

半导体电子学

科学出版社

73.6
252

半 导 体 电 子 学

周 孔 章 译



科 学 出 版 社

1961

2976

15

ПОЛУПРОВОДНИКОВАЯ ЭЛЕКТРОНИКА
ГОСУДАРСТВЕННОЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО, 1959

Д028/04

內 容 簡 介

原书是1957年3月在以 A. C. 波波夫命名的无线电和电信学会举办的全苏半导体电子学研习班上所进行的演讲的原文。

书中的主要内容是：半导体器件工作的物理基础，低频线路和直流放大器，高频和脉冲线路。

本书可供科学工作者、工程师和高等学校师生阅读之用。

半 导 体 电 子 学

周 孔 章 译

科 学 出 版 社 / 出 版 (北京朝阳门大街 117 号)
北京市书刊出版业营业登记证出字第 061 号

中国科学院印刷厂印刷 新华书店总经售

1961 年 9 月 第 一 版	书号：2401、字数：240,000
1961 年 9 月 第一次印刷	开本：850×1168 1/32
(京) 00001—15,000	印张：29 1/8

定价：1.10 元



序

本論文集是以 A. C. 波波夫命名的全苏无线电和电信学会在 1957 年春为半导体电子学讲习班所举办的讲座的讲稿。

这个讲习班的任务是向其学员介绍半导体及其特殊性中的现象的基本物理知识,以及在各种线路(低频的、高频的和脉冲的)中应用半导体器件的问题。

讲座由三部分組成:

1. 半导体器件工作的物理基础。
2. 低频线路及直流放大器。
3. 高频和脉冲线路。

半导体讲习班的讲座按其内容说来是供下列人员之用的:

1. 从事或接触半导体器件应用的广大工程技术工作者。
2. 其他专门机构的工程技术人員,这些专门机构要求按其专业在各种线路中掌握半导体器件的应用。

演讲的原文在 1958 年春准备付印时曾经作者审查并修改。但是,在半导体电子学发展得这样迅速的情形下,许多新的问题在本书的篇幅中自然不可能得到应有的反映。

关于本书内容方面的批评和愿望请寄交下列地址: Москва, центр, ул. Герцена, 10, Центральное правление всесоюзного научно-технического общества радиотехники и электросвязи им. А. С. Попова.

目 录

序言.....	(i)
基本的物理概念.....	Е. И. 加尔彼林(1)
半导体的电性能.....	Н. А. 彼宁(28)
半导体二极管.....	Н. Е. 斯克沃佐娃(37)
半导体三极管.....	Я. А. 费多托夫(50)
半导体三极管作为放大线路的元件.....	Е. И. 加尔彼林(106)
半导体三极管放大线路的供电电路的稳定.....	
.....	В. И. 格沃尔强(131)
直流放大器.....	А. Г. 菲利波夫(147)
跟踪系统放大器中的半导体三极管.....	Ю. И. 科涅夫(167)
高频半导体放大器.....	А. А. 库利科夫斯基(191)
面结合型三极管的过渡与频率-相位特性.....	
.....	Т. М. 阿加哈年(219)
半导体三极管视频放大器.....	Т. М. 阿加哈年(238)
面结合型三极管的启动和张弛线路.....	Б. Н. 康农诺夫(251)
半导体直流电压变换器.....	Г. С. 崔金(266)
半导体器件的电压稳定器.....	Б. Н. 康农诺夫(275)

基本的物理概念

Е. И. 加尔彼林 (Гальперин)

引 言

由于有可能在科学和技术的各个领域内应用半导体器件，引起了半导体技术的蓬勃发展。

半导体温差电偶所发挥出的较大温差电动势，开辟了直接将热能变成电能以及获得发热与致冷的途径；半导体光电元件的灵敏度很高，因而在有成效地直接将太阳能变成电能方面，提出了新的可能性。近几年中弄清楚了，许多化学反应的催化剂按其本质说来就是半导体。半导体二极管和三极管已经获得极其广泛的应用。在发明半导体三极管以后的八年之内，半导体三极管已经令人信服地显示出了它和电子管相竞争的能力，并为设备小型化开辟了新的可能性。

由于半导体三极管和电子管的工作机构有着重大区别，简单搬用研究电子管线路的经验不总是可能和合理的，而且常常有可能发现不了只是半导体器件线路所具有的特点。

合理的应用半导体器件要求通晓其工作的物理原理。而要学习这些器件工作的物理原理，如果不通晓有关固体导电的理论又是不可能的。

以量子力学为基础的近代固体物理可以说明，为什么具有依次相同原子间距的固体在电性能方面有着这样大的差别。

为了了解为什么在某一类固体(金属)中有电流发生，而在另一类固体(电介质)中不发生电流，首先必须知道电子在原子中的运动规律。

1. 原子的电子壳层

任何元素的原子都由带正电的原子核和电子所組成，电子在原子核周围形成一系列半径逐渐增大的壳层。电子的大小約为 10^{-13} 厘米；原子核大小的数量級为 10^{-12} 厘米；原子的电子壳层的延伸度等于 10^{-8} 厘米。

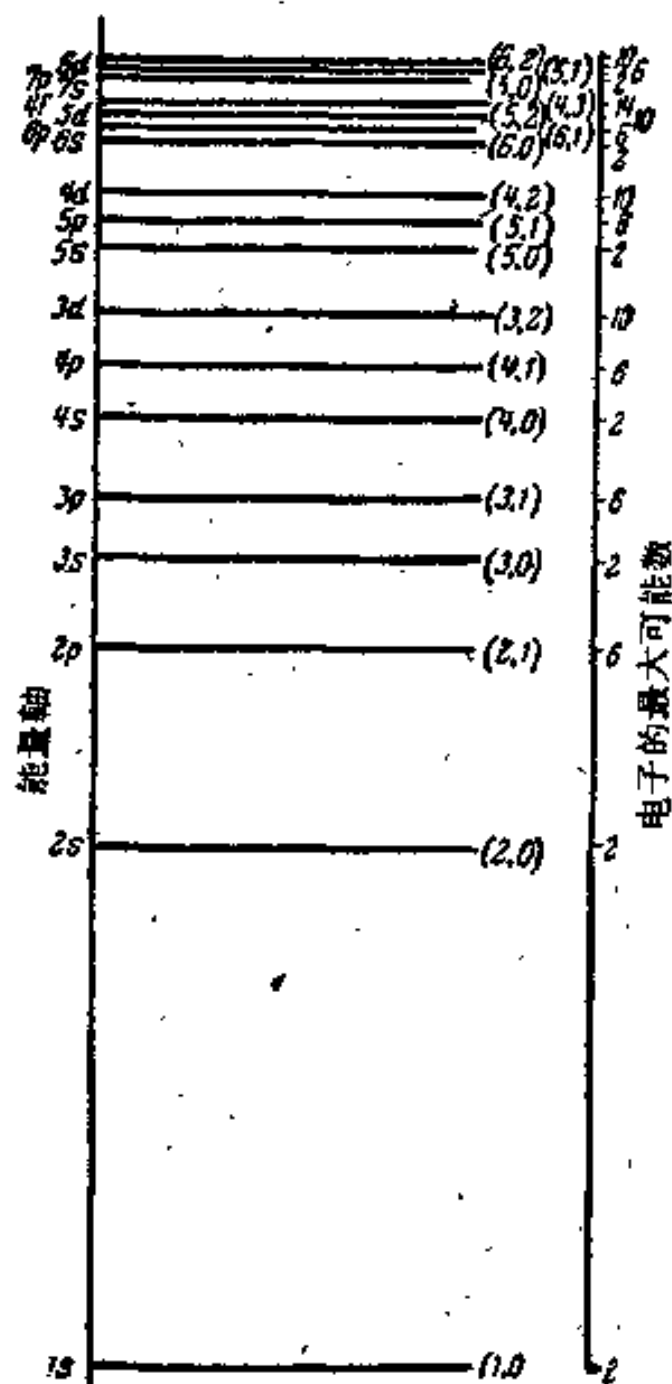


图1 能級图

原子核与电子間及电子与电子間的相互联系有着其微觀的特殊規律性，在这些規律性中主要的是量子化和泡利原理，即电子状态的不相容原理。

按照古典力学的規律，质点可以具有不同的能量值，并沿任意軌道圍繞引力中心而运动。軌道的半径决定于离心力和向心力平衡的条件，而这又是与引力中心和质点的能量对比有关的。由于电子在原子中运动的制約性，它們服从量子力学的規律，量子力学排斥了电子具有任何能量值的可能性。原子中的电子只可能具有完全确定的能量值，这些能量值彼此相差一有限值。所以，电子只能沿着完全确定的

的軌道圍繞原子核而运动，这些軌道决定于其能量。确切地說，由于电子的波动特性，其运动不是沿軌道进行，而是在某一区域内进行，而軌道是电子在这区域中的最大可能位置。

量子力学証明,服从量子化的不仅是能量,还有电子在原子中运动的某些其他特性:軌道动量力矩,这个力矩在給定方向上的投影,以及电子的固有机械力矩(自旋). 后者是与质点围绕其自己的軸綫旋轉有关的机械力矩的量子类比.

原子中每一个确定的运动状态对应于一个能級. 每一个軌道对应于严密确定的电子能量或能級; 这些能級的总和形成原子中的电子能譜. 这个能譜由一系列为禁区所分开的綫所組成. 如果說,电子处在某一能級上,就指的是电子处在原子中某一确定的运动状态,这个状态是在能量标尺上用这个能級所描述的.

泡利原理是另一特殊的規律性,这个原理排斥了处在每一状态中的电子数多于两个的可能性. 同时,只有在固有动量力矩(自旋的)是反向的条件下,两个电子才可能处在同一状态下. 泡利原理决定电子在复杂原子中的分布.

利用能量图是研究电子軌道的最簡單方法; 許可的运动状态的能量,或軌道,用水平綫沿垂直的能量标尺画出. 每一能級的位置决定于电子的能量,电子能量又与数 n 及为数 l 所决定的围绕原子核的动量力矩有关. 这些数通常称为: n ——主量子数, l ——軌道量子数. 这两个数都是正整数,而且对于給定的 n , l 可以采取从 0 到 $(n - 1)$ 的数值.

因此,如果用这两个数 n 和 l 来标记能級,就得到如下的能級:

对于 $n = 1, l = 0$ ——能級 $(1, 0)$;

$n = 2, l = 0, 1$ ——能級 $(2, 0), (2, 1)$;

$n = 3, l = 0, 1, 2$ ——能級 $(3, 0), (3, 1), (3, 2)$.

图 1 所示就是某些化学元素的能級图. 还有另外一种用得相当普遍的标记能級的方式; 在其中 l 的数值照如下方式用字母来代替:

$l : 0, 1, 2, 3, 4, 5, 6,$

字母: $s, p, d, f, g, h, i.$

在这个系統中,能級分別这样来标记: 能級 $(1, 0)$ 用 $1s$ 标记,能級

(3,2)用 $3d$ 标记,以及等等。图 1 中列出了能级的两种记法。在具有一定 l 的轨道上,最大可能的电子数等于 $2(2l + 1)$,即

$l =$	0	1	2	3	
轨道上最大可能的电子数等于	2	6	10	14	

这些数字示出在图 1 左边,并称为能级的退化度。

从图 1 看出,能级图由一系列的邻近能级所组成,这些邻近的能级形成能级组,或者称为壳层,壳层彼此之间以很宽的间隔分开。照例,能级是按照主要的轨道力矩来分组的,只有异常的能级 d 和 f 除外,能级 d 和 f 具有较大的能量,因而离开具有同一主量子数的那些能级较远。这种情况就使得,具有较小的 n 的能级 d , f 反而比具有较大的 n 和较小的 l 的能级隔得更远一些。例如,能级 $3d$, 即 (3, 2) 比能级 $4p$, 即 (4, 1) 更远一些; 能级 $4f$, 即 (4, 3) 比能级 $5d$, 即 (5, 2) 更远一些; 而能级 $5d$, 即 (5, 2) 又比能级 $6s$, 即 (6, 1) 更远一些; 以及等等。

由泡利原理所决定的电子能级图,可以说明元素在门捷列夫周期系*中位置的次序。

在门捷列夫周期系中,每一元素和上一元素不同之处就在于,其电子壳层多包含一个电子。在第一个元素氢的原子中含有一个电子,这个电子处在最低的能级 $1s$ 上。次一元素氦的电子壳层含有两个电子,它们也处在最低的能级 $1s$ 上并具有不同的自旋取向。

在锂的原子中,其壳层由三个电子组成,只有两个电子能处于最小能量的状态并位于能级 $1s$ 上。第三个电子(按照泡利原理)不可能处在同一能级上,因而位于次一能级 $2s$ 上,能级 $2s$ 分布

* 参看 6 页的表。对于金属(用粗体字表示)列出了在相应温度下的电阻率,单位为微欧姆·厘米。对于某些典型的半导体,在小圆圈中示出了禁带的电子伏特数。

在第二組能級中。

因此,根据泡利原理将电子充滿在元素原子的能級中,就可以决定元素化学性質的周期性。門捷列夫表中每一个周期对应于壳层中一个确定的能級組,組中的元素数决定于該壳层的能級組中的最大可能电子数。第一組包含只具有一个能級 $1s$ 的元素,氫(一个电子)和氦(两个电子)的电子壳层占据这个能級。

对应于第二个壳层的第二个周期由能級 $2s$ 和 $2p$ 組成,在其中可有不多于八个的电子,因而,这个周期只能含有八个元素(从鋰到氖)。

处在完全被充滿的能級組的状态下的电子,与原子核結合得特別牢固,不参与原子間化学鍵的形成。它們称为內电子。

处在未被充滿的能級組的电子,离开原子核較远,与原子核間的相互作用也比內电子为弱。

元素的原子价决定于外面未被充滿的壳层的电子数。属于門捷列夫表中同一族的元素的原子具有同样多的价电子。所以,每一族中各元素具有相同的原子价和相似的化学性質。例如,在第1族元素中只含有一个价电子,在第2族元素中含有两个价电子,以及等等。

第0族对应于能級中空的能量状态完全被充滿,在第0族元素中不含有价电子。将能級图(图1)和門捷列夫周期表相比較可以指出,对于具有同样化学性質的同一族元素,其外面的电子能級具有相同的 l , 所不同的只是 n 之值。因此,元素化学性質的周期性是以量子規律性为基础的。

当两个原子相遇时,电場使得外电子的运动特性有重大的改变,因而,在一定条件下发生化学結合,形成了分子。当化合时,元素力图或者是完全給出价电子,或者是使电子数增加到壳层完全被充滿。

量子力学也可以决定可能的分子結構和可能的化合物。例如,氫分子只可能是 H_2 , 在这种情形下具有相反自旋的两个电子将壳层完全充滿,孤独的氫原子由带正电的原子核——質子和沿

系期周案元夫列捷門

族	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	0
1	H 1						(He)		He 2
2	Li 3 9.43 (217°)	Be 9 5.88 (0°)	B 5 (11)	C 6	N 7	O 8	F 9		Ne 10
3	Na 11 4.3 (0°)	Mg 12 4.5 (20°)	Al 13 2.82 (20°)	Si 14 (12)	P 15 (15)	S 16 (2.5)	Cl 17		Ar 18
4	K 19 6.1 (0°)	Ca 20 4.6 (20°)	Sc 21	Ti 22 5.5 (20°)	V 23 2.6 (20°)	Cr 24 13.0 (28°)	Mn 25	Fe 26 10 (20°)	Ni 27 8.8 (20°)
5	Rb 37 1.69 (20°)	Sr 38 5.8 (20°)	Y 39 57.0 (186°)	Zr 40 49.0 (20°)	Nb 41 13.2 (20°)	Mo 42 5.17 (20°)	Tc 43	Ru 44 7.64 (20°)	Rh 45 4.69 (20°)
6	Cs 55 2.08 (8°)	Ba 56 7.6 (20°)	La* 57 9.06 (20°)	Hf 72 32.8 (20°)	Ta 73 15.5 (20°)	W 74 5.5 (20°)	Re 75 18.8 (0°)	Os 76 9.5 (20°)	Pt 77 6.10 (0°)
7	Fr 87	Ra 88	Ac** 89	(Th)	(Pa)	(U)	At 85		Pm 108

***鋼系元素**

⁵⁸ 78 Ce (28%)	⁵⁹ 80 Pr (18%)	⁶⁰ 79 Nd (20%)	⁶¹ 81 Pm	⁶² 82 Sm	⁶³ 83 Eu	⁶⁴ 84 Gd	⁶⁵ 85 Tb	⁶⁶ 86 Dy	⁶⁷ 87 Ho	⁶⁸ 88 Er	⁶⁹ 89 Tm	⁷⁰ 90 Yb	⁷¹ 91 Lu
------------------------------	------------------------------	------------------------------	------------------------	------------------------	------------------------	------------------------	------------------------	------------------------	------------------------	------------------------	------------------------	------------------------	------------------------

味元平鋼米

⁹⁰ Th 186 (26)	⁹¹ Pa 186 (26)	⁹² U 286 (0)	⁹³ Np	⁹⁴ Pu	⁹⁵ Am	⁹⁶ Cm	⁹⁷ Bk	⁹⁸ Cf	⁹⁹ Es	¹⁰⁰ Fm	¹⁰¹ Mv
---------------------------------	---------------------------------	-------------------------------	------------------	------------------	------------------	------------------	------------------	------------------	------------------	-------------------	-------------------

其軌道圍繞原子核旋轉的一個電子所組成(圖2)。

在氫分子中，兩個靠近的原子的存在大大改變了電子運動的特性，而兩個原子結合成一個整體，氫分子中原子核和電子的可能布置之一示于圖3中。

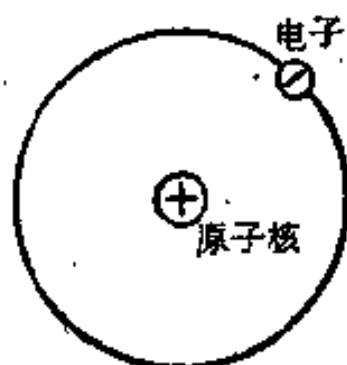


圖2 氫原子

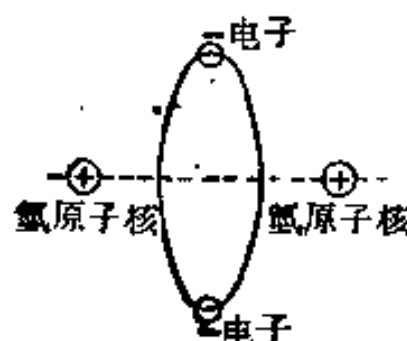


圖3 氫分子

因此，看得出，電子在分子中的運動特性不同于在孤獨原子中的運動。

電子在原子中按能級的通常分布是使得原子具有最小的（在所有的可能值中）能量，也就是電子力圖位于最靠近原子核的軌道上。原子要處在這種未激發的狀態下，直到有任何外部作用給予它以額外的能量為止。

當吸收光綫或原子與另外的原子碰撞時，任何電子都可以從它通常所在能級轉移到一個未被占據的較高能級上，結果形成激發原子。

在電子相反轉移的情形下，原子發光或者是在碰撞過程中將能量以熱能的形式交與另外的原子，即以無規則運動動能的形式交與另外的原子。在獲得極高能量的情形下，電子可以完全脫離原子，在這種情形下就說是游離狀態。這時，由于沒有電子與電子殼層及原子核的相互作用，已不是單獨的能級；電子開始象通常的基本質點一樣不遵守微觀的規律。

在原子的游離狀態下電子是自由的；它不受原子的約束而可不依賴于原子而移動（以任何速度）；并具有任何能量。

2. 固體中電子的能量狀態

未受畸變形式的單個原子的性質出現在氣體中，在氣體中原

子間的相互作用是極微小的，在固体中邻近的原子相当接近，以致外部壳层互相接触甚至彼此重迭。在这种情形下，与电子相作用的不仅有原子本身的原子核，而且有邻近原子的原子核。由于电子受这些原子核的吸引，它在原子中所受束縛將減弱，因而区分原子的位垒高度將減小。結果，电子的运动特性大大改变，形成了集体軌道而不是单个原子的軌道，且同样的能級联合成整个固体的总能級。这也引起电子能譜的改变。

电子不仅与单个原子有相互作用，而且与大多数原子有相互作用，这就使得，第一，能級发生位移，第二，能級扩展为能带。不象单个原子的狹窄能級，其中只能容納不多于两个电子，在固体中形成寬的能带，能带中的能級数等于給定固体中的原子数。同时，在固体的能量图中能級排列的次序可以不符合于在原子中能級排列的次序。在固体中电子按照泡利原理重新排列，以使得能譜中所有低的能級都被占据。

作为例子，我們来研究鋰金属形成的过程。設最初鋰原子相隔較大的距离。图 4 中繪出了鋰原子的电子能級；其中在低能級

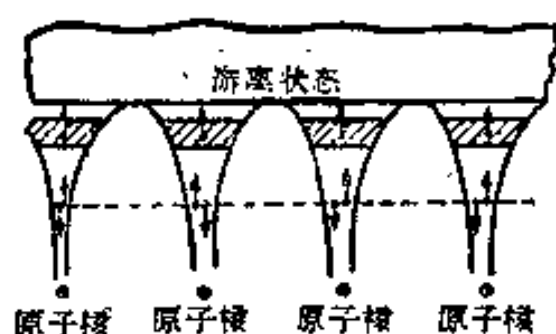


图 4

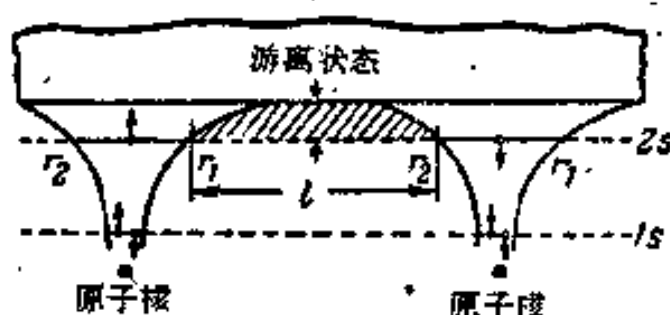


图 5 鋰的电子能級图

$1s$ 上有两个电子，而在次一能級 $2s$ 上有一个电子。曲綫表示电子在原子中的位能，决定于原子核对电子的靜电引力。如果电子的运动按照古典物理的規律来进行，它离开原子核的距离就不可能超出相应的能級与位能曲綫的交点之外，即不可能超出点 r_1 和 r_2 (轉弯点) 之外，在这些点处电子的全部能量將变为位能。

实际上(考虑了微觀規律)价电子可以离开原子核并超出古典的轉弯点，但不大于一厘米的亿万分之一。

如果原子間相隔距離較大，則只有在游離狀態下電子才可能從一個原子轉移到另一個原子。當原子接近時，如圖 5 所示，由於鄰近原子核的影響，電子與其原子核的束縛減弱，區分原子的位壘高度將較小。顯然，鄰近原子對價電子和內電子的影響是不同的。

鄰近原子對內部殼層（其軌道很小）的電子影響不大，因為這些電子離開它們比本身原子核要遠得多，故固体中內電子的狀態與孤獨原子中內電子的狀態相差很少。原子核與其內電子一起在固体中就象是一個整體——該元素的離子。

價電子離開原子核很遠，與原子核的束縛較弱，其他原子對它們的影響很大，——要知道在固体中鄰近原子間的距離具有和價電子尺寸相同的數量級。在晶体中真正的原子間距下，對於價電子的位壘高度很小，而其寬度等於 10^{-8} 厘米；因為電子可以離開古典的轉彎點同樣的距離，故電子不僅有可能經位壘上面從一個原子進入另一原子，而且有可能穿過位壘。這種轉移稱為隧道效應，這是純粹的量子現象。由於隧道效應，價電子在固体中變為共有化的。

晶体中價電子共有化的實現，不是由於鄰近原子電場作用使原子游離的結果，而是由於隧道效應使電子從原子向原子運動的結果。

再以鋰為例來看有 N 個原子的固体的構成。在這種情形下，因為每一原子在低能級上具有兩個電子，而原子數等於 N ，故有 $2N$ 個電子處在第一個能級上，而 N 個電子處在第二個能級上。

當原子接近到等於原子間距時，就形成兩個能帶：低能帶，由 N 個能級組成並含有 $2N$ 個電子；高能帶，也由 N 個能級組成但含有 N 個電子。

圖 6 表示隨著原子之間的距離的減小，能級如何變成能帶的情形。低能帶很少發生變化，其平均能級仍然保留不變。最大的改變果然是發生在上面的價電子帶。一個能級向上位移，其他的在下，而價電子能級變為能帶，由 N 個彼此接近的能級所組成。

对应于这些能级的状态的差别已经不在于电子在那一个原子中移动，而在于电子的能量值及其沿晶体运动的速度。靠近晶体中所形成的能带的底部和顶部这个速度接近于零，而对于接近于能带中间的状态则为最大值。

在真实的原子间距 d_0 之下，基本的能级 E_1 实际上不改变，而价电子能级 E_2 变为宽的能带。能带内中间的粗线是这样来作出的，即在任何原子间距之下，在其上及下都有 $N/2$ 个能级。

因为系统的最稳定状态应该是使得其全部能量为最小值，而在每一能级上可能有两个电子，故锂晶体中的 N 个价电子将位于低的半个能带上，每一能级上两个电子。同时，从图上看出，晶体中一个价电子能级占有的平均能量 $\bar{\epsilon}_2$ 小于锂原子中的价电子能量 E_2 。在晶格中锂原子接近时所发生的这个价电子能量的减少，大于锂离子释放的静电能量。所以，当锂原子接近时其整个系统的能量减少，锂晶体中的结合力就是以这点为先决条件的。在其他金属中也有同样性质的结合力(所谓金属结合力)。

在图 6 的左边示出了对于原子间距 d_0 的基本能级和价电子能带。阴影部分的能级为电子所占据，空白部分的能级则是空着的。但是，价电子虽然在晶体中运动，由于其运动的杂乱无章它们

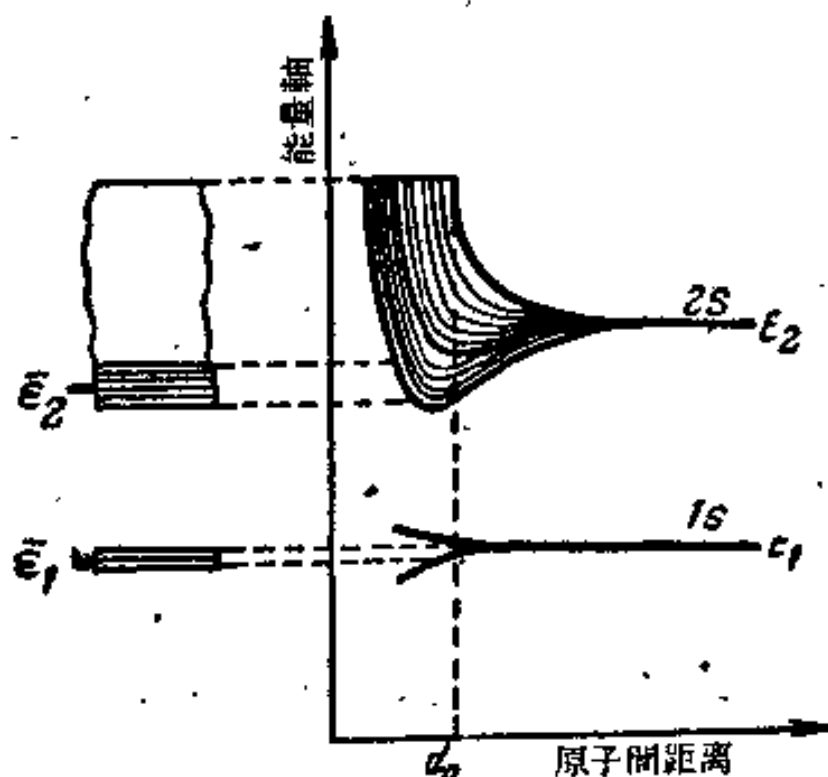


图 6. 锂的价电子能级的分裂及其在锂晶体中变为能带的情形

并不产生电流。要发生电流必须将运动加以整理，场力应当加速沿某一方向运动的电子，而减慢沿相反方向运动的电子。但电子的加速或减慢会不可避免地引起其能量的改变，也就是从某一能级转移到另外的能级。例如，在锂中这是可能的，因为价电子带的部分能级是空着的。当加以电场时电子按能级重新分布，发生电子运动沿一定方向的整理，即发生电流。

在其他金属中也有同样性质的电流，价电子能带只部分地被充满，是决定金属导电性能的共同情况。未被占据的能级直接与被占据能级毗连，因而电场可以加速和减慢电子，将其从某一能级转移到另外的能级。

在离子晶体，例如食盐 NaCl 中，则完全是另外一种情形。钠的电子壳层由 11 个电子组成，其中 10 个为内电子，1 个为价电子（图 7）。氯中有 17 个电子：10 个内电子，7 个价电子。因此，在第三组能级中，钠原子中只有一个电子，而氯原子有七个电子。因为在第三组能级中可以容纳八个电子，故在氯原子的第三组能级中有一个空闲位置。

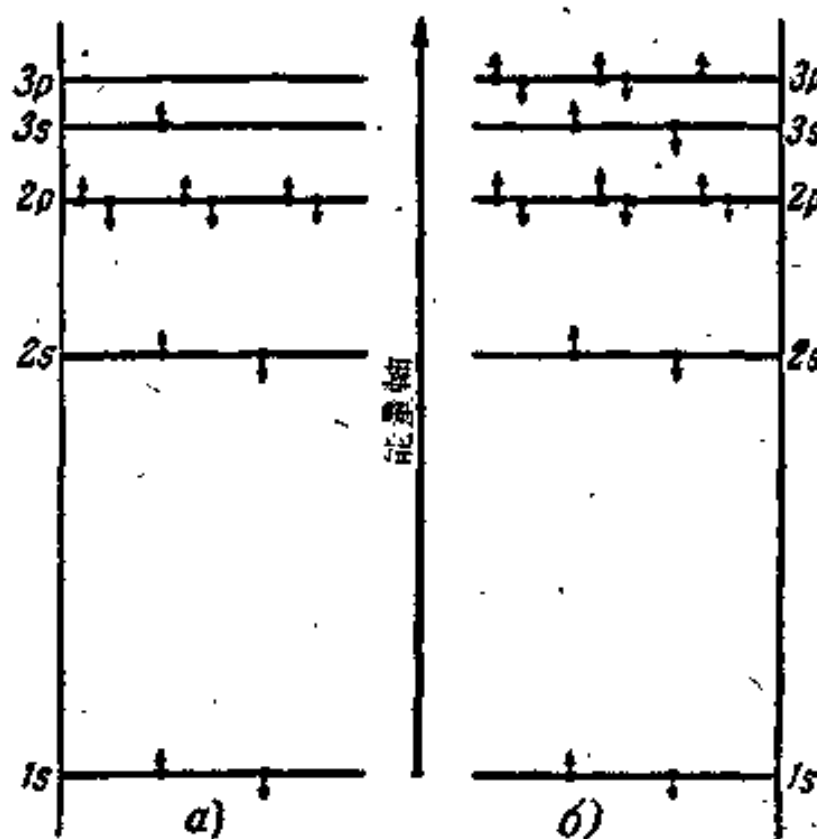


图 7 电子在原子中的能谱

a——钠； b——氯

当由 N 个钠原子和 N 个氯原子形成晶体时(图8), 钠的价电子能级分裂并重迭, 电子沿钠原子运动形成电子能带。氯的价电子能级同样因电子沿氯原子位移变成电子能带。由于稳定状态要求最小的能量而氯的价电子能级位置低, 故钠的 N 个价电子转移到 $N/2$ 个位置低的能级, 这些能级对应于沿氯的阵点运动的状态。同时, 氯的能带完全被充满, 而钠的能带是完全空闲的。所以, NaCl 晶体不是由 Na 原子和 Cl 原子组成, 而是由 Na^+ 和 Cl^- 离子组成。这些离子的静电吸引保证了晶体中的结合。古典物理不能解释为什么形成离子, 为什么价电子从 Na 原子转移到 Cl 原子。只有近代的固体量子理论才给出这个问题的解答。

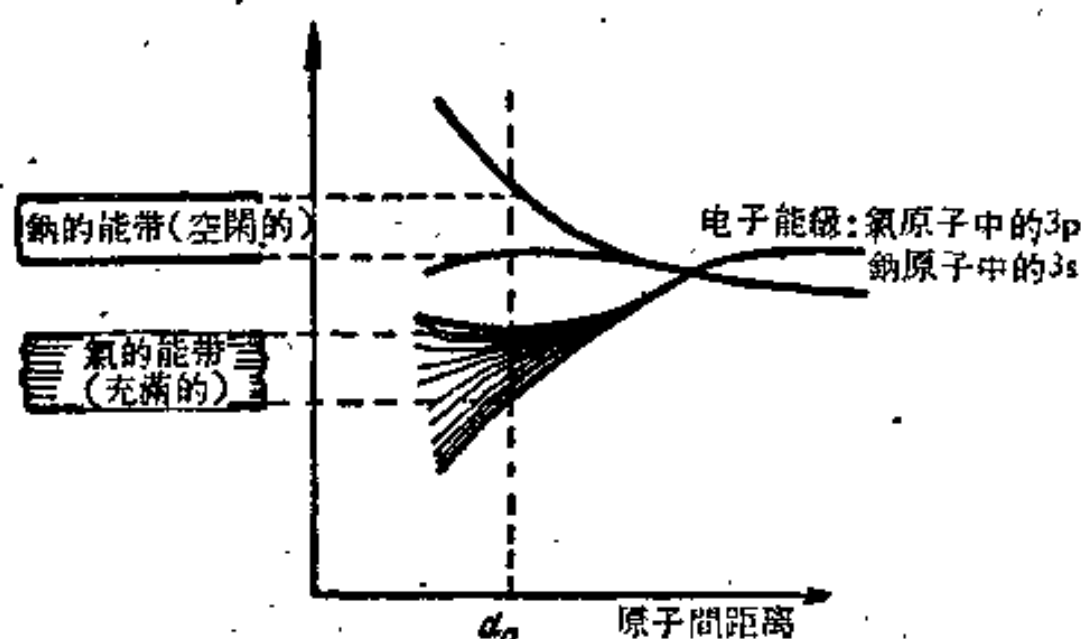


图8 由钠和氯原子中的价电子能级形成 NaCl 晶体的能级

由于在能带中没有自由的能级, 电场不能将价电子的运动加以整理, 即不能产生电流。要产生电流必须加速某一些电子, 减慢其他电子, 即将电子转移到另外的能级状态。但这是不可能的, 因为氯能带的每一能级上已经有最大可能的电子数(两个)。因此, 电场不能在离子晶体中产生电流, 即离子晶体是电介质。所研究的、锂金属和简单食盐离子晶体的电子结构的例子, 指出了金属和电介质在电阻方面有着重大差别的原因。

3. 金 属

金属恒具有部分充满的电子能带, 自由的未充满的能级与其

直接毗邻。自由能级的存在，有可能在外电场作用下使电子转移到另外的能级，并产生电子规则（加以整理的）运动——电流——的条件。首先，在固体状态金属应当是所有具有奇数原子价的元素。与理论完全符合，具有奇数原子价的元素，在其晶体中基本晶胞含有奇数个原子，是导电的（金属）。

在所有具有奇数原子价的元素是固体状态电介质的情形下，在其晶格的基本晶胞中原子数是偶数。晶格的基本晶胞可以是原子、分子或离子。例如氢，在其中晶体氢的基本晶胞——分子——含有两个原子，故氢是电介质。

同时，某些具有偶数原子价的元素（它应该是电介质）在某些情况下却是导电的。这发生在这种情形，即当形成固体时彼此接近的价电子能级分裂得很强烈，以致从其中发生能带的重迭，而形成的共有能带中含有自由能级。铍就是这种情形的例子。当从铍原子形成固体时，属于同一电子能级组位置接近的第二和第三个能级分裂（图9），发生能带的重迭。结果形成单一的能带，其中部分能级被占据，部分是自由的。因此场可以加速价电子，而铍是金属。因此，在所有金属中，价电子带或者是部分充满，或者是与其他能带重迭。

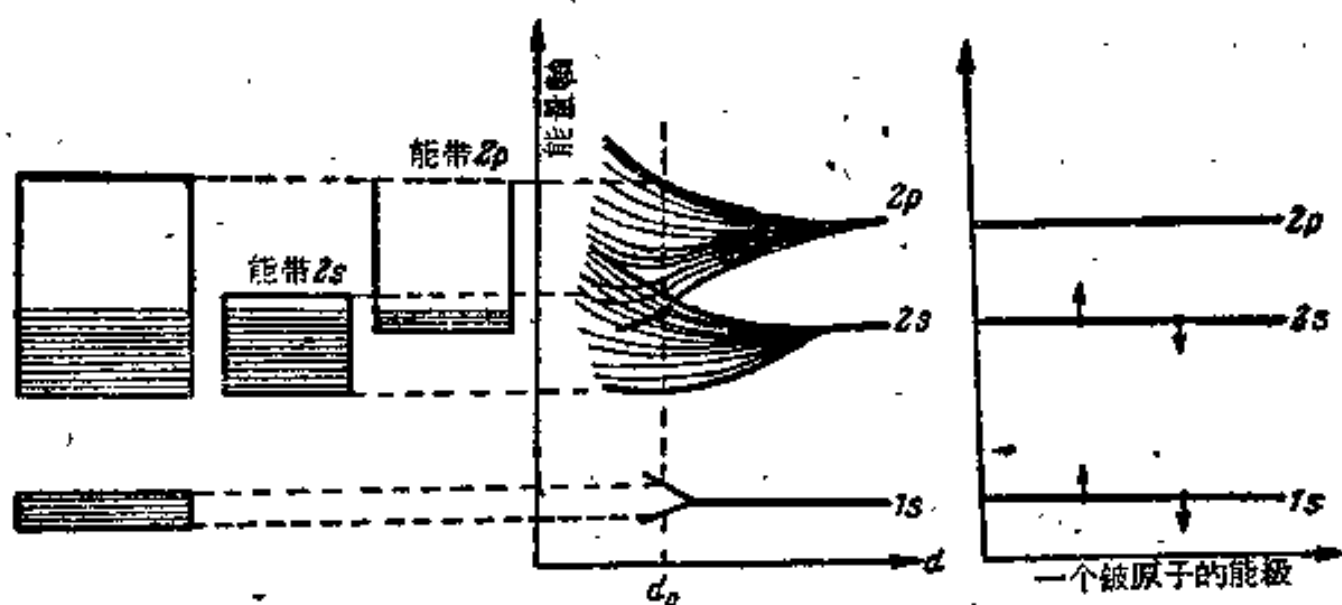


图9 铍的重迭能带形成图

参加电流的电子称为自由电子。在所有金属中，一立方厘米中的自由价电子数具有 10^{22} 的数量级且与温度无关；而同时，不同

金属的电阻值能相差几十倍且与温度有关。要了解这个现象的原因，必须更详细地研究导电机构并弄清楚是什么决定金属的电阻值。

电阻率等于

$$\rho = \frac{E}{j},$$

其中 j 是电流密度；

E 是电场强度。

自由电子数愈多，其规则运动的速度愈高，电流密度 j 就愈大：

$$j = env,$$

其中 e 是电子电荷；

n 是自由电子数；

v 是电子速度。

由于电子在晶体中的碰撞与能量损耗，其速度不能无限增加，而达到某一固定值，在这数值下电子从电场得多少能量，就交给晶格多少。同时 v 正比例于电场强度 $v = \mu E$ ，电子的规则运动速度与电场强度间的比例系数称为电子的迁移率。电子的迁移率在数值上等于，当电场强为 1 伏/厘米时电子在给定物体中运动的平均规则速度。在室温下纯金属的 μ 为 10—50 厘米²/伏·秒。

将 $j = env$ 和 $v = \mu E$ 之值代入 ρ 的表达式中，得到：

$$\rho = \frac{E}{j} = \frac{1}{en\mu}, \quad (1)$$

即自由电子数愈多以及其迁移率愈大，金属的电阻就愈小。在具有理想的正常几何结构的晶格中，电子完全不受阻碍，且由于隧道效应它可以自由地从障点转移到障点。

在实在的晶体中，无论是由于机构的畸变（原子的，障点间引入的，杂质的，空障点引起的，以及等等），或者是由于晶体的热振动，几何的周期性都被破坏，这种周期性的被破坏要阻碍电子的运动。因为在所有金属中，自由电子数大约是相同的，故电阻值主

要决定于电子迁移率之值。电子自由行程的长度愈大，电子所受阻碍就愈小而其迁移率也就愈大。

在其他条件相同之下，不同金属的 l 不同，并决定于其晶体结构的组成及其被整理的程度。自由行程长度 l 随着温度的升高，晶格热振动的增大和杂质含量的增长（杂质会破坏晶格被整理的程度）而减小。故金属的电阻随着温度的升高而增大，而合金的电阻恒大于其组成中的金属的电阻。例如，尼赫罗姆合金（镍铬铁合金）的电阻比铬的电阻大 8 倍，比铁或镍的电阻大 10 倍。

在纯金属中，自由行程长度受原子热振动的限制，与温度成反比例：

$$l_m \approx \frac{1}{T}, \quad (2)$$

而电阻随着温度成正比地增长。

在含杂质的金属中， l 与杂质含量 N_n 成反比例，而与温度关系不大：

$$l_n \approx \frac{1}{N_n}, \quad (3)$$

其中 N_n 为杂质原子数；

l_n 为电子的自由行程长度。

在中间的情形下，限制电子自由行程长度的两个因素同等重要，这时不应当将自由行程长度相加，而是将碰撞数相加，碰撞数是自由行程长度的倒数：

$$\frac{1}{l} = \frac{1}{l_m} + \frac{1}{l_n}; \quad l = \frac{l_m l_n}{l_m + l_n}. \quad (4)$$

正因为如此，当温度改变时合金可以得到最稳定的电阻值。在低温下，由晶格热振动所引起的对电子运动的阻碍不再是重要的，电阻值只决定于机构组成中的缺陷对电子的阻碍。因此，直到绝对零度合金仍保留最终的电阻值，而纯金属的单晶体不具有这种残

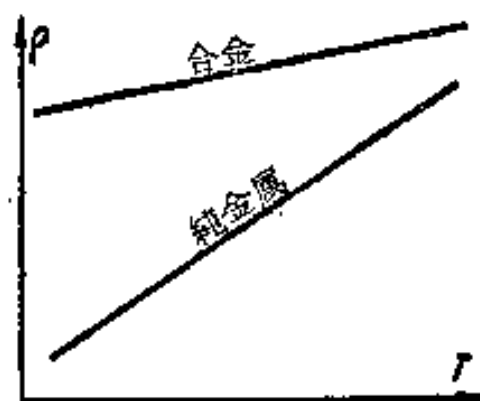


图 10 金属和合金的电阻与温度的依从关系

留的电阻值。

淬火及不同形式的机械加工使结构难于整理，因而使金属的电阻增大，而退火则使电阻减小。

4. 电 介 质

在电介质中价电子带完全被充满，因而外电场不能在其中产生电流。如果没有由品格热振动引起的电子热抛射，其情形就是如此。由于热激发的结果，电子可以从充满的价电子带转移到次一称为导带的自由带，它就可以参加电流了。例如，在 NaCl 的情形下，电子可以从氯的能带落到钠的自由带中，在钠的自由带中有许多空的能级因而有可能由外电场来加速电子。电介质中的电子流极小，因为在室温下良好电介质中的自由电子密度为 1 厘米^3 中有 $1-100$ 个电子，而在导体中为 1 厘米^3 中 10^{22} 个。电介质中电子的迁移率与金属中的迁移率没有本质上的差别，在室温下后者比前者大 $10-100$ 倍。

根据公式

$$\rho = \frac{1}{ln\mu};$$

$$\frac{\rho_M}{\rho_D} = \frac{ln_M \mu_M}{ln_D \mu_D} = \frac{n_M \mu_M}{n_D \mu_D} = \frac{10^{22} \cdot (10-50)}{(1-10^2)(0.5-5)} \approx 10^{20}-10^{23},$$

来计算一下电介质的电阻比金属的电阻大多少倍，公式中下标 M 表示金属，下标 D 表示电介质。因此，电介质的电阻比金属的电阻大 $10^{20}-10^{23}$ 倍。随着温度的升高热激发数也增大。

虽然在电介质中电子的迁移率也随着温度的升高而减少，其原因和金属中的情形一样，但是，迁移率的减少要比自由电子数的增长来得缓慢得多。热激发数正比例于：满带 N_s 中的电子数，以及任何原子当其振动时能具有足够能量将电子经禁区宽度 ΔE 抛入自由带中的概率。这个概率又与指数因子 $e^{-\frac{\Delta E}{kT}}$ 成正比例，其中 $k = 1.38 \times 10^{-16}$ 尔格/度是玻耳兹曼常数； T 是绝对温度。

对于 $T = 300^{\circ}\text{K}$, $kT = 0.026$ 电子伏.

热激发数

$$n \approx N_0 e^{-\frac{\Delta E}{kT}}, \quad (5)$$

因而,禁区宽度 ΔE 愈小以及温度愈高,热激发数就愈大. 禁区宽度愈大,发生这个过程的可能性愈小,电介质的电阻就愈大. 随着温度的升高电介质的电阻将减小. 为了说明热抛射数与禁区宽度及温度的依从关系,列出了下表.

热抛射数与 ΔE 和 T 的依从关系

ΔE	热 抛 射 数	
	$T=300^{\circ}\text{K}$	$T=450^{\circ}\text{K}$
10	10^{-15}	
5	10^{-12}	
3	10^{-8}	10^3
2	10^2	10^9
1	10^{17}	10^{14}
0.75	10^{18}	10^{15}
0.5	10^{19}	10^{16}
0.1	10^{23}	$10^{17.5}$

从表上看出,对于实际所遇到的温度,当 $\Delta E > 1$ 电子伏时热抛射数非常小,而这种物质才是电介质. 通常,在电介质中 $\Delta E > 1.5$ 电子伏. 这表也很好地说明了,为什么当温度升高时电介质的绝缘性能变坏.

在电介质中,由于电子浓度这样微小,强电场不能对电子发生重大影响,而是对离子发生重大影响,尤其是当离子离开了阵点位于阵点间的时候,因为这时离子所受束缚大大减弱. 所以,电场可以使这些离子发生位移,产生离子电流. 在全电导的情形下,电流通过时有物质的移动同时发生.

在高温时电介质的全电导开始起作用. 此外,当有光照射时由于内光电效应引起的光电导,电介质的电阻也要减小.

因为光能与光的频率有关，自然，频率愈高，其基本质点——光子的能量愈大，如果这个能量等于或大于能带间禁区的能量宽度，光子就可以把电子从低能带迁移到高能带中，在禁区约为 5 电子伏的电介质中，这相当于光谱的紫外线区域。

5. 半 导 体

满带和空带相隔很近的晶体是半导体。锗是半导体的例子，在锗中能带间的能量距离等于 0.75 电子伏，而同时，在电介质中 $\Delta E > 1.5$ 电子伏(图 11)。按电阻值说来，半导体介乎金属与电

介质之间，但其结构说来，半导体接近于电介质。

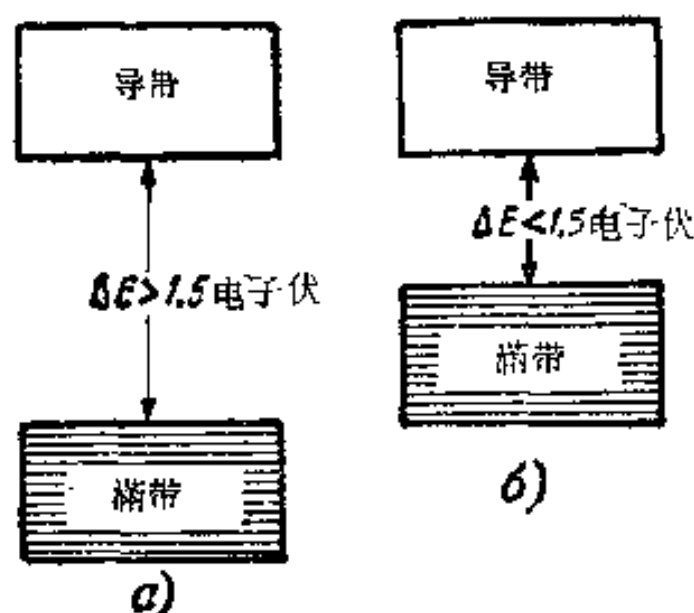


图 11 电子的能带图

a——电介质； b——半导体

在良好的导体——金属中，电阻率在 10^{-4} — 10^{-5} 欧·厘米的范围之内，在极坏的导体——电介质中，电阻率之值通常大于 10^{15} 欧·厘米，半导体的电阻率之值占有很大范围：从 10^{-3} 到 10^{10} 欧·厘米，半导体的主要特点不在于其电阻值在数量上与金属和电介质的

差别，而在于在各种因素(温度、光线等等)作用下其电导值能够改变。

象电介质中一样，半导体中的价电子数正好等于能带中能级数的两倍，即价电子带是全满的。在绝对零度下，半导体的价电子带完全被充满，而半导体就和电介质一样。

半导体不同于电介质之处在于，通常的电介质只有在极高温下才具有明显的电子导电性，在多数实际情形下这是不能实现的，因为通常这已超出了其熔点之上，而半导体在室温下就已失去了其电介质性能。随着温度的升高电子的热抛射数按指数增长，因而，自由带中的电子数及满带中称为空穴的空位数都增多了。

相应地,半导体的导热率也增大了。

现在来研究半导体的电阻如何随温度而改变。温度改变时半导体中的电子迁移率改变得相当小。如果在金属中 $\mu \approx T^{-1}$, 则对于半导体按照原子在晶格中的结合特性 $\mu \approx T^{-\frac{3}{2}} - T^{-\frac{5}{2}}$ 。在金属中,由于自由电子浓度恒定不变,电阻的温度依从关系完全决定于迁移率。在半导体中,由于电子浓度 n 也与温度有密切的关系,迁移率随温度的依从关系所起作用反而很小。上面已经指出,热抛射数随温度指数地增长,故可以认为,半导体的电导率大致按同一规律随温度而增长,即

$$\sigma \approx \sigma_0 e^{-\frac{\Delta E}{2kT}}. \quad (6)$$

和电介质一样,半导体的电导率随温度而增长,这与金属不同,在金属中电导率随温度增长而减小。通常,半导体的温度依从关系便于表为半对数的比例尺。如果就 σ 的表达式取对数,则得到:

$$\ln \sigma = \ln \sigma_0 - \frac{\Delta E}{2k} \cdot \frac{1}{T}. \quad (7)$$

这个关系的图形如图 12 所示,其中直线的斜度等于 $\frac{\Delta E}{2k}$ 。从这个直线的斜度可以决定禁带宽度,禁带宽度是半导体的重要特性。

当引进杂质时电阻急剧减少,是半导体的第二个重要性能。在半导体的晶格中引入某些具有不同原子价的其他元素时,出现附加的能级,其位置与自由带(或满带)极为接近,因此,抛

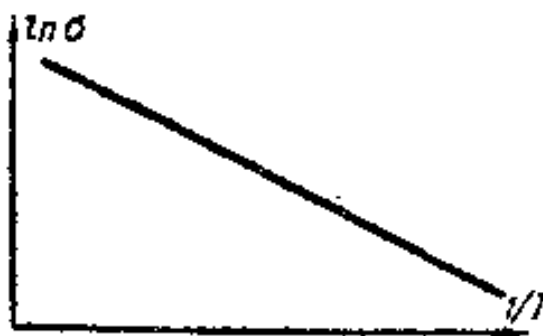


图 12 半导体的 $\ln \sigma$ 与温度的依从关系

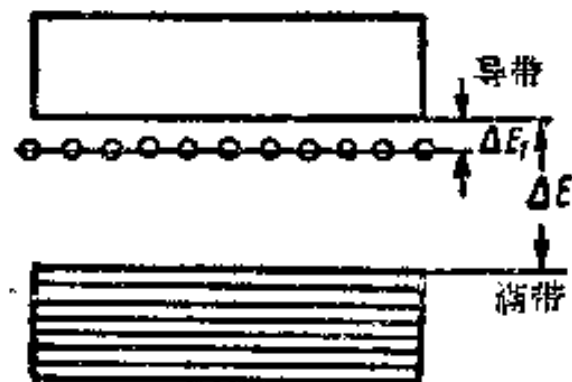


图 13 杂质半导体的能级图

射其中电子所需能量比抛射半导体本身的电子所需能量要小得多(图 13)。例如,对于最普通的半导体:锗 $\Delta E = 0.75$ 电子伏,硅 $\Delta E = 1.12$ 电子伏;而对于锗中的杂质砷 $\Delta E = 0.01$ 电子伏。

因为使电子脱离杂质能级所需的能量很小,故即令在室温下也有大部分电子进入自由带中。杂质的引入使自由电子浓度增大

很多倍,因而半导体的电阻大大降低。图 14 中画出了锗和硅的电阻随引入的杂质浓度而变化的曲线。

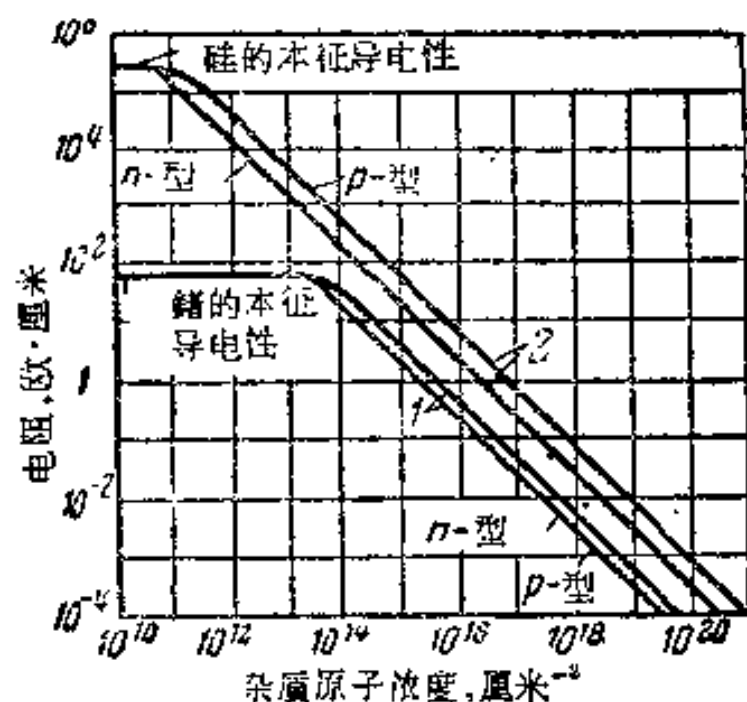


图 14 半导体电阻与引入的杂质浓度的依从关系
1——对于锗; 2——对于硅

当引入的杂质浓度很小或与半导体的自由电子浓度相比拟时,它对电阻的影响很小。例如,室温下锗中的自由电子浓度为 1 厘米^3 内 10^{13} ,从图 14 看出,这样的杂质浓度对锗的电阻影响很小。当杂质

浓度为 10^{14} 时,电阻已下降了几倍,而当杂质浓度为 10^{15} 时,电阻下降了几乎 50 倍。如果记得, 1 厘米^3 中的原子数约为 10^{23} ,则 10^{14} — 10^{15} 数量级的杂质浓度对半导体本身原子总数之比只不过 10^{-9} — 10^{-7} 。

所引用的例子指出,半导体的导电性与加入其中的微量杂质有着多么密切的关系,以及半导体材料的纯度具有何等重要的意义。杂质半导体的电导决定于半导体的本征电导与杂质所生成的电导,并用下列公式来表示:

$$\sigma = \ln \mu_n + \ln \mu_p, \quad (8)$$

其中 n 是半导体的电子浓度; p 是杂质的电子浓度; μ_n 和 μ_p 分别是半导体和杂质的电子迁移率。

杂质半导体中电子浓度与温度的依从关系的对数曲线绘出在图 15 中。从曲线看出，它包含三个具有特征性的区域，区域 I，即低温区，在这区域中晶格的振动能量小于 ΔE （参看图 13）不足以将电子从满带迁移到导带中去，但大于 ΔE_1 ，即足以将电子从施主能级迁移到导带中去，随着温度的升高，这相当于在图 15 中从右向左移动，晶格的振动能量增大，杂质的电子浓度也相应地增大，这个区域将一直延伸到所有杂质电子都进入导带中为止，点 θ 对应于这样的温度，即在这温度下所有杂质电子都转移到了导带中，但晶格的振动能量还不足以迁移半导体本身的电子，所以，存在有电子浓度保持恒定的温度区域，在点 a 处，晶格的振动能量已经足够大，而电子浓度由于半导体满带中的电子也开始增大，因此，在区域 III（这个区域是本征电导区）中电子浓度决定于半导体满带中的数值，而在区域 I 和 II 中电子浓度决定于杂质满带中的数值及杂质的浓度。

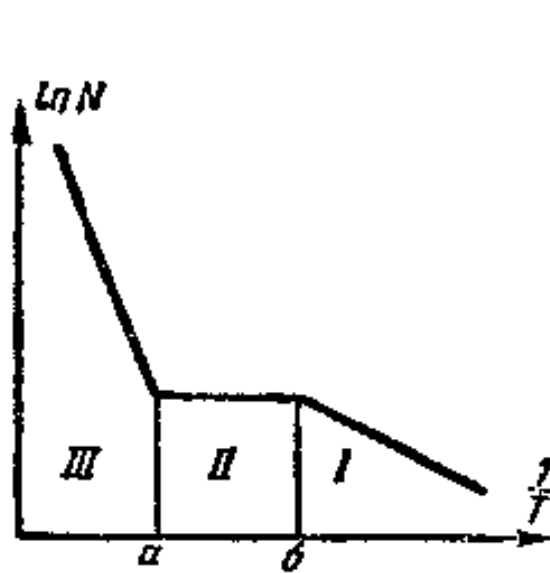


图 15 杂质半导体中电子浓度与温度的依从关系
I——杂质电导区；II——所有杂质原子的价电子都转移到自由带中；III——本征电导区

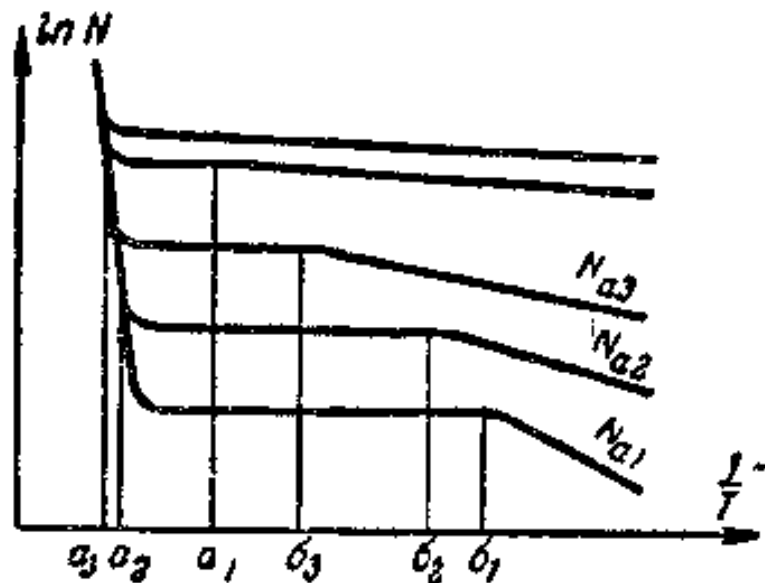


图 16 对于不同的杂质浓度值 ($N_{a1} < N_{a2} < N_{a3}$)，杂质半导体中电子浓度与温度的依从关系

图 16 中绘出了对于不同的杂质浓度值，杂质半导体中电子浓度与温度的依从关系。从图 16 看出，杂质浓度愈大，在较高温下所有杂质能级转为满带的时刻（点 $\theta_1, \theta_2, \theta_3$ ）来得愈迟。对应

于从杂质电导区转到本征电导区的过渡点 a_1, a_2, a_3 也要移动。

如果引入的杂质是其原子价比半导体原子价大一的元素，则有多余的电子，而电导决定于电子浓度。这种半导体称为电子半导体，而杂质称为施主杂质（图 17, a）

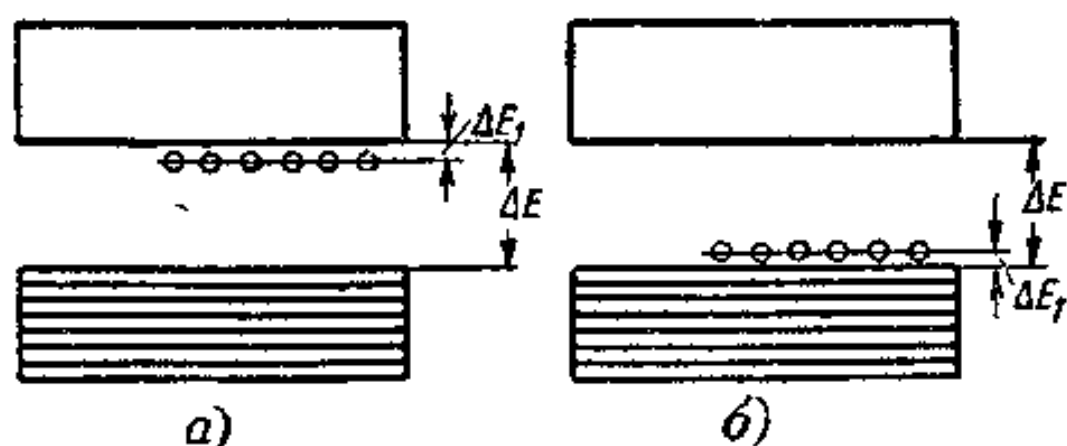


图 17 杂质半导体的能级图

a——电子的； b——空穴的

如果在半导体中引入其原子价比半导体原子价小一的杂质，则在靠近满带处出现未充满的空能级。因为这些能级离开半导体的满带比离开导带要近得多，故在相当小的晶格振动能量（这对应于较低温度）下它能把电子从满带中移出（图 17, b）。当电子转移到附近的空能级时，满带中又出现未充满的能级，即空位，而称为“空穴”。这种半导体称为空穴半导体，而杂质称为受者杂质。受者杂质数的增多引起空穴浓度的增大，这又引起半导体电导的增大，即引起其电阻的减小。

图 18 给出了， n 型电子的及 p 型空穴的杂质锗的电阻率与温度的依从关系。上面的曲线对应于本征锗，下面的曲线对应于杂质锗。在每一曲线上示出了，对于正常温度由杂质浓度所决定的电阻率之值。引入的杂质愈多，锗的电阻愈低。果然，锗的电阻愈低，即其中的杂质愈多，杂质锗的电阻值等于本征锗的电阻值的温度就愈高。将这些曲线和图 16 相比较，可以发现曲线在进程上有某些差别。图 16 中具有浓度为常数而与温度无关的区域，而在图 18 中，杂质锗的电阻最初有某些增长，然后降落并与本征锗的电阻变化曲线相合。这是由于，杂质半导体中电子迁移率与温度

的依从关系具有明显的极大值,如图 19 所示。极大值在这曲线上的位置与杂质浓度有关:随着浓度的增高此极大值向较高温度方面移动。与此相对应,杂质锗的电阻的变化进程也具有极大值,当所含杂质浓度增大而杂质锗的电阻降低时,这个极大值也要移动。

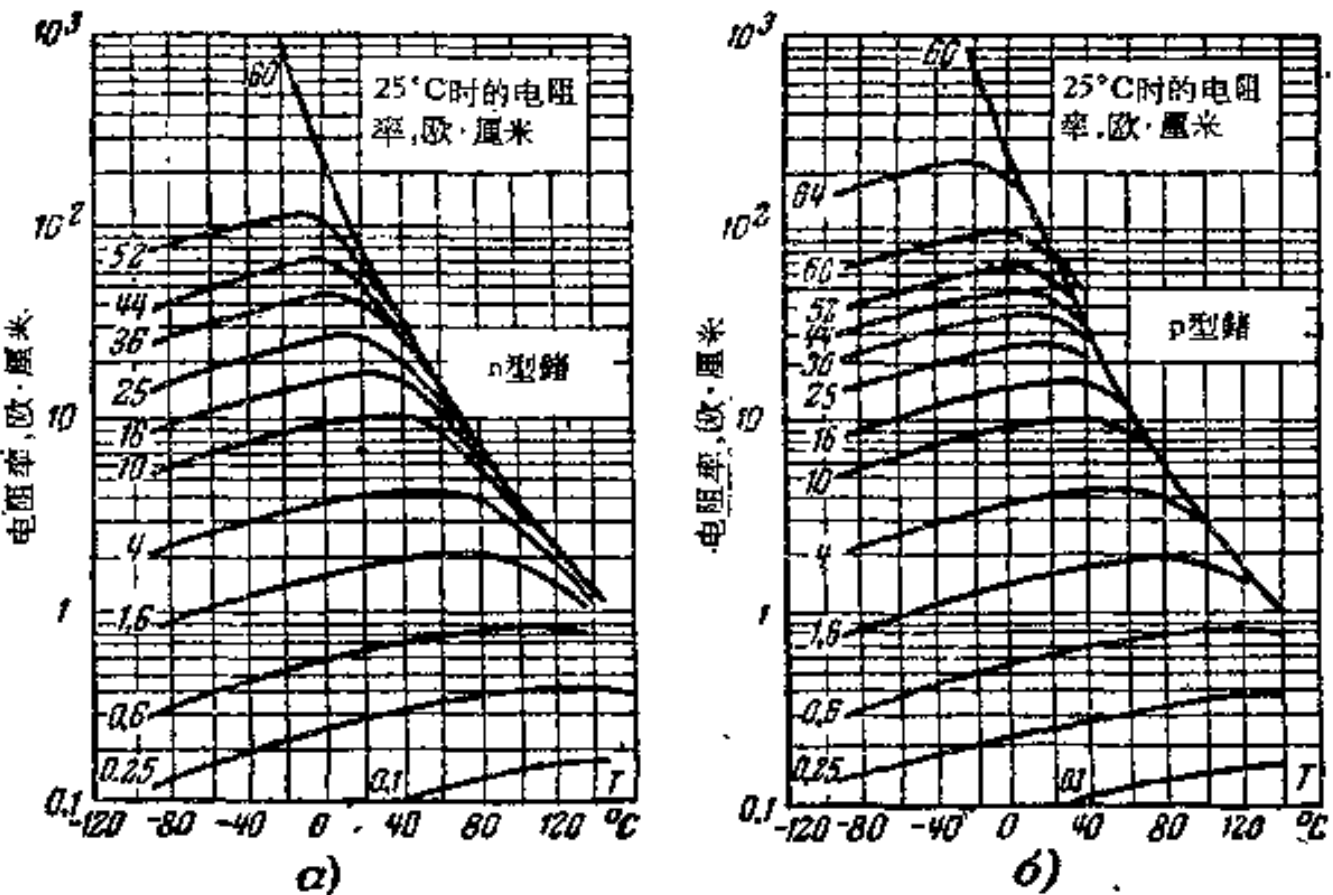


图 18 锗的电阻率与温度的依从关系
a — n 型; b — p 型

因为大多数半导体器件都是由具有不同类型导电性的半导体形成的结所组成,故在杂质半导体的电阻等于本征电阻的温度下,结自然要退化而器件不再工作。

半导体器件中所采用的杂质半导体的电阻愈低,其容许的工作温度就愈高。例如,对于 10 欧姆的锗最高工作温度靠近 80°C,而对于 1.6 欧姆的锗则为 120°C。

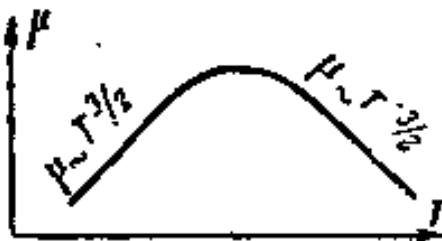


图 19 杂质半导体中电子迁移率与温度的依从关系

6. 霍耳效应

如果把载流导体置于磁场中,在导体中就发生电荷,因而呈现

出横向的电位差。这个现象称为霍耳效应。

所发生的电位差的符号与载流者电荷的符号有关，这可以决定导电的类型，因而解决了决定半导体是电子的，还是空穴的这样一个问题。

我们来研究引起霍耳效应的过程。设载流导体安置在磁场中。在外加电压作用下，具有平均恒定速度 v 的电荷将在导体中移动（图 20）。

磁场作用在运动电荷上的力称为罗伦兹力 f ，并等于

$$f = e(\mathbf{v}\mathbf{H}).$$

其中 e 为电子电荷；

$\mathbf{v}$ 为电子速度；

$\mathbf{H}$ 为磁场强度。

如果 v 和 H 互相垂直，则

$$f = evH.$$

在罗伦兹力作用下，电子或空穴的运动路径要发生弯曲，引起横向电场的出现，这电场的场强 E_x 将一直增大到由其作用引起的力 eE_x 等于 f 为止，即

$$eE_x = evH,$$

由此得出，导体中所发生的横向电场强度等于

$$E_x = vH,$$

而所发生的霍耳电位差为

$$v_x = E_x d = vHd,$$

其中 d 为样品宽度。

看得出，霍耳电位差只与电子速度和磁场强度有关。实际上，宜于将 v_x 用易于测量的量 H 和 I 来表示：

$$j = env,$$

从而有

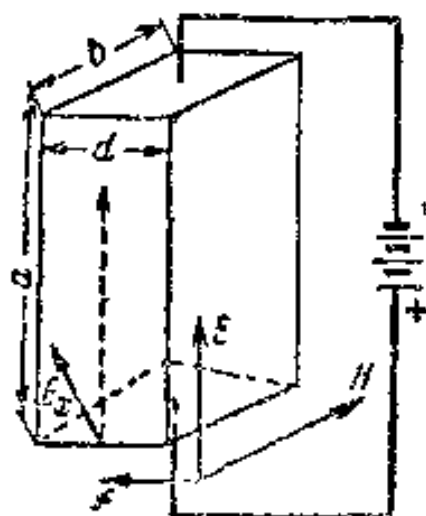


图 20 霍耳效应的说明

$$v = \frac{j}{en} \quad \text{和} \quad v_x = vHd = \frac{1}{en} jHd,$$

因为电流

$$I = jbi,$$

故

$$j = \frac{I}{bd},$$

$$v_x = \frac{1}{en} \frac{IH}{b}, \quad (9)$$

其中 b 是与磁场方向一致的尺寸, 这尺寸愈小, v_x 就愈大.

在给定温度下 $\frac{1}{en}$ 之值是常数, 并称为霍耳常数 R :

$$v_x = R \frac{IH}{b}, \quad (10)$$

即霍耳场强与电流及磁场强度成正比例.

在引导上列公式时没有考虑各个电子速度的不均匀性. 如果考虑到这点, 则

$$R = \frac{3\pi}{8} \frac{1}{en}. \quad (11)$$

测出了霍耳电压, 就可以按照其规律决定导电的性质, 如图 21 所示.

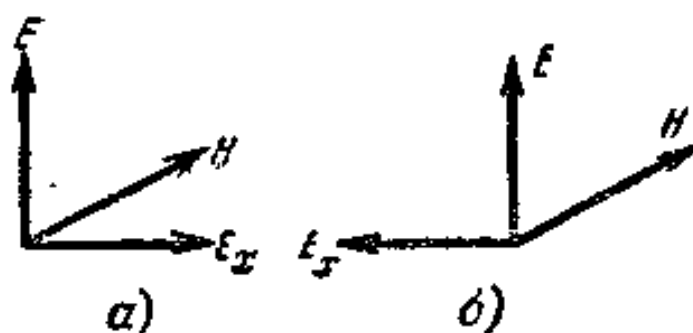


图 21 按照霍耳电压的规律决定导电性质

a——空穴半导体; b——电子半导体

如果测出霍耳电位差, 电流及场强, 可以决定霍耳常数 R , 因为

$$R = \frac{bv_x}{IH}. \quad (12)$$

在研究金属和半导体的电性能方面，霍耳效应起着重大的作用。知道了给定材料的霍耳常数，可以决定载流者浓度，再测出电导率，就可决定其迁移率。

因为 $R = \frac{3\pi}{8} \frac{1}{en}$ ，故测出了 R 可以决定浓度，浓度等于

$$n = \frac{3\pi}{8eR}, \quad (13)$$

测出电导率 $\sigma = en\mu$ ，并利用霍耳常数的表达式(11)，我們得到：

$$\sigma R = en\mu \frac{3\pi}{8} \frac{1}{en} = \frac{3\pi}{8} \mu, \quad (14)$$

从而有

$$\sigma R = \frac{3\pi}{8} \mu, \quad (15)$$

这就可以决定载流者的迁移率。

虽然霍耳效应在 1879 年就已发现，但其实际利用是在具有大的载流者迁移率的半导体材料有可能发展后才开始的，因为在这种材料中霍耳效应呈现得非常明显。

直接根据决定霍耳电位差的公式，可以按照电流值利用霍耳效应来决定磁场强度(或反之)。事实上，

$$v_x = R \frac{IH}{b}.$$

显然，测出 v_x 和 I 或 H ，可以分别决定 H 或 I 。

如果令流过样品的电流 I 为恒定值，则 $v_x \propto H$ ，而且，无论对于恒定直流或者对于交变电流这都是正确的。

因此，利用霍耳效应，可以借助于半导体发送器来实现：恒定和交变磁场强度的测量；电流、电压和功率的测量(一直到最高的频率)；波导管中电磁波功率的测量；量的乘和除，因为 $v_x \propto IH$ ；调制，检波以及等等。

目前，利用霍耳效应来作一系列地实际应用正在发展阶段。

参 考 文 献

- [1] Адирович Э. И., Электрическое сопротивление твердых тел, Изд. «Знание», 1953.
- [2] Шалыт С. С., Электропроводность полупроводников, вып. 1—2 из серия «Полупроводники и их техническое применение», ЛДНТП, 1956.
- [3] Стильбанс Л. С., Термоэлектрическое охлаждение, вып. 12—13 серии «Полупроводники и их техническое применение», ЛДНТП, 1956.
- [4] Регель А. Р., Полупроводниковые измерители напряженности магнитного поля, вып. 5 серии «Полупроводники и их техническое применение», ЛДНТП, 1956.
- [5] Иоффе А. Ф., Физика полупроводников, Изд. АН СССР, 1957.
- [6] Иоффе А. Ф., Основные представления современной физики, ГТТИ, 1949.
- [7] Зейтц Ф., Физика металлов, ГТТИ, 1954.
- [8] Веселов М. Г., Элементарная квантовая теория атомов и молекул, ГТТИ, 1955.
- [9] Адирович Э. И., Некоторые вопросы теории люминесценции кристаллов, ГТТИ, 1957.
- [10] Кобленц А. и Оуэнс Г., Транзисторы—теория и применение, ИИЛ, 1956.
- [11] Стретт М., Полупроводниковые приборы, ГЭИ, 1956.
- [12] Ши, Полупроводниковые триоды и их применение, ГЭИ, 1957.
- [13] Шокли В., Теория электронных полупроводников, ИИЛ, 1953.

半导体的电性能

Н. А. 彼宁 (Пенин)

· 引 言

半导体在固体中占有一大部分,其电阻率的数值介于金属和绝缘体的电阻率的数值之间。半导体最突出的特征是其电阻率与温度有密切的关系,并且电阻率随温度的升高而下降。

在为数很多的现有各种半导体之中,直到现在,只有少数几种获得了实际的应用。在无线电技术发展的最初阶段,在晶体检波器中就已采用了半导电的晶体:方铅矿、红锌矿、金钢砂、黄铁矿以及其他的各种元素的化合物。此外,所谓原子半导体,即具有半导电性质的化学元素有:硒、碲、硅和锗。硒用来制造已经获得广泛应用的硒整流器。由硅和锗制成的不仅是整流器和检波器,而且还有半导体放大器——三极管。

锗是典型的原子半导体。无论是考查半导体中电流流通的机构,或者是考查整流和放大性能的发生,以锗为例来说明都是最方便的。因此,下面我们将只研究锗的性能。

所有以下的叙述,至少在性质上也是和硅以及其他半导体有关的。

1. 锗晶格的结构

在锗晶体中,原子间有着束缚力,这种力的发生可用氢分子的形成作为例子来说明。我们知道,在一般情况下氢气质点不是单个的原子,而是由两个氢原子构成的分子。按照简化的表示法,氢原子含有一个带正电的原子核——质子和一个沿其轨道围绕原子核旋转的电子。质子的重量大约为电子的 2000 倍,如果两个氢

原子相互間的距离比較大，它們本身之間实际上沒有相互作用。但是，当这个距离很小时，原子的电荷間的相互作用就要增大，以致电子圍繞原子核运动的特性可以大大改变，而且原子將結合成一个整体。

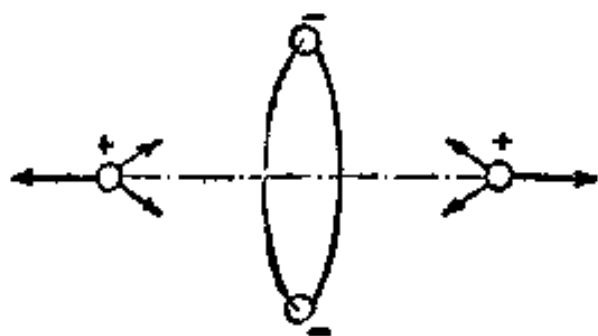


图1 氢分子模型

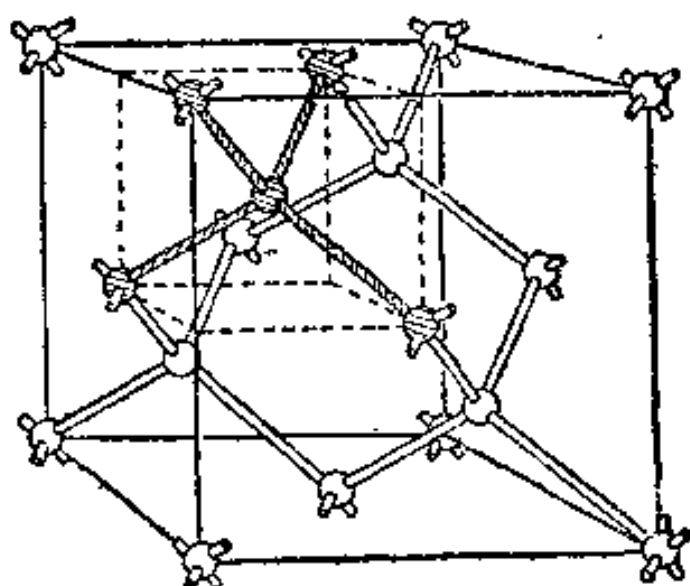


图2 鑽晶格的结构。

两个相互束縛的原子核和电子的一种可能布置，簡略地示出在图1中。在这种布置下，两个正原子核間有相互排斥力，而它們对沿公共軌道运动的电子又有吸引力，因此达到平衡。由两个氢原子构成的这种系統的能量低于两个单个原子的总能量。所以，为了将氢分子重新分成两个单个的原子，必須消耗一定的能量。

因此，在氢分子中，原子是借助于本身的电子彼此結合在一起的。这种由两个电子将同种原子束縛在一起的結合，称为双电子鍵或共价鍵。

理論上指出，双电子鍵是最牢固的，排出一个电子就減小了結合力，而加上多余的电子結合力实际上并不加強。

当形成鑽晶体时，原子間也发生类似的結合力。鑽是元素周期系第四族中的元素，因而具有四个价电子。这种元素的原子的电子壳层总共含有32个电子，但只有四个电子参預化学反应或导电过程。其余的电子与原子核紧密地結合，形成具有合成电荷等于 $+4e$ 的牢固原子根，其中 e 是电子电荷。每一个鑽原子都可以和另外四个原子形成双电子鍵。这种情形出現在金鋼石型的晶格

中。

图 2 所示为锗晶格的结构。在这种晶格中、每一原子被四个邻近原子所包围，这四个邻近原子与该原子间的距离是相同的。两个邻近原子间的最小距离为 2.41×10^{-8} 厘米。在基本晶胞中总共有八个原子；锗的晶格常数等于 5.61×10^{-8} 厘米。

可以记得，晶格中布有原子之处称为阵点。凡是所有原子都处在适当的晶格阵点上，既没有空余的阵点，也不含有多余的原子的晶体，通常称为理想晶体。

2. 半导体中导电性的发生

图 3 简略地表示锗晶格中电子键的结构。用相当于两个电子的两条线表示结合力。每一原子都被四个邻近原子所环绕，因而每个原子总共被八个电子束缚着，四个是自己的，其余四个各属于一个邻近原子。由于原子的正电荷被电子的负电荷所抵消，整个晶体是中性的。

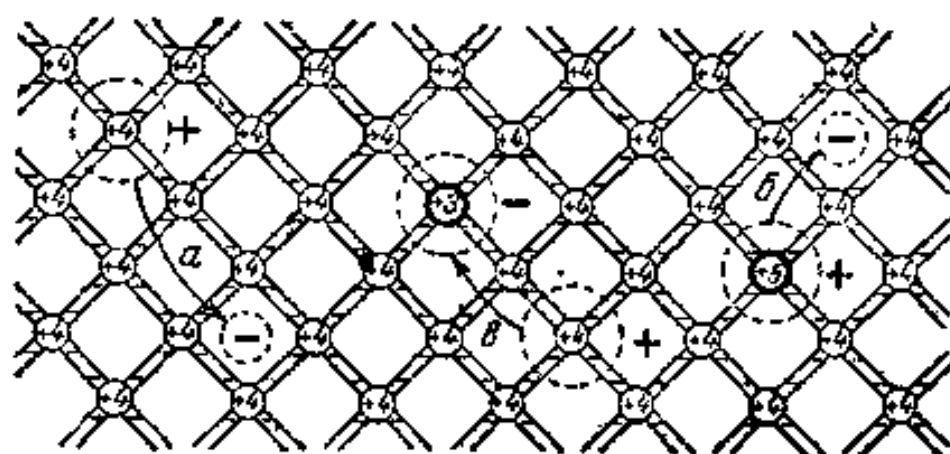


图 3 锗晶体中电子键的结构与移动电荷的发生

a——由于价电子键破裂而产生的空穴和电子。箭头表示电子位移的方向。由于排除了电子的结果，虚线包围的原子具有正电荷；

b——晶格中的施主原子；B——晶格中的受者原子

理想晶体在接近 -273°C 的极低温度下，每个电子都被束缚着，因而不参与导电过程，即理想的锗晶体在低温下实际上是电介质。如果有某些电子脱离了束缚，在晶体中就有了导电性。

例如，电子键可以因受热而破裂。当晶体受热时原子就发生振动，且在足够高的温度下，任何电子就有可能得到克服原子结合

力所必須的能量。結果，有一个电子解脫出来，形成一个带正电的离子。換句話說，产生一个空位，这空位可以重新被电子占据(图3,a)。这种对电子的空位通常称为“空穴”。

被解脫出来的电子具有負电荷，而形成的空穴具有正电荷，因为从整个說来是中性的原子中排出了負电荷，剩下的就是正电荷。因为被解脫出来的电子不能跑到晶体中已被占滿的任何电子鍵上去，所以在热运动的影响下，它們将象气体分子一样地作不規則运动。如果現在在晶体中加以电场，作不規則热运动的自由电子还要沿作用力的方向移动(漂移)，因而产生电流。在电场不太强的情况下，电子的漂移速度 v 正比例于电场强度 E ，即 $v = \mu_n E$ 。比例系数 μ_n 称为电子的迁移率；对鍺來說，在完善晶体中电子迁移率的数值約为 3500 厘米²/伏·秒。

自由电子引起的导电性称为电子导电性。电子导电性的大小用电导率 $\sigma_n = e\mu_n n$ 来表示，其中 n 是电子浓度。

由于共价鍵的破裂而形成空穴，在晶体中可能引起另外一种电荷的轉移。上面已經指出，空穴的形成相当于正离子的产生，形成的正离子可能被邻近中性原子因热振動而解脫出来的电子所中和。这样，一个正离子消失了，而在其附近又形成了另一个正离子。換言之，一个空穴被填滿，而在另一处又出現一个新的空穴。結果，空穴就从一个原子轉到另一个原子，沿着晶体移动。

在外加电场作用下，空穴将沿着与电子运动相反的方向移动(图4)。空穴移动的速度与电场强度成正比例。然而，在鍺中空

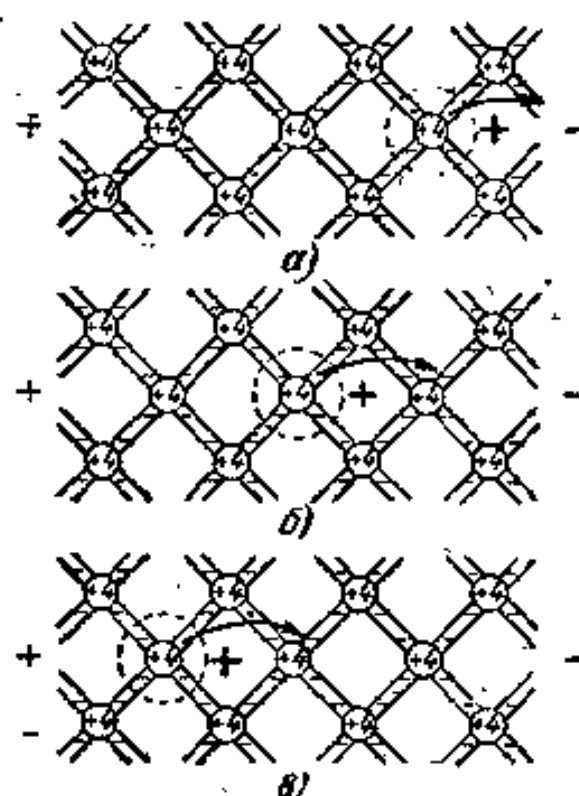


图4 空穴电流的发生。箭头表示电子轉移的方向

由于电子往右移动的结果，空穴往左移动；a,b,c——由于电子从邻近原子的轉移而依次发生的空穴状态

穴的迁移率约为电子迁移率的二分之一。

由空穴移动而引起的导电性通常称为空穴导电性，而电流称为空穴电流。空穴电导率用相应的公式 $\sigma_p = e\mu_p p$ 来表示，其中 p 是空穴浓度。空穴移动的方向相当于正电荷运动的方向，因此，空穴电流就好象是正电荷运动的结果。

3. 半导体的本征导电性

共价键破裂时，在理想晶体中要同时产生数目相等的自由电子和自由空穴，因而导电性也是由两种符号的电荷同时实现的。这样的导电性通常称为本征导电性。

在任何温度下，晶体中总有着一定的电子空穴对的平衡浓度。同时，由于热运动的结果，电子和空穴的产生与消失（复合）在不断的进行，而且在单位时间内电子空穴对产生的数目等于消失的数目。消失的电子与空穴的数目正比例于电子与空穴顺利相遇的数目，而这个相遇的数目又与电子和空穴的浓度成正比例。

因此，电子空穴对消失的数目正比例于乘积 np ，其中 n 和 p 是电子和空穴的浓度，电子空穴对产生的数目则与破坏共价键所必需的能量 E_g 和绝对温度有关，且正比例于 $e^{-\frac{E_g}{kT}}$ ，其中 k 是波耳兹曼常数，等于 1.38×10^{-16} 尔格/度。因此，在平衡状态下

$$np = Ae^{-\frac{E_g}{kT}} = n_i^2 \quad (1)$$

在具有本征导电性的半导体中 $n = p = n_i$ 。对于锗， $E_g = 0.72$ 电子伏，而在室温下 $n_i = 2.5 \times 10^{13}$ 1/厘米³。

本征电导率可以用公式 $\sigma_i = e(\mu_n + \mu_p)n_i$ 来表示，在室温下锗的 σ_i 值约为 0.02 1/欧·厘米。

在硅中，破坏共价键的能量 $E_g = 1.12$ 电子伏。与此相符，在室温下纯硅晶体的空穴或电子浓度为 $n_i = 6.8 \times 10^{10}$ 1/厘米³。在室温下，硅的本征电导率为 1.57×10^{-5} 1/欧·厘米，即为锗的本征电导率的 1/1300。

4. 含有各种杂质的半导体的导电性

在半导体中可能有这样的情况，这就是自由电子数不等于自由空穴数，而电流的形成主要是由于一种符号的电荷运动的结果。例如，在锗中加入另外的原子，即杂质，就可以使得一种类型的电荷数多于另一种类型的电荷数。

掺入锗中使得电子数多于空穴数的杂质，即产生主要是电子导电性的杂质，称为施主杂质。例如，用于锗中的典型施主杂质有砷和锑。引起空穴导电性的杂质，称为受者杂质。例如，镉和镓是锗的这种杂质。

我们来研究，在锗中引入杂质原子时，电子和空穴导电性是如何形成的。假定，晶格中的某一锗原子为砷原子所代替（图3,6）。砷具有五个价电子，其中四个与四个邻近锗原子形成共价键，而第五个电子是“多余的”、不完备的。由于锗的介电常数很大（ $\epsilon = 16$ ），这个电子与砷原子间的结合力将减弱，而易于脱离砷原子，例如，由于热振动的结果。砷原子在锗中的离化能约为 0.01 电子伏，因此在室温下，这相当于 0.025 电子伏的能量，实际上所有砷原子都将是离子化的。被解脱出来的电子可以参预导电过程，而砷的正离子仍旧不动。自然，晶体的中性并没有被破坏，即正电荷数等于负电荷数。

因此，在晶体中加入施主杂质，将使自由（移动的）电子数多于自由空穴数，即晶体的导电性将主要是电子导电性。在这种情况下电子是多数载流者，而空穴是少数载流者。

晶体中的杂质原子愈多，自由电子数超出自由空穴数也愈多。并且，因为电子和空穴复合的数目增多，自由电子浓度的增多会使空穴浓度有一定的减少。在平衡状态下，多数载流者和少数载流者浓度间的关系仍然是

$$np = n_i^2,$$

但是，现在 $n > p$ ，故 $n > n_i$ ，而 $p < n_i$ 。例如，如果 1 厘米³的晶体中含有 10^{16} 个砷原子，由于它们的离化能很小，实际上这个砷原

子的数目就是自由电子的数目,故按照关系 $np = 6.25 \times 10^{26} \text{ 1/厘米}^3$ 就求出室温下的空穴浓度:

$$p = \frac{6.25 \times 10^{26}}{n} = 6.25 \times 10^{10} \text{ 1/厘米}^3,$$

即差不多是电子浓度的 $1/10^6$ 。

在锗中加入受者杂质,例如镓,就产生空穴导电性。镓原子总共有三个价电子,因此当一个锗原子被镓原子代替时,在锗晶格中和镓相邻的四个锗原子之中只有三个完成了共价键,而另一个则没有完成共价键。由于任何邻近键的破裂,这个键可以被电子所充满(完成共价键)(图 3, B),而在邻近的原子中则形成了空穴。同时,镓原子是带负电的,而且仍旧不动。

因此,加入受者杂质,可使晶体中自由空穴数超过自由电子数,于是空穴成为多数载流者,而电子是少数载流者。

因此,主要的导电性是空穴导电性。同时,和电子导电性的情况一样,空穴与电子浓度之间的关系仍和式(1)相同。

多数载流者是电子的半导体称为 n 型半导体,而多数载流者是空穴的半导体称为 p 型半导体。

5. 光电导, 非平衡载流者, 寿命

不仅仅是在热运动的作用下,可以在锗中由于电子键的破裂而产生本征导电性;当光照在晶体上也发生同样的作用。如果用波长足够短的光照射在锗晶体上,则当吸收时光量子可能将其能量交与某一电子,使电子从其电子键中解脱出来。结果产生数量相等的附加电子和空穴。实验指出,相当于波长不到 1.7 微米的每个光量子,在锗中生成一对电子和空穴。

因此,在光作用下的电子浓度和空穴浓度将大于没有光照时的平衡浓度。自由载流者浓度的增大引起晶体电导率的增大。所产生的空穴和电子的数目,因而晶体的电导率,正比例于吸收的光量子数,即正比例于光的强度。在光作用下产生的附加电导率,通常称为光电导。

光停止作用后光电导就消失了，也就是晶体中空穴和电子的浓度减少，重新达到对应于晶体温度的平衡浓度值。因此，在光作用下产生的附加空穴和电子，称为非平衡载流者。这个术语着重指出了它们存在的暂时性。有光作用在晶体上时它们才存在，光作用停止后它们也就消失。

实验指出，在光照射停止后，非平衡载流者，例如空穴的浓度按下列规律随时间而减小：

$$p = p_0 + \Delta p_0 e^{-\frac{t}{\tau}}, \quad (2)$$

其中 p_0 是平衡的空穴浓度； Δp_0 是在光作用下空穴浓度的最初增量； $p - p_0$ 是多出的空穴浓度，即超出平衡值的浓度； τ 是非平衡载流者浓度减少到 $e \approx 2.7$ 倍时的时间间隔。这个量通常称为非平衡载流者的寿命。但是，应当把寿命和某一确定的空穴存在的时间区别开来。某一确定的空穴存在的时间可以和寿命 τ 相差很大。当光的作用停止后，有一些空穴立刻和电子复合，同时另一些空穴则可能存在得比时间 τ 长得多。断开光源后，在相当长的时间内仍然有可能观察到电导率的增高，这就证明了还有一些非平衡空穴和电子存在。因此，寿命 τ 是大多数非平衡载流者存在的平均时间。

