

# 医用电子学基础

下册

陈永信 韩瑞芬 编著



# 医用电子学基础

陈永信 编 著  
韩瑞芬

山西科学教育出版社

**医用电子学基础**

陈永信 韩瑞芬

山西科学教育出版社出版 (太原并州北路十一号)

山西省新华书店发行

山西省建筑科研所印刷厂印刷

开本: 787×1092 1/16 印张: 29.5 字数660千字

1985年11月第1版 1985年11月太原第1次印刷

印数: 1—600

书号: 15370·25 定价: 7.70元

# 目 录

(下 册)

## 第七章 红外技术在医学上的应用

- § 7—1 红外线的基础知识……………( 1 )
- § 7—2 红外线探测器……………( 3 )
- § 7—3 红外线摄影及红外线诊断原理……………( 16 )

## 第八章 医用X线电视

- § 8—1 医用X线电视的特点……………( 27 )
- § 8—2 X射线……………( 28 )
- § 8—3 X线影象增强管……………( 34 )
- § 8—4 XTV系统……………( 37 )
- § 8—5 医用立体X线电视……………( 57 )

## 第九章 医用遥测

- § 9—1 遥测的基本概念……………( 64 )
- § 9—2 医用遥测……………( 72 )
- § 9—3 心电遥测仪……………( 76 )
- § 9—4 颅内压的遥测……………( 80 )

## 第十章 血流量的测量

- § 10—1 电磁血流量计……………( 83 )
- § 10—2 压力梯度技术……………( 87 )
- § 10—3 热量血流量计……………( 89 )
- § 10—4 指示剂稀释法……………( 91 )

## 第十一章 医用激光器

- § 11—1 医用激光的基础知识……………( 95 )
- § 11—2 医用激光器……………( 99 )
- § 11—3 激光辐射的生物效应和医用激光的临床应用……………( 107 )

## 第十二章 医用计算机和CT技术

|         |                      |         |
|---------|----------------------|---------|
| § 12—1  | 小型机和微型机              | ( 109 ) |
| § 12—2  | 专用机                  | ( 112 ) |
| § 12—3  | 实验室数据处理系统的组成         | ( 116 ) |
| § 12—4  | 接口                   | ( 124 ) |
| § 12—5  | 实验室计算机的应用形式          | ( 128 ) |
| § 12—6  | 数据处理的一般方法            | ( 133 ) |
| § 12—7  | 心电图的自动识别             | ( 145 ) |
| § 12—8  | CT技术的发展过程            | ( 147 ) |
| § 12—9  | CT的原理及其组成            | ( 149 ) |
| § 12—10 | 建象的数学基础              | ( 155 ) |
| § 12—11 | CT系统的主要技术指标及其在医学中的应用 | ( 162 ) |

## 第七章 红外技术在医学上的应用

红外技术作为一门新兴的边缘学科，近二十年来发展迅速。现已广泛地应用于军事、工农业生产以及医学和其它科学研究的各个领域。尤其是在医学领域中，利用红外技术可以精确地测定体表大面积温度的细微变化，可以通过热图象研究疾病的规律，现已发展成为一种新的科学诊断方法。

本章主要叙述红外线的基础知识，介绍红外线探测器，红外线摄影以及红外线诊断的原理。

### §7-1 红外线的基础知识

实验证明，任何物体，当其温度与环境温度失去平衡时，该物体就要发出或吸收辐射能。这种辐射能实质是某些波长的电磁波，而温度较低的物体发出的辐射能，主要是发射人眼看不见的长波——红外线。根据量子理论，辐射能的物质基础，是由不连续的能量最小单位的个体——量子所组成。而量子能量与其频率成正比。即

$$E = h\nu$$

式中  $E$ ——量子能量

$h$ ——普朗克常数，为 $6.624 \times 10^{-27}$ 尔格/秒

$\nu$ ——频率

从上式可以看出，频率越高，则量子能量越大。

根据普朗克黑体辐射定律，我们知道，物体辐射的能量与波长( $\lambda$ )和绝对温度( $T$ )有关，即

$$E(\lambda, T) = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{hc/\lambda KT} - 1}$$

