

第三章 光电探测

一、光电探测器的性能参数

1. 量子效率

量子效率是光电探测器的一个重要物理参量。它定义为光电探测器吸收一个光子之后能够产生多少个光电子：

$$\eta = \frac{I}{e} / \frac{P}{h\nu}$$

式中 η 为量子效率， I 为光电流， e 为电子电荷， $\frac{I}{e}$ 为单位时间内被

表3-3-1

材 料	Ag-O-Cs	Ag-O-Rb	Cs ₃ Sb	Cs-Bi
量子效率(%)	0.43	0.53	12.4	0.78
材 料	Ag-Bi-O-Cs	Na-K-Cs-Sb	Rb-Te	Na ₂ KSb
量子效率(%)	5.5	18.8	2	21.8

光子激励的光电子数， P 为光功率， $h\nu$ 为每个光子所具有的能量，

$\frac{P}{h\nu}$ 为单位时间入射到光电探测器的光子数。对于十分理想的光电探测器,吸收一个光子后便产生一个光电子,其量子效率 $\eta=1$ 。但是,实际上,对于大多数光电探测器, $\eta<1$ 。表3-3-1给出几种主要光电阴极在一定工作方式下在峰值响应波长 λ_m 处的量子效率。

2. 截止波长

对于各种光电探测器都存在一个所谓截止波长 λ_c 。即入射光的波长大于 λ_c 时,则没有任何光电响应,只有在入射光波长小于 λ_c 时才有光电响应。对于某些金属材料或金属氧化物材料,其光电响应的截止波长可作如下理解:只有入射光子的能量足够大,才能使光子逸出材料表面而成为产生光电响应的光电子。对于本征型半导体材料,截止波长存在的原因是:只有当入射光子的能量大于禁带宽度时,才有可能将价带中的束缚电子激发至导带而成为导电电子。对于掺有杂质的非本征型半导体材料,也只有当入射光子的能量大于杂质能级至导带的宽度时,才有可能在导带中产生导电电子。

3. 响应度

探测器对入射光功率的响应能力称为响应度。探测器的响应度分为电压响应度 R_v 和电流灵敏度 S_i 。

电压响应度 R_v 定义为探测器的输出信号电压 V_s 与入射光功率 P_s 之比,即单位入射光功率所产生的信号电压:

$$R_v = \frac{V_s}{P_s}$$

其中信号电压 V_s 的单位为伏特,光功率 P_s 的单位为瓦特。

电流灵敏度 S_i 定义为探测器输出信号电流 I_s 与入射光功率 P_s 。

之比,即单位入射光功率所产生的信号电流

$$S_s = \frac{I_s}{P_s}$$

其中信号电流 I_s 以安培为单位。 I_s 和 V_s 均取有效值,即均方根值。

4. 光谱响应

探测器输出的信号电压 V_s 和信号电流 I_s 是入射光波长 λ 的函数,为标明探测器的这一光谱特性,定义光谱响应度 $R_{s,\lambda}$

$$R_{s,\lambda} = \frac{V_{s,\lambda}}{P_{s,\lambda}}$$

式中 $P_{s,\lambda}$ 表示波长为 λ 的单色辐射的光功率, $V_{s,\lambda}$ 记做探测器所产生的信号电压。光谱响应度 $R_{s,\lambda}$ 与入射光波长 λ 的关系称为光谱响应。响应度最大所对应的波长称为峰值响应波长,记作 λ_m ,响应度下降到其峰值的某一值时(如50%或10%)所对应的波长称为截止波长 λ_c 。不同种类的探测器具有不同的光谱响应曲线。对于热探测器,其响应曲线较平坦,且其谱带较宽,从可见光到红外光波段均有响应。对于光电探测器,其响应曲线较窄,表现出一定的光谱选择特性。

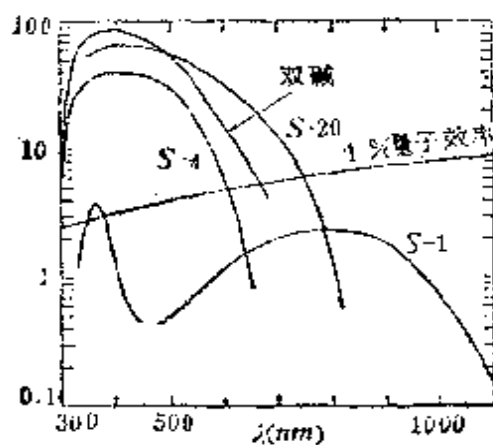


图 3-3-1

图3-3-1 给出一些常用光电阴极的光谱响应曲线

5. 响应时间

当探测器被入射光照射后,其信号电压和信号电流并不能马上达到稳定值,而要经历一段时间后才能达到稳定值。同样当光

照停止后，探测器的信号电压和信号电流也不会马上消失，也要经历一段时间后才能消失。探测器的这种时间滞后现象通常用响应时间 τ 来表示。这种现象是由探测器材料内部的微观过程，如半导体材料中电子、空穴对的产生过程，渡越时间，复合过程，以及外部线路的元件和分布参数造成的。

6. 频率响应

当入射光为一调制信号时，如果调制频率较低，探测器的响应度不随调制频率而变化，随着调制频率的提高，响应度 R 逐渐下降，该现象称为频率响应。频率响应的实质性原因在于探测器的时间滞后。频率响应的定量描述可用下式表示

$$R(f) = \frac{R_0}{(1 + 4\pi^2 f^2 \tau^2)^{1/2}}$$

其中 $R(f)$ 代表调制频率为 f 时的响应度， R_0 为 $f = 0$ 时的响应度， τ 为探测器的响应时间。

7. 等效噪声功率

它表征探测器的最小可探测功率。因为探测器噪声的存在，并不是任意小的入射光功率都可探测。只有当入射光引起的信号功率和探测器的噪声功率在数值上相差不多时，入射光的探测才变得有意义。为此，定义等效噪声功率 NEP ：使得探测器输出信号电压(或信号电流)等于探测器的噪声电压(或噪声电流)的入射光功率。一般可表示为：

$$NEP = \frac{P}{\left(\frac{V_s}{V_n}\right)}$$

或者

$$NEP = \frac{P}{\left(\frac{I_s}{I_n}\right)}$$

式中 P 为入射光功率, V_s 和 I_s 为信号电压和信号电流, V_n 和 I_n 为噪声电压和噪声电流, 因此, $\left(\frac{V_s}{V_n}\right)$ 和 $\left(\frac{I_s}{I_n}\right)$ 分别为电压和电流信噪比。等效噪声功率也可用电压响应度 R_v 和电流灵敏度 S_i 表示

