

WILMAR BUENO DE MORAES

Engenheiro Eletrônico - E.N.E.-UB, 1966

Mestre em Ciências - FEC/UNICAMP, 1975

CONTRIBUIÇÃO À OTIMIZAÇÃO DA ESTRUTURA
DE TRANSISTORES MOS DE POTÊNCIA DE ES-
TRUTURA NÃO COPLANAR

Dissertação apresentada à Faculdade de
Engenharia de Campinas da UNICAMP como
requisito parcial para a obtenção do
título de Doutor em Engenharia Elétrica

Orientador: Prof. Dr. CARLOS I. Z. MAMMANA - FEC/UNICAMP

Co-Orientador: Prof. Dr. PIERRE ROSSEL - LAAS - Toulouse, França

Universidade Estadual de Campinas
Faculdade de Engenharia de Campinas
Departamento de Engenharia Elétrica
Laboratório de Eletrônica e Dispositivos

NOVEMBRO/82

UNICAMP
BIBLIOTECA CENTRAL

ÍNDICE

INTRODUÇÃO

i-1	O Transistor MOS	i-1
i-2	O Transistor MOS em Relação a Outros Componentes de potência	i-4

CAPÍTULO I

1.1	Introdução	1-1
1.2	Evolução das Estruturas dos TEC-MOS de potência	1-1

CAPÍTULO II

2.1	Introdução	2-1
-----	----------------------	-----

- 2.2 Diagrama de Faixas de Energias 2-1
- 2.3 Distribuição de Portadores no Semicon-
-dutor junto à Interface 2-5
- 2.4 Campo elétrico e Sensidade de
Carga nas vizinhanças da Interface Si-SiO₂ 2-6
- 2.5 Relação entre a tensão aplicada
à porta, V_{PF} , e as tensões no óxi-
-do e no silício 2-11
- 2.6 Carga total de portadores minoritários 2-1
- 2.7 Equação da corrente na parte ôhmica (ou
região triodo) 2-22
- 2.7.1 Modelo do TEC-MOS com mo-
-bilidade constante 2-22
- 2.7.2 Modelo do TEC-MOS com mobilida-
-de dependente das componentes trans-
versal e longitudinal do campo
no canal 2-26
- 2.7.3 Resistência do canal, R_{ch} , quando
a tensão entre o dreno e a fonte for
muito pequena 2-28

- 2.2 Diagrama de Faixas de Energias 2-1
- 2.3 Distribuição de Portadores no Semicon-
-dutor junto à Interface 2-5
- 2.4 Campo elétrico e Sensidade de
Carga nas vizinhanças da Interface Si-SiO₂ 2-6
- 2.5 Relação entre a tensão aplicada
à porta, V_{PF} , e as tensões no óxi-
-do e no silício 2-11
- 2.6 Carga total de portadores minoritários 2-15
- 2.7 Equação da corrente na parte ôhmica (ou
região triodo) 2-22
- 2.7.1 Modelo do TEC-MOS com mo-
-bilidade constante 2-22
- 2.7.2 Modelo do TEC-MOS com mobilida-
-de dependente dos componentes trans-
versal e longitudinal do campo
no canal 2-26
- 2.7.3 Resistência do canal, R_{ch} , quando
a tensão entre o dreno e a fonte for
muito pequena 2-28

2.8	Modelo matemático - experiência	2-32
2.8.1	Determinação de $\mu_0 C_{ox} Z/L$; de V_T e χ	2-33
2.8.2	Valores dos parâmetros	2-33

CAPÍTULO III

3	Definição das parcelas que compõem a Resistência de Condução R_{on} do TEC-MOS de potência	3-1
3.1	Modelagem da Resistência de Acesso, R_a	3-4
3.2	Modelagem da Resistência do canal, R_{ch}	3-22
3.3	Modelagem da Resistência R_N	3-23
3.4	Dependência de R_{on} com a forma geométrica dos transistores	3-44
3.4.1	Cálculo do fator de forma, F , para algumas geometrias	3-46

- 3.4.2 Expressões de R_{ons} para os transistores com forma geométrica de Faixas Paralelas, Hexágonos, Quadrados, Triângulos (TRIMOS) e Faixas Sinuso-
sas..... 3-63
- 3.5 Dependência de R_{ons} com a Tensão de ruptura da Junção do Dreno, V_{DBR} 3-67
- 3.5.1 Espessura ótima da camada N- de uma estrutura $P^+N^-N^+$ 3-67
- 3.5.2 Comprimento ótimo do canal, L_{opt} 3-
- 3.6 Influência do metal da porta sobre a tensão de ruptura dos TEC-MOS de potência ... 3-86
- 3.7 Otimização das estruturas com vistas a obter o menor R_{ons} 3-94
- 3.7.1 R_{ons} mínimo - Análise Qualitativa 3-96
- 3.8 Resultados obtidos por meio de simulação da expressão da resistência de condução do TEC-MOS de potência 3-98

CAPÍTULO IV

4.1	Conclusão Geral	4-1
4.2	Recomendações	4-3

APÊNDICE A

Dependência, com a temperatura, da resistência de condução, R_{on} , do TEC-MOS,
→ de potência A-1

INTRODUÇÃO

1.1. O Transistor M.O.S.

O transistor de efeito de campo (T.E.C.) com porta isolada foi patenteado há muito tempo (1926) [1] por LILIENTHAL, possivelmente como o primeiro dispositivo ativo de estado sólido com algumas propriedades análogas às da válvula.

A análise e a modelagem desses dispositivos entretanto, dependeram do desenvolvimento de uma base física que se deveu, principalmente, aos trabalhos de SCHOCKLEY. Em virtude das dificuldades tecnológicas envolvidas na fabricação dos dispositivos, teve maior sucesso a introdução dos transistores bipolares. Com isso, os dispositivos de efeito de campo ficaram praticamente esquecidos por longo tempo. Com o advento da técnica planar, viabilizada pelo uso do óxido de silício como máscara de difusão seletiva e como camada passivadora da superfície do silício, foi possível a fabricação dos dispositivos de efeito de campo com a técnica M.O.S. (Metal-Oxido-Semicondutor), mas ainda com problemas sérios de migração iônica que causam drástica variação nos parâmetros. Só a partir da década de sessenta, com a solução desses problemas, foi possível a construção de dispositivos M.O.S. estáveis a preço competitivo com os dispositivos bipolares. A partir dessa época a família de transistores de efeito de campo com porta isolada aumentou rapidamente graças, principalmente, aos componentes fabricados em substratos de silício; além disso, distinguem-se vários tipos de componentes M.O.S. elaborados por diversas técnicas. Graças à relativa simplicidade de fabricação, associada às suas propriedades elétricas, como seja, alta impedância de entrada, o desenvolvimento do T.E.C.-M.O.S. foi dirigido para cumprir as exigências de quatro grupos principais de circuitos, a saber:

- os circuitos lógicos de larga escala de integração;
- os circuitos de amplificação analógicas;
- os circuitos de amplificação de alta frequência;
- e, mais recentemente, os transistores M.O.S. de potência.

O T.E.C.-M.O.S. é um dispositivo ativo de três terminais. Difere, contudo, do transistor bipolar porque utiliza a modulação da condutividade da superfície do silício, comandando-a por tensão. O dispositivo é unipolar, ou seja, a condução se dá exclusivamente ou por deslocamento só de elétrons ou só de lacunas. O primeiro, por deslocamento somente de elétrons, é chamado de T.E.C. canal-N, e é construído sobre substrato tipo-P; o segundo é denominado canal-P e é construído sobre substrato tipo-N. A figura i-1 mostra a estrutura de um transistor M.O.S.

Os T.E.C.-M.O.S. podem ser classificados em canal-N e canal-P, os quais podem, ainda, ser subdivididos em enriquecimento e depleção. Podemos, então, apresentar a seguinte chave para classificar os T.E.C.-M.O.S.:

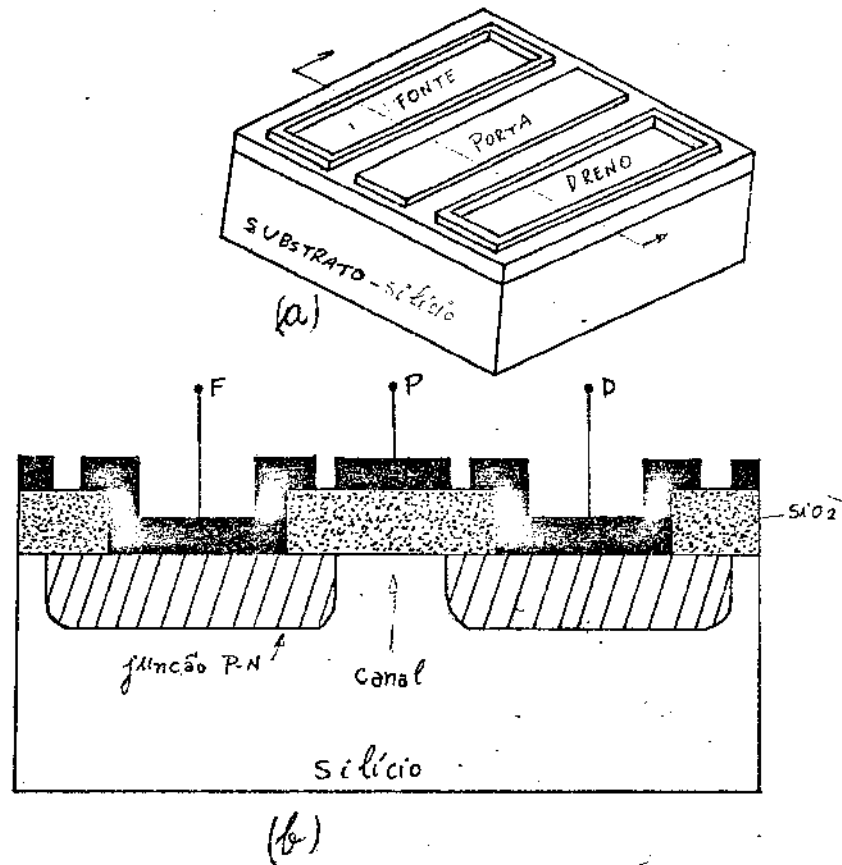


Figura i-1 - Estrutura de um T.E.C.-M.O.S.. Em (a) temos a vista de uma pastilha contendo um T.E.C.-M.O.S.. Em (b) temos a vista em corte (A-A') da pastilha com o respectivo transistor.

T.E.C.-M.O.S.	{	canal-N	{	enriquecimento
				depleção
		canal-P	{	enriquecimento
				depleção

Por causa da natureza da interface Si-SiO₂, a superfície semicondutora é tipo-N, seja qual for o tipo do substrato (P ou N) desde que a resistividade seja alta. Consequentemente, a fabricação de T.E.C.-M.O.S. canal-P por depleção é mais difícil.

Os dispositivos M.O.S. que operam no modo enriquecimento não apresentam camada de inversão inicial, quando a tensão da porta é zero; já os que operam por depleção apresentam inversão mesmo sem tensão aplicada à porta. A importância do tipo que opera no modo depleção é que ele pode operar tanto com tensões de porta positivas ou negativas e podem ser construídos sem a necessidade da superposição da porta sobre a fonte e o freno e, dessa forma, podem operar em frequências mais altas.

O T.E.C.-M.O.S., figura i.1.b, estruturalmente é um substrato levemente dopado que contém duas regiões de tipo oposto fortemente dopadas, próximas uma da outra, que são chamadas fonte e dreno, indistintamente.

A região compreendida entre as difusões da fonte e do dreno é o canal que as interliga, após a aplicação, no eletrodo da porta de uma tensão suficientemente alta para mudar o tipo de condutividade desta região. Sobre a região do canal existe uma fina camada de isolante, comumente o SiO_2 . O eletrodo que fica sobre este isolante é chamado de porta.

A camada isolante entre o eletrodo da porta e o substrato é a razão de mais um nome, TRANSISTOR DE EFEITO DE CAMPO COM PORTA ISOLADA, para tal estrutura. É a razão, também, do dispositivo apresentar alta impedância de entrada e ser comandado por tensão.

Consideremos, agora, uma situação como a mostrada na figura i-2 onde o substrato (tipo-P) e a fonte (N^+) são alterados e as tensões V_{PF} e V_{DF} são aplicadas entre o substrato e os eletrodos da porta e do dreno, respectivamente.

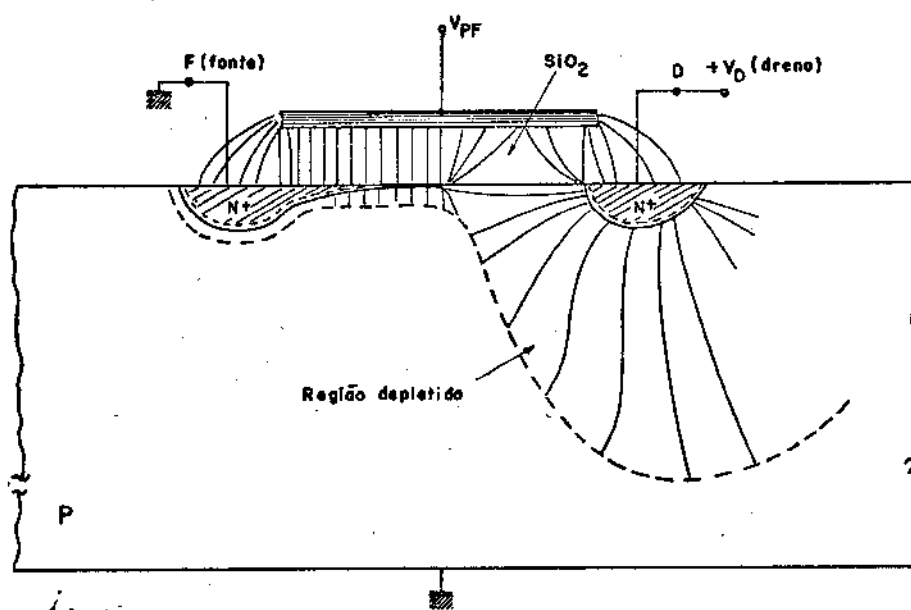


Figura i-2 - Estrutura de um T.E.C.-M.O.S. canal-N com o dreno e a porta polarizados em relação ao substrato.

Como consequência da aplicação de V_{PF} , aparecerá um campo elétrico E_x perpendicular à fina camada de óxido. Quando se aplica uma tensão V_{PF} de tal forma que o eletrodo da porta fique positivo em relação ao substrato, aparecerá um campo que atrairá elétrons, que são minoritários no substrato-P, para a superfície. Uma finíssima camada de elétrons livres é, então, criada, enriquecendo a superfície com esses portadores

de carga elétrica. Ocorrerá inversão do tipo de condutividade do canal (passando do tipo-N) quando o campo for tal que a concentração de elétrons for maior que a de lacunas. Logo abaixo dessa camada de inversão surgem outros elétrons que se combinam com as impurezas ionizando-as ao mesmo tempo que as lacunas são afastadas, criando uma região de depleção. Continuando o percurso para o interior do substrato encontramos um material cuja concentração de lacunas cresce gradativamente. Naturalmente, a extensão dessas regiões é função da intensidade do campo elétrico E_x e da concentração do substrato. A tensão da porta, V_{PF} , controla a espessura da camada de inversão, ou seja, a região do canal e, assim determina a densidade de elétrons na banda de condução. A condutância entre a fonte e o dreno aumenta para correspondentes aumentos positivos de tensão da porta, V_{PF} . Observando a figura i-3, pode-se notar que todas as regiões N^+ difundidas (fonte e dreno) ou invertidas (canal) estão isoladas, eletricamente, do substrato por uma camada de depleção, que é uma propriedade importante.

O desenvolvimento do transistor M.O.S. para uso como chave eletrônica, apresentando dois estados: fechado-aberto ("on-off") para o controle de alta potência, somente se deu no início da década de setenta, quando foi possível obter transistores M.O.S. com características comparáveis às dos transistores bipolares de potência. Porém, o seu aparecimento no mercado só foi possível após a concepção de novas estruturas que permitissem acomodar no dispositivo, ao mesmo tempo, capacidade de manipular alta tensão e alto corrente; sendo essas estruturas o resultado das técnicas de múltiplas camadas em transistores D-M.O.S. verticais. A figura (i-3) dá uma idéia da estrutura desses transistores.

i-2. O Transistor M.O.S. em Relação a Outros Componentes de Potência

Após o advento dos tiristores, o T.E.C.-M.O.S. de potência representa o mais significativo desenvolvimento em dispositivos semicondutores de potência; apresentando certas características não atingidas pelos tiristores e transistores bipolares, o que permite, não apenas, mais opções de componentes, como também, de concepção de sistemas integrados de potência.

Comparado com o transistor bipolar [2], o T.E.C.-M.O.S. oferece as seguintes vantagens: não é limitado pelo armazenamento de minoritários, o que lhe permite operar em frequências de 10 a 100 vezes maiores; o T.E.C.-M.O.S., no estado de condução, é essencialmente um resistor cujo coeficiente de temperatura é negativo e, isto, significa que não ocorre o aquecimento localizado e o mecanismo de segunda ruptura é controlável mais facilmente; o coeficiente de temperatura negativo tende, ainda, redistribuir igualmente a corrente entre as várias células, elementares que formam o T.E.C.-M.O.S. de potência e é o que possibilita construir transistores M.O.S. com alta corrente; os T.E.C.-M.O.S. apresentam impedância de entrada muito alta, permitindo uma grande simplificação dos circuitos de comando e, conseqüentemente, o barateamento do sistema: T.E.C.-M.O.S. de potência e circuitos de comando. Contudo, o T.E.C.-M.O.S. não se iguala ao tiristor quanto à capacidade de controle de potência. O gráfico da figura i-4 dá uma idéia da situação do transistor M.O.S. em relação ao S.C.R. e ao bipolar de potência.

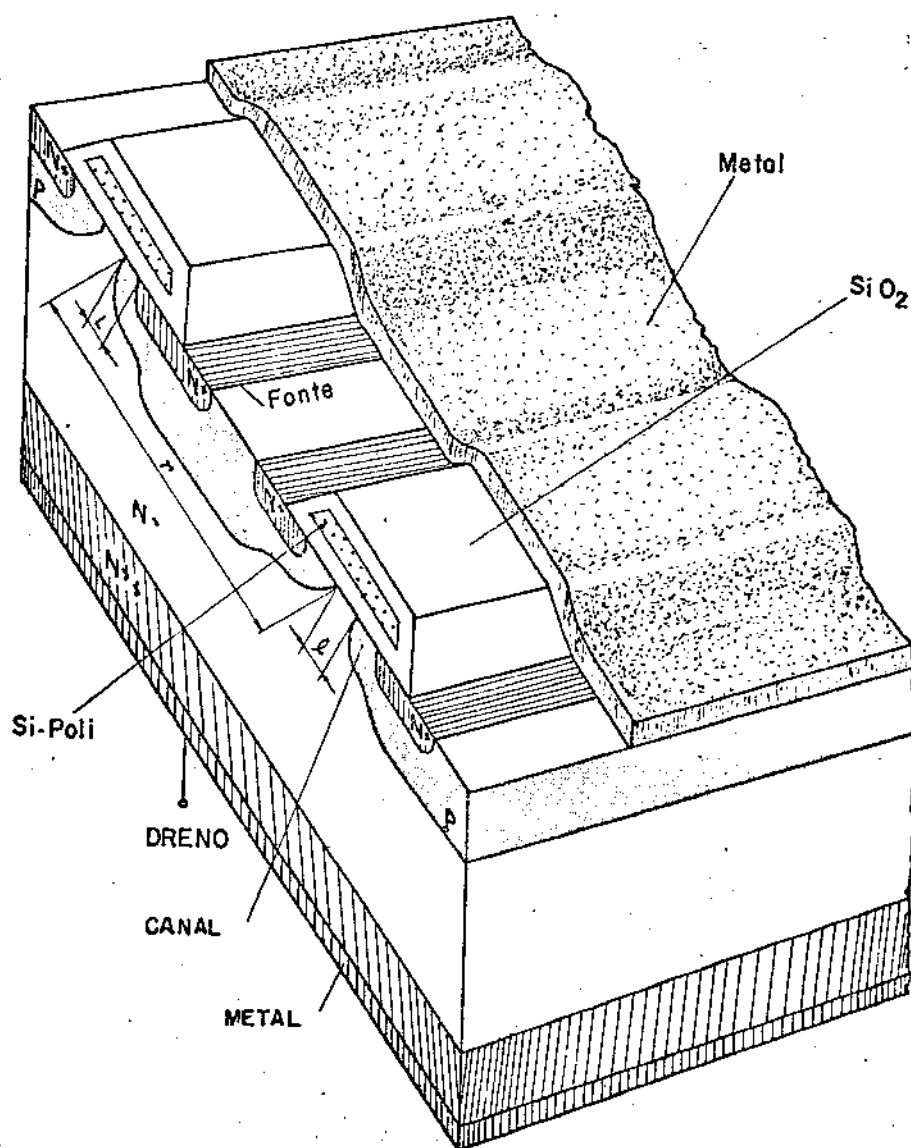


Figura i-3 - Estrutura de um transistor D-M.O.S. vertical.

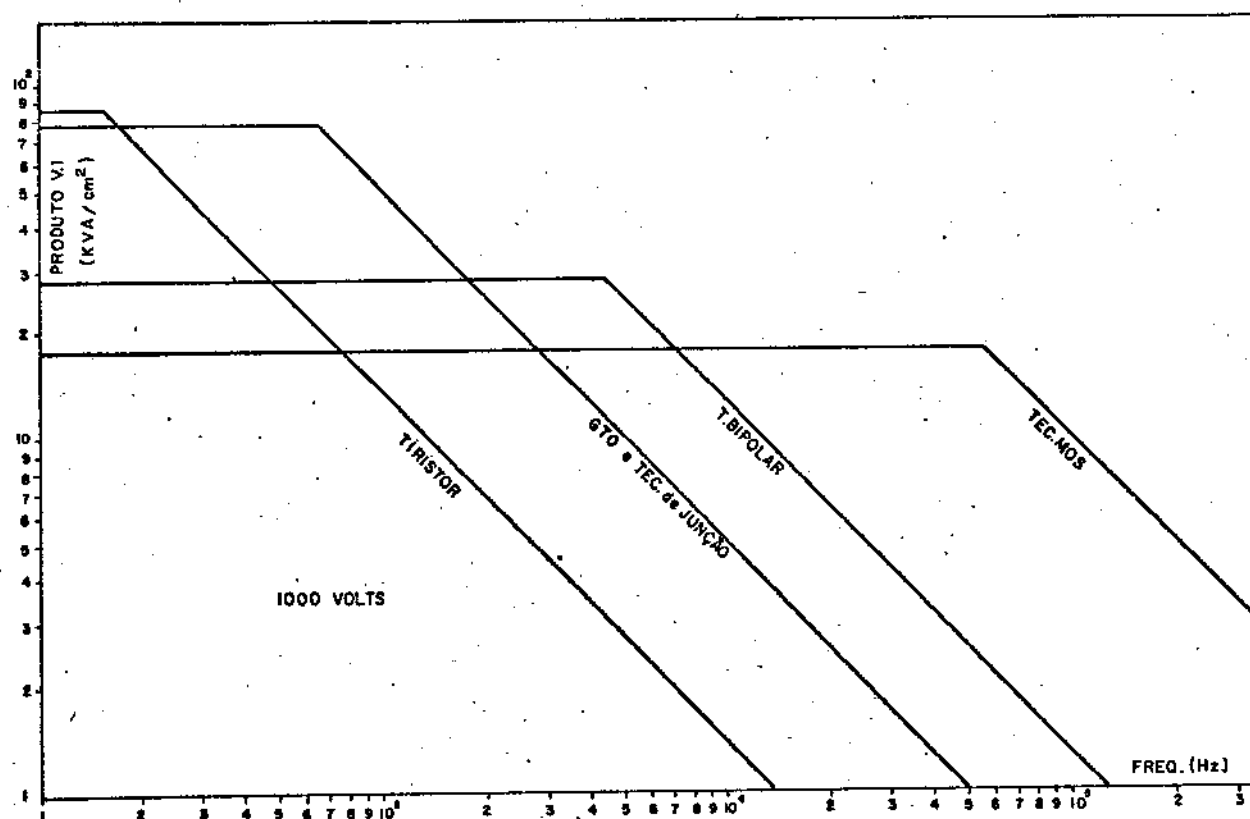


Figura i-4 - Gráfico de potência versus frequência, mostrando a posição relativa do T.E.C.-M.O.S. [ref. (3)].

CAPÍTULO I

AS ESTRUTURAS DOS TEC-MOS DE POTÊNCIA

1.1. Introdução

A concepção dos transistores MOS de potência é fundamentada nos mesmos princípios da realização dos transistores MOS clássicos.

Todos os transistores MOS de potência, independentemente do fabricante, apresentam propriedades estruturais idênticas entre si, ou seja, todos exibem a região da fonte altamente dopada. Em seguida, vem a região do canal, cuja dopagem dita o valor da tensão de transição, V_T , e depois, tem-se a região fracamente dopada, que é a região de deriva e, finalmente, a região do dreno que é fortemente dopada. O que diferirá entre o transistor de um fabricante e o de um outro, é, basicamente, a forma geométrica do contorno que define as regiões da fonte e do canal. Assim temos, como formas geométricas mais usadas: as faixas paralelas (F.P.); a forma hexagonal encaixável (H.E.) que é o caso dos transistores HEXFETS; a forma quadrada, que é a forma dos SIPMOS; e a forma triangular, com os triângulos equiláteros dispostos na forma hexagonal encaixável, que é o caso dos transistores TRIMOS [4].

A grande preocupação em aumentar a capacidade de corrente do transistor MOS de potência levou à concepção das várias formas geométricas citadas acima. Os transistores MOS de potência podem ser vistos como a associação, em paralelo, de um conjunto muito grande de transistores elementares - que chamaremos de células básicas. Essa associação só é viável graças ao fato de o TEC-MOS apresentar, para a corrente do dreno, um coeficiente de temperatura negativo.

1.2. Evolução das Estruturas dos T.E.C.-M.O.S. de Potência

Os transistores MOS de potência podem ser classificados [5,6], segundo a forma estrutural, em:

- a) Transistores em que a região do canal apresenta uma dopagem uniforme e cuja estrutura apresenta a fonte, o canal e o dreno coplanares.

A figura 1.1. apresenta a vista de um corte da estrutura de um desses transistores [7]. Esta estrutura é o resultado da associação em paralelo de um grande número de células básicas elementares interligadas, o que permite aumentar o perímetro útil do canal. Como a corrente de dreno é proporcional ao perímetro útil do canal, a interdigitação dos eletrodos facilita obter transistores com grandes correntes de dreno. A tensão máxima, que o dreno é capaz de suportar, é limitada pelo fato do eletrodo da porta superpor, parcialmente, a região do dreno, o que provocará o aparecimento

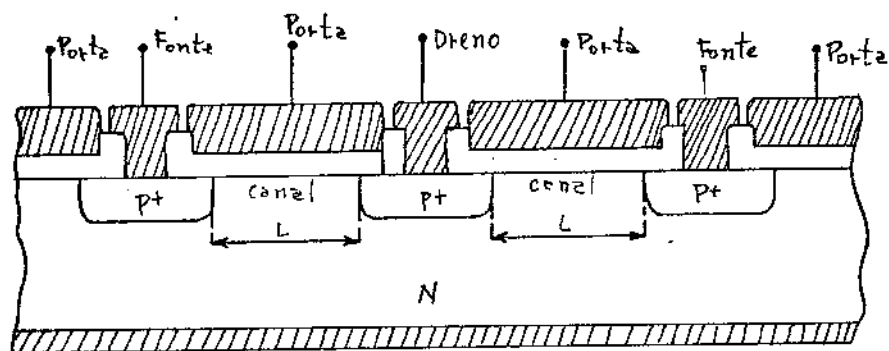


Figura 1.1 - Vista em corte de um TEC-MOS de potência canal-P com estrutura coplanar convencional.

de um alto campo elétrico nessa região, facilitando a ruptura. Essa estrutura apresenta uma baixa frequência de operação, pois o canal é normalmente longo para que não ocorra a perfuração total entre as regiões de depleção do dreno e da fonte.

A figura 1.2 apresenta um transistor canal-N com estrutura semelhante à anterior, diferindo apenas pela região N^- que contorna o dreno.

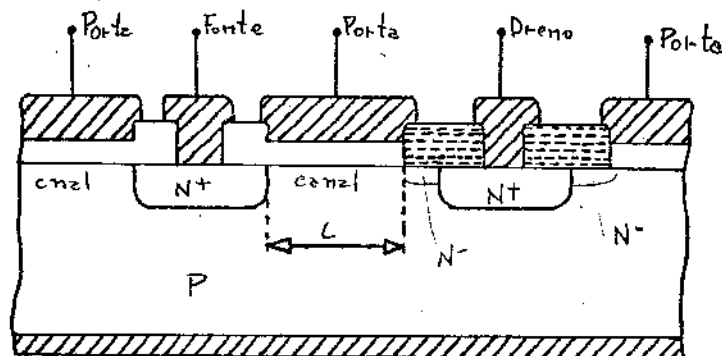


Figura 1.2 - Vista em corte de um TEC-MOS de potência canal-N com estrutura coplanar e apresentando uma região de deriva N^- .

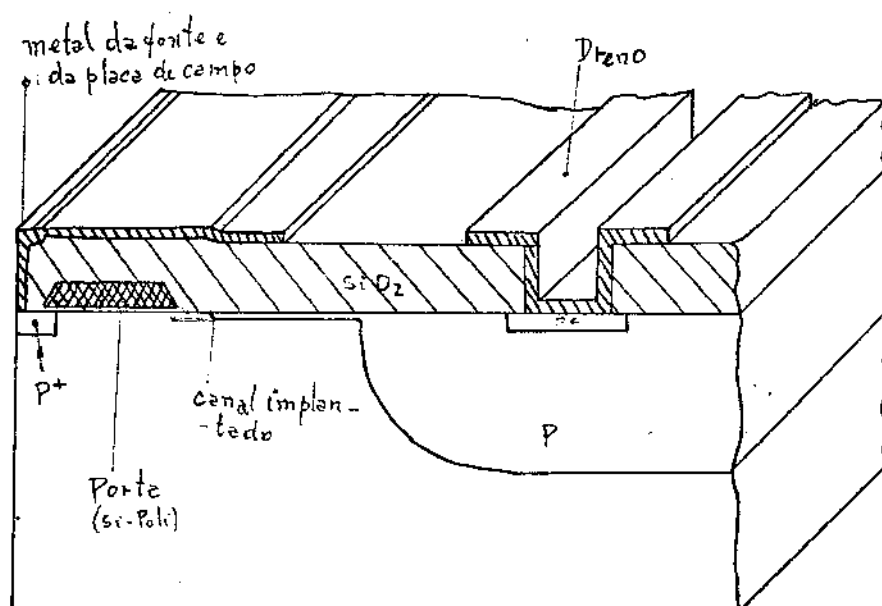


Figura 1.4 - Vista em corte de um TEC-MOS de potência com estrutura coplanar; apresentando uma região de deriva e uma placa de campo.

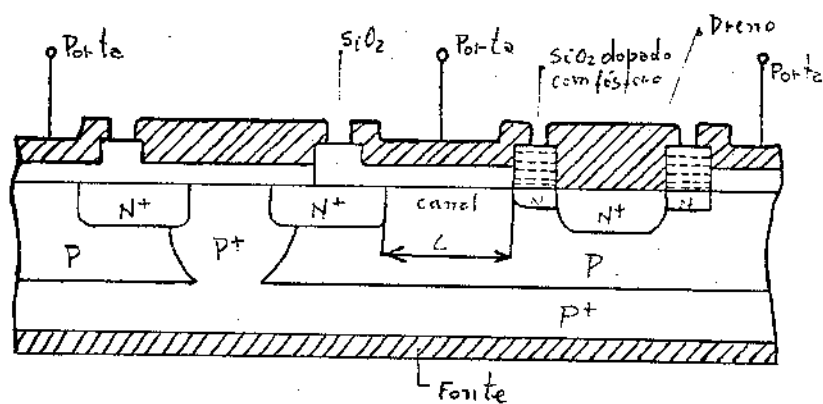


Figura 1.5 - Estrutura de um transistor MOS de potência não coplanar, com o contato da fonte tomado na face inferior da lâmina.

Esta estrutura apresenta vantagens em relação à anterior no que concerne à frequência de operação, pois neste caso, o canal é mais curto e a capacitância porta-dreno é menor e, além disso, a mobilidade dos elétrons é maior que a das lacunas. A tensão de ruptura apresenta pouca melhoria em relação à anterior. A região de deriva N^- é obtida pela difusão leve de fósforo a partir de óxido dopado.

Uma melhoria mais efetiva da tensão de ruptura só foi possível com o auxílio da implantação iônica para a região de deriva. Um dos trabalhos precursores, nesse sentido, foi de YOSHIDA [8] e outros; na figura 1.3 apresentamos a estrutura do transistor cuja região de deriva P é obtida por implantação iônica.

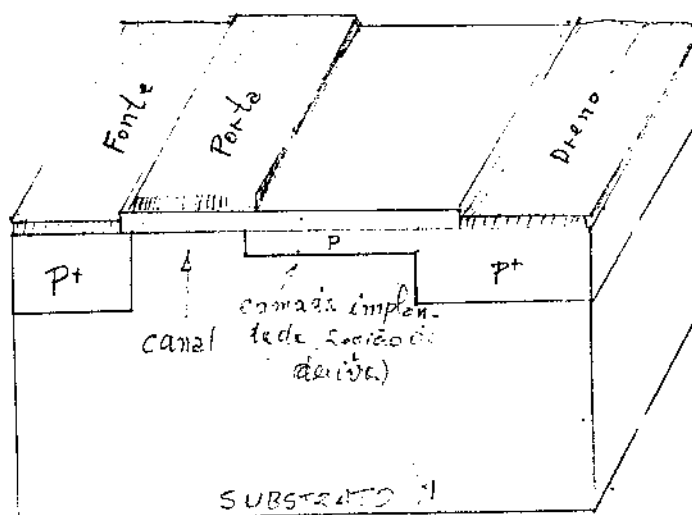


Figura 1.3 - Estrutura de um transistor coplanar em que a região de deriva P é obtida por implantação iônica.

Um aperfeiçoamento das características do transistor, apresentado na figura 1.3, foi possível [9] com a alteração do perfil da região de deriva, e colocando, ao mesmo tempo, uma placa de campo, ligada ao potencial terra, superpondo parcialmente a camada implantada. A figura 1.4 mostra a estrutura desse transistor. A placa de campo diminui a intensidade do campo elétrico no silício junto à interface, o que faz aumentar a tensão de ruptura da junção do dreno. A porta é de silício policristalino dopado e uma camada de SiO_2 isola-a do metal da placa de campo.

b) Transistores em que a região do canal apresenta uma dopagem uniforme e cuja estrutura apresenta a fonte e o dreno não coplanares.

Essas estruturas são caracterizadas por uma metalização na parte inferior (a face não polida) da lâmina, constituindo a fonte ou o dreno. Essa disposição de eletrodos permite aumentar a relação: (perímetro útil do canal) / (área da célula básica). A figura 1.5 é a vista em corte de uma estrutura desse tipo [10], onde o contato da fonte é tomado na parte inferior da lâmina. Esse transistor é realizado numa lâmina epitaxial P/P^+ ; tendo os seus eletrodos a forma interdigitada. Uma região de

Esse transistor é construído em lâmina epitaxial N^-/P^+ . O arranjo em quadrados alinhados permite obter uma boa relação perímetro útil de canal / área da célula básica correspondente; apesar dessa vantagem, esse transistor apresenta uma baixa frequência de operação em consequência das capacitâncias altas entre os seus eletrodos e da baixa mobilidade das lacunas.

c) Transistores em que a região do canal é horizontal e realizado pelo processo de dupla difusão: D-MOS

c.1 - Transistores D-MOS em que os três eletrodos são coplanares.

A figura 1.7 ilustra a estrutura de um transistor desse tipo [12]. O canal é obtido pelo princípio da dupla difusão sobre uma mesma janela no óxido, o que permite obter canais muito curtos. A estrutura desse transistor consta de um substrato N^- fracamente dopado, no qual é feita uma primeira dopagem P para formar a região do canal e, em seguida, é feita uma segunda dopagem N^+ sobre a região P, para formar a região da fonte.

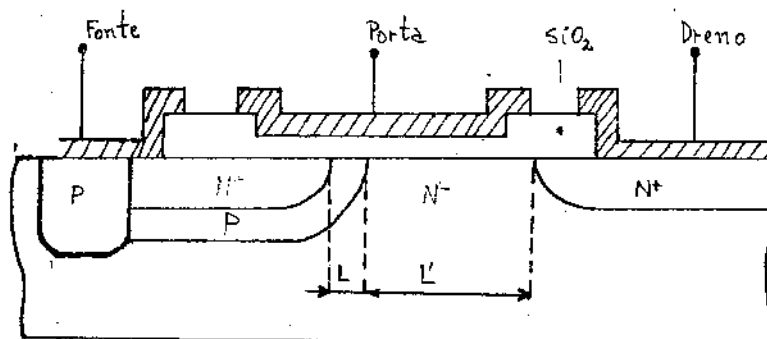


Figura 1.7 - Vista em corte um transistor D-MOS coplanar.

Durante essa segunda etapa obtém-se também a região N^+ do dreno convenientemente distanciado da região P do canal. O comprimento do canal é dado pela diferença das profundidades das difusões laterais da região P do canal e da região N^+ da fonte. Como a fonte deve estar curto-circuitada com a região P do canal, é feita, para possibilitar essa ligação, uma dopagem profunda P^+ em uma das bordas das regiões da fonte e do canal. A metalização da fonte deverá cobrir parcialmente as regiões P^+ e N^+ como ilustra a figura 1.7. Entre a região P do canal e a região N^+ do dreno existe uma região fracamente dopada N^- que é capaz de suportar uma alta tensão antes de atingir a ruptura. Esse transistor possui boa resposta de frequência, porém a relação perímetro útil do canal/área da célula básica não é boa porque perde-se uma certa área de cada célula para a realização da região N^+ do dreno e respectiva metalização.

c.2 - Transistores D-MOS com canal horizontal e em que a fonte e o dreno são não-coplanares.

A figura 1.8 apresenta a vista superior e em corte de um transistor com essa estrutura, ou seja, a fonte e o canal se situam na face superior da lâmina, e o dreno, na face inferior; sendo construído a partir de uma lâmina epitaxial N^-/N^+ . As ilhas P, que constituem as regiões dos canais, apresentam a forma geométrica quadrada o que confere uma relação: (perímetro útil do canal) / (área da célula básica) superior à dos transistores cujas células são faixas paralelas.

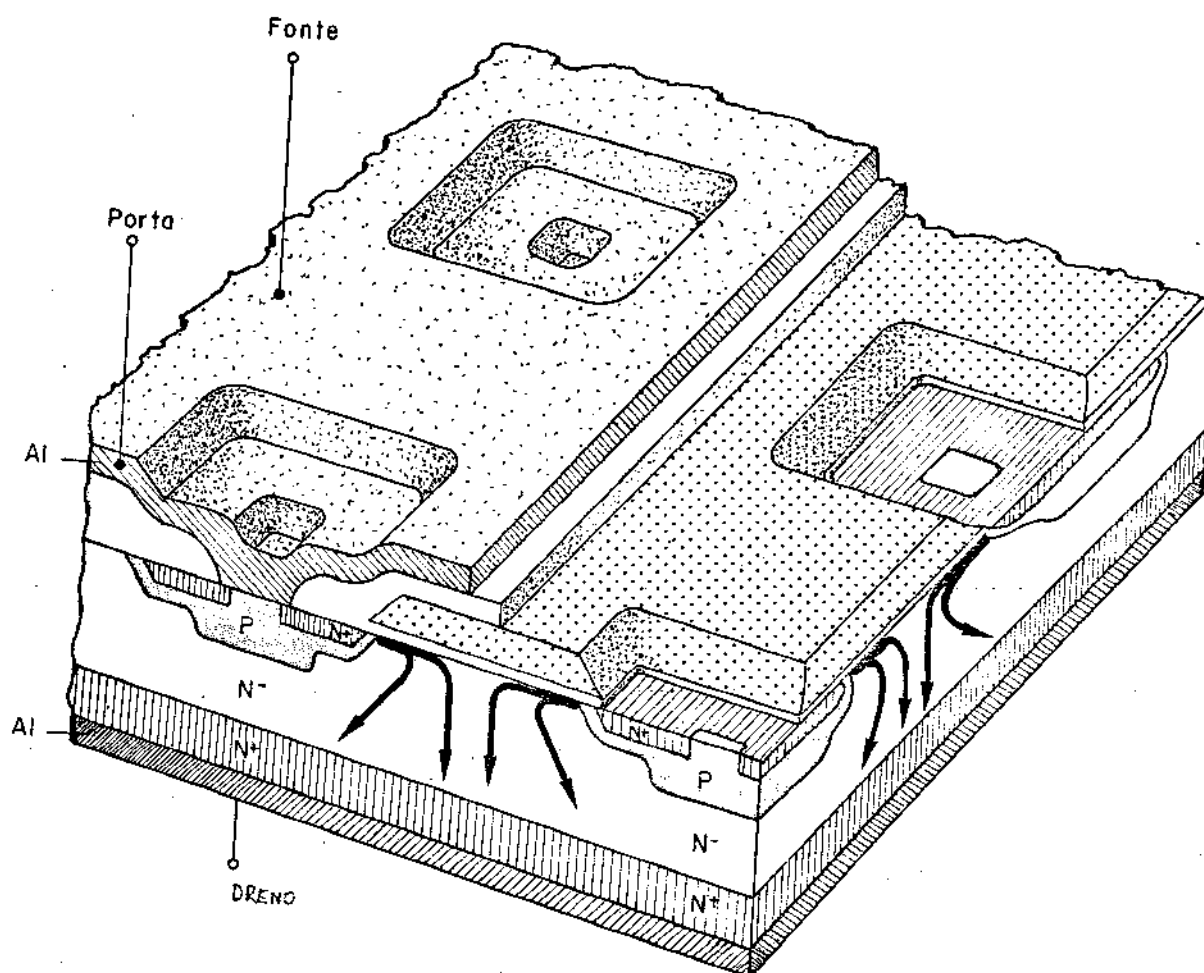


Figura 1.8 - Estrutura de um TEC-MOS de potência não coplanar, cujas células são quadradas [ref. (13)].

Esse transistor é chamado SIPMOS [13]. A figura 1.9 apresenta a vista superior e em corte de um transistor cujas ilhas P, que constituem as regiões dos canais, apresentam a forma geométrica hexagonal o que confere uma relação: (perímetro útil do canal) / área da célula básica) superior à dos transistores cujas células ou são faixas paralelas ou são quadradas.

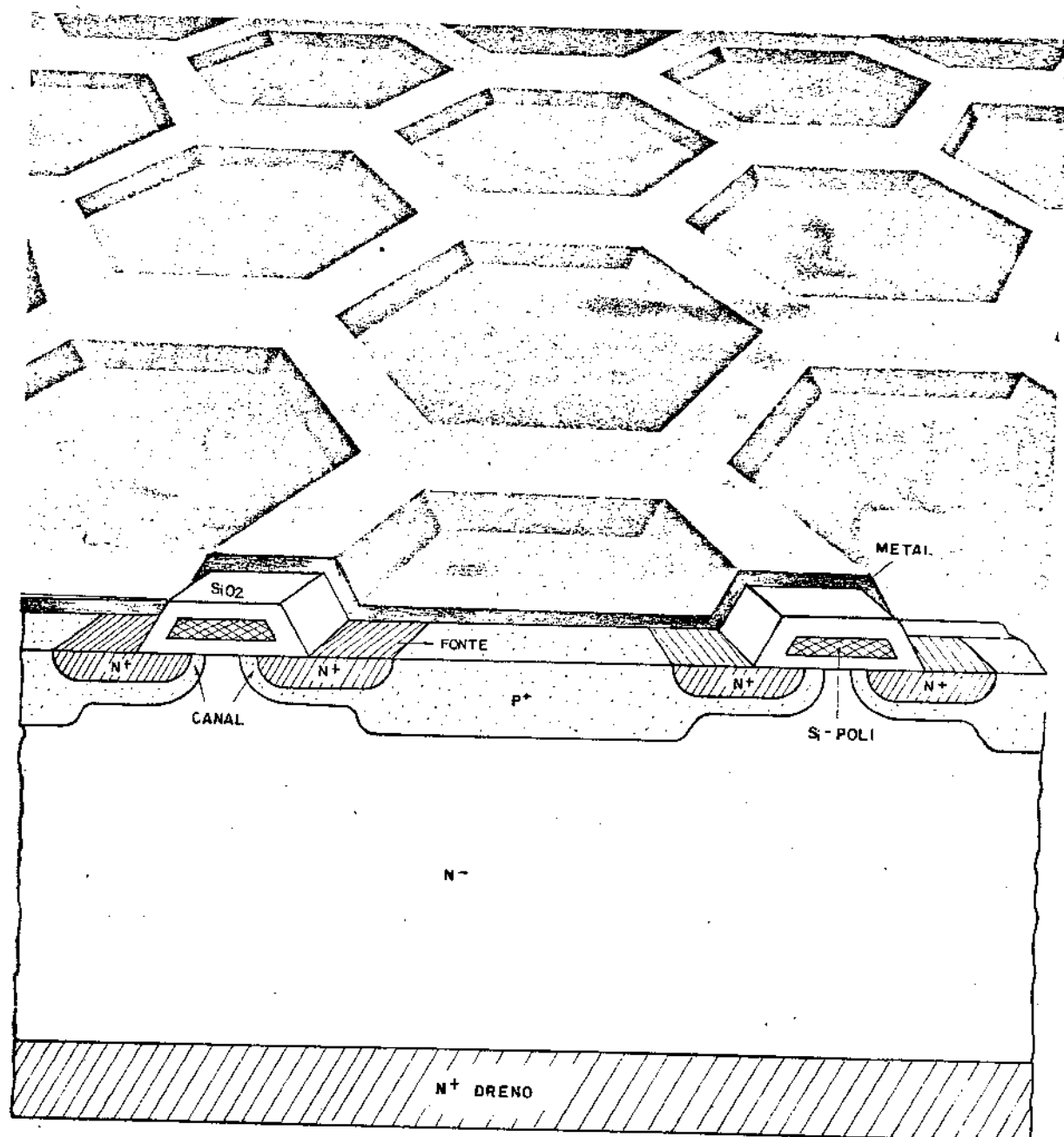


Figura 1.9 - Vista superior e em corte de um TEC-MOS de potência de estrutura não coplanar, cujas células são hexagonais [ref. (14)].

Esses transistores [15] são construídos em lâminas epitaxiais N^-/N^+ . O canal é obtido pela técnica D-MOS. Uma das grandes vantagens desse tipo de transistor, na faixa de baixas e médias tensões, é a alta corrente por unidade de área da pastilha que pode conduzir; e isso se deve à forma geométrica de suas células elementares. A relação: (perímetro útil do canal) / (área da célula básica), cuja geometria é a de triângulos equiláteros dispostos na forma hexagonal encaixável, é a maior que se pode obter de todas as formas geométricas apresentadas e utilizadas até o presente.

d) Transistores em que o canal é vertical.

Nesses transistores, o canal se situa nas paredes de um sulco que se abre na lâmina. O controle do comprimento do canal é, na maioria dos casos, o mesmo da técnica D-MOS, ou seja, esse comprimento é igual à diferença das profundidades de difusões P e N^+ ao longo das paredes do sulco. O ataque à superfície, para a formação dos sulcos, pode ser anisotrópico ou isotrópico, o que dá origem à seguinte subdivisão.

d.1 - Transistores V-MOS obtidos por ataque isotrópico

Esses transistores [16] são construídos em lâmina epitaxial PN^-N^+ , sobre a qual são difundidas as regiões P^+ e N^+ ; em seguida, essa lâmina é atacada isotropicamente através de janelas no óxido espesso, formando, assim, os sulcos. Esse ataque apresenta também uma componente lateral e avança sob o óxido espesso, formando uma borda. Essa borda é aproveitada para ajustar com melhor precisão a metalização sobre a região do canal. A metalização é realizada sob um ângulo tal que a projeção das bordas, do óxido que contorna o sulco, caia "exatamente" sobre a região do canal, como ilustra a figura 1.11. Com essa técnica, pode-se obter canais curtos pelo controle das profundidades de difusões. As capacitâncias são de baixo valor graças à estrutura e à metalização alinhada sobre o canal. A densidade de integração é boa, e além disso, não é necessária a etapa de fotografação para definir os contatos de fonte e de porta. Contudo, o processo é extremamente complexo.

d.2 - Transistores V-MOS obtidos por ataque anisotrópico

Os sulcos, em forma de V ou de U, nesses transistores são obtidos por ataque químico do silício $\langle 100 \rangle$ em direções preferenciais. Na figura 1.12 é apresentada a estrutura de um transistor V-MOS de depleção [17] em que a fonte e o dreno são coplanares. Esse transistor é construído a partir de uma lâmina epitaxial N/P . A região do canal se situa sob a ranhura em V, cujo vértice se aproxima da junção $N-P$ que se forma entre a camada epitaxial N e o substrato P . A condução através desse canal é modulada pela tensão da porta. O sulco, em V, separa a região da fonte da do dreno. Para melhorar os contatos da fonte e do dreno é feita, antes do ataque anisotrópico, uma difusão N^+ em toda a lâmina. Operando o canal em depleção, a mobilidade dos portadores majoritários é alta, o que é uma vantagem para operação em altas frequências. Este efeito, entretanto, é prejudicado pelas capacitâncias entre os eletrodos que são altas e, consequentemente, a frequência máxima de operação é baixa. A relação: (perímetro útil do canal) / (área da célula básica) é pobre, pois o dreno ocupa uma parte da área da célula básica. A tensão máxima que pode suportar antes de atingir a ruptura é medíocre devido à superposição do metal da porte sobre a região N^+ do dreno.

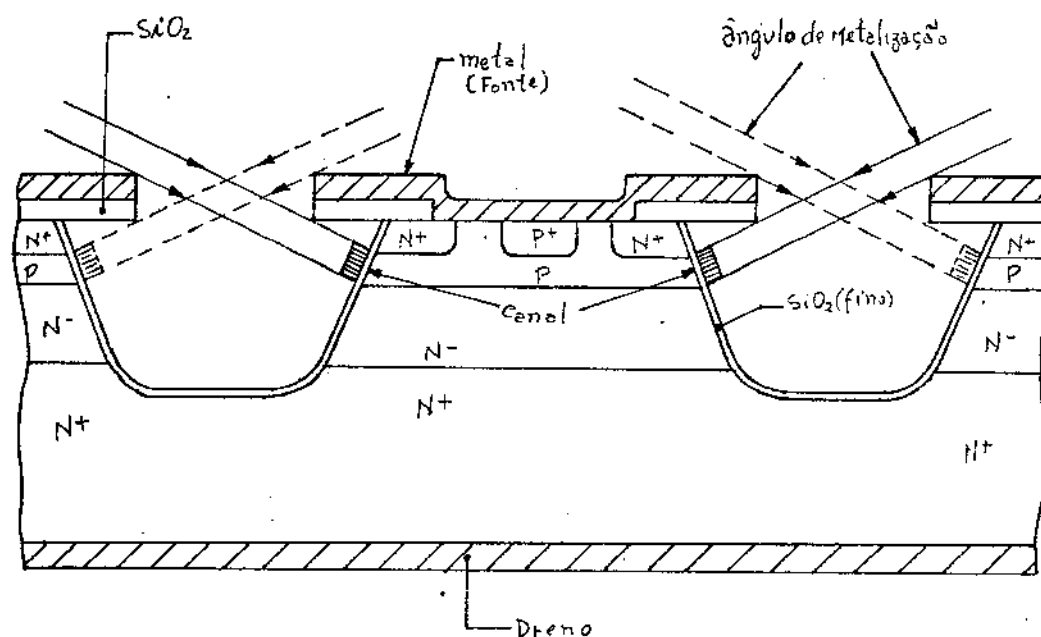


Figura 1.11 - Vista em corte de um TEC-MOS de potência, de estrutura não coplanar com canal vertical.

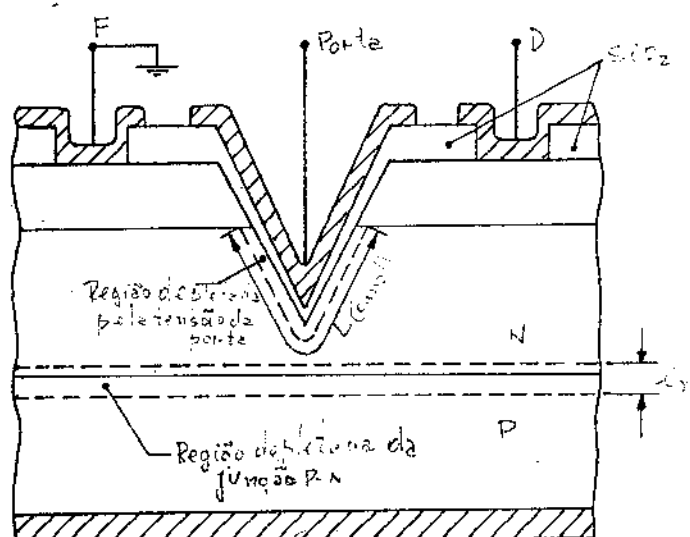


Figura 1.12 - Vista em corte de um transistor V-MOS de potência, do tipo de depleção.

Na figura 1.13 apresentamos um TEC-MOS de potência [18] em que o canal se situa abaixo da face inferior da canaleta em U.

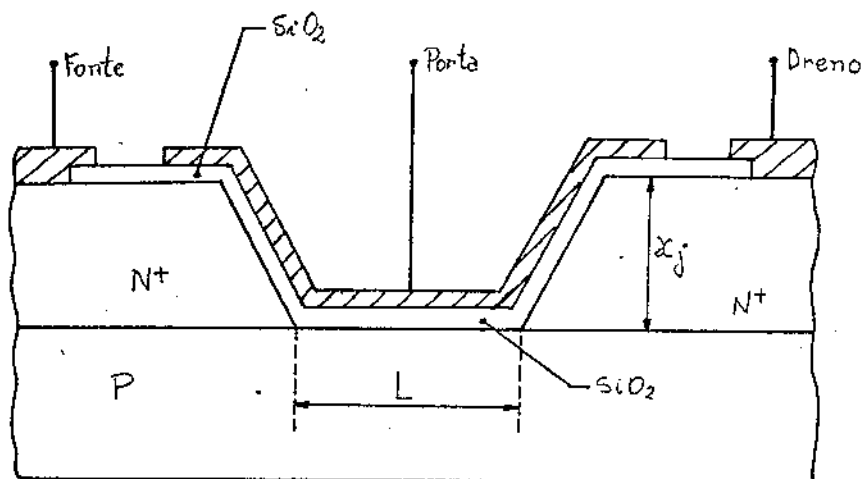


Figura 1.13 - Vista em corte de um TEC-MOS de potência com estrutura em U.

