单极性电压激励下离子风引起的介质阻挡层电晕放电异常

Gan Fu
g.fu@tue.nl

arXiv:2603.03986v1 [physics.app-ph] 4 Mar 2026

摘要—在单极性半正弦电压波形下，一组介质阻挡层电晕放电（DBCD）会诱发一种异常的反向放电运动现象，其中反向放电存在与施加电压水平相关的时间延迟。本文采用离子风模型分析其物理行为。基于对5种典型绝缘材料和一根FEP绝缘电缆的大量实验结果，本文给出了理论解释和定量分析。研究建立了一个数值模型，表明在本文所研究的条件下，反向放电可在相对较低的电压水平下被激活。结果表明，在负极性半正弦电压下，反向放电运动现象呈现出明显不同的特征，并产生了与正极性显著不同的局部放电（PD）模式。此外，通过绘制相位分辨局部放电（PRPD）图谱，证明了局部放电幅值取决于介质厚度。进一步地，针对空气间隙长度和介质几何结构的变化开展了对比实验，显示出它们对局部放电幅值具有不同的影响。

索引术语—**局部放电，反向放电异常，DBCD，离子风，PRPD图谱。**

I. 引言

CORONA放电是各类放电中最为典型的一种。当两个非均匀电极之间存在强电场时，它便会形成，并在局部区域产生强烈放电。当介电材料置于电极之间时，来自电离空气的电荷会部分积聚在绝缘表面上，即DBCD[1], [2]。由于空间电荷在电极间的气隙中漂移，并表现出一些异常的电流体动力（EHD）放电现象 [3]，因此需要强化局部放电检测方法。

局部放电检测方法作为评估绝缘状态的演进工具，受到了广泛关注；实验方法的改进使其能够针对某些特定放电状态实现较高的分析精度 [1]。近年来，组合电压已广泛用于局部放电分析 [4]–[16]。例如，在高压直流系统的局部放电鉴定中，采用了叠加直流偏置的正弦交流电压，即“直流周期性（DCP）” [4]。对方波和半方波电压的分析实验揭示了局部放电熄灭电压与电压上升时间之间的关系 [5]–[7], , 展示了局部放电幅值随老化变化的过程 [8], , 以及含空穴材料的局部放电行为 [9]。采用组合电压旨在获取不同放电状态下更清晰、更丰富的局部放电信息。例如，带有暂停时间的单极性半正弦波形作为电压激励间隔 [10], 作为电压激励，阐明了电荷积累对局部放电活动的影响。研究人员采用周期性三角电压 [11], [12] ，并基于一种名为“脉冲序列分析（PSA）”的方法研究局部放电行为；该方法可在时域中生成类似的PRPD图谱。此外，在局部放电图谱识别方面，采用了锯齿波[13]、梯形波和方波波形 [14] ，以更有效地区分表面放电与空腔放电。研究还施加指数衰减电压，以揭示其对 [15]中局部放电行为的显著影响。组合电压波形，尤其是单极性电压，产生与直流电压下类似的空间电荷积聚规律，同时也通过其交流分量提供“相位”信息，从而能够分析空间电荷影响下的PRPD图谱。

在直流和单极条件下，应考虑空间电荷积聚效应。1920年，Thomas Townsend Brown和Paul Alfred Biefeld发现，当高电压施加于非对称电容器时会产生推进力，即“BB”效应[17]。许多研究者将这一效应归因于电晕放电产生的离子风效应，并将其用于静电悬浮 [3], [18], , 其中离子风是一种起源于电晕放电的电流体动力气流 [19]。漂移区中的电离电荷受到库仑力作用，沿电场方向运动，并将其动量传递给空气分子，从而形成气流。鉴于离子风会改变DBCD模型中绝缘表面上的电荷分布 [20]–[22]，需要进行实验验证。

本研究采用周期性单极半正弦电压，研究绝缘表面电荷积累对局部放电活动的影响。研究引入了弛豫阶段，并考察了该阶段内的局部放电行为，相关内容见第 II 节。初步测量结果表明，在负半正弦激励下，反向放电集中点出现异常移动；而在正半正弦电压下，情况则如预期般“正常”，如图 1 所示。第 IV 节对这一行为进行了进一步的系统研究。为阐明这一现象，在正、负半正弦电压波形下，对五种不同的绝缘材料和一根 FEP电缆进行了测试。局部放电幅值与空气间隙距离、绝缘厚度及几何结构之间的关系通过局部放电图谱加以展示。此外，第 III 节针对本研究中的针板几何结构建立了数值模型。

