

双极晶体管

2020年1月2日 16:47

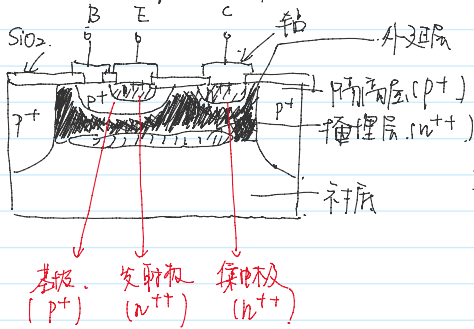
0. 概述

双极晶体管之所以叫双极，是因为其中有两种载流子（空穴和电子），这种晶体管就是我们之前所讲的三极管（这里的三极管指的是BJT），关于它的结构和基本工作原理，我们已经在模电基础中学习过了。

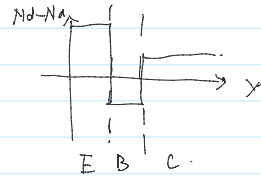
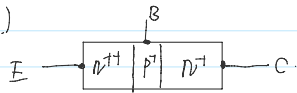
那么我们就需要从更深层次来学习它们。

1. 双极晶体管的工作原理

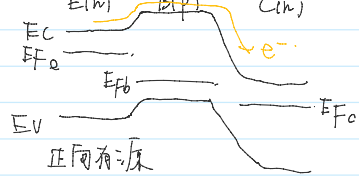
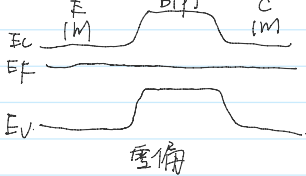
首先给出npn型晶体管工艺截面图。常规工艺下隔离层为多晶硅 p^+ ，还有一种是使用氧化物隔离。



可以看出，工艺上和原理图的区别也是很大的。但是我们在推导公式时，还是用原理图方便一些。

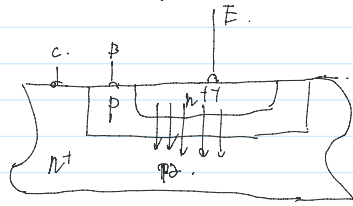
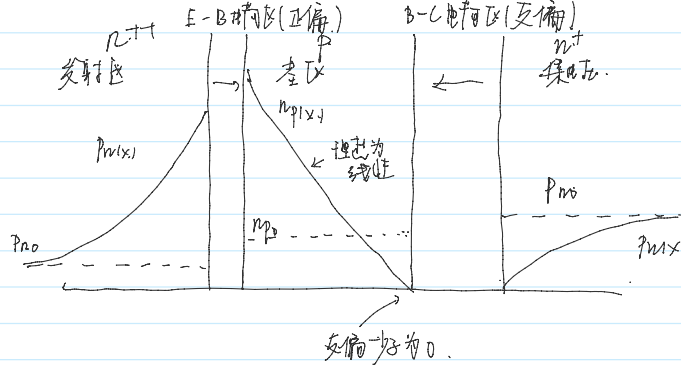


作为基础，发射结正偏，集电结反偏，我们希望从少子的分布来推导电流的表达式。可以预见，整个较大的原理就是，先利用pn结的正向偏置，提高p区和n区的少子浓度，形成电流。反偏是抑制多子，促进少子的（由于内建电场的存在）当提高了p区的少子浓度后再加反偏电压，就会形成放大作用。我们可以用能带图清楚的看到。



AFB: 0 0 0 用反 - + ++

B、C结是反偏。在理想情况下，少子浓度为0。这个可以假设边界条件 $n_p = n_{p0} \exp(-eV_{bi}/kT) \exp(eV_{bc}/kT)$ ，反偏时可以约等于0。由于我们希望，尽可能多的少子进入集电区而不是在基区内复合。所以基区我们尽量可能做薄（这也是工艺上制备对于性能提升的主要原因），若基区的厚度很小，少子浓度的深度是B-E结中区和B-C结中区的函数。这两个结距离很近，称为互作用区。



这个图给出了正向偏置模式下电子的注入和收集。理想情况下，少子浓度是基区厚度的线性函数。这说明了没有复合发生。（可以理解为一种平衡状态）

①有上述模型之后，我们可以给出扩散电流的形式。（这里考虑扩散的原因是：集电结的电流主要是由于基区的扩散决定。反偏电场很大，所以所有少子都会被扫入集电区）

$$i_c = e D_n A_{BE} \frac{dn(x)}{dx} = e D_n A_{BE} \left[\frac{n_B(0) - 0}{0 - x_B} \right] = \frac{-e D_n A_{BE}}{x_B} \cdot n_{B0} \exp\left(\frac{V_{BE}}{V_T}\right)$$

↑
电子扩散，空穴有反电
边界条件

其中， A_{BE} 是B-E结上的横截面积， n_{B0} 是基区中的热平衡电子浓度， V_T 是热电压，电子的扩散沿+x方向，所以电流是沿-x方向。若仅考虑大小，上式可导出

$$i_c = I_s \exp\left(\frac{V_{BE}}{V_T}\right), \text{ 其中 } I_s = \frac{e D_n n_{B0} A_{BE}}{x_B} \left(1 + \frac{e D_p p_{B0} A_{BE}}{x_B}\right)$$

这部分是反向的，是为了验证反向饱和电流的表达式。对双极晶体管，不能只考虑电子，同样考虑空穴。空穴不存在，因为是反偏，只有少子能进入集电区。

$$i_c = I_s \exp\left(\frac{V_{BE}}{V_T}\right), \text{ 其中 } I_s = \frac{e D_n n_{B0}}{x_B} A_{BE} \left(1 + \frac{e D_p p_{B0}}{x_B} A_{BE}\right)$$

对于双极晶体管，不能只考虑电子，同样考虑空穴。而在实际中存在，因为是非平衡，只有少数载流子进入集电极。

同之前的晶体管得到

$$I_s = J_s \cdot A = \left(\frac{e D_p p_{B0}}{L_p} + \frac{e D_n n_{B0}}{L_n}\right) \cdot A$$

我们发观公式是一致的(理论上来说，由于分析忽略也一致，应该一致) L_p, L_n 变成了基区宽度，可以参考二极管中的扩散方程推导。

I_c 的大小由基区和发射极之间的电压控制，这就是晶体管的工作原理。

② 那么，对于发射结电流，这一部分则是由结的正偏，空穴和电子都考虑，那么，空穴就不在集电极中的成分。

$$i_{E2} = I_{s2} \exp\left(\frac{V_{BE}}{V_T}\right), \text{ (这是我们可以认为忽略了 "-1"，因为空穴此处 } p_{B0} \text{ 不为 } 0 \text{，所以这里不是没有，而是忽略了)}$$

$$I_E = I_{E1} + i_{E2} = i_c + i_{E2} = I_s \exp\left(\frac{V_{BE}}{V_T}\right)$$

我们可以写出 $\frac{i_c}{I_E} \approx \alpha$ ，即 $I_c / (I_s + I_{s2}) \approx \alpha$ ，为共基极电流增益。由于 i_{E2} 不是我们通常需要的电流大小(通常我们需要是共集的大)，所以我们有希望这个 i_{E2} 成分越小越好。从而共基极电流增益可以尽可能接近 1。

由于我们在介绍载流子输运现象时，提到了问题，有一个结论，很少的载流子可以引起很大的电流，这也是我们忽略了空穴电流的原因。双极晶体管就像一个 V_{BE} 的恒流源，图可以参考接地部分的笔记。

③ 对于基极电流，由于电流的连续性原理，

$$I_E = I_B + i_c$$

那么 i_{E2} 是基极电流的一个成分 i_{B2} ，称为 i_{E2} ，该电流成正比于 $\exp(V_{BE}/V_T)$

对于非理想情况，即基区中有一些复合，既然电子空穴在基区中消失了，所以必须有一个载流子流入基区作为补给。这些用空穴为电流 i_{B2} ，空穴根据公式 $I_{B2} = \frac{I_{E2}}{\beta}$ (我们要有考虑空穴的思想)，那么 i_{B2} 也成正比于 $\exp(V_{BE}/V_T)$

总的基极电流是 I_{B1} 与 i_{B2} 之和，且 i_{B2} 正比于 $\exp(V_{BE}/V_T)$ ，那么 β 。

$$\beta = \frac{I_c}{I_B}$$

一般 β 称为共发射极电流增益。通过器件物理的学习，我们知道， β 大既与扩散因子和基区宽度以及平均扩散长度有关。所以这都对应着管子的固有特性有关，所以通常可以认为 β 为固定。

