arXiv:2305.02534v1 [physics.optics] 4 May 2023

通过波前整形实现聚焦输出，抑制多模光纤中的受激布里渊散射

Chun-Wei Chen[1, +]，Linh V. Nguyen[2, 3, 4, +]，Kabish Wisal[5, +]，Shuen Wei[2, +]，Stephen C. Warren-Smith[2, 3, 4, *]，Ori Henderson-Sapir[2,6]，Erik P. Schartner[2]，Peyman Ahmadi[7]，HeikeEbendorff-Heidepriem[2]，A. Douglas Stone[1, *]，David J. Ottaway[2,6]，和 Hui Cao[1, *]

[1]应用物理系，耶鲁大学，美国康涅狄格州纽黑文，邮编 06520。[2]光子学与先进传感研究所，物理、化学与地球科学学院，阿德莱德大学，澳大利亚南澳大利亚州阿德莱德，邮编 5005。[3]未来产业研究所，南澳大利亚大学，澳大利亚南澳大利亚州莫森湖，邮编 5095。[4]激光物理与光子器件实验室，南澳大利亚大学，澳大利亚南澳大利亚州莫森湖，邮编 5095。[5]物理系，耶鲁大学，美国康涅狄格州纽黑文，邮编 06520。[6]澳大利亚研究理事会引力波发现卓越中心（OzGrav）[7]Coherent，美国康涅狄格州布卢姆菲尔德蓝山大道 1280 号，邮编 06002。[+]这些作者对本研究的贡献相同。

[*]通讯作者：Stephen.Warren-Smith@unisa.edu.au、douglas.stone@yale.edu、hui.cao@yale.edu

摘要

通过光纤实现高功率传输的关键挑战在于克服光学非线性效应。为了保持平滑的输出光束，大多数用于抑制光学非线性效应的技术都局限于单模光纤。我们突破单模范式，通过实验表明，对入射于高度多模光纤的相干输入光进行波前整形，可以将受激布里渊散射（SBS）的功率阈值提高一个数量级，同时控制输出光束轮廓。理论分析表明，受激布里渊散射的抑制源于模间散射相对于模内散射的相对微弱，以及多模激励下布里渊谱的有效展宽。我们的方法高效、稳健，并适用于连续波和脉冲。该工作为抑制光纤中的有害非线性效应指明了一条有前景的路径，将推动定向能、遥感和引力波探测等应用中的高功率光纤系统进一步实现功率扩展。

1 引言

光纤凭借强光学限制和较长的相互作用长度，促进了非线性光与物质相互作用 [1, 2, 3, 4, 5, 6, 7]。一种重要的非线性过程是受激布里渊散射（SBS）——由声学声子介导的光散射 [1, 4, 6]。SBS 的应用范围广泛，涵盖光学相位共轭、光束合成与净化，以及相干光和声波生成、温度与压力传感，还有光纤和集成波导中的光延迟与存储 [8, 9, 10, 11, 12, 13, 14, 15]。然而，SBS 仍是其他应用的一大障碍，人们为抑制它付出了诸多努力。SBS 严重阻碍了窄带光通过光纤和光纤放大器进行高功率传输，因为它会将前向传播的光转换为后向传播的斯托克斯波 [16, 17, 4, 18, 19, 20]。前向信号不仅会遭受显著损耗，后向斯托克斯波还可能损坏

上游激光器。SBS 从噪声中增长，并限制了可通过光纤传输的最大功率。

缓解受激布里渊散射的一种直接方法是增大光纤纤芯，以降低光强。然而，大纤芯通常支持多个导模，其间的干涉会产生随机散斑。人们通常认为，这种散斑场会妨碍产生适用于功率传输和相干合束的纯净光束。因此，为抑制受激布里渊散射而开发的大多数技术都基于输出衍射极限光束的单模光纤。例如，大模场面积微结构光纤支持单模运行 [21], , 但无法盘绕，且散热效率低下 [22, 23]。另一种方法是调整光纤几何结构，以改变声学模式并减弱其与光的耦合 [24, 25, 26, 27, 28]。此外，人们还制造了本征非线性较低的光纤 [29]。这类特种光纤的量产仍面临技术挑战。为了使用标准单模光纤，人们会对输入光进行光谱展宽，以拓宽布里渊散射光谱并降低受激布里渊散射增长率 [30]。然而，线宽展宽会对相干／光谱合束、密集波分复用和引力波探测等实际应用造成不利影响 [31, 32]。拓宽受激布里渊散射光谱的另一种方法是在光纤中引入较大的温度梯度或应变梯度 [33, 34], , 但这种方法在实际应用中难以实施，而且会缩短光纤寿命。

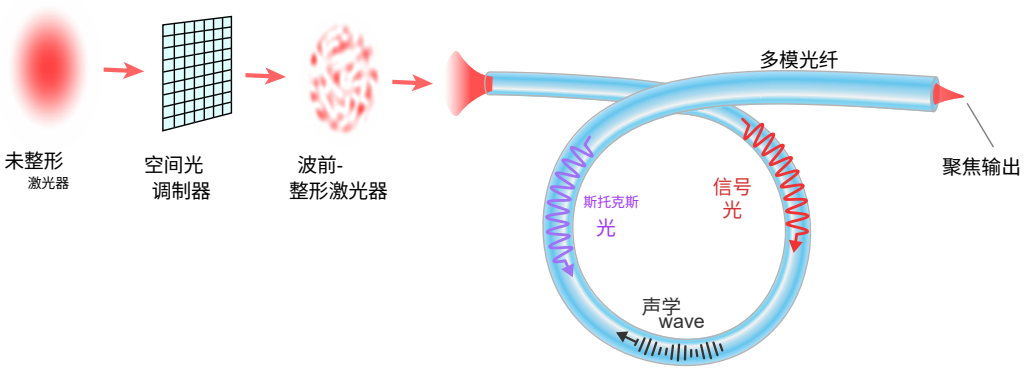

图1：**受激布里渊散射抑制与输出聚焦示意图**。窄线宽激光束的空间波前经空间光调制器整形后，激励多模光纤（MMF）中的多个模式。与单模光纤以及同一多模光纤中的单模激励相比，受激布里渊散射阈值功率大幅提高。超过阈值后，受激布里渊散射会导致后向散射斯托克斯光的功率随输入功率迅速增加，同时使透射信号光的功率趋于饱和。输入波前整形可调制各光纤模式的相对相位，使其干涉后在光纤输出端附近形成衍射极限光斑，并可通过透镜将其准直。

我们提出并验证了一种高效方法，可通过波前整形抑制标准多模光纤中的受激布里渊散射，同时保持窄线宽和高质量的输出光束。波前整形技术的最新进展已使人们能够控制多模光纤中的非线性光学过程 [35, 36, 37, 7, 38], , 但此前尚未研究过受激布里渊散射抑制。图中展示了我们的方法。1：通过整形窄带信号的输入波前以激发多种光纤模式，我们既提高了受激布里渊散射阈值，又将透射光聚焦到衍射极限光斑，该光斑可由透镜准直。受激布里渊散射抑制并非仅仅源于纤芯直径增大导致的强度降低。对于纤芯内强度分布相同的情况，多模激励会展宽受激布里渊散射增益谱并降低峰值增益。与以往方案相比，我们方法的一项优势是不会导致透射光发生光谱展宽，因而适用于窄带应用。我们通过优化多模光纤（MMF）中的激发模式成分，使受激布里渊散射阈值最大化。选择性模式激发利用不同光纤模式对之间布里渊散射强度的差异，有效展宽受激布里渊散射谱。综合强度降低和相干多模激发的作用，在长度相同的情况下，纤芯为 20-μm 的阶跃型多模光纤中的受激布里渊散射阈值比常规单模光纤（$\sim$8-μ-m 纤芯、 $\sim$0.1 数值孔径）高一个数量级 [1, 4]。我们的实验结果采用波长为 1064 纳米的连续波（CW）激励和 200 纳秒脉冲

（波长为 1550纳米）进行，证实我们的方法有效、稳健，且普遍适用于不同设置。该方法将助力多种应用中的光传输和放大实现功率扩展，例如定向能和远程遥感 [39, 40, 41, 32]。

2 结果

2.1 多模激励抑制受激布里渊散射

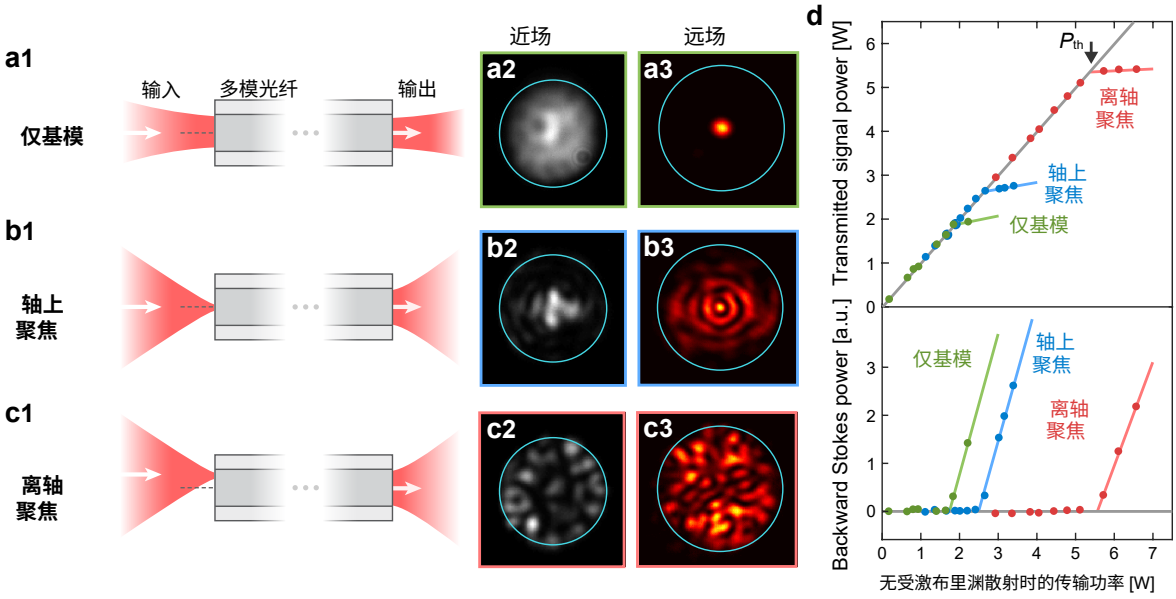

图 2：**单模与多模激发。a1**，输入信号仅注入基模（FM），在多模光纤输出端的远场强度分布中形成一个光斑（**a3**）。**b1**，将输入光紧密聚焦到光纤轴上，可激发基模和高阶径向模式，在远场形成多环图样（**b3**）。**c1**，离轴聚焦可激发额外的高阶非径向模式，从而形成散斑远场图样（**c3**）。**a2**–**c2**，在光纤输出端测得的近场强度图样表明，三种激励方案在纤芯内的横向扩展程度相近。**d**，测得的透射信号功率（上）和后向散射斯托克斯功率（下）与无受激布里渊散射时预期透射功率的关系。超过受激布里渊散射阈值后，透射信号功率趋于饱和，而反射斯托克斯功率随输入功率迅速增加。受激布里渊散射阈值功率从仅基模激励时的 1.8 W，增加到轴上聚焦时的 2.6 W，最终达到离轴聚焦时的 5.4 W。

我们首先演示通过相干多模激发来抑制受激布里渊散射。为此，我们改变激发模式的数量，并测量受激布里渊散射阈值。输入信号（用作受激布里渊散射的泵浦光）是来自 1064 纳米窄带（15 千赫）光纤激光器的线偏振连续波。该信号被注入一根 50 米长、掺锗的阶跃型多模光纤，其纤芯直径为 $\sim$20-μ 米，数值孔径为 0.3，支持每种偏振 $\sim$80 个模式。光纤远端的透射光被分成两路，以同时测量输出功率以及近场/远场强度分布。我们还监测光纤近端的输入信号和后向散射光（补充信息，第 1 节）。

我们首先使用数值孔径与基模数值孔径相匹配的透镜，将入射光聚焦到近端光纤端面，从而在多模光纤中仅激励基模 [图2a]。传输光束在远场中心形成一个光斑。我们逐渐增大输入功率，输出功率起初线性增加，随后趋于平缓 [图 2d]。与此同时，反射功率迅速增加，表明后向受激布里渊散射开始出现。该反射阈值下的传输功率为 1.8 W。

