

宏观电偶极子对聚丙烯铁电驻极体膜电荷储存及其动态特性的影响*

王飞鹏[†] 夏钟福 张晓青 黄金峰 沈 军

(同济大学波耳固体物理研究所, 上海 200092)

(2007 年 1 月 18 日收到, 2007 年 3 月 6 日收到修改稿)

利用栅控恒压电晕充电组合反极性电晕补偿充电法, 研究了孔洞(单元电畴)内分布的空间电荷型宏观电偶极子的形成, 及其增长对聚丙烯孔洞膜电极化期间的电流特性及电导率的影响. 借助等温表面电位衰减测量、开路和短路热刺激放电电流谱分析等, 讨论了宏观电偶极子及其密度变化时的聚丙烯孔洞驻极体膜电荷储存稳定性及电荷动态特性. 实验结果说明: 由电极化形成的宏观电偶极子的自身电场提高了聚丙烯孔洞驻极体膜的电导率, 从而降低了驻极体膜电荷储存的稳定性. 对呈现弱极化强度的孔洞驻极体膜, 以孔洞为畴结构基本单元内的宏观电偶极子, 其两性空间电荷的大部分仅仅分别沉积在透镜状孔洞上下两壁的两端. 外激发脱阱电荷从脱阱位置的输运路径, 主要是绕孔洞两边沿介质层迁移, 而极化强度较高的样品, 其两性电荷则分别分布在上下两壁的宽广区域内, 脱阱电荷的大部分在驻极体电场驱动下从脱阱位置通过孔洞层间的介质层迁移并衰减.

关键词: 宏观电偶极子, 电荷稳定性, 聚丙烯孔洞膜, 电导率, 热刺激放电

PACC: 7730, 7750, 7220J, 1140

1. 引 言

通过适当工艺制备的孔洞聚合物, 并借助合理参数电极化后形成的孔洞驻极体膜可能拥有比传统的铁电聚合物如聚偏氟乙烯(PVDF)高出 20 倍以上的压电活性^[1-3], 由于它们同时具备传统铁电体的共性(如剩余极化, 电畴结构, 极性反转效应及电滞回线等)和驻极体行为(准永久的电荷储存寿命等)而被命名为铁电驻极体(ferroelectret)^[4,5]. 近年来, 人们对聚丙烯(polypropylene, PP)孔洞驻极体膜的研究倾注了更多的关注, 不仅是由于其相对于铁电陶瓷呈现类似的高压电活性, 而且具备了功能陶瓷所缺乏的突出柔性, 可大面积成膜, 工艺简单, 廉价环保, 与水与人体相匹配的低声阻抗(可应用于水声、生物工程和临床医学)等优点. 进而如果将它们经过适当的压力膨化和热处理后, 则可形成低达约 1 MPa 的杨氏弹性模量, 加之其优异的电荷储存能力, 从而使其可能显示很高的压电活性. 例如, 上述

PP 铁电驻极体膜的准静态和声频范围内的动态压电 d_{33} 系数分别高达 1400 pC/N 和 600 pC/N^[6-9].

依据这类新结构驻极体材料的介电特性和驻极体行为, Behrendt 等提出: 这类孔洞驻极体膜中的脱阱电荷, 在驻极体自身电场作用下, 迁移的路径主要是从脱阱位置, 经介质层绕孔洞弯曲前进, 并最终和背电极上的异性电荷复合衰减^[10,11], 即脱阱电荷的大部分不是借助外激发的离子发射, 从孔洞的一边通过气层, 到达孔洞对面, 与异性电荷复合衰减. 基于此, 本文以经调控极化电场形成的具有不同极化强度、以孔洞为单元电畴(孔洞几何尺寸约为 $100 \mu\text{m} \times 100 \mu\text{m} \times 10 \mu\text{m}$ 量级, 约比 PVDF 等铁电聚合物的元胞尺寸 $0.858 \text{ nm} \times 0.49 \text{ nm} \times 0.256 \text{ nm}$ 高出 15 个数量级以上^[4])的 PP 孔洞铁电驻极体膜为研究对象, 讨论了这类畴结构中所含有序化的宏观电偶极子的形成及其密度变化, 对这类孔洞驻极体膜介电性质、电荷储存、电荷脱阱后的迁移规律及其对驻极体稳定性的影响. 研究结果对加深理解这类孔洞型铁电驻极体材料的极化机理、空间电荷型宏观电偶

* 国家自然科学基金(批准号 50503018)和上海市自然科学基金(批准号 05ZR14125)资助的课题.