对于后工作模式，我们已经在接地的基础笔记中学习过了，那么我们就略去这一部分。

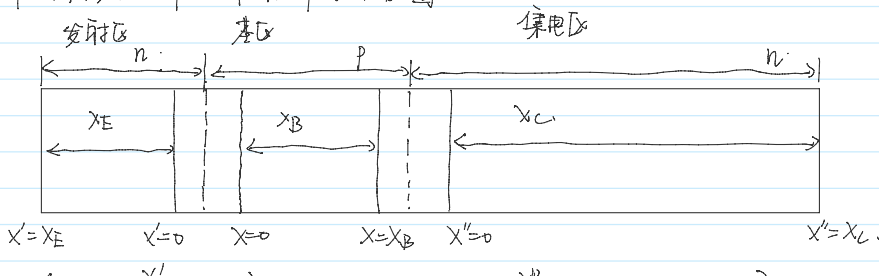
2. 少子的分布

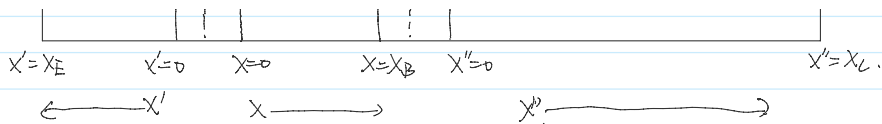
我们仍然希望讨论少子，因为和普通的 pn 结一样，少子的扩散决定了他的电流。而在空间电场的行为决定了他的非理想效应。首先我们先约定我们要用的参数。

符号	定义
npn 管和 pnp 管	
N_E, N_B, N_C	发射区、基区和集电区的掺杂浓度
x_E, x_B, x_C	中性发射区、基区和集电区的宽度
D_E, D_B, D_C	发射区、基区和集电区中的少子扩散系数
L_E, L_B, L_C	发射区、基区和集电区中的少子扩散长度
$\tau_{E0}, \tau_{B0}, \tau_{C0}$	发射区、基区和集电区中的少子寿命
npn 晶体管	
p_{E0}, n_{B0}, p_{C0}	发射区、基区和集电区中的热平衡少子浓度
$p_E(x), n_B(x), p_C(x)$	发射区、基区和集电区中的总少子浓度
$S_{pE}(x), S_{nB}(x), S_{pC}(x)$	发射区、基区和集电区中的过剩少子浓度
pnp 晶体管	
n_{E0}, p_{B0}, n_{C0}	发射区、基区和集电区中的热平衡少子浓度
$n_E(x), p_B(x), n_C(x)$	发射区、基区和集电区中的总少子浓度
$S_{nE}(x), S_{pB}(x), S_{nC}(x)$	发射区、基区和集电区中的过剩少子浓度

2.1 正向有源模式

首先我们先讨论一个均匀掺杂的 npn 双极晶体管，如图。





在正向有源区, B-C 结更偏, B-C 结更偏。少子分布和上一节讨论的情况相同。我们认为 \$X_L\$ 要远大于集电区中扩散长度 \$L_c\$, 且 \$X_E\$ 我们仍需要忽略。如果我们假设是在 \$X=X_E\$ 处表面复合速度为无限大 (例如存在许多复合中心), 则在 \$X=X_E\$ 处的过剩少子浓度为 0, 即 \$p_E(X'=X_E) = p_{E0}\$。这跟接触电阻的一个很好的近似。

基区。我们认为电场为 0 (因为是中性的), 产生率为 0。

$$D_B \frac{d^2(\delta n_B(x))}{dx^2} - \frac{\delta n_B(x)}{\tau_{B0}} = 0.$$

其中 \$\delta n_B(x) = n_B(x) - n_{B0}\$。

最后解方程为

$$\delta n_B(x) = A \exp\left(\frac{x}{L_B}\right) + B \exp\left(-\frac{x}{L_B}\right), \quad L_B = \sqrt{D_B \tau_{B0}}; \text{ 由于基区是有限宽的, } A \text{ 和 } B \text{ 都不能忽略.}$$

代入基区两端的世界条件。

\$X=0\$ 处:

$$\delta n_B(0) = n_B(x=0) - n_{B0} = n_{B0} \left[\exp\left(\frac{eV_{BE}}{kT}\right) - 1 \right] = A + B.$$

\$X=X_B\$ 处:

$$\delta n_B(x_B) = n_B(x=X_B) - n_{B0} = -n_{B0} = A \exp\left(\frac{X_B}{L_B}\right) + B \exp\left(-\frac{X_B}{L_B}\right)$$

从这个世界条件中解出 A, B。由于我们在短二极管中解过类似的情况。这里为了省时, 直接给出结果。

$$A = \frac{-n_{B0} - n_{B0} \left[\exp\left(\frac{eV_{BE}}{kT}\right) - 1 \right] \exp\left(-\frac{X_B}{L_B}\right)}{2 \sinh\left(\frac{X_B}{L_B}\right)}$$

$$B = \frac{n_{B0} \left[\exp\left(\frac{eV_{BE}}{kT}\right) - 1 \right] \exp\left(\frac{X_B}{L_B}\right) + n_{B0}}{2 \sinh\left(\frac{X_B}{L_B}\right)}$$

那么我们将它们代入

$$\delta n_B(x) = \frac{1}{2 \sinh\left(\frac{X_B}{L_B}\right)} \left[-n_{B0} \exp\left(\frac{x}{L_B}\right) - n_{B0} \left[\exp\left(\frac{eV_{BE}}{kT}\right) - 1 \right] \exp\left(-\frac{X_B}{L_B}\right) \exp\left(\frac{x}{L_B}\right) + n_{B0} \left[\exp\left(\frac{eV_{BE}}{kT}\right) - 1 \right] \exp\left(\frac{X_B}{L_B}\right) \exp\left(-\frac{x}{L_B}\right) + n_{B0} \exp\left(-\frac{x}{L_B}\right) \right]$$

$$= \frac{1}{\sinh\left(\frac{X_B}{L_B}\right)} \left[-n_{B0} \sinh\left(\frac{x}{L_B}\right) + n_{B0} \left[\exp\left(\frac{eV_{BE}}{kT}\right) - 1 \right] \sinh\left(\frac{X_B - x}{L_B}\right) \right]$$

$$= n_{B0} \left[\exp\left(\frac{eV_{BE}}{kT}\right) - 1 \right] \frac{\sinh\left(\frac{X_B - x}{L_B}\right) - \sinh\left(\frac{x}{L_B}\right)}{\sinh\left(\frac{X_B}{L_B}\right)}$$

由于包含双曲正弦函数, 这个函数形式仍然很复杂, 基区宽度 \$X_B\$ 同少子扩散长度 \$L_B\$ 相比有限。由于我们希望 \$X_B \ll L_B\$, 双曲正弦函数的变量远大于 1 (我们还是希望做线性近似), 所以我们可以认为 \$\delta n_B(x)\$ 是线性的。

若 \$x < 0.4\$, 则 \$\sinh(0.4) \approx 0.4/0.4 < 3\%\$。现在给出近似后的结果。

$$\delta n_B(x) = n_{B0} \left\{ \left[\exp\left(\frac{eV_{BE}}{kT}\right) - 1 \right] \frac{X_B - x}{L_B} \cdot \frac{L_B}{X} - \frac{x}{X_B} \right\}$$

$$= \frac{n_{B0}}{X_B} \left\{ \left[\exp\left(\frac{eV_{BE}}{kT}\right) - 1 \right] (X_B - x) - x \right\}$$

在后例子的计算中, 我们将采用线性近似。在保持着练习中, 我们会看到由两种载流子得到的过剩载流子浓度差别。我们给出这一章会遇到的一些双曲函数的泰勒展开式。

$$\sinh(x) = x + \frac{x^3}{3!} + \frac{x^5}{5!}$$

$$\cosh(x) = 1 + \frac{x^2}{2!} + \frac{x^4}{4!}$$

$$\tanh(x) = x - \frac{x^3}{3!} + \frac{x^5}{5!}$$

发射区

$$D_E \frac{d^2(\delta p_E(x'))}{dx'^2} - \frac{\delta p_E(x')}{\tau_{E0}} = 0.$$

从制造工艺上说 \$L_E = \sqrt{D_E \tau_{E0}}\$, 发射区中性发射区长度 \$X_E\$ 同 \$L_E\$ 相比不同数量, 所以两个方向都不能必须忽略。

$$D_E \frac{\partial^2 \psi}{\partial x'^2} - \frac{\psi}{L_E} = 0$$

从制造工艺上说 $L_E = \sqrt{D_E \tau_{E0}}$, 假设中性发射区长度 x_E 同 L_E 相比不可忽略, 所以两个方向都不能必须忽略, 我们给出他的解析式.

$$\delta p_E(x') = C \exp\left(\frac{x'}{L_E}\right) + D \exp\left(\frac{-x'}{L_E}\right)$$

那么我们的边界条件:

$x' = 0$ 处.

$$\delta p_E(x'=0) \equiv \delta p_E(0) = p_E(x'=0) - p_{E0} = p_{E0} [\exp\left(\frac{eV_{BE}}{kT}\right) - 1] = C + D$$

$x' = x_E$ 处.

$$\delta p_E(x'=x_E) \equiv \delta p_E(x_E) = 0 = C \exp\left(\frac{x_E}{L_E}\right) + D \exp\left(\frac{-x_E}{L_E}\right)$$

我们直接给出结果.

$$\delta p_E(x') = \frac{p_{E0} [\exp\left(\frac{eV_{BE}}{kT}\right) - 1] \sinh\left(\frac{x_E - x'}{L_E}\right)}{\sinh\left(\frac{x_E}{L_E}\right)}$$

线性近似:

$$\delta p_E(x') \approx \frac{p_{E0}}{x_E} \left[\exp\left(\frac{eV_{BE}}{kT}\right) - 1 \right] (x_E - x')$$

若 x_E 同 L_E 相比, 那么 $\delta p_E(x')$ 指数关系依赖于 x_E .

