

# 热释电红外探测器的原理与特性

刘正飞

(长春光学精密机械学院)

热释电红外探测器简称热释电探测器，是近十年来在热探测领域得到重要发展的一种新型热探测器。据报道这种探测器可以广泛地用于辐射温度测量、红外光谱测量、激光参数测量、非接触式温度测量、工业过程自动监控、安全警戒、红外摄像与空间技术等方面。我国在这方面的研究，虽然起步晚些，但近来也有重要研究成果报道。这种探测器和以往常用的测辐射热计、温差热电堆、高莱探测器等热探测器比较，具有以下特点：

(1) 频率特性好。其他热探测器都是在热平衡后输出最大，工作时辐照时间必须大于热平衡的时间常数（一般为数毫秒至数十毫秒）。而热释电探测器，是在非热平衡状态下工作的，热平衡时反而没有输出，因此工作时辐照时间必须小于热平衡时间常数（一般为0.1—1s）。就是说它的工作速度不受热平衡的限制，其频率的上限主要决定于其等效电容和后续电路。

(2) 在室温下工作，不需致冷即能获得很高的灵敏度，比探测率可达 $10^9(\text{cm} \cdot \text{Hz}/\text{W})$ 量级，可跟低温下高灵敏度的测辐射热计相媲美。

(3) 输出阻抗是纯电容性的，直流阻抗极高。

(4) 体积小、重量轻、坚固。

因此，热释电探测器是一种很理想的红外辐射探测器，在热探测领域中占有十分重要的位置。

热释电探测器的基本原理是利用热释电效应工作的。早在1824年，Brewster就发现把某种晶体放到热灰里，热灰即被吸引的现象。当时称这种晶体为电气石。后来经研究认识到这种晶体是属于压电晶体中的一类，在寻常的压强与温度下，晶体内的结构是不对称的，存在着自发的极化。晶体内电场很强，外电场几乎不

能改变其自发极化矢量的大小和方向，但却很容易受温度的影响<sup>[1]</sup>。深入探讨这方面的性质应从晶体结构方面去分析，但为了定性地解释热释电效应，可作如下的说明。这种晶体的内部存在着自发的极化，但恒温时晶体表面常附着一层自由电荷层，它是由于极化电荷电场的作用从周围的空气中吸引到晶体表面上来的，所以在恒温时观察不到它的带电性。而当温度变化时，晶体的自发极化矢量可随温度立即变化，而分布于晶体表面的自由电荷层常常是较稳定的，一般都跟不上极化电荷的变化，于是在温度变化的过程中，晶体的带电性就显露出来了(见图1)。

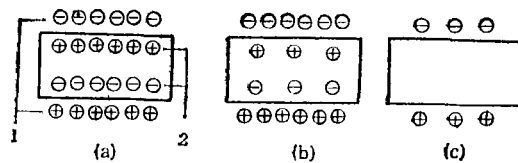


图1 热释电效应示意图

(a)恒温时(1——从周围空气中吸附到晶体表面上来的自由电荷层，2——极化电荷)；(b)升温时；(c)等效极化

这种因温度变化而出现的带电现象，称为热释电效应。对于具有这种性质的晶体，称为热释电晶体。现在研究认为，热释电晶体内部极化具有“畴”的结构。虽然大部分热释电晶体都只有一个畴，但也发现有些材料具有多个畴，故与铁磁体相类比，因而也称热释电晶体为铁电体。

热释电效应的发现虽然很早，但长时间不知把它用到什么地方好，因此开发得很迟，直到本世纪七十年代中期随着红外技术的发展，在红外辐射探测领域中才得到重要的应用。

## 一、工作原理

热释电探测器的基本结构是以热释电晶体材料为介质的平板电容器(图2)。它的一些特殊性质都是由热释电晶体材料决定的,其工作

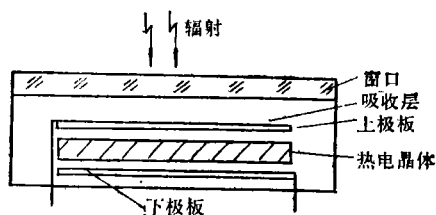


图2 热释电探测器结构简图

过程为:(1)接收辐射产生温升;(2)由于温升而引起晶体表面电荷的变化;(3)由于表面电荷变化而引起晶体上下两表面电势差的变化,通过放大器使其转换成电压或电流进行测量。

实验指出,不同的热释电晶体材料自发极化矢量随温度的变化规律是不同的,其关系曲线为图3所示的形状。

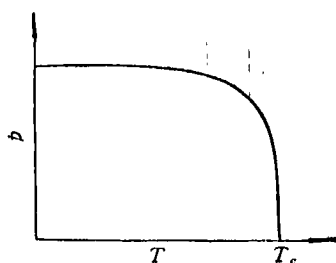


图3 极化矢量与温度的关系曲线

( $P$ 为极化矢量, $T$ 为温度, $T_c$ 为居里温度)