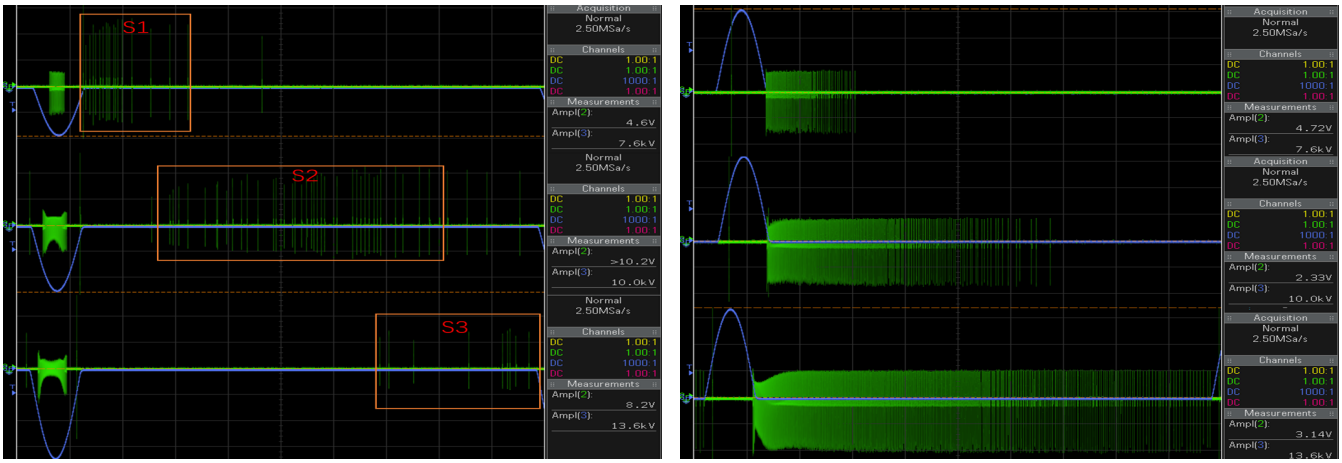


图1. 单极性半正弦电压下电晕放电的示波器图像。(a) 负半正弦。(b) 正半正弦。

II. 实验

为研究零电压“弛豫”阶段空间电荷分布对局部放电行为的影响，本研究采用单极性半正弦电压波形。所有相关实验及所发现的现象均基于以下时间分辨局部放电测量系统。

A. 局部放电测量系统

时间分辨局部放电测量系统由以下部件组成：TREK 高压放大器、HP 33120A 函数发生器、横河 DL750 示波记录仪、PMK PPE 高压探头（1000:1）、耦合电容器和检测阻抗，如图 2 所示。

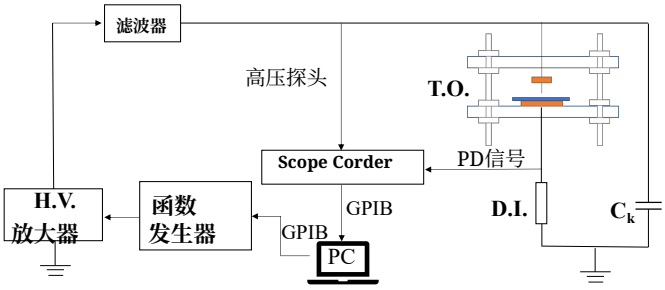


图 2. 时间分辨局部放电测量系统示意图

使用 MATLAB 对单极性电压波形进行处理，并将其传输至函数发生器，由函数发生器生成，随后通过 TREK 放大器放大 2000 倍。放大后的电压施加于介质阻挡针-平板布置，在足够高的电压幅值下产生局部放电。检测到的局部放电脉冲电流被转换为电压信号，并由 Scope Corder 记录；Scope Corder 以分辨率为 12 位的模数转换器充当示波器。Scope Corder 的高采样率和大容量深存储器有助于进行长时间记录。

B. 半正弦电压波形

本研究所采用的电压为图 3 所示的单极性半正弦波形。每个波形由两个不同的部分组成：正弦波的单极性半波和一个弛豫时间段。

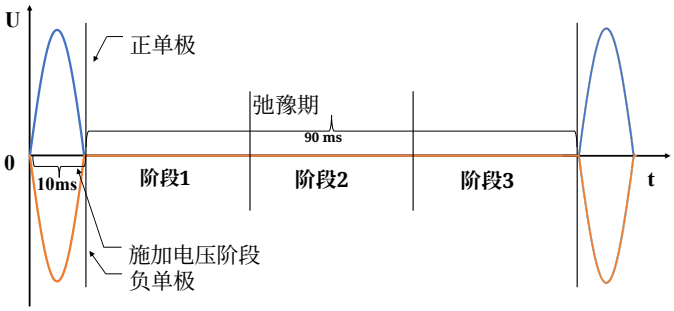


图 3. 单极性半正弦波形

在本研究中，施加电压波形的初始部分为持续 10 ms 的负（或正）半周期。后续部分为弛豫时间段，电压水平为 0 V；在这些实验中，该时段为表面电荷的移动和分布提供了 90 ms 的时间间隔。值得注意的是，在此期间，由于绝缘表面上空间电荷的累积，观察到了反向放电。为进一步分析，将弛豫时间段划分为三个不同阶段（S1、S2、S3），以标示反向放电发生的时间。此外，根据初步结果，研究了反向放电对电压水平的依赖性。

C. 样品池和绝缘材料

为开展特定实验研究，设计了两种电晕放电样品池。第一种采用典型的针板结构，通常称为 DBCD装置。另一种装置则

表 I 400 V下测得的体积电阻率和表面电阻率

	PTFE	PE	PC	PVC	压板	FEP电缆
基本性质	天然、柔软	天然、PE1000	透明 刚性	天然，刚性	dry	透明 刚性
局部放电起始电压/千伏	4.2	4.0	3.7	3.9	2.7	4.4
体积电阻率/(Ω·m)	10^{16}	4×10^{15}	7×10^{14}	5×10^{14}	7×10^{10}	/
表面电阻率/Ω	8×10^{14}	5×10^{14}	3×10^{12}	2×10^{12}	4×10^{13}	/

