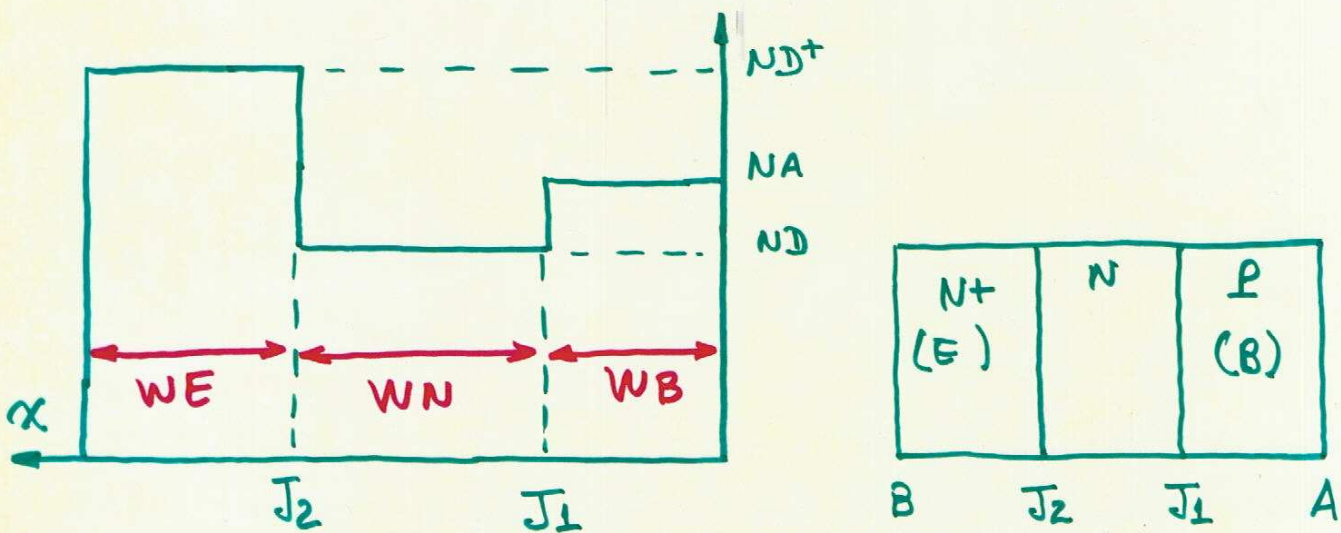


Alargamento da Base dentro do Emissor

O produto pn em um ponto x de uma barra de material semiconductor qdo submetida a uma tensão V_a aplicada em dois contatos A e B é:

$$pn(x) = n_i^2 \exp\left(\frac{V_a}{V_t}\right) \exp\left[-\int_x^B \frac{J_m}{qD_m} dx - \int_A^x \frac{J_p}{qD_{pp}} dx\right]$$



Aplicando a relação anterior em J_1 e $J_2 \rightarrow$

$$(pn)_{J_1} = n_i^2 \exp\left(\frac{V_a}{V_t}\right) \times \exp\left[-\int_A^{J_1} \frac{J_p}{qD_{pp}} dx - \int_{J_1}^{J_2} \frac{J_m}{qD_m} dx - \int_{J_2}^B \frac{J_m}{qD_m} dx\right]$$

$$(pn)_{J_2} = n_i^2 \exp\left(\frac{V_a}{V_t}\right) \times \exp\left[-\int_A^{J_2} \frac{J_p}{qD_{pp}} dx - \int_{J_2}^{J_1} \frac{J_m}{qD_m} dx - \int_{J_1}^B \frac{J_m}{qD_m} dx\right]$$

Para uma grande gama de correntes \rightarrow

$$\int_{J_2}^B \frac{J_m}{q D_{nm}} dx \quad e \quad \int_A^{J_1} \frac{J_p}{q D_{pp}} dx \quad \ll 1$$

Como a dopagem da região N^+ é alta, a queda de tensão produzida nesta região pela passagem da corrente J_n é desprezível e

$$\int_{J_2}^B \frac{J_m}{q D_{nm}} dx \approx 0$$

Também temos

$$\frac{\int_A^{J_1} \frac{J_p}{q D_{pp}} dx}{\int_{J_2}^B \frac{J_m}{q D_{nm}} dx} = \left(\frac{W_B}{W_E} \right)^2 \cdot \frac{D_{nE} \cdot D_{pE}}{D_{nB} \cdot D_{pB}}$$

como $W_E \approx W_B$ e $D_{nB} \cdot D_{pB} \gg D_{nE} \cdot D_{pE}$ (por causa dos níveis de dopagem N^+ e P) \rightarrow

$$\int_A^{J_1} \frac{J_p}{q D_{pp}} dx \ll \int_{J_2}^B \frac{J_m}{q D_{nm}} dx$$

portanto pode-se escrever:

$$(pm)_{J_1} \cong n_i^2 \exp\left(\frac{V_a}{V_T}\right) \cdot \exp\left[-\int_{J_1}^{J_2} \frac{J_m}{q D_{nm}} dx\right]$$

$$(pm)_{J_2} \cong n_i^2 \exp\left(\frac{V_a}{V_T}\right) \cdot \exp\left[-\int_{J_1}^{J_2} \frac{J_p}{q D_{pp}} dx\right]$$

Pode-se distinguir 2 casos:

1) Tensões aplicadas pequenas

J_m e J_p são pequenas \rightarrow queda de tensão na região N pode ser desprezada \rightarrow aproximação de Boltzmann é válida em J_1

O mesmo vale em J_2 , uma vez que η é alto e o valor de J_p é pequeno. No entanto,

$\frac{J_p}{p} > \frac{J_m}{n}$ e pode-se escrever:

$$(pm)_{J_2} \cong (pm)_{J_1} \cong n_i^2 \exp \frac{V_a}{V_T}$$

$$(pm)_{J_2} < (pm)_{J_1}$$

2 - Aumentando-se a tensão V_a

J_n e J_p aumentam

Não existe mais a condição de baixa injeção na região N (a concentração de lacunas aumenta e atinge a de elétrons).

