

$$P_B(f) = \sum_{i=1}^{N-1} \left( \prod_{k=0}^{i-1} W_k W_k \right) V_i e^{i 2 \sum_{l=1}^i z_l / c_l}$$

相邻时刻的频谱幅值的比为

$$\frac{P_B^A(f, t_p)}{P_B^A(f, t_{p-1})} = \frac{W_{p-1} W_{p-1} V_p / W_{p-1}}{4c_p c_{p-1} (c_{p+1} - c_p)} \\ = \frac{4c_p c_{p-1} (c_{p+1} - c_p)}{(c_p + c_{p-1})(c_{p+1} + c_p)(c_p - c_{p-1})}$$

若生物组织内温度变化是渐变过程, 有  $c_i + c_{i+1} > 2c_{i+1}$ , 则  $P_B^A(f, t_p) / P_B^A(f, t_{p-1}) > (c_{p+1} - c_p) / (c_p - c_{p-1})$   $p$  层上频谱幅值的求取要靠对回波信号的 WDF 图分割而将信号分离出。

根据超声聚焦加热的特点, 对热疗中温度变化, 用正态函数曲线模拟, 对应的沿深度的声速分布可设为  $c(z) = c_0 + A \exp[-(z - z_0)^2]$  所以有

$$\frac{P_B^A(f, t_p)}{P_B^A(f, t_{p-1})} = \frac{\exp[-(z_{p+1} - z_0)^2] - \exp[-(z_p - z_0)^2]}{\exp[-(z_p - z_0)^2] - \exp[-(z_{p-1} - z_0)^2]} \quad (12)$$

并可以求出厚为  $L$  的  $B$  介质沿声波正入射方向上的平均声速为

$$c_w = \frac{1}{L} \int_0^L \{c_0 + A \exp[-(z - z_0)^2]\} dz \quad (13)$$

式中  $z_0$  是加热的中心点。  $c_0$  取热平衡时介质内平均温度对应的速度值。平均声速  $c_w$  可用  $B$  介质上下界面回波的时间差求出。然后从 (12) 式与 (13) 式联立求解获知  $A$  和  $c_0$ , 解出声速分布后, 再依声速与温度的线性关系(在软组织中, 于 37 附近有  $c/T = 1.13 \text{ m/s} \cdot ^\circ\text{C}$ ), 获知温度分布。

反射超声无损测温的实验装置包括多模信号源、A 超诊断仪、高速大时宽的 A/D 转换器和高速数字信号处理系统。实验结果在一定程度上验证了理论。今后还将在改进理论与实验基础上作深层次探讨。

#### 参考文献

- 1 Nai-chyuan Yen. J. A. S. A., 1994; 95: 889 ~ 896
- 2 Nai-chyuan Yen. J. A. S. A., 1990; 87: 2359 ~ 2370
- 3 L. Cohen. Proceeding of the IEEE, 1989; 77: 941 ~ 981
- 4 E. Heyman. IEEE Trans. on Antennas and Propagation, 1994; 42: 311 ~ 319

## PVDF 薄膜内电极化分布的光热检测新技术

钱梦<sub>马</sub>录 厉明波

(同济大学声学研究所 上海·200092)

### 1 引言

PVDF 薄膜是一种应用非常广泛的驻极体材料, 在适当的极化条件下, 它显示出比任何已知驻极体都强的永久极化, 从而可形成高的热释电和压电特性。因此, 弄清整个极化过程的本质, 无损检测薄膜内的极化分布, 建立它与表现出的压电性和热释电性的关系, 对于改进 PVDF 的极化工艺, 提高 PVDF 膜的性能, 拓展膜的应用是非常有意义的。

对于 PVDF 膜内空间电荷和极化分布无损检测技术有: 声脉冲法<sup>[1]</sup>、热脉冲法<sup>[2]</sup>和激光强度调制法<sup>[3]</sup>。声脉冲法是利用与 PVDF 膜相耦合的超声换能器发射一阶跃声脉冲进入薄膜, 利用 PVDF 膜的压电性来实现膜内极化分布的检测, 对于上升时间为 1ns 的电脉冲, 可获得分辨率为 2 μm 的极化分布剖面图。但它无法回避声耦合的影响。热脉冲法是利用激光脉冲照射 PVDF 膜, 利用它的热释电性来实

