

单片热释电阵列探测器的热分析

王 云 生

(中国科学院上海技术物理研究所)

摘要——从基本的热分析入手,导出单片热释电阵列的热传递函数,简单地分析了灵敏元的面积、调制频率和热释电电流的关系;对热释电探测器的热串音进行了分析并给出一些实验结果。

一、引 言

热释电探测器灵敏元的温度、响应率以及空间分辨率等重要的物理参数都与热释电材料的热扩散和表面的热辐射有关。尤其在多元线列和面阵中,热扩散和热串音的影响更为突出,所以,对热释电探测器热传递函数的研究是非常有意义的。

二、热传递函数的分析

图1是用来分析热响应的示意图。多元列阵探测器是在一块晶片上通过真空镀膜和光刻工艺(必要时采用离子刻蚀工艺)制成的。晶片的厚度为 b ,且在 y 方向是无限延伸的,即晶片的尺寸远大于灵敏元的尺寸。由于灵敏元电极镀层很薄,所以电极材料的热扩散和热容量可以忽略。如图1所示,主要考虑 y 方向的热扩散。 z 方向虽有热扩散,但不影响热串音,所以本文不予讨论,只讨论 x 和 y 方向的影响。

本文所用的参数: ΔT_m 为平衡状态下的温度变化部分, K 为材料的热导率, C 为材料比热, ρ 为材料密度, $\alpha = \frac{K}{\rho C}$ 为材料的热扩散率。 p 为热释电系数, f 为时间频率, n 为空间频率, $A = 4a^2$ 为灵敏元面积, ω 为正弦调制圆频率, $T_s \cos(\omega t)$ 是景物的有效温度。

假定图1中的入射辐射经正弦调制后,灵敏元的吸收和发射均发生在元件的表面。这

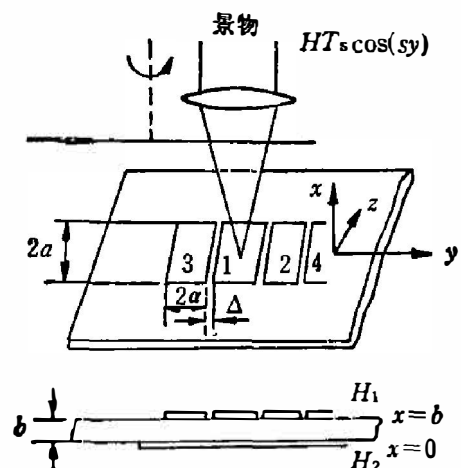


图1 热响应示意图

Fig. 1 Schematic diagram of heat response.

一假设完全符合参考文献[1]的情况。所以,可以给出灵敏元的上表面的边界条件。

$$K \frac{\alpha \Delta T(x, y, t)}{\alpha x} = HT_s \cos(\theta) e^{i\omega t} - H_1 \Delta T(x, y, t), \quad (x=b) \quad (1)$$

其中 H 为景物(或黑体)的比辐射率, H_1 为灵敏面表面单位面积的辐射热导, $H_1 = 4\varepsilon\sigma T^3$ 。同样,下表面的边界条件为

$$K \frac{\alpha \Delta T(x, y, t)}{\alpha x} = H_2 \Delta T(x, y, t), \quad (x=0) \quad (2)$$

其中 H_2 为下表面单位面积的辐射热导。

根据二维热传导方程

$$\frac{\alpha \Delta T(x, y, t)}{\alpha t} = K \left(\frac{\alpha^2 T(x, y, t)}{\alpha x^2} + \frac{\alpha^2 T(x, y, t)}{\alpha y^2} \right), \quad (3)$$

利用边界条件(1)、(2),则由方程(3)可得到稳态解 $T(x, y, t)$ 。因为本文的目的是讨论灵敏元横向热导对各物理参数的影响,同时为简化方程,使 x 方向的热扩散影响不出现在热电流的表达式中,所以先求出 x 方向的平均温升

$$\begin{aligned} \Delta T_m(y, t) &= \frac{1}{b} \int_0^b T(x, y, t) dx \\ &= HT_s e^{i\omega t} \frac{1}{H_1 b q} \left\{ \frac{\sin(qb) + H_2/Kq [\cos(qb) - 1]}{(Kq/H_1 + H_2/Kq) \cdot \sin(qb) + \left(1 + \frac{H_2}{H_1}\right) \cdot \cos(qb)} \right\}, \quad (4) \end{aligned}$$

