

MEDIDAS ELÉTRICAS EM DISPOSITIVOS  
SEMICONdutoRES

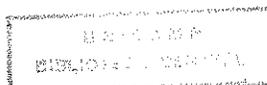
9-

Luiz Carlos Kretly

26/79

Orientador: Carlos Ignácio Zamitti Mammana

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS  
FACULDADE DE ENGENHARIA DE CAMPINAS  
DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA ELÉTRICA/ELETRÔNICA (FEE)  
LABORATÓRIOS DE ELETRÔNICA E DISPOSITIVOS ( LED )  
DEZEMBRO DE 1978



---

Ofereço este trabalho aos meus pais João e Otília,  
à Sandra Maria e ao futuro filho Pedro ou Ana  
Catarina.

Agradecimentos

Ao Prof. Dr. Carlos I.Z. Mammana pela orientação, participação e crítica dos trabalhos.

À Profa. Dra. Alaíde P. Mammana pelas críticas e sugestões.

A todos os pesquisadores do LED que direta ou indiretamente participaram deste trabalho.

À Niura Augusta Infanti pelo seu trabalho datilográfico eficiente e minucioso.

À Maria Auxiliadora Mazotini pela execução caprichosa dos desenhos.

A todos os funcionários da Faculdade de Engenharia e do LED.

Este trabalho contou com o apoio financeiro da TELECOMUNICAÇÕES BRASILEIRAS S/A., TELEBRÁS, através do Contrato UNICAMP/TELEBRÁS 143/76.

## RESUMO

Para se avaliar o comportamento de dispositivos semicondutores, bem como controlar os parâmetros dos processos de fabricação, é necessário identificar os processos e mecanismos de transporte eletrônico que ocorrem no mesmo. Essa identificação é feita através da medida de grandezas elétricas convenientes. Essas medidas são estabelecidas em função de modelos matemáticos propostos para o comportamento do dispositivo.

O presente trabalho objetiva o estabelecimento de um primeiro conjunto de técnicas de medições elétricas que permitam caracterizar dispositivos eletrônicos semicondutores, com a finalidade de estabelecer os processos padrões de medição das características dos componentes fabricados no LED.

A primeira parte deste consta de uma resenha de métodos de medição de resistividade de semicondutores, bem como dos modelos e fatores de correção para diversas geometrias e condições das amostras; o método das quatro pontas e o método de van der Pauw são extensivamente analisados.

No capítulo 2 se apresenta uma resenha dos modelos, para os principais processos elétricos dos dispositivos semicondutores e se discutem métodos de medidas que permitem caracterizá-los.

Para essas caracterizações são discutidas principalmente medidas do comportamento das variáveis terminais do dispositivo tendo como parâmetros a temperatura e/ou a radiação luminosa. Uma grande quantidade de informações a respeito do dispositivo é a obtida através de um conjunto de medidas convenientes, compostos pelas seguintes características:

$I \times V$ ,  $\log(I) \times V$ ,  $\partial I / \partial V \times V$ ,  $\log(\partial I / \partial V) \times V$ ,  $C \times V$ ,  $1/C^m \times V$ , como função da temperatura e/ou radiação luminosa incidente.

Estão descritos neste trabalho (capítulo 2) os modelos matemáticos mais significativos dos dispositivos eletrônicos, com o objetivo de exemplificar algumas das diversas técnicas e circuitos de instrumentação desenvolvidos para obter as medidas acima.

O capítulo 3 descreve os circuitos desenvolvidos para se obter as principais medidas elétricas e apresenta os resultados experimentais obtidos com tal instrumental. A conveniência ou não da utilização de algumas técnicas é, também, discutida, bem como sugestões para o futuro aperfeiçoamento daquelas que se apresentaram mais promissoras.

O apêndice contém dados referentes ao capítulo 1 e informações sobre equipamentos cuja importância no desenvolvimento do trabalho exige uma referência direta.

# INDICE

## CAPÍTULO 1 - MEDIDAS DE RESISTIVIDADE

1 - Medidas de Resistividade	1.1
1.1 - Introdução	1.2
1.2 - Métodos	1.2
1.2.1 - Método Direto	1.2
1.2.2 - Método das Duas Pontas	1.3
1.2.3 - Método das Três Pontas	1.5
1.2.4 - Método das Quatro Pontas	1.7
1.2.4.1 - Introdução	1.7
1.2.4.2 - Modelo	1.7
1.2.4.3 - Generalização	1.10
1.2.4.4 - Resistividade de um Meio não Homogêneo	1.14
Condições de Contorno	1.16
Solução da Equação do Potencial	1.20
1.2.4.5 - Aplicação do Resultado ao Arranjo das Quatro Pontas	1.21
1.2.4.6 - O Método da Superposição	1.24
1.2.4.7 - O Método da Superposição das Quatro Pontas para Amostras de Dimensões Semi-Infinitas	1.28
1.2.4.8 - Aplicação dos Métodos de Superposição e Quatro Pontas a Amostras de Dimensões Finitas	1.30

- 1.2.4.9 - Geometrias Diversas e os Corresponden-  
tes Fatores de Correção, F 1.31
- A. Amostra Limitada por Superfícies  
não Conductoras, de Espessura  $t$ , cu-  
jas demais Dimensões são muito maio-  
res que a Distância  $e$  entre as Pon-  
tas. 1.31
- B. Amostra de Espessura  $t$ , com as de-  
mais Dimensões muito maiores que as  
Distâncias  $e$  entre as Pontas, Limi-  
tada por uma Superfície Condutora. 1.35
- C. Pontas de Prova sobre uma Amostra  
de Grandes Dimensões, Próximas e  
Alinhadas Perpendicularmente à uma  
Frenteira não Condutora. 1.37
- D. Pontas de Prova sobre uma Amostra  
de Grandes Dimensões, Próximas e  
Alinhadas Paralelamente à uma Fron-  
teira não Condutora. 1.38
- E. Pontas de Prova, sobre uma Amostra  
de Grandes Dimensões, Próximas e  
Alinhadas Perpendicularmente a uma  
Frenteira Condutora. 1.40
- F. Pontas de Prova, sobre uma Amostra  
de Grandes Dimensões, Próximas e  
Alinhadas Paralelamente a uma Fron-  
teira Condutora. 1.40
- G. Amostra Semi-Infinita, de Espessura  
 $t$ , com as Quatro Pontas Equidistan-  
do  $l$  da Borda Lateral. 1.42
- H. Amostra Semi-Infinita, de Espessura  
 $t$ , com uma Borda Lateral, em Rela-  
ção à qual estão Alinhadas Perpendi-  
cularmente as Quatro Pontas. 1.43

I. Amostra de Espessura $t$ , Limitada em Duas Direções com Duas Bordas Perpendiculares, e tendo as Pontas Montadas na Diagonal.	1.45
J. Amostra Retangular de Espessura Desprezível em Relação à Distância entre as Pontas (as Fronteiras são não Condutoras).	1.46
K. Amostra Circular de Espessura Desprezível com relação à Distância entre as Pontas.	1.53
L. Arranjo das Quatro Pontas nos Vértices de um Quadrado. Amostra de Dimensões Semi-Infinitas.	1.54
M. Arranjo de Quatro Pontas nos Vértices de um Quadrado. Amostra Semi-Infinita de Espessura $t$ .	1.55
N. Arranjo das Quatro Pontas nos Vértices de um Retângulo. Amostra Semi-Infinita.	1.56
O. Arranjo das Quatro Pontas no Vértice de um Retângulo. Amostra Semi-Infinita de Espessura $t$ .	1.57
1.3.1 - O Método "Sobre-Sob"	1.58
1.3.2 - O Método "Delta"	1.59
1.3.3 - O Método de Van der Pauw	1.62
1.3.3.1 - Avaliação dos Erros no Método de Van der Pauw.	1.68

## CAPÍTULO 2 - MEDIDAS ELÉTRICAS

2 - Medidas Elétricas	2.1
2.1 - Junções PN - Modelos e Características Corrente-Tensão	2.2
2.1.1 - Modelos	2.2
2.1.2 - Outros Mecanismos de Transporte de Corrente	2.9
2.1.3 - Junções com Altas Dopagens - Tunelamento	2.11
2.1.4 - Comportamento de Junções PN sob Iluminação - Fotocorrente	2.18
2.2 - Heterojunções: Modelos e Características Corrente-Tensão	2.21
2.3 - Junção Metal-Semicondutor Barreiras Schottky e Contatos Ôhmicos	2.27
2.3.1 - Emissão Termiônica	2.28
2.3.2 - Emissão Termiônica e de Campo	2.30
2.3.3 - Emissão por Campo	2.33
2.3.4 - Contatos Ôhmicos	2.34
2.3.5 - Determinação da Altura da Barreira Schottky	2.36
2.4 - Instrumentação - Obtenção das Características $I \times V$ , $\log I \times V$ , $\log(\partial I / \partial V) \times V$	2.40
2.4.1 - Medida $I \times V$ - Estática	2.40
2.4.2 - Medida $(\partial I / \partial V) \times V$ - Dinâmica	2.44
2.4.3 - Medida $\log(I) \times V$ e $\log(\partial I / \partial V) \times V$	2.47
2.4.3.1 - Amplificador Logarítmico	2.47
2.4.3.2 - Considerações Básicas	2.47
2.4.3.3 - O Amplificador Logarítmico - Projeto	2.51
2.4.3.4 - Montagens Utilizando-se o Amplificador Logarítmico de Corrente	2.53
2.4.4 - Medida da Resistência Série $R_s$	2.56
2.4.4.1 - Modelo	2.56
2.4.4.2 - Circuito Ponte para Medida de $R_s$	2.58
2.4.4.3 - Método Alternativo para Medida de $R_s$	2.60
2.4.4.4 - Escolha dos Amplificadores Operacionais nos Circuitos de Medida	2.62

2.4.5 - Caracterização de Dispositivos Fotosensíveis	2.64
2.4.5.1 - Método dos Filtros	2.64
2.4.5.2 - Método Utilizando o Monocromador de Prisma ou Rede	2.65
2.4.5.3 - Resposta Espectral e Eficiência Quântica de Dispositivo Fotosensíveis	2.66
2.4.5.4 - Método do Monocromador e Dispositivo de Referência	2.68
2.5 - Características Capacitância-Tensão	2.71
2.5.1 - Modelos	2.71
2.5.1.1 - Capacitância na Camada de Depleção	2.71
2.5.1.2 - Capacitância de Difusão	2.75
2.5.1.3 - Capacitância em Heterojunções	2.78
2.5.1.4 - Determinação da Altura da Barreira Schottky através da Característica $1/C^2 \times V$	2.79
2.5.2 - Circuitos para Medida da Característica $CxV$ e $1/C^m \times V$	2.80
2.5.2.1 - Característica $CxV$ para Frequência fixa	2.80
2.5.2.2 - Característica $CxV$ com Frequência Variável Utilizando-se o Amplificador Lock-in	2.82
2.5.2.3 - Circuito para Obtenção da Característica $1/C^m \times V$	2.83
2.6 - Caracterização de Estruturas Metal-Isolante-Semicondutor (MIS)	2.85
2.6.1 - Capacitor MOS Ideal	2.85
2.6.2 - Capacitância Incremental da Estrutura MOS	2.89
2.6.3 - Cargas e Estados Superficiais em Estruturas MOS	2.94
2.6.4 - Métodos para Determinação das Cargas e Estados Superficiais em Estruturas MOS	2.96
2.6.4.1 - Método da Capacitância - Diferenciação	2.96

2.6.4.2 - Método da Capacitância - Integração	2.97
2.6.4.3 - Instrumentação	2.101
2.6.4.4 - Método da Capacitância - Temperatura	2.102
2.6.4.5 - Método da Condutância	2.103
2.6.4.6 - Método da Rampa Linear	2.104
2.6.4.7 - Instrumentação	2.106
2.6.4.8 - Determinação das Cargas Móveis no Óxido ( $Q_0$ )	2.108
.....	
2.7 - Identificação do Perfil de Dopagem de um Semicondutor através da Característica CxV	2.109
CAPÍTULO 3 - DESENVOLVIMENTO E RESULTADOS EXPERIMENTAIS	
3.1 - Introdução	3.1
3.2 - Sistemas IxV e $(\partial I/\partial V) \times V$	3.1
3.2.1 - Características $\log(I) \times V$ e $\log(\partial I/\partial V) \times V$	3.4
3.2.2 - Medidor de Resistência Série	3.6
3.3 - Sistemas CxV	3.8
3.3.1 - Sistema CxV Módulo MOS/Seguidor	3.8
3.3.2 - Módulo $1/C^m$	3.9
3.4 - Equipamentos para Testes e Medidas em Função da Temperatura	3.12
3.4.1 - Introdução	3.12
3.4.2 - O Criostato	3.13
3.4.3 - O Sistema de Controle de Temperatura do Criostato	3.16
3.4.4 - Caracterização e Comprovação do Controle	3.17
3.4.5 - Operação	3.22
3.4.6 - Observações Finais	3.23
3.4.7 - Referências	3.24
3.5 - Resultados Experimentais	3.25
3.5.1 - Calibração do Sistema IxV	3.25
3.5.2 - Características Corrente-Tensão em Função da Temperatura	3.28

3.5.3 - Calibração e Caracterização do Amplificador Logaritmico	3.39
3.5.4 - Características Corrente-Tensão tendo como Parâmetro a Radiação Luminosa Incidente	3.43
3.5.5 - Calibração e Caracterização do Módulo $1/C^m$	3.47
3.5.6 - Características Capacitância-Tensão CxV e $1/C^2 \times V$ de Fococélulas	3.50
3.5.7 - Características CxV MOS - Determinação de $Q_{ss}/q$	3.58
3.5.8 - Comentários Finais	3.68

## APÊNDICE

A - Função $M(\lambda)$ (Ábaco)	A.1
B - Função $M(\lambda)$ (Ábaco)	B.1
C - Tabela de Funções $M(\lambda)$ e $N(\lambda)$	C.1
D - Tabela de Funções $M(\lambda)$ e $N(\lambda)$	D.1
E - Fator de Correção $F_b^{-1}$ e $F_g^{-1}$	E.1
F - Fator de Correção $F_g^{-1}$ e $F_h^{-1}$	F.1
G - Fator de Correção $F_j$ , $F_j'$ e $F_k$	G.1
H - O Amplificador de Amarração de Fase (Lock-in)	H.1
H.1 - Introdução	H.1
H.2 - Os Canais do Amplificador Lock-in	H.4
H.2.1 - O Canal de Sinal	H.4
H.2.2 - O Canal de Referência	H.6
H.2.3 - O Canal de Saída	H.8
H.3 - Características Típicas de um Amplificador Lock-in	H.8
H.4 - Aplicação do "Lock-in" na Medida de Parâmetros de Dispositivos	H.9
I - Bibliografia	I.1

## SIMBOLOS

$E_c$	nível inferior de energia da banda de condução	eV
$E_v$	nível superior de energia da banda de valência	eV
$E_{F_n}, E_{F_p}, E_F$	nível de Fermi (o índice n ou p identifica o tipo de condutividade predominante)	eV
$E_g$	faixa proibida de energia	eV
$x_n, x_p$	comprimento da camada de depleção do lado n ou lado p	m
$V_D$	potencial de difusão ou altura da barreira de potencial	V
$q$	carga do elétron ( $1,60 \times 10^{-19}$ )	C
$k$	constante de Boltzmann $1,380 \times 10^{-23}$	J/K
$T$	temperatura absoluta Kelvin	K
$e$	base dos logaritmos neperianos	
$J_n, J_p$	densidade de corrente de elétrons e lacunas	$A/m^2$
$J_0$	densidade de corrente de saturação ou corrente reversa no modelo de SCHOCKLEY	$A/m^2$
$V$	diferença de potencial (normalmente nos terminais do dispositivo)	Volts
$N_A, N_D$	concentração de átomos aceitadores ou doadores	$m^{-3}$
$J_t$	densidade de corrente devido a tunelamento	$A/m^2$

$\hbar$	constante de Planck dividida por $2\pi = 0,659 \times 10^{-15}$	eV/seg
$F_C(E)$	função de distribuição de Fermi-Dirac (banda de condução)	
$F_V(E)$	função de distribuição de Fermi-Dirac (banda de valência)	
$D_n, D_p$	coeficiente de difusão de elétrons (lacunas)	$\text{cm}^2/\text{seg}$
$L_n, L_p$	comprimento de difusão	cm
$\tau_n, \tau_p$	tempo de vida de minoritários	s
$p_{n0}$	densidade de portadores minoritários (lacunas no lado n em equilíbrio térmico)	
$n_{p0}$	densidade de portadores minoritários (elétrons no lado p em equilíbrio térmico)	
$\epsilon_0$	constante dielétrica do vácuo $8,854 \times 10^{-14}$	F/cm
$\epsilon_s$	constante dielétrica do silício $12 \cdot \epsilon_0$	F/cm
$\epsilon_{ox}$	constante dielétrica do óxido de silício $3,82 \cdot \epsilon_0$	F/cm
$n_i$	concentração intrínseca de portadores (Si $T = 300 \text{ K}$ $n_i = 1,45 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ )	
$q\chi$	afinidade eletrônica do material semicondutor	eV
$\phi_m$	função de trabalho do metal em relação ao nível de vácuo	V
$\phi_{ms}$	diferença da função de trabalho entre o metal e o semicondutor	V
$\psi_s$	potencial de superfície	V
$\psi_B$	diferença de potencial entre o nível de Fermi e o nível intrínseco no substrato	V

Capitulo 1

---

MEDIDAS DE RESISTIVIDADE

---

## 1. MEDIDAS DE RESISTIVIDADE

Este capítulo apresenta uma resenha dos métodos de medida de resistividade empregados em tecnologia eletrônica, na caracterização de materiais semicondutores e filmes metálicos.

As técnicas de análise, que servem como ferramenta para solucionar os problemas de medida de resistividade, são extensamente discutidas.

Vários métodos de medida de resistividade são completamente analisados; entre eles o método das quatro pontas e o método de Van der Pauw.

Praticamente todo tipo e forma de amostra pode ter sua resistividade determinada utilizando-se de um ou vários métodos descritos neste capítulo e dos fatores de correção tabelados no apêndice.

A resistividade elétrica é uma grandeza importante na caracterização dos materiais semicondutores, sendo que os parâmetros dos dispositivos eletrônicos estão relacionados diretamente com ela. A resistividade de filmes metálicos e semicondutores é uma das mais importantes caracterização dos mesmos. A resistividade, a concentração de portadores e a concentração de impurezas nos semicondutores estão interrelacionados e as relações entre elas são bem conhecidas.

### 1.1. INTRODUÇÃO

Para se medir a resistividade elétrica de um material semicondutor é necessário passar corrente através dele. Isso pode ser obtido introduzindo-se dois eletrodos na amostra sendo que a corrente entra por um deles e sai pelo outro. Note-se que até aqui nada se comentou quanto a homogeneidade e a geometria da amostra.

Existem diversos métodos para se medir a resistividade, os quais serão analisados a seguir.

### 1.2. MÉTODOS

#### 1.2.1. MÉTODO DIRETO

O método mais simples e direto de se determinar a resistividade  $\rho$  em  $\Omega \cdot \text{cm}$ , utiliza uma amostra em forma de paralelepípedo de dimensões conhecidas na qual se determina a resistência  $R$  a partir da medida da tensão e corrente entre um par de terminais. Usando-se a relação:

$$\rho = R \cdot \frac{S}{l}$$

onde  $l$  é o comprimento da amostra e  $S$  é sua seção transversal, determina-se  $\rho$ .

A grande desvantagem desse método é que na medida de  $R$  está incluída também a resistência dos contatos dos terminais, a qual, para semicondutores ou materiais de baixa condutividade, pode tornar-se de valor apreciável. O efeito da resistência de contato pode ser minimizado observando-se a dependência da resistividade medida com a tensão aplicada. Essa resistividade normalmente decresce à medida que a tensão aplicada aumenta e finalmente torna-se relativamente constante. Se a injeção pelos contatos não foi excessiva no ponto de injeção de corrente, a resistividade é provavelmente não mais que uma pequena porcentagem maior. Dificuldades com a injeção de corrente podem aparecer apenas para materiais com tempo de vida longos, tais como silício e germânio, mas pode deixar de ser um problema como será visto nos casos a seguir.

Como o efeito da resistência de contato é muito difícil de ser controlado constituindo-se uma incógnita a mais a determinar-se, esse método não é utilizado comumente para amostras semicondutoras.

### 1.2.2. MÉTODO DAS DUAS PONTAS

Para se eliminar o efeito da resistência de contato, usa-se o método das duas pontas, que, basicamente, emprega dois pares de terminais independentes para a medida de corrente e tensão.

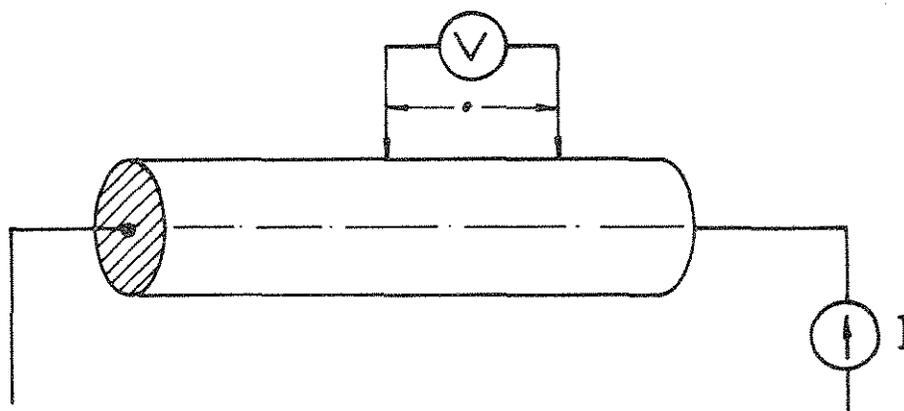


Fig. 1.1 - Montagem para a medição de duas pontas.

As restrições impostas para esse método são as seguintes: a secção reta da amostra deve ser relativamente uniforme; a corrente deve ser baixa para não provocar aquecimento da amostra; o voltímetro deve ser de alta impedância, e as medidas de tensão devem ser feitas suficientemente longe dos contatos de corrente de maneira que os portadores minoritários injetados já tenham se recombinado. As restrições quanto aos contatos não são rígidas mas sua geometria deve ser adequada para que em suas vizinhanças as linhas equipotenciais não sofram distorções. Este efeito é mínimo quando o máximo diâmetro da secção transversal não é maior que um terço do comprimento da amostra e desde que a medida seja feita no centro da amostra<sup>(1)</sup>.

Se são utilizadas barras longas e está sendo obtido o perfil longitudinal através da mudança das duas pontas de prova ao longo das mesmas, as leituras tomadas em pontos que distam menos de um diâmetro das extremidades, não devem ser consideradas.

A maioria dos cristais crescidos pelo método Czochralski apresenta resistividade variando radial e longitudinalmente. Por causa da componente radial os métodos de duas pontas e quatro pontas (descrito a seguir) não dão resultados comparáveis quando as medidas são feitas ao longo do comprimento do cristal.

A razão  $V/I$  pode ser calculada observando-se a geometria mostrada na figura 1.2.

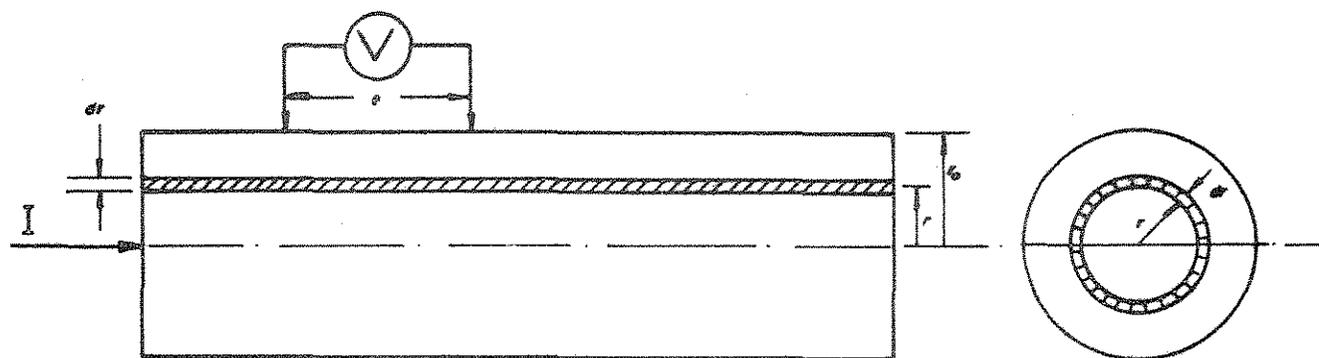


Fig. 1.2 - Geometria para cálculo de  $V/I$  no método das duas pontas.

Assim

$$I = \int_S \vec{J}(r) \cdot d\vec{A} = \int_0^{r_0} J(r) \cdot 2\pi r dr \quad 1.2$$

onde  $\vec{J}(r)$  é a densidade de corrente podendo ser expressa como:

$$\vec{J}(r) = \frac{1}{\rho(r)} \cdot \vec{E} \quad 1.3$$

onde  $\vec{E}$  é o campo elétrico.

Como

$$V = \oint \vec{E} \cdot d\vec{l} = eE \quad 1.4$$

e com as equações 1.2 a 1.4 obtém-se:

$$\frac{V}{I} = \frac{e}{2\pi \int_0^{r_0} [rdr/\rho(r)]} \quad 1.5$$

Como no método de duas pontas a corrente é injetada perpendicularmente à secção transversal, e no método das quatro pontas é injetada perpendicularmente ao eixo longitudinal, a voltagem neste último método depende primariamente de  $\rho(r_0)$ , ou seja, da resistividade da superfície. Ao se fazer ambas as leituras, pelos métodos de duas e quatro pontas e se for admitida uma função de variação do gradiente radial, seu módulo pode ser calculado. O método das duas pontas pode ser usado para determinar a resistividade radial de amostras em forma de lâminas <sup>(2)</sup>.

### 1.2.3. MÉTODO DAS TRES PONTAS <sup>(3)</sup>

Este método, também chamado de método do Contato de ponta e tensão de ruptura ("breakdown voltage"), possibilita a medida da resistividade de camadas semicondutoras epitaxiais de resistividade maior que as dos substra -

tos sobre os quais são crescidas ( $N/N^+$  e  $P/P^+$ ). O método utiliza dois contatos de ponta e um contato ôhmico. A fig. 1.2a mostra a montagem utilizada.

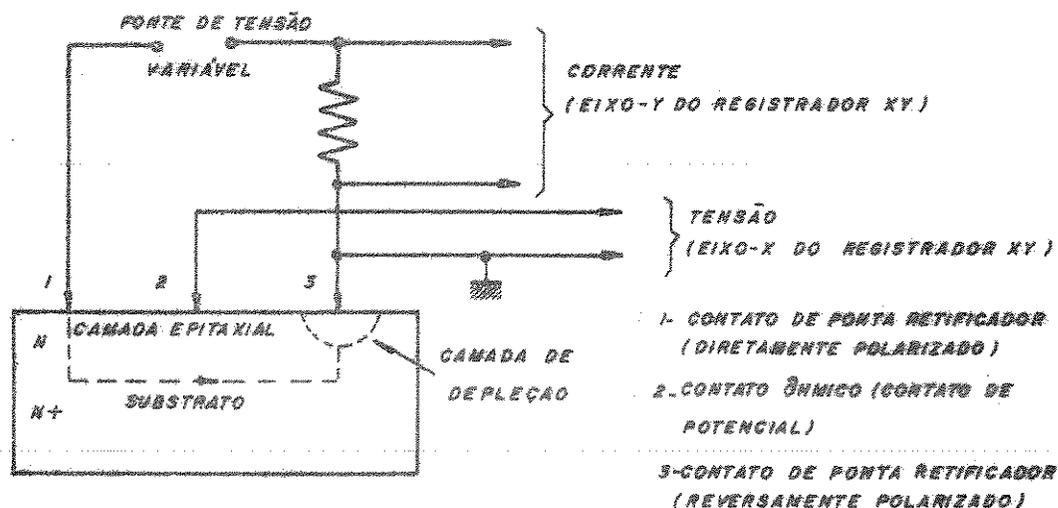


Fig. 1.2a-Método das tres pontas.

Em geral a camada epitaxial é de maior resistividade que o substrato e consideravelmente mais fina. Assim, o fluxo de corrente se dará principalmente no substrato até atingir a camada de depleção da junção metal-semicondutor reversamente polarizada. Consequentemente a única diferença de potencial de valor significativo ocorre no contato de ponta reversamente polarizado (3). A localização do Contato 2 não é crítica desde que esteja localizado a uma distância maior que a camada de depleção. Para se determinar a resistividade de uma camada epitaxial, a tensão reversa do contato de ponta é aumentada até que ocorra ruptura do tipo avalanche que não é destrutiva. Como a tensão de ruptura depende da resistividade do material é possível relacionar empiricamente  $V_B$  versus  $\rho$ . Assim o método exige uma curva de calibração (pois  $V_B$  também depende da pressão dos contatos, forma destes e, conseqüentemente, do aparato utilizado). Normalmente o método das tres pontas está limitado à faixa de resistividade de 0,1 à 1  $\Omega$ .cm para camadas menores que 5  $\mu$ m de espessura. Para espessuras maiores que 5  $\mu$ m pode-se medir resistividades maiores que 1  $\Omega$ .cm. Afóra a montagem mecânica sofisticada necessária ao método (o espaçamento entre pontos situa-se entre 250 a 1600  $\mu$ m) e a necessidade

de uma curva de calibração, o método é rápido, reproduzível e não destrutivo<sup>(3)</sup>.

#### 1.2.4. MÉTODO DAS QUATRO PONTAS

##### 1.2.4.1. INTRODUÇÃO

O método das quatro pontas é o mais empregado em microeletrônica na medida de resistividade. Em sendo assim será extensivamente analisado nas seções seguintes.

Praticamente toda concepção do método das quatro pontas e variações surgiu do trabalho de Frank Wenner no "Bureau of Standards" que desenvolveu um método da medida da resistência do solo<sup>(4)</sup>.

Para se medir a resistência de um material, seja ele homogêneo ou não, é necessário fazer passar corrente elétrica através dele. Isso pode ser conseguido introduzindo-se eletrodos no material de maneira que a corrente entre por um deles e saia pelo outro. Como já foi observado, tais eletrodos possuem resistência, cujo valor pode ser consideravelmente maior do que a resistência do material a ser medido.

##### 1.2.4.2. MODELO (4,5,6)

O método das quatro pontas é aplicado quando se deseja medir resistências, cujos valores são comparáveis à resistência de contato.

Para se equacionar o modelo faz-se uso da figura 1.3. Considere um material condutor ou semiconductor de dimensões infinitas em todas as direções.

Os eletrodos introduzidos no material de resistividade uniforme são pontuais e colineares, distando entre si  $e$  metros. Suponha uma corrente elétrica unitária entrando pelo ponto A. Essa corrente fluirá radialmente a partir do ponto de entrada, e a uma distância  $r$  deste a densidade de corrente será  $\frac{1}{4\pi r^2}$ . Isso segue do fato de que a corrente será uniformemente distri

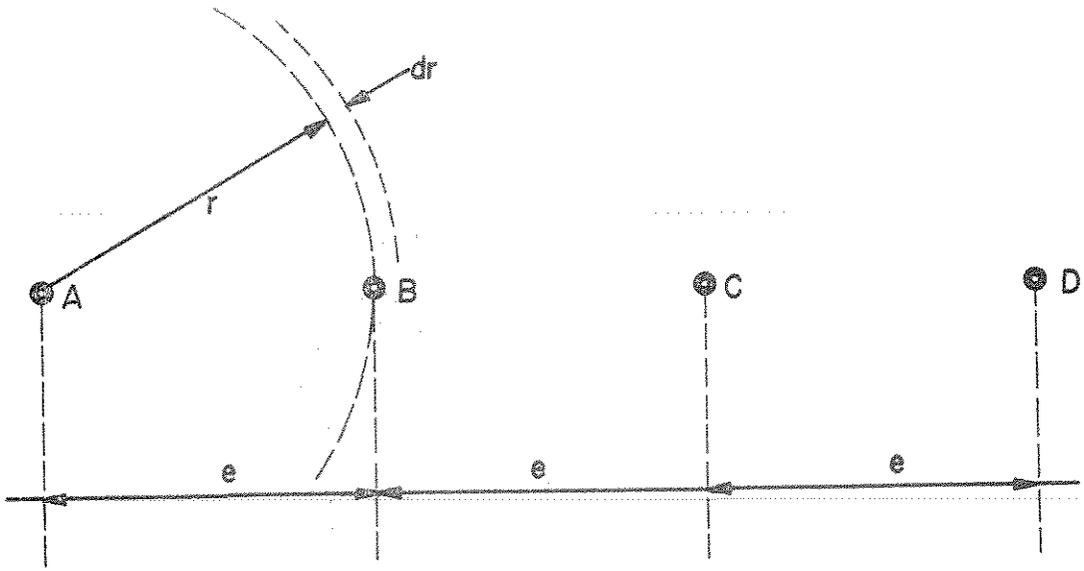


Fig. 1.3 - Quatro eletrodos pontuais lineares equidistantes num material de dimensões infinitas e resistividade uniforme.

buída numa esfera de raio  $r$ , cuja superfície é  $4\pi r^2$ .

Como:

$$\vec{J} = \frac{\vec{E}}{\rho} \quad 1.6$$

e

$$\vec{E} = -\nabla V \quad 1.7$$

então

$$-\frac{dV}{dr} = \frac{\rho}{4\pi r^2} \quad 1.8$$

onde  $V$  é o potencial a uma distância  $r$  do ponto A.

A diferença de potencial  $V_1 - V_2$  entre dois pontos distantes  $r_1$  e  $r_2$  do ponto A é obtida integrando-se o gradiente de potencial de  $r=r_1$  a  $r=r_2$  ou seja:

$$V_1 - V_2 = \frac{\rho}{4\pi} \int_{r_1}^{r_2} \frac{dr}{r^2} = \frac{\rho}{4\pi} \left( \frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) \quad 1.9$$

Se  $V_x$  é a diferença de potencial entre os pontos B e C que distam  $e$  e  $2e$  de A, causada por uma corrente que flui radialmente a partir de A, a equação 1.9 fornece:

$$V_x = \frac{\rho}{8\pi e} \quad 1.10$$

Da mesma forma pode-se mostrar que se  $V_y$  é a diferença de potencial entre os pontos B e C causada por uma corrente unitária fluindo radialmente em direção ao ponto D tem-se

$$V_y = \frac{\rho}{8\pi e} \quad 1.11$$

Se a corrente unitária entra no ponto A e sai pelo ponto D a densidade de corrente em qualquer ponto é o vetor soma da densidade de corrente saindo de A mais a densidade que se dirige para D.

Então a diferença de potencial entre dois pontos resulta da soma do fluxo de corrente unitária que deixa o ponto A mais o fluxo de corrente unitária que se dirige ao ponto D.

Dessa maneira a diferença de potencial entre os pontos B e C devida à corrente que entra em A e sai em D é:

$$V_{BC} = V_x + V_y = \frac{\rho}{4\pi e} \quad 1.12$$

Como a diferença de potencial foi calculada para a corrente unitária pode-se escrever uma corrente total qualquer I:

$$V_{BC} = \frac{\rho I}{4\pi e} \quad 1.13$$

A razão  $V_{BC}/I$  é a resistência R entre as superfícies equipotenciais sobre as

quais os eletrodos B e C estão localizados. Assim:

$$R = \frac{\rho}{4\pi e} \quad 1.14$$

Portanto, a resistividade pode ser expressa

$$\rho = R \cdot 4\pi e \quad 1.15$$

Note que o resultado obtido é restrito às condições impostas de que o material condutor ou semicondutor seja homogêneo e infinito em todas as direções, e que os eletrodos sejam pontuais, colineares e equidistantes.

Em casos práticos não é possível assumir estas restrições a menos que a distância entre eletrodos seja pequena, comparada com a profundidade em que estão localizados abaixo da superfície e de seu afastamento em relação às bordas da amostra.

#### 1.2.4.3. GENERALIZAÇÃO

Para tratar os casos práticos é conveniente considerar a figura 1.4, que representa um condutor ainda infinito (as considerações práticas surgirão posteriormente).

Se  $V_1$  é a diferença de potencial entre B e C causada por uma corrente unitária entrando no condutor em A, então pela equação 1.9 tem-se:

$$V_1 = \frac{\rho}{4\pi} \left( \frac{1}{r_{AB}} - \frac{1}{r_{AC}} \right) \quad 1.16$$

Seja a diferença de potencial  $V_4$  entre B e C, causada por uma corrente unitária saindo em D; seja ainda a diferença de potencial  $V_5$  causada por uma corrente unitária entrando em E; e finalmente  $V_6$  causada por uma corrente saindo em F. Estas diferenças de potencial se escrevem:

$$V_4 = \frac{\rho}{4\pi} \left( \frac{1}{r_{DC}} - \frac{1}{r_{DB}} \right)$$

$$V_5 = \frac{\rho}{4\pi} \left( \frac{1}{r_{EB}} - \frac{1}{r_{EC}} \right)$$

1.17

$$V_6 = \frac{\rho}{4\pi} \left( \frac{1}{r_{FC}} - \frac{1}{r_{FB}} \right)$$

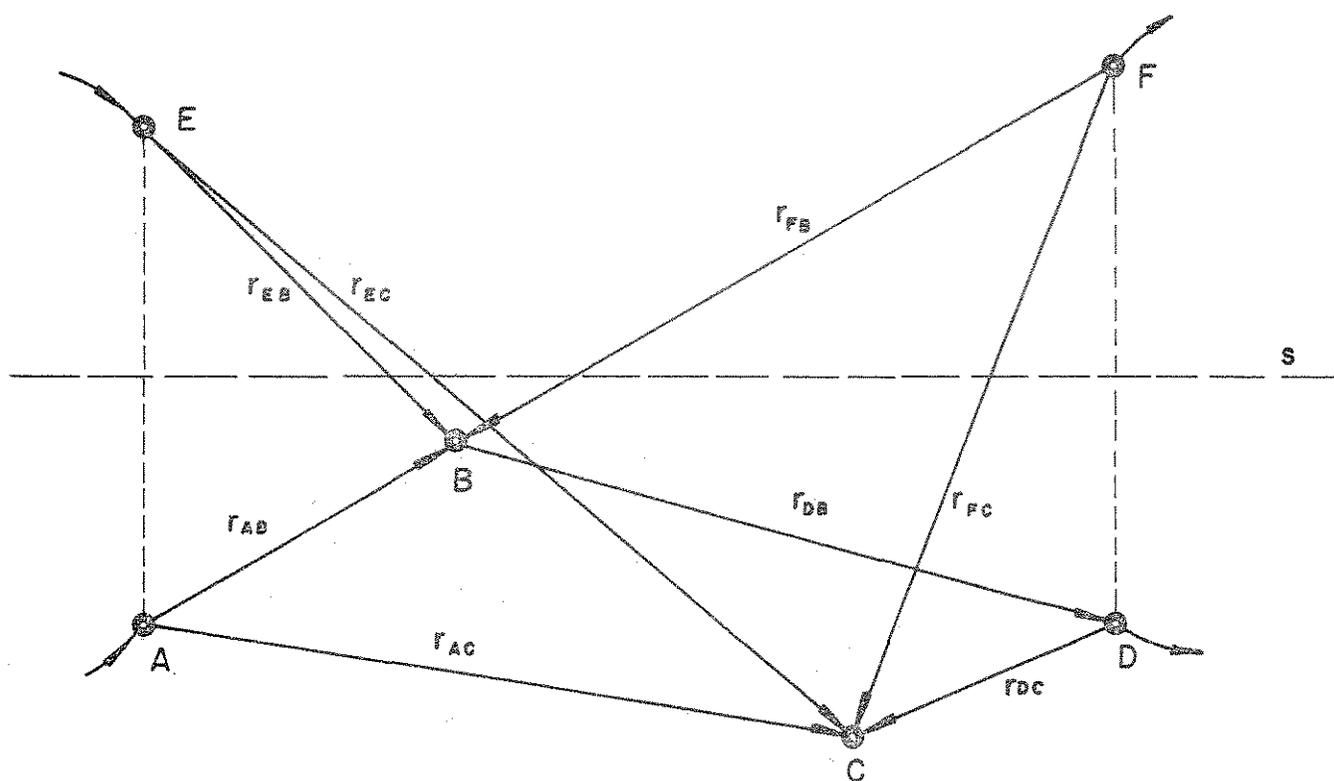


Fig. 1.4 - Configuração de seis eletrodos usado na generalização do método das quatro pontas. Os eletrodos em A, E, F e D são de corrente e os colocados em B e C são de potencial.

A porção do semi-plano superior à  $s$  será retirada; serão considerados apenas 4 pontos. Estes pontos irão representar exatamente os eletrodos do método das quatro pontas.

Note que o segmento  $\overline{EA}$  e  $\overline{FD}$  são perpendiculares à reta  $s$  que divide o sistema de pontos em dois semi-planos.

Agora, se uma corrente  $I$  entra em  $A$  e sai em  $D$  e simultaneamente outra corrente igual a  $I$  entra em  $E$  e sai em  $F$ , a diferença de potencial  $V_{BC}$  entre os pontos  $B$  e  $C$  será:

$$V_{BC} = I(V_1 + V_4 + V_5 + V_6) \quad 1.18$$

ou

$$V_{BC} = \frac{I\rho}{4\pi} \left( \frac{1}{r_{AB}} - \frac{1}{r_{AC}} + \frac{1}{r_{DC}} - \frac{1}{r_{DB}} + \frac{1}{r_{EB}} - \frac{1}{r_{EC}} + \frac{1}{r_{FC}} - \frac{1}{r_{FB}} \right) \quad 1.19$$

A equação obtida assume implicitamente que  $A, B, C, D, E$  e  $F$  representam pontos. A equação pode, entretanto, ser usada sem erro apreciável se nos seis pontos colocarmos eletrodos metálicos ou terminais, desde que suas dimensões sejam pequenas em comparação com as distâncias entre eles.

Se os pontos  $E$  e  $F$  são tais que seja possível encontrar um plano, representado pela linha  $s$ , através do material tal que os segmentos  $\overline{EA}$  e  $\overline{FD}$  sejam normais e biseccionados por ele, obteremos um arranjo simétrico em termos de corrente. É evidente que, levando-se em conta essa simetria nenhuma corrente atravessa o plano. Assim uma das semi-porções do material pode ser retirada sem mudar as condições do outro lado. Dessa maneira a equação 1.19 aplica-se a um material semi-infinito tendo quatro terminais  $A, B, C$  e  $D$ .

Diz-se então que os terminais de corrente têm imagens. O problema se resume em procurar as distâncias dos eletrodos de potencial ( $B$  e  $C$ ) à

essas imagens bem como as distâncias dos eletrodos de corrente e potencial entre si. Isso não requer, entretanto, que os terminais de potencial estejam no mesmo plano que os terminais de corrente e suas imagens.

Como a queda de potencial  $V_{BC}$  entre os terminais B e C dividida pela corrente  $I$  entrando em A e saindo em D é a resistência  $R$ , segue-se a partir da equação 1.19 que:

$$R = \frac{\rho}{4\pi} \left( \frac{1}{r_{AB}} - \frac{1}{r_{AC}} + \frac{1}{r_{DC}} - \frac{1}{r_{DB}} + \frac{1}{r_{EB}} - \frac{1}{r_{EC}} + \frac{1}{r_{FC}} - \frac{1}{r_{FB}} \right) \quad 1.20$$

É evidente que a equação relaciona a resistência com a resistividade, bem como com a posição dos eletrodos no material. Na figura 1.5 representa-se o caso particular em que os eletrodos são colineares e equidistantes da superfície da amostra.

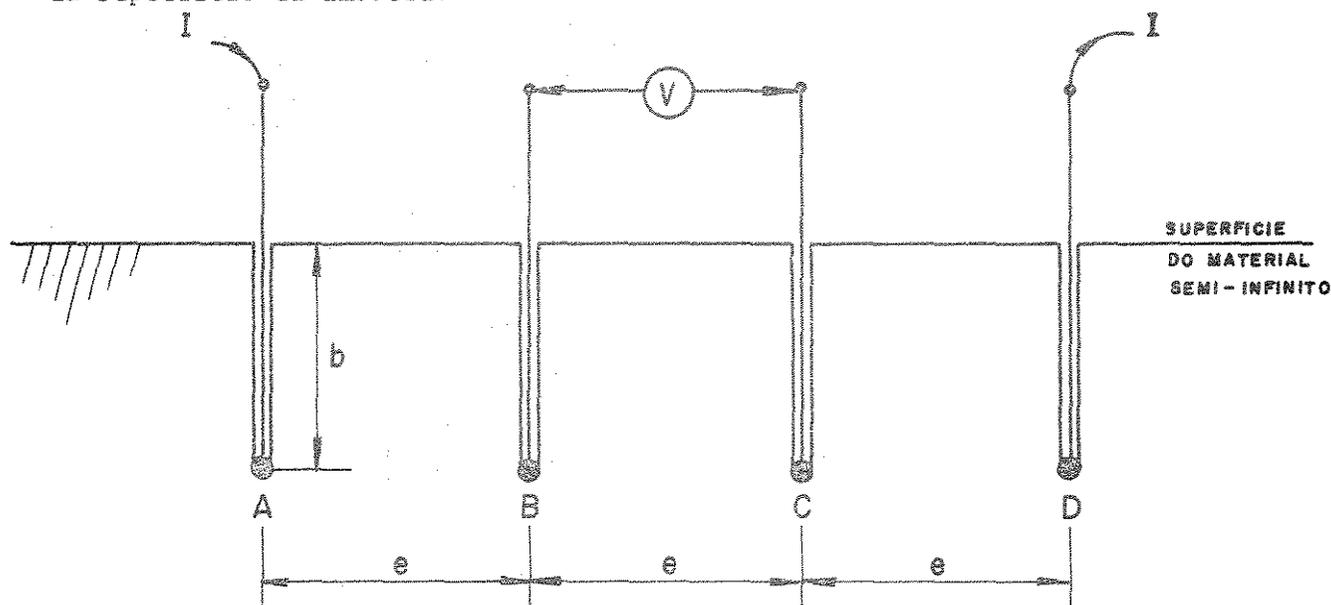


Fig. 1.5 - Configuração de quatro eletrodos colineares equidistantes à uma profundidade  $b$  da superfície do material semi-infinito.

Se os eletrodos estão todos a uma profundidade uniforme  $b$  e a uma distância uniforme  $e$  em linha reta, então:  $r_{AB} = r_{DC} = e$ ,  $r_{AC} = r_{DB} = 2e$ ,

$r_{EB} = r_{FC} = \sqrt{4b^2 + e^2}$  e  $r_{EC} = r_{FB} = \sqrt{4b^2 + 4e^2}$ . Neste caso:

$$R = \frac{\rho}{4\pi} \left[ \frac{2}{e} - \frac{1}{e} + \frac{2}{\sqrt{e^2 + 4b^2}} - \frac{2}{\sqrt{4e^2 + 4b^2}} \right] \quad 1.21$$

Agora, se  $b \ll e$ , então a equação 1.21 pode ser escrita:

$$R = \frac{\rho}{4\pi e} \Rightarrow \rho = 4\pi e \cdot R \quad 1.22$$

? ↗

Notar a semelhança com a equação 1.14.

#### 1.2.4.4. RESISTIVIDADE DE UM MEIO NÃO-HOMOGÊNEO (6)

Considere o problema da medida da resistividade de um meio não homogêneo. Para tratá-lo matematicamente suponha um material formado por duas camadas de resistividade  $\rho_1$  e  $\rho_2$  como mostrado na figura 1.6. A camada de resistividade  $\rho_2$  é semi-infinita e a de resistividade  $\rho_1$  tem espessura  $t$ .

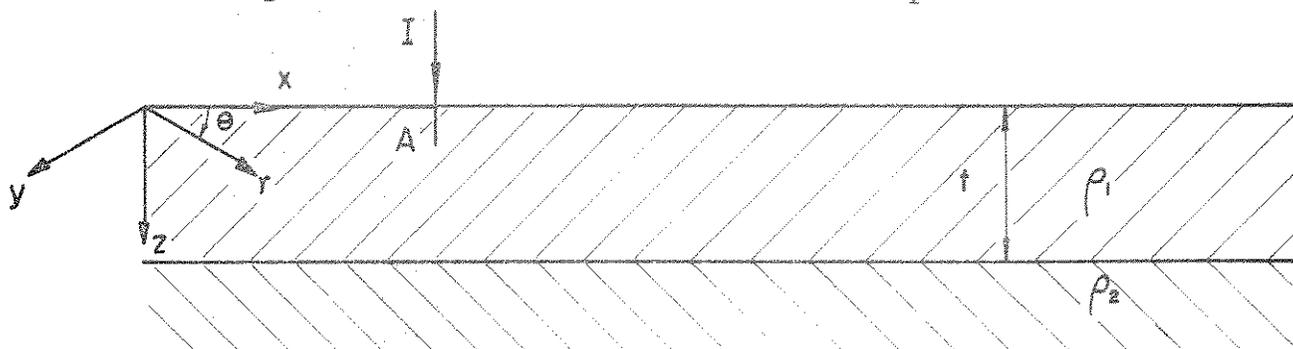


Fig. 1.6 - Um meio não homogêneo constituído de duas camadas homogêneas com resistividades  $\rho_1$  e  $\rho_2$ . A primeira camada tem espessura  $t$  e a segunda é semi-infinita.

Se uma corrente  $I$  entra em um ponto  $A$  da superfície o problema poderá ser resolvido calculando-se o potencial em todos os pontos do material, e qualquer expressão para o potencial deve satisfazer as condições usuais que governam o fluxo de corrente num meio semi-infinito. Seja  $V_1$  o potencial num ponto qualquer na camada superior e  $V_2$  o potencial num ponto qualquer da camada inferior. Ambos os potenciais devem satisfazer a equação de Laplace

place pois a densidade de cargas é zero no material:

$$\nabla^2 V = 0 \quad 1.23$$

É conveniente usar coordenadas cilíndricas  $r, \theta, z$  pois neste caso a equação de Laplace torna-se:

$$\frac{\partial^2 V}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial V}{\partial r} + \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} = 0 \quad 1.24$$

Note que dada a simetria cilíndrica a coordenada  $\theta$  é eliminada.

Pode-se supor que a solução da equação seja do tipo:

$$V = \phi(r)e^{\pm\lambda z}$$

que substituída na equação 1.24 resulta:

$$\frac{d^2 \phi(r)}{dr^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{d\phi(r)}{dr} + \lambda^2 \phi(r) = 0 \quad 1.25$$

Essa é a equação de Bessel de ordem zero, cujas soluções clássicas são as funções de Bessel  $J_0(\lambda r)$  e  $Y_0(\lambda r)$ . A solução geral é uma combinação linear destas funções com coeficientes constantes. Em particular são também soluções as integrais de Hankel

$$\int \theta(\lambda) \cdot J_0(\lambda r) e^{-\lambda z} d\lambda \quad e \quad \int \psi(\lambda) \cdot J_0(\lambda r) e^{+\lambda z} d\lambda \quad 1.26$$

tomadas entre dois quaisquer limites fixados. Ainda mais, a solução fundamental da equação de Laplace,  $1/r$ , pode ser escrita como:

$$\frac{1}{r} = \int_0^\infty J_0(\lambda r) e^{-\lambda z} d\lambda \quad 1.27$$

Os potenciais  $V_1$  e  $V_2$  podem ser considerados em duas partes. A primeira é o potencial que existiria se o meio fosse perfeitamente homogêneo e de resistividade  $\rho_1$ . A segunda é uma função adicional representando o efeito de perturbação da camada inferior. Assim os potenciais podem ser escritos:

$$V_1 = \frac{I\rho_1}{2\pi} \left[ \int_0^{\infty} J_0(\lambda r) e^{-\lambda z} d\lambda + \int_0^{\infty} \theta_1(\lambda) J_0(\lambda r) e^{-\lambda z} d\lambda + \int_0^{\infty} \Psi_1(\lambda) J_0(\lambda r) e^{+\lambda z} d\lambda \right] \quad 1.28$$

$$V_2 = \frac{I\rho_1}{2\pi} \left[ \int_0^{\infty} J_0(\lambda r) e^{-\lambda z} d\lambda + \int_0^{\infty} \theta_2(\lambda) J_0(\lambda r) e^{-\lambda z} d\lambda + \int_0^{\infty} \Psi_2(\lambda) J_0(\lambda r) e^{+\lambda z} d\lambda \right] \quad 1.29$$

É necessário determinar agora os valores das funções  $\theta_1(\lambda)$ ,  $\theta_2(\lambda)$ ,  $\Psi_1(\lambda)$  e  $\Psi_2(\lambda)$ .

### CONDIÇÕES DE CONTORNO

Essas funções  $\theta_1$ ,  $\theta_2$ ,  $\Psi_1$  e  $\Psi_2$  serão determinadas a partir das condições de contorno. Na superfície  $z=0$  a continuidade de corrente exige que:

$$\frac{1}{\rho} \cdot \frac{dV_1}{dz} = 0 \quad \left| \quad z=0 \right. \quad 1.30$$

À medida que  $z$  tende a infinito  $V_2 \rightarrow 0$ .

Na interface  $z=r$  o potencial entre ambas as camadas deve ser o mesmo, ou seja,  $V_1=V_2$  em  $z=r$ . Também o fluxo de corrente deve ser contínuo na interface, de maneira que:

$$\frac{1}{\rho_1} \cdot \frac{dV_1}{dz} = \frac{1}{\rho_2} \cdot \frac{dV_2}{dz} \quad 1.31$$

Levando-se em consideração as condições de contorno tem-se que a condição de que  $V_2$  tende a zero à medida que  $z$  tende a infinito, implica em que os termos que envolvam  $e^{+\lambda z}$  não possam ser usados ou  $\Psi_2(\lambda) = 0$ . Na superfície o primeiro termo da expressão de  $V_1$  (equação 1.28) sempre satisfaz a condição de que  $dV_1/dz = 0$ , e aplicando-se esta condição ao resto da equação 1.28 resulta:

$$\frac{dV_1}{dz} = \frac{I\rho_1}{2\pi} \int_0^\infty \left[ -\theta_1(\lambda) \cdot \lambda + \psi_1(\lambda) \cdot \lambda \right] J_0(\lambda r) d\lambda = 0$$

Essa condição é satisfeita pela condição:

assim, a expressão para o potencial torna-se:

$$V_1 = \frac{I\rho_1}{2\pi} \left[ \int_0^\infty J_0(\lambda r) e^{-\lambda z} d\lambda + \int_0^\infty \theta_1(\lambda) J_0(\lambda r) e^{-\lambda z} d\lambda + \int_0^\infty \theta_1(\lambda) J_0(\lambda r) e^{+\lambda z} d\lambda \right]$$

Como o potencial  $V_2$  deve ser limitado em  $z = \infty$  a equação 1.29 deve ser escrita:

$$V_2 = \frac{I\rho_1}{2\pi} \left[ \int_0^\infty J_0(\lambda r) e^{-\lambda z} d\lambda + \int_0^\infty \theta_2(\lambda) J_0(\lambda r) e^{-\lambda z} d\lambda \right]$$

A condição  $V_1 = V_2$  em  $z = t$  resulta em:

$$\theta_1(\lambda) e^{-\lambda t} + \theta_1(\lambda) e^{+\lambda t} = \theta_2(\lambda) e^{-\lambda t}$$

ou

$$\theta_1(\lambda) (e^{-\lambda t} + e^{+\lambda t}) = \theta_2(\lambda) e^{-\lambda t}$$

A condição de 1.31 implica em:

$$\begin{aligned} & \frac{I}{2\pi} \left\{ \int_0^{\infty} \left[ -\lambda e^{-\lambda t} - \lambda \theta_1(\lambda) e^{-\lambda t} + \lambda \theta_1(\lambda) e^{+\lambda t} \right] J_0(\lambda r) d\lambda \right\} = \\ & = \frac{I}{2\pi} \cdot \frac{\rho_1}{\rho_2} \left\{ \int_0^{\infty} \left[ -\lambda e^{-\lambda t} - \lambda \theta_2(\lambda) e^{-\lambda t} \right] J_0(\lambda r) d\lambda \right\} \end{aligned} \quad 1.33$$

ou

$$-e^{-\lambda t} - \theta_1(\lambda) \left[ e^{-\lambda t} - e^{+\lambda t} \right] = \frac{\rho_1}{\rho_2} \left[ -e^{-\lambda t} - e^{-\lambda t} \theta_2(\lambda) \right] \quad 1.34$$

Como da equação 1.32 decorre:

$$\theta_1(\lambda) = \frac{\theta_2(\lambda) e^{-\lambda t}}{e^{-\lambda t} + e^{+\lambda t}} = \frac{\theta_2(\lambda) e^{-2\lambda t}}{e^{-2\lambda t} + 1} \quad 1.35$$

da equação 1.34 tem-se:

$$\begin{aligned} -e^{-\lambda t} \left( 1 - \frac{\rho_1}{\rho_2} \right) - \theta_1(\lambda) (e^{-\lambda t} - e^{+\lambda t}) &= -\frac{\rho_1}{\rho_2} e^{-\lambda t} \theta_2(\lambda) \\ -e^{-2\lambda t} \left( 1 - \frac{\rho_1}{\rho_2} \right) - \theta_1(\lambda) (e^{-2\lambda t} - 1) &= -\frac{\rho_1}{\rho_2} e^{-2\lambda t} \theta_2(\lambda) \end{aligned} \quad 1.36$$

Substituindo-se  $\theta_1(\lambda)$  de 1.35 em 1.36, resulta:

$$-e^{-2\lambda t} \left( 1 - \frac{\rho_1}{\rho_2} \right) - \frac{\theta_2(\lambda) e^{-2\lambda t} (e^{-2\lambda t} - 1)}{e^{-2\lambda t} + 1} = -\frac{\rho_1}{\rho_2} e^{-2\lambda t} \theta_2(\lambda)$$

$$\theta_2(\lambda) \left( \frac{\rho_1}{\rho_2} e^{-2\lambda t} - \frac{e^{-4\lambda t} - e^{-2\lambda t}}{e^{-2\lambda t} + 1} \right) = e^{-2\lambda t} \left( 1 - \frac{\rho_1}{\rho_2} \right)$$

$$\theta_2(\lambda) \left( \frac{\frac{\rho_1}{\rho_2} e^{-4\lambda t} + \frac{\rho_1}{\rho_2} e^{-2\lambda t} - e^{-4\lambda t} + e^{-2\lambda t}}{e^{-2\lambda t} + 1} \right) = e^{-2\lambda t} \left( 1 - \frac{\rho_1}{\rho_2} \right)$$

daí

$$\theta_2(\lambda) \left[ \frac{-e^{-4\lambda t} \left( 1 - \frac{\rho_1}{\rho_2} \right) + e^{-2\lambda t} \left( 1 + \frac{\rho_1}{\rho_2} \right)}{e^{-2\lambda t} + 1} \right] = e^{-2\lambda t} \left( 1 - \frac{\rho_1}{\rho_2} \right)$$

$$\theta_2(\lambda) \left[ -e^{-4\lambda t} (\rho_2 - \rho_1) + e^{-2\lambda t} (\rho_2 + \rho_1) \right] = (\rho_2 - \rho_1) (e^{-4\lambda t} + e^{-2\lambda t}) \quad 1.37$$

Dividindo-se os dois membros da equação 1.37 por  $e^{-2\lambda t}$  e escrevendo-se  $k = (\rho_2 - \rho_1) / (\rho_2 + \rho_1)$ , resulta:

$$\theta_2(\lambda) (-ke^{-2\lambda t} + 1) = k(e^{-2\lambda t} + 1)$$

ou

$$\theta_2(\lambda) = \frac{k(1 + e^{-2\lambda t})}{1 - ke^{-2\lambda t}}$$

e assim de acordo com 1.35

$$\theta_1(\lambda) = \frac{k(1 + e^{-2\lambda t})}{1 - ke^{-2\lambda t}} \cdot \frac{e^{-2\lambda t}}{1 + e^{-2\lambda t}} = \frac{ke^{-2\lambda t}}{1 - ke^{-2\lambda t}}$$

O potencial importante é  $V_1$  (pois a medida de resistividade é feita na superfície da primeira camada). Este torna-se:

$$V_1 = \frac{I\rho_1}{2\pi} \left[ \int_0^\infty J_0(\lambda r) e^{-\lambda z} + \int_0^\infty \frac{ke^{-2\lambda t} (e^{-\lambda z} + e^{+\lambda z})}{1 - ke^{-2\lambda t}} J_0(\lambda r) d\lambda \right]$$

A expressão do potencial na superfície  $z=0$  torna-se:

$$V = \frac{I\rho_1}{2\pi} \left[ \int_0^\infty J_0(\lambda r) d\lambda + \int_0^\infty \frac{2ke^{-2\lambda t}}{1 - ke^{-2\lambda t}} J_0(\lambda r) d\lambda \right] \quad 1.38$$

#### SOLUÇÃO DA EQUAÇÃO DO POTENCIAL

A solução da primeira integral na equação 1.38 é dada por 1.27, ou seja,  $1/r$ . Para se calcular a segunda integral é necessário expandir a fração em série de potências:

$$\frac{ke^{-2\lambda t}}{1 - ke^{-2\lambda t}} = ke^{-2\lambda t} + k^2 e^{-4\lambda t} + k^3 e^{-6\lambda t} + \dots = \sum_{n=1}^{\infty} k^n e^{-2n\lambda t} \quad 1.39$$

de maneira que a segunda integral torna-se:

$$2 \int_0^\infty \sum_{n=1}^{\infty} k^n e^{-2n\lambda t} J_0(\lambda r) d\lambda = 2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{k^n}{[r^2 + (2nt)^2]^{1/2}}$$

Assim a solução total do potencial em qualquer ponto na superfície, a uma distância  $r$  da fonte de corrente  $A$ , como mostra a figura 1.6, será:

$$V = \frac{I\rho_1}{2\pi} \left\{ \frac{1}{r} + 2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{k^n}{[r^2 + (2nt)^2]^{1/2}} \right\} \quad 1.40$$

Estou aqui  
06:04:87  
às 16:30h

#### 1.2.4.5. APLICAÇÃO DO RESULTADO AO ARRANJO DAS QUATRO PONTAS

Para a configuração de quatro pontas no caso de duas camadas, como mostra a figura 1.7, será utilizada a equação 1.40.

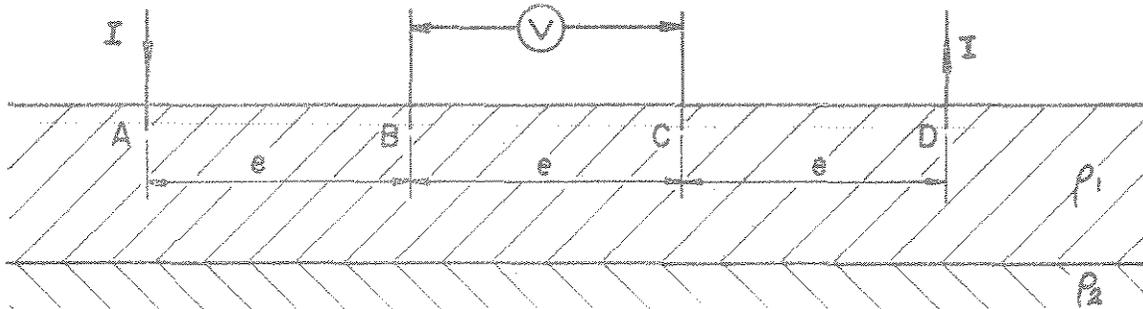


Fig. 1.7 - Arranjo das quatro pontas equidistantes num meio de duas camadas.

Considere-se inicialmente o potencial em B. A fonte de corrente em A está a uma distância  $e$  de B de maneira que o potencial em B, devido à corrente em A, será:

$$\frac{I\rho_1}{2\pi} \left\{ \frac{1}{e} + 2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{k^n}{[e^2 + (2nt)^2]^{1/2}} \right\} \quad 1.41$$

Como a corrente sai em D, a uma distância  $2e$  de B, o potencial em B, devido à corrente em D, é dado por:

$$- \frac{I\rho_1}{2\pi} \left\{ \frac{1}{e} + 2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{k^n}{[4e^2 + (2nt)^2]^{1/2}} \right\} \quad 1.42$$

Consequentemente o potencial em B é:

$$V_B = \frac{I\rho_1}{2\pi} \left\{ \frac{1}{2e} + 2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{k^n}{[e^2 + (2nt)^2]^{1/2}} - \frac{k^n}{[4e^2 + (2nt)^2]^{1/2}} \right\} \quad 1.42a$$

É óbvio que, devido à simetria do sistema, o potencial em C terá o mesmo valor, mas sinal oposto ao de B e a diferença entre B e C será  $2V_B$ .

ou seja:

$$V_B = -V_C \quad \text{e} \quad V_B - V_C = 2V_B = V_{BC}$$

Assim:

$$V_{BC} = \frac{I\rho_1}{2\pi} \left\{ \frac{1}{e} + 4 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{k^n}{[e^2 + (2nt)^2]^{1/2}} - \frac{k^n}{[4e^2 + (2nt)^2]^{1/2}} \right\}$$

e pode ser escrito como se segue:

$$V_{BC} = \frac{I\rho_1}{2\pi e} \left\{ 1 + 4 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{k^n}{\left[1 + \left(2n \frac{t}{e}\right)^2\right]^{1/2}} - \frac{k^n}{\left[4 + \left(2n \frac{t}{e}\right)^2\right]^{1/2}} \right\}$$

ou

$$2\pi e \cdot \frac{V_{BC}}{I} = \rho_1 \left\{ 1 + 4 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{k^n}{\left[1 + \left(\frac{2nt}{e}\right)^2\right]^{1/2}} - \frac{k^n}{\left[4 + \left(\frac{2nt}{e}\right)^2\right]^{1/2}} \right\}$$

1.42b

Analisando-se a equação 1.42 vê-se que o membro do lado esquerdo da equação contém a razão  $V_{BC}/I$ , ou seja, a resistência medida. Assim o membro esquerdo torna-se  $2\pi e.R$ . Mas essa é a expressão para o arranjo de quatro pontas quando usado em meio homogêneo (equação 1.22), que fornece a resistividade. Assim, definindo-se uma quantidade  $\rho_a$  chamada resistividade aparente, a equação 1.42 torna-se:

$$\rho_a = \rho_1 \left\{ 1 + 4 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{k^n}{\left[1 + \left(2n \frac{t}{e}\right)^2\right]^{1/2}} - \frac{k^n}{\left[4 + \left(2n \frac{t}{e}\right)^2\right]^{1/2}} \right\} \quad 1.43$$

ou

$$\frac{\rho_a}{\rho_1} = 1 + 4F \quad 1.44$$

onde  $F$  é a soma da série infinita.

O valor do coeficiente  $k$  só depende da razão  $\rho_2/\rho_1$  como mostra a equação 1.45:

$$k = \frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_2 + \rho_1} = \frac{\rho_2/\rho_1 - 1}{\rho_2/\rho_1 + 1} \quad 1.45$$

O valor de  $k$  varia entre  $+1,0$  e  $-1,0$ . Se a segunda camada é isolante,  $\rho_2 = \infty$ , então  $k = +1,0$ ; e se for um condutor perfeito,  $\rho_2 = 0$  o que implica em  $k = -1$ ; e no caso óbvio se  $\rho_1 = \rho_2$ , implica em  $k = 0$  e a equação 1.44 faz com que  $\rho_a = \rho_1$ . A tabela 1.1 indica alguns valores de  $k$  para algumas razões  $\rho_2/\rho_1$ .

TABELA 1.1: Coeficiente  $k$

$k$	$\rho_2/\rho_1$	$k$	$\rho_2/\rho_1$
+ 1,0		- 1,0	0,0
+ 0,9	19,0	- 0,9	0,0526
+ 0,8	9,0	- 0,8	0,1111
+ 0,7	5,67	- 0,7	0,1765
+ 0,6	4,0	- 0,6	0,2500
+ 0,5	3,0	- 0,5	0,3333
+ 0,4	2,333	- 0,4	0,4286
+ 0,3	1,857	- 0,3	0,5384
+ 0,2	1,50	- 0,2	0,6667
+ 0,1	1,222	- 0,1	0,8182

#### 1.2.4.6. O MÉTODO DA SUPERPOSIÇÃO

Até aqui tratou-se de obter uma expressão relacionando a resistividade, a resistência e a geometria do sistema de medida para um material de dimensões infinitas ou semi-infinitas. Mas para aplicações práticas estas expressões carecem ser corrigidas pois deseja-se determinar normalmente a resistividade de lâminas de pequenas dimensões, homogêneas ou não.

O método utilizado até aqui, denominado das imagens, apesar de simples é muito elegante, permitindo encontrar soluções formais de problemas envolvendo materiais limitados por um plano e fontes pontuais, através de considerações de simetria. Entretanto os resultados são, frequentemente, séries infinitas, cuja convergência não é satisfatória nos cálculos numéricos (ver por exemplo a equação 1.43).

Muitas técnicas foram desenvolvidas com o objetivo de superar o problema da convergência desta soma infinita de termos. Estas técnicas são selecionadas de acordo com cada problema específico.

Outro método (ref.7) que usa a superposição de um número infinito de fontes pontuais será discutido a seguir.

O tratamento é análogo ao usado em eletrostática onde o potencial num dado ponto é atribuído a uma fonte pontual, de carga  $q$ , afastada de uma distância  $r$  do ponto considerado. A fonte pontual é definida de modo que o potencial criado por ela seja  $q/r$ .

Todos os casos de fluxos ôhmicos a serem considerados envolvem fontes pontuais de corrente numa superfície plana e será mostrado que a intensidade de uma fonte pode ser calculada como:

$$q = \frac{I\rho}{2\pi} \quad 1.46$$

onde  $I$  é a corrente entrando ou saindo da superfície plana do material de resistividade  $\rho$ .

De acordo com o princípio da superposição, o potencial num dado ponto, devido a uma dada configuração de fontes fixas, é a soma dos poten-

ciais que se estabeleceriam naquele ponto se cada uma das fontes atuasse isoladamente. Em muitos problemas, os cálculos poderiam ser efetuados facilmente através de uma tabela de potencial, correspondente a linha de fontes pontuais, equidistantes entre si e de igual valor  $q$ . Mas uma expressão divergente seria obtida ao se proceder ao cálculo do potencial de tal arranjo, pois seria feita a superposição dos potenciais  $q/r$  das fontes. Uma maneira de evitar essa divergência seria abandonar a tentativa (implícita na escolha de  $q/r$  como o potencial da fonte) de fazer com que o potencial no infinito fosse zero. Potenciais relativos a um ponto arbitrário seriam infinitos e, portanto, poderiam ser tabulados. Entretanto, com a escolha do potencial no infinito igual a zero, a superposição do sistema de fontes fica simplificada.

Serão apresentados a seguir duas configurações auxiliares de cargas que permitem obter a distribuição do potencial criada por uma linha de fontes.

Neste tipo de solução proposta é contornado o problema da divergência do potencial ao se superpor as diversas fontes, apesar deste ser tomado igual a zero no infinito.

A primeira configuração que será considerada é constituída de fontes pontuais como mostra a figura 1.8

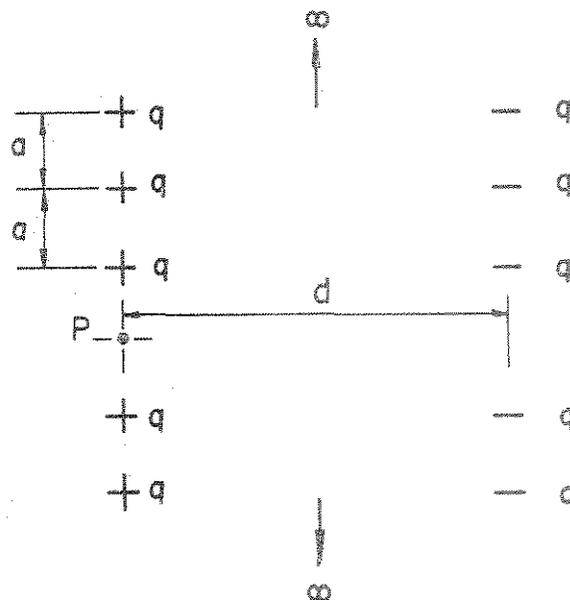


Fig. 1.8 - Arranjo de fontes pontuais.

Consiste de uma linha de fontes pontuais igualmente espaçadas de "cargas" iguais  $q$  e uma linha de "cargas" opostas, exceto que uma das fontes pontuais positivas e a correspondente negativa foram retiradas. O potencial no ponto P (onde a fonte positiva omitida deveria estar) pode ser calculado como:

$$V(P) = 2 \left[ \frac{q}{a} + \frac{q}{2a} + \frac{q}{3a} + \dots + \frac{q}{na} + \dots - \left( \frac{q}{\sqrt{a^2+d^2}} + \frac{q}{\sqrt{(2a)^2+d^2}} + \dots + \frac{q}{\sqrt{(na)^2+d^2}} + \dots \right) \right] \quad 1.47$$

ou rearranjando os termos:

$$V(P) = \frac{q}{a} \cdot 2 \sum_{n=1}^{\infty} \left( \frac{1}{n} - \frac{1}{\sqrt{n^2+\lambda^2}} \right) = \frac{q}{a} \cdot M(\lambda) \quad 1.48$$

onde  $\lambda = d/a$  e  $M(\lambda)$  é uma função adimensional como mostra a equação 1.48. É óbvio que  $M(\lambda) = 0$  para  $\lambda=0$ . A referência 5 apresenta a função  $M(\lambda)$  tabelada para valores de  $\lambda = 1,2$  a  $\lambda = 0,009$ , transcrita no apêndice deste trabalho.

A segunda configuração ilustrada na figura 1.9 consiste de uma linha de fontes pontuais igualmente espaçadas, mergulhadas numa fonte linear e contínua de cargas, uniformemente distribuídas por unidade de comprimento.

O potencial  $V(Q)$  no ponto Q é dado por:

$$V(Q) = \frac{q}{a} \cdot 2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{\sqrt{n^2+\lambda^2}} - \int_0^{\infty} \frac{1}{\sqrt{x^2+d^2}} dx \quad 1.49$$

ou

$$V(Q) = \frac{q}{a} \sum_{n=1}^{\infty} iH_0^{(1)}(i2\pi n\lambda) = \frac{q}{a} N(\lambda) \quad 1.50$$

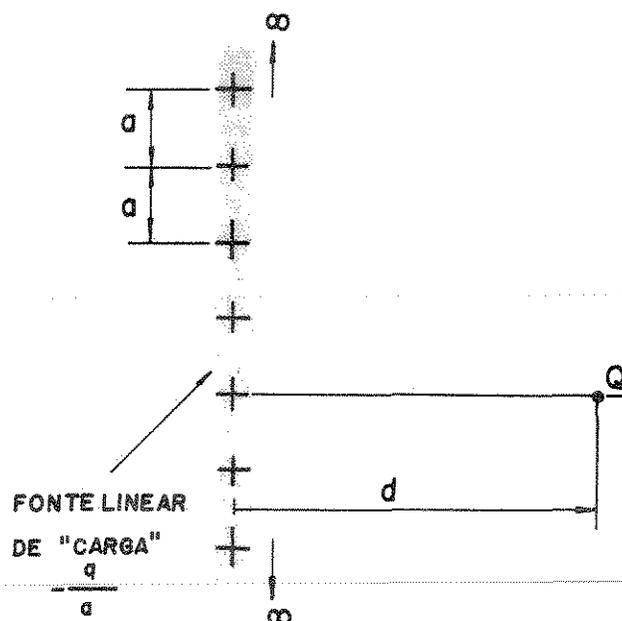


Fig. 1.9 - Distribuição de fonte correspondendo a uma distribuição linear de "carga" negativa e uma linha de fontes pontuais de "carga" positiva.

onde  $\lambda = d/a$ ,  $d$  é a distância  $\tilde{a}$  linhas de fontes e  $H_0^{(1)}$  (ix) é a função de Hankel tabulada na referência 8.

Valores numéricos de  $N(\lambda)$  são apresentados na referência 5 (e transcritos no apêndice) para  $\lambda$  entre 0,25 e 2,2. É fato que  $\lambda \rightarrow \infty$ ,  $N \rightarrow 0$ .

Existe uma relação muito útil entre  $M(\lambda)$  e  $N(\lambda)$ :

$$M(\lambda) + N(\lambda) = \frac{1}{\lambda} + 2\ln\lambda - 2\ln 2 + 2C \quad 1.51$$

onde  $C$  é a constante de Euler e vale 0,577215665. Os métodos de cálculo de  $M(\lambda)$  e de  $N(\lambda)$  são mostrados na ref.5.

1.2.4.7. O MÉTODO DA SUPERPOSIÇÃO E O MÉTODO DAS QUATRO PONTAS PARA AMOSTRAS DE DIMENSÕES SEMI-INFINITAS

Para a medida da resistividade, usando-se o método das quatro pontas, é necessário que a modulação da resistividade por injeção de portadores minoritários seja desprezível. É necessário também que as pontas de prova para medida do potencial sejam suficientemente condutoras para levar corrente ao medidor de voltagem.

A figura 1.10 ilustra o arranjo de quatro pontas colineares.

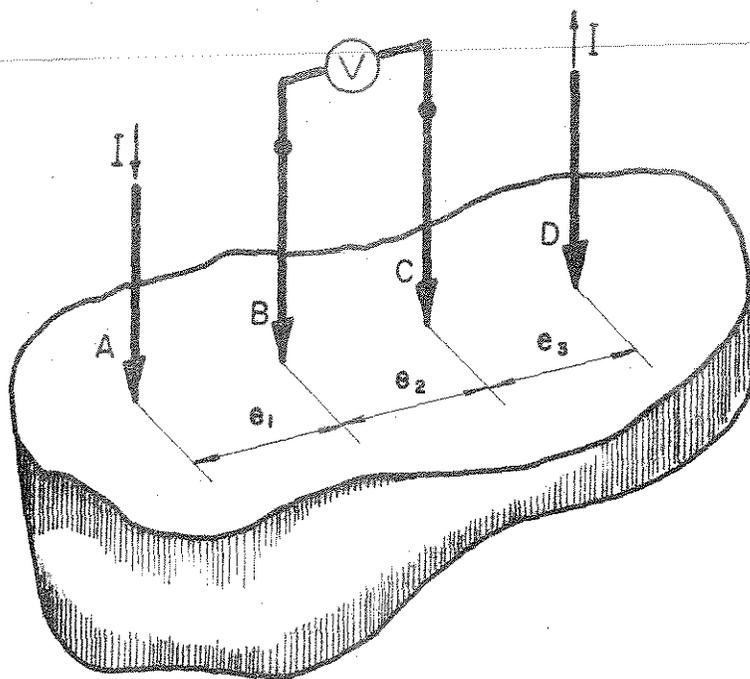


Fig. 1.10 - Arranjo de quatro pontas colineares.

Os potenciais nos pontos B e C são dados por:

$$V_B = \frac{q}{e_1} - \frac{q}{e_2 + e_3}$$

$$V_C = \frac{q}{e_1 + e_2} - \frac{q}{e_3}$$

onde  $q$  é a "carga" da fonte equivalente à corrente  $I$ . Se considerarmos uma superfície esférica, de raio infinitesimal  $r$ , centrada em uma das pontas de corrente, tem-se:

$$I = \int_s \vec{J}(r) \cdot d\vec{A} = \frac{1}{2} \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \frac{E}{\rho} \cdot r^2 \sin\theta \, d\theta \, d\phi \quad 1.53$$

$$I = \frac{1}{\rho} \cdot E \cdot 2\pi r^2 \quad 1.54$$

Como o campo elétrico é  $E = q/r^2$ , tem-se:

$$q = \frac{I\rho}{2\pi} \quad 1.55$$

Obtem-se então a diferença de potencial entre os pontos B e C valendo:

$$V_{BC} = V_B - V_C = q \left( \frac{1}{e_1} + \frac{1}{e_3} - \frac{q}{e_2+e_3} - \frac{q}{e_1+e_2} \right) \quad 1.56$$

e se  $e_1=e_2=e_3=e$  obtemos novamente a expressão 1.22 ou seja

$$\rho = 2\pi e \cdot \frac{V_{BC}}{I} \quad \text{ou} \quad \rho = 2\pi e \cdot R \quad 1.22$$

Este resultado foi obtido para tornar mais claras as definições introduzidas nesta seção, apesar do tratamento ser idêntico ao das seções 1.2.4.2 e 1.2.4.3.

#### 1.2.4.8. APLICAÇÃO DOS MÉTODOS DA SUPERPOSIÇÃO E QUATRO PONTAS A AMOSTRAS DE DIMENSÕES FINITAS

Está patente que as expressões obtidas não podem ser usadas diretamente ao se medir amostras reais, ou seja, de dimensões finitas como é usual.

Assim será introduzido o conceito de resistividade aparente, de finida pela equação  $\rho_a = 2\pi eR$  e que pode, portanto, ser determinada experimentalmente pela medida de R, a partir da qual pode-se obter a resistividade real como sendo

$$\rho = \rho_a F \quad 1.57$$

em que F é um fator de correção dependente da geometria.

A partir desta seção serão observadas as seguintes condições, a menos que se especifique em contrário:

- a. As quatro pontas são colineares e equidistantes.
- b. A profundidade de penetração das pontas, bem como o diâmetro dos contatos, é desprezível com relação a distância  $e$  entre elas.
- c. A resistividade do material é uniforme na área de medida.
- d. A recombinação dos portadores minoritários injetados deve se dar próxima aos eletrodos de maneira que não haja modulação de condutividade por parte destes. Isso implica em que as medidas devam ser efetuadas em superfícies que tenham alta taxa de recombinação tais como superfícies polidas.
- e. A superfície da amostra deve ser plana e não ter fuga de corrente, ou seja, não pode estar recoberta por nenhum filme condutor.
- f. A corrente injetada não deve produzir aquecimento na amostra, caso contrário, a resistividade será alterada.

#### 1.2.4.9. GEOMETRIAS DIVERSAS E OS CORRESPONDENTES FATORES DE CORREÇÃO, F

Nesta seção tratar-se-á da medida de resistividade pelo método das quatro pontas, em geometrias diversas, e será discutido o fator  $F$ , satisfeitas as condições especificadas na seção anterior.

##### A. AMOSTRA LIMITADA POR SUPERFÍCIES NÃO CONDUTORAS, DE ESPESSURA $t$ E CUJAS DEMAIS DIMENSÕES SÃO MUITO MAIORES QUE A DISTÂNCIA $e$ ENTRE AS PONTAS <sup>(7)</sup>

A figura 1.11 apresenta a geometria da amostra e a posição das quatro pontas.

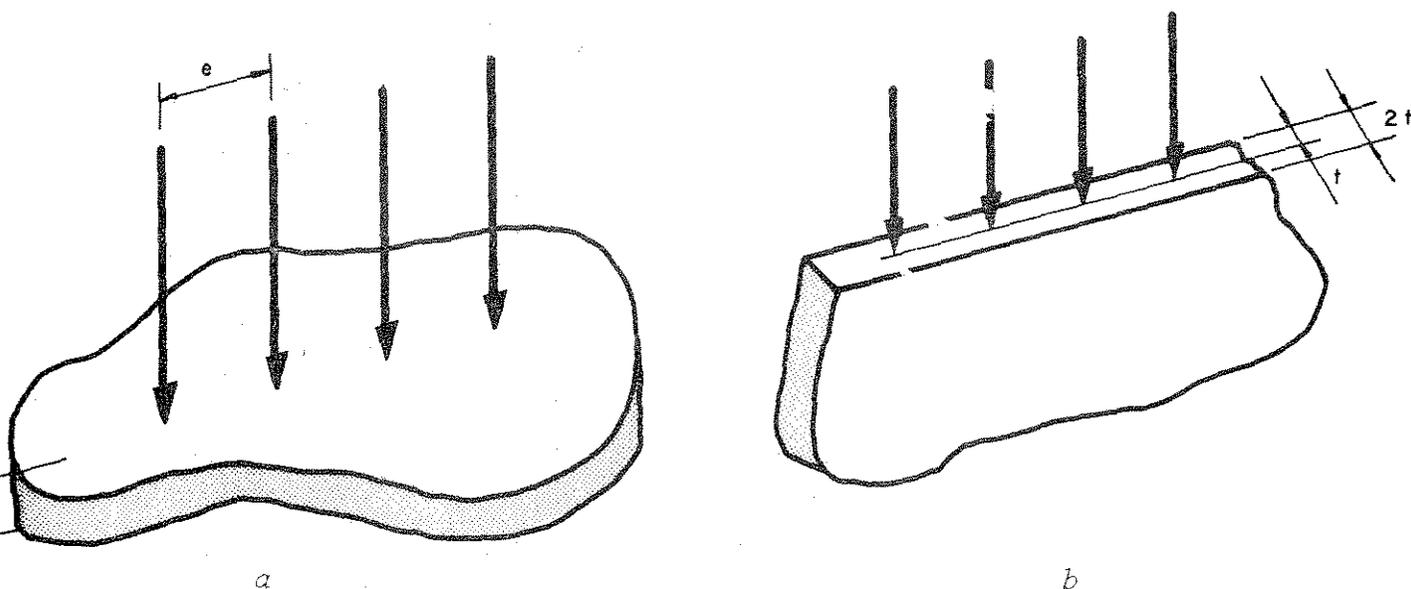


Fig. 1.11 - Amostra de espessura  $t$  finita com diferente disposição das pontas relativamente à lâmina. As configurações  $a$  e  $b$  dão resultados iguais de resistividade.