由图3可见,对于具体的热释电晶体材料都存在一个居里温度 $T_c$ ,在低于 $T_c$ 稍远部分,极化矢量随温度升高而减小,但变化率较小,较稳定。在接近于 $T_c$ 附近,极化矢量则变化剧烈。当温度升高到 $T_c$ 以后,极化矢量消失。可见 $T_c$ 是个很重要的参量。热释电探测器就是利用在居里温度以下,极化矢量与温度之间的关系而工作的。

最早的实用材料是硫酸三甘肽(TGS)类晶体。它是一种优良的热释电材料,但有两个

缺点。一是它溶于水,制成的器件必须适当密封;另一个是居里温度低( $T_c = 49^\circ\text{C}$ ),这就限制了它的最高工作温度。当温度升高到 $T_c$ 以上时,即发生“退极化”现象,冷却后仍保持退极化状态。因此每次作探测器使用前,必须再极化,这是很麻烦的。现在研究发现,如果在纯TGS晶体中掺入适量的 $\alpha$ -丙氨酸,可使极化锁定。即使温度超过 $T_c$ 也保持一定量的自发极化,同时介电常数和损耗角正切也都有所降低。由此得到了一个很重要的经验,即在纯材料中掺入适量的丙氨酸可大大地改进热释电材料性能。据测量,纯TGS晶体的电滞回线相对于原点对称的,即电场 $E = 0$ 时,电畴极化矢量可能有两种取向。由于某种原因(外电场或加热)可使一部分极化矢量反转而产生退极化现象;而掺有丙氨酸的TGS晶体电滞回线,则是沿着电场方向有一位移距离,对于原点对称的,因此在材料中形成了一个易于极化的方向,这一现象即所谓的锁定极化<sup>[2]</sup>。

现在用来制作热释电探测器的主要材料如表1所示,其中PZT为锆钛酸铅陶瓷,SBN为铌酸锶钡,PVF<sub>2</sub>为聚二氟乙烯聚合物。

表1 实用的热释电材料主要参量表

材料	居里温度 ( $^\circ\text{C}$ )	相对介电常 数( $\epsilon$ )	热释电系数 ( $\lambda$ )( $10^{-8}$ $\text{C}/\text{cm}^2\text{C}$ )	$\lambda/\epsilon c'$ *( $\text{C}\cdot$ $\text{cm}/\text{J} \times 10^{10}$ )
TGS	49	35	4.0	4.6
LiTaO <sub>3</sub>	618	54	2.3	1.3
PZT	~200	~380	~1.8	~1
LiNbO <sub>3</sub>	1200	30	0.4	0.46
PbTiO <sub>3</sub>	470	200	6.0	0.94
SBN	115	380	6.5	0.8
PVF <sub>2</sub>	~120	11	0.24	0.9

\*  $c'$ 为体积比热。

## 二、特性分析

下面对图2所示的结构与工作过程进行分析。设晶体的热容为 $H$ ,等效热导为 $G$ ,入射的辐射通量为 $\phi$ , $\phi = \Phi_m e^{j\omega t}$ , $\Phi_m$ 为辐射通量的幅值, $\omega$ 为调制角频率。当晶体温度由 $T$ 变

为  $T + \Delta T$  时, 由于热导产生的热损失为  $G\Delta T$ , 则热平衡方程为

$$H \frac{d(\Delta T)}{dt} + G\Delta T = \eta\phi, \quad (1)$$

其中  $\eta$  为吸收率,  $t$  为时间.

解(1)式得到与  $\Phi_m$  相对应的温度增量为

$$\Delta T = \frac{\eta\Phi_m}{G} \cdot \frac{1}{(1 + \omega^2\tau_T^2)^{1/2}}, \quad (2)$$

其中  $\tau_T = H/G$ , 称晶体的热时间常数.

若晶体表面积为  $A$ , 因温度变化引起的自发极化矢量变化为  $\Delta P$ , 则晶体表面电荷变化为

$$\Delta Q = A\Delta P = A \left( \frac{\Delta P}{\Delta T} \right) \Delta T = A\lambda\Delta T, \quad (3)$$

其中  $\lambda = \Delta P/\Delta T$ , 称为晶体的热释电系数.

将(2)式代入(3)式得

$$\Delta Q = \frac{A\lambda\eta\Phi_m}{G} \cdot \frac{1}{(1 + \omega^2\tau_T^2)^{1/2}}, \quad (4)$$

(3)式给出了  $\Delta Q$  与  $\Delta T$  的关系, 即测温原理的表达式. (4)式给出了  $\Delta Q$  与  $\Phi_m$  的关系, 即测辐射原理的表达式. 探测器最初给出的信号都是很微弱的. 为了便于测量, 在探测器后面应接放大器. 如用等效电路表示, 则热释电探测器可等效为电流源, 如图 4 所示.

