

四边形石英网格介质阻挡放电中的斑图*

李骋¹⁾ 高伟民¹⁾ 齐晓秀¹⁾ 李雨昕¹⁾ 潘宇扬^{2)†} 刘畅^{3)‡} 董丽芳^{1)††}

1) (河北大学物理科学与技术学院, 保定 071002)

2) (河北大学质量技术监督学院, 低碳能源建筑与计量技术教育部工程研究中心, 保定 071002)

3) (河北大学公共卫生学院, 保定 071002)

(2026 年 3 月 2 日收到; 2026 年 4 月 1 日收到修改稿)

通过设计一种四边形石英网格介质阻挡放电装置, 观察到了四边形点框架阵列斑图和四边形十字点晕阵列斑图. 通过求解拉普拉斯方程发现气隙中外加电场呈四边形阵列分布. 采用光电倍增管和高速照相机对上述两种斑图进行时空分辨测量, 结果表明: 四边形点框架阵列斑图由四角点和四边形框架两个子结构组成, 四角点比四边形框架先放电; 四边形十字点晕阵列斑图包含中心点、四角点和菱形框架三个子结构, 并按顺序依次放电. 值得指出的是, 上述斑图子结构在每个石英网孔中的放电具有同时性. 使用光谱仪对结构更复杂的四边形十字点晕阵列斑图的发射光谱进行测量, 发现其子结构均处于不同的等离子体状态. 理论上, 通过求解泊松方程对其进一步研究, 结果很好地解释了实验现象, 并给出了斑图的形成机制.

关键词: 介质阻挡放电, 斑图, 等离子体

DOI: 10.7498/aps.75.20260298

CSTR: 32037.14.aps.75.20260298

1 引言

斑图是一种广泛存在于自然界和实验室环境中的迷人的非线性自组织现象. 在自然界中, 斑图以很多形式存在, 如动物的表皮花纹、树木年轮及天空云图等^[1-3]. 除此之外, 在很多实验系统中, 也能够观测到斑图的存在, 如瑞利-贝纳德对流系统、法拉第系统、化学反应扩散系统及介质阻挡放电系统等^[4-7]. 其中介质阻挡放电 (dielectric barrier discharge, DBD) 系统中的斑图由于形成时间短、状态稳定以及应用前景广泛等特点, 受到诸多研究者的关注. DBD 是一种常见的低温等离子体产生方式, 对于典型的 DBD 系统, 至少一个电极被电

介质层覆盖, 使得传导电流不能直接在两个导电电极之间通过, 因此 DBD 通常由交流或脉冲电压驱动. 由于其结构简单、造价低等特点, 被广泛应用于臭氧制备, 材料表面改性, 污染物降解以及等离子体医学等领域^[8-12]. 近年来, 诸多研究者发现, DBD 斑图在等离子体光子晶体领域具有重要应用^[13-17]. 在 DBD 斑图中, 辉光区域与非辉光区域呈现周期性交替分布, 有很大潜力被用作等离子体光子晶体调节电磁波^[18,19]. 众所周知, 等离子体光子晶体的性能很大程度上取决于等离子体结构的对称性和晶格常数^[20-22], 很多研究发现, 通过调节等离子体放电丝的空间分布可以获得多种具有不同能带结构的等离子体光子晶体^[18-22]. 因此获得具有不同形状与对称性的斑图, 对于推动等离子体光

* 国家自然科学基金 (批准号: 12075075)、河北省中央引导地方科技发展资金项目 (批准号: 246Z7607G)、河北大学校长科研基金项目 (批准号: XZJJ202317) 和河北大学优秀青年科研创新团队 (批准号: QNTD202402) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: pyy1616@163.com

‡ 通信作者. E-mail: liuch8989@163.com

†† 通信作者. E-mail: donglfhbu@163.com

子晶体在空间通信等领域的应用具有重要意义^[23,24]. 早期的斑图研究主要在平行平板 DBD 装置中进行, 在此条件下发现了丰富的斑图类型, 比如四边形斑图、六边形斑图、六边形超点阵斑图和螺旋斑图等^[25-29]. 研究发现, 斑图的形成依赖于波矢量的非线性共振^[30,31]. 因此, 若在均匀放电气隙中引入周期性调制, 放电丝的自组织过程将受到影响, 并可能由此产生一些新型斑图. 近年来, 很多研究通过调制气隙, 成功获得了各种斑图. 例如, 2023 年, Guo 等^[32]通过在气隙中放置特殊设计的网格光子晶体, 获得了一系列具有四边形对称性的斑图; 2024 年, Dong 等^[33]通过在气隙中放置穿有四边形排列圆孔的电介质获得了多种放电斑图. 值得指出的是, 上述研究中放电丝被限制在很小的区域内放电. 众所周知, 当 $2r/d$ (r 为放电区域半径, d 为放电气隙间距) 小于 5 时, 放电丝的自组织行为会受到限制, 并且放电区域的边界形状对斑图的空间对称性和形成过程具有显著影响^[34,35]. 因此, 如果在上述研究中适当增大单个通孔的放电区域并改变放电区域的形状, 则有望获得更丰富的自组织斑图. 为此, 本研究通过在 DBD 气隙中插入穿有四边形孔的石英网格, 引入四边形阵列电场, 观察到了四边形点框架阵列斑图和四边形十字点晕阵列斑图, 这进一步丰富了斑图种类, 并为等离子体光子晶体的研究提供参考.

众所周知, DBD 斑图的放电特性很大程度上受到壁电荷的影响^[36,37]. 所谓壁电荷, 是指在电介质表面积累的放电电荷. 在 DBD 放电中, 随着外加电场场强逐渐升高达到气体击穿阈值, 气体被击穿后在放电气隙中产生大量电荷并向两极方向迁移, 最终电荷沉积在介质表面形成壁电荷. 在电压正半周期, 随着介质表面积聚的壁电荷量的增多, 壁电荷产生的内建电场的场强将会逐渐增大, 由于其方向与外加电场方向相反, 故放电过程中积累的壁电荷能够削弱放电气隙中的总电场强度, 起到促进放电熄灭的作用^[38]; 当下半周期电极极性反转时, 外加电场方向发生改变, 上述壁电荷产生的内建电场与外加电场同向, 此时壁电荷对放电起促进作用, 使得在外加电场很小时, 总电场强度就能够达到击穿阈值从而产生放电^[39]. 因此, 在平行平板 DBD 装置中, 由于放电气隙中的外加电场均匀分布, 斑图子结构在连续正负半周期通常呈现先后交替的放电顺序^[38-41], 然而在四边形石英网格介质

阻挡放电装置中两种新型斑图的子结构在正负半周期呈现相同的放电顺序, 分析发现, 这与四边形石英网格引入的非均匀电场有关, 本研究通过求解泊松方程对斑图的时空结构进行了解释, 为非均匀电场中的斑图动力学研究开辟了新的方向.

本工作设计了一种四边形石英网格介质阻挡放电装置. 在该装置中观察到了四边形点框架阵列斑图和四边形十字点晕阵列斑图. 通过求解拉普拉斯方程, 获得了外加电场的空间分布. 采用光电倍增管 (PMT) 和高速照相机 (ICCD) 对四边形点框架阵列斑图和四边形十字点晕阵列斑图的时空动力学进行探究. 使用光谱仪对结构更复杂的多边形十字点晕阵列斑图的发射光谱进行了研究. 通过求解泊松方程, 对四边形十字点晕阵列斑图不同放电时刻的电场进行计算, 并对斑图形成机理进行讨论.