Para se obter uma expressão da resistividade da amostra faz-se uso da configuração auxiliar de "cargas" mostrada na figura 1.12. Pode-se obter os potenciais nos pontos B e C como sendo respectivamente:

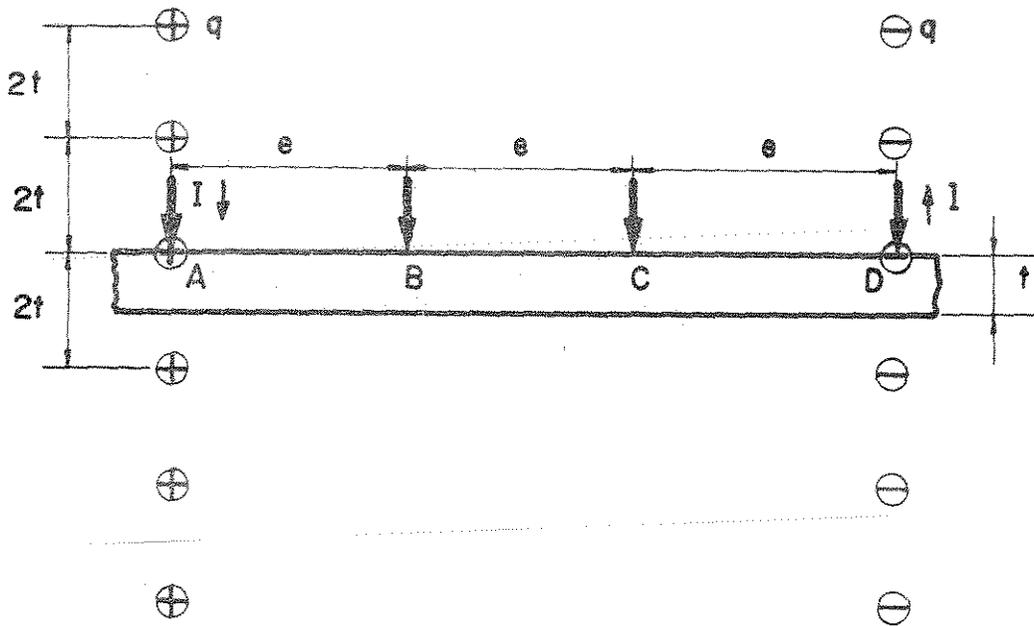


Fig. 1.12 - Configuração das quatro pontas e do arranjo auxiliar de "cargas" para cálculo dos potenciais em B e C.

Usando-se a configuração de cargas mostradas na figura 1.8 e adicionando-se mais duas cargas onde estão localizados os terminais A e D (fonte e dreno de corrente) tem-se que o potencial em B devido à configuração de cargas é dada por

$$V_B = \frac{q}{2t} \left[ M \left( \frac{2e}{2t} \right) - M \left( \frac{e}{2t} \right) \right] + \frac{q}{2e} \quad 1.58$$

e

$$V_C = \frac{q}{2t} \left[ M \left( \frac{2e}{2t} \right) - M \left( \frac{e}{2t} \right) \right] - \frac{q}{2e} \quad 1.59$$

A diferença de potencial entre B e C será portanto:

$$V_{BC} = \frac{q}{t} \left[ M \left( \frac{2e}{2t} \right) - M \left( \frac{e}{2t} \right) \right] + \frac{q}{e} \quad 1.60$$

Substituindo-se  $q$  da expressão 1.60 em  $q = \frac{I\rho}{2\pi}$  obtém-se

$$\rho = 2\pi e \cdot \frac{V_{BC}}{I} \left\{ \frac{e}{t} \left[ M\left(\frac{e}{t}\right) - M\left(\frac{e}{2t}\right) \right] + 1 \right\}^{-1} \quad 1.61$$

Comparando-se 1.61 com 1.22 chega-se a:

$$\rho = \rho_a \left\{ \frac{e}{t} \left[ M\left(\frac{e}{t}\right) - M\left(\frac{e}{2t}\right) \right] + 1 \right\}^{-1} = \rho_a F_a \quad 1.62$$

onde

$$F_a = \left\{ \frac{e}{t} \left[ M\left(\frac{e}{t}\right) - M\left(\frac{e}{2t}\right) \right] + 1 \right\}^{-1} \quad 1.63$$

que  $\tilde{e}$  é o fator de correção.

Esta expressão é conveniente para amostras espessas em comparação com a distância entre as pontas, isto é,  $t \gg e$  e porque, neste caso, os valores de  $M(e/t)$  e  $M(e/2t)$  serão pequenos e o termo de correção,  $F_a$ , próximo de 1, sendo pouco afetado por erros de leitura de  $M(\lambda)$  tabelados.

O fator de correção pode ser expresso em termos da função  $N(\lambda)$ , usando-se a equação 1.51, assim:

$$F_a^{-1} = \frac{e}{t} \left[ 2\ln 2 + N\left(\frac{e}{2t}\right) - N\left(\frac{e}{t}\right) \right] \quad 1.64$$

Em particular, se  $t \ll 1/2.e$  o fator  $F_a^{-1}$  simplifica-se para  $F_a^{-1} = 2\ln 2 \cdot \frac{e}{t}$  e as equações 1.22 e 1.57 fornecem:

$$\rho \approx \pi \cdot t \cdot \frac{V_{BC}}{I} / \ln 2 \approx 4,532 \cdot t \cdot \frac{V_{BC}}{I} \quad \text{para } t \ll \frac{1}{2} e \quad 1.65$$

Os apêndices B, C e D contêm valores do fator de correção  $F_a$  para diversos valores de  $e/t$ . Valores superiores a  $e/t = 2,5$  a expressão 1.65 pode ser usada com suficiente precisão.

É possível inverter a posição das pontas de corrente e potencial, desde que se proceda a uma alteração conveniente da configuração auxiliar.

Procedendo-se às inversões, a equação 1.65 passa a ter a seguinte forma:

$$\rho = F_a^* \cdot t \cdot \frac{V_{BC}}{I} \quad (t \ll \frac{1}{2} e) \quad 1.65a$$

onde  $F_a^*$  é o novo fator de correção, mostrado na tabela 1.2, para diversos arranjos das pontas (9).

TABELA 1.2

Pontas de Corrente	Pontas de Potencial	Fator de Correção $F_a^*$
AD	BC	$\pi/\ln 2 \approx 4.532$
AB	CD	$2\pi/(\ln 4 - \ln 3) \approx 21.84$
AC	BD	$2\pi/(\ln 3 - \ln 2) \approx 15.50$
BD	AC	$2\pi/(\ln 3 - \ln 2) \approx 15.50$
CD	AB	$2\pi/(\ln 4 - \ln 3) \approx 21.84$
BC	AD	$\pi/\ln 2 = 4,532$

B. AMOSTRA DE ESPESSURA  $t$ , COM AS DEMAIS DIMENSÕES MUITO MAIORES QUE A DISTÂNCIA ENTRE AS PONTAS, LIMITADA POR UMA SUPERFÍCIE CONDUTORA <sup>(7)</sup>

É muito comum durante uma etapa do processo de fabricação de dispositivos semicondutores a lâmina ficar recoberta por um filme ou camada condutora. As condições de contorno, neste caso, são que uma das superfícies é condutora e a outra não (figura 1.13).

Desde que as duas fronteiras são paralelas, uma solução pelo método das imagens exige para cada fonte de corrente uma série infinita de imagens ao longo das perpendiculares aos planos pelos pontos correspondentes às fontes de corrente.

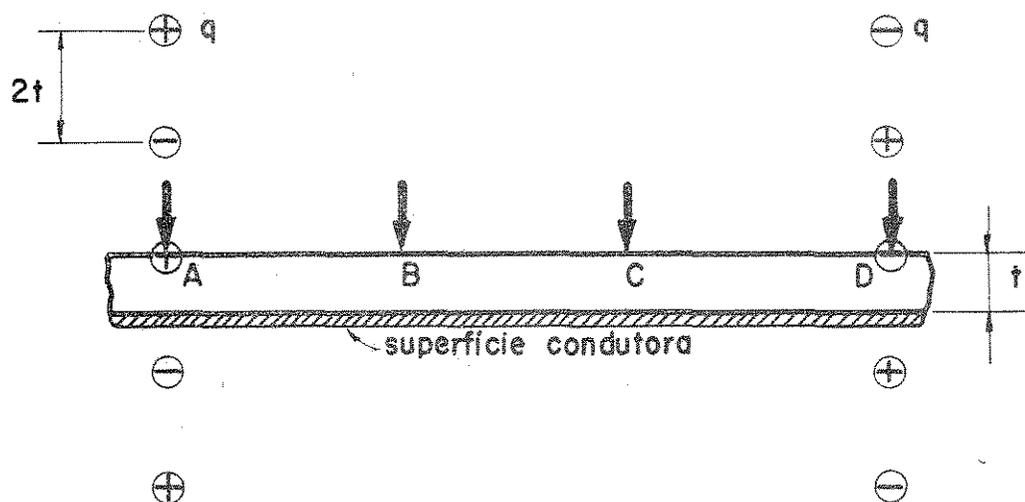


Fig. 1.13 - Arranjo auxiliar de cargas na medição da resistividade de uma lâmina com superfície inferior condutora.

O potencial em B devido ao arranjo de cargas é:

$$V_B = \frac{q}{2e} + 2 \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n \cdot \frac{q}{\sqrt{e^2 + (2nt)^2}} - 2 \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n \cdot \frac{q}{\sqrt{(2e)^2 + (2nt)^2}}$$

1.66

Analogamente o potencial em C é dado por:

$$V_C = -\frac{q}{2e} + 2 \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n \cdot \frac{q}{\sqrt{(2e)^2 + (2nt)^2}} - 2 \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n \cdot \frac{q}{\sqrt{e^2 + (2nt)^2}}$$

1.67

Assim, a diferença de potencial  $V_{BC}$  é obtida, por 1.66 e 1.67, como:

$$V_{BC} = \frac{\rho I}{2\pi e} \left\{ 1 + \frac{e}{t} \cdot 2 \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n \left[ \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{e}{2t}\right)^2 + n^2}} - \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{e}{t}\right)^2 + n^2}} \right] \right\}$$

1.68

ou

$$\rho = 2\pi e \cdot \frac{V_{BC}}{I} \cdot F_b$$

onde

$$F_b^{-1} = 1 + \frac{e}{t} \cdot 2 \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n \left[ \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{e}{2t}\right)^2 + n^2}} - \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{e}{t}\right)^2 + n^2}} \right] \quad 1.69$$

que é o fator de correção para o caso b.

Se forem usadas as funções M e N obtém-se para  $F_b^{-1}$  as expressões:

$$F_b^{-1} = 1 + \frac{e}{t} \left[ 2M\left(\frac{e}{2t}\right) - M\left(\frac{e}{t}\right) - M\left(\frac{e}{4t}\right) \right] \quad 1.70$$

ou equivalentemente:

$$F_b^{-1} = \frac{e}{t} \left[ N\left(\frac{e}{4t}\right) + N\left(\frac{e}{t}\right) - 2N\left(\frac{e}{2t}\right) \right] \quad 1.71$$

C. PONTAS DE PROVA SOBRE UMA AMOSTRA DE GRANDES DIMENSÕES, PRÓXIMAS E ALINHADAS PERPENDICULARMENTE A UMA FRONTEIRA NÃO CONDUTORA (10)

O arranjo é esquematizado na figura 1.14. O método das imagens exige que as fontes e respectivas imagens sejam de mesmo sinal, quando a fronteira não é condutora.

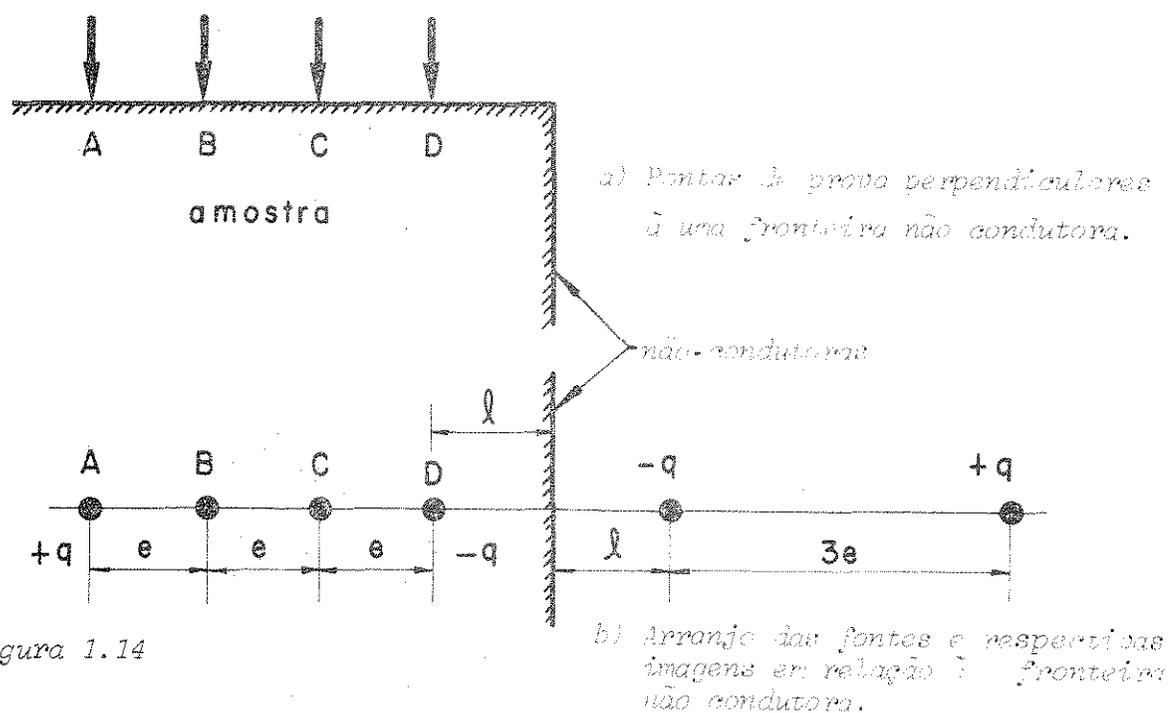


Figura 1.14

O potencial em B e C vale:

$$V_B = q \left( \frac{1}{e} - \frac{1}{2e} - \frac{1}{2e + 2\ell} + \frac{1}{2\ell + 5e} \right) \quad 1.72$$

$$V_C = q \left( \frac{1}{2e} - \frac{1}{e} - \frac{1}{e + 2\ell} + \frac{1}{4e + 2\ell} \right) \quad 1.73$$

E

$$V_{BC} = \frac{I\rho}{2\pi e} \left( 1 + \frac{e}{2\ell + e} - \frac{e}{2\ell + 2e} - \frac{e}{2\ell + 4e} - \frac{e}{2\ell + 5e} \right)$$

1.74

a resistividade é então:

$$\rho = 2\pi e \cdot \frac{V_{BC}}{I} \cdot F_c$$

onde

$$F_c = \frac{1}{1 + \frac{e}{2\ell+e} - \frac{e}{2\ell+2e} - \frac{e}{2\ell+4e} + \frac{e}{2\ell+5e}} \quad 1.75$$

O fator de correção  $F_c$  está na tabela 1.3.

D. PONTAS DE PROVA SOBRE UMA AMOSTRA DE GRANDES DIMENSÕES PRÓXIMAS E ALINHADAS PARALELAMENTE A UMA FRONTEIRA NÃO CONDUTORA <sup>(10)</sup>

A figura 1.15 mostra o arranjo das quatro pontas que estão em uma linha paralela à superfície limite não condutora.

Como no caso anterior, as imagens têm o mesmo sinal das fontes.

Assim  $V_{BC}$  é dado por:

$$V_{BC} = q \left[ 2 \left( \frac{1}{2e} + \frac{1}{\sqrt{e^2 + (2\ell)^2}} - \frac{1}{\sqrt{(2e)^2 + (2\ell)^2}} \right) \right] \quad 1.76$$

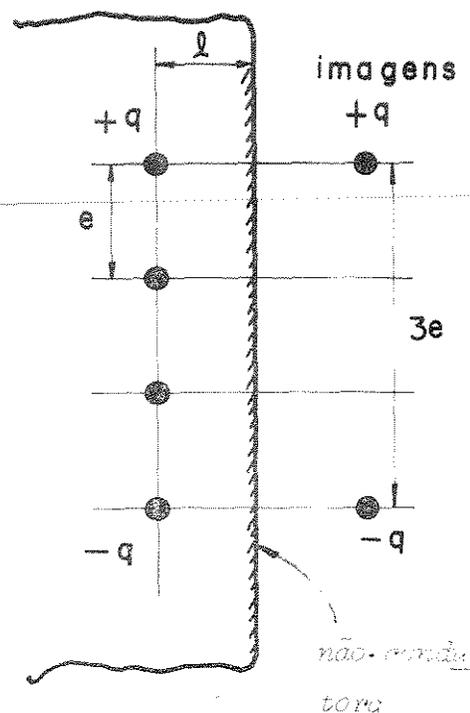
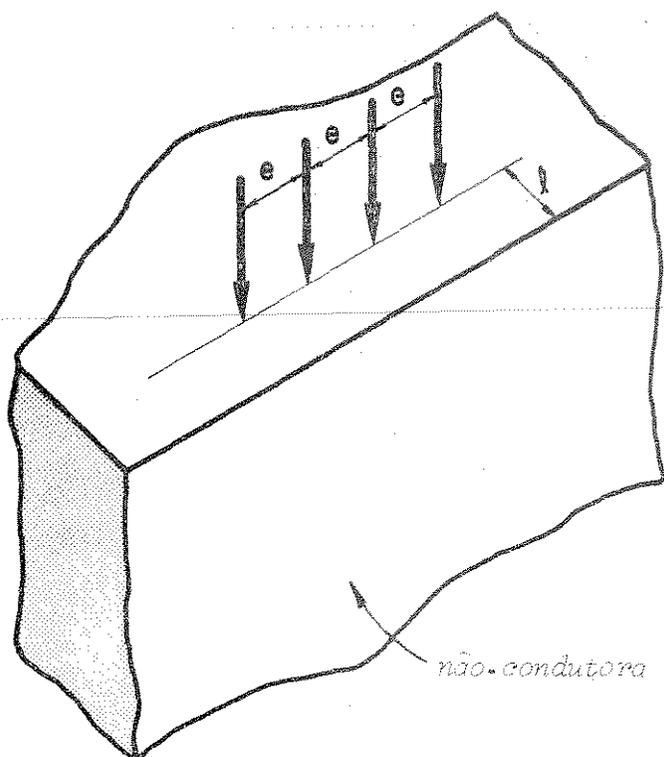


Fig. 1.15 - Arranjo das quatro pontas paralelo a uma superfície não condutora.

Portanto:

$$\rho = 2\pi e \cdot \frac{V_{BC}}{I} \cdot F_d$$

onde

$$F_d = \frac{1}{\left\{ 1 + \frac{2}{\sqrt{1 + \frac{2\ell}{e}^2}} - \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{\ell}{e}^2}} \right\}} \quad 1.77$$

é o fator de correção  $F_d$  que se encontra na tabela 1.3.

E. PONTAS DE PROVA, SOBRE UMA AMOSTRA DE GRANDES DIMENSÕES PRÓXIMAS E ALINHADAS PERPENDICULARMENTE A UMA FRONTEIRA CONDUTORA <sup>(10)</sup>

Este item se refere ao caso de uma amostra em que as pontas se alinham paralelamente à fronteira. Esta amostra é semelhante à representada na figura 1.14, à qual se deve acrescentar uma superfície condutora à face lateral limitante (é o caso, por exemplo da justaposição de uma placa metálica). No caso agora considerado, as imagens devem ter sinais opostos aos das fontes correspondentes.

Tem-se o potencial  $V_{BC}$

$$V_{BC} = q \left( \frac{1}{e} - \frac{1}{2\ell+e} + \frac{1}{2\ell+2e} + \frac{1}{2\ell+4e} - \frac{1}{2\ell+5e} \right) \quad 1.78$$

e

$$\rho = 2\pi\epsilon \cdot \frac{V_{BC}}{I} \cdot F_e$$

onde

$$F_e = \frac{1}{1 - \frac{1}{1 + \frac{2\ell}{e}} + \frac{1}{2 + \frac{2\ell}{e}} + \frac{1}{4 + \frac{2\ell}{e}} - \frac{1}{5 + \frac{2\ell}{e}}} \quad 1.79$$

é o fator de correção que também se encontra na tabela 1.3.

F. PONTAS DE PROVA, SOBRE UMA AMOSTRA DE GRANDES DIMENSÕES, PRÓXIMAS E ALINHADAS PARALELAMENTE A UMA FRONTEIRA CONDUTORA <sup>(10)</sup>

O arranjo na figura 1.15 é utilizado para se obter a expressão

da resistividade no caso f.

Como a fronteira  $\tilde{e}$  condutora, as imagens na figura 1.15 devem ter sinais opostos aos das fontes correspondentes.

Calculando-se  $V_{BC}$ , obtem-se:

$$V_{BC} = q \left( \frac{1}{2e} - \frac{1}{\sqrt{e^2 + (2\ell)^2}} + \frac{1}{\sqrt{(2e)^2 + (2\ell)^2}} \right) \quad 1.80$$

de maneira que a resistividade  $\tilde{e}$  dada por:

$$\rho = 2\pi\epsilon \cdot \frac{V_{BC}}{I} \cdot F_f$$

onde

$$F_f = \frac{1}{\left\{ 1 - \frac{2}{\sqrt{1 + \left(\frac{2\ell}{e}\right)^2}} + \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{\ell}{e}\right)^2}} \right\}} \quad 1.81$$

$\tilde{e}$  o fator de correção mostrado na tabela 1.3.

$\ell/e$	$F_c$	$F_d$	$F_e$	$F_f$
0,0	0,69	0,500	1,82	$\infty$
0,2	0,79	0,533	1,365	8,07
0,5	0,882	0,658	1,182	2,08
1,0	0,947	0,842	1,060	1,232
2,0	0,992	0,965	1,010	1,038
5,0	0,996	0,997	1,004	1,003
10,0	0,9995	0,9997	0,0005	1,004

TABELA 1.3

Fatores de correção  
para os casos c, d,  
e, f.

G. AMOSTRA SEMI-INFINITA DE ESPESSURA  $t$ , COM AS QUATRO PONTAS EQUIDISTANDO  $\ell$  DA BORDA LATERAL <sup>(7)</sup>

A figura 1.16 mostra o arranjo correspondente a este caso.

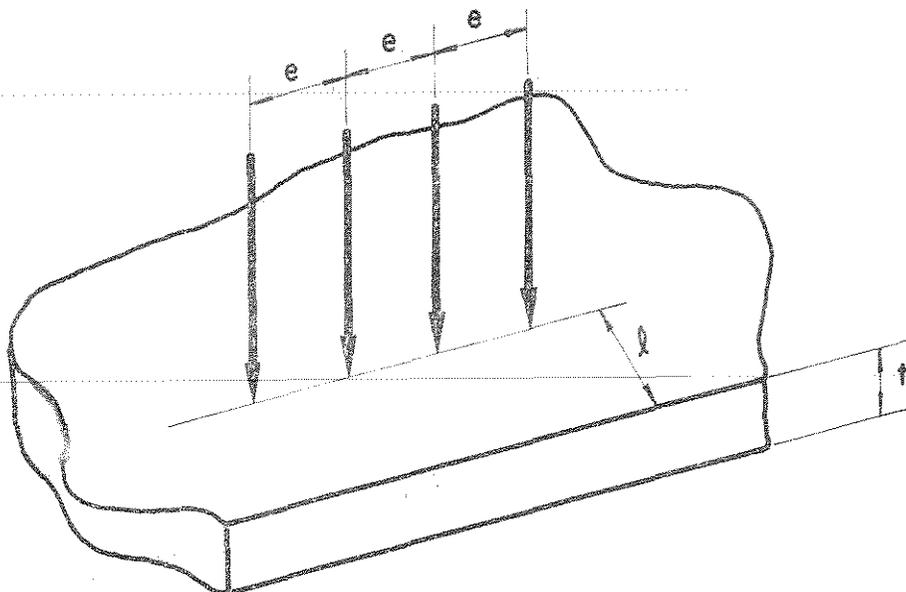


Fig. 1.16 - Lâmina de espessura  $t$  semi-infinita e o arranjo das quatro pontas.

Será definido um fator de correção que leva em conta a amostra ter espessura  $t$  e ser limitada por uma borda lateral. Assim:

$$F_g^{-1} = F_a^{-1} + \Delta F_g^{-1} \quad 1.82$$

$F_a$  é calculado a partir da distribuição auxiliar de cargas como visto no caso a., conforme equações 1.63 e 1.64.

O fator  $\Delta F_g^{-1}$  é obtido adicionando-se uma configuração auxiliar imagem simétrica à borda lateral.

O acréscimo no fator de correção, devido à borda lateral, pode ser calculado então:

$$\Delta F_g^{-1} = \frac{1}{\sqrt{v^2 + 1/4}} - \frac{1}{\sqrt{v^2 + 1}} + \mu \left[ M \left( \mu \sqrt{v^2 + 1} \right) - M \left( \mu \sqrt{v^2 + 1/4} \right) \right]$$

ou

$$\Delta F_g^{-1} = \mu \left[ \ln \frac{v^2 + 1}{v^2 + 1/4} + N \left( \mu \sqrt{v^2 + 1/4} \right) - N \left( \mu \sqrt{v^2 + 1} \right) \right] \quad 1.84$$

onde

$$v = \frac{\ell}{e} \qquad \mu = \frac{e}{t}$$

No apêndice estão tabelados os valores de  $F_g^{-1}$  para o caso g para diferentes valores de  $v$ , quando a borda lateral é condutora ou não.

H. AMOSTRA SEMI-INFINITA, DE ESPESSURA  $t$ , COM UMA BORDA LATERAL EM RELAÇÃO À QUAL ESTÃO ALINHADAS PERPENDICULARMENTE AS QUATRO PONTAS (7)

O arranjo é semelhante ao do caso g, como é mostrado na figura 1.17a e b.

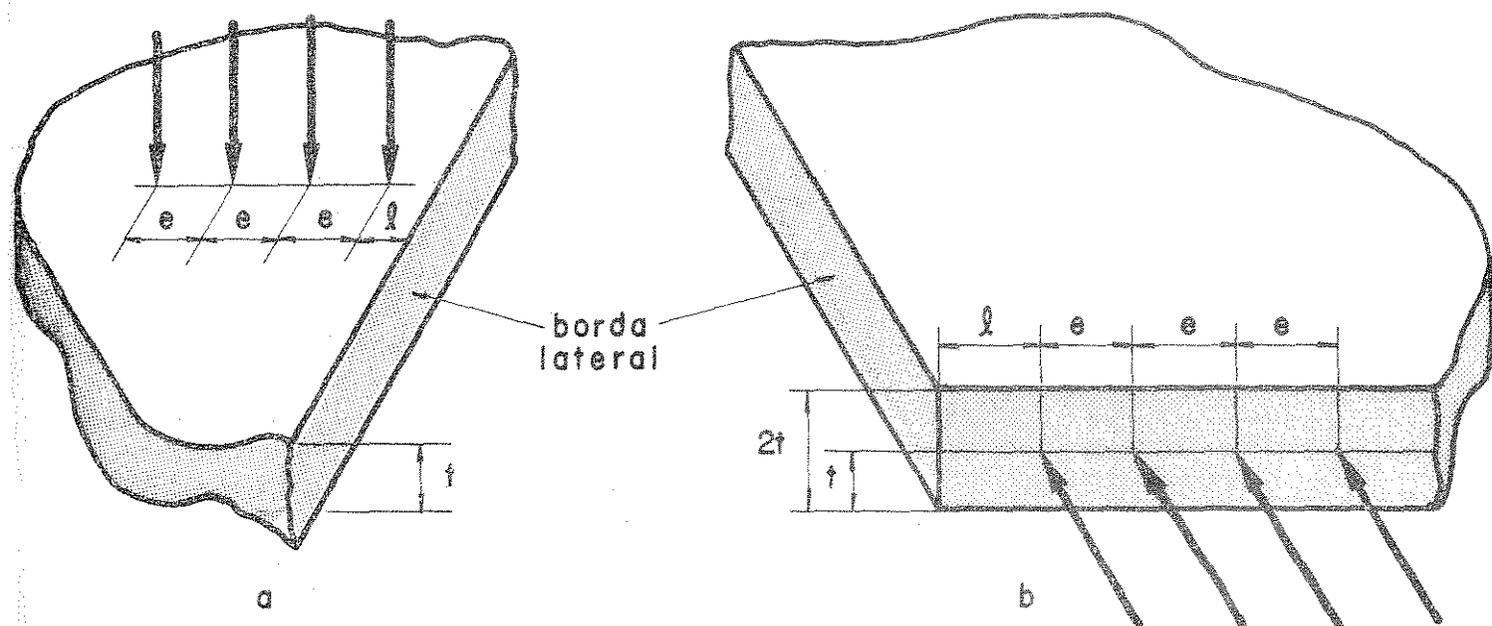


Fig. 1.17 - a) Lâmina semi-infinita com uma borda lateral.

b) Lâmina limitada em duas direções com duas bordas.

O valor da resistividade é igual para o arranjo a e b, pois as configurações auxiliares de carga são iguais.

O fator de correção  $\tilde{e}$  é dado por:

$$F_h^{-1} = F_a^{-1} \pm \Delta F_h^{-1} \quad 1.85$$

em que o sinal  $+$   $\tilde{e}$  usado se a fronteira  $\tilde{e}$  não condutora e o sinal  $-$  se a fronteira  $\tilde{e}$  condutora.

Pode-se mostrar que:

$$\Delta F_h^{-1} = \frac{e}{2t} \left[ \frac{1}{\alpha} + \frac{1}{\beta} - \frac{1}{\gamma} - \frac{1}{\delta} + M(\gamma) + M(\delta) - M(\alpha) - M(\beta) \right] \quad 1.86$$

ou

$$\Delta F_h^{-1} = \frac{e}{2t} \left[ 2\ell n \frac{\gamma\delta}{\alpha\beta} + N(\alpha) + N(\beta) - N(\gamma) - N(\delta) \right] \quad 1.87$$

onde

$$\alpha = (\ell + \frac{1}{2} e) / t$$

$$\beta = (\ell + \frac{5}{2} e) / t$$

$$\gamma = (\ell + e) / t$$

$$\delta = (\ell + 2e) / t$$

1.88

Os valores de  $F_h^{-1}$  para o caso  $h$  estão tabelados no apêndice.  
(Assume-se sempre que as faces superior e inferior não são condutoras).

I. AMOSTRA DE ESPESSURA  $t$ , LIMITADA EM DUAS DIREÇÕES COM DUAS BORDAS PERPENDICULARES, E TENDO AS PONTAS MONTADAS NA DIAGONAL (7)

A figura 1.18 mostra o arranjo correspondente a este caso.

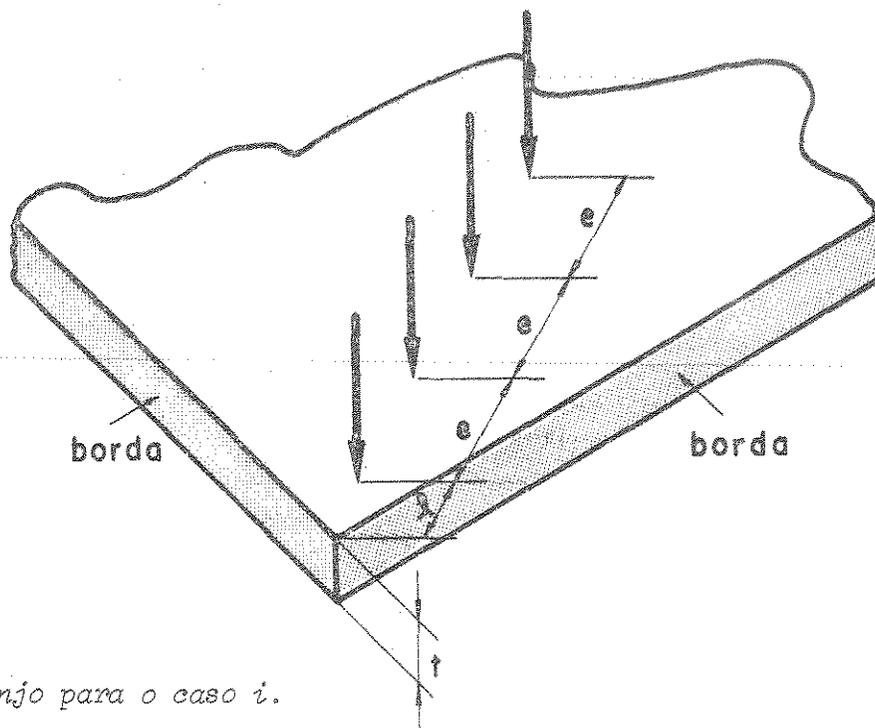


Fig. 1.18 - Arranjo para o caso i.

O fator de correção neste caso pode ser obtido acrescentando-se um termo ao fator usado para o caso h (figura 1.17a), ou seja:

$$F_i^{-1} = F_h^{-1} + \Delta F_i^{-1} \quad 1.89$$

onde o sinal + é usado se as duas bordas são não-condutoras e o sinal - para bordas condutoras.

O termo adicional é calculado da mesma forma apresentado pelas equações 1.86 e 1.87, sendo que os parâmetros  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$  e  $\delta$  são redefinidos em 1.90 e o resultado é duplicado:

$$\alpha = \frac{1}{2t} \sqrt{l^2 + (e^2 + l^2)}$$

$$\beta = \frac{1}{2t} \sqrt{(l + 2e)^2 + (l + 3e)^2}$$

$$\gamma = \frac{1}{2t} \sqrt{l^2 + (l + 2e)^2}$$

$$\delta = \frac{1}{2t} \sqrt{(l + 3e)^2 + (l + e)^2}$$

1.90

Assim

$$\Delta F_i^{-1} = 2 \times \Delta F_h^{-1}$$

1.91

Os parâmetros  $\Delta F_h^{-1}$  (equação 1.86 ou 1.87) são definidos em 1.90.

Como exemplo de cálculo, se  $l = e = t$ , então o fator de correção  $F_i^{-1} = 2,1097$  para o caso de bordas não condutoras e  $F_i^{-1} = 1,1665$  para o caso de condutoras.

#### J. AMOSTRA RETANGULAR DE ESPESSURA DESPREZÍVEL EM RELAÇÃO À DISTÂNCIA ENTRE AS PONTAS (AS FRONTEIRAS SÃO NÃO CONDUTORAS) (11,1)

Numa folha infinita, possuindo uma fonte de corrente, a distribuição de potencial, a partir da fonte, pode ser expressa como:

$$V - V_0 = - \frac{I \rho_s}{2\pi} \ln r$$

1.92

onde  $V$  é o potencial,  $I$  é a corrente,  $\rho_s$  é a resistividade da folha em  $\Omega_{\square}$  ( $\Omega$  por quadrado),  $r$  é a distância da fonte e  $V_0$  é um potencial arbitrário. Se, sobre a folha infinita, estiverem a fonte e o dreno de corrente, tem-se:

$$V - V_0 = \frac{I\rho_s}{2\pi} \ln \frac{r_1}{r_2} \quad 1.93$$

Para o arranjo de quatro pontas, a diferença de potencial entre os pontos internos é dada por:

$$V_{BC} = \frac{I\rho_s}{\pi} \ln 2 \quad 1.94$$

ou

$$\rho_s = \frac{V_{BC}}{I} \cdot \frac{\pi}{\ln 2} = 4,532 \frac{V_{BC}}{I} \quad 1.95$$

Para obter a resistividade da amostra, constituída por uma folha finita, aplica-se o método das imagens.

Considera-se uma amostra retangular com as dimensões  $a$  e  $d$  e as quatro pontas como mostrado na figura 1.19.

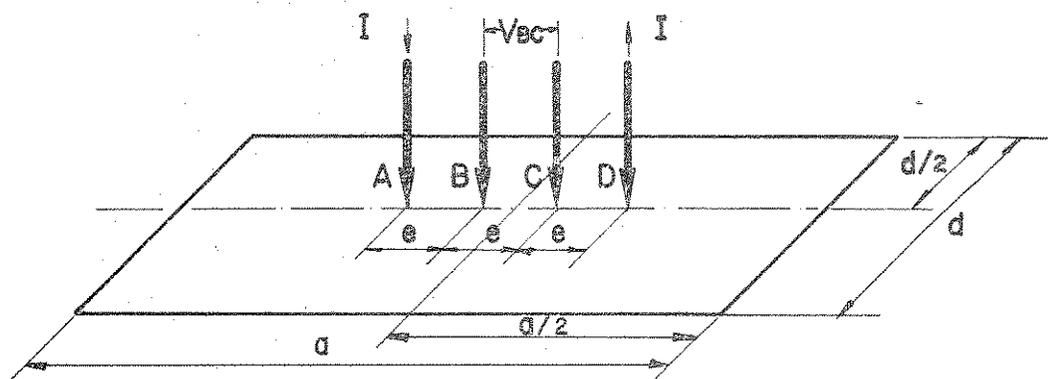


Fig. 1.19 - Amostra retangular e o arranjo de quatro pontas.

O sistema de imagens que permite obter a voltagem entre as duas pontas externas é mostrado na figura 1.20.

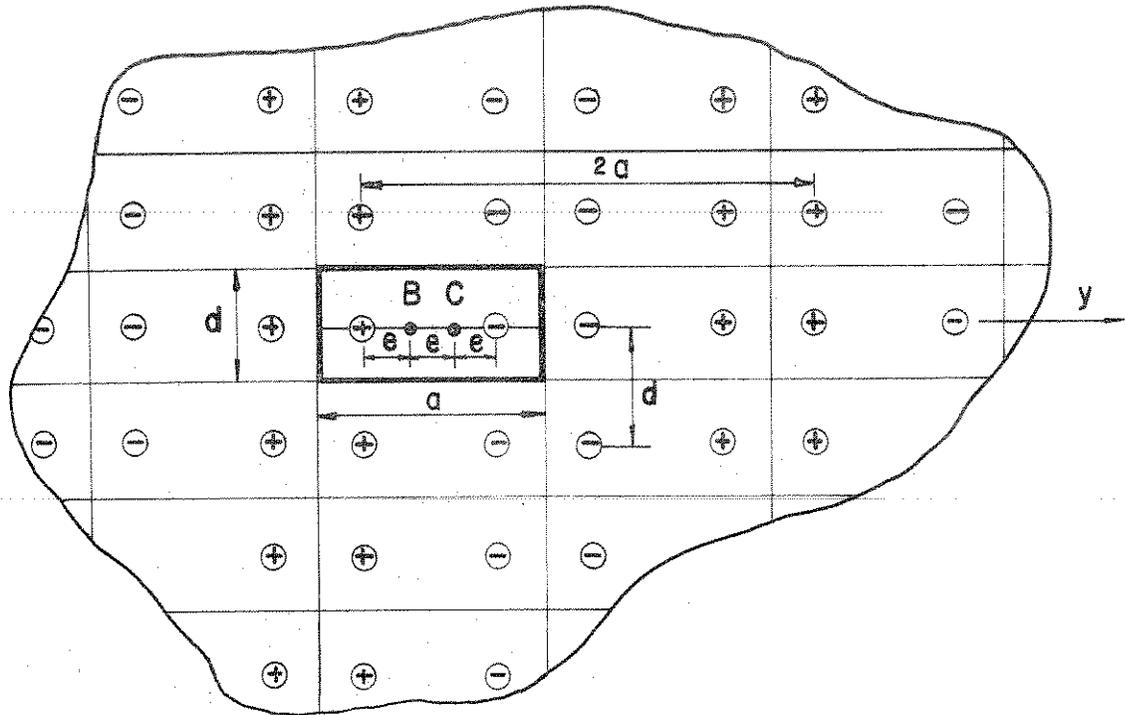


Fig. 1.20 - Configuração das imagens.

Para apenas uma linha de fontes mostrada na figura 1.21, em que o eixo  $y$  foi tomado sobre a linha de pontas, o potencial, em qualquer ponto de coordenadas  $(x,y)$ , é dado por:

$$V - V_o = -\frac{I\rho_s}{2\pi} \ln \left[ 2 \sqrt{\sin^2\left(\frac{\pi}{d}x\right) + \sinh^2\left(\frac{\pi}{d}y\right)} \right] \quad 1.96$$

Ambos os pontos B e C têm coordenadas  $x=0$  de acordo com essa escolha, e o problema se resume à superposição dos potenciais criados pelas linhas de fontes de corrente de sinais alternados, funções apenas de  $y$ .

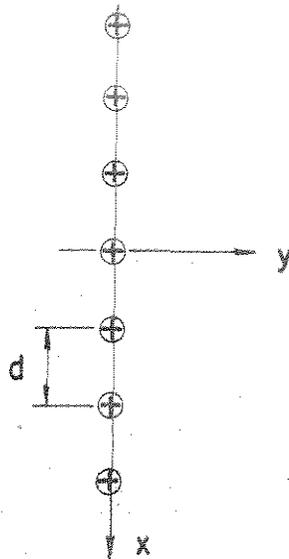


Fig. 1.21 - Arranjo linear de fontes de corrente.

Assim a expressão 1.96 simplifica-se para:

$$V - V_o = -\frac{I\rho_s}{2\pi} \ln \left( \epsilon^{\pi y/d} - \epsilon^{-\pi y/d} \right) \quad 1.97$$

Cada linha de fontes contribue assim para a voltagem  $V_{BC}$  com a quantidade:

$$\Delta v_n = -\frac{I\rho_s}{2\pi} \ln \left( \frac{\epsilon^{\pi(y_n+e)/d} - \epsilon^{-\pi(y_n+e)/d}}{\epsilon^{\pi y_n/d} - \epsilon^{-\pi y_n/d}} \right) \quad 1.98$$

onde  $y_n$  é a distância do ponto C à fonte na  $n$ -ésima linha. A dimensão  $a$  está envolvida nos valores de  $y_n$ . A voltagem total entre os pontos B e C é dada por:

$$V_{BC} = \sum_{n=1}^{\infty} \Delta v_n = \rho_s \cdot I \cdot \frac{1}{F_j \left( \frac{a}{d}, \frac{d}{e} \right)} \quad 1.99$$

onde  $F_j$  é o fator de correção para este caso (caso  $j$ ). O fator  $F_j$  está tabelado no apêndice.

A somatória dos  $\Delta v_n$  é efetuada da seguinte maneira. Sem perda de generalidade,  $d$  é usado em lugar de  $d/e$ ,  $a$  em lugar de  $a/e$  e  $y$  em lugar de  $y/e$ . Por razões de simetria segue-se que cada linha de fontes no semi-plano esquerdo da figura 1.20 contribue com o mesmo  $\Delta v_n$  da linha de fontes do semi-plano direito.

Assim somente as fontes do semi-plano direito serão consideradas e o resultado multiplicado por 2.

Os termos:

$$-\ln \left( e^{\pi y/d} - e^{-\pi y/d} \right)$$

são inicialmente escritos na forma:

$$-\ln e^{\pi y/d} \left( 1 - e^{-2\pi y/d} \right) = -\pi \frac{y}{d} - \ln \left( 1 - e^{-2\pi y/d} \right)$$

Com isso obtém-se:

$$\frac{2\pi}{|I|\rho_s} \Delta v_n = + \left[ -\frac{\pi}{d} - \ln \left( 1 - e^{-2\pi(y_n+1)/d} \right) + \ln \left( 1 - e^{-2\pi y_n/d} \right) \right]$$

1.100

Sendo que o sinal + é usado para fonte e o sinal - para o dreno. Na somatória dos  $\Delta v_n$  a primeira parcela, que é constante, contribue com  $\pi/d$ .

As parcelas logarítmicas, por sua vez, podem ser expandidas em série:

$$-\ln(1-x) = x + \frac{1}{2}x^2 + \frac{1}{3}x^3 + \dots$$

e com isso cada termo em  $n$  torna-se:

$$+ \sum_{m=1}^{\infty} \frac{1}{m} \left[ e^{-2\pi(y_n+1)m/d} - e^{-2\pi y_n m/d} \right] \quad (1.101)$$

O termo  $y_n$  pode ser expresso como:

$$y_n = A_j + n2a$$

com quatro  $A_j$  diferentes. Com isso, cada termo em  $m$  torna-se:

$$a_m = \sum_{i=1}^4 \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{m} \left( e^{-4\pi i a m/d} \right)^n e^{-2\pi A_i m/d} \left( e^{-2\pi m/d} - 1 \right)$$

Essa é uma série geométrica em  $n$ . Calculando-se  $\sum_{n=0}^{\infty}$  resulta:

$$a_m = \sum_{i=1}^4 \frac{1}{m} \frac{e^{-2\pi i a m/d} - 1}{1 - e^{-4\pi i a m/d}} e^{-2\pi A_i m/d} \quad (1.102)$$

Por razões de convergência  $v=1$  é tratado separadamente. Os  $A_j$  tornam-se:

$$\begin{aligned} \text{para fontes positivas: } A_2 &= a + 1 \\ A_4 &= 2a - 2 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{para fontes negativas: } A_1 &= 2a + 1 \\ A_3 &= a - 1 \end{aligned}$$

Calculando-se  $\sum_{i=1}^4 (-1)^i e^{-2\pi A_i m/d}$  e inserindo-se na expressão 1.102, resulta:

$$a_m = \frac{1}{m} e^{-2\pi(a-2)m/d} \cdot \frac{(1 - e^{-6\pi m/d})(1 - e^{-2\pi m/d})}{1 + e^{-2\pi a_m/d}}$$

Assim a voltagem total entre os pontos B e C pode ser expressa, agora utilizando  $d/e$ ,  $a/e$  e  $y/e$ , em lugar de  $d$ ,  $a$  e  $v$ , respectivamente.

$$V_{BC} = I\rho_s \cdot \frac{1}{\pi} \left[ \pi \cdot \frac{e}{d} + \ln \left( 1 + e^{-4\pi e/d} \right) - \ln \left( 1 + e^{-2\pi e/d} \right) + \sum_{m=1}^{\infty} a_m \right]$$

1.103

No cálculo de  $V_{BC}$ , a contribuição de  $a_1$ , primeiro termo da soma tória dos  $a_m$ , permite alcançar uma precisão correspondente a quatro algarismos significativos.

Assim a resistividade de folha é dada por:

$$\rho_s = \frac{V_{BC}}{I} \cdot F_j \left( \frac{a}{d}; \frac{d}{e} \right) \quad (1.104)$$

No apêndice encontram-se os valores tabelados para  $F_j$ .

Para  $d/e$  pequeno o fator  $F_j' = e/d \cdot F_j$  é aproximadamente igual a unidade. Nesse caso a resistividade de folha pode ser expressa por:

$$\rho_s = \frac{V_{BC}}{I} \cdot \frac{d}{e} \cdot F_j' \cong \frac{V}{I} \cdot \frac{d}{e} \quad (1.105)$$

O apêndice apresenta  $F_j'$  para várias razões  $d/e$ . Ao se fazer  $F_j' = 1$  pode-se avaliar o erro cometido a partir dos valores tabelados para  $F_j'$ .

K. AMOSTRA CIRCULAR DE ESPESSURA DESPREZÍVEL COM RELAÇÃO À DISTÂNCIA ENTRE OS PONTAS <sup>(11)</sup>

Neste caso a amostra tem diâmetro  $d$  e as pontas estão centralizadas como mostra a figura 1.22.

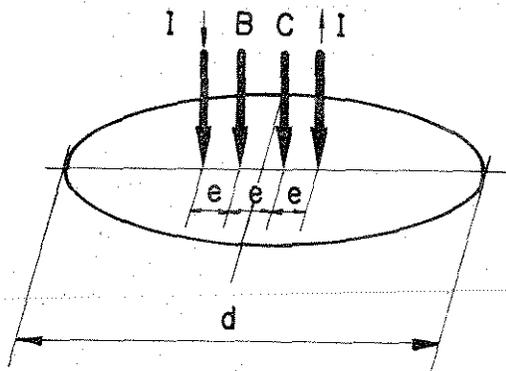


Fig. 1.22 - Amostra circular.

Para satisfazer as condições de contorno, basta apenas uma imagem do dipolo, obtida refletindo-se o mesmo em relação à borda do círculo, no alinhamento das pontas.

Calculando-se os potenciais nos pontos B e C, obtêm-se:

$$V_{BC} = \frac{I\rho_s}{\pi} \left[ \ln 2 + \ln \left[ \frac{\left(\frac{d}{e}\right)^2 + 3}{\left(\frac{d}{e}\right)^2 - 3} \right] \right] \quad 1.106$$

Assim a resistividade da folha é dada por:

$$\rho_s = \frac{V_{BC}}{I} \cdot F_k \left( \frac{d}{e} \right) \quad (\Omega_{\square}) \quad 1.107$$

onde  $F_k(d/e)$  é o fator de correção para o caso K, tabelado para diversos diâmetros, no apêndice.

L. ARRANJO DAS QUATRO PONTAS NOS VÉRTICES DE UM QUADRADO. AMOSTRA DE DIMENSÕES SEMI-INFINITAS (7)

Ao invés do arranjo colinear é possível utilizar as quatro pontas numa configuração de quadrado.

A figura 1.23 mostra as quatro pontas dispostas sobre uma amostra semi-infinita.

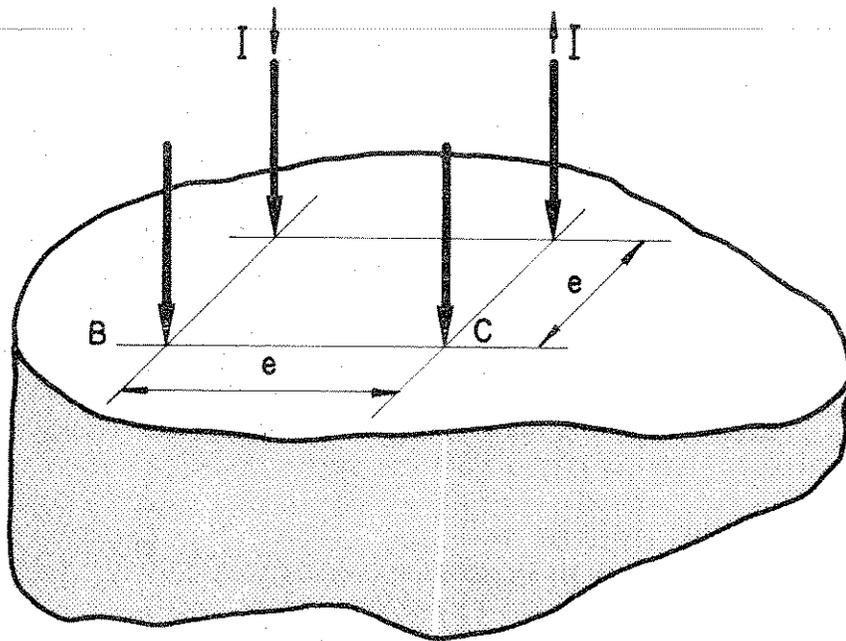


Fig. 1.23 - Arranjo das quatro pontas nos vértices de um quadrado.

Para se determinar a expressão que relaciona a resistividade com a geometria da configuração, a mesma sequência de cálculos da seção 1.2.4.7 é utilizada.

Assim o potencial  $V_{BC}$  é expresso por:

$$V_{BC} = \frac{I\rho}{2\pi} \cdot \frac{2}{e} \left( 1 - \frac{\sqrt{2}}{2} \right) \quad 1.108$$

ou a resistividade do material:

$$\rho = \frac{2\pi e}{2 - \sqrt{2}} \cdot \frac{V_{BC}}{I} = 10.7 e \cdot \frac{V_{BC}}{I} \quad 1.109$$

A vantagem desta configuração está em manter os eletrodos na menor área possível em comparação com o arranjo colinear.

M. ARRANJO DE QUATRO PONTAS NOS VÉRTICES DE UM QUADRADO. AMOSTRA SEMI-INFINITA DE ESPESSURA  $t$  <sup>(7)</sup>

O arranjo é mostrado na figura 1.24.

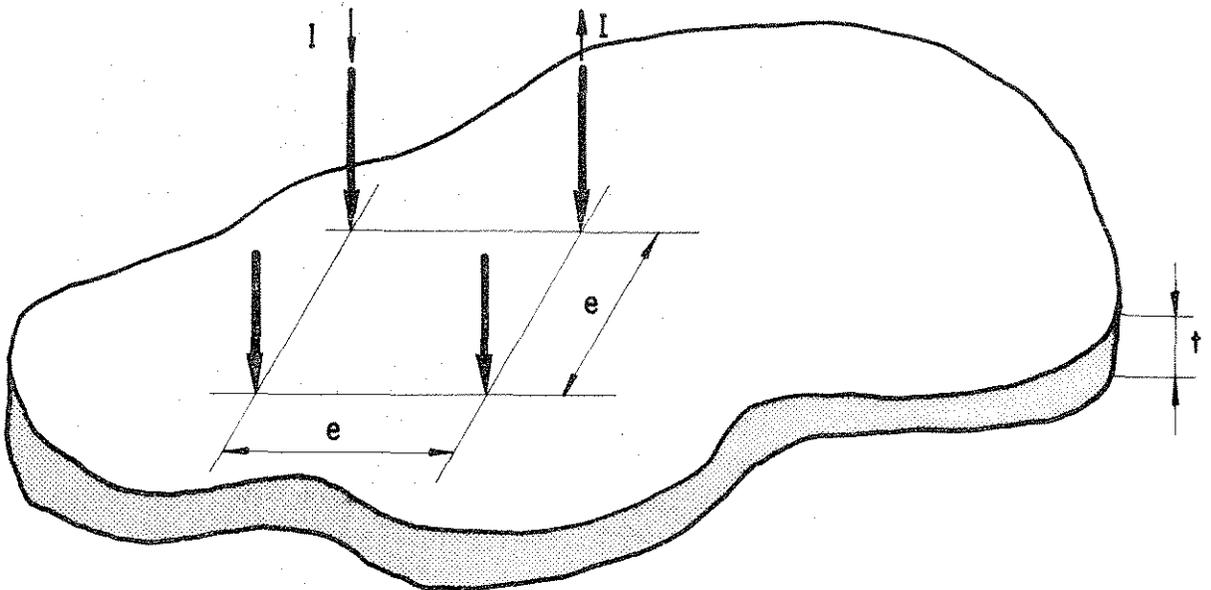


Fig. 1.24 - Arranjo das quatro pontas em quadrado numa amostra de espessura  $t$ .

Assumindo-se que a amostra não está faceada por superfícies condutoras a resistividade é dada por:

$$\rho = \rho_a \cdot F_m \quad 1.110$$

onde  $\rho_a$  é o valor dado pela equação 1.109 e  $F_m$  é o fator de correção para o caso m.  $F_m$  é dado por:

$$F_m^{-1} = 1 + \frac{e}{(2 - \sqrt{2})t} \cdot \left[ M\left(\frac{e}{\sqrt{2}t}\right) - M\left(\frac{e}{2t}\right) \right] \quad 1.111$$

ou

$$F_m^{-1} = \frac{e}{(2 - \sqrt{2})t} \cdot \left[ \ln 2 + N\left(\frac{e}{2t}\right) - N\left(\frac{e}{\sqrt{2}t}\right) \right] \quad 1.112$$

Os valores de  $F_m^{-1}$  estão tabelados no apêndice. Para lâminas finas, ou seja,  $t \ll 0,5e$ , a função  $N(\lambda)$  aproxima-se de zero e o valor de  $\rho$  é dado por:

$$\rho \approx \frac{2\pi t}{\ln 2} \cdot \frac{V_{BC}}{I} = 9,06 t \cdot \frac{V_{BC}}{I} \quad (t \ll 0,5e) \quad 1.113$$

#### N. ARRANJO DAS QUATRO PONTAS NOS VÉRTICES DE UM RETÂNGULO. AMOSTRA SEMI-INFINITA

A figura 1.25 mostra a configuração das pontas.

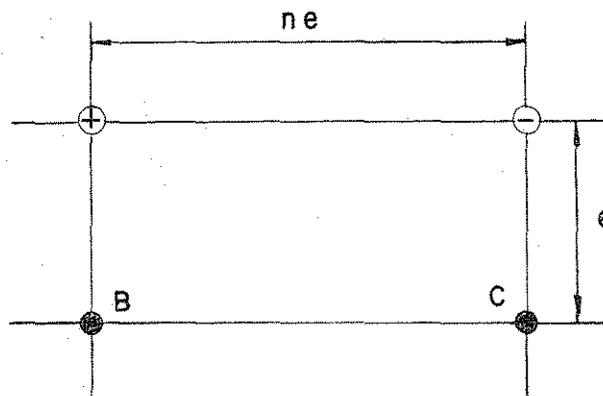


Fig. 1.25 - Configuração das quatro pontas em retângulo.

O cálculo é análogo ao caso L e o resultado obtido é:

$$\rho = \frac{2\pi e}{2 - \left(2 / \sqrt{1 + n^2}\right)} \cdot \frac{V_{BC}}{I} \quad 1.114$$

O. ARRANJO DAS QUATRO PONTAS NO VÉRTICE DE UM RETÂNGULO. AMOSTRA SEMI-INFINITA DE ESPESSURA t

O arranjo é semelhante ao da figura 1.24 sendo que a disposição das pontas é idêntica à figura 1.25.

Como a amostra tem dimensões finitas  $t$ , o valor da resistividade pela equação 1.114 deve ser corrigida. Assim:

$$\rho = \rho_a \cdot F_o \quad 1.115$$

onde  $F_o$  é o fator de correção dado por:

$$F_o^{-1} = 1 + \frac{e}{\left[2 - \left(2 / \sqrt{1 + n^2}\right)\right]t} \left[ M \left( \frac{e}{\left(2 / \sqrt{1 + n^2}\right)t} \right) - M \left( \frac{e}{2t} \right) \right] \quad 1.116$$

ou

$$F_o^{-1} = \frac{e}{\left[2 - \left(2 / \sqrt{1 + n^2}\right)\right]t} \cdot \left[ \ln 2 + N \left( \frac{e}{2t} \right) - N \left( \frac{e}{\left(2 / \sqrt{1 + n^2}\right)t} \right) \right] \quad 1.117$$

### 1.3.1. O MÉTODO "SOBRE-SOB" (13)

É uma configuração que difere do método das quatro pontas colineares pois duas pontas são colocadas sobre a lâmina e as outras duas sob a mesma. Este método propicia a medida da resistividade de camadas epitaxiais de alta resistividade sobre substratos de mais baixa resistividade (N sobre N<sup>+</sup> ou P sobre P<sup>+</sup>).

O método das quatro pontas colineares também é eficiente na medida de resistividade de camadas epitaxiais desde que a distância entre as pontas seja da ordem de espessura da camada (em geral microns). Entretanto para manter o posicionamento das quatro pontas com precisão, é necessário um equipamento mecânico de posicionamento bastante sofisticado.

Para contornar essa dificuldade optou-se por colocar duas pontas sobre a lâmina epitaxial e as duas outras do lado oposto, como mostra a figura 1.26.

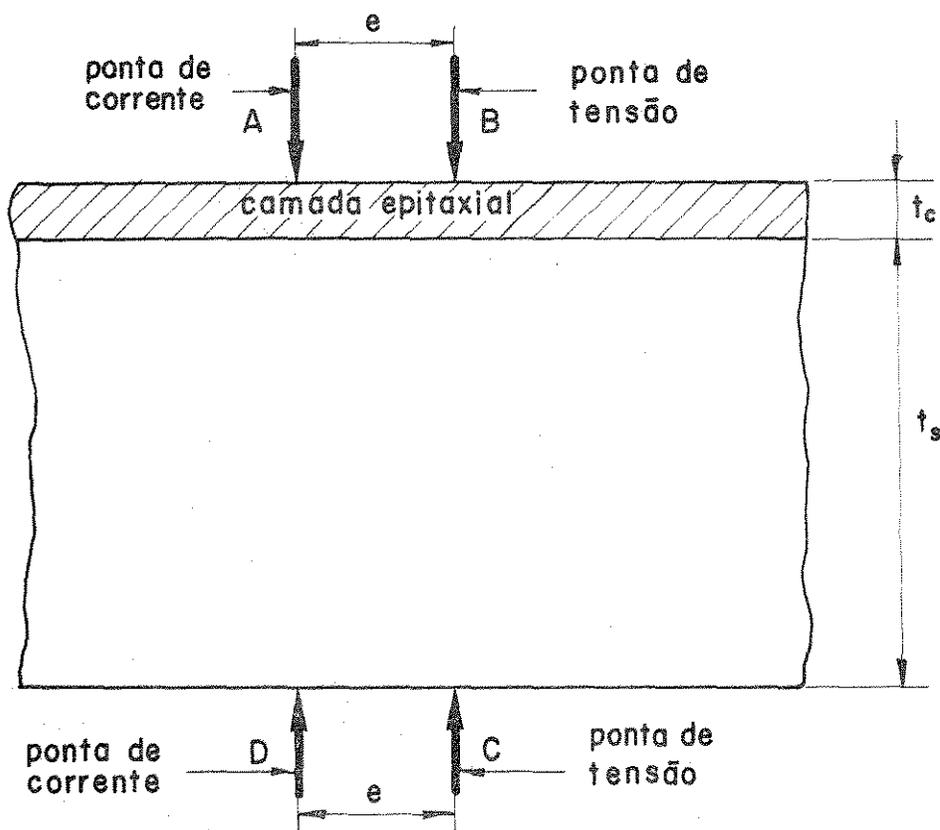


Fig. 1.26 - O arranjo do método "sobre-sob".

A corrente é injetada na ponta A e retirada pela ponta D enquanto que a voltagem é medida entre os pontos B e C.

A referência 13 apresenta uma série de resultados experimentais, sendo que as condições para que o método seja confiável são as seguintes:

- O espaçamento entre as pontas que estão sobre a camada epitaxial deve ser menor que  $50 \mu\text{m}$  e o espaçamento das pontas que estão sobre a lâmina não é crítico.

- Medidas de camadas com resistividades menores que  $0,1 \text{ ohm-cm}$  não são possíveis.

- O efeito do tamanho da lâmina sobre a resistividade é desprezível.

Devido ao pequeno espaçamento entre as pontas é possível introduzi-las dentro de uma pequena janela de difusão.

Ainda na referência 13 é apresentado o método das duas pontas que resulta fazendo-se o espaçamento entre as pontas igual a zero.

### 1.3.2. O MÉTODO "DELTA" (14)

Este método possui quase as mesmas características do método "sobre-sob" apresentado na seção 1.3.1. Sua característica diferencial está em utilizar as quatro pontas, todas sobre a mesma superfície e um dispositivo de posicionamento x, y, z de grande precisão e sofisticação, permitindo espaçamento entre as pontas de até  $1,5 \mu\text{m}$ . O método propicia a medida da resistividade de camadas epitaxiais de alta resistividade sobre camadas de baixa resistividade ( $N/N^+$  e  $P/P^+$ ).

A geometria de uma estrutura multicamada é apresentado na figura 1.27.

A solução para os potenciais em diferentes camadas homogêneas ( $V_1, V_2, V_3$ ) é similar às soluções apresentadas pelas equações 1.28 e 1.29 na seção 1.2.4.4. A configuração das pontas sobre a primeira camada é mostrada na figura 1.28.

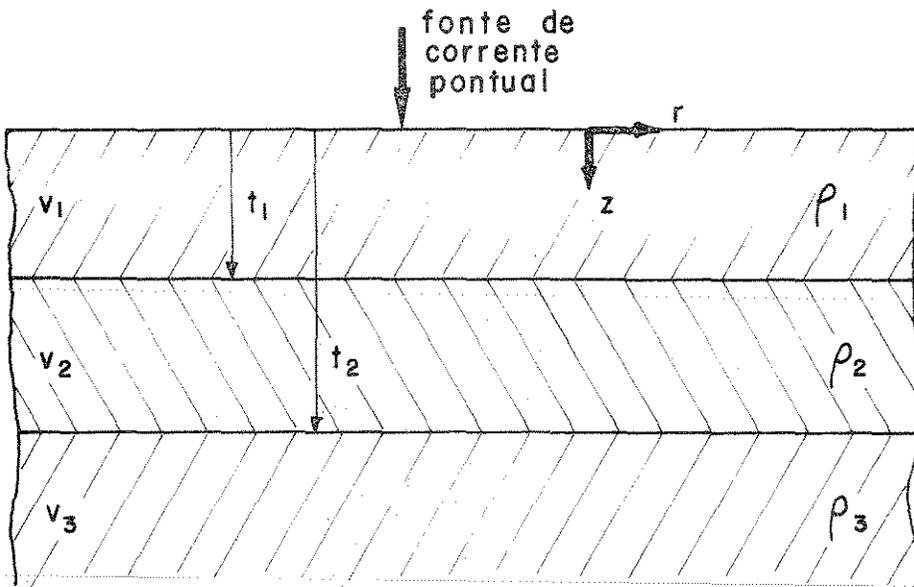


Fig. 1.27 - Geometria de uma estrutura multicamadas.

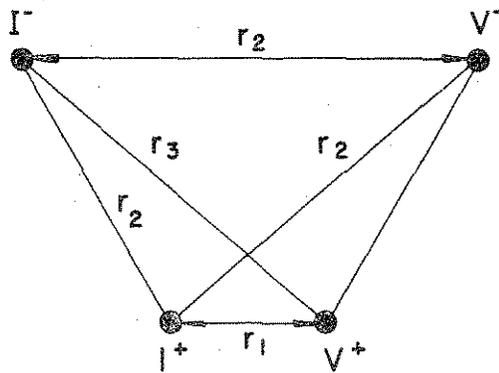


Fig. 1.28 - A configuração do método delta.

Como o ponto  $V^-$  é equidistante dos pontos de corrente  $I^-$  e  $I^+$  o potencial (flutuante) deste ponto é zero. O ponto  $V^+$  é o único que contribui para a voltagem medida e essa voltagem é devida principalmente à pequena distância deste ponto à fonte de corrente  $I^+$  em geral cerca de 100 vezes menor que a distância até a fonte  $I^-$ .

A diferença de potencial medida então entre os pontos  $V^+$  e  $V^-$  é dada por:

$$V = V^+ - V^- = V^+ = \frac{I\rho_1}{2\pi} \left\{ \frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_3} + 2 \int_0^{\infty} \left[ \frac{k_1 e^{-2\lambda t_1} + e^{-2\lambda t_2}}{1 - k_1 e^{-2\lambda t_1} - e^{-2\lambda t_2} + k_1 e^{-2\lambda d}} \right] \cdot \left[ J_0(\lambda r_1) - J_0(\lambda r_3) \right] d\lambda \right\} \quad 1.118$$

onde:

$$k_1 = \frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_2 + \rho_1} \quad e \quad d = t_2 - t_1$$

A diferença de potencial mostrada na equação 1.118 pode ser escrita da seguinte forma:

$$V = \frac{I\rho_1}{2\pi} \cdot F \quad 1.119$$

onde o fator de correção é função da razão  $\rho_1/\rho_2$ .

A referência 14 apresenta o fator F para diversas geometrias sendo possível calcular  $\rho_1$  desde que se conheça  $r_1$ ,  $r_2$ ,  $r_3$ ,  $t_1$ ,  $t_2$ ,  $\rho_2$  e  $V/I$ .

Este método apresenta a desvantagem de exigir um sistema mecânico sofisticado e as pontas serem feitas de ligas metálicas especiais.

A faixa mensurável de resistividade por este método depende da

espessura da camada e do espaçamento entre as pontas. Por exemplo, para um espaçamento de  $24 \mu\text{m}$  (ref.14), uma resistividade de camada de 20 vezes a do substrato pode ser medida quando a espessura da camada é  $10 \mu\text{m}$ . Para camadas mais finas, medidas precisas sã serão possíveis quando a resistividade da camada for maior que 20 vezes a resistividade do substrato. Para camadas mais espessas a resistividade pode ser menor que vinte vezes a do substrato. O erro de 1% respectivamente nos espaçamentos  $r_1=24\mu\text{m}$  e  $r_2=2500\mu\text{m}$  na espessura do substrato ( $10 \mu\text{m}$ ) na razão  $\rho_1/\rho_2=100$  e na espessura do substrato de  $200\mu\text{m}$ , resulta num erro de 9,5% na determinação da resistividade da camada.

### 1.3.3. O MÉTODO DE VAN DER PAUW <sup>(15)</sup>

Este método tem a vantagem de tornar possível a medida de resistividade em lâmina de qualquer formato utilizando apenas quatro contatos na periferia da superfície da amostra.

Para obter as equações correspondentes ao método, supõe-se inicialmente o esquema mostrado na figura 1.29.

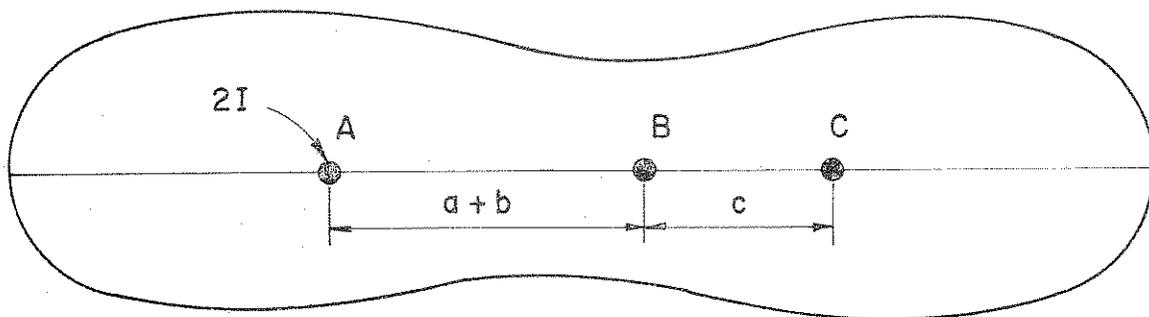


Fig. 1.29 - Lâmina infinita de espessura  $t$ .

Uma corrente de valor  $2I$  é aplicada ao ponto A e flui para fora de A com simetria radial para o infinito.

Se a resistividade da lâmina é  $\rho$  então a uma distância  $r$  de A a densidade de corrente é dada por:

$$J = 2I/2\pi r.t \quad 1.119$$

O campo elétrico  $E$  é orientado radialmente e de acordo com a lei de Ohm:

$$E = \rho J = \rho I/\pi r t \quad 1.120$$

A diferença de potencial entre dois pontos B e C que estão na mesma linha de A é dada por:

$$V_C - V_B = \int_C^B E \cdot dr = \frac{\rho I}{\pi t} \int_C^B \frac{dr}{r} = \frac{\rho I}{\pi t} \ln \frac{a+b+c}{a+b} \quad 1.121$$

O resultado obtido permanece inalterado se for omitida a porção da amostra, correspondente ao semi-plano inferior da figura 1.29 e a corrente for reduzida para  $I$ , ou seja, nenhuma corrente flui na direção perpendicular a linha que passa por A, B e C. A figura 1.30 mostra a lâmina agora semi-infinita:

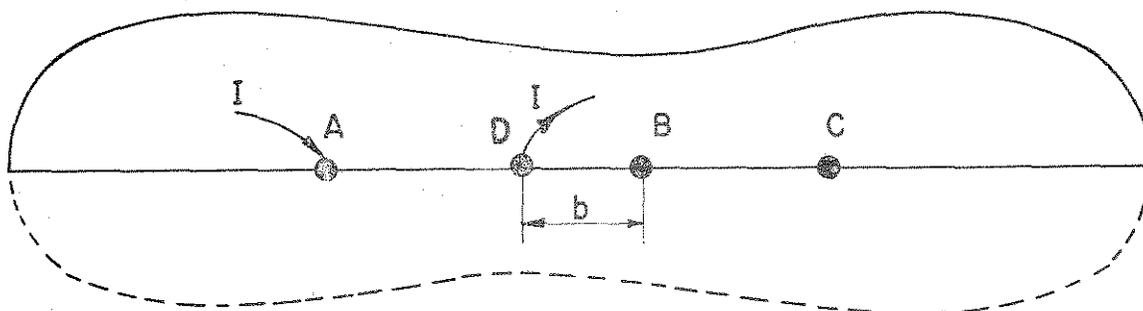


Fig. 1.30 - A lâmina semi-infinita.

Considerando-se agora uma corrente que flui para fora do ponto D, que está na mesma linha de A, B e C, isto é, na borda do semi-plano infinito, obtém-se a diferença de potencial causada por esta corrente:

$$V_C - V_B = - \frac{\rho I}{\pi t} \cdot \ln \frac{b+c}{b} \quad 1.122$$

Uma vez que foi escolhido D a uma distância  $b$  do ponto B, a superposição dos dois casos (corrente entrando em A e corrente saindo em D), resulta num potencial  $V_{BC}$  dado pela soma dos dois resultados anteriores:

$$V_{BC} = \frac{\rho I}{\pi t} \cdot \ln \frac{(a+b)(b+c)}{(a+b+c)b} \quad 1.123$$

Fazendo-se a razão  $V_{BC}/I$  obtém-se a resistência:

$$R_1 = \frac{\rho}{\pi t} \cdot \ln \frac{(a+b)(b+c)}{(a+b+c)b} \quad 1.124$$

ou

$$\frac{(a+b+c)b}{(a+b)(b+c)} = e^{-\frac{\pi t}{\rho} R_1} \quad 1.125$$

Se forem trocados um dos terminais de corrente por um de potencial, ou seja, a corrente entrar no ponto D e sair no ponto B e a tensão for medida entre os pontos C e A, ter-se-á analogamente:

$$\frac{ac}{(a+b)(b+c)} = e^{-\frac{\pi t}{\rho} R_2} \quad 1.126$$

onde  $R_2$  é a resistência com os terminais de corrente em D e B e terminais de

potenciais em C e A.

Adicionando-se as duas últimas equações obtém-se:

$$e^{-\frac{\pi t}{\rho} R_1} + e^{-\frac{\pi t}{\rho} R_2} = 1 \quad 1.127$$

Se a amostra possuir uma linha de simetria como mostrado na figura 1.31, a expressão anterior será particularmente útil pois apenas uma medida de resistência será necessária, como será mostrado a seguir

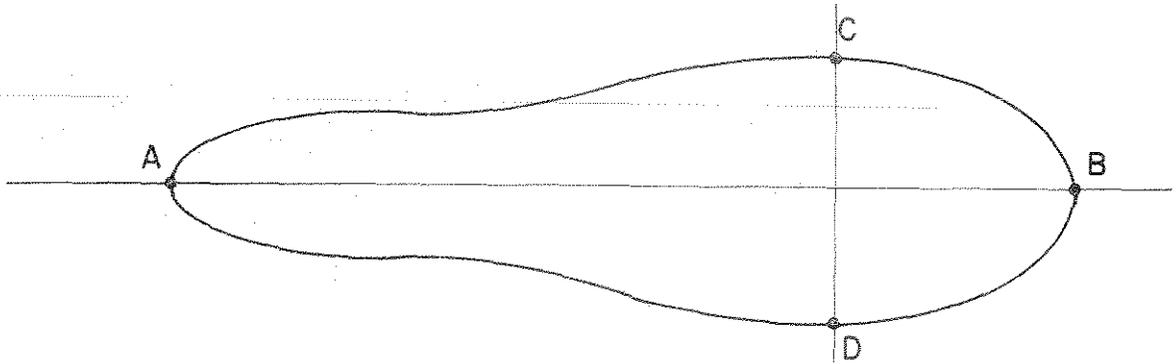


Fig. 1.31 - Uma amostra laminar com um eixo de simetria sobre AB.

Nesse caso, A e B estão no eixo de simetria e os pontos C e D estão dispostos simetricamente em relação a este eixo. Do teorema da reciprocidade para quadripolos passivos tem-se geralmente que  $R_{DB,CA} = R_{CA,DB}$  (ou seja, trocando os contatos de corrente DB pelos de potencial CA ou vice-versa). Da simetria do arranjo  $R_{CA,DB} = R_{AD,BC}$ , e assim chega-se a

$$R_{AD,BC} = R_{DB,CA} \quad 1.128$$

ou de acordo com as definições anteriores:

$$R_1 = R_2 \quad 1.129$$

e substituindo-se na equação 1.127, obtém-se a expressão que relaciona a resistividade de lâmina com a espessura e a resistência medida:

$$\rho = \frac{\pi t}{\ln 2} \cdot R_1 \quad 1.130$$

Notar que apenas uma medida de resistência (V/I) é necessária.

No caso geral em que não há um eixo de simetria, outra expressão para  $\rho$  deverá ser procurada.

Fazendo-se:

$$\pi t R_1 = x_1$$

$$\pi t R_2 = x_2$$

a equação 1.127 torna-se:

$$e^{-\frac{x_1}{\rho}} + e^{-\frac{x_2}{\rho}} = 1 \quad 1.131$$

Expressando-se  $x_1$  e  $x_2$  como:

$$x_1 = \frac{1}{2} \left[ (x_1 + x_2) + (x_1 - x_2) \right]$$

e

$$x_2 = \frac{1}{2} \left[ (x_1 + x_2) - (x_1 - x_2) \right]$$

1.132

a equação 1.131 tomará a forma:

$$e^{-\frac{x_1 + x_2}{2\rho}} \left( e^{-\frac{x_1 - x_2}{2\rho}} + e^{+\frac{x_1 - x_2}{2\rho}} \right) = 1$$

ou seja:

$$e^{-\frac{x_1+x_2}{2\rho}} \cdot \cosh \frac{x_1-x_2}{2\rho} = \frac{1}{2} \quad 1.133$$

O expoente de  $e$  na equação 1.33 é colocado na seguinte forma:

$$\frac{x_1+x_2}{2\rho} = \frac{\ln 2}{f} \quad 1.134$$

onde  $f$  é uma função que dependerá apenas da razão  $R_1/R_2$ . Substituindo-se 1.134 em 1.133 obtém-se:

$$e^{-\frac{\ln 2}{f}} \cdot \cosh \left[ \frac{(R_1/R_2 - 1)}{(R_1/R_2 + 1)} \cdot \frac{\ln 2}{f} \right] = \frac{1}{2} \quad 1.135$$

De acordo com a equação 1.134 a resistividade da lâmina pode ser obtida:

$$\rho = \frac{\pi t}{\ln 2} \cdot \frac{R_1 + R_2}{2} \cdot f \left( \frac{R_1}{R_2} \right) \quad 1.136$$

e a função  $f$  está mostrada graficamente na figura 1.32, calculada a partir da equação 1.135.

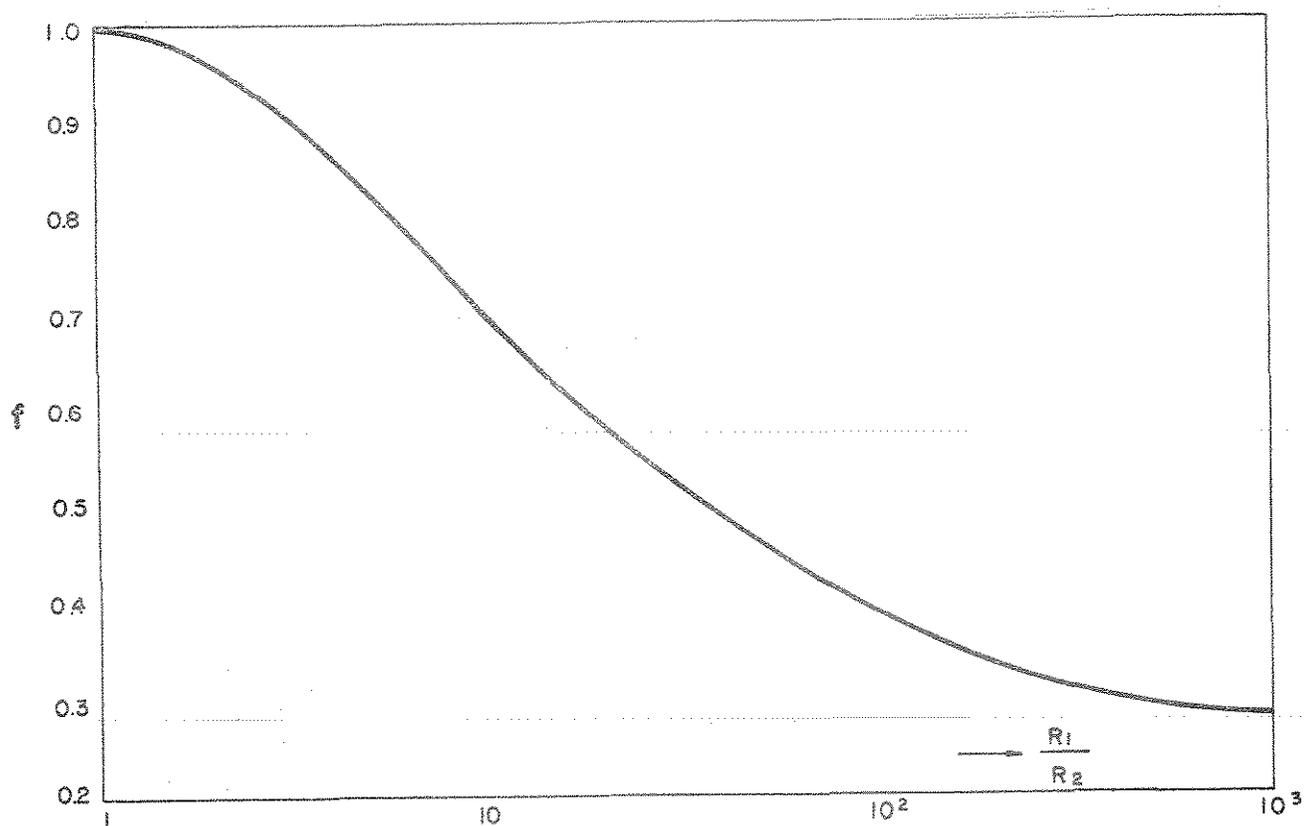


Fig. 1.32 - Gráfico da função  $f$  para cálculo da resistividade de uma lâmina de formato regular ou irregular, pelo método de Van der Pauw.

### 1.3.3.1. AValiação dos Erros no Método de Van der Pauw (15,16,17)

Até aqui foi assumido que os contatos são suficientemente pequenos e estão situados na periferia.

Quando estas condições não são satisfeitas, algumas correções são necessárias. Tres casos estão tabelados na figura 1.33 e os fatores de correção são apresentados. Os tres casos são:

- a) Um dos contatos tem comprimento  $\ell$  ao longo da periferia.
- b) Um dos contatos tem comprimento  $\ell$  perpendicular à periferia.
- c) Um dos contatos, embora pontual, está situado a uma distância  $\ell$  da periferia.

Por simplicidade, considera-se uma lâmina circular de diâmetro  $D$ .

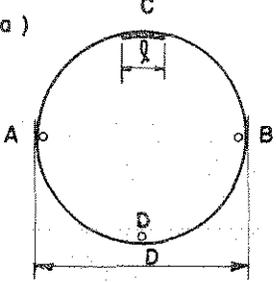
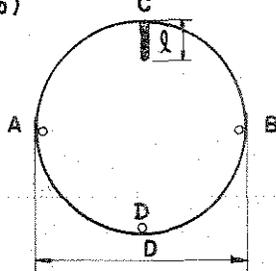
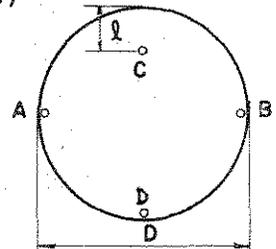
POSICÃO DOS CONTATOS	$\Delta P/P$
<p>(a)</p> 	$= \frac{-l^2}{16D^2 \ln 2}$
<p>(b)</p> 	$= \frac{-l^2}{4D^2 \ln 2}$
<p>(c)</p> 	$= \frac{-l^2}{4D^2 \ln 2}$

Fig. 1.33 - Erros relativos  $\Delta p/p$  para lâminas de diâmetro  $D$ , quando um dos contatos não é ideal.<sup>(15)</sup>

Normalmente todos os contatos apresentam desvios do contato ideal e como primeira aproximação o erro total é igual a soma dos erros por contato. A referência 16 apresenta os desvios causados por contatos finitos numa amostra quadrada.

Para medidas em baixa temperatura contatos extremamente pequenos são indesejáveis, pois a resistência de contato torna-se bastante alta. Podem-se usar então lâminas com contatos de grandes dimensões desde que se façam incisões na lâmina como mostra a figura 1.34.

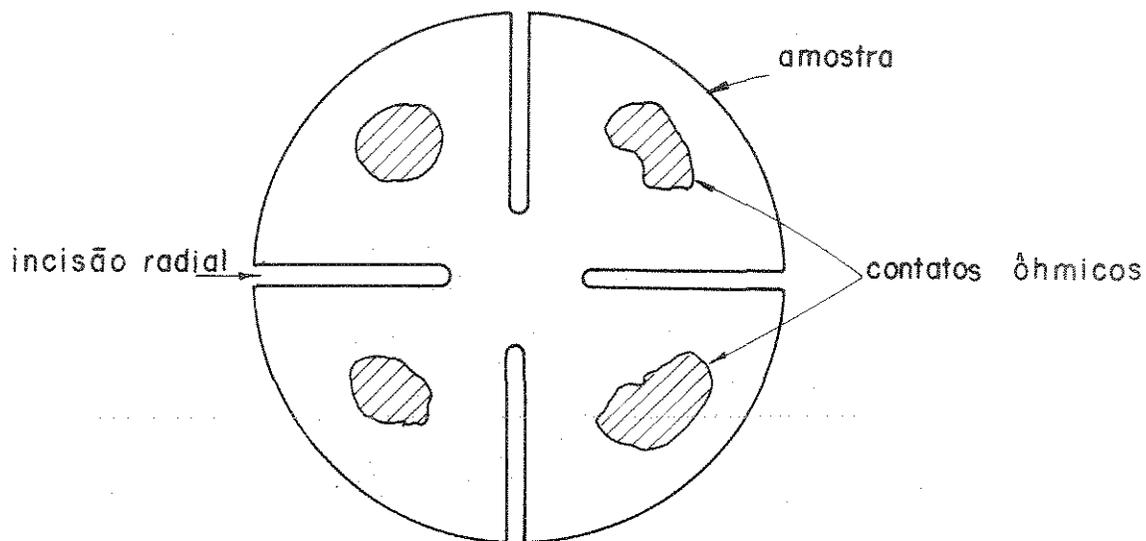


Fig. 1.34 - Lâmina com incisões radiais para minimizar os erros introduzidos devido às dimensões finitas dos contatos.

Dessa maneira a lâmina também está menos sujeita a quebra, se for comparada com o método de preparação de amostras citado na referência 11.

O método de Van der Pauw pode ser aplicado também para medida do coeficiente Hall<sup>(15,18)</sup>.