$$NER = \frac{V_n}{R_v}$$

$$NEP = \frac{I_n}{S_i}$$

8. 探测度

探测度 D 在数值上定义为等效噪声功率的倒数

$$D = \frac{1}{NEP} = \frac{R_v}{V_n}$$

或者

$$D = \frac{1}{NEP} = \frac{S_i}{I_n}$$

因为噪声电压 V_n 是探测器面积 A 与测量带宽 Δf 的函数

$$V_n \propto \sqrt{A \Delta f}$$

所以, 定义归一化等效噪声功率 NEP^*

$$NEP^* = \frac{V_n}{R_v \cdot (A \Delta f)^{1/2}}$$

以比较不同测量条件下的各种探测器的最小可探测功率。与此相对应, 定义归一化探测度 D^*

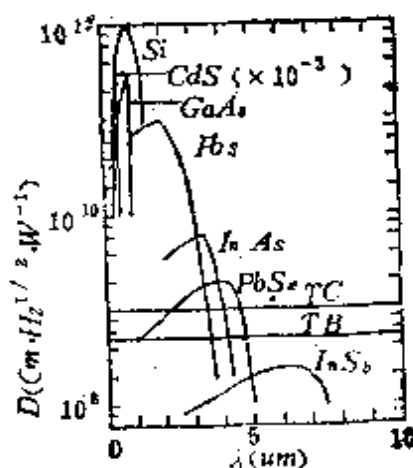


图 3-3-2

$$D^* = \frac{1}{NEP^*} = D(A\Delta f)^{1/2}$$

图3-3-2给出室温下常用归一化探测度 D^* 。

9. 光电探测器的噪声

(1) 热噪声

它是由于探测器内部的自由电子或电荷载流子的无规热运动所表现出的一种电流或电压的统计起伏或涨落。由统计理论可得到热噪声电压的有效值

$$V_{nT} = (4kTR\Delta f)^{1/2}$$

和热噪声电流的有效值

$$I_{nT} = (4kT\Delta f/R)^{1/2}$$

式中 R 为探测器的等效电阻， T 为探测器的绝对温度， k 为玻尔兹曼常数， Δf 为测量仪器带宽。显然，热噪声是不可避免的，但是降低温度和压缩测量仪器带宽可使热噪声变小。

(2) 暗电流噪声

在没有任何光照的情况下，探测器在连通电路之后所具有的电流称为暗电流。暗电流是探测器内的载流子的无规热运动在线路电压的驱动下所表现出来的一种宏观起伏和涨落。由于线路工作电压的存在，这种无规起伏的暗电流的平均值并不为零。暗电流噪声可表示为：

$$I_n = (2eI_d\Delta f)^{1/2}$$

其相应的电压噪声可写为：

$$V_n = (2eI_dR^2\Delta f)^{1/2}$$

式中 e 为电子电荷。 I_d 为暗电流的平均值， R 为探测器的等效电阻， Δf 为线路带宽。

(3) 散粒噪声

由于电流是由粒子(如电子和空穴)组成的，这些微观粒子的

随机涨落所引起的噪声称为散粒噪声。对于光子探测器，即使光辐射强度不变，探测器所发出的光电子数总在随机起伏，这是造成散粒噪声的一个来源。另外，光生载流子（例如电子空穴对）的产生和复合过程也具有一定的随机性，因此导致载流子流量随时间的随机起伏，这也是造成散粒噪声的来源。散粒噪声存在于所有电子管、二极管和半导体器件中。通过理论计算，可求得散粒噪声电流

$$I_N = (2qI)^{1/2}(\Delta f)^{1/2}$$

其频谱密度

$$S_I(f) = 2qI$$

式中 q 为电子电量， I 为电路电流， Δf 为线路频带宽度。由此可见，散粒噪声的频谱密度与频率无关，属于白噪声。

二、光电探测器的分类

1. 热电探测器

(1) 热探测器

它是以吸收光辐射后温度升高，并伴随某些物理性质和物理参数的变化，通过测量这些物理性质和参数的变化以确定光辐射的功率。热探测器按其物理参数的变化分类可分为：以温差电现象为原理制成的热电偶和热电偶堆；以电阻随温度变化原理而制成的测辐射热计；以气压随温度变化原理而制成的气体探测器；以热电现象制成的热电探测器。热探测器本质上是测量能量被吸收的速率，而不像光子探测器是测量光量子被吸收的速率。

(2) 温差电效应

当两种不同金属材料或半导体材料的细丝连成一闭合回路，并使两个接点处的温度不同时，在两个接头处就出现温差电动势，而在闭合回路中就有电流通过。此现象称为塞贝克效应。其

温差电势 ε_{12} 可写为:

$$\varepsilon_{12} = a_{12} \Delta T$$

式中 a_{12} 称为塞贝克系数, ΔT 为两个接点处的温度差。

反之, 如果在两种不同金属或半导体材料细丝的接头处有电流流过, 则接头处的温度就会降低或者升高, 因而就伴随有吸热或者放热现象, 此效应是塞贝克效应的逆效应, 称为珀耳帖效应。接头处温度的升高或者降低取决于电流的方向。接头处每秒释放出的热量 P_{π} 可写为:

$$P_{\pi} = \pi_{21} I_{21}$$

式中 π_{21} 称为珀耳帖系数, I_{21} 表示从材料2流向材料1的电流强度, $I_{21} = -I_{12}$

对于同一种导体或半导体材料, 如果在材料的某区域存在温度梯度, 那么, 当有电流流过这一区域时, 也会伴随着温度升高或降低的现象, 该现象称为汤姆逊效应。当电流 I_x 和温度梯度 $\frac{dT}{dx}$ 的方向相同, 为了维持温度分布不变, 单位时间内在 dx 一段

导体或半导体中必须吸收的热量 P_{τ} 可表示为:

$$P_{\tau} = \tau I_x \frac{dT}{dx} dx$$

式中 τ 称为材料的汤姆逊系数。

上述三种效应统称为温差电效应。在以温差电效应为原理制成的热电偶和热电偶堆中, 上述三个效应是同时存在的。根据热力学第一定律和第二定律可以推得上述三种效应各系数之间的关系, 并可推得如图3-3-3所示的线路中的温差电动势 ε_{12}

$$\varepsilon_{12} = \int_{T_0}^{T_1} a_{12} dT$$

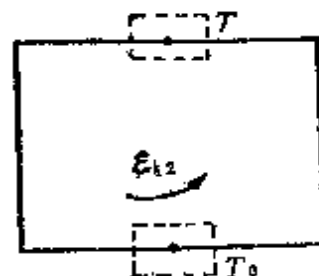


图 3-3-3

$$= \pi_{12}(T) - \pi_{12}(T_0) + \int_{T_0}^T \tau_2 dT - \int_{T_0}^T \tau_1 dT$$

式中 τ_1 和 τ_2 分别是材料1和材料2的汤姆逊系数。

(3) 热电偶

利用温差电效应制成的热电探测器称为热电偶，把许多热电偶串接起来就构成热电堆。热电偶的实际测量电路如图3-3-4所示。材料A和B之间的两个接头分别具有温度 T_0 和 T ，产生的温差电流用电导率高的材料C引入测试仪器中，由于引线C和材料B之间的两个接头处于相同的温度 T_1 ，所以材料C和材料B之间不会产生温差电现象，因此测量出来的温差电动势仍然是材料A和材料B之间的温差电动势。用于测量光辐射的热电偶称为辐射

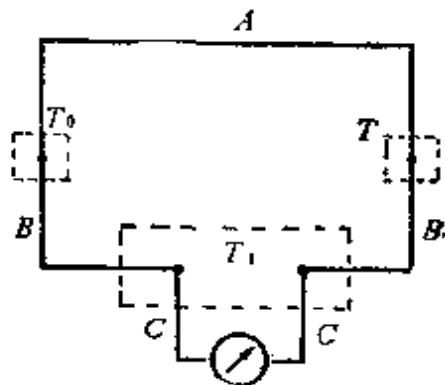


图 3-3-4

热电偶，它有一个涂黑了的探测表面，其光谱响应范围从紫外到红外(14 μm)都几乎是均匀的。为了测量光辐射所造成的温度升高，在探测器上固定了一个小热电偶。为了减少热传导损耗，这个热电偶是由很细的导线制成的。热电偶的一个接点置于探测面处，称为热接点。另一接点对光辐射是屏蔽的，称为冷接点或参考接点。热电偶和热电偶堆都是时间响应比较慢的探测器，因此用在光功率不变或者变化很慢的情况下。热电偶常用的材料有铋—银，铜—康铜，铋—铋铈合金等。