专为针-电缆结构设计。这两种样品池的示意图如图 4 所示：

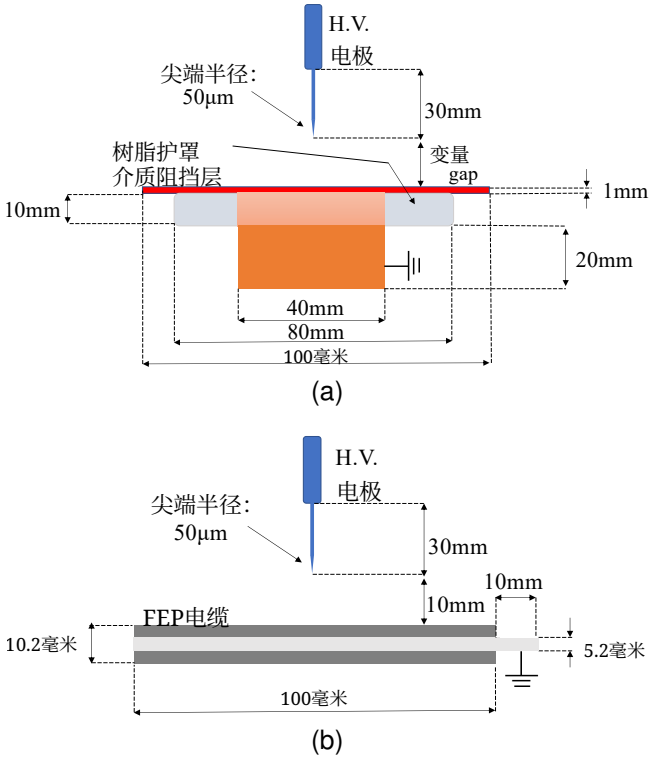


图4. DBCD配置样品池示意图。(a) 针-平板布置。(b) 针-电缆布置。

本研究使用的接地电极为嵌入环氧树脂中的导电黄铜圆柱体，直径为40毫米、厚度为30毫米；树脂护罩的直径为80毫米、厚度为10毫米。将直径为100毫米、厚度为1毫米的绝缘板放置在接地电极上方，使空气间隙距离保持为10毫米。针电极长30毫米，尖端半径为 50 μm，作为高压电极使用。针电极由带有香蕉插座的黄铜夹持器悬挂，并与绝缘板中心对齐。

对于针-电缆样品池，采用类似的布置方式，将同一针电极悬挂在电缆的垂直中心线上。不同之处在于，接地电极（导电层）嵌入电缆绝缘层中。

本研究使用了六种不同的绝缘材料：聚四氟乙烯（PTFE）、聚乙烯（PE）、聚碳酸酯（PC）、聚氯乙烯（PVC）、未浸渍压制板和FEP电缆。前五种材料经过制备使其具有相同的几何结构，而选择电缆样品是为了研究介质几何形状的影响。材料的物理性质见表I，其中体积电阻率和表面电阻率由KEITHLEY 6105电阻率适配器和KEITHLEY 6514静电计在400 V下测量。

D. 分析方法

每次实验均包含一系列连续的八个周期，每个周期由单极性半正弦电压脉冲（10 ms）构成，随后进入持续 90 ms 的较长弛豫期。施加电压和局部放电脉冲信号由 Scope Corder 同步记录，采样率为 10 MSa/s，记录在实时域中。采集的数据既包含局部放电脉冲数据，也包含背景噪声。此外，为便于进一步分析数据，采用数字滤波过程对局部放电信号进行处理。

采集的数据以“*.WVF”格式存储，保留了每个局部放电事件的相对时间及其对应的施加电压。采用 MATLAB 程序读取数据、消除噪声并提取局部放电脉冲。采用 PSA 方法通过类似 PRPD 图谱的形式呈现随时间变化的局部放电脉冲。使用局部放电校准器将放电电压数据转换为局部放电幅值（pC），所得特定系数为 15.5 pC/V。

III. 数学模型

有必要理解针-板电晕放电异常现象中空间电荷的相关电动力学机制。结合上述DBCD局部放电条件下的离子风理论，如图5所示。当对针电极施加负极性激励时，针尖周围的强电场引发电离区的形成。源自电离区的雪崩显著提高了电子密度，促进电子附着于中性空气分子，从而产生负空间电荷。这些负电荷受到库仑力作用，沿与电场相反的方向运动，该力将电荷从电离区推向漂移区。在此运动过程中，负空间电荷与中性空气分子碰撞，并将其动量传递给空气分子。动量的动态传递最终形成朝向绝缘材料表面的空气分子流 [20]。由此产生的气流将绝缘表面上的空间电荷吹走，尤其是针尖所对准的中心区域

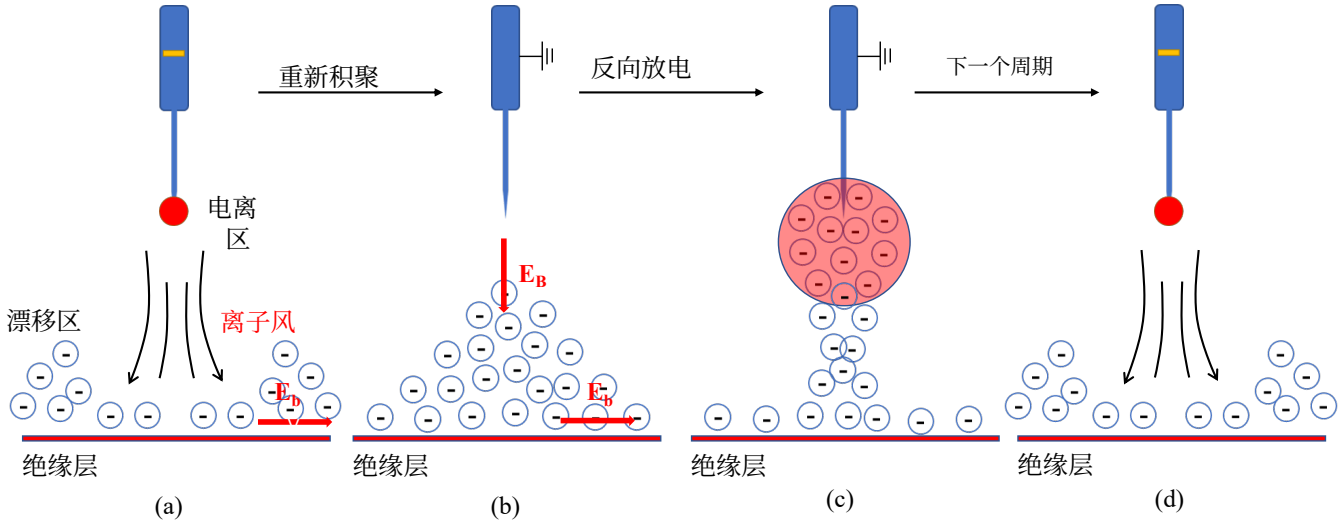


图 5. 负半正弦电压波形下离子风的现象

与之对准。因此，中心形成明显的电荷谷。与此同时，大量表面电荷被向外推移，相当一部分表面电荷被吹入自由空间并弥散于空气中。更高的施加电压会诱发更强的离子风，从而形成更宽的有效离子风区，即更大的中心电荷谷。这种谷形或火山形分布也曾在 [23], 中被观测和测量，并由电介质表面电位分布加以说明。

