm)
0	8.1	16.3	0.25	2.02	2.85
0.1	9.4	25.5	0.29	2.71	3.83

由于色散和非线性效应较低， $t_s = 0.1$ μm 波导的孤子阶数 N 为 9.4，略高于 $t_s = 0$ μm 波导的 8.1。对于相同的输入脉冲，在 $t_s = 0$和 0.1 μm 波导中，它们的 L_{NL} 都很短（分别为 0.25 和 0.29 cm），而 L_D 都很长（分别为 16.3 和 25.5 cm）。这表明在传播初始阶段，自相位调制占主导地位，这可从图5(a)和图5(b)中 0 至 ~1.5 cm 的范围内观察到。当正啁啾和负啁啾相互补偿时，脉冲会持续压缩。其裂变长度较短（分别为 2.02 和 2.71 cm），与

调制不稳定性长度（分别为 2.85 和 3.83 cm）相比，这表明在两种波导中，与调制不稳定性相比，孤子裂变在展宽过程中发挥着更重要的作用。在时间域中，孤子会在调制不稳定性边带充分发展之前确定性地喷射出来，而不会形成随机局域结构 [37]。这避免了观察到与自发调制不稳定性过程所导致的宽带噪声放大相关的典型超连续谱不稳定性 [38]。t_s = 0.1 μm 波导的裂变长度为 2.71 cm，长于 t_s = 0 μm 波导的 2.02 cm，这意味着触发孤子喷射需要更长的传播距离，这一现象可见于图5(a)和图5(b)。孤子在 1.6 cm 和 2.2 cm 处发生裂变（分别对应 t_s = 0 和 0.1 μm 波导）后，一些喷射出的孤子具有极高的峰值功率和极短的脉宽，使得 L_D 与 L_{NL}相当（或更小），因此色散开始占主导，导致单个脉冲破裂并进一步彼此分离。与此同时，孤子会释放部分能量，在 0.1 至 0.8 ps 之间形成色散波。t_s = 0.1 μm 波导中的色散波产生更强，这是由于泵浦与相位匹配点之间的距离更小。孤子与色散波的时间重叠会引发它们之间通过交叉相位调制（XPM）和四波混频（FWM）产生相互作用 [35]。这种交叉相位调制和四波混频会产生多个峰，这些峰合并形成宽带超连续谱。对于正常群速度色散区泵浦的情形，如图5(c)所示，色散与非线性效应无法相互补偿。脉冲逐渐变形，最终发生光学波破裂（传播 [39] 后 ~5 cm 时，图5(f)中出现脉冲陡化和冲击波形成）。与此同时，自相位调制逐渐减弱，相应的超连续谱光谱覆盖范围显著受限。

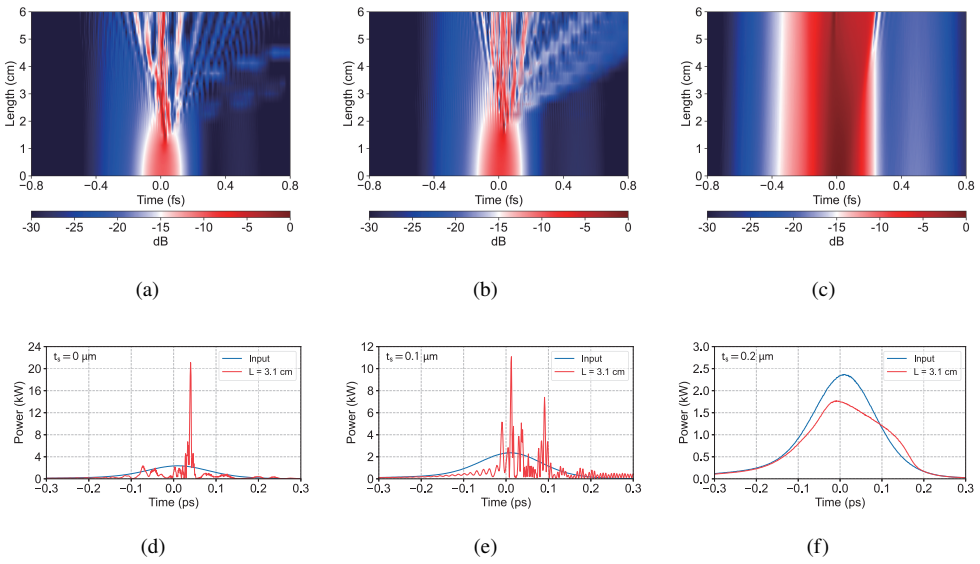
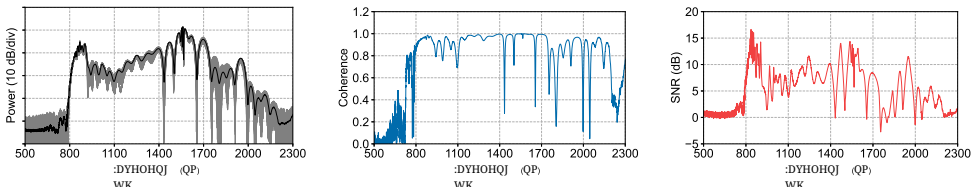


