

直流电晕充电下环氧树脂表面电位衰减特性的研究

茹佳胜 闵道敏 张翀 李盛涛 邢照亮 李国倡

Research on surface potential decay characteristics of epoxy resin charged by direct current corona

Ru Jia-Sheng Min Dao-Min Zhang Chong Li Sheng-Tao Xing Zhao-Liang Li Guo-Chang

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 65, 047701 (2016) DOI: 10.7498/aps.65.047701

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.047701>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2016/V65/I4>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

超薄宽带平面聚焦超表面及其在高增益天线中的应用

Ultra-thin broadband flat metasurface to focus electromagnetic waves and its application in high-gain antenna

物理学报.2016, 65(2): 027701 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.027701>

弛豫铁电体的键能与配位数模型

Bond energy and coordination number model for relaxor ferroelectrics

物理学报.2013, 62(1): 017701 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.017701>

弛豫铁电体介电可调性的研究

Research on dielectric tunability of relaxor ferroelectrics

物理学报.2012, 61(21): 217701 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.217701>

简化共沉淀法制备 $\text{CaCu}_3\text{Ti}_4\text{O}_{12}$ 陶瓷及其介电性能研究

Dielectric properties of $\text{CaCu}_3\text{Ti}_4\text{O}_{12}$ ceramics prepared by a simplified coprecipitation method

物理学报.2012, 61(20): 207701 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.207701>

氧含量对 $\text{CaCu}_3\text{Ti}_4\text{O}_{12}$ 巨介电常数和介电过程的影响

Effect of oxygen content on giant dielectric constant and dielectric process in $\text{CaCu}_3\text{Ti}_4\text{O}_{12}$

物理学报.2012, 61(19): 197702 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.197702>

直流电晕充电下环氧树脂表面电位衰减特性的研究*

茹佳胜¹⁾ 闵道敏¹⁾ 张翀²⁾ 李盛涛^{1)†} 邢照亮²⁾ 李国倡¹⁾

1) (西安交通大学, 电力设备电气绝缘国家重点实验室, 西安 710049)

2) (国网智能电网研究院, 北京 102209)

(2015年6月25日收到; 2015年12月9日收到修改稿)

介质材料表面电荷的积累和衰减行为是制约众多高压直流电力设备研制的关键因素. 薄片状介质试样的表面电荷密度与表面电位近似呈线性关系, 因此常通过表面电位衰减行为研究表面电荷的衰减特性. 基于电晕充电、表面电荷沉积和脱附、介质体内单极性电荷输运等3个物理过程, 建立表面电位动态响应的物理模型. 通过计算环氧树脂的表面电位衰减行为, 得到栅极电压、相对介电常数和体电导率等对其表面电位衰减特性的影响. 栅极电压越高, 表面电位的衰减速度越快; 环氧树脂材料参数典型值(相对介电常数3.93, 体电导率 10^{-14} S·m⁻¹)下, 归一化表面电位的衰减速率随时间变化的曲线可拟合为分段幂函数, 其中, 分段幂函数的特征时间、指数系数与栅极电压分别呈幂函数和线性变化关系. 相对介电常数越大, 表面电位的衰减速度越慢; 环氧树脂相对介电常数典型范围(3—4)内, 表面电位衰减时间常数由1720 s增大到2540 s, 两者呈线性关系. 体电导率越大, 表面电位的衰减速度越快; 环氧树脂体电导率典型范围(10^{-15} — 10^{-13} S·m⁻¹)内, 表面电位衰减时间常数由24760 s减小到260 s, 两者呈幂函数变化关系.

关键词: 环氧树脂, 表面电荷, 直流电晕充电, 表面电位衰减

PACS: 77.22.-d, 77.84.-s, 77.84.Jd, 72.20.-i

DOI: 10.7498/aps.65.047701

1 引言

聚合物介质因其优异的电气、热和力学等性能广泛地应用于电力设备中. 随着特高压直流输电技术的快速发展, 电力系统对高压直流电力设备的需求日益迫切. 直流电压下介质材料表面电荷的积累和衰减行为已成为制约气体绝缘开关等众多高压直流电力设备研制的关键因素^[1]. 研究表明^[2,3], 积累在固-气交界面的表面电荷在很长时间内都无法消散, 不仅使材料表面电场严重畸变, 还会造成沿面闪络电压的大幅下降, 甚至引起沿面击穿, 导致设备事故. 此外, 空间环境下带电粒子与航天器表面介质相互作用引起的表面带电效应, 会干扰航天器设备的正常运行甚至导致航天器失效, 也是当

前的研究热点^[4,5].

对薄片状介质试样, 表面电位与表面电荷密度近似呈线性关系, 因此, 一般通过表面电位衰减(surface potential decay, SPD)行为研究表面电荷的衰减特性^[6-8]. Mizutani等^[9]采用不同极性的电压等对低密度聚乙烯薄膜试样进行研究, 发现正电晕充电时表面电位的衰减速度更慢. Neves和Martins^[10]采用针-板电极分别在空气和SF₆气体中研究环氧树脂(epoxy resin, EP)、聚乙烯等材料的SPD行为, 结果表明, 表面电荷在空气中的消散能力要远大于在SF₆气体中. 人们还研究了表面氟化^[11]、伽马线辐射^[8]和纳米添加剂等^[11,12]处理方法对直流电晕充电下环氧绝缘材料SPD行为的影响.

