

固体介质中空间电荷分布的测量方法

张治文 屠德民 刘耀南

(西安交通大学)

驻极体已经得到广泛的应用,为了提高介质的电荷存贮能力和改善其稳定性,测量驻极体内空间电荷的分布是极为重要的。

正确设计高压直流电气设备的绝缘结构,必须研究在强电场作用下,绝缘材料的空间电荷效应,因此测量固体介质中的空间电荷分布是非常重要的。对于聚合物所特有的树枝化击穿,现已探明空间电荷起着很大的作用,因此也必须了解聚合物介质中的空间电荷分布状况。

但是,对固体介质中空间电荷分布的测量是一个相当困难的问题,至今仍没有完善的解决方法。早期采用的切片法^[1],迄今已有近半个世纪的历史。近年来,这方面的研究在国际上仍是一个活跃的课题。本文对目前国际上经常采用的电子束法(即电荷复合法)、热脉冲法、压力脉冲法和激光光强调制法等作一简介。

一、电子束法^[2-4]

当电子束辐射到试样上时,部分电子注入到试样中形成电子束电流密度 $J_0(x)$,如图1所示。电子束与空间电荷 $\rho(x)$ 碰撞电离后,在辐射区形成导电区域 $[0, b]$,其电导率为 σ ,在 $[b, c]$ 中, $\sigma \approx 0$ 。

$[0, b]$ 中包括注入电子与原来的空间电荷。当把试样短路或接通一直流电源时,此电荷将被释放出来形成电流。将电子束与空间电荷的贡献区分开,即可得到辐射层上的空间电荷密度值。

为了便于测量 $\rho(x)$,可以假设:

(1) 在 $[0, b]$ 区域内,在恒定辐射的情况下, σ 均匀,且可忽略其随时间的变化,即材料结构均匀,不存在去陷阱化的空间电荷。电导

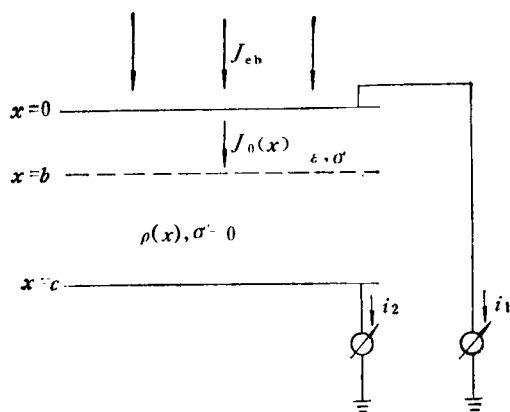


图1 电子束法示意图

电流主要由激发的空间电荷和电子束两部分组成。

(2) 在未辐射区域 $[b, c]$ 内,空间电荷 $\rho(x)$ 不随时间变化,且 $\sigma \approx 0$ 。

设试样具有固定不变的 $\rho(x)$,且在与 x 轴相垂直的方向上也是均匀的,

$$\rho(x) = \rho_r(x) + \rho_p(x), \quad (1)$$

这里 $\rho_r(x)$ 为真实电荷密度, $\rho_p(x)$ 为极化电荷密度。

在 $x = 0$ 处电极上的感应电荷密度 q 为

$$q = D = \epsilon_0 \epsilon_r E_1 = \frac{\epsilon_0 \epsilon_r V_0}{b} - \frac{1}{b} \int_0^c (b-x) \rho(x) dx, \quad (2)$$

而

$$qb = \epsilon_0 \epsilon_r V_0 - \int_0^c (b-x) \rho(x) dx. \quad (3)$$

对上式求导两次,可得

$$\rho(b) = - \frac{d^2}{db^2} (qb). \quad (4)$$

将(4)式离散化,取每次的透入深度间距相等,即

$$b_{n-1} - b_n = \Delta b, \quad \Delta q_n = q_n - q_{n-1},$$

则

$$\Delta b \rho(b_n) = \frac{b_{n+1}}{\Delta b} (\Delta q_{n+1} - \Delta q_n) - 2\Delta q_n, \quad (5)$$

式中的 Δq_n 为两次电流测量值的积分之差, $\rho(b_n)$ 为所求的离散化了的空间电荷分布。

如直接用 (5) 式进行空间电荷分布的测量, 还必须考虑:

(1) 电子可能从导电区注入到绝缘区, 使某一深度下的部分电荷泄漏掉 (即电子的无级迁移)。

(2) Δq_n 为极板上的电荷密度变化量, 其中应包含有电子束电流的贡献, 需用适当的标定方法将 $\rho(x)$ 与电子束电流的贡献区分开。

为了尽量减小未辐射区域 $[b, c]$ 的电场强度, 须选择一个合适的 V_0 值, 以减少电子无级迁移的影响。同时, 用替代法进行两次测量 [同一试样, 一次是无空间电荷, 另一次是空间电荷为 $\rho(x)$], 即可得出真正的 $\rho(x)$ 。

