arXiv:2305.01365v1 [physics.optics] 2 May 2023

# 光纤端自旋电子太赫兹发射器

菲利克斯·帕里斯,[1,2,*] 尼古拉斯·蒂尔塞兰,[3] 杰弗里·莱齐耶,[3] 马蒂亚斯·范沃勒海姆,[3] 菲利克斯·塞尔茨,[1,2] 玛丽亚-安德罗马基·西斯卡基,[4] 法比安·卡默鲍尔,[5] 格哈德·雅各布,[5] 马丁·茹尔丹,[5] 马蒂亚斯·克劳伊,[5] 兹德涅克·卡斯帕尔,[6] 托比亚斯·坎普拉特,[6] 托姆·S·塞弗特,[6,7] 格奥尔格·冯·弗赖曼,[1,2] 和丹尼尔·莫尔特[1]

[1]弗劳恩霍夫工业数学研究所 *ITWM*，材料表征与测试部，*67663* 凯撒斯劳滕，德国[2]物理系及 *OPTIMAS* 研究中心，凯撒斯劳滕-兰道莱茵兰-普法尔茨工业大学，*67663* 凯撒斯劳滕，德国[3]里尔大学、法国国家科学研究中心、里尔中央理工学院、上法兰西理工大学，*UMR 8520 - IEMN*，*59000* 里尔，法国[4]*Singulus Technologies AG*，*Hanauer Landstrasse 107*，*63796* 卡尔阿姆迈因，德国[5]约翰内斯·古腾堡美因茨大学物理研究所，*55128* 美因茨，德国[6]柏林自由大学物理系，*14195* 柏林，德国[7]*TeraSpinTec GmbH*，*Lüneburger Str. 26*，*10557* 柏林，德国
*felix.paries@itwm.fraunhofer.de

**摘要：** 自旋电子太赫兹发射器有望提供具有无与伦比的宽频率带宽、易于制造和操作，因而能够以低成本实现规模化的太赫兹源。然而，目前的实验和概念验证都依赖自由空间超快泵浦激光器以及相当复杂的台式实验装置。这与广泛工业应用的要求形成了对比，因为后者需要坚固、紧凑且安全的设计。为满足这些要求，我们提出了一种新型光纤尖端自旋电子太赫兹发射器解决方案，使自旋电子太赫兹系统能够实现完全光纤耦合。利用单模光纤波导，新开发的解决方案自然实现了简单直接的太赫兹近场成像系统，其基于90%-10%刀口响应测得的空间分辨率为30 µm。

© 2023 美国光学学会，依据OSA 开放获取出版协议

## 1. 引言

自旋电子太赫兹发射器（STEs）通过一系列过程，将超短激光脉冲转换为超宽带太赫兹脉冲：在由铁磁金属（FM）层和非磁性金属（NM）层构成的薄膜堆栈中生成自旋流、将自旋流转换为电荷流，再将电流转换为电场 [1, 2]。2010年，M. Battiato、K. Carva 和 P. M. Oppeneer 从理论上预测，激光激发电子会发生自旋依赖的超扩散输运，从而使自旋从 FM 层强烈注入 NM 层 [3]。此后几年，A. Melnikov 等人率先通过实验证实了这一效应 [4]，T. Kampfrath 等人则证明，这一效应与 FM-NM 异质结构中的逆自旋霍尔效应（ISHE）结合后，可以产生太赫兹脉冲。 [5]。自 T. Seifert 等人于 2016 年展示了高效的三层自旋电子太赫兹发射器以来，该领域引起了广泛关注 [6]。这让人们看到了太赫兹光源的前景：它们具有无与伦比的宽频带宽，且易于以低成本扩展。因此，大量研究致力于进一步提高光到太赫兹的转换效率和太赫兹总输出功率。详细综述见参考文献 [1, 7–9]。举例来说，研究表明，与单层 $(W/Fe/Pt/SiO_2)_1$ 相比，$(W/Fe/Pt/SiO_2)_1$ 三层堆栈可使太赫兹转换效率提高 1.7 倍

三层结构 [10]。同样，研究表明，光子腔结构可使太赫兹转换效率提高 1.7 [11] 倍。除了改进激光泵浦过程外，研究还表明，在自旋电子太赫兹发射器上安装超半球硅透镜 [12] 或耦合 H形偶极天线 [13] ，可显著改善太赫兹出耦过程。此外，多种潜在应用的突破性概念验证也已问世：由于发射的太赫兹电场在很大程度上垂直于铁磁体磁化强度 [1],，控制和调制铁磁体磁化强度的方向有望实现自旋电子太赫兹椭偏测量或太赫兹无线通信等应用。铁磁体磁化强度不仅可以通过旋转外部磁场来控制 [14, 15],，还可以通过简单地双极性改变磁场强度 [16], 或通过磁电诱导机械应变来控制 [17]。除这些太赫兹偏振控制方面的成果外，由堆叠在自旋电子太赫兹发射器上的电光晶体传感器构成的太赫兹磁光成像仪也值得关注 [18]。