* 国家自然科学基金(批准号: 11275146)和国家自然科学基金重点项目(批准号: 51337008)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: sli@mail.xjtu.edu.cn

研究介质材料表面电位的衰减机理具有重要的理论意义和实用价值. 空气中, 表面电位的衰减行为主要通过电荷注入和体内输运^[13,14]、表面传导^[15,16]、气体中和等^[15-17]途径发生. 空气湿度比较低时, 可以忽略表面传导和气体中和等对SPD的影响^[18,19], 此外, 栅控直流电晕充电下介质表面的法向电场要比切向电场大得多, 因此, 本文主要研究电荷注入和体内输运过程对SPD的作用机理.

国内外学者对电荷注入和体内输运的SPD理论进行了大量研究. Sonnonstine和Perlman^[13]借助载流子迁移率等推导了SPD曲线的分段函数, 且与试验测量结果相符合. von Berlepsch^[20]将体陷阱引入到电荷输运过程中, 并由SPD测量结果提取了有效迁移率、陷阱浓度、陷阱深度等材料参数. Chen^[21]结合空间电荷测量结果, 进一步完善了电荷输运模型, 并较好地解释了SPD曲线的交叉现象.

目前, 多数研究借助微观物理模型描述电荷注入和体内输运的SPD机理, 主要包括电荷在介质内部的迁移、入陷、脱陷、复合等. 本文基于单极性电荷输运过程, 采用体电导率从宏观上表征外电场作用下电荷在介质内部的迁移、入陷、脱陷等输运过程. 此外, 本文引入了电晕充电物理过程, 形成了包括电晕充电、表面电荷沉积和脱陷、介质体内电荷输运等在内的表面电位动态响应物理模型. 模型仅借助相对介电常数、体电导率等基本材料参数, 计算EP材料的SPD行为, 并讨论了栅极电压、相对介电常数和体电导率等对SPD过程的影响, 对实际工程计算和设计具有一定指导意义.

2 介质表面电位动态响应物理模型

在介质表面电位动态响应的研究工作中, 通常利用电晕充电^[22]、电子束辐射^[23,24]等方法向介质材料注入电荷. 本文以栅控负直流电晕充电方法为例, 建立基于单极性电荷输运的理论模型, 研究介质材料表面电位动态变化的物理过程.

图1为栅控负直流电晕充电下介质材料表面电位动态响应的示意图. 图1(a)为电晕充电过程; 图1(b)为表面电荷沉积、脱陷及介质体内电荷输运过程, 其中, $x=0$ 处为介质材料充电表面即表面电荷沉积层, $x=L$ 处为接地电极, L 为介质厚度, 单位是m.

图1(a)中, 在栅极的箝位作用下, 针电极电晕放电产生的带电离子横向均匀迁移^[22,25]到介质表面, 被表面陷阱俘获并与介质材料间发生电荷转移; 介质材料表面积聚电荷, 建立起电势并逐渐达到饱和. 另一方面, 表面陷阱电荷通过热激发脱陷并注入到介质体内, 在自建电场的作用下, 通过导带向接地电极迁移, 致使表面电荷及表面电位衰减, 如图1(b)所示.

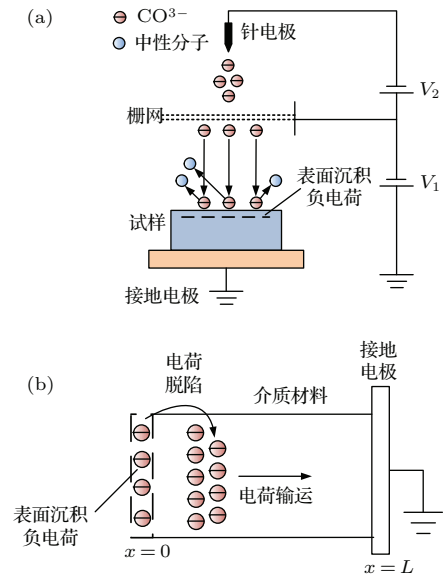


图1 栅控负直流电晕充电下介质表面电位动态响应示意图 (a) 电晕充电过程; (b) 表面电荷沉积、脱陷及介质体内电荷输运过程

Fig. 1. Schematic of dynamic response of surface potential by grid-controlled negative direct current corona charging: (a) Corona charging; (b) surface charge deposition, detrapping and space charge transport.

2.1 电晕充电过程

带电离子穿过栅极后, 在栅极附近积聚形成空间电荷. 一方面, 这些空间电荷削弱栅极处的电场强度 E_g , 阻碍离子流的进入; 另一方面, 这些空间电荷在电场作用下向介质表面迁移, 形成带电离子流密度 j_s . 在栅极-介质表面间, 带电离子流密度为一常数而与位置无关, 且可以用泊松方程和离子流方程^[26,27]描述. 推导得到

$$\left(E_g^2 + \frac{2j_s d}{\mu_a \epsilon_0 \epsilon_r}\right)^{3/2} - E_g^3 = \frac{3j_s(U_g - U_s)}{\mu_a \epsilon_0 \epsilon_r}, \quad (1)$$

式中, ϵ_0 为真空介电常数, 单位是 $F \cdot m^{-1}$; ϵ_r 为空气的相对介电常数, 其值为1; U_g 为栅极电压, U_s 为介质材料的表面电位, 单位是V; μ_a 为负电晕放电产生的带电离子(主要是 CO_3^- 离子^[8,28]) 在空气

中的迁移率, 其值为 $1.14 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ [27]; d 为栅极-介质距离, 设定为 $1 \times 10^{-2} \text{ m}$.

