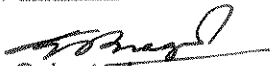


Marco Antonio Robert Alves

Engenheiro Eletrônico, Escola de Engenharia de São Carlos-USP, 1988

Este exemplar conceitual da redação final da tese
defendida por Marco Antonio Robert
Alves foi aprovada pela Comissão
Julgadora em 21/02/92.


Orientador

ESTUDO DOS PROCESSOS DE FABRICAÇÃO E COMPORTAMENTO
TERMODINÂMICO DE ESTRUTURAS MOS E BIPOLAR

Dissertação apresentada à Faculdade
de Engenharia de Campinas da Unicamp
como requisito parcial para a obten
ção do título de "Mestre em Engenha
ria Elétrica".

Orientador: Prof.Dr. Edmundo da Silva Bragança

Universidade Estadual de Campinas
Faculdade de Engenharia Elétrica
Departamento de Microeletrônica

1992

UNICAMP
BIBLIOTECA CENTRAL

216524

A

Meu pai,

Adalberto Olympio Alves

Minha mãe,

Maria de Lourdes Robert Alves

Agradecimentos:

Ao Prof. Dr. Edmundo da Silva Braga pela orientação e imprescindível estímulo.

Aos colegas Godoy, Emilio, Daniel, Douglas, Jamile, Patrícia, Regina e Silvia pela colaboração no transcorrer desse trabalho.

E a todos que contribuíram para a realização desse trabalho e que, involuntariamente, foram omitidos.

Resumo

Este trabalho visa um estudo do comportamento dos transistores MOS e bipolar em diferentes condições de recozimento térmico do alumínio. Estudaremos também a resistência de contato entre o metal (Al) e o semicondutor, utilizando o método TLM (modelo de linha de transmissão).

No segundo capítulo, desenvolveremos os conceitos básicos sobre a junção p-n e um estudo do transistor bipolar.

No terceiro capítulo, será abordado o diagrama de bandas de energia de uma estrutura MOS, com o intuito de obter os conceitos básicos para o estudo do transistor MOS.

No quarto capítulo, descreveremos o conjunto de máscaras projetado e utilizado nas etapas do processo de fabricação, necessárias para a construção dos dispositivos, bem como, a descrição dos métodos de medidas que permitem caracterizar as etapas do processo e o comportamento elétrico dos dispositivos.

No quinto capítulo, serão apresentados os resultados obtidos, as análises e conclusões.

No apêndice, apresentaremos o estudo do comportamento dos transistores MOS e bipolar em função da temperatura.

Índice

1. Introdução	1
1.1 Objetivos desse trabalho	1
2. Estudo da junção p-n e do transistor bipolar	3
2.1 A junção p-n sem polarização	3
2.2 Cálculo da largura da camada de depleção	5
2.3 A junção p-n com polarização	9
2.4 Característica volt-ampère	13
2.5 Característica do transistor	16
2.5.1 Ganho de corrente	18
2.5.2 Características Estáticas	25
3. Estudo da estrutura MOS	28
3.1 Diagramas de bandas de energia para o caso ideal	28
3.2 Cálculo da tensão de limiar	32
3.3 Efeitos não ideais	34
3.4 Características do transistor MOS	39
3.4.1 Região triodo	39
3.4.2 Região de saturação	41
3.4.3 Região de ruptura	42
3.4.4 Efeito de perfuração	46
3.4.5 Modulação do canal	47
3.4.6 Cálculo da tensão de limiar	48
4. Parte Experimental	50
4.1 Máscaras	50
4.2 Descrição do processo	61
4.3 Medidas	62
4.4 Resistência de contato	63
4.5 Profundidade de junção	64
4.6 Recozimento	64
4.7 Características dos transistores	65

5. Resultados, Análises e Conclusões	66
5.1 Concentração e profundidade de junção	66
5.2 Resistência de contato	67
5.3 Comportamento dos transistores MOS e bipolar em diferentes condições de recozimento do alumínio	78
5.4 Considerações finais	83
6.1 Apêndice	85
Bibliografia	95

Lista de Símbolos

C_o		capacitância do óxido de porta, por unidade de área
D_n		constante de difusão para elétrons
D_p		constante de difusão para lacunas
E_c		nível de energia da banda de condução
E_v		nível de energia da banda de valência
E_i		nível de energia intrínseco do silício
E_F		nível de Fermi
E_{ox}		campo elétrico através do óxido
E_{si}		campo elétrico na superfície do silício
E_p		campo elétrico na região-p
g_m		transcondutância de porta
I_E		corrente de emissor
I_B		corrente de base
I_C		corrente de coletor
I_D		corrente de dreno
J		densidade de corrente
K		constante de Boltzman
L_n		comprimento de difusão para elétrons
L_p		comprimento de difusão para lacunas
L		comprimento do canal
N_A		concentração de impurezas aceitadoras no silício
N_D		concentração de impurezas doadoras no silício
n		concentração de elétrons
n_p		concentração de elétrons na região-p
n_n		concentração de elétrons na região-n
n_i		concentração intrínseca de portadores
p		concentração de lacunas
p_n		concentração de lacunas na região-n
p_p		concentração de lacunas na região-p
Q_s		densidade de cargas no silício
Q_d		densidade de carga da região de depleção
S_E		área da junção de emissor
T		temperatura
t_{ox}		espessura do óxido de porta

V_{FB} tensão de banda plana
 V_T tensão de limiar
 V_D tensão de alimentação de dreno
 V_G tensão de alimentação de porta
 V_E tensão entre emissor e base
 V_C tensão entre coletor e base
 W largura da base
 w largura do canal
 x_j profundidade de junção
 x_d largura da camada de depleção
 β ganho de corrente
 β^* fator de transporte
 γ^* eficiência de injeção do emissor
 ϵ_0 permissividade do vácuo
 ϵ_s permissividade do silício
 ϵ_{ox} permissividade do óxido de silício
 μ mobilidade
 ρ resistividade
 σ condutividade do semiconductor
 τ_P tempo de vida para as lacunas na região da base
 ϕ_n potencial eletrostático no semiconductor-n
 ϕ_p potencial eletrostático no semiconductor-p
 ϕ_f potencial de Fermi
 ϕ_{ms} diferença da função trabalho metal-semiconductor
 $\Delta\phi_d$ altura da barreira de potencial

1. Introdução

As propriedades particulares da estrutura metal-óxido-semicondutor apesar de serem previstas teoricamente, não puderam ser utilizadas por um longo período, como consequência das grandes dificuldades tecnológicas e insuficiência de conhecimentos das propriedades e da estrutura das interfaces dielétrico-semicondutor e metal-semicondutor.

A evolução constante da produção e da complexidade dos circuitos integrados projetados atualmente, cujas aplicações exercem influência imediata em todos os ramos das atividades humanas, os processos constituintes de sua fabricação exigem um constante aperfeiçoamento.

A pesquisa de processos que visa o aperfeiçoamento das propriedades dos dispositivos e circuitos integrados, tais como, maior velocidade de operação, menor consumo de potência e confiabilidade, levam a compactação e redução das dimensões dos dispositivos aumentando consideravelmente o efeito dos defeitos estruturais atômicos. Estes defeitos, provocam por sua vez a perda de desempenho dos dispositivos e do rendimento da produção de circuitos integrados, decorrentes da variação do espectro eletrônico na superfície do semicondutor e da variação e surgimento de novos mecanismos de espalhamento dos portadores de carga, influenciando diretamente nas características da mobilidade.

1.1 Objetivos deste trabalho

Este trabalho visa um estudo do comportamento termodinâmico dos dispositivos MOS e bipolar em função da temperatura e também em diferentes condições de recozimento térmico do Al, e o estudo das propriedades da resistência de contato entre o metal e o semicondutor, utilizando o método TLM.

Para a implementação deste trabalho, será projetado e

fabricado um conjunto de máscaras, visando a construção dos dispositivos e o emprego de novos materiais que porventura possam ser utilizados em substituição aos convencionais.

2. Estudo da junção p-n e do transistor bipolar

Neste capítulo, desenvolveremos os conceitos básicos sobre a junção p-n, bem como as equações que serão utilizadas posteriormente no estudo do transistor bipolar.

2.1 A junção p-n sem polarização

Para o desenvolvimento teórico, consideramos uma junção p-n abrupta, formada na interface das regiões do tipo-n e do tipo-p, figura 2.1. Devido ao gradiente da concentração de portadores, através da junção ocorre a difusão de lacunas da região-p para a região-n e a difusão de elétrons da região-n para a região-p. Com o processo de difusão surge na junção uma região depletada de cargas móveis, conhecida como região de depleção ou região de carga espacial. Esta região é formada por átomos doadores e aceptadores ionizados, chamados de cargas fixas.

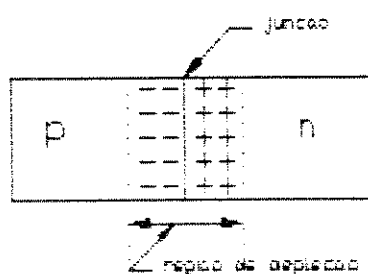


Figura 2.1 Junção p-n.

A densidade de carga espacial na camada de depleção é positiva na região-n e negativa na região-p. Esta distribuição forma uma camada de dipolos elétricos dando origem a linhas de campo elétrico da região-n para a região-p. Sob a ação do campo elétrico na camada de depleção, surge uma corrente de deriva de lacunas da região-n para a região-p e uma corrente de deriva de

elétrons da região-p para a região-n.

O equilíbrio na junção p-n é estabelecido quando o campo elétrico é suficientemente intenso para restringir o processo de difusão, conseqüentemente, a corrente de deriva de lacunas (elétrons) deve ser igual e oposta à corrente de difusão de lacunas (elétrons) a fim de que o fluxo total de portadores através da junção seja igual a zero. O estado de equilíbrio se caracteriza quando o nível de Fermi é constante em todo o sistema, como mostra o diagrama de bandas de energia da figura 2.2.

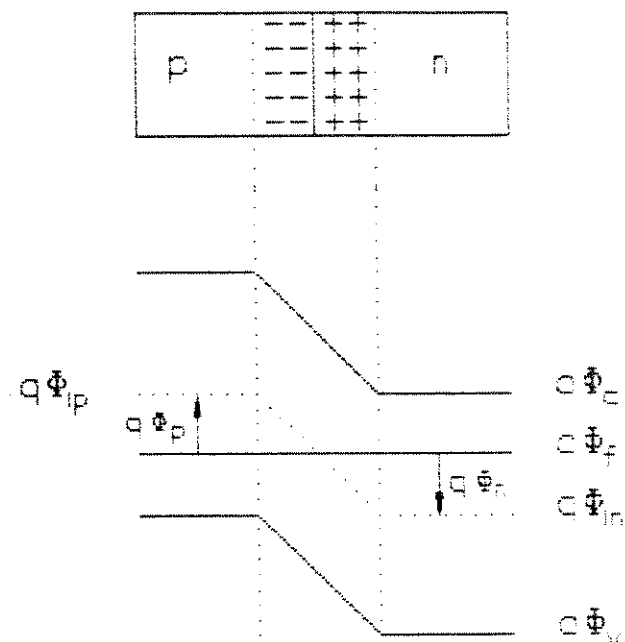


Figura 2.2 Diagrama de bandas de energia para uma junção p-n.

Esta condição de equilíbrio nos permite calcular a altura da barreira de potencial $\Delta\phi_d$, na junção, em função da concentração dos elétrons e das lacunas:

$$n_n = n_i e^{-q \frac{\phi_{in} - \phi_f}{KT}} ; p_p = n_i e^{-q \frac{\phi_f - \phi_{ip}}{KT}}$$

ou

$$-\phi_{in} + \phi_f = \frac{KT}{q} \ln \frac{n_n}{n_i} \quad (2.1a)$$

$$\phi_{ip} - \phi_f = \frac{KT}{q} \ln \frac{p_p}{n_i} \quad (2.1b)$$

Como o nível de Fermi é constante em todo o sistema, da equação (2.1) temos:

$$\Delta\phi_d = \phi_{ip} - \phi_{in} = \frac{KT}{q} \ln \frac{p_p n_n}{n_i^2} \quad (2.2)$$

Sendo a concentração de portadores minoritários expressa por:

$$n_p = \frac{n_i^2}{p_p} ; \quad p_n = \frac{n_i^2}{n_n} \quad (2.3)$$

reescrevemos (2.2) em função de (2.3):

$$\Delta\phi_d = \frac{KT}{q} \ln \frac{n_n}{n_p} = \frac{KT}{q} \ln \frac{p_p}{p_n} \quad (2.4)$$

2.2 Cálculo da largura da camada de depleção

Para o cálculo da largura da camada de depleção de uma junção p-n abrupta, vamos assumir que a densidade de carga (ρ) se distribui segundo a figura 2.3a. Como as linhas de campo elétrico começam no lado dos íons doadores positivos e terminam no lado dos íons aceitadores negativos, vamos considerar que o campo elétrico fora da região de depleção é nulo.

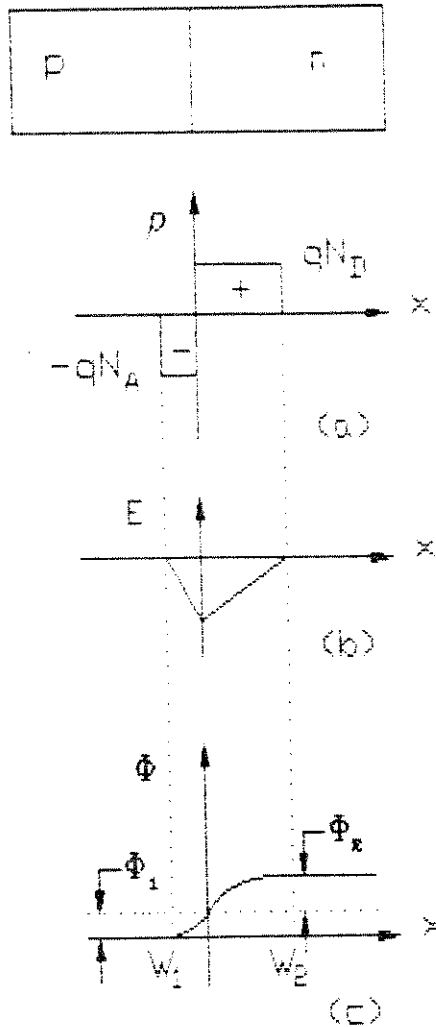


Figura 2.3 Junção p-n abrupta. (a) Densidade de carga, (b) Campo elétrico e (c) Potencial eletrostático.

A distribuição do campo elétrico e do potencial na junção p-n, figura 2.3b e 2.3c, pode ser encontrada através da equação de Poisson:

Para a região-p:

$$\frac{d^2 \phi}{dx^2} = - \frac{\rho}{\epsilon_s \epsilon_o} = \frac{qN_A}{\epsilon_s \epsilon_o} \quad -W_1 < x < 0 \quad (2.5)$$

Integrando a equação (2.5), temos:

$$\frac{d\phi}{dx} = \frac{qN_A}{\epsilon_s \epsilon_o} x + C_1 \quad (2.6)$$

onde C_1 é uma constante. Sendo assim, o campo elétrico é dado por:

$$E_p = - \frac{d\phi}{dx} = - \left[\frac{qN_A}{\epsilon_s \epsilon_o} x + C_1 \right] \quad (2.7)$$

Como o campo elétrico é nulo, fora da região de depleção, temos a primeira condição de contorno:

$$E_p = 0 \quad \text{para} \quad x = -w_1$$

e usando essa condição em (2.7):

$$E_p = - \frac{qN_A}{\epsilon_s \epsilon_o} (x + w_1) = - \frac{d\phi}{dx} \quad -w_1 < x < 0 \quad (2.8)$$

Integrando a equação (2.8):

$$\phi = \frac{qN_A}{\epsilon_s \epsilon_o} \left[\frac{x^2}{2} + w_1 x \right] + C_2 \quad (2.9)$$

Se arbitrariamente escolhermos o zero para o potencial na região neutra tipo-p, temos a segunda condição de contorno:

$$\phi = 0 \quad \text{para} \quad x = -w_1$$

Utilizando essa condição na equação (2.9):

$$\phi = \frac{qN_A}{\epsilon_s \epsilon_o} \left[\frac{x^2}{2} + w_1 x + \frac{w_1^2}{2} \right] \quad -w_1 < x < 0 \quad (2.10)$$

Em $x = 0$, definimos $\phi = \phi_1$ e (2.10) produz:

$$\phi_1 = \frac{qN_A}{\epsilon_s \epsilon_0} \frac{W_1^2}{2} \quad (2.11)$$

Se a diferença de potencial de $x = 0$ a $x = W_2$ é ϕ_2 , então:

$$\phi_2 = \frac{qN_D}{\epsilon_s \epsilon_0} \frac{W_2^2}{2} \quad (2.12)$$

A barreira de potencial através da junção p-n é a soma das equações (2.11) e (2.12):

$$\Delta\phi_d = \phi_1 + \phi_2 = \frac{q}{2\epsilon_s \epsilon_0} \left(N_A W_1^2 + N_D W_2^2 \right) \quad (2.13)$$

Como a carga total por unidade de área na região de depleção do lado p deve ser igual em magnitude, mas oposta em sinal, com relação à carga na região de depleção do lado n, temos:

$$W_1 N_A = W_2 N_D \quad (2.14)$$

Substituindo (2.14) em (2.13):

$$\Delta\phi_d = \frac{qW_1^2 N_A}{2\epsilon_s \epsilon_0} \left[1 + \frac{N_A}{N_D} \right] \quad (2.15)$$

Da equação (2.15), podemos obter a largura da camada de depleção da região-p e da região-n:

$$W_1 = \left[\frac{2\epsilon_s \epsilon_0 \Delta\phi_d}{qN_A \left(1 + N_A/N_D \right)} \right]^{1/2} \quad (2.16)$$

$$W_2 = \left[\frac{2\epsilon_s \epsilon_o \Delta\phi_d}{qN_D \left(1 + N_D/N_A\right)} \right]^{1/2} \quad (2.17)$$

A largura total da camada de depleção é a soma das equações (2.16) e (2.17):

$$x_d = W_1 + W_2$$

$$x_d = \left[\frac{2\epsilon_s \epsilon_o \Delta\phi_d}{q} \left(\frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D} \right) \right]^{1/2} \quad (2.18)$$

Para uma junção p-n assimétrica com $N_A \gg N_D$, a equação (2.18) tem a seguinte forma:

$$x_d = \left[\frac{2\epsilon_s \epsilon_o \Delta\phi_d}{q} \frac{1}{N_D} \right]^{1/2} \quad (2.19)$$

2.3 A junção p-n com polarização

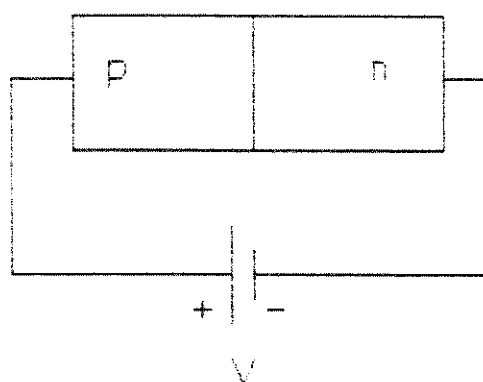
Uma junção p-n está em equilíbrio quando nenhuma tensão externa é aplicada na junção. Nesta condição, o fluxo total de corrente através da junção deve ser igual a zero, pois como foi dito anteriormente, a componente da corrente de deriva deve ser igual à componente da corrente de difusão. Com a aplicação de uma tensão externa, podemos polarizar a junção p-n de dois modos: polarização direta ou polarização reversa.

Na polarização direta, o terminal positivo da fonte de tensão está conectado na região-p e o terminal negativo na região-n. Se desprezarmos a queda de tensão no volume do semiconductor e assumirmos que toda tensão externa V está

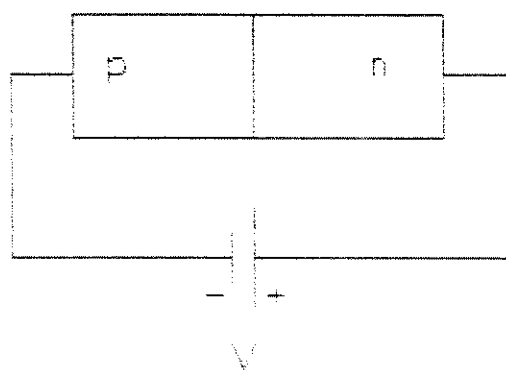
aplicada apenas na junção, a barreira de potencial na junção pode ser expressa por:

$$\Delta\phi = \Delta\phi_d - V \quad (2.20)$$

Podemos observar na equação (2.20) uma diminuição na altura da barreira de potencial, resultando em um aumento na corrente de difusão de elétrons e lacunas, devido ao fraco campo elétrico na camada de depleção. A condição de polarização direta está ilustrada na figura 2.4a.



(a)



(b)

Figura 2.4 Junção p-n.(a) polarização direta e (b) polarização reversa.

Substituindo o novo valor da altura da barreira de potencial $\Delta\phi_d - V$ na equação (2.19), obtemos a largura da camada de depleção para a polarização direta:

$$x_d = \left[\frac{2\epsilon_s \epsilon_o (\Delta\phi_d - V)}{qN_D} \right]^{1/2} \quad (2.21)$$

Se trocarmos o sentido da polarização (o terminal positivo da fonte de tensão está conectado na região-n e o terminal negativo na região-p), teremos a junção polarizada reversamente, figura 2.4b. Na polarização reversa ocorre um aumento na barreira de potencial:

$$\Delta\phi = \Delta\phi_d + V \quad (2.22)$$

Este aumento na barreira de potencial provoca uma diminuição no fluxo da corrente de difusão de elétrons e lacunas, em consequência do forte campo elétrico na camada de depleção. Com a polarização reversa, a largura da camada de depleção aumenta e pode ser escrita da seguinte forma:

$$x_d = \left[\frac{2\epsilon_s \epsilon_o (\Delta\phi_d + V)}{qN_D} \right]^{1/2} \quad (2.23)$$

No equilíbrio, a concentração de portadores na junção p-n está relacionada com a barreira de potencial segundo a equação (2.4); como a polarização direta provoca uma diminuição na altura da barreira de potencial, ocorrerá uma mudança na distribuição da concentração de portadores através da junção p-n. Reescrevendo a equação (2.4) na forma:

$$p_n = p_p e^{\frac{-q\Delta\phi_d}{KT}} \quad (2.24)$$

e substituindo $\Delta\phi_d$ por $\Delta\phi = \Delta\phi_d - V$, a concentração de lacunas na região-n será:

$$p_n = p_p e^{\frac{-q(\Delta\phi_d - V)}{KT}} = p_p e^{\frac{-q\Delta\phi_d}{KT}} e^{\frac{qV}{KT}} \quad (2.25)$$

O termo $p_p e^{\frac{-q\Delta\phi_d}{KT}}$ é a concentração de lacunas na região-n, na condição de equilíbrio. Reescrevendo (2.25):

$$p_n = p_{no} e^{\frac{qV}{KT}} \quad (2.26a)$$

onde

$$p_{no} = p_p e^{\frac{-q\Delta\phi_d}{KT}}$$

Do mesmo modo, a concentração de elétrons na região-p será:

$$n_p = n_{po} e^{\frac{qV}{KT}} \quad (2.26b)$$

Da equação (2.26), para um incremento na tensão de polarização direta, a concentração de elétrons na região-p e a concentração de lacunas na região-n cresce exponencialmente. Esta transferência de portadores minoritários através da junção p-n é chamada de injeção. Como os portadores minoritários injetados se difundem através da junção, sua concentração diminui devido ao processo de recombinação.