然而，在这些演示中，使用了自由空间超短脉冲泵浦激光器，并配备相当复杂的台式实验装置。这无法满足工业对坚固性、紧凑性和安全性的要求。因此，我们希望从自由空间实验室装置转向完全基于光纤的系统。

本文提出了一种新型光纤尖端自旋电子太赫兹发射器解决方案，可使自旋电子太赫兹系统实现完全光纤耦合。这是迈向工业级系统的重要一步，此类系统能够充分利用自旋电子太赫兹发射器的诸多优势。

正如将在以下各节中展示的那样，我们新颖的光纤尖端自旋电子太赫兹发射器解决方案不仅实现了完全光纤耦合，还能以固有方式提供具有亚波长尺寸、适用于宽带太赫兹近场成像的太赫兹源 [19, 20]。相比之下，M. Yi 等人通过将外延生长的砷化铟晶体键合到光纤的45度楔形端面上，开发出了具有亚波长尺寸的基于光纤的太赫兹近场成像源 [21], ；我们的太赫兹近场成像源所需的制备工艺更为简单，可与波长无关地运行，并且具有更高的带宽和更高的近场分辨率。将我们的一个光纤尖端 STE 集成到标准太赫兹时域光谱实验装置中，即可无缝构建太赫兹近场成像系统；与最先进的太赫兹散射式扫描近场光学显微镜（THz s-SNOM）系统相比，该系统简单得多，也更加稳健 [22–27]。最后需要指出的是，近期还发表了另外两种值得关注的基于自旋电子学的太赫兹近场成像概念：Z. Bai 等人展示了一种自旋电子太赫兹近场生物传感方法 [28]，Chen 等人则提出了一种基于鬼成像近场成像技术的自旋电子显微成像概念，其空间分辨率低于10 μm [29]。前者的带宽非常有限，并且针对所展示的应用场景进行了定制；后者则再次需要复杂的实验室装置，包括自由空间激光器和作为可编程掩模的两台数字微镜器件，因此这些方法的使用较为繁琐。

## 2. 光纤尖端自旋电子太赫兹发射器

在我们的新概念中，自旋电子三层结构 [W(2.0 nm) / FeCoB(1.8 nm) / Pt(2.0 nm)] 直接溅射沉积在光纤尖端上。因此，我们将其称为光纤尖端自旋电子太赫兹发射器。图1展示了这种光纤尖端 STE 的一个示例。光纤封装在标准的2.5 mm光纤套管中，从而实现两个优势：首先，操作和集成都非常方便；其次，泵浦光纤可以通过带物理接触的标准光纤连接器（FC/PC）进行连接。图1 c)所示的扫描电子显微镜放大图展示了图1 a)中光纤尖端 STE 的表面和尺寸。使用针对1550 nm泵浦波长优化的单模光纤时，表面的泵浦模场直径可缩小至约10 µm。我们使用两种不同的光纤材料（玻璃和蓝宝石）制备了光纤尖端 STE，其直径范围为100 µm至425 µm。

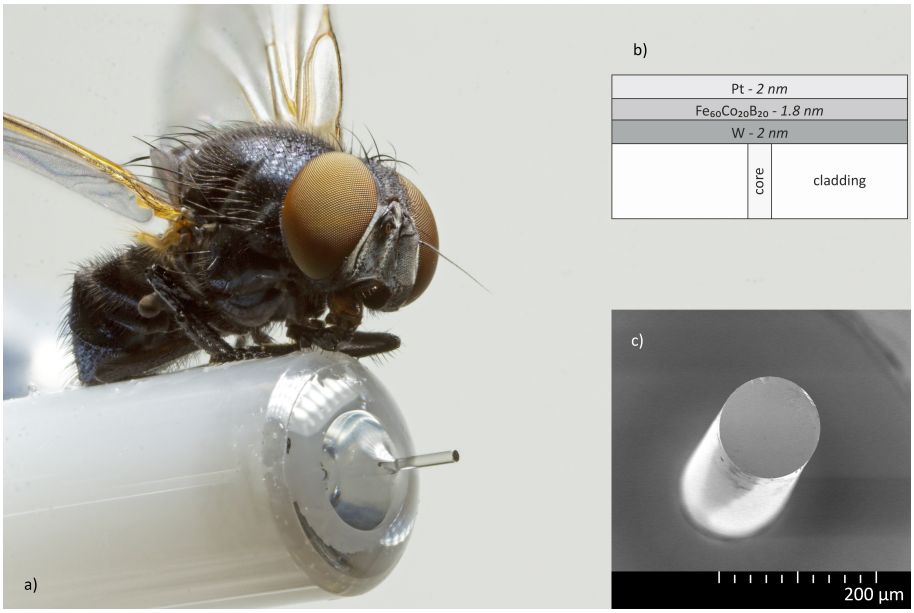


图 1. a）光纤尖端自旋电子太赫兹发射器。为便于操作和集成，并可通过 FC/PC 连接器轻松耦合泵浦光纤，光纤尖端 STE 封装在标准的 2.5 mm 光纤套管中。顶部放置了一只双翅目蝇类，以便直观比较尺寸。这些光纤尖端自旋电子太赫兹发射器可用于实现从自由空间系统到完全基于光纤的系统的过渡。b）在单模玻璃光纤上采用的自旋电子三层结构示意图；该光纤具有典型的阶跃折射率分布，将波导分为纤芯和包层。c）图 a）所示光纤尖端 STE 的扫描电子显微镜图像。其外径为 125 µm，而由于该光纤中的单模波导传输，泵浦场的模场直径仅约为 10 µm。