式中  $E(\lambda, T)$ ——辐射能量分布函数

$K$ ——波尔兹曼常数

$C$ ——光速

$e$ ——自然对数的底

众所周知，人是属于恒温动物，能维持一定的体温。从物理学的观点来看，人体就是一个天然的红外辐射源。人体的辐射能量可用下式表示：

$$W = \varepsilon\sigma T^4$$

式中  $W$ ——人体每秒每平方厘米辐射的能量，单位是瓦  
 $\varepsilon$ ——人体皮肤的辐射率  
 $\sigma$ ——斯忒藩常数

从上式可以看出，人体辐射功率  $W$  与皮肤的绝对温度  $T$  的四次方成正比。

当辐射能投射到物体表面上时，物体能够吸收一部分能量，一般我们把物体吸收的能量 ( $B$ ) 与投射的能量 ( $J$ ) 的比值称做物体的吸收率 (absorbing power)，以  $a$  表示，并以  $a_\lambda$  表示对应波长  $\lambda$  的辐射能的吸收率，即

$$a = \frac{B}{J} \quad a_\lambda = \frac{B_\lambda}{J_\lambda}$$

通常把能够吸收全部投射能量即 ( $a = 1$  和  $a_\lambda = 1$ ) 的物体叫做黑体，一般的烟黑和铂黑都接近于黑体。

基尔霍夫概括了物体的发射本领和吸收本领之间的关系，得出了著名的基尔霍夫辐射定律，揭示了吸收率较高的物体发射本领也较强，而表面粗糙的黑色物体的发射本领比表面光滑的白色物体的发射本领要高。一个物体对某些波长的吸收较强时，对这些波长的发射也较强。

根据维恩位移定律，可以得到黑体热辐射光谱中能量最大的波长  $\lambda_m$  与黑体的绝对温度  $T$  成反比，即

$$\lambda_m = \frac{b}{T}$$

若波长的单位为微米，温度用绝对温度，则常数  $b = 0.2898 \mu\text{m}^\circ\text{K}$ ；

这个定律表达了  $\lambda_m$  随着绝对温度  $T$  的增加而向短波方向移动的规律，即物体辐射能的最大值 ( $\lambda$  最大值) 的分布，随着绝对温度的增加而向波长短的方向移动。

图 7-1 给出了一般黑体热辐射的能量分布曲线。

通常的正常人体与绝对温度  $310^\circ\text{K}$  的黑体辐射本领似。因为人的正常体温为  $= 310^\circ\text{K}$ ，由维恩位移定

光谱辐射 (瓦·厘米<sup>-2</sup>·微米<sup>-1</sup>)  
 通量密度

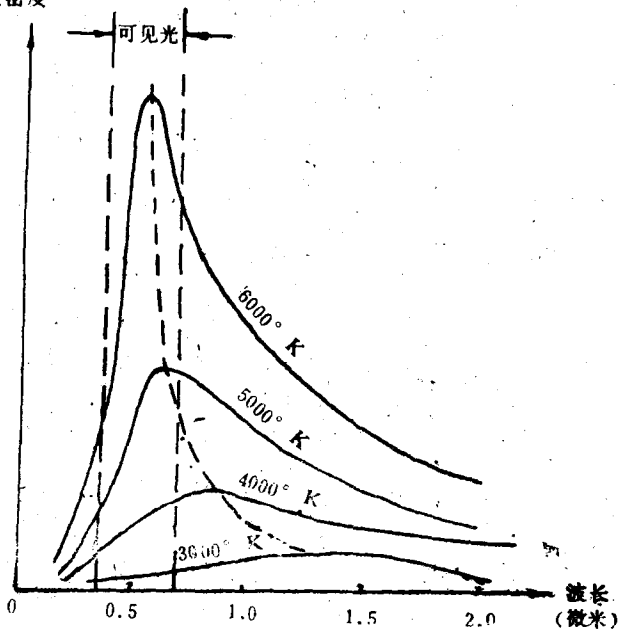


图7-1 黑体热辐射的能量分布曲线

律可以算出，其 $\lambda_m=9.33\mu\text{m}$ ；这就说明，由于人体温度低，辐射能主要在红外线长波部分，即人体热辐射能量最大的波长在远红外区。其波长范围在5~50微米之间，其中8~14微米占全部人体辐射能的46%。不论人的肤色如何，一般皮肤的辐射率都近似等于1。由于人体皮肤温度受人体热辐射的影响，一般活皮肤辐射率的数值变化较大，甚至超过1。例如乳腺癌时，病变部皮肤辐射率就大于1，这是因为在活皮肤中，穿过皮肤表层或外层有着较大的温度梯度的变化，因为皮肤是人体温度的辐射器，是散热的主要场所，人体散热主要方式是通过皮肤的热辐射。至于传导、对流和蒸发的作用，都较次之。尤其是在室温低于体温时，更是如此。

由于人体能不断地向周围空间辐射着红外能量，当人体患病或某些生理状态发生变化时，这种全身或局部热平衡受到破坏或影响，在临床上就表现为组织的温度升高或降低。利用红外辐射照相原理，进行温差摄影，也称热图术，可以在空间上和时间上连续地测定和观察体表面积的温度变化，这样就可以无创伤地通过探查人体辐射能的变化，研究疾病的规律，利用红外技术进行科学诊断。