Capitulo 2

MEDIDAS ELÉTRICAS

## 2. MEDIDAS ELÉTRICAS

A avaliação do comportamento de dispositivos semicondutores se faz necessária, pois é através desta que se pode avaliar os processos utilizados em tecnologia eletrônica para construção de dispositivos e obter informações quanto aos mecanismos de transporte de carga que ocorrem nestes.

É necessário identificar os mecanismos de condução e quais prevalecem sobre outros num mesmo dispositivo. Esta identificação é possível por meio de medidas elétricas convenientes, principalmente corrente e tensão e da utilização de modelos matemáticos que relacionem o comportamento das variáveis terminais com os mecanismos de condução.

As seções seguintes serão iniciadas com uma análise dos modelos para os mecanismos de condução em homo ou heterojunções, dando-se ênfase às variáveis que possam ser medidas; e em sequência as principais montagens utilizadas para se obter tais medidas são apresentadas e analisadas.

As características que serão enfatizadas neste trabalho são:

$I \times V$ ,  $\log(I) \times V$ ,  $\partial I / \partial V \times V$ ,  $\log(\partial I / \partial V) \times V$ ,  $C \times V$  e  $1/C^m \times V$

tendo como parâmetros a temperatura e/ou radiação luminosa incidente.

Serão discutidas as maneiras pelas quais se pode inferir das características acima, os mecanismos de transporte de carga nos dispositivos, ou então alguns parâmetros que identificam a qualidade de um processo como no caso das medidas em estruturas MOS.

Os modelos tratados neste capítulo não tem a finalidade, nem a possibilidade, de prever o comportamento de todo e qualquer dispositivo, e sim servir de guia preliminar para a identificação dos processos eletrônicos e mecanismos de condução, os mais diversos, que certamente irão se apresentar na prática.

## 2.1. JUNÇÕES PN - MODELOS E CARACTERÍSTICAS CORRENTE-TENSÃO

Nesta seção é apresentada uma resenha dos principais modelos temáticos propostos para junção PN a partir de medições de suas propriedades com o objetivo de servir como referência condensada para interpretação dos resultados de medições realizáveis em junções PN.

### 2.1.1. MODELOS

As junções PN com dopagem moderada e abrupta tem sua representação feita pelo modelo unidimensional de bandas de energia, mostrada na figura 2.1.

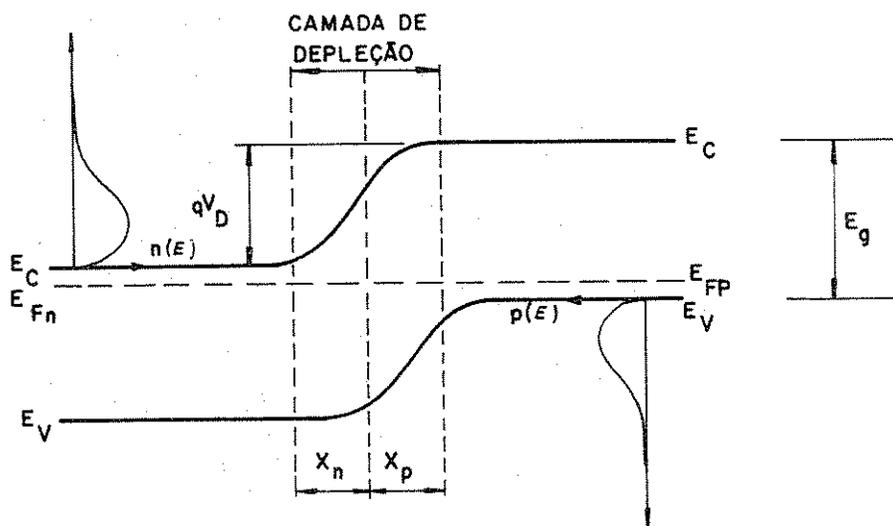


Fig. 2.1 - Diagrama de bandas de energia de uma junção PN em equilíbrio térmico.

O modelo de difusão desenvolvido por SCHOCKLEY resulta na clássica relação exponencial da dependência da corrente em função da tensão. Este modelo está sujeito às seguintes restrições:

1. A região de depleção é abrupta. A tensão de barreira  $V_D$  é suportada por uma camada de dipolos e o restante do semicondutor é considerado neutro. A dopagem também é abrupta.
2. A aproximação de Boltzman é utilizada.
3. Condição de baixa injeção - A densidade de portadores minoritários injetados é menor que a de portadores majoritários.
4. As correntes de elétrons e lacunas são constantes através da camada de depleção.
5. A resistência  $R_s$  no corpo do semicondutor é nula.

Assim, a densidade de corrente que atravessa a junção é dada pela equação de SCHOCKLEY<sup>(19)</sup>:

$$J = J_p + J_n = J_0 \left( e^{\frac{qV}{kT}} - 1 \right) \quad (\text{direta}) \quad 2.1$$

$$J_0 = \frac{qD_p p_{no}}{L_p} + \frac{qD_n n_{po}}{L_n} \quad ( |J_r| \approx J_0 ) \quad (\text{reversa}) \quad 2.2$$

As características  $I_x V$  reversa e direta utilizando-se a equação 2.1 são mostradas na figura 2.2.

A corrente de saturação reversa  $J_0$  ( $A/cm^2$ ) possui uma dependência com a temperatura de acordo com a equação 2.3:

$$J_0 \propto T^{(3+\frac{\gamma}{2})} \cdot e^{-\frac{E_g}{kT}} \quad 2.3$$

onde  $\gamma$  é uma constante.

O termo que envolve potência de  $T$  é desprezível com relação ao termo exponencial e a equação 2.3 simplifica-se

$$J_0 \propto e^{-\frac{E_g}{kT}}$$

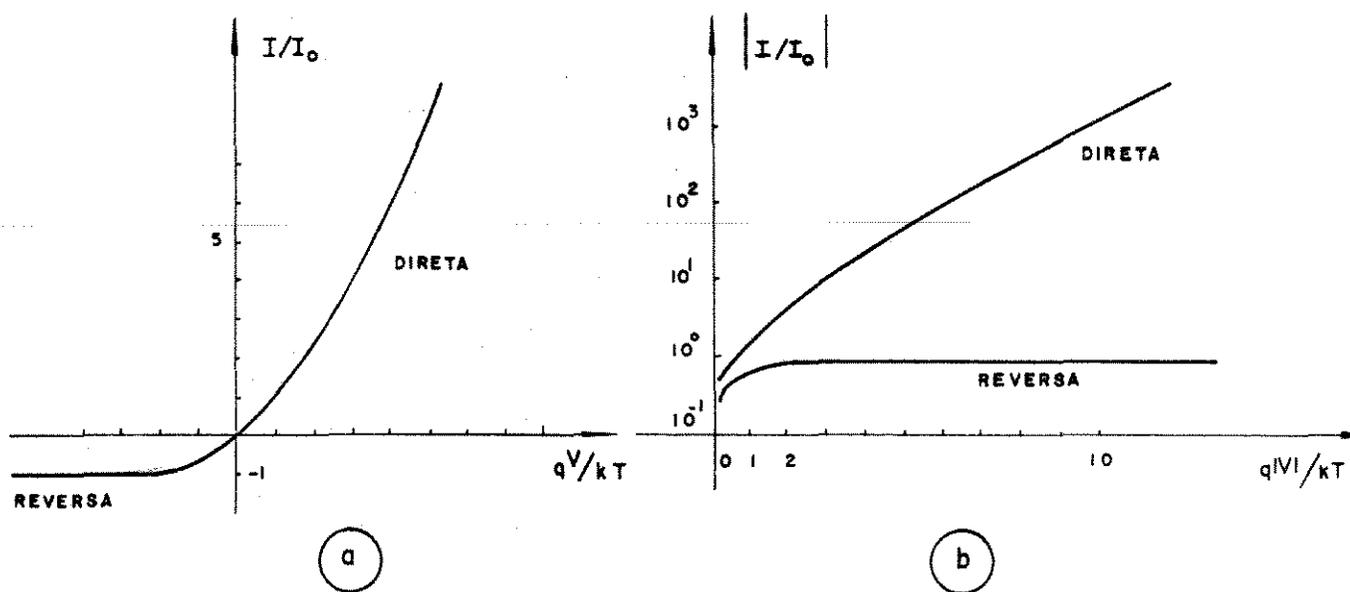


Fig. 2.2 - Característica  $I \times V$  ideal. a) Escala linear de corrente normalizada  
b) Escala logarítmica de corrente normalizada.

Nota-se então que, a partir da característica experimental  $\log J_0 \times 1/T$ , determina-se a banda proibida de energia  $E_g$  do semiconductor.

O modelo de SCHOCKLEY, entretanto, não exprime adequadamente o comportamento de junções reais que utilizam semicondutores tais como Si e GaAs.

Outros mecanismos, que não são a difusão de portadores, modificam a forma da característica tensão-corrente numa junção. São eles<sup>(20,21)</sup>:

1. Efeito de superfície.
2. Geração e recombinação na camada de depleção.

3. Tunelamento de portadores entre estados na banda proibida.
4. Alta injeção de portadores que pode ocorrer mesmo para pequena polarização direta.
5. Efeito de resistência série.
6. Sob polarização reversa: os fenômenos de ruptura por instabilidade térmica, tunelamento (Zener) e avalanche por multiplicação.

Verifica-se experimentalmente que a equação 2.1 deve ser modificada, de modo a ajustar-se melhor com as características medidas, tomando a forma:

$$J = J_0 \left( e^{\frac{qV_j}{\eta kT}} - 1 \right) \quad 2.5$$

O parâmetro  $\eta$  pode tomar valores entre 1 e 4.  $\eta = 1$  quando predominam correntes de difusão (modelo de SCHOCKLEY) e  $\eta = 2$  quando predominam correntes de geração-recombinação. Valores de  $\eta > 2$  podem corresponder a alta injeção ou tunelamento<sup>(22)</sup>.

$V_j$  é a tensão efetivamente aplicada na junção ou seja:

$$V_j = V - IR_s \quad 2.6$$

onde  $V$  é a tensão aplicada aos terminais do dispositivo e  $R_s$  é a resistência série do dispositivo. A figura 2.3 mostra a característica experimental de um diodo real.

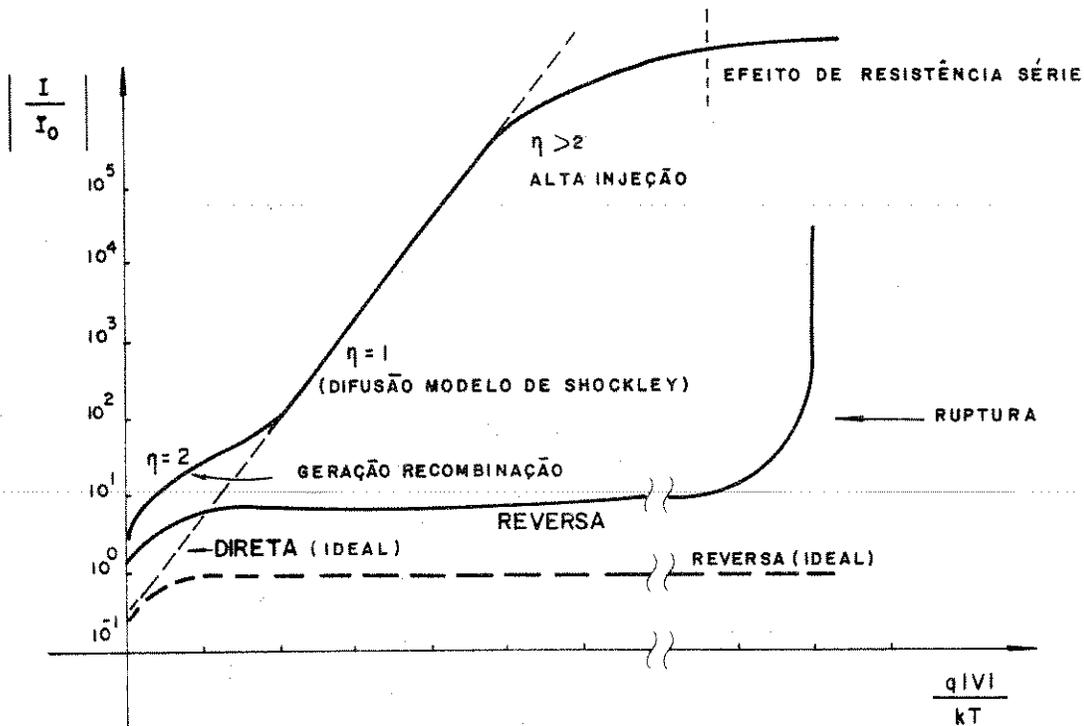


Fig. 2.3 - Característica  $\log(I/I_0) \times V$  de uma junção PN.

Para se determinar experimentalmente  $I_0$  e  $\eta$  existem dois procedimentos. O primeiro deles consiste em ajustar a característica experimental  $\log(I) \times V$  a uma reta,

$$\log I \approx \log I_0 + \left( \frac{q}{\eta kT} \cdot \log e \right) \cdot V \quad (I_0 \ll I) \quad 2.7$$

em alguns pontos particulares ( $V'$ ,  $I'$ ). O valor correspondente de  $\eta = \eta'$  é determinado a partir do coeficiente angular da reta e a intersecção da mesma com a reta  $V = 0$  determina o correspondente valor de  $I = I_0'$ . Os valores  $I_0'$  e  $\eta'$  (a linha indica valores experimentais) tornam a equação 2.7 um bom ajuste desde que  $I'$  seja suficientemente pequena de maneira que a queda de tensão através da resistência série do dispositivo seja desprezível. Explicitamente:

$$I_0' \ll I' \ll \frac{\eta' kT}{qR_s} \quad 2.8$$

Algumas vezes a região linear é muito pequena sendo difícil a extrapolação; assim, é conveniente outro procedimento.

O segundo procedimento é ajustar a característica experimental de ADMITÂNCIA-TENSÃO  $\log(\partial I/\partial V) \times V$  a uma reta

$$\log \frac{\partial I}{\partial V} \approx \log \left( \frac{I_0^q}{\eta k T} \right) + \left( \frac{q}{\eta k T} \cdot \log e \right) \cdot V \quad 2.9$$

em alguns pontos particulares  $(\frac{\partial I}{\partial V}, V')$ . Como anteriormente  $\eta'$  e  $I_0'$  são determinados pelo coeficiente angular e intersecção da reta. Neste caso a restrição  $I_0' \ll I'$  na equação 2.8 não é necessária, mas a restrição superior o é a menos que sejam feitas correções para a resistência série.

Os procedimentos apresentados até aqui estão ilustrados nas figuras 2.4 e 2.5.

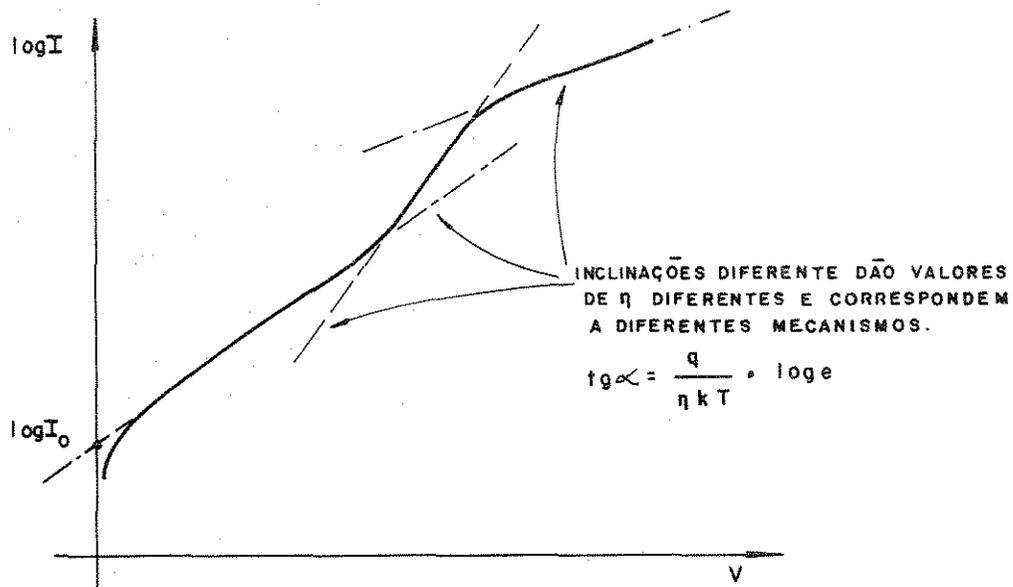


Fig. 2.4 - Característica  $\log(I) \times V$  de uma junção PN sob polarização direta.

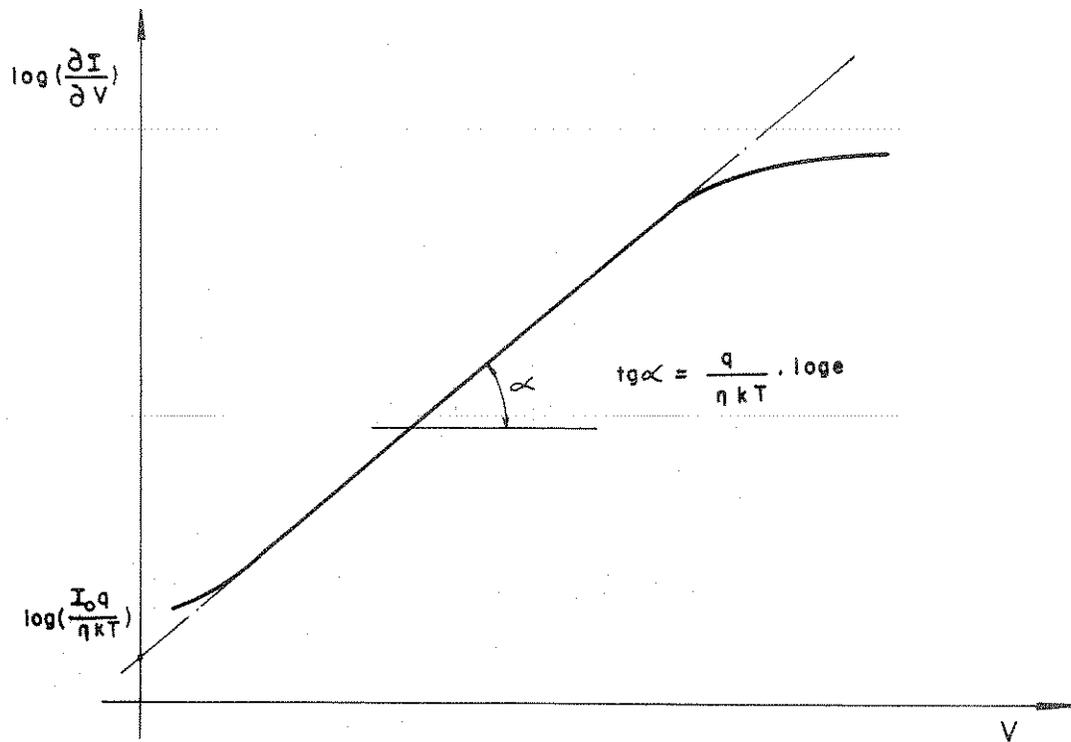


Fig. 2.5 - Característica  $\log(\partial I/\partial V) \times V$ .

A corrente, quando a polarização é direta, está limitada pela resistência série do dispositivo. Desde que a tensão na junção não deve exceder  $V_D$  (altura da barreira de potencial) a tensão excedente que aparece nos terminais do dispositivo é a queda na resistência série do dispositivo. Assim a característica  $I \times V$  com densidades de corrente direta altas pode ser representada aproximadamente por:

$$V = V_D + IR_s \quad 2.10$$

O valor de  $V_D$  é estimado extrapolando-se a porção linear da característica representada pela equação 2.10 até a intersecção com o eixo  $I=0$ , a intersecção é  $V_D$ . O valor da resistência série é estimado como sendo o inverso do coeficiente angular da reta.

### 2.1.2. OUTROS MECANISMOS DE TRANSPORTE DE CORRENTE

Quando uma junção PN é submetida a campos elétricos reversos intensos, outros mecanismos de transporte de carga prevalecem sobre os de difusão, geração e recombinação.

São três os mecanismos principais denominados mecanismos de ruptura:

1. Instabilidade térmica
2. Tunelamento (efeito Zener)
3. Avalanche por multiplicação

#### Instabilidade Térmica

Sob polarização com tensões reversas elevadas circulam correntes elevadas com conseqüente aumento da temperatura da junção. O aumento da temperatura por sua vez aumenta a corrente reversa e assim por diante até a destruição da junção. A instabilidade térmica é mais notória em semicondutores com banda proibida pequena (Ge).

#### Ruptura Zener

Ocorre em junções muito dopadas e normalmente as tensões em que ocorrem ruptura Zener são baixas (até 5 Volts). A corrente de ruptura por tunelamento decresce com o aumento da temperatura.

#### Ruptura por Avalanche

Ocorre para tensões reversas acima de 7 Volts. Para junções uniformemente dopadas e abruptas a tensão de ruptura por avalanche é dada por:

$$V_B = k \left( \frac{N_A + N_D}{N_A \cdot N_D} \right)^{(n-1)/n+1} \quad 2.11$$

sendo que as constantes n e k devem ser determinadas para cada semicondutor. A

tensão de ruptura por avalanche aumenta com o aumento de temperatura.

Para caracterizar ou identificar qual processo está ocorrendo (Zener ou avalanche) quando observa-se a ruptura de uma junção, procede-se a algumas observações:

1. Na característica  $I \times V$  a condução por tunelamento Zener é causada em baixas tensões. A ruptura por Zener é mais "suave" do que por avalanche, sendo esta última mais abrupta (não é uma maneira segura de identificação)<sup>(23)</sup>.
2. Através de medidas de ruído é possível identificar qual o processo que está ocorrendo. A ruptura por avalanche é mais ruidosa que a ruptura por Zener, dado ser um processo bastante errático<sup>(24)</sup>.
3. Identificação pela dependência com a temperatura. O coeficiente Zener é negativo e o de ruptura por avalanche é positivo<sup>(25)</sup>.

A figura 2.6 mostra uma série de características  $I \times V$  para junções com diferentes dopagens<sup>(26)</sup>.

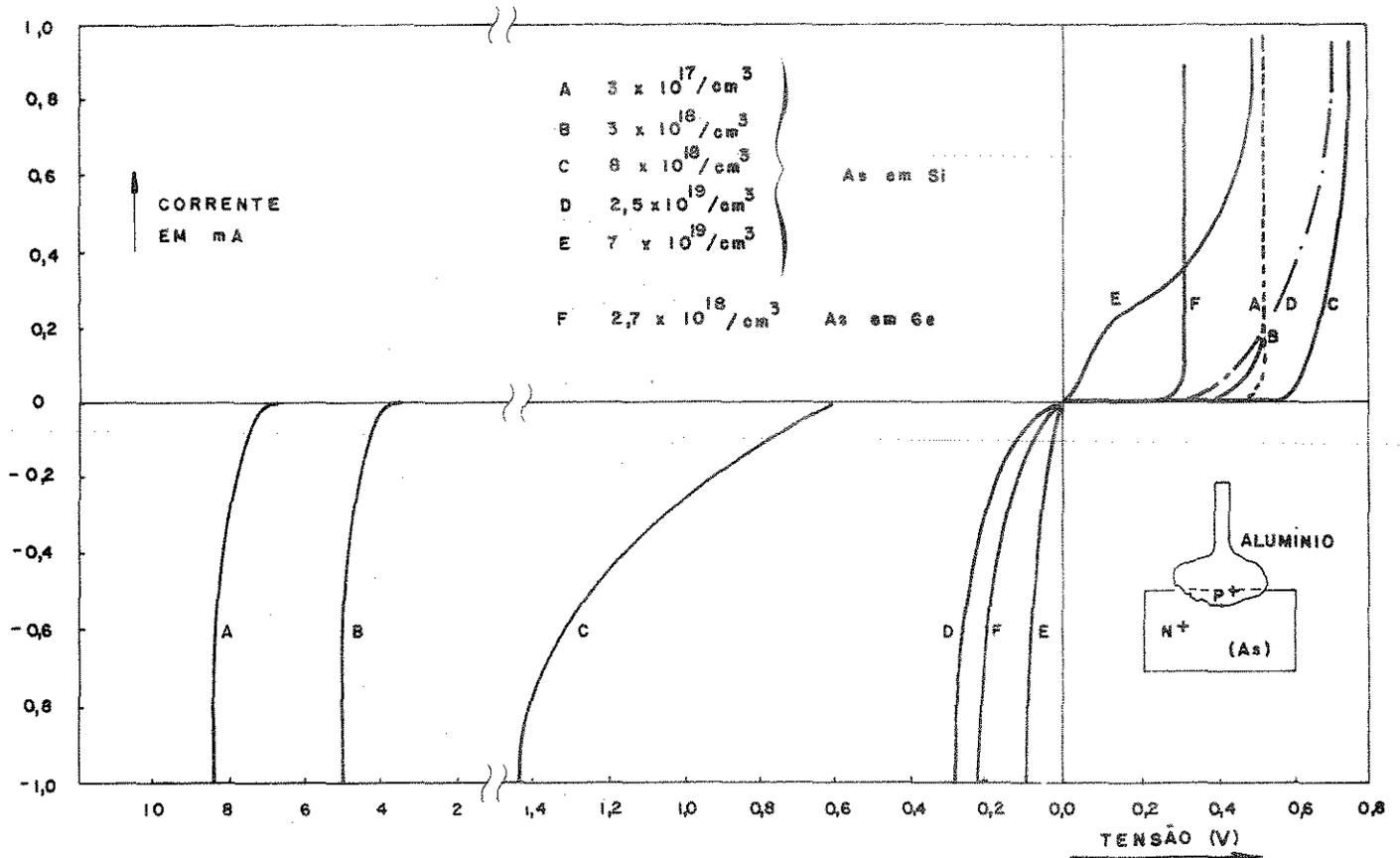


Fig. 2.6 - Característica  $I \times V$  de algumas junções abruptas fortemente dopadas e extremamente dopadas (26).

### 2.1.3. JUNÇÕES COM ALTAS DOPAGENS - TUNELAMENTO

As junções obtidas com semicondutores degenerados ( $N_D > 2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  para o Ge e  $N_D > 6 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  para o Si) podem conduzir por tunelamento mesmo sob polarização direta. É o caso da junção E mostrada na figura 2.6. No tar que a condutância para pontos próximos à origem difere bastante das outras junções.

A figura 2.7 mostra uma junção com semicondutores degenerados. A característica de um semiconductor degenerado é acentuada no diagrama de bandas de energia onde aparecem os níveis de Fermi fora da banda proibida.

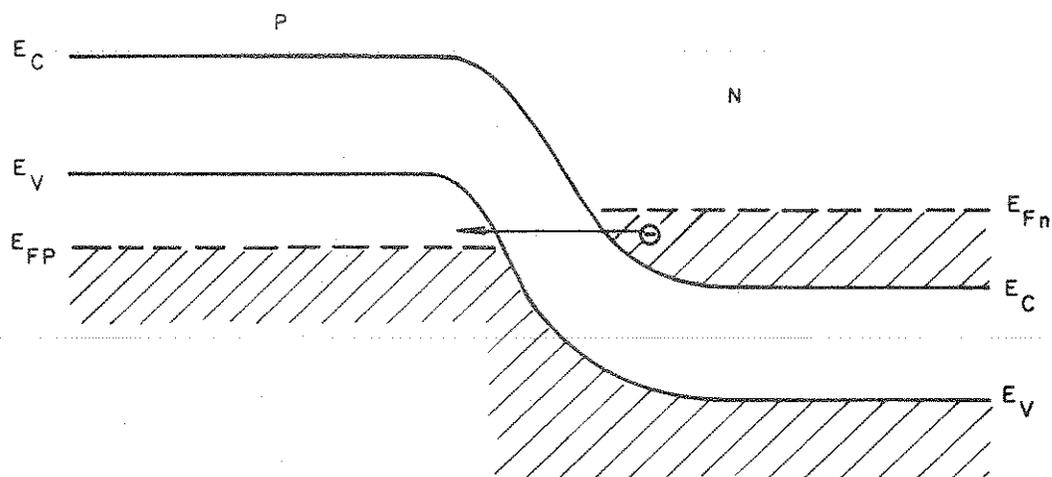


Fig. 2.7 - Diagrama de bandas de energia de uma junção degenerada com polarização direta (DIODO TUNEL).

As condições para que haja tunelamento são:

1. Existirem estados de energia ocupados do lado de onde procedem os elétrons que tunelam.
2. Existirem estados de energia (com a mesma energia que em (1)) do lado para o qual os elétrons vão tunelar.
3. A altura e largura da barreira de potencial devem ser pequenas.
4. O momentum deve ser conservado no processo de tunelamento.

A característica  $I \times V$  de um diodo tunel é mostrada na figura 2.8<sup>(27)</sup>.

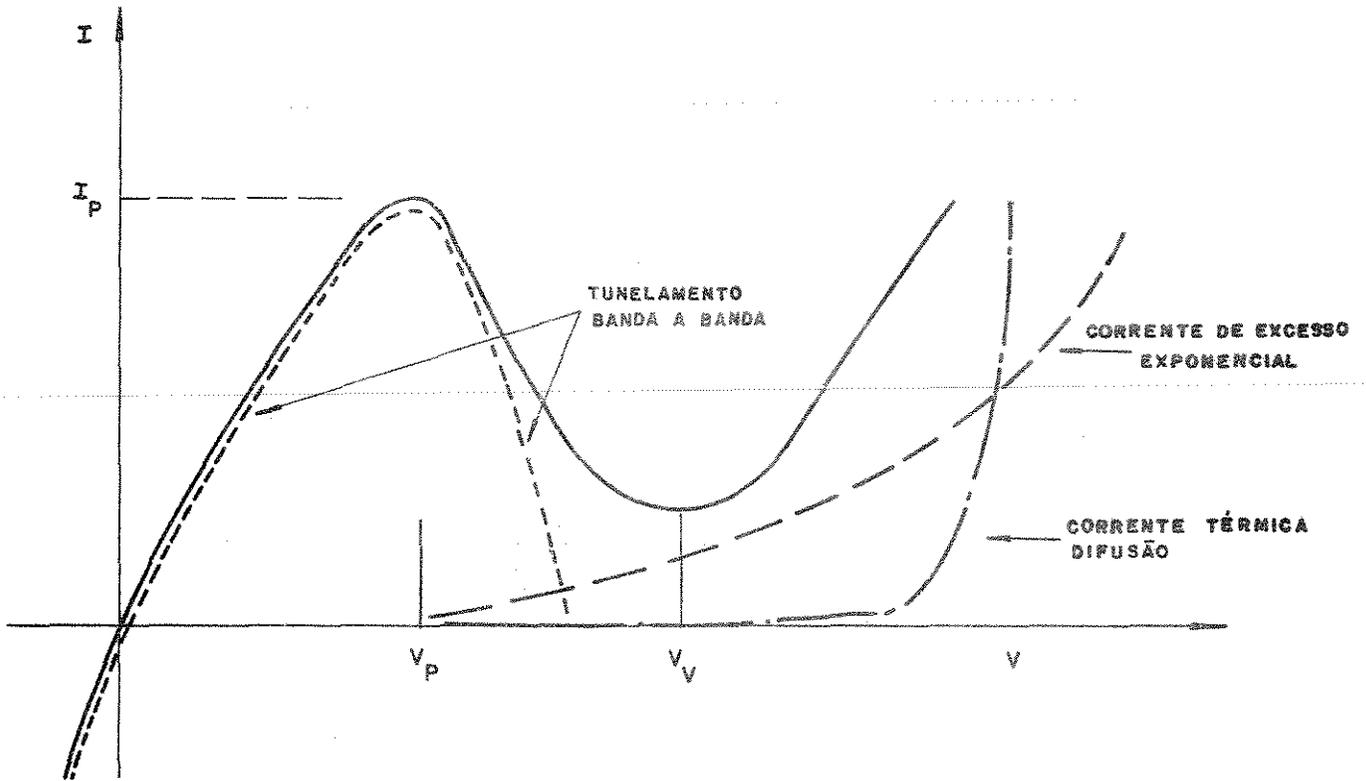


Fig. 2.8 - Característica  $I \times V$  de um diodo Tunnel.

Uma expressão para a corrente devida a tunelamento direto entre bandas (sem envolvimento de fonons) é obtidas através da aproximação WKB<sup>(28)</sup> e o esquema mostrado na figura 2.9.

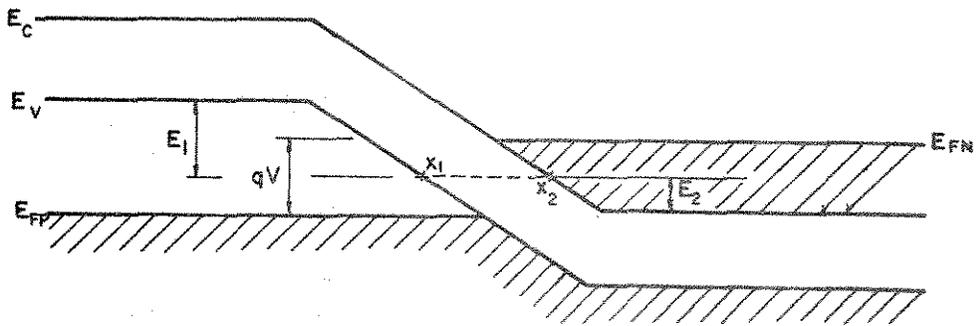


Fig. 2.9 - Diagrama de bandas de uma junção degenerada para determinação da corrente de tunelamento.

A expressão matemática para a corrente de tunelamento resulta em (28):

$$J_t = A \cdot \left( \frac{\bar{E}}{2} \right) \cdot D \quad 2.12$$

onde

$$A = \frac{qm^*}{2\pi^2 h^2} \cdot \exp \left[ - \frac{\pi m^{*1/2} E_g^{3/2}}{2\sqrt{2} h q \bar{E}} \right]$$

$$D = \int_{E_V}^{E_C} \left[ F_C(E) - F_V(E) \right] \left[ 1 - e^{-\frac{2E_S}{\bar{E}}} \right] dE$$

$$\bar{E} = \frac{\sqrt{2} g h E}{\pi m^{*1/2} E_g^{1/2}}$$

sendo que  $\bar{E}$  é o campo elétrico na região entre  $x_1$  e  $x_2$ ,  $F_C$  e  $F_V$  são as distribuições de Fermi-Dirac,  $E_S$  é o menor valor entre  $E_1$  e  $E_2$ . O valor de  $D$  determina a forma da característica  $I \times V$  (29).

Segundo a equação 2.12 a corrente de tunelamento deve crescer desde polarização negativa até polarização positiva, atingir um máximo e depois decrescer até zero, conforme a primeira porção do gráfico da figura 2.8. Entretanto existem outros mecanismos que dão à característica  $I \times V$  o aspecto total mostrado na figura 2.8. Estes mecanismos estão relacionados a duas componentes de corrente e são:

1. Corrente de vale devida a tunelamento entre banda e o prolongamento da banda de condução devido à degeneração ("band-tail tunneling").
2. Corrente em excesso (exponencial) devido a tunelamento via estados de interface na banda proibida.

Outros mecanismos que gerariam correntes em excesso devidas a fons, fonons e plasmons são desprezíveis<sup>(29)</sup>.

As duas componentes citados acima prevalecem em polarização direta intermediária. Para polarização direta alta, a principal componente é a corrente de difusão térmica que obedece a forma

$$I \approx I_0 \cdot e^{\frac{qV}{\eta kT}} \quad 2.13$$

Através da característica IxV direta de diodos tunel é possível identificar mecanismos de transporte por tunelamento onde há participação de fonons. Esta observação pode ser feita ao se obter a característica IxV em temperaturas decrescentes. À medida que se aproxima de 4,2 K uma estrutura fina é notada através de dois pontos de inflexão A e B. Estes pontos, mostrados no gráfico<sup>(30)</sup> da figura 2.10, correspondem a processos de tunelamento com participação de fonons acústicos e óticos A e B respectivamente.

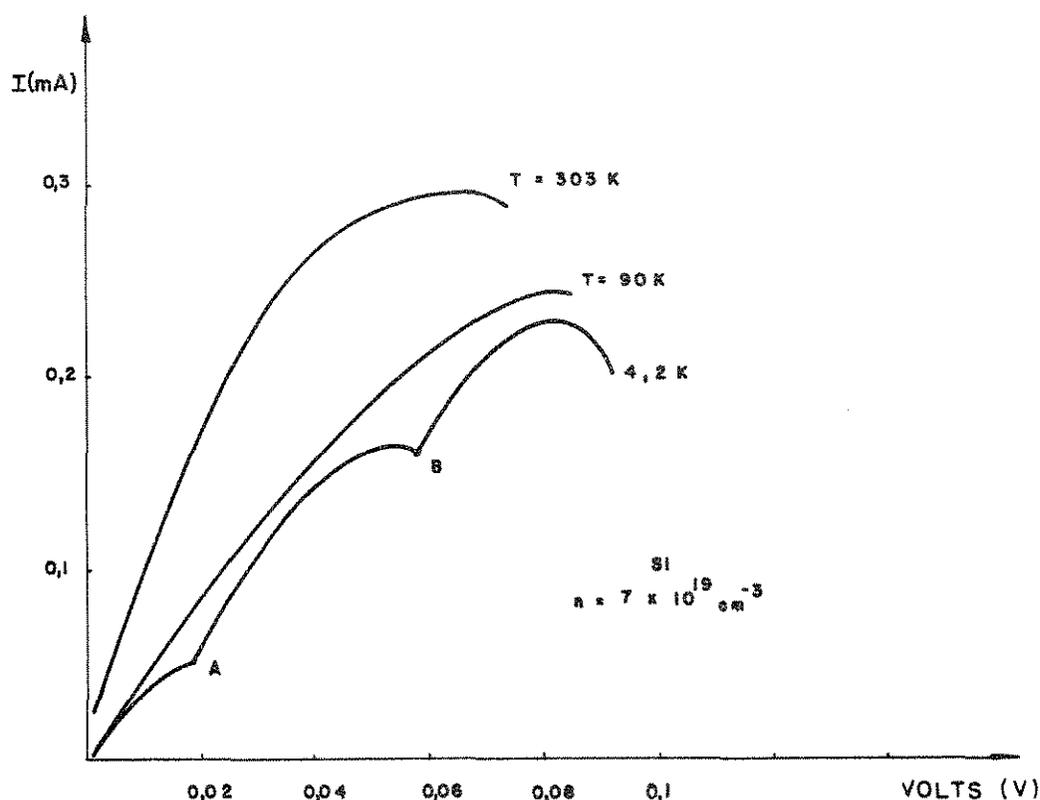


Fig. 2.10 - Característica IxV de diodo Tunel para três temperaturas. Os pontos A e B indicam processo de tunelamento onde participam fonons.

Estes processos podem ser detetados com mais precisão por meio de medidas de primeira e segundas derivadas da característica  $I \times V$  ou seja  $[G = \partial I / \partial V] \times V$  ou  $[(\partial^2 I / \partial V^2) / G^2] \times V$  (31).

Para detetar correntes de tunelamento entre subbandas do Germânio e as correspondentes tensões, procede-se ao ajuste da característica  $\log(I/V) \times V$  à equação de Price, Radcliffe e Kane, equação 2.14, para diodos Tunel sob polarização reversa (32).

$$J_t = \frac{q \sqrt{m^* n^*}}{36 \pi h^2 \sqrt{k}} \cdot \exp \left[ - \frac{\pi \sqrt{m^*} (E_g - V)}{2 q h \sqrt{n^*}} \right] \cdot \int_{E_V}^{E_C} [F_C(E) - F_V(E)] dE \quad 2.14$$

onde  $m^*$  é a massa efetiva de tunelamento e  $n^*$  é a dopagem. A equação 2.14 pode ser colocada na forma

$$J_t = \alpha V (e^{-\beta V}) \quad 2.15$$

A característica  $\log(I/V) \times V$  apresenta pontos de inflexão que são bem definidos em temperaturas próximas a 4,2 K.

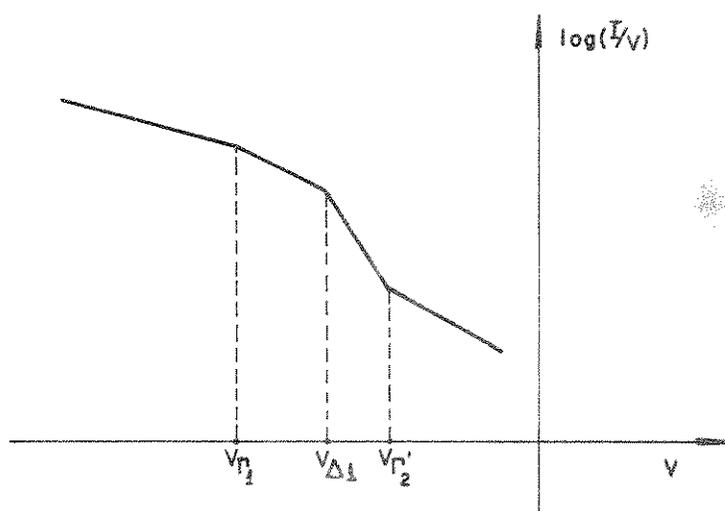


Fig. 2.11 - Características  $\log(I/V) \times V$  e as correspondentes tensões reversas onde ocorrem os pontos de quebra.

Entretanto a equação 2.15 não prevê estas quebras, sendo estas então atribuídas a interações das subbandas do Germânio, por tunelamento.

As tensões  $V_{\Gamma_2}$ ,  $V_{\Delta_1}$  e  $V_{\Gamma_1}$  correspondem às interações  $\Gamma_2'$  e  $\Gamma_{25}'$ ,  $\Delta_1$  e  $\Gamma_{25}'$  e  $L_1$  com  $\Gamma_1$  respectivamente.

Através desta característica  $\log(I/V) \times V$  é possível então determinar a "estrutura fina" das bandas do Germânio, determinando-se  $(E_{\Gamma_2'} - E_{L_1})$  e  $(E_{\Delta_1} - E_{L_1})$  que correspondem à separação de energia entre os mínimos da banda. O ponto de quebra correspondente a  $V_{\Gamma_1}$  na figura 2.11 não é muito acentuado e difícil de detetar mesmo a 4,2 K, isto porque sob aquela polarização já concorrem várias componentes de corrente.

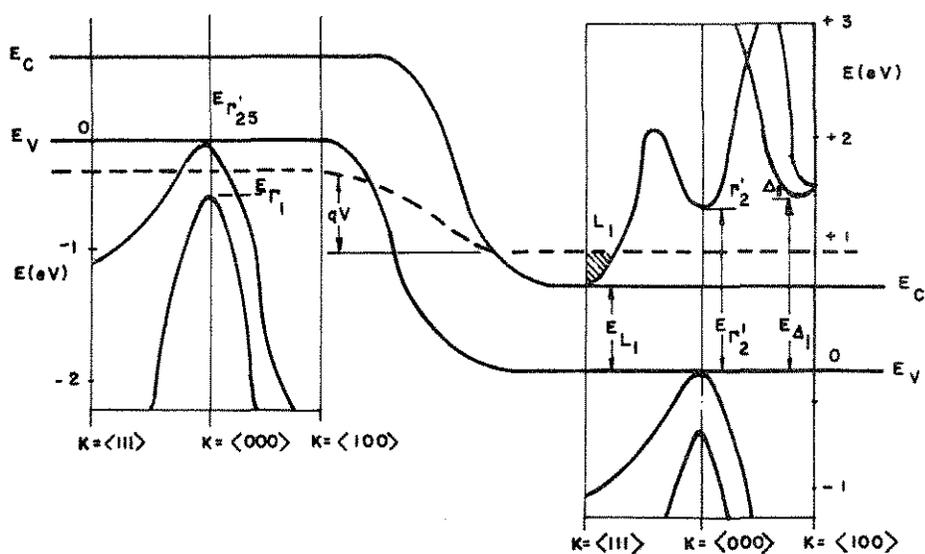


Fig. 2.12 - Diagrama de bandas de energia de um diodo Tunnel de Germânio onde se mostram as subbandas  $\Gamma_1$ ,  $\Gamma_{25}'$ ,  $L_1$ ,  $\Gamma_2'$ , e  $\Delta_1$ .

As tensões  $V_{\Gamma_2}$ ,  $V_{\Delta_1}$ ,  $V_{\Gamma_1}$  são determinadas por inspeção da figura 2.12.

$$V_{\Gamma_2} = (E_{L_1} + \xi - E_{\Gamma_2'}) / q$$

$$V_{\Delta_1} = (E_{L_1} + \xi - E_{\Delta_1}) / q \quad 2.16$$

$$V_{\Gamma_1} = (E_{\Gamma_1} + \xi - E_{\Gamma_{25}'}) / q$$

É conveniente notar que o coeficiente angular das semi-retas mostradas na figura 2.11 são proporcionais a  $\beta$  da equação 2.15.

#### 2.1.4. COMPORTAMENTO DE JUNÇÕES PN SOB ILUMINAÇÃO - FOTOCORRENTE

A caracterização apresentada até aqui não inclui a corrente gerada por radiação luminosa.

A característica  $I \times V$ ,  $f(h\nu)$  de fotodiodos, células solares fotovoltaicas semicondutoras é uma lei exponencial do diodo, deslocada por um valor correspondente à corrente gerada por efeito de iluminação,  $I_{PH}$ . A expressão 2.17 refere-se a uma junção PN sob iluminação:

$$I = I_0 \left( e^{\frac{qV_j}{\eta kT}} - 1 \right) - I_{PH} \quad 2.17$$

onde

$$I_0 = qn_i^2 \left[ \frac{1}{N_A} \left( \frac{D_n}{\tau_n} \right)^{1/2} + \frac{1}{N_D} \left( \frac{D_p}{\tau_p} \right)^{1/2} \right]$$

As células fotovoltaicas e fotodiodos semicondutores são operados normalmente no quarto quadrante de sua característica  $I \times V$ .

A corrente deve-se, principalmente, à criação de pares elétron-lacuna por fôtons incidentes com energia  $h\nu > E_g$ . A figura 2.13a mostra o mecanismo de criação de pares num diagrama de bandas de uma junção PN reversamente polarizada.

Uma junção PN sob iluminação é melhor representada pelos parâmetros descritos na figura 2.13b.

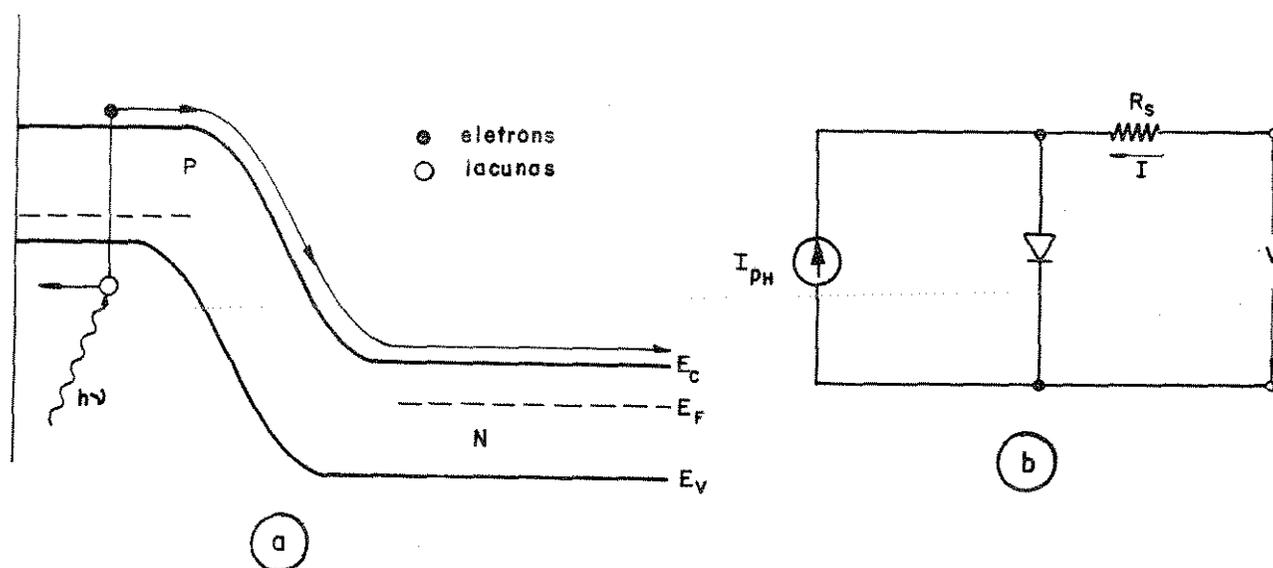


Fig. 2.13 - a) Junção PN reversamente polarizada e a criação de um par elétron-lacuna por radiação luminosa incidente.

b) Modelo elétrico sob iluminação (fotocélula ou foto diodo).

A fotocorrente  $I_{PH}$ , quando a célula é curto-circuitada, vale  $-I_{SC}$  ou seja a corrente de curto-circuito independente da tensão. A característica da célula fotovoltaica apresenta-se como na figura 2.14.

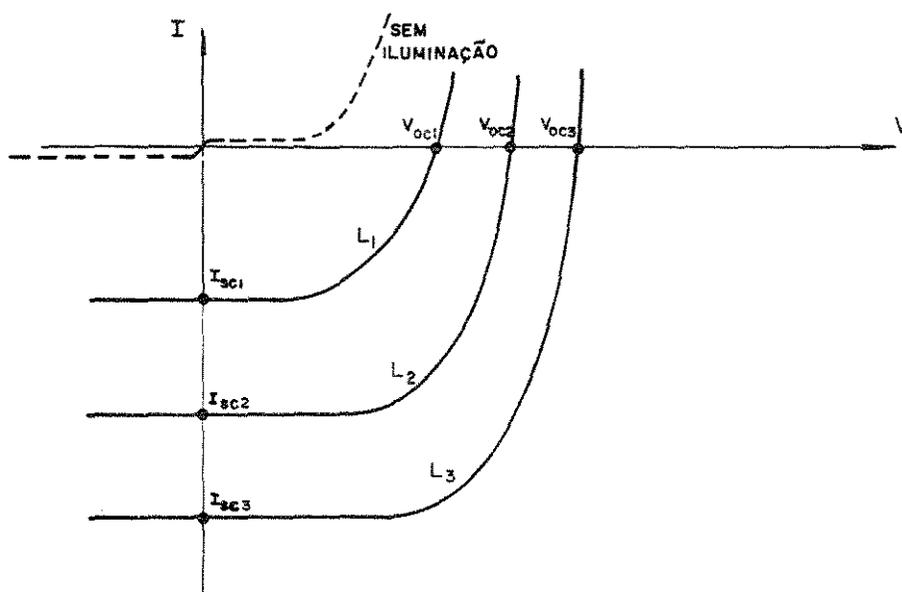


Fig. 2.14 - Característica  $I \times V$  de uma fotocélula sob polarização reversa.  $L_1$ ,  $L_2$ ,  $L_3$  indicam níveis de iluminação diferentes.

As diferentes curvas referem-se a níveis diferentes de iluminação ( $\text{mW}/\text{cm}^2$ ). Se  $V$  e  $I$  são trocados por  $V_{OC}$  e  $-I_{SC}$  respectivamente na equação 2.7 o ajuste é idêntico ao primeiro procedimento mostrado na seção 2.1.1.

Para a determinação precisa de  $\eta'$  e  $I_0'$  é necessário que  $I_0' \ll |I_{SC}'|$  e uma resistência série  $R_s$  suficientemente pequena de modo que a tensão  $I_{SC}' R_s$  não tenha efeito apreciável na corrente aparente de curto-circuito. Explicitamente:

$$I_0' \ll (\eta' kT / qR_s) \ll \frac{\eta' kT}{qR_s} \frac{|I_{SC}'|}{I_0} \quad 2.18$$

Não é possível obter pela característica  $I \times V$  mostrada na figura 2.14 o gradiente ponto a ponto, o que levaria ao valor de  $\eta$  e  $I_0$ .

Procede-se, então, para obter  $\eta$  e  $I_0$ , à determinação dos valores de  $V_{OC}$  e  $I_{SC}$  a partir da característica  $I \times V$  do quarto quadrante para diversos níveis de iluminação.

Em seguida constrói-se a curva  $\log |I_{SC}| \times V_{OC}$ , pois fazendo-se na equação 2.17  $I = 0$ ,  $V_j = V_{OC}$  e  $I_{PH} = |I_{SC}|$  obtém-se uma relação linear entre  $V_{OC}$  e  $\log |I_{SC}|$  cujos parâmetros estão mostrados na figura 2.15.

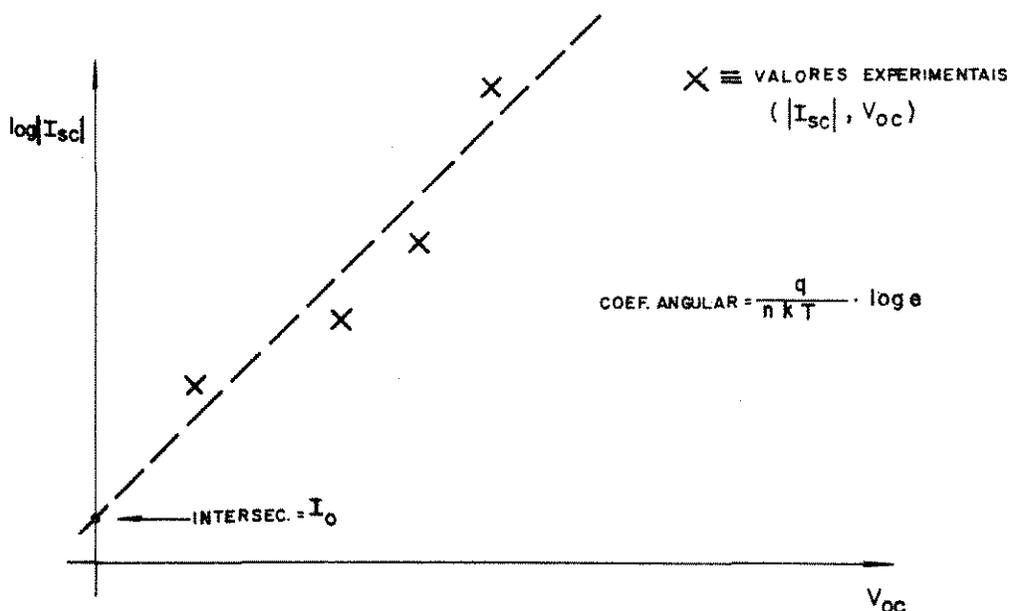


Fig. 2.15 - Obtenção de  $\eta$  e  $I_0$  a partir do gráfico  $\log |I_{SC}| \times V_{OC}$ .

É conveniente apresentar num mesmo gráfico as três características ou seja  $\log(I) \times V$ ,  $\log(\partial I / \partial V) \times V$  e  $\log |I_{SC}| \times V_{OC}$  sendo que as duas primeiras características para  $I_{PH} = 0$ .

A característica  $\log(\partial I / \partial V) \times V$  é normalmente mais sensível que a característica  $I \times V$  para determinar os mecanismos físicos envolvidos no fluxo de corrente através da junção.

A determinação de  $I_0$  é importante pois a minimização desta aumenta a tensão de circuito aberto, que por sua vez otimiza o aproveitamento da fotocélula, como mostra a equação 2.19:

$$V_{OC} = \eta \cdot \frac{kT}{q} \ln \left( 1 + \frac{I_{SC}}{I_0} \right) \quad . \quad 2.19$$

## 2.2. HETEROJUNÇÕES: MODELOS E CARACTERÍSTICAS CORRENTE TENSÃO

Heterojunções são junções obtidas com materiais diferentes. Estas junções podem ser obtidas entre dois semicondutores diferentes com dopagens do mesmo tipo (heterojunções isótipas) ou com dopagens de tipos diferentes (heterojunções heterótipas); e entre metais e semicondutores formando barreiras SCHOTTKY ou contatos ôhmicos.

Heterojunções em geral são dispositivos eletrônicos que apresentam fenômenos elétricos e eletroópticos cuja identificação é, a maior parte das vezes, difícil e exige a construção de modelos elaborados para explicar seu comportamento experimental. Muitas vezes a caracterização da heterojunção não pode ser feita exclusivamente por meio de medidas das propriedades elétricas, devendo-se incluir outros processos de análise.

O diagrama de bandas de energia de uma heterojunção<sup>(33)</sup> NP em equilíbrio térmico é mostrado na figura 2.16.

Alguns dos modelos propostos para explicar os mecanismos de condução de corrente através de heterojunções serão abordados a seguir.

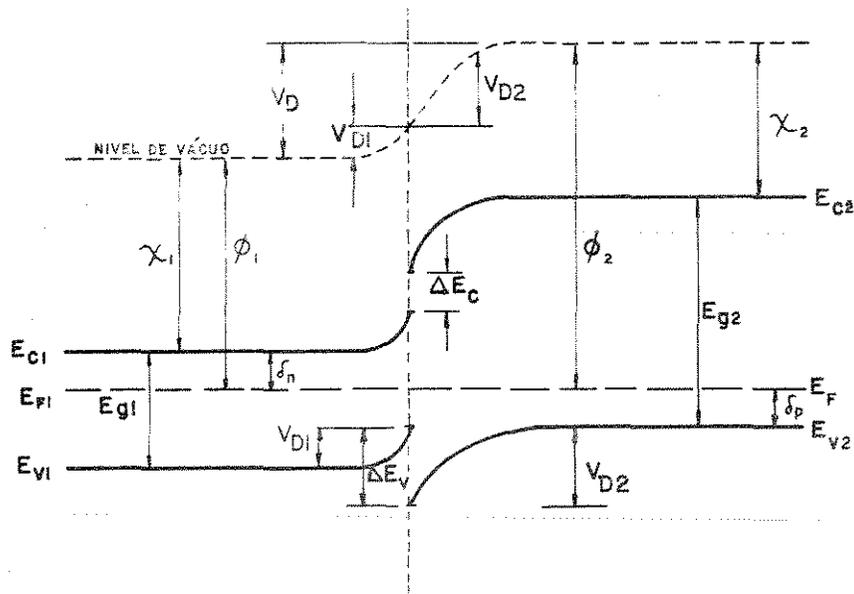


Fig. 2.16 - Diagrama de bandas de energia de uma heterojunção IP.

O modelo proposto por Anderson<sup>(33)</sup> considera que o maior fluxo de corrente deve-se à difusão de minoritários injetados, e a característica IxV segue a relação:

$$I = I_0 \left( e^{\frac{qV}{kT}} - 1 \right) \tag{2.20}$$

onde

$$I_0 = A p_0 q \frac{D}{L}$$

$p_0$  é a concentração de portadores minoritários fora da camada de depleção, D constante de difusão e L o comprimento de difusão dos minoritários.

Entretanto o modelo de Anderson não prevê com maior exatidão o comportamento de heterojunções, pois não leva em conta as correntes de tunelamento e efeitos de recombinação.

A inclusão de uma corrente de difusão que se origina devido à

emissão térmica de portadores sobre a barreira, e que ocorre para tensões diretas aplicadas mais elevadas, torna o modelo mais adequado. A corrente de difusão originária da emissão térmica de portadores é dada por:

$$I = I_0 \left( e^{\frac{qV}{kT}} - 1 \right) \quad 3.21$$

onde

$$I_0 = (A n q V_t) / (6\pi)^{1/2}$$

sendo que  $n$  é a concentração em equilíbrio de elétrons correspondente à posição de máxima energia no diagrama de bandas (para junções NP sendo o semicondutor  $n$  de maior banda proibida).  $\eta$  é um fator que depende da razão entre as dopagens nos dois semicondutores.

Outros mecanismos, tais como tunelamento e recombinação via estados de interface, podem prevalecer sobre os de difusão de portadores injetados.

Assim, na figura 2.17 está representado um modelo que resume os mecanismos descritos até aqui e inclui os de tunelamento e recombinação <sup>(34)</sup>. Neste modelo propõe-se que o transporte de carga numa heterojunção é feito simultaneamente via dois canais paralelos AA1/BB1 e AA2/BB2.

A corrente de tunelamento (B-B2) pode ser expressa por:

$$I = I_0(T) \cdot e^{V/V_1} \quad 2.22$$

sendo  $V_1$  constante e sendo que a corrente de saturação varia lentamente com a temperatura da forma mostrada em 2.23

$$I_0 = I_{01} e^{T/T_1} \quad 2.23$$

sendo  $I_{01}$  e  $T_1$  constantes.

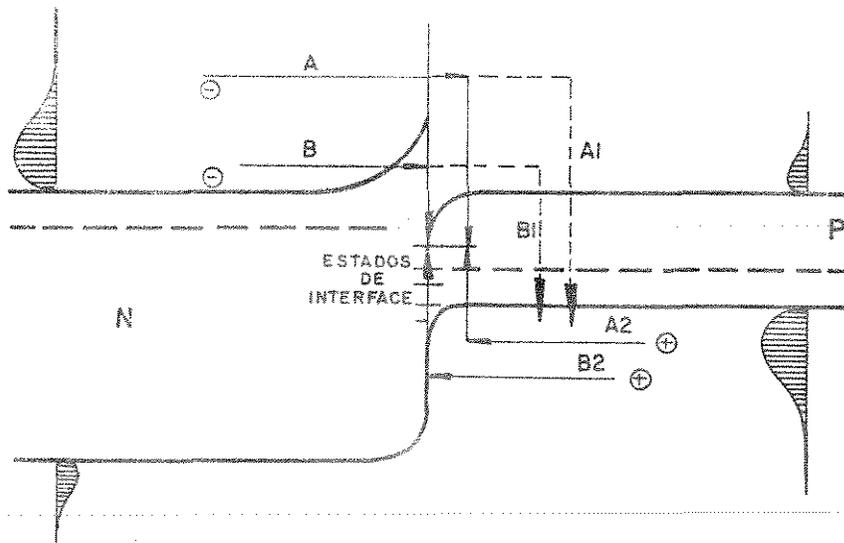


Fig. 2.17 - Mecanismos de transporte de carga numa interface.

- A-A1 - Injeção de minoritários e difusão seguida de recombinação na região neutra do semicondutor.
- B-B1 - Tunelamento na barreira seguida de recombinação na região neutra do semicondutor.
- A-A2 e B-B2 - Transporte por emissão ou tunelamento de elétrons e buracos e recombinação via estados na interface.

A componente de corrente B-B2, tunelamento e recombinação via estados de interface é dada por

$$I = BN_t e \frac{4(2m^*)^{1/2} p_B^{3/2}}{3q \hbar E} \quad 2.24$$

sendo que B é uma constante,  $N_t$  a densidade de armadilhas na banda proibida,  $m^*$  a massa efetiva do elétron na banda proibida,  $p_B$  é a barreira de energia pela qual o elétron deve tunelar e  $E$  é o campo elétrico na região de depleção do lado do semicondutor de maior banda proibida (figura 2.17).

Os principais mecanismos descritos até aqui podem ser resumidos

como:

- 1) Emissão térmica e posterior difusão e recombinação na região neutra do semiconductor (A-A1).
- 2) Tunelamento e posterior difusão e recombinação na região neutra do semiconductor (B-B1).
- 3) Emissão de elétrons (ou lacunas) até a interface e recombinação via estados na interface.
- 4) Tunelamento de elétrons (da banda de condução ou valência) e recombinação via estados de interface.

A característica  $I \times V$  típica de uma heterojunção em três temperaturas diferentes é mostrada na figura 2.18.

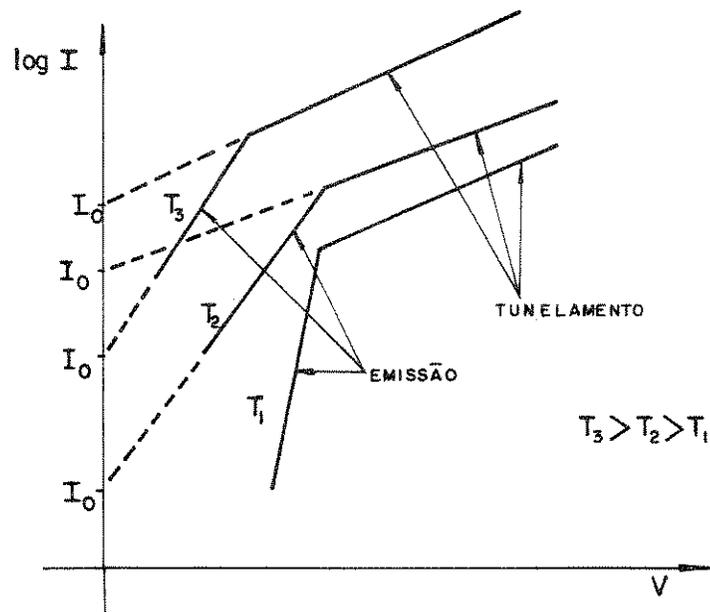


Fig. 2.18 - Característica  $I \times V$  típica de uma heterojunção em três temperaturas diferentes <sup>(34)</sup>.

A partir da característica  $I/C^2 \times V$  (ver seção 2.5.1.3) é possível determinar a tensão de barreira  $V_D$  e a partir desta, observando-se a figura 2.16, pode-se obter  $\Delta E_V$  e  $\Delta E_C$  desde que se conheçam os semicondutores da heterojunção e suas respectivas dopagens:

$$V_D = V_{D1} + V_{D2} + \delta_n + \delta_p - E_{g1} = V_D + \delta_n + \delta_p - E_{g1}$$

e

$$\Delta E_C + \Delta E_V = E_{g2} - E_{g1}$$

A corrente sob polarização reversa é atribuída quase totalmente ao mecanismo de tunelamento. Para uma heterojunção do tipo apresentado na figura 2.16, sob polarização reversa, a corrente é dada por:

$$I_R = K(-V_R) e^{-\frac{4(2m^*)^{1/2} \phi_B^{3/2}}{3q h H (V_D - V_R)^{1/2}}} \quad 2.24$$

onde  $K = A \cdot 8q^2 / ha^2$

A - área da heterojunção

a - constante de rede do semiconductor de maior banda proibida.

$$\phi_B = E_{g1} + \Delta E_V \quad (\text{barreira de energia})$$

$$H = \left( \frac{2q}{\epsilon_2} N_{A2} \right)^{1/2}$$

A partir da característica experimental reversa e comparando-se com a equação 2.24 pode-se inferir que a única dependência da corrente com a temperatura é a dependência de temperatura de  $E_{g1}$  e  $\Delta E_V$ .

### 2.3. JUNÇÃO METAL SEMICONDUTOR - BARREIRAS SCHOTTKY E CONTATOS ÔHMICOS

As junções entre metais e semicondutores apresentam uma variedade de aplicações, desde dispositivos de alta velocidade, como os diodos SCHOTTKY até os contatos ôhmicos.

O diagrama de bandas de uma junção metal-semicondutor, está esquematizado na figura 2.19.

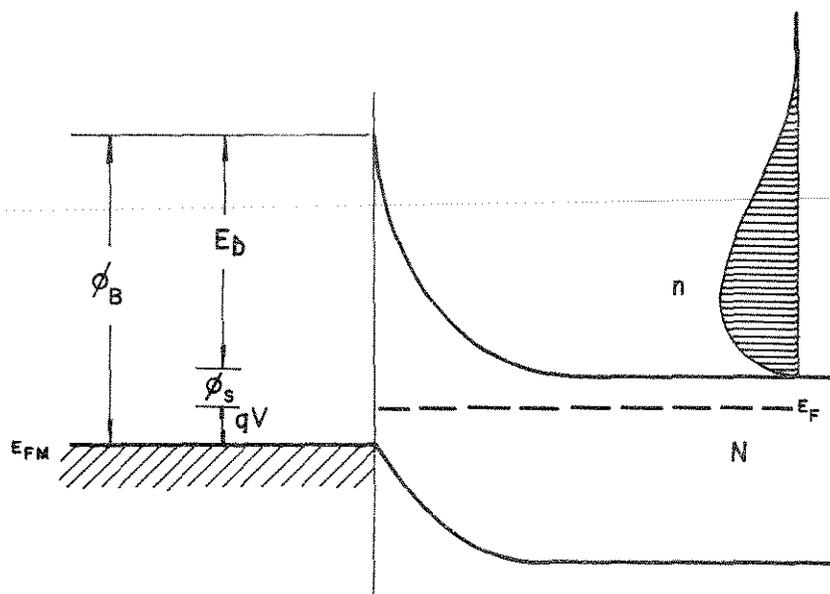


Fig. 2.19 - Barreira de potencial de uma junção metal-semicondutor com polarização direta.

A barreira de potencial  $\phi_B$  é uma constante que depende dos dois materiais em contato.

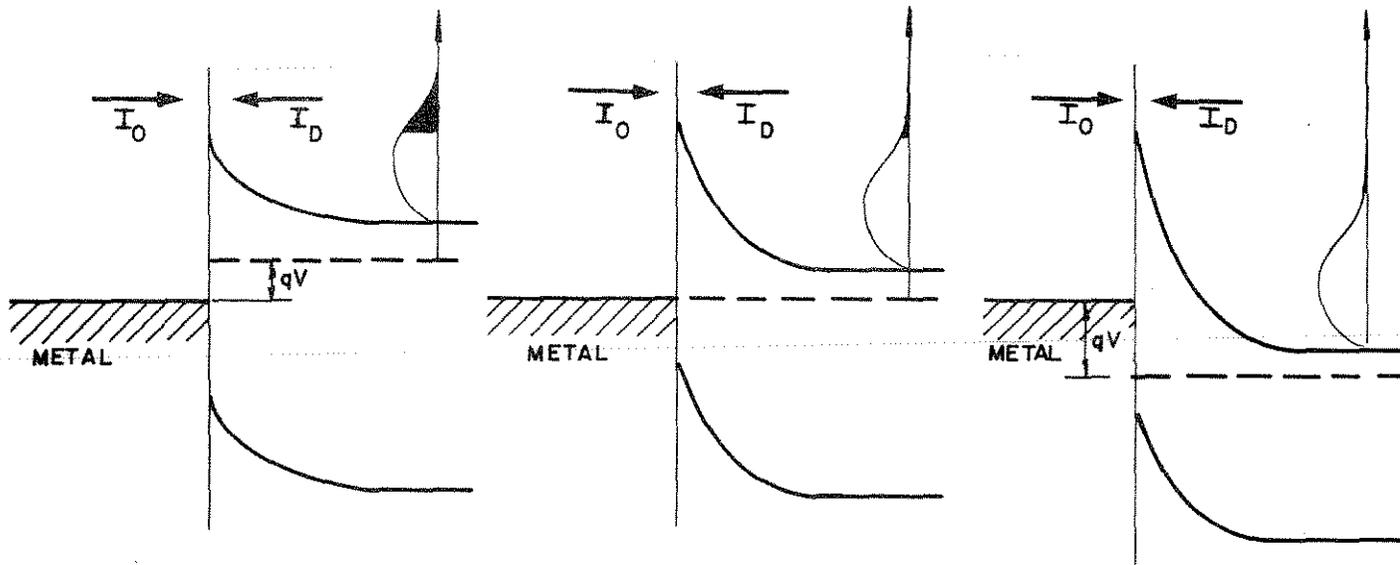
Para materiais semicondutores covalentes (Si, Ge, GaAs e compostos do grupo III-V) a altura da barreira é aproximadamente 2/3 da banda proibida para tipo N e 1/3 para tipo P, ou seja, a altura da barreira praticamente independe do metal utilizado.

Para materiais altamente iônicos (como os do grupo II-VI) a altura da barreira é muito dependente da função de trabalho do metal.

Numa junção metal-semicondutor ocorrem basicamente três tipos de mecanismos de transporte: a emissão termiônica, a emissão termiônica e campo e a emissão por campo (35).

## 2.3.1. EMISSÃO TERMIONICA

Na figura 2.20 é apresentado o comportamento de uma junção metal-semicondutor tipo N sob três regimes de polarização.



a) Polarização direta  
 $I_0 \ll I_D$   
 $I_D$  corrente direta  
 $I_0$  corrente reversa

b) Sem polarização  
 $I_0 = I_D$

c) Polarização reversa  
 $I_0 > I_D$

Fig. 2.20 - Junção metal-semicondutor N sob regimes de polarização diferentes.

Neste modelo assume-se que os elétrons portadores majoritários no semiconductor são emitidos termionicamente sobre a barreira. Na polarização direta a barreira  $E_b$  para os portadores do semiconductor é abaixada, o que facilita a condução no sentido direto. Na polarização reversa, a barreira para os portadores injetados é essencialmente constante e igual a  $\phi_B$ .

Utilizando-se a distribuição de Maxwell-Boltzman para descrever a distribuição de portadores que podem ser emitidos sobre a barreira obtém-se

$$I_D = I_0 \cdot e^{\frac{qV}{kT}} \quad 2.25$$

$$I_0 = A A^* T^2 e^{-\frac{q\phi_B}{kT}} \quad 2.26$$

sendo que  $A^*$  é a constante de Richardson para o semicondutor e  $A$  é a área da junção. A corrente total ou terminal pode ser escrita como:

$$I = I_D - I_R = I_0 \left( e^{\frac{qV}{kT}} - 1 \right) \quad 2.27$$

ou

$$I = AA^* T^2 e^{-\frac{q\phi_B}{kT}} \left( e^{\frac{qV}{kT}} - 1 \right) \quad 2.28$$

A equação de diodo do modelo de emissão termiônica, equação 2.28, é válida para campos elétricos intensos através de uma estreita região de carga espacial e barreiras bastante altas comparadas com  $kT$ . Essa é a situação mais frequentemente encontrada.

Esse modelo, entretanto, não leva em conta o achatamento da barreira devido a atração eletrostática dos portadores do semicondutor à superfície do metal pelas cargas imagens induzidas de sinal oposto neste último.

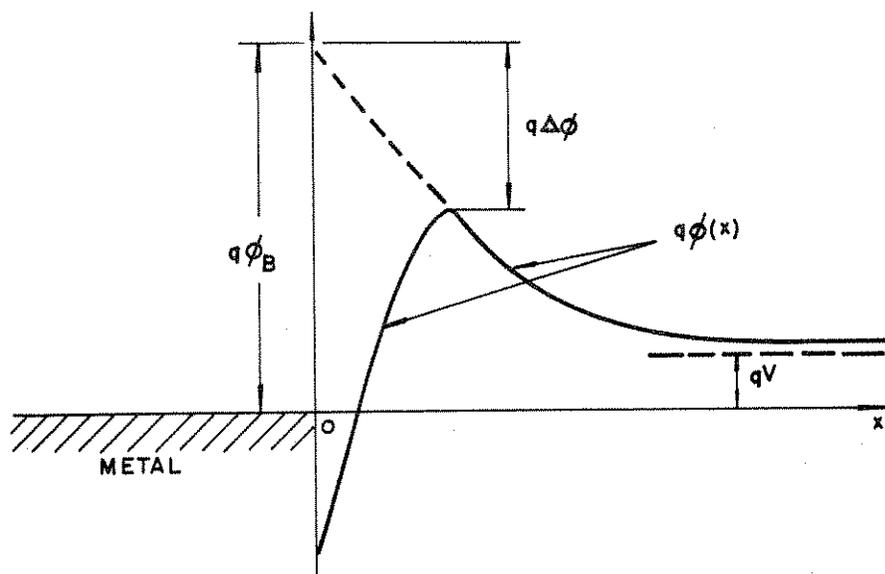


Fig. 2.21 - Energia potencial do elétron e o efeito do achatamento da barreira  $\Delta\phi$ .

Por causa deste achatamento a barreira real é dada  $\phi_B - \Delta\phi$  sendo que  $\Delta\phi$  é dependente da polarização pois  $\Delta\phi$  depende de  $E_b$ . Isto implica que a corrente de saturação reversa como definida na equação 2.26 é dependente da polarização. Para remover essa dependência em  $I_0$  é conveniente introduzir um parâmetro  $\eta$  de modo que a equação se torne:

$$I \propto e^{\frac{qV}{\eta kT}} \quad p/ \quad qV > 3kT \quad 2.29$$

sendo

$$\eta \equiv \frac{q}{kT} \left( \frac{dV}{d \ln I} \right) \quad 2.30$$

Para transporte de cargas predominantemente por emissão termiônica  $\eta$  vale (35):

$$\eta_{t.e} = \frac{1}{1 - (\Delta\phi/4E_b)} \quad 2.31$$

e no caso de  $\Delta\phi = E_b$ ,  $\eta_{t.e} = 1,33$ . Na maioria dos casos, entretanto, o efeito do achatamento da barreira no valor de  $\eta$  é pequeno. A condução dominada por emissão termiônica resulta em característica retificadora.

### 2.3.2. EMISSÃO TERMIÔNICA E DE CAMPO

Os dois mecanismos de transporte de cargas que serão descritos a seguir, emissão termiônica e de campo, e emissão por campo, envolvem tunelamento mecânico-quântico.

À medida que se aumenta a concentração no semiconductor, a região de depleção diminui e, inicialmente a barreira se torna suficientemente fina de maneira que portadores excitados termicamente podem tunelar próximo ao topo da barreira. Este modo de transporte é dependente da temperatura e é também chamado de tunelamento térmico.

O parâmetro que caracteriza a importância da emissão termiônica, relativa a emissão termiônica e campo é  $kT/E_{oo}$  sendo

$$E_{oo} = (qh/2\pi) \cdot \left( \frac{N}{m^* \epsilon_S \epsilon_0} \right)^{1/2} \quad 2.32$$

onde  $m^*$  é a massa efetiva dos portadores majoritários e  $N$  a dopagem no semicondutor.  $E_{oo}$  é definido como a constante de proporcionalidade entre o logaritmo do coeficiente de transmissão da barreira, na aproximação WKB, à sua maior largura,  $\gamma_{WKB}(E=0)$ , e o dobramento da banda do semicondutor  $E_b$  (36).

A figura 2.21A mostra a relação acima.

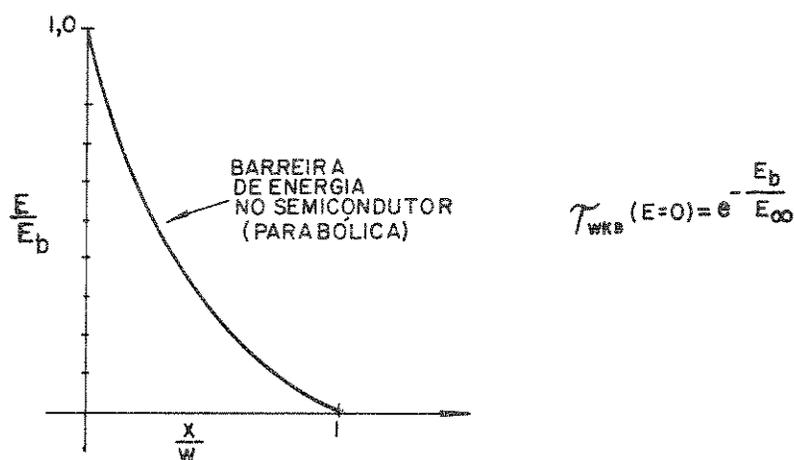


Fig. 2.21A - Barreira de energia num semicondutor dopado uniformemente de uma junção SCHOTTKY.

Sendo  $kT/E_{oo}$  proporcional a  $T/\sqrt{N}$  à medida que a temperatura aumenta a fração de corrente transportada por emissão termiônica aumenta. Por outro lado à medida que a dopagem aumenta a largura da barreira é diminuída e o tunelamento ou emissão termiônica e campo aumenta. Para qualquer temperatura de operação a faixa de dopagens na qual a emissão termiônica e campo domina é bastante estreita (aproximadamente 2 ordens de grandeza).

O parâmetro  $\eta$  pode ser usado para indicar a contribuição do modo de emissão termiônica e campo, quando seu valor desvia-se da unidade. Os

efeitos de abaixamento da barreira e fuga tem menor efeito sobre o valor de  $\eta$  do que o tunelamento.

A expressão mais apropriada <sup>(35)</sup> para a junção metal-semicondutor na forma da equação do diodo é:

$$I = I_0 \left[ e^{\frac{qV}{\eta kT}} - e^{\frac{qV}{kT} \left( \frac{1}{\eta} - 1 \right)} \right] \quad 2.33$$

onde o valor de  $\eta$  aparece no termo correspondente à corrente reversa pois o abaixamento da barreira, a camada interfacial e o tunelamento afetam os portadores nas duas direções de transporte. Notar que se  $\eta = 1$  a equação 2.33 se reduz a 2.27. Para  $\eta > 2$  o diodo conduz melhor na polarização reversa, e o diodo é conhecido como diodo reverso ("backward"). É conveniente notar que, nos diodos tunel, a condução é melhor sob polarização reversa pois o tunelamento domina a condução. Na figura 2.22 estão as curvas normalizadas utilizando-se a equação 2.33.

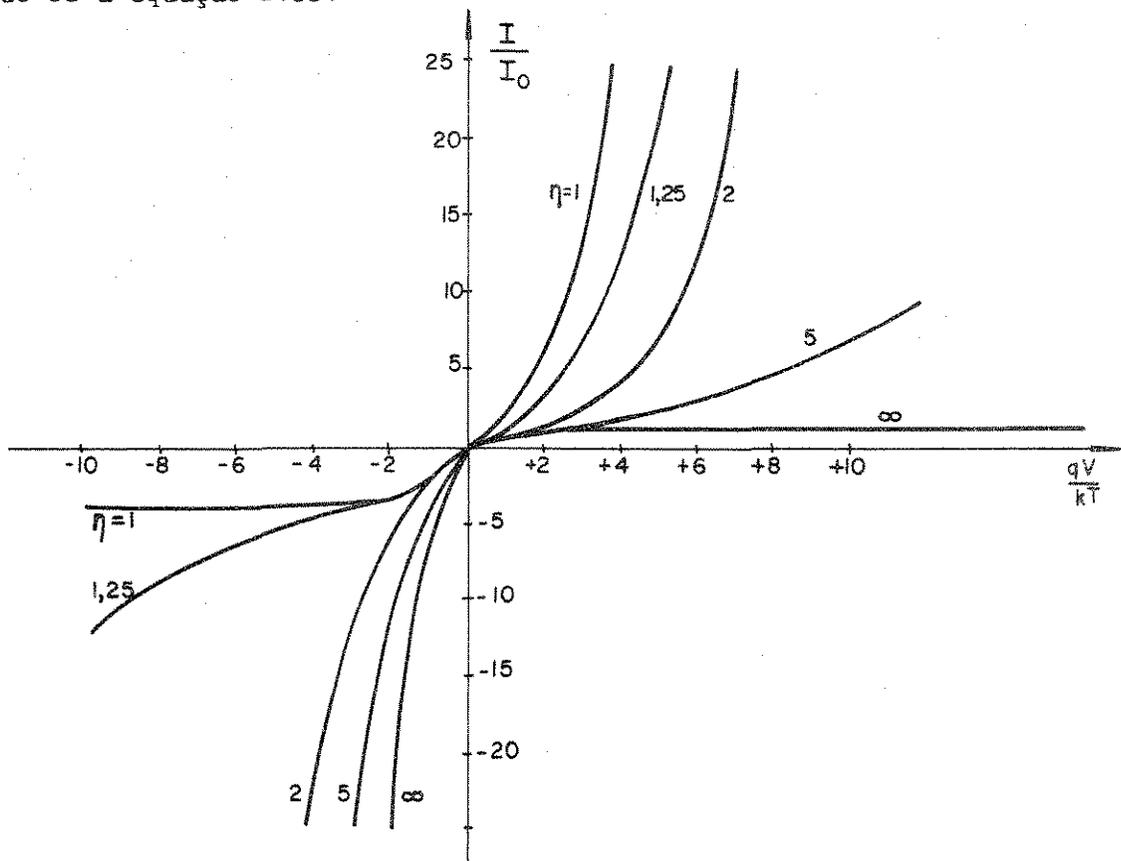


Fig. 2.22 - Característica  $I \times V$  normalizada de acordo com a equação 2.33.

### 2.3.3 - EMISSÃO POR CAMPO

À medida que a concentração aumenta o modo dominante de condução numa junção metal-semicondutor passa de emissão termiônica para emissão termiônica e campo e finalmente para emissão por campo. A dependência exponencial da corrente com a polarização passa de  $qV/kT$  para  $qV/E_{00}$ . Como  $E_{00}$  é proporcional a  $\sqrt{N}$  a característica direta para condução dominada por emissão por campo é fortemente dependente da dopagem.

Por esta razão é que, para se obter contatos ôhmicos coloca-se o metal sobre uma região altamente dopada. O objetivo é obter uma condução dominada por emissão por campo. Dessa maneira, a barreira de potencial será quase totalmente transparente ao fluxo de portadores.

Como está descrito nas seções seguintes, existem diversas técnicas de medida que permitem caracterizar junções metal-semicondutor. A característica  $I \times V$  ou  $\log I \times V$  é aquela que fornece informações quanto ao mecanismo principal de condução, por meio da identificação do valor de  $\eta$ . A característica  $1/C^2 \times V$  fornece o valor da dopagem do semicondutor e conseqüentemente a resistividade servindo como método alternativo e comparador da medida de resistividade realizado pelo método das quatro pontas. Ainda o método  $1/C^2 \times V$  permite obter a altura da barreira SCHOTTKY como mostra a seção 2.3.5.

### 2.3.4 - CONTATOS ÔHMICOS

A característica elétrica principal dos contatos ôhmicos é que estes não oferecem resistência significativa à passagem de corrente nos dois sentidos de condução. O modelo de bandas de energia proposto para os contatos ôhmicos são os mesmos descritos até aqui para junções metal-semicondutor.

Para se obter um bom contato ôhmico existem dois procedimentos básicos.

O primeiro é a escolha do metal tendo como critério a relação entre as funções de trabalho do metal e do semicondutor. Para semicondutores do tipo N se  $\phi_S > \phi_M$  o contato é ôhmico (caso contrário será retificador). A figura 2.23 mostra o que ocorre ao se fazer contatos com metal e semicondutor sendo a função de trabalho deste último maior que a do metal.



