

Este exemplar corresponde à reatuação final
da dissertação de mestrado defendida pelo aluno
Everson Martins e aprovada pela Comissão Julgadora
29 de junho de 1995 - Jacobus W. Swart

DISSERTAÇÃO DE MESTRADO

MODELAMENTO DE TRANSISTORES

BIPOLARES DE HETEROJUNÇÃO

EVERSON MARTINS

Orientador: JACOBUS W. SWART

LPD - IFGW - UNICAMP

Autor: Everson Martins

Título: Modelamento de Transistores Bipolares de Heterojunção.

Nota: Esta dissertação trata do modelamento físico e extração de parâmetros para a descrição do comportamento elétrico (DC e AC) de transistores bipolares de heterojunção. A dissertação foi apresentada no Laboratório de Pesquisa de Dispositivos (LPD) do Instituto de Física Gleb Wataghin.

Orientador: Jacobus W. Swart

Nota de publicação: Dissertação de mestrado apresentada na Universidade Estadual de Campinas, Instituto de Física Gleb Wataghin, no dia 16 de novembro de 1994.

Aos meus pais,

*Rosa Maria Moreira Martins
Gerson Martins*

Este trabalho foi realizado com o apoio financeiro das seguintes entidades:

- CNPq
- FINEP
- FAPESP
- FAEP

Agradecimentos

Ao RTI (Research Triangle Institute - USA) pelos transistores de heterojunção de AlGaAs/GaAs processados.

À SID Microeletrônica por fornecer uma lâmina contendo transistores de homojunção , juntamente com a tabela das características esperadas destes transistores.

Aos Doutores Anatoly Feygenson e Mônica A. Cotta por terem fornecido os transistores de heterojunção de InP/InGaAs.

Ao Professor Dr. José Kleber da Cunha Pinto, coordenador do LME-EPUSP, pelas medidas de parâmetros S realizadas nos transistores de AlGaAs/GaAs.

Sumário

1. Introdução	2
2. Modelos Teóricos de HBT's	4
2.1 Física de Heterojunção	4
2.1.1 Mecanismo de Transporte	9
2.2 Modelo EBERS-MOLL	15
2.3 Modelo GUMMEL-PONN	25
2.4 Análise da Validade dos Modelos	36
2.4.1 Inclusão do Fenômeno de Tunelamento pelo <i>spike</i>	42
3. Procedimento de Extração de Parâmetros	47
3.1 Descrição do Transistores	47
3.2 Procedimento de Extração de Parâmetros DC	54
3.2.1 Determinação das Resistências Ôhmicas	58
3.3 Procedimentos de Medidas AC	72
3.3.1 Determinação das Capacitâncias	72
3.3.2 Modelo de Pequenos Sinais	80
4. Caracterização e Extração de Parâmetros de Transistores	89
4.1 Medidas DC	90
4.1.1 Extração de Parâmetros de Transistores de Homojução	90
4.1.1.1 Transistores de Homojução BC549	90
4.1.1.2 Transistores de Homojução do Lab. 1	97
4.1.2 Extração de Parâmetros de Transistores de Heterojunção	107
4.1.2.1 Transistores de Heterojunção do Lab. 2	107
4.1.2.2 Transistores de Heterojunção do Lab. 3	115
4.2 Medidas AC	124
4.2.1 Cálculo das Capacitâncias Parasitárias	125
4.2.2 Extração das Indutâncias e Resistências Parasitárias	127
4.2.3 Extração do Modelo π – <i>Híbrido</i>	130
4.2.3.1 Análise das Máscaras de Curto-Circuito e Circuito Aberto	130

5. Conclusões e Sugestões	135
Anexo A	136
Referências	141

Abstract

A study about current transport mechanism through a heterojunction is presented. Drift and diffusion mechanism are not enough to describe the electrical current (due to a spike in the conduction band of the Npn transistor). This has led to the introduction of the Thermionic-Emission mechanism. The Ebers-Moll and Gummel-Poon models are also compatible with this last mechanism. The equations of the base and collector currents for a transistor with a single heterojunction are developed, considering that parasitic resistances and thermal effects are negligible. It is shown that both models, Ebers-Moll and Gummel-Poon, are equivalent. Based on this, the Ebers-Moll model was selected. By comparing the calculated currents with the experimental ones, it is shown that the calculated ones are much smaller. This is proposed to be attributed to the tunneling through the spike. The effect of tunneling is to increase the parameters of saturation current (I_s) and ideality factor (n_F). A good fit between experiment and model is obtained by this way. For high base-emitter bias values, however, the model deviates from the experimental curve.

A set of DC measurement techniques was implemented and parameter extraction procedures were implemented and analyzed. A small signal model was derived from the DC model and a methodology for extracting the parameters of the model from the S parameters of the devices is presented. The actual extraction of the AC parameters of the devices was not possible due to high parasitic effects associated to the layout of the pads. Corrections for the problem are presented.

Three different types of devices were measured and compared: homojunction bipolar transistors, HBTs of AlGaAs/GaAs and HBTs of InP/InGaAs. For the AlGaAs/GaAs devices, no bias range with constant relation between base and collector currents was obtained, due to a high lateral recombination current. On the other hand, for the InP/InGaAs devices, a constant relation between base and collector current was obtained, in this case attributed to a high recombination current in the neutral base region.

Resumo

Neste trabalho apresentamos um estudo inicial sobre os mecanismos de transporte de corrente envolvidos em uma heterojunção. Vemos que os mecanismos de deriva e difusão não são suficientes para descrever seu comportamento elétrico (devido a um *spike* na banda de condução, no caso de transistor Npn), sendo introduzido o mecanismo de Emissão -Termiônica. Considerando este novo mecanismo modelos EBERS-MOLL e GUMMEL-POON são obtidos para descrever este transistor. Destes modelos, considerando um transistor de uma única heterojunção abrupta na junção de base-emissor, obtemos as equações das correntes de base e de coletor na região onde os efeitos de resistências parasitárias e térmicos são desprezados. Nestas condições mostramos a equivalência entre os dois modelos e consideramos somente o modelo EBERS-MOLL. Comparando os resultados práticos com os teóricos, vemos correntes de coletor calculadas muito menores que os valores medidos. Isto se deve ao fato de não levarmos em conta o tunelamento de cargas através do *spike*. O efeito do tunelamento é aumentar o valor da corrente de saturação (I_S) e o fator de idealidade (n_F). Assim conseguimos uma boa concordância entre o modelo teórico e as curvas experimentais. Para altos valores de tensão entre base-emissor, o tunelamento desvia o modelo das curvas experimentais.

Tendo o modelo, partimos para a obtenção dos parâmetros necessários a sua descrição . Avaliamos e implementamos um conjunto de técnicas de medidas e extração de parâmetros (r_E , r_C , I_S , n_F , I_{SE} , n_E , I_{SC} , n_C , β_F e β_R). Derivamos também o modelo de pequenos sinais a partir do modelo DC e estudamos uma metodologia de extração deste modelo a partir de medidas de parâmetros S do dispositivo. A extração não foi possível devido aos altos efeitos parasitários decorrente das estruturas de testes de microondas. Nos apresentamos soluções para reduzir estes efeitos.

Realizamos medidas e comparamos três tipos diferentes de dispositivos: transistores bipolares de homojunção , transistores bipolares de heterojunção de AlGaAs/GaAs e transistores bipolares de heterojunção de InP/InGaAs. Nos transistores de AlGaAs/GaAs que medimos vemos uma ausência da região onde a relação entre a corrente de coletor e de base é constante, devido a alta taxa de recombinação lateral. Já nos transistores de InP/InGaAs que medimos esta região existe, mas é devido a alta taxa de recombinação na região neutra de base.

1. Introdução

Nos últimos anos com o crescimento dos meios de comunicação e do volume de informações, vem sendo necessário o desenvolvimento de dispositivos cada vez mais rápidos, para os circuitos de rádio, computadores, telefonia, etc. Um destes dispositivos que estão sendo desenvolvidos é o HBT (Heterojunction Bipolar Transistor). O HBT é um transistor que possui a junção base-emissor composta de dois materiais de *band gap* diferente (heterojunção). A idéia de fazer transistores de heterojunção não é nova, foi proposta inicialmente por W. Shockley [1], em 1951, e realmente implementada por R. L. Anderson em 1962 sobre Ge-GaAs [2]. Uma das vantagens do HBT é que pelo fato de se estar usando um material de *gap* maior no emissor, teremos uma descontinuidade na banda de valência (considerando emissor de material tipo N e base de material P), assim a corrente de buracos da base para emissor será pequena, enquanto a corrente de elétrons que sai do emissor e chega ao coletor é grande, ou seja, teremos transistores com alto ganho de corrente. Mas somente com o desenvolvimento das tecnologias de crescimento (MBE, CBE, MOCVD, etc) nos últimos anos, é que se pode obter transistores com boas características e confiabilidade. Os materiais usados na construção do HBT, são geralmente InP/InGaAs, AlGaAs/GaAs, AlInAs/GaInAs, InGaP/GaAs, etc, como podemos observar são materiais que possuem uma mobilidade de elétrons muito maior que a do silício, assim obtendo dispositivos muito mais rápidos. Mas existe também um esforço grande de fabricar HBT's sobre Si. Neste caso a base é composta por uma liga de GeSi, que apresenta um *band gap* menor que o de Si. Outra vantagem é a possibilidade de usar bases mais dopadas[3], assim diminuindo a resistência de base e permitindo aumentar a frequência de operação do transistor.

Além da frequência de operação alta, muitos radares militares, comerciais e sistemas de comunicações são limitados pela capacidade e confiabilidade de seus transmissores. Com o advento de fontes de microondas com dispositivos semicondutores nos anos 70, primeiro usando diodos e posteriormente com transistores, melhoraram a confiabilidade e a reprodutibilidade dos transmissores. Mas a limitada potência de saída e eficiência dos dispositivos semicondutores continuaram a fazer deles, elementos de desempenho limitado nestes sistemas. Embora GaAs FET's (Field Effect Transistor) sejam usados em muitas aplicações, e sua tecnologia ter rápido amadurecimento, continuaram existindo necessidades por melhorias além da sua potencialidade.

Os dispositivos que estão concorrendo a suprir estas faltas são os HBT e HEMT (High Electron Mobility Transistor). Na Tabela 1.1 temos uma comparação entre estes dispositivos.

Tabela 1.1 Comparação entre GaAs FET's, HBT's e HEMT's [4].

Parâmetro	MESFET	HEMT	HBT	Comentário
Pequeno Sinal				
f_T	B	A	A	
f_{max}	M	A	M	
Ganho x BW	M	A	A	
Ruído	M	B	A	HEMT é o melhor p/ LNAs
Ruído de fase	M	A	B	HBT é o melhor p/ VCOs
R_{in}/Z_o	B	M	A	HBT é o melhor p/ amplificadores lineares
Uniformidade de V_T	B	M	A	HBT é o melhor p/ circuitos LSI analógicos
Histerese	A	M	B	
Grande Sinal				
Eficiência de coletor	M	A	A	
Densidade de Potência	M	M	A	

Notas: A = alto, M = médio, B = baixo, BW = "band width", LNA = "low noise amplifier", VCO = "voltage controlled oscillator".

Como podemos observar da Tabela 1.1, existe certas áreas de aplicações onde a escolha por HBT's é melhor e outras onde os HEMT's são melhores. Nota-se em média, que os HBT's apresentam ótimas características.

Neste trabalho visamos entender os modelos já existentes de HBT's e compreender melhor os mecanismos envolvidos no seu funcionamento. Estudamos e avaliamos um conjunto de técnicas de extração de parâmetros para estes modelos. Extraímos e comparamos parâmetros de três tipos de dispositivos: BJT (Bipolar Junction Transistor) de Si, HBT de AlGaAs/GaAs e HBT de InP/InGaAs.

O trabalho foi dividido num total de 5 capítulos, sendo que os próximos contém os seguintes assuntos:

Capítulo 2 - **Modelos Teóricos** : Estudo de modelos para HBT's e avaliação da região de operação onde estes modelos são válidos.

Capítulo 3 - **Procedimentos de Extração de Parâmetros** : descrição de técnicas de extração de parâmetros necessários aos modelos DC e AC.

Capítulo 4 - **Caracterização e Extração de Parâmetros de Transistores** : Apresentamos os resultados e discussões dos valores obtidos usando a metodologia descrita no Capítulo 3.

Capítulo 5 - **Conclusão e Sugestão**

2. Modelos Teóricos de HBT's

Neste capítulo apresentamos inicialmente um estudo sobre a física de heterojunções, calculando a região de carga espacial e depois, determinando os mecanismos de transporte envolvidos na condução de corrente através da heterojunção. Chegamos até ao modelo de um diodo de heterojunção. Uma vez feito isto partimos para estudo dos modelos normalmente utilizados para representar os transistores bipolares de homojunção: EBERS-MOLL [5] e GUMMEL-POON [6], só que modificados para poderem descrever o HBT. No final mostramos as condições na qual podemos usar o Simulador SPICE para representar um HBT e discutimos o problema do tunelamento.

2.1 Física de Heterojunções

Consideramos inicialmente dois materiais de gap diferente e separados, conforme figura abaixo:

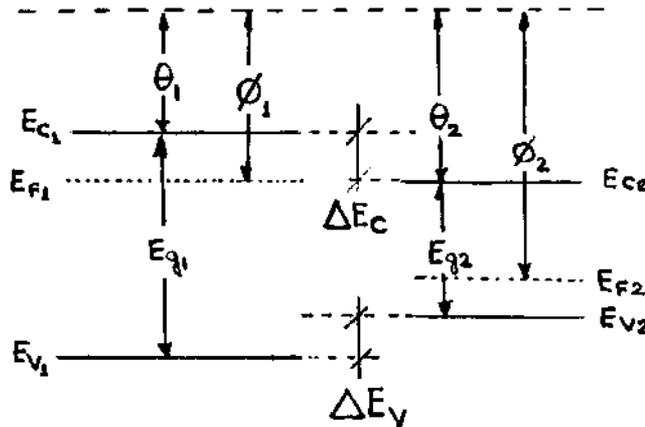


Fig. 2.1 Diagrama de bandas de dois materiais de "gap" diferentes e separados

Onde:

- E_{gi} - gap do diagrama de energia do material $i(1,2)$
- E_{Ci} - Base da banda de condução no material i
- E_{Vi} - Topo da banda de valência no material i
- E_{Fi} - Nível de Fermi no material i
- ϕ_i - Função trabalho do material i
- θ_i - Afinidade eletrônica do material i

Quando estas duas superfícies se aproximam teremos uma interação entre elas de tal forma que será estabelecida uma continuidade do nível de Fermi e a sua derivada ao longo do material será igual a zero, quando em equilíbrio térmico. O nível de vácuo também será contínuo, pois ele representa um nível onde

a energia potencial do elétron associado ao cristal é nula. Assim teremos a descontinuidade assentada na banda de valência e banda de condução. Observamos também que para semicondutores não degenerados a afinidade eletrônica é constante em todo material. Logo na junção resultará o diagrama de bandas como mostrado na Fig.2.2.

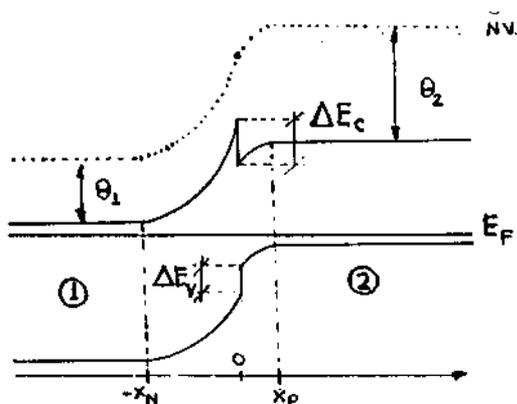


Fig. 2.2 Diagrama de bandas de dois materiais de "gap" diferentes e unidos

Agora calcularemos a região de depleção da heterojunção fazendo as considerações abaixo:

1. Os parâmetros de rede são muito próximos, assim podemos negligenciar os efeitos de tensão de superfície na junção.
2. Junção abrupta.
3. Aproximação de depleção.
4. Condição de equilíbrio térmico, com tensão aplicada e nenhuma corrente circulando.

Como temos dois materiais diferentes o campo elétrico na interface é descontínuo. A condição de descontinuidade será dada pela relação abaixo:

$$\hat{n} \cdot (D_1 - D_2) = \delta \quad (2.1)$$

Onde,

D = vetor polarização elétrica

E = campo elétrico

$D_1 = \epsilon_1 E_1$

$D_2 = \epsilon_2 E_2$

ϵ_1 = permissividade dielétrica na material 1

ϵ_2 = permissividade dielétrica no material 2
 δ = delta de carga na interface.

Portanto, na ausência de um delta de carga na interface teremos:

$$\epsilon_1 E_1 = \epsilon_2 E_2 \quad (2.1.a)$$

O campo elétrico e o potencial elétrico em cada região podem ser obtidos a partir da equação de Poisson:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial^2 x} = -\frac{\rho}{\epsilon_i} \quad (2.1.b)$$

Onde,

$$\rho(x) = q[-n(x) + p(x) + N_D(x) - N_A(x)]$$

Na região de depleção não há cargas móveis, assim:

$$\rho(x) = q[N_D(x) - N_A(x)]$$

Para um semiconductor tipo "N" $N_D \gg N_A$, logo:

considerando:

$$\rho(x) = \begin{cases} qN_D, & -x_D \leq x < 0 \\ 0, & \text{em caso contrario} \end{cases}$$

$$\frac{\partial E}{\partial x} = \frac{qN_D(x)}{\epsilon_1} \quad \Rightarrow \quad \int_{-x_N}^0 dE = \frac{qN_D}{\epsilon_1} \Big|_{-x_N}^0 \quad \Rightarrow \quad E(0) - E(-x_N) = \frac{qN_D(x)}{\epsilon_1} x_N$$

$$\xrightarrow{E(-x_N)=0} \quad E(0) = \frac{qN_D}{\epsilon_1} x_N \quad (2.2)$$

Para o semiconductor tipo "P" $N_A \gg N_D$:

considerando:

$$\rho(x) = \begin{cases} -qN_A, & 0 < x \leq x_P \\ 0, & \text{em caso contrario} \end{cases}$$

$$\frac{\partial E}{\partial x} = -\frac{qN_A(x)}{\epsilon_2} \quad \Rightarrow \quad \int_0^{x_P} dE = -\frac{qN_A}{\epsilon_2} \Big|_0^{x_P} \quad \Rightarrow \quad E(x_P) - E(0) = -\frac{qN_A}{\epsilon_2} x_P$$

$$\xrightarrow{E(x_P)=0} \quad E(0) = \frac{qN_A}{\epsilon_2} x_P \quad (2.3)$$

Substituindo (2.3) e (2.2) em (2.1.a), obtemos:

$$\epsilon_1 \frac{qN_D}{\epsilon_1} x_N = \epsilon_2 \frac{qN_A}{\epsilon_2} x_P \quad \Rightarrow \quad N_D x_N = N_A x_P \quad (2.4)$$

Determinemos agora a solução para o potencial. Para a região 1, temos:

$$-\frac{\partial \phi}{\partial x} = \frac{qN_D}{\epsilon_1} (x + x_N) \quad \Rightarrow \quad \phi(0) - \phi(-x_N) = -\frac{qN_D}{2\epsilon_1} (x + x_N)^2 \Big|_{-x_N}^0 = -\frac{qN_D}{2\epsilon_1} x_N^2$$

$$\Rightarrow \quad \Delta \phi_1 = -\frac{qN_D}{2\epsilon_1} x_N^2 \quad (2.5)$$

De forma idêntica para a região 2:

$$\frac{\partial \phi}{\partial x} = \frac{qN_A}{\epsilon_1} (x - x_P) \quad \Rightarrow \quad \phi(x_P) - \phi(0) = -\frac{qN_A}{2\epsilon_2} (x - x_P)^2 \Big|_0^{x_P} = -\frac{qN_A}{2\epsilon_2} x_P^2$$

$$\Rightarrow \quad \Delta \phi_2 = -\frac{qN_A}{2\epsilon_2} x_P^2 \quad (2.6)$$

Os sinais negativos são devido ao cálculo ser realizado da região n para região p. Somando-se os dois potenciais podemos determinar, na condição de equilíbrio, o valor de V_{bi} ,

$$V_{bi} = |\Delta \phi_1 + \Delta \phi_2| \quad \Rightarrow \quad V_{bi} = \frac{qN_D x_N^2}{2\epsilon_1} + \frac{qN_A x_P^2}{2\epsilon_2} \quad (2.7)$$

$$\Rightarrow \quad V_{bi} = \frac{q(N_D x_N^2 \epsilon_2 + N_A x_P^2 \epsilon_1)}{2\epsilon_1 \epsilon_2} \quad (2.8)$$

Quando a heterojunção está submetida a uma polarização, teremos:

$$\phi = V_{bi} + \phi_{ext} \quad (2.9)$$

Definimos ϕ_{ext} como aplicado entre a região 1 (+) e região 2 (-).

Podemos também determinar a largura da região de depleção . Substituindo (2.4) em (2.7) e considerando (2.9), temos:

$$x_N^2 = \frac{2N_A \epsilon_1 \epsilon_2 \phi}{qN_D(N_D \epsilon_1 + N_A \epsilon_2)} \quad \Rightarrow \quad x_N = \left\{ \frac{2N_A \epsilon_1 \epsilon_2 \phi}{qN_D(N_D \epsilon_1 + N_A \epsilon_2)} \right\}^{1/2} \quad (2.10)$$

De forma idêntica para x_P , temos:

$$x_P = \left\{ \frac{2N_D \epsilon_1 \epsilon_2 \phi}{qN_A(N_D \epsilon_1 + N_A \epsilon_2)} \right\}^{1/2} \quad (2.11)$$

A largura total da região depleção será:

$$\begin{aligned} W = x_N + x_P & \Rightarrow W = \left[\frac{2\epsilon_1 \epsilon_2 \phi}{q(N_D \epsilon_1 + N_A \epsilon_2)} \right]^{1/2} \left[\frac{N_D + N_A}{(N_A N_D)} \right]^{1/2} \\ & \Rightarrow W = \left\{ \frac{2\epsilon_1 \epsilon_2 \phi (N_A + N_D)^2}{qN_D N_A (N_D \epsilon_1 + N_A \epsilon_2)} \right\}^{1/2} \end{aligned} \quad (2.12)$$

Também podemos estabelecer qual a relação entre os potenciais desenvolvidos em cada região . Tomando $\Delta\phi_1$ como potencial desenvolvido na região "1" e $\Delta\phi_2$ como potencial desenvolvido na região "2" de tal forma que $\phi = \Delta\phi_1 + \Delta\phi_2$, podemos então obter de (2.6) e (2.5):

$$\frac{\Delta\phi_1}{\Delta\phi_2} = \frac{N_D \epsilon_2 x_N^2}{N_A \epsilon_1 x_P^2} \quad \xrightarrow{eq.(2.4)} \quad \frac{\Delta\phi_1}{\Delta\phi_2} = \frac{N_A \epsilon_2}{N_D \epsilon_1} \quad (2.13)$$

Calcularemos agora a capacitância da junção .

$$C = \frac{dQ}{d\phi}$$

Pelo princípio da conservação da carga, a variação de carga de um lado da região de depleção , de área da secção transversal A , será igual ao outro, assim:

$$C = \frac{d}{d\phi} (AqN_D x_N) \quad \xrightarrow{eq.(2.10)} \quad C = AqN_D \frac{d}{dx} \left\{ \frac{2N_A \epsilon_1 \epsilon_2 \phi}{qN_D(N_D \epsilon_1 + N_A \epsilon_2)} \right\}^{1/2}$$

$$\Rightarrow C = AqN_D \frac{1}{2} \left[\frac{qN_D(N_D\epsilon_1 + N_A\epsilon_2)}{2N_A\epsilon_1\epsilon_2} \right]^{1/2} \frac{2N_A\epsilon_1\epsilon_2\phi}{qN_D(N_D\epsilon_1 + N_A\epsilon_2)}$$

$$\Rightarrow C = A \left[\frac{qN_A N_D \epsilon_1 \epsilon_2}{2(N_D\epsilon_1 + N_A\epsilon_2)\phi} \right]^{1/2}$$

Só que $\phi = V_{bi} - V$, onde V é a tensão aplicada nos terminais do dispositivo, logo:

$$C = A \left[\frac{qN_A N_D \epsilon_1 \epsilon_2}{2(N_D\epsilon_1 + N_A\epsilon_2)(V_{bi} + V)} \right]^{1/2} \quad (2.14)$$

2.1.1 Mecanismo de transporte

Até agora tratamos uma heterojunção no equilíbrio, ou seja, não existe nenhuma corrente circulando através da junção ou pelo *corpo* na região distante da junção. Consideraremos agora o caso com uma corrente circulando.

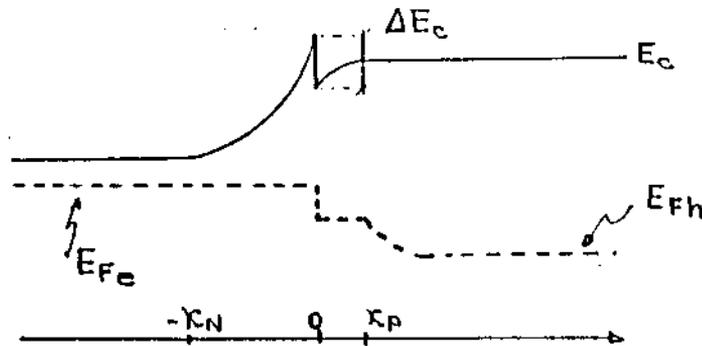


Fig. 2.3 Diagrama de banda de energia em uma heterojunção

Inicialmente tentou-se usar em heterojunções o mesmo mecanismo usado na descrição de homojunções [7], no entanto este procedimento falhou, e isto se deve ao fato que o modelo de homojunção considera o Nível de Quasi-Fermi contínuo na interface dos materiais. Na interface de uma heterojunção existe uma descontinuidade na banda de condução, figura 2.3, logo os elétrons são injetados por sobre a barreira. Como os materiais são diferentes, temos o Nível de Quasi-Fermi na região 1 diferente do da região 2 e os elétrons injetados por sobre a barreira tendem à distribuição local. Se o processo por difusão na região próxima à interface for muito rápida, teremos uma transição do Nível de Quasi-Fermi muito forte, assim passando o transporte através da interface ser o processo limitante.

A metodologia para calcular a relação corrente /tensão em um semiconductor é, em geral, calcular

as equações de transporte no *corpo* do material fora da região de depleção , aplicando as condições de contorno obtidas do transporte através da interface.

Relembremos, inicialmente, as equações básicas para semicondutores.

Equações da Continuidade para buracos e elétrons são :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{q} \nabla \cdot J_n - r_n + g_n$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{1}{q} \nabla \cdot J_p - r_p + g_p$$

Onde o primeiro termo do lado direito das equações acima descreve a variação de carga devido a correntes de deriva e difusão . O segundo termo é a componente devido à recombinação térmica e o terceiro, outros tipos de recombinações (ex. devido à luz).

Estas equações para minoritários tornam-se:

$$\frac{\partial \Delta n_p}{\partial t} = D_n \frac{\partial^2 \Delta n_p}{\partial x^2} - \frac{\Delta n_p}{\tau_n} + G_L \quad (2.15)$$

$$\frac{\partial \Delta p_n}{\partial t} = D_p \frac{\partial^2 \Delta p_n}{\partial x^2} - \frac{\Delta p_n}{\tau_p} + G_L \quad (2.16)$$

Onde τ_n e τ_p são os tempos de vida de minoritários nas regiões N e P respectivamente e Δn_p e Δp_n são o excesso de minoritários nas regiões N e P respectivamente.

Consideremos a Fig.2.4 e as seguintes condições para soluções das equações da continuidade:

- Não há nenhuma recombinação ou geração de portadores na região de carga espacial.
- A corrente é DC
- Condição de baixa injeção .
- $W_N \ll L_N$ e $W_P \ll L_P$
- Não há outras fontes de geração de portadores além da térmica.

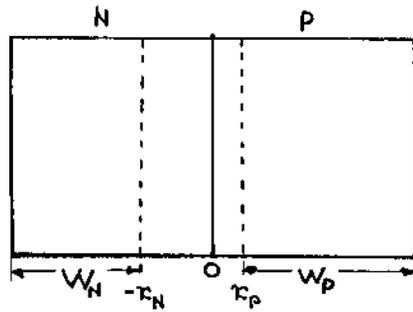


Fig. 2.4 Região de carga espacial e ativa de uma heterojunção

Onde L_N é o comprimento de difusão dos portadores minoritários na região tipo N e L_P é o comprimento de difusão dos portadores minoritários na região tipo P.

Com estas condições as equações (2.15) e (2.16), tornam-se:

$$D_n \frac{\partial^2 \Delta n_p}{\partial^2 x} = 0 \quad \Rightarrow \quad \Delta n_p(x) = A + Bx \quad (2.17)$$

$$D_p \frac{\partial^2 \Delta p_n}{\partial^2 x} = 0 \quad \Rightarrow \quad \Delta p_n(x) = C + Dx \quad (2.18)$$

Como já tínhamos discutido anteriormente, o modelo tradicional de homojunção não é bastante apropriado para descrever o mecanismo de transporte, assim sendo é necessário adotarmos outro modo de descrição que leve em conta a descontinuidade do Nível de Quase-Fermi na interface. Um modelo que nos permite fazer isso é o Modelo de Emissão Termiônica [8].

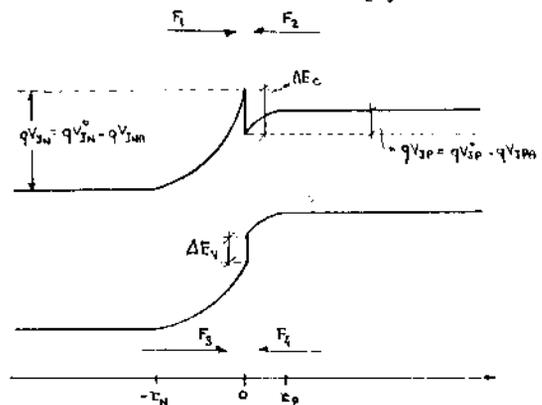


Fig. 2.5 Diagrama para calcular o fluxo de carga na heterojunção

Observando a Fig.2.5 e da Teoria da Emissão Termiônica, encontramos para elétrons:

$$F_1 = n(-x_N) \overline{V}_x e^{-\frac{qV_{JN}}{KT}} \quad (2.19)$$

$$F_2 = n(x_P) \overline{V}_x e^{-\frac{\Delta E_C - qV_{JP}}{KT}} \quad (2.20)$$

Para buracos:

$$F_3 = p(-x_N) \overline{V}_x'' \quad (2.21)$$

$$F_4 = p(x_P) \overline{V}_x'' e^{-\frac{\Delta E_V + qV_{JP} + qV_{JN}}{KT}} \quad (2.22)$$

Onde:

$n(x_i) \Rightarrow$ concentração de cargas nas posições $-x_N$ e x_P

$e^{-\frac{q\phi}{KT}} \Rightarrow$ probabilidade de ocupação de estados com energia ϕ

$\overline{V}_x \Rightarrow$ velocidade térmica média de elétrons na direção x

$\overline{V}_x'' \Rightarrow$ velocidade térmica média de buracos na direção x

Na condição de equilíbrio $F_1 = F_2$ e $F_4 = F_3$, logo:

$$n_0(-x_N) \overline{V}_x e^{-\frac{qV_{JN}^0}{KT}} = n_0(x_P) \overline{V}_x e^{-\frac{\Delta E_C - qV_{JP}^0}{KT}} \quad \Rightarrow \quad n_0(-x_N) = n_0(x_P) e^{-\frac{\Delta E_C - V_{JP}^0 - V_{JN}^0}{KT}} \quad (2.23)$$

De forma idêntica para $F_3 = F_4$, temos

$$p_0(x_P) = p_0(-x_N) e^{\frac{\Delta E_V + V_{JN}^0 + V_{JP}^0}{KT}} \quad (2.24)$$

O fluxo total de elétrons será :

$$\begin{aligned} F_n = F_1 - F_2 & \quad \Rightarrow \quad F_n = n(-x_N) \overline{V}_x e^{-\frac{qV_{JN}}{KT}} - n(x_P) \overline{V}_x e^{-\frac{\Delta E_C - qV_{JP}}{KT}} \\ & \quad \Rightarrow \quad F_n = \overline{V}_x e^{-\frac{\Delta E_C - qV_{JP}}{KT}} \left[n(-x_N) e^{-\frac{qV_{JN} - \Delta E_C + qV_{JP}}{KT}} - n(x_P) \right] \end{aligned} \quad (2.25)$$

Como estamos considerando baixa injeção , $n(-x_N) \cong n^0(-x_N)$, logo substituindo (2.23) em (2.25) obtemos:

$$F_n = \bar{V}_x e^{-\frac{\Delta E_C - qV_{JP}}{KT}} \left[n_0(x_P) e^{-\frac{qV_{JN} - \Delta E_C + qV_{JP} + \Delta E_C - qV_{JP}^0 - qV_{JN}^0}{KT}} - n(x_P) \right]$$

$$\implies F_n = \bar{V}_x e^{-\frac{\Delta E_C - qV_{JP}}{KT}} \left[n_0(x_P) \left(e^{\frac{qV_A}{KT}} - 1 \right) - \Delta n(x_P) \right] \quad (2.26)$$

O fluxo total para buracos será:

$$F_p = F_4 - F_3 \implies F_p = p(x_P) \bar{V}_x'' e^{-\frac{qV_{JN} + \Delta E_V + qV_{JN}}{KT}} - p(-x_N) \bar{V}_x'' \quad (2.27)$$

Considerando baixa injeção , $p(x_P) \cong p_0(x_P)$, substituindo (2.24) em (2.27) obtemos:

$$F_p = \bar{V}_x'' p_0(-x_N) e^{\frac{qV_{JN}^0 - qV_{JN} + \Delta E_V - \Delta E_V + V_{JP}^0 - V_{JP}}{KT}} - \bar{V}_x'' p(-x_N)$$

$$\implies F_p = \bar{V}_x'' \left[p_0(-x_N) \left(e^{\frac{qV_A}{KT}} - 1 \right) - \Delta p(-x_N) \right] \quad (2.28)$$

Finalmente obtemos :

$$F_n = S_n \left[n_0(x_P) \left(e^{\frac{qV_A}{KT}} - 1 \right) - \Delta n(x_P) \right] \quad (2.29)$$

$$F_p = S_p \left[p_0(-x_N) \left(e^{\frac{qV_A}{KT}} - 1 \right) - \Delta p(-x_N) \right] \quad (2.30)$$

Onde,

$$S_n \triangleq \bar{V}_x e^{-\frac{\Delta E_C - V_{JP}}{KT}}$$

$$S_p \triangleq \bar{V}_x''$$

As equações (2.29) e (2.30) determinam as condições de contorno da concentração de portadores minoritários nas bordas da região de depleção . Quando não há *spike*, S_n e S_p são grandes e assim teremos $\frac{F_n}{S_n} \Rightarrow 0$ e $\frac{F_p}{S_p} \Rightarrow 0$, retornando às condições de contorno para o diodo de homojunção (lei do diodo).

Lembrando que a corrente no *corpo* do material é devido somente à difusão , uma vez que o campo elétrico é muito pequeno e que estamos na situação de baixa injeção :

$$J_n = D_n \left. \frac{d\Delta n(x)}{dx} \right|_{x=x_P} \quad (2.31)$$

$$J_p = D_p \left. \frac{d\Delta p(x)}{dx} \right|_{x=-x_N} \quad (2.32)$$

$\Delta n(x)$ e $\Delta p(x)$ podem ser determinados das equações (2.17) e (2.18), com as condições de contorno $\Delta n(x_P + W_P) = 0$ e $\Delta p(-x_N - W_N) = 0$:

$$\Delta n(x) = \frac{\Delta n(x_P)}{W_P} (x_P + W_P) - \frac{\Delta n(x_P)}{W_P} x \quad (2.33)$$

$$\Delta p(x) = \frac{\Delta p(-x_N)}{W_N} (x_N + W_N) + \frac{\Delta p(-x_N)}{W_N} x \quad (2.34)$$

Substituindo as equações (2.33) em (2.31) e (2.34) em (2.32) obtemos:

$$J_n = -qD_n \frac{\Delta n(x_P)}{W_P} \quad ; \text{ portanto o fluxo de elétrons será} \quad F_n = D_n \frac{\Delta n(x_P)}{W_P} \quad (2.35)$$

$$J_p = -qD_p \frac{\Delta p(-x_N)}{W_N} \quad ; \text{ portanto o fluxo de buracos será} \quad F_p = D_p \frac{\Delta p(-x_N)}{W_N} \quad (2.36)$$

Substituindo (2.35) em (2.29) e (2.36) em (2.30), obtemos:

$$\frac{F_n}{S_n} + F_n \frac{W_P}{D_n} = n_0(x_P) \left[e^{\frac{qV_A}{kT}} - 1 \right] \quad \Rightarrow \quad F_n = \frac{n_0(x_P) \frac{D_n}{W_P}}{1 + \frac{D_n}{S_n}} \left(e^{\frac{qV_A}{kT}} - 1 \right) \quad (2.37)$$

$$\frac{F_p}{S_p} + F_p \frac{W_N}{D_p} = p_0(-x_N) \left[e^{\frac{qV_A}{kT}} - 1 \right] \quad \Rightarrow \quad F_p = \frac{p_0(-x_N) \frac{D_p}{W_N}}{1 + \frac{D_p}{S_p}} \left(e^{\frac{qV_A}{kT}} - 1 \right) \quad (2.38)$$

O fluxo total através da heterojunção será:

$$F_T = F_n + F_p \quad \Rightarrow \quad F_T = \left[\frac{n_0(x_P) \frac{D_n}{W_P}}{1 + \frac{D_n}{S_n}} + \frac{p_0(-x_N) \frac{D_p}{W_N}}{1 + \frac{D_p}{S_p}} \right] (e^{\frac{qV_A}{kT}} - 1)$$

A corrente total será:

$$I_T = qAF_T \quad \Rightarrow \quad I_T = qA \left[\frac{n_0(x_P) \frac{D_n}{W_P}}{1 + \frac{D_n}{S_n}} + \frac{p_0(-x_N) \frac{D_p}{W_N}}{1 + \frac{D_p}{S_p}} \right] (e^{\frac{qV_A}{kT}} - 1) \quad (2.39)$$

Um dos efeitos do *spike* que podemos observar é uma queda na corrente, uma vez que S_n ou S_p causam uma redução no seu valor, comparado ao caso da corrente através de uma homojunção. Como temos $S_n = \overline{V_x} e^{-\frac{\Delta E_C - V_{JP}}{kT}}$, logo se ΔE_C crescer S_n diminui fazendo o valor do denominador de (2.39) aumentar, reduzindo a corrente. Na banda de valência não há *spike* sendo $S_p = \overline{V_x}$, como $S_p \gg D_p/W_P$ o segundo termo do lado direito da equação (2.39) terá seu denominador tendendo a 1, assim:

$$I_T = qA \left[\frac{n_0(x_P) \frac{D_n}{W_P}}{1 + \frac{D_n}{S_n}} + p_0(-x_N) \frac{D_p}{W_N} \right] (e^{\frac{qV_A}{kT}} - 1) \quad (2.40)$$

Ora, quando $S_n \gg D_n/W_P$ temos (2.40) reduzida à equação convencional de um diodo de homojunção ideal:

$$I_T = qA \left[n_0(x_P) \frac{D_n}{W_P} + p_0(-x_N) \frac{D_p}{W_N} \right] (e^{\frac{qV_A}{kT}} - 1) \quad (2.41)$$

2.2 Modelo EBERS-MOLL

Na seção anterior fizemos um descrição do comportamento corrente/tensão para uma heterojunção. Agora dispo do conhecimento das condições de contornos e do *corpo*, iremos encontrar o modelo equivalente para um transistor. Trabalharemos em cima de um modelo que já existe para transistores de homojunção: o modelo EBERS-MOLL.

Antes de começar a trabalhar um transistor de heterojunção, primeiro veremos como são as soluções das equações no *corpo* e nas bordas das regiões de depleção para o transistor de homojunção.

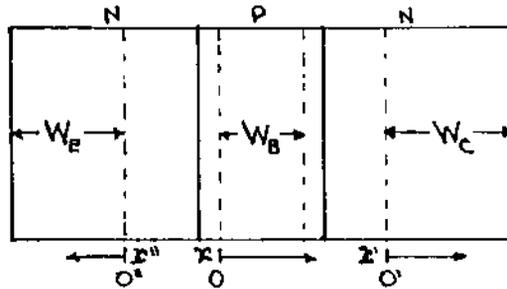


Fig. 2.6 Diagrama da estrutura de um transistor de homojunção

Inicialmente começaremos com a solução no *corpo*. Consideraremos:

- Solução estacionária (DC)
- Não há recombinação na região de base
- $L_E \gg W_E$, $L_C \gg W_C$, $L_B \gg W_B$

Onde L_E , L_C e L_B são os comprimentos de difusão dos portadores minoritários nas regiões de emissor, coletor e base, respectivamente.

Usando estas condições nas equações (2.15) e (2.16), teremos:

$$D_n \frac{\partial^2 \Delta n_p}{\partial^2 x} = 0 \quad \implies \quad \Delta n_p(x) = A + Bx$$

$$D_p \frac{\partial^2 \Delta p_n}{\partial^2 x} = 0 \quad \implies \quad \Delta p_n(x) = C + Dx$$

Assim teremos para emissor, assumindo $\Delta p_n(W_E) = 0$ (recombinação infinita no contato ôhmico):

$$\Delta p_n(x) = \Delta p_n(0'') - \frac{\Delta p_n(0'')}{W_E} x \quad (2.42)$$

Para coletor, assumindo $\Delta p_n(W_C) = 0$:

$$\Delta p_n(x) = \Delta p_n(0') - \frac{\Delta p_n(0')}{W_C} x \quad (2.43)$$

Para base:

$$\Delta n_p(x) = \Delta n_p(0) + \frac{\Delta n_p(W_B) - \Delta n_p(0)}{W_B} x \quad (44)$$

Para a região de carga espacial consideraremos que não existe nenhum tipo de recombinação. Assim as densidades de correntes nas regiões de carga espacial são constantes, como indicado na Fig.2.7.