(4) 热敏电阻

其阻值是温度的敏感函数的电阻称为热敏电阻。热敏电阻阻值 R 随温度 T 的变化率称为热敏电阻的温度系数

$$\alpha = \frac{1}{R} \frac{dR}{dT}$$

α 为正称为正电阻温度系数，表示随温度的升高阻值变大，以PTC表示； α 为负称为负电阻温度系数，表示随温度的升高阻值减小，以NTC表示。

热敏电阻的温度是由多方面原因造成的：吸收光辐射功率；内部偏置电流产生的焦耳热；周围环境温度和散热条件等。因此为使热敏电阻的阻值能够准确反映被测光功率的大小，除控制散热条件和环境温度外，还必须考虑焦耳热对其阻值的影响，这可由热敏电阻的伏安特性曲线(如图3-3-5)得知。在低电压小电流

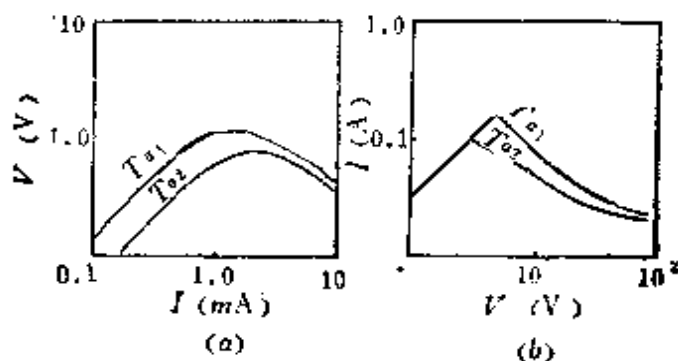


图 3-3-5

时，因为热敏电阻消耗的功率小，不足以改变其温度，因此动态电阻值不变，伏安特性曲线为直线，称为线性区。当电流较大时，焦耳热使热敏电阻的温度明显升高，阻值下降(或上升，视PTC和NTC而定)，因而伏安特性曲线呈现弯曲。电流继续增加，由于焦耳热使热敏电阻温升过高，伏安特性曲线出现了电流增大电压反而变小的情况，此时热敏电阻容易被烧毁。

为补偿周围环境温度对测量精度的影响，热敏电阻探测器一般把两个相同的热敏电阻封装在同一壳体内，其中一个加以屏蔽，称作补偿热敏电阻，另一个接收光照射，称作受辐射热敏电阻。热敏电阻的线路如图3-3-6所示。没有光照时，由于两个热敏电阻相同，电桥呈平衡状态，无信号输出；当热敏电阻接收光照时，其阻值发生变化，电桥失去平衡，则有一信号输出。

热敏电阻都是用金属氧化物半导体材料制成的，其响应时间

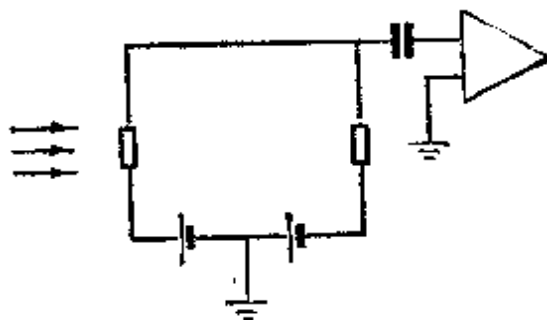
为几十毫秒。

(5) 热释电效应

在某些压电晶体中，即使在外电场为零，应力也为零的情况下，晶体内正负电荷的中心并不重合，而呈现出自发的电极化，这种自发的电极化强度随着晶体温度的变化而变化，此现象称为热释电效应，具有该效应的晶体材料称为热释电晶体。

由于热释电效应的存在，在与自发极化强度垂直的晶体的两个表面上出现面束缚电荷，一面为正的束缚电荷，另一面为负的束缚电荷。通常情况下，这种面束缚电荷为晶体内部和外部的自由电荷所中和，因此晶体表面呈现中性。但是由于这种中和过程非常之慢，大约在数秒至数小时范围，而自发极化的驰豫时间极其短，大约为 10^{-12} 秒。因此，如果热释电晶体的温度变化比中和过程来得快，那么由于热释电效应而在晶体表面上产生的束缚电荷来不及中和而呈现出带电性。如果用一调制频率为 f 的光辐射去照射热释电晶体，则晶体的温度、自发极化强度及其所引起的面束缚电荷密度均按调制频率 f 变化。这时热释电晶体的两个表面便出现开路电压，其调制频率为 f 。

图3-3-7给出了热释电晶体自发极化强度 P_s 随温度的变化曲线。随温度的升高，自发极化强度变小。当温度超过居里温度 T_c 时，晶体发生相变，即从极性晶体变为没有极性的晶体。图3-3-7(a)给出的是二级相变，即随着温度的升高，自发极化强度 P_s 逐渐地变为零。图3-3-7(b)给出一级相变的情况，在居里温度 T_c 时，自发极化强度 P_s 突然变为零。



热敏电阻线路

图 3-3-6

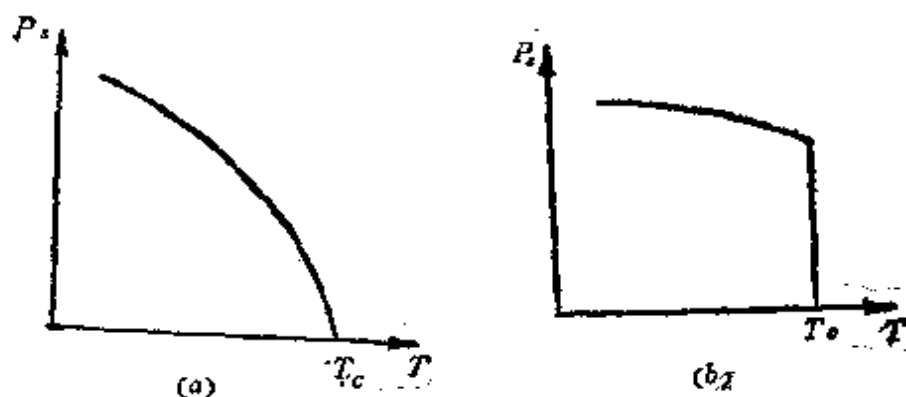


图 3-3-7

(6) 热释电探测器

利用晶体的热释电效应制成的探测器称为热释电探测器。其结构分为面电极结构(图3-3-8(a))和边电极结构(图3-3-8(b))两种。对于面电极结构,调制的光辐射照在电极面上;对于边电极结构,调制的光辐射照在与电极面相垂直的晶体表面上。

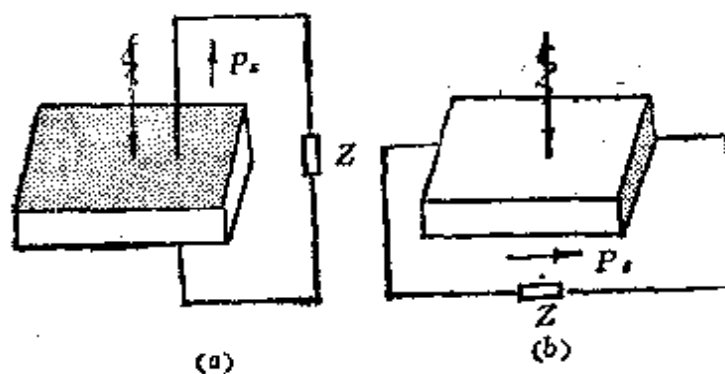


图 3-3-8

热释电探测器的晶体制成薄片并贴在绝缘衬底上,探测器的两个电极面与晶体的极化轴垂直。使用时,热释电探测器需配有如图3-3-9所示的前置放大器。 R'' 和 C'' 分别为前置放大器的输入电阻和输入电容。其等效电路如图3-3-10所示,由此可推得热释电探测器前置放大器输入端的信号电压:

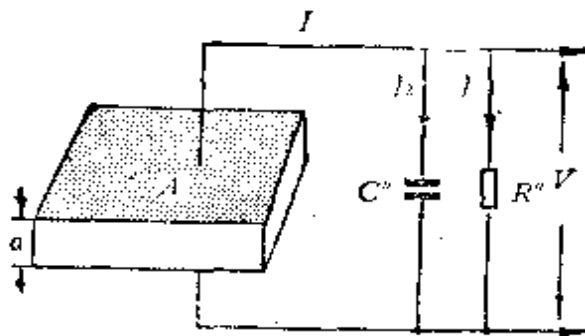


图 3-3-9

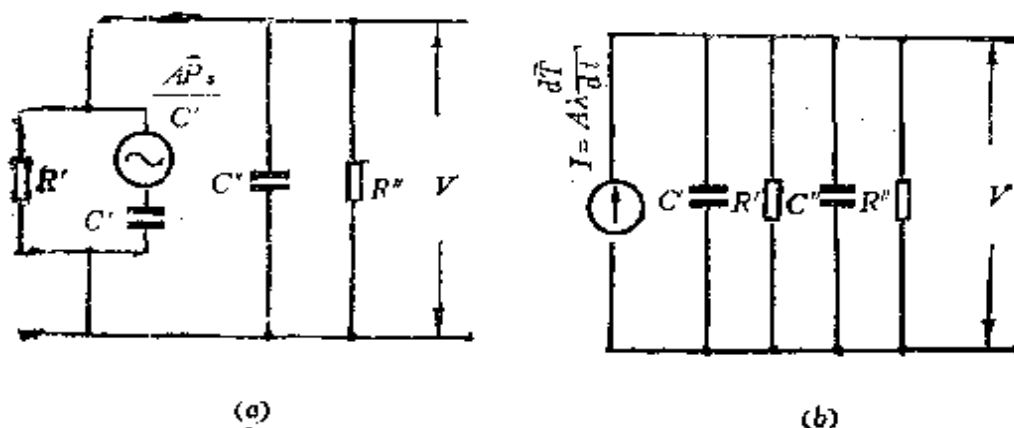


图 3-3-10

$$V = \frac{A\lambda}{C} e^{-t/RC} \int_0^t e^{t'/RC} \frac{dT}{dt'} dt'$$

式中 $C = C' + C''$ 为总电容, $\frac{1}{R} = \frac{1}{R'} + \frac{1}{R''}$ 为总电导, $\overline{T}$ 为热释电晶体的平均温度, A 为探测器的电极面积。由此可见, 只要知道了热释电探测器的温度变化, 就可得到信号电压的表示式。对于器件的温度变化比 RC 时间常数快得多的情况,

$$V = \frac{A\lambda \Delta \overline{T}}{C} e^{-t/RC}$$

对于器件的温度变化率比 RC 时间常数慢得多, 则有

$$V = A\lambda R \frac{dT}{dt} (1 - e^{-t/RC})$$

可见，热释电探测器的信号正比于器件温度随时间的变化率，而不像一般热探测器那样信号给出的是热平衡状态下的温度。因此，热释电探测器的响应速度比其他热探测器快得多，既可用于低频探测，又可用于高频探测，是所有热探测器中探测率最高、频率响应最宽的热探测器，具有广泛的应用。

2. 光电探测器

(1) 光子探测器

它是以吸收光辐射后而产生的光电效应为基础的，通过测量这些光电效应的大小以确定光辐射功率。光子探测器按其光电效应的类别可分为：以光电发射原理而制成的光电二极管和光电倍增管；以半导体材料吸收光辐射后其电导发生变化而制成的光电导探测器；以半导体 Pn 结在吸收光辐射后两端可感生电压为原理制成的光生伏特探测器；以光电磁效应为基础而制成的光电磁探测器。光子探测器本质上是测量光量子被吸收的速度，而不像热探测器那样测量能量被吸收的速率。

(2) 光电子发射效应

根据光的量子理论，光是由光子组成的。每个光子具有的能量为 $h\nu$ 。 h 为普朗克常数， ν 为光子的频率。当光照射金属、金属氧化物或半导体材料的表面时，被这些材料的电子吸收。如果光子的能量足够大，吸收光子后的电子就会逸出材料表面，此电子称为光电子。这种现象称为光电子发射效应，又称为外光电效应。描述外光电效应的基本定律有两个：

斯托列托夫定律：当入射光的频率或频谱成分不变时，单位时间内发射的光电子数目与入射光的强度成正比。

爱因斯坦定律：光电子的最大动能与入射光的频率成正比，而与入射光的强度无关。其数学描述可写为：

$$E_{\max} = \frac{1}{2}mv_{\max}^2 = h\nu - h\nu_0 = h\nu - \phi$$

式中： $E_{\max}$ 为光电子的最大动能， ϕ 为材料的逸出功， h 为普朗克常数， ν_0 为产生光电发射的极限频率，又称为红阈频率，其对应的波长 λ_0 称为长波阈值或红阈波长。入射光波长大于 λ_0 时，不论光强如何都不会有光电子产生。

严格地讲，爱因斯坦定律只在绝对温度为零时才成立。这是因为，当 $T = 0\text{K}$ 时，材料内部的电子的最大能量不会超过费米能级，因此，当其被光照射时，就要求光子具有一个起码的能量 $h\nu_0$ 才能使电子克服势垒而逸出材料表面。但是当 $T > 0\text{K}$ 时，材料内

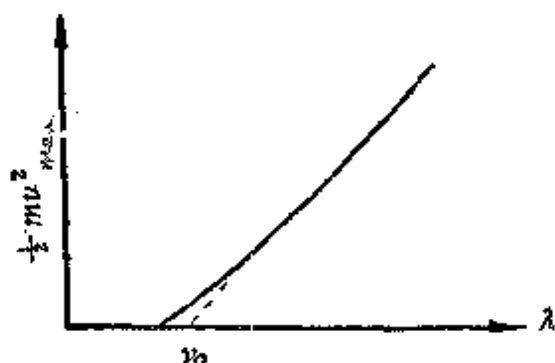


图 3-3-11

部有一部分电子，其能量高于费米能级，因此，当光子的能量比材料的逸出功还小时也能使这部分电子逸出而成光电子。图3-3-11给出 $T > 0\text{K}$ 时光电子的最大动能与入射光频率的关系曲线，其中虚线表示 $T = 0\text{K}$ 时的情况。但是，实际上在室温条件下，材料中

具有高于费米能量的电子数目是很少的。因此，具有比 $h\nu_0$ 能量还小的光子能够激发电子并使其逸出表面的光电子数也是很少的。

(3) 二次电子发射效应

当电子轰击某物体时，如果该电子的动能足够大，被轰击物体将会有新的电子发射出来，该现象称为二次电子发射效应。轰击物体的电子称为一次电子，从物体发射出来的电子称为二次电子或次级电子。二次电子发射效应的物理过程可解释为：一次电子轰击物体时被吸收，并激发物体内的电子到高能态，这些高能态电子在运动中有一部分指向物体表面，并在趋向表面的运动中逐渐消耗能量。其中一部分电子运动到物体表面时仍具有足够的