[†] E-mail: fpwangelec@hotmail.com

极子的储存、退化及其电荷动态特征,具有一定的实验和理论意义.

2. 实 验

2.1. 样品的制备

本文中的聚丙烯孔洞膜(cellular PP)为南亚塑胶工业股份有限公司生产的 PP 合成纸(PQ50 型,厚度 $50 \mu\text{m}$, 密度 550 kg/m^3). 原膜在经过压力膨化和热处理后的稳定厚度约为 $65 \mu\text{m}$. 上述样品在单面蒸镀厚度约 100 nm 的铝电极后实施栅控恒压电晕充电.

2.2. 样品的电极化

用于考察充电电流特性研究的 PP 孔洞膜样品的实验条件和参数控制,同文献 [12] 中的栅控恒压电晕充电和反极性电晕补偿充电法,即在实验室环境(室温 $RT \approx 20^\circ\text{C}$, 相对湿度 $RH \approx 40\%$)和维持针-栅间电压 $V_{\text{p-g}} = -10 \text{ kV}$ 的条件下,将栅压 V_{g} 依次从 -1 kV 升高到 -6 kV 对样品实施栅控恒压电晕充电(针-栅和栅-膜间距分别为 $d_{\text{p-g}} = 57 \text{ mm}$ 和 $d_{\text{g-s}} = 8 \text{ mm}$, Heinzinger PNC 20000-3 ump, Germany). 样品充电面是直径为 30 mm 的圆形区域. 为了研究孔洞膜在不同充电栅压条件下的充电电流特征,对同一样品在每个设定栅压下分四步进行栅控恒压电晕充电,首先进行负充电,使样品的等效表面电位 V_{s} 接近栅压 V_{g} ,随后在 $V_{\text{g}} = 0$ 时对样品进行栅控恒压正电晕的补偿充电,以实现 $V_{\text{s}} \approx 0$. 此后样品被重复上述两个充电步骤后进入更高栅压的电晕充电程序.

为了研究宏观电偶极子的形成及其密度变化(对应于分别俘获在孔洞上下两壁的两性空间电荷密度的变化)对孔洞驻极体膜脱阱电荷输运和衰减特性的影响,对用于等温表面电位衰减测量和开路热刺激放电(thermally stimulated discharge, TSD)电流谱实验的样品,以如下程序实施电极化:利用栅压 $V_{\text{g}} = -1 \text{ kV}$ 的栅控恒压负电晕充电而形成的低极化场极化样品,以避免孔洞内的气体击穿,从而获得初始表面电位 $V_{\text{s}0} = -1 \text{ kV}$, 和以孔洞为单元畴、其内的电偶极子所形成的样品的极化强度近似为 0 (微弱极化)的第一类样品;而另一类样品是提高其极化电场使孔洞中空气发生明显的 Paschen 击穿,使较高密度的等值异号电荷分别沉积于孔洞的相对两

壁,以形成较高密度的宏观电偶极子,例如将样品依次实施 $V_{\text{g}} = -9 \text{ kV}$ 的栅控恒压负电晕充电,再进行 $V_{\text{g}} = 0$ 的零栅压恒压正电晕的补偿充电和 $V_{\text{g}} = -1 \text{ kV}$ 的栅控恒压负电晕充电,即可实现上述目标. 显然,如果充电时间足够长(如充电时间 $t_{\text{c}} \geq 90 \text{ s}$),即可得到膜内既分别含有微弱和较强电极化强度、且数量相等的畴结构单元,又使其表面电位 V_{s} 保持为约 -1 kV 的两类孔洞型驻极体膜.

为了研究宏观电偶极子中脱阱电荷(沉积于孔洞上下两壁)的输运和衰减行为,用于短路 TSD 电流谱测量实验的样品在分别经不同强度电场($V_{\text{g}} = -1 \sim -9 \text{ kV}$)极化后,即可获得不同电极化强度的驻极体膜.

2.3. 样品的热刺激放电

对样品实施包括开路和短路 TSD 电流谱测量的热刺激放电实验^[13],是在一个含有程序控温炉(Heraeus T5042 EK, Germany)组合多功能电表(Keithley 6514, USA)的 TSD 系统内,以 $3^\circ\text{C}/\text{min}$ 的升温率从室温至 200°C 线性升温完成. 样品的等温表面电位衰减曲线测量,则在一恒温烘箱内通过一静电电压表(Monroe ISOPROBE[®] 244, USA)进行.

