

编号: 0190

内部

科学技术成果报告

LATGS 和 LiTaO_3 热释电
红外探测器的研究

科学技术文献出版社

目 录

一、导论	(1)
1.1 概述	(1)
1.2 主要研究内容和成果	(2)
1.3 经济价值	(2)
二、探测器理论分析	(3)
2.1 概述	(3)
2.2 一维横向热扩散模型	(4)
2.3 噪声、响应率和探测率	(5)
2.4 热释电探测器的匹配	(8)
三、热释电探测器的制备和特性	(9)
3.1 概述	(9)
3.2 探测器结构	(9)
3.3 热释电晶体薄片厚度的考虑	(11)
3.4 探测器结构参数	(12)
3.5 低损耗薄片	(12)
3.6 薄片工艺	(14)
3.7 电极	(16)
3.8 黑化	(17)
3.9 真空封装	(18)
3.10 探测器的特性	(20)
四、前置放大器	(26)
4.1 概述	(26)
4.2 热释电探测器对前置放大器的要求	(26)
4.3 场效应晶体管工作状态选择	(28)
4.4 实验电路	(32)
五、探测器特性测量	(35)
5.1 概述	(35)
5.2 阻抗测量	(36)
5.3 噪声和响应率测量系统	(38)
5.4 参数测量	(40)
5.5 测量系统误差讨论	(41)
5.6 光谱特性测量	(43)
5.7 测量结果	(45)
六、LATGS晶体的性质和生长技术	(45)
6.1 概述	(45)
6.2 材料优值	(45)

6.3 温度特性.....	(46)
6.4 锁定极化.....	(49)
6.5 LATGS 晶体中内偏置电场的分布.....	(50)
6.6 晶体位错的分布.....	(52)
6.7 晶体生长及主要技术关键.....	(52)
七、材料参数测量.....	(56)
7.1 概述.....	(56)
7.2 热释电系数测量.....	(56)
7.3 电滞回线描绘.....	(57)
7.4 居里温度测量.....	(58)
7.5 介电常数和介电损耗测量.....	(59)
7.6 测量总结.....	(60)
八、热释电探测器的应用.....	(61)
8.1 概述.....	(61)
8.2 热释电探测器的应用范围.....	(62)
8.3 在FIS-21型远红外光谱仪上的应用	(63)
8.4 在傅利叶光谱仪上的应用.....	(64)
8.5 在红外分光测量中的应用.....	(70)
8.6 激光通讯.....	(72)
参考文献.....	(73)

LATGS 和 LiTaO_3 热释电 红外探测器的研究

中国科学院上海技术物理研究所

一、导 论

1.1. 概述

热释电红外探测器是七十年代中取得重要进展的一种新型热探测器,在红外探测器领域中占有重要地位。这种探测器与光子探测器比较,具有室温工作及宽光谱响应的特点。在现有的室温热探测器中,其探测率最高,响应速度最快,并且结构简单,性能稳定,在红外光谱测量,激光接收及其他红外探测技术中有广泛应用。美国、苏联、英国、法国、日本等国家均有不少研究机构开展热释电红外探测器和材料的研究工作。

在热释电材料中,TGS晶体和 LiTaO_3 晶体都具有很高的优值,是人们研究得最多的热释电材料。TGS晶体通过掺L- α 丙氨酸改性(改性后的晶体简称LATGS),克服了退极化的缺点,使LATGS探测器的稳定性得到改善。 LiTaO_3 晶体的居里点很高,能够承受较大的功率,使它在激光测量技术中具有重要意义。

我们在悬空结构的热释电红外探测器的研究中,解决了某些理论问题和若干工艺技术上的关键;使用自行研制的LATGS晶体和中国科学院上海硅酸盐研究所生长的 LiTaO_3 晶体,制得了高性能的热释电红外探测器。两种探测器的探测率 D^* 均超过了 $10^9 \text{ cmHz}^{1/2}/\text{W}$,接近了国际上已报道的最高水平⁽¹⁾。表1—1列出了我们研制的LATGS和 LiTaO_3 热释电红外探测器的性能和国外有关机构的同类探测器性能。

表1—1 LATGS和 LiTaO_3 热释电红外探测器性能比较

材 料	面 积 mm^2	调制频率 Hz	$D^* (500. f. 1)$ $\text{cmHz}^{1/2}/\text{W}^{-1}$	研制单位	报道时间
LATGS	1.5×1.5	10	2×10^9	(英) Mullard	1975 ^[2]
LATGS		12.5	2.5×10^9	(英) Mullard	1975 ^[2]
LATGS	1×1	10	2.2×10^9	BBR	1975 ^[3]
LATGS	1×1	10	2.0×10^9	(美) Barnes	1972 ^[4]
LATGS	$\phi 1$	12.5	1.7×10^9	上海技术物理所	1979
LiTaO_3	1×1	10	8.0×10^8	(美) Barnes	1975 ^[5]
LiTaO_3	1×1	30	8.5×10^8	(美) Martin	1976 ^[6]
LiTaO_3	$\phi 1$	12.5	1.2×10^9	上海技术物理所	1979

由我们制得的热释电红外探测器的实验数据和应用结果可证明：提出的探测器的理论模型与实验是相符的；使用的热释电材料性能是良好的；探测器的结构设计是合理的；前置放大器的技术指标是先进的。这两种探测器都已提供应用单位使用，效果良好，受到欢迎和重视。

1.2 主要研究内容和成果

为了得到高性能的LATGS和 LiTaO_3 热释电红外探测器，我们主要开展并完成了下面的研究工作。

(1) 开展了热释电探测器噪声机理的研究。在实验中发现，使用经典的热噪声公式(Nequest公式)计算铁电体介电损耗热噪声所得到的结果与实验结果不符，我们用统计物理学的方法重新推导出介电损耗热噪声的表达式与实验结果相一致。我们从理论上论证了横向热扩散对探测器性能的影响，首先明确地给出了横向热扩散的等效温度噪声的数学形式，并在实验中发现，对 LiTaO_3 探测器，这种噪声机构是探测器低频性能的主要限制因素，对LATGS探测器，横向热扩散的等效温度噪声和介电损耗热噪声都起作用。这些成果对于提高热释电探测器的性能有指导意义。

(2) 制备厚度为微米数量级的低损耗热释电薄片是探测器的关键。我们研究了获得这种薄片的工艺技术，认为机械方法研磨易造成薄片表面的机械损伤，使探测器的性能降低。采用化学腐蚀方法减薄薄片，可以消除这一机械损伤层，获得结构完整的晶片。由于损耗角正切降低了，也就降低了探测器的介电损耗热噪声。