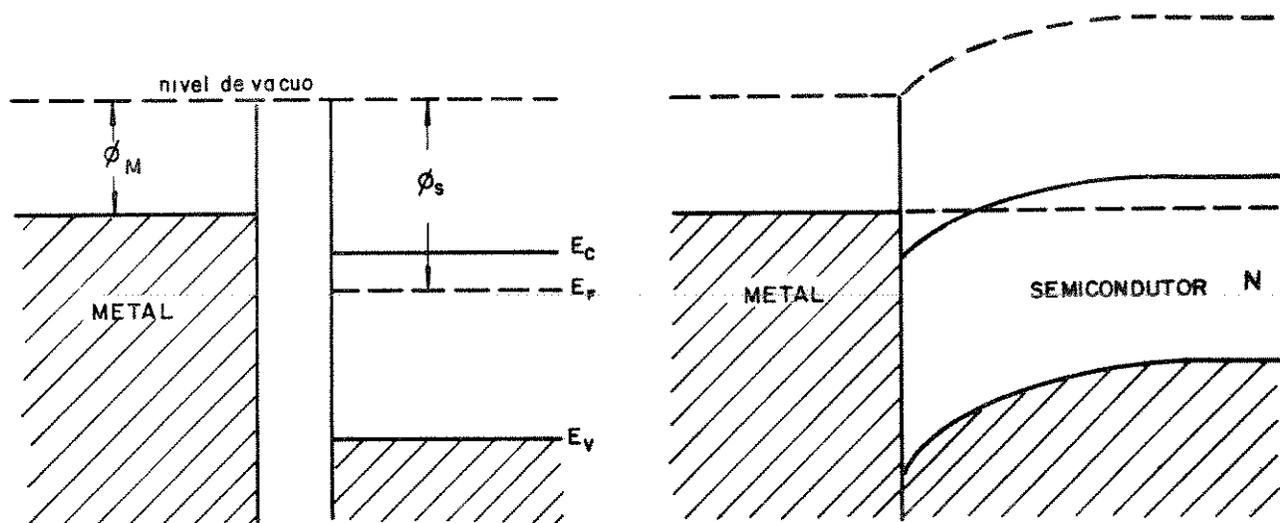


Fig. 2.23 - Contato ôhmico entre metal e semiconductor tipo N.

Condição  $\phi_S > \phi_M$ .

Para semiconductor tipo P a condição para obtenção do contato ôhmico é  $\phi_S < \phi_M$  como mostra a figura 2.24.

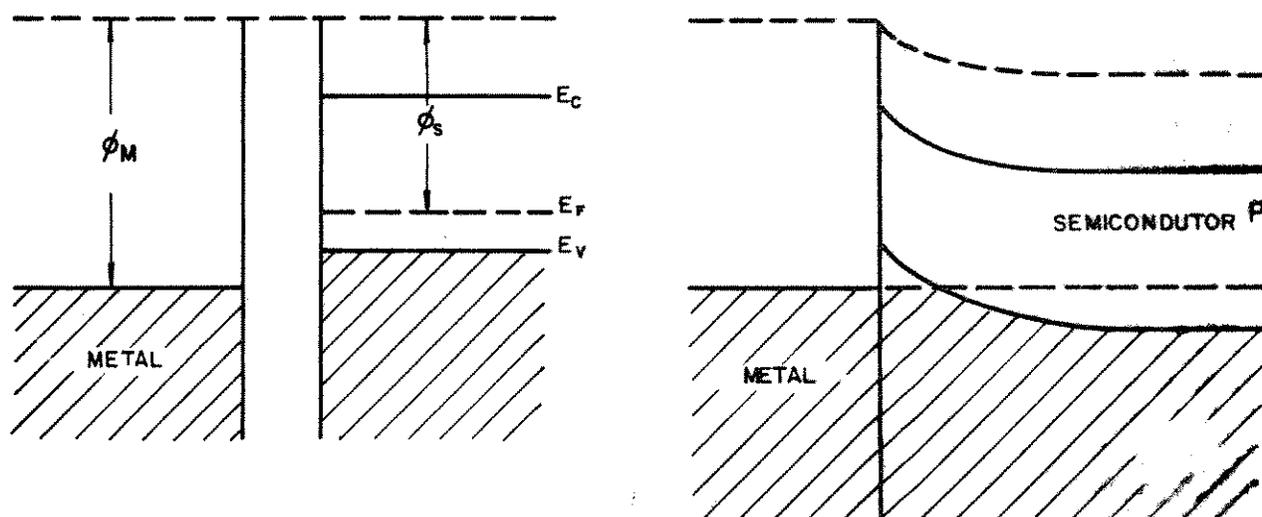
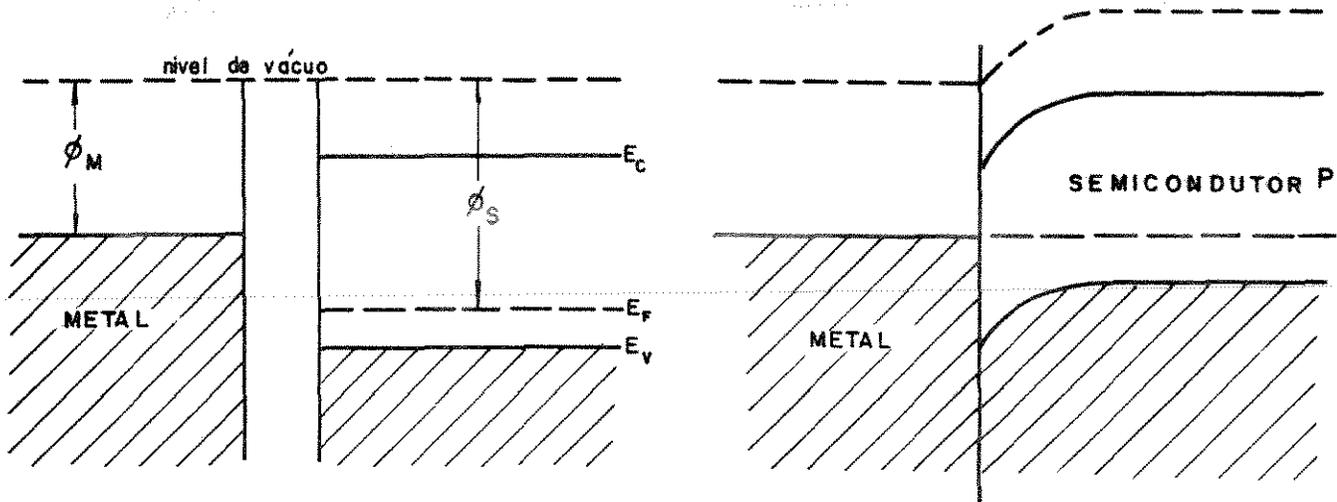


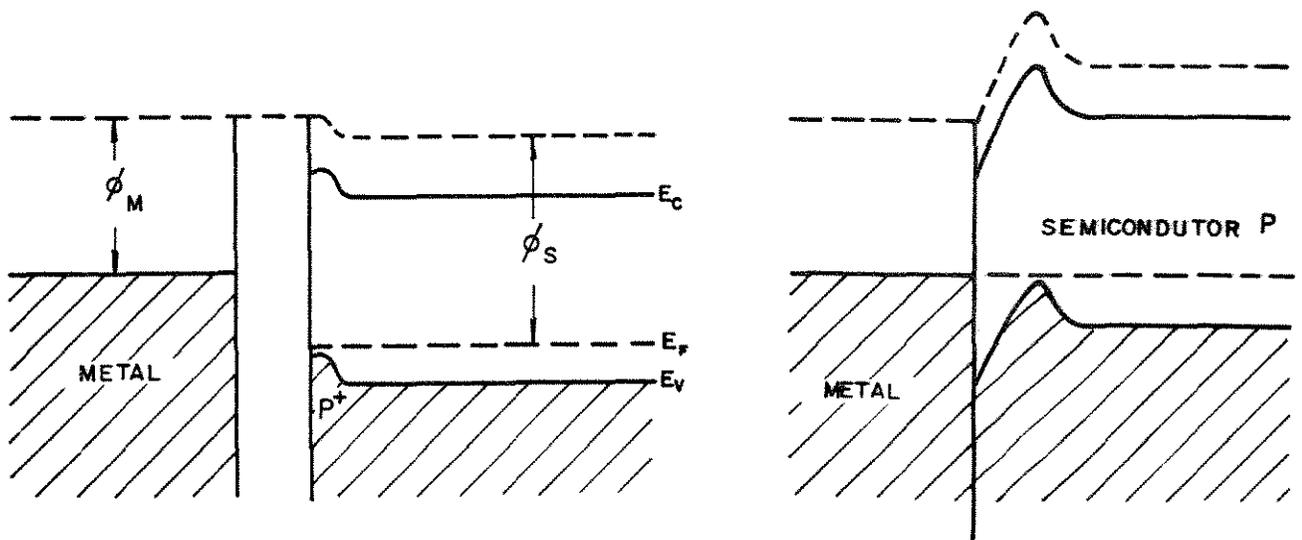
Fig. 2.24 - Contato ôhmico entre metal e semiconductor tipo P.

Condição  $\phi_S < \phi_M$ .

O segundo procedimento para se obter o contato ôhmico é dopar fortemente o semiconductor. O objetivo é obter uma condução onde predomina a emissão por campo (tunelamento) como foi descrito na seção anterior. A figura 2.25a mostra uma junção metal-semiconductor cuja barreira é muito larga para haver tunelamento, e a figura 2.25b mostra o efeito de alta dopagem próxima ao semiconductor.



a) Junção metal semiconductor (junção retificadora pois a barreira é muito larga para tunelar).



b) Junção metal semiconductor tendo dopagem bastante alta próxima à junção. O tunelamento é possível devido ao estreitamento da barreira.

Fig. 2.25 - Diagrama de bandas mostrando o resultado após dopar fortemente o semiconductor ( $P^+$ ).

Nem sempre o procedimento de se dopar fortemente o semicondutor próximo à junção dá bons resultados. Para semicondutores com banda proibida larga (por exemplo, GaAs) existe a tendência de compensar os doadores ou aceitadores difundidos, pelos defeitos inerentes ao semicondutor e de tipo oposto. Nestes casos deve-se recorrer a outras técnicas tais como a interposição de um filme cristalino misto do semicondutor com outro cristal de mesma natureza, filme este que possua uma banda proibida, afinidade eletrônica ou um conjunto de estados superficiais mais favoráveis. Ou obter uma microestrutura metalográfica sobre o contato a qual cria uma quantidade enorme de imperfeições abruptas. Os campos intensos que ocorrem nestas imperfeições provocam a injeção de portadores de carga, tornando a junção como um todo, em contato ôhmico.

As medições que permitem caracterizar um contato ôhmico são basicamente aquelas utilizadas na caracterização de barreiras SCHOTTKY. Entretanto a propriedade de contato ôhmico pode ser avaliada qualitativamente pela simetria da característica  $I \times V$  direta e reversa. Quanto maior a simetria melhor a qualidade do contato ôhmico e quanto mais linear a característica  $I \times V$  melhor a característica ôhmica do contato.

A resistência específica de contato  $R_c (\Omega \cdot \text{cm}^2)$  é outro parâmetro que deve ser avaliado ao se caracterizar contatos ôhmicos. A resistência específica varia desde  $10^{-5}$  a  $10^{-3} \Omega \cdot \text{cm}^2$  aproximadamente e as resistências medidas são bastante pequenas necessitando utilizar sempre o método de quatro-pontas, duas pontas de tensão e duas de corrente, e configurações especiais de teste na máscara de metalização principalmente <sup>(36)</sup>.

### 2.3.5 - DETERMINAÇÃO DA ALTURA DA BARREIRA SCHOTTKY (27,37)

A determinação da altura da barreira SCHOTTKY pode ser feita por três métodos distintos:

Medida da característica  $\log I \times V$

Medida fotocorrente

Medida da característica  $C \times V$

sendo que esta última medida está descrita na seção 2.5.

Baseando-se na equação 2.28, 2.29 e 2.30 e através da caracte-

rística experimental  $\log I \times V$  determina-se  $\phi_B$  conforme equação 2.34.

$$\phi_B = \frac{kT}{q} \ln 10 \cdot \log \left( \frac{AA^* T^2}{I_0} \right) \quad 2.34$$

O valor de  $I_0$  é obtido pela extrapolação da região linear até o eixo  $V=0$ , como mostra a figura 2.26 abaixo:

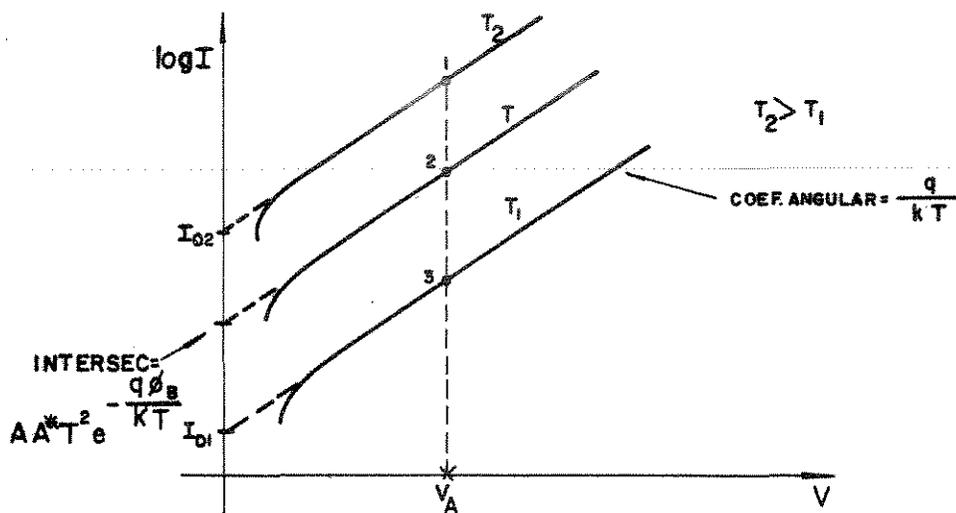


Fig. 2.26 - Determinação da altura da barreira SCHOTTKY através da característica experimental  $\log I \times V$ .

Ainda, considerando-se a equação 2.28 e os pontos 1, 2 e 3 obtidos experimentalmente em três (ou mais) temperaturas diferentes obtêm-se um gráfico da característica de energia de ativação conforme a figura 2.27, que permite a obtenção de  $\phi_B$  alternativamente.

A medida fotoelétrica é o método mais preciso e o mais direto para se obter a altura da barreira SCHOTTKY (37).

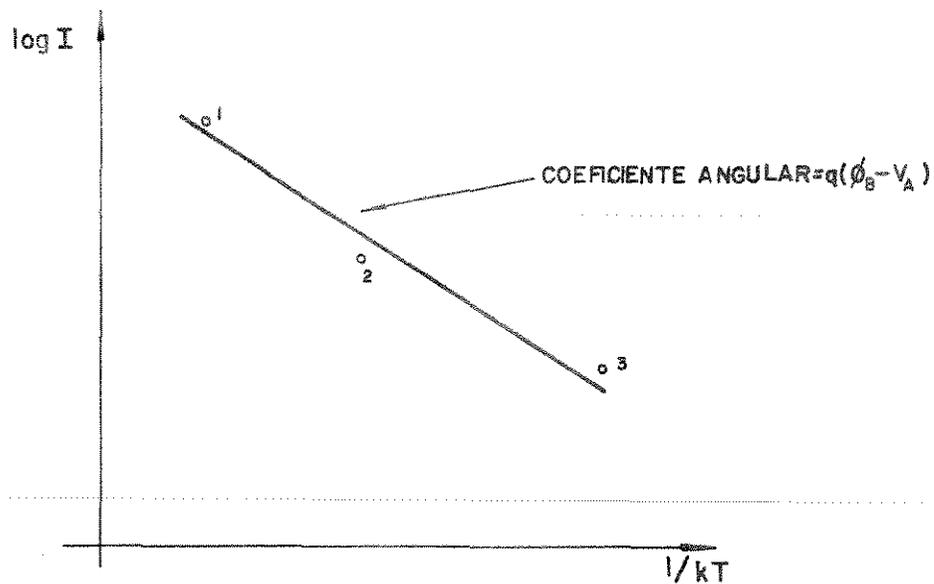


Fig. 2.27 - Gráfico  $\log I \times 1/kT$  (gráfico de energia de ativação) para junção metal-semicondutor sob polarização direta.

Uma barreira SCHOTTKY, quando submetida a iluminação monocromática produz portadores. Sendo a energia incidente do lado do metal  $h\nu > q\phi_B$ , elétrons no metal tem suficiente energia para suplantarem a barreira e participarem da condução. Se  $h\nu > E_g$  e a iluminação for efetuada do lado do metal fino, pares elétrons-lacunas são gerados. Se a iluminação for efetuada do lado do semicondutor e  $h\nu > q\phi_B$  serão gerados fotoelétrons e se  $h\nu > E_g$  a radiação será fortemente absorvida pelo semicondutor e os pares elétrons-lacunas fotoexcitados tem pequena probabilidade de chegar à interface metal-semicondutor.

Estes dois processos estão mostrados no diagrama da figura 2.28.

A fotocorrente por foton absorvido,  $R$ , está relacionada com a energia do foton pela relação de Fowler:

$$R = \text{const.} (h\nu - h\nu_0)^2 \quad p/ \quad h(\nu - \nu_0) > 3kT \quad 2.35$$

sendo  $h\nu_0 = q\phi_B$ .

Ou remanejando a expressão 2.35 tem-se:

$$\sqrt{R} = \text{const.} \cdot (h\nu - q\phi_B) \quad . \quad 2.36$$

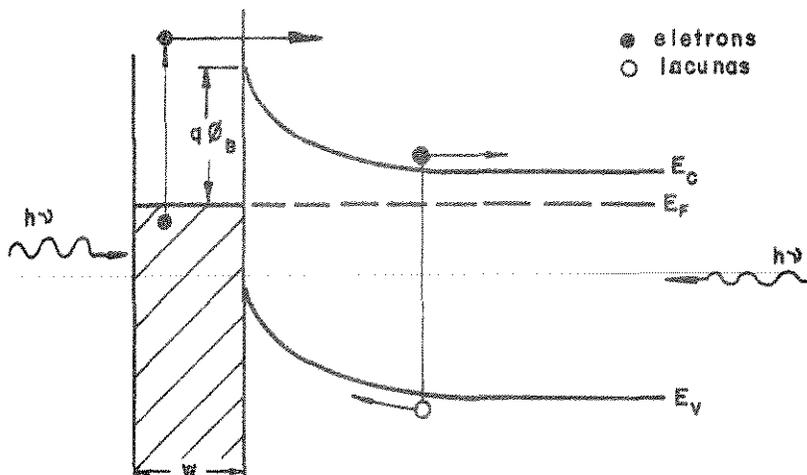


Fig. 2.28 - Processos de fotoexcitação numa junção metal-semicondutor.

Colocando-se graficamente a raiz quadrada da foto resposta (em unidades arbitrárias) em função da energia da radiação luminosa incidente, ob-  
têm-se o valor da altura da barreira SCHOTTKY.

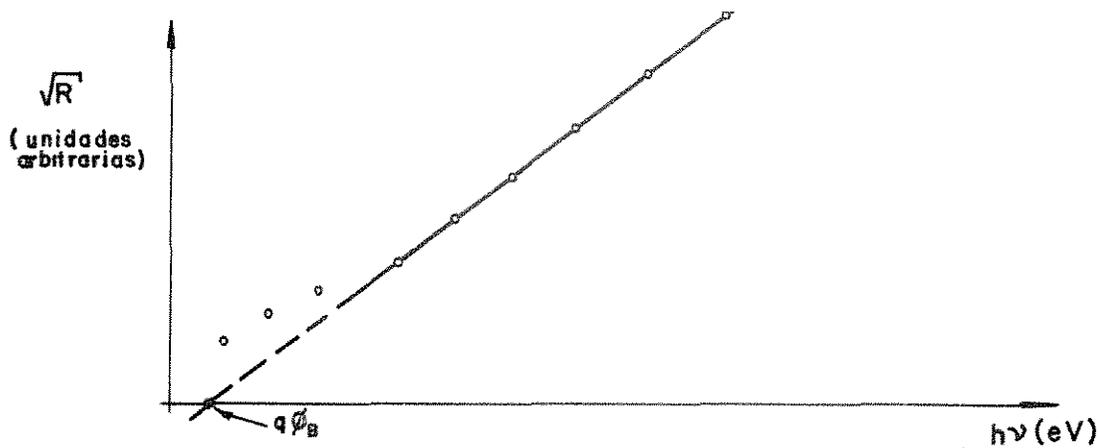


Fig. 2.29 - Determinação da altura da barreira pela medida da fotoresposta.

Para algumas faixas de dopagens do semiconductor, obtêm-se melhor linearidade plotando-se  $R^{1/3} \times hv$  ou  $(Rh\nu)^{1/2} \times hv$  ao invés de  $R^{1/2} \times hv$  como prediz a teoria de Fowler.

O método CxV para determinação da altura da barreira SCHOTTKY está descrito na seção 2.5.1.5.

## 2.4 - INSTRUMENTAÇÃO - OBTENÇÃO DAS CARACTERÍSTICAS $I \times V$ , $\log(I) \times V$ , $\partial I / \partial V \times V$ E $\log(\partial I / \partial V) \times V$

As características  $I \times V$  e  $\partial I / \partial V \times V$  (condutância-tensão) são as principais características elétricas que permitem identificar os mecanismos de condução em dispositivos semicondutores. A obtenção do logaritmo da corrente ou da condutância faz-se necessária quando estas grandezas são medidas numa ampla faixa de valores, normalmente de três a seis ordens de grandeza, permitindo assim, a compactação de valores numa mesma escala e principalmente facilitando as análises, dadas as dependências  $I \times V$  com exponenciais.

Os circuitos descritos aqui são aplicáveis também quando se deseja obter as características citadas em função da temperatura ou radiação luminosa incidente. Estas características, tendo como parâmetros a temperatura e luz, são obtidas utilizando-se o criostato/placa quente e o monocromador respectivamente.

### 2.4.1 - MEDIDA $I \times V$ ESTÁTICA

A característica  $I \times V$  estática ou em corrente contínua pode ser obtida semi-automática ou automaticamente. O circuito básico utilizado neste trabalho para obtenção da característica  $I \times V$ , é o esquematizado na figura 2.30. As variações deste esquema para obtenção da característica semi-automática são descritas em seguida.

O gerador de rampa provê uma tensão C.C. variando lentamente com o tempo. Para aplicações práticas, a frequência desta rampa varia entre 0,1 Hz a 0,001 Hz.

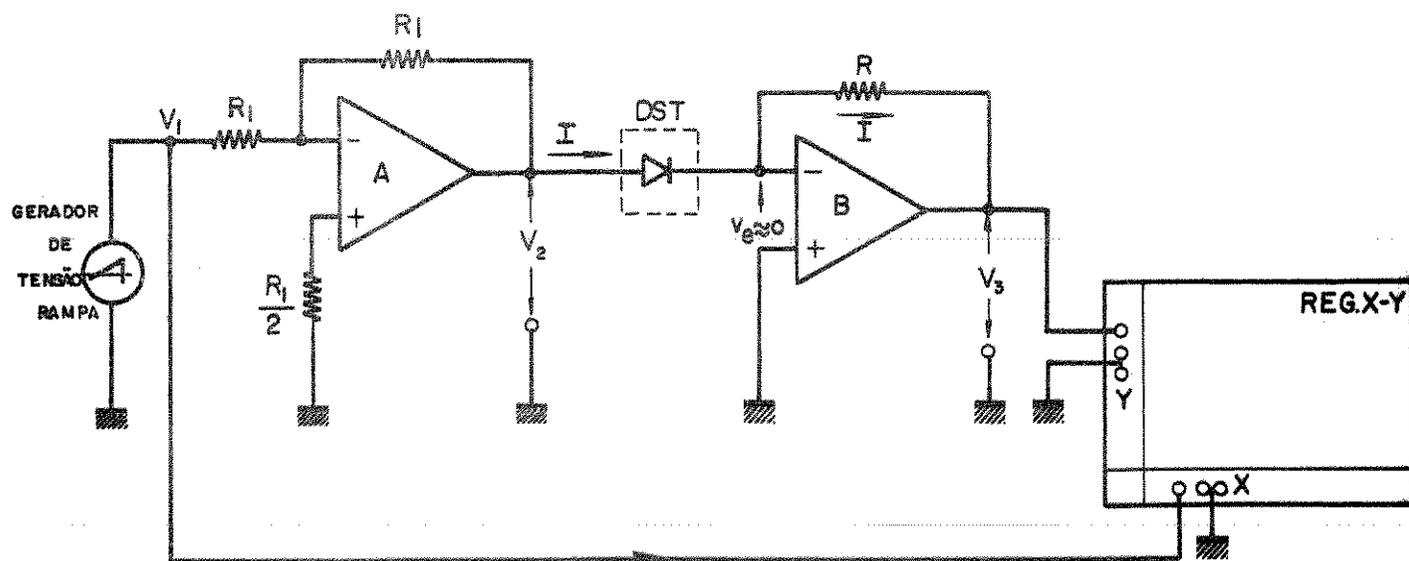


Fig. 2.30 - Montagem para obtenção da característica  $I \times V$  estática, automaticamente.

O amplificador A, que poderia ser omitido no presente caso, mas é utilizado como somador de outro sinal superposto à rampa para medidas de característica incremental, inverte o sinal  $V_1$  e aplica diretamente ao dispositivo sob teste (DST).

O amplificador B representa um conversor corrente-tensão, e o seu terminal de entrada negativo está virtualmente em terra, assim:

$$V_2 = -V_1$$

$$V_3 = -IR$$

e no eixo Y do registrador tem-se uma tensão proporcional à corrente no dispositivo.

O amplificador B é normalmente um eletrômetro ou picoamperímetro usado no modo conversor de corrente-tensão ou modo "fast". Quando o eletrômetro for usado no modo normal, ou seja a corrente passa por um divisor resistivo e a tensão gerada é medida pelo instrumento, este produz uma queda de tensão  $V_e$  em sua entrada, que deve ser corrigida para cada escala.

A correção é feita a partir da característica  $I \times V$  obtida conhecendo-se o valor da resistência de entrada para cada escala. A figura 2.31 mostra o procedimento gráfico para correção da característica  $I \times V$  devido à queda de tensão na entrada do eletro metro.

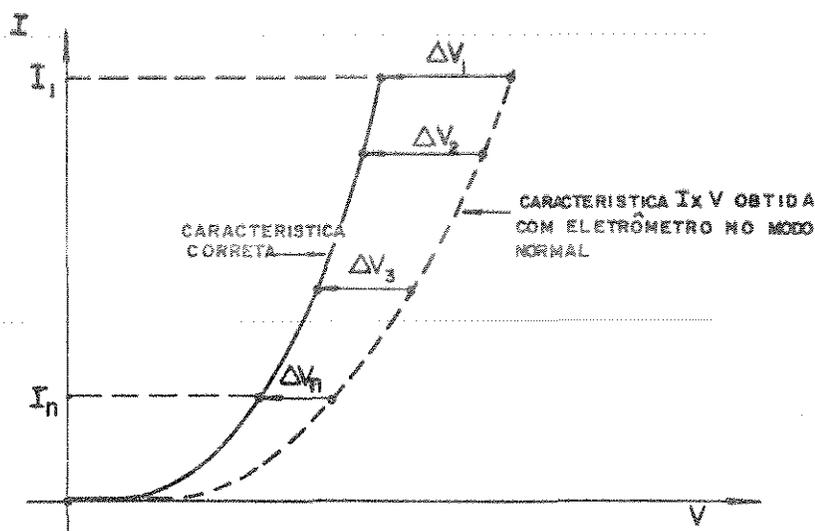


Fig. 2.31 - Correção para tensão de entrada do eletro metro na característica  $I \times V$ .

$$\Delta V_n = R_E \cdot I_n$$

onde  $I_n$  é a corrente de escala do eletro metro,  $R_E$  é a resistência de entrada na escala utilizada. Nos eletro metros que medem corrente pela queda de tensão nos resistores de entrada, modo normal, esta tensão de entrada só depende do multiplicador e quanto menor o multiplicador menor a queda de tensão e melhor a precisão.

Na figura 2.32 é apresentada a montagem experimental para determinação semi-automática da característica  $I \times V$ . Nesta montagem o gerador de rampa é substituído por um conjunto de potenciômetros.

O objetivo é obter incrementos de tensão da ordem de milivolts mesmo com grande incremento angular do cursor dos potenciômetros mostrados na figura 2.32. A varredura de tensão é feita manualmente através do cursor do

último potenciômetro ou helipot.

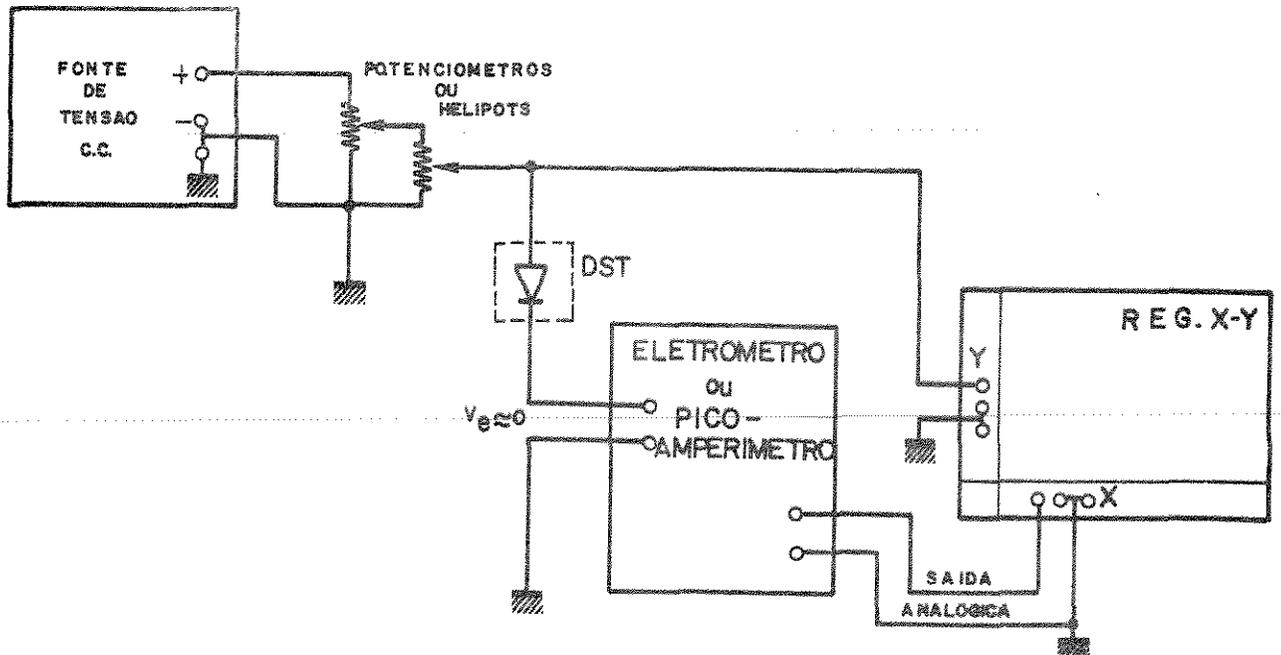


Fig. 2.32 - Montagem para obtenção da característica  $I \times V$  (semi-automaticamente).

Os eletrômetros comerciais, quando utilizados para medida de corrente no modo "fast", são essencialmente um amplificador com realimentação, cuja impedância de entrada é praticamente zero. Para correntes inferiores a  $10^{-5}$  A é conveniente utilizar o eletrômetro neste modo, assegurando assim, quedas de tensão na entrada menores que  $100 \mu\text{V}$ .

Para correntes mais elevadas, a resistência série  $R_s$  do dispositivo provê uma queda adicional de tensão que deve ser corrigida convenientemente. Na seção 2.4.4. são apresentadas algumas sugestões para determinação da resistência série  $R_s$ .

Para correntes superiores ao alcance dos instrumentos (eletrômetros até 300 mA, e geradores de rampa até 40 mA) a montagem esquematizada na figura 2.32A é sugerida:

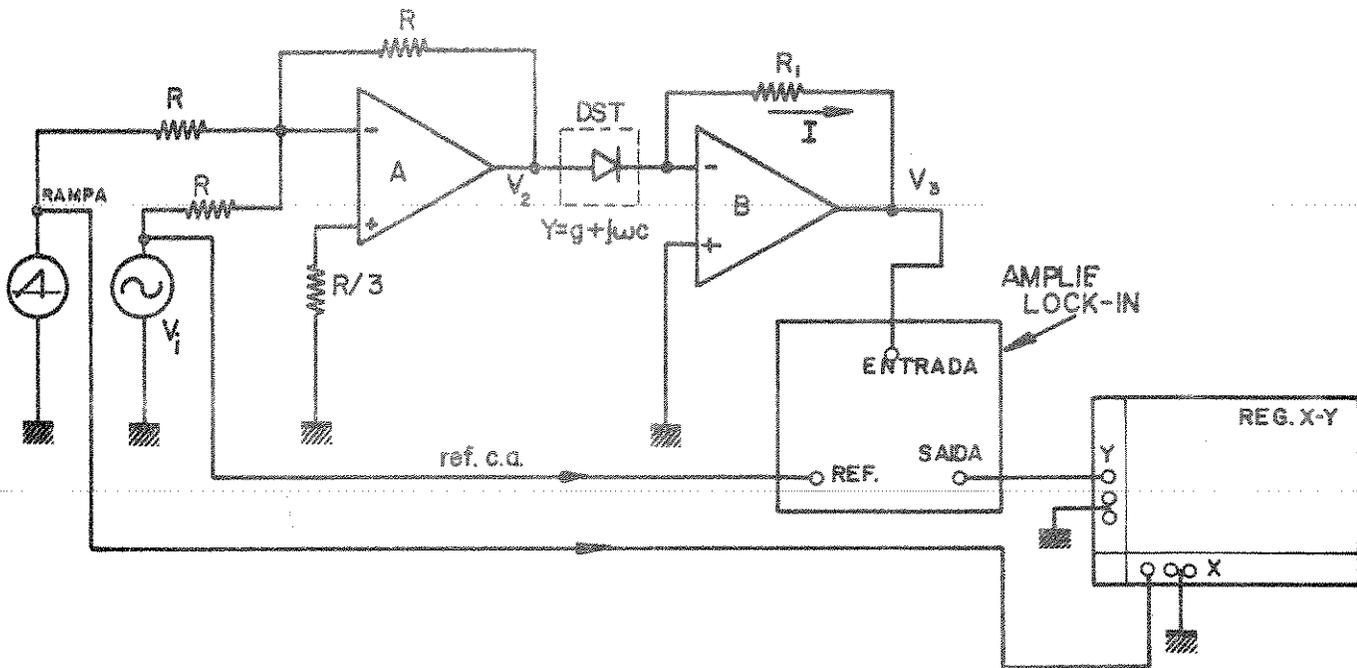


Fig. 2.33 - Montagem para obtenção da característica  $(\partial I/\partial V) \times V$ .

Observa-se na equação 2.36 que a tensão  $\hat{V}_3$  na saída tem uma componente em fase com a tensão  $\hat{V}_1$  que é a condutância e uma componente  $90^\circ$  fora de fase proporcional à capacitância incremental. O amplificador "Lock-in" deve estar com indicador de fase em  $0^\circ$  de maneira que a saída deste se tenha um sinal proporcional à condutância  $\partial I/\partial V$  e no registrador X-Y a característica  $\partial I/\partial V \times V$ .

O amplificador A é um amplificador soma e B representa um amplificador conversor de corrente tensão. A corrente de polarização é bloqueada à entrada do amplificador "lock-in".

Opcionalmente pode ser empregado na montagem esquematizada na figura 2.33 um amplificador "lock-in" que possua duas saídas: uma em fase (I) a outra em quadratura (Q) com o sinal de referência. Dessa maneira, num registrador X-YY é possível registrar simultaneamente a condutância incremental e a capacitância incremental em função da tensão aplicada. A montagem que possibilita o traçado da característica de condutância em função da tensão aplica

da é mostrada na figura 2.34.

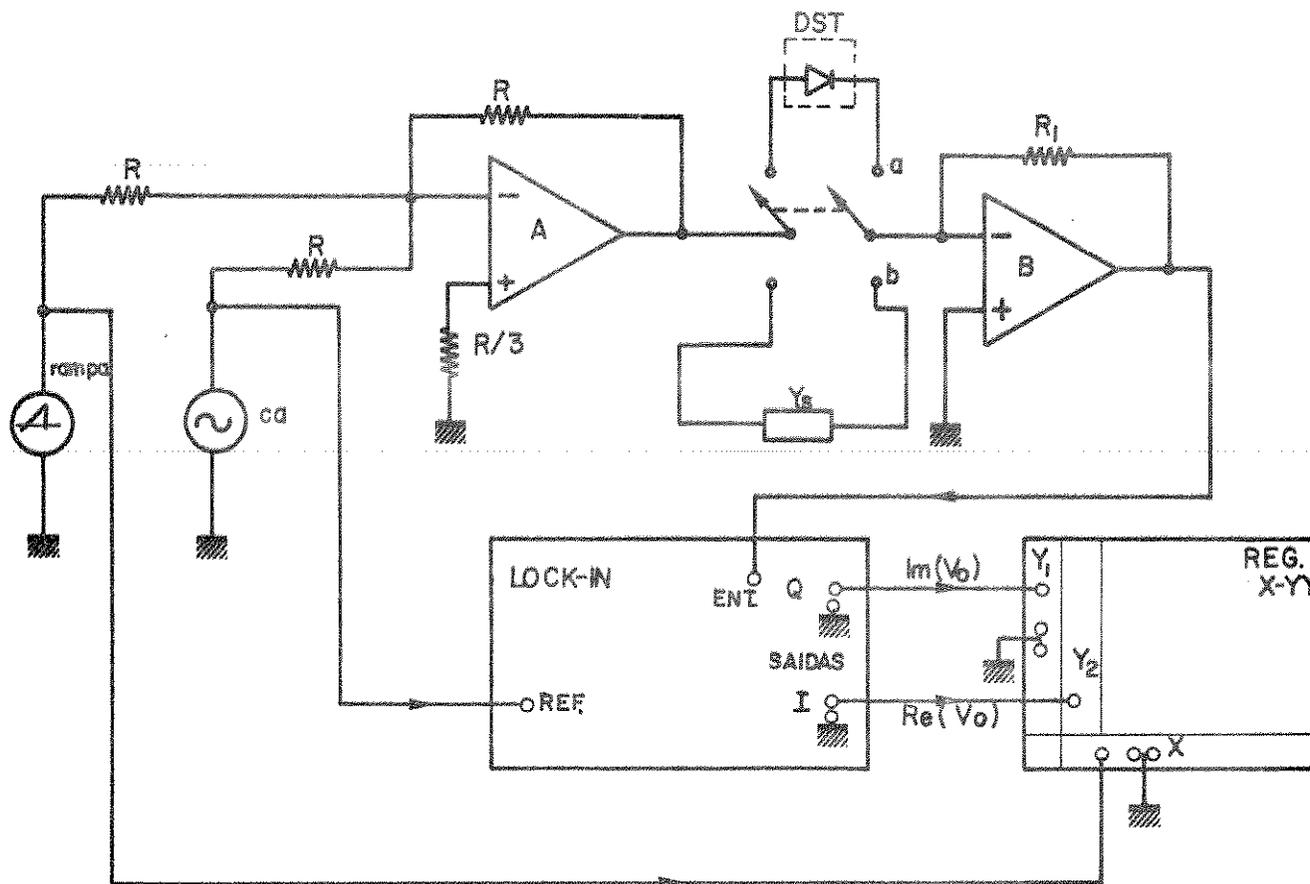


Fig. 2.34 - Circuito para obtenção da característica admitância-tensão com as componentes de condutância e susceptância traçadas simultaneamente.

Inicialmente coloca-se a chave na posição b para calibração do sistema através da admitância padrão  $Y_S$ . Na saída I do amplificador "lock-in" ter-se-á um sinal em fase com a tensão sobre a junção, ou seja proporcional à parte real da admitância, e em Q obtém-se um sinal proporcional à parte imaginária da admitância. Estes sinais são introduzidos nos amplificadores  $Y_1$  e  $Y_2$  de um registrador X-YY. Terminada a calibração a chave CH1 é colocada na posição a e a admitância do dispositivo tem suas componentes registradas simultaneamente em função da tensão de polarização.

### 2.4.3 - MEDIDA $\log(I) \times V$ e $\log(\partial I / \partial V) \times V$

Essas características são necessárias para determinar com maior precisão os parâmetros  $\eta$  e  $I_0$  de junções e detectar variações na mudança da característica  $I \times V$ . Para se obter estas medidas existem dois procedimentos. O primeiro procedimento é obter as características  $I \times V$  ou  $(\partial I / \partial V) \times V$  em diversas ordens de grandeza e depois comprimir estes dados em escalas logarítmicas tomando valores ponto a ponto. O segundo procedimento é automático e a compressão dos valores se faz analogicamente, ou seja, é utilizado um amplificador logarítmico. A propriedade fundamental deste amplificador é ter a tensão de saída proporcional ao logarítmico da corrente (ou tensão) de entrada.

Nas seções seguintes, este amplificador logarítmico será discutido, bem como será apresentado o projeto de um amplificador logarítmico que se utilizou neste trabalho.

#### 2.4.3.1 - AMPLIFICADOR LOGARITMICO

Amplificação logarítmica é usada extensivamente em circuitos analógicos que efetuam operações tais como multiplicação, extração de raiz, potência, e é particularmente utilizada como um meio de compactar dados que tenham faixa muito grande de variação. Atualmente os circuitos logarítmicos utilizam a propriedade logarítmica inerente dos dispositivos de junção de silício. Tipicamente um amplificador logarítmico é caracterizado por uma faixa dinâmica de nove a dez ordens de grandeza ( $10^{-2}$  a  $10^{-12}$ ).

#### 2.4.3.2 - CONSIDERAÇÕES BÁSICAS

Um diodo logarítmico ideal é caracterizado pela 2.1 com  $\eta=1$  ou seja:

$$I = I_0 \left( e^{\frac{qV_j}{\eta kT}} - 1 \right)$$

2.37

Se este diodo for conectado a um amplificador operacional, conforme figura 2.35, a saída deste apresentará uma tensão dada por:

$$V_0 = \eta \frac{kT}{q} \ln(I/I_0) = \eta \frac{kT}{q} \ln 10 \cdot \log(I/I_0) \quad 2.38$$

sendo esta relação válida para  $I/I_0 \gg 1$ .

O circuito de um amplificador logaritmico básico é mostrado na figura 2.35.

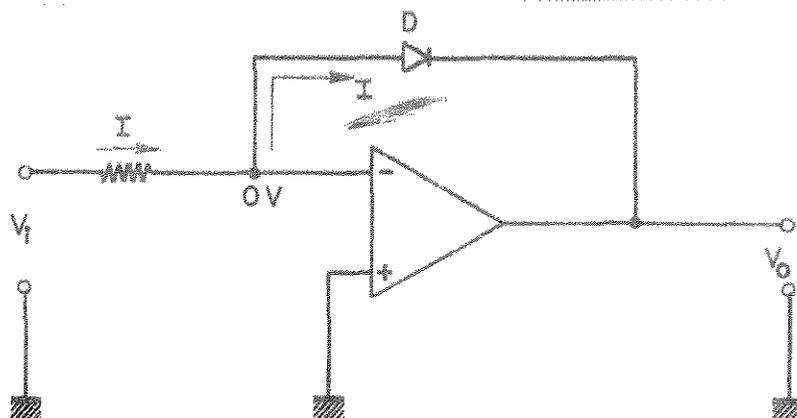


Fig. 2.35 - Configuração básica de um amplificador logaritmico.

A partir da expressão 2.38 pode-se concluir que uma variação de  $I$  de 10:1 implica numa variação de  $V_0$  de 59,16 mV, para  $T = 300$  K e  $\eta = 1$ . Os diodos comerciais entretanto, apresentam um comportamento logaritmico limitado. Para grandes correntes a resistência série do diodo produz uma queda de potencial adicional:

$$V = \frac{kT}{q} \ln(I/I_0) + IR_s \quad 2.39$$

e para pequenas corrente a reta passa por diversas inclinações devido a variações nos mecanismos de condução ( $1 < \eta < 4$ ):

$$V = \eta \frac{kT}{q} \ln(I/I_0) . \quad 2.40$$

Os diodos comuns de silício permitem: operações logarítmicas com boa aproximação, no máximo em duas décadas.

Outra possibilidade é fazer uso de transistor ao invés do diodo como mostra a figura 2.36.

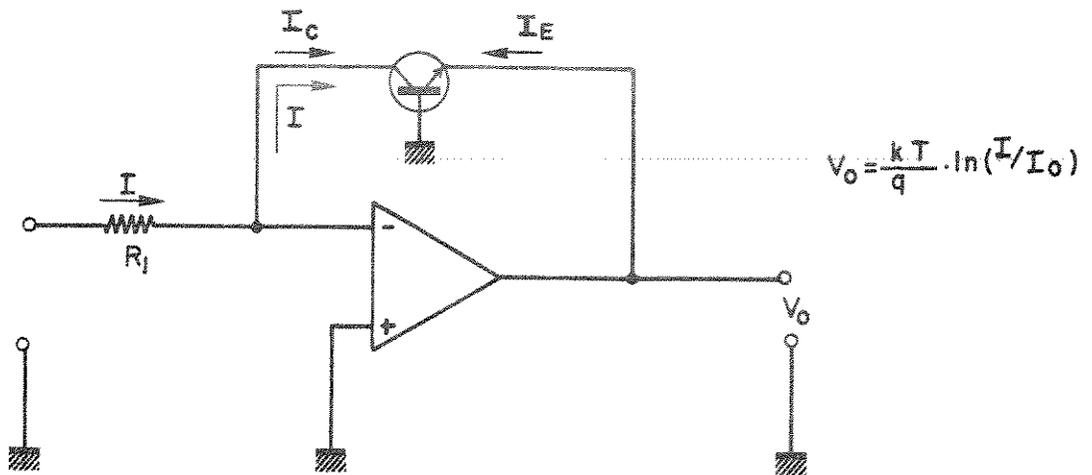


Fig. 2.36 - Transistor ligado na malha de realimentação num amplificador logarítmico.

A corrente de coletor é determinada pela tensão de entrada (ou corrente no caso de se omitir  $R_1$ ). Em virtude da alta impedância de entrada do amplificador operacional, a corrente de coletor se mantém igual à corrente de entrada e fixa a tensão de coletor em zero. Como a base está aterrada, base e coletor estão no mesmo potencial a menos da tensão residual de entrada do operacional e a corrente de base flui independentemente. A tensão de saída do amplificador é dada pela tensão entre emissor e base.

Para o transistor, as relações de corrente e tensão utilizando o modelo de Ebers-Moll modificado e com base aterrada são <sup>(38)</sup>:

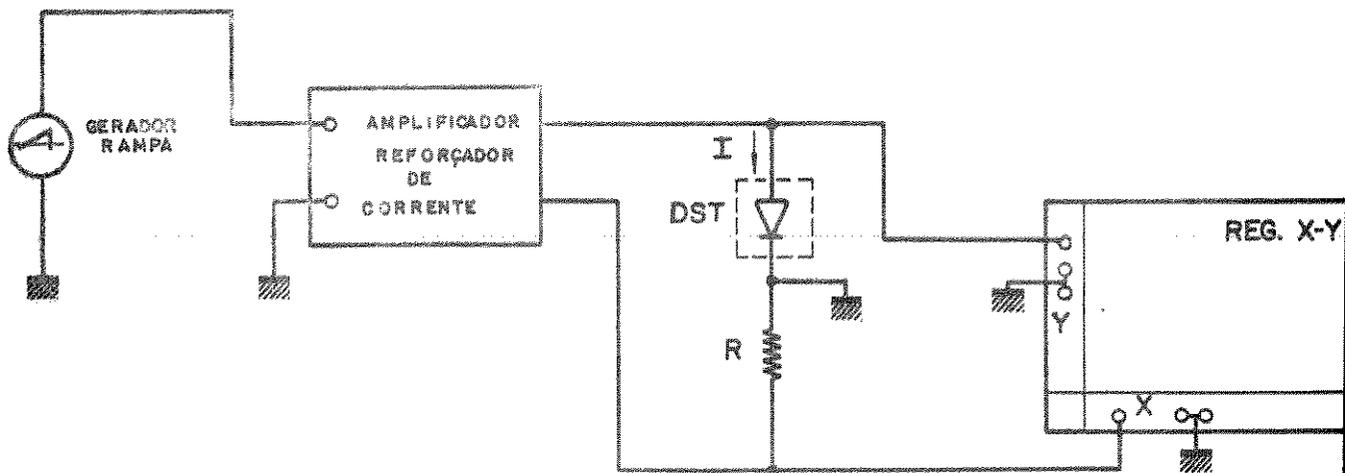


Fig. 2.32A - Montagem para se obter a característica  $I \times V$  para correntes altas.

O resistor  $R$  é um resistor de precisão para amostrar a corrente. Essa montagem é indicada quando se pode desprezar a corrente da entrada  $x$  do registrador.

#### 2.4.2 - MEDIDA $(\partial I / \partial V) \times V$ - DINÂMICA

A característica condutância em função de tensão é obtida pela superposição de um pequeno sinal alternado sobre a polarização C.C.

Esta característica é obtida com maior precisão utilizando-se o amplificador de amarração de fase (Lock-in). A figura 2.33 apresenta a montagem utilizada para obtenção da característica condutância-tensão.

O sinal  $v_i = V_i e^{j\omega t}$  (ver figura 2.33) é utilizado como referência de fase  $0^\circ$  ou seja o fasor  $\hat{V}_i / 0^\circ$ . A tensão fasorial  $V_2 = -\hat{V}_i$  e  $\hat{I} = \hat{V}_2 Y$ .

$$\hat{V}_3 = -\hat{I}R_1$$

$$\hat{V}_3 = \hat{V}_i R_1 (g + j\omega c)$$

$$I_E = -I_{ES} \left( e^{-qV_E/kT} - 1 \right) + \alpha_I I_{CS} \left( e^{-\frac{qV_c}{kT}} - 1 \right) - \sum_{i=1}^4 I_{ES_i} \left( e^{-qV_E/\eta_i kT} - 1 \right) \quad 2.41$$

$$I_C = \alpha_N I_{ES} \left( e^{-qV_E/kT} - 1 \right) - I_{CS} \left( e^{-qV_c/kT} - 1 \right) - \sum_{j=1}^4 I_{CS_j} \left( e^{-qV_c/\eta_j kT} - 1 \right) \quad 2.42$$

sendo que  $V_E$  e  $V_c$  são as tensões de emissor-base e coletor-base,  $I_{ES}$  e  $I_{CS}$  são as correntes de saturação de emissor e coletor.  $\alpha_N$  e  $\alpha_I$  são as razões de transferência de corrente nas direções normais e reversa.  $\eta_i > 1$  e  $\eta_j > 1$  são para as componentes não coletadas de corrente que circulam através do circuito de base.

Para o circuito da figura 2.36  $V_c = 0$  e a equação 2.42 torna-se:

$$I_C = \alpha_N I_{ES} \left( e^{-\frac{qV_E}{kT}} - 1 \right) \quad 2.43$$

Como nessa montagem do amplificador operacional a corrente de coletor é igual à corrente de entrada, a tensão de saída  $V_E$  fica dada por:

$$V_E = -\frac{kT}{q} \ln \left( \frac{I}{I_{ES}} \right) + \frac{kT}{q} \ln \alpha_N \quad 2.44$$

para  $I/I_{ES} \gg 1$ .

Para transistores de silício com tecnologia planar,  $I_{ES}$  é da ordem de  $10^{-13}$  A, a equação 2.44 deve ser válida para uma larga faixa de corrente.  $\alpha_N$  é bem próximo da unidade e essencialmente constante na faixa em que a equação 2.44 é válida. O termo  $\ln \alpha_N$  é então desprezível.  $\alpha_N$  nesta equação não deve ser confundido com o valor de ganho de corrente com base aterrada

$\alpha = I_C/I_E$  porque a corrente de emissor inclui a corrente de coletor e os termos  $\eta_i > 1$ , e  $\alpha = I_C/I_E$  sempre menor que  $\alpha_N$ , é função da tensão de emissor que decresce substancialmente com valores pequenos de corrente.

### 2.4.3.3 - O AMPLIFICADOR LOGARITMICO - PROJETO

O circuito completo do amplificador logaritmico utilizado está esquematizado na figura 2.37. Este é um circuito convencional onde se utilizam dois transistores casados e construídos no mesmo substrato.

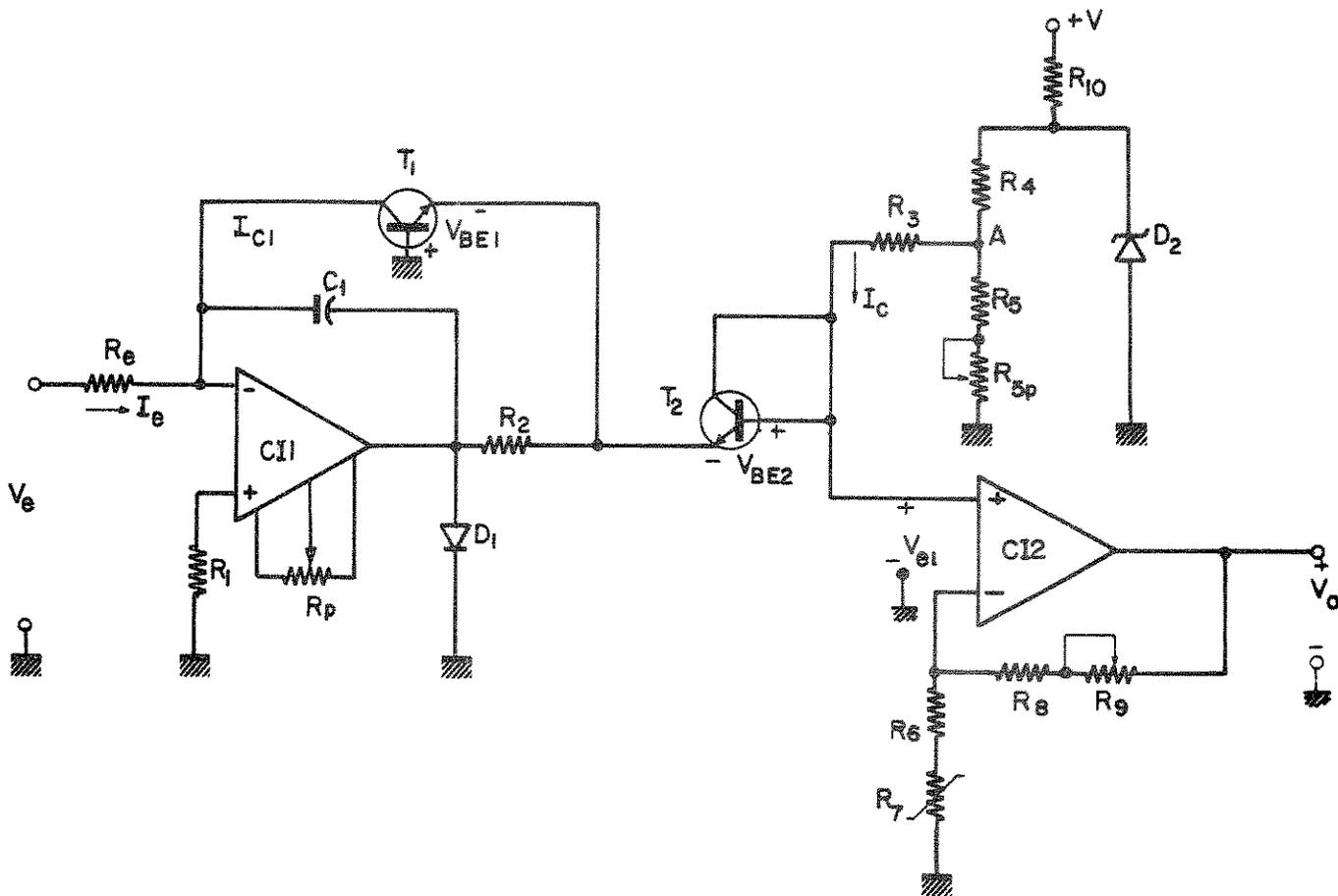


Fig. 2.37 - Amplificador logaritmico completo.

À entrada do CI2 tem-se a diferença das tensões  $V_{BE}$  e, sendo os dois transistores de geometria idêntica e estando no mesmo substrato, as correntes de saturação reversa são iguais e então  $V_e$  é dada por:

$$V_{e1} = V_{BE2} - V_{BE1} = \frac{kT}{q} \ln 10 \cdot \log \left( \frac{I_{C2}}{I_{C1}} \right) \quad 2.45$$

A entrada de CI1 está virtualmente em terra e a corrente  $I_{C1} = V_e/R_e$  e a corrente  $I_{C2}$  depende da tensão no ponto A,  $I_{C2} = V_A/R_3$  substituindo-se esses valores na equação 2.45 obtêm-se:

$$V_e = \frac{kT}{q} \ln 10 \cdot \log \left( \frac{V_A \cdot R_e}{R_3 \cdot V_e} \right) \quad 2.46$$

O amplificador CI2 tem ganho de tensão dado por:

$$A_{V2} = \frac{V_0}{V_{e1}} = \frac{(R_6 + R_7 + R_8 + R_9)}{(R_6 + R_7)} \quad 2.47$$

Assim a tensão  $V_0$  na saída é dada por:

$$V_0 = -A \log \left( \frac{V_e}{B} \right) \quad 2.48$$

sendo  $A = \frac{kT}{q} \ln 10 \cdot \left[ \frac{R_6 + R_7 + R_8 + R_9}{(R_6 + R_7)} \right]$

$$B = \frac{V_A R_e}{R_3}$$

Fazendo-se  $V_A = 1V$ ,  $R_3 = 1 M\Omega$  e  $R_e = 10 k\Omega$ , a tensão na saída será zero

para  $I_e = 1 \mu\text{A}$ . O coeficiente angular da característica  $\log I_e \times V_0$  é determinado pela constante A. Desse modo se  $V_0$  for escolhido igual a 10V para  $I_e = 100 \text{ pA}$  e -10V para  $I_e = 10 \text{ mA}$ , a constante A deve valer:

$$V_0 = -A \log \left[ \frac{V_e \times R_3}{R_e \times V_A} \right] = -A \log \left[ \frac{10^{-10} \times 10^6}{1} \right]$$

$$A = \frac{10}{4} = 2,5$$

A partir destes valores determinam-se os outros parâmetros do circuito.

O diodo  $D_1$  evita que se exceda a máxima tensão reversa emissor-base quando a entrada for negativa.  $C_1$  e  $R_2$  asseguram estabilidade do circuito.

O CII escolhido foi LH0042, com JFET na entrada de maneira que a corrente de polarização situa-se em torno de 1/10 da menor corrente a ser medida ou seja 10 pA. O CI2, é um amplificador de tensão e foi utilizado um operacional 741 de uso geral.

#### 2.4.3.4 - MONTAGENS UTILIZANDO-SE O AMPLIFICADOR LOGARITMICO DE CORRENTE

A obtenção das características  $\log(I) \times V$  e  $\log(\partial I / \partial V) \times V$  em laboratório, segue a descrição feita nas seções 2.4.1 e 2.4.2, sendo que, para obtenção destas características utiliza-se o amplificador logaritmico descrito na seção anterior.

A característica  $\log(I) \times V$  é obtida utilizando-se a montagem esquematizada na figura 2.38.

Convém notar, na figura 2.38 que a resistência de entrada  $R_E$  do amplificador logaritmico está curto-circuitada, isto é o amplificador logaritmico está sendo utilizado como conversor logaritmico de corrente para tensão.

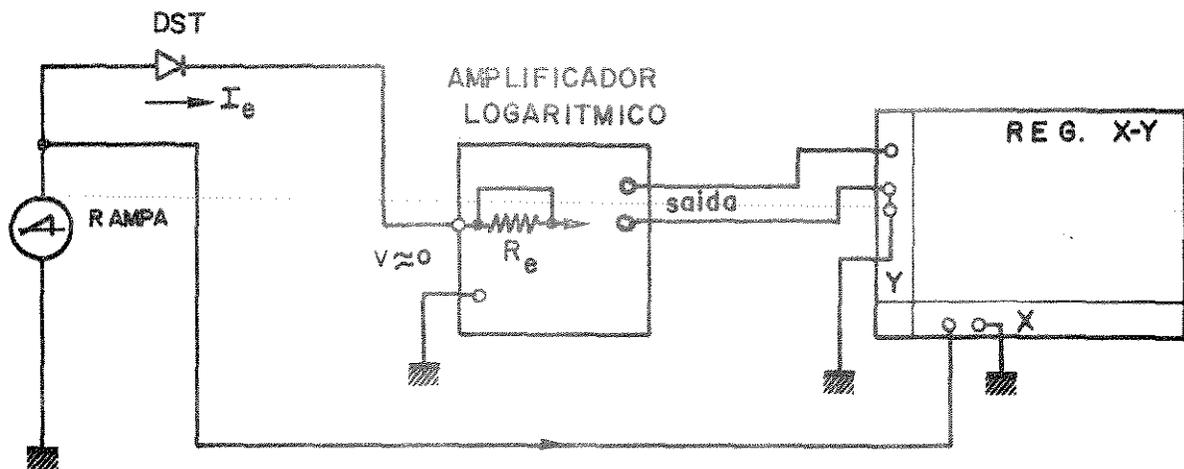


Fig. 2.38 - Montagem para obtenção da característica  $\log(I) \times V$ .

Para se utilizar o amplificador logaritmico na configuração indicada na figura 2.37 deve-se antepor ao amplificador um conversor corrente - tensão e um inversor. Esta alternativa irá incluir novas fontes de erro devido às correntes de polarização dos amplificadores operacionais utilizados.

A característica  $\log(\partial I / \partial V) \times V$  é obtida utilizando-se a montagem mostrada na figura 2.39.

Na figura 2.39 o amplificador A é um amplificador soma e o B um conversor corrente-tensão. Quando CH1 estiver na posição b, Y terá sinal para registrar graficamente o logaritmo da parte real da admitância do DST ou seja  $\log(\partial I / \partial V)$ . Na posição a, Y terá sinal proporcional ao log da susceptância do dispositivo sob teste, conforme mostrado na seção 2.4.2. A análise feita para a montagem esquematizada na figura 2.33 é aplicável também à montagem da figura 2.39.

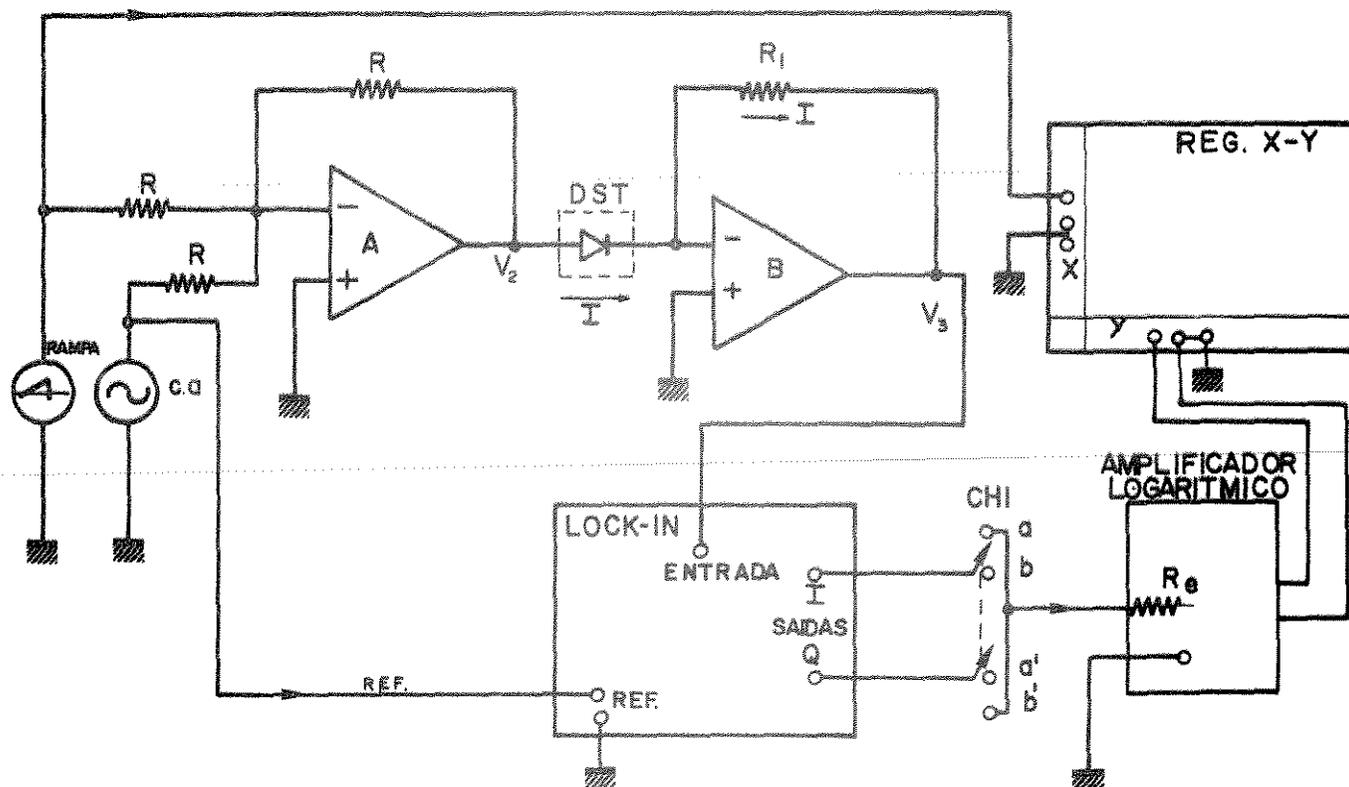


Fig. 2.39 - Montagem para obtenção das características  $\log(\partial I/\partial V) \propto V$ .

Existe uma opção para se utilizar os eletrômetros comerciais como amplificadores logarítmicos de corrente. Para isso uma pequena modificação é introduzida externamente ao eletrômetro ou seja, um transistor na configuração transdiodo.

O transistor e seus cabos devem estar bem blindados. Para se utilizar, por exemplo, o eletrômetro Keithley, MOD. 610C como amplificador operacional utiliza-se o terminal "GUARD" como saída do amplificador. A chave "FAST-NORMAL" deverá estar na posição "FAST" e a função deve estar em "VOLTA-GE" (Escala 1V).

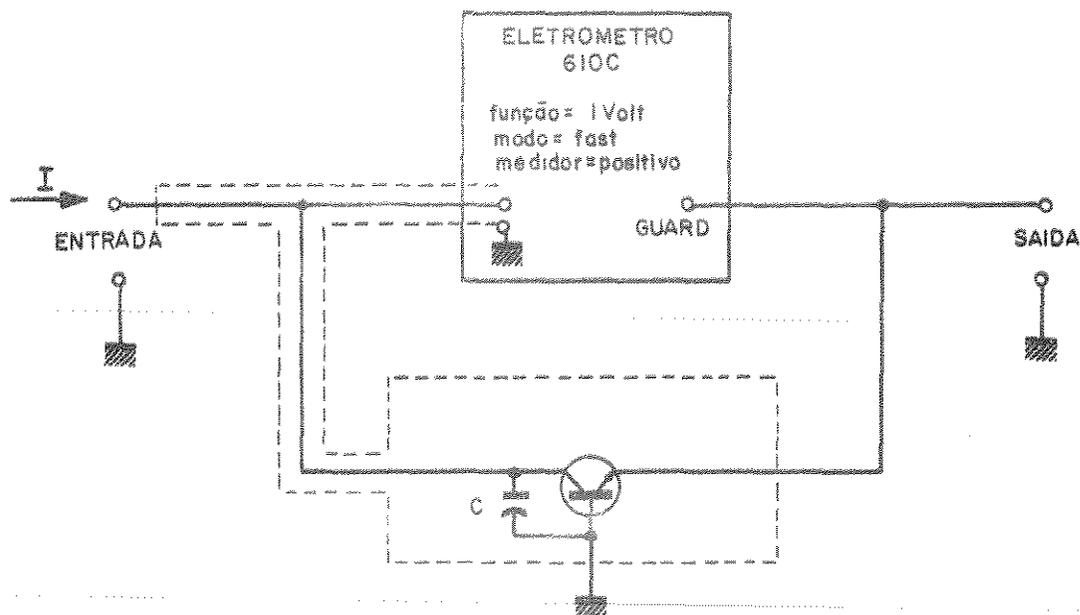


Fig. 2.40 - Eletrometro comercial modificado para amplificador logaritmico de corrente (positiva).

Para evitar oscilações o capacitor  $C$  é colocado tendo seu valor determinado experimentalmente. Essa configuração opera melhor na faixa de  $10^{-5}$  a  $10^{-11}$  A sendo que se pode operar entre  $10^{-4}$  a  $10^{-12}$  A.

#### 2.4.4 - MEDIDA DA RESISTÊNCIA SÉRIE $R_s$

##### 2.4.4.1 - MODELO

Uma junção PN pode ser representada por elementos RLC conforme mostra a figura 2.41a.

Os elementos do circuito, a menos de  $R_s$ , resultam da solução da equação de continuidade para elétrons e lacunas quando submetidos a excitação de pequenos sinais, incluindo as regiões quasi neutras de base e emissor<sup>(19)</sup>. As capacitâncias de difusão,  $C_{dif}$  e  $C_{dep}$  serão discutidas nas seções seguintes. A resistência série  $R_s$  de um diodo ou fotocélula consiste basicamente das resistências de contato e a resistência do corpo neutro do semiconductor.

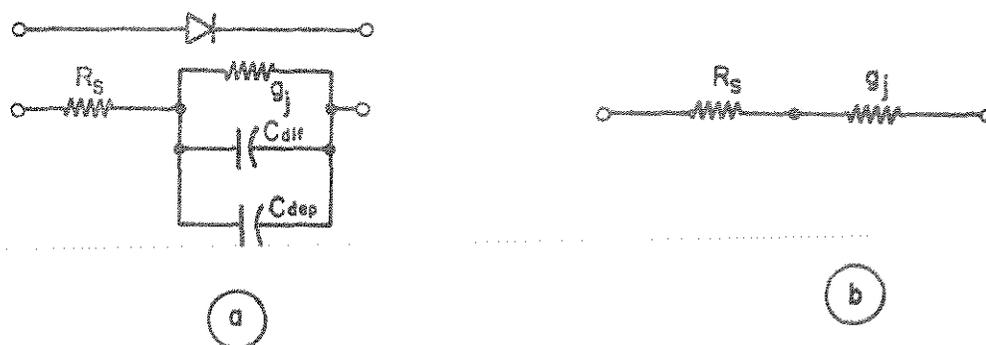


Fig. 2.4 1 - a) Modelo incremental de uma junção PN.  
b) Equivalente DC ou para baixa frequência.

Este elemento parasita,  $R_s$ , compromete a eficiência de conversão de potência em células solares. A minimização deste valor é uma necessidade na construção de fotocélulas eficientes sendo sua determinação experimental importante (39).

Um método de se medir  $R_s$ , é polarizar diretamente a junção e usar uma frequência suficientemente baixa de maneira que  $\omega C_{diff} \ll g_j$  e o comportamento da junção pode ser modelada pela associação mostrada na figura 2.41b. A condutância  $g_j$  aumenta exponencialmente com a tensão de polarização (19) e é dada por:

$$g_j = \left. \frac{dI}{dV} \right|_{I_D} \quad 2.49$$

sendo  $I_D$  a corrente de polarização direta. O valor de  $g_j$  pode ser obtido diferenciando-se a equação de SCHOCKLEY e vale:

$$g_j = \frac{qI_D}{\eta kT} \quad 2.50$$

Assim se o nível de polarização for escolhido de maneira que  $1/g_j \ll R_s$ , é possível determinar  $R_s$  conhecendo-se o erro, desde que se calcu

le  $g_j$  usando-se a equação 2.50. Outros métodos <sup>(40)</sup> tais como medida da admitância incremental em frequência alta moderada, medida combinada da condutância ac e dc e o método do decaimento da tensão de circuito aberto (método OCVD) são mais precisos, entretanto, fazem uso de equipamento mais sofisticado.

O circuito ponte utilizado para medida de  $R_s$  tem seu princípio de funcionamento descrito na seção a seguir.

#### 2.4.4.2 - CIRCUITO PONTE PARA MEDIDA DE $R_s$

O circuito utilizado para medida da resistência série incremental  $R_s$  de junções PN é o esquematizado na figura 2.42.

O circuito faz uso de uma ponte resistiva sendo que o dispositivo sob teste situa-se em um dos braços.

À polarização CC fornecida pelo gerador de onda quadrada é somado um sinal alternado de pequena amplitude através do transformador  $T_1$ . A polarização CC é pulsada para evitar sobreaquecimento da amostra.

O sinal total entre os pontos A e B da figura 2.42 é mostrado na figura 2.43.

Quando a ponte não estiver em equilíbrio a situação é apresentada na figura 2.43a e quando em equilíbrio apresentado na figura 2.43b. O equilíbrio é observado na tela do osciloscópio e com a chave CH1 na posição 1.

O equilíbrio ocorrerá quando  $R_s = R_1 \times R_3 / R_2$  sendo que  $R_1$  é um helipot de precisão com indicador digital.

A corrente de polarização C.C. no diodo é amostrada pelo resistor  $R_3$  quando a chave CH1 estiver na posição 2. Os detalhes construtivos da ponte estão mostrados na seção 3.2.2.

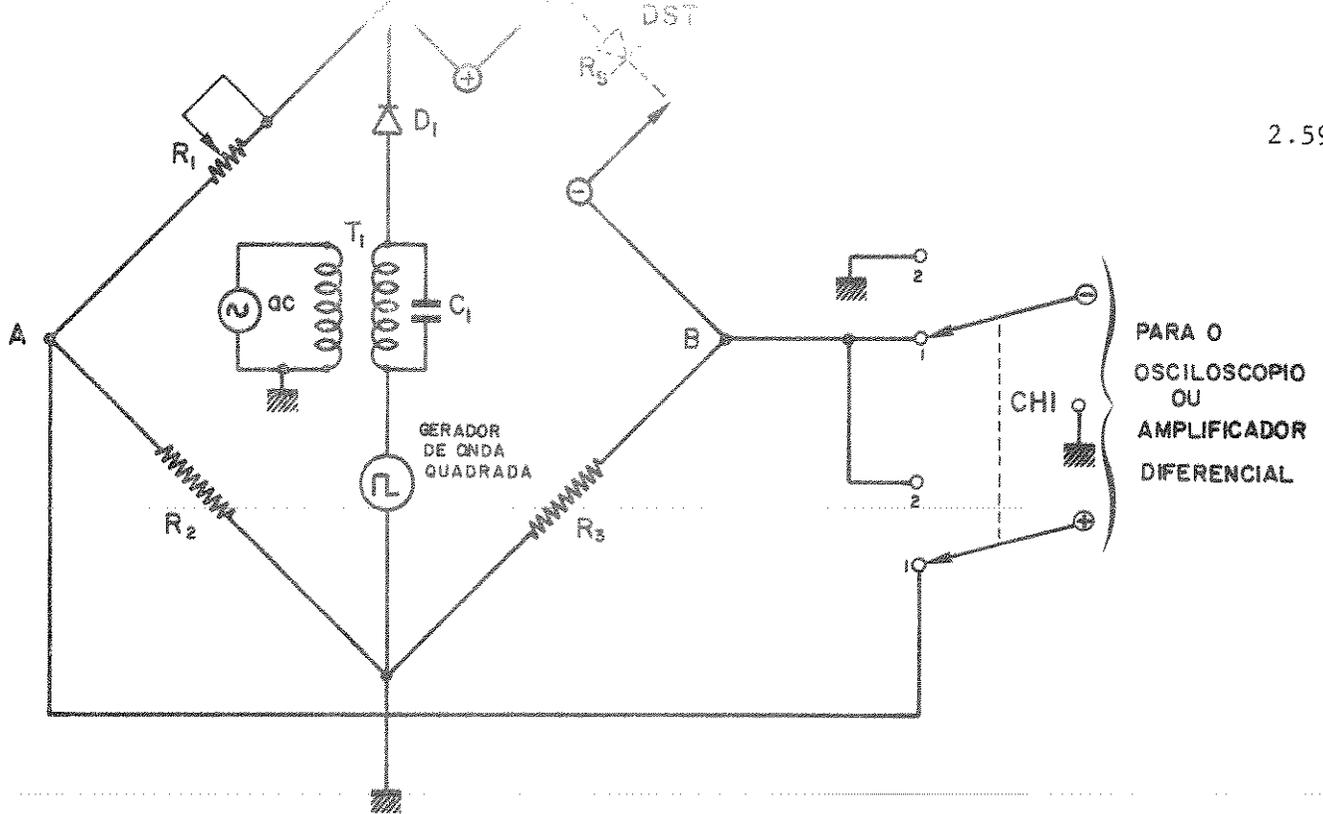


Fig. 2.42 - Circuito para medida da resistência sêrie  $R_s$ .

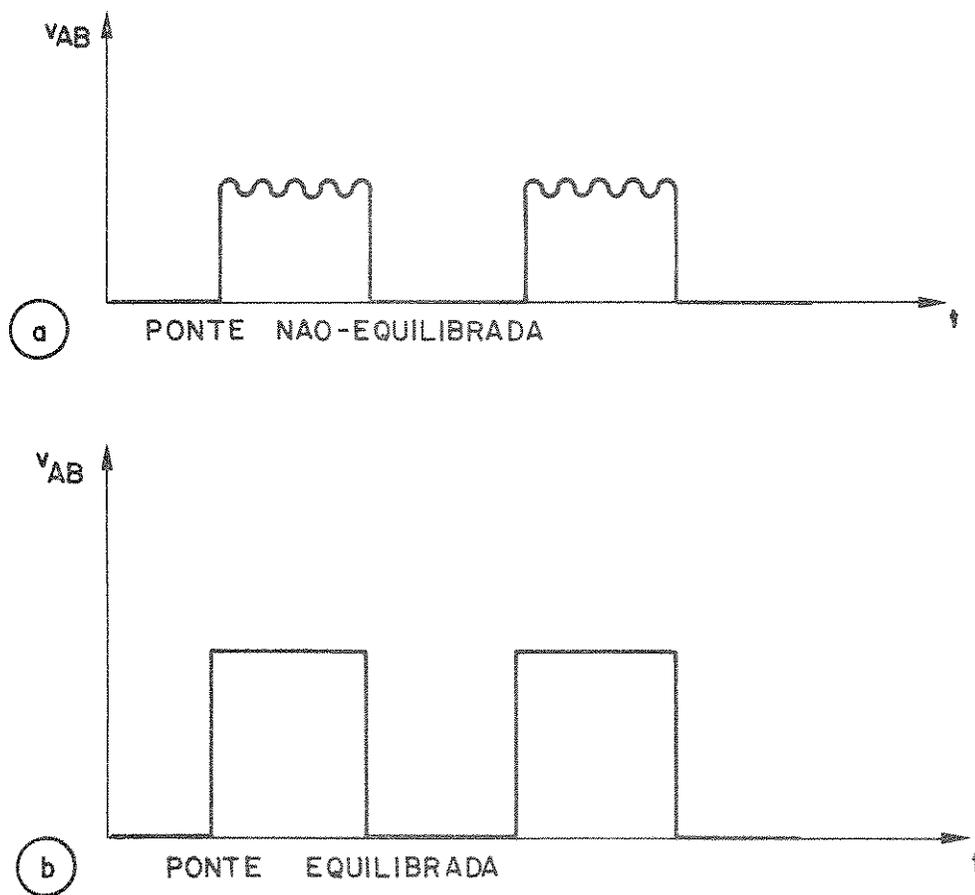


Fig. 2.43 - Formas de onda entre os pontos A e B para a) ponte não equilibrada e b) ponte equilibrada.

2.4.4.3 - MÉTODO ALTERNATIVO PARA MEDIDA DE  $R_s$ 

A figura 2.44 apresenta um circuito básico que permite a determinação da resistência série  $R_s$  de um dispositivo. A tensão de saída é levada ao eixo X de um registrador XY e a corrente para o eixo Y, depois de passar pelo amplificador logaritmico.

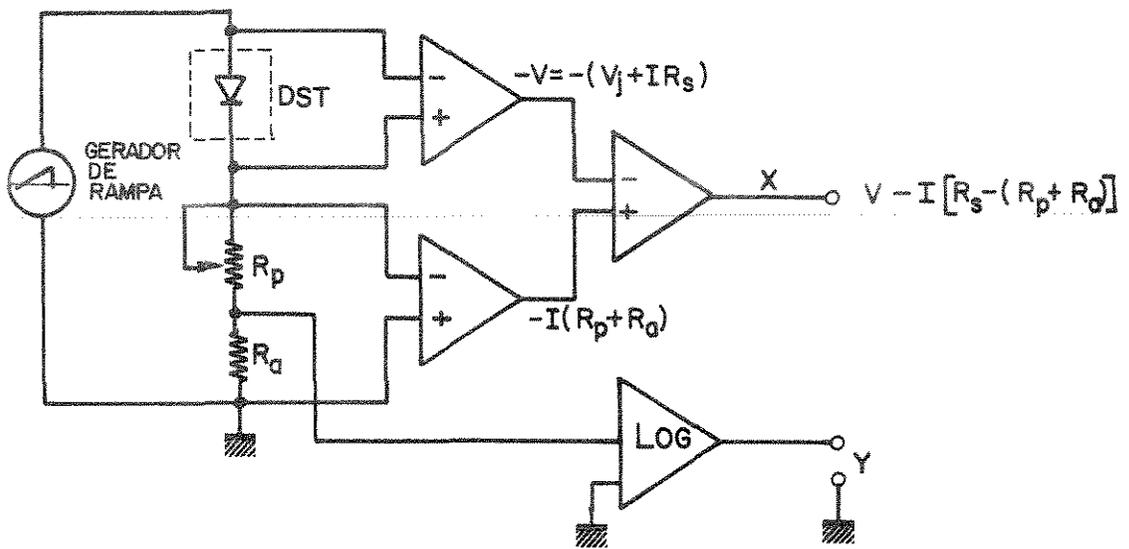


Fig. 2.44 - Circuito básico para medida de  $R_s$ .

No registrador XY obtêm-se várias curvas  $\log I \times V$  que dependem do valor de  $R_p$  e  $R_a$ . Se  $R_a$  é de pequeno valor fixo conhecido, e  $R_p$  um resistor variável de precisão com escala (tipo helipot), quando  $R_s = R_p + R_a$  ter-se-á exatamente uma reta representando  $\log I \times V$  como mostra a figura 2.45.

O valor de  $R_s$  é, então, determinado através do valor de  $R_p$  e  $R_a$  que possibilitaram a obtenção da reta tracejada da figura 2.45.

Uma implementação prática do circuito básico apresentado na figura 2.44 é mostrada na figura 2.46.

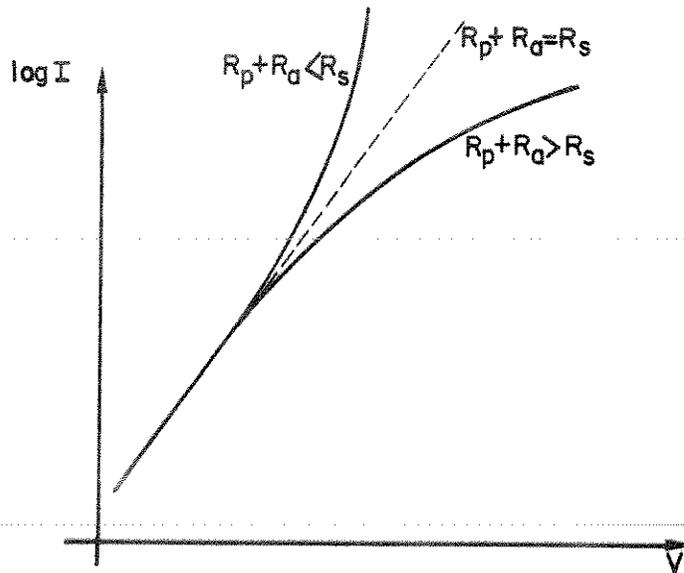


Fig. 2.45 - Curvas  $\log I \times V$  no registrador XY ao se variar  $R_p$ .