现极化分布的测量。这是无损、非接触的检测技术。但由于在脉冲激光作用下膜内的热平衡过程是一个扩散过程, 而不是波动过程, 极化分布信息与温度分布之间的卷积是实测的结果。因此, 必须进行解卷积来获得极化分布, 然而这一解卷积程序获得的结果是否唯一, 一直是人们争论的话题。

激光强度调制法是利用强度作周期调制的激光束照射 PVDF 膜, 实现极化分布的无损检测。这时, 由 PVDF 涂黑表面吸收光能而形成的表面热源与极化分布之间的作用是一个波动过程。它可以利用锁相技术来进行高精度的检测, 但是, 表面热源与膜内极化分布的作用范围受到了热扩散长度的限制, 需要在很大的频率范围才能获得较完整的极化分布信息。因此, 如果让光透入 PVDF 薄膜, 由此所形成的体热源将在整个薄膜厚度上与极化分布相互作用, 这样就容易较精确地获得整个极化分布的信息。本

文将对光透入的激光强度调制检测 PVDF 膜的极化分布的方法的理论和实验作一介绍。

## 2 理论

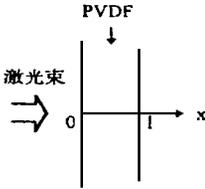


图 1 激光 PVDF 系统

激光 PVDF 系统如图 1 所示。当光强  $I_0$  以角频率作正弦调制的激光入射到厚度为  $l$ , 光吸收系数为  $\alpha$ , 光热转换效率为  $\eta$  的 PVDF 膜时, 由热传导方程:

$$\frac{l}{s} \frac{\partial T}{\partial t} - \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = \frac{I_0 \eta}{2k_s} e^{-\alpha x} e^{i\omega t} \quad (1)$$

及边界条件:

$$T(0, t) / x = 0, \quad T(l, t) / x = 0 \quad (2)$$

可以得到薄膜内的温度增量  $T(x, t)$  为:

$$T(x, t) = [A e^{a(1+i)x} + B e^{a(1+i)x} + C e^{-ax}] e^{i\omega t} \quad (3)$$

式中:  $A = \frac{C}{(1+i)} \frac{e^{(1+i)l} - e^{-l}}{e^{-(1+i)l} - e^{(1+i)l}}$

$$B = \frac{C}{a(1+i)} \frac{e^{(1+i)l} - e^{-l}}{e^{-(1+i)l} - e^{(1+i)l}}$$

$$C = \frac{\eta I_0 l}{s} (i - \alpha^2 s), \quad a = (l/2s)$$

而  $s$  和  $k_s$  分别为 PVDF 的热扩散率和热导率。

由于 PVDF 膜内的自发极化  $P(x)$  和介电常数都是温度的函数, 当调制激光入射时, PVDF 膜输出的开路热释电电压  $V^{[4]}$ :

$$V = \frac{\rho^+}{0} \frac{x^-}{0} \frac{d}{0} P_0(x) T(x, t) dx + \frac{x^-}{0} \frac{d}{0} (x) dx \frac{x}{0} T(x, t) dx \quad (4)$$

式中:  $(x)$  为 PVDF 内的空间电荷,  $\rho^+$ 、 $\rho^-$  和  $\alpha$  分别为膜的极化温度系数, 热膨胀系数及介电常数温度系数。下标 0 表示未受温度扰动时的物理量。

