

SEL-EESC-USP

# BJT - Introdução

P. R. Veronese  
2015

# BJT - Transistores Bipolares de Junção

## 1.1– Generalidades e Princípio de Funcionamento

### 1.1.1 - Estrutura Interna

Transistores Bipolares de Junção ( $BJT \equiv Bipolar Junction Transistor$ ) são estruturas eletrônicas (quadripolos) ativas constituídas de duas junções **pn** interdependentes, como ilustra, esquematicamente, a Figura 1. Podem ser construídas com semicondutores como o silício, o germânio ou com estruturas mistas dos tipos  $SiGe$  ou  $SiC$ . Esses semicondutores devem ser adequadamente dopados com elementos químicos dos grupos **III** ou **V**, de modo a formarem regiões do tipo **p**, com excesso de lacunas livres, ou do tipo **n**, com excesso de elétrons livres, as quais, quando em contato íntimo, formam junções depletadas nas fronteiras e, portanto, retificadoras de corrente elétrica. As regiões mais externas têm, como função, emitir cargas livres ou coletar as cargas livres emitidas e, por isso, recebem os nomes de *emissor* e de *coletor*, respectivamente. A região central, chamada *base*, controla a quantidade de emissão e de coleta dessas cargas, variando a condutividade do dispositivo e fazendo com que a corrente entre os terminais de emissor e de coletor seja modulada por uma grandeza elétrica de controle, aplicada nessa região. Por causa dessa propriedade elétrica, a estrutura recebeu o nome de transistor (acrônimo de *transfer-resistor*). A região de base possui uma largura metálica, estipulada em projeto, igual à  $W_b$  e uma largura efetiva útil, determinada pelas fronteiras da região de cargas espaciais da base, chamada  $W_{bef}$ , cuja dimensão é essencial na análise do funcionamento do dispositivo. Como, em junções **pn**, correntes de elétrons e de lacunas coexistem naturalmente, o dispositivo possui característica bipolar. Ao contrário das válvulas, que só conduzem elétrons em elementos metálicos, o transistor bipolar pode ser fabricado com duas polaridades, **nnp** e **pnp**, como mostram as Figuras 1a e 1b, respectivamente.

### 1.1.2 - Simbologia

Transistores bipolares de junção são, na realidade, quadripolos com três terminais (um deles deve ser sempre comum à entrada e à saída) chamados de base (*B*), de coletor (*C*) e de emissor (*E*) e representados, em esquemas elétricos, pelos símbolos apresentados nas Figuras 1c e 1d. As setas agregadas a esses símbolos indicam os sentidos convencionais das correntes elétricas, de coletor, de base e de emissor, nos terminais externos.

### 1.1.3 – Efeito Transistor

Se analisadas independentemente, as estruturas da Figura 1 são constituídas aparentemente por dois diodos ligados em série e com polaridades opostas, como mostram as Figuras 2c e 2d. Quando uma tensão externa  $V_{CE}$  for aplicada entre os terminais de coletor e de emissor, com qualquer polaridade, se o terminal de base estiver aberto, não haverá corrente significativa entre esses terminais, até que um dos diodos alcance a ruptura reversa. Esse fato acontece porque diodos reversamente polarizados não conduzem ou apenas conduzem correntes de minoritários, as quais são desprezíveis na temperatura ambiente. Nesse caso, diz-se que os transistores estão em corte ou, simplesmente, cortados. A região central (*B*) é comum às duas junções e, conseqüentemente, as regiões de coletor e de emissor não podem trabalhar de maneira independente. Se um potencial externo  $V_{BE}$ , positivo, for aplicado entre os terminais de base e de emissor da estrutura das Figuras 2a ou 2c, o diodo  $D_{BE}$  ficará polarizado diretamente e conduzirá uma corrente  $I_{BE}$  significativa.

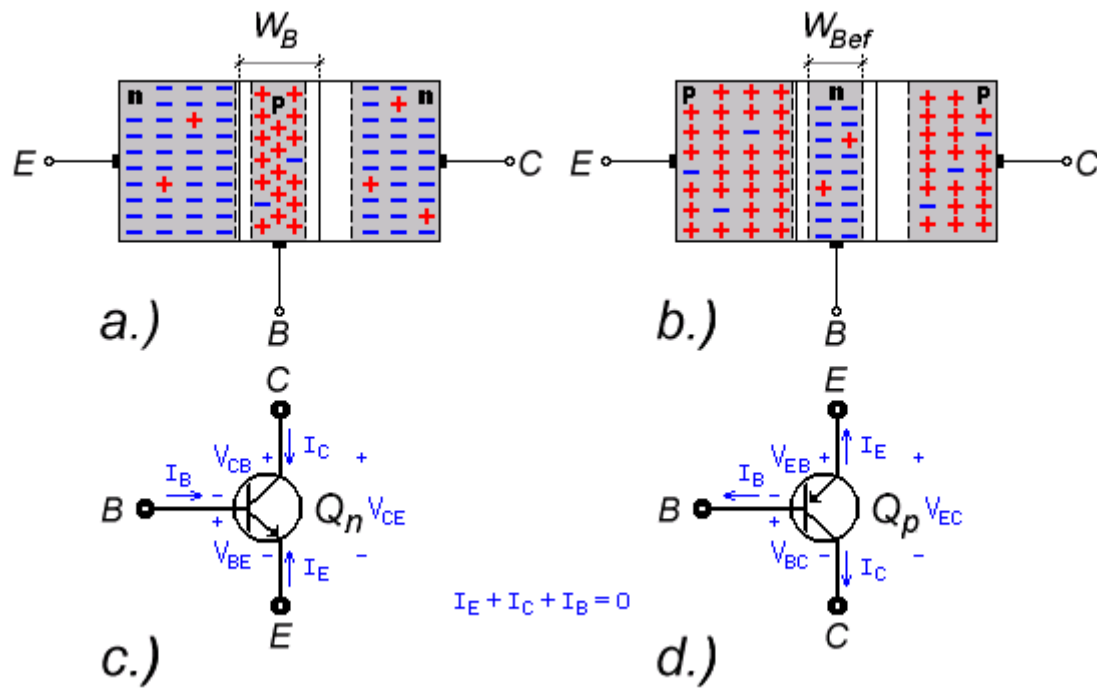


Figura 1 - Cortes Esquemáticos e Simbologia do BJT. a.) Estrutura npn. b.) Estrutura pnp. c.) Símbolo do BJT npn. d.) Símbolo do BJT pnp.

No processo de condução direta do diodo  $D_{BE}$  da Figura 2a, lacunas serão injetadas no emissor e elétrons serão injetados na base do transistor. Os elétrons injetados na base são minoritários dessa região e sua população será diretamente proporcional à corrente direta de injeção,  $I_{BE}$ . Se, ao mesmo tempo, for aplicado, entre os terminais de coletor e de base do transistor, um potencial externo positivo,  $V_{CB}$ , o diodo  $D_{BC}$ , mesmo estando polarizado reversamente, conduzirá significativamente, pois a população de minoritários na junção é elevada, graças à corrente  $I_{BE}$ . Se  $|V_{BC}| \gg |V_{BE}|$ , os minoritários injetados pela ação de  $I_{BE}$  serão, prioritariamente, coletados pelo coletor gerando, então, uma corrente  $I_{CE} \gg I_{BE}$ . A Figura 3e ilustra esse processo. O efeito oriundo da coleta de minoritários injetados por  $I_B$  na região de base, gerando uma corrente reversa significativa na junção B-C, é chamado de efeito transistor. A corrente de coletor torna-se, então, diretamente proporcional à corrente de base e é, portanto, controlada por esta. A descrição desse mecanismo é análoga à desenvolvida para junções **pn** de base curta e pode ser estudada com mais profundidade na literatura especializada [2] [3] [5]. A estrutura física elementar de um transistor de junção **npn** é apresentada na Figura 3a e a representação esquemática dessa estrutura, polarizada na região ativa direta, é apresentada na Figura 3b. Nessa região de funcionamento, a junção B-E deve ser polarizada diretamente e a junção B-C deve ser polarizada reversamente. Então, para transistor **npn**, devem valer as relações:  $V_{BE} > 0$  e  $V_{BC} \ll 0$ . Como  $V_{BE} - V_{BC} = V_{CE}$ , tem-se que, nessa região de polarização,  $V_{CE} \gg 0$ . Por convenção de quadripolos, são consideradas positivas as correntes que penetram nos terminais do dispositivo e são consideradas negativas as correntes que deixam os terminais do dispositivo. Tem-se, então, pelo esquema da Figura 3b, que  $I_C > 0$ ,  $I_B > 0$  e  $I_E < 0$ , ou seja,  $I_E + I_C + I_B = 0$ , ou ainda,  $I_E = I_C + I_B$ .