Entretanto, devido à alta dopagem da região N^+ , $J_p \ll J_n$

logo

$$\int_{J_1}^{J_2} \frac{J_n}{q D_n n} dx \gg \int_{J_1}^{J_2} \frac{J_p}{q D_p p} dx$$

desprezível já que J_p é muito pequena.

logo

$$(p_n)_{J_2} \approx n_i^2 \exp\left(\frac{V_a}{V_T}\right)$$

$$(p_n)_{J_1} \ll (p_n)_{J_2}$$

Conseqüentemente, a aproximação de Boltzmann pode ser aplicada mais precisamente em J_2 do que J_1

$$(em J_1) (p_n) \ll n_i^2 \exp\left(\frac{V_a}{V_T}\right)$$

Tudo se passa como se a junção tivesse "mudado" de J_1 para J_2 . A região N, inicialmente "localizada" no emissor N^+ , passa para o lado da base.

TEMOS O EFEITO DE "BASE WIDENING INTO THE EMITTER"

Estudo Analítico do BWE

A eficiência de injeção em uma junção p-n é escrita como :

$$\eta = \frac{J_n}{J_p} = \frac{\int_A^B \frac{n}{D_p} dx}{\int_A^B \frac{p}{D_n} dx}$$

A alta dopagem da zona N^+ permite escrever

$$\int_A^B \frac{n}{D_p} dx \approx \int_{J_2}^B \frac{n}{D_p} dx \approx \int_{J_2}^B \frac{N_D^+}{D_p} dx = \frac{Q_E}{q D_p E}$$

$$\int_A \frac{-p}{D_m} dx \approx \int_A \frac{-p}{D_m} dx + \int_{J_1}^{-c} \frac{-p}{D_m} dx + \int_{J_2}^B \frac{-p}{D_m} dx$$

que pode ser reescrita como:

$$\int_A^B \frac{-p}{D_m} dx = \underbrace{\frac{Q_B}{q \bar{D}_{mB}} + \frac{Q_{SB}}{q \bar{D}_{mB}}}_{\text{região P}} + \underbrace{\frac{Q_{SN}}{q \bar{D}_{mN}}}_{\text{região N}} + \underbrace{\frac{Q_{SE}}{q \bar{D}_{mE}}}_{\text{região N+}}$$

Q_{SE} = carga de lacunas armazenadas em N^+

Q_{SB} = carga armazenada em P (excesso de elétrons)

Q_{SN} = " " " " N (" " ")

Logo

$$\eta = \frac{\bar{D}_{mB} \cdot Q_E}{D_{pE} \cdot Q_B} \cdot \frac{1 + \frac{Q_{SB}}{Q_B} + \frac{\bar{D}_{mB} \cdot Q_{SN}}{\bar{D}_{mN} \cdot Q_B} + \frac{\bar{D}_{mN} \cdot Q_{SE}}{\bar{D}_{mE} \cdot Q_B}}{1}$$

A variação de η é dada em função da corrente que atravessa a estrutura

$$Q_{SE} = \chi_E \cdot J_p \quad ; \quad \chi_E = \frac{W_E^2}{2 D_p E} \quad (\text{tempo de transit das lacunas})$$

$$Q_{SB} = \chi_B \cdot J_m \quad ; \quad \chi_B = \frac{W_B^2}{4 D_m B}$$

Q_{SN} = É a parcela que reflete o mecanismo de BWE, que só se verifica quando a região N está sob alta injeção

→ Aparece um campo elétrico e os elétrons movem-se parte por drift e parte por difusão:

$$J_m = z \cdot q \bar{D}_m N \frac{dm}{dx}$$

Mostra-se que a distribuição dos portadores é linear:

$$Q_{SN} = \frac{1}{2} q (p_1 + p_2) W_N$$

$$p_1 = p_2 - \frac{J_m W_N}{2 q \bar{D}_m N}$$

Além disso, na região N sob alta injeção temos $p \approx n \rightarrow p_2 \approx \sqrt{(p_m)_{J_2}}$

Logo, conhecendo-se (μm) em J_2 temos

$$Q_{SN} = J_m \frac{W_N^2}{4\overline{D_{mN}}} + \sqrt{J_m W_N^2 \left(\frac{Q_B}{D_{mB}} + \frac{W_B^2}{4\overline{D_{mB}^2}} \right)}$$

Com a expressão para Q_{SN} podemos determinar as expressões para o modelo do transistor:

$$I_c = \frac{\alpha_{NO}^* I_{SO}}{1 + f(I_c)} \left(\exp \frac{V_{BE}}{V_T} - 1 \right)$$

$$f(I_c) = \left[\frac{W_B^2}{4\overline{D_{mB}} q \int_{W_E}^{W_B} N_A(x) dx} + \frac{1}{I_{BWE}} \right] \cdot I_c$$

$$\frac{D_{mE}}{D_{mB}} Q_B = J_{BWE} \frac{W_E^2}{4\overline{D_{mE}}} + \left[J_{BWE} \cdot W_E^2 \left(\frac{Q_B}{D_{mB}} + \frac{W_B^2}{4\overline{D_{mB}^2}} \right) \right]^{1/2}$$

$$I_{BWE} = J_{BWE} \cdot A_c$$