3. 结果与讨论

3.1. 宏观电偶极子的形成及其密度的变化对孔洞膜充电电流及电导率的影响

图 1 为在不同栅压的负极性充电条件下 PP 孔洞膜的充电电流-时间曲线. 结果说明,当栅压低于 -3 kV 时,其充电电流-时间曲线类似于平行板电容器的充电规律,即充电电流在电压加载的瞬间内达到一极大值,随后迅速衰减至一稳态的传导电流值^[14,15];然而,当栅压增加到 -4 kV 或更高时,电流曲线的走向发生了明显的变化,即在充电初始的脉冲电流达到一极大值后,不是急剧衰减到一稳定值,而是在迅速下降到一极小值后,再缓慢回升并逐渐趋于一稳态的电流值. 显然,如果在电极化期间孔洞内空气发生 Paschen 击穿,则孔洞膜的充电稳态电导率应包含由孔洞内气体的 Paschen 击穿形成的击穿诱导电导率(breakdown-induced conductivity^[16])和由样品介质层漏电流(传导电流)引起的本征电导率^[15]组成. 而只要根据实验测得的在充电时流经样

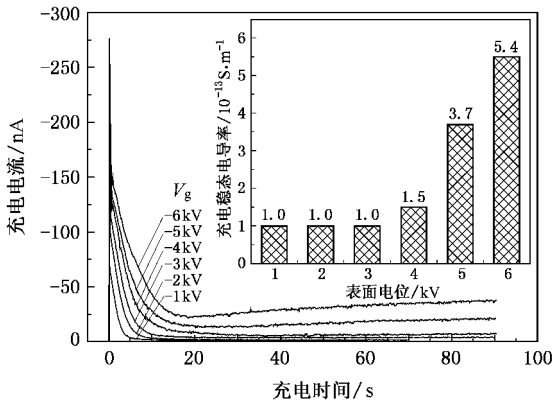


图1 栅控恒压电晕充电(V_g 为参数)时PP孔洞膜的充电电流-时间曲线和充电稳态电导率(插图)

品的稳态电流 I 和样品表面电位 V_s 及其几何尺寸, 即可确定样品的充电稳态电导率 S ,

$$S = \frac{Id}{V_s A}, \quad (1)$$

其中样品厚度 $d = 65 \mu\text{m}$, 充电面积 A 为半径 $r = 15 \text{ mm}$ 的圆形区域. 根据(1)式计算的结果(图1中插图)说明随着样品表面电位(对应于栅压)的升高(伴随着以孔洞为单元电晕的PP铁电驻极体极化强度的上升^[12]), PP孔洞膜的充电稳态电导率 S 明显增加. 如在较低栅压 $V_g = -1 \sim -3 \text{ kV}$ 时, S 均维持在约 $1 \times 10^{-13} \text{ S/m}$ 的低量值; 但当 V_g 增加至 -4 kV 或更高时, S 则从 $V_g = -4 \text{ kV}$ 时的 $1.5 \times 10^{-13} \text{ S/m}$ 迅速增加到 $V_g = -6 \text{ kV}$ 时的 $5.4 \times 10^{-13} \text{ S/m}$.

对高绝缘性聚合物的薄膜自由面, 因电晕充电时积累的空间电荷层可形成足够高的表面电位, 这时伴随之孔洞膜内形成的强电场将导致孔洞内的空气发生 Paschen 击穿, 最终引起孔洞的上下两壁分别俘获了一定量值的等值异号空间电荷, 形成了在极化电场方向、以孔洞为基本畴结构单元的大量有序化宏观电偶极子^[12]. 图 $\chi(a)$ 为 PP 孔洞膜的扫描电子显微镜 (SEM) 照片. 如图 $\chi(b)$ 所示: 由这类宏观电偶极子在孔洞内形成的电场 E_{d1} 与充电电场 E_c 反向, 然而, 它们在相邻孔洞间的介质层中所产生电场 E_{d2} 的取向则与 E_c 同向. 其结果, 由于产生这类电偶极子的相应电荷层形成的电场 E_{d2} 和孔洞层间介质层内的充电电场 E_c 成加和效应, 使该区域的合电场增强; 而在孔洞内由于 E_{d1} 和 E_c 的反向, 导致合电场减弱. 显而易见, 伴随着栅压的逐渐升高引起孔洞内气体 Paschen 击穿的加剧所引起的迅速增