图 5. 长度为 6 cm 的 HDSG波导中光脉冲的时间演化（a-c）以及在 3.1 cm 处对应的时间分布（d-f）。数值模拟所考虑的波导参数为 t_s = 0 （a、d）、0.1（b、e）和 0.2 μm（c、f）。

图 5(d-f) 展示了与图 4(a-c) 中光谱相对应的 3.1 cm 波导中的输入（蓝色）和输出（红色）时间波形。对于图 5(d) 和 5(e) 中的 t_s = 0 和 0.1 μm 波导，孤子裂变发生在波导的 3.1 cm 长度范围内；在此距离处，生成的孤子峰值功率分别是输入脉冲的 8.3 倍和 4.65 倍。这些孤子都比输入脉冲短得多，其中最短的孤子窄了 $2N - 1$ [39] 倍。因此，裂变后最短的孤子为 ~10 fs。

如图 5(c) 所示，在正常群速度色散区进行泵浦时，若不进行啁啾补偿，脉冲会失去其高斯形状，相应的峰值功率降低 ~25.5%，并在后续传播过程中继续塌缩。



(a) (b) (c)

图 6. 超连续谱稳定性的数值评估：(a) 256 次含随机噪声的蒙特卡洛模拟所得光谱（灰色）及其对应的平均光谱（黑色）；(b) 计算得到的一阶相干度；(c) 计算得到的信噪比。

为进一步验证由 $t_s = 0.1\ \mu m$ 波导产生的超连续谱的相位和强度稳定性，我们进行了蒙特卡洛模拟，其中包含随机真空噪声（每个光谱模式一个光子，具有随机相位 [12]）以及强度噪声，其相对振幅设为泵浦脉冲的 10^{-4}。图 6(a) 以灰色显示了其中 256 次具有不同随机噪声的独立模拟结果，并以黑色显示其平均功率。根据这些模拟结果，我们计算了超连续谱光谱相干性和信噪比。一阶相干度采用 [40] 中的方法计算，而信噪比按 $SNR(\omega) = \mu(\omega)/\sigma(\omega)$ 计算，其中 $\mu(\omega)$ 为平均功率，$\sigma(\omega)$ 为标准差。计算得到的相干度和信噪比分别如图 6(b) 和图 6(c) 所示，表明整个超连续谱带宽范围内均具有出色的稳定性和相干度。在此，除少数能量极低的波长外，从 817 纳米到 2183 纳米范围内的相干度均高于 0.8。整体相干度为 0.92，与硅 [41] 和硅锗 [42] 波导产生的超连续谱相当。从信噪比来看，色散波形成位置处的信噪比最高，达到 ~17 dB；除此之外，超连续谱范围内的信噪比在 -2.5 dB 至 17 dB 之间波动，而其最高信噪比与硫系光子晶体光纤 [43] 产生的超连续谱相当。