Para que a estatística de Boltzmann seja válida para o cálculo de concentrações de portadores nos limites das junções dessa estrutura, as densidades de dopagem de base e de emissor devem ser assumidas como uniformes e a base deve ser muito estreita. Analogamente ao calculado para junções **pn**, as concentrações de minoritários na base, nos limites das regiões de depleção do esquema da Figura 3b, valem:

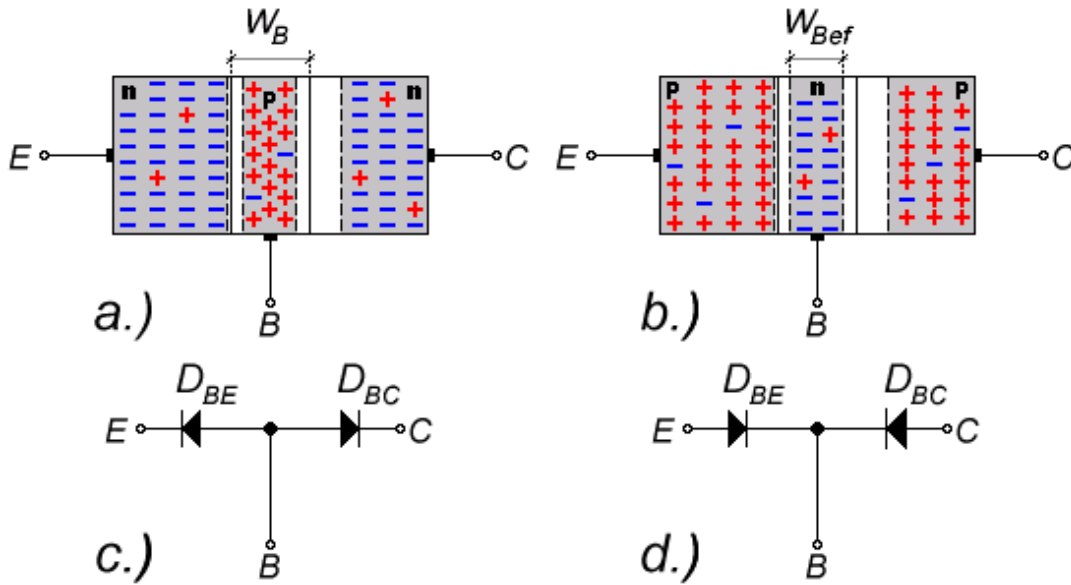


Figura 2 - Cortes Esquemáticos e Circuitos Aparentemente Equivalentes ao BJT. a.) Estrutura n-p-n. b.) Estrutura p-n-p. c.) Estrutura n-p-n. d.) Estrutura p-n-p.

$$n_p(0) = n_{po} \times e^{\frac{V_{BE}}{V_i}} \tag{1a}$$

e

$$n_p(W_{Bef}) = n_{po} \times e^{\frac{V_{BC}}{V_i}} \cong 0 \tag{1b}$$

Nas Equações 1a e 1b,  $n_{po} \cong n_i^2 / N_a$ , representa a concentração de elétrons minoritários no lado **p** (base), em equilíbrio térmico. Deve-se notar que, em regime de baixa injeção,  $n_{po} \ll N_a$ , sendo  $N_a$  a concentração de dopantes na base.

A grandeza  $n_p(0)$  representa a concentração de elétrons minoritários na fronteira da região de depleção B-E, fora do equilíbrio térmico e  $n_p(W_{Bef})$  representa a concentração de elétrons minoritários na fronteira da região de depleção B-C, fora do equilíbrio térmico.  $W_{Bef}$  é a largura líquida ou efetiva da base.

Se a taxa de recombinação de elétrons injetados na base for pequena e a largura de base for estreita ( $W_{Bef} \ll L_n$ ), a concentração de elétrons minoritários na base, designada genericamente por  $n_p(x)$ , varia linearmente com a distância, como mostra a Figura 3c, ou seja:

$$n_p(x) = \frac{x}{W_{Bef}} \times n_{po} + \frac{W_{Bef} - x}{W_{Bef}} \times n_p(0)$$

Como foi visto em junções **pn**, os elétrons, injetados pela polarização direta da junção B-E, são difundidos pela base na direção do gradiente de concentração e a densidade de corrente desses portadores vale:

$$J_n = qD_n \frac{dn_p(x)}{dx} = qD_n \times \frac{n_{po} - n_p(0)}{W_{Bef}} \text{ [A/cm}^2\text{]} \tag{2}$$

Usando-se a Equação 1a e multiplicando-se a Equação 2 pela área seccional de emissor ( $A_E$ ), obtém-se na base:

$$I_n = \frac{qA_E D_n n_{po}}{W_{Bef}} \times (1 - e^{\frac{V_{BE}}{V_i}}) \text{ [A]} \tag{3}$$

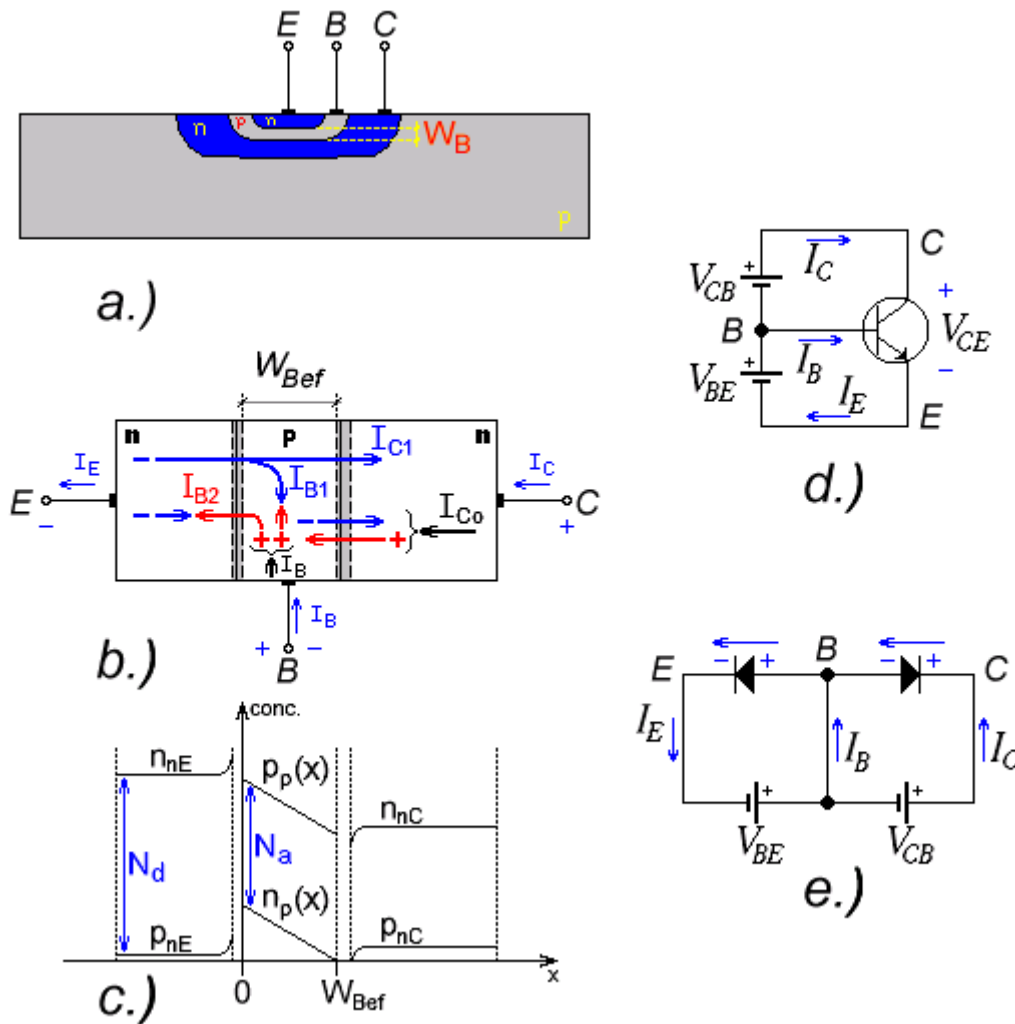


Figura 3 - Transistor npn. a.) Seção Transversal da Estrutura Física Planar Elementar. b.) Representação Esquemática Idealizada. c.) Gráfico de Concentração de Cargas ao Longo da Estrutura da Figura 3b. d.) Esquema Elétrico da Estrutura com Polarização na Região Ativa Direta. e.) Sentido das Correntes e Tensões Elétricas Aplicadas aos Diodos Internos da Estrutura.