在任何晶体中，寿命的数值都决定于晶体的晶格缺陷或外加杂质的浓度和效力，并且是材料的主要特性。

如果非平衡的空穴或电子受电场作用在晶体中运动，则在寿命 τ 之内它们将平均前进一个距离 $L_E = \tau \mu E$ ，这个距离称为迟延履行度。

如果没有外电场，也就是在浓度差的作用下由于扩散产生了非平衡载流者的定向运动，则在寿命 τ 之内，它们能够前进的平均距离可用下列公式表示：

$$L_D = \sqrt{D\tau}, \quad (3)$$

其中 D 是扩散系数，等于 $\frac{kT}{e} \mu$ 。

量 L_D 通常称为少数载流者，例如空穴在电子型锗中的扩散长度。在良好晶体中，扩散长度可达几毫米，这对应于寿命为几千微秒。

制造半导体三极管时为了正确选择材料，这只是一个例子，知道扩散长度是具有意义的。

半 导 体 二 极 管

Н. Е. 斯克沃佐娃 (Скворцова)

引 言

最初的半导体二极管,其中包括 A. C. 波波夫用来作为检波器的,是点接触型二极管。面结合型二极管的出现要晚得多,除去半导体薄片之外,任何晶体二极管的结构都含有两个金属电极,其中一个与半导体形成线性即非整流接触,而另一个电极在某些二极管的结构中形成整流接触,而在另一些二极管中则是非整流接触。虽然按照整流接触的结构,二极管也可以分成点接触型的和面结合型的,但从作用于其中的整流机构的观点看来,还远没有能够找出它们之间的界限。并且,在 A. Ф. 约飞院士的一篇著作中曾谈到,最初的无线电爱好者已经在点接触的情形下得到了电子空穴结,这和具有不同类型导电性的两半导体之间在面接触情形下所得到的属于同一类型。

目前,在二极管中采用锗和硅作为主要的半导体材料。为了得到具有确定均匀参数的二极管,必须采用均匀的半导体——单晶体。单晶体的制备方法与生产特殊真空炉的问题有关,因为必须在真空中获得极高的温度。例如,锗在约为 930°C 的温度下熔化。我们知道,用硅制成的半导体器件在对周围温度的反应方面,要比锗的器件弱得多。因而,研究工作者对硅极为重视。然而,为了获得硅的单晶体就要求更高的温度(约 1400°C)。因此,关于选择坩埚材料及在真空中获得极高温度的加热方法的问题,是极其复杂的,而且在很大程度上阻碍了半导体技术的发展。

1. 点接触型和面结合型二极管的结构

在点接触型半导体二极管(图1)中,整流作用应当发生在半导体1和金属电极2之间的接触点附近。点接触型二极管的这个金属电极通常用钨丝或钼丝制成,而且丝的接触端要经特殊磨尖。对于用作检波器的半导体二极管,丝磨尖的末端的直径等于1.5—2微米。因为所用金属丝的直径通常很大,故为了制成接触的弹簧,用电解或机械方法将丝磨尖。

在装配半导体二极管之前,半导体晶体的表面要经精密加工。例如,锗晶体在切片后要经磨光并用煮沸的强双氧水腐蚀。

另一金属电极3具有比电极2大得多的面积,它只是用来将二极管与外电路相连接。这个电极和晶体间的接触电阻很小,并且没有整流的性质。

在点接触型半导体二极管中,整流作用看来应当发生在金属电极与半导体间的边界上。但是,例如在锗检波器中,这是有点接触的,由于治成(沿正方向通以250毫安的直流电流)的结果,在点接触金属电极和半导体间可以发生这样一个区域,其中的导电性与制作二极管的半导体的导电性不同。这又可以引起整流接触的复杂机构的发生。

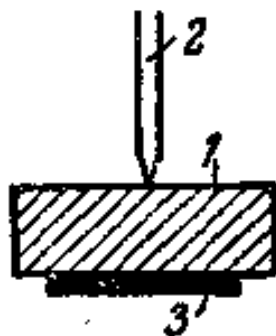


图1 点接触型二极管



图2 面结合型二极管

1——半导体; 2——产生点整流接触的
金属电极; 3——非整流金属电极

1和2——不同导电性的半导体薄片;
3——引导电流用的非整流金属电极

在面结合型二极管(图2)中,具有不同导电类型的两半导体薄片之间生成整流接触。发生在具有不同导电类型的两片半导体之间的整流接触,称为电子空穴结。例如,从锗薄片的两面引入不

同类型的杂质(用扩散的方法),就可以得到电子空穴结。但是,获得电子空穴结最常用的方法之一,是将钢金属与电子型锗相熔合(图3)。在锗片上放一小块钢,并置于温度为 $500-550^{\circ}\text{C}$ 的炉中,熔化后的钢洒在锗片的表面上,并且溶解到锗中一定的深度。当凝結时,在結晶过程中锗获得一定数量的钢原子,因而在与金属电极相接的边界上得到具有空穴导电性的区域,因为钢是受者杂质。钢又是金属电极,接触引綫也固定于其上。第二个电极由加有大量的锑的鉛或錫作成,锑是施主杂质。在熔合之后,靠近电极处形成了一个薄层,薄层具有比晶体还高的电子导电性。因此,它与电子型半导体相接的边界处没有整流作用。



图3 用合金法制成 $p-n$ 結的步驟
 a ——熔化前; b ——最初熔化的鋼滴在鍺表面上; c ——在高溫下燒煉后

2. 形成整流接触的机构

因为整流接触是决定半导体二极管性能的基本元件,故为了了解二极管的工作原理必須研究,第一,形成这个整流接触的机构,第二,电流流經整流接触的机构。

整流层的形成及整流时所进行的物理过程,便于对电子空穴結来詳細研究,因为在金属和半导体交界处的整流作用在本質上具有同样的性质。

任何整流器的整流性能都与内部接触电場的发生有关,即与接触电位差的存在有关。在研究更普遍的情形——电子空穴結之前,先簡要地講一下金属与半导体的接触,这也是最初在整流理論方面的研究。在这种接触下,整流层形成的机构是以热电子发射理論为基础的。如果电子在电子型半导体中的逸出功小于电子在接触金属中的逸出功,則当接触时电子从半导体轉移到金属中,因此,在半导体中靠近接触处生成正的体电荷区,其中載流者(現在就是电子)的数量远小于半导体其余部分中的数量。因此,在半导体和金属間发生高电阻区,其中出現可以得到整流作用的接触电場。

現在我們以在交界處具有導電型式突然變化的電子空穴結為例來研究接觸電場產生的原因。

圖 4 中給出了結中雜質濃度、空穴濃度、電子濃度及體電荷密度的分布圖形。在結的左邊半導體含有施主雜質，而右邊含有受

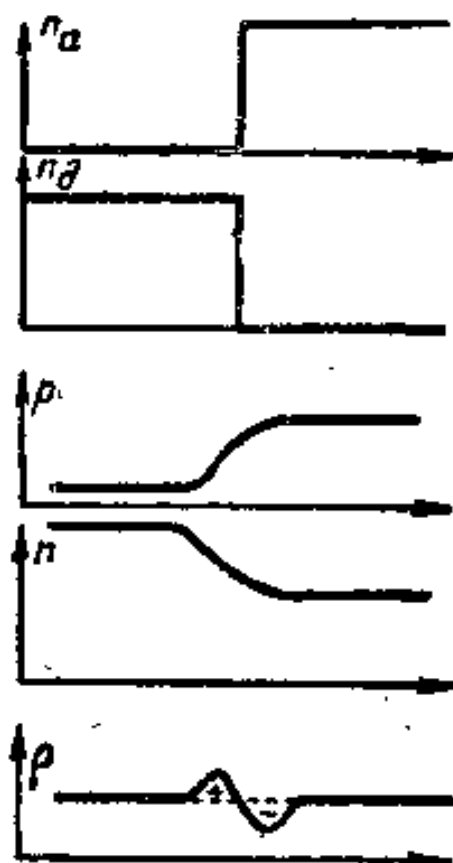


圖 4 施主濃度 n_d 、受者濃度 n_a 、空穴濃度 p 、電子濃度 n 及體電荷密度 ρ 的分布

者雜質，即左邊具有電子導電性，而右邊具有空穴導電性。電子濃度和空穴濃度在整個晶體中的分布圖形是對於沒有外電場的情形，即在熱平衡條件下所描述的。

再來研究平衡建立的過程。由於電子區域中電子的濃度大於空穴區域中電子的濃度，電子力圖擴散到空穴區域中去。同理，空穴力圖進入電子區域中。這樣的轉移伴隨着電荷的遷移，於是空穴區域帶負電而電子區域帶正電。同時，因為電子區域中的靜電位變得比空穴區域中更正，就產生了位壘。所發生的電場的方向，是阻止電子從電子區域自發地轉移到空穴區域，以及空穴從空穴區域轉移到電子區域

的。位壘高度決定於兩區域間接觸電位差的數值。在沒有外加電場的情形下，電子空穴結中建立了平衡狀態，這時經過結的電流等於零，但這並不意味着沒有空穴和電子經過結的運動。

由於熱運動的結果，將有電子從電子型半導體及空穴從空穴型半導體走出通過交界處，這些電子和空穴具有足以克服反向電場的能量。因為電子和空穴的電荷是相反的，故它們所荷載的電流指向同一方面。

相反地，在所發生的接觸電場作用下，將有電子從空穴區域中流出，在空穴區域中電子是少數載流者，然而是一定有的，同時也

有空穴从电子区域中流出。这些载流者的流通就产生了传导电流,其方向与多数载流者的扩散电流相反,后者是由于载流者的热运动及结两边的浓度差而发生的。因此,在平衡状态下,扩散电流为接触电场作用下发生的传导电流所补偿。

于是,由于建立平衡状态所产生的电荷分布在电子空穴结交界处的附近,并且,在电子区域中是未被抵消的固定受者正电荷,在空穴区域中是未被抵消的固定施主负电荷。因此,在交界面附近的电子区域中缺少电子(和半导体层中的电子密度相比),而在交界面附近的空穴区域中则相应地缺少空穴。所以,随着多数载流者浓度的降低,交界区域处的电阻将增大。这个含有体电荷且电阻增大了的区域,通常称为阻挡层。体电荷区或阻挡层的厚度与半导体的电导率有关,即与其中的载流者浓度有关。电导率愈大,因而浓度愈大,含有同样体电荷的阻挡层就愈薄。

对于电子空穴结,位垒的高度,即接触电位差之值,自然应当与晶体两区域中的杂质浓度有关(在杂质全部游离的情形下可以认为,载流者浓度等于杂质浓度)。

这个关系表示如下:

$$\varphi_k = \frac{kT}{e} \ln \frac{n_n}{n_p} = \frac{kT}{e} \ln \frac{p_p}{p_n}, \quad (1)$$

其中 φ_k 是接触电位差;

k 是波耳兹曼常数;

T 是绝对温度;

n_n 和 p_n 是电子区域中的电子浓度和空穴浓度;

p_p 和 n_p 是空穴区域中的空穴浓度和电子浓度;

e 是电子电荷。

可以看出,接触电位差也与周围温度有关。

对于锗的电子空穴结, φ_k 之值不超过 0.72 电子伏,也就是对应于使共价键破裂并产生电子空穴对的能量值。

最大的电场强度发生在电子空穴结的边界处。结附近杂质浓度的变化愈陡,即结中的浓度梯度愈大,阻挡层中的电场强度也就

愈大。

制成不同厚度的电子空穴结是有重大意义的，特别是从高压二极管的观点看来，因为改变结的厚度可以改变其中的电场强度。变化从熔化物中拉单晶的速度，可以在这个晶体中得到不同厚度的结，同时浓度的分布可以从极为陡峭变化到极为均匀。

3. 整流过程

现在讲到电子空穴结中的整流过程。为此我们来研究，当电子空穴结上有外加电场时，流经结的电流的性质。前面已经谈到，当无外加电场时，从电子区域流向空穴区域的电流被反向的电子流所平衡，同样地，相遇的空穴流也是相等的。外加电压使这种情形大大改变。如果加到结上的电压的极性是这样的，即正极接向结的电子部分，而负极接向结的空穴部分，就会使得空穴区域中对于空穴的位垒增高，以及电子区域中对于电子的位垒增高。至于由少数载流者（即电子区域中的空穴及空穴区域中的电子）引起的传导电流，则因接触电场对它们并无阻碍，故在外加电压下这些电流之值实际上没有改变。因此，在当外加电压的极性是正极连向电子部分时，从空穴区域出来的空穴流减小，而从电子区域出来的空穴流仍然不变。对于电子流也是同样的情形。这就表示，如果将外加电压增长下去，流经结的电流将趋近于一个数值，这个数值等于从空穴区域出来的电子流与从电子区域出来的空穴流之总和，也就是趋近于饱和电流 I_0 的数值：

$$I_0 = I_{e0} + I_{h0}, \quad (2)$$

对于给定晶体饱和电流是一常数。

我们以空穴区中的转移为例来研究饱和电流 I_{h0} 形成的机构。因为任何空穴区域中的电子由于热运动的原因偶然落到阻挡层边缘附近，就将被接触电场吸引到电子区域中去，故电流将只与落到阻挡层作用区中的电子数有关，而和外加电压没有多大关系。

在宽度等于空穴半导体中电子的扩散长度 L_n ，并与阻挡层毗

邻的区域内的电子，将从晶体内落到阻挡层的单位表面（1 厘米²）上。在离开結較远处所形成的那些电子，則由于复合作用不能走到阻挡层。因为由于热激发所产生的电子数等于由于复合而消失的电子数，即等于数值 n_p/τ_n ，其中 τ_n 为电子的寿命，故经过位垒的电流值将是：

$$I_{s0} = e \frac{n_p}{\tau_n} L_n = e n_p \sqrt{\frac{D_n}{\tau_n}}, \quad (3)$$

其中 D_n 为电子的扩散系数。

可以看出，饱和电流值将随着寿命 τ_n 的增大而减小。对于经过位垒的空穴流，类似的想法也是正确的。于是，总的饱和电流将决定于少数载流者的浓度和两个区域中它们的复合速度。这个电流称为反向电流，与外加电压没有什么关系，甚至几乎完全与外加电压无关。

当电子空穴結上加以相反极性的电压时（正极接到空穴型半导体，负极接到电子型半导体），位垒高度降低，因为結附近有一部分体电荷进行了复合。因此，从电子区指向空穴区的电子电流增大，而同时相反的电子流——从空穴区出来的——則仍然不变。

对于空穴流也发生同样的情形。在这种情形下，合成电子电流主要决定于从电子区出来的电子流，而合成空穴电流主要决定于从空穴区出来的空穴流。因为电子和空穴带有相反的电荷，故两个电流将沿同一方向流动。这个由于位垒高度降低而增大了的电流称为正向电流。经过結的总电流与外加电压的依从关系用下列公式表示：

$$I = I_s + I_A = I_0(e^{\alpha u} - 1), \quad (4)$$

其中 I_s 是电流的电子成分；

I_A 是电流的空穴成分；

α 是幂指数中电压前的系数， $\alpha = \frac{e}{kT}$ （其中 e 是电子电

荷， k 是波耳兹曼常数， T 是绝对温度）；

u 是外加电压。

在足够高的电压下 $e^{\alpha u} \gg 1$, 电流按指数规律随外加电压而增长。当电压为负值时, $e^{-\alpha u}$ 之值极小, 在这种情形下结中所流电

流之值等于 I_0 , 即饱和电流 (图 5)。因此, 流经二极管的电流的大小和方向与外加电压的大小和符号有关。这就可能将电子空穴结用作整流器及无线电接收设备中的检波元件。

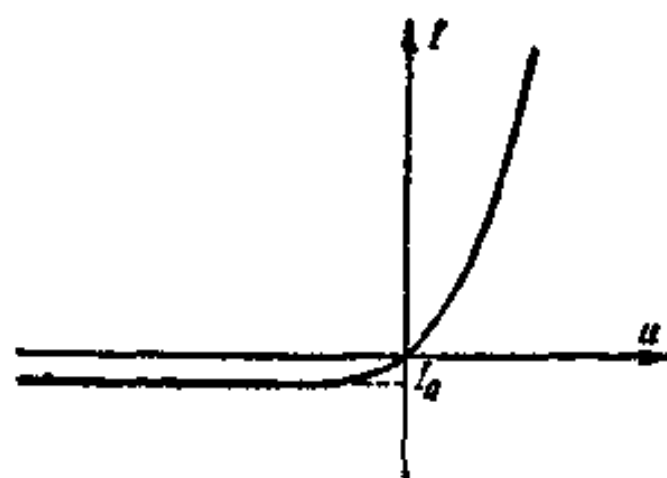


图 5 具有 $p-n$ 结的半导体二极管的伏安特性曲线

与结的小电阻相对应的方向, 称为通流或正的方向。与大电阻相对应的相反的方向, 称为阻流或反的方向。

实验所得电子空穴结的伏安特性曲线与理论十分符合。在室温下 α 之值约为 40, 这与按照公式

$$\alpha = \frac{e}{kT}$$

计算所得结果一致。

对于电子空穴结在反向电压下观察到良好的电流饱和区, 但是应当提到, 半导体检波器 (点接触型二极管) 的伏安特性曲线与理论有某些差别。例如, 具有重要意义的 α 之值比理论值要小两倍或两倍以上, α 可以说明给定二极管的整流效率。所以, 目的在于说明点接触型二极管中 α 的实际值与理论值的偏差的研究工作, 是很重要的。

在相当大的反向电压下, 电子空穴结的伏安特性曲线开始与图 5 中所示曲线不符合, 这是由于强电场的作用使得反向电流开始迅速增长。继续增大反向电压就会使结击穿。伏安特性曲线开始改变形状而电流急剧增长时的电压, 称为击穿电压。对于大功率二极管, 这个电压是主要的参数之一。

目前已制出能经受电流密度达每厘米²几百安, 并具有击穿电压约为几百伏的锗整流器, 也制出了具有击穿电压等于几千伏的

硅二极管。二极管中的击穿过程还没有研究得很清楚，击穿过程是不可逆的，因为经击穿后二极管不能恢复其原有性能。

击穿机构可能是这样的：在大的反向电压下发生大的电场，引起电流的急速增长，同时产生了相当高的温度，以致发生热击穿。

当电流流经电子空穴结时，注入起着重要的作用。注入应理解为，在具有一定类型导电性的半导体中渗入少数载流者的过程。当电流沿正向流过时，电子从电子区域驱入空穴区域中，而空穴驱入电子区域中。由于这种渗入的结果，如果载流者的寿命足够大，就可以使少数载流者（即电子区域中的空穴和空穴区域中的电子）的浓度增大很多。而且这些少数载流者，例如空穴渗入到电子型锗中后，必然伴随着发生复合作用，也就是这些少数载流者又会消失。但这个复合过程是逐渐进行而不是瞬时完成的，因而某些少数载流者能够进入远远超过阻挡层宽度的深处。

少数载流者进入的深度决定于，第一，运动的速度，第二，寿命。

与电子区域中空穴浓度增大的同时，电子浓度也同样增大，这是由于有电子自连接导线进入以补偿空穴的电荷，使得在阻挡层以外晶体的中性不被破坏。因而，在结的附近电流含有电子和空穴两个成分，而在远处只有多数载流者的成分：在空穴区域中只有空穴成分，在电子区域中只有电子成分，因为随着进入晶体中的深处少数载流者由于复合而消失。当正向电流流经电子空穴结时，晶体层中少数载流者浓度增大的现象称为注入；对于许多类型的半导体器件的运用，注入具有极重要的意义。

如果在空穴和电子区域中多数载流者的浓度不相等，例如，空穴区域中的空穴浓度比电子区域中的电子浓度大 100 倍，则空穴电流将比电子电流大 100 倍，即在加以正向电压时几乎所有流过结的电流都是由空穴所传递的。因此，在电子区域中注入的空穴将胜过在空穴区域中注入的电子。

4. 半导体二极管的频率特性

用作整流器的半导体二极管，应当可以应用在从最低频率开始的各种频率的情形下。所以，研究二极管频率特性的机构是非常重要的，这可以，第一，说明为什么当电压频率增高（过了某一频率之后）时整流效率在实际上会降低，第二，如何制造用于高频的特殊二极管。

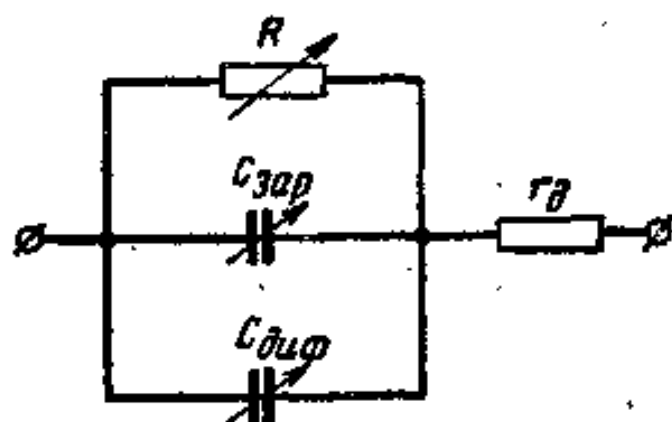


图6 半导体二极管的等效线路

为了描述电子空穴结的频率特性，可以利用图6所示的等效线路。在这个线路中， R 是与外加电压的大小和符号有关的整流层电阻； $C_{зап}$ 和 $C_{эф}$ 是由多数和少数载流者所引起的电容，也和外加电压的大小及符号有关； r_d 是半导体层的电阻。

按照电子空穴结的扩散理论，并考虑了注入现象，整流层的欧姆电阻可以表示如下：

$$R = \frac{\sqrt{2}}{\alpha(I + I_0)} \frac{1}{\sqrt{1 + \omega^2 \tau^2 + 1}}, \quad (5)$$

其中 I 是流经二极管的直流电流；

I_0 是饱和电流；

τ 是半导体中少数载流者的寿命；

ω 是引向二极管的交流电压的角频率。

在没有注入的情形下，描述整流层电阻与电流的依从关系的方程式变得简单，并具有下列形式：

$$R = \frac{1}{\alpha(I + I_0)}. \quad (6)$$

至于 $C_{зап}$ ，则其存在是由于阻挡层中具有体电荷。当引进交流电压时，阻挡层与一平板电容器相似，在外加电压变化时它时而

充电时而放电。反向电压的增大使体电荷区扩大，因而使阻挡层的电容减小。反之，正向电压的增大使体电荷区缩小，而电容增大。 $C_{\text{зар}}$ 与电子空穴结的主要特性的关系由下式决定：

$$C_{\text{зар}} = S \sqrt{\frac{\epsilon e N}{8\pi(\varphi_k - u)}}, \quad (7)$$

其中 S 为结的面积；

ϵ 为介电常数；

N 为载流者浓度；

φ_k 为接触电位差。

在这个公式中，反向电压算作正的，而正向电压算作负的。

由少数载流者注入引起的，单位面积的电子空穴结电容 $C_{\text{диф}}$ ，与少数载流者的寿命，外加电压的频率及流经二极管的直流电流的大小有关，并以下式表示：

$$C_{\text{диф}} = \frac{\alpha(I + I_0)}{\sqrt{2}} \frac{\tau}{\sqrt{1 + \omega^2 \tau^2 + 1}}. \quad (8)$$

从所列出的表达式可以看出，电子空穴结的欧姆电阻和电容与少数载流者的寿命及外加电压的频率的关系是这样的： τ 减小时电容下降，而 ω 增大时电阻和电容都减小。

目前，对电子空穴结的电容和电阻与 τ 、 ω 、直流电流值的依从关系进行研究，已经确实值得注意，因为无论是对于高频率整流时所发生的快速流动过程进行物理考查，或者是为了制造用于高频工作的二极管，这都是非常必要的。

5. 温度对半导体二极管性能的影响

现在讲到温度对半导体器件性能的影响的问题。在研究半导体二极管的工作与温度的依从关系之前，有必要着重提一下象热敏电阻这一类的半导体器件，因为它们是半导体中电阻随温度而变的特别明显的例子。

前面已经谈到，由于晶格热振动在半导体中产生了决定电导率并用浓度来表征的自由电荷，同时，随着温度的升高又由于载

流者浓度的增多电导率将急剧增长。例如，温度每升高 1°C 半导体的电导率增长 3—6%，升高 10°C 約增长 75%，而当温度升高 100°C 时电导率增长約 50 倍。

例如，利用惠斯吞电桥测出半导体的电阻值，可以判断其温度，因而，为了技术的目的可以用半导体来作温度計。

在半导体器件中，温度的影响也作用到其他的量，如 φ_k 。前面已經指出，二极管中的整流效应应当起源于发生在电子空穴結交界处的接触电位差 φ_k ，而接触电位差是温度的函数(1)。

从伏安特性曲线的表达式(4)也可以明显看出温度对整流性能的影响。

根据以上所述可知，半导体的电导率及决定二极管整流性能的接触电位差，都是温度的函数。这就决定了，当周围温度升高时半导体二极管的参数要发生明显改变；因而，如果没有特殊的温度补偿，在许多綫路中应用半导体二极管是会受到限制的。例如，锗二极管只有在温度不超过 $+70$ — $+80^{\circ}\text{C}$ 时能够工作。由于在硅中破裂共价鍵所必須的能量較大，硅器件具有較高的温度上限 ($+110$ — $+120^{\circ}\text{C}$)，但对于許多电子綫路的应用范围，这个温度也不能認為是足够高的。

容許的耗散功率随周围温度升高而降低，也应当認為是半导体器件的重大缺点。而对于具有高的固有温度的真空电子管，当温度变化到 470°C 热交换情况也沒有任何重大改变。对于半导体器件，当周围介质温度在这同一温度范围内变化时，热交换情况要发生重大改变，因器件耗散功率发生的热量也較难于散出，因而使得器件严重过热以致温度超出容許值以上。所以，决定了器件的最大容許耗散功率，应当考虑到决定于器件結構与其在綫路中的支撐的散热情况，以及器件工作时的周围介质的极限温度。

虽然半导体器件有着周围温度对其性能发生重大影响的这一严重缺点，但它具有許多胜过电子管的优点。由于沒有加热阴极，半导体器件消耗的功率要小得多。此外，因为它们不要求抽真空（当电子管工作时真空可能变坏），其牢固性及使用期限高于电子

管，由于其结构的特点，它们对于机械过载具有大得多的稳定性，半导体器件的尺寸和重量很小也是其重大的优点。

参 考 文 献

- [1] «Кристаллические детекторы», Изд. «Советское радио», 1950.
- [2] Теория электронных полупроводников, ИИЛ, 1953.

半 导 体 三 极 管

Я. А. 費多托夫 (Федотов)

引 言

目前,在具有极不相同电特性的各种器件中,半导体放大器(三极管、四极管,等等)是用得很广泛的一种。

在 1948 年制成了第一个实用的半导体放大器件——点接触型三极管,这是装在一个锗晶体上的两个点接触型二极管。稍迟一些,出现了关于制成面结合型三极管的报导。从那时起,半导体放大器件发展得极为迅速。还在 1952 年,就已发表了关于研制工作频率达 100 兆赫的高频器件(四极管)与工作电流为几安的功率三极管等方面的第一次结果。新型的器件也已开始出现:隧道(场)三极管、双基极二极管、多发射极器件、雪崩式三极管、对称三极管,以及等等。

所有这些器件的公共之处是它们都具有电子空穴结,电子空穴结是这些器件中不可缺少的主要元件。

看来,面结合型三极管是最简单的器件,无论从研究两个电子空穴结的相互作用看来,或者从研究确定器件各种性能(如其作用原理、特性与参数)的某些特点看来,都是如此。

1. 面结合型及点接触型三极管

1. 两电子空穴结的相互作用

面结合型三极管 (ПНТ) 是在一个单晶锗上用各种方法得到的两个电子空穴结。为了简单,我们只研究所谓一维的情形。假

定整个过程在无限大的晶体体积中进行。这样，就可以不考虑晶体表面上的现象。电子区域和空穴区域间的分界面可以表为与纸面垂直的无限延伸的平行平面（图 1, a）。在这种情形下可以认为，半导体中电荷分布状态的改变只沿 x 轴的方向传播。在三維空間的其他两个方向上（与纸面垂直的 y 轴和 z 轴）不发生任何改变。这就必须认为，对 y 坐标和 z 坐标的微商等于零，因而只研究对 x 坐标的微商。坐标原点 ($x = 0$) 位于左边那个结的平面上。

首先假定，结间距离 $x = W$ 远大于少数载流者在中間区域内的扩散长度。同时，每一个结都可以看成是独立的，不考虑它们的相互作用。

对于所研究的结构，每一个结中都将得到阻碍多数载流者经过结的区域进入相邻区域的位垒，和单个结的情形一样。在这种情形下，半导体体积中能带的位置如图 1, b 所示。

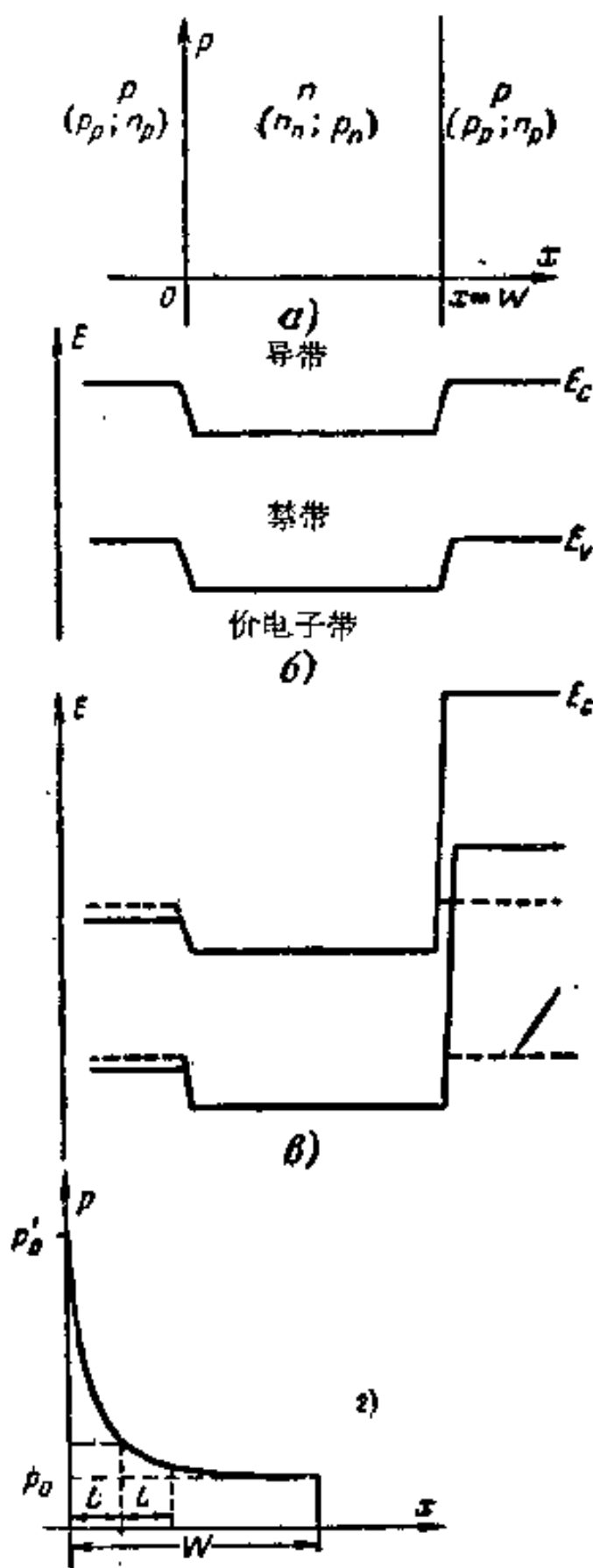


图 1 面结型三极管的一维模型
a—— $p-n-p$ 型的一维结构； b——在平衡状态下半导体区域中的能带 (E_c ——导带的“底”， E_v ——价电子带的“顶”)； c——在外加电压下能带位置的变化，左边的结处于通流方向，右边的结处于阻流方向（虚线表示在平衡状态下能带边界的位置）； r——当注入时中间区域内少数载流者的浓度分布

設对左边的电子空穴結沿通流方向加以电压，这时，左边位垒的高度降低（图 1, B），从右向左通过的电子数和从左向右通过的空穴数都增多，因为在这个情况下，少数载流者的轉移（电子从 p 区到 n 区，空穴从 n 区到 p 区）实际上并没有改变，故流经結的电流增大，而在左边及中間区域内，出現附加的非平衡少数载流者，这是由左边 p 区向 n 区以及由 n 区向左边 p 区的注入所引起的。

为了使討論簡化，假定 p 区中的空穴浓度远大于 n 区中的电子浓度，这个假定是符合合金 $p-n$ 結的实际情况的，因而完全可以采用，这个条件可以写成：

$$p_p \gg n_n. \quad (1)$$

同时注意到，少数载流者的浓度間的关系則是相反的：

$$n_p = \frac{n_i^2}{p_p} \ll p_n = \frac{n_i^2}{n_n}. \quad (2)$$

由外加电压 u_1 所引起流经結的总电流

$$i_1 = i_{n1} + i_{p1} = (I_{n0} + I_{p0}) \left(e^{\frac{eu_1}{kT}} - 1 \right), \quad (3)$$

一般說来是包含电子电流和空穴电流两个成分的，但当不等式 (1) 成立时，电子电流的成分 i_n 可以略去，因而认为，流经結的全部电流都系由左边 p 区通过結进入 n 区的空穴所荷载。

当必須估計由中間区域非平衡載流者的注入所引起的电流相对值时，利用所謂注入系数，它表示由載流者注入到中間区域引起的电流在流经結的全部电流中所占的分数：

$$\gamma = \frac{i_p}{i_n + i_p} = \frac{1}{1 + i_n/i_p}. \quad (4)$$

在一次近似下可以认为，从左向右的注入电流 i_p 和从右向左的电流 i_n ，是与相应区域中多数載流者的浓度成正比例的，于是

$$\gamma = \frac{1}{1 + n_n/p_p} = \frac{1}{1 + n_n n_p / n_i^2}. \quad (5)$$

可以看出，注入系数随着比值 n_n/p_p 的减小而趋近于 1，而总是小于 1 的，根据这个量的定义也可以得出这同一結論，因为我

們假定, 比值 n_n/p_p 远小于 1, 故在以后的討論中将认为 $\gamma \approx 1.0$.

根据对于单个 p - n 結工作的分析知道, 当在結上沿通流方向加以外电压 u_1 时, 在我們所研究的情形下, 在 n 区中的分界面附近要产生某一超出平衡少数載流者浓度的少数載流者浓度:

$$p'_0 = p_n e^{\frac{eu_1}{kT}} = p_n + p_n(e^{\frac{eu_1}{kT}} - 1). \quad (6)$$

象面結合型二极管中一样, 在中性 n 区中非平衡空穴体电荷的出現引起了电場的出現, 这个电場把补偿的附加負电子体电荷吸引到正的体电荷区域中来. 过程建立的时间极短, 为 10^{-10} — 10^{-11} 秒的数量級, 因而可以认为, 与中間区域中出現某一数量少数非平衡載流者的同时, 在其中也出現同样数量的多数非平衡載流者. 同时, 中間区域仍然保持电的中性. 因此, 当在左边結上加以正向电压时, 中間区域靠近結处出現某些附加的非平衡电子和空穴浓度. 这些載流者将沿 x 軸的方向传播.

因为平均說来这个移动不可能在中間区域的任何区段上引起体电荷的出現, 故电子与空穴将同时移动. 为了簡單, 以后我們將只研究空穴的移动, 空穴是該区域中的少数載流者. 因为在給定材料中, 非平衡載流者存在的时间受寿命 τ 之值的限制, τ 是材料的参数, 故非平衡少数載流者所走过的平均距离将受扩散长度 L 的限制. 非平衡載流者的浓度 p' 将沿着 x 軸由于复合按照下列規律而衰減:

$$p'(x) = p_n + p_n(e^{\frac{eu_1}{kT}} - 1)e^{-\frac{x}{L}}. \quad (7)$$

少数載流者的浓度将趋近于平衡浓度 p_n .

因为我們选取結間距离远大于扩散长度, 故在紧邻右边結处, 少数載流者的浓度与 n 区中少数載流者的平衡浓度 p_n 沒有差別 (图 1, r). 因此, 电流流經左边的結时完全不影响右边的結.

在右边的結上沿封鎖方向加以电压 u_2 . 这将使位垒增高很多. 当封鎖电压高于 1 伏时, 流經結的电流将实际上只决定于少数載流者的移动. 因为我們假定 $n_p \ll p_n$, 故經過結的反向电流主

要由从 n 区到 p 区的空穴流所組成：

$$i_2 = i_{n2} + i_{p2} \approx I_{p2}(e^{-\frac{e u_2}{kT}} - 1) \approx -I_{p2} = e \frac{n_i^2}{n_n} \sqrt{\frac{D_p}{\tau}}. \quad (8)$$

經過結的反向电流值主要决定于材料的性能 (τ, n_n) 及温度 (n_i^2) 。对于給定的温度和給定的半导体，在电压低于击穿电压下，饱和电流是一常数，它决定加有反向偏压的結的伏安特性曲綫的形状。

如果現在开始減少距离 W ，則可以看出，当結上加有同样偏压时右边結中的电流将增大，这是由于从左边 p 区向 n 区引进了非平衡少数載流者浓度的原故。

当 $W \ll L$ 时可以认为，經過右边結的电流决定于浓度 p'_0 。因为 p'_0 的大小决定于加在左边結上的电压 u_1 ，并表征流經左边結的电流 i_1 ，故可作出結論，經過左边結的电流的任何改变要引起經過右边結的电流的改变。

虽然在上面我們也假定了基极厚度远小于扩散长度 L ，但根据許多理由必須考虑到，在距离 W 处由于复合非平衡載流者要有某些减小，虽然为数是不多的（百分之一或更小）。由于这点，电流 i_2 的相对改变将略小于其改变的起因，即略小于 p'_0 的改变。利用传输系数 β 就考虑了这个效应，传输系数表示，在左边注入的非平衡載流者之中有多大一部分到达了右边的結。

此外，应当記得，两个結的相互作用会引起非平衡載流者分布規律的某些改变。例如，如果没有第二个結可以认为，在距离 $x \gg L$ 处，非平衡載流者的浓度实际上降落为零，而現在，我們在 n 区中距离 W 处安置了第二个結，且 W 可与扩散长度相比拟，則空穴中只有不大一部分将由于复合在 n 区中消失。大部分空穴到达右边的結，被結中电场捕获而投入右边的 p 区中，因为电荷在結中的漂移速度远远超过其扩散的传播速度，故可以推測，在右边結的边界处 $(x = W)$ 少数載流者的浓度将等于零。所以，为了决定电流 i_2 ，如果直接按照公式(7)令 $x = W$ 算出右边結中的非平

平衡载流子浓度，再将所得数值代入表达式(8)中进行计算，是不可能的。正确的答案只能从扩散方程式的解答中得出。

当直流电流和电压的变化足够小时，根据非平衡少数载流子扩散方程式的解答，可以得出传输系数随 W/L 而变的下列关系：

$$\beta_0 = \operatorname{sech}(W/L) \approx \frac{1}{1 + \frac{1}{2}(W/L)^2} \approx 1 - \frac{1}{2}(W/L)^2. \quad (9)$$

只有当注入的非平衡载流子浓度与基区中平衡载流子浓度 (p_n) 相比是足够小的时候，上述解答才是正确的。如果电流和电压的变化是正弦信号，且其振幅与直流电流和电压相比是足够小的，则一般说来表达式(9)适合于趋近于零的信号频率。

在上面所引出的例子中，我们研究了利用一个结（左边的）的电流来控制另一个结（右边的）的电流的机构的主要特点，这是面结合型三极管作用原理的基础。

图2, a 简略地示出了，其结构相当于以上所述的半导体三极管。这种器件称为 $p-n-p$ 型三极管。外面的黑色矩形表示线性接触（即非整流接触），这些接触分别与晶体的电子导电性区域和空穴导电性区域相接，并和三极管的引线联在一起，利用这些接触就可将外电压引向 $p-n$ 结。晶体中具有电子导电性或空穴导电性的区域就是三极管的工作电极。

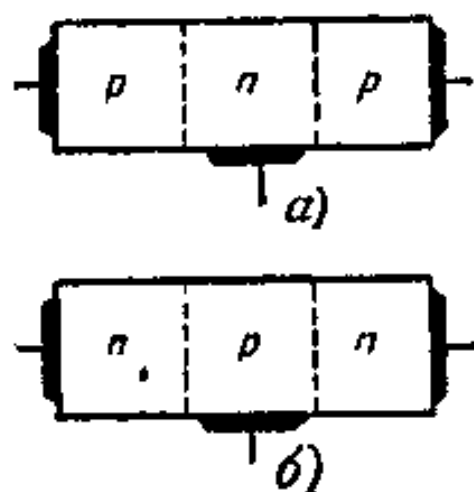


图2 面结合型三极管的示意图
a—— $p-n-p$ 型；b—— $n-p-n$ 型

三极管中左边的 p 区称为发射极，因为它向中间区域发射电荷，中间区域是结间的相互作用区。收集发射出的电荷的右边 p 区，称为集电极。中间区域称为基极。

实际的面结合型三极管 (ПНТ)，不管其构造和工艺如何都由单晶锗制成，在其中，两个具有相同类型导电性的区域被具有相反导电性的中间区域所分开。在上面所研究的例子中，我们是假定

两个 p 区被其間的 n 区所分开。如果两个 n 区被 p 区所分开 (图 2, 6), 也可以得到同样的結果。在这种情形下, 加于发射极和集电极的电压的极性应该改变。鍺中具有电子导电性的区域, 即发射极将向空穴鍺的基极注入电子, 决定电子在基极中的行为的关系, 則和前例中决定非平衡少数空穴的行为的关系相同。这种三极管称为 $n-p-n$ 型三极管。因为这两种类型三极管的基本关系完全相同, 以后只研究 $p-n-p$ 型的结构, 而在有必要时預先說明一下 $n-p-n$ 型结构的个别特点。

注入系数 γ 和传输系数 β 是三极管的内部参数。实际上采用另外的参数——在外部端鈕的电流放大系数 α ——要方便得多。

我們所研究的情形相当于将三极管接成共基极綫路, 因为基极是輸入和輸出电路的公共电极。在共基极綫路中, 对于小的电流变化 Δi_1 和 Δi_2 , 电流放大系数显然等于:

$$\alpha = \frac{\Delta i_2}{\Delta i_1} = \gamma \cdot \beta, \quad (10)$$

因为集电极电流的变化等于发射极电流空穴成分的变化乘以传输系数 β :

$$\Delta i_2 = \Delta i_{1p} \cdot \beta,$$

而发射极电流空穴成分的变化又等于发射极电流的整个变化乘以注入系数:

$$\Delta i_{1p} = \Delta i_1 \cdot \gamma.$$

2. 面結合型三极管的伏安特性曲綫族

一般說来, 根据三极管联接法的不同, 以及自变量和因变量 (电流和电压) 选择的不同, 对于同一三极管在入端和出端可以得到形状极不相同的大量伏安特性曲綫族。在本节中只研究一个伏安特性曲綫族——接成共基极綫路的三极管輸出特性曲綫族。这族曲綫是輸出电流 (集电极-基极电路中的电流) 与輸出电压 (集电极-基极端鈕上的电压) 的关系曲綫, 是在不同的輸入电流 (发射极-基极电路中的电流) 值之下得出的。

这族特性曲线对于我们极其重要，因为它反映了三极管中用发射极电流控制集电极电流的主要过程。

假定发射极电流等于零，得到第一根曲线。为此，将发射极电路开路，在集电极电路中接上可调的电压源及测量仪表，对于不同的集电极电压测出集电极电流值，并作出相应的曲线（图3）。

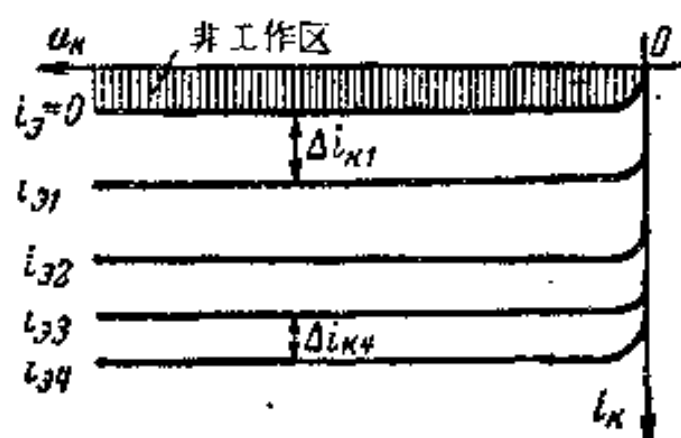


图3 面结合型三极管的
伏安特性曲线族

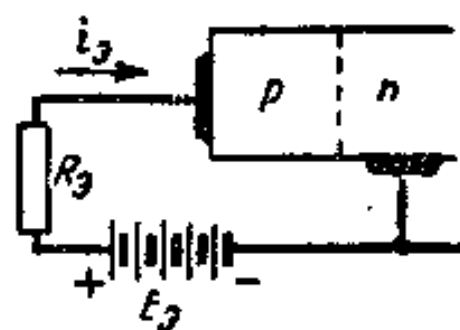


图4 发射极电路偏压的示意图

在某一发射极电流值之下就得到次一曲线。为此，在发射极电路中接入与限流电阻 R_E 串联的电池 E_E （图4）。在发射极电流 i_{E1} 下得到与第一根曲线相似的第二根曲线，但沿电流轴移开一些。将发射极电流依次继续增大，得到对应于发射极电流 i_{E2}, i_{E3} 等等的一系列曲线。

假定发射极电流是这样改变的，即使其增量保持常数：

$$\Delta i_{E1} = (i_{E1} - 0) = \Delta i_{E2} = (i_{E2} - i_{E1}) = \Delta i_{E3} = (i_{E3} - i_{E2}) \dots$$

但曲线族间沿电流轴方向相隔的距离并不相等，这就表明，当发射极电流改变时电流放大系数 α 之值不是常数。

通常我们不研究发射极电流为负值的区域。负的发射极电流相当于在发射极上沿封锁方向加以电压。这时，电流经发射结的流通将决定于封锁二极管中一般的过程，而与基区中的注入及非平衡载流者的出现无关。在负的发射极电流之下，没有注入现象，我们说发射极对集电极没有影响。

必须指出，如果集电极电压选取得足够大，以致伏安特性曲线走出了击穿前的区域，而进入了击穿区域。则当集电极电压增大时

曲綫的斜度將迅速增大。當電壓足夠高時，單個結中所發生的電流增長的雪崩過程，是特性曲綫斜度增大的原因。

集電結旁路漏電的存在，使得在集電極-基極電路中出現附加的電流分量，這電流分量是隨電壓作綫性改變的。

所以，當 $i_b = 0$ 時伏安特性曲綫的方程式具有如下的形式：

$$i_{k0} = -(I_s + r_y \cdot u_k), \quad (11)$$

其中 r_y 是結的旁路漏電阻。顯然，對於族中其餘的特性曲綫，這個量也應加入在方程式中：

$$i_k = -(I_s + r_y u_k + \alpha_0 i_b). \quad (12)$$

電流 i_{k0} 是集電結的空載不可控電流，它可以表征集電結的性能。正是這樣，在共基極綫路中當發射極開路時測得的集電極電流的這個數值，通常被指定作為半導體三極管的參數之一。同時還指出測量這個電流時的集電極電壓值。在給定電壓下作為三極管參數的這個電流記為 I_{k0} ，並稱為集電結的反向電流或集電極漏電流。電流 I_{k0} ——這是在給定集電極電壓下，三極管可以工作的集電極電流實際最小值。從下列觀點看來 I_{k0} 之值也是具有重要意義的：即當溫度變化時這個電流要發生最強烈的變化，這基本上決定了三極管對溫度的不穩定性。

關於 α_0 之值應當說到的是，令 $\gamma_0 = 1$ 並從關係式(9)決定了 β_0 就可以推測，隨著基極厚度 W 的減小， α_0 之值將無限趨近於 1。對於一維面結合的情形，所有這些在實際上都是正確的。實際的三極管（例如图 5 簡略示出的面結合金三極管）的發射極和集電極具有有限的尺寸，如果集電結的面積選得大於發射結的面積，則空穴的主要部分將到達集電結。但是，從發射結邊緣注入的那部分空穴將不沿對着集電極的方向運動，而是向錯體積深處或緊鄰發射結的晶體表面方面運動。這時 α_0 之值將減小，這不僅是由於非平衡載流者在基極中介乎發射極和集電極間的體積內的复合，而且也是由於表面复合以及在體積中離開電極方面的复合。這個二維的模型對於計算要複雜得多，因為必須考慮結的幾何形狀及表面复合。

但是，結的直径通常远大于結間距离 W ，这就自然减少了边缘效应的影响。此外，总是这样来选取发射結和集电結面积的比值，以使得实际的三极管接近于理想的一維情形。事实上，按照三极管給定几何尺寸和材料参数算出的电参数是与测出的参数十分符合的。

只要将发射結和集电結的面积加以相反的改变（即实际上将集电結接成发射結，发射結接成集电結），就是在同样的結間距离下 α_0 之值也会大大改变。因为实际的情形已不符合于一維的模型。这时，静态特性曲綫族将分布得較密。在具有特性曲綫扫描仪的情形

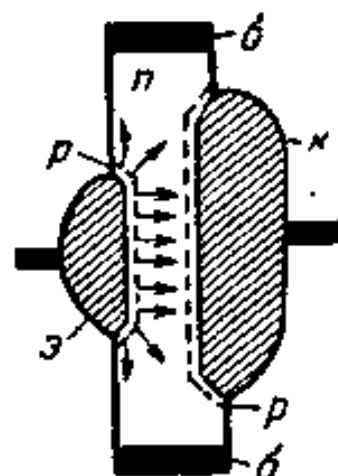


图5 发射极和集电极具有有限尺寸的面結合金三极管

下，如果不知道三极管管座的接法，可以在共基极綫路中交换发射极和集电极的位置，并在示波器螢光屏上观察輸出伏安特性曲綫族来决定三极管的电极。应当指出，对于自动調整綫路中的某些应用，宜于制造所謂的对称三极管，也就是具有完全相同的发射极和集电极的三极管。无论采用那一种接法，这种三极管都具有完全相同的特性曲綫。

必須还指出面結合金三极管静态特性曲綫的一个特点：当 $u_K = 0$ 时，只有对应于 $i_E = 0$ 的第一根曲綫集电极电流才等于零。对于所有其余对应于发射极电流具有某些数值的曲綫，当电压 u_K 为很小的正值时集电极电流才等于零。

3. 面結合金三极管电极中电流的分布。

基极电阻。三极管接成共发射极

半导体三极管是具有三个引綫的设备，和任何其他綫路元件一样，克希荷夫定律对它是正确的。

流向三个引綫的电流之总和应等于零：

$$i_E + i_K + i_B = 0, \quad (13)$$

作用在每两个引綫間的电压也是这样：

$$u_{\text{B,6}} + u_{\text{B,K}} + u_{\text{K,6}} = 0. \quad (14)$$

下标 B.6、B.K 和 K.6 分别表示加于发射极与基极间、发射极与集电极间以及集电极与基极间的电压。

我们来研究在发射极加以单位跃变电流的情形下，共基极接法的三极管电极中电流的分布，对应于这个情形的线路图如图 6 所示，图 7 所示则是电流的时间图，当加以具有陡峭波前的脉冲时，实际三极管中所发生的过渡过程则不加研究。

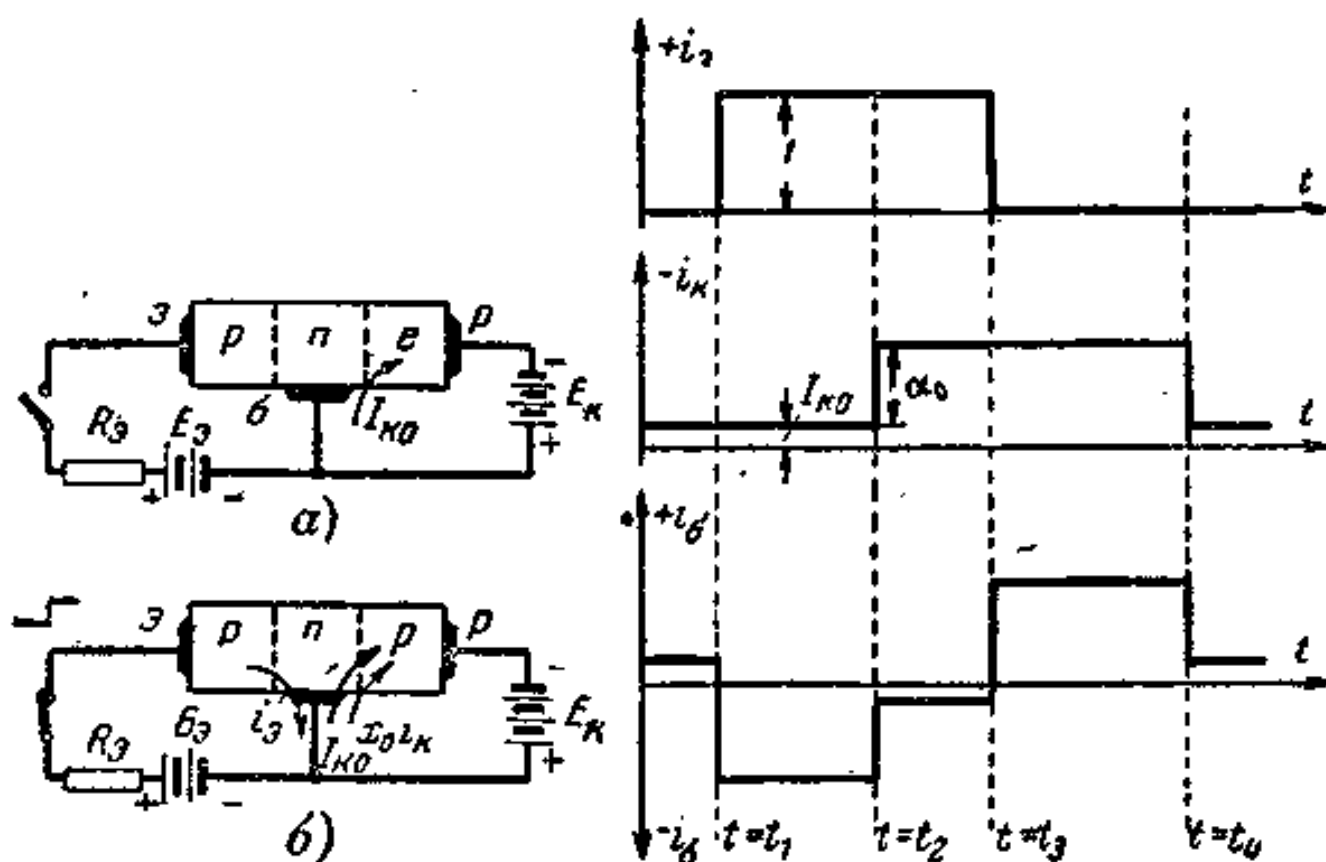


图 6 在三极管的发射极上加以跃变电流的示意图

a——开关开启, $i_B = 0$;

б——开关闭合, $i_B = 1$

图 7 在发射极上加有跃变电流时, 三极管电极中电流分布的时间图(不考虑过渡过程)

在 $t = 0$ 的瞬间, 三极管发射极中的电流为零。这时, 输出电路中将有对应于集电极与基极间所加某一电压 U_{K0} 的电流 I_{K0} 流通。可以认为, 当电极中电流有任何改变时, 电压 U_{K0} 都不改变。采用电流流向三极管的方向作为正方向, 而电流从三极管流出的方向作为负方向。

从瞬间 $t = 0$ 开始到对应于三极管发射极中出现电流的瞬间 $t = t_1$ 为止, 集电极引线中的电流等于 $-I_{\text{K0}}$, 而基极引线的电

流为 $+I_{K0}$ 。

在瞬間 $t = t_1$ ，三极管发射极引綫中电流的数值从 $i_e = 0$ 突变到 $i_e = 1$ 。在这一瞬間，有一定数量的空穴从发射极进入到基极中，这些空穴在发射极中的浓度对应于电流 $i_e = 1$ 。空穴正电荷的电場要将电子引进体电荷区域中，而使得电子在基极体积中运动。在基极体积中，建立电的中性所須時間极短，因而在所有实际情形下都可以认为电的中性是一瞬間建立起的。为了补偿空穴体电荷所必須的电子經過基极引綫进入到基区中。注意电流綫是閉合的，在发射极引綫中，这个电流是传导电流——通常金属中的电子流。在发射极区域中，这个电流也是传导电流——多数（对于发射极区域）载流者（空穴）电流。在直接与发射結相邻的基区中，这个电流也是多数（对于基极区域）载流者（电子）的传导电流。而最后，在基极引綫中，这个电流又是通常金属中的传导电流。因此，在瞬間 $t = t_1$ 基极电流改变了一个数值 $\Delta i_b = -1$ （电子运动的方向与技术上規定的电流方向相反）。

从瞬間 $t = t_1$ 开始到某一瞬間 $t = t_2$ 为止，基极中将有电流：
 $i_b = I_{K0} - 1$ 。

最初进入基区的空穴，由于扩散将沿着从发射极到集电极的方向移动。因为发射极电流保持不变，接連不断的空穴将从发射极进入基区中。与此同时，接連不断的电子从基极引綫进入基区中。补偿了空穴体电荷之后，补充进入基区的非平衡电子将随同空穴一起向集电极传播。随后，某些空穴将与电子复合，而成对的非平衡电荷也将同时消失。从电流在发射极-基极电路中流通的观点看来，非平衡载流者向集电极方向的运动以及它們的复合，是沒有任何意义的。

集电极-基极电路中的电流保持不变，仍然等于 I_{K0} 。三极管电极中电流的总和等于零：

$$1 + (I_{K0} - 1) - I_{K0} = 0.$$

在瞬間 $t = t_2$ ，最初的空穴和伴随它們的电子到达了集电极。結中的电場吸引空穴而阻碍电子通过結。非平衡空穴通过結进入

右边的 p 区(集电极区域), 而非平衡电子在基极中形成负的体电荷。负的体电荷的电场沿基极引线方向吸引电子; 经过基极引线进入的电子数, 正好等于经过结进入集电极区域的空穴数。基极再变为电的中性。在集电极-基极电路中就出现了这样的电流, 其载流者在集电结区域和集电极 p 区中是空穴, 而在基区中是电子。考虑到电流放大系数 $\alpha_0 = \gamma_0 \beta_0$ 是小于 1 的量, 集电极电流所改变的数值为

$$\Delta i_K = -\alpha_0 \cdot 1.$$

基极电流也改变这同一数值, 但应取相反的符号。因此, 从瞬间 $t = t_2$ 开始, 电极中的电流及其增量应如下:

$$i_E = 1; \quad \Delta i_E = 0; \quad i_C = I_{K0} - 1 + \alpha_0; \quad \Delta i_C = +\alpha_0;$$

$$i_B = -I_{K0} - \alpha_0; \quad \Delta i_B = -\alpha_0.$$

电流的总和及电流增量的总和仍然等于零。应当指出, 在基极中同时建立了等于发射极-基极和集电极-基极电路中的电流之差值的电流¹⁾:

$$i_B = I_{K0} - (1 - \alpha_0). \quad (15)$$

自然, 实际上在单位时间内, 基极中将只有保证等于 $i_E = 1$ 和 $i_B = -I_{K0} - \alpha_0$ 之差的电流的那些电子数流过。可以指出, 在另一方面, 为了在基极中引起电流 $i_B = (1 - \alpha_0) - I_{K0}$ ²⁾, 应当将发射极-基极的位垒高度改变这样一个数值, 这个数值与单位发射极电流的流过位垒相适应。

如果在某一瞬间 $t = t_3$, 发射极电流消失, 注入也就停止。在这个情形下, 电子停止进入基极, 基极电流要减少一个等于发射极电流的数值:

$$\Delta i_B = -i_E = -1. \quad (16)$$

因为在基极体积中仍然有非平衡载流者, 这些载流者还要向基极中注入直到瞬间 $t = t_3$ 为止, 且不能立刻到达集电极, 正电荷

1) 这是按照取 i_E 的实际方向作为正方向来说的, 即 $i_E = I_{K0} + \alpha_0$, 而 $i_B = i_E - i_C = I_{K0} - (1 - \alpha_0)$ ——译者注。

2) 这是按照 i_B 的实际方向写出的——译者注。

和負电荷的分开以及集电极-基极电路中的电流将一直繼續到最后一对非平衡載流者到达集电結,即瞬間 $t = t_4$ 之时为止。此后,集电极电流減少了数值 $-\alpha_0$,而基极电流減少了数值 $+\alpha_0$,三极管又回到了在瞬間 $t = t_1$ 所处的状态。

从以上所有的叙述可以得出結論,在面結合型三极管中有三个电流流通:

i_b ——发射极-基极电路中的可控电流;

$i_k = \alpha_0 i_b$ ——集电极-基极电路中的可控电流;

I_{k0} ——集电极-基极电路中的不可控电流(漏电流)。

再研究一个对理論和实际都具有意义的特殊情形。假定运用在稳定状态($t_2 < t < t_3$)的电流和电压值是这样选择的,以使得

$$I_{k0} = 1 - \alpha_0.$$

这就是說,在基极引綫中不可控集电极电流 I_{k0} 与电流 $i_b = 1$ 和 $\Delta i_k = -\alpha_0$ 之差相平衡,后者是由于非平衡載流者复合所发生的。在这种情形下,基极引綫中的合成电流将等于零:

$$i_b = I_{k0} - (1 - \alpha_0) = 0.$$

这也表示,基区与輸入和输出的公共点处于同一电位。因此,在这种情形下,基极引綫的导綫可以断开而工作情况不遭受任何破坏。当研究接成共发射极綫路的三极管工作时,我們再回头来講这个情形。

关于基极电流的問題极为重要,首先,因为鍺体积具有一定的电阻,基极电流流过鍺体积就要在其中产生电压降。因此,当在輸入端加以电压时,不可认为这个电压加在发射結。发射結上的电压等于两电压的代数和:外电压与鍺体积中发射极和集电极間因基极电流流过所产生的电压降。

从表达式(15)可以看出,根据复合电流与漏电流之間的关系基极电流可以是正向的或負向的。因此,发射結上的电压可以大于或小于加在輸入端的电压。应当指出,在研究面結合型三极管的性能时,通常把三极管分为两部分:理論模型,其中不考虑基极体电阻;与基极电路串联的基极体电阻(或分布电阻),§1中所引

出的基本关系仅适用于理論模型。

因为基极电流在与其平行的两結間流过，故减小結間距离等于对基极电流减小半导体的横截面，发射結与集电結間距离愈小，基极体电阻之值愈大。

如果三极管的发射极和集电极是圓形的，則在一次近似下基极体电阻之值将只决定于基极厚度（結間距离）与材料的电阻率 $\rho = 1/\epsilon\mu N$ ，并可按下列公式計算：

$$r_b = \frac{1}{8\pi\epsilon\mu WN} = \frac{\rho}{8\pi W}. \quad (17)$$

現在来研究接成共发射极綫路的三极管。在这种情形下，基极电流将是輸入电流，集电极电流仍然是輸出电流。这个綫路的电流放大显然将决定于，集电极电流增量与引起它的基极电流增量之比值。因为在同一的結間电压值之下，电极中电流的分布不会因将基极接地改为发射极接地而改变，故对于共发射极綫路的三极管的电流放大系数，可以利用上例加以整理而得出：

$$b_0 = \frac{\Delta i_k}{\Delta i_b} = \frac{-\alpha_0}{-(1-\alpha_0)} = \frac{\alpha_0}{1-\alpha_0}. \quad (18)$$

从这个表达式看出，如果 α_0 足够接近于 1，則 b_0 之值可以远大于 1。例如，当 $\alpha_0 = 0.9$ ， $b_0 = 9$ ；当 $\alpha_0 = 0.95$ ， $b_0 = 19$ ；而当 $\alpha_0 = 0.99$ ， $b_0 = 99$ 。可以注意， α_0 不超过 10% 的差值，会引起 b_0 之值大于 10 倍的变化。

在一般情形下，发射极电流不是单位值，而具有某一数值 i_b 。集电极电流（可控成分）这时等于 $\alpha_0 i_b$ 。整个集电极电流之值将等于 $i_k = -I_{k0} - \alpha_0 i_b$ ，而基极电流等于：

$$i_b = I_{k0} - i_b(1-\alpha_0). \quad (19)$$

应当記得，电流 I_{k0} 之值也与集电极电压值有关。在另一方面， α_0 之值随状态不同而改变，例如， α_0 随集电极电压的改变而改变，特别是随发射极电流的改变而改变。

基极电流改变的数值 Δi_b 与必要的发射結位垒高度的改变值有关，后者应保証发射极电流的改变为 Δi_b ，于是

$$\Delta i_0 = \Delta i_0 (1 - \alpha_0).$$

共发射极线路中的输出电压是集电极与发射极间的电压。可以设想，将供电源接于输出端而将输入端(基极)开路。在这种情形下，电流和电压由式(19)对应于基极电流为零的情形来确定。按照式(19)，三极管的状态对应于特性曲线上这样的一点，在这点要满足条件：

$$I_{K0} = i_0(1 - \alpha_0),$$

即

$$i_0 = \frac{I_{K0}}{1 - \alpha_0}. \quad (20)$$

当基极电流等于零时，集电极电流将等于：

$$i_K = \alpha_0 i_0 + I_{K0} = \frac{\alpha_0 I_{K0}}{1 - \alpha_0} + I_{K0} = (b_0 + 1)I_{K0}, \quad (21)$$

及

$$i_K = i_0.$$

因此，当三极管接成共发射极线路时，在零输入电流($i_0 = 0$)下的集电极电流等于，将三极管接成共基极线路时在零输入电流($i_0 = 0$)下的集电极电流之 $(b_0 + 1)$ 倍。

应当注意，当基极断线时，如果三极管仍接有供电源，集电极电流就可能急剧增长，而可能使三极管损坏。这也就是为什么在使用面结合型和点接触型三极管时，建议总是首先将基极接入线路而在最后开断。

4. 体电荷区的扩大

当研究非平衡少数载流者在基区深处传播的过程时，利用空穴电流密度的方程式：

$$j_p = e\mu_p p E - eD_p \frac{dp}{dx}, \quad (22)$$

这是对一维情形写出的，即假定 $dp/dy = 0$ 和 $dp/dz = 0$ 。

因为基区保持电的中性，且外电压全部降落在发射极和集电极，故在足够精确的程度下基极的电场强度可以认为是等于零的。

在这种情形下

$$i_p = -eD_p \frac{dp}{dx} \quad (23)$$

把坐标原点置于发射结平面上,则坐标 $x > 0$ 对应于基区,并令 $x = W$ 对应于集电结的位置,就可以判断,当 $x = 0$, $p = p'_0$, 而当 $x = W$, $p = 0$.

利用这些边界条件可以积分得出,空穴电流密度与发射结中的空穴浓度 p'_0 和基极厚度 W 有关,其关系为

$$i_p = \frac{eD_p p'_0}{W} \quad (24)$$

表达式(23)表明,当电流密度 i_p 不变时基区中空穴浓度的梯度 dp/dx 是一常数;因为 e (电子电荷)和 D_p (空穴迁移率)是物理常数. 浓度梯度恒定不变则是说,基极中的空穴是按线性规律而分布的,在发射结边缘处($x = 0$)其值为 $p = p'_0$, 并逐渐降落到在集电结处($x = W$)的值 $p = 0$. $p-n-p$ 型三极管基极中空穴分布的线性规律如图 8 所示.

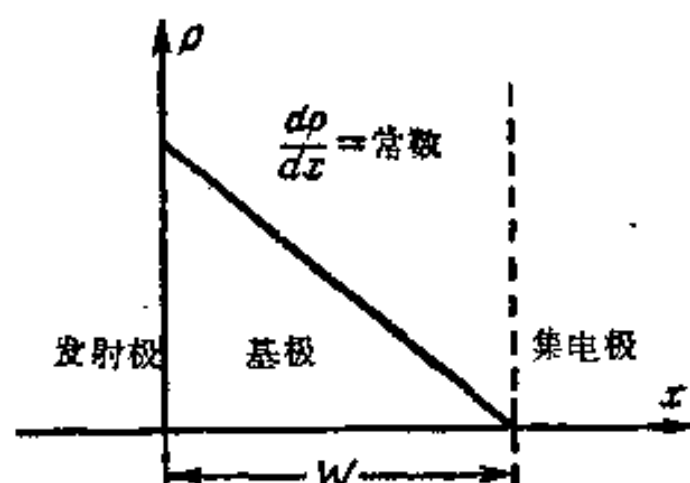


图 8 面结型三极管基区中非平衡空穴的分布

比较表达式(23)、(24)和(6),可以得出如下结论:

1. 当发射极电压改变时,发射结中的空穴浓度发生改变. 在发射极电压保持恒定的情形下,发射极中的空穴浓度保持不变.

2. 当空穴电流密度不变时(因而发射极电流 $i_e = S_e i_p$

不变,其中 S_e 是发射结的面积),空穴浓度梯度 dp/dx (即空穴在基极中的分布特性线的斜角)以及,一般说来,电子浓度梯度 dn/dx 保持不变.

3. 当发射极电流(空穴电流密度)不变时,改变基极厚度 W 应当引起发射结中空穴浓度的改变(24).

如果在三极管的集电结上加以反向偏压，则和所有半导体二极管一样，是在封锁方向加以偏压，它就具有结的厚度随其上的电压值而变的特性。这就使得发射结和集电结间的距离减少某一数值 ΔW 。

集电结体电荷区宽度改变的影响，以及与其有关的当发射结工作时基极厚度改变的影响，在一般情况下是足够复杂的。因此，为了了解这个影响的特性，我们来研究两个极限的情况，即对应于直流电流流过发射结和直流电压加于发射结的情况。

在第一个情形下我们假定，流经发射结的是，由某一电流发生器在三极管输入端所产生的恒定发射极电流 $i_e = \text{常数}$ 。在这种情形下，空穴电流密度 $j_p = i_e / S_e$ 也是常数。现在假定，集电结上的电压由于任何原因改变了一个数值 Δu_k ，而引起集电结的扩大和基极厚度的减小。因为发射极电流 i_e 和空穴电流密度 j_p 这时仍是常数，故空穴浓度梯度也保持不变（图9）。基极中靠近发射结处的空穴浓度则减少了一个数值 $\Delta p'$ 。

根据式(6)的关系可以判断，由于靠近发射极处空穴浓度的改变必然有发射结上电压的改变，故集电结上负电压的改变要引起发射结上电压的改变。可以这样说，集电结区的扩大引起了发射结和集电结间电压负反馈的出现。在另一方面，这可以解释为什么当有电流时发射结电阻要发生改变，因为当电流不变时只有电阻的改变才能引起两区域间电压的改变。

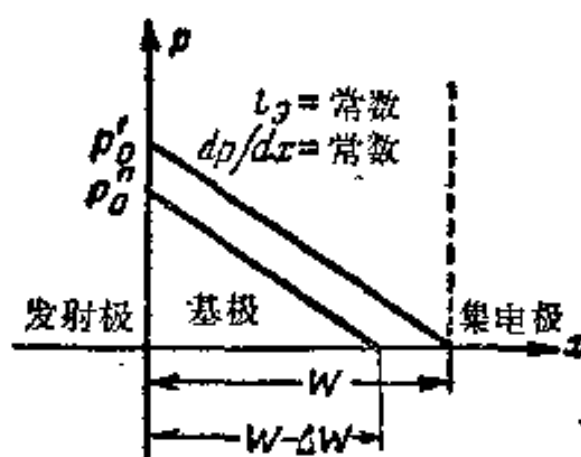


图9 在发射极直流电流下基区中空穴分布随结的厚度改变而改变

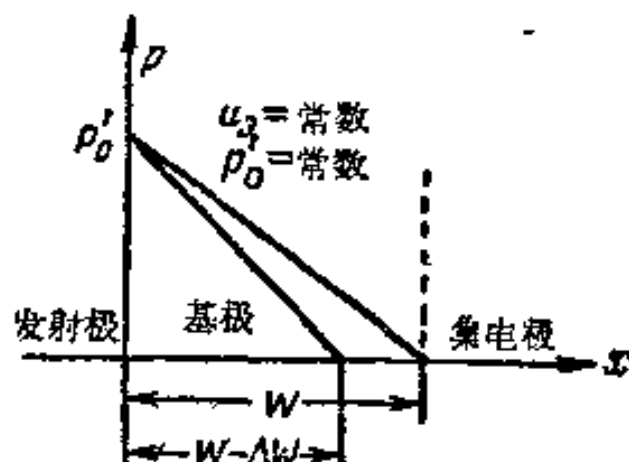


图10 在发射极直流电压下基区中空穴分布随结的厚度改变而改变

在第二个情形下我們假定,給定并維持发射极上的直流电压. 这时,基极厚度的改变不应当引起最初浓度的改变. 因为加于其上的边界条件仍然有效,故在这种情形下,当靠近发射极处空穴浓度不变时由于浓度梯度的改变要引起空穴电流密度的改变(图10). 当結上电压不变时經過結的电流的改变,也可以看作是結的电阻的改变.

上面所叙述的效应多半用一等效电动势发生器的形式来描述,这发生器与发射結电阻串联接入输入电路中;电动势是用来反映結間电压反饋的,并与集电极电压的变化成正比例:

$$E_0 = \mu_{0, \kappa} \Delta u_{\kappa}.$$

量 $\mu_{0, \kappa}$ 是一比例系数,它具有从集电极向发射极的电压反饋系数的物理意义.

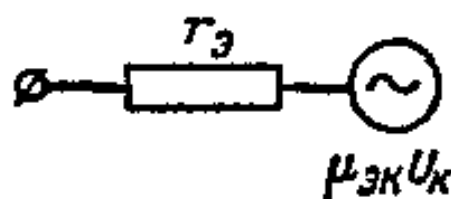


图11 在小正弦信号下考虑了集电結作用的发射結等效綫路

因此,对于频率足够低的小正弦信号,发射結可以表为两个元件的形式(图11),这两个元件是:

a) 通常二极管的微分电阻,其值仅决定于經過发射結的直流电流 i_{e0} :

$$r_e = \frac{kT}{e i_{e0}} \approx \frac{26}{i_{e0}(\text{毫安})} \text{ 欧};$$

б) 与电阻 r_e 串联并反映結間相互作用的等效电动势发生器 $\mu_{0, \kappa} U_{\kappa}$.

$\mu_{0, \kappa}$ 之值决定于基极厚度的相对变化 $\Delta W/W$ 与引起这个变化的集电极电压的变化 Δu_{κ} 之比值:

$$\mu_{0, \kappa} = \frac{kT}{e} \frac{1}{W} \frac{\Delta W}{\Delta u_{\kappa}}. \quad (25)$$

通常, $\mu_{0, \kappa}$ 之值具有 10^{-3} — 10^{-1} 的数量级,并与三极管的工作状态有极密切的关系,尤其是与集电极直流电压有极密切的关系.

因为集电結空間电荷区扩大的效应,在結上电压不变的情形下要引起发射极电流的减小,故其对外表现在一定程度上与基极体电阻对发射极电流的影响相似. 所以,等效电动势发生器 $\mu_{0, \kappa} U_{\kappa}$

可以改算成某一有效基极电阻,既反映基极体电阻的存在,又反映結間相互作用的影响。

5. 集电极中具有陷井的面結合型三极管 与点接触型三极管

除去上面所研究的 $p-n-p$ 型結構之外,还可以設想具有四个不同导电性区域的 $p-n-p-n$ 型結構的三极管(图 12)。

研究发生在这种結構中的物理过程极为有益,因为在某种程度上可以了解发生在点接触型三极管中的过程。虽然不能肯定說,点接触型三极管和这种四层的結構是完全相似的,但因为对点接触型三极管集电极中的过程研究得不够,沒有其他足够简单的模型用来清楚說明所得电流放大系数大于 1 的現象,故利用 $p-n-p-n$ 型結構来作为点接触型三极管的模型。

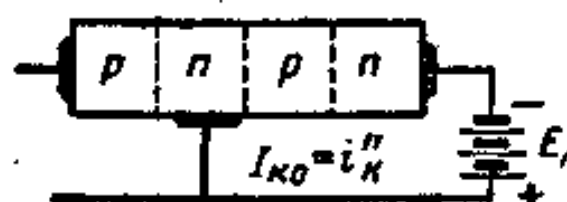


图 12 集电极中具有两个結(陷井)的 $p-n-p-n$ 型結構的面結合型三极管示意图

如果把 $p-n-p-n$ 型三极管接成和通常 $p-n-p$ 型三极管接法相同的綫路,即把右边 n 区作为集电极并在其上加以对基极(中間 n 区)而言的負偏压,而发射极(左边 p 区)暂时保持断路;則接通供电源后由三个区域組成的三极管部分可以看作是独立的 $n-p-n$ 型三极管,其发射极和集电极接到了供电源。这个假想三极管的基极在綫路上沒有接通,这是工作在零基极电流状态下的三极管。类似的情形我們已在上面研究过。

因为在給定情形下,与我們有关的是 $n-p-n$ 型三极管,而不是 $p-n-p$ 型三极管,故显然,处于正电压下的电极应当是这个假想三极管的集电极,而处于負电压下的电极是发射极。換句話說,加于假想三极管的电压极性是这样的:中間的 $p-n$ 結在反方向加以偏压,且几乎全部供电源电压都降落于其上,而右边 $p-n$ 結則在正方向加以偏压。电路中的电流由式(21)的关系决定。把属于这个假想三极管的量記以“ $'$ ”,我們就写出:

$$i''_x = i''_0 = (b''_0 + 1)I''_{x0},$$

可以看出,对于我們所研究的整个 $p-n-p-n$ 型結構,这个电流是当发射极开路时的集电极电流。属于我們所研究的整个結構的量不記以标记。因此

$$I_{x0} = i''_x = (b''_0 + 1)I''_{x0},$$

即 $p-n-p-n$ 型結構的起始集电极电流等于单个結的起始电流的 $(b_0 + 1)$ 倍。这是 $p-n-p-n$ 型結構的特点之一。

因为假想 $n-p-n$ 型三极管的发射极是輸出电极,而假想三极管的集电极接向接地点,故完全可以认为,假想三极管是接成共集电极綫路。假想三极管的基极,即中間的 p 区,是輸入电极。

对于接成共集电极的三极管,电流放大,即輸出电流的变化与引起它的輸入电流的变化之比值将等于:

$$\frac{\Delta i''_x}{\Delta i''_0} = \frac{\Delta i''_0}{\Delta i''_0 - \Delta i''_x} = \frac{1}{1 - \Delta i''_x / \Delta i''_0} = \frac{1}{1 - \alpha''_0}.$$

因此,假想三极管基极电流的变化应当引起等于其 $1 \frac{1}{1 - \alpha''_0}$ 倍大的輸出电流的变化。

如果現在在左边 $p-n$ 結加以正向偏压,則它将向中間 n 区注入空穴。空穴将向中間 $p-n$ 結的方向扩散,并被 $p-n$ 結的場吸引而落到中間的 p 区。这时,容易看出,左边三层象接成共基极綫路的 $p-n-p$ 型三极管一样地工作。这个左边假想三极管的发射极电流 i'_0 ,显然将等于 $p-n-p-n$ 型結構的发射极电流 i_0 。

因此, $p-n-p-n$ 型結構好象是两个彼此迭在一起的面結合型三极管,其中第一个是接成共基极的 $p-n-p$ 型三极管,而第二个是接成共集电极的 $n-p-n$ 型三极管。

把实际的 $p-n-p-n$ 型結構分成两个假想的三极管,如图 13, a 所示。因为区域 n_1 和 n_2 实际上是用基极引綫与接地点相連的同一 n 区,故完全可以把 p_1 和 p_2 区域用导体相連,而将 n_1 和 n_2 区域分別单独接地(图 13, 6)。

在这个方案中,我們的結構是两个三极管,其中一个的輸入是

另一个输出端的负载。

整个结构的电流放大决定于下列关系：

$$\begin{aligned}\alpha_0 &= \frac{\Delta i_K}{\Delta i_B} = \frac{\Delta i_3''}{\Delta i_3'} = -\frac{\Delta i_6''}{\Delta i_3'} \frac{1}{1 - \alpha_0''} \\ &= \frac{\Delta i_K'}{1 - \alpha_0''} \frac{1}{\Delta i_3'} = \frac{\alpha_0' \Delta i_3'}{1 - \alpha_0''} \frac{1}{\Delta i_3'} = \alpha_0' \frac{1}{1 - \alpha_0''}.\end{aligned}\quad (26)$$

因此，在每一假想三极管的电流放大系数 (α_0' 和 α_0'') 都小于 1 的条件下，整个 $p-n-p-n$ 型结构的电流放大系数可能远大于 1，可以推测，相类似的过程也发生在点接触型三极管中。

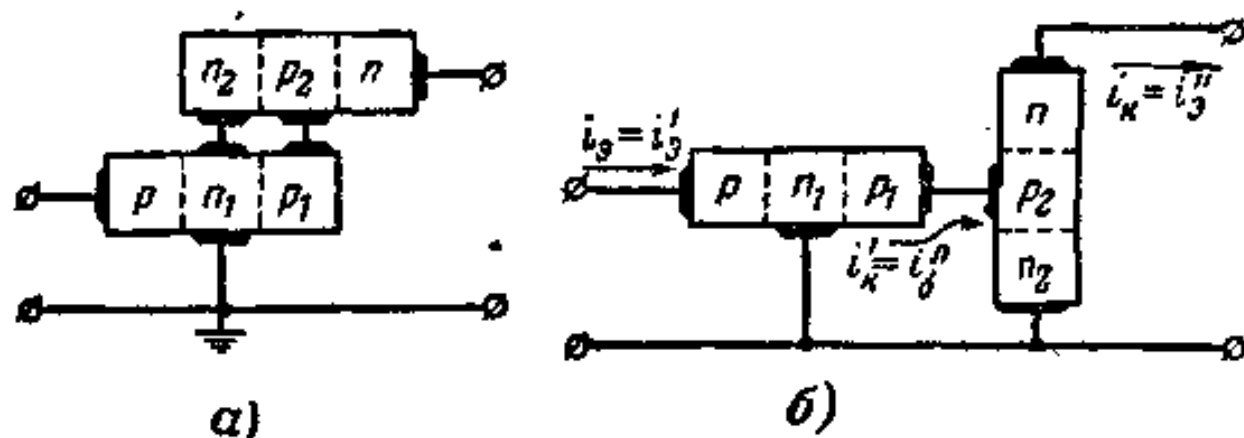


图 13 $p-n-p-n$ 型三极管分成 $p-n-p$ 和 $n-p-n$ 型两个三极管

点接触型三极管在一般情形下是装在同一锗晶体上的两个点接触型二极管(图 14)。

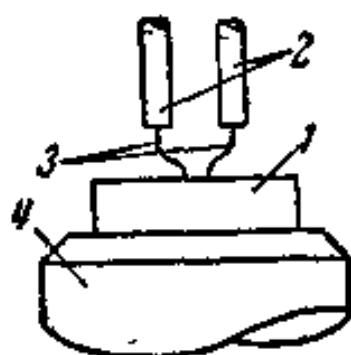


图 14 点接触型三极管的示意图
1——锗晶体; 2——发射极和集电极的引线; 3——弹簧接触; 4——作为基极引线的接线柱, 晶体焊在它上面

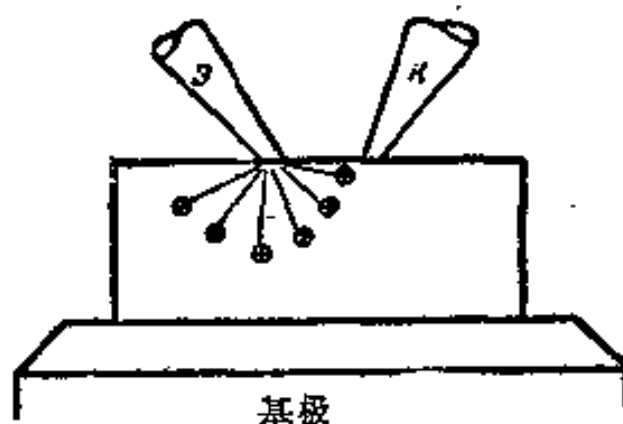


图 15 当没有集电极电流时点接触型三极管基区中空穴的散流

象在面結合型三极管中一样，由点接触及基极的非整流接触組成的二极管之一按正方向連接，并且是发射二极管，第二个二极管按反方向連接，是集电二极管。

点接触集电极和发射极位于同一平面上，虽然其間的距离很小，也应该是难于成为向基极注入非平衡載流者的結的。

从图 15 可以看出，非平衡載流者在基极体积中，一般說来是以离开发射极接触的方向沿半径散开的。在这种情形下，只有极少一部分注入的电荷到达集电极，似乎只能期望 α_0 之值約为 0.1 或更小。

实际上集电极获得相当大量的非平衡載流者。集电极的点接触所具有的面积非常小。因此，电流綫是弯曲的，而其最大的密度将正在集电极点接触的下面。由于密度很大的电流集中在非常小的晶体区域内，当电流沿晶体体积流过时所发生的电场已不可忽略。

电场力将沿着电流綫切綫的方向。在集电极点接触之下的电流綫大致如图 16 所示。

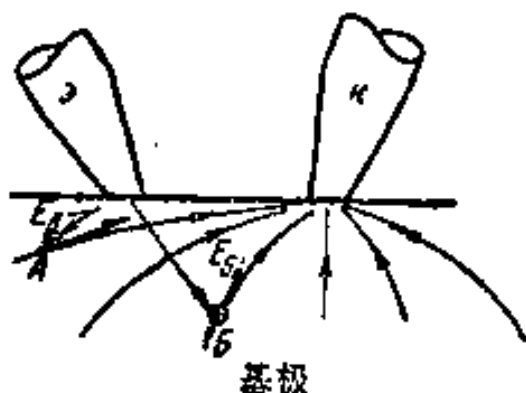


图 16 点接触型三极管基区中空穴在集电极电流場中的漂移

对于由电子型錯晶体构成的点接触型三极管，集电极-基极电路中的电流是电子电流，电子是基区(即錯的主要体积)中的多数載流者。这个电子电流是从集电极沿基极向

欧姆接触方向散开的。因为在技术上电流的方向相当于正电荷运动的方向，电流綫应具有相反的方向。在点 A 和 B 标有相当于电场强度的向量 E_A 和 E_B 。

落入电流綫場中的正电荷将被这电场引向集电极点接触的方向。这些正电荷可能是从发射极注入到基极中的空穴，这是点接触型三极管的特点之一。在点接触型三极管中，非平衡少数載流者从发射极向集电极的传播不单纯是扩散过程，而是与电荷在电场中的漂移有关的。

减小加于集电极与基极間的电压要引起集电极-基极电路中

电流的减小，相应地也就引起电场力的减小，当集电极电压很小时，在注入的载流者传播过程中漂移成分和由电子热运动所决定的扩散成分相比也就减小了，在这种情形下，少数载流者(空穴)将沿整个基极体积散开，并且与电子复合，只有极小一部分电荷到达集电极，发射极对集电极电路的作用急剧减弱，将实际上失去控制作用。

因为在面结合型三极管中，注入的载流者从发射极向集电极的移动基本上与集电极电压无关，故面结合型三极管可以在集电极电压约为1伏或更低的情形下正常工作，点接触型三极管在这种电压下则是不能工作的，研究点接触型三极管的放大性能指出，有某一临界集电极电压值存在；在接近这个数值时可以观察到放大随着集电极电压的减小而急剧降低，当集电极电压低于临界值时，点接触型三极管失去放大性能，对于所有型式的点接触型三极管，这个集电极临界电压之值实际上约为5伏。

电流放大系数 α_0 (从发射极到集电极) 大于1的存在，是点接触型三极管的另一特点，如果假定点接触型三极管的集电极具有陷井，即整个点接触型三极管是 $p-n-p-n$ 型结构(图17)，就容易解释这个现象，在 $p-n-p-n$ 型结构的情形下，容易解释为什么有电流放大系数 $\alpha_0 > 1$ 的存在(26)，以及为什么当发射极开路时集电极电流之值很大 $[I_{K0} = (b_0'' + 1)I_{K0}']$ 。

发射极和集电极电路间的反馈是点接触型三极管的次一特点，这是与其工作的物理原理有关的，集电结体电荷区扩大的效应，对于点接触型三极管没有多大重要意义。

基极体电阻是发射极与集电极电路间发生耦合的主要元件，当 α_0 之值足够大时，集电极电流增量可以超过发射极电流增量好几倍，是两个电流之差的基极电流将具有我们定作正向的方向，即将流向基区中。

在锲体积(基区)中这时发生与外电压 E_0 极性相同的电压降，外电压的极性是使发射极工作在通流方向(图18)，这就是说，集电极电流的增大，不管引起它的原因为何，要引起发射结上开启电

压的增大,因而,引起发射极电流的增大。但发射极电流的增大又引起集电极电流的增大,直到 α_0 倍大为止。如果在发射极和集电极的外电路中没有限流电阻,则在三极管的电极中开始出现电流的雪崩式增长。这个效应对点接触型三极管在放大线路中的应用有某些限制,但对于构成脉冲发生器和触发线路则有广泛应用。

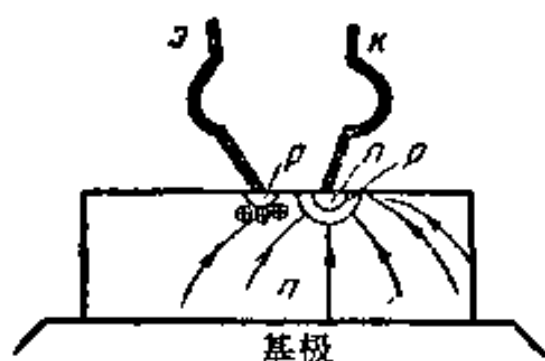


图 17 点接触型三极管表示为具有陷井的三极管的形式

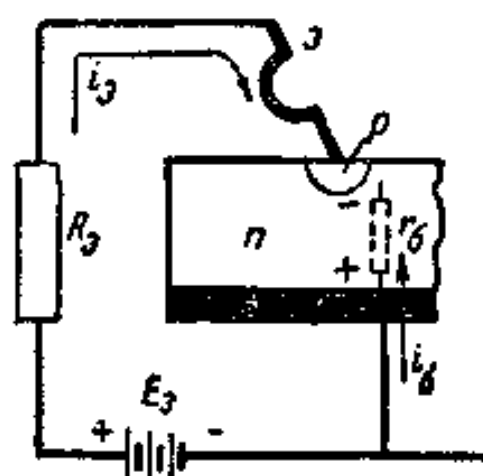


图 18 基极电流对发射极电流的影响

在某些情况下,雪崩式过程可以引起三极管引线的损坏。问题是反向电流随着结的温度改变发生了强烈改变。温度的升高引起电流的增长,而电流的增长(特别是当集电极面积很小时)引起电流密度的增长因而进一步发热。这个过程也发生在任何二极管中,通常是由结的散热过程来获得平衡,但在点接触型三极管中由于正反馈很大就表现得特别强烈。从这个观点看来,必须这样来选择点接触型三极管的外电路,以使得在任何工作状态下电极中的电流都不可能超过容许的最大值。

II. 面结合型三极管的参数与频率的依从关系

1. 扩散过程对面结合型三极管频率特性的影响

上面已经指出,非平衡载流者是以扩散方式沿着从发射极到集电极的方向而传播的。每个载流者电荷所具有的热运动速度显然彼此不同。因此,同时进入基区的一组电荷将在不同时间到达集电极。如果假定,发射极电流具有短脉冲的形式,这短脉冲具

有理想的前沿(立刻达到最大值)和理想的后沿(立刻降落到零), 则集电极电流将不具有这种前沿和后沿。由于电荷运动速度的不同, 集电极电流脉冲的前沿和后沿都将延长。发射结与集电结间的距离愈大, 速度之值相差就愈大, 脉冲的变形也就愈大。不仅是对于单个脉冲, 就是对于周期变化的信号、脉冲或正弦的情形也是如此。

由于以扩散方式传播的电荷的热运动速度之不同, 引起当频率增高时集电极中周期信号电流振幅的减小。当发射极电流振幅不变时, 这无异于当频率增高时电流放大系数的降低。电流放大系数随频率的降低是由基极厚度所决定的。

显然, 集电极电流的任何变化都要比引起它的发射极电流的变化迟一个时间, 这个时间是基极中扩散的平均传播时间 τ_D 。 τ_D 决定于基极厚度和扩散系数(即过程传播的速度), 而与信号的频率无关。因为较大的基极厚度对应于较大的扩散时间 τ_D , 故对于同一频率在具有较大的结间距离的三极管中, 将比在具有较小结间距离的三极管中得到较大的电流间相角差值。

因为电流放大系数 α 是集电极电路中的信号电流与发射极电路中的信号电流之比值, 故可得出结论, 即面结合型三极管的电流放大系数 α 与频率有关, 并用模 $|\alpha|$ 和相角 φ_α 来表征。

模和相角的频率依从关系决定于扩散的平均时间, 即决定于基极宽度及扩散载流者的迁移率。发射极与集电极间的距离愈大, α 的模随频率的降落开始得就愈早, 而相角 φ_α 也增长得愈快。

当 α 的模减少到等于其低频值的 $\frac{1}{\sqrt{2}}$ (即下降 3 分贝) 时的频率, 称为电流放大的极限频率

$$\omega_\alpha = 2\pi f_\alpha$$

显然, 对于具有不同基极厚度的三极管, 尽管它们是由具有相同扩散系数的材料所构成, 也会得到不同的电流放大极限频率值。

以上我们只研究了电荷在基极中从发射结到集电结的迁移过程。因此, 严格说来, 研究的不是扩散过程对整个电流放大系数的

影响,只是对电流放大系数表达式 $\alpha = \gamma \cdot \beta$ 中的参数之一——迁移系数 β 的影响。通常认为,注入系数 γ 不随频率而变,且极接近于 1。从这个观点看来,在至少是几个兆赫的频率内可以足够精确地认为,整个电流放大系数随频率的改变决定于迁移系数 β 随频率的改变。

振幅频率特性 $|\beta|(\omega)$ 和相角频率特性 $\varphi_\beta(\omega)$ 通常是沿标称轴来画出的,沿横轴取频率相对值 ω/ω_{β_0} , 而沿纵轴取模 $|\beta|$ 的现在值与其低频值 β_0 之比。相角之值则直接沿纵轴取出。相应的特性曲线示于图 19 中。通常就把 $|\beta|/\beta_0(\omega/\omega_\beta)$ 的这些特性曲线用作 $|\alpha|/\alpha_0(\omega/\omega_a)$ 的特性曲线。实验的校验证明,在大多数情形下这个假定是正确的。

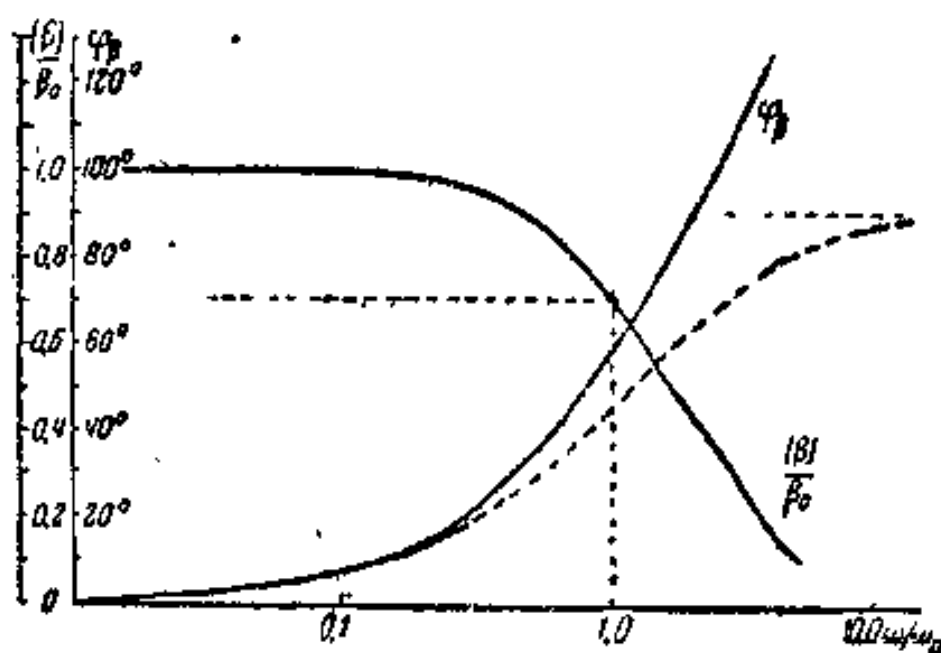


图 19 以相对单位表示的迁移系数的振幅频率特性曲线和相角频率特性曲线

观察这些特性曲线可以看出,它与 RC 电路的特性曲线极为相似。 RC 电路的振幅频率特性和相角频率特性在图 19 中用虚线示出。可以看出, RC 电路的振幅曲线足够精确地与理论上的振幅曲线相重合。这个电路的相角曲线则有很大的偏差,尤其是在频率高于极限值的范围 ($\omega/\omega_\beta > 1.0$)。在实际情形下,相角 φ_β 在频率 $\omega/\omega_\beta = 1.0$ 处靠近 60° ,并随着频率的升高而继续增大到超过 90° 的数值。 RC 电路的相角曲线则不能有大于 90° 的角度。

事实上, RC 电路的振幅特性是从下列条件得出的:

$$|Z| = \frac{R}{\sqrt{1 + (\omega RC)^2}} \quad (27)$$

在条件 $\omega RC = 1$ 之下, RC 电路阻抗的模随频率下降为 $1/\sqrt{2}$, 这使得当输入端电流不变时输出端的短路电流也下降为 $1/\sqrt{2}$. 设在满足这个条件下 $\omega = \omega_a = \omega_\beta$, 我们得到, 输出电流对输入电流的相角等于 45° .