## 3. 方法

### *3.1.* 实验装置

为表征光纤尖端自旋电子太赫兹发射器，我们采用了标准的光纤式太赫兹时域光谱实验装置。该装置由一台具有两个等功率输出端口的锁模掺铒光纤激光器（锁模掺铒光纤激光器）组成，每个端口发射的脉冲串在发射器和探测器位置的重复频率为 100 MHz、中心波长为 1560 nm、时间脉冲宽度为 70 fs（半高全宽）；此外还包括两台相同的掺铒光纤放大器（掺铒光纤放大器）和一个延迟台。泵浦

光纤通过简单的 FC/PC 接头与光纤尖端自旋电子太赫兹发射器对接，反射损耗低于 5%。磁场由两个小型钕铁硼磁铁提供，它们集成在一个 3D 打印的一英寸插芯支架中，靠近光纤尖端。发射出的太赫兹信号由旋转式斩波器叶片调制，并经两面抛物面镜聚焦到光电导天线（PCA）探测器上。感应电流通过跨阻放大器转换为电压，最后由锁相放大器检测。进行太赫兹近场成像时，将高分辨率金属掩模安装在电动 XYZ 台上，并移至光纤尖端自旋电子太赫兹发射器前方。

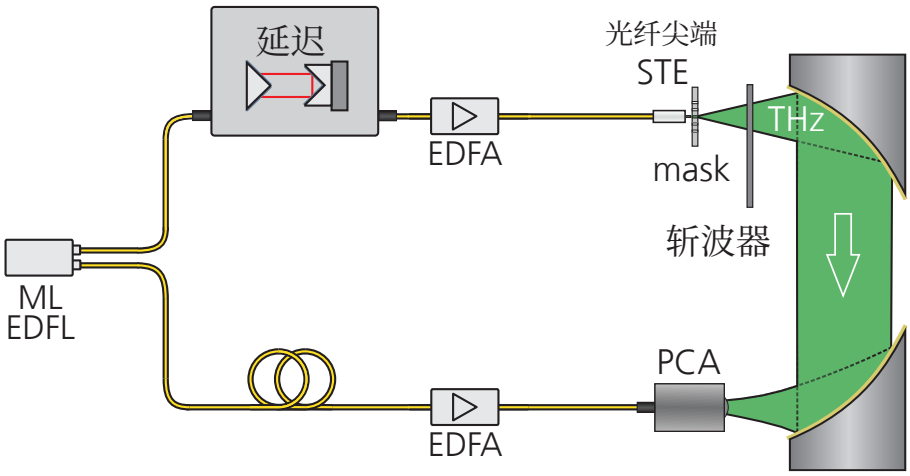


图 2. 实验装置。采用了标准的基于光纤的太赫兹时域光谱装置。锁模掺铒光纤激光器（锁模掺铒光纤激光器）发射两列相同的脉冲串，并由掺铒光纤放大器（掺铒光纤放大器）进行放大。为开展泵浦-探测实验，延迟线用于调节两列脉冲串之间的时间延迟。泵浦光纤通过简单的 FC/PC 连接与光纤尖端 STE 对接，发射出的太赫兹辐射聚焦到光电导天线（PCA）探测器上。可移动的高分辨率掩模可实现高分辨率太赫兹近场成像。

### *3.2.* 制备

采用薄膜溅射工艺，在光纤尖端上沉积了自旋电子学 W(2.0 nm) / FeCoB(1.8 nm) / 铂 (2.0 nm) 三层结构。沉积前，清洗程序包括依次在丙酮、异丙醇和去离子水浴中进行 5 分钟的超声处理。W/FeCoB/铂自旋电子学发射器采用射频二极管溅射工艺，在 LEYBOLD Z550 设备中沉积，各层材料分别由直径为 4 英寸的圆形靶材溅射而成。具体而言，$Fe_{60}Co_{20}B_{20}$ 合金由具有该化学计量比的靶材制得。为确保厚度精度，沉积在旋转式转盘基片夹持器上以振荡模式进行：基片每次经过靶材下方（对应一次振荡）时，都会沉积一层材料，其厚度取决于转盘的角速度。沉积前会进行仔细校准，通常通过沉积一个经 100 次振荡形成的薄膜来完成。

对于 W(2.0 nm)/FeCo(0.5 nm)/$TbCo_2$(0.8 nm)/FeCo(0.5 nm)/Pt(2.0 nm) 发射器，构成铁磁层的 $TbCo_2$ 和 FeCo 合金取自复合靶材。鉴于其厚度，CoFe/$TbCo_2$/CoFe 三层结构充当交换耦合多层结构。在沉积过程中，将端部置于强度约为 80 kA/m 的面内磁场中，使铁磁三层结构沿选定方向形成面内磁各向异性。