动能克服表面势垒而发射出去成为二次电子。

描述物体二次电子发射效应的参数为二次发射系数 δ 。其定义为：从物体发射出来的二次电子数与在同一时间内打在该物体表面上的一次电子数之比：

$$\delta = \frac{n_s}{n_p}$$

式中 n_s 和 n_p 分别为二次电子数和一次电子数。二次发射系数 δ 除与物体的表面性质和内部物质结构有关外，它还是一次电子能量的函数。图3-3-12给出 δ 与一次电子能量 E_p 的函数曲线。由曲线

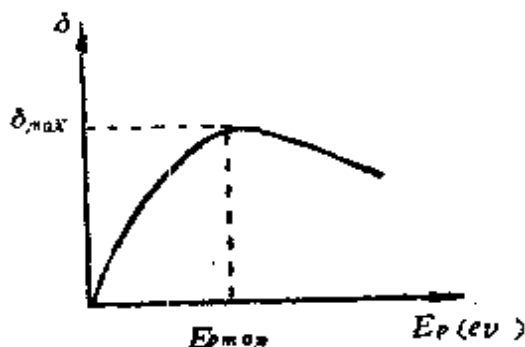


图 3-3-12

可知，随着一次电子能量 E_p 的增加， δ 经历一个极大值 δ_{max} 。出现极大值的物理图像可作如下解释：当一次电子能量较小时，二次发射电子过程主要发生在物体表面，此时逸出几率很大，因此随着一次电子能量的增加，二次电子的产额也增加。但是，当一

次电子能量很大时，因其在物体内部的穿透深度较大，二次发射电子过程主要发生在物体内部深处，这时，虽然激发到高能态的电子数增加，但因这些电子大多处于物体内部深处，其逸出物体表面的几率大大降低，因此二次电子的产额反倒减少。

光电倍增管就是利用了二次电子发射效应的原理。

表3-3-2给出某些金属的二次发射系数，表3-3-3。给出半导体和绝缘体的二次发射系数。

(4) 光电导效应

当半导体材料吸收了入射光的光子而使其电导率发生变化的现象称为光电导效应。其物理过程可以解释为：当光照射半导体材料时，如果光子的能量足够大，被电子吸收后由原来的束缚态变

表3-3-2 金属的二次发射系数

金 属	δ_{max}	E_{pmax} (eV)	ϕ (eV)	金 属	δ_{max}	E_{pmax} (eV)	ϕ (eV)
Cs	0.72	400	1.93	Mo	1.25	375	4.24
K	0.75	200	2.20	Cu	1.30	600	4.29
Ba	0.83	400	2.52	W	1.40	700	4.50
Rb	0.90	350	2.57	Ag	1.50	800	4.55
Be	0.53	200	3.90	Ni	1.31	550	4.61
Ta	1.30	500	4.13	Pt	1.80	800	5.32
Al	1.00	300	4.20				

表3-3-3 半导体和绝缘体的二次发射系数

材 料	δ_{max}	E_{pmax} (eV)	材 料	δ_{max}	E_{pmax} (eV)
LiF	5.6	—	MoO ₃	1.09~1.33	—
NaF	5.7	—	ThO ₂	2.1	—
MgF ₂	4.1	—	(未激活)		
CaF ₂	3.2	—	Cu ₂ O	1.19~1.25	500
BaF ₂	4.5	—	Ag ₂ O	0.98~1.18	500
NaCl	6~18	600	PbS	1.5~1.55	700~1000
KCl	7.5	—	MoS ₂	1.10	—
RbCl	5.8	—	WS ₂	0.96~1.04	—
CsCl	6.5	—	Ge(单晶)	1.15±0.03	2500
NaBr	5.5	—	Ge+Ga	1.3	500
NaI	5.5	—	(0.1%)		
KI	5.5	—	Ge+In	1.5	500
Cs ₂ O	2.3~11	—	Ge+Te	1.7	650
BeO	3.4	2000	Ge(多晶)	1.25	500
MgO	2.4~4	400~1500	Se	1.40	400
CaO	2.2	500	Si	1.1	—
BaO	4.8~6.5	400	云母	2.4~3	380~400
Al ₂ O ₃	1.5~4.8	340~1300	23#玻璃	3.1	340
SiO ₂ (石英)	2.1~2.9	400~440	46#玻璃	2.4	—

为能导电的自由态，从而增加半导体内的电子空穴对。在外电场的作用下，流过半导体的电流增加，即半导体的电导增大。我们可以把光照引起的电导率的变化直接归结为载流子密度的变化：

$$\sigma = \Delta\sigma + \sigma_0$$

$$= q(\Delta n\mu_n + \Delta p\mu_p) + q(n_0\mu_n + p_0\mu_p)$$

式中 σ 为总的电导率， σ_0 为没有光照时的电导率，称为暗电导， $\Delta\sigma$ 为由于光照而起的附加电导率， q 为电子或空穴的电荷量， Δn 和 Δp 为光照引起的附加电子和空穴密度， n_0 和 p_0 为没有光照时的电子和空穴密度， μ_n 和 μ_p 为电子和空穴的迁移率。而此值 $\Delta\sigma/\sigma_0$ 称为光电导灵敏度。

光电导效应可分为本征型光电导和杂质型光电导。本征型光电导效应发生的物理过程，如图3-3-13(a)所示，当入射光子的能量足够大时，使半导体中的电子由价带跃迁至导带，从而在价带和导带中分别产生空穴和电子。在外电场作用下，电子及空穴参加导电，使电导增加。在此情况下，光子所具有的能量必须大于

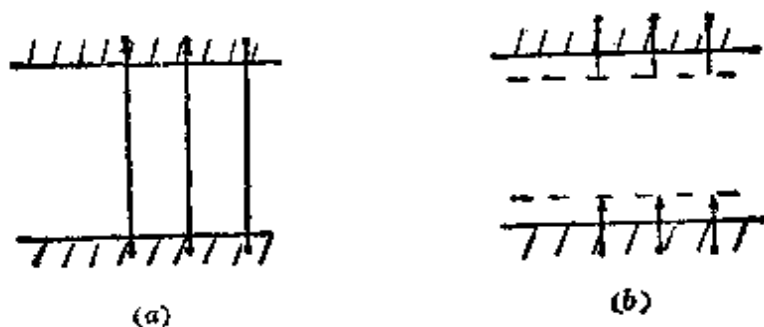


图 3-3-13

禁带宽度 E_g ，因此长波限条件为 $\lambda_0 \leq \frac{hc}{E_g}$ 。对于杂质型光电导，足够能量的光子使施主能级中的电子或受主能级中的空穴跃迁至导带或价带，如图3-3-13(b)所示，此时，光子所具有的能量必须大于杂质电离能级 E_i 与导带底或价带顶的能量间隙。由于 $E_i \ll E_g$ ，所以杂质光电导的长波限比本征光电导要长得多。但往往由于 E_i

过小，杂质能级上的电子或空穴在热激发条件下已可跃迁至导带或价带，因此，杂质光电导必须在低温下工作。

(5) 光生伏特效应

光照使不均匀半导体或半导体与金属组合的不同部位之间产生电位差的现象称为光生伏特效应。该效应产生的物理机理可作如下解释。在导带中有自由电子的掺杂半导体叫做 n 型半导体，在价带中有空穴的叫做 p 型半导体。 p 型半导体和 n 型半导体的连接处构成所谓 p - n 结。在结区电子和空穴发生扩散，其结果是使 p 区带负电，而 n 区带正电，并构成如图3-3-14(a)所示的势垒。当这一势垒增高到使势垒中的电场达到一定强度，以致能阻止电子继续向 p 区扩散，空穴继续向 n 区扩散时，则 pn 结处于平衡状态。如图3-3-14(b)和3-3-14(c)所示。