2 实验装置

图 1 给出了实验装置示意图. 其中, 水电极放电系统由两个注满水的圆柱形容器构成, 容器的外径和内径分别为 75.0 mm 和 65.0 mm, 容器两端分别使用 1.5 mm 厚的玻璃片进行密封. 在水电极中浸入连有导线的铜线圈, 导线另一端与频率为 50 kHz 的正弦交流电源连接. 两水电极沿同一轴线相对放置, 使得两水电极玻璃介质之间的间隙为 2.5 mm. 在介质之间放置一块厚度为 2.5 mm 的四边形石英网格, 用以在放电气隙中引入周期性调制. 石英网格上刻有 9 个边长 6 mm、间隔 5 mm 的正方形孔洞, 其位置紧贴两侧介质. 放电丝在石英网格的孔洞中产生, 网格间距直接影响了两孔间等离子体放电丝的距离, 即放电丝的疏密程度. 整个放电装置置于气压可调的反应室内. 本实验工作气压主要在 7.5—20 kPa 范围内进行. 实验中用数码相机 (Canon Power Shot G16) 记录斑图的演化照片. 通过使用高电压探头 (Tektronix P6015A 1000x) 和电流探头 (Tektronix TCP 0030a) 分别测量电压和电流, 使用两个光电倍增管 (PMT: RCA7265) 对斑图的光信号进行采集, 并由示波器 (Tektronix TDS 4054B) 测量并记录光信号及电压电流波形. 使用高速照相机 (ICCD, HSFC Pro. 120PH0047) 拍摄斑图的瞬时照片, 实验中通过将曝光时间设置为相应子结构的脉冲宽度对斑图

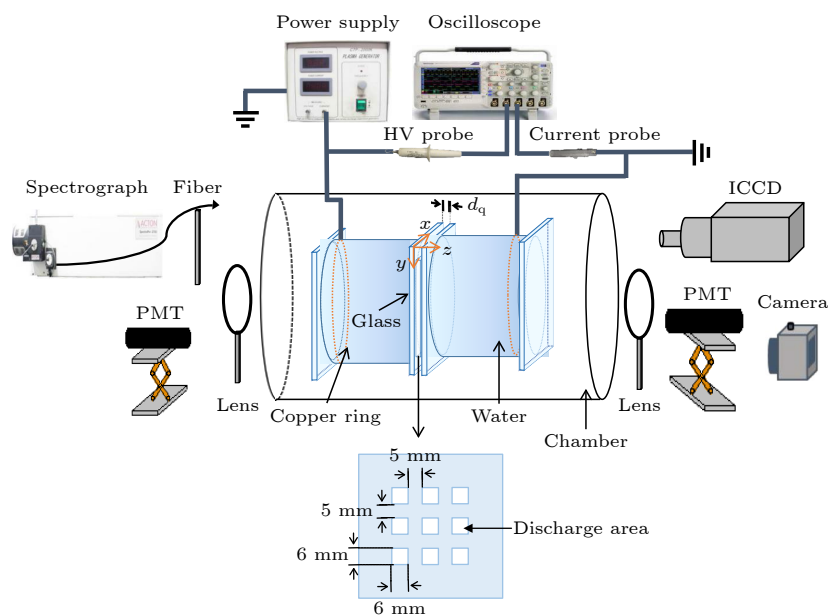


图 1 实验装置示意图. 四边形石英网格厚度 $d_q = 2.5$ mm, 其上刻有边长为 6 mm、间隔 5 mm 的正方形孔洞作为放电气隙

Fig. 1. Schematic of the experimental setup. The square quartz grid has a thickness of $d_q = 2.5$ mm, and it is perforated with a square hole array. Each hole has a side length of 6 mm and an interval of 5 mm, and is used as discharge gas gap.

进行拍摄, 以区分不同子结构的放电. 用光谱仪 (Acton Advanced SP 2750A, CCD: 1340 400 pixels) 采集氮分子第二正带系 ($C^3\Pi_u \rightarrow B^3\Pi_g$) 的发射谱线.

图 2 给出了模拟电压为 2.88 kV 时气隙中 x - y 截面的电场分布. 由图 2 可以看出, 正方形通孔处的电场最强且呈四边形阵列分布, 在每个通孔内部, 电场由几何中心向边缘逐渐减弱. 故随着电压逐渐升高, 正方形通孔中心将会先产生放电, 并且气隙所有的等离子体将会呈现与网格形状相同的四边形阵列排布. 因此, 四边形石英网格对放电丝的初始击穿及后续的自组织演化过程起到了重要作用.

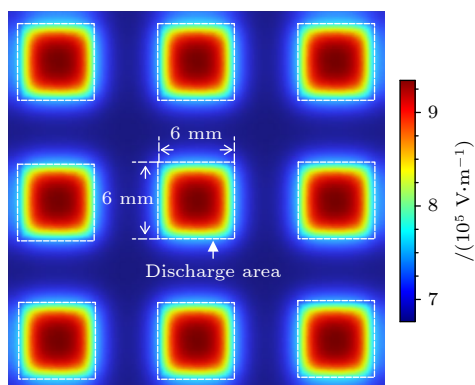


图 2 x - y 平面内外加电场的空间分布. 外电场模拟电压为 2.88 kV. 白色虚线框标出了放电区域

Fig. 2. The electric field distribution in x - y plane with the applied voltage of 2.88 kV. The white dotted box marks the discharge area.

3 实验结果与讨论

3.1 四边形石英网格 DBD 装置中的斑图

图 3 给出了斑图在气压 $p = 14$ kPa 的空气中随外加电压升高的演化过程. 当外加电压增加至击穿阈值 $U = 2.88$ kV 时, 圆点晕放电丝出现在每个网格通孔的几何中心, 形成了圆点晕阵列斑图, 如图 3(a) 所示, 这与图 2 中电场分布的预测一致. 当电压升高至 $U = 3.44$ kV 时, 单个网格中的放电丝个数增多, 且在每个通孔内呈现随机无序分布, 如图 3(b) 所示. 继续增加电压至 $U = 4.26$ kV 时, 放电丝的位置趋于稳定, 圆点放电丝固定在通孔的四个角, 并在其周围形成四边形框架. 值得指出的是, 每个通孔中都呈现相同的放电丝分布, 共同构成了四边形点框架阵列斑图, 如图 3(c) 所示. 最终, 当电压达到 $U = 4.89$ kV 时, 斑图的结构发生改变, 通孔几何中心出现圆形放电丝, 位于四个角的放电丝进一步向外移动, 并在这些放电丝的周围形成类似晕的菱形框架. 值得注意的是, 每个通孔中仍然都呈现相同的放电丝分布, 从而形成了四边形十字点晕阵列斑图, 如图 3(d) 所示.

为探究气压和电压对斑图演化过程的影响, 图 4 给出了斑图演化过程随外加气压 p 与电压 U 变化的相图. 图 4(a)–(d) 分别表示图 3(a)–(d) 中所展示的斑图, 其出现范围分别用蓝色、黄色、

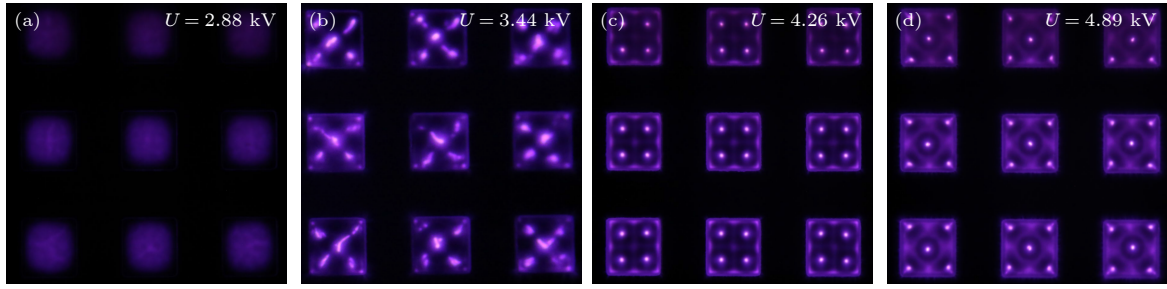


图3 斑图随电压增加的演化序列 (a) 圆点晕阵列斑图, $U = 2.88$ kV; (b) 随机分布的放电, $U = 3.44$ kV; (c) 四边形点框架阵列斑图, $U = 4.26$ kV; (d) 四边形十字点晕阵列斑图, $U = 4.89$ kV. 实验在气压 $p = 14$ kPa 的空气中进行

Fig. 3. Bifurcation of the discharge pattern with increasing applied voltage: (a) Dot halo lattice pattern, $U = 2.88$ kV; (b) randomly discharges, $U = 3.44$ kV; (c) square dot frame lattice pattern, $U = 4.26$ kV; (d) square cross dot halo lattice pattern, $U = 4.89$ kV. The experiment was conducted in air with the gas pressure of $p = 14$ kPa.