随着栅极附近空间电荷的不断积聚, 带电离子流密度 j_s 逐渐增大, 栅极处电场强度 E_g 逐渐减小. 当 E_g 减小到 0 时, j_s 不再增大而达到饱和. 直至离子在介质材料表面被俘获而消耗, E_g 才略微偏离零值, 并在带电离子补充进来后再次恢复为零.

数值计算中, 忽略电晕充电初始阶段的瞬态电流. 将 $E_g = 0$ 代入 (1) 式得到动态平衡时电晕充电电流密度为

$$j_s = \frac{9 \varepsilon_r \varepsilon_0 \mu_a (U_g - U_s)^2}{8 d^3}. \quad (2)$$

由 (2) 式可以看到, 该充电电流具有空间电荷限制电流的形式 [22].

电晕充电过程中, 随着表面电荷的积聚, 表面电位随之增大, 充电电流逐渐减小. 当表面电位 U_s 达到栅极电压 U_g 时, 电晕充电电流与介质表面电荷注入体内的泄漏电流平衡, 表面电荷和表面电位达到饱和.

2.2 表面电荷沉积和脱陷过程

电晕充电过程中, 由于电晕场对带电离子激发十分有限的束能 [25], 电荷仅能沉积于介质材料表面与近表面, 并被表面陷阱所俘获.

陷阱电荷可能通过热激发脱陷, 并注入到介质体内. 考虑普尔-弗兰凯尔效应 [27] 在电荷脱陷过程的影响作用, 表面陷阱电荷的脱陷概率 P_{de} 可表示为

$$P_{de} = v_{ATE} \exp \left[- \left(\varphi_s - \sqrt{\frac{e^3 E_s}{\pi \varepsilon_0 \varepsilon_r}} \right) / (k_B T) \right], \quad (3)$$

其中,

$$v_{ATE} = k_B T / h, \quad (4)$$

v_{ATE} 为陷阱电荷的试图逃逸频率, 单位是 s^{-1} ; k_B 为玻尔兹曼常数, 单位是 $\text{J} \cdot \text{K}^{-1}$; h 为普朗克常数, 单位是 $\text{J} \cdot \text{s}$; T 为介质温度, 单位是 K ; φ_s 为表面陷阱深度, 单位是 eV ; E_s 为介质材料表面处的电场强度, 单位是 $\text{V} \cdot \text{m}^{-1}$.

2.3 介质体内电荷输运过程

本文建立的表面电位动态响应物理模型基于单极性电荷输运过程, 忽略了接地电极向介质内部

的少量异性电荷注入. 在介质材料内部, 电荷向接地电极的输运过程可以通过电流传导方程、泊松方程和电荷连续性方程 [22-24] 描述:

$$j_e(x, t) = \gamma E(x, t), \quad (5)$$

$$\frac{\partial E(x, t)}{\partial x} = \frac{q(x, t)}{\varepsilon_0 \varepsilon_r}, \quad (6)$$

$$\frac{\partial q(x, t)}{\partial t} + \frac{\partial j_e(x, t)}{\partial x} = 0, \quad (7)$$

其中,

$$\gamma = \frac{\gamma_0(T)}{3} \left[2 + \cosh \left(\frac{\beta_F \sqrt{E(x, t)}}{2 k_B T} \right) \right], \quad (8)$$

$$\beta_F = \sqrt{\frac{e^3}{\pi \varepsilon_0 \varepsilon_r}}. \quad (9)$$

这里, x 为介质深度, 单位是 m ; t 为时间, 单位是 s ; γ 为介质材料的 Poole-Frenkel 电导率 [29], 主要受温度和电场强度影响, 单位是 $\text{S} \cdot \text{m}^{-1}$; 无外电场作用时, 介质在温度 T 的体电导率为 $\gamma_0(T)$, 单位是 $\text{S} \cdot \text{m}^{-1}$; e 为电子电量, 单位是 C ; $j_e(x, t)$ 为电流密度, 单位是 $\text{A} \cdot \text{m}^{-2}$; $q(x, t)$ 为电荷密度, 单位是 $\text{C} \cdot \text{m}^{-3}$; $E(x, t)$ 为电场强度, 单位是 $\text{V} \cdot \text{m}^{-1}$.

3 计算方法及参数

本文基于迎风差分格式离散求解电荷连续性方程, 基于有限边界元法求解泊松方程. 计算过程中, 设定电晕充电时间为 10 s . 取 EP 试样的厚度 L 为 $5 \times 10^{-4} \text{ m}$, 并划分出 200 个单元 (空间步长 $2.5 \times 10^{-6} \text{ m}$); 考虑 Courant-Friedrichs-Lewy 条件 [30], 定义时间步长为 $5 \times 10^{-3} \text{ s}$. 本文对温度变化特性不做讨论, 取室温环境 (300 K).

表 1 列出了 EP 主要参数的数值. 表面陷阱深度由文献 [31] 给出; 相对介电常数、体积电导率等分别参考了文献 [32, 33] 的结果.

表 1 模拟计算中的主要参数

Table 1. The values of the parameters used in the simulating calculation.

参数	符号	数值
表面陷阱深度/eV	φ_s	0.96
相对介电常数	ε_r	3.93
体电导率/ $\text{S} \cdot \text{m}^{-1}$	γ_0	10^{-14}

4 计算结果与讨论

4.1 模型和算法验证

计算室温时不同栅极电压下 EP 试样的表面电位动态特性, 结果表明, EP 试样在数秒内即可充电饱和, 因此, 可以认为表面电荷在充电过程中没有进入到介质内部.