接下来，我们换用数值孔径较大的透镜（接近纤芯数值孔径），在多模光纤中激励多个模式 [图2b]。输入光束聚焦到近端光纤端面上的一个小光斑。当焦斑位于纤芯中心时，主要激励基模和若干纯径向模式。输出远场图样呈现同心环。由于模式干涉，近场图样比仅基模激励时更小。尽管如此，受激布里渊散射阈值功率升至 2.6 W，这表明受激布里渊散射抑制并非由降低光强的横向能量扩散所致。相反，这是由于多模激励导致光谱展宽并降低受激布里渊散射增益峰值（见第2.2节）。

为了激发更多模式，我们将焦斑移离纤芯中心 [图2c]。除基模和径向高阶模式外，还激发了方位角指标非零的其他高阶模式。因此，输出光束呈现高度散斑状。随着焦斑与光纤纤芯中心之间的距离 d_{in} 增加，受激布里渊散射阈值也随之升高 [图 3a], ，这是因为激发的模式更多。靠近纤芯边缘时，阈值达到 5.4 W， ~3倍于仅基模阈值。

2.2 布里渊散射光谱的展宽

为理解多模激励下的受激布里渊散射抑制机制，我们建立了多模受激布里渊散射理论（详细推导见 [42]）。考虑光纤模式 l 中的前向传播光子（信号）通过以频率 Ω 发射前向传播的声学声子，发生布里渊散射并转变为模式 m 中的后向传播光子（斯托克斯）。斯托克斯光子的频率相对于信号光子发生 Ω 的频移。散射强度 $g^{(m,l)}{}_{\mathrm{B}}(\Omega)$ 由光学模式 m 和 l 与光纤 [42]中声学模式的空间重叠决定。我们按照传播常数从高到低对模式进行排序。

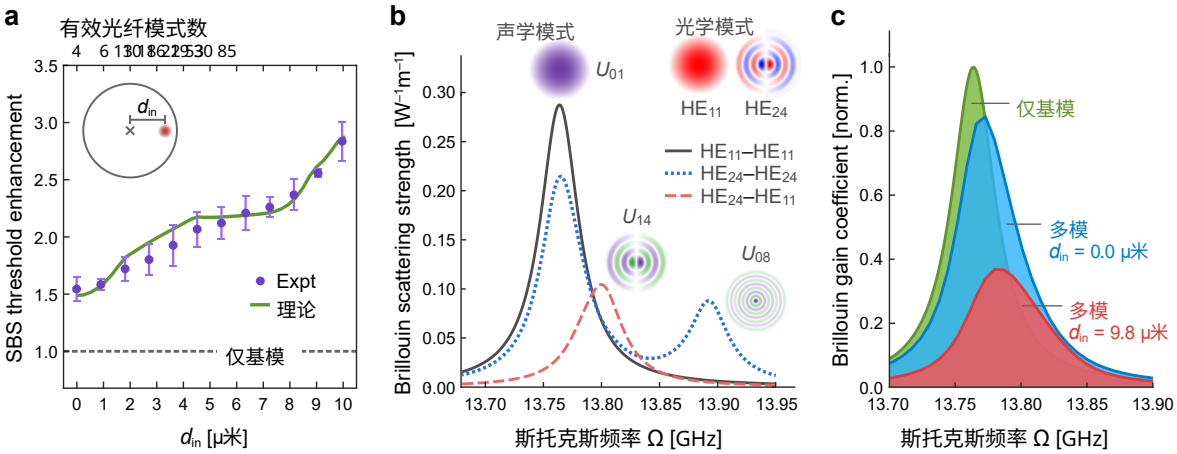

图 3：**布里渊增益谱和受激布里渊散射阈值。a,** 实验测得和理论预测的受激布里渊散射阈值增强量（相对于仅基模激励）随聚焦输入光束距光纤轴的距离 d_{in} 增大而增加（插图；光斑尺寸为 $\approx 3.4\ \mu$ m）。圆点：实验数据的平均增强量；误差棒：标准差；实线：考虑模式相关损耗、模式耦合和偏振混合的理论预测。**b,** 计算得到的两个光学模式 HE_{11} 和 HE_{24} 的布里渊散射强度 $g^{(m,l)}{}_{\mathrm{B}}(\Omega)$（每个模式分布图均显示 x偏振的电场分量）。模内和模间布里渊散射的峰值出现在不同的斯托克斯频率 Ω处，对应的声学模式显示在峰值上方。**c,** 仅基模激励（绿色）下计算得到的布里渊增益谱$G^{(m)}{}_{\mathrm{B}}(\Omega)$窄于输入光轴上聚焦时的多模激励（蓝色）。离轴聚焦会增加激发模式的数量，进一步拓宽布里渊增益谱（红色）；由此导致的峰值增益降低会增强受激布里渊散射阈值。

我们将 $m = l$ 称为模内散射，将 $m \neq l$ 称为模间散射。图 3b 显示，如果信号处于基模（FM，$l = 1$），那么当斯托克斯光处于基模（$m = 1$）时，受激布里渊散射最强，散射强度为 $g^{(1,1)}{}_{\mathrm{B}}(\Omega)$，其中斯托克斯频率 Ω 等于最低阶声学模式的本征频率。高阶模（例如 HE_{24}）的模内散射峰值较低

在相同的 Ω 下，由于与最低阶声学模式的空间重叠较小；此外，在较高 Ω 处还会出现一个对应于高阶声学模式的峰值。模间散射通常弱于模内散射，这是因为信号模式与斯托克斯模式的分布不相同，导致声光重叠较小。模间散射峰不仅较低，而且相对于模内散射峰还发生了频谱偏移，因为与信号模式和斯托克斯模式空间重叠最大的声学模式是本征频率更高的高阶模式。

由模式 l 到 m的自发布里渊散射提供种子后，斯托克斯功率 P_m^{s} 在光纤中向后传播时，通过受激布里渊散射呈指数增长。其增长率等于散射强度 $g^{(m,l)}{}_{\mathrm{B}}(\Omega)$ 与信号功率 P_l [42] 的乘积。受激布里渊散射阈值定义为：透射信号功率达到该值时，输入功率中有相当一部分损失到后向斯托克斯波。然而，在低于受激布里渊散射阈值时，斯托克斯功率至多仅占输入功率的百分之几，因此受激布里渊散射造成的信号功率耗尽可以忽略不计。如果信号功率分布在 M 个模式中，则 P_m^{s} 的增长率由加权和 $G^{(m)}{}_{\mathrm{B}}(\Omega) = \sum_{l=1}^{M} g^{(m,l)}{}_{\mathrm{B}}(\Omega) P_l$ 给出，该加权和定义为布里渊增益系数。在光纤近端（$z = 0$）达到最大值的斯托克斯功率为：

$$P_m^{\mathrm{s}}(\Omega, z = 0) = P_m^{\mathrm{s}}(\Omega, z = L) e^{G_{\mathrm{B}}^{(m)}(\Omega) L}, \tag{1}$$

其中，$P_m^{\mathrm{s}}(\Omega\ z = L)$ 是光纤远端 [4]处由自发布里渊散射产生的种子。斯托克斯功率的指数增长率由 $G^{(m)}{}_{\mathrm{B}}(\Omega)$ 的峰值决定。

我们来分析几种情况下的 $G^{(m)}{}_{\mathrm{B}}(\Omega)$。当多模光纤中只有基模受到信号激励时，基模中的斯托克斯光具有最强的布里渊增益 $[G^{(1)}{}_{\mathrm{B}}(\Omega) = g^{(1,1)}{}_{\mathrm{B}}(\Omega) P_1]$。由于 $g^{(1,1)}{}_{\mathrm{B}}(\Omega)$ 在所有 $g^{(m,l)}{}_{\mathrm{B}}(\Omega)$ 中的峰值最高 [图 3b], ，因此其受激布里渊散射阈值最低。相反，若激励单个高阶模（$l \neq 1$），则该高阶模（$m = l$）中的斯托克斯光增长最强。由于高阶模的模内散射弱于基模，其受激布里渊散射阈值略高。当信号同时激励多个模式时，受激布里渊散射阈值则会显著升高。由于布里渊增益 $G^{(m)}{}_{\mathrm{B}}(\Omega)$ 是模内散射和模间散射按功率加权后的总和，对于各个模式中的斯托克斯光，其频谱会因不同模式对之间的 $g^{(m,l)}{}_{\mathrm{B}}$ 峰值存在频率偏移而展宽 m （m、l）。此外，模间散射峰低于模内散射峰 [图 3b]。因此，斯托克斯功率的峰值增长率大幅降低，使受激布里渊散射阈值相较于单模激励显著增强。

为与实验数据进行比较， [图3a], 我们计算了近端端面处聚焦信号所激发的模式，并获得了布里渊增益谱和受激布里渊散射阈值（补充信息，第2.1节）。聚焦在纤芯中心的紧聚焦会激发多个模式，从而产生比仅基模激励更宽的布里渊增益谱，因此峰值更低 [图3c]。横向移动焦点以激发更多模式后，谱线进一步展宽，峰值也大幅降低。由我们的理论预测，受激布里渊散射阈值随 d_{in}单调增加，并且与实验数据 [图3a]符合得很好。为获得这种一致性，我们对多模光纤的模式相关损耗、线性模式耦合和偏振混合进行了实验表征，并将这些影响纳入SBS理论（补充信息，第2.2节）。理论重现并解释了数据中的斜率变化（补充信息，第2.1节）。

2.3 抑制方案的鲁棒性

采用输入聚焦的实验验证了我们的多模受激布里渊散射抑制方案，但其考察范围仅限于聚焦高斯输入。为检验该方法的稳健性，我们针对任意输入波前进行了受激布里渊散射阈值的统计研究。我们利用空间光调制器（空间光调制器）在信号光束（1064 纳米连续波）上加载随机相位图案 [图4a]。令人瞩目的是，对于所有随机输入波前，相较于仅基模激励，阈值增强始终为> 2 [图4b]。直方图显示，平均增强量为 $\sim$2.7，且标准差较小$\sigma \approx 0.14$。基于我们理论的模拟预测与实验数据一致 [图4b]。这证实，随机输入波前会使信号功率较为均匀地分布于所有光纤模式中 [上图，图4c]。计算得到的布里渊增益谱 [插图，

图4d] 的半高全宽（FWHM）为 72 MHz，宽于仅基模情况下的 40 MHz。因此，增益峰值明显降低，从而提高了阈值。

图4d 展示了阈值增强与布里渊增益谱宽度之间的相关性。不同的随机输入波前会导致激发的模式组成有所不同，从而使布里渊增益谱的宽度略有差异。谱宽越大，SBS阈值越高，皮尔逊相关系数为 0.78。

为证明我们抑制受激布里渊散射方法的普适性，我们将连续波切换为不同波长（1550纳米）的脉冲式（200 纳秒）信号，并在同类型的多模光纤上重复上述实验 [图 4e]。在随机多模激励下，平均受激布里渊散射阈值增强量为 2.1，略低于 1064 纳米时的数值。这符合预期：波长较长时，光纤支持的光学模式较少（~37每种偏振下）。