橙色和粉色区域表示. 显然, 这些斑图可以在特定的电压和气压范围内稳定存在. 当气压保持一定时, 随着电压的增加这些斑图可以依次产生. 随着气压增加, 这些斑图所需外加电压逐渐增大. 总之, 斑图的演化过程可以在 $7.5\text{--}20$ kPa 范围内被观察到, 且随气压的增加放电电压逐渐增大.

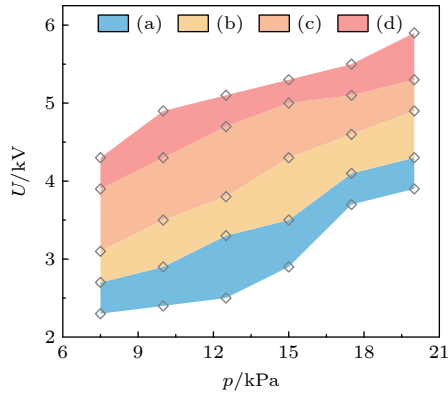


图4 斑图演化过程随气压 p 与外加电压 U 变化的相图
Fig. 4. Phase diagram of discharge patterns as functions of the gas pressure p and the voltage U .

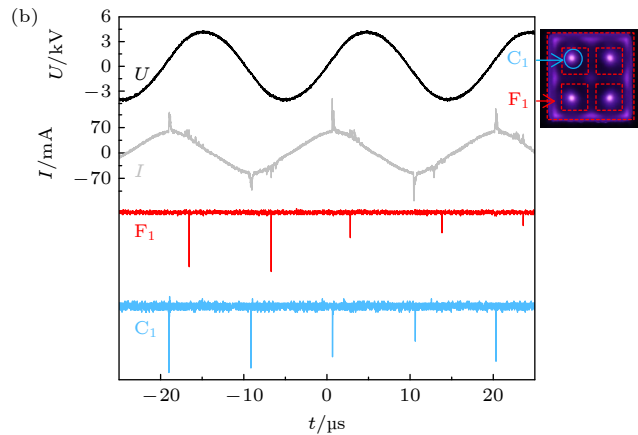
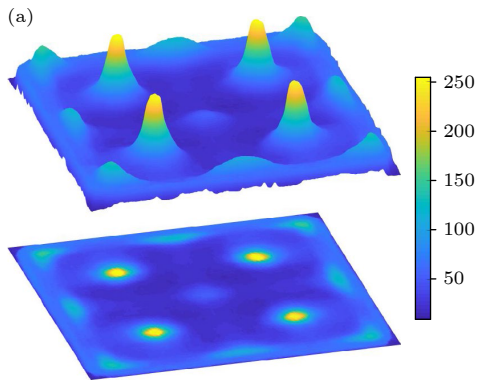


图5 四边形点框架阵列斑图的光强分布 (a) 和时空动力学测量 (b)

Fig. 5. Light intensity distribution (a) and spatial-temporal dynamics measurement (b) of the square dot frame lattice pattern.

综上, 在四边形石英网格 DBD 装置中, 首次获得了四边形点框架阵列斑图与四边形十字点晕阵列斑图. 为探究斑图的放电特性, 使用 PMT 和 ICCD 分别对这两种斑图进行时空动力学测量.

3.2 四边形点框架阵列斑图的时空动力学测量

考虑到每个通孔内有相同的放电丝分布, 为简化分析, 本文首先对单个通孔的结构与特性展开研究. 图 5(a) 给出了单个通孔内的空间光强分布, 其中三维光强分布的高度与光强呈正相关, 底端的二维图像为三维光强分布的投影. 可以看出, 四角点 (C_1) 和四边形框架 (F_1) 的亮度有明显差异. 通过测量发现, C_1 与 F_1 的光强值分别为 255 与 153, 两者亮度之比约为 8:5.

为了明确子结构的放电顺序, 采用 PMT 对单个通孔中的不同子结构进行时间相关性研究. 图 5(b) 给出了 C_1 和 F_1 的光信号, 发现在每半个

电压周期内, C_1 与 F_1 都在电压上升沿放电, 且 C_1 先于 F_1 放电, C_1 对应第一个脉冲, F_1 对应后续电流脉冲. 因此, 四边形点框架阵列斑图的放电顺序为 $C_1 \rightarrow F_1$.

为了探究四边形点框架阵列斑图子结构在所有通孔中的放电情况, 采用 ICCD 对斑图的瞬时照片进行拍摄. 图 6(a) 给出了斑图的电压电流波形图, 由图 5(b) 中时空动力学测量结果可知, C_1 在第一个脉冲放电, F_1 在后续电流脉冲放电. 为了对不同子结构的放电进行拍摄, 因此利用 ICCD 的两个通道分别选取包含第一个电流脉冲的 $\Delta t_1 = 300$ ns 和包含后续电流脉冲的 $\Delta t_2 = 1520$ ns 时段进行拍摄. 值得指出的是, 不同子结构的放电存在先后顺序, 因此曝光时段的选择对拍摄结果有重要影响. 图 6(b) 和图 6(c) 给出了在 Δt_1 和 Δt_2 曝光时间下叠加 30 次的瞬时照片. 图 6(d) 为图 6(b) 和图 6(c) 的叠加. 由图 6(d) 可以看出, C_1 在第一个电流脉冲放电, F_1 在后续电流脉冲放电, 并且在每个通孔中都有相应子结构的放电, 整体呈四边形阵列排布. 综合上述测量分析, 四边形点框架阵列斑图由四角

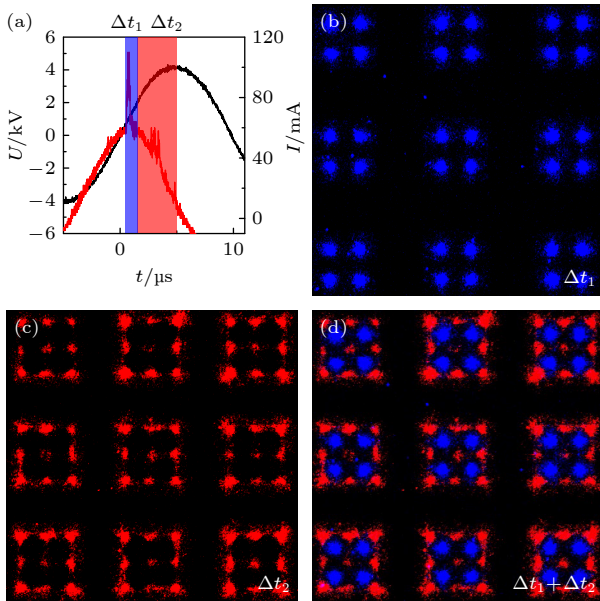


图 6 四边形点框架阵列斑图的瞬时照片 (a) 斑图的电压电流波形图 ($\Delta t_1 = 300$ ns, $\Delta t_2 = 1520$ ns); (b), (c) 在 Δt_1 和 Δt_2 曝光时间下叠加 30 次的瞬时照片; (d) 图 (b) 和图 (c) 的叠加图

Fig. 6. Instantaneous images of square dot frame lattice pattern: (a) Voltage and the current waveform of the pattern ($\Delta t_1 = 300$ ns, $\Delta t_2 = 1520$ ns); (b), (c) images corresponding to Δt_1 and Δt_2 in Figure (a), respectively, and integrated over 30 voltage cycles; (d) superposition of Figure (b) and Figure (c).