## 4. 结果

### *4.1.* 太赫兹信号

图 3 展示了一个示例：记录的太赫兹波形中时长为 30 皮秒的片段，时域窗口为 100 皮秒，以及与之对应的频谱。在平均泵浦功率为 25 mW 时，我们实现了 28 dB 的动态范围和 2.5 THz 的带宽。这证明了我们新开发的概念具备完整功能。值得注意的是，泵浦光纤采用简单的 FC/PC 对接耦合，使我们能够在几分钟内更换并操作光纤端自旋电子发射器。

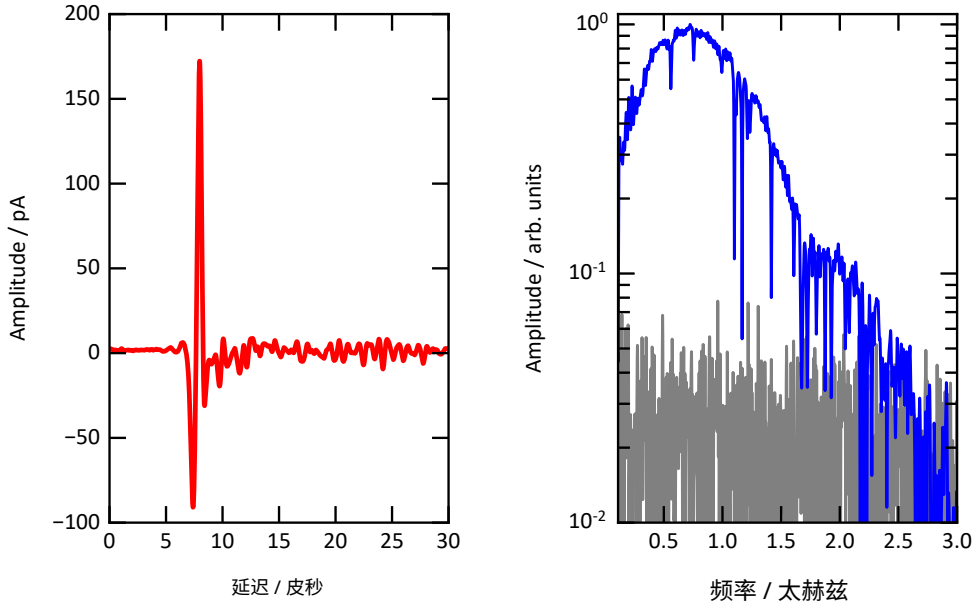


图 3. 光纤尖端自旋电子太赫兹发射器的太赫兹信号（左）和频谱及噪声水平（右）。超短脉冲泵浦的光纤尖端自旋电子太赫兹发射器发出典型的太赫兹波形，其频谱显示出水蒸气吸收线这一特征。这证明了我们新开发的概念功能完备。

### *4.2.* 近场成像

图 4 显示了四种不同光纤尖端 STE 的刀口响应，这些 STE 的光纤类型和直径各不相同：一种标准单模玻璃光纤，以及三种外径分别为 100 µm、250 µm 和 425 µm 的无芯蓝宝石光纤。测量结果证实，近场分辨率如预期般取决于模场直径。使用泵浦模场直径约为 10.5 µm（半高全宽）的单模光纤端 STE，我们实现了 30 µm 的 90%-10% 刀口分辨率。直径分别为 425 µm、250 µm 和 100 µm 的无芯蓝宝石光纤对应的 90%-10% 刀口分辨率分别为 233 µm、178 µm 和 97 µm。为测试这些性能，我们以太赫兹波形的最大值作为工作点，使用不同类型的发射器对两条金属条进行了二维近场成像。金属条宽约 77.5 µm，间距约 122.5 µm（光学显微镜图像读数）。如图 5 所示，使用单模光纤端自旋电子发射器可清晰分辨这些条纹；使用 100 µm 发射器时仅能隐约观察到；而使用 250 µm 发射器时则无法分辨。