## §7-2 红外线探测器

红外线探测器是一种把红外辐射转变成另一种便于测量物理量的器件。一般的红外线探测器总是把红外辐射能转变成电能。

红外探测器一般分为两大类：即光电红外探测器和热敏红外探测器。

为了便于说明红外探测器的工作原理，下面先介绍一下红外探测器的几个主要特征。

### (1) 响应率R

通常把红外探测器的输出电压与红外辐射功率之比，称为响应率，即

$$R = \frac{U}{P} \text{ 伏/瓦}$$

式中 U——输出电压(伏)

P——红外辐射功率(瓦)

在测量红外探测器的响应率R时，测量条件有如下规定：

- 1) 辐射源用黑体辐射，一般规定为500k的黑体辐射。
  - 2) 入射辐射的强度要首先进行正弦调制，以便在红外探测器的输出端得到按正弦规律变化的输出电压。
  - 3) 输入的辐射功率与输出的电压，都取均方根值。
  - 4) 输出电压是指其开路电压。
  - 5) 输入辐射功率的大小，选择在与输出电压成正比的线性段。
- 故在给出红外探测器的响应率时，应指明辐射源的黑体温度，或某一单色辐射的波长



和正弦调制的频率，其它条件不必指出，但测量时必须遵守。

(2) 响应波长范围 (或分谱响应曲线)

图 7-2 给出了两种典型的红外探测器的分谱响应曲线。用以说明红外探测器的响应率与入射辐射的波长有一定的关系。

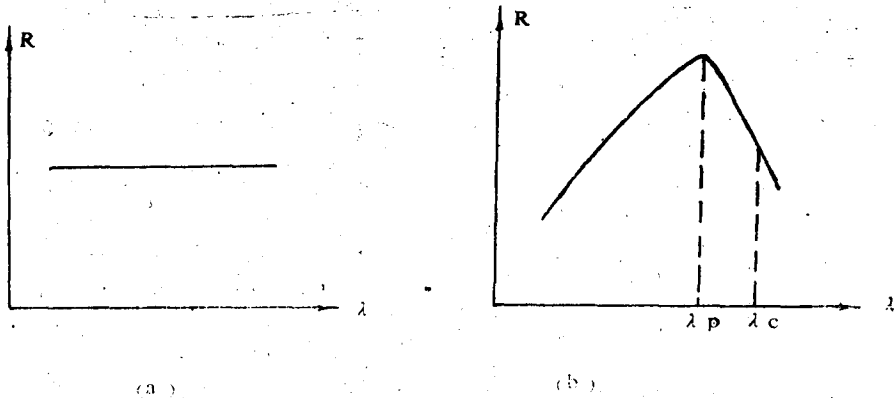


图7-2 两种典型的红外探测器的分谱响应曲线

图 7-2 (a)，表明热敏探测器的分谱响应曲线，说明在测量范围内；响应率与波长无关。这是因为热敏探测器是利用物体受到红外辐射的热效应，使探测器的敏感元温度升高，因此对于各种波长的红外辐射，只要功率相同，则对物体的加热效果也相同，因此热敏探测器对于入射辐射的各种波长基本上都具有相同的响应率。故这种类型的探测器，也称为无选择性红外探测器。

图 7-2 (b) 是光电探测器的分谱响应曲线。由图中曲线可知，当  $\lambda = \lambda_p$  时， $R = R_{max}$ ；当  $\lambda < \lambda_p$  时，随  $\lambda$  的增大，而  $R$  缓缓下降；当  $\lambda > \lambda_p$  时，随  $\lambda$  的增大，而响应率  $R$  迅速下降。通常把  $R$  下降到峰值  $R_{max}$  的一半时所对应的波长，称做截止波长  $\lambda_c$ ，也称为响应的长波限。说明红外探测器所使用的波长，不得超过  $\lambda_c$ ，否则响应率  $R$  迅速下降，这是因为每一种半导体材料都只能对某一波段有响应，都存在一个长波限  $\lambda_c$ ，即

$$\lambda_c (\text{微米}) = \frac{1.24}{E (\text{电子伏})}$$

式中  $E$ ——禁带宽度

当入射辐射的光子能量  $h\nu = \frac{hc}{\lambda} < E$  时，则不可能激发出载流子，而当  $\frac{hc}{\lambda} \geq E$

时，则入射辐射的每个光子都能激发一对或一个载流子。实际上还有其它因素的影响，使光生载流子还有一些损失，使曲线出现一个峰值。由此可知，光电探测器是以光子为单元而起作用的，并且存在一个长波限，故这类探测器也叫做光子探测器。