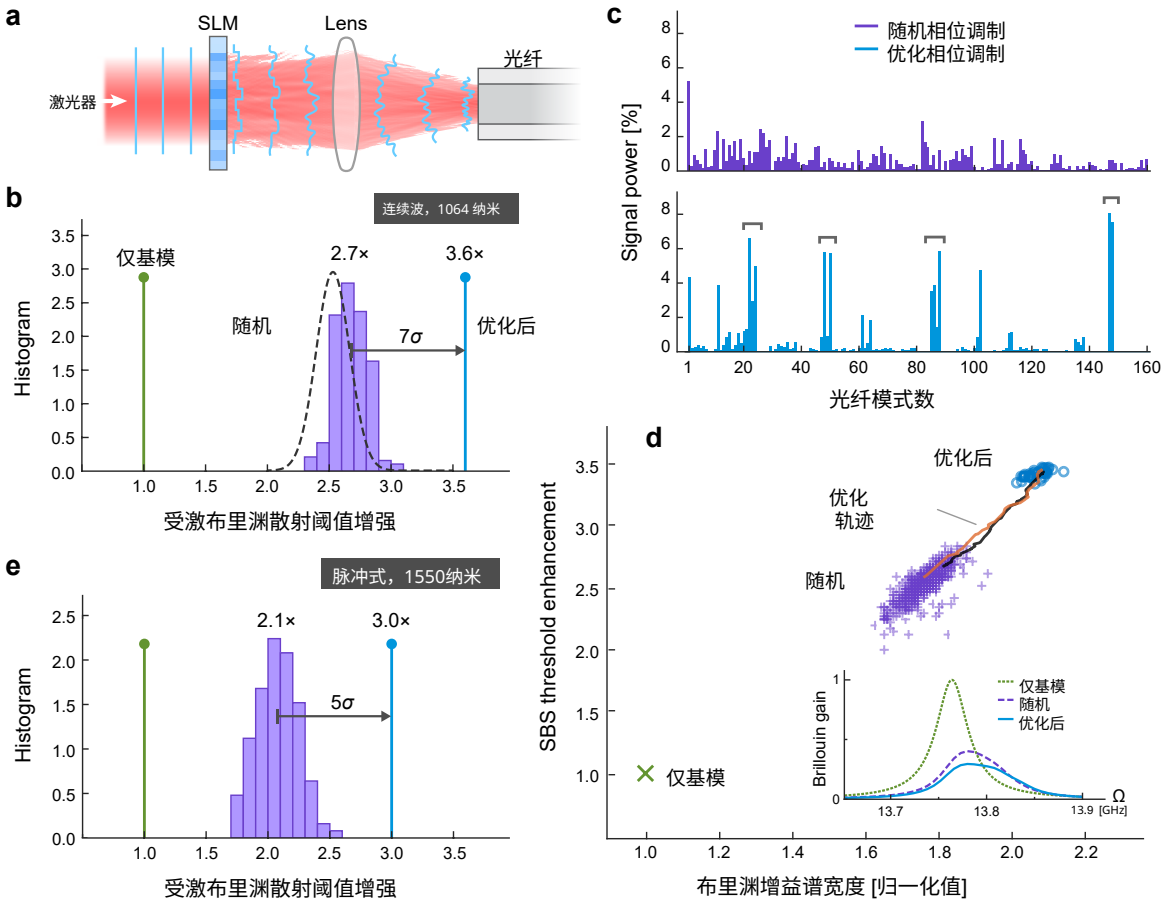

图 4：**通过波前整形实现的受激布里渊散射抑制的稳健性与优化**。**a,** 在光纤近端端面的共轭平面上，利用仅调相空间光调制器对激光束进行波前整形。**b,** 使用 1064 纳米连续波激光器时，190 种随机相位图案（紫色）对应的受激布里渊散射阈值增强直方图。相对于仅基模激励（绿色），平均增强量为 ~2.7，标准差为 $\sigma \approx 0.14$，与理论预测（虚线）吻合良好。优化相位图样进一步将受激布里渊散射阈值增强提高至 3.6（蓝色）。**c,** 随机相位调制下，模拟得到的信号模式组成相对均匀（上）；而采用优化相位调制时，信号集中在几个间隔较大的模式组中（下）。**d,** 受激布里渊散射阈值随布里渊增益谱宽度增加而提高。插图：仅基模激励、随机相位调制和优化相位调制下多模激励所对应的布里渊增益谱（半高全宽：40、72、85 MHz）。**e,** 与b 类似，采用 1550纳米、200纳秒脉冲。随机（优化）相位调制的平均增强量为 ~2.1（3.0）。

2.4 多模激励优化

输入聚焦数据以及随机输入波前下受激布里渊散射阈值的分布表明，某些多模组合比其他组合更能有效抑制受激布里渊散射。这些结果促使我们优化输入波前，以进一步提高受激布里渊散射阈值。我们依次优化 8×8 空间光调制器宏像素的相位，以提高透射信号功率和/或降低后向散射斯托克斯功率（补充信息，第 1.4 节）。阈值提高至仅基模阈值的 3.6 倍，高于离轴输入聚焦时的阈值，也 $\sim7\sigma$ 高于随机波前下的平均增强量 [图 4b]。为更好地理解阈值增强背后的机制，我们将理论与空间光调制器相位优化的数值模拟相结合，以最大化受激布里渊散射阈值。阈值增强达到 3.5，与实验结果高度吻合（补充信息，第 2.3 节）。

如图4c 所示，优化后的模式组成（来自模拟）并不均匀；相反，功率集中在若干组中，这些组在传播常数上相隔较远。这种选择性模式激发比均匀模式激发更有效地展宽布里渊增益谱，半高全宽达到 85 MHz [插图，图4d]。从不同的输入波前出发，优化过程会采取不同的路径，最终的受激布里渊散射阈值也略有差异 [图4d]。尽管优化后的模式组成各不相同，但它们都由彼此分离良好的组构成，以最大程度地展宽布里渊增益谱。

2.5 输出光束轮廓控制

最后，我们展示了对相干信号进行波前整形不仅可以抑制多模光纤中的受激布里渊散射，还可以塑造传输光束的轮廓。由于我们的理论发现，受激布里渊散射抑制仅取决于信号功率在各模式间的分布方式，因此可以调整输入场到各个模式的 [Eq. 1], the $phase$ ，从而控制光纤输出端的模式干涉。下面我们给出一个将输出光聚焦到衍射极限光斑的示例。完美聚焦需要全面控制输入场振幅和相位 [43], ，而我们使用空间光调制器仅能控制相位。尽管如此，我们发现，这种不完整的控制仍能将大部分传输功率导向指定位置，同时提高受激布里渊散射阈值。

如图 5a 所示，线偏振高斯光束在光纤输入端面的共轭平面处由空间光调制器进行相位调制，使透射光束聚焦到输出端面附近的一个光斑。我们依次优化 16×16 个宏像素的相位，以最大化焦点处的输出强度 [44] （补充信息，第 1.4 节）。焦斑可放置在由光纤纤芯尺寸和数值孔径所定义的视场内的任意位置。我们将焦点设在输出端面外 $20\ \mu$m 处（空气中），以避免损坏光纤。图5b 显示，经过优化后，焦斑尺寸（$D\approx3.4\ \mu$m，强度为 e^{-2} 最大值）几乎达到由光纤纤芯数值孔径 $D\approx3.3\ \mu$所决定的衍射极限（ ≈0.3m）。我们还测量了透射场的相位；焦斑内平坦的相位证实了这一衍射极限聚焦。焦点内的功率占总输出功率的 $\sim$0.7，接近高斯光束仅相位调制所能达到的极限（补充信息，第 2.4 节）。

由于形成紧聚焦需要许多光纤模式相互干涉，多模激励会抑制受激布里渊散射。我们测量了在不同距离处聚焦输出光时的受激布里渊散射阈值 d_{out} ，该距离以光纤轴为基准。轴上聚焦（$d_{\text{out}}=0$）使阈值较仅基模激励提高1.8× [图 5c]。将焦点移离光纤轴会进一步提高阈值，在1× 处最高提升 $d_{\text{out}}\approx9.5\ \mu$米。这是因为形成离轴聚焦需要更多参与模式，例如，在 >70 米处聚焦需要 $d_{\text{out}}\approx9.5\ \mu$个模式。我们还使用1550纳米、200纳秒的激光脉冲验证了这一点，证实该方法具有广泛适用性，可同时实现较高的受激布里渊散射阈值并控制输出光束轮廓。

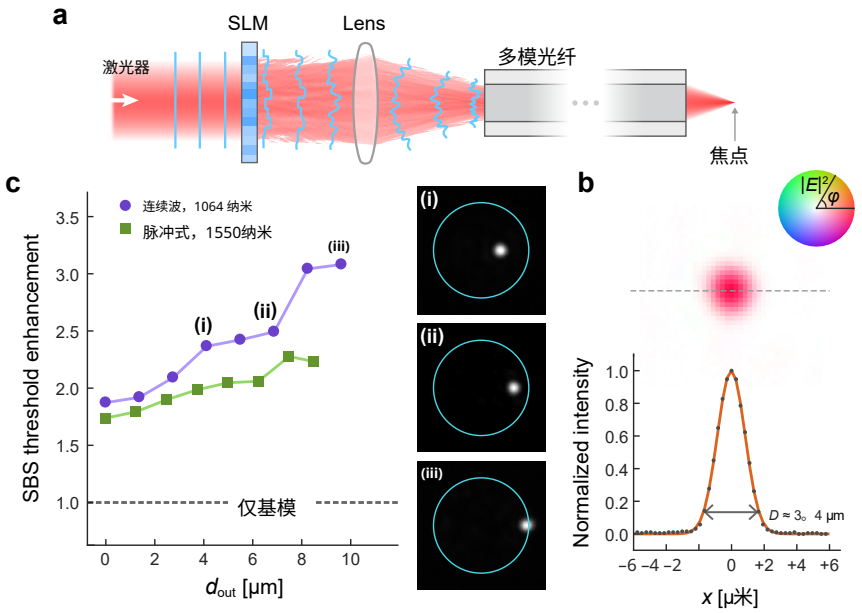

图5：**聚焦输出下的受激布里渊散射抑制。a,** 将透射光聚焦到光纤远端面附近衍射极限光斑的波前整形简化装置。**b,** 平坦相位下测得的焦斑（色轮中以色相表示相位，以饱和度表示强度）。其直径为 e^{-2}m，接近衍射极限（$\approx 3.3\ \mu$m）。**c,** 对于 1064 纳米连续波（紫色圆圈）和 1550纳米200纳秒脉冲（绿色方块），受激布里渊散射阈值增强（相较于仅基模激励）均随输出焦斑与光纤轴之间的距离 d_{out} 单调增加。插图：将连续波聚焦于 $d_{\text{out}} = 4.1\ \mu$m（i）、$6.9\ \mu$m（ii）和 $9.5\ \mu$m（iii）时的输出强度分布。

3 讨论

波前整形可通过多模光纤实现高功率传输，并获得平滑的输出光束。虽然多模激励下的受激布里渊散射阈值超过 3× 同一多模光纤中仅基模激励阈值的幅度，但值得注意的是，我们光纤的仅基模阈值本身已经 ∼4× 高于典型单模光纤的阈值。通过全面控制所有光纤模式，并对两种偏振的输入光进行振幅和相位调制，可进一步提高受激布里渊散射阈值和聚焦质量。我们的理论预测，在完全控制窄带输入信号的情况下，多模光纤中的受激布里渊散射阈值增强为 4。5× （补充信息，第 2.3 节）。通过输出光束控制，我们的方法可利用纤芯更大的高度多模光纤（直径 $> 100\ \mu$米），使阈值提高数个数量级 [42]。在输出聚焦方面，通过完全控制多模光纤的输入场，焦斑中的功率集中度已达到近乎 100（$> 95\%$） [43]。由于直接振幅调制会带来功率损耗，可使用两块间隔 [45]的仅相位空间光调制器，实现无损全场整形。空间光调制器图案需要不断调整，以抵消光纤的时间漂移和波动，稳定光束轮廓。在我们当前的实验中，这段 50 米长多模光纤松散盘绕并放置在光学平台上，未进行温度稳定或机械隔振，其漂移时间尺度为 0.5–3 小时。目前，波前优化需要 ∼12 分钟，而近期研究表明，输出重新聚焦可在一秒内完成 [46, 47]。还值得注意的是，通过调整输入波前，可以获得焦斑以外的其他输出光束轮廓 [48, 49]

虽然我们展示了被动多模光纤中的受激布里渊散射抑制，但该方案也适用于具有光学增益的多模光纤，为高功率光纤放大器的进一步功率扩展提供了一条稳健途径。此外，通过输入波前整形将放大后的输出聚焦到衍射极限光斑已在实验中实现 [50]。此外，我们的方法还可抑制其他非线性效应，例如受激拉曼散射 [35] 和横向模式不稳定性 [38]。

最后，我们在标准多模光纤上进行了概念验证实验，但我们的方法

可轻松应用于特种光纤，并与其他受激布里渊散射抑制方案相结合 [24, 25, 26,27, 28, 29]。我们设想，波前整形可以成为一种强大的工具，在输出所需光束轮廓的同时抑制多种有害的非线性效应。

4 致谢

我们感谢耶鲁大学的 Yaniv Eliezer 和比尔肯特大学的 Hasan Yılmaz 所进行的启发性讨论，并感谢耶鲁大学的 Nicholas Bernardo 和 Vincent Bernardo 提供技术协助。我们感谢耶鲁大学和阿德莱德大学提供计算资源。本研究部分工作在澳大利亚国家制造设施的 Opto Fab 节点完成，该设施由澳大利亚联邦政府和南澳州政府资助。本研究得到美国空军科学研究办公室（AFOSR）资助，项目编号为 FA9550-20-1-0129 和 FA9550-20-1-0160；同时得到澳大利亚研究理事会 CE170100004 项目以及下一代技术基金（NGTF） [通过澳大利亚大学与产业合作伙伴 NGTF 定向能（DE）科学与技术（S&T）网络签订的研究协议 10737] 资助。澳大利亚作者感谢澳大利亚联邦政府给予的支持。Stephen C. Warren-Smith 获得澳大利亚研究理事会（ARC）未来学者奖学金（FT200100154）的支持。