为验证本文理论模型及算法的有效性, 将栅极电压 U_g 在 -1 — -3 kV 时的 SPD 曲线与文献 [13, 22] 的分析结果 (分析时取衰减初始时刻的表面电位 U_{s0} 为 -1 — -3 kV, EP 体内的电子迁移率 $3.38 \times 10^{-13} \text{ m}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ [34]) 比较, 如图 2 所示. 可以看到, 本文的数值计算结果与文献的分析结果具有很好的 consistency.

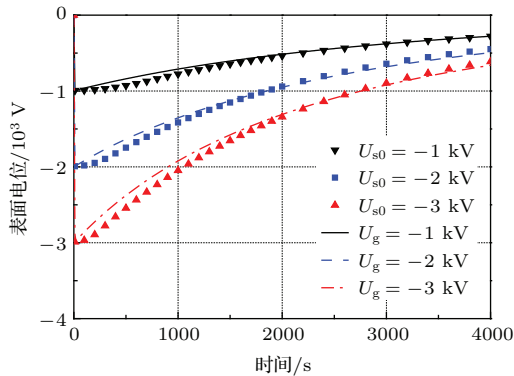


图 2 不同初始表面电位下 EP 的 SPD 数值计算结果与文献分析结果的比较

Fig. 2. Comparisons of numerical and analytical SPDs of corona charged EP with various initial surface potential.

4.2 栅极电压对 SPD 的影响

Ieda 等 [35] 发现, 初始表面电位较大时, 其衰减速度更快, 甚至产生 SPD 曲线的交叉. 此后, 很多学者提出了不同的理论来解释该现象. 前文已经指出, 电晕充电饱和的介质表面电位 (即衰减初始时刻的介质表面电位) U_{s0} 与栅极电压值相同. 实际上, 栅极电压对 SPD 过程的影响其本质是 U_{s0} 对 SPD 过程的影响.

不同栅极电压下 EP 的归一化 SPD 曲线如图 3 所示. 栅极电压较高时, 充电饱和后的表面电位 U_{s0} 较大, 并在介质表面和内部建立起更强的电场, 进而加快了表面电荷脱附和体内电荷运输的过程, 因此, 表面电位的衰减速度也就更快.

图 4 给出了 EP 材料参数的典型值 (表 1) 下, 栅极电压 $U_g = -1$ kV 时归一化表面电位的衰减速率 $-dU_s/(U_{s0}dt)$ 随时间变化的曲线, 可以看到, 在双对数坐标下, 该曲线可用分段线性函数表示.

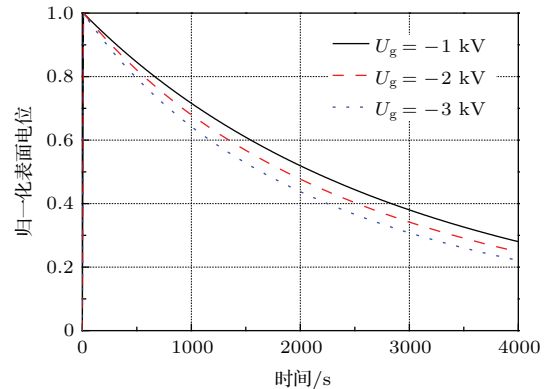


图 3 (网刊彩色) 不同栅压下 EP 的归一化 SPD 曲线
Fig. 3. (color online) Simulated normalized SPDs of corona charged EP with various grid voltage.

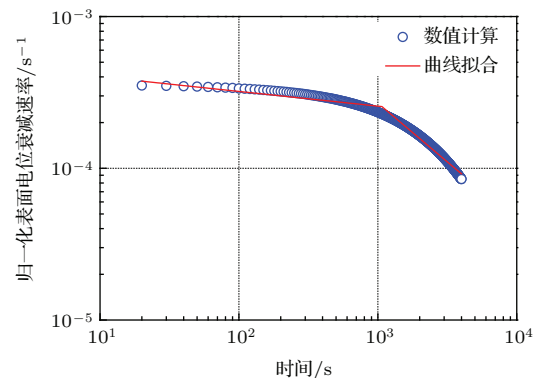


图 4 归一化表面电位的衰减速率计算结果及其拟合曲线
Fig. 4. Numerical results and fitting curve of normalized surface potential decay.

经曲线拟合, $-dU_s/(U_{s0}dt)$ 可表示为

$$-\frac{dU_s(t)}{U_{s0}dt} = \begin{cases} M_1 t^{-(1-\alpha_1)}, & t < t_T, \\ M_2 t^{-(1+\alpha_2)}, & t > t_T, \end{cases} \quad (10)$$

式中, t_T 为拟合曲线的特征时间, 单位是 s; $M_j (j = 1, 2)$ 为比例系数; α_j 为指数系数. 这些参数都与材料本身有关, 且随栅极电压变化, 如图 5 和图 6 所示.

特征时间 t_T 随栅极电压的增大呈幂函数规律减小, 指数系数 α_1, α_2 分别与栅极电压呈线性减小和增大. 文献 [20] 研究了高密度聚乙烯薄膜的 SPD 过程, 并由试验结果提取了 t_T, α_j 等各项参数随初始表面电场强度 $E_{s0} (E_{s0} = U_{s0}/L)$ 的变化关系, 其函数形式与本文计算结果一致.

