脉冲激光照射对表面电离波的激发

Thomas Orrière[1] 和 David Z. Pai[1,a)]
Institut PPRIME（*CNRS UPR 3346*，普瓦捷大学，*ISAE-ENSMA*），*86962*，沙瑟纳伊未来城，法国

arXiv:2601.00686v1 [physics.plasm-ph] 2 Jan 2026

（日期：2026年1月5日）

在复合屏障中加入半导体材料后，无论外加电场的极性如何，表面电离波（SIW）都能在大气压空气中完美均匀地传播；这与完全采用介电屏障产生的表面放电不同。我们利用硅的光子特性，通过外部照射来激发表面电离波：在表面以532纳米、脉宽为2纳秒的脉冲激光器照射，每个脉冲的能量通量为1.3 mJ/cm^2 。若在等离子体生成前超过3 μs进行辐照，则观察不到任何影响。这个时间尺度归因于光激发载流子从Si-SiO_2界面向外发生双极扩散。当这一延迟缩短至不足3 μs时，表面电离波传播得更远，光发射也更强。此外，放电能量最多增加7%。对激光-等离子体延迟的敏感性表明，所观察到的表面电离波激发并非由辐照导致的表面电荷解吸所致。

a)david.pai@lpp.polytechnique.fr；现任职单位：等离子体物理实验室（LPP），CNRS，巴黎综合理工学院，索邦大学，91128，帕莱索，法国

I. 引言

表面电离波（SIW）是两大类大气压低温等离子体的基本组成部分：表面介质阻挡放电（SDBD）和等离子体射流。SDBD通常采用平面几何结构，尤其用于电气空气动力学（EAD）流动控制 [1] ，近来也用于EAD推进 [2–4] ，作为“发射极”或离子源；离子在外加电场中漂移时，可驱动机电能量转换。SDBD还用于等离子体辅助点火和燃烧，以产生活性物种并实现快速气体加热，同时也可能产生流体动力学效应 [5]。等离子体射流由介质管内部生成，其结构类似于卷成圆柱形而非平面结构的SDBD。在某些条件下，放电初始呈环形表面电离波，并在介质管内继续传播，随后才从管中逸出进入环境气体，形成等离子体射流 [6]。

在大气压下的许多气体中，单个电离波通常以细通道的形式传播，通常称为流注 [7]。流注通道的半径以及流注强电离头部的曲率半径，都远小于其长度。流注也会成群出现，例如在 SDBD 中，SIW 可密集传播，形成可视为准均匀的形态 [8]。

许多 SDBD 应用都要求等离子体具有空间均匀性。然而，当放电能量足够高时，SDBD 会发生转变，能量集中于少数局部高电流细丝 [9]。这构成了扩大 SDBD 应用中等离子体参数范围的一大障碍。例如，只有当等离子体沿翼展方向均匀生成时，电气动推力产生才有效；而向丝状放电状态的转变限制了 SDBD 所能实现的推力 [10–12]。

Darny等人 [13], 此前的研究发现，使用含有半导体材料（硅）的屏障，可使表面电离波在等离子体生成期间始终均匀传播，且不会出现流注。对于大气压下空气中的传统表面介质阻挡放电，放电的某些阶段总会形成流注，通常是在表面电离波为阴极指向时的正极性阶段 [14–16]。此外，据报道，与表面介质阻挡放电相比，其电流显著更高，这可能表明电离更强。这些现象被推测是因为产生的光子

被气相中的表面电离波吸收后，在硅中引发电子-空穴对的光激发。进而，这些自由电荷载流子会改变气相中的电场，使传播中的表面电离波前方的种子电子雪崩在更靠近电离前沿的位置启动。种子电子雪崩的密度增加有助于稳定电离前沿，并抑制流注的形成。该机制是基于一个模型提出的，该模型展示了流注分支如何取决于光电离的随机性 [17]。为支持这一假设，研究人员使用连续波（cw）激光照射表面，以便在等离子体生成期间额外激发电子-空穴对。结果，表面电离波在激光光斑附近发生了变形。

在本研究中，我们旨在了解激光-等离子体相互作用的时间演化过程。我们将 Darny 等 [13] 引入的放电称为“半导体阻挡放电（SeBD）”。我们不采用连续波辐照，而是展示如何使用脉冲激光器和同步探测来表征等离子体的纳秒尺度响应。对光发射进行快速成像以及对能量进行电流-电压测量，将揭示该相互作用的关键时间尺度。