A figura 2.5 ilustra a concentração de lacunas injetadas na região-n de uma junção p-n, onde, à uma distância x da junção p-n, a concentração de lacunas pode ser expressa por:

$$p = p_{no} + p_n(0) e^{-x/L_p} \quad (2.27)$$

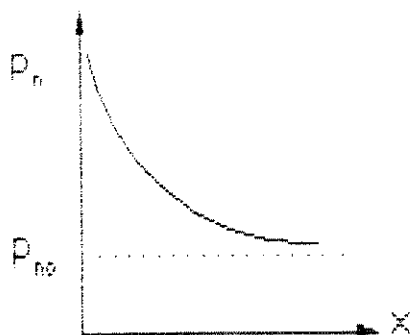


Figura 2.5 Distribuição da concentração de lacunas injetadas na região n da junção p-n.

2.4 Característica tensão-corrente

No cálculo da característica volt-ampère vamos assumir a existência do campo elétrico apenas na camada de depleção e considerar somente as componentes de difusão da corrente através da junção p-n. Aplicando a equação da continuidade à concentração de elétrons na região-p e lacunas na região-n, temos:

$$D_p \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} = \frac{p - p_{no}}{\tau} \quad (2.28a)$$

$$D_n \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} = \frac{n - n_{po}}{\tau} \quad (2.28b)$$

Rescrevendo as equações (2.28a) e (2.28b):

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} = \frac{p - p_{no}}{L_p^2} \quad (2.29a)$$

$$\frac{\partial^2 n}{\partial x^2} = \frac{n - n_{po}}{L_n^2} \quad (2.29b)$$

A solução da equação (2.29a) pode ser expressa da seguinte forma:

$$p = p_{no} + Ae^{-x/L_p} + Be^{x/L_p} \quad (2.30)$$

onde as condições de contorno são determinadas por:

$$p(x)|_{x=\infty} = p_{no} \quad (2.31a)$$

$$p(x)|_{x=0} = p_{no} e^{qV/KT} \quad (2.31b)$$

Substituindo as condições de contorno (2.31a) e (2.31b) na equação (2.30), obtemos a solução geral:

$$p(x) = p_{no} \left[e^{qV/KT} - 1 \right] e^{-x/L_p} \quad (2.32)$$

Na região-n, a corrente de difusão de lacunas é expressa por:

$$J_{p,dif} = -qD_p \frac{\partial p}{\partial x} \quad (2.33)$$

Derivando (2.32) com relação a x e substituindo $\partial p / \partial x$ na equação (2.33), temos:

$$J_{p,dif} = \frac{qD_p p_{no}}{L_p} \left(e^{qV/KT} - 1 \right) e^{-x/L_p} \quad (2.34)$$

Com um raciocínio análogo, podemos obter a expressão para a corrente de difusão de elétrons:

$$J_{n,dif} = \frac{qD_n n_{po}}{L_n} \left(e^{qV/KT} - 1 \right) e^{-x/L_n} \quad (2.35)$$

Para $x = 0$, as expressões (2.34) e (2.35) podem ser reescritas como:

$$J_{p,dif} = \frac{qD_p p_{no}}{L_p} \left(e^{qV/KT} - 1 \right) \quad (2.36)$$

$$J_{n,dif} = \frac{qD_n n_{po}}{L_n} \left(e^{qV/KT} - 1 \right) \quad (2.37)$$

A corrente total na junção p-n é a somatória da corrente de difusão de elétrons mais a corrente de difusão de lacunas:

$$J = J_{p,dif} + J_{n,dif} \quad (2.38)$$

Substituindo as equações (2.36) e (2.37) na equação (2.38), obtemos a corrente total na junção:

$$J = q \left[\frac{D_p p_{no}}{L_p} + \frac{D_n n_{po}}{L_n} \right] \left(e^{qV/KT} - 1 \right) \quad (2.39)$$

ou

$$J = J_o \left(e^{qV/KT} - 1 \right) \quad (2.40)$$

onde

$$J_o = q \left[\frac{D_p p_{no}}{L_p} + \frac{D_n n_{po}}{L_n} \right] \quad (2.41)$$

A equação (2.41) descreve a característica volt-ampère de uma junção p-n.

Na polarização direta, quando $V \gg KT/q$, a corrente cresce rapidamente com um incremento na tensão. Quando $|-V| \gg KT/q$, a corrente através da junção tende a um valor constante J_o , chamado de corrente de saturação. A característica volt-ampère da junção está ilustrada na figura 2.6.

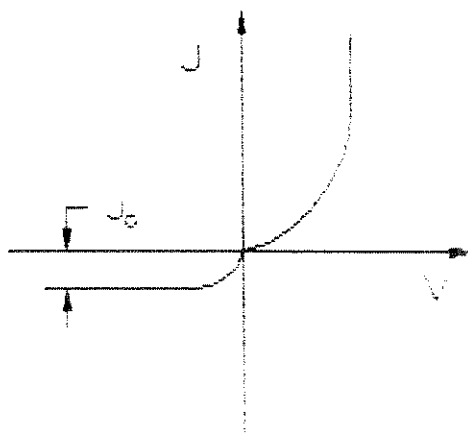


Figura 2.6 Característica volt-ampère de uma junção p-n.

2.5 Características do transistor bipolar

O transistor pode ser considerado como uma junção p-n polarizada pela corrente de uma segunda junção p-n, sendo assim, a maior parte da teoria desenvolvida anteriormente (junção p-n), será utilizada no estudo do transistor.

O transistor é um dispositivo semiconductor constituído de duas junções p-n em um único cristal semiconductor. Existem dois tipos de transistores (n-p-n e p-n-p), representados na figura 2.7. As três partes de um transistor são conhecidas como emissor, base e coletor, onde a seta no terminal emissor indica o sentido do fluxo de corrente, quando a junção emissor-base é diretamente polarizada.

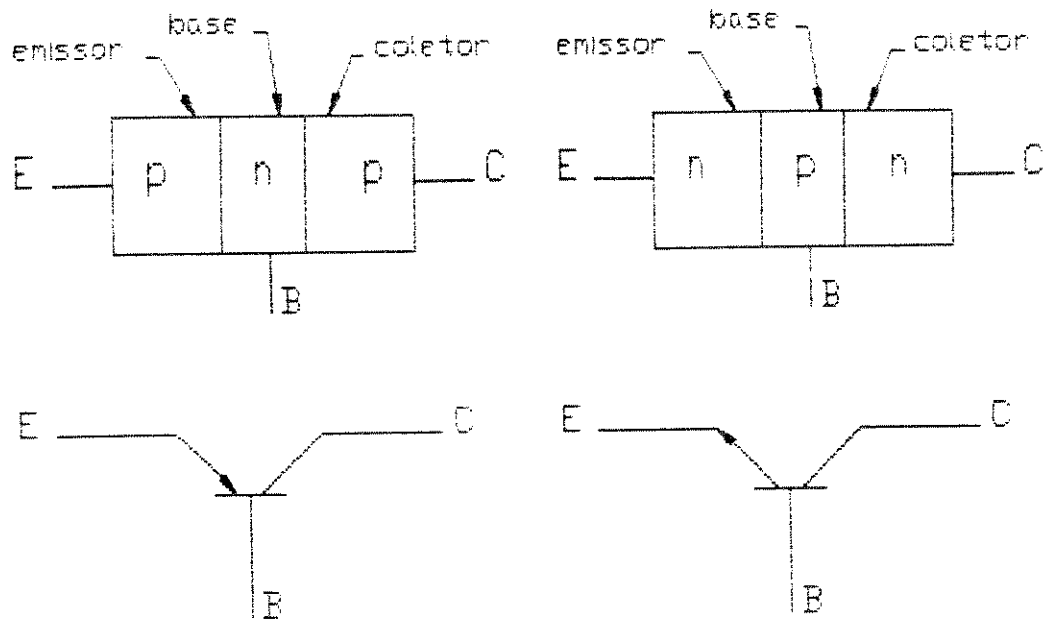


Figura 2.7 Transistor p-n-p e n-p-n.

O princípio de operação dos transistores n-p-n e p-n-p é o mesmo, o que difere é o sinal das fontes de tensão externas aplicadas e o sentido do fluxo de corrente através dos terminais dos dispositivos. Portanto, as conclusões neste item, com relação aos transistores p-n-p, são completamente aplicáveis aos transistores n-p-n.

Estudaremos o transistor polarizado na região ativa,

onde a junção base-emissor é polarizada diretamente e a junção base-coletor é polarizada reversamente, figura 2.8.

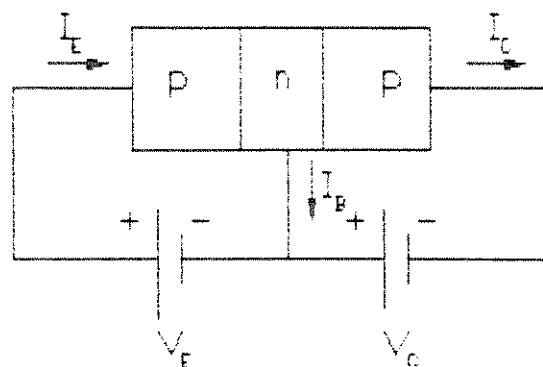


Figura 2.8 Transistor p-n-p polarizado na região ativa.

A polarização direta da junção de emissor diminui a barreira de potencial da junção emissor-base, permitindo a injeção de portadores minoritários, isto é, ocorre injeção de lacunas na base e elétrons na região de emissor. As lacunas injetadas se difundem na região da base em direção à junção coletor. Como a junção coletor-base está polarizada reversamente, existe um forte campo elétrico na região de depleção coletor-base, conseqüentemente, as lacunas são aceleradas sob a ação do campo elétrico, sendo portanto coletadas pelo coletor.

Para que o processo de recombinação na base seja desprezível, a largura da região da base W deve ser menor que o comprimento de difusão dos portadores minoritários (lacunas) L_p . Sendo assim, a maior parte das lacunas injetadas na região da base alcançam o coletor.

2.51 Ganho de corrente

Uma das principais características do transistor é o ganho de corrente α , definido como:

$$\alpha = \left[\frac{\partial I_C}{\partial I_E} \right]_{V_C = \text{const}}$$

O ganho de corrente expressa uma relação entre a variação na corrente de coletor I_C e a variação na corrente de emissor I_E , para uma tensão constante no coletor.

Para determinarmos o valor das correntes nos terminais do transistor, vamos considerar que $p \gg n$ nas regiões de emissor e coletor, e que a distribuição das concentrações de elétrons e lacunas no transistor corresponde àquela mostrada na figura 2.9.

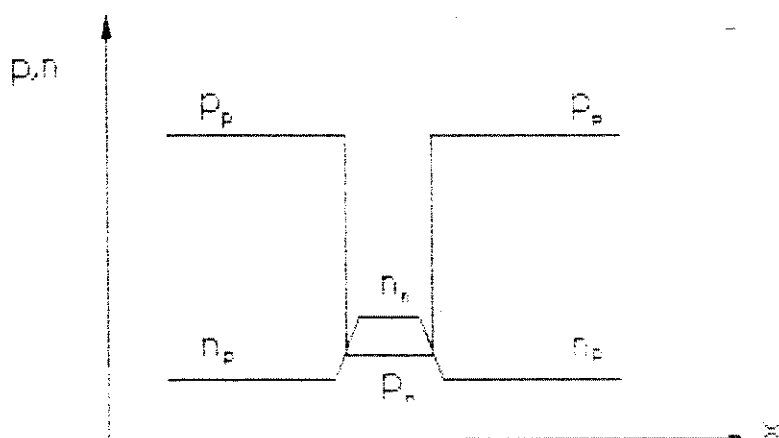


Figura 2.9 Distribuição da concentração de elétrons e lacunas no transistor p-n-p.

Assumimos, também, que a corrente de lacunas I_p através da região da base é uniforme e igual à corrente de lacunas do emissor I_{pe} , pois, como foi dito anteriormente, $W \ll L_p$, reduzindo assim a corrente de recombinação na base.

Praticamente, todas as tensões externas aplicadas aparecem nas junções, portanto, desprezando o campo

elétrico na região da base, a corrente a ser considerada na base é apenas a corrente de difusão de lacunas do emissor I_{pe} , dada por:

$$I_{pe} = -qD_p \frac{dp}{dx} \quad (2.43)$$

Integrando a equação (2.43), obtemos a expressão da concentração de lacunas na região da base (x varia de 0 a W):

$$p(x) = - \frac{I_{pe} x}{qD_p} + p(0) \quad (2.44)$$

Da equação (2.26), quando $x = 0$

$$p(0) = p_n e^{qV_c/KT} \quad (2.45)$$

e quando $x = W$

$$p(W) = p_n e^{-qV_c/KT} \quad (2.46)$$

substituindo (2.45) e (2.46) em (2.44):

$$I_{pe} = \frac{qD_p p_n}{W} \left[e^{qV_E/KT} - e^{-qV_c/KT} \right] \quad (2.47)$$

Quando $V_c \gg KT/q$, que é o caso do transistor em estudo, o segundo termo da equação (2.47) pode ser desprezado. Assim,

$$I_{pe} = \frac{qD_p p_n}{W} e^{qV_E/KT} \quad (2.48)$$

Substituindo (2.45) e (2.48) em (2.44):

$$p(x) = p_n e^{\frac{qV_E}{KT}} (1 - x/W) \quad (2.49)$$

Se considerarmos que uma certa porcentagem de lacunas da corrente total de lacunas do emissor se recombina na base, a corrente de lacunas próxima ao coletor pode ser expressa por:

$$I_{pc} = I_{pe} - I_{rec} \quad (2.50)$$

onde I_{rec} é a componente da corrente de lacunas do emissor devida ao processo de recombinação.

Vamos estimar o valor de I_{rec} assumindo que a variação no tempo da concentração de lacunas devida à recombinação na base obedece a seguinte equação :

$$\left[\frac{dp}{dt} \right]_{rec} = - \frac{p - p_n}{\tau_p} \quad (2.51)$$

Assim,

$$I_{rec} = qSE \int_0^W \frac{p - p_n}{\tau_p} dx \quad (2.52)$$

Substituindo (2.49) em (2.52) e realizando a integração:

$$I_{rec} = \frac{qSE}{\tau_p} \int_0^W \left[p_n e^{\frac{qV_E}{KT}} (1 - x/W) - p_n \right] dx \quad (2.53)$$

$$I_{rec} = \frac{qSEp_n W}{2\tau_p} \left[e^{\frac{qV_E}{KT}} - 2 \right] \quad (2.54)$$

Na temperatura ambiente $\frac{qV_E}{KT} \gg 1$, para valores de V_E maior que um décimo de volt:

$$I_{rec} = \frac{qSEp_n W}{2\tau_p} e^{qV_E/KT} \quad (2.55)$$

O fator de transporte β^* , caracteriza a quantidade de lacunas que atravessam a região da base, sendo expresso pela razão entre a corrente de lacunas no coletor e a corrente de lacunas no emissor:

$$\beta^* = \frac{I_{pc}}{I_{pe}} \quad (2.56)$$

Substituindo (2.50) em (2.56):

$$\beta^* = \frac{I_{pc}}{I_{pe}} = 1 - \frac{I_{rec}}{I_{pe}} = 1 - \frac{W^2}{2D_p \tau_p} \quad (2.57)$$

Reescrevendo a equação (2.57):

$$\beta^* = 1 - \frac{1}{2} \left[\frac{W}{L_p} \right]^2 \quad (2.58)$$

Considerando a equação (2.26), podemos deduzir que a corrente de elétrons no emissor próximo à região de base é:

$$I_{ne} = \frac{qSED_n n_p}{L_n} \left[e^{qV_E/KT} - 1 \right] \quad (2.59)$$

Para $qV_E \gg KT$, podemos reescrever (2.59) como:

$$I_{ne} \approx \frac{qSED_n n_p}{L_n} e^{qV_E/KT} \quad (2.60)$$

A corrente total no emissor I_E , é a soma da corrente de lacunas no emissor mais a corrente de elétrons no emissor:

$$I_E = I_{pe} + I_{ne} = e^{qV_E/KT} \left[\frac{qD_p p_n}{W} + \frac{qD_n n_p}{L_n} \right] S_E \quad (2.61)$$

A eficiência de injeção do emissor é definida como a razão entre a corrente de lacunas no emissor e a corrente total do emissor.

$$\gamma^* = \frac{I_{pe}}{I_E} = \frac{1}{1 + (I_{ne}/I_{pe})} \quad (2.62)$$

Rescrevendo a equação (2.62):

$$\gamma^* = \frac{1}{1 + (D_n n_p W / D_p p_n L_n)} \quad (2.63)$$

Usando a relação, $n_p / p_n = n_n / p_p$, a equação (2.63) pode ser escrita:

$$\gamma^* = \frac{1}{1 + (W \sigma_B / L_n \sigma_E)} \approx 1 - \frac{\sigma_B}{\sigma_E} \frac{W}{L_n} \quad (2.64)$$

Observando a equação (2.64), podemos considerar que a eficiência do emissor será maior se a condutividade do emissor for maior que a condutividade da base e/ou o comprimento de difusão dos elétrons for maior que a largura da base.

A corrente de elétrons I_{nc} no coletor é produzida pelo fluxo de elétrons do coletor para a base. Na junção base-coletor, a concentração de elétrons pode ser expressa por:

$$n = n_p e^{-qV_c/KT} \quad (2.65)$$

e, por analogia com (2.59), a corrente de elétrons no coletor é dada por:

$$I_{nc} = \frac{qS\epsilon D_n n_p}{L_n} \left[e^{-qV_c/KT} - 1 \right] \quad (2.66)$$

A comparação de (2.66) com (2.59) mostra que $I_{nc} \ll I_{ne}$, porque $V_E \gg KT/q$ e, por esta razão, a corrente total no coletor pode ser considerada igual à corrente de lacunas I_{pc} . Sendo assim, da equação (2.56) e (2.62), temos:

$$I_C = I_{pc} = \beta^* I_{pe} = \beta^* \gamma^* I_E = \alpha I_E \quad (2.67)$$

Utilizando as leis de Kirchhoff para a corrente de base, temos:

$$I_B = I_E - I_C = I_E (1 - \alpha) \quad (2.68)$$

Observando a equação (2.67), para um transistor p-n-p, o ganho de corrente é: $\alpha = \beta^* \gamma^*$ ou

$$\alpha = 1 - \frac{1}{2} \left[\frac{W}{L_p} \right]^2 - \frac{\sigma_B W}{\sigma_E L_n} + \frac{1}{2} \frac{\sigma_B W^3}{\sigma_E L_p^2 L_n} \quad (2.69)$$

Considerando $W \ll L_n$, o último termo da equação (2.69) pode ser desprezado, portanto:

$$\alpha \approx 1 - \frac{\sigma_B W}{\sigma_E L_n} - \frac{1}{2} \left[\frac{W}{L_p} \right]^2 \quad (2.70)$$

Podemos tirar duas conclusões importantes a respeito da equação (2.70):

- 1- O ganho de corrente (α) é sempre menor que 1.
- 2- Para aumentarmos o ganho do transistor é necessário, (a) reduzir a largura da base, (b) aumentar o tempo de vida dos

portadores na base, (c) aumentar a razão entre as condutividades das regiões de emissor e base.

2.5.2 Características Estáticas

Para o estudo das características estáticas volt-ampère de um transistor p-n-p utilizamos a configuração emissor comum, como mostra a figura 2.10. As características estáticas do transistor são divididas em duas famílias de curvas: característica de entrada e característica de saída.

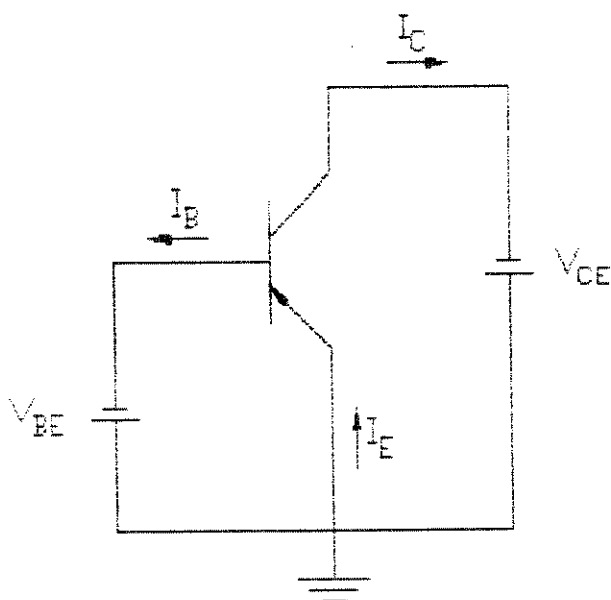


Figura 2.10 Transistor em configuração emissor comum.

A família de curvas da característica de entrada do transistor pode ser vista na figura 2.11. O eixo das abscissas corresponde à tensão V_{BE} entre emissor e base, o eixo das coordenadas corresponde aos valores I_B da corrente de base, e as curvas são dadas para vários valores da tensão V_{CE} entre o coletor e emissor. Se a junção do emissor estiver diretamente polarizada e curto-circuitarmos o coletor com o emissor, a característica de entrada é a característica de uma junção p-n polarizada diretamente.

Contudo, se aumentarmos $|V_{CE}|$ a corrente de base diminui para um mesmo valor de V_{BE} (deslocamento da curva para a direita). Isto pode ser explicado devido a uma diminuição na largura da base e, como consequência, um aumento no ganho de corrente.