集电极.

$$D_C \frac{\partial^2 \delta p_C(x'')}{\partial x''^2} - \frac{\delta p_C(x'')}{L_C} = 0$$

通解为

$$\delta p_C(x'') = G \exp\left(\frac{x''}{L_C}\right) + H \exp\left(\frac{-x''}{L_C}\right)$$

代入边界条件:

$$\delta p_C(x''=0) = 0$$

集电区面积很大, G 可以认为 0.

$$\delta p_C(x''=0) = \delta p_C(0) = p_C(x''=0) - p_{C0} = -p_{C0}$$

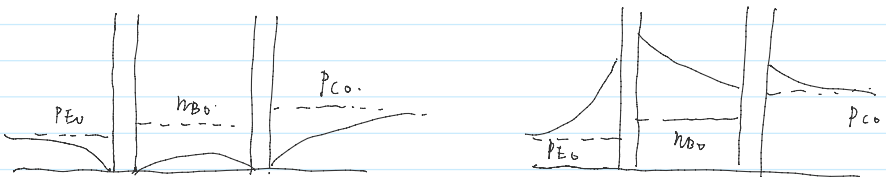
那么最后得到

$$\delta p_C(x'') = -p_{C0} \exp\left[-\frac{x''}{L_C}\right]$$

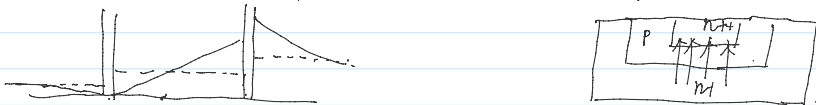
结合刚才的, 我们对反偏 p_n 结所建立于导引.

2.2 其他工作模式.

我们在课本基础中也学习过, 双极晶体管有截止, 饱和或是反偏有源模式. 截止状态, BE反偏, 饱和状态, BE正偏, 少子分布如图.



那么如果我们的三极管反偏使用, 即 BE反偏, BC正偏, 那么.



一般来讲, 由于C区面积大且掺杂浓度低, 所以并不是所有的电子都能被收集, 且电子的扩散也不是很大. 因此特性和正偏有源模式下会有很大不同.

3. 低频共基极电压增益

我们何必写无休止的... 可以.

$$\sinh(x)' = \left(\frac{e^x - e^{-x}}{2} \right)' = \frac{e^x + e^{-x}}{2} = \cosh(x)$$

可以并接的给出结果

$$J_{PE} = \frac{eD_E p_{E0}}{L_E} \left[\exp\left(\frac{eV_{BE}}{kT}\right) - 1 \right] \cdot \frac{1}{\tanh(x_E/L_E)}$$

$$J_{nE} = \frac{eD_B n_{B0}}{L_B} \left\{ \frac{1}{\sinh(x_B/L_B)} + \frac{[\exp(eV_{BE}/kT) - 1]}{\tanh(x_B/L_B)} \right\}$$

他们的方向是同一的. 上面的图我们看已经比较清楚了.

若 V_{BE} 是多大. $V_{BE} \gg V_T$ 那么 $\exp(V_{BE}/V_T) \gg 1 \rightarrow$

那么. 我们可以将上式简化为

$$\Gamma = \frac{1}{1 + \frac{p_{E0} D_E L_B}{n_{B0} D_B L_E} \frac{\tanh(x_B/L_B)}{\tanh(x_E/L_E)}}$$

那么. 除了 p_{E0} 和 n_{B0} . 参数全部与制造工艺有关. 那么. 为了使 $\Gamma \approx 1 \Rightarrow p_{E0} \ll n_{B0}$.

$$p_{E0} = \frac{n_i^2}{N_E}, \quad n_{B0} = \frac{n_i^2}{N_B}, \quad N_E \gg N_B.$$

这也是要求发射极为高掺杂的原因之一. 我们还没提到过 $x_B \ll L_B$. $x_E \ll L_E$ 时有线性近似. 那么 Γ 可写为

$$\Gamma = \frac{1}{1 + \frac{N_B}{N_E} \cdot \frac{D_E}{D_B} \cdot \frac{x_B}{x_E}}$$

我们举一个实例来算一下.

$$N_B = 10^{17} \text{ cm}^{-3}, \quad N_E = 10^{19} \text{ cm}^{-3}, \quad D_E = 10 \text{ cm}^2/\text{s}, \quad D_B = 20 \text{ cm}^2/\text{s}, \quad x_B = 0.8 \mu\text{m}, \quad x_E = 0.6 \mu\text{m}.$$

$$\Gamma \approx \frac{1}{1 + \left(\frac{N_B}{N_E} \right) \left(\frac{D_E}{D_B} \right) \left(\frac{x_B}{x_E} \right)} \approx 0.9934.$$

这个算例是比较典型的数值范围.

如果 $N_B = 5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, $N_E = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, $\Rightarrow \Gamma \approx 0.9967$. 略有提升

③ 基区输运系数:

$$a_T = \frac{J_{nc}}{J_{nE}}$$

其中:

$$J_{nE} = q e D_B \left. \frac{d(\sinh(x))}{dx} \right|_{x=0} = \frac{e D_B n_{B0}}{L_B} \left\{ \frac{1}{\sinh(x_B/L_B)} + \frac{[\exp(eV_{BE}/kT) - 1]}{\tanh(x_B/L_B)} \right\}$$

$$J_{nc} = (-) e D_B \left. \frac{d(\sinh(x))}{dx} \right|_{x=x_B} = \frac{e D_B n_{B0}}{L_B} \left\{ \frac{[\exp(eV_{BE}/kT) - 1]}{\sinh(x_B/L_B)} + \frac{1}{\tanh(x_B/L_B)} \right\}$$

我们仍然假设 $V_{BE} \gg V_T$. 即 $\exp(eV_{BE}/kT) \gg 1$.

$$a_T = \frac{J_{nc}}{J_{nE}} \approx \frac{\exp(eV_{BE}/kT) + \cosh(x_B/L_B)}{1 + \exp(eV_{BE}/kT) \cosh(x_B/L_B)}$$

若 $x_B \ll L_B$.

则 $\cosh\left(\frac{x_B}{L_B}\right) \approx \cosh(0) \approx 1$. 那么. 代入 $\exp(V_{BE}/V_T) \gg 1$. 基区输运系数最后的近似结果.

$$a_T \approx \frac{1}{\cosh(x_B/L_B)}$$

x_B 越小. a_T 越趋近于 1. 这也从数学上解释了 x_B 要尽可能小.