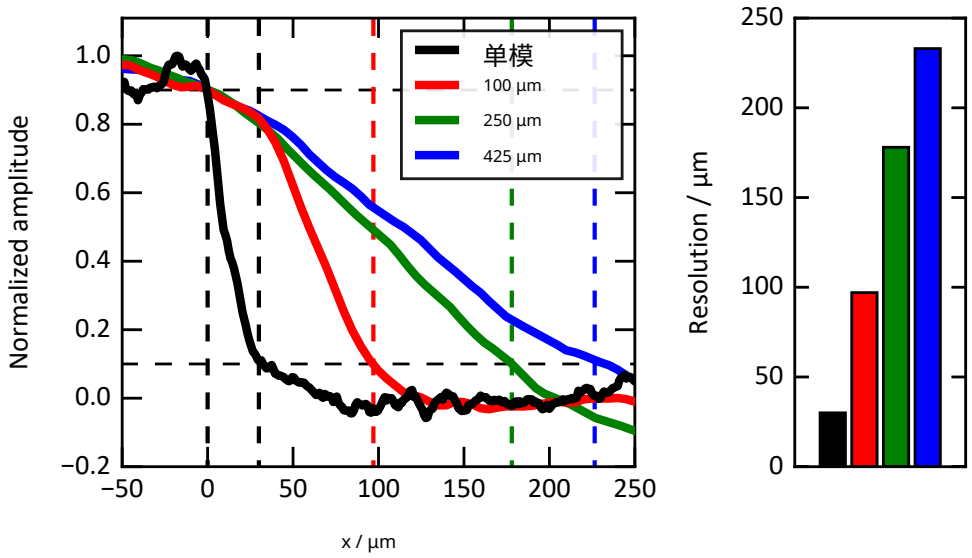


图 4. 四种光纤尖端自旋电子太赫兹发射器在光纤类型和直径不同时的刀口响应。直径分别为 425 µm、250 µm 和 100 µm 的无芯蓝宝石光纤，其 90%-10% 刀口分辨率分别为 233 µm、178 µm 和 97 µm。使用单模玻璃光纤可实现 30 µm 的 90%-10% 刀口分辨率。

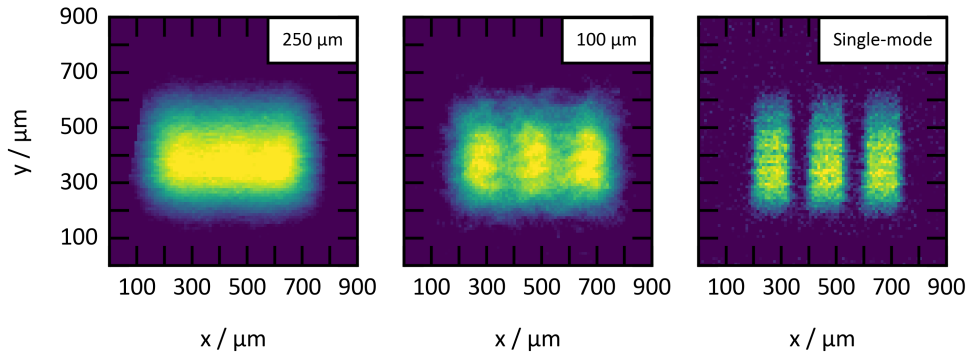


图 5. 两条薄金属条的近场成像，其宽度约为 77.5 µm，间距约为 122.5 µm。使用 250 µm 光纤尖端自旋电子太赫兹发射器无法分辨这些金属条，使用 100 µm 发射器也只能隐约观察到它们，而单模版本则能清晰呈现这两条薄金属条。

## 5. 挑战与展望

### *5.1.* 无磁偏置光纤尖端自旋电子太赫兹发射器

上述结果是采用广为人知的 W/FeCoB/Pt薄膜设计获得的。然而，在这种设计中，太赫兹脉冲的产生仍依赖于外部磁偏置，这可能会给小型器件和芯片实验室技术带来挑战。用各向异性的 FeCo/$TbCo_2$/FeCo 异质结构取代铁磁性 FeCoB 层，可解决这一挑战，并使光纤尖端 STE 能够在没有外部磁偏置的情况下工作 [16]。

图6显示了在与图3相同条件下记录的太赫兹信号。尽管峰峰值振幅低于施加外部磁偏置的 FeCoB 光纤尖端自旋太赫兹发射器，但我们认为，21.5 dB 的动态范围表现相当不错，也为进一步探索提供了有趣的机会。一个有待解决的问题是，泵浦功率较高时，热积累会导致持续退磁。

