

第七章 光辐射探测技术

7.1 光电探测器的物理效应

为了探测光辐射，一般要先将光信号转换为电信号，在通过测量电信号的大小来推知光信号的大小。凡是把光辐射量转换为电量的探测器都称为光电探测器。

光电探测器的物理效应通常可分为两类：光子效应和光热效应。光子效应利用的是光的粒子性，甚至一个光子就可以产生响应，表现为速度快和量子效率高。光热效应利用光能来加热探测器，使探测器的温度上升从而使元件的电学性质或其它物理性质发生改变。光热效应的响应速度比较慢，较多地用于光功率计中，在通常地光电探测中应用很少，在此不作进一步的介绍。光子效应的分类如表 7.1 所示。

表 7.1 光子效应分类

	效应	相应的探测器
外光电效应	(1)光阴极反射电子	光电管
	(2)光电子倍增 打拿极倍增 通道电子倍增	光电倍增管 像增强器
	(1)光电导	光导管或光敏电阻
内光电效应	(2)光生伏达 pn 结和 pin 结（零偏） pn 结和 pin 结（反偏） 雪崩 肖特基势垒	光电池 光电二极管 雪崩二极管 肖特基势垒光电二极管
	(3)光电磁 光子牵引	光电磁探测器 光子牵引探测器

7.1.1 光电效应

利用光照射光阴极产生光电子来探测光辐射。为了提高灵敏度可以将产生的光电子加速并轰击其它阴极得到更多的自由电子。

7.1.2 光电导效应

在一定温度下，半导体处于热平衡时导带电子浓度  $n$  和价带空穴浓度  $p$  有下列关系  
 $np = n_i^2$   
 $n_i$  是相应温度下本征半导体中的本征热生载流子浓度。对于 N 型或 P 型半导体，一种浓度增大，另一种浓度减小。在外电场  $E$  作用下，载流子产生漂移运动，定义载流子迁移率  $\mu$  为漂移速度  $v$  和电场  $E$  之比，有

$$\mu_n = \frac{v_n}{E} = \frac{v_n l}{V} \quad (cm^2 / V \cdot s) \quad (7.1)$$

$$\mu_p = \frac{v_p}{E} = \frac{v_p l}{V} \quad (cm^2 / V \cdot s)$$

式中  $V$  是外电压， $l$  是电压方向半导体的长度。则电导率  $\sigma$

$$\sigma = en\mu_n + ep\mu_p \quad (\Omega^{-1} \cdot cm^{-1})$$

式中  $e$  是电子电荷。如果半导体的截面积是  $A$ ，则其电导（亦称为热平衡暗电导） $G$  为

$$G = \sigma \frac{A}{l} \quad (\Omega^{-1})$$

所以半导体的电阻  $R_d$ （亦称暗电阻）为

$$R_d = \frac{l}{\sigma A} = \rho \frac{l}{A}$$

式中 $\rho$ 是电阻率。

当光照射外加电压的半导体时，如果光波长满足如下条件，即

$$\lambda \leq \lambda_c = \frac{hc}{E_g} \quad (\text{本征}) = \frac{hc}{E_i} \quad (\text{杂质})$$

式中  $E_g$  是禁带宽度， $E_i$  是杂质能带宽度，如图 7.1 所示。光子可以激发新的载流子（电子和空穴），使半导体中的载流子浓度在平衡值上增加一个量  $\Delta n$  和  $\Delta p$ 。这个新增的部分叫非平衡载流子，这里称之为光生载流子。显然  $\Delta n$  和  $\Delta p$  会使半导体的电导增加一个量  $\Delta G$ ，称之为光电导。

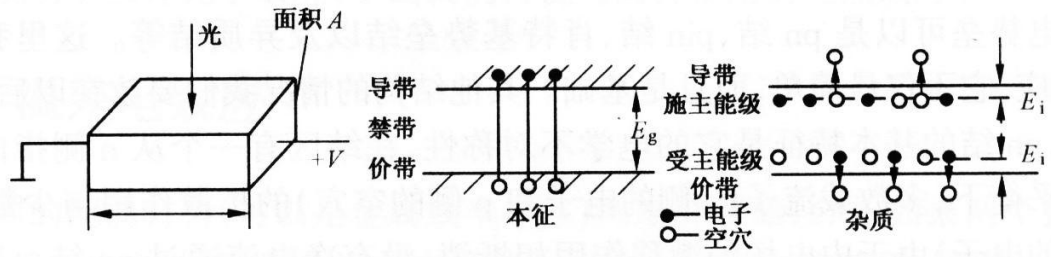


图 7.1 产生光电导示意图

对于本征情况，如果光辐射每秒产生的电子—空穴对数为  $N$ ，则

$$\Delta n = \frac{N}{Al} \cdot \tau_n$$

$$\Delta p = \frac{N}{Al} \cdot \tau_p$$

式中  $Al$  为半导体总体积， $\tau_n$  和  $\tau_p$  为电子和空穴的平衡寿命。于是得

$$\Delta G = \Delta \sigma \cdot \frac{A}{l} = e(\Delta n \mu_n + \Delta p \mu_p) \frac{A}{l} = \frac{eN}{l^2} (\mu_n \tau_n + \mu_p \tau_p)$$

式中  $eN$  为每秒光激发的电荷量。另一方面，由于电导的增加使外回路电流增加

$$\Delta i = V \Delta G = \frac{eNV}{l^2} (\mu_n \tau_n + \mu_p \tau_p)$$

可见，电流增量  $\Delta i$  不等于每秒光激发的电荷量  $eN$ ，两者之比  $M$  称为半导体的电流增益。

$$M = \frac{\Delta i}{eN} = \frac{V}{l^2} (\mu_n \tau_n + \mu_p \tau_p)$$

以 N 型半导体为例，上式变为

$$M = \frac{V}{l^2} \mu_n \tau_n$$

代入(7.1)式得

$$M = \frac{v_n}{l} \tau_n = \frac{\tau_n}{t_n}$$

式中  $t_n$  是电子在外场作用下渡越半导体长度  $l$  所花费的时间，称为渡越时间。如果渡越时间  $t_n$  小于电子平均寿命  $\tau_n$ ，则  $M > 1$ ，产生电流增益。

### 7.1.3 光伏效应

如果半导体中存在内部势垒，当光激发电子—空穴对时，电势垒的内建电场将把电子—空穴对分开，从而在势垒两侧形成电荷堆积，即为光生伏特效应。

这个内部势垒可以是 pn 结、pin 结、肖特基势垒结以及异质结等。这里主要讨论 pn 结的光伏效应，它不仅最简单，而且是基础。

pn 结的基本特性是它的电学不对称性，在结区有一个从 n 侧指向 p 侧的电场存在。热平衡下，多数载流子（n 侧的电子和 p 侧的空穴）的扩散作用和少数载流子（n 侧的空穴和 p 侧的电子）由于内电场的漂移作用相抵消，没有净电流通过 pn 结，pn 结两端电压为零，称为零偏状态。如果 pn 结正向电压偏置（p 区接正，n 区接负），则有较大的电流流过 pn 结；如果反向电压偏置（p 区接负，n 区接正），则有一很小的反向电流流过 pn 结，这个电流在反向击穿前几乎不变，称为反向饱和电流  $i_{s0}$ 。pn 结的伏安特性如图 7.2 所示。

