

# 下 册 目 录

## 第一篇 无线电技术 (續)

|                           |    |
|---------------------------|----|
| 第十四章 电子示波器和电子伏特計 .....    | 1  |
| §14—1 电子示波器 .....         | 1  |
| §14—2 电子伏特計 .....         | 6  |
| 第十五章 晶体电子管基本原理 .....      | 8  |
| §15—1 引言 .....            | 8  |
| §15—2 半导体的基本原理 .....      | 8  |
| §15—3 晶体二极管 .....         | 12 |
| §15—4 晶体三极管 .....         | 18 |
| §15—5 半导体三极管与电子管的比較 ..... | 24 |
| 第十六章 晶体电子管放大器 .....       | 25 |
| §16—1 引言 .....            | 25 |
| §16—2 晶体管放大器的特性指标 .....   | 25 |
| §16—3 晶体管的静态特性曲线 .....    | 26 |
| §16—4 晶体管的参数和等效电路 .....   | 29 |
| §16—5 晶体管电压放大器 .....      | 34 |
| §16—6 晶体管功率放大器 .....      | 44 |
| §16—7 晶体管視頻放大器 .....      | 48 |

## 第二篇 雷 达

|                             |    |
|-----------------------------|----|
| 第一章 雷达基本概念 .....            | 50 |
| §1—1 雷达定义及发展史 .....         | 50 |
| §1—2 目标的发现及其坐标 .....        | 52 |
| §1—3 目标距离的测定 .....          | 53 |
| §1—4 目标方向的测定 .....          | 56 |
| §1—5 雷达距离和方向的工作范围及鉴别力 ..... | 57 |
| §1—6 雷达作用距离 .....           | 59 |
| §1—7 雷达波束的扫描方式 .....        | 60 |
| §1—8 雷达站原理方框图及其性能 .....     | 62 |
| §1—9 雷达的干扰与反干扰 .....        | 63 |
| 脉冲技术 .....                  | 67 |
| 概述 .....                    | 67 |
| 限幅器 .....                   | 67 |
| 微分电路和积分电路 .....             | 70 |
| 仿真线 .....                   | 74 |

|                             |     |
|-----------------------------|-----|
| §2-5 振鈴电路                   | 75  |
| §2-6 多諧振蕩器                  | 76  |
| §2-7 阻塞振蕩器                  | 79  |
| <b>第三章 超短波及微波元件</b>         | 81  |
| §3-1 同軸綫                    | 81  |
| §3-2 波导                     | 82  |
| §3-3 空腔調振器                  | 87  |
| §3-4 超高频电子管                 | 88  |
| §3-5 特种超高频电子管               | 93  |
| <b>第四章 雷达天綫</b>             | 105 |
| §4-1 雷达天綫的作用及方向系数           | 105 |
| §4-2 几种米波、分米波雷达天綫           | 105 |
| §4-3 几种常用的厘米波(微波)天綫         | 108 |
| <b>第五章 雷达发射机</b>            | 110 |
| §5-1 超高频脉冲振蕩器               | 110 |
| §5-2 脉冲調制原理                 | 111 |
| §5-3 脉冲調制綫路                 | 113 |
| §5-4 天綫收发轉換开关               | 114 |
| <b>第六章 雷达接收机</b>            | 11  |
| §6-1 杂音与通頻带                 | 1   |
| §6-2 雷达接收机                  | 1   |
| §6-3 厘米波雷达接收机中的两个特点         | 11  |
| <b>第七章 雷达指示器</b>            | 121 |
| §7-1 概述                     | 121 |
| §7-2 基本距离指示器方框图             | 122 |
| §7-3 指示器的型式                 | 124 |
| <b>第八章 雷达自动装置</b>           | 129 |
| §8-1 随动系統及遙远指示系統            | 129 |
| §8-2 目标方向及距离自动跟踪            | 130 |
| <b>第九章 雷达站軍事用途分类</b>        | 134 |
| <b>第十章 雷达站举例</b>            | 138 |
| §10-1 陆用炮瞄雷达站               | 138 |
| §10-2 空用調频雷达站               | 143 |
| <b>第十一章 雷达在导弹制导中的应用</b>     | 146 |
| §11-1 引言                    |     |
| §11-2 导弹制导的类型               |     |
| §11-3 自动引导系統的目标坐标器和作用距离     |     |
| §11-4 自动引导系統的几种典型組成         |     |
| §11-5 指揮制导系統的基本构成           |     |
| §11-6 指揮系統中跟踪雷达及信标的組成及其主要参数 |     |
| §11-7 駕束制制导系統的基本組成          |     |

## 第十四章 电子示波器和电子伏特计

### §14-1 电子示波器

电子示波器是用来观察电的波形变化过程的一种仪器设备。它有下列的特点：

①电子示波器是利用电子运动的轨迹来显示图形的，因为电子的惯性小，因此，被测信号虽然变化极快，也能正确显示它的波形。电子示波器一般可测量几百千赫的信号，特殊的可测量几个兆赫以上的信号。

②一般的电子示波器只能观察周期性变化的信号，加上一些附加的装置，也可显示一次变化的信号。这种示波器主要在研究脉冲信号时应用，因此称为脉冲示波器。

③一般示波器只观察信号的交变成份，直流分量被隔去；有些示波器也能反应交直流全部信号的。

电子示波器的主要任务是把电量的变化显示出来，主要倚靠电子射线管来完成。电子示波器应用静电聚焦和静电偏转的电子射线管，这种管子的结构已在33.32中讲过了。

下面先讨论一下电子射线管偏转板的作用和锯齿波发生器，然后讨论同步作用和方框图最后讨论一下它的应用。

#### (一) 电子射线管的偏转板的作用和锯齿波产生器

自电子射线管“电子枪”射出的电子束，假使不再受到其他电场作用，则在荧光幕上就只显示出静止的光亮的一点。如果使电子束依一定的规律而偏转，则光点也将依这一定的规律而变更其在荧光幕上的位置。如这种规律是周期性的，则由于荧光幕的余辉以及人的眼睛有暂时保光性，在荧光幕上将显示出一个连续曲线。

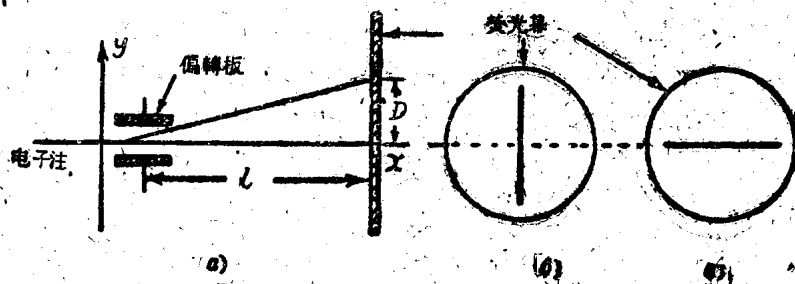


图14-1

一般偏转板的电压是自 $+U_x$ 至 $-U_x$ 作周期性的变化，如图14-1，a所示。这变化与电子的速度相比必须不太快，因此若以某一电子来说，在它通过偏转板的一段时间内，偏转板的电压可以认为不变的，但以连续电子束来说，则因 $U_x$ 是周期性变化的，故电子束中各电子陆续到达荧光幕的位置自 $+D$ 逐步移至 $-D$ 且在其间往复变动（以上假设只在垂直偏转板上加周期性电压，而水平偏转板上不加电压， $D$ 为荧光幕上偏转距离）。此时电子束在荧光幕上所描绘出的图形是一条垂直线，它如图14-1，b所示。如果在水平偏转板上加周期性电压