利用长綫来和基极中的扩散过程等效, 可以得到更精确的结果. 在这种情形下, 能够更精确地与理论相符合. 这不是偶然的, 因为

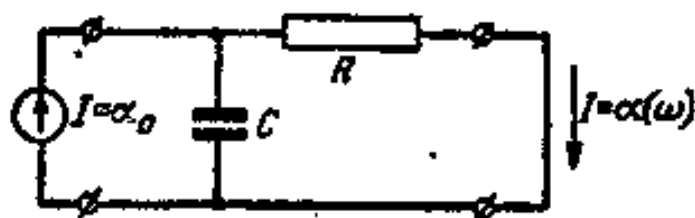


图 20 给出 $\alpha(\omega)$ 的近似关系的 RC 电路

与输出对输入之比值的相位连续增长和模数连续降低有关的扩散过程, 完全和有损耗介质中振动的传播或一定长度的长綫中波的传播相似, 长綫的长度是发射极与集电极间距离的比拟.

实际上这种模型极为复杂, 对于计算很不方便. 故通常利用 RC 电路来模拟扩散过程已属满意, 而当计算 $\alpha(\omega)$ 的关系时利用对 RC 电路已得到的公式:

$$\alpha = \frac{\alpha_0}{1 + j \frac{\omega}{\omega_a}} \quad (28)$$

在这种情形下

$$|\alpha| = \frac{\alpha_0}{\sqrt{1 + \left(\frac{\omega}{\omega_a}\right)^2}}; \quad (29)$$

$$\varphi_\alpha = \text{arctg} \left(\frac{\omega}{\omega_a} \right). \quad (30)$$

如果必须在接近于 ω_a 的频率或超过 ω_a 的更高频率下更精确地计算相角时, 在三极管的等效綫路中要对相位进行修正.

可以指出, 在频率 $\omega/\omega_a = 0.1$ 以下, 模 $|\alpha|$ (或相应地 $|\beta|$) 可以认为实际上与频率无关. 在频率 $\omega/\omega_a = 0.1$ 时相角 φ_α 之值靠

近 7° 。

共发射极线路中的电流放大系数将等于

$$\dot{b} = \frac{\dot{\alpha}}{1 - \dot{\alpha}} \quad (31)$$

当频率改变时这个量的改变比 α 快得多。在共发射极线路中, 电流放大系数随频率增长而迅速降落的主要原因, 不是由于模 $|\alpha|$ 的改变, 而是由于相角 φ_α 的增长, 虽然模 $|\alpha|$ 的改变要引起差值 $1 - \dot{\alpha}$ 随频率迅速改变。

在足够低的频率下, 发射极电流和集电极电流实际上是同相的。因为 α_0 之值与 1 相差总共不过百分之一, 故对于正弦信号, 集电极电流的振幅或有效值在低频时也与发射极电流相差极小。这些电流在图 21, a 中用两个同相的向量画出。

共发射极线路中的输入电流是基极电流, 它是发射极电流与集电极电流之差。如果取发射极电流为 1, 则集电极电流将具有数值 α_0 , 而基极电流具有数值 $1 - \alpha_0$ 。在图 21 中为了方便将基极电流画成对应于非常小的 α_0 值(约为 0.9)。

频率增高时集电极电流将落后于发射极电流。因为根据克希荷夫定律三个电流之和应等于零, 故三个电流的向量形成闭合三角形。我们来研究对应于 $\omega = \omega_\alpha$ 的向量图(图 21, b)。在这种情形下, 发射极电流 I_e 和集电极电流 I_k 的向量将相差一角度 $\varphi_\alpha \approx 60^\circ$ 。根据极限频率的定义, I_k 向量的模减少为 $1/\sqrt{2}$, 并等于 $\alpha_0/\sqrt{2}$ 。同时, 基极电流的模则增长了几倍。因为在共发射极线路中电流放大等于:

$$b = \frac{I_k}{I_b},$$

故不难看出, 在对应于共基极线路电流放大系数降落到 $1/\sqrt{2}$ 的频率 $\omega = \omega_\alpha$ 下, 共发射极线路的电流放大系数降落得更厉害。

还要指出, α_0 的最初值愈大, 因而基极电流 $I_{b0} = 1 - \alpha_0$ 的最初值愈小, 共发射极线路的电流放大系数就改变得愈厉害。

显然, 如果将共发射极线路电流放大系数的极限频率 ω_b 定义

为:在这个频率下 $b = \alpha/(1 - \alpha)$ 之值减少为 $1/\sqrt{2}$, 则我們得到 $\omega_b \ll \omega_a$, 因为在接近于 1 的 α_0 值之下, 发射极电流与集电极电流間的相位差很小, 以致基极电流 I_b 的改变会使电流放大系数 b 改变好几倍。

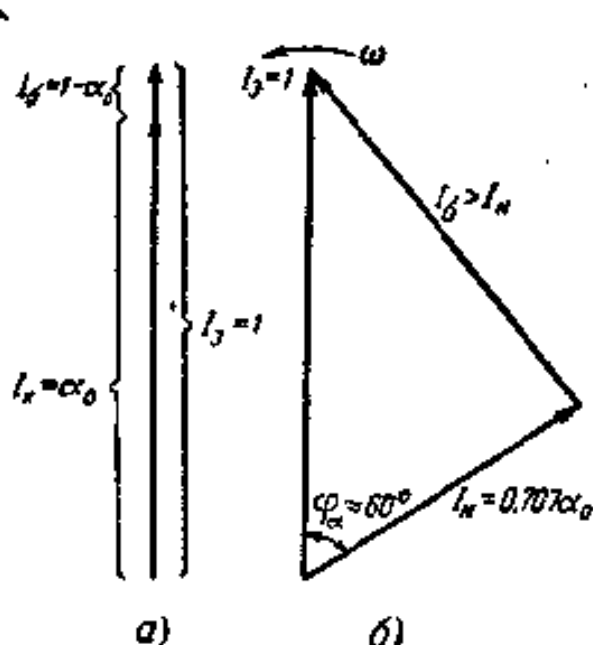


图 21 相位差引起基极电流增长的作用

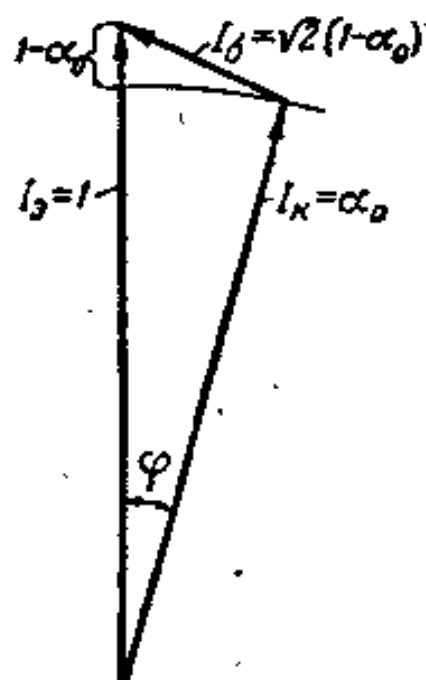


图 22 共发射极线路中电流放大极限频率的决定

频率 ω_b 和 ω_a 間的关系可以从图 22 的向量图中得到。为了方便, 这向量图不是按比例尺画出的。令 α_0 之值足够接近于 1 ($\alpha_0 \approx 0.95-0.97$), 而在频率 $\omega \leq 0.1\omega_a$ 的范围内角度 φ_a 很小, 以致可以认为

$$\operatorname{tg} \varphi_a \approx \varphi_a = \frac{\omega}{\omega_a} \quad (32)$$

必須求出当

$$|b| = b_0/\sqrt{2}$$

时的频率值 $\omega = \omega_b$ 。

如果假定, 在这些频率下集电极电流的模实际上仍然沒有改变, 則要使电流放大 b 改变为 $1/\sqrt{2}$, 基极电流就必须增长到 $\sqrt{2}$ 倍。在这种情形下, 必須从具有三边为 1, α_0 , $\sqrt{2}(1 - \alpha_0)$ 的斜三角形中求出銳角 $\varphi_a = \omega_b/\omega_a$ 。我們得到:

$$\cos \varphi_a = \frac{4\alpha_0 - \alpha_0^2 - 1}{2\alpha_0} \quad (33)$$

將 $\cos \varphi_*$ 分解成級數并只取到平方項,就有

$$\frac{\omega_b}{\omega_*} = \frac{1}{\sqrt{\alpha_0}}(1 - \alpha_0) \approx (1 - \alpha_0). \quad (34)$$

因此,可以作出如下結論:

1. 共发射极綫路电流放大系数随頻率迅速降落的主要原因不是 $|\alpha|$ 随頻率的降落,而是 φ_* 的增长 (假定 $|\alpha| = \alpha_0$ 不随頻率而变).

2. 共发射极綫路电流放大的极限頻率比共基极綫路的极限頻率小,等于其 $1/(1 - \alpha_0)$.

应当記住,这些結論是对于面結合型一維情形得出的,而且,只有在假定 α_0 之值随着基极厚度 W 的减小而趋近于 1 时才是正确的. 正因为如此,实际結果将得自这种情形: 即 α_0 之值主要决定于体复合 (即比值 W/L), 而不是表面复合. 因此,对于实际的三极管,所得結果通常与式 (34) 的关系相差 10—15%, 有时还要大些.

在共集电极綫路中,輸入电流是基极电流,而輸出电流是发射极电流. 因为在足够低的頻率 ($\omega/\omega_* \leq 0.1$) 下 $\alpha_0 \rightarrow 1$, 可以认为电流 I_e 和 I_k 相等, 故实际上共集电极綫路电流放大系数的頻率特性具有与共发射极綫路相同的行为, 也就是决定于基极电流随頻率的增長.

2. 集电极和发射极的充电电容和扩散电容

面結合型三极管的集电結和发射結都是体电荷区. 从这一观点看来, 象对于所有其他 $p-n$ 結一样, 可用充电电容來說明其特性. 充电电容之值决定于加于結上的外电压与制成三极管的材料の性質. 对于合金法 $p-n$ 結, 可以认为是只向一方面扩大的結, 充电电容之值决定于下列公式:

$$C_{\text{зар}} = S \sqrt{\frac{\epsilon \epsilon_0 e N}{2(u_k + u_{\text{внешн}})}} \quad 1)$$

1) $u_{\text{внешн}}$ 为外电压——譯者注.

此处 μ_K 是結中的接触电位差。

取封鎖方向作为外加电压的正方向。发射結按正向連接，故

$$(\mu_K + \mu_{ВНОПН})_0 < \mu_K.$$

而对于集电結則 $\mu_{ВНОПН} \gg \mu_K$ 。

接触电位差通常不大于 0.3—0.4 伏。加于发射結的电压不应超过此值。可以认为，发射极位垒的工作高度不低于 0.1 伏。如果集电极的工作电压不大于 10—30 伏，則在发射极和集电极面积相等的情形下，其充电电容之值将相差 $\sqrt{100—300}$ 倍，即相差 10—15 倍。通常，集电結的面积比发射結大 2.0—2.5 倍。因此，大致估計一下，发射結充电电容之值将超过集电結充电电容之值 5—10 倍。

除去决定于体电荷区寬度的电容的充电成分之外，发射极和集电极还具有电容的扩散成分。发射結扩散电容所具有的物理意义，与沿正向加以偏压的单个 $p-n$ 結的扩散电容相同。电容的存在与基极中电荷的改变有关，电荷的改变則是由于非平衡載流者和加于結上电压的改变所引起的。和单个結的扩散电容一样，发射极的扩散电容与发射极直流电流及基极中非平衡載流者存在的时间成正比例。但如果对于单个的 $p-n$ 結，寿命 τ 是基极中非平衡載流者存在的平均时间；則对于三极管，基区中电荷存在的平均时间决定于电荷从发射极扩散到集电結的平均时间 $\tau_D = \frac{2.43}{\omega_a}$ ：

$$C_{э,д} = \frac{e}{kT} i_{э0} \frac{\tau_D}{2}. \quad (35)$$

因为

$$\frac{ei_{э0}}{kT} = \frac{1}{r_0},$$

而

$$\omega_a = \frac{2.43D}{W^2} \quad \left(\tau_D = \frac{W^2}{D} \right),$$

故 $C_{э,д}$ 的表达式可以写成如下形式：

$$C_{0, \Delta} = \frac{1.2}{r_0 \omega_d} = \frac{W^2}{2r_0 D}. \quad (36)$$

发射极的扩散电容之值远远超过充电电容之值。

集电结电容扩散成分的出现，也是由于基极中有非平衡载流者。前面已经研究过，随着集电结的宽度改变了数值 ΔW ，非平衡少数载流者体电荷在基区中的分布也要改变（参看图 10 和 11）。在直流发射极电流下，浓度梯度保持不变，但最初的浓度以及基极中非平衡少数载流者总电荷值都要改变。因为集电结宽度的改变是由加于结上电压的改变所引起的，故这就表示，电压的改变引起电荷的改变，这些变化的比值就是集电极的扩散电容。

决定集电极扩散电容 $C_{K, \Delta}$ 之值的表达式是足够复杂的，但如假定 $(W/L)^2 \ll 1$ ，就可加以简化而写成：

$$C_{K, \Delta} = i_K \frac{W}{D} \frac{\Delta W}{\Delta u_K}.$$

只要将发射极和集电极的工作电压比较一下就可得出结论：为了使基极中的电荷改变同一数值，发射极电压的改变应当远小于集电极电压的改变。这就表示，集电极扩散电容应远小于发射极扩散电容。事实上，当发射极扩散电容为几千微微法或较好一些为几百微微法时，集电极扩散电容为几个微微法，甚至不到一个微微法。

必须指出扩散电容一个非常重要的性质：扩散电容的存在与流经结的位移电流无关。

流经结的位移电流的存在决定于充电电容 $C_{0, \Delta}$ 和 $C_{K, \Delta}$ 。

因此，宜于研究在高频下充电电容对发射结和集电结行为的影响。

研究电流放大系数与频率的依从关系时，我们会假定注入系数 γ 足够接近于 1 且与频率无关：

$$\alpha(\omega) = \gamma(\omega)\beta(\omega) \approx \beta(\omega).$$

这个假定只有在比较低的频率下，即当发射结充电电容的容性电纳远小于结的电导 $1/r_0$ 时，才是正确的。在发射极电流约为

0.5—1.0 毫安时,发射结电阻为 50—25 欧。

如果发射结充电电容为 100 微微法,则在 1.5 兆赫的频率下它具有容抗 $X_C = 1000$ 欧。当频率更高时,在比较大的 $C_{e,b}$ 值之下不可以忽略位移电流。

发射极全电流将由两个分量所组成:流经 r_b 的电流与流经电容 $C_{e,b}$ 的位移电流,前者是和向基极注入电荷并控制集电极电流有关的,后者则与注入无关。

随着频率的增高,在发射极全电流中第二个分量的比重增大,而第一个有功分量的比重减小。注入系数 γ ,因而电流放大系数 α 将随频率而减小。

集电结充电电容对结的性能的影响是非常大的。虽然集电结电容比发射结充电电容小 5—10 倍,但集电结电阻可能超过发射结电阻几万倍。因此,有时即使在几千甚至几百赫的频率下,也必须考虑有位移电流流过集电结充电电容。例如,为工作在几百千赫以下的频段内而设计的三极管,可以具有超过 1 兆欧的集电极电阻。同时,这个三极管的集电极电容可以是几十个微微法。在集电极电容为 10 微微法、集电极电阻为 1 兆欧之下;当频率为 15 千赫时集电极阻抗的电阻和电抗部分就已经相等。因此,在更低的频率下集电极电容的影响就已表现出来了。

3. 基极有效电阻随频率的改变

基极有效电阻包含两个成分:体积的或分布的成分 r_b' , 以及将集电结对发射结的作用换算成基极电阻的成分。利用集电极电阻 r_K 就可以将输入电路中的等效电动势发生器 $\mu_{0,K}U_K$ 换算成基极电阻中相对应的成分:

$$r_b'' = \mu_{0,K} r_K.$$

显然,随着正弦信号频率的增高,集电极电阻将改变其数值。在一方面,集电极电阻的改变与集电极电容的存在有关,而引起阻抗

$$Z_K = \frac{r_K}{1 + j\omega r_K C_K}$$

的改变;而在另一方面,集电极电阻的改变与集电结空间电荷区的扩大有关,这个效应使得在结的电导中出现了扩散成分,这成分随频率而急剧改变的。

就模 $|Z_K|$ 随频率而减小这点说来,分压器 $r'_0 - |Z_K|$ 中两臂的比值要发生改变,加到输入电路中输出电压成正比的那部分电压就是由这个分压器所决定的。如果假定, $\mu_{0,K}U_K$ 之值是与频率无关的,即在任何频率下,三极管开路输入端所呈现的输出电压 U_K 中的那一部分都是相同的;因此可以判断,基极有效电阻中的 r'_0 成分随频率而改变的规律,应当与集电极阻抗的模 $|Z_K|$ 随频率而改变的规律相同。在一次近似下可以认为,对于所有情况在用 r'_0 随频率而改变来表征的频段内,集电极的电容 C_K 和电阻 r_K 是与频率无关的。

在大多数情形下,这个假定给出了与实验相差很小的结果,故可以认为, r'_0 的频率依从关系决定于关系式

$$r'_0 = \mu_{0,K} \frac{r_K}{\sqrt{1 + (\omega r_K C_K)^2}} \quad (37)$$

因为体积的成分 r'_0 只决定于三极管的几何尺寸与基极材料的性质,故它实际上是与工作频率无关的。因此,随着频率的增高,在足够低的频率下测得的基极有效电阻值开始下降,并趋近于体积的成分 r'_0 之值。当集电极电阻很大时,这个降落发生在三极管工作的低频和中频范围内;在三极管可能工作的高频段内,和 r'_0 相比 r'_0 之值可以忽略。从这个观点看来,整个基极有效电阻之值 R_0 称为低频基极电阻,而体积的成分 r'_0 称为高频基极电阻。

随着集电极直流电压的增高,高频成分 r'_0 将增大,因为这时基极厚度将减小。

低频基极电阻随集电极电压而变的关系则极不相同,因为 r'_0 之值与基极厚度、 $\Delta W/\Delta u_K$ 和集电极电阻 r_K 之值有关。随着集电极电压的增高,基极厚度减小,但分子中所含的比值 $\Delta W/\Delta u_K$ 也同时减小。另外,电阻 r_K 也可以随着集电极电压的改变而改变其数值。

上面我們是根据 $\mu_{0,K}$ 之值与频率无关的假定出发的, 从分析 r'_0 的频率依从关系的观点看来, 这个假定是完全容许的。

$\mu_{0,K}$ 随频率而变的特性与电流放大系数随频率而变的特性一样。

实际上可以写出:

$$\mu_{0,K}(\omega) = \mu_{0,K0} \frac{|\alpha(\omega)|}{\alpha_0}, \quad (38)$$

其中 $\mu_{0,K0}$ 是在足够低的频率下测出的值。

现在来研究基极体电阻 r'_0 对三极管输出阻抗可能发生的影响。

在面结合型三极管的共基极线路中, 从输出方面看来是与基极体

电阻 r'_0 串联的 $p-n$ 结 (图 23, a)。如果把复杂的 RRC 电路 (由集电结电阻 r_K 、集电结电容 C_K 和基极 r'_0 所组成) 换算成接在输出端的简单 RC 电路 ($R_{вых}$ 和 $C_{вых}$), 并假定 r_K 、 C_K 和 r'_0 之值与频率无关, 而且 $r_K \gg r'_0$, 就得到下列 $R_{вых}$ 和 $C_{вых}$ 的表达式:

$$R_{вых} = r_K \left[\frac{1 + (\omega r'_0 C_K)^2}{1 + \frac{r_K}{r'_0} (\omega r'_0 C_K)^2} \right]; \quad (39)$$

$$C_{вых} = C_K \left[\frac{1}{1 + (\omega r'_0 C_K)^2} \right]. \quad (40)$$

将 r_K 、 C_K 和 r'_0 实际值的数字代入, 我們得到, 在很宽的频段内输出电容实际上与电容 C_K 没有差别。同时, 由于基极体电阻的存在, 输出阻抗的有功部分 $R_{вых}$ 随频率的增长可以减小很多。电阻减小到等于低频值 (接近等于 r_K) 的二分之一时的频率值从下列关系得出:

$$f_{0.5} (\text{兆赫}) = \frac{10^6}{2\pi C_K (\text{微微法}) \sqrt{r_K r'_0}}. \quad (41)$$

令 $C_K = 15$ 微微法, $r_K = 1$ 兆欧, $r'_0 = 100$ 欧, 得到:

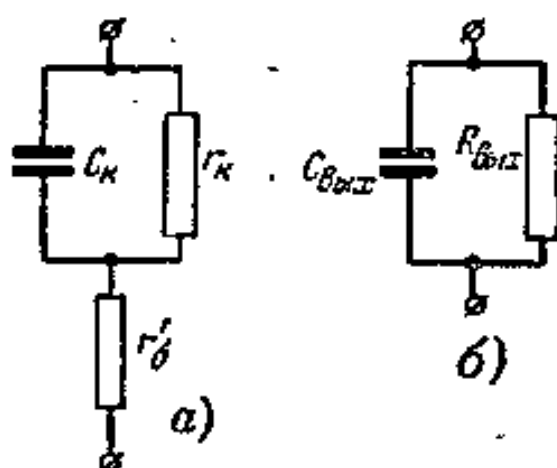


图 23 r_K 、 C_K 、 r'_0 换算成输出参数 $R_{вых}$ 和 $C_{вых}$

$$f_{0.5} \approx 1 \text{ 兆赫.}$$

因此, 基极体电阻是影响三极管输出阻抗随频率而变的因素之一.

4. 面结合型三极管的高频功率放大. “质量因数”

研究了面结合型三极管等效线路参数的频率依从关系可以指出, 这些依从关系是相当复杂的, 且在所有工作频段内要考虑这些关系会引出非常繁杂的分析表达式, 并使等效线路变得更为复杂; 同时也指出, 无论是线路还是表达式与其说具有实际的意义还不如说具有理论上的意义. 但是, 作出一系列的假定, 利用简化的关系对于各个频段略去某些参数, 就可以得到在一定频段内是正确的等效线路. 上节中所叙述的等效线路就具有这样的特性. 利用这些线路, 可以计算具有匹配负载且其入端与信号源内阻相匹配的面结合型三极管的功率增益值.

许多作者根据某些形式不同的等效线路证明了, 在高的工作频率范围内, 输入和输出两边都匹配的面结合型三极管的功率增益与频率的平方成反比例:

$$K_{p.\text{max}} = \frac{M}{f^2}. \quad (42)$$

在这里, M 是由三极管参数所决定的某一系数. 显然, 为了在给定频率下得到足够大的增益, M 之值应当足够大. 在给定频率下, 三极管参数所决定的 M 值愈大, 其放大就愈大.

就频率说来, 面结合型三极管的利用极限是这样一个频率, 在这频率下对于给定的 M 值功率增益 $K_{p.\text{max}}$ 等于 1. 这个频率称为功率放大的最高频率 f_{max} .

在式(42)中令 $K_{p.\text{max}} = 1$, $f = f_{\text{max}}$, 就得到:

$$f_{\text{max}} = \sqrt{M}. \quad (43)$$

根据式(42)和(43)的关系还可以得到:

$$K_{p.\text{max}} = \left(\frac{f_{\text{max}}}{f} \right)^2, \quad (44)$$

从而可以作出結論，对于給定的三极管根据 M 之值(或 f_{max} 之值，实际上是一样的)可以估計：在选定頻率 f 下利用給定三极管可以得到的功率增益，以及就頻率說来利用給定三极管的絕對极限 (f_{max})。从这个观点看来， M 之值完全可以用作判断三极管頻率性能的“质量因数”。

对于不同类型的面結合型三极管进行理論計算和实验校驗引出了下列 M 值：

$$M = \frac{\alpha_0 f_a}{30 r'_b C_k} \quad (45)$$

因此，三极管的电流放大极限頻率 f_a 愈高，基极体电阻 r'_b 愈小，集电极电容 C_k 愈小，三极管的頻率性能就愈好。

减小基极厚度 W 是改进面結合型三极管頻率性能的首要方法，也是最簡單的方法。但是，随着基极厚度的减小基极电阻 r'_b 要增大。减少三极管的基极厚度虽然能使电流放大的极限頻率值提高很多倍，但在放大綫路中的工作情况并不是非常好的。为了在小的基区厚度下减少基极电阻值，要减小基极材料的电阻率，即增大基极中的杂质浓度 N 。用这种方法来减少基极电阻将引起集电极电容的增大，而集电极电容又在很大程度上决定三极管的頻率性能。集电极电容之值在很大程度上决定于加在集电极上的电压，而集电极的最大容許电压为击穿电压所限制，击穿电压又接近与基极中的杂质浓度成反比。因此，基极中杂质浓度的增大不仅引起集电极电容的增大，而且也限制了工作于高的集电极电压下的可能性。

集电极电容也可以靠集电結面积来减少，但这又降低了容許电流和容許耗散功率。

要改进三极管的頻率特性，对其几何尺寸与原材料性能的要求是十分矛盾的，在 M 的表达式中用三极管的物理参数和几何参数数值代入就可以最全面地考虑这些关系。如果在代入后舍去常系数和某些物理常数，我們就得到， M 与下列表达式成正比例：

$$M \approx \mu_p \mu_n \frac{1}{WS_K} \sqrt{u_E N}. \quad (46)$$

分析表达式(46)可以看出,质量因数与不同符号的载流者——多数和少数载流者的迁移率之乘积成正比例。由此推出,从三极管放大性能的观点看来, $n-p-n$ 型三极管不应具有超过 $p-n-p$ 型三极管的优点。

这是由于, $n-p-n$ 型三极管基极中的少数载流者是电子,在锗中电子迁移率等于空穴迁移率的一倍。相应地,在基极厚度和基极中杂质浓度都相等的情况下, $n-p-n$ 型三极管电流放大的极限频率值将比 $p-n-p$ 型三极管的大一倍。

相反地,基极电阻 r'_b 之值决定于多数载流者的迁移率。在 $n-p-n$ 型三极管中,电流放大极限频率的增长到一倍同时引起基极电阻的增长到一倍。故质量因数仍然不变。

同时应当指出,为了得到高频面结合型三极管,从其利用的观点看来,估计各种半导体材料(硅、中间金属化合物以及等等)的性能时必须也按照迁移率乘积之值来估计,而不是按照最迅速的载流者——电子的迁移率来估计。

由于基极厚度 W 和集电极面积 S_K 对质量因数的影响不要求特殊的说明,我们只再简要地讲一下根号内的乘积 $u_E N$ [表达式(46)]。

上面已经指出,这些值是彼此有关的。集电极电压的最大可能值为浓度值 N 所限制。因为电子空穴结的击穿电压接近与基极中杂质浓度成反比例:

$$u_{E, \text{max}} \approx \frac{1}{N} - \frac{1}{N^{0.7}}$$

故根号 $\sqrt{u_E N}$ 可以认为等于1。

自然,对于表达式(46)我们假定,在这关系中沒有考虑的一些三极管结构尺寸是根据最佳关系来选定的。这涉及到,例如,保证最接近于一维情形的发射极和集电极面积的关系,以及基极引线牢固形式与牢固位置的正确选择的问题。自然,基极引线牢固之

处离开发射结和集电极愈远，锗体积中电荷所经路途的长度也就愈长，基极电阻也同时增大。

III. 提高工作频率的方法，高频半导体器件

1. 面结合型四极管和表面势垒三极管

面结合型四极管是这样一种器件，在其中由于减少了基极体电阻而获得质量因数 M 的提高。

单晶锗是制造高频四极管的原材料，在锗中用各种方法从熔化物的生长过程中得到 $p-n$ 结。从这个单晶中切下具有两个 $p-n$ 结的一小块（图24），这两个 $p-n$ 结是在 $n-p$ 和 $p-n$ 的区域交界处形成的。一般说来，这样的一块已经是面结合型三极管，只要再装上引线就可以了，引线与每一区域应形成非整流接触。

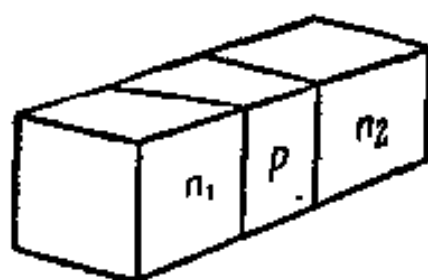


图24 用生长法得到的 $n-p-n$ 型结构

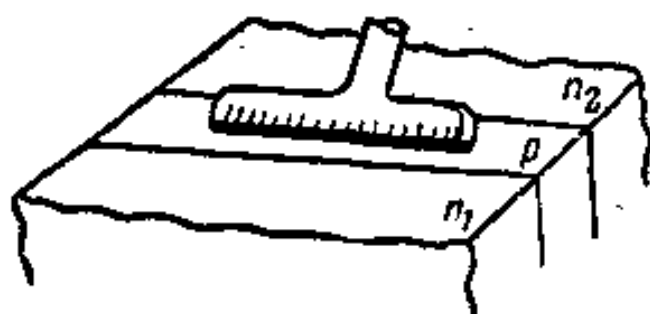


图25 基极引线的固定

显然，为了使三极管具有良好的高频性能，原材料锗块必须具有给定的尺寸。这首先涉及到中间区域——基极的厚度。单晶体的生长应该使得中间区域具有可能的最小宽度。目前单晶体生长的制作方法，已可得到宽度只有几个微米的中間区域。

小块的横截面是影响三极管频率性能的第二个因素，其数值决定发射结和集电极的面积，因而决定集电极电容的数值。这个电容也应当缩减为最小。

为了得到足够接近于1的注入系数 γ ，在两个 n 区中应当选取其中自由电荷浓度远大于中间区域自由电荷浓度的那一 n 区作为发射极。

小块的两端镀以锡，并将发射极和集电极的引线焊在其上。

同中間区域的接触(基极引綫)是最复杂的, 通常是用細金质絲鉚上来实现这个接触的. 为了增大接触面积(减小基极电阻), 絲的末端作成小錐子的形状(图 25).

在小块的对面, 象第一个基极一样, 在 p 区上鉚上第二个基极. 引綫之一作为主要基极的引綫, 第二个作为輔助基极的引綫, 这样, 三极管就变成了四极管.

图 26, a 中簡略地示出了 $n-p-n$ 型四极管的結構. 主要基极記以标号 δ_1 , 輔助基极記以标号 δ_2 . 輔助基极上没有加对主要基极而言的偏压. 这时, 四极管工作在三极管的接法之下, 和通常的面結合型三极管一样.

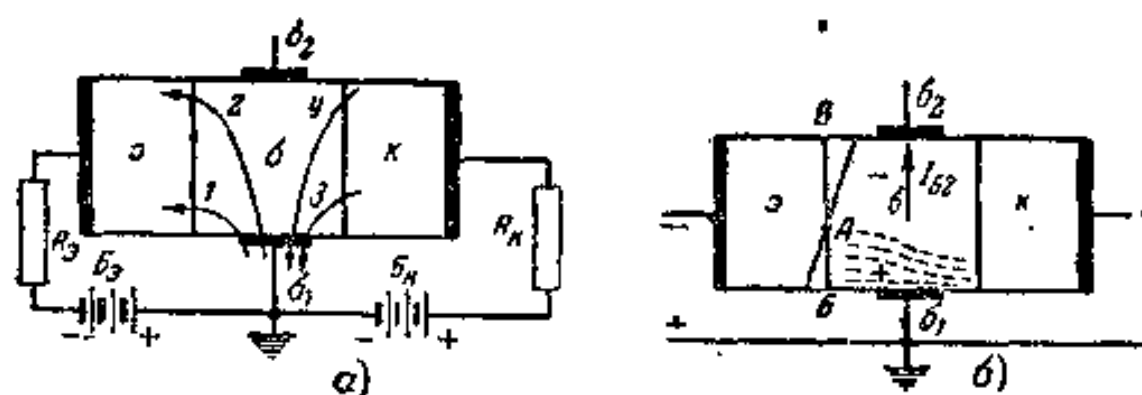


图 26 四极管基极中电压和电流路径的分布

a——輔助基极上没有偏压; б——輔助基极上有偏压

可以注意, 在发射結和集电結面积上不同的各点处, 电流路径数是不同的. 对于电流 2 和 4, 基极表现的电阻将比对电流 1 和 3 所表现的大. 显然, 整个基极体电阻之值将具有某一中間值, 这个数值大于对电流 1 和 3 的基极电阻值.

流过基极引綫 δ_1 和 δ_2 間的电流, 可以将发射极的工作区限制在与主要基极引綫直接毗邻的区域. 在发射极-基极結上将有二个电压作用, 一个是沿开启方向加于外端鈕的直流电压, 第二个是由电流 I_{δ_2} 流过基极在其中引起的压降, 其方向是和外电压相反的.

假定将电流 I_{δ_2} 之值选得使在某一点 A 处, 由电流 I_{δ_2} 引起的压降在数值上等于外加电压. 則在点 A 处加于結的总电压将等于零. 在結上位置比点 A 低的各点处, 将是外加开启电压占优势.

結的 AB 区段將开启。在結上位置比点 A 高的各点处，則將是由电流 I_{b_2} 引起的封鎖电压占优势，在 AB 区段內发射結是封鎖的。

如果現在增大电流 I_{b_2} ，則点 A 將向下移，发射結的工作面积要大大減小，从发射极到基极的电流綫路径縮短，基极电阻也就減小。一般說来，可以用机械方法把原材料鍺块的截面积減小以获得同样的結果。但利用电流 I_{b_2} ，可以将发射結的面积減小到用机械方法实际上不可能作到的尺寸。

集电結的面积决定于小块的整个面积，不依赖于电流 I_{b_2} 的数值；因此，集电結电容实际上与輔助基极电流无关。当輔助基极电流增大时，随着发射极工作面积的減小，基极工作体积也減小（图 26, 6 中虛綫所示的基极区域）。

此外，电流 I_{b_2} 的場在主要基极区域內將少数載流者——电子引向小块的表面。因为表面复合速度远大于体积复合速度，故到达集电結的电荷对的数目將随着电流 I_{b_2} 的增大而減小。电流放大系数 α 因而下降。

用生长法制成的面結合型三极管，以及相应的四极管，在零值輔助基极电流下，当接成共基极綫路时电流放大系数可以超过 0.99。对于共发射极綫路，这就有可能在低頻下使电流放大系数超过 100。当基极間有电流流过时， α_0 之值可以几乎減少为零。因此，利用輔助基极电流可以在寬广范围內改变共发射极綫路的电流放大系数。这就决定了，可以将这种类型的四极管应用到具有調整放大系数的放大綫路中。

表面位垒三极管是这样一种高頻器件，在其中直接由基极厚度的減小及集电結面积的減小来获得工作頻率的升高。按其結構和工作原理說来，表面位垒三极管与通常的 $p-n-p$ 面結合型三极管没有什么不同。表面位垒三极管用如下方法制成。将具有高含量施主杂质（这是获得小的 r_b' 值所必要的）的 n 型鍺薄片置于电解槽中进行电化腐蝕。

腐蝕要一直进行到基极厚度 W 获得所必要的数值为止，这个数值仅是几个微米。此后，改变加于电解液与鍺片間的电压的极

性,使鍍片变为阴极。这时,金属(在大多数情形下是鋁)从电解液中沉淀在鍍片表面上。被带到已腐蝕鍍表面上的小圓穴中的金属,就形成了“金属-半导体”型的表面接触。三极管实际上就已制成了,余下的是固定基极、发射极和集电极的外部引綫。

按照发射結和集电結的特性,这种三极管称为表面位垒三极管。表面位垒三极管的工作集电极电压通常不超过3—5伏。这是由于,在一方面,因为要在小的 W 下减小基极电阻值采用了具有高杂质浓度的鍍,集电結的击穿电压很低。在另一方面,在小的 W 下增大集电結上的电压,因而集电結向基区深处扩展,有可能使发射結与集电結連在一起。将电极分开的相互作用区消失,三极管就不能工作。这个效应——“紧接效应”——无异于发射結与集电結間的击穿或短接,并可能引起发射极-集电极电路中电流的急剧增长,因而使三极管的引綫损坏。

为了在基极中高杂质浓度和小的工作电压下得到小的集电結电容,集电結面积必須减小到极小。結果,表面位垒三极管的容許耗散功率是非常小的——不大于几十毫瓦。

2. $p-n-i-p$ 型三极管及漂移三极管

为了得到小的基极电阻值,基极材料应当尽可能采用低欧姆的。但是,无限制地增大基极中杂质浓度是不可以的。当用合金法得到 $p-n$ 結时(例如具有鋁的 n 型鍍),在熔化形成的发射結区域中,載流者浓度約为 $10^{18}-10^{19}$ 厘米 $^{-3}$ 。要使发射极具有高的注入能力,基极中多数載流者的浓度应远小于发射极中多数載流者的浓度。只有在这种情形下可以认为,发射极-基极电路中的主要电流是由发射极注入到基极中的載流者所迁移,而只略去了从基极注入到发射极中的載流者所迁移的一小部分电流。

对于大概的計算可以假定,发射极中的浓度应当超过基极中的浓度100倍,以使得注入系数 γ 足够接近于1,且不致使电流放大系数 α 降低很多。

于是,基极中浓度的上限值将为 $10^{16}-10^{17}$ 厘米 $^{-3}$ 的数量級,

在这种基极浓度值之下,击穿电压将很低,而集电极电容则增大很多。

要解决这种矛盾的要求,曾经寻求利用具有不均匀分布杂质的薄片来制造面结合型三极管。这种薄片的一面具有杂质含量很高的薄层,高杂质含量是为了保证获得小的基极电阻值。薄片的另一面具有极小的杂质浓度,以保证获得足够宽的集电结(图 27)。基极引线则作成围绕发射极的锡环的形式。

显然,发射极电流线将在强合金低欧姆区 4 中以最短的路径走向环形基极。对于发射极电流的基极电阻将很小。为了使集电极电流线也只沿低欧姆区 4 走向基极,必须在集电结加以封锁电压,其数值要使得集电结扩大到整个高欧姆区 5,并抵达区域 4 和 5 间的交界处。这个电压称为最小的工作电压 $U_{K, \text{min}}$ 。增大电压不会使集电结宽度有什么重大改变,因为集电结的进一步扩大将发生在区域 4 中,而区域 4 中的杂质浓度是非常高的。

同时,集电结电容之值决定于其宽度 W_1 ,这个宽度与电压 $U_K > U_{K, \text{min}}$ 的关系不大。因为区域 5 中的杂质浓度应当是极小的,集电结击穿电压就应当是非常高的,而远远超过最小的工作电压。

如果将这种类型的三极管和通常的合金三极管(具有基极厚度 W)相比较,则这种结构的优点将是很明显的。在同样的基极厚度和集电结面积之下,这种三极管将具有非常高的工作电压和较小的集电极电容。换句话说,这种结构可以分别控制表达式(46)中的 u_K 和 N 之值。

用 N_4 来标记区域 4 中的浓度, N_5 来标记区域 5 中的浓度,且为了计算简便假定 $u_{K, \text{min}} \approx 1/N_5$, 对于所研究的情形就将表达

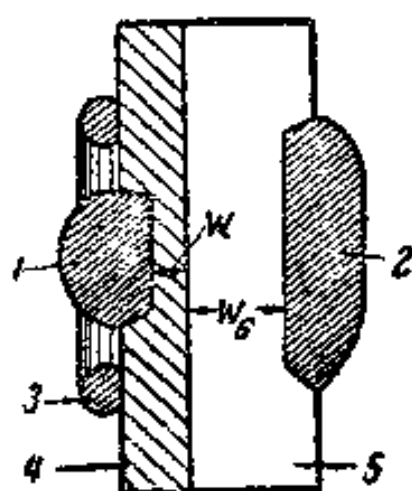


图 27 p-n-i-p 型三极管的示意图

1——发射极; 2——集电极; 3——基极; 4——强合金区; 5——高欧姆、弱合金区

式(46)改写成如下的形式:

$$M \approx \mu_p \mu_n \frac{1}{WS_K} \sqrt{\frac{N_s}{N_K}} \quad (47)$$

上面已經指出,基极中靠近发射結处載流者浓度的最大可能值将限制在 10^{16} — 10^{17} 厘米 $^{-3}$ 的数量級。靠近集电結处載流者浓度的最小值,則为給定温度下純淨半导体中載流者的固有浓度所限定。当 $T = 300^\circ\text{K}$ 时, $n_i = 2.5 \times 10^{13}$ 厘米 $^{-3}$ 。假定 $N_s = N_{s.\text{макс}} = 10^{17}$ 厘米 $^{-3}$, $N_K = N_{K.\text{мин}} = 2.5 \times 10^{13}$ 厘米 $^{-3}$; 我們就得到, $p-n-i-p$ 型三极管可以具有比通常 $p-n-p$ 型三极管(同样的几何尺寸)大 60 倍的质量因数。

同时,三极管的这个名称 $p-n-i-p$ 也是易于明白的,因为 $N_{K.\text{мин}} = n_i$, 在基区与集电极区之間包含具有本征电导率 σ_i 的鍺薄层。

实际上,要在 M 的值方面获得这样大的便宜是足够复杂的。如果工作电压选择得接近于結的击穿电压,且結是得自接近于 50 欧·厘米的高欧姆鍺,才能够得到上面所說的数字 60。这个电压将具有几百伏的数量級。如果假定, $u_K = 500$ 伏,发射极电流 $i_e = 0.5$ 毫安,則集电极耗散功率在考虑了电流 I_{K0} 后将超过 250 毫瓦。这样大的耗散功率甚至比具有較大电极面积及較好散热条件的低頻三极管还大。此外,浓度 N_K 的实际值接近于超过 $N_{K.\text{мин}} = n_i$ 的数量級。因此,实际上得不到这样高的 M 值。

在当 W 之值不超过几个微米 (2—3 微米),而集电結寬度足够大(超过 25 微米)的情形下,非平衡載流者在基极中从发射极到集电結边界处的扩散時間,可以和非平衡少数載流者在同一結內的漂移時間相比拟。电荷在結中的漂移效应与电子在真空二极管电极間的漂移效应相似。

在通常的面結合型三极管和四极管中,平均扩散時間远大于漂移時間,故漂移時間可以忽略而认为只有扩散作用影响頻率特性。对于 $p-n-i-p$ 型三极管,在 $W = 5$ 微米及 $W_i = 25$ — 30 微米之下,电荷在結中的漂移还可以有把握加以忽略。在这种情形下,就作用原理和主要参数的物理含义以及依从关系而言, $p-n-i-p$

型三极管与普通的面结合型三极管没有什么不同。

在升高温度下用扩散方法将可制合金的物质加入具有高电阻率的锗中,是获得具有不均匀分布杂质的原材料薄片的方法之一。

在扩散下的分布规律要涉及相当复杂的表达式——误差分布函数。对于许多实际情形,这个函数可以足够精确地用指数函数代替。在这种情形下可以认为,当扩散时在表面上产生了某一附加的施主浓度 N_0 ,并按指数规律而下降(图 28)。

这种薄片也可以用来制造按其性能说来与 $p-n-i-p$ 型三极管相似的三极管。从高欧姆锗这一面将薄片磨损到厚度为 $W + W_i$,并镀上铜的发射极和集电极电极以及锡的基极电极,如图 27 所示,我们就得到集电极位于高欧姆区、发射极和基极位于低欧姆区的三极管。集电极上所加的电压值必须保证集电结能扩展到高电导率区域的边界处。

图 28 中虚线表示 $p-n-i-p$ 型三极管基极中的杂质分布。可以假定,当杂质在基极中按指数规律分布时,基极体电阻之值将大于从强合金区过渡到弱合金区时杂质浓度突然改变的情形。这是指数分布规律的缺点。但是,这种规律也具有一个重要的优良性质,这种性质是决定具有所研究结构的三极管的工作特点的。

问题在于,杂质(施主)浓度沿 y 轴方向的改变规律将与多数载流者(电子)的分布规律相符合。因为对于给定温度多数和少数载流者浓度的乘积是常数,故多数载流者浓度沿 y 方向按指数律的下降将伴随着少数载流者浓度按指数律的增长。电子浓度的负梯度和空穴浓度的正梯度的存在,使得电子具有沿 y 轴方向传播的趋势。空穴则具有沿相反方向传播的趋势。在这个情形下,所发生的过程与形成 $p-n$ 结时所发生的一样。随着电荷的转移将发生阻碍电荷进一步传播的电场力。

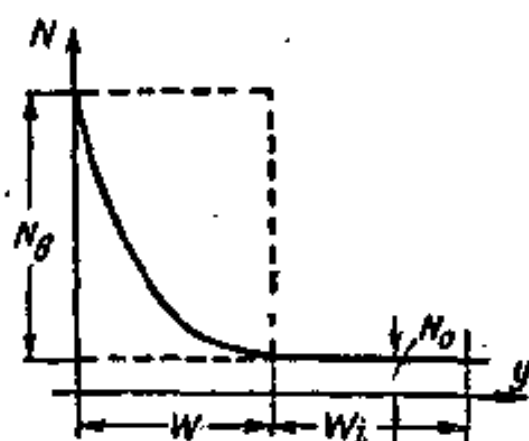


图 28 当薄片中加入可制合金的材料时,在扩散下的杂质分布

应当指出,当浓度沿着从发射极到集电极的方向下降时,基区中所发生的电场对于多数载流者是阻碍的,因而,对于少数载流者是加速的。这就表示,在这种类型的三极管中,少数载流者从发射极向集电极的传播,不仅是借扩散来进行的,而且也是在基极中的内电场力作用——漂移——下进行的。这是 $p-n-i-p$ 型三极管不同于称为漂移的这种三极管的特点。漂移三极管这个名称着重指出了基区中漂移的存在。

因此,在漂移三极管中,一方面可以实现 $p-n-i-p$ 型三极管的所有主要优点,另一方面,由于基极中内电场的存在,就有可能在和通常的扩散三极管相同的基极厚度下得到大几倍的电流放大极限频率。

漂移三极管的实际工作电压超过扩散三极管的工作电压。当将漂移三极管和高频三极管,例如表面位垒三极管相比较时,这个差别表现得更为突出。如果这两种三极管具有同样的功率放大最高频率(例如,约为 60—100 兆赫),则表面位垒三极管的工作电压一般不超过 3—5 伏,而漂移三极管的工作电压通常超过 20 伏,且可能是 30—50 伏。

这个特点是漂移三极管的一个重大优点,特别是当在输出端必须具有足够大的电压降的情形。

漂移三极管对周围介质温度的改变更为敏感,是它的重大缺点。在这里必须考虑如下的因素:

1. 集电结位于高电阻率锗的区域内。这就表示,漂移三极管的电流 $I_{\text{кз}}$ 将远大于用低欧姆材料制成的通常扩散三极管的漏电流。

2. 漂移三极管是高频三极管,并具有小的电极尺寸。漂移三极管的散热条件通常不是很好的。每一毫瓦的耗散功率所引起的结的温度升高是足够大的。

3. 由于工作电压高及空载电流大,漂移三极管将在相当大的集电极耗散功率下工作,即集电结要在极度过热的情形下工作。

4. 周围介质温度的升高引起集电结温度的升高及电流 $I_{\text{кз}}$ 的

增大,这又引起三极管的过热。

采用使散热条件最为有利的三极管结构可以使温度特性有某些改进。将锗漂移三极管改为硅漂移三极管可以使温度性能大大改进。但是应当记住,用高欧姆硅制成的漂移三极管和用低欧姆硅制成的三极管相比,仍然具有较坏的温度性能。

3. 隧道三极管和双基级二极管

所谓隧道三极管或场效应三极管是这样一种半导体器件,这种器件所利用的原理完全与以上所研究的各种类型器件不同,不是用电流来控制的。与通常的面结型和点接触型三极管不同,隧道三极管是用电压来控制的器件。

在 $p-n$ 结上沿反方向加以封锁电压,当电压改变时要发生结的扩大的这一现象,就是隧道三极管作用原理的基础。

隧道三极管的简单模型是,在两端具有非整流接触的电子型锗块的一个侧表面烙上钼电极(图 29)。

在非整流接触 σ_1 和 σ_2 间接上供电源 E_2 和负载电阻,如图 29 所示。

经过锗块将有电流 i_2 流过,根据欧姆定律, i_2 之值将决定于负载电阻及锗块的电阻之值,这个电流是由电极 σ_1 和 σ_2 间,在电池 E_2 所生的电场中运动的电子所荷载,现在电子是多数载流者。

现在在钼电极和电极 σ_1 间加以电压,在这个电压下结将被封锁。采用电位计来降低这个电压,以便有可能改变其数值。

在 $p-n$ 结上加以封锁电压时,结的宽度要增大。我们已经知道,对于钼的合金结,结在 n 型锗区域中的扩大现象,特别是如果这个锗是具有高电阻率的,是合金结的一个特征。当加以封锁电压时结边界的位置在图中用虚线大致示出,结区域中的电场要阻碍电子向这区域内的深入。

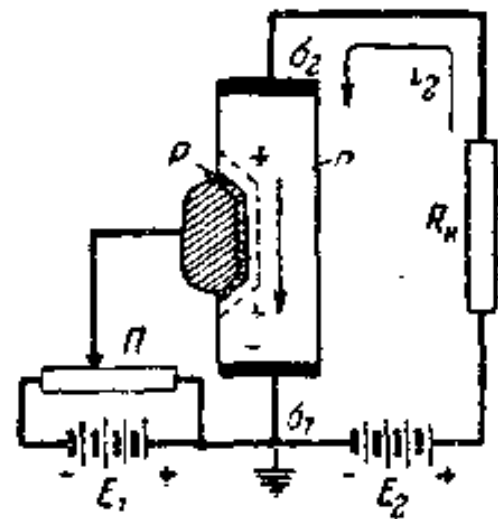


图 29 隧道三极管的简图

根据 $p-n$ 結的作用原理及靜特性曲綫的研究知道，在超过几十分之一伏的封鎖电压下，經過結的多数載流者电流就終止了。結的电流将只决定于少数載流者的电流。因此，結的区域对于 n 区中的多数載流者(电子)的运动是封鎖的。当鍺块的横截面減小时，对于电流 i_2 的电阻值增大。同时，降落在区段 $\delta_1-\delta_2$ 上的电压也增大，負載上的电压則減小。

如果往右和往左移动电位計 $П$ 的滑动接头，以改变結上的封鎖电压值，則結的寬度将随着这个改变而改变。同时，鍺块的截面及其在点 $\delta_1-\delta_2$ 間的电阻值都将改变。在电阻 R_H 上就出現交流电压。

显然，这种三极管的放大性能将决定于区段 $\delta_1-\delta_2$ 的电阻的調制深度。因此要求鍺块的寬度与結的寬度相比拟。此外，鍺块材料的电阻率应当是足够高的，因为高欧姆材料能保証結的最大寬度以及結随着电压改变时的最大改变。

最后应当注意到这一事实，即結上的电压是外加电压与体积中因电流 i_2 流过而产生的内部压降之和。从图 29 中看出，这个电压的接入是与外电压一致的。同时，作用在結上部的电压要大于作用在結下部的电压。結果，結的上部要比其下部寬一些(图 30)。

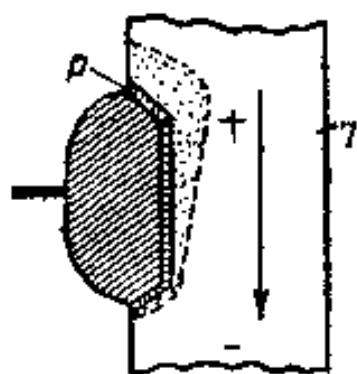


图 30 在内部压降作用下結形状的改变

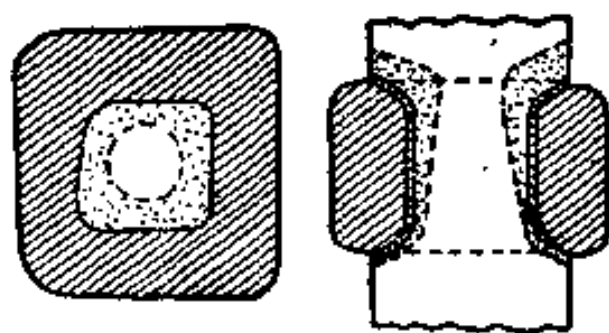


图 31 隧道三极管的圓环状結

为了增大調制深度，宜于将合金結作成圍繞鍺块的圓环的形式。在这种情形下，結就形成了一个心墙，其孔洞的直径随着加于結的电压的改变而改变(图 31)。这个心墙通常也称为隧道。

我們来研究，用什么方法可以得到隧道三极管的靜特性曲綫族。首先假定，加于合金电极与下面的非整流接触間的外电压等

于零。不論輸出電路的狀態如何，將電極短接就得到零電壓，如圖 32 所示。

當電壓 u_2 從零改變到 u_2' 時，得到特性曲線差不多是線性的區段 OA (圖 33)。這決定於，在位於範圍 $0 \sim i_2'$ 的電流下，由電流 i_2 流過而引起的內部壓降不大改變阻擋層的寬度和隧道的截面。但

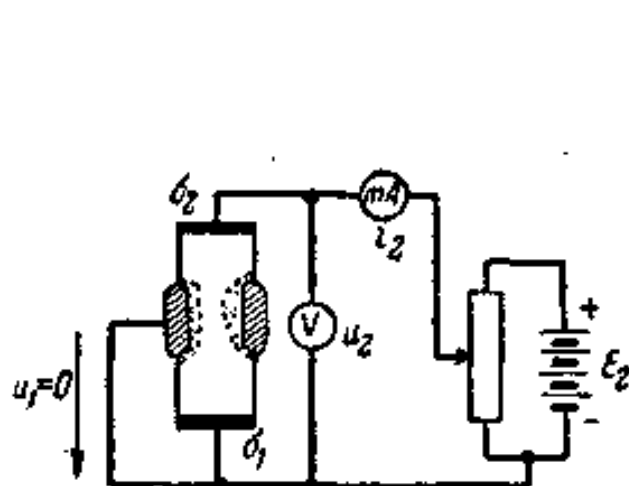


圖 32 當 $u_1=0$ 時隧道三極管
伏安特性曲線的獲得

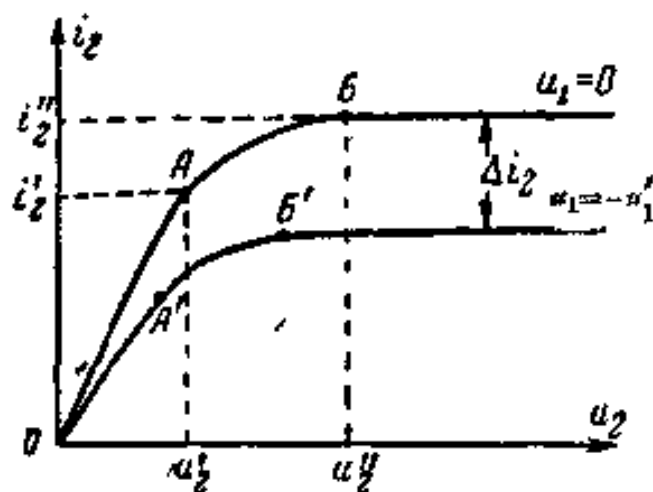


圖 33 隧道三極管的輸出伏安特性曲線

是，截面的某些改變畢竟是有的，故特性曲線在 OA 區段並不嚴格遵守歐姆定律。在超過 i_2' 的電流下，電流的進一步增長引起隧道截面較明顯的改變和其電阻的重大改變。

因此，電壓 u_2 的改變引起流經結的電流的增長，而流經結的電流的增長又使結上的封鎖電壓增大，這就產生了限制 i_2 的條件。再繼續增大電壓 u_2 不會引起電流 i_2 的更大增長。在這個區域內，隧道對電流增長的反應是非常強的。現在在輸入電極加以某一外部直流封鎖電壓 u_1 。隧道的截面減小，其電阻則增大。新的特性曲線（對應於輸入電壓 $u_1 = -u_1'$ ）的起始區段 OA' 將具有對應於較大電阻值的斜度（圖 33）。

因為隧道原來的截面較小，電流 i_2 的影響開始表現得早一些，特性曲線從彎曲區段 $A'B'$ 進入飽和區發生在較小的電壓 u_2 和電流 i_2 之下。對於一系列 $u_1 < 0$ 的數值，用同樣方法可以得到所有的特性曲線族。

這些特性曲線按其外貌非常象電子管的特性曲線。隧道三極

管的放大性能可以用那种非常熟知的参数,例如跨导来表征:

$$S = \frac{\Delta i_2}{\Delta u_1} \quad (48)$$

由于在控制原理和靜特性曲綫方面,电子管与隧道三极管极为相似,有可能把調整电极 ϕ_1 与 ϕ_2 間电子运动的电子空穴結认为特殊的栅极。在鍺体积中,受外电压 u_2 的場的作用电子从电极 ϕ_1 向电极 ϕ_2 运动,电极 ϕ_1 可以看作是隧道三极管的阴极,电极 ϕ_2 可以看作是阳极。

在文献中,目前采用如下的术语:对于电子空穴結——“閘門”;对于电极 ϕ_1 ——“入口”;对于电极 ϕ_2 ——“出口”。在以下的叙述中,为了着重指出隧道三极管和电子管的极为相似,并利用无綫电工程上习惯的术语,我們采用术语“栅极”、“阳极”和“阴极”。

隧道三极管是在目前还很少研究的器件,因此,要对其性能与特点給出簡要而足够完善的叙述是不可能的。但是,在这里还是可以指出其某些特征。

首先,隧道三极管是在小信号下具有高輸入和高輸出阻抗的一种器件。事实上,隧道三极管在小信号下的輸出阻抗可用靜特性曲綫斜角的余切来表征。象电子管一样,輸出靜特性曲綫的斜度决定隧道三极管的輸出电导 $1/R_i$ 。輸出电阻 R_i 决定于輸出特性曲綫斜角的余切的倒数。在工作区段內,特性曲綫的斜度极为接近于零。輸出电导也接近于零,而輸出电阻則足够高(几百千欧或几兆欧)。

隧道三极管的輸入电阻决定于封鎖二极管(栅极)的微分电阻。这个电阻可以有几个兆欧。

所有的半导体器件,其中也包括隧道三极管的共同特点是在电流与电压相互作用的体积中存在有分布电阻。这个电阻的存在引起内部反饋以及一系列其他不良的現象。

对隧道三极管工作影响最大的是隧道与下面非整流电极——阴极間的鍺体积电阻,因为这个电阻是輸入和輸出电路所共有的。

由电流 i_2 在这个电阻上引起的压降对結是封鎖的。栅极上負

电压的增大引起阳极电流的减小。同时,体电阻上的压降也减小。结(栅极)上电压的合成变化小于外电压的变化。这就是说,体电阻起着内部反馈电阻的作用。与电子管相比拟,可以把这个电阻和接在电子管阴极的电阻同样看待。

根据逻辑上的想法和隧道三极管的工作原理,我们试来作出其等效线路。首先,在输入和输出的公共电路中接入结体分布电阻,即接在隧道与阴极之间如图 34 所示,并记这个电阻为 r_K (阴极电阻)。

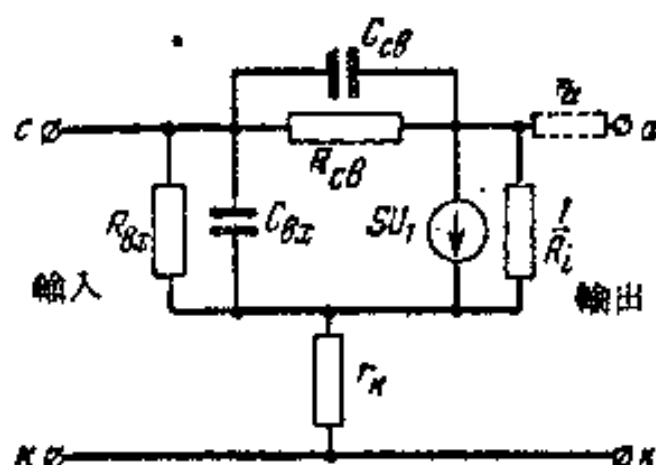


图 34 隧道三极管的近似等效线路

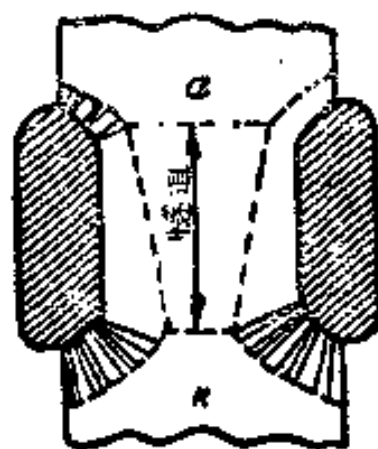


图 35 阳极与阴极间结的电容假想分布

根据对伏安特性曲线族的研究,三极管在输出电路中的有源元件表为电流发生器的形式:

$$I_2 = SU_1, \quad (49)$$

其内电导是隧道的电导 $1/R_i$ 。

显然,栅极的结既具有电阻也具有电容。为了使问题简化,设想结的电容和电阻集中在图 35 的阴影区域内。这些区域被具有高微分电阻的隧道区所分开。区域之一与阳极毗邻,另一个与阴极毗邻。因此,可以认为,在栅极和阳极间及栅极和阴极间有并联的 RC 电路作用,这些 RC 电路经过体电阻 r_K 和 r_a 将栅极和相应地电极连在一起。

这些电路之一是栅极与阳极间的反馈阻抗,并记为 R_{cB} 和 C_{cB} 。第二个电路是输入阻抗之值,记为 R_{Bx} 和 C_{Bx} 。阳极的体电阻可以略去,因为它只作用在输出电路中,且和隧道电阻 R_i 相比

是很小的。

在实际上必須考虑到，柵极的結的电容和电阻是沿着結的整个表面而分布的，而且隧道电阻也是分布电阻。等效綫路应当具有图 36 所示的形式。这个綫路相当复杂，用它来研究某些关系是困难的，图 34 的綫路比較簡單，且便于了解隧道三极管的某些性能。

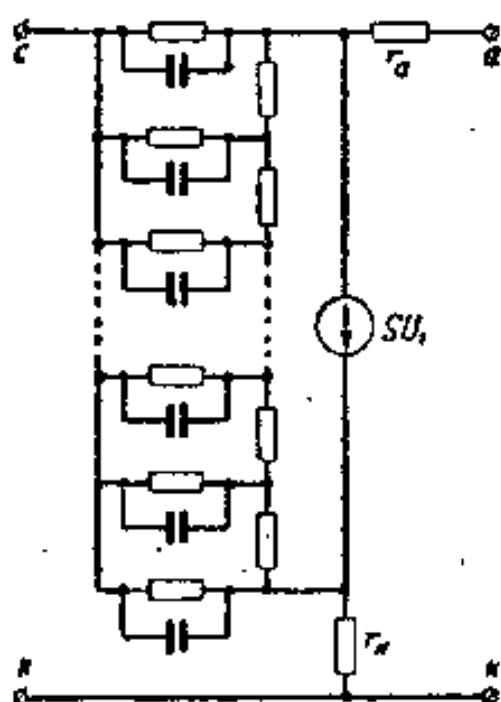


图 36 考虑了結的电容和电阻沿着隧道的分布特性的等效綫路

有图 36 所示的形式。这个綫路相当复杂，用它来研究某些关系是困难的，图 34 的綫路比較簡單，且便于了解隧道三极管的某些性能。

电容 C_{cb} 与电子管阳极-柵极間的电容相似，是一过渡电容，电容 C_{cb} 給出与頻率有关的正反饋。

在低频下輸入阻抗决定于 R_{bx} 之值。当頻率升高时，輸入阻抗的电阻部分由于电容 C_{bx} 及串联电阻 r_n 的影响而下降 [参看式 (39) 和 (40)]。此外，随着頻率的增高，经过 $R_{cb} C_{cb}$ 电路的正反饋也增大，这也使得輸入电阻减小。隧道三极管的頻率性能，看来，主要决定于这些因素。

根据与电子管的极为相似可以判断，具有隧道三极管的基本綫路应当与通常的电子管綫路很少有差別。

根据与电子管的极为相似可以判断，具有隧道三极管的基本綫路应当与通常的电子管綫路很少有差別。

研究了第一批隧道三极管样品的参数指出，它的跨导約为 0.2—1.0 毫安/伏，以及空載状态下的电压放大系数 $k_{x,x}$ 約为 100 或更高。自然，这些参数满足蓬奇-布魯耶維奇关系：

$$k_{x,x} = \mu = SR_i. \quad (50)$$

在实际的隧道三极管綫路中，成功地获得了放大系数

$$k = SR_n, \quad (51)$$

在負載 10—30 千欧下約为 6—10。隧道三极管功率放大的最高頻率基本上是 10—20 兆赫。

必須注意，隧道三极管应当具有高于通常的面結合型三极管的固有噪声。这是由于，接成反向的結比接成正向的結具有較高的固有噪声。

在面結合型三极管中,接成正向的低噪声結(发射极)是輸入电极,具有較高噪声的电极(集电极)接成輸出。其噪声加在已放大的信号上。

在隧道三极管中,封鎖的結接成輸入。自然,这不得不使其噪声性能变坏。在文献中还没有关于隧道三极管噪声系数值的精确数据。

研究隧道三极管的主要性能时,我們一直強調指出其与真空电子管的相似性。不得不注意,这个相似性只在一定限制内是正确的。加于隧道三极管电极的电压的极性就是这些限制。

假定在隧道三极管的阳极,加以对阴极說来不是正的而是負的电压。因为隧道三极管的阳极和阴极是鈹的非整流接触,故乍一看来似不应有什么改变。但是因为电压极性的改变,同时引起隧道中电流方向的改变,因而引起隧道上压降符号的改变,就不能得到具有飽和区的伏安特性曲綫族。事实上,因电流流过而引起的内部压降(参看图 29 和 30),对于柵极的結已經不是封鎖的,而是开启的了。如果在这种情形下,在某一柵极封鎖电压 $u_1 = -u_1'$ 下重复图 32 的实驗,則随着电流 i_2 的增长結上的封鎖电压减小,而結的截面增大。这就使得伏安特性曲綫向相反方面离开綫性欧姆的情形(图 37)。

在电流 i_2 的某一数值之下,内部开启电压之值将超过外部封鎖电压之值。結上的合成电压就是正向的,柵极的二极管开启,而三极管的輸入电阻急剧下降。在这

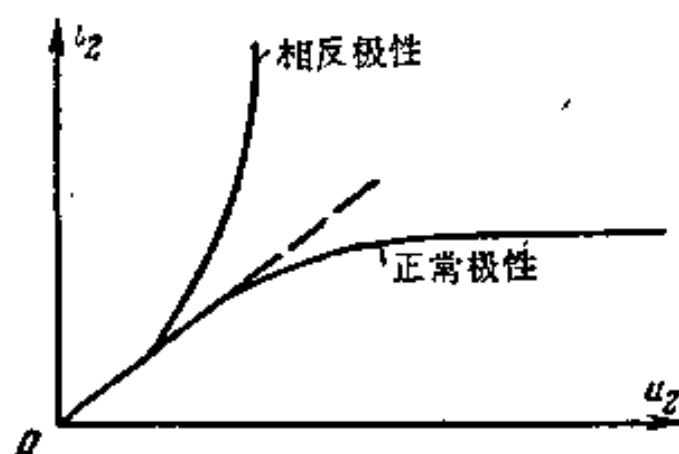


图 37 当阳极与阴极間电压具有不同极性时隧道三极管的伏安特性曲綫

种情形下,三极管輸入电压的改变不会使結的寬度发生任何明显的改变。輸入电压对輸出电路电阻的調制則小到可以忽略。

当阳极电压具有正常极性而柵极上的外偏压是正向时,得到类似的效应。三极管的輸入端也同样可用大电流(在低电压之下)

和低輸入阻抗(在小信號之下)來表征。但是,可以指出,雖然柵極的結的寬度很小,且寬度隨電壓改變不大,三極管並沒有失去放大性能。不但如此,如果在柵極正偏壓的範圍內測量其跨導,則發現當柵極的二極管開啟時,三極管的跨導急劇增長。

當改變柵極的結上電壓的極性時,控制原理也改變了。這時,用電壓來控制的效應極為微弱,可不加研究。同時,結要向鉻體積中注入少數載流者。鉻中的載流者濃度增大,電導和非整流電極間的電流也增大。實際上,在這種情形下我們得到的是以電流來控制的新器件。按其工作原理說來,這個器件與其說接近於真空電子管,不如說接近於通常用電流來控制的面結合型三極管。在這種情形下,沒有必要採用環形的電極。這種類型的器件可用通常的結來工作,結的任務是向控制電路中注入附加的載流者。

因為流經結的電流密度決定於加在結上的電壓值,故結的面積愈大,對應於同樣外加開啟電壓的電流也愈大。顯然,輸出端電流的变化將正比例於輸入端電流的变化。

因為對於電子空穴結,正向電壓不大的改變將引起電流的重大改變,故這個器件將具有極大的跨導值。同時,結的面積愈大,跨導也就愈大。

我們已經看出,控制電路中電流的方向是可以任意選擇的。在某一極性下(參看例如图 29),內部反饋電壓是封鎖的,而對於所研究的器件它將是負的。如果改變加於非整流接觸間電壓的極性,使其與圖 29 綫路中的相反,則反饋將是正的,因為在這種情形下內部反饋電壓已經是開啟的了。當非整流接觸間電壓不變時,可以在足夠強的反饋下得到具有下降區段的輸入伏安特性曲綫。與點接觸型三極管在恆定集電極電壓下讀取的輸入伏安特性曲綫相似。具有這種類型伏安特性曲綫的器件,可以極有成效地用在單管的脈沖發生器綫路中,象點接觸型三極管那樣。

這種器件已在實驗室中製成,並得到雙基極二極管的名称。這個名称很好地反映了器件的結構特點,但沒有揭露其物理含義。首先,這個器件是放大的半導體器件。在另一方面,它是象隧道三

极管一样的三极管。只是非整流接触之一对结说来起着基极的作用。第二个非整流接触和第一个一起工作在独立的电路中,而且这电路不是辅助的,是主要的即控制电路,就象面结合型三极管中所发生的那样。从这个观点看来,“双基极二极管”这个名称是不完全恰当的。

双基极二极管的放大性能显然决定于多数平衡载流者与少数非平衡载流者的浓度之比值以及它们的迁移率。平衡载流者的浓度愈小,它们的迁移率也愈小,材料的电阻就愈高。在这种情形下,同样数量的注入的非平衡载流者将保证电导获得较大的相对变化。

同时,利用高欧姆材料来制造双基极二极管会使温度特性大大变坏。也就是从这个观点看来,宁愿采用硅来制造相类似的器件。

参 考 文 献

- [1] Гучер Ф., Приис М., Интерпретация величины α в транзисторах с $p-n$ -переходом, «Проблемы современной физики», ИИЛ, 1955, 2, 99—105.
- [2] Эрли Дж., Распирение области пространственного заряда в плоскостном триоде, «Проблемы современной физики», 1955, 2, 105—116.
- [3] Ржанов А. В., Поверхностная рекомбинация и ее влияние на характеристики полупроводниковых приборов, «Радиотехника и электроника», 1956, 1, 8, 1086.
- [4] Вул Б. М., Основы теории и некоторые результаты исследования германиевых диодов и триодов, «Радиотехника и электроника», 1956, 1, 8, 1040.
- [5] Притчард Р. Л., Представление кристаллических триодов в виде эквивалентных схем, Обзор (англ.), IRE Transactions, CT-3, 1956, 5.
- [6] Эрли Дж., Триоды плоскостного типа с переходами $p-n-i-p$ и $n-p-i-n$, «Вопросы радиолокационной техники», 1955, 1, 36—48.
- [7] Дейси Г., Росс Н., Униполярный полевой транзистор, «Проблемы современной физики», ИИЛ, 1955, 2, 175—194.

半导体三极管作为放大线路的元件

Е. И. 加尔彼林(Гальперин)

引 言

近代技术的发展要求电子设备必须解决为数日益增多的一切问题,如大大提高其可靠性,减少重量、体积及所消耗的功率等。现有的设备的设计与制造方法不可能在本质上解决这些问题。

提高设备的可靠性并同时减少重量和体积的最有前途的途径之一,是利用新的半导体技术领域。半导体器件、铁氧体和塞格涅特电介质的组合,可以从根本上缩减无线电设备的尺寸,并改变我们对无线电设备的体积和重量的概念。

虽然在最近几年内,在超小型管特别是钛陶瓷管(其尺寸和寿命极接近于半导体器件)方面的研究有较大的成就,但半导体器件毕竟是更方便和可靠的。半导体器件的高度可靠性在设备的设计方面开辟了一种完全新的可能性,即在制作设备时可以不考虑其中所含的级数。

半导体器件的广泛运用要求生产能和这些器件相比拟的超小型元件。塞格涅特电介质、铁氧体和新工艺的利用在这方面开辟了极大的可能性。

半导体器件的制造工艺学还没有达到稳定的状态。最近几年中在扩大温度和频率极限方面获得了许多新的半导体器件,而且是不断地在扩大。例如,硅器件可以工作在 $200-250^{\circ}\text{C}$ 。三极管的最高工作频率已达几百兆赫。虽然和真空电子管相比,半导体器件一直还具有较低的温度、频率、功率的工作极限,以及多少大一些的噪声电平,但目前它已经可以广泛应用在各种设备(其中包

括航空設備)中。半导体器件在自动裝置和計算-求解設備中的应用前途特別广泛。

例如，在計算机中采用半导体器件能够使供电源的消耗减少为 $1/20$ ，以及机器的体积和重量大約减少为 $1/3$ 。

1. 应用半导体三极管的特点

虽然，作为綫路元件，半导体器件和真空电子管在工作方面具有相似之点，但在用半导体器件构成綫路时，必須考虑到半导体三极管和真空电子管在工作机构方面的差别。

电子管綫路的知識对于在設備中采用半导体三极管可以是有用的，但必須相当小心。

企图将电子管綫路和半导体綫路过分精确地进行比較，例如，企图逐字地遵守直接对比的原則，会有可能发现不了只是半导体三极管綫路所具有的特点。

半导体器件作为綫路元件的主要特点是：

a) 由于輸入阻抗低，功率增益具有有限值；低的輸入阻抗在輸入电路中引起不可免的損耗，而且，构成多級設備时要采用特殊的办法。

b) 具有強烈的内部反饋，这使得必須把半导体三极管作为双向設備来計算。

b) 半导体三极管的特性曲綫和参数与温度和状态有密切的关系。

r) 半导体三极管的工作电压低，有可能用大电流来控制。

为了在应用半导体器件时得到最大的效率，必須不是簡單地将电子管綫路搬用过来，而應該是考虑这些新器件的特点来修改各个元件构成与組合的原則。

当配置綫路元件时，在設備各个級中将半导体三极管和电子管加以簡單替代通常是很少有成效的，而且会引起許多不必要的困难。

虽然半导体器件和电子管相比，具有較高的可靠性和較小的

体积和重量，并可以在极小的供电电压下工作以及具有較高的效率，但是由于它和真空电子管相比，温度、频率、功率的工作范围較小，噪声电平較高，且参数的不均一性較大，故将半导体器件广泛应用于无线电设备中还有困难。

三极管的特性曲线和参数的温度依从关系与其作用原理有关，因而，由于采用了新的材料，虽然并不可能完全消除这一缺点，但在极大程度上可以加以削弱。

半导体三极管的特性曲线和参数的温度依从关系要求必须采用特殊的供电线路以获得对温度的稳定，这种特殊线路可以自动地调整工作点，以使得线路参数保持不变。

引起半导体器件输出阻抗随发生器阻抗而变、输入阻抗随负载而变的内部反馈的存在，以及半导体器件的低输入阻抗和高输出阻抗，使得多级放大器的设计变得复杂。

在可能采用级间变压器的所有情形下，照例可得到較大的增益。由于原材料的不均匀及制造工艺的不完善，在同一类型内三极管参数的极不均一是其重大的缺点。

生产大批设备时必须考虑到参数的不均一性，并且要求当更换三极管或整个设备的这种设计时，能够开始时在线路中作个别的调整，在下一情形下更换的元件不是三极管而是整个环节，这是允许的，因为半导体器件的环节体积很小。

所有以上的叙述指出，应用半导体器件来代替电子管时，决不是说作简单的机械代替，而是要求根据新的三极管的特点来修改设备设计的原则，并生产新的小型另件及与之相配的元件。

半导体器件设备的设计，照例，比电子管线路的情形要复杂得多，要求解决的问题也广泛得多。但是，半导体器件设备的费用少，体积小，以及使用上的优点是足以补偿这些缺点的，半导体器件的蓬勃发展及其连续不断的改进，使得以上所述缺点在逐渐减少，因而，在最近的将来其质量会大大提高，其应用范围也会迅速扩大。

2. 半导体三极管的基本连接线路

作为线路元件，半导体三极管象电子管一样，是一三端网络（图1）；它可以用流经端钮的三个电流 i_1 、 i_2 、 i_3 和相应端钮间的三个电压来描述。

实际上，只要知道两个电流值和两个电压值就已足够，因为

$$\left. \begin{aligned} i_1 + i_2 + i_3 &= 0, \\ u_1 + u_2 + u_3 &= 0, \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

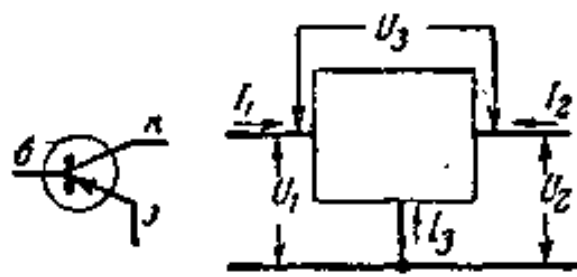


图1 半导体三极管看作三端网络

因而，如果两个电流或两个电压值为已知，则第三个的值可用这两个来表示。

当半导体三极管用作放大器时，端钮之一是输入端，另一是输出端，而第三个是公共端。这时，重要的是两个电流：输入的和输出的；以及两个电压：输入的和输出的。

这些电流和电压的方向定为正方向。

三个引线中的每一个既都可作为输入端，也都可作为输出端，但因为功率放大只可能沿一个方向进行，在这个方向下基极应当永远是输入端之一，而集电极永远是输出端之一。这样，就决定了三极管的三种可能连接线路：共发射极、共基极和共集电极（图2）。

按照连接线路的不同，输入端和输出端接以不同的电极，因而

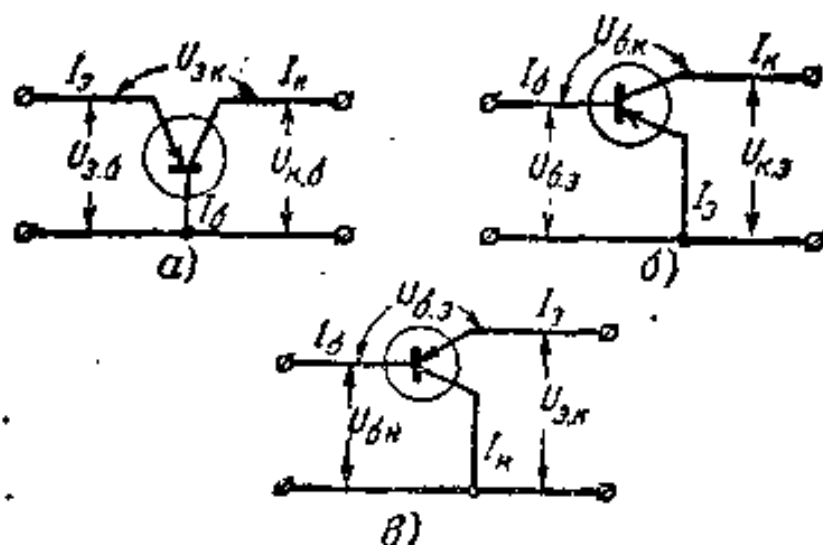


图2 三极管的可能连接线路

б——共基极； е——共发射极； к——共集电极

得到輸入和輸出的電流和電壓間的不同依從關係。例如，在共發射極綫路的情形下，輸出和輸入電流間的依從關係決定於集電極電流對基極電流的比值，而在共基極綫路的情形下，決定於集電極電流對發射極電流的比值；自然，由於發射極電流遠大於基極電流，故輸出電流對輸入電流的比值在共發射極綫路中相應地要高一些。但是，這不是說，對於每一連接綫路都必須利用不同的特性曲綫。

事實上，知道了一種連接綫路的特性曲綫就已足夠，因為按照這個曲綫不難重新算出其他連接綫路的特性曲綫。為此，只要選定某一綫路作為出發，這個綫路應能保證從某一綫路的特性曲綫換算成另一種綫路的特性曲綫時結果比較精確。

可控的基極電流是面結合型三極管極為重要的量，這個電流是發射極電流與集電極電流之差，因而遠小於二者中的任何一個。因此，如果測出了發射極和集電極電流，然後取它們之差來決定基極電流，則因發射極電流與集電極電流彼此相差只有百分之几，就會得到較大的誤差。相反地，決定了發射極電流或集電極電流和基極電流，換算時可以得到較高的精確度。所以，在作為出發的綫路中，基極應是輸入端。這樣的綫路有兩個：共發射極綫路和共集電極綫路，因而，共基極綫路不用來作為出發的綫路。

對於共集電極綫路（參看圖 2, Б），基極與集電極間的電壓 $u_{б,к}$ 是輸入電壓，而發射極與集電極間的電壓 $u_{э,к}$ 是輸出電壓。這兩個電壓之值都很大，且彼此相差很少，因為電壓降主要決定於集電結上的電壓降，集電結是在反向加以偏壓的，而發射極是在正向加以偏壓，自然，集電極電阻遠大於發射極電阻。

如果在共集電極綫路中，用集電極與發射極間電壓 $u_{к,э}$ 及集電極與基極間電壓 $u_{к,б}$ 之差來決定基極與發射極間電壓 $u_{б,э}$ ，則因 $u_{к,э}$ 和 $u_{к,б}$ 之值相差不大，自然會得到較大的誤差。

保證從一個綫路轉到另一綫路換算特性曲綫的最好綫路是共發射極綫路，對於數值最小的基極電流和基極—發射極電壓這個綫路能給出精確的數值。

因此，按共基极綫路和共集电极綫路連接的半导体三极管的特性曲綫，可以从按共发射极綫路連接的三极管特性曲綫精确地得到，而反过来作却不能保証必要的精确度。因此，关于面結合型三极管工作的最精确概念，可以得自在共发射极綫路讀取的特性曲綫族。对于这点应当补充，和其他綫路相比，共发射极綫路能得到功率放大的可能最大值。共发射极級另外的独有特点是，相位翻轉的性能以及电流放大和电压放大都可大于 1。这些性能使得共发射极級比其他連接綫路具有更广泛的应用。

因此，共发射极綫路的特性曲綫不仅能給出有关三极管的較精确数据，而且在实际上也是用得較多的。但是，在半导体三极管发展的最初阶段，曾經广泛地推广从共基极綫路讀取的特性曲綫，而且目前还利用这些特性曲綫。这是由于，在面結合型三极管出現以前，点接触型三极管接成共发射极綫路是不稳定的。

3. 半导体三极管的特性曲綫、参数和等效綫路

决定半导体三极管和电子管的物理过程是不同的，因此在計算方法和綫路构成方面也要有差別。在电子管的情形下，由于輸出电路对輸入电路的反应很弱，为了計算綫路的状态和参数知道一族輸出特性曲綫就已足够。在半导体三极管的情形下，由于內部反饋很強，必須至少知道两族特性曲綫——輸入特性曲綫和輸出特性曲綫。

根据选定因变量和自变量的不同，得到不同的特性曲綫和参数的系統。象选择基本綫路的情形一样，我們必須对特性曲綫提出要求，并根据这些要求对特性曲綫作最后的选定。

对特性曲綫提出的主要要求是精确度，必須能精确地从特性曲綫决定出，表征三极管工作且計算时又便于利用的必要数据。

我們来研究并比較半导体三极管特性曲綫已有的几种系統。首先研究以前应用最广泛的参数系統。

如果輸入和輸出电流 I_1 和 I_2 (图 3) 被当作自变量，而輸入和輸出电压 U_1 和 U_2 被当作因变量，就得到如下的参数系統：

$$\left. \begin{aligned} U_1 &= f_1(I_1, I_2), \\ U_2 &= f_2(I_1, I_2), \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

其曲綫示出在图 4 中。

从所引出的特性曲綫族看出，它們总的說來是非綫性的，但在弱信号的情形下，在特性曲綫中通常只是选定工作点附近很小一段是重要的，为了簡化計算可以把它看成是綫性的。

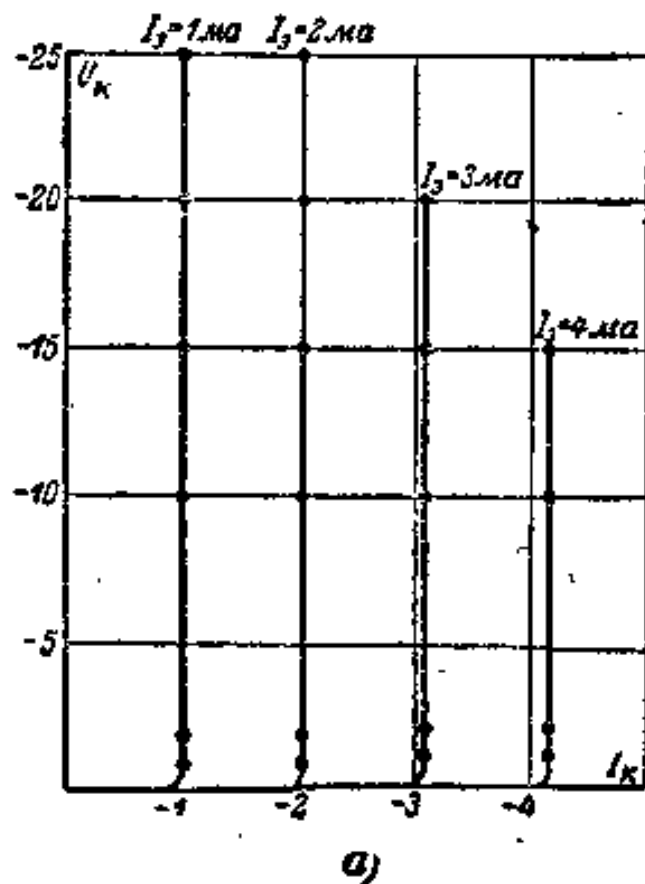


图 3 半导体三极管看作四端网络

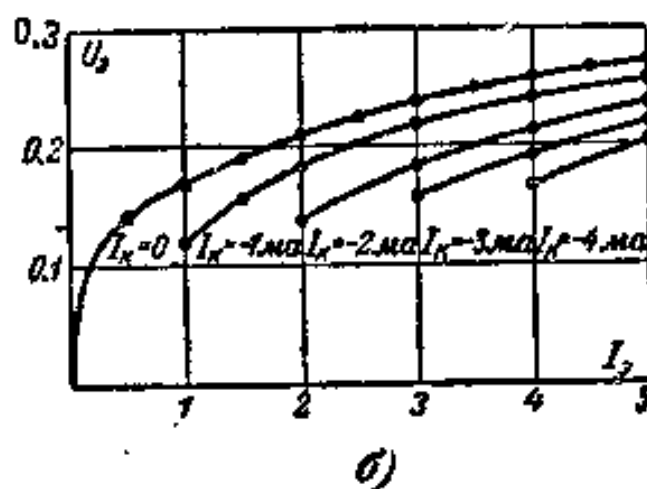


图 4 共基极接路的靜特性曲綫

a——輸出特性曲綫； б——輸入特性曲綫

函数关系表成如下形式：

$$\Delta U_1 = \left. \frac{\partial U_1}{\partial I_1} \right|_{I_2} \Delta I_1 + \left. \frac{\partial U_1}{\partial I_2} \right|_{I_1} \Delta I_2, \quad (3)$$

$$\Delta U_2 = \left. \frac{\partial U_2}{\partial I_1} \right|_{I_2} \Delta I_1 + \left. \frac{\partial U_2}{\partial I_2} \right|_{I_1} \Delta I_2, \quad (4)$$

其中 ΔU_1 是輸入电压的增量；

ΔU_2 是輸出电压的增量；

ΔI_1 和 ΔI_2 分別是輸入和輸出电流的增量。

我們来决定所得方程式(3)和(4)中輸入和輸出电流前面的系

数,这些系数就是给定系统的参数,

如果加以条件 $\Delta I_2 = 0$, 这对应于输出端开路的情形, 则从式(3)得到:

$$\Delta U_1 = \left. \frac{\partial U_1}{\partial I_1} \right|_{\Delta I_2=0} \Delta I_1,$$

从而有

$$\left. \frac{\partial U_1}{\partial I_1} \right|_{\Delta I_2=0} = \left. \frac{\Delta U_1}{\Delta I_1} \right|_{\Delta I_2=0},$$

上式是输入电压对输入电流的比值, 也就是输出端开路时的输入阻抗, 并记为 z_{11} , 其下标中第一和第二个数字分别表示与该参数有关的电流和电压的番号。

在现在的情形下, z_{11} 表示, 这个参数是输入电压对输入电流的比值,

也就是

$$z_{11} = \left. \frac{\Delta U_1}{\Delta I_1} \right|_{\Delta I_2=0} \quad (5)$$

是输出端开路时的输入阻抗。

同样地, 从方程式(3)令 $\Delta I_1 = 0$, 这对应于输入端开路, 得到 z_{12} 的表达式, 其下标中第一和第二个数字又分别表示与这个参数有关的电压和电流的番号:

$$z_{12} = \left. \frac{\partial U_1}{\partial I_2} \right|_{\Delta I_1=0} = \left. \frac{\Delta U_1}{\Delta I_2} \right|_{\Delta I_1=0}, \quad (6)$$

这是输入端开路时的反向传输阻抗。

在表达式(4)中令 $\Delta I_2 = 0$, 同样地得到:

$$z_{21} = \left. \frac{\partial U_2}{\partial I_1} \right|_{\Delta I_2=0} = \left. \frac{\Delta U_2}{\Delta I_1} \right|_{\Delta I_2=0}, \quad (7)$$

这是输出端开路时的正向传输阻抗。

在表达式(4)中令 $\Delta I_1 = 0$, 得到:

$$z_{22} = \left. \frac{\partial U_2}{\partial I_2} \right|_{\Delta I_1=0} = \left. \frac{\Delta U_2}{\Delta I_2} \right|_{\Delta I_1=0}, \quad (8)$$

这是输入端开路时的输出阻抗。

对于等效线路(图5)按规定用小写字母来标记增量, 就得到

$$\left. \begin{aligned} u_1 &= z_{11}i_1 + z_{12}i_2, \\ u_2 &= z_{21}i_1 + z_{22}i_2. \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

容易把图5的线路变换成广泛应用的T型线路, 共基极线路的T型线路表示在图6中, 其中 r_6 是基极电阻, r_9 是发射极电阻, r_K 是共基极线路的集电极电阻, r_T 是等效发生器的电阻。

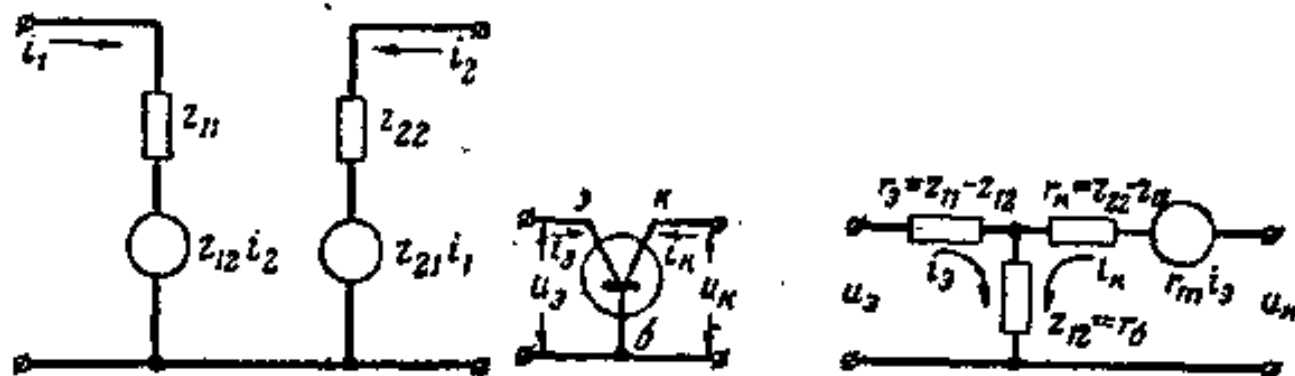


图5 三极管的等效线路

图6 接成共基极的三极管的T型线路

这个线路可以变换成具有并联等效发生器的T型线路(图7), 其中 a 是等效发生器的放大系数。在图6和图7的等效线路中,

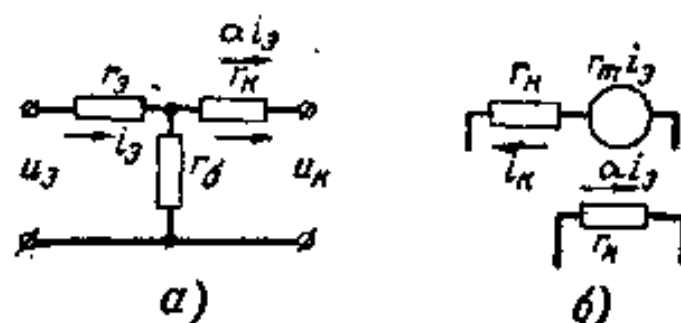


图7 具有并联等效发生器的T型线路

令相应区段上的电压相等, 可以得到 a 的值, 即

$$r_K i_K + r_T i_9 = (i_K + a i_9) r_K,$$

从而有

$$a = r_T / r_K. \quad (10)$$

电流放大系数是极为重要的参数:

$$\alpha = \left. \frac{i_K}{i_9} \right|_{U_K=0} = \frac{z_{21}}{z_{22}} = \frac{r_T - r_6}{r_K + r_6}. \quad (11)$$

T型线路获得了广泛的应用, 因为它给出了半导体三极管最清晰的图画。图8,a和б所示分别是共发射极线路和共集电极线路的等效T型线路。

表 1 中列出了, 对于三种连接线路用 T 型线路参数来计算 z 参数的公式.