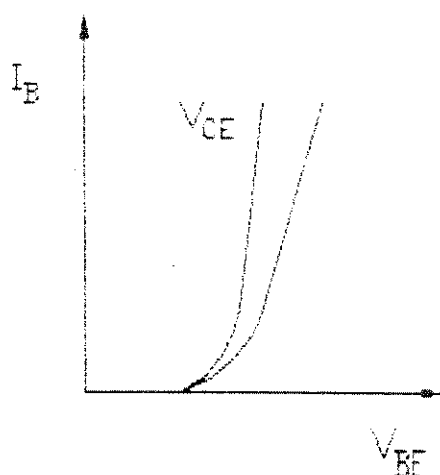


Figura 2.11 Características de entrada de um transistor p-n-p.

Com relação à família de curvas da característica de saída, figura 2.12, o eixo das abscissas corresponde à tensão V_{CE} entre coletor e emissor, o eixo das coordenadas corresponde aos valores I_C da corrente de coletor, e as curvas são dadas para vários valores da corrente de base I_B .

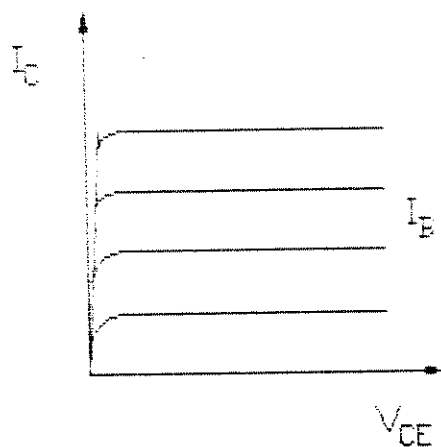


Figura 2.12 Características de saída de um transistor p-n-p.

Na região ativa, combinando as equações (2.67) e (2.68), o ganho de corrente na configuração emissor comum é definido por:

$$\beta = \frac{I_C}{I_B} = \frac{\alpha}{1 - \alpha}$$

Uma outra designação para o parâmetro β é h_{FE} , conhecido como relação de transferência da corrente direta c.c. ou ganho de corrente c.c.

3. Estudo da estrutura MOS

Neste capítulo, descreveremos o diagrama de bandas de energia de uma estrutura MOS, objetivando obter os conceitos básicos para o desenvolvimento teórico do transistor MOS, que será dado a seguir.

3.1 Diagramas de bandas de energia para o caso ideal

Para o desenvolvimento teórico deste item estudaremos o transistor MOS canal-N, com os terminais fonte, porta e substrato aterrados.

O diagrama de bandas de energia para o caso ideal e sem tensão aplicada na porta é perfeitamente plano, figura 3.1. Consideramos como caso ideal a função trabalho metal-semicondutor igual a zero e a não presença de cargas fixas na interface óxido-semicondutor. Posteriormente, estudaremos o caso não ideal, considerando a presença destes dois efeitos.

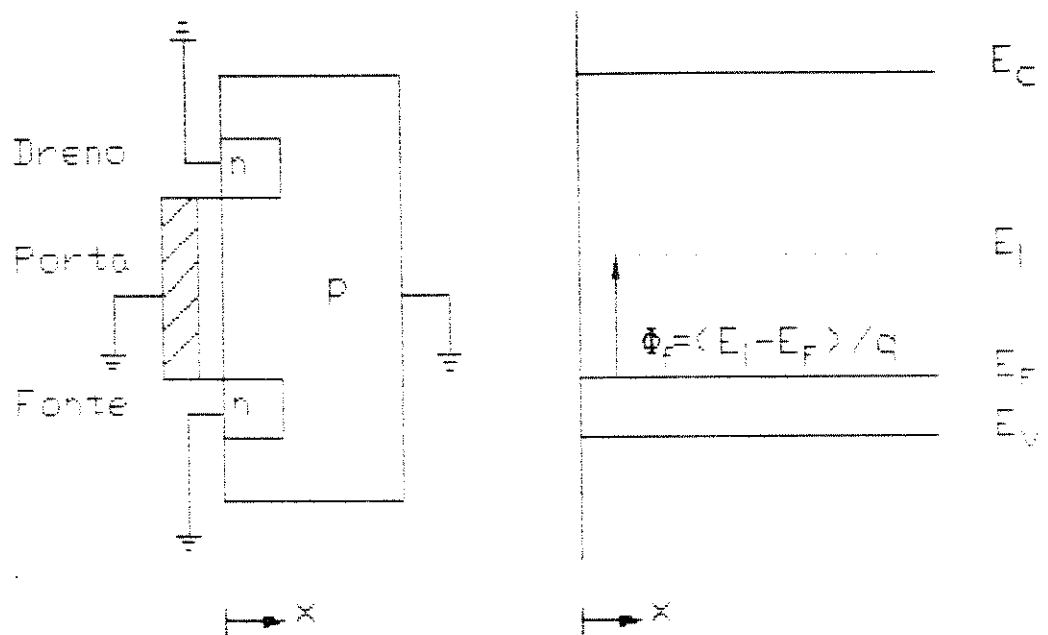


Fig.3.1 Diagrama de bandas de energia para um transistor MOS canal-N.

A aplicação de uma tensão na porta provocará um encurvamento das bandas de energia, que depende da polaridade da tensão e do tipo de substrato. Ao aplicarmos uma tensão negativa na porta, no caso de um substrato do tipo-p, as lacunas serão atraídas para a superfície do semiconductor e teremos a condição de acumulação, como mostra a figura 3.2.

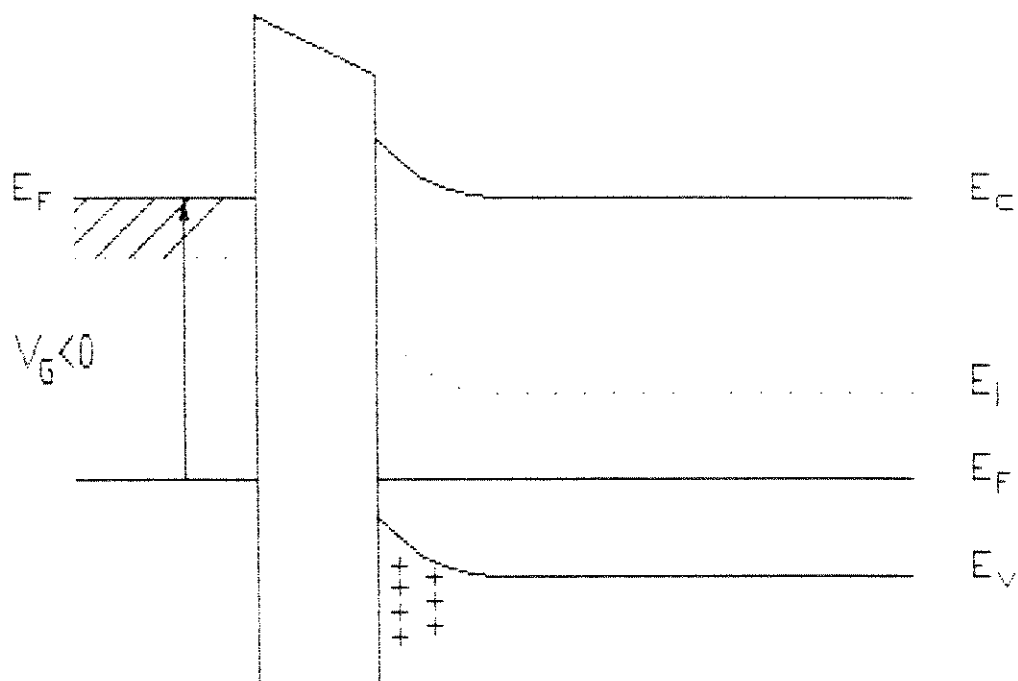


Figura 3.2 Encurvamento das bandas de energia na condição de acumulação.

Se aplicarmos uma tensão positiva, as lacunas serão repelidas da superfície do silício, formando uma região de depleção, figura 3.3.

Com o aumento da tensão positiva aplicada na porta, a região de depleção atinge um valor máximo $x_{d,max}$, quando os portadores minoritários (elétrons), por efeito de campo, começam a se deslocar para a região da interface formando o canal, ou seja, a camada de inversão.

No caso da aplicação da tensão positiva na porta, quando o potencial de superfície ϕ_s for igual a $2\phi_f$, temos o fenômeno da inversão forte, como mostra a figura 3.4.

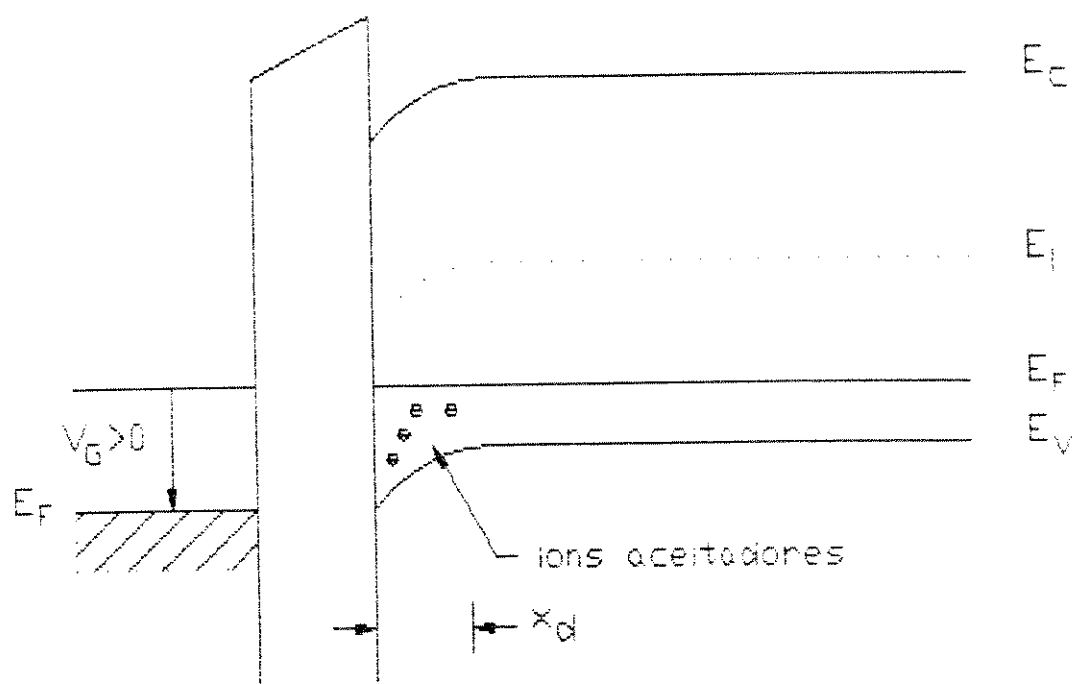


Figura 3.3 Encurvamento das bandas de energia na condição de depleção.

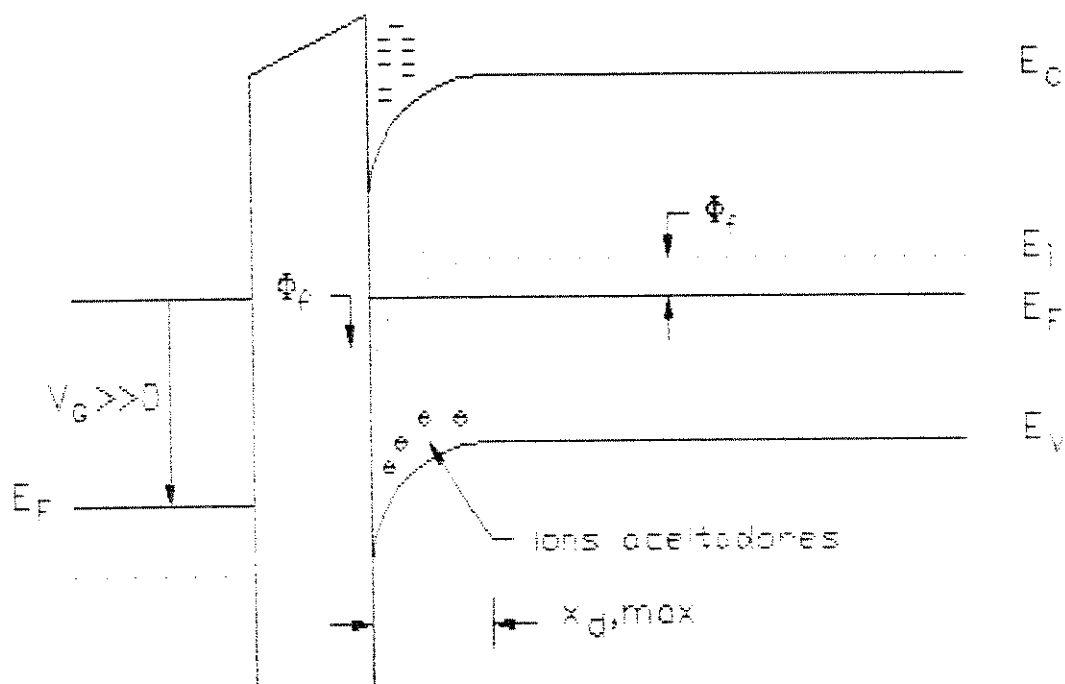


Figura 3.4 Encurvamento das bandas de energia na condição de inversão forte.

A tensão aplicada na porta para estabelecer a condição de inversão forte é denominada tensão de limiar.

A carga de inversão na região do canal, segundo Hofstein e Warfield [16], constitui-se de portadores minoritários que podem ser obtidos através de um ou de todos os seguintes mecanismos:

- 1 - geração e recombinação na região de depleção
- 2 - geração e recombinação através de estados de interface, localizados entre o óxido e o semiconductor
- 3 - difusão de portadores através da camada de depleção

A distribuição de cargas em uma estrutura MOS para várias condições de polarização de um substrato do tipo-p, pode ser vista na figura 3.5.

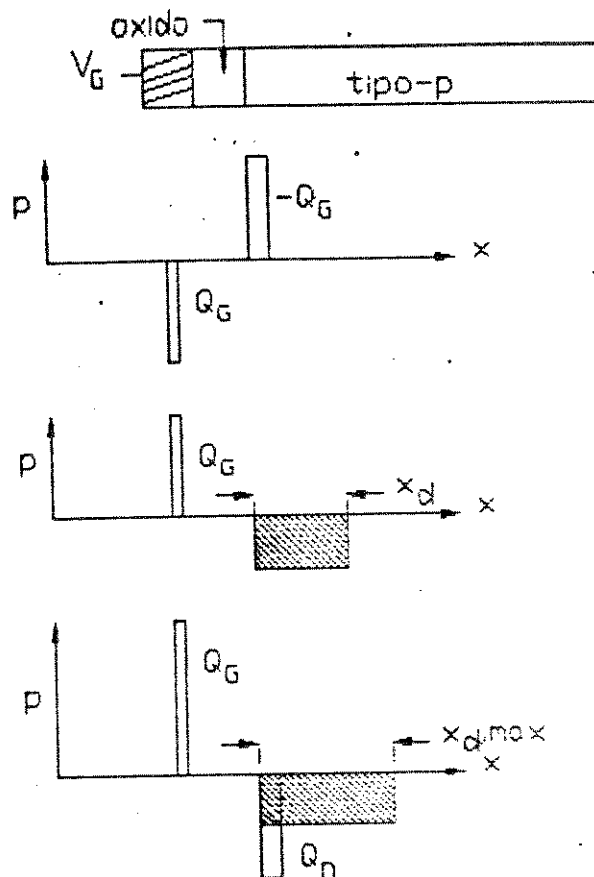


Figura 3.5 Distribuição de cargas em uma estrutura MOS(substrato tipo-p): (a) acumulação, (b) depleção, (c) inversão.

3.2 Cálculo da tensão de limiar

Calcularemos a seguir a tensão de limiar V_T , necessária para a condição de inversão forte e a carga na camada de inversão. A condição de inversão forte é obtida quando o potencial de superfície, isto é, o encurvamento das bandas de energia atinge:

$$\phi_s = 2\phi_f \quad (3.1)$$

A tensão aplicada na porta é a soma da queda de tensão no óxido e na superfície do semiconductor:

$$V_g = V_{ox} + \phi_s \quad (3.2)$$

por definição:

$$V_{ox} = E_{ox} t_{ox} \quad (3.3)$$

Das condições de contorno do eletromagnetismo, a continuidade do vetor deslocamento D na interface óxido-semiconductor exige que:

$$E_{ox} \epsilon_{ox} = E_{si} \epsilon_s \quad (3.4)$$

Utilizando o teorema de Gauss, o campo elétrico na superfície do silício pode ser escrito como:

$$E_{si} = \frac{-Q_s}{\epsilon_s \epsilon_o} \quad (3.5)$$

Combinando as equações (3.3), (3.4) e (3.5):

$$V_{ox} = \frac{-Q_s t_{ox}}{\epsilon_{ox} \epsilon_o} = \frac{-Q_s}{C_o} \quad (3.6)$$

onde a capacitância da porta por unidade de área é definida como:

$$C_o = \frac{\epsilon_{ox} \epsilon_o}{t_{ox}} \quad (3.7)$$

Reescrevendo a equação (3.2):

$$V_G = \frac{-Q_s}{C_o} + \phi_s \quad (3.8)$$

Na depleção Q_s , é igual à carga na camada de depleção Q_d

$$Q_s = Q_d = -qN_A x_d = - \left(2\epsilon_s \epsilon_o qN_A \phi_s \right)^{1/2} \quad (3.9)$$

onde

$$x_d = \left(2\epsilon_s \epsilon_o \phi_s / qN_A \right)^{1/2} \quad (3.10)$$

Reescrevendo a equação (3.8):

$$V_G = \frac{-Q_d}{C_o} + \phi_s = \frac{\left(2\epsilon_s \epsilon_o qN_A \phi_s \right)^{1/2}}{C_o} + \phi_s \quad (3.11)$$

Na condição de inversão, a tensão de limiar para um transistor MOS canal-N pode ser expressa por:

$$V_T = \frac{\left(2\epsilon_s \epsilon_o qN_A (2\phi_f) \right)^{1/2}}{C_o} + 2\phi_f \quad (3.12)$$

Na inversão, a densidade de carga no silício também inclui a carga na camada de inversão Q_n :

$$Q_s = Q_d + Q_n \quad (3.13)$$

Das equações (3.8) e (3.13):

$$\begin{aligned} V_G &= \frac{-Q_d}{C_o} - \frac{Q_n}{C_o} + 2\phi_f \\ &= \frac{-Q_n}{C_o} + V_T \end{aligned} \quad (3.14)$$

Assim:

$$Q_n = -C_o(V_G - V_T) \quad (3.15)$$

Para um transistor MOS canal-p [11], a tensão de limiar e a carga na camada de inversão podem ser mostradas através das equações (3.16) e (3.17):

$$V_T = \frac{-\left[2\epsilon_s \epsilon_o q N_d |2\phi_s|\right]^{1/2}}{C_o} + 2\phi_f \quad (3.16)$$

$$Q_p = -C_o(V_G - V_T) \quad (3.17)$$

3.3 Efeitos não ideais

Há vários efeitos que podem perturbar o caso ideal descrito acima, dos quais citamos anteriormente, a presença de cargas fixas na interface óxido-semicondutor e a

diferença da função trabalho metal-semicondutor.

Discutiremos, agora, a influência desses dois efeitos no cálculo da tensão de limiar.

No caso ideal, a diferença da função trabalho metal-semicondutor (ϕ_{ms}) é igual a zero. Se a função trabalho do alumínio (ϕ_M) é menor que a função trabalho do silício (ϕ_s), figura 3.6, então ϕ_{ms} é diferente de zero.

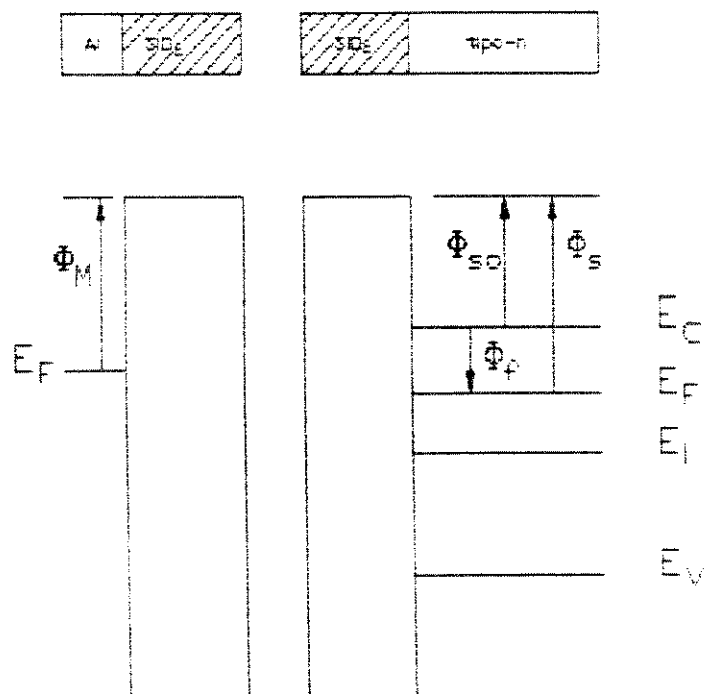


Figura 3.6 Estrutura : alumínio-óxido(SiO₂) e óxido-substrato.

Quando as duas estruturas alumínio-óxido são colocadas em contato, pela condição de equilíbrio termodinâmico, o nível de Fermi deve ser constante em toda a estrutura. Isto resulta em uma densidade de cargas na superfície do silício, provocando um encurvamento das bandas de energia, efeito este provocado pela diferença da função trabalho metal-semicondutor ser diferente de zero, figura 3.7.

Para restabelecermos a condição de banda plana devemos aplicar uma tensão negativa na porta, figura 3.8.