$e_x$ ，而垂直偏轉板上不加电压，那么荧光幕上显出一平直綫如图14—1， $\phi$ 所示。

锯齿波发生器是示波器的另一个重要部分。锯齿波发生器的主要部分是由闸流管、电阻  $R$  和电容器  $C$  所组成的。图14—2 是它的原理电路，闸流管的阳极电压等于电容器  $C$  上的电压  $U_c$ 。图14—3 表示锯齿形波的发生过程。电源  $E_a$  经过电阻  $R$  使电容  $C$  充电， $U_c$  就沿充电綫上升（ $OA$  段）。当  $U_c$  达到闸流管的电离电压  $U_2$  如图中  $A$  点时，闸流管突然发生电离作用阳极电流产生。此时闸流管内阻变得很小，电容  $C$  上的电荷很快经过闸流管而放电，电压  $U_c$  急剧下降，但阳极电流继续存在，一直到  $U_c$  降至熄灭电压  $U_1$  如图中  $B$  点时，阳极电流才止，栅极恢复了控制作用，电容器  $C$  停止放电。此后  $U_c$  又沿  $BD$  充电上升到  $D$  点后又恢复电，如此周而复始就形成锯齿波。

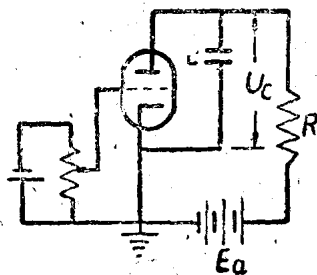


图14—2

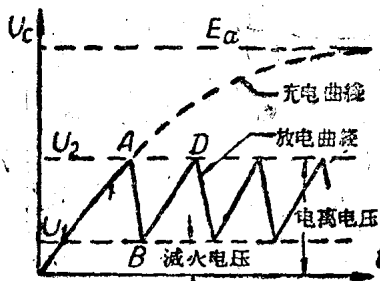


图14—3

充电曲线由  $O$  到  $A$  所需时间，决定于时间常数  $RC$ 。 $RC$  的大小决定了充电的速度； $RC$  大则充电慢， $RC$  小则充电快。因此变更  $RC$  值就可以变更锯齿波的频率。为了调节锯齿波的频率，在实用上示波器中锯齿波产生器的频率调节分为“粗调”与“细调”两步。粗调是利用选择开关来变更电容器  $C$  的电容量来进行的，而细调则是借改变电阻  $R$  来进行的。电阻有一部分是可变电阻，用来连续调节电阻大小，以获得连续的频率调节。

## （二）信号波形的观察和同步作用

现在我们来讨论如何利用锯齿形波的扫描来观察周期性电压或电流的波形。

如果把  $e_x$  及  $e_y$  同时分别加入水平偏轉板和垂直偏轉板，那么在荧光幕上所显示的曲线即表示  $e_x$  及  $e_y$  二者的函数关系。如果  $e_x$  已知那么  $e_y$  的变化情形即可由此曲线推知。若使  $e_x$  为与时间成正比变化的锯齿形波，那么  $e_y$  与时间的关系曲线就是荧光幕上一所显示的曲线。参图14—4来解释。

当  $e_y$  向正值增加或自负值向零上升时，电子由下向上移动，当  $e_y$  自正值向零或由正值增加时，则电子由上向下移动。同样，当  $e_x$  变动时，电子移动的情况相类似。因为  $e_x$  为交变电压，故电子也随之或上或下或左或右地移动。

设  $e_y = E_y \sin \omega t$ ， $e_x$  为锯齿波形，任何瞬时的电子在荧光幕上的位置由  $e_x$  及  $e_y$  使电子偏轉的合力决定。在图14—4中可看出，当  $e_x$  及  $e_y$  均达到  $B$  点时， $e_x$  使电子向右方移动，使电子向上移动，荧光幕上电子的真正位置即在  $B'$  点，其他  $C'$ 、 $D'$ …… $H'$ 、 $I'$  諸点可以类推。当  $e_x$  变至  $I$  点后，下一点突然变至  $J$  点，此时  $e_y$  也已变至  $J$  点了，于是在荧光幕上电子所扫描的轨迹为  $I'J'$ 。因  $J'$  与  $A'$  点恰好重合，于是又开始一个周期，如此连续不已。由于荧光幕的余辉及人眼的暂留视觉，由人眼看起来荧光幕上好像显出一静止的正弦曲线。图中  $I'J'$

一段扫描曲线我们不希望看见它，由于 $I'$ 至 $J'$ 时间很短，因此光强较 $A'$ 、 $B'$ 、…… $I'$ 诸点为弱，可能在荧光幕上显示不出来。

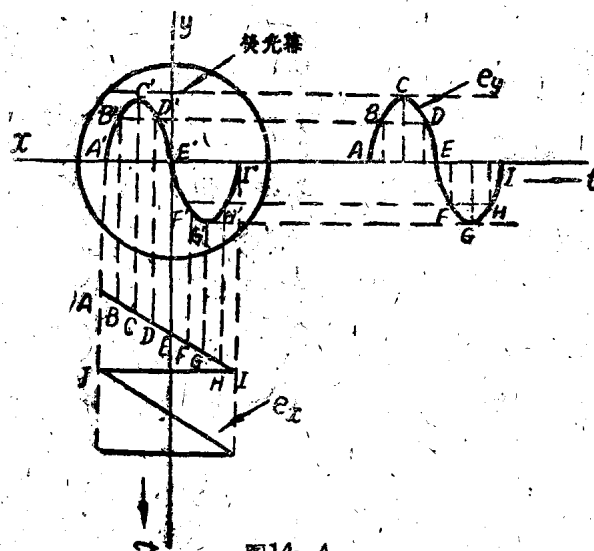


图14-4

由图14-4的图解法可知，经过适当的调节使所观测的波形稳定在荧光幕上，那么锯齿波的频率与所欲观测的波的频率间必须成简单的整数比，即

$$\frac{\text{锯齿波频率}}{\text{被测波的频率}} = \frac{1}{n}$$

式中： $n=1、2、3、\dots$ 。例如锯齿波频率为100周/秒，所欲观测波的频率为300周/秒，则 $n=3$ ，即荧光幕显出三个完全波形。

如果二者频率之比不能保持 $\frac{1}{n}$ 的关系，则荧光幕上的图形将移动不已，无法观察。因此为了得到稳定的波形，就必须使锯齿波与被观察信号的频率“同步”。这就需要调节锯齿波发生器中 $R$ 及 $C$ 的值，使所产生的锯齿波的频率符合上述的条件。

但是仅仅调节 $R$ 、 $C$ 的值，使锯齿波与被观察信号的频率同步，往往不能达到完全同步的条件，因为二频率之间没有内在的联系，其中任一频率如由某种原因略有变动，那么所得波形亦就随着移动。为了达到完全的同步，就必须采用“强迫同步”法。

为了说明“强迫同步”的作用，我们先来讨论一下使闸流管电离所需的阳极电压与栅极电压间的关系。在第三章中已经向大家介绍过，使闸流管电离所需的阳极电压值是随着栅极电压值的增加而降低，反之则增加。因此若在闸流管上加上交变电压，则使闸流管电离所需的板极电压值也是交变的。