4. 结论

总之，我们展示并研究了集成式、兼容 CMOS 且采用色散工程化设计的 HDSG 波导中宽带超连续谱生成的动力学。我们证明，在传统 HDSG 沟道波导的芯层中央加入低折射率氧化物槽，可用于调控波导色散，从而控制零色散波长、相位匹配点以及色散曲线的平坦度。引入 0.1 μm 氧化物槽后，可在 C 波段附近实现低而平坦的反常色散区；在 1560 纳米泵浦下，这会产生覆盖范围超过 1.5 个倍频程（从 817 纳米到 2183 纳米）的超连续谱，且具有高度相干性。我们通过基于广义非线性薛定谔方程模型的数值模拟验证了实验结果，模拟显示色散波位置与特定光谱特征吻合良好。凭借其色散可调控性，所提出的 HDSG 槽波导为实现全集成超连续谱光源提供了极具前景的方案，可用于频率计量和频率合成；同时，它也为在低色散且兼容宽带、潜在可重构光信号处理的波导架构中集成先进片上功能开辟了道路。

资助。 本研究得到国家自然科学基金委员会（6210529 1).

本研究由深圳市基础研究计划（GXWD20201231165807007- 20200827130534001）资助。本研究还获得欧洲研究委员会（ERC）通过欧盟地平线2020研究与创新计划资助，资助协议编号为950618（STREAMLINE 项目）。Benjamin Wetzel 博士还感谢新阿基坦大区（Région Nouvelle-Aquitaine）对其研究的支持（SCIR 和 SPINAL 项目）。