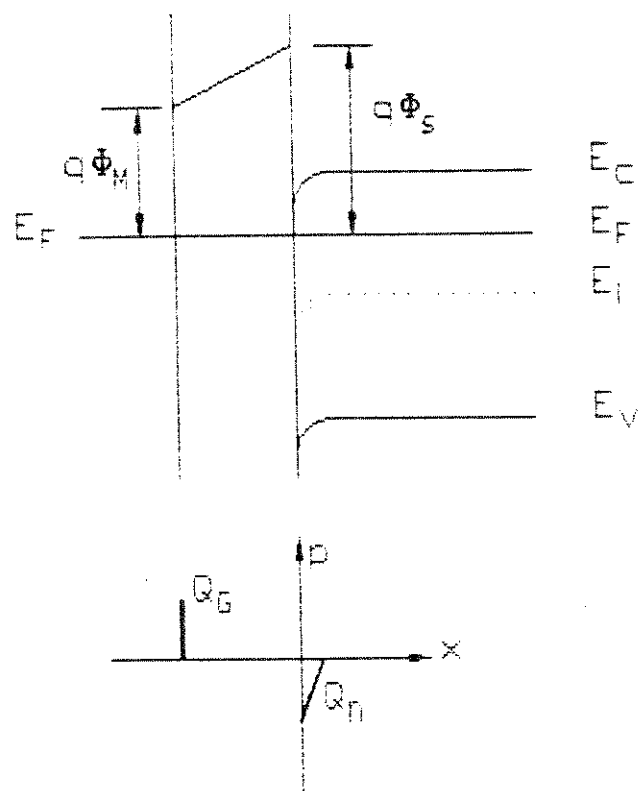


Figura 3.7 Encurvamento das bandas de energia devido a $\phi_{ms} \neq 0$.

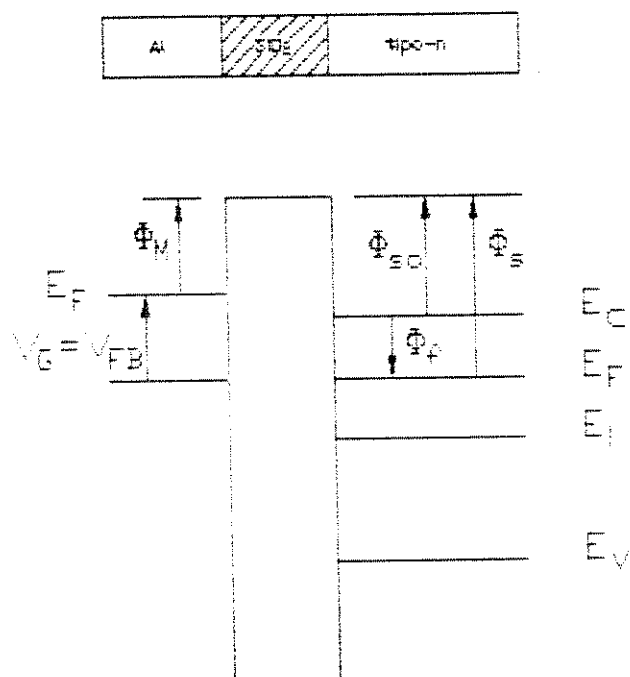


Figura 3.8 Restabelecer a condição de banda plana através da tensão V_{FB} .

O outro efeito que altera o comportamento da estrutura MOS, é a presença de cargas positivas no óxido. As cargas fixas Q_f são positivas e a sua presença na interface óxido-semicondutor causa um encurvamento das bandas de energia, quando não há nenhuma tensão aplicada na porta, figura 3.9.

A condição de banda plana é restabelecida quando é aplicada na porta uma tensão negativa, figura 3.10, definida por:

$$V_{FB} = \frac{-Q_f}{C_o} \quad (3.18)$$

Pelo princípio da superposição podemos somar os dois efeitos não ideais estudados acima e a tensão de banda plana pode ser expressa por:

$$V_{FB} = \phi_{ms} - \frac{Q_f}{C_o} \quad (3.19)$$

Reescrevendo a equação (3.10):

$$V_G = V_{FB} + \phi_s - \frac{Q_f}{C_o} \quad (3.20)$$

Em um transistor MOS a tensão de limiar é a soma da tensão de banda plana, necessária para contrabalancear os efeitos de ϕ_{ms} e Q_f , mais a tensão necessária para obtermos a condição de inversão :

$$V_T = \phi_{ms} - \frac{Q_f}{C_o} + 2\phi_f - \frac{Q_d}{C_o} \quad (3.21)$$

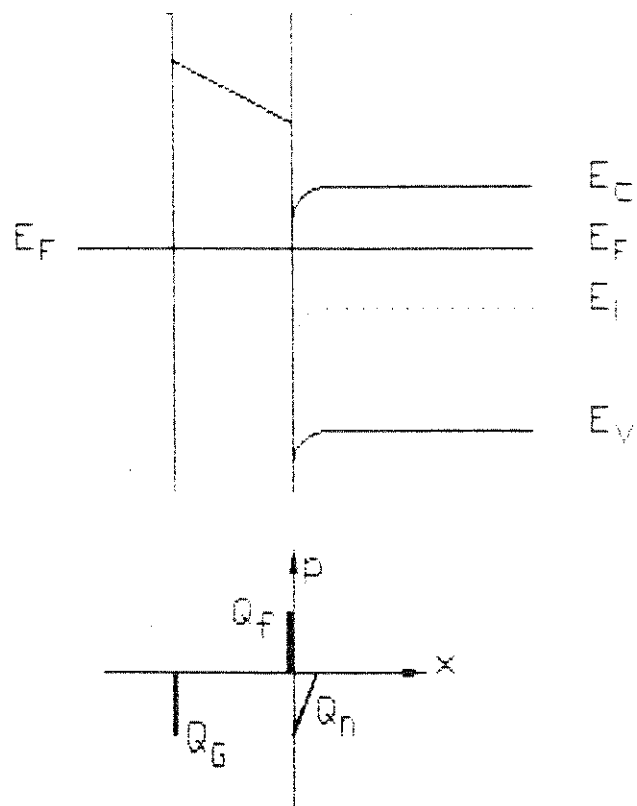


Figura 3.9 Encurvamento das bandas de energia devido a Q_f .

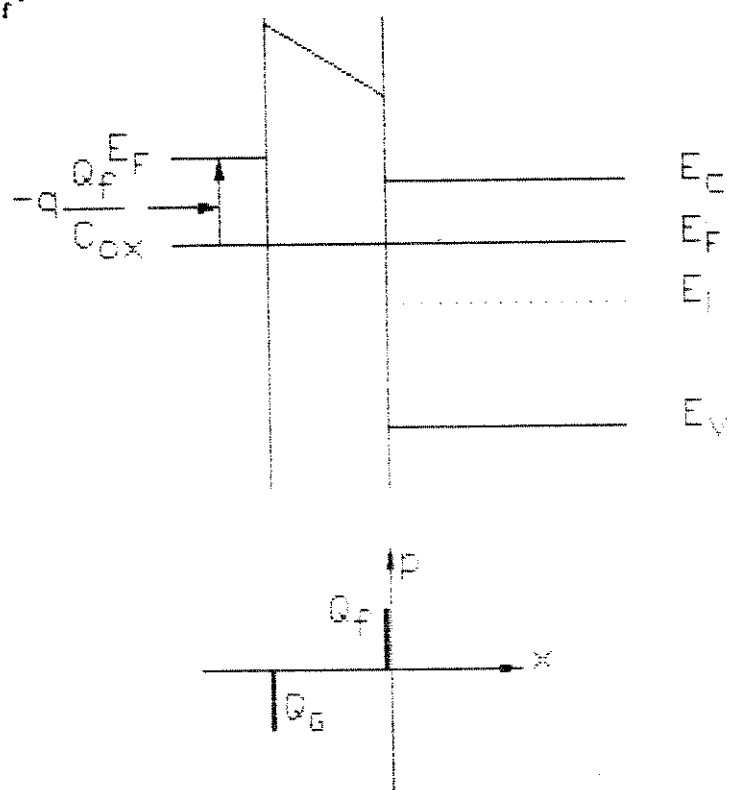


Figura 3.10 Tensão aplicada na porta para restabelecer a condição de banda plana.

3.4. Características do transistor MOS

Neste item, desenvolveremos o modelo clássico do transistor MOS canal-N, apresentando as três regiões de operação : triodo, saturação e ruptura, bem como os efeitos de perfuração, modulação do canal e a medida prática da tensão de limiar .

A característica de transferência ($I_D \times V_{D_s}$) de um transistor MOS é dividida em três regiões : triodo, saturação e ruptura.

3.4.1 Região Triodo

Para o dispositivo operar na região triodo a tensão aplicada ao dreno será menor em relação à tensão aplicada na porta. Nesta região triodo existe um canal de inversão uniforme que se estende da fonte até o dreno. O canal tem uma largura constante W , um comprimento constante L e uma espessura x_c . Mostramos na figura 3.11 o dispositivo em estudo.

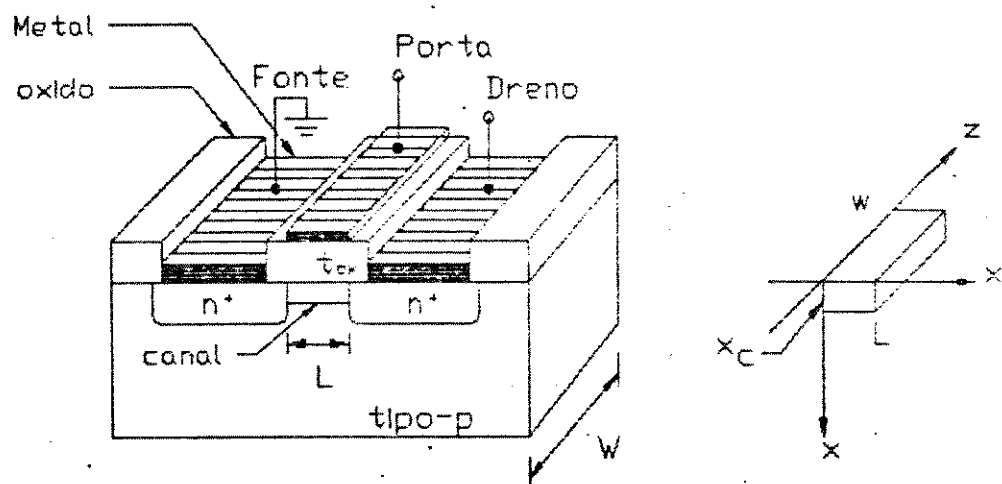


Figura 3.11 Transistor MOS canal-N .

Para o cálculo da corrente, tomamos um elemento incremental do canal, redesenhado à direita da figura 3.11, onde o sentido do fluxo de corrente está definido no eixo y, e calculamos a tensão diferencial sobre esse elemento [11]:

$$dV = I_D dR \quad (3.22)$$

mas,

$$dR = \frac{\rho dy}{x_c(y)w} \quad (3.23)$$

como:

$$\rho = (q\mu n)^{-1} \quad (3.24)$$

temos que:

$$dV = \frac{I_D dy}{q\mu_n x_c(y)w} \quad (3.25)$$

Entretanto, a carga na inversão é:

$$qx_c(y)n = Q_n(y) \quad (3.26)$$

portanto:

$$dV = \frac{I_D dy}{Q_n(y)\mu w} \quad (3.27)$$

Reescrevendo a equação (3.27):

$$I_D dy = Q_n(y)\mu w dV \quad (3.28)$$

Ao aplicarmos uma tensão no dreno ocorre uma queda de tensão em um ponto y do canal denominada $V(y)$. Para uma

tensão constante na porta a carga de inversão no canal pode ser escrita a partir da equação:

$$Q_n(y) = [V_G - V_T - V(y)] C_o \quad (3.29)$$

Reescrevendo a equação (3.28):

$$I_D dy = [V_G - V_T - V(y)] C_o \mu w dv \quad (3.30)$$

Integrando a equação acima:

$$I_D \int_0^L dy = C_o \mu w \int_0^{V_D} [(V_G - V_T) - V(y)] dv \quad (3.31)$$

$$I_D = C_o \mu \frac{w}{L} [(V_G - V_T) V_D - \frac{1}{2} V_D^2] \quad (3.32)$$

assim:

$$I_D = \beta [(V_G - V_T) V_D - \frac{1}{2} V_D^2] \quad (3.33)$$

onde:

$$\beta = \beta_o \frac{w}{L} \quad \text{e} \quad \beta_o = C_o \mu = \frac{\epsilon_{ox} \epsilon_o}{t_{ox}} \mu \quad (3.34)$$

Através da secção transversal do dispositivo, quando na região triodo, podemos observar o canal de inversão e a região de depleção, figura 3.12.

3.4.2 Região de saturação

Se aumentarmos a tensão aplicada ao dreno ocorrerá um aumento na corrente de dreno. Quando a corrente satura em um

valor constante, o dispositivo está operando na região de saturação. Na saturação ocorre a constrição do canal (pinch-off), e a densidade de portadores minoritários próximo ao dreno é aproximadamente igual a zero, figura 3.13. Nesta figura, também observamos um aumento na região de depleção, em virtude do aumento da tensão aplicada ao dreno, pois a junção de dreno (diodo de dreno) está polarizada reversamente .

Na condição de constrição temos que:

$$V_G - V_{D, sat} = V_T \quad (3.35)$$

ou

$$V_{D, sat} = V_G - V_T \quad (3.36)$$

Substituindo a equação (3.36) em (3.33):

$$I_D = \frac{1}{2} \beta (V_G - V_T)^2 \quad (3.37)$$

3.4.3 Região de Ruptura

Quando o dispositivo está operando na região de saturação, todo o excesso de tensão aplicada ao dreno, maior que a tensão de saturação, está aplicado na camada de depleção. Consequentemente, se a tensão no dreno aumentar muito ocorrerá a ruptura do diodo de dreno, provocando assim um aumento abrupto na corrente de dreno.

A geometria da difusão e a presença de um eletrodo metálico na porta do dispositivo são dois fatores que influenciam a tensão de ruptura. A geometria da junção altera a distribuição do campo elétrico, com isso, existem regiões onde a intensidade do campo elétrico é maior e, portanto, suscetíveis a uma tensão de ruptura menor, figura 3.14.

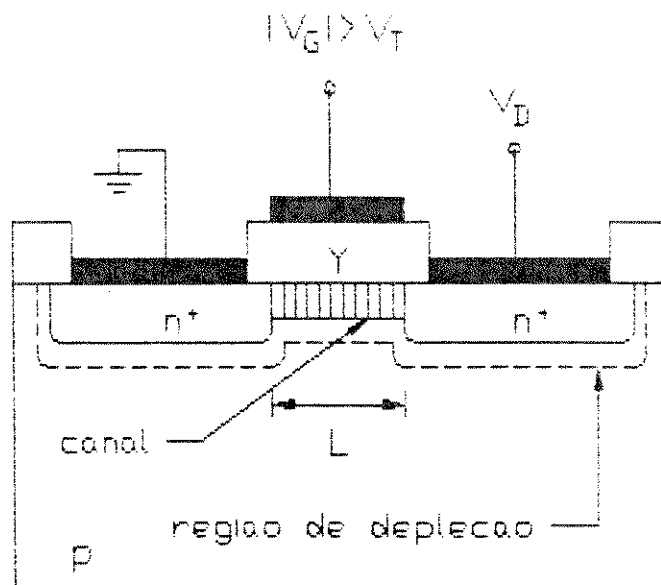


Figura 3.12 Secção transversal do dispositivo na região triodo.

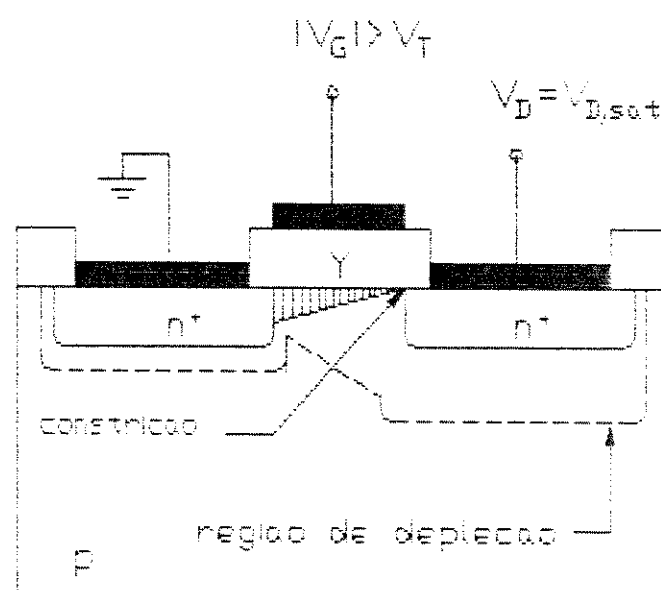


Figura 3.13 Secção transversal do dispositivo na região de saturação.

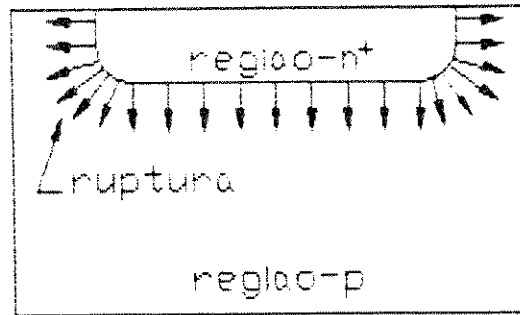


Figura 3.14 Distribuição do campo elétrico na junção-pn .

A presença do eletrodo metálico na porta altera a intensidade do campo elétrico próximo à junção do diodo de dreno, figura 3.15. Se aplicarmos na porta uma tensão negativa em relação ao substrato, ocorrerá um aumento na intensidade do campo elétrico na região de depleção de dreno. Esse aumento da intensidade do campo elétrico provocará uma diminuição na tensão de ruptura. Mas, se aplicarmos na porta uma tensão positiva em relação ao substrato, ocorrerá uma diminuição na intensidade do campo elétrico na região de depleção de dreno, possibilitando, assim, um aumento na tensão de ruptura.

A característica de transferência ($I_D \times V_{DS}$) das três regiões citadas pode ser vista na figura 3.16.

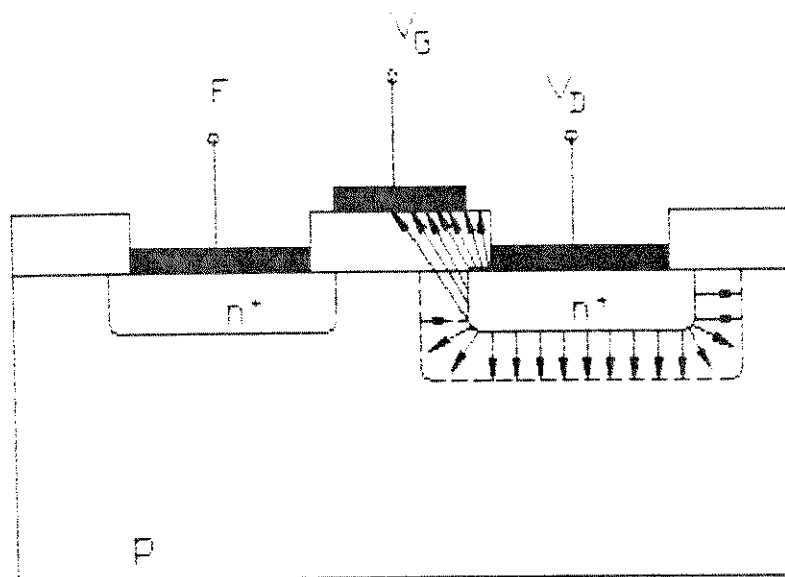


Figura 3.15 Distribuição do campo elétrico na região de dreno.

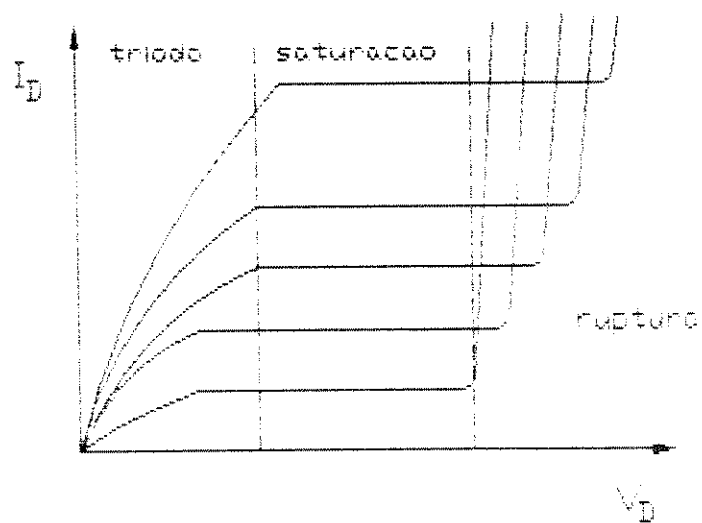


Figura 3.16 Regiões de operação do transistor: triodo, saturação e ruptura.

3.4.4 Efeito de perfuração

A perfuração ou "punch-through" ocorre quando a região de depleção avança até atingir a fonte. Podemos observar o efeito da perfuração na característica de transferência ($I_D \times V_{DS}$) do dispositivo, através da figura 3.17.

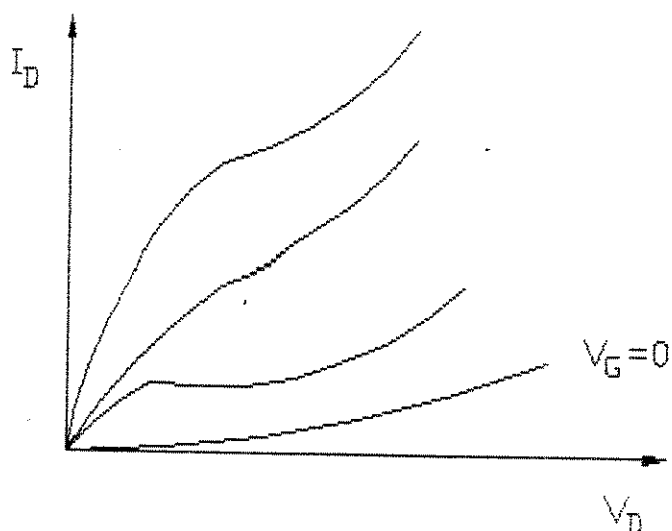


Figura 3.17 Característica $I_D \times V_{DS}$ devido ao efeito de perfuração.

Os portadores minoritários injetados na fonte são atraídos pelo forte campo elétrico transversal existente na região de depleção e coletados no dreno. A tensão aplicada ao dreno, necessária para ocorrer a perfuração, pode ser muito pequena para canais de pequenos comprimentos e substratos de alta resistividade. Quando o comprimento do canal for relativamente longo e o substrato de baixa resistividade, essa tensão será maior e a ruptura do diodo de dreno será observada antes da perfuração.

3.4.5 Modulação do canal

Esse efeito ocorre quando a região de depleção se move em direção à fonte, para uma tensão de dreno maior que a tensão de saturação. O comprimento efetivo (L') do canal está ilustrado na figura 3.18.