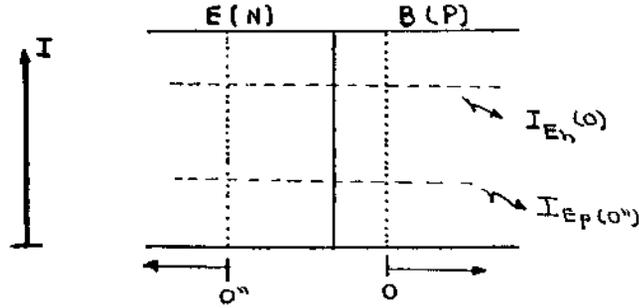


Fig. 2.7 Diagrama do nível das correntes na região de carga espacial base-emissor

Da figura anterior temos para junção emissor-base:

$$I_E = I_{E_p(0'')} + I_{E_n(0)} \quad \Rightarrow \quad I_E = -qAD_B \frac{d\Delta n_p(x)}{dx} \Big|_{x=0} - qAD_E \frac{\Delta p_n(x'')}{dx''} \Big|_{x''=0} \quad (2.45)$$

Onde $D_{i=B,E,C}$ é o coeficiente de difusão dos minoritários na região i .

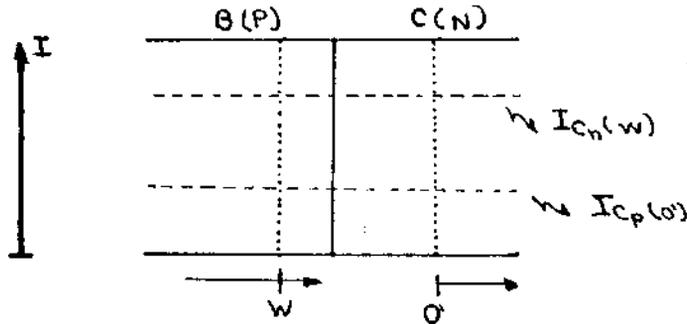


Fig. 2.8 Diagrama do nível das correntes na região de carga espacial base-coletor

E para junção base-coletor, temos da Fig.2.8:

$$I_C = I_{Cn}(W) + I_{Cp}(0') \quad \Rightarrow \quad I_C = -qAD_B \frac{d\Delta n_p(x)}{dx} \Big|_{x=W} + qAD_C \frac{\Delta p_n(x')}{dx'} \Big|_{x'=0} \quad (2.46)$$

A corrente de Base é dada por:

$$I_B = I_E - I_C \quad (2.47)$$

Entraremos agora na análise do transistor de heterojunção .

Na Fig.2.9 temos a representação seguida no desenvolvimento do modelo.

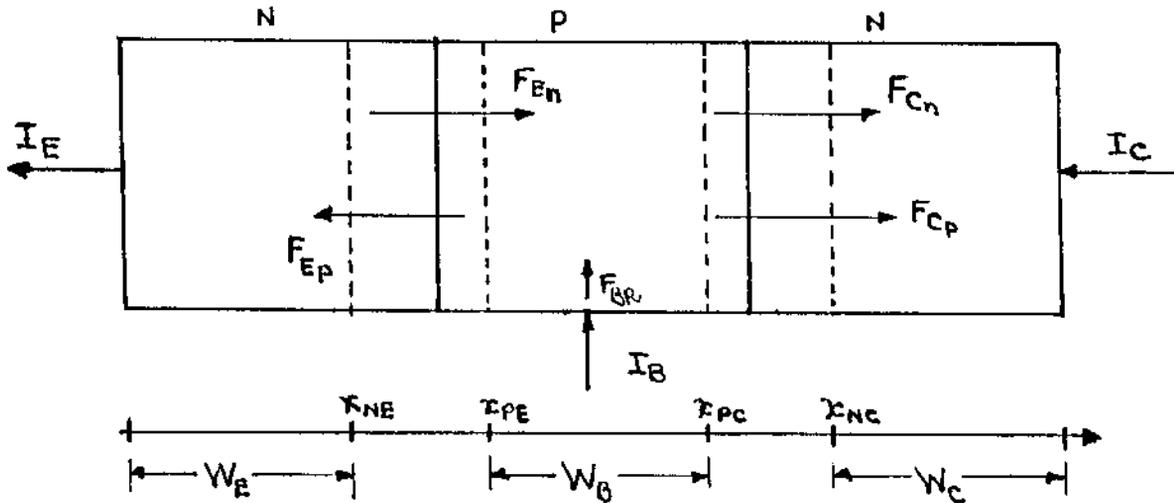


Fig. 2.9 Esquema da representação seguida no desenvolvimento do modelo do transistor

Onde,

$F_{En} \Rightarrow$ fluxo de elétrons do emissor para base

$F_{Cn} \Rightarrow$ fluxo de elétrons da base para coletor

$F_{Ep} \Rightarrow$ fluxo de buracos da base para emissor

$F_{Cp} \Rightarrow$ fluxo de buracos da base para coletor

$F_{BR} \Rightarrow$ fluxo devido à recombinação de elétrons, que vieram do emissor, na base (ideal \Rightarrow

0)

Nos optaremos pela notação da Fig.2.9 porque esta é mais usada e difundida que a da Fig.2.6. A notação da Fig.2.6 simplifica de tal forma, que as soluções das equações são mais fáceis de serem mostradas. O que interessa são as soluções nas bordas das regiões de depleção e as diferenças de comprimento (W_B, W_E, W_C), portanto é só repassar $0 \Rightarrow x_{PE}, W_B \Rightarrow x_{PC}, 0' \Rightarrow x_{NC}$ e $0'' \Rightarrow x_{NE}$.

Adotaremos as seguintes condições no desenvolvimento do modelo:

- a.1-Baixa injeção
- a.2-Regime estacionário (DC)
- a.3-Não há recombinação na região de carga espacial
- a.4-Não há recombinação na região quasi-neutra de base
- a.5- $W_E \ll L_E$ e $W_C \ll L_C$

As condições de contorno para portadores minoritários na borda da região de depleção já foram estabelecidas nas equações (2.29) e (2.30), logo:

$$F_{En} = S_{En} \left[n_{0B} \left(e^{\frac{qV_{BE}}{kT}} - 1 \right) - \Delta n(x_{PE}) \right] \quad (2.48)$$

$$F_{Cn} = -S_{Cn} \left[n_{0B} \left(e^{\frac{qV_{BC}}{kT}} - 1 \right) - \Delta n(x_{PC}) \right] \quad (2.49)$$

Teremos para os portadores minoritários na base, considerando equação (2.44):

$$F_B = -D_B \frac{\Delta n(x)}{dx} \quad \Rightarrow \quad F_B = \frac{D_B}{W_B} [\Delta n(x_{PE}) - \Delta n(x_{PC})] \quad (2.50)$$

Devido às condições **a.3**, **a.4** e **a.5**, obtemos:

$$F_{En} = F_{Cn} = F_B \quad (2.51)$$

Isolando $\Delta n(x_{PE})$ em (2.48) e $\Delta n(x_{PC})$ em (2.49), substituindo os resultados em (2.50):

$$F_B = \frac{D_B}{W_B} \left[-\frac{F_{En}}{S_{En}} + n_{0B} \left(e^{\frac{qV_{BE}}{kT}} - 1 \right) - \frac{F_{Cn}}{S_{Cn}} - n_{0B} \left(e^{\frac{qV_{BC}}{kT}} - 1 \right) \right] \quad (2.52)$$

Usando a relação (2.51), resulta:

$$F_B \frac{W_B}{D_B} \left[1 + \frac{1}{S'_{En}} + \frac{1}{S'_{Cn}} \right] = n_{0B} \left[\left(e^{\frac{qV_{BE}}{KT}} - 1 \right) - \left(e^{\frac{qV_{BC}}{KT}} - 1 \right) \right]$$

$$\Rightarrow F_B = \frac{\frac{D_B}{W_B} n_{0B}}{1 + \frac{1}{S'_{En}} + \frac{1}{S'_{Cn}}} \left[\left(e^{\frac{qV_{BE}}{KT}} - 1 \right) - \left(e^{\frac{qV_{BC}}{KT}} - 1 \right) \right] \quad (2.53)$$

Onde: $S'_{En} = \frac{S_{En}}{\frac{D_B}{W_B}}$ e $S'_{Cn} = \frac{S_{Cn}}{\frac{D_B}{W_B}}$

Quando temos $S_{En} \gg D_B/W_B$, então processo será o limitado por difusão na base, mas quando S_{En} deixa de ser muito grande devido ao *spike*, o processo se tornará limitado pela emissão termiônica na junção.

Vejam agora o fluxo de buracos.

No emissor,

$$F_{Ep} = -D_E \frac{d\Delta p_E}{dx} \Big|_{x=x_{NE}}$$

Onde da equação (2.42), obtemos:

$$F_{Ep} = \frac{D_E}{W_E} \Delta p_E(x_{NE}) \quad (2.54)$$

Pela relação (2.30), temos:

$$F_{Ep} = S_{Ep} \left[p_{0E} \left(e^{\frac{qV_{BE}}{KT}} - 1 \right) - \Delta p_E(x) \right] \quad (2.55)$$

Isolando $\Delta p_E(x_{NE})$ em (2.55) e substituindo em (2.54), finalmente temos:

$$F_{Ep} = \frac{D_E}{W_E} \left[-\frac{F_{Ep}}{S_{Ep}} + p_{0E} \left(e^{\frac{qV_{BE}}{KT}} - 1 \right) \right] \Rightarrow F_{Ep} = \frac{\frac{D_E}{W_E} p_{0E}}{1 + \frac{1}{S'_{Ep}}} \left(e^{\frac{qV_{BE}}{KT}} - 1 \right) \quad (2.56)$$

Onde $S'_{Ep} = \frac{S_{Ep}}{\frac{D_E}{W_E}}$

De forma idêntica para F_{Cp} :

$$F_{Cp} = \frac{D_C p_{0C}}{1 + \frac{1}{S'_{Cp}}} (e^{\frac{qV_{BC}}{KT}} - 1) \quad (2.57)$$

Onde $S'_{Ep} = \frac{S_{Cp}}{D_C}$
 $\frac{D_C}{W_C}$

Da Fig.2.9 obtemos:

$$I_C = qA(F_{Cn} - F_{Cp}) \quad (2.58)$$

$$I_E = qA(F_{En} + F_{Ep}) \quad (2.59)$$

Substituindo (2.53) e (2.56) em (2.59), encontramos:

$$I_E = qA \left\{ \frac{\frac{D_B}{W_B} n_{0B}}{1 + \frac{1}{S'_{En}} + \frac{1}{S'_{Cn}}} \left[(e^{\frac{qV_{BE}}{KT}} - 1) - (e^{\frac{qV_{BC}}{KT}} - 1) \right] + \frac{\frac{D_E}{W_C} p_{0E}}{1 + \frac{1}{S'_{Ep}}} (e^{\frac{qV_{BE}}{KT}} - 1) \right\}$$

$$\Rightarrow I_E = qA \left\{ \left[\frac{\frac{D_B}{W_B} n_{0B}}{1 + \frac{1}{S'_{En}} + \frac{1}{S'_{Cn}}} + \frac{\frac{D_E}{W_C} p_{0E}}{1 + \frac{1}{S'_{Ep}}} \right] (e^{\frac{qV_{BE}}{KT}} - 1) - \frac{\frac{D_B}{W_B} n_{0B}}{1 + \frac{1}{S'_{En}} + \frac{1}{S'_{Cn}}} (e^{\frac{qV_{BC}}{KT}} - 1) \right\} \quad (2.60)$$

Substituindo (2.53) e (2.57) em (2.58), novamente teremos:

$$I_C = qA \left\{ \frac{\frac{D_B}{W_B} n_{0B}}{1 + \frac{1}{S'_{En}} + \frac{1}{S'_{Cn}}} \left[\left(e^{\frac{qV_{BE}}{KT}} - 1 \right) - \left(e^{\frac{qV_{BC}}{KT}} - 1 \right) \right] - \frac{\frac{D_C}{W_C} p_{0C}}{1 + \frac{1}{S'_{Cp}}} \left(e^{\frac{qV_{BC}}{KT}} - 1 \right) \right\}$$

$$\Rightarrow I_C = qA \left\{ \frac{\frac{D_B}{W_B} n_{0B}}{1 + \frac{1}{S'_{En}} + \frac{1}{S'_{Cn}}} \left(e^{\frac{qV_{BE}}{KT}} - 1 \right) - \left[\frac{\frac{D_B}{W_B} n_{0B}}{1 + \frac{1}{S'_{En}} + \frac{1}{S'_{Cn}}} + \frac{\frac{D_C}{W_C} p_{0C}}{1 + \frac{1}{S'_{Cp}}} \right] \left(e^{\frac{qV_{BC}}{KT}} - 1 \right) \right\} \quad (2.61)$$

Quando não há *spike*, $S'_{En}, S'_{Cn}, S'_{Cp}, S'_{EP} \gg 1$, assim (2.60) e (2.61) se reduzem às equações do transistor de homojunção.

Considerando o modelo EBERS-MOLL abaixo:

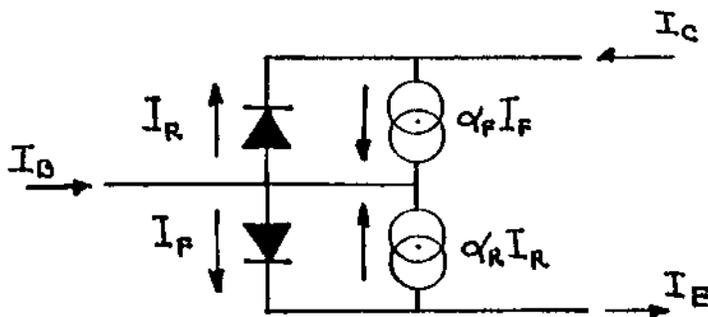


Fig. 2.10 Esquemático do Modelo EBERS-MOLL

Onde,

$$I_F = I_{SE} \left(e^{\frac{qV_{BE}}{KT}} - 1 \right)$$

$$I_R = I_{SC} \left(e^{\frac{qV_{BC}}{KT}} - 1 \right)$$

Temos da Fig.2.10:

$$I_E = I_F - \alpha_R I_R \quad (2.62)$$

$$I_C = \alpha_F I_F - I_R \quad (2.63)$$

Substituindo I_F e I_R em (62) e (63), temos:

$$I_E = I_{SE}(e^{\frac{qV_{BE}}{kT}} - 1) - \alpha_R I_{SC}(e^{\frac{qV_{BC}}{kT}} - 1) \quad (2.64)$$

$$I_C = \alpha_F I_{SE}(e^{\frac{qV_{BE}}{kT}} - 1) - I_{SC}(e^{\frac{qV_{BC}}{kT}} - 1) \quad (2.65)$$

Como podemos observar, estas equações são idênticas às equações obtidas em (2.60) e (2.61). Então por comparação temos os parâmetros necessários para o modelo EBERS-MOLL :

$$I_{SE} = qA \left[\frac{\frac{D_B n_{0B}}{W_B} + \frac{D_E p_{0E}}{W_C}}{1 + \frac{1}{S'_{En}} + \frac{1}{S'_{Cn}}} + \frac{1}{1 + \frac{1}{S'_{Ep}}} \right] \quad (2.66)$$

$$I_{SC} = qA \left[\frac{\frac{D_B n_{0B}}{W_B} + \frac{D_C p_{0C}}{W_C}}{1 + \frac{1}{S'_{En}} + \frac{1}{S'_{Cn}}} + \frac{1}{1 + \frac{1}{S'_{Cp}}} \right] \quad (2.67)$$

$$\alpha_F = \left[1 + \frac{D_E p_{0E} W_B}{D_B n_{0B} W_E} \frac{1 + \frac{1}{S'_{En}} + \frac{1}{S'_{Cn}}}{1 + \frac{1}{S'_{Ep}}} \right]^{-1} \quad (2.68)$$

$$\alpha_R = \left[1 + \frac{D_C p_{0C} W_B}{D_B n_{0E} W_C} \frac{1 + \frac{1}{S'_{En}} + \frac{1}{S'_{Cn}}}{1 + \frac{1}{S'_{Cp}}} \right]^{-1} \quad (2.69)$$

Até agora só consideramos o modelo do transistor ideal. No entanto, este modelo pode sofrer uma pequena modificação para levar em conta um primeiro efeito de um transistor real, ou seja, o efeito de recombinação na região quasi-neutra de base. Para fazer isto utilizaremos a aproximação do transistor quasi-ideal. Nesta aproximação a corrente de recombinação de base é muito menor que a corrente de elétrons injetada do emissor, assim podemos considerar o modelamento feito até agora e introduzir uma

corrente a mais que será dada por:

$$I_{BR} = \frac{\Delta Q_B}{\tau_B} \quad (2.70)$$

Onde,

$\Delta Q_B \Rightarrow$ carga de minoritários na base

$\tau_B \Rightarrow$ tempo de vida dos portadores minoritários na base

Inicialmente determinemos o valor de ΔQ_B :

$$\begin{aligned} \Delta Q_B &= qA \int_0^{W_B} \Delta n_B(x) dx \quad \xrightarrow{\text{eq. (2.44)}} \quad \Delta Q_B = qA \int_0^{W_B} \left(\Delta n_p(0) + \frac{\Delta n_p(W_E) - \Delta n_p(0)}{W_B} x \right) dx \\ \Rightarrow \quad \Delta Q_B &= qA \frac{\Delta n_B(W_B) + \Delta n_B(0)}{2} \quad (2.71) \end{aligned}$$

Substituindo (2.71) em (2.70), obtemos:

$$I_{BR} = qA \frac{\Delta n_B(W_B) + \Delta n_B(0)}{2\tau_B} \quad (2.72)$$

Na equação acima,

$\Delta n_B(W) \Rightarrow$ excesso de portadores, com relação ao equilíbrio, na borda da região de depleção de coletor-base

$\Delta n(0) \Rightarrow$ excesso de portadores, com relação ao equilíbrio, na borda da região de depleção de emissor-base

Isolando $\Delta n(x_{PE})$ e $\Delta n(x_{PC})$ em (2.48) e (2.49), respectivamente, e substituindo em (2.72), teremos após uma boa manipulação matemática:

$$I_{BR} = qA \left\{ \frac{n_{0B} W_B}{\tau_B} \frac{(2S'_{En} + S'_{En} S'_{Cn}) \left(e^{\frac{qV_{BE}}{KT}} - 1 \right) + (S'_{Cn} + S'_{Cn} S'_{En}) \left(e^{\frac{qV_{BC}}{KT}} - 1 \right)}{S'_{En} + S'_{Cn} + S'_{Cn} S'_{En}} \right\} \quad (2.73)$$

Neste primeiro modelo, de nível mais baixo, não consideramos ainda outros efeitos que estão associados ao transistor real.

Nos ainda temos que considerar as resistências associadas aos terminais de coletor, base e emissor, capacitâncias de difusão, capacitâncias de junção e capacitâncias parasitas. A capacitância de junção já foi por nós modelada, dada pela expressão (2.14). As capacitâncias são importantes no modelo de pequenos sinais, o qual pode ser extraído fazendo uma derivação de primeira ordem do modelo DC acima. Temos ainda a capacitância de substrato, que no caso do HBT de AlGaAs/GaAs é pequena devido ao fato de ser usado um substrato semisolante. As resistências são obtidas por metodologias de medida direta no dispositivo, através de comparação destas com a curva de um transistor ideal.

Um outro efeito que existe é o de modulação da largura de base, que é devido à variação da região de carga espacial entre base-coletor (que está polarizada reversamente) com a variação na tensão V_{BC} . Estes efeitos são mais acentuados nos transistores de homojunção, pois usam uma base pouco dopada. Já nos transistores HBT, temos uma base bastante dopada, logo a largura da região de carga espacial na base será pequena. Este efeito é introduzido no modelo EBERS-MOLL através de uma função linearizada da variação da largura de base com a tensão V_{BC} , tendo como parâmetro a tensão Early, V_A [9].

Outros efeitos que ainda devem ser modelados são aqueles no qual tem-se em conta a recombinação de portadores na superfície e a recombinação na região de carga espacial de base-emissor. Estes efeitos afetam o ganho de corrente e tem uma dependência exponencial com a tensão de polarização [10], assim são computados através de um fator de idealidade n ($I_{oe} \frac{qV}{nkT}$). Estes tipos de efeitos estão bastante presentes nos HBT's, uma vez que o GaAs possui uma alta densidade de estados de superfície, assim, sendo necessário desenvolver métodos de *passivação de superfície*.

No modelo EBERS-MOLL, estes problemas são tratados separadamente como se fossem independentes.

2.3 Modelo GUMMEL-POON [16]

Um outro modelo interessante, é o GUMMEL-POON. As vantagens do GUMMEL-POON é que oferece uma melhor visão do comportamento físico do dispositivo e trata, de modo unificado, três tipos de efeitos (modulação de base, efeitos de alta injeção e τ_F (tempo de trânsito dos portadores no dispositivo) versus I_C), oferecendo uma precisão melhor no modelo DC (diferença não muito significativa). Não nos enganemos no entanto, o modelo GUMMEL-POON é matematicamente mais complicado, menos intuitivo e menos conveniente (quanto à entrada de parâmetros) que o modelo EBERS-MOLL.

Consideramos a figura abaixo:

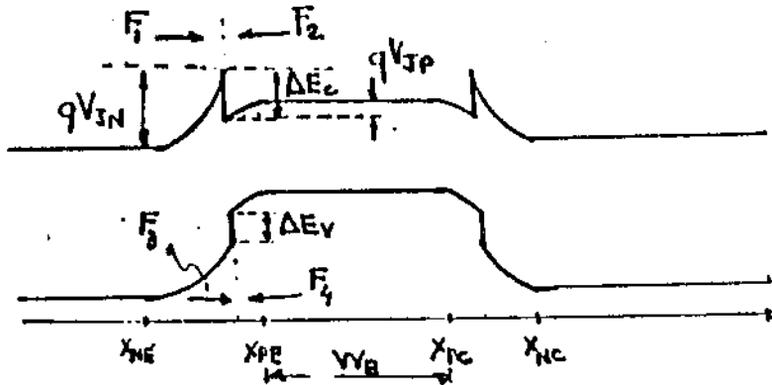


Fig.2.11 Diagrama das bandas de energia para a dedução do modelo GUMMEL-POON

Partiremos das seguintes condições , para deduzir o modelo:

- a.1- baixo nível de injeção .
- a.2- a concentração portadores na base é constante.
- a.3- os níveis de quasi-Fermi são praticamente constantes através da região de depleção , exceto o de elétrons.
- a.4- a recombinação na região neutra de base é nula.
- a.5- a estatística de Boltzmann é válida.
- a.6- tratamento para o caso unidimensional.
- a.7- análise DC.

Da teoria convencional de semicondutores, sabemos[11]:

$$n = n_i e^{-\frac{E_i - E_F}{KT}} \quad (2.74)$$

$$p = n_i e^{-\frac{E_F - E_i}{KT}} \quad (2.75)$$

Do produto de n e p,

$$np = n_i^2 \quad (2.76)$$

Onde,

$$n_i^2 = N_C N_V e^{-\frac{E_G}{kT}} \quad (2.77)$$

Disto podemos tirar para base:

$$(np)_B = n_{iB}^2 \quad (2.78)$$

E para emissor:

$$(np)_E = n_{iE}^2 \quad (2.79)$$

No entanto sabemos que [10]:

$$N_C = 2 \left(\frac{2\pi m_n^* kT}{h^2} \right)^{3/2} \quad (2.80)$$

$$N_V = 2 \left(\frac{2\pi m_p^* kT}{h^2} \right)^{3/2} \quad (2.81)$$

Tabela 2.1 Parâmetros de massa efetiva de elétrons e buracos nos materiais GaAs e AlGaAs [12]

	GaAs	AlGaAs (30% de Al)
m_n^*	0,067	0,092
m_p^*	0,642	0,690

Para o AlGaAs e GaAs, m_p e m_e não são iguais, Tabela 2.1. No entanto, seu efeito é simplesmente introduzir um fator multiplicativo. Podemos então escrever:

$$n_{iE}^2 e^{\frac{\Delta E_G}{kT}} \cong n_{iB}^2 \quad (2.82)$$

Para um semicondutor fora do equilíbrio, as equações (2.74) e (2.75) tem que ser alteradas passando a utilizar não mais o nível de Fermi, mas o nível de quasi-Fermi de tal forma que continue dando os valores corretos de n e p , portanto, ficando:

$$n = n_{iB} e^{-\frac{E_i - E_{Fn}}{kT}} \quad (2.83)$$

$$p = n_{iB} e^{-\frac{E_{Fp} - E_i}{kT}} \quad (2.84)$$

Podemos descrever a corrente circulando pelo semicondutor, como[10]:

$$J_n = \mu_n n \frac{d}{dx} E_{Fn} \quad (2.85)$$

$$J_p = \mu_p p \frac{d}{dx} E_{Fp} \quad (2.86)$$

A base que estamos estudando é tipo P , assim $p \gg n$, e em um transistor de heterojunção temos $J_n \gg J_p$ devido à descontinuidade na banda de valência aumentar a energia que buracos terão de ter para saltar em direção ao emissor, portanto:

$$\frac{d}{dx} E_{Fn} \gg \frac{d}{dx} E_{Fp} \quad (2.87)$$

Da condição anterior,

$$J_n \cong \mu_n n \frac{d}{dx} (E_{Fn} - E_{Fp}) \quad (2.88)$$

Derivando o produto entre (2.83) e (2.84):

$$\frac{d}{dx} (np) = \frac{d}{dx} \left[n_{iB}^2 e^{\frac{E_{Fn} - E_{Fp}}{kT}} \right] \implies \frac{d}{dx} (E_{Fn} - E_{Fp}) = \frac{kT}{np} \frac{d}{dx} (np) \quad (2.89)$$

Substituindo (2.89) em (2.88), obtemos a equação diferencial da densidade de corrente na base, para

modelo GUMMEL-POON:

$$J_n = \frac{qD_n n_{iB}^2}{p} \frac{d}{dx} \left(\frac{np}{n_{iB}^2} \right) \quad (2.90)$$

A corrente pode ser obtida integrando a equação (2.90) na região quasi-neutra de base:

$$\int_{x_{PE}}^{x_{PC}} \frac{J_n p}{qD_n n_{iB}^2} dx = \int_{x_{PE}}^{x_{PC}} d \left(\frac{np}{n_{iB}^2} \right) \quad \Rightarrow \quad \frac{J_n}{qn_{iB}^2} \int_{x_{PE}}^{x_{PC}} \frac{p}{D_n} dx = \int_{x_{PE}}^{x_{PC}} d \left(\frac{np}{n_{iB}^2} \right)$$

Considerando o teorema do valor médio:

$$\frac{J_n}{qn_{iB}^2 \bar{D}_n} \int_{x_{PE}}^{x_{PC}} p dx = \int_{x_{PE}}^{x_{PC}} d \left(\frac{np}{n_{iB}^2} \right) \quad \Rightarrow \quad J_n = q\bar{D}_n \frac{np|_{x_{PC}} + np|_{x_{PE}}}{\int_{x_{PE}}^{x_{PC}} p dx}$$

$$J_n = q\bar{D}_n \frac{n(x_{PC})p(x_{PC}) - n(x_{PE})p(x_{PE})}{\int_{x_{PE}}^{x_{PC}} p dx} \quad (2.91)$$

Por simplicidade omitiremos as barra do \bar{D}_n .

A equação acima é válida tanto para transistores de homojunção, quanto de heterojunção. Agora só resta calcular os produtos das concentrações de cargas em x_{PC} e x_{PE} da equação (2.91). Neste ponto, basicamente, é que se modifica o tratamento para transistores de heterojunções do de homojunções. Devemos levar em conta o processo de transporte através da interface dos dois materiais.

Deve-se observar que as fórmulas serão um pouco diferentes daquelas obtidas em (2.29) e (2.30), e também neste caso, o que nos interessa isolar é a concentração de carga no ponto(ex. $n(x_{PE})$) e não a variação com relação ao equilíbrio($\Delta(x_{PE})$).

Como já temos visto anteriormente, temos da Fig.2.11, para elétrons:

$$F_{En} = F_1 - F_2 \quad \Rightarrow \quad F_{En} = \bar{V}_x n(x_{NE}) e^{-\frac{qV_{JN}}{KT}} - \bar{V}_x n(x_{PE}) e^{\frac{qV_{JP} - \Delta E_C}{KT}}$$

$$\Rightarrow \quad F_{En} = \bar{V}_x e^{-\frac{\Delta E_C - qV_{JP}}{KT}} [n(x_{NE}) e^{\frac{-qV_{JP} + \Delta E_C}{KT}} - n(x_{PE})]$$

Fazendo,

$$S_{EN} = \bar{V}_x e^{-\frac{\Delta E_C - qV_{JP}}{KT}} \quad (2.92)$$

Teremos:

$$n(x_{PE}) + \frac{F_{En}}{S_{En}} = n(x_{NE}) e^{-\frac{qV_J + \Delta E_C}{kT}} \quad (2.93)$$

onde,

$$V_J = V_{JP} + V_{JN}$$

Considerando buracos:

$$F_p = F_4 - F_3 \quad \Rightarrow \quad F_p = \bar{V}_x n p(x_{PE}) e^{-\frac{qV_J + \Delta E_V}{kT}} - \bar{V}_x n p(x_{NE})$$

$$\Rightarrow \quad F_p = \bar{V}_x n [p(x_{PE}) e^{-\frac{qV_J + \Delta E_V}{kT}} - p(x_{NE})] \quad (2.94)$$

Neste caso vemos que não há *spike*, e portanto $F_p \ll \bar{V}_x$, assim obtemos uma relação idêntica àquela de homojunção [13]:

$$p(x_{PE}) = p(x_{NE}) e^{-\frac{qV_J + \Delta E_V}{kT}} \quad (2.95)$$

Isolando $n(x_{PE})$ em (2.93) e multiplicando por (2.95), temos:

$$\begin{aligned} n(x_{PE}) p(x_{PE}) &= -\frac{F_{En}}{S_{En}} p(x_{NE}) e^{-\frac{qV_J + \Delta E_V}{kT}} + p(x_{NE}) n(x_{NE}) e^{-\frac{\Delta E_G}{kT}} \\ \Rightarrow \quad n(x_{PE}) p(x_{PE}) &= -\frac{F_{En}}{S_{En}} p(x_{PE}) + p(x_{NE}) n(x_{NE}) e^{-\frac{\Delta E_G}{kT}} \end{aligned} \quad (2.96)$$

Da definição dos níveis de quasi-Fermi, temos:

$$p(x_{NE}) n(x_{NE}) = n_{iE}^2 e^{-\frac{E_{Fn}(x_{NE}) - E_{Fp}(x_{NE})}{kT}} \quad (2.97)$$

Devemos deixar tudo em relação às componentes da base, assim substituímos (2.82) em (2.97) e seu

resultado em (2.96), obtemos:

$$n(x_{PE})p(x_{PE}) = -\frac{F_{En}}{S_{En}}p(x_{PE}) + n_{iB}^2 e^{\frac{qV_{BE}}{KT}} \quad (2.98)$$

De forma idêntica para junção base-coletor, obtemos:

$$n(x_{PC})p(x_{PC}) = -\frac{F_{Cn}}{S_{Cn}}p(x_{PC}) + n_{iB}^2 e^{\frac{qV_{BC}}{KT}} \quad (2.99)$$

A densidade de corrente que circula pela base é dada por:

$$J_n = -qF_{En} = qF_{Cn} \quad (2.100)$$

Substituindo (2.99) e (2.98) em (2.91), teremos:

$$J_n \int_{x_{PE}}^{x_{PC}} p dx = -D_n q \frac{F_{Cn}}{S_{Cn}} p(x_{PC}) + D_n q \frac{F_{En}}{S_{En}} p(x_{PE}) + q D_n n_{iB}^2 [e^{\frac{qV_{BC}}{KT}} - e^{\frac{qV_{BE}}{KT}}]$$

$$\xrightarrow{\text{eq. 2.100}} J_n = -\frac{q D_n n_{iB}^2}{\int_{x_{PE}}^{x_{PC}} p dx + \frac{D_n}{S_{cn}} p(x_{PC}) + \frac{D_n}{S_{En}} p(x_{PE})} [(e^{\frac{qV_{BE}}{KT}} - 1) - (e^{\frac{qV_{BC}}{KT}} - 1)] \quad (2.101)$$

O modelo EBERS-MOLL descrito anteriormente, Fig.2.10 , pode ser expresso de outra forma:

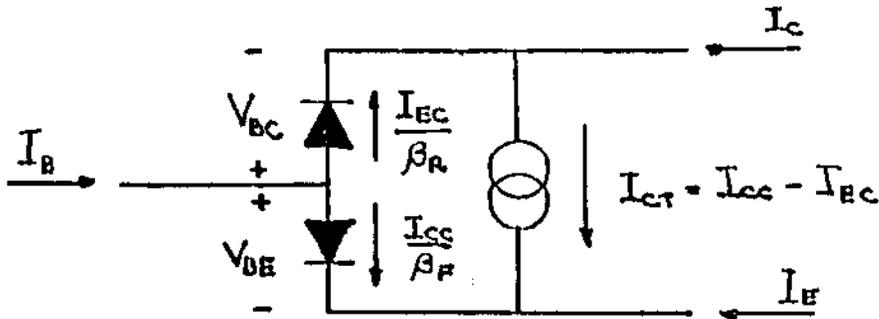


Fig.2.12 Outra forma de representar o modelo EBERS-MOLL [14]

onde,

$$\frac{I_{CC}}{\beta_F} = \frac{I_S}{\beta_F} (e^{\frac{qV_{BE}}{kT}} - 1) \quad (2.102.a)$$

$$\frac{I_{CE}}{\beta_R} = \frac{I_S}{\beta_R} (e^{\frac{qV_{BC}}{kT}} - 1) \quad (2.102.b)$$

$$\beta_F = \frac{\alpha_F}{1 - \alpha_F}$$

$$\beta_R = \frac{\alpha_R}{1 - \alpha_R}$$

$$I_{CT} = I_{CC} - I_{CE} \quad \Rightarrow \quad I_{CT} = I_S [(e^{\frac{qV_{BE}}{kT}} - 1) - (e^{\frac{qV_{BC}}{kT}} - 1)] \quad (2.103)$$

Para o modelo GUMMEL-PGON, comparando (2.101) e (2.103) e observando que $I_n = -I_{CT}$, temos:

$$I_S = \frac{qD_n n_{iB}^2}{\int_{x_{PE}}^{x_{PC}} p dx + \frac{D_n}{S_{cn}} p(x_{PC}) + \frac{D_n}{S_{En}} p(x_{PE})} \quad (2.104)$$

Podemos escrever a equação (2.104), como:

$$I_S = I_{SS} \frac{Q_{B0}}{Q_B} \quad (2.105)$$

Onde,

$$Q_{B0} = Q_B(V_{BE} = 0, V_{BC} = 0)$$

$$Q_B = qA \int_{x_{PE}}^{x_{PC}} p dx + qA \frac{D_n}{S_{En}} p(x_{PE}) + qA \frac{D_n}{S_{Cn}} p(x_{PC})$$

$$\Rightarrow \quad Q_B = qA \int_{x_{PE}}^{x_{PC}} p dx + Q_{SE} + Q_{SC} \quad (2.106)$$

$$I_{SS} = \frac{q^2 A D_n n_{iB}^2}{Q_{B0}}$$

Podemos ainda fazer:

$$I_S = \frac{I_{SS}}{q_B} \quad (2.107) \quad , \text{ onde } q_B = \frac{Q_B}{Q_{B0}} \quad (2.108)$$

Neste modelo, temos a presença de duas componentes adicionais em relação ao modelo para transistores de homojunção, são as componentes Q_{SE} e Q_{SC} , que levam em conta o processo de transporte através da interface. Deste modo Q_B perde o significado físico como a carga total na base.

Agora nos resta determinar Q_B . Consideraremos inicialmente a componente integral de Q_B .

Por causa da natureza generalizada da análise, $p(x)$ não é conhecido e assim a integração não pode ser realizada aqui. Ao invés disso, a integral será dividida em quatro componentes e cada uma será modelada separadamente. No entanto será utilizado um caminho no qual tentaremos avaliar as componentes através da análise física, assim melhorando o conhecimento sobre o comportamento físico do dispositivo, logo:

$$qA \int_{x_{PE}}^{x_{PC}} p dx = +qA \int_{x_{PE}}^{x_{PE0}} N_{AB} dx - qA \int_{x_{PC}}^{x_{PC0}} N_{AB} dx + qA \int_{x_{PE}}^{x_{PC}} (p - N_{AB}) dx + \int_{x_{PE0}}^{x_{PC0}} N_{AB} dx$$

$$\Rightarrow qA \int_{x_{PE}}^{x_{PC}} p dx = Q_E + Q_C + (Q_F + Q_R) + Q_{B0} \quad (2.109)$$

Começaremos determinando inicialmente $(Q_F + Q_R)$.

Q_F representa a quantidade de portadores injetados na base quando $V_{BE} \neq 0$ e $V_{BC} = 0$.

Q_R representa a quantidade de portadores injetados na base quando $V_{BE} = 0$ e $V_{BC} \neq 0$.

Por definição são dadas por:

$$Q_F = \tau_F I_{CC} \quad (2.110)$$

$$Q_R = \tau_R I_{CC} \quad (2.111)$$

Onde τ_F e τ_R são, respectivamente, o tempo de transito direto e reverso através da região quasi-neutra de base, ou seja, representa o tempo médio gasto pelos portadores na região quasi-neutra de base. As quantidades τ_F e τ_R são obtidas por medida em laboratório [15].

Carga Q_E e Q_C :

Lembrando da definição de Q_E :

$$Q_E = -qA \int_{x_{PE0}}^{x_{PE}} N_{AB} dx \quad \Rightarrow \quad Q_E = qAN_{AB}(x_{PE0} - x_{PE}) \quad (2.112)$$

O x_{PE} da equação anterior pode ser determinado da aproximação de depleção :

$$x_{PE} = \left[\frac{2\varepsilon_E \varepsilon_B N_{DE} (V_{biE} - V_{BE})}{qN_{AB}(\varepsilon_E N_{DE} + \varepsilon_B N_{AB})} \right]^{1/2} \quad (2.113)$$

Onde ε_E e ε_B são as permissividades dielétricas no emissor e na base, N_{DE} e N_{AB} são as densidades de dopantes no emissor e na base, respectivamente. Um outro método de avaliar Q_E , pode ser:

$$Q_E = \int_0^{V_{BE}} C_{JE} dV \quad (2.114)$$

onde C_{JE} é a capacitância de base-emissor, logo:

$$C_{JE} = \frac{dQ_E}{dV_{BE}} \quad \Rightarrow \quad C_{JE} = \frac{d}{dV_{BE}} \left(\int N_{AB} dx \right) \quad (2.115)$$

Assim substituindo (2.113) em (2.112) e derivando em relação a V_{BE} , obtemos C_{JE} que idêntica a equação (2.14). Cargas Q_{SE} e Q_{SC} :

Como tem-se mostrado, estas componentes são dependentes diretamente de $p(x_{PE})$ e $p(x_{PC})$, logo, temos que avaliar seus valores. No entanto em heterojunções não existe uma relação direta para determinar as cargas na região de borda da camada de depleção (equação (2.98)). Assim, para avaliar Q_{SE} , por exemplos, assumiremos:

$$p(x_{PE}) = N_{AB}(x_{PE}) \quad (2.116)$$

Esta simplificação pode ser justificada, levando em consideração que Q_{SE} deixa de ser desprezível em relação à integral da densidade de buracos, apenas quando S_{E_n} for pequeno e isto ocorre quando ΔE_C for grande. Quanto maior ΔE_C menor será o número de elétrons injetados. Além disto para HBT's temos uma base muito mais dopada do que o emissor, assim podemos considerar a base em baixa injeção mesmo quando S_{E_n} for grande. Se por outro lado, S_{E_n} for grande, Q_{SE} será pequeno comparado à integral da densidade de buracos e então não será necessário avaliar $p(x_{PE})$.

De modo idêntico para $p(x_{PC})$, temos:

$$p(x_{PC}) = N_{AB}(x_{PC}) \quad (2.117)$$

Desta forma então teremos:

$$Q_{BE} = \frac{qAD_n N_{AB}(x_{PE})}{S_{En}} \quad (2.118)$$

$$Q_{BC} = \frac{qAD_n N_{AB}(x_{PC})}{S_{Cn}} \quad (2.119)$$

Agora com os termos de Q_B determinados, podemos avaliar q_B :

$$q_B = 1 + \frac{Q_E}{Q_{B0}} + \frac{Q_C}{Q_{B0}} + \frac{\tau_F I_{CC}}{Q_{B0}} + \frac{\tau_R I_{CE}}{Q_{B0}} + \frac{1}{Q_{B0}} \left[\frac{qAD_n N_{AB}(x_{PE})}{S_{En}} + \frac{qAD_n N_{AB}(x_{PC})}{S_{Cn}} \right] \quad (2)$$

Então podemos escrever[16]:

$$q_B = q_1 + \frac{q_2}{q_B} \quad (2.121)$$

onde,

$$q_1 = 1 + \frac{Q_E}{Q_{B0}} + \frac{Q_C}{Q_{B0}} + \frac{qAD_n N_{AB}}{Q_{B0}} \left[\frac{1}{S_{En}} + \frac{1}{S_{Cn}} \right] \quad (2.122)$$

$$q_2 = \frac{q^2 AD_n^2 n_i^2 B}{Q_{B0}^2} [\tau_F (e^{\frac{qV_{BE}}{kT}} - 1) + \tau_R (e^{\frac{qV_{BC}}{kT}})] \quad (2.123)$$

Onde as equações (2.123) e (2.122) são obtidas substituindo I_{CC} e I_{CE} pelas suas expressões equivalentes (equações (2.101.a) e (2.101.b), respectivamente) na expressão (2.120)

Temos agora a descrição de todas as equações básicas para a descrição de um transistor HBT, segundo o modelo GUMMEL-POON.

Todos os parâmetros podem ser determinados através de medidas elétricas no dispositivo, exceto S_{Cn} e S_{En} . Estes parâmetros são determinados através do conhecimento da estrutura de banda dos materiais (ex. equação (2.92)).

No modelo GUMMEL-POON são válidos os mesmos comentários feitos para o EBERS-MOLL, ressaltando que neste último temos o tratamento conjunto dos efeitos de modulação de base e de alta injeção

de corrente.