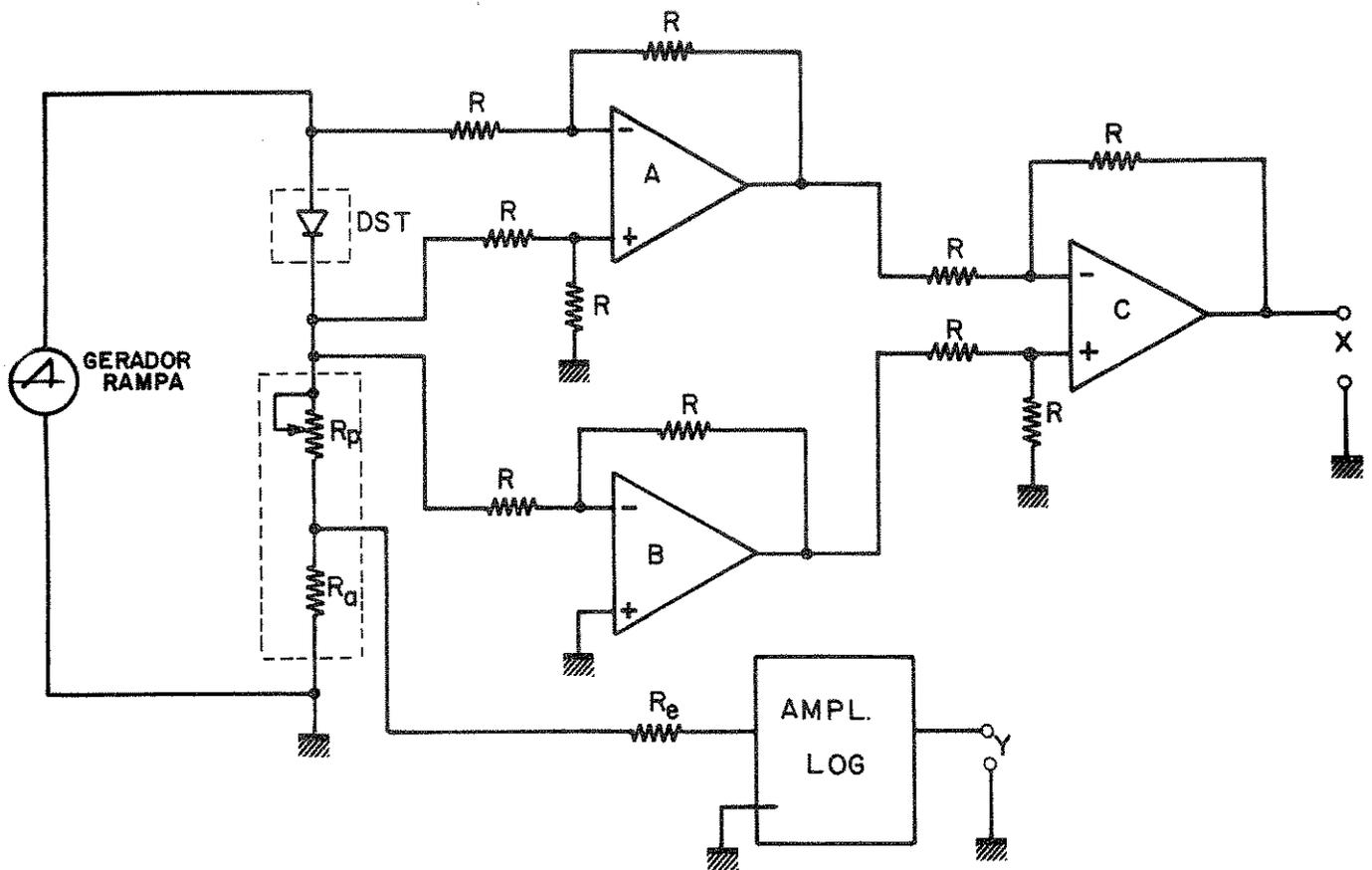


Fig. 2.46 - Circuito prático para medida de  $R_s$ .

O valor de  $R$  deve ser escolhido suficientemente alto de maneira a não comprometer a estrutura de polarização do dispositivo sob teste.

No caso de corrente muito baixa, que ocorre quando se testa o dispositivo em baixa temperatura, é conveniente que os amplificadores operacionais A, B e C possuam circuitos de compensação de maneira que tensões e corrente de "OFFSET" não influam significativamente nas medidas.

Convém notar que estas medidas devem ser executadas com níveis altos de polarização de corrente, conforme comentários tecidos na seção anterior.

#### 2.4.4.4 - ESCOLHA DOS AMPLIFICADORES OPERACIONAIS UTILIZADOS NOS CIRCUITOS DE MEDIDA

Nos circuitos de medida descritos, os amplificadores operacionais são apresentados idealmente, com o intuito de enfatizar as técnicas de medida. Entretanto os amplificadores operacionais apresentam tensões, correntes e características residuais indesejáveis que devem ser consideradas ao se determinar a precisão e os limites de medidas com que determinados circuitos podem operar. Na figura 2.46A está representado um amplificador operacional real com os parâmetros tensão e corrente residuais de entrada.

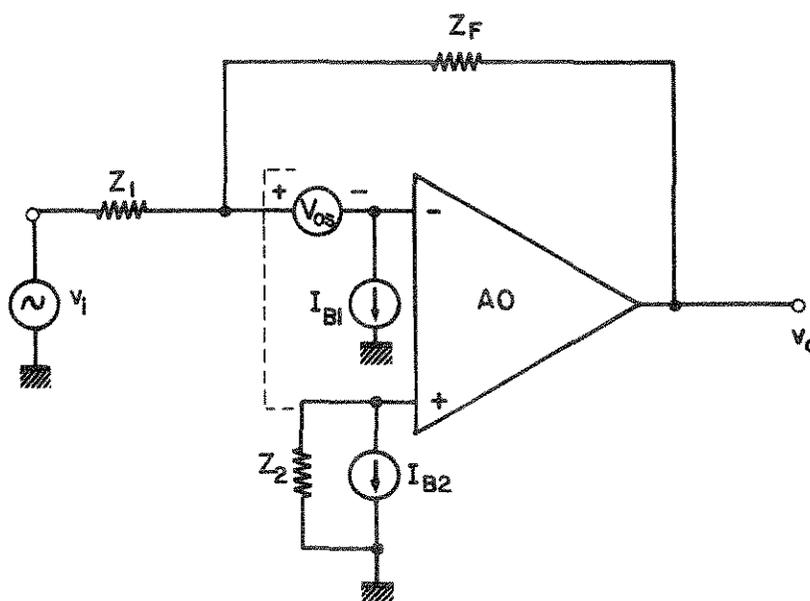


Fig. 2.46A - Amplificador operacional real onde estão mostradas as correntes de polarização  $I_{B1}$ ,  $I_{B2}$  e a tensão residual de entrada  $V_{OS}$ .

Considerando-se agora o amplificador AO ideal, a tensão  $v_0$  é dada por:

$$v_0 = - \frac{Z_F}{Z_1} v_i + \frac{Z_F}{Z_1} \cdot V_{OS} + I_{B1} Z_F - I_{B2} Z_2 \left( 1 + \frac{Z_F}{Z_1} \right) \quad 2.50a$$

Nota-se que os três últimos termos do segundo membro se constituem em erro na determinação de  $v_0$ .

Para minimizar os efeitos das correntes de polarização  $I_{B1}$  e  $I_{B2}$  que são aproximadamente iguais faz-se  $Z_2 = Z_F // Z_1$  e o resultado para  $v_0$  torna-se:

$$v_0 = - \frac{Z_f}{Z_1} v_i + \frac{Z_f}{Z_1} \cdot V_{OS} \quad 2.50b$$

O módulo da diferença entre  $I_{B1}$  e  $I_{B2}$  é denominado de corrente residual de entrada  $I_{OS}$  que pode ser até uma ordem de grandeza menor que  $I_{B1}$  ou  $I_{B2}$ .

A minimização dos erros devidos a  $V_{OS}$  é obtida por intermédio de resistores externos ou mesmo estruturas especiais de compensação.

Os valores de  $I_{OS}$  e  $V_{OS}$  dependem da temperatura e podem variar no tempo. Assim, dependendo da utilização a que se destinam os amplificadores operacionais devem ser escolhidos visando os mínimos efeitos de  $I_{OS}$  e/ou  $V_{OS}$  e suas variações com temperatura.

Nas aplicações de amplificadores operacionais em que é utilizada a informação de fase do sinal, como é o caso de medidas com o amplificador amarrador de fase "lock-in", deve-se levar em conta a capacitância de entrada dos amplificadores operacionais utilizados na conversão corrente tensão. Essa capacitância de entrada pode acarretar uma rotação sensível da fase do sinal o que implica em erro na medida da grandeza elétrica que se pretende determinar. Existem vários métodos de se determinar essa rotação de fase e compensá-la, sendo o mais prático o método gráfico.

### 2.4.5 - CARACTERIZAÇÃO DE DISPOSITIVOS FOTOSENSÍVEIS

Como foi visto na seção 2.1.4 as principais medidas que caracterizam dispositivos semicondutores fotosensíveis são a tensão  $V_{OC}$  e a corrente  $I_{SC}$ .

Essas medidas são efetuadas para diversos comprimentos de onda da luz incidente, como se descreve a seguir.

#### 2.4.5.1 - MÉTODO DOS FILTROS

É o mais simples deles. Consiste basicamente, de um disco com diversos filtros os quais são posicionados entre o dispositivo sob teste e a fonte de luz. A montagem experimental está descrita na figura 2.47.

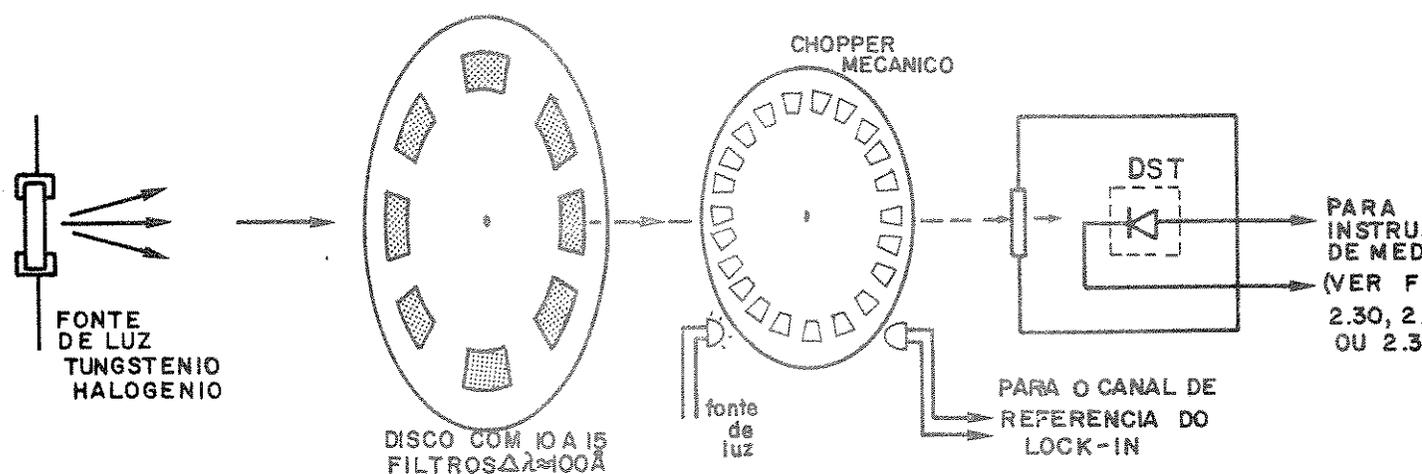


Fig. 2.47 - Método dos filtros para caracterização de dispositivos fotosensíveis.

Para este tipo de aplicação filtros com faixa passante  $\Delta\lambda \approx 100 \text{ \AA}$  são suficientes. Os filtros retangulares são preferíveis aos circulares pois estes últimos, apresentam área útil limitada devido a imperfeições nas bordas. As medidas devem ser efetuadas em ambiente totalmente escuro tendo apenas a fonte de luz tungstênio-halogênio e a fonte de referência para o retalhador

(chopper) mecânico.

A instrumentação associada à medida pode ser alterada de acordo com a grandeza a ser medida.

#### 2.4.5.2 - MÉTODO UTILIZANDO O MONOCROMADOR DE PRISMA OU REDE

O método está ilustrado na figura 2.48.

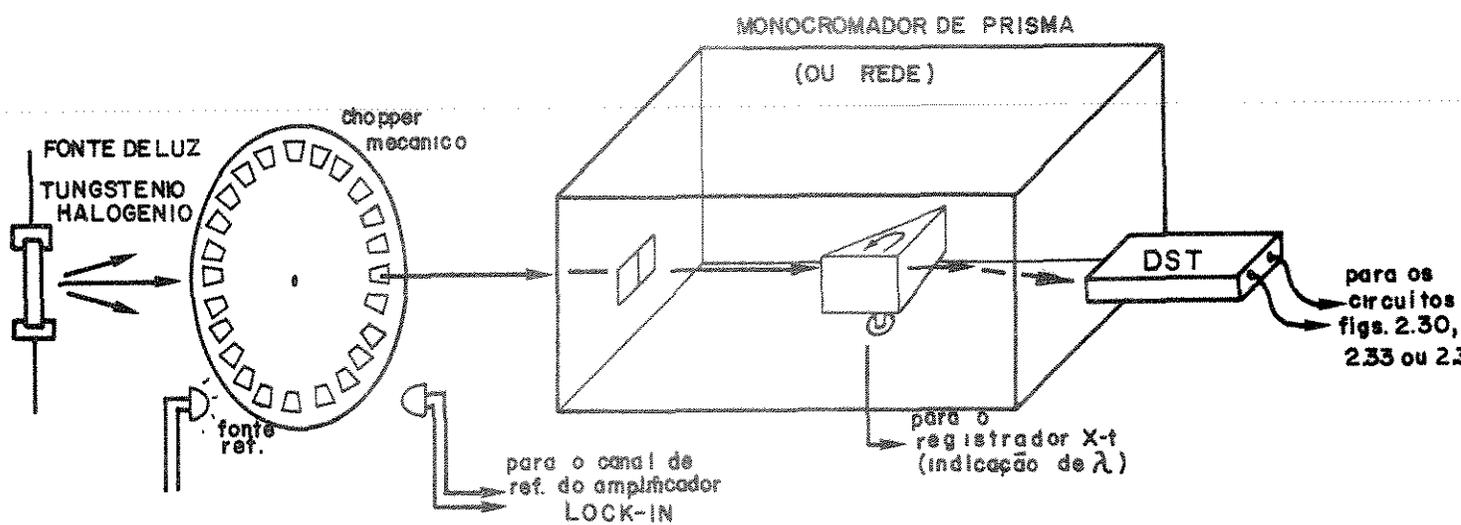


Fig. 2.48 - Método utilizando o monocromador de prisma para caracterização de dispositivos fotosensíveis.

A instrumentação associada é basicamente aquela mostrada nas figuras 2.30, 2.33 ou 2.34 sendo que o registrador XY é substituído por um registrador x-t. A indicação de  $\lambda$  é feita através do sincronizador mecânico acoplado ao movimento do prisma (ou rede) que produz marcas no eixo t referentes a intervalos regulares de  $\lambda$ .

O método dos filtros e do monocromador tem a desvantagem de que a intensidade da luz não é constante para todo comprimento de onda.

No método dos filtros a mudança do filtro acarreta uma mudança

na intensidade e nos dois métodos a mudança da velocidade do chopper também varia a intensidade. Para contornar estes inconvenientes o método do dispositivo de referência descrito na seção seguinte é utilizado.

#### 2.4.5.3 - RESPOSTA ESPECTRAL E EFICIÊNCIA QUÂNTICA DE DISPOSITIVOS FOTSENSÍVEIS

A resposta espectral ou sensibilidade absoluta de um dispositivo fotosensível é dada pela equação 2.51.

$$S_a(\lambda) = \left[ \frac{\text{densidade de corrente no dispositivo sob teste}}{\text{densidade de corrente no dispositivo de referência}} \right] \cdot S_{aREF}(\lambda)$$

2.51

sendo que

$S_a(\lambda)$  é a sensibilidade absoluta do dispositivo em amperes/watt de radiação incidente.

$\lambda$  comprimento de onda da luz.

$S_{aREF}(\lambda)$  sensibilidade absoluta do dispositivo de referência.

Como pode ser observado, é necessário, para se obter a sensibilidade absoluta de um dispositivo, o uso de um dispositivo de referência calibrado.

A razão de densidades de corrente expressa em 2.51 pode ser obtida simultaneamente desde que se faça incidir o feixe luminoso sobre os dois dispositivos, e se meçam as correntes através de módulos eletrônicos funcionais cuja saída seja proporcional a A/B sendo A e B os dois sinais de entrada. Tendo-se a razão entre as densidades de corrente em função de  $\lambda$ , multiplica-se esta ponto a ponto (escolhidos em intervalos de 200 Å aproximadamente) pela sensibilidade absoluta do dispositivo de referência. Para células solares as densidades de corrente correspondem à de curto circuito ( $I_{SC}$ ).

A eficiência quântica  $\eta_q$  definida como a razão entre o fluxo de

elétrons da fotocorrente e o fluxo de ftons incidente no dispositivo é dada por:

$$\eta_q = S_a(\lambda) \cdot E(\lambda) \quad 2.52$$

onde  $E(\lambda) = hc/\lambda q$  a energia do fton em eV no comprimento de onda  $\lambda$ .

O diagrama básico de instrumentação para se obter a sensibilidade absoluta é mostrado na figura 2.49, onde se utiliza o método do dispositivo de referência.

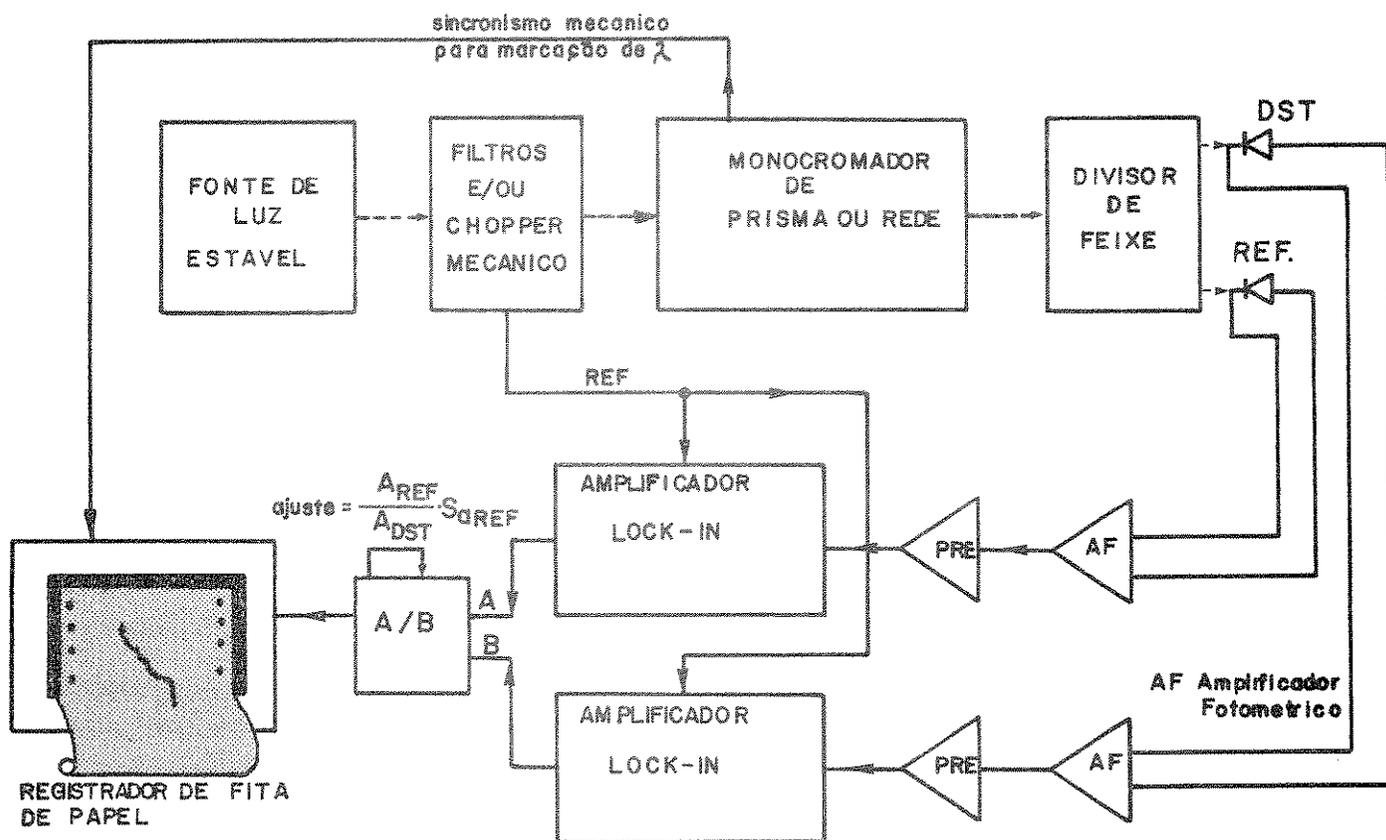


Fig. 2.49 - Diagrama básico de instrumentação para se obter a sensibilidade absoluta de dispositivos fotosensíveis.

A fonte de luz deverá ser estável e, para isso, é necessário um regulador. O monocromador de prisma ou rede deverá possuir um sincronizador que permita relacionar o comprimento de onda selecionado nele e a correspondente marcação no registrador de fita de papel. Os sinais provenientes dos dispositivos (sob teste e de referência) são amplificados e injetados nos amplificadores "lock-in". É feita, então, a razão A/B entre as duas saídas A e B, que será registrada graficamente.

Se a área do dispositivo sob teste ( $A_{DST}$ ) for diferente da área do dispositivo de referência o ajuste no divisor A/B deve ser efetuado para normalização. Assim a razão de densidades de corrente na equação 2.51 deve ser multiplicada não por  $S_{aREF}$  mas por  $S_{aREF}(\lambda) \cdot A_{REF}/A_{DST}$ . No caso do dispositivo de referência ser uma termopilha  $S_{aREF}$  não depende de  $\lambda$  e o ajuste deve ser  $S_{aREF}/A_{DST}$ .

Os esquemas a seguir são variações do diagrama básico mostrado na figura 2.49.

#### 2.4.5.4 - MÉTODO DO MONOCROMADOR E DISPOSITIVO DE REFERÊNCIA

Este método diferencia-se do anterior figuras 2.47 e 2.48 pois utiliza um dispositivo de referência ou padrão juntamente com o dispositivo sob teste. A radiação à saída do monocromador incide simultaneamente sobre os dois dispositivos. A saída de cada dispositivo é conectada à entrada de dois amplificadores "lock-in" e é feita a razão entre estes dois sinais. Assim os efeitos de variação de intensidade aparecem igualmente nos dois sinais e ao se fazer a razão entre eles, o efeito é eliminado. O arranjo experimental é mostrado na figura 2.50.

Quando o diâmetro do feixe não é suficiente para incidir simultaneamente nos dois dispositivos utiliza-se o divisor de feixe ("beam-splitter") ou então um espelho oscilante que faz incidir alternadamente o feixe num e noutro dispositivo.

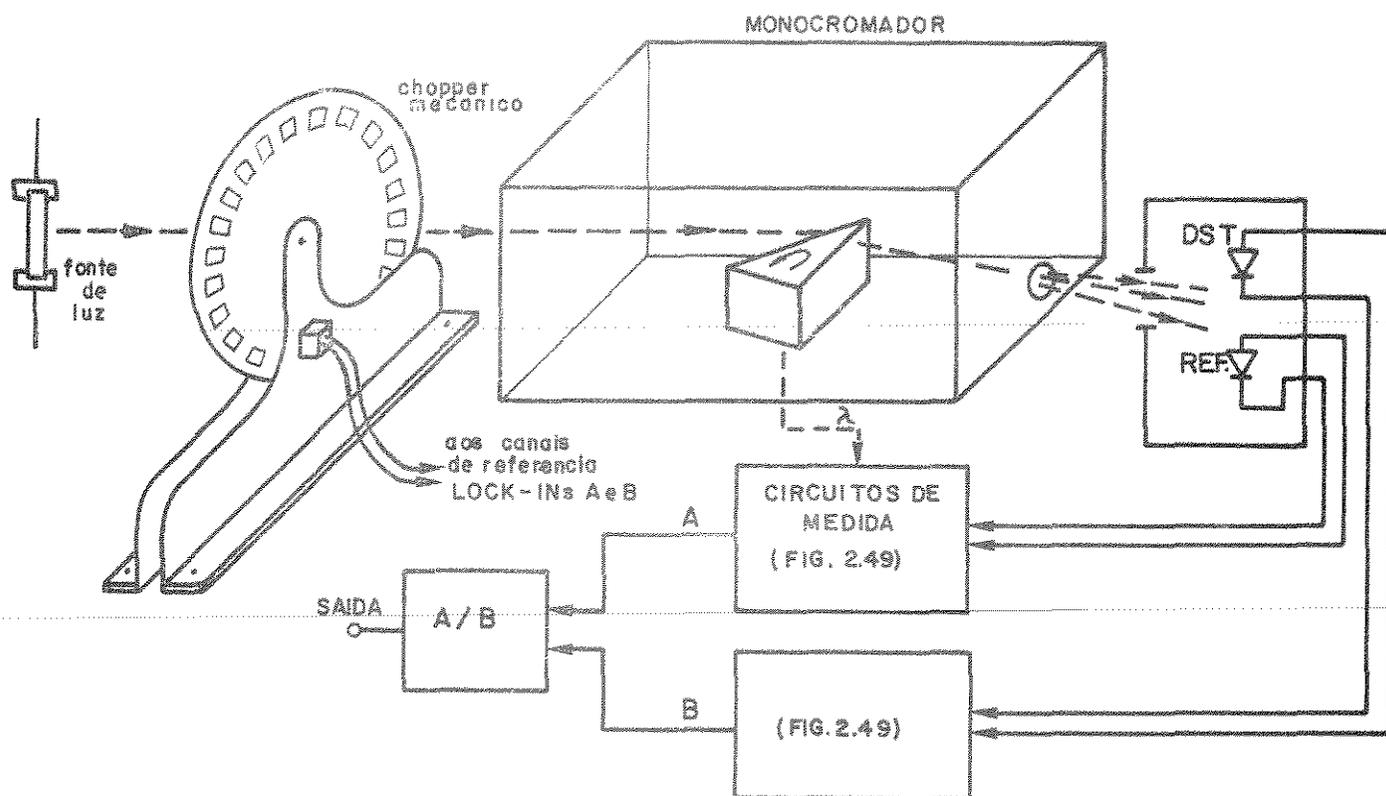


Fig. 2.50 - Método do dispositivo de referência.

A primeira alternativa tem a desvantagem de diminuir a intensidade luminosa e exigir calibração. As figura 2.51 e 2.52 mostram estas alternativas.

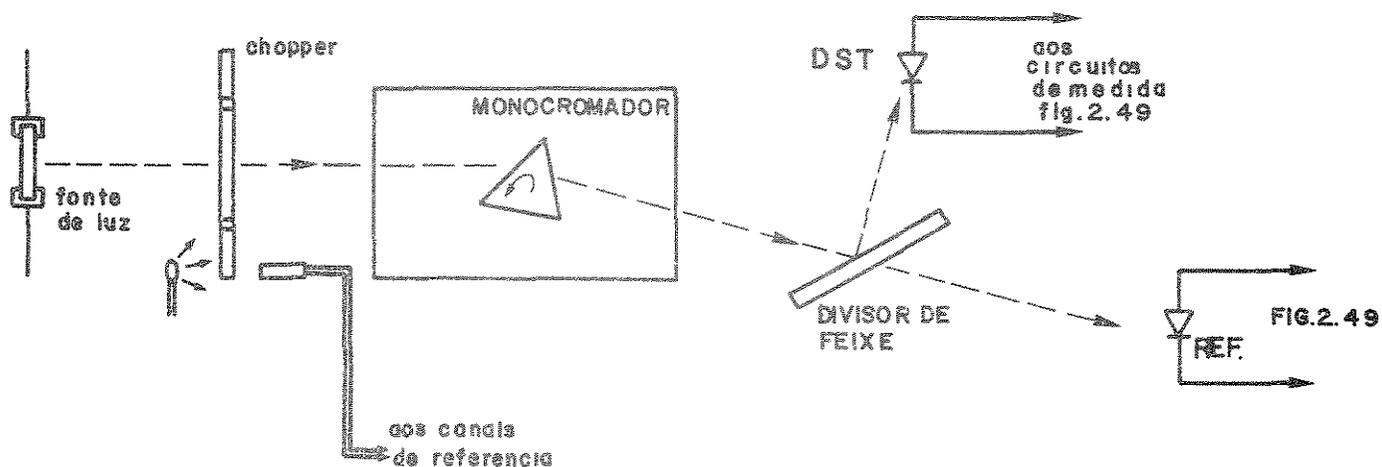


Fig. 2.51 - Uso do divisor de feixe.

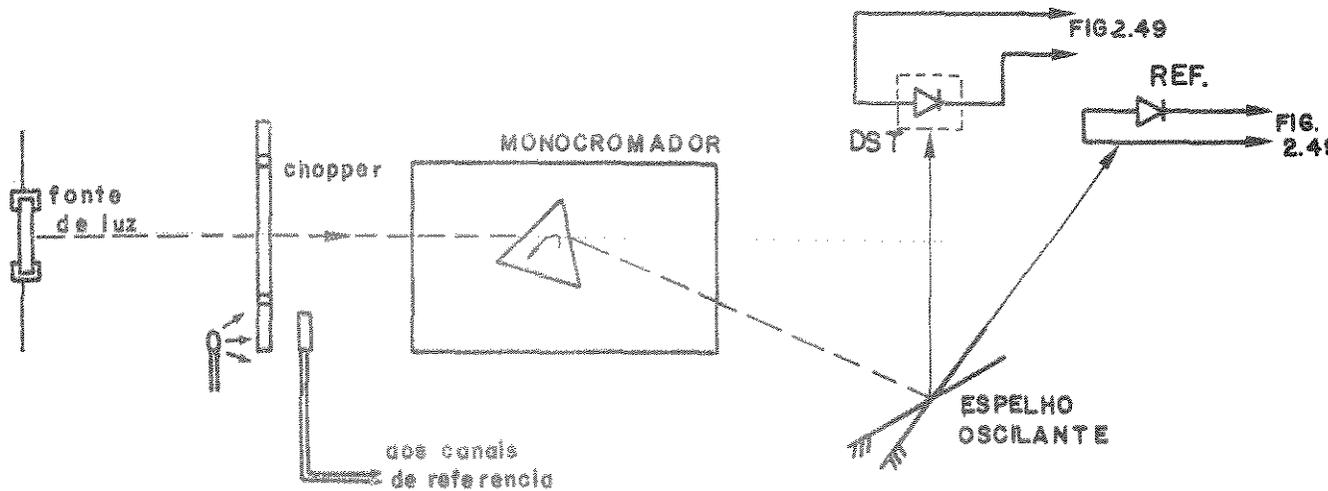


Fig. 2.52 - Espelho oscilante para divisão do feixe luminoso.

As soluções alternativas apresentadas nas figuras 2.50, 2.51 e 2.52 podem utilizar dois amplificadores "lock-in" ou utilizar a entrada diferencial de um único amplificador lock-in. Se  $a$  e  $b$  forem amplificadores logarítmicos de corrente o sinal à saída do amplificador lock-in será proporcional à razão  $A/B$ .

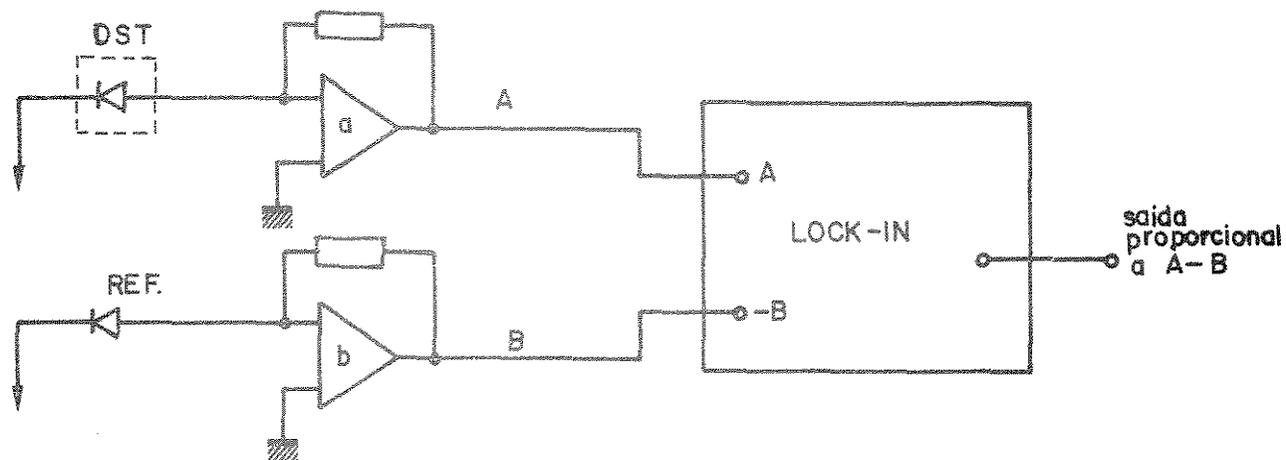


Fig. 2.53 - Arranjo utilizando-se apenas um amplificador lock-in.

Como fonte de luz na faixa do ultra-violeta pode ser usada a lâmpada de Xenon e na faixa do infra-vermelho o tubo de NERNST "Glow bar" ou mesmo lâmpada de tungstênio.

## 2.5 - CARACTERÍSTICAS CAPACITÂNCIA - TENSÃO

### 2.5.1 - MODELOS

#### 2.5.1.1 - CAPACITÂNCIA NA CAMADA DE DEPLEÇÃO<sup>(23)</sup>

Será apresentado, a seguir, um modelo de capacitância de depleção em uma junção PN que tenha um perfil de dopagem arbitrário. Em seguida o modelo será aplicado para junções abruptas e linearmente dopadas.

Convém notar que a capacitância de depleção é uma capacitância incremental.

Considere, inicialmente, uma junção PN cujo perfil de dopagem está mostrado na figura 2.54.

Supondo-se que a injeção de portadores é suficientemente pequena (para não haver queda de potencial devido à resistência no semiconductor), toda tensão aplicada aparece na camada de depleção. Ao se superpor à tensão de polarização  $V$  uma componente incremental  $v$ , cargas deverão ser somadas ou subtraídas para absorver as variações de tensão causadas por  $v$  em relação à  $V$ . Assim, a camada de depleção deve expandir-se ou contrair-se para acomodar a tensão incremental.

Para pequenas mudanças do potencial total na região de depleção esta será considerada aproximadamente constante e consistirá do dielétrico de um capacitor de placas paralelas.

Assim:

$$\Delta E_{\max} = - \frac{\Delta Q}{\epsilon_s} \quad \epsilon_s = \text{constante dielétrica relativa do semiconductor.}$$

$$v = -\Delta E_{\max} \cdot (x_p + x_l)$$

$$v = \frac{\Delta Q}{\epsilon_s} (x_p + x_l)$$

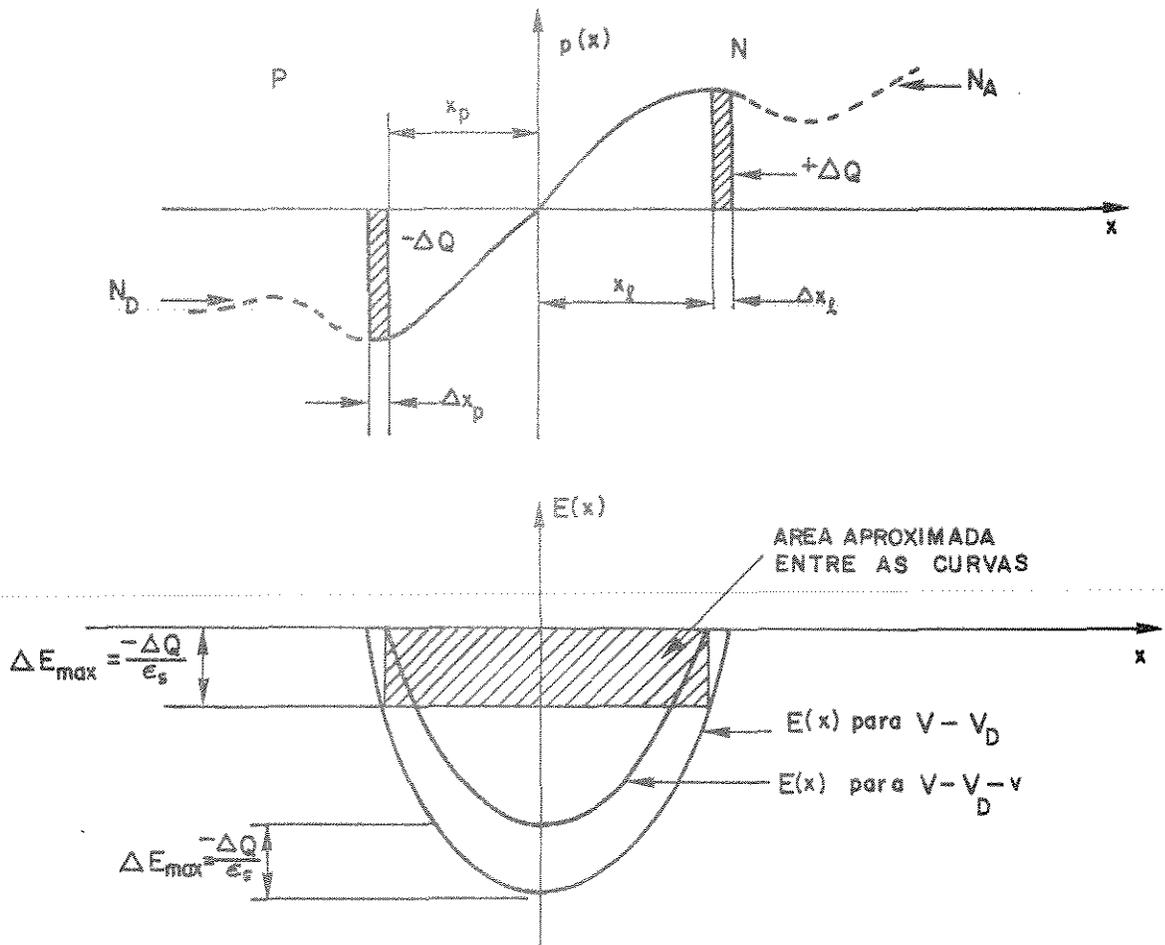


Fig. 2.54 - Concentração de carga e campo elétrico em função da posição na região de depleção.

A capacitância de depleção por unidade de área será, então:

$$c = \Delta Q/v = \frac{\epsilon_s}{(x_p + x_l)} \quad (\text{F/m}^2) \quad 2.53$$

Os comprimentos de depleção  $x_l$  e  $x_p$  são funções da tensão aplicada e do perfil de dopagem dos dois lados da junção. Para junções abruptas:

$$x_p = \left[ \frac{2\epsilon_s (V_D - 2kT/q - V)}{q} \cdot \frac{N_A}{N_D (N_A + N_D)} \right]^{1/2} \quad 2.54$$

$$x_n = \left[ \frac{2\epsilon_s (V_D - 2kT/q - V)}{q} \cdot \frac{N_D}{N_A (N_A + N_D)} \right]^{1/2} \quad 2.55$$

Portanto a capacitância de depleção é dada por:

$$c = \left[ \frac{q\epsilon_s (N_A N_D)}{2(V_D - 2kT/q - V) (N_A + N_D)} \right]^{1/2} \quad 2.56$$

As junções abruptas ocorrem quando o processo de sua formação é do tipo "alloying". As junções obtidas pelo processo planar ou por difusão são graduais.

De uma maneira geral, o perfil de concentração de impurezas numa junção pode ser aproximado numa reta como mostra a figura 2.55:

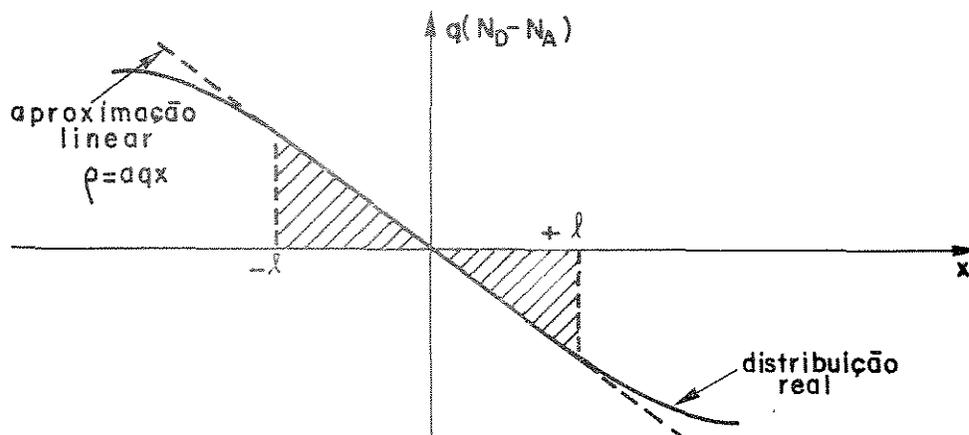


Fig. 2.55 - Perfil de concentração de impurezas próxima à região de depleção. Aproximação linear.

Se for assumida uma dopagem linear a densidade líquida de portadores será:

$$\rho = q(N_D - N_A) = aqx \quad 2.57$$

e através da solução da equação de Poisson

$$(V_D - 2kT/q - V) = \frac{2qa\ell^3}{3\epsilon_s} \quad 2.58$$

Substituindo-se a equação 2.58 na equação 2.53 e sabendo-se que  $c = \epsilon/2\ell$  tem-se:

$$c = \epsilon_s \left[ \frac{qa}{12\epsilon_s (V_D - 2kT/q - V)} \right]^{1/3} \quad 2.59$$

Notar que se for necessário aproximar o perfil de dopagem por uma equação similar a equação 2.57 com potências maiores de  $x$  a solução da equação de Poisson resultará em:

$$c \text{ proporcional a } (V_D - 2kT/q - V)^{-1/m} \quad 2.60$$

sendo que  $m > 3$ . Praticamente para qualquer perfil de dopagem a equação 2.60 se aplica para  $m > 2$ .

A capacitância de depleção é o mais importante e predominate na junção sob polarização reversa. É através da capacitância de depleção, possível determinar o perfil de concentrações como indicado abaixo:

$$1/c^2 = \frac{2}{q\epsilon_s N_A} (V_D - 2kT/q - V) \quad N_D \gg N_A \quad 2.61$$

$$\frac{d(1/c^2)}{dV} = \frac{-2}{q\epsilon_s N_A} \quad 2.62$$

A característica  $1/c^2 \times V$  segundo a equação 2.61 será uma reta e o coeficiente angular da reta fornece a concentração de portadores. A intersecção da reta em  $1/c^2 = 0$  fornece a altura da barreira de potencial, igual a  $V_D' = V_D - 2kT/q$ .

Para junções com perfis de dopagem linear a característica  $1/c^3 \times V$  deverá ser linear segundo a equação 2.59, sendo a concentração de portadores e a altura da barreira de potencial determinadas de modo análogo ao das junções abruptas.

### 2.5.1.2 - CAPACITÂNCIA DE DIFUSÃO <sup>(23)</sup>

A capacitância associada ao armazenamento de carga nas regiões neutras do semiconductor, fora da região de depleção, é denominada capacitância de difusão. Esta capacitância pode ser obtida através de uma análise C.C. ou análise A.C. apresentando resultados diferentes, devido a característica de parâmetros distribuídos, ao invés de concentrado (R,L,C), que é característico da junção em altas frequências.

A figura 2.56 apresenta o modelo de uma junção utilizando-se elementos R, L, C. Este modelo é incremental ou para pequenos sinais.

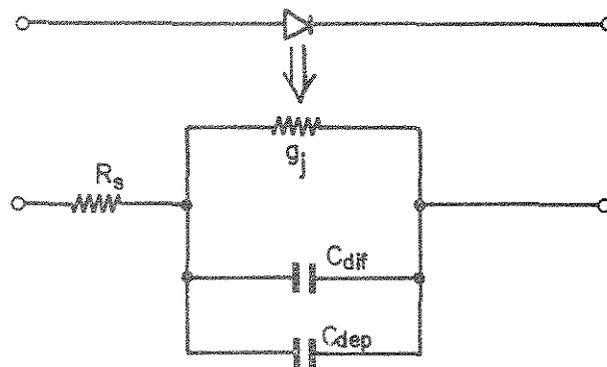


Fig. 2.56 - Modelo incremental de uma junção PN.

A capacitância de depleção  $C_{dep}$  decorre dos fenômenos descritos na seção anterior.  $R_s$  representa a resistência incremental associada à queda de tensão no semiconductor, nas regiões neutras e resistência de contato.  $g_j$  é a condutância incremental associada à queda de tensão na região de depleção e é dada por:

$$g_j = \left. \frac{\partial I}{\partial V} \right|_{V = V_p} = \frac{q}{kT} I_0 e^{\frac{qV_p}{kT}} = \frac{q}{kT} I_p \quad p / I_p > 0 \quad 2.62$$

onde o índice p indica valor CC de polarização.

A capacitância de difusão é obtida utilizando-se a geometria mostrada na figura 2.57.

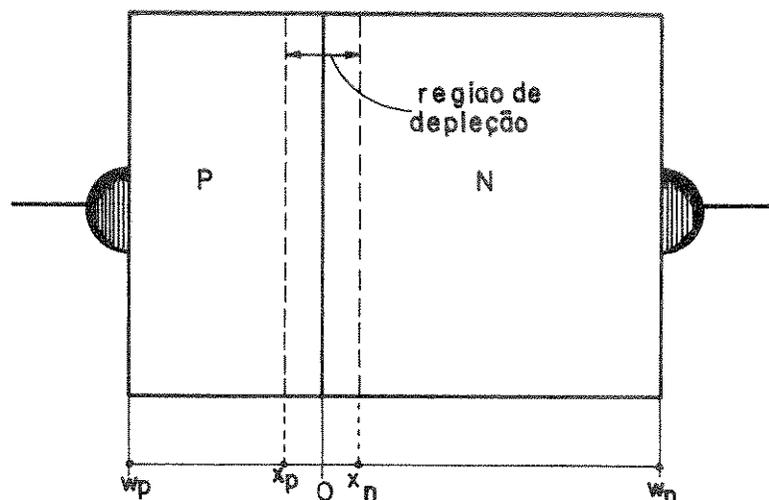


Fig. 2.57 - Representação de um diodo PN.

Para o caso de "base estreita", onde as dimensões  $w_p$  e  $w_n$  são bem menores que o comprimento de difusão dos portadores minoritários, a análise CC fornece:

$$C_{dif} = \frac{dQ}{dV} = \frac{q}{kT} Q = \frac{q}{kT} \left\{ Aq \left( e^{\frac{qV}{kT}} - 1 \right) \left[ n_{p0} \left( -\frac{w_p}{2} \right) + p_{n0} \left( \frac{w_n - x_n}{2} \right) \right] \right\}$$

Para excitações com dependência temporal a capacitância de difusão obtida através de análise AC difere da obtida anteriormente. Para o caso de "base estreita" a admitância é dada por ( ):

$$y = \frac{q^2}{kT} \cdot e^{\frac{qV_p}{kT}} \left\{ \frac{n_{p0} D_n}{-w_p} + \frac{p_{p0} D_p}{\frac{w_n - x_n}{2}} + j\omega \left[ \frac{-w_p n_{p0} + (w_n - x_n) p_{n0}}{3} \right] \right\}$$

2.64

a parte real que corresponde à condutância exibe resultados iguais ao apresentado pela análise CC, ou seja  $g_j = qI_p/kT$ . A parte imaginária, entretanto, não é a mesma que a mostrada pela equação 2.63 e vale exatamente 2/3 do valor estimado na análise CC. A expressão mais correta é 2.64 e não 2.63 para a capacitância de difusão em diodos de base estreita. A razão física é que a carga está distribuída o que sugere uma linha de transmissão RC ao invés de parâmetros concentrados (23).

No caso de diodos com base longa e para baixa frequência a capacitância de difusão obtida pela análise AC vale 1/2 da obtida pela análise DC (23). Para valores intermediários de frequência não é possível obter uma expressão analítica para a capacitância de difusão. Para frequências muito altas (acima de microondas) a susceptância apresenta uma dependência com  $\sqrt{\omega}$  ao invés de  $w$  sendo impossível representar um diodo em frequências muito altas, por parâmetros concentrados. Na faixa de microondas o diodo pode ser modelado por parâmetros concentrados (23).

Algumas conclusões podem ser observadas:

A capacitância de depleção depende inversamente da tensão aplicada elevada a alguma potência menor que a unidade dependendo do perfil de dopagem do semiconductor.

A capacitância de difusão depende exponencialmente da tensão aplicada.

Assim, sob regime de polarização reversa predomina a capacitância de depleção e, sob regime de polarização direta, é a capacitância de difusão a capacitância predominante. Entretanto para diodos com base extremamente estreita a capacitância de difusão é tão pequena que a capacitância de deple-

ção poderá ser predominante mesmo sob forte polarização direta.

É conveniente notar que o modelo de parâmetros incrementais foi estabelecido sob restrição de baixo nível de injeção e tensões aplicadas moderadas (antes da ruptura).

### 2.5.1.3 - CAPACITÂNCIA EM HETEROJUNÇÕES

A capacitância na camada de depleção em heterojunções é calculada de maneira semelhante à mostrada na seção 2.5.1.1 e o resultado para a capacitância de uma heterojunção Ge-Si é mostrado na equação 2.65.

$$c = \frac{dQ}{dV} = \left[ \frac{q \epsilon_0 \epsilon_1 \epsilon_2 N_{D1} N_{D2}}{2(\epsilon_1 N_{D1} + \epsilon_2 N_{D2})} \cdot \frac{1}{(V_D - kT/q + V)} \right]^{1/2} \quad 2.65$$

sendo que

$\epsilon_0$  constante dielétrica do vácuo.

$\epsilon_1, \epsilon_2$  constantes dielétricas relativas do Germânio e Silício, respectivamente.

$N_{D1}, N_{D2}$  concentração dos portadores no Germânio e Silício ( $\text{cm}^{-3}$ ).

$V_D$  altura da barreira de potencial.

$V$  tensão total aplicada.

Assim, da mesma forma que junções abruptas, a característica  $1/C^2 \times V$  de heterojunções fornece informações quanto à concentração de portadores e altura da barreira de potencial. O exposto nas seções 2.5.1.1 e 2.5.1.3 pode ser resumido na figura 2.58A.

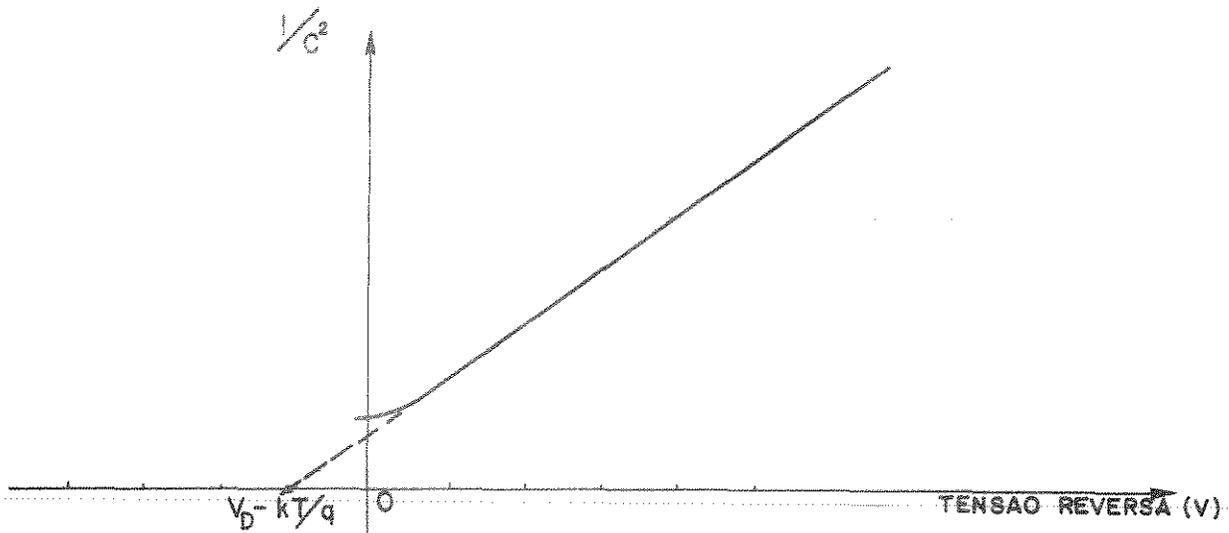


Fig. 2.58A - Característica  $1/C^2 \times V$ .

2.5.1.4 - DETERMINAÇÃO DA ALTURA DA BARREIRA SCHOTTKY ATRAVÉS DA CARACTERÍSTICA  $1/C^2 \times V$

A capacitância incremental de uma junção metal-semicondutor é dada pela relação 2.66 :

$$C = \left[ \frac{q \epsilon_s N_D}{2(V_D - V - kT/q)} \right]^{1/2} = \frac{\epsilon_s}{w} \quad 2.66$$

Plotando-se  $1/C^2 \times V$  obtém-se a altura da barreira SCHOTTKY dada por:

$$\phi_B = V_i + \delta_n + \frac{kT}{q} - \Delta\phi \quad 2.67$$

sendo  $V_i$  a intersecção da reta com o eixo das tensões e  $\delta_n$  a diferença de energia entre nível de Fermi e o fundo da banda de condução.

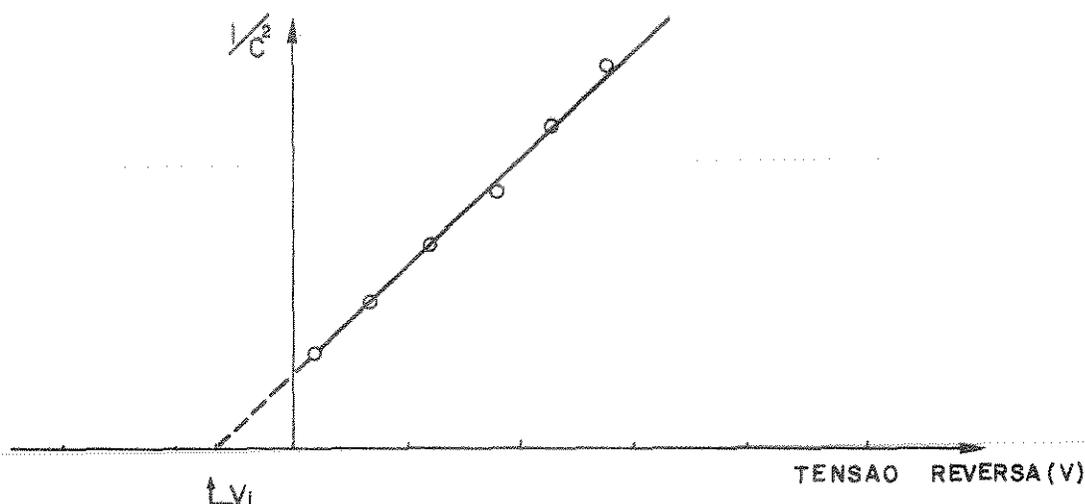


Fig. 2.58B - Característica  $1/C^2$  para determinação da barreira SCHOTTKY.

O coeficiente angular da reta é proporcional à dopagem no semicondutor.

### 2.5.2 - CIRCUITOS PARA MEDIDA DAS CARACTERÍSTICAS $C_xV$ e $1/C^m \times V$

Como mencionado na seção 2.5.1, a medida  $C_xV$  e  $1/C^m \times V$  permite caracterizar uma série de propriedades dos dispositivos semicondutores. Nesta seção serão analisados os circuitos que permitem obter as características  $C_xV$  e  $1/C^m \times V$ .

#### 2.5.2.1 - CARACTERÍSTICA $C_xV$ PARA FREQUÊNCIA FIXA

A montagem de instrumentação mais prática para a obtenção da característica  $C_xV$  em função ou não da temperatura é esquematizada na figura 2.59.

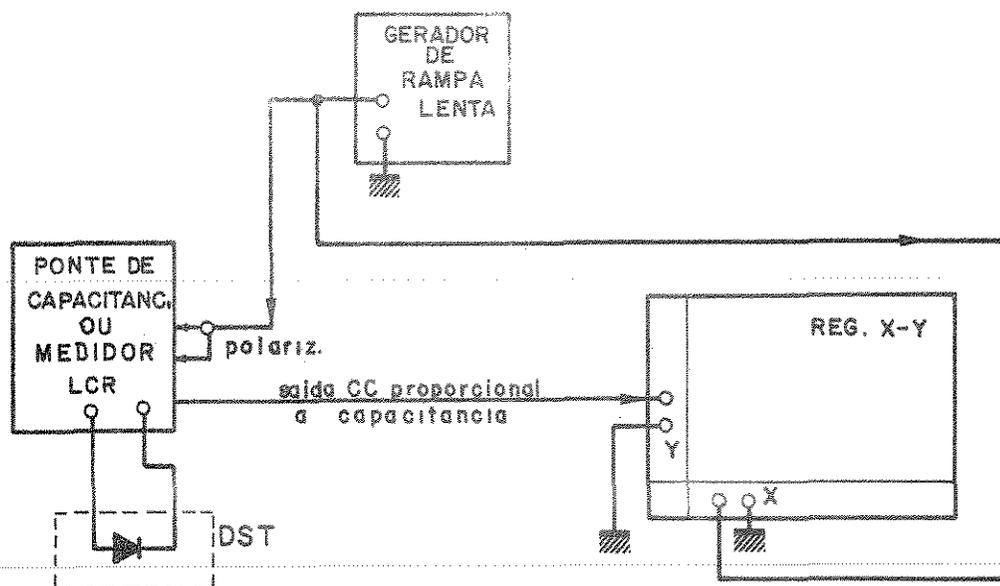


Fig. 2.59 - Circuito para medida da característica  $CxV$ .

Este tipo de montagem tem uma limitação de frequência imposta pela ponte de capacitância ou medidor LCR que é normalmente 10 KHz a 1 MHz.

Para permitir uma medida da característica  $CxV$  com frequência variável é conveniente então utilizar-se a montagem mostrada na figura 2.60.

2.5.2.2 - CARACTERÍSTICA  $C \times V$  COM FREQUÊNCIA VARIÁVEL UTILIZANDO-SE O AMPLIFICADOR LOCK-IN

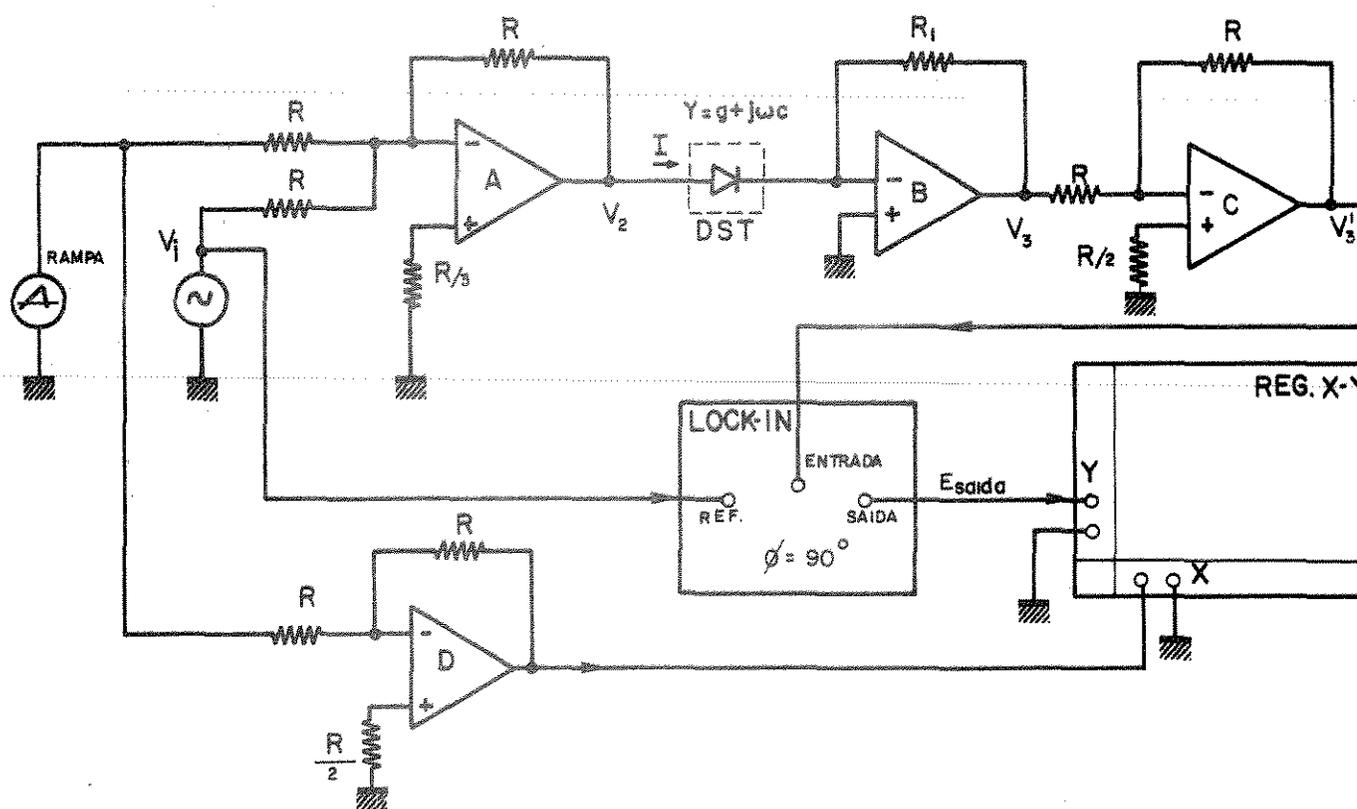


Fig. 2.60 - Circuito para medida da característica  $C \times V$  utilizando-se o amplificador "lock-in".

Da figura 2.60 obtêm-se:

$$\hat{V}_2 = -\hat{V}_i$$

$$\hat{V}_3 = -\hat{I}R_1$$

$$\hat{V}_3 = \hat{V}_i R_1 (g + j\omega C)$$

2.68

Através do ajuste de fase no amplificador lock-in, o sinal de saída  $E_{saída}$  será sinal CC proporcional à componente de susceptância de  $\hat{V}_3$  se a fase estiver em  $90^\circ$ , ou seja:

$$E_{saída} = k \cdot R_L \omega C |\hat{V}_i| \quad 2.69$$

Como é observado no apêndice o amplificador "lock-in" possui uma faixa limitada de operação (0,5 Hz à 100 kHz).

Para se obter diretamente a característica  $1/C^m \times V$  a montagem mostrada na figura 2.61 é utilizada.

### 2.5.2.3 - CIRCUITO PARA OBTENÇÃO DA CARACTERÍSTICA $1/C^m \times V$

Um arranjo prático para se obter a característica  $1/C^m \times V$  utiliza um módulo multifunção para produzir uma tensão proporcional a  $1/C^m$ .

A tensão proporcional a  $C$  é obtida através de uma ponte de capacitância ou mesmo do amplificador lock-in. O módulo  $1/C^m$  é construído a partir de um módulo programável de multifunção disponível comercialmente.

O diagrama básico do arranjo é mostrado na figura 2.61.

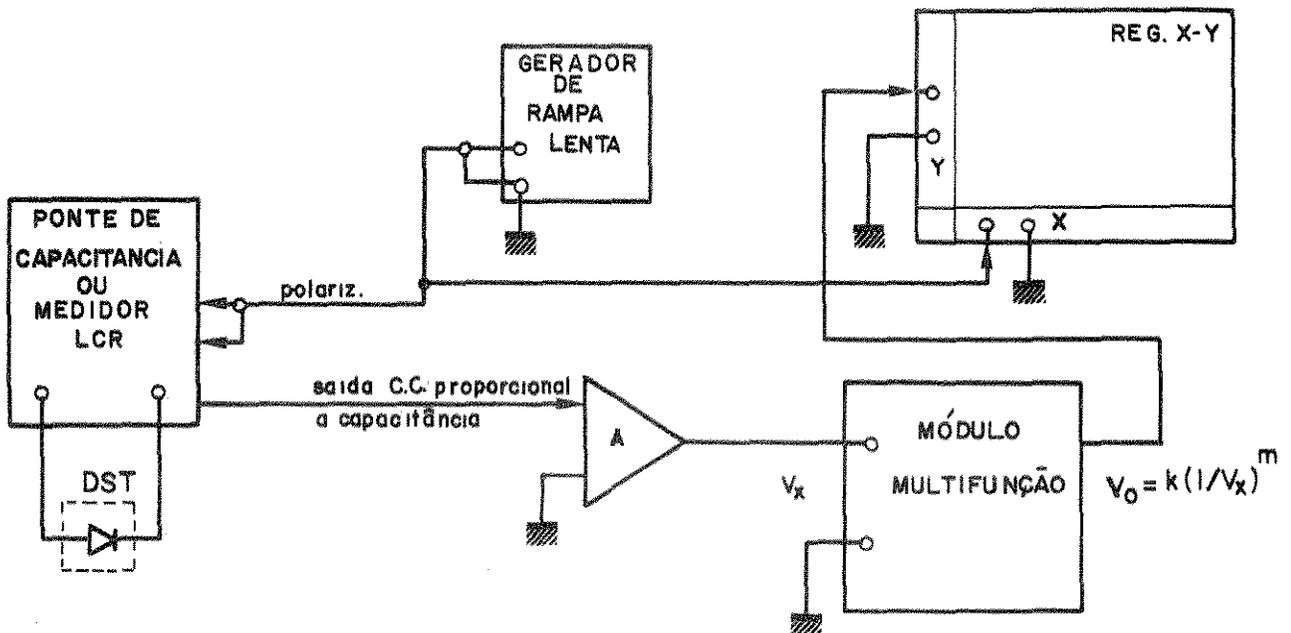


Fig. 2.61 - Diagrama básico do arranjo para obtenção da característica  $1/C^m \times V$ .

O amplificador A é utilizado para ajustar os níveis de tensão CC. O expoente  $m$  pode ser fixo ou variável e depende de componentes externos acrescentados ao módulo multifunção. Para se poder variar o coeficiente  $m$  entre 1 e 4 os valores dos componentes externos obtidos são determinados (ver seção 3.3.2) e foram calculados de acordo com informações do fabricante (ANALOG DE VICES).

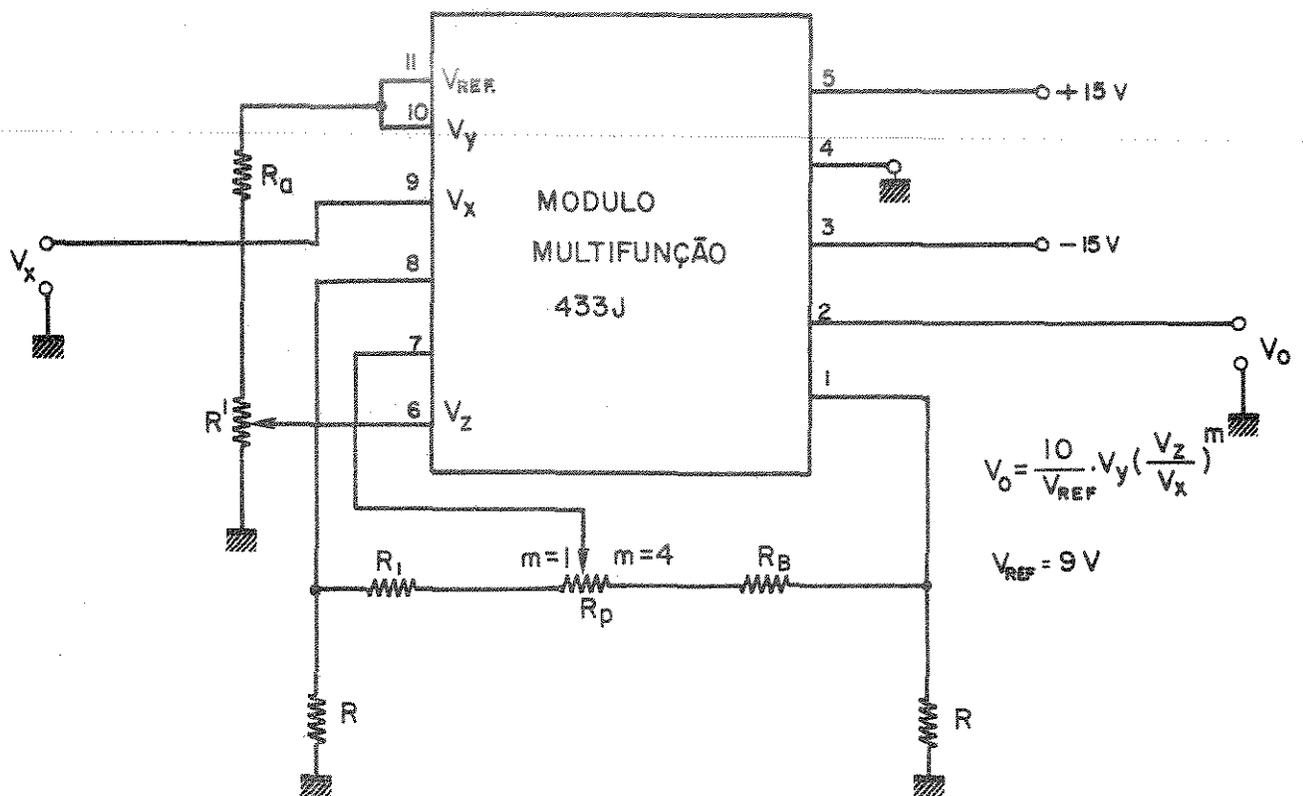


Fig. 2.62 - Módulo multifunção onde  $V_o = 10(1/V_{in})^m$ .

O valor de  $R_A$  é ajustado para se obter 1V no pino 6, assim sendo

$$V_o = 10(1/V_{in})^m \quad 1 < m < 4$$

O valor de  $m = 2$  é ajustado para 1/3 do número de voltas e  $m = 3$

para  $2/3$  do número de voltas do Helipot  $R_p$ .

## 2.6 - CARACTERIZAÇÃO DE ESTRUTURAS METAL-ISOLANTE-SEMICONDUTOR (MIS)

A caracterização de estruturas MIS ou MOS (metal-óxido-semicondutor) possibilita a obtenção de informações a cerca das propriedades dos semicondutores e óxidos que são utilizados em tecnologia eletrônica.

Será apresentado inicialmente o modelo de um capacitor MOS ideal e, em seguida, serão apresentados os desvios da situação idealizada causados por estados e cargas superficiais, e finalmente os métodos e instrumentação necessária para se conseguir a caracterização elétrica e identificação das propriedades do óxido e semicondutor. O texto a seguir (seções 2.6.1 a 2.6.4.5) apresenta resumidamente o mesmo tratamento elaborado pela ref. 42.

### 2.6.1 - CAPACITOR MOS IDEAL

O capacitor MOS ideal é aquele que possui como isolante o óxido do próprio semicondutor com características de isolação ideal ou seja: não possui cargas elétricas em seu interior e sua estrutura superficial é perfeita. A estrutura deste capacitor é mostrada na figura 2.63.

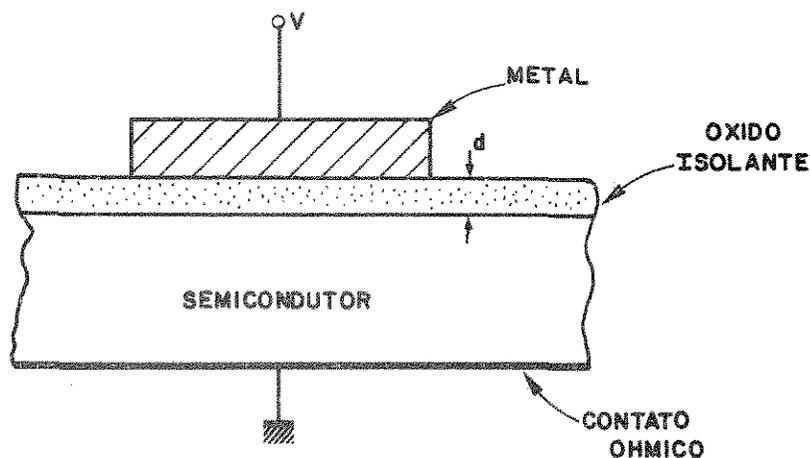


Fig. 2.63 - Estrutura de um capacitor MOS ideal.

O diagrama de bandas de energia para essa estrutura quando a tensão aplicada é zero é mostrada na figura 2.64 para semicondutores do tipo N e tipo P.

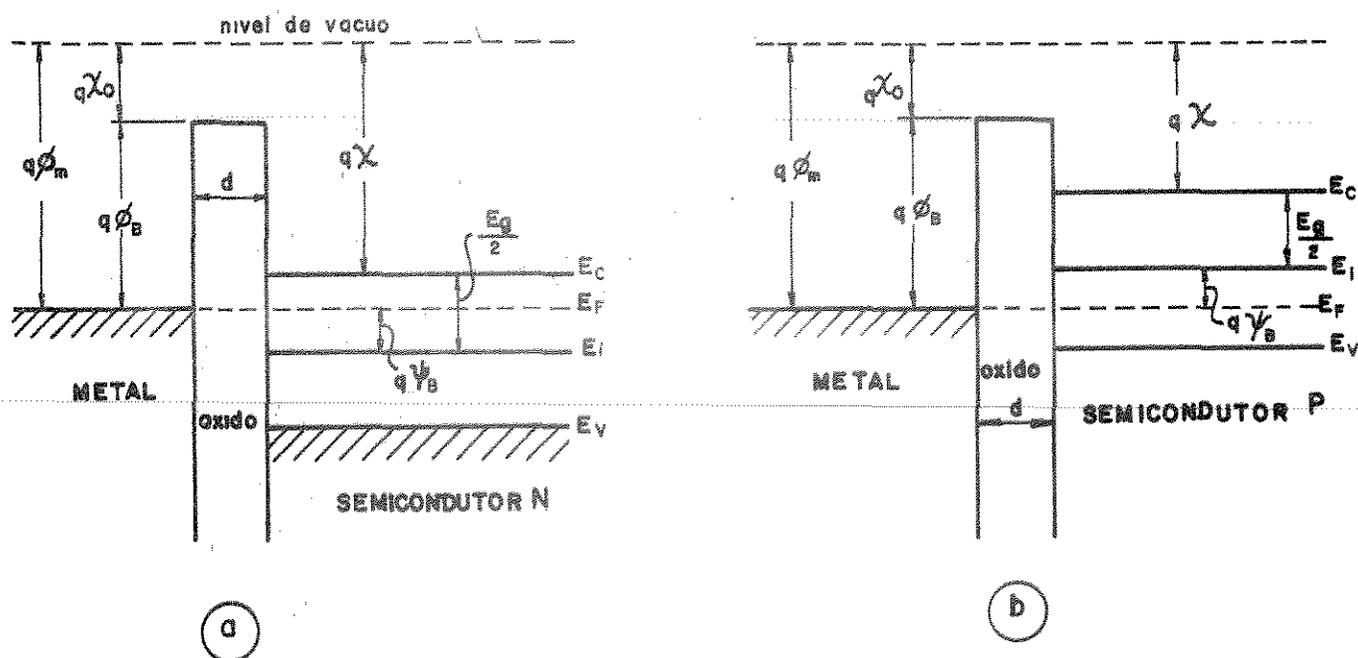


Fig. 2.64 - Diagrama de bandas de energia de uma estrutura MOS ideal com tensão aplicada  $V = 0$  e para a) semicondutor tipo N e b) semicondutor tipo P.

onde

$\phi_m$  é a função de trabalho do semicondutor.

$\chi$  afinidade eletrônica do semicondutor.

$\chi_0$  afinidade eletrônica do óxido.

$E_g$  banda proibida no semicondutor.

$\phi_B$  barreira de potencial entre o metal e o óxido.

$\psi_B$  é a diferença de potencial entre o nível de Fermi e o nível intrínseco  $E_i$ .

O capacitor MOS ideal pode então ser definido rigorosamente como:

1) Para tensão aplicada  $V = 0$  a diferença da função de trabalho entre o metal e o semicondutor  $\phi_{ms}$  é zero, ou seja, pela figura 2.64:

$$\phi_{ms} = \phi_m - \left( \chi + \frac{E_g}{2q} + \psi_B \right) = 0 \quad 2.70$$

(o sinal - e + relacionados com semicondutor tipo N e tipo P respectivamente). Esta condição é chamada de Banda Plana.

2) As cargas que existem sob qualquer condição de polarização estão localizadas no semicondutor e uma quantidade igual e de sinal oposto na superfície do metal adjacente ao óxido.

3) O óxido isolante possui resistividade infinita o que implica não haver transporte de cargas através do óxido.

4) O tempo de resposta dos portadores minoritários é menor que o período do sinal c.a. aplicado.

Quando a estrutura MOS é polarizada positiva ou negativamente, as bandas de energia curvam-se para cima ou para baixo. A figura 2.65 mostra o diagrama de bandas de uma estrutura MOS polarizada positivamente:  $V > 0$  com semicondutor tipo P.

O potencial  $\psi$  é definido como sendo zero no interior do semicondutor e medido com relação ao nível de Fermi intrínseco  $E_i$ . Na superfície do semicondutor o potencial  $\psi = \psi_s$ .

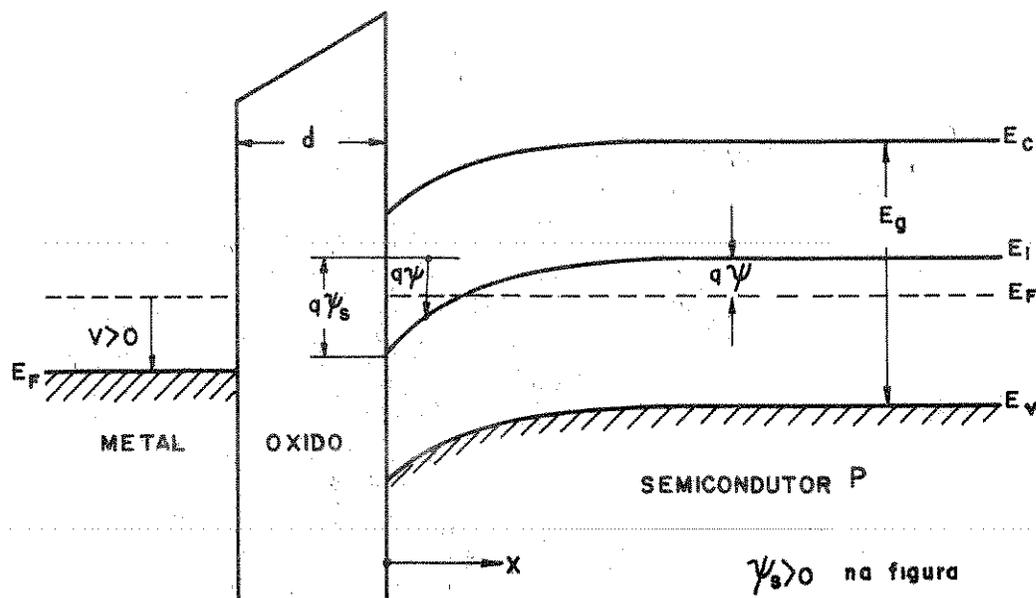


Fig. 2.65 - Diagrama de bandas de energia para uma estrutura MOS, semicondutor tipo P. A tensão  $V$  aplicada é positiva com relação ao substrato.

Pela figura 2.65 pode-se distinguir cinco regimes ou regiões de potencial de superfície  $\psi_s$ :

$\psi_s < 0$  acumulação (as bandas curvam-se para cima).

$\psi_s = 0$  condição de banda plana.

$\psi_B > \psi_s > 0$  depleção (as bandas curvam-se para baixo).

$\psi_s = \psi_B$  a concentração na superfície é igual a concentração intrínseca do semicondutor ( $n_s = p_s = n_i$ ).

$\psi_s > \psi_B$  inversão.

## 2.6.2 - CAPACITÂNCIA INCREMENTAL DA ESTRUTURA MOS IDEAL

A capacitância incremental de uma estrutura MOS ideal inclui a capacitância do óxido  $C_{ox}$  e a capacitância da região de carga espacial do semicondutor. Esta última é dada por: (41,42)

$$C_D \equiv \frac{\partial Q_s}{\partial \psi_s} = \frac{\epsilon_s}{L_D} \cdot \frac{\left[ 1 - e^{-\beta \psi_s} + \frac{n_{p0}}{p_{p0}} (e^{\beta \psi_s} - 1) \right]}{\left[ (e^{-\beta \psi_s} + \beta \psi_s - 1) + \frac{n_{p0}}{p_{p0}} (e^{\beta \psi_s} - \beta \psi_s - 1) \right]^{1/2}} \quad \text{F/m}^2 \quad 2.71$$

onde  $\beta \equiv q/kT$ ,  $n_{p0}$  e  $p_{p0}$  são as densidades de elétron e lacunas respectivamente no interior do semicondutor e  $L_D$  é chamado o comprimento extrínseco de Debye para lacunas definido por:

$$L_D = (2\epsilon_s / qp_{p0}\beta)^{1/2} \quad 2.72$$

Na condição de banda plana, isto é,  $\psi_s = 0$ , a capacitância  $C_D$  pode ser obtida (42) expandindo os termos exponenciais da expressão 2.71 em série, obtendo-se:

$$C_D(\text{banda plana}) = \sqrt{2} \epsilon_s / L_D \quad \text{F/m}^2 \quad 2.73$$

Para se obter a capacitância total é conveniente reportar-se à figura 2.66 onde se mostra a distribuição de carga, o campo elétrico e o potencial em toda estrutura (43). Por conveniência, a estrutura utilizada até aqui emprega semicondutor do tipo P entretanto as mesmas considerações podem ser elaboradas com semicondutor do tipo N. Assim para neutralidade de cargas do sistema e através da figura 2.66a é necessário que:

$$Q_M = Q_n + qN_A x_d = Q_s \quad 2.74$$

onde  $Q_M$  é a carga por área unitária no metal,  $Q_n$  é a carga (no caso eletrons) por unidade de área na região de inversão,  $qN_A x_d$  é a quantidade de aceitadores ionizados por unidade de área na região de carga espacial de largura  $x_d$ , e  $Q_S$  é a carga total por unidade de área no semiconductor.

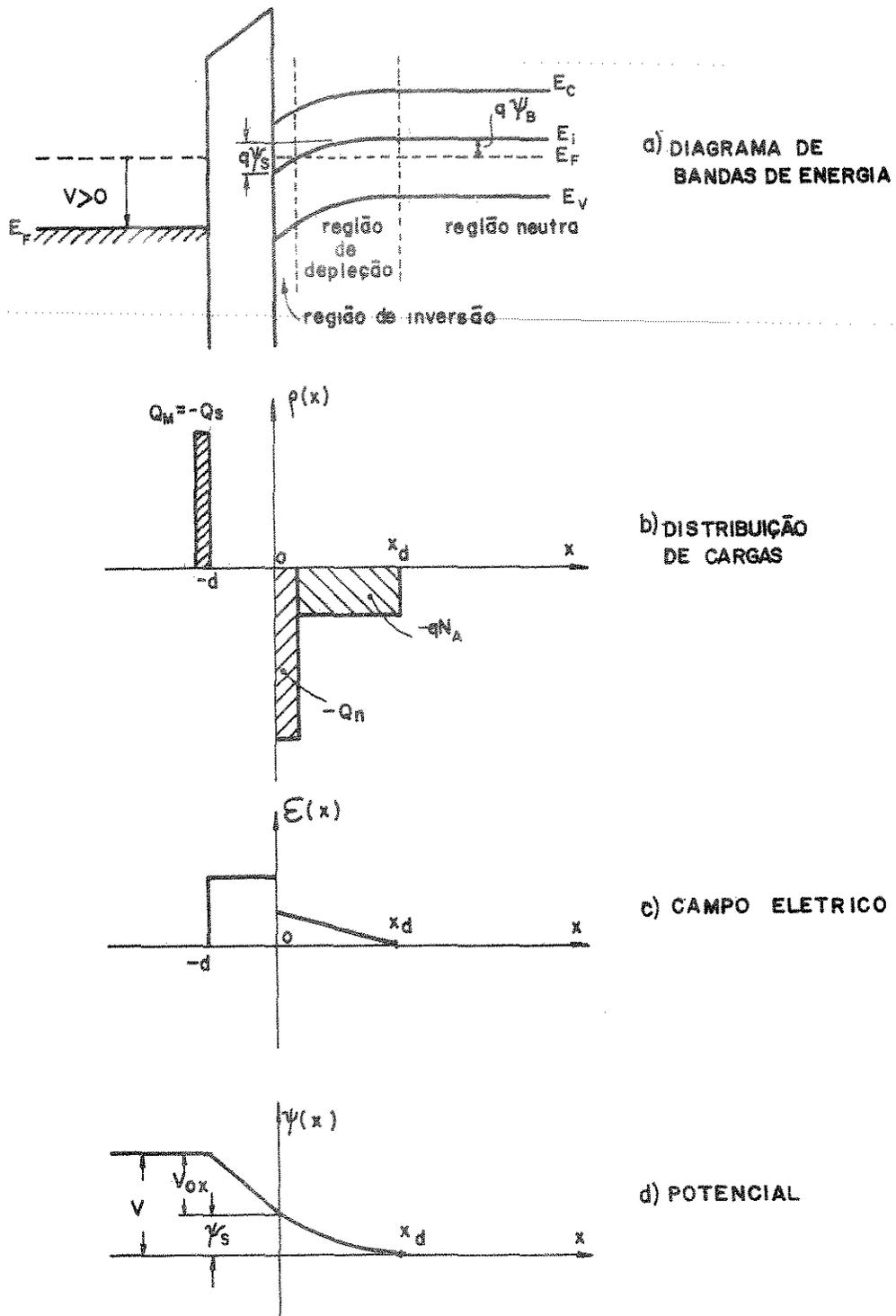


Fig. 2.66 - Diagramação de bandas de energia, distribuição de cargas, campo elétrico e potencial num capacitor de estrutura MOS ideal para se micondutor tipo P.

Se não houver diferença entre as funções de trabalho do metal e semicondutor a tensão aplicada deverá aparecer parcialmente no óxido e parcialmente no semicondutor. Pela figura 2.66d tem-se:

$$V = V_{ox} + \psi_s \quad 2.75$$

onde  $V_{ox}$  é a tensão no óxido dada por:

$$V_{ox} = \frac{Q_s \cdot d}{\epsilon_{ox}} \equiv \frac{Q_s}{C_{ox}} \quad 2.76$$

A capacitância total do sistema é então a combinação série da capacitância do óxido ( $C_{ox} = \epsilon_{ox}/d$ ) e a capacitância  $C_D$  dada pela expressão 2.71:

$$C = \frac{C_{ox} \cdot C_D}{C_{ox} + C_D} \quad 2.77$$

A capacitância do semicondutor  $C_D$  é função da tensão aplicada. A descrição completa de uma estrutura MOS ideal é dada pelas equações 2.71, 2.75, 2.76 e 2.77. A figura 2.67 apresenta uma característica  $CxV$  de um capacitor MOS.