A Equação 3 representa, portanto, a corrente de difusão de minoritários (elétrons) pela base, gerada pela aplicação da tensão  $V_{BE}$ . Esses minoritários cruzam a base na direção do gradiente de concentração e, se, nessa região, a taxa de recombinação for pequena e a largura efetiva for diminuta, esses minoritários serão recolhidos preferencialmente na junção reversamente polarizada, B-C, desde que o campo elétrico, nesse ponto, seja elevado, isto é,  $|V_{BC}| \gg |V_{BE}|$ . Considerando positiva a corrente que penetra no terminal de coletor e substituindo-se o valor de  $n_{p0}$ , pode-se, então, escrever que:

$$I_{C1} \cong \frac{qA_E D_n n_i^2}{N_a W_{Bef}} \times \left( e^{\frac{V_{BE}}{V_t}} - 1 \right) = \frac{qA_E D_n n_i^2}{Q_B} \times \left( e^{\frac{V_{BE}}{V_t}} - 1 \right) \quad [A] \quad (4)$$

Na Equação 4,  $D_n$  [cm<sup>2</sup>/s] é a constante de difusão de elétrons na base;  $N_a$  [cm<sup>-3</sup>] é a concentração de dopantes, considerada uniforme, na base;  $n_i \cong 1,45 \times 10^{10}$  [cm<sup>-3</sup>] @ 27 °C é a concentração intrínseca do silício;  $A_E$  [cm<sup>2</sup>] é a área seccional de emissor;  $q$  [C] é a carga do elétron;  $V_t = kT/q$  [V] é o potencial térmico e  $W_{Bef}$  [cm] é a largura efetiva da base.

O número  $Q_B = N_a W_{Bef}$  [cm<sup>-2</sup>], também chamado de número de Gummel [6], representa o número de átomos dopantes da base por unidade de área de emissor, ou seja, é a carga normalizada da base.

Pela Equação 4 constata-se que, pelo efeito transistor, a corrente de coletor do *BJT* varia exponencialmente com a tensão direta  $V_{BE}$  e que, para um determinado valor de  $V_{BE}$ , essa corrente pode ser aumentada se a área seccional de emissor for aumentada ou se a concentração de dopantes ou a largura de base forem diminuídas.

Analogamente ao que foi desenvolvido para o diodo de junção *pn*, a Equação 4 pode ser reescrita da seguinte forma:

$$I_{C1} = I_S \left( e^{\frac{V_{BE}}{V_t}} - 1 \right) \quad [\text{A}] \quad (5)$$

Na Equação 5, a parcela  $I_{C1} = -I_S$  corresponde à corrente reversa convencional das junções *B-C* e *B-E*, quando, respectivamente,  $V_{BE} < 0$  e  $V_{BC} < 0$ . A parcela  $I_{C1} = I_S \times \exp(V_{BE}/V_t)$ , nessa mesma equação, corresponde ao efeito transistor e é relevante quando  $V_{BE} > 0$  e  $V_{BC} < 0$ .

A corrente  $I_S$ , nesse caso chamada de corrente de transporte, é uma constante usada para descrever a característica de transferência do transistor na região ativa direta e vale genericamente para bases uniformemente dopadas ou não:

$$I_S = \frac{qA_E \bar{D}_n n_i^2}{N_a W_{Bef}} = \frac{qA_E \bar{D}_n n_i^2}{Q_B} \quad [\text{A}] \quad (6a)$$

Na Equação 6a,  $\bar{D}_n$  [ $\text{cm}^2/\text{s}$ ] é o valor médio efetivo da constante de difusão de elétrons na base, necessário para o cálculo envolvendo bases com dopagens não-uniformes, nas quais a constante de difusão é função da concentração de impurezas. Na prática, a corrente teórica de transporte dos transistores bipolares fica na faixa:  $0,1 \text{ fA} \leq I_S \leq 10 \text{ fA}$ . A Figura 3b mostra esquematicamente a corrente  $I_{C1}$ , que é uma corrente de elétrons injetados do emissor na base e difundidos através do coletor.

Para estruturas **pn**p a Equação 6b, na qual  $\bar{D}_p$  [ $\text{cm}^2/\text{s}$ ] é o valor médio efetivo da constante de difusão de lacunas e  $N_d$  [ $\text{cm}^{-3}$ ] é a concentração de dopantes, ambas na base, é válida.

$$I_S = \frac{qA_E \bar{D}_p n_i^2}{N_d W_{Bef}} = \frac{qA_E \bar{D}_p n_i^2}{Q_B} \quad [\text{A}] \quad (6b)$$

A corrente de base, em um modelo idealizado de primeira ordem, com níveis moderados de corrente, é composta por duas parcelas principais:  $I_{B1}$ , que representa a corrente de recombinação de elétrons injetados pelo emissor e recombinados na base e  $I_{B2}$ , que representa a corrente de recombinação de lacunas injetadas pela base e recombinadas no emissor. A corrente  $I_{B1}$ , que é proporcional à carga de portadores minoritários na base ( $Q_{F1}$ ), vale [3]:

$$I_{B1} = -\frac{qA_E D_n}{L_n^2} \times Q_{F1} = -\frac{qA_E D_n}{L_n^2} \times \int_0^{W_{Bef}} [n_p(0) - n_{po}] dx$$

Calculando-se  $Q_{F1}$ , e levando-se em conta que  $L_n = \sqrt{D_n \tau_B}$ , essa corrente resulta:

$$I_{B1} = -\frac{qA_E n_{po} W_{Bef}}{2\tau_B} \times \left( e^{\frac{V_{BE}}{V_t}} - 1 \right) \quad [\text{A}] \quad (7)$$

A grandeza  $\tau_B$  [s] mede o tempo de vida de minoritários (elétrons) na base. Para transistores convencionais usados em circuitos integrados, a parcela  $I_{B1}$  da corrente de base é pequena comparada à parcela  $I_{B2}$ .

A corrente  $I_{B2}$  depende do gradiente de cargas minoritárias (lacunas) no emissor e vale:

$$I_{B2} = \frac{qA_E D_p n_i^2}{L_p N_d} \times \left( e^{\frac{V_{BE}}{V_i}} - 1 \right) \quad [\text{A}] \quad (8)$$

Na Equação 8,  $D_p$  [ $\text{cm}^2/\text{s}$ ] é a constante de difusão de lacunas no emissor;  $N_d$  [ $\text{cm}^{-3}$ ] é a concentração de dopantes, considerada uniforme, no emissor;  $n_i \cong 1,45 \times 10^{10}$  [ $\text{cm}^{-3}$ ] @ 27 °C é a concentração intrínseca do silício;  $A_E$  [ $\text{cm}^2$ ] é a área seccional de emissor;  $q$  [C] é a carga do elétron;  $V_i = kT/q$  [V] é o potencial térmico e  $L_p$  [cm] é o comprimento de difusão de lacunas no emissor.

A corrente total de base, com o sentido indicado na Figura 3b, vale, portanto:

$$I_B = I_{B2} - I_{B1} = qA_E n_i^2 \times \left( \frac{W_{Bef}}{2\tau_B N_a} + \frac{D_p}{L_p N_d} \right) \times \left( e^{\frac{V_{BE}}{V_i}} - 1 \right) \quad [\text{A}] \quad (9)$$

A Equação 9, embora tenha sido deduzida para base e emissor uniformes, apresenta uma dependência funcional adequada de  $I_B$  em relação aos parâmetros de um dispositivo prático com base não-uniforme, duplamente difundida [3]. Os efeitos e componentes de segunda ordem, presentes em componentes reais, serão analisados separadamente.