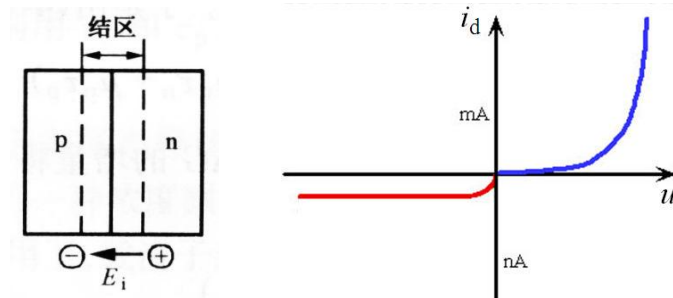


图 7.2 pn 结及其伏安特性， $i_d$  是暗电流， $u$  是结端偏置电压（正向偏置为正，反向偏置为负）。

在零偏条件下，如果光波长满足

$$\lambda \leq \lambda_c = \frac{hc}{E_i}$$

那么，无论光照 n 区或 p 区都会激发出光生电子一空穴对。如光照 p 区（图 7.3），由于 p 区的多数载流子是空穴，光照前热平衡空穴浓度本来就比较大，光生空穴对 p 区的空穴浓度影响很小；相反，光生电子对 p 区的电子浓度影响很大。从 p 区表面向区内自然形成电子扩散趋势。如果 p 区的厚度小于电子扩散长度，那么大部分光生电子都能扩散进 pn 结，就被内电场扫向 n 区。这样，光生电子一空穴对被内电场分离开来，空穴留在 p 区，电子通过扩散流向 n 区，这时带有 p 区正 n 区负的开路电压  $u_0$ ，称为光伏效应。若  $i_0$  为短路光电流，零偏情况下 pn 结的电阻为  $R_0$ ，则

$$u_0 = R_0 i_0$$

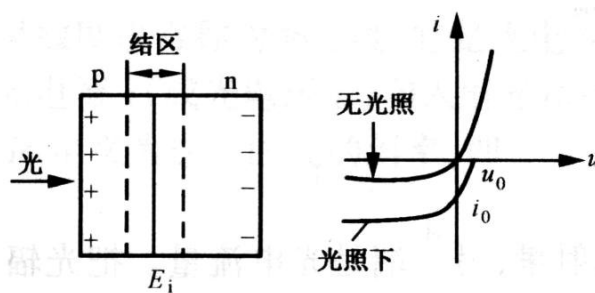


图 7.3 光伏效应

在反偏条件下工作时，观测到的光电信号是光电流，而不是光电压，这便是结型光电探测器的工作原理。从这个意义上讲，反偏 pn 结在光照下好像是以光电导方式工作，但实质上两者的工作原理是根本不同的。反偏 pn 结通常称为光电二极管。

#### 7.1.4 光电转换定律

对于光电探测器，一边是光辐射量，另一边是光电流。光通量（即光功率） $P(t)$ 可以理解为光子流，其基本单元为光子能量  $h\nu$ ；光电流是光生电荷  $Q$  的时变量，其基本单元是电子电荷  $e$ 。我们有

$$P(t) = h\nu \frac{dn_{\text{photon}}}{dt}$$

$$i(t) = e \frac{dn_{\text{electron}}}{dt}$$

式中  $n_{\text{photon}}$  和  $n_{\text{electron}}$  分别表示光子和电子数，所有变量都应理解为统计平均量。通常  $i$  与  $P$  成正比，引进一个比例系数  $D$ ，

$$i(t) = DP(t) \quad (7.2)$$

$D$  又称为探测器的光电转换因子。有

$$D = \frac{e}{h\nu} \eta \quad (7.3)$$

式中

$$\eta = \frac{dn_{\text{electron}}}{dt} \bigg/ \frac{dn_{\text{photon}}}{dt}$$

称为探测器的量子效率，它表示探测器吸收的光子数和激发的电子数之比，是探测器物理性质的函数。将(7.3)代入(7.2)有

$$i(t) = \frac{e\eta}{h\nu} P(t)$$

这就是基本的光电转换定律。它告诉我们：

- (1) 光电探测器对入射光功率有响应，响应量是光电流。因此，一个光子探测器可视为一个电流源。
- (2) 因为光功率  $P$  正比于光电场的平方，故常常把光电探测器称为平方律探测器。或者说，光电探测器本质上是一个非线性器件。

## 7.2 光电探测器

### 7.2.1 光电倍增管

根据光电效应定律，光照射光阴极后发射电子的动能为

$$\varepsilon_k = \frac{1}{2}mv^2 = h\nu - \Delta\varepsilon$$

式中  $m$  是电子质量， $v$  是电子速度， $\Delta\varepsilon$  为阴极表面的逸出功。只有当光子能量大于逸出功时才会有光电子发射，因此可得光电子发射的临界频率或波长

$$\nu_c = \Delta\varepsilon/h, \quad \lambda_c = c \cdot h/\Delta\varepsilon$$

波长  $\lambda_c$  称为探测器的红限波长。

两种不同结构的光电倍增管如图 7.4 所示。C 为光阴极，A 为阳极，其它  $D_1$ 、 $D_2$  等为二次电子发射电极（倍增极）。倍增极的形状和位置是多种多样的，它们按电子光学的原理设计计算确定，所加的电压（约 100V）逐级增加。光阴极受光照射发射电子，在极间电场的作用下，飞向第一倍增极。在电子轰击下，倍增极发射二次电子，如此继续下去，直到最后被阳极所收集后以电流输出。设每一级平均二次发射放大倍数为  $g$ ，倍增电极共  $N$  个，则阴阳级间总的电流倍增数  $G$  为

$$G = g^N$$

典型值  $g = 5$ ， $N = 9$ ，则  $G \approx 2 \times 10^6$ 。有些半导体材料的  $g$  值很大，可达 20 ~ 50。可见，光电倍增管的放大倍数极大，灵敏度极高，有着极快的响应时间（ $10^{-9}$  秒），因此光电倍增管是测量弱光信号最常用的探测器之一。频响范围在 0~1100MHz 之间。

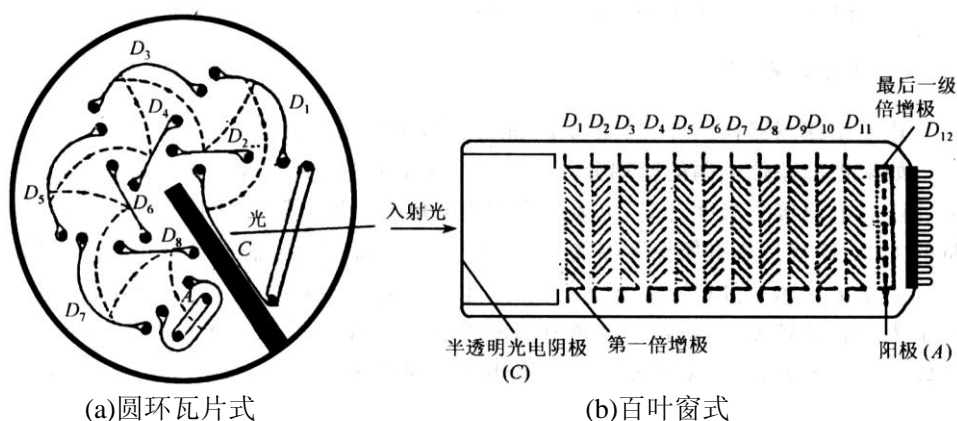


图 7.4 两种不同结构光电倍增管

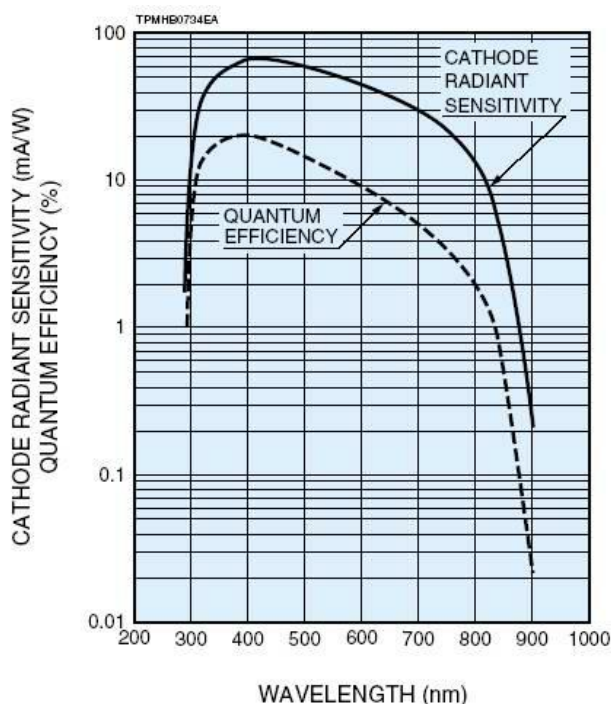


图 7.5 HAMAMATSU 的 R5070A 光电倍增管光谱灵敏度和量子效率分布曲线

光电倍增管是电真空器件，它的光谱灵敏度分布由光阴极和外壳材料所决定。图 7.5 是 HAMAMATSU 的 R5070A 光电倍增管的光阴极的光谱灵敏度和量子效率分布曲线，光电倍增管的量子效率通常在 20% 以下。有些半导体材料的红限可扩展到红外区。