II. 实验装置

本研究所使用的 SeBD 放电反应器和等离子体条件与 Darny 等 [13] 所介绍的完全相同，现将在此作简要总结。如图1所示，一根钨丝电极（$\varnothing$ 100μm）与一片晶圆保持机械接触；该晶圆由热生长于抛光面上的厚度为 1 μm 的 SiO_2 层和一块p型硅衬底组成（电阻率为 1–20 Ω·cm^{-1}，厚度为 525 μm）。为限制电流，该晶圆未经抛光的背面与一块厚度为 1 mm 的硼硅酸盐玻璃板接触，而玻璃板的背面则覆盖有铜胶带。随后，通过一个 10 Ω 的分流电阻将铜接点连接至地。SeBD 在大气压下的开放环境空气中产生。

在本研究所呈现的所有实验中，均向钨丝施加幅值为 1.6 kV、持续时间为 30 ns 的高压脉冲，脉冲重复频率为 50 Hz，以产生 SeBD。为尽量减少负载反射功率，在高压脉冲发生器的输出同轴电缆与反应器之间接入了并联电阻和串联电阻，其阻值分别为 200 Ω 和 100 Ω。施加于钨丝电极的电压

采用带宽为 400 MHz 的无源探头（Lecroy PPE 6 kV）进行测量。通过使用 50 Ω 同轴电缆测量 10 Ω 分流电阻两端的电压来确定总电流，由此形成有效值为 8 Ω 的电流检测电阻。所有电流和电压信号均使用带宽为 2 GHz 的示波器（Lecroy Waverunner 204 MXI）采集。

参照纳秒放电 [18 和 19]的类似测量所采用的程序，将测试阻抗接入以替代SeBD反应器，从而验证电流-电压测量的准确性。使用测试电容（C）时，确认电流（i（t））和电压（v（t））波形准确遵循关系 $i = Cdv/dt$ ，未发现明显迹象表明寄生电路元件造成了偏差。同样，使用测试电感（L）时，我们确定电流-电压测量以相近的准确度遵循关系 $v = Ldi/dt$ 。采用该方法，我们测量了总电流，其由位移电流、气相放电产生的传导电流以及硅中的传导电流组成。后者可能源于SeBD驱动的电荷载流子产生和输运。

图1还展示了用于晶圆激光辐照和表面电离波快速成像的光学系统。该实验装置以一台拉曼光谱仪 [20]为基础改装而成，以提供本研究所需的激光光束操控功能。二极管泵浦固态激光器（Elforlight Spot）发射的脉冲持续时间为2 ns，波长为 $\lambda = 532$ nm。沿光路在二向色镜（Semrock RazorEdge）之前放置半波片和偏振分束器（PBS），通过旋转半波片调节激光功率。反射后，使用名义规格为 $15\times$ 的紫外反射式显微物镜（Beck Optronic Solutions，型号5002）将光束柔和聚焦到晶圆上；该物镜的焦距为13.4 mm，数值孔径为0.50。通过调节工作距离，使光斑半径达到65 μm。等离子体发射由显微物镜收集，随后部分光线经一个透射率为90%、反射率为10%的分束器反射，再由一枚名义焦距为200 mm的消色差紫外双合透镜聚焦，在增强型CCD相机（Princeton Instruments PIMAX 4）的探测器上形成放电的清晰聚焦图像。

成像和激光辐照参数如下。通过设置图1所示的距离$d_1 = 309$ mm和 $d_2 = 165$ mm，系统的放大倍率使物平面上的1.52×1.52 μm^2 投影到CCD探测器的每个像素上。等离子体成像

采用单次模式进行，曝光时间（门宽）为3 ns。改变相机的门延迟，以获取放电演化过程中不同时刻的图像。通过用功率计（Thorlabs S121C）替换SeBD反应器，并将功率计置于显微物镜物平面附近，测量照射晶圆的激光功率。对于本文所述的所有实验，测得靶面处的平均激光功率为8.5 μW，对应于在50 Hz重复频率下每个激光脉冲的能量为0.17 μJ。根据光斑尺寸，这相当于晶圆表面每个脉冲的能量通量为 $F = 1.3\text{mJ/cm}^2$ 。

为监测 SeBD 辐照实验期间激光功率的稳定性，我们重新调整了功率计的位置，以测量如图1所示由偏振分束器反射的那部分光束。测得该位置的功率为68 ± 17 μW，这意味着晶圆表面的功率波动为 ± 25%，但未导致等离子体发射强度出现任何可观测的变化。实验期间，平均功率漂移了 ± 0.1%。

高压脉冲发生器、激光器和相机使用延迟发生器（Stanford Research Systems DG645）进行同步，所有设备的重复频率均为 50 Hz。将标称上升时间为 150 ps 的光电二极管（Thorlabs DET025A/M）置于二向色镜后方，以测量激光脉冲到达晶圆的时间，并考虑了通往晶圆和光电二极管的独立光路之间的自由空间延迟差异。通过改变激光相对于等离子体的延迟，研究了辐照的影响。