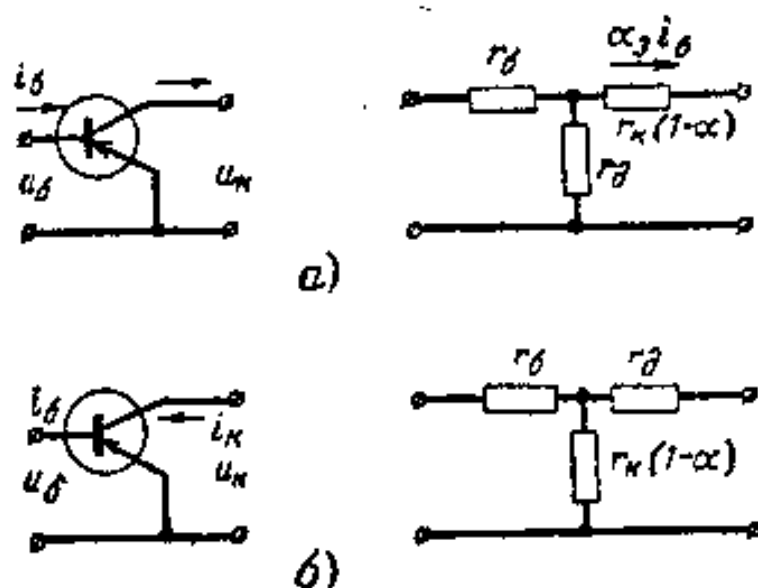


图 8 三极管的 T 型线路

a——共发射极线路; b——共集电极线路

在半导体三极管线路中把电压作为自变量是否便利, 是值得思考的. 和集电极电源的内阻相比, 集电极电路通常是高阻抗电路. 因此, 看来, 在这种情形下控制集电极电压要比控制其电流容易一些. 无论是采用电池, 还是采用整流器作为电源, 通常都能保证相当恒定的电压.

表 1 z 的计算公式

参数名称	连 接 线 路		
	共 发 射 极	共 基 极	共 集 电 极
z_{11}	$r_b + r_e$	$r_b + r_e$	$r_K + r_b$
z_{12}	r_e	r_b	$r_K(1 - \alpha)$
z_{21}	$-r_T + r_e$	$r_T + r_b$	r_K
z_{22}	$r_K(1 - \alpha) + r_e$	$r_T + r_b$	$r_K(1 - \alpha) + r_e$

在另一方面, 三极管的输入阻抗通常远小于接向基极的偏电源的内阻, 所以在这种情形下控制输入电流要比控制基极-发射极电压容易一些. 此外, 输出电流和电压是基极电压的非线性函数.

在这方面, 半导体三极管和真空电子管之间具有很好的二重相似性. 半导体三极管中的基极电流和电子管中的栅极电压是自

然的可控量或自变量。电子管的栅极和阴极可以看作是沿反向加以偏压的二极管，因而在其中易于控制栅极电压而难于控制栅极电流。在另一方面，基极和发射极是沿正向加以偏压的二极管元件，因而在其中易于控制基极电流之值。

电子管输出端对栅极正弦电流的反应是非正弦的，同样地，半导体三极管输出端对基极正弦电压的反应也是非正弦的。由此，电子管和半导体三极管输入电路中电流和电压的作用，可以相互地来研究。因此，在許多情形下，半导体三极管的集电极电压和基极电流是“自然的”自变量，应用这些变量引出所謂混合的或 h 参数。在这种情形下，特性曲线表为下列形式(图 9)：

$$U_1 = f_1(I_1, U_2), \quad (12)$$

$$I_2 = f_2(I_1, U_2). \quad (13)$$

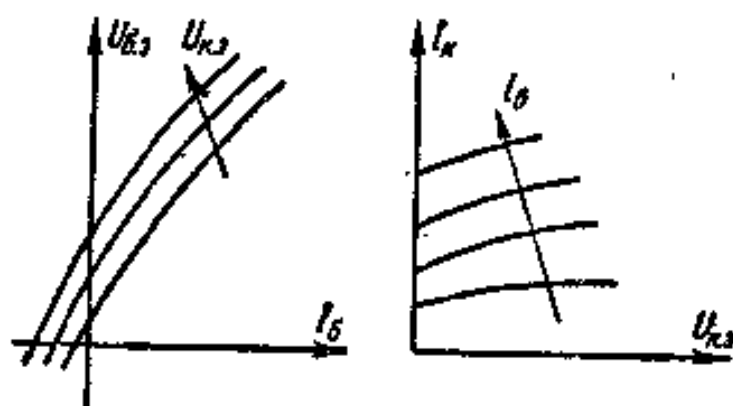


图 9 共发射极线路的三极管静特性曲线

对于弱信号的情形，上列方程式可以解析地表达如下形式：

$$\left. \begin{aligned} \Delta U_1 &= \left. \frac{\partial U_1}{\partial I_1} \right|_{U_2} \Delta I_1 + \left. \frac{\partial U_1}{\partial U_2} \right|_{I_1} \Delta U_2, \\ \Delta I_2 &= \left. \frac{\partial I_2}{\partial I_1} \right|_{U_2} \Delta I_1 + \left. \frac{\partial I_2}{\partial U_2} \right|_{I_1} \Delta U_2. \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

从而有

$$h_{11} = \left. \frac{\partial U_1}{\partial I_1} \right|_{\Delta U_2=0} = \left. \frac{\Delta U_1}{\Delta I_1} \right|_{\Delta U_2=0} \quad (15)$$

是输出端短路时的输入阻抗；

$$\mu_{12} = h_{12} = \left. \frac{\partial U_1}{\partial U_2} \right|_{\Delta I_1=0} = \left. \frac{\Delta U_1}{\Delta U_2} \right|_{\Delta I_1=0} \quad (16)$$

是輸入端开路时的反向电压放大系数:

$$\alpha = h_{21} = \left. \frac{\partial I_2}{\partial I_1} \right|_{\Delta U_2=0} = \left. \frac{\Delta I_2}{\Delta I_1} \right|_{\Delta U_2=0} \quad (17)$$

是輸出端短路时的正向电流放大系数;

$$\frac{1}{z_{22}} = h_{22} = \left. \frac{\partial I_2}{\partial U_2} \right|_{\Delta I_1=0} = \left. \frac{\Delta I_2}{\Delta U_2} \right|_{\Delta I_1=0} \quad (18)$$

是輸入端开路时的輸出导納.

值得指出, h_{11} 具有阻抗的因次, h_{22} 具有导納的因次, 而 h_{12} 和 h_{21} 沒有因次.

用小写字母来标记增量, 参数的表达式可以改写成:

$$\left. \begin{aligned} u_1 &= h_{11}i_1 + h_{12}u_2; \\ i_2 &= h_{21}i_1 + h_{22}u_2; \end{aligned} \right\} \quad (19)$$

$$\left. \begin{aligned} u_1 &= h_{11}i_1 + \mu_{12}u_2; \\ i_2 &= \alpha_{21}i_1 + \frac{1}{z_{22}}u_2; \end{aligned} \right\} \quad (20)$$

其中 $\mu_{12} = h_{12}$, $h_{22} = \frac{1}{z_{22}}$.

按照方程式(20), 在图 10, a 中对于 h 参数系統引出了共基极的一般等效綫路, 其中一个圓圈表示电压发生器, 而两个圓圈表示电流发生器. 对于共发射极綫路的情形, 等效綫路繪出在图 10, б 中.

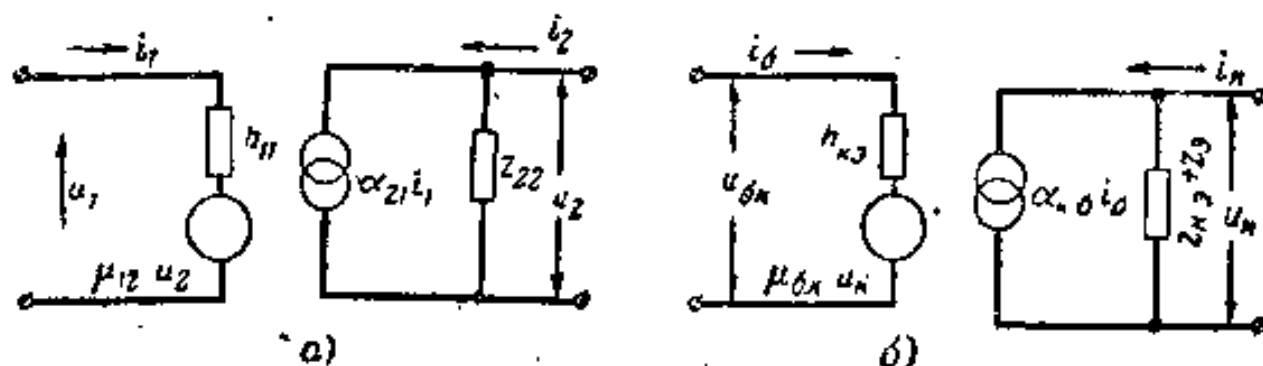


图 10 h 参数系統的等效綫路

a——一般的等效綫路; б——共发射极綫路

为了能对不同系統的参数进行换算, 在表 2、3、4 中引出了一般的换算公式, 以及对于三种接法的 z 参数和 h 参数之值.

表 2 z 参数和 h 参数間的相互关系

$z_{11} = \frac{S}{I_{11}} = S h_{11}$	$h_{11} = \frac{z_{11}}{S}$
$z_{12} = \mu_{12} z_{22}$	$\mu_{12} = z_{12} / z_{22}$
$z_{21} = -\alpha_{21} z_{22}$	$\alpha_{21} = -z_{21} / z_{22}$
$z_{22} = 1 / h_{22}$	$h_{22} = 1 / z_{22}$

其中 $S = 1 - \mu_{12} \alpha_{21} \frac{z_{22}}{h_{11}}$

表 3 对于三种连接綫路用共发射极綫路測得参数計算 h 参数的公式

参 数	共发射极	共 基 极	共 集 电 极
$h_{11} = 1 / y_{11}$	h_{11g}	$h_{11\delta} = \frac{h_{11g}}{1 + \alpha_{K\delta}}$	h_{11c}
$\mu_{12} = h_{12}$	$\mu_{\delta K}$	$\mu_{\delta K} = \frac{\mu_{\delta K} S_g}{1 - S_g}$, 如果 $ \alpha_{K\delta} \gg 1$	$\mu_{\delta c} = 1 - \mu_{\delta K} \approx 1$, 如果 $ \mu_{\delta K} \ll 1$
$\alpha_{21} = h_{21}$	$\alpha_{K\delta}$	$\alpha_{K\delta} = -\frac{\alpha_{K\delta}}{1 + \alpha_{K\delta}}$ $= -\alpha$	$\alpha_{\delta c} = -(1 + \alpha_{K\delta})$
$h_{22} = 1 / z_{22}$	h_{22g}	$h_{22\delta} (1 + \alpha_{K\delta})$	h_{22c}
$S = 1 - \mu_{12} \times$ $\alpha_{21} y_{11} z_{22}$	$S_g = 1 - \mu_{\delta K} \times$ $\alpha_{K\delta} y_{11g} z_{22g}$	$S_\delta = 1 +$ $(1 + \alpha_{K\delta}) S_g$	$S_K = 1 + (1 - \mu_{\delta K})(1 + \alpha_{K\delta}) y_{Kc} \times$ $z_{22c} \approx 1 + \alpha_{K\delta} y_{11g} z_{22g}$ 对于 $ \alpha_{K\delta} \gg 1, \mu_{\delta K} \ll 1$

表 4 用 T 型綫路参数計算 h 参数的近似公式

参 数	共 发 射 极	共 基 极	共 集 电 极
h_{11}	$[r_g + r_\delta(1 - \alpha)] / (1 - \alpha)$	$r_g + r_\delta(1 - \alpha)$	$[r_g + r_\delta(1 - \alpha)] / (1 - \alpha)$
h_{12}	$r_\delta / r_K(1 - \alpha)$	r_δ / r_K	$r_K(1 - \alpha) / [r_g + r_K(1 - \alpha)]$
h_{21}	$\alpha / (1 - \alpha)$	$-\alpha$	$-1 / (1 - \alpha)$
h_{22}	$1 / r_K(1 - \alpha)$	$1 / r_K$	$1 / r_K(1 - \alpha)$

对于 $r_g \ll r_K(1 - \alpha), r_\delta \ll \alpha r_K$

4. 共发射极放大器

图 11, a 所示是共发射极线路的 T 型等效线路。和 $r_{\kappa, \theta}$ 相比略去 r_{θ} , 就得到图 11, б 所示比较简单的等效线路。

按照图 11, б 的简化等效线路, 我们来计算放大器的主要特性, 在这种情形下, 电流增益

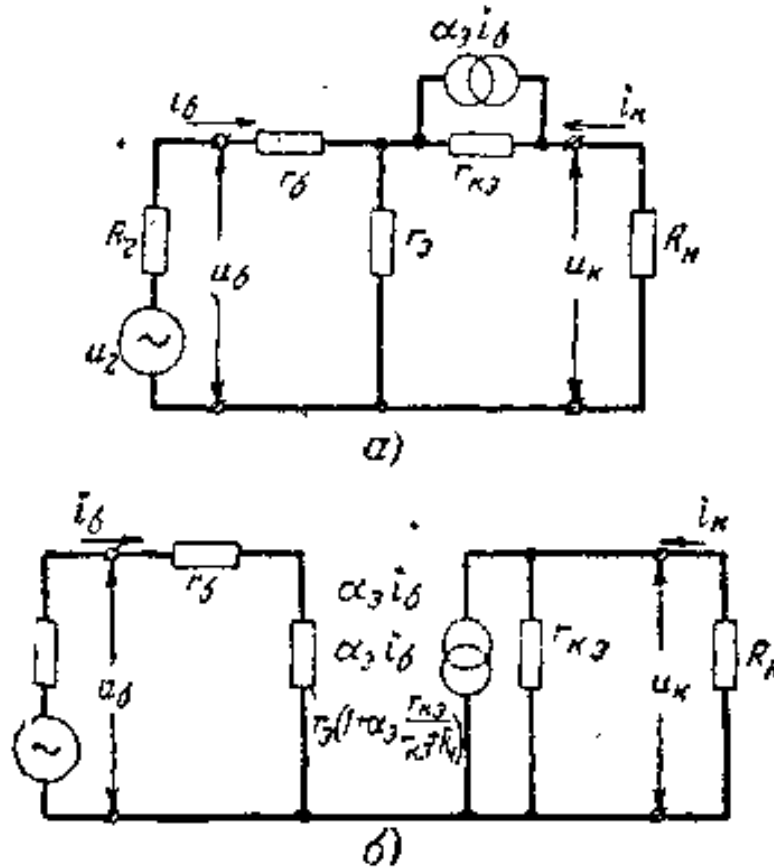


图 11 共发射极的等效线路

a——T 型线路; б——简化线路

$$k_i = \frac{i_{\kappa}}{i_{\theta}} \approx \alpha_{\theta} \frac{r_{\kappa, \theta}}{r_{\kappa, \theta} + R_H};$$

输入电阻

$$R_{\text{вх}} = \frac{u_{\theta}}{i_{\theta}},$$

其中 u_{θ} 等于 r_{θ} 和 r_{θ} 上的电压降之和。沿电阻 r_{θ} 流过的电流 i_{θ} , 可用 i_{θ} 和 i_{κ} 以如下形式表示:

$$i_{\theta} = i_{\kappa} + i_{\theta};$$

因为 $i_{\kappa} = k_i i_{\theta}$, 故

$$i_n = (k_i + 1)i_0 = \left[1 + \alpha_0 \frac{r_{K,0}}{r_{K,0} + R_H} \right] i_0.$$

从而有

$$u_0 = i_0 r_0 + i_n r_n = \left[r_0 + \left(1 + \alpha_0 \frac{r_{K,0}}{r_{K,0} + R_H} \right) r_n \right] i_0, \quad (21)$$

而

$$R_{BX} = \frac{u_0}{i_0} = r_0 + \left(1 + \alpha_0 \frac{r_{K,0}}{r_{K,0} + R_H} \right) r_n. \quad (22)$$

电压增益

$$k_u = \frac{u_K}{u_0} = - \frac{i_K R_H}{i_0 R_{BX}} = - \frac{k_i R_H}{R_{BX}}. \quad (23)$$

功率增益

$$k_P = k_i k_u. \quad (24)$$

输出电阻的表达式具有如下形式:

$$R_{вых} = (r_{K,0} + r_n) \left(1 + \frac{r_n \alpha_0}{r_0 + r_n + R_H} \right). \quad (25)$$

当 R_H 远小于 $r_{K,0}$ 时, 等效线路还可以简化, 如图 12 所示. 在这种情形下, 计算公式也可以简化:

$$\left. \begin{aligned} k_i &\approx \alpha_0; \\ k_u &\approx \frac{-R_H \alpha_0}{r_0 + (1 + \alpha_0) r_n}; \\ k_P &\approx \frac{R_H^2 \alpha_0^2}{r_0 + (1 + \alpha_0) r_n}; \\ R_{BX} &\approx r_0 + (1 + \alpha_0) r_n; \\ R_{вых} &\approx r_{K,0} \left(1 + \frac{r_n \alpha_0}{r_0 + r_n + R_H} \right). \end{aligned} \right\} \quad (26)$$

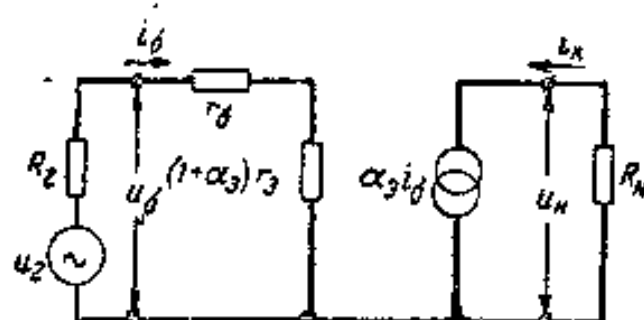


图 12 $R_H \ll r_{K,0}$ 时的简化等效线路

为了确定共发射极放大器带有特征性的参数值，利用典型的面结合型三极管的参数举例说明。

$r_b = 25$ 欧； $r_c = 500$ 欧； $r_{k,3} = 40000$ 欧； $\alpha_3 = 50$ 。

对于 $R_H = \frac{r_{k,3}}{20} = 2000$ 欧， $R_2 = 100$ 欧的情形，得到： $k_i =$

50； $k_u = 55$ ； $k_p = 2750$ ； $R_{BX} = 1800$ 欧； $R_{BHX} = 1.2 \times 10^5$ 欧。

为了说明共发射极放大器主要参数的变化，在图 13 和 14 中作出了 k_i 、 k_u 、 R_{BHX} 和 R_{BX} 随负载电阻 R_H 之值而变的曲线，以及 R_{BHX} 随发生器内阻 R_F 而变的关系。

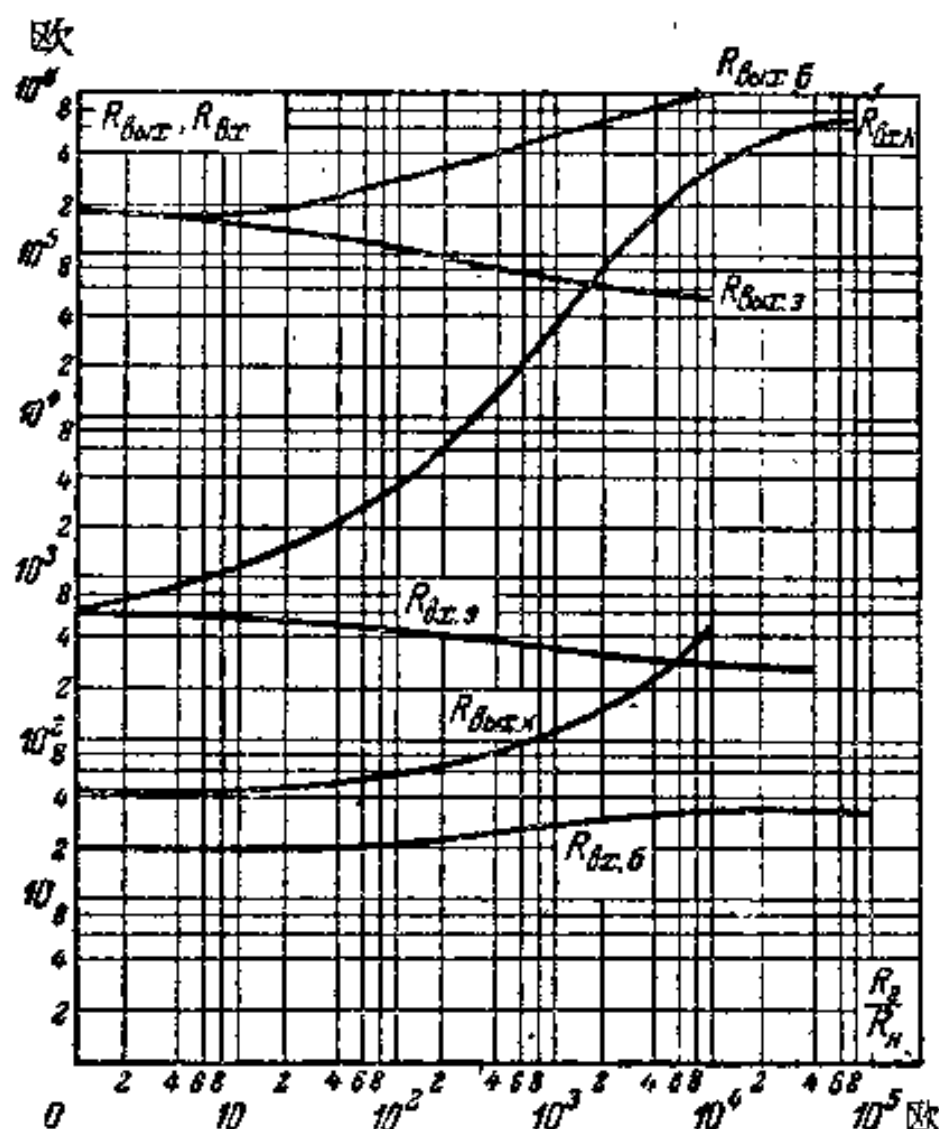


图 13 在共发射极线路(下标 3)，共集电极线路(下标 K)和共基极线路(下标 6)中， R_{BX} 和 R_{BHX} 随 R_H 和 R_F 而变的关系

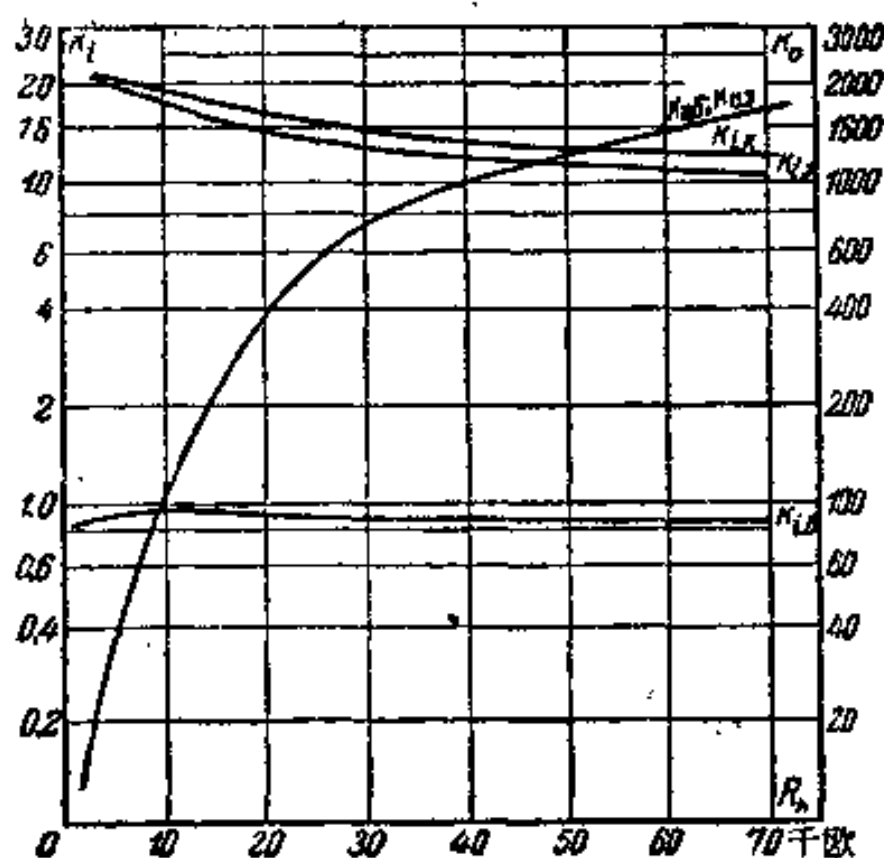


图 14 共发射极线路的三极管的 k_i 和 k_w 随 R_n 而变的关系

5. 共基极放大器

在半导体三极管中基极电流是可控电流。在共发射极放大器中，负载接在集电极与发射极之间，输入信号源电流同时就是基极电流或可控电流(图 15)。

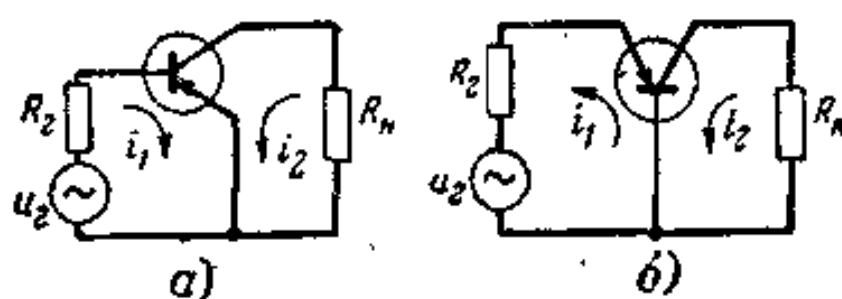


图 15 放大器的线路

a——共发射极； b——共基极

如果负载的一端不是接向发射极，而是接向基极，则输入与输出电路的公共电极变为基极。在共基极放大器中，可控电流变为等于输入信号源电流与负载电流之差，因为输出电流经过输入电路的信号发生器完全反回来落在输入端，故共基极放大器具有百

分之百的負反饋，這容易解析地證明：

$$k_{v0} = \frac{i_K}{i_B} = - \frac{i_K}{i_K + i_B} = - \frac{i_K/i_B}{i_K/i_B + 1} = - \frac{k_{i0}}{k_{i0} + 1}.$$

可以和具有反饋時一般的增益公式比較一下，具有反饋時的增益為

$$k_{0.0} = \frac{k}{1 + k\beta},$$

其中 β 是反饋係數；當百分之百反饋時， $\beta = 1$ ，我們有：

$$k_{0.0} = \frac{k}{1 + k}.$$

電壓增益和功率增益為

$$\left. \begin{aligned} k_{v0} &= 1 - k_{v00}; \\ k_{p0} &= \left(-\frac{k_{i0}}{1 + k_{i0}} \right) (1 - k_{v00}), \end{aligned} \right\} \quad (27)$$

因為在共基極綫路中

$$k_u > 1,$$

故

$$k_{v0} \approx k_{v00}, \quad k_{p0} \approx \frac{k_{i00}}{\alpha_0},$$

其中 $\alpha_0 = \frac{1}{1 - \alpha}.$

對於小的 R_n ，輸入電阻大約減小為 $\frac{1}{1 + \alpha_0}$ ，而輸出電阻增大到 $(1 + \alpha_0)$ 倍。

輸出負載對輸入電阻的影響不大。由於 R_{BHX} 非常大，故在實際可能的負載下，實現較大的功率增益是不可能的。

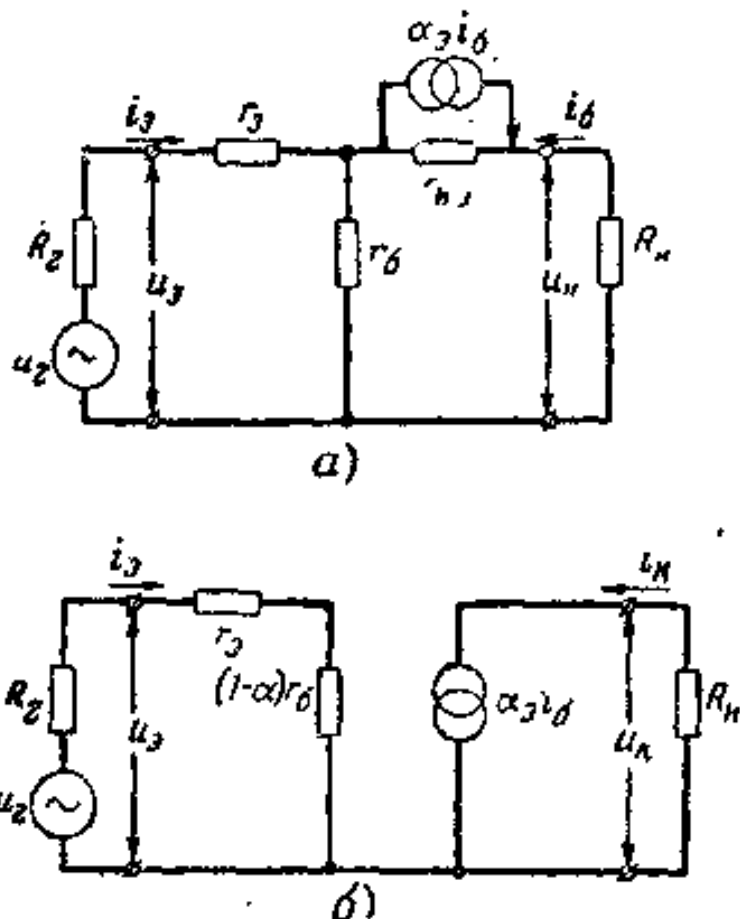


圖 16 共基極放大級的等效綫路

a——完整的；b——簡化的

为了得到计算参数的简化公式，我们来研究共基极线路的等效线路(图 16, a)。

当 $R_H \ll r_K$ 时，将线路简化(图 16, б) 得到简化的计算公式：

$$\left. \begin{aligned} k_{i\delta} &\approx -\alpha; \\ k_{u\delta} &\approx \frac{R_H \alpha}{r_B + (1 - \alpha)r_6}; \\ k_{p\delta} &\approx \frac{R_H \alpha^2}{r_B + (1 - \alpha)r_6}; \\ R_{BX, \delta} &\approx r_B + (1 - \alpha)r_6; \\ R_{BHX, \delta} &\approx \left(1 - \frac{r_6 \alpha}{r_6 + r_B + R_H}\right) r_K. \end{aligned} \right\} \quad (28)$$

对于具有和上节共发射极线路所举例题相同参数的三极管，我们来计算共基极放大器的参数。当 $R_H = 2000$ 欧， $r_K = (1 + \alpha) r_{K, B} \approx 2 \times 10^6$ 欧， $\alpha = \frac{\alpha_0}{1 + \alpha_0} = 0.984$ 时，我们得到： $k_{i\delta} \approx 0.98$ ， $k_{u\delta} = 56$ ， $k_{p\delta} \approx 55$ ， $R_{BX} \approx 35$ 欧；当 $R_H \gg \alpha r_6$ 时 $R_{BHX} \approx 2 \times 10^6$ 欧，当 $R_H \ll r_6$ 时 $R_{BHX} \approx 10^5$ 欧。

6. 共集电极放大器

如果信号源接在基极与集电极之间，则集电极成为输入与输出电路的公共电极(图 17)。在这种情形下，输出电压完全落在输入电路而加于基极-发射极的端钮，与输入信号源电压相串联。因此，和共发射极放大器的放大相比，共集电极放大器具有百分之百的电压负反馈。

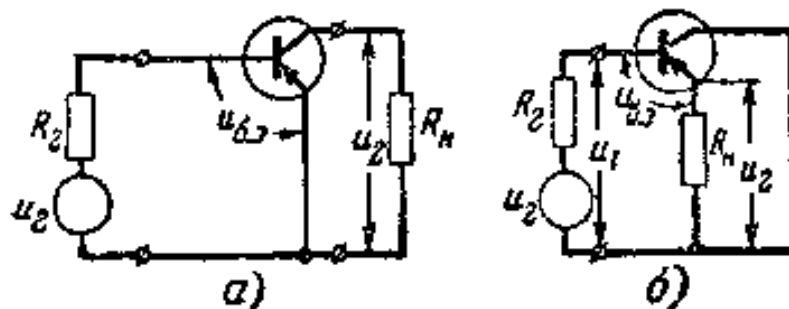


图 17 放大器的线路

a——共发射极； б——共集电极

和共发射极放大器相比较，共集电极放大器的参数写成如下形式：

$$\left. \begin{aligned} k_{ek} &= -\frac{k_{us}}{1 + k_{us}}; \\ k_{iv} &= -(1 + k_{us}); \\ k_{pk} &= \left(-\frac{k_{us}}{1 + k_{us}} \right) (1 + k_{us}). \end{aligned} \right\} \quad (29)$$

从上列表达式看出，共集电极线路的电流增益差不多和共发射极线路的一样，电压增益则小于 1，而功率增益 k_p 则比共发射极线路和共基极线路为小。

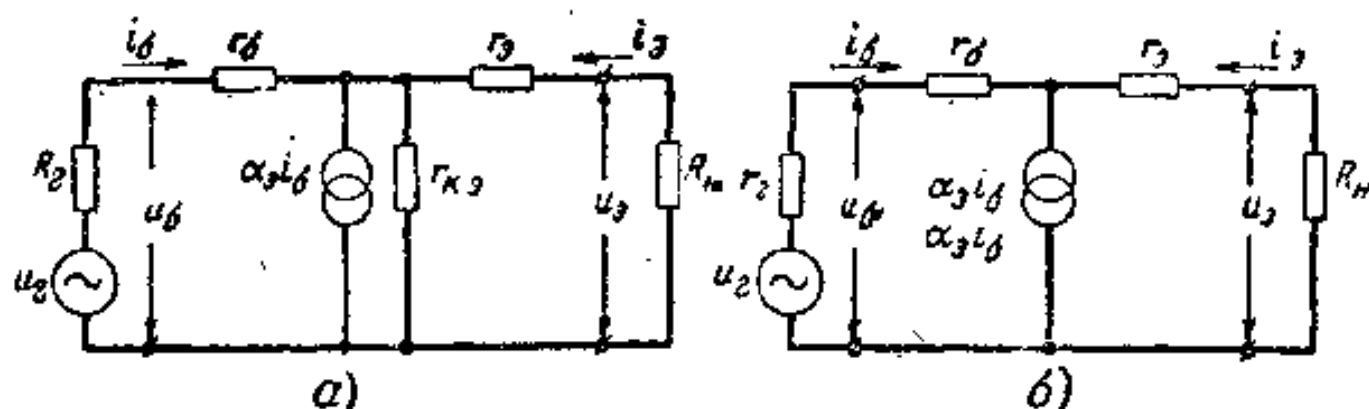


图 18 共集电极放大器的等效线路

a——完整的； b——简化的

将共集电极放大器的等效线路图 18, a 简化成图 18, b 的线路，得到：

$$\left. \begin{aligned} k_{ek} &\approx -(1 - \alpha_3); \\ k_{us} &\approx 1; \\ k_{iv} &\approx (1 + \alpha_3); \\ R_{ux} &\approx (1 + \alpha_3)(R_H + r_{e3}); \\ R_{mix} &\approx r_2 + \frac{R_H + r_{e3}}{1 + \alpha_3}. \end{aligned} \right\} \quad (30)$$

在这个线路中，输入和输出电阻与 R_H 和 R_r 之值有密切关系。

继续对前面的例子进行计算。对于共集电极放大器，令 $R_H = 2000$ 欧，三极管的参数仍相同，我们得到： $k_{ek} = 51$ ， $k_{us} \approx 1$ ，

$k_{PK} \approx 51$, $R_{BX} \approx 10^5$ 欧; 对于 $R_r \ll r_6$, $R_{BIX} \approx 35$ 欧; 对于 $R_r \gg r_6$, $R_{BIX} \approx 125$ 欧.

在图 13 中画出了共集电极放大器主要参数的变化曲线(具有下标 K).

表 5 三种连接线路的放大器参数的比较

参数名称	共发射极	共基极	共集电极
输入电阻	$R_{BX.3}$	$R_{BX.6} = \frac{R_{BX.3}}{1 + k_{i3}}$	$R_{BX.K} = R_{BX.3} k_{u3}$
电流增益	k_{i3}	$k_{i6} = -\frac{k_{i3}}{1 + k_{i3}}$	$k_{iK} = -(1 + k_{i3})$
电压增益	k_{u3}	$k_{u6} = 1 - k_{u3}$ $k_{u6} \approx k_{u3}$	$k_{uK} = -\frac{k_{u3}}{1 + k_{u3}} < 1$
功率增益	k_{p3}	$k_{p6} = \frac{k_{i3}(k_{u3} - 1)}{1 + k_{i3}}$ $k_{p6} \approx k_{p3}/k_{i3}$	$k_{pK} = \frac{k_{u3}(1 + k_{i3})}{1 + k_{u3}}$ $k_{pK} \approx k_{p3}/k_{u3}$

表 5 中列出了对于三种线路的放大器的比较参数和计算公式(不用在共发射极线路中测得的 k 参数).

用共发射极线路中测得的 k 参数表示的放大器计算公式列在表 6 中.

7. 考虑了噪声的半导体三极管等效线路

虽然半导体三极管中的噪声在目前已能充分考查,但这方面的完整一般理论还没有具备.在文献中已有了三极管中噪声起源理论的主要报导,以及个别典型器件的实验数据.

面结合型三极管具有比点接触型三极管小得多的噪声电平.在改进了制造工艺之后,面结合型三极管的噪声电平大大降低,但在高频时毕竟还大于电子管的噪声电平.典型面结合型三极管的噪声频谱通常具有图 19 所示的形状,可以观察到三个区域:在

表 6 用 k 参数计算放大器的公式

参 数 名 称	接 法		
	共 发 射 极	共 基 极	共 集 电 极
输入阻抗 $z_{BX} = h_{11} \frac{\mu_{12} \alpha_{21}}{1/R_H + h_{22}}$	$z_{BX.9} = h_{11.9} \frac{\mu_{0.9} \alpha_{K.6}}{1/R_H - h_{22.9}},$ $z_{BX.9} \approx h_{11.9} - \mu_{0.9} \alpha_{K.6} R_H$ 对于 $R_H \ll z_{22.9}$	$z_{BX.6} = \frac{h_{11.9}}{1 + \alpha_{K.6}}$ 对于 $R_H \ll z_{22.9}$	$z_{BX} = h_{11.9} + R_H(1 + \alpha_{K.6})$ $R_H \ll z_{22.9}$
输出导纳 $y_{BHX} = h_{22} + \frac{\mu_{12} + \alpha_{21}}{z_{22} + h_{11}}$ $y_{BHX} \approx S h_{22}$ 对于 $x_T > h_{11}$	$y_{BHX.9} = h_{22.9} - \frac{\mu_{0.9} \alpha_{K.6}}{z_2 + h_{11.9}}$ $y_{BHX.9} \approx S_9 h_{22.9}$ 对于 $z_T \ll h_{22.9}$	$y_{BHX.6} = \left(\frac{1}{1 + \alpha_{K.6}} + S_9 \right) h_{22.9}$ 对于 $z_T \ll \frac{h_{11.9}}{1 + \alpha_{K.6}}$	$y_{BHX.K} \approx \frac{1 + \alpha_{K.6} h_{11.9} z_{22.9}}{z_{22.9}}$ 对于 $ \mu_{0.9} \ll 1, \alpha_{K.6} \gg 1$
电压增益 $k_u = - \frac{1}{(S/R_H - h_{22})h_{11}} \approx - R_H$ 对于 $R_H \ll z_{22}$	$k_{u9} \approx - \frac{1}{(S_9/R_H - h_{22.9})h_{11.9}}$ $k_{u9} \approx R_H/S_9 h_{11.9}$	$k_{u6} = - \frac{R_H/h_{11.9}}{S_9 + (1 + \alpha_{K.6}) + R_H h_{22.9}}$ $k_u \approx - \frac{R_H/h_{11.9}}{S_9 + \frac{1}{1 + \alpha_{K.6}}}$	$k_{uK} = - \frac{R_H}{h_{11.9} + \alpha_{K.6} \frac{R_H}{h_{22.9}}}$
电流增益 $k_i = \frac{\alpha_{21}}{R_H h_{22} + 1}$	$k_{i9} = \frac{\alpha_{K.6}}{1 + R_H h_{22.9}}$	$k_{i6} = \frac{-\alpha_{K.6}}{(1 + \alpha_{K.6}) + R_H h_{22.9}}$	$k_{i9} = - \frac{(1 + \alpha_{K.6})}{1 + h_{22.9} R_H}$

$f \leq f_1$ 的低频区, 其中 f_1 在 1 到 50 千赫内变动:

$$F_m = \frac{1}{f^\gamma},$$

其中 $\gamma = 0.9-1.2$; 从 f_1 到 f_2 的中間頻率区, 其中 $f_2 \approx 100-500$ 千赫, $F_m = \text{常数}$ 当 $f > f_2$ 时 F_m 增大.

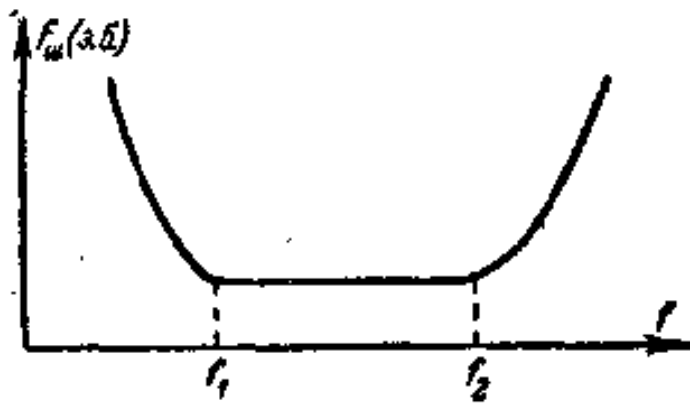


图 19 面結合型三极管的噪声系数与频率的依从关系(频率沿对数标尺画出)

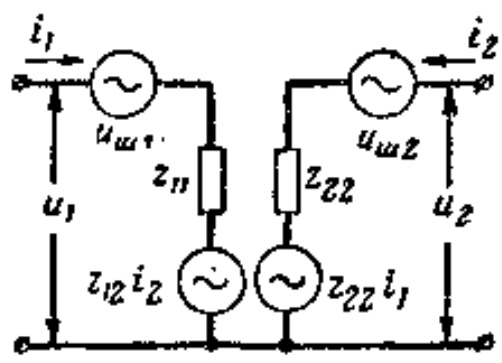


图 20 噪声四端网络的等效线路

半导体三极管中的主要噪声源是:

- 1) 热噪声电动势, 由电阻 r_b 所引起;
- 2) 散粒噪声电动势, 由发射极-基极結及集电极-基极結所引起, 并决定于发射极电流 I_{E0} 之值;
- 3) 半导体噪声电动势, 与频率以及材料和制造工艺有关.

噪声半导体三极管可以看作是用六个参数来表征的噪声四端网络, 其中两个参数是噪声发生器, 其余四个是通常的参数(图 20).

这个线路的分析指出, 对于所有三种连接线路噪声系数大致是相同的. 在频率 1 千赫下, 噪声电动势的方均根值列出在表 7 中.

表 7 噪声电动势的方均根值

对于点接触型三极管 (微伏)	对于面結合型三极管 (微伏)
$u_{w.b} = 1$	0.005—0.04
$u_{w.E} = 100$	$\mu = 10-40$

如果列出方程式并令 $\partial F_0 / \partial R_r = 0$, 就可以求出使噪声电平为最小的信号发生器最佳电阻值 $R_{r.out}$. 在这种情形下, 对于共

发射极线路:

$$R_{г,э,опт} \approx \sqrt{r_б^2 + \left(\frac{u_{ш,э}}{u_{ш,к}} \right)^2 r_т^2}; \quad (31)$$

对于共基极线路:

$$R_{г,б,опт} \approx \sqrt{\left(\frac{u_{ш,э}}{u_{ш,к}} \right)^2 (r_б + r_т)^2 + (r_э + r_б)^2}; \quad (32)$$

对于共集电极线路:

$$R_{г,к,опт} \approx \sqrt{r_б^2 + \left(\frac{u_{ш,э}}{u_{ш,к}} \right)^2 r_к^2}. \quad (33)$$

这些最佳电阻值随匹配条件而有所不同,但对于所有连接线路则大致是相同的,并在范围 $R_r \approx 3 \times 10^2 - 10^3$ 欧之内(图 21).

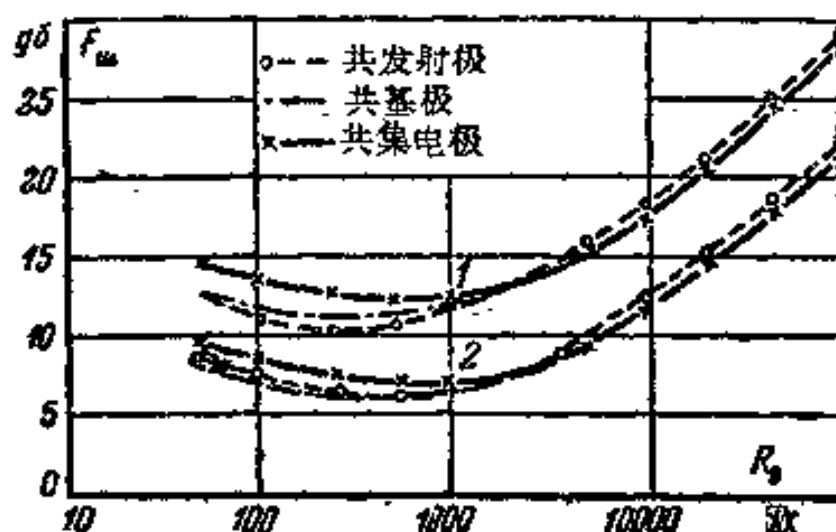


图 21 对于三种连接线路的噪声系数与 R_r 的依从关系

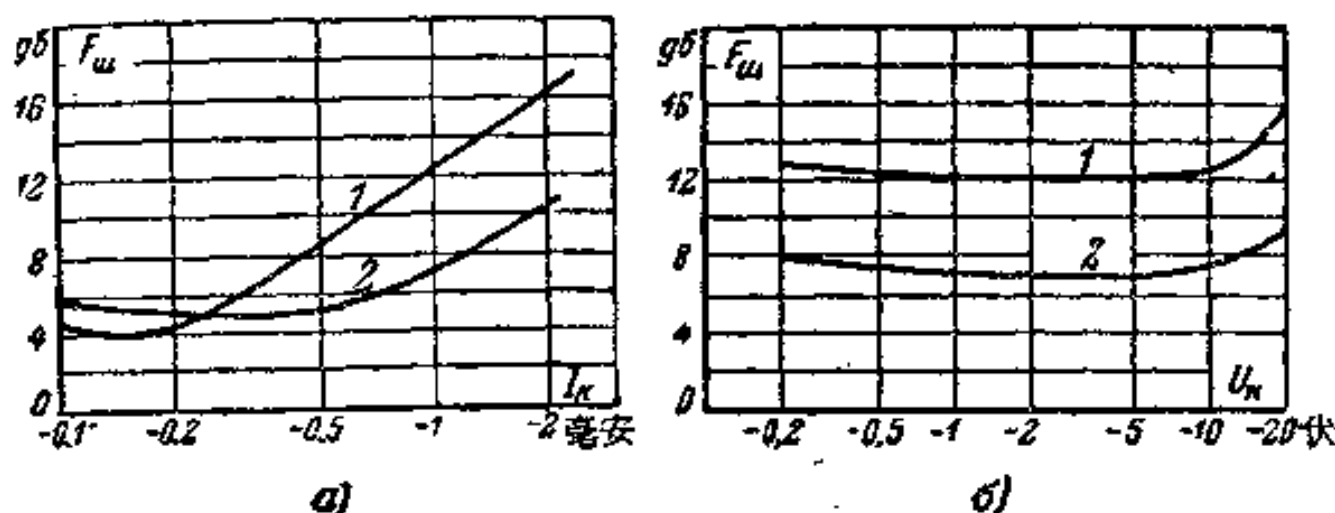


图 22 对于两个三极管得出的,噪声系数与集电极电流(a)和集电极电压(б)的依从关系

噪声系数也与集电极直流电压和电流之值有关,如图 22 所示。在較小的集电极电流和电压之下,得到最小的噪声电平。

参 考 文 献

- [1] «Основы полупроводниковой электроники», под редакцией Ло, Изд. «Советское радио», 1958.
- [2] «Полупроводниковые триоды и их применение», под редакцией Шя. ГЭИ, 1957.
- [3] Вассер, Схемы на полупроводниковых приборах, Изд. «Советское радио», 1956.
- [4] Кобленц, Оуэнс, Транзисторы—теория и применение, ИИЛ, 1956.
- [5] Федотов Я. А., Кристаллические триоды, ГЭИ, 1955.
- [6] Гершзон Е. В., Николаевский И. Ф., Полупроводниковые триоды в схемах радиовещательной и телевизионной аппаратуры, ГЭИ, 1957.

半导体三极管放大线路的供电电路的稳定

В. И. 格沃尔强(Геворкян)

引 言

半导体器件，特别是三极管的特性曲线与周围介质温度有极其密切的关系，而且每个三极管彼此之间差别很大。因此，将这些三极管应用到设备中最重要的问题之一是，当更换三极管及周围介质温度改变时半导体器件设备参数的稳定问题。

在这里将研究半导体三极管放大设备稳定的组成部分之一——偏流电路的稳定，也就是工作点的稳定。

对给定工作点的电路进行正确计算的必要性不需要特别加以说明。只要了解到这样一点就已足够，即如果工作点选取得使被放大的交流信号不是整个作用在输出特性曲线的线性区段，就会使信号多多少少发生一些畸变。如果工作点选取得是正确的，但没有预见到其稳定的程度，则当外界温度改变或更换三极管时，可能发生工作区段向非线性区段的变动（由于工作点的变动），并且甚至使设备的放大能力完全丧失，例如，由于集电极电压的减小到零或集电极电流的不能容许的增长就是如此。

此外，工作点的稳定在某种程度上也有助于放大器参数的稳定。

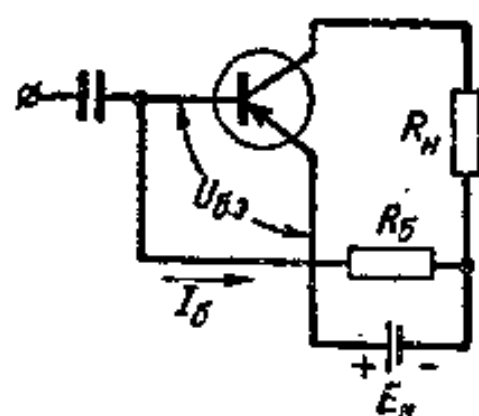
我们从图解方法开始来研究工作点的计算方法及其稳定，因为图解方法是比较清晰的，虽然不太普遍。

1. 图解计算方法

工作点的确定

图 1 所示是向半导体三极管供电的最简单线路。

負載电阻 R_H 和供电电压 E_K 通常是給定的。按照这两个数值在靜輸出(集电极)特性曲綫上画負載綫(从点 E_K 开始, 斜度



为 R_H), 特性曲綫是对共发射极綫路讀取的, 也就是把基极电流取作参变数讀取的(图 2, a)。在負載綫上选定工作点, 記下必需的基极偏电流 $I_{6,н}$ 。

对于图 1 的綫路, 下列等式显然是正确的:

$$E_K = I_{6,н} R_6 + U_{6,э}, \quad (1)$$

图 1 半导体三极管的供电綫路
但因为 $U_{6,э} \approx 0$, 故

$$E_K \approx I_{6,н} R_6, \quad (2)$$

从而有

$$R_6 = \frac{E_K}{I_{6,н}}, \quad (3)$$

可見, 基极电流不是与三极管的参数有关, 而是与外电路有关, 且当三极管特性曲綫有任何改变时它都保持不变, 也就是三极管在固定的基极偏电流下工作。

这个綫路是非常不稳定的, 因为当温度升高时直流基极电流

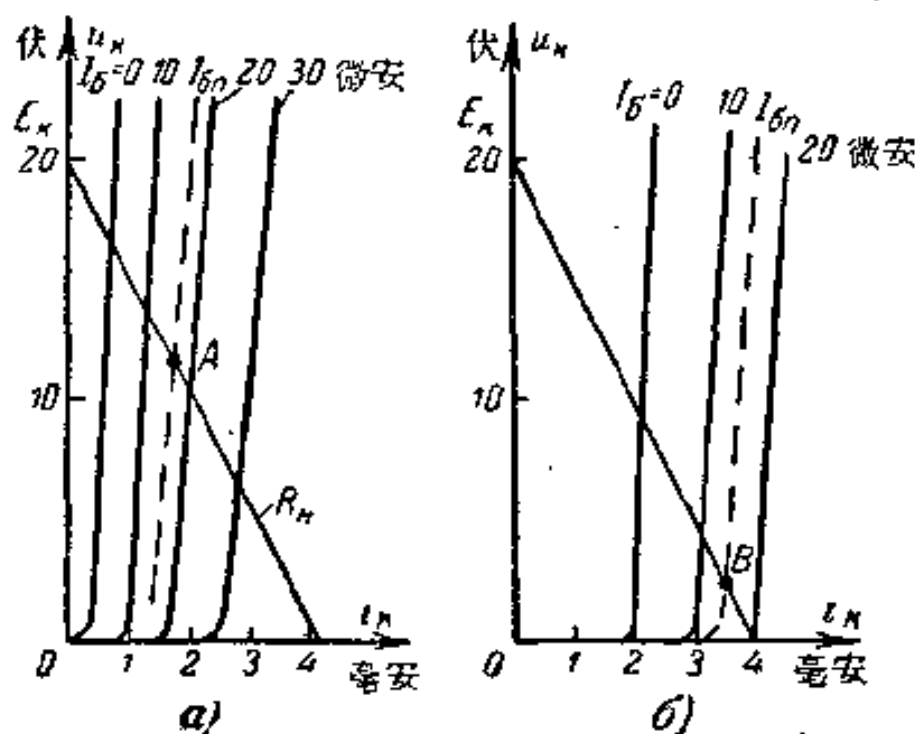


图 2 在共发射极綫路中讀取的三极管靜特性曲綫
a——对于正常的温度; 6——对于升高的温度

綫急剧向右移动,而工作点沿負載綫从点A(图2,a)移向点B(图2,6).

具有自动偏流的綫路

在图1的綫路中把电阻 R_6 接在基极与集电极之間(图3),就得到自动偏流的綫路.

显然,对于这个綫路可以写出:

$$U_K - U_{6,0} = I_{6,n} R_6, \quad (4)$$

当 $U_{6,0} \approx 0$ 时有

$$U_K \approx I_{6,n} R_6 \quad (5)$$

和

$$R_6 = \frac{U_K}{I_{6,n}}. \quad (6)$$

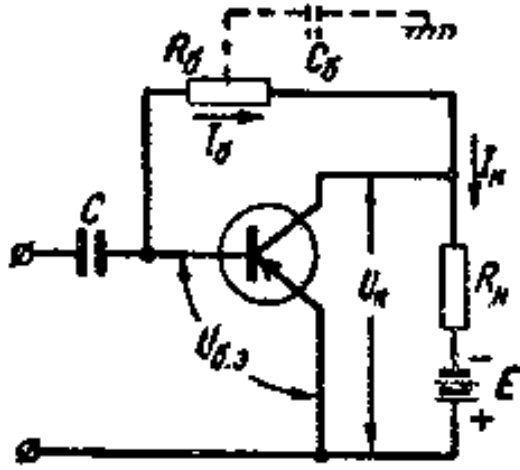


图3 自动偏流的供电綫路

象前面的情形一样来作出負載綫. 在負載綫上选定工作点,并对于已选定工作点的 U_K 和 $I_{6,n}$ 按照公式(6)算出 R_6 .

如果 R_6 已給定(即綫路已給定),要求确定工作点(例如,当更換三极管时),应当作出偏流綫,并求出在負載綫和偏流綫交点处的工作点(图4,a中的点A).

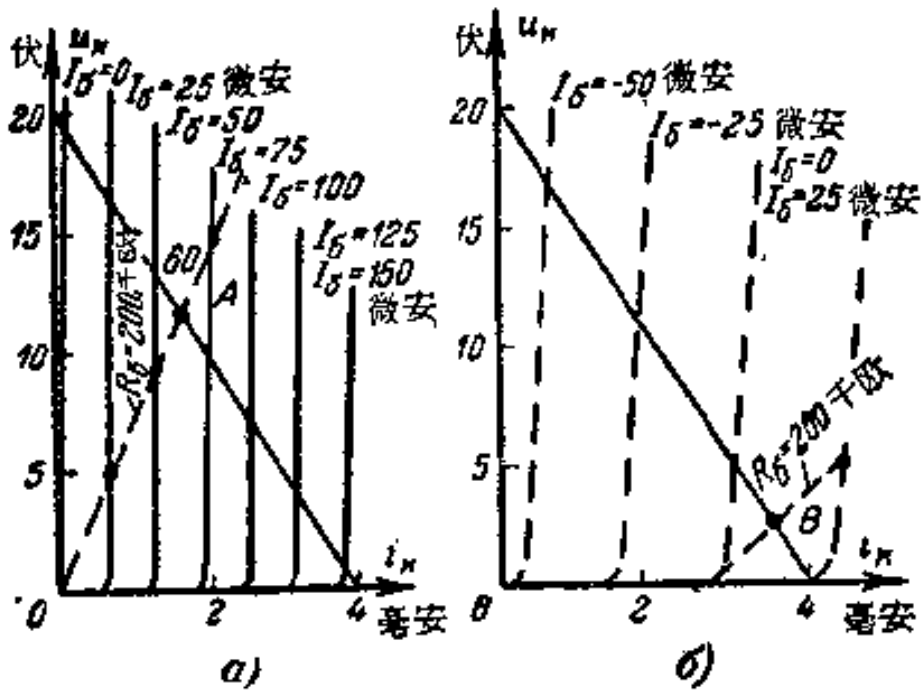


图4 負載綫和偏流綫的作法

a——对于正常的溫度; 6——对于升高的溫度

偏流綫是对于給定的 R_b 按照方程式(5)来作出的, 在偏流綫上有一系列的基极电流值 (I_{b1}, I_{b2}, I_{b3} 以及等等) 而不只是 $I_{b.n}$, 因而找到了相对应的 U_K 值, 并按照已得到的点就作出了偏流綫, 如图 4, a 所示 (在一般情形下偏流綫不是直綫, 而且它离开直綫的程度愈大, 沿特性曲綫边缘处 β^* 愈不是常数).

如果在温度或其他因素的作用下, 特性曲綫移动了, 則偏流綫也要改变其位置. 新的工作点 (图 4, b 中的点 B) 位于負載綫和偏流綫新位置的交点. 因为当工作点向右移动时集电极电流增大, 故集电极电压 U_K 减小. 这引起基极电流的减小, 而使工作点回向原来位置. 因此, 获得自动偏流. R_b 之值愈小, 稳定的程度愈高. 但是, R_b 愈小, 工作点在負載綫上的位置愈低. 这不一定总是所希望的.

因此, 虽然稳定程度是令人满意的, 但綫路还具有这样的缺点: 即綫路的工作点和稳定性是由同一元件即 R_b 之值来給定的, 这使得綫路沒有灵活性. 这个綫路的另外缺点是, 由于經過电阻 R_b 的負反饋对交流的放大有某些减小, 但只要把电阻 R_b 分成两个, 并在分开处經過电容 (图 3 中的 C_b) 接地, 就容易消除这一缺点.

稳定和偏流分开控制的綫路

图 5 中示出了用两个电源 E 和 E_b 供电的綫路. 对于这个綫路取固定偏电流 I_Φ 作为参变数在輸出特性曲綫上可以作出偏流曲綫族.

图 6 中示出了由几根这样的綫組成的曲綫族. 这些綫是按照下列方程式来画出的:

$$I_b = I'_b - I_\Phi = \frac{U_K}{R'_b} - I_\Phi, \quad (7a)$$

或

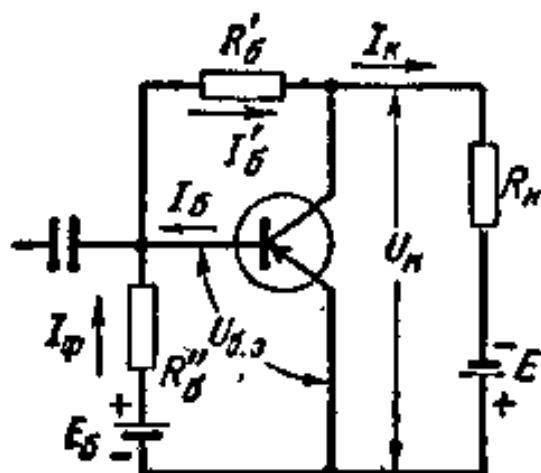


图 5 用两个电源 E 和 E_b 向三极管供电的綫路

* $\beta = \alpha / (1 - \alpha)$ 是在共发射极綫路中当輸出端短路时的电流放大系数.

$$U_K = I_6 R'_6 + I_\Phi R'_6. \quad (76)$$

依下列方式按照給定工作点的稳定度来计算綫路。在靜特性曲綫上对于两个极限情形(对于温度极限值,或对于具有极限参数值的两个三极管,以及等等)画出負載綫(图 7, a 和 6)。

在相应的特性曲綫上画下集电极电压的极限容許值。直接从特性曲綫决定基极电流的最大值和最小值: $I_{6, \text{max}}$ 和 $I_{6, \text{min}}$ 。前者 ($I_{6, \text{max}}$) 对应于集电极电压的最大容許值, 位于靠左边的特性曲綫上(图 7, a), 也就是位于与較低温度或具有較小 β 和 I_{K0} 的三极管相对应的特性曲綫上(点 A_{max})。后者 ($I_{6, \text{min}}$) 則对应于集电极电压的最小容許值, 位于靠右边的特性曲綫上(图 7, 6), 也就是位于与較高温度或具有較大 β 和 I_{K0} 的三极管相对应的特性曲綫上(点 A_{min})。

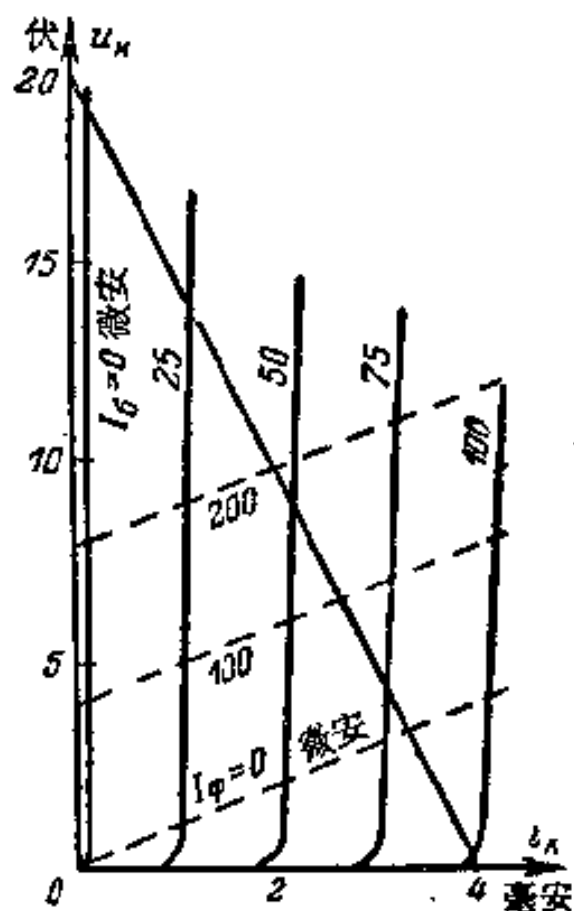


图 6 在三极管輸出特性曲綫上的偏流綫族

然后,把这些基极电流值画在另一坐标系統上,沿这坐标系統的一个坐标取基极电流,而沿另一坐标取集电极电压(图 7, 8)。在图上也画出了集电极电压的极限值。最小的基极电流綫与最小的集电极电压綫的交点給出工作点的一个极限位置(A_{min}),而最大的电压綫与最大的基极电流綫的交点給出工作点的另一极限位置(A_{max})。因为偏流綫决定于方程式(76),故在这个坐标系統中它将是連接工作点两个极限位置的直綫。这个綫的斜度給出电阻 R'_6 之值,而它与橫軸的交点給出固定偏电流 I_Φ 所必需的值(具有相反的符号)。

因此,在图 5 的綫路中,稳定是由选择 R'_6 之值来达到的,而工作点則利用参数 R_6'' 和 E_6 来确定。必須多用一个电池 E_6 是

这个线路的主要缺点。

去掉电池 E_6 并将 R_6'' 直接接地，可以得到简化的线路。即使没有附加的电池，由于发射结上的电位差，电阻 R_6'' 也使基极电流减小。这个电位差虽然不大，但因为是加在使反向偏电流流通的方向，就可以减小电阻 R_6'' 之值，而这正改进了稳定性，不会使工作点向下移得非常厉害。但是，这个方法和另外加有电池 E_6 的情形相比灵活性要差得多。

上面研究的这两种稳定方法的根据是，基极电流的变化正比

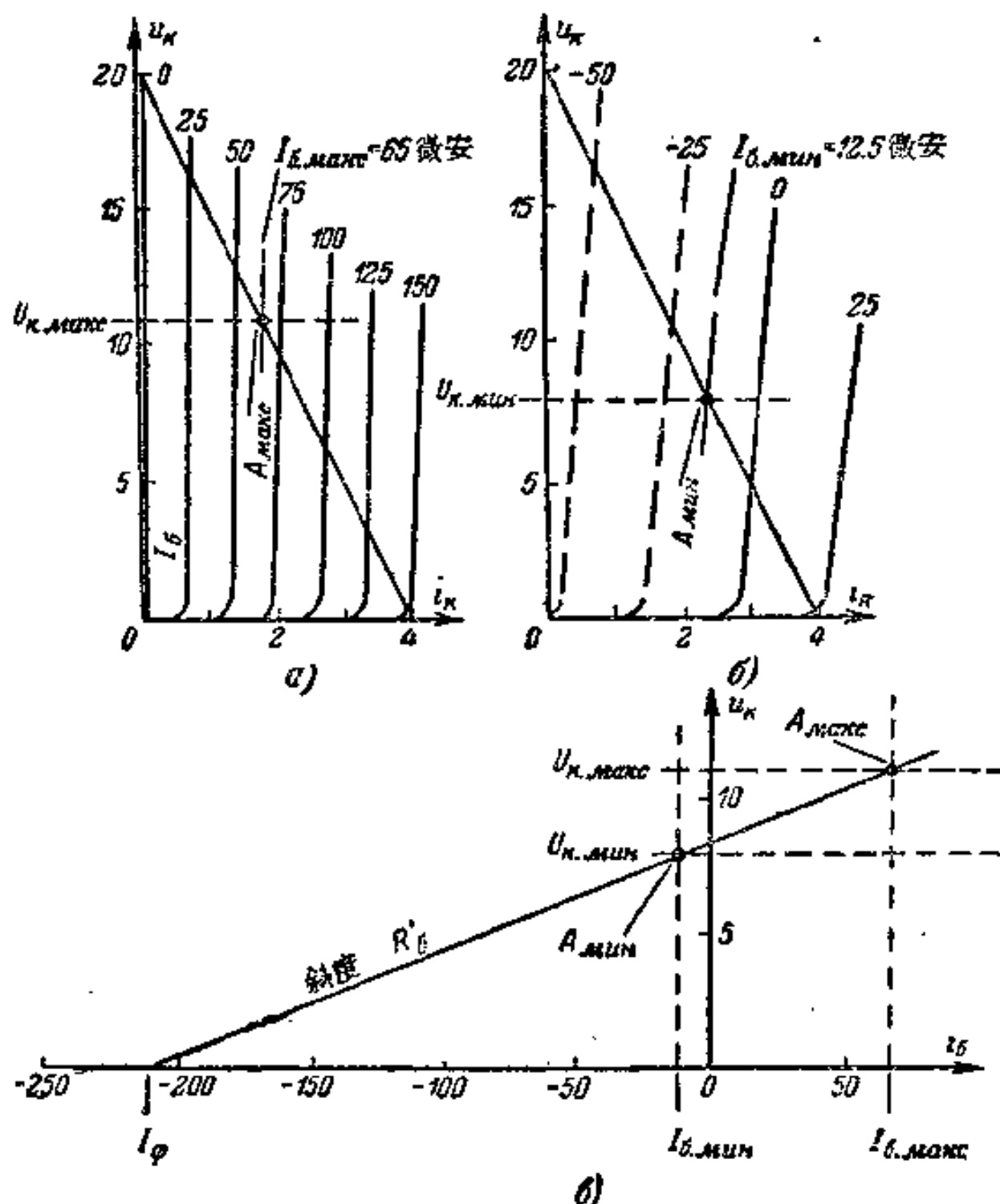


图7 按照给定的工作点稳定度进行线路的计算

例于集电极电压的变化,因而,对于集电极电路中直流负载电阻足够大的放大器,例如 RC 放大器,它将给出良好的效果。在具有变压器耦合的放大器中,集电极电路中的直流负载电阻不大,集电极电压的变化也不大,因而直流电流经电阻 $R_{\delta'}$ 的反馈在实际上是不存在的,而线路在实质上已退化成具有固定基极偏电流的线路,其稳定度很差。在这种情况下,可以采用对发射极电流具有反馈的线路,如图 8 所示。

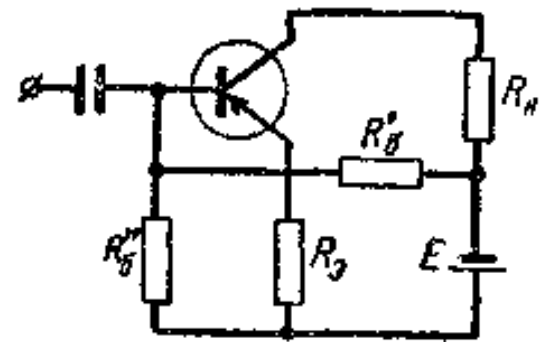


图 8 对发射极电流具有反馈的供电线路

在这个线路中当发射极电流(因而集电极电流)变化时,发射极电路中电阻上的压降要发生变化,这个压降是沿与偏压相反方向加到发射极-基极的区段上去的,因此,集电极电流的增大使基极上的反偏压加大,这将力图使集电极电流减小。当集电极电流减小时,出现相反的情形。

这种线路的图解分析是困难的。因此在这种情形下应当利用解析的方法,解析方法是非常普遍的,适用于实际上所遇到的任何线路。

2. 解析计算

半导体三极管供电线路的普遍形式可以表为图 9 所示的形式。显然,任何三极管的直流电路都可以变为图 9 的样子。

例如,对于图 8 的电路有:

$$R_K = R_H; R_0 = R_3; R_6 = \frac{R_{\delta'} R_{\delta''}}{R_{\delta'} + R_{\delta''}};$$

$$E_K = E; E_0 = 0; E_6 = \frac{E R_{\delta''}}{R_{\delta'} + R_{\delta''}}$$

普遍关系

工作点及其稳定度的解析计算方法根据下列假定:

a) 三极管的供电线路在普遍形式下可以表为图 9 的样子;

б) 基极-发射极电压 $U_{\text{в.б}} = 0$;

в) 在整个利用状态的范围内, 半导体三极管的参数 α 和 $r_{\text{к}}$ 是常数;

г) 三极管的集电极(输出)特性曲线 $u_{\text{к}} = f(i_{\text{к}})$ 在 $I_{\text{б}} = \text{常数}$ 下可以表为平行的直线(图 10), 它满足下列方程式:

$$I_{\text{к}} = I_{\text{к0}} + \alpha I_{\text{б}} + \frac{U_{\text{к}}}{r_{\text{к}}}, \quad (8)$$

其中 $I_{\text{к0}}$ 是集电极零电流(即在共基极线路中当发射极电流等于零时的集电极电流)当集电极电压为零时所取的值。这个量是假想的, 因为事实上它是等于零的。将 $I_{\text{б}} = 0$ 的特性曲线 $u_{\text{к}} = f(i_{\text{к}})$ 加以直线化就决定了 $I_{\text{к0}}$, 如图 11 所示。 α 是共基极线路在短路状态下的电流放大系数, 而 $r_{\text{к}}$ 是共基极线路的集电极电阻。

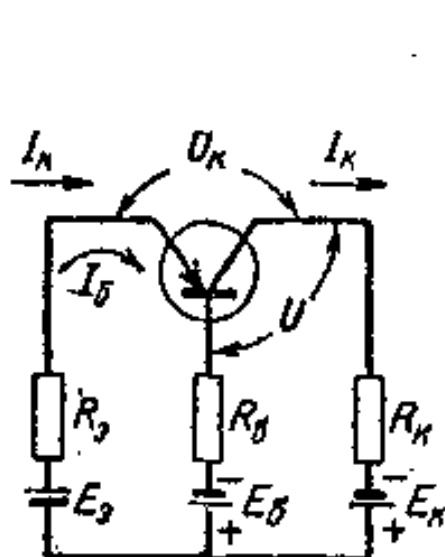


图 9 半导体三极管供电线路的普遍形式

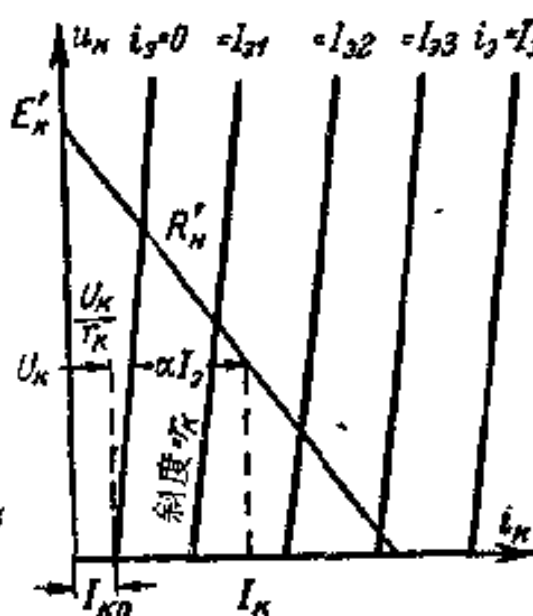


图 10 在 $I_{\text{б}} = \text{常数}$ 下直线化了的集电极特性曲线

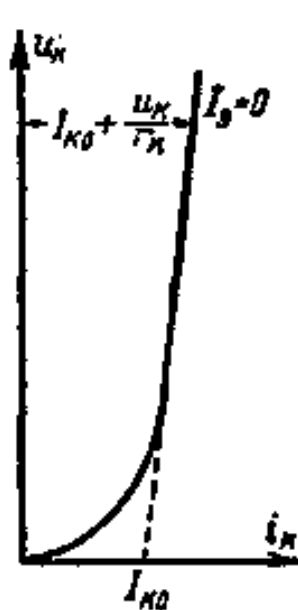


图 11 $I_{\text{б}} = 0$ 的特性曲线 $u_{\text{к}} = f(i_{\text{к}})$ 的直线化

对于图 9 的线路, 回路电流方程式写成如下形式:

$$I_{\text{б}}(R_{\text{э}} + R_{\text{б}}) + I_{\text{к}}R_{\text{э}} = E_{\text{э}} + E_{\text{б}}, \quad (9)$$

$$I_{\text{б}}R_{\text{б}} + I_{\text{к}}(R_{\text{к}} + R_{\text{э}}) = E_{\text{к}} + E_{\text{э}} - U_{\text{к}}. \quad (10)$$

从而得到:

$$I_{\text{б}} = \frac{E_{\text{э}} + E_{\text{б}}}{R_{\text{э}} + R_{\text{б}}} - I_{\text{к}} \frac{R_{\text{э}}}{R_{\text{э}} + R_{\text{б}}}, \quad (11)$$

$$U_K = E'_K - I_K R'_H, \quad (12)$$

其中 E'_K 是引入的集电极供电电压,

$$E'_K = E_K + E_B \frac{R_6}{R_B + R_6} - E_6 \frac{R_B}{R_B + R_6}, \quad (13)$$

而 R'_H 是引入的负载电阻

$$R'_H = R_H + \frac{R_B R_6}{R_B + R_6}. \quad (14)$$

观察一下图 10 就可了解量 E'_K 和 R'_H 的意义.

注意到

$$I_B = I_K + I_6, \quad (15)$$

从方程式(8)、(11)和(12)得到:

$$I_K = \frac{\alpha \frac{E_B + E_6}{R_B + R_6} + \frac{E'_K}{r_K} + I_{K0}}{1 - \frac{\alpha R_6}{R_B + R_6} + \frac{R'_H}{r_K}}, \quad (16)$$

利用参数 β (共发射极线路在输出端短路状态下的电流放大系数), $r_{K, \beta}$ (共发射极线路的集电极电阻) 和 $I_{K, \beta}$ ($I_6 = 0$ 的集电极零电流) 可以得到集电极电流相似的表达式.

因为

$$\beta = \frac{\alpha}{1 - \alpha}; \quad r_{K, \beta} = r_K (1 - \alpha)$$

及

$$I_{K, \beta} = \frac{I_{K0}}{1 - \alpha},$$

故

$$I_K = \frac{\beta \frac{E_B + E_6}{R_B + R_6} + \frac{E'_K}{r_{K, \beta}} + I_{K, \beta}}{1 + \beta \frac{R_6}{R_B + R_6} + \frac{R'_H}{r_{K, \beta}}}. \quad (17)$$

集电极电流的稳定度

当三极管的参数 I_{K0} , r_K 和 α (或分别为 $I_{K, \beta}$, $r_{K, \beta}$ 和 β) 改变时, 集电极电流(16)或(17)和集电极电压(12)也要改变.

当所有参数改变时, 集电极电流的增量可以表为由于每一参

数单独改变时引起的增量之总和。数学上,这可表为集电极电流的全微分:

$$dI_K = \frac{\partial I_K}{\partial I_{K0}} dI_{K0} + \frac{\partial I_K}{\partial r_K} dr_K + \frac{\partial I_K}{\partial \alpha} d\alpha. \quad (18)$$

集电极电流的偏微商 $\partial I_K / \partial I_{K0}$ 与 I_{K0} 无关,即当只有 I_{K0} 变化时它是一常数。因而,方程式(18)右边的第一项可以化为最终的增量。

在第三项中也可以化为最终的增量,因为虽然 $\partial I_K / \partial \alpha$ 与 α 有关,但 α 的变化通常是很小的。在第二项中化为最终的增量是相当复杂的,因为 $\partial I_K / \partial r_K$ 与 r_K 有关,且 Δr_K 通常具有和 r_K 相同的数量级。如果将方程式(18)改写成:

$$dI_K = S_i dI_{K0} + S_r dr_K + S_\alpha d\alpha \quad (19)$$

并把 S_r 定义为

$$S_r = \frac{I_K(I_{K0}; r_K + \Delta r_K; \alpha) - I_K(I_{K0}; r_K; \alpha)}{\Delta r_K},$$

就可以把方程式(19)右边所有三项都化为最终的增量:

$$\Delta I_K = S_i \Delta I_{K0} + S_r \Delta r_K + S_\alpha \Delta \alpha. \quad (20)$$

可以指出, $S_r \Delta r_K$ 在实际上只有 $S_i \Delta I_{K0}$ 的百分之几。在极限情形下,比值

$$\frac{S_r \Delta r_K}{S_i \Delta I_{K0}} \approx 0.15.$$

比值 $\frac{S_\alpha \Delta \alpha}{S_i \Delta I_{K0}}$ 通常小于 0.05。

因此,如果在公式(20)中只采用第一项,则当计算集电极电流的漂移时误差将不大于 20%。

因此,可以认为

$$\Delta I_K \approx S_i \Delta I_{K0}. \quad (21)$$

为了精确的计算应当利用公式(20),其中

$$S_i = \frac{1}{1 - \frac{\alpha R_0}{R_0 + R_0} + \frac{R'_R}{r_K}}; \quad (22)$$

$$S_r = \frac{\left(\alpha \frac{E_9 + E_6}{R_9 + R_6} + I_{K0} \right) R'_H - \left(1 - \frac{\alpha R_9}{R_9 + R_6} \right) E'_K}{\left[\left(1 - \frac{\alpha R_9}{R_9 + R_6} \right) (r_K + \Delta r_K) + R'_H \right] \left[\left(1 - \frac{\alpha R_9}{R_9 + R_6} \right) r_K + R'_H \right]}; \quad (23)$$

$$S_a = \frac{\frac{E_9 + E_6}{R_6} \left(1 + \frac{R'_H}{r_K} \right) + \frac{E'_K}{r_K} + I_{K0}}{\left(1 + \frac{R_9}{R_6} \right) \left(1 - \frac{\alpha R_9}{R_9 + R_6} + \frac{R'_H}{r_K} \right)^2}. \quad (24)$$

S_r 和 S_a 之值可以用起初的集电极电压值 U_K 和电流值 I_K 来表示:

$$S_r = - \frac{U_K}{\left[\left(1 - \frac{\alpha}{1 + \gamma} \right) \left(1 + \frac{\Delta r_K}{r_K} \right) + \eta \right] r_K^2}; \quad (25)$$

$$S_a = \frac{I_K}{\alpha} + \frac{\frac{I_K}{1 + \gamma} - \frac{1}{\alpha} \left[\frac{E'_K}{r_K} + I_{K0} \right]}{1 - \frac{\alpha}{1 + \gamma} + \eta}, \quad (26)$$

其中

$$\gamma = \frac{R_9}{R_6}, \quad (27)$$

$$\eta = \frac{R'_H}{r_K}. \quad (28)$$

与集电极电流的改变同时发生的集电极电压的改变, 按照下列公式决定:

$$\Delta U_K = \Delta I_K R'_H. \quad (29)$$

按照给定的集电极电流或电压的稳定度, 计算供电电路考虑到

$$\Delta I_K \approx S_r \Delta I_{K0}, \quad (21)$$

有:

$$\Delta I_K = \frac{\Delta I_{K0}}{1 - \frac{\alpha}{1 + \gamma} + \eta}. \quad (30)$$

因为 $\eta = \frac{R_{\pi}'}{r_{\pi}} \ll 1$, 故可以令

$$\Delta I_{\kappa} \approx \frac{\Delta I_{\kappa 0}}{1 - \frac{\alpha}{1 + \gamma}} \quad (31)$$

从式(31)和式(14)将 ΔI_{κ} 和 R'_{π} 代入式(29)中,并注意到式(27)就得到:

$$\Delta U_{\kappa} = \frac{R_{\kappa}(1 + \gamma) + \gamma R_{\sigma}}{1 + \gamma - \alpha} \Delta I_{\kappa 0} \quad (32)$$

或

$$\Delta U_{\kappa} = \frac{R_{\kappa}(1 + \gamma) + R_{\sigma}}{1 + \gamma - \alpha} \Delta I_{\kappa 0} \quad (33)$$

当计算时,通常给定集电极电流容许的漂移 $(\Delta I_{\kappa})_{\text{доп}}$ 或集电极电压容许的漂移 $(\Delta U_{\kappa})_{\text{доп}}$, 也给定三极管的参数: $I_{\kappa 0}$, α 及温度落差。因而,如果已知 ΔT° , $\Delta I_{\kappa 0}$ 就也是已知的*。

记给定的集电极电流最大容许改变与集电极零电流的改变之比为 ϵ_i :

$$\epsilon_i = \frac{(\Delta I_{\kappa})_{\text{доп}}}{\Delta I_{\kappa 0}} \quad (34)$$

ϵ_i 就决定了给定的稳定度。这与 S_i 不同, S_i 是在给定的 α 下用外电路参数来表征稳定度的。

同样地,对于集电极电压的容许改变引用参数 ϵ_{μ} :

$$\epsilon_{\mu} = \frac{(\Delta U_{\kappa})_{\text{доп}}}{\Delta I_{\kappa 0}} \quad (35)$$

为了使线路能保证给定的稳定度(34)和(35),必须要求:

* 通常认为,锗三极管的 $I_{\kappa 0}$ 在结的温度落差为每 $10-11^{\circ}\text{C}$ 时要改变到 2 倍。对于三个温度落差值, $\Delta I_{\kappa 0}$ 与 $I_{\kappa 0}$ 的关系列出在下表中:

$\Delta T^{\circ} = 20^{\circ}\text{C}$	40°C	60°C
$\Delta I_{\kappa 0} = 2.5 I_{\kappa 0}$	$12 I_{\kappa 0}$	$42 I_{\kappa 0}$

$$s_i \geq \frac{1}{1 - \frac{\alpha}{1 + \gamma}} \quad (36)$$

示)为例来进行研究, 对于这个线路下列方程式是正确的:

$$U_6 = U_9 + U_{6,9}; \quad (41)$$

$$U_9 = I_9 R_9, \quad (42)$$

根据式(8), 如果忽略 U_K/r_K 之值, 得到:

$$I_9 \approx \frac{I_K - I_{K0}}{\alpha}, \quad (43)$$

于是

$$U_9 \approx \frac{I_K - I_{K0}}{\alpha} R_9. \quad (44)$$

电压 U_6 可以写成:

$$U_6 = \frac{E_K R_6''}{R_6' + R_6''} - R_6 I_6, \quad (45)$$

其中

$$R_6 = \frac{R_6' R_6''}{R_6' + R_6''}. \quad (46)$$

从式(45), (46)和(43)得到:

$$U_6 = \frac{E_K R_6}{R_6'} - R_6 I_6 \approx \frac{E_K R_6}{R_6'} - \frac{R_6}{\alpha} [I_K(1 - \alpha) - I_{K0}]. \quad (47)$$

因为 $U_{6,9} \approx 0$, 故

$$U_9 = U_6. \quad (48)$$

从表达式(48), (44)和(47)得到:

$$\frac{I_K - I_{K0}}{\alpha} R_9 \approx \frac{E_K R_6}{R_6'} - \frac{R_6}{\alpha} [I_K(1 - \alpha) - I_{K0}]. \quad (49)$$

对 R_6' 求解式(49), 得到:

$$\begin{aligned} R_6' &\approx \frac{\alpha E_K R_6}{(I_K - I_{K0}) R_9 + [I_K(1 - \alpha) - I_{K0}] R_6} \\ &= \frac{\alpha E_K}{(I_K - I_{K0}) \gamma + I_K(1 - \alpha) - I_{K0}} \\ &= \frac{\alpha E_K}{I_K(1 + \gamma - \alpha) - I_{K0}(1 + \gamma)}. \end{aligned} \quad (50)$$

近似地可以认为:

$$R'_6 \approx \frac{\alpha U_K}{I_K(1 + \gamma - \alpha)} \quad (51)$$

R_6'' 可以从式(46)用 R_6' 求出:

$$R_6'' = \frac{R_6 R_6'}{R_6' - R_6} \quad (52)$$

我們来研究数字的例子. 选定三极管的参数具有下列各值:
 $\alpha = 0.96$; $I_{K0} = 7$ 微安; 給定工作点 $U_K = 10$ 伏, $I_K = 1$ 毫安; 給定
 稳定度: $\Delta U_K < 1.5$ 伏, $\Delta I_K < 0.2$ 毫安; 供电电压 $E_K = 20$ 伏; 負
 載电阻 $R_K = 10$ 千欧; 給定温度落差 $\Delta T = 30^\circ\text{C}$ (从 20 到 50°C).
 在这个温度落差下, I_{K0} 大約增到 5 倍 (参看 142 頁的表), 即
 $\Delta I_{K0} = 35$ 毫安.

求出 ε_i 和 ε_u :

$$\varepsilon_i = \frac{0.2}{0.035} = 5.7; \quad \varepsilon_u = \frac{1.5}{0.035} = 43.$$

(如果在所有公式中、电压以伏、电流以毫安代入, 則电阻得到的是
 千欧.)

再按照公式(38)求出 γ 的最小容許值:

$$\gamma_i \geq \frac{0.96}{1 - \frac{1}{5.7}} - 1 \geq 0.15.$$

給定基极电路中的电阻 $R_6 = 5$ 千欧 (共发射极綫路的輸入电
 阻約为 1 千欧, 因此 $R_6 = 5$ 千欧对輸入端的分路作用不太显著.
 显然, 对于共集电极綫路 R_6 应选得大得多).