2.4 Análise de Validade dos Modelos

Como já visto anteriormente, temos para o modelo EBERS-MOLL, acrescentando as resistências parasitárias:

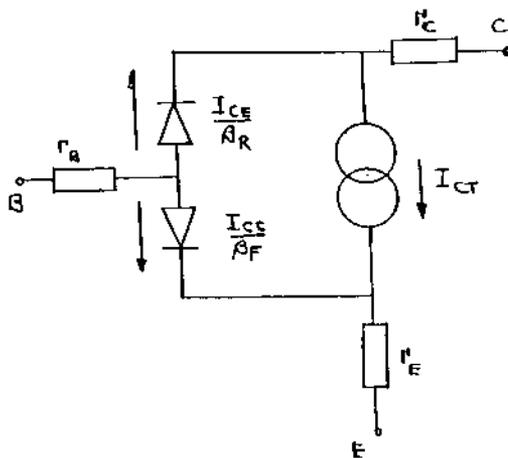


Fig.2.13 Modelo EBERS-MOLL acrescentado das resistências parasitárias

Onde:

$$I_{CT} = I_S \left[e^{\frac{qV_{BE}}{KT}} - e^{\frac{qV_{BC}}{KT}} \right]$$

$$\frac{I_{CC}}{\beta_F} = \frac{I_S}{\beta_F} \left[e^{\frac{qV_{BE}}{KT}} - 1 \right]$$

$$\frac{I_{CE}}{\beta_R} = \frac{I_S}{\beta_R} \left[e^{\frac{qV_{BC}}{KT}} - 1 \right]$$

$$\beta_F = \frac{\alpha_F}{1 - \alpha_F}$$

$$\beta_R = \frac{\alpha_R}{1 - \alpha_R}$$

Para Transistores temos[17]:

$$I_{SE}\beta_F = I_{SC}\beta_R = I_S$$

Aplicando as equações (2.66) e (2.68) à equação anterior, teremos para I_S :

$$I_S = qA \frac{D_B}{W_B} n_{OB} \frac{1}{1 + \frac{1}{S'_{En}} + \frac{1}{S'_{Cn}}}$$

Considerando um HBT de heterojunção abrupta somente na região de B-E, I_S se reduz a:

$$I_S = qA n_{OB} S_{En} \quad (2.123)$$

uma vez que $\frac{1}{S'_{En}} \gg 1$ e $\frac{1}{S'_{Cn}} \ll 1$.

Considerando o modelo de Emissão Termiônica, determinaremos as expressões para corrente de Base e Coletor.

Temos do modelo EBERS-MOLL (Fig.2.13):

$$I_C = I_S [e^{\frac{qV_{BE}}{KT}} - e^{\frac{qV_{BC}}{KT}}] + \frac{I_S}{\beta_R} [e^{\frac{qV_{BC}}{KT}} - 1] \quad (2.124)$$

$$I_B = \frac{I_S}{\beta_F} [e^{\frac{qV_{BE}}{KT}} - 1] + \frac{I_S}{\beta_R} [e^{\frac{qV_{BC}}{KT}} - 1] \quad (2.125)$$

Quando $V_{BC} = 0$, teremos:

$$I_C = I_S (e^{\frac{qV_{BE}}{KT}} - 1)$$

$$I_B = \frac{I_S}{\beta_F} (e^{\frac{qV_{BE}}{KT}} - 1)$$

Antes, porém, de tentar determinar I_S em função de parâmetros físicos, vejamos qual é o comportamento do HBT quando estiver na região ativa (junção B-E polarizada diretamente e junção B-C polarizada inversamente). Temos um interesse nesta condição , porque é exatamente a condição de polarização dos HBT's em um circuito linear.

Um HBT (AlGaAs/GaAs) polarizado na região ativa tem a polarização de junção variando de 0.8 V a 1.3 V, faixa de valores que nós obtivemos das medidas, portanto:

$$e^{\frac{qV_{BE}}{KT}} \gg 1, \text{ onde } \frac{KT}{q} \doteq 25,6 \text{ mV}$$

A equação de I_C pode ser descrita como:

$$I_C = I_S \left[e^{\frac{qV_{BE}}{KT}} - \frac{1}{\beta_R} - \frac{\beta_R - 1}{\beta_R} e^{\frac{qV_{BC}}{KT}} \right] \quad (2.126)$$

O pior caso é quando $V_{BE} = 0.8$ e $V_{BC} = 0$, nesta condição o transistor está quase fora da região ativa. Para esta condição, temos:

$$\begin{array}{lll} e^{\frac{qV_{BE}}{KT}} & \xrightarrow{V_{BE}=0.8} & 37,299 \times 10^{12} \\ e^{\frac{qV_{BC}}{KT}} & \xrightarrow{V_{BE}=0.8} & 0 \end{array}$$

O β_R para Transistores HBT é da ordem de 1, logo I_C se reduz a:

$$I_C = I_S e^{\frac{qV_{BE}}{KT}} \quad (2.127)$$

A equação (2.127) não é válida apenas para $V_{BC} = 0$. Como o Transistor HBT está na região ativa temos $V_{BC} = -|V_{BC}|$, junção polarizada inversamente, logo, teremos termos bem menores que o valor da exponencial que varia com V_{BE} . Podemos então dizer que:

$$I_C \cong I_S e^{\frac{qV_{BE}}{KT}} \text{ para } V_{BC} \leq 0$$

Consideremos agora a corrente de Base:

$$I_B = I_S \left[\frac{e^{\frac{qV_{BE}}{KT}} - 1}{\beta_F} + \frac{e^{\frac{qV_{BC}}{KT}} - 1}{\beta_R} \right]$$

Se $V_{BC} = 0$ e $V_{BE} \geq 3 \frac{KT}{q}$:

$$I_B = \frac{I_S}{\beta_F} e^{\frac{qV_{BE}}{KT}} \quad (2.128)$$

Na equação da corrente de base deve ser introduzido um termo a mais. Este termo representa os

efeitos de recombinação na região de Carga Espacial da junção B-E, recombinação na superfície de base e recombinação devido a centros DX no AlGaAs. Esta componente a mais na corrente de base pode ser modelada por [18]:

$$I_{recombina\c{c}ao} = I_{SE} e^{\frac{qV_{BE}}{n_E K T}} \quad (2.129)$$

Portanto, o modelo EBERS-MOLL para um HBT na região ativa será dado por:

$$I_C = I_S e^{\frac{qV_{BE}}{K T}} \quad (2.130)$$

$$I_B = \frac{I_S}{\beta_F} e^{\frac{qV_{BE}}{K T}} + I_{SE} e^{\frac{qV_{BE}}{n_E K T}} \quad (2.131)$$

Há um certo interesse em determinarmos se é possível descrever I_S por um valor constante, pois desta forma poderíamos usar o simulador SPICE. O simulador SPICE é um programa feito para trabalhar com dispositivos de silício, e usa os modelos EBERS-MOLL e GUMMEL-POON com o parâmetro I_S constante.

Como vimos anteriormente I_S depende de S_{En} , equação (2.123), e este último é uma função da polarização (eq. 2.92).

Considerando a equação de I_C (2.130) onde substituímos (2.123) e (2.92), obtemos:

$$I_C = q A n_{0B} \bar{V}_x e^{-\frac{\Delta E_C - qV_{JP}}{K T}} e^{\frac{qV_{BE}}{K T}} \quad (2.132)$$

Esta expressão é idêntica à obtida em [18].

Como já foi mostrado anteriormente, V_{JP} é a queda de potencial na região tipo P ($V_{JP} = \Delta\phi_2$).

Observando que $\Delta\phi_1 + \Delta\phi_2 = V_{bi} - V_{BE}$ e usando a relação (2.13), obtemos:

$$V_{JP} = \frac{V_{bi} - V_{BE}}{1 + \frac{N_A \epsilon_2}{N_D \epsilon_1}} \quad (2.133)$$

Substituindo (2.133) em (2.132):

$$I_C = q A n_{0B} \bar{V}_x e^{-\frac{\Delta E_C}{K T}} e^{\frac{qV_{bi}}{\alpha K T}} e^{\frac{qV_{BE}}{K T} (1 - \frac{1}{\alpha})}$$

Onde,

$$\alpha = 1 + \frac{N_A \epsilon_2}{N_D \epsilon_1}$$

Normalmente em HBT's temos $N_A \gg N_D$, portanto a equação anterior se reduz a:

$$I_C = I_{CS} e^{\frac{qV_{BE}}{KT}} \quad (2.134)$$

Onde,

$$I_{CS} = qAn_{0B}\bar{V}_x e^{-\frac{\Delta E_C}{KT}} e^{\frac{qV_{bi}}{\alpha KT}} \quad (2.135)$$

Desta forma I_{CS} é constante, só dependendo dos parâmetros dos materiais. I_{CS} é obtido diretamente da curva de $\ln(I_C)$ vs V_{BE} .

Vejam agora a equação da corrente de Base.

Inicialmente estabeleceremos uma relação I_S/I_{CS} :

$$\frac{I_S}{I_{CS}} = \frac{qAn_{0B}S_{EN}}{qAn_{0B}\bar{V}_x e^{-\frac{\Delta E_C}{KT}} e^{\frac{qV_{bi}}{\alpha KT}}} \implies I_S = \frac{S_{EN}}{\bar{V}_x e^{-\frac{\Delta E_C}{KT}} e^{\frac{qV_{bi}}{\alpha KT}}} I_{CS} \quad (2.136)$$

Substituindo (2.136) em (2.131), temos:

$$I_B = \frac{I_{CS}}{\frac{\bar{V}_x e^{-\frac{\Delta E_C}{KT}} e^{\frac{qV_{bi}}{\alpha KT}}}{\frac{D_{EP0E}}{W_E n_{0B}}}} e^{\frac{qV_{BE}}{KT}} + I_{SE} e^{\frac{qV_{BE}}{n_E KT}}$$

Definindo:

$$\beta_{FC} \triangleq \frac{\bar{V}_x e^{-\frac{\Delta E_C}{KT}} e^{\frac{qV_{bi}}{\alpha KT}}}{\frac{D_{EP0E}}{W_E n_{0B}}} \quad (2.137)$$

$$I_B = \frac{I_{CS}}{\beta_{FC}} e^{\frac{qV_{BE}}{KT}} + I_{SE} e^{\frac{qV_{BE}}{n_E KT}} \quad (2.138)$$

Assim, segundo o Modelo de Emissão Termiônica, na região de polarização direta um HBT tem com-

portamento DC descrito por:

$$I_C = I_{CS} e^{\frac{V_{BE}}{K T}}$$

$$I_B = \frac{I_{CS}}{\beta_{FC}} e^{\frac{qV_{BE}}{K T}} + I_{SE} e^{\frac{qV_{BE}}{n_E K T}}$$

Calcularemos agora o valor da corrente de saturação (I_{CS}). Antes de calcularmos seu valor, devemos considerar que a base é muito dopada fazendo com que o *gap* do material de base sofra uma redução. Não somente ocorre uma redução do *gap*, mas também uma alteração na distribuição da densidade de estado próxima a base da banda de condução e ao topo da banda de valência. Esta redução do *gap* altera o valor de n_{iB}^2 e portanto de n_{0B} . Esta variação de n_{iB}^2 é normalmente modelada considerando apenas um redução do *gap*, um *gap efetivo*. Esta correção não representa a redução do *gap* do óptico, uma vez que só modifica o valor do *gap*. Não encontramos na literatura uma concordância quando ao valor da redução efetiva.

No trabalho de Klausmeier-Brown em 1989 [19], temos:

$$\Delta E_g (eV) = 2 \times 10^{-11} [N_A (cm^{-3})]^{1/2} \quad (2.139)$$

E no trabalho de Tiwari e Wright em 1990 [20], encontramos:

$$\Delta E_g (eV) = 3 \times 10^{-8} [N_A (cm^{-3})]^{1/3} \quad (2.140)$$

onde,

N_A = Dopagem de impurezas aceitadoras na base

Tabela 2.2 Parâmetros para o cálculo de I_{CS} de um Transistor HBT de AlGaAs/GaAs

N_{AB}	$4 \times 10^{19} (cm^{-3})$
A	$26 \times 10^{-8} (cm^2)$
n_{iB}^2	$5,06 (cm^{-6})$ [21]
V_x	$7 \times 10^{17} (cm/s)$
ΔE_g	$0,375 (eV)$ [22]
ΔE_C	$0,62 \Delta E_g (eV)$ [23]
V_{bi}	$1,5743 (eV)$ [24]
α	144,5

Encontramos na literatura um valor para Δ_{EC} entre 60% e 70% da energia do *gap* de GaAs . O valor que escolhemos foi o que melhor se ajustou aos nossos cálculos.

Agora podemos calcular o valor de I_{CS} . Usando os dados da Tabela 2.2 e a equação (2.135), temos:

$$I_{CS}(eq.2.139) = 1,283 \times 10^{-27} \text{ A}$$

$$I_{CS}(eq.2.140) = 0,505 \times 10^{-27} \text{ A}$$

Podemos observar que a discrepância nos valores da corrente de saturação é quase o dobro de uma da outra. Esta discrepância aliada à imprecisão na determinação de Δ_{EC} prejudica a determinação da corrente de saturação com uma precisão razoável.

Nas medidas feitas por nós encontramos para I_{CS} :

$$I_{CS} = 1,88 \times 10^{-25} \text{ A}$$

Como podemos observar, a diferença entre os valores calculados e medidos é bem grande (2 ordens de grandeza). Uma explicação para esta diferença está no fato que o Modelo de Emissão Termiônica não leva em consideração o tunelamento de elétrons através do *spike*. Assim, trataremos agora o problema do tunelamento dos elétrons.

2.4.1 Inclusão do Fenômeno de Tunelamento pelo *spike*

O efeito do tunelamento foi modelado por ANATOLY e SHUR [26], eles determinaram que o efeito pode ser avaliado considerando um fator θ multiplicando a velocidade térmica dos elétrons ($\bar{V}_x' = \theta \bar{V}_x$). Então, o efeito é como se provocasse, grosseiramente, uma redução na altura do *spike*.

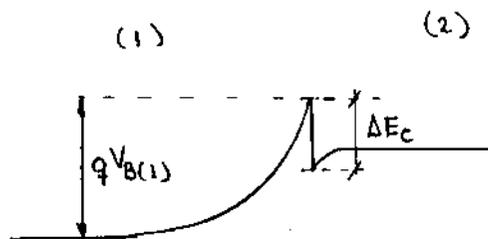


Fig.2.14 Diagrama do "spike" na heterojunção

θ é dado por:

$$\theta = 1 + \frac{E_m}{KT} \int_{E^*}^{E_m} D\left(\frac{E_x}{E_m}\right) e^{-\frac{E_x}{KT}} dE_x \quad (2.141)$$

Onde,

$$E_m = qV_{B(1)}$$

$$E^* \begin{cases} qV_{B(1)} - \Delta E_C & qV_{B(1)} \geq \Delta E_C \\ 0 & \text{em caso contrário.} \end{cases}$$

$D(X)$ é definido com Transparência da Barreira.

Para um Transistor de Heterojunção Abrupta, cuja barreira é aproximada por uma barreira triangular, $D(X)$ é dado por:

$$D(X) = e^{-\frac{E_m}{E_{00}}} [(1-X)^{1/2} + X \ln(X) - X \ln(1+(1-X)^{1/2})] \quad (2.142)$$

Onde,

$$E_{00} = \frac{qh}{4\pi} \left(\frac{N_{D(1)}}{m_n^* \epsilon_1} \right)^{1/2} \quad (2.143)$$

Tabela 2.3 Parâmetros para o cálculo de θ

ϵ_1	12,244 ϵ_0 [27]
$N_{D(1)}$	$3 \times 10^{17} \text{ (cm}^{-3}\text{)}$
E_{00}	0,00959 (eV)

Como podemos observar, θ é um fator que varia com a polarização. Devido às curvas que obtemos em medidas experimentais poderem ser aproximadas pelo Modelo de Emissão Termiônica, quanto à forma da expressão matemática, esperaríamos que θ fosse constante, mas não é. Usando os dados da Tabela 2.3, observamos o comportamento de θ para diferentes valores de V_{BE} .

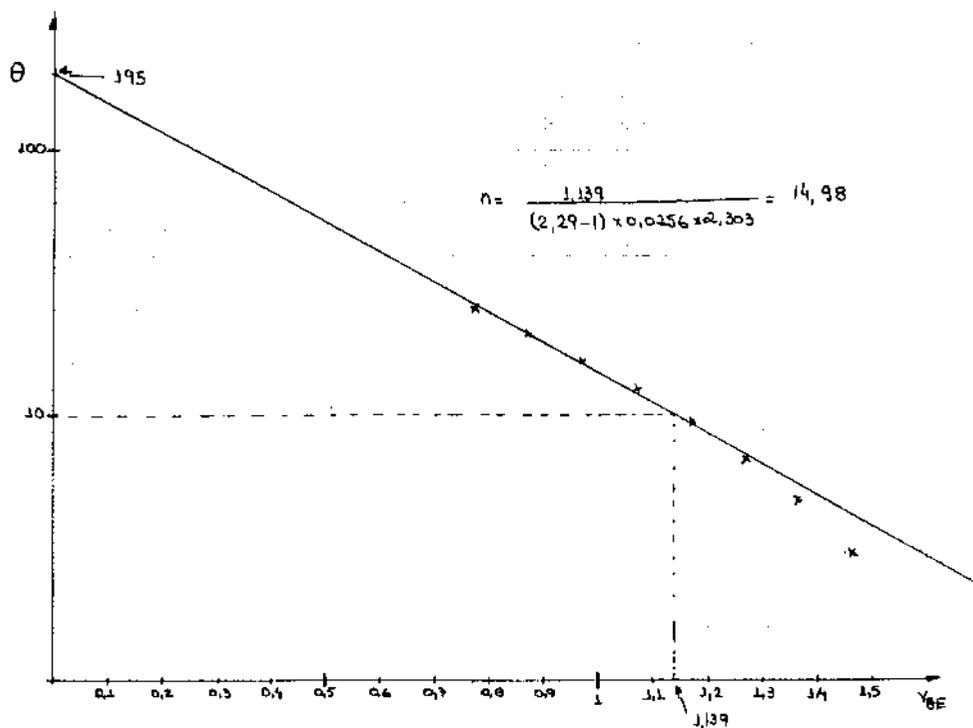


Fig.2.15 Comportamento de θ em função de V_{BE} (x)

Como podemos observar da Fig.2.15, o gráfico $\log(\theta)$ vs V_{BE} , pode ser aproximado por uma reta na região de interesse. Esta é uma reta em um gráfico logarítmico dada por:

$$\theta = \theta_S e^{-\frac{qV_{BE}}{nKT}} \quad (2.144)$$

Comparando os dados calculados usando a expressão (2.141) com os da expressão (2.144) temos um erro de no máximo de 5% na região linear, conforme mostra a Tabela 2.4.

Tabela 2.4 Resultados obtidos aplicando a equação (2.141) e a equação (2.144)

V_{be} (V)	0,7689	0,8683	0,9676	1,0669	1,1662	1,2655	1,3648	1,4641
Equação 2.144	26,26	20,26	15,64	12,07	9,32	7,19	5,55	4,28
Equação 2.141	25,29	20,27	16,00	12,37	9,35	6,87	4,83	3,08
Erro (%)	3,84	0,049	2,25	2,42	0,32	4,66	14,9	38,96

Assim podemos considerar (2.144) como uma boa aproximação de θ para a região de interesse.

Consideraremos agora a equação para corrente de coletor dada pelo Modelo de Emissão Termiônica, equação (2.132), e multipliquemos pela expressão (2.144):

$$I_C = I_{CS}\theta se^{-\frac{qV_{BE}}{nKT}} e^{\frac{qV_{BE}}{KT}} \implies I_C = I_{CS}\theta se^{\frac{qV_{BE}}{n-1}KT}$$

$$\implies I_C = I_{CS}\theta se^{\frac{qV_{BE}}{n_FKT}} \quad (2.145)$$

Assim o efeito do tunelamento é, em uma primeira aproximação, multiplicar I_{CS} por θ_S e introduzir um Fator de Idealidade na exponencial.

Com o fator multiplicativo θ_S temos uma nova corrente $I'_{CS} = I_{CS}\theta_S$ onde obtemos, pelo menos, concordância em ordem de grandeza ao valor medido:

$$I'_{CS} = I_{CS}\theta_S = 2,5 \times 10^{-25} \text{ A (eq. 2.139) a } 0,985 \times 10^{-25} \text{ A (eq. 2.140)}$$

Os Fatores de Idealidade medidos são da ordem de $n_F = 1.04$ (Cap. 4) e o calculado $n_F = 1.09$.

Assim chegamos à conclusão que na região de polarização de interesse, a corrente de coletor pode ser expressa por:

$$I_C = I'_{CS} e^{\frac{qV_{BE}}{n_FKT}} \quad (2.146)$$

Aplicando esta curva a valores obtidos de medidas encontramos uma boa concordância, como podemos

observar na Fig.2.16.

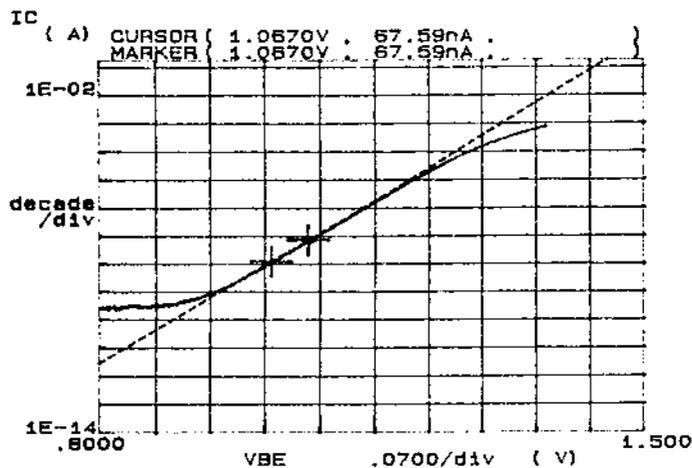


Fig.2.16 Gráfico das curvas teóricas (- - -) e curvas práticas (—) de um transistor

Na Fig.2.16 podemos ver uma boa concordância entre os valores práticos e os teóricos, na região linear do gráfico. Nas regiões de alta corrente temos a divergência dos valores teóricos do prático, porque este nosso modelo despreza os efeitos das resistências parasitárias e efeitos térmico, além do que a equação 2.144 perde sua validade.

3. Procedimento de Extração de Parâmetros

Neste capítulo apresentamos inicialmente uma descrição dos dispositivos que serão medidos: transistores de homojunção de silício, transistor de heterojunção de AlGaAs/GaAs e transistor de heterojunção de InP/InGaAs. Após esta descrição partimos para a análise dos métodos de extração de parâmetro que devem ser empregados.

3.1 Descrição dos Transistores

a- Transistor BC548

Este é um típico transistor comercial usado para estágios pré-amplificadores de áudio. É um transistor de homojunção de silício discreto e encapsulado. Não dispomos de sua estrutura geométrica ou informações sobre as dopagens usadas. Este transistor tem seu uso bem difundido.

b - Transistor de homojunção do Laboratório 1

Estes dispositivos são transistores de homojunção de silício feitos para aplicação em circuitos integrados. São dispositivos de geometria pequena que ainda estão sobre a lâmina e não foram encapsulados. Também não dispomos dados sobre sua geometria e dopagens usadas.

c - Transistor HBT de AlGaAs/GaAs do Laboratório 2

Os transistores de heterojunção foram projetados e processados no exterior. São parte de um trabalho que o professor Jacobus fez no RTI (Research Triangle Institute - USA), durante seu programa de pós-doutorado. Foram feitos vários dispositivos, mas só nos baseamos em três tipos, os quais possuem layout para realizar medidas de microondas. Estas estruturas se diferem quanto à disposição e áreas, dos contatos de base e de emissor. As camadas semicondutoras e suas dopagens são as mesmas para os três tipos de transistores, e dado na Tabela 3.1.

Tabela 3.1 Características das camadas semicondutoras dos transistores

Camada	Fração de Alumínio	Espessura <i>nm</i>	Dopagem <i>cm⁻³</i>
Cap	0	200	2×10^{18} , Si
Graduação	0 - 0,3	50	2×10^{18} , Si
Emissor	0,3	40	3×10^{17} , Si
Espaçador	0	7	-
Base	0	80	4×10^{19} , C
Coletor	0	500	1×10^{16} , Si
Subcoletor	0	600	2×10^{18} , Si

As estruturas de HBT's usadas são dadas a seguir:

HBT1b - Possui dois emissores de $2,6 \times 5 \mu\text{m}^2$ e um contato de base de $4 \times 6,4 \mu\text{m}^2$. Na Fig.3.1 apresentamos uma vista de seu corte lateral, e na Fig.3.2 uma vista superior do dispositivo com suas dimensões .

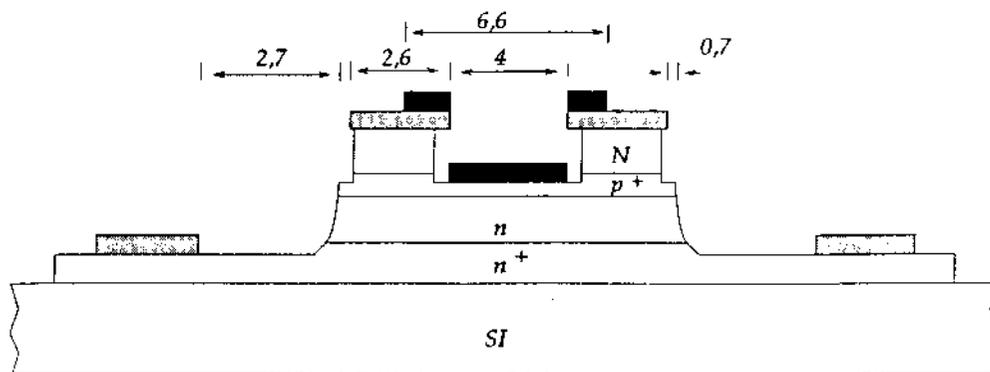


Fig. 3.1 Desenho esquemático em corte da estrutura do HBT1b

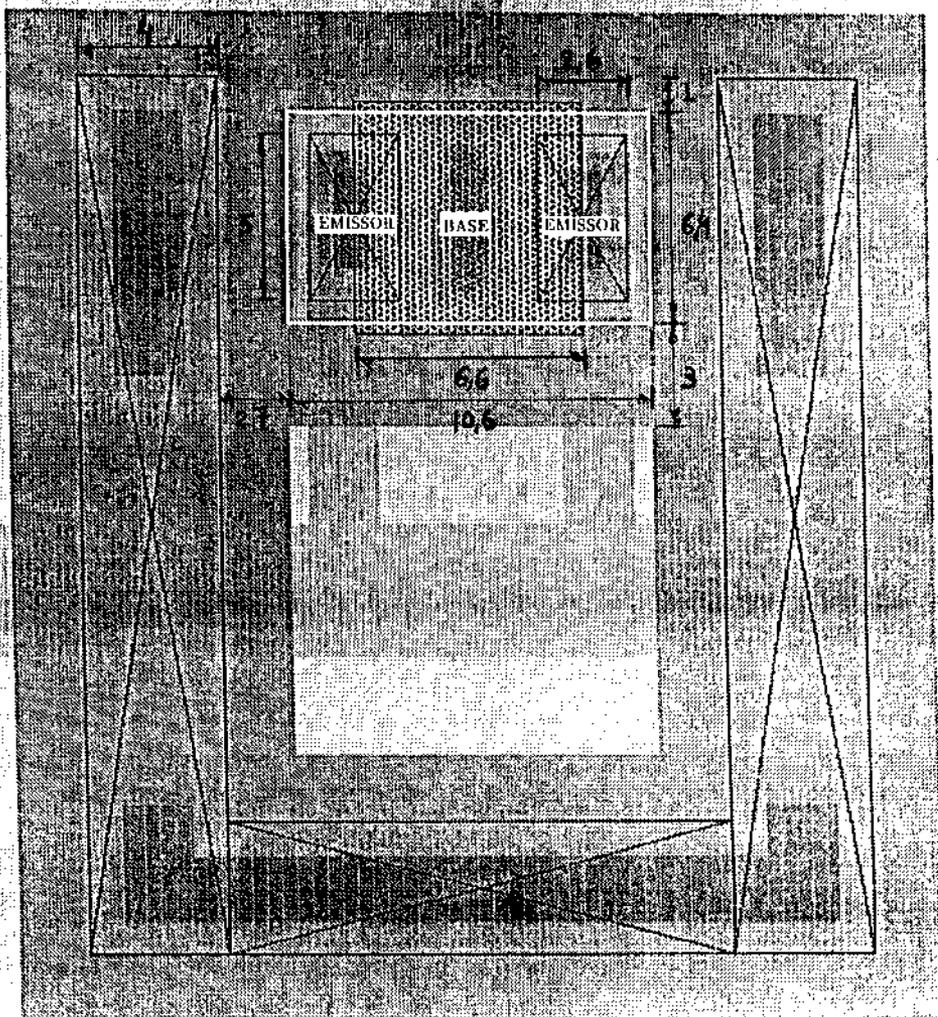


Fig. 3.2 Vista superior do HBT1b com suas dimensões (μm)

HBT102b e HBT103b - Estes dois transistores tem a mesma geometria (1 emissor e 2 bases), diferenciando somente quanto ao tamanho das áreas de base e de emissor. O HBT102b tem um emissor de $2,6 \times 5 \mu\text{m}^2$ e dois contatos de base de $3,3 \times 6,4 \mu\text{m}^2$. O HBT103b tem um emissor de $2,6 \times 10 \mu\text{m}^2$ e dois contatos de base de $3,3 \times 10 \mu\text{m}^2$. Na Fig.3.3 temos um corte lateral dos dois dispositivos, e nas Fig.3.4.a e Fig.3.4.b temos uma vista superior. O corte lateral para os dois transistores é o mesmo.

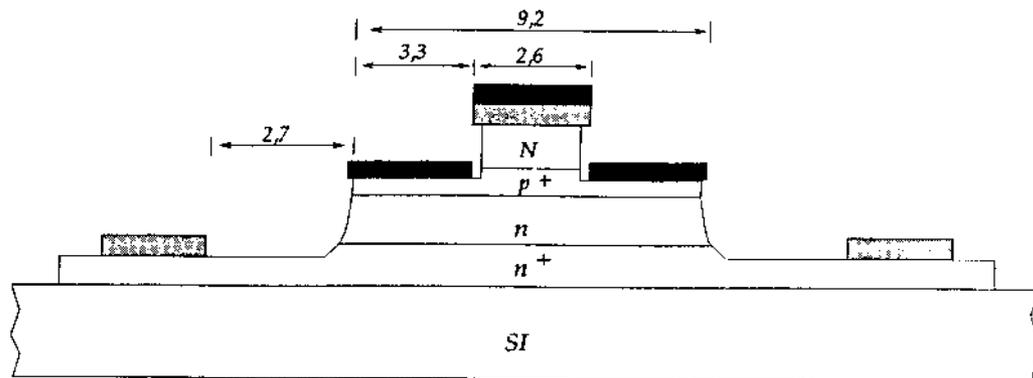


Fig. 3.3 Desenho esquemático em corte da estrutura dos HBT102b e HBT103b

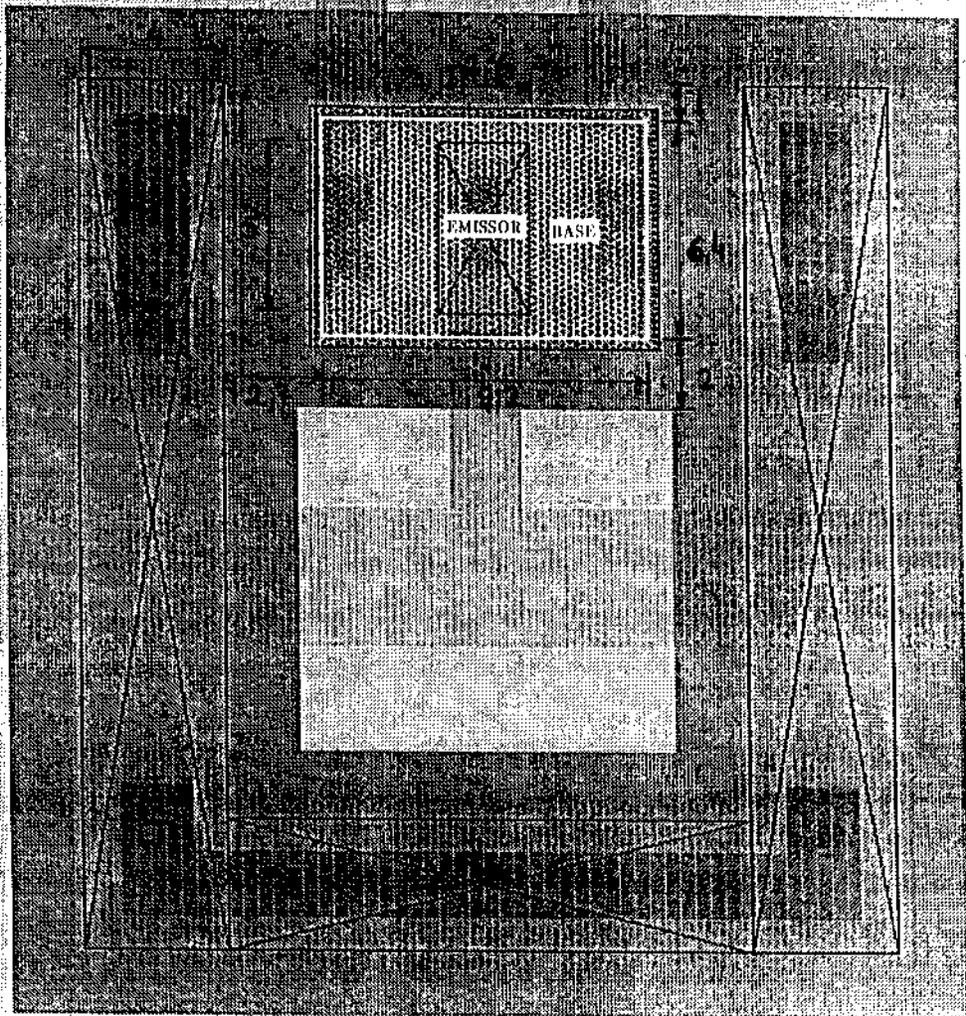


Fig. 3.4.a Vista superior do HBT102b com suas dimensões (μm)

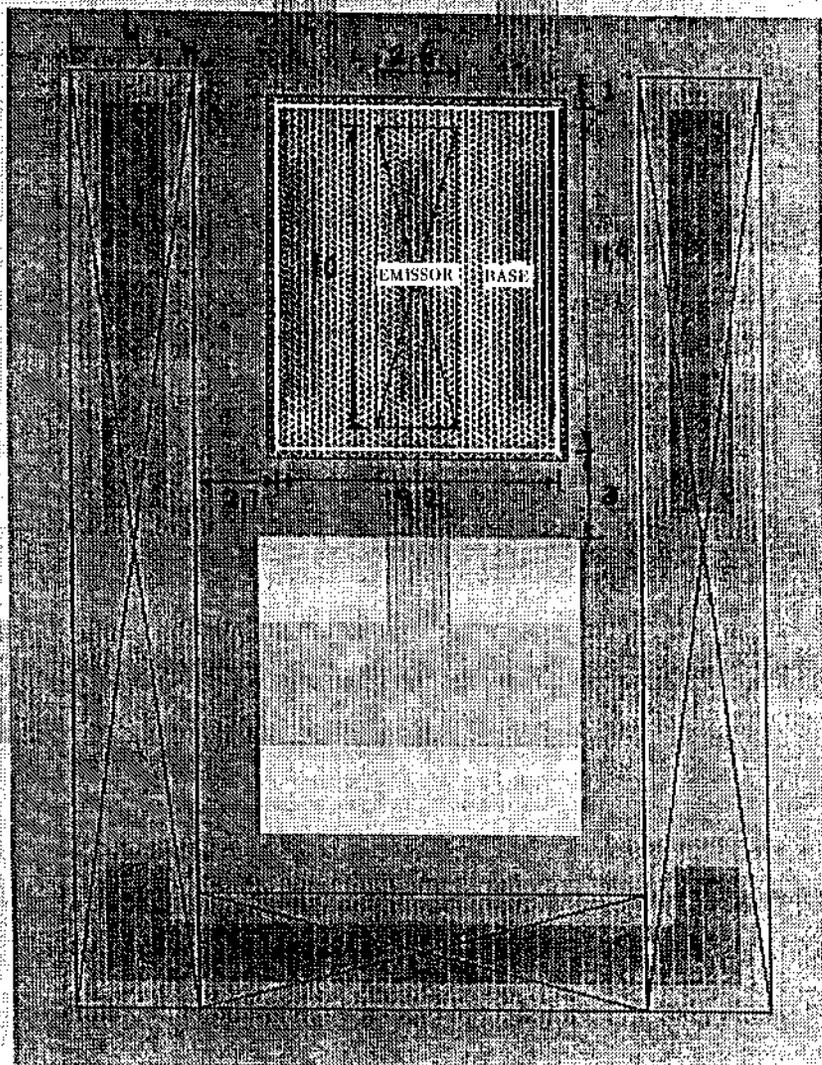


Fig. 3.4.b Vista superior do HBT103b com suas dimensões (μm)

d - Transistores HBT do Laboratório 3

São dispositivos de heterojunção InP/InGaAs, cuja composição é dado na Tabela 3.2.

Tabela 3.2 Composição das camadas semicondutoras do HBT do Lab. 3

Camada	Tipo	Espessura <i>Angstroms</i>	Função
GaInAs	$n^+ (\cong 10^{18} \text{ cm}^{-3})$	500	Camada de contato
InP	$n (\cong 10^{18} \text{ cm}^{-3})$	750	Emissor
InP	$n (\cong 10^{17} \text{ cm}^{-3})$	750	Emissor
GaInAs	i	70	set back
GaInAs	$p^+ (\cong 10^{19} \text{ cm}^{-3})$	500	Base
GaInAs	i	500	Set back
InP	$n^+ (\cong 10^{18} \text{ cm}^{-3})$	150	Set back (Reduzir o Spike)
InP	$n (\cong 10^{16} \text{ cm}^{-3})$	3000	Aumentar o break down
GaInAs	i	25	Set back
GaInAs	$n^+ (\cong 10^{18} \text{ cm}^{-3})$	4000	Subcoletor

Desta Tabela podemos observar que o coletor tem uma composição de materiais, cuja finalidade principal é aumentar o *breakdown* do dispositivo. Este dispositivo tem um problema em particular, a dopagem de camada InP de coletor deveria ser da ordem de 5×10^{15} a $2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, só que é da ordem de 10^{17} cm^{-3} . O efeito desta ordem de dopagem nesta camada é reduzir o *breakdown* do dispositivo. Normalmente seu valor é da ordem de 8 a 10 V e medimos um valor de 2 a 3 V de *breakdown*.

Não dispomos das medidas precisas das áreas do dispositivo, medimos somente a área de emissor, e seu valor é de $50 \times 100 \mu\text{m}^2$.

3.2-Procedimento de Extração de Parâmetros DC

No capítulo 2 vimos como se representa o transistor HBT nos modelos EBERS-MOLL e GUMMEL-POON. Devido aos Efeitos de Modulação de Base e Efeitos de Alta Injeção serem desprezíveis no HBT, os modelos EBERS-MOLL e GUMMEL-POON se tornam idênticos. Assim, trataremos somente do modelo EBERS-MOLL, para tratamento dos parâmetros.

Temos considerado até agora um Transistor Ideal, onde as perdas devido às resistências parasitárias e capacitâncias, são desprezadas .

Um modelo completo para representar o Transistor, considerando estes elementos, é dado na Fig.3.5.

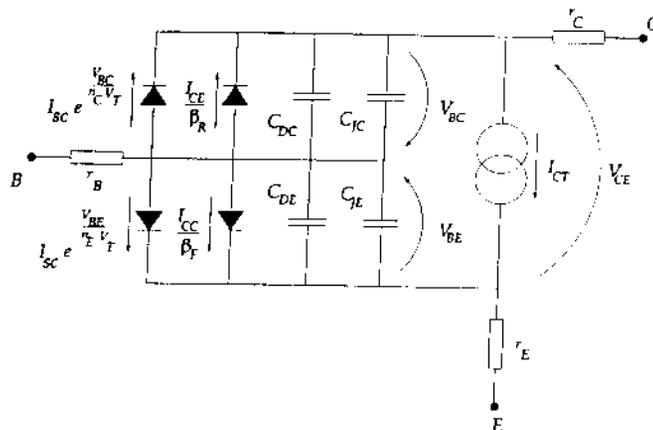


Fig. 3.5 Modelo completo para representar um transistor

Vejam os agora como extrair os parâmetros necessários ao modelo da Fig.3.5.

As correntes de base e de coletor de um transistor ideal são dadas pelas equações (2.124) e (2.125), respectivamente. Estas equações são válidas quando consideramos as perdas nas resistências desprezíveis.

Nas equações (2.124) e (2.125) , quando fazemos $V_{BC} = 0$ e consideramos a corrente de recombinação na base, temos:

$$I_C = I_S \left(e^{\frac{qV_{BE}}{n_F K T}} - 1 \right) \quad (3.1)$$

$$I_B = \frac{I_S}{\beta_F} e^{\frac{qV_{BE}}{n_F K T}} + I_{SE} e^{\frac{qV_{BE}}{n_E K T}} \quad (3.2)$$

Traçando um gráfico logarítmico das correntes de base e de coletor versus polarização de base-emissor (V_{BE}), podemos extrair os dados necessários à descrição do modelo DC. Na fig.3.6 apresentamos o esboço do gráfico.