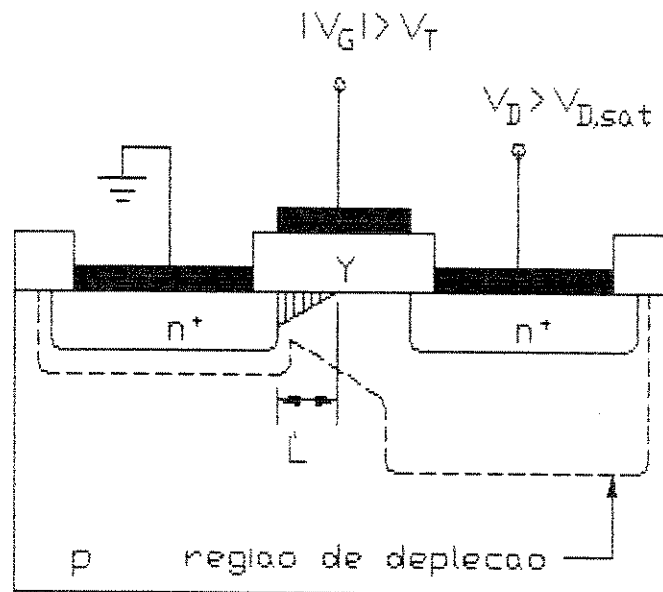


Figura 3.18 Secção transversal do dispositivo mostrando o efeito de modulação no canal.

Devido a esse efeito, a característica de transferência ($I_D \times V_{DS}$) sofre uma inclinação como ilustra a figura 3.19. Essa inclinação representa uma impedância de saída finita.

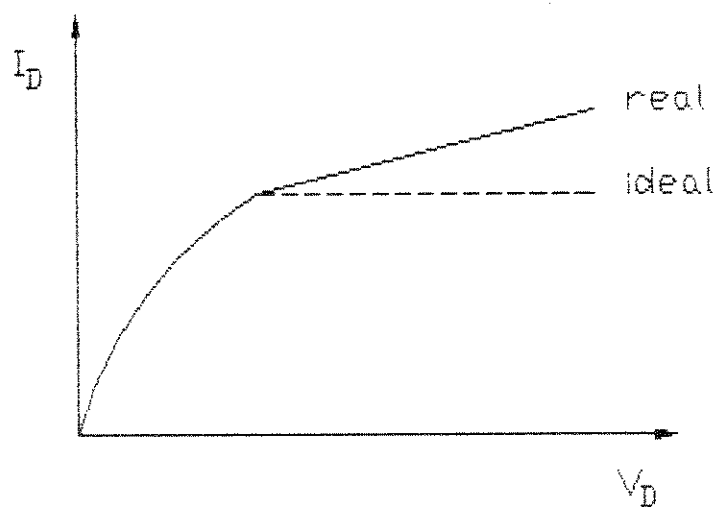


Figura 3.19 Característica devido ao efeito de modulação no canal.

3.4.6 Cálculo da tensão de limiar (V_T)

Quando a porta está conectada ao dreno o transistor MOS está operando na região de saturação. Com o dispositivo operando nesta configuração, a característica de transferência ($I_D \times V_{DS}$) obedece a uma lei quadrática.

A tensão de limiar é a interseção com o eixo x da tangente da curva ($\sqrt{I_D} \times V_G$) na condição de saturação, figura 3.20.

$$I_D = \frac{1}{2} \beta (V_G - V_T)^2 \quad (3.38)$$

$$\sqrt{I_D} = \sqrt{\beta/2} (V_G - V_T)^2 \quad (3.39)$$

$$I_D = 0 \text{ quando } V_G = V_T .$$

A inclinação da curva é:

$$\frac{d\sqrt{I_D}}{dV_G} = \sqrt{\beta/2} \quad (3.40)$$

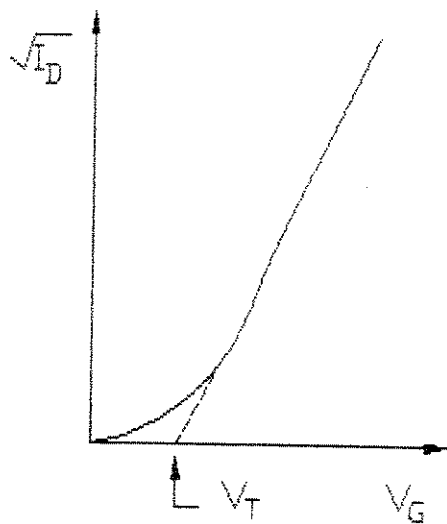


Figura 3.20 Cálculo da tensão de limiar(V_T).

4. Parte Experimental

Desenvolvemos a parte experimental com o objetivo de obter um conhecimento geral em microeletrônica, desde a definição de um processo de fabricação até a caracterização elétrica dos dispositivos. Construímos vários transistores MOS e bipolar em uma mesma lâmina, visando um estudo do comportamento dos transistores em diferentes condições de recozimento do alumínio. Além dos transistores, construímos dispositivos de teste que permitiram um estudo da influência do recozimento na resistência de contato metal-semicondutor (Al/Si).

Descreveremos as etapas de processo necessárias para a construção dos dispositivos e a descrição dos métodos de medidas que permitem caracterizar as etapas de processo e o comportamento elétrico dos dispositivos.

4.1 Máscaras

O conjunto de máscaras projetado para a realização deste trabalho é composto de sete níveis, figuras 4.1 a 4.7. Entretanto, utilizamos apenas cinco níveis, figuras 4.1 a 4.5, necessários para a construção dos dispositivos em um processo convencional. Os dois níveis restantes visam um estudo da utilização de materiais novos na construção e caracterização dos dispositivos em um processo não-convencional, estudo este, que está fora do escopo deste trabalho.

Os cinco níveis considerados são:

- Para o transistor bipolar:
 - difusão de base (nível-1)
 - difusão de emissor (nível-2)
 - óxido fino (nível-3)
 - abertura de contatos (nível-4)
 - fotogração do alumínio (nível-5)

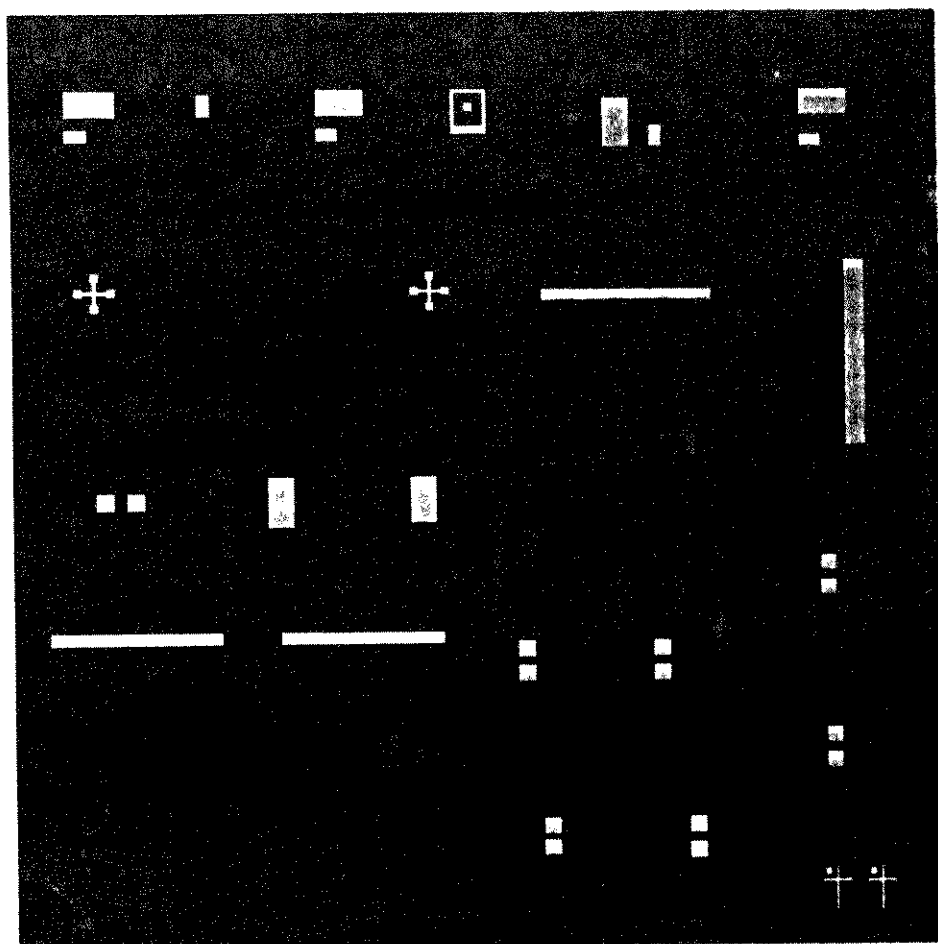


Figura 4.1 Nível-1: difusão de base, fonte, dreno e poço.

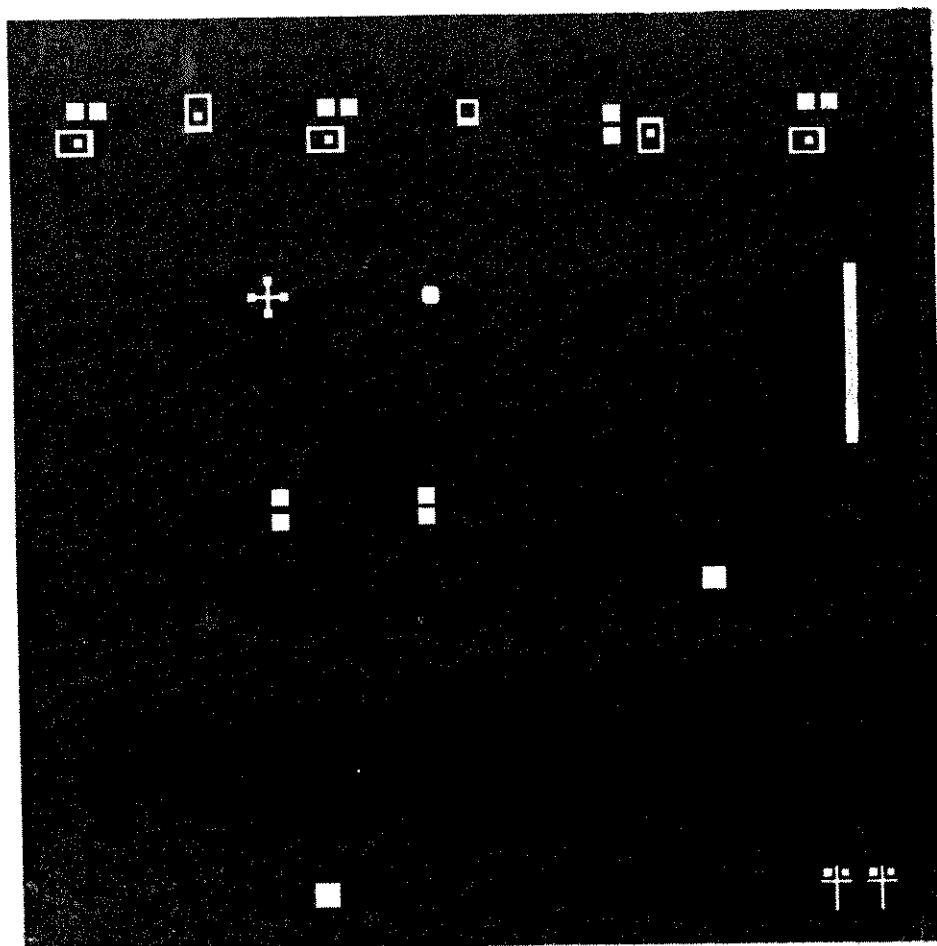


Figura 4.2 Nível-2: difusão de emissor, fonte e dreno.

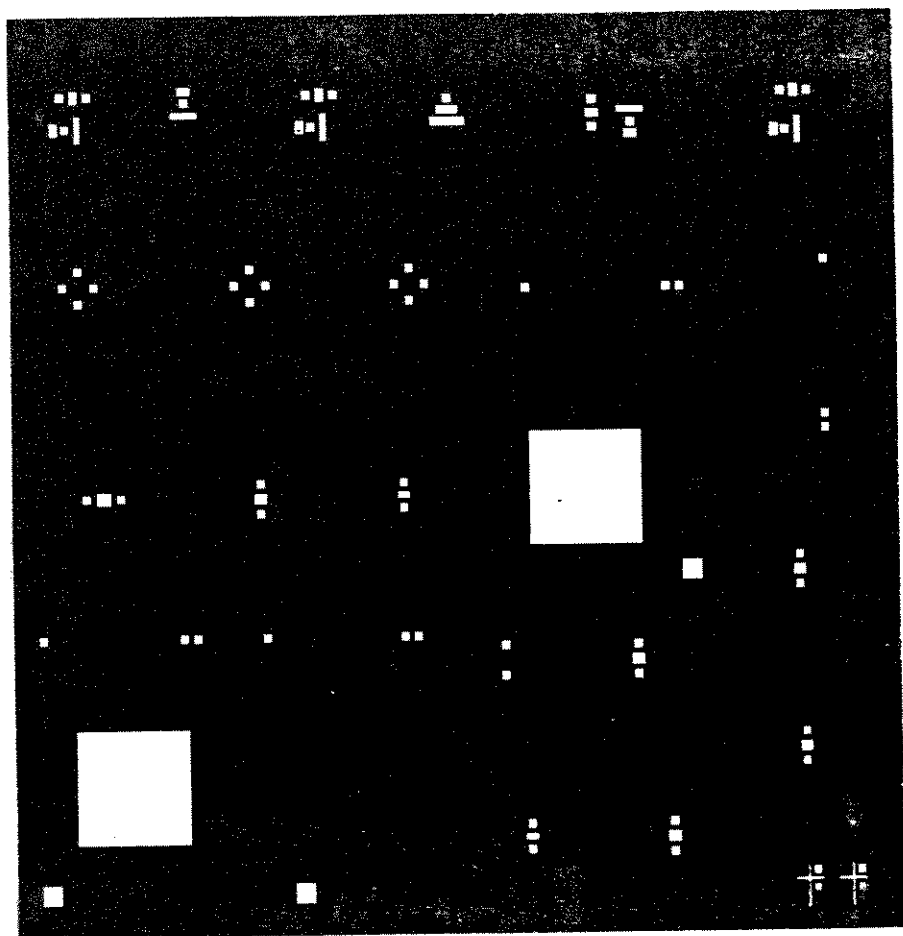


Figura 4.3 Nível-3: óxido fino.

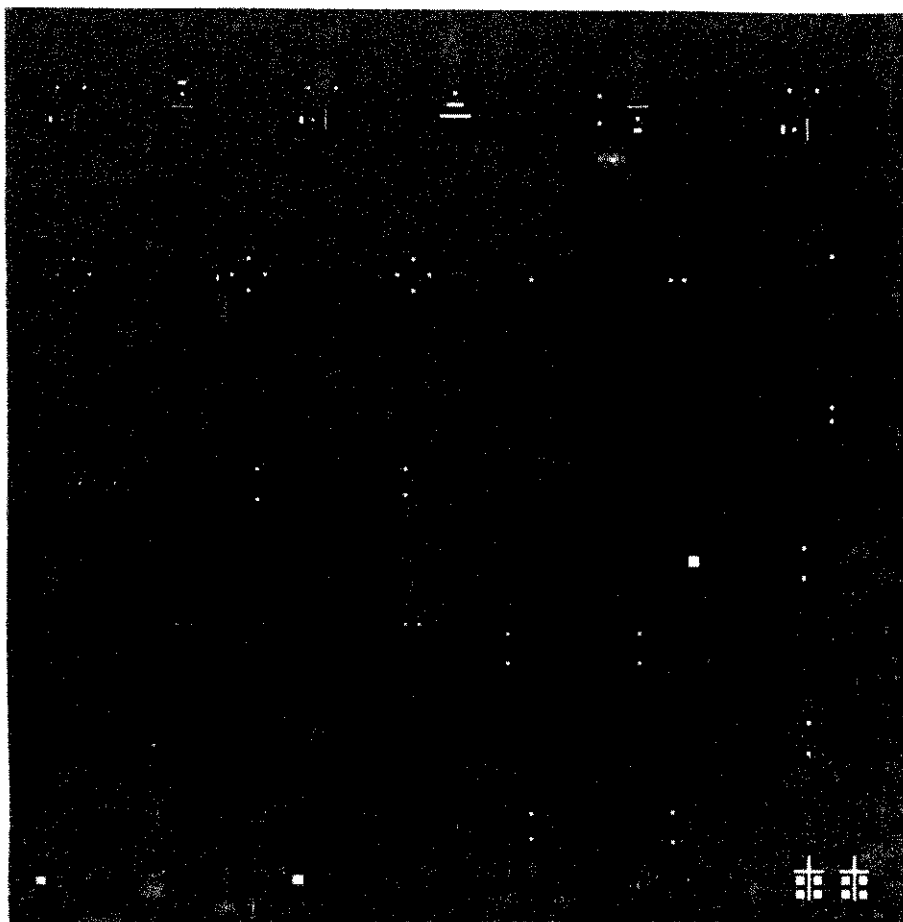


Figura 4.4 Nível-4: abertura de contatos.

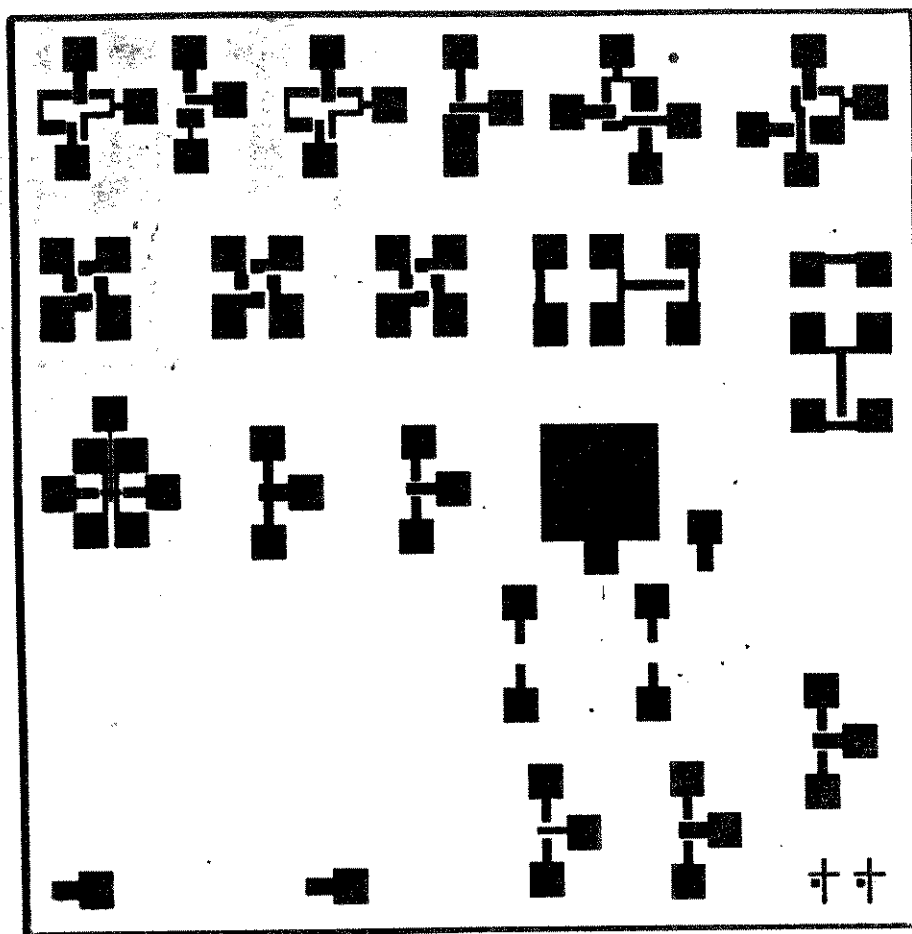


Figura 4.5 Nível-5: fotografia do alumínio.

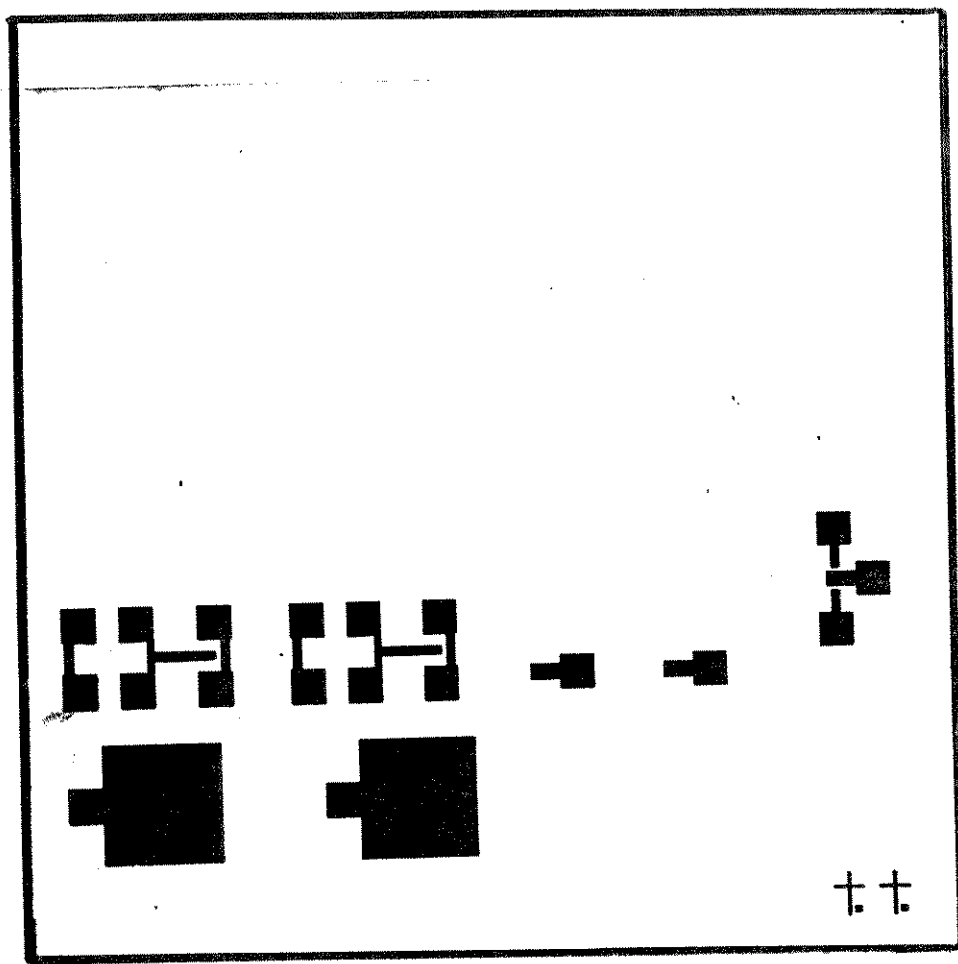


Figura 4.6 Nível-6: opcional.