由此，如果在闸流管的栅极上加上一个数值较小的被观察的信号电压，那么使闸流管电离所需的阳极电压值也将随观察信号电压的改变而改变。由图14-5可以清楚地看到，在这样的情况下，锯齿波频率将被迫和信号频率同步。

必须指出用来强迫同步的信号电压是不能太大的，太大会使锯齿波产生畸变，以致荧光幕上显示的图形产生畸变。因此在实用上，先不加入同步信号，首先变动 $R$ 及 $C$ 值，使锯齿波波形接近正确时，荧光幕上图形呈现缓慢的移动。然后加入最小的同步电压，使锯齿波同步，以得到稳定的图形。

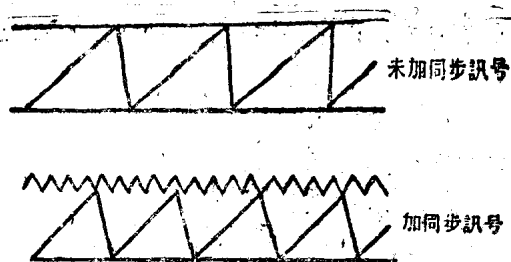


图14—5 同步信号的作用

同步的信号电压除了由被观察信号电源来供给外，也有用 50 赫电源及另外的电源来供给。但最常用的同步信号是由被观察信号电源供给的，这也叫做“内同步”。

### (三) 示波器的构造方框图及使用方法

图14—6 为通用示波器的方框图，表示出锯齿波发生器、放大器、电源与阴极射线管间的互相关系。

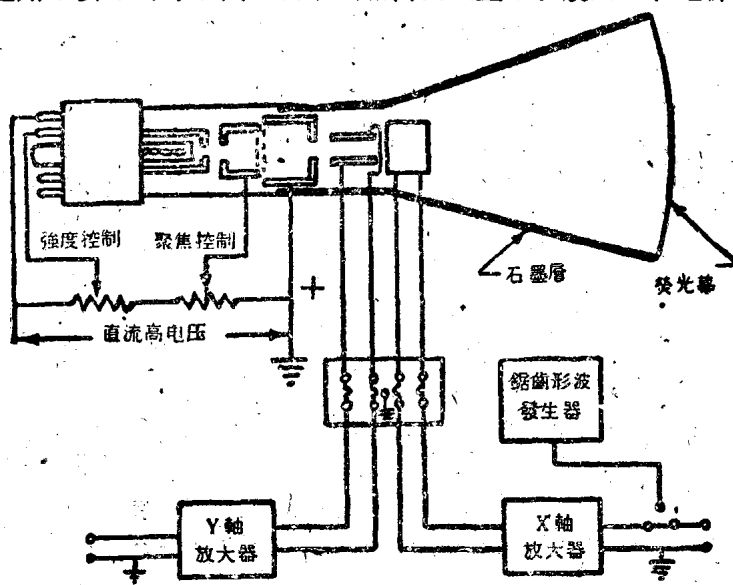


图14—6 示波器的组成图

放大器在这里的作用是用来放大被观察的信号电压，使它增至偏转板所需电压大小，然后再送至偏转板上。垂直偏转板的放大器称为Y轴放大器，水平偏转板的放大器称为X轴放大器。

由于信号最高频率总要受到放大器特性的限制，所以信号频率不能太高。为了延展示波频率范围起见，有时示波器后面还附有接线柱，这样输入信号可不经过放大器直接接至垂直偏转板，但是使用时必须先将偏转板与放大器在接线板上的连接拆除才行。频率可提高到几兆周至几十兆周。

### (四) 示波器的应用

除了用来观察信号波形外，还可用来作比较相位、比较频率等用。

相位

偏转板输入电压为  $e_x = E_x \sin \omega t$ ，垂直偏转板输入电压为  $e_y = E_y \sin(\omega t - \varphi)$ ，

根据电子束在荧光幕上的偏转与偏转板间的电位差成正比的原理，可以假设沿Y轴的最大偏转为 $\pm E_y$ ，沿X轴的最大偏转为 $\pm E_x$ ，图14—7，可知在荧光幕上得到的图形是一个椭圆。

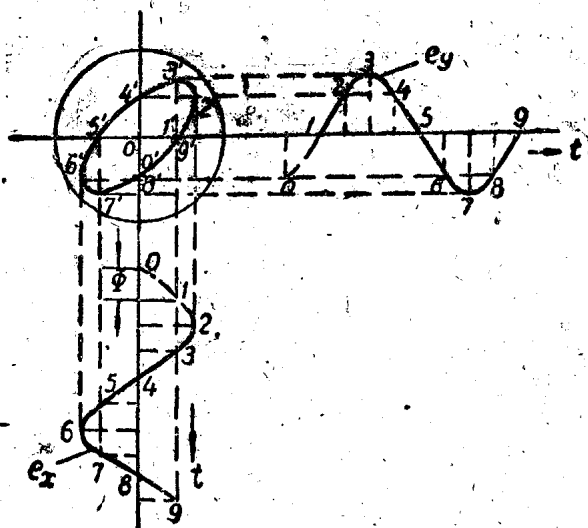


图14—7

当 $t=0$ 时，

$$e_y = -E_y \sin \varphi = 00' \text{ 长度；} \quad (1)$$

当 $\omega t - \varphi = 90^\circ$ 时，

$$e_y = E_y = 1'3' \text{ 长度。} \quad (2)$$

(1) ÷ (2) 得

$$\sin \varphi = \frac{00'}{1'3'} \quad (3)$$

量测 $00'$ 及 $1'3'$ 的长度则可由(3)式算出 $\varphi$ 值。

当 $\varphi$ 为各种不同数值时所形成的图形不同。在 $\varphi=0$ 时，椭圆变成一直线，它的斜率 $\frac{E_y}{E_x}$ 。

在 $\varphi=90^\circ$ ，且 $E_x=E_y$ 时，椭圆变成圆如图14—8，所示。

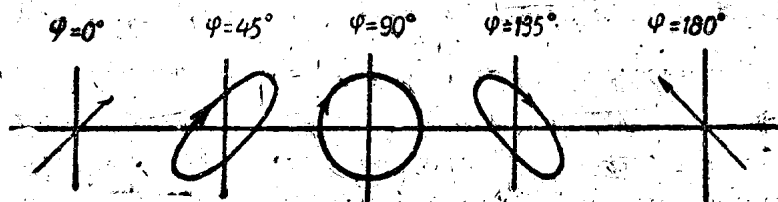


图14—8

## (2) 比较频率

在上节比较相位时， $e_x$ 与 $e_y$ 的频率是相等的；如果二者频率不相等时，则荧光幕上的图形将不再是椭圆。但如果二者的频率成简单的整数比，则荧光幕上的图形仍是简单而稳定的，这种图形称为李沙育图形。

如果 $e_x = E_x \sin(\omega_x t + \varphi)$ ， $e_y = E_y \sin \omega_y t$ ，当 $\frac{\omega_x}{\omega_y} = \frac{1}{2}$ 时，所得图形如图14—9所示。

在图14—12中是 $\varphi$ 及 $\frac{\omega_x}{\omega_y}$ 在各种不同数值时所得各种不同的图形。

应该指出：这些图形的外面都画出一矩形，这矩形的长度与 $2E_x$ 成正比，它的高度与 $2E_y$ 成正比。曲线与水平轴的交点数与 $\omega_y$ 成正比，而与垂直轴的交点数则与 $\omega_x$ 成正比，即：

$$\frac{\omega_x}{\omega_y} = \frac{f_x}{f_y} = \frac{\text{与垂直轴交点数}}{\text{与水平轴交点数}}$$