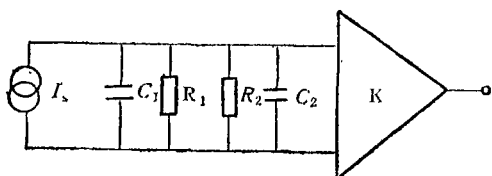


图 4 热释电探测器的等效电路

( $I_s$  为信号电流;  $C_1, R_1$  分别为探测器的等效电容和电阻;  $C_2, R_2$  分别为放大器的等效输入电容和电阻)

由于假定辐射通量是按正弦规律变化的, 所以图 4 中的  $I_s$  为

$$I_s = \frac{\Delta Q}{\Delta t} = \frac{A\lambda\eta\Phi_m\omega}{G} \cdot \frac{1}{(1 + \omega^2\tau_T^2)^{1/2}}. \quad (5)$$

若以  $R$  表示  $R_1$  与  $R_2$  的并联等效电阻,  $C$  表示  $C_1$  与  $C_2$  的并联等效电容, 则作用于放大器输入端的信号电压为

$$V_s = \frac{A\lambda\eta\Phi_m\omega}{G} \cdot \frac{R}{(1 + \omega^2\tau_T^2)^{1/2}} \cdot \frac{1}{(1 + \omega^2\tau_c^2)^{1/2}}, \quad (6)$$

式中  $\tau_c = RC$  称为电路时间常数.

### 1. 响应率

由(5)式得到电流响应率为

$$R_I = \frac{A\lambda\eta\omega}{G} \cdot \frac{1}{(1 + \omega^2\tau_T^2)^{1/2}} = \frac{A\lambda\eta}{H} \cdot \frac{\omega\tau_T}{(1 + \omega^2\tau_T^2)^{1/2}}. \quad (7)$$

由(6)式得电压响应率为

$$R_V = \frac{A\lambda\eta}{GC} \cdot \frac{\omega\tau_c}{(1 + \omega^2\tau_c^2)^{1/2}} \cdot \frac{1}{(1 + \omega^2\tau_T^2)^{1/2}}. \quad (8)$$

由(8)式可以看出, 电压响应率的频率特性是受两个时间常数即  $\tau_T$  和  $\tau_c$  限制的. 为了提高  $R_V$ , 应尽可能地减小热导和增大负载, 但同时  $\tau_T$  和  $\tau_c$  也要随之增大, 使  $R_V$  的频率特性变坏, 可见  $R_V$  与它的频率特性是矛盾的. 实际应用时应视具体情况而定, 例如我们看到有些设计者为了追求好的频率特性, 宁可放弃响应率而把探测器安装在热导很大的底座上就是这个道理.

(8) 式又表明, 频率很低时,  $R_V \propto \omega$ , 当  $\omega \rightarrow 0$  时,  $R_V \rightarrow 0$ , 这点跟我们前面的论述是一致的, 就是说热释电探测器只有对变化的温度或变化的辐射才有响应.

当  $1/\tau_c < \omega < 1/\tau_T$  或  $1/\tau_T < \omega < 1/\tau_c$  时,  $R_V$  与频率无关, 为一常数; 而当  $\omega \gg 1/\tau_T$ ,  $1/\tau_c$  时,  $R_V$  则随  $\omega^{-1}$  变化.  $R_V$  与  $\omega$  的关系曲线如图 5 所示.

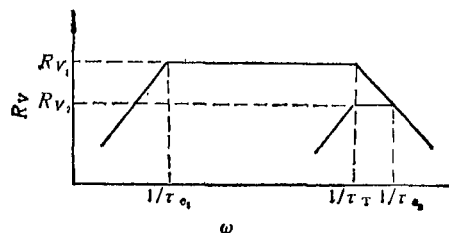


图 5  $R_V$  与  $\omega$  的关系曲线

$$[R_{V1} = A\lambda\eta/GC; R_{V2} = (A\lambda\eta/GC)(\tau_c/\tau_T)]$$

由图 5 可见,  $\tau_c$ ,  $\tau_T$  的大小对  $R_V$  响应曲线的形状是有影响的, 实际的  $\tau_T$ ,  $\tau_c$  多在 0.1~10s 的范围, 所以对许多应用来说, 在高频下(8)式可近似地写为

$$R_V \approx \frac{A\lambda\eta}{H} \cdot \frac{1}{\omega C} = M_V \cdot \frac{1}{\omega C}, \quad (9)$$

其中  $M_V = A\lambda\eta/H$ ,  $A$  决定于器件的结构,  $\lambda\eta H$  决定于材料。可见  $R_V$  与探测器的材料和结构都有关系, 为了提高  $R_V$ ,  $M_V$  应该尽可能地大, 所以它也是评价探测器性能的重要参量。