在本研究中，原始局部放电由负半正弦电压下的电晕放电产生，使负电荷沉积在绝缘表面上方，形成强反向电场。若将绝缘表面作为电压参考点，则针电极上的感应电位为正，因此针尖周围产生的反向放电具有正极性。考虑到高表面电阻率介质表面上的电荷迁移时间常数远大于任何单次放电过程所需的时间，本文中介质表面上的电荷迁移时间为数十毫秒，比单次电晕放电持续时间长 6 个数量级。因此，在弛豫期内发生的每次放电所对应的反向电场，均可视为静电场条件。

电晕放电表现为非平衡等离子体，其特征是电离度极低（约为10^{-8}%），并由此形成两个不同区域，即电离区和漂移区 [24]。电场强度可表示为：

$$E = -\nabla V. \tag{1}$$

根据高斯定律：$\nabla \cdot E = \rho_s/\varepsilon_0$，通过求解泊松方程可得针电极周围的电势差 V：

$$\nabla^2 V = -\frac{\rho_s}{\varepsilon_0}. \tag{2}$$

其中， ρ_s 为空气间隙空间中的负电荷密度， ε_0 为该区域的介电常数。

在本案例中，按照 Morrow [25]的建议，电离区被认为厚度为零。此外，还引入了卡普佐夫假设 [3]：在针电极表面，电场强度将与电压的增加成比例地增大，而在电晕起始后则保持近似恒定的值。随后，皮克经验公式给出了针板几何结构 [26], [27]下首次电晕放电的起始电压（U_{0i}）：

$$U_{0i} = \frac{1}{2} R_N E_0 \log\left(\frac{4D}{R_N}\right)\left(1 + \frac{0.0436}{\sqrt{R_N}}\right). \tag{3}$$

其中， R_N 为针电极尖端半径， D 为空气间隙长度， E_0 为表征显著电离现象的临界电场，如 $E_0 = 31\delta$（单位：千伏/厘米）。此外， δ 为相对空气密度因数：

$$\delta = \frac{P}{P_0}\frac{(273 + T_0)}{(273 + T)} = \frac{0.392P}{273 + T}. \tag{4}$$

其中， P_0 和 T_0 分别为标准气压（760 托）和温度（298.15 K）， P 和 T 分别为实验室的环境气压和温度。针对我们的情况， $U_{0i} = 0.365$ 千伏为绝缘表面产生反向放电所需的最低表面电势。

IV. 结果与讨论

本节展示了六种不同绝缘材料的测量结果。将连续八个周期的局部放电信号叠加到一起，形成单个周期图谱，以获得更可靠的局部放电图谱。本研究基于相位分辨局部放电（PRPD）图谱进行了全面分析。为准确确定每个周期内局部放电脉冲的发生情况，以每个周期内局部放电的发生时间取代施加电压的相位。表I对所研究的材料进行了比较概述。除压板外，其他五种材料的局部放电起始电压（PDIV）相近。因此，对于这些平面材料，使反向放电簇位于不同位置所需的电压水平也相似

表 II 五种材料的放电信息

材料	平均值振幅（pC）			平均值位置（ms）		
	S1	S2	S3	S1	S2	S3
PC	73.5	58	40.2	18.9	48.4	77.2
PVC	63.7	50.1	36.3	20.6	51.8	84.4
PE	59.9	52.5	43.7	18.6	49.1	81.8
PTFE	58.4	53.4	44.9	17.6	46.2	80.2
FEP电缆	50.2	39.1	38.7	13.2	48.2	74.6

。本研究选取7.6千伏、10千伏和13.6千伏作为三个反向放电阶段的触发电压，如图1a和图3所示。图6展示了各绝缘材料每个阶段的局部放电图谱。其中，V为施加电压的峰值，D为针尖与绝缘材料表面之间的空气间隙距离。需要注意的是，带茎的红点（即特征点）表示局部放电的平均局部放电幅值和发生时间，相关信息汇总于表II。

本研究开展的调查如图6所示，突出了上述所有材料（即聚碳酸酯、聚氯乙烯、聚乙烯、聚四氟乙烯和FEP电缆）中反向放电簇的“运动”。从该分析中得出了一些有趣的规律，可归纳如下：

（1）随着施加电压的增大，反向放电集中区域（由特征点标示）沿弛豫时间段向前移动，并在电压进一步升高时最终从图谱中“消失”。这一现象表明，在振幅足够高且频率适当的重复负半正弦电压下，将不会出现反向放电。此外，更多实验结果证明，这种反向放电运动异常存在于多种频率、占空比和单极电压构成范围内，而非仅存在于特定放电配置中。