A relação entre a corrente de coletor idealizada e a corrente idealizada de base é definida como ganho direto ideal de corrente ( $\beta_F = I_{C1}/I_B$ ) e, pela divisão das Equações 4 e 9, vale:

$$\beta_F = \frac{\frac{qA_E D_n n_i^2}{N_a W_{Bef}}}{qA_E n_i^2 \times \left( \frac{W_{Bef}}{2\tau_B N_a} + \frac{D_p}{L_p N_d} \right)} = \frac{\frac{D_n}{N_a W_{Bef}}}{\frac{W_{Bef}}{2\tau_B N_a} + \frac{D_p}{L_p N_d}} \quad (10)$$

Rearranjando-se a Equação 10, obtém-se:

$$\beta_F = \frac{1}{\frac{W_{Bef}^2}{2\tau_B D_n} + \frac{D_p}{D_n} \times \frac{W_{Bef}}{L_p} \times \frac{N_a}{N_d}} \quad (11a)$$

A Equação 11a, embora com baixa precisão para cálculos numéricos, é uma forma clássica de apresentar o ganho de corrente do *BJT* do tipo **npn** [2] [3] [5]. A Figura 3b mostra esquematicamente as correntes  $I_{B1}$  e  $I_{B2}$ .

Para o *BJT* do tipo **pnp**, a equação de  $\beta_F$  torna-se igual a:

$$\beta_F = \frac{1}{\frac{W_{Bef}^2}{2\tau_B D_p} + \frac{D_n}{D_p} \times \frac{W_{Bef}}{L_n} \times \frac{N_d}{N_a}} \quad (11b)$$

Na Equação 11b,  $D_n$  [ $\text{cm}^2/\text{s}$ ] é a constante de difusão de elétrons no emissor;  $D_p$  [ $\text{cm}^2/\text{s}$ ] é a constante de difusão de lacunas na base;  $N_d$  [ $\text{cm}^{-3}$ ] é a concentração de dopantes, considerada uniforme, na base;  $N_a$  [ $\text{cm}^{-3}$ ] é a concentração de dopantes, considerada uniforme, no emissor;  $L_n$  [cm] é o comprimento de difusão de elétrons no emissor;  $\tau_B$  [s] é o tempo de vida de minoritários (lacunas) na base e  $W_{Bef}$  [cm] é a largura efetiva de base.

Analisando-se as Equações 11a e 11b percebe-se que a largura efetiva da base é um fator primordial no dimensionamento do  $\beta_F$  do transistor.

O ganho direto de corrente  $\beta_F$  é maximizado se  $W_{Bef}$  for minimizado. As densidades de dopagem na base e no emissor também influenciam no  $\beta_F$  do transistor. Para que  $\beta_F$  seja maximizado, a concentração de dopantes no emissor deve ser muito maior do que a concentração de dopantes na base, isto é,  $N_d \gg N_a$ , para transistores **npn**, e  $N_a \gg N_d$ , para transistores **pnp**. Por essa razão, os transistores reais são construídos com emissores superdopados e com bases fraca ou medianamente dopadas. O coletor, que possui pouca influência nesse processo, deve ser fracamente dopado para que a tensão de ruptura reversa da junção B-C seja aumentada. Os transistores reais possuem, portanto, estruturas do tipo **n<sup>+</sup>pn<sup>-</sup>** ou do tipo **p<sup>+</sup>np<sup>-</sup>** e não são, conseqüentemente, simétricos, isto é, coletor é sempre coletor e emissor é sempre emissor.

Transistores **npn** convencionais de circuitos integrados possuem ganhos diretos de corrente na faixa  $50 \leq \beta_F \leq 500$ , enquanto que dispositivos discretizados, tanto **npn** quanto **pnp**, possuem esses ganhos na faixa  $100 \leq \beta_F \leq 900$ . Transistores **pnp** convencionais de circuitos integrados, conhecidos como **pnp** laterais, possuem ganhos diretos de corrente na faixa  $10 \leq \beta_F \leq 100$ .

Se o ganho de corrente do *BJT* for analisado em função da razão entre o número de minoritários coletados pelo coletor e o número de minoritários recombinados na base, o ganho direto de corrente também pode ser escrito como [2]:

$$\beta_F = \frac{\tau_B}{\tau_T} \quad (12)$$

Na Equação 12,  $\tau_B$  é o tempo médio de vida do minoritário na base e  $\tau_T$ , chamado de *tempo de trânsito*, é o tempo que o minoritário, injetado pelo emissor, demora para cruzar a base e alcançar o coletor. Em bases muito estreitas, o tempo de trânsito cai e, portanto,  $\beta_F$  aumenta. Em bases fracamente dopadas, o tempo de vida médio dos minoritários nessa região cresce e, portanto,  $\beta_F$  aumenta, comprovando a necessidade de bases estreitas e fracamente dopadas para transistores de  $\beta_F$  elevado.

A corrente total de coletor inclui uma componente de fuga reversa na junção B-C, chamada de  $I_{Co}$ , desprezível em temperatura ambiente, como mostra a Figura 3b. Desprezando-se  $I_{Co}$  e analisando-se o esquema da Figura 3d conclui-se que  $I_E = I_C + I_B = I_C + I_C/\beta_F$ , ou seja,  $I_E = I_C/\alpha_F$ , onde:

$$\alpha_F = \frac{\beta_F}{\beta_F + 1} \quad (13)$$

Se o valor de  $\beta_F$ , dado pela Equação 11a, for substituído na Equação 13, a razão de transferência de corrente,  $\alpha_F$ , pode ser escrito pela relação:  $\alpha_F = \alpha_T \times \gamma$ , onde:

$$\alpha_T = \frac{2\tau_B D_n}{2\tau_B D_n + W_{Bef}^2} \quad (14a)$$

e

$$\gamma = \frac{1}{1 + \frac{D_p}{D_n} \times \frac{W_{Bef}}{L_p} \times \frac{N_a}{N_d}} \quad (14b)$$

A grandeza  $\alpha_T$ , chamada de fator de transporte de base, representa a razão entre as cargas que alcançam o coletor e as cargas injetadas na base pelo emissor. A grandeza  $\gamma$ , chamada de eficiência de injeção de emissor, representa a razão entre a corrente de minoritários injetados na base pelo emissor e a corrente total (elétrons + lacunas) que cruza a junção B-E.



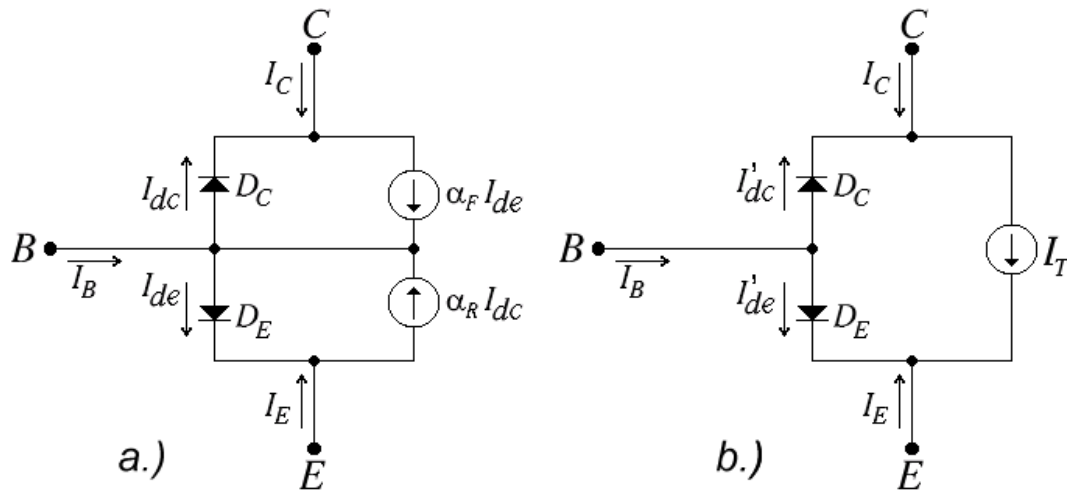


Figura 4 - Modelos de Ebers-Moll do Transistor *npn*. a.) Convencional. b.) De Transporte.

Idealmente  $\gamma \rightarrow 1$ , se  $W_{bef} \ll L_p$  e  $N_d \gg N_a$ . Também idealmente,  $\alpha_T \rightarrow 1$  e, conseqüentemente  $\alpha_F \rightarrow 1$ , se  $W_{bef}$  for muito pequeno.