选定了 R_6 , 現在从公式(39)来决定 γ , 也就是从給定的集电
 极电压稳定度的条件来决定 γ :

$$\gamma_u \geq \frac{10 - 43(1 - 0.96)}{43 - (10 + 5)} \geq 0.3.$$

我們取 $\gamma_u = 0.3$ 来进行計算, 这样要求更严格的稳定度, 并
 从式(51)求出:

$$R_6' = \frac{0.96 \times 20}{1 \times (1 + 0.3 - 0.96)} \approx 57 \text{ 千欧}.$$

从式(52)求出 R_6'' 。

$$R_6'' = \frac{5 \times 57}{57 - 5} \approx 5.5 \text{ 千欧。}$$

最后指出,当按照所引用的方法进行计算时,主要误差的发生是由于三极管参数在特性曲线边缘处不是常数,对于 α 参数更是如此。

直流放大器

А. Г. 菲利浦夫(Филиппов)

1. 半导体三极管直流放大器的特点

象电子管直流放大器一样，零点漂移是半导体三极管直流放大器中的主要问题。但和电子管的线路相比，在制作半导体三极管直流放大器时还发生一系列附加的困难。这些困难与下列事实有关：即目前所生产三极管的稳定性还远远不如电子管的稳定性。

三极管不稳定的主要因素是：

1. 各样品间参数的极其不均一性。大家知道，这些参数的不均一性可达±50%或更高。这就是说，对于同样的线路，当大批生产时在许多情形下需要附加的调整。

2. 在工作及保存的情况下参数的逐渐改变。在面结合型三极管的参数中， I_{K0} ——起始的集电极电流和 r_K ——集电极的动电阻随时间改变得最厉害。这些变化在5000小时内平均为20—25%，而对于个别样品还要大些。

3. 三极管的参数随温度变化而急剧改变，这一效应是它在原则上所具有的，这正是三极管不稳定的最主要和最讨厌的因素。对于面结合型三极管，随温度改变得最厉害的参数是 r_K 和 I_{K0} ；当温度从 +20°C 升到 +70°C 时， r_K 接近减小 1/2；而电流 I_{K0} 则当温度改变 1°C 时接近改变 10%。对于直流放大器，其他参数随温度的改变较不重要。

4. 必须指出半导体三极管不稳定的另一个因素，这个因素只对直流放大器是主要的。这是所谓的“蠕变”。它表现在，当三极管接通到电源时，在最初的跃变之后电流将缓慢地改变，直到达到

某一稳定值为止，蠕变得最厉害的是电流 I_{k0} ，对于某些三极管在集电极电压接通后， I_{k0} 可以从其最初值改变两倍或更多。在个别情形下，电流 I_{k0} 在电压接通后的建立时间可达几个小时。在直流放大器中，三极管的蠕变表现为线路的特殊形式的“加热”：电源接通后输出电流要缓慢地改变之后才能到达稳定值。

三极管的参数中，随时间和温度变化以及其他因素改变得最厉害的是电流 I_{k0} 。 I_{k0} 的不稳定是直流放大器不稳定的主要原因。故问题在于，如何能保证在 I_{k0} 的任何变动下放大器负载上的电流或电压将具有最小的依从关系。

必须指出，在直流放大器中目前专门采用面结合型三极管，对于直流放大器选用面结合型而不是点接触型三极管，举出下列原因是恰当的：

1. 对于面结合型三极管，电流放大系数 α 随三极管状态和温度而改变的程度要比点接触型三极管小得多，而 α 正是三极管中决定级的电流增益和电压增益以及输入和输出阻抗的主要参数。如果在面结合型三极管中，温度从 -40°C 变到 $+50^{\circ}\text{C}$ ， α 只改变 1—2%；则在点接触型三极管中就要改变 20—30%。

2. 在正常状态下，点接触型三极管的 $\alpha > 1$ ，因此在某些情况下，点接触型三极管的线路可以发生振荡。在面结合型三极管中 $\alpha < 1$ ，故保证不发生振荡的稳定问题就没有了。

3. 和点接触型的相比，面结合型三极管可以在较宽的温度变化范围内工作，且没有参数的不可逆变化。

4. 面结合型三极管比点接触型三极管具有较小的噪声电平。

2. 状态的稳定

三极管状态的稳定即工作点的稳定问题，是制作直流放大器时必须研究的第一个和最重要的问题。

在交流放大器中，这个问题归结为，合理地选择工作点并由选定工作点的适当稳定程度来保证足够的级的参数的稳定。这些参数是在给定温度和供电电压的变化下的电流放大系数 α 、输入和

輸出阻抗等等。

在直流放大器中,除去这点之外还提出了更严格的新要求:工作点的稳定程度必须能在周围情况的任何变动下,保证输出端的零点漂移不超出给定值。因此,在直流放大器中,三极管偏压线路及偏压电路参数的选择主要取决于如何能保证极小的零点漂移。

我们来研究三极管状态稳定最普遍的线路(图1)。不难相信,这个三极管状态稳定线路对于三极管所有的接法(共基极、共发射极和共集电极)都是不变的。事实上,在所引出的线路中把发射极或基极当作输入端,电阻 R_4 或 R_1 当作负载,就可以得到三极管三种连接线路中的任何一种。

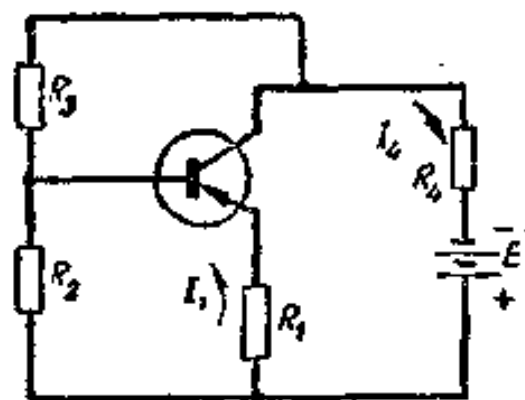


图1 直流放大器中三极管状态的稳定线路

在这个线路中,状态的稳定与负反馈的存在有关。首先,在发射极电路中经过电阻 R_1 实现反馈——串联电流反馈;其次,经过分压器 $R_2 - R_3$ 将电压从集电极加到基极——并联电压反馈。和其他的三极管状态稳定的线路相比,这个具有复合反馈的线路是最有成效的。显然,负反馈的程度愈深,当三极管的参数有任何改变时状态稳定的程度也就愈高。

要保证三极管状态的最大稳定度,因而保证输出端的最小零点漂移,线路参数即电阻 R_1 、 R_2 、 R_3 和 R_4 之值将如何选择呢?

为了这个目的,我们来研究所引出的线路(图1)中负载电流的漂移。在共基极和共发射极线路中电流 I_4 是负载电流,而在共集电极线路中电流 I_1 是负载电流。以下将只着重讨论负载电流的漂移;知道了电流漂移和负载电阻之值,负载电压的漂移在必要时是易于决定的。

通过不复杂的计算可以证明,如果实现两个条件:第一,发射极-基极电压远小于电阻 R_1 上的压降:

$$U_{BE} \ll U_{R1}, \quad (1)$$

第二,电阻 R_4 远小于动电阻 r_k :

$$R_4 \ll r_k, \quad (2)$$

則图 1 綫路中負載电流的漂移在实际上只决定于电流 I_{k0} 的不稳定性.

在实在的綫路中, $u_{0.6} \approx 0.1$ 伏; $u_{R1} \approx 3-5$ 伏; $R_4 \approx 10-20$ 千欧, 而 $r_k \approx 1$ 兆欧, 故上述条件能很好地实现.

利用所謂状态稳定系数 S [文献 1] 便于表征电流 I_{k0} 对負載电流影响的程度. 稳定系数 S 决定于負載电流的增量对电流 I_{k0} 的增量之比值, 而且表示負載电流的变化比电流 I_{k0} 的变化强多少倍:

$$S = \frac{\Delta I_n}{\Delta I_{k0}}. \quad (3)$$

显然, 在所有情形下, 負載电流的最小漂移发生在极小的 S 值之下, 因而在选择綫路参数时必须力求获得最小的 S 值.

对于图 1 的綫路, 稳定系数写成如下形式:

$$S_{0.6} = \frac{dI_4}{dI_{k0}} = \frac{1 + \frac{R_1}{R_2}}{1 - \alpha + \frac{R_1}{R_6} + \frac{R_4}{R_2 R_3} (R_1 + R_2)}; \quad (4)$$

$$S_k = \frac{dI_1}{dI_{k0}} = \frac{1}{1 - \alpha + \frac{R_1}{R_6} + \frac{R_4}{R_2 R_3} (R_1 + R_2)}; \quad (5)$$

其中 $S_{0.6}$ 是三极管接成共发射极和共基极綫路的稳定系数;

S_k 是三极管接成共集电极綫路的稳定系数;

R_6 是 R_2 和 R_3 的并联电阻.

从引出的公式看出, 当有复合反饋时 (图 1) 稳定系数对于所有三种三极管接法都可以具有小于 1 的值, 也就是电流 I_n 的增量可以小于电流 I_{k0} 的增量.

为了保証最小的 S 值, 即保証負載电流对电流 I_{k0} 的最小依从关系, 必須将电阻 R_6 之值选得尽可能的小, 而电阻 R_1 之值尽可能的大. 这是明显而又合乎物理事实的: 沿电阻 R_6 流过的电

流 I_{K0} 要产生与 R_6 之值成正比的某一电压降。电阻 R_6 上附加电压降的出现,无异于在发射极-基极电路中引进某一电动势,并在发射极电路中产生附加的电流,而且电阻 R_1 愈小这个电流愈大。因此,在集电极电路中发生附加的电流。减小 R_6 和增大 R_1 ,就减小了电流 I_{K0} 的影响。

已经指出,选取足够小的 S 值可以保证三极管状态的良好稳定,因而保证小的负载电流的漂移。但是随着 S 的减小,即随着负反馈的加深,级的增益要减小。

3. 最简单的放大级

为了阐明稳定系数 S 与级的增益以及其他各参数之间的关系,我们来研究最简单的共发射极放大级(图2)。在这里状态的稳定只是靠经过电阻 R_1 的负反馈来完成的。

对于这个线路:

$$S = \frac{1 + \frac{R_1}{R_6}}{1 - \alpha + \frac{R_1}{R_6}} \quad (6)$$

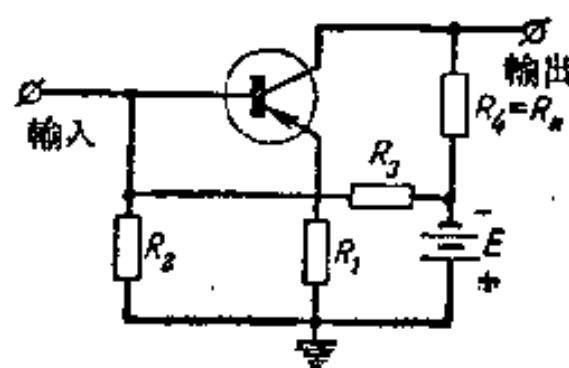


图2 共发射极的放大级

利用三极管的T型等效线路,并求解输入与输出电路的克希荷夫方程式,就不难求出这个级的其他参数。

对于给定的级,诸参数用下列公式来表示:

$$k_i = \frac{\alpha}{1 - \alpha + \frac{R_1}{R_6}}; \quad (7)$$

$$k_u = \frac{\alpha R_H}{R_1 + r_0(1 - \alpha)} \approx \frac{\alpha R_H}{R_1}; \quad (8)$$

$$R_{BX} \approx \frac{R_1}{1 - \alpha + \frac{R_1}{R_6}}; \quad (9)$$

$$R_{\text{BIX}} \approx r_K \frac{R_1 + R_6(1 - \alpha)}{R_1 + R_6}, \quad (10)$$

其中 k_i 和 k_u 分別是級的電流增益和電壓增益。

在這些公式中以 S 的表达式代入，可以得到聯系級的參數與穩定系數的如下公式：

$$k_i = S - 1; \quad (11)$$

$$R_{\text{BX}} \approx R_1(S - 1); \quad (12)$$

$$R_{\text{BIX}} \approx \frac{r_K}{S}. \quad (13)$$

如果同樣的級相串接，即 $R_n = R_{\text{BX}}$ ，則 $k_u = S - 1$ 。

由此看出，要求得到小的 S 值，即小的負載電流的漂移；和要得到好的放大性能，即大的 k_i 和 k_u 值，對於這個綫路說來是矛盾的。這個結論和反饋理論的基本原理是完全符合的：負反饋愈深，增益愈小。

我們以共發射極的簡單綫路為例研究了 S 與級的參數之間的關係。對於具有複合負反饋的較複雜綫路，依從關係的特性仍然一樣。在共集電極綫路中，有着穩定系數和增益之間相似的依從關係。

在共基極綫路中（圖 3）不發生這種關係。隨着 S 之值的減小，這個綫路的增益並不減小。在這裡，增大 R_1 和減小 R_6 只會引起得自供電源的功率消耗有某些增大，並不使增益降低。這一點也可以從級的增益的公式看出：

$$k_u = \frac{\alpha R_n}{R_6(1 - \alpha) + r_s}. \quad (14)$$

這是由於，在共基極綫路中對電流 I_{B0} 的負反饋不是對被放大的信號

的負反饋。結果，共基極綫路要比共發射極綫路或共集電極綫路穩定得多。這樣，除去共基極綫路之外，在直流放大器中不能同時得到好的穩定性和大的增益。

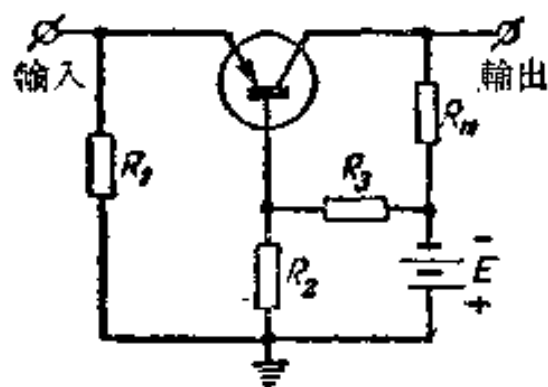


圖 3 共基極的放大級

在交流放大器中,利用电容器就容易把交流和直流分量分开.所以在交流放大器中,可以获得良好的状态稳定度而不降低增益.事实上,在共发射极线路中用电容与 R_1 并联,得到 $k_u = \alpha R_n / r_o$, 即增益与偏压电路的参数无关. 根据这一点,就便于将交流放大器和直流放大器区别开来.

作为例子,现在来决定简单的共发射极级的漂移值,这个级的线路已在上面引出(图 2).

假定 $S = 5$, 而级的负载就是同样的另一级, 即 $R_n = R_{ax}$. 于是 $k_i \approx 4$, $k_u \approx 4$, $k_p \approx 16$. 如果这时 $R_1 = 1$ 千欧, 则 $R_n = R_{ax} = 4$ 千欧.

设温度在工作区段内从 $+20$ 变到 $+50^\circ\text{C}$, 电流 I_{k0} 在室温下等于 $10-12$ 微安, 当温度每变化 10°C 时 I_{k0} 接近增大一倍, 则对于通常的三极管就得到 $\Delta I_{k0} \approx 80-100$ 微安. 这对应于负载电流的变化为 $\Delta I_n = S \Delta I_{k0} = 400-500$ 微安. 因此, 负载上电压的变化为 $1.6-2$ 伏, 而引进到输入端的漂移为 $\Delta u_{bx} = 0.4-0.5$ 伏.

这个引入漂移之值对于简单的直流放大级是最典型的, 在大多数情形这是不能应用的. 这种放大器只能用在不够灵敏的粗糙设备中. 因此, 在直流放大器中要采用各种补偿漂移的方法.

4. 直流放大器中补偿漂移的方法

在电子管电子学中,减小直流放大器零点漂移的主要方法是: 供电电源的稳定; 采用平衡或桥形线路; 采用深的负反馈; 将直流变换为交流, 并将交流放大, 最后再整流.

目前, 在半导体电子学中还多半是借用电子管电子学中的方法. 其中, 为了减少直流放大器的漂移可以利用后面三个方法, 即采用平衡线路, 采用负反馈及变换法. 所述方法中的第一个在半导体三极管线路中很少应用, 因为漂移的主要来源不是供电电源, 而是三极管本身的温度与时间漂移.

与电子管线路不同, 由于半导体三极管的某些性能可以采用

补偿漂移的新方法。这些方法是：在相邻级中漂移的相互补偿法，用非线性元件（与温度成非线性关系）补偿温度漂移法。

我们来研究上面所述在半导体三极管直流放大器中减小漂移的方法。

1) 相互补偿法 相互补偿法的根据是，在相邻的级中，各级引起的温度漂移的方向在输出端可以是彼此补偿的（图 4）。

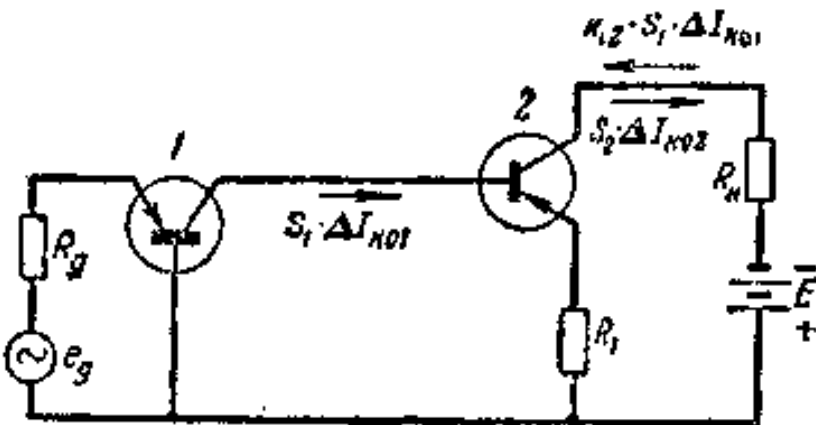


图 4 在相邻两级中温度漂移的相互补偿法

对于图 4 的线路，当温度变化时负载中电流的增量用下列公式表示：

$$\Delta I_E = k_{12} S_1 \Delta I_{K01} + S_2 \Delta I_{K02}, \quad (15)$$

其中 ΔI_{K01} 和 ΔI_{K02} 分别是第一和第二个三极管在给定温度区间的增量； S_1 和 S_2 是第一和第二级的稳定系数； k_{12} 是第二级的电流增益。

对于温度的稳定必须有：

$$k_{12} S_1 \Delta I_{K01} = -S_2 \Delta I_{K02}.$$

如果考虑到 ΔI_{K0} 具有相同的符号，即三极管是同类型的（ $p-n-p$ 或 $n-p-n$ ），则应按下表中所示组合来连接才能实现上述条件：

第 1 级	第 2 级
共基极	共发射极
共发射极	共发射极
共基极	共集电极
共发射极	共集电极
共集电极	共基极

如果 $S_1 = S_2$, 則条件写成:

$$k_{12}\Delta I_{K01} = -\Delta I_{K02}. \quad (16)$$

为了实现这个条件, 必須选择具有适当的电流 I_{K0} 的温度特性曲綫的三极管.

但实际上要实现这个条件是非常困难的, 因为不可能选出正好满足这个补偿条件的三极管.

已有某些相互补偿法的綫路方案, 在其中选定必要的特性曲綫并在綫路中引进可調的电阻以保証补偿条件的易于实现.

但是总的說来, 根据选定三极管的相互补偿法不能給出令人滿意的結果. 温度补偿只在有限的温度区間内发生作用, 且对于每一三极管的特性曲綫的要求是非常苛刻的, 此外, 綫路的調整很費時間.

2) 利用非綫性元件的温度补偿 采用与温度成非綫性关系的元件来补偿温度的方法, 比相互补偿法是較為方便且較有成效的.

补偿綫路 (图 5) 与前面不同之处只是接入了电阻 r , 它是第一級的負載. 在这个綫路中可以不选擇三极管而得到温度的补偿. 为此, 必須使第一級的負載——电阻 r ——对温度的变化是灵敏的. 当热灵敏电阻 r 的特性曲綫选择得适当时, 第二級的偏压将自动这样来建立, 以使得当温度改变时放大器負載中的电流保持不变.

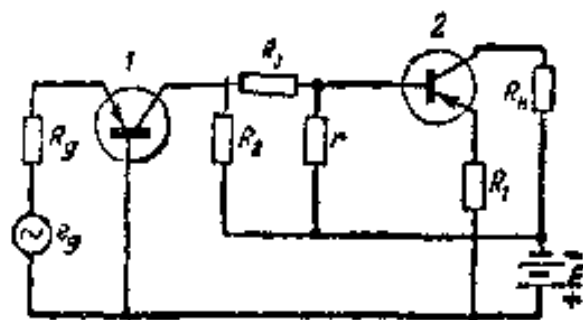


图 5 利用非綫性元件的漂移补偿法

用实验方法求得电阻 r 所必須的特性曲綫. 为此, 接入一可变电阻以代替 r , 并在不同温度下改变可变电阻之值以保持输出电流不变.

可以采用热敏电阻, 半导体二极管和三极管以及其他热敏元件作为热灵敏电阻 r . 但是, 要选择其特性曲綫正好能滿足完全补偿温度变化这一条件的元件是极困难的, 因此, 将这个元件与固定

、环节配合使用(串联及并联接入电阻 R_2 和 R_3 , 其值在调整放大器的过程中来调整)。在有了固定环节之后, 非线性元件的特性曲线也还是不能完全满足温度补偿的条件。在文献[文献 2]中介绍了照所引用线路构成的放大器的工作特性: $R_{bx} = 50$ 欧, $k_p = 100$ 。

当温度从 $+20$ 变到 $+50^\circ\text{C}$ 时, 输出电流的漂移稍大于 5% 。在同样条件下, 未加补偿的放大器的漂移则大于 100% 。

因此, 利用非线性元件的补偿法比较容易解决直流放大器的稳定问题, 但已获得的结果是不能认为完全令人满意的。这个方法不大适用, 特别是对于大量生产的情形, 因为要求仔细地分别选择非线性元件的特性曲线, 以及要求精密地和长时间地调整放大器。

3) 深度负反馈的应用 这个方法广泛应用于电子管电子学中以获得直流放大器的稳定。在这方面, 半导体三极管直流放大器的线路与电子管的线路相似。负反馈特别适宜用在多级放大器中。所以, 这个方法可以在半导体三极管线路中获得广泛的应用, 因为增多级数不会使体积和消耗的功率增大很多。但是必须指出, 由于电流 I_{k0} 的温度或时间漂移所产生的干扰信号要经过基极电阻直接作用在级的输入端。因此, 对级的输入端引入负反馈, 在增大比值 $u_{\text{сигнала}}/u_{\text{помехи}}$ ¹⁾ 方面不会有任何便宜。负反馈的深度增大几倍, 放大也损失几倍。在这方面, 电流 I_{k0} 的温度和时间

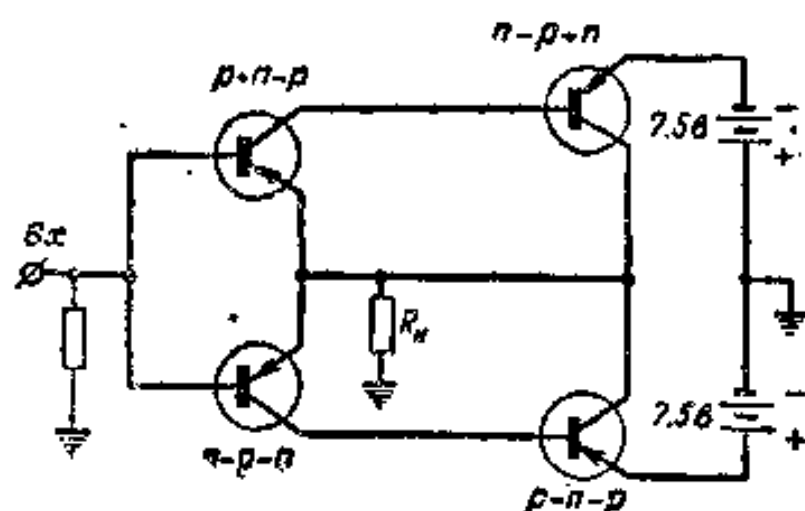


图 6 利用负反馈和平衡级的漂移补偿法

1) $u_{\text{сигнала}}$ 表示信号电压, $u_{\text{помехи}}$ 表示干扰电压——译者注。

漂移与电子管中的阴极漂移相似。在这种情形下，各种补偿漂移的方法的联合使用给出良好的结果，例如，利用包含有负反馈的平衡级。

作为例子可以引用文献[文献 3]中所发表的线路(图 6)。在两级放大器中含有负反馈，而且每一级都是平衡的。业经指出，这个放大器具有良好的稳定性及小的零点漂移。

4) 平衡级的应用 采用平衡级的方法[文献 4, 5, 6, 7]是防止漂移的最有效方法之一。在电子管直流放大器线路中多半采用平衡级。专门为平衡级制造了一种特殊的孪生管，其两半边的阳极和栅极是分开的，并具有最接近的特性曲线；从这一事实就可看出平衡级在电子管电子学中有着多么大的作用。

在半导体电子学中平衡级更具有大得多的意义。在这里，这种级可以和漂移的相互补偿及非线性元件的补偿联合使用，由于无需加热且工作电压很低，多级放大器的生产也要容易得多。

在直流放大器中将平衡级与其他补偿方法(特别是负反馈)联合运用，大概是制作稳定的半导体三极管放大器最有发展前途的方法。

作为例子，我们来研究共发射极的并联平衡级(图 7)。线路是两个简单的共发射极级的并联，而且负载 R 接在两三极管的集电极之间。已经指出，负载电流漂移的主要原因是电流 I_{E0} 的极不稳定。所以，首先必须决定负载电流与两个三极管的 I_{E0} 电流的

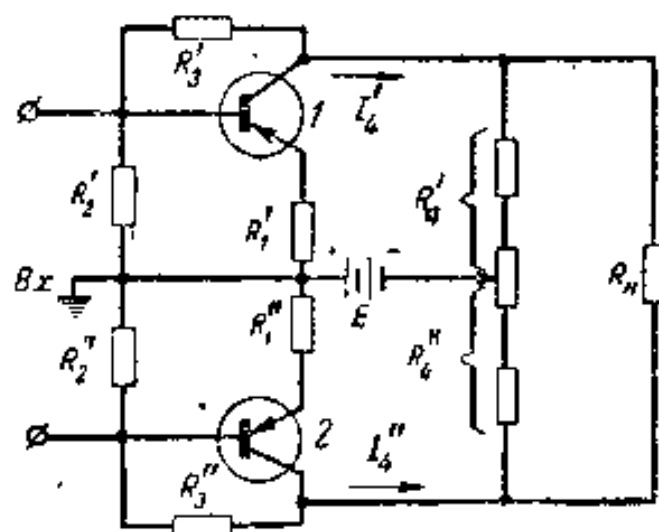


图 7 共发射极的并联平衡级

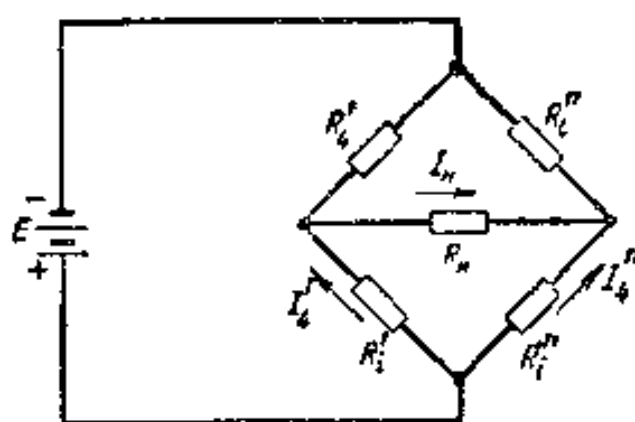


图 8 图 7 的并联平衡级的等效线路

依从关系。

这个线路可以用图 8 的等效线路来代替。在等效线路中,三极管连同属于它的偏压电路一起用等效电阻 R'_1 和 R''_1 来代替,负载电阻中的电流可用下列公式表示:

$$I_H = \frac{I_1 R'_1 - I'_1 R''_1}{R'_1 + R''_1 + R_H} \quad (17)$$

知道了电流 I_1 和 I'_1 与电流 I_{K01} 和 I_{K02} 的变化的依从关系,就可以求出负载电流的变化。

对于线路的每半边可以写出:

$$\left. \begin{aligned} \Delta I_1 &= S_1 \Delta I_{K01}, \\ \Delta I'_1 &= S_2 \Delta I_{K02}, \end{aligned} \right\} \quad (18)$$

其中 S_1 和 S_2 是平衡线路中第一个和第二个半边的状态稳定系数; ΔI_{K01} 和 ΔI_{K02} 是第一个和第二个三极管的 I_{K0} 电流在给定温度变化区段内的增量。

从而,负载中电流的漂移写成下式:

$$\Delta I_H = \frac{S_1 \Delta I_{K01} R'_1 - S_2 \Delta I_{K02} R''_1}{R'_1 + R''_1 + R_H} \quad (19)$$

在大多情形下平衡线路是对称的,所以,在误差不大的情形下可以认为:

$$R'_1 = R''_1 = R_1; S_1 = S_2 = S.$$

于是

$$\Delta I_H = S \frac{\Delta I_{K01} - \Delta I_{K02}}{2 + \frac{R_H}{R_1}} \quad (20)$$

对于共基极和共集电极的并联平衡级,以及对于串联平衡级,公式具有相似的形式。

公式(20)不仅表示负载电流漂移与电流 I_{K0} 温度漂移的依从关系,而且也表示负载电流漂移与 I_{K0} 其他形式的漂移(当三极管陈旧,或在蠕变等情形下的时间漂移)的依从关系。

根据引出的、平衡级负载中电流漂移的公式可以作出如下结论:

1. 要在平衡級中保證小的漂移，對於平衡綫路每半邊的穩定係數必須選擇可能的最小值。

2. 要保證最小的漂移，對於平衡綫路必須選用电流 I_{K0} 的溫度特性極為接近的一對三極管。

三極管的選擇可以在兩個溫度值（例如 $+20$ 和 $+50^{\circ}\text{C}$ ）之下按照電流 I_{K0} 之值來進行。

從應用在平衡級中的觀點看來，硅三極管具有比鍺三極管好得多的特性曲綫，因為硅三極管的電流 I_{K0} 增量的絕對值在溫度 $+100^{\circ}\text{C}$ 以下一直都是很小的。

對於平衡級參數（電流和電壓增益，輸入和輸出阻抗）的公式的推导，象對於簡單的非平衡級一樣，可將兩個三極管用 T 型等效綫路代替來進行。

對三極管的輸入和輸出電路列出克希荷夫方程式，就可以決定級的 k_i 、 k_u 、 R_{BX} 和 R_{BUX} 。顯然，這時必須考慮所有的偏壓電路。

作為例子，可以引出共發射極並聯平衡級的電流和電壓增益、輸入和輸出電阻的公式：

$$k_u = \frac{\alpha R_{u0}}{R_0 \left(1 + \frac{R_{u0}}{R_0} \right)}; \quad (21)$$

$$k_i = \frac{\alpha}{1 - \alpha + \frac{R_{u0}}{R_0} + \frac{R_0}{R_2}} \cdot \frac{R_{u0}}{R_R}; \quad (22)$$

$$R_{BX} = \frac{R'_{BX} R_2}{R'_{BX} + R_2}; \quad (23)$$

$$R'_{BX} = R_0 \frac{1 + \frac{R_{u0}}{R_0}}{1 - \alpha + \frac{R_0}{R_0} + \frac{R_{u0}}{R'_0}}; \quad (24)$$

$$R_{BUX} = \frac{R'_{BUX} R_1}{R'_{BUX} + R_1}; \quad (25)$$

$$R'_{\text{нлх}} = R_0(1 - \alpha) + R_3 \frac{\alpha R_0 + R_{g0}}{R_0 + R_{g0}} \quad (26)$$

在公式(21)–(26)中采用了如下的記法:

$$R_0 = r_0 + R_1; \quad r_0 = r_{01} + r_{02}; \quad R_1 = R'_1 + R''_1;$$

$$R_0 = \frac{r_K R_3}{r_K + R_3}; \quad r_K = r_{K1} + r_{K2}; \quad R_2 = R'_2 + R''_2;$$

$$R_{\text{н0}} = \frac{R_{\text{н}} R_4}{R_{\text{н}} + R_4}; \quad \alpha = \frac{\alpha_1 + \alpha_2}{2}; \quad R_3 = R'_3 + R''_3;$$

$$R_{g0} = \frac{R_g R_2}{R_g + R_2}; \quad R_4 = R'_4 + R''_4.$$

在引导这些公式时曾作了一些近似, 但对于大多数的实际綫路, 在計算中引起的誤差不大于 5—10%.

根据所引出的以及直流放大器的其他公式可以作出某些重要結論. 从公式的結構可知, 三极管的参数 r_0 和 r_0 包含在有外电阻 R_1 和 R_2 的和項之內, $(1 - \alpha)$ 与比值 $R_{\text{н0}}/R_0$ 、 R_3/R_2 相加合成在一起, 而电阻 r_K 是和电阻 R_3 相并联的. 由此可知, 为了减少温度效应及三极管参数的不均一性对綫路的参数 ($k_{\text{н}}$, k_i , $R_{\text{нх}}$ 和 $R_{\text{нлх}}$) 的影响, 必須将电阻 R_1 、 R_2 、比值 $R_{\text{н0}}/R_0$ 、 R_3/R_2 之值选得远大于 r_0 、 r_0 和 $(1 - \alpha)$ 之值, 而将电阻 R_3 选得远小于 r_K .

因此, 綫路参数的最佳选择可以使三极管参数不稳定的影响縮減为最小.

上述条件的实现就表示負反饋深度的增大, 因而稳定系数 S 的减小, 这又再引起漂移的减小. 因此, 系数 S 的减小不只是引起綫路輸出端漂移的减小, 而且也引起当三极管参数改变时綫路的参数稳定度的提高. 但是, 曾經指出, 稳定系数的减小要引起放大的减小. 因而, 应当指出并联平衡綫路一个重要的特点. 就是, 并联平衡綫路可以在某种程度上消除系数 S 之值与增益之間的联系. 如果将綫路中两个三极管的发射极、基极或集电极直接或經過小电阻連結在一起, 就可能发生这种情况.

我們以共发射极綫路(图 9)为例来研究“結合”的影响. 在对称綫

路中, 当沒有輸入信号时, 电阻 R_5 以及負載电阻 R_n 都是連接在同电位的点上, 因而其中沒有电流流过。因此, 在計算稳定系数 S 时, 电阻 R_5 和 R_n 可以不加考虑; 故無論对于发射极結合在一起的級, 还是对于发射极沒有結合在一起的級, S 之值都是一样的。級的其他参数 (k_u , k_i , R_{BX} 和 $R_{B\Delta BX}$) 則与 R_5 有很大关系, 因此, 在发射极結合在一起的級与发射极沒有結合在一起的級中, 它們是不同的。这可以用电压增益为例來說明:

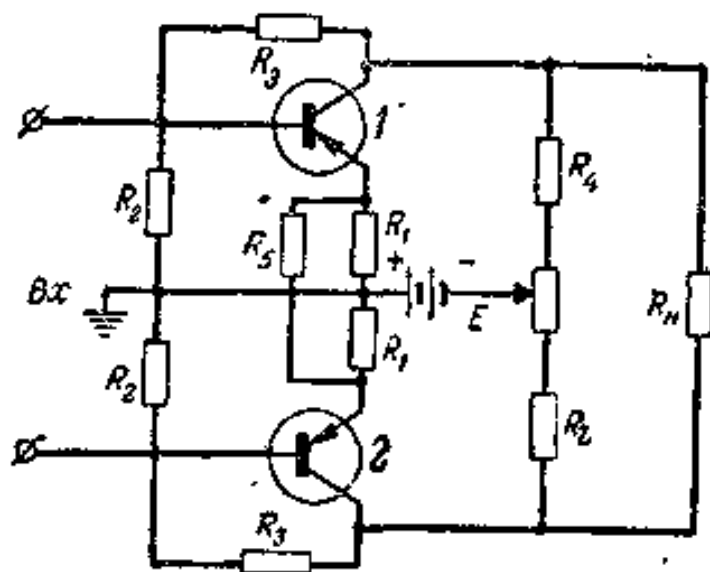


图9 发射极連在一起的平衡級

$$k_u = \frac{\alpha R_{n0}}{R_0 \left(1 + \frac{R_{n0}}{R_0} \right)} \quad (27)$$

在沒有結合在一起的級中 R_0 很大, 因为它主要决定于电阻 R_1 之和, 而为了保証綫路的良好稳定性 R_1 是选得足够大的; 在結合在一起的級中 R_0 之值不大, 主要决定于 R_5 。从式(27)看出, 为了保証大的增益, 結合电阻 R_5 应当很小。

因此, 在发射极結合在一起的級中, 可以得到大的电压和电流增益, 且能同时保証小的 S 值, 即小的輸出端漂移。

关于共集电极級的討論是相类似的。至于共基极級, 則在其中保証小的 S 值与获得大的增益并不矛盾, 但在基极电路中接有外电阻 R_2 (以同一供电源供电时) 的情形下, 結合在一起的連接也是有利的。在这里, 結合在一起的連接也增大了电压增益。

我們的出发点是当沒有信号时結合中的电流等于零。在实在的綫路中, 由于不对称性結合中将有平衡电流流过, 所以, 在把基极、发射极或集电极結合在一起的級中負載电流漂移的絕對值比不結合在一起的級中的漂移值是增大了。为了減少輸出端漂移的

绝对值，必須增大結合电阻 R_5 ，但引入到輸入端的漂移值則是在小的結合电阻值之下为最小。

必須指出，只是并联平衡級才具有消除 S 与 k 之間相互关系的可能性。串联平衡級按其結構說来是不能結合在一起的。由此可知，結合在一起的并联平衡級能保証比串联平衡級小得多的引入漂移。

略微談一下多級平衡綫路的問題。一般說来，电子管电子学中所熟知的构成多級綫路的方法是可以用在半导体放大器中的。由于三极管的工作电压低且不需加热，用单一电源供电的多級联接是易于实现的。从最小的引入漂移的观点看来，将具有单独电源的各級直接相連是最好的方法。其他方法則給出較大的漂移值。

在图 10—12 中示出了具有平衡級的半导体三极管直流放大器的某些实际綫路。

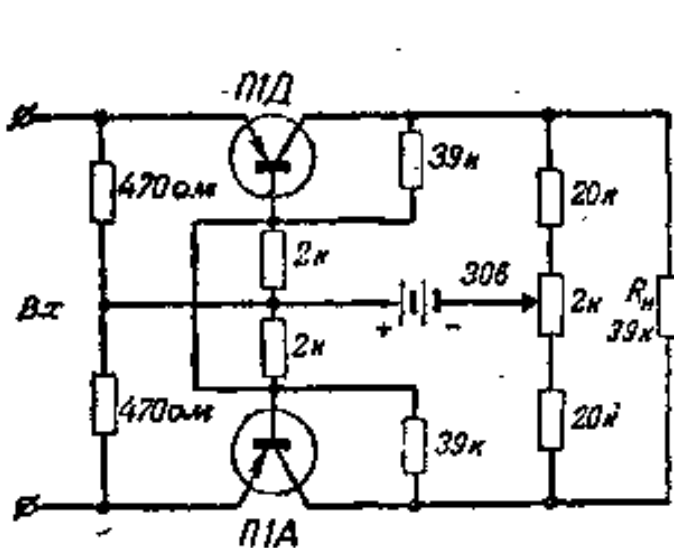


图 10 共基极平衡级的实际綫路

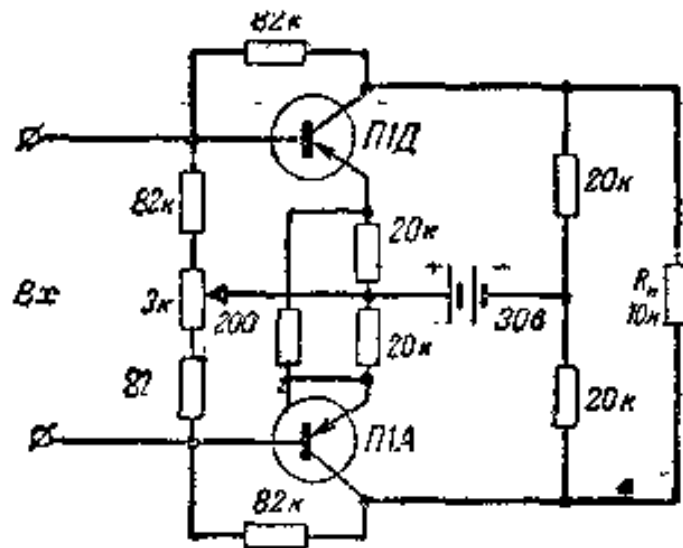


图 11 共发射极平衡放大器的实际綫路

实验的校驗指出，在三极管經過简单选择之后，平衡級可以保証如下結果：

共基極級(图 10)：

$$k_u = 140; R_{BX} = 105 \text{ 欧}; R_{BLIX} = 26 \text{ 千欧}.$$

当温度从 -40 变到 $+60^\circ\text{C}$ 时，引入到輸入端的漂移为 0.42 毫伏。

$$k_u = 18; k_p = 130; R_{BX} = 4.3 \text{ 千欧}; R_{B\text{БЛЗ}} = 11 \text{ 千欧},$$

兩級放大器(圖 12):

$$k_u = 320; k_p = 2000; R_{BX} = 160 \text{ 欧}; R_{BHX} = 5.2 \text{ 千欧}.$$

在 -40 到 $+60^{\circ}\text{C}$ 的區間內, 引入漂移等於 1 毫伏,

在引出的平衡級綫路（图 12 放大器中的第二級除外）中，采用的一对三极管在 $+20$ 到 $+60^{\circ}\text{C}$ 温度区間内具有电流差值 $\Delta I_{E01} - \Delta I_{E02} = 5$ 微安。当选择具有接近的电流 I_{E0} 温度特性的三极管时，不一定必須是同一类型的，正如图 10—12 中所示。

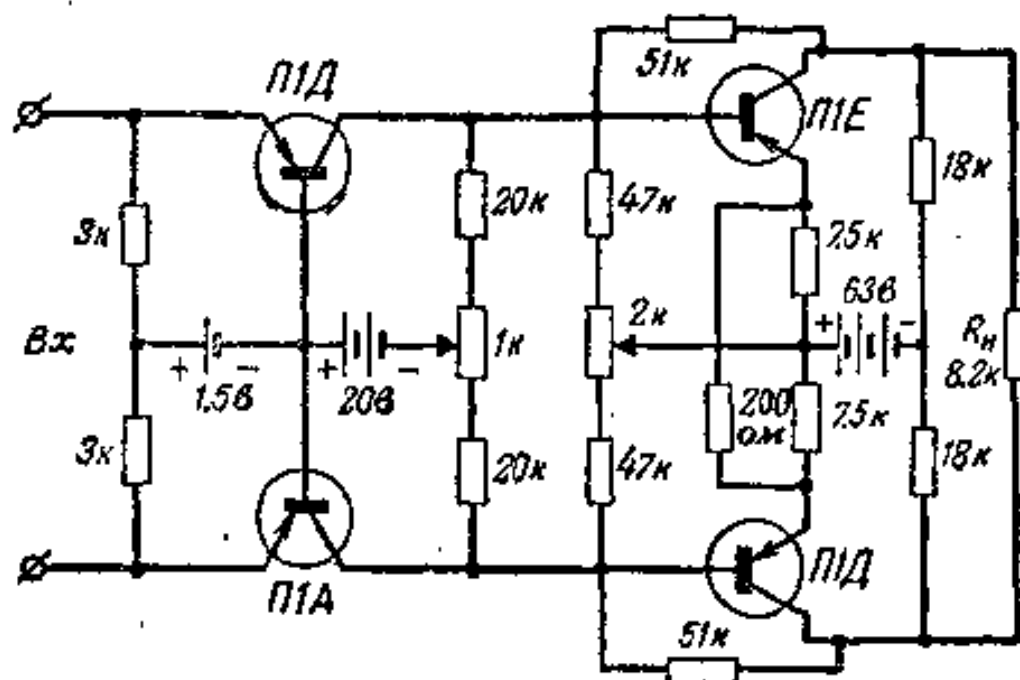


图 12 平衡两级放大器的实际线路

图 13 所示是具有共发射极(第一级)和共集电极(第二级)平衡级的两级放大器线路[文献 8]。这个放大器是当用光电元件测量极微弱的光通量时为了增大微安计灵敏度而设计的。

放大器的参数: $k_i = 1000$; $k_p = 45$ 分貝 (~ 30000); $R_{BX} = 10$ 千欧。

在从 $+13$ 到 $+30^{\circ}\text{C}$ 的區間內，引入到輸入端的漂移為 0.01 微安。短時間零點的不穩定度在輸入端是 0.001 微安，且只決定於三極管的低頻噪聲。三極管是按照電流放大系數 β (具有精確

度 3%) 和 I_{K0} (具有精确度 10%) 来选择的。

放大器之所以能获得较大的零点稳定度，不仅是由于采用了平衡级，而且也是由于在负反馈电路中采用了附加的放大（三极管 T_5 ）。

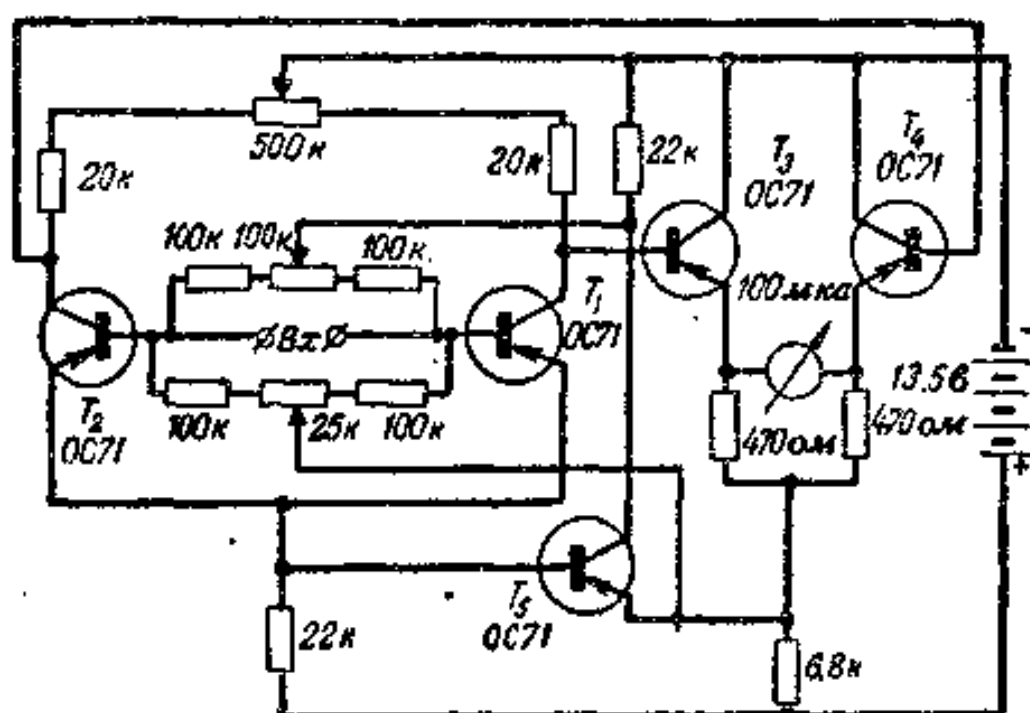


图 13 具有负反馈的两级平衡放大器

因此，在零点稳定度方面，半导体三极管直流平衡放大器现在已不次于同样的电子管直流放大器。在平衡线路中采用硅三极管可以在宽广的温度区间内大大减低漂移值，因为电流 I_{K0} 之值在硅三极管中远比在锗三极管中为小，而 I_{K0} 是零点漂移的主要来源。

5) 具有变换的直流放大 在直流放大器中，减小零点漂移的变换法是与上面所研究的这些方法不同的。

我们知道，交流放大器要比直流放大器稳定得多，因为可以用过渡电容和变压器将直流分量的漂移去掉。所以在许多情形下，宜于首先将小的直流电流变换成交流，再把交流电流放大到必要的大小，然后利用任何整流系统又整流为直流。采用变换器一般地是去掉了放大器中零点漂移的问题，但同时又出现了新的漂移来源——变换器本身的漂移。在电子管电子学中，大多数情形是利用机械断续器作为变换器，动作不够快速和使用期限不长是机械变换器的巨大缺点。只有在低灵敏度的放大器中，才有可能在变换器中应用电子管。

在变换器中应用半导体三极管和二极管，对于在保持高灵敏度下提高动作速度和使用期限方面，开辟了广泛的可能性。

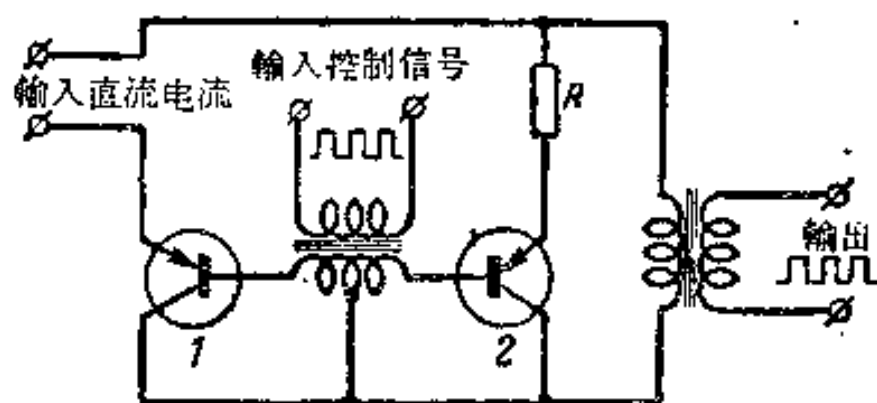


图 14 半导体三极管的“开关”线路

在一篇文章[文献 9]中，叙述了半导体三极管的“开关”线路，当温度从 -50 变到 $+90^{\circ}\text{C}$ 时，其输出端的不稳定度为 0.1 毫伏，图 14 所示是这种开关线路方案之一。开关用加于三极管基极电路的交流电压来控制。线路中的第二个三极管用作温度补偿，开关输出端不稳定之值与两个三极管特性曲线选择的程度有关。

在文献 10 中叙述了线路如图 15 所示的硅二极管平衡调制器。当从高内阻信号源供给信号时，在室温下的零点稳定度为 10^{-8} 安；而当从低内阻信号源供给信号时，为几个毫伏，调制器可工作到 $+80^{\circ}\text{C}$ ，这时漂移接近增大了一个数量级。

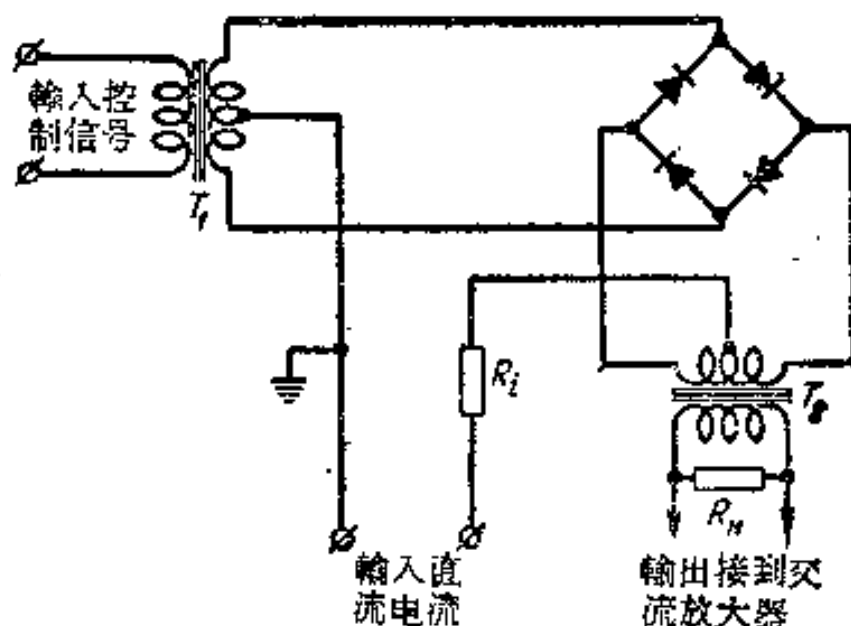


图 15 半导体二极管的平衡调制器

线路不需要特别选择二极管，也不需要任何附加的零点调整。

根据引出的数据可以认为,和平衡级法一样,变换法在半导体器件的直流放大器中将获得广泛的应用。

参 考 文 献

- [1] «Полупроводниковые триоды и их применение», под редакцией Р. Ша, ГЭИ, 1957.
- [2] Keonjian E., Proc. IRE, 1954, 42, 4.
- [3] Sziklai G., Electronic Eng., 1953, 25, 307.
- [4] Starke H. F., Radio & Television News, 1953, 50, 12.
- [5] Jonson G., Wireless World, 1955, 61, 1.
- [6] Slaughter D. W., Electronics, 1955, 28, 5.
- [7] Ettinger G. M., Electronics, 1955, 28, 7.
- [8] Neale D. M., Oakes P., Wireless World, 1956, 62, 11.
- [9] Bright R. L., A. P. Kruper, Electronics, 1955, 28, 4.
- [10] Moody N. F., Electronic Eng., 1956, 28, 337.

跟踪系統放大器中的半导体三极管

Ю. И. 科涅夫 (КОНЕВ)

引 言

跟踪系統是自动控制系统中最重要和普遍的形式。在跟踪系統的放大器中应用半导体三极管,可以改进其运行特性,提高其可靠性、經濟性,并降低其重量和体积。当制作跟踪系统的半导体放大器时,必須解决一系列特殊的问题,这些问题是在这方面应用半导体三极管时具有特征性的。

在本文的范围内不可能詳細地研究这些问题的各个方面。所以,在以下只叙述在跟踪系統中应用半导体三极管的最重要和最具有特征性的例子。对于許多问题更詳細的学习,应当利用专门的文献[文献 3,4,5]。关于半导体三极管的应用及綫路的計算方法的某些一般問題,在本文中也給出了文献的引証。

1. 跟踪系統的放大器

跟踪系統中的放大器,用来将測量设备的信号在功率方面放大到足以使执行机构发生作用的数值。在許多情形下,与放大信号的同时还必须进行其变换。这些变换可以分为两种形式。

信号变换的第一种形式,是与測量设备根据其型式的不同可以产生直流或交流电流的这一事实有关的。执行机构也可以是直流或交流的。因而,可能有四种放大和变换信号的方案,我們知道,为了实现这些方案要采用交流放大器、直流放大器、調制器和解調器。

信号变换的第二种形式則与下列事实有关:跟踪系統的放大

器应当不仅放大測量设备的信号,而且也产生特殊的信号,这些信号例如是与失配角的微商或积分成正比例的。为了这个目的要采用校正电路。

在应用直流測量设备的情形下,放大器的輸入端加以失配的电压,其大小与符号可随頻率而改变,頻率是从不到一赫变到几赫的。在大多数情形下,直接放大这种电压是相当困难的,要利用断續器把这个緩慢变化的电压变换为具有几十赫的頻率,且为失配电压所調制的交流电压。从交流測量设备直接得到載波頻率為50 到 400—500 赫并为失配电压所調制的交流电压,失配电压的頻率为一赫以下到几赫。在两种情形下,信号的进一步放大都容易用交流放大器来完成。

因此,跟踪系統中的交流放大器是低載波頻率的窄頻带放大器。对于放大器和整个系統,載波頻率是不变的。

如果在跟踪系統中采用交流的执行电动机(在大多数情形下是两相感应电动机),則其所發揮出的轉矩将决定于控制繞組中的一次諧波电流。这个繞組通常与电容器一起形成回路,并調諧在交流放大器輸出电压的一次諧波頻率。在应用直流的执行电动机的情况下,必須在其电枢的电路中(或激磁繞組中)产生一个电流,其平均整流值正好与信号电压成正比例,方向則随着信号电压的符号或相位的改变而改变。同样的控制方法就需要电机放大器、磁放大器和整个电磁机构。

因此,在跟踪系統的放大器中,对于大多数情形沒有必要在負載中精确地复制被放大电压的曲綫形状。在負載中分出电流的一次諧波或电流的平均整流值就已足够,只要这些电流值在其变化的确定区間內正好与信号电压成正比例。因而,在計算放大器时,对于大多数情形也沒有必要精确地决定負載中电流脉动的形式,只要近似地决定电流的一次諧波或平均整流值就已足够。这就簡化了級的計算,并允許利用測量三极管参数的簡化方法。

我們知道,在具有半导体三极管的級中,無論是在其輸入电路,或者是在其輸出电路,都发生信号的畸变。輸入电路中畸变的

发生是由于三极管输入特性曲线的非线性，并与三极管输入电阻和信号源内阻间的关系有关。输出电路中畸变的发生，则是由于三极管电流放大系数 α (或 β) 随着发射极电流或集电极电流的增大而减小。

计算与实验校验证明，在实际线路中所发生的畸变之下，电流的一次谐波或平均整流值与集电极电流脉动的振幅之间的关系，和不畸变的半波正弦脉动电流相比，相差不大于 5—10%。因此，对实际上是足够精确的可以认为，在交流放大器中

$$I_{1\pi} \approx I_{\kappa\pi},$$

在半波可控整流器中

$$I_{1\pi} \approx 0.5 I_{\kappa\pi};$$

$$I_{cp} \approx \frac{1}{\pi} I_{\kappa\pi};$$

在全波可控整流器中

$$I_{cp} \approx \frac{2}{\pi} I_{\kappa\pi},$$

其中 $I_{1\pi}$ 是电流的一次谐波的振幅；

I_{cp} 是电流的平均整流值；

$I_{\kappa\pi}$ 是集电极电流的振幅。

为了计算最后的交流放大级及电流平均值放大级，宜于利用在共发射极线路中测得的三极管参数，因为对于半导体三极管最常用的就是这种接法，而且 $\beta = \alpha / (1 - \alpha)$ 之值比 α 之值可以测量得精确得多。这时，在给定的集电极电流振幅下决定三极管的直流输入电阻 $R_{\text{вх.д}} = \frac{U_{\text{б.д}}}{I_{\text{б}}}$ 和电流放大系数 $\beta = I_{\kappa} / I_{\text{б}}$ 就已足够。

这些参数的测量应当在足够低的恒定集电极供电电压 2—6 伏下进行，因为对于最后一级的正确计算，在集电极电流振幅值之下集电极-发射极电压是不超过几伏的。

在几个 I_{κ} 之值下重复这种测量，我们得到作出特性曲线 $R_{\text{вх.д}} = f_1(I_{\kappa})$ 和 $\beta = f_2(I_{\kappa})$ 的数据。有了这些特性曲线，就有可能对于在任何给定的 $I_{\kappa\pi}$ 值(在所测量的范围内)之下工作的级进

行計算。

因此，对于級的簡化計算，只要在最大的集电极电流振幅值

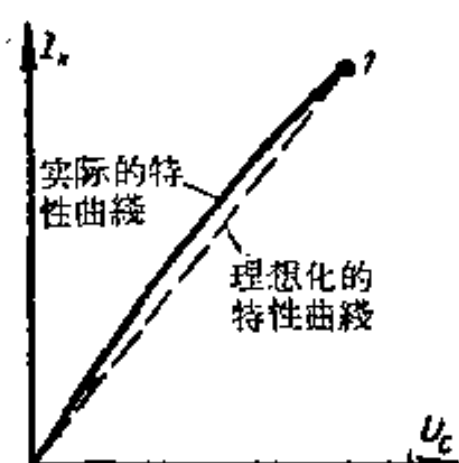


图1 具有半导体三极管的級的理想化和实际的振幅特性曲线

(图1中的点1)之下决定必要的信号电压和信号电流值(因而,級的輸入电阻及其特性曲线的斜度)。在大多数情形下,沒有必要計算級的特性曲线上中間的各点,而可以认为特性曲线是接近于直线的。

图1中示出了实际的和理想化的振幅特性曲线,其差别在于,在小信号电压下实际的特性曲线的斜度較大。

2: 对跟踪系統发送器的要求

为了在跟踪系統中应用半导体三极管放大器,应当詳細地說一下对构成跟踪系統測量设备的信号发送器的要求。

必要的功率增益按輸出功率对第一級輸入电路所消耗的功率之比值来决定。为了降低必要的功率增益,必須在放大器的第一級中引进尽可能大的信号功率。要作到这点,可以使发送器的阻抗与放大器輸入电路的阻抗相匹配。

但是,发送器与放大器相匹配是有困难的,因为当发送器向負載所供給的电流增大时,大多数发送器的輸出特性曲线要发生強烈的畸变。由于这点,大多数发送器不得不运用在接近于空載的状态。某些类型的发送器具有交变的內阻,这也使得难于匹配。

对于具有半导体三极管放大器的工作,能够供給負載以相当大的功率而不使其特性曲线发生重大畸变的发送器是最有效的。引进第一級輸入电路的信号功率愈大,整个放大器所具有的功率增益就愈小,其线路与結構也就愈簡單和可靠。

在用得最普遍的各种类型发送器中,可以推荐下列几种与半导体三极管放大器同时应用:在变压器状态下的自动同步机、交流电位計桥、感应发送器。应用直流发送器是不太合适的,因为在这

种情形下必须使用半导体断续器,而这又要引入某些零点漂移。

象真空和热充气光电元件发送器及电容发送器这样的发送器,与半导体三极管放大器同时应用是非常困难的,因为这些发送器是具有高内阻的,它只能向低欧姆负载即半导体放大器的输入电路中供给不大的信号功率,这就使得必须采用具有高增益和低噪声电平的放大器。

3. 交流放大器

输出功率为零点几瓦到几十瓦的交流放大器,在跟踪系统中广泛地用来控制两相感应电动机。在这种放大器中应用半导体三极管是非常适合的,而且技术问题也最简单,因为无线电接收设备中的音频放大器就可以用来作为跟踪系统中的交流放大器,而有关音频放大器的论述已有了很多并且可以制作得很好了[文献 1, 2]。

但是,对于用在跟踪系统中的交流放大器,还提出了一些特殊的要求,同时,其某些质量指标和音频放大器相比则是可以降低的。

跟踪系统的交流放大器不必具有宽的通频带和小的非线性畸变系数。反之,常常必须采用具有低通频带的选择放大器,以获得交流跟踪系统的稳定。载波频率振荡波形的畸变在大多数情形下是允许的,因为电动机的控制绕组可以调谐到和信号电压的一次谐波发生谐振。

在由放大器引起的相位移方面要求具有尽可能高的稳定度,对交流放大器说来是十分严格而且必要的。由于相当大的过渡和旁路电容及因此而应用的电解质电容器(电容不太恒定)的存在,以及级的输入电阻随温度而改变,就使得由放大器引起的相位移可以受温度和供电电压的影响而改变。

当级间采用变压器耦合时,可以得到好得多的稳定度。同时,每一级的功率增益提高很多,放大器的级数也就可以减少,但是,只有当变压器的尺寸能作得很小时,采用变压器才是合理的。就

这方面說来,不只是在最后一級而且是在前置放大級中,都宜于采用推挽綫路。这样,变压器就工作在沒有直流磁化的情形下,而可以采用高导磁率的材料作为鉄芯,因而大大減小了磁路的体积和繞組的匝数。

应当着重指出,当提高載波頻率时,級間采用变压器和阻容耦合是最簡單的,且能保証質量。从这个观点看来,在跟踪系統中最好采用頻率不低于 300—400 赫的电源。

交流半导体放大器最笨重的零件是輸出变压器,对于輸出变压器(对于半导体放大器的所有变压器也是如此)提出了极为矛盾的要求,即效率要高而尺寸要小。实則,应用輸出变压器在所有情形下并不都是必要的。

图 2 所示綫路是輸出功率为 2.5 瓦的交流放大器。輸出变压器 $Tp.2$ 用在这里一方面是要保証輸出級的每一三极管获得最合适的負載电阻值,一方面是要从归算的負載电阻中点得到輸出端。

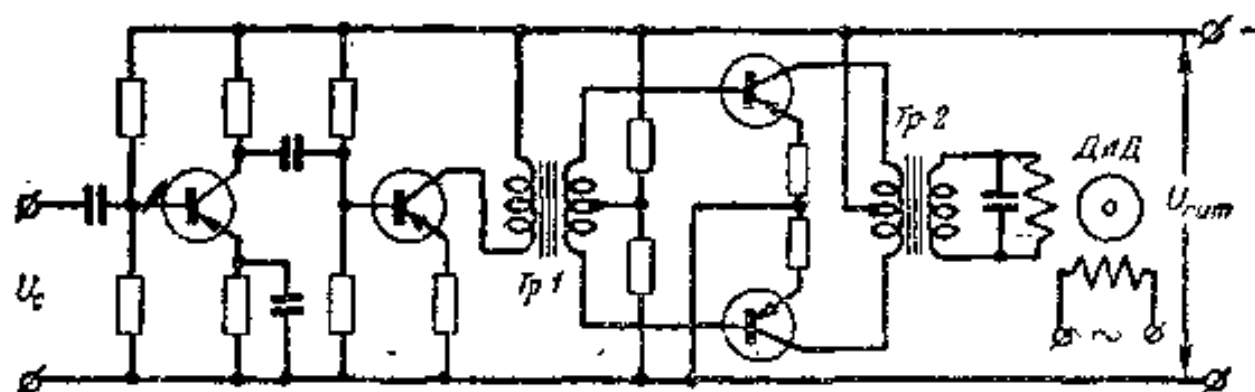


图 2 控制两相感应电动机的半导体交流放大器綫路
ДИД——两相感应电动机

某些两相感应电动机(例如 ДИД-0.5)具有由两个半边組成的控制繞組。在这种情形下,最后的推挽級可以不用輸出变压器而与电动机的控制繞組相連(图3)。应当指出,在这种綫路中,每半个控制繞組上电压振幅不可超过最后一級的供电电压,后者应当不大于集电极容許电压 $(U_K)_{\text{max}}$ 的一半,所以,整个控制繞組上电压的有效值不超过值

$$U_{\text{гнр}} \approx 0.7(U_K)_{\text{max}}.$$

大多数半导体三极管的电压 $(U_K)_{\text{max}}$ 不超过 50 伏,这就将

电动机控制繞組上的最大电压值限制在 35 伏左右。

大多数两相电动机設計在較大的控制电压，这就要求或是采用升高的輸出变压器，或是改繞控制繞組。鉴于交流半导体放大器的日益推广，对于每一类型的两相感应电动机都生产具有分成两半的控制繞組并要求电压不超过 35 伏的一部分是适时的。

在許多情形下，不妨考虑負載沒有中点引綫的推挽級綫路。这种綫路画出在图 4 中，可以看出，要使級工作必須从电源的中心引綫，这只有在个别情形可以实现，例如用蓄电池供电的情形。用两个整流器也可以实现这种供电。

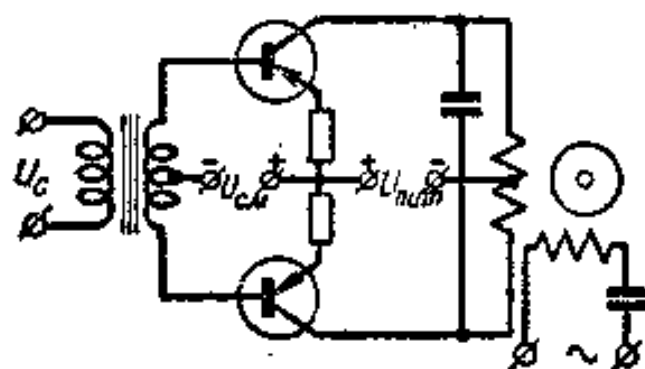


图 3 不用輸出变压器的
两相电动机連接綫路

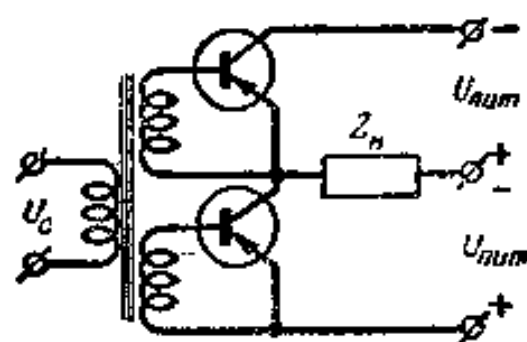


图 4 負載沒有中点引綫的推挽級

在图 4 所示綫路中，也和通常的推挽綫路一样，負載中沒有直流磁化电流。負載可以直接接入，或者經過輸出变压器接入，可以指出，在这个綫路中也和在其他綫路中一样，集电結上的最大反电压将达到半边供电源的电压值的两倍。

当向工作在 B 类状态的交流放大器中最后的功率級供电时，大电流下的滤波和通过供电源的級間耦合的减小是有相当困难的。在 50 赫的頻率下这种困难特別明显，在 400 赫的頻率下則減少一些，但仍然是困难的。因此，可以考虑用单独的沒有平滑

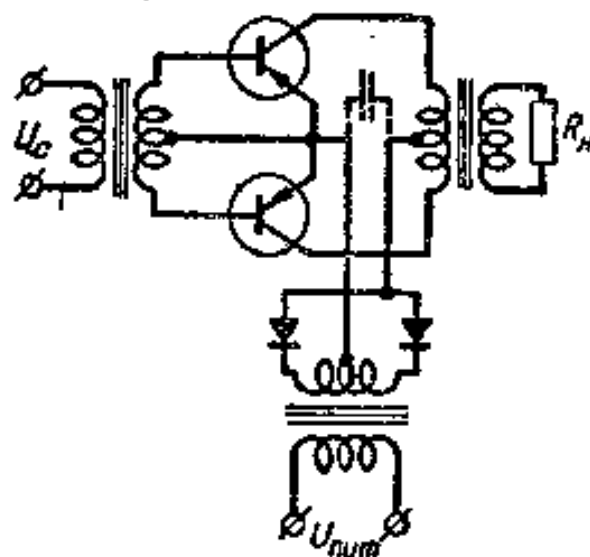


图 5 用沒有滤波器的全波整流器供电的推挽級

滤波器的整流器向最后一级供电。

图 5 所示线路就是用没有滤波器的全波整流器供电的最后推挽级。在图 6 中引出了与图 4 所示相似的放大器线路，其中利用电源变压器的两个同样绕组完成了两个整流器的供电。在用没有滤波器的整流器的供电线路中，也和用直流电压供电的情形一样，电动机的控制绕组既可以经输出变压器而接入，也可以考虑到以前所述关系而直接接入。

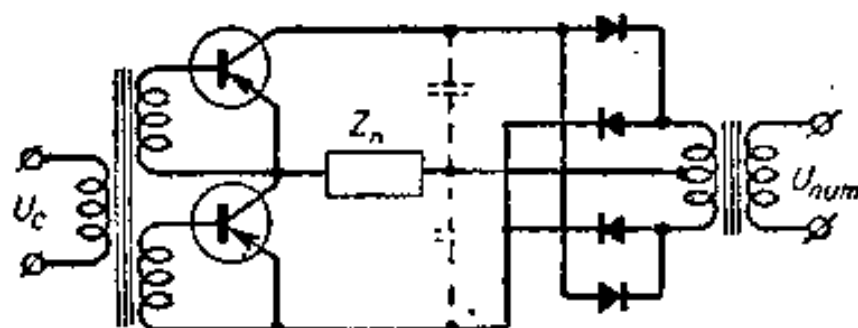


图 6 负载没有中点引线的推挽级，用没有滤波器的两个整流器供电

应当指出，当用未经平滑滤波的整流电压向集电极电路供电时，级输入端电压相位的变化要引起负载电流的大小和形状的变化。为了减小级对于相位移的灵敏度，可以建议接入平滑电容器，如图 5, 6 中虚线所示。

对于交流放大器最后一级的计算，可以引用文献 [文献 1, 2, 5] 中所发表的各种方法。当利用前面所述测量三极管参数的简化方法时，工作在 B 类状态的推挽级参数可以用下述方法近似地决定。

输出变压器的变压系数按下列公式来选定：

$$n_2 = \frac{\omega_2}{\omega_1} \approx \frac{U_{HT}}{U_{HT} - U_K}, \quad (1)$$

其中 ω_2 是副绕组的匝数；

ω_1 是原绕组一臂的匝数；

U_{HT} 是负载电压的最大振幅；

U_{HT} 是级的供电电压；

U_K 是集电极与发射极间的最小电压及变压器原绕组上的压降 ($U_K \approx 3-5$ 伏)。

集电极电流的最大振幅：

$$(I_{KT})_{\max} \approx \frac{U_{\text{пит}}}{U_{KT}} I_{KT} n_1^2 = \frac{U_{\text{пит}}}{R_{\text{н}}} n_1^2. \quad (2)$$

級的三极管中所耗散的最大功率：

$$(P_{\text{рас}})_{\max} \approx 0.21 \frac{U_{\text{пит}}^2}{U_{KT}} I_{KT} n_1^2 = 0.21 U_{\text{пит}} (I_{KT})_{\max}. \quad (3)$$

共发射极級的輸入电阻 $R_{\text{вх},0}$ 直接照測量結果決定。如果在发射极电路中接入反饋电阻 R'_0 ，級的輸入电阻将增大到数值

$$R_{\text{вх}} = R_{\text{вх},0} + (1 + \beta) R'_0.$$

为了得到給定的集电极电流振幅所必需的信号电压振幅等于

$$U_{\text{сг}} = \frac{I_{KT}}{\beta} R_{\text{вх},0},$$

或

$$U_{\text{сг}} = \frac{I_{KT}}{\beta} [R_{\text{вх},0} + (1 + \beta) R'_0]. \quad (4)$$

按照集电极电流的最大振幅和最大的耗散功率可以选定半导体三极管的型号。

輸入变压器的变压系数 n_1 应当选得最小，因为末前級的增益与 $1/n_1$ 之值成比例地增大。变压系数的最小值限制于末前級的引入負載电阻的最大值 $R_{\text{н},\text{н}}$ ， $R_{\text{н},\text{н}}$ 又决定于变压器原繞組的实在电抗，并不应超过末前級半导体三极管的輸出电阻。

变压系数按下列公式决定：

$$n_1 \approx \frac{U_{\text{сг}}}{U_{\text{пит}} - U_{\text{к}}} \quad \text{或} \quad n_1 = \sqrt{\frac{R_{\text{вх}}}{\eta R_{\text{н},\text{н}}}}. \quad (5)$$

为了减低級的特性曲綫起始区段的非綫性，在大多数情形下必須在发射結上产生不小于 0.1—0.15 伏的偏压。为此目的采用由两个电阻組成的分压器是最方便的（图 2）。分压器下面的一臂宜于用面結合型鍺二极管来作成。这保証了当温度改变时偏电压的自动改变，并因而扩大了能够保持特性曲綫起始区段为綫性的温度范围。

为了提高級的特性曲綫的温度稳定性，通常在每一三极管的发射极电路中接入电阻 R'_0 以實現串聯負反饋。这些电阻的最小

值可由下列表达式大概地决定:

$$(R'_3)_{\text{min}} \approx (1-2) \frac{R_{\text{BX},3}}{\beta}.$$

在 $R'_3 \approx R_{\text{BX},3}$ 时, 具有负反馈的共发射极级的功率增益将仍然和共基级级一样, 这一事实就限制了 R'_3 的最大值.

在半导体放大器的最后一级中应得到尽可能大的功率增益是极为重要的, 因为这样可以降低末前级所必需的输出功率. 功率增益改变 2—3 倍在大多数情形会引起过渡变压器尺寸的重大改变, 末前级极三管状态的改变或其线路的改变.

对于小的失配角进行精确校正, 是大多数跟踪系统的正常工作状态. 同时, 负载中所必需的功率比最大值要小好几倍. 如果对于放大器的负载只要求在短时间内发挥出最大的功率, 就有可能在半导体三极管的强制工作状态下获得这最大的功率. 这时, 由于三极管的热惰性及其跟踪系统的快速动作, 必须保证三极管工作的可靠性. 因此, 可以将放大器的输出功率的最大值(峰值)提高到 3—5 倍, 但当实行这个方法时必须仔细考查三极管的工作状态, 并预先进行实验验证.

为了提高放大器的输出功率, 可以采用半导体三极管的并联接法.

前置放大级的计算实际上和通常的音频放大器中前置级的计算没有什么不同.

4. 調 制 器

调制器用来将缓慢变化的信号电压变换成交流电压, 变换后的交流电压的振幅与信号电压成正比例, 而当信号电压的极性改变时其相位改变 180° .

在跟踪系统中, 调制器用作变换器, 将直流发送器的失配电压变换成交流电压, 以便随后用交流放大器来放大; 以及在校正电路中将得自缓慢变化电压的微分或积分的稳定电压变换成交流电压.

和跟踪系统放大器的其他单元一样，调制器可以用半导体三极管来完成。这时，必须特别注意使获得的非真实的信号电压尽可能的小，非真实的信号电压是当没有信号电压时调制器输出端的交流电压；还要特别注意调制器特性曲线的线性问题。

用半导体三极管可能得到质量指标非常高的调制器，能在宽广的周围温度变化范围内稳定地工作。

应当着重指出，正确地构成线路并选择半导体三极管的工作状态这时起着决定性的作用。

图7中画出了工作在放大状态下的半导体三极管调制器的线路。

当没有信号电压时，半导体三极管输入电路中只有支持电压，支持电压同时在发射极电路中引起半个正弦脉动电流的流通。这时，在输出变压器原绕组的两半边中同时有集电极脉动电流流过，它们的磁通在对称线路中互相抵消。结果在输出变压器副绕组上的电压等于零。

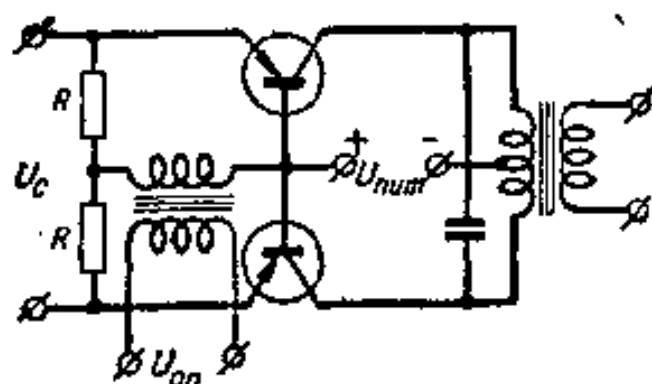


图7 工作在放大状态下的
半导体三极管调制器

当电阻 R 所形成的分压器上有直流电压时，在线路的一个臂上有和支持电压同方向的电压作用，在另一臂上则有和支持电压反方向的电压作用。这只发生在当支持电压的瞬时极性符合于半导体三极管输入电路导电方向的情形。结果，一个三极管的发射极电流和集电极电流的脉动振幅增大，而另一个三极管的则减小，而在输出变压器的副绕组上就出现了电压，其振幅接近与信号电压成正比例，而当信号电压极性改变时其相位改变 180° 。

显然，在这种线路中，与调制的同时可以得到信号的功率放大，但由于信号功率在分压器 R 中有很大的损耗，级的功率增益很小。这种调制器的输入电阻很低，且输出端非真实信号之值决定于半导体三极管特性曲线的不对称程度，当温度改变时不对称程度也不一样，因此，线路不可能在宽广的周围温度变化范围内完全

稳定。将三极管接成共发射极线路更使级的温度稳定性变坏。

将半导体三极管用在开关状态，在调制器和解调器的应用中是相当重要的。

半导体开关由两个接成图 8 所示线路的三极管构成。在两个半导体三极管的集电极和基极上加以矩形或正弦的控制电压。当集电极电位为正时，在其电路中有正向电流流通，而两个集电极可以完成发射极的作用。同时，每一个发射极可以沿任何方向传导电流，或者象正方向的二极管一样工作，或者象反方向的集电极一样工作。因此， $\mathfrak{D}_1\text{--}\mathfrak{D}_2$ 电路（图 8）可以沿任何方向传导电流，也就

是一闭合的“开关”。

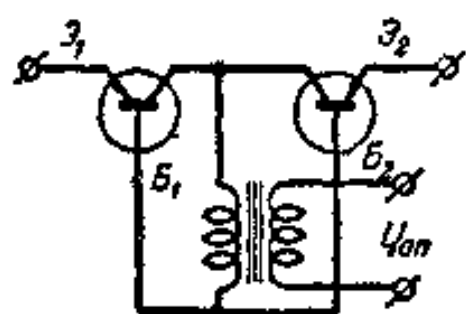


图 8 两个三极管的半导体开关

应当指出，当集电极电路中有正向电流流通时，被用作正方向的二极管的发射结电阻，要比集电极电路开路时的发射结电阻或通常的面结合型二极管的电阻低得多。所以，

闭合“开关”的伏安特性曲线从所加电压小于一毫伏时开始就是非常直的。

当集电极电位为负时，在其电路中只有很小的反向电流流通。任何一个发射极都不能完成集电极的作用。因此，在所加电压的任何极性下，每一发射结都是封锁的，而半导体开关的电路是开路的。

当集电极电路中有正向电流流过时，发射极和集电极引线间将有 1—5 毫伏的电压。而当集电极上加有反向电压时，发射极和集电极引线间有约为 1—3 微安的电流源作用。在给定线路中两个三极管是相对接着的，因而两三极管发射极间的电压决定于每一三极管所产生的电压之差。在集电极反向电压下，两三极管在外电路产生的电流之值也同样是这种情形。所以，半导体开关向外电路给出的电压和电流，经过选择三极管之后，在周围温度宽广的变化范围内可以分别下降到 1 毫伏和 1 微安的几十分之一。

图 9 中绘出了半波的半导体开关的完整和等效线路，这个开

关可以在交流放大器的輸入端用作調制器。关于这种調制器性能的某些概念，可以給出如下的实验数据。在所轉換的集电极和基极間的电压值約为 0.2—0.5 伏时，两个未經选择的三极管 $\Pi 1A$ 在 2000 欧負載上产生的非真实电压不超过 1—3 毫伏。两个經過选择的三极管 $\Pi 6A$ ，在同样的負載上产生的非真实电压不超过 0.1—0.2 毫伏。調制器的特性曲線从直流信号不到一毫伏时开始就是綫性的。

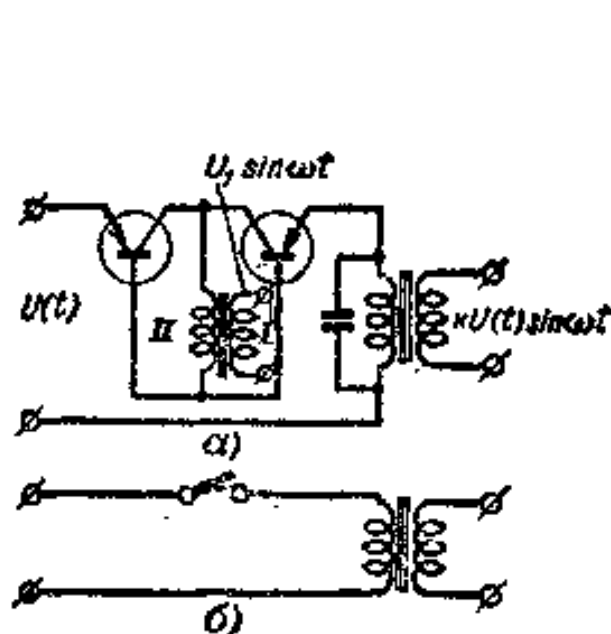


图 9 用作調制器的半波半导体开关
a——完整綫路；б——等效綫路

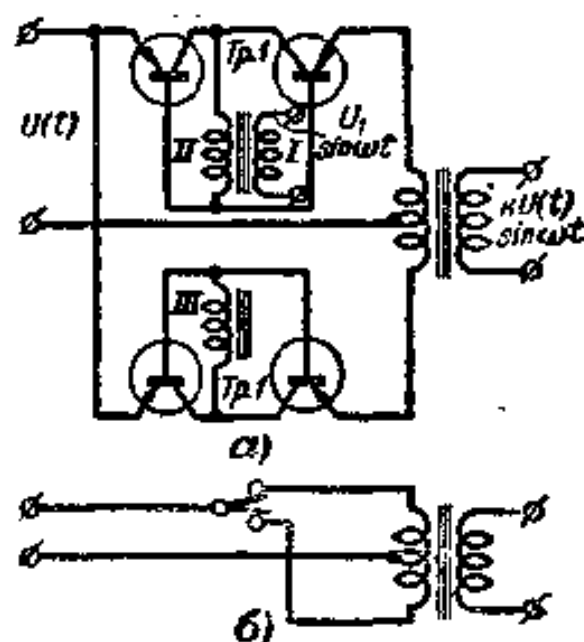


图 10 用作調制器的全波半导体开关
a——完整綫路；б——等效綫路

图 10 繪出了全波的半导体开关的完整和等效綫路。在全波綫路中，和半波的相比調制器的传输系数增大了一倍，而且輸出变压器工作在沒有直流磁化的情形下。但是，全波綫路的这些优点在許多情形下和其缺点相比并不十分重要，其缺点是必須采用四个三极管而不是两个。

在所研究的綫路中，应用了半导体三极管这样的接法，即控制电压接于集电极电路，而发射极电路是輸出电路。这种接法称为翻接的，一般說来，这样接并不是必要的。可以改变发射极和集电极接法的位置，但当半导体三极管翻接时，在“开关”端鈕因而負載上的非真实信号电平要比通常的接法低得多 [文献 6]，这就扩大了在低电平信号功率下应用半导体开关的可能性。

半导体三极管在开关状态下的应用有可能作成直流和交流信

号的混波器，在跟踪系统中为了将失配电压与得自集电极电路中的电压相混合，混波器是必要的。

图11所示是这种混波器的半波方案线路，交流失配电压引进到输入变压器的原绕组，并在下列电路中产生电流：输入变压器的

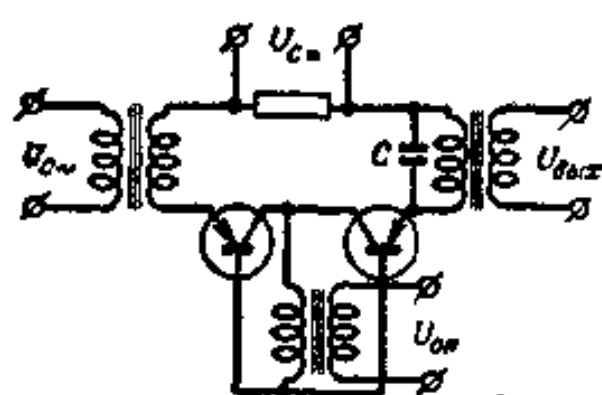


图 11 半导体三极管的半波混波器

副绕组一直流电压源—输出变压器的原绕组—半导体开关，根据引进信号电压的大小和“开关”工作状态的不同，在输出变压器原绕组中流通的电流或者是具有半个正弦的形状，或者是具有相隔半周期的矩形形状。输出电压一次

谐波相位与引进的交流电压相同。因而，经过混波器的交流电压被减弱到接近 2 倍（不考虑变压系数）。

对于直流（缓慢变化的）电压，我们所研究的线路是和图 9 所示线路相似的半波调制器。

结果，在“开关”短路的那半个周期内，输出变压器原绕组中将有电流脉动通过，其振幅近似地与交流和直流电压的瞬时值之和成正比例。因此，输出电压一次谐波的振幅和相位决定于交流电压的振幅和相位，以及直流电压的大小和符号。为了改进输出电压的波形，输出变压器的一个绕组调谐到与一次谐波的频率相谐振。信号电压与控制电压间的相位移应当尽可能接近于 0 或 π 。

图 12 中所示线路是全波方案的混波器，和半波线路相比它可

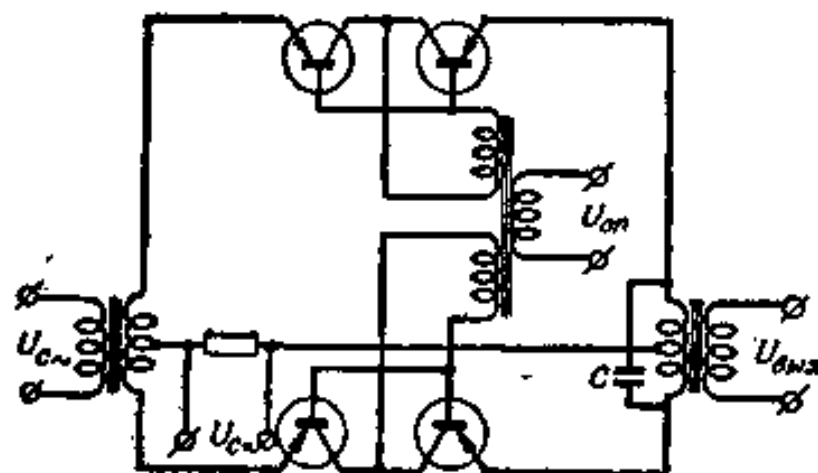


图 12 半导体三极管的全波混波器

以将传输系数提高一倍，并可改进输出电压的波形。混波器输出端的合成电压可以引到交流放大器或相敏放大器。

5. 电流平均值放大器

在许多情形下，放大器工作的结果应当是在负载中得到电流的平均整流值，其大小以一定形式与信号电压的大小和相位有关，这一类放大器称为电流平均值放大器。

不具有相位灵敏度的半导体电流平均值放大器，可以用作继电器和各种电磁机构的前置放大器。电流平均值放大器也是相敏级的基本线路（相位鉴别器）。对于跟踪系统放大器，最重要的是用交流信号电压控制的电流平均值放大器。放大器的输出电路既可用直流供电，也可用得自没有平滑滤波的半波或全波整流器的脉动电压供电。电流平均值放大器的负载，可以直接或经过变压器接入半导体三极管的集电极电路中。

图 13 中绘出了，用变压器和负载耦合的电流平均值放大器的线路。线路由交流放大器、输出变压器和整流器构成。

半导体三极管的直流工作状态对负载中电流的平均值没有影响，是这种线路的优点。没有信号电压时负载中电流等于零。由于应用了变压器，负载上的电压可以大大超过供电电压，也可以大大超过集电极上的容许电压。

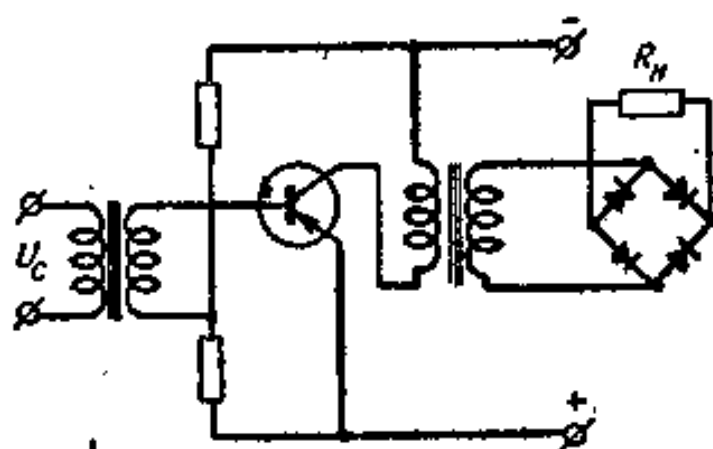


图 13 用变压器和负载耦合的电流平均值放大器

这种线路的缺点在于必须采用输出变压器，而输出变压器所消耗的功率大于负载中的直流功率。在整流器中应用半导体二极管不可能在小信号电压下得到直线性良好的级的特性曲线。可以证明[文献 4]，和相敏放大器的单元一样，在应用这种线路的情形下，除上述缺点外还要补充一点：即和负载直接接在集电极电路中

的綫路相比,增益要降低 4-8 倍。

图 14 所示是負載直接接在集电极电路中的电流平均值放大級的半波綫路。

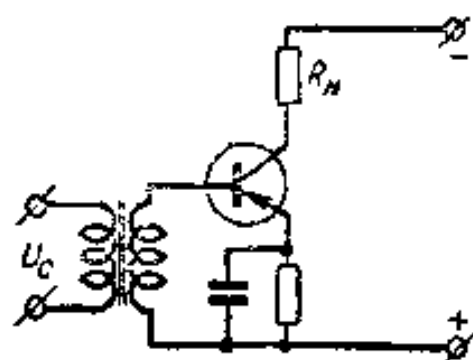


图 14 半波的电流平均值放大級

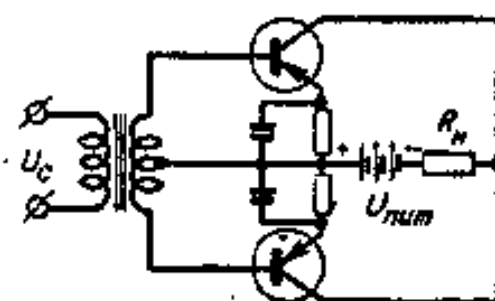


图 15 全波的电流平均值放大級

在图 15 中列出了这种方案的全波方案,在两个綫路中集电极电路都是从直流电源供电。

在負載直接接在集电极电路的电流平均值放大器中,当沒有信号电压时,負載中电流的平均值不等于零,并决定于三极管的起始集电极电流、綫路和温度的稳定系数,这是这种綫路的缺点,但如果应用初始集电极电流很小的三极管,在发射极电路中接入稳定电阻,并应用具有低欧姆副繞組的輸入变压器,在大多数情形下仍可以把集电极电流的温度漂移降低到切实可行的数值,同时,負載直接接入的級不需輸出变压器和附加的整流器。