将式(3)代入式(4), 就组成了第一类 Fredholm 方程。为了从实测的热释电电压  $V(x, t)$  来反演得到  $P_0(x)$  或  $(x)$ , 设:

$$P_0(x) = \sum_{m=0}^M P_m \cos\left(\frac{m x}{l}\right) \quad (5a)$$

$$(x) = \sum_{n=0}^N P_n \sin\left(\frac{n x}{l}\right) \quad (5b)$$

则式(4)可表示为:

$$V(x, t) = \sum_{m=0}^M P_m F_1(m+1) + \sum_{n=0}^N P_n F_2(n) \quad (6)$$

式中  $F_1(m+1)$  和  $F_2(n)$  是由材料特性参数及温度增量系数  $A, B, C$  所确定的常数。这样, 在不同的调制

频率下, 由实测的  $V(x, t)$  及已知的材料参数  $\rho^+$ 、 $\rho^-$ 、 $\alpha$ 、 $s$ 、 $f$  及  $l$  等, 利用微机拟合得出最佳的  $M$  (或  $N$ ) 个  $P_m$  (或  $P_n$ ), 由式(5a)或(5b)就可以确定 PVDF 膜内的极化分布  $P(x)$  (或电荷分布  $(x)$ )。

## 3 实验

PVDF 膜内极化分布的调制光强热测试系统如图 2 所示。PVDF 膜放在两边有透光窗口的试样腔内, 为了使光束能透入试样, 膜两边受光照部分的电极被清除。功率约 5mw 的 He-Ne 激光束经机械斩波器调制成强度以频率  $f$  交变的光束入射到 PVDF 膜上, PVDF 膜的热释电电压经 BK2626 电荷放大器输入锁相放大器进行检测。

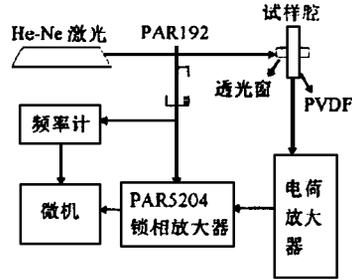


图 2 极化分布光热测试系统

为了提高测量精度, 进行了一些必要的数据处理。首先, 对于测得的热释电电压频响曲线进行数字滤波, 使曲线光滑化, 消除噪声的干扰。其次, 实验中采用分别从膜的两边入射激发, 来同时拟合膜内的极化分布。这时, 由于膜内表面性质差异, 必须对实验测得的热释电电压进行校正。

图 3 是利用光透入的激光强度调制法对三个不同厚度的 PVDF 膜内极化分布的实测结果。因这些薄膜都是采用直流高压极化的, 热释电电压主要来自极化分布。故可利用式(5a)来确定 PVDF 内的极化分布  $P(x)$ 。拟合参数  $\rho^+ = 50 \text{ cm}^{-1}$  是实测的, 而  $\rho^- = 10^{-4} / \text{cm}^{-1}$ 、 $\alpha = 6 \times 10^{-4} / \text{cm}^{-1}$ 、 $s = 0.00099 \text{ cm}^2 / \text{s}$  是利用文献[4]中的结果。

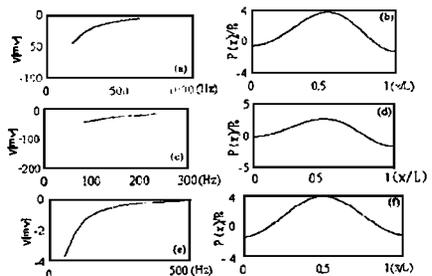


图 3 极化分布

图3 是不同厚度 PVDF 膜实测的热释电电压响应 [(a), (c), (e)] 及对应的极化分布  $P_x/P_0$  [(b), (d), (f)]。其中 (a)、(b) 对应于  $l = 50$  m, (c)、(d) 对应于  $l = 110$  m, (e)、(f) 对应于  $l = 368$  m。

#### 4 讨论与分析

(1) 图3 表明, 不同厚度的 PVDF 薄膜中的  $P(x)$  分布基本上都是以  $x = l/2$  为轴的轴对称的分布。这反映了膜内是以  $P(x)$  分布为主, 即使有空间电荷  $(x)$ , 它的作用也可等效于一个电极化分布。

(2) 从  $P(x)$  分布可看到, PVDF 膜在  $x = l/2$  附近有极大值, 这表明在膜的中央区域是最容易极化, 而试样表面则可能有较高的矫顽场。这结果与文献报导是完全一致的<sup>[1, 5]</sup>。