光电倍增管的暗电流指无光照时的输出电流，它是直流或慢变电流。产生暗电流的原因之一是光电倍增管的各个电极，尤其是光阴极与第一倍增极的热电子发射，因此可以利用低温装置来减少暗电流。

选择光电倍增管时应考虑以下几点：

- 光谱响应区
- 响应度
- 暗电流
- 阴极尺寸

光电倍增管一般采用负压供电，这样光阴极为负电位，阳极电压接近零，输出端可不用隔直流电容，使用安全方便。电源的稳定性要好。光电倍增管放大系数  $G$  与电源稳定度的关系为

$$\frac{dG}{G} = \alpha \cdot n \frac{dU}{U}$$

一般取  $\alpha n \approx 10$ ，即电源的稳定性应为放大系数稳定性的十倍。光电倍增管的分压电路和输出等效电路分别如图 7.6 和 7.7 所示，时间常数  $\tau = R_L C_L$ ，输出电压与  $R_L$  成正比。可以根据所需的响应时间和输出电压来改变  $R_L$ 。

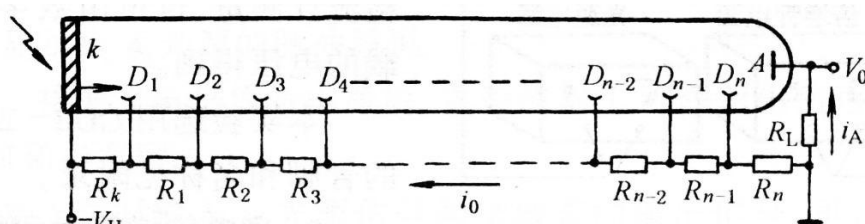


图 7.6 光电倍增管的分压电路

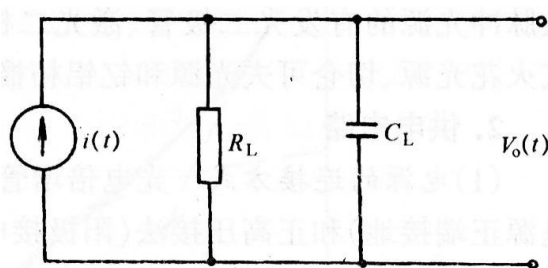


图 7.7 光电倍增管的输出等效电路

## 7.2.2 电荷耦合器件（Charge Coupled Device, 即 CCD）

电荷耦合器件与其它器件相比，最突出的特点是它以电荷作为信号，而其它大多数器件是以电流或者电压作为信号。探测器阵列产生正比于入射光强的电荷并把它储存在光电容中，直到被控制电路读出。其优点是线性范围大、高达 50-80% 的量子效率，以及直接产生电压信号很容易数字化和计算机处理。

CCD 的灵敏度由每一个像素的噪声性质所决定，一方面依赖于热电子的波动，另一方面，依赖于所谓的“读出噪声”，后者在很多时候占主导地位。读出噪声只产生于每次读出时，因此可以通过延长电荷的积累时间来降低，这样也降低了读出速率，只适用于慢的图像过程。CCD 的空间分辨率依赖于像素的尺寸，典型为 1-25 微米。

随着技术的进步，高级 CCD 的峰值量子效率已达 95% 左右，由于具有空间分辨的优点，已广泛用于光谱仪器。目前最灵敏的 CCD 为增强型 CCD (ICCD) 和电子倍增 CCD (EMCCD)，利用半导体制冷 CCD 芯片的温度可以达到零下 70 到 100 度，这样大大降低了热噪声，以读出噪声为主。ICCD 利用微通道板对信号进行放大，并具有最短的闸门时间 ( $\sim 1.5$  ns)，用于脉冲信号时可大大提高信噪比；缺点是空间分辨率有所降低，微通道板容易过饱和而损坏。EMCCD 和普通 CCD 相比多了一级电子倍增结构，通过调节电子倍增的增益大小可以降低读出噪声，从而获得高的灵敏度。目前，EMCCD 是唯一具有单光子灵敏度的 CCD，可用于极弱光的探测。

## 7.2.3 微通道板(Microchannel plate, MCP)

微通道板是一种二次电子倍增器，每一个单一的通道由一根直径 6-20 微米的玻璃毛细管组成，内壁上涂有具有较低电导率的半导体膜（如 NiCr），两端涂有金属作为阴极和阳极，高压加在管壁上使产生电子倍增。其结构如图 7.8 所示，优点是具有空间分辨能力和快响应。

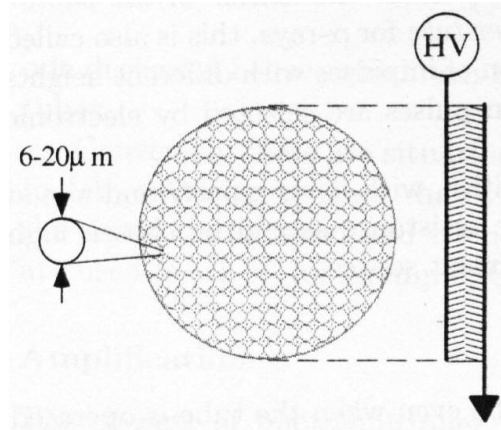


图 7.8 微通道板示意图

#### 7.2.4 硅光电池

光电池直接把光能转化为电能，在某些情况下使用比较方便，价格便宜，光谱响应宽（很适合近红外探测），寿命长，稳定性好，接收面积可以比较大，是一种使用比较广泛的光电探测器。

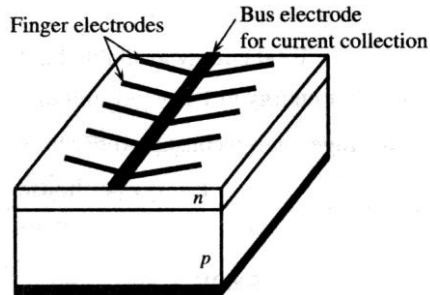


图 7.9 光电池结构示意图

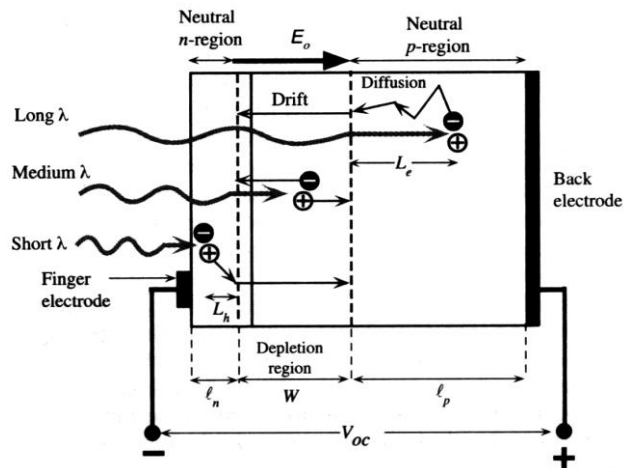


图 7.10 光电池的工作原理

光电池的结构和工作原理分别如图 7.9 和 7.10 所示。光照产生的光生载流子在内电场的作用下电子向 n 区、空穴向 p 区漂移运动，使得中性的 n 区带负电、中性的 p 区带正电，产生开路电压  $V_{oc}$ 。若 n、p 两极联接负载电阻，电子通过负载做功并和 p 区的空穴复合，产生光电流  $i_\phi$ ，若负载为零则导线中流过短路光电流  $i_{sc}$ 。一般情况下光电流  $i_\phi$  与入射光功率的关系如下