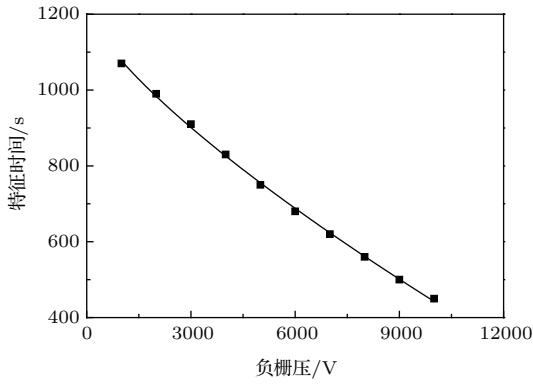


图5 衰减参数 t_T 随栅极电压的变化
Fig. 5. Relationship between the parameter t_T and the grid voltage.

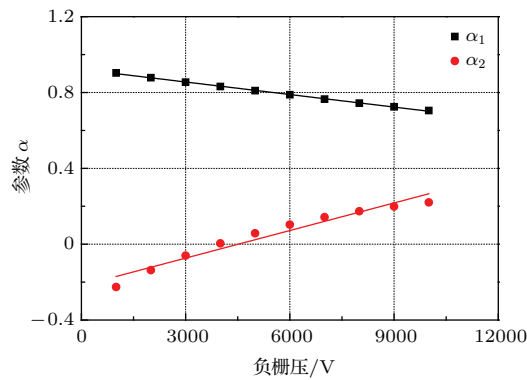


图6 衰减参数 α_j 随栅极电压的变化
Fig. 6. Relationship between the parameter α_j and the grid voltage.

4.3 相对介电常数对SPD的影响

表面电荷在介质内部建立起电场时, 介质内部产生极化, 并在介质表面出现与自由电荷极性相反的束缚电荷. 表面电荷的动态变化引起其自建电场的变化, 进而引起表面束缚电荷密度的变化. 表面束缚电荷与自由电荷的相互作用, 影响表面电位的衰减. 相对介电常数是描述介质极化的宏观参量, 因此, 相对介电常数对SPD行为具有一定影响.

整理(5)—(7)式得到

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial D(x, t)}{\partial t} + \gamma E(x, t) \right) = 0, \quad (11)$$

其中

$$D(x, t) = \varepsilon_0 \varepsilon_r E(x, t). \quad (12)$$

(11)式中, 位移电流密度项 $\partial D/\partial t$ 反映了相对介电常数对SPD的作用.

EP的相对介电常数通常在3—4范围内^[36]. 图7为不同相对介电常数时EP的归一化SPD曲

线. 为描述表面电位的衰减速度, 定义表面电位衰减到 $1/e$ 初始表面电位所用的时间为SPD时间常数 τ_s . 图8给出了EP的SPD时间常数随相对介电常数的变化, 当相对介电常数由3增加到4时, SPD时间常数由1720 s增大到2540 s, 两者间呈线性关系.

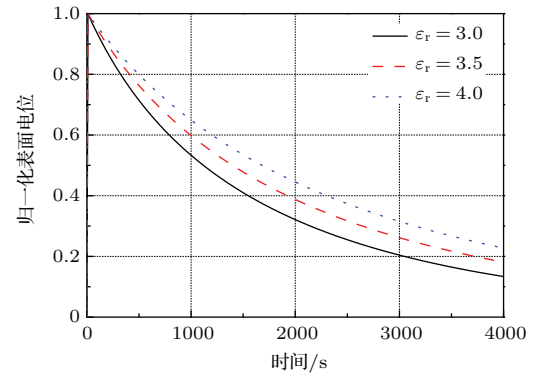


图7 (网刊彩色) 不同相对介电常数时EP的归一化SPD曲线

Fig. 7. (color online) Simulated normalized SPDs of corona charged EP with various relative permittivity.

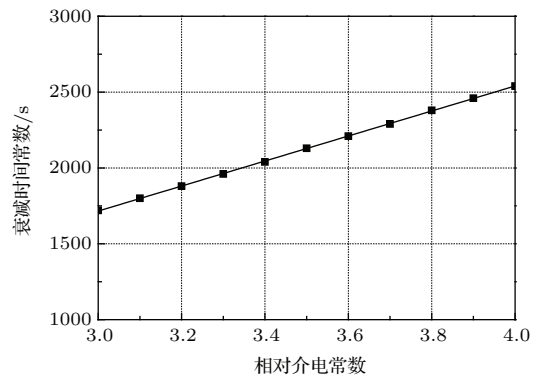


图8 EP的SPD时间常数随相对介电常数的变化
Fig. 8. Relationship between SPD time constant of corona charged EP and the relative permittivity.

文献^[37]推导指出, 在考虑介质本征电导的SPD理论中, 介质体内电场强度 E_x 的一般形式为

$$E_x = H(x, E_x) \exp \left[-t / \left(\frac{\varepsilon_0 \varepsilon_r}{\gamma_0} \right) \right], \quad (13)$$

式中, $H(x, E_x)$ 是关于介质深度 x 和电场强度 E_x 的复杂函数. 由(13)式可以看到, 材料特性对介质内部电场强度 E_x 的衰减速度的影响可以大致用时间常数 $\tau = \varepsilon_0 \varepsilon_r / \gamma_0$ 来表征. 在任一时刻, 电场强度 E_x 与介质表面电位 U_s 满足

$$U_s = \int_0^x E_x dx. \quad (14)$$

因此, 介质试样的相对介电常数 ϵ_r 越小, 即时间常数 τ 越小, 介质表面电位 U_s 的衰减速度就越快, 且时间常数 τ 与相对介电常数 ϵ_r 呈线性变化关系. 该推论与本文的数值计算结果相一致.