III. 结果与讨论

Darny 等$et\ al$ [13]已详细介绍了无激光辐照时 SeBD 的成像和电流-电压测量。然而，由于我们提高了电流和电压测量的准确性，因此在此重复进行了这些表征。这样，便可对比有辐照和无辐照时的测量值，如图2（上部、中部）的示例所示。通常情况下，可以测得电流幅值有所增加，但增幅很小，最多仅为几个百分点。然而，在绘制电荷-电压李萨如曲线（图2（下部））时，能量的增加更加明显；其中，电荷 $Q(t)$ 是通过对测得的 $i(t)$随时间进行积分得到的。李萨如图闭合

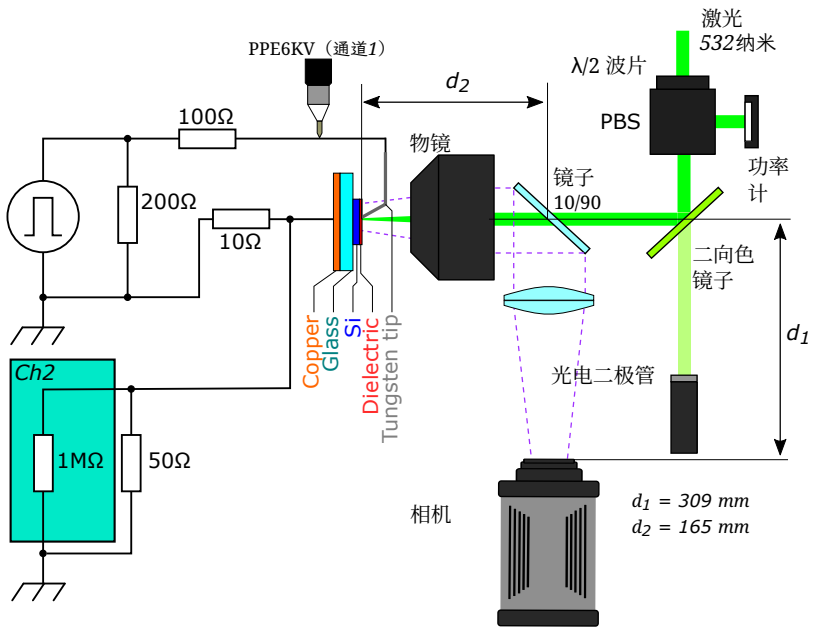

图1. 放电产生、快速成像和激光辐照实验装置的示意图。示波器由标记为“Ch1”和“Ch2”的输入通道表示。

在环路中良好，这表明每次放电后残留的记忆电荷极少 .

图 2（下）和图 3（上）分别展示了未进行激光辐照时，SeBD 的能量耗散和表面电离波随时间的传播情况。击穿前、 $t_0 = 10$ ns 时李萨如图的斜率表示反应器在无等离子体时的静电容。从 t_0 到 $t_2 = 16$ ns，随着初始且最高的电流峰值出现，击穿开始。此外，李萨如曲线的斜率增大，表明 SeBD 的产生导致电容增加。与此同时，钨丝电极附近形成局部高强度电晕，而放电的其余部分则形成均匀圆盘。表面电离波在初始电流峰值结束时、 t_2 首次出现，呈圆环形，如图 3（上） $t_3 = 19$ ns 所示。从 t_2 到 $t_4 = 22$ ns，电压达到最大值时出现第二个电流峰值，表面电离波向外传播并保持较高的发光强度。从 t_4 到 $t_9 = 37$ ns，表面电离波逐渐消退，仅留下电晕，如图 3（上） $t_6 = 28$ ns 所示。李萨如曲线的斜率恢复至放电前的数值，表明等离子体诱导的电容分量已被关闭。负相表面电离波从 $t_{10} = 40$ ns 起开始明显扩展，并持续至 $t_{15} = 55$ ns；与此同时，李萨如图的斜率发生变化，表明等离子体诱导的电容再次出现

电容。

图2（下）和图3（下）分别展示了激光辐照对SeBD能量耗散和SIW传播的影响。这里给出一个示例：辐照区域如图3（下）所示，并在SIW到达该位置之前，于 $t = -35$ ns 开始辐照。在此示例中，由李萨如曲线所围面积确定的总能量从未进行激光辐照时的6.4 μJ增加到辐照时的6.9 μJ。尽管激光脉冲持续时间仅为2 ns，但其对等离子体的影响贯穿整个放电持续时间。从图3的一系列图像中可以明显看出，在放电正相期间，SIW强度明显更高，并且向激光辐照区传播得更远。在负相期间，SIW在该区域也呈现出类似的凸出或鼓胀。