$$i_\phi = \frac{e\eta}{h\nu} P$$

图 7.11 为光电池的等效电路。其中  $i_\phi$  是光电流， $i_D$  是二极管电流， $i_{sh}$  为 pn 结漏电流， $R_{sh}$  为等效泄漏电阻， $C_i$  为结电容， $R_s$  为引出电极—管芯接触电阻， $R_L$  为负载电阻。一般  $i_{sh}$  很小， $R_{sh}$  很大。若不计  $i_{sh}$  的影响，则有

$$i_\phi - i_D - i = 0$$

如果短接  $R_L$  并忽略  $R_s$  的影响，二极管两端的正向电压  $u_D = 0$ ，这时  $i_D = 0$ 。流过光电池的短路电流就是光电流  $i_\phi$ ，即

$$i_{sc} = i_\phi$$

这表明，光电池的短路电流与入射光功率成正比。显然，作为光电探测器件，应尽量接近这种工作状态。

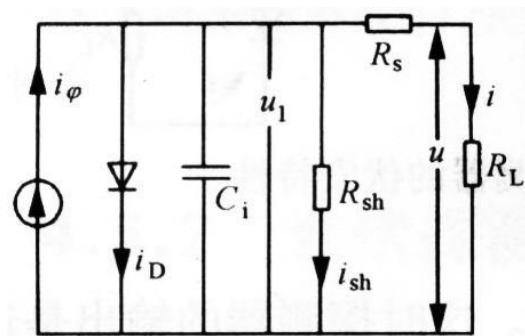


图 7.11 光电池的等效电路

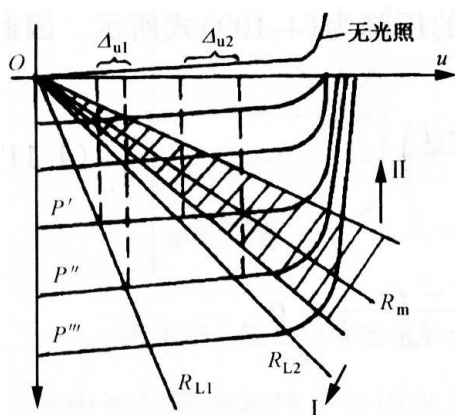


图 7.12 光电流区工作特性示意图

图 7.12 为光电流区工作特性示意图，其中  $R_m$  为获得最大的输出功率的负载电阻值。I 区为电流输出区，可以获得接近线性的输出，要求负载电阻尽量小。II 区是电压输出区，可以获得较高的输出电压，用于光开关等。图 7.13 中给出了几种用于测量慢变化光信号的基本变换电路，(d) 中光电池与运算放大器相联，其等效电阻为零 0，运放的输出电压等于硅光电池短路电流  $i_{sc}$  与放大器反馈电阻  $R_f$  的乘积，输出电压与入射光功率保持良好的线性关系。在低光照功率条件下工作时，必须选用零偏电流小的运算放大器。

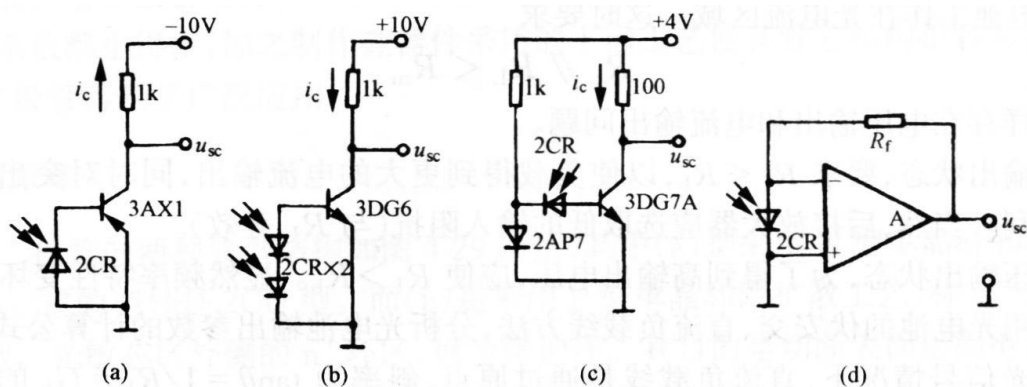


图 7.13 光电池用以探测慢变化光信号的基本变换电路

### 7.2.5 光电二极管

光电二极管的工作原理和光电池一样，区别在于要加上反向偏压，如图 7.14 所示，通过改变负载电阻可以调整线性范围和响应特性。光电二极管极其廉价，在要求不高的场合应用广泛。其主要缺点有两个：一是其结间电容比较大，影响了响应速度；二是其耗尽层



只有几个微米，对于较长波长穿透深度大于耗尽层厚度，产生的光生载流子多数在耗尽层以外没有电场的区域，这样降低了响应速度和量子效率。这两个问题可以利用 pin 光电二极管加以改善。

各种光电二极管的响应灵敏度用响应度  $R$  来表示，

$$R = \frac{\text{光电流 (A)}}{\text{入射光功率 (W)}} = \frac{I_{ph}}{P_0}, \quad \eta = \frac{I_{ph}/e}{P_0/h\nu}, \quad R = \eta \frac{e}{h\nu} = \eta \frac{e\lambda}{hc}$$

$R$  也叫光谱响应度或辐射灵敏度。

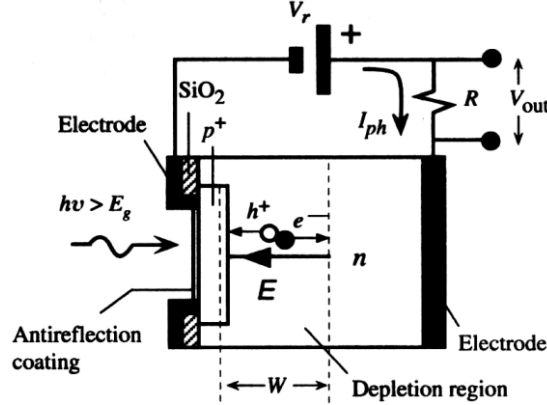


图 7.14 加反向偏压的光电二极管

#### 7.2.6 pin 光电二极管

pin 指的是高掺杂的 p 区和 n 区之间加入一层本征层 ( $p^+$ -intrinsic- $n^+$ ) 结构如图 7.15(a) 所示，本征层具有很小的掺杂和比较大的厚度，根据不同的应用通常 5-50 微米。最初 p 区的空穴和 n 区的电子通过扩散进入本征层并复合，这样在 p 区形成一个代负电的受主薄层以及在 n 区形成一个代正电的施主薄层，如图 7.15(b) 所示，两种电荷分开的距离是本征层的厚度，这样在本征层形成一个均匀电场，如图 7.15(c) 所示。内建电场在 pn 结耗尽层是非均匀的。在没有外加电场时，载流子的扩散和内建电场造成的漂移形成平衡。

两个带电薄层之间的距离是  $W$ ，如同一个平板电容器，于是 pin 光电二极管的结电容为

$$C_{dep} = \frac{\epsilon_0 \epsilon_r A}{W}$$

式中  $A$  是截面积， $\epsilon_0 \epsilon_r$  为半导体的介电常数。对于高速 pin 光电二极管结电容的典型值是 1 pf，如果用  $50 \Omega$  的输出电阻，其时间常数  $RC_{dep}$  为 50 ps。

