

关于半导体漂移三极管在饱和 区工作时的储存时间问题*

陈 星 弼

(成都电讯工程学院)**

提 要

半导体三极管在饱和区工作时,其等效电路可以用一个三极管及一个由集电极及基极构成的二极管联成的电路表示出来,其中三极管在有源区工作,而二极管在正向偏压下工作。这样的等效电路具有比较明显的物理意义。利用这个电路来求漂移管在一个共基极电路中脉冲工作下的储存时间。解出非平衡少数载流子的连续性方程,求出二极管 $p-n$ 结附近非平衡少数载流子密度的稳定态分量及暂态分量,从而得到决定储存时间的方程。计算结果表明,储存时间与基极区域及集电极区域中非平衡载流子的寿命及表面复合速度有关。减少寿命及增加表面复合速度就可以减少储存时间。

一. 引 言

晶体管在脉冲工作时由于非平衡少数载流子由发射极走到集电极需要一定的渡越时间,并且由于非平衡载流子有一定的寿命,再加上晶体管本身的电路参数(如发射极电容,集电极电容,基极电阻等等),使得输出信号的形状和输入信号的形状并不完全一致。例如,在某些简单的电路运用下,当发射极或基极输入的电流是一个大信号矩形脉冲时,在集电极上输出的电流是从零逐渐地增加到其顶部的,其增加所需的时间一般用“上升时间”来标志。当输入脉冲已经终止,集电极的电流在一段时间内仍旧维持不变,这一段时间称为“储存时间”。经过这段时间后,集电极电压或电流才逐渐下降到零,其下降所需的时间一般用“下降时间”来标志^[1]。

由于晶体管在上升时间或下降时间内基本上是处在有源区域工作,因此这二个时间主要由晶体管在这个区域内的频率响应来决定,一般可从其正常有源区工作时的等效电路近似地求出。至于储存时间,则是由于非平衡载流子储存在半导体内所造成。当晶体管在大信号运用时,其工作点常深入饱和区域,此时集电极处于正向偏压下,储存作用特别显著。这个作用妨碍了晶体管在开关电路中运用时开关速率的提高。当晶体管应用在快速电子计算机中时,这点是十分不利的。

Moll^[2]在1954年利用他所提出的大信号下的等效电路求出了面结合型晶体管的上升时间、下降时间和储存时间。由于他所求出的储存时间和物理参数没有明显的关系,并且需要知道正向及反向短路电流放大系数及其频率响应,因此 Кузьмин 与 Швейкин^[3]最

* 1958年12月18日收到。

** 本工作由作者在中国科学院物理研究所工作时完成。

近又从物理观点通过解扩散方程求出儲存时间与物理参数的关系。

至于谈到漂移管,自从 Krömer^[42]提出其有源区工作这一正常情形的比较系统的理论和等效电路后, Johnston^[52]在 1958 年发表了其瞬变特性的计算。他对儲存时间的计算方法基本上和 Moll 的方法差不多,并且也有上述的缺点。

我们在这里提出一个漂移管在饱和区工作的等效电路,这样的等效电路物理概念比较明显,使晶体管在饱和区工作的儲存作用具有直观的物理意义。然后根据这个等效电路,通过解非平衡少数载流子的连续性方程,求出一个共基极电路的儲存时间。由于求出的结果与物理参数有关,也能对制造儲存时间较小的漂移管提供意见。此外,由于实际上集电极的注射效率不是很高,在正向偏压下集电极区域内被注入一定数量的非平衡载流子,我们的计算中也考虑了集电极区域内这些非平衡少数载流子的儲存作用。

没有漂移电场的面结合型管在我们讨论的问题中可以认为是漂移管的一个特殊情况,当然这里的结论可以毫无困难地应用到这种情形去。

二. 问题的定性分析

由于儲存时间是决定于半导体内部非平衡少数载流子在输入脉冲停止后的动力学过程,因此它可以通过解非平衡少数载流子的连续性方程,并利用一定的边界条件求出来。这里的边界条件,不但决定于晶体管本身,也决定于晶体管所连接的电路。对于不同的电路,可以有不同的儲存时间。它们可以人工地解出来。或者,在参数的具体数据已给定的条件下,也可以用电子计算机很方便地算出来。我们在本文中研究的电路只限制在一般常常讨论的一个共基极电路,其线路接法如图 1 所示。

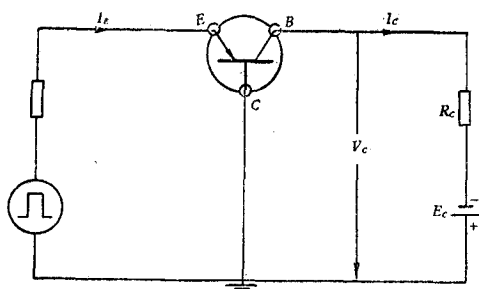


图 1

假设发射极输入的电流脉冲随时间 t 的变化如图 2 (a) 所示。当脉冲加上而电路已达稳态时,如果发射极电流 I_{E1} 很大,那么集电极电流 I_C 也就很大。如果 I_C 大于 $\frac{E_C}{R_C}$, 那么集电极上的电压 V_C 就为正值。这时晶体管称为在“饱和区”工作。在这样的工作条件下,由于集电极 $p-n$ 结的正向电阻总是比较小的,因此 V_C 远比 E_C 为小,可见集电极电流 I_C 基本上只决定于 E_C 和 R_C :

$$I_C = \frac{E_C}{R_C}.$$

实际上,这时正向工作的集电极 $p-n$ 结将起注射少数载流子的作用,所以集电极结附近的非平衡少数载流子的密度并不象在有源区工作时那样总是近乎等于零。基极区域中的非平衡少数载流子这时也就不能象在正常的有源区工作时那样很快地扩散到集电极结。所以,在饱和区工作时,基极区域内儲存的非平衡少数载流子比正常有源区工作时多得多。

当发射极电流 I_E 的脉冲信号去除后,这些非平衡少数载流子继续向集电极结扩散,但是由其构成的电流 I_C 基本上不能超出 $\frac{E_C}{R_C}$, 因此集电极结附近的非平衡少数载流子虽受到

$p-n$ 结电场的吸引, 其密度仍不能立即降到零值。只要 $p-n$ 结附近的非平衡少数载流子密度不是零值, 那么通过 $p-n$ 结的电流将不会因为结附近非平衡少数载流子不够而受到限制, 限制电流的还是 E_c 和 R_c , 所以 I_c 基本上仍维持在 $\frac{E_c}{R_c}$ 而不改变。这时集电极 $p-n$ 结也还是处在正向偏压下。但是基极区域内储存的非平衡少数载流子因集电极结电场的吸引而不断地减少。等到集电极结附近非平衡少数载流子密度下降到零时, I_c 就因为它们的供应不足而开始显著地下降。于是集电极 $p-n$ 结的偏压开始由正向转到反向, 这时晶体管恢复到有源区工作。 I_c 的变化如图 2 (b) 所示, 其开始显著地下降的时刻在图中用 $t=T$ 标出。