加的宏观电偶极子的密度(即极化强度的迅速上升)将明显地提高样品膜的充电稳态电导率. 由于上述的宏观电偶极子自身电场效应对孔洞膜所形成的充电稳态电导率 S 随极化栅压(对应于 V_s)的增加而上升的过程, 是一个以充电时间为参数的渐变过程, 因此 PP 孔洞膜在 $V_g \geq -4 \text{ kV}$ (孔洞内空气发生较明显的 Paschen 击穿时的实验值) 时的充电电流曲线, 出现了先迅速下降再缓慢增加, 并趋于一稳态传导电流值的动态演变.

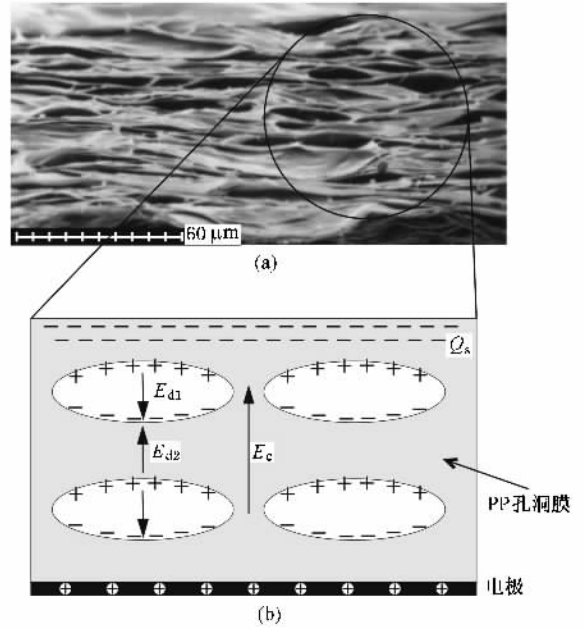


图2 PP孔洞膜的SEM照片(a)和电偶极子的自身电场对PP孔洞膜内介质层及孔洞内含电场的影响(b)

3.2. 宏观电偶极子对PP孔洞膜电荷稳定性的影响

图3是经两种充电参数极化后分别形成的具有微弱(实心方块所示曲线)和较强(空心方块所示曲线)极化强度的两类样品(见2.2节, 初始表面电位 V_{s0} 均为 -1 kV) 在不同温度时的等温表面电位衰减曲线. 结果说明了因 Paschen 击穿引起孔洞两壁的空间电荷不断沉积, 导致宏观电偶极子密度(对应于孔洞膜的极化强度)的上升对电荷稳定性的明显影响. 对呈现微弱极化强度的孔洞驻极体膜, 在经 $60, 80$ 和 100°C 的温度储存 22 h 后, 其剩余表面电位分别为初值 V_{s0} 的约 $75\%, 55\%$ 和 30% , 而对具有较强极化强度的孔洞膜, 在经相同时间和同样的温度储存后, V_s 已分别衰减至初值的约 $66\%, 49\%$ 和 21% . 如前所述, 对含有较高密度电偶极子的孔洞驻极体

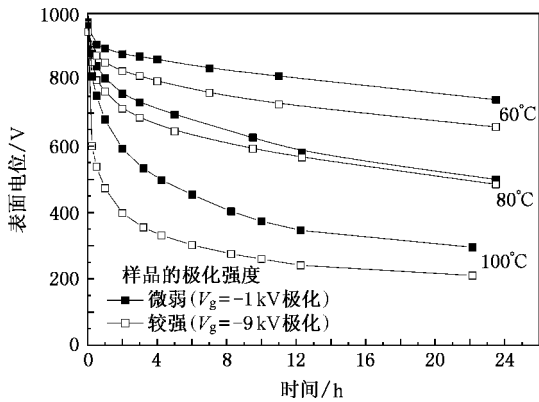


图3 分别具有微弱和较强极化强度的PP孔洞驻极体膜在不同温度时的等温表面电位衰减

膜,由这类空间电荷型电偶极子形成的自身电场明显增强了膜内介质层的合电场,从而提高了样品膜的电导率.当沉积于膜内介质层中的空间电荷因外激发而脱阱后,对那些具有较强极化强度(对应于较高密度的电偶极子)的样品,由于介质层内较高的电场,使得脱阱电荷自脱阱位置在驻极体电场作用下经介质层内路线迁移的速率加快,电荷稳定性下降.例如,和经 $V_g = -1$ kV 充电后的样品相比,经 $V_g = -9$ kV 充电后(样品膜的 V_s 可高达近 -9 kV)已经显著削弱了孔洞驻极体膜空间电荷的储存稳定性(图3).