其中

$$\begin{aligned} q^2 &= S^2 + i \frac{\omega}{\alpha}, \quad (5) \\ S &= 2\pi n_0. \end{aligned}$$

式(5)的含义是考虑了空间分辨率和调制(或平移或圆扫描)后影响热传导的一个因子。很明显,若不考虑空间分辨率,则 $S=0$,就得到 q 的最小值 $|q_{\min}| = (\omega/\alpha)^{\frac{1}{2}}$,实际上是热扩散长度的倒数。将式(4)加以整理,得

$$\Delta T_m = \frac{HT_s e^{i\omega t}}{b} \cdot \frac{1}{Kq} \left\{ \frac{(Kq)^2 \sin(qb) + H_2 Kq [\cos(qb) - 1]}{[(Kq)^2 + H_1 \cdot H_2] \sin(qb) + Kq (H_1 + H_2) \cdot \cos(qb)} \right\}. \quad (6)$$

式(6)中, $\frac{1}{Kq}$ 项是横向热传导对 ΔT_m 的贡献。大括号项是灵敏元上、下表面的热辐射对 ΔT_m 的贡献。考虑到灵敏元采用真空封装,再加上大括号项的辐射影响很小,可以忽略,于是式(6)简化为

$$\Delta T_m = \frac{HT_s e^{i\omega t}}{b} \cdot \frac{1}{Kq}. \quad (7)$$

则单位面积上热释电电荷为

$$Q_s(yt) = p \Delta T_m(yt)$$

将式(5)和 $K = \rho C \alpha$ 代入上式,得

$$\begin{aligned} Q_s(yt) &= HT_s \rho (b C \rho \alpha)^{-1} \frac{1}{S^2 + i\omega/\alpha} \cdot e^{i\omega t} \\ &= HT_s \rho (\omega \rho C \alpha)^{-1} \left[1 + \left(\frac{\alpha S^2}{\omega} \right)^2 \right]^{-\frac{1}{2}} \cdot e^{i(\omega t - \phi)}, \quad (8) \end{aligned}$$

其中 $\phi = \cot^{-1} \left(\frac{\alpha S^2}{\omega} \right)$ 。由式(8)可知,当 $t = \frac{\phi}{\omega}$ 时, $Q_s(yt)$ 有最大值

$$Q_s(yt) = HT_s p (\omega \rho C b)^{-1} \left[1 + \left(\frac{\alpha S^2}{\omega} \right)^2 \right]^{-\frac{1}{2}} \quad (9)$$

根据参考文献[3]、[4]的定义,热传递函数

$$D(sf) = Q_s(yt) / Q_{s=0}(yt),$$

即

$$D(sf) = \left[1 + \left(\frac{\alpha S^2}{\omega} \right)^2 \right]^{-\frac{1}{2}} \quad (10)$$

以上是在调制点源的情况下导出的、正弦调制情况下的热传递函数 $D(Sf)$ 。分析式(10)可知: (1) 当要求空间分辨率 S 增大时, 必须增大 ω , 才能保证 $D(Sf)$ 不变; (2) 当增大 ω 时, 若 S 不变, 则相当于 $\frac{\alpha}{\omega}$ 减小, 即热扩散长度减小, 入射能量的效率提高, 所以 $D(Sf)$ 增大; (3) 当 S 、 ω 不变时, 减小材料的热扩散率 α , 同样可以提高 $D(Sf)$ 。

