

一种新的热释电现象

王福敦 龚光源

(中国科学院上海光学精密机械研究所, 上海, 201800)

提出一种新的热释电现象, 并对这种热释电现象的原理作定性阐述, 同时给出室温条件下由这种热释电现象产生的电位变化及由此引起的气体放电电流脉动的实验结果.

关键词: 铁电体、热释电、气体击穿.

1 引言

热释电探测器主要利用晶体的自发极化强度(P_s)随温度(T)变化, 使晶体界面产生束缚面电荷密度变化的现象来检测入射的红外辐射, 因此, 调制入射辐射是使热释电探测器能够给出信号的必要条件. 而本文介绍的热释现象, 可以在热“平衡”条件下给出电信号.

2 原理

一块表面积为 S 的热释电探测元件在净入射能量的作用下, 其热释电电流 I_T 为

$$I_T = S \frac{dP_s}{dt} = S \frac{dP_s}{dT} \cdot \frac{dT}{d\theta} \cdot \frac{d\theta(t)}{dt} = S \cdot P_T \cdot C^{-1} \frac{d\theta(t)}{dt}; \quad (1)$$

式(1)中 P_T 为热释电系数, C 为探测元件的热容量. 在一般选用范围内, P_T 和 C 可视为常数, 因此, I_T 和净入射能量的时变率成正比.

若 $\frac{d\theta}{dt} = 0$, 即输入能量和热耗散能量趋于平衡时没有热释电信号输出.

本文阐述的新热释电现象也利用通常热释电元件常用的铁电材料的高自发极化性质. 但原理和技术有很大的差别. 为了叙述方便以图1的理想介质——气体分层电容器为例加以说明. 图1中 D 为铁电材料($\epsilon \gg 1$)平板, 其背面涂有金属层 A , 而内表面为自由表面, 和气体介质层 G 相接触. 气体介质层的另一面和接地平板电极 K 相联. B 为由绝缘体做成的真空泡壳, 用以防止漏电和保证气体层 G 的气压和成份的稳定. 使电极 A 和 K 相互平行. 显然 $A-D-G-K$

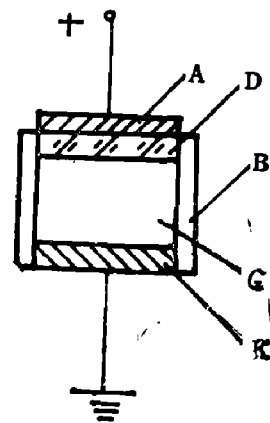


图1 理想的分层介质电容器图

Fig. 1 Ideal layer-built dielectric capacitance

组成一个金属-介质-气体-金属(MDGM)的分层介质电容器。

令 V_i 为气体层 G 的击穿电压, 它和气体成份、气体压力以及电极形状和位置等有复杂的关系^[1], 在我们特定使用状况下把它表示为一个常数。

我们对理想分层电容器充电, 在电极 A 上加正电压 V , 若 $V < V_i$, 则电介质板 D 两表面间的电位差为

$$V_D = V \left(\frac{L_D}{L_D + \varepsilon L_G} \right), \quad (2)$$

气体层两表面间电位差为

$$V_G = V \left(\frac{\varepsilon L_G}{L_D + \varepsilon L_G} \right), \quad (3)$$

式(2)、(3)中 L_D 和 L_G 分别为介质板的厚度和气体层的厚度。如果 $L_D \approx L_G$, 则 $V_G \gg V_D$, 电场 $E_G \gg E_D$ 。此时在介质面上由于

$$-(P_{Gn} - P_{Dn}) = -\operatorname{div} \mathbf{P}_s = \sigma, \quad (4)$$

D 的内表面上将出现由电介质板 D 中分子极化产生的均匀的束缚面电荷。它的电极性为正, 对自由电子具有吸引力。也就是说由于介质板 D 的极化在其自由表面上出现了电子位阱。