3.3. TSD 电流谱的研究

TSD 是一种高效研究电介质材料中电荷储存和衰减规律的重要方法^[13].为了研究上述空间电荷型宏观电偶极子对 PP 孔洞驻极体膜内电荷的储存、脱阱后的输运和衰减的影响,我们分别讨论了其开路和短路 TSD 电流谱.图4是经过如2.2节所述程序电极化后形成的分别具有微弱(实线)和较强(虚线)极化强度的PP孔洞驻极体膜(初始表面电位 V_{s0} 均约为 -1 kV)的开路 TSD 电流谱.对弱极化强度的PP孔洞驻极体膜,从约 90°C 起才开始出现明显的放电电流,此后先后形成 120 、 154 和 171°C 的三个放电峰.然而,对较高极化强度的样品, 50°C 起即开始出现明显的放电电流,并相继形成 75 、 120 、 153 和 168°C 的四个放电峰.对比微弱极化强度样品的电流谱可以发现,较强极化强度的样品的放电电流峰不仅存在着前者所不具有的 75°C 低温峰,而且出现了 120°C 的低温区放电峰明显加强,和 153 及 168°C 的高温区放电峰强度的显著减弱.这一结果进一步

证实了空间电荷型宏观电偶极子的形成及其密度的增长,对孔洞驻极体膜电荷储存稳定性的负面影响.

根据孔洞驻极体膜的压电模型^[17],为简化问题的分析,我们把这类孔洞膜内各气层的厚度及其电场、和介质层的厚度及层内的电场分别视为各层相同,以便于分别估算空气层和介质层内的电场,并最终导出孔洞内气体在达到临界击穿电场理论值时所需的极化栅压 V_{g-c} (对应于 V_{s-c}) 值.上述简化使我们可能把这种孔洞驻极体膜看作为仅仅包含空气层和介质层的两层膜系结构,其中空气层的厚度即为膜内各气层的厚度和 d_{air} ,而介质层的厚度为孔洞膜内各介质层的总厚度 d_{pp} .由 Gauss 定律和 Kirchhoff 第二定律可得^[16]

$$\epsilon_{\text{air}} E_{\text{air}} = \epsilon_{\text{pp}} E_{\text{pp}}, \quad (2)$$

$$E_{\text{air}} d_{\text{air}} + E_{\text{pp}} d_{\text{pp}} = V_s. \quad (3)$$

联立(2)(3)式可得

$$E_{\text{air}} = \frac{V_s \epsilon_{\text{pp}}}{\epsilon_{\text{pp}} d_{\text{air}} + \epsilon_{\text{air}} d_{\text{pp}}}, \quad (4)$$

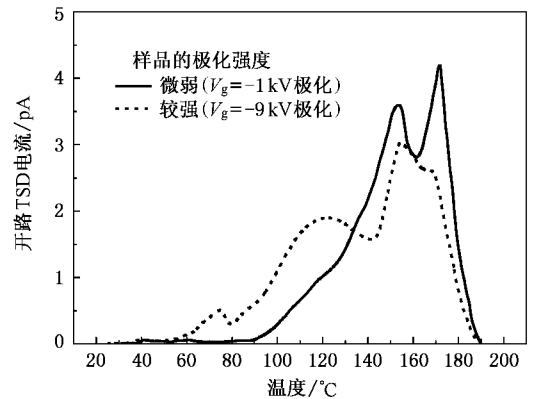


图4 分别具有微弱和较强极化强度的PP孔洞驻极体膜的开路 TSD 电流谱

其中 ϵ_{air} , ϵ_{pp} 及 E_{air} , E_{pp} 分别表示空气、PP介质的相对介电常数和空气层及介质层内的电场,而 V_s 为充电过程中样品膜的表面电位.如果考虑到 $\epsilon_{\text{air}} = 1$, $\epsilon_{\text{pp}} = 2.35$, 及非孔洞 PP 膜的密度 $\rho_{\text{pp}} = 900$ kg/m³, 则可计算出 $d_{\text{air}} = 34.4$ μm 和 $d_{\text{pp}} = 30.6$ μm .根据 PP 孔洞膜的 SEM 照片(图 2a),对厚度为 65 μm 的孔洞膜内大约包含了其每层厚度约 3 μm 的 10 个孔洞层.因此,满足膜内孔洞中的空气发生 Paschen 击穿时的临界电场 $E_{\text{air}} = 90$ MV/m^[18] 所需的 V_{s-c} 约为