Esse transistor apresenta, também, uma estrutura em que a fonte e o dreno são coplanares; é construído a partir de um substrato P, onde as regiões N^+ da fonte e do dreno são obtidas por difusão através de uma mesma janela. Para separar as regiões do dreno e da fonte é feito um ataque químico através de uma janela aberta no óxido sobre a região N^+ . Em seguida é feita a oxidação da porta e, finalmente, realiza-se a metalização para se definir os contatos de fonte, dreno e porta. Nesta estrutura, o efeito de modulação do canal é minimizado porque a região de depleção das junções fonte-substrato e dreno-substrato, se propaga mais na vertical do que na horizontal. As capacitâncias entre os eletrodos são menores que as do caso anterior porque o óxido é mais espesso nas paredes laterais do que no fundo da canaleta graças a dois fenômenos: o óxido cresce mais rapidamente na região N^+ do que na P e, além disso, as paredes laterais (N^+) pertencem aos planos $\langle 111 \rangle$ e o fundo (P) pertence ao plano $\langle 100 \rangle$. Já é bem sabido que, nas mesmas condições, o óxido cresce mais rapidamente na direção $\langle 111 \rangle$ do que na $\langle 100 \rangle$. A relação: (perímetro útil do canal) / (área da célula básica) é baixa, pois o dreno ocupa uma parte da área da célula básica. Finalmente temos os transistores V-MOS com a fonte e o dreno não coplanares, em que o contato do dreno é realizado na face inferior da lâmina. A figura 1.14 mostra a estrutura de um desses transistores [19]. O transistor é construído a partir de uma lâmina epitaxial N^-/N^+ . Pelo processo de dupla difusão obtém-se as regiões P e N^+ que formarão o canal e a fonte, respectivamente; depois, é feito um ataque químico anisotrópico através de janelas de dimensões e de coordenadas convenientes, obtendo-se canaletas em forma de V onde se localiza o canal do transistor. Após essa etapa, é feita a oxidação da porta e, finalmente, realiza-se a metalização. Aqui, como nos casos anteriores, o transistor é constituído por um grande número de células elementares idên-

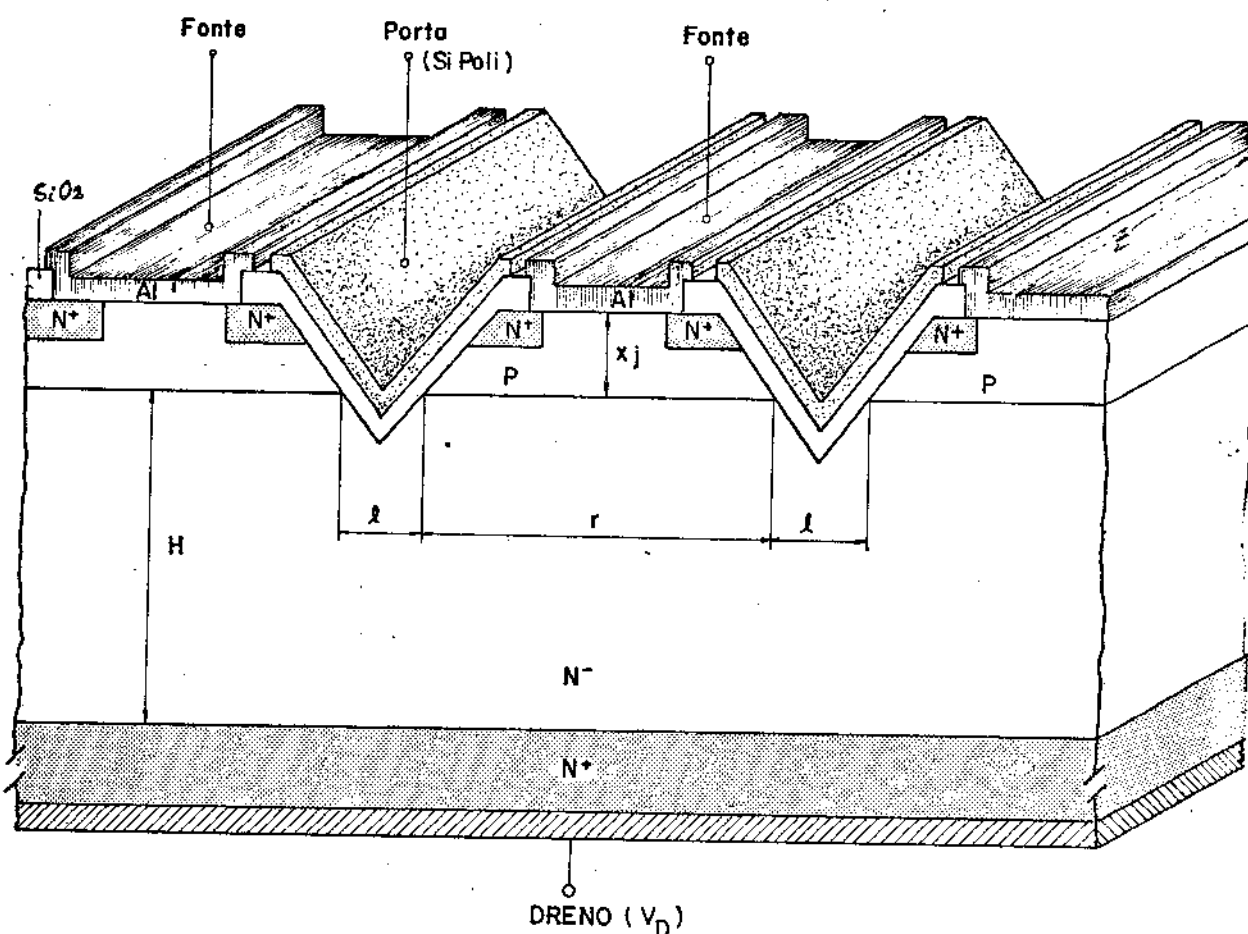


Figura 1.14 - Vista superior e em corte de um transistor V-MOS de potência com estrutura não coplanar.

ticas ligadas em paralelo. A região de deriva N^- entre o canal e a região N^+ do dreno permite, por um lado, aumentar a tensão máxima de ruptura e, por outro, diminuir a capacitância da junção PN^- . O controle das dimensões desse transistor é razoavelmente simples. Sua frequência máxima de operação pode chegar a V.H.F. A relação perímetro útil do canal/área da célula básica é boa; porém, é inferior à dos transistores cujas células básicas são quadradas, ou hexagonais ou triangulares. Dois outros transistor [6,20] cujas estruturas são semelhantes, em alguns aspectos, à do transistor anterior, são mostrados nas figura 1.15a e 1.15b.

As diferenças básicas entre esses transistores e o da figura 1.14 repousam na maneira de interligar as regiões N^+ das fontes e as metalizações das portas das células elementares. Aqui, na figura 1.15, não existe curto circuito entre a fonte e a região do canal ao longo de toda a extensão das difusões N^+ e P; porém, esse curto-circuito é realizado em determinadas regiões, como ilustram as figuras 1.15a e 1.15b. As consequências benéficas dessa opção são fundamentalmente um aumento da relação perímetro útil do canal/área da célula básica e uma simplificação na máscara de

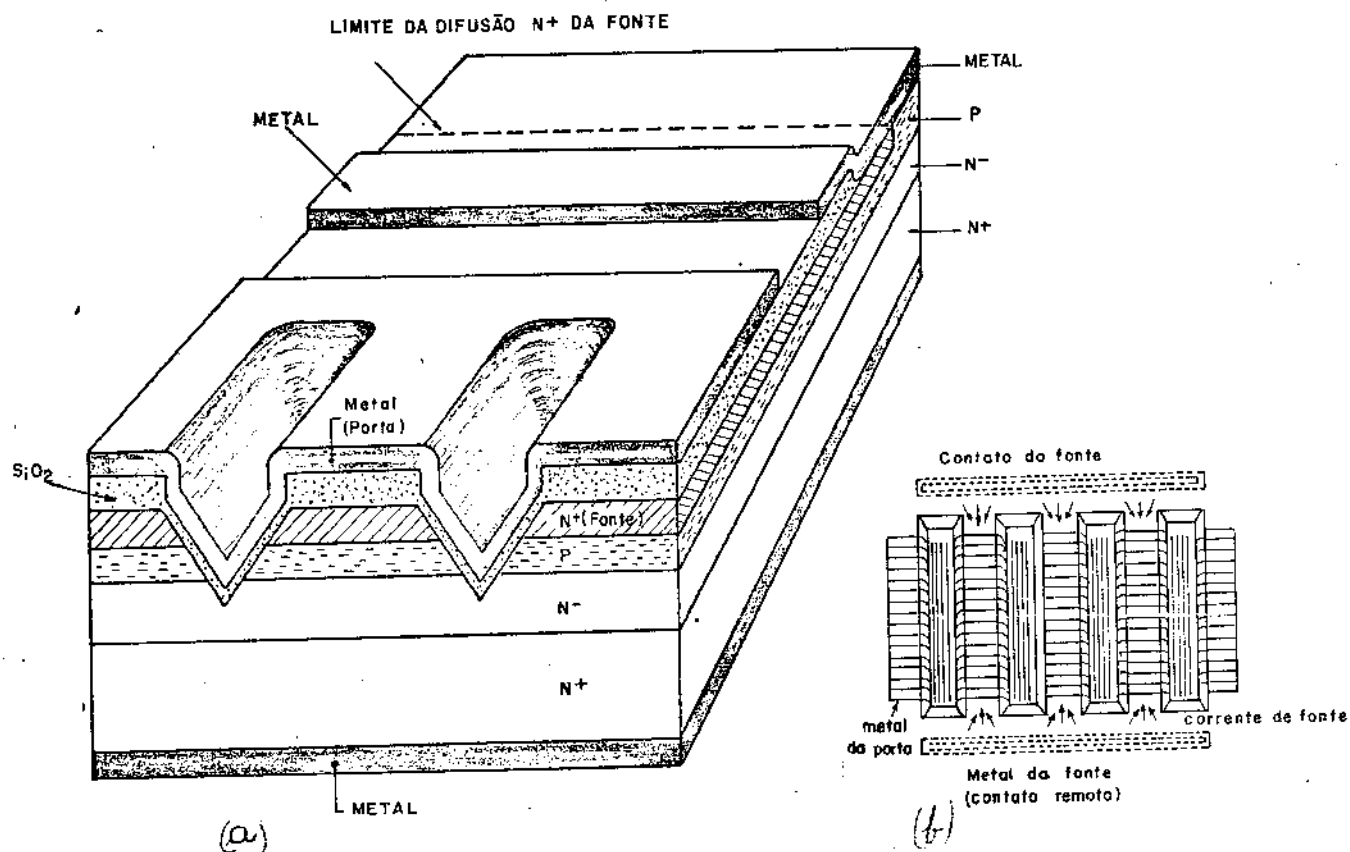


Figura 1.15 - Transistores V-MOS e U-MOS de potência de estrutura vertical com contato remoto da fonte; em (a) é mostrada a vista superior e em corte de um transistor V-MOS, e em (b), a vista superior de um transistor U-MOS.

metalização; contudo, o preço que se paga é o de ter que aceitar um aumento da resistência do estado de condução, R_{on} , do transistor devido ao aumento do percurso da corrente, através da região N^+ da fonte, compreendido entre o ponto de contato e a borda do canal. Além disso a capacitância é maior que a do caso anterior e, consequentemente a frequência máxima de operação é inferior. A seguir, é apresentado um quadro [6,21] com alguns dos primeiros protótipos de TEC-MOS de potência; nem todos os componentes apresentados nesse quadro são disponíveis comercialmente. Infelizmente os dados não são completos, pois o ideal seria dispor de um quadro que contivesse, tanto as informações referentes à estrutura do transistor, à forma geométrica de suas células elementares e às suas dimensões, como também as informações completas do comportamento elétrico do transistor. Somente assim se poderia tirar conclusões comparativas mais reais a respeito dos vários transistores.

Fabricante	Tipo	Área ativa [mm ²]	CANAL		V _{DBR} Volts	I _D [A] para V _{PF} =10V	Ron [a] para V _D =10 mV
			Largura [cm]	Comprimento [μm]			
Silicox (V-MOS)							
	2N6656	1,77	2,95	2	35	2	1,0
Canal-N	2N6657				80	2	1,4
	2N6658				90	2	2,0
	VN64GA	15	16		60	12,5	0,3
Supertex (V-MOS)							
Canal-N	VN02				40-90	5	0,7
	VN12				40-90	12,5	0,2
Canal-P	VP02				40-90	3,5	1,9
	VP12				40-90	10	0,4
International Rectifier (D-MOS)							
	IRE 121-120	8,0			60-100	6	0,17
Canal-N	IRE 131-130	13,22	55			12	0,10
	IRE 331-330	13,22			350-400	4	0,76
Canal-P	IRE9131-9130	13,22			60-100	8	0,27
Motorola (D-MOS)							
	MFE 9200				200	0,4	4,5
	MFE 930-990				35-90	2	1,0
Canal-N	MTM 474-475	13,22	29	1-3	450-500	4	1,2
	564-565				350-400	5	1,0
	1224-1225				60-100	12	0,1
	193				1000	1	11,0
Siemens (D-MOS)							
Canal-N	BUZ 34				200	14	0,25
	BUZ 45				500	8,5	0,95
RTC							
Canal-N	TRIMOS	9	50		80	20-30	0,15

Quadro I - Principais protótipos de transistores MOS de potência e algumas de suas características [ref. (6,21)].

1.3. Conclusão

Nesse capítulo apresentamos as principais estruturas dos TEC-MOS de potência, mostrando as várias etapas evolutivas. Descrevemos qualitativamente as suas estruturas e as suas características fundamentais. Pode-se constatar a importância do caso das técnicas D-MOS e V-MOS na realização desses transistores para a otimização de suas características.

2.1. Introdução

Apresentaremos, a seguir, o comportamento elétrico do canal, que é a parte ativa do TEC-MOS. Nessa análise, consideraremos um transistor canal-N. Conclusões análogas podem ser obtidas a partir da análise do transistor canal-P. Como já foi visto no capítulo precedente, a estrutura do transistor MOS de potência apresenta um canal curto (graças à dupla difusão) separado do dreno por uma região de deriva, que é uma região de baixa dopagem N^- . Como consequência dessa região de deriva N^- , a região de depleção que se forma na junção entre o canal-(P) e essa região (N^-) se situa quase totalmente na região N^- , pois a concentração de impurezas na região P é ordens de grandeza superior à concentração na região de deriva N^- . Dessa forma, o efeito de modulação do canal será desprezível. Contudo, será considerado o efeito dos campos transversal e longitudinal sobre a mobilidade dos portadores no canal. Esse estudo nos permitirá determinar a expressão da resistência do canal na chamada parte ôhmica ou região linear do canal. Essa resistência é uma das parcelas da resistência total entre o dreno e a fonte de transistor. Para atingirmos tais objetivos, ou seja para analisarmos o comportamento elétrico do canal, admitiremos as seguintes hipóteses e aproximação [1,22]:

- o semiconductor do substrato não é degenerado,
- a dopagem do substrato é uniforme,
- admitiremos a aproximação de canal gradual,
- a corrente de difusão no canal é desprezível, em comparação à corrente de deriva,
- o óxido é um isolante perfeito,
- a corrente de fuga da junção do dreno, reversamente polarizada, é desprezível,
- a densidade e a posição de cargas no óxido são independentes dos campos aplicados,
- os fenômenos de geração e recombinação na camada de carga superficial são desprezíveis

2.2. Diagrama de Faixas de Energias

Consideremos um transistor MOS canal-n, figura 2.1.a, e representemos o diagrama tridimensional de faixas de energias, figuras 2.1.b, 2.1.c e 2.1.d.

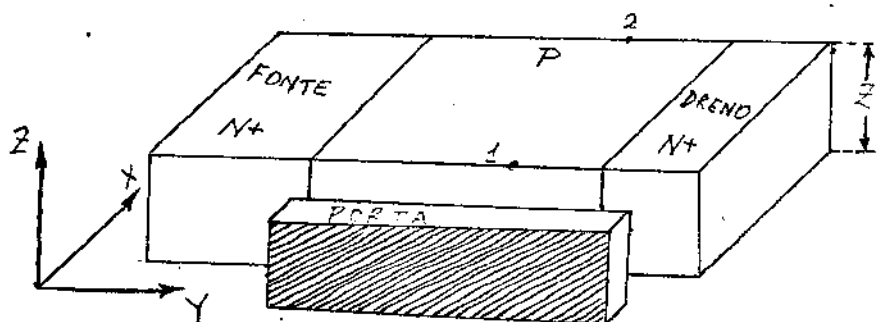


Figura 2.1.a - Estrutura de um Transistor MOS canal-N.

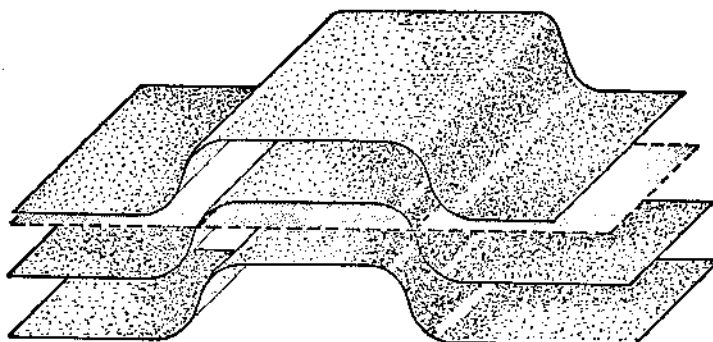


Figura 2.1.b - Diagrama de faixas de energias da estrutura da figura 2.1.a, sem polarização.

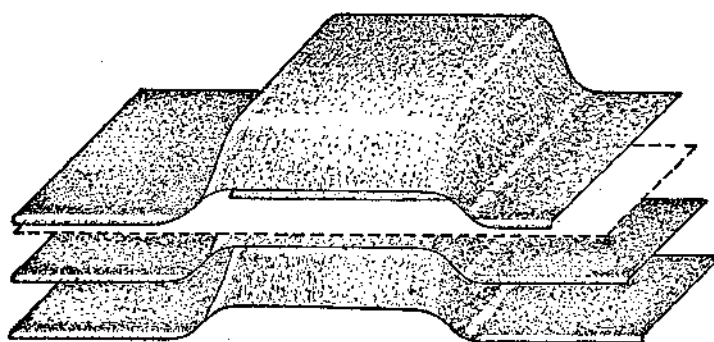


Figura 2.1.c - Diagrama de faixas de energias quando se polariza a porta.

Na figura 2.2 apresentamos o diagrama resultante da interceção de um plano, que dista Y da fonte e é paralelo à direção X , com os planos da figura 2.1.c. Na figura 2.3 é apresentado o diagrama resultante daquela interceção, porém na condição de polarização indicada pela figura 2.1.d.

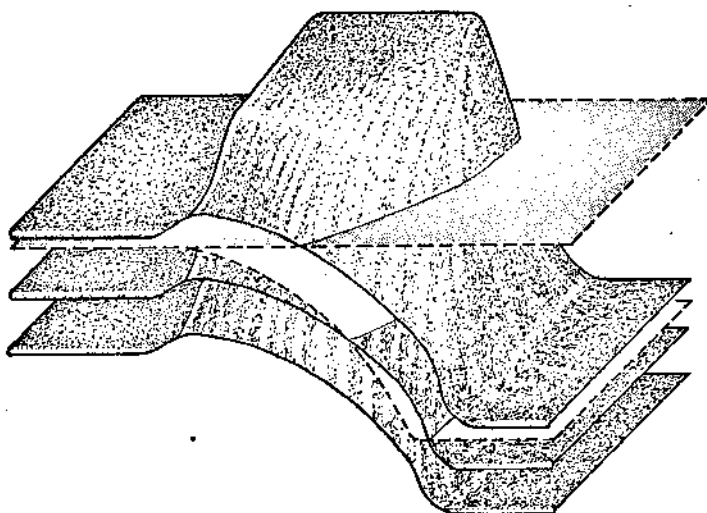


Figura 2.1.d - Diagrama de faixas de energias na condição de polarização da porta e do dreno, ou seja, na condição de não-equilíbrio (ref. [1]).

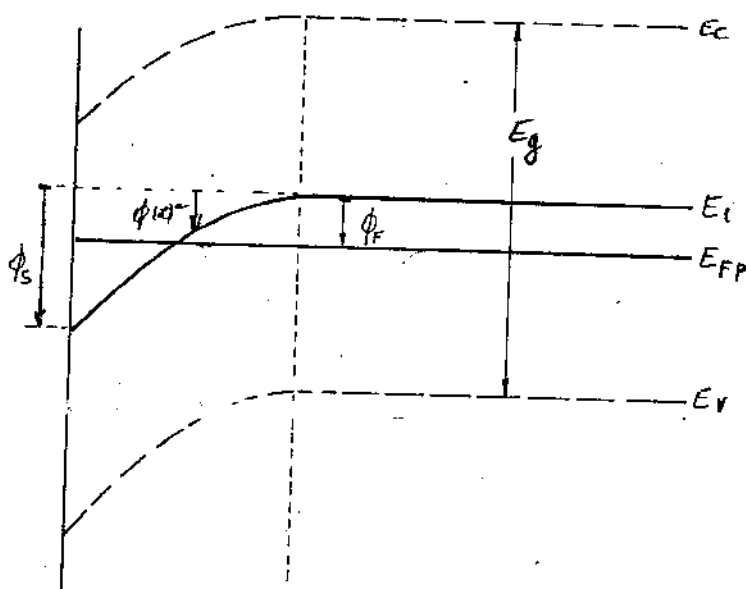


Figura 2.2 - Diagrama de faixas de energias, correspondente à interseção da figura 2.1.c com um plano normal à interface e paralelo à direção x .

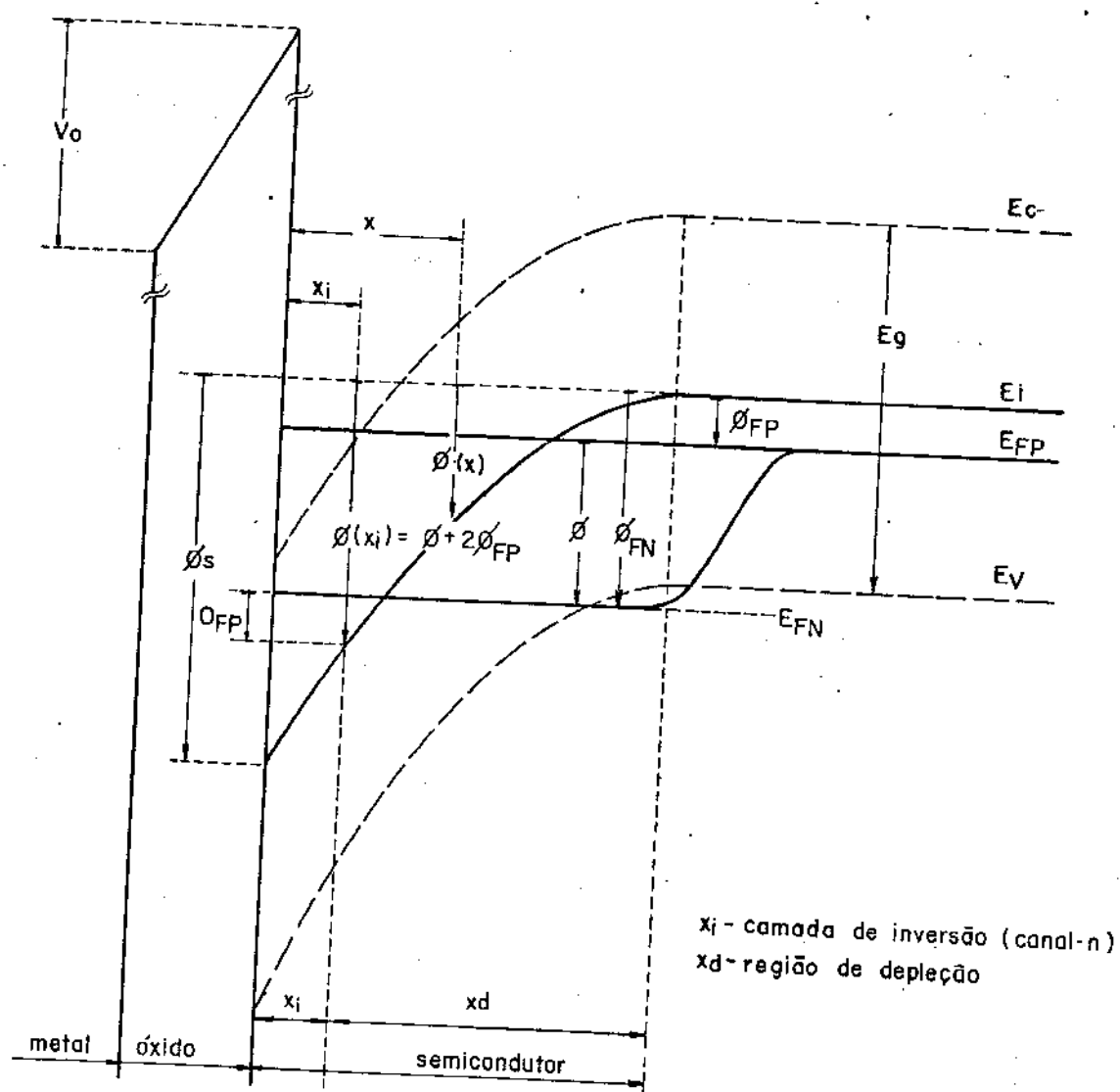


Figura 2.3 - Diagrama de faixas de energias ao longo de um corte que dista Y da fonte passando pelos pontos 1 e 2; veja figura 2.1.d (ref. [22])

Condições da aproximação de quase equilíbrio (ou pseudo equilíbrio termodinâmico)

Os diagramas mostrados nas figuras 2.1.d e 2.2 apresentam junto à interface um espalhamento do nível de Fermi em dois outros níveis: E_{FP} e E_{FN} , que são os chamados níveis quase - Fermi para lacunas e elétrons, respectivamente.

Nas condições de equilíbrio termodinâmico a densidade de elétrons e lacunas é dada [23] por:

$$n = n_i \exp \left[-\frac{q}{kT} (\phi_F - \phi_i(x)) \right] \dots \dots \dots 2.1$$

$$p = n_i \exp \left[\frac{q}{kT} (\phi_F - \phi_i(x)) \right] \dots \dots \dots 2.2$$

Porém nas condições normais de funcionamento do transistor MOS em que a corrente do drain no provoca o desequilíbrio termodinâmico no semicondutor junto à interface, as condições de quase-equilíbrio devem ser consideradas para se calcular a densidade de elétrons e lacunas. Será tomado como nível de referência, o nível intrínseco E_i . Como estamos considerando um substrato não degenerado, podemos fazer uso dos resultados da estatística de Boltzman.

2.3. Distribuição de Portadores no Semicondutor Junto à Interface.

Pelos resultados da estatística de Boltzman e nas condições de quase-equilíbrio, a concentração dos portadores será dada por [1,22,23]:

$$n = n_i \cdot \exp. (U - \psi - U_{FP}) \dots \dots \dots 2.3$$

$$p = n_i \cdot \exp. (U_{FP} - U) \dots \dots \dots 2.4$$

onde, pelo diagrama da figura 2.2, temos:

$$\left. \begin{aligned} U_{FN} &= \frac{q}{kT} \cdot \phi_{FN} ; \quad \phi_{FN} = - \frac{E_{FN} - E_i}{q} \\ U_{FP} &= \frac{q}{kT} \cdot \phi_{FP} ; \quad \phi_{FP} = - \frac{E_{FP} - E_i}{q} \\ \psi &= \frac{q}{kT} \cdot \theta ; \quad \theta = \phi_{FN} - \phi_{FP} ; \quad U_N = \frac{q}{kT} \cdot \phi_{FN} \\ U(x) &= \frac{q}{kT} \phi(x) \text{ ou simplesmente, } U = \frac{q}{kT} \cdot \phi \end{aligned} \right\} 2.5$$

Designaremos simplesmente por U_F o potencial normalizado correspondente ao nível de Fermi; o qual tomará a expressão do U_{FN} ou do U_{FP} se se trata de semiconductor tipo-N ou tipo-P, respectivamente.

No interior do semiconductor, para grandes valores de x onde as faixas de energias não são mais encurvadas, isto é, onde $\phi(x) = 0$, ou seja: $U=0$, temos:

$$n_p = n_i \cdot e^{-\frac{u_{FP}}{kT}} \quad \dots \quad 2.6$$

$$p_p = n_i \cdot e^{\frac{u_{FP}}{kT}} \quad \dots \quad 2.7$$

Em que n_p e p_p são as concentrações do semiconductor tipo-P em equilíbrio térmico.

2.4. Campo Elétrico e Densidade de Carga nas Vizinhanças da Interface Si-SiO₂

A neutralidade de carga é mantida no semiconductor, dessa forma, para um substrato tipo-P, onde $N_D=0$, temos:

$$p - n - N_A = 0 \quad \dots \quad 2.8$$

A Equação de Poisson nessa região ficará assim:

$$\frac{kT}{q} \cdot \frac{d^2 u}{dx^2} = -q \cdot \frac{p - n - N_A}{\epsilon_0 \cdot \epsilon_s} \quad \dots \quad 2.9$$

Onde n e p são dados pelas expressões 2.1 e 2.2, respectivamente; ϵ_0 e ϵ_s são as constantes dielétricas do vácuo e do silício, respectivamente; K é a constante de Boltzman; T é a temperatura absoluta e, q é a carga do elétron.

Lembrando que $N_A = P_p - n_p$, poderemos reescrever [22] a expressão 2.7 substituindo p , n e N_A pelas respectivas expressões, obtendo:

$$\frac{d^2 u}{dx^2} = -\frac{1}{2L^2} \left[\exp(u - \psi - u_F) - \exp(u_F - u) + \exp u_F - \exp(-u_F) \right]$$

ou,

$$\frac{du}{dx} \cdot \frac{d(du/dx)}{dx} = -\frac{1}{2L^2} \left[\exp(u - \psi - u_F) - \exp(u_F - u) + \exp u_F - \exp(-u_F) \right] \quad 2-10$$

onde,

$$L_D = \left(\frac{\epsilon_0 \epsilon_s K T}{2 q^2 n_i} \right)^{\frac{1}{2}} \quad 2-11$$

L_D representa o comprimento de Debye.

Integrando RH uma vez a expressão 2.8 e considerando as seguintes condições de contorno:

$$x \rightarrow \infty, u = 0 \quad e \quad \frac{du}{dx} = 0 \quad 2-12$$

obteremos:

$$\frac{1}{2} \left(\frac{du}{dx} \right)^2 = -\frac{1}{2L_D^2} \left[\exp(u - \psi - u_F) + \exp(u_F - u) + (u - 1) \cdot \exp(u_F) - (u + \exp(-\psi)) \exp(-u_F) \right] -$$

ou

$$\frac{du}{dx} = -\frac{1}{L_D} \left\{ \exp(u - \psi - u_F) + \exp(u_F - u) + (u-1) \exp u_F - [u + \exp(-\psi)] \exp(-u_F) \right\} \quad 2-13$$

A relação 2.13 já é a expressão do Campo Elétrico normalizado. É usual apresentar essa expressão como se segue [22]:

$$\frac{du}{dx} = -\frac{1}{L_D} \mathcal{F}(u, \psi, u_F) = -\frac{1}{L_D} \cdot \frac{u}{|u|} \cdot \mathcal{F}(u, \psi, u_F) \quad 2-14$$

Onde a função $\mathcal{F}(u, \psi, u_F)$ é dada pela relação entre "chaves" na expressão 2.13.

A densidade de cargas, por unidade de área, no silício exigida por esse campo elétrico é:

$$Q_s = \epsilon_0 \epsilon_s \frac{kT}{q} \left. \frac{du}{dx} \right|_{u=u_s} \quad 2-15$$

ou, ainda, a partir de 2.12, temos:

$$\phi_s = -2q n_i L_D \frac{U_s}{|U_s|} \mathcal{F}(U_s, \psi, U_F) \dots \dots \dots 2-16$$

onde U_s é o valor de U na superfície do semiconductor.

Será interessante analisar os seguintes casos particulares da função $\mathcal{F}(U, \psi, U_F)$ ou simplesmente função $\mathcal{F}$.

a) Quando o potencial na superfície, U_s , estiver compreendido entre zero e $\psi + 2U_F$.

Nesse caso a densidade de portadores livres será inferior à concentração das impurezas ionizadas. A região do semiconductor vizinha à interface estará depletada de portadores móveis e, por isso, será chamada de região de depleção; sendo nesse caso, o potencial independente de ψ . A função $\mathcal{F}$ tomará, então, a seguinte forma [22]:

$$\mathcal{F}(U, \psi, U_F) \simeq \left[\exp\left(\frac{U_F}{2}\right) \right] (U-1)^{\frac{1}{2}} \dots \dots \dots 2-17$$

b) Quando o potencial na superfície for positivo e maior que $\psi + 2U_F$.

Nesse caso, temos uma camada superficial de elétrons cuja espessura é R_1 e concentração superior à impurezas ionizadas; e, em seguida, logo abaixo dessa camada, temos uma região depletada, cuja espessura é R_d ; sendo $R_d \gg R_1$. Essa camada de alta concentração de elétrons é chamada de camada de inversão.

A função $\mathcal{F}$, nesse caso, ficará [22]:

$$f(u, \psi, u_F) = \left[\exp(u - \psi - u_F) + (u-1) \exp(u_F) \right]^{\frac{1}{2}} \dots \dots \dots 2-18$$

c) Quando o potencial na superfície for negativo.

- Nessa condição a camada superficial apresenta uma concentração de lacunas superior à de impurezas ionizadas e é chamada de região de acumulação. A função tomará a forma aproximada [22]:

$$f(u, \psi, u_F) = \left[\exp\left(\frac{u_F}{2}\right) \right] \left[u-1 + \exp(-u) \right]^{\frac{1}{2}} \dots \dots \dots 2-19$$

Essas três condições podem ser visualizadas de forma mais clara pela figura 2.4.

2.5. Relação entre a tensão aplicada à porta, V_{PF} , e as tensões no óxido e no silício.

Pela condição de continuidade do componente do campo elétrico normal à interface Si-SiO₂, nos permite escrever: [1,22]

$$\epsilon_0 \epsilon_s \left. \frac{d\phi}{dx} \right|_{x=0} - \epsilon_0 \epsilon_{ox} \cdot \frac{V_{PF} - \phi_{MS} - \phi_s}{x_0} = Q_{ss} \dots \dots \dots$$

ou,

$$V_{PF} - \phi_{MS} + \frac{Q_{ss}}{C_{ox}} = \phi_s - \frac{\epsilon_s \epsilon_0}{C_{ox}} \cdot \left. \frac{d\phi}{dx} \right|_{x=0} \dots \dots \dots 2-20$$

onde ϕ_{MS} é a diferença entre a função trabalho do metal e do semiconductor; Q_{ss} é a carga total no óxido e na interface.

De 2.5 temos que:

$$\frac{d\phi}{dx} = \frac{kT}{q} \cdot \frac{du}{dx} \dots \dots \dots 2-21$$

de 2.21 e 2.14, podemos escrever que:

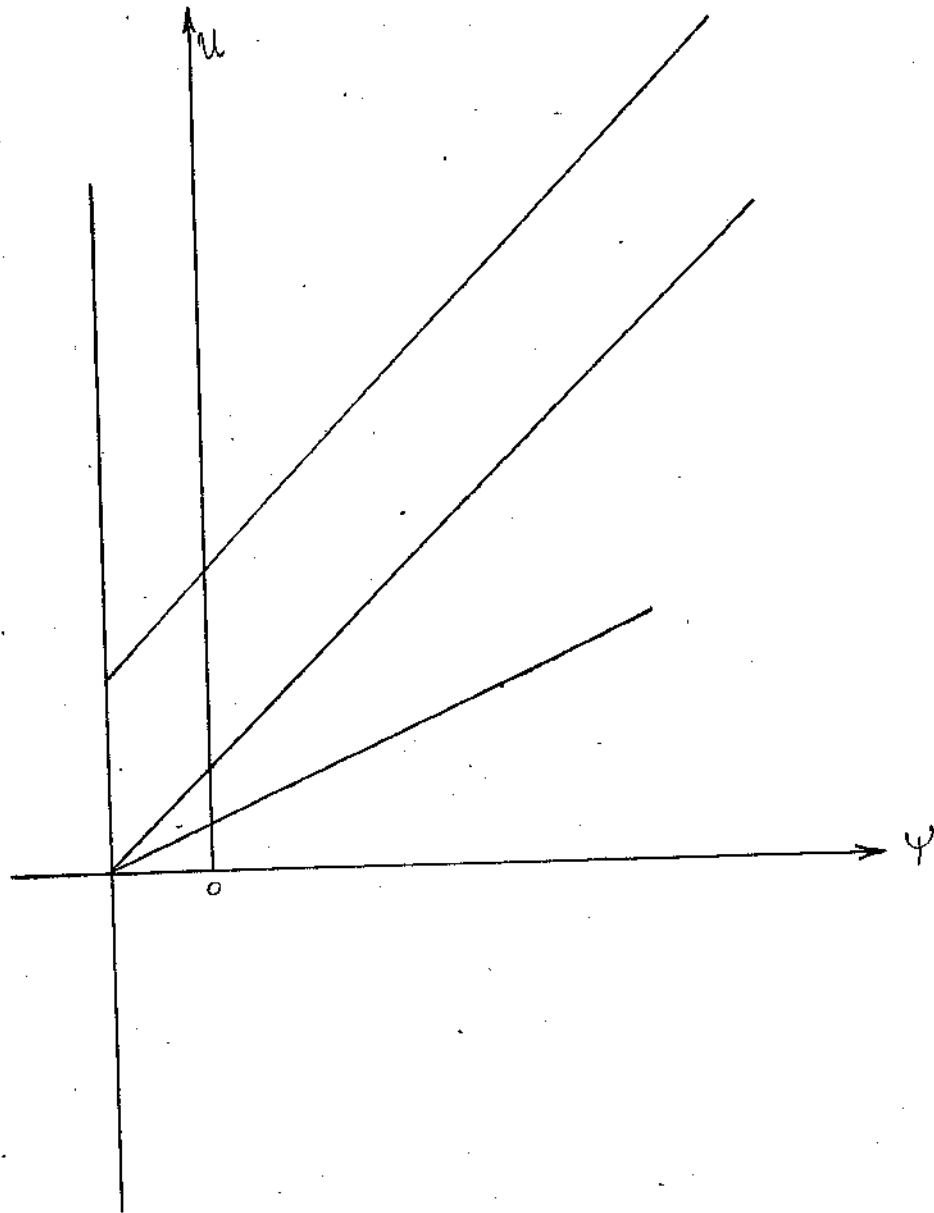


Figura 2.4 - Gráfico de $U \times \Psi$, mostrando as regiões e as respectivas densidades de portadores. (ref. [22]).

$$\left(\frac{d\phi}{dx}\right)_{x=0} = \frac{kT}{q} \left[-\frac{1}{L_D} \cdot \frac{U}{|U|} \cdot \mathcal{F}(u_s, \psi, u_F) \right] \dots 2-22$$

onde U foi substituído por U_s para $x = 0$.

Chamando de V'_{PF} a tensão líquida aplicada à porta, $V_{PF} = \phi_{MS} + \frac{Q_{ss}}{C_{ox}}$, teremos:

$$V'_{PF} = \phi_s - \frac{\epsilon_s \epsilon_0}{C_{ox}} \cdot \frac{d\phi}{dx} \Big|_{x=0}$$

ou

$$V'_{PF} = \phi_s - \frac{\epsilon_s \epsilon_0}{C_{ox}} \cdot \frac{kT}{q} \left[-\frac{1}{L_D} \cdot \frac{U_s}{|U_s|} \cdot \mathcal{F}(u_s, \psi, u_F) \right] \dots 2-23$$

Na forma normalizada a expressão 2.23, ficará:

$$U'_{PF} = U_s + \frac{\epsilon_s \epsilon_o}{C_{ox}} \cdot \frac{1}{L_D} \cdot \frac{U_s}{|U_s|} \mathcal{F}(U_s, \gamma, U_F) \quad 2-24$$

A equação 2.23 (ou 2.24) é a chamada equação de neutralidade da estrutura MOS, que interliga a tensão aplicada e as quedas de tensões no óxido e no silício. Na figura 2.5 apresentaremos o gráfico de U_s X Ψ tendo como parâmetro a tensão efetiva normalizada, U'_{PF} ; a espessura do óxido, X_0 , e a tensão normalizada correspondente ao nível de Fermi, U_F , são tomados como constantes.

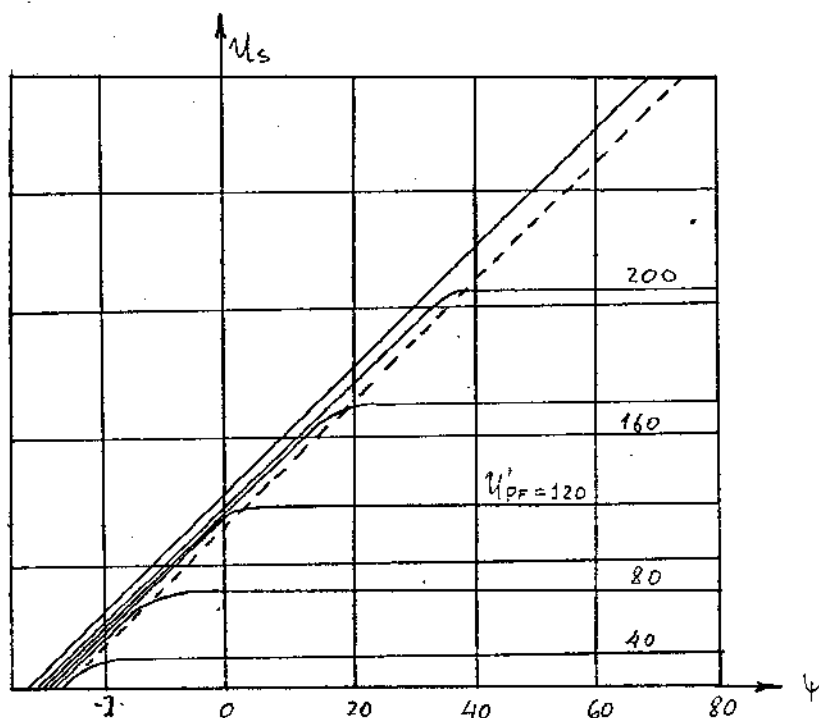


Figura 2.5 - Gráfico de U_s em função de Ψ , tendo U'_{PF} como parâmetros, sendo que U_F e X_0 são mantidos fixos (ref. [22]).

Nas figuras 2.6 e 2.7 representamos o gráfico de $U_s \times \Psi$, tendo por parâmetros, a espessura do óxido, X_0 , e a concentração do substrato, N_A , respectivamente.

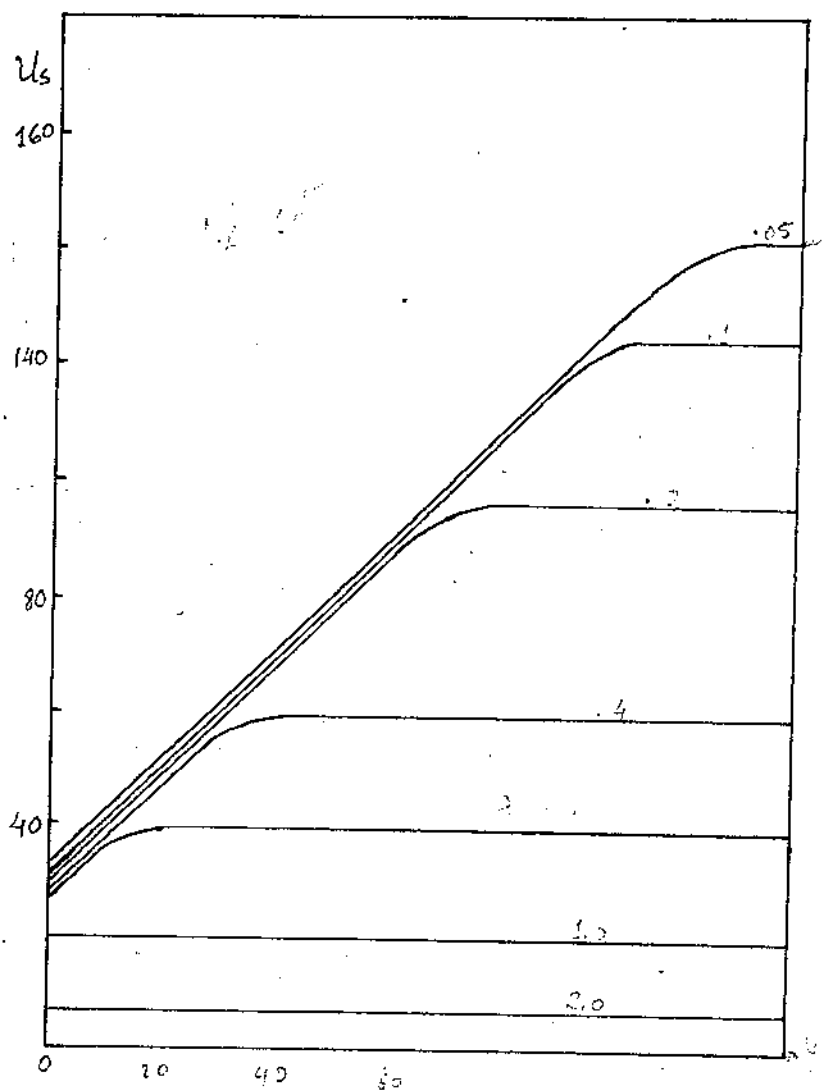


Figura 2.6 - Gráfico de $U_s \times \Psi$, tendo como parâmetro: X_0 ; são mantidos fixos: N_A e V_{PF} (ref. [22])

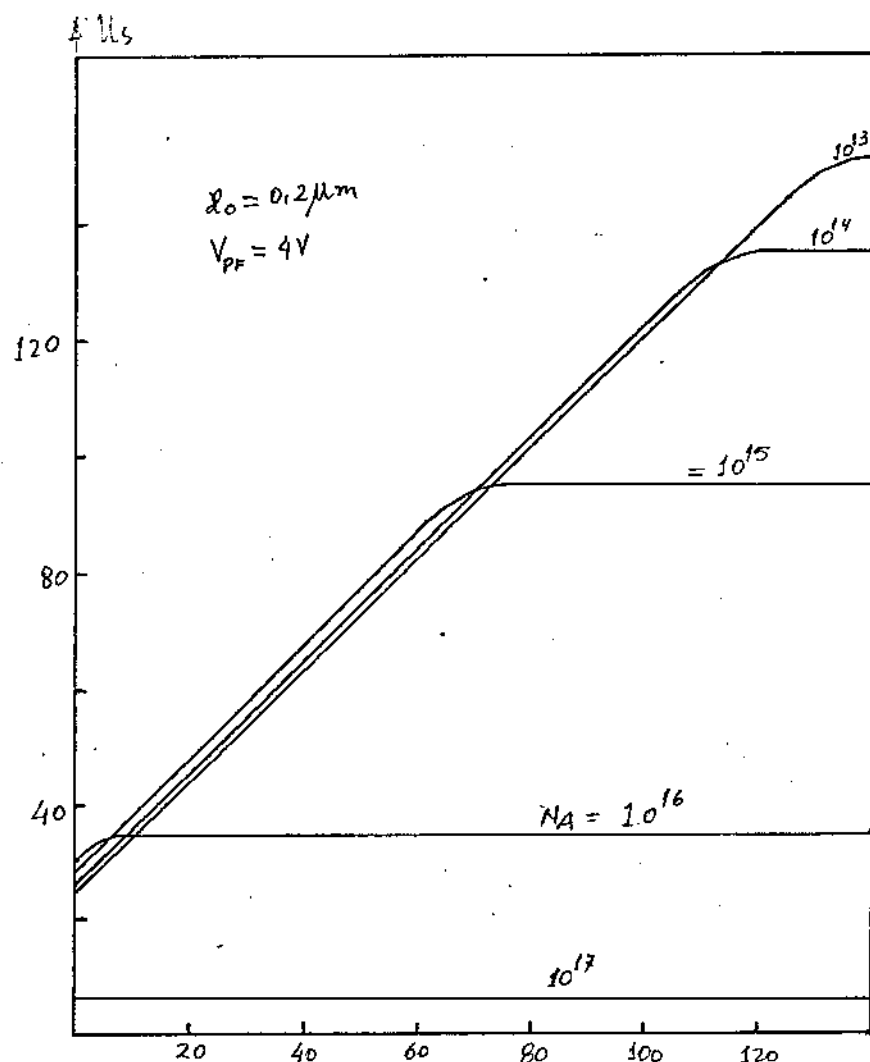


Figura 2.7 - Gráfico de $U_s \times \Psi$, tendo como parâmetro N_A ; x_0 e V_{PF} são mantidos fixos (ref. [1])

Como já foi feito anteriormente, aqui também podemos estudar os três casos particulares das chamadas regiões de depleção, de inversão e de acumulação.

a) Potencial na superfície do semiconductor na condição de depleção.

Como se pode observar pela família de curvas da figura 2.5, existe, para cada curva, uma parte em que: U_s é constante, ou seja, a função é independente de Ψ , como demonstra a relação 2.17 - que corresponde à região de depleção. De 2.24 e 2.17, o potencial na superfície do semiconductor na condição de depleção, ficará [22]:

$$\phi_s = V_{PF}' + \frac{\phi_B}{2} \left[1 - \sqrt{1 + \frac{4 V_{PF}'}{\phi_B}} \right] \quad 2.25$$

onde,

$$\phi_B = 2q \frac{N_A \epsilon_s \epsilon_0}{C_{ox}^2} \quad 2.26$$

b) Potencial na superfície do semiconductor na condição de inversão.

Ainda pela figura 2.5 se nota que U_s varia linearmente com ψ e depende pouco de U_G' em determinado trecho de cada curva. A superfície do semiconductor está na condição de inversão. De 2.24 e de 2.18, pode-se escrever que: [22]

$$\phi_s = \theta + 2\phi_F + \frac{kT}{q} \ln \left[\frac{q}{kT} \frac{(V_{PF}' - \theta - 2\phi_F)^2}{\phi_B} - \frac{q}{kT} (\theta + 2\phi_F) + 1 \right] \quad 2.27$$

Como é muito pequena a diferença de potencial existente entre a face superior ($R = 0$) e a face inferior ($x = X_i$) da camada de inversão, então a expressão 2.27 tomará a seguinte forma:

$$\phi_s \simeq \theta + 2\phi_F \quad 2-28$$

que é uma aproximação clássica.

c) Potencial na superfície do semiconductor na condição de acumulação.

A partir das expressões 2.19 e 2.24, teremos o potencial na superfície quando a superfície estiver na condição de acumulação [22], ou seja:

$$\phi_s = -\frac{kT}{q} \ln \left[1 + \frac{q}{kT} \cdot \frac{(V_{PF}')^2}{\phi_B} \right] \quad 2-29$$

2.6. Carga total de portadores minoritários

A carga total dos portadores minoritários no semiconductor próximo à interface é dada pela expressão [1,22]:

$$qN = q \int_0^{\infty} n(u, \psi) dx \quad 2-30$$

Por outro lado, podemos escrever que:

$$dx = \frac{dx}{du} du = \frac{du}{du/dx} = \frac{du}{-\frac{1}{L_D} \frac{u}{|u|} f(u, \psi, u_F)} \quad 2-31$$

Substituindo 2.3 e 2.31 em 2.30, podemos obter:

$$qN \approx q \int_{u_s}^{u_F} -\frac{|u|}{u} \frac{\eta_i \cdot L_D \cdot \exp(u - u_F - \psi)}{f(u, \psi, u_F)} du \quad 2-32$$

Infelizmente essa integral não tem solução analítica; mas pode-se ter soluções aproximadas nos casos de camadas depletidas e invertidas. No caso da camada de inversão, pode-se obter a carga total de portadores minoritários considerando, inicialmente, a equação de neutralidade escrita da seguinte forma:

$$C_{ox}(V_{PF}' - \phi_s) - \int_{x_i}^{x_d} q N_A dx - \int_0^{x_i} q n dx = 0 \quad 2-33$$

ou

$$\int_0^{x_i} q n dx = C_{ox} (V_{PF}' - \phi_s) - \int_{u_s = \psi + 2u_F}^0 q N_A \left(\frac{dx}{du} \right) du \quad 2.34$$

ou ainda:

$$\int_0^{x_i} q n dx = C_{ox} (V_{PF}' - \phi_s) - \int_{u_s = \psi + 2u_F}^0 q N_A \cdot \frac{du}{-\frac{1}{L_D} \cdot \frac{u}{|u|} \cdot f(u, \psi, u_F)} \quad 2.35$$

De 2.18 e lembrando que $U_s = \psi + 2 U_F$, a expressão 2.35 fornecerá [22]:

$$qN(V_{PF}, \theta) \triangleq q \int_0^{x_i} n(u, \psi) d\psi = C_{ox} \left[(V_{PF}' - \theta - 2\phi_F) - \phi_B^{\frac{1}{2}} (\theta + 2\phi_F)^{\frac{1}{2}} \right] \quad 2.36$$

Por outro lado sabemos que:

, então:

$$Q_N(V_{PF}, \theta) = C_{ox} \left[V_{PF} - \theta - 2\phi_F - \phi_{MS} \right] - Q_{ss} - C_{ox} \cdot \phi_B^{\frac{1}{2}} \cdot (\theta + 2\phi_F)^{\frac{1}{2}} \dots \quad 2.37$$

O primeiro termo do segundo membro da relação 2.37 representa a carga colocada no eletrodo da porta pela tensão líquida: ϕ_B é carga total no óxido e

na interface; e o último termo: ϕ_B , representa a carga das impurezas ionizadas ao substrato logo abaixo da camada de inversão.

A expressão 2.36 fornece a carga dos portadores minoritários na camada de inversão.

Na condição de depleção, a carga dos portadores minoritários pode ser dada a partir de 2.32 e 2.17, resultando em [22]:

$$Q_N = -q n_i L_D \left[\exp\left(\frac{-q}{kT} \theta\right) \right] \left[\exp\left(\frac{-3}{2} \frac{q}{kT} \phi_F\right) \right] \left[\frac{\exp\left[\frac{q}{kT} \left(V_{PF}' + \frac{\phi_B}{2} \left(1 - \sqrt{1 + \frac{4 V_{PF}'}{\phi_B}} \right) \right)\right]}{\frac{q}{kT} \left[V_{PF}' + \frac{\phi_B}{2} \left(1 - \sqrt{1 + \frac{4 V_{PF}'}{\phi_B}} \right) \right]} \right] \dots \quad 2.38$$

ou, ainda, considerando 2.25, teremos:

$$qN(V_{PF}, \theta) \approx qn_i L_D \exp\left(-\frac{q\theta}{KT}\right) \left[\exp\left(\frac{-3}{2} \frac{q\phi_F}{KT}\right) \frac{\exp\left[\frac{q}{KT} \left[V'_{PF} + \frac{\phi_B}{2} \left(1 - \sqrt{1 + \frac{4V'_{PF}}{\phi_B}}\right)\right]\right]}{\frac{q}{KT} \left[V'_{PF} + \frac{\phi_B}{2} \left(1 - \sqrt{1 + \frac{4V'_{PF}}{\phi_B}}\right)\right]} \right] \quad 2-39$$

2.7. Equação da corrente na parte ôhmica (ou região triodo).

Apresentamos inicialmente o modelo clássico em que a mobilidade dos portadores é considerada constante. Em seguida levaremos em conta os efeitos dos campos longitudinal e transversal sobre a mobilidade, o que resultará num modelo mais preciso. A determinação de corrente no TEC-MOS, tanto no modelo clássico a mobilidade constante, como no modelo com mobilidade dependente dos componentes transversal e longitudinal do campo no canal, segue as três etapas seguintes:

- Determinação da equação de neutralidade da estrutura MOS.
- Determinação da densidade dos portadores minoritários numa fatia elementar compreendida entre a fonte e o dreno.
- Determinação da equação diferencial da corrente e sua solução, tendo em conta as tensões entre fonte substrato, V_{FS} e dreno/substrato, V_{DS} .