当加上反向偏压时，p 区 n 区的耗尽层厚度可以忽略，外加电场加在本征层上，内部电压变为  $V_r + V_0$ ，本征层内的电场变为

$$E = E_0 + \frac{V_r}{W} \approx \frac{V_r}{W} \quad (V_r \gg V_0)$$

pin 结构使得光吸收大部分发生在本征层，光生电子空穴对被内建电场迅速分开，并漂移至 p 区和 n 区形成电流。响应时间由载流子通过本征区的渡越时间决定，增加本征区的厚度  $W$  可以提高量子效率，同时也降低响应速度。渡越时间  $t_{drift}$  由漂移速度  $v_d$  决定

$$t_{drift} = \frac{W}{v_d}$$

增加外加电场可以增加漂移速度直至其饱和值  $v_{sat}$ ，在硅的情况下  $v_{sat}$  的量级为  $10^5 \text{ ms}^{-1}$ ，此时电场大于  $10^6 \text{ Vm}^{-1}$ 。当本征层厚度为 10 微米时并且载流子以饱和速度漂移时，渡越时间约 0.1 纳秒，比上面提到的时间常数长，因此 pin 光电二极管的响应速度基本上由光生载流子的渡越时间决定。

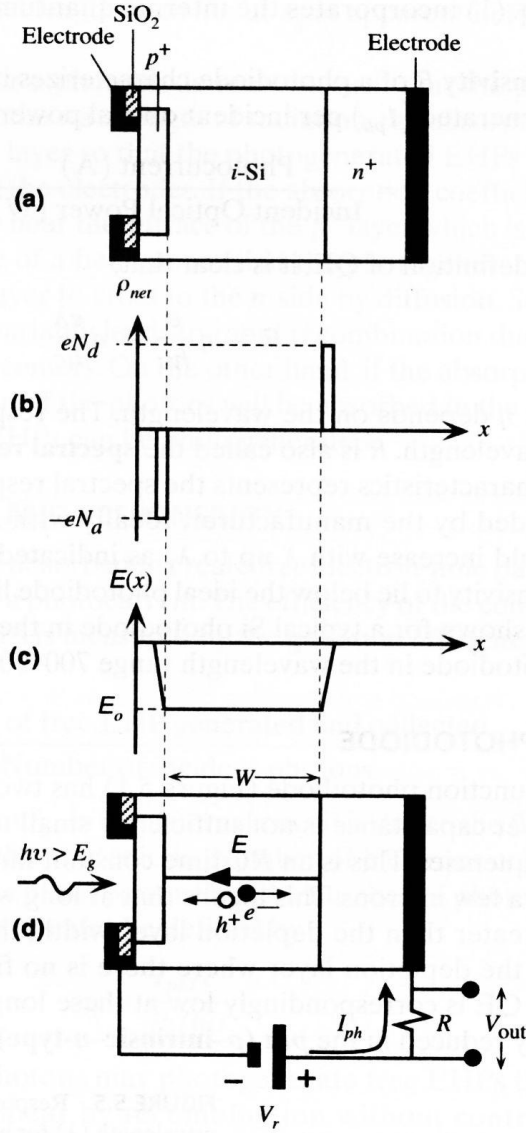


图 7.15 理想的 pin 光电二极管示意图。(a)结构, (b)净空间电荷密度, (c)内建电场, (d)作为光电探测器时加反向偏压。

### 7.2.7 雪崩光电二极管

基于载流子雪崩效应, 从而提供电流内增益的光电二极管称为雪崩光电二极管(APD: Avalanche photodiode)。由于雪崩效应的要求, 必须选用高纯度, 高电阻率, 而且均匀性非常好的硅或锗单晶材料制备。一般光电二极管的反向偏压在几十伏以下, 而雪崩二极管的反向偏压一般在几百伏量级。由于具有高速度和内部增益, 雪崩光电二极管被广泛应用于光通信领域。

图 7.16(a)是 Si reach-through APD 示意图, 由一层高掺杂  $n^+$  区和三层不同掺杂的  $p$  区组成,  $p$  区很薄;  $\pi$  区是掺杂很低, 接近本征状态;  $p^+$  区是高掺杂。反向偏压来增加耗尽区电场。净的空间电荷分布如图 7.16(b)所示, 零偏压时  $p$  区的耗尽层并没有延伸至  $\pi$  区。当外加足够的反向偏压时, 耗尽层被扩展, 达到并穿透(reach-through) $\pi$  区。从  $n^+$  区薄的耗尽层到  $p^+$  区薄的耗尽层都有电场。

电场由反向偏压下净的空间电荷密度  $\rho_{net}$  的积分给出, 如图 7.16(c)所示。电场在  $n^+p$  结处最大, 在  $p$  区逐渐减小, 在  $\pi$  区缓慢减小, 在薄的  $p^+$  区耗尽层减小至零。

光子的吸收和电子空穴对的产生主要在  $\pi$  区, 接近均匀的电场使电子空穴对分开并以接近饱和漂移速度向  $n^+$  区和  $p^+$  区分别移动。进入  $p$  区的电子被高电压加速并与晶格上的原子

发生冲击碰撞而使原子电离，产生新的电子—空穴对，新产生的电子—空穴对又可被电场加速，进一步产生电子—空穴对。上述过程使 pn 结内的电流急剧增大，称为雪崩效应。如图 7.17 所示。