### (3) 噪声电压和噪声等效功率

由于红外探测器的内部物质结构不可避免地存在噪声,例如,光子噪声、散粒噪声和复合噪声等,这些噪声是起伏的,人们把由此所引起的输出电压,取其均方根值,而把这个均方根电压称做探测器的噪声电压。

如果投射到探测器上的红外辐射功率所产生的输出电压正好等于探测器本身的噪声电压,这个辐射功率一般称做噪声等效功率,用符号NEP表示。

### (4) 探测率 $D^*$

通过实验,发现大多数的红外探测器的NEP都与面积A的平方根成正比,与带宽 $\Delta f$ 的平方根成正比。现在取NEP与 $\sqrt{A \cdot \Delta f}$ 的比值,以便归一化,再取其倒数叫做探测率,以 $D^*$ 表示,即

$$D^* = \frac{\sqrt{A \cdot \Delta f}}{NEP}$$

由上式可知, $D^*$ 数值愈大,表示探测器的性能愈好。

一般在表明一个红外探测器的探测率时,应指明辐射源的性质,调制频率和放大器的带宽,其写法是: $D^*$ (辐射源,调制频率,带宽),例如 $D^*(500K, 800, 1)$ ,即表明是以500K黑体作辐射源,调制频率为800赫,放大器带宽为1赫时的探测率。有时也用响应峰波长的单色辐射作辐射源,则单色探测率应写成: $D^*(\lambda_0, 800, 1)$ 。

### (5) 响应时间(或称时间常数,或弛豫时间)

实际上,当一定的功率辐射照射到探测器上时,需要一定的时间才能使输出电压达到某一稳定值,反之,若突然除去辐射,则输出电压也要经过一定时间才能恢复到原来的数值。一般情况,其上升和下降所需时间相等,人们把这一时间称为响应时间或弛豫时间,也有称为时间常数。

红外探测器还有一些其它特性参数,如探测器的工作温度、敏感元的面积等,这里就不一一叙述了。

上面叙述了红外探测器的几个主要特性参数,下面分别叙述红外探测器的工作原理。

## 一、光电红外探测器

光电红外探测器,一般分为二种:一是光电导型红外探测器,它是基于辐照均匀的半导体时,将引起电导率增加的光电导效应;二是光生伏特型红外探测器,它是基于辐照半导体P-N结产生电动势的光生伏特效应的;现分别叙述如下。

### (一) 光电导型红外探测器

如图7-3所示。其中 $R_i$ 是一块半导体的电阻值, $R_L$ 为负载电阻,E为直流电源。

当半导体受到辐射时,电导率增加,电阻值 $R_i$ 下降,则在 $R_L$ 两端a、b的输出电压增大,这个电压增量的大小与入射的辐射功率相对应。现用调制盘M对入射的辐射功率进行调制。例如进行正弦调制,只要正弦的频率不太高,探测器的响应跟得上这个变化'

则输出电压将是一个具有同样频率变化的正弦电压。

对于微弱的红外辐射，一般是先进行辐射调制，使输出转变成交变电压，便于放大、记录和显示。图7-3中半导体块，包括本征激发的和杂质激发的，都可做成光电导型红外探测器。

在实际应用时，为了提高探测器的探测率，常把探测器的敏感元放在低温条件下工作。例如医用热象仪7 (Thermograph) 中的探测器，使用HgCdTe探测器，即用液氮或液氢保持在7°K以下，使得半导体材料的载流子浓度尽量降低以提高探测率。

一般体表的热辐射，能够在探测器中引起几十到几百微伏的电讯号。

### (二) 光生伏特型红外探测器

光生伏特型红外探测器也称p-n结探测器。它是利用本征半导体上形成的p-n结构成的，入射光子使其产生电子空穴对，然后被结上的电场分开，从而产生光电压，如图7-4所示。

光生伏特型探测器具有如下特点：

(1) 其少数载流子在扩散到p-n结之前，可能复合。所以一般使p-n结做得很靠近光照面，使少数载流子还来不及复合，就已扩散到p-n结，这样可使光伏型量子效率接近光导型的量子效率。

(2) 光激发载流子的过程是瞬时的，即当这些载流子扩散到p-n结，立即被电场扫过p-n结，形成一个与入射辐射的功率相对应的输出电压，因此，少数载流子从表面扩散到p-n结所需要的时间就是光伏型探测器的响应时间。