根据上面的讨论, 可以把储存时间 T 定义为输入信号去除的时候起, 到集电极结附近非平衡少数载流子密度为零所需要的一段时间。

在未列出非平衡少数载流子密度所遵守的基本方程之前, 我们还需要作如下的一些假设:

(1) 我们讨论 $p-n-p$ 型的漂移管, 其中基极区域漂移电场的强度的分布和 Krömer^[4] 所假设的一样, 是一个常数 F 。事实上, 这等于假设基极区域中离化施主浓度, 减离化受主浓度随离开发射极结面的距离作指数式的衰减的分布。此外, 我们假设半导体中各点的迁移率也是常数。并且讨论一维的情形如图 3 所示。选取的电流和电场强度的正方向和座标轴 x 的方向相反。

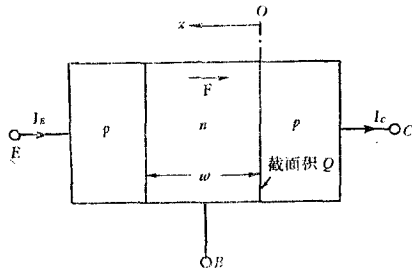


图 3

(2) 假定晶体管不是运用在非常高的饱和情形下, 因此可以忽略半导体的电导率 (特别是集电极区域内的电导率) 受到非平衡载流子的调制, 并且可以忽略电流通过半导体引起的电压降。

(3) 假定半导体中没有载流子的陷阱, 并且基极区域内和集电极区域内非平衡载流子的寿命在区域内各点都是常数, 与非平衡载流子的浓度也无关。

在这样的假设下, 基极区域内非平衡空穴造成的电流 I_p 是

$$I_p = Q \cdot j_p,$$

这里 Q 代表晶体管的二个 $p-n$ 结的面积, 而 j_p 代表空穴电流密度:

$$j_p = e \cdot D \frac{\partial p}{\partial x} + e \mu F p,$$

其中 e 代表电子电荷。

基极区域内非平衡空穴遵守如下的连续性方程:

$$D \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + \mu F \frac{\partial p}{\partial x} - \frac{p}{\tau} = \frac{\partial p}{\partial t},$$

这里 D 代表空穴在基极区域内的扩散系数, μ 代表其迁移率, τ 代表非平衡空穴的寿

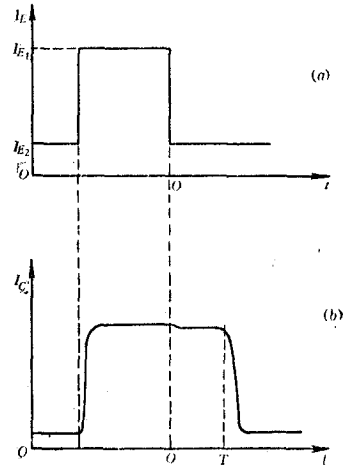


图 2

命。

由于上面的基本方程是线性的,总可以把 p 的解答分成二个成分 p_1 及 p_2 :

$$p(x,t) = p_1(x,t) + p_2(x,t),$$

而每个成分各别地都满足上述基本方程。我们这样来选择这二个成分,使得它们各符合如下的边界条件:

$$\begin{cases} p_1(0,t) = 0, & \text{在集电极结附近;} \\ I_{p_1}(w,t) = \gamma_E I_E(t), & \text{在发射极结附近;} \\ p_2(0,t) = \text{集电极在工作的偏压下,基极区域内靠近集电极结处非平衡空穴的密度;} \\ I_{p_2}(w,t) = 0, & \text{在发射极结附近.} \end{cases}$$

这里 I_{p_1} 及 I_{p_2} 各代表非平衡空穴在集电极结引起的电流, γ_E 代表发射极的注射效率。严格说来,发射极的注射效率是随 $p_2(w,t)$ 之随时间变化而变化,而 $p_2(w,t)$ 又特别是决定于 $p_2(0,t)$ 的,显然 $p_2(0,t)$ 的变化相当大,所以 γ_E 不是恒定不变的。不过,实际上发射极的 p - n 结是一个发射极区域电导率远比在发射极 p - n 结附近基极区域的电导率大的合金结,因此注射效率总是很高,接近于 1。所以我们可以近似地假设 γ_E 不随时间而变。

解答的两个成分在这样选择之下,总的解答 $p = p_1 + p_2$ 仍是满足了应该具有的边界条件:

$$I_p(w,t) = I_{p_1}(w,t) + I_{p_2}(w,t) = \gamma_E I_E(t);$$

$$p(0,t) = p_1(0,t) + p_2(0,t)$$

= 集电极在工作的偏压下,基极区域内靠近集电极结处非平衡空穴的密度。

把 p 的解答这样一分后,问题就清楚了。显然,当 γ_E 不随时间而变时,第一个解答 p_1 的边界条件和在有源区工作时一样,因此 p_1 的决定归结为解决正常有源区工作的问题。如果输入脉冲在 $t=0$ 时终止,那么可以想象, p_1 的分布大概如图 4 (a) 所示。

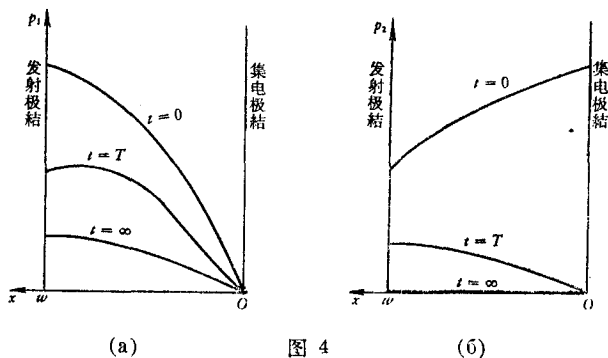


图 4

p_2 的来源可以这样来理解: 在 $I_C < I_{p_1}(0,t)$ 时, 亦即在集电极结处由 p_1 供给的电流 $I_{p_1}(0,t)$ 大于从集电极流出晶体管的电流时, 必须有一部分电流 $I_C - I_{p_1}(0,t)$ 从集电极返回基极。事实上, 这时集电极是在正向偏压下工作, 将空穴注入基极区域内, 造成了 p_2 。

在输入脉冲去除后, $I_{p_1}(0,t)$ 逐渐地下降, 当其等于 I_C 时, p_2 的注射停止。 $I_{p_1}(0,t)$ 继续下降以致小于 I_C 时, 为了保证集电极总电流 I_C 不变, 以前注入的 p_2 被集电极结收集, 它们供给了一个电流 $I_{p_2}(0,t)$, 使得 $I_{p_1}(0,t) + I_{p_2}(0,t) = I_C$ 。如此一直到集电极结附近的

p_2 等于零时为止,亦即到达 $p_2(0,t)=p_2(0,T)=0$ 时,供应 I_c 维持不变的 I_{p_2} 开始受到限制,集电极 $p-n$ 结偏压转负,晶体管进入有源区工作。可以想象, p_2 的分布大致如图4(6)所示。

