

# 充电参数对聚丙烯蜂窝膜驻极体压电性的影响<sup>\*</sup>

张鹏锋<sup>†</sup> 夏钟福 邱勋林 王飞鹏 吴贤勇

(同济大学波耳固体物理研究所, 上海 200092)

(2005 年 3 月 29 日收到, 2005 年 6 月 10 日收到修改稿)

通过接触法充电、恒压电晕充电, 以及开路热刺激放电技术, 对充电参数(例如充电电压, 充电时间和充电温度等)对聚丙烯蜂窝膜(PP cellular)驻极体的压电性及其热稳定性的影响的研究, 并从孔洞型薄膜压电体的材料结构和理论模型出发, 讨论了这些参数对其影响的原因, 分析了与压电活性密切相关的空间电荷的动态特性. 结果表明, 合理地优化充电参数, 能使这类呈闭合孔洞的聚合物蜂窝膜驻极体的压电性及其稳定性得以改善, 为拓宽这类新型压电功能膜应用领域, 推动其产业化进程提供了一定的理论和技术依据.

关键词: 聚丙烯蜂窝膜, 压电性, 充电参数, 电荷输运

PACC: 7760, 7750, 7220J

## 1. 引 言

非极性的孔洞结构薄膜驻极体如聚丙烯蜂窝膜和聚四氟乙烯多孔膜(Porous PTFE)是 20 世纪末研发出的新结构功能电介质, 具有柔性、薄膜型、质轻、强压电性的特性, 与水及人体的声阻抗相匹配, 并具有无毒和价廉等优点<sup>[1-5]</sup>. 20 世纪 80 年代末, 芬兰 Tampere 技术大学通过热吹塑组合双向挤压工艺成功制备, 即在 PP 熔体内注入气体(或在熔体内掺杂无机微粒作为在拉伸工艺中的发泡中心)以产生直径约 10 $\mu$ m 的孔洞, 将熔体挤压成管状并冷却, 在吹塑成膜后再加热, 并在薄膜成型时伴随双向拉伸, 以形成具有透镜状或盘状微孔结构的 PP 蜂窝膜<sup>[6]</sup>. 通过控制拉伸比即可形成高结晶度(约 50%)和高度各向异性(二色性比达 8)<sup>[7]</sup>的形貌特征, 产生表面为光滑的非多孔层, 而体内则包含大量透镜状或圆盘状封闭气孔的结构. 此后人们对 PP 蜂窝膜在声频和超声频的声学性能以及在机电传感器和驱动器等领域的应用展开了研究<sup>[8,9]</sup>, 甚至还成立了专门的公司(如 VTT)来研发和推动这类新一代多功能薄膜的商品化.

新近的研究结果指出<sup>[10,11]</sup>: 经过合理调控工艺

参数的压力膨化处理既能极大地降低 PP 蜂窝膜的弹性模量, 又能有效地提高材料的电荷俘获能力, 从而使其压电  $d_{33}$  系数极大地提高<sup>[10,11]</sup>, 例如从原生膜的 18pC/N 上升到 367pC/N, 从而明显地改善了这种非极性蜂窝膜驻极体的压电性<sup>[12,13]</sup>. 本文通过合理调控和优化充电参数, 实现了对经压力膨化处理后的 PP 蜂窝膜驻极体的压电性及其稳定性改善, 从其非极性孔洞聚合物薄膜压电体的结构和理论模型出发, 讨论了调控充电参数对其压电活性改善的力学和介电根源, 并分析了这类新结构驻极体的电荷动态特性, 为其更好地用作为各种压电传感器和驱动器的芯片材料奠定了实验和理论基础.

## 2. 样品及实验

样品系南亚塑胶工业股份有限公司生产的 PP 合成纸(PQ50 型, 厚度 50 $\mu$ m, 密度 550kg/m<sup>3</sup>). 压力膨化处理是在高压釜和温控炉中实现的, 即将样品放入釜内高压腔后通入一定量的高压高纯氮气, 在室温下存放一定时间后打开高压腔放气, 使腔内压力迅速降至常压并将样品放入温控炉内老化一定时间后取出. 采用常压负电晕放电法或接触法(PNC 20000-3ump, 德国 Heinzinger 公司)对样品充电, 电晕

<sup>\*</sup> 国家自然科学基金(批准号: 50073016)和中德合作项目(批准号: J177365)资助的课题.