2.7.1. Modelo do TEC-MOS com mobilidade constante.

Consideremos num TEC-MOS com fonte, parte e dreno polarizados em relação ao substrato, como ilustra a figura 2.8.a corrente que atravessa um elemento diferencial dy do canal é dada por [22]:

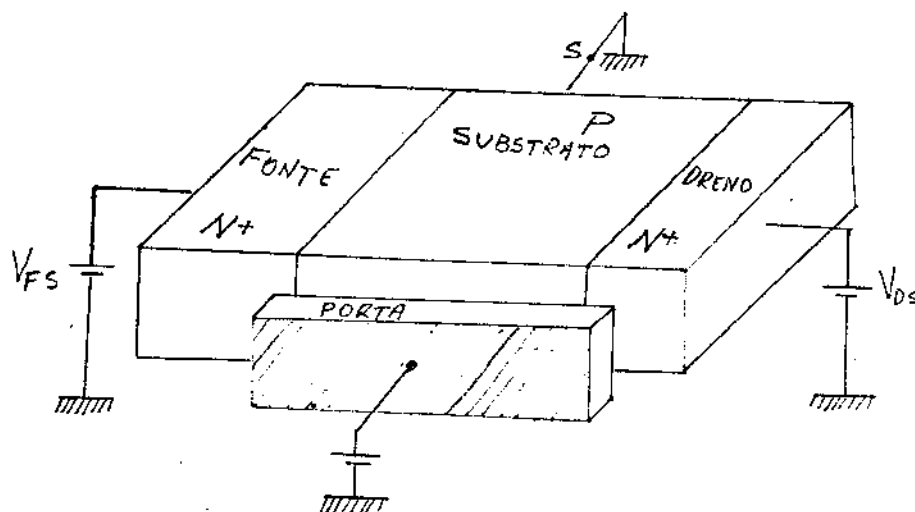


Figura 2.8 - TEC-MOS com fonte, porta e dreno polarizados em relação ao substrato.

$$I_D = Z \mu_n K_T \frac{d\psi}{dy} \int_0^{x_d} n(x, y) dx \quad 2-40$$

ou

$$I_D \int_0^L dy = Z \mu_n K_T \int_{u_{FS}}^{u_{DS}} (d\psi) \int_0^{x_d} n(x, y) dx \quad 2-41$$

onde, pelas condições de contorno, temos que: quando $y = 0$ $\Psi = U_{FS}$ e quando $y = \infty$ $\Psi = U_{DS}$; sendo U_{FS} e U_{DS} os potenciais V_{FS} e V_{DS} normalizados, respectivamente. A expressão 2.41, fica, então:

$$I_D = -\frac{Z}{L} kT \mu_n \int_{U_{FS}}^{U_{DS}} (d\Psi) \cdot \int_0^{x_d} n(x, y) dx \quad 2.42$$

substituindo 2.34 em 2.41 e levando em conta 2.24, podemos escrever o seguinte sistema, proposto por H.C. Pao [1].

$$\left. \begin{aligned} I_D &= -\left(\frac{kT}{q}\right)^2 \frac{C_{ox}}{2} \cdot \frac{Z}{L} \cdot \mu_n \cdot \frac{U_s}{|U_s|} \cdot \frac{\epsilon_s}{\epsilon_{ox}} \cdot \frac{L_0}{L_D} \cdot \int_{U_{FS}}^{U_{DS}} \int_{U_F}^{U_s} \frac{\exp(u - \Psi - U_F)}{f(u, \Psi, U_F)} du \cdot d\Psi \\ U_{PF}' &= U_s + \frac{U_s}{|U_s|} \cdot \frac{\epsilon_s}{\epsilon_{ox}} \cdot \frac{L_0}{L_D} \cdot f(U_s, \Psi, U_F) \end{aligned} \right\} 2.43$$

Infelizmente, tal sistema de equações não apresenta solução analítica; porém, podemos chegar a uma aproximação [24] substituindo em 2.42 a expressão aproximada 2.36 do que resultará em:

$$I_D = \mu_n \frac{Z}{L} C_{ox} \left\{ V_{PF}' (V_{DS} - V_{FS}) - \frac{1}{2} (V_{DS}^2 - V_{FS}^2) - 2\phi_F (V_{DS} - V_{FS}) - \frac{2}{3} \phi_B^{\frac{1}{2}} \left[(V_{DS} + 2\phi_F)^{\frac{3}{2}} - (V_{FS} + 2\phi_F)^{\frac{3}{2}} \right] \right\} \dots 2-44$$

Tensão do dreno V_{DSat} correspondente à saturação de corrente do dreno

Essa tensão corresponde a um valor de tensão do dreno tal que a carga na camada de inversão $qN(V_{PF}, \theta)$ se anula num ponto vizinho ao dreno. Este é o chamado ponto de "pinçamento" (pinch off) e o motivo de se chamar também a "tensão de pinçamento" à tensão de saturação V_{DSat} . A expressão de V_{DSat} pode ser determinada, ou pelo valor de θ que anula a carga $qN(V_{DF}, \theta)$ em 2.37, ou pelo valor de V_{DS} que corresponde ao máximo de I_D na expressão 2.44. Ambos os métodos fornecem:

$$V_{DSat} = V_{PF}' - 2\phi_F - \frac{\phi_B}{2} \left[\left(1 + \frac{4V_{PF}'}{\phi_B} \right) - 1 \right] \dots 2.45$$

Tensão de transição, V_T

Essa tensão, V_T , corresponde à tensão aplicada à porta que reduz a zero a corrente do dreno para qualquer tensão V_{DS} . Mas isso só é possível se a carga em qualquer ponto do canal for nula; consequentemente, pode-se determinar V_T a partir de 2.37 fazendo a carga $qN(V_{PF}, \theta)$ igual a zero num ponto logo à direita da fonte, ou seja, para $\theta = V_{FD}'$, fornecendo:

$$V_T = -\frac{Q_{ss}}{C_{ox}} + \phi_{ms} + V_{Fs} + 2\phi_F + \phi_B^{\frac{1}{2}} \sqrt{|V_{Fs}| + 2|\phi_F|} \dots 2-46$$

Esse modelo [22], com mobilidade constante, descreve corretamente as influências da tensão fonte-substrato (efeito de polarização do substrato) e da dopagem do substrato sobre as variações da tensão de transição, V_T ; ou, ainda, o mecanismo de formação da camada de inversão é analisado corretamente. Porém, os valores da corrente do dreno, dados pelas expressões 2.43 e 2.44, são superiores aos observados experimentalmente; a transcondutância segue uma lei hiperbólica ao invés de ser independente da tensão da porta V_{PF} como é previsto teoricamente; e a condutância teórica do dreno, para V_{DS} próximo de zero, não é proporcional a $V_{PF} - V_T$. Então os modelos a mobilidade constante não descrevem bem o mecanismo de transporte no canal.

2.72. Modelo do TEC - MOS com mobilidade dependente dos componentes transversal longitudinal do campo no canal.

Como já é chamado a atenção, o modelo com mobilidade constante é insuficiente para descrever corretamente o mecanismo de transporte no canal. Porém a dependência da mobilidade dos portadores com as duas componentes do campo elétrico, não é simples. Sabe-se [22] que o movimento dos portadores, no semiconductor junto à interface Si/SiO₂ é muito complexo, pois, é o resultado de diversos fenômenos tais como a interação desses portadores: com a interface propriamente dita, com os estados de superfície e com os átomos de rede. Além disso, esses portadores estão submetidos à ação dos componentes transversal e longitudinal do campo elétrico no canal. Em primeira aproximação, nós descrevemos [25] as variações da mobilidade efetiva dos portadores no canal pela relação:

$$\mu_{ef} \approx \frac{\mu_0}{\left[1 + \left(\frac{d\phi_s}{dy} / E_0\right)\right] \left[1 + \frac{V_{PF} - \phi_s}{\chi}\right]} \dots 2-47$$

onde, μ_0 representa a mobilidade dos portadores para valores do campo elétrico muito pequeno; E_0 é o campo crítico longitudinal, além do qual há saturação da velocidade; e χ é um parâmetro que traduz o efeito do campo transversal.

Esta expressão representa melhor o comportamento da mobilidade das lacunas do que a dos elétrons, porém, nós a empregaremos indistintamente para lacunas e elétrons, pois isto nos permitirá obter expressões mais simples sem introduzir grandes discrepâncias.

Como já mostramos anteriormente, a corrente do dreno do TEC -MOS, com mobilidade constante, é a solução do sistema de equações da relação 2.43. Considerando, agora, a mobilidade dada pela expressão 2.47, o sistema de equações que resulta será [22]:

$$U'_{FP} = U_s + \frac{U_s}{|U_s|} \cdot \frac{\epsilon_s}{\epsilon_{ox}} \cdot \frac{\chi_0}{L_D} \cdot f(U_s, \psi, U_F) \quad 2-48$$

$$I_D = \left(\frac{kT}{q}\right)^2 \frac{C_{ox}}{2} \cdot \frac{z}{L} \cdot \mu_0 \frac{U_s}{|U_s|} \cdot \frac{\epsilon_s}{\epsilon_{ox}} \cdot \frac{\chi_0}{L_D} \int_{U_{FS}}^{U_{DS}} d\psi \int_0^{U_s} \frac{\exp(u - \psi - U_F) du}{f(u, \psi, U_F) \left[1 + \frac{U'_{FP} - U_s}{\chi} \cdot \frac{kT}{q} \right] \left[1 + \frac{kT}{q E_0} \frac{dU_s}{dy} \right]} \quad 2-49$$

De 2.32 temos aproximadamente que:

$$\int_0^{U_s} \frac{\exp(u - \psi - U_F) du}{f(u, \psi, U_s)} \approx \frac{N(\psi)}{n_i L_D} \quad 2-50$$

Lembrando que $U_s = \psi + 2U_F$, além disso considerando as expressões 211 e 250, a expressão 2.49 pode ser reescrita como segue:

$$I_D = z \frac{kT}{q} \mu_0 \frac{q N(\psi)}{\left(1 + \frac{V_{PF} - \frac{kT}{q} \psi - 2\phi_F}{\chi}\right) \left(1 + \frac{kT}{q} \frac{d\psi/dy}{E_0}\right)} \frac{d\psi}{dy} \quad 2-51$$

ou ainda

$$\int_0^L \left(1 + \frac{kT}{q} \frac{d\psi/dy}{E_0}\right) dy = \int_{U_{FS}}^{U_{DS}} z \frac{kT}{q} \mu_0 \frac{q N(\psi)}{\left(1 + \frac{V_{PF} - \frac{kT}{q} \psi - 2\phi_F}{\chi}\right)} d\psi \quad 2-52$$

de 2.32 temos aproximadamente que:

A integração da expressão 2.52 fornece o seguinte resultado [26]:

$$I_D = \mu_o \cdot \frac{Z}{L} \cdot C_{ox} \cdot \frac{\chi}{\left(1 + \frac{V_{DS} - V_{FS}}{LE_o}\right)} \left\{ V_{DS} - V_{FS} + \chi \ln \left(\frac{\chi + V_{PF}' - 2\phi_F - V_{DS}}{\chi + V_{PF}' - 2\phi_F - V_{FS}} \right) + \right. \\ \left. + 2\phi_F^{\frac{1}{2}} \left[\left(V_{DS} + 2\phi_F \right)^{\frac{1}{2}} - \left(V_{FS} + 2\phi_F \right)^{\frac{1}{2}} - \left(V_{PF}' + \chi \right)^{\frac{1}{2}} \left(\operatorname{Arg. th} \sqrt{\frac{V_{DS} + 2\phi_F}{V_{PF}' + \chi}} + \right. \right. \right. \\ \left. \left. \left. - \operatorname{Arg. th} \sqrt{\frac{V_{FS} + 2\phi_F}{V_{PF}' + \chi}} \right) \right] \right\} \quad 2.53$$

2.7.3. Resistência do canal, R_{ch} , quando a tensão entre 2.33 o dreno e a fonte for muito pequena.

Se a diferença de potencial entre a fonte e o dreno for suficientemente pequena, então o campo elétrico longitudinal será muito pequeno em relação ao campo crítico, E_o , e, conseqüentemente, a mobilidade dos portadores será afetada somente pelo componente transversal do campo elétrico. Nessas condições, a corrente do dreno terá por expressão:

$$I_D = \frac{Z}{L} \mu_0 \int_{V_{FS}}^{V_{DS}} \frac{q \cdot N(\theta)}{\left(1 + \frac{V'_{PF} - \theta - 2\phi_F}{\chi}\right)} d\theta \quad \dots \quad 2-54$$

que é válida tanto para elétrons como para lacunas. Lembramos aqui que $\Psi = \frac{q}{K_T} \theta$.

Substituindo 2.36 em 2.54 e integrando a expressão resultante entre os limites indicados, obtém-se [22,26]:

$$I_D = \mu_0 \frac{Z}{L} C_{ox} \chi \left\{ (V_{DS} - V_{FS}) + \chi \ln \frac{\chi + V'_{PF} - 2\phi_F - V_{DS}}{\chi + V'_{PF} - 2\phi_F - V_{FS}} + \right. \\ \left. + 2\phi_F^{\frac{1}{2}} \left[(V_{DS} + 2\phi_F)^{\frac{1}{2}} - (V_{FS} + 2\phi_F)^{\frac{1}{2}} - (V'_{PF} + \chi)^{\frac{1}{2}} \left(A + g \ln \sqrt{\frac{V_{DS} + 2\phi_F}{V'_{PF} + \chi}} + \right. \right. \right. \\ \left. \left. \left. - A + g \ln \sqrt{\frac{V_{FS} + 2\phi_F}{V'_{PF} + \chi}} \right) \right] \right\} \dots \dots \dots 2-55$$

A condutância do canal, σ_{ch} , é dada por [26]:

$$\left. \frac{\partial I_D}{\partial V_{DS}} \right|_{V_{PF}, V_{FS}} = \mu_o \cdot \frac{Z}{L} \cdot C_{ox} \cdot \psi \cdot \frac{V_{PF}' - V_{DS} - 2\phi_F - \phi_B^{\frac{1}{2}} (V_{DS} + 2\phi_F)^{\frac{1}{2}}}{\psi + V_{PF}' - 2\phi_F - V_{DS}} \quad \dots 2.56$$

Nos casos em que a fonte for ligada ao substrato, então, $V_{FS} = 0$ e além disso, a tensão V_{DS} for muito pequena, a equação 2.56 reduz à:

$$\left. \frac{\partial I_D}{\partial V_{DS}} \right|_{\substack{V_{PF} \\ V_{FS} = 0 \\ V_{DS} \rightarrow 0}} \approx \mu_o \frac{Z}{L} \cdot C_{ox} \cdot \psi \cdot \frac{V_{PF}' - 2\phi_F - \sqrt{\phi_B \cdot 2\phi_F}}{\psi + V_{PF}' - 2\phi_F} \quad \dots 2.57$$

ou ainda,

$$I_D = \mu_o \frac{Z}{L} \cdot C_{ox} \cdot \frac{V_{PF}' - 2\phi_F - \sqrt{\phi_B \cdot 2\phi_F}}{1 + \frac{V_{PF}' - 2\phi_F}{\psi}} \cdot V_D \quad \dots 2.58$$

Substituindo em 2.58 as expressões V_{PF} e de V_T , temos:

$$I_D = \mu_o \frac{Z}{L} C_{ox} \cdot \frac{V_{PF} - V_T}{\left(1 + \frac{V_{PF} - V_T + \sqrt{2\phi_F \phi_B}}{\psi}\right)} \cdot V_D \quad 2.59$$

Para tensões da porta V_{PF} suficientemente próximas de V_T , então esta última expressão poderá ser simplificada para:

$$I_D = \mu_o \frac{Z}{L} C_{ox} \frac{V_{PF} - V_T}{\left(1 + \frac{\sqrt{2\phi_F \phi_B}}{\psi}\right)} \cdot V_D \quad 2.60$$

Além disso; se for verificada a desigualdade:

$$\psi \gg \sqrt{2\phi_F \phi_B} \quad 2.61$$

O que pode ocorrer para substratos não muito dopado; então, a expressão 2.60 se reduz à:

$$I_D = \mu_o \frac{Z}{L} C_{ox} (V_{PF} - V_T) V_D \quad 2-62$$

De 2.46, a expressão de V_T se reduz à:

$$V_T = -\frac{Q_{ss}}{C_{ox}} + \phi_{MS} + 2\phi_F + \sqrt{2\phi_F \phi_B} \quad 2-63$$

desde que $V_{FS} = 0$.

2.8. Modelo matemático - experiência.

A verificação da validade do modelo descrito, pode ser feita por meio de medidas dos parâmetros de um transistor MOS. Como estamos interessados em transistores MOS de potência, apresentaremos os resultados de medidas feitas num transistor MOS tipo SX2N6657 7831 60V/2A. Essas medidas foram realizadas no LAAS com os recursos de medidas do MAACIM, que é um sistema automático de medidas, desenvolvido naquele laboratório. A comparação modelo matemático-experiência pode ser realizada tomando como elementos de verificação a família de curvas ($I_D \times V_D$) V_{PF} e a curva $I_D \times V_{PF}$ na região de saturação.

A corrente do dreno; obtida a partir das expressões: 2.53 ou 2.55; e a tensão V_{PF} dependem de seis parâmetros ligados às características geométricas e tecnológicas da estrutura; esses parâmetros [27] são: . Se a fonte estiver ligada ao substrato, somente os três primeiros parâmetros poderão ser determinados pelo processo descrito abaixo.

2.8.1. Determinação de $\mu_o C_{ox} Z/L$; de V_T e χ

a) Parâmetros $\mu_o C_{ox} Z/L$ e V_T

Os parâmetros $\mu_o C_{ox} Z/L$ e V_T podem ser determinados, respectivamente, pela inclinação da curva característica $I_D \times V_{PF}$ em baixo nível de polarização e pela interceção da parte linear desta característica com o eixo de tensões V_{PF} . Como se pode concluir a partir das considerações feitas para se chegar às expressões aproximadas 2.60 e 2.62, a validade dessas medidas está relacionada com o valor de V_T , pois a tensão V_{PF} deve ser próxima de V_T e além disso, a desigualdade 2.61 deve ser satisfeita; caso contrário, o erro relativo cometido será de:

b) Parâmetro χ

Esse parâmetro pode ser determinado [27] a partir da inclinação da característica $\frac{V_{PF} - V_T}{\sigma_{ch}} \times V_{PF}$ sendo σ_{ch} a condutância do canal V_{DF} tomando valores pequenos. A inclinação de tal curva será $1/(\mu_o C_{ox} Z/L \chi)$. O valor de χ é obtido após o conhecimento de $\mu_o C_{ox} Z/L$.

Nos casos de transistores de potência com tensão de ruptura da junção do dreno superior a 150V, a aproximação acima não é boa pois a resistência total entre o dreno e a fonte terá uma componente adicional que é superior a resistência do canal; essa resistência adicional é devida à região N^- (ou P^-) da camada epitaxial cuja resistividade e espessura, ajustadas para suportar 150V, elevam o valor total da resistência entre a fonte e o dreno.

c) Parâmetro $R_{on\infty}$

Um dos parâmetros mais característicos do desempenho do componente de potência é a resistência que ele oferece no estado de condução plena, que é o instante em que ele deve simular uma "chave fechada". No transistor MOS ela diminui quando a tensão V_{PF} aumenta. Essa variação segue uma lei hiperbólica para valores de V_{PF} não muito altos; porém, para V_{PF} suficientemente alto essa resistência R_{on} atinge um patamar aproximadamente constante, cujo valor é chamado $R_{on\infty}$ [4]. Na figura 2.17 é representada a variação de R_{on} com V_{PF} , tendo como parâmetro a tensão V_{DF} . O transistor é um canal-P de potência.

2.8.2. Valores dos parâmetros

Em princípio, os resultados dos valores dos parâmetros citados acima, podem ser obtidos a partir de curvas traçadas por meio de medidas feitas ponto a ponto. Contudo, apresentamos o resultado de medidas obtidas a partir do sistema automático MAACSIM do LAAS [27]. Na figura 2.9 apresentamos a curva $(I_D \times V_{PF})$ para $V_{DF} = 10,6mV$, como também, os valores de V_T e de $\mu_o C_{ox} Z/L$. Na figura 2.10 é apresentada a curva $(V_{PF} - V_T)/\sigma_{ch}$ e o valor χ . A figura 2.11 é a representação da característica $I_D \times V_{PF}$ para $V_{DF} = 10V$. A família de curvas características do dreno: $(I_D \times V_{DF})$ tendo V_{PF}

como parâmetro é apresentada na figura 2.12. A figura 2.13 é uma superposição das curvas da figura 2.12 traçadas experimentalmente (curvas em linhas pontilhadas). As curvas do modelo matemático foram obtidas a partir da expressão 2.53, sendo os parâmetros: $\mu_0 C_{ox} Z/L$, V_T e χ determinados experimentalmente pelo processo já descrito. Os outros parâmetros: ϕ_F , ϕ_B e LE_0 arbitrados a priori. Como se pode observar, as duas curvas diferem um pouco uma da outra. o sistema MAACSIM está capacitado para fazer um refinamento nos valores dos parâmetros para que haja um ajuste melhor entre as curvas; para isso, toma por base os valores já conhecidos dos parâmetros com pequenas alterações e toma como referência lo pontos ora região ôhmica da característica ($I_D \times V_{DF}$) V_{PF} . Os resultados são apresentados nas figuras 2.14, 2.15 e 2.16.

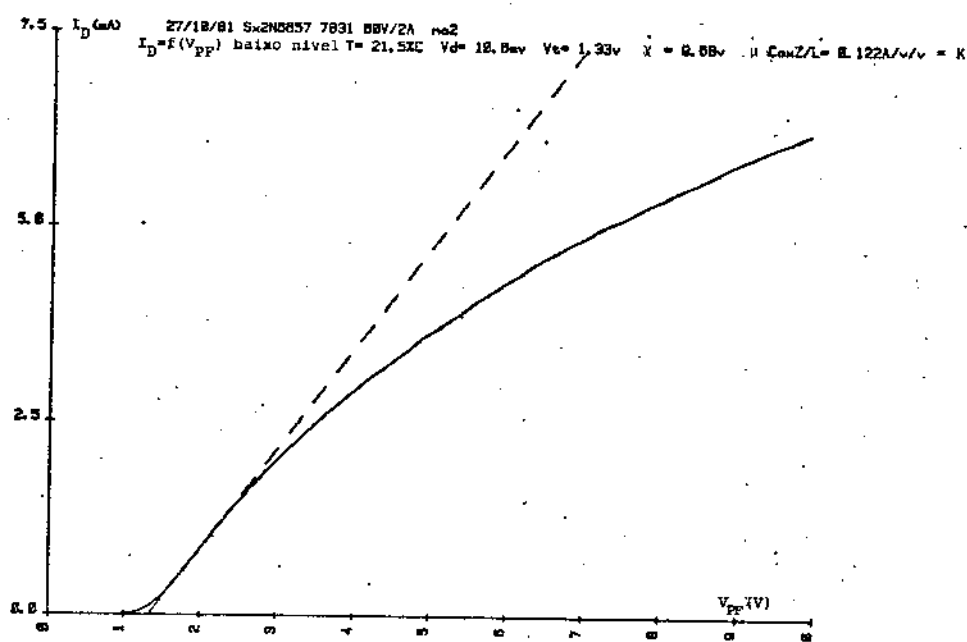


Figura 2.9 - Característica $I_D \times V_{PF}$ - determinação de $\mu_0 C_{ox} Z/L$ e de V_T

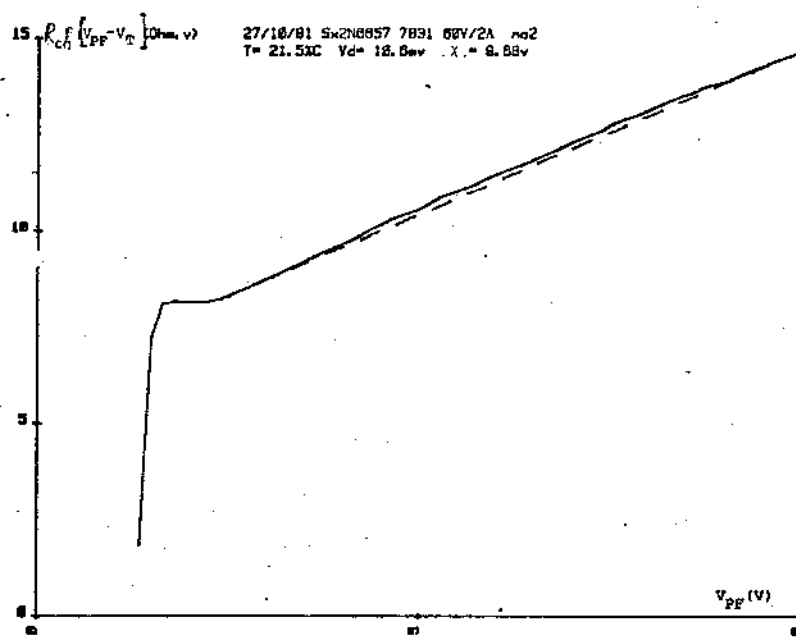


Figura 2.10 - Determinação experimental do parâmetro χ

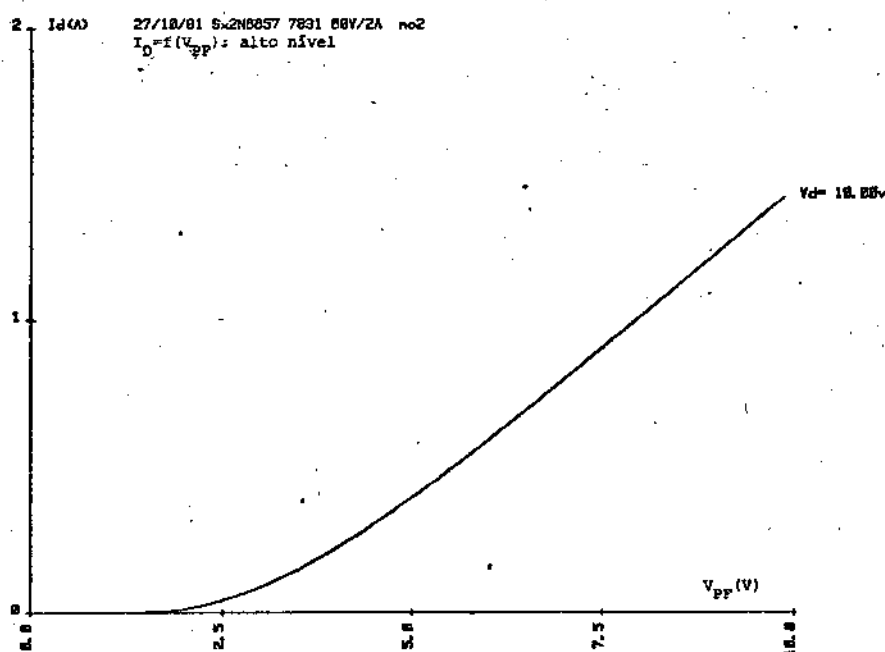


Figura 2.11 - Característica experimental $I_D \times V_{PF}$ - para V_{DS} igual a 10 volts.

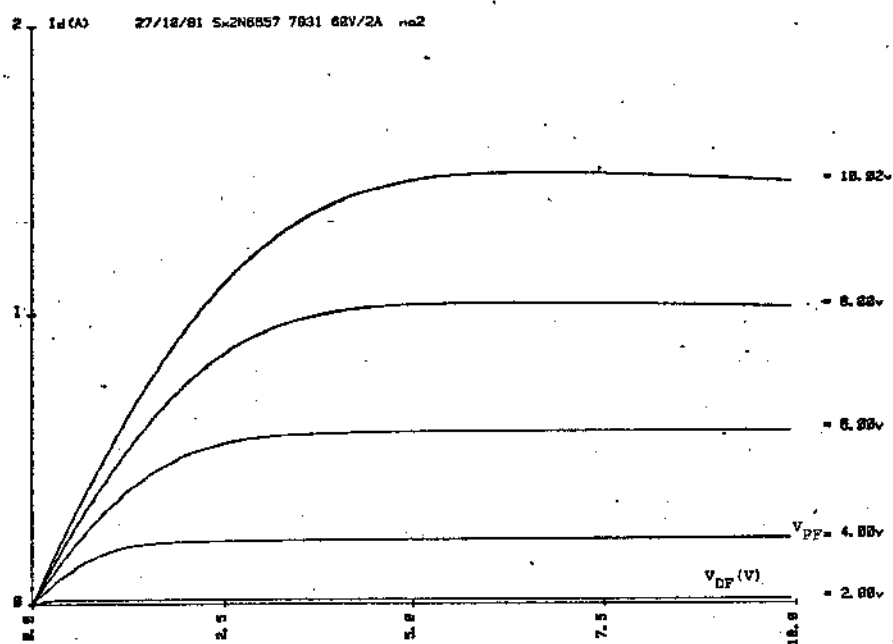


Figura 2.12 - Característica experimental de saída ($I_D \times V_{DS}$) V_{PF}

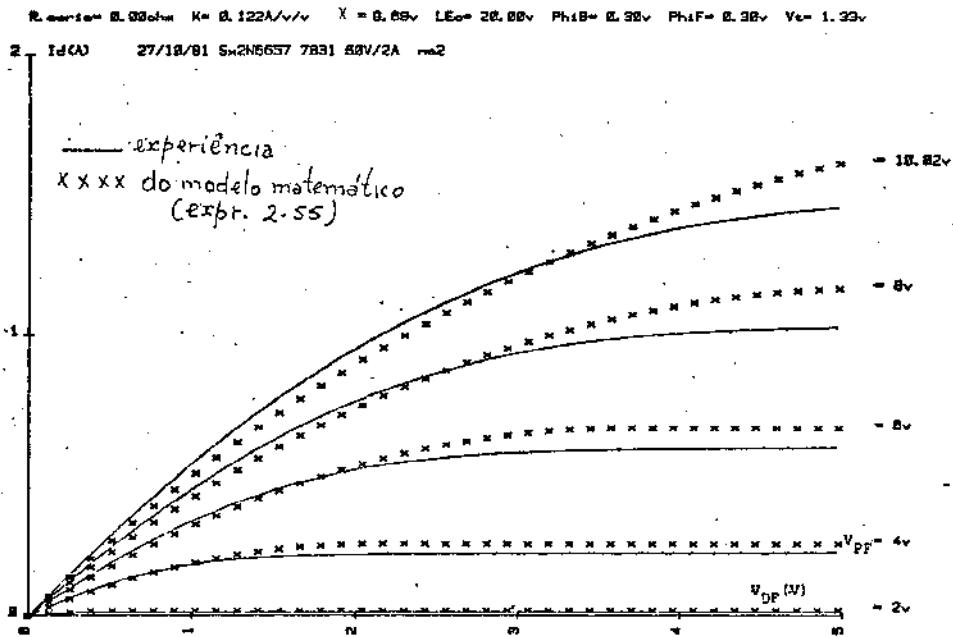


Figura 2.13 - Comparação: modelo matemático - experiência das características $(I_D \times V_{DF})$ V_{PF} antes do refinamento iterativo dos parâmetros.

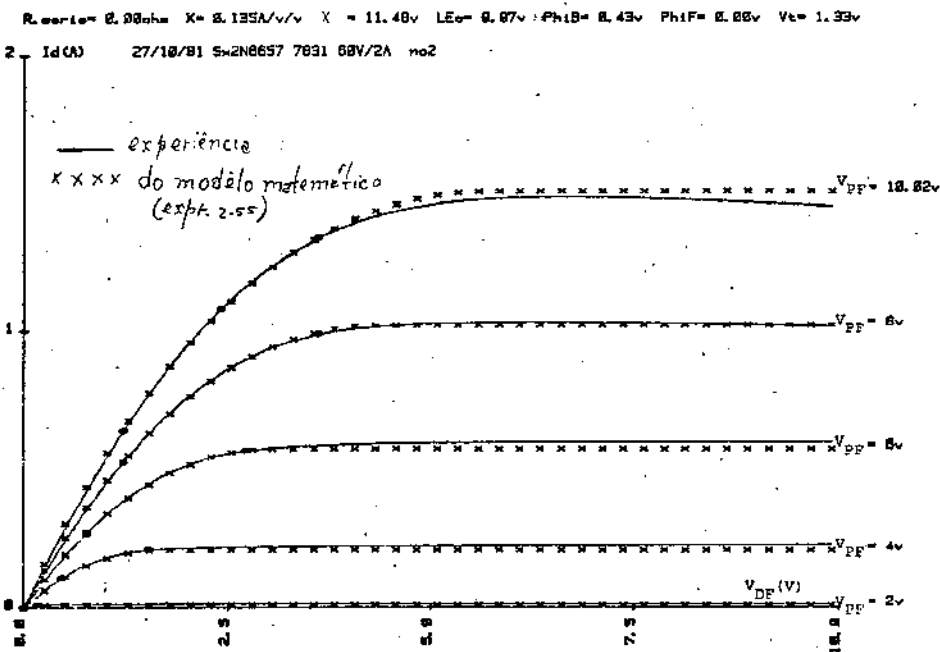


Figura 2.14 - Comparação modelo matemático - experiência das características $(I_D \times V_{DF})$ V_{PF} após o refinamento dos parâmetros

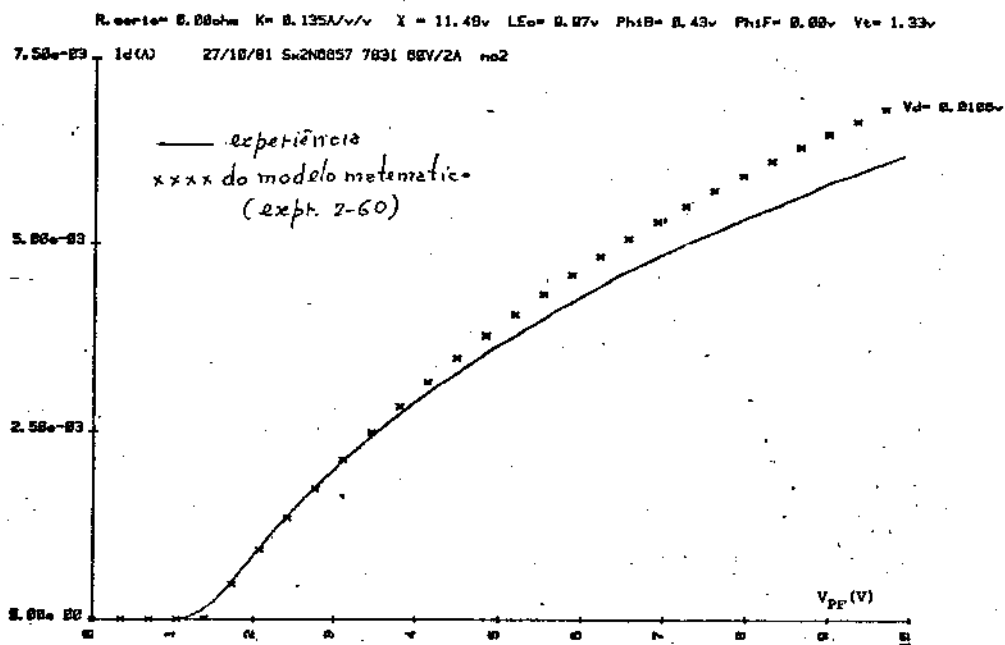


Figura 2.15 - Comparação modelo matemático - experiência da característica $I_D \times V_{PF}$ para $V_{DF} = 10,6mV$ após o refinamento dos parâmetros.

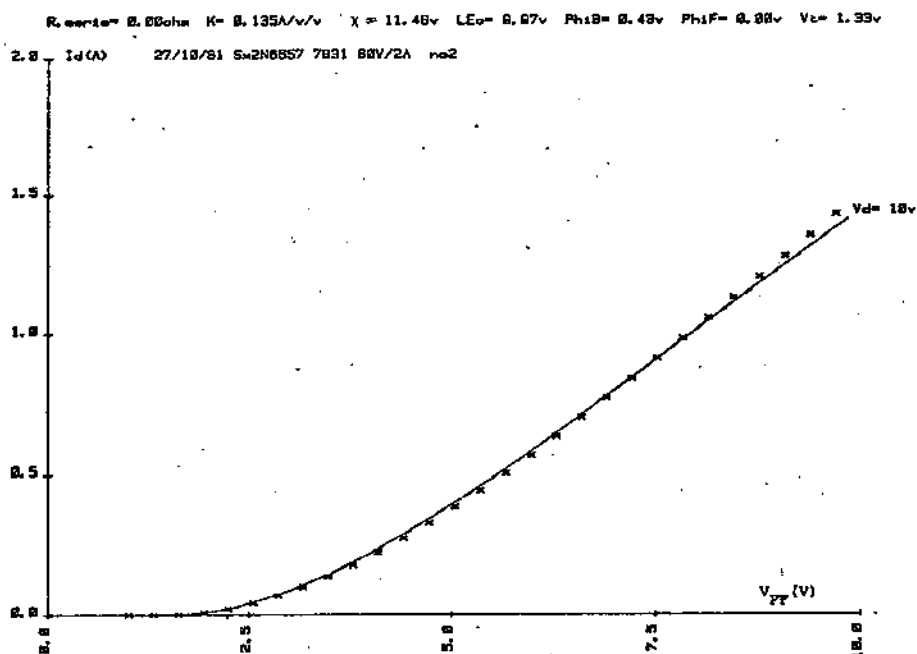


Figura 2.16 - Comparação modelo matemático - experiência da característica $I_D \times V_{PF}$ para $V_{DF} = 10.6V$ após o refinamento dos parâmetros.

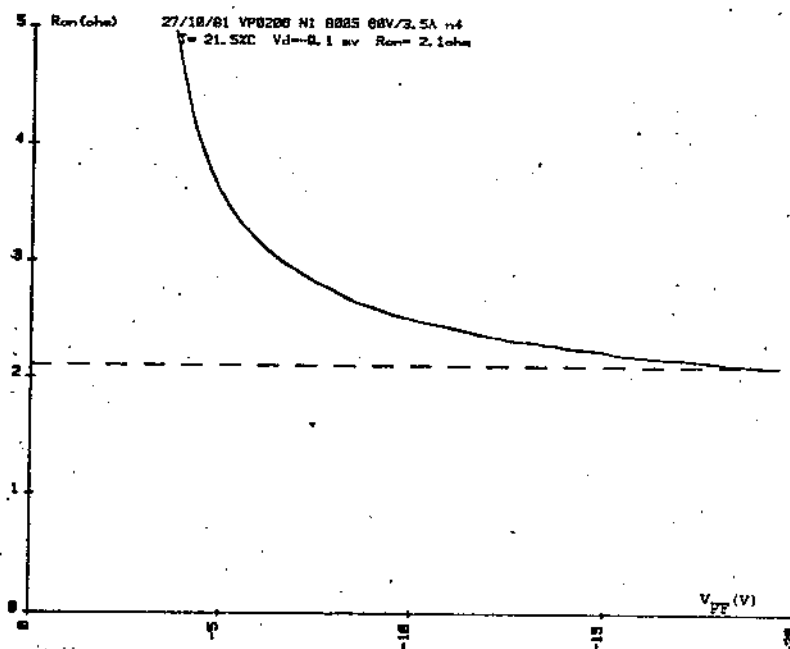


Figura 2.17 - Comportamento de R_{on} X V_{DF} para $V_{DF} = -9,1mV$ - de definição $R_{on\infty}$.

Neste segundo capítulo, tivemos como objetivo dois pontos básicos. Inicialmente, a apresentação do comportamento elétrico do canal, culminando no equacionamento da corrente de dreno em função dos parâmetros elétricos e geométricos do transistor.

Em seguida, a determinação da resistência do canal, R_{ch} , na região ôhmica do transistor. A resistência do canal, R_{ch} , será considerada, no capítulo III, como uma das componentes da resistência total do TEC-MOS de potência.

CAPÍTULO III

MODELAGEM DA RESISTÊNCIA DE CONDUÇÃO, R_{ons} ,
DO TEC-MOS DE POTÊNCIA, CUJA ESTRUTURA É NÃO COPLANAR

Introdução

A característica básica estrutural que separa os transistores MOS convencionais dos transistores de potência, está no fato de que estes são construídos em lâminas epitaxiais N^-/N^+ ou P^-/P^+ em que a fonte se situa na face superior da lâmina (face polida) e o dreno, na face inferior. Como consequência dessa estrutura, a corrente flui na vertical, e é isso que permite obter alta corrente por unidade de área. A seguir consideraremos somente o transistor canal-N, que é construído em lâmina epitaxial N^-/N^+ ; onde o canal é obtido dopando-se com Boro uma região da camada epitaxial N^- . A forma geométrica dessa região P do canal é uma característica importante do transistor, como veremos mais adiante. As conclusões que iremos tirar desse estudo se aplicam igualmente ao transistor de canal-P. Como será visto, a espessura e a dopagem da camada epitaxial também influenciarão profundamente o comportamento do transistor no que concerne à resistência de condução e à tensão de ruptura da junção do dreno.

Objetivos

Neste capítulo apresentaremos um estudo do transistor MOS de potência, analisando os fenômenos de condução quando o transistor estiver em regime de condução plena na região linear ou seja, quando à sua porta for aplicada uma tensão suficientemente alta para inverter o canal, e a tensão dreno/fonte for muito pequena. A análise desse processo de condução, além de equacionar o binômio fundamental de um transistor de potência, que é a resistência de condução e a tensão de ruptura da junção do dreno, dar-nos-á uma visão clara da fronteira teórica a que se pode chegar quanto aos limites desse par de parâmetros. Os resultados deverão permitir concluir a respeito das potencialidades em corrente desses transistores em função de várias configurações geométricas e, isso, nos possibilitará comparar os diversos transistores em função das respectivas geometrias. Considerações quanto ao comportamento da resistência em função da temperatura, foram colocadas no Apêndice A.

3. Definição das Parcelas que Compõem a Resistência de Condução R_{on} do TEC-MOS de potência.

Calcularemos a seguir a resistência de condução do transistor, relacionando-a com a forma geométrica da região P do canal e com a tensão de ruptura da junção

do dreno.

Podemos decompor a resistência R_{on} em cinco parcelas como ilustra a figura 3.1. Como se mostra na referida figura, o transistor é composto da associação de várias células elementares idênticas. Consideremos uma dessas células de que é constituído o transistor MOS de potência. A resistência entre os pontos 1 e 7, como se pode observar na figura 3.1, é o resultado da associação de dois ramos que estão ligados em paralelo; um deles corresponde à resistência do trecho 1-2-3-4-5-6-7 e, o outro, do trecho 1-2'-3'-4'-5'-6'-7. Dada a simetria da estrutura, a resistência de um ramo é igual à do outro; posto isso, consideraremos apenas um dos ramos, como se segue:

$$R_{on} = R_{1-2} + R_{2-3} + R_{3-4} + R_{4-5} + R_{5-6} + R_{6-7} \dots \dots \dots 3-1$$

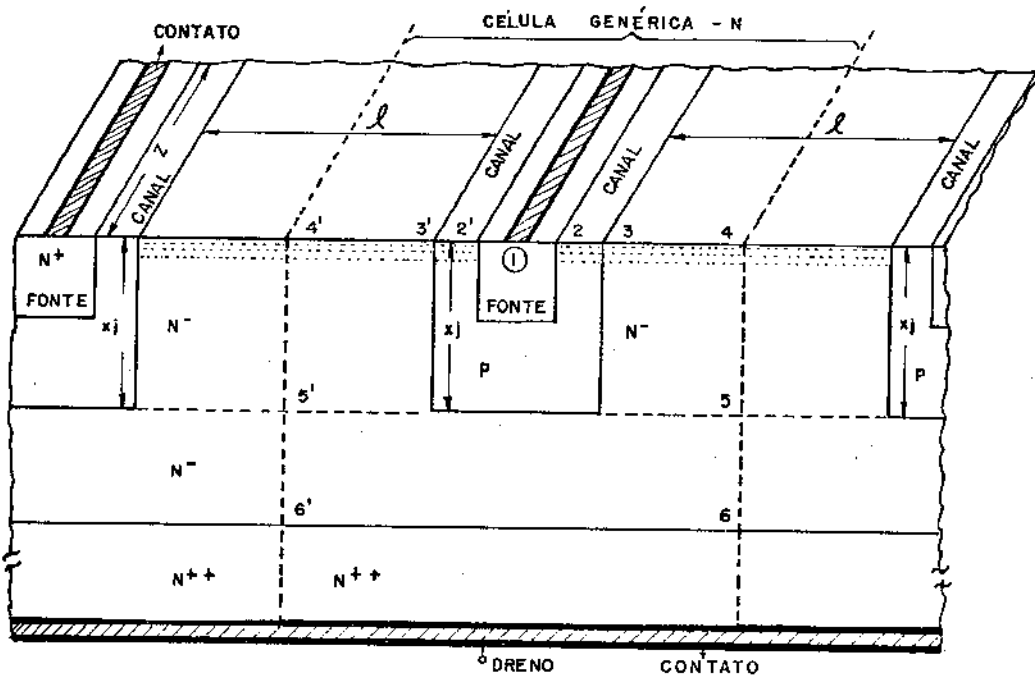


Figura 3.1 - Estrutura de um TEC-MOS de potência, mostrando uma das células de que é constituído.

Ainda, graças à simetria da estrutura, podemos escrever que:

$$\frac{1}{2} R_{on} = (R_{1.2} // R_{1.2'}) + (R_{2.3} // R_{2.3'}) + (R_{3.4.5} // R_{3.4.5'}) + (R_{5.6} // R_{5.6'}) + (R_{6.7} // R_{6.7'}) \dots 3-2$$

ou, ainda,

$$\frac{1}{2} R_{on} = (R_{1.2} // R_{1.2'} + R_{6.7} // R_{6.7'}) + (R_{2.3} // R_{2.3'}) + (R_{3.4.5} // R_{3.4.5'}) + (R_{5.6} // R_{5.6'}) \dots 3-3$$

Ao termos da expressão 3.3 daremos os seguintes nomes:

Chamaremos de R_C aos termos do primeiro parêntesis da expressão 3.3, ou se

ja,

$$R_C = R_{1.2} // R_{1.2'} + R_{6.7} // R_{6.7'} \dots 3-4$$

Ao termo R_C chamaremos de resistência de contato. O termo do segundo parêntesis é equivalente ao paralelo da resistência de dois canais, ou seja:

$$R_{ch} = 2(R_{2.3} // R_{2.3'}) = R_{2.3} = R_{2.3'} \dots 3-5$$

Onde R_{ch} é a resistência do canal. O penúltimo termo da expressão 3.3 será chamado de R_a , cujas parcelas: R_{3-4-5} e $R_{3'-4'-5'}$, englobam as resistências das regiões de acumulação: R_{3-4} e $R_{3'-4'}$; como também incluem o efeito de desfocalização. Para simplificar um pouco, consideraremos que o efeito de desfocalização será desprezível para uma profundidade, em relação à superfície, igual ou superior à profundidade de difusão, x_j , assim:

$$R_a = R_{3-4-5} = R_{3'-4'-5'} = 2(R_{3-4-5} // R_{3'-4'-5'}) \dots \dots \dots 3-6$$

Onde R_a é a resistência da região de acumulação-desfocalização e, aqui será chamada de "resistência de acesso". O último termo de 3.3 representa a resistência de corpo da camada epitaxial N^- ; então:

$$R_N = R_{5-6} // R_{5'-6'} = \frac{1}{2} R_{5-6} = \frac{1}{2} R_{5'-6'} \dots \dots \dots 3-7$$

A condutância total do transistor, σ_{on} é dada por R_{on}^{-1} , e a condutância por unidade de área, σ_{ons} , é igual a (σ_{on}/s) , onde s é a área do transistor. A resistência correspondente ao inverso de σ_{ons} chamaremos de R_{ons} , a qual será calculada posteriormente.

3.1. Modelagem da Resistência de Acesso, R_a

Circularmos a resistência R_a quando uma tensão V_{PF} for aplicada entre a porta e a fonte, suficientemente alta para inverter a região do canal e, consequentemente, provocar uma forte acumulação na superfície da região N^- que está sob o metal da porta, como se indica na figura 3.2. Esta figura é a representação da célula mostrada na figura 3.1, onde destacamos os trechos: $3'-4'-5'$ e $e-4-5$. Sabemos que um TEC-MOS funcionando em regime de chaveamento apresenta um comportamento elétrico caracterizado por dois estados: cortado, quando a corrente do dreno for praticamente igual a zero e, condução plena, caracterizado por apresentar alta corrente e baixa tensão entre o dreno e a fonte. Desejamos determinar os termos que compõem a resistência R_{on} . Faremos inicialmente uma aproximação que é a de considerar que a linha

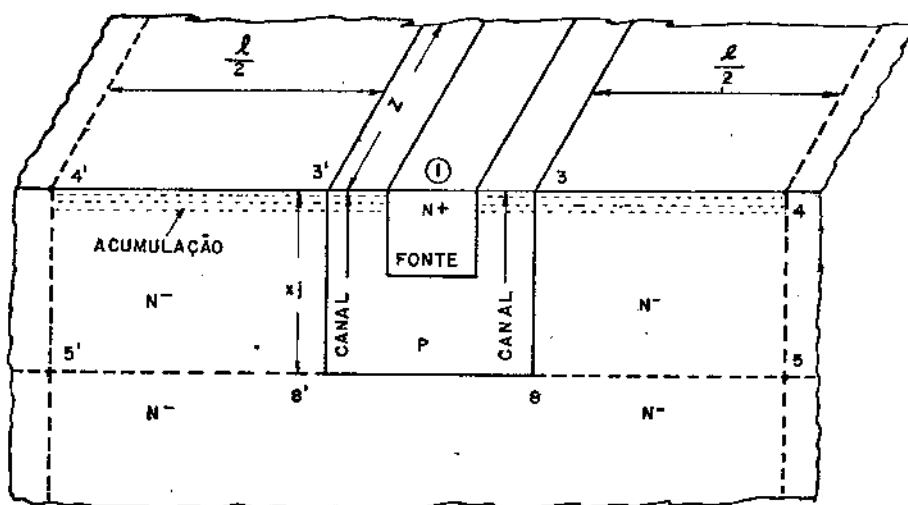


Figura 3.2 - Estrutura de uma célula, onde se destacam as regiões 3'-4'-5' (ou 3-4-5) que compõem a resistência R_a .

que interliga 5' ao 8' seja uma equipotencial; esta linha se situa a uma distância x_j abaixo da interface Si/SiO₂.

Quando o transistor estiver em regime de condução plena, as diferenças de potenciais, e as correntes num elemento Δx , a uma distância x da origem das abcissas, podem ser esquematizadas como se mostra na figura 3.3.

A origem do eixo dos x está na linha 4'-5' e a referência dos potenciais está no ponto 3'. Chamando de r e $\phi_N(x)$, a resistência e a diferença de potencial, respectivamente, de uma fatia elementar Δx a uma distância x da linha 4'-5', como se mostra na figura 3.4, poderemos escrever as seguintes relações:

$$\Delta I(x) = \frac{\phi_N(x) + \Delta \phi_N(x)}{r} \approx \frac{\phi_N(x)}{r} \quad \dots \quad 3.8$$

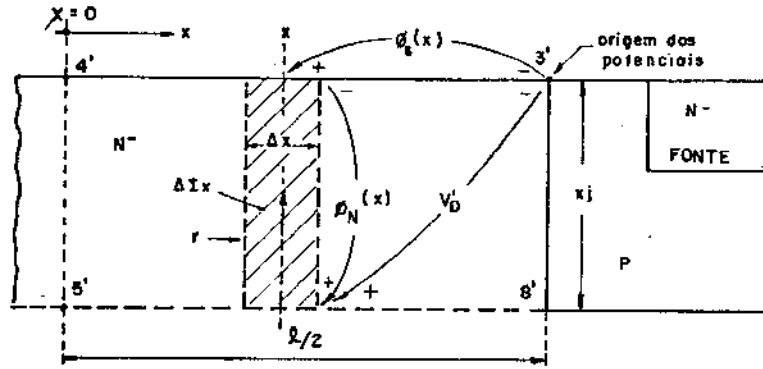


Figura 3.3 - Distribuição de tensões e correntes num elemento Δx .

onde,

$$r = \rho \cdot \frac{x_j}{2 \cdot \Delta x}$$

3-9

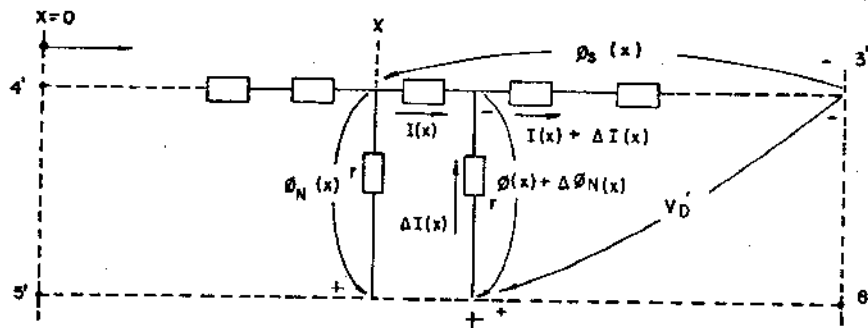


Figura 3.4 - Representação do trecho 3'-4'-5'-8' por elementos discretos.

Substituindo 3.9 em 3.8 e considerando ao limite, a relação $\Delta I(x)/\Delta x$, teremos:

$$\frac{dI(x)}{dx} = \frac{Z \cdot \phi_N(x)}{\rho \cdot x_j} \quad 3.10$$

ou,

$$\frac{dI}{dx} = \alpha \cdot \phi_N(x) \quad 3.11$$

onde,

$$\alpha = \frac{Z}{\rho \cdot x_j} \approx \frac{q \cdot \mu_n \cdot N_D \cdot Z}{x_j} \quad 3.12$$

Uma outra relação diferencial se pode obter, considerando o comportamento elétrico da camada de acumulação. A função F , que descreve o comportamento da camada de acumulação na superfície de um semiconductor tipo N, pode ser aproximada por:

$$F = \left(\exp. \frac{U_F}{2} \right) \cdot \left(-U - 1 + \exp. U \right)^{\frac{1}{2}} \dots \dots \dots 3.13$$

para $u > 0$.