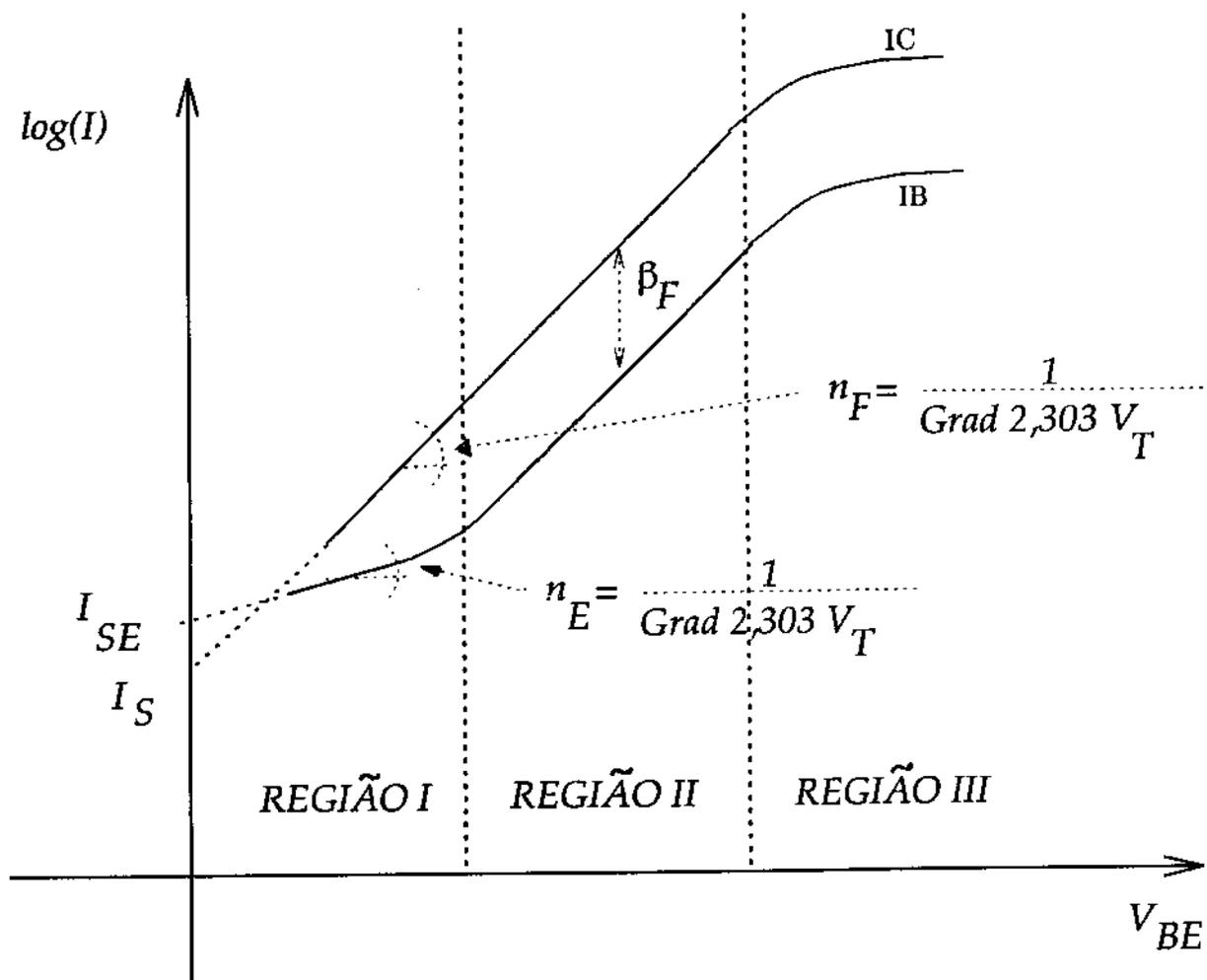


Fig. 3.6 Gráfico logarítmico das correntes de base e coletor versus polarização de base-emissor (V_{BE})

Este gráfico é também denominado de *GUMMEL-PLOT*.

Podemos observar na Fig.3.6 a existência de três regiões bem distintas:

Região I - Esta região é caracterizada pela predominância da corrente de recombinação de base, segundo termo do lado direito da equação (3.2).

Região II - Região onde a corrente de recombinação de base deixa ter influência e as resistências parasitárias são desprezíveis. Nesta região temos o Transistor ideal.

Região III - Aqui aparecem perdas provocadas pelas resistências parasitárias e outros efeitos de segunda ordem (alta injeção, efeitos térmicos, influência da variação de corrente de tunelamento pelo *spike*). Sendo que a corrente de coletor é afetada pelas resistências de emissor, base e coletor, e a de corrente de base pelas resistências de emissor e base.

Do GUMMEL-PLOT podemos obter I_{SE} , β_F , I_S , n_F e n_E . Vejamos agora como obter estes parâmetros das fórmulas de corrente.

Fazendo o $\log(I_C)$, temos:

$$\log(I_C) = \log(I_S) + \log\left(e^{\frac{qV_{BE}}{n_F K T}}\right) \quad \Rightarrow \quad \log(I_C) = \log(I_S) + \frac{\ln\left(e^{\frac{qV_{BE}}{n_F K T}}\right)}{\ln(10)}$$
$$\Rightarrow \quad \log(I_C) = \log(I_S) + \frac{qV_{BE}}{n_F K T \ln(10)} \quad (3.3)$$

Como podemos observar na equação (3.3), I_S pode ser obtido no gráfico por extrapolação em $V_{BE} = 0$:

$$\log(I_C) = \log(I_S)$$

E n_F pode ser obtido pelo gradiente da equação (3.3):

$$\text{Grad}[\log(I_C)] = \frac{1}{n_F V_T \ln(10)}$$
$$\Rightarrow \quad n_F = \frac{1}{V_T \ln(10) \text{Grad}[\log(I_C)]} \quad (3.3.a)$$

onde $V_T = \frac{KT}{q}$.

Na corrente de base podemos observar a predominância da corrente de recombinação na Região I. Assim, a corrente de base é a própria corrente de recombinação e portanto, de forma idêntica ao feito

anteriormente, podemos determinar I_{SE} e n_E :

$$\log(I_B(V_{BE} = 0)) = \log(I_{SE})$$

$$n_E = \frac{1}{V_T \ln(10) \text{ Grad}[\log(I_B)]}$$

Quando a corrente de recombinação torna-se desprezível, podemos determinar β_F :

$$\log(I_B) = \log\left(\frac{I_C}{\beta_F}\right)$$

$$\Rightarrow \log(\beta_F) = \log(I_C) - \log(I_B)$$

Este procedimento para determinação de I_{SE} , n_E e β_F , são aplicados aos transistores de silício. Em transistores de heterojunção, a Região II pode não existir (ex. AlGaAs/GaAs). Quando isto acontece, fica bastante difícil determinar I_{SE} e n_E a partir do GUMMEL-PLOT. Neste caso, determinamos apenas valores aproximados para I_{SE} e n_E , aplicamos estes valores na eq.(3.2) e determinamos β_F . Este valores a princípio são bastante grosseiros, tendo que ser refinados por procedimento de ajuste da curva teórica (3.2) com a curva obtida de medida.

Procedimento de Medida

Para obtenção do gráfico *GUMMEL - PLOT*, usamos a montagem dada pela Fig.3.7

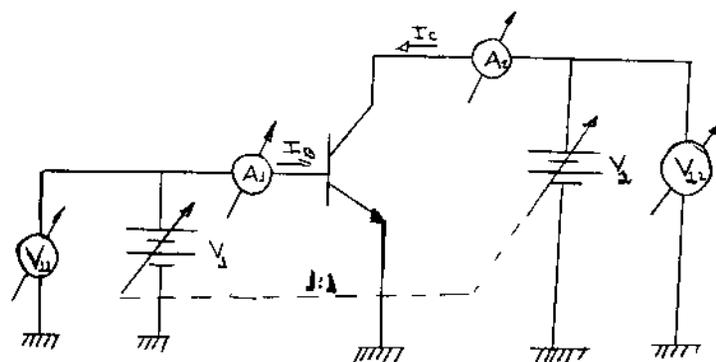
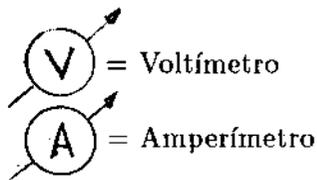


Fig. 3.7 Montagem circuitual para obter *GUMMEL-PLOT*

Onde



V_1 e V_2 são duas fontes que estão acopladas na razão 1 : 1, ou seja, quando uma fonte varia a outra varia de forma igual. Este acoplamento faz com que sempre tenhamos $V_{BC} = 0$.

A faixa de variação de V_{BE} é pequena, 0,8 a 1,3 para transistores de AlGaAs/GaAs e 0.4 a 0.7 para silício. Isto exige voltímetros com resolução de no mínimo 10mV.

Os Amperímetros tem que ter resolução da ordem de nA , principalmente na Região I.

Como podemos ver, é necessário que tomamos cuidado com ruídos, principalmente na Região I, onde trabalhamos com baixa corrente e tensão. O dispositivo deve estar no escuro durante a medida.

O GUMMEL-PLOT que analisamos está relacionado à operação do dispositivo quando este está diretamente polarizado. Quando polarizamos o transistor inversamente, o que é feito trocando emissor por coletor e vice-versa, temos um outro gráfico que nos fornece os dados (I_{SC} e n_C) necessários à modelagem da corrente de recombinação de base na condição inversa de polarização. Esta corrente é representada pelo diodo D2 da Fig.3.5 acrescentado ao modelo EBERS-MOLL.

O ganho de corrente do dispositivo nesta condição de polarização (β_R) é obtido de forma idêntica ao modo como é feito para β_F .

O GUMMEL-PLOT é um importante gráfico na obtenção de parâmetros. Dele podemos tirar todos os parâmetros necessários a descrição do modelo DC nas Regiões I e II.

3.2.1 Determinação das Resistências Ôhmicas

Em um transistor real, existem três resistências que devem ser adicionadas ao modelo do transistor ideal. Elas representam as perdas ôhmicas dos terminais de coletor, de base e de emissor.

Resistência de Base (r_B)

A resistência de base é um importante parâmetro a ser modelado. Sua maior importância está nos efeitos que irá introduzir no modelo de pequenos sinais e a resposta do dispositivo a transientes. É também o parâmetro mais difícil de ser medido com precisão. Depende muito do ponto de polarização e é também afetada pela resistência de emissor (r_E pode ser descrito como uma resistência na base de valor $(1 + \beta)r_E$).

De uma maneira geral em silício, estes problemas são bem acentuados porque a base é pouco dopada. Já em AlGaAs/GaAs a base é bem dopada, assim, os efeitos devido a polarização são reduzidos, e podemos determinar a resistência de base pela própria geometria do dispositivo.

Getreau descreve várias técnicas de medida da resistência de base. Tentamos sem sucesso algumas destas técnicas:

a - A partir do *GUMMEL - PLOT*: esta técnica tem uma alta imprecisão e no caso do HBT aparecem efeitos de temperatura e tunelamento na região de altas correntes

b - Método do círculo de impedância de entrada: os nossos dispositivos apresentam altas capacitâncias parasitárias (ver capítulo 4), mascarando assim o valor da capacitância de junção base-emissor. Isto prejudica a validade e os resultados obtidos pela técnica e de outras realizadas por medidas AC.

Devido a estes problemas optamos por limitarmos-nos à obtenção do valor da resistência de base por cálculos, usando fórmulas teóricas.

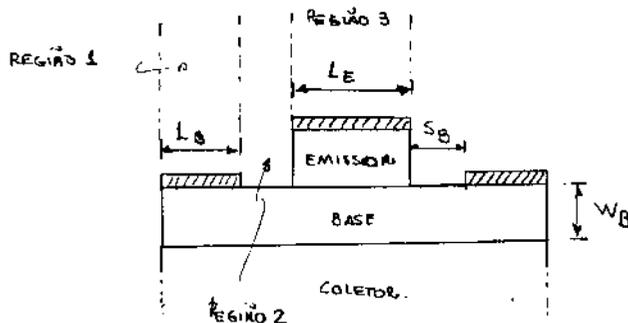


Fig. 3.8 Desenho para o cálculo da resistência de base de dispositivo com 2 base e 1 emissor

A resistência de base é composta por três componentes, como é ilustrado na Fig.3.8:

Região 1 - Caracterizada pela resistência de contato.

Região 2 - Caracterizada pela resistência série da camada semicondutora de base externa.

Região 3 - Caracterizada pela resistência distribuída de base sob emissor.

A resistência total de base pode ser aproximada por (caso de 1 emissor e dois contatos de base)[28]:

$$r_B = \frac{\rho_B L_E}{12 Z_E W_B} + \frac{S_B \rho_B}{2 Z_E W_B} + \frac{R_c}{2} \quad (3.4)$$

Onde:

L, Z - Comprimento e largura do metal de contato.

S_B - Distância do metal de base à mesa de emissor.

ρ_B - Resistividade da base.

R_c - Resistência de contato.

W_B - Largura da região de base não depletada (na direção vertical).

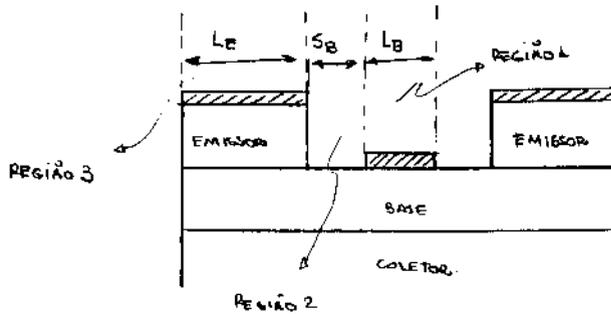


Fig. 3.9 Desenho para o cálculo da resistência de base de dispositivo com 1 base e 2 emissor

Para dispositivo com dois emissores, Fig.3.9, a equação (3.4) tem que ser modificada:

$$r_B = \frac{\rho_B L_E}{12 Z_E W_B} + \frac{S_B \rho_B}{2 Z_E W_B} + R_c \quad (3.5)$$

Antes de calcular a resistência de base, vejamos mais detalhadamente a resistência de contato.

Resistência de Contato

A resistência de contato (R_c) é composta pela resistência devido a camada de semiconductor debaixo do contato, mais a resistência devido ao próprio contato metal-semicondutor.

A resistência de contato poder ser calculada usando o modelo de linha de transmissão [29], onde temos:

$$R_c = \frac{(R_s \rho_B)^{1/2}}{Z_B} \coth\left(\frac{L_B}{L_t}\right) \quad (3.6)$$

Onde:

$$L_t = \left(\frac{\rho_c}{R_s}\right)^{1/2}$$

ρ_c = Resistividade do contato metal-semicondutor

R_s = Resistência de folha de base.

R_s é dado por:

$$R_s = \frac{\rho_c}{W_B} = \frac{1}{q\mu_p N_A} \frac{1}{W_B}$$

μ_p = Mobilidade de buracos na camada semicondutora de base.

N_A = Dopagem da camada de base.

Para o caso dos dispositivos do Lab.2 temos os dados da Tabela 3.3 para os parâmetros indicados.

Tabela 3.3 Parâmetros para os cálculos das resistências de base

μ_p ($\frac{cm^2}{Vs}$)	70 [30]		
N_A (cm^{-3})	4×10^{19}		
ρ_c ($ohm\ cm^2$)	3×10^{-6} [24]		
	HBT1b	HBT102b	HBT103b
L_E (cm)	$2,6 \times 10^{-4}$	$2,6 \times 10^{-4}$	$2,6 \times 10^{-4}$
Z_E (cm)	5×10^{-4}	5×10^{-4}	10×10^{-4}
S_B (cm)	0	0	0

Substituindo os valores da Tabela 3.3 em (3.6), obtemos:

HBT1b

$$Z_B = 6,4 \times 10^{-4}\ cm$$

$$R_c = 36,89\ ohm$$

$$L_B = 4 \times 10^{-4}\ cm$$

HBT102b

$$Z_B = 6,4 \times 10^{-4}\ cm$$

$$R_c = 45,33\ ohm$$

$$L_B = 3,3 \times 10^{-4}\ cm$$

HBT103b

$$Z_B = 11,4 \times 10^{-4}\ cm$$

$$R_c = 25,45\ ohm$$

$$L_B = 3,3 \times 10^{-4}\ cm$$

Usando os valores de R_c calculados anteriormente e os dados da Tabela 3.3 , encontramos para resistência de base:

HBT1b

$$r_B = 12,08 + 36,89 = 48,87 \text{ ohm}$$

HBT102b

$$r_B = 12,08 + 22,67 = 34,75 \text{ ohm}$$

HBT103b

$$r_B = 6,04 + 12,73 = 18,77 \text{ ohm}$$

Resistência de Emissor(r_E)

A região de emissor tem uma dopagem relativamente alta (maior que de coletor), tendo uma resistência geralmente baixa e da ordem da resistência de contato. Ela é modelada como uma resistência de valor constante em simuladores. Sua ordem de grandeza varia com o tipo de material com que o transistor é feito e com a geometria do contato. Para silício seu valor pode ir de alguns ohms (transistores de potência) até dezenas de ohms (transistores de circuitos integrados).

Seu principal efeito é reduzir a voltagem V_{BE} de um fator $I_E r_E$. Assim, r_E afeta a corrente de coletor tanto quanto a corrente de base, como mostra a Fig.3.10.

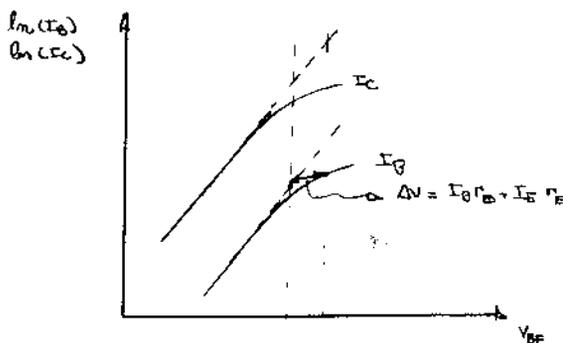


Fig. 3.10 Efeito de r_E sobre a corrente de coletor e a corrente de base

A resistência de emissor torna-se fator importante quando trabalhamos com transistores de potência. Neles, as correntes de operação são bem maiores.

O efeito da resistência de emissor sobre V_{BE} também se reflete na base. Esta pode ser vista na base como uma resistência de valor $(1 + \beta_F) r_E$ (Fig.3.11). Isto pode introduzir erros significativos na medida de resistência de base.

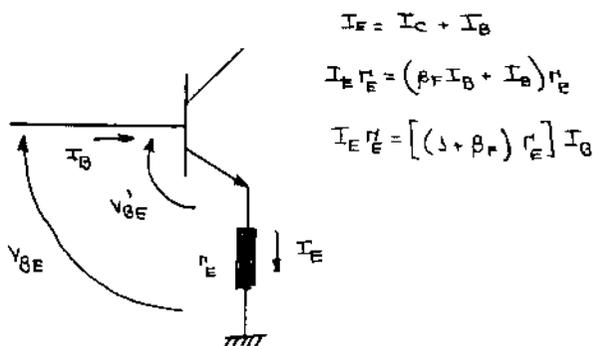


Fig. 3.11 Efeito da resistência de emissor sobre V_{BE}

Se a resistência de coletor for pequena, a resistência de emissor pode também afetar as características da corrente de coletor na região de saturação.

Procedimento de medida

A resistência de emissor é obtida por medida direta no dispositivo. Do modelo EBERS-MOLL pode-se mostrar que, para um transistor em coletor aberto, V_{CE} é dada por[5]:

$$V_{CE} = V_T \ln\left(\frac{1}{\alpha_R}\right) + I_B r_E \quad (3.7)$$

O esquema elétrico usado para realizar a medida é apresentado na Fig.3.12.

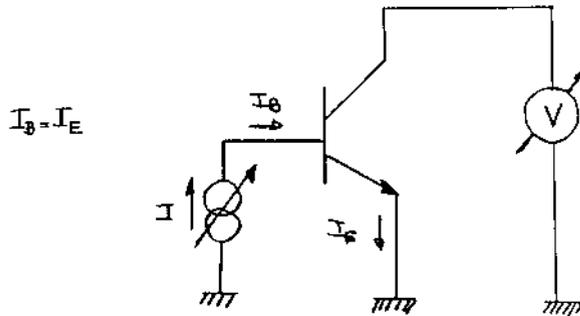


Fig. 3.12 Esquema do circuito usado para medir o valor de r_E

Colocando I_B em função de V_{CE} em (3.7):

$$I_B = \frac{V_{CE}}{r_E} - \frac{V_T}{r_E} \ln\left(\frac{1}{\alpha_R}\right)$$

Portanto, a resistência de emissor pode ser obtida da inclinação da curva de I_B vs V_{CE} . O esboço da curva é dado na Fig.3.13.

O valor da resistência de emissor deve ser obtido da inclinação da curva no início dela. Isto porque nas regiões de alta corrente, começam aparecer outros efeitos não lineares, como por exemplo em silício, alta injeção [31]. Em HBT's, começamos a ter efeitos térmicos[32].

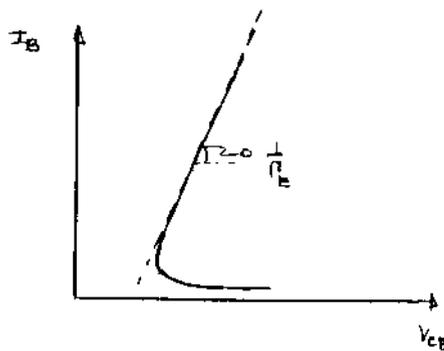


Fig. 3.13 Esboço da curva para medida de r_E

Resistência de coletor

A resistência de coletor é composta pelas resistências de contato de coletor mais a resistência da região não depletada de coletor.

O efeito da resistência de coletor (r_C) é mostrado na Fig.3.14. Nesta figura são comparadas as curvas de um transistor real(curvas cheias), com as curvas de um transistor ideal(linhas tracejadas). A resistência de coletor, como podemos observar da figura, decreta a inclinação das curvas na região de saturação .

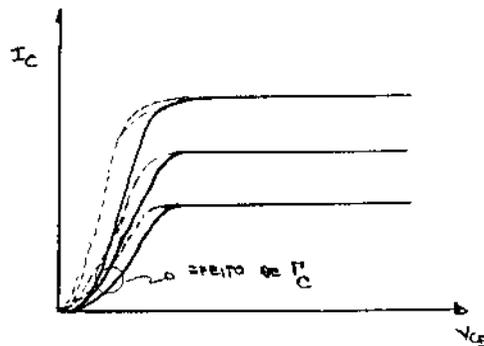


Fig. 3.14 Efeito da resistência de coletor na curva de I_C vs V_{CE} .

Nos modelos, a resistência de coletor é considerada constante, no entanto, na realidade ela é função da polarização . Isto é porque, sendo o coletor pouco dopado, a região de coletor não depletada é reduzida pela largura da região de carga espacial, e esta é uma função da polarização . Temos, então , que escolher um valor de resistência de coletor que seja adequada à região na qual o transistor estará sendo polarizado.

Procedimento de medida

V_{CE} , em geral, apresenta a seguinte dependência como o ponto de polarização [5]:

$$V_{CE} = \frac{KT}{q} \ln \left[\frac{1 + \frac{I_C}{I_B}(1 - \alpha_R)}{\alpha_R(1 - \frac{I_C}{\beta_F I_B})} \right] + I_E r_E + I_C r_C \quad (3.8)$$

Esta fórmula é válida para um transistor na região de saturação .

O esquema de medida é uma extensão da técnica para r_E . Ao invés de usar o coletor em aberto, uma fonte de corrente que varie por passos é colocada no coletor.

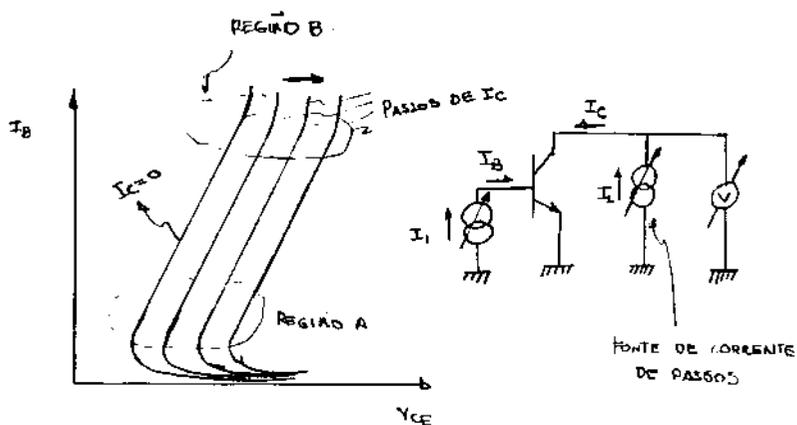


Fig. 3.15 Esboço das curvas para obtenção de r_C

Na Fig.3.15, a região A está associada à resistência de coletor próxima da região ativa. E a região B à resistência de coletor na região de saturação.

O esquema do circuito usado é mostrado na Fig.3.15 junto com o gráfico que deve ser obtido. Quando $I_C = 0$ temos a curva para obtenção de r_E .

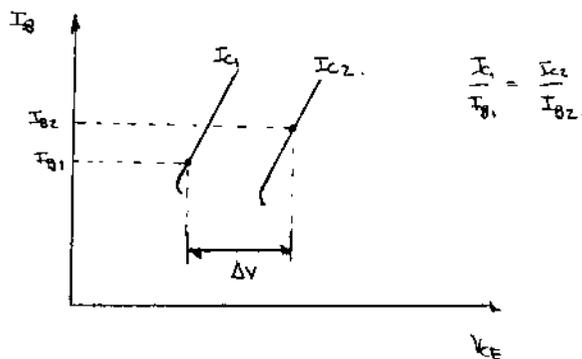


Fig. 3.16 Escolha dos pontos sobre as curvas de corrente de base, para cálculo de r_C

A resistência de coletor pode ser obtida considerando dois pontos: $\frac{I_{C1}}{I_{B1}} = \frac{I_{C2}}{I_{B2}}$, Fig.3.16. Quando fazemos isto e subtraímos $V_{CE2} - V_{CE1}$, o primeiro termo da equação se cancela, e temos:

$$V_{CE2} - V_{CE1} = (I_{C2} - I_{C1})r_C + (I_{C2} + I_{B2} - I_{C1} - I_{B1})r_E \quad (3.9)$$

Tomando as relações :

$$I_{C1} = \beta I_{B1}$$

$$I_{C2} = \beta I_{B2}$$

e substituindo em (3.9), teremos:

$$\begin{aligned} \Delta V_{CE} &= (I_{C2} - I_{C1})r_C + (I_{C2} + \frac{I_{C2}}{\beta} - I_{C1} - \frac{I_{C1}}{\beta})r_E \\ \Rightarrow \Delta V_{CE} &= (I_{C2} - I_{C1})r_C + \frac{\beta+1}{\beta}(I_{C2} - I_{C1})r_E \end{aligned} \quad (3.10)$$

Isolando r_E na equação (3.10), temos:

$$r_C \cong \frac{\Delta V_{CE}}{I_{C2} - I_{C1}} - r_E \frac{\beta+1}{\beta} \quad (3.11)$$

Este método de medida de resistência de coletor é válida quando temos resistência de emissor de alguns ohms e resistência de coletor da ordem de dezenas de ohms. Pois, resistência de emissor grande ou maior que de coletor, torna o método impreciso devido ao erro que se tem ao medir a resistência de emissor, que em alguns casos chega a ser da ordem do valor da resistência de coletor.

No nosso caso, os HBT's de AlGaAs que estamos medindo tem baixos valores de resistência de coletor (alguns ohms) e resistência de emissor altas (30 a 50 ohm). Isto torna inviável uma medida direta da resistência de coletor.

Cuidados que devem ser observados para obtenção da resistência de coletor:

- A equação (3.8) aplica-se somente à região de saturação . A determinação da resistência de coletor próxima a região ativa, terá uma precisão que dependerá de quão saturado está o transistor.

- A análise assume β_F , α_R , r_E , r_C e T constantes. Portanto, devem ser usadas pequenas variações em I_C e I_B .

Cálculo da resistência de coletor:

Optamos por também calcular o valor da resistência de coletor a partir da sua estrutura física e geométrica, com intuito de comparação com valores extraídos das medidas.

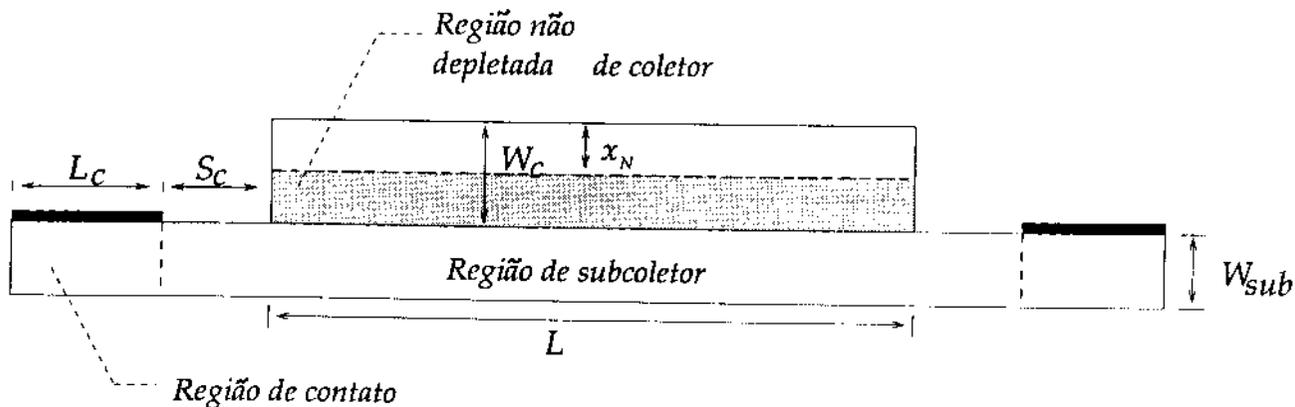


Fig. 3.17 Desenho para o cálculo da resistência de coletor:

Como podemos observar da Fig.3.17, a resistência de coletor é composta por uma parte devido à região de coletor não depletada, outra parte devido à região de subcoletor e uma outra devido à região do contato.

Antes porém, faremos algumas considerações para podermos calcular a resistência de coletor. Devido aos contatos de subcoletor terem maior comprimento (Z_C) do que o comprimento do dispositivo (Z_B), Fig. 3.18, por aproximação, consideraremos uma geometria trapezoidal. Isto nos permite considerar um fluxo de corrente somente na área hachurada da figura.

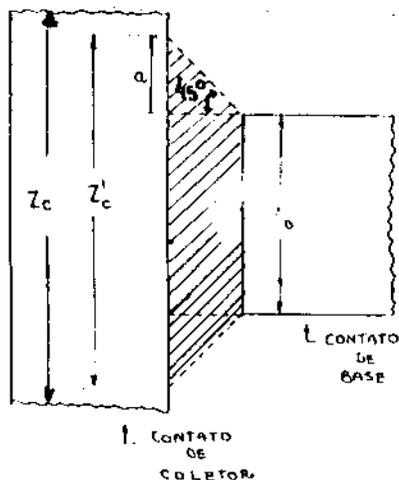


Fig. 3.18 Geometria usada para o cálculo da resistência de coletor

Como consideramos toda corrente confinada na região do trapézio e seu valor constante, a resistência na região do trapézio pode ser calculada considerando um retângulo de mesma largura do trapézio e altura média dada por:

$$\overline{Z}_B = \frac{Z_B + Z'_C}{2}$$

Sendo que para Z'_C temos:

$$Z'_C = Z_B + 2a$$

Para o cálculo das resistências de contato e da resistência na região de subcoletor, teremos que usar esses parâmetros modificados.

Resistência de Contato

A resistência de contato já foi discutida quando calculamos a resistência de base.

Tabela 3.4 Parâmetros físico para o cálculo das resistências de contato

$\mu_n \left(\frac{cm^2}{Vs} \right)$	2500
$N_D \left(cm^{-3} \right)$	2×10^{18}
$\rho_c \left(ohm \ cm^2 \right)$	1×10^{-6} [24]
W_{sub}	0.6×10^{-4}

Considerando a Tabela 3.4 e aplicando a equação (3.11), temos para os diferentes HBT's:

HBT1b

$$Z'_C = 11,8 \times 10^{-4} \text{ cm}$$

$$R_c = 4,07 \text{ ohm}$$

$$L_C = 4 \times 10^{-4} \text{ cm}$$

HBT102b

$$Z_C = 11,8 \times 10^{-4} \text{ cm}$$

$$R_c = 4,07 \text{ ohm}$$

$$L_C = 4 \times 10^{-4} \text{ cm}$$

HBT103b

$$Z_C = 16,8 \times 10^{-4} \text{ cm}$$

$$R_c = 2,86 \text{ ohm}$$

$$L_C = 4 \times 10^{-4} \text{ cm}$$

Resistência devido à região não depletada de coletor

Calculemos a largura da região depletada de coletor (x_N).

A região depletada de coletor para a homojunção de coletor é dada por (2.10), considerando ($\epsilon_1 = \epsilon_2$):

$$x_N = \left[\frac{2N_A \epsilon^2 \phi}{qN_D \epsilon (N_D + N_A)} \right]^{1/2}$$
$$\xrightarrow{N_D \gg N_A} x_N = \left[\frac{2\epsilon \phi}{qN_D} \right]^{1/2} \quad (3.12)$$

Para GaAs temos $\epsilon = 13,18 \epsilon_0$ e usamos um valor de $\phi = \phi_i = 1,343 \text{ V}$ [24]. Este valor foi obtido pelo Professor Jacobus em seu trabalho no RTI.

Substituindo em (3.12), temos:

$$x_N = 44,23 \times 10^{-6} \text{ cm} = 4423 \text{ Angstroms}$$

Este valor de x_N é para uma junção não polarizada. No entanto, esta junção é normalmente polarizada inversamente, logo, teremos valores de largura da região de depleção maiores. A largura máxima que a região de depleção pode atingir é a largura de coletor. Para este dispositivo temos uma largura de coletor de 5000 *Angstroms*, portanto, a largura da região depletada será a própria largura de coletor. Assim:

$$R_{\text{reg. nao depletada}} \doteq 0$$

Este valor será o mesmo para os três tipos de HBT's, uma vez que a largura das camadas semicondutoras não muda.

Resistência devido à região de subcoletor (R_{sub}).

Esta resistência é composta pela resistência série da camada semicondutora de subcoletor, que não está debaixo da camada de coletor, e pela resistência distribuída de acesso ao subcoletor sob coletor. Pela similaridade ao cálculo da resistência de base:

$$R_{sub} = \frac{R_{ss}L}{12Z_B} + \frac{S_C R_{ss}}{2Z_B} \quad (3.13)$$

Onde:

R_{ss} - Resistência de folha de subcoletor, e seu valor é 20,8 ohm/quadrado (na região fora do coletor ela pode ser um pouco maior)

A resistência total de coletor será, portanto:

$$R_T = \frac{R_C}{2} + R_{sub} \quad (3.14)$$

As resistências aparecem divididas por 2 em (3.14), devido a existencia dois contatos de coletor. Considerando a Fig.3.17 e usando a eq.(3.14), temos para os diferentes HBT's:

HBT1b

$$\overline{Z_B} = 9,1 \times 10^{-4} \text{ cm}$$

$$L = 10,6 \times 10^{-4} \text{ cm}$$

$$S_C = 2,7 \times 10^{-4} \text{ cm}$$

$$r_C = 2,87 + 3,09 = 5,96 \text{ ohm}$$

HBT102b

$$Z_B = 9,1 \times 10^{-4} \text{ cm}$$

$$L = 9,2 \times 10^{-4} \text{ cm}$$

$$S_C = 2,7 \times 10^{-4} \text{ cm}$$

$$r_C = 2,49 + 3,09 = 5,57 \text{ ohm}$$

HBT103b

$$Z_B = 14,1 \times 10^{-4} \text{ cm}$$

$$L = 9,2 \times 10^{-4} \text{ cm}$$

$$S_C = 2,7 \times 10^{-4} \text{ cm}$$

$$r_C = 1,4 + 1,99 = 3,39 \text{ ohm}$$

3.3 Procedimentos de medidas AC

3.3.1 Determinação das capacitâncias

Como podemos ver no modelo EBERS-MOLL (Fig.3.5), temos cinco capacitâncias:

C_{JE}, C_{JC} = Capacitâncias de junção .

C_{DC}, C_{DE} = Capacitâncias de difusão .

C_{sub} = Capacitância de substrato.

As capacitâncias de junção , são capacitâncias devido à existência da região de carga espacial. Esta capacitância foi modelada no capítulo II.

As capacitâncias de difusão , são capacitâncias devido ao trânsito de carga no dispositivo.

A capacitância de substrato é a capacitância entre substrato e coletor. Em dispositivo AlGaAs/GaAs o substrato é semisolante, assim, a capacitância de substrato pode ser desconsiderada a priori.

Consideremos inicialmente a capacitância de junção .

Capacitância de Junção

As capacitâncias de junção são geralmente dadas pela equação abaixo[34]:

$$C_J(V) = \frac{C_{J0}}{\left(1 - \frac{V}{\phi_i}\right)^m} \quad (3.15)$$

Onde:

C_{J0} = Capacitância de junção a zero volts.

V = Tensão aplicada na junção .

m = Fator de depende do perfil de dopagem.

Considerando a equação de capacitância dada por (2.14):

$$C_J(V) = A_E \left[\frac{q N_A N_D \epsilon_1 \epsilon_2}{2(N_D \epsilon_1 + N_A \epsilon_2) \phi_i} \right]^{1/2} \frac{1}{\left(1 - \frac{V}{\phi_i}\right)^{1/2}}$$

Por comparação :

$$C_{J0} = A_E \left[\frac{q N_A N_D \epsilon_1 \epsilon_2}{2(N_D \epsilon_1 + N_A \epsilon_2) \phi_i} \right]^{1/2} \quad (3.16)$$

$$m = 1/2$$

Como vemos, para uma junção abrupta $m = 0,5$. No entanto, dopantes como berílio, para base tipo P, difundem-se e deixam de ter um perfil abrupto. Neste caso m deve ser corrigido ($0,33 < m < 0,5$).

A Fig.3.19 mostra a variação da capacitância de junção com a polarização. A linha tracejada representa a capacitância dada pela eq.(3.15) e a linha contínua os resultados de Chawla e Gummel [35]. Vemos que Chawla e Gummel tem mostrado que quando a junção é polarizada diretamente, a aproximação de depleção não é tão boa.

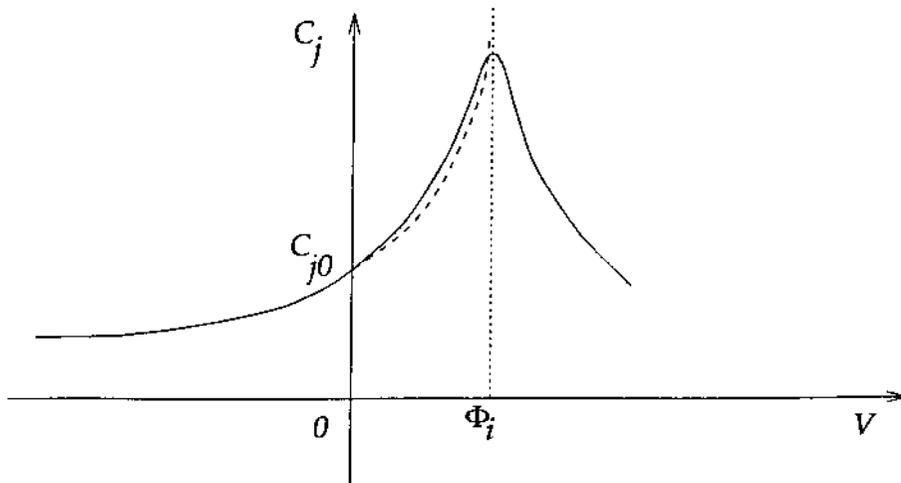


Fig. 3.19 Curva do comportamento das capacitâncias com a polarização. Linha cheia modelo de Chawla e Gummel [35] e a linha tracejada eq.(3.15)

Cálculo de capacitância da junção B-E.

$$N_A = 4 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$$

$$\epsilon_1 = 12,244 \epsilon_0$$

$$\epsilon_2 = 13,18 \epsilon_0$$

$$V_{bi} = 1,5743 \text{ V}$$

Aplicando os dados anteriores à equação de C_{J0} , encontramos para os diferentes HBT's:

$$\text{HBT1b} \quad A_{Et} = \xrightarrow{2x13} \mu m^2 \quad C_{J0} = 33,33 \text{ fF}$$

$$\text{HBT102b} \quad A_{Et} = \xrightarrow{13} \mu m^2 \quad C_{J0} = 16,67 \text{ fF}$$

$$\text{HBT103b} \quad A_{Et} = \xrightarrow{26} \mu m^2 \quad C_{J0} = 33,33 \text{ fF}$$

Junção B-C:

$$N_D = 1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$$

$$\epsilon_1 = \epsilon_2 = 13,18 \epsilon_0$$

$$V_{Bi} = 1,343 \text{ V}$$

De forma idêntica ao feito anteriormente, temos:

$$\text{HBT1b} \quad A_B = \xrightarrow{67,84} \mu m^2 \quad C_{J0} = 17,89 \text{ fF}$$

$$\text{HBT102b} \quad A_B = \xrightarrow{58,88} \mu m^2 \quad C_{J0} = 15,53 \text{ fF}$$

$$\text{HBT103b} \quad A_B = \xrightarrow{104,88} \mu m^2 \quad C_{J0} = 27,67 \text{ fF}$$

Capacitâncias de Difusão

As Capacitâncias de difusão estão associadas às cargas armazenada no dispositivo devido à corrente que está circulando.

A carga armazenada é dado por:

$$Q_F = \tau_F I_{CC} \quad (3.17)$$

$$Q_R = \tau_R I_{CE} \quad (3.18)$$

Onde τ_F e τ_R são os tempos de trânsito das cargas no dispositivo. τ_F é o tempo de trânsito quando o dispositivo está diretamente polarizado e τ_R quando o dispositivo está reversamente polarizado.

Cálculo do tempo de trânsito direto

Em um HBT, os mecanismos mais importantes que determinam o tempo de trânsito são :

- O mecanismo de deriva na região de carga espacial da junção B-C.
- O mecanismo de difusão na base.

Portanto, τ_F é dado por[36]:

$$\tau_F = \tau_B + \tau_{CBSC} = \frac{W_B^2}{2,4 D_n} + \frac{W_{CBSC}}{2V_{sat}} \quad (3.19)$$

Onde,

$D_n \equiv$ Coeficiente de difusão dos portadores minoritários na base ($D_n \cong 25 \text{ cm}^2/\text{s}$ para bases fortemente dopadas)[37].

$W_B \equiv$ Largura da região de base ($\cong 800 \text{ Angstrom}$)

$W_{CBSC} \equiv$ Largura da região de carga espacial de coletor ($\cong 5000 \text{ Angstrom}$)

$V_{sat} \equiv$ Velocidade de saturação dos elétrons na região de carga espacial de coletor ($4 \times 10^6 \text{ cm/s}$)[38].

Substituindo os valores em (3.19), temos:

$$\tau_F = (1,067 + 6,25) \cong 7,32 \text{ ps}$$

Ao usarmos a equação (3.19) devemos observar que o elétron não se move na região de carga espacial somente com a velocidade de saturação . Devido ao efeito de *overshoot* [39], o elétron se move uma parte da região de carga espacial de coletor com um valor de massa efetiva e a outra com outro valor. YAMAUCHI e ISHIBASHI [38] discutem este problema e propoem um perfil de velocidade para o eletron dentro da região de carga espacial de coletor. Neste modelo o elétron percorre uma parte do coletor (1500 Angstroms) com uma velocidade V_0 (velocidade de *overshoot*), e o restante com V_s (velocidade de saturação). Seguindo este caminho, calculamos uma velocidade média (\bar{V}) com a qual o elétron percorre a região de carga espacial de coletor.