(3) 采用无排气管的钽环冷封技术实现了探测器的真空密封，从而提高了探测器的漏电阻，减少探测器对声音的压电敏感性，降低了由于空气存在而引起的热传导和温度起伏，提高了探测器的探测率。真空密封有利于提高探测器的稳定性、可靠性及寿命。

(4) 研究了与热释电探测器配用的前置放大器。根据热释电探测器的特点，着重研究了场效应晶体管的最佳工作状态，较好地解决了前置放大器与探测器的匹配问题，得到了高输入阻抗低噪声的测量放大器和供热释电探测器使用的几种典型的前置放大电路。

(5) 开展了LATGS晶体生长工艺的研究。采用降温法生长出性能良好的LATGS晶体，其主要热释电参数和国外基本一致，锁定极化效果显著。同时建立了相应的晶体生长设备，其中自动控温降温设备具有较高的精度和可靠性。

(6) 为了测量热释电探测器和热释电材料的性能，开展了有关性能测试方法的研究。建立了热释电系数，电滞回线，介电常数，介电损耗，探测器噪声，响应率和探测率等参数的测量系统。利用这些测量系统对热释电材料和探测器进行评价，得到的结果是可信的。同时还开展了晶体结构、位错和缺陷的研究工作。

(7) 在热释电探测器性能提高的基础上，开展了探测器的应用研究。首先研究和设计了光谱测量需要的热释电探测器。采用悬空结构，提高了探测器的低频性能，其探测率和最小可测功率已达到或超过高莱探测器和热电偶的水平。采用发黑技术改善探测器的表面吸收，使探测器从可见光到远红外波段光谱响应均匀。为了满足使用者的要求，专门设计了在低调制频率下工作的前置放大器组成探测器组件。

1.3 经济价值

高性能的热释电红外探测器的研制成功，对于我国光谱技术的发展具有重要的现实意义和经济价值。目前，我国需要的光谱仪大部份依靠进口，这些光谱仪的接收器件主要是高莱管和热电偶，前者国内尚无产品，后者虽有试制，但其性能和质量都不能满足要求。因此，

国内在试制或生产红外光谱仪器时，所用的接收器件也主要依靠进口。这两种探测器都容易损坏，寿命短，进口也比较困难，致使不少红外光谱仪器由于缺少接收器件而长期搁置不用。我们研制的热释电探测器完全可以替代高莱管和热电偶作光谱接收器，因此不仅为我国红外光谱技术的发展提供了一种有效的光谱接收器件，并且能减少进口，节约外汇。

热释电探测器除了用于光谱测量以外，还特别适合于激光功率、能量、脉冲宽度等参数的测量和定标，其波长可以延伸到几百微米甚至毫米波。利用热释电探测器在进行辐射测量，温度测量，工业过程自动监控，安全警戒等方面都是比较理想的红外探测器。在空间技术中，热释电探测器已有不少成功应用的实例。具有中等性能的热释电成像装置，由于它室温工作，结构简单，使用方便，成本低廉，将成为红外成像器件的一个重要方面。

1979年9月，22个单位的44名代表对该项科研成果进行了技术鉴定，技术指标得到国内同行的承认，应用结果得到使用单位的好评，并一致认为应迅速做好推广应用工作。

二、探测器理论分析

2.1 概述

热释电红外探测器是利用某些压电晶体存在的热释电效应而设计的红外辐射探测器件。高性能的热释电探测器都采用图2—1所示的敏感元悬空的面电极结构（简称悬空器件）。利用热释电晶体制成薄片（热释电薄片），在薄片的二个表面上沉积一定形状的金属薄膜电极，就构成了探测器的灵敏元。可见热释电探测器的敏感元相当于一个由热释电晶体制成的平板电容器，电极平面与晶体的自发极化 $\vec{P}_s$ 相垂直。当敏感元吸收红外辐射后，引起晶体温度变化，自发极化 $\vec{P}_s$ 也发生变化，结果在晶体薄片二表面电极重叠部份就释放出热释电电流，电流的大小为

$$i_s = A \frac{dP_s}{dt} = Ap \frac{dT}{dt} \quad (2-1)$$

式中：A—热释电薄片二个电极重叠部份受光照的面积；

p—热释电系数；

T—热释电薄片温度；

t—时间。

为了求出度量入射红外辐射大小的热释电电流，首先必须根据敏感元的热状态，合理的求解其热平衡方程。初期的探测器理论是采用类似于测辐射热计理论的集总参数模型。这一理论应用于热释电探测器的结果已由Putley进行了总结^[7]。集总参数模型适用于“理想”热释电探测器。所谓“理想”，是指探测器敏感元仅仅通过表面的热辐射过程与周围环境发生热交换。实际上，热释电探测器，即使是真空悬空器件亦都存在着厚度方向和薄片平面方向上的热扩散，因而集总参数模型的结论只有在某些特殊情况下才适用。

近年来发展了一种用分布参数求解热平衡方程的热释电探测器理论。A. Van der Zeal 和陈继述先后用薄片厚度方向的一维热扩散模型分析了带有衬底的热释电探测器的响应

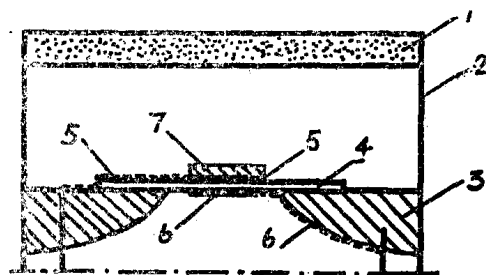


图2—1 热释电探测器的结构示意图

1. 窗口 2. 管壳 3. 陶瓷环 4. 热释电薄片 5. 正面电极 6. 背面电极 7. 吸收层

率^[8,9]。Logan等人用薄片平面内的径向一维热扩散模型分析了光敏面呈圆形的自支撑悬空器件的响应率和温度噪声^[10,11,12]。我们用类似的方法对光敏面尺寸比热释电晶体的热扩散长度大得多的自支撑悬空器件求出了光敏面接受均匀辐射（光敏面以外部份不吸收辐射）时引起的温度变化和热导的公式，并据此推导出响应率和温度噪声的解析式。

对于实际的探测器，光敏面内横向热扩散只对离边界较近的部份的温度分布有影响。一般说来，在离边界的距离在几个热扩散长度以上时，横向热扩散的影响就可以忽略不计，这样就可以把本来属于薄片平面内二维热扩散问题简化为一维热扩散问题。