点 (C_1) 和四边形框架 (F_1) 两个子结构嵌套而成, 并且每个通孔内的子结构具有很好的放电同时性.

3.3 四边形十字点晕阵列斑图的时空动力学测量

为分析四边形十字点晕阵列斑图中的放电结构, 图 7(a) 展示了单个通孔内的光强分布. 发现位于通孔几何中心的亮点 (S_2)、四角点 (C_2) 和菱形框架 (F_2) 的发光强度有明显差异. S_2 , C_2 与 F_2 的光强值分别为 255, 242 与 60, 三者亮度之比约为 17:16:4. 值得指出的是, C_2 与 F_2 的光强值差距大

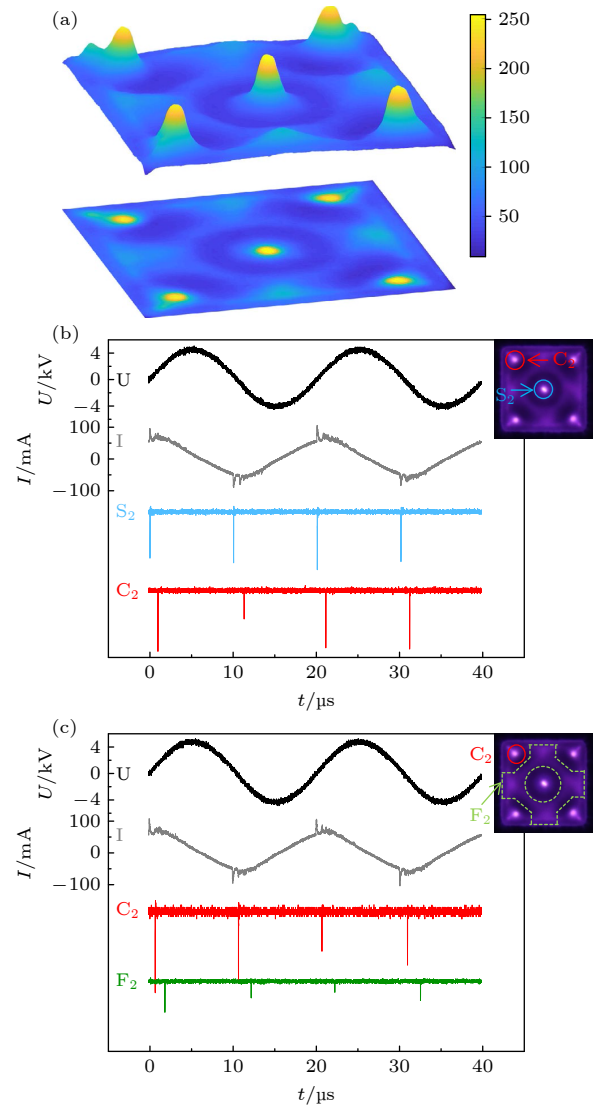


图 7 四边形十字点晕阵列斑图的光强分布和时空动力学测量 (a) 斑图的光强分布; (b) C_2 和 S_2 的时间相关性测量; (c) C_2 和 F_2 的时间相关性测量

Fig. 7. Light intensity distribution and spatial-temporal dynamics measurement of square cross dot halo lattice pattern: (a) Light intensity distribution of the pattern; (b) optical signals of C_2 and S_2 ; (c) optical signals of C_2 and F_2 .

于 C_1 与 F_1 , 众所周知, 等离子体的光强与电子雪崩的剧烈程度呈正相关, 这说明 C_2 与 F_2 位置的电子雪崩剧烈程度的差距较 C_1 与 F_1 更大. 综上, 四边形十字点晕阵列斑图可能由 S_2 , C_2 与 F_2 三套子结构嵌套而成.

为明确斑图子结构的放电顺序, 采用 PMT 对单个通孔中的不同子结构进行时间相关性测量. 图 7(b) 给出了 S_2 和 C_2 的光信号, 发现 S_2 的光信号对应第一个脉冲, C_2 的光信号对应第二个脉冲, 说明 S_2 先于 C_2 放电. 图 7(c) 给出了 C_2 和 F_2 的光信号, 发现 F_2 比 C_2 后放电. 因此, 子结构放电顺序为 $S_2 \rightarrow C_2 \rightarrow F_2$.

为进一步探究四边形十字点晕阵列斑图的子结构在所有通孔中的放电行为, 采用 ICCD 对该斑图的瞬时照片分脉冲进行拍摄. 图 8(a) 给出了该斑图的电压和电流波形图, 其中三部分电流脉冲宽度分别为 $\Delta t_1 = 300$ ns, $\Delta t_2 = 820$ ns 和 $\Delta t_3 = 1100$ ns. 图 8(b)–(d) 分别对应曝光时间 Δt_1 , Δt_2 和 Δt_3 下叠加 30 次的瞬时照片. 图 8(e) 是图 8(b)–(d) 的叠加照片. 由图 8(e) 可以看出, S_2 在第一个电流脉冲放电, C_2 在第二个电流脉冲放电, F_2 在最后的连续脉冲放电, 且各通孔中的子结构具有很好的放电同时性, 整体呈现四边形阵列排布. 综上, 四边形十字点晕阵列斑图由 S_2 , C_2 与 F_2 三个子结构嵌套而成, 放电顺序为 $S_2 \rightarrow C_2 \rightarrow F_2$,

而且各通孔中的子结构具有很好的放电同时性, 整体呈现四边形阵列排布.

值得指出的是, 上述两种斑图子结构的放电顺序与外加电场大小并非完全一致. 根据图 2 中外加电场分布, 通孔中的电场由几何中心向边缘逐渐减弱, 然而, 在四边形点框架阵列斑图中四角点 C_1 先放电, 而通孔中心位置的 F_1 后放电; 在四边形十字点晕阵列斑图中, 中心点 S_2 先于四角点 C_2 放电, 而距离中心更远的四角点 C_2 比菱形框架 F_2 先放电. 这说明斑图的放电行为不仅与外加电场有关, 而且会受到其他因素影响. 为探究四边形石英网格装置中斑图的放电机理, 接下来对结构更加复杂的四边形十字点晕阵列斑图进行研究.

3.4 等离子体参量的光谱诊断

图 9(a) 展示了四边形十字点晕阵列斑图中不同子结构的氮分子第二正带系 ($C^3\Pi_u \rightarrow B^3\Pi_g$) 的发射谱线. 众所周知, 双原子分子谱带系的强度 ($I_{\nu'\nu''}$) 由以下方程决定:

$$I_{\nu'\nu''} = h c \nu N_{\nu'} A_{\nu'\nu''}, \quad (1)$$

其中 ν 为发射光子的波数; ν' 和 ν'' 分别为上下振量子数; h 为普朗克常数; c 为光速; $N_{\nu'}$ 是为上能级量子态的分子数; $A_{\nu'\nu''}$ 为相应两个量子态间的跃迁概率. 本研究认为等离子体局部可以达到近似