由于我们假定了发射极结处 $I_{p_2}(w,t)=0$, 因此 p_2 与发射极电流无关,在考虑 p_2 的问题时就好像没有发射极一样。而 p_2 的储存问题就如同集电极和基极间作为一个二极管使用时的非平衡载流子的储存问题一般。关于二极管的储存时间问题,曾由 Kingston^[6] 研究过。但是他所讨论的二极管的性质与运用条件和我们的不同,因此我们需另行讨论。

根据这样的考虑,可以画出晶体管在饱和区工作的等效电路如图5所示。用这样的等效电路物理意义是比较清楚的,并且可以把储存时间的问题分成二个管子各别地来研究。

在实验里,这二个管子的储存作用也应该可以各别地测量出来。事实上,测量在有源区工作的三极管的储存作用和寻常测量一个三极管脉冲特性时一样,只不过在测量过程中集电极的 $p-n$ 结要维持在反向偏压下工作,俾使 $p(0,t)=0$ 。测量二极管的储存时间也和寻常所做的一样。不过这时将发射极开路是不行的,因为在测量过程中它可以在某时刻吸收基极区域的非平衡少数载流子,改变它自己的电位;而在另一时刻它又把非平衡少数载流子注射到基极去。为了使发射极对整个不起影响,建议在发射极和基极之间接上一个定流源,使发射极注射到基极的非平衡少数载流子的电流经常维持在一个恒定不变的数值。

当然,整个管子的储存时间和这二个管子各别的测量结果之间,一般来说,并不存在简单的数量上的关系,这点可从后面的分析看出。

在具体计算漂移管的储存时间时,可以利用我们的等效电路。如果说 $t=0$ 以前电路已达稳定,那么在 $t=0$ 时电路开始由一个稳定态过渡到另一个稳定态。这时在有源区工作的三极管将有一暂态电流从集电极流出。但是由于 I_c 是恒定不变的,因此这个暂态电流全部流经二极管。在这个暂态电流为负值时,二极管的非平衡少数载流子被 $p-n$ 结吸引而逐渐减少,一直到在 $p-n$ 结附近,其密度达到零值为止。所以应该先计算三极管的暂态电流,然后求出二极管在相应的暂态电流下,在 $p-n$ 结附近的非平衡少数载流子密度到什么时候降到零值。实际上,三极管是在有源区工作,其储存作用应该还是比较小的,也就是说由它流到二极管的暂态电流很快就接近其稳定值了。所以很可能储存时间更主要地是决定于二极管。在求出一般公式而分析一些特殊情形时,我们将作这样的假定。

实际漂移管的基极区域的几何形状是比较复杂的。例如,在[7]中介绍了一种用合金扩散法做成的漂移管,它的几何形状如图6所示。事实上,这里基极有三个不同的区域。为了方便起见,我们把直接位于发射极下面的区域叫做区域 I; 直接位于基极引出电极下面的区域叫做区域 III; 具有自由表面的基极区域叫做区域 II。前面所讨论的二极管没有考虑到区域 II 和区域 III。如果要把后面二部分考虑进去,我们可以认为区域 II 和 III 各别地和集电极构成了二个二极管,它们都和前面一个二极管并联。如果要精确地解决问

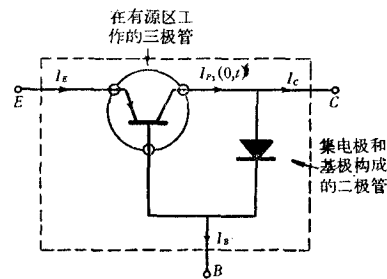


图 5

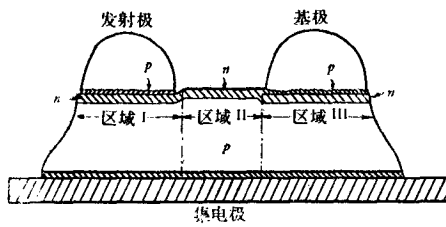


图 6

移管形状可以很不相同。在某些管子中,区域 I 可能离开一维的情形很远。所以普遍情形的计算是既复杂而又不易准确。我们所作的计算主要是为了说明一些物理量在储存时间的問題中起些什么作用,而不想得到一个十分精确的结果。

因此,在具体的计算中只用了一只象区域 II 那样的二极管,并且假定基极区域自由表面的表面复合速度 S_B 是任意的。显然,当 $S_B=0$ 时,非平衡少数载流子密度在表面上的边界条件和区域 I 中的情形一样;在某些情形下,例如在基极引出电极的欧姆接触是由许多复合中心构成的一些管子中,区域 III 的边界条件也可以通过 $S_B=\infty$ 适当地反映出来(即非平衡少数载流子密度在那里等于零)。在一个二极管对过程起主要作用的时候,我们也可以用有效的表面复合速度 S_B 或有效的截面 Q 的概念。

三. 储存时间的计算

在本节中先计算在有源区工作的三极管的过渡特性,也就是求出它在输入脉冲信号去除后的集电极暂态电流,然后导出决定二极管储存时间的方程。最后通过一些特例的分析来说明一下一些物理量对储存时间所起的作用。

我们忽略集电极的电容和 Early 效应。和 Johnston^[5] 一样,我们也不考虑发射极电容对输入信号的影响。此外,我们假定发射极结及集电极结的过渡层厚度都远小于基极、集电极和发射极区域的半导体的厚度,因此可以忽略不计。最后,我们假定发射极及集电极的注射效率在工作范围内是不变的。

基极区域中空穴电流密度 $j_{p1}(x,t)$ 与非平衡空穴密度 $p_1(x,t)$ 之间的关系可以用 Krömer^[5] 采取的方法写为

$$j_{p1} = \mu_+ \left(eF_1 p_1 + kT \frac{\partial p_1}{\partial x} \right), \quad (1)$$

而非平衡空穴密度的连续性方程可写为

$$\frac{\partial^2 p_1}{\partial x^2} + \frac{2}{f_1} \frac{\partial p_1}{\partial x} - \frac{p_1}{L_+^2} = \frac{1}{D_+} \frac{\partial p_1}{\partial t}, \quad (2)$$

这里 D_+ 及 L_+ 各代表空穴在基极区域的扩散系数和扩散长度, $L_+^2 = D_+ \tau_+$, τ_+ 是非平衡空穴的寿命; $f_1 = \frac{2kT}{eF_1}$, F_1 代表三极管基极区域内的电场强度, k 是波兹曼常数, T 是绝对温度, e 是电子电荷。电场强度、电流及座标 x 的正方向的选择如图 3 所示。

为了求出 p_1 的暂态解 $p_1''(x,t)$, 我们把(2)式进行拉普拉斯变换,变换后的结果如下:

$$\frac{\partial^2 L(p_1'')}{\partial x^2} + \frac{2}{f_1} \frac{\partial L(p_1'')}{\partial x} - \frac{L(p_1'')}{L_+^2} = \frac{\lambda}{D_+} L(p_1''), \quad (3)$$

这里 $L(p_1'')$ 代表 p_1'' 的拉普拉斯变换, 而 λ 是时间 t 的算符.