如果继续提高充电电压 V , 使 $V_G \geq V_i$, 此时将产生气体介质层被击穿, 气体层 L_G 变成等离子体层。在电场 $E_G = \frac{V_G}{L_G}$ 的作用下, 等离子体层中的自由电子将向 D 的内表面运动。充填进 D 内表面出现的电子位阱, 同时也进一步加强了电介质板 D 的极化。而等离子体层中的正离子将向电极 K 运动, 并在 K 表面上和金属中的电子中和, 还原成中性气体的原子或分子。这种气体介质层被击穿, 产生等离子体, 给电介质板 D 充电的过程是很快完成的。如果没有极化介质的热释电现象发生, 那么等离子体充电结束之后的电位分配为: $V_D = V$, $V_G = 0$ 。并且这种电位分配可以永远保持不变。

但是实际情况是, 由于铁电介质的热释电现象的发生, $V_D = V$, $V_G = 0$ 的状态维持时间不长, 这是因为由强自发极化介质 ($\varepsilon \gg 1$) 在电场作用下产生的对自由电子的束缚能量 W_A , 随介电常数的增大而减小。

$$W_A = \frac{eV_D}{2\varepsilon}. \quad (5)$$

由于静电而均匀吸附于介质自由表面上的“自由”电子层可以视为赝金属面, 这些电子的能谱符合费密-狄拉克统计分布规律:

$$f(W) = [(\exp^{(w-w_F)/kT}) + 1]^{-1}, \quad (6)$$

在文献(2)计算了这些电子的费密能 W_F 和逸出功 ϕ 分别为

$$W_F = W_F^0 \left[1 - \frac{\pi^2}{12} \left(\frac{kT}{W_F^0} \right)^2 - \frac{\pi^4}{80} \left(\frac{kT}{W_F^0} \right)^4 + \dots \right] \quad (7)$$

$$\phi = \frac{V_D}{2\varepsilon} \left\{ 1 - 4.0274 \times 10^{-9} \left(\frac{\varepsilon^2}{L_D} \right) \left[1 - 3.8649 \times 10^{-15} \left(\frac{TL_D}{\varepsilon V_D} \right)^2 - 2.6388 \times 10^{-29} \left(\frac{TL_D}{\varepsilon V_D} \right) \right] \right\} \quad (8)$$

式(7)、(8)中 W_F^0 为 $T = 0^\circ K$ 时的费密能。由式(5)、(7)、(8)可见束缚于极化介质表面上的电子的位阱。费密能和电子的逸出功是所使用电压(V)、温度(T)、介电常数(ε)和结构尺寸(L_D)的函数、只要选用参量合适就可以控制它们相对的量值。图2为不同温度下电子的费密-狄拉克分布函数与 W_A , W_F^0 和 ϕ 之间的相对关系。其中 T_0 表示绝对零度。

$$T_1 = \left(\frac{1}{160} \frac{W_F}{K} \right), T_2 = \left(\frac{1}{80} \frac{W_F}{K} \right), T_3 = \left(\frac{1}{40} \frac{W_F}{K} \right)$$

K 为玻尔兹曼常数。由图 2 可见, 除绝对零度的平衡条件以外, 总有少数高能电子存在, 它们具有的动能可以超过位阱 W_A , 因此, 有可能克服极化位阱的束缚而飞离电介质的自由表面。这种高能电子的相对量随着温度升高和逸出功 ($\phi = W_A - W_F$) 的降低而增加。高能电子克服极化介质表面势阱, 飞向电极 K 时整个系统的场分布发生变化: 假如 $V > V_i$, 从状态 $V_D = V, V_G = 0$ 开始, 高能电子脱离极化介质表面飞向 K 时, 极化电介质两表面间的电位差 V_D 降低; 由于 L_D 不变, 那么电介质中的电场 $E_D = \frac{V_D}{L_D}$ 降低, 由 $= P \frac{\epsilon - 1}{4\pi} E$