<sup>†</sup> 通讯联系人. E-mail: zpfl@citiz.net

针与薄膜自由面间的距离  $d = 4\text{cm}$ , 充电时间  $t_p = 15\text{s}$ , 而电晕电压的调控应避免引起针-膜间空气的火花放电. 采用电晕充电的样品经极化后需在常温常压下储存一段时间后双面蒸镀电极, 而用接触法充电的样品则在充电前对其双面蒸镀电极. 利用静态法测量充电后样品的压电  $d_{33}$  系数. 热刺激放电 (Thermally Stimulated Discharge, TSD) 实验是在一个含有温控程序炉的开路 TSD 系统 (T5 402EK, 德国 Heraeus 公司) 814 多功能表 (美国 Keithley 公司) 内从室温到  $180^\circ\text{C}$  以  $3^\circ\text{C}/\text{min}$  的速率线性升温完成.

### 3. 结果与讨论

#### 3.1. 充电电压对 PP 蜂窝膜驻极体压电性的影响

图 1 为膨化处理后的 PP 蜂窝膜的剖面结构示意图. 图 1(a) 说明其封闭式孔洞接近透镜状, 横向尺寸约为几十微米, 而纵向尺寸仅有几微米. 由于通过调控无栅恒压电晕充电或是接触法充电时的极化电压, 而调控电晕充电时的电晕电场使得在充电过程中可能形成足够高的膜内强场, 导致样品孔洞内的气体发生 Paschen 击穿和气体电离化形成的异号电荷在驻极体孔洞局域区电场的作用下分别向孔洞上、下表面迁移, 并最终被俘获在相应孔洞的上下介质表面层的陷阱中, 见图 1(b). 显然, 极化后荷电的孔洞可视作沿电场方向排列的微米尺度的宏观电偶极子, 即一种电畴结构, 新近被命名为铁电驻极体 (Ferroelectret)<sup>[14]</sup>. 当含有这类孔洞的 PP 蜂窝膜驻极体在外力作用下形变时, 必然引起宏观偶极子相对位于薄膜上、下表面处电极产生位移, 诱导电极上的感应电荷密度的变化, 形成压电效应<sup>[10, 11]</sup>.

根据图 1 的电镜照片及电荷分布示意图, PP 蜂窝膜在接触法充电过程中的电荷分布模型可以用由  $n$  个聚合物层和  $(n-1)$  个气体层交迭形成的多层夹心系统 (各聚合物层的相对介电常数、厚度和电场, 以及气体层的相应值分别为  $\epsilon_{1r}$ ,  $d_{1i}$ ,  $E_{1i}$  和  $\epsilon_{2r}$ ,  $d_{2i}$ ,  $E_{2i}$ ) 表示, 其相应层的气体/聚合物界面的等效面电荷密度为  $\pm\sigma_i$ , 而  $-\sigma_0$  和  $\sigma_n$  是在接触法充电时被蜂窝膜上下表面层所俘获的空间电荷<sup>[15]</sup> (图 2).

若以接触法充电时两电极间所加直流电压为  $V$ , 则根据 Gauss 定理和 Kirchhoff 第二定律可得

$$\begin{aligned} -\epsilon_0\epsilon_{1r}E_{11} &= -\sigma_0, \\ \epsilon_0\epsilon_{1r}E_{1i} - \epsilon_0\epsilon_{2r}E_{2i} &= \sigma_i, \\ \epsilon_0\epsilon_{2r}E_{2i} - \epsilon_0\epsilon_{1r}E_{(i+1)} &= -\sigma_i, \end{aligned}$$