2.2 一维横向热扩散模型

图2-2是一维热扩散模型的示意图。可以认为，在光敏面边界上任意一点，其热扩散过程都是一样的。因此在处理方法上可把光敏面边界线拉成一直线，直线上任意一点被选为坐标原点O，通过原点垂直于此直线作坐标轴（x轴）。在垂直x方向上的热流可以忽略。这样，问题就简化成只考虑x轴方向的热流就行了。

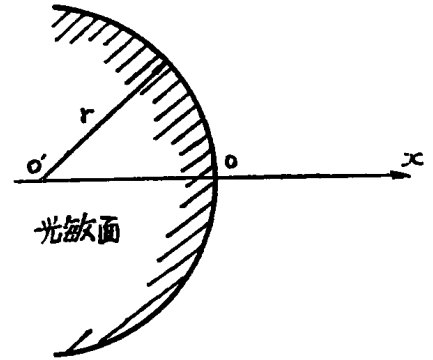


图2-2 一维热扩散模型示意图

在正弦调制下，入射辐射的功率可以写成：

$$W(t) = \begin{cases} W_0 e^{j\omega t} & x \leq 0 \\ 0 & x > 0 \end{cases} \quad (2-2)$$

热扩散方程为

$$\frac{\partial \Delta T(x, t)}{\partial t} = \frac{k}{C_v} \cdot \frac{\partial^2 \Delta T(x, t)}{\partial x^2} + \frac{\eta W(t)}{C_v d} \quad (2-3)$$

式中： C_v —热释电材料的定容比热；

k —热导率；

η —电极表面的吸收系数；

d —晶体薄片的厚度；

ω —调制角频率。

用分离变量法得到式(2-3)的解如下：

$$\Delta T(x, t) = \Delta T(x) e^{j\omega t} \quad (2-4)$$

$$\Delta T_1(x) = A_1 e^{x/L_H} + A_2 e^{-x/L_H} + L_H^2 \frac{\eta W_0}{dk} \quad (2-5)$$

$$\Delta T_2(x) = B_1 e^{x/L_H} + B_2 e^{-x/L_H} \quad (2-6)$$

$$L_H = \left(\frac{k}{j\omega C_v} \right)^{1/2} \quad (2-7)$$

式中 L_H 具有长度量纲， $|L_H|$ 称为热扩散长度。

采用下述边界条件：

$$\begin{cases} \Delta T_1(0) = \Delta T_2(0) \\ \frac{\partial \Delta T_1(0)}{\partial x} = \frac{\partial \Delta T_2(0)}{\partial x} \\ \frac{\partial \Delta T(-\infty)}{\partial x} = 0 \\ \Delta T_2(\infty) = 0 \end{cases} \quad (2-8)$$

求出常数 A_1 , A_2 , B_1 和 B_2 , 代入式 (2-5) 和 (2-6), 即得:

$$\Delta T_1(x) = \frac{1}{2} L_H \frac{\eta W_0}{dk} (2 - e^{x/L_H}), \quad x \leq 0, \quad (2-9)$$

$$\Delta T_2(x) = \frac{1}{2} L_H \frac{\eta W_0}{dk} e^{-x/L_H}, \quad x > 0, \quad (2-10)$$

由式 (2-9) 可以求出光敏面下晶体的平均温度 $\overline{\Delta T}(x)$ 和边界上单位长度的热导 g_e :

$$\overline{\Delta T}(x) = \frac{\eta W_0}{C_v d \omega} \quad (2-11)$$

$$g_e = \left(\frac{\omega C_v k}{2} \right)^{\frac{1}{2}} d \quad (2-12)$$

2.3 噪声、响应率和探测率

热释电探测器的噪声和响应率与探测器的结构有关。下面我们仅就图2-1所示的面电极结构加以讨论。这些结果不适用于高频调制或脉冲测量所需要的边电极结构热释电探测器 (电极平面与光敏面相互垂直)。应用前面的一维热扩散模型得到的结果, 根据式 (2-1) 和 (2-11) 可以求出探测器的电流响应率 R_i 和电压响应率 R_v :

$$R_i = \frac{\eta p}{C_v d} = \eta M_i d^{-1} \quad (2-13)$$

$$R_v = \frac{\eta p}{C_v \varepsilon \varepsilon_0 \omega A} = \eta M_v (\varepsilon_0 \omega A)^{-1} \quad (2-14)$$

$$M_i = \frac{p}{C_v} \quad (2-15)$$

$$M_v = \frac{p}{C_v \varepsilon} \quad (2-16)$$

式中: ε —热释电材料的介电常数;

ε_0 —真空电容率。

探测器的噪声来源主要有敏感元的温度涨落和材料的介电损耗。前者称为温度噪声, 由敏感元与环境之间热流的涨落决定。后者称为介电损耗噪声, 它主要是由热释电晶体中载流子的热运动, 晶体畴壁运动和极化弛豫等原因产生的。介电损耗引起的噪声是一种热噪声。

温度噪声电流 i_{nT} 的大小与敏感元和环境之间总热导 G 的关系已经由 Jones 用统计物理方法推导出来^[13]。

$$i_{nT} = \frac{R_i}{\eta} (4KT^2G)^{\frac{1}{2}} (\Delta f)^{\frac{1}{2}} \quad (2-17)$$

$$G = G_r + G_e \quad (2-18)$$

式中： G_r —敏感元的辐射热导

G_e —敏感元的横向热导；

K —玻尔兹曼常数；

Δf —频带宽度。

在实际的探测器中， G_r 比 G_e 小得多。 G_e 的大小可由式(2-19)求出：

$$G_e = g_e S \quad (2-19)$$

这里 S 代表光敏面边界的总长度。对于圆形光敏面， $S = 2(\pi A)^{\frac{1}{2}}$ ，对于正方形光敏面 $S = 4A^{\frac{1}{2}}$ 。