5 作者贡献

H.C. 提出了这一想法并启动了本项目；C.-W.C. 使用 P.A. 搭建的光纤放大器开展了连续波实验，并在 H.C. 的指导下与 K.W. 合作分析数据；L.V.N. 和 S.W. 开展了脉冲式实验，并在 H.E.-H 和 D.J.O. 的指导下与 S.C.W.-S.、O.H.-S. 和 E.P.S. 合作分析数据；K.W. 在 A.D.S. 的指导下与 S.C.W.-S. 和 C.-W.C. 合作，建立了理论并进行了数值模拟；C.-W.C.、L.V.N.、K.W.、A.D.S. 和 H.C. 在所有作者的意见基础上撰写了手稿。

参考文献

[1] Govind P. Agrawal。《非线性光纤光学》。光学与光子学。Academic Press，波士顿，第五版，2013年。[2] RH Stolen、JE Bjorkholm 和 A Ashkin。石英光纤光波导中的相位匹配三波混频。应用物理快报，24(7):308–310，1974年。[3] MJF Digonnet、RW Sadowski、HJ Shaw 和 RH Pantell。用于低功率全光开关的掺杂光纤中谐振增强的非线性：综述。光纤技术，3(1):44–64，1997年。[4] Andrey Kobyakov、Michael Sauer 和 Dipak Chowdhury。光纤中的受激布里渊散射。光学与光子学进展，2(1):1–59，2010年。[5] Katarzyna Krupa、Alessandro Tonello、Alain Barth´el´emy、Tigran Mansuryan、Vincent Couderc、Guy Millot、Philippe Grelu、Daniele Modotto、Sergey A Babin 和 Stefan Wabnitz。多模非线性光纤光学：一条时空研究路径。*APL*光子学，4(11):110901，2019年。[6] Christian Wolff、MJA Smith、Birgit Stiller 和 CG Poulton。布里渊散射——理论与实验：教程。《美国光学学会杂志*B*辑》，38(4):1243–1269，2021年。[7] Logan G Wright、Fan O Wu、Demetrios N Christodoulides 和 Frank W Wise。高度多模非线性光学系统的物理学。《自然·物理》，18(9):1018–1030，2022年。

[8] Blake C Rodgers、Timothy H Russell 和 Won B Roh。利用多模光纤中的受激布里渊散射进行激光光束合束与净化。《光学快报》，24(16):1124–1126，1999年。[9] Arnaud Brignon 和 Jean-Pierre Huignard。相位共轭激光光学。2004年。[10] Luc Th´evenaz。光纤中的慢光与快光。《自然·光子学》，2(8):474–481，2008年。[11] JunHwan Kim、Mark C Kuzyk、Kewen Han、Hailin Wang 和 Gaurav Bahl。非互易布里渊散射诱导透明。《自然·物理》，11(3):275–280，2015年。[12] Moritz Merklein、Birgit Stiller 和 Benjamin J Eggleton。基于布里渊散射的光存储与延迟技术。《光学杂志》，20(8):083003，2018年。[13] Nils T Otterstrom、Ryan O Behunin、Eric A Kittlaus、Zheng Wang 和 Peter T Rakich。一种硅布里渊激光器。《科学》，360(6393):1113–1116，2018年。[14] Benjamin J Eggleton、Christopher G Poulton、Peter T Rakich、Michael J Steel 和 Gaurav Bahl。布里渊集成光子学。《自然·光子学》，13(10):664–677，2019年。[15] Joseph B Murray、Alex Cerjan 和 Brandon Redding。分布式布里渊光纤激光传感器。Optica，9(1):80–87，2022年。[16] CN Pannell、P St J Russell 和 TP Newson。光纤中的受激布里渊散射：光放大的影响。《美国光学学会杂志B辑》，10(4):684–690，1993年。[17] Jay W Dawson、Michael J Messerly、Raymond J Beach、Miroslav Y Shverdin、Eddy A Stappaerts、Arun K Sridharan、Paul H Pax、John E Heebner、Craig W Siders 和 CPJ Barty。分析衍射极限光纤激光器和放大器扩展至高平均功率的可扩展性。《光学快报》，16(17):13240–13266，2008年。[18] Davis J Richardson、John Nilsson 和 William A Clarkson。高功率光纤激光器：现状与未来展望。《美国光学学会杂志B辑》，27(11):B63–B92，2010年。[19] Michalis N Zervas 和 Christophe A Codemard。高功率光纤激光器：综述。IEEE量子电子学精选主题期刊，20(5):219–241，2014年。[20] Shijie Fu、Wei Shi、Yan Feng、Lei Zhang、Zhongmin Yang、Shanhui Xu、Xiushan Zhu、RA Nor-wood 和 N Peyghambarian。单频光纤激光器近期进展综述。《美国光学学会杂志B辑》，34(3):A49–A62，2017年。[21] Jens Limpert、Fabian Stutzki、Florian Jansen、Hans-J¨urgen Otto、Tino Eidam、Cesar Jauregui 和 Andreas T¨unner mann。掺镱大节距光纤：基于高阶模式非局域化实现有效单模运行。Light: Science & Applications，1(4):e8–e8，2012年。[22] J Limpert、T Schreiber、A Liem、S Nolte、H Zellmer、T Peschel、V Guyenot 和 A T¨unnermann。高功率运行下空气包层光子晶体光纤激光器的热光学性质。《光学快报》，11(22):2982–2990，2003年。[23] Malte Karow、Henrik T¨unnermann、J¨org Neumann、Dietmar Kracht 和 Peter Weßels。低模式不稳定阈值功率单频掺镱光子晶体光纤放大器的光束质量劣化。《光学快报》，37(20):4242–4244，2012年。[24] Andrey Kobyakov、Shiva Kumar、Dipak Q Chowdhury、A Boh Ruffin、Michael Sauer、Scott R Bickham 和 Raj Mishra。提高受激布里渊散射阈值的光纤设计概念。《光学快报》，13(14):5338–5346，2005年。[25] Peter D Dragic、Chi-Hung Liu、George C Papen 和 Almantas Galvanauskas。用于抑制受激布里渊散射的声学导引层光纤。载于《激光与电光学会议》（CLEO）2005年会议论文集，第3卷，第1984–1986页。IEEE，2005年。[26] Ming-Jun Li、Xin Chen、Ji Wang、Stuart Gray、Anping Liu、Jeffrey A Demeritt、A Boh Ruffin、Alana M Crowley、Donnell T Walton 和 Luis A Zenteno。具有高受激布里渊散射阈值的铝/锗共掺大模场光纤。《光学快报》，15(13):8290–8299，2007年。

[27] Craig Robin 和 Iyad Dajani。用于单频高功率激光器应用的声学分段光子晶体光纤。《光学快报》，36(14)：2641–2643，2011年。[28] Craig Robin、Iyad Dajani 和 Benjamin Pulford。具有 811 W 输出功率的抑制模式不稳定性的单频光子晶体光纤放大器。《光学快报》，39(3)：666–669，2014年。[29] TW Hawkins、PD Dragic、N Yu、A Flores、Magnus Engholm 和 J Ballato。采用本征低布里渊散射和低热光效应的掺镱石英光纤实现千瓦级功率扩展。《美国光学学会杂志*B*辑》，38(12)：F38–F49，2021年。[30]Angel Flores、Craig Robin、Ann Lanari 和 Iyad Dajani。用于窄线宽千瓦级单片式光纤放大器的伪随机二进制序列相位调制。《光学快报》，22(15)：17735–17744，2014年。[31] Thomas H Loftus、Alison M Thomas、Paul R Hoffman、Marc Norsen、Rob Royse、Anping Liu 和 Eric C Honea。用于高平均功率应用的光谱合束光纤激光器。*IEEE*量子电子学精选主题期刊，13(3)：487–497，2007年。[32] Aaron Buikema、Franklin Jose、Steven J Augst、Peter Fritschel 和 Nergis Mavalvala。用于引力波探测器的窄线宽光纤放大器。《光学快报》，44(15)：3833–3836，2019年。[33] Nobuyuki Yoshizawa 和 Takeshi Imai。通过……抑制受激布里渊散射

f

通过布缆向光纤施加应变分布。《光波技术杂志》，11(10):1518– 1522，1993年。[34] Anping Liu。利用非均匀光纤和温度梯度抑制光纤放大器中的受激布里渊散射。《光学快报》，15(3):977–984，2007年。[35] Omer Tzang、Antonio M Caravaca-Aguirre、Kelvin Wagner 和 Rafael Piestun。用于控制光纤中非线性多模相互作用的自适应波前整形。Nature Photonics，12(6):368–374，2018年。[36]Etienne Deliancourt、Marc Fabert、Alessandro Tonello、Katarzyna Krupa、Agnes Desfarges-Berthelemot、Vincent Kermene、Guy Millot、Alain Barth´el´emy、Stefan Wabnitz 和 Vincent Couderc。用于渐变折射率多模光纤中优化多模克尔光束自清洁的波前整形。《光学快报》，27(12):17311–17321，2019年。[37] Uˇgur Teˇgin、Babak Rahmani、Eirini Kakkava、Navid Borhani、Christophe Moser 和 Demetri Psaltis。利用深度神经网络控制多模光纤中的时空非线性。Apl Photonics，5(3):030804，2020年。[38] Chun-Wei Chen、Kabish Wisal、Yaniv Eliezer、A Douglas Stone 和 Hui Cao。通过光纤放大器中的多模激励抑制横向模式不稳定性。《arXiv预印本》

t

arXiv:2206.15438，已被美国国家科学院院刊接收发表，2022年。[39] Chad G Carlson、Peter D Dragic、R Kirk Price、JJ Coleman 和 Gary R Swenson。基于镱光纤放大器的窄线宽高层大气多普勒测温激光雷达。*IEEE* 期刊

l

量子电子学精选主题, 15(2):451–461, 2009年。[40] Fabio Di Teodoro、Paul Belden、Pavel Ionov 和 Nicolette Werner。用于遥感传感器的高功率纳秒脉冲光纤激光器光源。光纤技术，20(6):688–693, 2014年。[41] K. Ludewigt、A. Liem、U. Stuhr 和 M. Jung。用于激光武器的高功率激光器研发。载于国际光学工程学会论文集 *11162*，高功率激光器：技术与系统、平台、效应 *III*，第 1116207 页，2019年。[42] Kabish Wisal、Stephen C. Warren-Smith、Chun-Wei Chen、Hui Cao 和 A. Douglas Stone。高度多模激励下光纤中受激布里渊散射的理论。*arXiv* 预印本

t

arXiv:2304.09342，2023年。[43] Andr´e D Gomes、Sergey Turtaev、Yang Du 和 Tom´aˇšˇ Ciˇzm´ar。《通过多模光纤实现近乎完美的聚焦》。《光学快报》，30(7):10645–10663，2022年。

[44] Ivo Micha Vellekoop 和 AP Mosk。《通过浑浊介质聚焦光的相位控制算法》。《Optics communications》，281(11):3071–3080，2008年。[45] Alexander Jesacher、Christian Maurer、Andreas Schwaighofer、Stefan Bernet 和 Monika Ritsch- Marte。《使用空间光调制器实现近乎完美的全息图重建》。《光学快报》，16(4):2597–2603，2008年。[46] Antonio M Caravaca-Aguirre、Eyal Niv、Donald B Conkey 和 Rafael Piestun。《通过弯曲多模光纤实现实时弹性聚焦》。《光学快报》，21(10):12881–12887，2013年。[47] Daniel Feldkhun、Omer Tzang、Kelvin H Wagner 和 Rafael Piestun。《在微秒内通过散射介质聚焦和扫描》。《Optica》，6(1):72–75，2019年。[48] Tom´aˇsˇCiˇzm´ar 和 Kishan Dholakia。《塑造多模光纤中的光传输：复变换分析及其在生物光子学中的应用》。《光学快报》，19(20):18871–18884，2011年。[49] Ivo T Leite、Sergey Turtaev、Xin Jiang、Martinˇ Siler、Alfred Cuschieri、Philip St J Russell 和 ˇTom´aˇš Ciˇzm´ar。《通过高数值孔径软玻璃多模光纤进行三维全息光学操控》。《Nature Photonics》，12(1):33–39，2018年。[50] Raphael Florentin、Vincent Kermene、Joel Benoist、Agn`es Desfarges-Berthelemot、Dominique Pagnoux、Alain Barth´el´emy 和 Jean-Pierre Huignard。《塑造多模光纤中的放大光》。《Light: Science & Applications》，6(2):e16208–e16208，2017年。