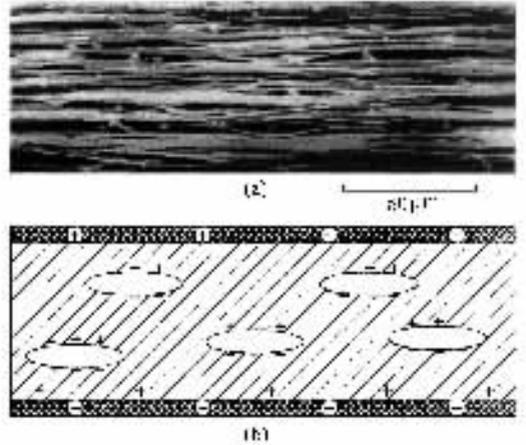


图 1 PP 蜂窝膜的结构示意图 (a) 截面电镜照片 (b) 充电后样品的电荷分布示意图

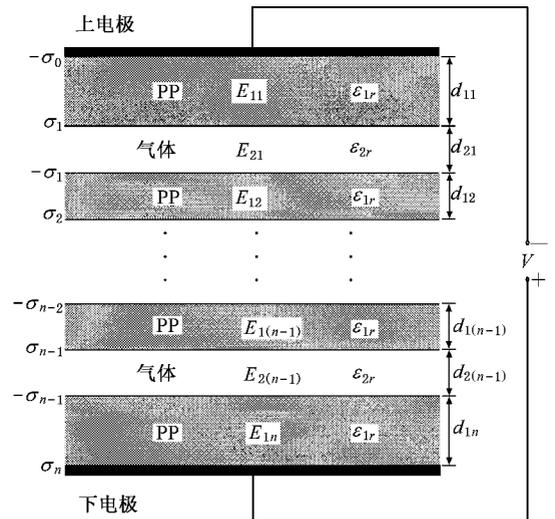


图 2 接触法充电时 PP 蜂窝膜的电荷分布示意图

$$\begin{aligned} \epsilon_0\epsilon_{1r}E_{1n} &= \sigma_n, \\ \sum_{i=1}^n E_{1i}d_{1i} + \sum_{i=1}^{n-1} E_{2i}d_{2i} &= V, \end{aligned} \quad (1)$$

为了简化模型, 我们假设各气体层的厚度均匀, 且俘获在各层的电荷密度也相同, 即  $d_{21} = d_{22} = \dots = d_{2(n-1)}$ ,  $\sigma_1 = \sigma_2 = \dots = \sigma_n$ . 设  $\sum_{i=1}^n d_{1i} = d_1$ ,  $\sum_{i=1}^{n-1} d_{2i} = d_2$ , 即  $d_1$ ,  $d_2$  分别为聚合物层和气体层的总厚度, 则可由 (1) 式得

$$E_{2i} = \frac{\epsilon_0\epsilon_{1r}V - \sigma_i d_1}{\epsilon_0\epsilon_{2r}d_1 + \epsilon_0\epsilon_{1r}d_2}, \quad (2)$$

只有当充电时加在气层间的总电场  $E_{2i}$  高于该气层的临界击穿电场  $E_c$  时, 泡内气体才会发生 Paschen

击穿,并导致电离过程中形成的异号电荷在外加极化电场的作用下分别向孔洞上、下表面迁移,最终被俘获在相应孔洞的上、下聚合物表面层的陷阱中<sup>[16-18]</sup>.与此同时,俘获电荷在含气体孔洞中形成了与外加电场极性相反的附加电场.随着俘获电荷密度的增加,反向场不断加强,直到它与极化电场在孔洞中形成的叠加值小于该层的击穿电场的临界值时, Paschen 击穿停止,电离过程结束,将此时的  $E_{2i} = E_c$  代入(2)式可得

$$\sigma_i = \frac{[\epsilon_0 \epsilon_{1r} V - E_c (\epsilon_0 \epsilon_{2r} d_1 + \epsilon_0 \epsilon_{1r} d_2)]}{d_1}, \quad (3)$$

根据 PP 蜂窝膜驻极体的压电模型<sup>[10,11]</sup>可导出其压电  $d_{33}$  系数与各层介质表面俘获电荷密度  $\sigma_i$  之间的关系为

$$d_{33} = \frac{\epsilon_{2r} \epsilon_{1r} d}{c_{33}} \frac{d_1 \sum d_{2i} \sigma_i}{d_2 (\epsilon_{2r} d_1 + \epsilon_{1r} d_2)}, \quad (4)$$