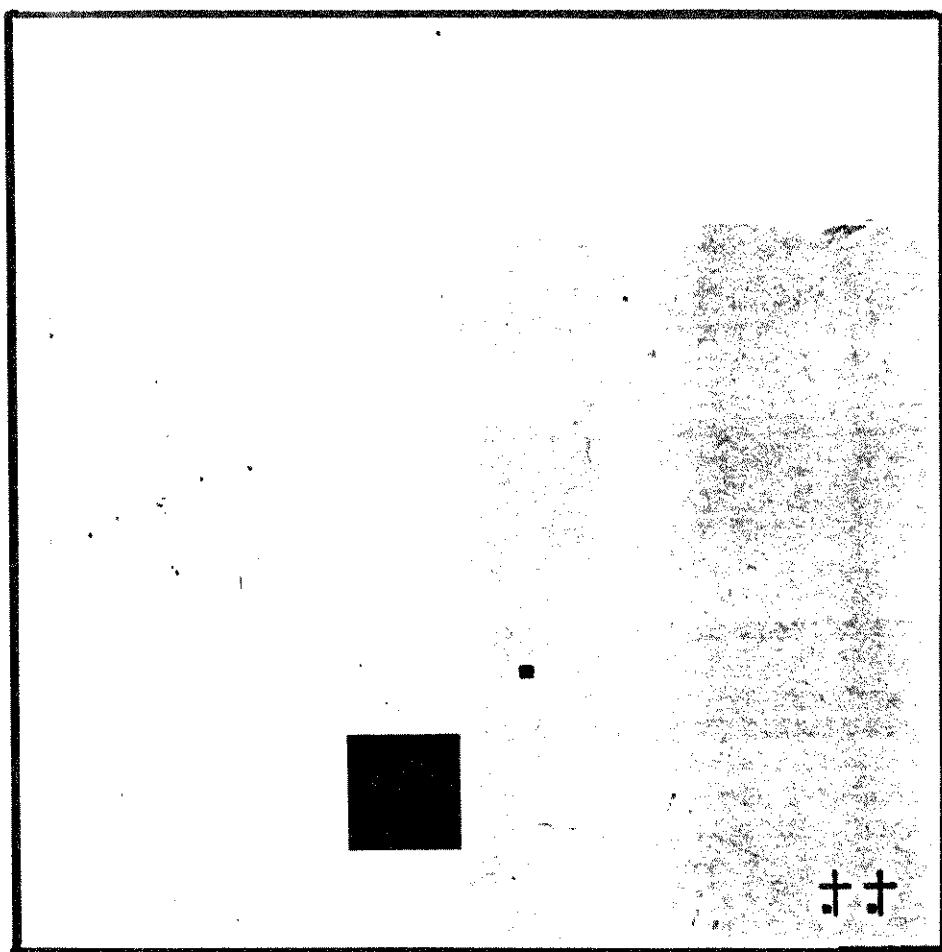


Figura 4.7 Nível-7: opcional.

— Para o transistor MOS:

- difusão de fonte, dreno e poço (nível-1)
- difusão de fonte e dreno (nível-2)
- óxido fino (nível-3)
- abertura de contatos (nível-4)
- fotogravação do alumínio (nível-5)

Cada pastilha contém ao todo 24 dispositivos que foram definidos como:

- transistores MOS
- transistores bipolar
- elementos para a medida de resistência de contato
- capacitores

Nem todos os dispositivos construídos serão utilizados no trabalho. Em uma mesma lâmina temos os transistores MOS canal-n e canal-p, com as seguintes dimensões:

- largura do canal (W): $60\ \mu\text{m}$
- comprimento do canal (L): $10\ \mu\text{m}$ e $30\ \mu\text{m}$

A figura 4.7 mostra a configuração do transistore MOS com os diferentes níveis de máscaras.

A configuração do transistor bipolar com os diferentes níveis de máscaras é mostrada na figura 4.8. As dimensões do transistor são:

- difusão de base: $60\ \mu\text{m} \times 100\ \mu\text{m}$
- difusão de emissor: $40\ \mu\text{m} \times 40\ \mu\text{m}$

O substrato é utilizado como a região de coletor, sendo assim, em um transistor n-p-n é necessário efetuar uma difusão de emissor no substrato, para a realização do contato ôhmico.

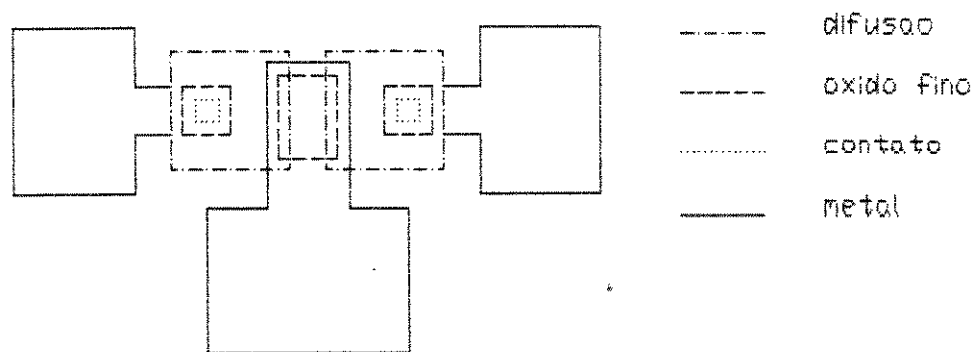


Figura 4.8 Configuração do transistor MOS.

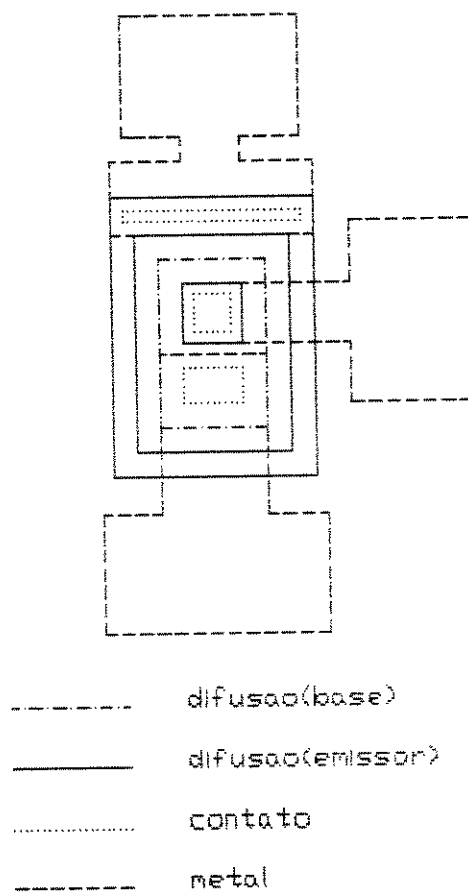


Figura 4.9 Configuração do transistor bipolar.

A estrutura utilizada para medir a resistência de contato (Al/Si) é mostrada na figura 4.10, cujas dimensões são:

- W 60 μm
- w 20 μm
- l_1 40 μm
- l_2 600 μm
- d 20 μm

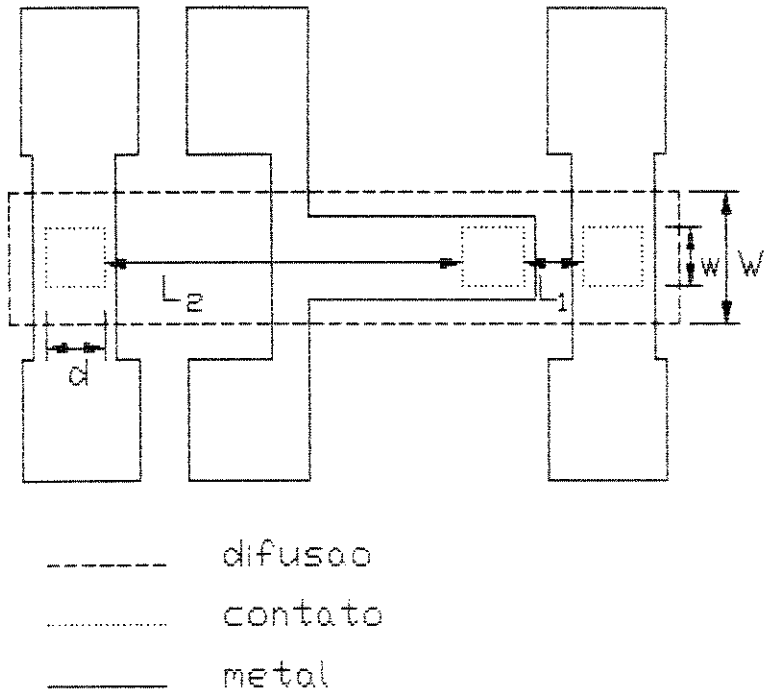


Figura 4.10 Configuração do dispositivo para medir a resistência de contato entre Al/Si.

4.2 Descrição do Processo

Para a implementação dos dispositivos foram selecionadas lâminas de silício (Wacher Co.) de condutividade tipo-n, orientação cristalina (100), resistividade da ordem de 0,15 Ωcm e diâmetro de 2 polegadas. Todas as lâminas foram submetidas às seguintes etapas do processo:

- 1 - Caracterização das Lâminas
- 2 - Limpeza Inicial
- 3 - Oxidação Inicial
 $T = 1150\text{ }^{\circ}\text{C}$
60 min $\text{N}_2 + \text{H}_2\text{O}$ (1l/min)
- 4 - Fotolitografia para Difusão (base, fonte, dreno e poço)
- 5 - Deposição de Boro
 $T = 925\text{ }^{\circ}\text{C}$
50 min N_2 , 10 min O_2 , 10 min N_2
- 6 - Remoção de Borosilicato
- 7 - Penetração de Boro
 $1150\text{ }^{\circ}\text{C}$
10 min O_2 , 40 min $\text{N}_2 + \text{H}_2\text{O}$, 10 min N_2
- 8 - Fotolitografia para Difusão (emissor, fonte e dreno)
- 9 - Deposição de Fósforo
 $T = 950\text{ }^{\circ}\text{C}$
50 min N_2 , 10 min O_2 , 10 min N_2
- 10 - Remoção de Fósforosilicato
- 11 - Penetração de Fósforo
 $T = 1000\text{ }^{\circ}\text{C}$
10 min O_2 , 30 min $\text{N}_2 + \text{H}_2\text{O}$, 10 min N_2
- 12 - Fotolitografia para Óxido Fino
- 13 - Oxidação de Porta
 $T = 1000\text{ }^{\circ}\text{C}$
40 min O_2 (1l/min)
- 14 - Fotolitografia para Abertura de Contatos
- 15 - Metalização
- 16 - Fotolitografia para Definição de Metalização

4.3 Medidas

A resistividade das lâminas foi medida utilizando o método das quatro pontas [10], figura 4.11.

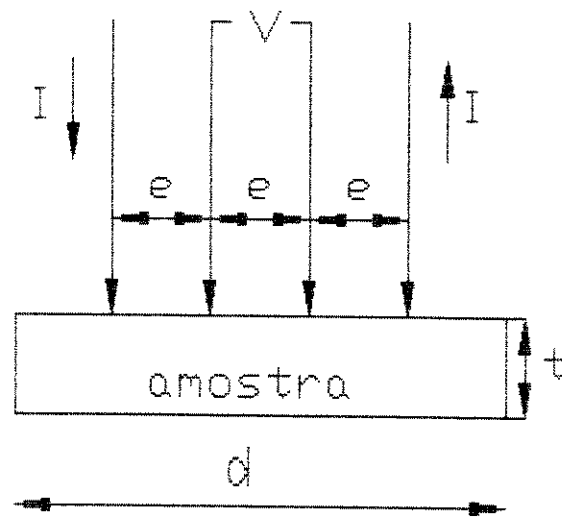


Figura 4.11 Medida de quatro pontas.

A resistência de folha R_s é dada por:

$$R_s = \frac{V}{I} F\left(\frac{d}{e}, \frac{t}{e}\right) \quad (4.1)$$

onde $F\left(\frac{d}{e}, \frac{t}{e}\right)$ é um fator de correção que depende da geometria da amostra.

Se

$$d/e \gg 1 \text{ e } t/e \ll 1$$

temos

$$F\left(\frac{d}{e}, \frac{t}{e}\right) = \frac{\pi}{\ln 2} \approx 4,532 \quad (4.2)$$

Portanto:

$$R_s = 4,532 \frac{V}{I} \quad (4.3)$$

A resistividade pode ser expressa por:

$$\rho = 4,532 \frac{V}{I} t \quad (4.4)$$

onde t = espessura da lâmina.

4.4 Resistência de Contato

A resistência de contato entre o alumínio e o silício é determinada usando o método TLM (modelo de linha de transmissão), desenvolvido por Berger [17,18]. A resistência total R_T , entre dois contatos pode ser expressa por:

$$R_T = R_s \frac{l}{W} + 2R_c \quad (4.5)$$

onde R_s é a resistência de folha e R_c é a resistência de contato Al/Si. Aplicando a equação (4.5) para as resistências medidas separadamente, figura 4.12, R_1 e R_2 , temos:

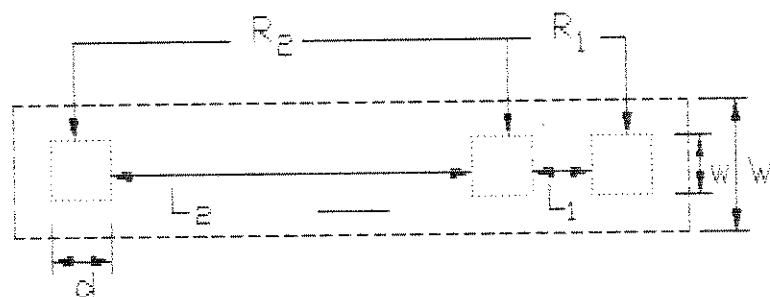


Figura 4.12 Resistor planar.

$$R_c = \frac{R_{12} - R_{21}}{2(l_2 - l_1)} \quad (4.6)$$

$$R_s = \frac{(R_2 - R_1)W}{(I_2 - I_1)} \quad (4.7)$$

4.5 Profundidade de Junção

Para medir a profundidade de junção das difusões de base e emissor utilizamos o método de desbaste em ângulo. Este método consiste em fazer um polimento mecânico com uma inclinação de aproximadamente 5° com relação ao plano da amostra. A amostra é colocada em uma solução de $\text{HF} + \text{H}_2\text{O}$ (1:10) com uma forte iluminação, por 1 ou 2 minutos. A região do tipo-p ficará mais escura do que a região do tipo-n.

Com o auxílio de um microscópio interferométrico Leitz, que emprega luz monocromática de comprimento de onda igual a $5460 \text{ \AA}$ (luz verde), podemos medir a profundidade de junção, dada por:

$$x_j = \Delta N \frac{\lambda}{2} \pm 0,13 \text{ } \mu\text{m} \quad (4.8)$$

onde

ΔN = número de franjas contidas na junção

λ = comprimento de onda da luz verde

4.6 Recozimento

Na construção dos dispositivos, depois da etapa de Fotolitografia para a Definição de Metalização, segue-se a etapa de recozimento necessária para obtermos um contato ôhmico de baixa resistência entre o alumínio e o silício. As lâminas foram recozidas em um ambiente de nitrogênio (N_2), com um fluxo de $0.51/\text{min}$, onde a temperatura do forno é monitorada por um controlador de temperatura do tipo PID

(proporcional, integral, diferencial), e foram introduzidas no forno sobre uma barqueta de quartzo.

4.7 Características dos Transistores

As curvas características dos transistores MOS ($I_D \times V_{DS}$ e $\sqrt{I_D} \times V_G$) e bipolar ($V_{CE} \times I_C$ e $I_C \times V_{BE}$), e as curvas características $I \times V$ das estruturas de teste (TLM), foram fotografadas utilizando-se um traçador de curvas Tektronik 576.

5. Resultados, Análises e Conclusões.

Apresentaremos neste capítulo os resultados obtidos na realização deste trabalho: resistência de contato, resistência de folha, profundidade de junção, concentração na superfície e o comportamento das características elétricas dos transistores em diferentes condições de recozimento térmico do alumínio, bem como, as análises e conclusões.

5.1 Concentração e Profundidade de junção.

Para uma lâmina n<100> de espessura igual a 300 μm , utilizando o método das quatro pontas ($V/I = 1,2\Omega$), obtivemos a resistividade da lâmina da ordem de 0,16 Ωcm .

Utilizando o método de desbaste em ângulo obtivemos a profundidade de junção para a difusão de base e para a difusão de emissor, tabela 1.

Profundidade de junção	$x_j (\mu\text{m})$
Difusão de base	2,73
Difusão de emissor	2,18

Tabela 1 Profundidade de junção.

A tabela 2 mostra um valor médio da resistência de folha para as difusões de base e emissor obtidas utilizando o método TLM (modelo de linha de transmissão). A concentração na superfície pode ser determinada através da resistência de folha e da profundidade de junção, utilizando as curvas de Irvin [6]. A concentração na superfície, obtida no processo para a difusão de base e para a difusão de emissor, está ilustrada na tabela 3.

Resistência de folha	$\Omega/\square$
Difusão de base	70
Difusão de emissor	5

Tabela 2 Resistência de folha.

Conc. na superfície	cm^{-3}
Difusão de base	10^{19}
Difusão de emissor	4×10^{20}

Tabela 3 Concentração na superfície.

5.2 Resistência de Contato.

Como já dissemos anteriormente, o modelo da linha de transmissão (TLM) é utilizado para medir a resistência de contato entre o alumínio e o silício. Antes do recozimento térmico foram efetuadas várias medidas em uma lâmina $n<100>$, determinando a resistência de contato entre o alumínio e a difusão de base e entre o alumínio e a difusão de emissor. A tabela 4 mostra a resistência de contato entre o alumínio e a difusão de base e a tabela 5 mostra a resistência de contato entre o alumínio e a difusão de emissor.

Disp.	$R_1 (\Omega)$	$R_2 (\Omega)$	$R_c (\Omega)$
1	17200	19400	8521,4
2	15800	20000	7750
3	12000	16000	5857,2
4	3600	5000	1750
5	5600	6000	2785,7
6	5400	9600	2550
7	12000	13200	5957,1
8	6800	8800	3328,5
9	8600	10600	4228,5
10	3600	5000	1750

Tabela 4 Resistência de contato entre o alumínio e a difusão de base (antes do recozimento).

Disp.	$R_1 (\Omega)$	$R_2 (\Omega)$	$R_c (\Omega)$
1	15,48	69	5,82
2	12,58	62,2	4,51
3	11,94	59,42	4,27
4	12,9	60,84	4,73
5	12,72	72,84	4,21
6	10,66	60	3,56
7	10	58,34	3,31
8	10,2	58,26	3,38
9	10,96	67,06	3,47
10	11,94	62	4,18

Tabela 5 Resistência de contato entre o alumínio e a difusão de emissor (antes do recozimento).

Obtivemos também as curvas características I-V dos contatos, antes do recozimento, para a difusão de base, figura 5.1 e para a difusão de emissor, figura 5.2. Podemos observar das características I-V que, para a difusão de base (figura 5.1), o contato é retificador (barreira Schottky) e para a difusão de emissor (figura 5.2) o contato é ôhmico. Isto justifica uma resistência de contato maior para a difusão de base (tabela 4) com relação à resistência de contato para a difusão de emissor (tabela 5).

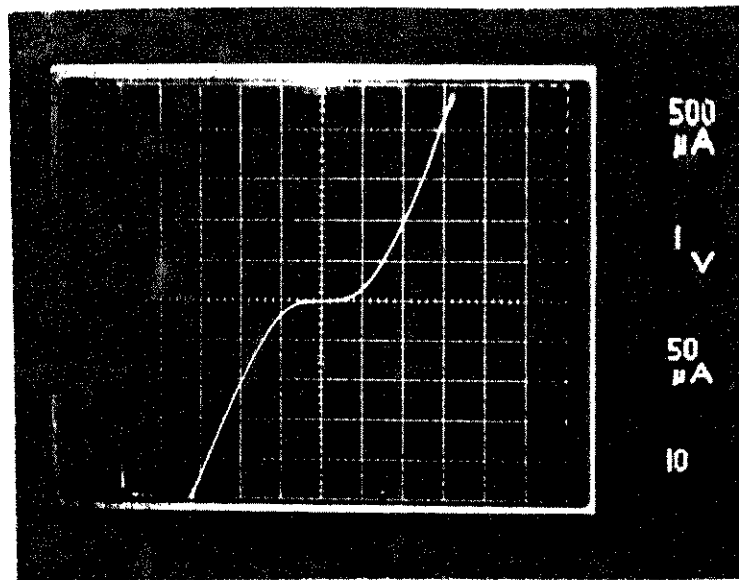


Figura 5.1 Característica I-V (difusão de base).

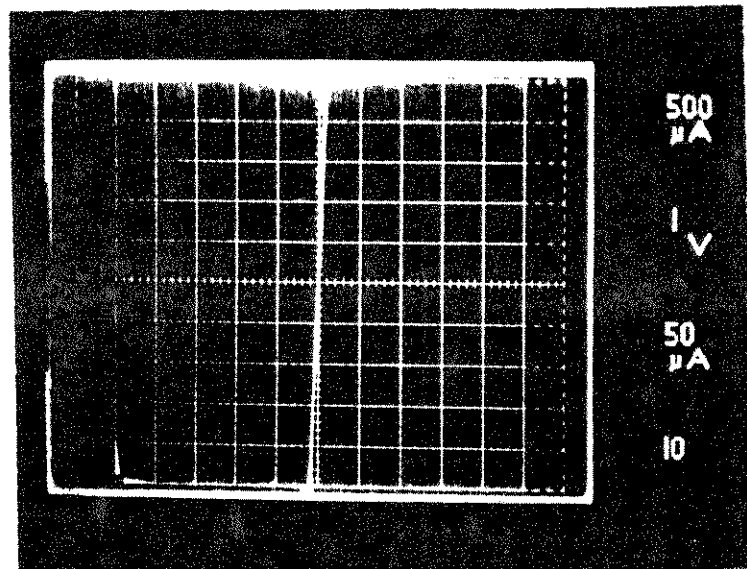


Figura 5.2 Característica I-V (difusão de emissor).