④ 复合系数. 对于正偏的 p-n 结. 我们在二极管中已经推导了它的复合电流

$$J_{rec} = J_{r0} \exp\left(\frac{eV_a}{2kT}\right) = \frac{eW n_i}{2\tau_0} \exp\left(\frac{eV_a}{2kT}\right), \quad \text{这里 } W = x_B.$$

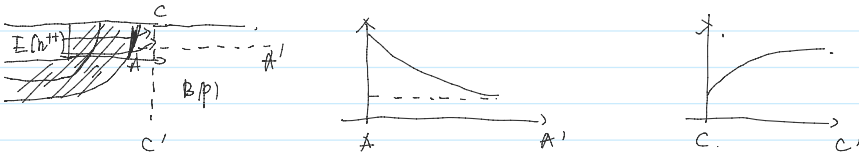
$$S = \frac{J_{nE} + J_{pE}}{J_{nE} + J_{pE} + J_R} \quad \text{忽略 } J_{pE}, \text{ 因为 } J_{pE} \ll J_{nE} \quad S \approx \frac{J_{nE}}{J_{nE} + J_R}$$

$$J_{nE} = J_{s0} \exp\left(\frac{eV_{BE}}{kT}\right) = \frac{e D_B n_{B0}}{L_B} \tanh(x_B/L_B)$$

所以. 复合系数

$$S = \frac{1}{1 + \frac{J_{r0}}{J_{s0}} \exp\left(\frac{-eV_{BE}}{2kT}\right)}$$

我们在半导体工艺中了解到，扩散有一定的非线性效应，有一层之表面因素



这里我们只能以这种方式介绍，因为需要进行二维分析，这复合电流的形式和之前是一样的

3.3 小结

我们之前的分析都是对于npn型晶体管，对于pnp只需要把电子换成空穴就行了。电流方向和极性也互相颠倒。我们在接地基础上学习吧。我们视在来推导 α 和 β 关系，由于模电基础已经学过了，这里就简单一下。

$$\left. \begin{aligned} \alpha_0 &= \frac{I_c}{I_E} \\ \beta_0 &= \frac{I_c}{I_B} \\ I_E &= I_C + I_B \end{aligned} \right\} \Rightarrow 1 = \alpha_0 + \frac{I_B}{I_C + I_B} \Rightarrow \beta = \frac{\alpha_0}{1 - \alpha_0} \text{ 和 } \alpha = \frac{\beta}{1 + \beta}$$

我们现在代入之前得到的近似表达式 ($x_B \ll L_B, x_E \ll L_E$)

发射极注入效率

$$\tau \approx \frac{1}{1 + \frac{N_B}{N_E} \cdot \frac{D_E}{D_B} \cdot \frac{x_B}{x_E}} \quad (x_B \ll L_B, x_E \ll L_E)$$

基区输运系数

$$\alpha_T = \frac{1}{1 + \frac{1}{2} \left(\frac{x_B}{L_B} \right)^2} \quad (x_B \ll L_B)$$

复合系数

$$S = \frac{1}{1 + \frac{J_{r0}}{J_{s0}} \exp\left(\frac{-eV_{BE}}{kT}\right)} \quad V_{BE} \gg V_T$$

共基极电流增益

$$\alpha = \tau \alpha_T S \approx \frac{1}{1 + \frac{N_B}{N_E} \cdot \frac{D_E}{D_B} \cdot \frac{x_B}{x_E} + \frac{1}{2} \left(\frac{x_B}{L_B} \right)^2 + \frac{J_{r0}}{J_{s0}} \exp\left(\frac{-eV_{BE}}{kT}\right)}$$

共发射极电流增益

$$\beta = \frac{\alpha}{1 - \alpha} \approx \frac{1}{\frac{N_B}{N_E} \cdot \frac{D_E}{D_B} \cdot \frac{x_B}{x_E} + \frac{1}{2} \left(\frac{x_B}{L_B} \right)^2 + \frac{J_{r0}}{J_{s0}} \exp\left(\frac{-eV_{BE}}{kT}\right)}$$

所以 β 基本上只是评价自身的参数，但我们也可以发现他也与 V_{BE} 和 T 有关。

大概推导一下， α 的公式由来。

$$\frac{1}{1+x} = 1 - \frac{x}{1+x} \approx 1 - x$$

所以

$$\frac{1}{1+x_1} \cdot \frac{1}{1+x_2} \cdot \frac{1}{1+x_3} = (1-x_1)(1-x_2)(1-x_3) = 1 - (x_1+x_2+x_3) + \dots \text{可忽略} \approx \frac{1}{1+(x_1+x_2+x_3)}$$

3.4 电流增益计算

若我们通过假定 β 的理想值为100左右， $\alpha = \frac{\beta}{1+\beta}$ 我们认为是0.99。若我们同时假定 $\tau = \alpha_T = S$ ，那么为使 $\beta = 100$ ， $\tau = \alpha_T = S$ 都应该大致为0.9967。这与我们之前讨论的数值相差不多，下面我们给几个例题。

【例1】 试求任意发射结掺杂浓度与基区掺杂浓度之比，使共发射极注入效率系数达到 $\tau = 0.9967$ 。
如前例计算，假定 $D_E = D_B, L_E = L_B, x_E = x_B$ 。

$$\tau = \frac{1}{1 + \frac{N_B}{N_E} \cdot \frac{D_E}{D_B} \cdot \frac{x_B}{x_E}} = \frac{1}{1 + \frac{N_B}{N_E}} = \frac{1}{1 + \frac{n_i^2/N_E}{n_i^2/N_B}} = \frac{1}{1 + \frac{N_B}{N_E}} \Rightarrow \frac{N_E}{N_B} = 302$$

【说明】 如得到高的发射极注入效率，发射结的掺杂浓度必须远大于基区的掺杂浓度

[说明] 为得到高的发射极注入效率, 发射极的掺杂浓度必须远大于基区的掺杂浓度

[例1] 设计基区宽度, 使基区输运系数 $a_T = 0.9967$.

$$a_T = \frac{1}{\cosh(X_B/L_B)} = 0.9967$$

$$\frac{X_B}{L_B} = 0.0814$$

$$L_B = \sqrt{D_B \tau_{B0}} = \sqrt{(10)(10^{-7})} = 10^{-3} \text{ cm}$$

⇒ 基区宽度

$$X_B = 0.0814 \times 10^{-3} \text{ cm} = 0.814 \mu\text{m}$$

用这个条件显然比一般窄基更严格, 毕竟现在都 7nm 了.

[例2] 当 $S = 0.9967$ 时, 求 V_{BE} 值. 假设 $J_{C0} = 10^{-8} \text{ A/cm}^2$, $J_{S0} = 10^{-11} \text{ A/cm}^2$.

$$S = \frac{1}{1 + \frac{J_{C0}}{J_{S0}} \exp\left(\frac{-eV_{BE}}{kT}\right)}$$

$$\Rightarrow V_{BE} = 0.654 \text{ V}$$

说明: 复合系数是一个重要因素, 若 V_{BE} 为 0.654V, 则 S 才达到 0.9967.

4. 非理想效应.

由于是非理想效应, 所以我们简单介绍一下, 但是会在以后的地方进行说明.

4.1 基区宽度调制效应

由于 BC 结反偏, P 随反偏电压 V_{CB} 和基区宽度 X_B 变化, 那么基区宽度和会发生 V_{CB} . 这种我们在讨论掺杂时, 基区宽度减小会导致少子浓度增加, 也就是电流变大. 这种效应称为基区宽度调制效应, 又称为厄利效应.

从数学上说, 扩展基区中的空间电荷宽度为:

$$X_{dB} = \left\{ \frac{2\epsilon_0 (V_{bi} + V_{CB})}{q} \left[\frac{N_c}{N_D} \cdot \frac{1}{(N_D + N_c)} \right] \right\}^{1/2}$$

基区过剩少子浓度为:

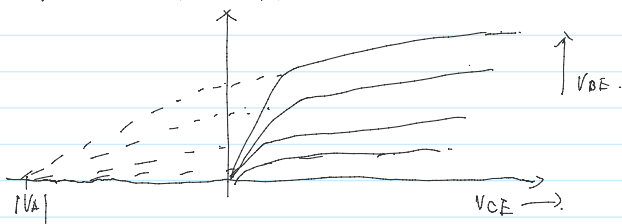
$$S_{NB(x)} = n_{B0} \left\{ \left[\exp\left(\frac{eV_{BE}}{kT}\right) - 1 \right] \left[\sinh\left(\frac{X_B - x}{L_B}\right) - \sinh\left(\frac{x}{L_B}\right) \right] \right\} / \sinh\left(\frac{X_B}{L_B}\right)$$

线性近似为:

$$S_{NB(x)} \approx \frac{n_{B0}}{X_B} \left\{ \left[\exp\left(\frac{eV_{BE}}{kT}\right) - 1 \right] (X_B - x) - x \right\} \quad |J_c| \approx \frac{e D_B n_{B0}}{X_B} \exp\left(\frac{eV_{BE}}{kT}\right)$$

其中 $n_{B0} = \frac{n_i^2}{N_D}$. 从公式中, 我们看到 $V_{CB} \uparrow \rightarrow V_{CE} \uparrow \rightarrow X_{dB} \uparrow \rightarrow X_B \downarrow \rightarrow S_{NB(x)} \uparrow \rightarrow J_c \uparrow$.

那么三极管在负载特性图中则不为恒流源, 而为有一定斜率“向上”的直线, 而 BC 结反偏时, BC 从反偏变为正偏, 那么扩散进入基区的少子所受的电场会随正偏增大而减小, 那么使电流为 0 的点则可以认为是内建电场恰好被抵消的点, 这个点的位置, 称为厄利电压.