显然,只有当气体和聚合物层界面处的介质层面上存在俘获电荷,即  $\sigma_i > 0$  时,PP 蜂窝膜驻极体才具有压电性.代入(3)式可得

$$V \geq E_c \left( \frac{\epsilon_{2r} d_1 + d_2}{\epsilon_{1r}} \right) = V_0, \quad (5)$$

此时,根据(3)和(4)式及前面假设的  $\sigma_1 = \sigma_2 = \dots = \sigma_n$  可得

$$d_{33} = \frac{\epsilon_{2r} \epsilon_{1r} d}{c_{33}} \frac{[\epsilon_0 \epsilon_{1r} V - E_c (\epsilon_0 \epsilon_{2r} d_1 + \epsilon_0 \epsilon_{1r} d_2)]}{(\epsilon_{2r} d_1 + \epsilon_{1r} d_2)^2}, \quad (6)$$

显然 PP 蜂窝膜驻极体的压电  $d_{33}$  系数和接触法充电

电压  $V$  线性相关,即  $d_{33} = k(V - V_0)$  ( $k$  为常数).在充电结束时,撤去充电电压  $V$  的瞬间,若气体层内由  $\sigma_i$  形成的电场  $E'_{2i}$  大于临界击穿电场  $E_c$ ,气体层内的气体发生反向击穿<sup>[19]</sup>,导致与  $\sigma_i$  相反极性的电荷被沉积在聚合物层的界面上,引起充电过程中俘获的电荷密度  $\sigma_i$  的下降,直至其形成的气层内电场低于或等于击穿电场,此时各层介质表面俘获电荷密度  $\sigma'_i$  及其形成的电场  $E'_{2i}$  为

$$E'_{2i} = \frac{-\sigma_i d_1}{\epsilon_0 \epsilon_{2r} d_1 + \epsilon_0 \epsilon_{1r} d_2} = -E_c, \quad (7)$$

$$\sigma'_i = E_c \left( \epsilon_0 \epsilon_{2r} + \epsilon_0 \epsilon_{1r} \frac{d_2}{d_1} \right), \quad (8)$$

把(8)式代入(3)式并与(5)式对照可得饱和电压

$$V' = 2E_c \left( \frac{\epsilon_{2r} d_1 + d_2}{\epsilon_{1r}} \right) = 2V_0, \quad (9)$$

因此,当充电电压  $V$  大于  $V'$  时,充电结束一段时间后俘获在 PP 蜂窝膜驻极体气体层和聚合物层界面上的介质层的电荷密度  $\sigma_i$  始终与  $V$  取  $V'$  时相同,即为  $\sigma'_i$ .此时,根据(4)式,在忽略其他因素导致电荷衰减的条件下,对于相同 PP 蜂窝膜驻极体,其压电  $d_{33}$  系数将保持不变,如果将(8)式代入(4)式可得此时饱和压电系数为

$$d'_{33} = \frac{\epsilon_0 \epsilon_{2r} \epsilon_{1r} d E_c}{c_{33} (\epsilon_{2r} d_1 + \epsilon_{1r} d_2)}, \quad (10)$$

综上所述,经接触法充电的 PP 蜂窝膜驻极体的压电  $d_{33}$  系数与其充电电压  $V$  的关系如下式所示:

$$d_{33} = \begin{cases} 0, & V < V_0, \\ k(V - V_0), \left( k = \frac{\epsilon_0 \epsilon_{2r} \epsilon_{1r} d}{c_{33} (\epsilon_{2r} d_1 + \epsilon_{1r} d_2)} \right), & V_0 < V < 2V_0, \\ d'_{33}, & V > 2V_0, \end{cases} \quad (11)$$