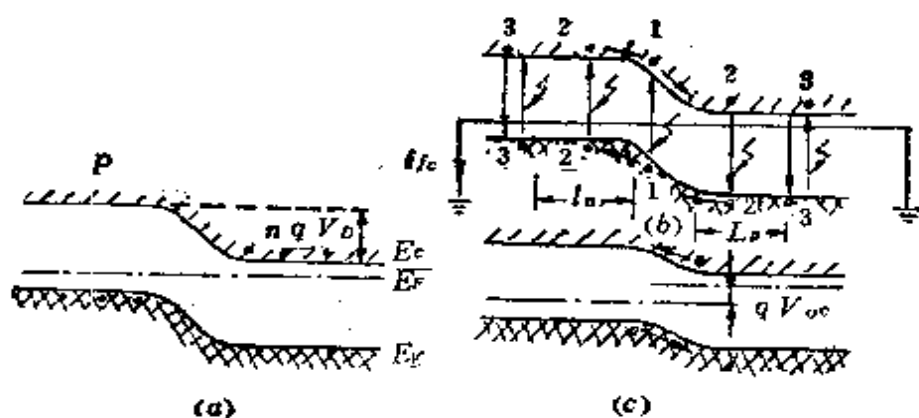


图 3-3-14

在光照的情况下，在 p 区、结区和 n 区都会产生电子-空穴对，并破坏原来的平衡状态。 p 区的光生空穴和 n 区的光生电子被 p - n 结势垒所阻挡，不能进入结区。结区中产生的光生电子-空穴对、 p 区中产生而扩散入结区的光生电子以及 n 区中产生而扩散入结区的光生空穴，在结区电场的作用下被分开，光生电子移向 n 区，光生空穴移向 p 区，从而使 p 区获得附加正电荷，而 n 区获得

附加的负电荷，从而使 $p-n$ 结区产生一附加电动势，即光生电动势。因光生电动势与原 $p-n$ 结势垒方向相反，因而光照后，降低了 $p-n$ 结的势垒高度，这相当于在 $p-n$ 结上加一正向偏压。根据半导体理论，可推得光生电动势的表达式

$$V = \frac{kT}{q} \ln \left(1 + \frac{j_s}{j_s} \right)$$

式中， j_s 称为光生电流密度

$$j_s = j_s (e^{\frac{qV}{kT}} - 1)$$

j_s 称为反向饱和电流密度

$$j_s = q \left(n_0 \frac{D_n}{L_n} + p_0 \frac{D_p}{L_p} \right)$$

式中 n_0 和 p_0 分别为无光照时， p 区结和 n 区结附近的少数载流子浓度。 D_n/L_n 和 D_p/L_p 分别为电子和空穴的扩散速度。

(6) 光电磁效应

在光照情况下所产生的光生载流子的扩散运动在磁场的作用下产生偏转，这种效应称为光电磁效应。该效应产生的物理机制可用图3-3-15说明。当光辐射垂直照射半导体的上表面时，如果

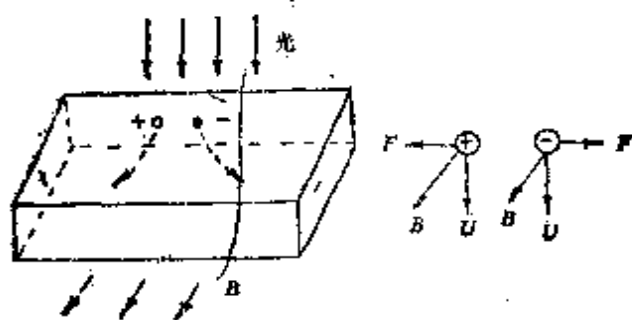


图 3-3-15

入射光子的能量足够大，则样品吸收光子后在表面产生电子-空穴对。由于光的吸收主要发生在样品的上表面，所以光生载流子的浓度由上而下逐渐减小，即在光照方向上产生

了光生载流子浓度的梯度，因此，光生载流子向体内扩散。由于外加磁场对扩散载流子产生的洛伦兹力的作用，电子和空穴分别偏向样品的两端，从而产生积累电荷，在样品的两个侧面产生电

位差。如果用外电路将样品的两个侧面连接起来，则有光电流流过。由光电磁效应所产生的光电流密度可写为：

$$j_T = qD_A B(\mu_A + \mu_n) \frac{\partial(\Delta p)}{\partial x}$$

式中 B 为外加磁场强度， Δp 为光生空穴密度。

(7) 光电磁探测器

光电磁探测器是利用光电磁效应而制成的光电探测器。其结构原理可用图3-3-16说明。图中的长方条为一具有光电磁效应的半导体材料(如InSb)，在其两个侧面装有产生磁场的装置(如永久磁铁)。当光从外表面照射半导体材料时，光生载流子的空穴向样品的下面扩散，而电子向上面扩散，从而在样品的上下两个端面接一引线，并构成回路，则有光电磁电流通过，其短路电流可写为：

$$I_s = \frac{qN\mu_n \left(1 + \frac{1}{b}\right) w L_s^* B}{\left(1 + \frac{s\tau}{L_s^*}\right)}$$

式中 L_s^* 为电磁效应的有效扩散长度， s 为样品前表面处的复合速度， b 为电子迁移率与空穴迁移率之比， w 为样品的宽度， τ 为载

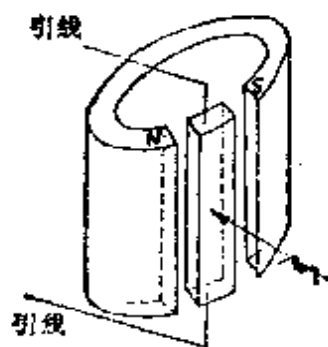


图 3-3-16

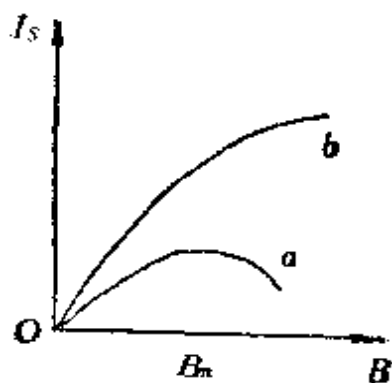


图 3-3-17

流子的寿命。

图3-3-17给出了光电磁电流强度 I_e 与外加磁场强度(B)的关系。曲线a为 s 很大时 I_e 与 B 的关系,当 $B > B_s$ 时,光电磁电流随 B 下降的原因是,由于载流子在强磁场作用下折回表面(集中于表面区),从而增大了表面复合率而造成的。曲线b为 s 很小时 I_e 与 B 的关系,此时随着外加磁场强度的增加, I_e 逐渐趋向饱和。

三、几种常用的光电探测器

1. 光电倍增管

光电倍增管是把微弱的输入光转换成电子,并使电子获得倍增的电真空器件。当光信号强度发生变化时,阴极发射的光电子数目相应变化,由于各倍增级的倍增因子基本上保持常数,所以阳极电流亦随光信号的变化而变化。

图3-3-18为光电倍增管的结构原理图。光电阴极受光照射之后产生光电子,该电子在阴极和第一倍增极间电场的作用下被加速和聚焦,并以足够高的速度轰击第一倍增极,从而产生二次电子发射,使电子数目增加若干倍。由第一倍增极产生的二次发射电子在第一和第二倍增极间电场的作用下加速、聚焦并轰击第二