如果 $f_x$ 为已知，那么 $f_y$ 的值可立即求出，如图14—10所示的 $\frac{f_x}{f_y} = \frac{1}{2}$ 的或其他比例的图形。

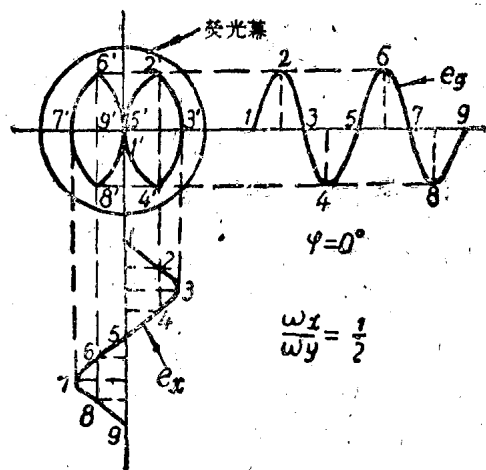


图14—9

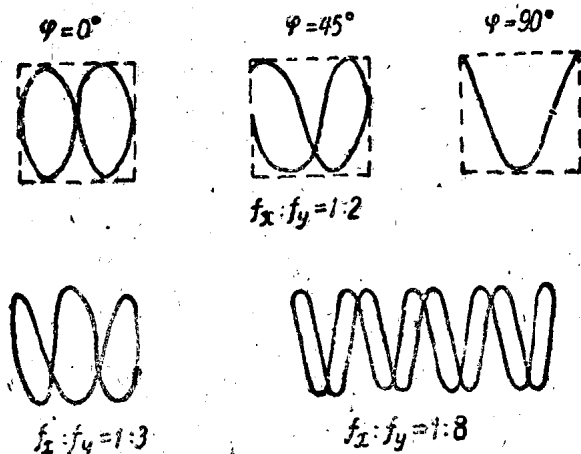


图14—10

## §14—2 电子伏特计

电子伏特计又称真空管伏特计，是利用电子管板流的变更与外加电压的关系作为测量基础，板流的变更是利用很灵敏的动圈式电流计来测量的。由于电子管的输入电阻很大，所以这种伏特计的灵敏度非常巨大，和静电计类似。在无线电工学上广泛地应用于高频率电压的测量，这是由于电子管的输入电容量可以作得很小，使待测高频率电压不感觉负荷增加。电子伏特计的刻度只需用50赫电压进行校准，即可应用于高频率范围内，所以校准工作是很便当的。

电子伏特计的线路种类很多，以下只就几种最简单的形式进行讨论。

(a) 板极检波电子伏特计（图14—11）。这是一个板极检波电路，工作点选在 $i_a-u_g$ 特性曲线下方A点上。当正弦电压接进栅极上时，板流的平均增量将正比于此电压的正幅值的平方。由于板流是脉冲式的，所以使用一大容量的旁路电容器C。回路的时间常数(RC)应大于待测电压的最大周期，以便电流计内电流在待测电压周期内，保持稳定不变。电流计指出脉冲板流的平均值，可预先用已知电压将它的刻度表成伏特数。

(b) 峰值伏特计（图14—12）。为了测定电压的最大值（峰值），可用峰值伏特计。它的栅偏电压可以随时调节，在沒有测量之前，将工作点选在 $i_a-u_g$ 特性曲线下方弯曲的启点A处，使板路内呈现微小电流（若干微安）。通入待测电压 $u$ 以后，板流加大，此时再减小栅偏电压直到板流回到原来数值为止。显然，栅偏电压增量 $\Delta U_g$ 即等于待测电压的高峰值。栅偏电压的增量 $\Delta U_g$ 须用准确的直流伏特计测量。



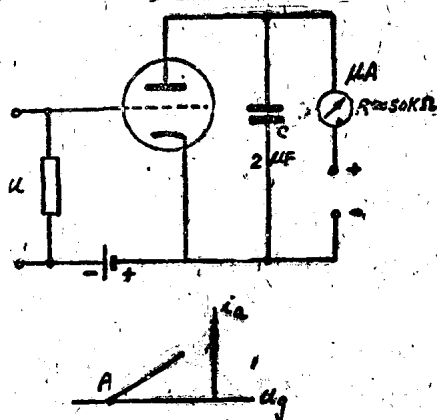


图14-11 板极检波的伏特计

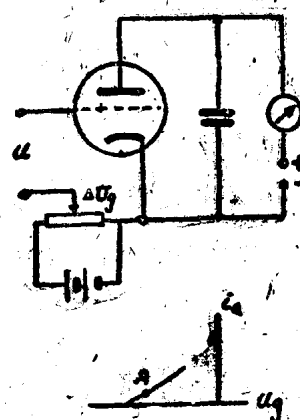


图14-12 峰值伏特计

(c) 一电池组的伏特计 (图14-13)。电子伏特计比较普通伏特计体积庞大，因为电子管须要附带的各项电源供给。努力缩小电子伏特计的体积应该是设计线路注意之点。图14-13表示一个仅用一电池组供电的伏特计。 $R_K$ 及 $R_I$ 分别产生栅偏电压及板极电压。 $C_K$ 及 $C_I$ 为维持此等电压恒定不变的旁路电容器。利用 $R$ 来调节电流计的零点 (转换开关在位置1处)。当转换开关拨到位置2处，待测电压 $u$ 使电流计发生偏转，其理与9.1图同。

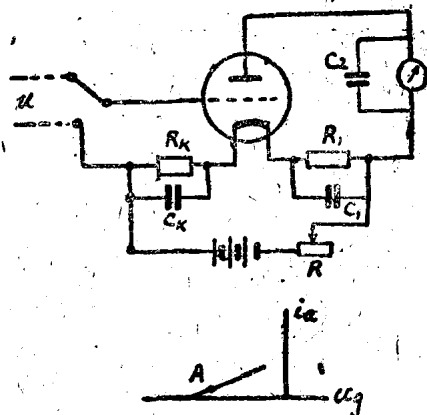


图14-13 仅用一电池组供电的伏特计

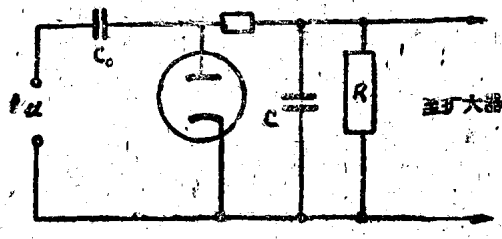


图14-14 二极管伏特计

(d) 二极管伏特计 (图14-14)。用二极管的检波作用来装置电子伏特计，效果更较完善。待测电压 $u$ 通过隔直流电容器 $C_0$ 后，在正半周内被二极管导电性能所短路，而在负半周内使电容器 $C$ 充电。因此，在巨大电阻 $R$ 上呈显直流电压降落，它和待测电压的振幅成正比 (在回路的时间常数 $RC$ 相当巨大的情况下)，通常用扩大装置将此直流电压予以放大，再以灵敏电流计指示之。