## 1.2 - Modelagem Idealizada

Para que um dispositivo eletrônico possa ser utilizado praticamente em cálculos de circuitos, equações matemáticas que retratem o comportamento físico do mesmo devem ser desenvolvidas. A maneira mais adequada de se fazer isso é através da substituição do componente por um modelo elétrico equacionável que consiga representá-lo da maneira mais precisa possível. Serão vistos a seguir alguns modelos elétricos usados para o *BJT*.

### 1.2.1 – Modelo de Ebers-Moll

O primeiro modelo prático eficiente para o *BJT*, embora idealizado, foi desenvolvido pelos físicos Ebers e Moll em 1954 [4]. Esse modelo, válido para grandes sinais, consiste na adição de fontes de corrente, representando o efeito transistor, adicionadas aos diodos já existentes no modelo da Figura 3e. A Figura 4a apresenta esse modelo para o transistor *npn*. As correntes  $I_{dc}$  e  $I_{de}$  são as normais das junções **pn** de *B-C* e de *B-E*, respectivamente. As fontes de corrente  $\alpha_F I_{de}$  e  $\alpha_R I_{dc}$  representam o efeito transistor (coleta de excesso de minoritários injetados na base), nos sentido direto e reverso, respectivamente. Como foi visto na Seção 1.1.3, dependendo de alguns fatores físicos e geométricos, se  $|V_{cb}| \gg |V_{be}|$ , a corrente coletada pelo coletor será significativamente superior à corrente absorvida externamente pela base, isto é,  $I_C \gg I_B$ . Essa proporcionalidade entre grandezas de transporte de cargas ( $I_C \propto I_B$  e  $I_C \gg I_B$ ) dá ao dispositivo uma característica marcante de amplificação de corrente. A constante de proporcionalidade entre as duas correntes, idealizada neste modelo e denotada por  $\beta_F$ , é o fator de amplificação de corrente do dispositivo. A Figura 4a mostra um circuito equivalente ao *BJT*, do tipo *npn*, conhecido como modelo de Ebers-Moll para grandes sinais. Nesse modelo as junções são modeladas por diodos ( $D_C$  e  $D_E$ ), cujas correntes são normalmente calculadas, conhecida como equação de Shockley [1]. Então:

$$I_{dc} = I_{SC} \left( e^{\frac{V_{BC}}{V_i}} - 1 \right) \quad [\text{A}] \quad (15a)$$

e

$$I_{de} = I_{SE} \left( e^{\frac{V_{BE}}{V_i}} - 1 \right) \quad [\text{A}] \quad (15b)$$

O efeito transistor é modelado por duas fontes de corrente ideais que afetam cada diodo em função da polarização externa. A somatória das correntes nos nós é, evidentemente, nula. O equacionamento do circuito da Figura 4a resulta:

$$I_C = \alpha_F I_{SE} \left( e^{\frac{V_{BE}}{V_t}} - 1 \right) - I_{SC} \left( e^{\frac{V_{BE}}{V_t}} - 1 \right) \quad [\text{A}] \quad (16a)$$

$$I_B = (1 - \alpha_F) I_{SE} \left( e^{\frac{V_{BE}}{V_t}} - 1 \right) + (1 - \alpha_R) I_{SC} \left( e^{\frac{V_{BC}}{V_t}} - 1 \right) \quad [\text{A}] \quad (16b)$$

As Equações 16a e 16b descrevem o comportamento do *BJT*, do tipo **npn**, em qualquer situação de polarização, segundo o modelo de Ebers-Moll. A corrente de emissor, por somatória no nó global representado pelo transistor, vale  $I_E = I_C + I_B$ , e, portanto:

$$I_E = I_{SE} \left( e^{\frac{V_{BE}}{V_t}} - 1 \right) - \alpha_R I_{SC} \left( e^{\frac{V_{BC}}{V_t}} - 1 \right) \quad [\text{A}] \quad (17)$$

Em função das tensões de polarização externas, o transistor **npn** pode estar polarizado em quatro regiões distintas de trabalho, a saber:

#### 1.2.1.a – Região Ativa Direta ( $V_{BE} > 0$ e $V_{BC} < 0$ ):

Nesse caso, o diodo  $D_E$ , referente à junção *B-E* estará diretamente polarizado e o diodo  $D_C$ , referente à junção *B-C* estará reversamente polarizado. As Equações 16a e 16b tornam-se, então:

$$I_C = \alpha_F I_{SE} \left( e^{\frac{V_{BE}}{V_t}} - 1 \right) + I_{SC} \quad [\text{A}] \quad (18a)$$

$$I_B = (1 - \alpha_F) I_{SE} \left( e^{\frac{V_{BE}}{V_t}} - 1 \right) - (1 - \alpha_R) I_{SC} \quad [\text{A}] \quad (18b)$$

Isolando-se o termo exponencial da Equação 18b e substituindo-o na Equação 18a, obtém-se:

$$I_C = \frac{\alpha_F}{1 - \alpha_F} I_B + \left[ \frac{\alpha_F}{1 - \alpha_F} (1 - \alpha_R) + 1 \right] I_{SC}$$

Substituindo-se o valor de  $\alpha_F$ , dado pela Equação 5.13, obtém, finalmente:

$$I_C = \beta_F I_B + (\beta_F + 1)(1 - \alpha_F \alpha_R) I_{SC} \quad [\text{A}] \quad (19)$$

A Equação 19 estabelece uma relação entre a corrente de coletor e a corrente de base em um transistor bipolar polarizado na região ativa direta, segundo o modelo de Ebers-Moll. O termo  $(1 - \alpha_F \alpha_R) I_{SC}$  corresponde à corrente  $I_{CO}$ , mostrada na Figura 3b. A corrente  $I_{CO}$  ou  $I_{CBO}$ , como é chamada em folhas de dados de transistores, é a corrente de fuga reversa da junção *B-C* com o emissor aberto. Embora teoricamente essa corrente possa ser considerada desprezível, na prática ela possui valores na faixa  $1 \text{ pA} \leq I_{CBO} \leq 1 \text{ }\mu\text{A}$  @ 25 °C, dependendo do tipo de transistor, e, aproximadamente, dobra a cada 8 °C de aumento de temperatura da junção.

Englobando-se todas essas considerações, usando-se a Equação 5, pode-se escrever para um transistor bipolar **npn**:

$$I_C = I_S \left( e^{\frac{V_{BE}}{V_i}} - 1 \right) \quad [\text{A}] \quad (20)$$

e

$$I_C = \beta_F I_B + (\beta_F + 1) I_{CBO} \quad [\text{A}] \quad (21)$$

A grandeza  $I_S = \alpha_F I_{SE}$  é a corrente de transporte do transistor, avaliada pela Equação 5, e  $\beta_F$  é o ganho direto idealizado de corrente do transistor.

O transistor polarizado na região ativa direta é usado como amplificador analógico de sinais.

#### 1.2.1.b – Região Ativa Reversa ( $V_{BE} < 0$ e $V_{BC} > 0$ ):

Essa região é caracterizada por uma polarização semelhante à do caso anterior, mas com os terminais de coletor e de emissor trocados entre si. O coletor, portanto, passará a emitir cargas e o emissor, por outro lado, passará a coletar cargas. Como o transistor não é simétrico e como essas regiões não foram otimizadas para exercer essas funções, o rendimento eletrônico do dispositivo cairá e o ganho de corrente será igual a  $\beta_R \ll \beta_F$ . O ganho reverso de corrente de transistores **npn** convencionais, usados em circuitos integrados, fica na faixa  $1 \leq \beta_R \leq 5$ , podendo, em eletrônica discretizada, estender-se para a faixa  $1 \leq \beta_R \leq 20$ . Como regra geral, pode-se afirmar que, quanto maior for o  $\beta_F$  do transistor, menor será seu  $\beta_R$ . Analogamente ao que foi desenvolvido para a região ativa direta na Secção 1.3.1.a, pode-se escrever:

$$I_C = \beta_R I_B + (\beta_R + 1)(1 - \alpha_F \alpha_R) I_{SE} \quad [\text{A}] \quad (22)$$

e

$$I_C = I_S \left( e^{\frac{V_{BC}}{V_i}} - 1 \right) \quad [\text{A}] \quad (23)$$

A grandeza  $I_S = \alpha_R I_{SC}$  é a corrente de transporte do transistor, avaliada pela Equação 5, e  $\beta_R$  é o ganho reverso idealizado de corrente do transistor. Graças a essa condição de reciprocidade, idealmente pode-se, então, afirmar que:

$$\alpha_F I_{SE} = \alpha_R I_{SC} = I_S \quad [\text{A}] \quad (24)$$

com:

$$\alpha_F = \frac{\beta_F}{\beta_F + 1} \quad e \quad \alpha_R = \frac{\beta_R}{\beta_R + 1}$$

A região ativa reversa não é usada em nenhuma aplicação prática.