$L(p_1'')$ 的解答很容易求出, 是

$$L(p_1'') = e^{-\frac{x}{f_1}} \left[A \operatorname{sh} \frac{x}{\delta_1} + B \operatorname{ch} \frac{x}{\delta_1} \right], \quad (4)$$

其中 $\frac{1}{\delta_1^2} = \frac{1}{\Delta_1^2} + \frac{\lambda}{D_+}$, 而 $\frac{1}{\Delta_1^2} = \frac{1}{f_1^2} + \frac{1}{L_+^2}$. 这里的常数 A 与 B 由边界条件来确定.

第一个边界条件是在发射极结附近的暂态空穴电流应该等于由发射极注入的空穴电流的暂态分量 $\gamma_E(I_{E_2} - I_{E_1})$, 所以

$$j_{p_1}''(w, t) = \mu_+ \left[eF_1 p_1'' + kT \frac{\partial p_1''}{\partial x} \right]_{x=w} = \gamma_E \cdot \frac{I_{E_2} - I_{E_1}}{Q} \quad t > 0 \text{ 时.}$$

其拉普拉斯变换式是

$$L[j_{p_1}''(w, t)] = \mu_+ \left[eF_1 L(p_1'') + kT \frac{\partial L(p_1'')}{\partial x} \right]_{x=w} = \gamma_E \cdot \frac{I_{E_2} - I_{E_1}}{Q} \quad t > 0 \text{ 时.} \quad (5)$$

另一个边界条件是由于假定三极管在有源区工作, 所以集电极结附近的空穴密度应等于零¹⁾:

$$\begin{aligned} p_1''(0, t) &= 0, \\ L[p_1''(0, t)] &= 0. \end{aligned} \quad (6)$$

于是 A, B 可以求出, 经过演算后, 得到集电极暂态电流的变换式为

$$L[I_{p_1}''(0, t)] = L[Q \cdot j_{p_1}''(0, t)] = \gamma_E (I_{E_2} - I_{E_1}) \frac{e^{\frac{w}{f_1}}}{\frac{\delta_1}{f_1} \operatorname{sh} \frac{W}{\delta_1} + \operatorname{ch} \frac{W}{\delta_1}}, \quad t > 0 \text{ 时.} \quad (7)$$

我们这里算出的在有源区工作的三极管集电极电流的暂态解比 Johnston^[5] 所计算的情形更普遍, 因为当他计算在有源区工作的三极管的瞬变特性时没有考虑非平衡载流子的复合, 亦即他假定了 $\tau_+ = \infty$. 如果令我们这里的 $\tau_+ = \infty$, 从而 $L_+ = \infty$, 那么我们的解答就和 Johnston 所得的一致²⁾.

在前面的计算中, 如果在各式中令 $\lambda = 0$, $\delta_1 = \Delta_1$, 并以 I_{E_1} 代 $I_{E_2} - I_{E_1}$, 我们就得到 I_{p_1} 的稳定态解 I_{p_1}' :

$$I_{p_1}'(0, t) = \gamma_E I_{E_1} \frac{e^{\frac{w}{f_1}}}{\frac{\Delta_1}{f_1} \operatorname{sh} \frac{W}{\Delta_1} + \operatorname{ch} \frac{W}{\Delta_1}}. \quad (8)$$

从此可求出在有源区工作时的直流短路电流放大系数 α_0 :

1) 因为集电极过渡层有很强的电场, 如果非平衡空穴密度不是小到可以忽略不计, 就会得到非常大的集电极电流.

2) 不过在比较时要注意我们的拉普拉斯变换是用这样的公式:

$$L[f(t)] = \lambda \int_0^\infty e^{-\lambda t} f(t) dt, \quad \text{而 Johnston 所用的是 } L[f(t)] = \int_0^\infty e^{-\lambda t} f(t) dt.$$

$$\alpha_0 = \frac{I'_{p_1}}{I_{E_1}} = \gamma_E \cdot \frac{e \frac{w}{f_1}}{\frac{\Delta_1 \operatorname{sh} \frac{W}{\Delta_1}}{f_1} + \operatorname{ch} \frac{W}{\Delta_1}}, \quad (9)$$

而

$$I'_{p_1}(0, t) = \alpha_0 I_{E_1}. \quad (10)$$

求出的 $L[I'_{p_1}(0, t)]$ 也就是流入二极管的暂态电流的变换式。我们的目的是要求出二极管在相应的电流下，在 $p-n$ 结附近的非平衡少数载流子密度到什么时候为零。

我们采用的二极管的模型如图 7 所示，在图中已用符号表示了一些相应的物理量。由于这个二极管在正向偏压下工作时，集电极的注射效率 γ_c 一般来说不一定很高。因此我们不能忽略在正向偏压下注射到 p 区（即集电极区域）的非平衡电子 $n_2(x, t)$ 对储存时间的影响。我们假定集电极区域具有自由表面，其表面复合速度为 S_c 。在某些管子中，这个假定是符合实际情形的。在另一些管子中，集电极区域的厚度 l_c 比少数载流子的扩散长度大得多，因此表面的边界条件对解答没有显著的影响。

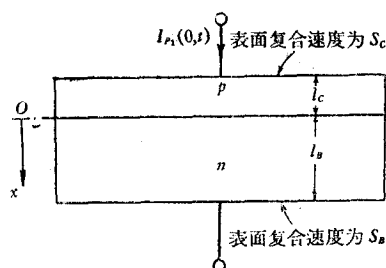


图 7

我们还要假定 n 区中由于离子杂质分布不均匀而产生的电场是均匀的，电场强度用 F_2 表示。在区域 I 中， F_2 等于 F_1 ，在其他区域中则不一定相等。

电场强度和电流密度的正方向仍选择得和 x 轴的正方向相反。

p_2 和 n_2 变换式的解答形式和以前的 p_1 一样，可写为

$$L(p_2') = e^{-\frac{x}{f_1}} 2 \left[E \operatorname{sh} \frac{x}{\delta_2} + F \operatorname{ch} \frac{x}{\delta_2} \right], \quad (11)$$

$$L(n_2') = G \operatorname{sh} \frac{x}{\delta_-} + H \operatorname{ch} \frac{x}{\delta_-}. \quad (12)$$

这里 $f_2 = \frac{2kT}{eF_2}$, $\frac{1}{\delta_2^2} = \frac{1}{\Delta_2^2} + \frac{\lambda}{D_+}$, 而 $\frac{1}{\Delta_2^2} = \frac{1}{f_2^2} + \frac{1}{L_+^2}$, $\frac{1}{\delta_-^2} = \frac{1}{L_-^2} + \frac{\lambda}{D_-}$; L_+ 和 D_+ 代表电子在集电极区域内的扩散长度和扩散系数。这里有四个常数 E, F, G, H 。故需要有四个边界条件来确定：