$$V_{s-c} = E_{\text{air}} \left(d_{\text{air}} + \frac{\epsilon_{\text{air}}}{\epsilon_{\text{pp}}} d_{\text{pp}} \right)$$

$$= 90 \left(34.4 + \frac{1}{2.35} 30.6 \right) \approx 4.2 \text{ kV}. \quad (5)$$

显然,根据上述理论计算,在栅控恒压电晕充电条件下,对本文中实际应用的 PP 孔洞膜,其外加栅压只有在 $V_g \geq -4.2 \text{ kV}$ 时才能使得薄膜孔洞内的空气产生 Paschen 击穿.但实验结果^[12]表明 PP 孔洞膜在 $V_g = -3 \text{ kV}$ 时已经出现局部击穿,并可测量出一定的极化强度(约 0.2 mC/m^2).孔洞内空气击穿所需的栅压(对应于样品表面电位阈值 V_{s_c})的实验与理论计算值间的偏差是因为实际薄膜中的透镜状孔洞(图 2(a))已在上述的理论模型中被假定为厚度均匀的气层.这种中间厚两端薄的透镜状孔洞的形状特征必然导致在较低的 V_g 时,位于孔洞较薄的两端可能提前于理论计算值产生 Paschen 击穿,而随着栅压的增加(即极化电场的上升),孔洞的中部较厚区域相继开始击穿放电,和伴随电离击穿的雪崩效应使作为畴的基本结构单元的孔洞的上下两壁分别沉积的等值异号电荷密度急剧增加,从而使其宏观电偶极子密度明显上升.

为了实施短路 TSD 实验,样品在双面蒸镀电极后,使得原本因恒压电晕充电俘获在样品膜自由面附近的单极性过剩空间电荷几乎损失殆尽^[13],而膜内孔洞两侧因 Paschen 击穿而沉积的等值异号的空间电荷因位于较深层内,及两种极性电荷的相互束缚而较为稳定.显然,短路 TSD 实验及其图谱分析可能揭示孔洞膜内宏观电偶极子在热激发中电荷脱阱后的输运规律及其衰减的特性^[19].图 5 是经不同 V_g 极化后的 PP 孔洞驻极体膜的短路 TSD 电流谱.结果说明经较强电场极化($V_g = -5 \sim -9 \text{ kV}$)后样品膜的短路 TSD 电流谱均为正向峰,其中包含 110°C 的较强峰和 170°C 的高温峰.根据图 6 中样品膜在短路 TSD 过程中的带电状态分析可知,样品膜在热激发过程中正向电流峰的形成,只能是正电荷向上电极或负电荷向下电极迁移所释放电荷在外电路中的反映.即对那些在较高极化电场($V_g > -4.2 \text{ kV}$ 如 $V_g = -5 \text{ kV}$ 或更高)条件下,因孔洞内气体的明显击穿效应形成的较高密度的电偶极子,在短路 TSD 过程中,其电荷从脱阱位置的迁移路径主要是通过孔洞间的 PP 介质层输运(图 7(a)).而在较低栅压如 $V_g = -1 \sim -4 \text{ kV}$ 时的样品膜短路 TSD 电流曲线特征则较为复杂.在 $V_g = -1 \sim -2 \text{ kV}$ 时,由于极化电场较弱,由透镜状孔洞两端局部 Paschen 击穿形成样品的极化强度很低(约为几到几

$10 \mu\text{C/m}^2$ ^[12])因此其短路电流信号微弱.但当 $V_g \geq -3 \text{ kV}$ 时,在其 TSD 电流谱上出现了峰温位于 $120 \sim$