Considerando:

$$V_0 = 5 \times 10^7 \text{ cm/s}$$

$$V_s = 4 \times 10^6 \text{ cm/s}$$

Teremos, portanto:

$$\bar{V} = \frac{W_{CBESC}}{\frac{1500 \cdot 10^{-8}}{5 \cdot 10^7} + \frac{W_{CBESC} - 1500 \cdot 10^{-8}}{4 \cdot 10^8}} = 5,25 \times 10^6 \text{ cm/s}$$

Aplicando este resultado na equação (3.19), encontramos:

$$\tau_F = 1,067 + 4,525 = 5,592 \text{ ps}$$

Cáculo de τ_R

Devido à espessura do coletor e de sua baixa dopagem, temos que levar em consideração o tempo de difusão dos portadores na região de coletor[40]:

$$\tau_R = \frac{W_C^2}{2,4 D_{nC}} + \frac{W_B^2}{2,4 D_{nB}} + \frac{W_{BESC}}{2V_{sat}} \quad (3.20)$$

Como temos uma região pouco dopada, podemos calcular D_{nC} a partir da relação de EINSTEIN:

$$D_{nC} = \frac{KT}{q} \mu_n$$

Onde para $\mu_n = 4500 \text{ cm}^2/Vs$ [41], tem-se:

$$D_n = 112,5 \text{ cm}^2/s$$

Obtemos também a velocidade de saturação, $V_{sat} = 2,5 \times 10^7 \text{ cm/s}$ [42].

Como a base é muito dopada, podemos reduzir a largura da região de carga espacial da junção base-emissor, à própria largura da região de carga espacial no Emissor:

$$W_{ESC} = \left(\frac{2\epsilon_1 V_{BE}}{qN_D} \right)^{1/2}$$

Para uma $V_{BE} \cong -2V$, o que é uma tensão comum para um junção polarizada inversamente em transistores, temos da equação anterior :

$$W_{ESC} = 1270 \text{ Angstrom}$$

A largura de emissor é aproximadamente de 1000 *Angstroms*, portanto, podemos considerar W_{ESC} do mesmo valor da largura de emissor.

A largura de coletor é de 5000 *Angstroms*.

Substituindo estes valores em (3.20), temos:

$$\tau_R = 10,53 \text{ ps}$$

Conhecendo τ_R e τ_F , podemos determinar os valores para as capacitâncias de difusão .

Como as capacitâncias estão associadas à carga devido ao trânsito de corrente pelo dispositivo, temos:

$$C_{DE} = \frac{\partial Q_{DE}}{\partial V_{BE}} \Big|_{V_{BC}=0}$$

$$\Rightarrow C_{DE} = \frac{\partial Q_{DE}}{\partial I_{CC}} \frac{\partial I_{CC}}{\partial V_{BE}} \Big|_{V_{BC}=0} = \tau_F g_{mF} \quad (3.21)$$

$$C_{DC} = \frac{\partial Q_{DC}}{\partial V_{BC}} \Big|_{V_{BE}=0}$$

$$\Rightarrow C_{DC} = \frac{\partial Q_{DC}}{\partial I_{CE}} \frac{\partial I_{CE}}{\partial V_{BC}} \Big|_{V_{BE}=0} = \tau_R g_{mR} \quad (3.22)$$

Onde g_{mF} e g_{mR} são as transcondutâncias diretas e reversas do dispositivo.

Será observado durante o trabalho uma preocupação maior com a obtenção dos parâmetros no qual o dispositivo esteja diretamente polarizado. Isto é devido ao fato do dispositivo ser empregado, na maioria das vezes, na região ativa.

Partição da Capacitância de Coletor

A capacitância de junção de coletor não está somente distribuída sobre a região de base sob emissor. Ela também estende-se por debaixo da região de base incluindo a região do contato de base. Assim, temos um caminho para o sinal ac que não passa pela região debaixo de emissor. Este outro caminho é direto da base para coletor, e representa uma perda do sinal de entrada aplicado à base, pois esta porção do sinal não será amplificado. Este novo caminho é representado pela capacitância C_1 acrescida no modelo EBERS-MOLL, Fig.3.20.

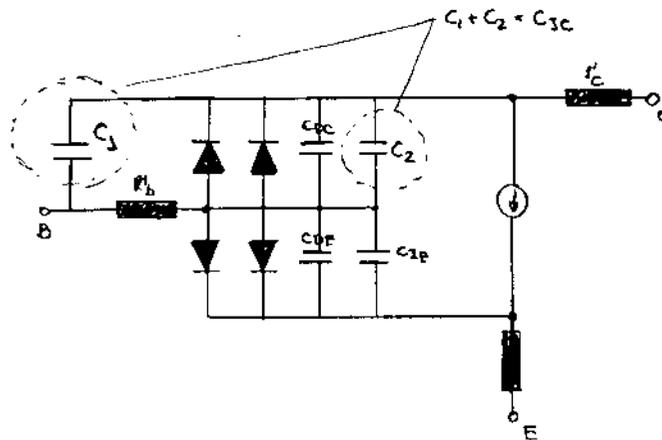


Fig.3.20 Modelo EBERS-MOLL acrescido da capacitância de partição

Logo, a capacitância total de junção base-coletor será particionada em duas componentes:

C_1 - Componente associada à perda de sinal, já descrito anteriormente.

C_2 - Componente associada a capacitância de junção sob a região de emissor (Região do transistor propriamente dito).

A relação entre as capacitâncias C_1 e C_2 pode ser tirada da própria geometria do transistor:

$$C_t = A_t \frac{C_t}{A_t} = C_1 + C_2$$

$$\Rightarrow C_t = (A_{Et} + A_{FE}) \frac{C_t}{A_t} = C_t \frac{A_{Et}}{A_t} + C_t \frac{A_{FE}}{A_t} \quad (3.23)$$

Onde,

C_t - Capacitância total de junção base-coletor.

A_t - Área total de base.

A_{Et} - Área total de emissor.

A_{FE} - Área de base que não esta sob a região de emissor.

A primeira componente do lado direito da eq.(3.23) representa a capacitância C_2 e a segunda C_1 .

Assim:

$$C_1 = C_t \frac{A_{FE}}{A_t} = C_t \frac{A_t - A_{Et}}{A_t} = \left(1 - \frac{A_{Et}}{A_t}\right) C_t$$

Fazendo $x_{CJC} = \frac{A_{Et}}{A_t}$, temos:

$$C_1 = (1 - x_{CJC}) C_t$$

E a capacitância de junção sob emissor:

$$C_2 = \frac{A_t - A_{FE}}{A_t} C_t = \frac{A_{Et} - A_{FE} + A_{FE}}{A_t} C_t = x_{CJC} C_t$$

$$C_2 = x_{CJC} C_t$$

Tabela 3.5 Parâmetros de áreas para o diferentes tipos geométricos de dispositivo

	HBT1b	HBT102b	HBT103b
$A_{Et} (cm^2)$	$2,13 \times 10^{-8}$	13×10^{-8}	26×10^{-8}
$A_t (cm^2)$	$67,84 \times 10^{-8}$	$58,88 \times 10^{-8}$	$104,88 \times 10^{-8}$

Conhecendo-se C_t , que já foi calculado, e determinando x_{CJC} da geometria temos C_1 e C_2 . Para as diferentes estruturas de HBT's temos, da Tabela 3.5:

$$HBT1b \Rightarrow x_{CJC} = 0,383$$

$$HBT102b \Rightarrow x_{CJC} = 0,221$$

$$HBT103b \Rightarrow x_{CJC} = 0,248$$

O efeito de distribuição da capacitância de junção se torna importante, quando trabalhamos em

freqüências cada vez mais altas. Com o aumento da frequência aumenta a parte do sinal que deixa de ser amplificado, e assim, as perdas do dispositivo.

3.3.2 Modelo de pequenos sinais

Podemos derivar um circuito equivalente de pequenos sinais, do modelo EBERS-MOLL. Este circuito é denominada de π - Híbrido [43].

Este modelo é válido quando temos os sinal ac na base do transistor, muito menor que o nível de polarização DC.

A representação esquemática é dada na Fig.3.21.

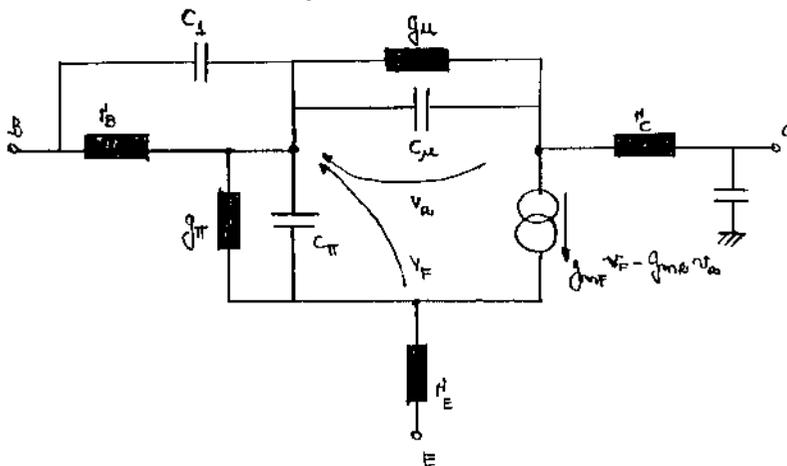


Fig.3.21 Modelo π - Híbrido para transistores

Onde, as quatro condutividades (g_μ , g_π , g_o e g_m), são relacionadas pelas seguintes derivadas [44]:

$$g_\pi = \left. \frac{\partial I_B}{\partial V_{BE}} \right|_{op} \quad (3.24)$$

$$g_\mu = \left. \frac{\partial I_B}{\partial V_{BC}} \right|_{op} \quad (3.25)$$

$$g_o = \left. \frac{\partial I_C}{\partial V_{BC}} \right|_{op} - \left. \frac{\partial I_B}{\partial V_{BC}} \right|_{op} \quad (3.26)$$

$$g_m = \left. \frac{\partial I_C}{\partial V_{BE}} \right|_{op} + \left. \frac{\partial I_C}{\partial V_{BC}} \right|_{op} + \left. \frac{\partial I_B}{\partial V_{BC}} \right|_{op} \quad (3.27)$$

Como já temos mostrado, I_B e I_C são dados pelas equações (3.2) e (3.1), respectivamente. Substituindo-as no conjunto de equações anteriores, obtemos:

$$g_{\pi} = \frac{I_C}{n_F V_T} \quad g_{\mu} = 0$$

$g_o = 0 \Rightarrow$ O efeito de modulação de base é desprezível (base muito dopada).

$$g_m = \frac{I_C}{\beta_F n_F V_T} + \frac{I_{SE}}{n_E V_T} e^{\frac{V_{BE}}{n_E V_T}}$$

Com o conjunto de equações anteriores, podemos obter o modelo π - *Híbrido* do transistor. Quanto às capacitâncias:

$$C_{\mu} = C_{JC} + C_{DC} \quad \xrightarrow{C_{DC}=0} \quad C_{\mu} = C_{JC}$$

$$C_{\pi} = C_{JE} + C_{DE}$$

O interessante, é que o modelo π - *Híbrido* pode ser extraído através de medidas de parâmetros S. Essa foi uma técnica proposta recentemente [45], e é o próximo assunto que trataremos.

Técnica de Extração do Modelo π - *Híbrido* através de Medidas de Parâmetros S

Quando queremos caracterizar um dispositivo, podemos fazê-lo através de um quadripolo. Um quadripolo é uma *caixa preta* que possui dois terminais de entrada e dois terminais de saída, Fig.3.22.

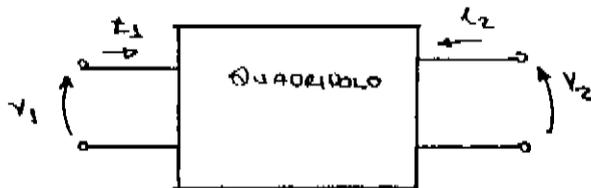


Fig.3.22 Esquema de um quadripolo

Este quadripolo pode ser caracterizado por parâmetros que são obtidos das relações de tensão e corrente nas portas. No Anexo A é apresentada uma discussão sobre estas representações.

Os parâmetros que caracterizam o quadripolo podem ser: Y (Admitâncias), Z (Impedâncias), H , π ou T . No entanto, estes parâmetros são difíceis de serem medidos em microondas, por diferentes razões:

· As condições de curto-circuito e circuito-aberto que devem ser aplicadas para a obtenção dos parâmetros, não são possíveis de serem obtidos devido às indutâncias e capacitâncias parasitárias em frequências muito altas.

· Perdas nos cabos.

Para resolver estes problemas, parâmetros de Espalhamento, mais comumente denominado de parâmetros S, são definidos.

Os parâmetros S tratam das relações dos sinais de onda refletida e transmitida nas portas de entrada e saída.

Parâmetros S

Os parâmetros S são definidos usando uma combinação de sinais de corrente e tensão como variáveis, que não ocorre com os outros parâmetros (Y, Z, H, π e T) que usam as tensões e correntes como variáveis.

Consideramos o diagrama de fluxos dado na fig.3.23.

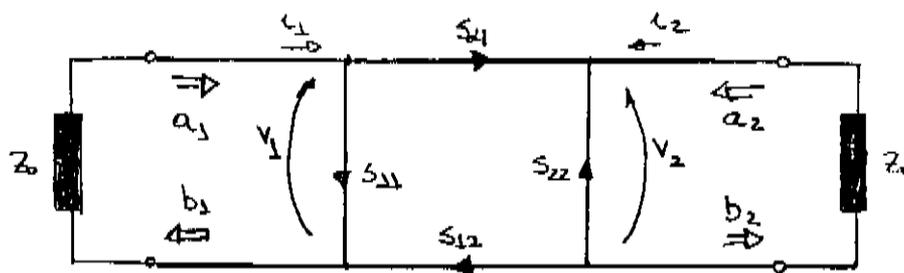


Fig.3.23 Diagrama de fluxos

Onde:

$a_1 \equiv$ Onda incidente na porta de entrada.

$b_1 \equiv$ Onda refletida na porta de entrada.

$a_2 \equiv$ Onda incidente na porta de saída.

$b_2 \equiv$ Onda refletida na porta de saída.

Da teoria de linha de transmissão [46]:

$$a_1 = \frac{1}{2 Z_0^{1/2}}(v_1 + Z_0 i_1) \quad (3.28) \quad a_2 = \frac{1}{2 Z_0^{1/2}}(v_2 + Z_0 i_2) \quad (3.29)$$

$$b_1 = \frac{1}{2 Z_0^{1/2}}(v_1 - Z_0 i_1) \quad (3.30) \quad b_2 = \frac{1}{2 Z_0^{1/2}}(v_2 - Z_0 i_2) \quad (3.31)$$

Onde Z_0 é uma impedância real (50 ohms na maioria dos casos) e é denominada de Impedância Característica.

Os parâmetros de espalhamento são coeficientes de transmissão e de reflexão, definidos como:

$$b_1 = S_{11}a_1 + S_{12}a_2 \quad (3.32)$$

$$b_2 = S_{21}a_1 + S_{22}a_2 \quad (3.33)$$

Portanto, os parâmetros S são :

$$S_{11} = \frac{b_1}{a_1} |_{a_2=0} \quad (3.37) \quad S_{12} = \frac{b_1}{a_2} |_{a_1=0} \quad (3.38)$$

$$S_{21} = \frac{b_2}{a_1} |_{a_2=0} \quad (3.39) \quad S_{22} = \frac{b_2}{a_2} |_{a_1=0} \quad (3.40)$$

Vejam agora o significado dos parâmetros S_{11} e S_{21} :

Consideremos um quadripolo com uma fonte de tensão conectada na entrada da porta 1 (para produzir a onda incidente a_1). E colocamos na porta de saída uma impedância Z_0 conforme Fig.3.24. Nesta condição a_2 é zerada.

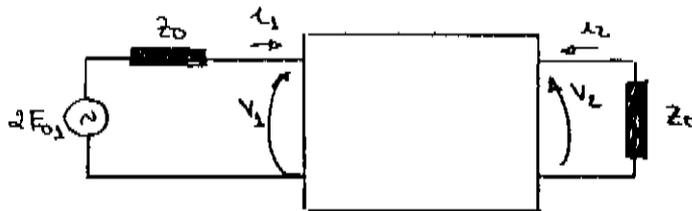


Fig.3.24 Quadripolo com uma fonte tensão na entrada e uma carga Z_0 na saída

Da Fig.3.24 podemos escrever:

$$v_2 = -i_2 Z_0$$

E usando a definição (3.29):

$$a_2 = \frac{1}{2 Z_0^{1/2}} (v_2 + Z_0 i_2) = 0$$

Isto quer dizer que toda energia transmitida é absorvida pela impedância de carga Z_0 .

S_{11} é o coeficiente de reflexão na porta de entrada com a saída terminada com uma carga casada:

$$S_{11} = \frac{v_1 - Z_0 i_1}{v_1 + Z_0 i_1} = \frac{\frac{v_1}{i_1} - Z_0}{\frac{v_1}{i_1} + Z_0} = \frac{Z_{in} - Z_0}{Z_{in} + Z_0}$$

Onde Z_{in} é a impedância de entrada da porta 1 com a porta de saída terminada com uma impedância casada (Z_0). Se a saída não possuir uma impedância casada, estas equações deixam de ser válidas.

A corrente e voltagem de entrada são dadas por:

$$v_1 = \frac{2 E_{01} Z_{in}}{Z_{in} + Z_0} \quad \text{e} \quad i_1 = \frac{2 E_{01}}{Z_{in} + Z_0}$$

Usando a definição (3.28):

$$a_1 = \frac{1}{2 Z_0^{1/2}} (2 E_{01} \frac{Z_{in} + Z_0}{Z_0 + Z_{in}}) = \frac{E_{01}}{Z_0^{1/2}}$$

Como $v_2 = -Z_0 i_2$:

$$b_2 = \frac{1}{2 Z_0^{1/2}} (2 v_2) = \frac{v_2}{Z_0^{1/2}}$$

Então, o ganho de transmissão direta (S_{21}) para uma carga casada nas portas de saída, será:

$$S_{21} = \frac{b_2}{a_1} = \frac{v_2}{E_{01}}$$

O ganho de transmissão direta (S_{21}), também nos dá o ganho de tensão a partir da fonte. Devemos tomar cuidado de observar que este ganho de tensão será o ganho de tensão do transistor (v_2/v_1), somente se $Z_{in} = Z_0$.

Devemos observar ainda, que se $Z_{in} = Z_0$:

$$|S_{21}|^2 = \frac{\frac{v_2^2}{Z_0}}{\frac{P_{01}}{Z_0}} = \frac{P_{out}}{P_{in}}$$

que é o ganho de potência do transistor.

De forma idêntica obtemos:

$$S_{12} = \frac{v_1}{E_{02}} \quad \text{e} \quad S_{22} = \frac{Z_{out} - Z_0}{Z_{out} + Z_0}$$

Uma vez que já foi introduzido a discussão de parâmetros S, mostraremos uma técnica de obtenção do modelo π - Híbrido a partir dos parâmetros S medidos do transistor.

Esta técnica foi proposta por Damian [45]. Ela é muito interessante porque nos permite extrair o modelo completo de pequenos sinais do transistor. Basicamente, consiste na extração de elementos parasitários por manipulação da conversão de parâmetros $S \rightarrow Y$, $Y \rightarrow \pi$, $\pi \rightarrow Y$, $Y \rightarrow Z$, $Z \rightarrow T$, ..., etc.

Como estamos trabalhando em alta frequência, a estrutura de acesso ao dispositivo introduz muitos elementos parasitários (capacitâncias e indutâncias) ao modelo intrínseco de pequenos sinais do transistor. O circuito completo de um HBT levando em consideração estes elementos é dado na Fig.3.25.

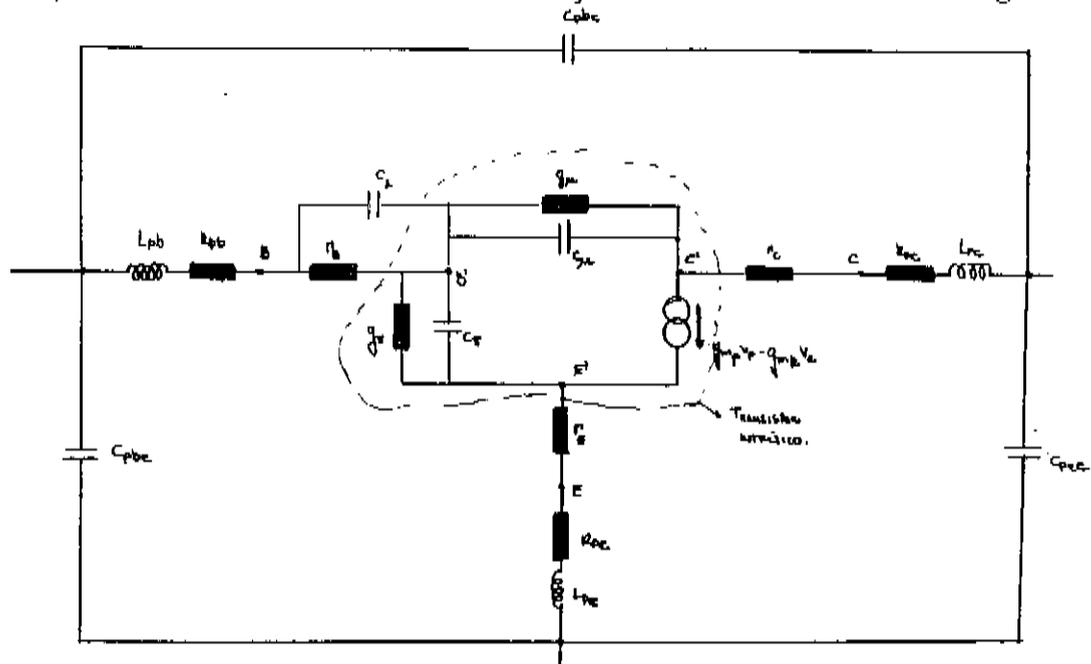


Fig.3.25 Circuito completo de um HBT levando em consideração os elementos parasitários

Onde:

C_{pbe} , C_{pbc} , C_{pcc} - São as capacitâncias parasitas associadas aos *pads* de contato.

L_{pb} , R_{pb} , L_{pc} , R_{pc} , L_{pe} , R_{pe} - São as indutâncias e resistências associadas às conexões dos *pads* ao dispositivo.

Capacitâncias parasitárias

Estas capacitâncias são obtidas fazendo-se medidas somente dos *pads*, sem levar em consideração as conexões até o dispositivo. Na Fig.3.26 temos a forma que os *pads* devem ser dispostos, juntamente com o seu circuito equivalente de capacitores.

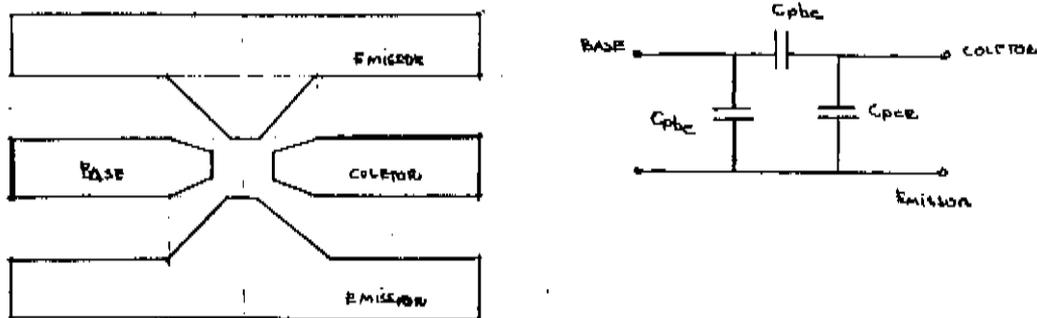


Fig.3.26 Forma que os *pads* devem ser dispostos, juntamente com o seu circuito capacitivo equivalente

A representação das capacitâncias na forma de um circuito π é possível porque o substrato é semi-insolante e as perdas de sinal para substrato são desprezíveis. Devido a esta representação, as capacitâncias são obtidas por conversão dos parâmetros S medidos em parâmetros π .

O procedimento para extração das capacitâncias é:

- 1- Medida dos parâmetros S.
- 2- Conversão de parâmetros S para Y.
- 3- Conversão de parâmetros Y para π .

Os parâmetros S se relacionam com os parâmetros Y, da seguinte forma [47]:

$$[Y] = ([1] - [S])([1] + [S])^{-1} \quad (3.41)$$

$$[S] = ([1] - [Y])([1] + [Y])^{-1} \quad (3.42)$$

A conversão de parâmetros Y para π é dado no Anexo A sobre quadripolos.

Indutâncias e Resistências parasitárias

As indutâncias e resistências parasitárias associadas às conexões dos *pads* ao dispositivo, são mostradas na Fig.3.25. Como, o que nos interessa é medir os elementos parasitas devido as conexões, o dispositivo é curto-circuitado. O circuito equivalente destes elementos é um circuito T, Fig.3.27.

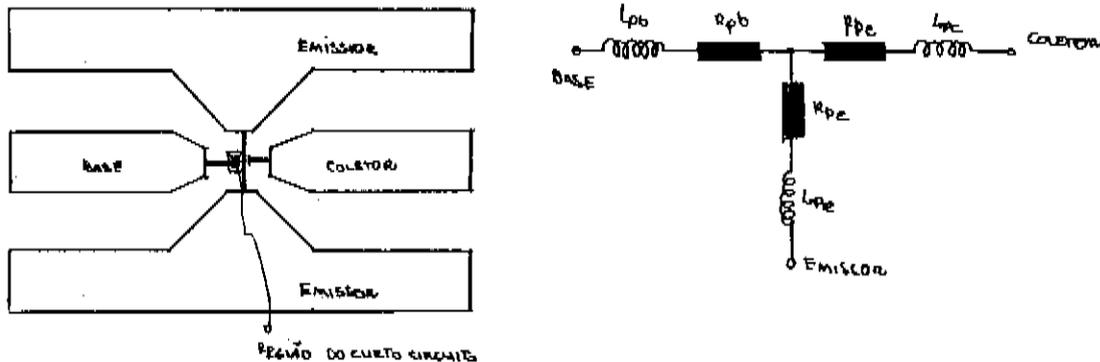


Fig.3.27 Dispositivo curto-circuitado e o circuito equivalente dos elementos parasitários

O procedimento para extração dos elementos parasitas é dado abaixo:

- 1- Medida dos parâmetros S .
- 2- Conversão de parâmetros S para Y .
- 3- Conversão de parâmetros Y para Z ($[Z] = [Y]^{-1}$).
- 4- Conversão de parâmetros Z para T .

A conversão de parâmetros Z para T é dado no Anexo A sobre quadripolo.

Agora que temos os valores das capacitâncias, indutâncias e resistências parasitas, podemos extrair o modelo π - Híbrido para o transistor.

Extração do modelo π - Híbrido

O procedimento de extração é simples, apenas trabalhoso por envolver muita manipulação matricial. Um programa de computador evitaria tudo isso.

O procedimento é dado a seguir:

- 1- Medida dos parâmetros S.
- 2- Conversão de parâmetros S para Y.
- 3- Conversão de parâmetros Y para π e subtração das capacitâncias parasitárias.
- 4- Conversão de parâmetros π para Y.
- 5- Conversão de parâmetros Y para Z.
- 6- Conversão de parâmetros Z para T e subtração das indutâncias e resistências parasitárias, incluindo a resistência de emissor e coletor.
- 7- Conversão de parâmetros T para Z.
- 8- Conversão de parâmetros Z para Y.
- 9- Conversão de parâmetros Y para π e extração da capacitância de partição .
- 10- Conversão de parâmetros π para Y.
- 11- Conversão de parâmetros Y para Z.
- 12- Conversão de parâmetros Z para T e subtração da resistência de base obtida por medida ou cálculo.
- 13- Conversão de parâmetros T para Z.
- 14- Conversão de parâmetros Z para Y.
- 15- Conversão de parâmetros Y para π . Finalmente temos o modelo π – *Híbrido* do transistor.

Encontramos problemas ao usar este procedimento de extração . As dificuldades encontradas e discussão sobre elas são apresentados no próximo capítulo.

4. Caracterização e Extração de Parâmetros de Transistores

No capítulo anterior vimos como podemos obter os parâmetros sob certas condições de polarização. Neste nós apresentamos os resultados usando a metodologia que foi descrita.

O capítulo foi dividido em duas partes, uma na qual apresentamos as medidas de *Gummel-Plot* direto e reverso, e medidas para extração de resistência de emissor e de coletor. Denominamos esta primeira parte de *Medidas DC*. Na segunda parte tratamos as medidas de microondas de curto-circuito e circuito aberto, para caracterização dos elementos parasitários, e também discutimos os problemas na extração de parâmetros usando a metodologia descrita no capítulo III. Denominamos esta de *Medidas AC*.

4.1 Medidas DC

Nessa seção fazemos uma análise das medidas em transistores de silício inicialmente, e depois passamos aos HBT's.

As medidas em transistores de silício são necessárias para que tenhamos uma idéia do comportamento das curvas, uma vez que os modelos GUMMEL-POON e EBERS-MOLL foram desenvolvidos pensando em transistores de homojunção de silício ou de germânio. A aplicação do procedimento de extração de parâmetros com transistores bipolares tinha por objetivo validar o procedimento desenvolvido, uma vez que os parâmetros de alguns destes transistores já eram conhecidos. Esta análise também nos permite fazer comparação entre os dois tipos de transistores quanto ao material e mecanismos de transporte.

O equipamento usado para fazer as medidas DC, foi um Analisador de Parâmetros para Dispositivos Semicondutores da Hewlett - Packard totalmente automatizado (modelo 4145B). Ele mostra graficamente as curvas características de dispositivos como: transistor bipolar, diodo, transistor de efeito de campo, CIP's, ..., etc. É equipado com quatro unidades programáveis Fonte/Medidor (SMU - Source/Monitor Units), duas unidades programáveis de fonte de tensão (Vs) e duas unidades medidoras de tensão (Vm).

O esquema das SMU's é dado na Fig. 4.1

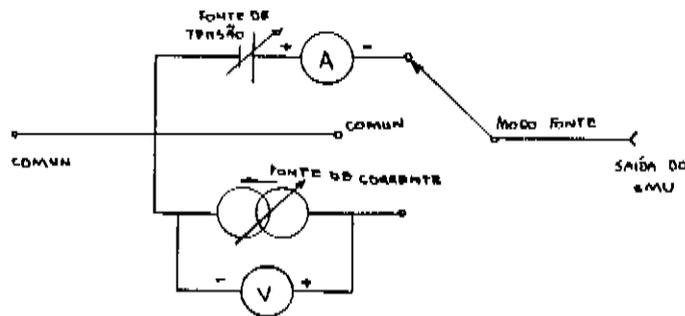


Fig. 4.1 Esquema das SMU's

Assim, através da programação do equipamento, podemos dispor dos SMU's da maneira e função

(medidor, fonte ou comum) que desejarmos, e deste modo, estabelecer o circuito que queremos. Após uma descrição breve do equipamento, passaremos às medidas que foram obtidas.

4.1.1 Extração de Parâmetros de Transistores de homojunção

Usamos dois tipos de transistores de homojunção : o BC 548 que é um dispositivo discreto comercial, e os transistores do lab. 1 que são integrados, e não encapsulados.

Inicialmente mediremos os transistores de homojunção BC548.

4.1.1.1 Transistores de homojunção BC548

Começaremos traçando o *Gummel-Plot* direto do transistor BC548(2). Montando o circuito da Fig.3.7, obtemos a Fig. 4.2.

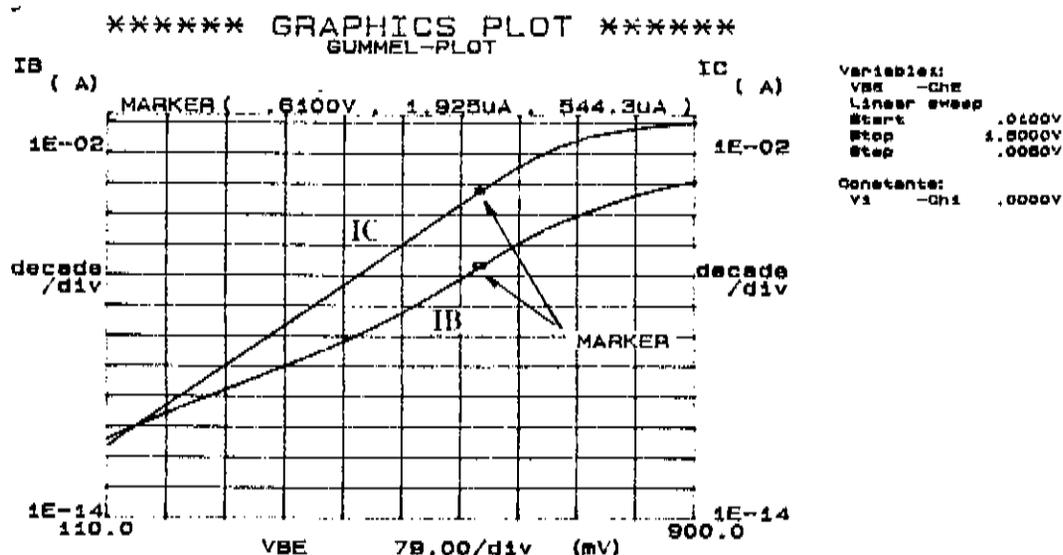


Fig. 4.2 "Gummel - Plot" do transistor BC548

Podemos observar as três regiões que tínhamos comentado no capítulo III:

Região I - predomina recombinação

Região II - recombinação se torna desprezível

Região III - região onde estão presentes efeitos de perdas ôhmicas e alta injeção .

Desta figura podemos extrair β_F , I_S , n_F , I_{SE} e n_E

Determinemos inicialmente β_F

β_F é determinado, equação (2.131), da região onde não temos efeitos de recombinação, de alta injeção ôhmicos. Nesta região temos as curvas de corrente de base e de coletor paralelas (Região II).

Escolhendo um ponto nesta região (Fig. 4.2), para mesmo V_{BE} , determinamos I_C e I_B . Assim, β_F é obtido:

$$\beta_F = \frac{I_C}{I_B} = 282$$

Valor de manual: 200 a 450

Extração de I_S e n_F

Tomando somente a curva logarítmica da corrente de coletor, temos a Fig. 4.3 .

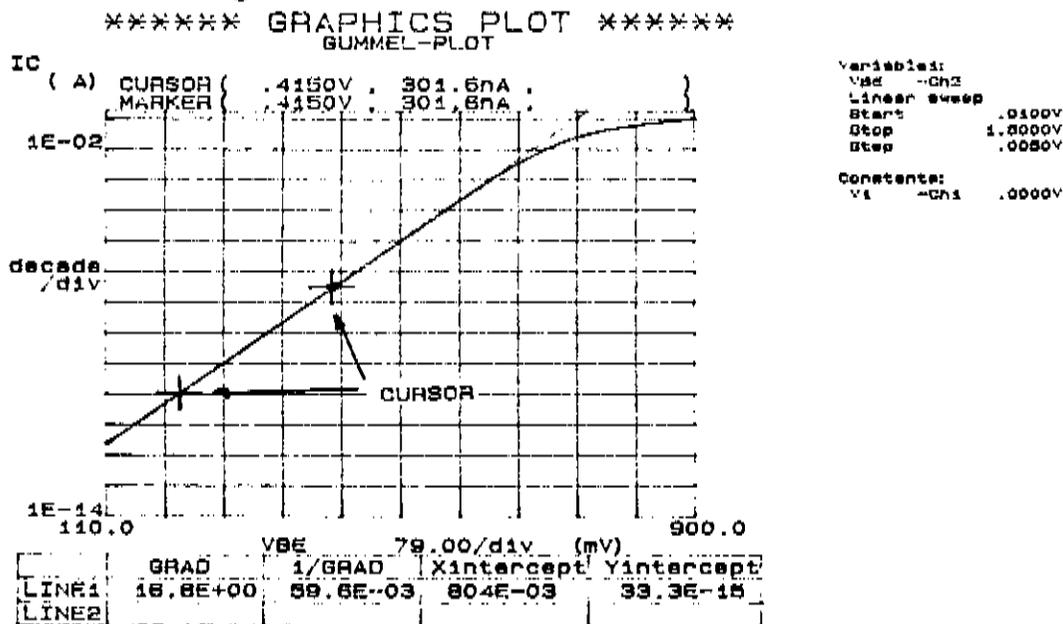


Fig.4.3 Curva logarítmica da corrente de coletor

Traçamos uma reta (linha 1) na região linear da curva, e a prolongamos até sobre o eixo das correntes. No ponto onde esta reta intercepta o eixo de corrente temos $\log(I_S)$, equação (3.3). Portanto:

$$I_S = 3,33 \times 10^{-15} \text{ A}$$

Da inclinação da reta (linha 2) obtemos n_F , equação (3.3.a) :

$$n_F = \frac{1}{\text{Grad } 2,303 V_T} = 1,01$$

Extração de n_E e I_{SE}

De forma idêntica, tomamos somente a corrente de base (Fig. 4.4).

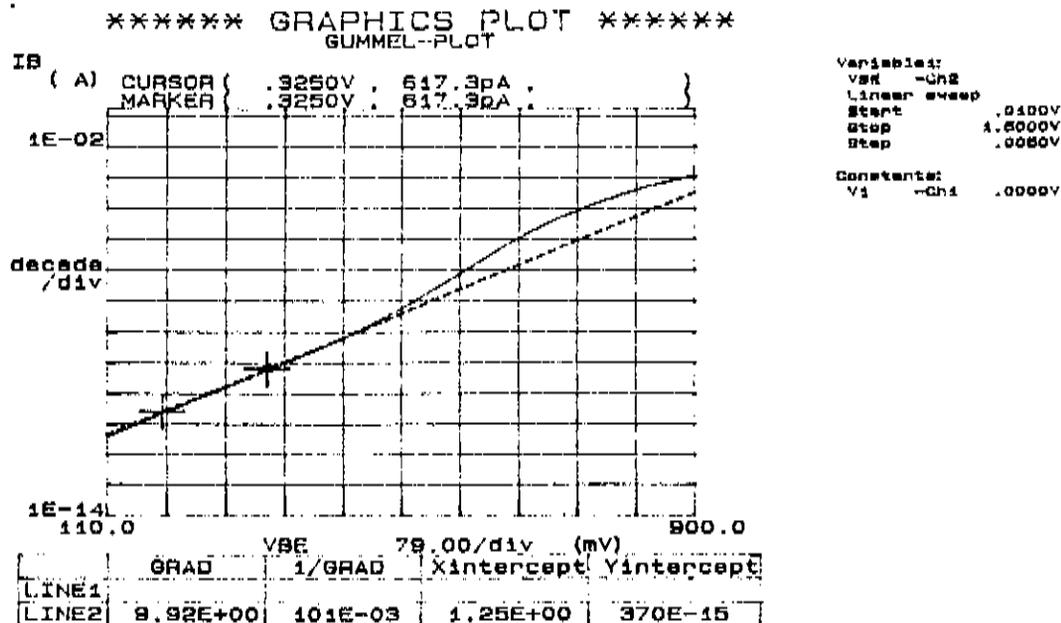


Fig.4.4 Curva logarítmica da corrente de base

Observando o gráfico da curva de I_B , vemos um ponto onde a inclinação da curva sofre alteração. À esquerda deste ponto temos a Região I, onde ocorre a predominância da corrente de recombinação (eq. 2.129). Traçando uma reta nesta região, de forma idêntica ao feito no caso da corrente de coletor, obtemos I_{SE} da interseção da reta com o eixo de corrente:

$$I_{SE} = 3,70 \times 10^{-13} \text{ A}$$

n_E é obtido da inclinação da reta (linha 2) :

$$n_E = \frac{1}{\text{Grad } 2,303 V_T} = 1,71$$

Até agora obtivemos os parâmetros para o comportamento do transistor na região ativa. Os parâmetros

associados a um transistor reversamente polarizado (β_R , I_{SC} e n_C), podem ser obtidos a partir do *Gummel-Plot* reverso.

O *Gummel-Plot* reverso é obtido simplesmente trocando a posição dos terminais de coletor pelo de emissor, e realizando novamente as medidas.

A curva de *Gummel-Plot* reverso deste transistor é dado na Fig. 4.5.

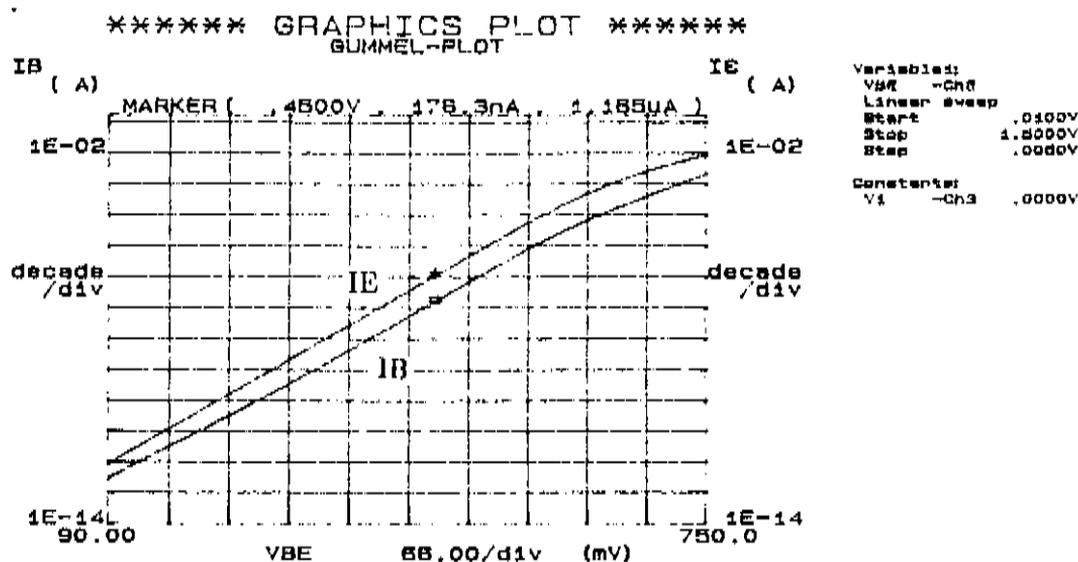


Fig. 4.5 "Gummel - Plot" reverso do transistor BC548

O procedimento de extração é o mesmo do *Gummel-Plot* direto.