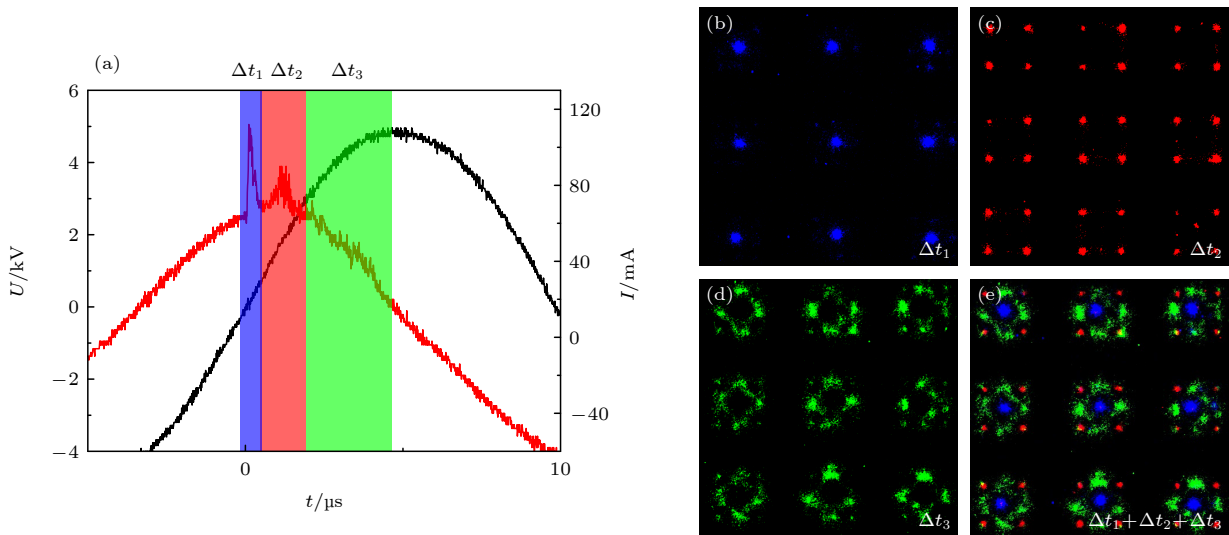


图 8 四边形十字点晕阵列斑图的瞬时照片 (a) 斑图的电压电流波形图 ($\Delta t_1 = 300$ ns, $\Delta t_2 = 820$ ns, $\Delta t_3 = 1100$ ns); (b)–(d) 分别对应曝光时间为 Δt_1 , Δt_2 和 Δt_3 叠加 30 次的瞬时照片; (e) 图 (b)–(d) 的叠加图

Fig. 8. Instantaneous images of square cross dot halo lattice pattern: (a) Voltage and current waveforms of the pattern ($\Delta t_1 = 300$ ns, $\Delta t_2 = 820$ ns, $\Delta t_3 = 1100$ ns); (b)–(d) images corresponding to Δt_1 , Δt_2 and Δt_3 in Figure (a), respectively, and integrated over 30 voltage cycles; (e) superposition of Figure (b)–(d).

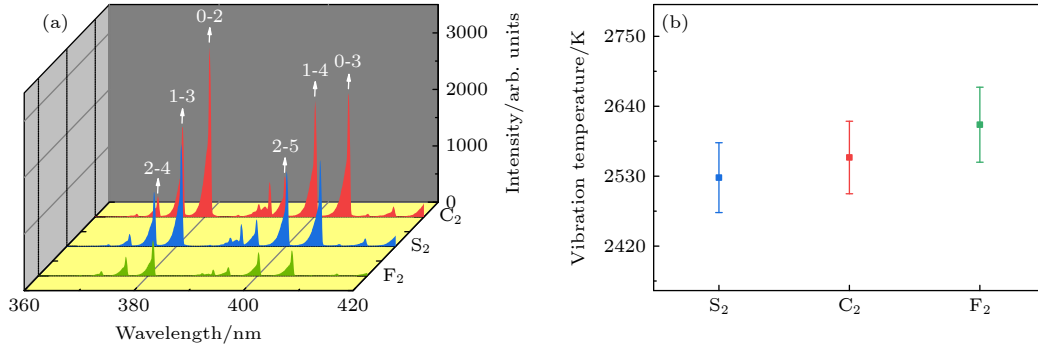


图9 斑图的发射光谱 (a) 四边形十字点晕阵列斑图的不同子结构在360—420 nm内的氮分子发射光谱; (b) 四边形十字点晕阵列斑图的振动温度散点图

Fig. 9. Emission spectra of the pattern: (a) The N₂ emission spectra of substructures within 360–420 nm of square cross dot halo lattice pattern; (b) vibrational temperatures scatterplot of square cross dot halo lattice pattern.

热平衡, 则上能态粒子数分布满足玻耳兹曼分布:

$$N_{\nu'} = N_0 e^{-E_{\nu'}/k_B T_\nu}, \quad (2)$$

其中 N_0 是归一化常数; $E_{\nu'}$ 表示 ν' 能级的振动能量; k_B 为玻耳兹曼常数通过结合方程 (1) 和方程 (2) 可以得到

$$\ln \frac{I_{\nu'\nu''}}{\nu A_{\nu'\nu''}} = C - \frac{E_{\nu'}}{k_B T_\nu}, \quad (3)$$

其中 C 是常数. 可以看出 $\ln \frac{I_{\nu'\nu''}}{\nu A_{\nu'\nu''}}$ 随 $E_{\nu'}$ 线性变化, 由此, 以 $\ln \frac{I_{\nu'\nu''}}{\nu A_{\nu'\nu''}}$ 为纵坐标, 以 $E_{\nu'}$ 为横坐标作图, 通过拟合实验数据获得的直线的斜率即可求得振动温度 T_ν . 为减小计算误差, 本实验采用两组振动谱带: $\Delta\nu = -2$ (0-2, 1-3, 2-4) 和 $\Delta\nu = -3$ (0-3, 1-4, 2-5), 对振动温度进行估算^[29,42,43], 结果如图9(b)所示. 中心点 S_2 的振动温度为 (2527 ± 55) K, 四角点 C_2 的振动温度为 (2559 ± 57) K, 菱形框架 F_2 的振动温度为 (2611 ± 59) K. 由图9(b)可以看出, 尽管各测量值在误差范围内有所重叠, 但从 S_2 到 C_2 再到 F_2 , 振动温度的均值呈现出逐渐升高的趋势. 这表明, 每个通孔内的振动温度的分布存在一定的不均匀性, 即在不同子结构中, 氮分子在各振动能级上的相对布居数存在差异.

将振动温度的分布与图2中的外加电场分布对比, 发现两者并不完全对应. 具体表现为: S_2 位置的外加电场强度比 C_2 和 F_2 的更强, 但其振动温度的均值略低于 C_2 与 F_2 , 呈现出相反分布特征; 而在 F_2 与 C_2 之间, F_2 外加电场比 C_2 更大, 其振动温度的均值高于 C_2 , 外加电场与振动温度大小呈现相同趋势. 分析表明, 斑图的放电行为不仅受外加电场影响, 还可能与壁电荷的积累相关. 为了

进一步揭示斑图的放电机制, 下文将通过求解泊松方程, 进一步对斑图的形成机理进行讨论分析.

3.5 电场的时空演化

在 DBD 斑图研究中, 壁电荷通常被视为决定斑图分布的关键因素^[17,44,45]. 放电过程中, 空间电荷经由丝状放电通道向介质表面沉积形成壁电荷. 虽然空间电荷产生的“内电场”在放电瞬间影响放电通道的形成和发展^[46], 但斑图子结构的空位位置及放电顺序主要取决于击穿前的电场分布, 而该分布由具有“记忆效应”的壁电荷主导调制^[44,45,47,48]. 因此采用静电场仿真分析壁电荷电场足以解释斑图的形成与发展, 在机制分析中其误差可忽略不计.

为了探究四边形石英网格装置中斑图的形成机制, 通过 COMSOL Multiphysics 软件求解泊松方程, 对气隙中不同放电时刻的 x - y 截面的电场进行模拟计算. 考虑到每个通孔中的放电具有相似性, 因此对单个通孔内的电场分布进行分析.