式(2-17)的结果可以用等效电阻 R_T 和损耗角正切 $\tan \delta_T$ 表示^[14,15]， R_T 称为热电耦合电阻， $\tan \delta_T$ 称为热电耦合损耗。

$$i_{nT} = \left(\frac{4KT}{R_T} \right)^{\frac{1}{2}} (\Delta f)^{\frac{1}{2}} = (4KT \omega C_d \tan \delta_T)^{\frac{1}{2}} (\Delta f)^{\frac{1}{2}} \quad (2-20)$$

$$R_T = \frac{\eta^2}{R_i^2 GT} \quad (2-21)$$

$$\tan \delta_T = \frac{R_i^2 GT}{\eta^2 \omega C_d} \quad (2-22)$$

式中 C_d 为探测器的电容。

在过去的文章中，计算热释电探测器的热噪声都采用通常的 Nequest 公式。但是，Nequest 公式是在假定电阻和噪声的大小均与频率无关的条件下推导出来的。而电介质材料的电阻和噪声都随测量频率而变化，简单地套用 Nequest 公式得到的结果与实验结果不符。我们应用振荡电路中电流涨落的统计理论推导了适用于电介质材料，因而也适用于热释电材料的热噪声公式：

$$\begin{aligned} i_{ns} &= \left[\frac{(1+\beta) \cdot 4KT}{R_T} \right]^{\frac{1}{2}} (\Delta f)^{\frac{1}{2}} \\ &= \left[(1+\beta) 4KT \omega C_d \tan \delta_d \right]^{\frac{1}{2}} (\Delta f)^{\frac{1}{2}} \end{aligned} \quad (2-23)$$

式中： $\tan \delta_d$ —探测器材料的介电损耗角正切；

β —热噪声频谱函数幂指数；

$i_{ns} \propto \omega^\beta$ 。

对于 LATGS 和 LiTaO_3 晶体，在不太高的频率下， $\tan \delta_d$ 与频率的依赖关系都不大，一般可认为 $\beta \approx 1$ 。如果在工艺过程中不再引进附加的损耗， C_d 和 $\tan \delta_d$ 主要由材料本身的参数决定：

$$C_d = \frac{\epsilon_0 \epsilon A}{d} \quad (2-24)$$

$$\tan \delta_d = \tan \delta \quad (2-25)$$

式中 $\tan \delta$ 为介质材料的固有损耗角正切。

由式 (2-20) 和 (2-23) 得到探测器的总噪声:

$$i_{nd} = \left(\frac{4KT\omega\epsilon_0\epsilon A}{d} \right)^{\frac{1}{2}} (\tan \delta_T + 2\tan \delta)^{\frac{1}{2}} (\Delta f)^{\frac{1}{2}} \quad (2-26)$$

根据探测率的定义, 由式 (2-13) 和 (2-26) 可以求出热释电探测器的探测率 D_d^* (不考虑测量放大器噪声的影响) 的表示式:

$$D_d^* = \eta (4KT\omega\epsilon_0)^{-\frac{1}{2}} (P^{-2}C_v^2 d \epsilon \tan \delta_T + 2M_D^{-2}d)^{-\frac{1}{2}} \quad (2-27)$$

$$M_D = \frac{P}{C_v(\epsilon \tan \delta)^{\frac{1}{2}}} \quad (2-28)$$

式 (2-27) 还可以改写为:

$$D_d^* = \eta (4KT^2GA^{-1} + 8KT\omega\epsilon_0M_D^{-2}d)^{-\frac{1}{2}} \quad (2-29)$$

这里我们说明一下由式 (2-15), (2-16) 和 (2-28) 确定的参数 M_i , M_v , 和 M_D 的意义。它们的大小由材料参数热释电系数 (P)、介电常数 (ϵ)、定容比热 (C_v) 和损耗角正切 ($\tan \delta$) 决定, 它们提供了从不同角度用材料参数评价探测器性能好坏的标准。 M_i 称为电流响应率优值; M_v 称为电压响应率优值; M_D 称为探测率优值。

由式 (2-27) 和 (2-29) 可以看出, 为了获得高的探测率 D_d^* , 在探测器工艺上应提高材料对辐射的吸收系数 η , 尽可能减小探测器敏感元的厚度 d ; 在材料方面, 应挑选 M_D 大, 热导率 k 小的热释电材料。对于高热导率的热释电材料, 只有通过边缘刻槽的方法才能减少总热导 G , 从而使 D_d^* 接近由材料优值 M_D 所决定的数值。由式 (2-29) 还可以看出: 对于光敏面较大的探测器, 横向热导的影响较小, 容易实现高 D_d^* 。

表 2-1 给出了 LATGS 和 LiTiO₃ 两种晶体的材料参数, 表 2-2 列出了根据表 2-1 所给的参数制成热释电探测器性能的计算值。计算时假定 $\eta=1$, 调制频率 $f=12.5\text{Hz}$, $T=300^\circ\text{K}$, $d=10\mu$, $A=0.78\text{mm}^2$ (直径为 1 mm 的圆)。

表 2-1 LATGS 和 LiTaO₃ 的热释电参数

材 料	居里温度 T_c ($^\circ\text{C}$)	热释电系数 P ($\text{Ccm}^{-2}\text{K}^{-1}$)	介电常数 ϵ	损耗角正切 $\tan \delta$	定容比热 C_v ($\text{Jcm}^{-3}\text{K}^{-1}$)	热 导 率 k ($\text{Jcm}^{-1}\text{K}^{-1}\text{S}^{-1}$)
LATGS	49	3×10^{-8}	30	2×10^{-4}	2.5	7×10^{-3}
LiTaO ₃	618	2×10^{-8}	48	5×10^{-4}	3.5	3.5×10^{-2}

从所给出的计算结果表明, 由于横向热导引起的温度噪声成为热释电探测器的主要噪声源。如何控制探测器敏感元的横向热导将是我们设计高性能的热释电探测器应重点考虑的因素。

表2—2 LATGS和LiTaO₃热释电探测器的性能指标 (计算值)

技 术 参 数	LATGS	LiTaO ₃
热扩散长度 l_{Hl} (μ)	90	170
探测器电容 C_d (pf)	20	31
横向热导 G ($JK^{-1}S^{-1}$)	2.5×10^{-4}	6×10^{-4}
热电耦合损耗角正切 $\tan \delta_T$	1.06×10^{-2}	1.7×10^{-3}
电流响应率 R_i (AW^{-1})	1.2×10^{-5}	6×10^{-6}
电压响应率 R_v (VW^{-1})	7.8×10^3	2.4×10^3
温度噪声 i_{nT} (A)	3.7×10^{-16}	3.5×10^{-16}
介电损耗热噪声 $i_{n\epsilon}$ (A)	1.6×10^{-16}	2.7×10^{-16}
探测器总噪声 i_{nd} (A)	4.1×10^{-16}	4.4×10^{-16}
D_d^* ($cmHz^{1/2}W^{-1}$)	2.2×10^9	1.2×10^9