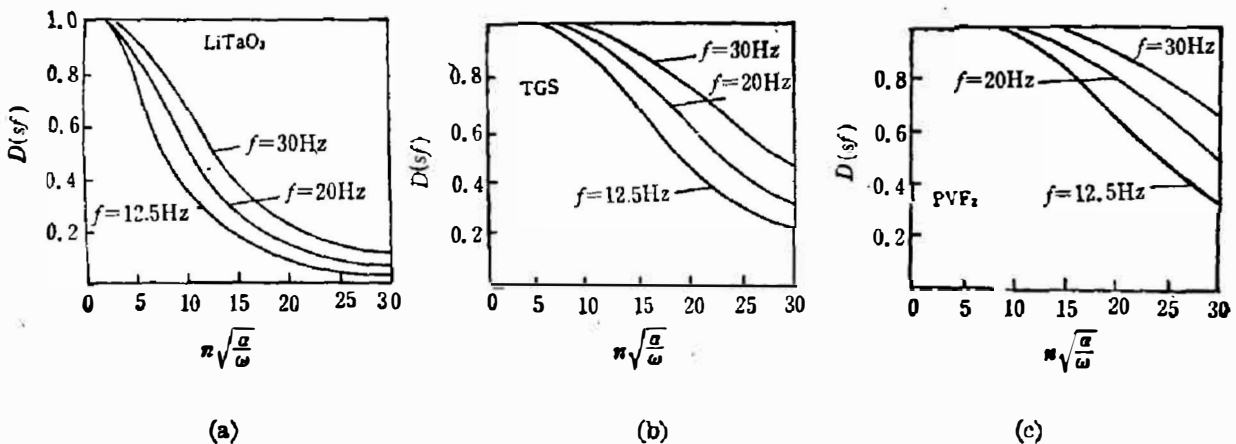


图2 热传递函数 $D(Sf)$ 和无量纲量 $n\sqrt{\alpha/\omega}$ 的关系曲线

Fig. 2 Heat transfer function $D(Sf)$ vs non-dimensional parameter $n\sqrt{\alpha/\omega}$

图2是三种材料使用不同调制频率时的热传递函数 $D(sf)$ 的曲线, 图中表明 ω 增大则 $D(sf)$ 增大, 图2还表明在热传递函数相同时, 不同的材料的空间分辨率可相差2~3倍。这就是说, 要得到同样的热响应电流, 在低分辨率时可用 LiTaO_3 , 中等分辨率时可用 TGS; 而高分辨率时则要求用 PVF_2 。

三、灵敏元面积、调制频率和热释电电流的关系

在多元列阵的研制过程中, 对元件面积的选择是一个很重要的问题, 本文从电流响应率的关系式入手进行讨论。

在热传递函数的分析中, 采用了调制点源这一模型, 而对于多元列阵探测器, 电极面积上的全部电荷是同时读出的, 所以应先计算元件面积上总的电荷量。将式(8)写成如下的形式:

$$Q_s(yt) = HT_s e^{-\omega y} (\omega \rho C b)^{-1} \left[1 + \left(\frac{\alpha S^2}{\omega} \right)^2 \right]^{-\frac{1}{2}} e^{i(\omega t - \phi)}, \quad (11)$$

对面积 $A = 4a^2$ 积分, 即可得到每一灵敏元的全部电荷

$$Q = \int_0^{2a} \int_{-a}^a Q_s(yt) dx dy$$

$$= HT_s (\omega \rho C b)^{-1} 4a^2 \left[1 + \left(\frac{\alpha S^2}{\omega} \right)^2 \right]^{-\frac{1}{2}} \frac{\sin(Sa)}{Sa} e^{i(\omega t - \phi)} \quad (12)$$

由此可直接写出热释电电流表达式 $i_p = \omega p \Delta T_m A$, 将其代入式(12), 得

$$i_p = HT_s (\rho C b)^{-1} A \left[1 + \left(\frac{\alpha S^2}{\omega} \right)^2 \right]^{-\frac{1}{2}} \frac{\sin(Sa)}{Sa} e^{i(\omega t - \phi)}$$

取 i_p 的幅值, 并将其归一化, 则有

$$i_p^* = \left[1 + \left(\frac{\alpha S^2}{\omega} \right)^2 \right]^{-\frac{1}{2}} \frac{\sin(Sa)}{Sa} \quad (13)$$