Extração de β_R

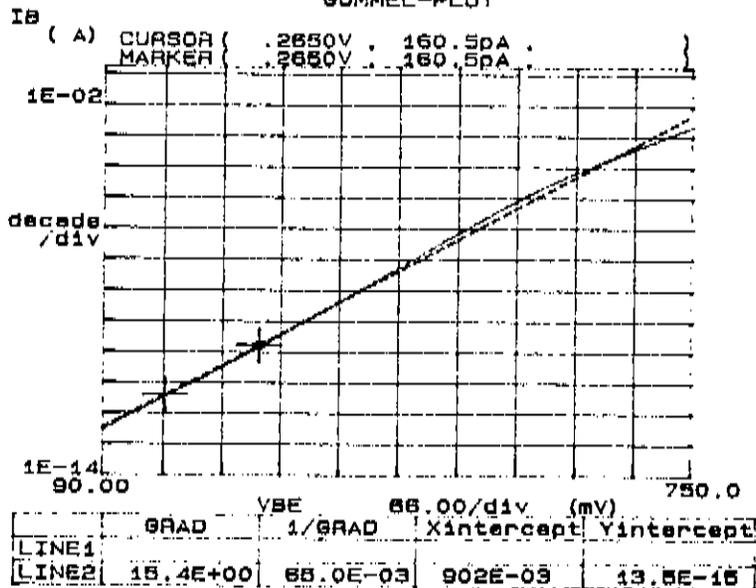
Para um mesmo ponto de V_{BE} nas duas curvas, Fig. 4.5, obtemos I_E e I_B . Da relação destas duas correntes obtemos β_R :

$$\beta_R = \frac{I_E}{I_B} = 6,6$$

Extração de I_{SC} e n_C

Tomamos somente a curva de I_B , e sobre a região linear traçamos uma reta (linha 2), Fig. 4.6.

***** GRAPHICS PLOT *****
 GUMMEL-PLOT



Variables:
 VBE -Ch2
 Linear sweep
 Start .0100V
 Stop 4.8000V
 Step .0050V

Constants:
 V1 -Ch3 .0000V

Fig.4.6 Curva logarítmica da corrente de base do "Gummel-Plot" reverso

De forma idêntica ao feito para I_{SE} , da interseção da reta (linha 2) com o eixo das correntes obtemos I_{SC} :

$$I_{SC} = 1,35 \times 10^{-14} \text{ A}$$

Da inclinação obtemos n_C :

$$n_C = \frac{1}{\text{Grad } 2,303 V_T} = 1,10$$

Extração da Resistência de Emissor

Montando o circuito da Fig.3.13 e realizando a medida temos a Fig. 4.7.

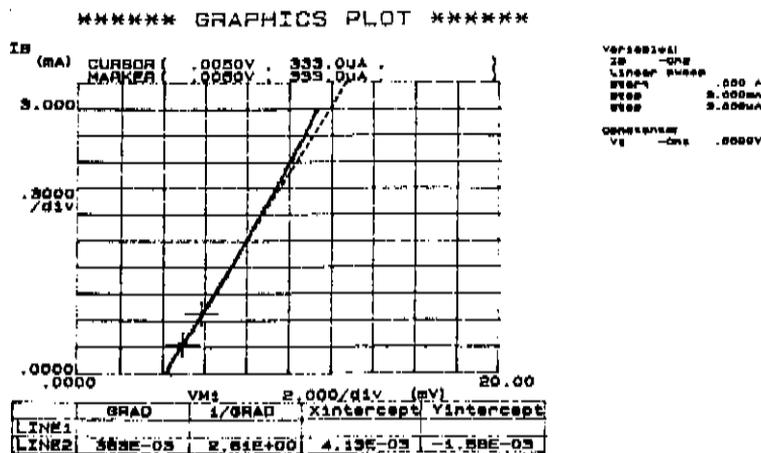


Fig.4.7 Curva de corrente para obter resistência de emissor

A resistência de emissor é obtida da inclinação da reta (linha 2) traçada sob a região próxima ao cotovelo. Isto evita que os efeitos de alta injeção, térmico, etc, mascarem o valor da medido. O "cotovelo" aparece devido a uma diminuição do valor de β_R com a diminuição da corrente de base, e pode não ser observados em alguns dispositivos.

Da inclinação da reta obtemos a resistência de emissor (eq. 3.7), só que o HP4145B tem uma resistência interna de 0,35 ohms por SMU's, logo:

$$r_E = \frac{1}{\text{Grad}} = 2,61 - 0,35 = 2,26 \text{ ohms}$$

Extração da Resistência de Coletor

No caso deste transistor, por ser um transistor discreto, consegue-se fazer área de coletor grande, o que faz com que a resistência de coletor seja menor que de emissor. Uma vez que o método de obtenção da resistência de emissor introduz erro, e este erros são multiplicados por um fator (eq.3.10), a resistência de coletor fica difícil de ser determinada. No caso do BC548 não conseguimos medir o valor da resistência, pois davam valores muito pequenos ou negativos.

Resumo dos resultados:

Na Tabela 4.1 apresentamos os valores dos parâmetros obtidos de 4 transistores BC548.

Nesta Tabela podemos ver que não existe uma uniformidade nos valores das grandezas. Isto pode ser explicado por não uniformidade do processo da fabricação. No entanto estão dentro da faixa de valores no manual.

Para um bom dispositivo nas condições de polarização direta, desejamos valores de β_F grande e corrente de recombinação pequena. Assim, o melhor dispositivo na condição de polarização direta é o (3)

Quando o valor do fator de idealidade tende a dois em dispositivos discretos, nos processos atuais, o mecanismo de recombinação que mais predomina é a recombinação na região de carga espacial de base-emissor. Este é o caso dos dispositivos (1) e (2).

Tabela 4.1 Resultados dos parâmetros extraídos das medidas de 4 transistores

Transistor	I_S (A)	n_F	β_F	I_{SE} (A)	r_E (ohm)	r_C	I_{SC} (A)	n_C	β_R
BC548 (1)	$16,1 \times 10^{-15}$	1,01	270	$6,56 \times 10^{-15}$	1,6	1,78	$12,23 \times 10^{-15}$	1,09	3,5
BC548 (2)	$33,3 \times 10^{-15}$	1,02	282	370×10^{-15}	1,71	2,26	$13,5 \times 10^{-15}$	1,1	6,6
BC548 (3)	$24,8 \times 10^{-15}$	1,02	363	$1,1 \times 10^{-15}$	1,74	1,74	$83,9 \times 10^{-15}$	1,36	4,63
BC548 (4)	$16,6 \times 10^{-15}$	1,02	265	$1,15 \times 10^{-15}$	1,79	1,79	$10,6 \times 10^{-15}$	1,06	3,46

4.1.1.2 Transistores de homojunção do Lab. 1

Faremos agora as medidas para os transistores de silício integrado numa pastilha (*chip*) de teste do Lab. 1. Neste caso os dispositivos do lab 1 não estão encapsulados, e devem ser medidos sobre a lâmina (*wafer*).

Para realizar as medidas sobre a lâmina, temos que usar uma estação de pontas. A estação de pontas é composta de uma mesa móvel onde ficará a lâmina, e de uma parte fixa onde estão as microposicionadoras de acesso à lâmina. Veja Fig. 4.8.

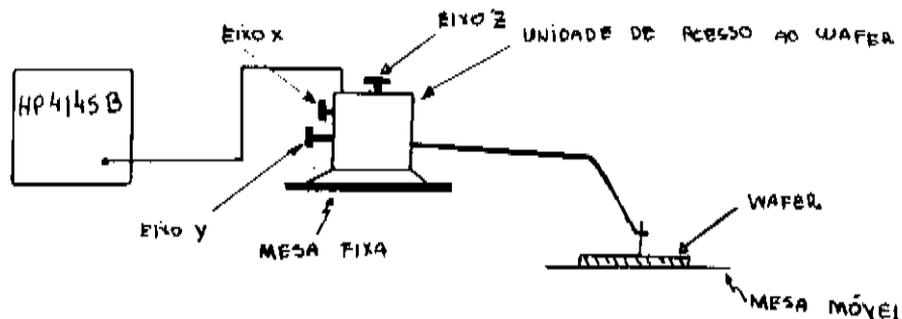


Fig.4.8 Desenho da estação de pontas

A estação de pontas é da Electroglas, modelo 680. E as unidades de acesso são da Rucker & Kolls, modelo 329-I.

Ao realizar medidas sobre a lâmina, temos que ter certos cuidados:

I - As pontas devem sempre ser limpas antes de cada processo de medida, e durante se o processo envolver muitas medidas. Isto é para evitar que a sujeira acumulada nas pontas introduza perdas ôhmicas adicionais devido ao mal contato.

II - As quedas ôhmicas no circuito que vai do contato das pontas nos *pads* à conexão com o HP 4145B, tem que ser levado em conta. Isto porque, estas resistências série podem atingir valores da ordem de ohms, provocando erros nas medidas.

Na Fig. 4.9 , apresentamos um esquemático das perdas que existem.

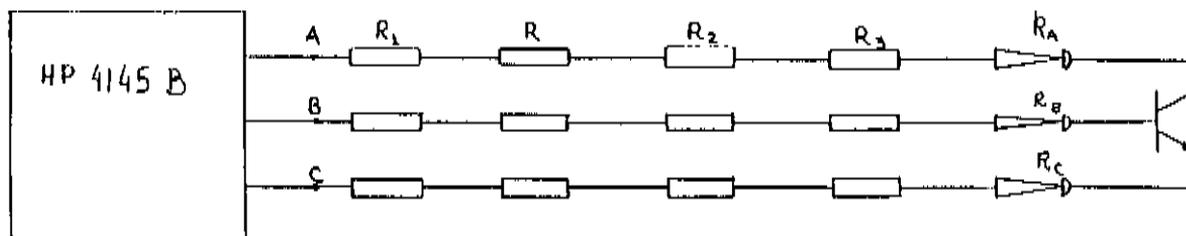


Fig.4.9 Resistências no circuito que vai do contato das pontas nos "pads" até a conexão com o HP4145B

Onde:

R_1 - Resistência devido à conexão e resistêncida interna do HP4145B.

R - Resistência do cabo de interligação das unidades de acesso à lâmina até o HP4145B.

R_2 - Resistência devido à conexão do cabo as unidades de acesso do à lâmina.

R_3 - Resistência devido a fixação das agulhas nas unidades de acesso à lâmina.

R_A, R_B, R_C - Resistência devido ao contato das pontas com os *pad's*.

Portanto, a resistência total (R_T) associada a uma ponta será:

$$R_{TA} = R_1 + R + R_2 + R_3 + R_A$$

Podemos medir estas resistências curto-circuitando, sobre uma área de metal (um *pad*), as pontas duas a duas. Medimos os valores de V vs I e otemos um valor de resistência. Alternando a combinação das pontas temos o sistema abaixo:

$$R_{TA} + R_{TB} = R_{m1}$$

$$R_{TA} + R_{TC} = R_{m2}$$

$$R_{TC} + R_{TB} = R_{m3}$$

Resolvendo o sistema obtemos os valores das resistências. No nosso caso os valores medidos são tipicamente de 0.6 *ohm*.

É sempre bom, antes de realizar cada medida, averiguar o valor destas resistências.

III - Tomar cuidado com a luminosidade sobre o *ship*. As fontes luminosas do laboratório, podem emitir sinais de comprimento de onda da ordem da energia do *gap* do material do dispositivo. Isto gera portadores na região das junções alterando os resultados das medidas.

Depois de observado os cuidados que devem ser tomados, partimos para a obtenção das curvas dos transistores.

Começamos inicialmente pelo *Gummel-Plot* direto do dispositivo S9 (Fig. 4.10).

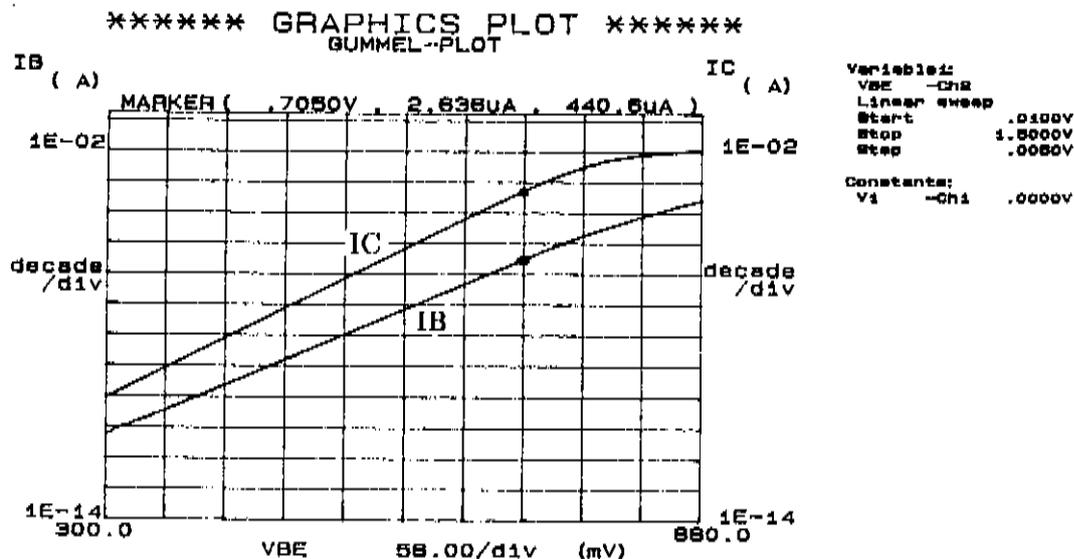


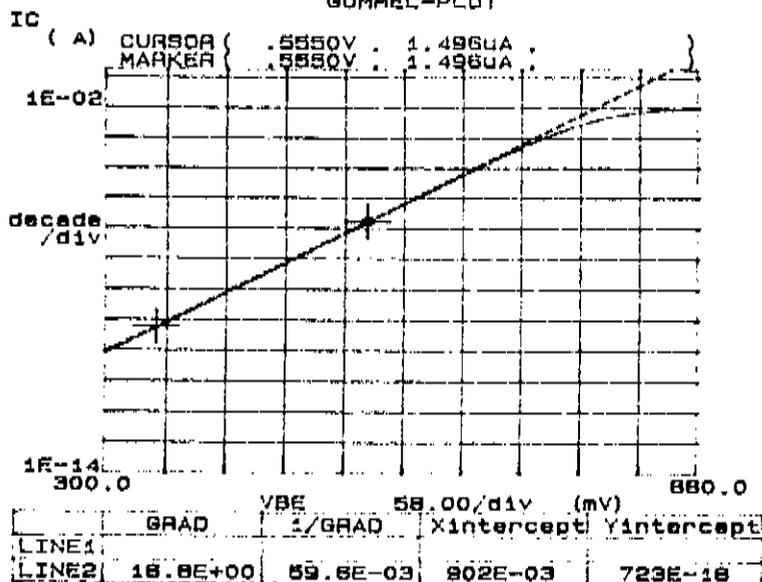
Fig. 4.10 *Gummel - Plot* direto do dispositivo do Lab.1

Neste *Gummel-Plot*, podemos ver que há ausência da região onde $\log(I_C)$ é paralelo a $\log(I_B)$. Também não observamos uma região onde aparece a transição da predominância de um tipo de corrente de base para outro, como no caso do BC548. Isto significa que a corrente de recombinação na base predomina sobre a corrente ideal da junção base-emissor ($\frac{I_S}{\beta_F} e^{\frac{V_{BE}}{n_F V_T}}$).

Extração de I_S e n_F

Tomando somente o gráfico da corrente de coletor temos a Fig. 4.11.

***** GRAPHICS PLOT *****
GUMMEL-plot



Variables
Vx1 -Ch2 /
Linear sweep
Start .0100V
Stop 1.3000V
Step .0000V

Constants:
V1 -Ch1 .0000V

Fig.4.11 Curva logarítmica da corrente de coletor

Neste gráfico traçamos uma reta (linha 2) sobre a curva de corrente de coletor, onde extrapolando até o eixo das correntes obtemos I_S :

$$I_S = 7,23 \times 10^{-17} \text{ A}$$

E da inclinação obtemos n_F :

$$n_F = \frac{1}{\text{Grad}} = \frac{1}{2,303 V_T} = 1,02$$

Como a corrente de recombinação é predominante, não podemos calcular e nem medir β_F . Simplesmente consideramos um valor alto de β_F no modelo, de tal forma que a corrente de manutenção da junção seja desprezível. Para efeito de cálculo consideramos um erro de 5%. Assim, considerando a maior relação I_B/I_C fazemos:

$$\beta_F \geq 20 \left(\frac{I_C}{I_B} \right)_{\max}$$

Para este dispositivo temos $\beta_F \geq 3400$, logo escolhemos $\beta_F = 3400$.

Extração de I_{SE} e n_E

Considerando a curva da corrente de base, Fig. 4.12.

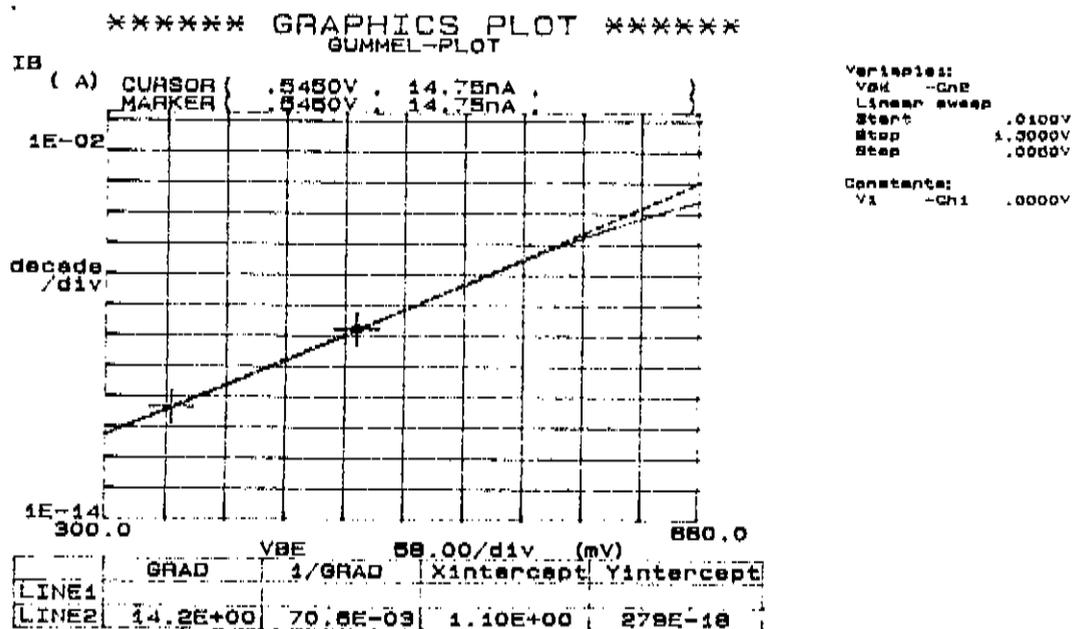


Fig.4.12 Curva logaritmica da corrente de base

Tendo em vista que a corrente de base é a própria corrente de recombinação, I_{SE} e n_E são obtidos de modo direto.

Traçando uma reta (linha 2) sobre a curva de corrente de base, obtemos I_{SE} da sua extrapolação sobre o eixo das correntes:

$$I_{SE} = 2,79 \times 10^{-16} \text{ A}$$

E da sua inclinação obtemos n_E :

$$n_E = \frac{1}{\text{Grad}} = \frac{1}{2,303 V_T} = 1,2$$

Extração de I_{SC} , n_C e β_R

Seguindo o mesmo procedimento usado para o BC548, traçamos o Gummel-Plot Reverso, Fig. 4.13.

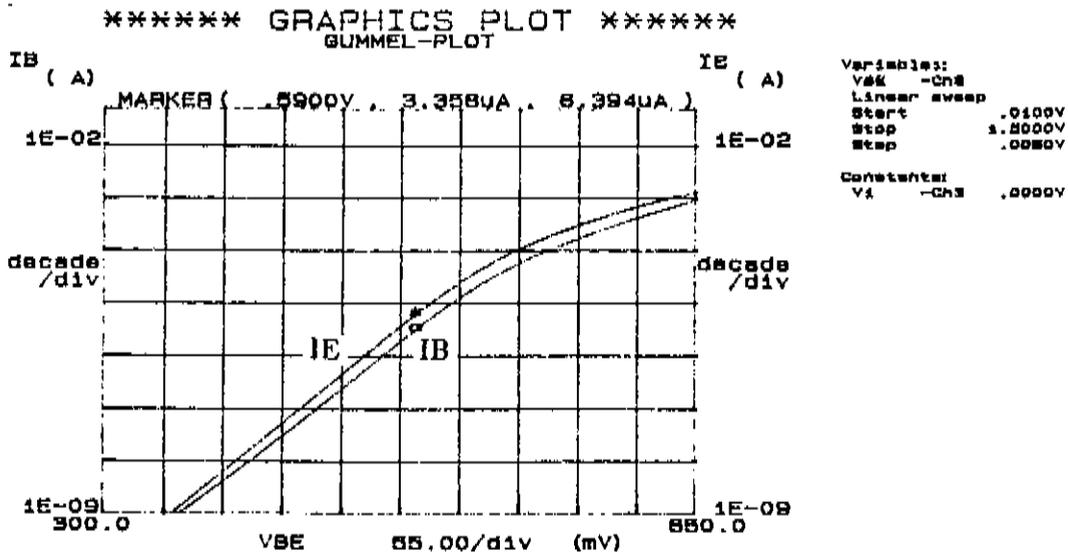


Fig. 4.13 "Gummel - Plot" reverso do dispositivo do lab. 1

Na região onde $\log(I_E)$ e $\log(I_B)$ são paralelas extraímos o valor de β_R :

$$\beta_R = 1,9$$

Tomando somente a curva logarítmica da corrente de base temos:

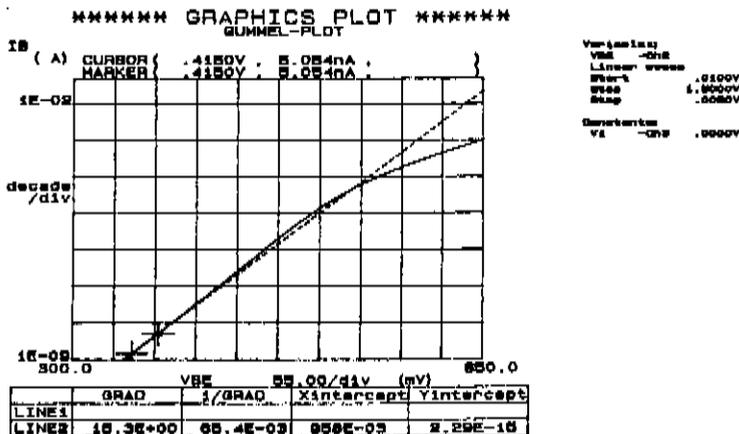


Fig.4.14 Curva logarítmica da corrente de base

Observando a curva da corrente de base, vemos uma região de transição onde passa a predominar a corrente de recombinação da junção base-coletor. Sobre esta região da curva traçamos uma reta (linha l). Da interseção desta reta com o eixo da corrente obtemos I_S :

$$I_{SC} = 2,29 \times 10^{-15} \text{ A}$$

E da inclinação obtemos n_F :

$$n_F = \frac{1}{\text{Grad}} = \frac{1}{2,303 V_T} = 1,11$$

Extração da resistência de emissor

De forma idêntica ao feito para o BC548, obtemos a Fig. 4.15.

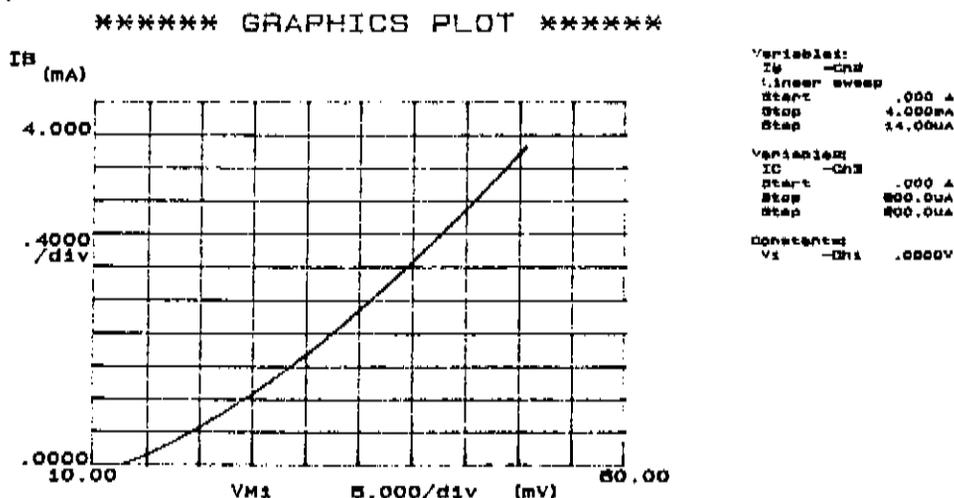
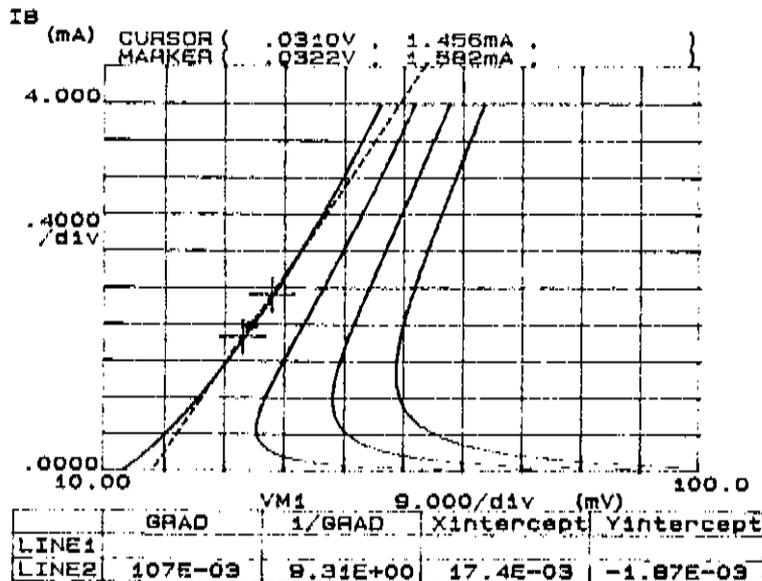


Fig.4.15 Curva de corrente para obter resistência de emissor

Neste gráfico vemos uma ausência da região de cotovelo. Assim, para determinarmos a resistência de emissor temos que traçar também as curvas para o cálculo da resistência de coletor. Com as curvas para obtenção da resistência de coletor temos uma idéia da região de cotovelo.

Assim seguindo o circuito da Fig.3.15 para obtenção da resistência de coletor, temos as curvas da Fig. 4.16.

***** GRAPHICS PLOT *****



```

Variable1:
IB      -ChP
Linear sweep
Start    .000 A
Stop     4.000mA
Step     14.00uA

Variable2:
IC      -ChP
Start    .000 A
Stop     800.0uA
Step     800.0uA

Constant1:
V1      -Ch1
         .0000V
  
```

Fig.4.16 Curvas de corrente para obter a região onde se deve calcular a resistência de emissor

Observando a região de cotovelo das curvas com I_C diferente de zero, traçamos sobre a curva de $I_C = 0$ uma reta (linha 2). Da inclinação desta reta, considerando as perdas ôhmicas, obtemos a resistência de emissor:

$$r_E = \frac{1}{\text{Grad}} = 9,31 - 0,6 = 8,71 \text{ ohms}$$

Extração da Resistência de Coletor

A extração da resistência de coletor é uma extensão do método usado para obter a resistência de emissor. Como já temos mostrado no capítulo III, antes de calcular r_C por este método, temos que ter uma idéia do valor de r_e e da relação de I_C/I_B (β) que queremos usar.

Devemos observar também que grandes valores de passo de corrente não podem ser usados, pois não teremos a condição de temperatura constante para os dois valores de corrente.

Do circuito da Fig.3.15, quando realizamos as medidas temos a Fig. 4.17.

***** GRAPHICS PLOT *****

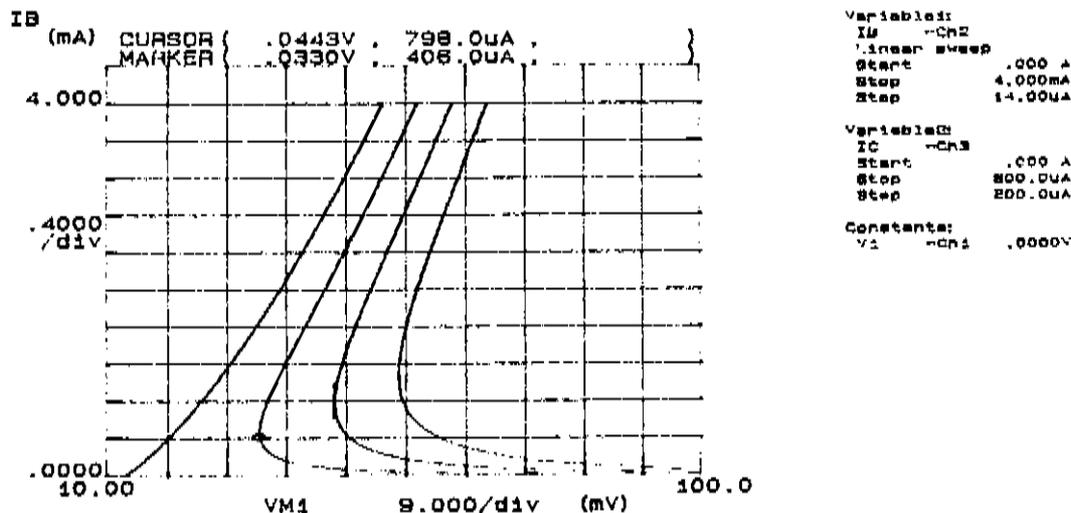


Fig.4.17 Curvas de corrente para obter a resistência de coletor

Tomando dois pontos como descrito na capítulo III, sobre a curvas da Fig. 4.17, temos:

$$r_C = \frac{\Delta V}{\Delta I} - \frac{\beta+1}{\beta} r_E = 28,57 \text{ ohms}$$

O valor de β usado de 0,5, é um valor no qual conseguimos pontos que estão bem próximos da região onde, a resistência de coletor medida está associada à região ativa do dispositivo. E também produz um fator multiplicativo de r_E não muito grande. O valor de r_E usado no cálculo é valor não corrigido, uma vez que o equipamento mede todo o conjunto.

O valor da resistência de coletor tem que ser corrigido, devido às quedas ôhmicas já discutido, assim:

$$r_C = 28,57 - 0,6 = 28 \text{ ohms}$$

Se os dois pontos estiverem próximos aos cotovelos das curvas, obtemos a resistência de coletor da região ativa. Se os dois pontos estiverem próximos à regiões de alta corrente, teremos a resistência de coletor da região de saturação .

Fizemos esta seqüência de medidas para mais dispositivos e apresentamos os resultados na Tabela 4.2.

Tabela 4.2 Resultados das medidas dos dispositivos do Lab. 1

Transistor	I_S (A)	n_F	β_F	I_{SE} (A)	r_E (ohm)	r_C	r_C	I_{SC} (A)	n_C	β_R
S1	648×10^{-18}	1,01	3400	471×10^{-18}	1,27	10	32,3	$4,32 \times 10^{-15}$	1,18	1,88
S3	645×10^{-18}	1,01	3400	204×10^{-18}	1,21	7,81	29,7	$8,85 \times 10^{-15}$	1,25	1,89
S3	657×10^{-18}	1,01	3400	581×10^{-18}	1,27	8,29	29,23	$9,15 \times 10^{-15}$	1,27	1,92
S4	662×10^{-18}	1,01	3400	180×10^{-18}	1,19	8,04	28,98	$13,6 \times 10^{-15}$	1,32	1,90
S9	723×10^{-18}	1,01	3400	279×10^{-18}	1,20	8,71	27,97	$2,29 \times 10^{-15}$	1,11	1,90

Discussão dos resultados

Comparando os dados, vemos que existe uma boa uniformidade, o que era de se esperar por serem vários dispositivos de uma mesma lâmina. A variação de I_{SE} e I_{SC} entre os diferentes dispositivos, Tabela 4.2, pode ser explicado como sendo devido ao fato das correntes de recombinação dependerem da presença de centros de defeitos. A resistência de emissor e coletor são maiores que as do BC548. Esta resistências maiores se deve aos transistores do Lab.1 terem estrutura de circuito integrado, onde os dispositivos tem dimensões de contato menores e camada de sub-coletor n^+ em série com o coletor.

Na Tabela 4.2, temos alguns valores para estes dispositivos fornecidos pelo próprio lab.1. Podemos ver que não há concordância nos resultados, a não ser o valor de I_S , que se aproxima dos valores máximos. As resistências de emissor que obtemos são maiores e as de coletor menores. Como explicações prováveis para estas diferenças temos:

- diferentes métodos usados para a extração dos parâmetros (no Lab.1 eles extraem as resistências a partir de procedimento de *fitting* nas curvas do GUMMEL-PLOT).
- a lâmina que recebemos pode estar fora da faixa dos dados estatísticos reportados pelo Lab. 1

O predomínio da corrente de recombinação na corrente de base (inclusive não conseguimos medir β_F) é mais elevada que no caso dos transistores BC548. Isto pode esta relacionado a duas possíveis causas:

- Para dispositivos integrados de área de emissor pequena, temos uma maior relação perímetro/área do emissor, aumentando o efeito de recombinação superficial de portadores ao longo do perímetro de emissor.
- Diferença de qualidade dos materiais/processos, resultando em tempos de vida de portadores diferentes. Isto implica em uma corrente de recombinação na base maior.

rente de recombinação . Nestes HBT's as correntes de recombinação devido aos centro DX no AlGaAs, recombinação na região de carga espacial, recombinação na base e recombinação na superfície (devido à alta densidade de estados de superfície no GaAs) são grandes. As correntes de recombinação em HBT's são importantes fatores que tem que ser modelado, pois são os mecanismos diretamente responsáveis pelo desempenho do dispositivo.

No nosso caso, em dispositivos auto-alinhados, a recombinação no bulk e na superfície lateral (inclusive sob o contato de base) são os mecanismos predominantes [48]. Assim esperamos que em dispositivos de área grande de emissor tenhamos menores correntes de recombinação de superfície lateral, e portanto ganhos maiores. Isto pode ser observado do *Gummel-Plot* de um dispositivo de área grande, Fig.4.19.

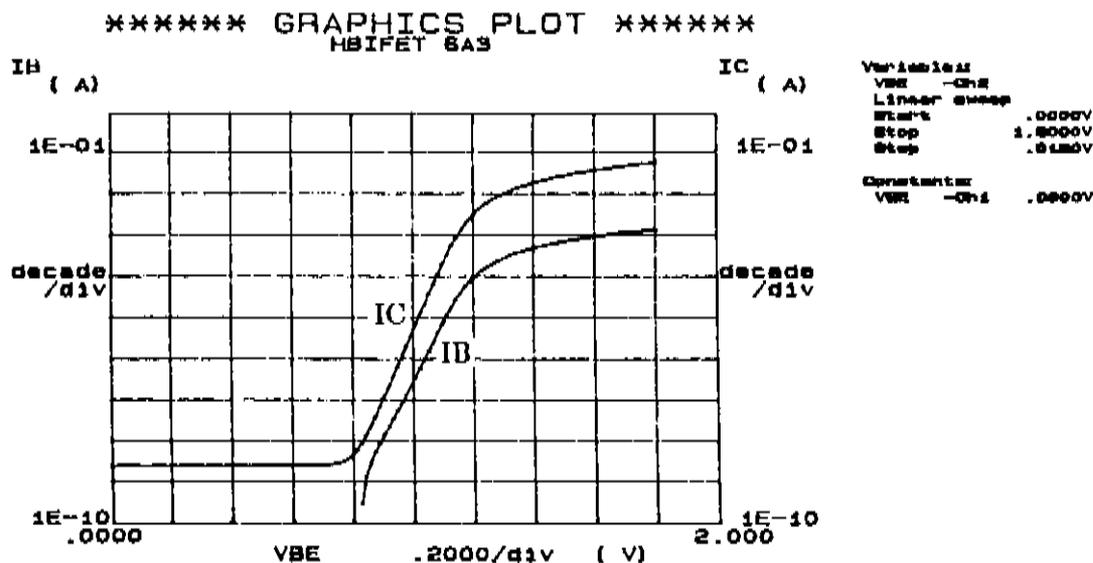
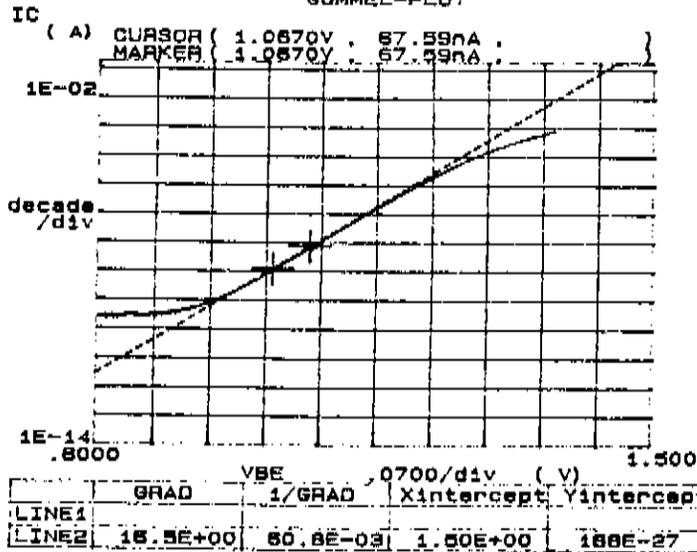


Fig.4.19 Transistor de área grande ($A_E = 100\mu\text{m} \times 100\mu\text{m}$)

Extração de I_S e n_F

Tomando somente a curva logarítmica da corrente de coletor em função da polarização de base temos a Fig. 4.20.

***** GRAPHICS PLOT *****
GUMMEL-PLOT



Variables:
VBE -CR2
Linear sweep
Start .6000V
Stop 1.5000V
Step .0010V
Constants:
Vs -CR3 .0000V

Fig.4.20 Curva logarítmica da corrente de coletor

Sobre a região linear desta curva traçamos uma reta (linha 2), onde da interseção com o eixo de corrente obtemos I_S :

$$I_S = 1,88 \times 10^{-25} \text{ A}$$

E da inclinação obtemos n_F :

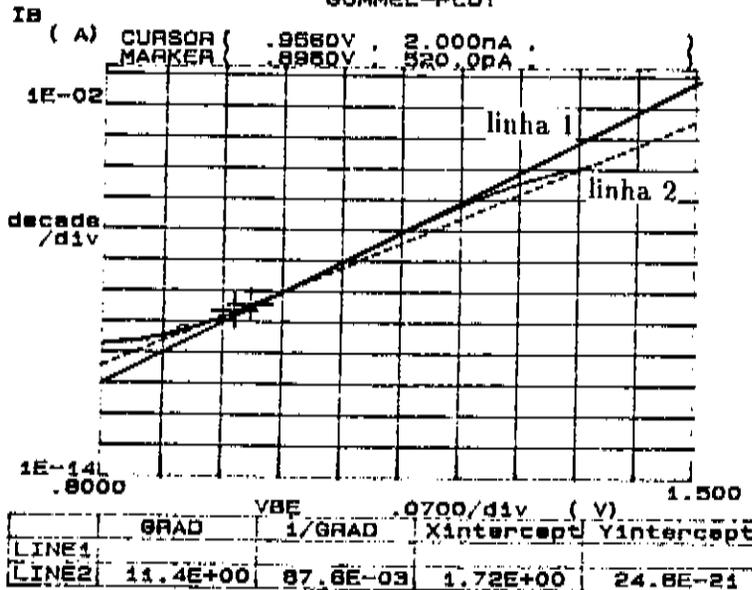
$$n_F = \frac{1}{\text{Grad}} \frac{1}{2,303 V_T} = 1,04$$

Podemos observar que o fator de idealidade não é igual ao do transistor de silício como deveria ser. Isto era de se esperar devido a presença do efeito de tunelamento (item 2.41).

Extração de I_{SE} e n_E

Para isto consideramos somente a curva da corrente de base, Fig. 4.21.

***** GRAPHICS PLOT *****
GUMMEL-PL0T



Variables:
Vbe -CH2
Linear sweep
Start .8000V
Stop 1.5000V
Step .0010V
Constants:
Vs -CH2 .0000V

Fig.4.21 Curva logarítmica da corrente de base

Estes parâmetros são bem mais difíceis de serem determinados, e mesmo assim não são obtido com precisão. Isto é devido ao efeito da corrente de recombinação presente na base ser forte. O que fazemos então, é traçar uma reta na região linear (linha 1) e observar o momento onde, na parte baixa da curva, a reta deixa de coincidir com a curva de corrente. Próximo a este ponto temos a predominância da corrente de recombinação. Assim, traçamos uma segunda reta (linha 2) onde da interseção com o eixo das correntes obtemos I_{SE} :

$$I_{SE} = 2,46 \times 10^{-20} \text{ A}$$

E da inclinação obtemos n_E :

$$n_E = \frac{1}{\text{Grad}} \frac{1}{2,303 V_T} = 1,48$$

Extração de β_F

Como não existe uma região onde a reta de corrente de base e de coletor tenham o mesmo fator de idealidade ($\log(I_C) // \log(I_B)$), β_F só pode ser determinada de modo indireto (equação 2.131). Para um valor de I_B vs V_{BE} substituímos I_S , n_F , n_E e I_{SE} , obtendo β_F por cálculo. Devemos observar que o β_F obtido não é o β_F dado pela eq. 2.137.

Executando este procedimento com os dados acima obtivemos $\beta_F = 4,9$. Valores diferentes de β_F podem ser obtidos dependendo da região escolhida para determinar I_{SE} e n_E .

Os valores de n_E , I_{SE} e β_F não são obtidos por medidas claras e precisas, estes valores são normalmente ajustados de tal forma que a eq. 2.131 concida, na região linear, com a curva experimental de I_B .

Extração de I_{SC} e n_C

O Gummel-Plot reverso é obtido de maneira idêntica ao de silício, Fig. 4.22.