补充信息

通过波前整形和聚焦输出，减轻多模光纤中的受激布里渊散射

Chun-Wei Chen[1, +]，Linh V. Nguyen[2, 3, 4, +]，Kabish Wisal[5, +]，Shuen Wei[2, +]，Stephen C. Warren-Smith[2, 3, 4, *]，Ori Henderson-Sapir[2,6]，Erik P. Schartner[2]，Peyman Ahmadi[7]，Heike Ebendorff-Heidepriem[2]，A. Douglas Stone[1, *]，David J. Ottaway[2,6]，和 Hui Cao[1, *]

[1]应用物理系，耶鲁大学，纽黑文，06520，康涅狄格州，美国。[2]光子学与先进传感研究所，物理、化学与地球科学学院，阿德莱德大学，阿德莱德，5005，南澳大利亚州，澳大利亚。[3]未来产业研究所，南澳大利亚大学，莫森湖，5095，南澳大利亚州，澳大利亚。[4]激光物理与光子器件实验室，南澳大利亚大学，莫森湖，5095，南澳大利亚州，澳大利亚。[5]物理系，耶鲁大学，纽黑文，06520，康涅狄格州，美国。[6]澳大利亚研究理事会，引力波发现卓越中心（OzGrav）[7]Coherent，1280 Blue Hills Ave.，布卢姆菲尔德，06002，康涅狄格州，美国。[+]这些作者对本研究贡献相同。

[*]通讯作者：Stephen.Warren-Smith@unisa.edu.au、douglas.stone@yale.edu、hui.cao@yale.ed u

1 实验

1.1 光学装置

我们通过两组独立实验验证了多模激励抑制受激布里渊散射的方案。一组实验使用 $\lambda = 1064$nm 连续波（CW），另一组使用 $\lambda = 1550$nm 的 200纳秒脉冲。

图 S1a 展示了第一组实验的光学装置。由线宽为 15 kHz 的连续波光纤激光器（NP Photonics Rock 1μm）提供种子的光纤放大器（Coherent Nufern 研发型设备）产生线偏振信号（布里渊散射的泵浦光）。信号经透镜准直后通过光隔离器，以防止受激布里渊散射产生的强后向散射光损坏激光放大器。我们使用零级半波片（HWP）和格兰-泰勒偏振器控制信号功率，使用 $4f$ 系统扩展光束，并使用纯相位空间光调制器（SLM）进行波前整形。信号光束经过扩展，覆盖空间光调制器（配备水冷系统的 Meadowlark HSP1920-500-1200-HSP8）的有效区域，以防止高功率损坏。反射光经过另一套 $4f$ 系统传播，并通过位于焦平面的针孔滤除空间光调制器产生的零级衍射。随后，光束由非偏振分束器（BS）分开，反射光（总功率的 10%）被引导至光电探测器（PD），用于监测输入功率。透射光（总功率的 90%）通过物镜（OL，μ-Spot LMH-20X-1064）耦合到多模光纤（MMF）中以进行多模激励；若要进行仅基模激励，则使用焦距较长（$f = 75$ mm）的平凸透镜（Thorlabs LA4725-1064）。

这根多模光纤（Coherent Nufern FUD-3607）长 50 米，松散地盘绕在光学平台上，未进行主动冷却或机械隔振。光纤纤芯掺杂了锗，直径为 $20\ \mu$m，数值孔径（NA）为 $\sim$0.3。在信号波长 $\lambda = 1064$ nm 下，每种偏振对应 80 个导模。光纤的透射光由一个与光纤输入端处相同的物镜收集，再经分束器分成多束，用于

同时测量近场和远场强度分布、总功率及其时间波动。近场和远场图样由近红外相机（Allied Vision Mako GM-419B-NIR 和 Xenics Xeva-1.7-320 TE3）拍摄。时间积分功率由慢速光电探测器（Newport 818-SL）测量，而亚-μs 时间尺度上的时间波动则由快速光电探测器（Thorlabs DET10A 或 PDA20CS）记录。类似地，在光纤输入端，我们测量后向散射光的远场强度分布、时间积分功率及时间波动。

除了输出强度分布外，我们还在图示于补充图 S1d 的离轴全息装置中测量光纤远端的近场相位图样 [正文中的图5b]。一部分相位平坦的连续波种子激光用作参考光束，并与多模光纤传输的光发生干涉。两束光以一定角度入射到相机上，相机记录其干涉图样。我们据此提取透射场的相位图样。正文中的图5b显示，光纤输出端附近焦斑上的测量相位是平坦的，这证实了通过整形输入波前，光能够经多模光纤实现衍射极限聚焦。

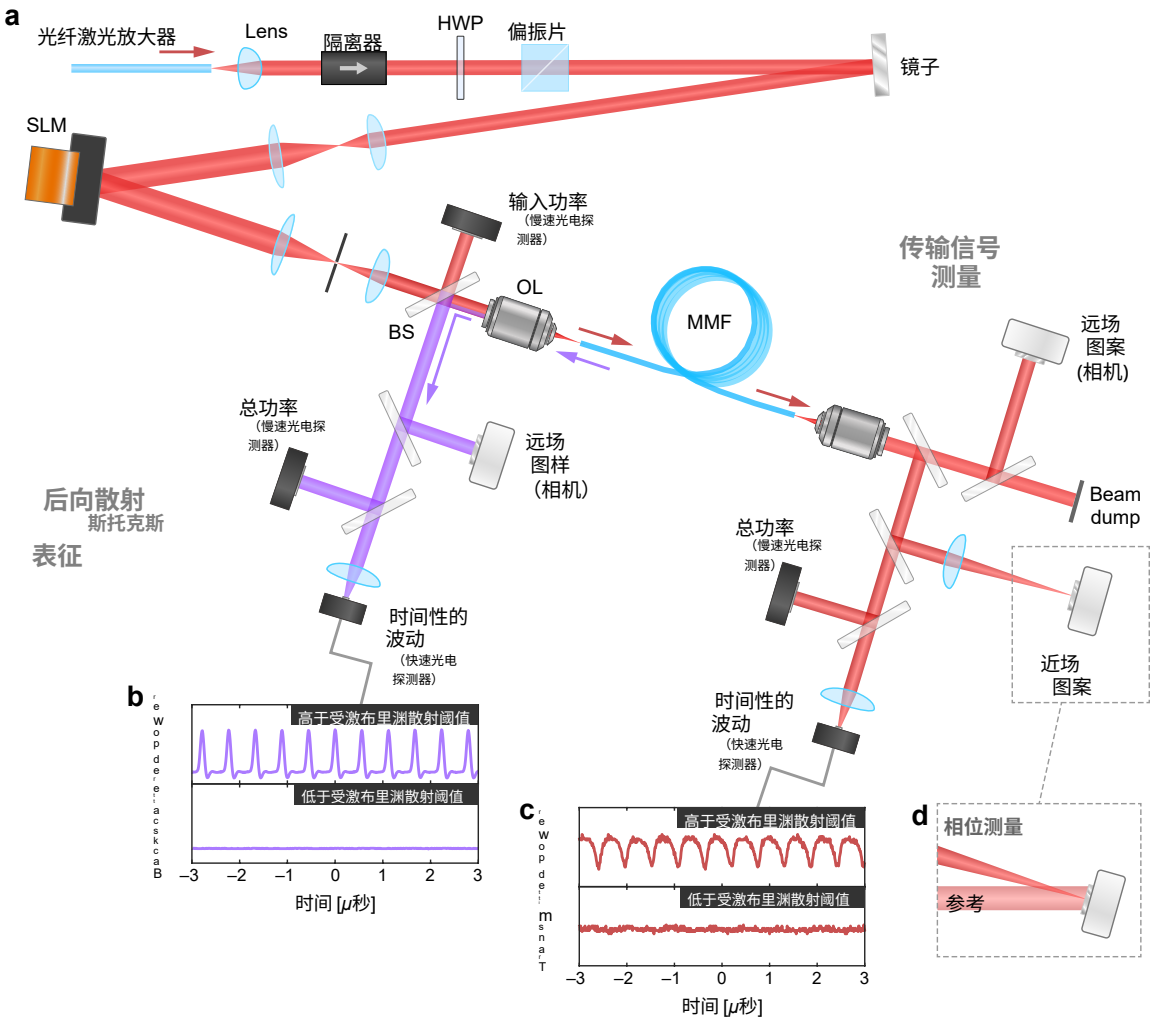

图 S1. 通过波前整形研究多模光纤中受激布里渊散射的实验装置。a, 波前整形、输入激励和输出表征装置示意图。HWP：半波片；SLM：纯相位空间光调制器；BS：反射率为 10 % 的非偏振分束器；OL：数值孔径为 ≈ 0.3 的物镜；PD：光电探测器。慢速光电探测器的响应时间为 ~ms，快速光电探测器的响应时间为 ~10 ns。**b、c,** 在连续波激励下，测得 50 米长多模光纤中反向散射（b）和透射（c）功率的时间曲线，分别对应高于（上图）和低于（下图）受激布里渊散射阈值的情况。受激布里渊散射表现为后向斯托克斯波和前向信号的微秒级脉动。**d**，用于相位测量的离轴全息装置。

在第二个实验中，我们使用一台脉冲光纤激光器（KEOPSYS, PEFL-E07-LP-040-200-010-W00-G3-T1-ET1-PE30D-CIRFA），它以 10 kHz 的重复频率产生 200纳秒脉冲。光学装置与第一个使用连续波激光器的实验类似。空间光调制器为 Santec SLM-200，并使用一枚非球面透镜（Thorlabs C220TMD-C）将光耦合入光纤。在空间光调制器与物镜之间的光路中插入一片四分之一波片（四分之一波片），将光的偏振态从线偏振转换为圆偏振。使用一根纤芯直径和数值孔径相同的 50 米长多模光纤。每种偏振支持 37 种模式，工作波长为 $\lambda = 1550$ nm。使用响应时间为 < 1 μs 的功率计（Thorlabs S146C）测量传输脉冲的时间积分功率。

1.2 受激布里渊散射的表征

受激布里渊散射阈值由传输功率对输入功率的依赖关系确定。如正文图 2d 上图所示，时间积分后的传输功率起初随输入功率线性增加，随后在某一功率下趋于饱和，该功率即为受激布里渊散射阈值 P_{th}。图 2d 的横轴表示无受激布里渊散射时的传输功率；对于给定的模式成分（由入射光的耦合条件决定），该功率根据输入功率和多模光纤透射率计算得出。通过后向散射光的功率变化可确认受激布里渊散射阈值。低于阈值时，由近端光纤端面的菲涅耳反射和光纤中的瑞利散射产生的后向散射功率随输入功率逐渐增加。一旦传输功率开始趋于平稳，反射功率便迅速增加。在图 2d 下图中，我们从后向散射总功率中减去线性后向散射功率（根据受激布里渊散射阈值以下数据的线性拟合外推得到），以显示斯托克斯功率。

在 SBS 开始时，在 CW 激励下，透射信号和反射斯托克斯均表现出时间波动。图 S1b、c 显示，在 SBS 阈值以上，斯托克斯功率出现周期性尖峰，透射信号功率同步出现下降。调制周期约为 0。5 μ秒，对应于光在光纤中的往返时间 [1, 2]。

1.3 单模激励与多模激励

通过使用数值孔径为 ≈ 0.06的平凸透镜，将输入光以垂直入射的方式聚焦到光纤近端面，可实现仅激励基模（基模）。在这种情况下，透射光从多模光纤射出后，会在远场中心形成一个光斑，这符合基模的预期 [正文图 2a3]。相应的近场强度分布在光纤纤芯范围内较为平滑，仅有少量高阶模式引起的低对比度调制；这是由于输入端基模激励不完美和/或光纤中的线性模式耦合所致 [正文图 2a2]。当功率超过受激布里渊散射阈值 $P_{\mathrm{FM}} \approx 1.8$ W 时，后向斯托克斯光束剖面与透射信号完全相同，表明受激布里渊散射主要发生在基模中。

为了在光纤中激发多个模式，我们将透镜替换为数值孔径为 ≈ 0.3 的物镜（接近多模光纤纤芯的数值孔径）。近端光纤端面上的焦斑为 ~ 3.4 μm，远小于仅基模激励时的输入光束尺寸。在正文的图2和图3a中，我们通过在空间光调制器上显示线性相位斜坡，使焦点沿横向在光纤端面上移动。我们逐渐改变斜坡的幅度和方向，分别控制偏转角的大小和方向。受激布里渊散射阈值随着焦斑与光纤轴之间的距离 d_{in} 增大而提高。