Com o objetivo de determinar o ponto onde o contato ôhmico ocorre, para um tempo de recozimento constante de cinco minutos, vários recozimentos foram realizados em uma lâmina, partindo da temperatura de 300 °C e com uma variação de 25°C por recozimento. A cada recozimento tanto a estrutura de teste (TLM) como as características I-V foram verificadas.

Verificamos experimentalmente que o contato ôhmico ocorre a uma temperatura de 400 °C, para um tempo de recozimento de cinco minutos, em um ambiente inerte de nitrogênio. Para um tempo de recozimento de cinco minutos, com variação de temperatura de 400 °C a 500 °C, a resistência de contato se mantém constante.

Em virtude desses dados, decidimos realizar o recozimento a uma temperatura de 450 °C para um tempo de cinco minutos. Após o recozimento, obtivemos a resistência de contato entre o alumínio e a difusão de base (tabela 6) e a resistência de contato entre o alumínio e a difusão de emissor (tabela 7).

Disp.	$R_1 (\Omega)$	$R_2 (\Omega)$	$R_c (\Omega)$
1	46,2	446	8,82
2	64,4	688,8	9,9
3	80	827	13,32
4	76,8	800	12,57
5	59,4	608,2	10,1
6	74	793,4	11,3
7	80,6	837,4	13,27
8	66,6	788,4	7,52
9	78,8	799,6	13,65
10	76	782,4	12,77

Tabela 6 Resistência de contato entre o alumínio e a difusão de base (recozimento: 450°C, 5').

Disp.	$R_1 (\Omega)$	$R_2 (\Omega)$	$R_c (\Omega)$
1	6,2	59,6	1,19
2	5,7	55,6	1,06
3	5,28	52,8	0,94
4	5,24	53	0,91
5	6,5	63	1,23
6	5,58	55	1,02
7	5,24	53,4	0,9
8	5,14	53,2	0,85
9	7,82	62,4	1,96
10	5,62	55,28	1,03

Tabela 7 Resistência de contato entre o alumínio e a difusão de emissor (recozimento: 450 °C, 5').

Para a difusão de base, se compararmos os dados da tabela 4 com os dados da tabela 6, podemos observar que houve uma mudança significativa na resistência de contato, depois do recozimento (450°C , 5'). Essa alteração na resistência de contato pode também ser observada comparando a característica I-V, antes do recozimento (figura 5.1), com a característica I-V, depois do recozimento (figura 5.3). O contato que antes era retificador (barreira Schottky), após o recozimento passou a ter uma característica de contato ôhmico.

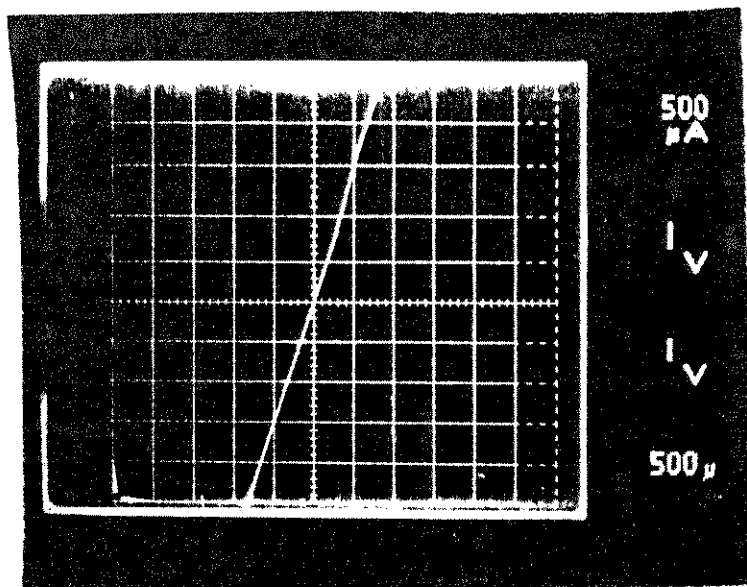


Figura 5.3 Característica I-V (difusão de base, recozimento: 450°C , 5')

Para obtermos um contato de baixa resistência o mecanismo de tunelamento deve prevalecer através da interface metal-semicondutor. Esse mecanismo é alcançado para barreiras de potencial estreitas (redução na largura da camada de depleção), uma característica do contato entre o metal e um semicondutor altamente dopado. Neste caso, o semicondutor está degenerado e o nível de Fermi se encontra na banda de condução (semicondutor tipo-n).

A resistência de contato específica, descreve a parte linear da característica I-V do contato, sendo expressa por:

$$\rho_c = \left[\frac{\partial J}{\partial V} \right]_{V=0}^{-1} \quad (5.1)$$

onde J é a densidade de corrente e V a queda de tensão através da interface metal-semicondutor.

Para o mecanismo de tunelamento, a resistência de contato específica pode ser expressa por [14]:

$$\rho_c = \exp \left[\frac{4\pi (\epsilon_s m^*)^{1/2}}{h} \left[\frac{\phi_B}{(N_s)^{1/2}} \right] \right] \quad (5.2)$$

Desde que a escolha do metal (altura da barreira (ϕ_B)) é limitada pelas considerações tecnológicas, a dependência da resistência de contato específica (ρ_c) em função da concentração na superfície (N_s), é um fator importante na redução da resistência de contato.

Com relação à difusão de emissor, comparando os dados das tabelas 5 e 7, houve uma mudança pouco significativa na resistência de contato, após o recozimento. Como a concentração na superfície é muito importante para reduzir a resistência de contato, ou seja, quanto maior a concentração na superfície menor será a resistência de contato, para concentrações $> 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ prevalece o mecanismo de tunelamento no contato ôhmico. A concentração na superfície, obtida no processo para a difusão de emissor, é da ordem de

$4 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ e verificamos que a característica I-V antes do recozimento e após o recozimento é a mesma, como está ilustrado na figura 5.2. Como já dissemos anteriormente, que o contato ôhmico entre o alumínio e o silício ocorre a uma temperatura de 400°C , para um tempo de recozimento de cinco minutos, decidimos manter a temperatura constante em 450°C e variar o tempo de recozimento de 10 em 10 minutos até 50 minutos. A cada recozimento a característica I-V e a estrutura de teste (TLM) foram verificadas. Concluimos que, uma vez obtido o contato ôhmico (450°C , 5'), para tempos de recozimento superiores a 5', à temperatura de 450°C , a resistência de contato permanece constante.

No estudo do contato ôhmico, entre o alumínio e o silício, não podemos considerar apenas a resistência de contato como parâmetro, pois, as propriedades do metal, do semicondutor e da interface (metal-semicondutor), determinam a confiabilidade do contato ôhmico. Sendo assim, não é suficiente verificar se um contato ôhmico é de baixa resistência, é necessário também garantir que as propriedades metalúrgicas do contato possibilitem uma operação contínua e estável do dispositivo, por um longo período de tempo, sobre condições predeterminadas.

Um outro problema no sistema de contato é a termomigração. A termomigração, que é freqüentemente referenciada como "spiking" ou "pitting", é o processo de transporte de massa através da interface, na ausência de uma polarização externa aplicada, por exemplo, em uma junção-pn, resultando na penetração do metal na junção. A figura 5.4 ilustra esquematicamente o processo de penetração do metal (Al), que ocorre em temperaturas elevadas, geralmente utilizadas no recozimento térmico.

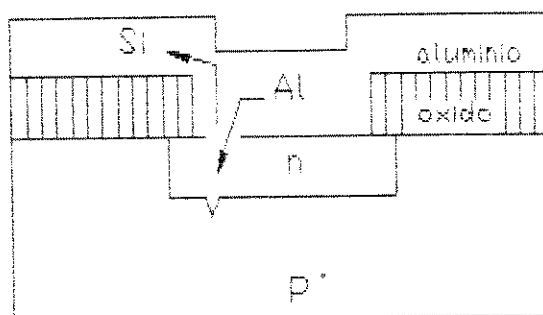


Figura 5.4 Penetração do metal na junção-pn.

Quando realizamos o recozimento térmico, para obtermos um contato ôhmico de baixa resistência, ocorre a dissolução do silício no alumínio e a formação de uma liga (Al-Si). Os átomos de silício que se dissolvem no alumínio podem migrar a distâncias muito grandes, dependendo do tempo de recozimento e da temperatura. Isto pode ser explicado, pois, a energia de ativação para a difusão do silício no alumínio é somente 0,95 eV, que é considerada muito menor que a própria energia de ativação para a difusão do alumínio.

A figura 5.5 mostra a solubilidade sólida do silício no alumínio. Para baixas temperaturas (200 °C a 300 °C) poucos átomos de silício são dissolvidos no alumínio, mas em temperaturas relativamente maiores (450 °C a 550 °C) essa porcentagem aumenta consideravelmente, isto justifica a formação de "spiking" no contato ôhmico.

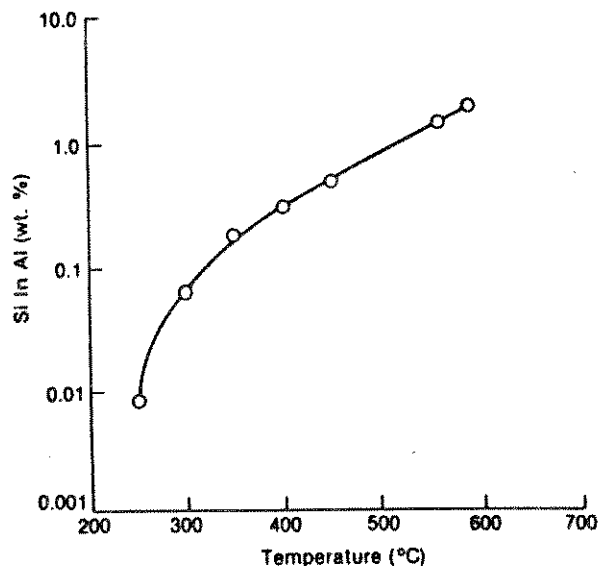


Figura 5.5 Solubilidade sólida do silício no alumínio em função da temperatura.

Quando observamos que, uma vez obtido o contato ôhmico (450 °C, 5'), a resistência se mantém constante para tempos de recozimento superiores a 5', não levamos em consideração o problema da termomigração. Como o alumínio puro penetra no silício na ordem de 0,5 - 1 μm para processos padrões, a termomigração é um problema sério para dispositivos que necessitam de junções rasas (0,2 μm).

5.3 Comportamento dos transistores MOS e bipolar em diferentes condições de recozimento do alumínio.

No estudo da influência do recozimento no transistor MOS (canal-P), obtivemos as curvas características $I_D \times V_{DS}$ e $\sqrt{I_D} \times V_G$, antes e após o recozimento. As curvas características $\sqrt{I_D} \times V_G$ obtidas antes e após o recozimento (450 °C, 5') estão ilustradas nas figuras 5.6 e 5.7, onde, do capítulo 3 item 3.4.6, a tensão de limiar é a interseção da tangente da curva com o eixo x. Observamos que a tensão de limiar V_T sofreu uma mudança significativa após o recozimento ($V_T \approx 11\text{V}$ antes do recozimento e $V_T \approx 3\text{V}$ após o recozimento).

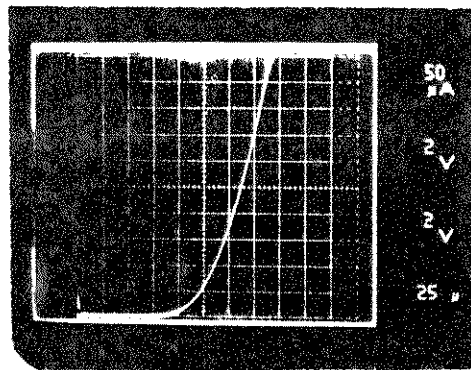


Figura 5.6 Curva característica $\sqrt{I_D} \times V_G$ antes do recozimento.

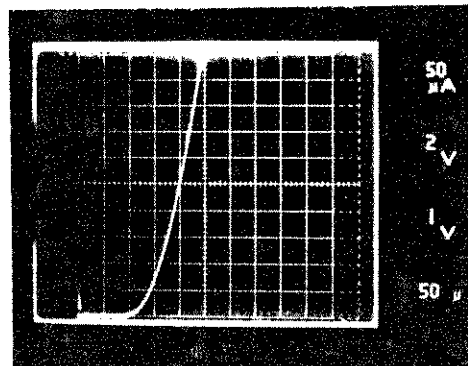


Figura 5.7 Curva característica $\sqrt{I_D} \times V_G$ após o recozimento ($450^\circ C$, $5'$).

Como a difusão que determina as regiões de fonte e

dreno do transistor MOS (canal-P) é a mesma difusão de base para a estrutura de teste (TLM) que estudamos anteriormente, a resistência de contato obtida no item 5.2 está em série com a fonte e o dreno do transistor MOS, figura 5.8. Essa resistência série é da ordem de $4470\ \Omega$ antes do recozimento e de $11,3\ \Omega$ após o recozimento (valor médio das tabelas 4 e 6). Na figura 5.8, ocorre uma queda de tensão na resistência série da fonte (R_s), resultando em uma polarização parasita entre a fonte e o substrato (V_{SB}). Esta polarização parasita incrementa a tensão de limiar do transistor, conseqüentemente, quanto maior for a resistência de contato maior será esse incremento. Isto evidencia a diminuição significativa que houve na tensão de limiar após o recozimento ($450\ ^\circ\text{C}$, 5').

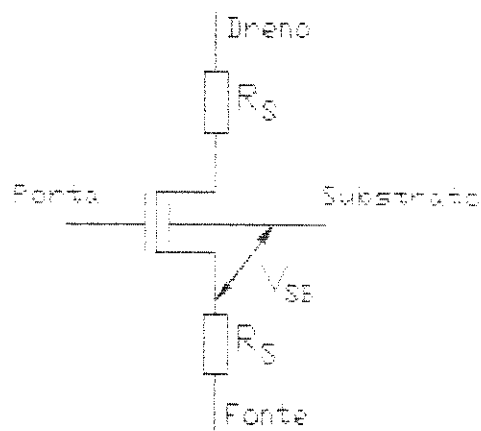


Figura 5.8 Transistor MOS com resistência série (R_s) na fonte e no dreno.

As curvas características $I_D \times V_{DS}$ obtidas antes e após o recozimento ($450\ ^\circ\text{C}$, 5') estão ilustradas nas figuras 5.9 e 5.10. Após o recozimento, a transcondutância (g_m) sofreu um aumento, onde, podemos concluir que esse aumento é devido a redução na tensão de limiar.

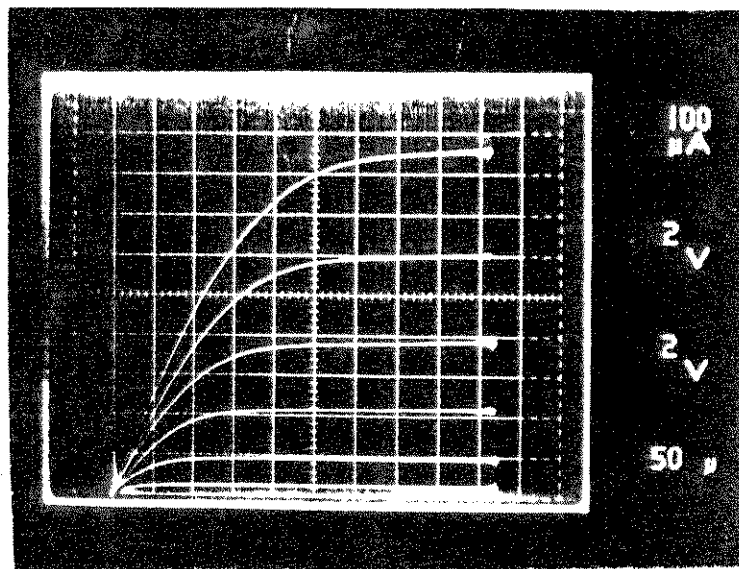


Figura 5.9 Características $I_D \times V_{DS}$ antes do recozimento.

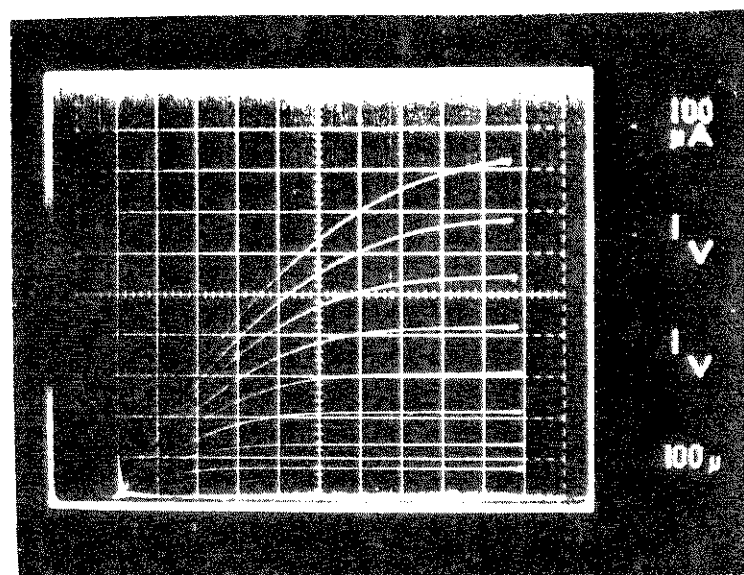


Figura 5.10 Características $I_D \times V_{DS}$ após o recozimento ($450^\circ C$, 5').

Com relação ao transistor bipolar obtivemos as curvas

características $I_C \times V_{CE}$ antes e após o recozimento (450°C , 5'). Verificamos que o parâmetro β não sofreu nenhuma alteração após o recozimento, mas o transistor começa a conduzir para valores menores de corrente na base, pois, como foi dito anteriormente, a resistência de contato para a difusão de base diminui consideravelmente após o recozimento. A figura 5.11 mostra as características $I_C \times V_{CE}$ do transistor bipolar após o recozimento (450°C , 5'). A característica $I_C \times V_{BE}$ após o recozimento (450°C , 5'), está ilustrada na figura 5.12.

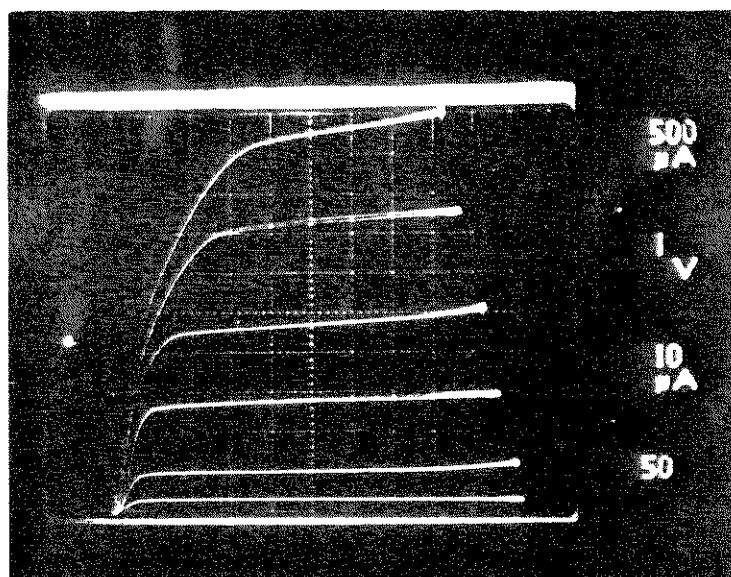


Figura 5.11 Características $I_C \times V_{CE}$ após o recozimento (450°C , 5').

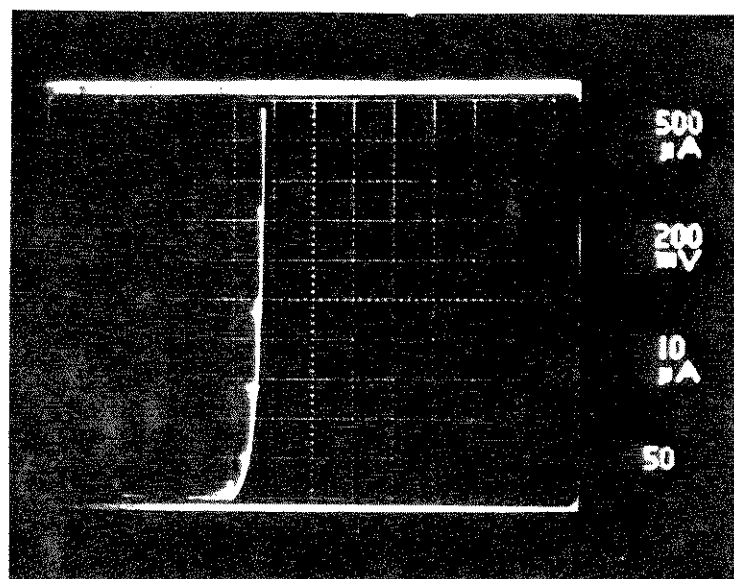


Figura 5.12 Característica $I_c \times V_{BE}$ após o recozimento (450°C , 5').

5.4 Considerações Finais.

Este trabalho teve por objetivo a implementação de um processo de fabricação e a caracterização elétrica dos dispositivos, visando um estudo da resistência de contato entre o alumínio e o silício, o comportamento dos transistores (MOS e bipolar) em diferentes condições de recozimento térmico do alumínio e o comportamento das características elétricas dos transistores (MOS e bipolar) em função da temperatura. Devido a problemas no corte das pastilhas e encapsulamento dos dispositivos, utilizamos componentes comerciais no estudo da influência da temperatura nas características elétricas dos transistores, ver apêndice.

Em linhas gerais podemos enumerar as seguintes

conclusões:

1- Uma vez obtido o contato ôhmico, para uma dada temperatura de recozimento térmico do alumínio, não adianta aumentar o tempo de recozimento, pois, a resistência de contato não sofre nenhuma alteração.

2- A diferença significativa, com relação ao comportamento dos transistores MOS e bipolar em diferentes condições de recozimento do alumínio, é que a transcondutância do transistor MOS aumenta após o recozimento, já o ganho do transistor bipolar não sofre nenhuma alteração após o recozimento.

Para o prosseguimento deste trabalho, nós sugerimos um estudo da resistência de contato em função do ambiente de recozimento e de lâminas de resistividade e orientação cristalográfica diferentes e o estudo da uniformidade da densidade de corrente em função do tempo de recozimento.

6. Apêndice

6.1 Influência da temperatura nos transistores MOS e bipolar.

Como foi dito anteriormente, devido a problemas no corte das pastilhas e encapsulamento dos dispositivos, utilizamos componentes comerciais. Para o transistor bipolar utilizamos os componentes comerciais 2N2222 e o BC 548 e obtivemos as características $I_C \times V_{CE}$ e $I_C \times V_{BE}$, para as temperaturas de 80 °K, 300 °K e 423 °K.