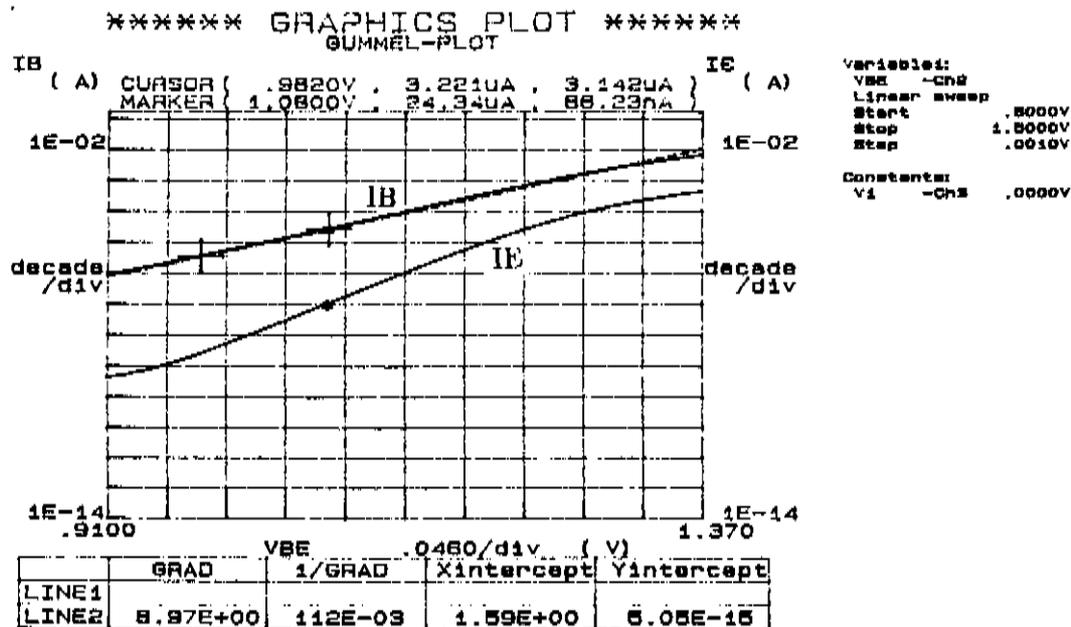


Fig 4.22 Gummel - Plot reverso do dispositivo do Lab. 2

Traçamos uma reta (linha 2) sob a curva de I_B , onde, da interseção sobre o eixo das correntes obtemos I_{SC} :

$$I_{SC} = 5,05 \times 10^{-15} \text{ A}$$

E da inclinação da reta obtemos n_C :

$$n_C = \frac{1}{\text{Grad}} \frac{1}{2,303 V_T} = 1,9$$

Podemos observar uma predominância muito grande da corrente de recombinação na condição de

polarização inversa, comparado aos transistores de silício. A corrente de base é modelada pela própria corrente de recombinação .

Nós não determinaremos β_R , porque este merece um estudo mais acurado sobre seus efeitos. Ele depende das polarizações das duas junções , além do que as aproximações de tunelamento perdem a validade. Nosso objetivo principal neste trabalho é estudar as condições de polarização direta do dispositivo na região linear.

Extração da resistência de emissor

Tomando os mesmos cuidados e usando o mesmo circuito usado para silício temos a Fig. 4.23.

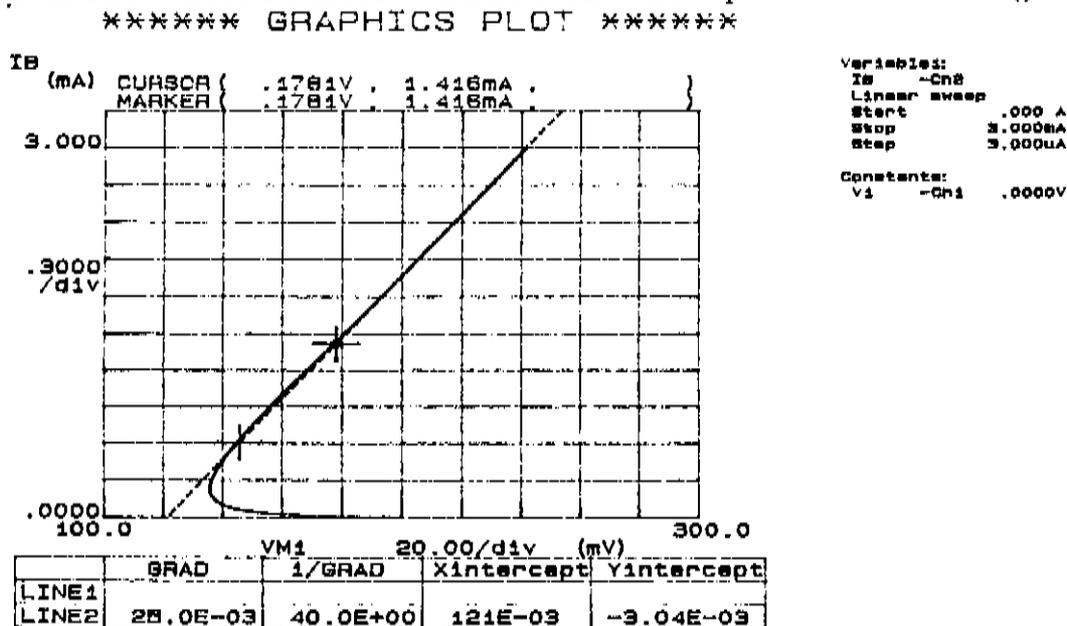


Fig.4.23 Curva de corrente para medir a resistência de emissor

Traçando uma reta (linha 2) sobre a curva próxima a região do cotovelo e de sua inclinação , tomando o cuidado de extrair as perdas ôhmicas, obtemos r_E :

$$r_E = \frac{1}{\text{Grad}} = 40 - 0,6 = 39,4 \text{ ohms}$$

Como podemos observar em nosso HBT a resistência de emissor é alta, a seu valor deveria ser da ordem de 15 ohms [45]. Este pode ser problema de processo ou de degradação . Essa resistência de emissor alta inviabiliza a medida da resistência de coletor, da ordem de 5 ohms obtido por cálculo, uma

vez que erro no valor da resistência de emissor introduzirá erros da ordem de grandeza da resistência de coletor. Os valores obtidos realmente eram incoerentes, obtendo-se mesmo valores negativos.

Uma relação de parâmetros extraídos de 12 transistores são dados na Tabela 4.3.

Tabela 4.3 Parâmetros extraídos de 12 transistores do lab.2

Transistor	I_S (A)	n_F	β_F	I_{SE} (A)	n_E (ohm)	r_E (ohm)	r_C	I_{SC} (A)	n_C	β_R
T2A	$1,04 \times 10^{-25}$	1,02	-	$14,6 \times 10^{-20}$	1,58	34,9	-	$14,5 \times 10^{-15}$	1,98	-
T4A	$2,6 \times 10^{-25}$	1,04	-	$4,8 \times 10^{-20}$	1,49	40,6	-	$23,6 \times 10^{-15}$	2	-
T6A	$1,08 \times 10^{-25}$	1,02	-	$37,2 \times 10^{-20}$	1,76	111,4	-	$6,28 \times 10^{-15}$	2	-
T7A	$2,28 \times 10^{-25}$	1,04	-	$5,11 \times 10^{-20}$	1,37	72,9	-	$19,6 \times 10^{-15}$	2	-
T8A	$1,88 \times 10^{-25}$	1,04	4,9	$24,6 \times 10^{-20}$	1,48	39,4	-	$5,05 \times 10^{-15}$	1,9	-
T2B	$0,825 \times 10^{-25}$	1,03	-	$4,62 \times 10^{-20}$	1,55	83,1	-	$13,1 \times 10^{-15}$	1,97	-
T4B	$1,34 \times 10^{-25}$	1,04	-	$1,09 \times 10^{-20}$	1,47	131,4	-	$23,1 \times 10^{-15}$	2	-
T6B	$0,506 \times 10^{-25}$	1,02	-	$0,372 \times 10^{-20}$	1,42	95,4	-	$11,9 \times 10^{-15}$	1,95	-
T2C	$2,31 \times 10^{-25}$	1,04	-	$2,94 \times 10^{-20}$	1,49	47,7	-	$20,2 \times 10^{-15}$	1,96	-
T6C	$1,01 \times 10^{-25}$	1,02	-	669×10^{-20}	1,86	50,7	-	$17,8 \times 10^{-15}$	1,96	-
T7C	$3,21 \times 10^{-25}$	1,04	-	$4,13 \times 10^{-20}$	1,50	52,3	-	$42,3 \times 10^{-15}$	2,02	-
T8C	$2,25 \times 10^{-25}$	1,04	-	$1,24 \times 10^{-20}$	1,45	62,3	-	$33,0 \times 10^{-15}$	2,02	-

TA - > HBT1b 2E/13 μ m²

TB - > HBT102b 1E/13 μ m²

TC - > HBT103b 1E/26 μ m²

Discussão sobre os resultados obtidos

Faremos agora uma discussão sobre os resultados obtidos, iniciando da análise I_{SE} e n_E :

Análise de I_{SE} e n_E

Como já discutimos, a corrente de base nestes HBT's é dominada pela corrente de recombinação no *bulk* e pela corrente de recombinação de superfície lateral. Os valores de n_E que medimos estão próximos

Fig. 2. Este é o fator de idealidade esperado para a corrente de recombinação de superfície lateral [49]. A metodologia que usamos para extrair I_{SE} e n_E não é precisa e o parâmetro I_{SE} apresenta alta dispersão entre os dispositivos, contudo, podemos observar que os valores de corrente de recombinação maiores estão associados aos elementos de área de emissor maior (porém de relação de área/perímetro iguais), como era de se esperar.

Resistência de emissor

Vemos que não há uniformidade nos valores, mas podemos observar que em média, os transistores de área de emissor menor tem os maiores valores de resistência:

$$\text{HBT1b}(26 \mu\text{m}^2) - \overline{r_E} = 60,4 \text{ ohms}$$

$$\text{HBT102b}(13 \mu\text{m}^2) - \overline{r_E} = 103,9 \text{ ohms}$$

$$\text{HBT103b}(26 \mu\text{m}^2) - \overline{r_E} = 53,85 \text{ ohms}$$

Como a resistência de emissor é proporcional a área, vemos que para o HBT que tem área de emissor que é metade dos demais, a sua resistência de emissor é o dobro.

Análise de I_{SC} e n_C

Neste tipo de junção, a corrente de recombinação que predomina, é a corrente de recombinação na região de carga espacial de base-coletor. Assim, esperaríamos um fator de idealidade próximo de 2 []. Este valor está também próximo daquele que nos obtivemos das medidas(Tabela 4.3).

Para este tipo de recombinação, quanto maior a área maior a corrente de recombinação. Consideramos o valor médio destas correntes para os diferentes dispositivos:

HBT1b

$$A_B = 67,87 \mu\text{m}^2 \Rightarrow \overline{I_{SC}} = 13,8 \times 10^{-15} \text{ A}$$

HBT102b

$$A_B = 58,88 \mu\text{m}^2 \Rightarrow \overline{I_{SC}} = 11,67 \times 10^{-15} \text{ A}$$

HBT103b

$$A_B = 104,88 \mu\text{m}^2 \Rightarrow \overline{I_{SC}} = 28,33 \times 10^{-15} \text{ A}$$

Como podemos observar dos resultados, para os dispositivos de área de base maior e de dimensões quase idênticas, tivemos valores de $\overline{I_{SC}}$ bem próximos. Para o dispositivo de área de base grande(dobro), temos um valor de $\overline{I_{SC}}$ maior (dobro) que dos outros transistores.

Comparando as estruturas HBT103b com HBT1b que tem a mesma área de emissor (I_S), a estrutura HBT1b é melhor pois a corrente de recombinação I_{SC} é menor.

Na Tabela 4.4 apresentamos uma comparação entre os valores medidos dos transistores do Lab.2, com os resultados obtidos no trabalho [32].

Tabela 4.4 Valores médios dos parâmetros obtidos por medida dos dispositivos do Lab.2 e resultados dos trabalho [32].

Transistor	I_S (A)	n_F	β_F	I_{SE} (A)	n_E (ohm)	r_E (ohm)	r_C	I_{SC} (A)	n_C	β_R	A_E (μm^2)	A_B (μm^2)
Trabalho[32]												
$N_{AB} = 7 \times 10^{19}$ $N_{DE} = 5 \times 10^{17}$ $N_{DC} = 5 \times 10^{16}$	332×10^{-27}	1,02	45	18×10^{-21}	1,43	3,5	1,0	$44,5 \times 10^{-15}$	1,98	0,1	30	150
HBT1b	178×10^{-27}	1,03	4,9	128×10^{-21}	1,54	59,8	-	$13,8 \times 10^{-15}$	1,98	-	26	67,87
HBT102b	$89,0 \times 10^{-27}$	1,03	-	$20,27 \times 10^{-21}$	1,48	103,3	-	$16,03 \times 10^{-15}$	1,99	-	13	58,88
HBT103b	220×10^{-27}	1,03	-	$27,7 \times 10^{-21}$	1,58	53,25	-	$28,33 \times 10^{-15}$	2,0	-	26	104

Podemos observar que o dispositivo de área de base maior tem maior corrente de recombinação reversa. Uma proporcionalidade destas correntes com a área de base dos diferentes transistores pode ser observada. Isto se deve a predominância da corrente de recombinação na região de carga espacial de coletor na corrente de base.

A corrente de saturação (I_S) são menores nos dispositivos do Lab. 2, considerando os dispositivos de área de emissor próximas. Isto pode ser causado pelo:

- efeito do estreitamento do gap (maior dopagem de base dos dispositivos do trabalho [32]).
- aumentando da corrente de tunelamento devido a maior dopagem de emissor no dispositivo do trabalho [32] (largura do spike menor).

4.1.2.2 Transistores de heterojunção do Lab. 3

Seguindo o mesmo procedimento de medidas para o transistor T24, obtemos inicialmente seu Gummel-Plot direto, Fig. 4.24.

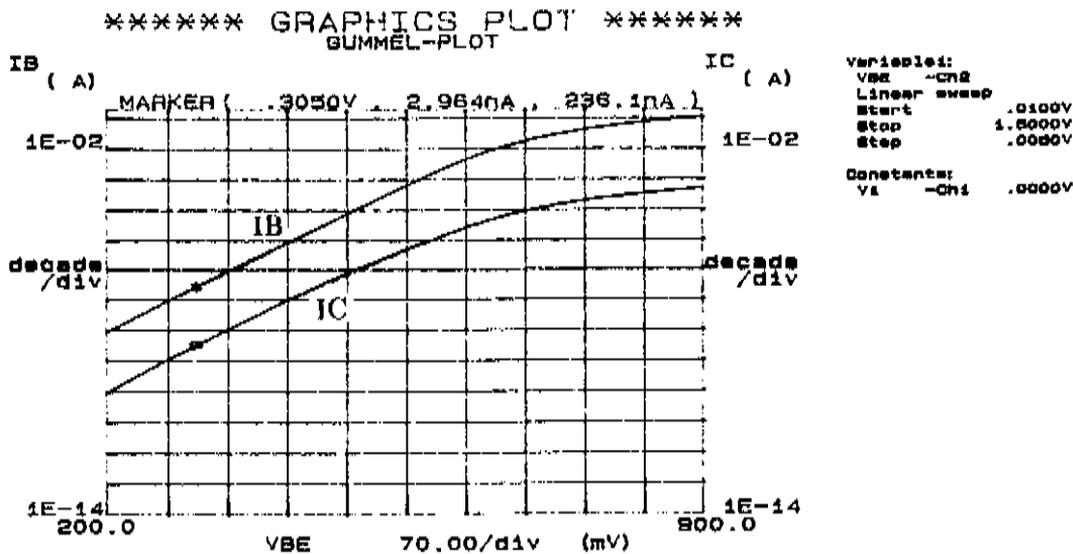


Fig. 4.24 Gummel - Plot direto do dispositivo do Lab.3

Neste dispositivo podemos observar uma boa região onde as duas curvas são paralelas.

Extração de I_S e n_F

Tomamos somente a curva de corrente de coletor, Fig. 4.25.

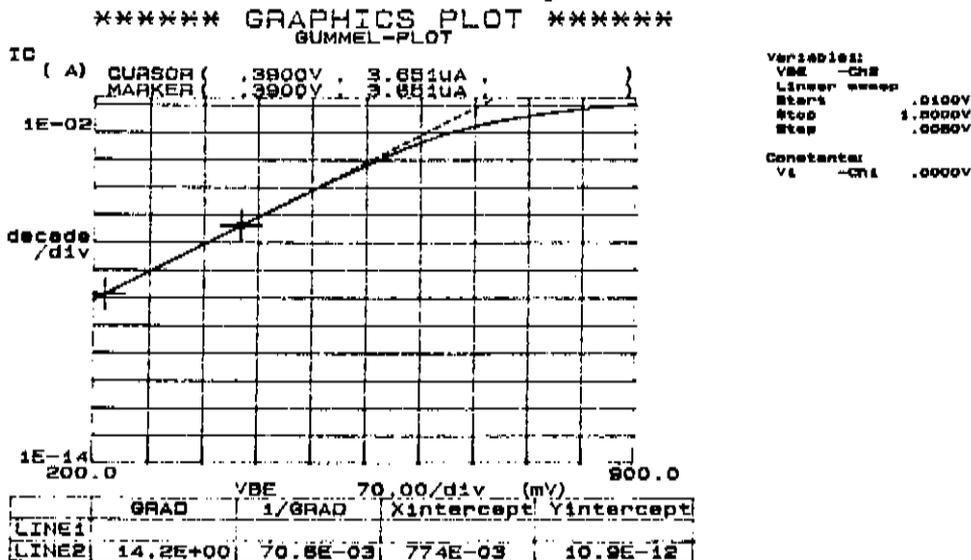


Fig.4.25 Curva logarítmica da corrente de coletor

Traçando uma reta (linha 2) sobre a curva de corrente de coletor e extrapolando-a sobre o eixo das correntes, obtemos I_S :

$$I_S = 1,09 \times 10^{-11} \text{ A}$$

E da inclinação obtemos n_F :

$$n_F = \frac{1}{\text{Grad}} = \frac{1}{2,303 V_T} = 1,20$$

Mais uma vez observarmos que fator de idealidade é diferente daquele para o transistor de silício.

Discussão

Observamos pelo *Gummel-Plot* que as curvas são bem paralelas e apresentam o mesmo fator de idealidade de 1,2. O valor de $n_F = 1,2$ não pode ser devido a recombinação de portadores uma vez que $I_B \approx I_C/80$. Concluímos então que o motivo deve estar associado ao efeito de tunelamento na heterointerface. Agora o fator de idealidade da corrente de base deu exatamente o mesmo valor. Este valor não pode ser explicado por fenômeno de tunelamento de corrente de majoritários da base injetados da base para emissor uma vez que não temos *spike* na banda de valência. Por outro lado, seria muita coincidência, que os fenômenos de recombinação na região de cargas espacial e área de superfície lateral da base causassem o mesmo fator de idealidade. Adicionalmente, estas correntes são mais baixas neste dispositivo, comparado ao de AlGaAs/GaAs, pela ausência de centros DX e baixa velocidade de recombinação na superfície no InGaAs. Sobra então a hipótese de que a componente predominante da corrente na base seja a recombinação de portadores na região neutra de base (componente esta não incluída explicitamente na eq.2.131. Como sabemos, esta corrente de recombinação é dada pela equação (2.70). Considerando que esta equação é válida para grandes ganhos de correntes temos $I_E \approx I_C$, e a carga na base pode ser calculada por:

$$\Delta Q_B = I_C \tau$$

Onde τ é o tempo de transito do elétron na base.

Portanto a corrente de base será :

$$I_B = I_C \frac{\tau}{\tau_B}$$

Isto implica em mesmo fator de idealidade para as duas correntes, reforçando hipótese em questão.

Para efeitos de obtenção de parâmetros SPICE poderíamos também adotar que o termo da corrente de recombinação fique embutido no primeiro termo do lado direito da eq.2.131 ao invés de estar embutido

no segundo termo, como adotaremos para extrair I_{SE} , n_E e β_F . Neste caso resultaria em $I_{SE} \approx 0$ e β_F dado diretamente pela relação I_C/I_B .

Extração de β_F

Fazemos para o β_F as mesmas considerações que aquelas feitas para os transistores do lab. 1. Assim, adotamos um β_F de 1600.

Extração de I_{SE} e n_E

Extraímos I_{SE} e n_E curva da corrente de base, Fig. 4.26.

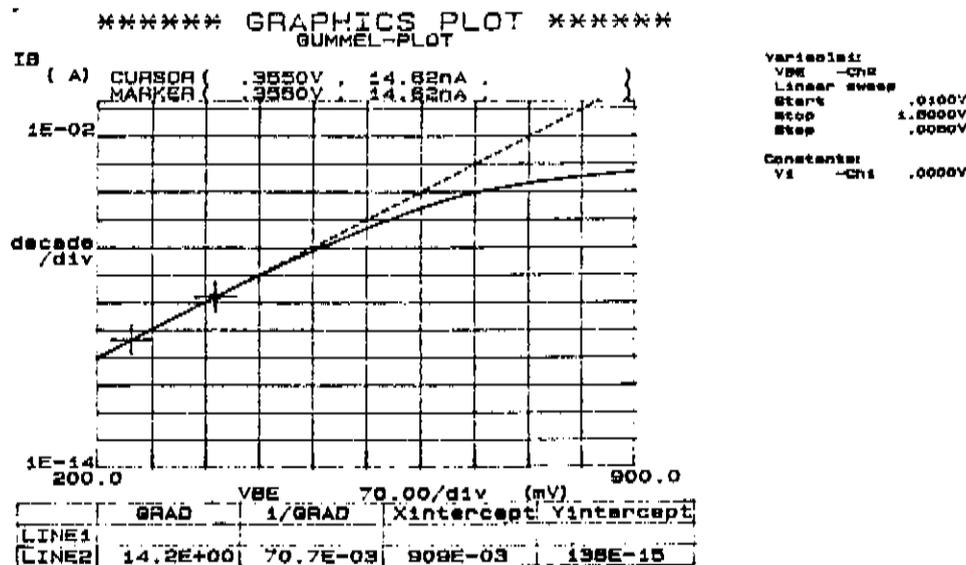


Fig.4.26 Curva logarítmica da corrente de base

Traçando uma reta (linha 2) sobre a região linear da curva da corrente de base, da sua extrapolação sobre o eixo das correntes obtemos I_{SE} :

$$I_{SE} = 1,38 \times 10^{-13} \text{ A}$$

E da sua inclinação n_E :

$$n_E = \frac{1}{G_{rad}} = \frac{1}{2,303 V_T} = 1,2$$

Extração de I_{SC} , n_C e β_R

Seguindo procedimentos já descritos, traçamos o Gummel-Plot reverso, Fig. 4.27.

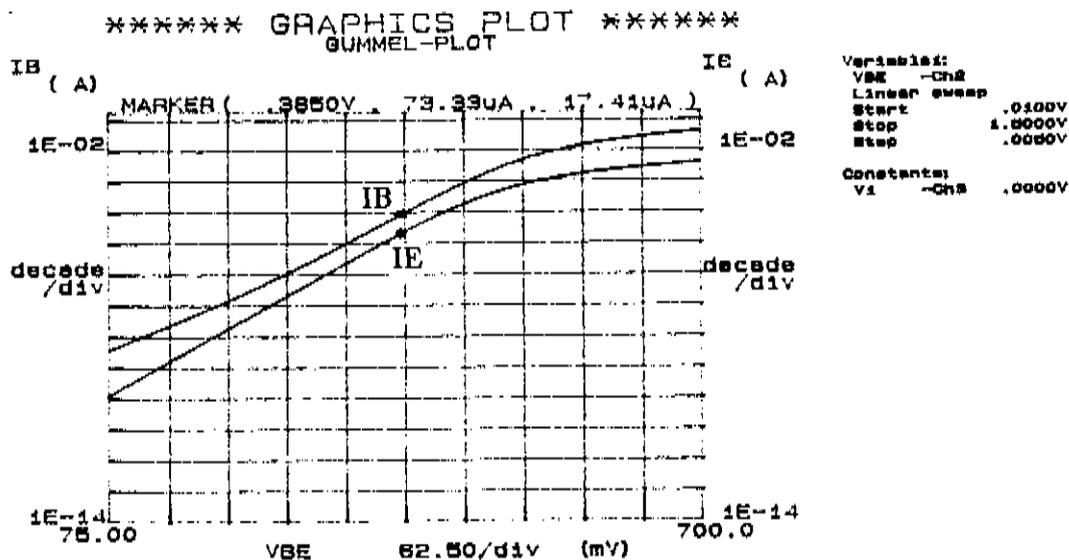


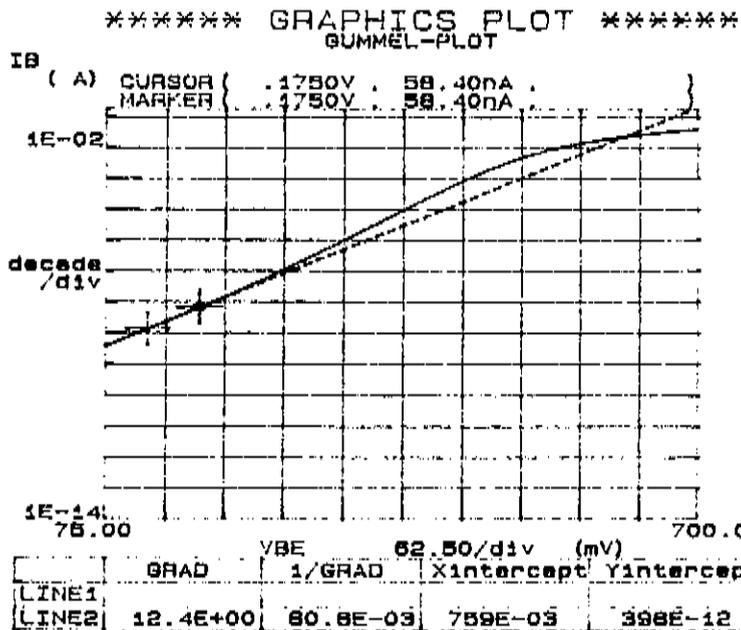
Fig. 4.27 Gummel - Plot reverso do dispositivo do lab.3

No Gummel-Plot reverso deste dispositivo, vemos distintamente a região onde, na corrente de base, começa a predominar um outro tipo de corrente de recombinação. Devido ao fator de idealidade na corrente de emissor ser o mesmo da corrente de base, podemos modelar uma corrente de recombinação como sendo a corrente de coletor dividido por um fator β_R e a outra do mesmo modo que já vem sendo feito.

Assim, β_R pode ser determinado diretamente sobre o Gummel-Plot reverso. Tomando dois pontos, um na curva de I_E e outro na curva de I_B para um mesmo V_{BC} (Fig. 4.25), onde $\log(I_E)$ é paralelo a $\log(I_B)$, obtemos β_R da maneira abaixo:

$$\beta_R = \frac{I_C}{I_B} = 0,24$$

Tomando somente a curva da corrente de base temos a Fig. 4.28.



Variable1:
VBE -CH2
Linear sweep
Start .0100V
Stop 1.0000V
Step .0080V

Constante:
V1 -CH3 .0000V

Fig.4.28 Curva logarítmica da corrente de base do "Gummel-Plot" reverso

Sobre a região da curva onde predomina a corrente de recombinação que não tem o mesmo fator de idealidade da corrente de emissor, traçamos uma reta (linha 2). Extrapolando esta reta sobre o eixo das correntes de emissor, obtemos I_{SC} :

$$I_{SC} = 3,98 \times 10^{-10} \text{ A}$$

E da sua inclinação obtemos n_C :

$$n_C = \frac{1}{\text{Grad}} = \frac{1}{2,303 V_T} = 1,37$$

Extração da resistência de emissor

Tomando o circuito da Fig.3.13 obtemos o gráfico da Fig. 4.29.

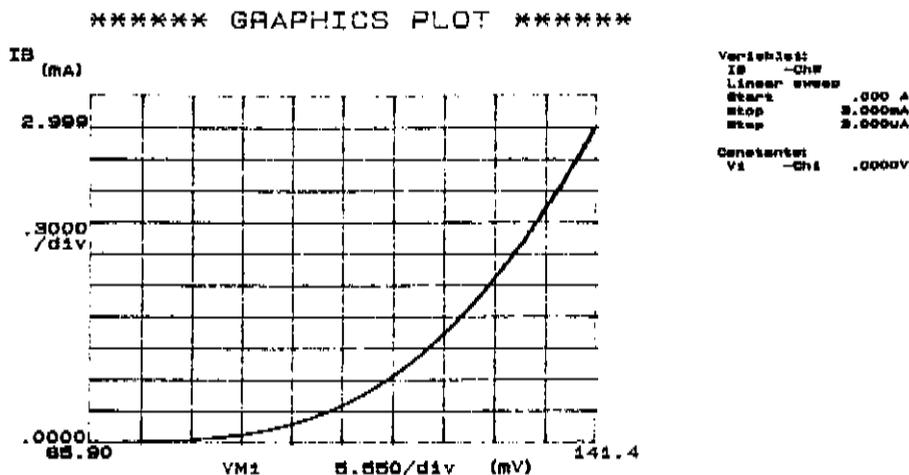


Fig.4.29 Curva de corrente para obter a resistência de emissor

Podemos observar uma ausência da região de cotovelo. Desta forma seguimos o mesmo procedimento feito para os transistores do lab 1.

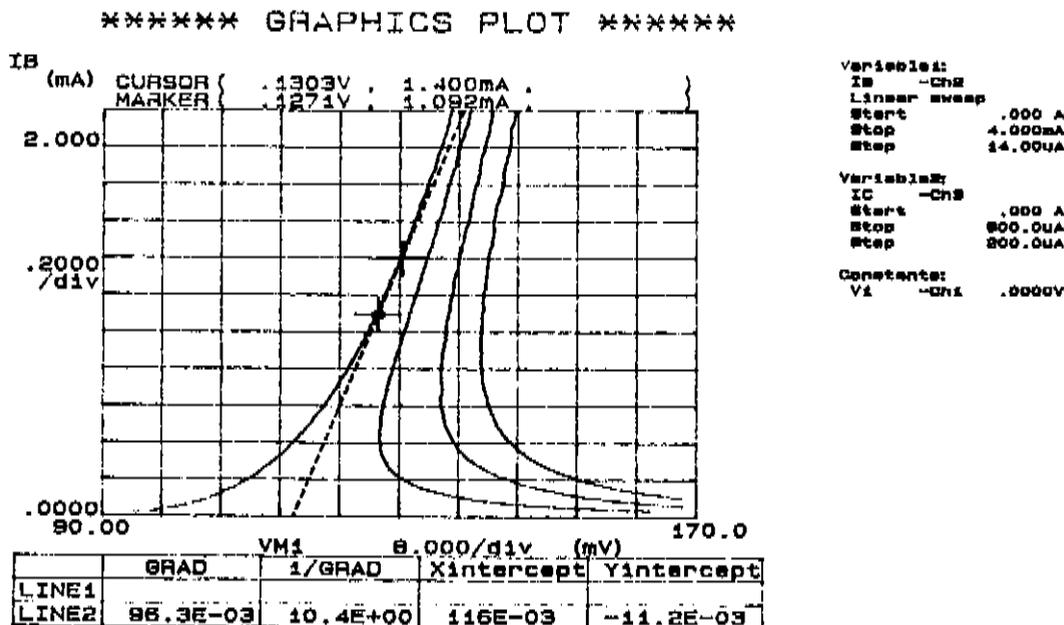


Fig.4.30 Curvas de corrente para obter a resistência de emissor

Traçando as curvas para calcular a resistência de coletor, Fig. 4.30, determinamos na curva de $I_C = 0$ a região onde mediremos a resistência de emissor. Passando uma reta (linha 2) por esta região, temos

de sua inclinação o valor da resistência de emissor (tomando cuidado com as perdas ôhmicas):

$$r_E = \frac{1}{G_{rad}} = 10.4 - 0.6 = 9.8 \text{ ohms}$$

Extração da resistência de coletor

Encontramos aqui os mesmos problemas que aqueles para o dispositivo do lab 2. Assim, não conseguimos medir a resistência de coletor dos dispositivos.

Na Tabela 4.5 apresentamos os resultados das medidas dos dispositivos onde observamos uma alta uniformidade dos parâmetros.

Tabela 4.5 Resultados das medidas dos dispositivos Lab. 3

Transistor	I_S (A)	n_F	β_F	I_{SE} (A)	n_E (ohm)	r_E (ohm)	r_C	I_{SC} (A)	n_C	β_R
T11	$10,5 \times 10^{-12}$	1,20	1600	121×10^{-15}	1,20	11,1	-	$66,7 \times 10^{-10}$	1,83	0,22
T19	$10,0 \times 10^{-12}$	1,18	1600	114×10^{-15}	1,18	11,0	-	$3,29 \times 10^{-10}$	1,35	0,26
T21	$8,68 \times 10^{-12}$	1,18	1600	98×10^{-15}	1,18	10,1	-	$5,81 \times 10^{-10}$	1,42	0,25
T22	$10,8 \times 10^{-12}$	1,20	1600	215×10^{-15}	1,26	9,7	-	$18,4 \times 10^{-10}$	1,67	0,23
T23	$10,5 \times 10^{-12}$	1,19	1600	157×10^{-15}	1,22	10,0	-	$2,39 \times 10^{-10}$	1,30	0,24
T24	$10,9 \times 10^{-12}$	1,20	1600	138×10^{-15}	1,20	9,8	-	$3,98 \times 10^{-10}$	1,37	0,24
T27	$10,5 \times 10^{-12}$	1,18	1600	$95,5 \times 10^{-15}$	1,18	10,6	-	$4,73 \times 10^{-10}$	1,38	0,25

Comparação entre os dispositivos:

Na Tabela 4.6 apresentamos a média dos parâmetros dos diversos dispositivos.

Tabela 4.6 Média dos parâmetros dos diversos dispositivos

Transistor	I_S (A)	n_F	β_F	I_{SE} (A)	n_E (ohm)	r_E (ohm)	r_C	I_{SC} (A)	n_C	β_R
BC548	$22,7 \times 10^{-15}$	1,02	295	$94,7 \times 10^{-15}$	1,46	1,89	-	30×10^{-15}	1,15	4,55
Lab. 1	667×10^{-18}	1,01	3400	343×10^{-18}	1,23	8,57	29,63	$7,64 \times 10^{-15}$	1,22	1,90
HBT1b	178×10^{-27}	1,03	4,9	128×10^{-21}	1,54	59,8	-	$13,8 \times 10^{-15}$	1,98	-
HBT102b	$89,0 \times 10^{-27}$	1,03	-	$20,27 \times 10^{-21}$	1,48	103,3	-	$16,03 \times 10^{-15}$	1,97	-
HBT103b	220×10^{-27}	1,03	-	$27,7 \times 10^{-21}$	1,58	53,25	-	$28,33 \times 10^{-15}$	1,99	-
Lab. 3	$10,27 \times 10^{-12}$	1,19	1600	$134,1 \times 10^{-15}$	1,20	10,3	-	15×10^{-10}	1,47	0,24

Em uma análise inicial, vemos que os transistores de heterojunção de AlGaAs/GaAs tem correntes de recombinação grande. Estas correntes resultam em uma redução no ganho do dispositivo, além da ausência de uma região onde $\log(I_C)$ e $\log(I_B)$ são paralelos. O problema de não termos β constante é crítico quando o sinal a ser amplificado é grande (o modelo DC linearizado não pode ser usado), isto porque o sinal de saída aparecerá distorcido. A alta corrente de recombinação de base é comum nos dispositivos AlGaAs/GaAs e requer processos especiais para a sua redução [49].

Fazendo uma comparação entre o dispositivo de silício e de AlGaAs/GaAs vemos resistências de emissores menores e ganhos de corrente bem maiores nos dispositivos de silício. O problema de alta resistência de emissor é no entanto atípico, sendo particular dos presentes dispositivos.

O modelamento dos transistores de AlGaAs/GaAs é mais difícil, porque β_F é obtido de modo indireto e, I_{SE} e n_E não são obtidos com boa precisão. É necessário fazer um ajuste das curvas teóricas com as curvas práticas. Neste ponto, temos que tomar cuidado, porque β_F , I_{SE} , e n_E podem perder seus significados físicos.

Quanto ao HBT de InP/GaInAs vemos que, apesar das correntes de recombinação na base existirem, há uma região onde $\log(I_C)$ é paralelo a $\log(I_B)$. Vemos também que a densidade de corrente nos HBT's de InP/InGaAs é maior do que no AlGaAs/GaAs, assim é necessário menor tensão de operação e

consequentemente menor potência. No entanto, o "gap" do GaAs é maior que do InGaAs [51] permitindo nos transistores de GaAs terem correntes de fuga menores que do InGaAs em temperaturas altas e portanto desempenho melhor.

O efeito de tunelamento (n_F) é maior nos transistores de InP/InGaAs (1,2 contra 1,03) que nos de AlGaAs/GaAs. Nos transistores de InP/InGaAs a tensão de operação é menor, o que resulta em uma queda de tensão no material de emissor ($V_{B(1)}$ - ver Fig. 2.14) menor. Assim, tem-se uma relação entre $\Delta E_C/V_{B(1)}$ maior, e portanto uma maior dependência com o tunelamento (o valor da descontinuidade na banda de condução para os dois materiais é muito próximo [51]). Outros fatores também podem influir no tunelamento como a dopagem e valor da massa efetiva do elétron.

Este maior fator de idealidade, n_F , do HBT de InP/InGaAs, resulta em uma redução proporcional da sua transcondutância (g_m).

Como a descontinuidade da banda de condução para os tipos de transistores é bastante próxima, a relação As grandes vantagens dos HBT's de InP/InGaAs sobre os de AlGaAs/GaAs está na maior mobilidade de elétrons, baixa voltagem de operação e baixa velocidade de recombinação na superfície.

Na seção 2.4, vimos que o modelo DC usado para representar o transistor de silício é válido também para representar o HBT em uma faixa de variação de V_{BE} de nosso interesse. Devido aos efeitos de tunelamento, térmico e perdas ôhmicas o modelo teórico desvia das curvas práticas em condições de alta corrente de coletor.

4.2 Medidas AC

As medidas AC foram realizadas em uma faixa de frequência de 1 a 18 GHz, em uma estação de pontas. As pontas são da Cascade Microtech Probe modelo WPH-005-150 μ m e o equipamento, um HP8510 A Network Analyzer. Na Fig. 4.31 temos um diagrama esquemático da conexão dos equipamentos.

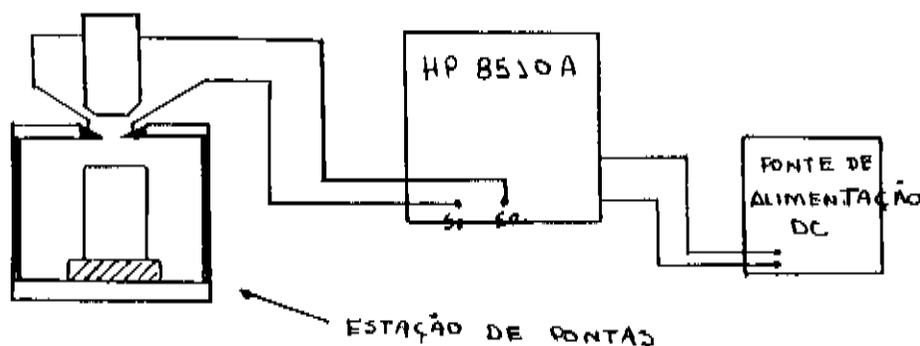


Fig.4.31 Esquemático da conexão dos equipamentos

A fonte de alimentação DC é externa ao HP8510 A. Ele tem um circuito interno que desacopla a alimentação DC do sinal de microondas.

Como já foi discutido em capítulos anteriores, existe uma impedância característica (Z_0) na qual os dispositivos para testes devem ser terminados, que no caso deste equipamento é 50 ohm.

No capítulo anterior vimos que por uma simples manipulação matricial, podemos obter o modelo π -*híbrido* do dispositivo. A determinação experimental do modelo π -*híbrido* permite a comparação com o modelo π -*híbrido* determinado a partir de derivação do modelo DC, validando assim o mesmo.

Apesar da concordância do modelo DC, veremos que a extração do modelo π -*híbrido* não será possível. As dificuldades e discussões do problema são apresentados no final desta seção.

Inicialmente apresentaremos as técnicas de extração das capacitâncias e indutâncias parasitárias.

4.2.1 Cálculo das capacitâncias parasitárias

Os resultados das medidas de parâmetros S da estrutura de circuito aberto são dados na Tabela 4.7

Tabela 4.7 Resultados das medidas de parâmetros S da estrutura de circuito aberto

f(Ghz)	Z_{in} (ohm)	Z_{out} (ohm)	$Z_{12} = Z_{21}$ (ohm)
4,084875	-j 1,64 K	-j 2,10 K	50 + j 0,85
6,059925	-j 1,08 K	-j 1,4 K	50 + j 1,2
8,034975	-j 790	-j 1,13 K	50 + j 1,8
10,09980	-j 631	-j 850	50 + j 2,0
12,07485	-j 518	-j 750	50 + j 2,7
14,04990	-j 451	-j 640	50 + j 3,1
16,02495	-j 403	-j 525	50 + j 4

Na realidade as impedâncias tem uma parte real, mas elas foram desprezadas devido à variação de suas grandezas em torno do valor zero, com o tempo. Isto pode ser explicado pelo fato de termos valores de resistência baixos comparados aos da reatância indutiva ou da reatância capacitiva.

Montamos agora uma nova tabela, Tabela 4.8, convertendo $Z_{in} \rightarrow S_{11}$, $Z_{out} \rightarrow S_{22}$ e $Z_{12} = Z_{21} \rightarrow S_{12} = S_{21}$, usando as equações 3.41 e 3.42.

Tabela 4.8 Conversão de $Z_{in} \rightarrow S_{11}$, $Z_{out} \rightarrow S_{22}$ e $Z_{12} = Z_{21} \rightarrow S_{12} = S_{21}$

f(Ghz)	S_{11}	S_{22}	$S_{12} = S_{21}$
4,084875	$0,9981 - j60,9190 \times 10^{-3}$	$0,9989 - j47,502 \times 10^{-3}$	$72,24 \times 10^{-6} + j8,4994 \times 10^{-3}$
6,059925	$0,9957 - j92,3946 \times 10^{-3}$	$0,9976 - j71,3376 \times 10^{-3}$	$143,98 \times 10^{-6} + j11,9983 \times 10^{-3}$
8,034975	$0,99202 - j126,077 \times 10^{-3}$	$0,99609 - j88,323 \times 10^{-3}$	$323,895 \times 10^{-6} + j17,9942 \times 10^{-3}$
10,09980	$0,98752 - j157,49 \times 10^{-3}$	$0,993103 - j117,24 \times 10^{-3}$	$399,84 \times 10^{-6} + j19,9920 \times 10^{-3}$
12,07485	$0,98513 - j191,301 \times 10^{-3}$	$0,991158 - j132,68 \times 10^{-3}$	$728,469 \times 10^{-6} + j26,980 \times 10^{-3}$
14,04990	$0,97572 - j219,037 \times 10^{-3}$	$0,98787 - j155,302 \times 10^{-3}$	$960,077 \times 10^{-6} + j30,9702 \times 10^{-3}$
16,02495	$0,96968 - j244,377 \times 10^{-3}$	$0,982022 - j188,764 \times 10^{-3}$	$1597,74 \times 10^{-6} + j39,9361 \times 10^{-3}$

Com a Tabela 4.8 de parâmetros S montada, podemos calcular o valor das capacitâncias parasitárias. Calculemos inicialmente para $f=6,059925$ GHz

Conversão de $S \rightarrow Y$, eq. (3.42) :

$$Y = \begin{bmatrix} j4,6294 \times 10^{-2} & -j5,9946 \times 10^{-3} \\ -j5,9946 \times 10^{-3} & j3,5706 \times 10^{-2} \end{bmatrix}$$

Conversão de $Y \rightarrow \pi$, Anexo A:

$$\begin{aligned} \pi_{11} &= j40,2994 \times 10^{-3} \\ \pi_{22} &= j29,7114 \times 10^{-3} \\ \pi_{12} &= j5,9946 \times 10^{-3} \end{aligned}$$

Uma vez que temos o circuito π , podemos obter as capacitâncias de forma direta:

$$\pi_{11} = \omega C_{pbc} \Rightarrow C_{pcc} = 1,06 \text{ pF}$$

$$\pi_{22} = \omega C_{pbe} \Rightarrow C_{pbe} = 0,780 \text{ pF}$$

$$\pi_{12} = \omega C_{pcc} \Rightarrow C_{pcc} = 0,157 \text{ pF}$$

Seguindo de forma idêntica para as demais frequências, obtemos a Tabela 4.9.

tabela 4.9 Valores das capacitâncias para as diferentes frequências

f(Ghz)	C_{pbe} (pF)	C_{pbc} (pF)	C_{pcc} (pF)
4,084875	0,760	1,02	0,166
6,059925	0,780	1,06	0,157
8,034975	0,698	1,075	0,178
10,09980	0,770	1,09	0,157
12,07485	0,701	1,10	0,177
14,04990	0,710	1,08	0,175
16,02495	0,747	1,03	0,198

Onde temos:

$$\overline{C_{pcc}} = 1,065 \text{ pF}$$

$$\overline{C_{pbe}} = 0,738 \text{ pF}$$

$$\overline{C_{pcc}} = 0,173 \text{ pF}$$

4.2.2 Extração das indutâncias e resistências parasitárias

Seguindo o mesmo procedimento que o feito anteriormente, montamos a Tabela 4.10.