$i_p^* = \frac{i_p \rho C b}{HT_s A}$ 就是归一化的电流响应率。从式(13)可知, 当 $S = \frac{\pi}{2a}$ 时, i_p^* 有最大值

$$i_{p\max}^* = \left[1 + \left(\frac{\sqrt{\frac{\pi}{2}}}{a\sqrt{\frac{\omega}{\alpha}}} \right)^2 \right]^{-\frac{1}{2}} \quad (14)$$

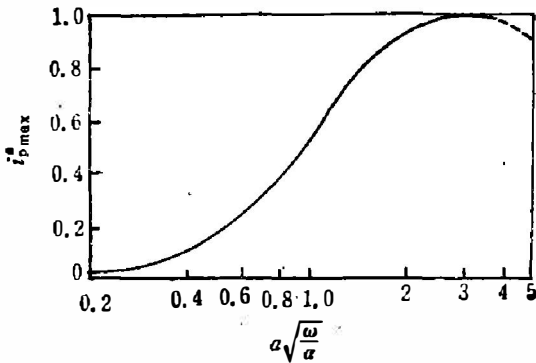


图3 $i_{p\max}^*$ 和无量纲量 $a\sqrt{\omega/\alpha}$ 的关系曲线

Fig. 3 $i_{p\max}^*$ vs non-dimensional parameter $a\sqrt{\omega/\alpha}$.

从图3可看出, 当 ω 和 a 都减小时, 归一化的电流响应率是减小的, 将式(14)中 $a\sqrt{\omega/\alpha}$ 写成 $\frac{1}{a\sqrt{\alpha/\omega}}$ 的形式, 就可清楚地看到, ω 减小相当于热扩散长度增加, 有效能量的利用率相对减少, 而导致 $i_{p\max}^*$ 的减小。所以在低频使用时, 列阵元件的面积不能太小。为了得到较高的电流响应率, 可根据 $a-\omega-\alpha$ 之间的关系, 参考图3来选取 a 和 ω 值。对于 TGS 材料, $\alpha = 0.26 \text{ mm}^2/\text{s}$, 调制频率选 10 Hz, a 取 0.1 mm, 则归一化电流响应率约为 90% 以上。换用不同的材料, α 值不同, 仍可用此曲线进行估算, 为设计多元探测器提供了方便。

四、热串音的分析

热串音是指调制点源在图1灵敏元1的中心时, 虽然灵敏元2和3没有直接接收入射辐射, 但由于材料热扩散的影响, 2和3亦会产生热释电电流, 引起热串音, 用 i_{p2}/i_p 或 V_{p2}/V_p 来表示。参考文献[2]指出, 如果表面的过量温度为 $Q_0 = Q_m \cos \omega t$, 则在表面以下距离为 x 处的过量温度为

$$Q_x = Q_m \exp \left[- \left(\frac{\omega C'}{2K} \right)^{\frac{1}{2}} x \right] \cdot \cos \left[\omega t - \left(\frac{\omega C'}{2K} \right)^{\frac{1}{2}} x \right]$$

因此, 当表面以下深度 $\delta_T = \left(\frac{2K}{\omega C'} \right)^{\frac{1}{2}}$ 时, $Q_x = 1/e$ 。

根据分析可知: 过量温度的热衰减指数为 $e^{-\left(\frac{\omega C'}{2K}\right)^{\frac{1}{2}} x}$ 其中 $K = C' \alpha$, 所以有 $e^{-\left(\frac{\omega}{2\alpha}\right)^{\frac{1}{2}} x}$ 。实

际上参考文献[2]中的 Q_m 就是本文中的 ΔT_m 。对于同一片晶片,我们认为这一温度减幅波是各向同性的。分析式(5)的含义可知,本文的热衰减系数可写成 e^{-a} 。参照上面的推导,在距光照元件中心为 y 处的平均温升为

$$\Delta T_{my} = \Delta T_m e^{-ay}, \quad (14)$$

根据式(13)可以直接写出图1中元件2的归一化的串音电流

$$i_{p(a+d)}^* = \left[1 + \left(\frac{\alpha S^2}{\omega} \right)^2 \right]^{-\frac{1}{2}} \frac{\sin(Sa)}{Sa} e^{-a(a+d)}. \quad (15)$$