A capacitância de banda plana  $C_{FB}$  observada para  $\psi_s = 0$  pode ser obtida através das equações 2.73 e 2.77:

$$C_{FB} = \frac{\epsilon_{ox}}{d + \left(\frac{\epsilon_{ox}}{\epsilon_s}\right) \sqrt{\frac{kT\epsilon_s}{p_p0q}}} \quad 2.78$$

O comportamento mostrado pela figura 2.67a e 2.67b difere basicamente pois, em alta frequência, a concentração de portadores minoritários (no caso elétrons) não consegue acompanhar o sinal alternado. Isto se deve ao fato de que em baixa frequência a taxa de geração e recombinação de portado -

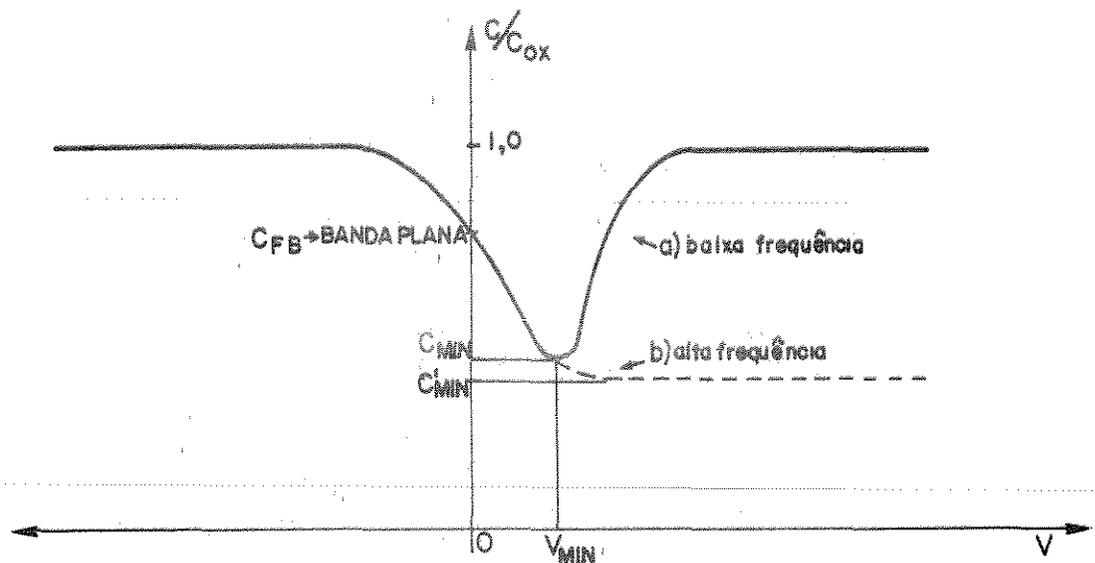


Fig. 2.67 - Característica  $CxV$  de uma estrutura MOS ideal.

res minoritários pode acompanhar o sinal c.a. e trocar cargas com a camada de inversão o que não ocorre em altas frequências. As fontes de portadores minoritários na camada de inversão são discutidas por HOFSTEIN e WARFIELD<sup>(44)</sup>. Experimentalmente determina-se que a frequência do sinal c.a. que ainda permite o acompanhamento da característica do modo indicado na figura 2.67a, situa-se em torno de 5 a 100 Hz para semicondutores do tipo N (mas pode chegar até 10 MHz para o tipo P)<sup>(44)</sup>.

HOFSTEIN e WARFIELD<sup>(44)</sup> desenvolveram um modelo bidimensional de segunda ordem que explica a discrepância da resposta em frequência para estruturas MOS tipo P e tipo N. A característica em alta frequência pode ser obtida da mesma maneira que em junções PN abruptas<sup>(43)</sup>. Quando a superfície do semiconductor é depletada, os aceitadores ionizados na região de depleção são dados por  $-qN_A x_d$ . O potencial na região de depleção é dado por:

$$\psi = \psi_s \left(1 - \frac{x}{x_d}\right)^2 \quad 2.79$$

e  $\psi_s$  é dado por:

$$\psi_s = \frac{qN_A x_d^2}{2\epsilon_s} \quad 2.80$$

Se a tensão aplicada aumenta,  $\psi_s$  aumenta e  $x_d$  também. Eventualmente forte inversão poderá ocorrer. De acordo com GARRETT e BRATTAIN (41) a inversão forte ocorre para  $\psi_s \approx 2\psi_B$ . Se ocorreu forte inversão a largura da camada de depleção atinge um máximo. Quando as bandas de energia curvam-se de maneira que  $\psi_s \approx 2\psi_B$  o semiconductor fica efetivamente blindado para qualquer campo elétrico pela camada de inversão e, mesmo um pequeno aumento na curvatura das bandas, o que implica num aumento muito pequeno na camada de depleção, vai resultar num aumento muito grande na densidade de carga da região de inversão.

O potencial na superfície para forte inversão  $\psi_s(\text{inv}) \approx 2\psi_B$  é dado por:

$$\psi_s(\text{inv}) \approx 2\psi_B = \frac{2kT}{q} \ln \left( \frac{N_A}{n_i} \right) \quad 2.81$$

Através da expressão 2.80 e 2.81 obtém-se a máxima largura da camada de depleção:

$$x_{d\text{max}} = \left[ \frac{4\epsilon_s kT \ln(N_A/n_i)}{q^2 N_A} \right]^{1/2} \quad 2.82$$

A capacitância total para forte inversão e frequência alta vale:

$$C'_{\text{min}} = \frac{\epsilon_{\text{ox}}}{d + (\epsilon_{\text{ox}}/\epsilon_s) \cdot x_{d\text{max}}} \quad 2.83$$

$C'_{\text{min}}$  é mostrada na figura 2.67.

GOETZBERGER (45) utilizando-se das expressões 2.71, 2.77 e 2.78 calculou e publicou em forma de gráficos uma série de curvas de capacitância

diferencial versus tensão, de estruturas MOS ideais, tendo como parâmetro a espessura do óxido e as diversas dopagens. Outros resultados com relação a  $C_{FB}$ ,  $C'_{\min}$  podem ser obtidos <sup>(45)</sup>. Estas curvas tem aplicação especial em alguns dos métodos que serão descritos a seguir, que necessitam das curvas ideais para comparação com a característica de estruturas reais.

### 2.6.3 - CARGAS E ESTADOS SUPERFICIAIS EM ESTRUTURAS MOS

Em estruturas MOS reais, o óxido e a interface óxido-semicondutor possuem cargas e estados interfaciais que são responsáveis por um comportamento bastante diverso da estrutura MOS ideal modelada nas seções anteriores. Estas cargas e estados de superfície são:

1) Estados de superfície ou interfaciais que são caracterizados pela posição na banda proibida, sua densidade, seção de captura, tipo aceitador ou doador. Estes estados podem trocar cargas com o semicondutor em curtos intervalos de tempo.

2) Cargas superficiais fixas localizadas próximas à superfície do semicondutor e imóveis mesmo com aplicação de campo elétrico.

3) Íons positivos (normalmente de Na) os quais são móveis no óxido ao se variar as condições de polarização ou temperatura.

4) Armadilhas ionizadas que podem estar em qualquer região do óxido.

Para se medir a densidade de estados de superfície e a posição destes na banda proibida do semicondutor, existem alguns métodos e técnicas que se baseiam principalmente no modelo descrito a seguir.

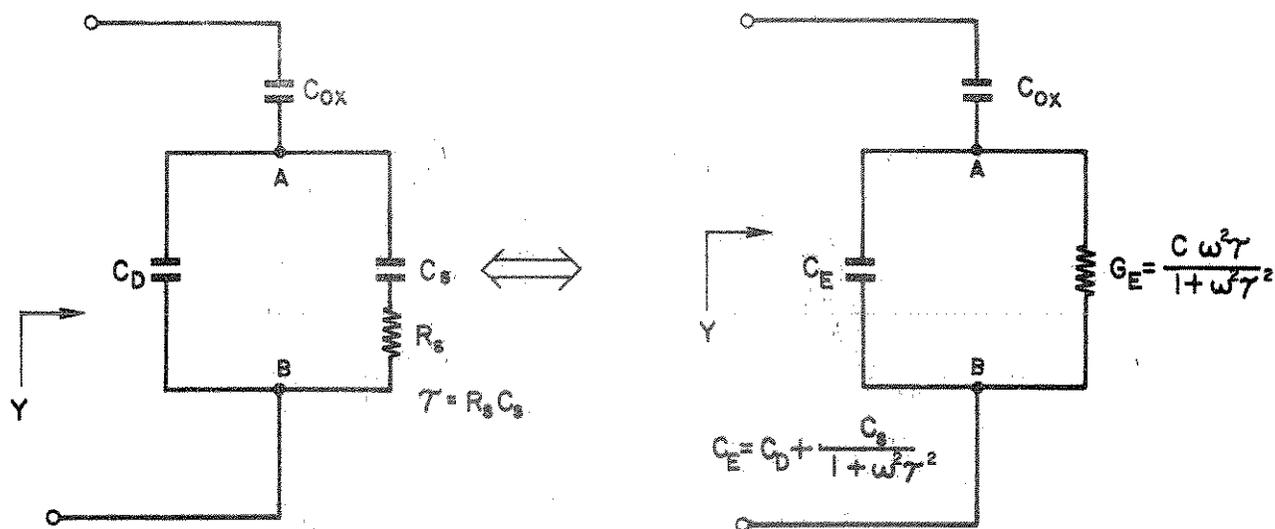


Fig. 2.68 - Circuito equivalente de uma estrutura MOS que leva em conta os estados superficiais.

No modelo da figura 2.68  $C_{ox}$  é a capacitância do óxido e  $C_D$  é a capacitância da camada de depleção no semiconductor.  $C_S$  e  $R_s$  representam os efeitos associados com os estados superficiais e dependem do potencial de superfície. No circuito equivalente, entre os pontos A e B estão uma capacitância  $C_E$  e uma condutância  $G_E$  que dependem da frequência. A admitância do circuito pode ser calculada

$$Y = G + j\omega C \quad 2.84$$

onde

$$G = \frac{\omega^2 C_S \tau C_{ox}^2}{(C_{ox} + C_D + C_S)^2 + \omega^2 \tau^2 (C_{ox} + C_D)^2} \quad 2.85$$

e

$$C = \frac{C_{ox}}{C_{ox} + C_D + C_S} \left[ C_D + C_S \frac{(C_{ox} + C_D + C_S)^2 + \omega^2 \tau^2 C_D (C_{ox} + C_D)}{(C_{ox} + C_D + C_S)^2 + \omega^2 \tau^2 (C_{ox} + C_D)^2} \right] \quad 2.86$$

Os métodos descritos a seguir baseiam-se no modelo apresentado na figura 2.68 e equações 2.84, 2.85 e 2.86.

## 2.6.4 - MÉTODOS PARA DETERMINAÇÃO DAS CARGAS E ESTADOS SUPERFICIAIS EM ESTRUTURAS MOS

### 2.6.4.1 - MÉTODO DA CAPACITÂNCIA - DIFERENCIAÇÃO (46)

Neste método a capacitância é medida numa frequência bastante alta ( $\omega\tau \gg 1$ ) de maneira que a capacitância da equação 2.86 se reduz ao valor indicado por 2.77. A curva  $CxV$  é obtida então para alta frequência. Ao se comparar as curvas  $CxV$  obtidas com as curvas da estrutura MOS ideal nota-se que há um deslocamento como mostrado na figura 2.69a e 2.69b.

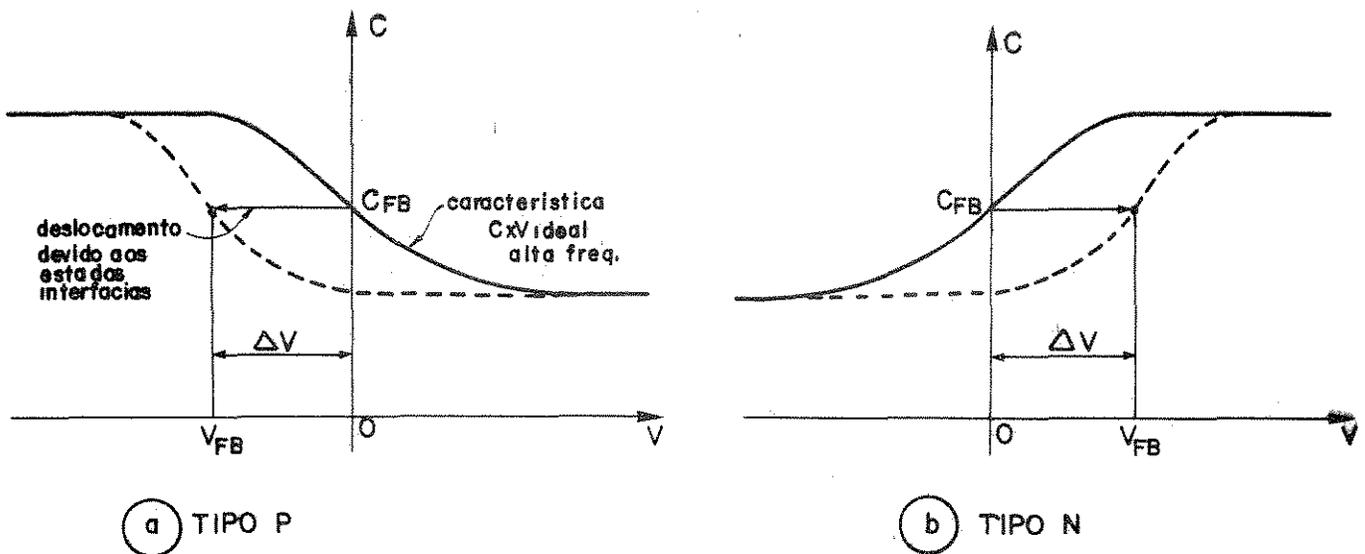


Fig. 2.69 - Características  $CxV$  em alta frequência para estruturas MOS com semicondutores tipo P e tipo N.

Apesar dos estados superficiais não participarem da capacitância em alta frequência eles contribuem com um deslocamento ao longo do eixo da tensão relativamente à característica  $CxV$  ideal. Isto ocorre porque, estando presentes os estados superficiais, o campo elétrico no óxido é maior que o campo na superfície do semicondutor, e são necessárias mais cargas no metal

para criar o campo no semiconductor. A partir dos resultados experimentais mostrados na figura 2.69 obtêm-se uma outra curva  $\Delta V \times V$  onde  $\Delta V$  é o deslocamento relativo à característica ideal. Como a carga total nos estados superficiais ( $Q_{ss}$ ) a um dado potencial de superfície  $\psi_s$  é dado por:

$$\frac{Q_{ss}}{q} = \left[ \phi_{ms} - V_{FB} \right] \cdot \frac{C_{ox}}{q} \quad \text{cargas/cm}^2 \quad 2.87$$

a densidade de estados superficiais por unidade de energia ( $N_{ss}$ ) é obtida por diferenciação gráfica da curva  $Q_{ss}$  versus  $\psi_s$  ou seja:

$$N_{ss} = \frac{1}{q} \left( \frac{\partial Q_{ss}}{\partial \psi_s} \right) \Big|_V \quad \text{estados/cm}^2/\text{eV} \quad 2.88$$

Este método só é útil quando a estrutura MOS tiver alta densidade de estados ( $\sim 10^{12}$ ). Entretanto o método não é indicado pelas seguintes razões: não é o valor de  $N_{ss}$  que é medido e sim sua integral, o que acarreta um erro ao se efetuar a diferenciação gráfica. A capacitância  $C_D$  da camada de depleção não tem seu valor bem determinado devido à incerteza no valor e na forma da dopagem do semiconductor. Este método é bastante conveniente na determinação de  $Q_{ss}$ .

#### 2.6.4.2 - MÉTODO DA CAPACITÂNCIA (INTEGRAÇÃO) (47,48)

A relação entre a tensão aplicada  $V$  e o encurvamento das bandas de energia numa estrutura MOS é dada por (47):

$$\frac{\epsilon_{ox}}{d} (V_{ox} + V_i) = q \int_0^{\infty} N_{SD}^+(E) \left[ 1 - f(E, \psi_s) \right] dE - q \int_0^{\infty} N_{SA}^-(E) f(E, \psi_s) dE + Q_D(\psi_s) \quad 2.89$$

onde

$V_i$  tensão constante que inclui os efeitos de cargas no óxido, carga líquida nos estados superficiais sem polarização, e diferenças entre funções de trabalho.

$N_{SD}^+(E)$  densidade de estados superficiais de energia  $E$  que têm carga positiva quando ionizadas.

$N_{SA}^-(E)$  densidade de estados superficiais de energia  $E$  que têm carga negativa quando ocupados.

$f(E, \psi_s)$  função de distribuição de Fermi.

$Q_D(\psi_s)$  carga líquida por  $\text{cm}^2$  no silício, quando o potencial de superfície for  $\psi_s$ .

Diferenciando-se 2.89 com relação a  $\psi_s$  e o resultado explicitado em  $d\psi_s/dV_{ox}$  obtém-se:

$$\frac{d\psi_s}{dV_{ox}} = \frac{\epsilon_{ox}}{d} \left[ \frac{dQ_D(\psi_s)}{d\psi_s} + q N_{ss}(\psi_s) \right]^{-1} \quad 2.90$$

onde

$$N_{ss}(\psi_s) = N_{SD}^+(\psi_s) + N_{SA}^-(\psi_s) \quad 2.91$$

é a densidade de estados superficiais por unidade de área localizados na energia  $q\psi_s$ , desde que a densidade de estados superficiais não varie significativamente em torno de alguns  $kT/q$  do potencial de superfície.

Assim, obtendo-se a característica  $d\psi_s/dV_{ox}$  versus  $\psi_s$ , é possível interpretá-la em detalhe e em termos da densidade de estados superficiais desde que se conheça a dopagem do semiconductor e temperatura.

Para se obter esta característica, é necessário medir a capacitância diferencial em baixa frequência em função da tensão de polarização. A vantagem em se usar baixa frequência está na simplificação da instrumentação, pois os erros inerentes nos métodos que utilizam frequências mais altas são eliminados. Além da característica  $CxV$ , é necessário obter a relação entre o potencial de superfície  $\psi_s$  e a tensão de polarização, para se determinar a característica  $d\psi_s/dV_{ox}$  versus  $\psi_s$  e, conseqüentemente  $N_{ss}$ .

O método da capacitância por integração, utiliza frequências

baixas (5 a 60 Hz) de maneira que o período do sinal seja maior que a constante de tempo dos estados superficiais,  $R_s C_s$ .

A capacitância incremental da estrutura MOS é dada por:

$$C(V) = \frac{dQ}{dV} \quad 2.92$$

mas

$$C_{ox} = \frac{dQ}{dV_{ox}} \quad 2.93$$

então

$$\frac{C}{C_{ox}} = \frac{dV_{ox}}{dV} \quad 2.94$$

e de acordo com a equação 2.75

$$dV = dV_{ox} + d\psi_s \quad 2.95$$

assim

$$\frac{d\psi_s}{dV} = 1 - \frac{C}{C_{ox}} \quad 2.96$$

integrando-se 2.96 obtêm-se a variação do potencial de superfície devido a mudança de polarização de  $V_1$  para  $V_2$ :

$$\psi_s(V_2) - \psi_s(V_1) = \int_{V_1}^{V_2} \left(1 - \frac{C}{C_{ox}}\right) dV \quad 2.97$$

$V_1$  corresponde a forte acumulação e  $V_2$  já em forte inversão.

De acordo com 2.97 o potencial de superfície de uma estrutura MOS, pode ser calculado sob qualquer tensão aplicada. A equação 2.97 só é vã-

lida apenas quando os estados superficiais estiverem em equilíbrio durante a medida; isto significa que o sinal CC aplicado deve ser suficientemente lento, de modo que todos os estados superficiais que acompanham a variação de polarização CC, acompanham também, o sinal ca.

Usando-se 2.94 e 2.95 chega-se a:

$$\frac{d\psi_s}{dV_{ox}} = \frac{C_{ox}}{C} - 1 \quad 2.98$$

Os passos necessários para se obter a densidade de estados superficiais, pelo método da integração, são apresentados a seguir:

- a) Medir  $C_{ox}$  numa ponte de capacitância na condição de forte acumulação, ou utilizando-se do ajuste de "offset" de um amplificador lock-in.
- b) Obter a característica  $C \times V$  (capacitância diferencial em função da tensão de polarização em baixa frequência) (5 a 50Hz).
- c) Obter a característica  $\psi_s$  versus  $V$  utilizando-se amplificador lock-in no modo integração, conforme informação dada pela relação 2.97.
- d) Com os gráficos obtidos de b e c obter a característica  $d\psi_s/dV_{ox}$  versus  $\psi_s$  conforme relação 2.98.
- e) Comparar o resultado obtido em d com a equação 2.90.

Para se calcular  $dQ_D(\psi_s)/d\psi_s$  e a localização energética dos estados superficiais é necessário calcular o valor absoluto do potencial de superfície, pois o obtido em c tem uma constante aditiva por causa da integração de 2.97<sup>(49,52)</sup>. Detalhes para obtenção do potencial de superfície estão descritos na referência (48).

## 2.6.4.3 - INSTRUMENTAÇÃO

O diagrama mostrado na figura 2.70 é um circuito básico de instrumentação que permite obter a característica  $CxV$  e  $\psi_s \times V$  de uma estrutura MOS, pelo método da integração.

Inicialmente o amplificador "lock-in" é colocado em condições de medir  $CxV$ , no modo referência e em seguida, no modo integração caso o "lock-in" em uso possua integrador.

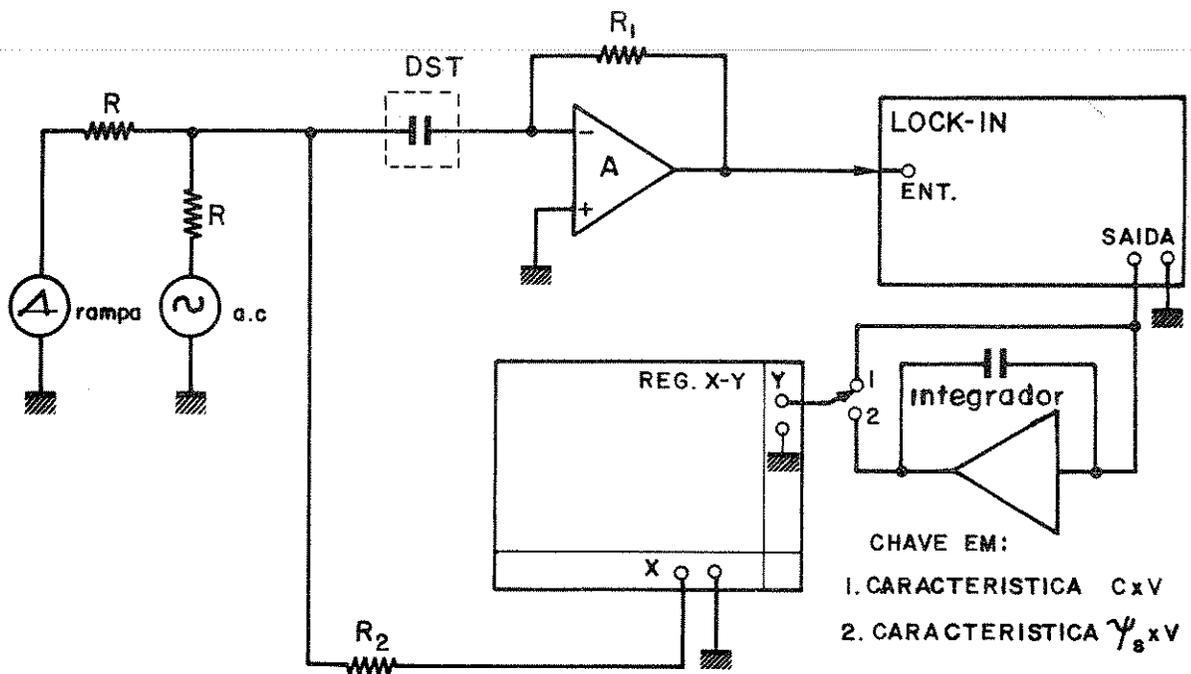


Fig. 2.70 - Circuito básico de instrumentação para medida de  $CxV$  em baixa frequência e  $\psi_s \times V$ , método da capacitância por integração.

O amplificador A é um conversor corrente-tensão de ganho elevado e, dependendo do modelo utilizado, pode estar incorporado ao amplificador lock-in. O integrador é utilizado no caso de se usar lock-in que não tenha esse recurso. Essas medidas devem ser efetuadas com cabos coaxiais e a amostra deve estar blindada.

#### 2.6.4.4 - MÉTODO DE CAPACITÂNCIA - TEMPERATURA (50)

Este método baseia-se na determinação da mudança de potencial e, conseqüentemente, na mudança da carga superficial, que se requer para manter a condição de banda plana, quando se varia a posição do nível de Fermi no silício, ao se variar a temperatura da estrutura MOS de 80 para 300K.

A característica  $CxV$  é obtida em 150 kHz. Essa frequência é suficientemente alta para assegurar que toda capacitância ac medida, é totalmente devida a portadores livres.

Ao se variar a temperatura de uma estrutura MOS de  $T_1$  para  $T_2 \ll T_1$  a característica  $CxV$  varia ao se decrescer a temperatura, como mostra a figura 2.71.

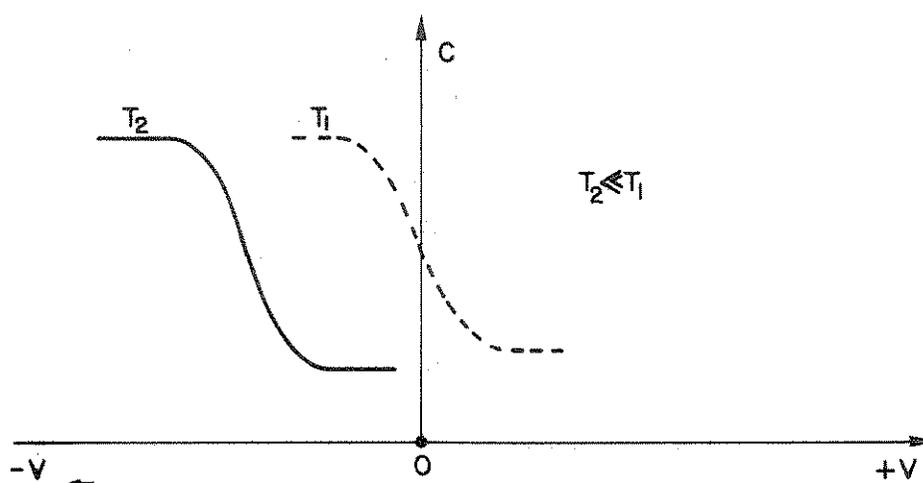


Fig. 2.71 - Característica  $CxV$  em função da temperatura para semicondutor tipo P.

O procedimento experimental consiste em variar a temperatura da amostra, mantendo a condição de banda plana, observando as mudanças na capacitância e ajustando continuamente a polarização.

Anotar a tensão de banda plana em função da temperatura, converter estes dados em carga superficial,  $Q_{ss}$  versus  $\psi_s$  e obter por diferenciação gráfica  $N_{ss}$  que é igual a  $dQ_{ss}/d\psi_s$ . Notar que  $\psi_s = E_F/q$  na condição de banda plana e pode ser calculado para cada temperatura.

A desvantagem deste método, bem como dos dois anteriores, resi-

de no fato de que a informação sobre estados superficiais se restringem a uma pequena parcela da banda proibida.

Para avaliação do comportamento de uma estrutura MOS em condição de não-equilíbrio térmico num tratamento completo é apresentado por BRAUNING e WAGEMANN (51).

#### 2.6.4.5 - MÉTODO DA CONDUTÂNCIA (52)

De acordo com o modelo apresentado na figura 2.68 os estados superficiais podem ser representados tanto por  $C_s$  como por  $R_s$ . Os métodos descritos até aqui utilizavam-se da medida da capacitância. Entretanto, verificações experimentais mostram que a medida da condutância equivalente em paralelo  $G_E$  figura 2.68 dá maior número de informações e em mais detalhes, sobre os estados superficiais.

Basicamente, a dificuldade com os métodos de capacitância é que a capacitância relativa aos estados superficiais  $C_s$ , deve ser extraída da capacitância medida, que consiste da capacitância do óxido, da capacitância da camada de depleção e da capacitância dos estados interfaciais.

Isso não ocorre com a medida da condutância em paralelo, porque esta provém unicamente da perda devida a captura ou emissão de portadores por estados interfaciais ou superficiais, e sendo assim é a maneira mais direta de se medir estes estados.

Nicollian e Goetzberger (52) apresentam o resultado comparativo entre a medida da capacitância e condutância de uma estrutura MOS para duas frequências diferentes. A figura 2.72 apresenta o resultado de tais medidas.

Obtida a característica  $G_E/\omega$  pode-se calcular  $N_{ss}$  em função da posição do nível de Fermi na banda proibida do silício. A referência (52) apresenta detalhadamente o método da condutância. Este método, além de permitir a caracterização dos estados superficiais, permite medir entre outros parâmetros a seção de captura, constante de tempo  $\tau_s$  e  $C_s$ .

Apesar da boa precisão deste método, comparado com os anteriores ele necessita de instrumental de grande precisão, de cuidados extremos com as condições de amostra, e de interpretações muito mais complexas. Assim o emprego deste só é justificado quando do estudo específico das condições

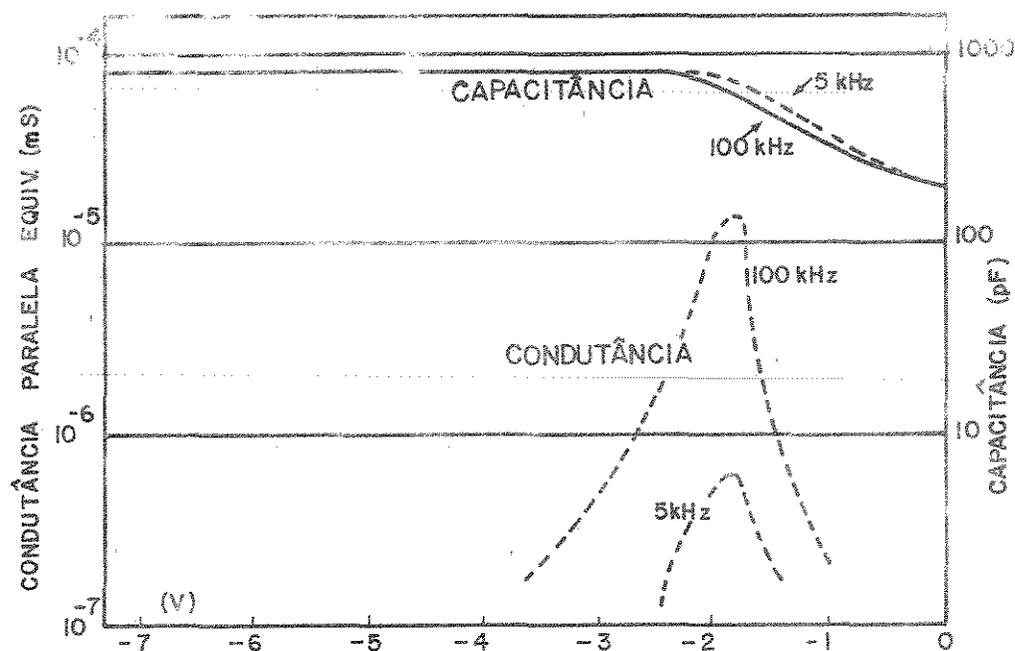


Fig. 2.72 - Medidas da capacitância e condutância paralela equivalente de uma estrutura MOS com semiconductor tipo P (frequências de 5 kHz a 100 kHz).

do óxido, estados interfaciais e propriedades especiais destes.

#### 2.6.4.6 - MÉTODO DA RAMPA LINEAR <sup>(49)</sup>

O modelo utilizado neste método é o modelo de LEHOVEC e SLOBODSKOY <sup>(53)</sup> simplificado para condições quasi-estáticas, ou seja, o dispositivo MOS é testado com uma rampa linear bastante lenta.

A varredura de tensão é feita suficientemente lenta de maneira que a camada de inversão fique sempre em equilíbrio térmico. Mantido o equilíbrio térmico o modelo <sup>(53)</sup> torna-se: <sup>(49)</sup>

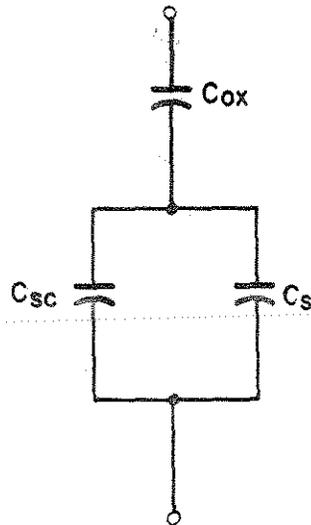


Fig. 2.73 - Modelo simplificado para as condições quasi-estáticas de tensão.

onde  $C_{sc} = C_D + C_i + C_a$ , sendo estas as capacitâncias relativas às regiões de depleção, inversão e acumulação respectivamente. De acordo com a figura 2.73 a capacitância medida será:

$$\frac{1}{C(V)} = \frac{1}{C_{ox}} + \frac{1}{C_{sc} + C_s} \quad 2.99$$

A equação 2.99 fornece a expressão para a densidade de estados superficiais  $N_{ss}(\psi_s)$ :

$$N_{ss}(\psi_s) = \frac{C_s(\psi_s)}{q} = \frac{1}{q} \left[ \frac{C(V)}{1 - \frac{C(V)}{C_{ox}}} - C_{sc}(\psi_s) \right] \quad 2.100$$

essa expressão é equivalente à expressão 2.90.

Os passos para determinação dos estados superficiais pelo método da rampa linear são descritos a seguir:

a) Curvas ideais são obtidas em função da área da estrutura, capacitância do óxido e dopagem. Estas curvas são utilizadas para determinar  $C_{sc}(\psi_s)$ , e para testar a presença de desuniformidades muito acentuadas.

b)  $\bar{E}$  é obtida de  $\psi_s$  versus  $V$  (aplicada) conforme equação 2.97.

c) A curva  $C/C_{ox}$  versus  $\psi_s$  é construída baseada nos resultados experimentais obtidos em b.

d) A densidade de estados superficiais pode ser determinada trabalhando os dados obtidos e de acordo com a expressão 2.100. Isto é equivalente a tomar a diferença entre a capacitância de superfície do semiconductor medida, e a capacitância ideal de superfície, em cada valor de potencial de superfície  $\psi_s$ , para fornecer a densidade de estados superficiais.

#### 2.6.4.7 - INSTRUMENTAÇÃO

O circuito da figura 2.74 permite obter a característica  $C \times V$  quasi-estática utilizando-se de uma rampa de tensão linear lenta.

O amplificador A deve ter entrada FET, sendo que os eletrômetros comerciais são indicados. A tensão  $V(t)$  é aplicada ao circuito e a tensão de saída  $V_0(t)$  é dada por:

$$V_0(t) = -R C(t) \frac{dV(t)}{dt} \quad 2.101$$

pois o capacitor MOS sob teste é parte do diferenciador analógico representado pela figura 2.74.

Se a tensão aplicada for rampa e tiver a forma

$$V(t) = V_1 \frac{+}{-} \alpha t \quad 2.102$$

a tensão  $V_0(t)$  na saída torna-se:

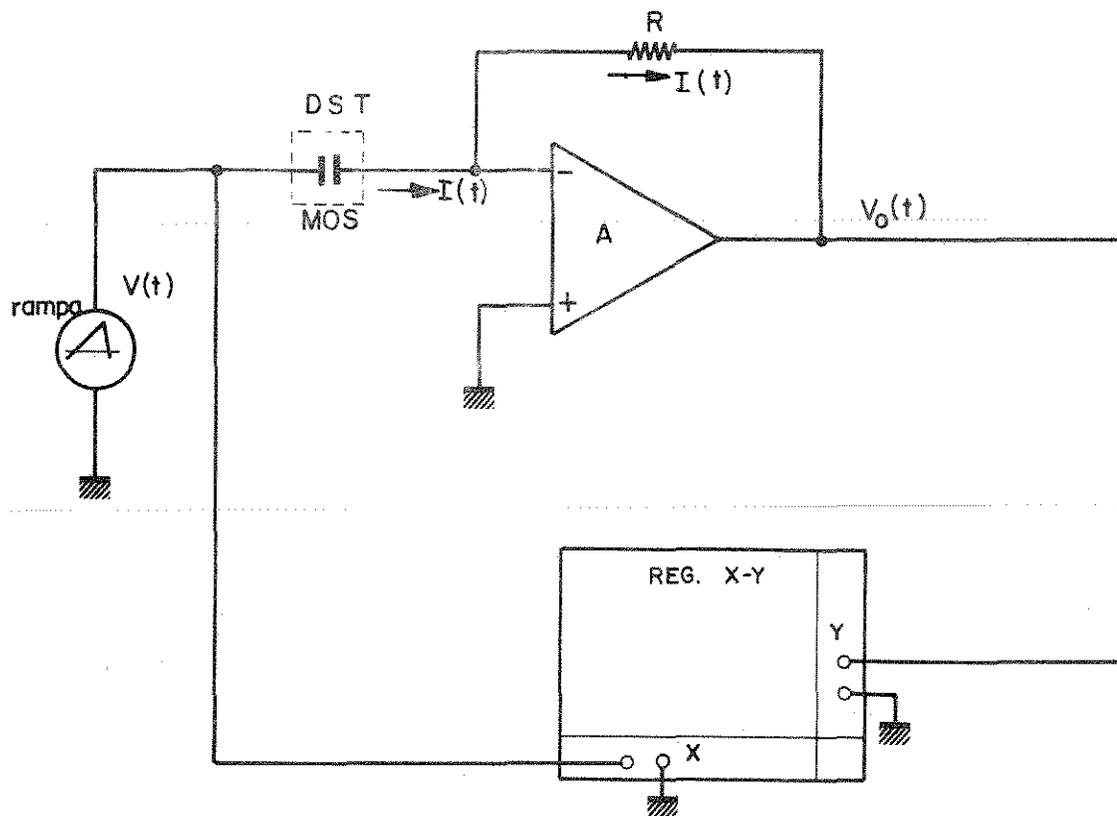


Fig. 2.74 - Circuito básico para o método da rampa linear e medida quasi-estática de  $CxV$ .

$$V_0(t) = \frac{+}{-} \alpha RC(t)$$

2.103

ou seja a tensão de saída é diretamente proporcional a capacitância diferencial da estrutura MOS.

Os valores típicos utilizados são: linearidade da rampa, melhor que 0,5%, varredura da rampa entre 5 a 500 mV/seg. e a corrente de deslocamento resultante ( $I(t)/\text{cm}^2$ ) esta na ordem de 10 nA/cm<sup>2</sup>.

Uma grande vantagem deste método é a possibilidade de se determinar a densidade de estados superficiais, em toda banda proibida, com amostra de um mesmo tipo de semiconductor. Os outros métodos (de capacitância e condutância) descritos até aqui necessitam de duas amostras uma do tipo P e

e outro tipo de  $N_{ss}$  e se determina  $N_{ss}(\psi_s)$  em toda banda. O método da rampa linear, por sua simplicidade e precisão comparável ao método da condutância é o mais indicado na determinação de  $N_{ss}$ .

#### 2.6.4.8 - DETERMINAÇÃO DAS CARGAS MÓVEIS NO ÓXIDO ( $Q_0$ )

A identificação das cargas móveis  $Q_0$  no óxido é feita da seguinte maneira: (54)

Com polarização positiva constante aplicada à porta do capacitor MOS, aquece-se a amostra a uma temperatura entre 150 a 200°C e durante aproximadamente 5 a 10 min. Mantendo-se a polarização faz-se voltar o dispositivo à temperatura ambiente e obtém-se a característica CxV de alta frequência (curva a da figura 2.75).

Repete-se toda a operação descrita no parágrafo anterior utilizando-se agora polarização negativa. Obtém-se então a curva b da figura 2.75.

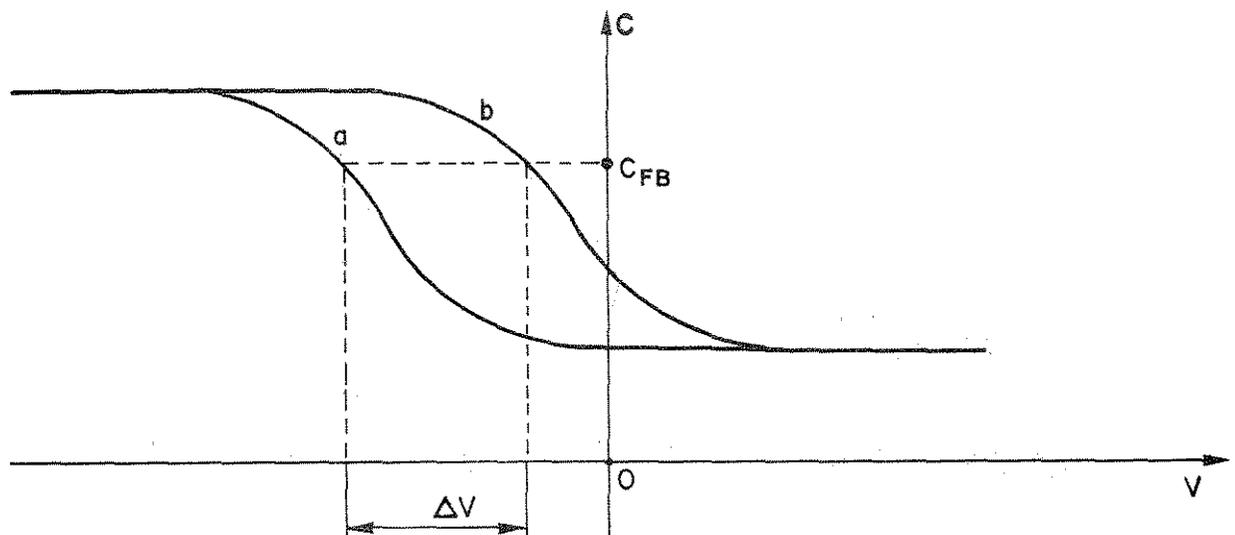


Fig. 2.75 - Característica CxV para obtenção de  $Q_0$  com polarização positiva e após aquecimento a e com polarização negativa após o aquecimento b.

O valor de  $Q_0$  é determinado assumindo-se que a tensão de polarização e a temperatura foram suficientes para deslocar as cargas móveis positivas curva a, e negativas, curva b, para a interface  $\text{SiO}_2/\text{Si}$ . Assim para polarização positiva, curva a, as cargas negativas situadas na interface  $\text{SiO}_2/\text{metal}$  são neutralizadas por cargas positivas no metal e as cargas positivas é que terão influência no potencial de superfície na interface  $\text{SiO}_2/\text{Si}$ . Para a polarização negativa serão as cargas móveis negativas que terão efeito no potencial de superfície na interface  $\text{SiO}_2/\text{Si}$ . Desta forma o efeito de deslocamento da tensão de banda plana pode ser associado ao efeito global de cargas móveis positivas e negativas no óxido. Assim:

$$|Q_0| = C_{\text{ox}} |\Delta V| \quad C/\text{m}^2 \quad 2.104$$

## 2.7 - IDENTIFICAÇÃO DO PERFIL DE DOPAGEM DE UM SEMICONDUTOR ATRAVÉS DA CARACTERÍSTICA $C_xV$

O perfil de dopagem de um semicondutor pode ser obtido utilizando-se junções PN reversamente polarizadas, diodos SCHOTTKY e estruturas MIS<sup>(55,56,57)</sup>. No caso de junções PN uma das regiões é dopada fortemente de maneira que se faça a análise do perfil de dopagem na região menos dopada.

A junção ou dispositivo é polarizado reversamente, são efetuadas medidas envolvendo a capacitância incremental em função da tensão reversa aplicada. Nessas condições pode-se dividir o semicondutor em duas regiões, uma região de depleção e uma região interior com neutralidade de cargas. A figura 2.76 ilustra este perfil.

Na figura 2.76  $n(x)$  é a densidade de portadores majoritários,  $N(x)$  é a densidade líquida de impurezas ionizadas, ou seja  $N(x) = N_D - N_A$ ,  $x$  a medida da distância a partir do início da camada de depleção,  $W$  a largura desta camada e  $A$  a área da seção reta da junção.

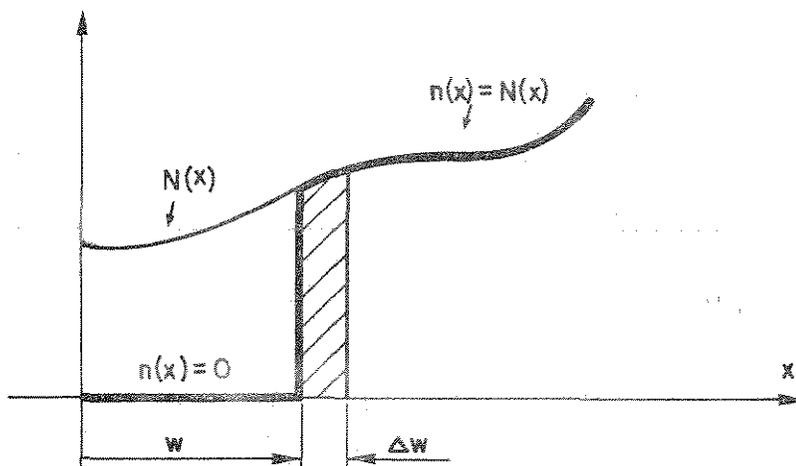


Fig. 2.76 - Distribuição de portadores num semicondutor de uma junção sob polarização reversa.

A cada incremento de tensão  $\Delta V = w\Delta E = qN(w) \cdot w \cdot \Delta w / \epsilon_s$  a capacidade incremental medida vale  $\Delta Q / \Delta V = \epsilon_s A / w$  ou como  $\Delta Q / \Delta V = C$ ,  $w = \epsilon_s A C^{-1}$ . O incremental de  $w$  ou seja  $\Delta w$  corresponde a  $\Delta w = -A \epsilon_s C^{-2} \Delta C$  e substituindo-se este resultado em  $\Delta V$  obtêm-se:

$$\Delta V = -qN(w) \cdot \epsilon_s A C^{-1} A \cdot \epsilon_s C^{-2} \Delta C / \epsilon_s \quad 2.105$$

ou explicitando-se  $N(w)$ :

$$N(w) = - \frac{C^3}{qA^2 \epsilon_s} \cdot \left( \frac{dC}{dV} \right)^{-1} \quad 2.106$$

sendo  $w = \frac{\epsilon_s A}{C}$ .

A característica representada pela equação 2.106 pode ser obtida utilizando-se as facilidades do amplificador lock-in na obtenção da caracte-

terística  $(dC/dV)$  utilizando-se a medida da segunda harmônica ou modo  $2f$ . A corrente proporcional à 2a. harmônica é dada por:

$$I(2f) = \frac{\omega V_{ex}^2}{2} \cdot \frac{dC}{dV} \quad 2.107$$

sendo  $V_{ex}$  a tensão de excitação na frequência  $\omega = 2\pi f$ .

Assim a partir da característica  $C \times V$  e  $(dC/dV) \times V$  obtida com o lock-in no modo  $2f$  é possível determinar o perfil de dopagem conforme mostra a figura 2.77, utilizando-se a equação 2.106.

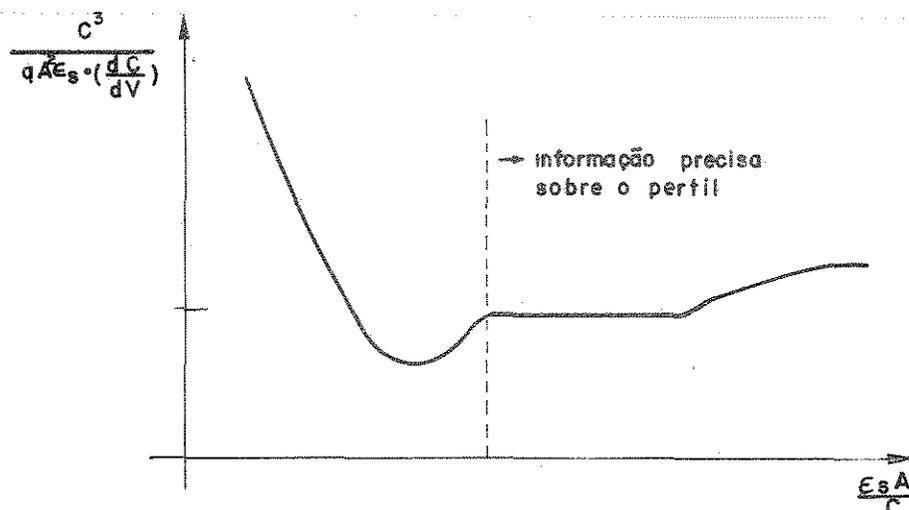


Fig. 2.77 - Perfil de dopagem de um semiconductor obtido através das características  $C \times V$  e  $(dC/dV)$ .

No eixo horizontal  $\epsilon_s A/C$  está associada diretamente à profundidade dentro do semiconductor,  $w$ .

As limitações deste método estão relacionadas com a menor distância da interface do semiconductor a partir da qual o perfil levantado é válido.

O modelo desenvolvido para obtenção da equação 2.106 supõe, por exemplo numa estrutura MIS, a inexistência de estados interfaciais e a aproximação de camada de depleção. É possível determinar o perfil de dopagem mesmo

a pequenas distâncias (200 Å) da interface do semicondutor desde que se aumente a frequência (da ordem de 30 MHz) de maneira que a capacitância  $C_s$  associada aos estados de interface seja praticamente nula.

Na ausência de estados de interface ou equivalentemente usando-se altas frequências outra limitação do método com relação a menor distância da interface do semicondutor a partir da qual é válido, é o comprimento extrínseco de Debye já definido anteriormente pela equação 2.72 pela relação:

$$\lambda = \sqrt{\frac{2kT\epsilon_s}{q^2 N}} \quad 2.108$$

onde  $N$  é a dopagem do semicondutor.

De uma maneira geral pode-se dizer que a mínima distância da interface do semicondutor para validade do perfil, diminui fortemente com a dopagem e depende pouco da temperatura <sup>(57)</sup>; desde que a frequência seja suficientemente alta para não incluir os efeitos dos estados interfaciais.

Capitulo 3

REALIZAÇÕES E RESULTADOS  
EXPERIMENTAIS

### 3.1 - INTRODUÇÃO

Neste capítulo são apresentados os circuitos projetados e construídos para obtenção das principais características elétricas dos dispositivos ou seja:

$$I \times V, \log I \times V, (\partial I / \partial V) \times V, \log(\partial I / \partial V) \times V, C \times V, 1/C^m \times V$$

Estas características podem ter como parâmetros a temperatura e radiação luminosa incidente.

São apresentadas também as características elétricas dos dispositivos típicos em forma de gráficos, obtidas com os instrumentos desenvolvidos.

A adequação ou não de determinadas técnicas para obtenção das características citadas são discutidas no decorrer deste capítulo.

### 3.2 - SISTEMAS $I \times V$ e $(\partial I / \partial V) \times V$

O sistema construído para obtenção das características  $I \times V$  e  $(\partial I / \partial V) \times V$ , seja em função da temperatura ou da radiação luminosa incidente permite o traçado da característica automática ou semi-automaticamente.

O traçado automático utiliza uma varredura de tensão fornecida por um gerador de rampa lenta. Este modo permite uma rápida obtenção da caract

terística gráfica desejada. No modo semi-automático utiliza-se um divisor de tensão resistivo com potenciômetros de muitas voltas acionado manualmente. Neste modo é possível acompanhar mais facilmente variações de outros parâmetros tais como temperatura e radiação luminosa ou resolver detalhes das curvas no entorno de uma tensão determinada.

O diagrama de blocos do sistema completo é mostrado na figura 3.1. Nele estão incluídos todos os instrumentos necessários à obtenção da característica  $I \times V$  e  $(\partial I / \partial V) \times V$ .

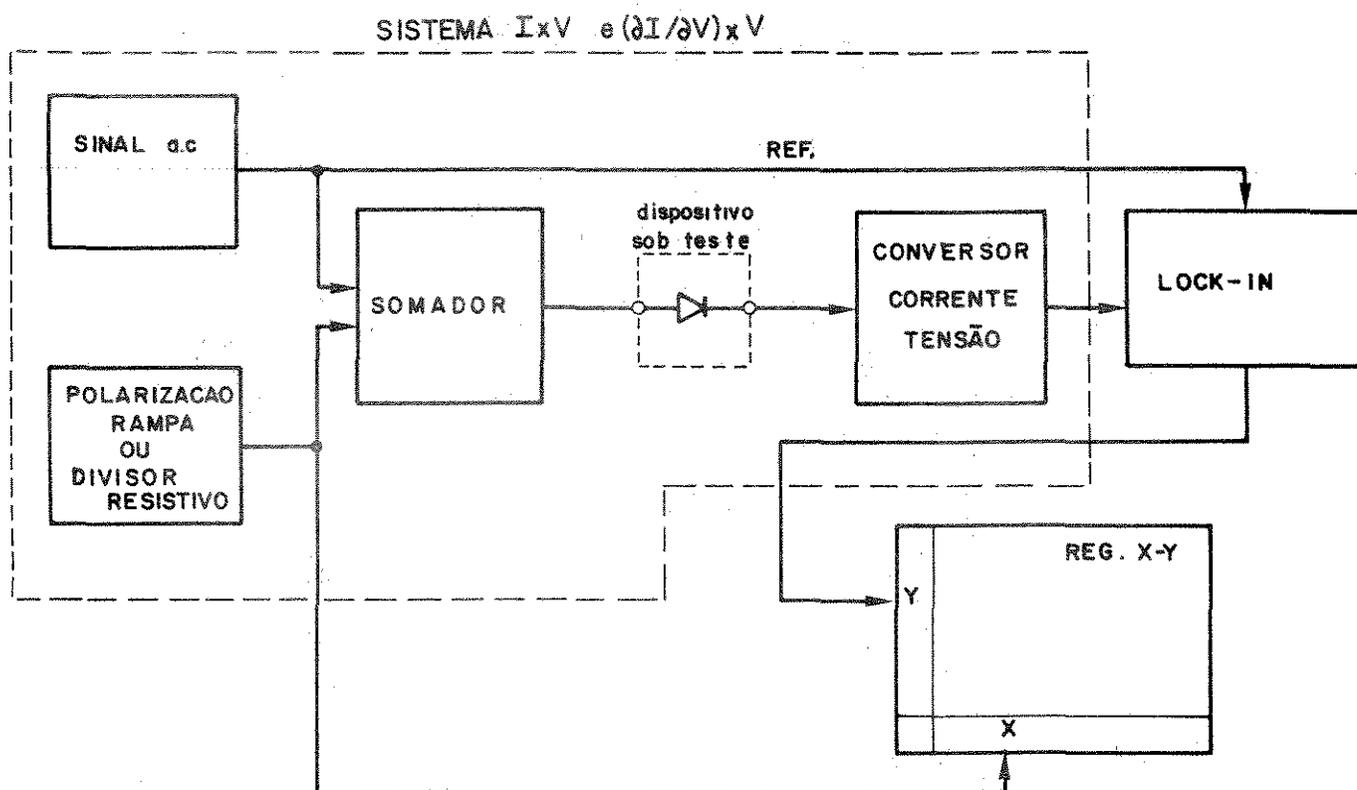


Fig. 3.1 - Sistema  $I \times V$  e  $(\partial I / \partial V) \times V$ .

O somador indicado na figura 3.1 é realizado com amplificador operacional tendo ajuste de tensão residual. Outra configuração alternativa para o somador, que é conectada na configuração inversora, é o seguidor dada as suas características de alta impedância de entrada e condição de não inversor.

A função do estágio somador é adicionar à polarização CC um sinal ac incremental para obtenção da característica  $(\partial I / \partial V) \times V$ . Funciona ainda

como um estágio isolador entre o dispositivo sob teste (DST) e os instrumentos que medem ou utilizam as tensões ac e polarização.

O conversor corrente-tensão é utilizado para amplificação da corrente no dispositivo convertendo-a em tensão para entrada no amplificador "lock-in".

Para traçados automáticos ou semi-automáticos cuja finalidade é obter a característica gráfica geral do dispositivo ou seja sem detalhamento ou muita precisão, em pequenos valores, utiliza-se como conversor corrente-tensão um amplificador operacional com resistores na realimentação variáveis conforme a grandeza da corrente.

Para traçados de grande precisão são utilizados eletrômetros calibrados com entrada FET e saída analógica. Estes eletrômetros permitem a determinação de correntes da ordem de  $10^{-14}$  A.

O amplificador de amarração de fase, "lock-in", é utilizado na obtenção da característica  $(\partial I / \partial V) \times V$  ou seja admitância em função da tensão de polarização. O amplificador lock-in utilizado neste sistema poderá ser o modelo PAR 128A ou 129A ou outro modelo equivalente. No apêndice é apresentada uma descrição completa do amplificador "lock-in".

O circuito da figura 3.2 é o circuito utilizado e construído para obtenção das características  $I \times V$  e  $(\partial I / \partial V) \times V$ .

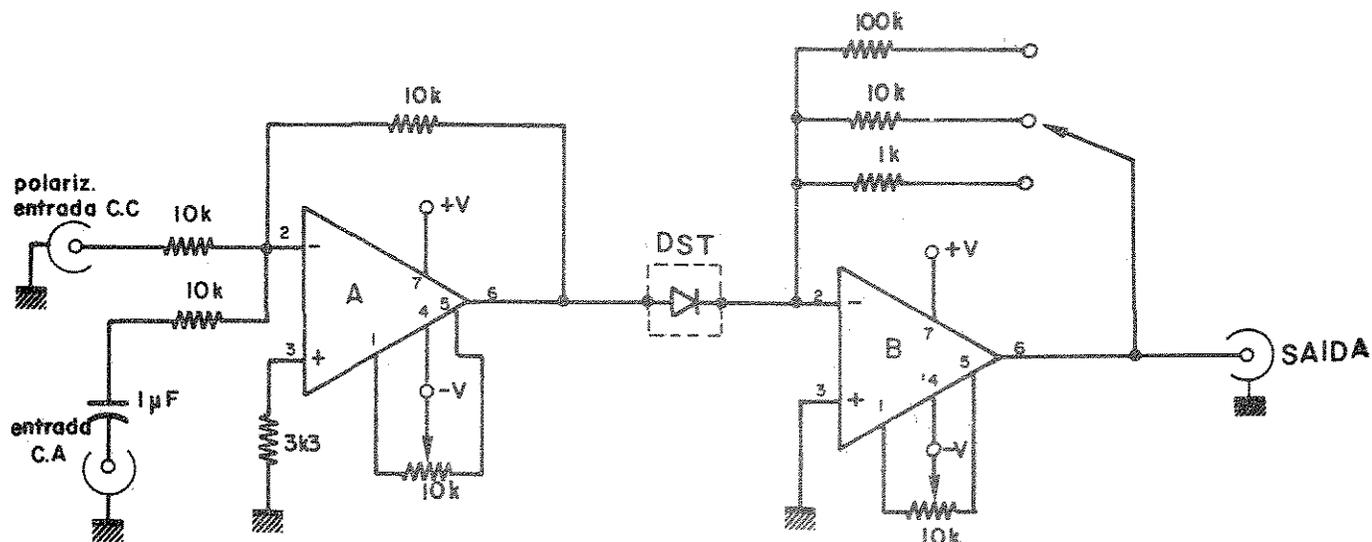


Fig. 3.2 - Circuito para obtenção da característica  $I \times V$  e  $(\partial I / \partial V) \times V$ .



O esquema da figura 3.3 mostra o amplificador logaritmico no modo tensão ou seja o sinal de saída está relacionado com a tensão de entrada como mostra a equação 3.1:

$$V_0 = -2,5 \log \left( \frac{V_{IN}}{10mV} \right) \tag{3.1}$$

No caso de se utilizar no modo corrente o resistor  $R_e$  é retirado e a corrente é injetada diretamente na entrada do circuito. A relação entre corrente de entrada e tensão de saída é dada por 3.2:

$$V_0 = -2,5 \log \left( \frac{I_{IN}}{1\mu A} \right) \tag{3.2}$$

Assim o cruzamento de zero se fará em 10mV no modo tensão ou 1  $\mu A$  no modo corrente.

A resposta ideal deste amplificador é apresentada na figura 3.4 e foi obtida baseando-se apenas nas equações 3.1 e 3.2:

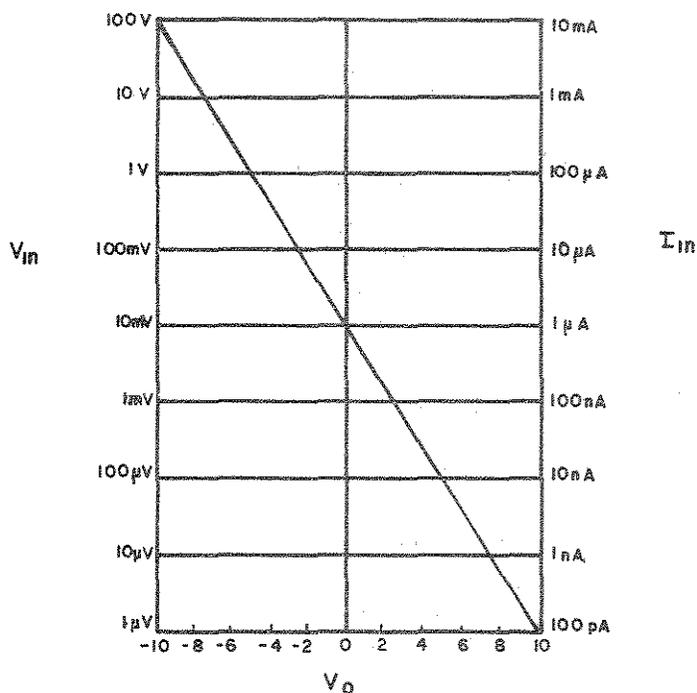


Fig. 3.4 - Resposta ideal do amplificador logaritmico.

A característica real do amplificador logarítmico foi obtida (ver seção 3.5) e calibrada de acordo com um eletrômetro KEITHLEY modelo 610C no modo tensão. Os erros de conformidade logarítmica RTI foram calculados e os resultados estão contidos na seção 3.5.

### 3.2.2 - MEDIDOR DE RESISTÊNCIA SÉRIE

O medidor de resistência série dinâmica descrito na seção 2.4.4.2 foi desenvolvido no laboratório e o circuito final é mostrado na figura 3.5.

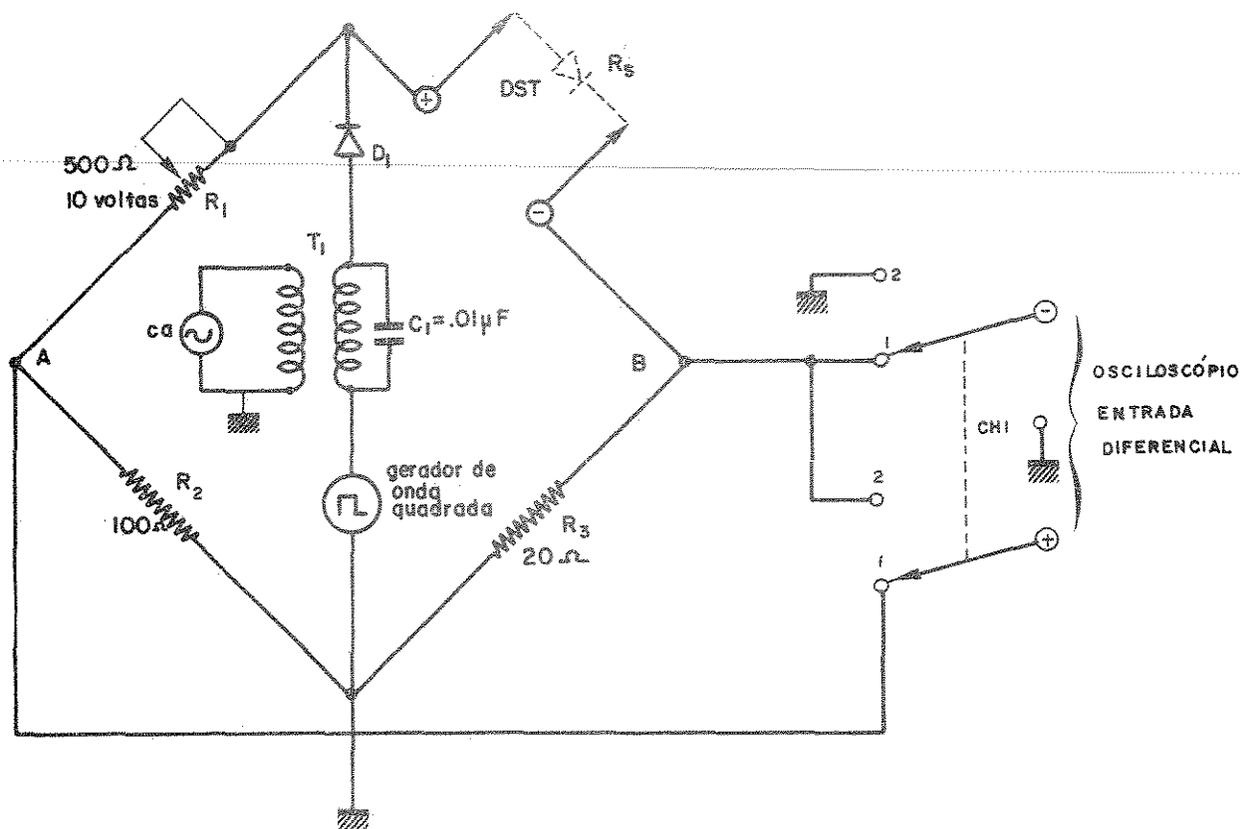


Fig. 3.5 - Ponte para medida da resistência série dinâmica.

O potenciômetro  $R_1$  de 10 voltas e linearidade de  $\pm 0,25\%$  está associado a um mostrador de 3 dígitos que indica o valor da resistência série dinâmica  $r_D$  multiplicada por 10. O equilíbrio da ponte pode ser observado na tela do osciloscópio sendo que este deve estar conectado na configuração dife

rencial e a chave CH1, figura 3.5, deve estar na posição 1.

Para a medida da corrente de polarização a chave CH1 deverá estar na posição 2 e o valor indicado de tensão deve ser dividido por 20 para obter a corrente em ampères. Todos os resistores utilizados são do tipo VISHAY com tolerâncias nominais de  $\pm 0,01\%$ .

O valor indicado pelo mostrador digital, quando a ponte estiver equilibrada, dividido por dez é igual à resistência dinâmica  $r_D$  do dispositivo sob teste.

O máximo valor de resistência que pode ser determinado é  $100\Omega$  e correntes diretas com polarização de até 100 mA.

Algumas medidas foram efetuadas e os resultados estão tabelados a seguir:

	Diodo Silício BY126	Fotocélula subst. P $\rho=1\Omega\text{cm}$ W-10	Fotocélula subst. P $\rho=1\Omega\text{cm}$ W-18
I (mA)	$r_D (\Omega)$		
5	$12,5 \pm 0,2$	$30,6 \pm 0,4$	$88 \pm 1$
10	$6,7 \pm 0,2$	$18,6 \pm 0,4$	$87 \pm 1$
15	$4,5 \pm 0,2$	$14,0 \pm 0,6$	$86 \pm 1$
20	$3,5 \pm 0,2$	$11,9 \pm 0,7$	$85 \pm 1$

O nível de sinal ac ( $f=5\text{kHz}$ ) no primário de  $T_1$  deve ser de 500 a 600 mV sendo que no secundário a tensão ac, sobre a amostra, será de aproximadamente 20 mV. Para se obter o valor de  $R_s$  a partir da tabela, deve-se subtrair de  $r_D$  a parcela correspondente a  $g_j$ .

Com  $g_j = \eta kT/qI$  e  $\eta$  varia com o nível de injeção, a determinação de  $g_j$  torna-se imprecisa; acarretando imprecisão na determinação de  $R_s$ , principalmente para baixos valores de  $r_D$  medidos.

### 3.3 - SISTEMAS CxV

#### 3.3.1 - SISTEMA CxV - MÓDULO MOS/SEGUIDOR

O diagrama em blocos do sistema CxV módulo MOS/seguidor é mostrado na figura 3.6.

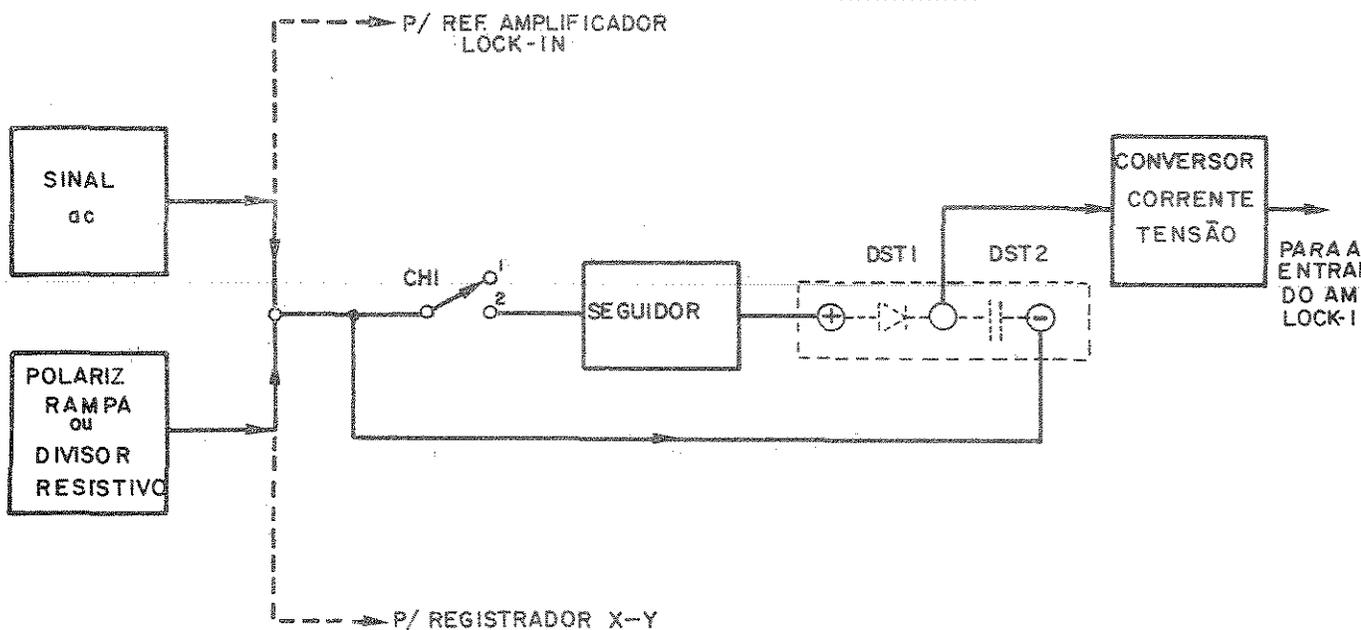


Fig. 3.6 - Diagrama em blocos do sistema CxV módulo MOS/seguidor.

Este módulo auxiliar permite a obtenção da característica CxV de dispositivos MOS ou mesmo de junções PN. Para caracterização de estruturas MOS, devido ao elevado valor da resistência paralela pode-se dispensar o uso do seguidor. Os sinais de polarização e ac são levados diretamente ao DST.2 (MOS) e a chave CHI poderá estar na posição 1. A corrente que passa pela amostra é convertida em tensão e esta é introduzida num amplificador lock-in.

No caso de dispositivos que possuam componente de condutância significativa tais como junções PN e fotocélulas, é necessário prover o sistema de um isolador para que os sinais de polarização e referência possam ser facilmente amostrados e corresponder exatamente aos valores aplicados ao dispositivo sob teste. A isolação é implementada através de um seguidor como mostra a figura 3.6. Os sinais de polarização e ac são aplicados ao seguidor com CHI na posição 2 e a amostra sob teste é DST1. O circuito utilizado para o

sistema CxV módulo MOS/seguidor é mostrado na figura 3.7.

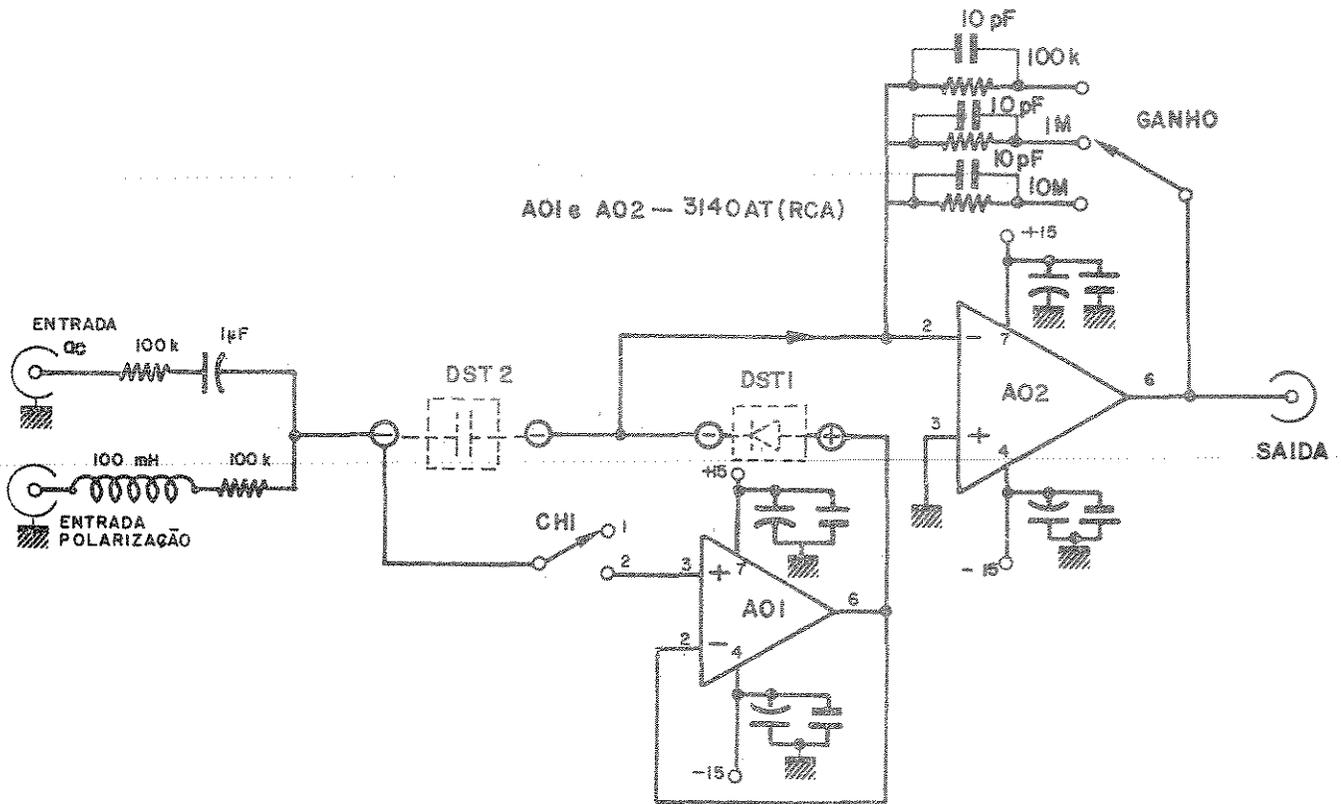


Fig. 3.7 - Circuito do sistema CxV módulo MOS/seguidor.

Os amplificadores operacionais AO1 seguidor e AO2 conversor corrente-tensão, são do tipo 3140AT RCA, com entrada MOSFET. Os capacitores em paralelo com os resistores na malha de realimentação de AO2 foram introduzidos para assegurar estabilidade do circuito.

### 3.3.2 - MÓDULO $1/C^m$

Para obtenção da característica  $1/C^m \times V$  utilizou-se o módulo integrado programável 433J ANALOG DEVICES<sup>(60)</sup>. O diagrama em blocos do módulo é mostrado na figura 3.8.

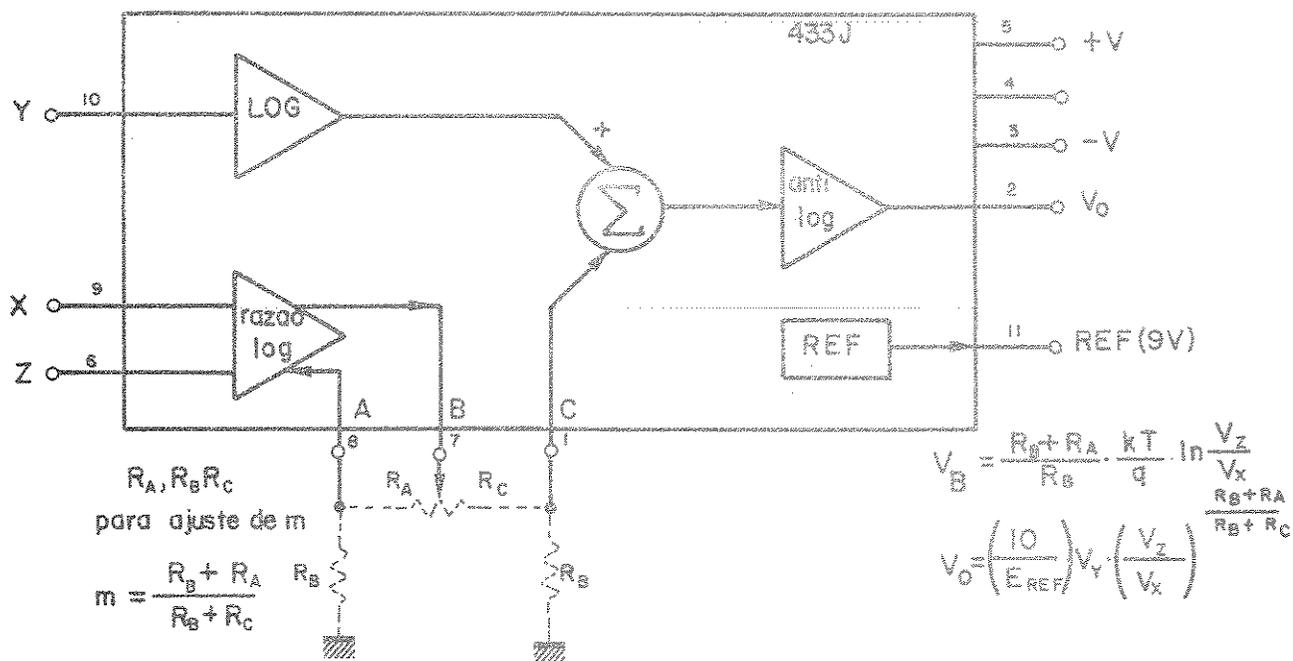


Fig. 3.8 - Diagrama de blocos do módulo programável.

Para ajuste do expoente  $m$ ,  $R_A$  e  $R_C$  consistem de um potenciômetro de 10 voltas e linearidade melhor que 0,1% associado a um dial de 3 dígitos. Sendo  $\alpha$  a fração de voltas do potenciômetro, a relação entre  $\alpha$  e  $m$ , com  $R = R_A + R_C$  e  $R_B = R/4$  é dada por:

$$m = \frac{1 + 4\alpha}{5 - 4\alpha}$$

Os resistores utilizados são do tipo Vishay com tolerância nominal de 0,01% e casados dentro de 0,1%. O potenciômetro é dimensionado de maneira a se obter expoentes variáveis de  $0,2 \leq m \leq 5$ . O valor determinado foi de 500  $\Omega$ . Alguns valores de  $m$  com a indicação do dial estão na tabela a seguir:

Indicação do Dial	m
250	0,5
500	1,0
650	1,5
750	2,0
821*	2,5
875	3,0
917*	3,5
950	4,0

\* valores aproximados

O circuito final utilizado é mostrado na figura 3.9.

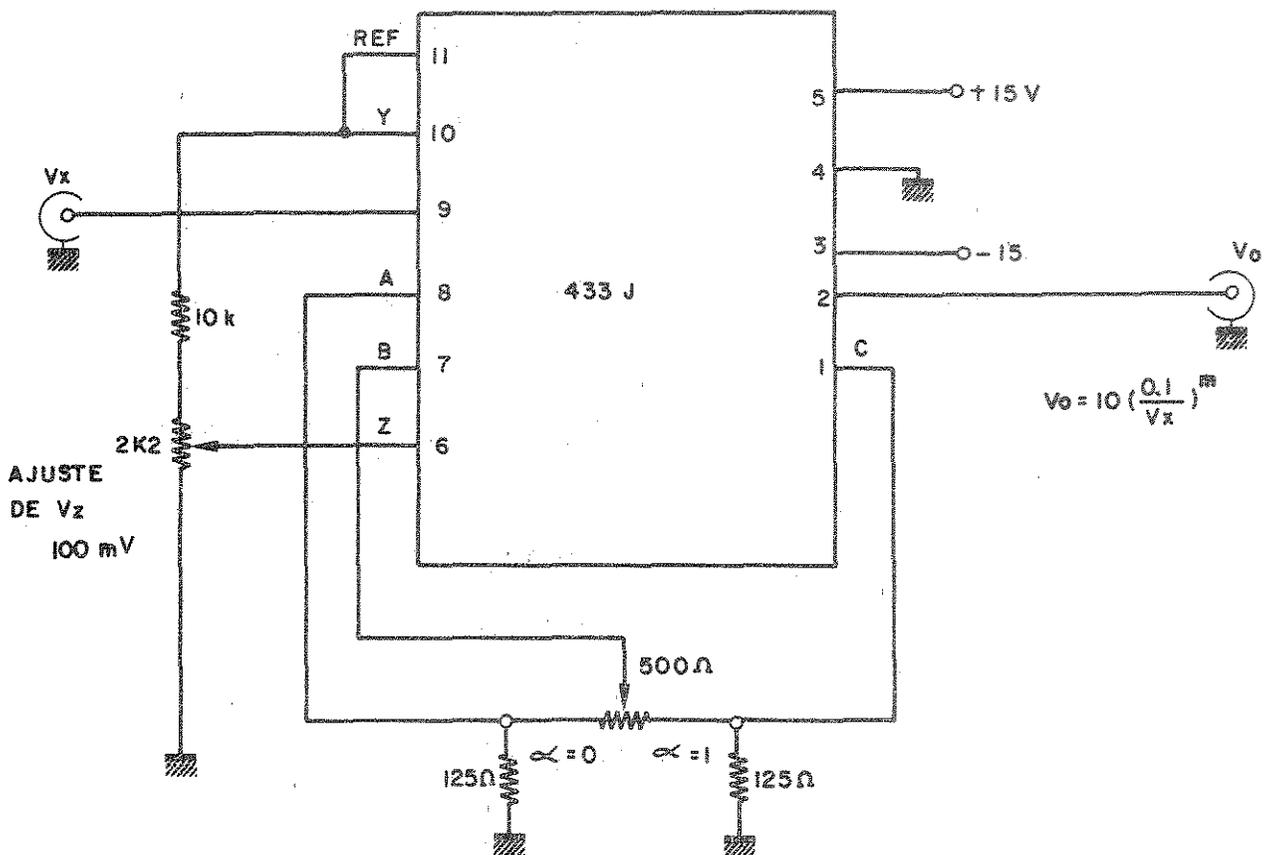


Fig. 3.9 - Diagrama de ligação do módulo  $1/C^m$ .

O potenciômetro de ajuste de  $V_Z$  é colocado na posição de  $V_Z = 100$  mV e deve ser calibrado periodicamente. Notar que  $V_y = E_{REF} = 9V$ .

As curvas de calibração  $V_0 \times V_x$  são apresentadas na seção 3.5.5.

### 3.4 - EQUIPAMENTOS PARA TESTES E MEDIDAS EM FUNÇÃO DA TEMPERATURA

#### 3.4.1 - INTRODUÇÃO

A investigação das características de dispositivos e circuitos integrados semicondutores envolve sempre a variável temperatura como fonte de dados importante para caracterização destes. Através do comportamento do dispositivo com variações de temperatura é possível determinar a densidade de estados superficiais em estruturas MOS<sup>(50)</sup>, a estrutura de subbandas do Germânio<sup>(32)</sup>, efeitos de ruído em transistores bipolares à temperaturas criogênicas e muitas outras características.

Para dispositivos semicondutores a faixa de interesse localiza-se entre 60 K a 420 K (-213°C a 147°C), com algumas incursões à temperatura de 4,2 K (Hélio líquido).

Para temperaturas acima da ambiente e até 147°C o aparato utilizado constitui-se em um recipiente contendo óleo de silicone ou outro óleo que possua alta pressão de vapor e seja isolante, onde o dispositivo é mergulhado. A figura 3.10 apresenta este aparato:

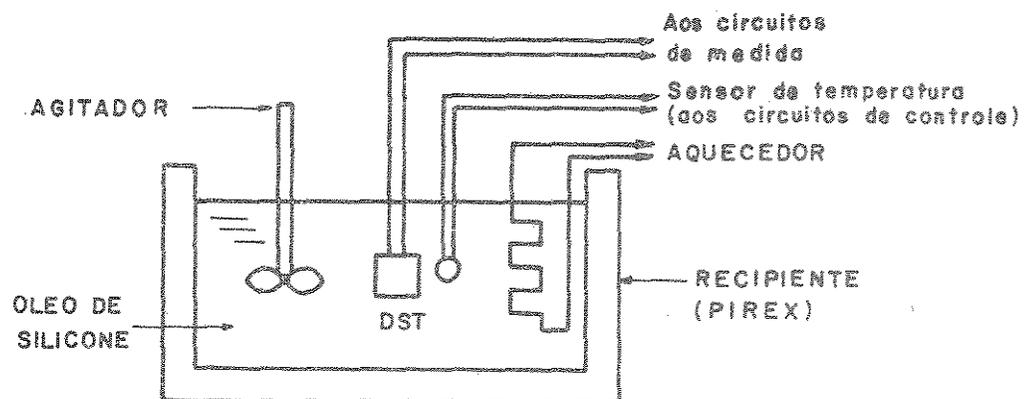


Fig. 3.10 - Aparato utilizado para medição dos parâmetros elétricos de dispositivos semicondutores na faixa de 20°C a 150°C.

Para cada faixa de temperatura deve-se escolher óleo de viscosidade adequada. O óleo no recipiente é agitado constantemente para se evitar gradientes de temperatura no mesmo.

Se a utilização do óleo for inconveniente é possível obter resultados satisfatórios, submetendo a amostra ou dispositivo a um fluxo de  $N_2$  pré-aquecido. Nestas temperaturas o  $N_2$  se presta como atmosfera protetora contra oxidação.