Tabela 4.10 Resultado das medidas de parâmetros S para a estrutura de curto circuito

f(Ghz)	Z_{in} (ohm)	Z_{out} (ohm)	$Z_{12} = Z_{21}$ (ohm)
4,084875	j0,640	j 1,1	50 +j 1,2
6,059925	j0,800	j 1,3	50 +j 1,5
8,034975	j1,33	j 1,9	50 +j 1,9
10,09980	j1,4	j 2,1	50 +j 2,6
12,07485	j1,72	j 2,6	50 +j 2,95
14,04990	j1,9	j 2,8	50 +j 3,6
16,02495	j2,8	j 3,4	50 +j 4,08

Podemos observar que aqui também não foi possível medir as resistências parasitárias (R_{pb} , R_{pe} e R_{pc}).

Convertemos $Z_{in} \rightarrow S_{11}$, $Z_{out} \rightarrow S_{22}$ e $Z_{12} = Z_{21} \rightarrow S_{12} = S_{21}$, e montamos a Tabela 4.11.

Tabela 4.11 Conversão de $Z_{in} \rightarrow S_{11}$, $Z_{out} \rightarrow S_{22}$ e $Z_{12} = Z_{21} \rightarrow S_{12} = S_{21}$ para a estrutura de curto circuito

f(Ghz)	S_{11}	S_{22}	$S_{12} = S_{21}$
4,084875	$-0,99967 + j25,5958 \times 10^{-3}$	$-0,99903 + j43,9787 \times 10^{-3}$	$143,979 \times 10^{-6} + j11,9983 \times 10^{-3}$
6,059925	$-0,99949 + j31,9918 \times 10^{-3}$	$-0,99865 + j51,9648 \times 10^{-3}$	$224,949 \times 10^{-6} + j14,9966 \times 10^{-3}$
8,034975	$-0,9986 + j53,16 \times 10^{-3}$	$-0,9971 + j75,89 \times 10^{-3}$	$360,9 \times 10^{-6} + j18,99 \times 10^{-3}$
10,09980	$-0,99843 + j55,9561 \times 10^{-3}$	$-0,99648 + j83,8521 \times 10^{-3}$	$675,54 \times 10^{-6} + j25,9824 \times 10^{-3}$
12,07485	$-0,997636 + j103,72 \times 10^{-3}$	$-0,994607 + j103,72 \times 10^{-3}$	$869,49 \times 10^{-6} + j29,4743 \times 10^{-3}$
14,04990	$-0,99712 + j75,8904 \times 10^{-3}$	$-0,99375 + j111,65 \times 10^{-3}$	$1294,32 \times 10^{-6} + j35,9534 \times 10^{-3}$
16,02495	$-0,993875 + j111,65 \times 10^{-3}$	$-0,9908 + j135,37 \times 10^{-3}$	$1661,87 \times 10^{-6} + j40,7322 \times 10^{-3}$

Mostramos o procedimento para $f=6,059925$ GHz

Conversão de $S \rightarrow Y$ e $Y \rightarrow Z$, Anexo A:

$$Z = \begin{bmatrix} j1,6 \times 10^{-2} & j7,5 \times 10^{-3} \\ j7,5 \times 10^{-3} & j2,602 \times 10^{-2} \end{bmatrix}$$

Conversão de $Z \rightarrow T$, Anexo I:

$$T_{11} = j8,5 \times 10^{-3}$$

$$T_{22} = j18,52 \times 10^{-3}$$

$$T_{12} = j7,5 \times 10^{-3}$$

Do modelo T obtemos as indutâncias de forma direta:

$$T_{11} = \omega L_{pb} \Rightarrow L_{pb} = 0,2232 \text{ pH}$$

$$T_{22} = \omega L_{pc} \Rightarrow L_{pc} = 0,4864 \text{ pH}$$

$$T_{12} = \omega L_{pe} \Rightarrow L_{pe} = 0,197 \text{ pH}$$

Seguindo o mesmo para as demais frequências, montamos a Tabela 4.12.

Tabela 4.12 Valores das indutâncias para as diferentes frequências

f (GHz)	L_{pb} (pH)	L_{pc} (pH)	L_{pe} (pH)
4,084875	0,623	0,234	0,264
6,059925	0,4864	0,197	0,2232
8,034975	0,5645	0,1881	0,338
10,09980	0,457	0,204	0,2365
12,07485	0,4908	0,194	0,259
14,04990	0,430	0,204	0,226
16,02495	0,472	0,202	0,353

Onde os valores médios são :

$$\begin{aligned}\overline{L_{pc}} &= 0,272 \text{ pH} \\ \overline{L_{pb}} &= 0,503 \text{ pH} \\ \overline{L_{pe}} &= 0,203 \text{ pH}\end{aligned}$$

4.2.3 Extração do modelo π -híbrido

Agora que temos os valores dos parasitários podemos tentar extrair o modelo π -híbrido .

Ao aplicarmos os valores de parasitários medidos para encontrar o modelo π -híbrido , temos problemas. Os valores de transcondutância (g_m e g_π) e de capacitância (C_π e C_μ) encontrados são incoerentes (valores negativos de transcondutância e comportamento indutivo para C_π e C_μ). As explicações para estas discrepâncias podem estar na própria forma com que as máscaras de curto circuito e circuito aberto foram feitas. Nos apresentamos as possíveis causas e desenhamos soluções para estes problemas. As soluções para estes problemas envolvem uma modificação na máscara usada para fazer o dispositivo, assim, envolvendo muito tempo, além do que a otimização das máscaras para medidas de microondas consiste por si só um trabalho considerável.

4.2.3.1 Análise das máscaras de curto circuito e circuito aberto

Nos faremos apenas uma discussão qualitativa sobre os problemas. O cálculo analítico das estruturas são complicados e demorados, exigindo um trabalho específico somente para a criação das máscaras de teste de microondas.

Inicialmente, começaremos discutindo as capacitâncias parasitárias.

Como podemos ver na Tabela 4.7, a variação nos valores das capacitâncias medidas é grande. Esta variação é bem maior que os valores de C_π e C_μ calculados, o que impossibilita extrairmos com precisão seus valores. Logo, é necessário uma otimização da máscara no sentido de reduzir esta capacitâncias ao mínimo possível.

A máscara de circuito aberto é dado na Fig. 4.32.

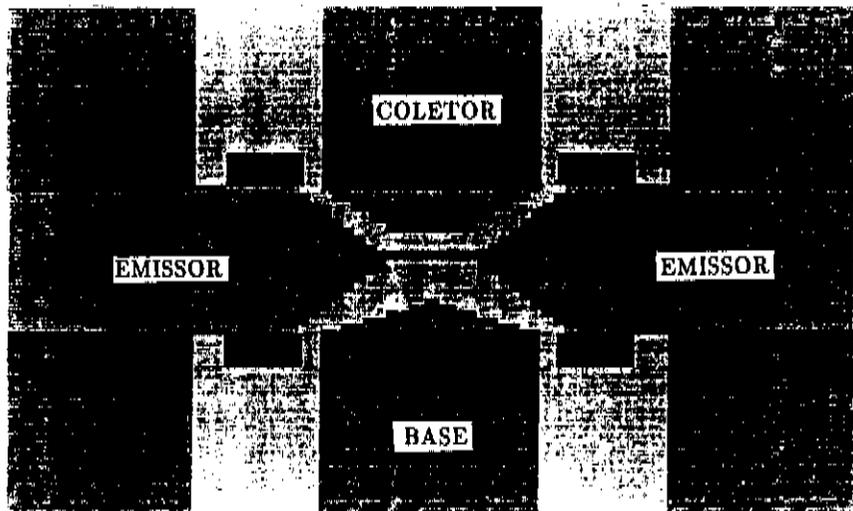


Fig.4.32 Máscara de circuito aberto para medir as capacitâncias parasitárias

Na Fig. 4.32, vemos que as trilhas de metais estão muito próximas na região de coletor emissor, além do que existe um trilha fina de metal que interliga as duas trilhas de emissor. Esta trilha fina de metal está mais próxima da trilha de base de que a de coletor, e isto provoca uma capacitância de base-emissor maior que de coletor-emissor. Isto pode ser visto dos valores de capacitância medidos (Tabela 4.9).

Uma solução seria afastarmos mais as trilhas de metal na região de coletor-emissor. Na Fig. 4.33 propomos uma nova estrutura, vemos uma distância maior entre o contato de coletor e emissor próximo ao dispositivo.

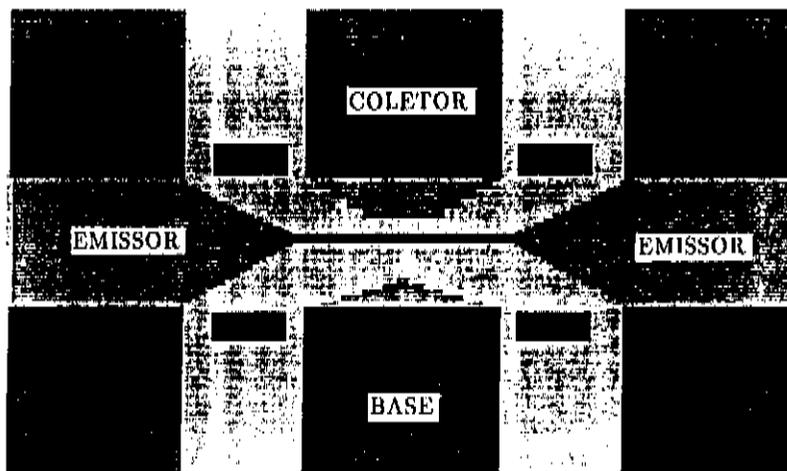


Fig.4.33 Máscara de circuito aberto otimizada

Quanto às indutâncias, temos valores bem inferiores ao esperado [45], e nem conseguimos medir as resistências séries. Na Fig.4.34 temos a estrutura de curto circuito.

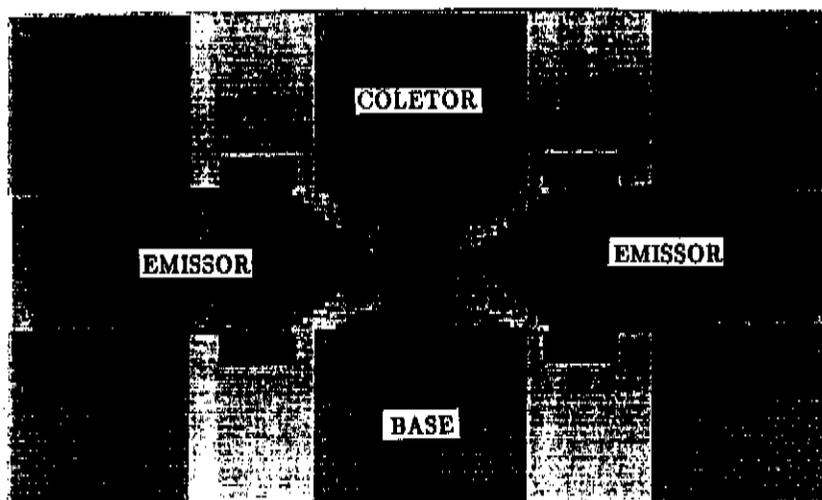


Fig.4.34 Máscara de circuito aberto para medir as indutâncias parasitárias

A estrutura de curto circuito tem uma trilha de metal bem larga ($40\ \mu\text{m}$), interligando as trilhas metálicas de emissor(Fig. 4.34). Vemos também que as trilhas de coletor e de base são interligadas por trilhas mais finas. Nesta estrutura esperamos valores de indutância série maior na base do que no coletor. No emissor esperamos indutâncias menores ainda, devido à largura da trilha metálica ($40\ \mu\text{m}$). Realmente vemos isto observando a Tabela 4.12.

No entanto, as indutâncias que devemos medir são as indutâncias devido às trilhas de conexão que ligam os pads ao dispositivo (Fig. 3.27). Estas trilhas de conexão estão cobertas pelo curto circuito, sendo mascarado o valor de indutância que devemos medir. Na Fig. 4.35 apresentamos uma estrutura otimizada para se calcular as indutâncias, onde o curto circuito está somente sobre o dispositivo.

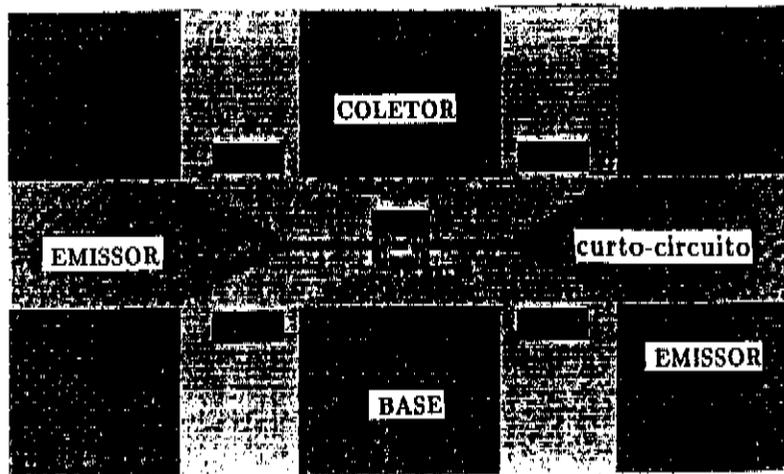


Fig.4.35 Máscara de curto circuito otimizada

Além das medidas das estruturas de teste para a determinação dos elementos parasitários, fizemos uma medida para averiguar a impedância característica da linha de transmissão criada pelos pad's. Na Fig. 4.36 temos a estrutura usada para medir a impedância.

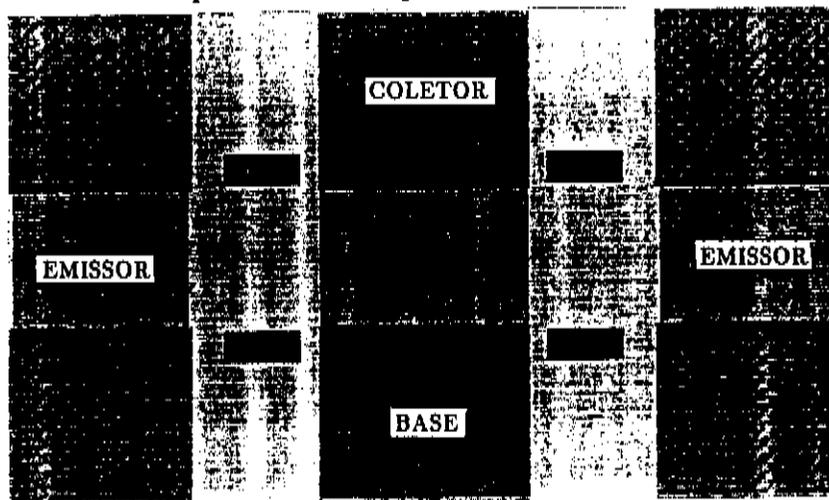


Fig.4.36 Estrutura usada para medir a impedância característica da linha de transmissão criada pelos pad's

As medidas são obtidas diretamente e dadas na Tabela 4.13

Tabela 4.13 Medidas da impedância característica

f(Ghz)	Z_{in} (ohm)	Z_{out} (ohm)
4,084875	$50,77 + j0,1$	$50 + j0,40$
6,059925	$50,72 + j0,62$	$50 + j$
8,034975	$50,3 + j1,34$	$50 + j1,3$
10,09980	$50,3 + j1,2$	$50 + j1,2$
12,07485	$50,5 + j1,2$	$50 + j1,7$
14,04990	$50,8 + j2,5$	$50 + j2,2$
16,02495	$50,3 + j3,1$	$50 + j3,0$

Podemos observar na Tabela 4.13 que a impedância característica da linha está em torno de 50 ohm. Portanto, as dimensões das trilhas e seus espaçamentos são usados para otimizar as estruturas de extração dos parasitários.

5. Conclusões e Sugestões

Conclusões

- O modelo EBERS-MOLL aplica-se bem também a HBT's na região linear.
- O efeito do tunelamento através do *spike* fica incluído no modelo através do aumento de I_{SC} (corrente de saturação) e de n_F (fator de idealidade), para valores moderados de V_{BE} .
- Para altos valores de V_{BE} , o tunelamento desvia o modelo das curvas experimentais.
- O HBT de AlGaAs/GaAs estudado apresentou ausência de uma região onde I_B é paralela a I_C . Isto é explicado pela alta taxa de recombinação lateral.
- O HBT de InP/InGaAs estudado apresentou uma região onde I_B é paralela a I_C . Neste caso, isto foi devido à alta taxa de recombinação na região neutra de base.
- Implementamos e avaliamos um conjunto de técnicas de medidas e de extração de parâmetros.
- As técnicas de medidas AC precisam ser otimizadas, pois as estruturas de teste para microondas tem grandes valores de elementos parasitários.
- Apresentamos uma contribuição na análise e entendimento dos dispositivos e comparamos três tipos de transistores: BJT de Si, HBT de AlGaAs/GaAs e HBT de InP/InGaAs.

Sugestões

- Estudar mais detalhadamente os efeitos do tunelamento quando o dispositivo está inversamente polarizado.
- Estudar e avaliar de modo mais preciso e completo os mecanismos que determinam as correntes de recombinação, relacionado a processos de passivação de junções.
- Estudar os efeitos de dopagens, largura de base, estrutura geométrica e altura do *spike* no modelo.
- Aperfeiçoar os modelos introduzindo os efeitos das regiões não lineares.
- Implementar um programa para ajustar os parâmetros de tal modo que se possa usar o SPICE para descrever o dispositivo na região não linear.
- Criar um banco de dados que permita usar estes dispositivos em projeto de circuitos.
- Fazer a mesma análise para transistores de dupla heterojunção.
- Reprojetar o *chip* teste com *layout* apropriado para extração dos parâmetros AC.

Anexo A

Transistor representado como um quadripolo

O transistor aparece para o usuário como um caixa com três terminais para conexão :

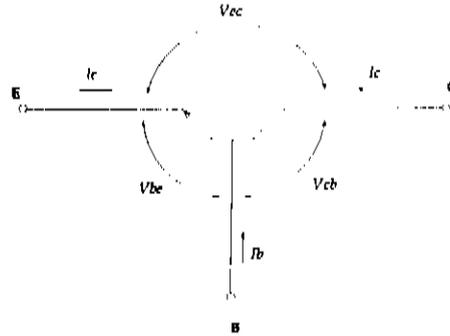


Fig.A.1 Correntes e voltagens no transistor

Da lei de Kirchoff:

$$V_{be} + V_{ec} + V_{bc} = 0 \quad (\text{A.1})$$

$$I_b + I_c + I_e = 0$$

Das equações acima, sempre poderemos eliminar duas variáveis. Sem especificar qual, vamos considerar V_1 , V_2 , I_1 e I_2 como as variáveis mantidas.

Em circuito elétrico, conhecendo as tensões determinamos as correntes. Há, portanto, duas variáveis independentes para descrever o transistor e duas relações características:

$$f_1(V_1, V_2, I_1, I_2) = 0 \quad (\text{A.2})$$

$$f_2(V_1, V_2, I_1, I_2) = 0$$

Estas relações não são lineares (modelo EBERS-MOLL) e portanto seu uso na prática não é muito fácil, mas são necessários para descrever circuitos.

Contudo, a análise pode ser grandemente simplificada quando consideramos sinais alternados(AC) de amplitudes muito menores que o sinal contínuo(DC), o que é muito comum na prática. O sinal alternado, neste caso, é considerado como um pequeno desvio do ponto de equilíbrio da polarização DC, assim a

equação (A.2) pode ser modificada para:

$$\begin{aligned} \frac{\partial f_1}{\partial V_1} dV_1 + \frac{\partial f_1}{\partial V_2} dV_2 + \frac{\partial f_1}{\partial I_1} dI_1 + \frac{\partial f_1}{\partial I_2} dI_2 &= 0 \\ \frac{\partial f_2}{\partial V_1} dV_1 + \frac{\partial f_2}{\partial V_2} dV_2 + \frac{\partial f_2}{\partial I_1} dI_1 + \frac{\partial f_2}{\partial I_2} dI_2 &= 0 \end{aligned} \quad (\text{A.3})$$

Agora temos um circuito linear onde as relações entre as correntes alternadas i e as tensões alternadas v são as variações dI e dV no transistor. Podemos representar o transistor, portanto, por um circuito linearizado. Na Fig.A.2 damos a convenção de sinais usado.

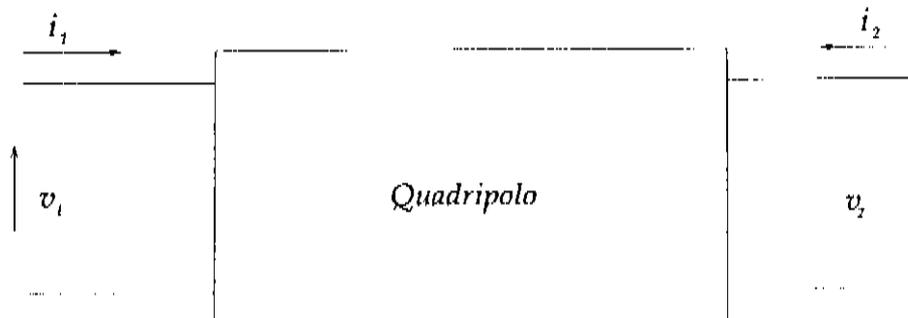


Fig.A.2 Convenções de sinais adotadas

Para um circuito linearizado são possíveis seis relações [52], das quais somente nos interessará :

$$v_1 = Z_{11}i_1 + Z_{12}i_2 \quad (\text{A.a})$$

$$v_2 = Z_{21}i_1 + Z_{22}i_2$$

$$i_1 = Y_{11}v_1 + Y_{12}v_2 \quad (\text{A.b})$$

$$i_2 = Y_{21}v_1 + Y_{22}v_2$$

$$v_1 = H_{11}i_1 + H_{12}v_2 \quad (\text{A.c})$$

$$i_2 = H_{21}i_1 + H_{22}v_2$$

onde:

$Z_{11} = \left(\frac{v_1}{i_1}\right)_{i_2=0}$ = Impedância de entrada com a saída em aberto.

$Z_{12} = \left(\frac{v_1}{i_2}\right)_{i_1=0}$ = Impedância de transferência reversa com a entrada em aberto.

- $Z_{21} = \left(\frac{v_2}{i_1}\right)_{i_2=0}$ = Impedância de transferência direta com a saída em aberto.
 $Z_{22} = \left(\frac{v_2}{i_2}\right)_{i_1=0}$ = Impedância de saída com a entrada em aberto.
 $Y_{11} = \left(\frac{i_1}{v_1}\right)_{v_2=0}$ = Admitância de entrada com a saída em curto-circuito.
 $Y_{12} = \left(\frac{i_1}{v_2}\right)_{v_1=0}$ = Admitância de transferência reversa com a entrada em curto-circuito.
 $Y_{21} = \left(\frac{i_2}{v_1}\right)_{v_2=0}$ = Admitância de transferência direta com a saída em curto-circuito.
 $Y_{22} = \left(\frac{i_2}{v_2}\right)_{v_1=0}$ = Admitância de saída com a entrada em aberto.
 $H_{11} = \left(\frac{v_1}{i_1}\right)_{v_2=0}$ = Admitância de entrada com a saída em curto-circuito.
 $H_{12} = \left(\frac{v_1}{i_2}\right)_{i_1=0}$ = Ganho de tensão reverso com a entrada em aberto.
 $H_{21} = \left(\frac{i_1}{i_2}\right)_{v_2=0}$ = Ganho de corrente direto com a saída em curto-circuito.
 $H_{22} = \left(\frac{i_2}{v_2}\right)_{v_1=0}$ = Admitância de saída com a entrada em curto-circuito.

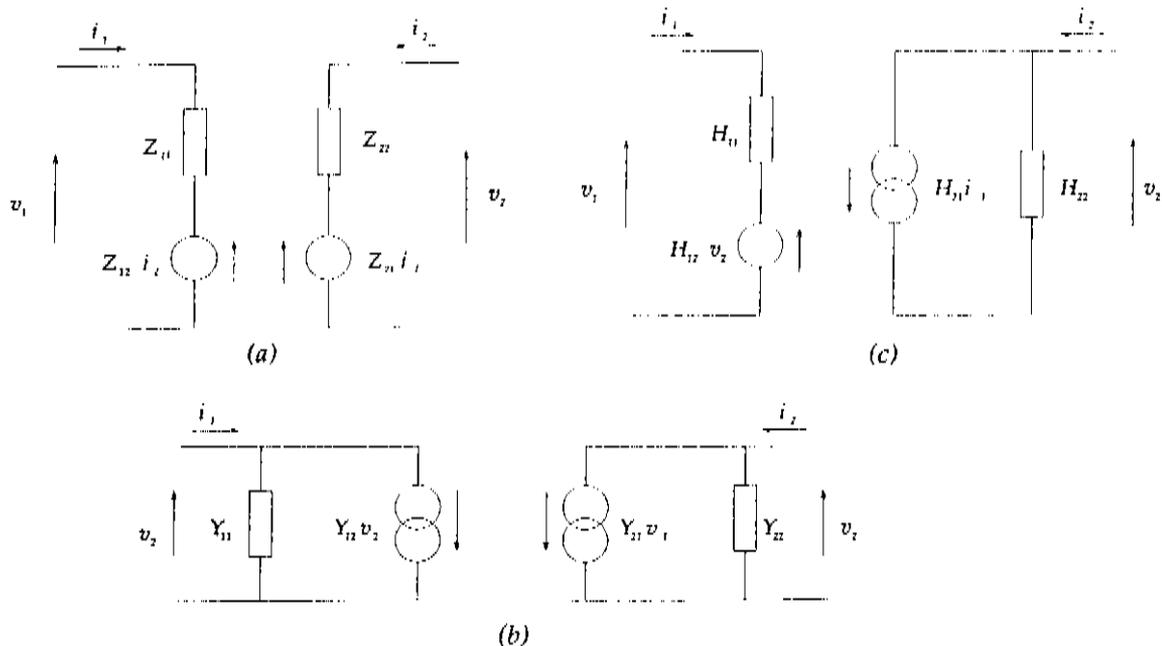


Fig.A.3 Circuitos equivalentes descrito pelas relações (A.a), (A.b) e (A.c): a - relação (A.a), b - relação (A.b) e c - relação (A.c).

As relações (A.a), (A.b) e (A.c) descrevem o comportamento dos circuitos equivalentes da Fig.A.3. Por exemplo, a relação (c) descreve o circuito da Fig.A.3.a. A tensão de entrada v_1 é a soma da queda de tensão devido a corrente i_1 na admitância H_{11} e da força eletromotriz de um gerador $H_{12}v_2$ representado o acoplamento entre a saída e a entrada. A corrente de saída i_2 é a soma das correntes devido a voltagem v_2 sobre a admitância H_{22} e do gerador de corrente $H_{21}i_1$ que representa o "carater" amplificador do dispositivo.

Como podemos observar, são várias formas de representar um mesmo dispositivo, assim estes parâmetros podem ser convertidos de um para o outro. Daremos aqui somente a relação entre os parâmetros que precisaremos usar (Y e Z):

$$|Z| = \frac{1}{|Y|} \quad (\text{A.4})$$

Na prática, é mais conveniente usarmos circuitos com um único gerador, onde o acoplamento entre a entrada e a saída é representado por um elemento comum a ambos. Na Fig.A.4 temos esta mudança para os parâmetros Y , esta nova representação é denominada de circuito π .

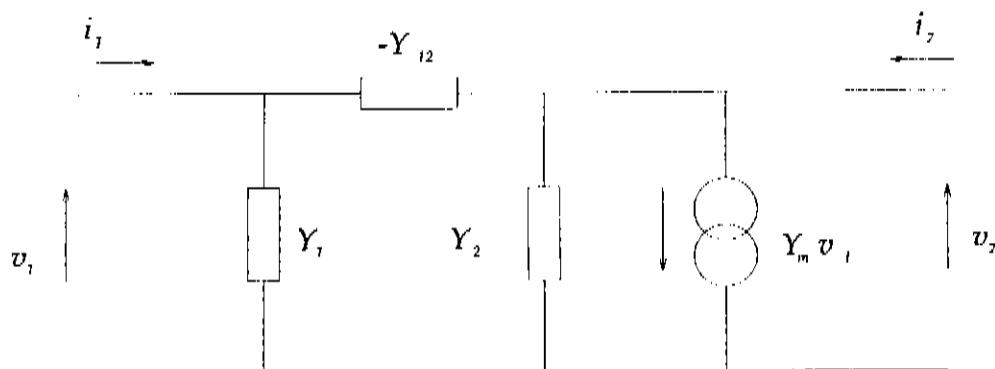


Fig.A.4 Representação π dos parâmetros Y

Onde temos:

$$\begin{aligned} i_1 &= (Y_1 - Y_{12})v_1 + Y_{12}v_2 \\ i_2 &= (Y_m + Y_{12})v_1 + (Y_2 - Y_{12})v_2 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} Y_{11} &= Y_1 - Y_{12} \\ Y_{21} &= Y_m + Y_{12} \\ Y_{22} &= Y_2 - Y_{12} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} Y_1 &= Y_{11} + Y_{12} \\ Y_m &= Y_{21} - Y_{12} \\ Y_2 &= Y_{22} + Y_{12} \end{aligned}$$

È para o parâmetros Z , representação T (Fig.A.5):

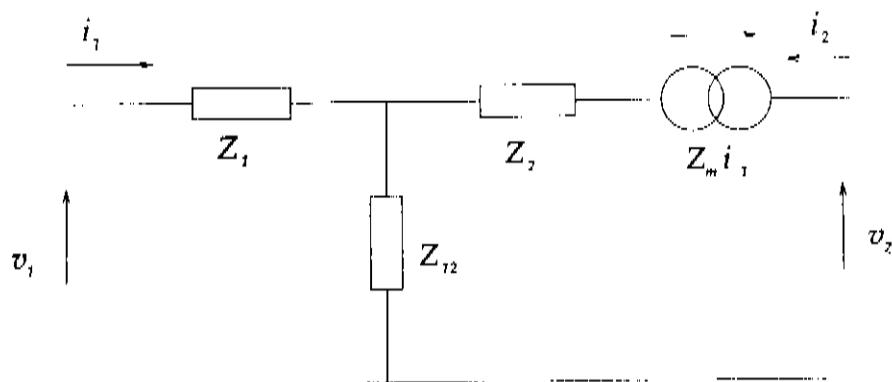


Fig.A.5 Representação T dos parâmetros Z

Onde temos:

$$\begin{aligned} v_1 &= (Z_1 + Z_{12})i_1 + Z_{12}i_2 \\ v_2 &= (Z_m + Z_{12})i_1 + (Z_2 + Z_{12})i_2 \end{aligned}$$

$$Z_{11} = Z_1 + Z_{12}$$

$$Z_{21} = Z_m + Z_{12}$$

$$Z_{22} = Z_2 + Z_{12}$$

$$Z_1 = Z_{11} - Z_{12}$$

$$Z_m = Z_{21} - Z_{12}$$

$$Z_2 = Z_{22} - Z_{12}$$

Se o dispositivo é composto somente de elementos passivos (resistências, indutâncias e capacitâncias) temos $Y_{12} = Y_{21}$ e $Z_{12} = Z_{21}$ [53], onde resulta $Z_m = 0$ e $Y_m = 0$.

Referências

- [1] - W. Shockley, U.S. Patent 2.569.347 (1951).
- [2] - R. L. Anderson, *Experiments in Ge-GaAs Heterojunction*, Solid State Electron., 5, pag. 341 (1962).
- [3] - H. Kroemer, *Theory of a Wide-Gap Emitter for Transistors*, Proc. IRE, 45, pag. 1535 (1957).
- [4] - F. Ali e A. Gupta (editors), *HEMT's and HBT's: Devices, Fabrication and Circuits*, Artech House Inc, MA-USA (1991).
- [5] - J. J. Ebers e J. L. Moll, *Large-Signal of Junction Transistors*, Proc. IRE, 42, pag. 1761 (1954).
- [6] - H. K. Gummel nad H. C. Poon, *An Integral Charge Control of Bipolar Transistor*, Bell Syst. Tech. J, 49, pag. 827 (1970).
- [7] - M. S. Lundstrom, *An EBERS-MOLL Model for The Heterojunction Bipolar Transistor*, Solid State Electron., 29, pag. 1173 (1986).
- [8] - H. A. Bethe, *Theory of The Boundary Layer of Crystal Rectifiers*, MIT Radiation Laboratory, Report 43-12 (1942).
- [9] - I. E. Getreau, *Modeling The Bipolar Transistor*, Elsevier Scientific Publishing Company, NY, pag. 44 (1978).
- [10] - I. E. Getreau, *Modeling The Bipolar Transistor*, Elsevier Scientific Publishing Company, NY, pag. 52 (1978).
- [11] - W. Schockley, *Electron an Holes in Semiconductors*, D. Van Nostrand Company, NY (1966).
- [12] - K. Daoud-Ketata, *Transistor Bipolaire 'a Heterojunction GaAlAs/GaAs en Structure Auto Aligned pour applications en Hyperfréquences*, Tese de Doutorado da Universidade de Paris-Sud Centro D'Orsay, pag. 10 (1987).
- [13] - S. M. Sze, *Physics of Semiconductor Devices*, Wiley, NY, pag. 85 (1981)
- [14] - I. E. Getreau, *Modeling The Bipolar Transistor*, Elsevier Scientific Publishing Company, NY, pag. 15 (1978).
- [15] - I. E. Getreau, *Modeling The Bipolar Transistor*, Elsevier Scientific Publishing Company, NY, pag. 176 (1978).
- [16] - C. D. Parikh and F. A. Lindholm, *A New Charge Model for Single and Double-Heterojunction Bipolar Transistors*, Trans. Electron Device, ED - 39, pag 1303 (1992).
- [17] - F. V. De Wielf, W. L. Engl e P. G. Jespers, *Process and Device Modeling for Integrated Circuit Design*, Leyden, pag. 309 (1977).
- [18] - S. I. Long e S. E. Butner, *Gallium Arsenide Digital Integrated Circuit Design*, Mc Graw-Hill Publishing Company, pag. 129.
- [19] - M. E. Klausmeier-Brown, M. S. Ludstrom e M. R. Melloch, *The Effects of Heavy Impurity Doping on AlGaAs/GaAs Bipolar Transistors*, IEEE Trans. Electron Devices, ED - 36, pag. 2146 (1989).

- [20] - S. Tiwari e S. L. Wright, *Material Propertiers of p-Type GaAs at Large Dopings*, J. Appl. Phys. Lett., 56, pag. 563 (1990)
- [21] - J. S. Blakemores, *Key Papers en Physics Gallium Arsenide*, American Institute of Physics, NY, pag. 48 (1987).
- [22] - K. Yokoyama, M. Tomizawa e A. Yoshii, *Acurate Modeling of AlGaAs/GaAs Heterostructure Bipolar Transistor by Two-dimensional Computer Simulation*, IEEE Trans. Electron Devices, ED - 31, pag. 1222 (1984).
- [23] - M. O. Watanabe, J. Yoshida, M. Mashita, T. Nakanisi e A. Hojo, *Band Discontinuity for GaAs/GaAlAs Heterojunction Determined by C-V Profile Technique*, J. Appl. Phys., 57, pag. 5340 (1985).
- [24] - J. W. Swart, A. C. Redolfi, A. S. Lujan, P. M. Enquist e D. B. Slater, *HBT Devices and Applications*, Anais do VIII Congress of SBMicro, pag.57 (1992).
- [25] - K. Daoud-Ketata, *Transistor Bipolaire 'a Hetérojuncton GaAlAs/GaAs en Structure Auto Alignéé pour applications en Hyperfréquences*, Tese de Doutorado da Universidade de Paris-Sud Centro D'Orsay, pag. 16 (1987).
- [26] - A. A. Grünberg, M. S. Shur, R. J. Fischer e H. Morkoç, *An Investigation of Effect of Graded Layers and Tunneling on The Performance of AlGaAs/GaAs Heterojunction Bipolar Transistors*, IEEE Trans. Electron Devices, ED - 31 , pag. 1758 (1984).
- [27] - J. S. Blakemores, *Key Papers en Physics Gallium Arsenide*, American Institute of Physics, NY, pag. 79 (1987).
- [28] - S. I. Long e S. E. Butner, *Gallium Arsenide Digital Integrated Circuit Design*, Mc Graw-Hill Publishing Company, pag. 126.
- [29] - M. Shur, *GaAs Devices and Circuits*, Microdevices Physics and Fabrication Technologies, pag. 152 (1987).
- [30] - C. Dubon-Chwallier, J. L. Benchimol, V. Amarger, F. Alexandre, R. Bourguiga, J. Dangla e F. Héliot, *GaAs/GaInP HBT Structures Grown by CBE with a Highly C - Doped Base*, Inst. Phys. Conf. Ser. N^o 129, Chapter 8, pag. 707 (1992).
- [31] - C. L. Searle, A. R. Boothroyd, E. S. Angelo, P. E. Cray e D. O. Rederson, *Elementary Circuit Properties of Transistors*, Semiconductor Eletronics Education Committe, vol. 3, pag. 147 (1964).
- [32] - F. S. Correra, *HBT Large-Signal Model*, Relatório de Pós-Doutorado, USP - SP, pag. 21.
- [33] - S. M. Sze, *Physics of Semiconductor Devices*, Wiley, NY, pag. 85 (1981).
- [34] - I. E. Getreau, *Modeling The Bipolar Transistor*, Elsevier Scientific Publishing Company, NY, pag. 30 (1978).
- [35] - B. R. Chawla e H. K. Gummel, *Transition Region Capacitance of Diffused p-n Junctions*, IEEE Trans. Electron Devices, ED - 18 , pag. 178 (1971).
- [37] - S. I. Long e S. E. Butner, *Gallium Arsenide Digital Integrated Circuit Design*, Mc Graw-Hill Publishing Company, pag. 126.
- [38] - Y. Yaumauchi e T. Ishibashi, *Electron Velocity Overshoot in The Collector Depletion Layer of AlGaAs/GaAs HBT's*, IEEE Trans. Electron Devices Letters, EDL - 7 , pag. 655 (1986).

- [39] - M. Shur, *GaAs Devices and Circuits*, Microdevices Physics and Fabrication Technologies, pag. 82, (1987).
- [40] - S. I. Long e S. E. Butner, *Gallium Arsenide Digital Integrated Circuit Design*, Mc Graw-Hill Publishing Company, pag. 128.
- [41] - M. Shur, *GaAs Devices and Circuits*, Microdevices Physics and Fabrication Technologies, pag. 322, (1987).
- [42] - J. S. Blakemores, *Key Papers en Physics Gallium Arsenide*, American Institute of Physics, NY, pag. 84 (1987).
- [43] - C. L. Searle, A. R. Boothroyd, E. S. Angelo, P. E. Cray e D. O. Rederson, *Elementary Circuit Properties of Transistors*, Semiconductor Electronics Education Committe, vol. 3, pag. 81 (1964).
- [44] - L. W. Nagel, *SPICE2: A Computer Program To Simulate Semiconductors Circuit*, Memorandum N^o ERL - M520, Electronics Research Laboratory - University of California, Berkely, pag. A2.30 (1975).
- [45] - D. Costa, W. U. Liu e J. S. Harris, *Direct Extraction of The AlGaAs/GaAs Heterojunction Bipolar Transistor Small-Signal Equivalent Circuit*, IEEE Trans. Electron Devices , ED - 38 , pag. 2018 (1991).
- [46] - P. Grivet, *Microwave Circuits and Amplifiers*, Academic Press, vol. 2, Cap. 1 (1976).
- [47] - P. Grivet, *Microwave Circuits and Amplifiers*, Academic Press, vol. 2, pag 529 (1976).
- [48] - W. Liu e J. S. Harris, *Effects of Emitter-Base Contact Spacing on The Current Gain in Heterojunction Bipolar Transistors*, Jpn. J. Appl. Phys., 31, pag. 2349 (1992).
- [49] - W. Liu e J. S. Harris, *Diode Ideality Factor for Surface Recombination Current in AlGaAs/GaAs Heterojunction Bipolar Transistors*, IEEE Trans. Electron Devices , ED - 39 , pag. 2726 (1992).
- [50] - R. C. Gee, T. Chin, P. M. Asbeck, C. L. Lin, P. D. Kirchner e J. M. Woodall, *InP/InGaAs Heterojunction Bipolar Transistor Grown by Gas-Source Molecular Beam Epitaxy with Carbon-Doped Base*, IEEE Trans. Electron Devices Letter, EDL - 13 , pag. 247 (1992).
- [51] - B. Jalali, R. N. Nottenburg, M. Banu, R. K. Montgomery, A. F. J. Levi, M. B. Panish e A. Y. Cho, *High Speed InGaAs HBT Devices and Circuits*, InP Related Materials, pag. 228, (1991).
- [52] - J. P. Vasseur, *Propertiers and Aplications of Transistors*, The Macmillan Company, pag. 72 (1963).
- [53] - J. P. Vasseur, *Propertiers and Aplications of Transistors*, The Macmillan Company, pag. 74 (1963).