例如在  $E_c = 80 \text{ MV/m}$ ,  $\epsilon_{2r} = 1$ ,  $\epsilon_{1r} = 2.2$ ,  $d_1 = 30 \mu\text{m}$ ,  $d_2 = 30 \mu\text{m}$ , 从(5)式可得:  $V_0 \approx 3.5 \text{ kV}$ . 因此,根据(11)式 PP 蜂窝膜驻极体的压电  $d_{33}$  系数与上述充电电压  $V$  间的理论关系可由图 3 中的曲线 1 表征.图 3 说明,我们的实验结果(曲线 2)和理论曲线的形状基本一致.实验结果亦如前面的理论分析:当充电电压高于阈值电压  $V_0$  时,PP 蜂窝膜才呈现压电性,且  $d_{33}$  系数随着充电电压  $V$  的增加线性上升,当充电电压约为  $2V_0$  时,压电系数随着充电电压的上升的趋

势减缓,最终达到一个饱和值.值得注意的是:在压电系数的初始上升阶段,实际的阈值电压  $V_0$  和理论计算值  $V_0$  存在较大的偏差,是因为理论模型中的气体层被假设是厚度均匀的气泡,且计算时所取气层厚度为透镜状气泡中心位置的厚度,但实际样品中的气层是类透镜状(图 1),其厚度是中间宽两端窄,这必然导致在较低的充电电压时,透镜状气泡厚度较窄的端部已提前击穿放电,而气泡的中区仍未到达其产生 Paschen 击穿的临界电场值,由此导致了

实际样品在接触法充电过程中,在外加电压低于阈值电压理论值时提前放电并出现压电性.而在压电系数上升到稳定值时,实验值和理论值几乎完全重合,是由于当充电电压接近阈值电压的两倍时,透镜状气泡的两端的电荷密度不再增加(在充电过程中可能随电压增加而增加,但撤去电压后由其产生的反向击穿将使电荷密度回到与其厚度相对应的较小的恒定值),而中间部分的电荷密度仍在不断积累(撤去电压后由俘获电荷产生的反向电场尚未达到击穿电场强度),引起压电系数依然呈现上升趋势,只有当充电电压达到中间部分阈值电压的两倍时,气体/聚合物界面处的捕获电荷才趋于饱和, $d_{33}$ 也将到达一个稳定值.