为进行定量图像分析，我们对角度范围 $\Delta\theta$ 从 $\theta = -119°$ 到 $\theta = -145°$ 内探测到的发射进行积分；从图3可见，等离子体在该范围内发生了明显形变。根据径向位置对数据进行排序，并采用100点邻近平均进行平滑处理。由此得到 $\Delta\theta$ 内数据点的径向剖面，如图4所示；其对应时刻 $t_6 = 28$ ns 与图3中的两幅图像相同。电晕和SIW前沿清晰可辨。采用两个高斯函数之和对SIW前沿进行拟合，并以拟合函数峰值的径向位置定义SIW前沿的位置。未进行辐照时，在 t_6，电晕区域延伸至 $r = 100$ μm，SIW前沿位于 $r = 230$ μm。进行辐照时，在 t_6，电晕扩展至$r = 120$ μm，而SIW前沿则进一步传播至 $r = 260$ μm。此外，电晕和SIW前沿的总发射强度分别增加了89%和82%。

图5（上）展示了在不同时间进行激光辐照时，SIW前沿的位置随时间的变化 t，对应的延迟为 $\tau_d = -t$。在SeBD受到辐照之前，SIW前沿从 $r = 243$ μm处（ $t = 16$ ns）传播至 $r = 351$ μm处（ $t = 28$ns）。根据相邻数据点之间的斜率计算得出的速度，在这段位移过程中从 1.6×10^6 cm/s降至 1.5×10^5 cm/s，与Darny等人发现的数值相近。停止对SeBD的辐照后，SIW前沿的传播距离立即比初始辐照实验前更短。这种变化可归因于Darny等人观察到的记忆效应：连续波激光辐照关闭后，照射光斑所在位置出现了等离子体空缺。这个空缺

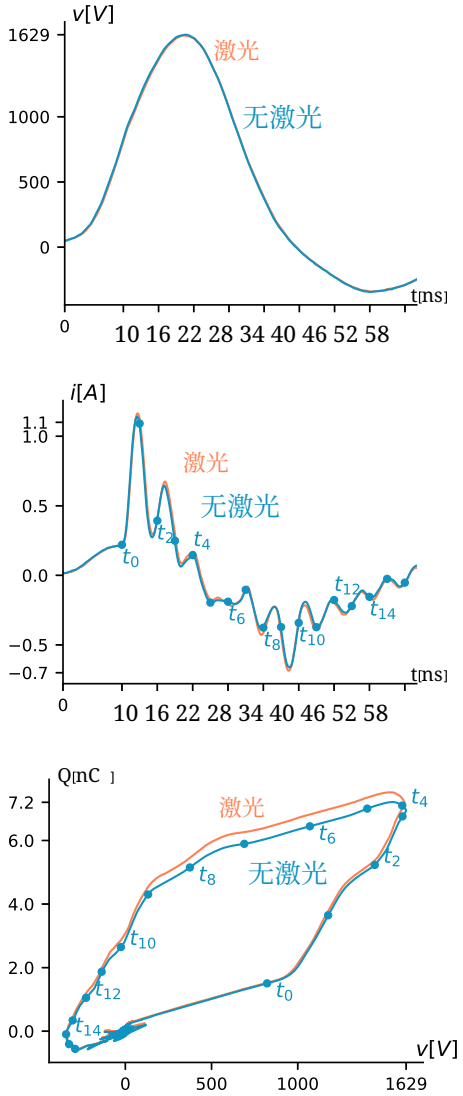

图 2. SeBD 在无激光（蓝色）和有 2 ns 脉冲激光照射（橙色）条件下的施加电压（上）和总电流（中）波形。脉冲激光照射从 $t = -35$ ns 开始，覆盖晶圆表面上图 3 所示的区域。图中还显示了相应的电荷-电压李萨如图（下）。各点表示相机选通的不同起始时间。

持续了至少数分钟，表明存在一种尚未确定、寿命极长的过程。Darny等人 认为，这可能反映了Si-SiO_2 界面处长寿命陷阱电荷的影响。

经过辐照后，在辐照延迟为 $\tau_d = -t = 3235 - 5235$ ns 时，传播没有明显差异，此时距离放电还很久。到 $\tau_d = 2235 - 2735$ ns 时，SIW前沿开始传播得更远、更快，不过仍处于测量值的变化范围内