（2）可以观察到，随着施加电压的增大，反向放电簇的平均幅值呈逐渐下降趋势，这表明电压水平与反向放电幅值之间存在反比关系。

(3)不同材料的反向放电幅值各不相同；表面电阻率较高的材料，其局部放电幅值往往较低，这表明材料的电阻率也会影响反向放电幅值。

(4) 此外，每个 S2 中的反向放电簇在局部放电幅值方面均呈现上升前沿，这表明漂移区的介质表面电势和电荷密度具有相应变化。

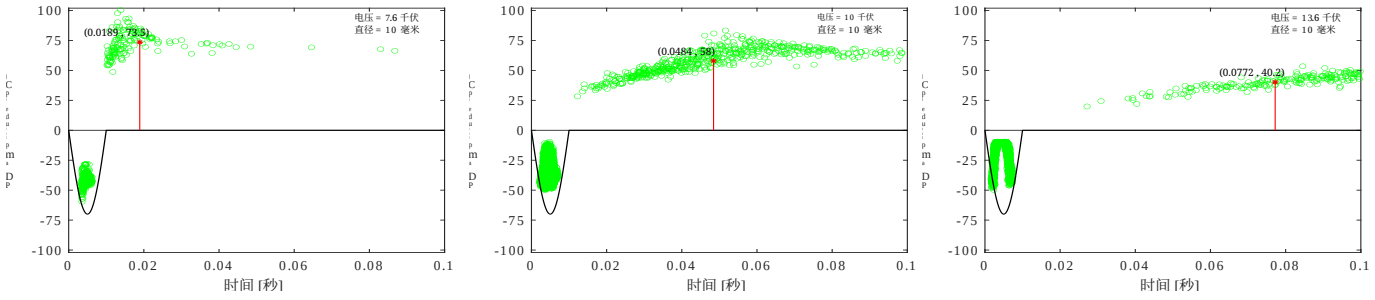
考虑到离子风理论的作用，如图5a所示，在“半正弦”周期内，电离产生的离子被推动至绝缘表面，并从绝缘表面中心吹向外围区域。当进入弛豫时间段时，针电极的电压电位变为 0 V。在这种情况下，绝缘表面外围的电荷会沿着绝缘表面产生水平反向电场 E_b，促使内部电荷向表面中心传播，即发生再聚集，如图5b所示。中心区域重新积聚的空间电荷最终会导致针尖周围发生反向放电，如图5c所示。值得注意的是，较高电压水平驱动产生更强的离子风，从而进一步分散电荷。因此，对于表面电阻率较高的绝缘材料，电荷重新积聚至中心所需的时间更长。这种动态变化表现为局部放电图谱中反向放电簇的移动。此外，如果进一步提高施加电压，反向放电簇会沿着弛豫时间段的相位继续移动，直至最终从图谱中“消失”。这是因为表面电荷被吹散得太远，无法在下一个周期到来之前引发反向放电；而下一个周期中针电极上的负电位会阻止反向放电的发生。

此外，较高的施加电压会产生更大的表面电荷密度，从而形成更强的反向电场，使漂移区内单个电荷的漂移速度更高。电荷漂移速度越高，单次放电过程所需的电荷越少，因此放电幅值会降低。如图6所示，每个 S2 中都有上升前沿，这是因为表面电势呈指数衰减 [28]，导致电荷漂移速度逐渐降低，因而单次放电需要更多空间电荷。

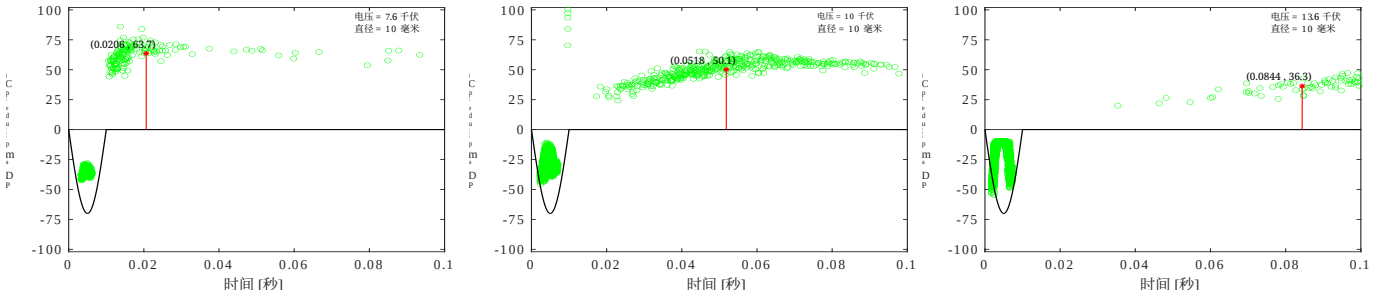
值得注意的是，在相同的施加电压下，表面电阻率较高的材料表现出较低的反向放电幅值。这一现象可归因于：对于表面电阻率较高的材料，空间电荷更容易附着，也更难耗散，因此在弛豫时间段内能够维持较高的表面电势。因此，每次单独的反向放电更容易形成，且针尖周围的空间电荷密度较低，最终导致反向放电幅值较低。

图7给出了压板在10千伏电压水平下的局部放电图谱，与其他聚合物基绝缘材料相比呈现出不同的局部放电行为，即在弛豫时间段内完全没有发生反向放电。

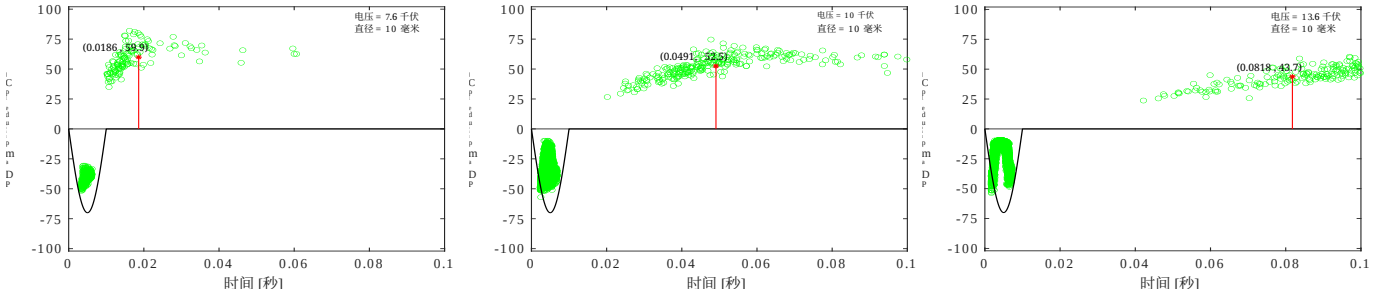
未浸渍压板纸本身含有一定水分，其电导率明显高于其他材料。因此，空间电荷更容易穿过压板耗散，并注入接地电极。一般而言，存在多种电荷耗散机制，例如注入、中和、脱陷以及在介质表面上的再分布等 [29]。本文通过一阶电荷耗散机制来解释反向放电的运动行为。本质上，表征反向放电过程的主导机制被假定为优先于其他次要电激活机制。电荷动力学的起始导致绝缘层周围及内部出现不同的放电现象。在本研究中，体积电阻率较低的材料即使表面电阻率较高，也往往不会产生反向放电，例如压板。这可归因于电荷注入机制开始占主导地位，从而导致