2.4 热释电探测器的匹配

热释电探测器是一种高阻抗低噪声器件，它要求一个低噪声电流放大器做前置放大器。前置放大器的噪声电平对于能否充分发挥热释电探测器的性能有密切关系。前置放大器的噪声主要由其输入级有源器件的噪声决定。目前噪声电流最低的有源器件是结型场效应晶体管。尽管目前的结型场效应晶体管栅流已降到 $1 \times 10^{-13}A$ 以下，但是，由于栅极电容损耗噪声的影响，仍然不能满足热释电探测器的要求。最好的 LATGS 探测器和 LiTaO₃ 探测器的噪声已经小于前置放大器的噪声，因而热释电探测器在实际应用中往往不能达到探测器所能达到的最高水平。前置放大器噪声对探测器性能的影响还与探测器的容抗有关，前置放大器和探测器之间能否实现最佳匹配，对于提高 D^* 的测量值和改善探测器的使用效果是一个十分重要的问题。

前置放大器接入探测器后的等效电路如图 2—3 所示。

前置放大器的噪声通常用折合到输入端的等效噪声电流 i_{nA} 表示：

$$i_{nA} = (i_{no}^2 + e_{no}^2 |Z|^2)^{1/2} (\Delta f)^{1/2} \quad (2-30)$$

式中： i_{no} ——前置放大器等效噪声电流源频谱密度；

e_{no} ——前置放大器等效噪声电压源频谱密度；

Z ——前置放大器输入端总阻抗。

按照图 2—3 所示的等效电路，

$$Z = \frac{R}{1 + j\omega RC} \quad (2-31)$$

$$\text{式中： } R = \frac{R_d R_g}{R_d + R_g}; \quad (2-32)$$

$$C = C_d + C_g; \quad (2-33)$$

R_d —热释电探测器直流内阻；

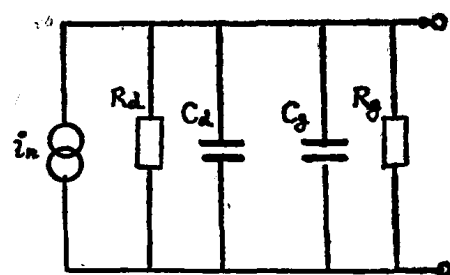


图 2—3 等效电路

R_g —前置放大器输入端偏置电阻；

C_g —前置放大器输入电容。

i_{no} 和 e_{no} 的大小可从实验中确定。即令 $|Z| \rightarrow 0$ （相当于放大器输入端短路）和 $|Z| \rightarrow \infty$ （相当于放大器输入端开路）时，测量前置放大器的噪声计算得到。对于低调制频率使用的高性能热释电探测器，电阻 R 一般取值很高，电容将起主要作用，因而 $|Z|$ 可以认为主要是电容的容抗。

当计入前置放大器噪声后，总噪声和探测率为：

$$i_n = \left[4KT^2G \left(\frac{R_i}{\eta} \right)^2 + 8KT\omega C_d \tan \delta_d + i_{no}^2 + e_{no}^2 \omega^2 C_d^2 \right]^{-\frac{1}{2}} (\Delta f)^{\frac{1}{2}} \quad (2-34)$$

$$D^* = D_d^* \left[1 + \frac{M_i^{-2} \epsilon_0 \epsilon A (i_{no}^2 C_d^{-1} + e_{no}^2 \omega^2 C_d)}{4KT^2G + 8KT\omega M_D^{-2} A} \right]^{-\frac{1}{2}} \quad (2-35)$$

推导上面的结果时，忽略了前置放大器的输入电容 C_g ，这对于面积不是十分小的高性能热释电探测器是合理的。因为热释电薄片厚度很小，其电容 C_d 比放大器输入电容大得多。对于结型场效应晶体管可以认为 $i_{no}e_{no}$ 为常数⁽⁷⁾，但是能够通过场效应管并联或者改变沟道的长和宽来调整 i_{no} 和 e_{no} 的相对大小。这样我们不难从式（2—35）求出使 D^* 趋于最大值的条件：

$$C_0 = \frac{i_{no}}{e_{no} \omega} \quad (2-36)$$

式（2—36）称为最佳匹配条件。 C_0 是达到最佳匹配时的电容。很明显，当探测器电容 C_d 与前置放大器电容之和等于 C_0 时，前置放大器对探测器的影响最小。

三、热释电探测器的制备和特性

3.1 概述

第二部分中对热释电探测器理论上的分析，为我们设计高性能热释电探测器提供了依据。由于对于不同的应用场合要求热释电探测器的结构是不同的，因而研制一个实用的探测器还应根据应用要求选择合理的工艺途径。这一部分将详细讨论热释电探测器的工艺技术问题。重点放在面电极自支撑悬空探测器上。

3.2 探测器结构

热释电探测器的结构已有很多种。不同结构的探测器都是针对不同的应用而设计的。例如：按电极平面和入射辐射方向是垂直还是平行有面电极结构和边电极结构之分；按探测器敏感元的固定方式可分为有衬底的（敏感元固定在导热良好的基板上以控制散热的大小）和没有衬底的（悬空结构）探测器。另外，根据不同的应用场合，可以做成不带前置放大器的单元探测器，带有一个场效应晶体管的阻抗变换探测器和带有前置放大器的组合件探测器。还有单元和多元探测器之分。这些探测器各有各的用处。

我们首先设计了适合低频调制下工作的自支撑悬空结构的面电极热释电探测器。图3—1是一个实际探测器的结构简图。图3—2是探测器敏感元部份的放大示意图。LATGS和LiTaO₃两种探测器都采用类似的结构和工艺技术制成。