此外, 采用等效电路的方法分析介质试样的 SPD 过程, 可以得到相似的结论. 将介质试样等效为电阻电容并联模型, 电阻和电容的值分别用 R 和 C 表示

$$C = \frac{\epsilon_0 \epsilon_r S}{L}, \quad (15)$$

$$R = \frac{L}{\gamma_0 S}, \quad (16)$$

式中, S 为介质试样的表面积, 单位是 m^2 . $t = 0$ (衰减初始时刻) 时, 并联模型两端的电压设定为介质试样的初始表面电位 U_{s0} . 此后, 可将介质试样的 SPD 过程近似等效为一阶 RC 电路的零输入响应, 介质试样的表面电位和表面电荷分别用并联模型两端的电压和电容电荷量来表征. 根据电路的相关理论, 在一阶 RC 电路的零输入响应中, 电压、电荷量按照同样的指数规律衰减, 它们衰减的快慢取决于电路的时间常数 $\tau = RC$. 相应地, 介质试样的相对介电常数越小, 即电容值 C 和时间常数 τ 越小, 其表面电位的衰减速度就越快, 且时间常数 τ 与 ϵ_r 呈线性的变化关系.

4.4 体电导率对 SPD 的影响

介质体内的电荷输运过程是 SPD 的重要机理. 目前, 多数研究借助于微观物理模型描述这一过程, 主要包括电荷在介质内部的迁移、入陷、脱陷等; 如果考虑接地电极向介质内部的少量异极性电荷注入, 还需要引入自由、陷阱电子和空穴间的复合. 本文建立的表面电位动态响应物理模型基于单极性电荷输运过程, 忽略接地电极向介质内部的少量异极性电荷注入, 并采用体电导率 γ 从宏观上表征外电场作用下电荷在介质内部的迁移、入陷、脱陷等输运过程.

(11) 式中, 传导电流密度项 γE 反映了电荷输运对 SPD 的作用.

假设在 SPD 过程中, 介质体内的电场强度与表面电位满足

$$E(x, t) = U_s(t)/L, \quad (17)$$

由 (11) 式可得

$$\gamma = \left| \frac{\epsilon_0 \epsilon_r}{U_s} \frac{dU_s}{dt} \right|. \quad (18)$$

(18) 式提供了表征介质空间电荷输运特性的一种方法. 文献 [38, 39] 分别测量了介质材料的 SPD 曲线, 并经 (18) 式计算表明, 其空间电荷输运过程服从 Poole-Frenkel 规律. 因此, 如 (5)–(9) 式所示, 本文采用了 Poole-Frenkel 体电导率.

EP 体电导率通常在 10^{-15} – $10^{-13} \text{ S}\cdot\text{m}^{-1}$ 范围 [36]. 图 9 为不同体电导率时, EP 的归一化 SPD 曲线. 图 10 为 EP 的 SPD 时间常数随体电导率的变化, 服从幂函数规律. SPD 过程随体电导率的增大迅速加快, 可以看到, 当 EP 的体电导率由 $1 \times 10^{-15} \text{ S}\cdot\text{m}^{-1}$ 增大到 $1 \times 10^{-13} \text{ S}\cdot\text{m}^{-1}$ 时, SPD 时间常数由 24760 s 减小到 260 s, SPD 过程加快了近 20 倍.

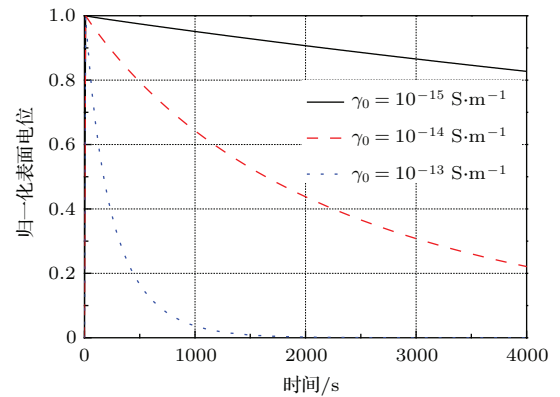


图 9 (网刊彩色) 不同体电导率时 EP 的归一化 SPD 曲线

Fig. 9. (color online) Simulated normalized SPDs of corona charged EP with various bulk conductivity.

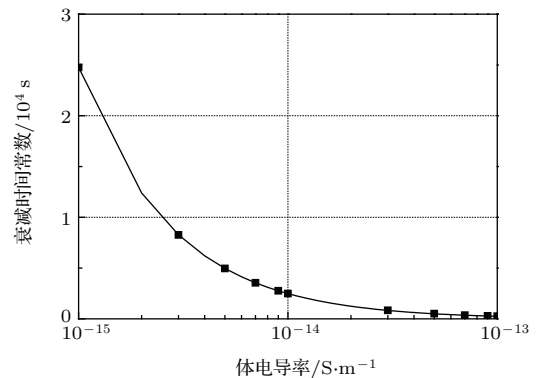


图 10 EP 的 SPD 时间常数随体电导率的变化

Fig. 10. Relationship between SPD time constant of corona charged EP and the bulk conductivity.

同样地, 分别通过 (13), (14) 式和等效电路方法对介质试样的 SPD 过程进行分析可以得到, 介质试样的体电导率 γ_0 越大, 即时间常数 τ 越小, 介质表面电位 U_s 的衰减速度就越快, 且时间常数 τ 与体电导率 γ_0 呈幂函数变化关系, 这一推论与本文

数值计算结果相一致. 事实上, 由 (11) 式可以看到, 较大的体电导率 γ_0 将在介质体内引发更大的传导电流密度和更快的电荷输运过程, 因此, SPD 过程就越快.