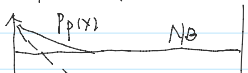
斜率即为跨导:

$$g = \frac{dI_c}{dV_{CE}} = \frac{I_c}{V_{CE} + V_A}$$

如果基区宽度过窄, 那么厄利效应会很严重, 这对工艺要求更为严格.

4.2 大注入效应.

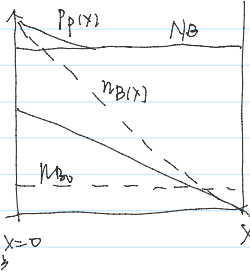
之前我们考虑的都是小注入, 在讲平衡载流子时, 我们也提到过非均匀半导体和均匀半导体, 掺杂浓度很高时, 费米能级可能会进入导带或价带, 那么随着 V_{BE} 增加, 注入的少子浓度开始接近, 甚至比多子浓度还要大. 假设这些过程中产生条件下, 由于过剩电子或过剩空穴成对出现, 那么多子浓度也会增加.



在大注入时, 会有两种效应.

① 发射极注入效率变化. 那 \downarrow . 因为 P_B 的浓度上升且 BE 结正偏, 那么多子空穴也会进入 BE 区, 使 J_{E0} \uparrow .

注：在注入时，由于注入载流子浓度远大于本征载流子浓度，所以 \$n \approx n_0 + n_i\$，\$p \approx p_0 + p_i\$。



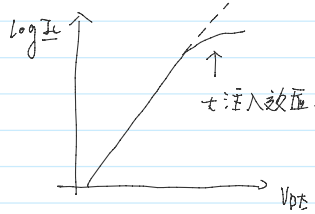
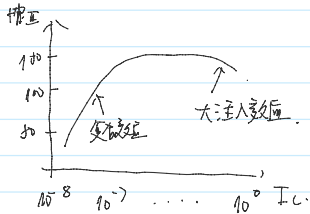
在大注入时，会有两种效应。

- ① 发射极注入效率变化，即 \$\downarrow\$。因为 \$P_B\$ 的浓度上升且 \$BE\$ 结正偏，那么空穴浓度也会进入 \$E\$ 区，使 \$J_p \uparrow\$。即 \$\tau = \frac{J_{in}}{J_{out}}\$，使注入效率降低。
- ② 由于电子浓度 \$P_p(0)\$ 在 \$x=0\$ 处变大，那么空穴浓度将下降，即 \$P_p(0) \uparrow\$，\$P_n(0) \downarrow\$。即在大注入时，\$V_{BE}\$ 增大的，电流增大的速率变慢，速率是非线性。

数学上推导如下：

$$P_p(0) = n_0 \exp\left(\frac{eV_{BE}}{kT}\right) \quad P_p(0) = P_{p0} = N_A$$

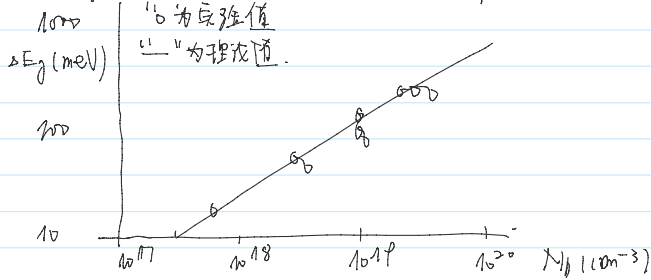
即 \$P_p(0)P_n(0) = P_{p0}n_0 \exp\left(\frac{eV_{BE}}{kT}\right)\$ 当大注入时 \$P_p(0) \gg P_{p0}\$，即 \$n_0 \exp\left(\frac{eV_{BE}}{kT}\right)\$。这个效应与串联电阻的测试差不多。



4.3. 发射区禁带变窄

禁带变窄的原因可以理解为由于掺杂能级窄变为能带，高掺杂可以理解为在能带上，所以会使禁带宽度变窄。

下图表示了随着掺杂浓度增加，禁带宽度的变化。



由于掺杂浓度变化。

$$n_i^2 = N_c N_v \exp\left(\frac{-E_g}{kT}\right)$$

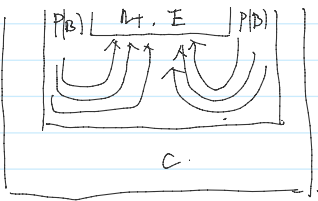
$$n_i^2 = N_c N_v \exp\left[\frac{-(E_{g0} - \Delta E_g)}{kT}\right] = n_i^2 \exp\left(\frac{\Delta E_g}{kT}\right)$$

$$\text{由于 } \tau = \frac{1}{A + \frac{E_0}{N_B} \frac{D_E L_B}{D_B L_E} \cdot \frac{f_{in}(x_B/2L)}{f_{in}(x_E/L)}} \quad P_{E0} = \frac{n_i^2 E}{N_E} = \frac{n_i^2}{N_E} \exp\left(\frac{\Delta E_g}{kT}\right)$$

所以 \$P_{E0} \uparrow\$，\$\tau \downarrow\$，这和大注入效应的第一个效应作用结果相同，但是，我们可以看到，原理是不同的。

4.4. 中集集巴效应

这个效应是由于基区窄带，所以存在较大的电阻，在基区中，我们也一直以为 \$I_B\$ 是不可忽略的，那么就在一个横向中势差。



由于浓度 \$P_p(0) = n_0 \exp\left(\frac{eV_{BE}}{kT}\right)\$ 所以地压越大，浓度越大，即 \$P_m\$ 在基区中浓度相对较高，会产生势垒在局部大注入效应。通常为3倍左右，在工艺上通常都会采用交叉结构，使基区变为很多个更窄的基区，最后再连接起来。

4.5 基区非均匀掺杂的影响

工艺上，掺杂不均匀都是在均匀掺杂的 \$n\$ 型衬底表面掺杂受主原子，形成 \$p\$ 型基区。之后在基区表面掺杂施主原子，形成经过两次掺杂后的 \$n\$ 型发射区。工艺上还有掺杂源扩散，即杂质扩散，这种工艺通常会形成掺杂不均匀。

掺杂不均匀会有燃生电场，这个在载流子传输中讨论。

$$E = -\frac{d\phi}{dx} = \frac{1}{e} \frac{d(E_F)}{dx} \quad \text{而 } E_T - E_B = kT \ln\left(\frac{P_p}{n_0}\right) \rightarrow E = -\frac{kT}{e} \frac{d \ln(P_p/n_0)}{dx}$$

这个方向同 \$BC\$ 结的内建电场，帮助少子越过基区，称为加速场，对于评估基区特性是很有用的。

4.6 击穿电压

击穿电压与 \$pn\$ 结一样有两种，但是这里并没有齐纳击穿，而雪崩击穿通常也是 \$300V\$ 以下。除此之外，还有一种击穿电压。

由于左偏时电场过大，耗尽区宽度变大，那么当 \$x_{DB} = x_B\$ 时，基区就不见了。这时耗尽区宽度即为无穷大，就发生击穿。

$$x_{DB} = W_B = \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0 (V_{bi} + V_p)}{e} \cdot \frac{N_c}{N_B} \cdot \frac{1}{N_c + N_B}} \Rightarrow V_{pi} = \frac{eW_B^2}{2} \cdot \frac{N_B(N_c + N_B)}{N_c}$$

$$x_{dB} = W_B = \sqrt{\frac{2eC(V_B + V_p)}{e} \cdot \frac{N_c}{N_B} \cdot \frac{1}{N_c + N_B}} \Rightarrow V_p = \frac{eW_B^2}{2} \cdot \frac{N_B(N_c + N_B)}{N_c}$$

要进行较大的穿透电压，就需要较大的掺杂浓度。同时 \$N_c\$ 则会起到反偏，集电极的宽度也要足以较大，才能起到足够的穿透电压。

第二种掺杂浓度 \$\beta\$ 的作用和理我们之前已经研究过。 (参见二极管)

有一个倍增因子 \$M\$，\$I_{nM} = M n I_{n0}\$。还有 \$a_n\$ 和 \$a_p\$ 中两个参数。我们在平衡载流子中见到。

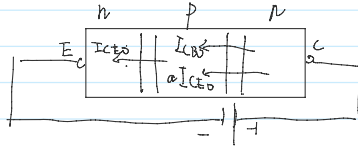
我们取后有

$$\int_0^W a dx = 1 \quad \text{总结论}$$

对于三极管，我们需要同时考虑三极管的增益。

\$I_{CBO}\$ 为开路发射极模式的饱和电流。

\$I_{CEO}\$ 为开路基极模式的饱和电流。(图)