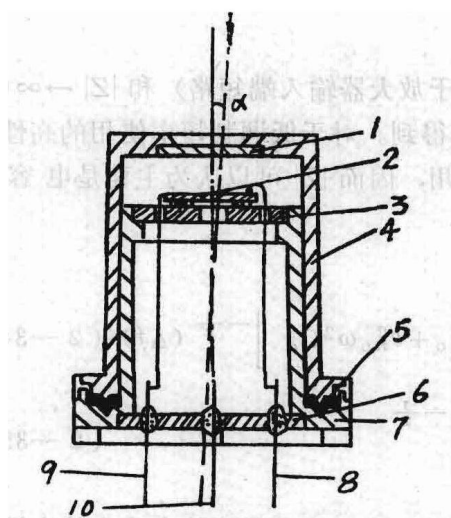


图3-1 实际的热释电探测器简图

1. 窗口 2. 敏感元 3. 陶瓷片 4. 管帽
5. 钢环 6. 玻璃绝缘芯柱 7. 管壳底座
8. 正面电极引线 9. 背面电极引线 10. 接地管脚

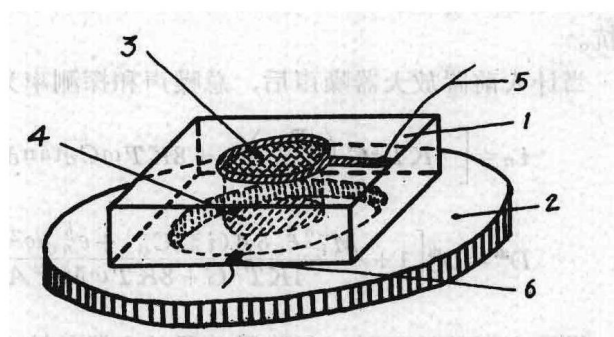


图3-2 探测器敏感元部份的放大示意图

1. 热释电晶片 2. 陶瓷环 3. 正面电极
4. 背面电极 5. 正面电极引出 6. 背面电极引出

探测器的大致工艺过程如下：先将晶体切成薄片，晶体极化轴垂直于薄片的平面，将薄片研磨到一定厚度进行机械抛光，再用化学腐蚀的方法减薄到需要的厚度。将此敏感元固定在内径为 $\phi 2$ 到 $\phi 4$ mm的陶瓷圆环上，两表面用真空镀膜技术淀积金属电极。背向入射辐射的一面淀积铬-金电极（称为背面电极）；面向入射辐射的电极（称为正面电极）两种探测器有所不同，对LATGS探测器采用镍-铬半透明薄膜做电极，而 LiTaO_3 探测器先做铬-金电极再淀积铂黑吸收层。将做好电极的热释电薄片固定在红外窗口的下面，再用冷钎封技术在 10^{-5} 托的真空中密封起来。探测器的面积和窗口材料可以根据应用要求进行适当的选择。封好的单元探测器的照片示于图3-3。图3-4是一个带有前置放大器的组合探测器照片。热释