根据热串音的定义,利用式(13)和(15),可直接写出热串音表达式

$$F_y = i_{p(a+d)}^* / i_p^* = e^{-a(a+d)}, \quad (16)$$

因为 $q^2 = S^2 + i \frac{\omega}{\alpha}$, 所以

$$F_y = e^{-\sqrt{S^2 + i \frac{\omega}{\alpha}} (a+d)} = e^{-\sqrt{1 + i \frac{\omega}{S^2 \alpha}} S(a+d)}. \quad (17)$$

由式(17)可得出以下结论: (1) 当 $\frac{\omega}{S^2 \alpha} \ll 1$ 时,可利用 $\sqrt{1+x}$ 的展开形式将式(17)化简,并取其实数部分:

$$F_y = e^{-\left[1 + \frac{1}{8} \left(\frac{\omega}{S^2 \alpha} \right)^2 \right] S(a+d)}; \quad (18)$$

(2) 当 $\frac{\omega}{S^2 \alpha} = 1$ 时,则有 $\omega = S^2 \alpha$, 所以

$$F_y = e^{-\sqrt{2} \cdot S \cdot (a+d)}; \quad (19)$$

(3) 当 $\frac{\omega}{S^2 \alpha} \gg 1$ 时,可将 $\sqrt{\frac{\omega}{S^2 \alpha}} \cdot i \cdot \sqrt{1 + \left(-\frac{S^2 \alpha}{\omega} \right) i}$ 按 $\sqrt{1+x}$ 展开,只取其实部,则有:

$$F_y = e^{-\left\{ \sqrt{\frac{\omega}{2S^2 \alpha}} \left[1 + \frac{1}{8} \left(\frac{S^2 \alpha}{\omega} \right)^2 \right] + \frac{1}{2} \sqrt{\frac{S^2 \alpha}{2\omega}} \right\} \cdot S(a+d)}. \quad (20)$$

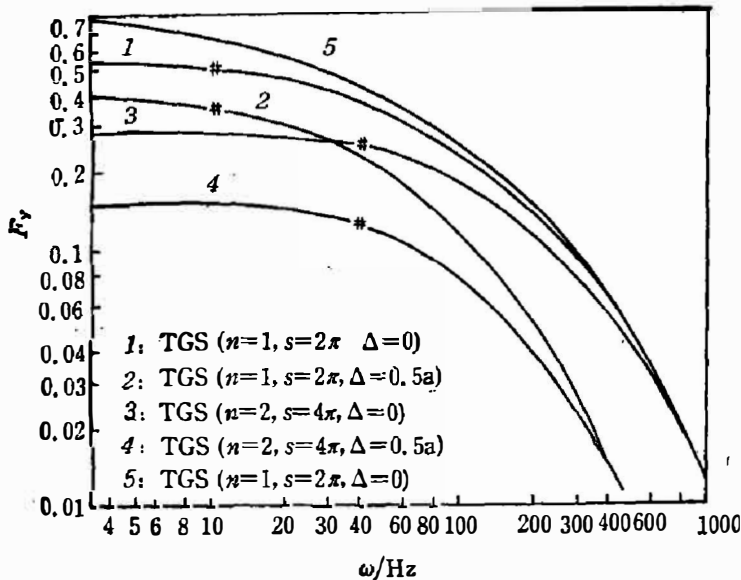


图4 TGS的热串音 F_y 与调制频率 ω 的关系

Fig. 4 Heat crosstalk F_y of TGS vs modulation frequency ω .