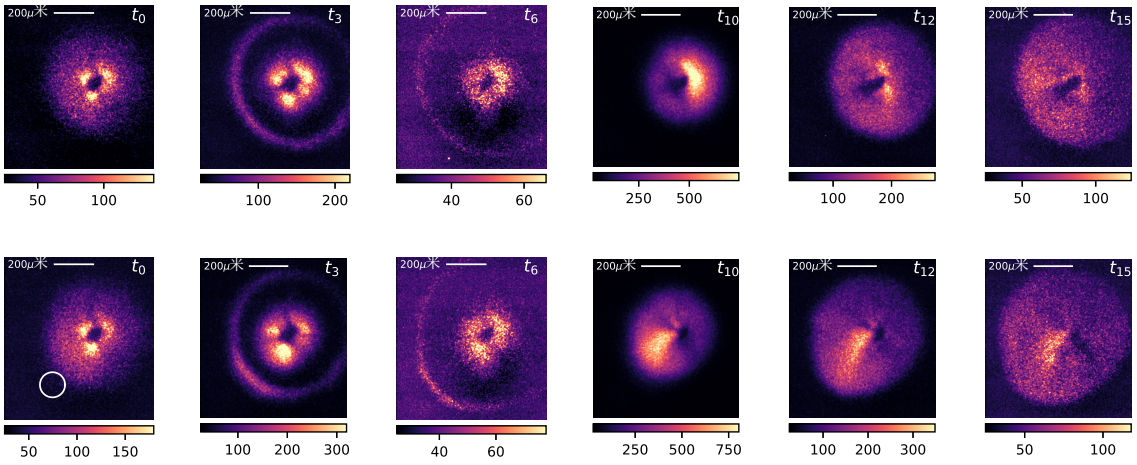

图 3. 在 $t = -35$ ns 时开始激光辐照后，不同时间下 SeBD 的单次曝光图像：未使用激光（上）和使用激光（下）。下方图像中用圆圈标出了 t_0的辐照区域。

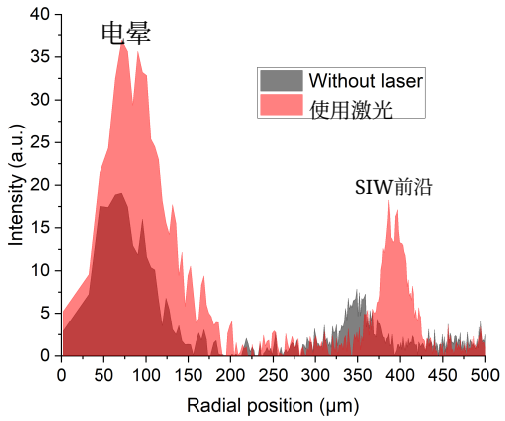

图 4. 对角度范围 $\Delta\theta$ 从$\theta = -119°$ 到 $\theta = -145°$ 内的光发射强度进行积分得到的径向分布，比较了在 $t = -35$ ns 时开始激光辐照前后的情况。3 ns 的曝光时间从 $t_6 = 28$ ns 开始。采用了基线扣除，以便拟合 SIW 前沿。

未经过辐照时。对于 $\tau_d \leq 1235$ ns 的情况，其行为几乎不再依赖于 τ_d，SIW前沿于 $t = 16$ ns 开始传播，中心位于 $r = 253$ μm 处，速度为1.8×10^6 cm/s，与未经过辐照时的初始速度相近。然而，经过辐照后，SIW前沿传播得更远，在 $t = 31$ ns 时达到 $r = 403$ μm，这是由于较少的

行进过程中的减速。

图5（中）还显示了表面电离波相应的光发射强度，该强度在 $\Delta\theta$ 上积分，径向范围则对应于双高斯拟合函数的半高全宽。在SeBD受到辐照之前，表面电离波前沿的强度随时间减弱，到 $t = 28$ ns时降至初始值的5%；其变化速率显著快于 $\propto 1/r$处表面电离波前沿表面积的变化速率，也快于 $\propto 1/r^2$处整个SeBD的变化速率。SeBD停止接受辐照后，强度随时间衰减的速率比辐照前更快。

受到辐照后，表面电离波前沿的强度随时间以类似的方式衰减，但曲线向较高强度方向移动。从 $\tau_d = 5235$ 到2235 ns，强度曲线逐渐上移，但仍处于未辐照时测量值的变化范围内。在 $\tau_d \leq 1235$ ns时，曲线移至更高强度处，且几乎彼此重合。因此，发射强度的增加与图5（上）所示表面电离波前沿位置的增加密切相关。

最后，图5（下）显示了 SeBD 总能量的相应测量值。仅进行激光辐照而不产生等离子体，并不会导致任何可测量的能量沉积。不进行辐照但产生等离子体时，每个脉冲的能量为 6.45±0.11 μJ。从 $\tau_d = -t = 5235$ 到 3235 ns，辐照对能量没有影响。然而，从 $\tau_d = 2735$ ns 开始，给定时间延迟下的能量测量值分布开始向上偏移。在 $\tau_d = 1235$ns 时，总能量的增加完全超出不确定度范围；此时延迟与 SIW前沿位置和发射强度也明确高于未辐照时各自数值的延迟相同。总体而言，从约 $\tau_d = 3$ μs 开始，能量随 t 线性增加；当$\tau_d = 35$ ns 时，每个脉冲的能量达到 6.9±0.1 μJ，这对应于放电产生前的瞬间进行辐照。