#### 1.2.1.c – Região de Corte ( $V_{BE} < 0$ e $V_{BC} < 0$ ):

Nessa região, os dois diodos estão polarizados reversamente. Então não existe injeção significativa de minoritários na base, o efeito transistor não aparece e o transistor passa a funcionar, portanto, como uma chave fechada. Com tensões negativas, os exponenciais das Equações 18a e 18b zeram rapidamente e as correntes no transistor passam a valer:

$$I_C = I_{SC} - \alpha_F I_{SE} \quad [\text{A}] \quad (25a)$$

e

$$I_B = (\alpha_F - 1) I_{SE} + (\alpha_R - 1) I_{SC} \quad [\text{A}] \quad (25b)$$

Como  $\alpha_F$  e  $\alpha_R$  tendem à unidade e como  $I_{SE}$  e  $I_{SC}$  são correntes de saturação reversa de junções **pn**, as correntes  $I_C$  e  $I_B$  são, ambas, desprezíveis na temperatura ambiente.

Diz-se, então, que o transistor está cortado ou em corte e funciona, conseqüentemente, como uma chave aberta.

#### 1.2.1.d – Região de Saturação ( $V_{BE} > 0$ e $V_{BC} > 0$ ):

Com os dois diodos polarizados diretamente, tem-se que  $V_{BE} > 0$ ,  $V_{BC} > 0$ ,  $V_{BE} \cong V_{BC}$  e, conseqüentemente,  $V_{CE} \rightarrow 0$ . Na malha C-E, portanto, o transistor funciona como uma chave fechada. As correntes nos terminais de base e emissor valem:

$$I_C = \alpha_F I_{SE} \left( e^{\frac{V_{BE}}{V_i}} - 1 \right) - I_{SC} \left( e^{\frac{V_{BC}}{V_i}} - 1 \right) \quad [A] \quad (26a)$$

$$I_B = (1 - \alpha_F) I_{SE} \left( e^{\frac{V_{BE}}{V_i}} - 1 \right) + (1 - \alpha_R) I_{SC} \left( e^{\frac{V_{BC}}{V_i}} - 1 \right) \quad [A] \quad (26b)$$

Considerando que os exponenciais das Equações 26a e 26b possuem valores muito próximos e usando-se as relações dadas pela Equação 24, conclui-se que:

$$I_C \cong \frac{(2\beta_R + 1)\beta_F}{\beta_F + \beta_R} \times I_B \quad [A] \quad (27)$$

A Equação 27 mostra que, quando estiver em regime de saturação, o ganho de corrente do *BJT*, chamado de  $\beta_{forçado}$ , vale  $\beta_{sat} = I_C/I_B$  e é bem inferior a  $\beta_F$ . Na realidade, para o modelo de Ebers-Moll, se  $\beta_F > 100$ , pode-se escrever que:

$$1 \leq \beta_{sat} \leq 2\beta_R + 1 \quad (28)$$

O resíduo de tensão sobre o transistor saturado, dado por  $V_{CEsat} = V_{BE} - V_{BC}$ , fica, para transistores de pequenos sinais, na faixa  $0,01 \text{ V} \leq V_{CEsat} \leq 0,2 \text{ V}$  e é menor quanto menor for o  $\beta$  forçado do transistor. Na região de saturação o transistor é usado como chave fechada.

#### 1.3.1 - Modelo de Transporte de Ebers-Moll

Um modelo alternativo, derivado do circuito da Figura 4a e mais maleável que este, é o modelo apresentado na Figura 4b, chamado de modelo de transporte de Ebers-Moll. Nesse modelo, as duas fontes de corrente anteriores são substituídas por apenas uma, equivalente, que engloba todo o efeito transistor. Essa fonte foi denominada de fonte de corrente de transporte,  $I_T$ , cujo valor adequado vale:

$$I_T = I_S \left( e^{\frac{V_{BE}}{V_i}} - e^{\frac{V_{BC}}{V_i}} \right) \quad [A] \quad (29)$$

As correntes, calculadas por somatória nos nós da Figura 4b, valem:

$$I_C = I_T - I'_{dc} \quad I_B = I'_{dc} + I'_{de} \quad I_E = -I_T - I'_{de}$$

Esse circuito tem que ser totalmente equivalente ao circuito da Figura 4a e, portanto, essas correntes devem ser iguais às calculadas pelas seguintes equações:

$$I_C = \alpha_F I'_{de} - I'_{dc} \quad I_B = (1 - \alpha_F) I'_{de} + (1 - \alpha_R) I'_{dc} \quad I_E = \alpha_R I'_{dc} - I'_{de}$$

Conclui-se, portanto, que:

$$I'_{dc} = \frac{I_S}{\beta_R} \times \left( e^{\frac{V_{BC}}{V_t}} - 1 \right) \quad [\text{A}] \quad (30a)$$

e

$$I'_{dc} = \frac{I_S}{\beta_F} \times \left( e^{\frac{V_{BE}}{V_t}} - 1 \right) \quad [\text{A}] \quad (30b)$$

As relações dadas pela Equação 24 continuam valendo.

As equações genéricas para os cálculos de correntes no *BJT*, no modelo de Ebers-Moll de transporte, segundo as Equações 29, 30a e 30b, valem, portanto:

$$I_C = I_S \left( e^{\frac{V_{BE}}{V_t}} - 1 \right) - \left( \frac{\beta_R + 1}{\beta_R} \right) I_S \left( e^{\frac{V_{BC}}{V_t}} - 1 \right) \quad [\text{A}] \quad (31a)$$

e

$$I_B = \frac{I_S}{\beta_F} \left( e^{\frac{V_{BE}}{V_t}} - 1 \right) + \frac{I_S}{\beta_R} \left( e^{\frac{V_{BC}}{V_t}} - 1 \right) \quad [\text{A}] \quad (31b)$$

Essas equações são genéricas porque valem para qualquer situação de polarização, ou seja, idealmente, para  $-\infty \leq V_{BE} \leq +\infty$  e  $-\infty \leq V_{BC} \leq +\infty$ . As grandezas  $I_S$ ,  $\beta_F$  e  $\beta_R$  são parâmetros de modelagem estática de Ebers-Moll e estão listados na Tabela 1.  $V_t = kT/q$  [V] é o potencial térmico e vale 25,8649525 mV @ 27 °C.

Parâmetro	Descrição	Faixa de Valores Práticos	Default
$I_S$	Corrente de Transporte	0,1 fA ~ 100 nA	0,1 fA
$\beta_F$	Ganho Direto de Corrente	10 ~ 900	100
$\beta_R$	Ganho Reverso de Corrente	1 ~ 20	1

Tabela 1 – Parâmetros de Modelagem Estática de Ebers-Moll.