(3) 光生伏特型探测器的噪声电压，主要是由载流子穿越p-n结时形成的，其数值是起伏的，因而造成所谓散粒噪声。

图7-5示出了光生伏特型探测器的典型零欧姆伏安特性曲线。

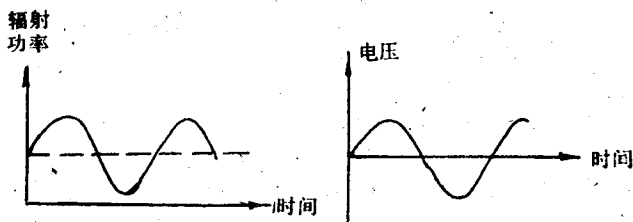
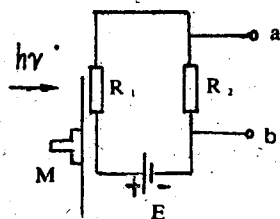


图7-3 光电导型红外探测器的原理图

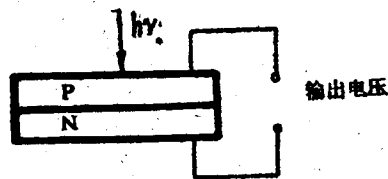


图7-4 光生伏特型探测器示意图

从图7-5的曲线可以看出，探测器的工作点有一个很宽的选择范围。若探测器要工作在高阻抗区，则相当于工作点取在A点的位置。这时探测器处于开路电压状态；若工作点取在B点，则相当于探测器工作在低阻抗区，即工作在短路电流状态。一般光伏型探测器都是处在加反向偏压的条件下进行工作，如图中C点所示。光伏型探测器同样也可工作在图7-6电路中，这样只需适当地选取反向偏压的数值，在散粒噪声为主要噪声的条件下，可获得最佳的信噪比。

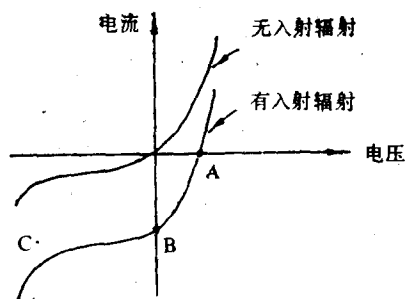


图7-5 伏特型零欧姆伏安特性曲线图

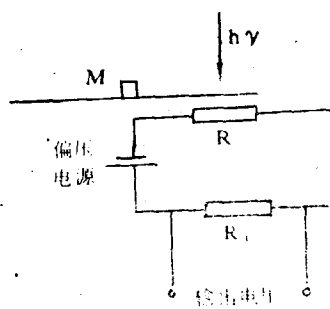


图7-6

光伏型的探测率，其理论推导公式为

$$D^*_{\lambda} = \frac{\lambda p \eta}{\sqrt{2} hc} \cdot \frac{e(A R_0)^{\frac{1}{2}}}{\sqrt{KT}}$$

- 式中
- e—— $1.60 \times 10^{-19}$  库伦
  - K—— $1.38 \times 10^{-23}$  焦/度
  - T——探测器的工作温度
  - A——为P-N结的面积
  - $R_0$ ——为P-N结的零偏压电阻

由上式可知，欲提高光伏型探测器的探测率，必须想法提高量子效率 $\eta$ 和P-N结的零偏压电阻 $R_0$ ，而这两个量都与原材料和制造工艺有关。

## 二、热敏红外探测器

热敏红外探测器是利用红外辐照物体而使物体变热的所谓热效应。这一过程一般比较缓慢，首先入射辐射与晶格互相作用，晶格吸收了辐射能，从而增加振动的能量，使材料温度上升，因而热敏类红外探测器的响应时间比光电探测器的响应时间要长。一般热敏探测器的响应时间多在毫秒数量级，而光电探测器的响应时间多在毫微秒数量级。再则，红外探测器对入射辐射的各种波长基本上都具有相同的响应率，故也称为无选择性红外探测器。

下面分别介绍热敏电阻型探测器、热释电型红外探测器和气动型红外探测器。

### (一)热敏电阻型探测器

热敏电阻型红外探测器与光电导型红外探测器在应用电路中的作用完全相同，但其物理过程不同。

图7-7示出了热敏电阻红外探测器的原理结构示意图。

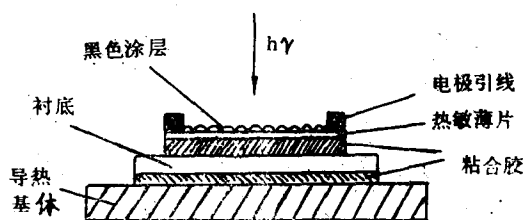


图7-7 热敏电阻红外探测器的原理结构示意图

当红外辐射投射到热敏薄片的表面上时，立即被涂在热敏薄片上的黑色涂层所吸收，使薄片温度升高，薄片电阻下降。随着薄片温度的升高，其热量主要通过衬底传到导热基体上。由于导热基体是一个良好的导热金属块，故薄片的温度一直上升到薄片所吸收的辐射功率等于导热基体所传导的热功率时，薄片温度即达到一个动态稳定值，相应地薄片的电阻值也达到一个动态稳定值。一般从辐照开始到达到稳定状态需要一定的时间，这段时间称为热敏电阻型探测器的响应时间，其值大约在 $1 \sim 10\mu\text{s}$ 之间。