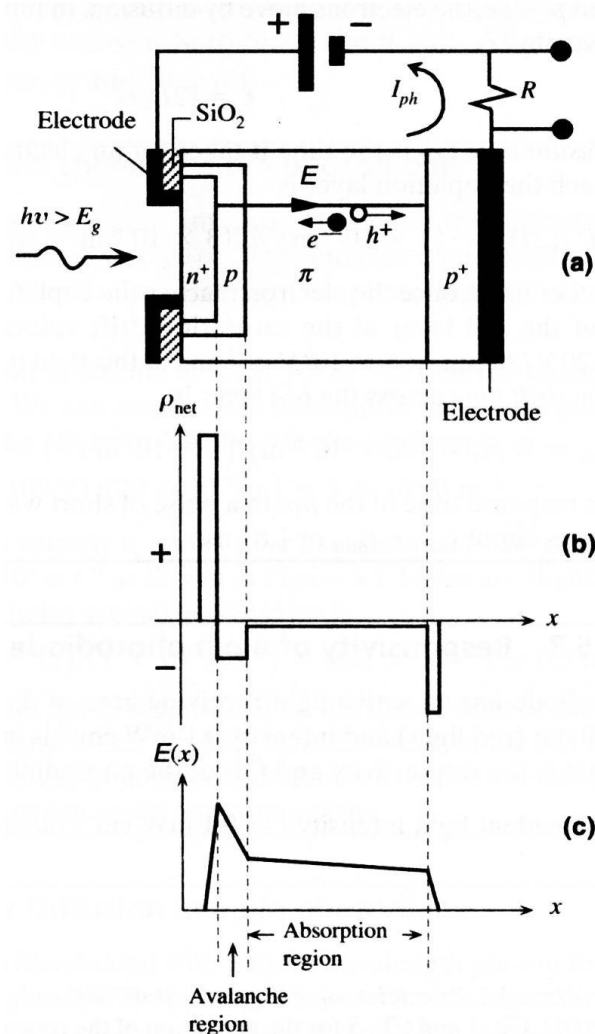


图 7.16 (a)雪崩二极管的结构和回路，(b)净空间电荷密度，(c)内建电场及吸收区和放大区示意图

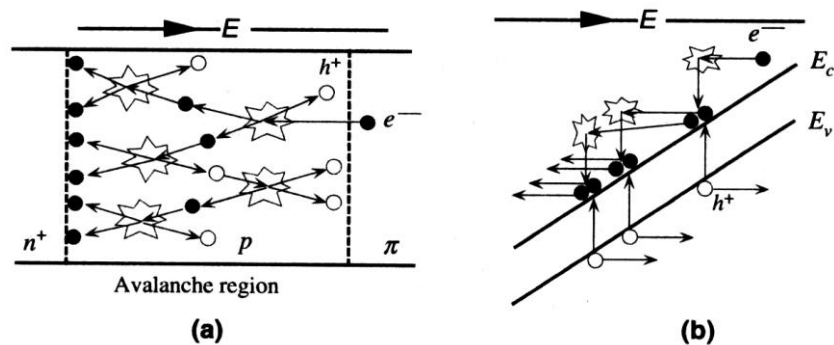


图 7.17 (a)雪崩放大图示，(b)导带中的电子与晶格碰撞将价电子激发至导带。

由于存在雪崩过程，雪崩光电二极管的响应时间要比 pin 光电二极管长一些，但雪崩光电二极管有一定的增益，对电子放大电路的放大倍数要求较低。考虑到电子放大电路后，利用雪崩光电二极管有可能获得更快的响应速度。

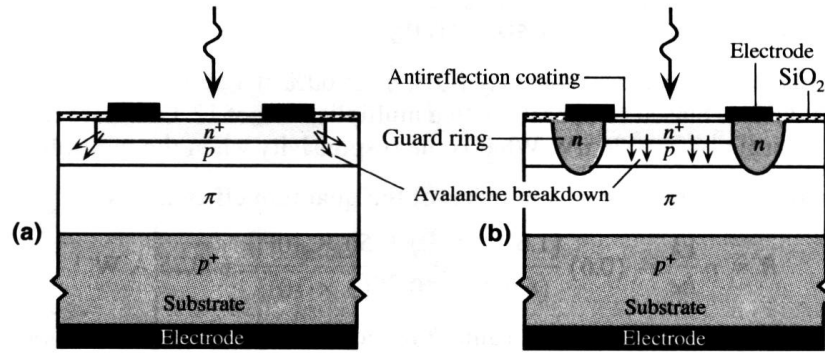


图 7.18 (a)没有保护环的硅雪崩光电二极管, (b)更实际的硅雪崩光电二极管。

由于上述结构在  $n^+p$  结周围边沿处更容易产生雪崩效应, 通常实际的雪崩光电二极管要加入保护环以减小暗电流, 如图 7.18 所示。表 7.2 给出了几种光电二极管的性能比较。

表 7.2 几种光电二极管性能比较

Photodiode	$\lambda_{\text{range}}$ (nm)	$\lambda_{\text{peak}}$ (nm)	Gain	$t_r$ (ns)	$I_{\text{dark}}$
Si pn junction	200-1100	600-900	<1	0.5	0.01-0.1 nA
Si pin	300-1100	800-900	<1	0.03-0.05	0.01-0.1 nA
Si APD	400-1100	830-900	10-100	0.1	1-10 nA
Ge pn junction	700-1800	1500-1600	<1	0.05	0.1-1 $\mu$ A
Ge APD	700-1700	1500-1600	10-20	0.1	1-10 $\mu$ A
InGaAs-InP pin	800-1700	1500-1600	<1	0.03-0.1	0.1-10 nA
InGaAs-InP APD	800-1700	1500-1600	10-20	0.07-0.1	10-100nA

### 7.3 光电弱信号探测

在许多情况下, 经光电探测器输出的电信号非常微弱, 甚至有时完全淹没在噪声中, 为了提取到有用的信号, 就要用到一些特殊的弱信号检测技术。

#### 7.3.1 锁相放大器

锁相放大器(Lock-in amplifier, 简称 LIA)实际上是一个模拟相关器, 利用信号与噪声的互不相关性来抑制噪声。相关器由乘法器和低通滤波器组成, 乘法器也称作相敏检波器, 如图 7.19 所示。

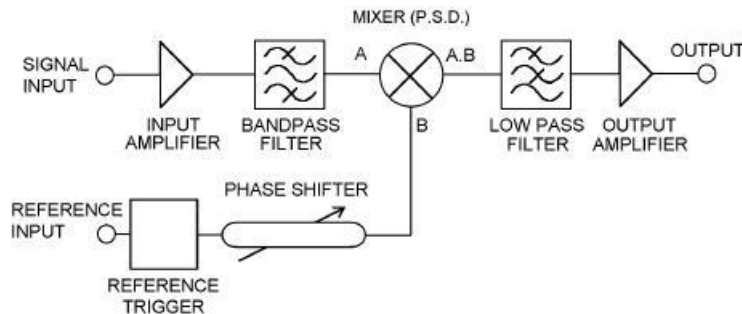


图 7.19 锁相放大器原理图

设输入信号为

$$S_i(t) = A_i \cos[(\omega_0 + \Delta\omega)t + \varphi]$$

另有一参考信号  $S_r(t)$  从参考输入端输入

$$S_r(t) = A_r \cos \omega_0 t$$

这两个信号经过相乘器的输出信号  $S_0(t)$  为

$$S_0(t) = S_i(t)S_r(t) \\ = \frac{1}{2} A_i A_r \{ \cos(\Delta\omega t + \varphi) + \cos[(2\omega_0 + \Delta\omega)t + \varphi] \}$$

利用低通滤波器可以得到差频信号

$$S_0' = \frac{1}{2} A_i A_r \cos(\Delta\omega t + \varphi)$$

我们可以调制有用的信号使其频率和参考信号的频率相同，输出的信号波形如图 7.20 所示。如果信号是一个没有噪声干扰的正弦波，当它与参考信号同相时，乘法器的输出  $S_m$  是一全波整流形状的波形，通过积分，输出一正比于输入信号幅值的平滑直流信号。如果输入信号与参考信号相位差为  $\varphi = \pm\pi/2$  时，乘法器的输出波形  $S_m$  正负相等，积分器的输出电压为零。

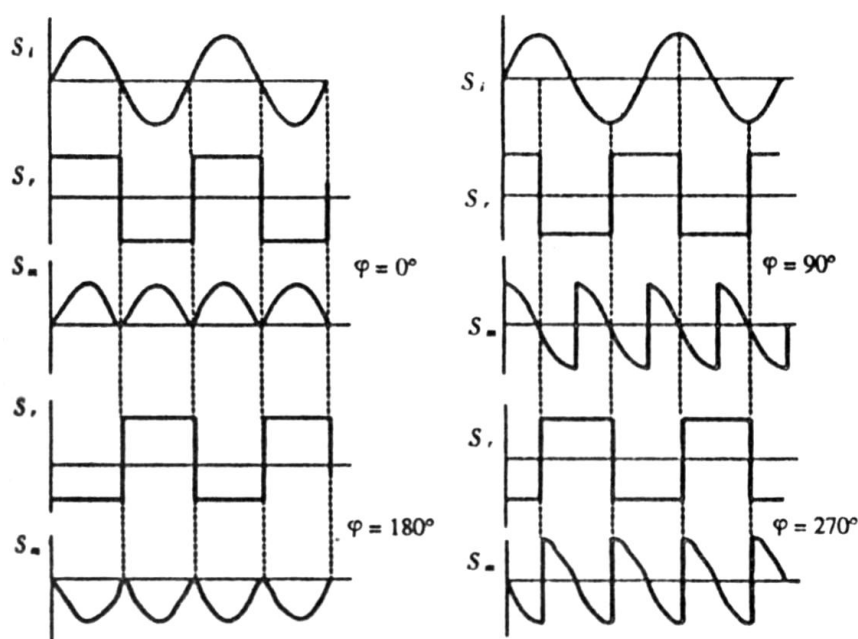


图 7.20 乘法器的输出信号波形

其它的噪声和干扰信号由于频率不同，造成  $\Delta\omega \neq 0$  的交流分量，被后接的低通滤波器滤除，或者由于相位不同而被相敏检波截至。当然，那些与参考信号同频同相的噪声分量也能得到输出，但这部分终归只占白噪声的极小部分。因此，锁相放大器能以极高的信噪比从噪声中提取出有用信号。