## 第十五章 晶体电子管基本原理

### §15-1 引言

晶体电子管是半导体物理学中的一个研究部门，它是近十年来迅速发展起来的新颖学科，其发展过程和无綫电技术有不可分割的关系。

在电子管发明以前，人們早已在利用半导体，如无綫电矿石收音机中所采用的检波器就是由天然的矿石——半导体——和金属弹簧相接触所组成的。这种矿石以黄铁矿，紅鋅矿或黃銅等制成。但这一类天然的半导体所制成的检波器是不稳定的，它經不起机械的震动，并且每次使用的时候都必需在矿石上寻找灵敏点。天然矿石存在着这些缺点，因此当电子管問世以后，天然矿石很快就被电子管所取代。

随着无綫电技术的发展，无綫电所使用的电磁波頻率范围也越来越宽，尤其在雷达技术兴起以后，迫切要求人們解决頻率很高的微波范围内的技术問題。但在普通电子管各极之間不可避免地存在着較大的极間电容，电子越过电极需要一定的渡越時間，在微波頻率，这些因素严重地影响了机器的正常工作。为了解决电子管所存在的这些缺点，科学家們創造了用硅半导体所组成的二极管。这些二极管基本上沒有电子管所存在的缺点，并且体积比較电子管小，用电大大节省，不需要灯絲电源的供給。而且它有更大的一个优越性，就是使用寿命很长。除了上述优点以外，锗、硅二极管与天然矿石检波器不同，它們具有很高的机械强度和稳定的工作特性。从此以后，半导体管在无綫电技术上的应用被人們重視起来，而且促使科学家們进一步对半导体的本质作更深入的研究。

人們在研究半导体过程中，又发现它具有放大电压的特性，利用这种特性終于制成了点触式锗放大管（锗三极管）。

这种利用半导体制成的二极管及三极管习惯上称它們为半导体二极管及三极管（或称晶体二极管及三极管）

到目前为止，半导体二极管和三极管已在无綫电技术中获得了广泛的应用，因而使无綫电技术向前推进一步。它們除了作为整流器，检波器，高频放大器，低频放大器，調制器，振荡器外；同样也被应用在各种特殊电路，如电子计算机，自动控制等各种仪器中。

应该指出，半导体二极管和三极管，现在正处在迅速发展的时期。目前产品中还存在着某些缺点，如噪音較大，功率輸出較小，但是这些缺点在不久将来都可以设法改进的。

### §15-2 半导体的基本原理

#### （一）导体、半导体及絕緣体

在十九世紀及二十世紀初叶的电工学中，称金属为导体，介质为絕緣体。而在最近几十年来物理学和电工学的相互充实和发展，使电工材料中又产生了半导体材料。

根据不同的电导率，我們可以把物质区分为导体、半导体与絕緣体三种。有的文献中用电导率的倒数电阻率来表示物质的导电性能。电阻率是指截面积为1平方厘米，长为1厘米

物质的电阻值。它的单位是欧·厘米<sup>3</sup>。导体、半导体与绝缘体的电阻率如表15—1所示。

表15—1 各种物质的电阻率

| 名 称 | 电 阻 率 (欧·厘米 <sup>3</sup> ) |
|-----|----------------------------|
| 导 体 | $10^{-6} \sim 10^{-3}$     |
| 半导体 | $10^{-3} \sim 10^3$        |
| 绝缘体 | $10^8 \sim 10^{20}$        |

金属与它的合金均属于导体。最常用的绝缘体有橡胶，胶木，石英，玻璃等。属于半导体的有许多化合物，如氧化物，硫化物，碳化物等；元素中硅、锗、碲等均具有半导体的特性。

半导体与金属之间除了电导率不同以外其电导率对温度变化的关系也有显著的差别。对金属导体来说，当温度下降的时候，它的电导率就上升；半导体就相反，当温度下降的时候它的电导率也随着下降。而且另一个不同之处是半导体电导率的变化受温度的影响极大，当温度接近绝对零度的时候，半导体的电导率亦渐渐降低趋近于零，成为绝缘体。

导体、半导体、与绝缘体三种物质可以从其能带的理论来说明。金属导体中的电子部分处于导带（或称空带），部分处于满带上，满带与导带有一部分互相重叠。半导体与绝缘体在绝对零度时，所有电子均处于满带上。半导体中导带与满带间存在的禁带甚狭，电子在常温时即可由满带越过禁带而进入导带。绝缘体中满带与导带间的禁带较宽，电子在常温时不易由满带越过禁带而进入导带。这在物理学中已详细讲述过。

为了能对半导体的整流，放大作用有明晰的概念，必须对半导体的导电机构有一定程度的了解。本节以下各部分就半导体的点阵结构及空穴导电性能开始来说明它的整流及放大作用。

## (二) 物质的电子导电和晶体的点阵结构

物质的电子导电是和原子内部原子核和电子的结构有关的。电子的轨道容纳一定数目的电子，凡未被填满层上的电子称为价电子。价电子距原子核最远，束缚力最弱，如果有外来能量，可使价电子完全脱离原子核的束缚而处于电离状态。这些不受原子核束缚而能自由运动的电子称为“自由电子”。

当许多原子结合成固体的时候，由于原子与原子间的相互作用及原子热运动的结果，也会有自由电子产生。

在绝缘体中自由电子的数目很少，可以忽略不计，所以在受到外加电压以后，原子内部并不产生反应。金属导体则不然，每立方厘米中含有 $10^{22} \sim 10^{23}$ 个自由电子，它们没有被固定的原子核所束缚，而能在金属中自由运动，当外加电势加在金属导体上以后，这些自由电子就沿着金属导体向着一定的方向（向正电极的方向）移动。电子的移动就造成了电流，这种导电方式就称为“电子导电”。

半导体自由电子数目介于导体与绝缘体二者之间，在 $30^{\circ}\text{C}$ 时，硅的自由电子数每立方厘米有 $6.8 \times 10^{10}$ 个，锗的自由电子数每立方厘米中有 $2.5 \times 10^{13}$ 个。所以半导体电子的导电性能较绝缘体强，但是比导体为弱。

談到溫度與電子導電性能的關係，金屬導體的自由電子數目與環境溫度無關，電子導電的導電率與溫度成反比的關係，溫度升高，金屬的導電率降低。半導體的情況就不同了，在絕對溫度零度時，所有價電子都被各固有的原子核所束縛，不能自由流動，所以在絕對溫度零度時，半導體的電導率等於零；當溫度逐漸升高時，部分電子由於原子熱運動的結果，就脫離了固定原子核的束縛，變成了自由電子，它的導電率就逐漸升高了。因此溫度越高，半導體電子導電的能力也就越強。

在導電方式方面，半導體除了上面所述的自由電子參與的“電子導電”以外；還有所謂空穴也能參與導電，這種導電方式稱為“空穴導電”。這種特殊的空穴導電在實用上有着非常重大的意義。下面將通過具體的例子來說明半導體空穴導電的性能。

為了解釋空穴導電的原理，首先要了解半導體的內部結構，矽和鍺是二種典型的具有半導體性質的元素，也是很重要的半導體材料。在目前所有的半導體二極管和三極管都是用鍺或矽來製造的，因此用鍺的晶體結構為例子來說明半導體的導電機構是較為適當的。

如同其它固体一样，鍺是由許多微小的晶體所組成的，在微小的晶體里，鍺原子按着嚴格的規律排列着。鍺原子具有四個價電子，每一鍺原子的四個價電子與另一個鍺原子的四個價電子組成一個電子對，這電子對存在於二鍺原子之間，並且依靠它們才把原子與原子互相结合在一起，這種結合的方式，稱為“共價鍵”的結合。由於鍺原子有四個價電子，所以在鍺晶體中每一個鍺原子與相鄰四個鍺原子以共價鍵的方式互相结合着。形成一個穩定的所謂“原子根”。