电子束法对设备的要求较高, 而且无法进行重复测量。因电子束能量有限, 所以此法仅适用于很薄的试样。

二、热脉冲法

热脉冲法产生于七十年代中期^[5], 后来其他学者又作了一些改进和发展^[6,7]。最初, 热脉冲法仅用于确定电荷分布的中心位置, 即平均位置。

由图 2 可见, 当空间电荷在试样中的分布为 $\rho(x)$ 时, 其平均位置

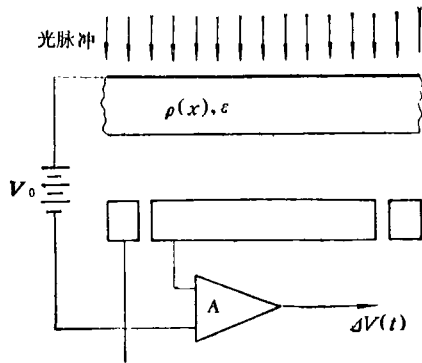


图 2 热脉冲法示意图

$$\bar{x} = \left[\int_0^b x \rho(x) dx \right] / \sigma_T \quad (6)$$

这里 σ_T 为总平均电荷密度

$$\sigma_T = \int_0^d \rho(x) dx. \quad (7)$$

V_0 与 $\rho(x)$ 的关系为

$$V_0 = (1/\epsilon_0 \epsilon_r) \int_0^d x \rho(x) dx, \quad (8)$$

即

$$V_0 = \sigma_T \bar{x} / \epsilon_0 \epsilon_r. \quad (9)$$

当试样表面吸收光脉冲后, 在试样内部发生热扩散。由于热膨胀, 改变了介质的厚度和介电常数, 因此测量电压改变了 ΔV 。在 $t = 0$ 时, ΔV 正比于 $\sigma_T / \epsilon_0 \epsilon_r$; 当温度均匀, $t \gg \tau$ (τ 为热传导的“时间常数”)时, ΔV 正比于 V_0 。因此,

$$V(t=0) / V(t \gg \tau) = (\sigma_T d / \epsilon_0 \epsilon_r) / V_0. \quad (10)$$

由 (9) 式可得

$$\bar{x} = \frac{V(t \gg \tau)}{V(t=0)} d. \quad (11)$$

于是, 测量出瞬态电压 V , 即可由上式得出 \bar{x} 。由于光脉冲所产生的热量导致的温升极小 ($< 5^\circ\text{C}$), 因此对试样带来的影响很小, 基本不破坏试样的带电状况。

在 t 时刻电压的改变 ΔV 是温度增量 $\Delta T(x', t)$ 的函数, 二者之间有以下关系^[5]:

$$\Delta V(t) = [(\alpha_x - \alpha_c) / \epsilon_0 \epsilon_r] \times \int_0^d \left[\rho(x) \int_0^x \Delta T(x', t) dx' \right] dx, \quad (12)$$

这里的 α_x 和 α_c 分别为热膨胀系数和 ϵ_r 的温度系数。利用 (12) 式求空间电荷分布可用解卷积技术^[5]或傅里叶分析^[6], 但这往往会导致较大的误差, 此外, $\Delta T(x', t)$ 也是难以准确知道的, 因此, 热脉冲法目前仍存在一些问題。

三、压力脉冲法

压力脉冲法是在 1977 年间世的^[8], 近年来得到了较大的发展, 是一种很有发展前途的方法。

1. 基本原理^[8,9]

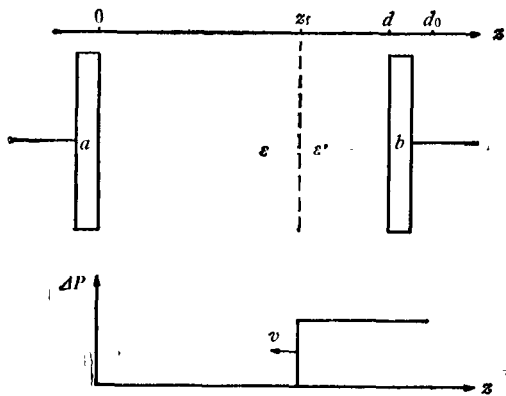


图3 压力脉冲法示意图

设一阶跃压力波以速度 v 在试样中沿 z 轴反方向传播(见图3)。设电极 a 是固定的,在波前的左侧,试样未受影响,在波前的右侧,试样被压缩。这样,电极上的感应电荷为空间电荷分布与波前位置的函数,也与电极的初始条件有关。