披露。 作者声明不存在利益冲突。

数据可用性。 本文所述结果的相关数据目前尚未公开，但可在提出合理请求后向作者获取。

参考文献

1. T. Sylvestre, E. Genier, A. N. Ghosh, P. Bowen, G. Genty, J. Troles, A. Mussot, A. C. Peacock, M. Klimczak, A. M. Heidt 等，《特种光纤超连续谱产生的最新进展》，J. Opt. Soc. Am. B **38**，F90–F103（2021）。2. T. Udem, R. Holzwarth, and T. W. Hänsch，《光学频率计量》，《自然》**416**，233–237（2002）。3. E. S. Lamb, D. R. Carlson, D. D. Hickstein, J. R. Stone, S. A. Diddams, and S. B. Papp，《利用克尔微梳和光子芯片超连续谱进行光学频率测量》，Phys. Rev. Appl. **9**，024030（2018）。4. H. Kano and H.-o. Hamaguchi，《光子晶体光纤产生的超连续谱表征及其在相干拉曼光谱中的应用》，Opt. Lett. **28**，2360–2362（2003）。5. C. Amiot, A. Aalto, P. Ryczkowski, J. Toivonen, and G. Genty，《利用超连续谱光源进行中红外腔增强吸收光谱》，Appl. Phys. Lett. **111**，061103（2017）。6. I. Hartl, X. Li, C. Chudoba, R. Ghanta, T. Ko, J. Fujimoto, J. Ranka, and R. Windeler，《利用空气-二氧化硅微结构光纤中的连续谱产生实现超高分辨率光学相干断层成像》，Opt. Lett. **26**，608–610（2001）。7. L. Froehly and J. Meteau，《光学相干断层成像中的超连续谱光源：研究现状及其在无扫描时域相关技术和深度相关色散补偿中的应用》，Opt. Fiber Technol. **18**，411–419（2012）。8. D. R. Solli, C. Ropers, P. Koonath, and B. Jalali，《光学怪波》，《自然》**450**，1054–1057（2007）。9. J. M. Dudley, G. Genty, and B. J. Eggleton，《超连续谱产生中光学怪波的利用与控制》，Opt. Express **16**，3644–3651（2008）。10. C. Milián, T. Marest, A. Kudlinski, and D. Skryabin，《光纤超连续谱的谱翼与暗-亮孤子相互作用》，Opt. Express **25**，10494–10499（2017）。11. S. Zhao, H. Yang, Y. Huang, and Y. Xiao，《利用暗孤子在准离散谱超连续谱中产生可调谐超短脉冲序列》，Opt. Express **27**，23539–23548（2019）。12. J. M. Dudley, G. Genty, and S. Coen，《光子晶体光纤中的超连续谱产生》，Rev. Mod. Phys. **78**，1135（2006）。13. C. Cordeiro, W. Wadsworth, T. Birks, and P. S. J. Russell，《为利用1064 nm泵浦激光器产生超连续谱而调控锥形光纤的色散》，Opt. Lett. **30**，1980–1982（2005）。14. W. J. Wadsworth, J. C. Knight, A. Ortigosa-Blanch, J. Arriaga, E. Silvestre, and P. S. J. Russell，《850 nm下光子晶体光纤中的孤子效应》，Electron. Lett. **36**，1（2000）。15. R. K. Lau, M. R. Lamont, A. G. Griffith, Y. Okawachi, M. Lipson, and A. L. Gaeta，《硅纳米波导中的跨倍频程中红外超连续谱产生》，Opt. Lett. **39**，4518–4521（2014）。16. A. R. Johnson, A. S. Mayer, A. Klenner, K. Luke, E. S. Lamb, M. R. Lamont, C. Joshi, Y. Okawachi, F. W. Wise, M. Lipson 等，《氮化硅波导中的跨倍频程相干超连续谱产生》，Opt. Lett. **40**，5117–5120（2015）。17. M. Sinobad, C. Monat, B. Luther-Davies, P. Ma, S. Madden, D. J. Moss, A. Mitchell, D. Allioux, R. Orobtchouk, S. Boutami 等，《硅锗波导中延伸至8.5 μm的中红外跨倍频程超连续谱产生》，Optica **5**，360–366（2018）。18. J.-É. Tremblay, M. Malinowski, K. A. Richardson, S. Fathpour, and M. C. Wu，《硫系波导中的皮焦级跨倍频程超连续谱产生》，Opt. Express **26**，21358–21363（2018）。19. J. Lu, X. Liu, A. W. Bruch, L. Zhang, J. Wang, J. Yan, and H. X. Tang，《单晶氮化铝波导中的紫外至中红外超连续谱产生》，Opt. Lett. **45**，4499–4502（2020）。20. U. D. Dave, C. Ciret, S.-P. Gorza, S. Combrie, A. De Rossi, F. Raineri, G. Roelkens, and B. Kuyken，《硅衬底上磷化铟镓薄膜波导中基于色散波的跨倍频程超连续谱产生》，Opt. Lett. **40**，3584–3587（2015）。21. D. Duchesne, M. Peccianti, M. R. Lamont, M. Ferrera, L. Razzari, F. Légaré, R. Morandotti, S. Chu, B. E. Little, and D. J. Moss，《高折射率掺杂二氧化硅玻璃螺旋波导中的超连续谱产生》，Opt. Express **18**，923–930（2010）。22. B. Wetzel, M. Kues, P. Roztocki, C. Reimer, P.-L. Godin, M. Rowley, B. E. Little, S. T. Chu, E. A. Viktorov, D. J. Moss 等，《通过片上自适应时域脉冲分裂定制超连续谱产生》，Nat. Commun. **9**，1–10（2018）。