Sendo o potencial de superfície da camada acumulada, é descrito por

$$\phi_s(x) = \frac{kT}{q} \cdot U_s = \frac{kT}{q} \ln \left[1 + \frac{q}{kT} \cdot \frac{(V_{PF}')^2}{\phi_B} \right] \quad 3.14$$

onde,

$$\phi_B = \frac{2q N_D \epsilon_{si} \epsilon_o}{\epsilon_{ox}} \quad 3.15$$

A carga total da zona de carga de espaço acumulada será:

$$\Sigma_{sc} = -2q \eta_i L_D \frac{u}{|u|} \mathcal{F}(u_s, u_F) \equiv qN \quad \dots \quad 3.16.$$

De 3.13 e 3.16, teremos:

$$qN = -2q \eta_i L_D \left(\exp \frac{u_F}{2} \right) \left(-u_s - 1 + \exp u_s \right)^{\frac{1}{2}} \dots \quad 3.17.$$

Por outro lado, esta carga é igual à carga que aparece sobre a porta; então, podemos escrever que:

$$qN = -C_{ox} \left[V'_{PF} - \phi_s(x) \right] \dots \quad 3.18$$

De 3.14 e 3.18, teremos:

$$qN = -C_{ox} \left[V'_{PF} - \frac{kT}{q} \ln \left[1 + \frac{q}{kT} \frac{(V'_{PF})^2}{\phi_B} \right] \right] \dots \quad 3.19.$$

Considerando a mobilidade independente do campo, a expressão da corrente I_D' poderá ser escrita assim:

$$I_D' = Z \mu_n q N \mathcal{E}_s(x) \quad 3-20$$

onde,

$$\mathcal{E}_s(x) = - \frac{d\phi_s(x)}{dx} \quad 3-21$$

De 3.19, 3.20 e 3.21, podemos escrever:

$$I_D' = \mu_n Z C_{ox} \left[V_{PF}' - \frac{KT}{q} \ln \left(1 + \frac{q}{KT} \cdot \frac{V_{PF}'^2}{\phi_B} \right) \right] \left(- \frac{d\phi_s(x)}{dx} \right) \quad 3-22$$

ou,

$$-\frac{d\phi_s(x)}{dx} = \left\{ \mu_n z C_{ox} \left[V_{PF}' - \frac{kT}{q} \ln \left(1 + \frac{q}{kT} \cdot \frac{V_{PF}'^2}{\phi_B} \right) \right] \right\}^{-1} \cdot I_D \dots 3-23$$

Mas, $I_D' = I(x)$, então:

$$-\frac{d\phi_s(x)}{dx} = \beta I(x) \dots 3-24$$

onde,

$$\beta = \left\{ \mu_n C_{ox} z \left[V_{PF}' - \frac{kT}{q} \ln \left(1 + \frac{q}{kT} \cdot \frac{V_{PF}'^2}{\phi_B} \right) \right] \right\}^{-1} \dots 3-25$$

Por outro lado, pela relação de potenciais, apresentada na figura 3.3, podemos escrever:

$$V_0' = \phi_s(x) + \phi_N(x) \quad 3.26$$

ou

$$\phi_s(x) = V_0' - \phi_N(x) \quad 3.27$$

Derivando 3.27 em relação a x , teremos:

$$\frac{d\phi_s(x)}{dx} = - \frac{d\phi_N(x)}{dx} \quad 3.28$$

pois, V_0' é constante.

Substituindo 3.28 em 3.24, teremos:

$$\frac{d\phi_N(x)}{dx} = \beta I(x) \quad 3.29$$

As equações 3.11 e 3.29 formam um sistema de equações diferenciais ordinárias lineares, tendo por solução as equações abaixo:

$$\phi_N(x) = A \exp.(-\sqrt{\alpha\beta} \cdot x) + B \exp.(\sqrt{\alpha\beta} \cdot x) \dots\dots 3-30$$

$$I(x) = -\sqrt{\frac{\alpha}{\beta}} \left[A \exp.(-\sqrt{\alpha\beta} \cdot x) + B \exp.(\sqrt{\alpha\beta} \cdot x) \right] \dots\dots 3-31$$

Onde A e B são constantes a determinar.

Chamando de l a distância compreendida entre duas difusões P consecutivas e tendo em vista que a origem do eixo está no meio desta distância (ver figuras 3.2, 3.3 e 3.4) então a abcissa do ponto 3' é: $x + l/2$, e o ponto 9', simétrico do 3' em relação à origem, está em: $x = -l/2$; dessa forma podemos escrever que:

$$\phi_N\left(\frac{+l}{2}\right) = \phi\left(\frac{-l}{2}\right) \dots\dots\dots 3-32$$

$$I\left(\frac{+l}{2}\right) = I\left(\frac{-l}{2}\right) \dots\dots\dots 3-33$$

$$R_a = \sqrt{\frac{\beta}{\alpha}} \cdot \frac{1}{\operatorname{tgh}\left(\sqrt{\alpha\beta} \cdot \frac{l}{2}\right)} \quad \dots \quad 3-38$$

ou,

$$R_a = \frac{2}{l} \cdot \frac{1}{\alpha} \left(\sqrt{\alpha\beta} \cdot \frac{l}{2}\right) \cdot \frac{1}{\operatorname{tgh}\left(\sqrt{\alpha\beta} \cdot \frac{l}{2}\right)} = \frac{2}{l} \cdot \frac{\theta}{\operatorname{tgh}(\theta)} \quad \dots \quad 3-39$$

ou ainda,

$$R_a = \left(\frac{2Z_j}{l \cdot \frac{q}{\mu_n} N_D \cdot Z} \right) \left(\frac{\theta}{\operatorname{tgh} \theta} \right) \quad \dots \quad 3-40$$

onde

$$\theta = \sqrt{\alpha \beta} \cdot \frac{l}{2} = \sqrt{\frac{q N_D}{2j \cdot C_{ox} \left[V'_{PF} - \frac{KT}{q} \ln \left(1 + \frac{q}{KT} \frac{V'_{PF} \cdot C_{ox}}{2 q N_D \epsilon_s \epsilon_0} \right) \right]}} \times \frac{l}{2} \dots 3.41$$

Substituindo 3.40 em 3.39, teremos $|20|$:

$$R_a = \frac{2 \cdot l_j}{l \cdot q \cdot \mu_n \cdot N_D \cdot Z} \cdot \frac{\sqrt{\frac{q \cdot N_D}{2j \cdot C_{ox} \left[V'_{PF} - \frac{KT}{q} \ln \left(1 + \frac{q}{KT} \frac{V'^2_{PF} \cdot C_{ox}}{2 \cdot q \cdot N_D \cdot \epsilon_s \epsilon_0} \right) \right]}} \times \frac{l}{2}}{\sqrt{\frac{q \cdot N_D}{2j \cdot C_{ox} \left[V'_{PF} - \frac{KT}{q} \ln \left(1 + \frac{q}{KT} \frac{V'^2_{PF} \cdot C_{ox}}{2 \cdot q \cdot N_D \cdot \epsilon_s \epsilon_0} \right) \right]}} \times \frac{l}{2}} \dots 3.42$$

Analisaremos alguns "casos particulares" da expressão 3.42.

- a) Para l tomando valores muito pequenos, resultará numa alta compactação, porém, um TEC-MOS de potência, assim construído, não estará otimizado, porque, primeiramente, exigirá uma fotolitografia sofisticada porque l é muito pequeno e, em segundo lugar, a resistência R_a poderá ter um valor alto, pois, ela varia inversamente com a distância l , como se observa pela expressão 3.42. A expressão R_a para l muito pequeno se tornará:

$$R_a = \frac{2 \ell_j}{\ell_1 \cdot q \cdot \mu_n \cdot N_D \cdot Z} \quad 3.43.a$$

para ℓ_1 pequeno

- b) Uma outra grandeza importante, que aparece em 3.41, a ser considerada é a tensão V_{PF} . Se V_{PF} tomar valores suficientemente altos, mantendo-se a distância inter-celular, ℓ , dentro dos limites fotolitográficos, a resistência R_a tenderá para a expressão:

$$R_a = \frac{2 \ell_j}{\ell_2 \cdot q \cdot \mu_n \cdot N_D \cdot Z} \quad 3.43.b$$

para ℓ_2 qualquer.

As expressões 3.42 e 3.43 diferem basicamente quanto aos valores de ℓ . Como ℓ_2 pode ser maior que ℓ_1 , então a resistência R_a obtida quando se aplica uma tensão V_{PF} muito alta é menor que a que se obtém de um transistor em que o ℓ_1 é muito pequeno e a tensão efetiva aplicada é da ordem de 10V.

- c) Consideremos novamente o parâmetro ℓ ; porém, agora, façamo-lo aumentar muito; assim procedendo, obteremos como limite da expressão 3.41 a que se segue:

$$R_a = \frac{\ell_j}{q \cdot \mu_n \cdot N_D \cdot Z} \sqrt{\frac{q \cdot N_D}{\ell_j \cdot C_{ox} \left[V_{PF}' - \frac{kT}{q} \ln \left(1 + \frac{q}{kT} \cdot \frac{V_{PF}'^2 \cdot C_{ox}}{2 \cdot q \cdot N_D \cdot \epsilon_s \epsilon_o} \right) \right]}} \dots 3-44$$

para ℓ muito grande.

O inconveniente óbvio de se adotar, num projeto de TEC-MOS de potência, um valor muito grande para ℓ é a baixa densidade de células, o que é sinônimo de baixa corrente por unidade de área da pastilha.

- d) Será interessante, agora, analisar a seguinte pergunta: "para que faixa de valores de ℓ da expressão 3.43 a R_a se tornará igual ou menor que a R_a da expressão 3.44"?
- Para responder tal questão devemos analisar a desigualdade:

$$2 \frac{\ell_j}{\ell \cdot q \cdot \mu_n \cdot N_D \cdot Z} \leq \frac{\ell_j}{q \cdot \mu_n \cdot N_D \cdot Z} \sqrt{\frac{q \cdot N_D}{\ell_j \cdot C_{ox} \left[V_{PF}' - \frac{kT}{q} \ln \left(1 + \frac{V_{PF}'^2 \cdot C_{ox}}{2 \cdot q \cdot N_D \cdot \epsilon_s \epsilon_o} \right) \right]}}$$

de onde, explicitando ℓ , teremos:

$$\ell \geq 2 \sqrt{\frac{\ell_j \cdot C_{ox} \left[V_{PF}' - \frac{kT}{q} \ln \left(1 + \frac{q}{kT} \cdot \frac{V_{PF}'^2 \cdot C_{ox}}{2 \cdot q \cdot N_D \cdot \epsilon_s \epsilon_o} \right) \right]}{q \cdot N_D}} \dots 3.45$$

Considerando, por exemplo, um caso em que $x_j = 5 \mu\text{m}$, $C_{\text{OX}} = 3,2 \times 10^{-8} \text{ F/cm}^2$, $N_D = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ e uma tensão efetiva de porta igual a 10V. Pela desigualdade 3.45, o espaçamento λ deverá ser igual ou maior que $20 \mu\text{m}$. Isto significa, ainda que, se construirmos um TEC-MOS com os parâmetros físicos assinalados acima e cujo espaçamento λ seja muito maior que $20 \mu\text{m}$, obteremos uma resistência R_a maior que a correspondente resistência de um outro TEC-MOS em tudo idêntico ao anterior, porém com espaçamento λ da ordem de $20 \mu\text{m}$ e cuja tensão V_{PF} seja muito maior que 10V.

- e) Uma outra conclusão importante, que deve ser extraída da análise precedente, é a seguinte: pode-se diminuir, até certo limite (no exemplo acima esse limite chega a $20 \mu\text{m}$) o espaçamento inter-celular, desde que se aumente a tensão efetiva aplicada à porta.
- f) A relação 3.45, motivo da conclusão (e), nos sugere um outro processo de minimizar a resistência R_a de um TEC-MOS de potência, sem a necessidade de ser aplicada uma tensão muito alta à porta. A idéia é a seguinte: a função de V_{PF} muito grande é criar uma camada de acumulação com resistência muito baixa, curto-circuitando, por assim dizer, o trecho 3' - 4', veja figura 3.2; porém, pode-se conseguir essa mesma camada de baixa resistência, dopando, por exemplo com implantação iônica (I/I), o referido trecho, 3' - 4', como ilustra a figura 3.5.

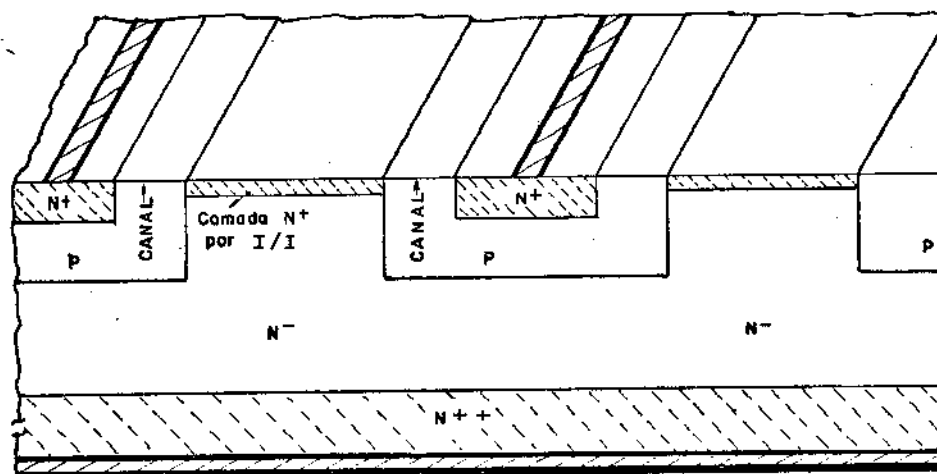


Figura 3.5 - Implantação iônica de uma fina camada N^+ nas regiões compreendidas entre as regiões P dos canais.

Tomemos agora dois transistores, o primeiro com o l da ordem de $20 \mu\text{m}$ ao qual se aplica, à porta, uma tensão efetiva de 10V ; o outro transistor construído de tal forma que as regiões $3' - 4'$ e $3 - 4$ apresentam camadas de baixa resistência, obtidas por I/I , por exemplo. Desejamos determinar a faixa de valores de l , para o transistor com camada implantada, de tal sorte que a sua resistência R_a seja igual ou menor que a do primeiro transistor, cujo l é $20 \mu\text{m}$.

Pelas condições acima, a expressão de R_a para o transistor com $l = 20 \mu\text{m}$ e V_{PF} efetivo igual a 10V deve ser a expressão geral 3.39; já, para o outro transistor, podemos usar a expressão 3.43; repetimos abaixo essas duas expressões:

$$R_a = \frac{2 \cdot L_j}{l' \cdot q \cdot \mu_n \cdot N_D \cdot Z} \cdot \frac{\theta}{\tanh \theta} \quad \dots \dots \dots 3.39$$

onde $l' = 20 \mu\text{m}$, neste exemplo

$$R_a = \frac{2 \cdot L_j}{l_x \cdot q \cdot \mu_n \cdot N_D \cdot Z} \quad \dots \dots \dots 3.43$$

onde l_x pode tomar qualquer valor.

Pelas condições propostas, devemos impor a seguinte relação:

$$\frac{2 \cdot L_j}{l' \cdot q \cdot \mu_n \cdot N_D \cdot Z} \cdot \frac{\theta}{\tanh \theta} \geq \frac{2 \cdot L_j}{l_x \cdot q \cdot \mu_n \cdot N_D \cdot Z}$$

3.44

logo:

$$l_x \geq \frac{l' t_{gh} \theta}{\theta} \dots \dots \dots 3.46$$

Como $\frac{t_{gh} \theta}{\theta}$ é menor que 1, podemos afirmar que, com o uso de uma camada de baixa resistência, obtida por I/I, por exemplo, é vantajoso, pois permite aumentar a compactação, diminuindo, assim, a resistência do transistor por unidade de área da pastilha. Isso é verdadeiro para um l_x dentro da seguinte faixa:

$$l' > l_x \geq \frac{l' t_{gh} \theta}{\theta} \dots \dots \dots 3.47$$

Por exemplo, substituindo em 3.47 os seguintes valores numéricos: $N_D = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, $x_j = 5 \text{ } \mu\text{m}$, $c_{ox} = 3,2 \times 10^{-8} \text{ F/cm}^2$, $V_{PF} = 10\text{V}$ e $l' = 20 \text{ } \mu\text{m}$, teremos: $\theta = 1$ e, portanto,

$$20 \mu\text{m} > l_x \geq 20 \frac{t_{gh}(1)}{(1)} \dots \dots$$

ou

$$20\mu m > l_x \geq 15\mu m$$

3.2. Modelagem da Resistência do Canal, R_{ch}

A resistência R_{ch} é a componente de R_{on} que leva em conta o efeito do canal. Aqui calcularemos essa componente considerando que o transistor esteja submetido a uma tensão entre a porta e a fonte, V_{PF} , suficientemente alta tal que corresponda ao funcionamento na sua região ôhmica-linear. A relação 2.59 é a expressão da condutância do canal nessas condições; o seu inverso é a resistência ôhmica do canal, R_{ch} . Dessa forma podemos escrever que:

$$R_{ch} = \frac{L}{\mu_{nch} \cdot 2 C_{ox} (V_{PF} - V_T)} \cdot \left(1 + \frac{V_{PF} - V_T + \sqrt{2\phi_F \phi_B}}{\psi} \right) \dots 348$$

ou

$$R_{ch} = \frac{L}{2 \cdot \mu_{nch} \cdot C_{ox} \cdot V_{PF}^*} \dots 349$$

Sendo,

$$V_{PF}^* = \frac{V_{PF} - V_T}{1 + \frac{V_{PF} - V_T + \sqrt{2\phi_F \phi_B}}{\psi}} \quad 3-50$$

Os parâmetros das expressões acima já foram definidos no capítulo II. É usual calcular e medir a resistência de condução, R_{on} , de um transistor MOS de potência, fixando-se a tensão entre porta e fonte. Consideremos, nas simulações que faremos, V_{PF}^* igual a 10 Volts e a mobilidade dos elétrons, μ_{uch} , nessa condição igual a $500 \text{ cm}^2/(\text{v.s})$.

3.3. Modelagem da Resistência R_N

A resistência R_N é a parcela de R_{on} correspondente ao trecho 5-6 da figura 3.1, que, por motivo de maior clareza, esse trecho é ampliado e mostrado na figura 3.6, onde indicamos as dimensões geométricas que o definem. Relembremos, aqui, a hipótese que foi feita quando definimos a resistência R_a , que é a de considerar a linha b-o-b como uma equipotencial.

A figura 3.6 ilustra o efeito da interação das células "(n-1)" e "(n+1)" sobre a célula "(n)", resultando num fluxo de corrente que começa na equipotencial b.o.b*, cuja largura é l , e termina na interface N^-/N^{++} com largura igual a $(r + l)$.

Consideraremos, também, a interface N^-/N^{++} como sendo uma equipotencial. Num transistor MOS de potência existem um grande número dessas células, dispostas uma ao lado da outra, como ilustra a figura 3.6.

O nosso objetivo é determinar a resistência compreendida entre a linha b-o-b de largura l , e a interface N^-/N^{++} , de largura $(r + l)$. A partir da forma da estrutura dessa célula, foi possível identificar | | uma função que transforma uma figura, cuja geometria é idêntica à dessa célula, numa outra de forma retangular, como ilustra a figura 3.7.

No plano Z, temos: $Z = x + jy$ e, no plano W temos: $W = u + jv$.

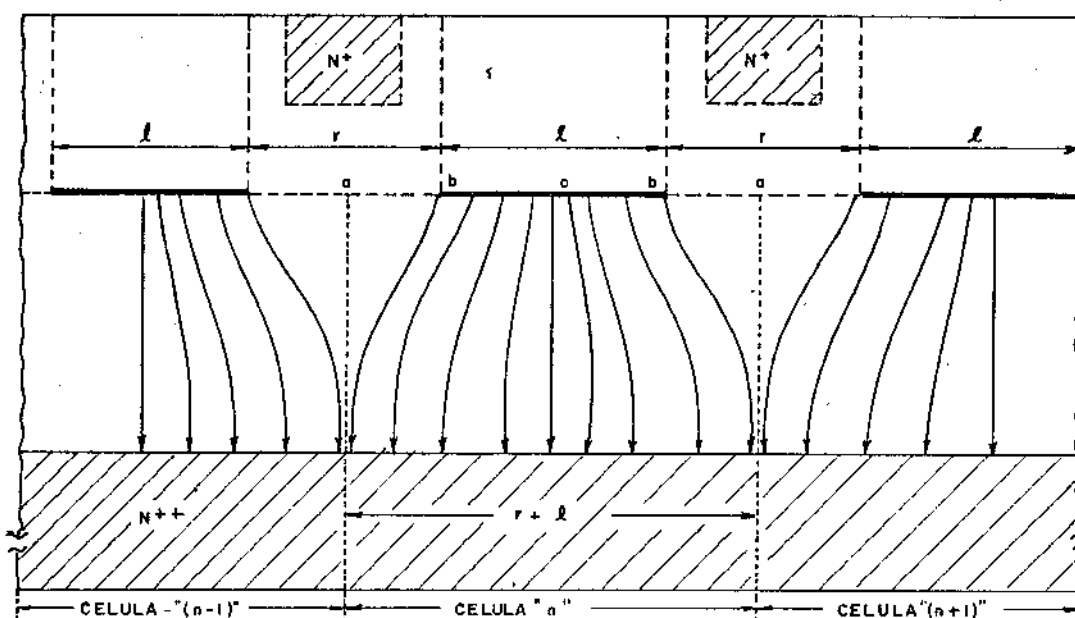


Figura 3.6 - Estrutura de um transistor D/MOS-Vertical, mostrando o fluxo de corrente nos trechos responsáveis pela resistência R_N^- .

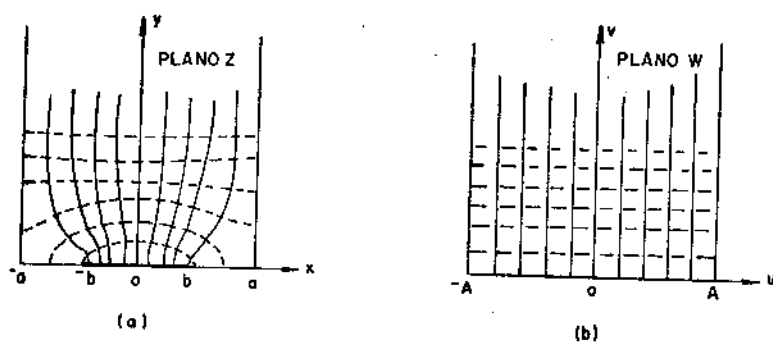


Figura 3.7 - Visualização da transformação do plano Z no plano W. Em (a) temos o problema real e, em (b), temos o plano auxiliar, W.

A transformada que leva a forma geométrica, indicada na figura 3.7.a, na forma retangular indicada na figura 3.7.b, é a equação [28] :

$$W = \frac{2A}{\pi} \operatorname{arc. sen} \left\{ \frac{\operatorname{sen} \left(\frac{\pi}{2A} \cdot Z \right)}{\operatorname{sen} \left(\frac{\pi}{2A} \cdot b \right)} \right\} \quad \dots 3.51$$

Usando o artifício da transformada, transferimos inicialmente o nosso problema para o de ter que determinar a resistência de uma barra retangular cujas "dimensões geométricas" passam a ser: comprimento da barra igual a "v" e a área da seção de contato sendo dada pelo produto da "largura 2A" pela outra dimensão, Z, a qual não aparece na figura porque é perpendicular ao plano do desenho. Como se sabe, a resistência de uma barra retangular nessas condições é dada por:

$$R_N = \rho \cdot \frac{\text{Comprimento}}{\text{Área}} = \rho \cdot \left[\frac{v}{Z(2A)} \right] = \frac{\rho}{Z} \cdot \left[\frac{v}{2A} \right] \quad \dots 3.52$$

A expressão 3.52 exige que determinemos a relação $\frac{v}{2A}$ em função das dimensões geométricas do problema original. Por outro lado, sabemos que W e Z são grandezas complexas; sendo v a parte imaginária de W. Posto isso, concluímos que devemos, como próximo passo, explicitar v, separando a parte real da parte imaginária da expressão complexa (51). Esse problema é frequentemente trabalhoso; indicaremos abaixo as passagens que usamos para atingir esse objetivo.

A expressão (51) pode ser escrita assim:

$$\operatorname{sen}\left(\frac{\pi}{2A} \cdot w\right) = \frac{\operatorname{sen}\left(\frac{\pi}{2a} \cdot Z\right)}{\operatorname{sen}\left(\frac{\pi}{2a} \cdot b\right)} \quad 3.53$$

onde,

$$\left. \begin{aligned} w &= u + jv \\ Z &= x + jy \end{aligned} \right\} \quad 3.54$$

Substituindo 3.54 e 3.55 em 3.53, temos

$$\operatorname{sen}\left(\frac{\pi}{2a} \cdot u + j \frac{\pi}{2a} \cdot v\right) = \frac{\operatorname{sen}\left(\frac{\pi}{2a} \cdot x + j \frac{\pi}{2a} \cdot y\right)}{\operatorname{sen}\left(\frac{\pi}{2a} \cdot b\right)} \quad 3.55$$

Desenvolvendo o seno da soma, em ambos os lados da equação 3.55, teremos:

$$\begin{aligned} \operatorname{sen}\left(\frac{\pi}{2a} \cdot u\right) \cdot \cosh\left(\frac{\pi}{2a} \cdot v\right) + j \operatorname{senh}\left(\frac{\pi}{2a} \cdot v\right) \cdot \cos\left(\frac{\pi}{2a} \cdot u\right) &= \\ = \frac{1}{\operatorname{sen}\left(\frac{\pi}{2a} \cdot b\right)} \left[\operatorname{sen}\left(\frac{\pi}{2a} \cdot x\right) \cdot \cosh\left(\frac{\pi}{2a} \cdot y\right) + j \operatorname{senh}\left(\frac{\pi}{2a} \cdot y\right) \cdot \cos\left(\frac{\pi}{2a} \cdot x\right) \right] &\dots 3.56 \end{aligned}$$

A equação 3.56 representa a identidade entre duas expressões complexas; então, podemos igualar as respectivas partes reais e imaginárias das duas grandezas complexas, ou seja:

$$\sin\left(\frac{\pi}{2a} u\right) \operatorname{ch}\left(\frac{\pi}{2a} v\right) = \frac{\sin\left(\frac{\pi}{2a} x\right) \operatorname{ch}\left(\frac{\pi}{2a} y\right)}{\sin\left(\frac{\pi}{2a} b\right)} \quad 3-57$$

$$\operatorname{sh}\left(\frac{\pi}{2a} v\right) \cos\left(\frac{\pi}{2a} u\right) = \frac{\operatorname{sh}\left(\frac{\pi}{2a} y\right) \cos\left(\frac{\pi}{2a} x\right)}{\sin\left(\frac{\pi}{2a} b\right)} \quad 3-58$$

Podemos explicitar $(v/2a)$ tanto de 3.57 como de 3.58; concluímos então que devemos discutir qual das duas soluções devemos adotar. Dessas duas opções temos:

1) De 3.57, obtêm-se:

$$\operatorname{ch}\left(\frac{\pi}{2a} v\right) = \frac{\sin\left(\frac{\pi}{2a} x\right)}{\sin\left(\frac{\pi}{2a} u\right)} \cdot \frac{\operatorname{ch}\left(\frac{\pi}{2a} y\right)}{\sin\left(\frac{\pi}{2a} b\right)} \quad 3-59$$

Para $u = A$ temos:

$$\left[\frac{v}{2A} \right] = \frac{1}{\pi} \left\{ \operatorname{argch} \left[\sin \left(\frac{\pi}{2a} \cdot x \right) \cdot \frac{\operatorname{ch} \left(\frac{\pi}{2a} \cdot y \right)}{\sin \left(\frac{\pi}{2a} \cdot b \right)} \right] \right\} \dots 3.60$$

Como, no plano Z , desejamos considerar a resistência total da barra, então devemos fazer $x = a$; assim teremos:

$$\left[\frac{v}{2A} \right] = \frac{1}{\pi} \left\{ \operatorname{argch} \left[\frac{\operatorname{ch} \left(\frac{\pi}{2a} \cdot y \right)}{\sin \left(\frac{\pi}{2a} \cdot b \right)} \right] \right\} \dots 3.61$$

2) De 3.58, obtém-se:

$$\operatorname{sh}\left(\frac{\pi}{2A} \cdot v\right) = \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2a} \cdot x\right) \operatorname{sh}\left(\frac{\pi}{2a} \cdot y\right)}{\cos\left(\frac{\pi}{2A} \cdot u\right) \operatorname{sen}\left(\frac{\pi}{2a} \cdot b\right)} \quad 3.62$$

Para $u = A$ e $x = a$, a expressão se torna indeterminada. Porém, a relação:

$$\frac{\cos\left(\frac{\pi}{2a} \cdot x\right)}{\cos\left(\frac{\pi}{2A} \cdot u\right)} \rightarrow 1 \quad 3.63$$

quando x tende para a e u tende a A .

De 3.63 e 3.62, teremos:

$$\operatorname{sh}\left(\frac{\pi}{2A} \cdot v\right) = \frac{\operatorname{sh}\left(\frac{\pi}{2a} \cdot y\right)}{\operatorname{sen}\left(\frac{\pi}{2a} \cdot b\right)} \quad 3.64$$

Donde,

$$\left[\frac{v}{2A}\right] = \frac{1}{\pi} \left\{ \arg. \operatorname{sh} \left[\frac{\operatorname{sh}\left(\frac{\pi}{2a} \cdot y\right)}{\operatorname{sen}\left(\frac{\pi}{2a} \cdot b\right)} \right] \right\} \quad 3.65$$

As expressões 3.61 e 3.65 serão idênticas, desde que:

$$\frac{\pi}{2a} \cdot y \gg 1 \quad 3.66$$

pois, neste caso:

$$\operatorname{sh}\left(\frac{\pi}{2a} \cdot y\right) \simeq \operatorname{ch}\left(\frac{\pi}{2a} \cdot y\right) \quad 3.67$$

Para valores de $(\frac{\pi}{2a} \cdot y) \rightarrow 0$, essas duas expressões diferem bastante. Devemos es colher, entre 3.61 e 3.65, aquela que representar melhor as condições físicas. Sabemos, por outro lado, que y representa o comprimento de uma barra da qual queremos de terminar a expressão da resistência elétrica. Se o comprimento, y , dessa barra tender a zero, também, sua resistência deverá tender a zero. Analisando as duas expressões 3.61 e 3.65, constatamos que 3.61 não tende a zero quando $y \rightarrow 0$; porém, a expressão 3.65 tende a zero quando $y \rightarrow 0$. Assim, escolheremos a expressão 3.65 para descrever o comportamento da resistência de uma barra cuja forma geométrica está indicada na figura 3.7. Dessa forma, relacionando os termos da expressão 3.65 com os parâmetros geométricos que caracterizam a célula "n" (veja figura 3.6), teremos:

$$2a = (x + l) \quad \dots \dots \dots 3-68$$

$$y = H \quad \dots \dots \dots 3-69$$

$$b = \frac{l}{2} \quad \dots \dots \dots 3-70$$

Consequentemente,

$$\left[\frac{v}{2A} \right] = \frac{1}{\pi} \left\{ \arg \operatorname{sh} \left[\frac{\operatorname{sh} \left(\pi \frac{H}{r+l} \right)}{\operatorname{sen} \left(\frac{\pi}{2} \cdot \frac{l}{r+l} \right)} \right] \right\} \dots \dots \dots 3.71$$

Finalmente, teremos a expressão de R_N - ao substituirmos 3.71 em 3.52, ou seja:

$$R_N = \frac{\rho}{2} \cdot \left[\frac{v}{2A} \right] = \frac{\rho}{2} \cdot \frac{1}{\pi} \left\{ \arg \operatorname{sh} \left[\frac{\operatorname{sh} \left(\pi \frac{H}{r+l} \right)}{\operatorname{sen} \left(\frac{\pi}{2} \cdot \frac{l}{r+l} \right)} \right] \right\} \dots 3.72$$

Definiremos um fator Γ que representará a razão entre a expressão de R_N - e a expressão da resistência da referida barra porém com o contato ao longo de toda a base da barra. Como sabemos, a expressão 3.72 representa a resistência de uma barra com formato de um paralelepípedo cujo comprimento é H e a largura da tira de contato é l ao longo da face cuja largura é $(r + l)$. A nova resistência, R_v , que agora estamos definindo, se refere à resistência dessa barra, ainda tomando o contato na mesma face, porém, cobrindo toda a face, ou seja, com largura igual a $(r + l)$, como ilustra a figura 3.8.

Portanto:

$$R_v = \frac{\rho}{Z} \left(\frac{H}{r+l} \right) \quad 3.73$$

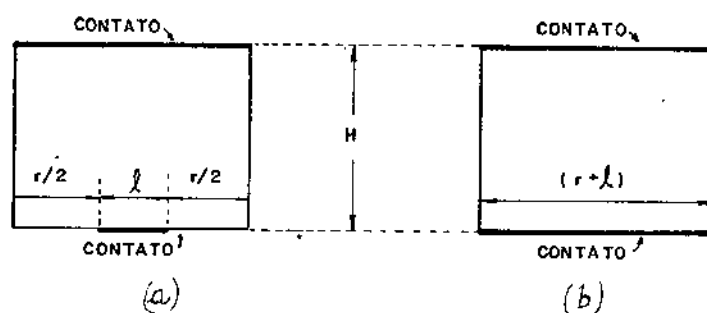


Figura 3.8 - Em (a) temos a visualização da forma geométrica da resistência R_N e, em (b), temos a da resistência R_v .

A expressão da resistência da barra representada na figura 3.8(a), é dada pela equação 3.72; já a da barra cuja forma é a da figura 3.8(b), é dada pela equação 3.73. Dividindo 3.72 por 3.73 e rearrumando os termos, obteremos:

$$\Gamma = \frac{R_N}{R_v} = \frac{\frac{1}{\pi} \left\{ \arg. sh \left[\frac{sh \left[\pi \frac{H/l}{(1+r/l)} \right]}{\sin \left[\frac{\pi}{2} \frac{1}{(1+r/l)} \right]} \right] \right\}}{\frac{H/l}{1+r/l}} \quad 3.74$$

Chamando:

$$\frac{l}{H} = \alpha \quad 3.75$$

$$\frac{\pi}{l} = \alpha \quad 3.76$$

Substituindo 3.75 e 3.76 em 3.74 e rearrumando, teremos:

$$\Gamma = \frac{2(1+\alpha)}{\pi} \left\{ \arg. sh \left[\frac{sh \left[\frac{\pi}{2(1+\alpha)} \right]}{sh \left[\frac{\pi}{2(1+\alpha)} \right]} \right] \right\} \quad 3-77$$

A figura 3.9 é o gráfico da expressão 3.77, onde os valores de Γ são representados em função de l/H (onde $l/H = x$), tomando r/l (onde $r/l = \alpha$) como parâmetro.

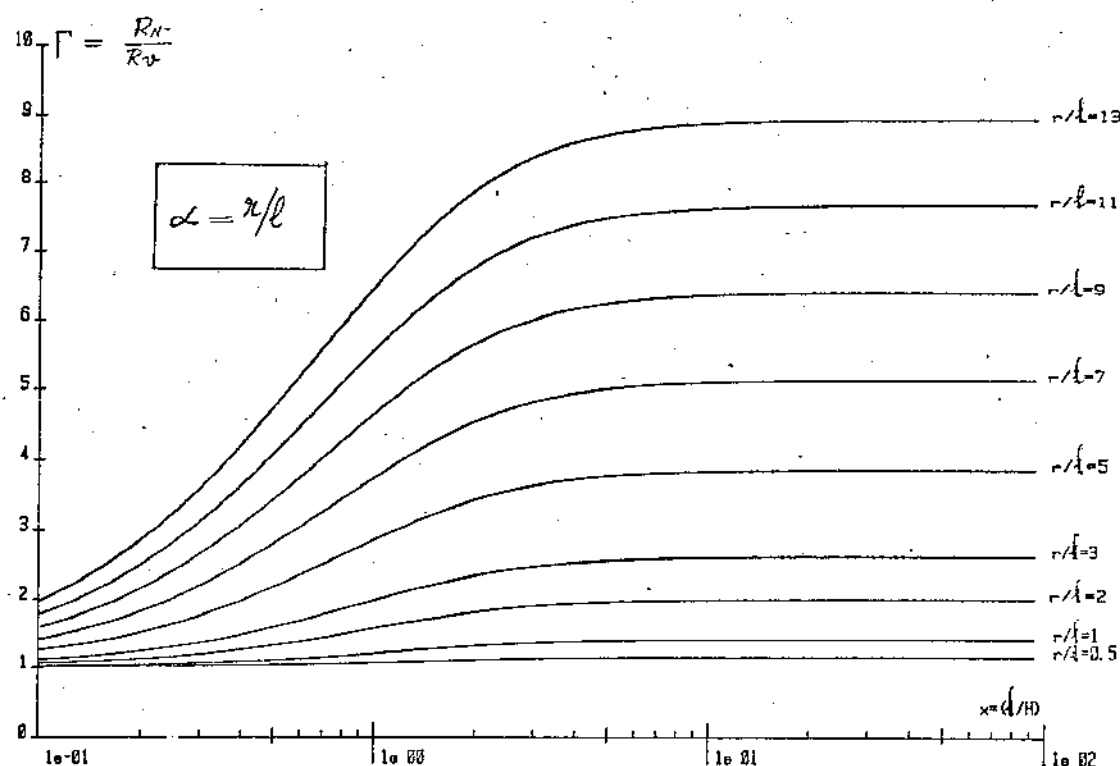


Figura 3.9 - Gráfico de Γ em função de l/H , tendo como parâmetro r/l .

Finalmente, podemos reescrever a expressão de R_N da seguinte forma:

$$R_N = \Gamma \cdot R_v = \frac{\rho}{\sqrt{2}} \cdot \frac{H}{r+l} \left\{ \left[\frac{1 + \frac{r}{l}}{\frac{H}{l}} \right] \cdot \frac{1}{\pi} \cdot \arg. sh \left[\frac{sh \left(\pi \frac{H}{1 + \frac{r}{l}} \right)}{sen \left(\frac{\pi}{2} \cdot \frac{1}{1 + \frac{r}{l}} \right)} \right] \right\} \quad \dots 3.78$$

Para estruturas em que $H \gg (r + l)$, podemos simplificar a expressão 3.72 pois, neste caso:

$$sh \left(\frac{\pi \cdot H}{r+l} \right) \simeq \frac{1}{2} \cdot e^{\left(\frac{\pi \cdot H}{r+l} \right)} \quad \dots 3.79$$

Substituindo 3.79 em 3.72, teremos:

$$R_N \approx \frac{C}{2} \cdot \frac{1}{\pi} \left\{ \arg. sh \left[\frac{\frac{1}{2} \cdot e^{\frac{(\pi \cdot H)}{n+l}}}{\operatorname{sen}\left(\frac{\pi}{2} \cdot \frac{l}{n+l}\right)} \right] \right\} \dots\dots\dots 3-80$$

Porém,

$$\arg. sh \theta = \ln(\theta + \sqrt{\theta^2 + 1}) \dots\dots\dots 3-81$$

Então:

$$R_N \approx \frac{p}{2} \cdot \frac{1}{\pi} \cdot \ln \left[\frac{\frac{1}{2} \cdot e^{\left(\frac{\pi H}{n+l}\right)}}{\sin\left(\frac{\pi}{2} \cdot \frac{l}{n+l}\right)} + \sqrt{\left(\frac{\frac{1}{2} \cdot e^{\left(\frac{\pi H}{n+l}\right)}}{\sin\left(\frac{\pi}{2} \cdot \frac{l}{n+l}\right)}\right)^2 + 1} \right] \quad \dots \quad 3-82$$

Como $H \gg (n + l)$, a expressão 3-82 se tornará:

$$R_N \approx \frac{p}{2} \cdot \frac{1}{\pi} \cdot \ln \left[\frac{e^{\left(\frac{\pi H}{n+l}\right)}}{\sin\left(\frac{\pi}{2} \cdot \frac{l}{n+l}\right)} \right]$$

ou,

$$R_{N-} \approx \frac{\rho}{2} \cdot \frac{1}{\pi} \left\{ \ln \cdot l^{\left(\frac{\pi H}{\lambda + l}\right)} + \ln \left[\operatorname{cosec} \left(\frac{\pi l}{2(\lambda + l)} \right) \right] \right\}$$

ou ainda,

$$R_{N-} \approx \frac{\rho}{2} \left[\frac{H}{\lambda + l} + \frac{1}{\pi} \cdot \ln \operatorname{cosec} \left(\frac{\pi}{2} \cdot \frac{l}{\lambda + l} \right) \right] \quad \dots \quad 3.83$$

A expressão 3.83 é um modo simplificado de apresentar a resistência R_{N-} [21, 29].

Expressão de R_{on}

A resistência R_{on} é igual à soma das resistências: R_{ch} , R_a e $2 R_{N-}$, pois estão em série, portanto:

$$R_{on} = R_{ch} + R_a + 2 R_{N-} \quad \dots \quad 3.84$$

Substituindo 3.38, 3.49 e 3.78 em 3.84, teremos:

$$R_{on} = \frac{\sqrt{\beta}}{\tanh\left(\sqrt{\alpha\beta} \cdot \frac{l}{2}\right)} + \frac{L}{2 \mu_{nch} \cos V_{PF}^*} + \frac{\rho}{2} \cdot \frac{H}{r+l} \left\{ \frac{1 + \frac{r}{l}}{\frac{H}{l}} \cdot \frac{2}{\pi} \cdot \arg \cdot \operatorname{sh} \left[\frac{\operatorname{sh}\left(\frac{H/l}{1+r/l}\right)}{\cos\left(\frac{\pi}{2} \cdot \frac{1}{1+r/l}\right)} \right] \right\} \quad 3.85$$

Substituindo α e β pelas relações 3.12 e 3.25, podemos reescrever a expressão 3.85, obtendo:

$$R_{on} = \frac{1}{2} \left\{ \frac{\sqrt{\rho \cdot l_j}}{\sqrt{\mu_{nch} \cdot C_{ox} \cdot V_{PF}^*}} \cdot \frac{1}{\operatorname{tgh} \left(\frac{l}{2 \sqrt{\mu_{nch} \cdot C_{ox} \cdot V_{PF}^*} \cdot \sqrt{\rho \cdot l_j}} \right)} + \right.$$

$$\left. + \frac{L}{\mu_{nch} \cdot C_{ox} \cdot V_{PF}^*} + \rho \left(\frac{H}{H+l} \right) \cdot \frac{1 + \frac{r}{l}}{\frac{H}{l}} \cdot \frac{2}{\pi} \operatorname{arg} \operatorname{sh} \left[\frac{\operatorname{sh} \left(\pi \frac{H/l}{1 + r/l} \right)}{\operatorname{sen} \left(\frac{\pi}{2} \frac{1}{1 + r/l} \right)} \right] \right\} \dots 3.86$$

O fator 2 que aparece, a partir da expressão 3.84, multiplicando o termo R_N é devido ao fato de estarmos considerando R_{on} como sendo a associação em série das resistências de apenas um dos dois ramos que constituem a resistência entre os pontos 1 e 7 da figura 3.1 de uma célula genérica. Na figura 3.10 isso é mostrado de forma mais clara.

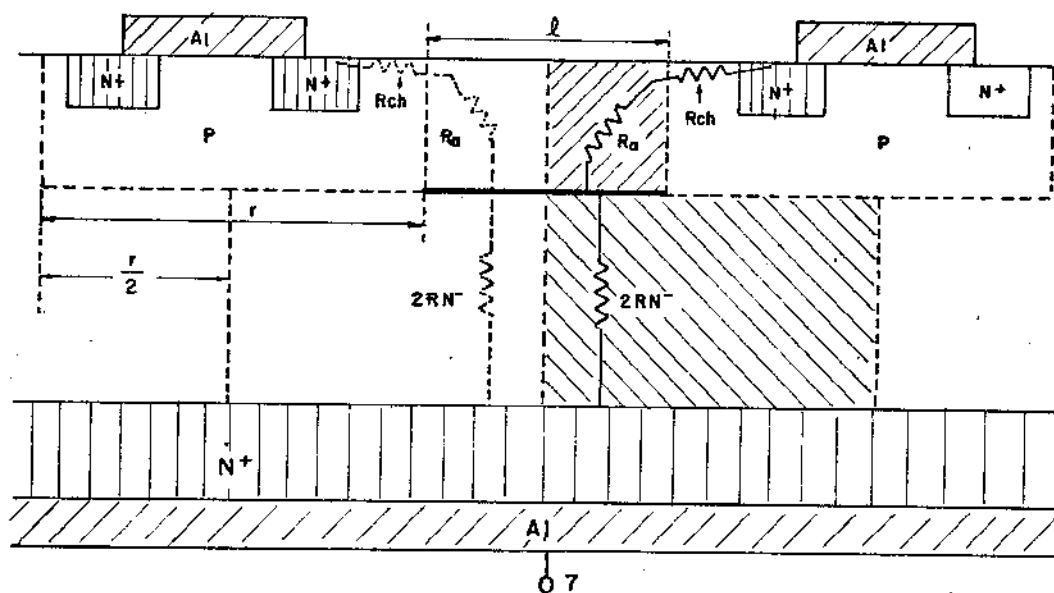


Figura 3.10 - Estrutura mostrando as parcelas: R_{ch} , R_a , $2R_{N^-}$, que compõem a resistência R_{on} .

O termo compreendido entre colchetes na expressão 3.86 corresponde à resistência de uma célula cuja largura, z , é unitário. Chamando essa resistência de R_{on}^* , teremos:

$$R_{on}^* = \frac{\sqrt{\rho \cdot x_j}}{\sqrt{c} \cdot \tanh\left(\frac{l}{2\sqrt{c} \cdot \sqrt{\rho \cdot x_j}}\right)} + \frac{L}{c} + \rho \cdot \frac{H}{\pi + l} \cdot \left(\frac{1 + \frac{r}{l}}{\frac{H}{l}}\right) \cdot \frac{2}{\pi} \cdot \text{arg.} \left[\frac{\text{sh}\left(\frac{H}{l} \cdot \frac{1}{1 + \frac{r}{l}}\right)}{\text{sen}\left(\frac{\pi}{2} \cdot \frac{1}{1 + \frac{r}{l}}\right)} \right] \quad 3-87$$

onde, $c = \mu_{nch} C_{ox} V_{PF}^*$.

3.4. Dependência de R_{ons} com a Forma Geométrica dos Transistores

A expressão 3.87, não obstante ter sido deduzida para estruturas em forma de faixas, usá-la-emos para as outras formas geométricas; mudando para cada geometria o respectivo fator de forma, F .

De 3.86 e 3.87 podemos escrever que:

$$R_{on} = \frac{R_{on}^*}{Z} \dots \dots \dots 3-88$$

É usual apresentar por σ_{ons} a condutância entre o dreno e a fonte por unidade de área, pois, assim facilita comparar os transistores no que concerne à resistência ou condutância de condução. Chamando de R_{ons} ao inverso da condutância por unidade de área, teremos:

$$R_{on} = \frac{1}{\sigma_{on}} \dots \dots \dots 3-89$$

$$\rho_{ons} = \frac{\rho_{on}}{S} \dots \dots \dots 3-90$$

Das expressões 3.89 e 3.90 podemos escrever a relação:

$$R_{on} = \frac{1}{\rho_{ons} \cdot S}$$

ou,

$$R_{on} \cdot S = \frac{1}{\rho_{ons}} \dots \dots \dots 3-91$$

Chamaremos de R_{ons} ao produto da resistência R_{on} pela área da célula correspondente, ou seja:

$$R_{ons} \triangleq R_{on} \cdot S \dots \dots \dots 3-92$$

Substituindo 3.88 em 3.92, teremos:

$$R_{ons} = \left(\frac{R_{on}^*}{z} \right) \cdot S = \frac{R_{on}^*}{(z/s)} \quad \dots \quad 3-93$$

A relação: (perímetro útil do canal) / (área da célula correspondente), z/s , chamaremos de Fator de Forma, F . Assim, teremos:

$$R_{ons} = \frac{R_{on}^*}{F} \quad \dots \quad 3-94$$

O fator de forma, F , depende da forma geométrica dos contornos das difusões que definem as regiões do canal de cada célula de que é constituído o transistor de potência.

Quando se constroem transistores de potência, cada fabricante elege a geometria que acha mais conveniente por apresentar essa ou aquela vantagem. É por isso que existem transistores com formas de Faixas, Quadradas, Hexagonais, Triangulares, etc. A forma interdigitada se enquadra na de Faixas. Apresentaremos a seguir, várias formas geométricas, determinando, para cada uma delas, o fator de forma, F , correspondente.

3.4.1. Cálculo do fator de forma, F , para algumas geometrias

Como já foi definido acima, o fator F será determinado, para cada forma geométrica, calculando-se inicialmente o perímetro útil e a respectiva área para uma célula elementar, correspondente a cada forma geométrica [4]. A seguir, determina-se a razão entre essas duas grandezas, ou seja:

$$F = \frac{\text{Perímetro útil do canal contido numa célula}}{\text{Área dessa célula}}$$

a) Transistores cujas células elementares têm forma de faixas paralelas, F.P.

Nesses transistores as células são retângulos paralelos cujo comprimento é da ordem de grandeza da pastilha. Podemos incluir, aqui também, as chamadas formas interdigitalizadas. As figuras 3.11.a e 3.11.b ilustram essas formas geométricas.

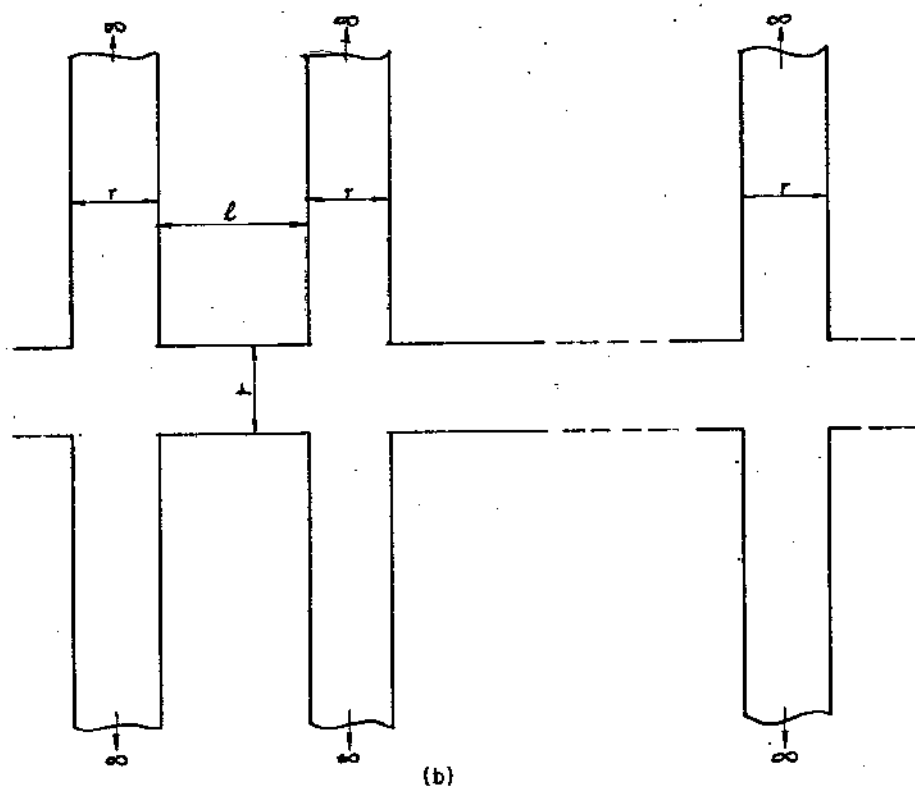
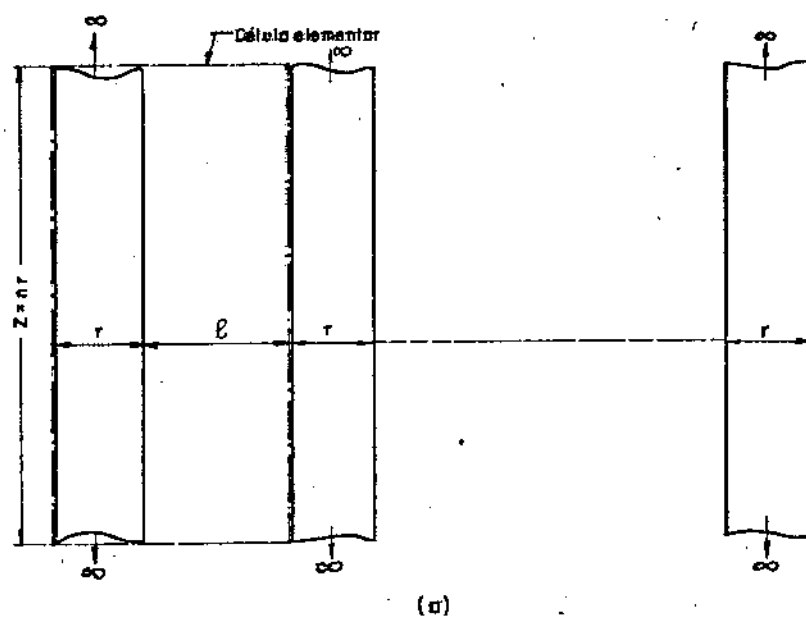


Figura 3.11 - Em (a) temos as faixas simples e, em (b), as faixas inter-digitalizadas.

A área, s , e o perímetro, P , da célula indicada na figura 3.11.a são dados pelas expressões seguintes:

$$S = 2(r+l) \quad \dots \quad 3-95$$

$$P = 22 \quad \dots \quad 3-96$$

Portanto o fator de forma será:

$$F = \frac{P}{S} = \frac{22}{2(r+l)} = \frac{2}{r+l} \quad \dots \quad 3-97$$

b) Hexágonos encaixáveis, H.E.

A disposição desses hexágonos é apresentada na figura 12.

Pelas relações mostradas na figura 3.12, podemos determinar a área da célula elementar, calculando inicialmente a área, S_t , do triângulo OAB assinalado na referida figura; assim, temos:

$$S_t = \frac{\overline{OA} \cdot \overline{AB}}{2} \quad \dots \quad 3-98$$

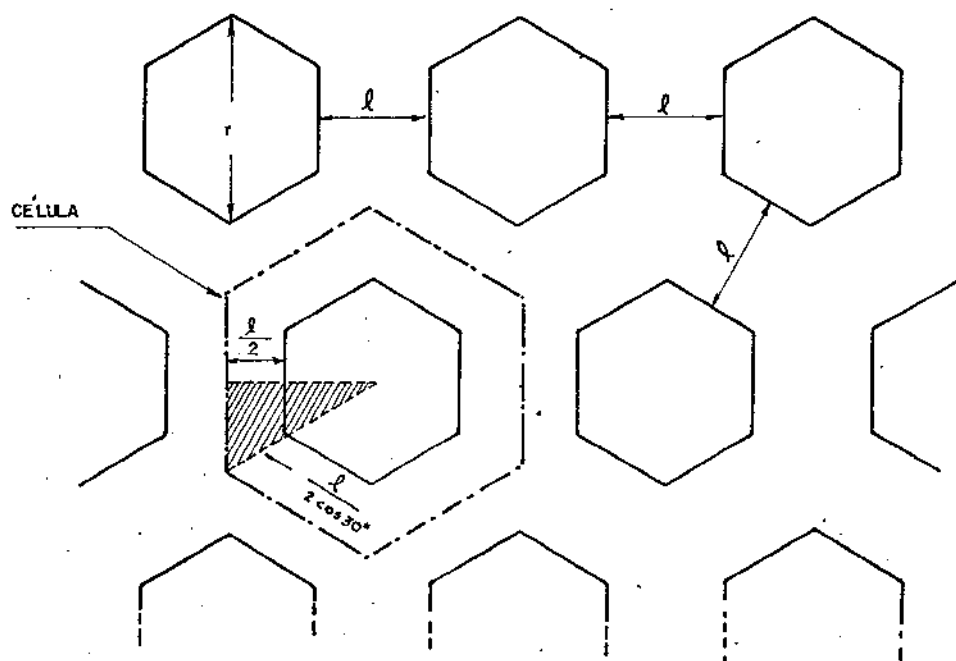


Figura 3.12 - Disposição dos hexágonos encaixáveis, H.E.