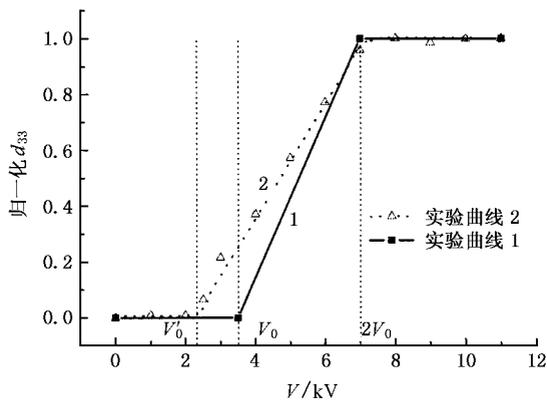


图 3 静态法测得的 PP 蜂窝膜驻极体压电系数与接触法充电电压  $V$  的关系

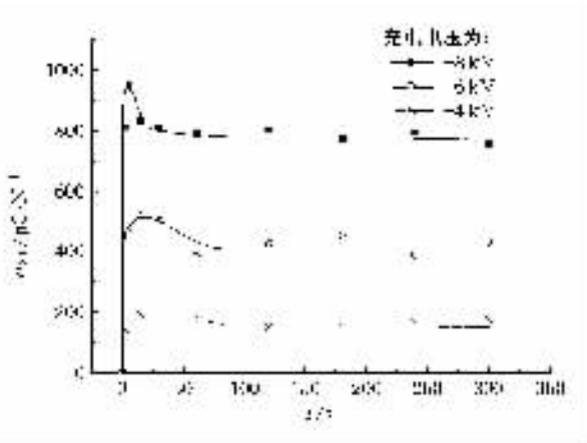


图 4 静态法测得的 PP 蜂窝膜压电系数与接触法充电时间  $t$  的关系

### 3.2. 充电时间对 PP 蜂窝膜驻极体压电性的影响

在驻极体的形成过程中,充电时间  $t$  对驻极体

的俘获电荷密度以及充电后材料的物化性有着重要的影响.太短的充电时间使得驻极体陷阱内的俘获电荷密度太低,而过长的充电时间既降低充电效率,又可能导致材料性质的变化.对于 PP 蜂窝膜驻极体,如果以接触法充电时的充电电压为参数,其压电  $d_{33}$  系数和充电时间  $t$  的关系如图 4 所示:充电电压越高,压电  $d_{33}$  系数分别就越快地到达最大值和稳定值,且其  $d_{33}$  值也越高.这是因为较高的充电电压导致了在气泡内被离子化的电荷载流子较高的迁移速率和较大的离子碰撞的电离系数,使得捕获在气体层/聚合物层界面处介质层的电荷密度  $\sigma_i$  在较短的时间内就能达到最大值.由图 4 可知,只要在阈值电压之上,不管充电电压取何值, $d_{33}$  系数随时间的变化都有一个经迅速上升后又略有下降的过程.由(4)式可知,PP 蜂窝膜驻极体的压电系数不仅和  $\sigma_i$  有关,还受其弹性模量  $c_{33}$  的影响.在接触法充电的过程中, $\sigma_i$  随着时间的延长而不断增加,直到到达最大值并保持不变;与此同时随着气泡两边介质层分别沉积的正负极性电荷密度  $\sigma_i$  的上升,库仑力也随之增加,导致气体层的厚度下降,即薄膜厚度减小,引起了 PP 蜂窝膜系的弹性模量  $c_{33}$  的增加,当由气泡两边的电荷密度形成的库仑力与气泡被压缩而产生的弹性力趋于平衡时,弹性模量  $c_{33}$  趋向于一个稳定值.因此,图 4 中的  $d_{33}$  趋于稳定的过程是  $\sigma_i$  和  $c_{33}$  的同时增加,形成竞争效应并对  $d_{33}$  共同作用的过程.在初始上升阶段,呈指数型增加的  $\sigma_i$  对  $d_{33}$  变化的影响占优势;在  $\sigma_i$  接近最大值时,由于其积累变缓<sup>[20]</sup>, $c_{33}$  的增加则居主导地位,和导致  $d_{33}$  从峰值下降,直至二者作用都趋于平衡时,压电系数  $d_{33}$  也趋于稳定.因此,在  $V$  一定时合理地调控既能改善 PP 蜂窝膜驻极体的压电性,又能调控其充电效率.

### 3.3. 充电温度对 PP 蜂窝膜驻极体电荷稳定性的影响

对大多数的非极性驻极体材料,经适当的高温充电,或者经过常温充电后在合理的高温下老化,都可能改善驻极体材料的电荷储存稳定性,这是由于受控的热处理会导致驻极体材料的物性向着有利于电荷储存的方向变迁和电荷重心的内迁移<sup>[21-23]</sup>.

对于 PP 蜂窝膜驻极体(图 5),和室温充电相比,经过 70℃ 充电后,不仅 TSD 谱线上各峰温均向高温区漂移,峰值强度上升,且在 TSD 升温直到 175℃ 时的释放电流才降为零,而常温充电的样品在