在开路基极中，图中 \$I_{CBO}\$ 是反向饱和电流进入 \$B\$ 中后复合形成的，空穴流入基区。基区在准中性条件下存在电势。那么 \$B-E\$ 结正偏，正偏的 \$B-E\$ 结产生电流 \$I_{CBO}\$。当这些空穴电流流到集电极时，则为 \$a I_{CBO}\$。

则有

$$I_{CEO} = a I_{CBO} + I_{CBO}$$

$$I_{CEO} = \frac{I_{CBO}}{1-a} \approx \beta I_{CBO} \quad \beta = \frac{\beta}{1-a}$$

① 当三极管处于发射极开路，那么则有一个反偏 \$pn\$ 结。

$$I_{CBO} \text{ (反向)} \text{ 则为 } I_{CBO} = M I_{CBO} \quad \text{从倍增因子。经验公式为 } M = \frac{1}{1 - (V_{CB} / BV_{CBO})^n}$$

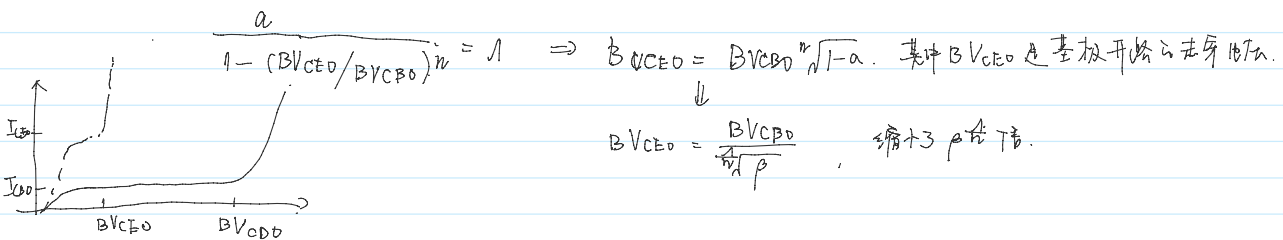
\$n\$ 是经验常数，在 3~6 之间。而 \$BV_{CBO}\$ 是发射极开路时的击穿电压。

② 当三极管处于基极开路中。

$$I_{CEO} = M (a I_{CEO} + I_{CBO})$$

$$\Rightarrow I_{CEO} = \frac{M}{1-aM} I_{CBO} \quad \text{击穿的条件则为 } aM = 1$$

若代入 \$M\$ 的经验公式，仅 \$V_{CE} \approx V_{CB}\$，则有。



$$1 - (BV_{CEO} / BV_{CBO})^n = 1 \Rightarrow BV_{CEO} = BV_{CBO} \sqrt[n]{1-a} \quad \text{其中 } BV_{CEO} \text{ 是基极开路时的击穿电压。}$$

$$BV_{CEO} = \frac{BV_{CBO}}{\sqrt[n]{1-a}} \quad \text{缩小了 } \mu \text{ 倍左右。}$$

在点阵器件中，三极管设计时应保证工作在安全工作区。那么则为基极开路下也不能击穿。新增我们之前推导过的，减小集电极掺杂浓度可以提提高击穿电压。

5. 等效电路模型。

三极管常用做放大电路和开关电路。我们已经接触过他的混入小信号等效模型。E-M 模型应用于开关电路中。Hybrid-PI 模型应用于放大电路中。

5.1 Ebers-Moll 模型

这个模型非常经典，他的基本思路是两个 \$pn\$ 结相互作用。首先当双极型三极管为两个 \$pn\$ 结。此时，将会有平衡特性方程。即我们在二极管推导得到的方程。之后由于发射结和集电结存在基极电流通道，即为 \$a\$。

那么根据基尔霍夫电流定律，有 \$I_E = I_B + I_C\$。

$$I_C = a_F I_F - I_R$$

$$I_E = a_R I_R - I_F$$

\$I_F, I_R\$ 分别为两个结的结电流。

$$I_F = I_{ES} \left[\exp\left(\frac{qV_{BE}}{kT}\right) - 1 \right]$$

$$I_R = I_{CS} \left[\exp\left(\frac{qV_{BC}}{kT}\right) - 1 \right]$$

那么，代入 \$I_C\$ 和 \$I_E\$。

$$I_C = I_{ES} \left[\exp\left(\frac{qV_{BE}}{kT}\right) - 1 \right] - I_{CS} \left[\exp\left(\frac{qV_{BC}}{kT}\right) - 1 \right]$$

$$I_p = I_{C0} + I_{E0} \quad (1)$$

即，代入 I_C 和 I_E 。

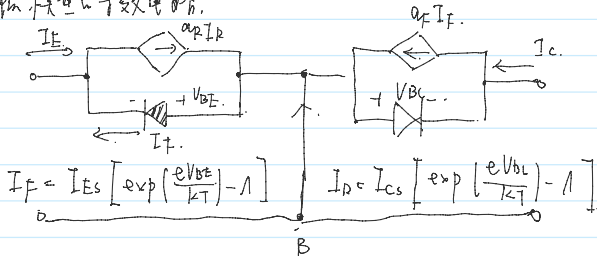
$$I_C = \alpha_F I_{ES} \left[\exp\left(\frac{eV_{BE}}{kT}\right) - 1 \right] - I_{CS} \left[\exp\left(\frac{eV_{BC}}{kT}\right) - 1 \right]$$

$$I_E = \alpha_P I_{PS} \left[\exp\left(\frac{eV_{BC}}{kT}\right) - 1 \right] - I_{ES} \left[\exp\left(\frac{eV_{BE}}{kT}\right) - 1 \right]$$

由器件管之同心联系，少数载流子流贯穿整个器件，其他由 I_B 提供，因此我们作为开关电路，认为 $I_B = 0$ 。

$$\alpha_F I_{ES} = \alpha_P I_{CS}$$

用此模型等效电路。



因为 E-B 模型在两种模型下均适用，以饱和模型为例，在饱和模型中，B-E 结和 B-C 结均为正偏， $V_{BE} > 0$, $V_{BC} < 0$ 。B-E 结中加正向偏，因此 B-E 结中认为一个已知参数，B-C 结中认为正值是 B-C 结工作在饱和模型的必然结果，不应当由 E-B 模型不确定。通常中，我们对 E-C 结的端点的饱和电流感兴趣。

$$V_{CE(sat)} = V_{BE} - V_{BC}$$

我们通过之前联立方程，可以求得 V_{BC} 。

将 $I_E = -(I_B + I_C)$ 代入 I_E 表达式

$$-(I_B + I_C) = \alpha_P I_{CS} \left[\exp\left(\frac{eV_{BC}}{kT}\right) - 1 \right] - I_{ES} \left[\exp\left(\frac{eV_{BE}}{kT}\right) - 1 \right]$$

我们可以从中求得 V_{BC} ，代入 I_C 表达式。

$$\left[\exp\left(\frac{eV_{BC}}{kT}\right) - 1 \right],$$

之后代入表达式中，得到

$$V_{BE} = V_t \ln \left[\frac{I_C (1 - \alpha_P) + I_B + I_{ES} (1 - \alpha_P \alpha_F)}{I_{ES} (1 - \alpha_P \alpha_F)} \right]$$

同理。

$$V_{BC} = V_t \ln \left[\frac{\alpha_F I_B - (1 - \alpha_F) I_C + I_{CS} (1 - \alpha_P \alpha_F)}{I_{CS} (1 - \alpha_P \alpha_F)} \right]$$

用 α_F 取表示。

$$V_{sat} = V_{BE} - V_{BC} = V_t \ln \left[\frac{I_C (1 - \alpha_P) + I_B}{\alpha_F I_B - (1 - \alpha_F) I_C} \cdot \frac{I_{CS}}{I_{ES}} \right] = V_t \ln \left[\frac{I_C (1 - \alpha_P) + I_B}{\alpha_F I_B - (1 - \alpha_F) I_C} \cdot \frac{\alpha_F}{\alpha_P} \right]$$

举例说明一下：计算双极型 BJT 管在 $T = 300K$ 时的饱和电压。

假设 $\alpha_F = 0.99$, $\alpha_P = 0.20$, $I_C = 1mA$, $I_B = 50\mu A$ 。

代入公式

$$V_{sat} = V_t \ln \left[\frac{I_C (1 - \alpha_P) + I_B}{\alpha_F I_B - (1 - \alpha_F) I_C} \cdot \frac{\alpha_F}{\alpha_P} \right] = 0.121V$$