Porém, o segmento $\overline{AB}$ é a metade do segmento $\overline{OB}$, pois o triângulo OGB é equilátero; des-
sa forma a área, S_t , poderá ser escrita assim:

$$S_t = \frac{\overline{OA} \cdot \overline{OB}}{4} \quad 3-99$$

Portanto a área da célula elementar será:

$$S = 12S_t = 3 \cdot \overline{OA} \cdot \overline{OB} \dots\dots\dots 3-100$$

Como mostra a figura, o segmento $\overline{OA}$ é igual a $|l/2 + (r/2 \cdot \cos 30^\circ)|$, e o segmento $\overline{OB}$ é igual a $|l/(2 \cos 30^\circ) + r/2|$. Substituindo essas relações em 3.100, teremos:

$$S = 3 \left(\frac{l}{2} + \frac{r}{2} \cdot \cos 30^\circ \right) \left(\frac{l}{2 \cos 30^\circ} + \frac{r}{2} \right) \dots\dots\dots 3-101$$

O perímetro útil da célula é:

$$P = 3r \dots\dots\dots 3-102$$

Donde, se pode escrever que:

$$F = \frac{3r}{3 \left(\frac{l}{2} + \frac{r}{2} \cdot \cos 30^\circ \right) \left(\frac{l}{2 \cos 30^\circ} + \frac{r}{2} \right)} \dots\dots\dots 3-103$$

ou,

$$F = \frac{3r}{3 \left[\left(\frac{l}{2} + \frac{\sqrt{3}}{4} r \right) \left(\frac{\sqrt{3}}{3} l + \frac{r}{2} \right) \right]} \quad \dots 3-104$$

ou ainda:

$$F = \frac{2\sqrt{3} \cdot r}{\left(l + \frac{\sqrt{3}}{2} r \right)^2} \quad \dots 3-105$$

c) TRIMOS

Os TRIMOS é um arranjo de células com forma de triângulos equiláteros, T.E. obtidos pela decomposição do hexágono, como ilustra a figura 3.13.

A partir da célula básica, figura 3.13.b, podemos escrever as seguintes relações:

$$\Delta r = \frac{\sqrt{3}}{2} l \quad \dots 3-106$$

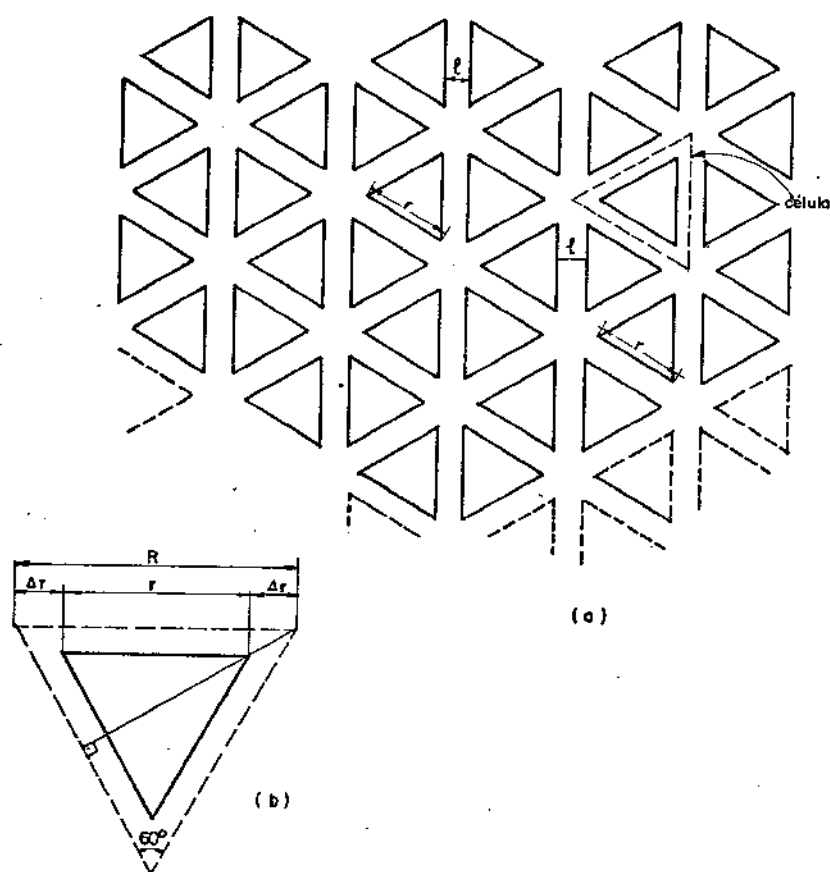


Figura 3.13 - Arranjos dos triângulos equiláteros formando a configuração TRIMOS.

$$R = r + 2\Delta r = r + \sqrt{3}l \quad \dots\dots\dots 3-107$$

$$H = R \cos 30^\circ = (r + \sqrt{3}l) \frac{\sqrt{3}}{2} \quad \dots\dots\dots 3-108$$

A área da célula será:

$$S = \frac{R \cdot H}{2} = \frac{R^2}{2} \cos 30^\circ = \frac{\sqrt{3}}{4} (r + \sqrt{3} l)^2 \dots 3-109$$

O perímetro útil será:

$$P = 3r \dots 3-110$$

Consequentemente o fator de forma será:

$$F = \frac{P}{S} = \frac{4\sqrt{3}r}{(r + \sqrt{3}l)^2} \dots 3-111$$

d) Faixas Sinuosas ou sanfonadas, F.S.

A figura 3.14 mostra o arranjo dessa forma geométrica.

O perímetro útil será:

$$1 \quad P = 2\left(\frac{3}{4}r\right) = \frac{3}{2}r \dots 3-112$$

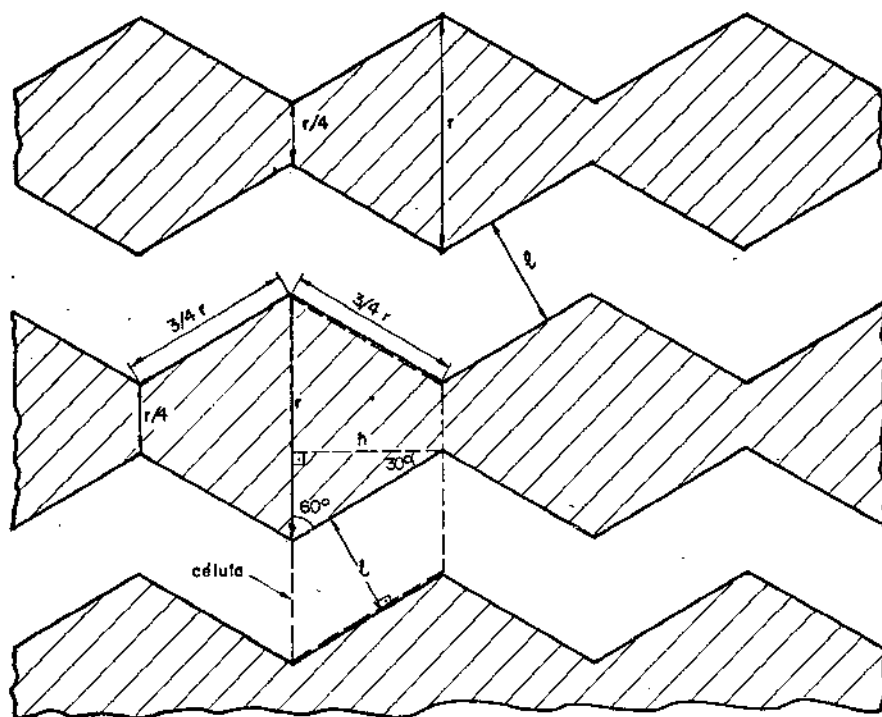


Figura 3.14 - Aspecto das faixas sinuosas ou sanfonadas.

A superfície da célula elementar será:

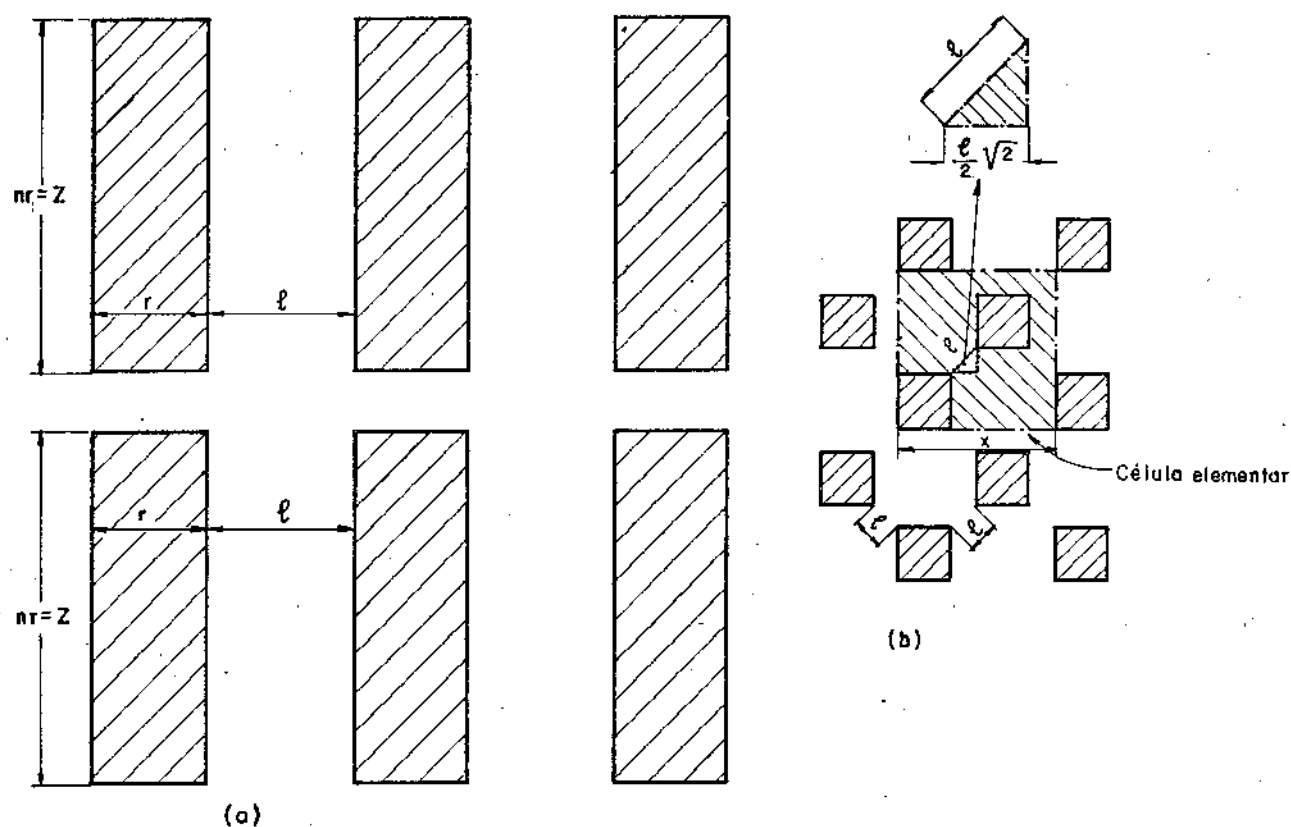
$$S = \frac{48\pi \cdot l + 15\sqrt{3} \cdot \pi^2}{64} \quad \dots \quad 3-113$$

O fator de forma será:

$$F = \frac{P}{S} = \frac{32}{16\ell + 5\sqrt{3}\ell} \dots 3.114$$

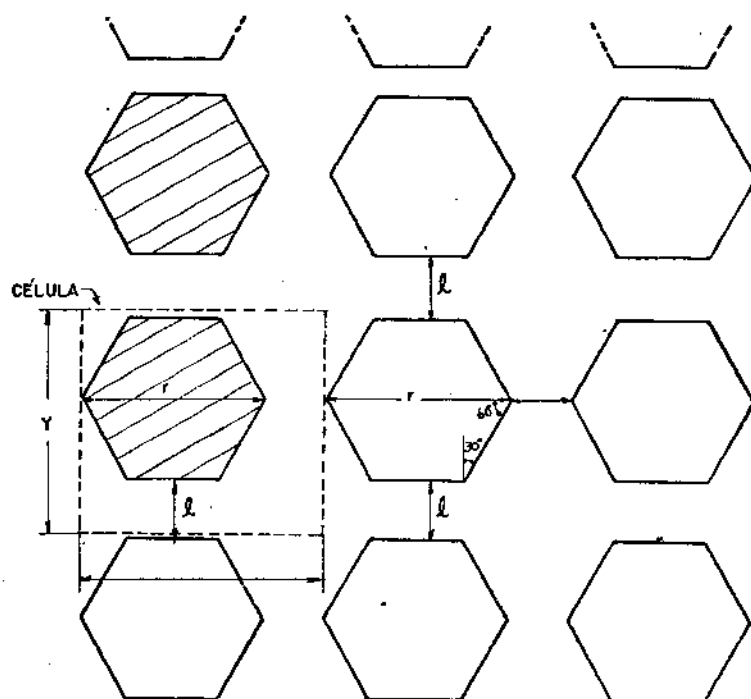
e) Outras formas geométricas

Nas figuras 3.15 mostramos o aspecto de algumas outras formas geométricas e, no quadro I, apresentamos o fator de forma de todas as estruturas aqui mencionadas.

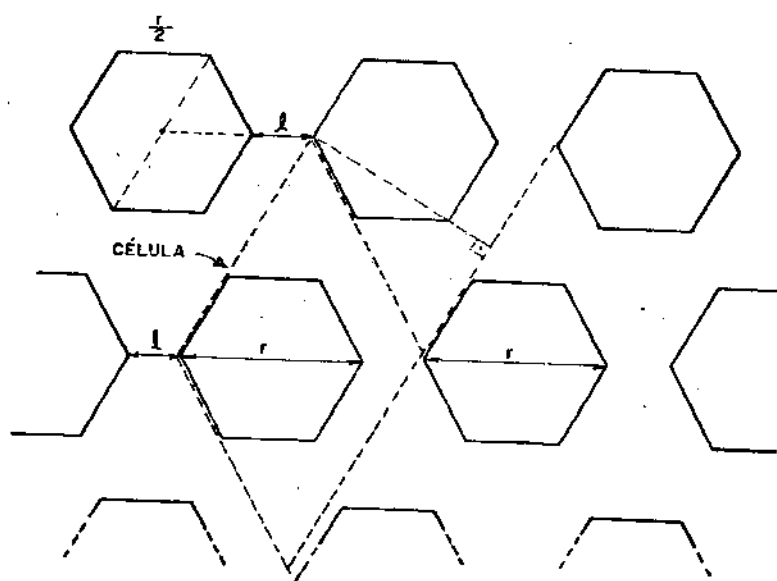


(a) Retângulos, Ret., e quadrados alinhados, Q.A., fazendo $n = 1$.

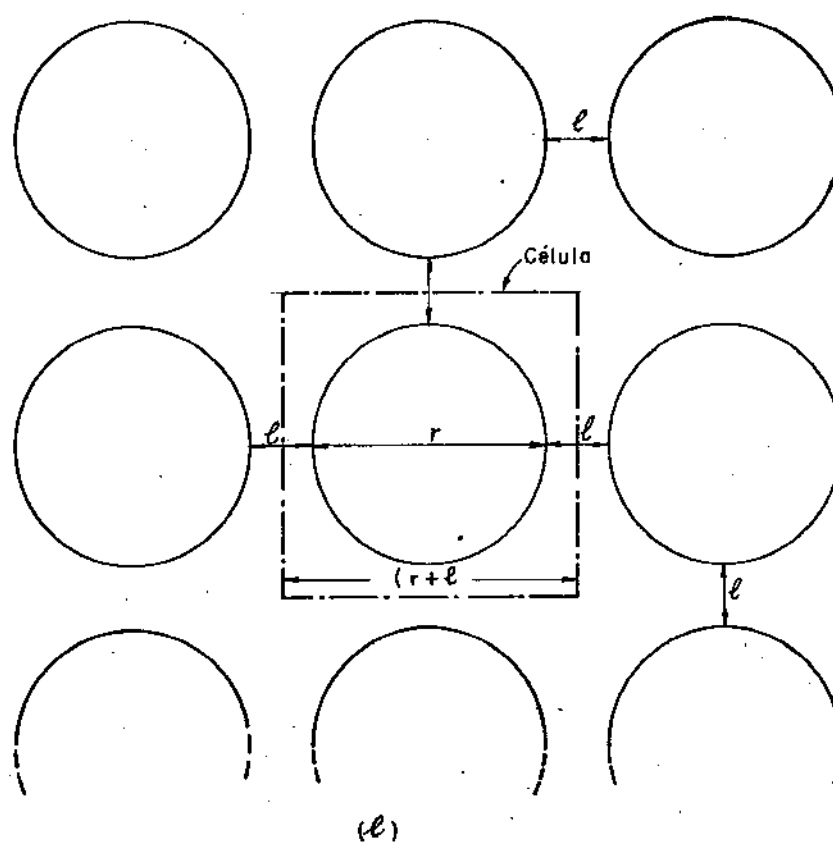
(b) Quadrados Desalinhados, Q.D.



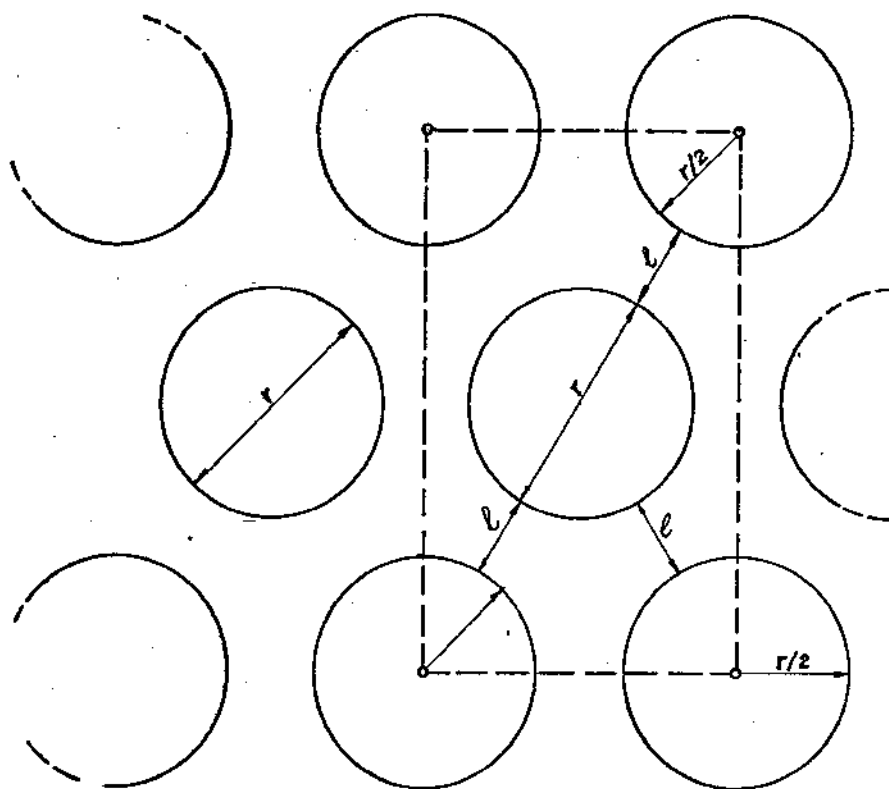
(c) Hexágonos não encaixáveis - 1, H.N.E.₁



(d) Hexágonos não encaixáveis - 2, H.N.E.₂



(e) Círculos alinhados, C.A.



(f)

(f) Círculos desalinhados.

Figura 3.15 - Aspecto de diversas formas geométricas. Em (a), temos as formas de Retângulos, Ret. ($n>1$) e Quadrados Alinhados, Q.A. ($n=1$); em (b), Quadrados Desalinhados, Q.D.; em (c), Hexágonos Não Encaixáveis 1, H.N.E.1; em (d), Hexágonos Não Encaixáveis 2, H.N.E.2; em (e), Círculos Alinhados, C.A.; e em (f), Círculos Desalinhados, C.D.

Nas figuras 3.16, 3.17 e 3.18 apresentamos o gráfico do fator de forma, F , das geometrias relacionadas no quadro I, em função do espaçamento l , tendo r como parâmetro. Os valores atribuídos ao parâmetro r são: 20 μm , 25 μm e 30 μm .

QUADRO 3.1

FORMAS GEOMÉTRICAS	FATORES DE FORMA (F)
Hexágonos Encaixáveis, H.E.	$\frac{2}{r + \ell}$
Triângulos Equiláteros, T.E.	$\frac{4 \sqrt{3} r}{(r + \sqrt{3} \ell)^2}$
Faixas Sinuosas, F.S.	$\frac{32}{16 \ell + 5 \sqrt{3} \cdot r}$
Retângulos, Ret. com $z = n r$	$\frac{2 r (n + 1)}{(\ell + n r) (r + \ell)}$
Quadrados Alinhados, Q.A. (para $n=1$)	$\frac{2 r (1 + 1)}{(\ell + 1 \times r) (r + \ell)} = \frac{4 r}{(r + \ell)^2}$
Quadrados Desalinhados, Q.D.	$\frac{4 r}{(\ell + r \sqrt{2})^2}$
Hexágonos Não-Encaixáveis-1, H.N.E.-1	$\frac{3 r}{(r + \ell) (\ell + r \frac{\sqrt{3}}{2})}$
Hexágonos Não-Encaixáveis-2, H.N.E.-2	$\frac{2 \sqrt{3} r}{(r + \ell)^2}$
Círculos Alinhados, C.A.	$\frac{\pi r}{(r + \ell)^2}$
Círculos Desalinhados, C.D.	$\frac{2 \sqrt{3}}{3} \cdot \pi \cdot \frac{r}{(r + \ell)^2}$

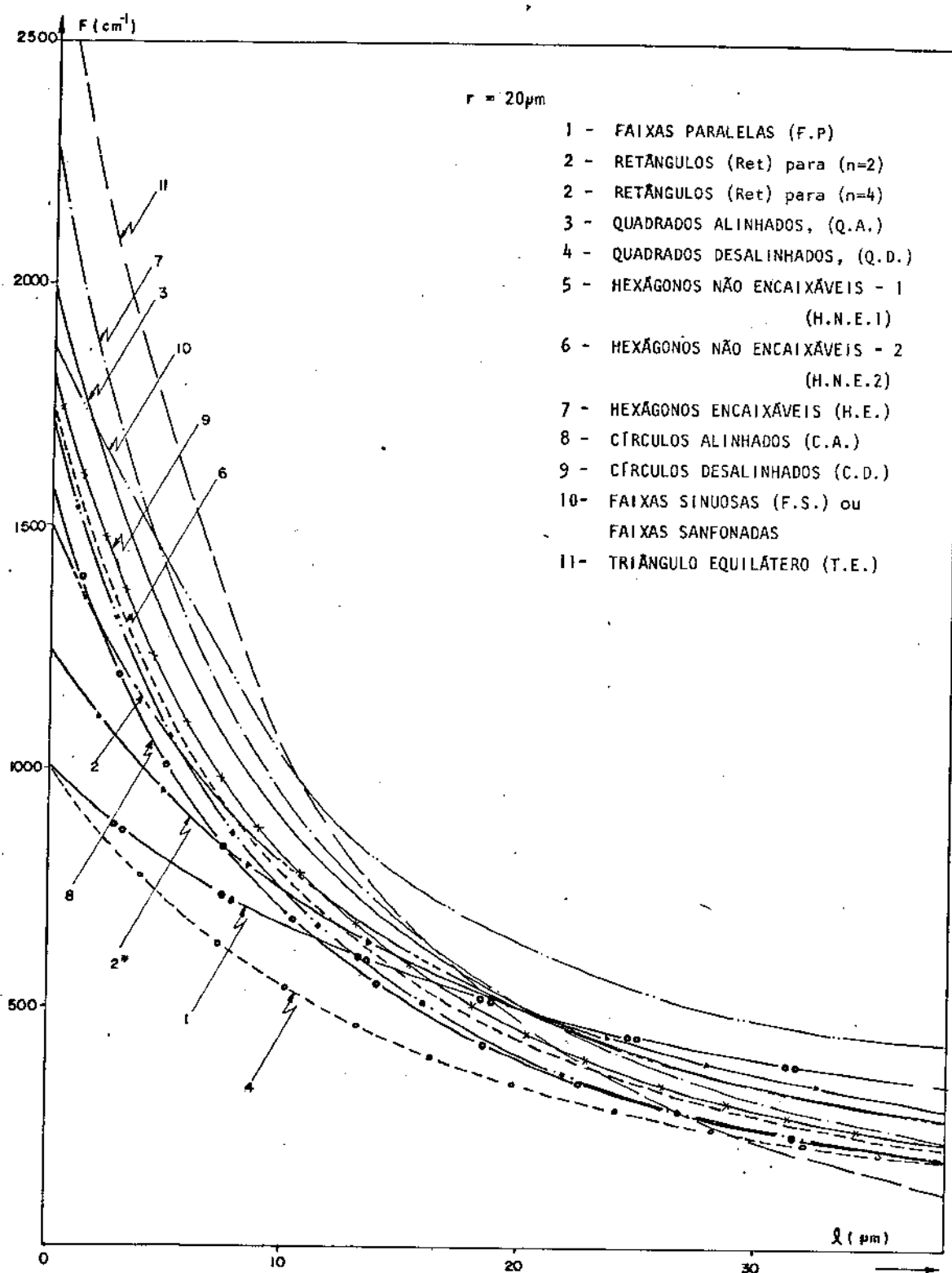


Figura 16 - Gráfico do fator de forma (F) em função do espaçamento intercelular (l), para $r = 20\mu\text{m}$.

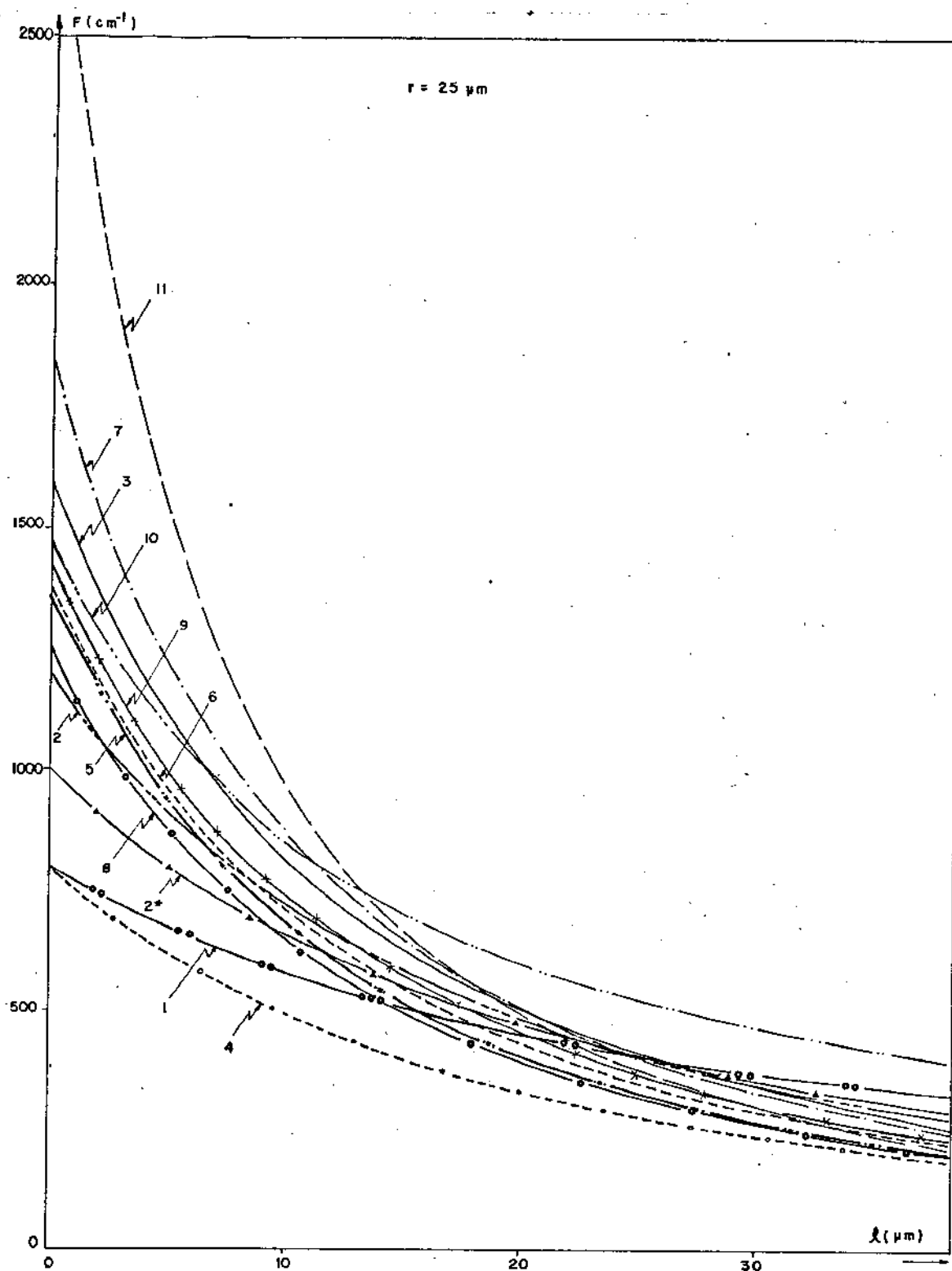


Figura 3.17 - Gráfico do fator de forma (F) em função do espaçamento intercelular (λ), para $r = 25 \mu\text{m}$.

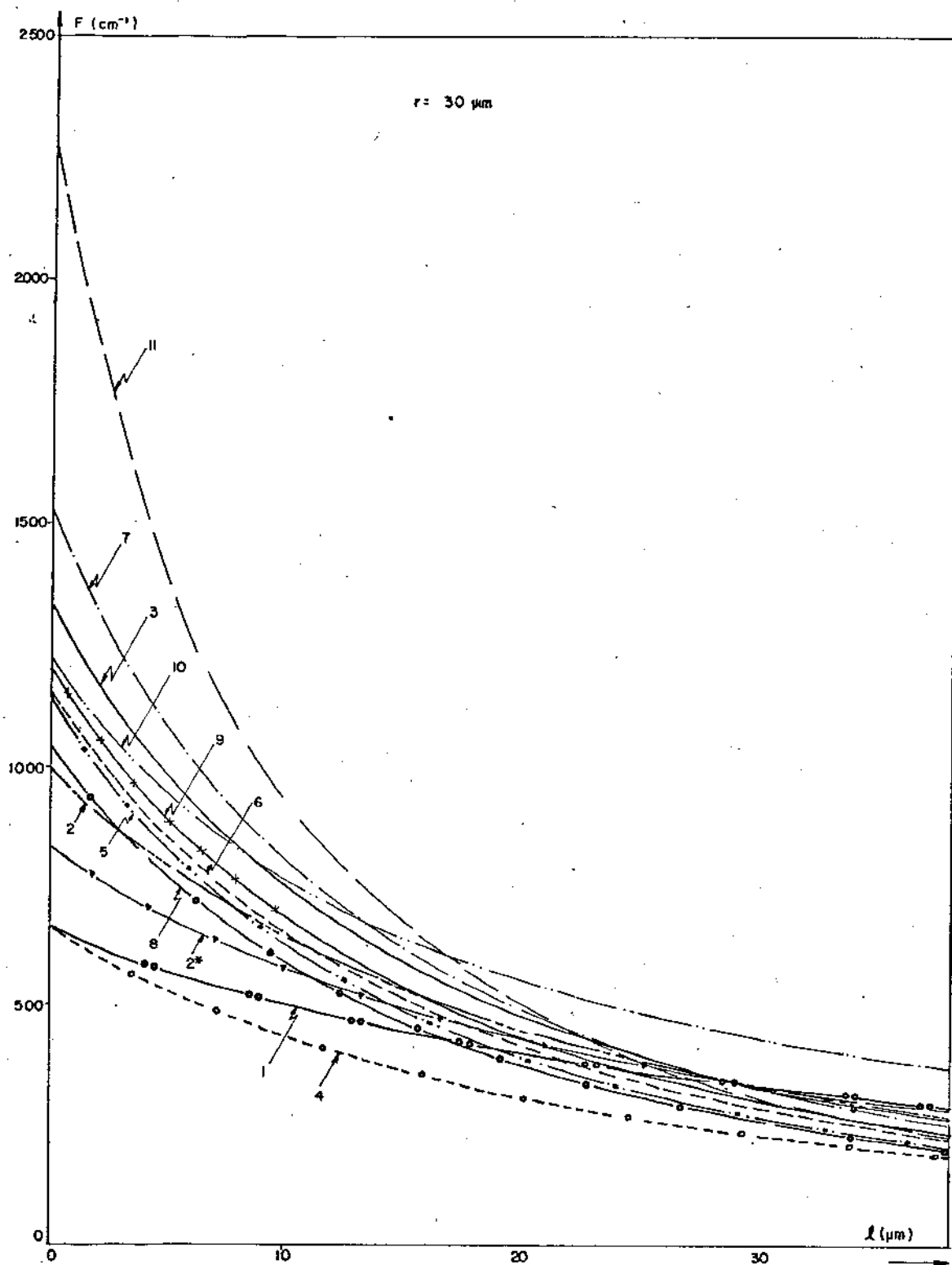


Figura 3.18 - Gráfico do fator de forma (F) em função do espaçamento intercelular (l), para $r = 30 \mu\text{m}$.

As curvas apresentadas nas figuras 3.16, 3.17 e 3.18 evidenciam certas propriedades importantes que nos possibilitam selecionar as melhores formas geométricas para cada aplicação. Podemos, por exemplo, concluir que as formas geométricas: F.P., Ret., Q.A., e H.E. apresentam o mesmo valor para o fator de forma quando $l = r$. Isso significa que se construirmos 4 transistores, em tudo idênticos entre si, exceto quanto à forma geométrica, apresentarão o mesmo valor para a resistência R_{ons} , independentemente, pois, da forma geométrica desses transistores desde que, como já foi dito, r seja igual a l . Ainda nesse caso (em que $r = l$) todas as outras formas geométricas, exceto as Faixas Sinuosas, apresentam um fator de forma inferior. Uma outra propriedade importante é que o Q.A. e o H.E. apresentam, para $l \ll r$, um alto valor para o fator de forma e são aproximadamente iguais. Já o TRIMOS apresenta, dentre todas as estruturas, o maior fator de forma para l tomando valores muito pequenos e, à medida que l cresce, o fator de forma cai mais rapidamente que o das outras formas geométricas; começa a tomar valores inferiores ao H.E. e ao Q.A. quando l se avizinha de r . As Faixas Sinuosas exibem um alto valor para o fator de forma e tem como uma das características fundamentais a variação lenta quando l varia; além disso o seu fator de forma é superior ao de todas as outras estruturas para $l > r \sqrt{\frac{7}{24}}$ (ou, aproximadamente, para $l > 0,5 r$).

A seguir apresentaremos as expressões da resistência entre a fonte e o dreno, R_{ons} , para as estruturas em forma de Faixas Paralelas, F.P.; Quadrados Alinhados, Q.A.; Hexágonos Encaixáveis, H.E.; Triângulos Equiláteros, T.E.; e Faixas Sinuosas, F.S.

3.4.2. Expressões de R_{ons} para os transistores com forma geométrica de Faixas Paralelas, Hexágonos, Quadrados, Triângulos (TRIMOS) e Faixas Sinuosas

- Estruturas com forma de Faixas Paralelas

Calcularemos inicialmente a resistência R_{ons} para as estruturas cuja forma é a de faixas paralelas. Para tanto, basta dividir R_{on}^* pelo fator F correspondente às faixas paralelas; assim, teremos:

$$R_{ons} = \frac{R_{on}^*}{F_{FP}} = \left(\frac{r+l}{2} \right) \left\{ \frac{\sqrt{\rho \cdot x_j}}{\sqrt{\rho} \cdot \tanh \left(\frac{l}{2\sqrt{\rho} \cdot \sqrt{\rho \cdot x_j}} \right)} + \frac{l}{\rho} + \right. \\ \left. + \rho \frac{H}{r+l} \cdot \frac{1 + \frac{r}{l}}{H/l} \cdot \frac{2}{\pi} \cdot \arg \cdot \frac{\operatorname{sh} \left(\pi \cdot \frac{H/l}{1+r/l} \right)}{\operatorname{sen} \left(\frac{\pi}{2} \cdot \frac{1}{1+r/l} \right)} \right\} \quad 3-115$$

onde F_{FP} é o fator de forma para as faixas paralelas.

- Estruturas Hexagonais

Apresentamos anteriormente três tipos de formas hexagonais, quais sejam : Hexágonos não encaixáveis-I, figura 3.15.c, Hexágonos não encaixáveis-II, figura 3.15.c, Hexágonos encaixáveis (H.E.), figura 3.12. Consideraremos, inicialmente, o caso das estruturas com forma H.E. Assim, teremos:

$$R_{ons} = \frac{R_{on}^*}{F_{H.E.}} = \frac{\left(l + \frac{\sqrt{3}}{2} \cdot r \right)^2}{2\sqrt{3} \cdot r} \cdot R_{on}^* \quad 3-116$$

onde $F_{H.E.}$ é o fator de forma para as formas hexagonais encaixáveis e, R_{on}^* é dado pela expressão 3.87.

- Estruturas Quadradas

Como já foi visto, existem duas combinações com forma quadrada, que são: Quadrados desalinhados (Q.D.) e Quadrados alinhados (Q.A.). Considerando os Q.A. teremos:

$$R_{ons} = \frac{R_{on}^*}{F_{Q.A.}} = \frac{(r+l)^2}{4r} \cdot R_{on}^* \quad \dots \dots \dots 3-117$$

Onde $F_{Q.A.}$ é o fator de forma para as estruturas com forma de quadrados alinhados.

- Estruturas com forma de Triângulos Equiláteros, T.E.

Substituindo a expressão 3.111, do fator de forma para os triângulos equiláteros, na expressão 3.94 do R_{ons} , teremos:

$$R_{ons} = \frac{R_{on}^*}{F_{T.E.}} = \frac{(r+\sqrt{3}l)^2}{4\sqrt{3}r} \cdot R_{on}^* \quad \dots \dots \dots 3-118$$

- Estruturas com forma de Faixas Sinuosas, F.S.

Substituindo em 3.94 a expressão do fator de forma para as faixas sinuosas, F.S., teremos:

$$R_{ons} = \frac{R_{on}^*}{F_{F.S.}} = \frac{16l+5\sqrt{3}r}{32} \cdot R_{on}^* \quad \dots \dots \dots 3-119$$

Analogamente se pode obter a expressão de R_{ons} para as outras formas geométricas cujos fatores de forma estão relacionados no quadro 3.I.

- Estruturas com I/I nas Regiões Compreendidas entre as Difusões P

Já comentamos noutra parte deste trabalho sobre as vantagens de se implantar uma fina camada N^+ nas regiões compreendidas entre as difusões P, como se ilustra na figura 3.5. A componente R_a será a única parcela de R_{ons} que se alterará nesse caso, que tomará a forma de expressão 3.43 que repetimos abaixo.

$$R_a = \frac{2 \cdot q \cdot \mu_n \cdot N_D \cdot l}{2 \cdot q \cdot \mu_n \cdot N_D \cdot l} \dots 3-43$$

ou,

$$R_a = \frac{2 \cdot \rho \cdot l_j}{2 \cdot l} \dots 3-120$$

Dessa forma, a expressão de R_{ons} se escreverá:

$$R_{ons} \text{ I/I} = \frac{R_{on}^* \text{ I/I}}{F} \dots 3-121$$

onde F , é o fator de forma e, $R_{on}^* \text{ I/I}$ será:

$$R_{on1/I}^* = \frac{2\rho x_j}{l} + \frac{L}{c} + \int \frac{H}{r+l} \cdot \frac{1+r/l}{H/l} \cdot \frac{2}{\pi} \operatorname{arg. sh} \left[\frac{\operatorname{sh}\left(\pi \frac{H/l}{1+r/l}\right)}{\operatorname{sen}\left(\frac{\pi}{2} \frac{1}{1+r/l}\right)} \right] \cdot 3-122$$

3.5. Dependência de R_{ons} com a Tensão de Ruptura da Junção do Dreno, V_{DBR}

É interessante expressar o comportamento do mínimo de R_{ons} e de $R_{ons} I/I$ em função da tensão de ruptura do dreno, V_{DBR} . Dos termos que compõem R_{ons} (ou $R_{ons} I/I$), apenas H , ρ e $L_{ótimo}$ dependem de V_{DBR} . Para explicitar a dependência de H e/ou de $\rho \cdot H$ em função de V_{DBR} num transistor D/MOS vertical, tomaremos por base a estrutura de uma junção $P^+N^-N^+$ submetida ora à tensão reversa, V_B , ora à tensão direta V_D . Na condição de polarização direta com a tensão V_D aplicada à junção, o ideal seria que a resistência r_{vN^-} da região N^- apresentasse o menor valor possível, o que nos leva a pensar em aumentar a dopagem, N_D , e diminuir a espessura, H , da camada epitaxial. Contudo, se assim procedermos, estaremos degradando a tensão reversa máxima, V_B , que essa junção poderá suportar antes de atingir a avalanche. Concluímos que existirá uma espessura ótima, $H_{ót.}$, para cada tensão, V_B . Inicialmente determinaremos essa relação.

3.5.1. Espessura ótima da camada N^- de uma estrutura $P^+N^-N^+$

A estrutura de um transistor MOS de potência canal N será apresentada mais uma vez nas figuras 3.19.a e b.

Como se pode observar, figura 3.19.b, o efeito da curvatura da junção é minimizado graças à influência do metal da porta que está curto-circuito com a fonte. Dessa forma poderemos desprezar esse efeito no cálculo que se segue e, assim, a estrutura acima será análoga à de um diodo planar cuja estrutura é $P^+ N^- N^+$, como ilustra a figura 3.20

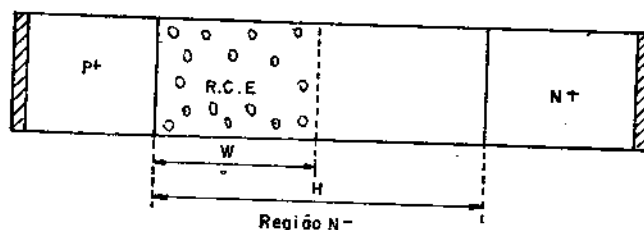


Figura 3.20 - Estrutura $P^+ N^- N^+$ submetida a uma tensão reversa, V_D .

Desenvolveremos, a seguir, uma relação entre a tensão de ruptura, V_B , o campo crítico, E_B , e a espessura, H , da camada N^- .

Tal relação será deduzida de tal sorte que seja mínimo o valor da resistência elétrica de uma barra com formato de um paralelepípedo começando na junção P^+/N^- e cujo comprimento seja igual ao comprimento da R.C.E., W , na condição da ruptura da junção, ou seja o W corresponde ao comprimento de região de carga espacial (R.C.E.), quando a junção estiver submetida a uma tensão igual à tensão de ruptura, V_B , e consequentemente, o campo elétrico será o campo crítico E_B . Consideremos a estrutura $P^+ N^- N^+$ submetida a uma tensão reversa, V_D , como ilustra a figura 3.20. Suponhamos que a referida estrutura apresente um perfil de dopagem como o da figura 3.21

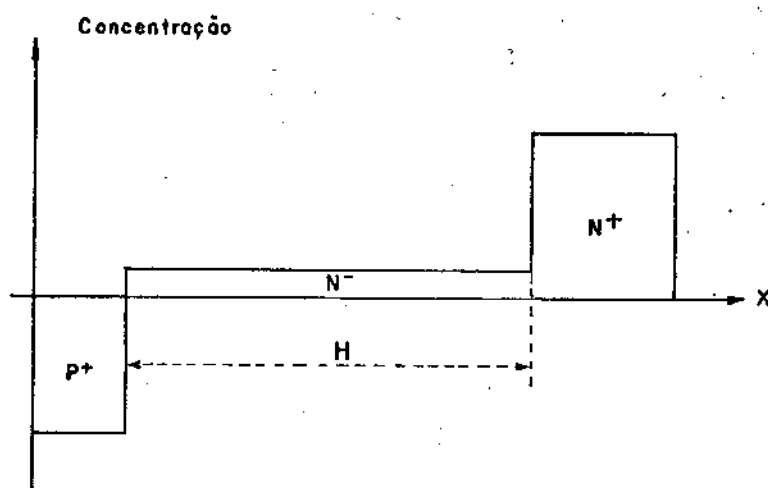


Figura 3.21 - Perfil de dopagem da estrutura $P^+ N^- N^+$.

A equação de Poisson para a região N^- poderá ser escrita assim:

$$\frac{dE(x)}{dx} = -\frac{q N_0}{\epsilon_s \epsilon_0} \quad 3-123$$

válida para $0 \leq x \leq H$.

Integrando a equação 3.123 uma vez, e considerando a seguinte condição de contorno: $x = W$, teremos $E(W) = E_1$, dessa forma a expressão do campo elétrico ficará:

$$E(x) = -\frac{q N_0}{\epsilon_s \epsilon_0} x + \frac{q N_0}{\epsilon_s \epsilon_0} W + E_1$$

ou

$$E(x) = \frac{q N_0}{\epsilon_s \epsilon_0} (W - x) + E_1 \quad 3-124$$

Além disso imporemos que em $x = 0$ o campo $E(0) = E_B$, então:

$$E_B = \frac{q N_D}{\epsilon_s \epsilon_0} \cdot W + E_1$$

ou,

$$E_1 = E_B - \frac{q N_D}{\epsilon_s \epsilon_0} \cdot W \quad 3.125$$

O gráfico de $E(x)$ em função de x será o da figura 3.22.

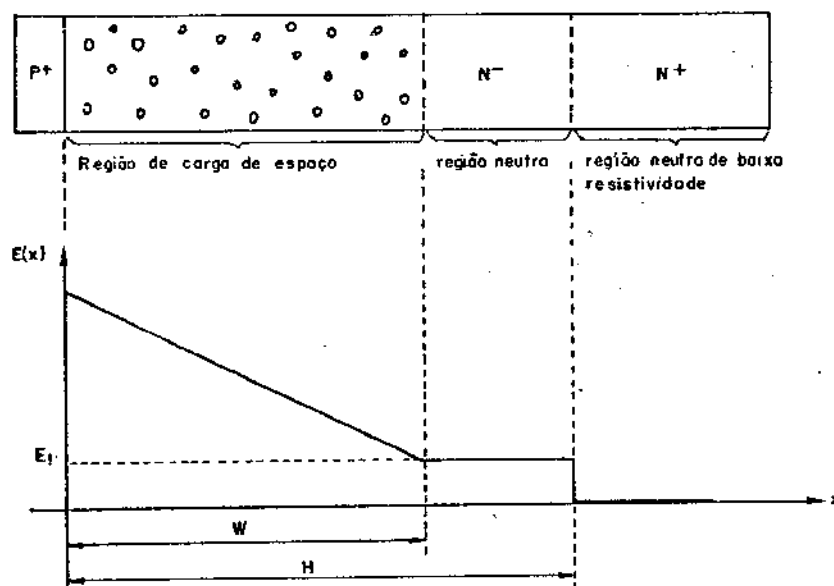


Figura 3.22 - Gráfico do campo elétrico $E(x)$.

Substituindo 3.125 em 3.124, teremos:

$$E(x) = -\frac{q N_D}{\epsilon_s \epsilon_0} x + E_B \quad \dots \quad 3-126$$

Integrando uma vez a expressão 3.126, multiplicando por (-1) e, além disso, considerando como condição de contorno, em $x = 0$, a tensão atinge o valor máximo igual a V_B ; assim teremos:

$$V(x) = \frac{q N_D}{\epsilon_s \epsilon_0} \frac{x^2}{2} - E_B x + V_B \quad \dots \quad 3-127$$

Uma outra condição que podemos impor a $V(x)$, será:

$V(x) = V_1$ quando $x = W$. Então, de 3.127 se obtém:

$$V_1 = \frac{q N_D}{\epsilon_s \epsilon_0} \frac{W^2}{2} - E_B W + V_B \quad \dots \quad 3-128$$

Por outro lado, sabemos que a tensão V_1 corresponde à queda de tensão no trecho final da camada N^- , compreendida entre H e W , ou seja, uma fatia de comprimento igual a $(H-W)$, como se pode observar nas figuras 3.20 e 3.22. Então a tensão V_1 poderá ser escrita assim:

$$V_1 = -E_1 (H-W) \quad 3.129$$

Substituindo 3.125 em 3.129 e o resultado, em 3.128 e, rearrumando a expressão, teremos.

$$V_B = E_B H - \frac{q N_D}{\epsilon_s \epsilon_0} W \left(H - \frac{W}{2} \right) \quad 3.130$$

Podemos constatar que a expressão 3.130 que dá o valor da tensão máxima, V_B , é igual à área sob a curva que representa o gráfico de $E(x)$ X x , figura 3.22. Explicitando de 3.130, o parâmetro N_D , temos:

$$N_D = \frac{\epsilon_s \epsilon_0 (E_B H - V_B)}{q \left(H W - \frac{W^2}{2} \right)} \quad 3.131$$

Por outro lado, temos como expressão para a resistência ôhmica, r_{vn} , de um paralelepípedo da região epitaxial, N^- , com comprimento H e área transversal unitária, a relação indicada abaixo:

$$R_{vN^-} = \rho \cdot \frac{H}{S} = \rho \cdot \frac{H}{1} \approx \frac{H}{q \mu_n N_D} \quad 3.132$$

Substituindo 131 em 132, obteremos:

$$R_{vN^-} = \frac{H \cdot \left(H \cdot W - \frac{W^2}{2} \right)}{\epsilon_s \cdot \epsilon_0 \mu_n (E_B H - V_B)} \quad 3.133$$

Para achar o mínimo de r_{vN^-} , basta igualar a zero a expressão da derivada de r_{vN^-} em relação a H (ou em relação a W) e determinar o correspondente H ótimo (ou o W ótimo). Consideremos a seguinte situação: seja, por exemplo, uma estrutura $P^+ N^- N^+$ cuja região N^- apresente uma dopagem N_D constante, e que será tomada como parâmetro no nosso problema. Naturalmente neste caso, existirá uma e somente tensão, V_B , (ou campo, E_B), a partir da qual (ou do qual) a avalanche ocorrerá. Consequentemente, existirá um e somente um W correspondente a essa tensão ou campo de ruptura. Neste caso, desejamos analisar o comportamento 3.133 asinalando o ponto onde r_{vN^-} passa por um mínimo; tomando como variável a espessura H da camada N^- . Derivando 3.133 em relação a H , teremos:

$$\frac{\partial R_{vN^-}}{\partial H} = \frac{(E_B H - V_B) \left(2H \cdot W - \frac{W^2}{2} \right) - \left(H^2 W - \frac{W^2 H}{2} \right) E_B}{\epsilon_s \cdot \epsilon_0 \mu_n (E_B H - V_B)^2} \quad 3.134$$

Fazendo 3.134 igual a zero e achando o H_{ot} correspondente, teremos:

$$H_{ot} = \frac{2V_B \pm \sqrt{4V_B^2 - 4 \frac{E_B V_B W}{2}}}{2E_B} \quad 3-135$$

Considerações quanto às ordens de grandeza dos termos da equação 3.135, nos permitem concluir 3.78 que o radicando é praticamente igual a zero, pois a tensão V_1 é desprezível na prática em relação à tensão V_B , o que é equivalente a dizer que E_1 é desprezível frente a E_B . Isso nos permitirá concluir por meio das relações: 3.125, 3.128, e 3.130 que:

$$\frac{E_B \cdot W}{2} \approx V_B \quad 3-136$$

Substituindo 3.136 em 3.135, teremos:

$$H_{ot} = \frac{V_B}{E_B} = \frac{W}{2} \quad 3-137$$

Como podemos constatar pela expressão 3.137, o "mínimo para r_{vN} " matematicamente seria para $H = W/2$. Porém, sabemos que essa solução é fisicamente impossível, pois H deve ser maior ou igual a W , por imposição física do problema.

Então, qual o valor a ser adotado para H ? A solução é adotar o menor valor possível para H , porém que seja um valor fisicamente viável, dessa forma a solução será:

$$H = W$$

3-138

Como já afirmamos anteriormente, uma outra maneira de determinar a solução desse mesmo problema, é derivar r_{vN^-} em relação a W e determinar o W ótimo que anula a derivada; assim procedendo, teremos, a partir de 3.133 que:

$$\frac{\partial r_{vN^-}}{\partial W} = \frac{H(H-W)}{\epsilon_s \epsilon_0 \mu_n (E_B H - V_B)} \quad 3-139$$

Logo, o valor de W que anula 3.139 é:

$$W_{ot} = H \quad 3-140$$

Fica, assim, demonstrado que, para uma estrutura cujo perfil de dopagem é o da figura 3.21, a espessura ótima, H_{ot} , deve ser igual ao comprimento W , da região de depleção no instante da ruptura da junção. Isto posto, resta-nos, ainda, determinar o correspondente r_{vN^-} em função de V_B e E_B . Para tanto, basta substituir H por W na expressão 3.133 e teremos a expressão de r_{vN^-} , então:

$$r_{vN^-} = \frac{1}{2} \frac{W^3}{\epsilon_s \epsilon_0 \mu_n V_B} \quad 3-141$$

Para chegar à expressão 3.141 fizemos uso também da relação: $V_B = E_B W/2$, que é uma consequência de H ser igual a W . A expressão 3.141 poderá ser escrita em função de E_B e V_B , eliminando W pela relação já citada acima; dessa forma, teremos:

$$W = 2 \frac{V_B}{E_B} \quad 3-142$$

Substituindo 3.142 em 3.141, teremos finalmente:

$$\eta_{V_N} = 4 \frac{V_B^2}{\epsilon_s \epsilon_0 \mu_n E_B^3} \quad 3-143$$

É possível relacionar tanto o campo crítico, E_B , como também a mobilidade dos portadores, μ_n , (ou μ_p) com a tensão de ruptura, V_B ; tais relações aproximadas [30] são:

$$E_B \approx 8,2 \times 10^5 \times V_B^{-0,2} \left[\frac{V}{cm} \right] \quad 3-144$$

$$\mu_n \approx 710 \times V_B^{0,1} \left[\frac{cm^2}{V \cdot s} \right] \quad 3-145$$

Substituindo na expressão 3.143 μ_n e E_B pelas relações 3.145 e 3.144 e, além disso, substituiremos ϵ_{Si} e ϵ_0 pelos respectivos valores, o que resultará em:

$$R_{vN} \approx 9,86 \times 10^{-9} \times V_B^{2,5} [\Omega] \quad \dots \dots \dots 3-146$$

Como a expressão de r_{vN} foi determinada considerando uma área unitária, podemos escrever, também, que:

$$\rho.H = 9,86 \times 10^{-9} \times V_B^{2,5} [\Omega \cdot cm^2] \quad \dots \dots \dots 3-147$$

É conveniente obter separadamente a dependência de ρ e de H , com a tensão V_B . Para isso, faremos uso de uma relação [30] entre N_D e a tensão de ruptura, V_B , que é:

$$N_D \approx 2,35 \times 10^{18} \times V_B^{-1,4} [cm^{-3}] \quad \dots \dots \dots 3-148$$

Por outro lado, $\rho = 1/q\mu_n N_D$, então:

$$\rho \approx 3,74 \times 10^3 \times V_B^{1,3} \quad \dots \dots \dots 3-149$$

Substituindo 3.149 em 3.147, poderemos explicitar H , assim procedendo, teremos:

$$H \approx 2,63 \times 10^{-6} \times V_B^{1,2} [\text{cm}] \quad 3-150$$

ou ainda, expressando H em μm , teremos:

$$H = 2,63 \times 10^{-2} \times V_B^{1,2} [\mu\text{m}] \quad 3-151$$

Na figura 3.23.a apresentamos o gráfico da resistividade em função da concentração de impurezas [30] no Si, e nas figuras 3.23.b, c e d, os gráficos das equações: 3.148, 3.149 e 3.150, respectivamente.