圖15—1表示鍺原子的結構圖，圖中圓球表示原子，球間代表共價鍵，圖中每個原子被距離相等的四個鄰近原子依靠共價鍵相結合着。原子所在位置稱為結點。這一種結合的結構形式，稱之謂鍺晶體的“點陣結構”。圖中黑球及黑圓柱體部分組成一個單元，稱為“原子根”。

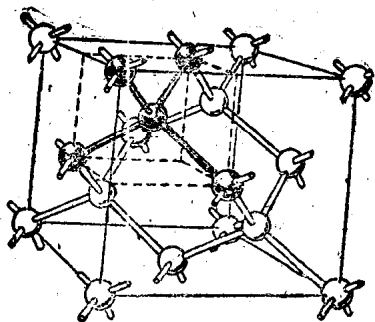


圖15—1 鍺晶體的點陣結構

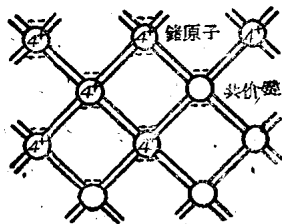


圖15—2 鍺晶體點陣結構平面圖

為了說明方便起見，可以把鍺晶體的點陣結構表示到平面上來，如圖15—2所示。其共價鍵是以二條直線來表示的，每一個電子的鍵都用一條直線來代表，因為相鄰二原子間共價鍵中有二個電子在一起，所以用二條直線來表示。在圖中每個原子和相鄰四個原子相結合，共是八條綫，即表示有八個電子起作用，其中四個是自己的，另外四個各屬於一個相鄰的原子。

在理想情況下，所有價電子都用來組成了共價鍵。換言之，在晶體點陣結構中每個結點上都有原子，即無空餘結點，也沒有剩餘電子，這種點陣結構的晶體稱為“理想晶體”。

### (三) 半导体的空穴导电

现在假定有一具有能量的粒子, 撞击在晶体结构上如图15-3所示。图中粒子撞击在晶体的共价键以后, 粒子的能量使共价键中的电子从共价键中释放出来, 运动到相距原来共价键很远的地方去。由于晶体中其他各处的共价键都是完整的, 因此这个被释放出来的电子就成为一个自由电子。这种自由电子由于受到粒子自能量, 所以它在晶体中作杂乱的运动, 其运动轨迹如图中虚线所示。

在自由电子产生的同时, 共价键中就剩下一个空余着的位置, 这个空的位置称为“空穴”。

在共价键中电子被释放前是中性的; 当电子被释放以后, 原子中减少了一个负电荷, 因此在空穴的地方相当有一个正电荷存在着。在它邻近键中带有负电荷的电子就有可能跑来填补这一空穴, 使空穴移到邻近的一个键上去, 这种空穴连续位移, 如同自由电子一样。空穴也在晶体中作杂乱的运动, 如图中实践所表示。图中正号代表空穴, 负号代表电子。

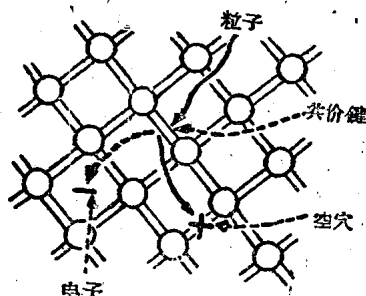


图15-3 电子与空穴在晶体中作杂乱运动

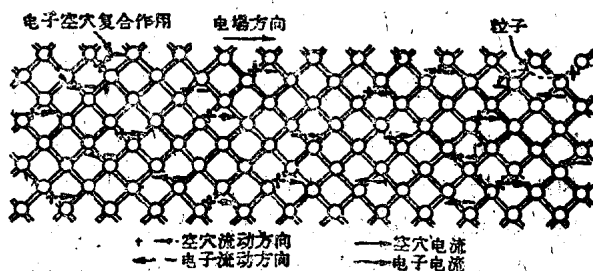


图15-4 在电场中的电子电流和空穴电流

如在锗晶体二端加上电压, 那末上面所述的自由电子受了电场的作用, 将向着一定方向运动, 如图15-4所示。电子运动就产生了电流。同样, 空穴在电场作用影响下, 向着与电子相反的方向运动。因此空穴的移运在晶体中也形成了一个反方向的电流, 这电流称为“空穴电流”。各种半导体在电场中都会产生“电子电流”和“空穴电流”, 它们组成了半导体的总电流。

由于半导体中被破坏的共价键决不止一个, 那么被释放的自由电子和空穴很可能会相遇, 这时自由电子就填补了空穴, 这种作用称为“复合作用”。电子在自由释放时所得到的能量, 这时就释放出来, 电子空穴复合作用如图15-4中虚线箭头所示。

### (四) 杂质对半导体导电率的影响

在纯粹半导体中, 由于质点撞击或热运动结果所产生的电子和空穴数目将是相等的。在晶体管中, 我们往往需要只具有电子导电或空穴导电性能的半导体。为了达到这个目的, 在纯粹的半导体中掺入一定量异类元素。这种元素称为“杂质”。杂质的类别及数量决定了半导体的导电率及其导电方式。

例如在锗晶体中掺入了一定量砷, 此时在锗晶体中的若干原来由锗原子所占的位置就被砷原子所占据了。砷原子具有五个价电子, 而在现在情况下, 砷原子中只有四个价电子与邻近的四个锗原子合成了共价键。剩下的一个价电子与砷原子间的束缚力很弱, 由于热运动结果, 它很容易脱离砷原子核, 在晶体中自由移动。这样就在晶体中产生了自由电子。失去了

一个价电子的砷原子就剩下了一个不移动的正电荷。掺有杂质砷的锗晶体结构如图15—5所示。所以砷在锗中起着阴性作用，使晶体内电子数目多于空穴数目，受了电场影响后，依靠电子导电，电子流动方向与电场方向相反，如图所示。这种供给半导体自由电子的杂质称为“施主杂质”。在 $n$ 型半导体中，来自施主给予的电子，被称为多数载流子。此外根据固体结构的理论出发，由能级能带理论来分析，当温度大于绝对零度时，从满带进入导带的电子和满带中空穴的数目都将增加。在施主杂质中，由于温度的影响而产生的空穴，被称为少数载流子。

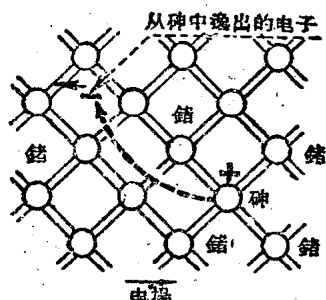


图15—5 掺有杂质砷的锗晶体结构

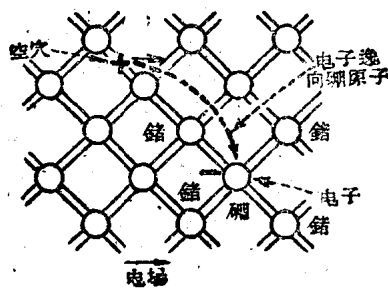


图15—6 掺有杂质硼的晶体结构

如在锗晶体中掺入杂质硼，因为硼只有三个价电子，所以它不能和周围四个锗原子完成完整的键结构，而有一个空穴存在着，因此在邻近键中的电子就可能来填满这个空穴。失去电子的邻近键中产生了一个空穴，这空穴可在晶体中自由运动。而硼现在剩下一个2移动的负电荷。掺有杂质硼的锗晶体结构如图15—6所示。所以硼在锗晶体中起着阳性作用，使晶体内空穴数目多于电子数目，受电场影响以后，依靠空穴导电；空穴流动方向与电场方向相同，如图15—6所示。这种主要靠空穴导电的半导体称为“ $P$ 型”半导体。这种供给半导体空穴的杂质称为“受主杂质”。在 $P$ 型半导体中，来自受主给予的空穴，称为多数载流子。此外，由于温度的影响，自满带跃入导带的电子，被称为少数载流子。