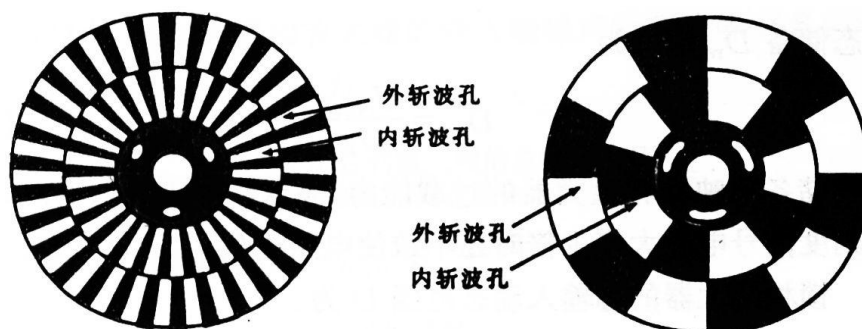


图 7.21 斩波器所使用的调制盘

低通滤波器后面通常有一积分电路，对信号进行积分来获得大的输出信号，也可用来抑制电路本身产生的噪声。锁相放大器的一个重要的设置参数是积分时间常数  $RC$ ， $RC$  越大，信噪比也越大；但  $RC$  越大，对信号的反应速度就越慢，幅度变化较快的信号的测量就会受到影响。在测量中，应根据被测信号的实际情况来选择合适的积分时间常数。

为了同时测量输入信号的幅值与相位，锁相放大器通常有两个相关器，它们各自输出与输入信号相位差为  $0$  和  $\pi/2$  的两个正交信号的相关结果。

在光学信号的测量中，通常利用参考信号对光信号进行斩波或调制，使得被测信号和参考信号同频同相。图 7.21 中所示是机械斩波器所使用的两种调制盘示意图。

### 7.3.2 取样平均器

取样平均器即 Boxcar 平均器，它利用取样和平均化技术测定深埋在噪声中的周期性信号的测量装置。对于周期性的有用信号，若在每个周期的同一相位处多次采集波形上某点的数值，其加算平均的结果与该点处的瞬时值成比例，而随机噪声的长时间平均值将收敛为零，这是取样平均器能改善信噪比的原因。

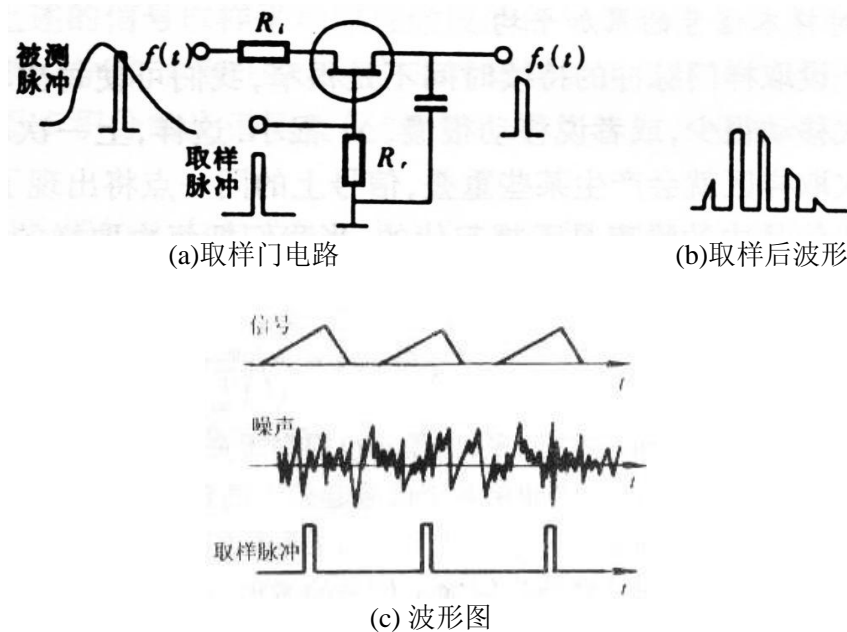


图 7.22 取样积分原理

图 7.22 给出了一个取样的过程，一个被测信号  $f(t)$  加在一个被称为取样门的场效应管开关电路上，在场效应管栅极加上一个窄的矩形门脉冲。只有在有取样脉冲时开关电路打开，调整取样脉冲和被测脉冲之间的延时可以得到不同时刻的被测脉冲的一系列的波形，这些波形按时间合成即可得到被测脉冲整个的形状，如图 7.22(b)所示。

一次取样并不能提高信噪比，为了得到高的信噪比，我们必须进行多次取样平均【图 7.22(b)】。若信号为  $S_i$ ，噪声值为  $n_i$ 。如果对其进行  $N_s$  次取样，并加以累计平均（假设是线性的），则信号值将增加到  $S_0 = N_s S_i$ ，而噪声是随机的，其平均后输出值为

$$n_0 = \sqrt{N_s} n_i, \text{ 输出信噪比为 } SNR_0 = \frac{S_0}{n_0} = \sqrt{N_s} \frac{S_i}{n_i} = \sqrt{N_s} SNR_i. \text{ 信噪比的提高以牺牲时间}$$

为代价，如取样 10000 次，信噪比将提高到 100 倍。在测量重复的短脉冲光信号时，我们缓慢地改变被测脉冲和取样脉冲之间的延时，同一个脉冲只取样一次，在同一个地方被测脉冲被多次取样平均。根据不同延时下的取样平均的结果，我们可以合成一个高信噪比的脉冲信号，如图 7.23 所示。图中只画了六个取样点，实际工作中取样点应多很多。

参数的选择：

- (1) 门宽  $T_g$ 。门宽决定 Boxcar 的时间分辨率，门宽大对改善信噪比有好处，但降低时间分辨率，即对复现原信号的精细部分有影响。门宽  $T_g$  的大小由下式来估算

$$T_g \leq 0.42 / f_n$$

式中  $f_n$  为信号中的最高谐波频率。

- (2) 时基宽度  $T_b$ 。时基宽度是扫描范围，由被测信号的宽度决定。 $T_b$  应稍大于被测信号宽度 ( $\leq$  信号周期  $T$ )。