这个是 V_{sat} 的表达式，由于 V_{sat} 是对数函数，所以并不确定依赖于 I_B 和 I_C 。

5.2 Gummel-Poon 模型。

这个模型和之前 E-B 模型考虑了两种管子的非均匀掺杂性，可以用于分析非均匀掺杂的情况。

npn 型双极型 BJT 管基区中的电子电流密度可以写为

$$J_n = e n \mu_n (x) E + e D_n \frac{dn(x)}{dx}$$

如果基区为非均匀掺杂，那么根据电中性，中间将会存在电场，之前也提到过。

$$E = -\frac{dV}{dx} = -\frac{P'(x)}{qN(x)}$$

如果基区为非均匀掺杂，那么根据电势学，中间就会存在电场，之前也提到过。

$$E = \frac{kT}{e} \cdot \frac{p'(x)}{p(x)}$$

此外 $p(x)$ 是基区中的多子浓度。本注入时，空穴浓度和杂质浓度。按照之前的非理想效应分析，该电场会帮助电子渡越基区。将电场代入。

$$J_n = e n n(x) \cdot \frac{kT}{e} \cdot \frac{1}{p(x)} \cdot \frac{dp(x)}{dx} + e D_n \frac{dn(x)}{dx}$$

根据爱因斯坦关系

$$\frac{D_n}{\mu_n} = \frac{kT}{e}$$

$$J_n = e D_n \cdot \frac{n(x)}{p(x)} \frac{dp(x)}{dx} + e D_n \frac{dn(x)}{dx} \Rightarrow J_n = \frac{e D_n}{p(x)} \left[n(x) \frac{dp(x)}{dx} + p(x) \frac{dn(x)}{dx} \right]$$

$$\frac{J_n p(x)}{e D_n} = \frac{d [p(x) n(x)]}{dx}$$

对上式两边积分。我们这里假设 J_n 和 D_n 都为定值。

$$\frac{J_n}{e D_n} \int_0^{x_B} p(x) dx = p(x_B) n(x_B) - p(0) n(0)$$

在放大电路中，发射区正向偏。集电结反偏。那么。

$$n_B(0) = n_{B0} \exp(eV_{BE}/kT) \quad n(x_B) = 0 \quad p(x_B) n_{B0} = n_i^2$$

那么有：

$$\frac{J_n}{e D_n} \int_0^{x_B} p(x) dx = n_i^2 \exp(eV_{BE}/kT)$$

$$\Rightarrow J_n = \frac{e D_n n_i^2 \exp(eV_{BE}/kT)}{\int_0^{x_B} p(x) dx}$$

分母中我们发现是基区中的总多子电荷。称为基区 Gummel 数。记为 Q_B 。

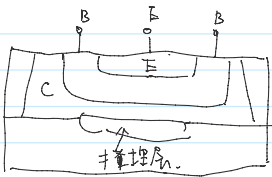
同理，对于发射区做同样的分析。发射区的总电荷密度可表示为

$$J_p = \frac{-e D_p n_i^2 \exp(V_{BE}/V_t)}{\int_0^{x_E} n(x') dx'} \quad \text{发射区 Gummel 数。记为 } Q_E$$

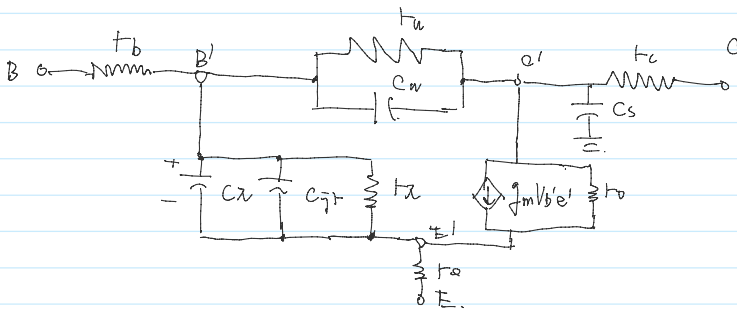
无论放大后，电流的大小就很简单了。由于非均匀掺杂我们已经考虑到，本注入效应会引起基区多子浓度的变化我们也分析得到了总电荷密度。基区调制效应也可以在 Gummel 数中体现。所以这个模型不仅可以描述晶体管的工作情况。同样还可以描述非理想效应。

5.3 H-P 模型。

这个模型是在机电基础上使用混合模型。我们在二极管中已经分析了二极管的等效电路，现在可以推广到三极管中。我们可以从他的工艺制造上开始分析。



如果我们考虑基本共射放大电路。我们是从 B 看到 E。对于 B、C 则会有旁路为效应。旁路效应则考虑到了器件管对电流放大的能力。等效为发射极电阻等效到输入端为 $(1+\beta)R_e$ 。我在下面给出等效的电路图。还有附释下各个参数。



① 基极和发射极之间。

r_b 为前层内外的电阻。 C_{je} 为打板电容。 C_{je} 为势垒电容。 r_e 为打板电阻。 r_e 标是 $\frac{kT}{eI_e}$ 。由于 I_e 较大。这个电阻是不能忽略的。我们之前也计算过。打板电容远大于势垒电容。

② 集电极和发射极之间。

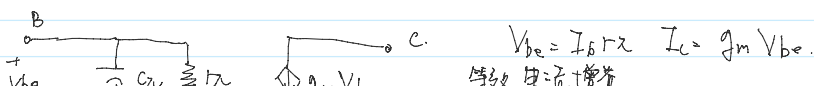
$g_m V_{be}$ 是受控电流源， $\frac{I_c}{V_{be}} = g_m$ 。它的存在是由于厄立效应。 r_c 是导管的电阻。这其实是一个谐振电路。 C_{sc} 是反偏集电区和衬底之间的电容。

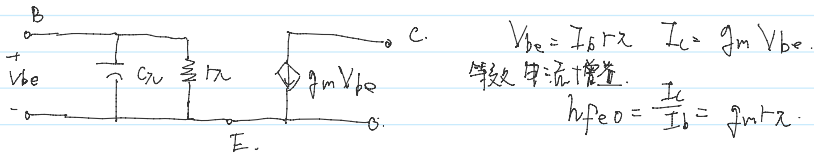
③ C_{bc} 是互偏结电容， r_{cb} 是反偏打板电阻。

由于存在厄立效应。即使反偏空间电荷区很宽。电容很小也不能忽略。由于反偏。打板电阻 r_{cb} 则相当大。通常可以忽略。

有了电容和电阻。那么电路就存在一定频率响应。

我们为了解明方便。也可以忽略一些参数。这样更接近机电给出的内容。





考虑 \$C_u\$ 存在

$$V_{be} = I_b \cdot z_x = I_b \cdot (r_x // \frac{1}{j\omega C_u}) = I_b \cdot \frac{1}{\frac{1}{r_x} + j\omega C_u} = \frac{r_x}{1 + j\omega C_u r_x} I_b$$

$$I_c = g_m V_{be} = g_m I_b \cdot \frac{r_x}{1 + j\omega C_u r_x}$$

\$\Rightarrow\$ 电压增益

$$|A_v| = \left| \frac{I_c}{I_b} \right| = \frac{h_{fe0}}{1 + j\omega C_u r_x}$$

那么当 \$j\omega C_u r_x = 1\$ 时 即 \$f = \frac{1}{2\pi C_u r_x} = \frac{1}{2\pi \tau}\$ 时 增益下降 \$\sqrt{2}\$

6. 频率上限

上面我们给出了简单模型下的截止频率的计算结果。若初开模型。从物理上出发。我们可以得到截止频率的工艺上计算方法。

6.1 延迟时间

\$f = \frac{1}{2\pi \tau}\$ 乙延迟时间。电荷的流动是需要时间的。当 B-E 结电压增加时。增加的载流子会从发射区注入到基区。

并被探测器收集。随着频率的增加。渡越的时间变得和输入信号周期差不多。此时。输出信号不再和输入信号同相。电压增益的幅度将下降。

发射区到集电区的延迟时间常数。可以分为两个部分。

$$\tau_{ec} = \tau_e + \tau_b + \tau_d + \tau_c$$

其中 \$\tau_{ec}\$ 是发射区到集电区的延迟时间。

\$\tau_e\$ 是 E-B 结电容的充电时间。计算上可取上述简单模型。

\$\tau_b\$ 是基区渡越时间。可以从电流渡越长度。

\$\tau_d\$ 是集电结耗尽区渡越时间。我们可以认为电子从耗尽区渡越。速度是扩散速度。

\$\tau_c\$ 是集电结充电时间。这个和 \$\tau_e\$ 原理上相同。但 \$\tau_c\$ 通常不大。可以忽略。

我们下面推导后给出各个延迟时间的数学表达式

$$\tau_e = r'_e (C_{je} + C_p) \quad r'_e \text{ 是打极电阻或发射结电阻。} C_{je} \text{ 为结电容。} C_p \text{ 是各种寄生电容。}$$

$$\tau_b = x_b^2 / 2D_n$$

$$\tau_d = x_{dc} / v_s \quad v_s \text{ 是电子的饱和速度。}$$

$$\tau_c = \tau_c (C_n + C_s) \quad C_n \text{ 是 B-C 结电容。} C_s \text{ 是集电区一衬底电容。}$$