1) 由于基极区域自由表面的表面复合速度 S_B 的存在而有

$$\frac{dp_2}{dx} + \frac{2}{f_2} p_2 = -\frac{S_B}{D_+} p_2 \quad \text{在 } x=l_B \text{ 处}, \quad (13)$$

2) 由于集电极区域自由表面的表面复合速度 S_c 的存在而有

$$\frac{dn_2}{dx} = \frac{S_c}{D_-} n_2 \quad \text{在 } x=-l_c \text{ 处}. \quad (14)$$

3) 通过二极管的暂态电流应该是 $-I'_{p_1}(0, t)$ ，这里包括二部分，一部分由 p 区的非平衡电子构成，一部分由 n 区的非平衡空穴构成：

$$j'_{n_1}(0, t) + j'_{p_1}(0, t) = -\frac{I'_{p_1}(0, t)}{Q}, \quad (15)$$

这里 $j''_{n_1}(0, t)$ 及 $j''_{p_1}(0, t)$ 代表通过 p - n 結的电子电流及空穴电流的暫态分量。

4) 最后一个边界条件是在 p - n 結兩旁的非平衡載流子密度間的关系。根据 Herbert 和 Spence^[8] 的考虑, p - n 結在正向偏压及較低反向偏压下, 在結的兩边总是遵守波茲曼的平衡条件, 因此結的兩边非平衡載流子的密度的比只决定于兩边多数載流子密度的比。我們这里希望把这个比例用集电极的注射效率 γ_c 表示出来。为此, 我們首先来計算在稳定态下的 $\frac{p_2(0, t)}{n_2(0, t)} = \frac{p'_2(0, t)}{n'_2(0, t)}$ 与 γ_c 的关系。

p_2 和 n_2 在稳定态下的解答 p'_2 和 n'_2 可以根据定态的連續性方程解出来, 其解答的形式是

$$p'_2 = e^{-\frac{x}{f_2}} \left[\text{常数} \cdot \text{sh} \frac{x}{\Delta_2} + \text{常数} \cdot \text{ch} \frac{x}{\Delta_2} \right],$$

$$n'_2 = \text{常数} \cdot \text{sh} \frac{x}{L_-} + \text{常数} \cdot \text{ch} \frac{x}{L_-}.$$

这里的四个常数也要用四个边界条件来决定, 有二个边界条件和(13), (14)一样。另外二个边界条件是由稳定态下注射入 p 区或 n 区的非平衡少数載流子的电流密度来决定。在 n 区中, 靠近 p - n 結的空穴电流是由二极管稳定态电流 $(I_c - \alpha_0 I_{E_1})$ 注入空穴而来:

$$\frac{dp'_2}{dx} + \frac{2}{f_2} p'_2 = \frac{\gamma_c}{e \cdot D_+ Q} (I_c - \alpha_0 I_{E_1}) \quad \text{在 } x=0 \text{ 处};$$

同样, 对 p 区中的电子有

$$\frac{-dn'_2}{dx} = \frac{1 - \gamma_c}{e D_- Q} (I_c - \alpha_0 I_{E_1}) \quad \text{在 } x=0 \text{ 处}.$$

利用这些边界条件进行計算后就可以得到

$$p'_2(0, t) = (\alpha_0 I_{E_1} - I_c) \frac{\gamma_c}{e D_+ Q} \cdot \frac{\left(\frac{1}{f_2} + \frac{S_B}{D_+} \right) \text{sh} \frac{l_B}{\Delta_2} + \frac{1}{\Delta_2} \text{ch} \frac{l_B}{\Delta_2}}{\left(\frac{1}{\Delta_2^2} - \frac{1}{f_2^2} - \frac{1}{f_2} \frac{S_B}{D_+} \right) \text{sh} \frac{l_B}{\Delta_2} - \frac{1}{\Delta_2} \frac{S_B}{D_+} \text{ch} \frac{l_B}{\Delta_2}}. \quad (16)$$

同理,

$$n'_2(0, t) = (\alpha_0 I_{E_1} - I_c) \cdot \frac{1 - \gamma_c}{e D_- Q} \cdot \frac{\frac{S_c}{D_-} \text{sh} \frac{l_c}{L_-} - \frac{1}{L_-} \text{ch} \frac{l_c}{L_-}}{\frac{1}{L_-^2} \text{sh} \frac{l_c}{L_-} - \frac{1}{L_-} \frac{S_c}{D_-} \text{ch} \frac{l_c}{L_-}}. \quad (17)$$

于是就得到对暫态分量的第四个边界条件:

$$\frac{p''_2}{n''_2} = \frac{p'_2}{n'_2} = R, \quad (18)$$

其中

$$R = \frac{D_-}{D_+} \cdot \frac{\gamma_c}{1 - \gamma_c} \cdot \frac{\left(\frac{1}{f_2} + \frac{S_B}{D_+} \right) \text{sh} \frac{l_B}{\Delta_2} + \frac{1}{\Delta_2} \text{ch} \frac{l_B}{\Delta_2}}{\left(\frac{1}{\Delta_2^2} - \frac{1}{f_2^2} - \frac{1}{f_2} \frac{S_B}{D_+} \right) \text{sh} \frac{l_B}{\Delta_2} - \frac{1}{\Delta_2} \frac{S_B}{D_+} \text{ch} \frac{l_B}{\Delta_2}} \cdot \frac{\frac{1}{L_-^2} \text{sh} \frac{l_c}{L_-} - \frac{1}{L_-} \frac{S_c}{D_-} \text{ch} \frac{l_c}{L_-}}{\frac{S_c}{D_-} \text{sh} \frac{l_c}{L_-} - \frac{1}{L_-} \text{ch} \frac{l_c}{L_-}}. \quad (19)$$

有了(13), (14), (15), (18) 四个边界条件就可求出 E, F, G, H 。从而求出 $p''_2(0, t)$:

$$p_2''(0, t) = R \cdot n_2''(0, t) = R \{ L^{-1} L [n_2''(0, t)] \} = R \cdot L^{-1}(H). \quad (20)$$

其中

$$H = \frac{L[I_{p_1}''(0, t)]}{eQ} \times \frac{1}{\left\{ \frac{D_-}{\delta_-} \frac{1}{\delta_-} \frac{\text{sh } l_c}{\delta_-} + \frac{S_c}{D_-} \frac{\text{ch } l_c}{\delta_-} + R \frac{D_+}{\delta_2} \left[\frac{1}{\delta_2} - \frac{\delta_2}{f_2} \left(\frac{1}{f_2} + \frac{S_B}{D_+} \right) \right] \frac{\text{sh } l_B}{\delta_2} + \left(\frac{1}{f_2} + \frac{S_B}{D_+} \right) \frac{\text{ch } l_B}{\delta_2} \right\}} \cdot \quad (21)$$