### §15—3 晶体二极管

#### (一) 晶体二极管的阻挡层

晶体二极管是由一 $P$ 型半导体的晶体与一 $N$ 型半导体的晶体结合而成，通常称为 $P-N$ 结。此种 $P-N$ 结亦如二极管真空管，具有整流作用，因此可代替二极管真空管所担负的各种任务。

如将掺有施主杂质的 $N$ 型锗晶体与掺有受主杂质的 $P$ 型锗晶体互相结合，即组成图15—7(a)所示的 $P-N$ 结。图中6和(B)分别表示受主杂质浓度 $n_A$ 与施主杂质浓度 $n_D$ 的分布状况。为简便起见，假定此两种杂质各以均匀的浓度分布于右边的 $P$ 型晶体与左边的 $N$ 型晶体内。

由于电子密度在 $N$ 型晶体区域内是大于其在 $P$ 型晶体区域内，因此电子有向 $P$ 型晶体区域扩散的趋势。但电子扩散至 $P$ 型区域中，使 $P$ 型区域获得超额电子而带负电荷，同时使 $N$ 型区域丧失电子而带正电荷。此项不平衡的电荷形成一电偶层，使 $P$ 型区域与 $N$ 型区域的分界处发生电位差而有电场产生。电偶层见图(a)所示，电场见图(b)所示。此电场的极向具有阻

止电子向 $P$ 型区域扩散的作用。由于电子不断扩散的结果，使分界处的电位差与电场逐渐增加。但电场愈增加，电子的扩散率愈减少。最后使电子向 $P$ 型区域扩散率减至零时，分界处的电位差不再增加而保持稳定。此稳定的电位差成为 $P$ 型区域与 $N$ 型区域间的接触电位差。此两区域的分界处由于有此接触电位差存在而形成阻挡层，此阻挡层的作用是在分界处产生一电位壁垒，以阻碍电子向 $P$ 型区域继续扩散。位垒高度取决于两区域间的接触电位差。 $N$ 型和 $P$ 型半导体之间存在的电位差。用 $\varphi$ 表示，示于图(ж)。

以上对于电子方向说明的情况，是同样适用于空穴方向，空穴的密度在 $P$ 型区域内比较在 $N$ 型区域为大。因此，在未达动态平衡时，空穴力图扩散至 $N$ 型区域。由于空穴具有正电荷，因此空穴向 $N$ 型区域扩散时所产生的电场，与电子向 $P$ 型区域扩散时所产生的电场具有一致的极向。

达成平衡后在两区域内发生的正负电荷，是分布于阻挡层的两侧附近。 $P$ 型区域的侧边为未被中和的受主杂质负离子。在 $N$ 型区域的侧边为未被中和的施主杂质正离子。此正负电荷的分布密度 $P$ 如图(е)所示。空穴浓度分布 $P$ 示于图(г)，电子浓度分布 $n$ 示于图(д)。

在 $P-N$ 结中，电子由 $N$ 型区域向 $P$ 型区域扩散，而空穴由 $P$ 区向 $N$ 区扩散，它们的扩散会引起一个电流，这个总电流称为扩散电流。扩散过程要什么时候才能停止下来？ $P-N$ 接触面最后平衡状态怎样会达到？这需要进一步来讨论。

如果空穴和电子都是不带电的质点，那么当每种质点在 $P$ 区和 $N$ 区中的密度相等时，就达到了平衡状态，但是空穴和电子都是带电的质点，它们互相扩散必然造成电荷的重新分配， $P$ 区的空穴扩散到 $N$ 区以及 $N$ 区的电子跑到 $P$ 区都将使 $P$ 区静电荷由零变为负值，而 $N$ 区静电荷由零变为正值。于是 $P$ 区对于 $N$ 区的电位就变得愈来愈负。这就是示于图(ж)的接触电位 $\varphi$ 。由于这个电位差，会引起另外一种方向相反的电流。这是由于在 $N$ 区除了有电子构成的多数载流子以外，还有少数载流子的空穴；同样在 $P$ 区也有少数载流子的电子。在接触电位 $\varphi$ 的作用下， $N$ 区的空穴很容易移到 $P$ 区，而 $P$ 区的电子也很容易移到 $N$ 区。这个电流称为漂移电流，也称为传导电流。

可见，在 $P-N$ 半导体中，存在着两种不同性质的电流。一种是扩散电流 $i_d$ ，它是由于近接触面两边载流子（空穴和电子）的密度分布不均匀而产生扩散运动的结果，它是半导体中的多数载流子。另一种是传导电流 $i_c$ ，产生的原因是多数载流子在近接触面扩散所造成的电位差 $\varphi$ 作用下所引起的，它是半导体中的少数载流子。扩散电流 $i_d$ 又称为顺向电流，它的大

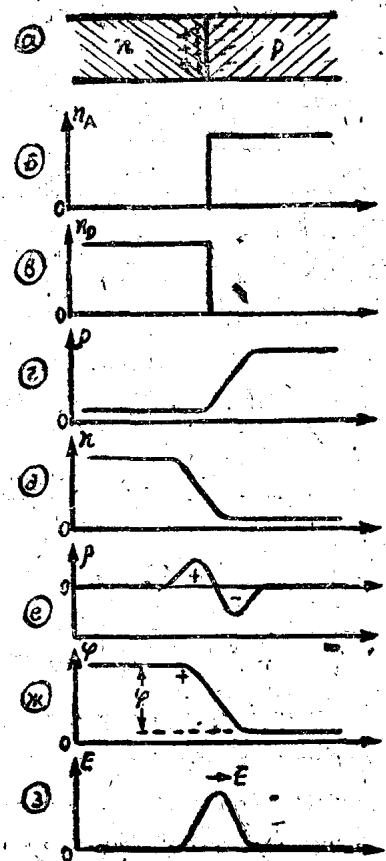


图15-7 晶体二极管 $P-N$ 结的形成

- (a)  $N$ 型半导体和 $P$ 型半导体
- (б) 受主杂质浓度 $n_A$
- (в) 施主杂质浓度 $n_D$
- (г) 空穴浓度 $p$
- (д) 电子浓度 $n$
- (е) 正负电荷的分布密度 $P$
- (ж) 半导体间电位差 $\varphi$
- (з) 电场强度 $E$ 的分布