O ganho de corrente β é o melhor parâmetro para avaliar o efeito da temperatura no transistor bipolar. Para níveis de corrente moderados, não considerando o efeito de alta injeção, o ganho de corrente β pode ser expresso por [29] :

$$\beta = \frac{I_C}{I_B} \sim \exp \left[-(E_{gB} - E_{gE}) / KT \right] \quad (6.1)$$

Como a concentração da região da base é menor que a concentração da região do emissor, a largura da banda proibida da base E_{gB} é maior que a largura da banda proibida do emissor E_{gE} . Se considerarmos a diferença entre a largura da banda proibida da base e do emissor, independente da temperatura, o ganho de corrente do transistor tem uma dependência exponencial com a temperatura, segundo a equação 6.1.

Comparando as figuras 6.1 e 6.2, para $V_{CE} = 5V$ e I_B entre 1,5 μA - 2 μA , o ganho do transistor (2N2222) mudou de 100 (300 °K) para 20 (80 °K). Isto mostra que, quando o dispositivo é colocado no nitrogênio líquido (80 °K), ocorre uma degradação no ganho do transistor, pois o termo $e^{(E_{gB} - E_{gE}) / KT}$ aumenta substancialmente.

Quando o transistor (BC 548) é aquecido até 423 °K, comparando as figuras 6.3 e 6.4, para $V_{CE} = 5V$ e I_B entre 10 μA - 20 μA , o ganho do transistor mudou de 240 (300 °K) para 360 (423 °K). Podemos concluir, que esse aumento no ganho do transistor é ocasionado pela diminuição no termo $e^{(E_{gB} - E_{gE})/KT}$.

Um aumento da temperatura provoca um aumento no parâmetro β e conseqüentemente uma diminuição na tensão V_{BE} , como mostram as características $I_C \times V_{BE}$ da figura 6.5. Já com uma diminuição na temperatura, a tensão V_{BE} aumenta, figura 6.6.

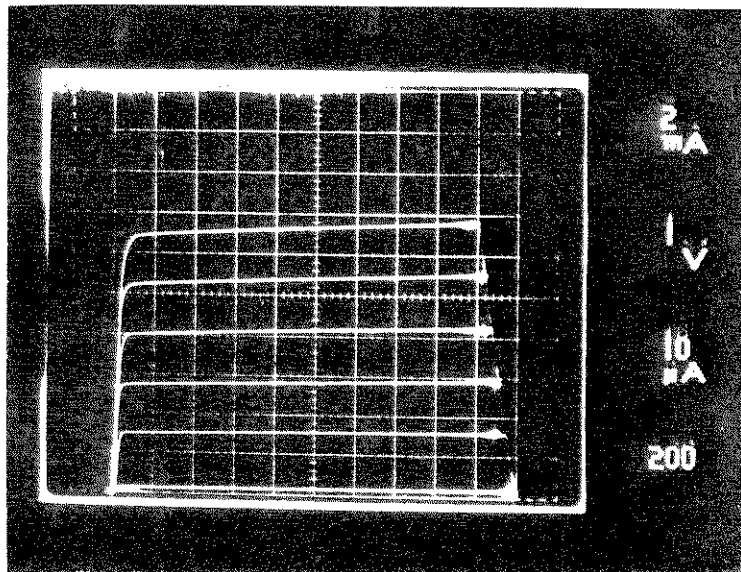


Figura 6.3 Características $I_C \times V_{CE}$
(BC548, 300 °K)

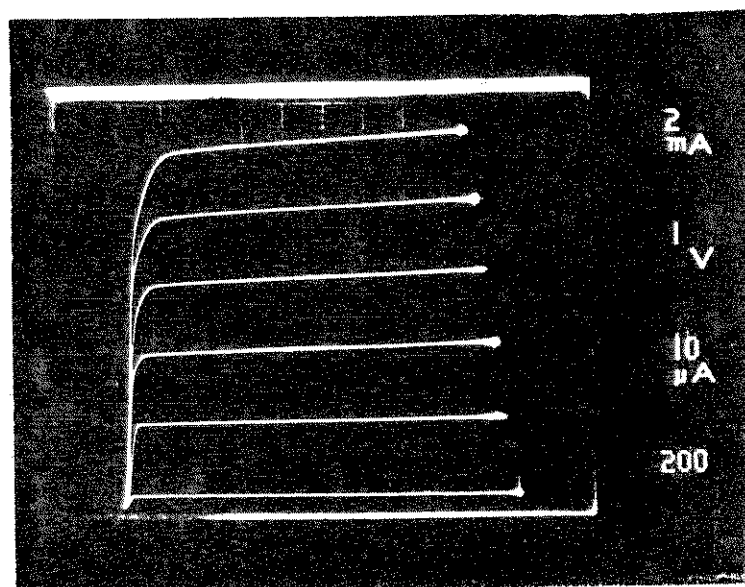
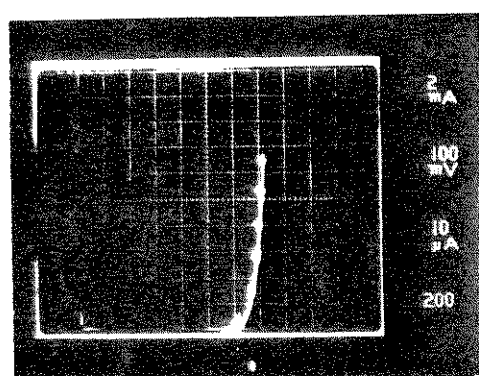
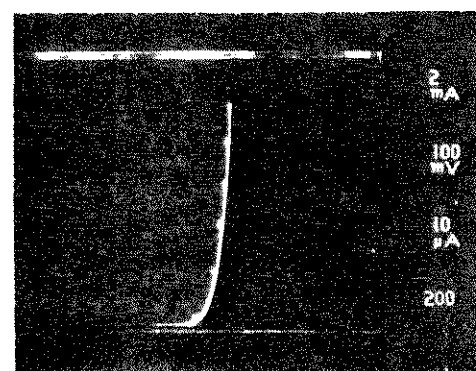


Figura 6.4 Características $I_C \times V_{CE}$ (BC548, 423 °K).

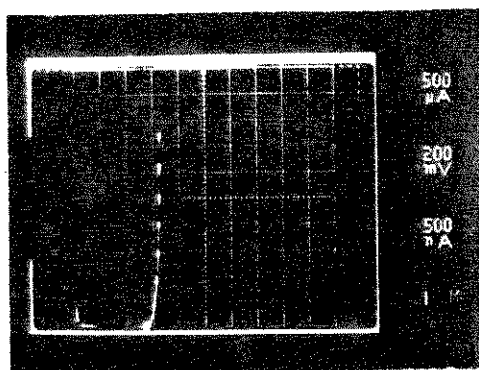


(a)

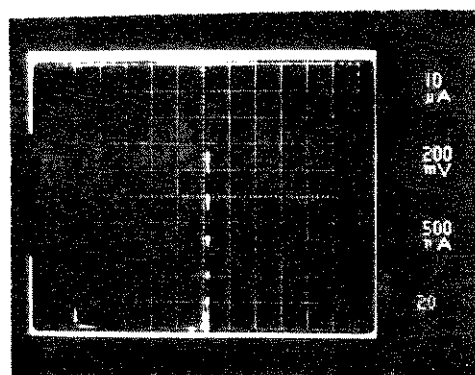


(b)

Figura 6.5 Características $I_C \times V_{BE}$ (BC548) :
(a) 300 °K, (b) 423 °K.



(a)



(b)

Figura 6.6 Características $I_C \times V_{BE}$ (2N2222) :
(a) 300 °K, (b) 80 °K.

Para o transistor MOS, utilizamos o componente comercial CD4007; obtivemos as curvas características $I_D \times V_{DS}$ e $\sqrt{I_D} \times V_G$ de um transistor MOS canal-P. Há dois parâmetros de interesse a serem analisados no estudo da influência da temperatura no transistor MOS : tensão de limiar e mobilidade dos portadores.

Segundo [30], a variação da tensão de limiar em função da temperatura, para um transistor MOS canal-P, pode ser expressa por:

$$\frac{dV_T}{dT} \approx \frac{d\phi_f}{dT} \left[2 + \frac{Q_B}{2C_O |\phi_f|} \right] \quad (6.2)$$

onde

$$\frac{d\phi_f}{dT} \approx \frac{1}{T} \left[\frac{E_{go}}{2q} + \phi_f \right] \quad (6.3)$$

Se analisarmos as expressões (6.2) e (6.3), podemos concluir que um aumento na temperatura resulta em uma diminuição no valor absoluto da tensão de limiar V_T . Conseqtentemente, uma diminuição na tensão de limiar provoca um aumento na corrente de condução do transistor.

Na região de saturação, a corrente do transistor MOS é expressa por:

$$I_D = \frac{\mu \epsilon_{ox} \epsilon_o W}{t_{ox} L} \cdot \frac{(V_G - V_T)^2}{2} \quad (6.4)$$

Reescrevendo a equação (6.4) na forma:

$$I_D = k' \frac{W}{L} (V_G - V_T)^2 \quad (6.5)$$

onde

$$k' = \frac{\mu \epsilon_{ox} \epsilon_o}{2 t_{ox}} \quad (6.6)$$

Considerando que a mobilidade dos portadores diminui com um aumento na temperatura, por causa do aumento no espalhamento dos portadores no canal devido à vibrações térmica da rede, a mobilidade pode ser expressa por:

$$\mu \approx \frac{1}{T} \quad (6.7)$$

então, k' depende da temperatura.

Um aumento na temperatura provoca uma diminuição em k' , conseqtentemente, uma diminuição na corrente de condução do transistor. Concluimos que as variações na mobilidade dos

portadores e na tensão de limiar, com relação à temperatura, afetam a condutividade do transistor em sentidos opostos. Portanto, devemos determinar qual dos efeitos é predominante.

Derivando a equação (6.5) com relação à temperatura:

$$\frac{dI_D}{dT} = \frac{dK'}{dT} \left[\frac{W}{L} (V_G - V_T)^2 \right] - \left[\frac{K'W}{L} 2(V_G - V_T) \right] \frac{dV_T}{dT} \quad (6.8)$$

Combinando as equações (6.5), (6.6), (6.7) e (6.8) temos:

$$\frac{dI_D}{dT} = I_D \left[-\frac{1}{T} - \frac{2}{V_G - V_T} \frac{dV_T}{dT} \right] \quad (6.9)$$

Da equação (6.9), temos que a variação da mobilidade com relação à temperatura é o fator predominante na determinação das características elétricas do transistor MOS, em função da temperatura. Sendo assim, com um aumento na temperatura, ocorre uma diminuição na corrente de condução do transistor.

Como na região de saturação a transcondutância é expressa por:

$$g_m = \beta |V_G - V_T| \quad (6.10)$$

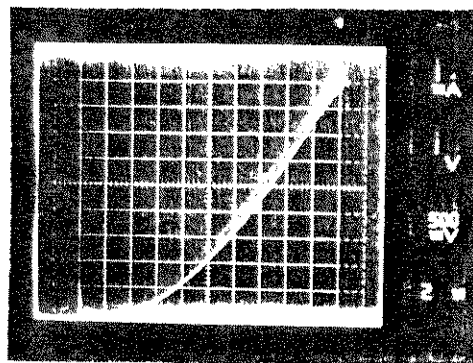
onde,

$$\beta = \frac{\mu \epsilon_{ox} \epsilon_o W}{t_{ox} L} \quad (6.11)$$

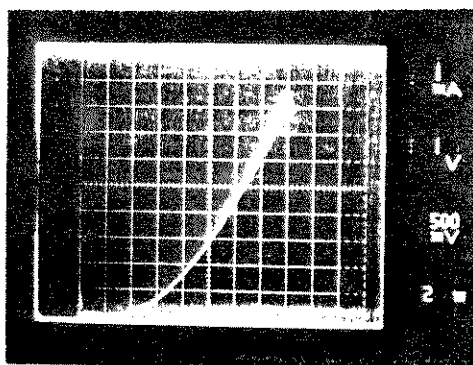
o parâmetro β tem uma dependência direta com a mobilidade (μ), ou seja, com a temperatura. Na figura 6.7, se tomarmos a temperatura de 300 °K como referência (fig.6.7b), para a

temperatura de 423 °K (fig.6.7a) a curva $\sqrt{I_D} \times V_G$ sofre um deslocamento para a direita, provocando uma diminuição na mobilidade. Já, para a temperatura de 80 °K (fig.6.7c) a curva $\sqrt{I_D} \times V_G$ sofre um deslocamento para a esquerda, provocando um aumento na mobilidade.

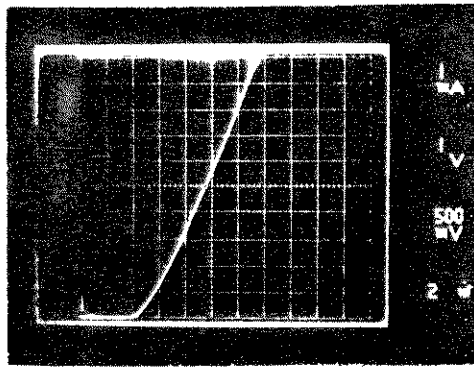
Com um aumento na temperatura, ocorre uma diminuição na corrente de condução do transistor, pois, uma diminuição na mobilidade reflete necessariamente em uma diminuição na transcondutância do transistor. Já com uma diminuição na temperatura, ocorre um aumento na corrente de condução do transistor, pois, a mobilidade e a transcondutância aumentam. A figura 6.8 mostra as características $I_D \times V_{DS}$ para as respectivas temperaturas: 80 °K, 300 °K e 423 °K.



(a)

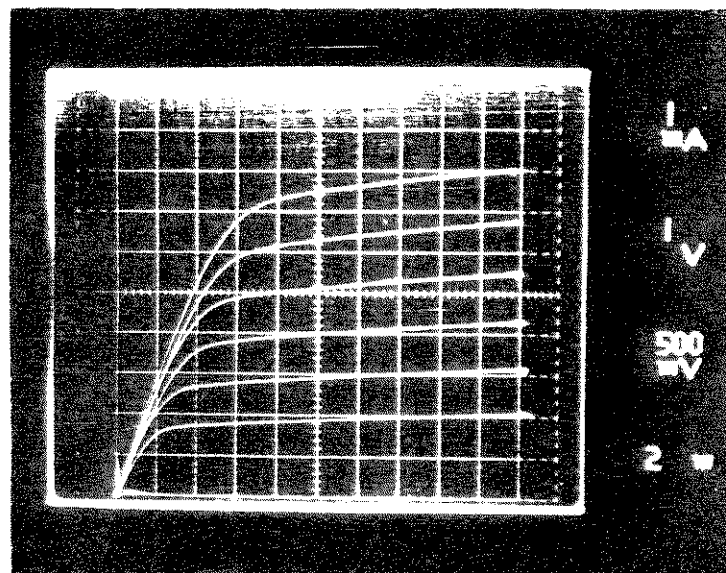


(b)

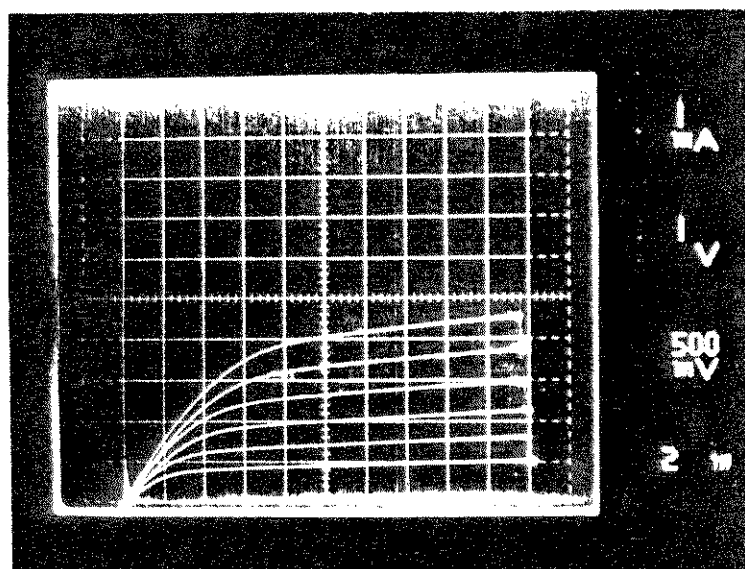


(c)

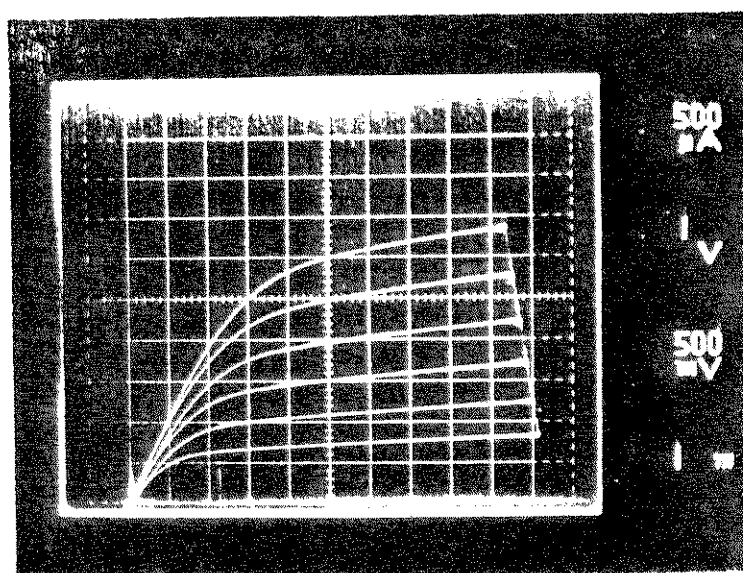
Figura 6.7 Características $\sqrt{I_D} \times V_G$ (CD4007):
 (a) 423 °K, (b) 300 °K, (c) 80 °K.



(a)



(b)



(c)

Figura 6.8 Características $I_D \times V_{DS}$ (CD4007):
(a) 80 °K, (b) 300 °K, (c) 423 °K.

Bibliografia

- [1] A.S.Grove, "Physics and Technology of Semiconductor Device", John Wiley and Sons, New York, 1967.
- [2] P.Richman, "Mos Field - Effect Transistors and Integrated Circuits", John Wiley & Sons, New York, 1973.
- [3] P.Richman, "Characteristics and Operation of MOS Field Effect Device", McGraw Hill Book Co., New York, 1967.
- [4] S.M.Sze, "Physics of Semiconductor Device", John Wiley and Sons.Inc., New York, 1969.
- [5] S.M.Sze, "VLSI Technology", McGraw Hill Book Co., Singapore, 1983.
- [6] S.K.Ghandhi, "VLSI Fabrication Principles", John Wiley and Sons.Inc., New York, 1983.
- [7] V.Stupelman and G.Filaretov, "Semiconductor Devices", Mir Publishers Moscow, 1976.
- [8] D.A.Hodges and H.G.Jackson, "Analysis and Design of Digital Integrated Circuits", McGraw Hill Book Co., Singapore, 1988.
- [9] G.J.Deboo and C.N.Burrous, "Integrated Circuits and Semiconductor Devices:theory and application", McGraw Hill Book Co., Singapore, 1977.
- [10] D.J.Hamilton and W.G.Howard, "Basic Integrated Circuit Engineering", McGraw Hill Inc., Kogakusha, 1975.
- [11] D.G.Ong, "Modern MOS Technology:Processes, Devices, and Design", McGraw Hill Book Co., Singapore, 1986.
- [12] P.R.Gray and R.G.Meyer, "Analysis and Design of Analog Integrated Circuits", John Wiley & Sons, Inc., N.Y, 1977.
- [13] J.Millman and A.Grabel, "Microeletronics", McGraw Hill Book Co., Singapore, 1988.
- [14] N.G.Einspruch and S.S.Cohen and G.S.Gildenblat, "VLSI Electronics Microstruture Science-vol.15", Academic Press, Inc., N.Y, 1987.
- [15] S.S.Cohen and G.S.Gildenblat, "VLSI Electronics Microstruture Science-vol.13", Academic Press, Inc., N.Y, 1986.

- [16] S.R.Hofstein and Warfield, Solid State Electronics, 8,321 (1965).
- [17] H.H.Berger, Solid State Electronics, vol.15, 145 (1972).
- [18] H.H.Berger, Dig., Tech. Papers ISSCC, pag. 160 (1969).
- [19] H.Murrman e D.Widman, IEEE Trans. Electron Devices, Ed-16, 1022 (1969).
- [20] Van Der Pauw, L.J., "A Method of Measuring the Resistivity and Hall Coefficient on Lamellar of Arbitrary Shape", Phillips Tech. Rev. vol.20, pag. 220-224 (1959).
- [21] J.M.David e M.G.Buehler, "A Numerical Analysis of Various Cross Sheet Resistor Test Structures", Solid State Electronics, vol.20, pag. 539-543 (1977).
- [22] M.G.Buehler, S.D.Grant and W.R.Thurber, "Bridge and Van Der Pauw Sheet Resistors for Characterizing the Line Width of Conducting Layers", J.Electrochem.Soc.:Solid State Science and Technology, vol.125, n^o 4, Abril (1978).
- [23] H.N.Naguib and L.H.Hobbs, "Al/Si and Al/Poly-Si Contact Resistance in Integrated Circuits", J.Electrochem.Soc.:Solid State Science and Technology, vol 124, n^o 4, Abril (1977).
- [24] G.L.Schnable and R.S.Keen, "Aluminum Metallization-Advantages and Limitations for Integrated Circuit Applications", Proceedings of the IEEE, vol.57, n^o 9, September (1969).
- [25] L.E.Terry and R.W.Wilson, "Metallization Systems for Silicon Integrated Circuits", Proceedings of the IEEE, vol.57, n^o 9, September (1969).
- [26] L.Vadasz and A.S.Grove, "Temperature Dependence of Mos Transistor Characteristics below Saturation", IEEE Trans. Electron Devices, Ed-13:863 (1966).
- [27] J.R.Brews, "A charge-sheet model of the MosFet", Solid State Electronics, vol.21 (1978).
- [28] F.M.Klaassen and W.Hes, "On the temperature coefficient of the MosFet threshold voltage", Solid State Electronics, vol.29, pag.787-789 (1986).

- [29] J.S.T. Huang, "VLSI Electronics Microstruture Science-vol. 9", Academic Press, Inc., N.Y, 1986.
- [30] W.N.Carr and J.P.Mize, "MOS/LSI Design and Application", McGraw Hill Book, 1972.