儲存時間 T 將由 $p_2(0, t) = 0$ 時 t 的解答來決定。因此也就是決定於下式的解答 $t = T$:

$$p_2''(0, t) = -p_2'(0, t). \quad (22)$$

為了討論方便起見, (16) 式所求出的 $p_2'(0, t)$ 經過演算後可以用下式來表示:

$$p_2' = \frac{\gamma_e(\alpha_0 I_{E_1} - I_c)}{eQ} \times \frac{1}{\left\{ \frac{1}{R} \cdot \frac{D_-}{L_-} \frac{1}{L_-} \frac{\text{sh } l_c}{L_-} + \frac{S_c}{D_-} \frac{\text{ch } l_c}{L_-} + \frac{D_+}{\Delta_+} \left[\frac{1}{\delta_2} - \frac{\delta_2}{f_2} \left(\frac{1}{f_2} + \frac{S_B}{D_+} \right) \right] \frac{\text{sh } l_B}{\delta_2} + \left[\frac{1}{f_2} + \frac{S_B}{D_+} \right] \frac{\text{ch } l_B}{\delta_2} \right\}} \cdot \quad (23)$$

將(20), (21), (23)代入(22)式, 經過化簡, 最後得到決定儲存時間的方程:

$$L^{-1} \left\{ \frac{L[I_{p_1}''(0, t)]}{\frac{1}{R} \cdot \frac{D_-}{L_-} \frac{1}{L_-} \frac{\text{sh } l_c}{L_-} + \frac{S_c}{D_-} \frac{\text{ch } l_c}{L_-} + \frac{D_+}{\Delta_+} \left[\frac{1}{\delta_2} - \frac{\delta_2}{f_2} \left(\frac{1}{f_2} + \frac{S_B}{D_+} \right) \right] \frac{\text{sh } l_B}{\delta_2} + \left(\frac{1}{f_2} + \frac{S_B}{D_+} \right) \frac{\text{ch } l_B}{\delta_2}} \right\} = \frac{-\gamma_e(\alpha_0 I_{E_1} - I_c)}{\frac{1}{R} \frac{D_-}{L_-} \frac{1}{L_-} \frac{\text{sh } l_c}{L_-} + \frac{S_c}{D_-} \frac{\text{ch } l_c}{L_-} + \frac{D_+}{\Delta_2} \left[\frac{1}{\Delta_2} - \frac{\Delta_2}{f_2} \left(\frac{1}{f_2} + \frac{S_B}{D_+} \right) \right] \frac{\text{sh } l_B}{\Delta_2} + \left(\frac{1}{f_2} + \frac{S_B}{D_+} \right) \frac{\text{ch } l_B}{\Delta_2}} \cdot \quad (24)$$

顯然, (24) 式的一般解答是非常複雜的, 我們只就一些特殊情形的解答加以討論。由於等效電路中的三极管是在有源區工作, 因此它的儲存作用應該是比較小的, 假定在有源區工作的三极管的儲存時間可以忽略不計, 也就是說只研究二極管的儲存時間, 那麼由(7)式得到

$$L I_{p_1}''(0, t) = \gamma_E (I_{E_1} - I_c).$$

先研究沒有漂移電場的情形, 亦即 $\frac{1}{f_1} = 0$ 。並且假定集電極區域內非平衡電子對儲存時間沒有影響, 則 $\frac{1}{R} = 0$ 。再分 $S_B = 0$ 及 $S_B = \infty$ 二種情形來研究:

1) $S_B = 0$, 亦即基極區域的自由表面沒有載流子的表面复合。實際上這相當於只有區域 I 的二极管發生作用的情形。這時由(24)式得

$$L^{-1} \frac{1}{\frac{1}{\delta_2} \operatorname{th} \frac{l_B}{\delta_2}} = \frac{-\gamma_c(\alpha_0 I_{E_1} - I_c)}{\gamma_E(I_{E_1} - I_{E_1})} \cdot \frac{1}{\frac{1}{\Delta_2} \operatorname{th} \frac{l_B}{\Delta_2}}.$$

我們求解上式的方法是先求出 L^{-1} 的分母等于零时 $\frac{1}{\delta_2}$ 的根, 从而求得 λ 的根 λ_ν , 然后根据运算法的 Heaviside 公式就得到

$$L^{-1} \frac{1}{\frac{1}{\delta_2} \operatorname{th} \frac{l_B}{\delta_2}} = \frac{1}{\frac{1}{\Delta_2} \operatorname{th} \frac{l_B}{\Delta_2}} + \sum_{\nu} K_{\nu} e^{\lambda_{\nu} t}.$$

这里求出的根 λ_ν 与系数 K_ν 各为:

$$\begin{aligned} \lambda_\nu &= -\frac{1}{\tau_+} \left(1 + \nu^2 \pi^2 \frac{L_+^2}{l_B^2} \right) \quad \nu = 0, 1, 2, 3, \dots; \\ K_\nu &= -\frac{L_+^2}{l_B} \quad \nu = 0, \\ &= -2 \frac{L_+^2}{l_B} \left(\frac{1}{1 + \nu^2 \pi^2 \frac{L_+^2}{l_B^2}} \right) \quad \nu = 1, 2, 3, \dots. \end{aligned}$$

除 $\nu=0$ 外, 其他的根均相当于 $\frac{1}{\delta_2}$ 为虚数的情形.

在一般晶体管中, 常常是 $L_+ \gg l_B$. 这时级数

$$\sum_{\nu} K_{\nu} e^{\lambda_{\nu} t}$$

收敛得非常快, 可以忽略 $\nu=1$ 以后的各项. 于是求出储存时间 $t=T_0$ 为

$$T_0 = \tau_+ \ln \frac{1}{1 + \frac{\gamma_c}{\gamma_E} \frac{(\alpha_0 I_{E_1} - I_c)}{I_{E_1} - I_{E_1}}}.$$

在 $\gamma_c = \gamma_E = 1$, 并且 $\frac{l_B}{L} \ll 1$ 时, 我們得到的結果和 Кузьмин 和 Швейкин^[8] 对面結合型管計算的結果完全一样.

2) $S_B = \infty$, 即基极区域自由表面的表面复合速度为无穷大. 这时由(24)式得

$$L^{-1} \frac{1}{\frac{1}{\delta_2} \operatorname{cth} \frac{l_B}{\delta_2}} = \frac{-\gamma_c(\alpha_0 I_{E_1} - I_c)}{\gamma_E(I_{E_1} - I_{E_1})} \cdot \frac{1}{\frac{1}{L} \operatorname{cth} \frac{l_B}{L}}.$$

和上面一样, 可以写出

$$L^{-1} \frac{1}{\frac{1}{\delta_2} \operatorname{cth} \frac{l_B}{\delta_2}} = \frac{1}{\frac{1}{\Delta_2} \operatorname{cth} \frac{l_B}{\Delta_2}} + \sum_{\nu} K_{\nu} e^{\lambda_{\nu} t}.$$

而这里的 λ_ν 相当于 $\frac{1}{\delta_2}$ 为 L^{-1} 中分母的虚根的情形:

$$\lambda_\nu = -\frac{1}{\tau_+} \left[1 + \left(\nu + \frac{1}{2} \right)^2 \pi^2 \frac{L^2}{l_B^2} \right] \quad \nu = 0, 1, 2, 3, \dots$$

$$K_\nu = -\frac{2L_+^2}{l_B} \cdot \frac{1}{\left[1 + \left(\nu + \frac{1}{2}\right)^2 \frac{L_+^2}{l_B^2}\right]} \quad \nu = 0, 1, 2, 3, \dots$$