设 d_0 为试样未受压力波作用前的原始厚度, ΔP 为压力波幅度, χ 为压缩率 ($\chi = \frac{1}{V} \times \frac{\Delta V}{\Delta P}$), ϵ' 为已压缩区域的介电系数, z_f 为波前位置 ($z_f = d_0 - vt$)。在已压缩区域,电荷向左侧的位移为 $u(z, t) = -\chi\Delta P(z - z_f)$; 在未压缩区域则保持不动。设 z 为介质中的质点的坐标,在 $z > z_f$ 时,它以速度 $-\chi\Delta P v$ 移动; 在 $z \leq z_f$ 时,保持不动。根据 Gauss 定理和电荷守恒定律

$$D(z, t) - D(0, t) = Q = \text{常数}, \quad (13)$$

$$\frac{d}{dt} D(z, t) = \frac{d}{dt} D(0, t) = \frac{J(t)}{S}, \quad (14)$$

这里 $J(t)$ 为流过外电路的电流, S 为电极面积。另外,

$$V(d, t) - V(0, t) = - \int_0^d E(z, t) dz, \quad (15)$$

$$d = d_0 - \chi\Delta P vt, \quad (16)$$

可得

$$\begin{aligned} & \frac{d}{dt} [V(d, t) - V(0, t)] \\ &= vE(z_f, t) + \left[1 + \frac{\epsilon_t}{\epsilon_r} (\chi\Delta P - 1) \right] \end{aligned}$$

$$- \frac{J(t)}{S} \left[\frac{z_f}{\epsilon_0 \epsilon_r} + \frac{d - z_f}{\epsilon_0 \epsilon_r'} \right]. \quad (17)$$

上式描述了压力阶跃波的传播过程在外电路上的反映,此式适用于任意的边界条件,是压力脉冲法测量空间电荷的基础。在外电路开路情况下进行测量时, $J(t) = 0$, 此时有

$$\begin{aligned} & \frac{d}{dt} [V(d, t) - V(0, t)] \\ &= vE(z_f, t) \left[1 + \frac{\epsilon_t}{\epsilon_r} (\chi\Delta P - 1) \right]. \quad (18) \end{aligned}$$

未压缩区域中的空间电荷不随时间变化,故 $E(z_f, t) = E(z_f, 0)$ 。对(18)式两边积分,并考虑初始条件与边界条件

$$V(d_0, 0) = 0, \quad V(0, t) = 0, \quad (19)$$

可得

$$V(d, t) = \left[1 + \frac{\epsilon_t}{\epsilon_r} (\chi\Delta P - 1) \right] V(z_f, 0), \quad (20)$$

从上式可见,利用阶跃压力波在试样中的传播,可将试样中电位的分布用电极上的电压-时间关系表达。

$$V(z_f, 0) = V(d, t) \left[1 + \frac{\epsilon_t}{\epsilon_r} (\chi\Delta P - 1) \right]^{-1}, \quad (21)$$

在这种情况下,压力波波前的作用类似于探头,因而亦称作“虚探头”。

因此,就不难求出空间电荷分布 $\rho(x)$, 可从外电路的电压信号得知试样内的空间电荷密度分布 $\rho(x)$ 。

与热脉冲法相比,压力脉冲法的数学处理较简单,不必使用解卷积技术。但如果压力脉冲波不是阶跃函数或 δ 函数,则仍需用到解卷积技术。

2. 测量技术

由于压力波在聚合物中的传播速度约为 $2 \times 10^3 \text{m/s}$, 故在外电路上所产生的信号脉冲频率很高。如试样厚度为 0.1mm , 则所产生的电脉冲持续时间为 $5 \times 10^{-8} \text{s}$ 。若要求对空间电荷分布有较高的分辨力(如 $10 \mu\text{m}$), 则要求信号的放大和记录部分的频带宽度为 200MHz , 而且需要有快速记录的能力。为此,通常采用

宽带前置放大器和记忆示波器。

压力脉冲的产生方法多种多样。为提高空间电荷分布测量的分辨能力，一般都希望压力波的上升前沿或脉冲宽度尽可能地窄。常用的设备有：激波管^[10]、红宝石激光器、电火花放电、CO₂激光器、压电石英晶体、YAG 激光器^[11]。其中以 YAG 激光器的效果最好，但设备复杂。激波管是最早被采用的方法，其构造简单，制造相对容易，但只能产生单次阶跃波。石英晶体若能切成很薄的切片，使所产生的脉冲波形满足要求，则是一种较方便的办法^[12]。