23. W. Bogaerts, D. Pérez, J. Capmany, D. A. Miller, J. Poon, D. Englund, F. Morichetti, and A. Melloni, 《可编程光子电路》, 《自然》**586**, 207–216（2020）。24. D. J. Moss, R. Morandotti, A. L. Gaeta, and M. Lipson, 《基于氮化硅和Hydex、用于非线性光学的全新 CMOS 兼容平台》, Nat. Photonics **7**, 597–607（2013）。25. M. Ferrera, L. Razzari, D. Duchesne, R. Morandotti, Z. Yang, M. Liscidini, J. Sipe, S. Chu, B. E. Little, and D. J. Moss, 《掺杂二氧化硅玻璃集成波导结构中的低功耗连续波非线性光学》, Nat. Photonics **2**, 737–740（2008）。26. L. Razzari, D. Duchesne, M. Ferrera, R. Morandotti, S. Chu, B. E. Little, and D. J. Moss, 《CMOS兼容的集成光学超参量振荡器》, Nat. Photonics **4**, 41–45（2010）。27. T. Sun, Y. Li, W. L. Ho, Q. Zhu, X. Chen, L. Jin, H. Zhu, B. Huang, J. Lin, B. E. Little 等, 《对电子跃迁进行时间与空间控制，实现明亮的多光子上转换》, Nat. Commun. **10**, 1–7（2019）。28. X. Xu, M. Tan, B. Corcoran, J. Wu, A. Boes, T. G. Nguyen, S. T. Chu, B. E. Little, D. G. Hicks, R. Morandotti 等, 《用于光学神经网络的11 tops光子卷积加速器》, 《自然》**589**, 44–51（2021）。29. C. Lafforgue, M. Montesinos-Ballester, X. Le Roux, E. Cassan, D. Marris-Morini, C. Alonso-Ramos, L. Vivien 等, 《硅光子平台中的超连续谱产生》, Photonics Res. **10**, A43–A56（2022）。30. H. Guo, C. Herkommer, A. Billat, D. Grassani, C. Zhang, M. H. Pfeiffer, W. Weng, C.-S. Brès, and T. J. Kippenberg, 《氮化硅纳米光子波导中通过相干色散波产生实现中红外频率梳》, Nat. Photonics **12**, 330–335（2018）。31. L. Zhang, Y. Yan, Y. Yue, Q. Lin, O. Painter, R. G. Beausoleil, and A. E. Willner, 《通过增强光脉冲的自陡峭效应实现片上双倍频程超连续谱产生》, Opt. Express **19**, 11584–11590（2011）。32. M. Zhu, H. Liu, X. Li, N. Huang, Q. Sun, J. Wen, and Z. Wang, 《双槽硅波导的超宽带平坦色散调控》, Opt. Express **20**, 15899–15907（2012）。33. R. Trebino, 《频率分辨光学门控：超短激光脉冲的测量》（Springer Science & Business Media，2000）。34. J. H. Lee, J. van Howe, C. Xu, and X. Liu, 《孤子自频移：实验验证与应用》, IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. **14**, 713–723（2008）。35. G. P. Agrawal, 《非线性光纤光学，第6版》（Academic Press，2019）。36. T. Sato, S. Makino, Y. Ishizaka, T. Fujisawa, and K. Saitoh, 《光子晶体光波导中非线性参数 γ 和有效面积a eff的严格定义》, J. Opt. Soc. Am. B **32**, 1245–1251（2015）。37. M. Närhi, B. Wetzel, C. Billet, S. Toenger, T. Sylvestre, J.-M. Merolla, R. Morandotti, F. Dias, G. Genty, and J. M. Dudley, 《光纤调制不稳定性中自发呼吸子与怪波事件的实时测量》, Nat. Commun. **7**, 1–9（2016）。38. D. R. Solli, G. Herink, B. Jalali, and C. Ropers, 《调制不稳定性中的涨落与关联》, Nat. Photonics **6**, 463–468（2012）。39. B. Wetzel, D. Bongiovanni, M. Kues, Y. Hu, Z. Chen, S. Trillo, J. M. Dudley, S. Wabnitz, and R. Morandotti, 《光学中黎曼波的实验产生：实现冲击波控制的途径》, Phys. Rev. Lett. **117**, 073902（2016）。40. J. M. Dudley and S. Coen, 《光子晶体光纤和锥形光纤中产生的超连续谱的相干特性》, Opt. Lett. **27**, 1180–1182（2002）。41. N. Singh, M. Xin, D. Vermeulen, K. Shtyrkova, N. Li, P. T. Callahan, E. S. Magden, A. Ruocco, N. Fahrenkopf, C. Baiocco 等, 《绝缘体上硅中从1.06 μm到超过2.4 μm的跨倍频程相干超连续谱产生》, Light. Sci. Appl. **7**, 17131–17131（2018）。42. M. Sinobad, A. Della Torre, R. Armand, B. Luther-Davies, P. Ma, S. Madden, A. Mitchell, D. J. Moss, J.-M. Hartmann, J.-M. Fédéli 等, 《硅锗波导中中红外超连续谱产生在f和2f处的高相干性》, IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. **26**, 1–8（2019）。43. R. Huang, R. Zhou, and Q. Li, 《弱连续波触发下硫系光子晶体光纤中的中红外超连续谱产生》, J. Light. Technol. **38**, 1522–1528（2020）。