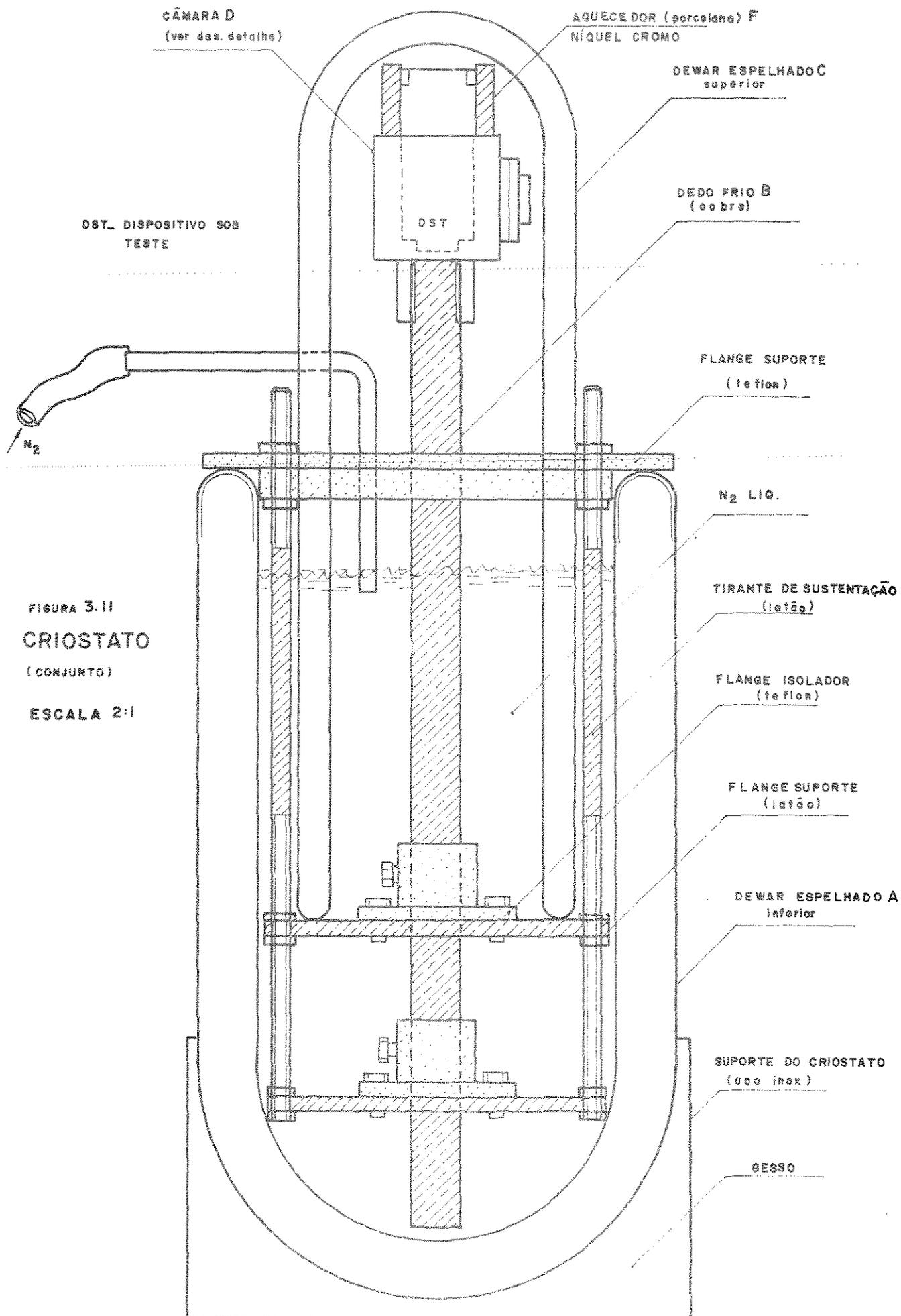
Para temperaturas abaixo de zero e até 77 K, o criostato descrito na seção seguinte foi desenvolvido. O criostato é basicamente um "dedo frio" mergulhado num recipiente que contém  $N_2$  líquido ou outra mistura criogênica, onde se obtém temperaturas controladas numa câmara que contém a amostra ou dispositivo a ser testado.

#### 3.4.2 - O CRIOSTATO

O conjunto do criostato é mostrado na figura 3.11. Consta de um dewar inferior A onde é introduzido um "dedo frio" B de cobre sobre o qual está preso o suporte dos dispositivos.

O "dedo frio" B é suportado por tirantes presos a uma flange que se apoia nas bordas do dewar inferior. Durante os testes o dewar superior C é emborcado sobre o dedo frio B e câmara D de maneira que o sistema torna-se praticamente adiabático.

As entradas de  $N_2$  líquido, cabos e cordoalhas blindadas por onde se acessam os terminais do dispositivo sob teste, são feitas através de orifícios na flange superior.



A câmara D é mostrada em detalhe na figura 3.12.

O dispositivo ou o circuito a ser testado é colocado na câmara suporte D, onde se pode fazer vácuo. Esta é fechada e sobre ela é colocada o aquecedor F que dissipa aproximadamente 160 W. Os terminais do dispositivo ou circuito sob teste são acessíveis por intermédio de uma cordoalha blindada que sai da câmara e, depois de passar pelo líquido criogênico, alcança o flange superior. O contato elétrico do dispositivo dentro da câmara D é obtido através de soquetes especiais isolados com "teflon" e um bom contato térmico da amostra encapsulada com o dedo frio é conseguido por meio de um fixador por pressão, que comprime a amostra contra a massa térmica da câmara.

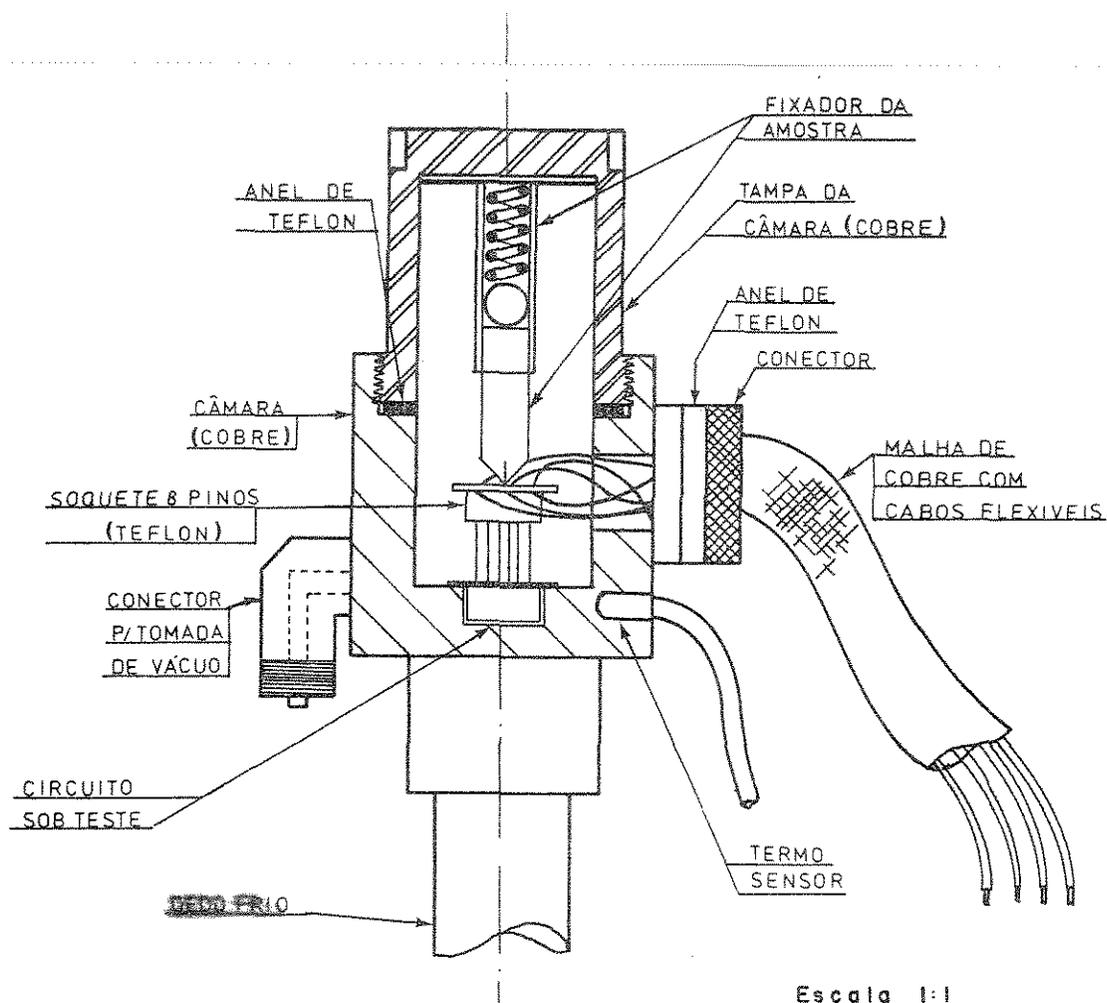


Fig. 3.12 - Detalhe da câmara.

### 3.4.3 - O SISTEMA DE CONTROLE DE TEMPERATURA DO CRIOSTATO

O controlador de temperatura utilizado é o modelo 310 TR (ENGRO) incorporado com ação PID, escolhido por atender os requisitos necessários: escala  $-200^{\circ}\text{C}$  a  $0^{\circ}\text{C}$ , "set-point" mecânico de fácil ajuste.

As principais propriedades deste controle com ação PID são: 1) redução da amplitude das oscilações em torno do valor nominal da temperatura (valor escolhido pelo operador); 2) possibilidade de regulação de período e intensidade de atuação do regulador, em função das características da inércia do sistema de regulação.

O controlador utiliza como elemento sensor um bulbo de platina cuja resistência vale  $100\ \Omega$  a  $20^{\circ}\text{C}$ . O bulbo está acoplado à câmara. A referência do controlador é introduzida pelo "set-point", ajustado manualmente na temperatura desejada.

O diagrama do sistema de controle é mostrado na figura 3.13.

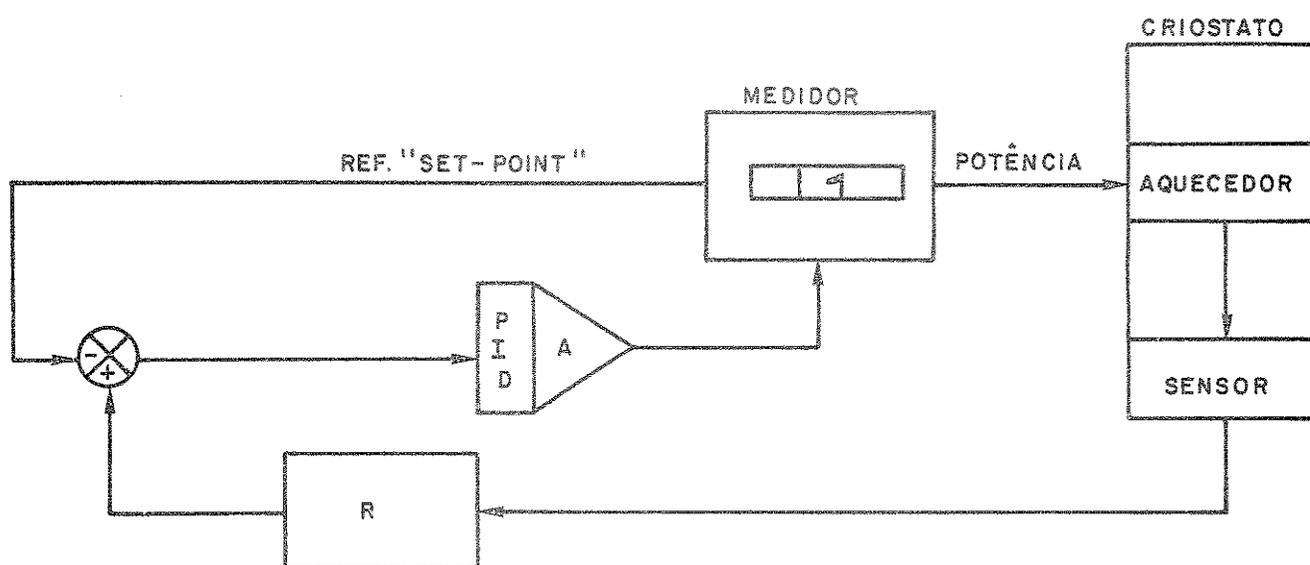


Fig. 3.13 - Diagrama do sistema de controle do criostato (ver desenhos F2-071 e C3-001).

O circuito de controle inclui o controlador de nível de nitrogênio líquido dentro do dewar inferior. Este controle é necessário para manter o nível aproximadamente a meia altura, o que dá resultados satisfatórios como

se verá adiante.

#### 3.4.4 - CARACTERIZAÇÃO E COMPROVAÇÃO DO CONTROLE

Para caracterizar o controle do criostato utilizou-se de um termopar de cromel-alumel em contato térmico com a parte interna da câmara e a temperatura em função do tempo foi registrada. A montagem utilizada nos testes está esquematizada na figura 3.14.

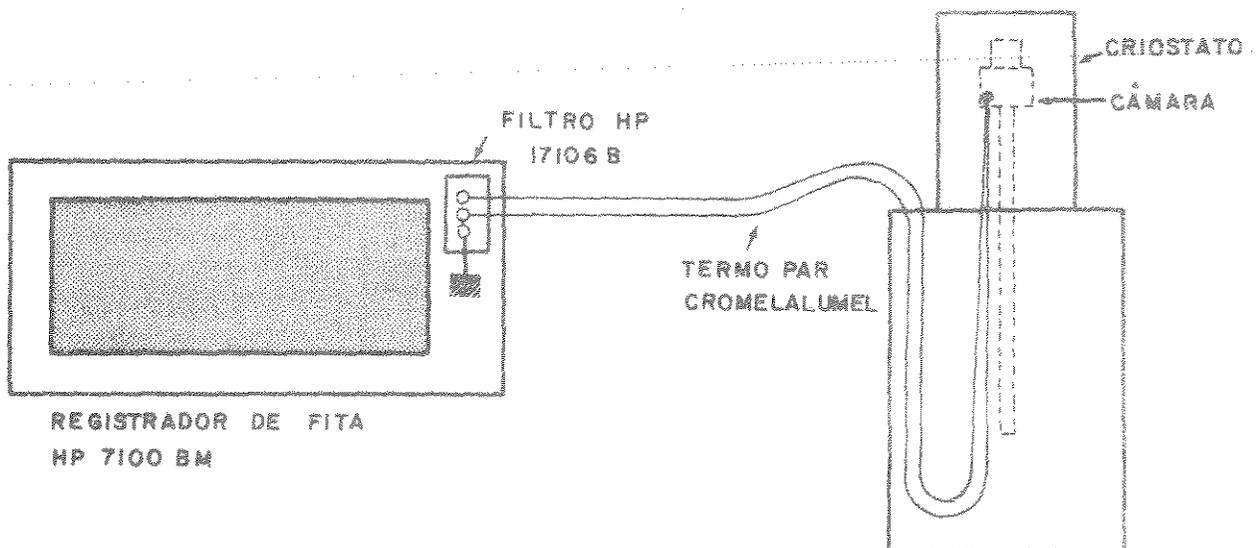


Fig. 3.14 - Montagem para obtenção da característica temperatura x tempo.

A figura 3.15 mostra o resultado obtido ao se variar o set-point desde  $-190^{\circ}\text{C}$  a  $-3^{\circ}\text{C}$  em passo de  $10^{\circ}\text{C}$ . Durante os testes (resumidos na figura 3.14) o preenchimento do nível de  $\text{N}_2$  líquido foi feito manualmente (duas a três vezes).

Com relação ao gráfico da figura 3.15 deve-se observar:

- 1) A escala de temperaturas não é linear devido à característica do termopar. Os valores indicados nesta escala são dados como referência.
- 2) Os pequenos impulsos, notados quando o sistema atinge o equilíbrio (veja gráfico figura 3.15) resultam de pequenos arcos

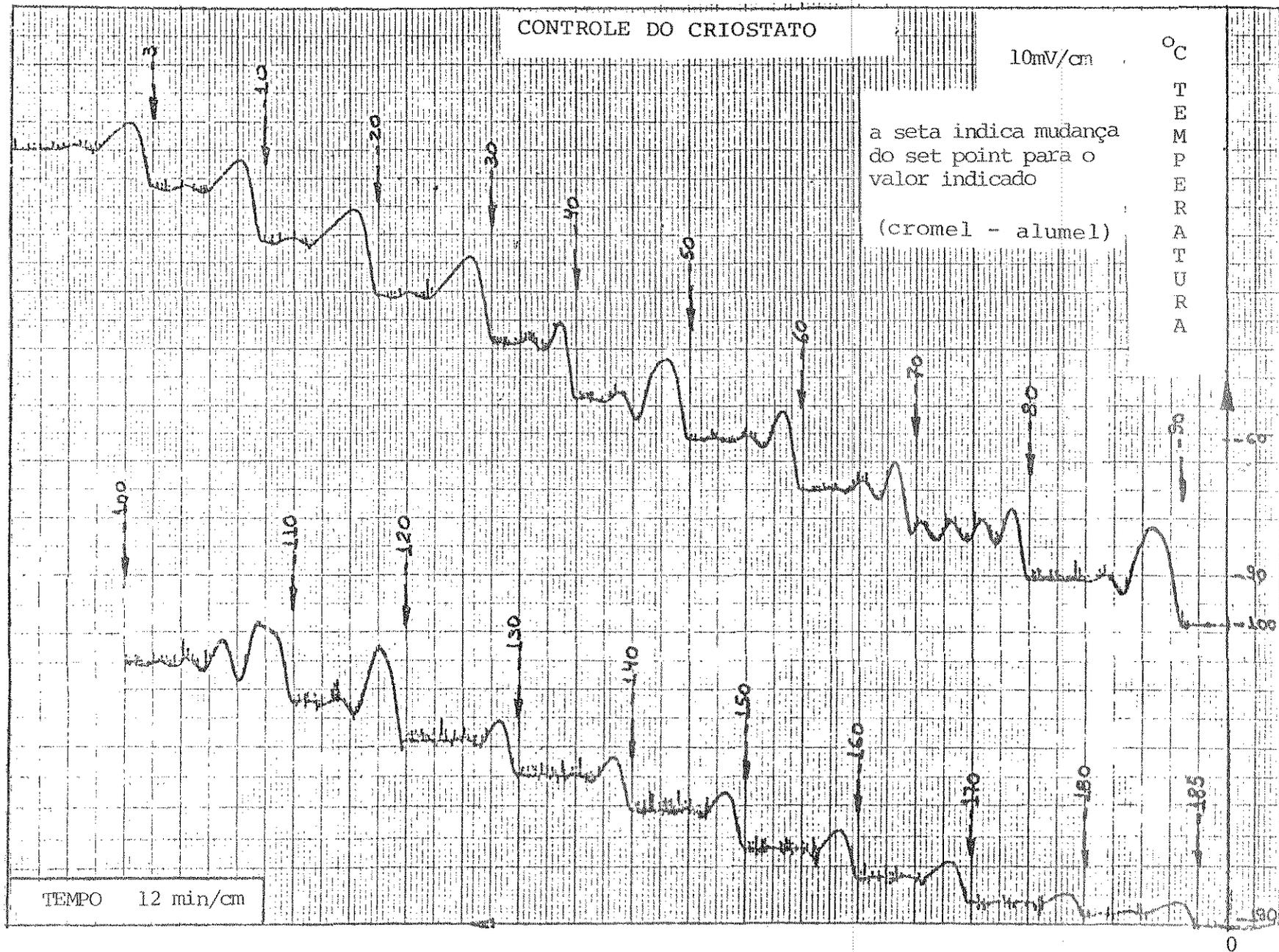


FIG. 3.15 Gráfico Temperatura x Tempo (-190°C à -3°C)

elétricos gerados pelos contatos do relé que energiza o aquecedor.

As figuras 3.16 e 3.17 mostram os gráficos de temperatura x tempo quando o sistema de nitrogênio líquido (controle de nível) foi efetuado automaticamente. Esta alternativa só é recomendada na gama de  $-115^{\circ}\text{C}$  a  $-3^{\circ}\text{C}$ .

Com base nessas curvas as especificações do criostato podem ser resumidas no Quadro I a seguir:

QUADRO I  
ESPECIFICAÇÕES DO CRIOSTATO

Faixa de temperatura	$-190^{\circ}\text{C}$ a $-3^{\circ}\text{C}$
Precisão de temperatura (a)	$\pm 1^{\circ}\text{C}$
Estabilidade de temperatura	melhor que $\pm 1^{\circ}\text{C}$
Tempo necessário para estabilidade de temperatura (b)	de $-190^{\circ}\text{C}$ a $-100^{\circ}\text{C}$ = 8 min.
	de $-100^{\circ}\text{C}$ a $-3^{\circ}\text{C}$ = 12 min.
Potência do aquecedor	160 W
Vácuo na câmara (típico)	$10^{-1}$ torr
Dimensões típicas da amostra (c)	encapsuladas = T0-5
	não encapsuladas = DIA.MAX = 20 mm

- a) Calibração com termômetro digital (FLUKE) utilizado como padrão. Todas as diferenças menores que  $0,5^{\circ}\text{C}$ .
- b) Para intervalos de  $10^{\circ}\text{C}$ . Para intervalos menores os tempos indicados são menores para a câmara mostrada na figura 3.12 construída no LED.
- c) Outras câmaras podem ser construídas e facilmente adaptadas ao dedo-frio.

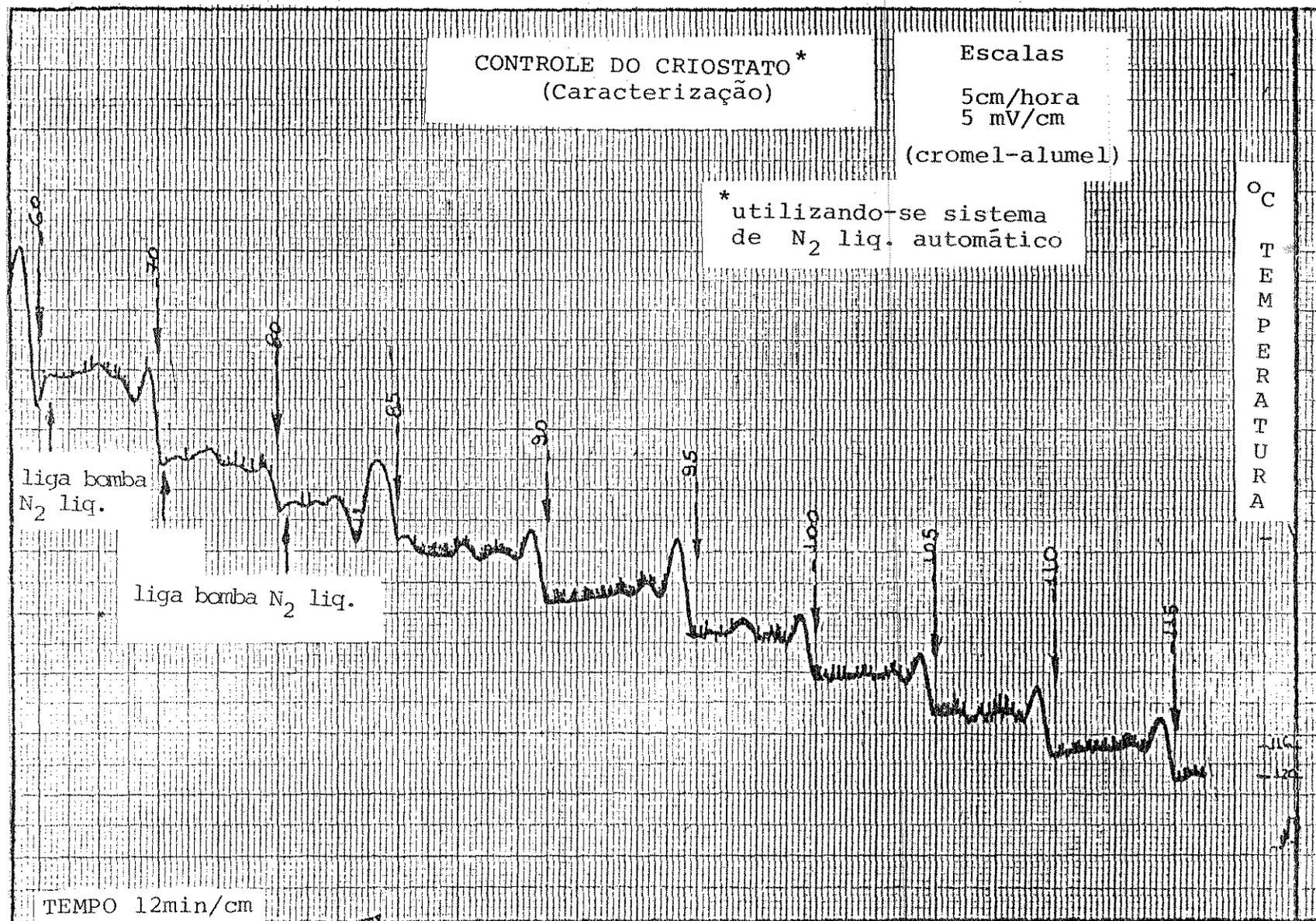


FIG. 3.16 Grafico Temperatura x Tempo (-115°C à -60°C)

CONTROLE DO CRIOSTATO\*  
(Caracterização)

\* Utilizando-se o sistema  
de N<sub>2</sub> liq. automático

Escalas  
5cm/hora  
5 mV/cm  
(cromel - alumel)

TEMPERATURA  
°C

bomba N<sub>2</sub> liq.  
desconectada

desliga  
bomba

liga bomba  
automática.

TEMPO 12 min/cm

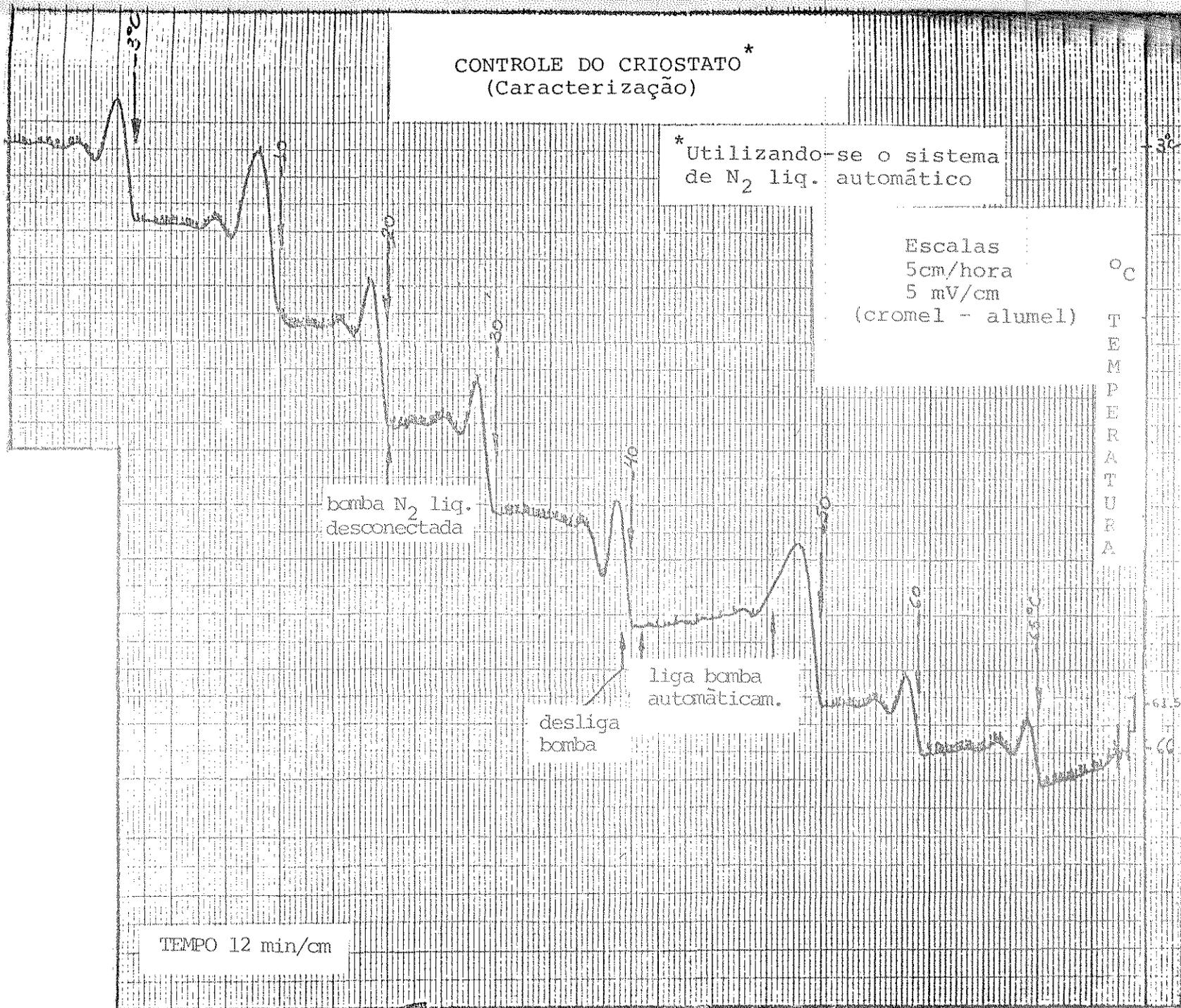


FIG. 3.17 Gráfico Temperatura x Tempo (-65°C à -3°C)

3.4.5 - OPERAÇÃO

Para se operar com o criostato procede-se da maneira descrita nos itens a seguir:

1) Com todos os circuitos de controle desligados retirar do interior do "dewar" inferior (ver desenho F1-002) o conjunto dedo frio câmara.

Nota: Se o bombeamento de  $N_2$  líquido for automático desconsidere o item 1.

2) Colocar a amostra (dispositivo ou circuito integrado) na câmara e identificar os terminais correspondentes nos soquetes e cabos de ligação.

3) Fechar a câmara hermeticamente usando fita de "teflon" na rosca da tampa.

4) Colocar o conjunto dedo-frio câmara dentro do "dewar" inferior.

Nota: se o item 1 foi desconsiderado, desconsiderar item 4.

5) Ligar conector de vácuo à bomba de vácuo.

6) Introduzir  $N_2$  líquido dentro do "dewar" inferior até o nível da flange suporte. A introdução deve ser gradual para que o sistema atinja o equilíbrio térmico.

Nota: Se o bombeamento de  $N_2$  líquido for automático desconsiderar item 6.

7) Introduzir o "dewar" superior no sistema. Verificar a necessidade de introduzir  $N_2$  líquido adicional para completar o nível.

8) Ligar os sensores de nível e de temperatura nos respectivos bornes do painel (ver desenho F3-130). Se o enchimento de  $N_2$  líquido for manual os terminais da bomba não precisam ser conectados.

9) Ligar as chaves do painel (ver desenho F3-130). Se a tempera

tura indicada pelo ponteiro do medidor difere de  $10^{\circ}\text{C}$  do "set-point" manter desconectados os terminais do aquecedor até que esta diferença seja menor ou igual a  $10^{\circ}\text{C}$ . É conveniente iniciar com "set-point" em  $-190^{\circ}\text{C}$ .

10) Ligar terminais do aquecedor. Verificar se as condições do ítem 9 estão satisfeitas.

11) Aguardar aproximadamente 20 minutos até que o ponteiro indique a temperatura assinalada pelo "set-point". Para temperaturas entre  $-190^{\circ}\text{C}$  a  $-170^{\circ}\text{C}$  o nível de  $\text{N}_2$  líquido deve estar próximo ao da flange suporte (figura 3.11).

12) O sistema passará agora a controlar a temperatura dentro da câmara dentro de  $\pm 1^{\circ}\text{C}$ . Iniciar as medidas elétricas na temperatura indicada.

13) Concluído os testes na temperatura, girar o botal do "set-point" para o novo ponto desejado. O intervalo ótimo para mudança do "set-point" é de  $2^{\circ}\text{C}$ . Não mudar o "set-point" num intervalo superior a  $10^{\circ}\text{C}$  antes da estabilização da temperatura.

14) Fazer os novos testes na temperatura indicada. É sempre conveniente começar a experiência a partir de temperaturas mais baixas para as mais altas.

#### 2.4.6 - OBSERVAÇÕES FINAIS

1) O aquecedor é enrolado em forma de bobina sobre a câmara D, e produz um campo magnético que deve ser levado em conta quando forem efetuadas medidas que envolvam campo magnético (medidas Hall).

2) O aquecedor funciona em ambiente úmido próximo à câmara e eventualmente correntes de fuga podem circular pela mesma. O cabo de conexão câmara-malha deve ser convenientemente aterrado no circuito.

3) Mesmo utilizando-se comutação, do aquecedor, em estado sólido (triac), sinais impulsivos são gerados e podem alcançar o instrumental de

medida. Estes sinais impulsivos ocorrem a intervalos razoavelmente regulares entre as ações de liga-desliga do aquecedor. O intervalo de tempo típico de ocorrência desses impulsos é aproximadamente 1 minuto.

É possível então traçar toda uma curva característica neste intervalo aproveitando-se o período em que o aquecedor estiver desligado. Mesmo para medidas que se prolonguem além de 1 minuto, é perfeitamente possível desligar os terminais do aquecedor do painel durante um intervalo de tempo maior que 1 minuto. Dada a grande inércia térmica do sistema a temperatura será mantida neste intervalo, e obtida a característica na temperatura desejada liga-se o aquecedor e passa-se a esperar o equilíbrio do sistema em nova temperatura.

Dessa maneira os inconvenientes citados no item 1 e 2 são eliminados.

4) Os testes de dispositivos e circuitos integrados que não necessitam ser efetuados com variação de temperatura e radiação luminosa, simultaneamente, podem ser feitos utilizando-se a câmara descrita neste relatório. Quando da necessidade de testes com variação de temperatura e radiação luminosa incidente, simultâneas, uma câmara especial deve ser construída. Esta câmara deverá ter janelas transparentes, preferencialmente de quartzo, e o dewar superior deverá possuir também janelas em conjunção com a câmara.

Para temperaturas superiores ao alcance dos instrumentos (maior que  $0^{\circ}\text{C}$ ) é conveniente adotar os procedimentos sugeridos na introdução, seção 3.4.1.

#### 3.4.7 - REFERÊNCIAS

Os desenhos de fabricação do criostato e sistema de controle estão listados a seguir. Os desenhos de montagem e aqueles necessários a operação constam da documentação do LED.

F1-002 - Conjunto e Montagem do Criostato

F2-071 - Sistema do Criostato

F3-129 - Medidor e Controlador de Temperatura

F3-130 - Conjunto do Controle do Criostato

C3-001 - Diagrama de Ligações do Controle do Criostato

### 3.5 - RESULTADOS EXPERIMENTAIS

Foram efetuados calibrações dos instrumentos construídos e medidas com dispositivos semicondutores utilizando-se estes instrumentos e sistemas de medidas.

Os resultados são apresentados em forma de gráficos e comentários relativos à obtenção da característica experimental.

São feitas análises de precisão das medidas e estimativas de erros relativos na determinação de parâmetros elétricos através das características gráficas obtidas.

Convém notar que a ênfase na apresentação dos resultados está no desempenho do instrumento, sistema ou técnica de medida, e não propriamente na avaliação do dispositivo.

#### 3.5.1 - CALIBRAÇÃO - SISTEMA IxV

Para calibração e ajuste de tensão residual do sistema IxV foram utilizados resistores padrões nos terminais do dispositivo sob teste e a característica gráfica foi obtida. O circuito utilizado para o teste está esquematizado na figura 3.18.

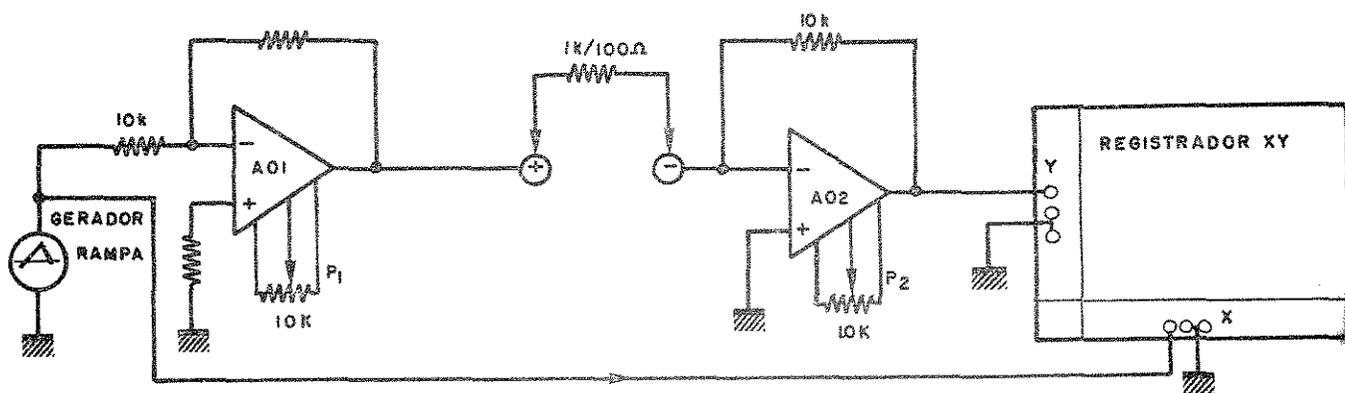


Fig. 3-18 - Calibração do sistema IxV.

Para correção da tensão residual e ajuste do cruzamento de zero procede-se da seguinte forma:

1. Ligar chave de alimentação - não conectar gerador rampa - conectar saída ao eixo Y.
2. Colocar o terminal negativo em terra.
3. Ajustar pena em zero com auxílio de  $P_2$ .
4. Conectar gerador rampa, resistor de  $100 \Omega$  cabo para eixo X e ajustar cruzamento do zero através do ajuste de  $P_1$ .

Nestas operações supõe-se que o registrador XY já tenha sido calibrado.

O resultado gráfico está mostrado na figura 3.19. Para tensão de 50 mV determina-se  $I = 0,493 \text{ mA}$  e uma resistência de  $101,4 \Omega$ . Se for assumido um desvio de  $\pm 0,5$  divisão na leitura de corrente o valor de R fica determinado graficamente com um erro relativo de  $\pm 1,2\%$ . Este valor pode ser tomado como erro típico na utilização do sistema IxV dado que as especificações do registrador XY são de  $\pm 0,2\%$  de precisão e  $\pm 0,1\%$  de linearidade.

A resolução do sistema depende basicamente do tipo de amplificadores operacionais utilizados. Como norma, é conveniente utilizar este sistema para correntes e tensões que estejam uma ordem de grandeza acima das correntes e tensões residuais dos operacionais. No caso de amplificadores operacionais do tipo 741,  $I_{OS}$  (corrente residual de entrada) é da ordem de 20 nA e  $V_{OS}$  (tensão residual de entrada) da ordem de 2 mV. Como é possível ajustar e zerar a tensão residual dentro de alguns microvolts a limitação é observada principalmente com relação a  $I_{OS}$ . Assim a menor corrente mensurável situa-se em torno de 200 nA.

Nota-se que na prática ao utilizar-se operacionais de uso geral é conveniente manter como nível mínimo de corrente a ser medido em torno de 1  $\mu\text{A}$ . Este valor é suficiente para medidas em células solares e outros dispositivos de grandes correntes.

A estabilidade com temperatura situa-se em torno de  $50 \mu\text{V}/^\circ\text{C}$ .

Estes valores podem ser alterados introduzindo-se estruturas de compensação, escolhendo-se amplificadores operacionais com especificações mais restritas ou mesmo projetando-se circuitos especiais.

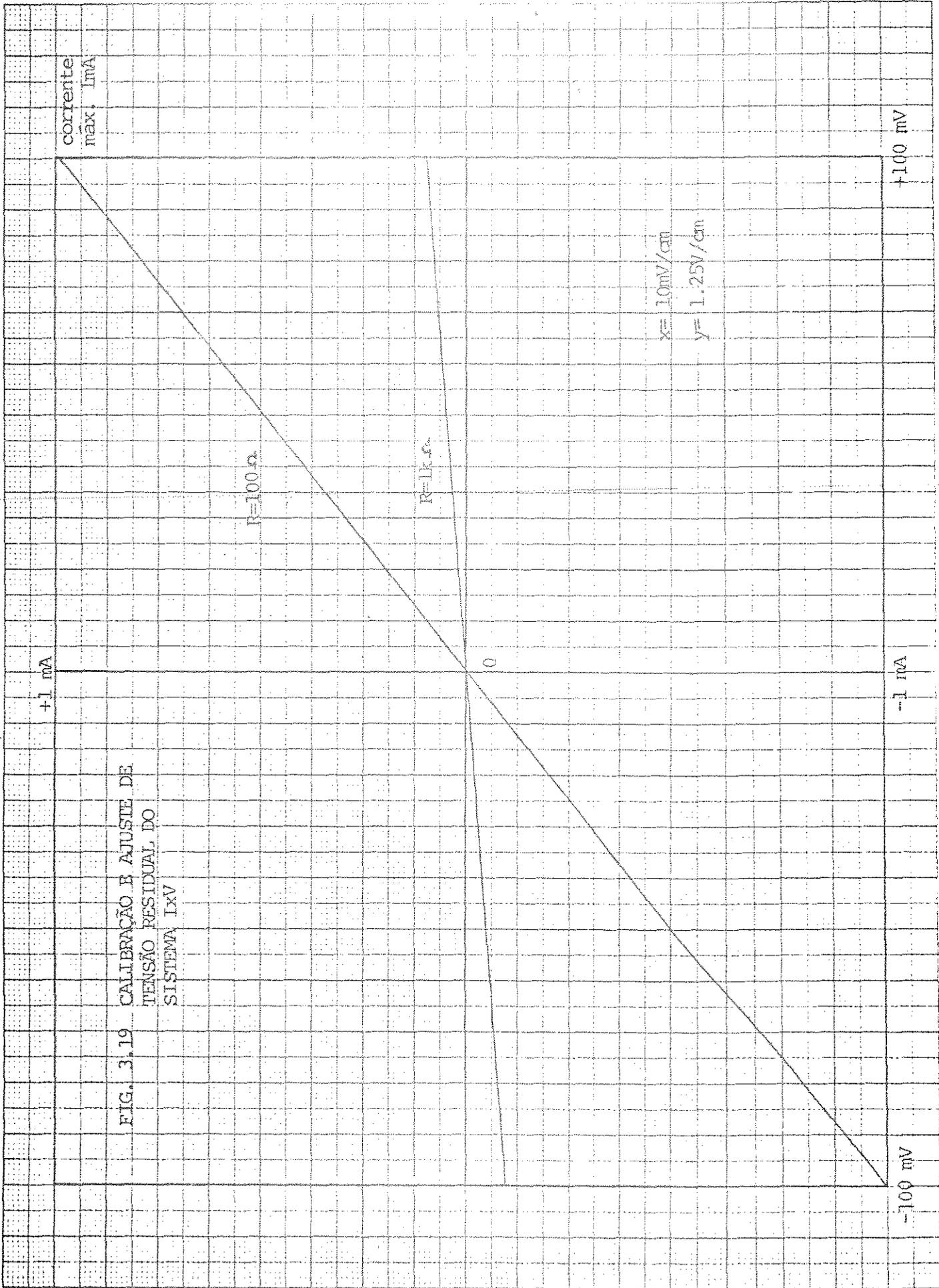


FIG. 3.19 CALIBRAÇÃO E AJUSTE DE TENSÃO RESIDUAL DO SISTEMA IXV

### 3.5.2 - CARACTERÍSTICAS CORRENTE-TENSÃO EM FUNÇÃO DA TEMPERATURA

Foram efetuadas medidas das características corrente tensão em função da temperatura, de um diodo SCHOTTKY. Estas medidas tem a finalidade de mostrar a utilização do criostato e o sistema IxV tendo como conversor corrente-tensão o eletrômetro KEITHLEY mod. 610C.

Estas caracterização IxV foram obtidas com a montagem esquematizada na figura 3.20.

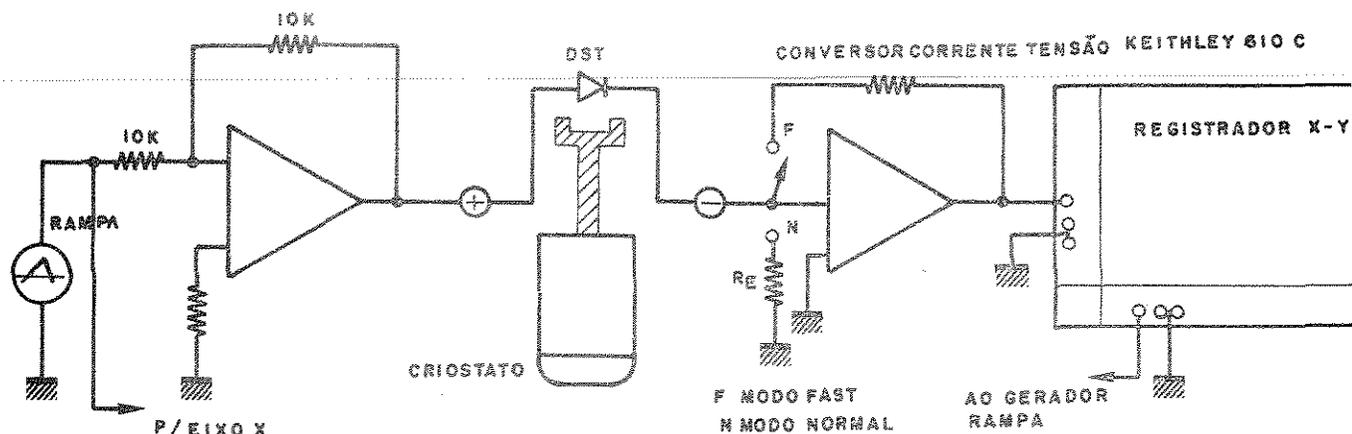


Fig. 3.20 - Esquema utilizado para a obtenção da característica IxV em função da temperatura.

Inicialmente foi obtida a característica IxV do diodo SCHOTTKY (FH1100 FAIRCHILD) à temperatura ambiente,  $T = 23^{\circ}\text{C}$ . Estas características estão mostradas nas figuras 3.21 e 3.22. Nas curvas A e B da figura 3.21 foram feitas correções devido a queda na resistência  $R_E$  do eletrômetro no modo "normal". Estas curvas foram construídas conforme procedimento mostrado no capítulo anterior.

A seguir foram efetuadas medidas em temperaturas abaixo de zero centígrado. As temperaturas escolhidas foram  $-10^{\circ}\text{C}$ ,  $-40^{\circ}\text{C}$ ,  $-80^{\circ}\text{C}$ ,  $-120^{\circ}\text{C}$ ,  $-160^{\circ}\text{C}$  e  $-190^{\circ}\text{C}$  e correspondem às figuras 3.23 a 3.29. Para a temperatura de  $-10^{\circ}\text{C}$  foram obtidas as características IxV direta e reversa (figuras 3.23 e

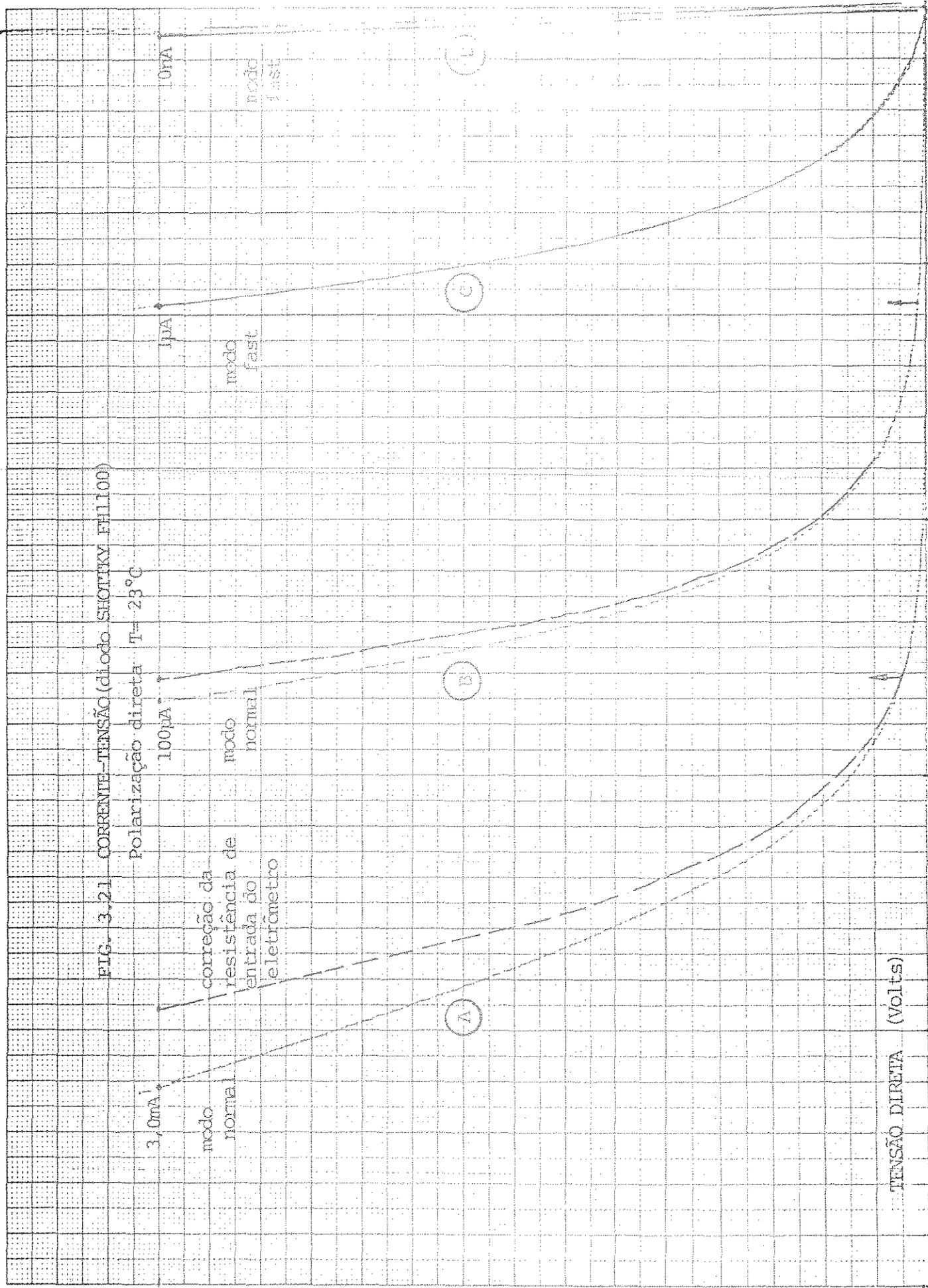
3.24) e para as outras temperaturas foi obtida a característica  $I \times V$  direta.

O erro relativo máximo na determinação da corrente situa-se em torno de  $\pm 2\%$  e é limitado basicamente pela precisão do eletrômetro. A temperatura é determinada dentro de  $\pm 1^\circ\text{C}$ .

Em cada uma das curvas das figuras 3.23 a 3.29 está anotado a configuração do eletrômetro "modo normal" ou "modo fast". No modo normal deve ser feita a correção devido à queda no resistor de entrada. O procedimento pa ra correção está descrito na seção 2.4.1.

FIG. 3.21 CORRENTE-TENSÃO (diodo SHOTTKY FH1100)

Polarização direta T= 23°C



FS

TENSÃO DIRETA (Volts)

3.21

FIG. 3.22 CORRENTE-TENSÃO  
Polarização Reversa  $T=23^{\circ}\text{C}$   
Diodo Schottky FH1100

C) 100nA

D) 1pA

todas medidas efetuadas com  
com eletrômetro no modo fast

30nA

10nA

FS=100nA

FS=1pA

-0,5

-0,4

-0,3

-0,2

-0,1

Tensão Reversa (V)

B

A

C

D

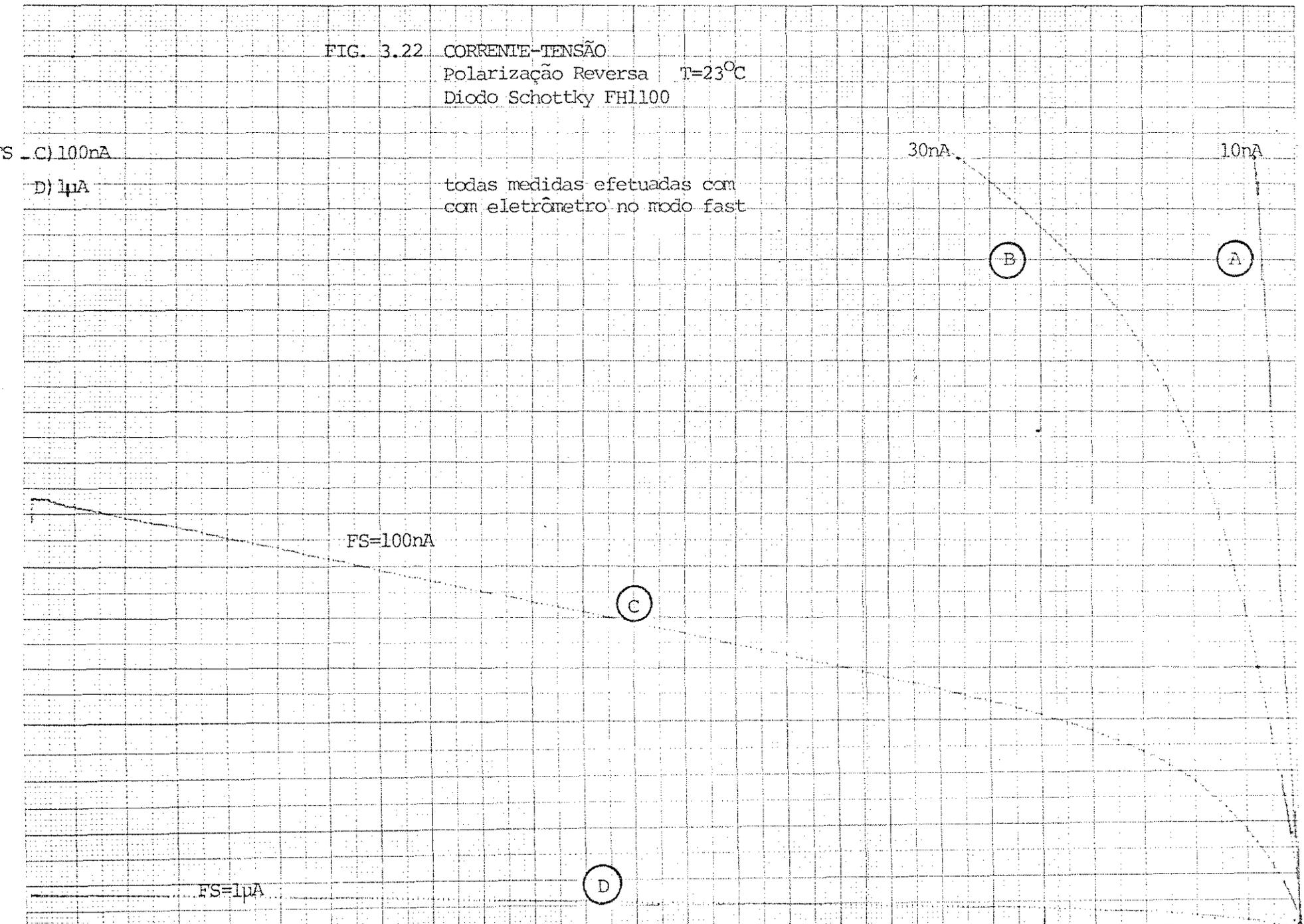


FIG. 3.23 CORRENTE- TENSÃO

Polarização direta:  $T = -10^{\circ}\text{C}$  (263K)

Diodo SCHOTTKY FH1100

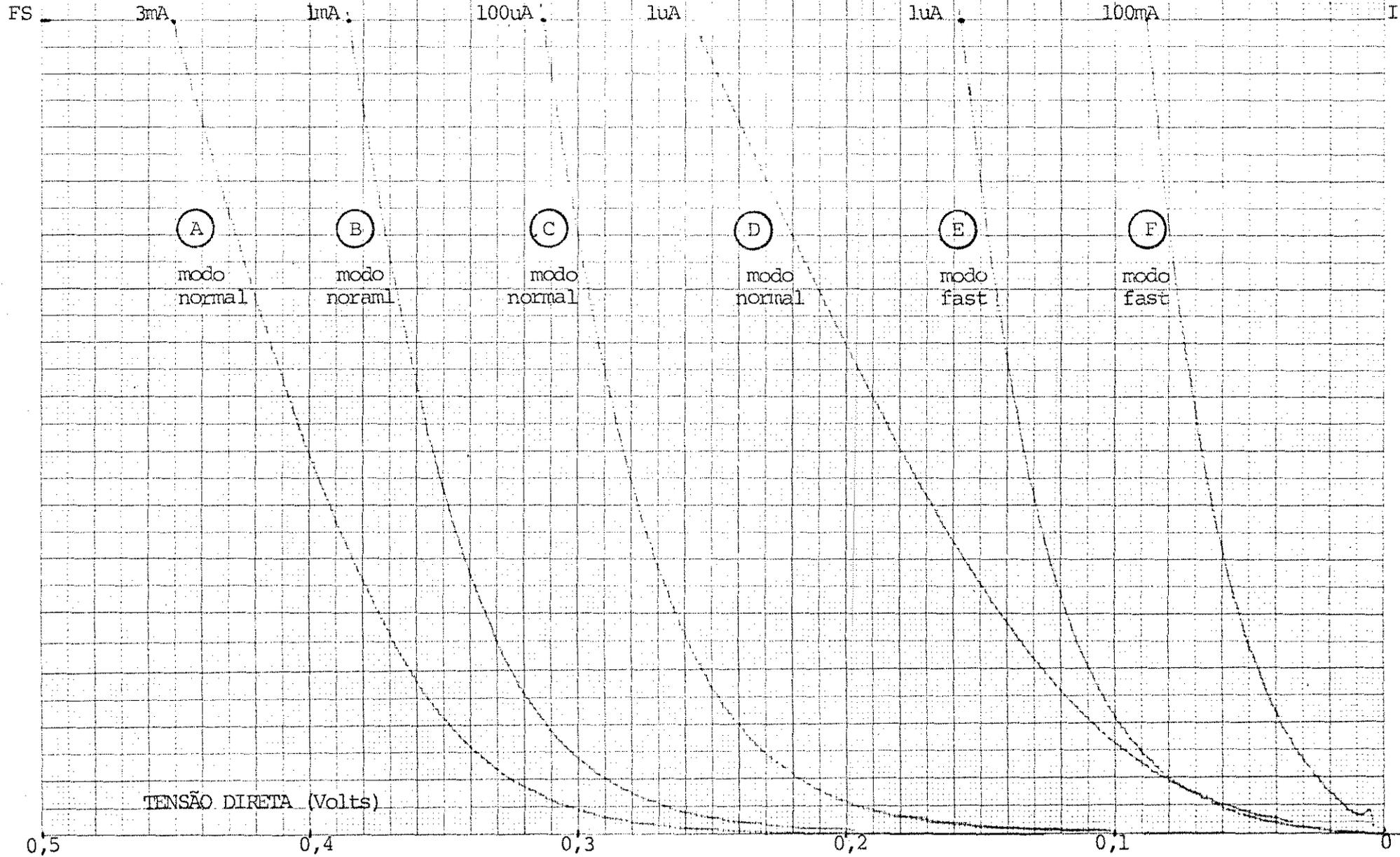


FIG. 3.24 CORRENTE - TENSÃO  
Polarização Reversa T=10°C (263K)  
Diodo SCHOTTKY FH1100

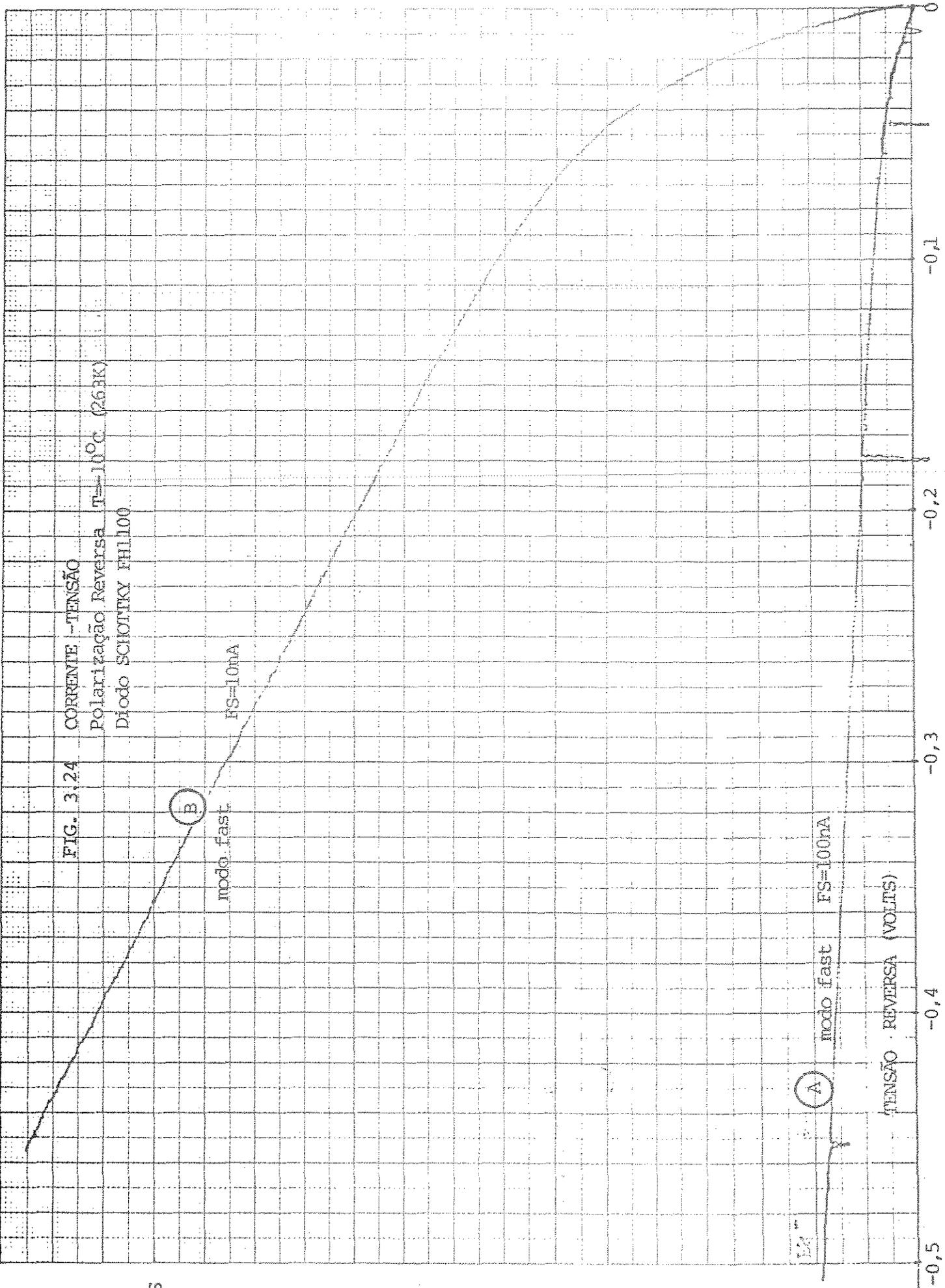
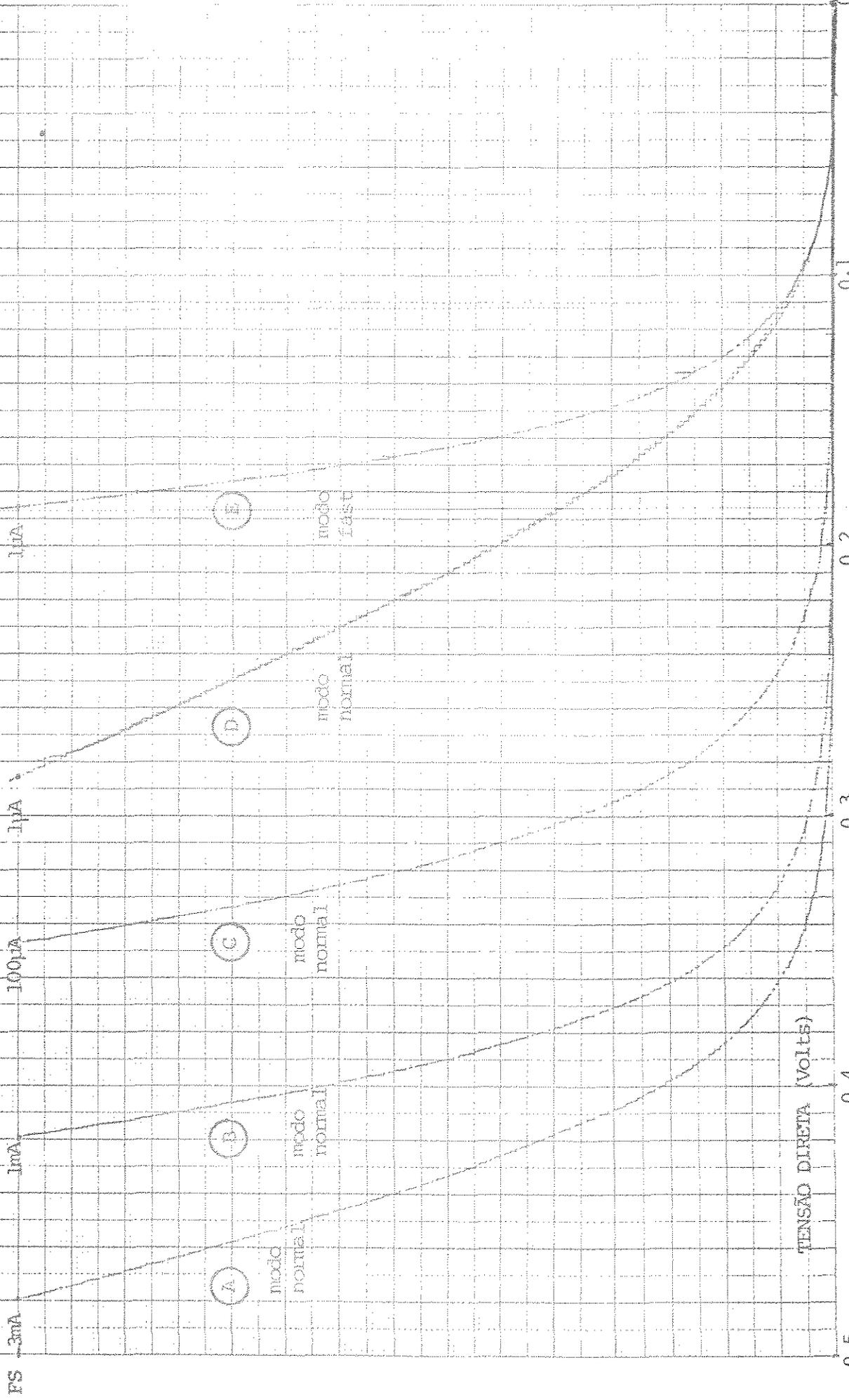


FIG. B.25. CORRENTE-TENSÃO

Polarização direta T = -40°C (233K)

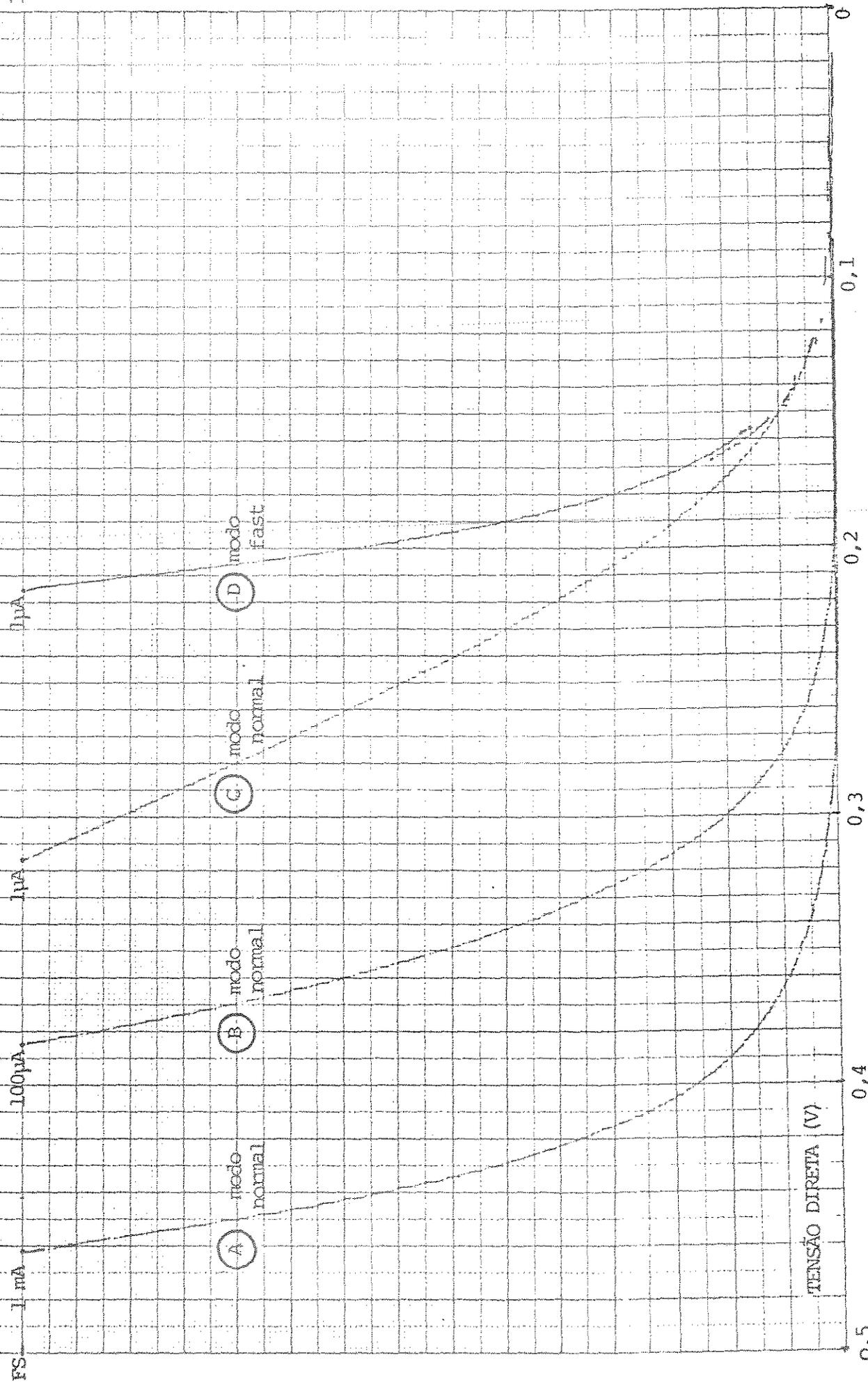
Diodo SCHOTTKY FHL100

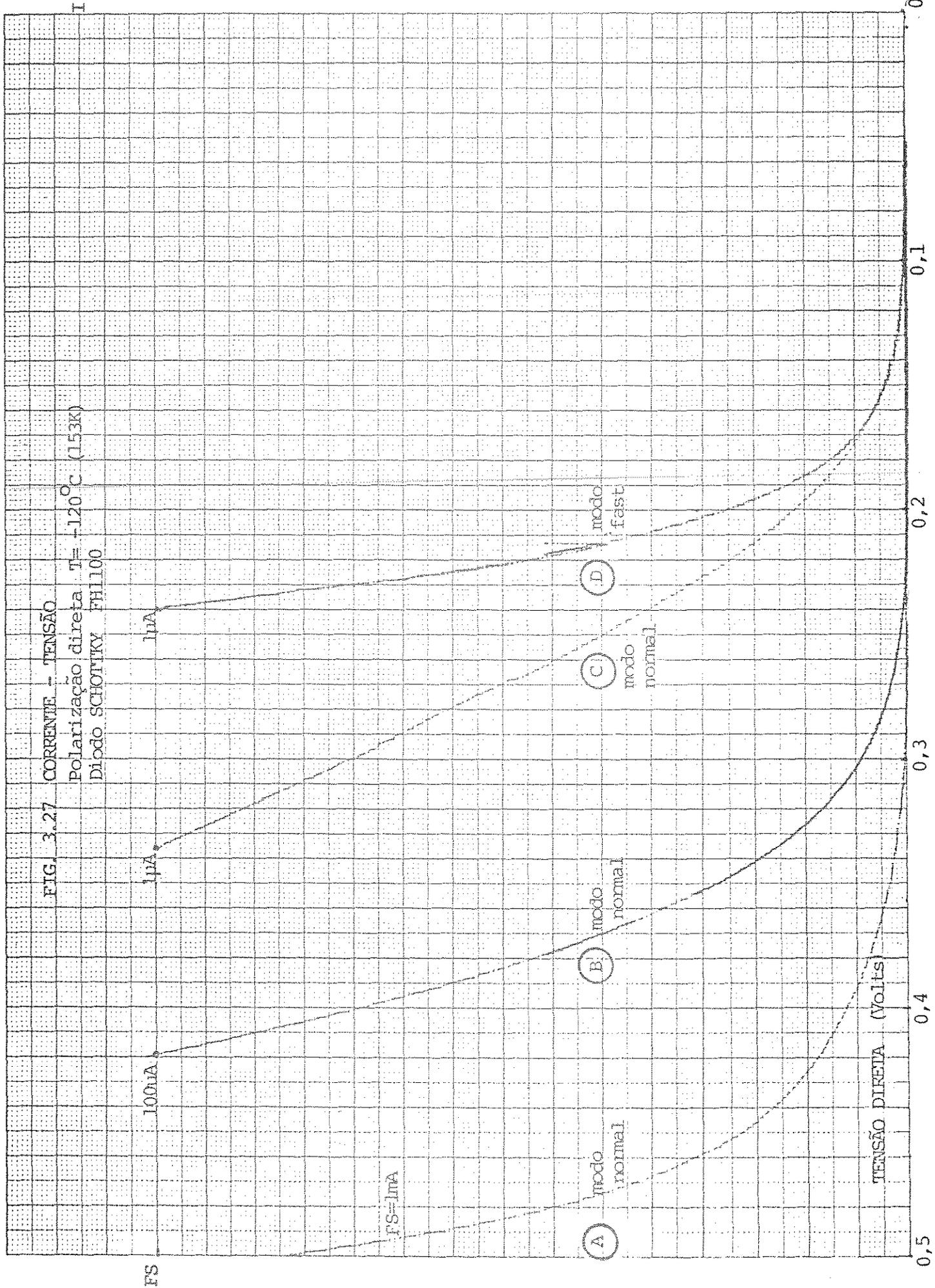


I

FIG.3.26 CORRENTE-TENSÃO

Polarização direta  $T = -80^{\circ}\text{C}$  (193K)  
Diodo SCHOTTKY FH1100





I

FIG. 3.28 CORRENTE - TENSÃO  
Polarização direta  $T = -160^{\circ}\text{C.} (-113. \text{K})$   
Diodo SCHÖTTKY FHL100.

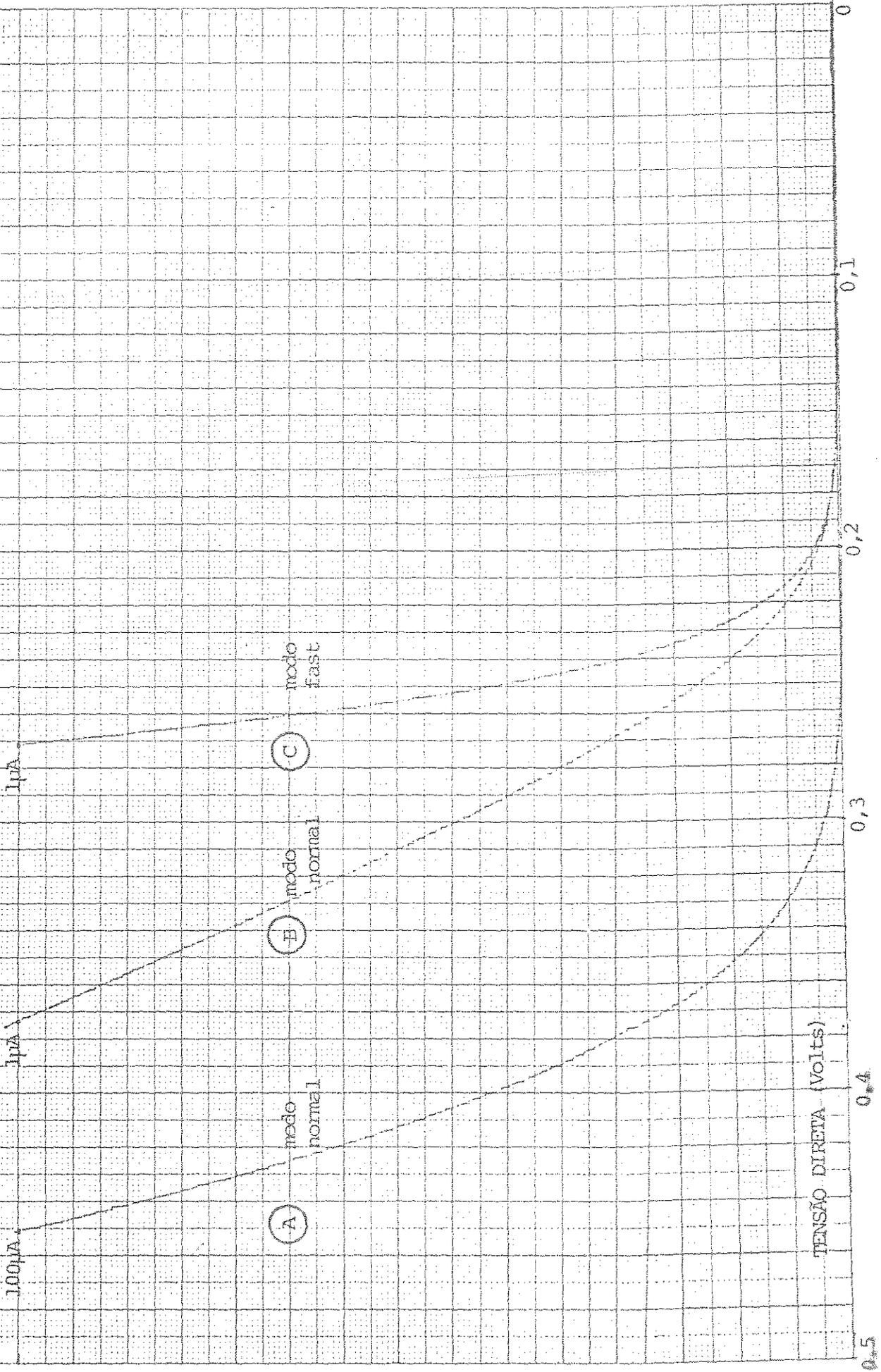
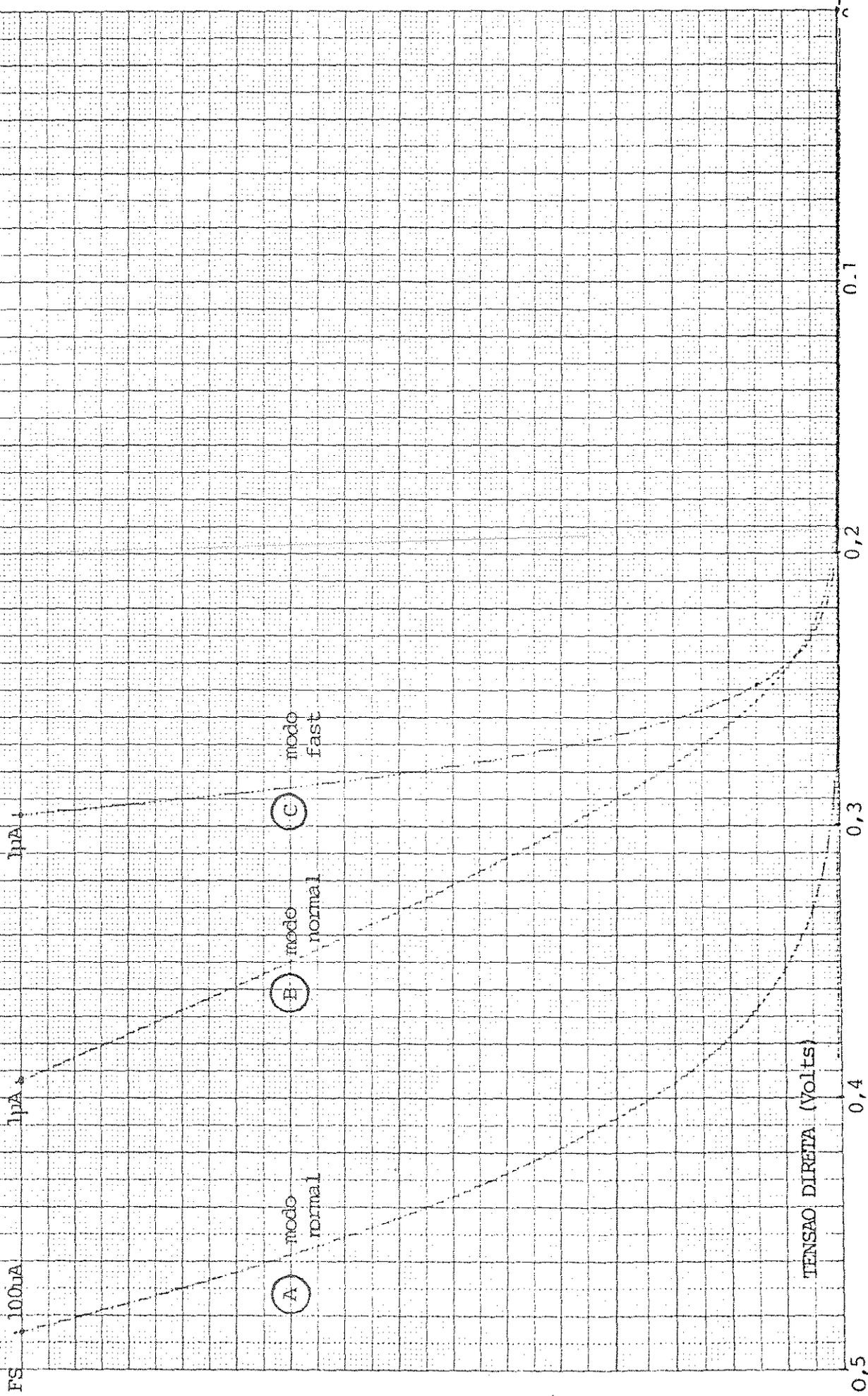


FIG. 3.29 CORRENTE-TENSÃO

Polarização Direta  $T = -190^{\circ}\text{C} (83\text{K})$

Diodo SCHOTTKY FH1100



### 3.5.3 - CALIBRAÇÃO E CARACTERIZAÇÃO DO AMPLIFICADOR LOGARITMICO

O circuito utilizado para teste do amplificador logaritmico descrito na seção 3.2.1, está mostrado na figura 3.30.

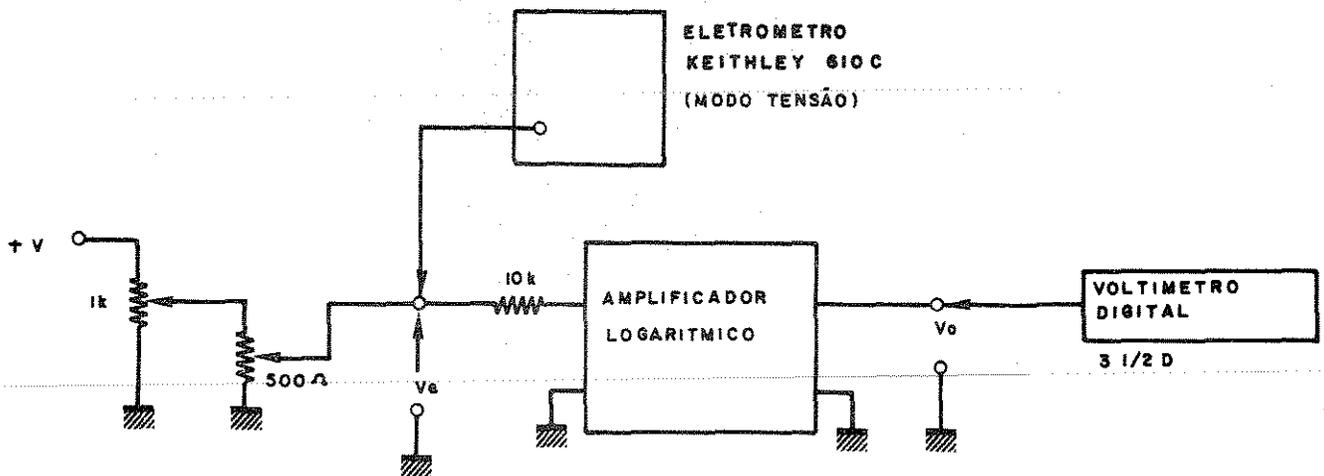


Fig. 3.30 - Circuito para testes do amplificador logaritmico.

Inicialmente é ajustado o cruzamento de zero: com  $V_e = 10 \text{ mV}$  ajuste-se  $R_{5P}$  (ver seção 3.2.1) até  $V_0 = 0 \text{ volts}$ . Em seguida ajusta-se o fator de escala  $A = +2,5$  procedendo-se da seguinte forma: para  $V_e = 10 \text{ V}$  ajustar  $R_9$  (seção 3.2.1) para se obter  $V_0 = -7,5 \text{ V}$ , voltando-se para  $V_e = 100 \text{ mV}$  obter  $V_D = -2,5 \text{ V}$  e encontrar novamente  $V_0 = 0$  para  $V_e = 10 \text{ mV}$ . Este procedimento deve ser realizado varias vezes até se obter o resultado desejado. Finalmente procede-se ao levantamento de toda curva ponto a ponto.

O resultado experimental é mostrado na figura 3.31, curva A.