可知, 电介质的极化强度也开始降低。由于整个过程中使用恒定外加电压, 即 $V = \text{常数}$, 此时气体层的电压 V_G 和电场 $E_G = \frac{V_G}{L_G}$ 将升高, 也就是说极化电介质内表面上将重新出现正极性的表面束缚面电荷密度。由公式(5)和(8)可见, 由于 V_D 的下降, 仍被束缚在极化介质表面上的电子的位阱和逸出功随之下降, 由公式(6)和图 2 中的曲线可见, 高能电子的相对含量将增加, 即仍将有高能电子脱离极化电介质的内表面而跃入气体层 L_G 。但是这些后继高能电子在气体层中将是在减速场中运动, 所以能够到达电极 K 的只是少数能量 $W \geq W_A + eV_G$ 的电子。因此在绝对零度以上随着时间延长, 极化电介质两表面间电位 V_D 会不断下降, 内表面上束缚的“自由”电子会不断减少, 而气体层 G 的电位 V_G 会不断升高。一旦使气体层 G 上的电位差 $V_G \geq V_i$, 气体介质层就被击穿成为等离子体, 重新给极化电介质板 D 充电, 再次出现 $V_D = V, V_G = 0$ 的初始状态。

从上述分析可知在静电场作用下 MDGM 分层介质电容器系统的电压自脉冲信号不仅和使用电压 V 、介质材料的极化性质 ϵ 、结构和尺寸有关。而且和极化介质所在的温度有关。因此深入地研究这种热释电现象有可能找到一种检测系统温度和测量红外辐射的新方法。

3 实验装置和结果

为验证新的热释电现象, 我们采用图 3 所示实验系统。实验中使用了一个可调高压直流电源, 两个微电流检测系统。另外用二极管 G_1 、 G_2 和电阻 R_1 、 R_2 组成分流测量系统。 G_1 和 R_1 组成对实验装置的充电通道, 并通过微电流测量系统(1)检测。 G_2 和 R_2 组成热释电放电的通道, 并对微电流检测系统(2)提供热释电信号。图 3 中虚线框部分表示实验的主体, 放置在一个光电屏蔽盒中, 其中 D 是以钛酸钡为主的多晶铁电体, 厚 $L_D = 11 \text{ mm}$, 直径 $\phi = 33 \text{ mm}$, 室温下测得介电常数 $\epsilon \approx 8000$ 。 A 为紧贴 D 外表面的银电极。 G 为气体层, 层厚 $L_G = 1 \text{ mm}$, 电极 K 用黄铜丝网做成, 黄铜丝直径为 0.2 mm , 网孔直径为 0.8 mm 。用网状电极的目的在于可用目视法观察放电发光。玻璃密封外壳 B 和真空系统(未画出)相接; 它和

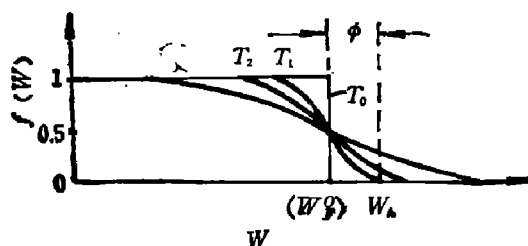


图 2 不同温度下费密-狄拉克分布函数随能量的变化及 W_0 , W_A 和 ϕ 的相对位置

Fig. 2 The Fermi-Dirac distribution function vs energy at different temperature and the relative positions of W_0 , W_A , ϕ

A、D、K 之间用环氧树脂胶接。

在图 3 实验系统中, 将 MDGM 实验器件抽气到特定气压, 进行实验观察:

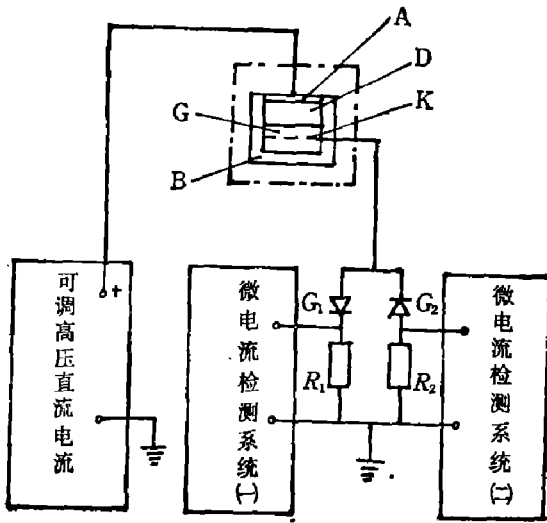


图 3 观察热释电现象实验系统示意图
Fig. 3 Schematic diagram of experimental system for observing pyroelectric phenomenon

3.1 实验装置的着火电压

以往气体着火电压都用金属电极实验取得, 而我们用铁电介质自由表面为电极. 实验中逐渐升高电极 A 的电压, 用微电流检测系统及通过光电屏蔽盒上的观察窗监视气体着火时的电火花. 开始随着电压升高, 微电流检测系统(1)有一定充电电流, 微电流检测系统(2)有少量干扰, 这是由于 G_2 反向截止不理想所致. 此时实验装置无电火花发生. 当电压稳定不动时两微电流检测系统均无指示, 这种状况和普通电容器充电一样; 当继续提高电极 A 的电压直到微电流检测系统(1)第一次有很大的电流脉动, 此时, 实验装置有电火花发生. 这时的电压值就是实验装置特定条件下的气体着火电压. 实验测得在使用 101325 Pa 的空气时, 着

火电压 $V_f = 2500$ V 在实验精度范围内着火电压和文献(1)一致, 这是因为在这种条件下, 气体层被击穿主要原因是和气体层上的电场强度 E_0 有关, 而电极材料的影响是次要的.

3.2 热释电引起的电流脉动

对实验系统施加静电压 V , 在 $V < V_f$ 时无电流脉动发生. 当所加静电压 $V > V_f$ 时, 观察到电流的脉动. 这和原理叙述相一致. 实验发现: 在 $V > V_f$ 以上, 电流脉动频率随所用电压 V 的升高而增加. 这是因为 V 在热释电过程中 V_G 的升高容易超过 V_f 所致.

我们对由极化介质热释电引起的电流脉动极性进行分流观察, 用分流器及微电流检测系统(1)和(2)检测电流的极性, 发现存在与实验器件极性相反的两种电流; 一种是充电电流, 一种是热释电电流. 这和原理分析相一致.

3.3 电流脉动波型

我们用双迹示波器(TRIO OS-2100)同时对两种极性相反的电流脉动波型进行了时间分辨观察, 其典型的波型如图 4 所示. 图 4 中上面的波型为正向充电波型, 它和通常的电容器充电波型相似, 下面的波型显示热释电电子流的时间变化. 它的特点是开始时电子流随充电的进行而增大, 大约 $1.5 \sim 2 \mu\text{s}$ 之后电子流达到最大值, 随后慢慢降低, 在 $4 \mu\text{s}$ 处充电电流几乎降到零, 而热释电电子流仍有相当的相对量. 由此可见, 等离子体对极化介质表面充电时热释电电子流同时存在. 当充电结束之后热释电电子流仍继续存在, 但是随着时间延长越来越小. 这和原理分析也是一致的.

3.4 系统温度(T)对热释电引起的单位时间内电流脉动数(f)的影响

为了减少介质板自发极化温度效应的影响, 我们在 $10 \sim 18^\circ\text{C}$ 的狭小温度范围内进行实验, 实验中使用电压 $V = 3500$ V, 气隙气压为 10135 Pa. 微电流检测系统(1)和(2)记录不同系统温度下热释电脉动次数, 实验结果如图 5 所示. 表明当温度从 10°C 增加到 18°C 时, 单位时