在 $L_+ \gg l_B$ 时级数收敛得很快, 可以只保留 $\nu = 0$ 一项, 于是求出储存时间为

$$T_\infty = \frac{\tau_+}{1 + \left(\frac{\pi}{2} \cdot \frac{L_+}{l_B}\right)^2} \cdot \ln \left[\frac{1}{1 + \frac{\gamma_c \cdot (\alpha_0 I_{E_1} - I_c)}{\gamma_E (I_{E_1} - I_{E_1})}} \cdot \frac{2 \left(\frac{L_+}{l_B}\right)^2}{1 + \left(\frac{\pi}{2} \cdot \frac{L_+}{l_B}\right)^2} \right].$$

显然, T_∞ 比 T_0 小得多. 其物理意义是明显的, 表面复合速度的增加使非平衡载流子的复合损失增加, 也就是说减少了它们储存的数目.

现在讨论一下漂移电场的作用. 由于 $\frac{1}{f_2}$ 总是出现在

$$\left(\frac{1}{f_2} + \frac{S_B}{D_+}\right) \text{ 及 } \frac{1}{\Delta_2} = \sqrt{\frac{1}{f_2^2} + \frac{1}{L_+^2}}$$

二项中, 可以把漂移场的作用看作是减少扩散系数 D_+ 及扩散长度 L_+ 的有效数值. 至于它对寿命 τ_+ 的有效数值的影响则比较复杂, 可以使它增加, 也可以使它减少, 下面简单地研究一下.

仍不考虑集电极区域中非平衡电子对储存时间的影响, 在(24)式中令 $\frac{1}{R} = 0$, 于是得

$$L^{-1} \left[\frac{\left(\frac{1}{f_2} + \frac{S_B}{D_+}\right) \text{sh} \frac{l_B}{\delta_2} + \frac{1}{\delta_2} \text{ch} \frac{l_B}{\delta_2}}{\frac{1}{\delta_2} \left\{ \left[\frac{1}{\delta_2} - \frac{\delta_2}{f_2} \left(\frac{1}{f_2} + \frac{S_B}{D_+}\right) \right] \text{sh} \frac{l_B}{\delta_2} + \left(\frac{1}{f_2} + \frac{S_B}{D_+}\right) \text{ch} \frac{l_B}{\delta_2} \right\}} \right] =$$

$$- \frac{\gamma_c (\alpha_0 I_{E_1} - I_c)}{\gamma_E (I_{E_1} - I_{E_1})} \cdot \frac{\left(\frac{1}{f_2} + \frac{S_B}{D_+}\right) \text{sh} \frac{l_B}{\Delta_2} + \frac{1}{\Delta_2} \text{ch} \frac{l_B}{\Delta_2}}{\frac{1}{\Delta_2} \left\{ \left[\frac{1}{\Delta_2} - \frac{\Delta_2}{f_2} \left(\frac{1}{f_2} + \frac{S_B}{D_+}\right) \right] \text{sh} \frac{l_B}{\Delta_2} + \left(\frac{1}{f_2} + \frac{S_B}{D_+}\right) \text{ch} \frac{l_B}{\Delta_2} \right\}}. \quad (25)$$

用和前面一样的方法来解这个式子, 使得左端与时间有关的项以

$$\sum_\nu K_\nu e^{\lambda_\nu t}$$

的形式表出. 先求分母 λ_ν 的根. 可以验证, 相当于 $\frac{1}{\delta_2} = 0$ 的根 λ_ν 的系数 K_ν 等于零. 令分母中除因子 $\frac{1}{\delta_2}$ 之外其余部分等于零, 则得

$$\frac{1}{\delta_2} - \frac{\delta_2}{f_2} \left(\frac{1}{f_2} + \frac{S_B}{D_+}\right) = - \left(\frac{1}{f_2} + \frac{S_B}{D_+}\right) \text{cth} \left(\frac{l_B}{\delta_2}\right).$$

在 δ_2 为实数而 $\left|\frac{l_B}{\delta_2}\right| < 1$ 时, 可以把 $\text{cth} \left(\frac{l_B}{\delta_2}\right)$ 展成级数:

$$\text{cth} \left(\frac{l_B}{\delta_2}\right) = \frac{\delta_2}{l_B} + \frac{1}{3} \frac{l_B}{\delta_2} - \frac{1}{45} \left(\frac{l_B}{\delta_2}\right)^3 + \frac{2}{945} \left(\frac{l_B}{\delta_2}\right)^5 \dots,$$

而且忽略第三项以后各项. 这样求出 δ_2 的实数根为

$$\frac{1}{\delta_2^2} = \frac{\frac{1}{f_2} - \frac{1}{l_B}}{\frac{l_B}{3} + \frac{1}{\frac{1}{f_2} + \frac{S_B}{D_+}}}$$

所得的 λ 的一个根是

$$\lambda = -\frac{1}{\tau_+} + D_+ \left(\frac{\frac{1}{f_2} - \frac{1}{l_B}}{\frac{l_B}{3} + \frac{1}{\frac{1}{f_2} + \frac{S_B}{D_+}}} - \frac{1}{f_2^2} \right).$$

在 $S_B=0$ 时这个根是

$$\lambda = -\frac{1}{\tau_+} - D_+ \left[\frac{\frac{f_2^2}{l_B} + \frac{l_B}{3}}{f_2^2 \left(\frac{l_B}{3} + f_2 \right)} \right].$$

可见这时漂移场的存在相当于使寿命 τ_+ 的有效数值减小。

在 δ_2 为虚数时, λ 的根永远是 $-\frac{1}{\tau_+}$ 减去一个正数, 也就是使 τ_+ 的有效数值减小。

可以证明, 当 $S_B=0$ 时, 不论 $\frac{l_B}{\delta_2}$ 为何数值, δ_2 的实根永远是相当于 τ_+ 的有效数值减小。因为这时决定 δ_2 的根的式子是

$$\frac{\delta_2}{f_2} - \frac{f_2}{\delta_2} = \operatorname{cth} \left(\frac{l_B}{\delta_2} \right).$$

我们把上式的左端及右端分别作为 $\frac{1}{\delta_2}$ 的函数画在图 8 中。图中二条曲线的交点就是 $\frac{1}{\delta_2}$ 的解。显然交点总是在 $\frac{1}{\delta_2} < \frac{1}{f_2}$ 之处。左端与右端二个式子对原点都是心对称的, 所以对于 $\frac{1}{\delta_2}$ 为负值的情形得到的解答应是 $-\frac{1}{\delta_2} < -\frac{1}{f_2}$ 。故