对热敏薄片上的黑色涂层，有如下要求：

- (1) 在所有波长上有不变的高吸收率；
- (2) 热容量较小；
- (3) 热传导系数较高；
- (4) 对探测器元件的电特性没有有害的影响。

热敏薄片上涂上黑色涂层，称为黑化。在低阻探测器中，是采用金属黑化层；在高阻抗探测器中，黑化层是涂以黑色的颜料和喷漆。

热敏电阻型红外探测器，使用时一般让比较大的电流通过热敏薄片，即在薄片上加上较大的电压，这样可以使在没有辐射的时候，薄片的温度就比环境温度高出几度，以利于热量的导出，同时也可增大输出电压。一般每个探测器都有其最佳工作电压，在使用时应该严格遵守说明书中的规定，否则薄片上加的电压太高，将会烧坏热敏薄片。

一般在室温条件下，对 $8 \sim 14$ 微米的红外辐射，其探测率可以达到 $10^8$ 厘米·赫<sup>1/2</sup>/瓦。

### (二)热释电型红外探测器

红外辐射的热释电探测器是热敏探测器的最新发展。

热释电效应早在十八世纪人们就在电石中发现。1938年日本Yeoy Ta首先利用这个效应探测红外辐射；1956年贝尔电话实验室的Chynoweth用动态法研究 $\text{BaTiO}_3$ 热释电效应；1962年英国Cooper从理论上讨论了热释电探测器的性能；1969年Putley对热释电探测器的工作原理作了系统的论述。这些工作为热释电技术的发展奠定了基础。

热释电红外探测器是一种热伏器件。它的工作原理可以概述如下，如图7-8所示。

当电介质两端加一直流电压，则电介质将被极化，但是对于多数电介质而言，在电压除去后，极化状态随即消失。而有

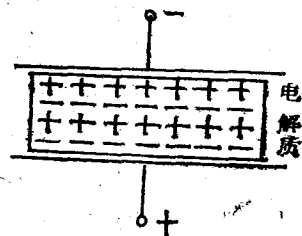


图7-8 电介质极化

一类电介质被称作铁电体，在电压除去后，仍然保持极化状态，即出现自发极化。一般铁电体的自发极化的强度（即单位面积上的电荷）与温度有关，温度升高，极化强度下降。当温度升高一定数值，自发极化就突然消失，这一温度一般称为居里点。在居里点以下，极化强度与温度的关系，可用来制造热释电型红外探测器。因为当红外辐照到已经极化了的铁电薄片上时，就引起薄片温度升高，因而表面电荷减少，即相当于释放了一部分电荷，释放的电荷可用电荷放大器转变成输出电压。

如果红外辐射继续照射，使铁电薄片的温度升高到新的平衡值，表面电荷也就达到新的平衡浓度，不再释放电荷，在这种稳定状态下，输出信号下降到零。由此可知，热释电红外探测器，只有在薄片温度的升高过程中，才有输出信号，一旦达到稳定状态，则输出信号下降到零。因此在设计制造时，应选取使铁电薄片处于最有利的温度变化区间。

综上所述，热释电红外探测器是一热伏器件。它将被吸收的能量变化，转变成温度的变化，从而使热释电晶体薄片产生电荷的变化。一般热释电晶体薄片可以是铁电体，也可以是具有热释电性质的聚二氟乙烯或聚氟乙烯塑料。

图7-9示出了典型的热释电红外探测器的封装电路。热释电晶体薄片作为电极间的介质，置于低热导和低电导的衬底上。

热释电探测器的电阻一般在几十到几千兆欧，因而要求前置放大器有很高的输入阻抗和低的噪声，故这里选用低噪声的场效应晶体管作为前置放大器，其负载电阻一般取约 $10^{1.2}$ 欧姆。

由于热释电元件的电容较大，因而电路的时间常数 $RC$ 就比较大，这样频率稍高的信号在这一电路中将会明显下降。故热释电探测器的响应率 $R$ 随着频率的升高而线性下降，如图7-10所示。

硫酸三甘酞(TGS)是最近十年来作为红外探测器的主要热释电材料，并逐渐得到了较高的探测率。在低频(10赫左右)时， $D^*$ 可达 $1.8 \times 10^9$ 厘米·赫 $^{1/2}$ /瓦；在高频时(10<sup>4</sup>赫)； $D^*$ 可达 $1 \times 10^6$ 厘米·赫 $^{1/2}$ /瓦。