泊松方程:

$$\nabla^2 \psi = -\frac{\rho}{\epsilon_r \epsilon_0}, \quad (4)$$

其中 ψ 是电势; ρ 是电荷密度; ϵ_r 代表相对介电常数; ϵ_0 代表真空介电常数. 气隙中的电场 E 和电势 ψ 之间的关系为

$$E = -\nabla \psi. \quad (5)$$

关于介质表面的电荷密度 ρ 的计算, 可分别对图8(a)中 S_2 , C_2 和 F_2 对相应的电流脉冲进行积分:

$$Q = \int_{t_1}^{t_2} I dt. \quad (6)$$

得出对应放电时段的转移电荷量分别为 $Q_{S_2} = 11.7 \times 10^{-9} \text{ C}$, $Q_{C_2} = 15.62 \times 10^{-9} \text{ C}$, $Q_{F_2} = 13.78 \times 10^{-9} \text{ C}$. 然后根据公式:

$$\rho = \frac{Q}{nS}, \quad (7)$$

其中 n 为放电丝个数, S 为放电丝的面积, Q 为放电丝的转移电荷量, 对于 C_2 和 S_2 , n 为气隙中所有放电通道的个数, S 为放电丝在玻璃介质上的投影面积. 对于 F_2 , n 为所有通孔中框架的个数, S 为框架投影在玻璃介质上的面积. 其中, 由于放电丝形状不规则在测算面积时需要近似, 比如 C_2 和 S_2 近似为圆形, F_2 近似为矩形与连线的组合, 所以在此过程有微小实验误差. 计算得出 S_2 , C_2 和 F_2 积累在介质表面的电荷密度分别为 $\rho_{S_2} = 7.26 \times 10^{-4} \text{ C/m}^2$, $\rho_{C_2} = 6.89 \times 10^{-4} \text{ C/m}^2$, $\rho_{F_2} = 1.52 \times 10^{-4} \text{ C/m}^2$. 结果表明, 电荷面密度大小分布降序为 S_2 - C_2 - F_2 , 这与图 7(a) 中不同子结构的光强大小顺序基本一致.

为了探究壁电荷在斑图放电过程中的作用, 对单个通孔内不同放电时刻的电场分布情况进行仿真模拟, 如图 10 所示. 图 10(a) 为四边形十字点晕

阵列斑图在电压正半周期的电压和电流波形图. 为了更直观地展示斑图各子结构的形状和位置, 图 10(b) 给出了斑图的结构示意图. 其中, 四角红色小圆表示 C_2 , 中心蓝色大圆表示 S_2 , 绿色矩形与连线组成的框架表示 F_2 . 图 10(c)–(e) 展示了分别在 t_1 , t_2 和 t_3 时刻单个通孔内的电场, 相应时刻下放电的斑图子结构如图 10(c1)–10(e1). 图 10(c) 展示了在电压上升沿初期 ($U_1 = 0 \text{ kV}$, $t = t_1$) 气隙中的电场分布, 此时电场强度最大处位于通孔中心位置, 因此在 Δt_1 时段对应中心点 S_2 放电, 如图 10(c1) 所示. 中心点放电后, 其积累的壁电荷产生与外电场方向相反的电场, S_2 放电后的电场分布如图 10(d) ($U_2 = 0.88 \text{ kV}$, $t = t_2$) 所示. 由图 10(d) 可以看出, 此时四角区域场强最大, 所以在 Δt_2 时段四角点 C_2 放电, 如图 10(d1) 所示. 四角点放电后产生的壁电荷同样也会产生方向相反的电场, 此时电场分布如图 10(e) ($U_3 = 2.88 \text{ kV}$, $t = t_3$) 所示. 由于 S_2 和 C_2 放电积累的壁电荷产生了相反方向的电场, 导致在远离 S_2 和 C_2 的位置有更大的场强, 因此下一个放电结构为菱形框架如图 10(e1) 所示. 当外加电压极性发生反转后, 斑图子结构在

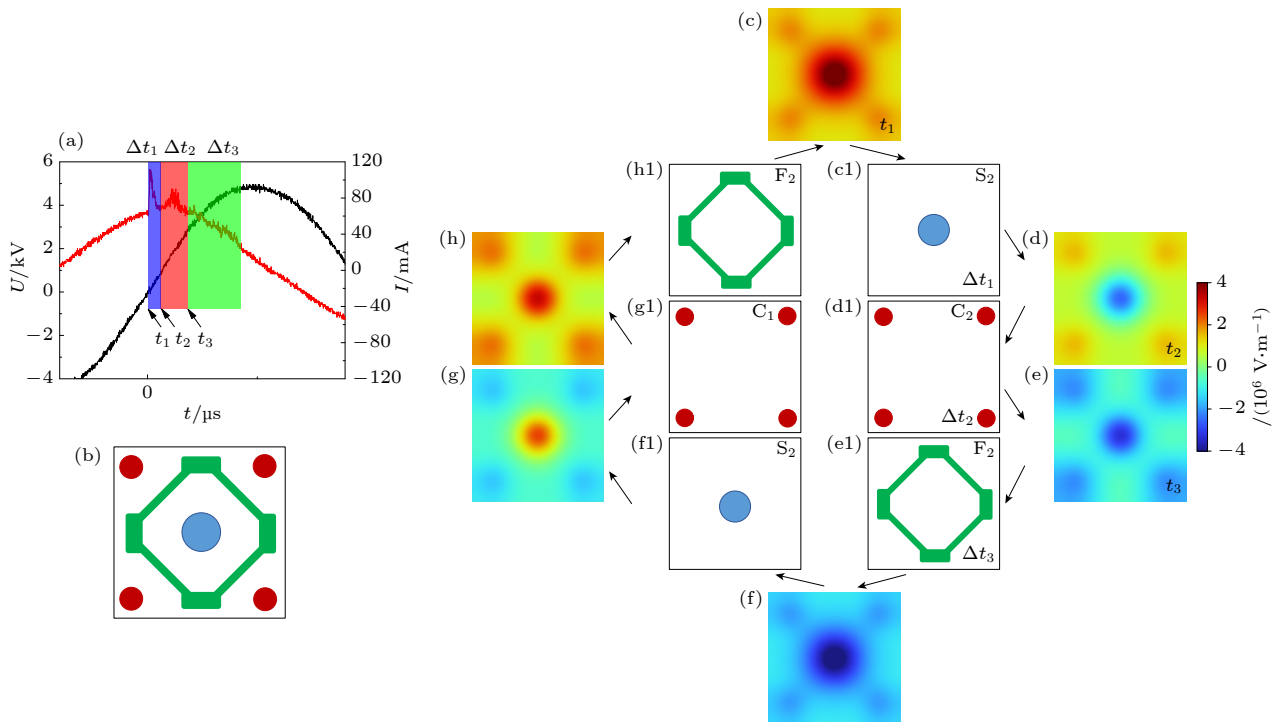


图 10 四边形十字点晕阵列斑图不同放电时刻的电场以及子结构放电示意图 (a) 正半周期的电压电流波形图; (b) 斑图的子结构示意图; (c)–(h) 不同时刻的电场分布; (c1)–(h1) 分别对应图 (c)–(h) 电场分布下对应放电的斑图子结构示意图

Fig. 10. Electric fields and substructures schematic diagrams of the square cross dot halo lattice pattern at different discharge moments: (a) Voltage and current waveforms; (b) schematic diagram of the pattern structure; (c)–(h) electric field distributions at different moments; (c1)–(h1) schematic diagrams of the substructures under the electric fields in Figure (c)–(h), respectively.

负半周期的放电与正半周期类似, 相应时刻的电场分布和放电结构分别如图 10(f)—(h) 和图 10(fl)—(hl) 所示, 显然斑图子结构将重复正半周期的放电过程.

由图 10 中电场与放电的时空演化结果可知, 斑图的形成是外加电场与壁电荷共同作用的结果. 外加电场和壁电荷电场共同决定了子结构的放电顺序, 子结构放电后, 该位置处的壁电荷电场方向会发生反转, 进而影响下一次的放电, 如此循环相互作用, 最终形成了具有稳定时空结构的斑图.