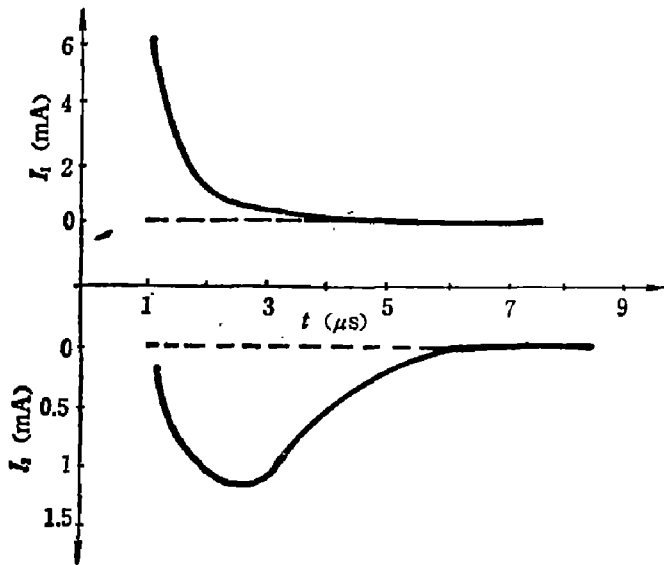


图4 热释电引起的电流脉动波形
($V=4000\text{ V}$, $\epsilon=8000$, $P=101325\text{ Pa}$)

Fig. 4 The pulsation current waves due to pyroelectric phenomenon

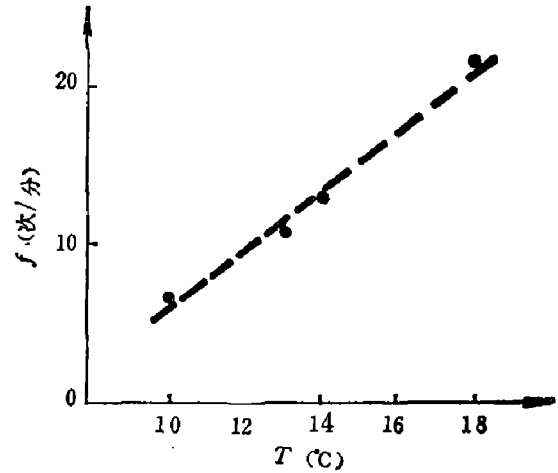


图5 热释电引起的电流脉动次数和系统温度关系

Fig. 5 The relation between the counting of current pulsation due to pyroelectric phenomenon and the system temperature

间内的脉动次数增加到3倍左右.可见此种热释电现象对系统温度还是比较敏感的.这是因为在介质板 ϵ 很大, V_D 很小时;根据式(8)可知,束缚“自由”电子飞逸介质表面的逸出功 ϕ 也很小;在这种条件下费密-狄拉克分布函数中相对的高能电子数量随温度的变化比较敏感(见图2),温度高时相对高能电子含量多,温度低时相对高能电子含量少.这种相对高能电子就是热释电电子,它对气体层电压 V_g 的升高起主导作用.当相对高能电子含量高时 V_g 上升快,使 $V_g=0$ 上升到 $V_g \geq V_i$ 的时间缩短.因此气体介质层被击穿的频率就高.宏观表现为系统温度高时,热释电引起的单位时间内电流脉动次数多;反之,系统温度低时热释电电流脉动次数少.可见实验结果和原理分析能够定性的一致.

参 考 文 献

- 1 Meek J M, Craggs J D. *Electrical Breakdown of Gases*. Oxford at the Clarendon Press, 1953: 112
- 2 王福敦, 龚光源. 红外技术, 1990; 12(1): 40

A NEW PYROELECTRIC PHENOMENON

WANG FUDUN GONG GUANGYUAN

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China)

A new pyroelectric phenomenon is presented. Furthermore, its principle is qualitatively described. Some experimental results of current pulsation of gas discharge and voltage variation due to pyroelectricity under room temperature condition are given.

Key words: ferroelectrics, pyroelectric phenomenon, gas breakdown.