## 2. 温度特性

热释电晶体自发极化矢量与温度的关系<sup>[3]</sup>是

$$P \approx \frac{4\pi(T_C - T)}{\xi K}, \quad (10)$$

式中  $T_C$  为居里温度,  $T$  为室温温度,  $K$  为居里-韦斯常数,  $\xi$  是一个与晶体性质有关的常数。

由  $\lambda$  的定义和(10)式得

$$\lambda = - \left[ \frac{\pi}{\xi K(T_C - T)} \right]^{1/2}. \quad (11)$$

又晶体的相对介电常数与温度的关系为<sup>[3]</sup>

$$\epsilon_r \approx \frac{K}{T_C - T}, \quad (12)$$

所以晶体电容与温度的关系为

$$C_1 = \frac{\epsilon_0 K A}{(T_C - T)d}. \quad (13)$$

由于  $C = C_1 + C_2$ , 一般  $C_1 \gg C_2$ , 所以  $C \approx C_1$ 。考虑到

$$H = c_v \rho A d, \quad G = 4A\eta\sigma T^{3/4}, \quad (14)$$

其中  $c_v$  为定容比热,  $\rho$  为密度,  $A$  为晶体表面积,  $d$  为晶体厚度,  $\epsilon_0$  为真空介电常数,  $\sigma$  为斯忒藩-玻耳兹曼常数, 把(11), (13), (14)式代入(7), (8)式得

$$R_I = - \frac{\eta}{c_v \rho d} \left[ \frac{\pi}{\xi K(T_C - T)} \right]^{1/2} \cdot \frac{\omega \tau_T}{(1 + \omega^2 \tau_T^2)^{1/2}}, \quad (15)$$

$$R_V = - \frac{d}{4A\sigma T^3 \epsilon_0 K} \left[ \frac{\pi(T_C - T)}{\xi K} \right]^{1/2} \cdot \frac{\omega \tau_c}{(1 + \omega^2 \tau_c^2)^{1/2}} \cdot \frac{1}{(1 + \omega^2 \tau_T^2)^{1/2}}. \quad (16)$$

以上两式分别给出了电流响应率和电压响

应率与温度的关系。从(15), (16)式与频率的无关项可以看出, 要使电流响应率高, 晶体的厚度应该很薄, 材料的居里温度应接近于室温才好。但从电压响应率看, 要使电压响应率高, 晶体应该很厚, 材料的居里温度应比室温高得多才好。两种响应率分别对器件的结构与材料性能有相反的要求, 这一现象是很稀奇的, 可以说这是热释电探测器所独有的现象。

上面只是从响应率与居里温度的关系进行分析, 如果从响应率与温度变化率的关系来看,  $T_C$  的影响也是很大的。取(15), (16)式对温度的偏导数可以看出, 室温越接近居里温度,  $R_I$ ,  $R_V$  的变化率越大, 但符号相反, 前者的变化率是负的, 后者的变化率是正的。由此得知, 要使探测器受室温的影响小, 温度稳定性好, 应该选用居里温度比室温高很多的材料。

另外也有人研究过负载(图 4 中的  $R_2$ ) 对探测器的温度特性的影响<sup>[3]</sup>。

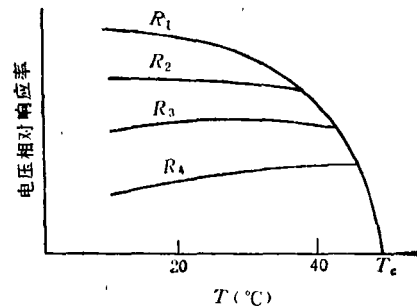


图 6 负载对探测器温度特性的影响

(实验样品为 TGS 晶体热释电探测器,  $\phi = 3\text{mm}$ ,  $d = 7 \times 10^{-3}\text{cm}$ ,  $K = 6.4 \times 10^3$ ,  $\omega_0 = 63\text{rad/s}$ ,  $R_1 = 10^9 \sim \infty \Omega$ ,  $R_2 = 10^8 \Omega$ ,  $R_3 = 8 \times 10^7 \Omega$ ,  $R_4 = 5 \times 10^7 \Omega$ )

由图 6 可见, 负载的取值对探测器的温度特性是有影响的, 如果选取得好(例如取  $R_2 = 10^8 \Omega$ ), 在室温下将有一段较宽的平直曲线, 电压响应率几乎与温度变化无关。

## 3. 光谱特性

热释电探测器是一种热探测器, 原则上它的响应率与波长无关, 在波长-响应率坐标上, 光谱特性曲线是一条平行于横轴(波长轴)的直线。事实上, 各种热释电晶体材料对辐射的吸

(下转第 360 页)