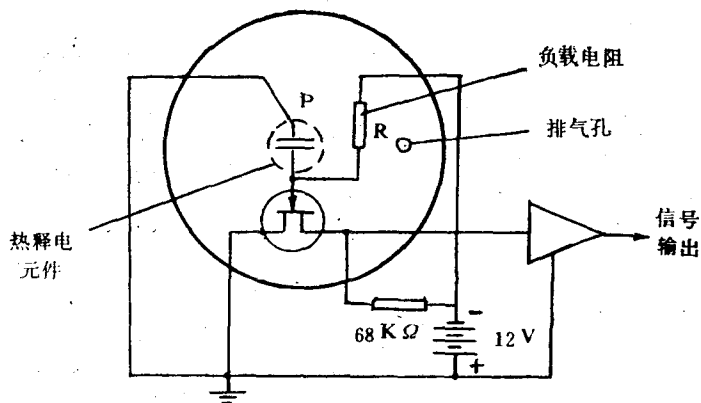


图7-9 典型热释电红外探测器封装电路图

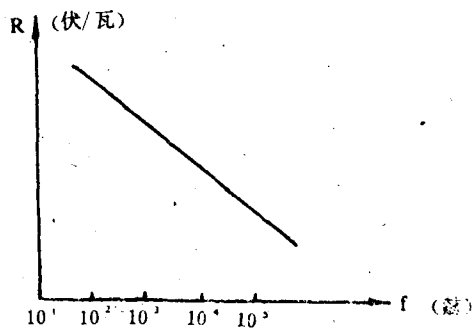


图7-10

热释电探测器已经成功地用于工业、医学和空间领域，在线列阵热象系统和热释电摄像管中均采用这种探测器。

### (三) 气动型红外探测器

气动探测器亦称为高莱管，其原理结构如图7—11所示。其中有一个气室，以一个

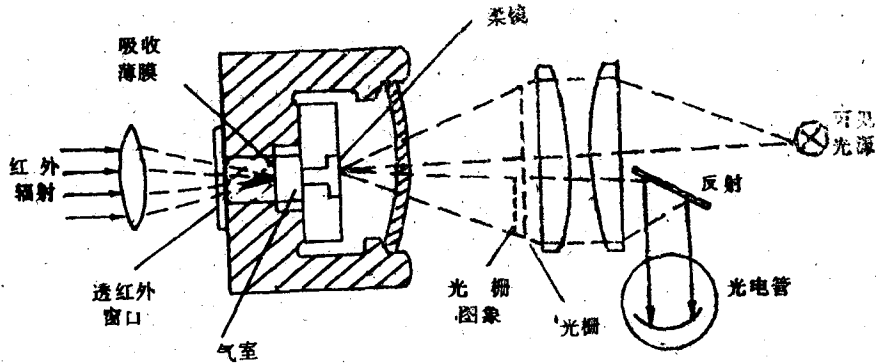


图7—11 气动型红外探测器

小管道同一块柔性薄片相连。薄片的背向管道的一面是反射镜，气室的前壁是吸收膜，它是低热容的薄膜。红外辐射通过窗口投射到吸收膜上，将所吸收的能量传送给气体，使气体温度升高，气压增大，这就使柔镜膨胀；在气室的另一边，用一束可见光通过一栅状光阑聚焦在柔镜上，经柔镜反射回来的栅状图象再经栅状光阑投射到光电管上。当柔镜因气体压力而移动时，栅状图象与栅状光阑发生相对位移，使落到光电管上的光量发生改变，因而光电管电路的输出信号就发生变化，这一变化量就反映出入射红外辐射的强弱。

目前，气动探测器已成功地用于生物医学的量测。例如在肌肉温度测量中，气动探测器能在100%相对湿度与目标相同的环境温度下工作，这是维持肌肉正常生命活动的必要条件。若采用其它类型的探测器，由于都要求在不同的环境温度的条件下工作，这样敏感元与目标之间的温度梯度会引起肌肉温度的人为变动，故出现较大的误差。目前利用气动探测器已制成肌肉辐射计，可以在几平方毫米的面积上分辨一毫度的温度变化，时间常数为几毫秒。若在技术上再作进一步改进，时间常数可达0.5毫秒。