文献 [40] 指出常规电导率测量方法不完全适合于空间带电环境, 并提出了一种辐射条件下测量介质电导率的新方法, 即将介质置于电子辐照下使其达到充电平衡状态后, 停止辐照并监测介质表面的电位变化, 确定 SPD 时间常数 τ_s , 并利用 $\tau_s = \varepsilon_0 \varepsilon_r / \gamma_0$ 关系式获得介质电导率. 然而, 本文的数值计算结果表明, 虽然 SPD 时间常数 τ_s 与相对介电常数 ε_r 呈线性关系, 与体电导率 γ_0 呈幂函数关系, 但是并不满足 $\tau_s = \varepsilon_0 \varepsilon_r / \gamma_0$, 而是呈现出更为复杂的形式

$$\tau_s = \frac{a + b\varepsilon_0\varepsilon_r}{\gamma_0^n}, \quad (19)$$

式中, a , b 和 n 均为参数. 结合图 8 和图 10 的拟合曲线参数可以得到, 在 EP 材料参数的典型范围 ($\varepsilon_r = 3-4$, $\gamma_0 = 10^{-15}-10^{-13} \text{ S}\cdot\text{m}^{-1}$) 内, $a = -7.57 \times 10^{-12}$, $b = 0.93$, $n = 0.998$. 考虑到参数 a , b 和 n 可能随材料、充电方式等的不同而有所变化, 因此, 借助 SPD 试验测量材料体电导率的方法还需要做进一步的深入研究.

5 结 论

基于电晕充电、表面电荷沉积和脱附、介质体内的单极性电荷输运等 3 个物理过程, 本文建立了表面电位动态响应的物理模型, 计算和讨论了 EP 的 SPD 行为, 对实际工程计算和设计具有很好的指导意义, 得到如下结论.

1) 栅极电压越高, 表面电位的衰减速度越快. 在 EP 材料参数的典型值 (表 1) 下, 归一化表面电位的衰减速率随时间变化的曲线可以拟合为分段幂函数, 其中, 分段幂函数的特征时间随栅极电压的增大呈幂函数规律减小, 指数系数与栅极电压呈线性变化关系.

2) 相对介电常数越大, 表面电位的衰减速度越慢. EP 相对介电常数典型范围 (3—4) 内, SPD 时间常数由 1720 s 增大到 2540 s, 两者呈线性关系.

3) 体电导率越大, 表面电位的衰减速度越快. EP 体电导率典型范围 ($10^{-15}-10^{-13} \text{ S}\cdot\text{m}^{-1}$) 内, SPD 时间常数由 24760 s 减小到 260 s, SPD 过程加快了近 20 倍, 两者呈幂函数变化关系.

参考文献

- [1] Lorenzi A D, Grando L, Pesce A, Bettini P, Specogna R 2009 *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insulat.* **16** 77
- [2] Liu Y Q, An Z L, Cang J, Zhang Y W, Zheng F H 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 158201 (in Chinese) [刘亚强, 安振连, 仓俊, 张冶文, 郑飞虎 2012 物理学报 **61** 158201]
- [3] Sato S, Zaengl W S, Knecht A 1987 *IEEE Trans. Electr. Insulat.* **EI-22** 333
- [4] Li W Q, Hao J, Zhang H B 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 086801 (in Chinese) [李维勤, 郝杰, 张海波 2015 物理学报 **64** 086801]
- [5] Feng G B, Wang F, Hu T C, Cao M 2015 *Chin. Phys. B* **24** 117901
- [6] Hosono T, Kato K, Morita A, Okubo H 2007 *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insulat.* **14** 627
- [7] Hoang A T, Serdyuk Y V, Gubanski S M 2014 *International Conference on High Voltage Engineering and Application Poznan*, September 8–11, 2014 p1
- [8] Gao Y, Du B X 2012 *High Voltage Eng.* **38** 824 (in Chinese) [高宇, 杜伯学 2012 高电压技术 **38** 824]
- [9] Mizutani T, Taniguchi Y, Ishioka M 2002 *Conference Proceedings of 11th International Symposium on Electrets Melbourne*, Australia, October 1–3, 2002 p15
- [10] Neves A, Martins H J A 1996 *Conference Record of International Symposium on Electrical Insulation Montreal*, Canada, June 16–19, 1996 p782
- [11] Li A, Du B X, Xu H, Li Z L, Xiao M, Han T 2015 *High Voltage Eng.* **41** 410 (in Chinese) [李昂, 杜伯学, 徐航, 李忠磊, 肖萌, 韩涛 2015 高电压技术 **41** 410]
- [12] Du B X, Xiao M 2014 *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insulat.* **21** 529
- [13] Sonnonstine T J, Perlman M M 1975 *J. Appl. Phys.* **46** 3975
- [14] Chen G, Xu Z, Zhang L W 2007 *Meas. Sci. Technol.* **18** 1453
- [15] Kindersberger J, Lederle C 2008 *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insulat.* **15** 941
- [16] Kindersberger J, Lederle C 2008 *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insulat.* **15** 949
- [17] Perrin C, Griseri V, Laurent C 2008 *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insulat.* **15** 958
- [18] Xu Z Q, Zhang L W, Chen G 2007 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **40** 7085
- [19] Ziari Z, Sahli S, Belle A 2010 *M. J. Conden. Matter* **12** 223
- [20] von Berlepsch H 1985 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **18** 1155
- [21] Chen G 2010 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **43** 055405
- [22] Min D M, Li S T 2014 *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insulat.* **21** 1627
- [23] Min D M, Cho M G, Li S T, Khan A R 2012 *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insulat.* **19** 2206
- [24] Min D M 2013 *Ph. D. Dissertation* (Xi'an: Xi'an Jiaotong University) (in Chinese) [闵道敏 2013 博士学位论文 (西安: 西安交通大学)]
- [25] Xia Z F 2001 *Electret* (Beijing: Science Press) pp74–78 (in Chinese) [夏钟福 2001 驻极体 (北京: 科学出版社) 第 74—78 页]