1.4 空间光调制器相位调制

为获得正文图4中的数据，我们使用空间光调制器在输入到多模光纤的输入光束上加载随机相位图案。空间光调制器放置在近端光纤端面的共轭平面上。空间光调制器（Meadowlark HSP1920-500-1200-HSP8）的有效区域为 $10.7 \times 17.6\,\mathrm{mm}^2$, , 由$1152 \times 1920$ 像素组成。我们将 144×144 个空间光调制器像素分组为一个宏像素。单个宏像素的尺寸决定了光纤近端面的横向光束尺寸。每个宏像素的相位在 0 和 2π 之间独立变化。每个空间光调制器相位图案在一个区域内包含 $\sim 8 \times 8$ 个宏像素

由入射高斯光束覆盖。减小宏像素尺寸会增加宏像素的数量，从而提高对输入波前的控制程度，但代价是相邻宏像素之间相位突变造成的衍射损耗。

为了进一步提高受激布里渊散射阈值，我们优化空间光调制器相位图案。从随机相位调制开始，任意选取一个宏像素，将其相位从 0 扫描至 2π ，步长为 $\pi/10$，并针对每个相位值计算目标函数，例如透射信号功率与后向斯托克斯功率之差。扫描完成后，将该宏像素的相位设为对应于目标函数最大值的相位值。然后继续优化另一个宏像素，直至所有宏像素的相位均优化完成。经过一轮优化后，受激布里渊散射阈值会升高。随后，我们再进行一轮优化，以此迭代这一过程。使用相同的目标函数迭代三次后，受激布里渊散射阈值通常会趋于饱和，这表明优化已收敛至受激布里渊散射阈值的局部最大值。然后，我们将目标函数改为透射信号功率等，经过一至两轮优化后，阈值增强（$P_{\mathrm{th}}/P_{\mathrm{FM}}$）可能会略有提高。

最后，我们搜索通过多模光纤聚焦所需的空间光调制器相位图案，如正文图 5 所示。为了激发所有光纤模式，焦斑到光纤远端端面的轴向距离小于 $R\sin\theta$，其中 R 是光纤纤芯半径，$\sin\theta$ 是数值孔径。我们使用 CMOS相机（Allied Vision Mako GM-419B-NIR）监测焦平面上的强度分布，并在多模光纤的视场内选定焦点位置。将所选焦点位置处的输出强度用作优化输入相位图案的目标函数。优化过程从平坦相位图案开始。我们选取位于入射高斯光束中心、强度最大的宏像素。将该宏像素的相位从 0 扫描至 2π ，并找出使焦点处功率最大的相位值 [3]。将其相位设为优化后的值后，我们对相邻宏像素重复优化过程。我们沿向外螺旋轨迹依次优化所有宏像素。由于相邻宏像素间的优化后相位平滑变化，衍射损耗较小，因此可以减小宏像素

将尺寸减小至随机相位调制时的一半。焦点处的功率通常在一到两轮优化后趋于饱和，优化后的空间光调制器图案呈平滑的相位调制，包含~16×16 个宏像素，如图 S2 所示。

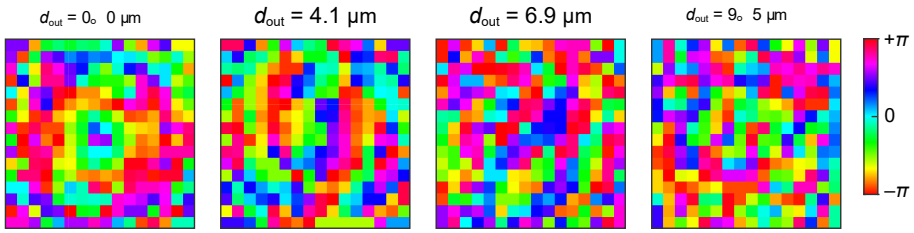

图 S2. 用于输出聚焦的相位调制。 针对不同光纤轴距离进行聚焦的 16×16 个宏像素的优化后空间光调制器相位图案： d_{out} = 0.0、4.1、6.9 和 9.5 μ 米（从左到右），显示相邻宏像素间平滑的相位变化。

2 理论与仿真

2.1 通过聚焦输入激发多模

我们模拟将输入聚焦到光纤纤芯内的不同位置，以计算信号模式成分$\{P_l\}$，并利用多模SBS理论预测相应的受激布里渊散射阈值。图 S3a–c 显示了对实验中展示的多模激励（正文图 2）的激发模式组成进行数值估算的结果：(a) 仅基模激励，(b) 轴上聚焦和 (c) 离轴聚焦。有效激发模式数定义为 $M_{\mathrm{eff}} = (\sum_l P_l)^2 / \sum_l (P_l^2)$。轴上聚焦仅激发少数径向高阶模式，且 $M_{\mathrm{eff}} \approx 4$ [图 S3b]。离轴聚焦会激发具有非零方位角指标的其他高阶模式 [图 S3c]，，并且 M_{eff} 随焦斑与光纤轴之间的距离d_{in} 单调增加 [图 S3d]。图 S3e 显示了受激布里渊散射阈值增强（$P_{\mathrm{th}}/P_{\mathrm{FM}}$）随 M_{eff}变化的预测结果。从 $d_{\mathrm{in}} = 0$ 到 $8\ \mu$ m，M_{eff} 逐渐从 4 增至 30，使受激布里渊散射阈值增强从 1.4 增至 2。3 [图 S3e]。超过 $d_{\mathrm{in}} = 8\ \mu$ m 后，M_{eff} 迅速从 30 增至纤芯边缘处的 85（$d_{\mathrm{in}} = 10\ \mu$ m），预测最终阈值增强为 ~ 3 [图 S3d、e]。

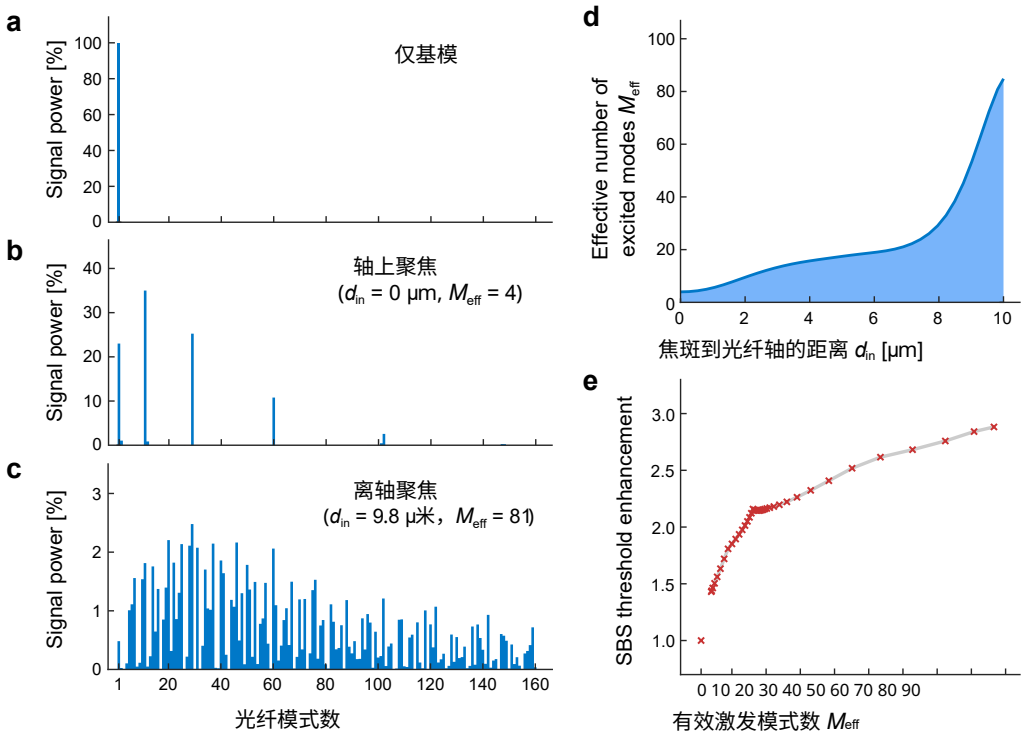

图 S3. 有效激发模式数与受激布里渊散射阈值的关系。a–c，50 米长、纤芯直径为 20-μm 的光纤在 $\lambda = 1064$ nm 处的激发信号模式成分：仅基模激励（**a**）、轴上输入聚焦（**b**）和离轴输入聚焦（**c**，靠近纤芯边缘），表明激发的光纤模式数从条件 **a** 到 **c**逐渐增加。模式按其传播常数排序。**d**，有效激发模式数（M_{eff}）与输入焦斑到光纤轴的距离（d_{in}）的关系。当输入焦点远离光纤轴时，$M_{\mathrm{eff}} = (\sum_l P_l)^2 / \sum_l (P_l^2)$从 4 增至 85。**e**，当 M_{eff} 从 4 增至 85 时，受激布里渊散射阈值增强 $P_{\mathrm{th}}/P_{\mathrm{FM}}$ 从 1.4 提高至 2.8（*针对输入聚焦获得）。

由于受激布里渊散射会使斯托克斯功率呈指数增长，超过受激布里渊散射阈值后，布里渊增益最高的光纤模式将主导反射光束轮廓。输入光耦合进光纤时的耦合条件决定了信号的模式组成，进而选出布里渊增益最高的斯托克斯模式。在图 S4 中，我们使用多模SBS理论，预测了线偏振激发下，入射焦点到光纤轴的不同距离 d_{in} 对应的主导斯托克斯模式。当 d_{in} 较小（0–3 μm）时，主要激发径向模式（信号），从而使径向模式（斯托克斯）获得更高的布里渊增益。具体而言，在此范围内，近简并的 HE_{12} 和 EH_{12} 模式主导后向斯托克斯波 [，见图 S4] 左侧插图。当 d_{in} 较大时，信号包含更多非径向模式，因此非径向模式的布里渊增益更高。在 $d_{\mathrm{in}} \approx 5$–7 μm 范围内，最低阶非径向模式 HE_{21} 和 EH_{21} 开始主导超过受激布里渊散射阈值后的反射光束轮廓

受激布里渊散射阈值 [，见图 S4] 右侧插图。这两种情况下，理论预测与实验测得的反射剖面都高度吻合 [图 S4]。超过受激布里渊散射阈值后，斯托克斯波的远场强度分布主要是 HE_{12} 和 EH_{12} 模式的相干叠加（对应 $d_{in} \approx 0$–3 μm），以及 HE_{21} 和 EH_{21} 模式的相干叠加（对应 $d_{in} \approx 5$–7 μm）。在 $d_{in} \approx 5$ μm 处，斯托克斯波中的主导模式发生切换，导致受激布里渊散射阈值增强曲线的斜率发生变化 [，见图 S4] 主图。

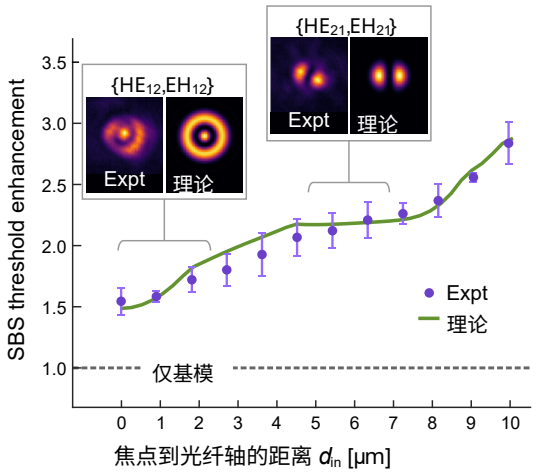

图 S4. 后向斯托克斯波的远场强度分布：理论与实验。 对于线偏振聚焦输入，当焦点到光纤轴的距离为 $d_{in} \approx 0$–3 μm 时，HE_{12} 和 EH_{12} 模式的布里渊增益最大。当距离为 $d_{in} \approx 5$–7 μm 时，占主导地位的斯托克斯模式为 HE_{21} 和 EH_{21}。这些理论预测与相应 d_{in} 的实验测得斯托克斯光剖面一致。正如预测的那样，每个剖面都是 HE 和 EH 模式的相干叠加。

2.2 光纤缺陷建模

在正文的图 3a 中，我们的多模SBS理论预测的受激布里渊散射阈值增强与实验数据吻合良好。由于实验数据会受到光纤中各种缺陷的影响，例如模式相关损耗、线性模式耦合和偏振混合，我们已在理论模型中系统地纳入了这些因素。下文将分别详细介绍这些因素的实验表征和理论建模，以及它们如何改变阈值增强的预测。