在四边形石英网格介质阻挡放电装置中, 四边形阵列电场与放电丝自组织过程相互耦合, 由此产生了具有四边形对称性的斑图, 这促进了斑图动力学的发展. 这些等离子体斑图与石英网格周期性排列, 为等离子体光子晶体的设计提供了物理基础. 众所周知, 等离子体是一种色散介质, 其等效介电常数与入射电磁波的频率有关, 这使得等离子体光子晶体比普通光子晶体有更多新的性质^[49–52]. 对于由固体材料构成的普通光子晶体, 一旦晶体制备完毕, 其所能调控的电磁波频率范围通常是固定的, 因为决定光子带隙的位置和宽度的关键参数(如介电常数和晶格常数)难以在后续调节. 然而, 等离子体光子晶体则不同, 其介电常数和晶格常数可以通过调整外部参数(如电压、气压等)实现动态调控^[53,54], 这为制备可调谐微波器件提供了可能性. 本装置中通过调节放电参量能够有效调控通孔内的斑图, 从而构成多种具有四边形对称性的周期性结构, 这为等离子体光子晶体的研究提供了思路与参考.

4 结 论

本研究通过设计一种四边形石英网格介质阻挡放电装置, 实现了对放电丝的空间调制, 首次观察到了四边形点框架阵列斑图与四边形十字点晕阵列斑图. 通过实验测量与理论分析相结合, 系统揭示了两种新型斑图的时空动力学行为与形成机制. 通过拉普拉斯方程模拟外加电场空间分布, 结果表明石英网格的引入使气隙中外加电场呈现四边形阵列分布. 使用 PMT 与 ICCD 对斑图的时空分辨测量发现, 四边形点框架阵列斑图由四角点与四边形框架两种子结构依序放电形成; 四边形十字点晕阵列斑图则由中心点、四角点与菱形框架三个

子结构依序放电形成, 值得注意的是每个通孔处子结构的放电都具有很好的同时性. 使用光谱仪测量四边形十字点晕阵列斑图中的氮分子发射谱线, 并对子结构的振动温度进行计算, 发现其均处于不同的等离子体状态. 为了探究四边形石英网格装置中斑图的放电机制, 利用 COMSOL Multiphysics 求解泊松方程, 模拟了四边形十字点晕阵列斑图不同放电时刻的电场分布, 发现斑图的形成是外加电场与壁电荷电场共同作用的结果.

本工作通过在 DBD 气隙中引入石英网格获得了具有规则对称性的新型斑图, 丰富了斑图动力学的研究体系, 并且这些等离子体斑图与石英网格共同构成了四边形周期性结构, 为等离子体光子晶体的设计提供了物理基础.

参考文献

- [1] Joron M, Jiggins C D, Papanicolaou A, McMillan W O 2006 *Heredity* **97** 157
- [2] Rietkerk M, Bastiaansen R, Banerjee S, Koppel J, Baudena M, Doelman A 2021 *Science* **374** 169
- [3] Kogelschatz U 2010 *J. Phys. Conf. Ser.* **257** 012015
- [4] Rogers J L, Schatz M F, Brausch O, Pesch W 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 4281
- [5] Epstein T, Fineberg J 2006 *Phys. Rev. E* **73** 055302
- [6] Kameke A V, Huhn F, Muñuzuri A P, Muñuzuri V P 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 088302
- [7] Breazeal W, Flynn K M, Gwinn E G 1995 *Phys. Rev. E* **52** 1503
- [8] Wymenga L F A, van Turnhout J, Ghaffarian Niasar M, van Zeijl H W, van Driel W D, Zhang G Q 2026 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **59** 025203
- [9] Zhu X, Guan X H, Luo Z R, Wang L Y, Dai L Y, Wu Z X, Fan J J, Cui X L, Akram S, Fang Z 2024 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **57** 275203
- [10] Tański M, Podliński J, Berendt A, Mizeraczyk J 2024 *Appl. Sci.* **14** 11596
- [11] Park J, Cha M S 2025 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **58** 105207
- [12] Hong C, Kim Y 2020 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **48** 3890
- [13] Peng B F, Wang R Z, Li J, Jiang N, Yuan D K, Chen Z Q, Lei Z P, Kang A L, Song J C 2024 *Appl. Phys. Lett.* **125** 144102
- [14] Li Y H, Yan Z H, Yan Z H, Li C, Pan Y Y, Dong L F 2025 *Acta. Phys. Sin.* **74** 225201 (in Chinese) [李耀华, 燕兆赫, 闫志浩, 李骋, 潘宇扬, 董丽芳 2025 物理学报 **74** 225201]
- [15] Wang J, Li J, Lei B Y, Ran S, Xu B, Liu Y H, Li X Z, Wang Y S, Tang J, Zhao W, Duan Y X 2021 *Plasma Sources Sci. Technol.* **30** 045002
- [16] Li C, Yan Z H, Qi X X, Li Y X, Pan Y Y, Dong L F 2025 *Acta. Phys. Sin.* **74** 225202 (in Chinese) [李骋, 闫志浩, 齐晓秀, 李雨昕, 潘宇扬, 董丽芳 2025 物理学报 **74** 225202]
- [17] Kogelschatz U 2002 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **30** 1400
- [18] Fan W L, Liu C Y, Gao K Y, Liang Y Q, Liu F C 2021 *Phys. Lett. A* **396** 127223
- [19] Li R, Wang Q H, Liu F C, Gao K Y, Hou X H, Jia M M, Li