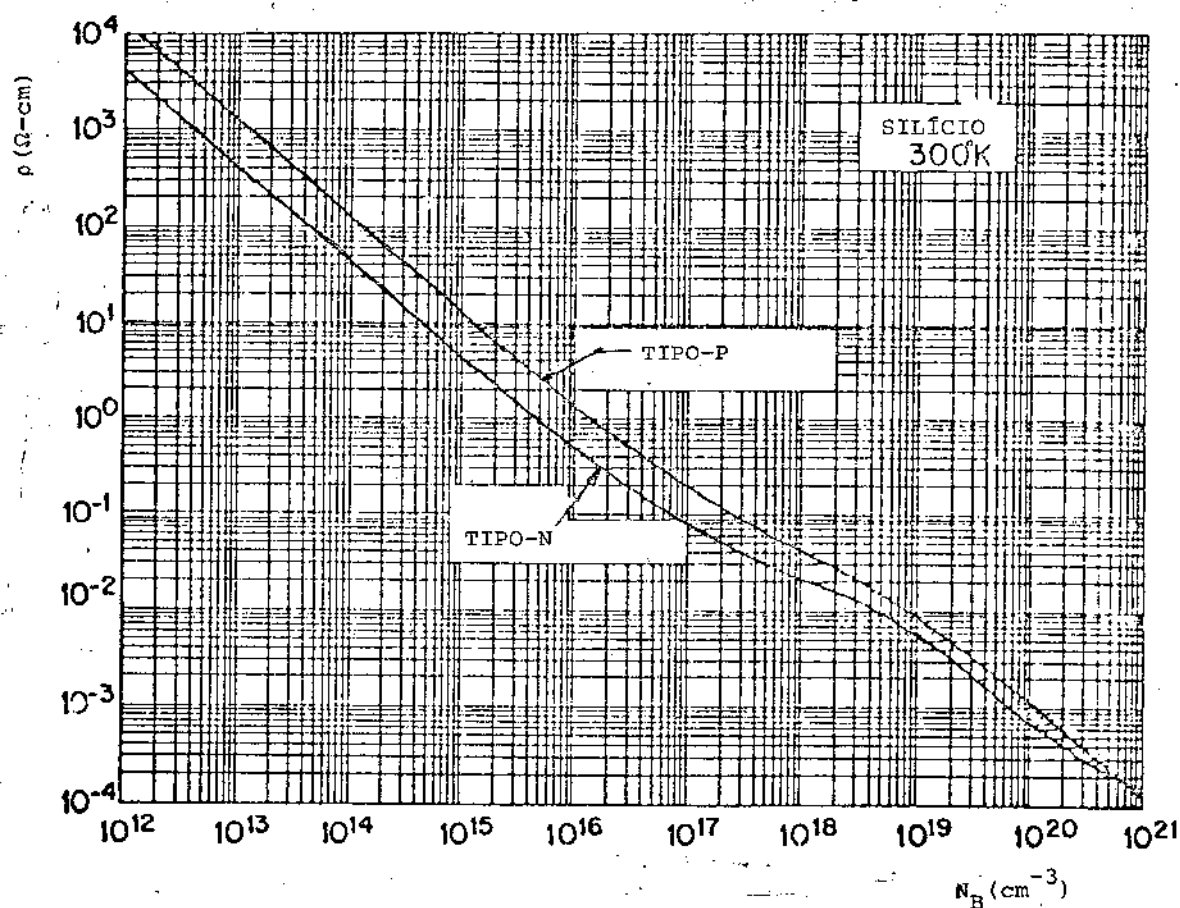


Figura 3.23.a - Curva de resistividade em função da concentração de impurezas no Si (ref. [30]).

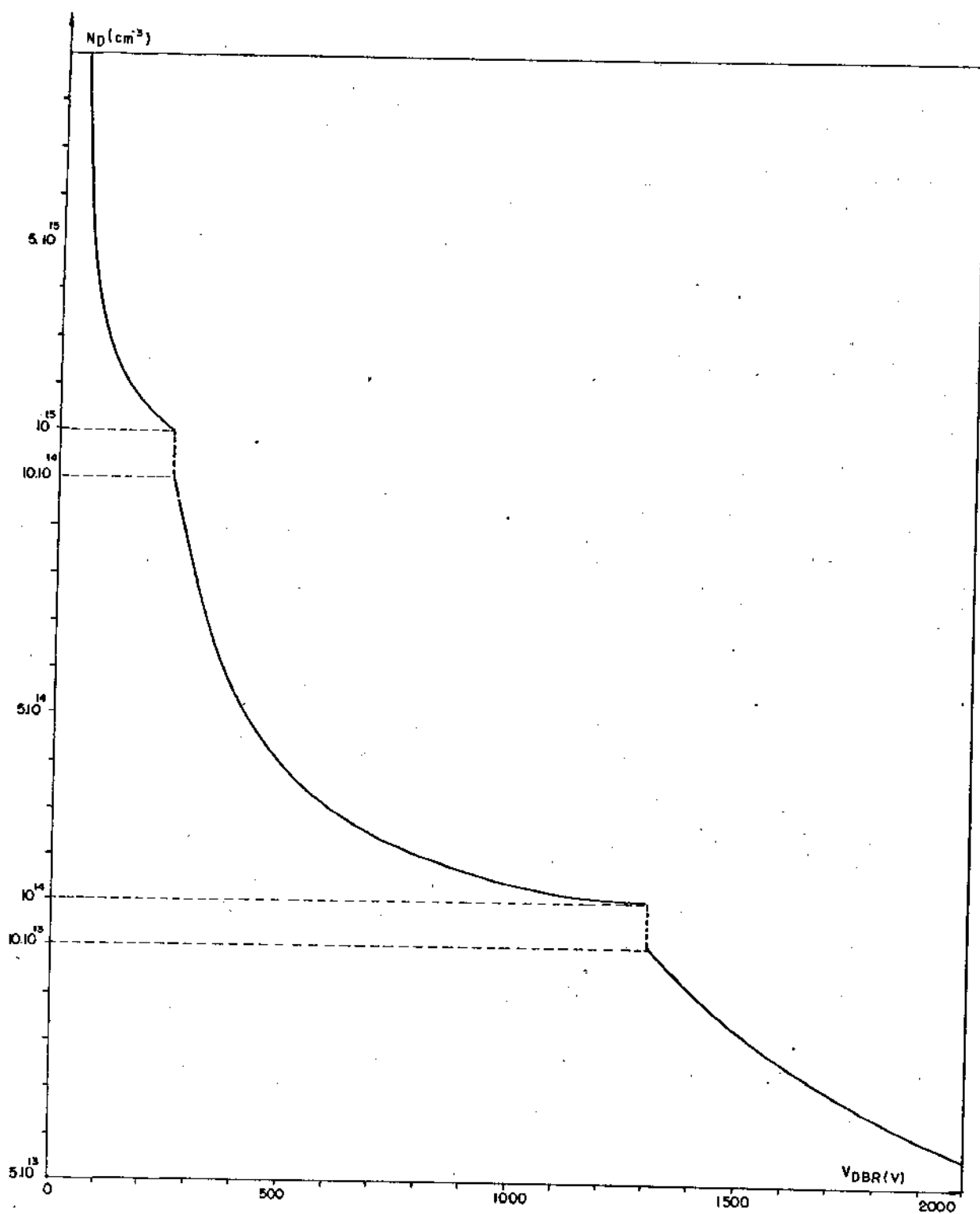


Figura 3.23.b - Gráfico da concentração de impurezas em função da tensão de ruptura (equação 3.148)

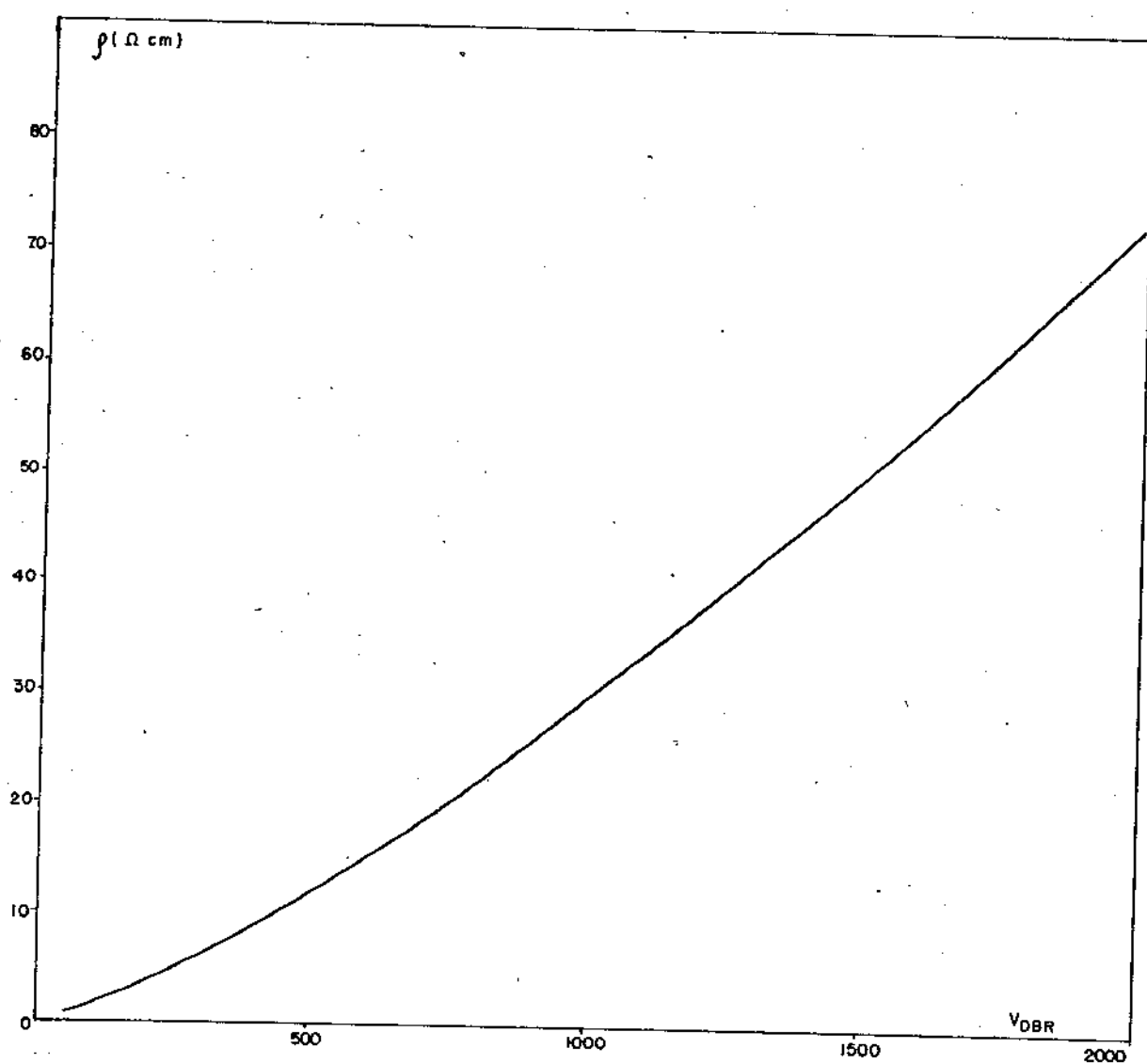


Figura 3.23.c - Gráfico da resistividade do silício em função da tensão de ruptura (equação 3.149)

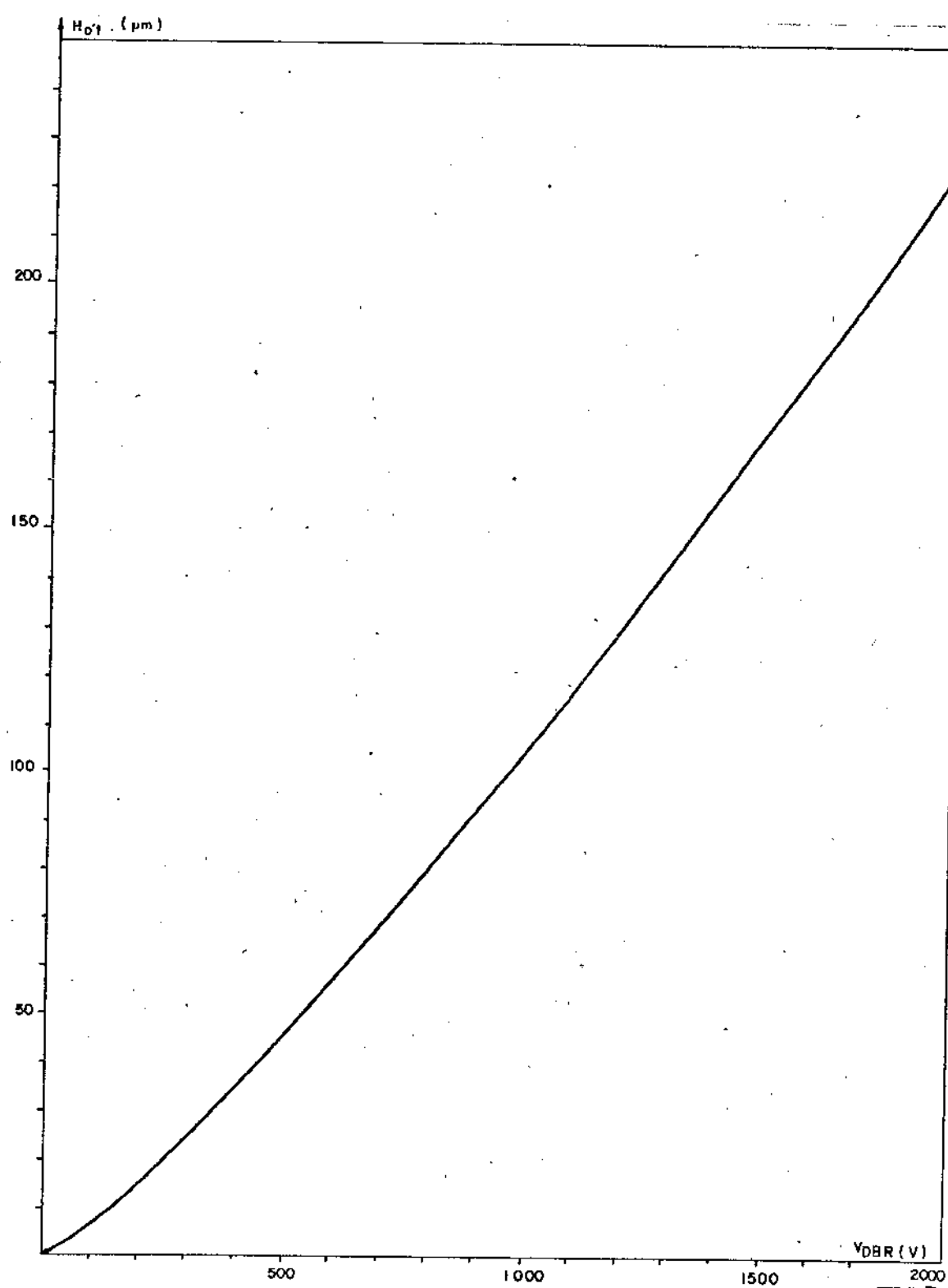


Figura 3.23.d - Gráfico da espessura ótimo da camada epitaxial em função da tensão de ruptura (equação 3.150)

o perfil de impurezas na região do canal não é bem conhecido. Porém, podemos admitir, em primeira aproximação, que seja um perfil linear com a maior concentração junto à fonte e decrescendo à medida que avizinha do dreno. Usaremos, neste caso, como tensão de perfuração ("punch through") a expressão [31]:

$$V_R = \frac{q}{\epsilon_s \epsilon_0} \cdot \left(\frac{N_{A \text{ máx}}}{6} + \frac{N_{A \text{ máx}}^2}{8 N_D} \right) W_{ch}^2 \quad 3.152$$

Onde $N_{A \text{ máx}}$ é o valor máximo (que ocorre junto à fonte) da concentração de impurezas aceitadoras da região do canal; N_D é a concentração de impurezas do lado do dreno e W_{ch} é o comprimento da região de depleção do lado do canal. No nosso caso, como pretendemos otimizar o comprimento do canal; ou seja, adotar o menor valor possível para L , pois isso corresponde a uma menor resistência do canal, então a tensão V_R é exatamente igual à tensão V_B e o comprimento da região de depleção, W_{ch} , deverá ser igual ao comprimento mínimo do canal, $L_{ot.}$. Uma consideração adicional que iremos fazer, é em relação à ordem de grandeza prática de $N_{A \text{ máx}}$. É aproximadamente constante e igual a $50 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$; já o valor de N_D está compreendido entre $2 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ e $1.2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, o que nos permite simplificar a expressão 3.152, como se segue:

$$V_B \approx \frac{q}{8 \epsilon_s \epsilon_0} \cdot \frac{N_{A \text{ máx}}^2}{N_D} \cdot L_{ot.}^2 \quad 3.153$$

Donde, obtemos:

$$L_{ot.} = \sqrt{\frac{8 \epsilon_s \epsilon_0 \cdot N_D \cdot V_B}{q N_{A \text{ máx}}}} \quad 3.154$$

Daqui por diante chamaremos V_B , de V_{DBR} , que é a nomenclatura que estaremos usando para designar a tensão de ruptura da junção do dreno. Por outro lado, já vimos que $N_D = 2,35 \times 10^{18} \times V_B^{1-4} \text{ cm}^{-3}$, para que substituindo esse valor em 3.154, como também os valores das constantes físicas, teremos:

$$L_{\delta t} [\text{cm}] \simeq \frac{1,1 \times 10^{13} \cdot V_{DBR}^{-0,2} [\text{V}]}{N_{Amax} [\text{cm}^{-3}]} \quad 3-155$$

Podemos também expressar $L_{\delta t}$ em função da resistividade da camada epitaxial, N^- ; basta, na expressão 3.155 substituir V_{DBR} pelo valor encontrado em 3.149, o que nos permite escrever que:

$$L_{\delta t} [\text{cm}] \simeq \frac{1,1 \times 10^{13} \left(\frac{\rho [\Omega \cdot \text{cm}]}{3,74 \times 10^{-3}} \right)^{-\frac{0,2}{1,3}}}{N_{Amax} [\text{cm}^{-3}]} \quad 3-156$$

Os gráficos de $L_{\delta t}$ em função de V_{DBR} , e de ρ estão representados nas figuras 3.24.a e b, respectivamente.

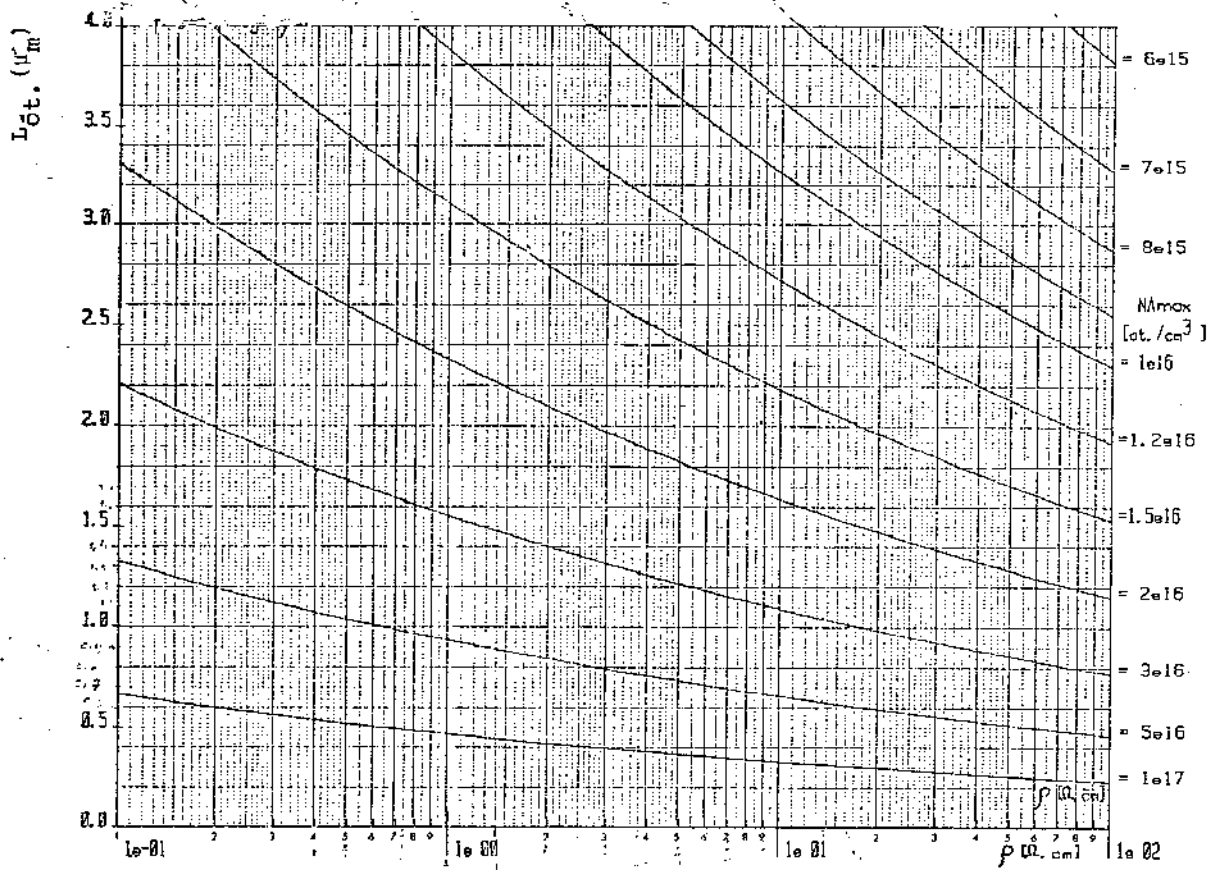
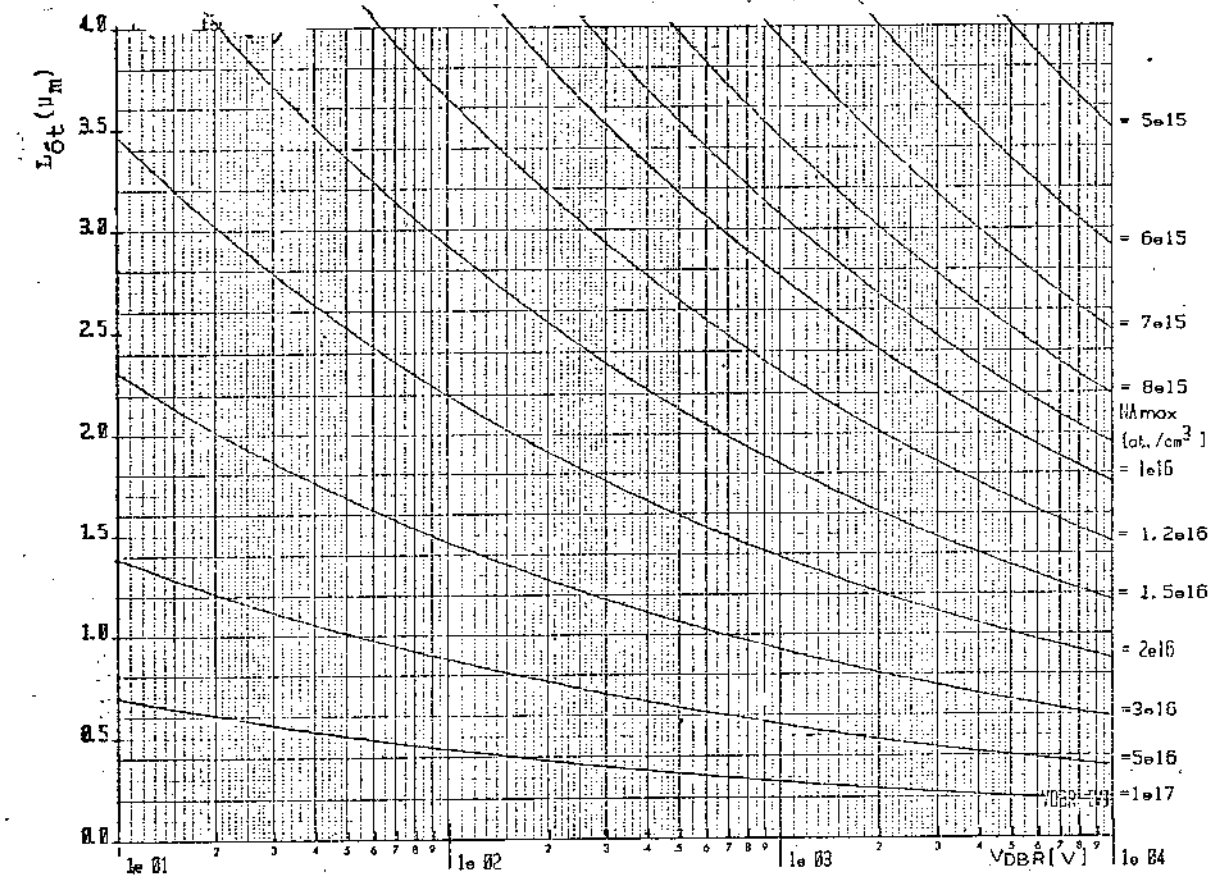


Figura 3.24 - Gráfico de L_{ot} em função de V_{DBR} (a), em função de ρ (b).

3.6. Influência do metal da porta sobre a tensão de ruptura dos TEC-MOS de potência.

Mostraremos a seguir, a influência do metal da porta na capacidade dos TEC-MOS de potência suportarem altas tensões. Inicialmente iremos explicitar a repartição de tensão na estrutura de um transistor D-MOS vertical em que o dreno é tomado no substrato de uma lâmina epitaxial N^-/N^+ e, o metal da porta superpõe a região N^- do dreno compreendida entre as difusões P do canal, como mostra a figura 3.25.

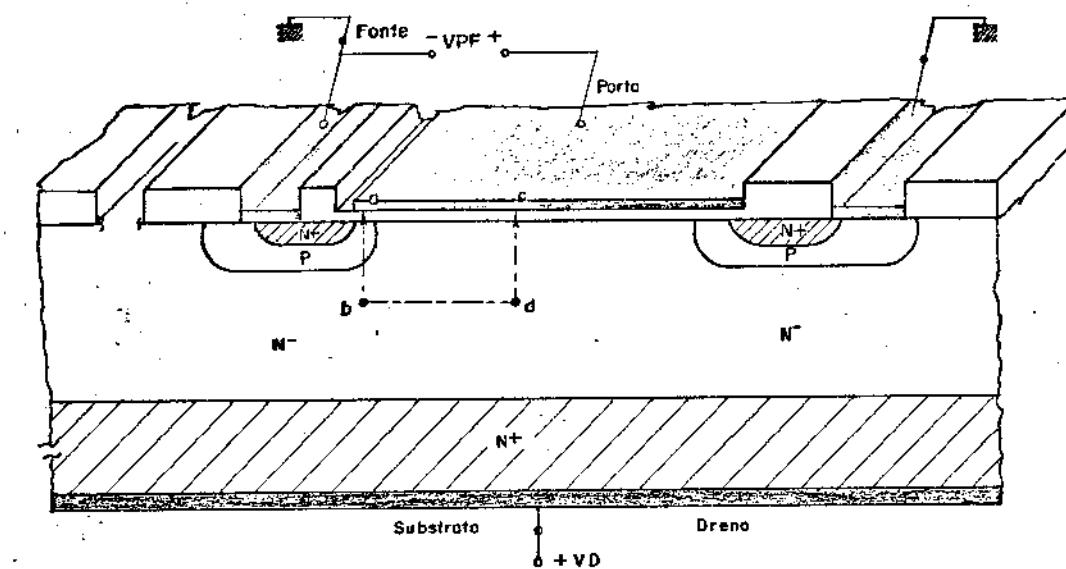


Figura 3.25 - Transistor de potência com estrutura D-MOS vertical (são mostradas apenas duas células constituídas pelas fitas de difusões: N^+ da fonte e P da região do canal)

Consideraremos o caso de dopagem uniforme, ou seja, $N(x) = N^-$. Analisaremos a estrutura $abcd$; essa estrutura é representada na figura 3.26.

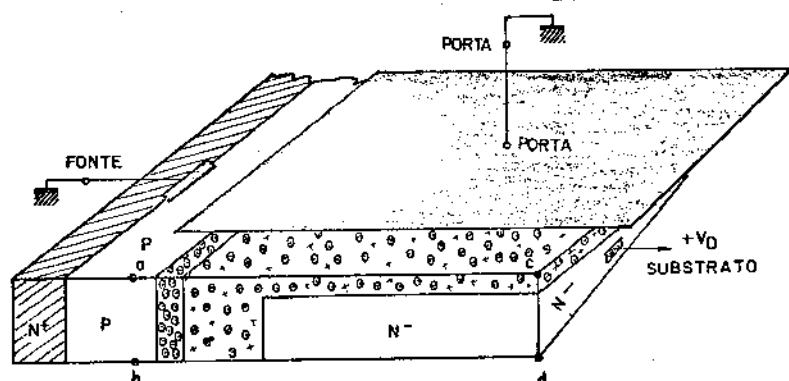


Figura 3.26 - Estrutura a.b.c.d. mostrando o metal da porta cobrindo a junção P/N.

Podemos permutar as ligações, colocando o substrato S no terra e ligar a fonte V_D - V_D ; além disso, aplicaremos uma tensão entre a porta e o terra, V_{PS} , como ilustra a figura 3.27.

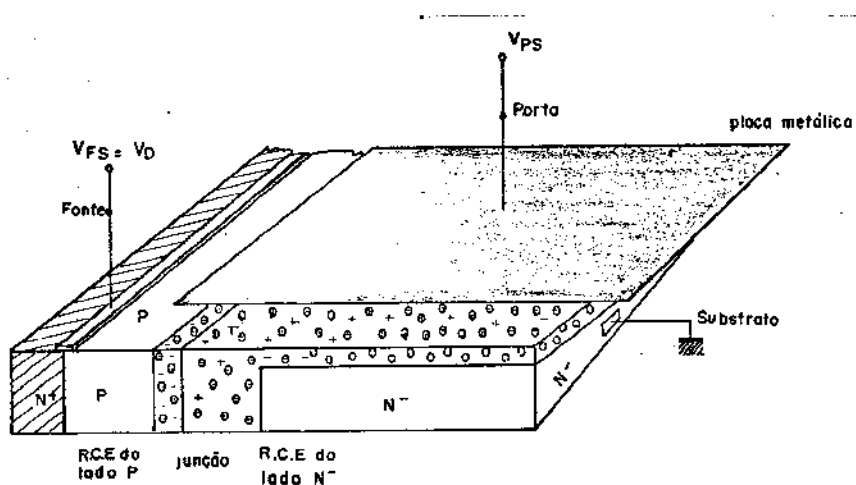


Figura 3.27 - Estrutura da junção P-N com as tensões V_{FS} e V_{PS} aplicadas em relação ao terra.

Na figura 3.28 esboçamos o diagrama de faixas de energia.

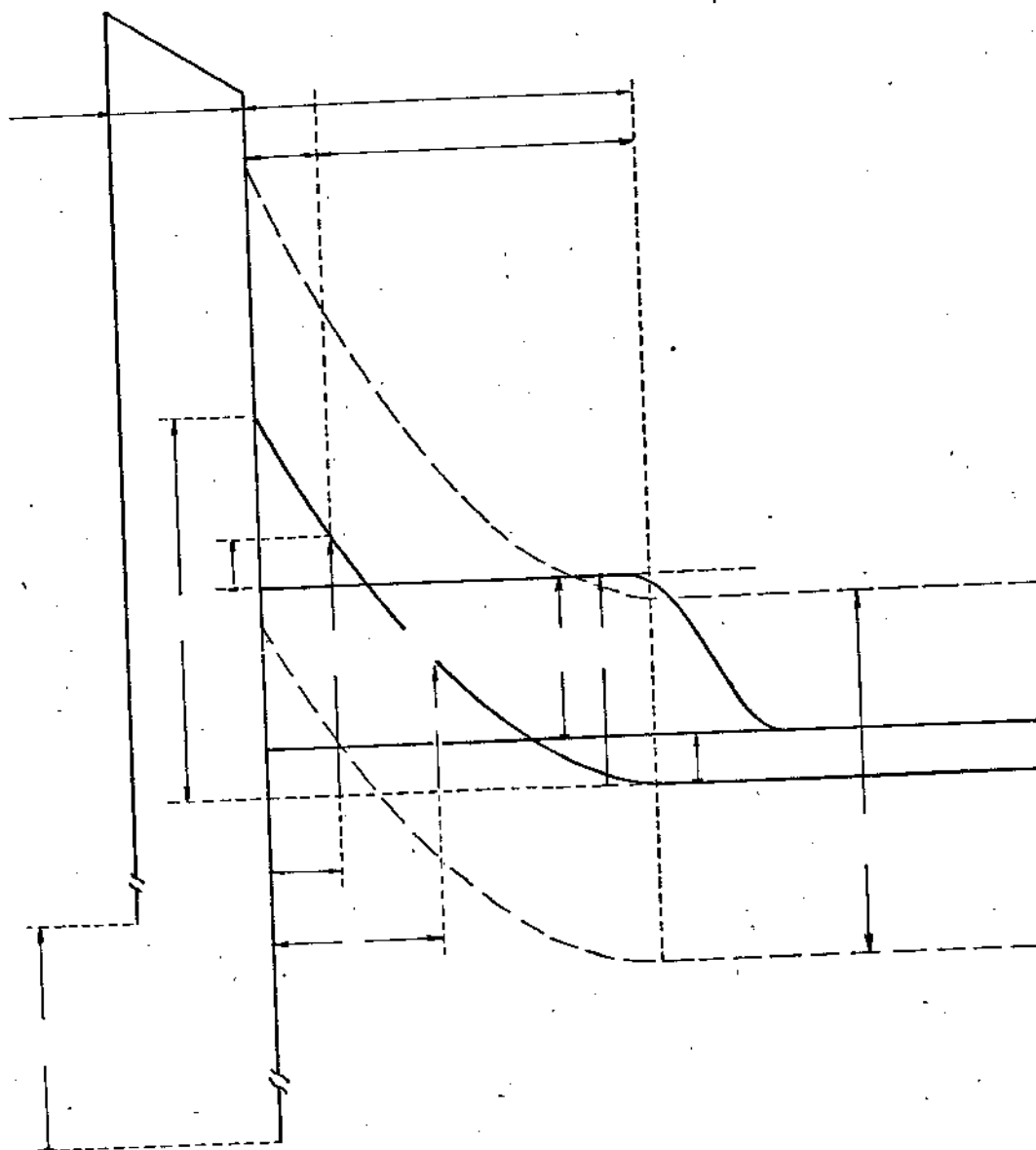


Figura 3.28 - Diagrama de faixas de energia de uma região N invertida, afastada da junção.

Uma vez fixada a tensão V_{PS} num valor constante, neste caso igual a $-V_D$, a fazendo V_{PS} variar desde zero, tomando valores sempre crescentes, constataremos que a região depletada se alargará até um valor máximo, X_d máx., que é o instante em que ocorrerá a inversão da camada superficial do semiconductor. Nesse instante, a tensão V_{PS} é igual à tensão de transição V_T . Substituindo na expressão 2.46 V_{PS} por $-V_D$ e adotando o sinal negativo para a raiz quadrada, a expressão de V_T para essa estrutura se escreverá:

$$V_{PS} \triangleq V_T(V_D) = -\frac{Q_{ss}}{C_{ox}} + \phi_{MS} - V_D + 2\phi_F - \phi_B \sqrt{|\phi_0| + 2|\phi_F|} \dots 3.157$$

Como vemos, pela expressão 3.157, para se conseguir inverter a região do substrato que está abaixo do metal da porta, será necessário aplicar uma tensão entre a porta e o substrato, V_{PS} em módulo maior que V_D . Lembramos aqui que num substrato tipo N, ϕ_{MS} e ϕ_F tornaram valores negativos. Isso significa que se aplicarmos à porta uma tensão $V_{PS} = V_D$ não conseguiremos inverter aquela região. Como consequência podemos ainda concluir que, num transistor com estrutura D-MOS vertical a tensão que se aplica no dreno, V_D , não inverterá a região N^- compreendida entre as células elementares desde que o transistor esteja cortado, ou seja, com o potencial da porta igual ao da fonte. Então aquela região estará depletada, mesmo que a tensão V_D seja tão alta que provoque a ruptura da junção entre o dreno (N^-) e a região (P) do canal. Essa propriedade é muito importante e isso nos permite concluir que a queda de tensão no óxido será muito menor que a tensão aplicada no dreno, V_D , pois a região depletada é profunda (apresenta um alto x_d o que "absorverá" uma grande parcela da tensão aplicada V_D ; o que não ocorre nos transistores de estruturas coplanares convencionais em que praticamente toda tensão do dreno aparecerá no óxido da porta, pois neste caso x_d é muito pequeno, sendo esse o fator responsável pelo alto campo elétrico naquela região, provocando ou a ruptura do óxido ou a do substrato, ocorrendo um fenômeno ou outro segundo a relação de dopagem do dreno e a espessura do óxido da porta que se superpõe àquela região. Um outro fator importante, também decorrente dessa propriedade, é o abrandamento das curvaturas das junções entre as regiões e a região N^- do dreno da estrutura D-MOS não coplanar, aumentando, conseqüentemente, a tensão de ruptura dessas junções. As figuras 3.29 e 3.30 ilustram esse efeito.

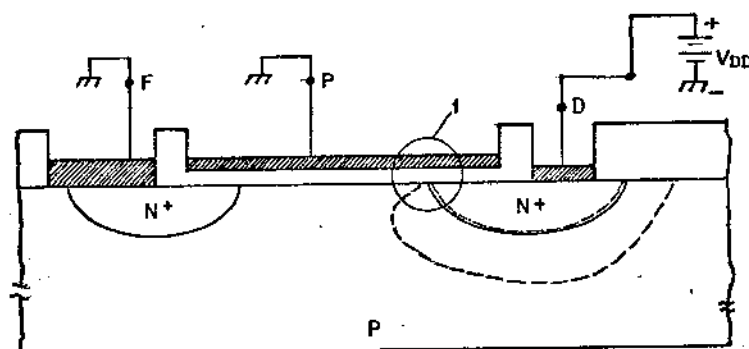


Figura 3.29 - Estrutura de um transistor convencional. O círculo 1 destaca a região onde o campo elétrico é alto.

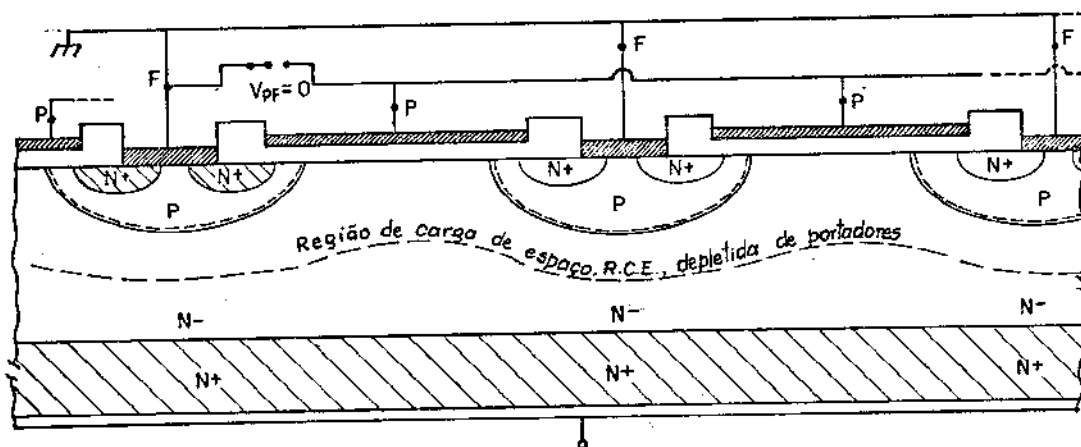


Figura 3.30 - Estrutura de um transistor D-MOS vertical, onde se mostra o contorno da região depleta. As curvaturas são abrandadas e não se tem aqui os inconvenientes da região 1 mostrados na figura B-29

Na condição de depleção já vimos (expressão 2.23) que a relação entre o potencial de superfície ϕ_s e a tensão aplicada à porta V'_{PF} , que agora substituiremos por V'_{PS} , pode ser escrita assim:

$$V'_{ps} = \phi_s - \frac{\epsilon_s \epsilon_0}{C_{ox}} \cdot \frac{kT}{q} \left[-\frac{1}{L_D} \cdot \frac{u_s}{|u_s|} \cdot f(u_s, \psi, u_F) \right] \quad 3-158$$

onde, $f(u_s, \psi, u_F)$ é dada por 2.17 fazendo $u = u_s$; L_D é dado por 2.11, u_F e u_s são dados por 2.50; por outro lado, sabemos que:

$$N_D \simeq n_N = n_i \cdot e^{\frac{q\phi_s}{kT}} \quad 3-159$$

Dessa forma, podemos escrever:

$$V'_{ps} = \phi_s - \frac{\epsilon_s \epsilon_0}{C_{ox}} \cdot \frac{kT}{q} \left[-\frac{1}{\left(\frac{\epsilon_s \epsilon_0 kT}{2q^2 n_i} \right)^{\frac{1}{2}}} \cdot e^{\frac{q\phi_s}{kT}} \cdot \left(\frac{q\phi_s}{kT} - 1 \right)^{\frac{1}{2}} \right] \quad 3-160$$

ou,

$$V'_{ps} \approx \phi_s + \phi_B^{\frac{1}{2}} \cdot \phi_s^{\frac{1}{2}} \quad 3-161$$

onde,

$$V'_{ps} = V_{ps} - \phi_{MS} + \frac{Q_{ss}}{C_{ox}} \quad 3-162$$

Como já argumentamos acima, a tensão V_{ps} é igual a V_{FS} , que é igual a $-V_D$, desde que, o transistor esteja cortado. Além disso, neste caso, a tensão entre o dreno e a fonte toma valores altos, próximos da tensão de ruptura. Então podemos desprezar os termos ϕ_{MS} e $\frac{Q_{ss}}{C_{ox}}$ em relação a V_{ps} . Dessa forma, podemos escrever:

$$V_{ps} \approx \phi_s + \phi_B^{\frac{1}{2}} \cdot \phi_s^{\frac{1}{2}} \quad 3-163$$

onde,

$$\phi_B = 2q \frac{N_D \epsilon_s \epsilon_o}{C_{ox}^2} = 2q \frac{N_D \epsilon_s \epsilon_o q_o^2}{\epsilon_{ox}^2 \cdot \epsilon_o^2} \quad 3-164$$

O primeiro termo da expressão 3.163 representa a queda de tensão no silício e o segundo termo, a queda no óxido.

Como o termo ϕ_B toma valores próximos da unidade para X_o da ordem de $1000\text{\AA}$ e $N_D \ll 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, então num transistor com estrutura não coplanar, concluímos que a queda de tensão no óxido é muito menor que a queda no silício, desde que o transistor esteja cortado.

Como já foi visto, é possível expressar a tensão de ruptura do silício em função da concentração do substrato. Quando a tensão N_{PS} (que é igual a $-V_D$) for aumentando em módulo, chegará um instante em que ϕ_s será igual à tensão de ruptura do silício; nessa condição, podemos escrever:

$$N_D \simeq 2,35 \times 10^{18} \phi_s^{-4.4} \quad \dots \dots \dots 3.165$$

ou,

$$\phi_s = \left(\frac{2,35 \times 10^{18}}{N_D} \right)^{\frac{5}{7}} \quad \dots \dots \dots 3.166$$

Substituindo 3.164 e 3.166 em 3.163, teremos:

$$V_{PS} = \left(\frac{2,35 \times 10^{18}}{N_D} \right)^{\frac{5}{7}} + \left(\frac{q q N_D \epsilon_s}{\epsilon_{ox}^2 \cdot \epsilon_o} x_o^2 \right)^{\frac{1}{2}} \cdot \left(\frac{2,35 \times 10^{18}}{N_D} \right)^{\frac{5}{14}} \quad \dots \dots \dots 3.167$$

A equação 3.167 é válida para tensão V_{PS} tais que não provoque a ruptura do óxido. O campo crítico ϵ_{ROX} que rompe o óxido é da ordem de $5 \times 10^6 \text{ V/cm}$ a 10^7 V/cm . Logo a tensão de ruptura será:

$$V_{Rox.} = \mathcal{E}_{Rox.} \cdot \mathcal{L}_0 \quad 3.168$$

Substituindo o segundo termo de 3.163 pela relação 3.168, teremos:

$$V_{ps} \approx \phi_s + \mathcal{E}_{Rox.} \cdot \mathcal{L}_0 \quad 3.169$$

A equação 3.16 só é válida para tensões V_{ps} tais que não provoquem a ruptura do silício.

3.7. Otimização das estruturas com vistas a obter o menor $R_{ons.}$

Estamos, agora, em condições de expressar a resistência R_{ons} (ou termo R_{on}^*) em função da tensão de ruptura da junção do dreno; V_{DBR} . Para tanto, basta substituir as relações: 3.149, 3.150 (ou 3.151), 3.155 na expressão 3.87. Assim procedendo, teremos;

$$R_{on}^* = \frac{46 \sqrt{x_j} \cdot V_{DBR}^{0.65}}{\tanh\left(\frac{6,1 \times 10^3 \cdot l}{\sqrt{x_j} \cdot V_{DBR}^{0.65}}\right)} + \frac{6,2 \times 10^{16}}{N_{Amz.} \cdot V_{DBR}^{0.12}} + 2,38 \times 10^3 \cdot V_{DBR}^{1.3} \cdot \arg \operatorname{sh} \left[\frac{\operatorname{sh}\left(\frac{8,26 \times 10^6 \cdot V_{DBR}^{1.2}}{r+l}\right)}{\operatorname{sen}\left(\frac{\pi}{2} \cdot \frac{l}{r+l}\right)} \right] \quad 3.170$$

Analogamente para uma estrutura com uma fina camada N^+ implantada na região de acumulação, a expressão de R_{on}^* , como já foi visto pela expressão 3.122, poderá ser agora escrita também em função de V_{DBR} , cujo resultado segue abaixo:

$$R_{on I/I}^* = \frac{7,48 \times 10^{-3} \cdot x_j \cdot V_{DBR}^{1,3}}{l} + \frac{6,2 \times 10^{-16}}{N_{Ams} \cdot V_{DBR}^{0,2}} + 2,38 \times 10^{-3} \cdot V_{DBR}^{1,3} \arg sh \left[\frac{sh \left(\frac{8,26 \times 10^{-6} \cdot V_{DBR}^{1,2}}{n+l} \right)}{\sin \left(\frac{\pi}{2} \frac{l}{n+l} \right)} \right] \quad 3-171$$

Por outro lado, sabemos que:

$$R_{ons} = \frac{R_{ons}^*}{F} \quad 3-172$$

e

$$R_{ons I/I} = \frac{R_{ons I/I}^*}{F} \quad 3-173$$

Pretendemos determinar $R_{ons \min}$ e $R_{ons I/I \min}$ em função de V_{DBR} . Analiticamente esses mínimos são determinados, igualando a zero a derivada de R_{ons} (ou de $R_{ons I/I}$) em relação a l e determinando o $l_{ot.}$ correspondente. Os valores de $l_{ot.}$, assim determinados, são substituídos nas expressões de R_{ons} (ou de $R_{ons I/I}$), fornecendo os respectivos mínimos. Como essas equações são muito complexas e seria impraticável esse caminho analítico, adotamos a solução numérica via computador. Foi, então, desen-

volvido um programa que permitisse determinar, a partir das expressões de R_{ons} e de $R_{\text{ons}} I/I$, os seus mínimos, tomando-se como parâmetros os três elementos fundamentais seguintes:

- 1- o processo de fabricação, caracterizado pelos valores de r , x ; e $N_A \text{ máx}$;
- 2- a tensão de ruptura da junção do dreno, V_{DBR} , caracterizada pelos valores de H e de ρ da camada epitaxial;
- 3- o fator de forma, caracterizado pela forma geométrica das células elementares dos TEC-MOS de potência.

Antes de apresentar os resultados relacionando os mínimos de R_{ons} e de $R_{\text{ons}} I/I$ em função de V_{DBR} , faremos uma análise qualitativa do significado físico da existência de um mínimo da resistência de condução para cada combinação de parâmetros caracterizada pelos três elementos fundamentais, relacionaods acima.

3. 1. R_{ons} mínimo - Análise Qualitativa

A análise que se segue mostra que os transistores MOS de potência, quando bem projetados, apresentam um R_{ons} mínimo. Para ilustrar melhor a nossa exposição, consideraremos uma pastilha com área, S , unitária e igual a $z.X$, como ilustra a figura 3.31. A camada epitaxial N^- tem uma espessura h e uma dopagem N_D : a esse par de valores: h e N_D , corresponde uma tensão de ruptura da junção do dreno V_{DBR} , e um comprimento ótimo para o canal, L_{ot} . Desejamos utilizar essa pastilha da melhor forma possível, na construção de um TEC-MOS de potência.

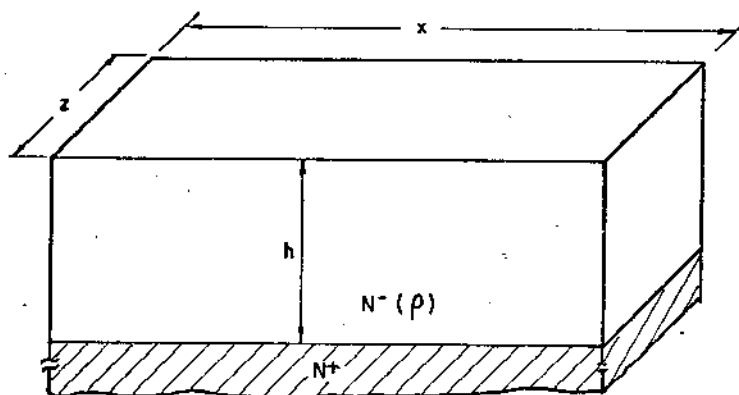


Figura 3.31 - Pastilha de área unitária, com estrutura epitaxial.

Portanto, uma vez escolhida esta lâmina (ou pastilha) caracterizada por: $S = z.X; V_{\text{DBR}}$ (ou o par h, N_D), para construir um transistor MOS de potência com estrutura D/MOS vertical, se pode verificar, se pode verificar, no que se concerne ao valor da resistência de condução desse transistor, o seguinte:

- a) que a resistência mínima ideal é a própria resistência da camada epi-

taxial, N^- ; ou seja, a expressão de R_{ons} mínimo ideal será:

$$R_{ons: \text{min. ideal}} = \rho \cdot \frac{h}{3 \cdot X} \dots \dots \dots 3.174$$

b) que o valor R_{ons} mínimo ideal só seria atingido se as distâncias r e l , das expressões 3.85 e seguintes, tendessem a zero. o que é irrealizável praticamente, portanto esse mínimo ideal nunca será atingido, em estruturas como as descritas aqui nesse trabalho.

Uma vez fixado r num valor mínimo viável praticamente (imposto pela limitação do processo de fabricação) e fazendo l variar, tomando valores, por exemplo, cada vez mais altos, podemos constatar que as resistências das partes hachuradas diminuem porque suas larguras estão aumentando, enquanto o comprimento é mantido constante, como ilustram as figuras 3.26.a, b e c. Lembramos aqui que a resistência de cada seção hachurada é caracterizada pela soma: $R_a^+ + 2R_{N^-}$, cujas expressões são 3.42 e 3.72, respectivamente; e que a resistência de cada canal elementar, R_{ch} , é dada pela expressão 3.49. Ainda, pelas figuras 3.26, pode-se observar que a resistência total, R_{ons} , desse transistor de área unitária, é o resultado da associação em paralelo de n parcelas idênticas de resistências elementares; onde $n = X / (\frac{r+l}{2})$; sendo cada parcela elementar igual a: $R_{ch} + R_a + 2R_{N^-}$. Retomando a análise precedente, podemos, agora, constatar que, à proporção que l aumenta, aumentará também a parcela de resistência proveniente da contribuição dos R_{ch} 's elementares, e isto porque o número dessas parcelas elementares diminui, como bem ilustram as referidas figuras. Cabe relembrar, mais uma vez, que o termo R_{ch} é a resistência do canal do transistor cujo comprimento L é igual ao $L_{ótimo}$. Tendo em vista que o $L_{ótimo}$ depende basicamente só de h e N_D , então o seu valor não mudará quando se varia o l , conseqüentemente o R_{ch} elementar é o mesmo para cada uma das três situações das figuras 3.32. Podemos, agora, considerar a situação inversa, ou seja, fazer l ir diminuindo, mantendo ainda o mesmo $r = r_1$ da situação precedente. Baseando-nos nos mesmos fundamentos que nos nortearam até às conclusões já assinaladas acima, constataremos agora que aumenta o número de parcelas de resistências elementares, conseqüentemente diminui a parcela de resistência devida à contribuição dos R_{ch} e aumenta o valor da parcela devido à contribuição dos R_a e R_{N^-} pois cada barra achurada se estreita. Em resumo, temos uma resistência, R_{ons} , composta de parcelas que têm a seguinte propriedade:

- quando l aumenta, tomando valores desde zero até valores muito altos, os valores de algumas dessas parcelas irão aumentando ao mesmo tempo que as outras parcelas restantes irão tomando valores cada vez menores. É de se esperar, pois, que a resistência R_{ons} passe por um mínimo, R_{ons} mínimo.