- [26] Ji Y M, Zhang B, He J L 2014 *High Voltage Eng.* **40** 1768 (in Chinese) [季一鸣, 张波, 何金良 2014 高电压技术 **40** 1768]
- [27] Jin W F 1995 *Dielect. Phys.* (Beijing: China Machine Press) pp97–117 (in Chinese) [金维芳 1995 电介质物理学 (北京: 机械工业出版社) 第97—117页]
- [28] Zhang J W 2012 *Ph. D. Dissertation* (Tianjin: Tianjin University) (in Chinese) [张纪伟 2012 博士学位论文 (天津: 天津大学)]
- [29] Li G C, Min D M, Li S T, Zheng X Q, Ru J S 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 209401 (in Chinese) [李国倡, 闵道敏, 李盛涛, 郑晓泉, 茹佳胜 2014 物理学报 **63** 209401]
- [30] Cockburn B, Shu C W 1989 *Math. Comput.* **52** 411
- [31] Gao Y, Li Y, Cui J D, Du B X 2012 *Trans. China Electrotech. Soc.* **27** 264 (in Chinese) [高宇, 李莹, 崔劲达, 杜伯学 2012 电工技术学报 **27** 264]
- [32] Yin G L 2012 *Ph. D. Dissertation* (Xi'an: Xi'an Jiaotong University) (in Chinese) [尹桂来 2012 博士学位论文 (西安: 西安交通大学)]
- [33] Zhou Y X, Wu P X, Cheng Z Y, Ingram J, Jeelani S 2008 *Express Polym. Lett.* **2** 40
- [34] Gao Y, Du B X 2012 *Conference Record of the 2012 IEEE International Symposium on Electrical Insulation* San Juan, PR, June 10–13, 2012 p531
- [35] Ieda M, Sawa G, Shinohara U 1967 *Jpn. J. Appl. Phys.* **6** 793
- [36] Wu N P 1990 *Electrical Materials Science* (Beijing: China Machine Press) p78 (in Chinese) [吴南屏 1990 电工材料科学 (北京: 机械工业出版社) 第78页]
- [37] Wintle H J 1970 *J. Appl. Phys.* **41** 4004
- [38] Gao Y, Du B X 2012 *High Voltage Eng.* **38** 2097 (in Chinese) [高宇, 杜伯学 2012 高电压技术 **38** 2097]
- [39] Hoang A T, Serdyuk Y V, Gubanski S M 2014 *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insulat.* **21** 1291
- [40] Frederickson A R, Dennison J R 2003 *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **50** 2284

Research on surface potential decay characteristics of epoxy resin charged by direct current corona*

Ru Jia-Sheng¹⁾ Min Dao-Min¹⁾ Zhang Chong²⁾ Li Sheng-Tao¹⁾†
Xing Zhao-Liang²⁾ Li Guo-Chang¹⁾

1) (State Key Laboratory of Electrical Insulation and Power Equipment, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, China)

2) (State Grid Smart Grid Research Institute, Beijing 102209, China)

(Received 25 June 2015; revised manuscript received 9 December 2015)

Abstract

Surface charge accumulation and decay behaviors of dielectric materials are the key factors restricting the development of high voltage direct current power equipment. For flat samples, the density of surface charges deposited by corona can be regarded as a linear change with the surface potential. For this reason, the behavior of surface charge decay can be directly related to that of surface potential. According to the corona charging process, the surface charge deposition and detrapping process, as well as the charge transport process in the bulk, we may establish a physical model of dynamic response to the surface potential. Influences of grid voltage, relative permittivity, and bulk conductivity on the surface potential decay process can be obtained through calculating the surface potential decay behaviors of epoxy resin. The higher the grid voltage, the faster the surface potential decays. At the typical parameter value of epoxy resin (relative permittivity 3.93, bulk conductivity 10^{-14} S·m⁻¹), the normalized decay rate can be fitted by two straight lines in a log-log plot; moreover, the calculated results show a linear variation of power factors with the grid voltage, while the power function shows a relationship between the characteristic time and the grid voltage. The bigger the relative permittivity, the slower the surface potential decays. In the typical parameter area of epoxy resin (relative permittivity 3–4), the surface potential decay time constant increases from 1720 s to 2540 s, showing a linear variation. Also the bigger the bulk conductivity, the faster the surface potential decays. In the typical parameter area of epoxy resin (bulk conductivity 10^{-15} – 10^{-13} S·m⁻¹), the surface potential decay time constant decreases from 24760 s to 260 s, showing a power function relationship.

Keywords: epoxy resin, surface charge, direct current corona charging, surface potential decay

PACS: 77.22.-d, 77.84.-s, 77.84.Jd, 72.20.-i

DOI: 10.7498/aps.65.047701

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11275146) and the Key Program of the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 51337008).

† Corresponding author. E-mail: sli@mail.xjtu.edu.cn