小决定于晶体中原有载流子密度的梯度。传导电流 $i_c$ ，又称为逆向电流，它的大小决定于接触电位差 $\phi$ 的大小。

当扩散电流或顺向电流 $i_f$ 与传导电流或逆向电流 $i_c$ 相等时，便达到平衡状态。那时，在 $P-N$ 界面出现了偶电层，负的一边在 $P$ 区，正的一边在 $N$ 区，这就构成了前面所说的 $P-N$ 结。计算与实验结果都证明偶电层只存在于这两块半导体相连接的地方，它从分界面向每块半导体内部深入的距离为 $10^{-4}$ —— $10^{-5}$ 厘米，所以称为近接触层。在半导体其余区域，载流子分布状态没有改变。而在近接触层中，由于电荷的重新分配，使近接触层缺少载流子。这是由于本区多数载流子向异型半导体扩散，以及异型半导体中的多数载流子扩散过来与本区多数载流子进行复合的结果。例如 $N$ 区近接触层导电电子的减少，是由于 $N$ 区电子向 $P$ 区扩散和 $P$ 区的空穴扩散过来又与 $N$ 区电子复合的结果。物质电导率的大小决定于物质中载流子数目的多少，因此近接触层的电导率小于半导体体积内的电导率。这个层在 $P-N$ 结的接头上，相当于出现一个高电阻薄层，已知前述称为阻挡层。

## (二)晶体二极管中的电流

下面讨论未加电压和加上电压时的三种情况。

1) 未加外电压时——上节说明晶体二极管由 $N$ 型区域流至 $P$ 型区域的电子流，它是与另一相反的逆向电子流相平衡。同样，由 $P$ 型区域流至 $N$ 型区域的顺向空穴流也与另一相反的逆向空穴流相平衡。此为晶体管未受电压时的情况，如图15-8(A)所示。该图中以 $I_f$ 表示顺向电子流与顺向空穴流的总和，它代表顺向总电流，而 $I_r$ 表示逆向电子流与逆向空穴流的总和，它代表逆向总电流。

由于顺向电流 $I_f$ 是与逆向电流 $I_r$ 具有相反的极向，故二极管的总电流 $I$ 为

$$I = I_f - I_r \quad (15-1)$$

二极管未受外加电压时， $I_r$ 等于 $I_f$ ，故其总电流为另值。

2) 受逆向电压时——设在晶体二极管的两端施加相当电压，使 $N$ 型区域的末端连接于电源的正极， $P$ 型区域的末端连接于电源的负极，如图15-8(B)。如此，在阻挡层内的电场将加强而使两区域间的电位差增大，亦即使其位垒加高。位垒加高后， $N$ 型区域内具有足以冲过位垒的电子数目较原先的少，遂致在 $P$ 型区域内的顺向电子流降低。当外加电压增加至数十伏特时，此顺向电子流将完全停止。至于逆向电子流，主要是取决于

$P$ 型区域内的电子密度。此密度是由该区域内电子的产生速率以及电子与空穴的复合速率决定，它受外加电压变化的影响甚为微弱。故逆向电压施加与否，此逆向电子流将始终保持原状。

空穴流亦发生类似的情况。对于空穴的位垒亦被逆向电压所提高。结果，由 $P$ 型区域流往 $N$ 型区域的顺向空穴流降低，但逆向空穴流则保持不变。

根据(15-1)式，总电流 $I = I_f - I_r$ 。由于此时 $I_f$ 足以小于 $I_r$ ，故总电流为负值，当外加逆向电压增加时，顺向电流 $I_f$ 逐渐降低而最后降至零值，逆向电流则始终不变。故当外加电压增至充分程度而使 $I_f$ 降至零值时，总电流 $I$ 将以 $-I_r$ 为其极限值。以后外加电压如继续

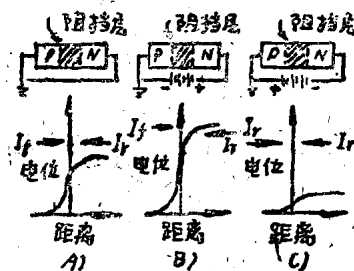


图15-8



增加, 由于 $I_r$ 不受其影响, 故总电流始终保持于 $-I_r$ 而达成一和饱和状态, 此逆向电流 $I_r$ 逐有饱和电流之称, 通常以 $I_0$ 代表之。

3) 受顺向电压时——今如将外加电压的极向加以颠倒, 使其正极连接 $P$ 型区域的末端, 使其负极连接 $N$ 型区域的末端, 如图15—8(c)。此时由于位垒的高度较未受电压时为低, 故由 $N$ 型区域经过阻挡层而流至 $P$ 型区域的顺向电子流增加。逆向的电子流仍保持不变, 顺向与逆向两项空穴流亦发生类似情况。结果, 由于 $I_f$ 大于 $I_r$ , 故总电流 $I$ 成为正值。

由于顺向电压愈增加则位垒愈降低, 故此时顺向电流以及总电流均随顺向电压而递增。由理论上演得顺向电流 $I_f$ 为

$$I_f = I_0 e^{eV/kT} \quad (15-2)$$

其中 $V$ ——外加电压(以顺向时为正而逆向时为负), 以伏特为单位;

$kT/e$ ——电子或空穴在绝对温度 $T$ 时的平均动能, 以电子伏为单位;

$I_0$ ——饱和电流, 亦即等于逆向电流 $I_r$ 。

并照 $I = I_f - I_r$ , 故得晶体二极管的总效电流为

$$I = I_0 \Sigma e^{eV/kT} - I_0 = I_0 (\Sigma e^{eV/kT} - 1) \quad (15-3)$$

### (三) 晶体二极管的各项工作特性

1) 整流特性曲线——根据(15—3)式, 可绘成晶体二极管的 $I-V$ 变化曲线, 如图15—9所示, 此项曲线通称为整流特性曲线。此曲线的顺向段成一指数曲线, 其逆向段的大部分成一水平线而具 $-I_0$ 的纵坐标值。

2) 最大逆向允许电压——(15—3)式所示的理想情况, 逆向电压增至相当程度以后, 逆向电流应一贯保持于饱和值 $I_0$ 。但照图(15—9)所示的曲线, 于逆向电压增至 $Q$ 点以后, 逆向电流突破饱和值而随逆向电压大量增加。此是由于逆向电压增至如此程度时, 阻挡层的电场过强, 以致该处晶体的共价键破裂而激生大量的自由电子空穴对, 故电流突然增加。此即相当于绝缘体的击穿现象, 故此 $Q$ 点处的逆向电压有时称为击穿电压。晶体二极管的逆向电压超过此击穿电压时, 阻挡层对于逆向电流丧失其阻碍作用而使整流作用破坏。此是相当于二极管发生反电弧时的情况。故晶体二极管充作整流一类性质应用时, 其反峰值电压不可超过此击穿电压, 故此电压为晶体二极管的最大逆向容许电压。

晶体二极管的击穿电压随类型而异。点接触型硅二极管仅达数十伏特。点接触型锗二极管可达到一二百伏特。面结合型锗二极管的击穿电压更高, 其特殊设计的高压整流管可以高至2000伏特。照一般而论, 杂质浓度越高, 击穿电压愈低; 工作温度上升时, 亦使击穿电压下降。

3) 动态电阻——晶体二极管的动态电阻是等于其 $I-V$ 曲线斜率的倒数, 即

$$R_d = \frac{dV}{dI} \quad (15-4)$$

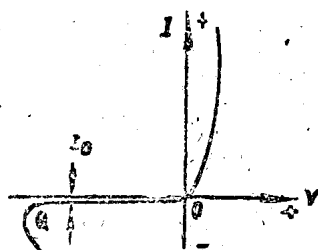


图15—9 晶体二极管的特性曲线

由图15—9所示的 $I-V$ 曲线上可见, 晶体二极管受顺向电压时的动态电阻, 是小于其受逆向电压时的电阻。故当其输入交流电压时, 正半周电流是大于负半周电流而可发生整流作用。