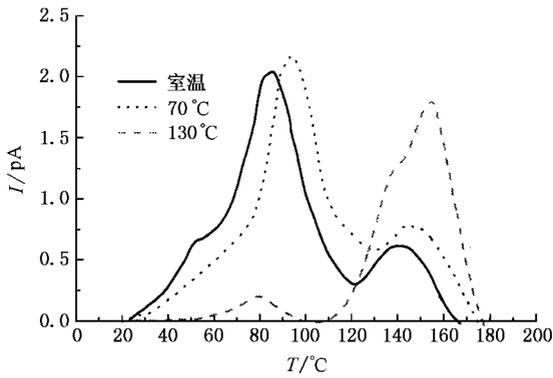


图5 经不同温度  $T$  高温电晕充电的 PP 蜂窝膜驻极体的开路 TSD 电流谱

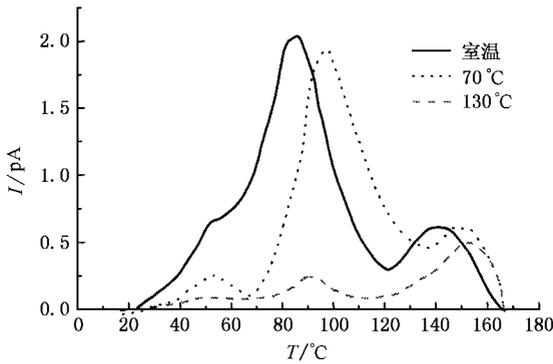


图6 常温电晕充电后经不同温度  $T$  老化 30min 的 PP 蜂窝膜驻极体的开路 TSD 电流谱

165℃时已无电流,在170℃时样品已被破坏.说明高温充电不仅能改善这类驻极体的电荷稳定性(提高深阱的电荷俘获比例),改变了其电荷储存能力(沉积电荷密度上升),同时也改变了材料的物性.充电温度升高,例如用130℃充电,低温峰变弱,高温峰的强度明显上升(为常温充电样品的3倍左右),表示电荷稳定性明显增强.图6是常温电晕充电后经

不同温度老化 30min 后样品的开路 TSD 电流谱.和常温充电后的 TSD 结果相比,经 70℃老化后,不仅其高低峰温均向高温区迁移,而高温老化伴随着浅阱电荷量的减少和深阱电荷量增加,揭示出脱阱电荷在向背电极的迁移过程中,它们中的一部分被更深的陷阱再度俘获,因此,快再俘获效应在脱阱电荷的运输中占优势;经过 130℃老化后,各峰温变化几乎和 70℃老化一致,但释放电荷量明显下降,即脱阱电荷大部分在驻极体自身场作用下直接迁移至背电极,并最终和镜像电荷复合,显然,在该温区慢再俘获效应控制着脱阱电荷的运输.

由于 PP 蜂窝膜驻极体的压电活性和其俘获的电荷密度密切相关,而其电荷储存的热稳定性是影响其压电性热稳定性的基本因素之一,因此,受控条件下的高温充电能有效地改善 PP 蜂窝膜驻极体的压电性及其热稳定性.

## 4. 结 论

以接触法充电的 PP 蜂窝膜驻极体的压电  $d_{33}$  系数和充电电压间满足:当  $V_0 \leq V \leq 2V_0$  时,随  $d_{33}$  充电电压线性上升;在  $V \leq V_0$  时,压电系数为零;而当  $V \geq 2V_0$  时,压电系数趋于一稳定值.

充电时间对 PP 蜂窝膜驻极体的压电活性有重要影响.在一定的充电电压条件下,合理控制充电时间能优化这类新结构驻极体的压电系数值和改善工艺效率.

经合理调控温度参数的高温充电或常温充电后的热老化能有效地改善 PP 蜂窝膜驻极体的压电活性及其稳定性. PP 蜂窝膜驻极体的脱阱电荷运输的规律是:从室温到 70℃,快再俘获效应控制脱阱电荷的运输;70—130℃,慢再俘获效应占优势.

[1] Xia Z F, Gerhard-Multhaupt R, Kuentler W, Wedel A, Danz R 1999 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **32** L83  
 [2] Xia Z F, Qiu X L, Zhang Y W 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 365 (in Chinese) [夏钟福、邱勋林、张冶文 2002 物理学报 **51** 365]  
 [3] Hillenbrand J, Sessler G M 2000 *IEEE Trans. D-EI* **7** 537  
 [4] Neugschwandner G S, Schwoedlauer R, Bauer-Gogonea S, Bauer S, Paajanen M, Lekkala J 2001 *J. Appl. Phys.* **89** 4503  
 [5] Kuentler W, Xia Z, Weinhold T, Pucher A, Gerhard-Multhaupt R 2000 *Appl. Phys. A* **70** 5