上述结果表明，SIW受到激发的原因与激光辐照释放表面电荷无关。等离子体沉积的电荷被束缚在能量约为 1 eV [21] 的表面陷阱态中。因此，本研究使用的光子能量足以释放陷阱电荷 [22]。解吸随后会消除先前放电沉积的表面电荷对外加电场的屏蔽。然而，这种作用不应取决于 SeBD 产生前的时间延迟，因此表面电荷的解吸无法解释图5所示的结果。

事实上，辐照无需与等离子体生成同时发生，即可产生

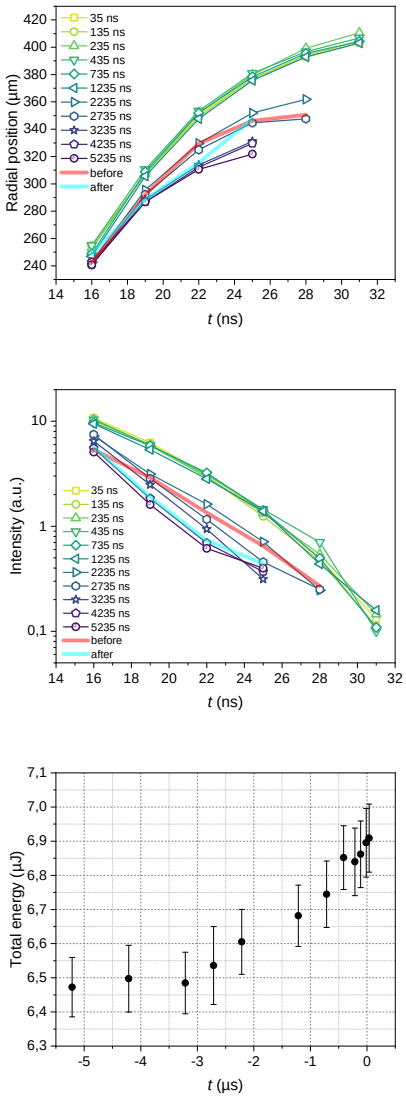

图5. SIW前沿的径向位置（上）和角度范围 $\Delta\theta$内的积分光发射强度（中），以及SeBD的总能量（下）随脉冲激光器时间延迟 $\tau_d = -t$ 的变化。图中还显示了SeBD受到辐照前和激光关闭后立即进行的测量值。

SeBD 的激发，这也表明其相互作用机制不同于混合微等离子体/半导体光电探测器 [23 and 24]and 和等离子体双极结型晶体管 [25 and 26]的工作原理。与 SeBD 类似，这些硅基器件依靠气相等离子体和/或外部光源辐照时电子-空穴对的光激发。随后，电子隧穿通过等离子体-

借助等离子体鞘层电场诱导的电子能带弯曲，在半导体界面发生二次电子发射过程 [27]，从而在气相中实现电子倍增。然而，对于 SeBD，在图5所示的激光辐照时刻并不存在电场 $t = -\tau_d$。此外，厚度为 1 μm 的 SiO_2层阻止电子从硅隧穿进入气相。此前关于限制在硅微腔内的微等离子体的研究也采用了介电层 [28]，但未展示 SIW传播的证据，也未研究外部照射的影响。

此外，对辐照产生的额外电流进行比较后发现，SeBD中的等离子体-半导体耦合性质应与基于微等离子体的光电探测器或晶体管中的不同。以 $t = -35$ ns 对 SeBD 进行辐照后，其每个脉冲的电荷增加 $\delta Q \sim 0.4$ nC（图2）；鉴于每个脉冲的能量通量为 $F = 1.3$ mJ/cm2，单位辐照功率密度产生的额外电流为 $\delta Q/F \sim 0.3$ μA/W/cm2。这远低于微等离子体光电探测器的 ~ 5000 A/W/cm2；该值根据其在波长为 532纳米时 ~ 0.5 A/W 的光敏度以及 100×100 μm2 的微腔面积计算得出 [24]。品质因数上的显著差异表明两者的耦合机制不同。