### 1.3.2 – Polarização

Como já foi comentado na Secção 1.3.1, em função da polarização que o *BJT* adquire em função de tensões aplicadas, existem quatro regiões distintas de funcionamento do dispositivo. Usando as Equações 31a e 31b, pode-se analisar, para um transistor **npn**:

#### 1.3.2.a – Região Ativa Direta ( $V_{BE} > 0$ e $V_{BC} < 0$ ):

Nesse caso, na Figura 4b, o diodo  $D_C$  está reversamente polarizado e o diodo  $D_E$  está diretamente polarizado. Pelas Equações 31a e 31b, têm-se, portanto:

$$I_B = \frac{I_S}{\beta_F} \times \left( e^{\frac{V_{BE}}{V_T}} - 1 \right) - \frac{I_S}{\beta_R} \cong \frac{I_S}{\beta_F} \times e^{\frac{V_{BE}}{V_T}} \quad [\text{A}] \quad (32a)$$

e

$$I_C = I_S \times \left( e^{\frac{V_{BE}}{V_T}} - 1 \right) + I_S \times \left( \frac{\beta_R + 1}{\beta_R} \right) \cong I_S \times e^{\frac{V_{BE}}{V_T}} \quad [\text{A}] \quad (32b)$$

Nessa região, portanto, na temperatura ambiente, a relação entre as correntes de coletor e de base vale:

$$\beta = \frac{I_C}{I_B} \cong \beta_F$$

Mais rigorosamente, em qualquer temperatura, deve-se usar a relação dada pela Equação 21, isto é:

$$I_C = \beta_F I_B + (\beta_F + 1) I_{CBo}$$

### Exemplo 1:

Um transistor **npn**, cujos parâmetros de modelagem em 27 °C valem  $I_S = 1,762238 \text{ fA}$ ;  $\beta_F = 400$  e  $\beta_R = 2$ , foi polarizado com as seguintes tensões:  $V_{CE} = 5 \text{ V}$  e  $V_{BE} = 0,7 \text{ V}$ . Calcular as correntes  $I_C$  e  $I_B$  e o fator de transferência de corrente,  $\beta$ .

#### Solução:

Como  $V_{BC} = V_{BE} - V_{CE} = 0,7 - 5 = -4,3 \text{ V}$ , o transistor está polarizado na região ativa direta. Então, pelas Equações 32a e 32b, têm-se que:

$$I_B = \frac{1,762238 \times 10^{-15}}{400} \times \left( e^{\frac{0,7}{0,0258642}} - 1 \right) - \frac{1,762238 \times 10^{-15}}{2} = 2,5 \quad [\mu\text{A}]$$

$$I_C = 1,762238 \times 10^{-15} \times \left( e^{\frac{0,7}{0,0258642}} - 1 \right) + 1,762238 \times 10^{-15} \times \left( \frac{2+1}{2} \right) = 1 \quad [\text{mA}]$$

O fator de transferência de corrente,  $\beta = I_C / I_B = 400 = \beta_F$ .

A Figura 5a apresenta um exemplo desse circuito.

### 1.3.2.b – Região Ativa Reversa ( $V_{BE} < 0$ e $V_{BC} > 0$ ):

Nesse caso, na Figura 4b, o diodo  $D_E$  está reversamente polarizado e o diodo  $D_C$  está diretamente polarizado. Pelas Equações 31a e 31b, têm-se, portanto, que:

$$I_C = I_S - \left( \frac{\beta_R + 1}{\beta_R} \right) I_S \left( e^{\frac{V_{BC}}{V_T}} - 1 \right) \quad [\text{A}]$$

$$I_B = \frac{I_S}{\beta_F} + \frac{I_S}{\beta_R} \left( e^{\frac{V_{BC}}{V_T}} - 1 \right) \cong \frac{I_S}{\beta_R} \left( e^{\frac{V_{BC}}{V_T}} - 1 \right) \quad [\text{A}] \quad (33a)$$

A corrente de emissor vale, portanto:

$$I_E = \frac{2\beta_F + 1}{\beta_F} \times I_S - I_S \times \left( e^{\frac{V_{BC}}{V_i}} - 1 \right) \quad [\text{A}]$$

Nesse tipo de polarização, o coletor e o emissor são trocados entre si e, portanto, no terminal externo do dispositivo,  $I_{Cext} = -I_E$ . Portanto:

$$I_{Cext} = I_S \times \left( e^{\frac{V_{BC}}{V_i}} - 1 \right) - \frac{2\beta_F + 1}{\beta_F} \times I_S \cong I_S \times \left( e^{\frac{V_{BC}}{V_i}} - 1 \right) \quad [\text{A}] \quad (33b)$$

Nessa região, portanto, na temperatura ambiente, a relação entre as correntes de coletor e de base vale:

$$\beta = \frac{I_{Cext}}{I_B} \cong \beta_R$$

Mais rigorosamente, em qualquer temperatura, deve-se usar a relação dada pela Equação 22, isto é:

$$I_{Cext} = \beta_R I_B + (\beta_R + 1) I_{EBo}$$

### Exemplo 2:

Um transistor **npn**, cujos parâmetros de modelagem em 27 °C valem  $I_S = 1,762238 \text{ fA}$ ;  $\beta_F = 400$  e  $\beta_R = 2$ , foi polarizado com as seguintes tensões:  $V_{EC} = 5 \text{ V}$  e  $V_{BC} = 0,7 \text{ V}$ . Calcular as correntes  $I_{Cext}$  e  $I_B$  e o fator de transferência de corrente,  $\beta$ .

#### Solução:

Como  $V_{BE} = V_{BC} - V_{EC} = 0,7 - 5 = -4,3 \text{ V}$ , o transistor está polarizado na região ativa reversa. Então, pelas Equações 5.33a e 5.33b, têm-se:

$$I_B = \frac{1,762238 \times 10^{-15}}{400} + \frac{1,762238 \times 10^{-15}}{2} \times \left( e^{\frac{0,7}{0,0258642}} - 1 \right) = 500 \quad [\mu\text{A}]$$

$$I_{Cext} = 1,762238 \times 10^{-15} \times \left( e^{\frac{0,7}{0,0258642}} - 1 \right) - 1,762238 \times 10^{-15} \times \left( \frac{2 \times 400 + 1}{400} \right) = 1 \quad [\text{mA}]$$

O fator de transferência de corrente,  $\beta = I_{Cext}/I_B = 2 = \beta_R$ .

A Figura 5b apresenta um exemplo desse circuito.

#### 1.3.2.c – Região de Corte ( $V_{BE} < 0$ e $V_{BC} < 0$ ):

Nesse caso, na Figura 4b, os diodos  $D_E$  e  $D_C$  estão, ambos, reversamente polarizados. Pelas Equações 31a e 31b, têm-se, portanto:

$$I_C = \frac{I_S}{\beta_R} \quad [\text{A}] \quad (34a)$$

$$I_B = -\frac{\beta_F + \beta_R}{\beta_F \beta_R} \times I_S \quad [\text{A}] \quad (34b)$$

Portanto, nessa região, na temperatura ambiente, as correntes nos terminais externos do transistor são desprezíveis. A corrente de base deixa a base do transistor **npn** e, portanto, é negativa. A relação entre as correntes de coletor e de base é inferior à unidade e vale:

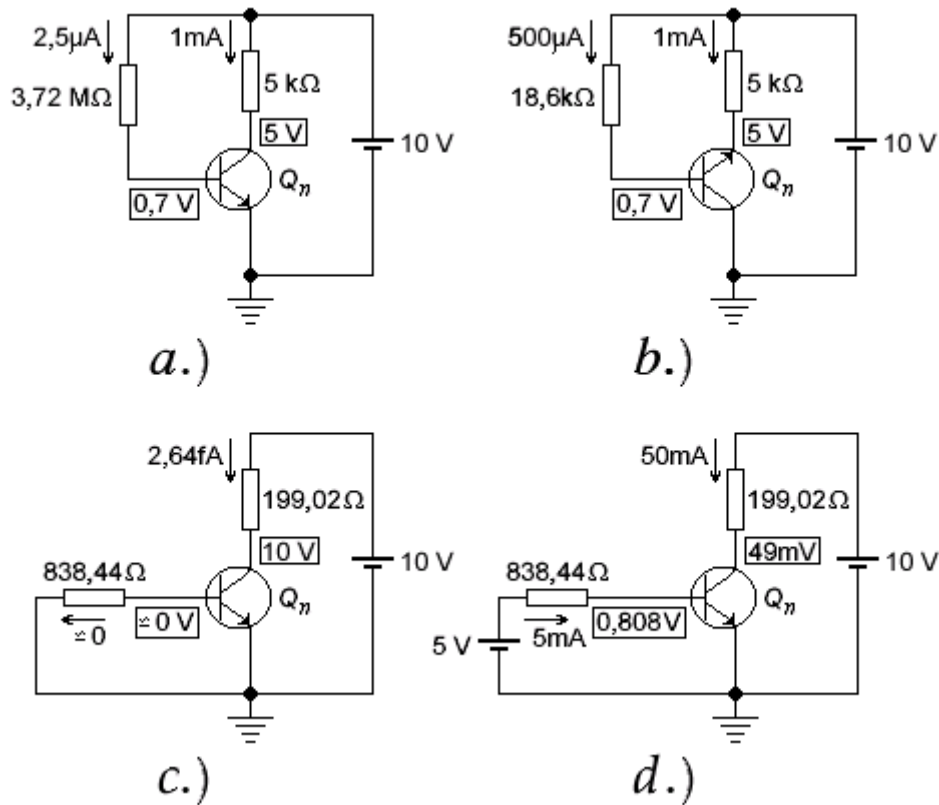


Figura 5 - Transistor *nnp* nas Quatro Regiões de Polarização. *a.)* Região Ativa Direta. *b.)* Região Ativa Reversa. *c.)* Região de Corte. *d.)* Região de Saturação.

$$\beta = -\frac{\beta_F}{\beta_F + \beta_R}$$

### Exemplo 3:

Um transistor **nnp**, cujos parâmetros de modelagem em 27 °C valem  $I_S = 1,762238 \text{ fA}$ ;  $\beta_F = 400$  e  $\beta_R = 2$ , foi polarizado com as seguintes tensões:  $V_{CE} = 10 \text{ V}$  e  $V_{BE} = 0,0 \text{ V}$ . Calcular as correntes  $I_C$  e  $I_B$  e o fator de transferência de corrente,  $\beta$ .