模式相关损耗

当光在光纤中传播时，由于光学限制并不理想，其中一部分光会从纤芯中泄漏出去。这种损耗随光纤模式而变化，高阶模式由于限制较弱而承受更大的损耗。为了通过实验表征光纤中的模式相关损耗（MDL），我们测量透射率随 d_{in} 入射焦点到光纤轴的距离的变化。在不存在模式相关损耗时，对于 d_{in} 小于光纤纤芯半径的距离，光纤透射率应为 1 R （图 S5a 中的蓝色虚线），而当 $d_{in} > R$时则会急剧下降。实验测得的透射率（紫色叉号）在 $d_{in} < R$ 时小于 1，并且随着 d_{in}的增加而持续下降。这体现了模式相关损耗：高阶模式的损耗更大，这是因为随着 d_{in} [图 S3b–d]中所示的变化，所激发的高阶模式的数量和阶数都会增加。为对其进行定量建模，我们认为某一模式的损耗系数随其方位角指标呈二次变化，其中比例常数为拟合参数 [4]。我们的唯象模型可以通过从头算方法 [5, 4, 6] 推导得到，其中考虑了光纤弯曲、扭转以及无序导致的散射。二次依赖关系源于损耗与垂直入射到纤芯–包层界面上的功率大小成正比，而该功率取决于模式的方位角。利用这一模型，我们计算光纤透射率，并改变唯一的拟合参数，使其最小化不同 d_{in}条件下与实测透射率之间的偏差。理论拟合（图 S5a 中的绿色实线）与实验数据吻合良好，验证了我们的模型。

在通过实验表征光纤中的模式相关损耗后，我们将其纳入不同 d_{in}取值下受激布里渊散射阈值增强的理论预测中。在图 S5b 中，模式相关损耗会降低受激布里渊散射阈值，这是因为有效激发模式数减少了。当信号聚焦在更大的 d_{in}处时，会激发更多高阶模式，而这些模式承受更强的损耗，从而导致受激布里渊散射阈值进一步降低。该结果表明，降低模式相关损耗可以通过多模激励实现更高的受激布里渊散射阈值增强。

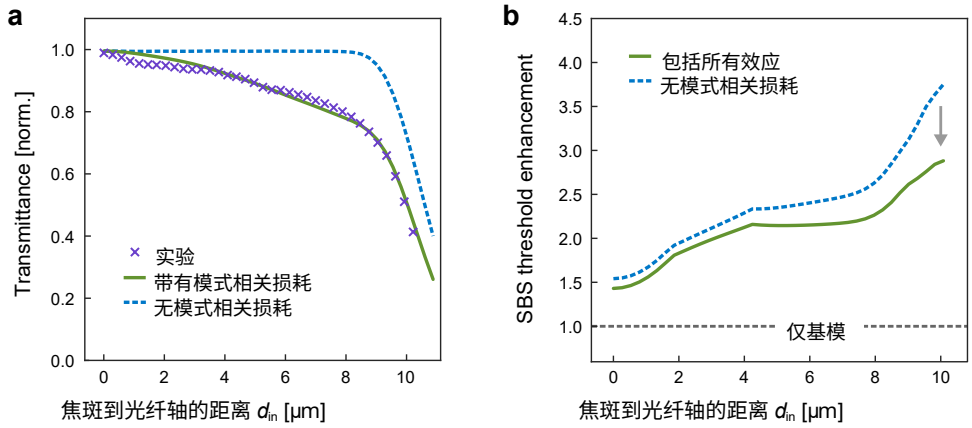

图 S5。模式相关损耗对受激布里渊散射阈值增强的影响。a，波长为 $\lambda = 1064$ nm 的光通过一根松绕的、长 50 米、纤芯直径为 20-μm 的光纤时的透射率与输入焦点到光纤轴的距离 d_{in} 的关系，显示出随着 d_{in} 增大，透射率降低，这是由于高阶模式的损耗更强。叉号：实验数据；实线/虚线：分别在考虑/不考虑模式相关损耗的情况下计算得到的理论曲线。**b**，以 d_{in} 为函数计算得到的相对于仅基模激励 $P_{\mathrm{th}}/P_{\mathrm{FM}}$ 的受激布里渊散射阈值增强，其中考虑和不考虑模式相关损耗两种情况均有展示。在较大的 d_{in} 下，更多高阶模式被激励并承受更强的损耗，因此损耗会导致阈值增强出现更大的下降。理论计算中同时包含线性模式耦合和偏振混合。

线性模式耦合

在没有模式耦合的情况下，信号的模式组成在整个光纤中保持不变。然而，光纤缺陷和外部扰动会导致线性模式耦合。通常，这会增加有效激发模式数，从而提高受激布里渊散射阈值。线性模式耦合通常在相邻模式之间最强，并随着模式传播常数差异的增大而减弱。我们采用图 S6a 所示的带状随机矩阵来引入模式耦合。矩阵元素 $\mathbf{T}_{nl}$ 表示当单位功率输入模式 l时，模式 n 中的功率。我们构造耦合矩阵 $\mathbf{T} = \mathbf{I} + \gamma\mathbf{R}$，其中 $\mathbf{I}$ 是单位矩阵，$\mathbf{R}$ 是元素介于 0 和 1 之间的带状随机矩阵，而 γ 决定耦合强度。随后对 $\mathbf{T}$进行归一化，使每一行的元素之和为 1，从而确保功率守恒。

在不存在线性模式耦合的情况下，当输入光聚焦到光纤轴（$d_{\mathrm{in}} = 0$）时，仅激发基模和一些径向高阶模式，从而使受激布里渊散射阈值提高1.2× 倍。然而，对 $d_{\mathrm{in}} = 0$ [图2b3]中透射光的远场强度分布进行实验测量后发现，其中存在少量非径向高阶模式，表明光纤中存在较弱的线性模式耦合。观测到的受激布里渊散射阈值增强为 ∼1，比不考虑模式耦合时的理论预测值高5×。选取带宽等于5个非简并模式的带状随机矩阵$\mathbf{R}$ 后，我们拟合 γ 的值，使采用$\mathbf{T}$ 预测的受激布里渊散射阈值增强与 $d_{\mathrm{in}} = 0$ 的实验值相匹配。拟合结果为 $\gamma = 0.03$，证实了我们的光纤中存在较弱的线性模式耦合。对于 d_{in}的所有其他取值，我们使用相同的耦合矩阵$\mathbf{T}$ 来校正激发的模式组成，然后计算受激布里渊散射阈值。

采用线性模式耦合（实线）和不采用线性模式耦合（虚线）时，受激布里渊散射阈值增强的结果如图 S6b 所示。正如预测的那样，线性模式耦合通常会提高受激布里渊散射阈值，其中对于 $d_{\mathrm{in}} = 0$，增幅最大；对于最大的 d_{in} （$= 10\ \mu$m），增幅最小。这是因为当 d_{in} 较大时，大多数模式在光纤输入端就已经被激发，而线性模式耦合在整个光纤中对模式组成的影响很小。

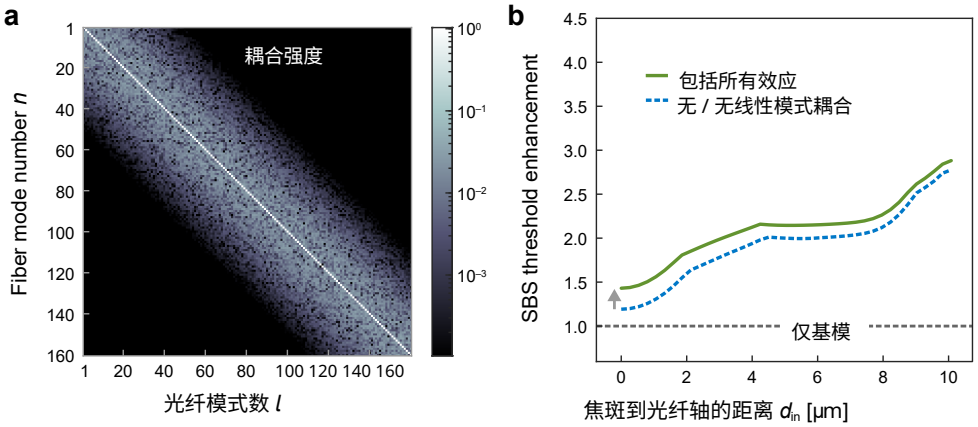

图 S6。线性模式耦合对受激布里渊散射阈值增强的影响。a，带状随机矩阵 $\mathbf{T}$ 用于模拟 $\lambda = 1064$ nm处多模光纤中的线性模式耦合，通过拟合正文图 3a 中的实验数据。耦合强度（以对数刻度绘制）对于传播常数差异较小的模式更大。**b**，计算相对于仅基模激励的受激布里渊散射阈值增强，$P_{\mathrm{th}}/P_{\mathrm{FM}}$，其随光纤轴输入聚焦距离 d_{in} 的变化，并比较有无线性模式耦合的情况。线性模式耦合将信号功率分散到更多光纤模式中，并提高受激布里渊散射阈值增强。在较小的 d_{in} 下，该效应更加显著，因为在光纤输入端仅激发了少量光纤模式（$M_{\mathrm{eff}} < 10$，对于 $d_{\mathrm{in}} \sim 0$）。理论计算中同时纳入了模式相关损耗和偏振混合。

偏振混合

在实验中，线偏振光耦合进入一根 50 米长多模光纤，其输出偏振态与输入偏振态不同。这归因于两种独立的效应。考虑同一模式组中具有非零方位角指标的高阶模式，即具有相同强度分布但偏振态不同的模式。它们的传播常数略有不同。当线偏振光在光纤输入端激发这些模式的叠加态时，这些模式在光纤中传播时将逐渐产生走离，从而在光纤输出端形成椭圆偏振光。这一过程实际上导致功率在两种正交偏振之间分配，从而提高高阶模式的受激布里渊散射阈值。我们在模型中采用矢量模式而非线偏振模式来考虑这一效应。在理想光纤中，径向对称基模和高阶模式不会出现这种效应。然而，即使对于基模，光纤的不完美性以及弯曲或扭转也会引入微弱的双折射和偏振混合。先前研究表明，在因缺陷引起的微弱双折射而产生完全偏振随机化的单模光纤中，$1/3$ 的输入功率耦合到与输入偏振正交的基模 [7]。

为了验证这两种效应是否存在于我们的光纤中，我们使用线偏振片表征输出偏振态。输入线偏振光时，我们旋转线偏振片并测量输出强度。最小功率 P_{min} 与最大功率 P_{max} 之比随输入焦点到光纤轴的距离 d_{in} 的变化关系如图所示。我们通过结合两种退偏效应，理论预测了这一变化关系。图 S7a 显示，理论预测与实验数据吻合良好。在 $d_{\mathrm{in}} = 0$ 处，$P_{\mathrm{min}}/P_{\mathrm{max}} \neq 0$，因为较弱的双折射会使基模和少数被激发的径向高阶模式发生退偏。在更大的 d_{in} 处，退偏更强，因为大量非径向高阶模式被激发。

由于功率分配到两个正交偏振方向，偏振混合降低了受激布里渊散射的增益。因此，仅基模激励下的受激布里渊散射阈值有所提高。这导致多模激励带来的受激布里渊散射阈值增强幅度降低，因为该增强幅度定义为多模受激布里渊散射阈值与仅基模阈值之比。图 S7b 展示了存在（实线）和不存在（虚线）偏振混合时的阈值增强情况。对仅基模阈值进行退偏效应校正后，受激布里渊散射阈值增强幅度的降低使阈值增强随 d_{in}变化的斜率减小。

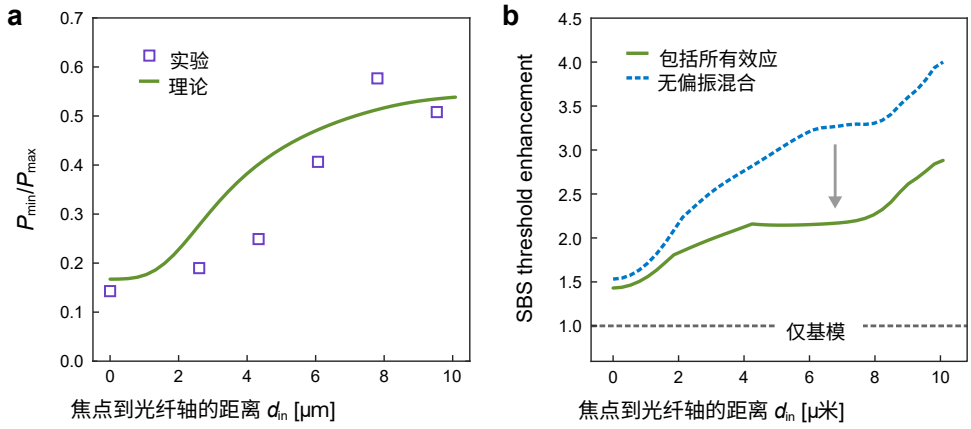

图 S7. 偏振混合对受激布里渊散射阈值增强的影响。a，当波长为 $\lambda = 1064$ nm 的线偏振光聚焦到距离纤芯中心 d_{in} 的光纤输入端面时，通过多模光纤输出端的线偏振片后，传输功率最小值与最大值的平均比值 $P_{\mathrm{min}}/P_{\mathrm{max}}$。方块：实验数据；实线：理论估算。**b**，计算得到的有、无偏振混合时的受激布里渊散射阈值增强 $P_{\mathrm{th}}/P_{\mathrm{FM}}$ 随 d_{in} 的变化。偏振混合会降低斜率，从而提高仅基模激励时的受激布里渊散射阈值。理论计算中同时考虑了模式相关损耗和线性模式耦合。