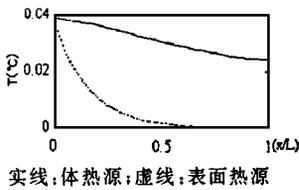


图4 温度增量  $T(x, t)$  的幅值空间分布

(3) 图4 给出  $x = 0$  时的表面入射, 调制频率为 100Hz,  $l = 110$  m 试样中温度增量  $T(x, t)$  的幅值空间分布。其中虚线是表面热源激发的, 而实线是体热源激发的 ( $= 50\text{cm}^{-1}$ )。这充分表明体热源与  $P(x)$  的相互作用范围远大于表面热源。实验也表明, 利用光透入法对于厚度为 50 ~ 368 m 的 PVDF 膜, 检测频率范围为 80 ~ 800Hz。而用表面热源法时, 将扩大至 200 ~ 1500Hz。故光透入的激光强度调制技术是一种能获得更多 PVDF 膜内电学性质的新途径。

#### 参考文献

- 1 W. Eismenger & M. Haardt. Solid State Commun. 1982; 41: 917
- 2 R. E. Collins. J. Appl. Phys., 1980; 51: 2873
- 3 S. B. Lang & D. K. Das-Gupta. J. Appl. Phys.; 1986; 59: 2151
- 4 Applications of Ferroelectric Polymers. Ed. by T. T. Wang, J. M. Herber and A. M. Glass, 1988; Blackie and Son Ltd
- 5 F. I. Mopsik & A. S. Deraggi. Appl. Phys. Lett., 1984; 44(1): 65

## 由弛豫频率测定空气绝对湿度的理论基础

赵松龄 王寅观 姚国民

(同济大学声学研究所 上海·200092)

### 1 概述

大量实验表明, 空气中的声吸收与空气湿度密切相关。C. M. Harris<sup>[1]</sup> 用混响法测定了在若干给定温度与频率下声吸收与相对湿度的关系。I. B. Evans 等<sup>[2]</sup> 则在给定温度与相对湿度的条件下, 给出了宽广频率范围内的声衰减系数。空气中声吸收的机制也已被详尽研究<sup>[3, 4]</sup>。声吸收可看成由两部分迭加而成: 一是经典吸收, 它来源于分子运动内迁移现象产生的粘滞性与热传导。另一部分是分子吸收, 它来源于分子整体运动(外自由度)与分子振动(内自由度)间作能量交换时的弛豫现象。能量交换所需时间的特征值叫做弛豫时间, 其倒数叫做弛豫频率。声波频率在弛豫频率两侧, 声吸收会有明显变化。空气中存在的水蒸气对弛豫频率有显著的影响。涉及声吸收的重要理论关系也已经基本完备。

本文综合前人的研究成果, 根据声波频率、空气声学技术

温度和湿度等参量对声吸收作用的内在联系, 把离散的复杂关系归纳成紧凑的单因子变化规律, 提出了弛豫频率与空气绝对湿度的严格计算公式, 式中涉及的一些参数则由较系统的实验数据拟合而得。

### 2 理论关系式

设平面声波在空气中传播时的衰减系数为  $\alpha$ , 记

$$\alpha = \alpha_0 + \alpha_1 \quad (1)$$

式中  $\alpha_0$  对应于经典吸收,  $\alpha_1$  对应于分子吸收。设衰减系数  $\alpha$  以 dB/km 为单位, 频率  $f$  以 kHz 为单位,  $\alpha_0$  可由(2)式决定

$$\alpha_0 = 0.145f^2 \quad (2)$$

设声波波长为  $\lambda$ , 在  $\lambda$  距离内由于分子振动弛豫产生的衰减量为  $\alpha^*$ , 即  $\alpha^* = \alpha_1$

$$\alpha^* = \alpha_1 \quad (3)$$

由弛豫吸收理论可得

$$\alpha^* = \alpha_m^* \cdot 2f \cdot f_m / (f^2 + f_m^2) \quad (4)$$

式中  $\alpha_m^*$  为弛豫吸收峰值,  $f_m$  为弛豫频率。对于 1 摩尔气体,  $\alpha_m^*$  以奈培为单位时可由下式决定