A simulação das expressões de R_{ons} e de $R_{ons} I/I$ mostra que realmente essas

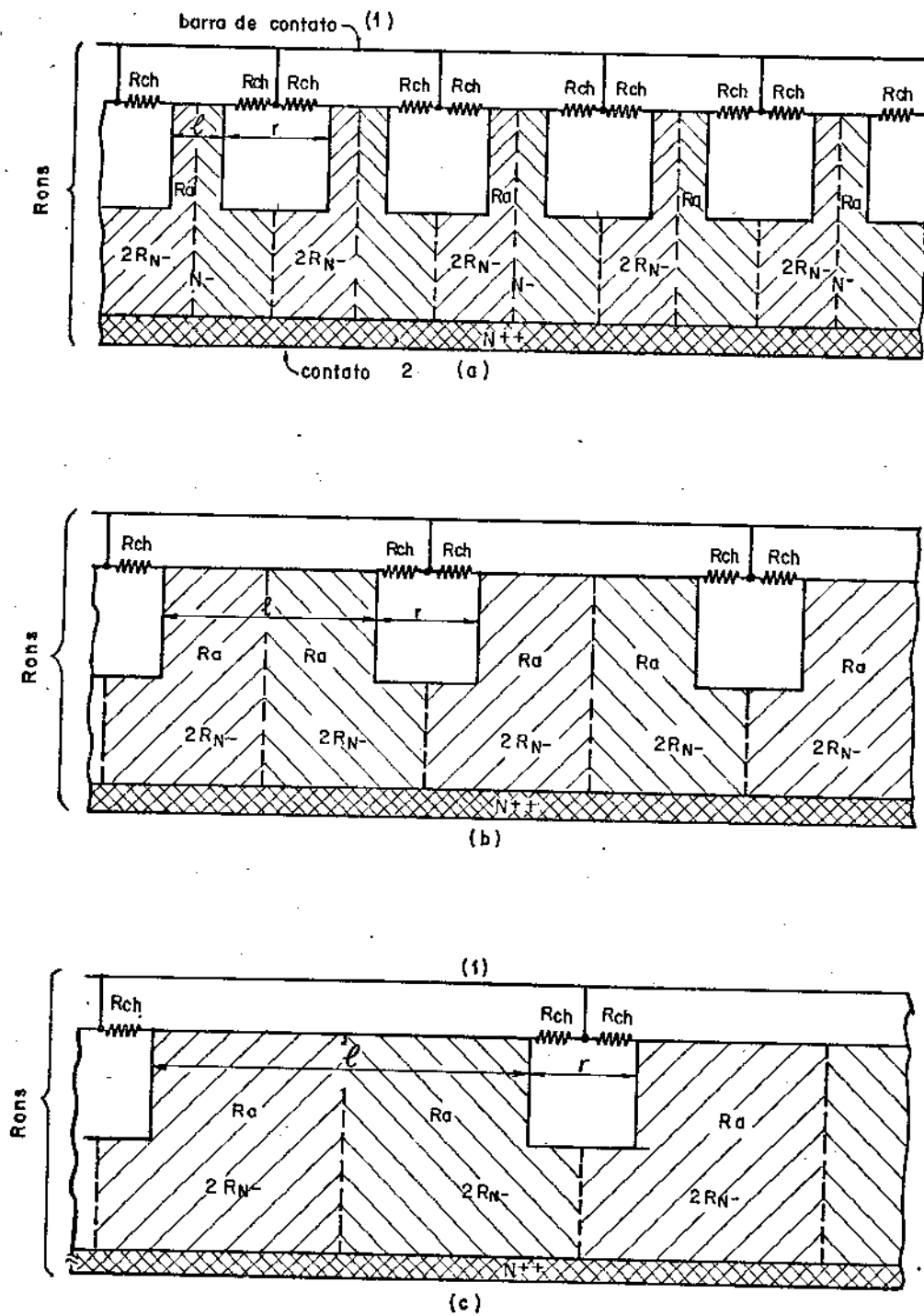


Figura 3.32 - Estruturas em que r é mantido constante enquanto l toma três valores distintos. Em (a) $r=r_1$, $l=l_1$; em (b): $r=r_1$, $l=4l_1$; em (c) $r=r_1$ e $l=7l_1$.

resistências passam por um mínimo para um espaçamento, correspondente ao mínimo da resistência (ou máximo da condutância) chamamos de l_{ot} .

3.8. Resultados obtidos por meio de simulação da expressão da resistência de condução do TEC-MOS de potência.

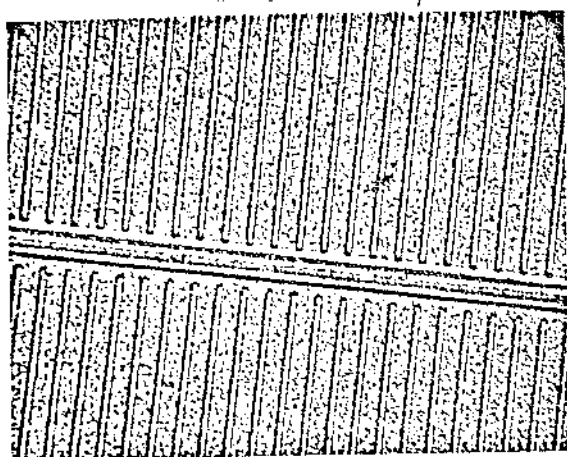
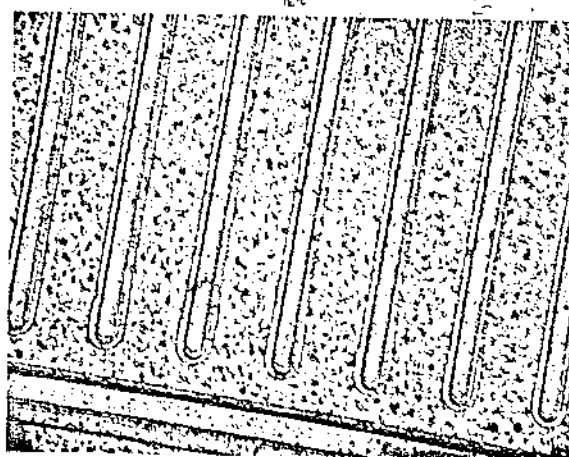
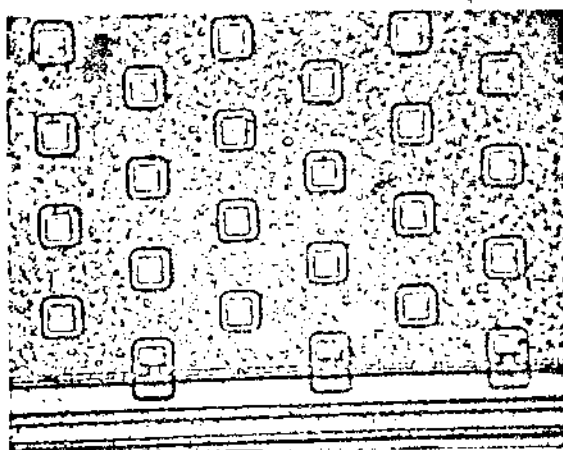
As expressões: 3.170 a 3.173, sintetizam o modelo aqui proposto para a resistência de condução do TEC-MOS de potência de estrutura não-coplanar. Nessa modelo, a resistência R_{ons} (ou a resistência $R_{ons} I/I$) apresenta um termo, R_{ons}^* , que é independente da geometria e um outro que leva em conta, através do fator de forma F , o efeito da forma geométrica das células elementares dos transistores. Essa modelo permite, uma vez escolhidos os parâmetros geométricos e físicos de fabricação, obter o valor da resistência de condução como, também, permite otimizar o transistor. A otimização, no que diz respeito à resistência no estado de condução plena do transistor, consiste em determinar o espaçamento ótimo, l_{ot} , entre as células elementares para o qual a resistência R_{ons} é mínima. Uma vez escolhidos os elementos fundamentais:

- 1- o processo de fabricação (L , x_j e N_A máx.),
- 2- a tensão máxima de dreno que o transistor deve suportar,
- 3- a forma geométrica das células elementares, é possível determinar, fazendo uso da equação do modelo proposto, um espaçamento entre as células que minimiza a resistência de condução.

Apresentaremos os resultados da simulação, considerando algumas combinações dos valores mais característicos de parâmetros que passam englobar a faixa de valores desses mesmos parâmetros utilizados pelos fabricantes. Para se ter uma idéia dos valores desses parâmetros utilizados pelos fabricantes, relacionamos no quadro 3.II alguns fabricantes de TEC-MOS de potência [21], indicando a geometria de seus transistores bem como os valores aproximados dos parâmetros geométricos r e l das células elementares. Desconhecemos o comprimento do canal, L , bem como a profundidade de difusão, x_j , das regiões P. Na figura 3.33 são apresentadas fotos de alguns TEC-MOS de potência.

FABRICANTE	TIPO	GEOMETRIA DAS CÉLULAS ELEMENTARES	DIMENSÕES DAS CÉLULAS ELEMENTARES [μ_m]	TENSÃO MÁXIMA, V_{DBR} [V]
Siemens	SIPMOS	Quadrados alinhados	$r \approx 45$ $l \approx 45$	250 a 1000
International Rectifier	HEXFET	Hexágonos	$r \approx 25$ $l \approx 16$	60 a 500
RTC-Radiotechnique	TRIMOS	Triângulos Equiláteros	$r \approx 32$ $l \approx 10$	90 a 150
Motorola	T. MOS	Quadrados	$r \approx 25$ $l \approx 25$	450 a 1000
Motorola		Faixas paralelas	$r \approx 19$ $l \approx 14$	60

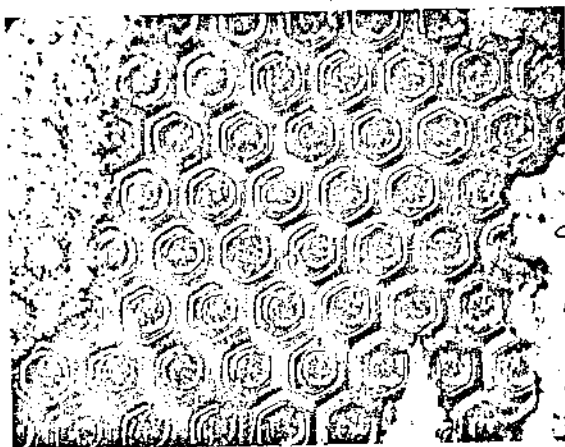
Quadro: 3-II - Relação de alguns fabricantes de TEC-MOS de potência e geometrias utilizadas. (ref. [21]).

(a₁)(a₂)

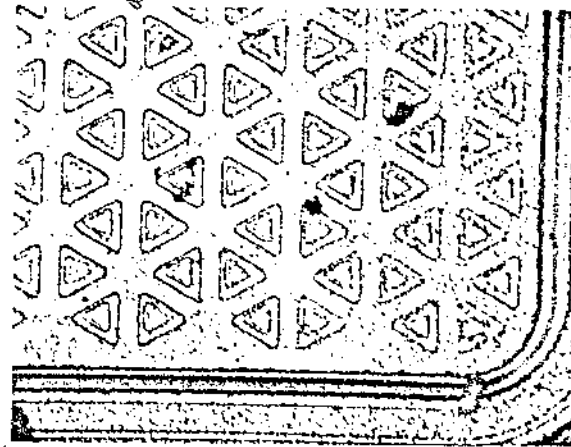
(b)



(c)



(d)



(e)

Figura 3.33 - Fotos de alguns TEC-MOS de potência (cortesia do grupo de pesquisadores da Divisão Componentes do LAAS). Em (a), faixas paralelas (MOTOROLA); em (b), quadrados desalinhados (MOTOROLA); em (c), quadrados alinhados (SIPMOS); em (d), hexágonos (HEXFET da IRF) e em (e), triângulos equiláteros (TRIMOS da RTC)

A seguir apresentaremos, através de gráficos, as características mais marcantes que o nosso modelo pode fornecer.

As figuras 3.34 apresentam o comportamento da resistência R_{ons} em função do espaçamento intercelular, ℓ . Foram tomados como parâmetros: r , x_j , N_A máx., V_{DBR} e a forma geométrica das células elementares. Os parâmetros N_A máx. e V_{DBR} , por sua vez, fixam o valor do comprimento ótimo do canal, $L_{ót.}$, como se pode observar pelas curvas da figura 3.23.

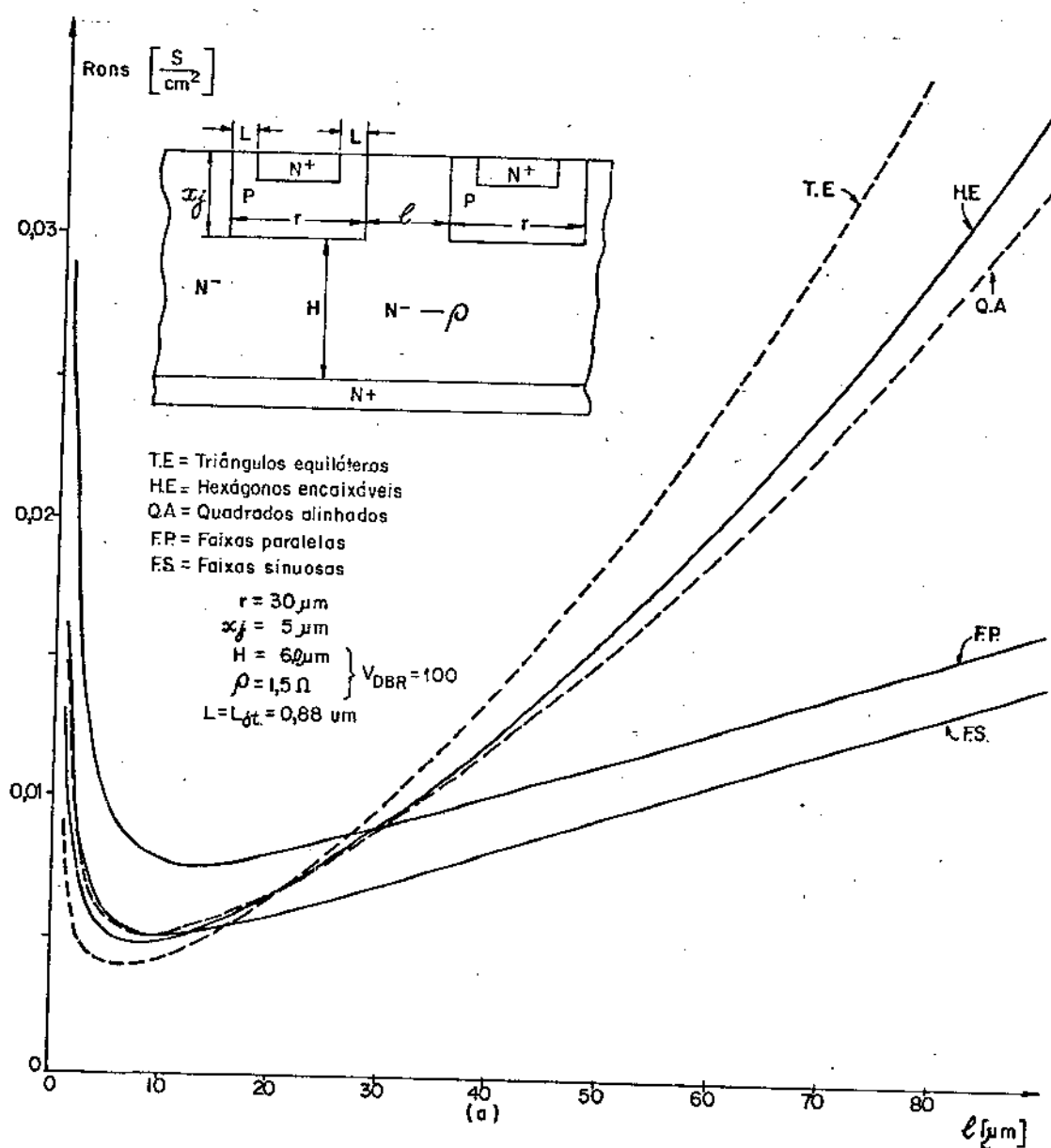


Figura 3.34 (a)

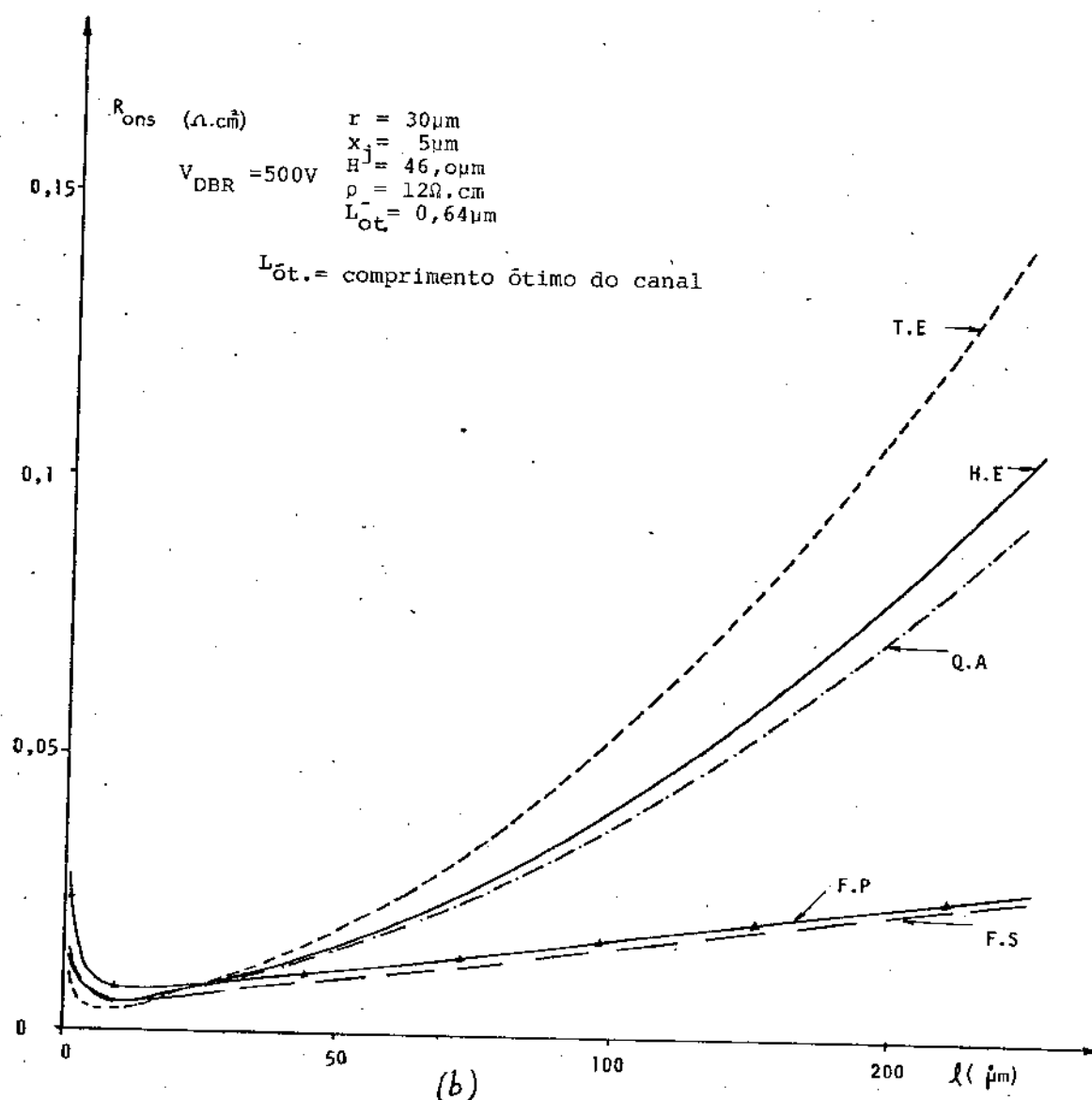


Figura 3.34 (b) - Curvas de R_{ons} em função de l para as várias formas geométricas. Em (a) para $V_{DBR} = 100V$ e, em (b) para $V_{DBR} = 500V$.

Esses gráficos comprovam que cada curva passa por um mínimo. As coordenadas do mínimo de cada curva dependem, dentre outras coisas, da geometria escolhida, através do fator de forma. Podemos destacar que as estruturas cujas células têm forma de triângulos equiláteros, T.E., (que é o caso dos TRIMOS) apresentam o mínimo minimorum dentre todas as formas geométricas. Contudo são as mais sensíveis às variações de l .

As faixas sinuosas, F.S., são as menos sensíveis às variações de l . Um outro ponto a destacar, a partir da observação dessas curvas, é o fato de R_{ons} variar rapidamente tomando valores altos quando l se torna muito pequeno. Como sabemos, uma das parcelas de R_{ons} é o termo R_a , que leva em conta a resistência das regiões compreendi-

das entre as difusões P. A expressão de R_a não se aplica bem para l muito pequeno, quando começam aparecer efeitos de segunda ordem, tais como o estrangulamento das partes finais dessas regiões que deram origem à R_a . A figura 3.35 mostra esse estrangulamento.

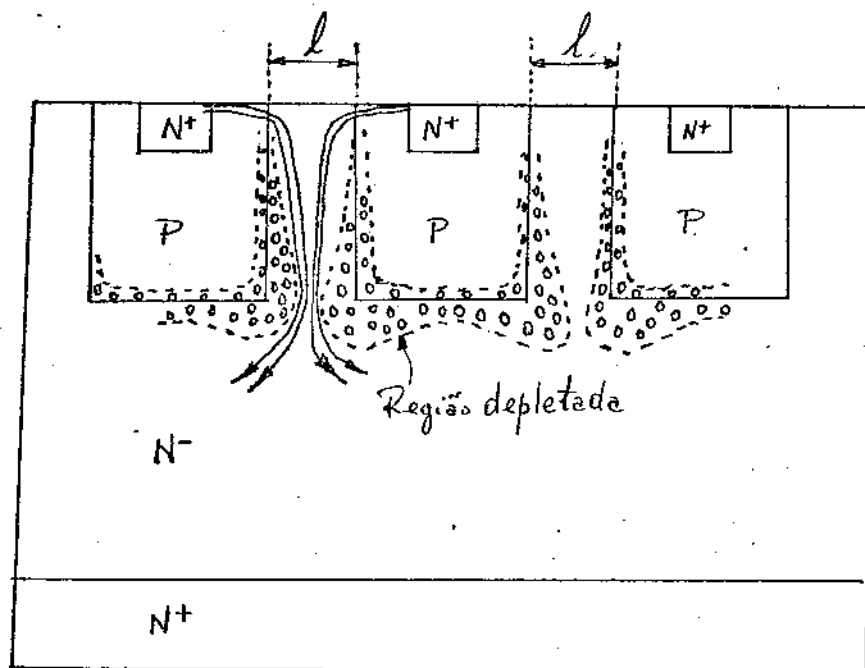


Figura 3.35 - Efeito de estrangulamento para l muito pequeno

Esse fenômeno é semelhante ao que ocorre no transistor de efeito de campo de junção, T.E.C.-J. Mostramos, acima, apenas duas famílias de curvas retratando o comportamento de R_{ons} em função de l ; a família da figura 3.34 a foi traçada para $V_{DBR} = 100V$ e a da figura 3.34 b, para $V_{DBR} = 500V$. Poderíamos traçar um grande número dessas curvas, cobrindo a faixa de tensões desde 20V até 2000V, por exemplo. Porém, as características mais importantes dessas curvas são os pares de valores $R_{ons\ min.}$ e os respectivos $l_{ót.}$.

Na figura 3.36 apresentamos a condutância máxima por unidade de área, σ_{onsM} , em função da tensão de ruptura da junção do dreno, V_{DBR} . Nesse caso, os parâmetros são: $r, x_j, N_A\ max.$ e a forma geométrica das células elementares. A condutância σ_{onsM} é o inverso da resistência $R_{ons\ min.}$. Para facilitar a comparação com um limite máximo, traçamos também o gráfico da condutância por unidade de área da camada epitaxial, σ_{epi} , que é o limite máximo da condutância. A expressão de σ_{epi} em função de V_{DBR} é dada pelo inverso da expressão 3.146. Por meio dessas curvas podemos destacar a influência é mais acentuada em transistores de baixas tensões de ruptura. Para tensões muito altas, a geometria deixa de ser o fator importante, fornecendo aproximadamente, os mesmos valores de R_{onsM} , independentemente de ser F.P., H.E., Q.A., ou T.E.. Cabe ressaltar, também, a posição privilegiada dos transistores com forma de triângulos equiláteros (TRIMOS), principalmente em baixas tensões.

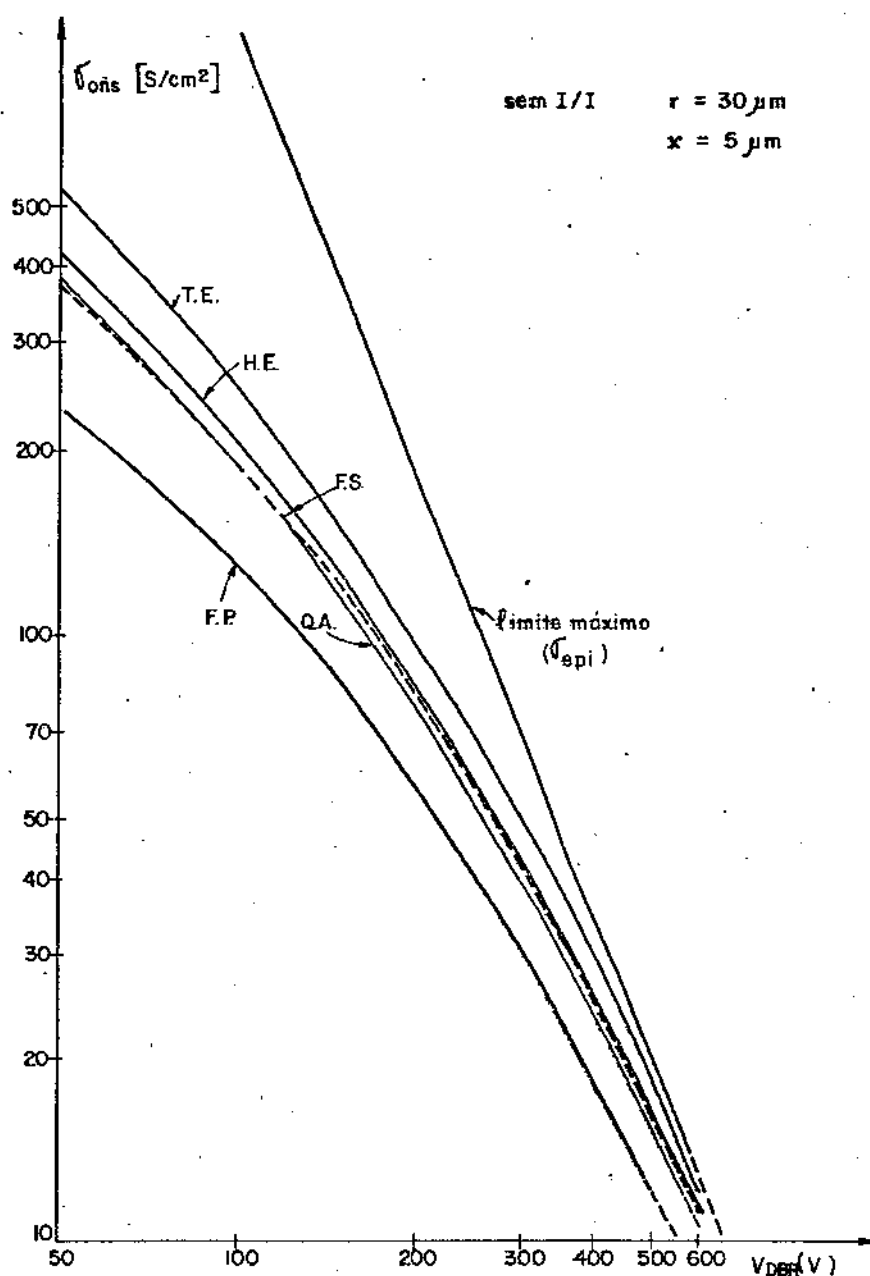


Figura 3.36 - Condutância máxima em função da tensão de ruptura, para algumas geometrias.

Na figura 3.37 são apresentadas os gráficos de $\sigma_{\text{onsM}} \times D_{\text{DBR}}$ para transistores cujas células tem forma de faixas paralelas, F.P. são considerados dois casos:

- 1) com camada implantada, N^+ entre as difusões P, como já foi ilustrado na figura 3.5,

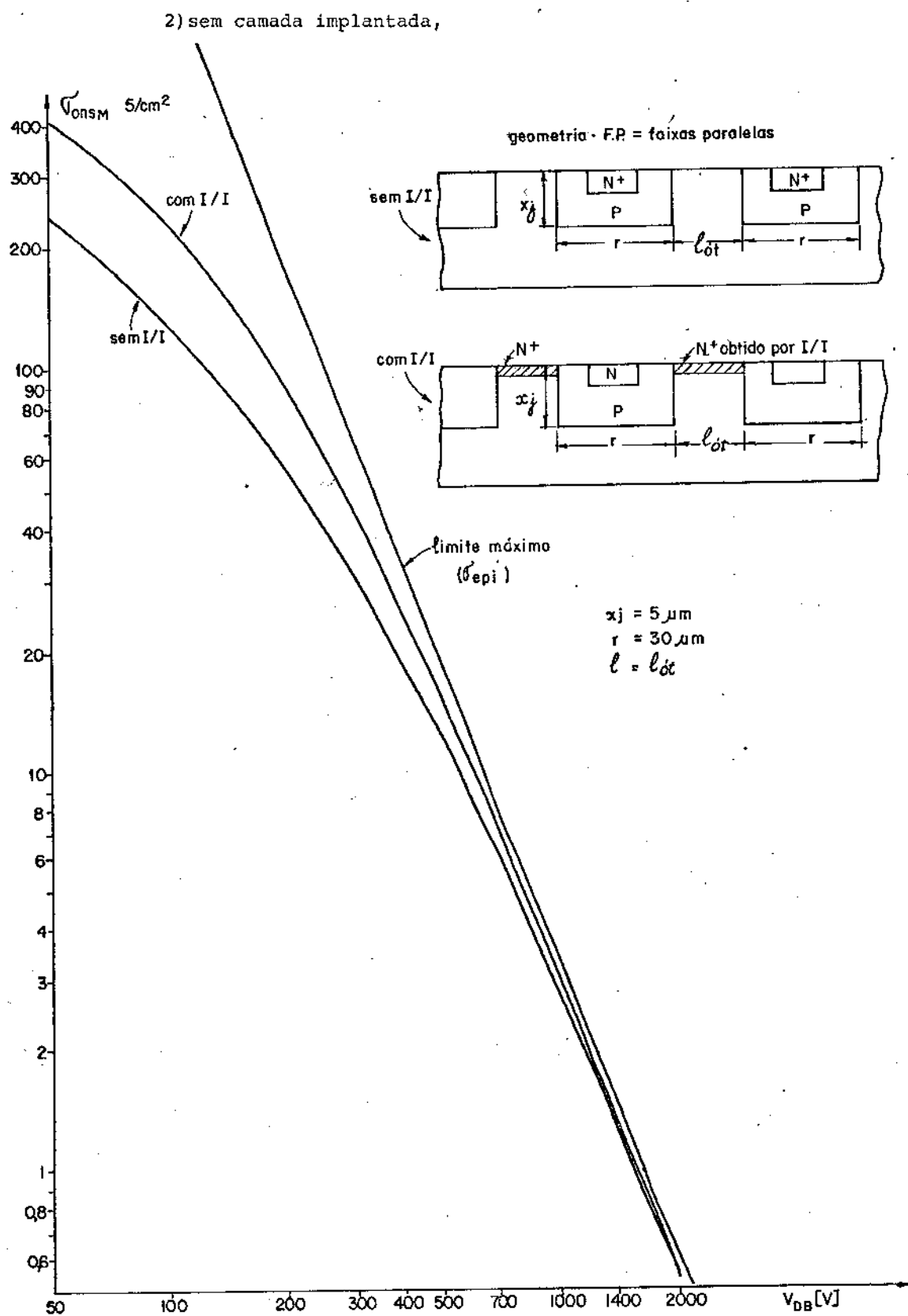


Figura 3.37 - Curvas mostrando a influência da implantação iônica, I/I sobre a condutância

A característica fundamental dessas curvas, é a influência que uma fina camada implantada exerce sobre os valores de σ_{onsM} . Isso significa que, se construirmos, por exemplo, dois lotes de transistores otimizados quanto ao espaçamento intercelular, sendo que num dos lotes os transistores apresentam camada implantada (com I/I). O que se conclui pelas curvas é que os transistores com I/I apresentarão condutâncias que podem chegar a ser o dobro da condutância dos transistores sem I/I. Os efeitos benéficos dessa camada implantada são mais acentuadas na região de baixas tensões; já para transistores com tensões de ruptura bem altas, a influência, sobre os valores de σ_{onsM} , da camada implantada é desprezível. Conclui-se também que as curvas se aproximam de curva limite (σ_{epi}) nas altas tensões (>500V).

As curvas da figura 3.38 mostram a influência de profundidade de difusão das regiões P, x_j , sobre os valores da condutância σ_{onsM} , para três valores da tensão V_{DBR} (75V, 200V e 450V) e para duas geometrias (faixas paralelas, F.P. e hexágonos em caixáveis, H.E.). Foram mantidos constantes os valores de r e $N_A \text{ m\AA}$.

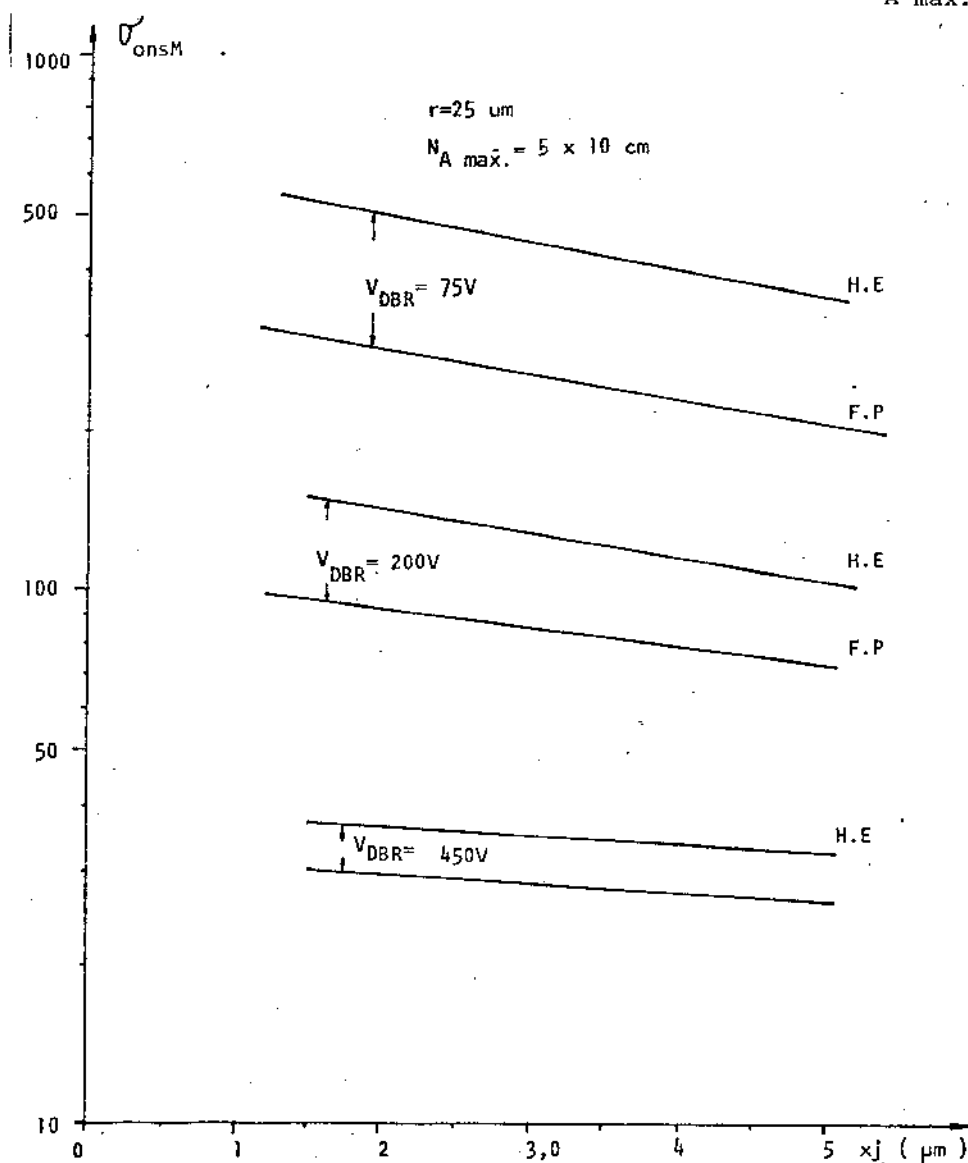


Figura 3.38 - Curvas mostrando a influência de x_j sobre a condutância.

Verifica-se que cada par de curvas apresenta a mesma inclinação (escala mono-log.) tanto para a geometria F.P. como para H.E.. Isso nos permite concluir que a influência de x_j sobre a condutância do transistor é mais acentuada no H.E. do que na F.P., pois em cada par de curvas, a curva corresponde ao H.E. fica acima da curva F.P.. Além disso, constatamos que, à medida que a tensão V_{DBR} cresce, a mesma influência de x_j diminui, seja qual for a geometria adotada.

Na figura 3.39 são apresentados dois pares de curvas que representam a variação de $\sigma_{onsM} \times V_{DBR}$, mantidos fixos: x_j e $N_A^{máx}$. Um desses pares de curvas se refere às faixas paralelas, F.P., e o outro, aos hexágonos encaixáveis, H.E.. Em cada par, uma das curvas foi traçada para $r = 15\mu m$ e a outra, para $r = 35\mu m$.

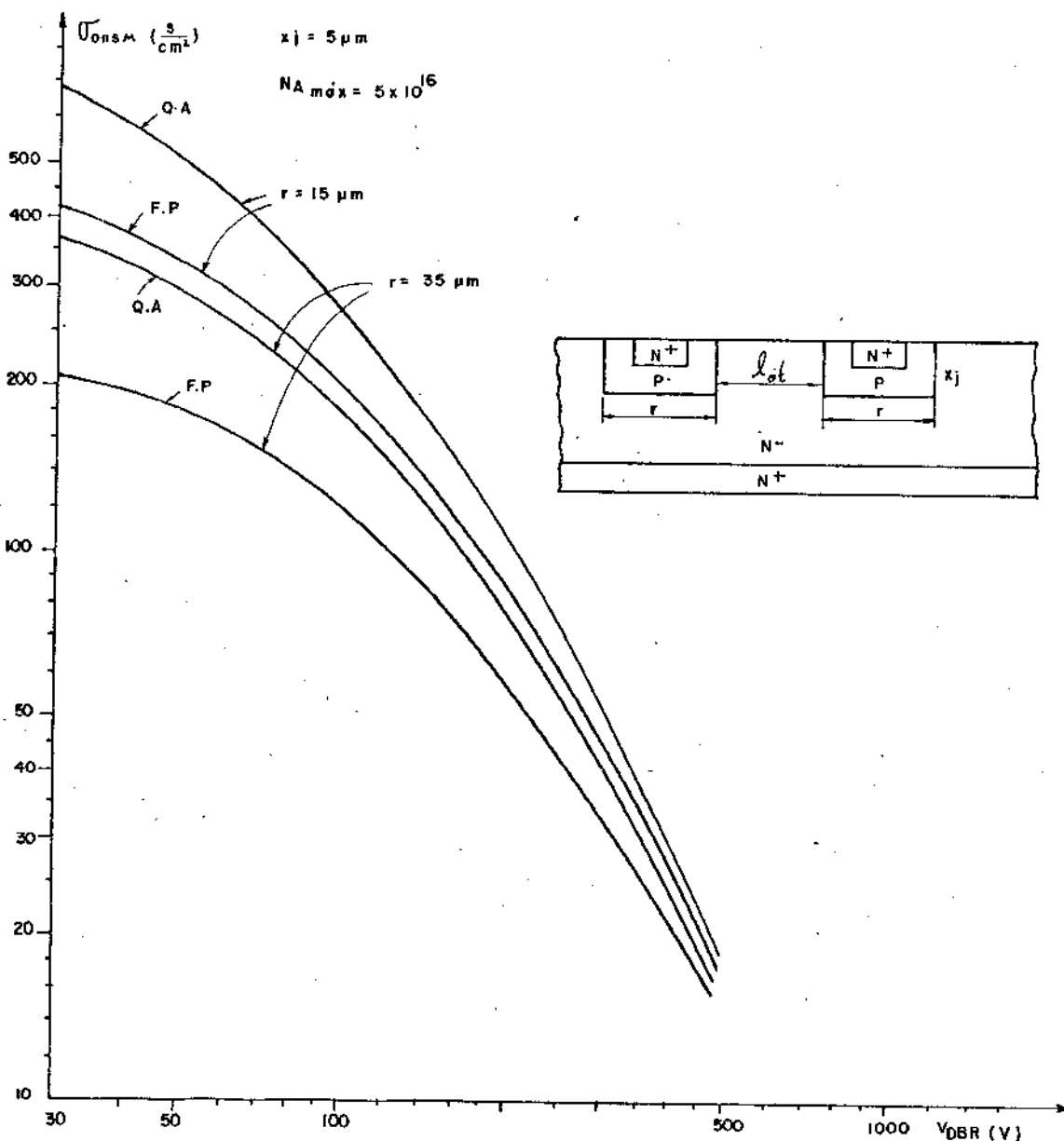


Figura 3.39 - Gráfico de σ_{onsM} em função de V_{DBR} , mostrando a influência do parâmetro r .

Analisando tais curvas, concluímos que a influência do parâmetro r , sobre o comportamento de σ_{onsM} , é mais acentuada nas regiões de baixas tensões: porém, à medida que a tensão de ruptura do transistor aumenta, a influência dessa parâmetro vai se tornando desprezível, independentemente da forma geométrica.

A dependência do espaçamento ótimo intercelular, $l_{\text{ót}}$, com a tensão de ruptura do transistor é mostrada na figura 3.40. Foram tomadas como parâmetros as seguintes formas geométricas: faixas paralelas, F.P., faixas sinuosas, F.S., quadrados alinhados, Q.A., hexágonos encaixáveis, H.E. e triângulos equiláteros, T.E.. Foram mantidas constantes as grandezas: $r = 25\mu\text{m}$, $x_j = 5\mu\text{m}$ e $N_{\text{A máx.}} = 5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$.

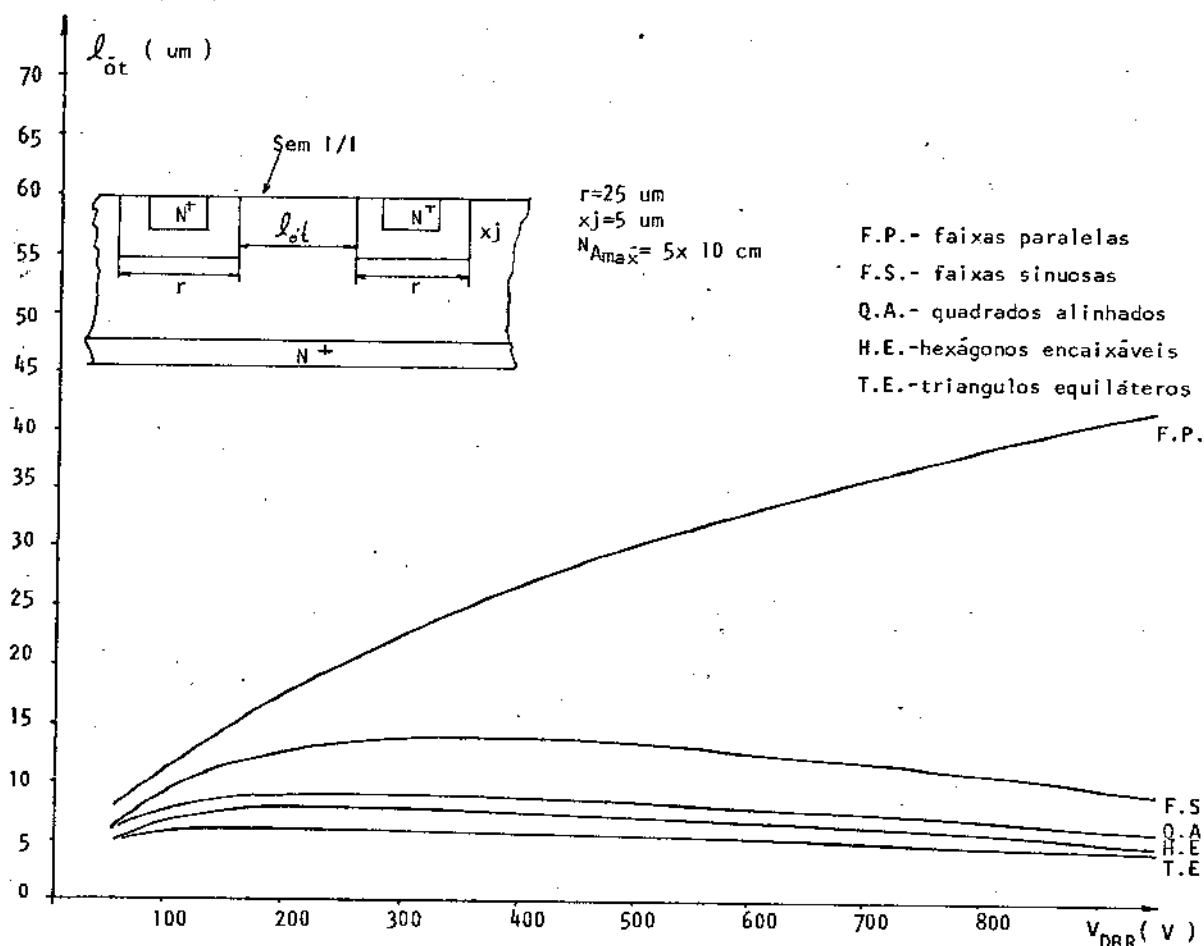


Figura 3.40 - Variação de $l_{\text{ót}}$ em função da tensão V_{DBR} , para as geometrias: F.P., F.S., Q.A., H.E. e T.E.

dessas curvas em dois grupos. Num desses grupos temos as geométricas fechadas ou sinuosas (Q.A., H.E., T.E. e F.S.) para as quais os espaçamentos ótimos se situam entre 5 e 15 μm e, além disso, são aproximadamente constantes. No outro grupo tem-se a única geometria aberta, formada por faixas paralelas, F.P., onde espaçamento ótimo apresenta uma variação parabólica com a tensão de ruptura, cobrindo uma gama de valores desde 5 μm até 50 μm , aproximadamente. As consequências fundamentais dessas propriedades são:

a) Para construir transistores cobrindo a faixa das tensões desde 50V até 1000V, por exemplo, deve-se projetar uma "infinidade" de conjuntos de máscaras, tendo cada conjunto um determinado valor de espaçamento entre células. Cada espaçamento só é igual a um $\lambda_{\text{ót}}$ para um determinado V_{DBR} . A construção de vários conjuntos de máscaras seria impraticável; devemos então adotar uma solução de compromisso; dividindo em dois ou mais intervalos a gama de tensões de interesse (neste caso, entre 50 e 1000V, por exemplo) e projetar para cada um desses intervalos de tensões apenas um conjunto de máscaras cujo espaçamento intercelular coincida com o $\lambda_{\text{ót}}$ correspondente ao valor médio dos extremos desse intervalo.

b) As geometrias: Q.A., H.E., e T.E., como se pode observar pelas curvas, apresentam pequenas variações nos valores de $\lambda_{\text{ót}}$; o que facilitará o projeto de máscaras.

c) As estruturas cuja geometria é a F.S., apresentam uma variação de $\lambda_{\text{ót}} \times V_{\text{DBR}}$ um pouco mais acentuada do que as três geometrias citadas acima. Em compensação, as geometrias com forma de F.S. são as menos sensíveis quanto ao comportamento de $R_{\text{ons}} \times \lambda$, como já foi mostrado nas figuras 3.34 a e b, o que permite cobrir um intervalo grande de tensões com um único conjunto de máscaras.

d) As vantagens assinaladas nos itens b e c, para as geometrias: Q.A., H.E., T.E. e F.S., infelizmente não se aplicam para as faixas paralelas, F.P.. Para cobrir a gama de tensões compreendida entre 50V e 1000V, por exemplo, deve-se dividir em dois ou mais intervalos de tensões e projetar para cada intervalo um conjunto de máscaras segundo a regra já sugerida no item a.

Na figura 3.41 é apresentada a condutância máxima por unidade de área, σ_{onsM} , em função da tensão de ruptura da junção do dreno, V_{DBR} , para a geometria F.P.

Essas curvas permitem comparar os transistores D-MOS com μ -MOS. Como se pode observar, os transistores com estrutura μ -MOS podem apresentar o dobro da condutância para tensões V_{DBR} abaixo de 300V; já para tensões acima de 500V essa diferença começa a ser desprezível. Para obtenção das curvas do μ -MOS fizemos uso da equação 3.170 considerando $x_j = 0$.

A figura 3.41 representa a variação do $\lambda_{\text{ót}}$ em função de V_{DBR} para transistores construídos com técnicas D-MOS e μ -MOS cuja geometria é a F.P.. A curva a mostra a variação $\lambda_{\text{ót}}$ em função de V_{DBR} para transistores sem a camada implantada (sem I/I) entre as regiões P, como ilustra o croqui 1. A curva b mostra o comportamento de $\lambda_{\text{ót}}$ em função de V_{DBR} para transistores com camada implantada (com I/I), como ilustra o croqui 2. As curvas c, d, e e mostram o comportamento de $\lambda_{\text{ót}} \times V_{\text{DBR}}$ para transistores com estruturas μ -MOS como indica o croqui 3.

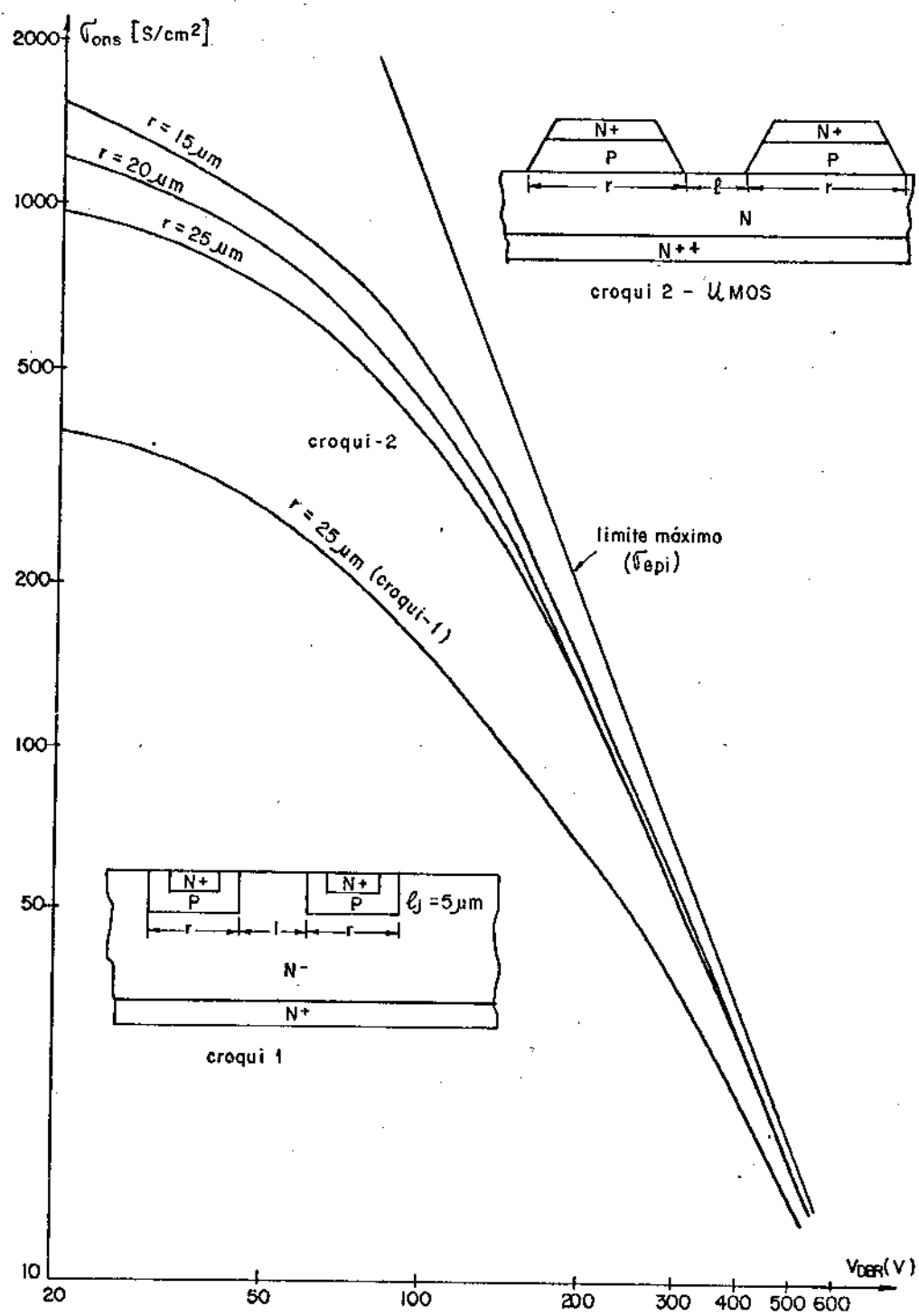


Figura 3.41 - Condutância σ_{onsM} em função de V_{DBR} para faixas paralelas em estruturas D-MOS e μ -MOS.

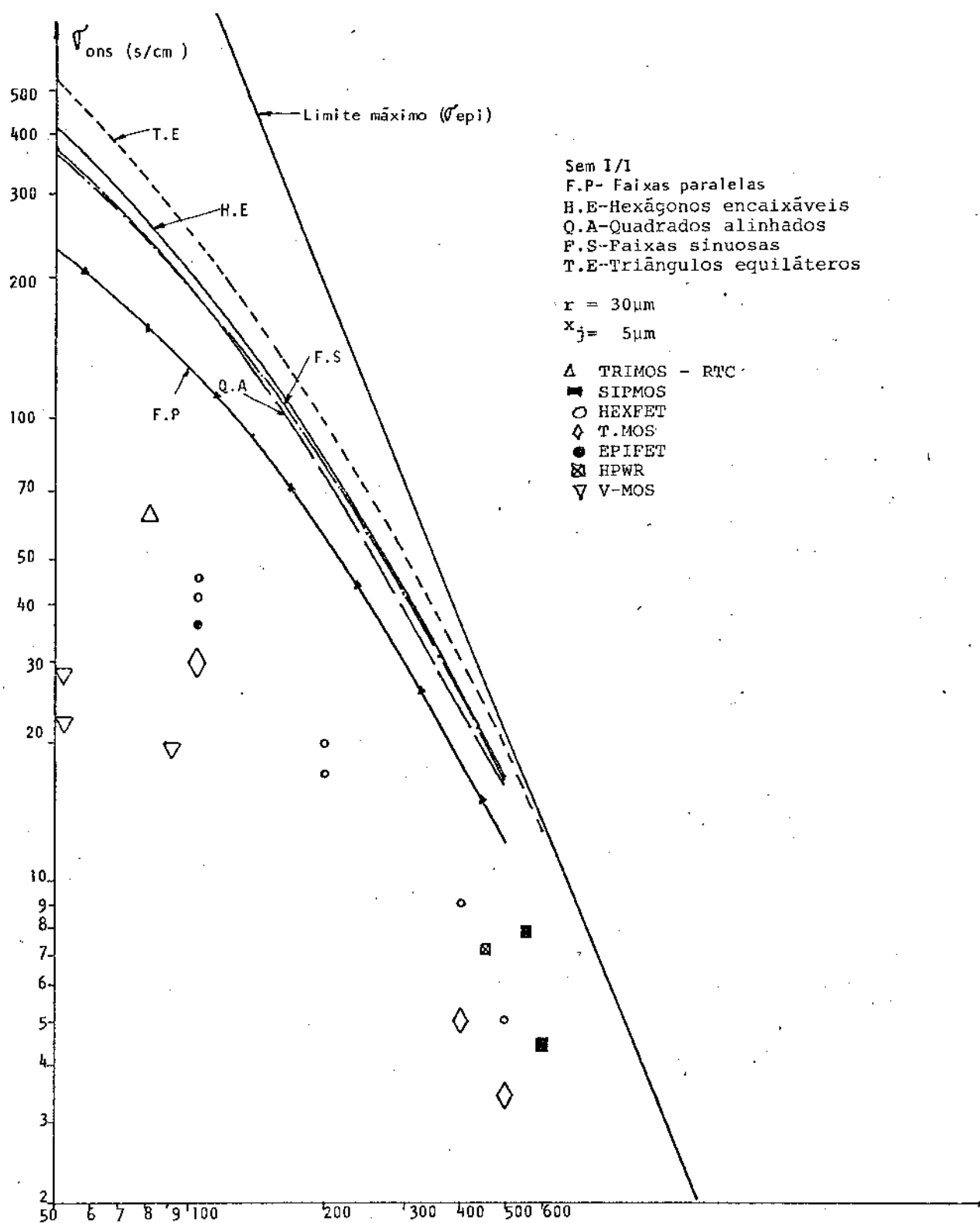


Figura 3.43 - Comparação da condutância, obtida por simulação em estruturas otimizadas, com a condutância de transistores de alguns fabricantes.