- (3) 积分时间  $T_c$ 。 $T_c$  由下式决定

$$T_c \geq \frac{1}{2} T_g m$$

式中  $m$  为有效取样次数。有些仪器需要选择的是有效取样次数  $m$ ， $m = 2T_c/T_g$ 。

- (4) 慢扫描时间  $T_s$ 。 $T_s$  是完成一个波形恢复的实际测量时间，由下式决定

$$T_s \geq \frac{5T_b \cdot T_c}{T_g^2 \cdot f}$$

式中  $f$  是被测信号的重复频率。

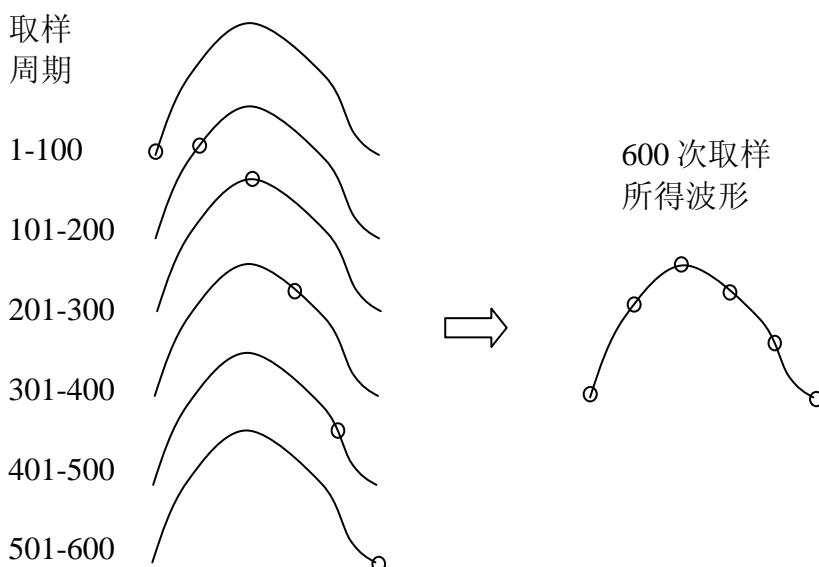


图 7.23 取样平均原理示意图

### 7.3.3 单光子计数器

光子计数器 (Photon counter) 是一种利用光子的粒子性，通过对单光子产生的电脉冲计数的方法测量极微弱光信号的技术。

当可见光的功率低于  $10^{-10}\text{W}$ ，即光子的流量在  $10^9/\text{s}$  以下时，光探测器 (通常是光电倍增管或雪崩光电二极管) 所产生的光电流不再是连续的，输出为离散的电脉冲信号，此时可利用电子计数的方法检测入射光子数，实现极弱光强或通量的测量。

以光电倍增管为例，若一个光子产生一个光电子，光电倍增管的增益为  $10^6$ ，则到达阳极上的电子数为  $10^6$ ，渡越时间为  $t_0 = 10\text{ns}$ 。产生的阳极电流脉冲峰值  $I_p$  可用矩形脉冲的峰值近似表示，有

$$I_p = \frac{q}{t_0} = \frac{10^6 \times 1.6 \times 10^{-19}}{10 \times 10^{-9}} = 16(\mu\text{A})$$

设阳极负载  $R_L = 50\Omega$ ，分布电容  $C = 20\text{pF}$ ，则时间常数  $\tau = 1\text{ns} \ll t_0$ ，因而，输出脉冲电压波形不会畸变，其峰值为

$$U_p = I_p \cdot R_L = 16 \times 10^{-6} \times 50 = 0.8\text{mV}$$

这是单光子引起的脉冲的期望值。

除单光子激励产生的信号脉冲外，光电倍增管的输出还主要包括热发射产生的脉冲、倍增极电子热发射产生的脉冲和多光子发射产生的脉冲。这些脉冲的相对幅值如图 7.24 所示。鉴别器只对脉冲峰值处于  $V_{s1}$  和  $V_{s2}$  的脉冲输出一个矩形脉冲，这样计数鉴别器输出的矩形脉冲的个数就可以得到单光子的个数（还要考虑到光电倍增管的量子效率）。脉冲幅值的鉴别作用抑制了大部分的噪声脉冲。光子计数器的配置如图 7.25 所示。

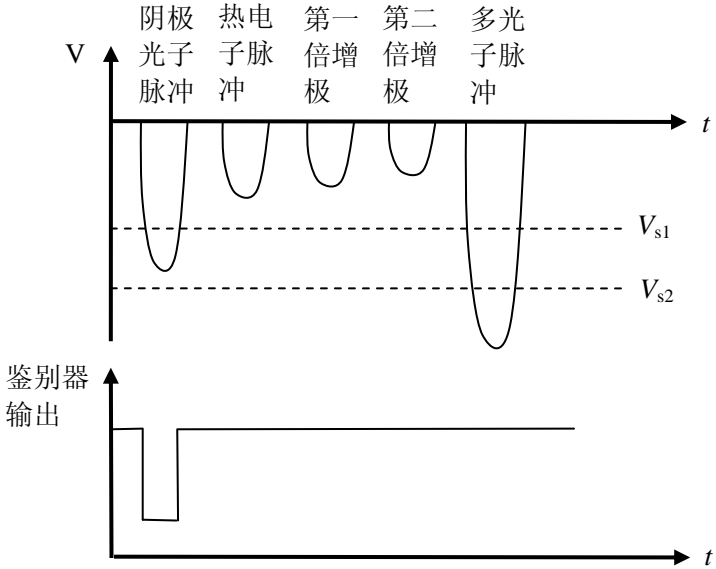


图 7.24 光电倍增管的输出脉冲和鉴别器工作波形

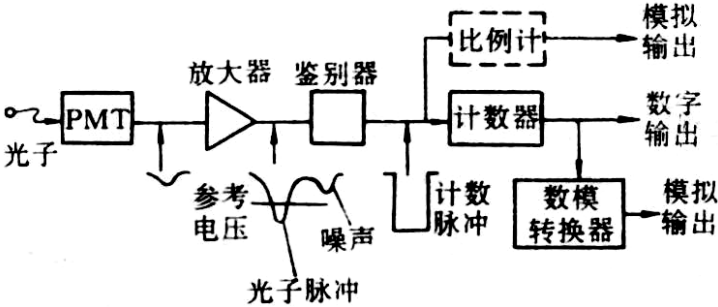


图 7.25 基本的光子计数系统

为了补偿光源的起伏造成的影响，可以增加一个参考通道，如图 7.26 所示。在光子计数系统中，如果光电倍增管受杂散光或温度的影响，引起背景计数率比较大的情况下，应该把背景计数率由每次测量中扣除，为此可采用如图 7.27 所示的系统。利用斩波器产生交替的“信号+背景”和“背景”的光子计数，同时为光子计数器 A、B 提供选通信号。当斩波器挡住光源时，由 B 通道收集噪声脉冲；有光时由 A 通道收集“信号+背景”脉冲，信号脉冲  $S = A - B$ 。

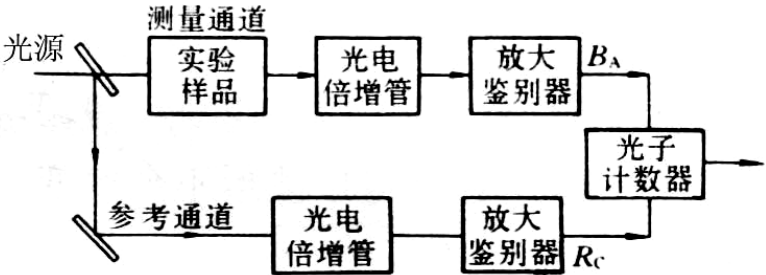


图 7.26 光源补偿的光子计数系统



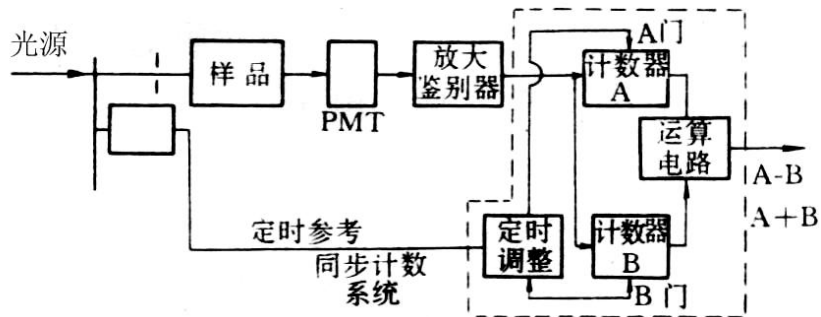


图 7.27 有背景补偿能力的光子计数系统

光子计数器只能用来测量极弱光强，通常光子流量限制在  $10^9$  光子/s 以下，相当于 0.3 nW 的功率，不能用来测量包括许多光子的短脉冲强度。为了提高信噪比可以增加测量时间。

参考文献：

1. 《光电子技术基础》，朱京平 编著。
2. 《光电子技术》，安毓英 刘继芳 李庆辉 编
3. Optoelectronics and Photonics: Principles and Practices, S. O. Kasap 著
4. 《激光光谱技术原理及应用》，陆同兴，路铁群 编