式(18)表明,在低频情况下热串音 F_y 基本上取决于 S 和灵敏元之间的间隔 $(a+d)$,与 ω 的关系不明显,在图4和图5的曲线上,“#”号以上的部分基本上是平行于 ω 轴的直线,我们将“#”处的频率称为转折频率,由 $\omega = S^2 \alpha$ 决定。图6是空间频率 S ($S = 2\pi n$) 与转折频率 ω^* 的关系,一旦 S 确定后,则转折频率 ω^* 就确定了。

从图4中曲线4和图5中曲线1、2可知,只要 S 和 Δ 相同,不管那种材料,在低频下热串音的起始点都是一样的, $F_y = e^{-S(a+d)}$ 。当调制频率 ω 不断升高时,其 F_y 按式(21)

的形式衰减, S 对 F_y 的贡献随 ω 的增加而迅速减小,最终将按 $e^{-\sqrt{\frac{\omega}{2\alpha}}}$ 的形式衰减。这一结果与参考文献[2]中的式(10)相同,图4中曲线1和5的结果也证明了这一点。

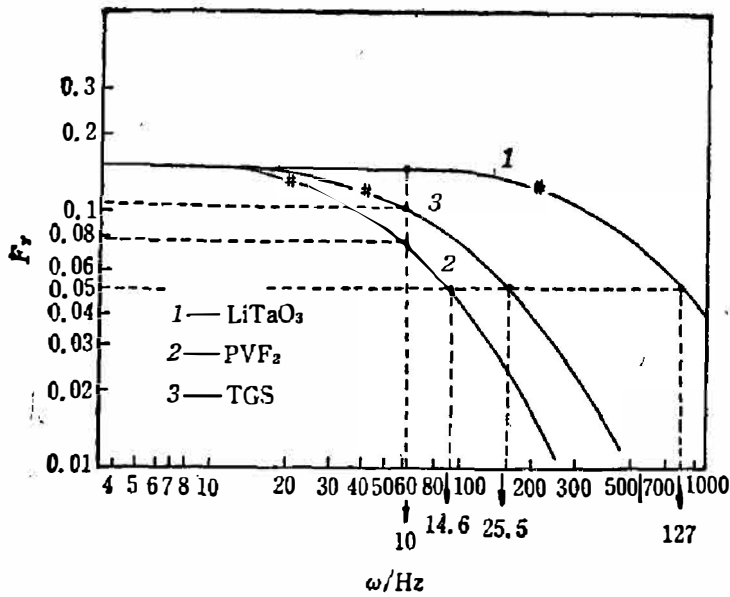


图5 $S=4\pi(n=2)$ 、 $d=0.5\alpha$ 时, LiTaO_3 ($\alpha=1.3\text{mm}^2/\text{s}$)、TGS ($\alpha=0.26\text{mm}^2/\text{s}$)、 PVF_2 ($\alpha=0.15\text{mm}^2/\text{s}$) 三种材料的热串音
Fig. 5 Comparison of heat crosstalk of LiTaO_3 , TGS and PVF_2 .

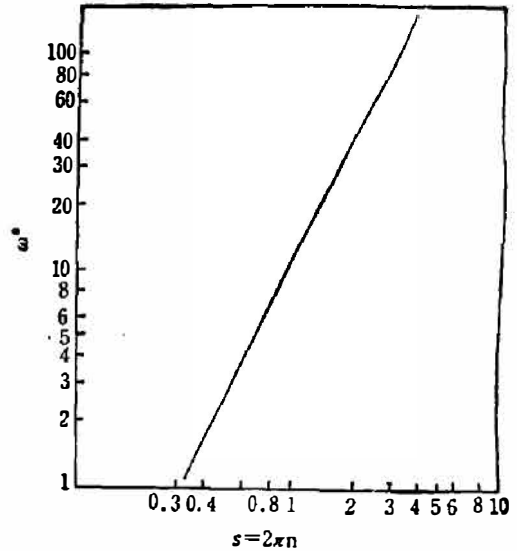


图6 转折频率 ω^* 与空间频率 $S=2\pi n$ 的关系
Fig. 6 Turning frequency ω^* vs space frequency $S=2\pi n$