- Q, Fan W L 2024 *Plasma Sci. Technol.* **26** 064008
- [20] Liu F C, Liu Y N, Liu Q, Wu Z C, Liu Y H, Gao K Y, He Y F, Fan W L, Dong L F 2022 *Plasma Sources Sci. Technol.* **31** 025015
- [21] Wang S, Liu S, Hou X H, Liu F C, Wu Z C, He Y F, Fan W L 2024 *Phys. Lett. A* **525** 129850
- [22] Zhang L, Ouyang J T 2014 *Phys. Plasmas* **21** 103514
- [23] Poddar H, Nayak C, Behera J K, Dash D 2024 *Opt. Mater.* **152** 115545
- [24] Zhang H F 2018 *AIP Adv.* **8** 015304
- [25] Dong L F, Fan W L, He Y F, Liu F C, Li S F, Gao R L, Wang L 2006 *Phys. Rev. E* **73** 066206
- [26] Feng J Y, Dong L F, Li C X, Liu Y, Du T, Hao F. 2017 *Plasma Sci. Technol.* **19** 055401
- [27] Dong L F, Shang J, He Y F, Bai Z G, Liu L, Fan W L 2012 *Phys. Rev. E* **85** 066403
- [28] Dong L F, Liu W B, Wang Y J, Zhang X P 2014 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **42** 2
- [29] Li C X, Feng J Y, Wang S C, Li C, Ran J X, Pan Y Y, Dong L F 2024 *Plasma Sci. Technol.* **26** 085401
- [30] Hoyuelos M, Walgraef D, Colet P, Miguel M S 2002 *Phys. Rev. E* **65** 046620
- [31] Bai Z G, Liu F C, Dong L F 2015 *Acta. Phys. Sin.* **64** 210505 (in Chinese) [白占国, 刘富成, 董丽芳 2015 物理学报 **64** 210505]
- [32] Guo L T, Pan Y Y, Yu G L, Wang C Y, Gao K Y, Fan W L, Dong L F 2023 *Plasma Sci. Technol.* **25** 085501
- [33] Dong L F, Zhang L J, He Y N, Wei T, Li Y H, Li C, Pan Y Y 2024 *Appl. Phys. Lett.* **125** 104101
- [34] Duan X X, Ouyang J T, Zhao X F, He F 2009 *Phys. Rev. E* **80** 016202
- [35] Feng J Y, Dong L F, Wei L Y, Fan W L, Li C X, Pan Y Y 2016 *Phys. Plasmas* **23** 093502
- [36] Guo B G, Wei W, Shinoda T, Liu C L 2007 *Appl. Phys. Lett.* **90** 101501
- [37] Ouyang J T, He F, Feng S, Yu Z N, Liang Z H, Wang J Q 2006 *Appl. Phys. Lett.* **89** 031504
- [38] Dong L F, Li B, Lu N, Li X C, Shen Z K 2012 *Phys. Plasmas* **19** 052304
- [39] Cui Y Q, Dong L F, Gao X, Wei L Y, Liu W B, Feng J Y, Pan Y Y 2017 *Phys. Plasmas* **24** 084502
- [40] Dong L F, Liu W L, Wang H F, He Y F, Fan W L, Gao R L 2007 *Phys. Rev. E* **76** 046210
- [41] Dong L F, Yin Z Q, Wang L, Fu G S, He Y F, Chai Z F, Li X C 2003 *Thin Solid Films* **435** 120
- [42] Li Y H, Pan Y Y, Tian M, Wang Y, He Y N, Zhang J H, Chu J H, Dong L F 2023 *Phys. Plasmas* **30** 033502
- [43] Feng J Y, Pan Y Y, Li C X, Liu B B, Dong L F 2020 *Phys. Plasmas* **27** 063516
- [44] Stollenwerk L, Laven J G, Purwins H G 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 255001
- [45] Stollenwerk L, Amiranashvili S, Boeuf J P, Purwins H G 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 255001
- [46] Zhang J, Tang W W, Wang Y H, Wang D Z 2023 *Plasma Sources Sci. Technol.* **32** 055005
- [47] Choi K C, Rhee B J, Lee H N 2003 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **31** 3
- [48] Yin Z Q, Wang L, Dong L F, Li X C, Chai Z F 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 929 (in Chinese) [尹增谦, 王龙, 董丽芳, 李雪辰, 柴志方 2003 物理学报 **52** 929]
- [49] Zhou M J, Tan H Y, Zhuge L J, Wu X M 2024 *Plasma Sci. Technol.* **26** 115501
- [50] Sakai O, Sakaguchi T, Tachibana K 2007 *Contrib. Plasma Phys.* **47** 96
- [51] Qi L M, Yang Z Q, Lan F, Gao X, Li D Z 2010 *Chin. Phys. B* **19** 034210
- [52] Wang J, Liu S, Fan W L, Wang S, Lu C C, He Y F, Liu F C, Hu X Y 2024 *Front. Optoelectron.* **17** 34
- [53] Dong L F, Li Y H, Qi X X, Fan W L, Li R, Liu S, Pan Y Y 2025 *Opt. Express* **33** 37246
- [54] Ma J, Wang Z G, Liu X J, Zhang S Q, Liang Y, Wu X Y 2017 *Physica E* **89** 61

Study on patterns in square quartz grid dielectric barrier discharge*

LI Cheng¹⁾ GAO Weimin¹⁾ QI Xiaoxiu¹⁾ LI Yuxin¹⁾

PAN Yuyang^{2)†} LIU Chang^{3)‡} DONG Lifang^{1)††}

1) (*College of Physics Science and Technology, Hebei University, Baoding 071002, China*)

2) (*Engineering Research Center of Zero-carbon Energy Buildings and Measurement Techniques, Ministry of Education, College of Quality and Technical Supervision, Hebei University, Baoding 071002, China*)

3) (*College of Public Health, Hebei University, Baoding 071002, China*)

(Received 2 March 2026; revised manuscript received 1 April 2026)

Abstract

In this study, a square quartz grid dielectric barrier discharge device is designed, in which a square dot-frame lattice and square cross-dot halo lattice patterns are observed for the first time. These plasma patterns, combined with the quartz grid, constitute a plasma photonic crystal with a square lattice arrangement. Solving the Laplace equation reveals that the applied electric field in the gas gap exhibits a square lattice distribution. The spatiotemporal evolution of these two patterns is characterized using two photomultiplier tubes and an intensified charge-coupled device (ICCD). Results indicate that the square dot-frame lattice pattern consists of two substructures: corner dots and square frame. The corner dots discharge before the square frame. The emission intensities of the corner dots and the square frame differ significantly, with a brightness ratio of approximately 8:5. The square cross-dot halo lattice pattern consists of three substructures: central dots, corner dots, and rhombic frame. The discharge sequence is central dots → corner dots → rhombic frame. The brightness ratio among the three substructures is approximately 17:16:4. This variation indicates that the intensity of electron avalanches differs across distinct substructure locations. Notably, the pattern substructures discharge synchronously across all holes of the quartz grid. The emission spectra of the square cross-dot halo lattice pattern are measured using a spectrograph. The vibrational temperatures at the central dot, corner dot, and rhombic frame are (2527 ± 55) K, (2559 ± 57) K, and (2611 ± 59) K, respectively, indicating a non-uniform vibrational temperature distribution within each grid hole. Specifically, the relative populations of nitrogen molecules across different vibrational energy levels vary among distinct substructures, revealing that the substructures of the pattern are in different plasma states. Theoretically, the electric field distributions of the square cross-dot halo lattice pattern at different times are simulated by solving the Poisson equation. This effectively elucidates the formation mechanism of the pattern in the square quartz grid dielectric barrier discharge device. This work not only advances the study of pattern dynamics, but also offers a new approach for designing plasma photonic crystals.

Keywords: dielectric barrier discharge, pattern, plasma

DOI: [10.7498/aps.75.20260298](https://doi.org/10.7498/aps.75.20260298)

CSTR: [32037.14.aps.75.20260298](https://cstr.cn/32037.14.aps.75.20260298)

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 12075075), the Central Government Guiding Local Science and Technology Development Fund of Hebei Province, China (Grant No. 246Z7607G), the Foundation of President of Hebei University, China (Grant No. XZJJ202317), and the Excellent Youth Research Innovation Team of Hebei University, China (Grant No. QNTD202402).

† Corresponding author. E-mail: pyy1616@163.com

‡ Corresponding author. E-mail: liuch8989@163.com

†† Corresponding author. E-mail: donglfhbu@163.com

四边形石英网格介质阻挡放电中的斑图

李骋 高伟民 齐晓秀 李雨昕 潘宇扬 刘畅 董丽芳

Study on patterns in square quartz grid dielectric barrier discharge

LI Cheng GAO Weimin QI Xiaoxiu LI Yuxin PAN Yuyang LIU Chang DONG Lifang

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 75, 140501 (2026) DOI: 10.7498/aps.75.20260298

CSTR: 32037.14.aps.75.20260298

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.75.20260298>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

条纹水电极介质阻挡放电中 D_{2h} 超点阵斑图

D_{2h} superlattice patterns in dielectric barrier discharge with striped water electrode

物理学报. 2025, 74(22): 225202 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20250985>

介质阻挡放电中类蜂窝超点阵斑图

Honeycomb-like superlattice pattern in dielectric barrier discharge

物理学报. 2025, 74(22): 225201 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20250952>

双气隙下介质阻挡放电斑图的放电特性与参数诊断

Discharge characteristics and parameter diagnosis of dielectric barrier discharge patterns in double-gap configuration

物理学报. 2025, 74(11): 115202 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20250111>

填充床介质阻挡放电火星 CO_2 放电特性

Discharge characteristics of Martian CO_2 in a packed-bed dielectric barrier discharge reactor

物理学报. 2025, 74(23): 235212 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20251061>

正弦削波电压调控大气压氦气非平滑表面介质阻挡放电均匀性的仿真研究

Numerical study on uniformity of atmospheric helium gas dielectric barrier discharge on non-smooth surface regulated by sinusoidal clipping voltage

物理学报. 2023, 72(13): 135201 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230385>

结合机器学习的大气压介质阻挡放电数值模拟研究

Numerical study of discharge characteristics of atmospheric dielectric barrier discharges by integrating machine learning

物理学报. 2022, 71(24): 245201 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20221555>