四、激光光强调制法 (LIMM)

这种方法是近年才问世的一种较新的方法^[13]。它与热脉冲法的共同点是利用温度扩散引起的试样介质不均匀变化。最初仅用于测量驻极体中的极化分布，以后才发展成为可测量空间电荷的分布^[14]。

1. 基本原理^[15]

试样是厚度为 L 并具有极化电荷分布 $P(x)$ 的薄膜，样品两面都有金属化电极。将试样放入一真空恒温腔内，试样的 $x = L$ 一侧由一束光强按频率为 ω 的正弦波变化的激光束加热，激光均匀地照在面积为 A 的电极上，其直径远大于 L 。

设激光加热所产生的热流量为下式的实部：

$$q(L, t) = q_0(1 + e^{i\omega t}), \quad (22)$$

q_0 为光强， t 为时间。因光束直径远大于试样的厚度，故可视为一维问题，热传导方程为

$$\frac{\partial T}{\partial t} = K \frac{\partial^2 T}{\partial x^2}, \quad (23)$$

这里的 T 为试样内的绝对温度与环境温度之差， K 为热扩散率。初始条件与边界条件为

$$T(x, 0) = 0, \quad (24)$$

$$k \frac{\partial T(0, t)}{\partial x} - hT(0, t) = 0, \quad (25)$$

$$q_0\eta(1 + e^{i\omega t}) - k \frac{\partial T(L, t)}{\partial x}$$

$$- hT(L, t) = 0, \quad (26)$$

这里 η 为电极的光吸收率， k 为试样的热导率， h 为试样与周围环境间的热导系数， $K = k/\rho c$ ， c 为比热， ρ 为密度。

设温度由非稳态项 T_u 和准稳态项 T_ω 组成，即

$$T = T_u + T_\omega. \quad (27)$$

将上式代入(23)–(26)式，则能产生两组方程，分别对应于 T_u 和 T_ω 。我们仅考虑与研究 T_ω 项(可从实验技术上达到此目的)。另外，实际上(26)式中的 h 项相对于 q_0 来说可忽略。设温度的解由下式的实部表示：

$$T_\omega(x, t) = T_\omega(x)e^{i\omega t}. \quad (28)$$

于是微分方程的解为

$$T_\omega(x, t) = \frac{q_0\eta(1-i)}{2kD} \cdot \frac{\cosh D(1+i)x}{\sinh D(1+i)L} e^{i\omega t}, \quad (29)$$

其中 $D = (\omega/2K)^{\frac{1}{2}}$ 。

在介质中，热作用与极化分布的关系在热脉冲法的研究中已经完成^[5,16]

$$V_p = \frac{\alpha_p + \alpha_x - \alpha_\epsilon}{\epsilon_0\epsilon_r} \int_0^L P(x)T(x, t)dx, \quad (30)$$

这里的 V_p 是由于极化分布 $P(x)$ 和热作用而产生的开路电压， α_p 、 α_x 和 α_ϵ 分别为永久极化的温度系数、热膨胀系数和介电常数的温度系数。由(30)式可知短路电流为

$$I_p = \frac{B(1+i)\omega}{D \sinh D(1+i)L} \int_0^L P(x) \times \cosh D(1+i)x dx, \quad (31)$$

其中

$$B = \frac{Aq_0\eta(\alpha_p + \alpha_x - \alpha_\epsilon)}{2kL}, \quad D = (\omega/2K)^{\frac{1}{2}}.$$

这里的 I_p 为周期电流的幅值。系数 B 中的参数是较难确定的。在许多实际问题中，一般可以用 $P(x)$ 的归一化分布，因此可不必确定系数 B 的值。注意此电流与调制激光束是同相的，而电压则滞后于调制激光束 $\frac{\pi}{2}$ 。

(31) 式为第一类弗列德和蒙积分方程^[17]，

这类积分方程有多种解法。在此,无法给出 I_p 的解析式,故只能采用数值解法。可利用同态解卷积,也可利用傅里叶级数。用傅里叶级数时,可设 $P(x)$ 为余弦级数,即

$$P(x) = \sum_{n=0}^N P_n \cos \frac{n\pi}{L} x, \quad (32)$$

这样有

$$I_p = 2B \sum_{n=0}^N (-1)^n \omega P_n \frac{2D^2 + i \left(\frac{n\pi}{L}\right)^2}{\left(\frac{n\pi}{L}\right)^4 + 4D^4}. \quad (33)$$