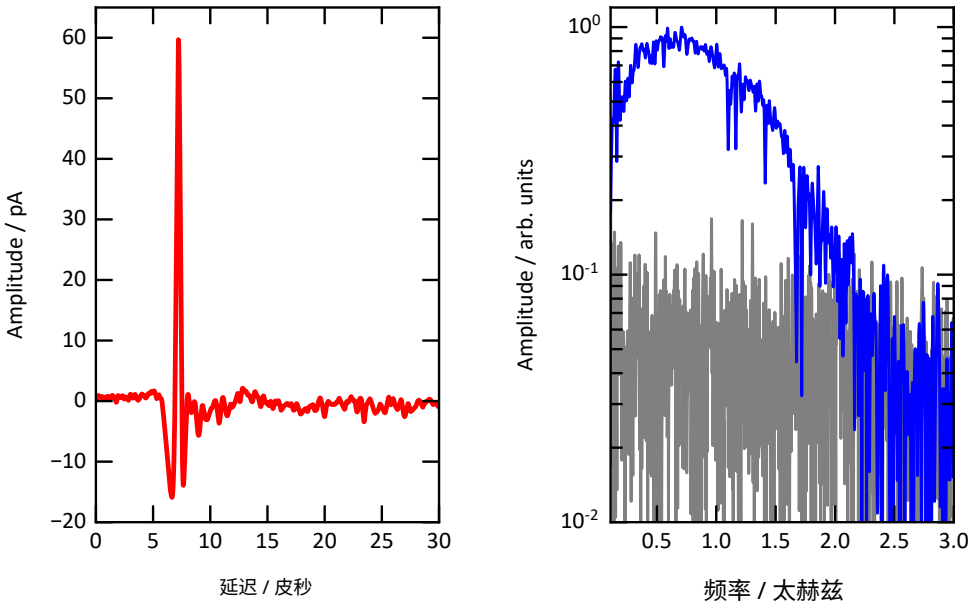


图6. 无磁偏置光纤尖端自旋太赫兹发射器的太赫兹信号（左）和带噪声水平的频谱（右）：铁磁性 FeCoB 层被硬磁 FeCo/TbCo2/FeCo 各向异性异质结构取代。该异质结构具有较大的矫顽场和显著的剩磁，因此光纤尖端自旋太赫兹发射器无需任何外部磁偏置即可运行。尽管在相同条件下，其峰峰值振幅低于施加外部磁偏置的 FeCoB 光纤尖端自旋太赫兹发射器，但无磁偏置光纤尖端自旋太赫兹发射器功能完备，且可以清晰观察到水蒸气吸收线。

*5.2.* 材料损毁

第二个挑战是，当泵浦功率超过一个取决于模场直径的阈值时，我们观察到材料发生变化。达到泵浦阈值后，太赫兹信号会在数秒至数分钟的时间尺度上持续减弱；同时，我们观察到泵浦场区域内的材料变暗（图 7）。因此，我们确信这是热量积累导致的不可逆化学过程。材料损伤阈值随直径增大而升高这一事实也支持了这一假设（图 8）。根据图 4 所示的刀口响应估算通量，并假设泵浦模场分布均匀，蓝宝石和玻璃光纤尖端自旋太赫兹发射器的通量阈值均低于 2 $kW/cm^2$ (0.02 $mW/\mu m^2$)。

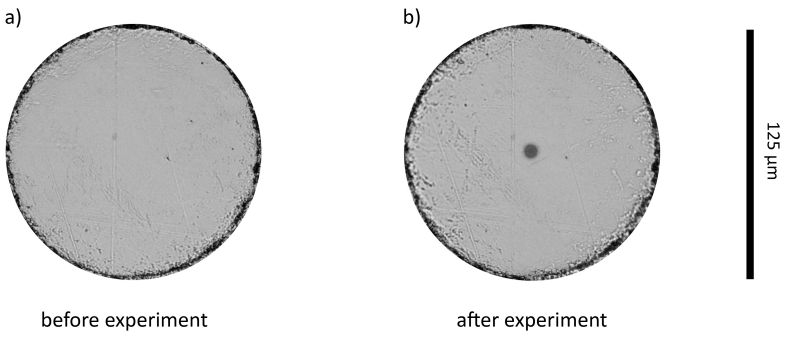


图 7. 单模玻璃光纤尖端 STE 的材料损毁。在泵浦能量密度高于泵浦能量密度阈值时，泵浦模场区域内的材料逐渐变暗。与实验前的材料进行目视比较 (a)，可以清楚地看到这一现象 (b)。

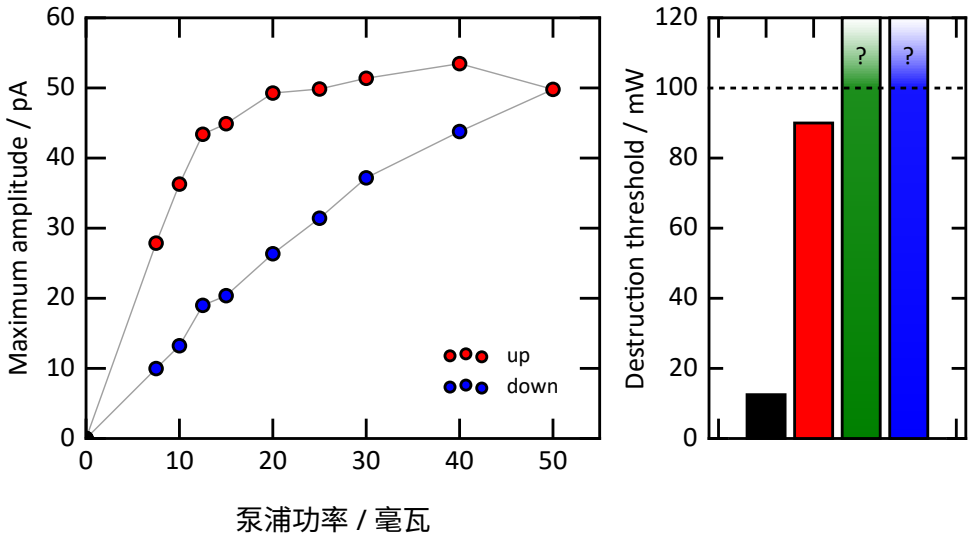


图 8. 单模玻璃光纤尖端 STE 的材料损毁滞后（左）以及各种光纤尖端 STE 的泵浦功率损毁阈值（右）。泵浦功率升高至特定阈值后，太赫兹转换效率会持续下降。再次降低泵浦功率，证实这一变化不可逆。右侧柱状图显示了各种光纤尖端 STE 的损毁阈值，并揭示了泵浦模场直径依赖性：单模玻璃光纤尖端 STE 的泵浦功率损毁阈值约为 12 mW，而 100 µm 蓝宝石光纤尖端 STE 的阈值约为 90 mW。250 µm 和 425 µm 光纤尖端 STE 稳定，在 100 mW 泵浦功率下未出现任何材料损毁。由于现有光纤激光器装置的限制，泵浦功率无法提高到 100 mW 以上。