在施加高压脉冲之前，硅中的载流子输运仅受扩散限制。考虑到硅在 $\lambda = 532$ nm 波长下的吸收长度为 1 μm，以及照射光斑的大小，在量子效率为 ~ 1 的情况下，激光产生的过剩载流子密度应为 $\Delta n \sim 10^{19}$ cm^{-3}，使电子-空穴等离子体处于高注入（HI）状态。对于掺杂浓度与本研究相近的热氧化层 p 型掺杂晶圆，若也用脉冲激光在 532纳米波长下辐照至 HI 状态，时间分辨测量显示，在复合阶段，过剩载流子浓度在数十 μs 内始终处于 HI 状态 [29]。在这些条件下，输运由双极扩散驱动；对于 $\Delta n \sim 4 \times 10^{19}$ c m^{-3} [30]，测得的扩散系数为 $D_a = 2.5$ cm2/s。 D_a 的值应随 Δn [31]减小而增大。因此，对应于临界延迟 $\tau_d = 3$ μs 的最小扩散长度为 $L_d = \sqrt{D_a \tau_d} \sim 30$ μm。这表明，在 $\tau_d > 3$ μs 时，光激发载流子会扩散至远离 Si-SiO_2 界面的位置，从而限制这些电荷激发 SeBD 的能力。特别是， L_d 远大于等离子体生成期间预计形成的 Si-SiO_2 界面耗尽层尺寸（强反型条件下为 $\sim$ 1 μm）；Taihi 等人 [32]提出，该耗尽层是驱动 SeBD 受激的

区域；当辐照强度低于本研究所采用的强度时，该区域负责驱动 SeBD 受激。

总之，对SeBD表面的脉冲激光照射表明，只有在等离子体生成前约3 μs内进行照射时，才会刺激SIW前沿并增加总能量。这一时间尺度排除了照射导致的表面电荷脱附是产生刺激作用的原因，转而表明光激发载流子从Si-SiO_2 界面向外扩散可能发挥了重要作用。这些结果将为今后研究SeBD中SIW传播的确切机制提供依据；对于广泛的应用领域而言，SeBD有望成为介质阻挡放电的一种有趣替代方案 [33]。此外，SeBD还可被视为构建能够在开放环境空气中运行的等离子体基光电子器件的潜在基础。

致谢

我们衷心感谢法国国家研究署JCJC PLASMAFACE计划（ANR-15-CE06-0007-01）和法国政府“未来投资计划”LABEX INTERACTIFS（ANR-11-LABX-0017-01）计划，以及新阿基坦大区CPER-FEDER计划提供的经费支持。

参考文献

[1]N. Benard 和 E. Moreau，“用于气流控制的表面交流介质阻挡放电等离子体致动器的电学和机械特性”，Experiments in Fluids 55，1–43（2014）。[2]H. Xu、Y. He 和 S. R. Barrett，“介质阻挡放电离子源提高了电流体动力推进的推力和效率”，Applied Physics Letters 114 （2019）。[3]N. Gomez-Vega、H. Xu、J. M. Abel 和 S. R. Barrett，“解耦式电流体动力推进器的性能”，Applied Physics Letters 118 （2021）。[4]N. D. Wilde、H. Xu、N. Gomez-Vega 和 S. R. Barrett，“表面介质阻挡放电功率模型”，Applied Physics Letters 118 （2021）。[5]S. A. Shcherbanev、N. A. Popov 和 S. M. Starikovskaia，“高压稀薄

h2：空气混合物沿纳秒表面放电的多条通道点火”，《Combustion and Flame》**176**，272–284（2017）。[6]P. Viegas、E. Slikboer、Z. Bonaventura、O. Guaitella、A. Sobota 和 A. Bourdon，“等离子体射流的物理及其与表面的相互作用：建模和实验综述”，《Plasma Sources Science and Technology》**31**，053001（2022）。[7]Y. P. Raizer、J. E. Allen、等，《气体放电物理学》，第 2 卷（Springer，1997）。[8]A. Y. Starikovskii、A. Nikipelov、M. Nudnova 和 D. Roupassov，“采用纳秒脉冲周期性放电的表面介质阻挡放电等离子体致动器”，《Plasma Sources Science and Technology》**18**，034015（2009）。[9]C. Ding、A. Y. Khomenko、S. Shcherbanev 和 S. Starikovskaia，“丝状纳秒表面介质阻挡放电：正、负极性下流注-丝状转变的实验比较”，《Plasma Sources Science and Technology》**28**，085005（2019）。[10]M. Forte、J. Jolibois、J. Pons、E. Moreau、G. Touchard 和 M. Cazalens，“通过对诱导流速进行稳态和非稳态测量优化介质阻挡放电致动器：在气流控制中的应用”，Experiments in Fluids **43**，917–928（2007）。[11]V. Soloviev，“表面介质阻挡放电产生的推力的解析估算”，《Journal of Physics D: Applied Physics》**45**，025205（2011）。[12]S. B. Leonov、V. Petrishchev 和 I. V. Adamovich，“介质和弱导电表面上阻挡放电的能量耦合与热化动力学，时间尺度为 μs 至 ms”，《Journal of Physics D: Applied Physics》**47**，465201（2014）。[13]T. Darny、D. Babonneau、S. Camelio 和 D. Pai，“ 大气压下阴极方向表面电离波的均匀传播 ”，《 Plasma Sources Science and Technology》**29**，065012（2020）。[14]S. Stepanyan、A. Y. Starikovskiy、N. Popov 和 S. Starikovskaia，“高压空气中的纳秒表面介质阻挡放电及不同脉冲施加极性：向丝状模式转变”，《Plasma Sources Science and Technology》**23**，045003（2014）。[15]K. Bayoda、N. Benard 和 E. Moreau，“用于气流控制的纳秒脉冲滑动介质阻挡放电等离子体致动器：电学、光学和机械特性”，《Journal of Applied Physics》**118** （2015）。