Como se observa, os pontos indicativos das posições ocupadas desses fabricantes estão bem abaixo do contorno previsto pelas equações. Esse efeito é mais acentuado em baixas tensões e vai diminuindo para os componentes de altas tensões. Atribuímos isso, em parte, à não otimização do projeto dos transistores até hoje fabricados.

Na figura 3.44 são apresentadas as curvas $\sigma_{\text{onsm}} \times V_{\text{DBR}}$ para transistores com estrutura μ -MOS e cuja geometria é F.P., como se pode observar na figura 3.45. O parâmetro r foi mantido em $25\mu\text{m}$ para a primeira em $15\mu\text{m}$ para a terceira curva.

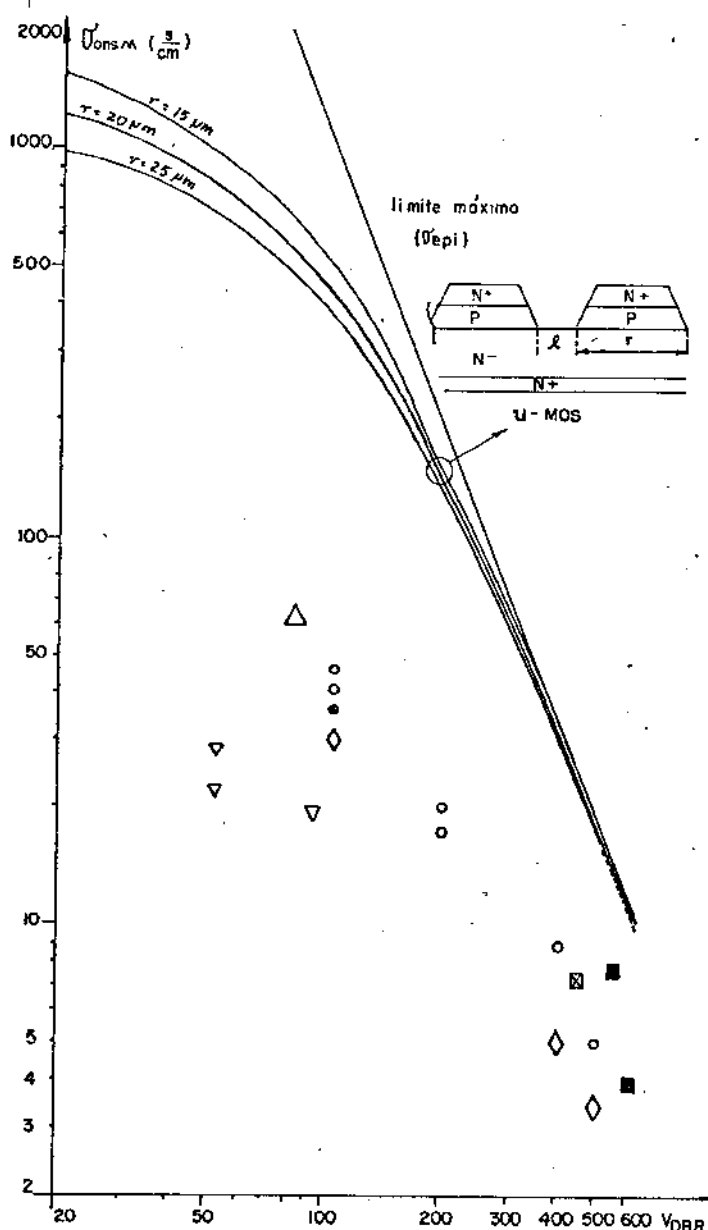


Figura 3.44 - Comparação da condutância, obtidas por simulação em estruturas em U otimizadas, com a condutância de transistores de alguns fabricantes.

As curvas $\sigma_{\text{onsM}} \times V_{\text{DBR}}$ para o U-MOS foram obtidas a partir da equação 3.170, fazendo $x_j = 0$ como ilustra a figura 3.45. Nesse gráfico colocamos também aqueles mesmos componentes que aparecem no gráfico da figura 3.43. Como se observa, os transistores com estrutura U-MOS podem apresentar condutância cujo valor é bem superior àqueles dos componentes indicados no gráfico.

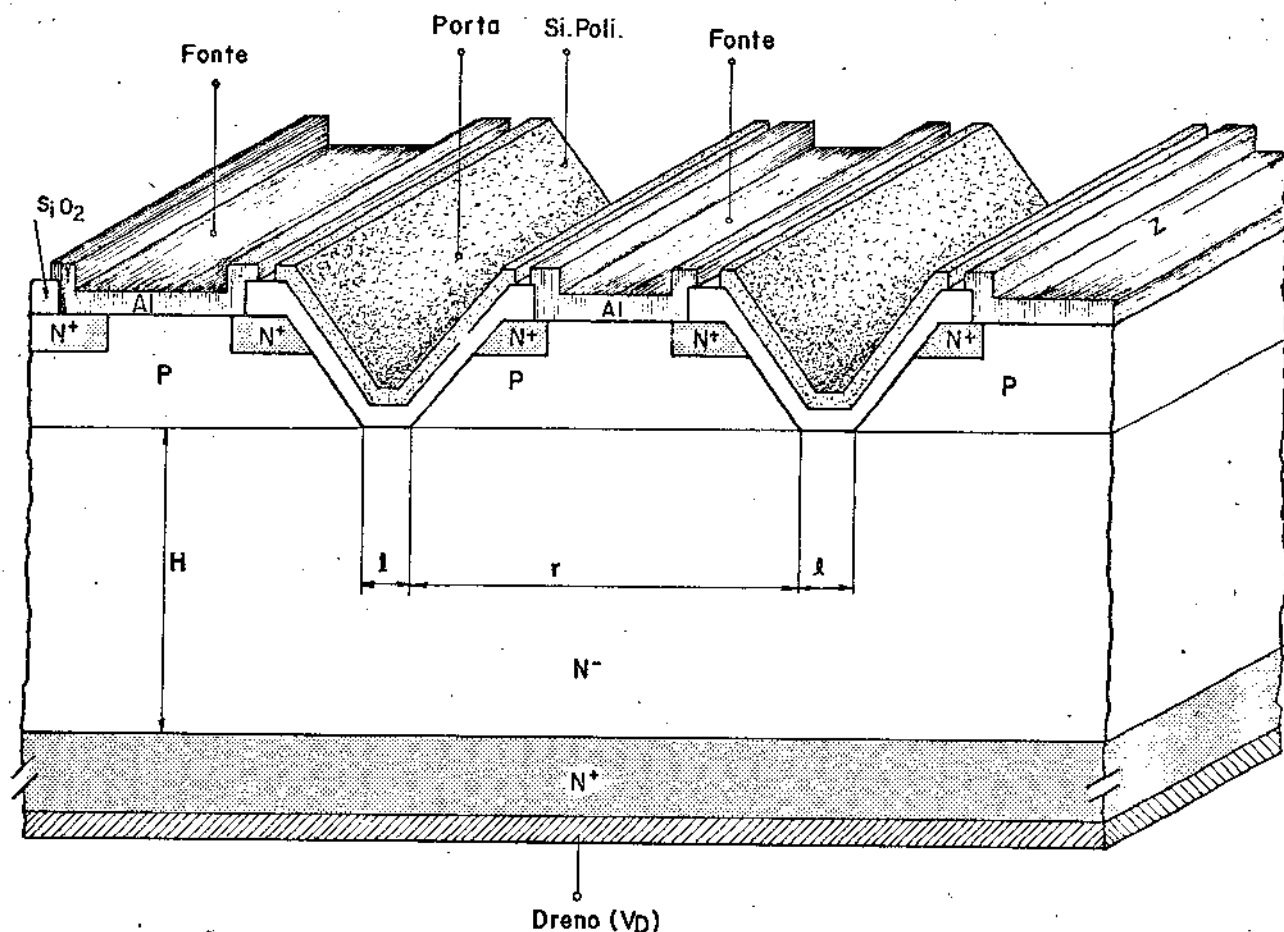


Figura 3.45 - Estrutura de um transistor U-MOS, com canais paralelos.

Na figura 3.46 são apresentadas as curvas da condutância, σ_{ons} , em função da tensão de ruptura, V_{DBR} , para transistores otimizados e não otimizados, cujas células elementares são faixas paralelas (F.P). A curva a é referente aos transistores não otimizados cujos parâmetros apresentam os seguintes valores: $r = 30\mu\text{m}$, $L = 1\mu\text{m}$ e $l = 3\mu\text{m}$. As curvas b e c são referentes aos transistores otimizados caracterizados pelos parâmetros: $r = 30\mu\text{m}$, $x_j = 5\mu\text{m}$, $l = l_{\text{ot.}}$, sem camada implantada (curva b) e com camada implantada (curva c).

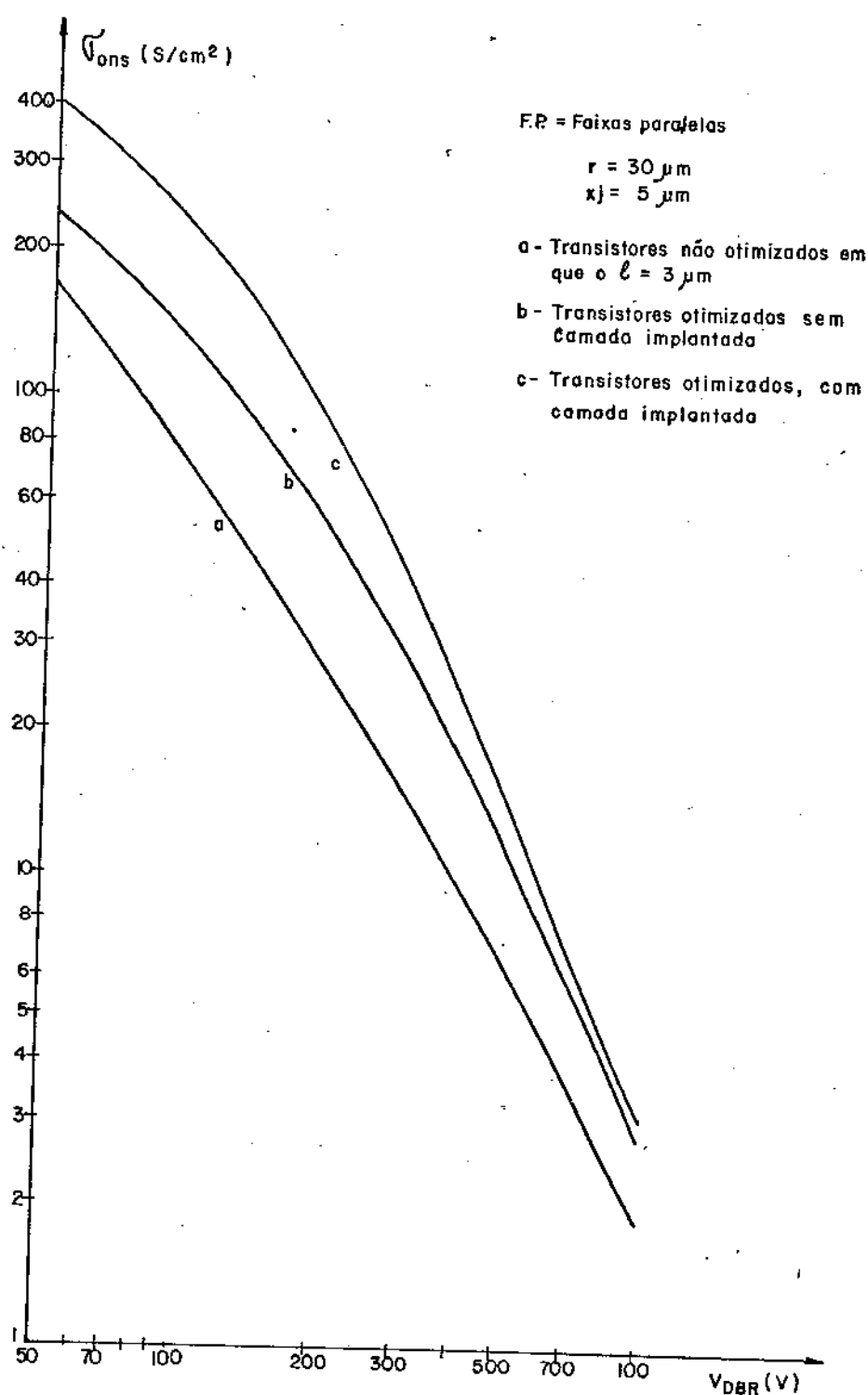


Figura 3.46 - Comparação entre transistores otimizados (curvas b e c) e não otimizados (curva a).

Essas curvas têm por objetivos fundamental comparar os transistores cujos projetos são otimizados segundo o modelo aqui proposto, com os transistores aparentemente "bem" projetados pois apresentam grande compactação, veja figura 3.37, devido ao fato de ser muito pequeno o valor do espaçamento intercelular, λ , ($3\mu\text{m}$, neste caso). Como se pode observar neste exemplo, as discrepâncias são grandes, podendo as condutâncias dos transistores otimizados apresentar, para as mesmas tensões de ruptura, o dobro dos valores das condutâncias dos transistores não otimizados.

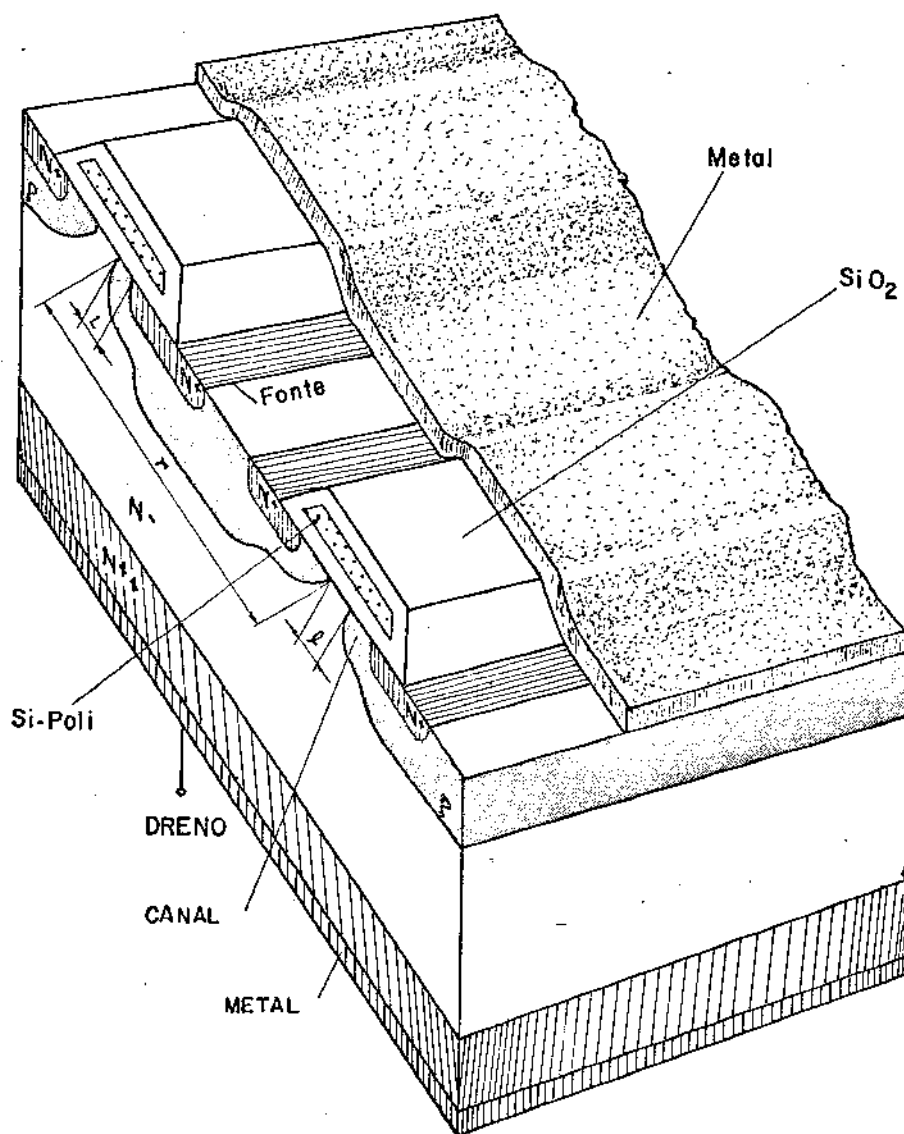


Figura 3.47 - TEC-MOS de potência não otimizado, com células elementares em forma de faixas paralelas (F.P).

Um outro fator, também muito importante, é a resposta de frequência, que é superior nos transistores otimizados. Estes últimos, além de apresentarem uma baixa resistência de condução, apresentam também uma capacitância muito menor, porque o espaçamento intercelular otimizado, $\ell_{ot.}$, é muito maior que $3\mu m$, como se pode constatar pelas curvas $\ell_{ot.} \times V_{DBR}$ já mostradas nas figuras 3.40 e 3.42. Os valores de σ_{ons} para os transistores não otimizados foram obtidos a partir da equação 3.170 onde o segundo termo do segundo membro foi substituído por $L/(\mu_{nch} \cdot Cox \cdot V_{PF}^*)$ com $L = 1\mu m$, $\mu_{nch} = 500 \frac{cm^2}{V.s.}$, $Cox. = 3,5 \times 10^{-8} \frac{F}{cm^2}$ e $V_{PF}^* = 10V$. Além disso considerou-se: $r = 30\mu m$, $x_j = 5\mu m$ e $\ell = 3\mu m$, nos outros termos daquela equação.

Conclusão

Este capítulo foi consagrado à modelagem da resistência do estado de condução plena do transistor MOS de potência de estrutura não coplanar; trata, também, da otimização desses transistores, levando-se em conta a sua forma geométrica.

O primeiro parágrafo trata da obtenção da equação da resistência da região de acumulação-desfocalização, também chamada "resistência de acesso". Nesse modelo, considerou-se essa região formada de elementos distribuídos a partir dos quais, estabeleceram-se as equações diferenciais entre a corrente e tensão.

O segundo parágrafo trata da resistência do canal, cuja equação básica foi obtida no capítulo II e onde se consideraram os efeitos dos campos elétricos longitudinal e transversal sobre a mobilidade dos portadores no canal.

O parágrafo terceiro foi dedicado à modelagem da resistência de corpo do transistor. Para se chegar à equação dessa resistência, foram feitas algumas hipóteses simplificadoras perfeitamente cabíveis, principalmente para faixas paralelas.

A influência da forma geométrica das células elementares sobre a resistência de condução, é tratada no quarto parágrafo, onde foram consideradas as principais formas geométricas. Com o objetivo de caracterizar a eficiência da cada célula elementar, foi definido um fator de forma que relaciona o perímetro útil dessa célula com a sua área.

A dependência da resistência de condução com a tensão de ruptura da junção do dreno, foi objeto do parágrafo quinto. Aqui também foram feitas algumas hipóteses simplificadoras, onde desprezou-se o efeito de curvatura nas junções, graças à influência do metal de porta que minimiza esse efeito. Expressões empíricas foram adotadas para que se pudesse relacionar, de forma mais simples, tanto a concentração de impurezas com a tensão de ruptura do silício, como também a mobilidade dos portadores na região de deriva com a tensão de ruptura. Ainda nesse parágrafo, estabeleceram-se as condições de otimização tanto da espessura da camada epitaxial em função da tensão de ruptura que essa camada deve suportar, como também do comprimento mínimo que o canal do transistor deve apresentar para que não ocorra a perfuração total ("punch through") quando a tensão do dreno se avizinha da tensão de ruptura da junção do dreno. Finalmente, com o englobamento de todos esses efeitos, chegou-se à expressão completa do nosso modelo, relacionando a resistência com a tensão de ruptura e com os parâmetros geométricos da estrutura do transistor. Adaptou-se essa expressão para o caso de uma estrutura com camada implantada no espaço compreendido entre as células elementares.

A influência do metal da porta sobre a tensão de ruptura dos transistores MOS cuja estrutura não é coplanar, foi tratada no parágrafo sexto.

No sétimo parágrafo, estabeleceram-se as diretrizes de otimização do transistor MOS de potência de estrutura não coplanar, baseando-se na equação geral do modelo. Ainda nesse parágrafo, foi apresentada uma análise qualitativa do comportamento dos termos que compõem a resistência de condução em função da distância intercelular, evidenciando a existência de uma distância ótima entre as células que dá o menor valor da resistência de condução.

Finalmente ficou estabelecido que para se otimizar um transistor basta fa-

zer uso da equação 3.170, tendo escolhido previamente os três elementos fundamentais seguintes:

- o processo de fabricação,
- a tensão de ruptura que o transistor deve suportar,
- a forma geométrica das células elementares desse transistor.

O parágrafo oitavo foi dedicado aos resultados da simulação. Procurou se a apresentar tais resultados em gráficos que evidenciassem as características principais de forma a mais clara possível.

CAPÍTULO IV

CONCLUSÃO GERAL E RECOMENDAÇÕES

4.1. Conclusão Geral

O nosso trabalho foi dividido em três capítulos. No primeiro, apresentamos uma síntese das principais estruturas do TEC-MOS de potência, mostrando as várias etapas evolutivas. Descrevemos as estruturas e as características fundamentais desses transistores. Ficou evidenciada a importância das técnicas D-MOS e U-MOS, como também, do processo de silício policristalino na realização dos TEC-MOS de potência com a finalidade de otimizar as suas características.

No segundo capítulo apresentamos, na primeira parte, o comportamento elétrico do canal (onde o efeito das componentes longitudinal e transversal do campo elétrico sobre a mobilidade, foi levado em conta), culminando com a equação da corrente do dreno em função dos parâmetros elétricos e geométricos do transistor. Finalmente, determinamos a resistência do canal, R_{ch} , na região ôhmica do transistor.

Uma parte do capítulo terceiro foi dedicada ao estudo da modelagem da resistência de condução do transistor MOS de potência e à otimização da estrutura desses transistores com vistas a obter o maior valor possível para a condutância por unidade de área, σ_{ons} . A outra parte daquele capítulo foi consagrada à apresentação dos resultados da simulação do modelo proposto. Esses resultados foram apresentados em gráficos que permitissem evidenciar as características mais importantes, facilitando, assim, as conclusões sobre as vantagens e desvantagens de cada uma das várias formas geométricas de transistores MOS de potência.

Para cada valor da tensão de ruptura do dreno, V_{DBR} , usou-se a condutância otimizada por unidade de área, σ_{ons} , como critério de comparação entre transistores.

Foi apresentada a posição dos componentes de alguns fabricantes em relação às estruturas otimizadas. Verificou-se uma maior discrepância em baixas tensões, que vai desaparecendo à medida que a tensão aumenta. Atribuímos isso, em parte, à não otimização das estruturas. Em altas tensões melhora a concordância entre os valores dos componentes e os otimizados. Isso é devido ao fato de que à medida que a tensão de ruptura aumenta, as curvas $R_{ons} \times l$ se tornaram menos agudas. Isto significa que existe uma ampla gama de valores de l para os quais os correspondentes R_{ons} são aproximadamente iguais ao $R_{ons \text{ min.}}$ e, é por isso que as condutâncias desses componentes "coincidem" com as das estruturas otimizadas.

As formas geométricas dos transistores comparados foram os seguintes: faixas paralelas (F.P.), faixas sinuosas (F.S.), quadrados alinhados (Q.A.), hexágonos encaixáveis (H.E.) e triângulos equiláteros (T.E.). As principais características que extraímos estão sintetizadas abaixo:

a- Esses resultados mostram que a resistência de condução passa por um mínimo, (ou seja, a condutância passa por um máximo) para cada valor da tensão de ruptura, V_{DBR} , quando se faz o espaçamento entre células variar, tomando valores crescentes a partir de zero.

b- Ao máximo da condutância corresponde um espaçamento ótimo, l_{ot} , entre as células elementares.

c- Os valores de σ_{ons} e os dos correspondentes l_{ot} dependem da forma geométrica das células elementares que formam o transistor.

d- Quanto maior o fator de forma, maior será a condutância σ_{ons} . Essa dependência, contudo é mais acentuada em baixas tensões de ruptura dos que em altas tensões onde a forma geométrica não é um fator tão importante. Essa conclusão permite responder a uma questão (que normalmente fazemos a nós mesmos quando constatamos, após uma consulta bibliográfica referente aos transistores MOS de potência, a existência de transistores com as mais variadas formas geométricas) que é: "qual a geometria que permite obter o maior valor de condutância por unidade de área"? Como o maior fator de forma pertence aos triângulos equiláteros, então, em baixas tensões a melhor geometria é esta, porém, em altas tensões a forma geométrica tem pouco efeito.

e- Os transistores com células elementares em forma de triângulos equiláteros (os TRIMOS) apresentam o mínimo minimorum dos valores da resistência de condução, dentre todas as formas geométricas; contudo são os mais sensíveis às variações do espaçamento intercelular, l . As faixas paralelas e as faixas sinuosas são as menos sensíveis às variações de l , porém apresentam condutâncias inferiores às dos triângulos equiláteros.

f- Uma fina camada implantada no espaço compreendido entre as células elementares, exerce um efeito benéfico (aumenta a condutância), principalmente na faixa de baixas tensões de ruptura; já para transistores com tensões de ruptura bem altas, a influência dessa camada é desprezível.

g- Quanto menor x_j , (nas estruturas U-MOS, x_j pode ser igual a zero) maior será a condutância. A influência de x_j é mais forte em estruturas com alto fator de forma (TRIMOS e HEXFET) na faixa de baixas tensões; no entanto, é desprezível em altas tensões, seja qual for a forma geométrica.

h- A influência do parâmetro r é tal que: quando r diminui, a condutância aumenta. Aqui também, esse efeito é mais acentuado em baixas tensões, porém diminui à medida que a tensão de ruptura aumenta.

i- O espaçamento, l_{ot} , entre as células elementares que dá a menor resistência de condução, é maior nas estruturas com I/I e nas U-MOS. Apesar do espaçamento ser maior (o que significa um número menor de células elementares por unidade de área) a condutância é maior nessas estruturas do que nas outras.

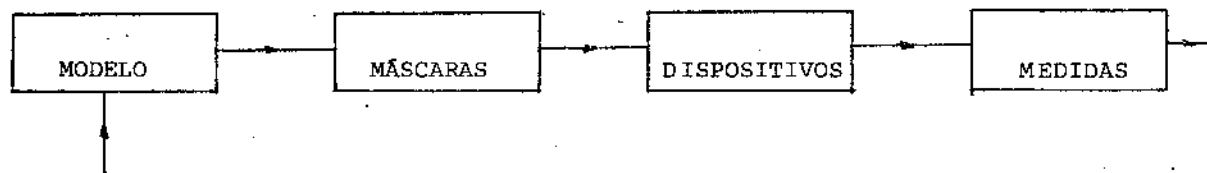
j- A expressão de R_{ons} pode ser simplificada quando se trata de estruturas de altas tensões de ruptura ($>500V$). Nesses casos, os termos R_a e R_{ch} são desprezíveis em relação a R_N .

l- Podemos também afirmar (apesar de parecer meio paradoxal) que uma grande densidade de integração (ou seja um número grande de células elementares por unidade de área) não corresponde a uma alta condutância por unidade de área; σ_{ons} .

Concluindo, podemos dizer que o nosso objetivo foi alcançado, qual seja, foi possível modelar a resistência de condução obtendo-se uma expressão relacionando os parâmetros elétricos e geométricos do transistor. Esta equação permitiu obter âbacos para projetar e otimizar transistores MOS de potência.

4.2 Recomendações

Apresentamos como primeira recomendação, a construção de protótipos, para teste do modelo aqui proposto. As máscaras serão dimensionadas a partir do modelo. Para contornar os problemas de imperfeições das lâminas, é recomendável que os transistores testes, a serem construídos, tenham área bem pequena. Caso contrário, os defeitos estruturais do substrato reduzirão a tensão de ruptura. Os resultados das medidas feitas nesses protótipos serão comparados com os do modelo. Poderemos, então, indicar o seguinte procedimento para testar o modelo:



Para baixas tensões de ruptura, recomenda-se como formas geométricas, pela ordem, decrescente do fator de forma: triangulares, hexagonais e quadradas.

Para altas tensões (>500V), recomendam-se as faixas paralelas, graças à ausência de cantos e à simplicidade das máscaras. As outras formas geométricas (triângulos, hexágonos e quadrados) apresentam cantos, então existirão os efeitos de concentração de campos nessas regiões. Isso tenderia a reduzir a tensão de ruptura dos transistores com tais geometrias. Relembramos, ainda, que, em altas tensões, a forma geométrica tem efeito desprezível sobre a condutância otimizada.

É recomendável uma fina camada dopada, por I/I, na região de acumulação, para transistores com baixas tensões de ruptura.

Ainda na faixa de baixas tensões, pode-se conseguir altos valores de σ_{ons} em transistores, cujas formas sejam as faixas paralelas e os quadrados alinhados, desde que sejam construídos em estrutura U-MOS. Para suavizar as bordas do fundo das canaletas, pode-se fazer uso da oxidação seletiva. Nessas estruturas, os maiores problemas residem no domínio da técnica U-MOS e no controle do processo de difusão, para permitir um bom ajuste entre as profundidades das canaletas em U e a profundidade da difusão da região do canal.

Recomenda-se, também, adotar os menores valores possíveis para x_j e r . Como a fonte é curto-circuitada com a região do canal, figura 4.1, a largura mínima de r será 3δ , onde δ é a menor janela que se pode abrir com um determinado processo fotolitográfico.

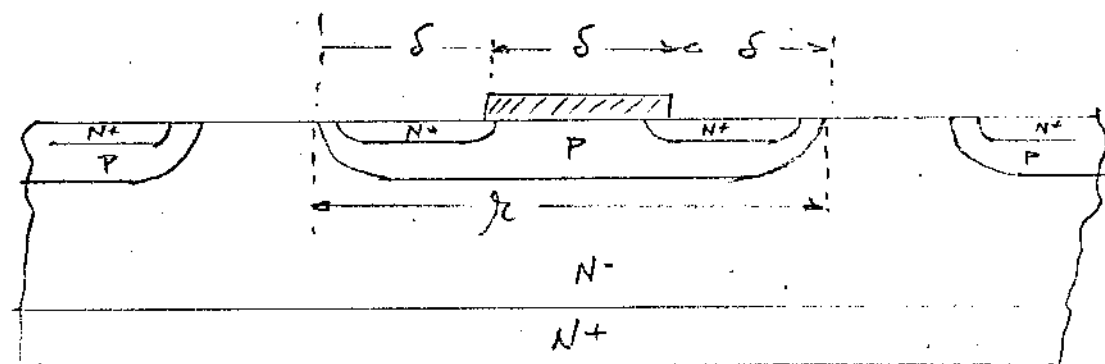


Figura 4.1 - Estrutura de um TEC-MOS mostrando o curto circuito entre a fonte (N^+) e a região do canal (P).

No caso de faixas paralelas é possível adotar o chamado contato remoto, como ilustram as fotos da figura 3, nesse caso r pode ser menor que 3δ . Porém não existe ainda um estudo para otimização dessas estruturas, pois, para uma determinada largura r , existirá um comprimento ótimo do "dedos" interdigitados. No caso das outras formas geométricas existe, também, a possibilidade de adotar um contato compartilhado entre grupos de células, ao invés dos contatos individuais, como ilustra a figura 4.2 para os quadrados.

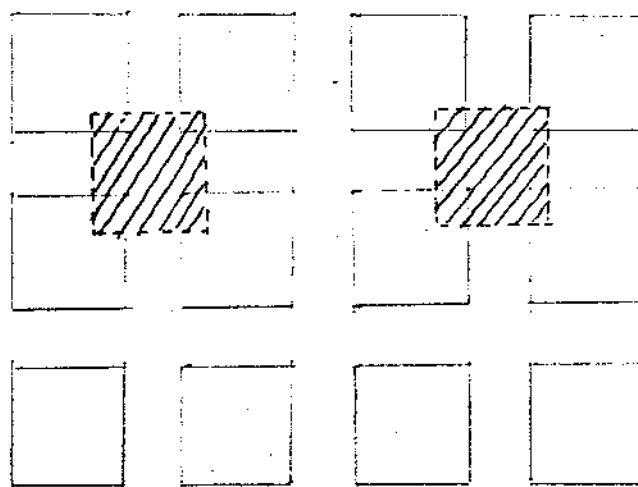


Figura 4.2 - Ilustração do contato compartilhado

Recomendamos como continuação desse trabalho, a otimização do comprimento dos dedos interdigitados nas faixas paralelas de contato remoto; como também, a otimização do contrato compartilhado em estruturas cujas células são triangulares, hexagonais e quadradas.

Será necessário um estudo da influência da fina camada dopada na região de acumulação sobre a tensão de ruptura.

Recomenda-se também a introdução de um fator de forma de volume para as estruturas quadradas, hexagonais e triangulares em altas tensões.

Finalmente, recomenda-se um estudo da influência, sobre a tensão de ruptura (V_{DBR}), do metal da porta, associado à influência, de maior ou menor distância entre células, e aos efeitos dos cantos dessas células, que podem ser quadrados, hexagonais e triangulares.

APÊNDICE A

DEPENDÊNCIA, COM A TEMPERATURA, DA RESISTÊNCIA DE CONDUÇÃO, R_{on} , DO TEC-MOS DE POTÊNCIA

Mostraremos, a seguir o comportamento em temperatura da resistência de condução, R_{on} , do TEC-MOS de potência [34].

Para x_j pequeno, a expressão 3-86 se reduz à:

$$R_{on} = \lambda^* \mu_o^{-1} + \gamma^* \mu^{-1} \quad A-1$$

Onde μ_o é a mobilidade dos portadores na camada de inversão do canal, na condição de campo elétrico fraco; μ , a mobilidade dos portadores no volume (na região N^- do dreno).

Para transistores de baixas tensões de ruptura (<200V), o primeiro termo da relação (A-1), ou seja, a resistência do canal, é preponderante; acima de 200V, caso dos transistores de altas tensões, é o segundo termo o mais importante. Considerando:

1- que λ^* seja independente da temperatura [26] e, além disso,

2- sabe-se que, qualquer que seja o tipo de portador, na faixa de temperatura compreendida entre 200°K e 400°K, a mobilidade da na camada de inversão, μ_o , segue uma lei do tipo $T^{-1,5}$ [35,36,37] (figura 1-a)

3- a mobilidade de volume μ segue uma lei do tipo $T^{-2,5}$ [38] (figura 1-b), ou seja:

$$\frac{\mu_o(T)}{\mu_o(T_o)} = \left[\frac{T}{T_o} \right]^{-1,5} \quad A-2$$

$$\frac{\mu(T)}{\mu(T_o)} = \left[\frac{T}{T_o} \right]^{-2,5} \quad A-3$$

Onde T_o é uma temperatura de referência e T a temperatura do cristal. Chamando de $R_{on}(T_o)$ a resistência a temperatura de referência, poderemos escrever as expressões de $R_{on}(T)$ no entorno de T_o , para os casos de baixas e altas tensões:

$$R_{on}(T)_{B.T} = R_{on}(T_o) \cdot \left[\frac{T}{T_o} \right]^{-1,5} \quad A-4$$

$$R_{on}(T)_{H.T} = R_{on}(T_o) \cdot \left[\frac{T}{T_o} \right]^{-2,5} \quad A-5$$

Para variações da temperatura do cristal, $T-T_0$, inferiores a 30% da temperatura de referência T_0 , podemos desenvolver em série as expressões acima e tomar os primeiros termos. Isso nos permite escrever que [34] :

$$R_{on}(T) = R_{on}(T_0) \left[1 + \alpha \frac{T-T_0}{T_0} \right] \quad .A$$

com α igual a 1,5 para $V_{DBR} < 200V$ e 2,5 para $V_{DBR} > 200V$.

ESTUDO EXPERIMENTAL

"As medidas mencionadas aqui foram realizadas no LAAS - TOULOUSE/FRANÇA"

As estruturas utilizadas experimentalmente constituem uma amostragem dos principais transistores MOS de potência existentes atualmente:

i- D-MOS com canal horizontal, cujas células elementares não quadrados (T-MOS) ou hexágonos (HEXFET),

ii- TEC-MOS cujo canal se situa nas paredes laterais de canaletas em V (V-MOS) em U (U-MOS). A faixa de tensão V_{DBR} se situa entre 60V e 1000V, cobrindo as duas categorias: baixas e altas tensões. Na figura 2a é apresentado o resultado da medida de R_{on} em função de temperatura do cristal, para transistores de baixas tensões e, em 2b, para transistores de altas tensões.

Esses resultados mostram que o modelo matemático proposto (A-6) permite descrever com boa precisão o comportamento experimental para as duas categorias citadas.

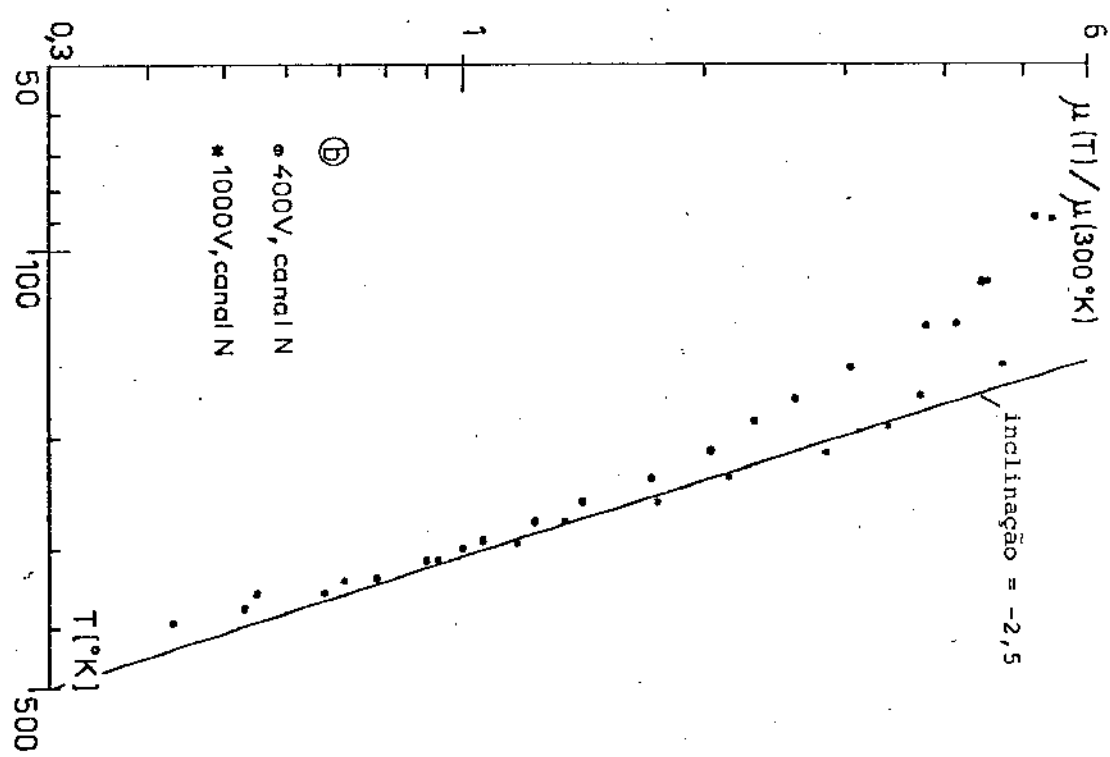
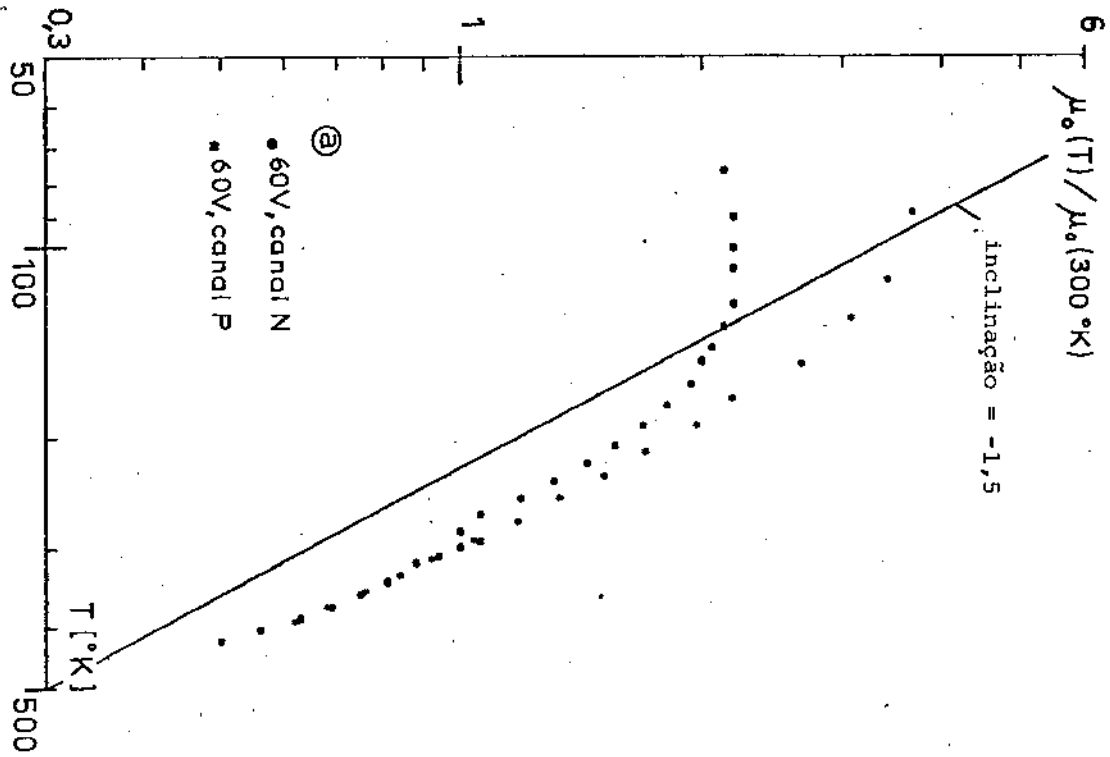


FIGURA 1

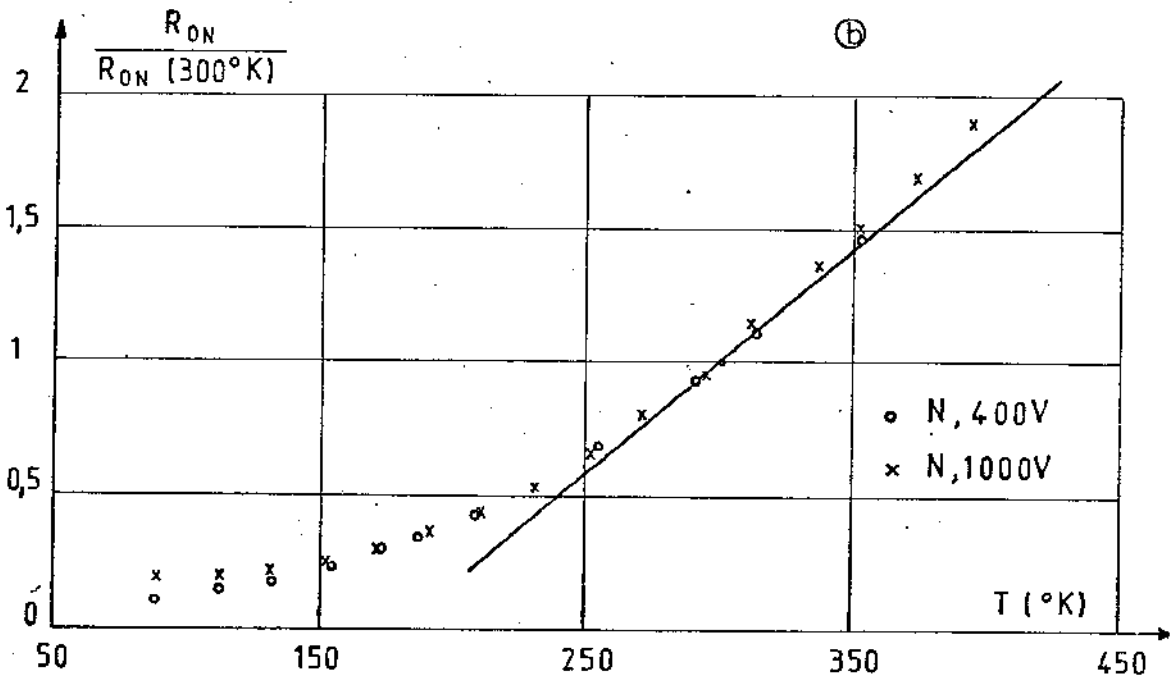
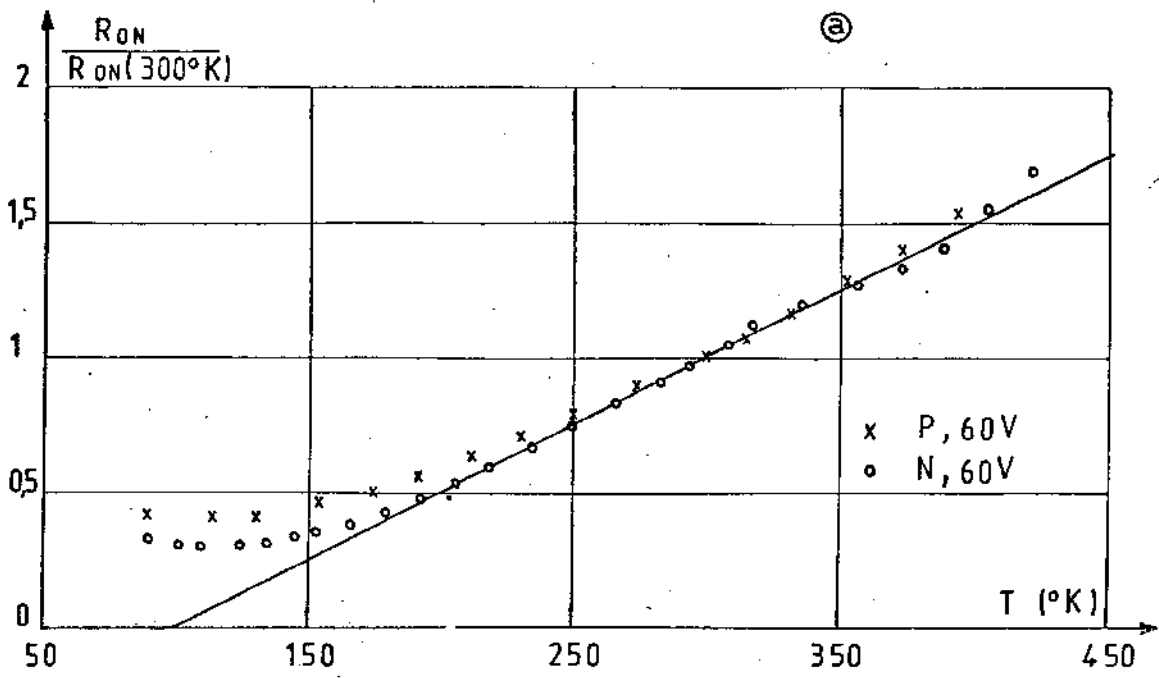


FIGURA 2

B I B L I O G R A F I A

1. H.C.H. PAO
"Theoretical and experimental investigations of Metal-Oxide-Semiconductor Transistor"
Ph.D. Thesis - University of Illinois - 1966
2. C.HU
"A parametric study of power MOSFETS"
Conf. Record Power Electronics Specialists Conference; San Diego, 1979
3. D.K. HARTMAN - R.E. SMITH
"Present status and trends in power semiconductors"
3^a Oficina Brasileira de Microeletrônica - L.E.D./UNICAMP - julho de 1981
4. P. ROSSEL, H. TRANDUC, M. GAMBOA, T. PHANPHAM
"Limitation fondamentale dans les transistors M.O.S. de puissance; le compromis entre la resistance a l'état passant R_{on} et la tension de claquage V_{DBR} " - 3^a Oficina Brasileira de Microeletrônica - L.E.D./UNICAMP - julho de 1981
5. H. MARTINOT, P. ROSSEL
"Power MOS Transistors" - documento LAAS, 1978
6. G. GUEGAN
"Contribution a l'étude des proprietes dynamiques du transistor Metal-Oxide-Semiconducteur a canal vertical (V-MOS)" - Thèse de Docteur Ingenieur, Université Paul Sabatier, Toulouse, 19 Oct. 1971
7. R.D. JOSEPY
"MOS Transistor for power amplification in the H.F. Band" - Philips Technical Review, Vol. 31, Nº 7/8/9, 1970, p. 251-258
8. I. YOSHIDA, T. MASUHARA, M. KUBO, T. TOKUYAMA
"Device design of an Ion Implanted high voltage MOSFET" - Proceedings of the 6th Conference on Solid State Devices, Tokyo, 1974
9. T. OKABE, I. YOSHIDA, S. OCHI, M. NAGATA
"A complementary pair of high-power MOSFET'S" - IEDM Washington 1977 - p.416-419
10. Y. MORITA, H. TAKAHASHI, H. MATAYOSHI, M. FUKUTA
"Si U.H.F. High-Power FET" - I.E.E.E. Transactions on Electron Devices, Ed. 21, Nº 11, 1974, p. 733-734
11. I. YOSHIDA, M. KUBO, S. OCHI
"A High Power MOSFET with a vertical drain electrode and a meshed gate structure"
I.E.E.E. Journal of Solid State Circuits, Vol. sc.11, Nº 4, 1976, p. 472-477

12. H.J. SIGG, G.D. VANDELIN, T.P. CAUGE, J. KOCSIS
"D-MOS Transistor for Microwave Applications" - I.E.E.E. Transactions on Electron Devices, Vol. ED, 19, Nº 1, January 1972, p. 45-53
13. "1000 - V power MOSFET aims at switchers" - Electronic Design - September 1, 1980
14. International Rectifier - HEXFET DATA BOOK - HDB-1
15. Documento do LAAS sobre TRIMOS de fabricação da RTC - Radiotechnique
16. T.M.S. HENG, H.C. NATHANSON
"Vertical M.O.S. transistor geometry for power amplification at gigahertz frequencies" - Electronics Letters 14th November 1974, Vol. 10, Nº 23, p. 490-492
17. B. FARZAN, C.A.T. SALAMA
"Depletion V-Groove MOS (V-MOS) power transistors" - Solid State Electron, Vol. 19, Feb. 1976, p. 297-306
18. C.A.T. SALAMA
"A new short channel MOSFET structure (U-MOST)" - Solid State Electron., Vol. 20, 1977, p. 1003-1010.
19. E. OXNER
"A new technology takes on H.F. power bipolars" - Microwave Systems News, Vol. 6, Nº 5, 1976, p. 107-110
20. V.A.K. TEMPLE, R.P. LOVE, P.V. GRAY
"A 600-Volt MOSFET designed for low on-resistance" - I.E.E.E. Transactions on Electron Devices, Vol. ED-27, Nº 2, Feb. 1980, p. 343-348
21. T. PHAN PHAN
"Le compromis entre la resistance à l'état passant et la tenue en tension dans les transistors MOS de puissance - application à la definition des regles de conception des structures V-DMOS" - Thèse de Docteur de 3^e Cycle - Université Paul Sabatier de Toulouse, 1982
22. P. ROSSEL
"Propriétés statiques et dynamiques du transistor à effet de champ à grille isolée" - Thèse de doctorat d'Etat - Université Paul Sabatier, Nº 529, 1973
23. R.S.C. COBOLD
"Theory and applications of Field-Effect Transistors" - John Wiley & Sons, 1970
24. H.K. IHANTOLA - J.L. MOLL
"Design theory of a surface field effect transistor" - Solid State Electronics - 1964, Vol. 7, p. 423

- 63
25. H. MARTINOT, P. ROSSEL, G. VASSILIEFF
 "Comportement des transistors MOS en régime non saturé" - Colloque Int. de Micro
 électronique Avancée, Ed. Chiron Paris - 1970, T.1 - p. 128-137
 26. G. VASSILIEFF
 "Modèle du transistor M.O.S. - influence des variations de la mobilité des por-
 teurs" - Thèse de Docteur de 3^e Cycle - Université Paul Sabatier de Toulouse -
 1971
 27. "MAACSIM - Méthodes Automatiques d'Acquisition des Caractéristiques Statiques et
 d'Identification des Paramètres des Transistors Métal-Oxyde-Semiconducteur" - No
 te Technique LAAS N° 80-I-21, Septembre 1980
 28. E. DURAND
 "Électrostatique. Tome II - Problemes Généraux Conducteurs" - Masson et ^{ie}
 Editeurs - 1966
 29. P.M. HALL
 "Calculations for thin film patterns" - Bell Telephone Laboratories, Inc. Allen-
 town, Pa (U.S.A.), August 24, 1967
 30. S.M.S.ZE
 "Physics of semiconductor devices" - John Wiley & Sons - 1969
 31. M.D. POCHA, J.D. PLUMMER, J.D. MEINDL
 "Tradeoff between threshold voltage and breakdown in high-voltage Double-diffused
 MOS transistors" - I.E.E.E. Transactions on Devices, Vol. ED-21, N° 21, November
 1978
 32. A.S. GROVE, D.J. FITZGERALD
 "Surface effects on p-n junctions: characteristics of surface space-charge re-
 gions under nonequilibrium conditions" - Solid State Electron., 9, 783 - 1966
 33. P. ROSSEL, H. TRANDUC
 "État de l'art et evolution des dispositifs semiconducteurs de puissance - 1^{ère}
 partie: Le Transistor MOS de Puissance" - Documento LAAS - 1981
 34. H. TRANDUC, T. PHAN PHAM, W. BUENO DE MORAES, P. ROSSEL
 "Evolution en temperature de la resistance a l'état passant des Transistors MOS
 de Puissance" - à aparacer.
 35. H.C. de GRAAF et J.A.V. NIELEN
 Electron. Lett., 3, 1967, p. 195
 36. A.R. OWEN et M.A. PERRY
 Electron. Lett., 2, 1966, p. 309

64

37. R.S.C. COBBOLD,
Electron. Lett., 2, 1966, p. 190

38. S.M. SZE
Physics of Semiconductor Devices, Wiley, p. 29