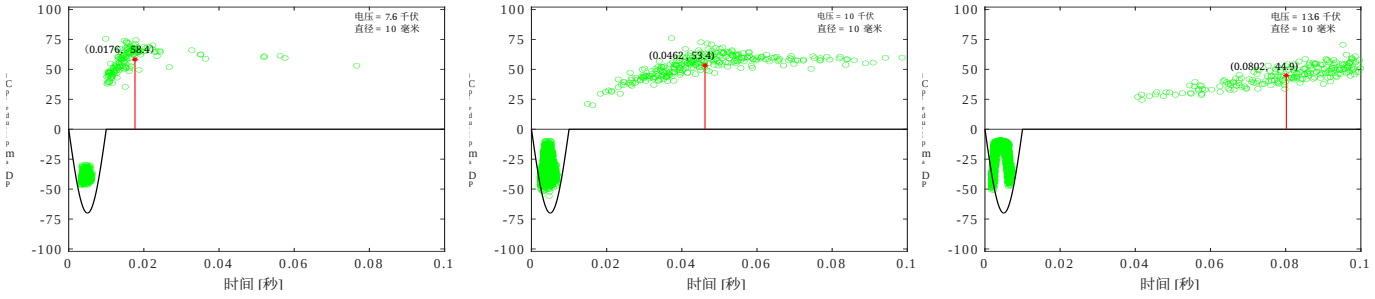
(a)



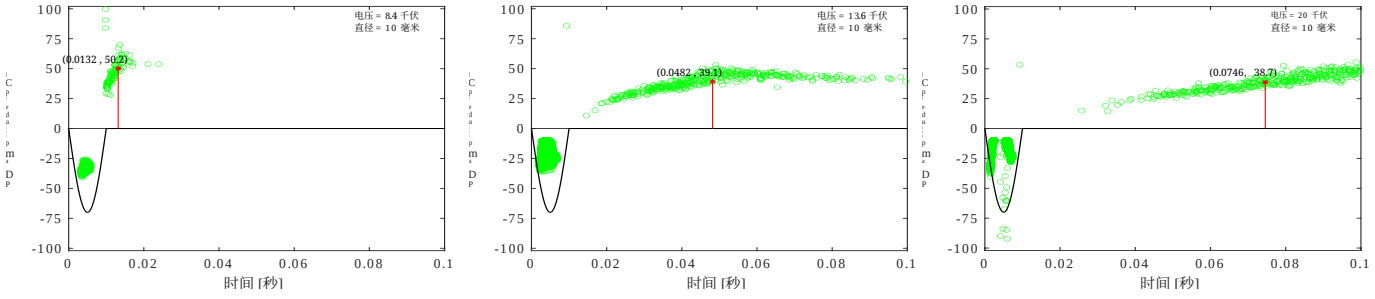
(b)



(c)



(d)



(e)

图 6. 四种材料的三个阶段的局部放电模式：（a）聚碳酸酯。（b）聚氯乙烯。（c）聚乙烯。（d）聚四氟乙烯。（e）FEP电缆。

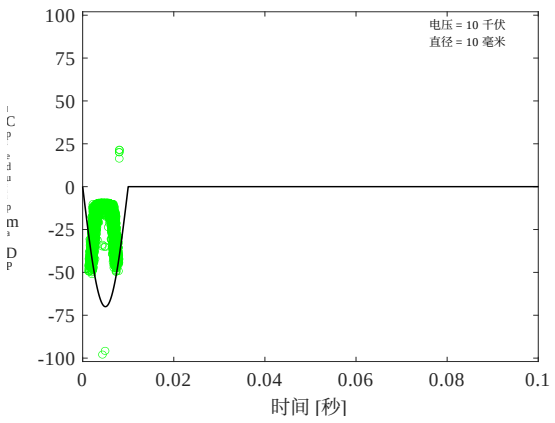


图 7. 压板的局部放电模式

表面电势不足以引发反向放电。这种局部放电行为表明，反向放电簇的移动主要由绝缘表面上的空间电荷积聚引起。

为了更好地理解这种反向放电行为，开展了扩展的局部放电实验，考虑了其他一些可能因素，即绝缘材料厚度、空气间隙长度、电压极性和绝缘几何结构。

A. 绝缘材料厚度的影响

在相同的实验布置下，采用厚度为 0.25 毫米的聚碳酸酯板时，相应的局部放电图谱呈现出相同的反向放电趋势，而达到各阶段（S1、S2、S3）所需的电压水平显著低于较厚材料，分别为 7.2 千伏、9.2 千伏和 12 千伏。此外，如图 8 的柱状图所示，在 S1 阶段，反向放电幅值高于厚度为 1 毫米的材料。