图4和图5还表明,在使用热释电多元列阵探测器时,其使用频率一定要大于转折频率,根据 $\omega=S^2\alpha$ 关系式可确定所使用的空间频率 S 。图5中虚线表示同一频率下(10 Hz),三种材料的热串音。若要求串音在5%时,三种材料的调制频率分别为14.6、25.5、127 Hz,这一结果和分析图2时的结论一致。

五、结 论

在使用单片晶片、采用镀膜或光刻制作多元器件时,必须考虑热扩散其他参数的影响,而使用者亦应了解热参数与 S 、 ω 、 $D(S)$ 和 F_c 之间的关系。通过以上讨论,得到以下结论:

1. 一旦所要求的空间频率 $S=2\pi n$ (n = 线对数/mm) 确定后,即可由式(29)确定调制频率的转折频率 ω^* ,而使用频率必须大于 ω^* 。在这种情况下,只有提高 ω 和采用 α 低的材料,才能提高热传递函数 $D(S)$ 。

2. 研制多元探测器时,不能选择太小的元件面积和使用频率 ω ,否则电流响应率就要降低。最好选在图3曲线的90%左右,既保证了一定的电流响应率,使用频率和元件面积又不至于太小,从工艺上考虑是有利的。

3. 由于热释电探测器的电压响应率 R_v 和 $1/f$ 成正比,要热串音小,则必然导致 ω 的提高,而使 R_v 降低。为解决这一矛盾,选取热扩散率 α 小的材料制作器件较为有利。图5中虚线所示频率与 F_c 的关系,正说明这一问题。

通过上述热分析的讨论可看出,即使选用 α 最小的 PVF_2 材料,其热串音在低频下还是相当可观的,因此采用离子刻蚀工艺制作多元探测器是十分必要的。图7是采用离子束刻蚀制作的8元TGS探测器热串音情况。

致谢——在成文过程中曾得到陈祖培同志的有益帮助,在此谨致谢意。

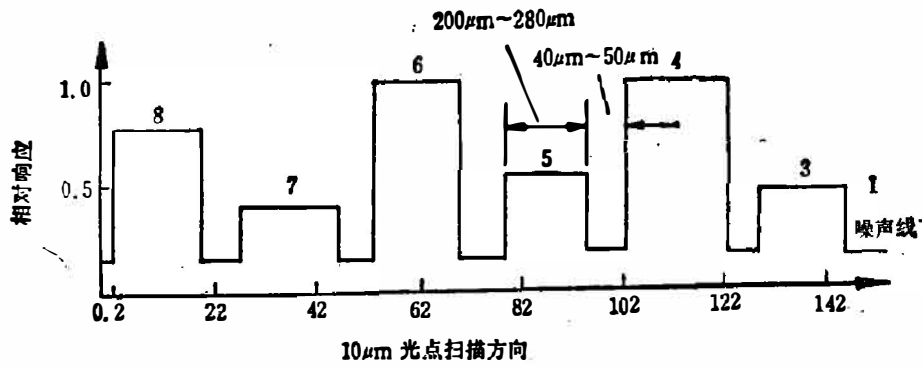


图7 离子束刻蚀工艺制作的TGS 8元探测器的热串音

Fig. 7 An example of heat crosstalk of the 8-element TGS detector fabricated by ion-milling technique.

参 考 文 献

- [1] Logan R. M. and Mclean T. P., *Infrared physics*, 13(1973), 1:15~24.
- [2] (美)R. K. 威拉德森, A. C. 比尔, 红外探测器, 国防工业出版社, 1973, p. 252~256.
- [3] Stokwski S. E., *Appl. opt.*, 51(1976), 7:1767~1774.
- [4] Holeman B. R. and Wreafhall W. M., *J. phys.*, D4(1971), 1898.

HEAT ANALYSIS FOR SINGLE-CHIP PYROELECTRIC DETECTOR ARRAY

WANG YUNSHENG

(Shanghai Institute of Technical Physics, Academia Sinica)

ABSTRACT

The heat transfer function is derived on the basis of the heat analysis. The relations between pyroelectric current and sensitive area as well as modulation frequency are analysed. A brief analysis of heat crosstalk for pyroelectric detectors is presented and some experimental results are given.