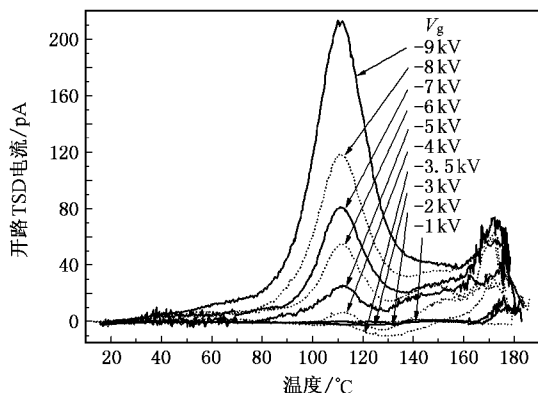


图 5 不同栅压(对应于表面电位)极化后的 PP 孔洞驻极体膜的短路 TSD 电流谱

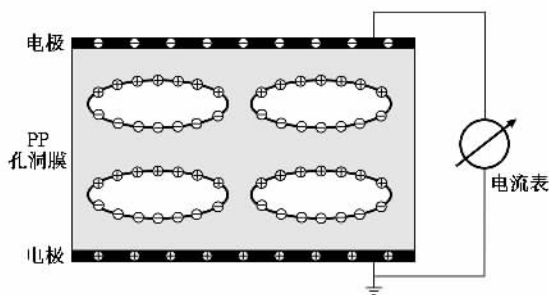


图 6 PP 孔洞驻极体膜在短路 TSD 实验中的带电状态 130°C 的负向电流峰,特别是当 $V_g = -3.5 \text{ kV}$ 时,出现了位于 130°C 的较强负峰(图 5).负向电流峰的

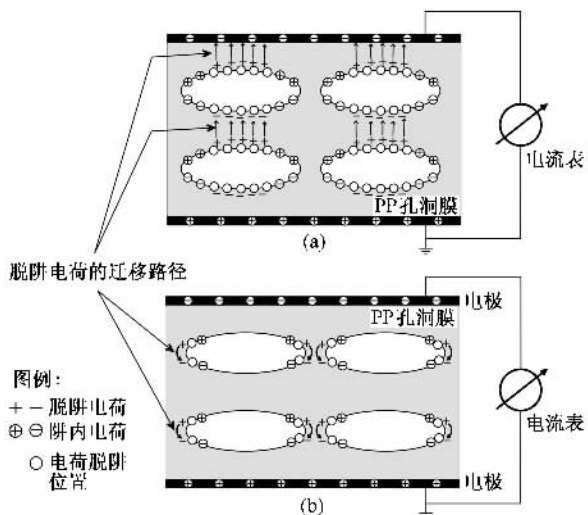


图 7 宏观电偶极子密度对脱阱电荷迁移和输运路径的影响 (a) 较高栅压时形成的较高密度的宏观电偶极子 (b) 较低栅压时形成的较低密度的宏观电偶极子

形成可能是在透镜状孔洞两端,因较低极化电场作用的气体提前击穿而沉积在孔洞端部的电荷,在 TSD 中经热激发后选择了如图 7(b)所示较短的迁移路径,即从孔洞端部附近的电荷沉积位置脱阱,分别绕孔洞两侧的介质层迁移而相互复合所致. 进而,当 V_g 上升至 -4 kV 时,样品膜的短路 TSD 中既包含峰温在 110°C 的正峰又包含 130°C 的负峰. 图 5 中 $V_g = -4$ kV 对应的这种特殊的 TSD 电流特征曲线,可能正是宏观电偶极子中的分别位于孔洞中部和端部的电荷在脱阱后的迁移过程中两种不同迁移路径的竞争效应的结果. 由于在实际应用中的 PP 孔洞驻极体膜主要采用强场极化以便优化其压电活性,因此产业化使用的 PP 孔洞驻极体膜中的脱阱

电荷应主要通过孔洞间的 PP 介质层输运和迁移.

4. 结 论

由发生 Paschen 击穿而形成在孔洞(单元电畴)内分布的宏观电偶极子,其自身电场提高了 PP 孔洞驻极体膜的电导率,从而降低了驻极体膜电荷储存的稳定性,对具有弱极化强度(较低密度的宏观电偶极子)的孔洞驻极体膜,沉积于孔洞两端上下壁的异性空间电荷脱阱后的迁移和输运主要是通过绕孔洞两侧的介质层,而含有较高密度电偶极子的孔洞膜中的脱阱电荷则是从脱阱位置通过孔洞层间的介质层的迁移、复合而衰减.