[16]Y. Zhu、S. Shcherbanev、B. Baron 和 S. Starikovskaia，“大气压空气中的纳秒表面介质阻挡放电：I. 形态、传播和流体动力学扰动的测量与二维建模”，《Plasma Sources Science and Technology》**26**，125004（2017）。[17]Z. Xiong 和 M. J. Kushner，“统计光子输运导致的正流注分支与路径偏离”，《Plasma Sources Science and Technology》**23**，065041（2014）。[18]T. Orrière、E. Moreau 和 D. Z. Pai，“大气压空气中纳秒重复脉冲微等离子体内的电离与复合”，《Journal of Physics D: Applied Physics》**51**，494002（2018）。[19]D. Pai，《预热大气压空气中重复纳秒电脉冲产生的等离子体研究》，博士学位论文，沙特奈-马拉布里，巴黎中央理工学院（2008）。[20]D. Z. Pai，“通过原位拉曼光片显微光谱法检测等离子体-液体界面层”，《Journal of Physics D: Applied Physics》 **54**，355201（2021），出版商：IOP Publishing。[21]O. Guaitella、I. Marinov 和 A. Rousseau，“电荷光致脱附在大气压空气中表面流注自同步击穿中的作用”，Applied Physics Letters **98** （2011）。[22]Y. Ussenov、M. Shneider、S. Yatom 和 Y. Raitses，“激光诱导从带负电的介质基底上光致脱附电子”，Applied Physics Letters**125** （2024）。[23]S.-J. Park、J. Eden 和 J. Ewing，“利用硅微放电器件探测可见光、紫外线和近红外光”，Applied Physics Letters **81**，4529–4531（2002）。[24]N. Ostrom 和 J. Eden，“微腔等离子体光探测器：光敏度、动态范围与等离子体-半导体界面”，Applied Physics Letters **87** （2005）。[25] C. Wagner、P. Tchertchian 和 J. Eden，“耦合电子-空穴等离子体与电子-离子等离子体：npn等离子体双极结光电晶体管的实现”，Applied Physics Letters**97** （2010）。[26]P. Tchertchian、C. Wagner、T. Houlahan Jr、B. Li、D. Sievers 和 J. Eden，“电子-空穴等离子体与电子-离子等离子体之间界面的控制：作为等离子体科学门户的半导体-气相混合器件”，《等离子体物理学进展》**51**，889–905

（2011）。[27]B. Li、T. Houlahan、C. Wagner 和 J. Eden，“调制等离子体双极结型晶体管基极-集电极界面的次级电子发射系数”，Applied Physics Letters **102** （2013）。[28]S.-J. Park、K.-F. Chen、N. Ostrom 和 J. Eden，“40000像素阵列交流激励硅微腔等离子体器件”，Applied Physics Letters **86** （2005）。[29]V. Grivickas、A. Galeckas、V. Bikbajevas、J. Linnros 和 J. Tellefsen，“间接带隙半导体的空间分辨与时间分辨红外吸收：光学与电学表征”，薄固体薄膜**364**，181–185（2000）。[30]A. Mouskeftaras、M. Chanal、M. Chambonneau、R. Clady、O. Utéza 和 D. Grojo，“通过对激光诱导微等离子体进行超快红外成像直接测量体硅中的双极扩散”，Applied Physics Letters **108** （2016）。[31]M. Rosling、H. Bleichner、P. Jonsson 和 E. Nordlander，“硅中的双极扩散系数：对过剩载流子浓度和温度的依赖性”，《Journal of Applied Physics》**76**，2855–2859（1994）。[32]A. S. Taihi 和 D. Z. Pai，“光子与表面半导体阻挡放电的相互作用”，《Journal of Physics D: Applied Physics》**已投稿** （2026）。[33]R. Brandenburg、K. H. Becker 和 K.-D. Weltmann，“2003年以来的阻挡放电科学与技术：致敬与更新”，等离子体化学与等离子体处理**43**，1303–1334（2023）。