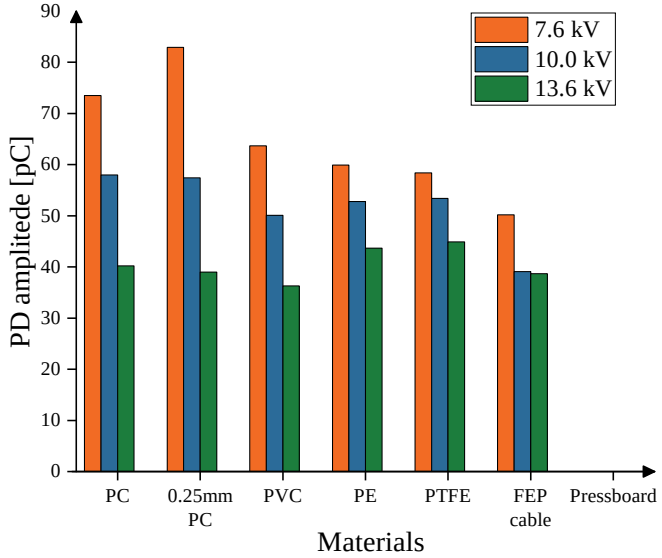


图 8 。三种电压水平下不同材料的局部放电幅值　　水平

众所周知，较薄的材料具有更高的电容。若将绝缘板视为理想平板电容器，则其表面电势低于较厚的材料，可得： $C = Q/U$。而净电场可表示为主电场与反向电场之差： $E_n = E_m - E_b$。较薄材料的反向电场较弱，这解释了为何较薄材料只需较低的施加电压水平，就能产生足够的净电场。此外，发生反向放电时，较薄材料中的单次放电需要更多自由电荷，因此反向放电幅值的平均值更高。

B. 空气间隙长度的影响

为研究空气间隙长度对反向放电簇局部放电幅值的影响，使用 1 毫米厚的 PC材料，在 2 毫米至 40 毫米的不同空气间隙长度下进行了一系列实验。图 9 展示了不同空气间隙长度下各阶段对应的触发电压。观察结果表明，通常情况下，针板距离越大，各阶段所需的触发电压水平越高。

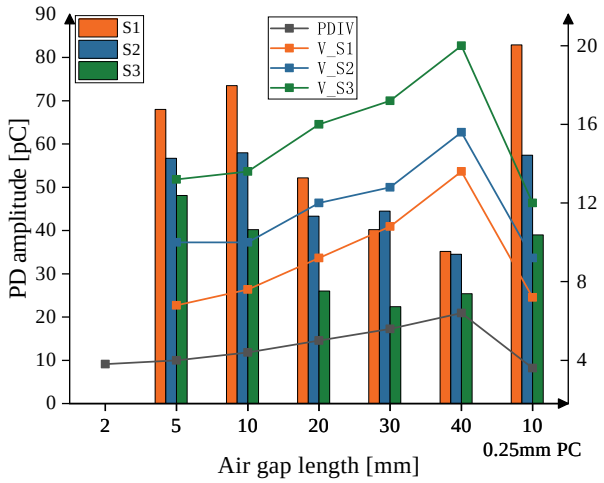


图9. 三种电压水平下不同材料的局部放电幅值

此外，可以观察到，随着空气间隙长度的增加，局部放电幅值逐渐减小。这可归因于离子风与表面电势的共同作用。可以合理地认为，在较大的空气间隙距离下，较高的施加电压导致漂移区中的电荷密度较低、表面电势较高，从而使反向放电幅值呈下降趋势。然而，由于本研究中用于测量表面电势和电荷分布的设备与技术存在限制，尚无法进行实验验证。

此外，当空气间隙足够小时，例如图 9 所示的 2 毫米，在弛豫时间段内不会出现反向放电簇，而会被过零点附近一系列密集的反向放电所取代。这是由于另一种放电机制占据主导地位，即流注放电。在这种情况下，离子风没有传播和传递动量的空间，

而生成导电通道（即流注）则容易得多。因此，此时空间中的电荷会全部漂移到流注通道中。

C. 外加电压极性

需要指出的是，如图1b所示，这种反向放电的移动在正半正弦电压激励下并不会发生；图中弛豫时间段内的反向放电为负极性。可以明显观察到，随着电压升高，反向放电的发生更加显著，并在整个弛豫时间段内，局部放电重复率呈指数衰减趋势。值得注意的是，正极性激励下弛豫时间段内发生的放电主要由空气分子的电离产生，而非绝缘表面上方自由电荷的漂移；后者重新积聚所需的时间要长得多。由此可以清晰地说明不同极性单极性电压的不同放电机制。

D. 几何结构的影响

采用针-电缆装置进行了类似实验，以研究介质几何结构的影响，如图6e所示。针-电缆样品在不同触发电压水平下的局部放电图谱呈现出与针-板样品相似的局部放电分布，但每个阶段所需的施加电压水平显著更高。这可归因于电缆几何结构捕获的表面电荷较少，且有效电荷分布表面积显著更小，从而导致表面电势较低。

V. 结论

在 DBCD实验装置 中施加弛豫时间段为 0 V 的周期性负半正弦电压波形时，发现了反向放电运动异常。弛豫时间段内反向放电簇的集中位置源于累积的表面电荷，并随不同电压水平而移动；其局部放电幅值、空气间隙长度、绝缘几何结构和厚度均呈现出一定规律。本文引入离子风理论来解释这一现象。结论如下：

1）负极性激励下的反向放电，其局部放电图谱与正极性激励下的情况显著不同，这是因为反向放电所依赖的机制不同。

2）平均局部放电幅值与电压水平呈反比关系，因为较高的电压会产生更强的离子风。电阻率较高的材料也往往会产生较低的反向放电幅值。

3）绝缘材料的厚度会影响表面电荷密度和表面电势，进而影响反向放电幅值以及各阶段的电压水平。

4）空气间隙长度是离子风传播的先决条件，不同的空气间隙长度会导致不同的反向放电幅值。此外，在狭窄的空气间隙长度下，离子风会减弱，流注放电则成为主导放电机制。

本研究的分析主要基于对一种引人注目的反向放电运动现象的观察结果，该现象受离子风与空间电荷分布的共同作用影响。尽管定量分析这类多源现象始终十分困难，但这仍有助于理解 DBCD 和空间电荷动力学的主要作用机制。尽管如此，未来仍有望开展表面电荷分布和表面电位分布的统计测量与可视化测量。