在应用消耗很大电流的功率放大級的情形下,平滑滤波器的尺寸要增大很多,因而,最好用交流电压或不平滑的直流电压向放大器的集电极电路供电。

用交流电压向集电极电路供电虽然也是允許的,但在大多数情形下不值得推广,因为由于集电結的双向导电性,当有信号电压时集电极电路中,因而負載中将有交流非正弦电流流过,这种級可以用作电流平均值放大器,但由于半导体三极管的可逆性能所引起綫路中的派生过程,其质量指标較低[文献 3,5]。

当用沒有平滑滤波的半波整流器向半导体三极管集电极电路供电时,必須認真注意在綫路中会出现信号电压和供电电压瞬时极性的这种配合的可能性:即三极管的輸入电路传导电流而輸出

(集电极)电路封锁。同时,特别是在共发射极线路中,三极管的输入电阻与集电极电路工作状态有极密切的关系。如果集电极电路传导电流,共发射极线路的三极管输入电阻仍然是足够高的,如果集电极电路封锁,就要减低几倍。

在最简单的线路(图16)中,这实际上并不影响到级的增益值,但由于用脉动电压供电级将具有对相位灵敏的特性。

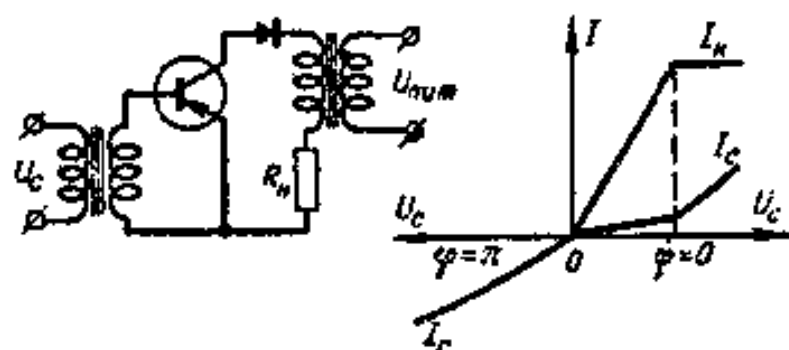


图 16 用没有滤波器的半波整流器供电的、电流平均值放入级的线路和特性曲线

当信号电压与供电电压同相时 ($\varphi = 0$), 级可以给出相当大的功率增益, 同时从信号源消耗的电流不大(图16)。当信号电压与供电电压反相时 ($\varphi = \pi$), 负载中的电流接近于零, 而从信号源消耗的电流则增大到几倍。

在许多情形下, 具有这种性能的级是有一定的重要性的; 但如果线路中有两个三极管工作, 就出现了这种情况: 当一个三极管向负载传导电流并从信号源消耗很小的电流时, 另一三极管(同时或经过半个周期)则不向负载传导电流并从信号源消耗很大的电流。结果, 级的功率增益急剧降低[文献 3,5]。

当用没有平滑滤波的全波整流器向半导体三极管集电极电路供电, 并将信号电压与供电电压适当定位时, 在线路中就不会出现三极管输入电路传导电流而集电极电路封锁的这种情况。所以, 在这种情形下的半导体三极管级, 就输入电阻和功率增益值而言不会次于用直流供电的级。

在图 17 和 18 中分别示出了, 用没有滤波器的全波整流器供电的电流平均值放大级的半波和全波线路。

我们来研究在感性负载下的电流平均值放大级的某些工作特

点,感性負載具有一定的电阻和旁路电容,其值足以能使电感中获得的脉动电流很小。电流平均值放大器和下面所研究的相敏放大級的所有实际負載都具有这种性質。继电器、电磁离合器的繞組,电机和磁放大器的控制繞組几乎总是被电容所旁路的,因为这样可以减小繞組中的电流脉动。在以下,为了簡便这种負載将称为复合負載。

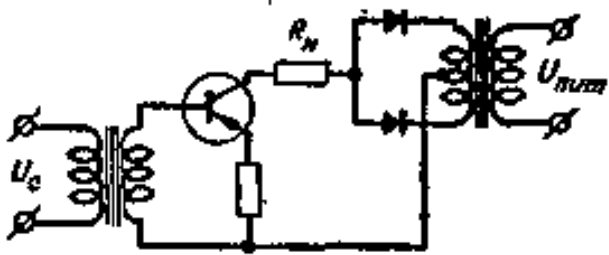


图 17 用没有滤波器的全波整流器供电的半波电流平均值放大級

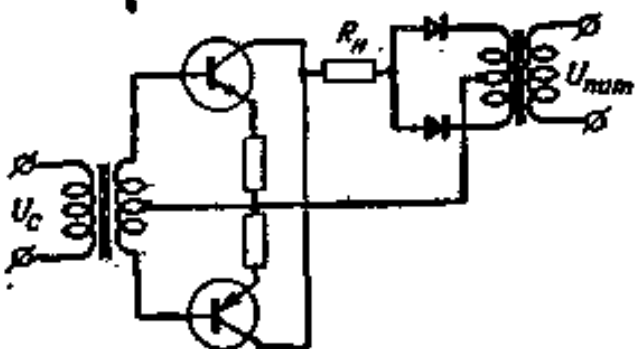


图 18 用没有滤波器的全波整流器供电的全波电流平均值放大級

当用复合負載代替电阻負載时,繞組中电流平均值仍然在实际上和电阻負載中的一样。但在三极管輸入和輸出电路中的过程改变了。我們以三极管接成共发射极綫路的全波級(图 18)为例来说明这些改变。因为复合負載上的电压对時間說来实际上仍然

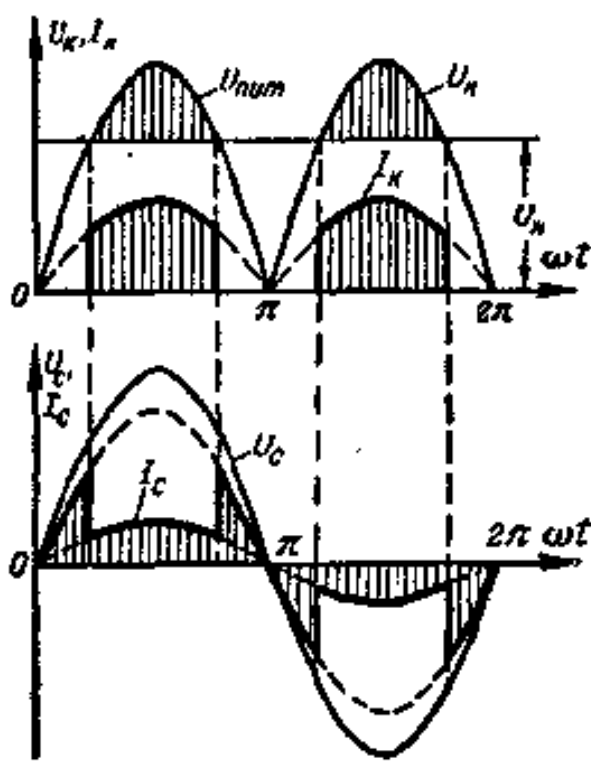


图 19 在复合負載下,图 18 所示綫路中电压和电流的波形图

不变,級是在集电极电流截止角小于 90° 之下工作的。在每半个周期的开始和終了,三极管集电极电路是封鎖的,其輸入电阻降低。从集电极电路开启的瞬間起,級的輸入电阻增大。綫路中电压和电流的波形图如图 19 所示。結果,級的輸入电阻与功率增益比計算值有某些减小。

当用复合負載代替电阻負載时,級中的能量关系大大改变。負載中所吸收的最大功率与級的三极管所耗散的最大功率之比值

— 三极管的利用系数，在具有电阻负载的线路中当用交流电压供电时可达到 4，在具有复合负载的半波线路中利用系数不超过 0.67，而在全波线路中则为 2.5（线路是在一定的信号电压变化范围内进行比较）。在具有电阻负载的线路中，当信号电压增大到超出某一定值时，不再引起负载中电流平均值的进一步增长（图16）。在具有复合负载的线路中，级过渡到饱和状态的瞬间不太明显。

电流平均值的级的主要计算关系给出在文献 5 中。

6. 相敏放大器

相敏放大器是电流平均值放大器的最重要和最普遍的形式。相敏放大器名称的来由是：把交流电压放大并变换为直流电流，电流的方向决定于信号电压的相位，而电流的强度则与信号振幅成正比。

在具有交流发送器和直流执行机构的跟踪系统中这种放大器是必要的。相敏放大器的负载可以是差动继电器的绕组、磁放大器的控制绕组、电机放大器的控制绕组、直流电动机的电枢或激磁绕组、以及等等。

在所有情形下，负载中一有电流流过就在计算设备的某一磁系统中产生磁通。这个磁通可以用流过某一绕组的电流来产生。于是，为了改变磁通的方向，必须改变绕组中电流的方向或改接绕组的端钮。

磁通可以由两个绕组共同来产生，两绕组中所流电流产生的磁通方向是相反的。在这种情形下，饱和磁系统中合成磁通与两绕组的安匝数之差成正比。同时，可以不必改变每一控制绕组中电流的方向，而获得合成磁通在大小和方向方面的改变。这种绕组的接法称为差动的，是经常应用的。

对于相敏放大器总是提出特性稳定的要求，特别是零点稳定的要求。由于必须获得高度可靠的特性稳定，以及在简单线路和少量元件之下获得相当大的功率增益，迫使在选择相敏放大器线路方面要特别仔细。

已經指出，相敏放大器是电流平均值放大器的一种形式，相敏放大器的計算方法，半导体三极管的工作条件，相敏放大綫路中的能量关系，在大多数情形下是和电流平均值放大器一样的[文献 5]。

对于相敏放大器和交流放大器的末級，有关半导体三极管工作状态的选择的一系列問題是共同的，这些問題有下列各点：

1. 为了減低級的特性曲綫起始区段的非綫性程度，在大多数情形下必須在发射結上产生最初的偏压。

2. 为了增高級的溫度稳定性，在发射极电路中引进反饋电阻。

3. 在最后一級应获得尽可能大的功率增益，以簡化耦合元件并減輕对末前級的要求。

4. 由于跟踪系統的快速动作和三极管的热惰性，有可能提高負載中的最大功率。

5. 可以将半导体三极管并联运用。

已經知道有大量不同的綫路可以用作相敏放大器[文献 5]。我們来研究制作跟踪系統半导体相敏放大器的某些方案。

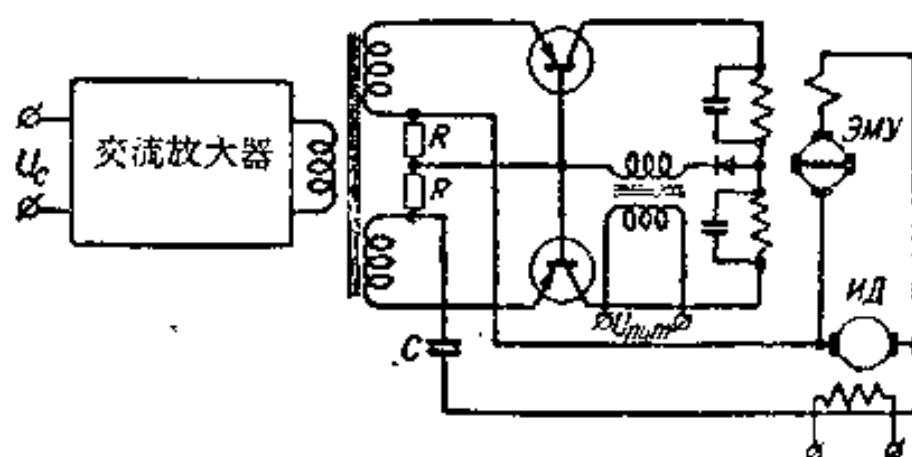


图 20 具有半波的半导体相敏級的跟踪系統放大器綫路

图 20 中示出了具有半波的半导体相敏級的跟踪系統放大器的綫路，相敏級的負載是接成差动綫路的电机放大器 (ЭМУ) 的控制繞組。来自 ЭМУ 的电压加到他激电动机 (ИД) 的电枢，这同一电压被电容器 C 和电阻 R 組成的回路微分，电阻 R 上得到与

电动机电枢上电压的微商成正比例的电压，这电压以相反的极性与失配的交流电压同时加到半导体三极管的发射极上。因此，在跟踪系统中，完成了按照执行电动机上电压的一次微商的负反馈。

在这个相敏级线路中(也和相类似的电子管线路一样)，失配和反馈的混合信号直接加到半导体三极管的输入电路中。在这线路中，半边微分负载中的电流由某一三极管来传导，而另一半边中的电流由另一三极管来传导的情形是可能的。在这种情形下，负载中电流平均值的控制既决定于信号的交流电压，也决定于以相反极性加于三极管输入电路的直流电压。

但在这种类型的线路中会发生这种情形：在不向负载传导电流的那个三极管输入电路中要从信号源消耗电流，这就降低了级的增益，特别是三极管接成共发射极线路的情形，由于与三极管输入电路串联接入微分回路的电阻，级的增益还要降低。应当指出，在这个情形下反馈电路中的功率增益也是很小的。

为了获得信号的稳定，不采用微分回路而采用直流测速机，可以得到某些较好的结果。

已经知道某些半导体相敏级的线路，其性能与图 20 所示的线路相似。其中某些线路和较简单的线路的区别在于引进了反馈信号，因而使级的其他特性受到损害。所有这些类似的线路都有着重大的缺点，即功率增益之值很小，且负载中电流的零点漂移与半导体三极管的起始集电极电流有关。但在某些情形下，如果对相敏级的要求不高，这种线路还是可以应用的。

在图 21 所示的跟踪系统的半导体放大器线路中，无论是相敏级的线路，或者是失配信号与反馈信号混合的方法，都与前面所研究的不同。

相敏级接成全波线路，这样就有可能在复合负载中得到比前面所研究的半波线路(半导体三极管的容许耗散功率相同)大 7—8 倍的功率。级的线路的这种接法使得，在某一半周内不向负载传导电流的那个三极管也不从信号源消耗电流，这就可以使相敏级

中所得到的功率增益，几乎和用直流电压向集电极电路供电的情形相同。

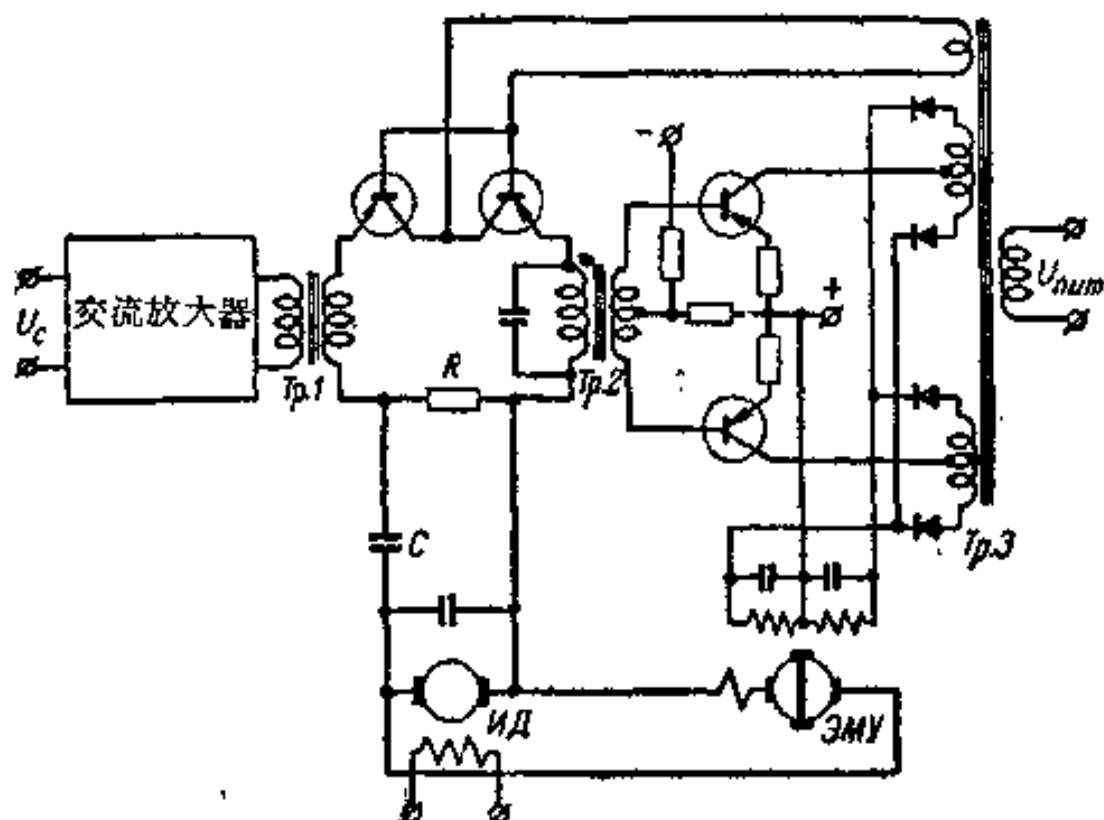


图 21 具有全波相敏级和半导体混波器的跟踪系统放大器线路

得自反馈电路的稳定电压不可直接加到三极管的输入电路，因为在两半个微分负载中的电流之差在这个线路中是与直流控制电压无关的。所以，反馈电压应当预先加以调制并与失配电压相混合。为此目的，在相敏级之前接入了图 11 所示线路的半波半导体混波器。

所研究的相敏级线路对于磁放大器或饱和电抗器的控制也是完全适合的。

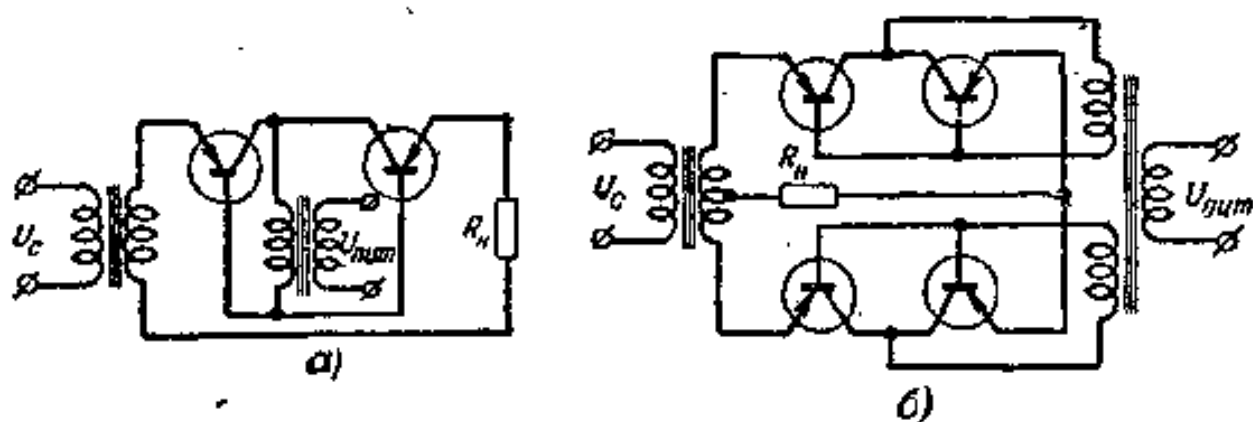


图 22 工作在开关状态的半导体三极管的相敏整流器线路

a) 半波线路；b) 全波线路

在具有非微分負載的小功率相敏級中，可以極有效地應用工作在開關狀態的半導體三極管。圖 22 所示就是相敏整流器的半波和全波綫路。這種綫路不是放大綫路，但具有某些極有價值的性能，由於這些性能使得在許多情形下它們成為不可缺少的。

這種綫路的優點在於：當沒有信號電壓時負載中的電流極小（不於幾微安），相敏整流器的特性曲綫是綫性的（從信號電壓不到一個毫伏開始）。具有工作在開關狀態的半導體三極管的綫路的這些性能，使得不僅可以把它們用作輸出級，而且也可把它們用作例如是跟蹤系統中的校正電路。

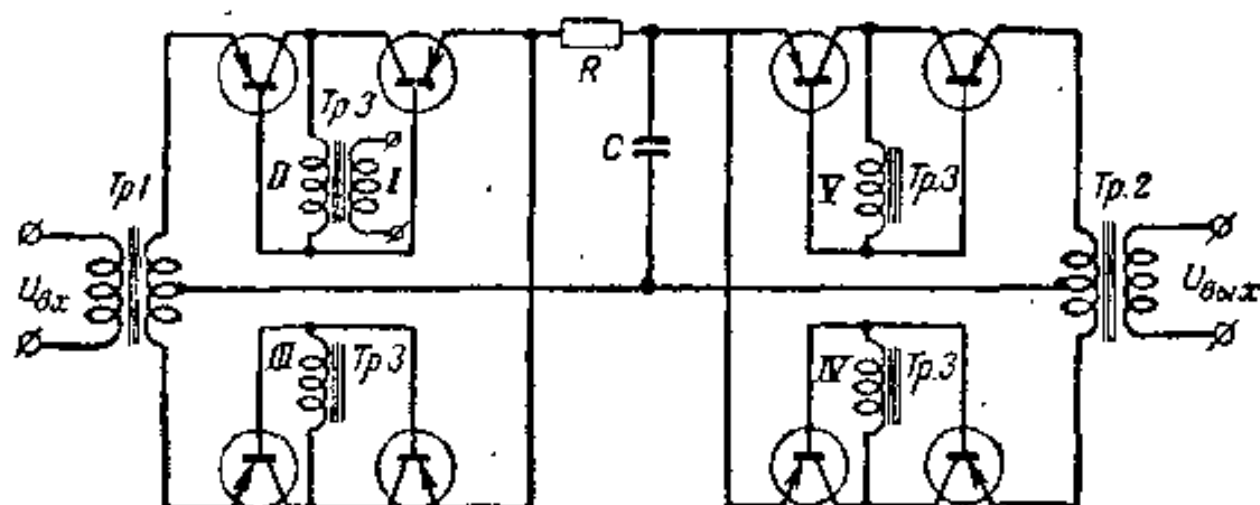


圖 23 具有半導體解調器和調制器的積分電路

作為例子，在圖 23 中示出了由全波解調器、積分回路 RC 和全波調制器構成的綫路。將這個綫路應用到包含交流放大器的反饋電路中，我們就得到可以完成交流信號微分的近似運算，且極為穩定的放大器。這種放大器的特性隨頻率而改變的程度，遠比應用雙 T 型濾波器的情形為小。顯然，在這個綫路中必要時可採用微分或复合回路。

最後，我們來研究半導體三極管矩形脈沖發生器在跟蹤系統中某些可能的應用。作為將直流電壓變為交流電壓或大小不同的直流電壓的靜止變換器，這種發生器是很重要的。這種綫路具有獨有的特點：所發生的矩形振盪的頻率與供電電壓成正比例[文獻 7]。所以，可以把變換器的供電電壓看作是控制（信號）電壓。最簡單的變換器綫路示於圖 24 中。

这种变换器可以用作异步或同步电动机频率控制系统中的发送振荡器。

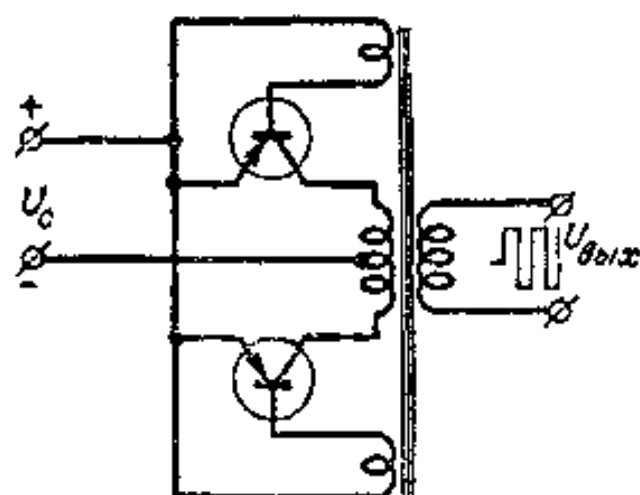


图 24 将直流电压变为矩形脉冲的半导体变换器, 矩形脉冲的频率与直流电压的大小成正比例

应用了将直流电压变为矩形电压的变换器, 就有可能实现电动机或电磁离合器的无触点脉冲控制系统。为此, 将变换器所发生的频率为 $f = kU_0$ 的振荡加以放大、限幅并微分, 所得到的脉冲加到触发环节上, 以产生持续时间恒定的脉冲。这些脉冲经功率放大后再加到执行机构, 当信号电压改变时, 持续时间恒定的脉冲的重复频率也要改变, 而这正是这个

系统中所必要的。

参 考 文 献

- [1] «Полупроводниковые триоды и их применение», под общей редакцией Р. Шя, ГЭИ, 1957.
- [2] Сутягин В. И., Усилители мощности на кристаллических триодах с термокомпенсацией, Сборник «Полупроводниковые приборы и их применение», под ред. Я. А. Федотова (вып. 1), изд. «Советское радио», 1956.
- [3] Конев Ю. И., Применение кристаллических триодов в фазочувствительных схемах (см. [Л. 2]).
- [4] Конев Ю. И., Полупроводниковые фазочувствительные усилители, Сборник «Полупроводниковые приборы и их применение», под ред. Я. А. Федотова (вып. 2), изд. «Советское радио», 1957.
- [5] Конев Ю. И., Кристаллические триоды в устройствах автоматического управления, изд. «Советское радио», 1957.
- [6] Брайт Р., Крупер А., Прерыватели на полупроводниковых триодах для стабилизирующих усилителей постоянного тока, «Вопросы радиолокационной техники», Сборник переводов, ИИЛ, 1956, 1 (31).
- [7] Royer G. H., A switching transistor DC to AC converter having an output frequency proportional to the DC input voltage, Communication and Electronics, 1955, 19, 7.

高頻半导体放大器*

A. A. 庫利科夫斯基 (Куликовский)

1. 半导体三极管在高頻时的等效綫路

为了研究高頻半导体放大器的特点以及为了建立其計算方法, 必須具有半导体三极管在高頻时的等效綫路, 这种綫路可以用不同方法得到.

第一种方法是, 采用各种四端网络的等效綫路作为等效綫路, 其参数則用实验測得. 在一般情形下, 这些参数是复数量且与頻率有关. 所得到的等效綫路参数随頻率而变的实验关系, 可以用多少要简单一些的解析表达式来表示**.

对于工作在比較低的頻带内的设备的研究, 宜于采用这种形式的綫路, 因为在这种情形下对于整个工作頻率, 等效綫路的参数可以認為是不变的, 而且就用在通頻带的中間頻率下的数值来表示. 但当研究寬頻带设备时, 如果三极管等效綫路的参数表为实验曲綫或解析近似表达式的形式, 就难于考虑其頻率的依从关系.

为了排除这个困难, 可以在四端网络等效綫路中分別用含有常数 R 、 C 、 L 的附加电路来代替与頻率有关的元件. 这些电路的頻率特性, 应当尽可能接近于等效綫路中那些元件(就是这些电路所要代替的元件)用实验求得的頻率依从关系. 但是, 这些电路元件的物理本质及它們与三极管工作条件的依从关系, 則仍然是模

* 引自作者原书 «Линейные каскады радиоприемников», ГЭИ, 1958 年.

** 用这种方法得到的等效綫路和通常的超高頻电子管等效綫路相比有許多共同之处, 超高頻电子管的参数也是与頻率有关的. 例如, 栅极与阴极間的电导与頻率的平方成正比例, 而比例系数用实验測得, 并指出在电子管的手册数据中.

糊的。

构成等效线路的另一方法是详细的研究半导体三极管中的物理过程,并将每一过程都用电的等效模型来表示。同时,在合成的等效线路中元件的数目决定于所详细研究的过程的数量。这个方法并不可能完全不需要测量,因为等效线路中的某些元件不可能精确地计算,但是,所要求测量的数目是不大的,而且可以在某一频率下一次完成。

目前,提出了一系列这种类型的线路;在如何详细考虑三极管中的物理现象以及如何用各种电的等效来反映这些现象方面,它们多多少少有一些不同[文献 1—8]。

以下的叙述仅限于面结合型三极管的研究。在高频放大器中采用点接触型三极管是困难的,因为在其中有强的反馈(使各级谐振回路的调谐彼此牵连,谐振曲线发生歪斜,并可能引起自激)和高的噪声电平。面结合型三极管的主要缺点——工作频带有限,在生产了新类型的三极管之后已有效地克服了。这就可以认为,在最近,在高频放大器中将主要采用面结合型三极管。

我们首先研究由泽维利(Zawelis)提出并加以论证的线路[文献 1,2,3],然后阐明在其基础上获得各种简化方案的可能性。也可以采用其他作者所提出的线路[文献 2,8]作为出发,但它们在原则上和泽维利的线路没有区别。

面结合型三极管的作用基于载流者通过位垒的过程,以及在基区中的扩散运动。

基区中的扩散过程遵守如下规律:载流者浓度在某一点改变的速度与这点的浓度梯度成正比例,而且比例系数是扩散常数 D 。扩散方程式具有如下形式:

$$\frac{\partial p}{\partial t} = D \frac{\partial^2 p}{\partial x^2}, \quad (1)$$

其中 p 是多余载流者的浓度;

t 是时间;

x 是在发射极与集电极连线上的距离。

要获得较高的精确度，必须考虑多余载流者由于体复合的消失，这使得在方程式右边出现一项 $-\frac{p}{\tau}$ ，其中 τ 是载流者的平均寿命。结果，完整的方程式具有如下形式：

$$\frac{\partial p}{\partial t} = D \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} - \frac{p}{\tau} \quad (2)$$

这些过程的电的模型，是由沿其长度分布的串联电阻 r 以及并联电容 C 和电导 g 所组成的长綫(图 1)。可以证明，在这个綫中电荷密度 q 决定于如下方程式：

$$\frac{\partial q}{\partial t} = \frac{1}{rC} \frac{\partial^2 q}{\partial x^2} - \frac{g}{C} q \quad (3)$$

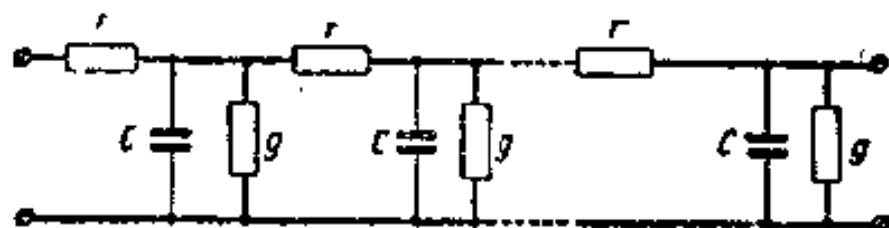


图 1 长綫的等效綫路

显然，时间常数的倒数 $1/rC$ 所起的作用与扩散常数 D 的作用相似，而另一时间常数 C/g 则与寿命 τ 相似。如果在三极管的整个基区内扩散常数和复合速度是常数，则相应的长綫就是均匀的。

发射极和集电极的位垒使通过它们的载流者的位能改变，但不影响这些载流者的数量(如果忽略当载流者通过位垒时的复合)。所以，位垒的模型是一假想的放大器，其电流增益等于 1，而电压增益具有数值 $K > 1$ ， K 之值决定于位垒上电位的降落。这个放大器也是一阻抗变换器，将阻抗之值改变到 K 倍。

利用这些概念，发射极位垒、长 W 的基极扩散区及集电极位垒就可用图 2,3 所示电的模型来表示。

記綫的特征阻抗为 Z_0 ，并将綫移到放大器 K_0 的左边，这相当于把特征阻抗变换成数值 $K_0 Z_0$ 。然后把放大器 K_0 和 K_K 合成一个，用具有电压增益 $K = K_0 K_K$ 的放大器来代替。这就引出图 2,6 的綫路。埃雷(Early)所叙述的基区扩散长度的调制[文献 5]，

对三极管工作有显著的影响。这个现象的本质在于：载流者的扩散运动只发生在基区内没有电场存在的那部分区域中。靠近基区的边界，即靠近发射结和集电结处有电位梯度，也就是有电场强度，这就引起载流者对于位垒的加速运动。具有电场强度的区域称为过渡区，且是和位垒有关系的。

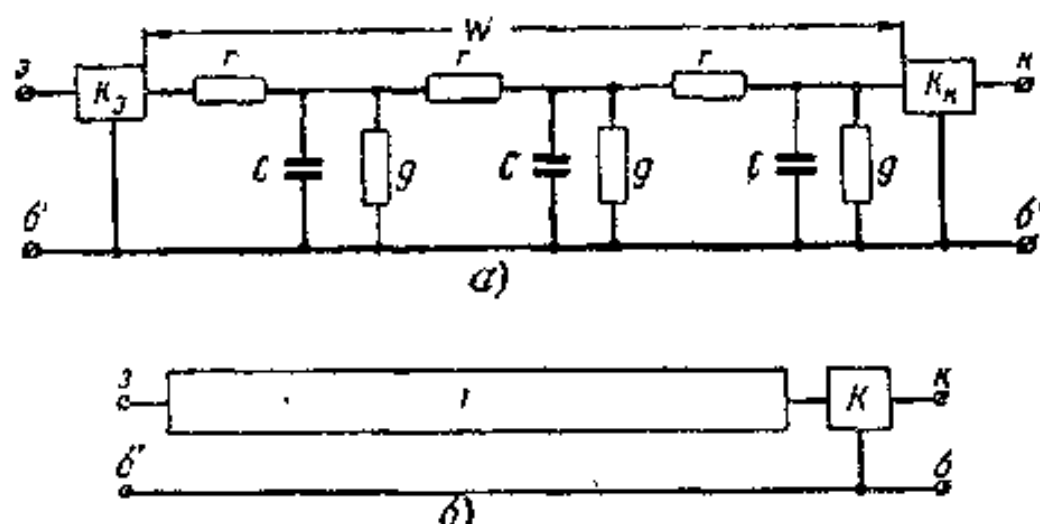


图2 集电极位垒的电模型(a)及其等效线路(b)

1——具有特征阻抗 $Z_0 = Z_0 K_0$ 并由 r, C, g 环节组成的长线

每一过渡区的长度决定于表达式：

$$d = A \sqrt{U \left(\frac{b}{\sigma_n} + \frac{1}{\sigma_p} \right)}, \quad (4)$$

其中 U 是结上的电压；

σ_n 和 σ_p 是被结分开的、具有 n 型和 p 型导电性的两相邻区域中的电导率；

A 和 b 是常数。

这个表达式指出，结中的电场要穿透到相邻的 n 区和 p 区中去，且其中的电导率愈小，穿透得就愈深。这可以这样来解释：每根电力线都是从结的某一边的离化施主原子开始并收尾在结的另一边的离化受者原子上。施主和受者原子的浓度愈小，即相应区域中的电导率 σ 愈小，电力线穿进这个区域就应该愈深。

在实际的三极管中，基极的电导率要比发射极和集电极的小得很多。所以，靠近发射结和集电结的电场主要是穿进到基极中，使得长度 W 中没有电场的那部分，即载流者进行扩散运动的那部

分縮短了。这个電場的透入深度和基极中扩散区长度的縮短与結上电压 U 的大小有关。

集电結上的电压远大于发射結上的电压,因此,基极中扩散区长度的縮短主要是由于集电极过渡区的改变。当集电极电压改变时,集电极过渡区的长度也随之改变,这就引起了基极中扩散区长度 W 相应的調制。

最严格地反映出这个現象,必須在三极管等效綫路中引进非綫性元件。但是,非綫性元件的存在将使得綫路的研究大大复杂。所以,只用三极管等效綫路中綫性元件的变化来近似考虑基极中扩散区长度的調制,还是适合的。

我們来研究当有直流电流流过基区时,多余载流者浓度 p 沿基极扩散区的分布。在电的模型中,这个規律决定于当上面所述的綫中有直流电流流过时,电荷密度 q 沿綫的分布。这个电流在串联电阻 r 上产生压降,因而电容上的电压則从綫的始端向其終端逐漸地減小,每一电容上的电荷与其上的电压成正比例,故电荷密度 q 也从綫始端向終端逐漸地減小。

綫始端的电压决定于发射結上的电压(但与其并不相符),而綫終端的电压則与集电結上的电压有关。当这些电压之值固定时,多余载流者浓度沿基极中扩散区的分布 $p(x)$ [或相应的电荷密度沿綫的分布 $q(x)$], 用图 3 中的曲綫 I 表示,其中 x 是选用的坐标。扩散区的边界(或綫的終端)对应于 $x=W$, 在这里载流者浓度等于 $p(W)$ [或电荷密度等于 $q(W)$]。

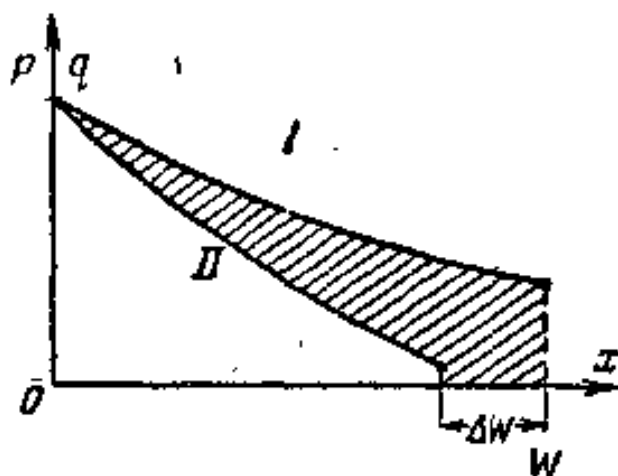


图 3 多余载流者浓度沿基极扩散区的分布 $p(x)$, 或电荷密度沿綫的分布 $q(x)$ 。

設集电結上的电压增大一个数值 ΔU 。同时,在扩散区中靠近集电极边界处载流者浓度減小了,也就是新的分布 $p(x)$ 和 $q(x)$ 将由曲綫 II 来表示,曲綫 II 的纵坐标小于曲綫 I 的纵坐标。此外,

基极中扩散区的长度 W (或其等效长线的长度)也缩减了一个数值 ΔW 。

曲线间的阴影面积决定了由集电结上电压改变 ΔU 所引起的线中或基极扩散区中总电荷的改变 ΔQ 。这个电荷的改变就表示,经过集电结将流过附加的电流 ΔI ,而且其值大于当基极扩散区长度恒定时(W)的数值。因此,基极扩散区长度的调制增大了集电结上 $\Delta I/\Delta U$ 的比值,即降低了三极管的输出阻抗(当接成共基极线路时)。这可以在图2,a的线路中减小电压增益 K_K 来考虑,或在图2,b的线路中减小增益 $K = K_K K_B$ 来考虑。

同样地可以证明,由于基极扩散区长度的调制,三极管(接成共基极)的输入阻抗增大了。这同样可以在图2,a中减小电压增益 K_B 来考虑,或在图2,b中减小增益 $K = K_B K_K$ 来考虑。

考虑了这些现象,图2,b线路中的电压增益决定于下列表达式:

$$K = \frac{38}{n} \frac{W}{d} U_K, \quad (5)$$

其中 W 是基极扩散区的长度;

d 是集电结的有效长度;

U_K 是集电结上的电压;

n 是与施主和受者杂质含量沿结改变的特性有关的系数。当杂质急剧改换(从施主到受者)时 $n = \frac{1}{2}$,而当杂质的浓度梯度不变时 $n = \frac{1}{3}$ 。

结的电容 当载流者经过结运动时,沿结两边形成了含有杂质原子的未被补偿的电荷区。这就是说,在结两旁形成了与电容器相似的两个电荷层。因此,每个结都为电容所旁路,而且可以证明,电容之值决定于表达式

$$C_n = AU^{-n},$$

其中 U 是结上的电压;

A 和 n 是上面所指出的常数。

所引出的表达式指出,結的电容与結上的电压有关,即是非线性的。在弱信号情形下,电容的非线性可以不考虑。通常,集电結的电容 $C_{пк}$ 为 7—50 微微法,而发射結的电容 $C_{пэ}$ 为 100—150 微微法,这是由于結上电压較低的原故。虽然发射結电容的数值相当大,但通常却可以不加考虑,因为它为这个結的小电阻所旁路。

基区中多数載流者所产生的电导 在发射极中有基区的多数載流者电流流經发射結。在等效綫路中引进一接在发射极和基区間的电导 G_0 来考虑这个电流。为了减小这个电导,基区中的杂质浓度应当足够小。

基极的分布电阻 直接参与三极管工作的不是三极管基极层中的全部材料,而只是載流者从发射极向集电极在其中进行扩散运动的那一有效部分。基极层中其余部分不直接参与三极管的工作,而只是在基极有效区域与引綫間产生有害的电阻。这个电阻今后記为 $r_{б,б'}$,而且下标 $б$ 对应于基极有效区,下标 $б'$ 对应于基极引綫。

当集电結上电压改变时,发生基极有效区长度的調制,以及与之同时的有效区体积的調制。这时,基极层中其余部分的体积和电阻 $r_{б,б'}$ 也要改变,所以,电阻 $r_{б,б'}$ 与集电結电压有关,即是非线性的。在等效綫路中,这点是这样考虑的:与具有某一平均值 $r_{б,б'}$ 的不变电阻串联接入一非独立的發生器,其电动势与集电結电压 $U_{к,б'}$ 成正比例,比例系数記为 μ' 。

其他因素 为了获得更高的精确度,等效綫路中还要考虑:基极引綫与集电极間分布电容 C_p ,其值約为 1 微微法;以及三极管基底与結構零件中的漏电导 G_y ,这是与集电結旁路的。但为了簡化起見,这些元件不引进到等效綫路中,因为它们之值非常小。最后,电子和空穴在基区表面的复合引起相应的电导 G_{np} 的出現(基区中的体复合在构成其等效长綫时已經考虑)。

根据以上所述,可以作出高频的三极管等效綫路,如图 4 所示。在这个綫路中, $C_{пэ}$ 和 $C_{пк}$ 分别是发射結电容和集电結电容。其他元件的記号如前所述。

所画出的这个线路相当复杂,难于对其进行研究,就迫使进行一系列的简化。为此,从线路中取消小的电动势 $\mu' U_{\kappa, \delta'}$ 。

其次,用更简单的、由集中常数所组成的等效线路,来代替包含分布常数电阻 r 、电容 C 及漏电导 g 的长线是合适的。我们知道,这样的电路只能在有限的频率范围内与长线等效。但我们就可以选取三极管放大性能显著的频率范围作为这个范围。可以证明,在这个范围内,长线可用图 5 所示线路来代替。

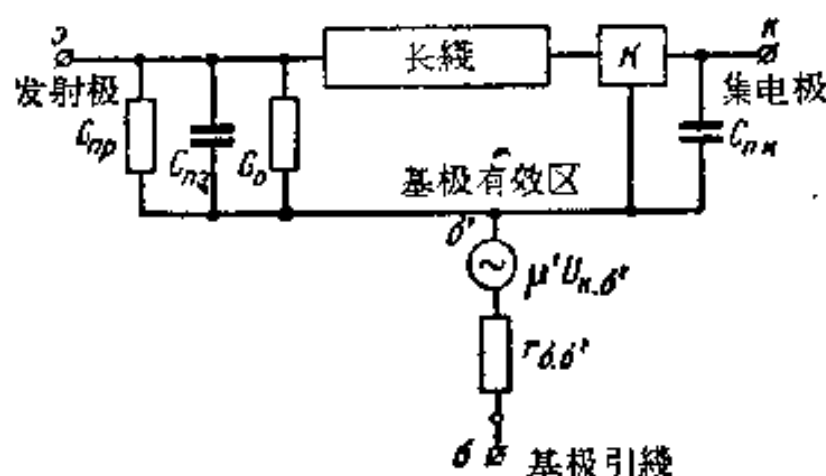


图 4 高频的半导体三极管等效线路

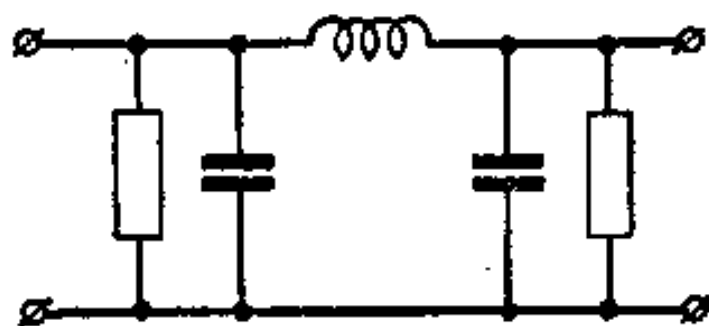


图 5 图 4 中长线的等效线路

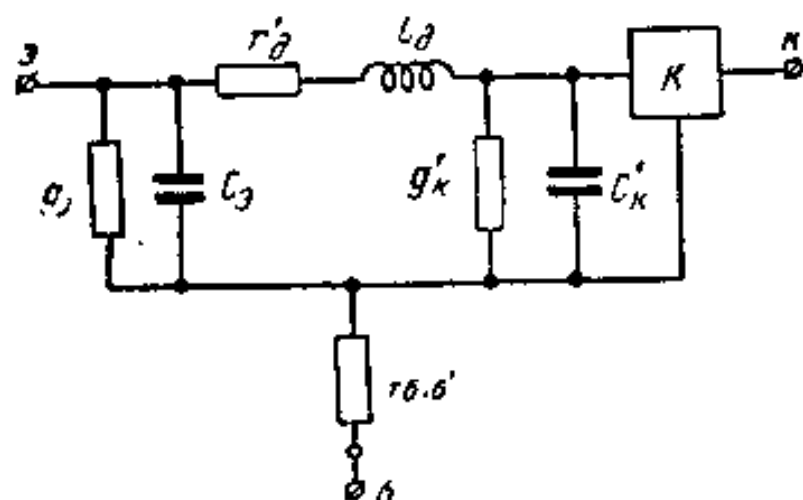


图 6 由图 4 引出的、高频半导体三极管等效线路

在图 4 中进行这种置换,并将并联的电导和电容结合在一起,就得到图 6 所示的线路。现在来研究其中的元件。

扩散电阻 r'_d 是用来代替长线的这个线路中的一个元件,而具有分布常数的长线本来是反映基区中载流者的扩散运动的。在室温下,这个电阻决定于下列简单的表达式:

$$r'_d \approx \frac{26}{I_0} \text{欧},$$

其中 I_0 是发射极电流,以毫安计。这个电阻也等于

$$r'_d = \frac{r_k(1 - \alpha)}{K},$$

其中 r_k 是低频等效线路中的集电极电阻。

发射极电导 g_0 也反映扩散过程,此外,并考虑了基区的多数载流者电流流经发射极的有功分量。这个电导通常具有 0.001—0.002 姆的数量级,并以下列简单关系和扩散电阻 r'_d 相联系:

$$g_0 = \frac{1}{r'_d \alpha_{0, \text{共}}}, \quad (6)$$

其中 $\alpha_{0, \text{共}} = \frac{\alpha_0}{1 - \alpha_0}$ 是共发射极线路电流放大系数(从基极到集电极)的低频值。

发射极电容 C_0 也反映扩散过程,此外,并考虑了发射结电容 $C_{n,0}$ 的影响,以及表面复合电流与基区的多数载流者电流流经发射极的无功分量的存在。由于这个电容和三极管的输入电路并联,它在三极管的工作中起着极其重要的作用。通常,这个电容具有 0.01 微法的数量级,并精确地决定于下列表达式:

$$C_0 = \frac{g_0}{\omega_{0, \text{共}}}, \quad (7)$$

其中 $\omega_{0, \text{共}}$ 是共发射极线路电流放大系数 $\alpha_{0, \text{共}}$ (从基极到集电极)的极限角频率。

扩散电感 L_d 也反映载流者扩散运动的过程。通常,它具有约为 5 微亨的数值,并决定于表达式:

$$L_{\pi} \approx \frac{r_{\pi}}{3 \alpha_{6,\pi} \omega_{6,\pi}} \quad (8)$$

甚至在象 $\omega = \alpha_{6,\pi} \omega_{6,\pi}$ ($\alpha_{6,\pi} = 50-90$) 这样高的频率下, 电抗 $\omega L_{\pi} = r_{\pi}/3$ 仍只有 r_{π} 的三分之一。由此看出, 除去最高的频率, 在其他所有频率下电感都可以不考虑。

在 K 放大器左边归算的电容 C'_{π} 包括了反映载流者扩散运动的成分。此外, C'_{π} 中还含有归算的集电结电容 $C_{\pi,K}$ 。电容 C'_{π} 之值可达 0.1 微法。

在 K 放大器左边归算的电导 g'_{π} 也包括了反映载流者扩散运动的成分。此外, g'_{π} 中还含有归算的漏电导 $G_y K$ 。

基极分布电阻 $r_{6,6'}$ 起着重要的作用, 因为它和 C_g 一起对三极管的输入端起旁路作用。 $r_{6,6'}$ 之值与三极管的结构及基极材料的选择有关, 通常为 50—500 欧。

放大器的电压增益 K 决定于前面所引出的表达式, 通常等于 500—10000。

实际上, 除去最高的频率, 电容 C_p 和电感 L_{π} 在所有频率下都可以忽略不计。只有在

$$f > \frac{\alpha_{6,\pi} F_{6,\pi}}{3}$$

的频率范围内才要考虑它们, 其中 $F_{6,\pi} \approx \frac{g_{\pi}}{2\pi C_g}$ 是系数 $\alpha_{6,\pi}$ 的极限频率。

通常 $\alpha_{6,\pi} > 60-90$ 。因此, 只有在 $f > (20-30)F_{6,\pi}$ 的频率范围内, 才必须考虑电容 C_p 和电感 L_{π} 。但这个频率范围在实际上没有重要意义, 因为在这范围内功率增益极小。

图 6 所示线路可以直接用来计算。其方便之处在于没有非独立的发生器 (即其电流或电动势与线路中离开它很远的那部分中的任何电流或电压成正比的发生器)。但这个线路对于分析接成共发射极线路的三极管是不方便的。

可以把这个线路变成其他的形式, 以便广泛地用来分析放大器。为此目的, 从图 6 线路中取出电阻 $r_{6,6'}$, 然后用四端网络的某

一等效线路来代替所余的部分。最后,在这个线路的基极引线处重新接入电阻 $r_{6.6'}$ 。

当利用 T 型等效线路时,经过这样的变换就引出了图 7 的等效线路。这个线路的简化形式,在早期研究半导体高频设备时用得最广泛,线路中所引用的角频率 ω_a 是系数 α 的极限角频率。

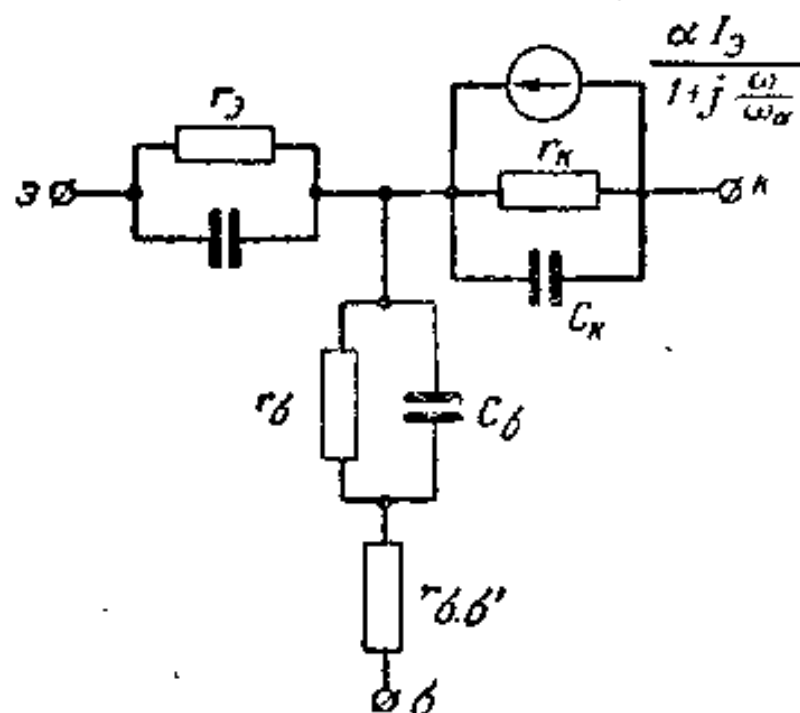


图 7 T 型等效线路

当研究三极管接成共发射极线路的设备时,利用根据 Π 型等效线路以同样方法得到的等效线路是方便的。图 8 所示就是这种线路[文献 3, 7]。其元件决定于下列表达式:

$$\left. \begin{aligned} C_{6'.3} &= C_3; & g_{6'.3} &= g_3 = \frac{1}{r_6' \alpha_{0.100}}; \\ C_{6'.4} &= \frac{C_4}{K}; & g_{6'.4} &= \frac{g_4}{K}; & g_{4'.3} &= \frac{1}{K r_4'}; \\ S &= \frac{(K-1)}{K r_4'} \approx \frac{1}{r_4'} \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

在这个线路中,所有元件实际上是与频率无关的,而发生器的电流与点 6' 和 3 间的电压成正比例。后一电压发生在电路 $r_{6.6'} C_{6'.3}$ 的输出端,其输入端则有三极管的输入电压作用。显然,随着频率的升高,电路 $r_{6.6'} C_{6'.3}$ 的传输系数迅速减小,电压 $U_{6'.3}$ 降低,而相应地可控发生器的电流也减小。

这种线路的典型参数如下:

$$r_{6,6'} = 50-200 \text{ 欧}; \quad C_{6',3} = 0.001-0.0005 \text{ 微法};$$

$$r_{6',3} = 1/g_{6',3} \approx 1 \text{ 千欧}; \quad C_{6',K} \approx 10-30 \text{ 微微法};$$

$$r_{6',K} = 1/g_{6',K} \approx 0.5-5 \text{ 兆欧};$$

$$r_{K,3} = 1/g_{K,3} \approx 0.05-0.1 \text{ 兆欧};$$

$$C_{K,3} \approx 10 \text{ 微微法}; \quad S = 30 \text{ 毫安/伏}.$$

可以指出,按其结构这个线路好象电子管放大器的等效线路. 不同之处在于:与结的电容 $C_{6',K}$ 并联接有电导 $g_{6',K}$;有电阻 $r_{6,6'}$ 存在;另外,电流发生器不是用作用在其输入端的电压来控制,而是用作用在其线路内部两点间的电压来控制. 这一情况使得研究,放大级的串级连接大为困难.

可以进一步重新转换,把线路变为发生器是用输入电压来控制的. 但这时线路的个别参数将与频率有关 [文献 7]. 例如,跨导将等于

$$S \approx \frac{S_0}{1 + j \frac{f}{f_{kp}}}, \quad (10)$$

其中 f_{kp} 是极限频率. 对于大多数的运用,具有与频率有关的参数的线路不比图 8 的线路更好.

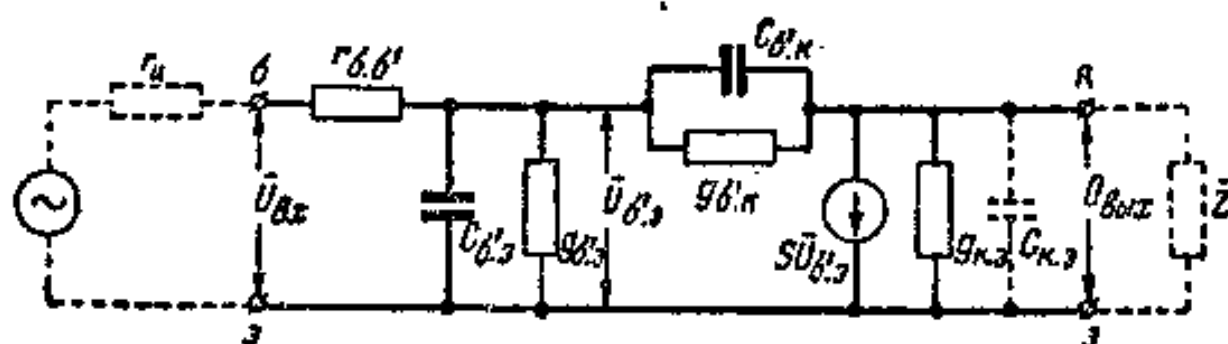


图 8 目型等效线路

2. 高频放大级的计算方法

半导体三极管的性能在很大程度上与工作在超高频的电子管相似. 在两种情形下都有相当大的输入电导, 因而要消耗放大器输入信号的功率, 这就迫使要特别注意匹配的问题, 并且放大器

的主要指标是功率增益而不是电压增益。其次，在两种情形下都有由电极间电导所产生的强烈内部反馈。大家知道，这种反馈会产生放大器工作不稳定的危险性，此外，会引起谐振曲线的畸变及各级回路调谐的相互牵连。为了减弱这些有害的影响，常常采用反馈的补偿（中和）线路，这对于电子管技术和半导体技术都是一样的。

放大级最精确的计算是根据四端网络理论的方法。但是由于计算关系的复杂性，使得在实际上不太适合，特别是当具有相互失调回路的多级线路的情形。这种复杂性决定于三极管中内部反馈的存在。在当其表现得微弱或利用中和线路时，对于放大器主要指标的计算，可以不考虑这种内部反馈，但计算之后要求对放大器进行稳定性的校验，就象在电子管放大器的情形一样。

不考虑反馈时，放大器主要指标的计算方法和计算电子管五极管线路时所用的一样，但要考虑电阻 $r_{\delta, \delta'}$ 。

我们来比较一下，在高频范围内的共发射极、共集电极和共基极放大器的性能。

我们从共发射极线路开始，因为其中的反馈可以忽略。粗略的近似可以认为，在这个线路中电压增益和电流增益随着频率的升高而同样的降低，而且其极限频率与电流放大系数 $\alpha_{\delta, \kappa} = \alpha / (1 - \alpha)$ （从基极到集电极）的极限频率 $F_{\delta, \kappa}$ 一致。这个频率与系数 α 的极限频率 f_a 的关系为

$$F_{\delta, \kappa} = f_a (1 - \alpha), \quad (11)$$

通常 $F_{\delta, \kappa}$ 等于几十千赫。

与阴极跟随器相似的共集电极线路则不同，它具有电压负反馈。如果忽略信号源的内阻抗，则反馈系数 $\beta = -1$ 。记共发射极线路的电压增益为 $K_{\delta \delta}$ ，对于共集电极线路得到：

$$K_{\delta \kappa} = \frac{K_{\delta \delta}}{1 - \beta K_{\delta \delta}} = \frac{K_{\delta \delta}}{1 + K_{\delta \delta}} < 1. \quad (12)$$

降低了电压增益，这个反馈相应地减弱了其频率的依从关系，而将极限频率接近提升到 $(1 + K_{\delta \delta})$ 倍。结果，共集电极线路

的电压增益的极限频率等于:

$$F_{\delta, \kappa}(1 + K_{0\delta}) \approx F_{\delta, \kappa}(1 + \alpha_{\delta, \kappa}) = f_a.$$

同时, 这个电压反馈使电流增益的模只改变 1, 即几乎不影响电流增益的大小和频率依从关系。所以, 电流增益的极限频率在共集电极线路中仍然接近于 $F_{\delta, \kappa}$ 。

功率增益决定于电压增益和电流增益的乘积。共集电极线路的功率增益只有共发射极线路的 $1/(1 + K_{0\delta})$ 。

共基极线路与共发射极线路不同之处是它具有电流负反馈。反馈系数 $\beta_i \approx -1$ 。记共发射极线路的电流增益为 $K_{i0\delta}$, 对于共基极线路得到:

$$K_{i0\delta} = \frac{K_{i0\delta}}{1 - \beta_i K_{i0\delta}} = \frac{K_{i0\delta}}{1 + K_{i0\delta}} < 1, \quad (13)$$

减小了电流增益, 这个反馈相应地减弱了其频率的依从关系, 而将极限频率接近提高到 $(1 + K_{i0\delta}) \approx (1 + \alpha_{\delta, \kappa})$ 倍。结果, 共基极线路的电流增益的极限频率等于 f_a 。

同时, 这个电流反馈使电压增益的模改变了 1, 即几乎不影响电压增益的大小和频率依从关系。所以, 电压增益的极限频率在共基极线路中仍然接近于 $F_{\delta, \kappa}$ 。

共基极线路的功率增益比共发射极线路的小, 只有它的

$$\frac{1}{1 + K_{i0\delta}} \approx \frac{1}{1 + \alpha_{\delta, \kappa}}.$$

半导体三极管的固有频率性能最好用量 $F_{\delta, \kappa} = f_a(1 - \alpha)$ 来表征, 但是, $F_{\delta, \kappa}$ 并没有被指出在三极管的参数之中。通常在手册中引出的频率 f_a , 说明在具有负反馈的线路中三极管工作的特性, 由于在放大方面有适当的损失而使三极管的频率性能有所改进。

在最高的频率范围内, 由于扩散过程引起了相当大的相位移, 这些结论可能是不正确的。

3. 级间谐振电路

级间谐振电路的设计通常是在忽略了经过三极管极间导纳的

内部反馈之影响下进行的，因为考虑了这些反馈会使多级线路的计算大为复杂。在这种忽略下，可以把接成共发射极线路的三极管输入端看成是和电阻 $r_{b,0}'$ 与分支电路 $g_{b,0}'$ 、 $C_{b,0}'$ 的串联相等效的。三极管的输出端则与电流源 $SU_{b,0}'$ 和 $g_{k,0}$ 、 $C_{k,0}$ 的并联相等效。以下我们规定，用 G_{BX} 和 C_{BX} 来标记合成的输入电导和电容，而用 G_{BIX} 和 C_{BIX} 来标记合成的输出电导和电容。

为了在三极管的输入端获得最大的电压和电流，要求在入端供给最大的信号功率。当三极管的输入与前一级的输出或其他的信号源相匹配时，就可作到这一点。这种匹配是级间电路的主要问题之一。从这个观点看来，半导体放大器级间电路的工作条件与超高频电子管放大器级间电路的工作条件是相似的，对于后者也应该使前一级的输出与次一级的输入相匹配。

但是，当设计半导体放大器的级间电路时通常还要求获得一定的通频带，而在超高频放大器中通常是不提出这个要求的。这就迫使采用某些特殊线路，以便在保持一定的合成品质因数下能够获得匹配。

为此，要同时满足两个条件：匹配，及一定的品质因数的获得：这样，在线路中必须同时改变两个参数。

这种线路的方案之一示出在图 9 中。为了简化计算，我们忽略回路中的损失，因为其影响通常比三极管输入电导的并联回路的影响要小得很多。

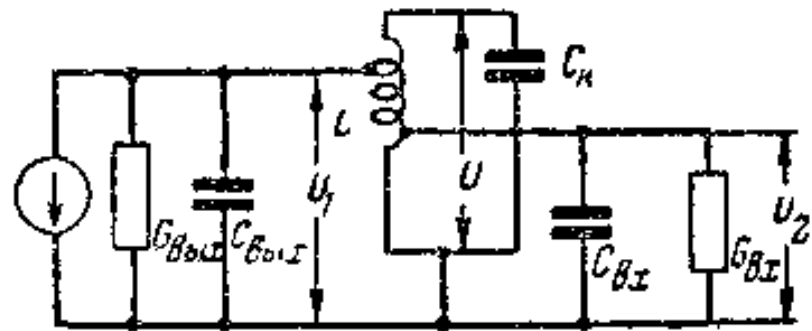


图 9 具有级间谐振电路的放大器等效线路

记变压系数为

$$\frac{U_1}{U} = m; \quad \frac{U_2}{U} = n. \quad (14)$$

于是，第一个三极管的输出与三极管的输入的匹配条件可以表为：

$$m^2 G_{BIX} = n^2 G_{BX}, \quad (15)$$

回路的全部电容等于

$$C = C_K + m^2 C_{\text{ВЫХ}} + n^2 C_{\text{ВХ}}, \quad (16)$$

当电容 C_K 足够大时, 电容 $C \approx C_K$, 回路的合成衰减等于

$$d = \frac{1}{2\pi f C} (m^2 G_{\text{ВЫХ}} + n^2 G_{\text{ВХ}}). \quad (17)$$

显然, 选择 m 和 n 之值可以在 C_K 的任何值之下满足匹配条件, 并保证获得必要的衰减 d .

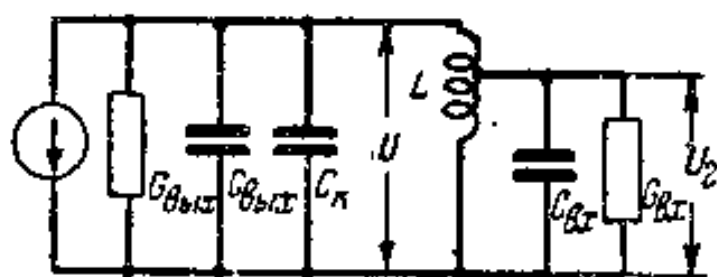


图 10 图 9 的简化线路

这个线路的不方便之处是在其中要求线圈有两个抽头, 可以作到使线圈只有一个抽头, 但这时必须同时选择抽头在线圈上的位置(即选择变压系数)

与回路的电容. 图 10 所示线路就是这种方案. 记变压系数 $U_2/U = n$, 于是匹配条件具有下列形式:

$$n^2 G_{\text{ВХ}} = G_{\text{ВЫХ}}, \quad (18)$$

而获得必要的合成衰减为

$$d = \frac{1}{2\pi f C} (G_{\text{ВЫХ}} + n^2 G_{\text{ВХ}}). \quad (19)$$

适当选择 n 和 C 之值可以满足这些条件. 其次, 利用已知的 $C_{\text{ВЫХ}}$, $C_{\text{ВХ}}$ 和 n 之值, 并根据回路中全部电容的表达式

$$C = C_K + C_{\text{ВЫХ}} + n^2 C_{\text{ВХ}}, \quad (20)$$

就不难求出电容 C_K 之值.

在两个线路中, 电感 L 根据在要求的频率 f 下与 C 发生谐振的条件来选定:

$$L = \frac{1}{(2\pi f)^2 C}. \quad (21)$$

图 11 所示线路的作用与图 10 的线路相似, 不同之处只在于, 在这里用变压器耦合代替了自耦变压器. 当利用闭合的导磁电介质或铁氧体的铁芯时, 线圈间的漏磁通可以忽略, 于是变压系数

等于相应的两绕组匝数之比值。

有时采用不大习惯的线路方案，把三极管的输入端与回路串联相接。

为了简化计算，忽略三极管的输入和输出电容，将前一级的输出表为电阻 $R_{\text{ВЛХ}} \approx 1/G_{\text{ВЛХ}}$ ，而次一级的输入表为电阻 $R_{\text{ВХ}} = 1/G_{\text{ВХ}}$ 。

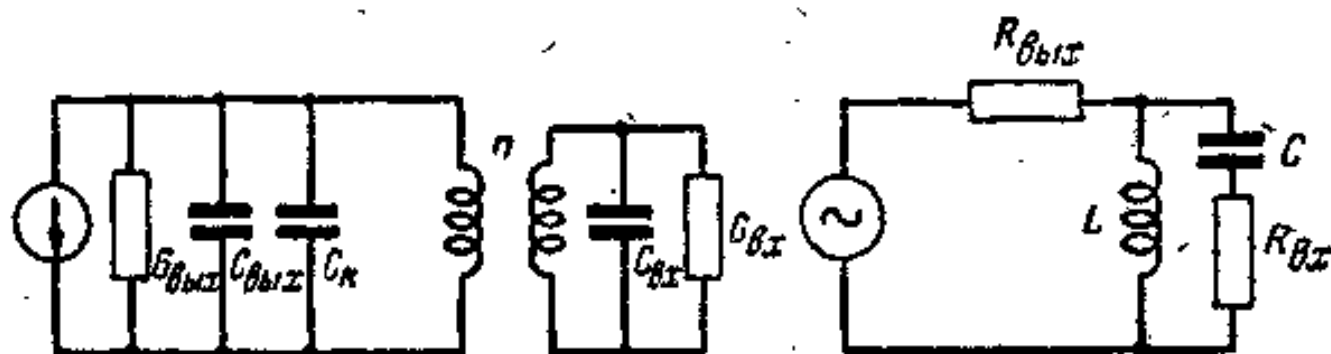


图 11 在图 10 中改用变压器耦合的线路

图 12

在图 12 的线路中，匹配条件是电阻 $R_{\text{ВЛХ}}$ 与回路的谐振电阻应当相等，这时，回路是由 L 、 C 和 $R_{\text{ВХ}}$ 组成的。于是有

$$R_{\text{ВЛХ}} = \frac{(1/\omega C)^2}{R_{\text{ВХ}}} \quad (22)$$

由此得出

$$\frac{1}{\omega C} = \sqrt{R_{\text{ВЛХ}} R_{\text{ВХ}}}$$

这个线路的缺点是，不破坏匹配条件就不可能改变通频带。

这个线路的合成衰减等于

$$d = \omega C R_{\text{ВХ}} + \frac{2}{\omega C R_{\text{ВЛХ}}} = 2 \sqrt{\frac{R_{\text{ВХ}}}{R_{\text{ВЛХ}}}} \quad (23)$$

不破坏匹配条件而改变通频带的可能性在较复杂的线路中可以获得，这种线路如图 13 所示，其中有两个可选择的参数。记变压系数 $m = U_1/U$ ，于是匹配条件为

$$R_{\text{ВЛХ}} = m^2 \frac{(1/\omega C)^2}{R_{\text{ВХ}}} \quad (24)$$

而获得必要的合成衰减的条件为

$$d = \omega C R_{BX} + \frac{m^2}{\omega C R_{BHX}} = 2m \sqrt{\frac{R_{BX}}{R_{BHX}}} \quad (25)$$

适当选择 C 和 m , 这些条件可以同时满足。

为了减小电感 L 之值, 可以增大线路中的电容, 这就引出图 14 的线路。线路中所示数据是频率为 465 千赫, $R_{BHX} = 6$ 千欧和 $R_{BX} = 60$ 欧的放大器的数据。

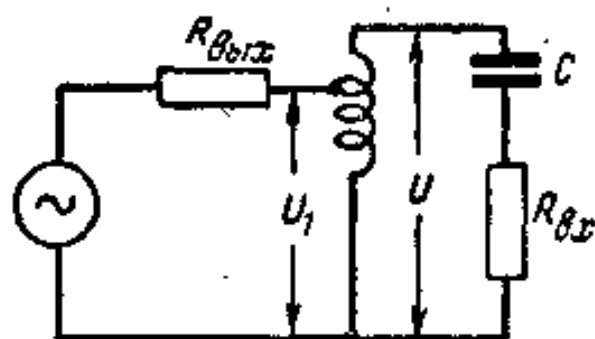


图 13

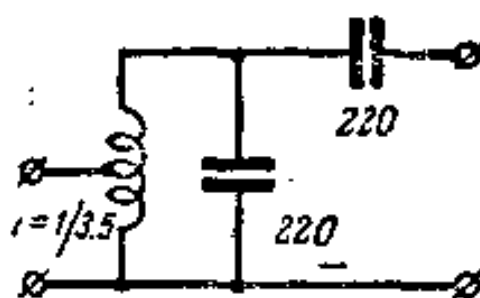


图 14

当构成双回路的线路时, 要利用类似的例子。

4. 反馈的作用与放大器的稳定度

经过三极管极间导纳所产生的反馈, 使得级的输入复导纳随其负载回路的失调而变。由于级的输入导纳与输入回路并联, 这个导纳的频率变化要引起谐振频率的偏移及输入回路谐振曲线的歪斜。

与此相似, 具有反馈的级的输出复导纳与输入回路的失调有关。这使得输入回路的失调影响谐振频率及输出回路谐振曲线的形状。

因此, 当有反馈时, 放大器的输入和输出回路的相互作用与耦合回路相似。在多级放大器中这个现象特别讨厌, 因为所有回路调谐的相互牵连使得这种放大器难于调整, 特别是不同回路要调谐在不同频率的情形。

此外, 半导体三极管的内部反馈可能引起自激或放大器工作的不够稳定。必须记住, 当利用谐振负载时, 即令采用面结型三极管在高频范围内也有可能发生自激, 而面结型三极管低频放大器只要不发生振荡就总是稳定的。

为了校驗放大器的稳定性,宜于利用下列不等式,它是尼科威斯特 (Nyquist) 准則的結果,在所有頻率下都是正确的 [文献 9].

在并联反饋的情形下

$$\frac{G_H + G_{BX,0,c}}{G_H + G_{BX}} \geq k_y, \quad (26)$$

其中 G_H 是信号源的电导;

G_{BX} 是在沒有反饋的情形下算出的放大器輸入电导;

$G_{BX,0,c}$ 是考虑了反饋的影响而算出的放大器輸入电导;

k_y 是稳定系数,等于 $0.7 \div 0.3$.

在串联反饋的情形下

$$\frac{R_H + R_{BX,0,c}}{R_H + R_{BX}} \geq k_y, \quad (27)$$

其中 R 是电阻,下标的意义与前同.

除去用輸入各量的关系来表示这些条件外,也可以用放大器輸出各量的关系来表示相类似的条件. 例如,在电压反饋的情形下,稳定条件可以写成:

$$\frac{G_{BHX,0,c} + G_H}{G_{BHX} + G_H} \geq k_y, \quad (28)$$

其中 G_{BHX} 是輸出电导;

G_H 是負載电导,而下标 $0,c$ 或沒有这个下标的意义与前相同.

在电流反饋的情形下,稳定条件为

$$\frac{R_{BHX,0,c} + R_H}{R_{BHX} + R_H} \geq k_y. \quad (29)$$

必須記住,反饋的型式与所引用的三极管等效綫路的型式有关. 例如,当利用 Π 型綫路时反饋电导是按电压而并联,而当应用 T 型綫路时反饋电阻是按电流而串联. 与此相应,当利用不同的等效綫路时,应当采用不同型式的稳定条件.

我們利用图 8 的三极管等效綫路来决定共发射极的高頻諧振放大器的工作稳定条件. 假定,向集电极-发射极两点間接以复数負載阻抗 $\bar{Z} = R + jX$. 而向基极-发射极两点間接以具有內

电阻 r_n 的信号源。沿虚线将图 8 的线路切开，其左边部分可认为是具有内阻 $1/G_n = R_n = r_n + r_{\delta, \delta'}$ 的新的信号源，而右边部分认为是放大级。当将放大级的负载短路时，没有电压反馈作用。在这种状态下，图 8 线路右边部分的输入导纳具有电导部分

$$G_{BX} = g_{\delta', \delta} + g_{\delta', \kappa}, \quad (30)$$

当负载 $\bar{Z} = R + jX$ 作用时，线路右边部分的电导 $G_{BX, o, c}$ 可以照下法决定。这部分的复导纳等于

$$\begin{aligned} \bar{Y}_{BX, o, c} = g_{\delta', \delta} + j\omega C_{\delta', \delta} + \frac{\bar{I}_{\delta', \kappa}}{\bar{U}_{\delta', \kappa}} = g_{\delta', \delta} + j\omega C_{\delta', \delta} + \\ + (g_{\delta', \kappa} + j\omega C_{\delta', \kappa})(1 + \bar{K}). \end{aligned}$$

这里

$$\bar{K} = \frac{\bar{U}_{\delta, \kappa}}{\bar{U}_{\delta', \delta}} \approx S\bar{Z} = SR + jSX.$$

故

$$\begin{aligned} \bar{Y}_{BX, o, c} = g_{\delta', \delta} + j\omega C_{\delta', \delta} + g_{\delta', \kappa}(1 + SR) - \omega C_{\delta', \kappa}SX + \\ + j[Sg_{\delta', \kappa}X + \omega C_{\delta', \kappa}(1 + SR)]. \end{aligned} \quad (31)$$

这个表达式表明，负载回路的失调，即改变 R 和 X ，要引起导纳 $\bar{Y}_{BX, o, c}$ 的改变。后者（与电阻 $r_{\delta, \delta'}$ 串联）将输入电路旁路，使其谐振曲线畸变。

将导纳的电导部分分出：

$$G_{BX, o, c} = g_{\delta', \delta} + g_{\delta', \kappa}(1 + SR) - \omega C_{\delta', \kappa}SX, \quad (32)$$

如果级的负载是单回路，则当频率改变时在谐振频率下电阻 R 达到最大值 R_0 ，而在这个回路的通频带边界上它等于 $\frac{1}{2}R_0$ 。电抗部分 X 可以是正的，也可以是负的。其绝对值在通频带边界上达到最大值，并等于 $\frac{1}{2}R_0$ 。

为了估计放大器的稳定度，必须知道 $G_{BX, o, c}$ 的最小值。达到这个最小值的频率与 $g_{\delta', \kappa}$ 和 $C_{\delta', \kappa}$ 之比值有关。但近似地可以认为，这个频率是负载回路通频带对应于 $X = R_0/2 > 0$ 的那个边界。于是， $G_{BX, o, c}$ 的最小值等于

$$G_{\text{вх,о.с}} = g_{6',\text{э}} + g_{6',\text{к}} + \frac{1}{2} SR_0(g_{6',\text{к}} - \omega C_{6',\text{к}}). \quad (33)$$

将所得表达式(33)代入式(26)

$$\frac{G_{\text{н}} + G_{\text{вх,о.с}}}{G_{\text{н}} + G_{\text{вх}}} \geq k_y, \quad (34)$$

这是具有并联反馈的级的工作稳定条件,这就引出表达式

$$\frac{G_{\text{н}} + g_{6',\text{э}} + g_{6',\text{к}} + \frac{1}{2} SR_0(g_{6',\text{к}} - \omega C_{6',\text{к}})}{G_{\text{н}} + g_{6',\text{э}} + g_{6',\text{к}}} \geq k_y$$

或

$$SR_0 \frac{\omega C_{6',\text{к}} - g_{6',\text{к}}}{\frac{1}{r_{\text{н}} + r_{6,6'}} + g_{6',\text{э}} + g_{6',\text{к}}} \leq 2(1 - k_y). \quad (35)$$

可以认为,入端和出端的匹配条件决定于近似的等式:

$$r_{\text{н}} = r_{6,6'} + \frac{1}{g_{6',\text{э}} + g_{6',\text{к}}}; \quad R_0 = \frac{1}{2g_{\text{к,э}}} = \frac{1}{2} r_{\text{к,э}}. \quad (36)$$

于是,在入端和出端匹配的状态下,工作稳定的条件采取如下形式:

$$\frac{SR_{\text{к,э}}(\omega C_{6',\text{к}} - g_{6',\text{к}})}{\frac{1}{2r_{6,6'} + \frac{1}{g_{6',\text{э}} + g_{6',\text{к}}}} + g_{6',\text{э}} + g_{6',\text{к}}} \leq 4(1 - k_y). \quad (37)$$

显然,在给定的三极管参数值之下,这个条件只能在足够低的频率下满足. 在高频范围内,为了获得工作的稳定,必须把负载电阻和信号源的内阻降低到匹配值以下.

在实际的三极管中, $g_{6',\text{к}} \ll g_{6',\text{э}} = \frac{1}{r_{6,6'}}$; $r_{6,6'} \ll \frac{1}{g_{6',\text{э}}}$, 且通常 $r_{\text{н}} \gg r_{6,6'}$. 此外,和 $\omega C_{6',\text{к}}$ 相比可以忽略 $g_{6',\text{к}}$ 之值; 于是所研究的条件在稳定方面有余量.

在这些简化下,稳定条件采取下列形式:

$$SR_0 \omega C_{6',\text{к}} \leq 2(1 - k_y) \left[\frac{1}{r_{\text{н}}} + g_{6',\text{э}} \right], \quad (38)$$

而在匹配状态下稳定发生在下列频率范围：

$$f \leq \frac{4(1 - k_v)}{\pi S r_{k,0} C_{\delta',k} r_{\delta',0}} \quad (39)$$

設 $r_{\delta',0} = 1000$ 欧, $S = 30$ 毫安/伏, $r_{k,0} = 50000$ 欧, $C_{\delta',k} = 10$ 微微法, $k_v = 0.75$, 得到 $f \leq 20$ 千赫。

因此,当频率高于 20 千赫时,在匹配状态下级的工作不稳定,这就迫使广泛利用三极管内部反馈的补偿线路。

对于共基极线路可以得到相类似的結論。

5. 三极管内部反馈的补偿线路

采用补偿反馈的线路可以消除三极管内部反馈对放大器工作的不良影响。当利用这种线路时,自激的危险性消除了,级的输入导纳不再与负载有关,而输出导纳也与信号源的参数无关。这就消除了調諧各级回路时的相互牽連及其諧振曲線的歪斜。最后,应用补偿线路使多级放大器的設計大为簡化。

在补偿反馈线路的理論方面已进行了一系列詳尽的工作 [文献 3,10,11,12]。这个理論是以下述概念为基础的。三极管連同补偿线路一起可以看作是一四端网络,将这四端网络用联系入端和出端电流和电压的綫性方程式組来表征。对补偿线路及其参数进行选择,以使得在这些方程式中,决定輸出电流或电压对入端电流或电压的影响的那些系数变为零。

同时,对应于四端网络方程式的不同写記形式和三极管中反馈的不同型式,补偿线路可能有不同的方案。例如,当利用空載的 Z 参数方程式时,三极管等效线路是 T 型的并含有与輸出电流成正比例的串联反馈。当利用短路的 Y 参数方程式时,三极管等效线路是 Π 型的并含有与輸出电压成正比例的并联反馈。应用混合的 h 参数就可引出含有串联电压反馈的等效线路。还可以把方程式写成这样:輸入电流和輸出电压是随輸入电压和輸出电流而变的。方程式的这种写記形式引出具有与輸出电流成正比例的并联反馈等效线路。相应地改变三极管的等效线路,补偿反馈的线路的形

式也要改变。

通常,将三极管的等效线路与补偿线路一起形成平衡电桥,在桥的两对角线上接入级的输入和输出。这样,作用在级的输出端的电压不会在级的输入端引起反应,也就是消除了信号的反向传输。由于在三极管等效线路中具有其电流或电压为输入信号所控制的发生器,信号仍可沿正向通过。

补偿问题的复杂性在于,必须在足够宽的频带内和供电电压所容许的变化范围内,都能够进行补偿。当频率改变时,三极管等效线路中的复阻抗或复导纳发生改变。为了维持补偿作用,补偿线路的元件应当具有相应的频率依从关系。在不同的三极管等效线路中,元件的频率依从关系也应不同。如果利用这样的等效线路,对于这个线路元件的频率依从关系是最简单的,补偿线路的构成就变得容易。

此外,当供电电压发生可能的变化时,如果等效线路的元件也发生改变,补偿就遭到破坏。在构成补偿线路时,宜于采用其元件不大随供电电压变化的三极管等效线路作为根据。

考虑了这些想法,根据图 8 的导纳等效线路构成的补偿线路给出了最好的结果。图 15 所示就是具有补偿电路的这种线路。

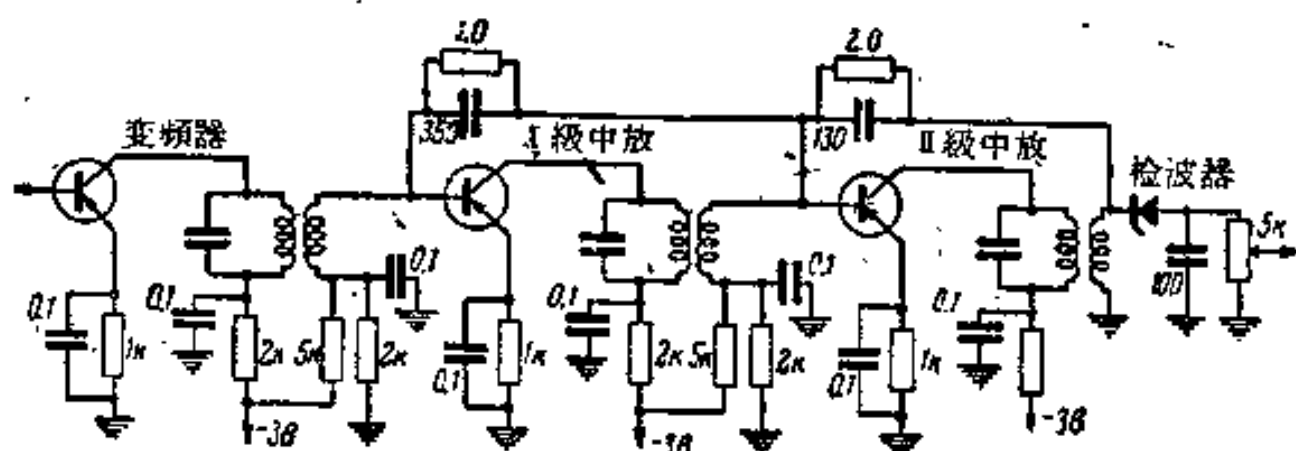


图 15 三极管内部反馈的补偿

补偿作用可以从图 16 的等效线路明显看出。在这里,绕组 II 上的电压应该与绕组 I 上的电压反相。于是,有反相电流经过反馈电路 $C_{g'k}$ 和 $G_{g'k}$ 和补偿电路 C_g 流到三极管的输入端。为了使这两个电流相等,绕组 II 的电压比绕组 I 的电压小多少倍,补偿电路的电

容 C 和电导 g 就应当比 $C_{6',k}$ 和 $g_{6',k}$ 大多少倍, 常常可以忽略经过电导 $g_{6',k}$ 的反饋的影响, 于是, 可以不用电导 g 而完成补偿电路. 在这个线路中, 由于电阻 $r_{6,6'}$ 的有害影响, 完全补偿是不能达

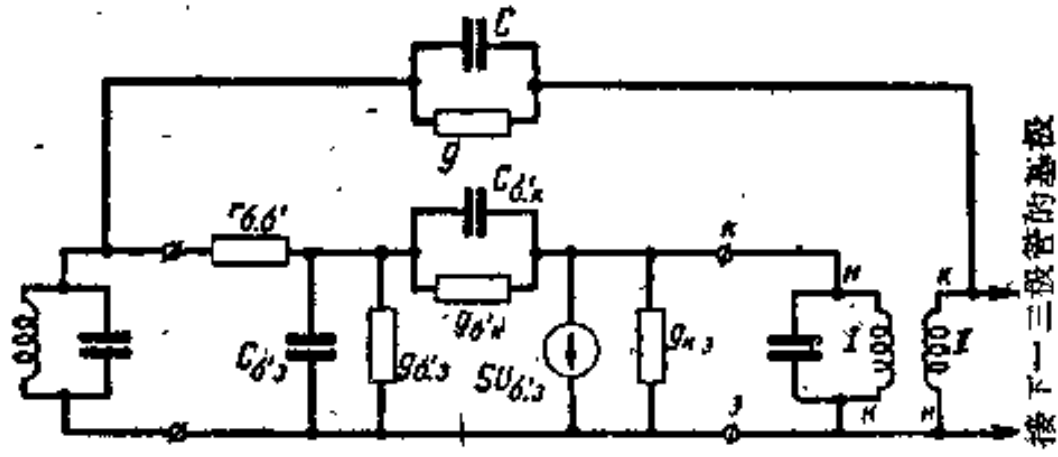


图 16 图 15 的等效线路

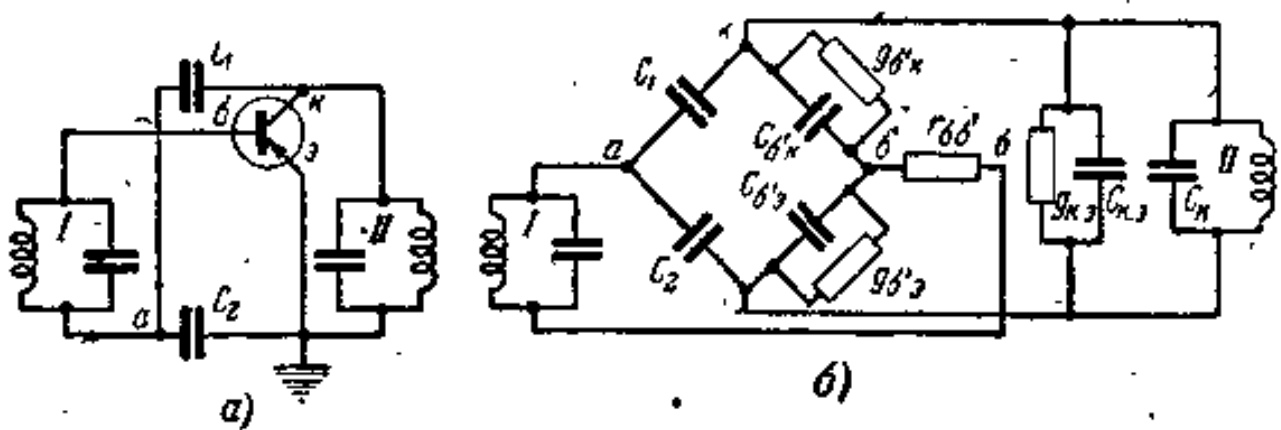


图 17

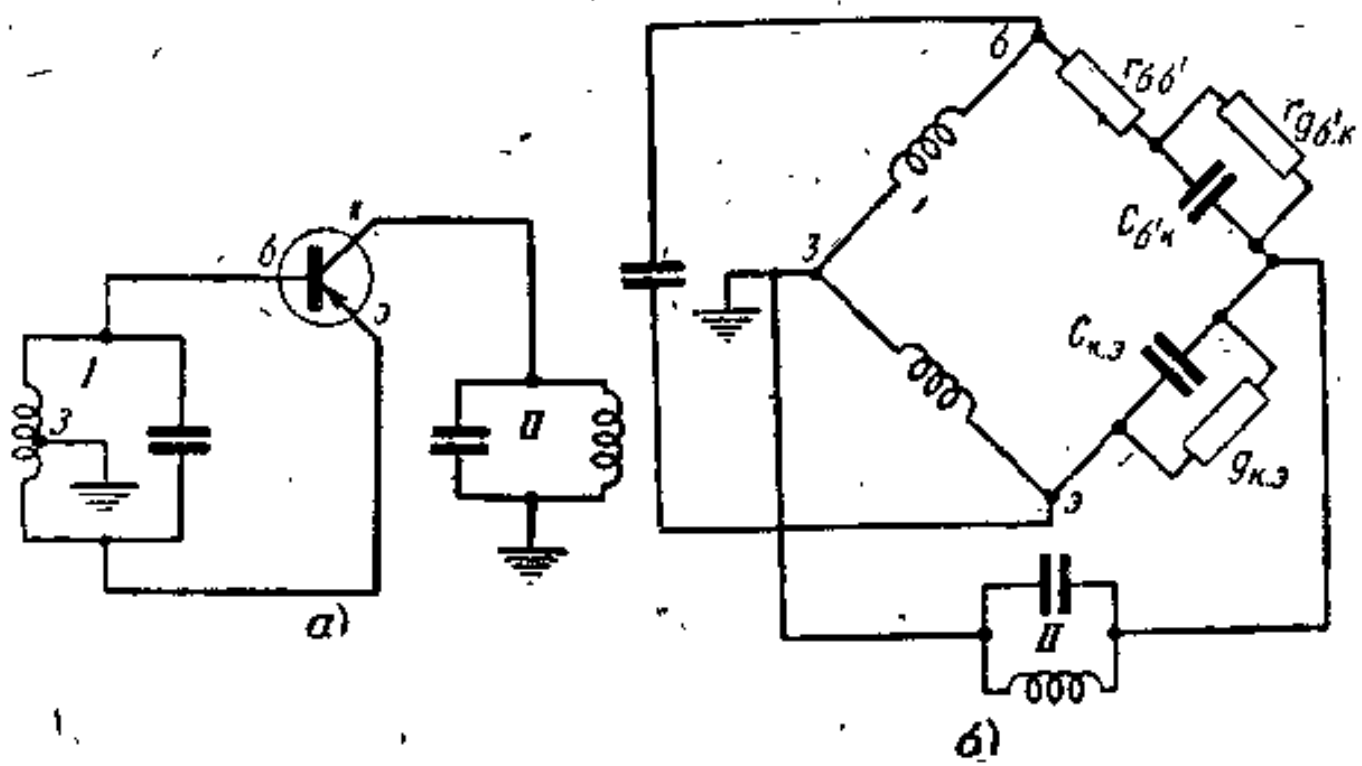


图 18

到的。

也可以采用与近年来广泛用在超短波电子管放大器中相似的补偿线路。这种线路及其等效线路示出在图 17 和 18 中。在图 18 的线路中,由于电阻 $r_{b,6'}$ 的有害影响,电桥只能接近达到平衡。在这个线路中,发射极电流沿回路的下面部分流过,这无异于用电导 mS 给予回路以附加的分路,其中 m 是回路中有发射极电流流过的,那部分所占的分数。

6. 高频半导体放大器的噪声系数

当放大弱信号时,放大器的固有噪声电平应当是足够低的;因此,关于半导体三极管的噪声以及构成线路时获得最小噪声系数的方法的研究,是非常重要的。

对于面结合型三极管的固有噪声源,已有了详细的研究[文献 13, 15]。考虑了这些噪声源,三极管的等效线路将如图 19 所示。

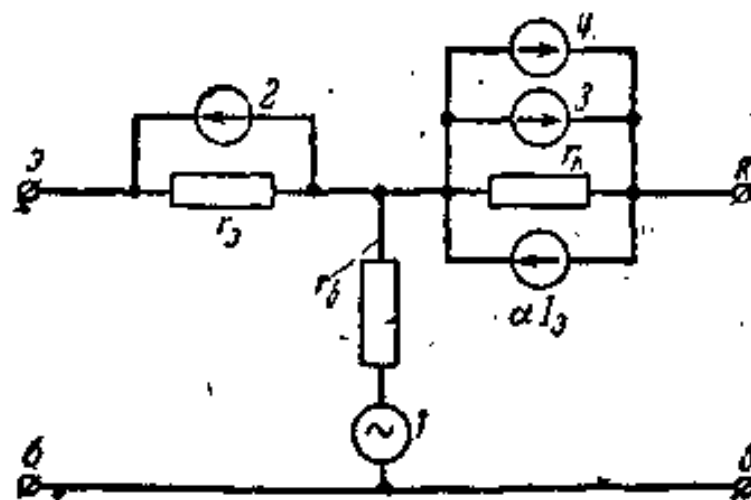


图 19 考虑了固有噪声的三极管等效线路

在这个线路中,和通常一样, r_e 、 r_b 、 r_c 是发射极、基极和集电极电阻,而电流发生器 αI_b 表征三极管的放大作用。发生器 1 考虑发生在电阻 r_b 中的热噪声电动势。这个电动势的有效值的平方等于

$$\bar{E}_1^2 = 4kTB r_b, \quad (40)$$

其中 k 是波耳兹曼常数;

T 是绝对温度;

B 是能量的通頻帶。

在室温下 $kT = 4 \times 10^{-21}$ 瓦/赫。

发生器 2 考虑发生在发射极与基极間的結中的散粒噪声电流。这个电流的有效值的平方等于

$$\bar{I}_2^2 = 2e(I_0 + I_{0,0})B, \quad (41)$$

其中 e 是电子电荷；

I_0 是总的发射結正向电流；

$I_{0,0}$ 是发射結反向电流。

发生器 3 考虑发生在集电极与基极間的結中的散粒噪声电流。这个电流的有效值的平方等于

$$\bar{I}_3^2 = 2eI_{00}B, \quad (42)$$

其中 I_{00} 是集电結的起始反向电流。

发生器 4 考虑集电极与基极間空穴电流的杂乱分布所生成的噪声电流。这个发生器的电流的有效值的平方等于

$$\bar{I}_4^2 \approx 2e\alpha I_0(1-\alpha)B, \quad (43)$$

其中 α 是从发射极到集电极的电流放大系数。

利用这个等效綫路，可以决定半导体三极管的級的噪声系数：

$$III \approx 1 + \frac{r_6}{r_n} + \frac{r_0}{2r_n} + \frac{(r_0 + r_6 + r_n)^2}{2r_0r_n\alpha^2} \left[\frac{I_{00}}{I_0} + \alpha(1-\alpha) \right],$$

其中 r_n 是信号源的内阻。

三极管的不同接法（共发射极、共基极或共集电极）仅是反饋不同。在一級近似下可以认为，反饋在同样程度下改变了信号和噪声的大小，而不影响它們的比值。由此可知，在其他条件相同之下，放大級的噪声系数与三极管的连接方法无关。但在改变三极管的接法时，通常也改变了信号源的电阻值，这就使得級的噪声系数改变。此外，对于不同接法正常功率增益之值不同，这就使得多級綫路的总噪声系数改变。为了得到最小的噪声系数值，必須适当选择信号源的电阻，而且其最佳值决定于表达式

$$r_{n, \text{opt}}^2 = (r_0 + r_6)^2 + \frac{(2r_6 + 2r_0)\alpha^2 r_0}{\frac{I_{00}}{I_0} + \alpha(1-\alpha)},$$

这个最佳值和为了匹配所必须的值不同,大約是几百欧。此外,噪声系数与三极管的直流供电状态有关。

7. 半导体三极管线路的增益控制

为了构成自动增益控制 (AGC) 的线路,必须有可能利用加在高频级上的电压或电流来控制其增益。对于半导体三极管高频级的这种控制方法,在文献[文献 3,14]中已有了详细的研究。目前,最常用的方法是经过电阻或线圈将控制电压加在三极管的基极上。较早时期曾经利用改变发射极电流的方法来控制增益。用改变基极电流的方法来控制增益应用得不广泛,因为这种线路极易受周围温度变化的影响。

当利用任何一种上述的方法时,增益的改变不仅是由于三极管本身参数的改变,而且也是由于三极管与信号源间以及三极管与负载间所发生的失配。

参 考 文 献

- [1] Zawelis J., Physical Theory of a New Circuit Representation for Junction Transistors, J. Appl. Phys., 1954, 28, 8.
- [2] Pritchard R. L., Electric-Network Representation of Transistors; A Survey, IRE Transactions, Circuit Theory, 1956, CT-3, No. 1.
- [3] Lo A. W., Endres R. O., Zawelis J., Waldhauer F. D., Cheng C. C., Transistor Electronics, N. Y., 1955.
- [4] Chu C. Y., A New Equivalent Circuit for Junction Transistors, IRE Conv. Record, p. II.
- [5] Early I. M., Effect of Space Charge Layer Widening in Junction Transistors, PIRE, 1952, 40, 11.
- [6] Muller C. W., Pankow J. L., A *p-n-p* Triode Alloy Junction Transistor for Radio Frequency Amplification, RCA Rev., 1953, 12, PIRE, 1954, 2.
- [7] Мигуля И. Н., Эквивалентные схемы и параметры плоскостных кристаллических триодов. Электросвязь, 1956, 6.
- [8] Vasseur I. P., Calcul des circuits utilisant les transistors à jonctions aux fréquences élevées, Annales de Radio-Electricité, 1956, 4.
- [9] Куляковский А. А., Линейные каскады радиоприемников, ГЭИ, 1958.
- [10] Stern A. P., Aldridge C. A., Chow W. F., Internal Feedback and Neutralisation of Transistor Amplifiers, PIRE, 1955, 6.
- [11] Chu C. Y., Unilateralisation of Junction-Transistor Amplifiers at High

Frequencies, PIRE, 1955, 8.