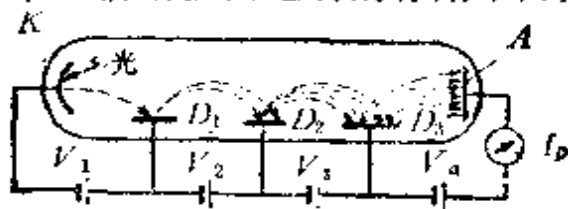


图 3-3-18

倍增极,产生更多的二次发射电子……如此逐级倍增使电子数目大量增加,最后被阳极A收集形成阳极电流。

光电倍增管的频率响应特性主要由光电阴极材料和管壳窗口材料所决定。光电阴极是用来产生光电子的,因此它要求入射光

子具有足够大的能量，这就决定了长波响应。窗口材料主要表现为透光性能，因此主要限制了短波响应。目前使用较多的光电阴极有双碱阴极Sb—K—Cs, Ag—O—Cs (S—1) 和Sb—K—Na—Cs (S—20)。常用短波长窗口的玻璃材料有氟化锂玻璃、蓝宝石玻璃、熔凝石英玻璃、透紫玻璃、电真空玻璃。

光电倍增管的电流增益 G 取决于第一倍增极对阴极光电子的收集率 f ，各倍增极之间的传递效率 g ，二次电子发射系数 σ 和倍增极的级数 n ：

$$G = f \cdot (g\sigma)^n$$

光电倍增管的工作电路如图3-3-19所示。图中 $R_1, R_2, \dots, R_{n+1}$ 为分压电阻，将总电压 V_0 等分或不等分地加到各个电极上。一般 R_1 取值稍大一些，其余均等，取值为100~500千欧， R_L 为

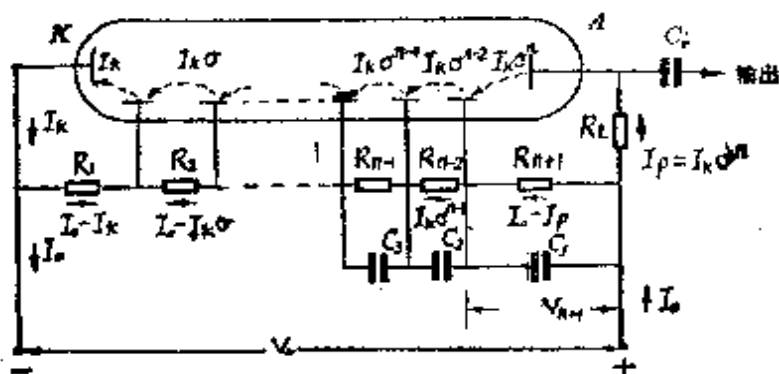


图 3-3-19

负载电阻。 C_0 为隔直流输出耦合电容， C_1, C_2 和 C_3 是稳压电容。其数值大小可按下式确定：

$$C_1 \geq 100 \frac{I_p \tau}{V_{n+1}}$$

$$C_2 \geq C_1 / \sigma$$

$$C_3 \geq C_1 / \sigma_n \cdot \sigma_{n-1}$$

式中 I_p 为阳极电流， τ 为脉冲信号的宽度， V_{n+1} 为最末一级倍增

极与阳极间的电压， σ_n 和 σ_{n-1} 分别为第 n 级和第 $n-1$ 级倍增极的二次电子发射系数。

阳极电流 I_a 随光电倍增管极间电压 V_0 的增大而增大，但并非线性关系，一般可表示为

$$I_a = AV^n$$

式中 A 和 α 为常数，因管而异。

光电倍增管的阳极电流 I_a 在一定范围内与入射光功率 P_i 成线性关系，即随着入射光功率的增加，阳极电流按比例增长。但当 P_i 大到一定程度时， I_a 先出现饱和现象，而后反而下降。由于光电阴极受强光照射后，发射电子的速率太高，以至光电阴极内部来不及重新补充电子，因而灵敏度下降。轻度疲劳时，停止光照一段时间可自然恢复其性能。但如果入射光强度太强，管内电流太大，以至光电阴极和倍增极发热而分解，会造成光电管的永久性破坏。因此，使用光电倍增管时，切勿入射光太强。

2. 光电池

光电池是把光能直接转换成电能的器件，可做为能源器件使用，同时又可做为光电探测器件。光电池分为金属半导体型和 $p-n$ 结型，其结构分别示于图3-3-20和图3-3-21。



图 3-3-20

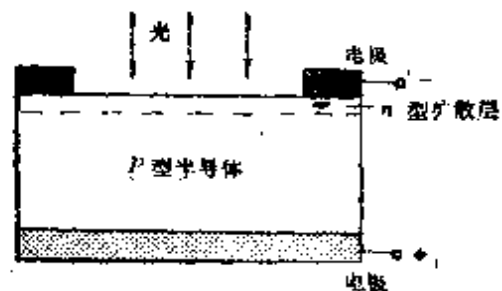


图 3-3-21

光电池的光生电流 i_f 和端电压 V_f 之间的关系可写为:

$$V_f = \frac{kT}{q} \ln \left(1 + \frac{i_{f0} - i_f}{S j_s} \right)$$

式中 S 为 $p-n$ 结面积, i_{f0} 为光电池的短路电流, j_s 为

$$j_s = q \left(\frac{n_m}{\tau_n} L_n + \frac{p_m}{\tau_p} L_p \right)$$

n_m 和 p_m 分别为热平衡时结两边的少数载流子, τ_n 和 τ_p 分别为其寿命, L_n 和 L_p 分别为 n 区和 p 区少数载流子的扩散距离。由上式可知, 在短路情况下:

$$i_f = i_{f0}$$

即光电池的短路电流等于其光生电流, 以及开路情况下

$$V_{oc} = \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{i_{f0}}{S j_s} + 1 \right)$$

V_{oc} 称为开路电压, 它是可能得到的最大光生电压。

图3-3-22和图3-3-23分别给出了硒光电池和硅太阳能电池的光谱响应曲线。

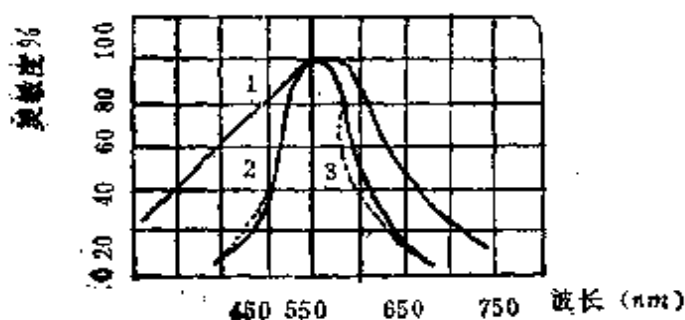


图 3-3-22

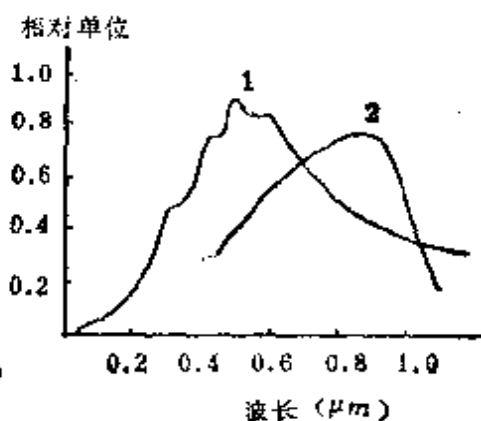


图 3-3-23

3. 耗尽层光电二极管

半导体 $p-n$ 结区附近称为耗尽层, 该层的两侧是相对高的空间电荷区, 因此耗尽层内在通常情况下并不存在电子和空穴。只有当光照使耗尽层内产生载流子时, 该载流子被结内电场加速才