参考文献

[1] V. V. Timatkov、G. J. Pietsch、A. B. Saveliev、M. V. Sokolova 和 A. G. Temnikov，《固体电介质对针板空气间隙中脉冲放电行为的影响》，第 38 卷，第 6 期，第 877–886 页。[2] A. Yehia，《介质阻挡电晕放电的特性》，第 9 卷，第 4 期，第 045214 页。[3] A. A. Martins 和 M. J. Pinheiro，《利用非对称电容器推进的氮气电流体动力学电晕流建模》，第 69 卷，第 2 期，第 133–138 页。[4] P. Romano、A. Imburgia、G. Rizzo、G. Ala 和 R. Candela，《直流电压下局部放电检测的新方法：在不同材料中的应用》，第 37 卷，第 2 期，第 18–32 页。[5] E. Lindell、T. Bengtsson、J. Blennow 和 S. Gubanski，《上升时间对半方波电压波形下局部放电熄灭电压的影响》，第 17 卷，第 1 期，第 141–148 页。[6] T. Hammarstrom 和 S. M. Gubanski，《通过施加扰动直流波形检测交联聚乙烯绝缘中的电树枝形成》，第 28 卷，第 5 期，第 1669–1676 页。[7] T. J. A. Hammarstrom，《结合可调逆变器电平和电压上升时间以降低 PWM 驱动电机绕组中的电应力》，第 37 卷，第 1 期，第 17–26 页。[8] K. Wu、T. Okamoto 和 Y. Suzuoki，《放电区域和表面电导率对方波电压下空穴中局部放电行为的影响》，第 14 卷，第 2 期，第 461–470 页。[9] F. Guastavino、G. Coletti、A. Ratto 和 E. Torello，《采用不同上升时间的方波电压对绝缘系统进行局部放电测量的研究》，载于 *CEIDP '05. 2005*年电气绝缘与介电现象会议年报，第 418–421 页，电气与电子工程师学会。[10] X. L. Wang、R. Clemence 和 H. Edin，《重复半正弦脉冲下窄介质间隙的局部放电分析》，载于*2010*年电气绝缘与介电现象会议年报，第 1–4 页，电气与电子工程师学会。[11] Suwarno、Y. Suzuoki、F. Komori 和 T. Mizutani，《聚合物中的电树枝化所致局部放电：相位分辨及时序观测与分析》，第 29 卷，第 11 期，第 2922–2931 页。[12] T. Mizutani 等，《空气、液体和固体绝缘材料中放电的脉冲序列分析》，《电气工程与技术期刊》，第 1 卷，第 4 期，第 528–533 页，2006年。[13] S. Morsalin 和 B. T. Phung，《极低频非正弦电压激励下的电晕放电》，载于*2018*年第*12*届介电材料特性与应用国际会议 *(ICPADM)*，第 653–656 页，电气与电子工程师学会。[14] X. Wang、N. Taylor 和 H. Edin，《基于梯形波的任意电压波形增强表面放电与空腔放电的区分》，第 23 卷，第 1 期，第 435–443 页。[15] L. Gui、Y. Mi、S. Deng、L. Liu、X. Ge 和 W. Ouyang，《指数衰减脉冲电压下饱和电抗器环氧树脂中空气间隙缺陷的局部放电特性》，第 5 卷，第 4 期，第 482–488 页。[16] G. Fu、H. Edin、M. Durga Pawan Gorla 和 P. Janus，《半正弦电压激励下的局部放电演变》，第 27 卷，第 1 期。[17] M. Tajmar，《比费尔德-布朗效应：对电晕风现象的误解》，《美国航空航天学会期刊》- *AIAA J*，第 42 卷，第 315–318 页，2004 年2月。[18] V. R. Soloviev，《表面介质阻挡放电产生推力的解析估算》，第 45 卷，第 2 期，第 025205 页。

[19] Y. Kitahara、K. Aoyagi 和 R. Ohyama，《利用激光诱导磷光对针板电极系统中离子风速度特性进行实验分析》，载于*2007*年电气绝缘与介电现象会议年报，第 529–532 页，电气与电子工程师学会。[20] F. Yin、M. Farzaneh 和 Xingliang Jiang，《电晕放电诱导离子风的模拟与实验室研究》，载于*2016*年*IEEE PES*亚太电力与能源工程会议*(APPEEC)*，第 478–481 页，电气与电子工程师学会。[21] A. Mehmood 和 H. Jamal，《高压电源下不同电极配置在电晕放电过程中离子风推进的分析》，载于*2019*年应用与工程数学国际会议*(ICAEM)*，第 7–12 页，电气与电子工程师学会。[22] K. Shimizu、Y. Mizuno 和 M. Blajan，《利用等离子体致动器进行流动控制的基础研究》，第 51 卷，第 4 期，第 3472–3478 页。[23] H. K. Meyer、F. Mauseth、R. Marskar、A. Pedersen 和 A. Blaszczyk，《介质阻挡层非均匀空气间隙中的流注与表面电荷动力学》，*IEEE*《电介质与电气绝缘汇刊》，第 26 卷，第 4 期，第 1163–1171 页，2019年。[24] M. Goldman、A. Goldman 和 R. S. Sigmond，《电晕放电：其特性与具体用途》，第 57 卷，第 9 期，第 1353–1362 页。[25] R. Morrow，《正辉光电晕理论》，第 30 卷，第 22 期，第 3099–3114 页。[26] I. Fofana、M. Farzaneh、H. Hemmatjou 和 C. Volat，《冰柱尖端的空气放电研究》，第 15 卷，第 3 期，第 730–740 页。[27] A. Beroual 和 I. Fofana，长空气间隙放电：建模与应用。IOP出版社。OCLC：953228826。[28] X. Wang、N. Taylor、M. G. Niasar、R. C. Kiiza 和 H. Edin，《针板几何结构中表面电荷衰减的集总电路建模》，载于北欧绝缘研讨会论文集，第 23 期，2013年。[29] H. Guan、X. Chen、H. Du、A. Paramane 和 H. Zhou，《介质阻挡放电等离子体处理增强硅橡胶表面电荷消散的机理》，《应用物理学杂志》，第 126 卷，第 093301 页，2019年9月。