为了提高红外探测器的工作性能，必须注意噪声的影响，下面介绍红外探测器中常见的几种噪声。

#### (1) 热噪声

热噪声亦称约翰生噪声。

1828年，约翰生指出，一个电阻器就好比是一个噪声发生器，其均方噪声电压为

$$\overline{U^2} = 4KTR\Delta f$$

式中 K —— 波尔兹曼常数

T——电阻器的绝对温度

R——电阻器的阻值

$\Delta f$ ——组合电路的带宽

·若电阻器处在室温 ( $T = 290^\circ\text{K}$ ) 时, 则

$$\overline{U^2} = 1.60 \times 10^{-20} R \cdot \Delta f$$

该式表明, 噪声电压与频率无关。在给定的温度下, 只取决于电路的电阻; 若噪声源是一个阻抗, 则噪声电压取决于阻抗的电阻部分, 而与电抗部分无关。

下面利用等效电路来研究噪声发生器。

图7-12表示一个电压发生器和一个无噪声电阻相串联。

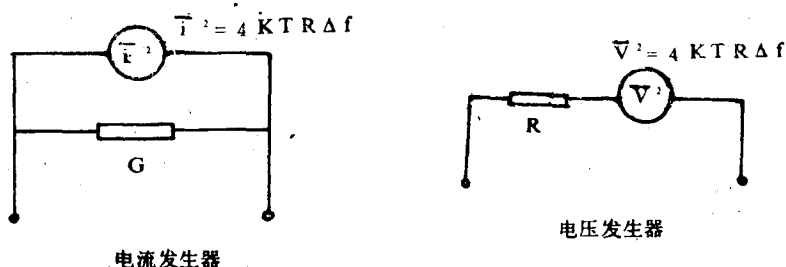


图7-12 噪声发生器的等效电路

应用Norton定理将上面等效电路由恒压源变成恒流源。其中  $\overline{U^2} = \overline{i^2} R^2$ ,  $G = \frac{1}{R}$ , 则等效电流源的均方电流为

$$\overline{i^2} = 4KT G \Delta f$$

代入  $4KT$  的值后, 上式变为

$$\overline{i^2} = 1.60 \times 10^{-20} G \cdot \Delta f$$

为了从噪声源中提取最大的功率, 必须使负载电阻和噪声源内阻相匹配。在匹配条件下, 其最大传输功率为

$$W = \frac{1}{2} \frac{\overline{U^2}}{(2R)} = KT \Delta f$$

该式表明最大噪声传输功率  $W$  仅是温度  $T$  和等效噪声带宽  $\Delta f$  的函数, 也就是说在室温情况下其单位带宽的噪声功率, 即功率谱是一条平坦直线。

一般是把每单位带宽的均方电压或电流与频率无关的噪声源, 称为白色噪声源。或者说, 把功率谱为平坦直线的噪声源称为白色噪声源。由此可见约翰生噪声就是白噪声,



因为其功率谱是一条平坦直线。

由于电导材料中电子是处于无规则的热运动，显然，约翰生噪声与温度有关，故约翰生噪声也称热噪声。

### (2) 散粒噪声

散粒噪声是在1918年肖基特首先指出的。这一噪声最初是从电真空二极管中发现的。因为每一个时间间隔内，从阴极到阳极的电子数目是一个围绕着平均值在作上下起伏，这就引起均方噪声电流，其值为

$$\overline{i^2} = 2eI\Delta f$$

式中  $e$ ——电子电荷  
 $I$ ——流过二极管的直流电流  
 $\Delta f$ ——等效噪声带宽

这一噪声称为散粒噪声，它与测量频率无关。在半导体P—N结中，其过渡区是高电阻区，其载流子穿越高阻区的情况和电子穿越极板和阴极之间的真空区一样，因而在P—N结中也存在散粒噪声

### (3) $\frac{1}{f}$ 噪声

$\frac{1}{f}$  噪声在不同的器件中有不同的名称，在半导体中，例如在晶体管或光子探测器中，它称为调制噪声；在碳质电阻中及其电接触器中，它称为接触噪声；而在真空管的阴极中称为闪烁噪声。一般  $\frac{1}{f}$  噪声比散粒噪声大，或是远远超过了散粒噪声，故有时也称为过量噪声。当频率超过几百赫时，大多数器件的  $\frac{1}{f}$  噪声和其它噪声相比，均可略去不计。 $\frac{1}{f}$  噪声在低频时最为显著，其功率谱随频率增高而线性下降。

$\frac{1}{f}$  噪声的均方电压或电流没有简单的表示式，其功率谱一般可用下式表示

$$W(f) = \frac{CI^\alpha}{f^\beta}$$

式中  $C$ ——比例常数  
 $I$ ——流过器件的直流电流  
 $\alpha$ 和 $\beta$ ——特定器件的特性常数

显然， $\frac{1}{f}$  特性不允许频率下降到零，否则上式为无限大的噪声功率，实验已经证明，即使频率低到  $10^{-4}$  赫， $\frac{1}{f}$  噪声仍然比较大。