## 6. 结论

总之，我们介绍了新近开发的光纤端自旋电子太赫兹发射器方案，该方案可使自旋电子太赫兹系统实现全光纤耦合。泵浦光纤可通过标准FC/PC连接器连接，发射器也可在几分钟内轻松更换。我们记录了太赫兹信号，以展示其完整功能；此外，近场成像的刀口分辨率（90%–10%）达到30 μm，展示了该方案的一种潜在应用。我们还展示了一种先进的无磁偏置光纤端自旋电子太赫兹发射器，并探讨了现有材料损伤阈值对泵浦功率的限制这一挑战。我们预计，该方案将为从自由空间装置向光纤耦合系统的广泛转变奠定基础，并推动光纤端自旋电子太赫兹发射器领域的进一步研究。


## 7. 致谢

作者衷心感谢欧盟地平线2020研究与创新计划通过FET-OPEN项目资助协议第863155号（S-Nebula）以及玛丽·斯克沃多夫斯卡-居里项目资助协议第860060号“磁性与电场效应”（MagnEFi）提供的资助；同时感谢德国科学基金会（DFG，德国研究联合会）TRR 173项目（编号268565370，SPIN+X，项目A01、B02和B11）的资助。此外，作者感谢法国RENATECH网络和凯撒斯劳滕-兰道莱茵兰-普法尔茨工业大学纳米结构中心在光纤端自旋电子太赫兹发射器研发过程中提供的技术支持。


## 8. 利益披露

作者声明不存在利益冲突。

## 9. 数据可用性

支持本研究结论的数据可在
https://doi.org/10.5281/zenodo.7885846 公开获取。

## 参考文献


1. T. Seifert, L. Cheng, Z. Wei, T. Kampfrath, and J. Qi《自旋电子源产生的超短太赫兹电磁脉冲》，《应用物理快报》**120** (2022). 2. W. Wu, C.Y. Ameyaw, M. Doty, and M. B. Jungfleisch《自旋电子太赫兹发射器原理》，《应用物理杂志》**130** (2021). 3. M. Battiato, K. Carva, and P.M. Oppeneer《超扩散自旋输运：超快退磁化的一种机制》，《物理评论快报》**105** (2010). 4. A. Melnikov, I. Razdolski, T. O. Wehling, E. Th. Papaioannou, V. Roddatis, P. Fumagalli, O. Aktsipetrov, A. I. Lichtenstein, and U. Bovensiepen《Au/Fe/MgO(001)中激光激发的自旋极化载流子的超快输运》，《物理评论快报》**107** (2011). 5. T. Kampfrath, M. Battiato, P. Maldonado, G. Eilers, J. Nötzold, S. Mährlein, V. Zbarsky, F. Freimuth, Y. Mokrousov, S. Blügel, M. Wolf, I. Radu, P.M. Oppeneer, and M. Münzenberg《由磁性异质结构控制的太赫兹自旋流脉冲》，《自然·纳米技术》**8** (2013). 6. T. Seifert, S. Jaiswal, U. Martens, J. Hannegan, L. Braun, P. Maldonado, F. Freimuth, A. Kronenberg, J. Henrizi, I. Radu, E. Beaurepaire, Y. Mokrousov, P.M. Oppeneer, M. Jourdan, G. Jakob, D. Turchinovich, L.M. Hayden, M. Wolf, M. Münzenberg, M. Kläui, and T. Kampfrath《高效金属自旋电子发射器产生的超宽带太赫兹辐射》，《自然·光子学》**10** (2016). 7. C. Bull, S.M. Hewett, R. Ji, C.-H. Lin, T. Thomson, D.M. Graham, and P. W. Nutter《自旋电子太赫兹发射器：材料视角下的现状与前景》，《APL材料》**9** (2021). 8. Z. Feng, H. Qiu, D. Wang, C. Zhang, S. Sun, B. Jin, and W. Tan《自旋电子太赫兹发射器》，《应用物理杂志》**129** (2021). 9. E.T. Papaioannou, and R. Beigang《太赫兹自旋电子发射器：成果回顾与未来挑战》，德格鲁伊特纳米光子学**10** (2021). 10. Z. Feng, R. Yu, Y. Zhou, H. Lu, W. Tan, H. Deng, Q. Liu, Z. Zhai, L. Zhu, J. Cai, B. Miao, and H. Ding《金属-介质光子晶体实现的高效自旋电子太赫兹发射器》，《先进光学材料》**6** (2018).