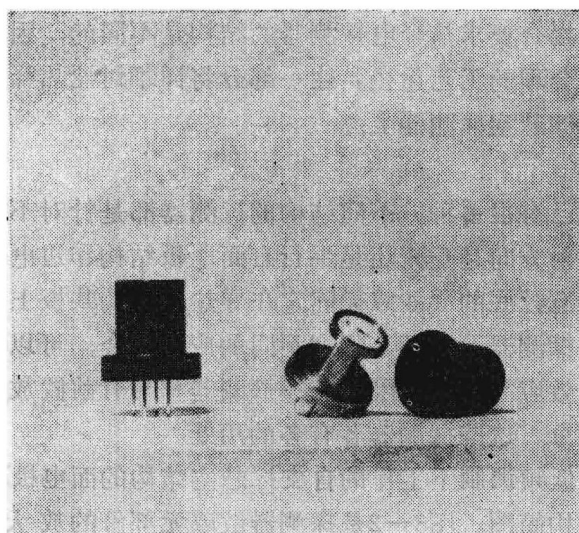


图3-3 单元探测器照片

电探测器的详细工艺流程参见图 3—5。关于制作热释电探测器工艺技术上的关键，我们在后面将要讨论。

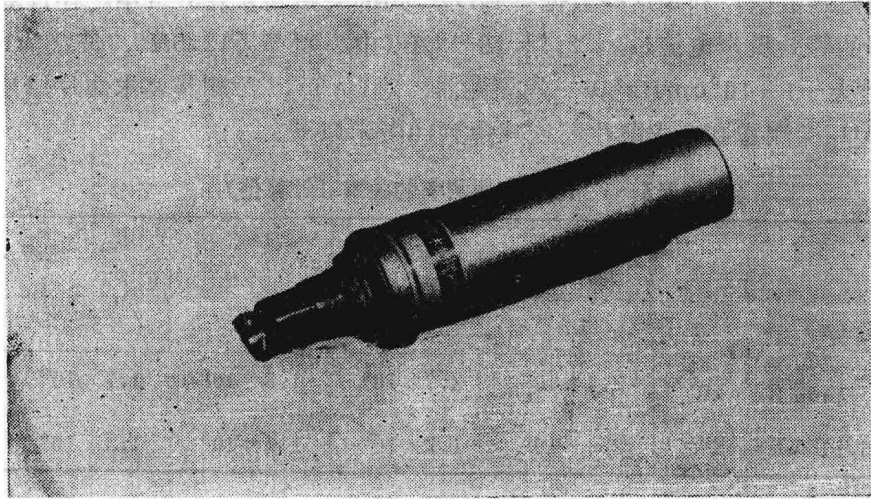


图3—4 组合探测器照片

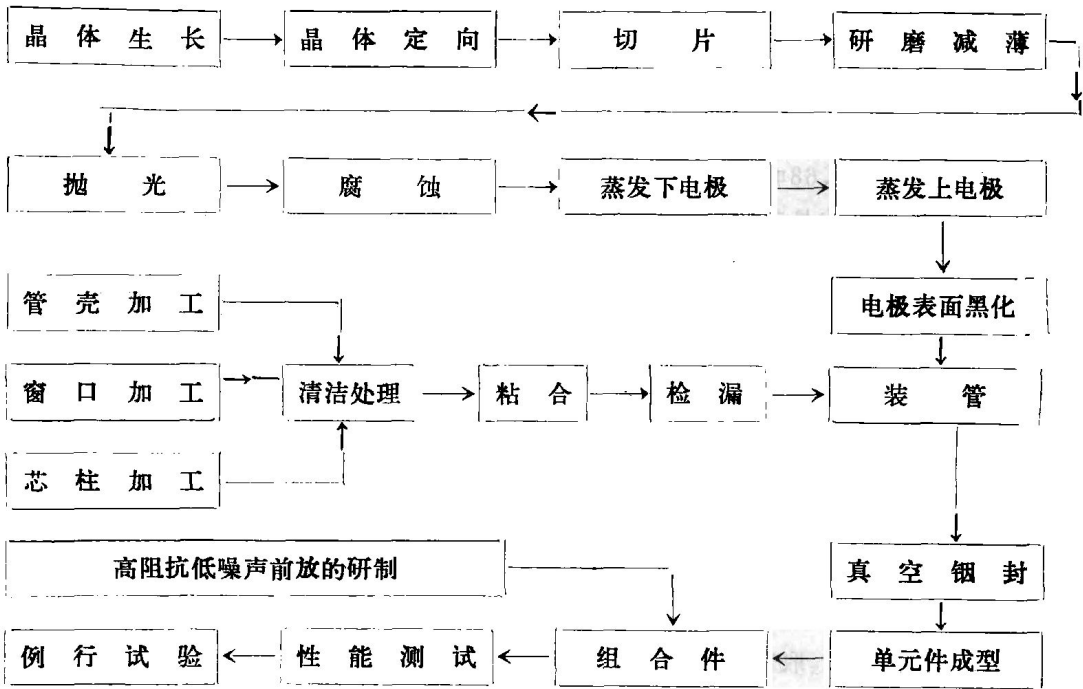


图3—5 热释电探测器的工艺流程图

3.3 热释电晶体薄片厚度的考虑

从前一部分关于探测器理论讨论的结果得知，薄片厚度与探测器性能有密切关系。式 (2—13) 表明，电流响应率 R_i 与厚度 d 成反比，厚度越薄，电流响应率越高；而从式 (2—14) 可以看出，电压响应率 R_v 与厚度 d 没有直接关系，但与探测器光敏面的面积成反比。从探测率的表示式 (2—27) 看出，探测器的 D_a^* 与厚度的平方根成反比，厚度越薄， D_a^* 越高。从这些结果得到一个重要结论：当热释电材料选定以后，对于受横向热扩散所产生的等效温度噪声和材料介电损耗热噪声限制的热释电探测器，减小敏感元厚度可以提高探测器的性能，

因此制备超薄片（厚度为微米数量级）技术就成了制备高性能热释电探测器的关键。

在表2—1中所列的材料参数，除定容比热和热导率取自文献中常用的数值外，其他参数均为实验室测得的数据。利用这些数据得到 D_d^* 与 d 的关系列入表3—1中。在计算 D^* 时，假定前置放大器的等效噪声电流 $i_{nA}=2.7 \times 10^{-16} \text{A}$ （中心频率为12.5Hz，带宽为1Hz）。很明显，要得到 D^* 大于 $1 \times 10^9 \text{cmHz}^{1/2} \text{W}^{-1}$ 的探测器，对LATGS探测器要求薄片厚度小于20微米；而对LiTaO₃探测器则要求薄片厚度减薄到10微米以下。

表3—1 厚度与探测率的关系（计算值）

敏感元厚度 (μ)	LATGS			LiTaO ₃	
	5	10	20	5	10
$D_d^* (500, 12.5, 1) \text{cmHz}^{1/2} \text{W}^{-1}$	3.1×10^9	2.2×10^9	1.5×10^9	1.7×10^9	1.2×10^9
$D^* (500, 12.5, 1) \text{cmHz}^{1/2} \text{W}^{-1}$	2.4×10^9	1.7×10^9	1.1×10^9	1.4×10^9	9.5×10^8

3.4 探测器结构参数

为了保证探测器性能良好，在设计探测器结构时应考虑下面的条件：

（1）固定热释电薄片的陶瓷环，中心小孔的内径应比探测器光敏面尺寸至少大四个热扩散长度。在12.5Hz频率时，LATGS材料的热扩散长度为90微米〔式(2-7)〕，陶瓷环内径对于光敏面为 $\phi 1 \text{mm}$ 的探测器应大于1.36mm；而LiTaO₃探测器，热扩散长度为170微米，所以陶瓷环的内径应大于1.68mm。

（2）因为热释电体是电阻率很高的绝缘体，低频下介质损耗电阻也很高，管壳引出电极之间的漏电会引进噪声，因此，管壳引出电极应有良好的绝缘性能。引出电极在不接触热释电薄片时直流漏阻 R_0 应足够大，以致 R_0 的热噪声电流比探测器噪声电流小得多。

$$4KT/R_0 \ll i_{nd}^2 \quad (3-1)$$

由表2—2可知，两种探测器 i_{nd} 均在 $4 \times 10^{-16} \text{A}$ 左右，因而 $R_0 \geq 10^{13} \Omega$ 即可满足要求。

（3）用半透明金属电极时，正面电极有一定的直流电阻 R_s ，该电阻的热噪声对探测器噪声可能会有影响。因而 R_s 应尽可能小，这时由于半透明膜透过率减小，响应率会下降。 R_s 值需折衷考虑。一般说来，要求 R_s 引进的热噪声比探测器的噪声电压小得多。探测器噪声电压随频率升高而下降，最低值取决于前放短路噪声 e_{n0} ，因而， R_s 取为：

$$R_s \ll e_{n0}^2 / 4KT \quad (3-2)$$

当 $e_{n0} = 5 \times 10^{-9} \text{V}$ 时， R_s 取 1500Ω 可满足要求。

3.5 低损耗薄片

制备晶体结构完整的低损耗超薄片是探测器工艺最重要的问题。Putley和Stokowski曾先后报道过〔6〕，热释电探测器的损耗角正切通常都比材料本身固有的损耗角正切大得多。根据Stokowski对热电耦合损伤的研究〔15〕和R. Lane对热释电薄片机械损伤表面层的研究〔16〕，我们认为探测器薄片损耗增大的原因有两个：一个是机械研磨造成薄片表面损伤，另一个是薄片的横向热导引起热电耦合损耗。为此发展了一种制作低损耗薄片的腐蚀工艺，避免了表面机械损伤层的影响。

图3—6是LATGS薄片经腐蚀后的表面金相照片，图3—7是LiTaO₃薄片经腐蚀后的表面金相照片。对LATGS材料，由于在抛光过程中已有一定的腐蚀作用，而且损耗角正切很难