[6] Kirjavainen K. Electromechanical film and procedure for manufacturing same 1987 U.S. Patent No. 4 654 546  
 [7] Savolainen A 1990 *Polym. Eng. Sci.* **30** 1258  
 [8] Backman J, Karjalainen M 1990 *Proc. Int. Conf. on Acoustics, Speech, and Signal Processing* (Piscataway: IEEE) **2** 1173  
 [9] Hämmäläinen M K, Parviainen J K, Jaaskelainen T 1996 *Rev. Sci. Instr.* **67** 1598  
 [10] Zhang X, Hillenbrand J, Sessler G M 2004 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **37** 2146

- [ 11 ] Qiu X L , Xia Z F , An Z L , Wu X Y 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 402 ( in Chinese ) [ 邱勋林、夏钟福、安振连、吴贤勇 2005 物理学报 **54** 402 ]
- [ 12 ] Zhang P F , Xia Z F , Qiu X L , Wu X Y 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 397 ( in Chinese ) [ 张鹏锋、夏钟福、邱勋林、吴贤勇 2005 物理学报 **54** 397 ]
- [ 13 ] Hillenbrand J , Zhang X , Zhang Y , Sessler G M 2003 *Ann. Rep. IEEE CEIDP* ( Albuquerque ) 40
- [ 14 ] Wegener M , Wirges W , Gerhard-Multhaupt R , Dansachmueller M , Schwoedauer R , Bauer-Gogonea S , Bauer S , Paajanen M , Minkinen H , Raukola J 2004 *Appl. Phys. Lett.* **84** 392
- [ 15 ] Paajanen M , Vaelimaeki H , Lekkala J 2000 *J. Electrostatics* **48** 193
- [ 16 ] Lindner M , Bauer-Gogonea S , Bauer S 2002 *J. Appl. Phys.* **91** 5283
- [ 17 ] Crichton G C , Karlsson P W , Pedersen A 1989 *IEEE Trans. Electr. Insul.* **24** 335
- [ 18 ] McAllister I W 1997 *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.* **4** 456
- [ 19 ] Altafim R A C , Giacometti J A , Janiszewski M 1992 *IEEE Trans. Electr. Insul.* **27** 739
- [ 20 ] Xia Z F , Ding H , Yang G M , Lu T J , Sun X M 1991 *IEEE Trans. Electr. Insul.* **26** ( 1 ) 35
- [ 21 ] Zhang P F , Xia Z F , An Z L , Wu X Y 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 397 ( in Chinese ) [ 张鹏锋、夏钟福、安振连、吴贤勇 2004 物理学报 **53** 3560 ]
- [ 22 ] Xia Z F 2001 *Electret* ( Beijing : Science Press ) p215 ( in Chinese ) [ 夏钟福 2001 驻极体 ( 北京 科学出版社 ) 第 215 页 ]
- [ 23 ] Gross B , Sessler G M , West J E 1974 *Appl. Phys. Lett.* **24** 351

## Influence of charging parameters on piezoelectricity for cellular PP film electrets<sup>\*</sup>

Zhang Peng-Feng<sup>†</sup> Xia Zhong-Fu Qiu Xun-Lin Wang Fei-Peng Wu Xian-Yong

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

( Received 29 March 2005 ; revised manuscript received 10 June 2005 )

### Abstract

The influence of charging parameters ( such as charging voltage , charging time and charging temperature , etc. ) on piezoelectricity and its thermal stability of cellular polypropylene film electrets was studied by means of contact charging and constant voltage corona charging methods and the thermal stimulated discharge technique. The cause of the influence is discussed in connection with the structure and the theoretic model of the cellular piezoelectric film electrets , and its dynamic characteristic of space charge is also analyzed. The results show that the piezoelectricity and its thermal stability of these electrets may be improved by optimizing the charging parameters. It is hoped that this work will be helpful to widen the application of cellular PP and will offer theoretic and technical basis for its industrialization.

**Keywords :** PP cellular , piezoelectricity , charging parameter , charge dynamic characteristic

**PACC :** 7760 , 7750 , 7220J

<sup>\*</sup> Project supported by the National Natural Science Foundation of China ( Grant No. 50073016 ) and the Volkswagen Foundation of Germany ( Grant No. I/77365 ).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: zpfl@citiz.net