- [12] Holmes D. D., Stanley T. O., Freedman L. A., A Developmental Pocket Size Broadcast Receiver Employing Transistors, PIRE, 1955, 6.
- [13] Van der Ziel A., Notes on Shot and Partition Noise in Junction Transistors, J. Appl. Phys., 1954, 6.
- [14] «Измерение параметров, определяющих работу полупроводниковых триодов на высокой частоте». Экспресс-информация, серия «Радиотехническая промышленность»; № РТП-12237 (из журнала "Annales de Radioelectricité", 1956, 7).
- [15] Guggenbuhl W., Strutt M., Experimentelle Untersuchung und Trennung der Rauschursachen in Flachentransistoren, Archiv der El. Übertr., 1955, 9, 6.

面結合型三极管的过渡与频率-相位特性

Т. М. 阿加哈年 (Агаханян)

引 言

在半导体三极管线路中,过渡过程及与其有关的频率-相位畸变不仅决定于寄生电容的存在,而且决定于三极管基极区域内所发生的过程,这些过程在一方面是扩散的,在另一方面是载流者的热产生过程与复合过程之间的热力学平衡遭受了破坏[文献1],而这就是在几十和几百千赫的频率下发生频率和相位畸变的原因。

当传输脉冲信号时,基区中所发生的过程引起输入和输出脉冲间的时差,以及脉冲前沿建立时间的延长[文献2]。

电子空穴结的电容也影响过渡过程的特性,当分析半导体三极管线路中的过渡过程时应当注意到这点,基区的欧姆电阻或分布电阻同样影响过渡过程的特性。从三极管中发射极与集电极间的区域流向基极接点的基极电流,在基极接点与发射极间产生压降,因而大大限制了频率特性[文献3]。

同时考虑扩散、复合、电子空穴结电容及基层欧姆电阻的影响来分析过渡过程是困难的,如果把实际的三极管表为理想三极管、电子空穴结的电容及基层的电阻之组合,这个分析就将大为简化。电容并联在三极管的输入端和输出端,而基极的欧姆电阻则串联到理想三极管的基极引

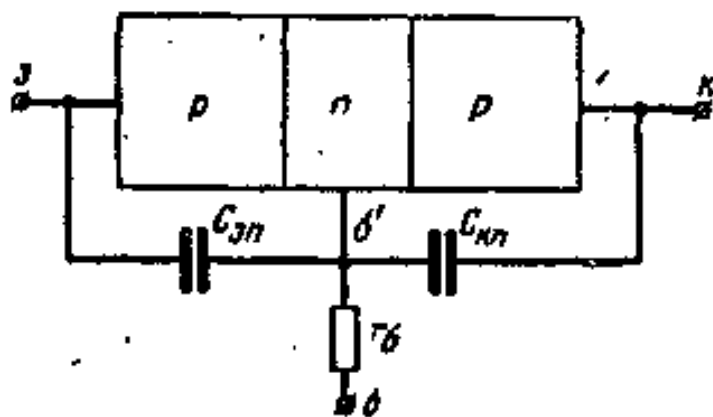


图1 含有理想三极管结的电容及基层电阻的实际三极管的等效线路

綫处(图1)。

把实际的三极管这样分成单独的元件,就允許彼此无关的来分析各个元件中的过程。然后根据这些分析构成等效綫路,利用这个綫路就可以在比較简单的形式下决定实际半导体三极管中及半导体三极管綫路中的过渡过程。

理想的三极管是图1綫路中最复杂和最重要的元件。

这个三极管基区中的过程用两个微分方程式——連續方程式和电流方程式来描述[文献4]。

1. 过渡特性

發射極中的电流脈衝 我們来研究当發射極上加以單位电流脉冲、而集电极直接与基极引綫相連时三极管中的过渡过程。

根据这个例子的分析,可以列出理想三极管的發射極-集电极传输系数的过渡特性 $\alpha(t)$ 和輸出阻抗的过渡特性 $Z_o(t)$:

$$\alpha(t) = \alpha_0 \left[1 - \frac{4}{\pi} e^{-\frac{t}{\tau}} \operatorname{ch} \sqrt{\frac{\tau_D}{\tau}} \times \right. \\ \left. \times \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n e^{-\frac{t}{4\tau_D} (2n+1)^2 \pi^2}}{(2n+1) \left[1 + \frac{4\tau_D}{\tau (2n+1)^2 \pi^2} \right]} \right], \quad (1)$$

$$Z_o(t) = r_o \left[1 - \frac{8}{\pi^2} \sqrt{\frac{\tau_D}{\tau}} e^{-\frac{t}{\tau}} \operatorname{cth} \sqrt{\frac{\tau_D}{\tau}} \times \right. \\ \left. \times \sum_{n=0}^{\infty} \frac{e^{-\frac{t}{4\tau_D} (2n+1)^2 \pi^2}}{(2n+1)^2 \left[1 + \frac{4\tau_D}{\tau (2n+1)^2 \pi^2} \right]} \right], \quad (2)$$

其中 α_0 和 r_o 分别为传输系数和輸出阻抗在低頻下的数值;

τ 为基区中少数載流者的寿命;

$\tau_D = \frac{W^2}{D}$ 为扩散時間;

W 为基极厚度:

D 为扩散常数[文献 4].

$\alpha(t)$ 和 $Z_0(t)$ 的过渡函数的精确解答非常繁长, 在这种形式下是不可能用来作实际计算的. 这些解答的价值在于: 第一, 可以深刻認識三极管基区中所发生的物理过程; 第二, 可以引出用来分析綫路工作的等效綫路, 其精确度对实际說来是足够的.

我們来研究这些特性的曲綫. 图 2 所示是共基极綫路中三极管电流传输系数的过渡特性曲綫 $\alpha(t)$. 这个特性曲綫表明当发射极上加以单位电流脉冲时集电极电流随時間是如何变化的.

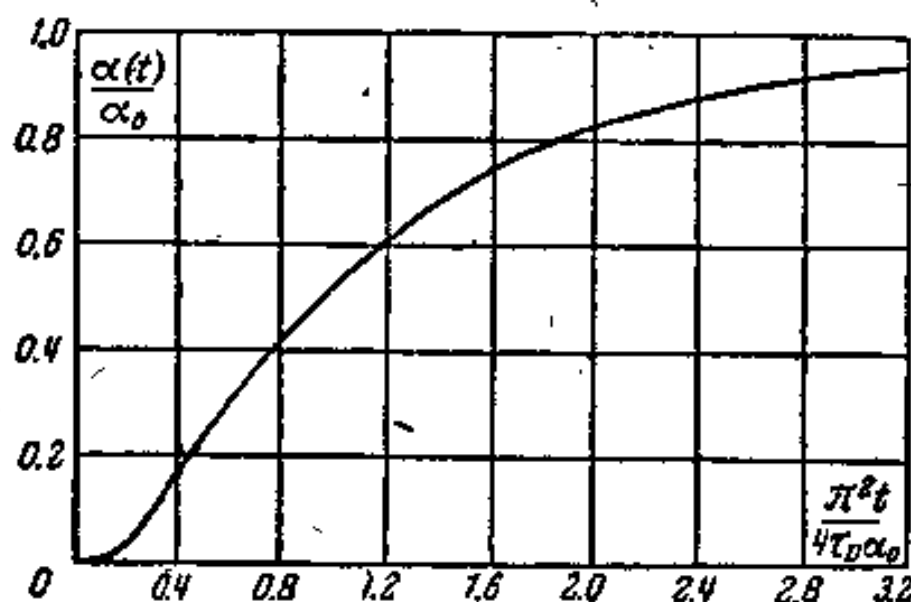


图 2 共基极綫路中三极管电流传输系数的过渡特性曲綫

輸入与輸出电流脉冲間时差的存在是載流者扩散运动不可避免的结果. 輸出脉冲的延滞時間 (集电极电流不超过其稳定值的 1% 的这段時間) 等于

$$t_0 = \frac{0.64}{\pi^2} \tau_D \alpha_0 = 0.065 \tau_D \alpha_0. \quad (3)$$

例如, 对于极限頻率为 $f_a = 1.5$ 兆赫的三极管, $t_0 = 0.017$ 微秒; 对于极限頻率为 $f_a = 500$ 千赫的三极管, $t_0 = 0.05$ 微秒.

这个延滞虽然很小, 但在許多情形下, 例如在具有共同反饋电路的多級綫路中, 它起着重要的作用.

載流者运动的扩散特性引起脉冲前沿的畸变: 由于載流者速度的离散, 輸出电流脉冲前沿建立的时间延长了.

过渡特性曲线前沿延长的时间（输出脉冲前沿从其稳定值的 0.1 增长到 0.9 的这段时间）为：

$$t_H = \frac{8.88}{\pi^2} \tau_a \alpha_0 = 0.9 \tau_D \alpha_0 \quad (4)$$

对于具有 $f_a = 1.5$ 兆赫的三极管， $t_H = 0.23$ 微秒；而对于具有 $f_a = 500$ 千赫的三极管， $t_H = 0.7$ 微秒。

我们再来研究三极管的输出特性曲线 Z_0 （图 3）。当在发射极上加以电流脉冲时，发射结上的电压单调地增长，这是接成共基

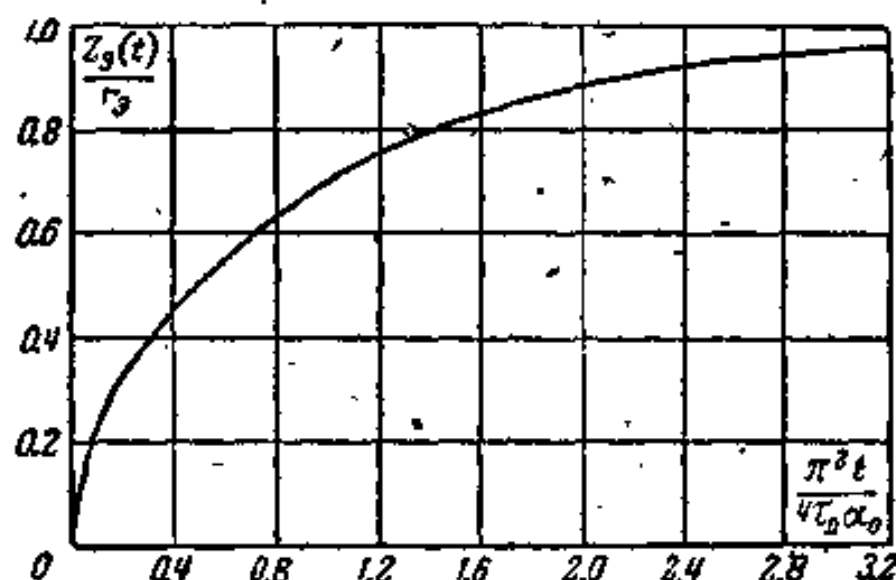


图 3 三极管的输出特性曲线 Z_0 。

极的三极管输入电路中电容作用的结果。研究了基区中载流者浓度改变的情形（图 4），就易于了解这个电容效应的物理意义。如果由直流偏压引起的最初载流者浓度等于 $p(x)$ （图 4 中的曲线 a），

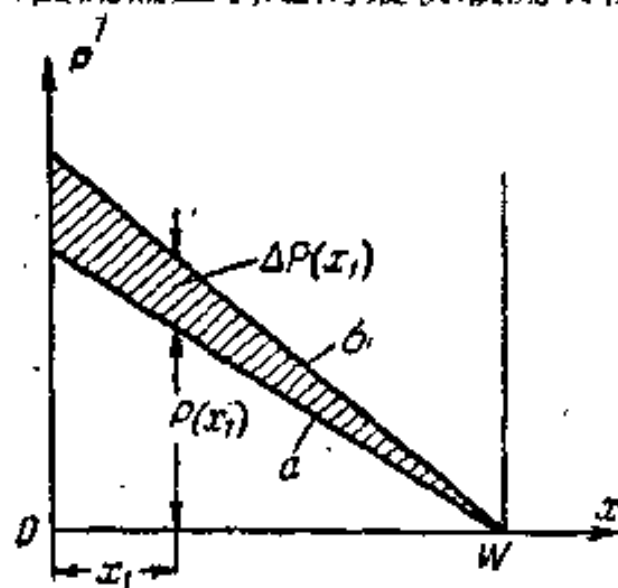


图 4 基区中载流者浓度的改变

则在发射极上加以电流脉冲就会使 $p(x)$ 改变，因为从发射极区域中流入的空穴增多或减少了。例如，如果电流脉冲指向发射极，则它将使空穴浓度在基极所有各点处增大一数值 $\Delta p(x)$ ，所以在加以脉冲后空穴浓度稳定值（曲线 b）将超出 $p(x)$ ，但这个基区中空穴浓度

的改变,其中也包含靠近发射结处,不可能在瞬时完成,因为必须有一定的时间才可以使空穴浓度增大 $\Delta p(x)$.

利用图 4 所示载流者浓度分布的曲线,可以近似地计算等效电容的大小,这电容通常称为过渡电容.从图 4 可知,基区中的电荷增量为

$$\Delta Q = \frac{\Delta p_0 W}{2} e, \quad (5)$$

其中 e 是电子电荷.

因为发射极上的空穴浓度为

$$p_0 = p_n e^{\frac{U_0}{kT}},$$

其中 p_n 为基区中少数载流者的平衡浓度;

kT 为载流者的热能;

U_0 为发射结上的直流偏压.

故发射结处的浓度增量等于

$$\Delta p_0 = p_n \frac{e}{kT} e^{\frac{U_0}{kT}} \Delta U_0. \quad (6)$$

考虑到发射极电流的直流分量[文献 3]决定于下列表达式:

$$I_0 = \frac{1}{\gamma} e \sqrt{\frac{D}{\tau}} p_n e^{\frac{U_0}{kT}} \operatorname{cth} \sqrt{\frac{\tau_D}{\tau}}, \quad (7)$$

其中 γ 是三极管的注入系数.

发射结的交流电阻等于

$$r_0 = \frac{kT}{e I_0}, \quad (8)$$

从而有

$$\Delta p_0 = \frac{\alpha_0 \Delta U_0 \operatorname{sh} \sqrt{\frac{\tau_D}{\tau}}}{r_0 e \sqrt{\frac{D}{\tau}}} \approx \frac{\alpha_0 \Delta U_0 w}{r_0 e D}. \quad (9)$$

将式(9)代入式(5)中,得到:

$$\Delta Q = \frac{\alpha_0 \omega^2}{2D\tau_0} \Delta U_0, \quad (10)$$

因为

$$\Delta Q = C_0 \Delta U_0, \quad (11)$$

故

$$C_0 = \frac{\alpha_0 \omega^2}{2D\tau_0}, \quad (12)$$

或

$$C_0 = \frac{1.22}{r_0 \omega_0}, \quad (13)$$

其中 $\omega_0 = \frac{2.43D}{\alpha_0 \tau_0^2}$ 是发射极-集电极传输系数的极限角频率。

2. 近似的过渡和频率-相位特性

半导体三极管的主要参数之一是三极管的电流传输系数 α 。半导体三极管线路的脉冲及高频性能，在很大程度上决定于 α 的过渡和频率-相位特性。

上面已经指出， $\alpha(t)$ 的过渡函数的精确表达式是繁长的，因此在实际上利用近似的表达式。

$\alpha(t)$ 的最简单因而用得最普遍的近似式是下列表达式：

$$\alpha(t) = \alpha_0 \left[1 - e^{-\frac{t}{\tau'_a}} \right], \quad (14)$$

其中 $\tau'_a = \frac{1}{\omega_a}$ ； ω_a 是特性曲线 $\alpha(j\omega)$ 的极限角频率（在 $\frac{1}{\sqrt{2}}$ 电平上的值）。

但是，所引出的 $\alpha(t)$ 的表达式极不精确。在国内（指苏联）[文献 1] 和国外 [文献 2, 5, 6] 的文献中，都介绍了用两个函数表示的 $\alpha(t)$ 的近似过渡函数，其中一个函数用于起始的时间间隔，另一个用于这个间隔之外。

这样就大大提高了近似的精确度。但是，采用了这种分段的近似表达，在大多数情形下，必须或者在实在的区域中利用位移定理，或者在第二个时间间隔的开始决定线路各个元件上的电荷和

电位。后一情况使得在实在的线路中决定过渡过程大为复杂，因为必须考虑基极电阻、集电极电容以及负载和入端发生器的电阻等等的的影响。所以，在实际上通常宁愿利用表达式(14)，虽然它并不太精确。

下面将引出一个近似表达式，它不仅可以用一个表达式表示过渡函数，而且同时能保证具有比式(14)高得多的精确度。所提出的表达式也可以在宽广的频段内近似表示频率和相位特性 $\alpha(j\omega)$ 。这个近似式得自过渡函数的精确表达式(1)，表达式(1)是指数函数的无穷级数。

还要研究接成共发射极线路和共集电极线路的面结合型三极管传输系数的过渡和频率-相位特性。

在集电极短路状态下的发射结阻抗 Z_e 也是三极管的主要参数。

3. 面结合型三极管传输系数的过渡特性

共基极线路 前面的式(1)已经指出，接成共基极线路的面结合型三极管的传输系数决定于下列表达式：

$$\alpha(t) = \alpha_0 \left[1 - \frac{4}{\pi} \operatorname{ch} \sqrt{\frac{\tau_D}{\tau}} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n e^{-\frac{t\pi^2}{4\tau_D} b_n}}{(2n+1)b_n} \right], \quad (15)$$

其中

$$b_n = 1 + \frac{4\tau_D}{\pi^2(2n+1)^2\tau}. \quad (16)$$

已经知道[文献5]，过渡函数的精确解答可以表为另外的形式：

$$\begin{aligned} \alpha(t) = & \gamma \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^{n+1} e^{-(2n-1)\sqrt{\frac{\tau_D}{\tau}}} \operatorname{erfc} \left[\frac{2n+1}{2} \sqrt{\frac{\tau_D}{t}} - \sqrt{\frac{t}{\tau}} \right] + \\ & + \gamma \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^{n+1} e^{(2n-1)\sqrt{\frac{\tau_D}{\tau}}} \operatorname{erfc} \left[\frac{2n-1}{2} \sqrt{\frac{\tau_D}{t}} + \sqrt{\frac{t}{\tau}} \right], \quad (17) \end{aligned}$$

其中

$$\operatorname{erfc} y = \int_0^{\infty} e^{-x^2} dx = 1 - \operatorname{erf} y.$$

誤差函数 erfy 的积分可以查表得出。

和式(17)相比,式(15)的优点不仅是简单,而且在于式(15)的无穷級数衰减得非常快:当 $t \geq 0.1\tau_D$ 时級数的和实际上决定于前两项,而当 $t \geq 0.2\tau_D$ 时第二项也可以忽略,并认为:

$$\alpha(t) = \alpha_0 - \frac{4\gamma}{\pi \left(1 + \frac{4\tau_D}{\pi^2 t}\right)} e^{-\frac{t}{4\tau_D} \pi^2 \left[1 + \frac{4\tau_D}{\pi^2 t}\right]} \quad (18)$$

精确解答式(15)的这个特点也被用来构成下列近似表达式:

$$\alpha(t) = \alpha_0 \left[1 - \frac{4}{3} e^{-\frac{2.56}{\tau_D \alpha_0} t} + \frac{1}{3} e^{-\frac{10.24}{\tau_D \alpha_0} t} \right] \quad (19)$$

因为无穷級数(15)的第一项是确定的,故在近似表达式(19)中它仍然不变。

近似表达式(19)中的其后各项的选择是使得:

$$[\alpha(t)]_{t=0} = 0 \quad \text{和} \quad \left[\frac{d\alpha(t)}{dt} \right]_{t=0} = 0. \quad (20)$$

图5中示出了面結合型三极管发射极-集电极传输系数的典型过渡特性:

$$h(t) = \frac{\alpha(t)}{\alpha_0} \quad (21)$$

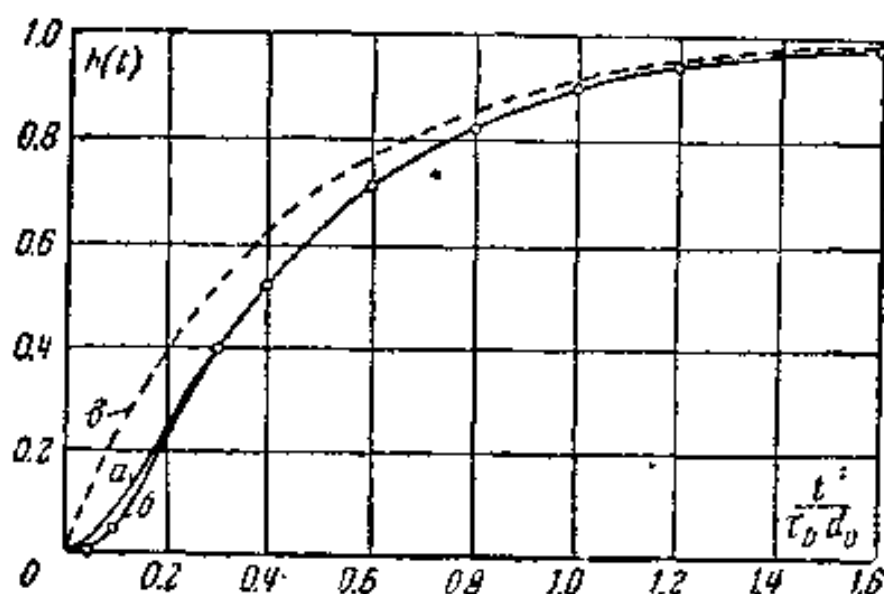


图5 面結合型三极管发射极-集电极传输系数的典型过渡特性曲线

实线是近似的过渡特性(曲线a)和精确的过渡特性(曲线b),同一图上也示出了根据广泛应用的近似式

$$\alpha(t) = \alpha_0 \left[1 - e^{-\frac{t}{\tau_a}} \right] \quad (22)$$

作出的过渡特性(曲线 B)。

从图 5 的曲线可知,关系式(19)保证了实际上足够的精确度。近似过渡函数(19)的运算表达式也比较简单:

$$\alpha(p) = \frac{\alpha_0}{\left(p \frac{\tau_D \alpha_0}{2.56} + 1 \right) \left(p \frac{\tau_D \alpha_0}{10.24} + 1 \right)} \quad (23)$$

因此,在决定半导体面结合型三极管线路的过渡过程时,它不会引起任何困难。

共发射极线路 接成共发射极线路的面结合型三极管传输系数的运算表达式决定于下列表达式:

$$b(p) = \frac{\alpha(p)}{1 - \alpha(p)} = \frac{\gamma}{\operatorname{ch} \sqrt{\frac{\tau_D}{\tau}} (1 + p\tau) - \gamma} \quad (24)$$

这里

$$\alpha(p) = \frac{\gamma}{\operatorname{ch} \sqrt{\frac{\tau_D}{\tau}} (1 + p\tau)} \quad (25)$$

是过渡函数 $\alpha(t)$ 的运算表达式。

将函数(24)分解成简单的形式*:

$$b(p) = \gamma \left[\frac{2}{\tau_D \left\{ p + \frac{1}{\tau_D} \left[\frac{\tau_D}{\tau} + 2(1 - \gamma) \right] \right\}} + \frac{4}{\tau_D} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{p + \frac{1}{\tau_D} \left[\frac{\tau_D}{\tau} + 2(1 - \gamma) - 4k^2\pi^2 \right]}{\left(p + \frac{a'_k}{\tau_D} \right) \left(p + \frac{c_k}{\tau_D} \right)} \right], \quad (26)$$

其中

$$a'_k = \frac{\tau_D}{\tau} + \left[\sqrt{2(1 - \gamma) + 2k^2\pi^2} \right]^2; \quad (27)$$

* 分解时假定, $1 - \gamma$ 之值和 1 相比是无限小的。

$$c_k = \frac{\tau_D}{\tau} + \left[\sqrt{2(1-\gamma) - 2k\pi} \right]^2. \quad (28)$$

可以得到过渡函数 $b(t)$ 精确解答表为指数函数的无穷项之和的形式:

$$b(t) = b_0 - \frac{\frac{\tau_D}{\tau} + 2(1-\gamma)}{2\gamma e^{-\frac{t}{\tau_D} [\frac{\tau_D}{\tau} + 2(1-\gamma)]}} - \frac{2\gamma}{\sqrt{2(1-\gamma)}} \times \\ \times \sum_{k=1}^{\infty} \left\{ \frac{\sqrt{2(1-\gamma) + 2k\pi}}{a_k'} e^{-\frac{t}{\tau_D} a_k'} + \frac{\sqrt{2(1-\gamma) - 2k\pi}}{c_k} e^{-\frac{t}{\tau_D} c_k} \right\}. \quad (29)$$

在这里 $b_0 = \alpha_0/(1 - \alpha_0)$ 是过渡函数的稳定值.

如果 $1 - \gamma \ll \tau_D/\tau$, 则可以认为 $\gamma = 1$, 于是

$$b(t) = b_0 - 2\frac{\tau}{\tau_D} e^{-\frac{t}{\tau_D}} + 4 \sum_{k=1}^{\infty} \left[\frac{8k^2\pi^2}{\frac{\tau_D}{\tau} + 4k^2\pi^2} \frac{t}{\tau_D} + \right. \\ \left. + \frac{4k^2\pi^2 - \frac{\tau_D}{\tau}}{4k^2\pi^2 + \frac{\tau_D}{\tau}} \right] e^{-\frac{t}{\tau_D} (4k^2\pi^2 + \frac{\tau_D}{\tau})}. \quad (30)$$

$b(t)$ 的近似表达式可以用两个方法得到:

1. 直接从精确解答(29)或(30).
2. 用 $\alpha(p)$ 的近似表达式(23)代入公式(24)中.

我们用第一个方法构成 $b(t)$ 的近似表达式.

在式(29)和(30)的无穷级数中, 具有序数 $k \geq 1$ 的所有各项衰减得相当快, 以致从 $b(t) = (0.01-0.02)b_0$ 之值开始就可以把它们忽略, 而以足够的精确度认为:

$$b(t) = b_0 - \frac{2\gamma}{\frac{\tau_D}{\tau} + 2(1-\gamma)} e^{-\frac{t}{\tau_D} [\frac{\tau_D}{\tau} + 2(1-\gamma)]}. \quad (31)$$

考虑到

$$\frac{2\gamma}{\frac{\tau_D}{\tau} + 2(1-\gamma)} \approx b_0; \quad \frac{\tau_D}{\tau} + 2(1-\gamma) \approx \frac{2}{b_0}, \quad (32)$$

可以把式(31)的关系加以变换,并引出便于计算的形式:

$$b(t) = b_0 [1 - e^{-2\frac{t}{\tau_D b_0}}]. \quad (33)$$

如果利用 $\alpha(p)$ 的近似表达式,则以式(23)代入式(24)中得到:

$$b(p) = \frac{b_0}{p^2 \left(\frac{\tau_D b_0}{2.56} \right)^2 \frac{(1-\alpha_0)}{4} + p \left(\frac{\tau_D b_0}{2.56} \right) \frac{5}{4} + 1}, \quad (34)$$

从而有

$$b(t) = b_0 \left[1 - \frac{1}{1 - 0.16(1-\alpha_0)} e^{-2.048 \frac{t}{\tau_D b_0}} + \frac{0.16(1-\alpha_0)}{1 - 0.16(1-\alpha_0)} e^{-12.8 \frac{t}{\tau_D b_0}} \right]. \quad (35)$$

这个表达式与式(33)不同之处主要是有了第二个指数项,这一项仅只影响过渡特性曲线起始区段的形状,使得精确曲线与近似曲线之间差别减小。

将近似的特性曲线与精确的相比较可以看出,与三极管接成共基极线路的情形相比,现在要符合得更精确一些。

在共发射极线路中过渡特性曲线前沿延长的时间等于

$$t_{H,E} = 1.1\tau_D b_0 \approx 2.2\tau, \quad (36)$$

在共基极线路中

$$t_{H,B} = 0.9\alpha_0\tau_D. \quad (37)$$

它们的比值

$$\frac{t_{H,E,B}}{t_{H,B}} = \frac{1.22}{1-\alpha_0}. \quad (38)$$

共集电极线路 当接成共集电极线路时,三极管传输系数的运算表达式为

$$\frac{1}{1 - \alpha(p)} = 1 + b(p). \quad (39)$$

因此,过渡函数等于

$$1 + b(t), \quad (40)$$

也就是,这个函数的精确值以及近似值都可用 $b(t)$ 相应的表达式代入式(40)中而得到.

接成共集电极的三极管过渡特性的特点是具有起始的跃变. 由于这点,和共发射极线路相比,近似表达式在起始区段的相对误差减小了.

4. 频率-相位特性

共基极线路 频率-相位特性 $\alpha(j\omega)$ 的近似表达式可以在式(23)中以 $p = j\omega$ 代入而得到:

$$\alpha(j\omega) = \frac{\alpha_0}{\left[1 - \frac{1}{4} \left(\frac{\tau_D \alpha_0 \omega}{2.56} \right)^2 + j \frac{5}{4} \left(\frac{\omega \tau_D \alpha_0}{2.56} \right)\right]}. \quad (41)$$

放大系数的频率特性具有如下形式:

$$\frac{|\alpha(j\omega)|}{\alpha_0} = \frac{1}{\sqrt{\left[1 - \frac{1}{4} \left(\frac{\tau_D \alpha_0 \omega}{2.56} \right)^2\right]^2 + \frac{25}{16} \left(\frac{\omega \tau_D \alpha_0}{2.56} \right)^2}}, \quad (42)$$

而相位特性:

$$\varphi = \operatorname{arctg} \frac{\frac{5}{4} \left(\frac{\omega \tau_D \alpha_0}{2.56} \right)}{1 - \frac{1}{4} \left(\frac{\omega \tau_D \alpha_0}{2.56} \right)^2}. \quad (43)$$

图6中示出了根据近似公式(42)和(43)以及精确表达式作出的频率和相位特性曲线(实线是近似的),精确表达式为:

$$\alpha(j\omega) = \gamma \operatorname{sech} \sqrt{\frac{\tau_D}{\tau}} (1 + j\omega\tau). \quad (44)$$

精确曲线(图6中的虚线)是对于 $\tau \rightarrow \infty$ 的情形作出的. 比较这些曲线可以作出结论,在宽广的频段

$$0 \leq \omega \leq (4 - 5)\omega_a.$$

内,对于工程计算可以利用近似公式(41).

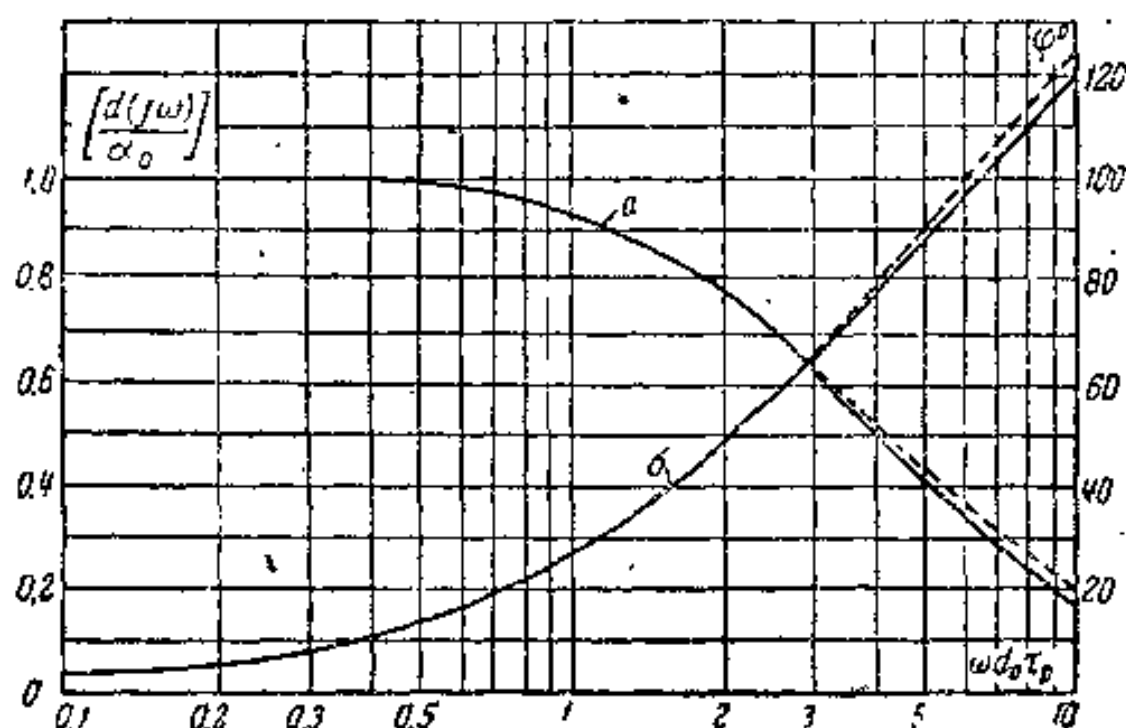


图6 按照公式(42)和(43)得出的频率特性曲线(a)和相位特性曲线(b)

我们来决定极限角频率 ω_a , 在这个角频率下

$$\frac{1}{\sqrt{\left[1 - \frac{1}{4}\left(\frac{\tau_D \alpha_0 \omega_a}{2.56}\right)^2\right]^2 + \frac{25}{16}\left(\frac{\tau_D \alpha_0 \omega_a}{2.56}\right)^2}} = \frac{1}{\sqrt{2}}. \quad (45)$$

解式(45)的四次方程式,得到:

$$\omega_a = \frac{2.424}{\alpha_0 \tau_D}. \quad (46)$$

极限频率的近似值与精确值极为符合[文献7].

在右表中列出了对于不同 α_0 值的 $\omega_a \tau_D$ 之值. 表中第2行所列是按近似公式(46)算出的 $\omega_a \tau_D$ 之值, 而第3行是 $\omega_a \tau_D$ 的精确值[文献7].

从式(46)的关系可知, 极限角频率 ω_a 与三极管电流放大系

对于不同 α_0 的 $\omega_a \tau_D$ 值

α_0	$\omega_a \tau_D$ 的值		误差百分数
	近似的	精确的	
0.942	2.573	2.56	0.5
0.956	2.535	2.53	0.2
0.970	2.498	2.50	0.1
0.983	2.466	2.47	0.2
0.995	2.436	2.45	0.6
1.000	2.424	2.43	0.3

数的低頻值 α_0 成反比例。故三极管的品質系数：

$$\alpha_0 \omega_n = \frac{2.424}{\tau_D} \quad (47)$$

只与扩散時間有关。值得指出，这个系数与少数載流者的寿命 τ 无关。

共發射極綫路 按照表达式(33)，頻率-相位特性 $b(j\omega)$ 可以近似地認為等于

$$b(j\omega) = \frac{b_0}{1 + j\omega \frac{\tau_D b_0}{2}} \quad (48)$$

在式(34)中以 $p = j\omega$ 代入可以得到較精确的近似式：

$$b(j\omega) = \frac{b_0}{1 - (1 - \alpha_0) \left(\frac{x}{2.56} \right)^2 + j \frac{x}{1.024}}; \quad (49)$$

$$\frac{|b(j\omega)|}{b_0} = \frac{1}{\sqrt{\left[1 - (1 - \alpha_0) \left(\frac{x}{2.56} \right)^2 \right]^2 + \left(\frac{x}{1.024} \right)^2}};$$

$$\varphi = \text{arctg} \frac{x/1.024}{1 - (1 - \alpha_0) (x/2.56)^2};$$

其中

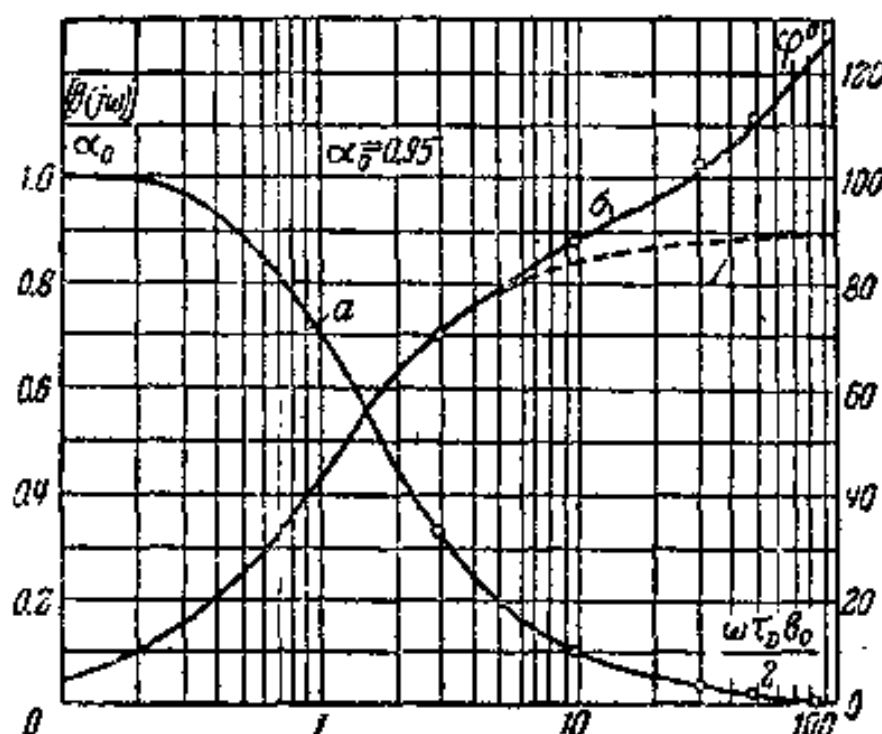


图7 $\alpha_0=0.95$ 的三极管的頻率特性曲綫(a)和相位特性曲綫(b)

$$x = \frac{\omega \tau_D b_0}{2} \approx \omega \tau. \quad (50)$$

在图7中示出了具有 $b_0 = 19$ ($\alpha_0 = 0.95$) 的三极管的频率-相位特性曲线。虚线是根据公式(48)作出的, 实线是根据公式(49)作出的。小圆圈相当于按照公式

$$h(j\omega) = \frac{1}{\operatorname{ch} \sqrt{\frac{\tau_D}{\tau}} (1 + j\omega\tau) - 1} \quad (51)$$

算出的这些特性的精确值。

随着 b 的减小, 近似关系的误差也减小。

共发射极线路中的极限角频率:

$$\omega_B = \frac{2}{\tau_D b_0} \approx \frac{1}{\tau} \quad (52)$$

决定于少数载流子的寿命, 因此它远小于接成共基极线路的三极管的极限角频率 ω_a :

$$\frac{\omega_a}{\omega_B} = \frac{1.21}{1 - \alpha_0}. \quad (53)$$

共集电极线路 按照式(39)和(48), 接成共集电极的三极管电流放大系数的频率-相位特性为:

$$1 + b(j\omega) = (1 + b_0) \frac{1 + jx(1 - \alpha_0)}{1 + jx};$$

$$\frac{|1 + b(j\omega)|}{1 + b_0} = \sqrt{\frac{1 + x^2(1 - \alpha_0)^2}{1 + x^2}}; \quad \varphi = \operatorname{arctg} \frac{x\alpha_0}{1 + x^2(1 - \alpha_0)}. \quad (54)$$

从这些关系可知, 当

$$x = \frac{1}{\sqrt{1 - \alpha_0}} \quad (55)$$

时, 相位移达到极大值。如果以表达式(51)代入式(38)中, 就得到较精确的近似式:

$$1 + b(j\omega) = (1 + b_0) \frac{1 - (1 - \alpha_0)^2 \left(\frac{x}{2.56} \right)^2 + j(1 - \alpha_0) \frac{x}{1.024}}{1 - (1 - \alpha_0) \left(\frac{x}{2.56} \right)^2 + j \frac{x}{1.024}}. \quad (56)$$

按照式(56), 当

$$x = \frac{2.56}{\sqrt{(1 - \alpha_0)(4.25 + \alpha_0)}} \approx 1.12 \sqrt{1 + b_0} \quad (57)$$

时发生最大的相位移.

当将三极管接成共集电极时, 频率特性曲线的极限值 ($\omega \rightarrow \infty$) 不等于零, 而等于 $(1 - \alpha_0)$, 当

$$x = \frac{2.56}{1 - \alpha_0} \sqrt{\frac{1 + \sqrt{13.5 - 4(1 - \alpha_0)}}{2}} \approx 3.9 b_0 \quad (58)$$

时, 这个特性曲线得到最小值, 并近似等于 $0.9(1 - \alpha_0)$.

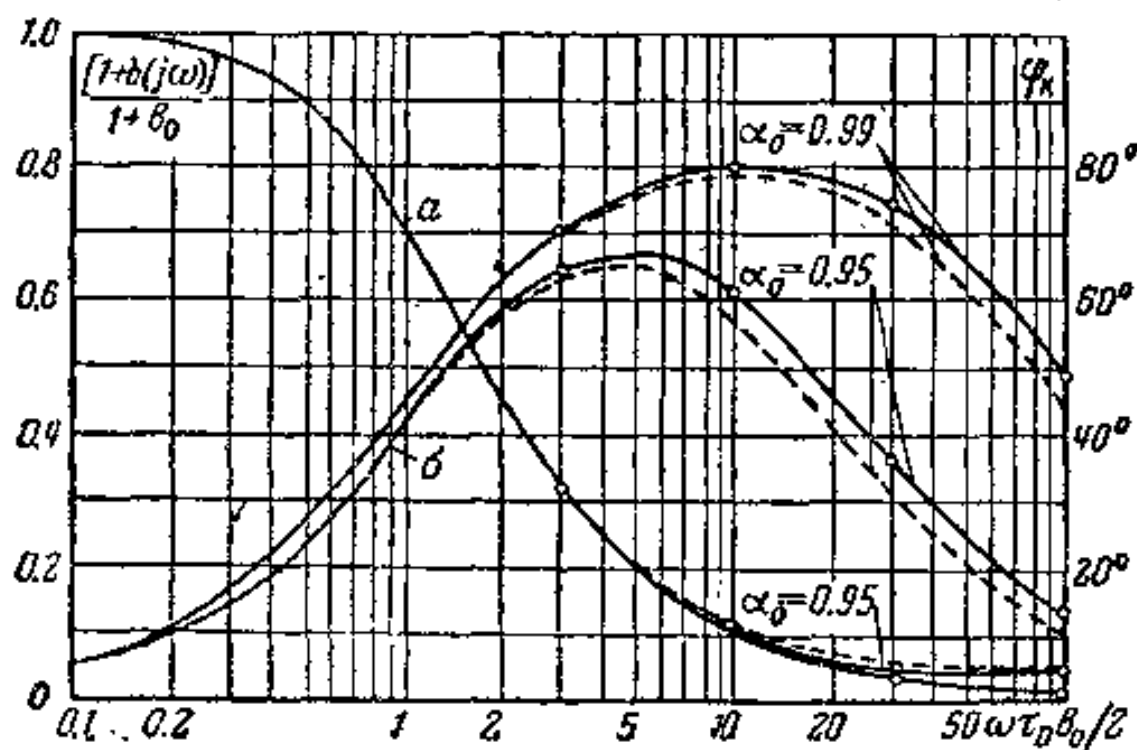


图 8 按照公式(54)和(56)作出的, 三极管的频率特性曲线(a)和相位特性曲线(б)

图 8 中所示频率和相位特性曲线是根据式(56)(实线)和(54)(虚线)作出的. 小圆圈表示按照精确公式

$$1 + b(j\omega) = \frac{1}{1 - \operatorname{sech} \sqrt{\frac{\tau_D}{\tau}} (1 + j\omega\tau)} \quad (59)$$

算出的这些特性曲线值.

当三极管接成共集电极时, 极限频率决定于下列关系:

$$\omega_{1+b} = \frac{2}{\tau_D b_0 \sqrt{1 - 2(1 - \alpha_0)^2}} \approx \frac{1}{\tau}. \quad (60)$$

5. 三极管输入电路的过渡特性

面結合型三极管在短路状态下的输入电路用发射結阻抗 Z_e 之值来表征。

近似地可以认为

$$Z_e = r_e (1 - e^{-2.56 \frac{t}{\tau_{D^*0}}}) \quad (61)$$

这个表达式得自 Z_e 的精确表达式(2), 在其中忽略了从第三項开始的所有各項。从这个公式可知, 可以将三极管的输入电路近似地认为是由电阻 r_e 与其某一旁路电容 C_e 所組成的。

上式与大家熟知的文献[文献 8]上的近似表达式

$$Z_e = r_e (1 - e^{-\frac{t}{\tau_e C_e}}) \quad (62)$$

不同, 在式(62)中扩散电容之值等于

$$C_e = \frac{0.8}{r_e \omega_a},$$

而在公式(61)中采取:

$$C_e = \frac{0.95}{r_e \omega_a}.$$

由于这个情况, 公式(61)和(62)相比, 誤差差不多仍然是不变的; 但在計算时可以把特征方程式的根的数目减少一个。这是由于, 式(61)中的方程是和 $\alpha(p)$ 的近似表达式的特征方程式的一个根相等的。

6. 面結合型三极管在高频时的等效线路

根据以上对三极管中所发生的物理过程的分析可知, 短路的理想三极管可以用两个元件来代替。其中之一是简单的 RC 电路:

$$R = r_e \text{ 和 } C = C_e; \quad (63)$$

另一个是具有系数 $\alpha(j\omega)$ 或其运算形式 $\alpha(p)$ 的电流发生器。

如果三极管不是短路的, 則集电結上电压的改变要引起电子

空穴結厚度的改变,因而引起三极管基极宽度的改变。由于后者的结果,第一,基极的純欧姆电阻 r_b 发生改变,第二,少数載流者复合的数目发生改变。当基极宽度减小时,向集电极扩散的空穴进行复合的时间减小,因而复合的空穴数减少。这就使得 α_0 增大,并改进了其频率特性。当基极增大时 α_0 减小,而其频率特性变坏。

与基极宽度改变有关的因素的影响,在变化比較緩慢的信号下起着重要的作用。如果信号变化很快,則在信号改变的时间內基极宽度不能明显改变,因为集电結电容妨碍集电极电压的快速改变。

所以,在分析高频过程时基极宽度改变的因素可以忽略。

如果在图 1 的綫路中,不采用理想的三极管而代以阻抗 Z_e 和电流发生器 $\alpha(p)i_b$, 就得到在高频范围内的三极管等效綫路, Z_e 是电阻 r_e 与扩散电容 C_e 的并联;

在低频面結合型三极管中,基极的扩散电容 C_e 远大于靜电电容 $C_{e,н}$, 因此,以下我們將只考虑 $C_{e,н}$ 。反之,集电結电容主要是靜电电容 $C_{к,н}$, 因为这个結的扩散电容 $C'_k \ll C_{к,н}$ 。

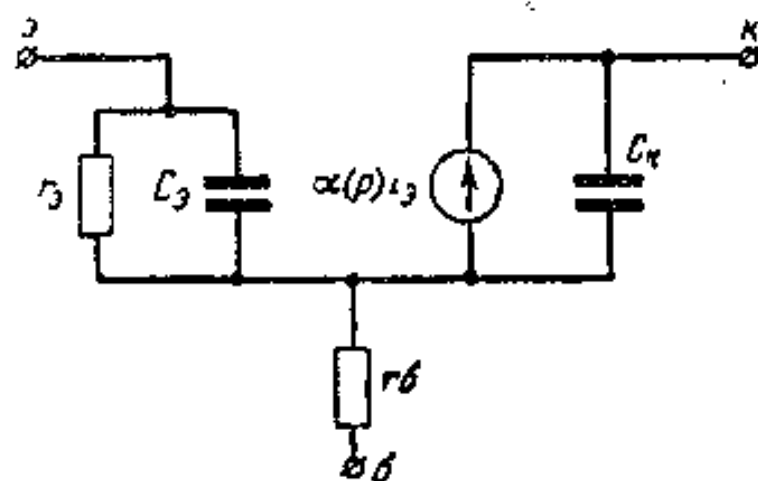


图 9 面結合型三极管在高频范围内的等效綫路
足够精确地按照公式

$$r_e = \frac{kT}{eI_b}$$

来计算。

为了决定过渡电容 C_e 以及参数 $\alpha(p)$, 必須知道 α_0 和 r_b 之

測量图 9 所示等效綫路的参数时, 不会引起任何困难。

电容 C_k 利用 Q 表来測量。基极电阻 r_b 照例是在高频下測量。如果知道了发射极电流的直流分量 I_b , 发射結电阻 r_e 可以

值。为了提高测量的精确度,通常不测量 α_0 而测量 b_0 或 $1 + b_0$, 即测量与 $(1 - \alpha_0)$ 成反比的量。

用极限频率 ω_c 表示 τ_D , 扩散时间 τ_D 可以从频率或相位特性来决定。同时必须考虑到,共基极线路电流放大系数的频率-相位特性只是对频率比较低的三极管才与特性 $\alpha(j\omega)$ 相符合。在高频面结合型三极管线路中,无论是进行分析或者是决定扩散时间 τ_D , 都不可忽略集电结电容的影响。但这并不表示,传输系数 α 的概念只对低频三极管才适合。

系数 α 决定少数载流者(载流者总数中经过发射结流入基区的)中到达集电极的那部分在总数中所占的分数,到达集电极的载流者将引起集电极电流的变化。所以,函数 α 可以定量说明基区中所发生的过程的特性,无论是对于低频三极管或者是对于高频三极管都是一样。

图 9 所示三极管的等效线路是分析视频放大器的高频性能的基础。

参 考 文 献

- [1] Адирович Э. И., Колотилова В. Г., ЖЭТФ, 1955, 29, 6/12, 770.
- [2] Chow W. F., Suran J. J., PIRE, 1953, 41, 9, 1125.
- [3] Early J., Bell. Syst. Tech., J., 1953, 32, 1271.
- [4] Шокли В., Теория электронных полупроводников, ИИЛ, 1953.
- [5] Schaffner J. S., Suran J. J., Journal of Applied Physics, 1953, 24, 11, 1355.
- [6] Middlebrook R. D., IRE Transaction, 1956, ED-3, 1.
- [7] Haneman D., PIRE, 1954, 42, 12, 1808.
- [8] Pritchard R. L., IRE Transactions, 1956, CT-3, 1, 3.

半导体三极管視頻放大器

T. M. 阿加哈年 (Агаханян)

引 言

視頻放大器中的畸变通常分为非綫性的与綫性的。半导体三极管放大器中的非綫性畸变是因半导体元件特性的非綫性所引起的。在視頻放大器中,照例,最大的非綫性畸变是容許的。綫性畸变是綫路中所发生的过渡过程的结果。只有当重复出現比較长的脉冲时,这些畸变的一部分才达到明显的数值,并称为在长時間范围内的畸变,或者換句話說,在低頻范围内的畸变。长時間(低頻)范围内畸变的发生是由于补助元件的存在,这些补助元件是:过渡电容器或变压器,大容量的电容器,三极管发射极的旁路电路,以及等等。在半导体元件綫路中减少这些畸变的方法与电子管綫路中相同。

当被放大信号的振幅迅速改变时,发生另一方面的过渡过程,并引起脉冲前沿的畸变。这种畸变称为在短時間范围内的畸变,或在高頻范围内的畸变。

在面結合型三极管的視頻放大器中,脉冲前沿的畸变主要是由两类現象所引起的。其中之一与寄生电容的存在有关。在电子管視頻放大器的理論中,减少这类畸变的方法是我們所熟知的。第二类現象与面結合型三极管基区中所发生的过渡过程有关。前面已經指出,这些过程将引起輸入和輸出脉冲間的时差以及前沿建立時間的延长。

在这里我們主要研究减少前沿畸变的方法,这种畸变是由三极管基极中的过程所引起的。

根据脉冲形状适当改变流入基区的少数载流者,能使脉冲前沿的畸变大大减小;这样来选择参数,使得在不同振幅下当脉冲的前沿愈陡峭时,进入基区的载流者愈多。这种少数载流者的重新分布,使得在输入脉冲突然升起的时间内流入基区的载流者增多,因而流向集电极的载流者也增多,而这就使得前沿建立的时间缩短。对于三极管的任何接法,这种减小前沿畸变的方法都是适用的。

下面我们研究按共发射极线路构成的放大器。按照共基极线路(不利用具有低欧姆输出的匹配变压器或跟随器)来构成多级放大器是不可能的,因为这种放大器的增益是有限的。

从前沿畸变的观点看来,按共发射极线路构成的放大器远不及共基极的线路。但是,如果采用了能够根据输入脉冲波形来实现基极中载流者数量的重新分布的线路,共发射极线路的这个缺点是可以消除的。

多级放大器的电压传输系数

$$H(p) = \frac{U_{\text{вых}}(p)}{U_{\text{вх}}(p)} \quad (1)$$

在计算线路时宜于表成如下形式:

$$\begin{aligned} H(p) &= \frac{i_1(p)}{U_{\text{вх}}(p)} \cdot \frac{i_2(p)}{i_1(p)} \cdots \frac{i_{N-1}(p)}{i_{N-2}(p)} \cdot \frac{i_N(p)}{i_{N-1}(p)} Z_{\text{HВ}}(p) = \\ &= S_C(p) Z_{\text{HВ}}(p) \prod_{j=2}^N K_{ij}(p). \end{aligned} \quad (2)$$

在这个公式中所有的量都是运算表达式,它们分别是:

$i_j(p)$ 为第 j 级的输出电流;

$U_{\text{вх}}(p)$ 为输入脉冲;

$U_{\text{вых}}(p) = i_N(p) \cdot Z_{\text{HВ}}(p)$ 为输出脉冲;

$Z_{\text{HВ}}(p)$ 为输出负载;

$S_C(p) = \frac{i_1(p)}{U_{\text{вх}}(p)}$ 为第一级的跨导;

$K_{i_j}(p) = \frac{i_j(p)}{i_{j-1}(p)}$ 为第 j 级的电流增益;

N 为级数.

从表达式(2)可知, 第一级便于用其跨导来表征, 而所有以后各级便于用电流增益来表征. 以下我们就这样作.

下面研究视频放大器的线路结构.

1. 具有复合反馈的线路

可以用具有复合电流反馈的线路为例来清楚地说明使基极中载流者重新分布的方法, 电流反馈是由于三极管发射极电路中有 $R_0 C_0$ 电路的存在而发生的(图 1).

在三极管发射极电路中接入纯电阻就会发生电流反馈, 因而使线路的输入阻抗增大. 如果用电容很小的电容器将这个电阻旁路, 则输入阻抗将随着被放大脉冲波形的改变而改变. 输入阻抗随着输入脉冲前沿斜度的增大而减小, 因为在陡峭的电压升起之下, 由于电容 C_0 的旁路作用反馈电路几乎不起作用. 随着输入阻抗的减小流入基区的载流者增多, 因而流向集电极的也增多, 这就引起脉冲前沿建立时间的缩减. 可见在这个线路中发生了载流者根据输入脉冲形状的重新分布: 当输入脉冲的振幅快速改变时流入的载流者增多, 而当缓慢改变时则减少.

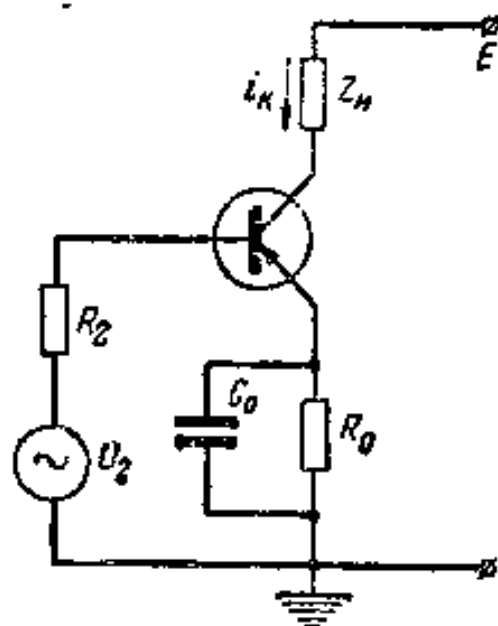


图 1 具有复合电流反馈的线路

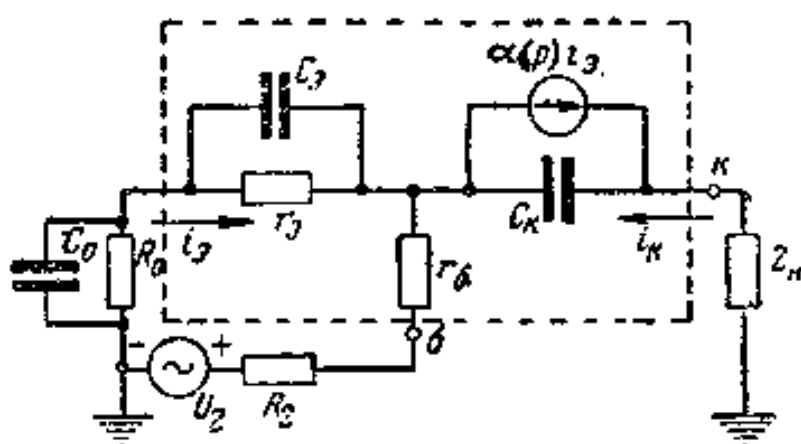


图 2 图 1 的等效线路

这个級的等效綫路如图 2 所示 (虛綫中是三极管的等效綫路)。在这个綫路中 R_r 是脉冲发生器的內阻, r_6 是基层的純欧姆电阻, r_9 是輸入电路的等效电阻, C_9 是基极的扩散电容, C_k 是集电极耗損层的靜电电容。

利用回路电流法可以得到图 2 綫路的跨导的表达式:

$$S_c(p) = \frac{i_k}{U_r} = \left(\alpha(p) - \frac{Z_9 + Z_0}{Z_k} \right) / \left\{ [1 - \alpha(p)] \times \right. \\ \times \left[(r_6 + R_r) \left(1 + \frac{Z_9 + Z_0 + Z_k}{Z_k [1 - \alpha(p)]} \right) + \frac{Z_9 + Z_0}{1 - \alpha(p)} \left(1 + \frac{Z_H}{Z_k} \right) \right] \right\}, \quad (3)$$

其中

$$Z_9 = \frac{r_9}{p r_9 C_9 + 1}; \quad Z_0 = \frac{R_0}{p R_0 C_0 + 1}; \quad Z_k = \frac{1}{p C_k}. \quad (4)$$

从表达式精确地决定 S_c 的原式是困难的。具有实际上足够的精确度可以认为:

$$S_c(p) = \frac{\alpha(p)}{1 - \alpha(p)} \cdot \frac{1}{(r_6 + R_r) + \frac{(r_9 + R_0)}{p C_9 R_0 + 1} \cdot \frac{1}{1 - \alpha(p)}}. \quad (5)$$

在这个表达式中我們首先忽略了集电极电容 C_k 的旁路作用, 对于低頻三极管这是完全允許的; 其次, 发射結电路的时间常数

$$r_9 C_9 = \frac{\tau_D \alpha_0}{2.56},$$

而时间常数 $R_0 C_0$ 經校正后与 $r_9 C_9$ 相差不大。如果考虑到, 在实际綫路中 $r_9 \ll R_9$, 則可近似地认为

$$Z_9 + Z_0 \approx \frac{r_9 + R_0}{p C_9 R_0 + 1}.$$

在表达式(5)中以下列数值代入:

$$\frac{\alpha(p)}{1 - \alpha(p)} = \frac{b_0}{p \tau + 1}; \quad (6)$$

$$\frac{1}{1 - \alpha(p)} = 1 + \frac{\alpha(p)}{1 - \alpha(p)} = 1 + \frac{b_0}{p \tau + 1}, \quad (7)$$

其中 b_0 是接成共发射极线路的三极管的低频电流传输系数;

$\tau = \tau_D \frac{\alpha_0}{2(1 - \alpha_0)}$ 是面结合型三极管基区中的少数载流子的寿命.

经过一系列变换之后, 表达式(5)可以变为便于分析的形式:

$$S_C(p) = S_{C0} \frac{p + \frac{1}{m\tau_a}}{p^2 + p\left(\frac{a_a}{\tau_a} + \frac{a_s}{m\tau_a}\right) + \frac{a_{as}}{\tau_a^2 m}} \cdot \frac{a_{as}}{\tau_a}, \quad (8)$$

其中

$$S_{C0} = \frac{\alpha_0}{\Delta} \quad (9)$$

是线路在低频下的跨导;

$$\Delta = R_0 + r_s + (R_r + r_b)(1 - \alpha_0); \quad (10)$$

$$a_{as} = \frac{\Delta}{R_r + r_b}; \quad a_a = 1 - \alpha_0; \quad (11)$$

$$a_s = 1 + \frac{R_0 + r_s}{R_r + r_b}; \quad m = \frac{R_0 C_0}{\tau_a}; \quad (12)$$

$$\tau_a = \tau(1 - \alpha_0) \quad \text{或} \quad \tau_a = \frac{\tau_D \alpha_0}{2}. \quad (13)$$

我们在表达式(8)中已经去掉了少数载流子的寿命 τ , 代替 τ 而引入了 τ_a , τ_a 可以比较简单地用三极管的极限频率 ω_a 来决定. 事实上, 因为

$$\omega_a = \frac{2.424}{\tau_D \alpha_0}, \quad (14)$$

故

$$\tau_a = \frac{1.21}{\omega_a}. \quad (15)$$

如果选择所谓校正系数

$$m = \frac{a_s - 1}{a_{as} - a_a} = 1, \quad \text{即} \quad R_0 C_0 = \tau_a, \quad (16)$$

则

$$S_C(t) = S_{C0}(1 - e^{-\frac{t}{\tau_a} a_{a3}}), \quad (17)$$

而延长时间为

$$t_H = 2.2 \frac{\tau_a}{a_{a3}}. \quad (18)$$

从表达式(18)看出, 在图1的线路中适当地选择 a_{a3} (实际上是 R_0), 可以把 t_H 减小到等于甚至小于共基极线路中的延长时间之值。但是要获得这个减小是要用减小各级的增益来作为代价的, 这就使得必须增加级数, 因为总的增益通常是已给定的。对给定线路所进行的理论与实验研究证明 [文献1], 即令增加了级数, 和通常的放大器相比, 具有反馈的放大器过渡特性的延长时间仍差不多减少一个数量级或更多。

当图1线路中的增益给定时, 延长时间愈小, 校正系数就愈大。例如, 当 $m = m_{kp}$ 时, 其中

$$m_{kp} = \frac{2a_{a3} - a_a a_3 - \sqrt{(2a_{a3} - a_a a_3)^2 - a_a^2 a_3^2}}{a_a^2}, \quad (19)$$

也就是在临界状态下(特征方程式的根彼此相等并为实数):

$$S_C(t) = -S_{C0} \left\{ 1 + \left[(\sqrt{a_{a3} m_{kp}} - 1) \sqrt{\frac{a_{a3}}{m_{kp}}} \frac{t}{\tau_a} - 1 \right] e^{-\frac{t}{\tau_a} \sqrt{\frac{a_{a3}}{m_{kp}}}} \right\}. \quad (20)$$

如果 $a_3 \leq 2$, 则过渡特性是单调增长的函数。同时, 和 $m = 1$ 的情形相比, 延长时间减小到 $\frac{a_3}{4} \sqrt{8 - a_3^2}$ 倍。

如果 $a_3 > 2$, 则这个 t_H 要减小更多, 但这时出现了非周期的上冲值, 其值可按下列公式决定:

$$A = (\sqrt{a_{a3} m_{kp}} - 1) e^{-\frac{\sqrt{a_{a3} m_{kp}}}{\sqrt{a_{a3} m_{kp} - 1}}}. \quad (21)$$

当 $m > m_{kp}$ 时, 线路工作在振荡状态:

$$S_C(t) = -S_{C0} \left[1 + \frac{\sqrt{a_{a3} m \left[\left(a - \frac{1}{m} \right)^2 + b^2 \right]}}{b} e^{-\frac{t}{\tau_a} a} \sin \left(\frac{t}{\tau_a} b - \lambda \right) \right], \quad (22)$$

其中

$$\lambda = \operatorname{arctg} \frac{b}{(a^2 + b^2)m - a};$$

$$a = \frac{1}{2m}(a_0 + ma_0);$$

$$b = \sqrt{\frac{a_{00} - ma^2}{m}}.$$

在振盪状态下, 延长时间

$$t_n = 2.2 \frac{\tau_a}{a_{00}} \vartheta, \quad (23)$$

其中 ϑ 是表示和 $m = 1$ 的情形相比 t_n 小多少倍的系数, 延长时间愈小, 第一次出现的上冲值的容许值愈大:

$$A = \sqrt{(am - 1)^2 + b^2 m^2} e^{-\frac{t_n}{\tau_a}}. \quad (24)$$

此处

$$t_1 = \frac{\pi - \operatorname{arctg} \frac{bm}{1 - ma}}{b} \tau_a, \quad \text{当 } ma < 1, \quad (25)$$

和

$$t_1 = \frac{1}{b} \operatorname{arctg} \frac{bm}{ma - 1} \tau_a, \quad \text{当 } ma > 1. \quad (26)$$

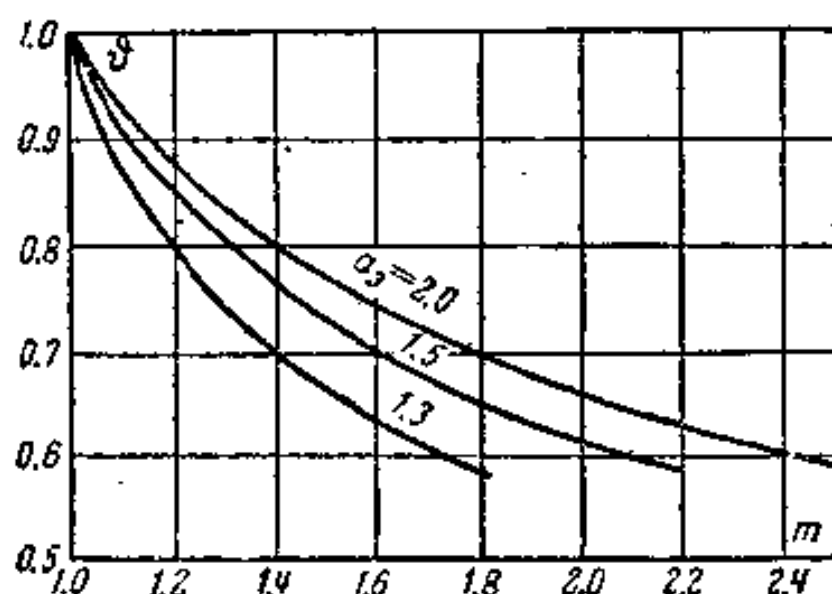


图3 对于 a_0 的不同值, ϑ 与 m 的依从关系

在图 3 和图 4 中示出了当 $a_s = 0.05$ 时 θ 和 A 之值与 m 和 a_s 的依从关系(当 a_s 从 0 变到 0.1 时 θ 和 A 改变不大)。

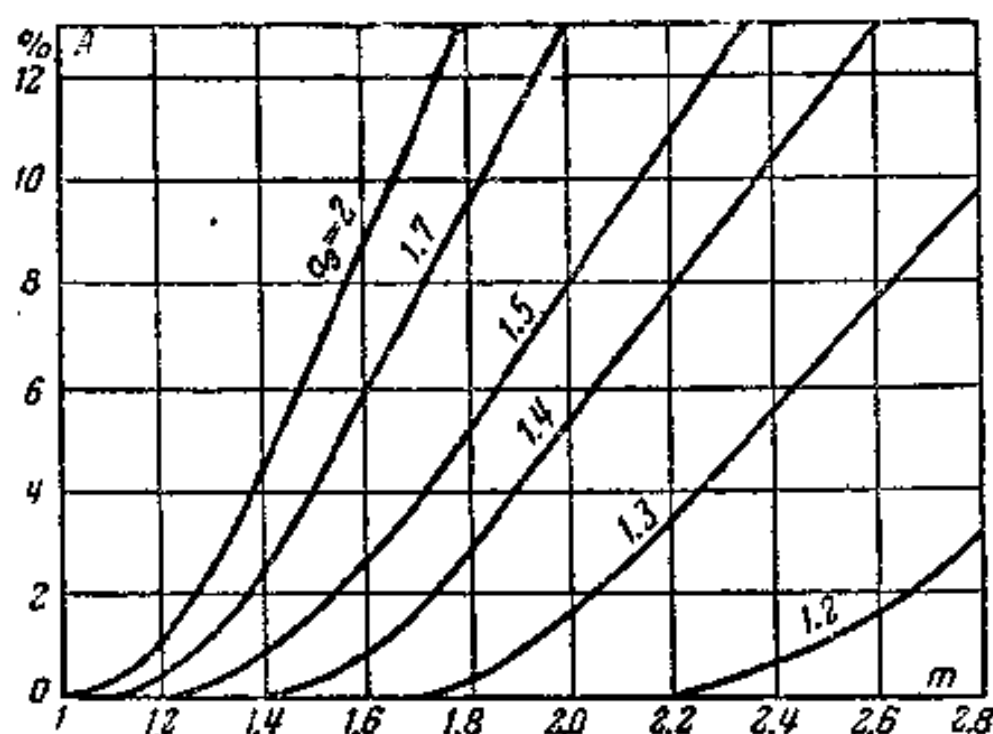


图 4 对于 a_s 的不同值, 上冲值与校正系数的依从关系

2. 具有分配电流和反馈相组合的线路

放大器中间级的以前各级是中间级的输入脉冲源, 它们在实际中可以看作是电流发生器。

当从内阻大的信号源发送脉冲时, 具有复合反馈的线路是无效的, 因为在这种情形下, 输入阻抗随脉冲形状的改变并不引起载流者数量的重新分布。

为了减小脉冲前沿的畸变, 建议在中间级采用所谓分配电流的电路 [文献 2], 最简单的这种电路是由一电阻与和它串联的电感所组成 (图 5)。当在这个线路的入端加以电流脉冲时, 如果脉冲前沿是陡峭的, 则电流 i_{bx} 几乎全部流入三极管的基极中; 而只有当振幅缓慢改变时电流 i_{bx} 有一部分流入 LR_R 电路中。在陡峭的前沿下, 大部分电流流经三极管的基极, 这就使得流入基区的少数载流者增多, 因而引起前沿建立时间的减小。这种电路的缺点是, 只有当电感之值很大时, 才能获得前沿建立时间明显的减小。

可以将分配电流的电路与具有复合反馈的电路配合使用, 在

分配电流和反馈相配合的线路中,实际上没有必要采用电感线圈。在这种情形下,分配电流的电路由并联在输入端的电阻组成(图6)。这种线路的电流增益:

$$K_i \equiv \frac{i_{\text{вых}}}{i_{\text{вх}}} \approx \frac{\alpha(p)}{1 - \alpha(p)} \cdot \frac{R_H}{(r_0 + R_H) + \frac{(r_0 + R_0)}{pC_0R_0 + 1} \cdot \frac{1}{1 - \alpha(p)}} \quad (27)$$

K_i 和 S_0 的表达式结构完全一样,因而 A 、 t_H 等等的公式也是一样,只要在其中以 R_H 来代替 R_L 。

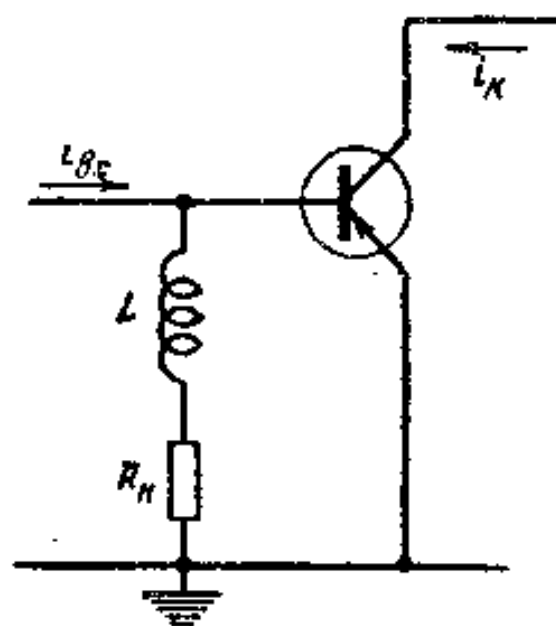


图5 视频放大器中利用 L, R_H 电路的校正

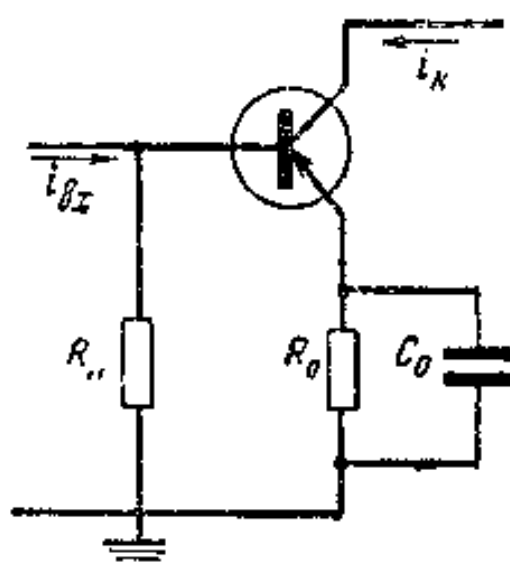


图6 视频放大器中利用 R_0C_0 电路的校正

在一定的放大下,图6线路中的 R_H 和 R_0 愈大,延长的时间就愈小。在实在的线路中,电阻 R_H 接在前面的三极管集电极电路中,这个电阻以及 R_0 的增大使得供电电压必须升高,实际上 R_H 之值限制在1—3千欧已经足够,因为进一步增大这个电阻不再引起 t_H 的显著减小。

3. 在短时间范围内计算视频放大级的举例

为了一目了然,我们来计算放大器输入级的具体例子。中间级的计算与输入级的计算类似,只有一点不同,即对于前者要决定电流增益,对于后者要决定线路的跨导。

假定要在上冲值 $A \leq 4\%$ 之下使过渡特性的延长时间 $t_H =$

0.35 微秒($f_{\text{BEM}} \approx 1$ 兆赫), 試計算視頻放大器的輸入級.

給定三极管的参数: $r_b = 20$ 欧, $r_c = 100$ 欧, $f_a = 1.5$ 兆赫, $\alpha_0 = 0.98$, 輸入发生器的电阻 $R_r = 300$ 欧.

計算实际上归結为决定发射极电路的电阻 R_0 和电容 C_0 之值.

为此必須首先决定 $a_{a\theta}$, 然后决定 a_θ 以使得滿足問題的条件, 即在 $A = 4\%$ 之下得到 $t_H = 0.35$ 微秒. 因为 t_H 与 $a_{a\theta}$ 和 θ (是未知的) 有关, 故它們之中有一个要給定.

取 $\theta = 0.7$, 于是, 因为按照三极管极限頻率的表达式有

$$\tau_a = \frac{\tau_E \alpha_0}{2} \approx \frac{1.21}{2\pi f_a} = 0.14 \text{ 微秒},$$

故从公式(23)可得

$$a_{a\theta} = \frac{2.2\tau_a}{t_H} \theta = 0.6.$$

其次决定

$$a_\theta = a_{a\theta} - a_a + 1 = 1.6,$$

然后按照图 3 的曲綫决定校正系数 m 之值. 对于 $a_\theta = 1.6$ 和 $\theta = 0.7$, 校正系数等于 1.55. 从图 4 的曲綫可知, 当 $m = 1.55$ 和 $a_\theta = 1.6$, 上冲值 $A = 4\%$.

如果在决定了 m 和 a_θ 之值后, 上冲值超过容許值, 則要再重复計算 m 和 a_θ (給定另一 θ 值).

知道了 a_θ 和 m 就可以决定:

$$R_0 = (a_\theta - 1)(R_r + r_c) - r_b = 220 \text{ 欧};$$

$$C_0 = \frac{\tau_a m}{R_0} = 980 \text{ 微微法}.$$

在中間頻率下級的跨导等于

$$S_{c0} = \frac{\alpha_0}{\Delta} \approx 4 \text{ 毫安/伏}.$$

4. 多級放大器

設計給定增益的視頻放大器的問題归結为級数及其参数 (三

极管的型号、反馈程度等等)的选择,以保证脉冲的最小畸变。

在中間頻率的电压增益可以按照表达式(2)依下列公式决定:

$$K_H = S_{C0} R_{HN} \prod_{i=1}^N K_{i0}, \quad (28)$$

其中 S_{C0} 为第一級的跨导;

K_{i0} 为第 i 級的电流增益;

R_{HN} 为輸出級集电极电路中的电阻;

N 为級数。

对于具有反馈的綫路計算 S_{C0} , K_{i0} 的公式在前面已經引出。

在选择反馈程度时必须考虑到如下情况:反馈愈深时,級的过渡特性的延长时间就愈小。但在深度的反馈下要求較多的級数,以保证給定的增益。提高反馈程度并适当增加級数到某一最佳值,使整个放大器的过渡特性的延长时间总的說来是減小的。

在給定的增益和級数下,沒有必要使所有各級的反馈程度都相同。实际上,宜于使第一級具有較深的反馈,因为这将引起放大器輸入阻抗的增大,第一級稳定性的提高,以及等等。同时,如果第一級是欠校正的,即工作在接近于临界状态,就得到輸出脉冲前沿的最小畸变。

5. 实际綫路

单級放大器的实际綫路示于图 7, a, б, B 中。

图 7, a 的綫路比图 7, б 和 B 簡單,它要求的供电源 E 及功率之值較小,但具有重大的缺点:基极电路中的电阻 R_6 必須用实验来选择,而且由于三极管参数的极不均一,对于各种类型的三极管 R_6 之值是不同的。

在图 7, б 和 B 的綫路中,基极电路中接入了比較低欧姆的分压器。这些綫路易于按直流計算。但它們是較复杂的,要求附加的电阻 R_6 和电容 C_6 , 且增益較低,在低頻范围内頻率特性也較坏(由于发射极电路中有电容 C_6)。这些綫路的优点是具有小得多的稳定系数 [文献 2], 因此,当放大器工作在温度变动很大的情

形,应当偏重采用图 7, 6 和 B 的线路。

用来减小脉冲前沿畸变的复合反馈电路 R_0C_0 , 在所有情形下都会使得线路的温度稳定度提高。如果有必要时可以采用附加的温度补偿。

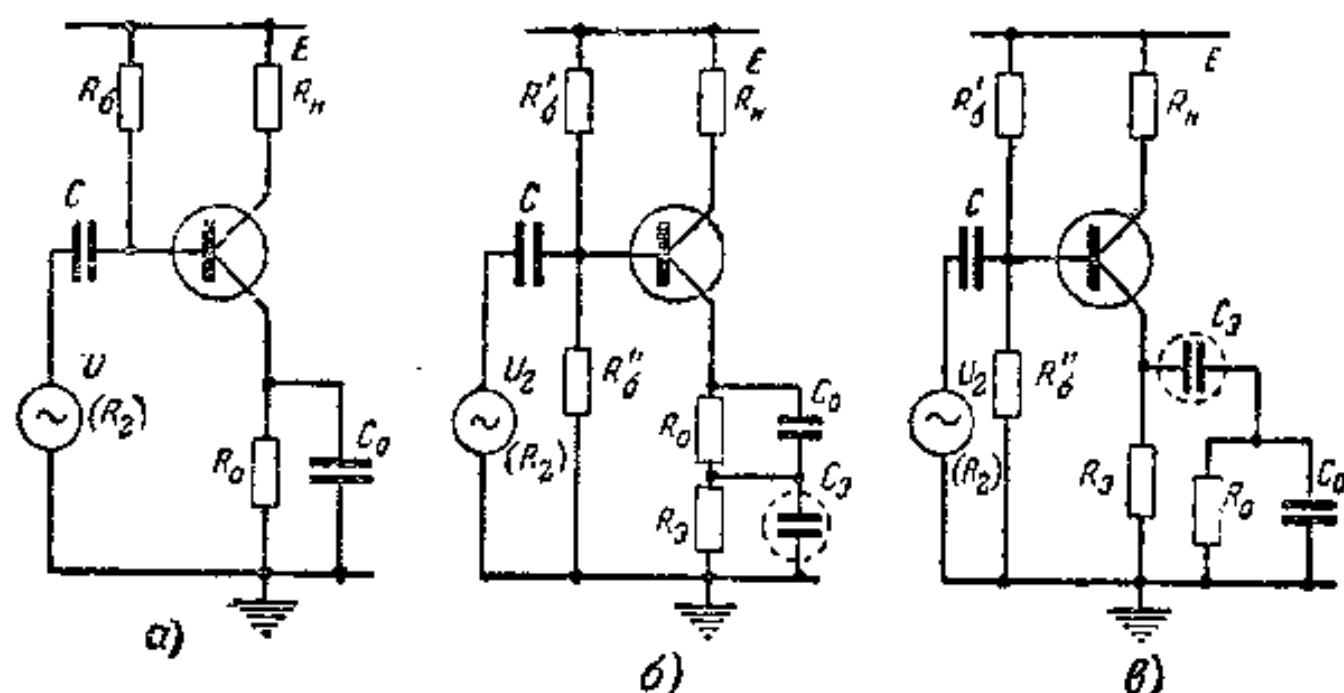


图 7 单级放大器线路的实际方案

采用国产的(苏联的)三极管多级放大器的实际线路引出在文献 1 中。

結 論

具有复合反馈的线路, 是已指出的利用基区中少数载流者的重新分布来减小脉冲前沿畸变比较有效的一个例子。载流者的重新分布可以用不同形式的方法来实现: 采用反馈电路、分配电流电路等等。具有反馈的线路是最有前途的, 因为与减小延长时间的同时, 它还使得放大设备的许多其他性能在定性和定量方面获得改进。

这个减少前沿畸变的方法应用在脉冲设备中, 既能用作放大, 也能用来形成具有陡峭落差的脉冲。

利用面结合型三极管 II 14—15 可以构成这样的视频放大器: 过渡特性曲线前沿的延长时间从 0.1 到 1 微秒, 增益相应地从

$\beta \sim 1000$ 。这种放大线路也可以用在许多实际的情形。

参 考 文 献

- [1] Агаханян Т. М., Волков Ю. А., Радиотехника, 1956, 11, 39.
- [2] «Полупроводниковые триоды и их применение», под общей редакцией Р. Ша, ГЭИ, 1957.

面結合型三极管的启动和张弛綫路

Б. Н. 康农諾夫 (Кононов) *

引 言

在具有正反饋的非綫性脉冲設備中,启动綫路(触发器)和张弛发生器是用得广泛而且重要的一类,它們具有很多不同的綫路。对称触发器和多諧振盪器是这类綫路中最普遍的典型代表,虽然根据綫路的类型和对綫路的要求及应用的不同,脉冲綫路的計算方法可以有很大的改变,但分析所指出的典型方案也可以給出当計算其他綫路时有用的結果。

1. 面結合型三极管对称触发器

半导体三极管对称触发器的綫路(图1)* 在外表上与电子管触发器綫路沒有区别,这个綫路也具有两个稳定状态,在两个状态下三极管之一开启,另一个則封閉。然而,这个綫路的計算原理与电子管触发器的計算有着重大的差别。

在直流开关状态下的面結合型三极管 为了引导决定綫路元件的公式,我們来研究接成共发射极綫路的面結合型三极管的特性曲綫(图2)。

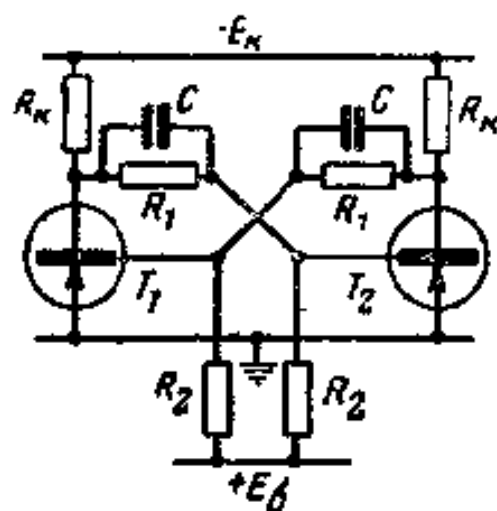


图1 具有外偏压的触发器綫路

* 图1及以下所利用的面結合型三极管的符号,按照我們的意見,能更好地反映面結合型三极管的結構并比通常所用符号简单,通常所用符号宜于保留作为点接触型三极管的符号。这样,可以避免把面結合型三极管和点接触型三极管的綫路弄混,这两种三极管即令造形一样,其工作机构也可相差很远。——編者注。

三极管的输出特性曲线 $i_K(u_{K3})$ 在表面上与电子管五极管的特性曲线相似(集电极电流几乎与集电极电压无关),但曲线的参变数不是输入电压而是输入电流 i_6 . 输入电路要消耗电流是半导体三极管作为用电流控制的设备的原則上的特点,在計算大多数半导体线路时都要考虑这点.

在伏安特性曲线上可以分出三个区域,这三个区域对应于三极管結上电压的不同配合.

区域 I (集电极电流截止区) 两个結在反方向加以偏压($u_{K,6} < 0, u_{6,3} > 0$). 在这个状态下发射极电流接近于零,而经过基极-集电极电路流过起始的集电极电流 I_{K0} , I_{K0} 是与电压无关的.

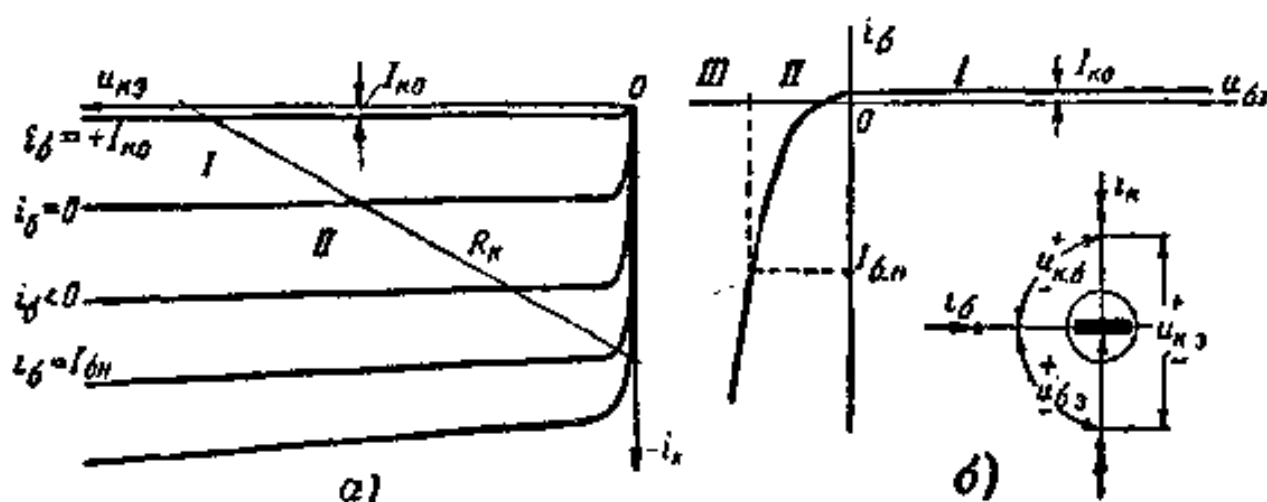


图 2 面結合型三极管的靜特性曲线

a——输出特性曲线族; b——输入特性曲线

区域 II (有效区) 集电結在反方向、发射結在正方向加以偏压($u_{K,6} < 0, u_{6,3} < 0$). 大多数綫性电路工作在有效区.

区域 III (集电极电流飽和区) 两个結在正方向加以偏压($u_{K,6} > 0, u_{6,3} < 0$). 如果集电极电流用电阻 R_K 来限制,而基极負电流超过某一值 $I_{6,K}$ ——基极飽和电流,三极管就进入飽和区.在飽和状态下,集电极来不及收集发射极所注入的所有空穴,而在基极中聚集一定数量的多余少数載流者.面結合型三极管飽和状态的特点是,在任何一对引綫間的电位差都非常小(不大于 0.1—0.2 伏).因此,在許多情形下可以把飽和三极管认为是一个节点,其电位就是所有电极的共同电位(三极管在飽和时好象是“集中在一点”).