11. P. Koleják, G. Lezier, L. Halagačka, Z. Gelnárová, J.-F. Lampin, N. Tiercelin, M. Vanwolleghem, and K. Postava《高度高效的太赫兹自旋电子发射器与优化光子晶体集成》，第47届红外、毫米波与太赫兹国际会议（2022）。12. G. Torosyan, S. Keller, L. Scheuer, R. Beigang, and E.Th. Papaioannou《基于外延生长 FE/PT 层结构的优化自旋电子太赫兹发射器》，《科学报告》**8**（2018）。13. U. Nandi, M.S. Abdelaziz, S. Jaiswal, G. Jakob, O. Gueckstock, S.M. Rouzegar, T.S. Seifert, M. Kläui, T. Kampfrath, S. Preu《由 1550 nm 飞秒振荡器驱动的天线耦合自旋电子太赫兹发射器》，《应用物理快报》**115**（2019）。14. O. Gueckstock, L. Nádvorník, T.S. Seifert, M. Borchert, G. Jakob, G. Schmidt, G. Woltersdorf, M. Kläui, M. Wolf, and T. Kampfrath《以最高 10 kHz 的速率调制自旋电子发射器宽带太赫兹脉冲的偏振》，《Optica》第8卷第7期（2021）。15. D. Kong, X. Wu, B. Wang, T. Nie, M. Xiao, C. Pandey, Y. Gao, L. Wen, W. Zhao, C. Ruan, J. Miao, Y. Li, and L. Wang《磁场操控偏振的宽带自旋电子太赫兹发射器》，《先进光学材料》**7**（2019）。16. P. Koleják, G. Lezier, K. Postava, J.-F. Lampin, N. Tiercelin, and M. Vanwolleghem《利用单轴 FeCo/TbCo2/FeCo 三层膜实现太赫兹自旋电子发射器的 360° 偏振控制》，《ACS 光子学》**9**（2022）。17. G. Lezier, P. Koleják, J.-F. Lampin, K. Postava, M. Vanwolleghem, and N. Tiercelin《PMN-PT 上磁致伸缩自旋电子发射器中完全可逆的磁电压控太赫兹偏振旋转》，《应用物理快报》**120**（2022）。18. D.S. Bulgarevich, Y. Akamine, M. Talara, V. Mag-usara, H. Kitahara, H. Kato, M. Shiihara, M. Tani and M. Watanabe《太赫兹磁光传感器/成像仪》，《科学报告》**10**（2020）。19. A.J.L. Adam《近场太赫兹测量方法及其应用综述》，《红外、毫米波与太赫兹波期刊》（2011）。20. A.J.L. Adam《太赫兹成像的二十年》，《光学快报》**26**（2021）。21. M. Yi, K. Lee, J. Lim, Y. Hong, Y.-D. Jho, and J. Ahn《光纤发射的太赫兹波》，《光学快报》**18**（2010）。22. F. Keilmann and R. Hillenbrand《通过探针弹性光散射实现的近场显微术》，《伦敦皇家学会哲学汇刊 A 辑》**362**（2004）。23. A.J. Huber, F. Keilmann, J. Wittborn, J. Aizpurua, and R. Hillenbrand《单个半导体纳米器件中移动载流子的太赫兹近场纳米成像》，《纳米快报》**8**（2008）。24. M. Eisele, T. L. Cocker, M. A. Huber, M. Plankl, L. Viti, D. Ercolani, L. Sorba, M.S. Vitiello, and R.Huber《具有亚周期时间分辨率的超快多太赫兹纳米光谱》，《自然·光子学》**8**（2014）。25. H. Murakami, K. Serita, Y. Maekawa, S. Fujiwara, E. Matsuda, S. Kim, I. Kawayama and M. Tonouchi《扫描激光太赫兹成像系统》，《物理学杂志 D：应用物理》**47**（2014）。26. M.C. Giordano, S. Mastel, C. Liewald, L.L. Columbo, M. Brambilla, L. Viti, A. Politano, K. Zhang, L. Li, A.G. Davies, E.H. Linfield, R. Hillenbrand, F. Keilmann, G. Scamarcio, and M.S. Vitiello《相位分辨太赫兹自探测近场显微术》，《光学快报》**26**（2018）。27. L. Thomas, T. Hannotte, C. N. Santos, B. Walter, M. Lavancier, S. Eliet, M. Faucher, J.-F. Lampin, and R. Peretti《利用散射型扫描近场光学显微术对太赫兹光子模式成像》，《ACS 应用材料与界面》**14**（2022）。28. Z. Bai, Y. Liu, R. Kong, T. Nie, Y. Sun, H. Li, T. Sun, C. Pandey, Y. Wang, H. Zhang, Q. Song, G. Liu, M. Kraft, W. Zhao, X. Wu, and L. Wen《基于自旋电子太赫兹发射器单片集成超材料的 HeLa 细胞和假单胞菌近场太赫兹传感》，《ACS 应用材料与界面》**12**（2020）。29. S.-C. Chen, Z. Feng, J. Li, W. Tan, L.-H. Du, J. Cai, Y. Ma, K. He, H. Ding, Z.-H. Zhai, Z.-R. Li, C.-W. Qiu, X.-C. Zhang, and L.-G. Zhu《幽灵自旋电子太赫兹发射器阵列显微镜》，《光：科学与应用》**9**（2020）。