我们的兴趣在于(33)式的实部,即与调制激光束同相的部分,虚部比实部小得多,且 $P(x)$ 的零阶项不能由虚部得到反映,故仅考虑上式的实部。当激光束照射到 $x=L$ 的电极面上时, I_p 的实部为

$$I_p^{R,L} = C \sum_{n=0}^N \frac{(-1)^n \omega P_n D^2}{\left(\frac{n\pi}{L}\right)^4 + 4D^4}, \quad (34)$$

其中

$$C = \frac{2Aq_0\eta(\alpha_p + \alpha_x - \alpha_e)}{kL},$$

而

$$I_p^{R,0} = C \sum_{n=0}^N \frac{\omega P_n D^2}{\left(\frac{n\pi}{L}\right)^4 + 4D^4}, \quad (35)$$

则为激光束照射在 $x=0$ 的电极面上时 I_p 的实部。(34)和(35)式为测量极化分布的基础。从实测可得到 I_p^R ,再由(34)和(35)式得出 $p_n(n=0, \dots, N)$,因而可得出极化分布 $P(x_n)$ 。因 α_p 难以确定,故 C 也难以确定,这样就只能得到归一化的 $P(x)$ 。

2. 实验方法

碗形分子液晶(林磊);光热偏转光谱和光声偏转光谱用于燃烧诊断的研究(R. Gupta等);同位素选择性的激光测量(Tom Whitaker);绝对冻不坏的“补偿式水管”(潘根);电致发光大屏幕显示技术及其应用(罗勤);二次电子电导摄像管(余永正);激光微探针——激光激发离子质量分析器(郭华聪);白光干涉法测量

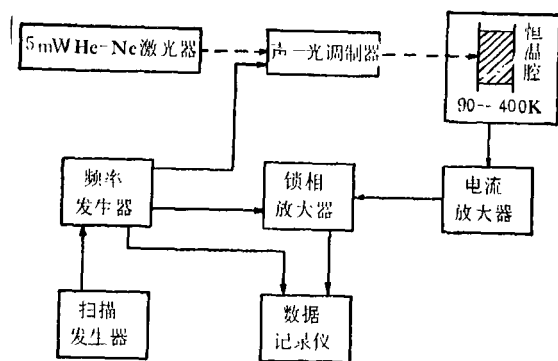


图4 LIMM 实验装置框图

实验测量部分见图4。其中声-光调制器使激光束光强按正弦变化。因为在测量中采用了锁相放大器,仅使电流中的与调制激光束同相的部分起作用,因此光强波形的畸变对测量影响不大。

参 考 文 献

- [1] P. A. Thiessen et al., *Phys. Z.*, **37**(1936), 511.
- [2] D. W. Tong, *IEEE Trans. Electr. Insul.*, **EI-17**(1982), 377.
- [3] G. M. Sessler et al., *Phys. Rev. Lett.*, **38**(1977), 368.
- [4] G. M. Sessler et al., *J. Appl. Phys.*, **53**(1982), 4320.
- [5] R. E. Collins, *J. Appl. Phys.*, **47**(1976), 4804.
- [6] A. S. Deteggi et al., *Phys. Rev. Lett.*, **40**(1978), 413.
- [7] M. Latour, *J. Phys. Lett.*, **41**(1980), 35.
- [8] P. Laurenceau et al., *Phys. Rev. Lett.*, **38**(1977), 38.
- [9] R. Gerhard-Multhaupt, *Phys. Rev. B*, **27**(1983), 2494.
- [10] J. Lewiner, *Rev. Gen. Electr.*, **87**(1978), 975.
- [11] G. M. Sessler et al., *J. Appl. Lett.*, **48**(1982), 563.
- [12] R. Gerhard-Multhaupt et al., *J. Appl. Phys.*, **55**(1984), 2769.
- [13] S. Lang et al., *Ferroelectrics*, **39**(1981), 1249.
- [14] D. K. Das-Gupta, Conf. Record of ICPADM, Xi'an Jiaotong University, China, (1985), 403.
- [15] S. Lang et al., *Ferroelectrics*, **60**(1984), 23.
- [16] F. I. Mopsik et al., *J. Appl. Phys.*, **53**(1982), 4333.
- [17] B. И. 斯米尔诺夫, 高等数学教程, 第四卷第一分册, 人民教育出版社, (1958), 15.

1987 年第 4 期《物理》内容预告

磁头和磁盘的间距(陆中秀等);应用微机测量 RLC 音频电路相频特性的实验(邹书文);多道电容器荷电状态监测器(连钟祥等);离子溅射(II);光纤通信中的物理器件(董孝义);气体分子平均自由程公式的历史回顾和新的推论(杨宗书等)。