触发器的三极管对应于稳态的工作点位于截止区和饱和区。但是,要决定能实现两个稳态的条件,必须研究三极管在有效区的性能。

我們知道,对于三极管 $-i_K = \alpha i_B + I_{K0}$ 是正确的(集电极电流随集电极电压而变的关系可以略去)。进行替换 $i_B = -(i_K + i_G)$, 并用 i_G 表示 i_K , 我們有:

$$i_K = \beta(i_G - I_{K0}) - I_{K0}, \quad (1)$$

其中 $\beta = \alpha/(1 - \alpha)$ 是三极管从基极到集电极的电流放大系数。

从方程式(1)看出,对于封锁的三极管必须有 $i_G = +I_{K0}$, 即在基极中应当给定电流 I_{K0} 。同时,从输入特性曲线 $i_G(u_{G,B})$ (图2)看出,基极上的电压是正的,且实际上不影响基极电流。因此,封锁三极管的输入电路与电流发生器 I_{K0} 等效,而封锁条件用下列不等式表示:

$$u_{G,B} \geq 0. \quad (2)$$

当 $i_G = 0$ 时,經集电极电路流过电流 $-(\beta + 1)I_{K0}$, 这个电流之值可以很大。

集电极电流在饱和状态下接近于 $-E_K/R_K$, 因为饱和三极管的集电极与发射极間电压极小。将这个数值代入三极管的方程式(1)中,得到基极饱和电流 $I_{G,n}$ 的表达式:

$$I_{G,n} = \frac{-E_K/R_K + I_{K0}}{\beta} + I_{K0}. \quad (3)$$

因为在宽广的温度区間内,特别是在低温时(这时 I_{K0} 很小),必须保证开启三极管的饱和状态,故基极負电流的绝对值应当超过数值 $E_K/\beta R_K$:

$$|i_G| \geq \frac{E_K}{\beta R_K}. \quad (4)$$

不等式(4)表示开启三极管的饱和条件。

利用截止区和饱和区是非线性脉冲线路在原則上的特点。在原理上,触发器可以工作在这种状态下:三极管之一工作在特性曲线的区域 I 或 III, 而第二个三极管工作在有效区。但这时輸出脉

冲的振幅减小了,而主要的,输出脉冲的振幅和形状开始与温度、零件参数的不均一性、三极管的个别特性有密切的关系,而线路变为极不可靠的。所以,线路必须使得,封锁三极管工作在集电极电流的截止区,而开启三极管工作在饱和区。

具有直流外偏压的触发器的计算 我们来引导决定具有外偏压的触发器(图1)的参数的计算公式[文献1]。

设触发器左边的三极管封锁,而右边的饱和。于是,封锁三极管的基极电位可以利用图3所示等效线路(右边的三极管“集中在一点”,并具有大地的电位)来计算:

$$u_{6,3} = \frac{R_1}{R_1 + R_2} (E_6 - I_{K0} R_2).$$

将这个表达式代入式(2)中,得到触发器一个三极管的封锁条件:

$$\frac{E_6}{R_2} \geq I_{K0}. \quad (5)$$

在最高温度下, I_{K0} 具有最大值 $I_{K0 \text{ макс}}$, 上列条件也应当满足。在这个最不利的情况下,在表达式(5)中可以采用等号

$$R_2 = \frac{E_6}{I_{K0 \text{ макс}}}. \quad (6)$$

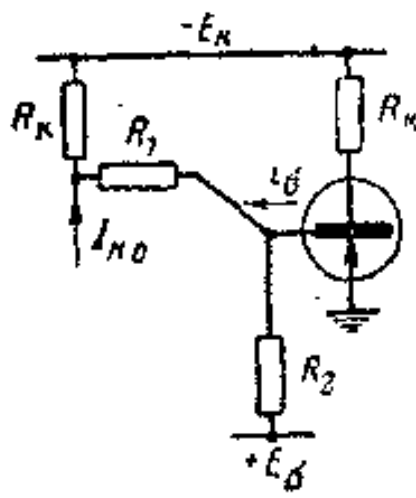
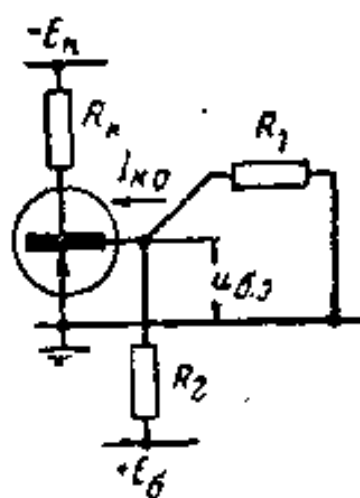


图3 触发器中三极管封锁条件的决定

图4 触发器中三极管饱和条件的决定

触发器右边的饱和三极管的基极电流绝对值等于(图4):

$$|i_6| = \frac{E_K - I_{K0} R_K}{R_1 + R_K} - \frac{E_6}{R_2}. \quad (7)$$

輸出脈沖的振幅不大依賴于溫度的條件是：

$$\frac{E_K}{R_K} = |I_{K, \text{откр}}| \gg I_{K0}. \quad (8)$$

考慮到式(8)，可以將式(7)改寫成：

$$|i_6| = \frac{E_K}{R_1 + R_K} - \frac{E_6}{R_2},$$

將這個表达式代入飽和條件(4)中，得到：

$$R_1 \leq \left(\frac{\beta}{1 + \beta \frac{E_6}{E_K} \frac{R_K}{R_2}} - 1 \right) R_K. \quad (9)$$

在最不利的情形下 $\beta = \beta_{\text{мин}}$ ，從不等式(9)可以引出等式

$$R_1 = \left(\frac{\beta_{\text{мин}}}{1 + \beta_{\text{мин}} \frac{E_6}{E_K} \frac{R_K}{R_2}} - 1 \right) R_K. \quad (10)$$

如果已經知道 E_K 、 E_6 、 R_K 和三極管的參數，利用所引出公式可以計算分壓器的電阻 R_1 和 R_2 。供電電壓通常是給定的，而 R_K 之值決定開啟三極管的集電極電流 E_K/R_K 。

集電極上輸出脈沖電壓的振幅等於

$$U_{\text{вых}} = \frac{R_1}{R_1 + R_K} (E_K - I_{K0} R_K).$$

如果 β 足夠大，則 $R_1 \gg R_K$ 而 $U_{\text{вых}}$ 與 E_K 相差極小。

必須強調指出，與電子管觸發器不同，不僅是反饋分壓器兩臂的比值，而且是電阻 R_1 和 R_2 的絕對值都直接影響半導體三極管觸發器的狀態。

為了在電阻的偏差 δ_R 和供電電壓的容差 δ_E 之下保證觸發器的可靠工作，參數的計算應按下列公式進行：

$$R_2 = \frac{1}{1 + \delta_R + \delta_E} \frac{E_6}{I_{K0 \text{ макс}}},$$

$$R_1 = \frac{1}{1 + 2\delta_R} \left[\frac{\beta_{\text{мин}}}{1 + (1 + 2\delta_R + 2\delta_E) \beta_{\text{мин}} \frac{E_6}{E_K} \frac{R_K}{R_2}} - 1 \right] R_K.$$

到现在为止,我們假定 $\beta = \text{常数}$, 实际上微分电流放大系数是与状态有关的: 随着集电极电压的增高而增大, 随着集电极电流的增大而减小. 为了可靠地实现触发器线路中的两个状态, 在所有计算公式中必须以平均值 $\beta = i_K/i_0$ 代入, 这平均值是在工作电流 $I_{K, \text{откр}} = E_K/R_K$ 和小的 $u_{K,0} (\sim 1 \text{ 伏})$ 之下测出的. 同时曾经发现, 三极管 П1А—П1Е 的平均放大系数

$$\beta = (0.5-0.7)\beta_K,$$

其中 β_K 为在正常状态 (1 毫安, 10 伏) 下测出的微分放大系数.

所叙述的静态计算方法, 曾经用 П1 型面结合型三极管在温度区间 $-50-+60^\circ\text{C}$ 内进行多次校验.

$I_{K0 \text{ макс}}$ 之值按下列公式计算:

$$I_{K0 \text{ макс}} = I_{K0 20^\circ} e^{0.07(\beta_{\text{макс}} - 20^\circ)} \approx I_{K0 20^\circ} e^{\frac{\beta_{\text{макс}} - 20^\circ}{10}}. \quad (11)$$

在所有情况下, 在指出的温度区间内都能正常工作. 当任意更换三极管时, 只要三极管的 $\beta > \beta_{\text{мин}}$, 而 I_{K0} 不超过计算时所取的值, 线路的工作就不致破坏. 但在线路中使用具有较大的 β 的三极管时 (线路是按小的 β 值计算的), 会使触发器的灵敏度变坏.

作为例子, 引出以 $\beta_{\text{мин}} = 10$ 的三极管构成的触发器的参数, 是按照使用在温度低于 60°C 时而算出的. 当 $I_{K0 20^\circ} = 10$ 微安, $E_K = 10$ 伏, $E_0 = 1$ 伏, $R_K = 2$ 千欧, 求得 $I_{K0 \text{ макс}} = 160$ 微安, $R_2 = 5.1$ 千欧, $R_1 = 12$ 千欧.

具有自动偏压和没有偏压的触发器 除去具有外偏压的触发器线路之外, 也可以用半导体三极管构成具有自动偏压的线路 (图 5). 这个方案的计算公式具有如下形式:

$$R_2 = \frac{R_0}{R_K + R_0} \cdot \frac{E_K}{I_{K0 \text{ макс}}}; \quad (12)$$

$$R_1 = \left(\frac{\beta_{\text{мин}} R_2}{R_2 + \beta_{\text{мин}} R_0} - 1 \right) R_K; \quad (13)$$

$$U_{\text{вых}} = \frac{R_1}{R_1 + R_K} \left[E_K \left(1 - \frac{R_0}{R_0 + R_K} \right) - I_{K0} R_K \right]. \quad (14)$$

用面結合型三极管还可以实现对称触发器的一个方案，这是与电子管綫路不相似的——沒有偏压的触发器（图 6）。在这个綫路中，开启三极管是飽和的，而經過“封閉的”三极管流过相当大的电流 $I_{K0}(\beta + 1)$ ，因为其基极电流等于零。当温度升高时，这个电流急速增长，綫路在 $35-40^{\circ}\text{C}$ 时已失去工作能力。在三极管的基极与地之間接入电阻 R_2 ，可以使封閉三极管的集电极电流大大减小。但这个綫路所用的零件数和具有外偏压的触发器一样，不同的是对自激的灵敏度較低。

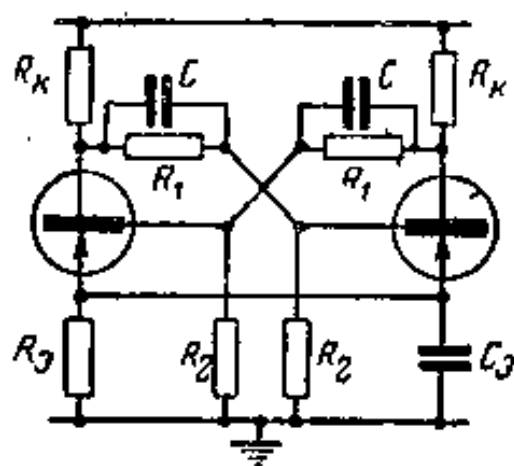


图 5 具有自动偏压的触发器

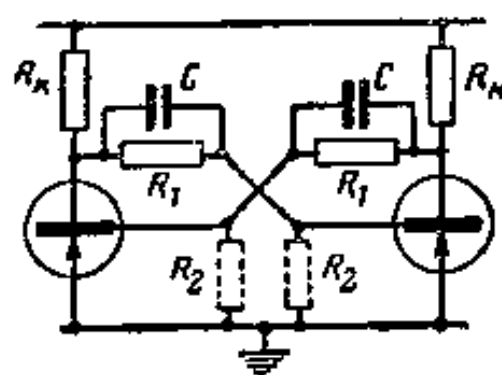


图 6 无偏压的触发器

在沒有偏压的触发器中，輸出脉冲的形状与矩形有极大的差别（图 7，水平綫相当于电平 E_K ）。触发器翻轉之后，在“封閉的”三极管基极上馬上經過加速电容 C 得到正的脉冲，这脉冲在某一時間將三极管真正封鎖，在封鎖时集电极电位接近于 E_K （如果 $R_1 \gg R_K$ ），此后由于电容的放电，集电极电位与 E_K 相差一数值 $(\beta + 1)I_{K0}R_K$ 。当溫度升高时，这些畸变变得特別明显。如果脉

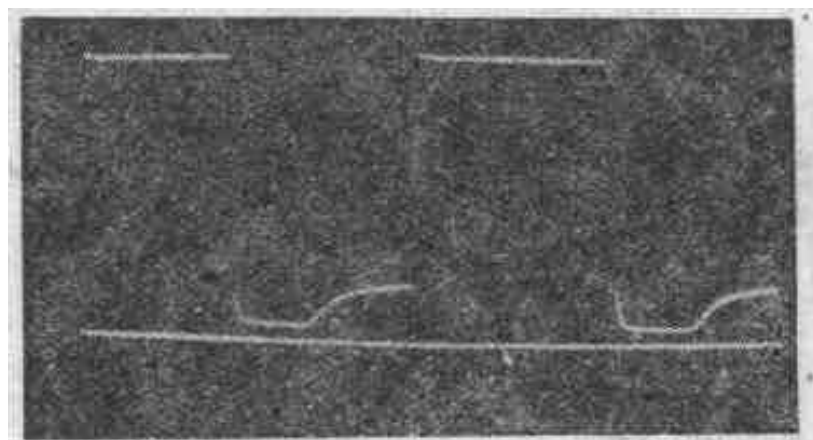


图 7 在沒有偏压的触发器中，輸出电压脉冲的波形图

冲的频率很高,以致在脉冲重复周期内加速电容来不及放电,这个线路中输出脉冲的形状就接近于矩形的。

在具有偏压的线路中当温度高于计算时所限定的值时,也发生这同样的波形畸变。同时,封锁条件也不再实现,而“封闭的”三极管中开始有相当大的电流流过。

触发器对自激的稳定性 触发线路有时会发生自激,变为多谐振荡器的状态。如果开启的三极管没有充分饱和,封闭的三极管没有充分封锁,就产生振荡。同时,在正常工作时线路本应该是稳定的状态下,由于总的交流增益可以大于1,也有可能发生自激。

在没有偏压的触发器中,“封闭的”三极管完全保留其放大性能,因而这个线路最易发生自激;而只有在足够深的饱和下才能稳定,但这又限制了总的增益。即令开启的三极管没有饱和,具有偏压的触发器在给定温度区间内也是饱和的,但温度进一步升高时仍可能发生自激。

对称触发器翻转时的过渡过程 现在我们来定性地研究触发器触发时经过基极上的二极管的过渡过程(图8)。设最初三极管 T_1 饱和,而 T_2 封闭。经过二极管 A_1 加于 T_1 的基极的正输入

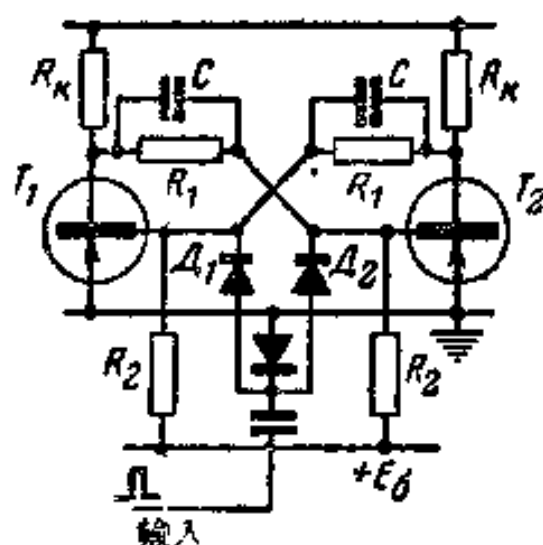


图8 触发器经基极上的二极管的触发

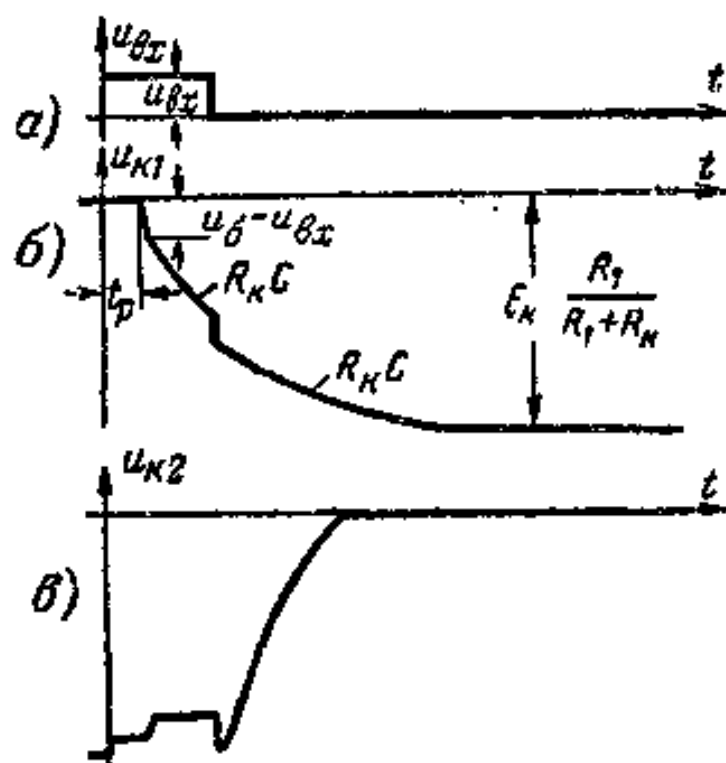


图9 触发器在基极上触发时输出脉冲前后沿的形状

脉冲(图 9, a), 在延滞了某一时间 t_p 后使饱和三极管 T_1 封锁, 这一段时间 t_p 是为了使基极中多余的少数载流子消失所必需的。在时间 t_p 后, 开始出现了电压 u_{k1} 后沿(负的)急剧变化的区段, 所变化的数值为 $u_0 - u_{nx}$ (图 9, b), 其中 u_0 是封闭三极管的正电位, u_{nx} 是触发脉冲的振幅(如果 $u_{nx} > u_0$, 则没有这个区段)。然后, 在触发电路中的第二个二极管 A_2 开启。如果 A_2 的正向电阻和发生器的内阻远小于 R_k , 则后沿的延续可用具有时间常数 $R_k C$ 的指数规律来描述。触发器的第二个三极管在触发脉冲的时间内仍然是封闭的, 因为在其基极上加有正脉冲。这时, 除去由于触发脉冲出现的上冲值之外, 第二个三极管的集电极电位不改变(图 9, b), 触发脉冲是经过加速电容加上去的。

在触发脉冲终止的瞬间, 后沿急剧突变一数值 u_{nx} , 此后三极管 T_2 开启。因为开启三极管的输入电阻不大, 故加速电容继续对封闭三极管的负载起旁路作用, 因此后沿可用具有时间常数 $R_k C$ 的同一指数规律来描述。加速电容愈大, 封闭三极管集电极电压的改变就进行得愈慢。由此可知, 加速电容应当有一上限。但也不可以过分地降低 C 之值, 因为这样会使 u_{k2} 的前沿变坏。前沿的形成是由电流负脉冲从封锁三极管的集电极经加速电容 C 到达开启三极管基极的结果。 C 之值愈大, 负电流的峰值及其持续期愈大, 前沿也就愈短。因此, 加速电容应有某一最佳值。

计算指出, 在触发时加速电容的最佳值决定于下列关系:

$$C = \frac{0.6}{f_a R_k}, \quad (15)$$

其中 f_a 是共基极线路电流放大系数的极限频率。从方程式(15)得到: 对于 П1Е 三极管 ($f_a = 500$ 千赫), 当 $R_k = 2$ 千欧, $C = 600$ 微微法; 而对于 П1И 三极管 ($f_a = 1.5$ 兆赫), $C = 200$ 微微法。

再来研究其他因素对触发器快速动作的影响。已经指出, 在封锁三极管的集电极上具有时间延滞 t_p 。饱和的程度愈大, 触发电流的振幅愈小, 这个延滞就愈大。所以, 如果触发脉冲的持续期有限制, 则当饱和程度增大时(即在线路中利用 β 大于计算值的三极

管时), 保证可靠触发所必需的电流振幅值也应增长, 即触发器的灵敏度变坏了[文献 2]。由此可知, 在快速动作的触发器中必须将三极管的 β 值在两方面给以一定容许的限制, 例如, 不大于 $\pm(20-30)\%$, 在宽广的温度区间内这是难于保持的。

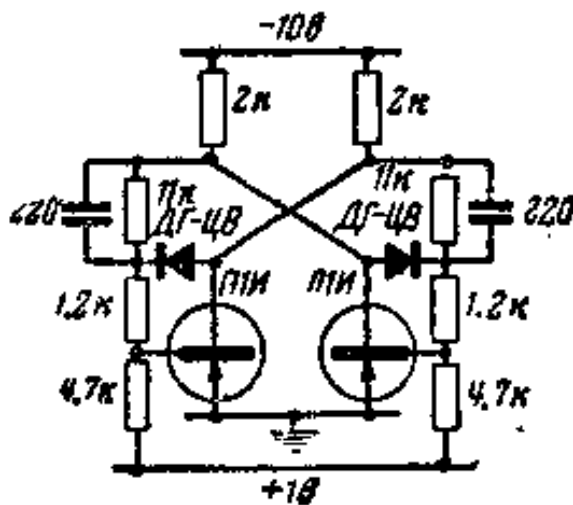


图 10 未饱和的触发器

利用具有非线性反馈的未饱和线路[文献 2, 3], 是排除这个缺点最有效的方法。未饱和触发器的例子示于图 10 中。除去没有延滞之外, 利用非线性反馈可以不改变线路参数而使 β 所容许的差值从某一 β_{min} 值扩大到无限。

现在来研究触发脉冲持续期 t_n 的影响。从图 9 的图形可知, 后沿的持续期实际上不应与 t_n 有关, 这已被实验证实。但对于长脉冲的情形, 在时间 t_n 内加速电容被充电的程度要比短脉冲的情形为大。这就伴随着相当坏的前沿, 因为开启三极管的基极电流等于脉冲終了后加速电容的充电电流。因此,

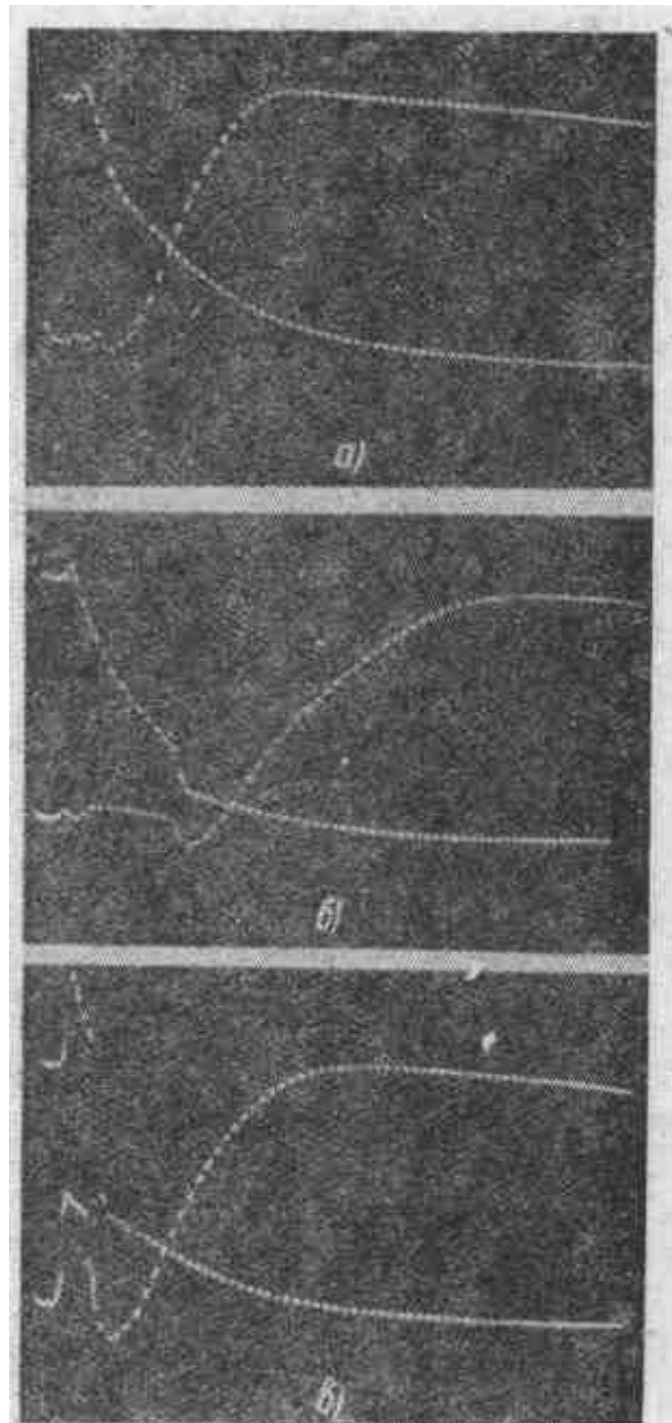


图 11 在三极管 П1Е 的未饱和触发器中, 输出脉冲前后沿的波形图。时标 0.1 微秒

а—— $U_{\text{BX}} = 1.5$ 伏, $t_n = 0.5$ 微秒;
б—— $U_{\text{BX}} = 1.5$ 伏, $t_n = 1.5$ 微秒;
в—— $U_{\text{BX}} = 5$ 伏, $t_n = 0.5$ 微秒

在触发时触发脉冲的持續期应有一上限, $t_{\text{н}}$ 的下限等于使触发器原来开启的三极管完全封鎖的时间, 且与脉冲振幅及饱和程度有极密切的关系。

应当指出, 当开启三极管工作在饱和边界上时 (例如, 未饱和的触发器), 表达式 (15) 是正确的; 如果在饱和的綫路中利用 β 值相差較大的三极管, 則加速电容之值应当增大, 这将伴随着快速动作的变坏。这充分指出了未饱和的綫路的优点。

触发脉冲 u_{BX} 的振幅也有同样的影响, 当 u_{BX} 增大时, 最初表现出前后沿的縮短, 然后, 前沿开始急剧增长, 因为加速电容在脉冲持續期内的更加速充电, 开启的基极电流的峯值減小了。

图 11 所示是由三极管 П1Е ($f_a = 500$ 千赫、 $R_K = 3$ 千欧、 $C = 560$ 微微法) 构成的未饱和触发器输出脉冲的波形图, 这些图形証实了以上的分析。

最后, 我們来研究偏压电路对触发器快速动作的影响。当封閉三极管基极上的正电位 u_6 增大时, 在第一个三极管离开饱和时 u_{K1} 陡峭落下的幅度也要增大; 由于这个原故, 在脉冲終了后开启的第二个三极管的电流振幅將減小, 而前沿也就变坏。为了提高快速动作, 必須把偏压 E_6 減低到最小值, 但要能保証三极管可靠地封鎖。此外, 由于加速电容充电和放电电阻的不同, 在高频时出现了“动偏压”, 其影响与靜偏压相似。要減小动偏压的效应, 必須將 R_2 減小到 $(1-2)R_K$ 的数量級。

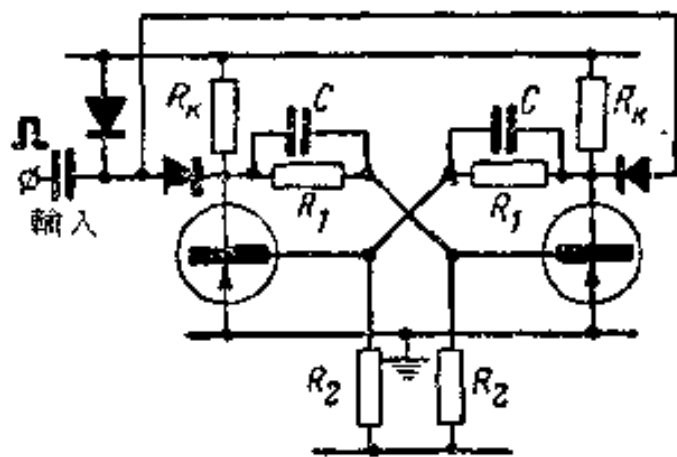


图 12 触发器經集电极上三极管的触发

对于触发器触发时过渡过程的計算証明了, 当触发电流約为 E_K/R_K 、脉冲持續期和加速电容都具有最佳值、且偏压为最小时, 未饱和触发器的最高重复頻率 $F_{\text{макс}}$ 等于

$$F_{\text{макс}} \approx \frac{2}{3} f_a. \quad (16)$$

图 12 中示出了供給触发脉冲的另一方法：經過集电极上的二极管。在这里，輸入正脉冲加到期待脉冲加上而获得翻轉的那个三极管之上，对于图 12 的情形，由于导向二极管的作用正脉冲加在封闭三极管的集电极上，并經過 R_1C 电路加到开启三极管的基极上而使其封鎖，要求比較大的触发信号是这个綫路的缺点。

2. 面結合型三极管对称多諧振盪器

重复频率的計算 現在轉来研究面結合型三极管的多諧振盪器(图 13)。这个綫路与具有正偏压的电子管綫路相似，但是馬上應該說明，按照典型的电子管多諧振盪器綫路构成的半导体多諧振盪器，虽然也可自激，但其产生的振盪与矩形相差极远。

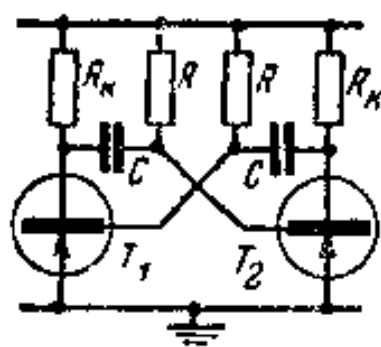


图 13 对称多諧振盪器

对于图 13 的綫路，在半个周期内开启的三极管工作在飽和状态，为此应有：

$$\frac{E_K}{R} > \frac{E_K}{\beta R_K},$$

或

$$R < \beta R_K. \quad (17)$$

这时，另一三极管則为經過耦合电容 C 的正电压降所封鎖。

我們来作出多諧振盪器各电极上电压的时间图(图 14)，

在图中取綫路翻轉的瞬間作为取讀的开始。在这一瞬間，原来封

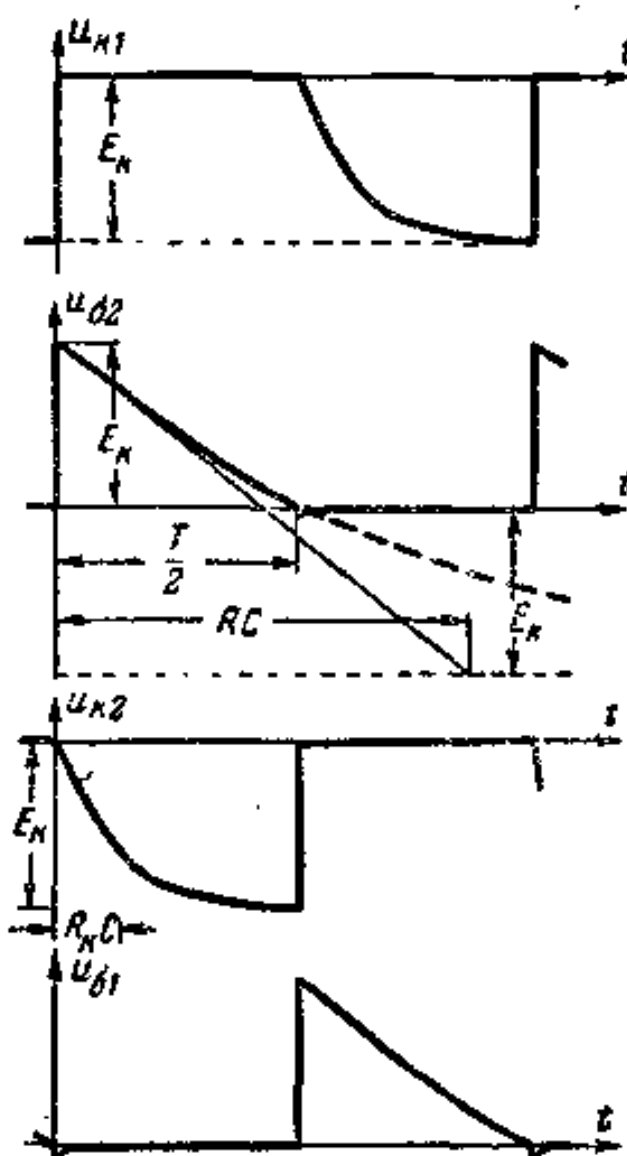


图 14 多諧振盪器的工作時間图

閉的三极管 T_1 开启，而在其集电极上形成陡峭的前沿；这个降落传到三极管 T_2 的基极上， T_2 就封鎖了。在第二个三极管的集电极上，因为其负载为耦合电容所旁路，形成了具有时间常数 $R_K C$ 的指数形后沿（第一个三极管在这瞬间开启，其输入电阻很小）。随着电容的放电，电压 u_{62} 降低，而当其达到零值时就发生新的翻轉。

u_{62} 的最初值接近于 E_K ； u_{62} 趋近于 $-E_K$ ，从方程式

$$u_{62} \left(\frac{T}{2} \right) = 2E_K e^{-\frac{T}{2RC}} - E_K = 0$$

决定振盪的半个周期 $T/2$ [文献 4]：

$$\frac{T}{2} = RC \ln 2 \approx 0.7RC; \quad (18)$$

$$T = 2RC \ln 2 \approx 1.4RC. \quad (19)$$

对于不对称多諧振盪器

$$T \approx 0.7(R_1 C_1 + R_2 C_2). \quad (20)$$

重复频率与温度的依从关系 我們来研究关于频率的温度稳定性的問題。上面已經指出，触发器工作的温度区間决定于电流 I_{K0} ，这电流是在封鎖三极管的基极中流通的。在多諧振盪器的情形下， I_{K0} 决定频率的温度稳定性。事实上，考虑了 I_{K0} ， u_{62} 所趋近的电压已等于

$$-E_K - I_{K0}R.$$

故 u_{62} 变化的規律将为

$$u_{62} = (2E_K + I_{K0}R) e^{-\frac{t}{RC}} - E_K - I_{K0}R,$$

而振盪周期为

$$T = 2RC \ln \left(2 - \frac{I_{K0}R}{E_K + I_{K0}R} \right). \quad (21)$$

从表达式(21)和(11)看出，随着温度的升高，周期减小而频率增高。实际上，即令是良好的三极管 ($I_{K0} = 5$ 微安)，在 $E_K = 10$ 伏、 $C = 6800$ 微微法、 $R = 68$ 千欧的綫路中，当 20°C 时得到

• $F = 1.69$ 千赫, 当 60°C 时得到 $F = 2.12$ 千赫, 而当 80°C 时得到 $F = 3.37$ 千赫.

当 $R = 11$ 千欧、 $C = 0.04$ 微微法时, 在同一线路中, 当 20°C 时 $F = 1.69$ 千赫, 当 60°C 时 $F = 1.77$ 千赫, 而当 80°C 时 $F = 2.12$ 千赫. 这强调说明了在线路中采用不大的 R 的必要性.

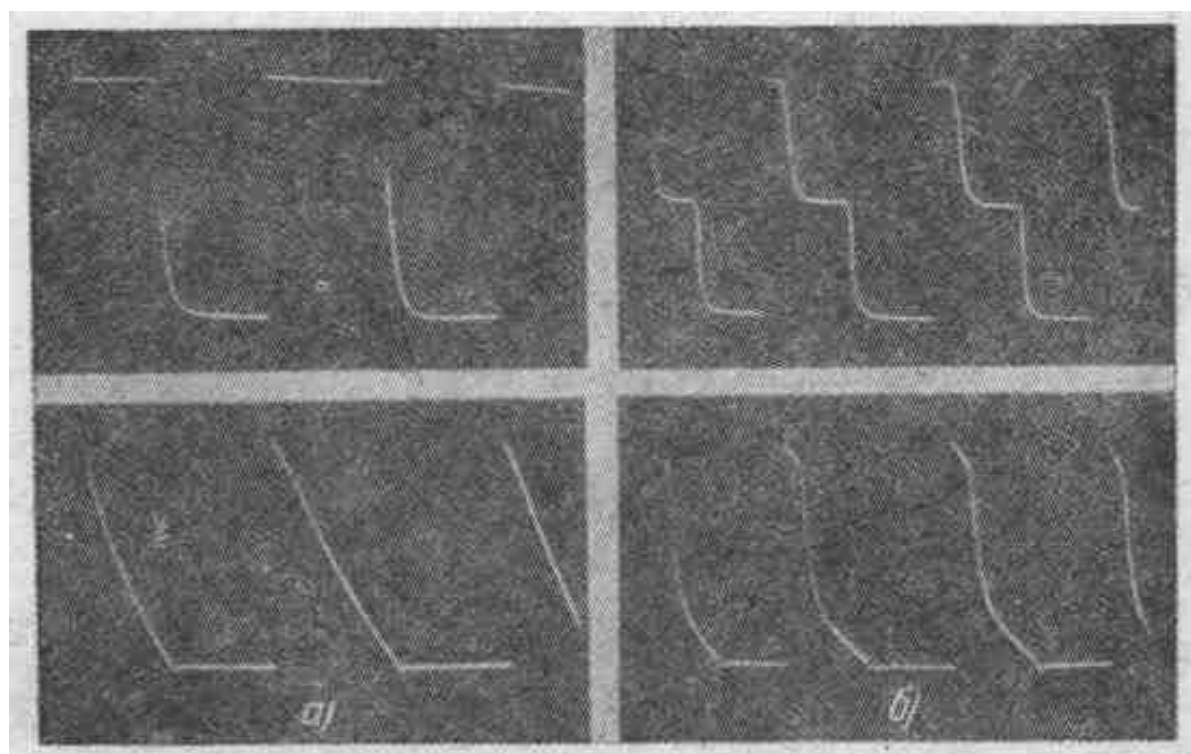


图 15 对称多谐振荡器集电极和基极上电压的波形图

a——饱和多谐振荡器; b——未饱和多谐振荡器

此外, 还有一个情况必须将 R 加以上限. 如果开启三极管的饱和条件没有实现, 则脉冲的形状要发生剧烈的畸变. 这可由图 15 来说明, 图中示出了饱和多谐振荡器集电极和基极上的脉冲 (a) 及未饱和多谐振荡器集电极和基极上的脉冲 (b). 对于未饱和的多谐振荡器, 频率已不能按以上所引出的公式计算. 正是由于这个原因, 半导体三极管多谐振荡器的经典线路不能给出良好的结果. 但是必须指出, 当 R 过小 (过分饱和) 且电容 C 不够大时, 多谐振荡器将不能自激.

多谐振荡器的最大脉冲间隙度 上面已经说到, 输出脉冲的后沿决定于常数 R_1C_1 和 R_2C_2 , 而振荡周期决定于 R_1C_1 和 R_2C_2 之值. 设要得到最大的间隙度. 同时, 按照式 (18) 脉冲持续期等于

$0.7R_1C_1$, 而休止期等于 $0.7R_2C_2$ ($R_2C_2 > R_1C_1$), 在两个集电极上脉冲的后沿大约等于 $3R_KC_1$ 和 $3R_KC_2$, 較大的值即 $3R_KC_2$ 应当小于持續期即 $0.7R_1C_1$, 否則封鎖三极管的集电极电位不可能达到 $-E_K$, 因此

$$3R_KC_2 < 0.7R_1C_1$$

或

$$C_2 < 0.23 \frac{R_1}{R_K} C_1$$

間隙度 Q 等于

$$Q = \frac{R_2C_2}{R_1C_1} < 0.23 \frac{R_2}{R_K}$$

为了使开启三极管工作在飽和状态, 必須有 $R_2 \leq \beta R_K$, 由此, 在輸出脉冲振幅不变的条件下, 最后有:

$$Q \leq \frac{\beta}{5}. \quad (22)$$

上面所研究的例子自然包括不了所有各式各样的启动和张弛綫路, 但是, 所指出的对称触发器和多諧振盪器的工作特点和計算原則, 对于許多其他半导体三极管的脉冲綫路仍是共同的.

参 考 文 献

- [1] Ковонов Б. Н., Степаненко И. П., Пересчетные схемы на полупроводниковых триодах, Атомная энергия, 1957, 2, 4.
- [2] Ковонов Б. Н., Применение нелинейной обратной связи для устранения насыщения полупроводниковых триодов в импульсных схемах. Радиотехника и электроника, 1957, 2, 10, 1253.
- [3] Ковонов Б. Н., Авторское свидетельство № 109140 с приоритетом от 22 ноября 1956 г. на «Способ устранения задержки при записании кристаллического триода».
- [4] Jackels A. E., Junction transistor multivibrators, Electronic Engineering, 1956, 5.

半导体直流电压变换器

Г. С. 崔金 (Илькин)

1. 小功率变换器的线路

把某一电压的直流变换为另一电压的直流，是设计近代电子器件时经常遇到的问题。对于功率约为几瓦或十几瓦的情形，解决这个问题的原有方法之一是应用振动变流器。但振动变流器具有一系列严重的缺点，其中主要的是：时常发生故障；使用期限不长；对无线电接收机产生干扰，这是与它具有机械转换接触有关的；具有不高的效率；具有比较大和比较重的变压器和平滑滤波器（由于转换接触的频率不高）。

利用半导体三极管可以极完善地解决直流变换的问题。在这种情形下，最简单的方法是采用半导体三极管自激发生器的变压器线路，半导体三极管由具有电动势 E_1 的电源供电，这电动势的电压就是要加以变换的，自激发生器所产生的交流电压被变换到所需要的数值，并由半导体二极管整流（图 1）。在这种情形下，自激发生器最适宜的频率值通常位于 1—5 千赫之间，因为这样，一方面变压器和平滑滤波器的尺寸可以足够小，另一方面半导体二极管和三极管的频率性能还不致使所产生的和被整流的电压波形

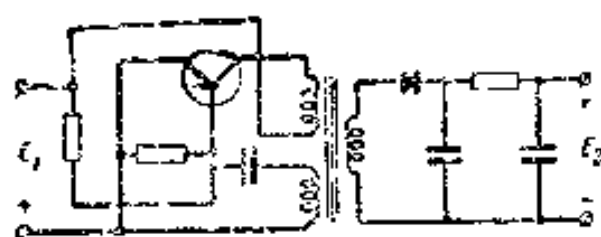


图1 半导体变换器的最简单线路

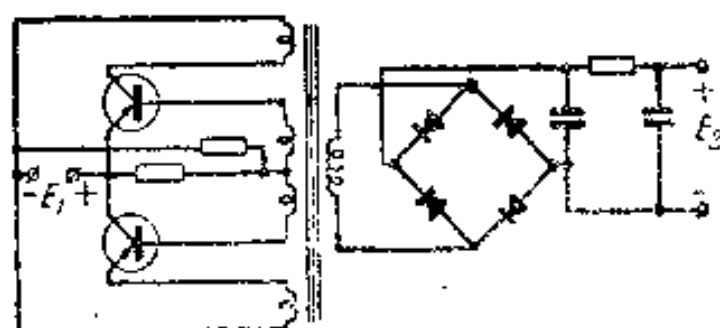


图2 半导体变换器的推挽线路

发生明显的畸变。

为了使变换器获得良好的负载特性和高的效率，自激发生器所产生的电压波形应当尽可能接近矩形。变换器的高效率特别重要，因为这样就降低了三极管的功率损耗，因而，当三极管的最大耗散功率一定时，线路的效率愈高，可以变换的功率也就愈大。

利用具有变压器耦合推挽线路的自激发生器（以变压器绕组的固有电容工作在B类状态）（图2），当反馈选择得合适且两臂对称时，可以在自激发生器的输出端得到对称且实际上是矩形的电压，同时，当正确选择整流器负载时，三极管输出电极（共基极和共发射极线路中的集电极）上的损耗极小，因为当集电极上有电压时其电流接近于零，而当集电极电流脉冲通过时集电极电压接近于零。

当自发生器的频率位于上面所指出的范围内，变压器和平滑滤波器中的损耗，以及变压器和平滑滤波器的尺寸都可以比具有同样功率的振动变流器小得很多。半导体三极管变换器的可靠性和使用期限，在正确的工作状态下要比振动变流器的可靠性和使用期限超出很多倍。由于变压器和滤波器中的损耗较小，图2线路的变换器的效率可以远大于振动变流器的效率，当功率为几十瓦且自发生器的供电电压为20—30伏时，效率可达70—90%。

但是，所研究的这种类型的半导体变换器也具有一系列的缺点，即：当变换器的负载改变以及供电电压改变时，自激发生器所产生振荡的频率和波形都要发生改变。当变换器过载时，振荡被破坏，而变换器停止工作。所产生振荡的波形的改变，对设备的效率和三极管的热状态有不良的影响。当输出电压为1千伏或更高的数量级时，这种类型的变换器不能得到高的效率，因为在这样的输出电压下，自激发生器变压器的副绕组的匝数很多，而这个绕组的固有电容将使得所产生振



图3 具有反馈振荡器的半导体变换器的方框图

盪的波形接近于正弦的,这就引起設備效率和所供給功率的降低,

其方框图如图 3 所示的变换器是没有上述缺点較完善的半导体直流变换器。它与上述綫路不同之处是有一个发送振盪器 T , 其输出电压是矩形的。这个振盪器控制半导体三极管功率放大器 V , 其中的三极管工作在接通状态。在放大器的輸出端矩形电压被半导体整流器整流, 并經過平滑滤波器加到負載 H 上。发送振盪器和功率放大器由电源 Π 供电, 电源 Π 的电压就是所要变换的。把产生振盪与其放大和整流的作用分开, 可以排除所指出的其中的缺点, 而使变换器处于最佳的工作状态, 在这种状态下从三极管取得的功率将大大提高, 效率則可达 90—95%。

2. 具有发送振盪器的变换器的主要性能

具有发送振盪器的半导体变换器的原理图示于图 4 中。功率放大器的輸入变压器 T_{p1} 可以与发送自激振盪器的变压器合用一个。

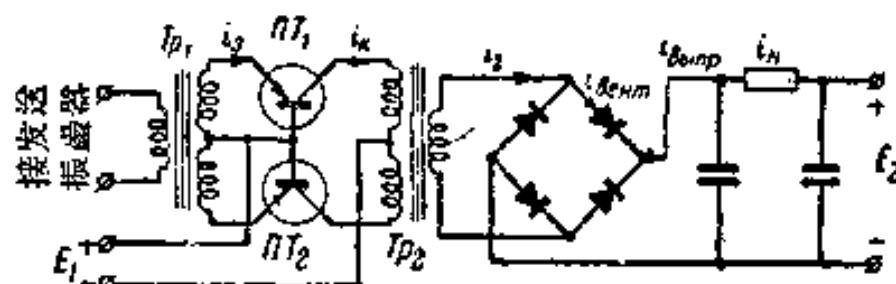


图 4 用发送振盪器控制的半导体变换器原理图

但是,当用一个自激振盪器激发几个变换器时,每一变换器都有其单独的輸入变压器是合理的。

按推挽綫路工作于 B 类状态的功率放大器的三极管 T_1 和 T_2 , 可以接成共基极、共发射极和共集电极。共基极綫路要求从发送振盪器取得較大的功率,但可以在高得多的供电电压下工作,且給出畸变較小的矩形振盪。共发射极綫路要求較小的激发功率,并可在小的供电电压下工作,如果共基极綫路功率放大器的增益很小,应用共发射极綫路是极为合适的。在极小的供电电压下,宜于将功率放大器的三极管接成共集电极綫路,因为在这种条件下,

共集电极线路要求最小的激发功率。

当输入电路中没有偏压时，功率放大器的三极管工作在B类状态。如果发送振荡器的电压是严格的矩形而且对称的，输入和输出变压器的绕组又没有漏电感和电容，其原绕组也没有足够大的电感，则在线路中各点处电流的波形具有图5所示的形状。因为在这些条件下，整流电流和电压不会有交流分量，无论变换器工作在纯电阻或者工作在具有电容或电感的滤波器，放大器和整流管电流的波形和工作状态都是相同的。

在以上所作的假定 ($L_s = 0$, $C = 0$, $L_1 = 0$) 下，并忽略输出变压器中的损耗，工作在某一瞬间的三极管输出电路的等效线路可以表为图6所示的形式，在其中整流器的滤波器既无电容也无电感，因为在所确定的条件下整流电流不含交流分量。

从图1的线路看出，三极管输出电路对于交流的负载是电阻之总和 R R 等于

$$R = r_{1\pi} + r'_2 + r'_B + r'_\phi + R'_H, \quad (1)$$

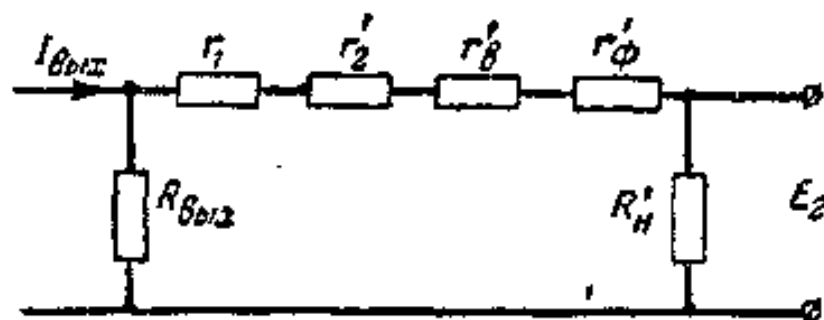


图6 功率放大器中一个三极管输出电路的等效线路

其中 $r_{1\pi}$ 是输出变压器半个原绕组的电阻；

r'_2 是副绕组的引入电阻；

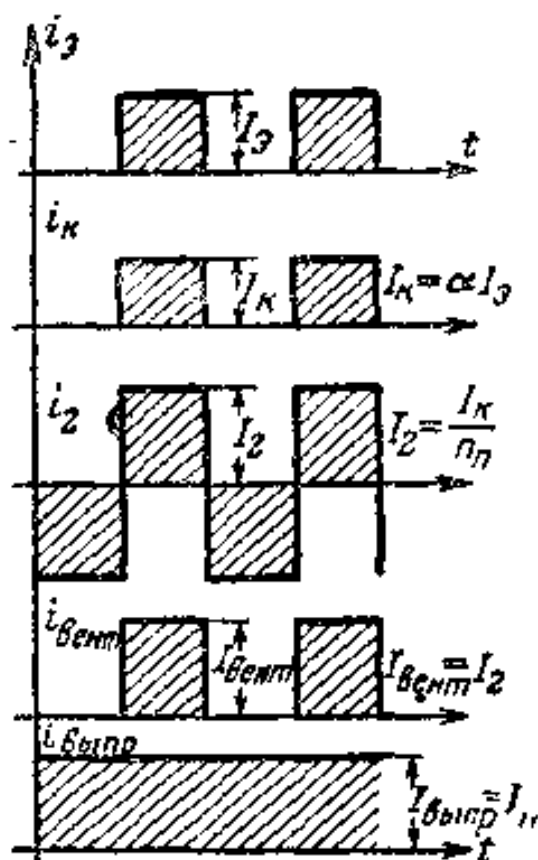


图5 在具有发送振荡器的变换器线路中各点处的电流的波形

r_a' 是整流管的引入电阻；

r_{Φ}' 是滤波器的引入电阻；

R_n' 是负载的引入电阻。

在所研究的线路中，引入电阻之值用电阻与输出变压器的变压系数 n_n 来决定，在图 4 的线路中 n_n 等于副绕组的匝数 w_2 对半个原绕组的匝数 w_{1n} 之比：

$$n_n = \frac{w_2}{w_{1n}}; \quad r_2' = \frac{r_2}{n_n^2}; \quad r_n' = \frac{r_n}{n_n^2}; \quad r_{\Phi}' = \frac{r_{\Phi}}{n_n^2}; \quad R_n' = \frac{R_n}{n_n^2}. \quad (2)$$

当三极管接成例如是共基极线路时，在坐标系统 $i_K = f(e_K)$ 中对于输出电路的不同负载电阻值，输出电路的交流动特性曲线具有图 7 中用直线 AB_1 、 AB_2 、 AB_3 所给出的形式，这些直线的斜角决定于三极管输出电路中的交流负载电阻值，因而是随着变换器负载的改变而改变的。

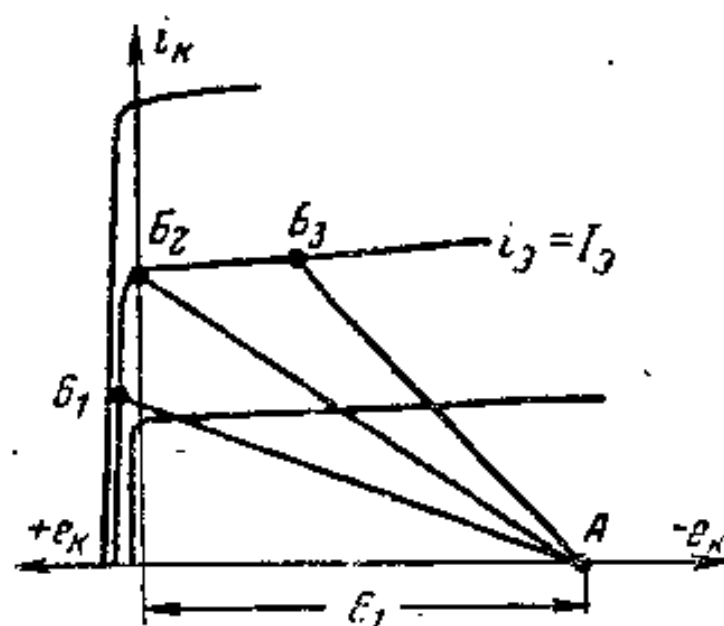


图 7 对于不同的负载电阻值，变换器输出电路的交流动特性曲线

如果输出电压的半周是严格的矩形而且对称的，工作点从动特性的点 A 到点 B 的过渡过程将于瞬间完成，而工作点按照

每半个周期位于点 A 和点 B 。在输入电流的振幅 I_0 (图 7) 及输出电路负载电阻从 ∞ 到临界值 (对应于动特性曲线 AB_2) 间的任意值之下，变换器的三极管实际上工作在开关状态，因为在 A 点输出电路的电流等于零，而在点 B 集电极上实际没有电压。

不难看出，当变换器的负载电阻从无限大改变到对应于动特性曲线 AB_2 的数值时，特性曲线靠上的点 B 几乎是沿着三极管对于 $i_0 = I_0$ 的静特性曲线的陡峭部分向上垂直移动。这时，整流电流差不多是与变换器的负载电阻 R_n 成反比例的，而整流电压几乎不变。

等于

$$R_{\Pi} = R''_{\text{вых}} + r''_{1\Pi} + r_2 + r_3 + r_{\phi} \quad (3)$$

其中

$$R''_{\text{вых}} = R_{\text{вых}}/n_{\Pi}^2; \quad r''_{1\Pi} = r_{1\Pi}/n_{\Pi}^2 \quad (4)$$

的变换器内阻极小,因为三极管的输出电阻 $R_{\text{вых}}$ 对于特性曲线的陡峭部分(位于集电极电压为正的范围内)是极小的,当进一步减小变换器负载电阻时,动特性曲线靠上的点几乎是沿着静特性曲线 $i_b = I_0$ 的水平部分从点 B_2 移到点 B_3 。同时,变换器的内阻变为非常大,而整流电流几乎不变,因为在静特性曲线的这个区段上三极管的输出电阻是非常大的。因此,所研究类型的变换器的负载特性曲线具有图 8 所示的形式:对于从 0 到 $I_{\text{макс}} = I_0\alpha/n_{\Pi}$ 的负载电流它差不多是水平的,其中 I_0 是发射极电路中电流的振幅, α 是共基极线路中在发射极电流 I_0 下的电流放大系数, n_{Π} 是变换器输出变压器的变压系数。对于大于 $I_{\text{макс}}$ 的负载电流,负载特性曲线则差不多是垂直的。

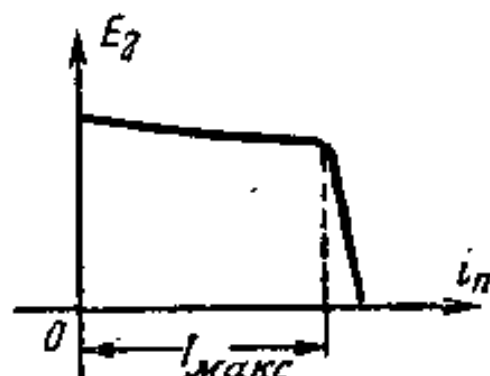


图 8 具有发送振荡器的变换器的负载特性曲线

所研究类型变换器的负载特性曲线的转折处发生在变换器的负载电阻为临界值之时,临界值相当于图 7 中的动特性曲线 AB_1 。在负载电阻等于或大于临界值之下变换器工作良好,但临界电阻是最适合的,因为这时变换器在给定的激发状态下将给出最大可能的功率,而功率放大器的三极管得到最充分的利用。当工作在低于临界值的负载电阻时,变换器的效率及它所给出的功率急剧降低,而耗散在三极管中的功率增大,这可能引起三极管的过热而导致损坏。

3. 具有发送振荡器的变换器线路的计算

具有发送振荡器的变换器的计算,从按照变换器给出的功率来选择三极管开始。在开关状态下,功率放大器两个三极管所给

出的最大功率决定于:

$$P_{\text{макс}} = \alpha I_{\text{э.макс}} E \eta, \quad (5)$$

其中 $I_{\text{э.макс}}$ 是发射极的最大容许电流;

α 是共基极线路中、在这个发射极电流下的三极管电流放大系数;

E 是供电电压;

η 是变换器的效率, 在供电电压约为几十伏之下它大体上可以认为等于 0.9—0.95.

对于在开关状态下的半导体三极管, $I_{\text{э.макс}}$ 之值主要是因在大的发射极电流及发射极电路中所分出的功率下三极管电流放大系数的降下而受到限制. 如果输出变压器作得很好, 在变换状态下的供电电压可以达到所利用的三极管集电极最大容许电压振幅的 0.4—0.5.

例如, 对于两个 ПЗВ 型三极管当发射极电流为 1.25 安 (这对应于 $\alpha \approx 0.8$)、供电电压为 22 伏而线路效率约为 0.9 时, 变换器输出端的最大功率为

$$P_{\text{макс}} \approx 20 \text{ 瓦.}$$

当功率放大器的三极管接成共基极线路时, 输入电流等于 1.25 安, 当接成共发射极线路时则等于 $1.25(1-\alpha) = 0.25$ 安. 在两个情形下必要的输入电压大约为 0.8 伏, 这易于按照 ПЗВ 三极管的输入特性曲线求出. 所以, 在共基极线路中, 从发送振荡器取得的激发功率等于 $1.25 \times 0.8 = 1$ 瓦, 而在共发射极线路中等于 $0.25 \times 0.8 = 0.2$ 瓦.

当功率超过几瓦时, 变换器输出变压器的铁芯最好材料是厚度不超过 0.1—0.2 毫米的坡莫合金薄片(或薄带); 较差的但价钱便宜得多的材料是厚度相同牌号为 XBP 和 XT 的冷轧钢片.

如果采用厚度为 0.35 毫米的通常变压器钢片作为铁芯, 当效率相同时变换器的尺寸和重量都将增大很多. 对于小功率的变换器, 以及对于发送振荡器的变压器, 有时宜于利用比损耗很小的铁氧体.

變換器輸出變壓器的計算是在給定所希望的變壓器效率下進行的，效率通常在 0.9—0.96 之間。繞組與鐵芯中的損耗按照已知的變壓器輸出功率及其效率求出；鐵芯中的損耗宜於取得和兩個繞組中的損耗相等。原繞組和副繞組中的損耗可以取得相等。

給定預定的適宜鐵芯尺寸，按照鐵芯材料中的損耗隨最大磁感應而變的關係曲線（對於變換器的工作頻率）選定磁感應，在這個磁感應之下鐵芯中的損耗應等於從效率所求出的；然後根據表達式

$$w_{12} = \frac{E_1 10^8}{4f B_m q_0}, \quad (6)$$

決定變壓器每半個原繞組的匝數，其中：

E_1 是變換器的供電電壓，以伏表示；

f 是頻率，以赫表示；

B_m 是鐵芯材料中的最大磁感應，以高斯表示；

q_0 是鐵芯的淨截面，以厘米²表示。

表達式 (6) 的分母中沒有波形因數，因為對於矩形的電動勢它等於 1。

變壓器副繞組的匝數根據必要的整流電壓值求得；按照繞組中所容許的損耗及電流強度決定了繞組的電阻，就可以選擇導線的直徑，在這個直徑下繞組應具有給定的電阻。把繞組安置在鐵芯的窗口內，看一下鐵芯是否選得合適；如果繞組只佔據窗口的一小部分，則鐵芯過大；如果繞組在窗口中擠得很滿，則鐵芯過小。

當繞制變換器的輸出變壓器時，必須特別注意減少輸出變壓器原繞組兩半個間的漏電感，因為漏電感會使輸出電壓的矩形變壞，以及在輸出電路中引起過電壓的現象。為了消除所指出的漏電感建議可以採用如下的辦法：原繞組用兩根導線平行來繞，而一根導線的末端與另一根導線的起端相連接。結果得到具有中點的原繞組的兩半；在小的供電電壓（不超過幾千伏）下只靠導線的漆包絕緣在正確繞法下也是足夠的，繞組固有電容的增大不起作用，因為線路的負載電阻極小。對於發送振盪器的變壓器，用同樣

方法繞制也是很适宜的。

在具有发送振荡器的变换器中，三极管中所耗散的功率通常是非常小的，远小于最大容許值。所以，在正确工作状态下三极管的发热是极弱的。例如，在由两个 $\Pi 3B$ 型三极管組成具有輸出功率 20 瓦的变换器中，在滿載（临界）、控制电压为矩形且沒有剩余的（不可控的）集电极电流之下，当綫路接成共基极时三极管中所耗散的功率等于控制功率，即 1 瓦（参看以上），而每个三极管只有 0.5 瓦。因此，在这种类型的变换器中可以采用具有簡單散热器的三极管，而有时完全不需外部散热器。

为了获得控制电压的对称和矩形，变换器的自激发生器綫路应接成推挽的（例如照图 2 的接法）。

自激发生器的变压器的計算，也是在給定鉄芯和繞組中的損耗下，象变换器輸出变压器的計算一样地来进行。一个自激发生器可以用来激发几个变换器，为此其功率当然要相应地增大。自激发生器的頻率主要决定于集电极繞組的电感，选择这个繞組的匝数就可以使頻率达到必要的数值。发射极繞組的匝数根据集电极繞組的匝数，供电电压以及为了获得必需的集电极电流脉冲必須加到发射极电路的电压来决定。

按照上面所述綫路构成的变换器，在工作中表現了良好的稳定性，且实际与算出的特性极为符合。例如，在供电电压 22 伏下的具有两个 $\Pi 3B$ 型三极管的变换器，当輸出电压为 250 伏时給出功率 20 瓦，效率等于 92%；而算出的效率为 93%。

半导体器件的电压稳定器

Б. Н. 康农諾夫 (Кононов)

引 言

和电子管相比, 半导体器件的主要优点之一是其經濟性。半导体二极管和三极管沒有加热的阴极, 因此, 在半导体綫路中完全沒有用以加热的能量損耗, 而在电子管綫路中这部分損耗約占总損耗中的一半。半导体三极管所需的供电电压很低, 且能在非常小的电流下工作, 这就使得, 在創制一些目前还远远沒有被充分利用的經濟綫路方面开辟了广泛的可能性。由于半导体器件的这一优点, 可以将具有自备电源的携带设备的結構大大簡化, 以及使复杂的固定电子设备如計算机的尺寸縮小。如果供电源具有很高的效率, 这种可能性就可以实现。

目前, 工业上已生产出合金強力二极管 Д7А—Д7Ж (ДГ-И21—ДГ-И27), 它們可以有成效地用在整流电流为 100—300 毫安的整流器中。但是在許多情形下, 整流电压的不稳定度及交流声, 以及整流器的輸出电阻值在某些綫路中可以大到不能容許的程度。在这种情形下, 电压的稳定是必要的。采用电压的稳定可以使綫路的可靠性提高, 并便于工作和簡化計算。

已經談到, 低的供电电压 (1.5—20 伏) 是半导体綫路的特点。同时, 目前在大多数綫路中, 电流的消耗是和同样的电子管綫路中的消耗差不多的; 而且, 如果必須在負載中給出一定的功率, 則还可以大得多。因此, 半导体綫路供电綫間的电阻可以比同样的电子管綫路的电阻小几十或几百倍。由于这种情况, 对供电源的輸出电阻就提出了更高的要求, 这也強調指出了稳定的必要性。

低压电子管稳压器是十分不经济的。所以，自然有必要制作半导体器件的稳定电源。半导体三极管在这方面的应用还没有获得足够的发展，虽然如此，象其他情形一样，半导体器件的新性能在这方面也开辟了广泛的可能性。

已有的稳定器可以分成两种类型：

1. 参数稳定器。
2. 具有反馈的稳定器。

参数稳定器利用了某些特殊元件的伏安特性曲线的非线性，已经有一系列这种元件和它们的连接线路（镇流管、桥形线路中的白炽灯），但在电子管电子学中用得最广泛的是充气稳压管。充气稳压管的伏安特性曲线具有这样一个区段，在其中管上的电压与流过管中的电流没有多大关系；这个区段就可作稳压之用。

随着面结合型半导体器件的出现，已经制成了其伏安特性曲线宜于作稳压之用的新元件——工作在击穿区的硅合金二极管 [文献 1, 2]。

1. 硅二极管电压稳定器

图 1 所示是国产（苏联）硅稳压管某一样品的实验伏安特性曲线。在负电压之下，二极管中流过很小的饱和电流——二极管封

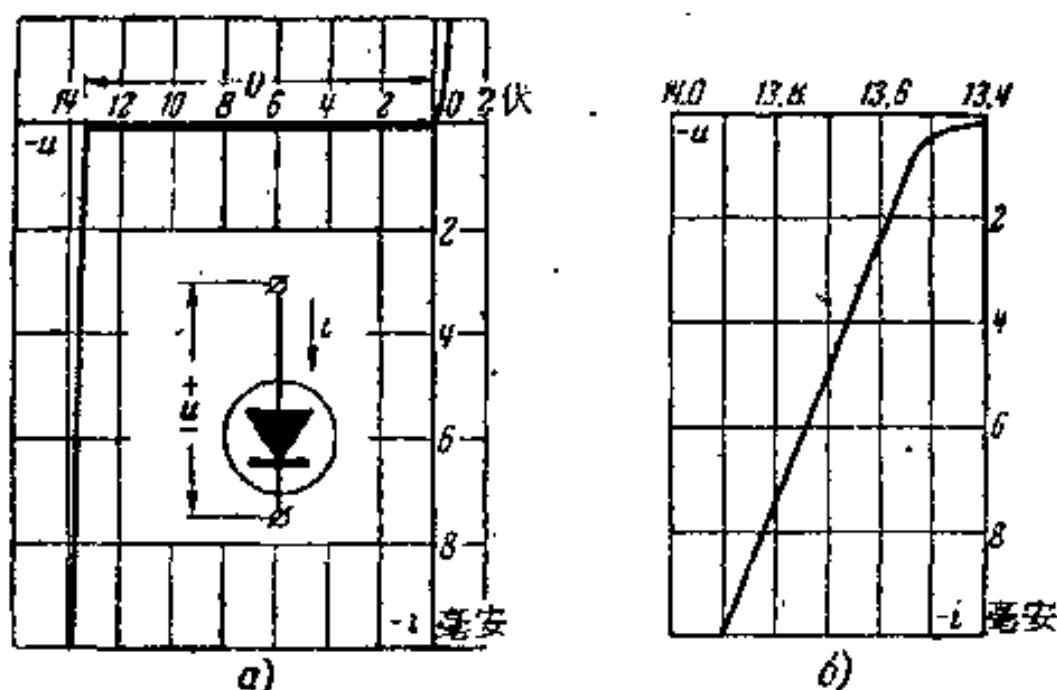


图 1 a——硅二极管的实验伏安特性曲线；
b——标尺放大的击穿区段

鎖。但当进一步增大負电压时，从某一电压值 U 开始反向电流急剧增长——开始击穿。这个現象是可逆的和可重复的，且不是因器件的完整性遭到破坏所引起的，而是和少数載流者的雪崩式累积有关的，在这种情形下結中电流将急剧增长。这种性能在硅器件中表現得最为明显，因而将硅二极管作为稳压之用。

二极管作为电压稳定器的連接綫路与充气稳压管的連接綫路沒有区别(图 2)。

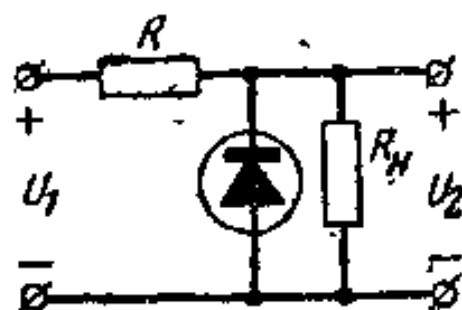


图 2 硅二极管电压稳定器

当輸入电压改变时，稳压器的输出电压的恆定程度用稳定系数来表征：

$$K = \frac{dU_1/U_1}{dU_2/U_2} = \frac{U_2}{U_1} \frac{dU_1}{dU_2} \bigg|_{R_n = \text{常数}}, \quad (1)$$

其中 U_1 和 U_2 为輸入和輸出电压；

R_n 为負載电阻。

当負載电流 I 改变时，输出电压的稳定程度用稳压器的輸出(内部的)电阻来表征：

$$R_{\text{внх}} = - \frac{dU_2}{dI} \bigg|_{U_1 = \text{常数}}. \quad (2)$$

硅二极管稳压器(图 2)的这些参数,以及采用稳压器的綫路参数决定于下列公式：

$$K = \frac{U \cdot R}{U_1 r_i}, \quad (3)$$

$$R_{\text{внх}} = r_i, \quad (4)$$

其中 U 为稳定电压；

r_i 为二极管在工作区域内的电阻,而且 $r_i \ll R, r_i \ll R_n$ 。

下面引出了充气稳压管和硅二极管电压稳定器的参数比較表：

参 数	充 气 稳 压 管	硅 稳 压 器 (按照美国刊物上的数据)
电压变化范围, 伏	70—160	5—1000
电流变化范围	5—40 毫安	1 微安—1 安
r_i , 欧	100—200	1—250
电压的温度系数, $\%/^{\circ}\text{C}$	0.002—0.04	0.01—0.07

其特性曲线如图 1 所示的二极管实验样品具有稳定电压 $U = 13.5$ 伏, 内阻 $r_i = 39$ 欧及温度系数 $+0.08\%/^{\circ}\text{C}$.

比较这些数据可以指出, 硅二极管作为电压稳定器在所有参数方面都胜过充气稳压管. 此外, 硅二极管的特性曲线没有负电阻的区段, 这一点是充气稳压管经常发生自激的原因.

应当指出, 为低电压 (约为 5—10 伏) 设计的二极管具有较小的 r_i 和电压温度系数值, 也就是具有比高压二极管较好的性能. 至于温度系数可以和干电池比较一下, 干电池电动势的温度系数大约是 $0.02\%/^{\circ}\text{C}$.

2. 具有反馈的半导体稳定器

要想在其所有优点下应用参数稳定器不总是可能的. 参数稳定器的输出电压不能均匀调节; 对于具体线路的供电, 其稳定系数、输出电阻、工作电流和电压也不总是适合的. 在这种情况下就利用具有反馈的电压稳定器.

具有反馈的稳定器是包含下列元件的设备: 标准元件, 多半是恒定的支持电压源; 比较元件, 将输出电压和支持电压相比较, 是一不平衡放大器 (反馈放大器); 调整元件, 用不平衡放大器的输出信号来控制, 并将输出信号与其起因间的依从关系缩减到最小程度.

可以利用干电池或参数稳定器 (例如上面所研究的二极管稳定器) 作为支持电压源, 利用参数稳定器是更常遇到的情形.

按照调整元件的连接方式, 分为具有串联调整元件的线路 (串

联稳定器) 和具有与负载并联的调整元件的线路 (并联稳定器)。在串联的情形下, 电压的变化加到串联的平衡电阻上, 串联稳定器, 尤其是采用半导体三极管的串联稳定器的特点是效率高, 因为作为调整元件三极管可以在非常小的压降下工作。

采用发射极跟随器的电压稳定器 在最简单的情形下, 放大与调整元件的作用可用一个三极管来完成, 这种稳定器的线路是以发射极跟随器为基础的 (图 3) [文献 3, 4]。

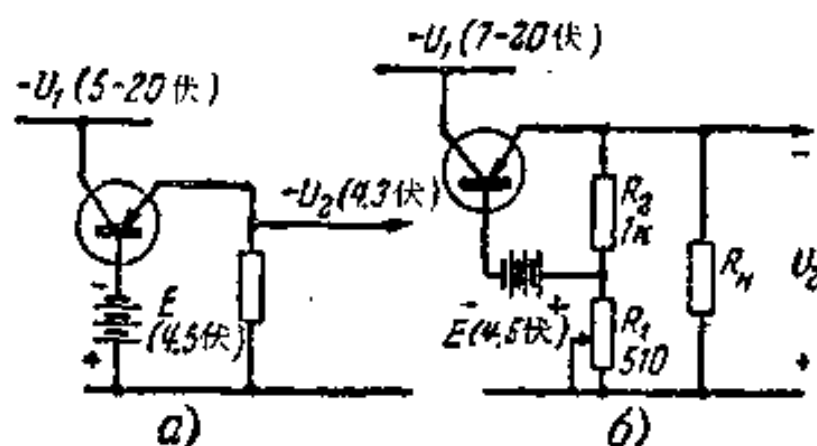


图 3 根据发射极跟随器的电压稳定器

在图 3, a 的线路中, 输出电压 U_2 接近于标准电压 E , 因为基极与发射极间的电位差很小, 且不大随负载电流和输出电压 U_2 的改变而改变。因为整流器的内阻通常很小, 故稳定器的输出电阻是从发射极方面看进去的线路的 h_{11} :

$$R_{\text{вых}} \approx h_{11} = r_e + r_c(1 - \alpha).$$

图 3, a 线路的负载特性示于图 4 中, 这种最简单稳定器的输出电阻很小, 约为 10—11 欧, 可以和阴极跟随器比较一下, 通常阴极跟随器的输出电阻 $R_{\text{вых}} = 1/S$ 不小于 100—200 欧。

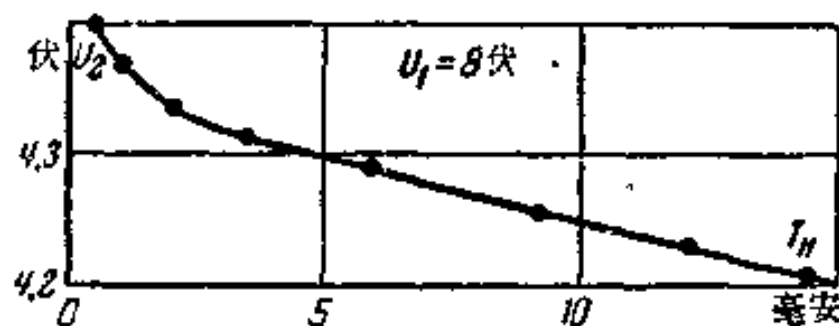


图 4 图 3, a 线路的负载特性

利用三极管的等效线路容易算出图 3, a 线路的稳定系数, 它近似等于

$$K = \frac{U_2}{U_1} \frac{1}{h_{12}} = \frac{U_2}{U_1} \frac{r_K}{r_6}$$

在这个线路中, K 随着负载电流和电压 U_1 从 400 变化到 800.

当利用具有大 r_K 的三极管时, K 之值可达几千. 我们知道, 空载时电子管跟随器的稳定系数等于 μ , 即不超过几十.

因此, 最简单的半导体三极管稳定器按其参数说来比最简单的电子管稳定器好得多.

在图 3, b 的线路中, 可以预见到, 电压的调节是遵守下列规律的:

$$U_2 = E \left(1 + \frac{R_1}{R_2} \right). \quad (5)$$

这个线路的稳定系数和输出电阻要比上面的情形坏一些, 因为在基极电路中接入了分压器的电阻. 具体说来, 在这个线路中得到 $K = 100-200$, $R_{BLK} = 50-60$ 欧.

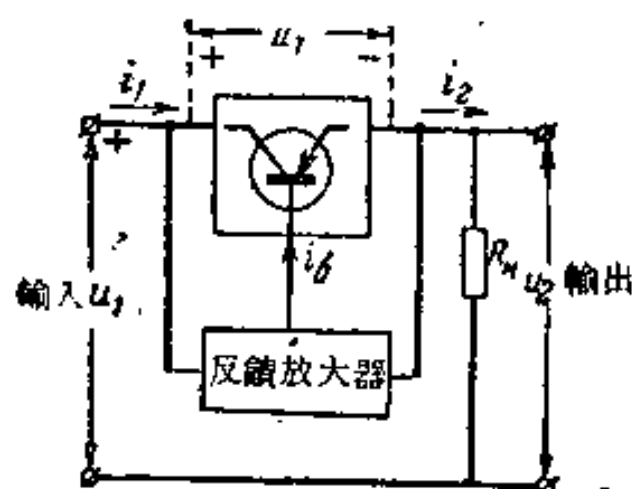


图 5 具有反馈的串联稳定器的方框图

故可以认为 $i_1 \approx i_2 = i$.

我们来引出调节元件的方程式. 大家知道, 对于小信号*

$$i_K = \alpha i_B + \frac{U_{K,0}}{r_K}$$

* 在这里及以下, 用小写字母来标记各电量的小增量.

进行置换 $i_b = i_k + i_6$, 我们有:

$$i_k = \frac{\alpha}{1-\alpha} i_6 + \frac{u_{k,6}}{r_k(1-\alpha)}.$$

引用 $\beta = \alpha/(1-\alpha)$ (共发射极线路中三极管的电流放大系数), 并进行置换 $u_{k,6} \approx u_{k,9} = u_T$ 和 $i_k \approx i$, 我们得到:

$$u_T = (1 - \beta i_6) R_i, \quad (6)$$

其中 u_T 为三极管上的电压;

i 为流过三极管的电流;

$$R_i \approx r_k(1-\alpha) = \frac{r_k}{\beta+1} \text{ 为三极管的内阻.}$$

半导体三极管能够在很小的压降下工作, 是它作为调节元件的优点. 即令当 $u_{k,9} \approx 0.5$ 伏时, 三极管仍能很好工作, 而电子管则要求阳极电压约为 100 伏.

可控的基极电流是放大器的输出电流. 在一般情形下, 它可以既与输出电压有关, 也与输入电压有关:

$$i_6 = S_2 u_2 + S_1 u_1,$$

其中 S_2 和 S_1 为放大器对输出和输入电压而言的跨导.

不难看出:

$$u_1 = u_T + u_2,$$

$$i = \frac{u_1}{R_H}.$$

将最后三个表达式代入三极管的方程式(6)中, 我们有:

$$u_1 - u_2 = \left[\frac{u_2}{R_H} - \beta(S_1 u_1 + S_2 u_2) \right] R_i. \quad (7)$$

由此就容易得出稳定系数*

$$K = \frac{u_1}{u_2} = \frac{1 + \frac{R_i}{R_H} - \beta S_2 R_i}{1 + \beta S_1 R_i}. \quad (8)$$

* 因为稳定器的调整半导体三极管上的压降很小, 故 $u_1 \approx u_2$, 而从公式(1)得出

$$K = \frac{dU_1}{dU_2} = \frac{u_1}{u_2}.$$

以 $u_1 = 0$ (輸入电压不变) 代入式(7), 并进行替换 $u_2/R_H = i$ 就可以得出輸出电阻:

$$-u_2 = iR_i - \beta S_2 u_2 R_i,$$

从而有

$$R_{\text{вых}} = -\frac{u_2}{i} = \frac{R_i}{1 - \beta S_2 R_i}. \quad (9)$$

我們来分析一下得到的公式, 設 $S_1 = 0$ ——沒有正向耦合¹⁾. 于是

$$K = 1 + R_i/R_H - \beta S_2 R_i. \quad (10)$$

这个公式的前兩項是三极管作为参数稳定器的稳定系数; 最后一項考虑了反饋, 当 $\beta S_2 < 0$ 就是負反饋. 調整三极管的 β , 其內阻及反饋放大器的跨导愈大, 稳定系数就愈大. 如果有正向耦合, 即 $S \neq 0$, 則会影响到稳定度. 当 $\beta S_1 > 0$, 正向耦合使稳定度降低. 如果这时 $\beta S_1 R_i \gg 1$, 則稳定系数急剧降落到数值

$$K = -\frac{S_2}{S_1}. \quad (11)$$

但是, 也可以利用正向耦合来使 K 增大. 为此, 从式(8)看出, $\beta S_1 R_i$ 应是負的并接近等于 1.

至于輸出电阻, 則通常 $|\beta S_2 R_i| \gg 1$, 而公式簡化为

$$R_{\text{вых}} \approx \frac{1}{-\beta S_2},$$

即 β 和跨导 S_2 愈大, $R_{\text{вых}}$ 愈小.

具有反饋放大器的串联稳定器綫路. 图 6 所示是具有单級放大器的稳定器綫路. 容易相信, 在这里相位关系應該是使得成为負反饋. 在这个綫路中, 反饋放大器的跨导决定于下列表达式:

$$S_2 = -\beta_{yc} \frac{i_{0,yc}}{u_2} = -\frac{\beta_{yc}}{R_1 + \left(1 + \frac{R_1}{R_2}\right) R_{\text{вых},yc}} \quad (12)$$

1) 与反饋的意义正好相反(反饋是反向耦合), 但不是正反饋——譯者注.

(下标 yc 表示是属于放大三极管的参数)。

于是,要获得良好的结果,分压器的电阻应当是足够小的,而放大三极管的 β 应当很大。自然,分压器电阻减小的极限由线路的经济性所确定。有必要强调指出,与电子管稳定器的线路不同,分压器的电阻在这里是有很大的关系的。

当利用图 6 的线路时,要保证三极管工作的正确状态是会有困难的。在正常情况下,电流既

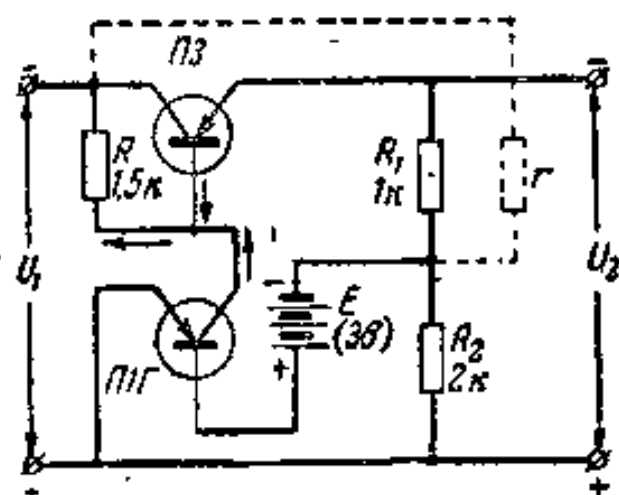


图 6 具有单级反馈放大器的稳定器

从调整三极管的基极流出,也从放大三极管的集电极流出。如果利用与 U_1 无关的电源来选定这个合成电流,则所得结果非常好。例如,在具有给定参数 ($\beta_{per} = 20$, $\beta_{ya} = 40$, $R_{per} = 5$ 千欧)¹⁾ 的线路中得到 $K = 2000$ 和 $R_{BHX} \approx 2.2$ 欧,这与根据公式 (9)、(10) 和 (12) 所得结果极为符合。

如果调整三极管入端和放大三极管出端的偏压是象图 6 所示那样来实现的,则 R_{BHX} 仍然大致不变,而 K 会急剧降落。这是由于,在这种情况下发生了强烈的不稳定的正向耦合。因为输出电压没有什么改变,而调整三极管的 u_{be} 很小,故 $S_1 \approx 1/R$ 。于是按照式 (11) 和 (12),在这个线路中得到:

$$K = -\frac{S_2}{S_1} = \frac{\beta_{yc} R}{R_1 + \left(1 + \frac{R_1}{R_2}\right) R_{nx,yc}}$$

当 $R_{nx,yc} = 700$ 欧时给出 $K = 29$ (在这个情形下实际上得到 $K = 33$)。

可以用下述方法来增大 K 。

1. 用稳定系数比较低的附加稳定器向放大三极管供电。

1) 下标 per 表示调整——译者注。

2. 引进正向耦合的补偿, 如图 6 中虚线所示, 其目的在于补偿正向耦合的不稳定作用, 为此, 大致说来, 必须使 $S_{\text{дест}} = S_{\text{комп}}^{1)}$, 即 $r/\beta_{yc} = R$.

在实际上, 补偿正向耦合的电阻值必须由实验来确定. 图 7 所示是在不同的补偿程度下稳定器的特性. 从曲线看出, 当 r 小时线路中要发生过度补偿的现象.

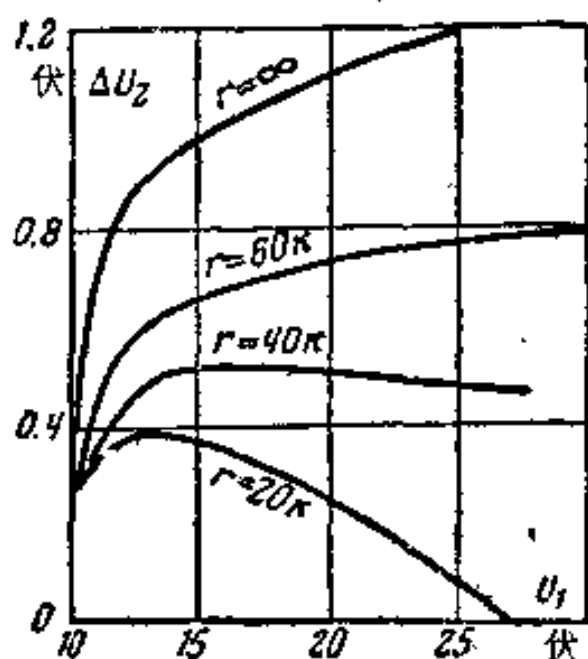


图 7 在不同的正向耦合补偿电阻 r 下图 6 线路的特性

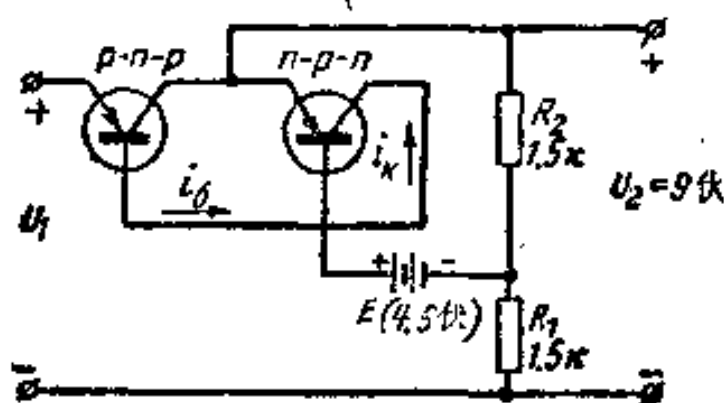


图 8 利用两半导体三极管的对称性的稳定器

当采用不同类型的三极管时, 非常容易获得符合我们需要的状态. 图 8 所示是文献 1 中所述某一变形的线路, 在其中利用 $p-n-p$ 型作为调整三极管, $n-p-n$ 型作为放大三极管. 在这个线路中, 集电极电流流入放大三极管中, 而基极电流从调整三极管中流出. 所以, 在这个线路中不需要任何附加元件来产生偏压. 实际上; 当利用 $n-p-n$ 型三极管的实验样品时, 在具有所指出参数的线路中曾经得到 $K = 700$ 和 $R_{\text{вых}} = 3$ 欧.

和图 6 的线路一样; 在图 8 的线路中可以按照方程式(5)来改变 R_1 或 R_2 以获得输出电压的调整.

在图 8 的线路中, 虽然表面上看不出来, 还是有不稳定的正向耦合存在的. 输入电压的变化加在放大三极管的集电极—发射极

1) 下标 дест 表示不稳定, комп 表示补偿 —译者注.

之間，因而，在这里 $S_1 \approx 1/R_{tgc}$ 。这个值通常很小，但是，如果有必要的话，在这个线路中也可以引进正向耦合的补偿。应当指出，利用两半导体三极管的对称性，一般说来，使得制作多级直流放大器，其中也包含稳定器要容易得多。

输出电压的温度稳定度 我们知道，三极管的主要参数——起始集电极电流 I_{K0} 与温度有极密切的关系。

但是，如果估计输出电压因 I_{K0} 变化引起的温度系数，就会发现，其值远小于实验值。在这些线路中输出电压温度漂移的主要原因是放大三极管发射结上电压的改变，因为考虑了这个电压调整的特性(5)应当写成如下形式：

$$U_2 = (E + u_{6.0}) \left(1 + \frac{R_1}{R_2} \right).$$

温度每升高一度时， $u_{6.0}$ 之值约减小 2 毫伏。要补偿这个效应，例如，自然可以串联接入一变化相反的 $p-n$ 结，这 $p-n$ 结是在正向加以偏压，如图 9 所示。这时温度漂移急剧减小，如图 10 中所说明的情况。没有补偿时输出电压的温度系数等于 3.8 毫伏/°C，即 9.086%/°C，而有补偿时在 20—40°C 的区间内为 0.8 毫伏/°C，即 0.02%/°C。· 后一数值是能与支持电池的温度漂移相比拟的。

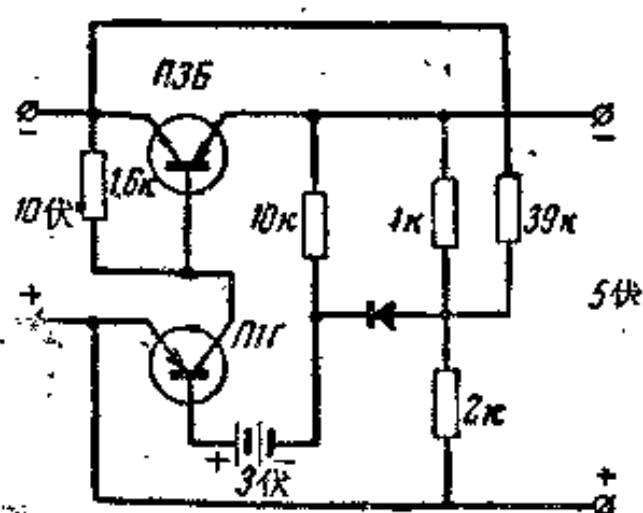


图 9 具有温度补偿的稳定器

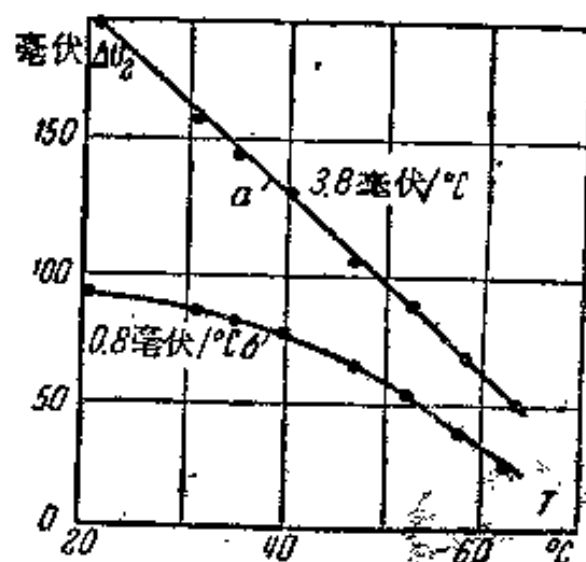


图 10 图 9 线路中输出电压的温度漂移

a——没有温度补偿(将二极管短路);

б——有温度补偿

要实现有效的补偿，补偿二极管中必须有足够大的正向电流流过。

在美国文献中，建议在稳定器线路中采用经过特殊选择的热敏电阻来获得温度补偿。上面所述“自然”补偿的方法，显然优于利用热敏电阻的补偿方法。

应当指出，在高温下 I_{k0} 对输出电压的影响可能还是相当可观的。

结 论

使用目前生产的半导体三极管可以制造经济的电压稳定器，其稳定系数从几百到几千，输出电阻从几十欧到几分之一欧或更小。负载电流决定于调整三极管的功率及 β 与电流的依从关系。实际上用 $\Pi 1$ 型三极管电流可达 10—20 毫安，用 $\Pi 3$ 型可达 100 毫安，而用 $\Pi 4$ 型则约为 1 安。

可以稳定的最大电压则与集电极的容许电压和输入电压容许的不稳定度有关。

对调整三极管的主要要求是：高 β 和高 r_{Σ} 。放大三极管应当具有尽可能大的 β 和 r_{Σ} ，和尽可能小的 I_{k0} ，以及在许多情形下尽可能小的 r_b 。

利用 $n-p-n$ 和 $p-n-p$ 型三极管的组合，容易使状态符合要求。

参 考 文 献

- [1] Chase F. H. and oth., BSH, 1954, XXXIII, 4, 827—858.
- [2] Smith D. H., Electrical Engineering, 1955, 1, 43.
- [3] Reger R. H. and oth., Comm. and Electronics, 1956, 23, 15—17.
- [4] Боров Е. И., Приборостроение, 1955, 110, 9—12.

[G e n e r a l I n f o r m a t i o n]

书名 = 半导体电子学

作者 =

页数 = 2 8 6

S S 号 = 1 0 1 7 1 6 0 1

出版日期 =

封面
书名
版权
前言
目录
正文