- [1] Gerhard-Multhaupt R 2002 *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.* **9** 850
- [2] Bauer S, Gerhard-Multhaupt R, Sessler G M 2004 *Phys. Today* **57** 37
- [3] Bauer S 2006 *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.* **13** 953
- [4] Lindner M, Hoislbauer H, Schwodiauer R, Bauer-Gogonea S, Bauer S 2004 *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.* **11** 255
- [5] Wegener M, Wirges W, Gerhard-Multhaupt R, Dansachmuller M, Schwodiauer R, Bauer-Gogonea S, Bauer S, Paajanen M, Minkkinen H, Raukola J 2004 *Appl. Phys. Lett.* **84** 392
- [6] Paajanen M, Wegener M, Gerhard-Multhaupt R 2001 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **34** 2482
- [7] Wegener M, Wirges W, Fohlmeister J, Tiersch B, Gerhard-Multhaupt R 2004 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **37** 623
- [8] Zhang X, Hillenbrand J, Sessler G M 2004 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **37** 2146
- [9] Zhang X, Sessler G M, Hillenbrand J 2007 *J. Electrostat.* **65** 94
- [10] Behrendt N, Mohmeyer N, Hillenbrand J, Kläiber M, Zhang X, Sessler G M, Schmidt H-W, Altstädt V 2006 *J. Appl. Polym. Sci.* **99** 650
- [11] Behrendt N, Altstädt V, Schmidt H-W, Zhang X, Sessler G M 2006 *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.* **13** 992
- [12] Wang F P, Xia Z F, Qiu X L, Shen J 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 3705 (in Chinese) [王飞鹏、夏钟福、邱勋林、沈 军 2006 物理学报 **55** 3705]
- [13] Xia Z F 2001 *Electrets* (Beijing : Science Press) p154—180 (in Chinese) [夏钟福 2001 驻极体 (北京 : 科学出版社) 第 154—180 页]
- [14] Wang F P, Xia Z F, Qiu X L, Shen J, Zhang X Q, An Z L 2006 *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.* **13** 1132
- [15] Xia Z F, Yang G M, Sun X M 1992 *IEEE Trans. Electr. Insul.* **27** 702
- [16] Hu Z, von Seggern H 2005 *J. Appl. Phys.* **98** 014108
- [17] Sessler G M, Hillenbrand J 1999 *Appl. Phys. Lett.* **75** 3405
- [18] Torres J M, Dhariwal R S 1999 *Microsyst. Technol.* **6** 6
- [19] Zhang X, Hillenbrand J, Sessler G M 2007 *J. Appl. Phys.* (in Press)

Influence of macroscopic dipoles on the charge storage and charge dynamics of polypropylene ferroelectret films^{*}

Wang Fei-Peng[†] Xia Zhong-Fu Zhang Xiao-Qing Huang Jin-Feng Shen Jun

(*Pohl Institute of Solid State Physics, Tongji University, Shanghai 200092, China*)

(Received 18 January 2007; revised manuscript received 6 March 2007)

Abstract

In this work, influence of the formation of macroscopic dipoles with space charges enclosed in a void (electric domain) and their polarization enhancement on the charging current characteristic and the conductivity of cellular polypropylene (PP) film were studied by the corona charging with a grid in combination with the reverse-polarity corona charging compensation method. By measuring the isothermal surface potential decay and analyses of open-circuit and short-circuit thermally stimulated discharging current spectra, the charge stability and charge dynamics of PP ferroelectrets in relation to the formation and density variety of macroscopic dipoles were also discussed. The experimental results indicate that the decrease of charge stability of cellular PP film with high polarization should be attributed to the increase of the conductivity induced by the self-field of macroscopic dipoles. For cellular electret film with weak polarization, macroscopic dipoles formed by space charges should only be trapped at two sharp ends of lens-like void and, therefore, detrapped charges will transport along the side surfaces at both ends of the void. When the sample has high polarization, the trapped charges are distributed in the whole surface layer of the void. Most of the detrapped charges excited by the electret field drift through the solid dielectric layer between adjacent voids, which leads to their decay.

Keywords : macroscopic (electric) dipole, charge stability, cellular polypropylene, conductivity, thermally stimulated discharge

PACC : 7730, 7750, 7220J, 1140

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 50503018) and the Municipal Natural Science Foundation of Shanghai (Grant No. 05ZR14125).

[†] E-mail: fpwangelec@hotmail.com