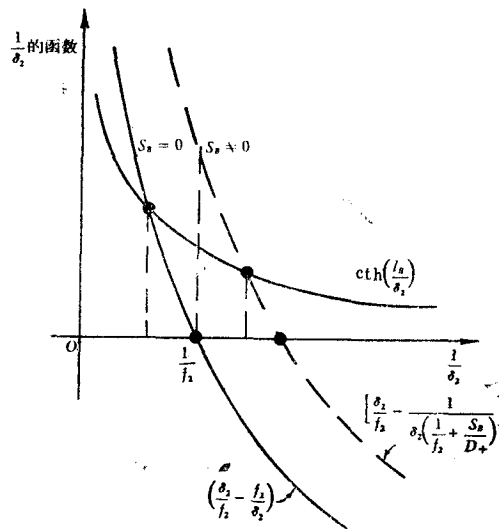


图 8

$$\frac{1}{\delta_2^2} < \frac{1}{f_2^2},$$

$$\lambda = -\frac{D_+}{L_+^2} - \frac{D_+}{f_2^2} + \frac{D_+}{\delta_2^2} < -\frac{D_+}{L_+^2} = -\frac{1}{\tau_+}.$$

但是, 漂移场的作用并不永远是减小 τ_+ 的有效数值. 事实上, 在 $S_B \neq 0$ 时, 决定 δ_2 的实根的式子是

$$\frac{\delta_2}{f_2} - \frac{1}{\delta_2 \left(\frac{1}{f_2} + \frac{S_B}{D_+} \right)} = \text{cth} \left(\frac{l_B}{\delta_2} \right).$$

此时相当于左端为零的曲线在横坐标的交点从 $S_B = 0$ 的 $\frac{1}{\delta_2} = \frac{1}{f_2}$ 移到 $\frac{1}{\delta_2} > \frac{1}{f_2}$ 之处, 其相应的曲线在图 8 中用虚线示出. 显然虚线很可能与代表

$$\text{cth} \left(\frac{l_B}{\delta_2} \right)$$

的曲线相交于 $\frac{1}{\delta_2} > \frac{1}{f_2}$ 之处. 这时,

$$\frac{1}{\delta_2^2} > \frac{1}{f_2^2},$$

$$\lambda > -\frac{1}{\tau_+}.$$

如果 $\frac{1}{f_2} = 0$, 则这时 δ_2 没有实根. 而凡是 δ_2 的虚根都相当于使 $\lambda \leq -\frac{1}{\tau_+}$. 由此可见, 漂移场的出现可以使得 τ_+ 的有效数值变大.

仔细研究一下这个情况是饶有兴趣的. 在决定储存时间的 (25) 式的左端以 (常数 + $\sum_p K_p e^{\lambda_p t}$) 的形式表出时, λ_p 是与 t_p 一起出现在指数上的一个负数, 因此它对储存时间的作用比起 K_p 来往往是更为主要. 并且这样的级数收敛也常常是比较快而可以只考虑 $|\lambda_p|$ 最小的一项. 这些都已在前面研究的几个特殊情形中看到. 漂移场的出现可以使最小的 $|\lambda_p|$ 中的 τ_+ 的有效数值变大这一事实使人预计到: 在一定的条件下, 漂移管的储存时间甚至可能大于同样几何形状及尺寸而没有漂移场的三极管. Johnston^[6] 曾经指出过这点. 这个初看起来似乎不合理的结论也许可以这样来说明: 定性地说, 漂移场对二极管的储存时间的作用可以分为三方面: (1) 漂移场有把非平衡载流子赶向 $p-n$ 结交界面处流去的趋向. 因此, 在稳定态下, 为了使二极管维持一定的正向电流, 在 $x=0$ 处, 非平衡载流子密度的梯度就要比在没有漂移场的情况下更大些. 也就是二极管内储存的非平衡载流子数目要更多些, 这是对减少储存时间不利的. (2) 在暂态情况下, 漂移场促使储存的非平衡载流子流向 $p-n$ 结而消失, 这是对减少储存时间有利的. (3) 如果基区的自由表面的表面复合速度很大, 则在基区内储存的非平衡载流子可能通过表面复合而消失, 而漂移场在这一点上对减少储存时间是不利的. 在以上三种作用中, 当表面复合速度 S_B 很小时, 可能第二种作用是最主要的, 因此漂移场有利于减少二极管的储存时间. 但是当 S_B 相当大时, 就可能使第三种作用成为最主要的, 因而使漂移场对减少储存时间成为不利.

在不考虑基极区域内非平衡空穴对儲存時間的影响而只考虑集电极区域内非平衡电子的作用时,可令 $R=0$ 。这时得到的結果應該与前面討論沒有漂移场而只考虑基极区域中非平衡空穴的作用时的情形完全相似。

实际上,由于 $\gamma_0 \approx 1$, 集电极区域的非平衡电子及基极区域的非平衡空穴对儲存時間都有影响。要减少儲存時間,可以适当地增加这二个区域的表面复合速度,减少这二个区域中非平衡載流子的寿命。当然,將基极区域这样做会使短路电流放大系数减少一些。

本文的計算自然也很容易推广到 $n-p-n$ 型的漂移管的情形。

最后,王守武先生审阅了本文初稿,并提出了宝贵的意見,作者在这里向他表示深切的感謝。作者也感謝庄蔚华同志对这个工作的关心。

参 考 文 献

- [1] 罗无念、成众志等,晶体管电子学,第12章,419頁或 Lo, A. W., Endres, R. O., Zawels, J., Wald-Hauer, F. D., Chen, C. C., Transistor Electronics, p.433.
- [2] Moll, J. L., *Proc. I. R. E.* 42 (1954), 1773.
- [3] Кузьмин, В. А., Швейкин, В. И., *Радиотехника и электроника* 3 (1958), 1269.
- [4] Krömer, H., *Arch. elekt. Übertragung* 8 (1954), 223.
- [5] Johnston, R. C., *Proc. I. R. E.* 46 (1958), 830.
- [6] Kingston, R. H., *Proc. I. R. E.* 42 (1954), 827.
- [7] Jochems, P. J. W., Memelink, O. W. and Tommas, L. J., *Proc. I. R. E.* 46 (1958), 1161.
- [8] Herlet, A. und Spenke, E., *Zeits. f. Ang. Phys.* 7 (1955), 99.

ON THE PROBLEMS OF STORAGE TIME OF DRIFT TRANSISTOR OPERATING IN SATURATION REGION

CHEN SHIN-BI

(Institute of Communication Engineering, Chengtu)

ABSTRACT

An equivalent circuit of transistors operating in saturation region is suggested. This circuit contains a transistor operating in active region and a diode biased in forward direction. By using this equivalent circuit, the physical meaning of storage time of transistors may be explained more intuitively. With this, the storage time in drift transistor, Which is common base connected, has been investigated. By solving the continuity equation, the steady state and the transient components of the densities of minority carriers in diode near the $p-n$ -junction is obtained. By setting these two components equal in magnitude and opposite in sign, we get a formula, from which the storage time may be determined. The storage time in some special cases has been calculated. The results show that the storage time depends upon the life time of minorities and the surface recombination velocities both in base region and in collector region. This may be a guide for design a transistor with more short storage time.