形成光电流。利用该原理而制成的光电二极管称作耗尽层光电二极管。通常耗尽层光电二极管都加有反向偏压以增大耗尽层的宽度，使得有尽可能多的光生载流子产生，并减小耗尽层的电容量，提高灵敏度和频率响应。

耗尽层光电二极管分为 $p-i-n$ 型二极管、 $p-n$ 型二极管、金属一半导体型二极管和异质结型二极管。

图3-3-24示出 $p-i-n$ 型光电二极管的结构， i 代表本征的意思，即在 p 型材料和 n 型材料之间加有一层较厚的高阻材料，以增加耗尽层的厚度。这种光电二极管的灵敏度和频率响应都较好。

图3-3-25为 $p-n$ 型光电二极管的结构。它的耗尽层很薄，因

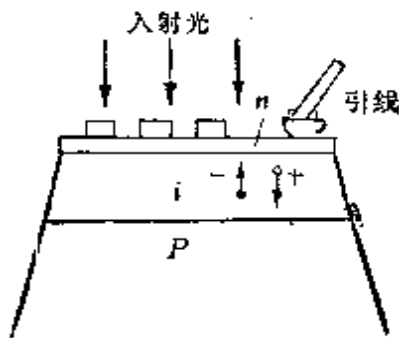


图 3-3-24

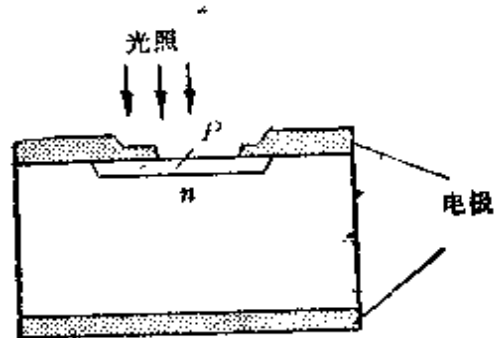


图 3-3-25

此其光吸收和光电转换主要发生在 n 区或 p 区。

图3-3-26所示为金属一半导体型光电二极管，它是在 n 型半

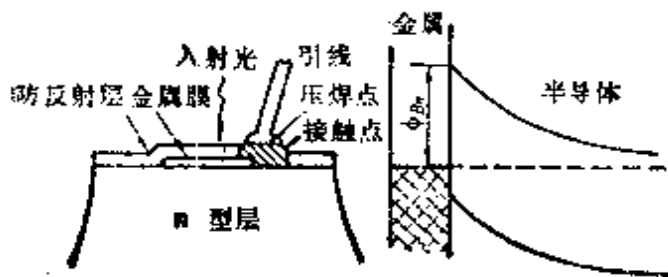


图 3-3-26

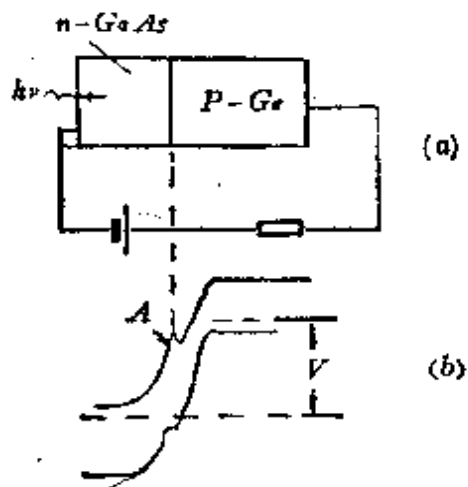


图 3-3-27

导体材料上镀一层很薄的金属层，在它上面再镀一层防反射层。光通过半透明的金属层照在结区半导体上，从而产生光生载流子。这种光电二极管的特点是光谱响应范围极宽 ($0.2\sim 1.1\mu\text{m}$)，时间响应快，可探测5-10ns的光脉冲信号。

图3-3-27所示为异质结光电二极管。所谓异质结是指由两种不同禁带宽度的半导体接触而形成的 $p-n$ 结。如砷化镓-锗异质结，砷化镓-硅异质结等。异质结光电二极管的主要特点是它的频率响应不依赖于结到表面的距离，因此高频响应好。

4. 雪崩光电二极管

雪崩光电二极管是利用二极管在高的反向偏压下发生雪崩效应而制成的光电器件。其结构如图3-3-28所示。雪崩光电二极管的 pn 结用高纯度、高电阻率的半导体材料制成，并加有较高的反向偏压，使结区成为强电场区。当光照使光生载流子进入结区时，立即被结区的强电场加速而获得很高的动能。加速电子在途中与晶格上的原子发生碰撞而使原子电离，产生新的电子、空穴对。新产生的空穴又被结区的强电场在相反的方向上加速而获得很高的动能，在途中再次与晶格原子相撞，产生更多的电子空穴

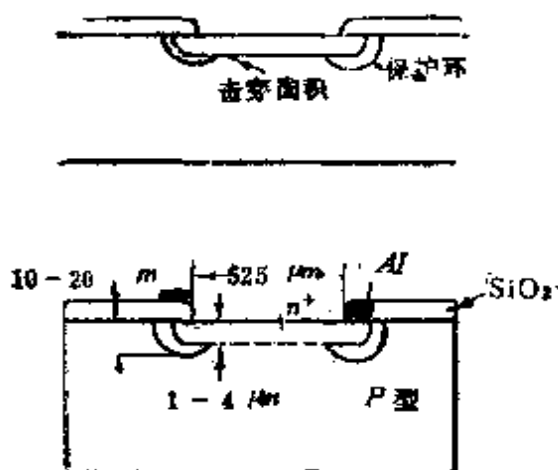


图 3-3-28

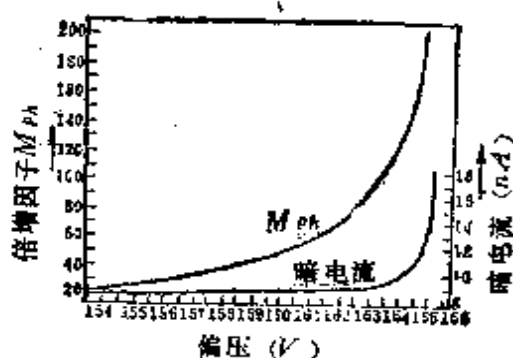


图 3-3-29

对。这种过程不断重复，使 pn 结内的电流急剧倍增放大。该效应

称为雪崩效应。雪崩光电二极管的倍增效应与外加电压有关。在入射光强不变的情况下，输出电流随工作电压(反偏压)的增加而增大，但并非线性关系。在工作电压较低时，光电流的增长很慢，当工作电压接近于击穿电压(即雪崩电压)时，光电流急剧上升，暗电流也同时增大。一般雪崩光电二极管都工作在稍低于击穿电压的条件下。

图3-3-29给出了雪崩光电二极管电压与暗电流、倍增因子的关系曲线。光电倍增因子的定义为：倍增光电流 i_{ph} 与不发生倍增效应时光电流 i_{ph0} 之比

$$M_{ph} = \frac{i_{ph}}{i_{ph0}} = \frac{1}{1 - \left(\frac{V}{V_s}\right)^n}$$

式中 V_s 为击穿电压， V 为外加电压， n 为1~3的常数，与半导体材料、掺杂断面以及辐射波长有关。

因雪崩光电二极管具有 $10^2 \sim 10^3$ 电流增益，因此，它的灵敏度很高，并且响应速度快，可达100 GHz。因此常用于超高频的调制光和超短光脉冲的探测。