#### Solução:

Como  $V_{BC} = V_{BE} - V_{CE} = 0 - 10 = -10 \text{ V}$ , o transistor está polarizado na região de corte. Então, pelas Equações 5.31a e 5.31b, têm-se:

$$I_B = -\frac{1}{2} \times 1,762238 \times 10^{-15} = -0,88112 \text{ [fA]}$$

$$I_C = \frac{2+1}{2} \times 1,762238 \times 10^{-15} = 2,64336 \text{ [fA]}$$

O fator de transferência de corrente,  $\beta = I_C / I_B = -3$ .

A Figura 5c apresenta um exemplo desse circuito.

#### 1.3.2.d – Região de Saturação ( $V_{BE} > 0$ e $V_{BC} > 0$ ):

Nesse caso, na Figura 4b, os diodos  $D_E$  e  $D_C$  estão, ambos, diretamente polarizados. Pelas Equações 31a e 31b, têm-se, portanto, que:



$$I_C = I_S \left( e^{\frac{V_{BE}}{V_t}} - 1 \right) - \left( \frac{\beta_R + 1}{\beta_R} \right) I_S \left( e^{\frac{V_{BC}}{V_t}} - 1 \right) \quad [A] \quad [A]$$

$$I_B = \frac{I_S}{\beta_F} \left( e^{\frac{V_{BE}}{V_t}} - 1 \right) + \frac{I_S}{\beta_R} \left( e^{\frac{V_{BC}}{V_t}} - 1 \right) \quad [A] \quad [A]$$

As equações são, portanto, inteiramente válidas. Como os diodos estão, ambos, diretamente polarizados, pode-se, no entanto, fazer a suposição simplificativa de que  $V_{BC} = kV_{BE} \cong V_{BC}$ , ou seja,  $V_{CEsat} \rightarrow 0$ , e, portanto, pode-se escrever que:

$$I_C \cong I_S \times \left[ e^{\frac{V_{BE}}{V_t}} - \frac{\beta_R + 1}{\beta_R} \times e^{\frac{kV_{BE}}{V_t}} \right] \quad [A] \quad (35a)$$

e

$$I_B \cong I_S \times \left[ \frac{1}{\beta_F} \times e^{\frac{V_{BE}}{V_t}} + \frac{1}{\beta_R} \times e^{\frac{kV_{BE}}{V_t}} \right] \quad [A] \quad (35b)$$

Na saturação, o fator de transferência de corrente forçado é bem menor do que o fator de transferência de corrente normal do transistor, isto é,  $\beta_{sat} = I_C / I_B \ll \beta_F$ . Inclusive, quanto menor for  $\beta_{sat}$ , mais próximo da unidade será o valor de  $k$  e, conseqüentemente, mais próximo de zero será o valor de  $V_{CEsat}$ . Normalmente, na prática, usa-se  $\beta_{sat} = 10$ , qualquer que seja  $\beta_F$ . Usando-se as Equações 35a e 35b, escreve-se que:

$$\beta_{sat} = \frac{e^{\frac{V_{BE}}{V_t}} - \frac{\beta_R + 1}{\beta_R} \times e^{\frac{kV_{BE}}{V_t}}}{\frac{1}{\beta_F} \times e^{\frac{V_{BE}}{V_t}} + \frac{1}{\beta_R} \times e^{\frac{kV_{BE}}{V_t}}}$$

$\Rightarrow$

$$k = 1 + \frac{V_t}{V_{BE}} \times \ln \left[ \frac{\beta_R \times (\beta_F - \beta_{sat})}{\beta_F \times (\beta_R + \beta_{sat} + 1)} \right] \quad (36a)$$

e

$$V_{CEsat} = V_t \times \ln \left( \frac{\beta_F \times (1 + \beta_R + \beta_{sat})}{\beta_R \times (\beta_F - \beta_{sat})} \right) \quad [V] \quad (36b)$$

Na saturação, o transistor trabalha como uma chave fechada com um resíduo de tensão de contato ( $V_{CEsat}$ ) muito pequeno. Normalmente, na região de saturação, o cálculo é mais complexo do que nas outras regiões porque os dois expoentes das Equações 35a e 35b são positivos e nenhum termo das equações tornam-se realmente desprezíveis.

#### Exemplo 4:

Um transistor **npn**, cujos parâmetros de modelagem em 27 °C valem  $I_S = 1,762238 \text{ fA}$ ;  $\beta_F = 400$  e  $\beta_R = 2$ , deverá ser polarizado na saturação, com um fator de transferência de corrente,  $\beta_{sat} = 10$ , e com uma corrente de coletor igual a 50 mA. Calcular:  $V_{BE}$ ;  $V_{BC}$  e  $V_{CEsat}$ .

**Solução:**

Usando-se a Equação 36a, calcula-se:

$$k = 1 + \frac{0,0258642}{V_{BE}} \times \ln \left[ \frac{2 \times (400 - 10)}{400 \times (2 + 10 + 1)} \right] = 1 - \frac{0,04906749}{V_{BE}}$$

Substituindo-se esse valor na Equação 35a, calcula-se:

$$V_{BE} = V_t \times \ln \left[ \frac{\frac{I_C}{I_S}}{\left( 1 - \frac{\beta_R + 1}{\beta_R} \times e^{-\frac{0,04906749}{V_t}} \right)} \right]$$

⇒

$$V_{BE} = 0,0258642 \times \ln \left[ \frac{0,05}{1,762238 \times 10^{-15}} \right] = 0,8078 \text{ [V]}$$

Retornando-se esse valor na equação de  $k$ , tem-se:

$$k = 1 - \frac{0,04906749}{V_{BE}} = 1 - \frac{0,04906749}{0,8078} = 0,939256$$

Conclui-se, portanto, que:

$$V_{BC} = kV_{BE} = 0,939256 \times 0,8078 = 0,7587 \text{ [V]}$$

e

$$V_{CEsat} = V_{BE} - V_{BC} = 0,8078 - 0,7587 = 49,0675 \text{ [mV]}$$

A corrente de base vale:  $I_B = 0,05/10 = 5 \text{ [mA]}$ .

A Figura 5d apresenta um exemplo desse circuito.

### 1.3 – Referências

1. W. Shockley, "The Theory of  $p-n$  Junctions in Semiconductors and  $p-n$  Junction Transistor," *Bell Syst. Tech. J.*, **28**, 435, 1949.
2. B. G. Streetman, *Solid State Electronic Devices*, 4<sup>th</sup> Edition, Prentice Hall, N. Jersey, 1995, Cap. 7.
3. P. R. Gray, P. J. Hurst, S. H. Lewis, R. G. Meyer, *Analysis and Design of Analog Integrated Circuits*, 5<sup>th</sup> Edition, John Wiley & Sons, Inc., N. York, 2009, Cap. 1.
4. J. J. Ebers, J. L. Moll, "Large-Signal Behavior of Junction Transistor," *Proceedings of the IRE*, **42**, pp 1761-1772, 1954.
5. R. S. Muller, T. I. Kamins, *Device Electronics for Integrated Circuits*, John Wiley & Sons, New York, 1986, Caps. 6 e 7.
6. H. K. Gummel, *Proc. IRE*, **49**, 834, 1961.