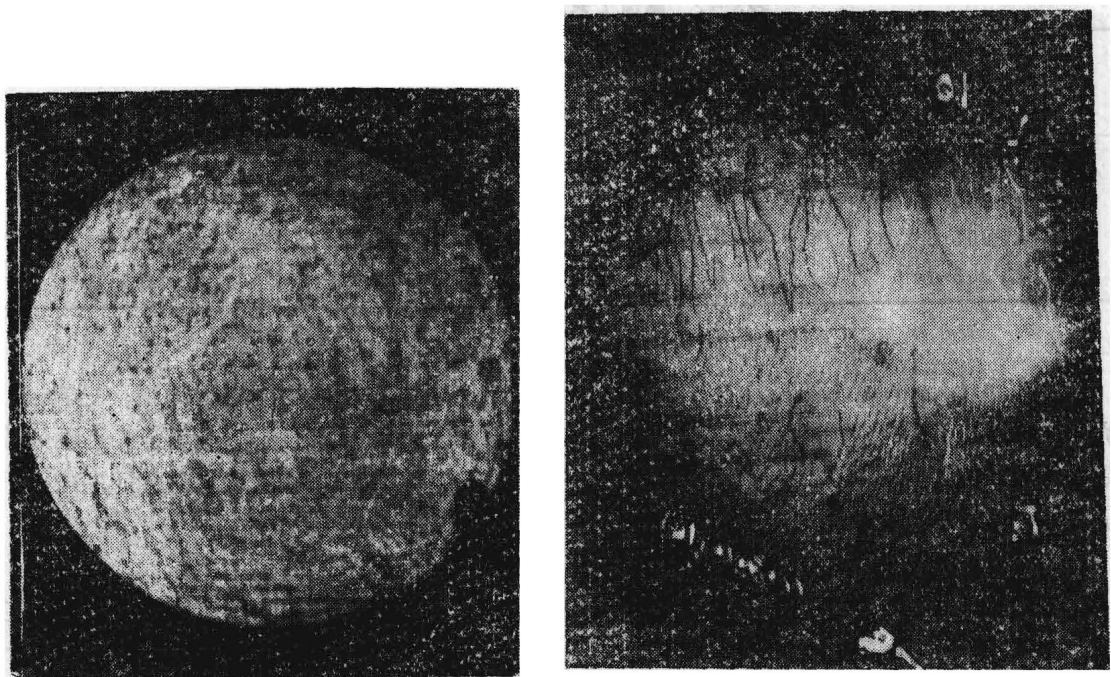


图3-6 LATGS薄片腐蚀表面金相图
(a) 单畴TGS (b) 多畴TGS

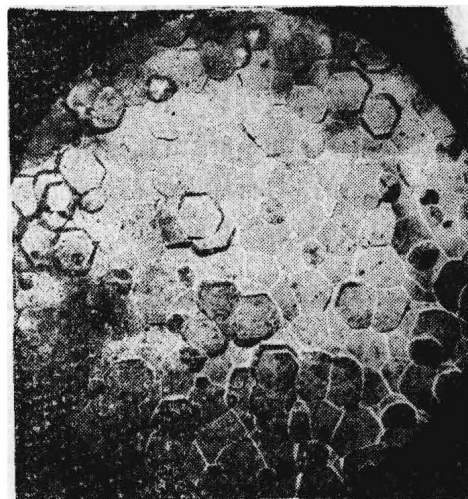


图3-7 LiTaO_3 薄片腐蚀表面金相图

测准，因而未做腐蚀前后损耗角正切变化的测量。但从制成探测器后，其噪声已接近材料损耗角正切的热噪声和横向热导引起的温度噪声的计算值证明，用腐蚀工艺得到的LATGS薄片是低损耗的。对 LiTaO_3 材料，机械抛光过程中没有腐蚀作用，而且由于材料内偏场很高，很容易满足小信号测试条件，损耗角容易测准。我们有意地对未经腐蚀的薄片和腐蚀以后的薄片进行对比测量。测量数据列入表3-2。样品是从同一晶体相近位置上切割下来的，并经过相同的加工过程和相同的测量条件，腐蚀过程对于减小 $\tan\delta_a$ 是明显的，两组样品的损耗角正切值都降低到大约原来的七分之一，而 D_a^* 提高了3倍。

表3—2 腐蚀工艺对探测器性能的影响

探测器编号	腐 蚀 时 间	$\tan\delta_d$	$D^* (500, 12.5, 1)$ ($\text{cmHz}^{1/2}\text{W}^{-1}$)
LT901-5	0	5×10^{-3}	6×10^8
LT901-19	8 小时	7×10^{-4}	2.1×10^9
LT905-8	0	1×10^{-2}	7×10^8
LT905-14	4 小时	1.5×10^{-3}	2.1×10^9

从 LiTaO_3 晶片腐蚀表面的照片看到, 腐蚀表面出现了有规则的网格状沟道, 这种腐蚀背景的形成, 有利于降低探测器的横向热导, 也就降低了热电偶损耗。腐蚀工艺还可带来其他好处, 例如可以去掉由于研磨造成的表面相反畴, 可以得到比较清洁的表面并有利于提高蒸发电极的牢固程度。

3.8 薄片工艺

制备探测器的低损耗薄片大致经过切割、研磨、抛光和腐蚀等过程, 下面介绍具体工艺过程。

(1) 切片

LATGS和 LiTaO_3 晶体都可以用内圆切片机进行切割。切割时除必须保证晶体的极化轴与进刀方向垂直以外, 还应选用合适的进刀速度和冷却油的冲击力, 对于 LiTaO_3 晶体, 由于其物理化学性能稳定, 机械程度好, 因而较容易切割成0.2—0.3mm厚的薄片。而LATGS晶体, 由于内应力大, 居里点(49℃)低, 在居里点附近体积因相变而有很大变化。故而在机械加工过程中很容易引进损伤以致开裂。对LATGS晶体的切割应十分仔细。晶体粘合到切片架上时应严格控制升温速率, 图3—8给出粘合LATGS晶体时的升降温曲线。

粘合样品的示意图见图3—9。晶体与石棉板的粘结胶由碳酸钙、虫胶和松香制成, 其重量比为碳酸钙:虫胶:松香=1:1:1。此胶熔点在80℃以上, 待加热熔融后, 再加入几滴蓖

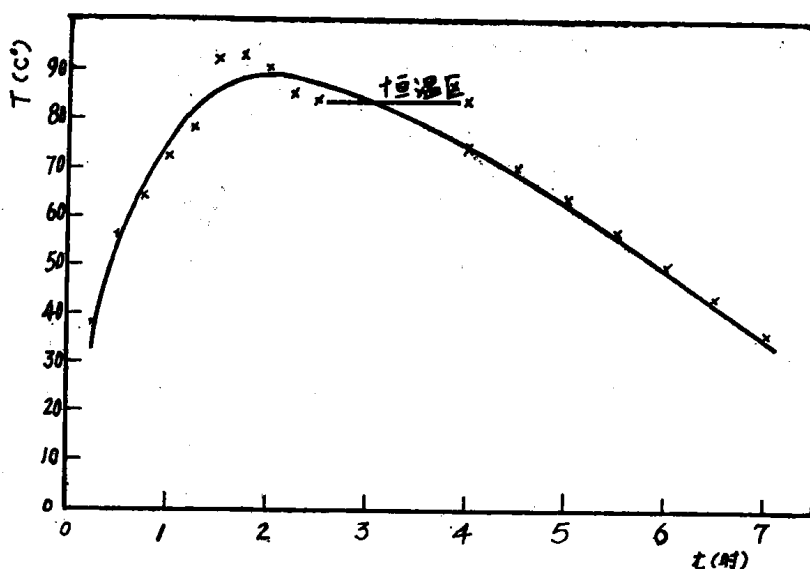


图3—8 粘合LATGS晶体时的温度曲线