6.2 截止频率

我们在模电中推导了频率响应的有关内容。我们可以直接引入上面的结论。

$$|\beta| = \frac{\beta_0}{\sqrt{1 + (f/f_\beta)^2}} \Rightarrow \beta = \frac{\beta_0}{1 + j f/f_\beta}$$

$$a = \frac{\beta}{1 + \beta} = \frac{a_0}{1 + j f/f_a} \quad \text{其中 } f_a = (1 + \beta_0) f_\beta$$

我们还定义了 \$f_T\$。即 \$\beta\$ 下降为 1 的频率。\$f_{T0} \approx f_a \approx f_\beta \cdot \beta\$。

那么根据我们上节的延迟时间来说。

$$f_T = \frac{1}{2\pi \tau_{ec}} \quad f_a = \frac{1}{2\pi \tau_{ec}}$$

$$\beta = \frac{\beta_0}{1 + j \frac{f}{f_T}} = \frac{\beta_0}{1 + j \frac{f}{f_T}} \quad \beta \text{ 即为 } \frac{I_c}{I_b} = h_{fe} = g_m r_x$$

我们假设一个具体的数字分析

假设是一个硅 npn 晶体管。\$T = 300K\$。假定参数如下。

$$I_E = 1mA \quad C_{je} = 1pF$$

$$x_b = 0.5 \mu m \quad D_n = 25 cm^2/s$$

$$v_s = 5 \times 10^7 cm/s \quad \tau_0 = 20 ns$$

$$I_E = 1 \text{ mA} \quad C_{je} = 1 \text{ pF}$$

$$X_B = 0.5 \mu\text{m} \quad D_n = 25 \text{ cm}^2/\text{s}$$

$$X_{dc} = 2.4 \mu\text{m} \quad \tau_e = 20 \text{ ns}$$

$$C_w = 0.1 \text{ pF} \quad C_s = 0.1 \text{ pF}$$

■ 角序

首先忽略寄生电容。

$$\tau_e = \tau_e' C_{je} \quad \text{其中 } \tau_e' = \frac{W^2}{D_n} = \frac{0.025^2}{1 \times 10^{-3}} = 25 \text{ ns}$$

于是

$$\tau_e = (25 \cdot 1) / 10^{-12} = 25 \cdot 1 \text{ ps}$$

基区渡越时间

$$\tau_b = \frac{X_B^2}{2D_n} = \frac{(0.5 \times 10^{-4})^2}{2 \cdot 25} = 50 \text{ ps}$$

集电结耗尽区渡越时间

$$\tau_c = \frac{X_{dc}}{v_s} = \frac{2.4 \times 10^{-4}}{10^7} = 24 \text{ ps}$$

关于饱和速度我们在迁移率相关内容中提过。

集电结电容充电时间为

$$\tau_{cc} = \tau_c (C_w + C_s) = (20)(0.2 \times 10^{-12}) = 4 \text{ ps}$$

发射区到集电区的延迟时间

$$\tau_{ec} = 25 \cdot 1 + 50 + 24 + 4 = 103.9 \text{ ps}$$

所以截止频率

$$f_T = \frac{1}{2\pi\tau_{ec}} = \frac{1}{2\pi(103.9 \times 10^{-12})} = 1.53 \text{ GHz}$$

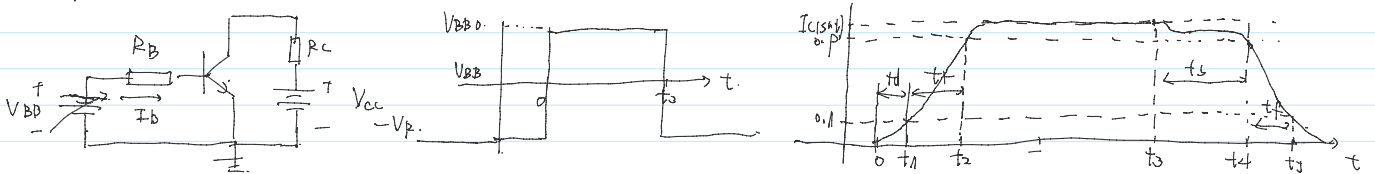
$$f_\beta = \frac{f_T}{\beta} = 15.3 \text{ MHz}$$

7. 大信号开关

将晶体管从一种状态转换为另一种状态强烈地依赖于上面所讨论过的频率特性。因此，用做开关时晶体管处理的是变化的大信号。而研究频率效应时我们认为的是小信号。

7.1. 开关特性

首先我们来讨论饱和状态下的npn晶体管。(发射结正偏，集电结正偏)，它由截止态转换为饱和态，最后转换为截止态。我们补画出相关图。



■ 过程1: 截止态 → 饱和态

由于晶体管饱和，即 $V_{BE0} \gg V_{CC}$ 。

在 $0 \leq t < t_1$ 时，基极电流使发射结正偏变为略微正偏，即 V_{BE} 由 V_{BE0} 开始略微减小。这段时间为延迟时间 t_d 。

在 $t_1 \leq t < t_2$ 时，基极电流快速增加，使 V_{BE} 正偏由 V_{BE0} 快速增加至饱和电压 $V_{BE(sat)}$ 。这段时间内，有更多的载流子注入到基区中，使得少数载流子浓度增大，使集电极电流增大，从 10% → 90%。这段时间为 t_r 。

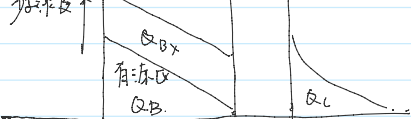
在 $t_2 \leq t < t_3$ 时，进入一个平衡状态，达到饱和电流 $I_{CS(sat)}$ 。

■ 过程2: 饱和态 → 截止态

从饱和态到截止态是抽取在发射区、基区和集电区中的过剩少数载流子的过程。我们讨论饱和态中的具体情况。

发射区 Q_{Bx} 是正向有源区存储电荷。我们可以认为是 t_d 时间内存储的。

集电区 Q_{Cx} 和 Q_{C} 则为饱和区内存储电荷。



$t_3 < t < t_4$ 时， V_{BE} 变为 $-V_{p}$ ，BE 间的集电区电荷增大，所以电流会减少，基区电流及 V_{BE} 均向有源区靠近，由发射区抽取到基区。先是抽取发射区，然后抽取基区。由于从非平衡到平衡的过程，在 Q_{Bx} 被抽取的过程中。

由于 BC 间是正偏状态，对于少数载流子来说，则 Q_{Bx} 与 Q_{Cx} 耦合，那么 Q_{Cx} 由集电结正偏到反偏的过程，反向电流 I_{CS} 变为 I_{CS} 。

于是，由于 V_{BE} 的变化，使 I_{CS} 快速变化，电流迅速下降到 0%。这段时间称为存储时间 t_s 。

...

由于 BC 间是正偏状态, 对于少子来说, 则如以互斥, 那么这正偏电压由集电结正偏到反偏的过程, 反偏电压由正偏到反偏的过程, 由于 BC 间电压的变化, 或浓度梯度的变化, 电压还处在下降的 90%, 这个时间称为存储时间 t_s .

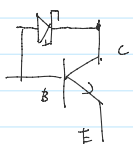
$t_4 = t_s + t_f$, 开始出现反偏, 对于少子来说, 快速下降.

$t > t_f$, 建立反偏的平衡状态.

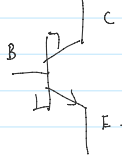
具体的定性分析, 可以用 E-C 模型, 因此列出 5 变换的方程得到数值表达式, 相关内容开关电路有学到. (Semester 5 \rightarrow IAS). 这里就不做叙述.

7.2 其他晶体管

7.2.1 肖特基二极管晶体管.



原理图.



符号图.

当在放大区时, BC 反偏, 肖特基二极管反偏, 类似普通的 $n_p n$ 型晶体管.

当在饱和区时, BC 正偏, 肖特基二极管导通, 肖特基二极管的正偏电压只有 p_n 结的一半.

所以可以大大降低存储时间, 因为二极管的分流作用及存储的电荷变少.

通常为 $1ns$ 或更少.

8. 其他晶体管结构.

这里我们列举, 如有需要, 再回来学习.

(1) 多晶硅发射区双极结型晶体管.

(2) SiGe 基区晶体管.

(3) 异质结双极晶体管.

9. 有关内容的补充

针对 TUD 的 Daneman 关于双极管的内容与上述 8 节有差异, 我们在这里对这些内容进行补充. 当然, 有课程范围内的内容, 自然不会在这里讨论, 会在 Semester 5 的 Daneman 中讨论.

为了查看方便, 也会更新于个人网站中.