2.3 受激布里渊散射抑制的优化

优化后的模式组成

为了深入了解优化后的输入波前如何提高多模光纤中的受激布里渊散射阈值，我们对波前整形实验进行了数值模拟。我们采用与实验相同的配置和数量的SLM宏像素，对类似于$\lambda = 1064$ nm处连续波激光器的高斯光束进行相位调制。对于每一种空间光调制器相位图案，我们利用包含模式相关损耗、线性模式耦合和偏振混合的多模SBS理论预测受激布里渊散射阈值。预测得到的阈值被用作优化相位调制的目标函数。图S8a展示了一个从随机相位图案开始的优化过程示例。通过逐个优化宏像素的相位，阈值增强从2.6提高到3.5，并在对所有宏像素进行两到三轮优化后趋于饱和。这与正文图4b中的实验结果高度吻合，优化后的模式成分如图S8b所示。我们使用不同的初始相位图案重复了优化过程，并在图S8b中展示了另外两个示例。尽管模式组成各不相同，但它们都呈现出由少数几个间隔较大的模式组构成的特征。优化过程并未将输入功率分散到所有模式中，而是形成了一种具有选择性的模式组合，从而有效利用非均匀的模式间耦合强度和模内耦合强度，使受激布里渊散射阈值最大化。

图S8b和图4c显示，不同的初始相位图案和/或不同的优化宏像素序列最终会得到不同的模式组成，但相应的受激布里渊散射阈值增强值均在3.3–3.5 [图4d]左右。为定量评估优化后的模式组成之间的差异，我们采用不同的初始相位图案进行了50次优化，并计算每对优化后的模式组成之间的相关性 $\{P_l(j)\}$，其中 l 为模式索引，j 表示第 j^{th} 次优化。皮尔逊相关系数的均值为0.87，标准差为0.07。因此，大多数优化过程都能从不同的初始相位中找到相似的模式组成。然而，相关系数最低仅为0.57。相关性最低的一对模式组成如图S8b下方各面板所示。尽管如此，它们对应的阈值增强均为3.4，这表明不同的激发模式组合也能达到相近的受激布里渊散射阈值，且该阈值显著高于随机相位图案所对应的阈值。所有优化都采用相同策略来最大化受激布里渊散射阈值：激发间隔较大的模式组。

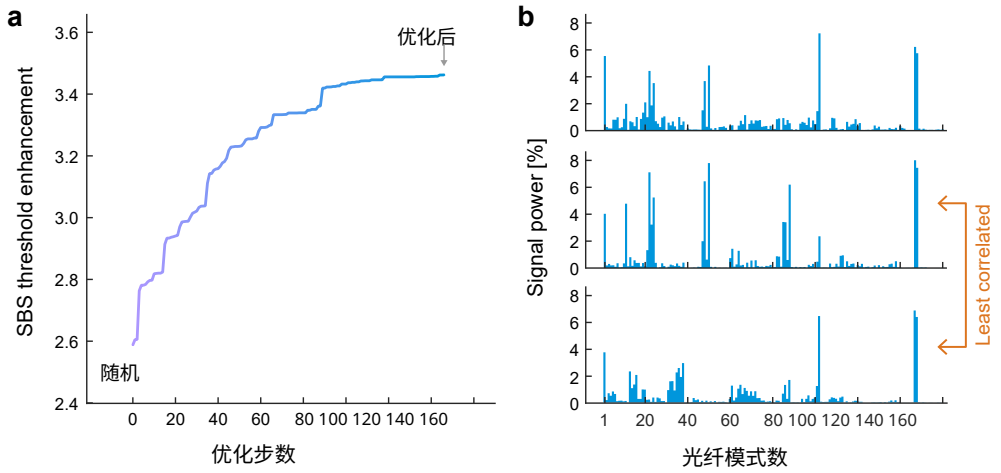

图 S8. 受激布里渊散射阈值增强的模拟优化。a，记录每个宏像素的相位优化后，相对于仅基模激励的受激布里渊散射阈值增强。优化从包含 8×8 个宏像素的随机相位图案开始，对应的受激布里渊散射阈值增强为 ∼2.6。对所有宏像素进行两到三轮优化后，阈值增强趋于饱和，达到 ∼3.5。**b**，三个优化后的模式组成示例呈现出间隔较大的模式组。下方两个面板展示了在 50 组优化结果中模式组成相关性最低的一对，这 50 组结果采用了不同的初始随机相位图案和不同的宏像素优化顺序。

有效激发模式数

图S9比较了本研究中用于实现多模激励、以抑制受激布里渊散射的所有方法。首先，将输入光紧密聚焦到光纤纤芯中心，可激发高阶模式，并使受激布里渊散射阈值高于仅基模激励。将入射焦点进一步移离光纤轴，可增加有效激发模式数 M_{eff}（从160个模式中激发4至85个），使受激布里渊散射阈值增强单调上升，最高达2.8。接下来，对线偏振光的输入波前进行随机相位调制，可有效激发40–60个模式，使受激布里渊散射阈值增强达到2.3–2.7。最后，波前优化可进一步将阈值增强提高至3.3–3.5。不过，有效模式数更少 $M_{\text{eff}} \sim 30$，这说明抑制受激布里渊散射最高效的方法是选择性模式激发，而非均匀激发。

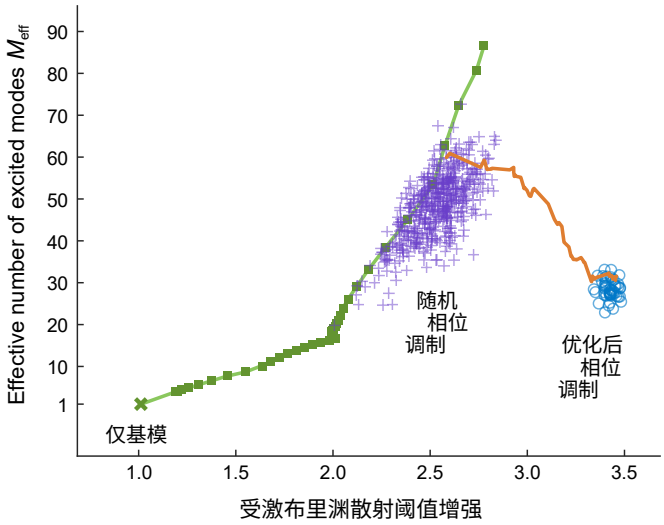

图 S9。受激布里渊散射阈值增强与有效激发模式数的关系。通过将激发条件从仅基模（绿色 ×）改为使用紧聚焦输入光束的多模激励（绿色 ■），受激布里渊散射阈值得以提高。将入射焦点从光纤纤芯中心移至边缘，可使阈值提高至 2.8。通过随机相位调制进行多模激励（紫色 +）可实现 3.3–3.5 的受激布里渊散射阈值增强。这两种情况下，受激布里渊散射阈值增强与光纤中的有效激发模式数均呈正相关。然而，优化输入相位调制会产生选择性模式激发（蓝色 ◯），并减少有效激发模式数，从而进一步增强受激布里渊散射阈值。

受激布里渊散射抑制方案比较

要使阈值最大化，需要全面控制每种光纤模式中的输入场振幅、相位和偏振。在当前实验中，入射到空间光调制器上的光束，其场振幅呈高斯分布。空间光调制器仅调制相位前沿，不改变振幅分布。由于空间光调制器对应于光纤近端面的远场，其有源区域中心附近的强度较高会促进光纤中的低阶模式，从而减少有效激发模式数并降低受激布里渊散射阈值。通过同时调制输入波前的振幅和相位，我们可以提高高阶模式含量和受激布里渊散射阈值。我们的多模SBS理论预测，同时进行振幅和相位优化可使受激布里渊散射阈值增强进一步提高至4.5或更高，超过仅相位优化所实现的3.5这一最大阈值增强值。

2.4 输出聚焦效率

在我们的实验和下文所示的仿真中，光通过多模光纤聚焦的效率定义为焦斑内的功率与总传输功率之比。焦斑直径等于强度半高全宽的两倍。实验中，对输入波前进行仅相位优化时，聚焦效率为 ~0.7 [正文中的图5]。为了确定单一偏振下仅相位调制所能达到的最大聚焦效率，我们对通过多模光纤的输出聚焦进行了数值仿真 [图S10]。我们利用时间反演对称性；对于连续波，这等效于相位共轭。将衍射极限连续波光源置于光纤远端面附近，使光通过一段50米长的光纤传播至近端。由于激发了许多模式，它们相互干涉形成散斑图样，并经傅里叶变换映射至空间光调制器平面。为了模拟空间光调制器进行的仅相位调制，我们对场振幅施加高斯分布。随后对该场进行相位共轭，并执行逆傅里叶变换，以获得耦合进光纤的场。最后，我们计算通过光纤传输的场，并将其传播至焦平面以计算聚焦效率。

图 S10（橙色曲线）显示了聚焦效率随焦点到光纤轴的距离变化的关系（方位角平均值）。在我们的仿真中，我们忽略了模式相关损耗、线性

多模光纤中的模式耦合和偏振混合，并且使用比实验中小得多的宏像素（因此相位图样更平滑）。仅对输入波前进行相位调制时，聚焦效率为 ~0.8，并随焦点位置略有波动。这一结果证实，实验实现的聚焦效率已接近理论极限。作为比较，同时进行振幅和相位调制时，聚焦效率接近于 1 [图 S10] 中的蓝色曲线。

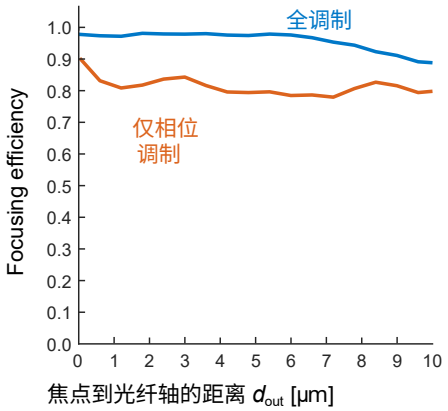

图 S10。通过输入波前整形实现的输出聚焦效率。 与对输入波前进行振幅和相位调制相比，通过仅相位调制使光通过多模光纤进行聚焦的效率从接近 1 降至约 0.8。焦平面与光纤输出端面的轴向距离为 20 μm。在视场内，聚焦效率随焦点到光纤轴的距离 d_{out} 略有变化。

参考文献

[1] RG Harrison、Dejin Yu、Weiping Lu 和 PM Ripley。混沌受激布里渊散射：理论与实验。《物理学*D*：非线性现象》，86(1-2):182–188，1995。[2] Yusuf Panbhiharwala、Achar V Harish、Deepa Venkitesh、Johan Nilsson 和 Balaji Srinivasan。利用统计相关性研究窄线宽连续波高功率光纤放大器中受激布里渊散射导致的时间动力学。《光学快报》，26(25):33409–33417，2018。[3] Ivo Micha Vellekoop 和 AP Mosk。通过浑浊介质聚焦光的相位控制算法。*Optics Communications*，281(11):3071–3080，2008。[4] Alan R Mickelson 和 Morten Eriksrud。光纤中的模式相关衰减。《美国光学学会杂志》，73(10):1282–1290，1983。[5] Robert Olshansky 和 DA Nolan。光纤的模式相关衰减：额外损耗。《应用光学》，15(4):1045–1047，1976。[6] Keang-Po Ho。多模光纤中模式相关增益与损耗的精确模型。《光波技术杂志》，30(23):3603–3609，2012。[7] M Oskar Van Deventer 和 Andre J Boot。单模光纤中受激布里渊散射的偏振特性。《光波技术杂志》，12(4):585–590，1994。