Na caracterização de amplificadores logaritmicos utiliza-se como critério de precisão o erro de conformidade logaritmica referido à entrada RTI <sup>(60)</sup>. Este erro é calculado segundo a expressão:

$$RTO = -A \log\left(1 - \frac{RTI}{100}\right)$$

onde RTO é a diferença em volts entre o valor calculado de  $V_0$  e o valor obtido experimentalmente. Como exemplo, se  $V_e = 100 \text{ mV}$  tem-se  $V_0 = -2,5 \log\left(\frac{V_e}{V_{ref}}\right)$

+5% 0 -5%

erro de conformidade  
logaritmica

FIG. 3.31 CALIBRAÇÃO DO AMPLIFICADOR LOGARÍTMICO

(A) --  $V_{in}(I_{in}) \times V_o$

(B) -- erro de conformidade (RTI)

10V  
(1 mA)

1V  
(100µA)

100mV  
(10µA)

10mV  
(1 µA)

1 mV  
(100nA)

Amplificador Log  
100V - 1mV

$V_o$  (Volts)

+4 +2 0 -2 -4 -6 -8

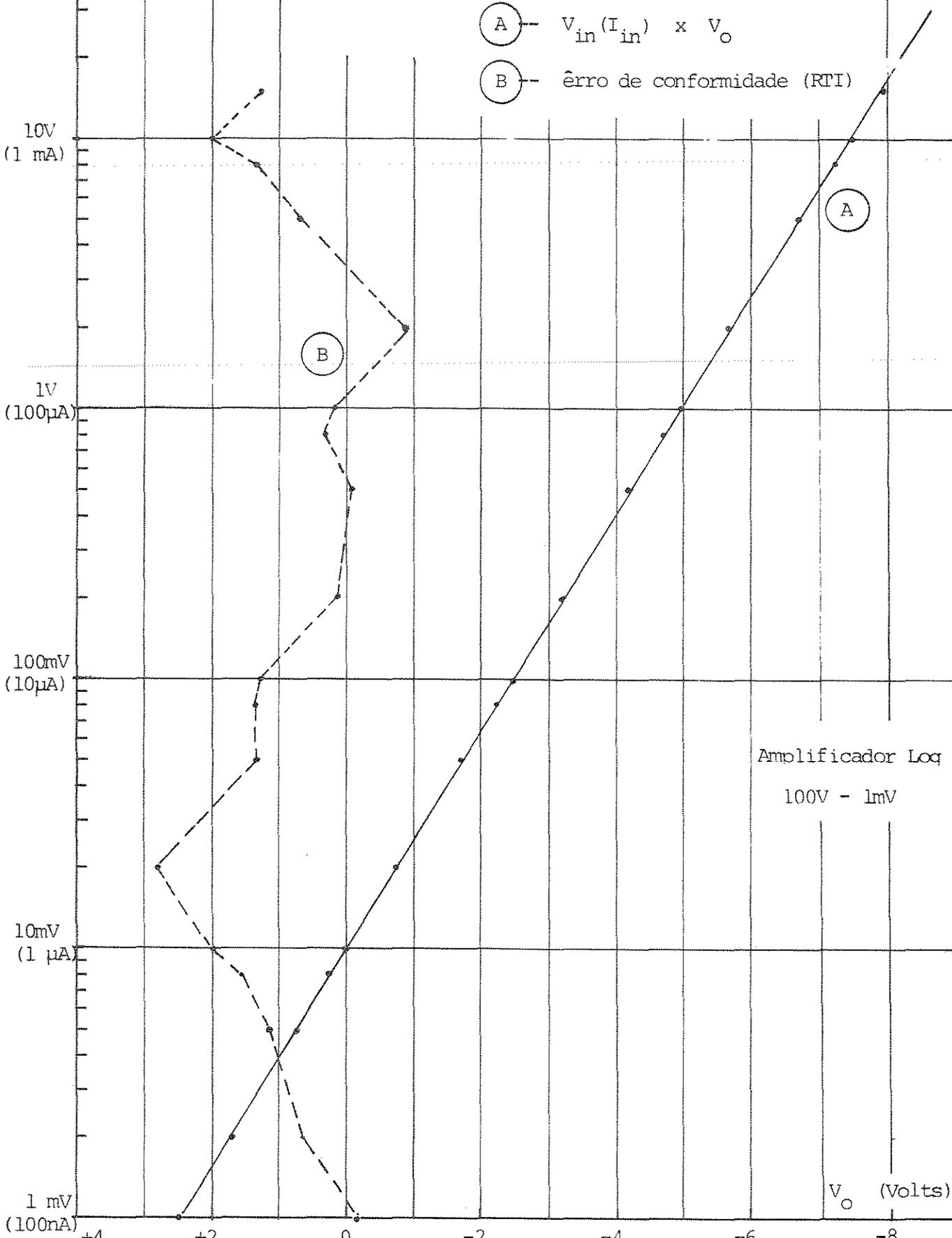


FIG. 3.32  $\log(I) \times V$

Polarização direta

T = 23°C (293K)

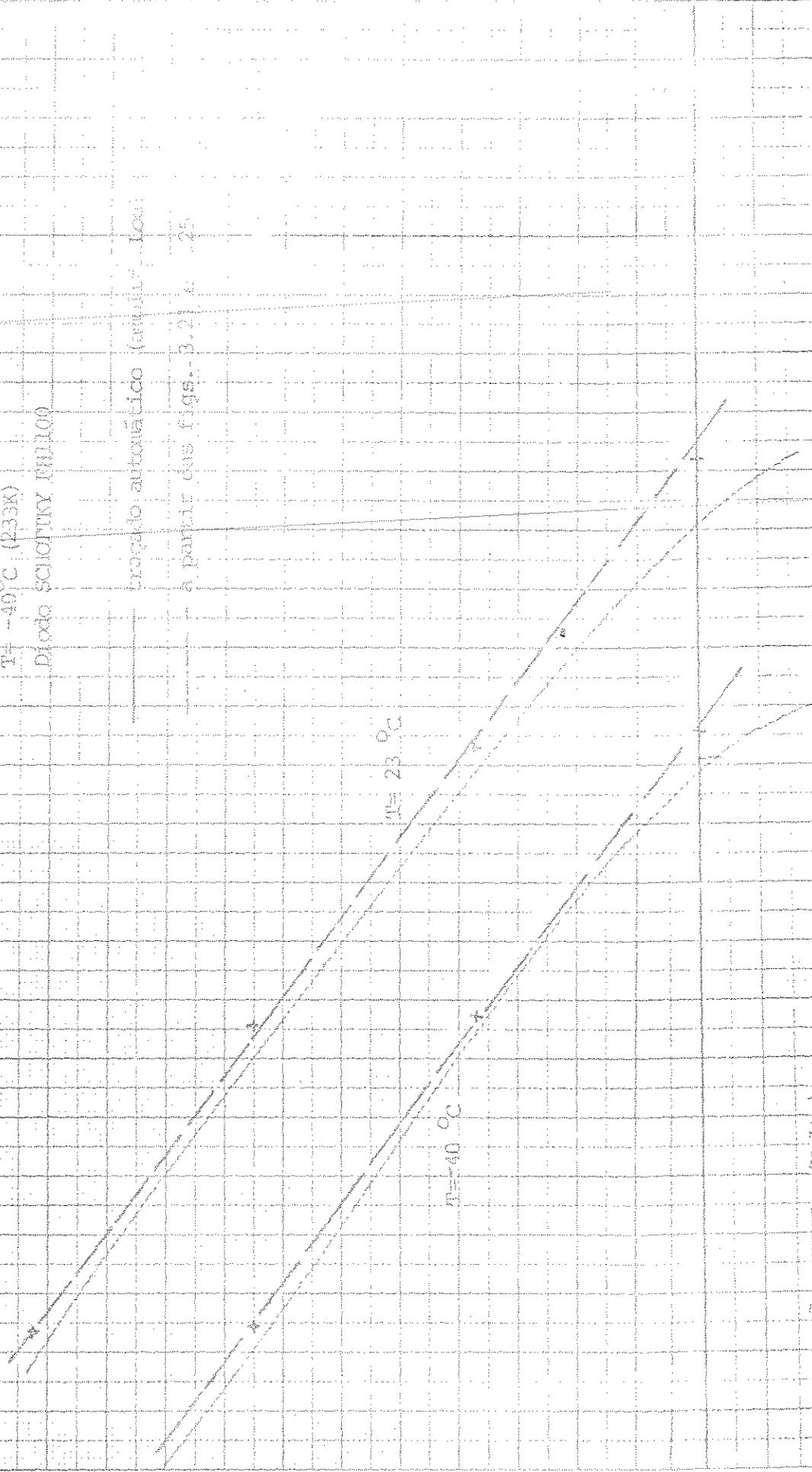
T = -40°C (233K)

DIODO SEMICONDUZOR PULC09

— gráfico automático (analisador log)

- - - a partir dos figs. 3.21 e 3.25

$\log I$



TENSÃO DIRETA (VOLTS)

0,30

0,15

1 mA

100  $\mu$ A

10  $\mu$ A

1  $\mu$ A

ou seja  $V_0$  (calculado) = -2,50 volts. O valor experimental para  $V_e = 100$  mV foi de  $V_0 = -2,48$ . Assim obtém-se  $RT_0 = -20$  mV e usando-se a expressão indicada anteriormente obtemos  $RTI \approx 1,8\%$ . Os erros de conformidade logarítmica estão na curva B da figura 3.31.

Na figura 3.32 estão representadas duas características  $\log I_x V$  direta do diodo SCHOTTKY FH 1100, em duas temperaturas diferentes,  $23^\circ\text{C}$  e  $-40^\circ\text{C}$ . Para cada uma das temperaturas foi traçado uma característica automática utilizando-se o amplificador logarítmico e outra construída ponto a ponto utilizando-se dos valores da característica  $I_x V$  da figura 3.21 e figura 3.25.

O circuito utilizado na obtenção das características automáticas está esquematizado na figura 3.33.

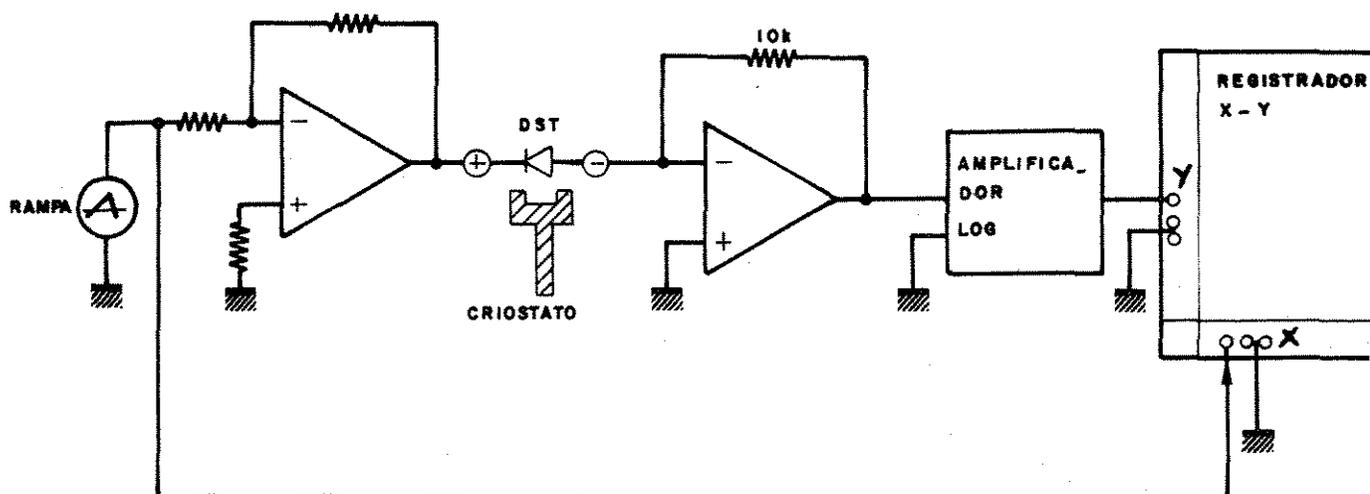


Fig. 3.33 - Esquema utilizado para obtenção da característica  $\log I_x V$ .

O traçado automático está limitado em precisão e número de décadas. Em precisão devido ao erro de conformidade logarítmica e devido a instabilidade térmica do amplificador logarítmico exigindo ajustes antes de cada operação. Em número de décadas devido ao próprio transistor utilizado como conversor logarítmico.

O traçado da característica  $\log(I)xV$  é obtido com maior precisão ao se obter os dados ponto a ponto a partir de características  $I_x V$  em cada década.

### 3.5.4 - CARACTERÍSTICAS CORRENTE-TENSÃO TENDO COMO PARÂMETRO RADIAÇÃO LUMINOSA INCIDENTE

Utilizou-se como amostra uma fotocélula heterojunção  $N^+P$  de  $In_2O_3/Si$  com denominação W-10. Foram obtidas as características  $I \times V$  em três níveis de iluminação (arbitrárias)  $L_1$ ,  $L_2$  e  $L_3$ . O circuito utilizado nos testes é o mesmo apresentado na figura 3.20 sendo que a temperatura ambiente era de  $23^\circ C$  e foi utilizado um iluminador com filamento de tungstênio.

Inicialmente foi obtida a característica  $I \times V$  completa, mostrada na figura 3.34 e em seguida o quarto quadrante foi evidenciado ampliando as escalas, figura 3.35.

Considerando-se como limite superior de erro a metade da menor divisão, tem-se para o gráfico da figura 3.34: erro máximo relativo na leitura de  $I_{SC}$  é de  $\approx 4,3\%$  e erro máximo relativo na leitura de  $V_{OC}$  é de  $\approx 1\%$

Para o gráfico da figura 3.35 o erro relativo máximo na determinação de  $I_{SC}$  é de  $\pm 1\%$  e em  $V_{OC}$  é de  $\pm 0,4\%$ .

A característica  $I \times V$  com radiação luminosa incidente é a medida mais significativa de uma fotocélula. Os parâmetros  $I_{SC}$  (corrente de curto circuito) e  $V_{OC}$  (tensão de circuito aberto) são os mais representativos para determinação do comportamento de fotocélulas.

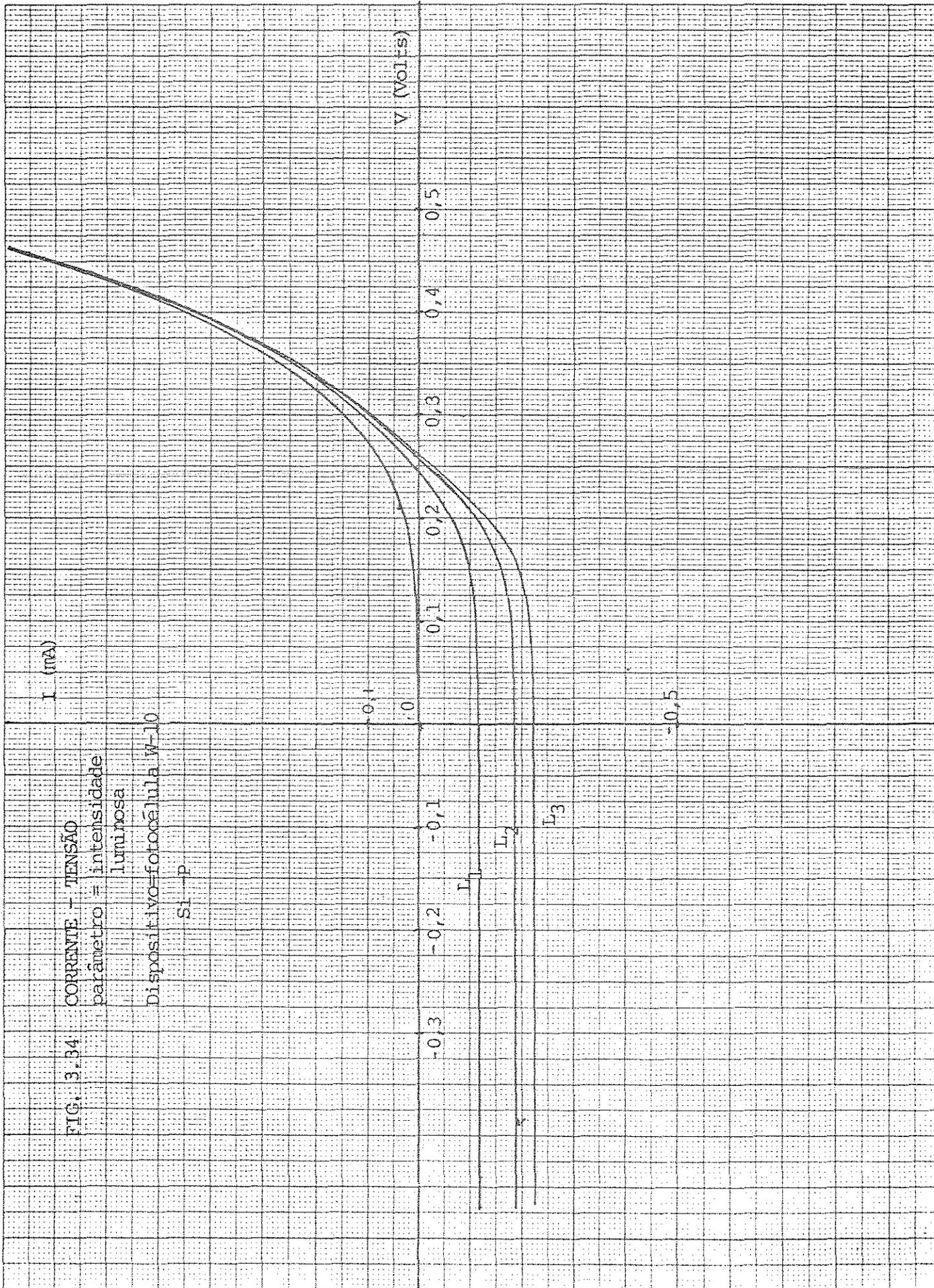
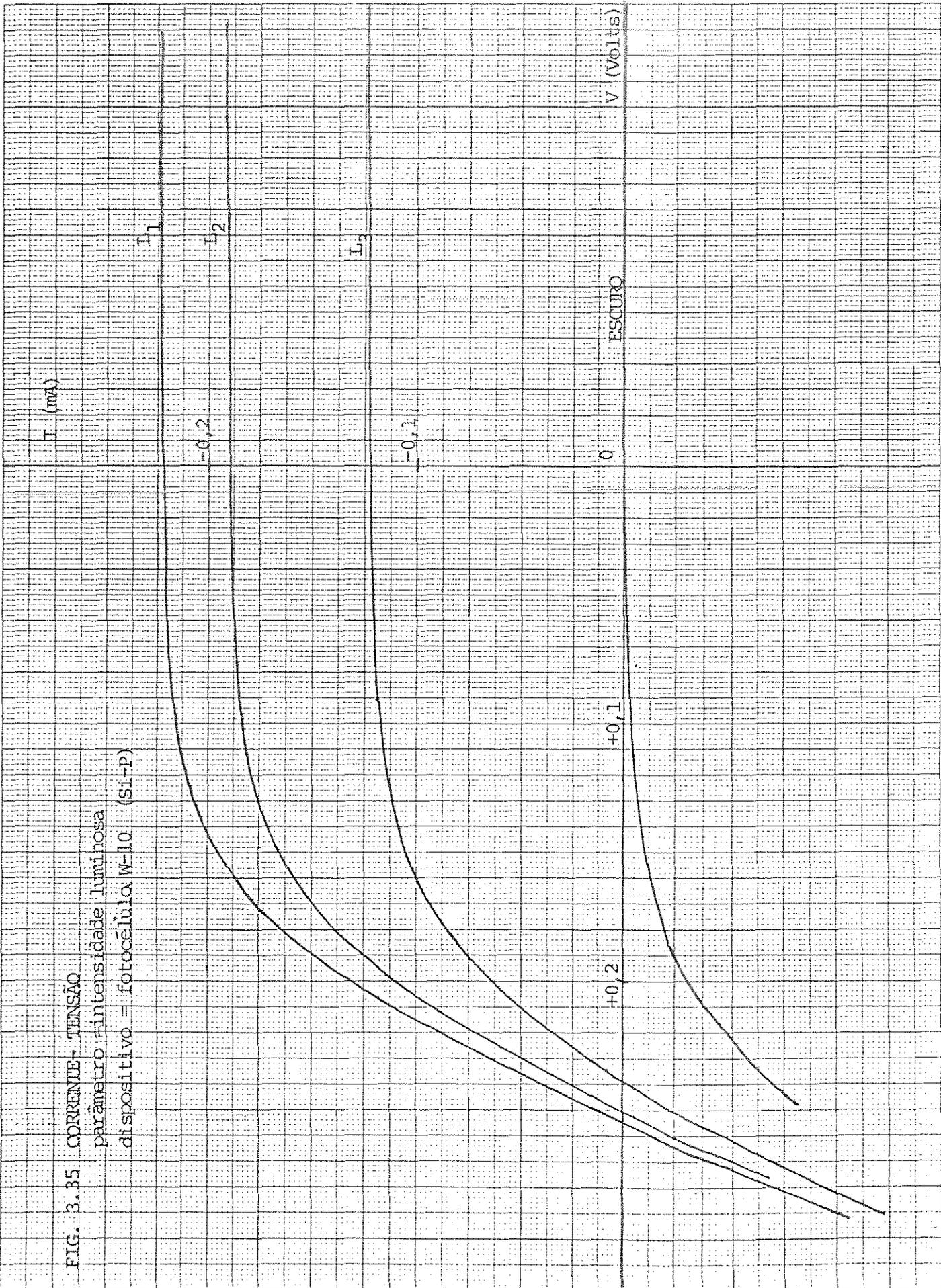


FIG. 3.35 CORRENTE- TENSÃO  
 parâmetro = intensidade luminosa  
 dispositivo = fotocélula W-10 (Si-P)



Para se eliminar a queda de tensão no contato de uma fotocélula é conveniente adicionar um outro contato para medida de tensão. Em um dos contatos é feita a injeção de corrente e no outro contato faz-se a medida de tensão, conforme ilustra a figura 3.36.

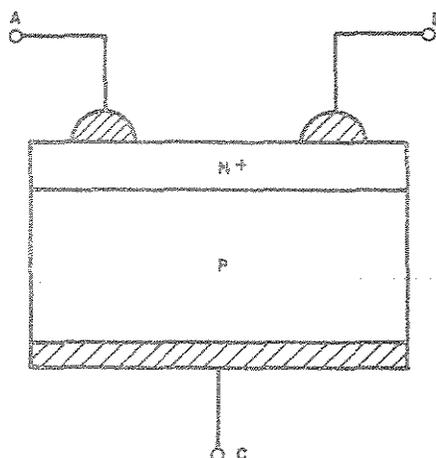


Fig. 3.36 - Construção de fotocélulas com três contatos para eliminar queda de tensão na resistência de contato.

O circuito para medida da característica  $I_xV$  de dispositivos com 3 terminais está esquematizado na figura 3.37. Convém notar que o ponto C está virtualmente em terra. Assim em x registra-se a tensão sobre a fotocélula e em y a corrente na mesma.

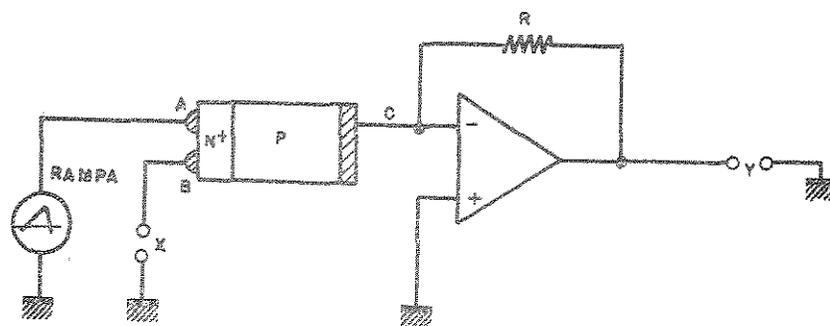


Fig. 3.37 - Circuito para medida de fotocélulas com 3 terminais.

### 3.5.5 - CALIBRAÇÃO E CARACTERIZAÇÃO DO MÓDULO $1/C^m$

O módulo  $1/C^m$ , descrito na seção 3.3.2, foi conectado a uma fonte de tensão variável e sua tensão na saída foi registrada para vários valores de  $m$ . O circuito da figura 3.38 esquematiza o procedimento para teste do módulo  $1/C^m$ .

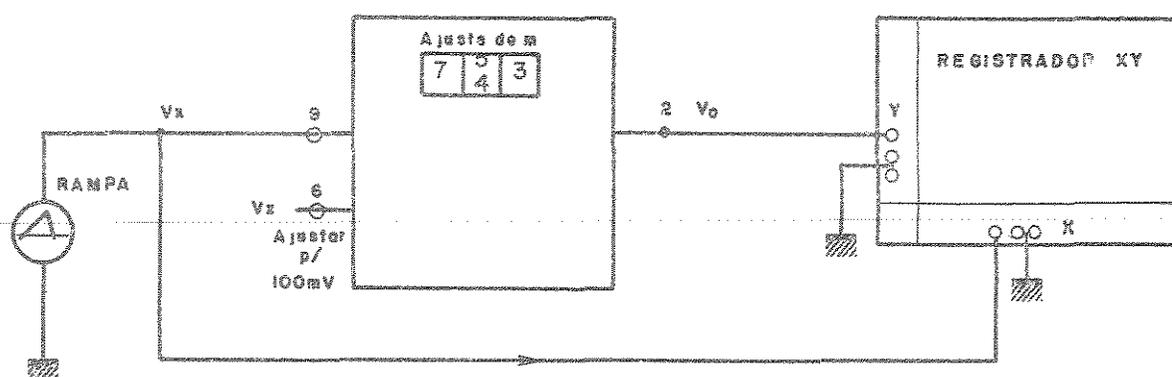


Fig. 3.38 - Circuito para teste e caracterização do módulo  $1/C^m$ .

Foram obtidas várias curvas  $V_0 \times V_x$  tendo como parâmetro o expoente  $m$ . Estas curvas estão mostradas na figura 3.39 e 3.40.

Os gráficos foram utilizados para calibração e ajuste do mostrador digital que indica o expoente  $m$ . O melhor ajuste foi conseguido no melhor cruzamento em  $V_x = 0,1$  e para  $V_0 = 10$  V para qualquer valor de  $m$ .

A tensão  $V_0$  é dada por:

$$V_0 = \left( \frac{10}{E_{\text{ref}}} \right) V_y \cdot \left( \frac{V_z}{V_x} \right)^m$$

onde  $E_{\text{ref}} = 9$  V,  $V_y = 9$  V e  $V_z = 100$  mV. Assim:

$$V_0 = 10 \left( \frac{0,1}{V_x} \right)^m$$

A partir de valores obtidos graficamente e comparados com valo-

FIG. 3.39 CARACTERIZAÇÃO:

MÓDULO  $l/C^m \times V$

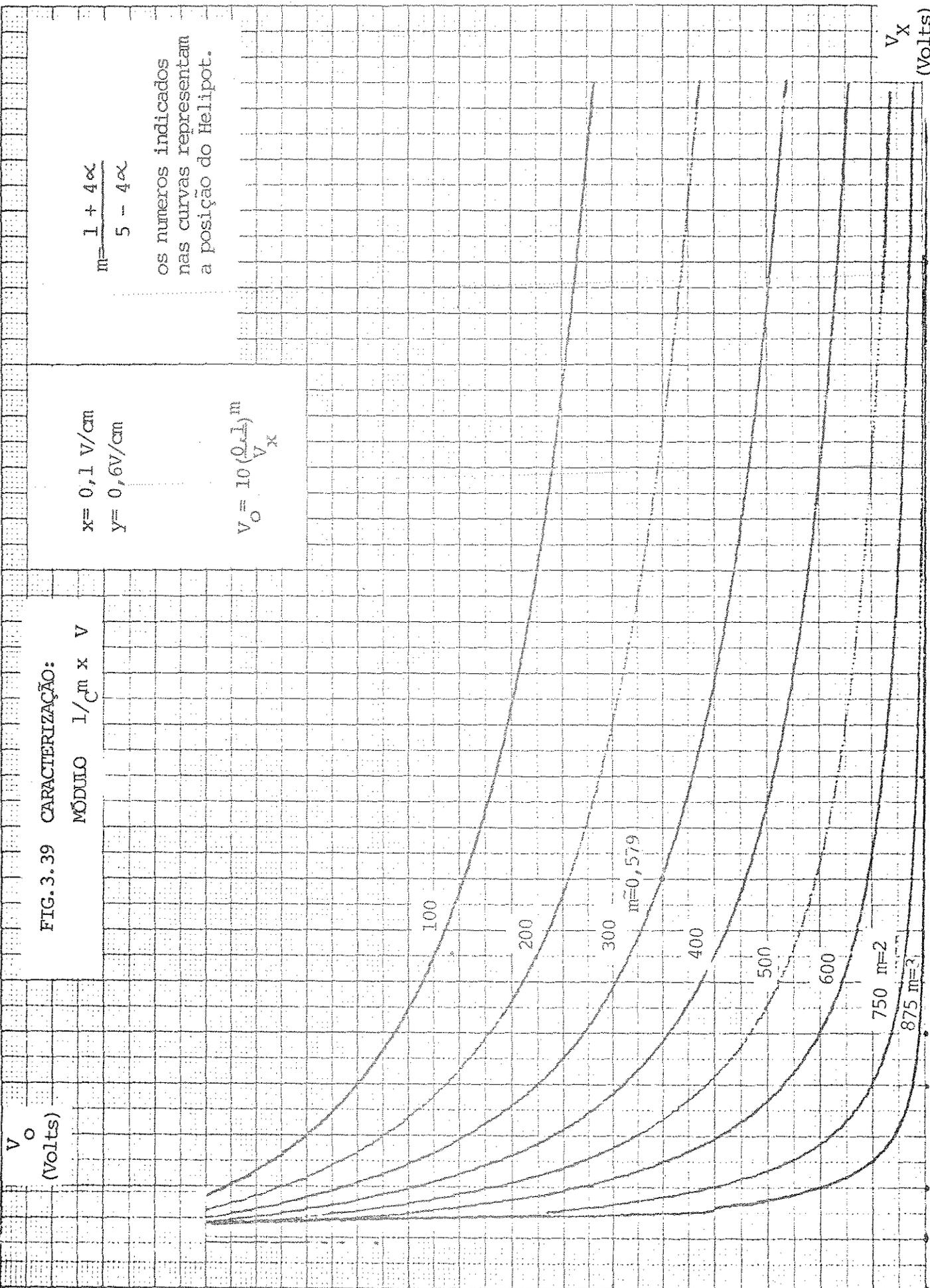
$x = 0,1 \text{ V/cm}$

$y = 0,6 \text{ V/cm}$

$$V_0 = 10 \left( \frac{0,1}{V_x} \right)^m$$

$$m = \frac{1 + 4\alpha}{5 - 4\alpha}$$

os numeros indicados nas curvas representam a posição do Helipot.



$V_x$   
(Volts)

1,0

3.6

FIG. 3.40 CARACTERIZAÇÃO :

MÓDULO  $1/C^m \times V$

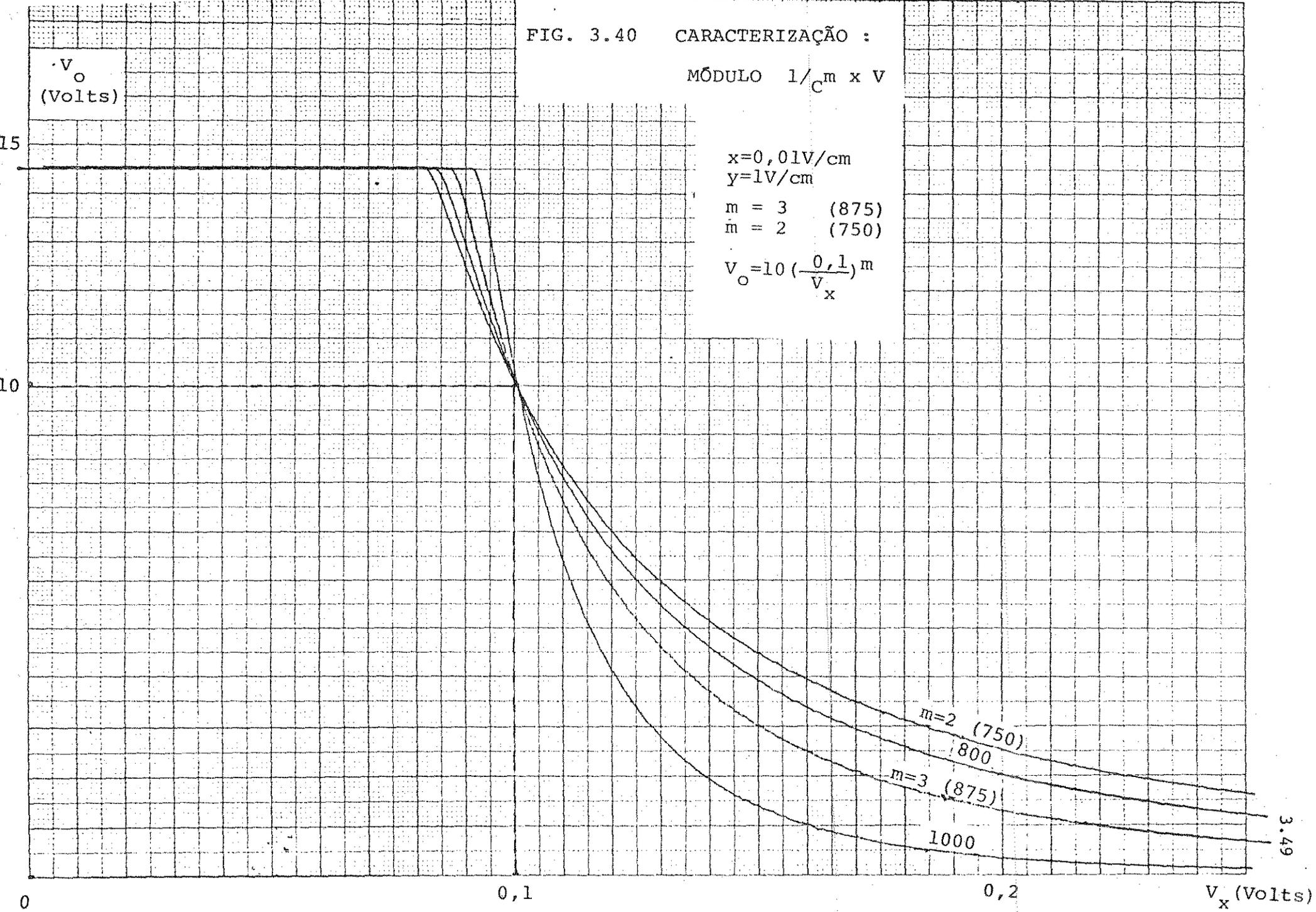
$$x = 0,01V/cm$$

$$y = 1V/cm$$

$$m = 3 \quad (875)$$

$$m = 2 \quad (750)$$

$$V_o = 10 \left( \frac{0,1}{V_x} \right)^m$$



res de  $V_0$  determinados pela expressão acima, determinou-se os erros relativos máximos, em torno de 2,4%. A resolução gráfica é de  $\pm 0,05V$  o que implica para  $V_x < 2V$  um erro relativo devido à resolução gráfica, superior a 2,5%.

### 3.5.6 - CARACTERÍSTICAS CAPACITÂNCIA-TENSÃO $C_xV$ e $1/C^2_xV$ DE FOTOCÉLULAS

Esta seção apresenta os resultados das medidas efetuadas em fotocélula para caracterização de  $C_xV$  e  $1/C^2_xV$ . O dispositivo utilizado como amostra é uma heterojunção  $N^+P$  de  $In_2O_3/Si$  denominada de W-10 e com área aproximada de  $4 \text{ mm}^2$ .

Inicialmente é obtida a característica  $C_xV$  utilizando-se o módulo MOS/seguidor descrito na seção 3.3.1 e um amplificador de amarração de fase "lock-in" PAR mod. 129A. Em seguida obtém-se a característica  $1/C^2_xV$  utilizando-se o módulo  $1/C^m$ . O diagrama do circuito está mostrado na figura 3.41.

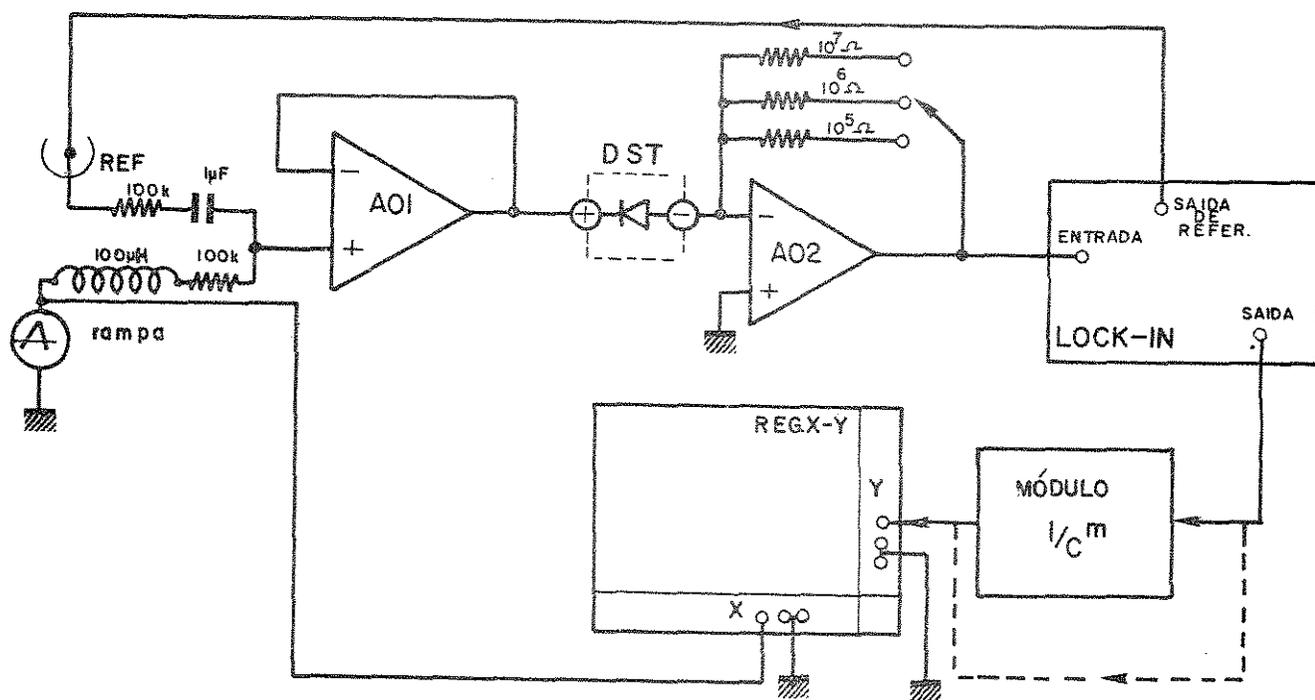


Fig. 3.41 - Circuito utilizado para obtenção das características  $C_xV$  e  $1/C^m_xV$ .

A descrição dos amplificadores operacionais A01 e A02 mostrados na figura 3.41 está na seção 3.3.1.

O amplificador "lock-in" utilizado possui gerador de referência interna e a frequência utilizada foi de 200 Hz com um nível de 50 mV (RMS). Utilizou-se a saída Q (sinal em quadratura), quadrante de  $90^\circ$  e dial em  $82,4^\circ$  (para ajuste de zero).

As calibrações foram efetuadas com capacitores de 1 nF e 2 nF escolhidos com desvio inferior a 1%.

A calibração é efetuada colocando-se o capacitor padrão 2 nF no lugar do dispositivo sob teste e ajustando-se o nível do sinal de referência do lock-in até a saída analógica do mesmo indicar 1V ou o indicador acusar fundo de escala, no caso 100 mV.

Escolhendo-se adequadamente os valores da tensão rampa de polarização, traça-se a característica CxV conforme mostra a figura 3.42 curva A.

Devido a construção do dispositivo ou seja deposição de óxido de Índio sobre substrato de silício supõe-se inicialmente, e o resultado da característica  $1/C^2 \times V$  comprova, uma junção abrupta. Conectando-se o módulo  $1/C^m$  e fazendo o indicador digital igual a 750 ( $m = 2$ ) traça-se a característica  $1/C^2 \times V$  mostrada na figura 3.42 curva B.

Como resultado experimental é possível determinar  $\rho$  (ou  $N_A$ ) do substrato conforme procedimento delineado nas seções 2.5.1.3 e 2.5.1.4. Das características de construção da fotocélula,  $N_D \gg N_A$ , e assim

$$\frac{1}{N_A} = \frac{1}{2} (q\epsilon_s A^2) \frac{\partial(1/C^2)}{\partial V}$$

do gráfico da figura 3.42 obtém-se:  $l_{mm} = 0,0139 \times 10^{18} \text{ F}^{-2}$  e a declividade  $\partial(1/C^2)/\partial V = 0,54 \times 10^{15} \text{ F}^{-2}/\text{V}$  e conseqüentemente  $N_A = 1,44 \times 10^{16} / \text{cm}^3$ . A partir das curvas de IRWIN de resistividade do silício obtém-se  $\rho \approx 1 \Omega \cdot \text{cm}$ .

Ainda podemos obter a tensão de barreira  $V_D = 0,60 \text{ V}$ .

2 nF

FIG. 3.42

(A) CAPACITÂNCIA x TENSÃO

(B)  $1/C^2$  x TENSÃO

Dispositivo: fotocélula W-10  
substrato Si-P  
(método: Lock-in)

$1/C^2$   
(F<sup>-2</sup>)  
 $\cdot 2 \times 10^{18}$

$\cdot 10^{18}$

$0,48 \times 10^{18}$

3.52

CAPACITÂNCIA

nF

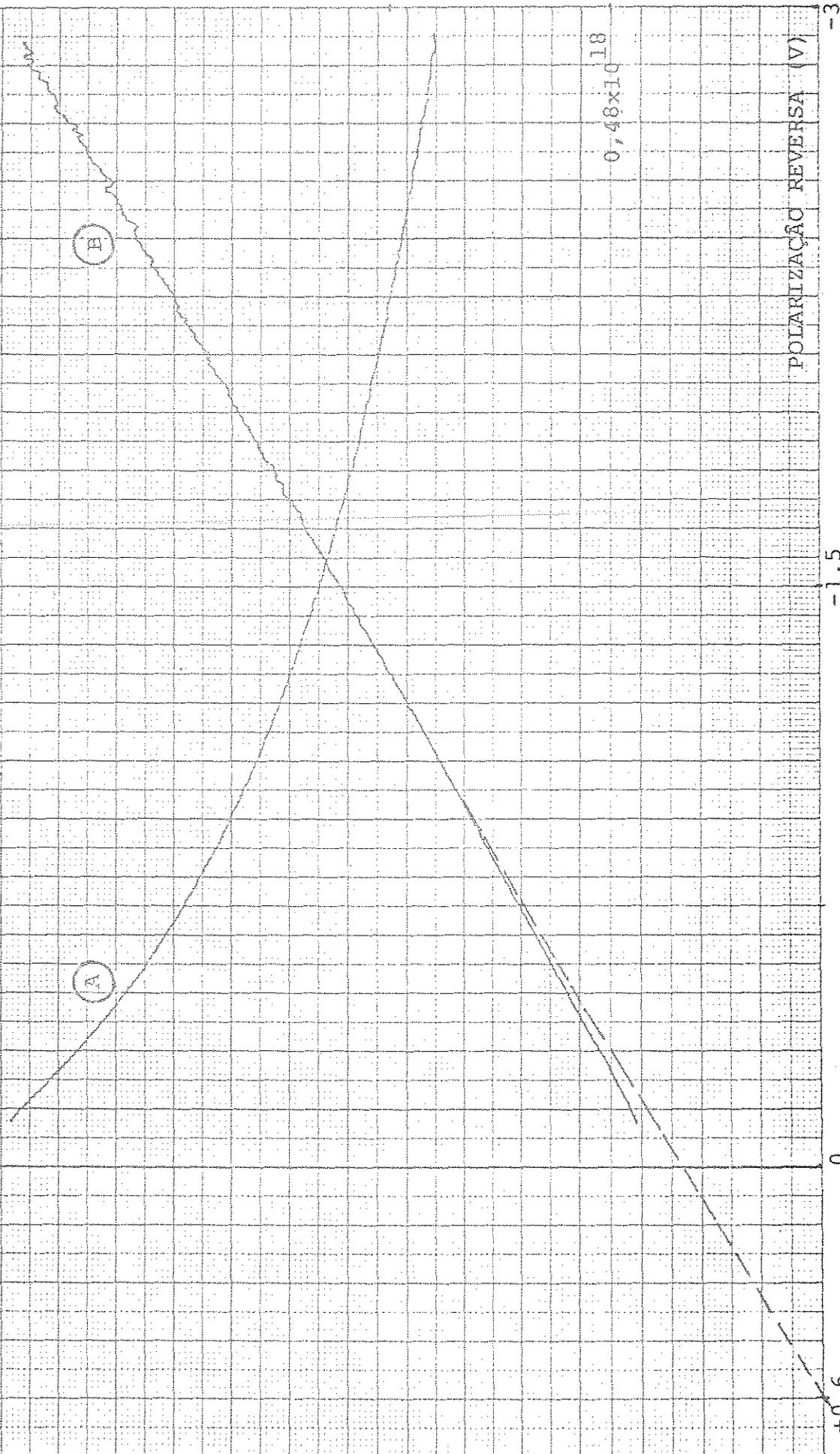
POLARIZAÇÃO REVERSA (V)

+0,6

0

-1,5

-3,0



forma: (61) O erro relativo na obtenção de  $N_A$  pode ser estimado da seguinte

$$N_A = 2(V_D - V)C^2/q\epsilon_s A^2$$

$$\ln N_A = \ln\left(\frac{1}{q\epsilon_s}\right) + 2\ln A + \ln(V_D - V) + 2\ln C \quad (\text{pior caso})$$

$$\frac{dN_A}{N_A} = 2 \frac{dA}{A} + \frac{dV}{V} + 2 \frac{dC}{C}$$

Supondo-se que o erro cometido na determinação de A (área da fotocélula) seja desprezível em relação aos outros erros tem-se:

$$\frac{dN_A}{N_A} = \frac{dV}{V} + 2 \frac{dC}{C}$$

sendo  $dN_A/N_A$ ,  $dV/V$  e  $dC/C$  os erros relativos em  $N_A$ ,  $V$  e  $C$  respectivamente. Esses erros são tipicamente 1,5% na determinação de  $V$  e 2% na determinação de  $C$ . Consequentemente o erro relativo máximo será

$$\frac{dN_A}{N_A} = 5,5\%$$

Esse valor mostra que os erros cometidos na determinação da capacitância (e também na determinação da área do dispositivo) contribuem com o dobro do valor do erro na determinação de  $N_A$ . O valor determinado de  $\rho \approx 1 \Omega \cdot \text{cm}$  está de acordo com o valor medido pelo método das quatro-pontas dentro dos limites de precisão ao se obter  $\rho$  através das curvas de IRWIN.

Outra fonte de erro que deve ser considerada é a conversão de corrente-tensão representada pelo amplificador AO2 da figura 3.41. Com um ga-

nho elevado este amplificador poderá oscilar e para se evitar isto opta-se pela estrutura de compensação mostrada na figura 3.43. O capacitor  $C_c$  de pequeno valor pode introduzir rotação na fase da corrente e comprometer o valor da capacitância do dispositivo sob teste (DST).

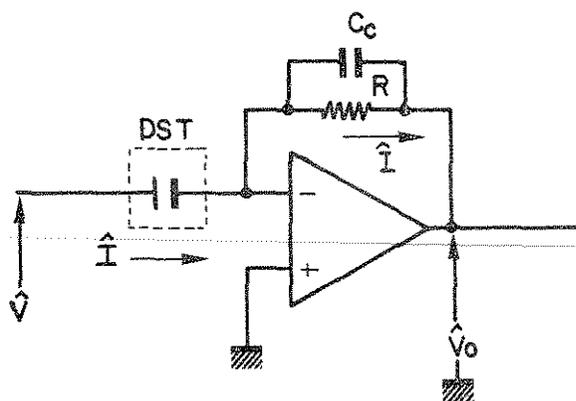


Fig. 3.43 - Conversor corrente-tensão com capacitor de compensação.

Do circuito da figura 3.43 o fasor  $\hat{V}_0 = -\hat{I}.Z$  onde  $Z=R/(1+j\omega RC_c)$  e esta impedância não deve introduzir rotação de fase sensível. Nas condições de teste (figura 3.41)  $R = 10^6 \Omega$ ,  $C_c = 10 \text{ pF}$  e  $f = 200 \text{ Hz}$  e a fase de  $Z$  é igual a  $0,71^\circ$  que pode ser considerada desprezível. No caso de  $f = 10 \text{ KHz}$  esta fase se torna  $32^\circ$  cujo valor obviamente deve ser considerado.

Os resultados obtidos utilizando-se o circuito da figura 3.41 foram comparados com os resultados obtidos com a montagem esquematizada da figura 3.44.

O procedimento foi análogo ao utilizado com a montagem da figura 3.41 e os resultados estão nos gráficos da figura 3.45 curvas A e B.

A fotocélula utilizada como amostra é uma junção  $N^+-P$  e como tal possui uma resistência  $R_p$  associada à capacitância da junção.

Essa componente resistiva introduz erro na medida da capacitância e esse erro fornecido pelo fabricante do instrumento vale:

$$\hat{\text{erro}} = \pm \left[ 1\% \text{ da leitura} + (1,5 + 3/Q)\% \text{ do fundo de escala} + 0,03\text{pF} \right] \text{ à } 25^\circ\text{C}$$

onde  $Q = \omega CR_p$ .

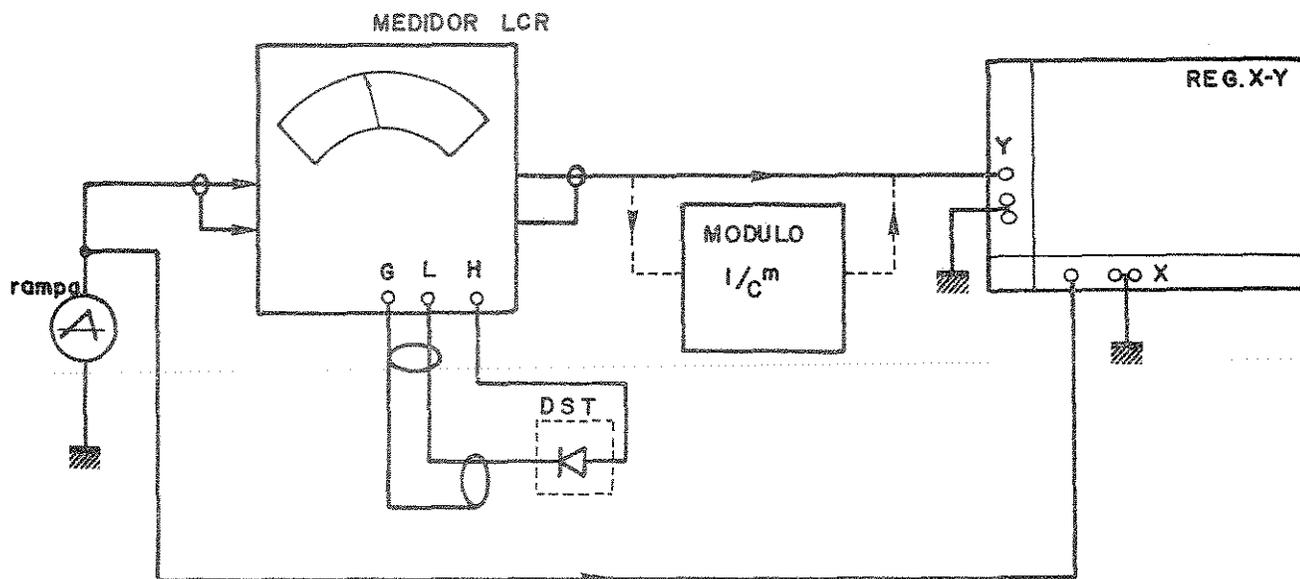


Fig. 3.44 - Levantamento das características  $CxV$  e  $1/C^m x V$  com o medidor LCR.

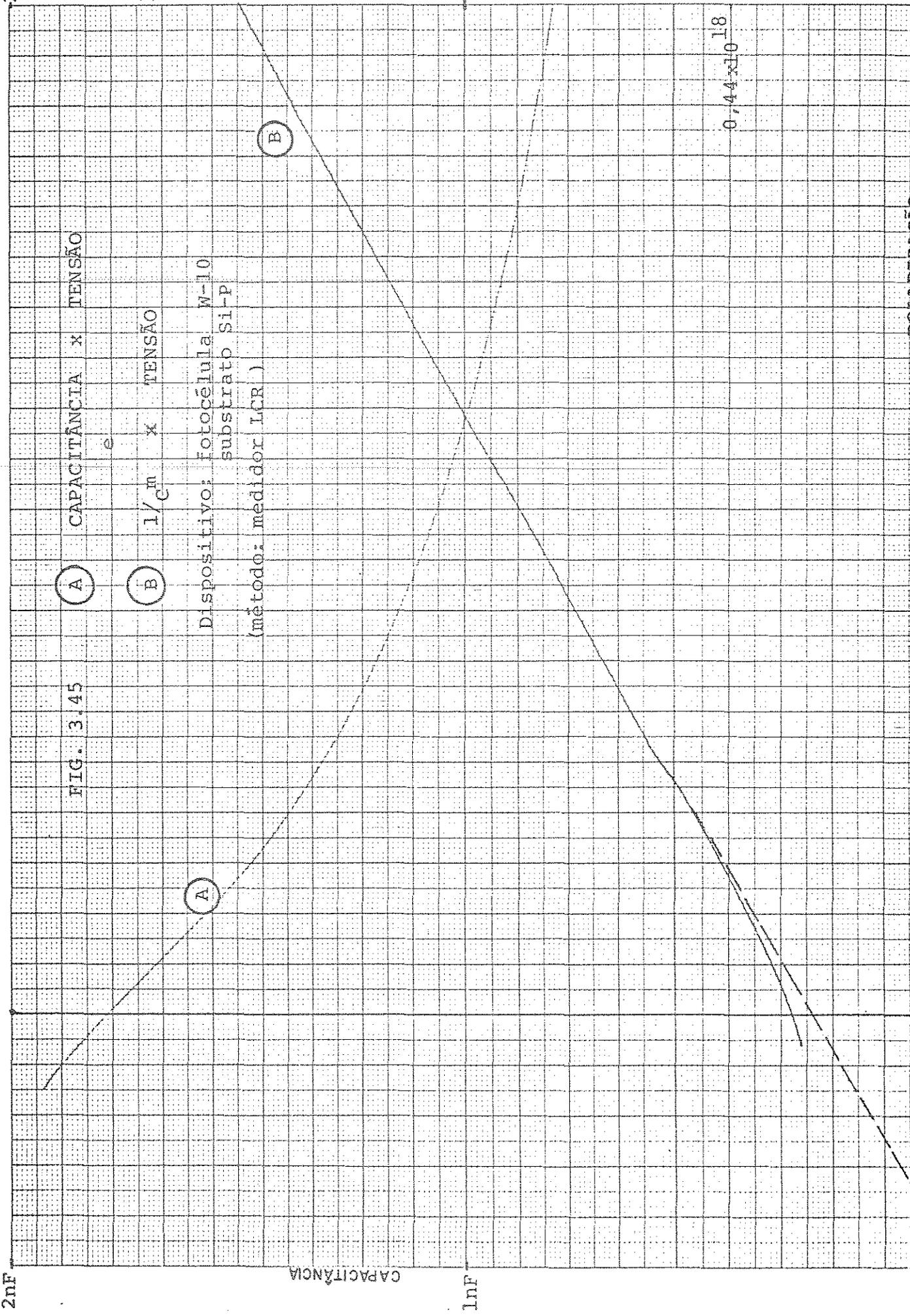
Para determinação de  $N_A$  e  $\rho$  utiliza-se o modelo da junção abrupta e valores obtidos da figura 3.45 curva B. Assim, do gráfico  $l_{mm} = 0,011 \times 10^{18} \text{ F}^{-2}$ , a declividade  $d(1/C^2)/dV = 0,407 \times 10^{18} \text{ F}^{-2}/V$  e em consequência  $N_A = 1,92 \times 10^{16} / \text{cm}^3$ . A partir das curvas de IRWIN determina-se  $\rho \approx 0,9 \Omega \cdot \text{cm}$ . A tensão de barreira vale aproximadamente  $V_D \approx 0,63V$ .

Os valores de  $N_A$  determinados por duas instrumentações diferentes, diferem basicamente pelo erro cometido na determinação de  $C$ . Para calcular esse erro mede-se  $R_p = 56 \text{ K}\Omega$  para  $V = 0$  (e esse valor aumenta para polarização reversa) e utiliza-se a expressão de erro citada anteriormente. Assim o erro para leitura de  $1,5 \text{ nF}$  e fundo de escala igual a  $3 \text{ nF}$  é  $14,3\%$  sobre  $1,5 \text{ nF}$ . É possível verificar esse erro comparando-se o valor de  $1,5 \text{ nF}$  obtido na curva A da figura 3.42 e para a mesma tensão de polarização reversa o valor de  $1,34 \text{ nF}$  na curva A da figura 3.45, que resulta em  $12\%$  sobre  $1,34 \text{ nF}$ . Se tomarmos o valor de  $12\%$  como erro típico na medida de  $C$  e  $1,5\%$  na medida de  $V$  o erro relativo em  $N_A$  é dado por:

2x10<sup>18</sup>

1/C<sup>2</sup>  
(F<sup>-2</sup>)

10<sup>18</sup>



$$\frac{dN_A}{N_A} = \frac{dV}{V} + 2 \frac{dC}{C} = 25,5\%$$

Este valor de erro relativo estimado pode ser comparado com o erro relativo real de 33%, considerando-se o método de medida com o lock-in o mais preciso, figura 3.42.

### 3.5.7 - CARACTERÍSTICAS CxV - MOS - DETERMINAÇÃO DE $Q_{ss}/q$

Esta seção apresenta os resultados experimentais referentes à determinação da carga total nos estados superficiais ou interfaciais ( $Q_{ss}$ ), conforme descrito na seção 2.6.4.1. Para a obtenção da característica experimental CxV - alta frequência, foram utilizadas duas instrumentações diferentes.

A primeira delas utiliza o medidor LCR HP mod. 4332A para determinação da capacitância. A figura 3.46 mostra a configuração utilizada.

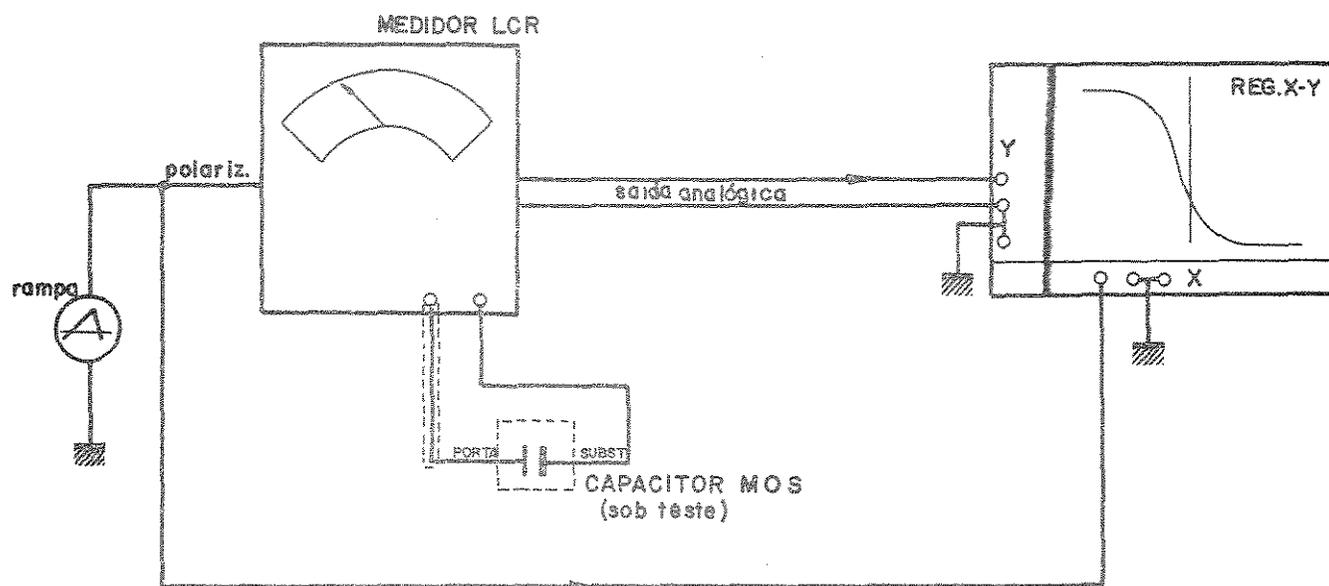


Fig. 3.46 - Instrumentação para determinação da característica CxV alta frequência utilizando o medidor LCR.

Neste método o medidor LCR utiliza uma frequência de 100 KHz e 70 mVpp sobre a amostra.

O segundo método utiliza um amplificador lock-in PAR mod. 129A como medidor de capacitância. O sistema é calibrado e ajustado de maneira a operar em 80 kHz.

Os resultados experimentais obtidos através destes métodos são comparados com o método utilizado por (62) que utiliza uma frequência de 1MHz.

A figura 3.47 mostra a configuração utilizando-se o amplificador lock-in.

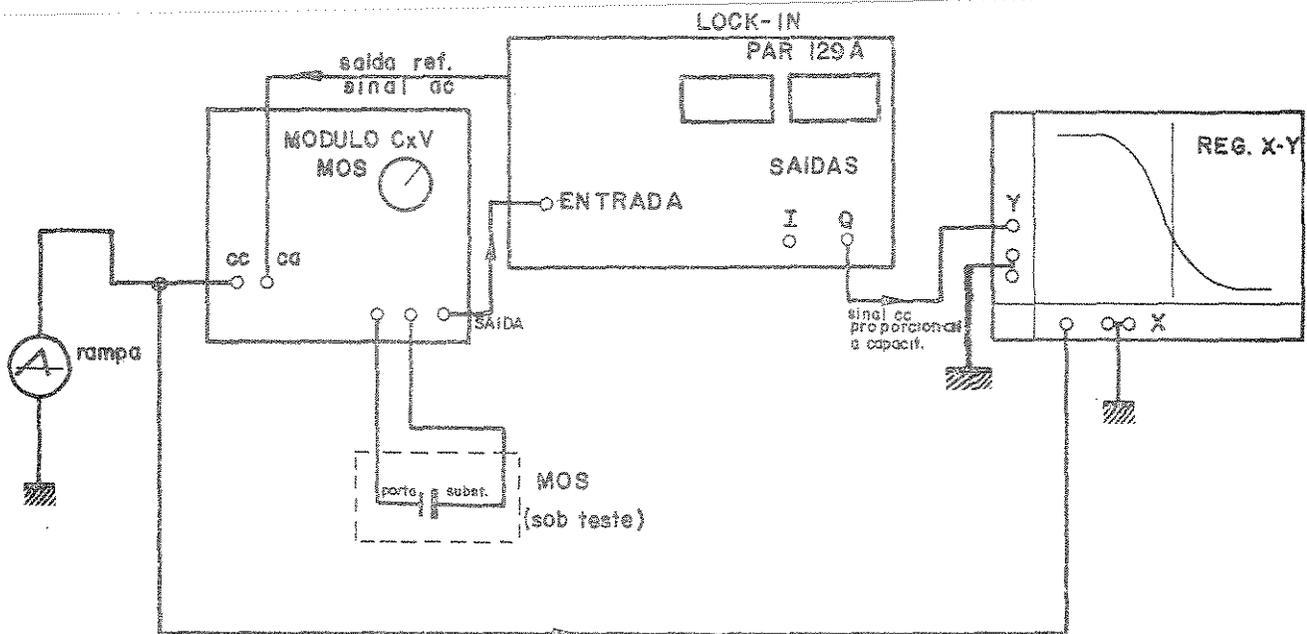


Fig. 3.47 - Instrumentação para determinação da característica CxV alta frequência utilizando-se o amplificador lock-in.

Foram testadas duas amostras encapsuladas em envólucros metálicos, denominadas de POS-C5/1 e POS-C5/3 sendo estes dispositivos os mesmos utilizados por (62). Os dados referentes às amostras são:

área da porta (óxido fino)  $A = 9 \times 10^{-4} \text{ cm}^2$   
 substrato silício tipo P; porta de alumínio.

O procedimento para determinação de  $Q_{ss}$  é descrito a seguir (ex. POS-C5/1):

1) Inicialmente é obtida a característica  $C \times V$  com uma rampa lenta  $f = 10^{-3}$  Hz ( $\gamma \approx 15$  mV/s).

2) Determina-se com  $\gamma = 0$  (sem variação de polarização):

$$C_{\max} = 51,9 \text{ pF} \quad \text{com } V_{(\text{porta})} = -20 \text{ V} \quad (\text{forte acumulação})$$

$$C_{\min} = 14,4 \text{ pF} \quad \text{com } V_{(\text{porta})} = +2,5 \text{ V} \quad (\text{forte acumulação})$$

destes valores é descontado 0,4 pF referentes à capacitância parasitária nas regiões de óxido grosso (62). Assim:

$$C_{\max} = 51,5 \quad \text{e} \quad C_{\min} = 14 \text{ pF.}$$

3) Determina-se:

$$C_{\text{ox}} = \frac{C_{\max}}{A} = 5,72 \times 10^{-8} \text{ F/cm}^2$$

e a espessura do óxido:

$$d = \frac{\epsilon_{\text{ox}}}{C_{\text{ox}}} = 590 \text{ \AA}$$

4) A partir da expressão 2.83 e usando-se a relação  $\frac{\epsilon_{\text{ox}}}{C_{\text{ox}}} = C_{\max}$  explicita-se a largura da camada de depleção,  $x_{\text{dmax}}$ :

$$x_{\text{dmax}} = \left[ \frac{C_{\max}}{C_{\min}} - 1 \right] \frac{\epsilon_s}{C_{\max}} \cdot A \quad 3.1$$

resultado em  $x_{\text{dmax}} = 0,496 \text{ } \mu\text{m}$ .

5) Das relações 2.81 e 2.82 resulta:

$$N_A = \frac{4 \epsilon_s kT}{x_{dmax} \cdot q} \cdot \ln\left(\frac{N_A}{n_i}\right) \quad 3.2$$

para  $T = 300 \text{ K}$ ,  $n_i = 1,45 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ . Utilizando-se esta expressão recursivamente,  $N_A = 3,45 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ .

6) Determina-se  $\phi_{ms}$  utilizando-se a relação 2.70

$$\phi_{ms} = \phi_m - \left( \chi + \frac{E_g}{2q} - \psi_B \right) \quad e$$

$$|\psi_B| = \frac{kT}{q} \cdot \ln\left(\frac{N_A}{n_i}\right) \quad 3.3$$

sendo  $\psi_B > 0$  para substrato tipo P.

Para o sistema meta-Al semiconductor-silício obtêm-se:

$$\phi_{ms} = -0,6 - \psi_B \quad \text{resultando em } \psi_B = +0,32 \quad e$$

$$\phi_{ms} = -0,92$$

7) A determinação da capacitância de banda plana  $C_{FB}$  se fez utilizando a relação 2.78, multiplicando-a pela área do dispositivo e fazendo-se  $p_{p0} = N_A$ :

$$C_{FB} = \frac{\epsilon_{ox}}{d + \left(\frac{\epsilon_{ox}}{\epsilon_s}\right) \sqrt{\frac{kT\epsilon_s}{N_A q^2}}} \cdot A \quad 3.4$$

cuja determinação numérica resulta em  $C_{FB} = 37,3 \text{ pF}$  que deve ser acrescida

de 0,4 pF, ou seja  $C_{FB} = 37,7$  pF.

8) O valor da capacitância de banda plana é utilizado para determinação da tensão de banda plana  $V_{FB}$  a partir da característica experimental:

da característica CxV obtida utilizando-se o medidor LCR, gráfico figura 3.48 obtêm-se  $V_{FB} = -1,25V$  e da característica CxV obtida utilizando-se o lock-in, figura 3.49, obtém-se  $V_{FB} = -1,225$ .

9) Determina-se  $Q_{ss}/q$  a partir destes valores utilizando-se a expressão 2.87:

$$\frac{Q_{ss}}{q} = \left[ \phi_{ms} - V_{FB} \right] \cdot \frac{C_{ox}}{q}$$

resultando em  $11,7 \times 10^{10}$  cargas/cm<sup>2</sup> para o primeiro caso e  $10,9 \times 10^{10}$  cargas/cm<sup>2</sup> para o segundo.

Os valores experimentais determinados para a amostra POS-C5/1, POS-C5/3 pelos dois métodos e os valores determinados por (62) para as amostras do tipo POS-C5 estão resumidas na tabela figura 3.52.

Amostra	$C_{\max}$ (pF)	$C_{\min}$ (pF)	$d(\text{\AA})$	$N_A$ ( $10^{15} \text{ cm}^{-3}$ )	$C_{FB}$ (pF)	$V_{FB}$ (V)
POS-C5/1	51,9	14,4	590	3,45	37,7	-1,25/-1,225
POS-C5/3	51,8	14,6	591	3,6	37,9	-1,27/-1,27
POS-C5 *	$51,7^{+0,07}$	$14,1^{+0,05}$	$596^{+1}$	$3,42^{+0,5}$	$38,1^{+0,1}$	$-1,06^{+0,07}$

$Q_{ss}/q   10^{10} \text{ cm}^{-2}  $		
Amostra	LCR	Lock-in
POS-C5/1	11,7	10,9
POS-C5/3	12,4	12,4
POS-C5 *	3,7 a 12 **	

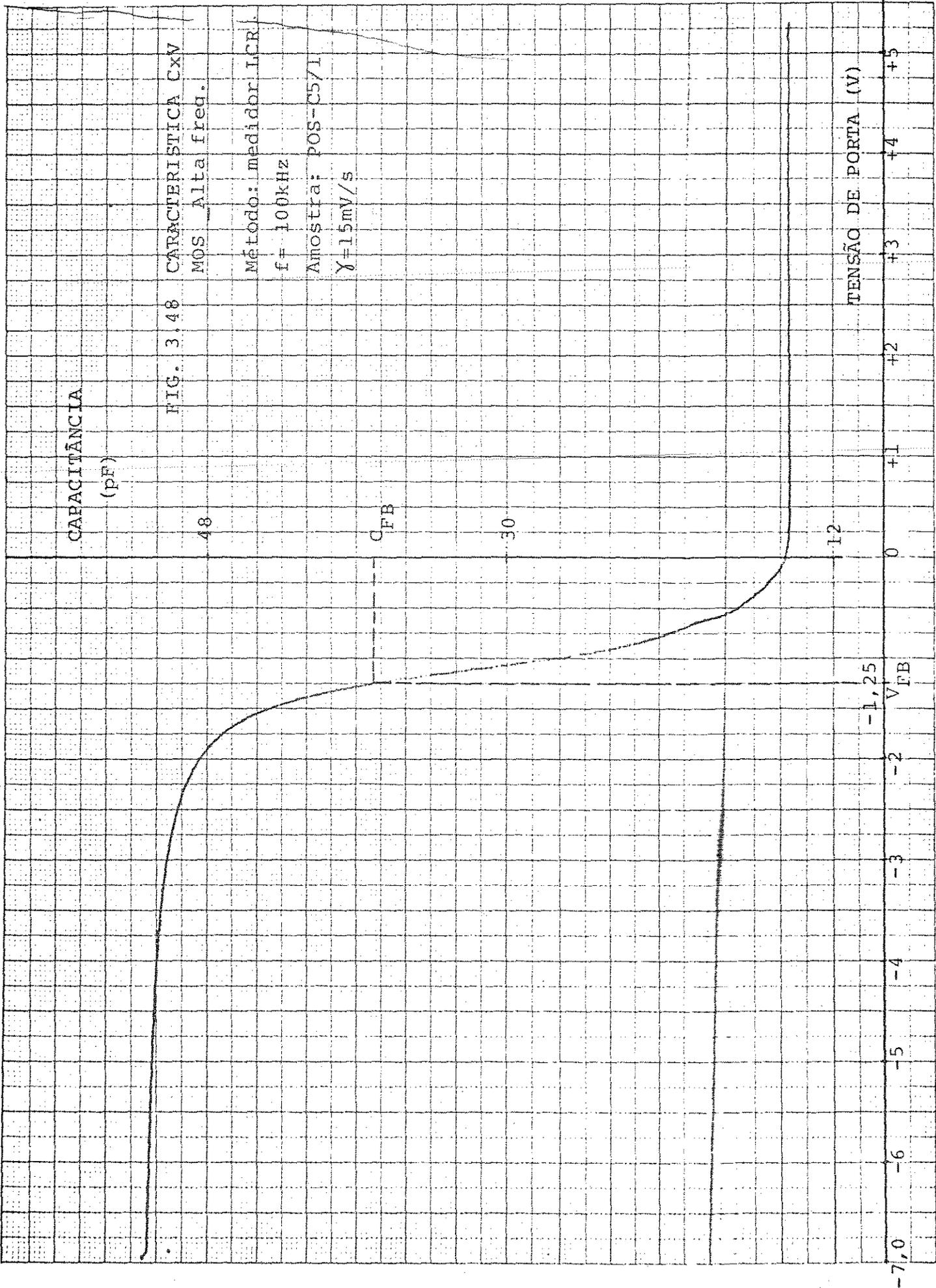
\* Valores médios em 20 amostras conforme referência (62)

\*\* Conforme a referência (62) sendo a média em torno de  $5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ .

Fig. 3.52 - Quadros comparativo dos valores experimentais de  $Q_{ss}/q$  obtidos neste trabalho e aqueles apresentados por (62).

Para óxidos que possuem  $Q_{ss}/q$  menor ou igual a  $10^{11}$  cargas/cm<sup>2</sup> o método de determinação através do deslocamento da característica  $C \times V$  apesar de simples, depende da diferença de dois valores muito próximos  $\phi_{ms} - V_{FB}$ , diferença essa que pode causar imprecisões sensíveis na determinação de  $Q_{ss}/q$ . Por exemplo se  $\phi_{ms} = 0,92$ ,  $C_{ox} = 6 \times 10^{-8} \text{ F/cm}^2$  e  $V_{FB} = -1,0V$ ,  $Q_{ss}/q = 3 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$  mas se houver um erro de 10% na determinação de  $V_{FB}$  ou seja  $V_{FB} = -1,1$  obtém-se  $Q_{ss}/q = 6,75 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ , ou seja um erro de 125% na determinação de  $Q_{ss}/q$ .

As pequenas diferenças experimentais obtidas por este trabalho relativo à referência (62) pode ser atribuída a uma deterioração das características físicas do óxido pois estes dispositivos foram submetidos a vários testes elétricos e térmicos que resultaram num aumento na densidade efetiva



CAPACITÂNCIA  
(pF)

FIG.3.49 CARACTERÍSTICA CxV  
MOS - Alta freq.

Método: Lock-in

f = 80kHz

Amostra: POS-C5/1

$\gamma = 15\text{mV/s}$

48

$C_{FB}$

30

12

-1,225  
 $V_{FB}$

TENSÃO DE PORTA (V)

-7,0

-6

-5

-4

-3

-2

0

+1

+2

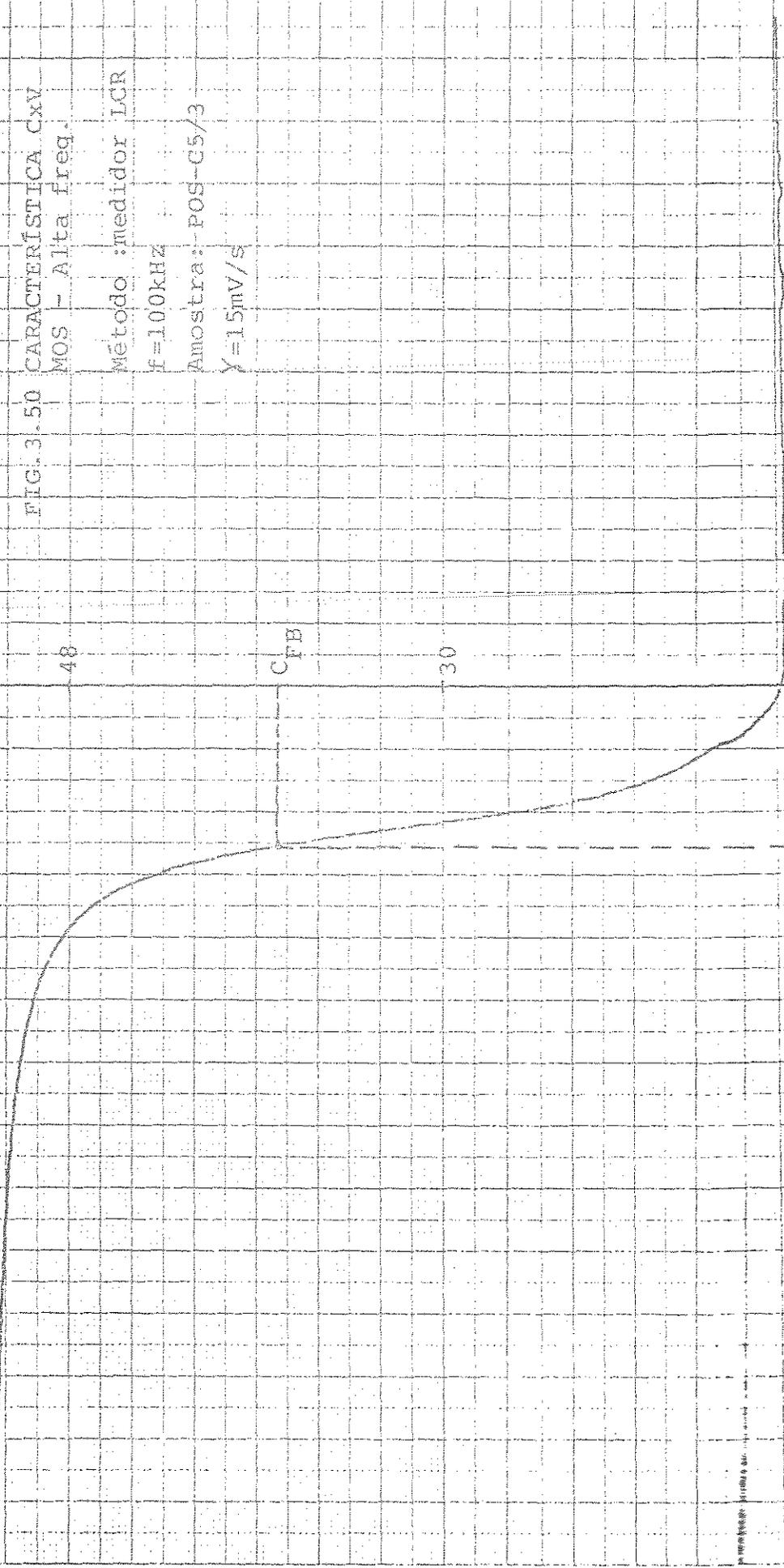
+3

+4

+5

CAPACITÂNCIA  
(PF)

FIG.3.50 CARACTERÍSTICA CxV  
MOS - Alta freq  
Método :medidor LCR  
f=100kHz  
Amostra: POS-C5/3  
V=15mV/s



TENSÃO DE PORTA (V)

-1.27  
V\_FB

-7

CAPACITÂNCIA  
(pF)

FIG. 3.51 CARACTERÍSTICA  $C_{xV}$   
MOS - Alta freq.

Método: Lock-in

$f=80\text{kHz}$

Amostra: POS-C5/3

$\gamma=15\text{mV/s}$

$C_{FB}$

30

12

-1,27  
 $V_{FB}$

TENSÃO DE PORTA (V)

-7,0

-6

-5

-4

-3

-2

0

+1

+2

+3

+4

+5

de cargas no sistema Si/SiO<sub>2</sub>.

### 3.5.8 - COMENTÁRIOS FINAIS

Os resultados apresentados mostram que é possível obter praticamente todo tipo de característica elétrica de dispositivos semicondutores utilizando-se as técnicas e sistemas de medidas apresentados.

A técnica de se obter a característica com polarização automática ou seja através de uma rampa, mostrou-se extremamente útil. Deve-se observar entretanto que a velocidade de polarização tem que ser escolhida de acordo com cada instrumento pois o tempo de resposta é um fator limitante.

A partir das características IxV é possível obter as características log(I)xV bastando para isso construir ponto a ponto um gráfico em papel monologaritmico. Esta opção mostrou-se mais viável devido às dificuldades encontradas na acomodação dos níveis envolvidos ao se traçar a característica log(I)xV automaticamente.

O traçado semi-automático ou seja com um divisor resistivo como fonte de polarização, deve ser empregado quando a polarização automática disponível for insuficiente em termos de velocidade ou corrente. A característica elétrica obtida ponto a ponto deve ser empregada quando se exige precisão superior ao traçado automático e/ou quando a influência de diversos parâmetros na amostra ocorrendo simultaneamente, não permite ao operador controlá-las adequadamente.

Os circuitos e sistemas construídos foram desenvolvidos a nível de protótipo e algumas sugestões são apresentadas para evolução dos mesmos:

Todos os sistemas (IxV, CxV e I/C<sup>m</sup>xV) foram montados em um único "rack" o que poderá vir a dificultar duas medidas simultâneas. Sugere-se que estes sistemas sejam construídos em módulos individuais e instalados em "racks" diferentes.

A inclusão de circuitos de proteção para os sistemas desenvolvidos deve ser feita desde que estes não comprometam a característica do sistema em si.

O circuito medidor de resistência série dinâmica apesar de simples, exige uma grande quantidade de instrumental auxiliar e dada a pouca pre

cisão do valor determinado, principalmente na leitura da corrente, concluímos pela necessidade de se projetar um sistema mais simples de se operar.

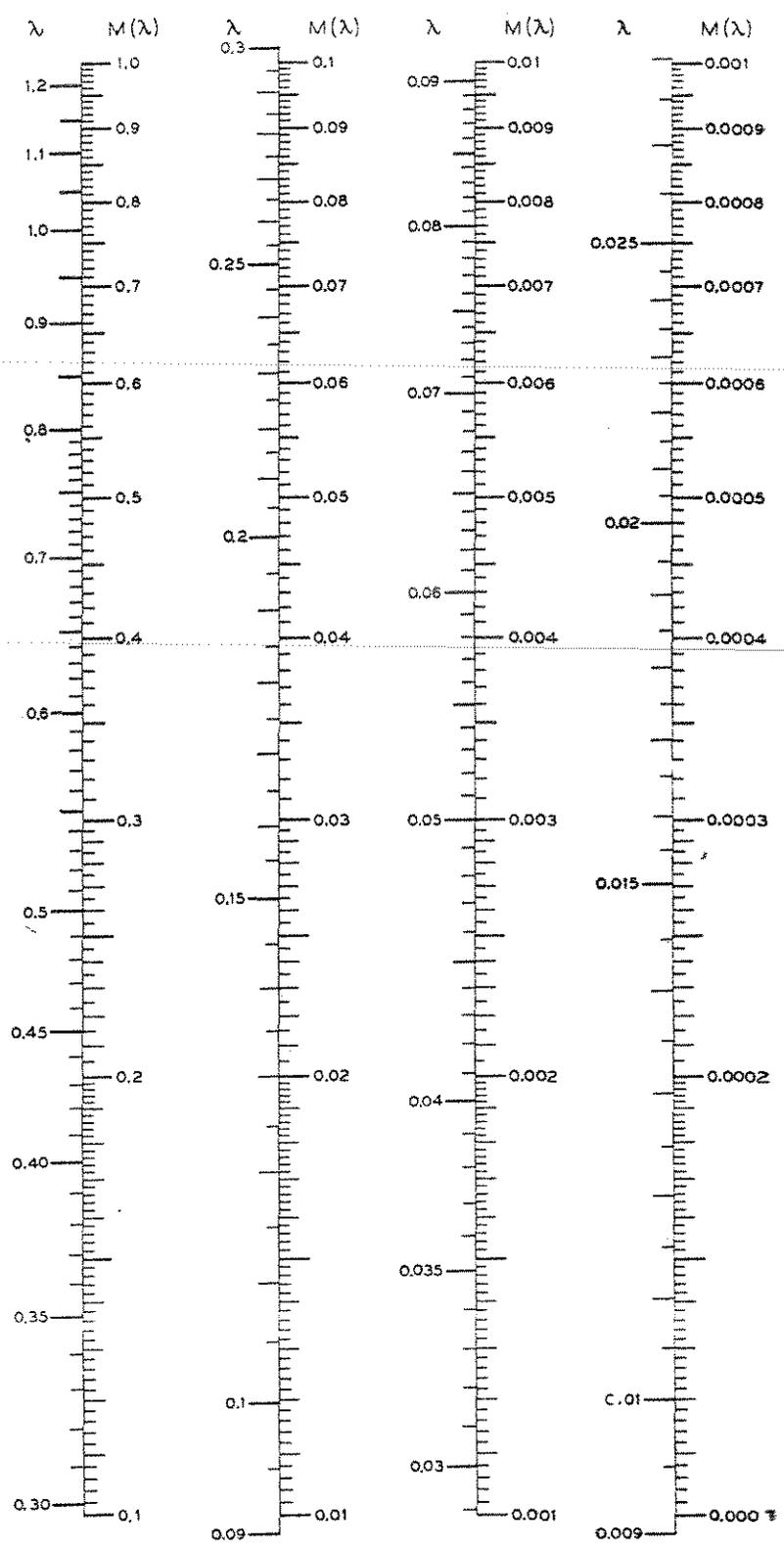
O criostato construído apresentou algumas deficiências de ordem operacional principalmente no que se refere ao espaço para colocação da amostra e posição do elemento aquecedor. Sugere-se que a câmara onde são colocadas as amostras e o aquecedor, seja construída com dimensões maiores do que a deste protótipo. Isto pode ser conseguido utilizando-se "dewars" com diâmetro e profundidade maiores.

# APÊNDICE

---

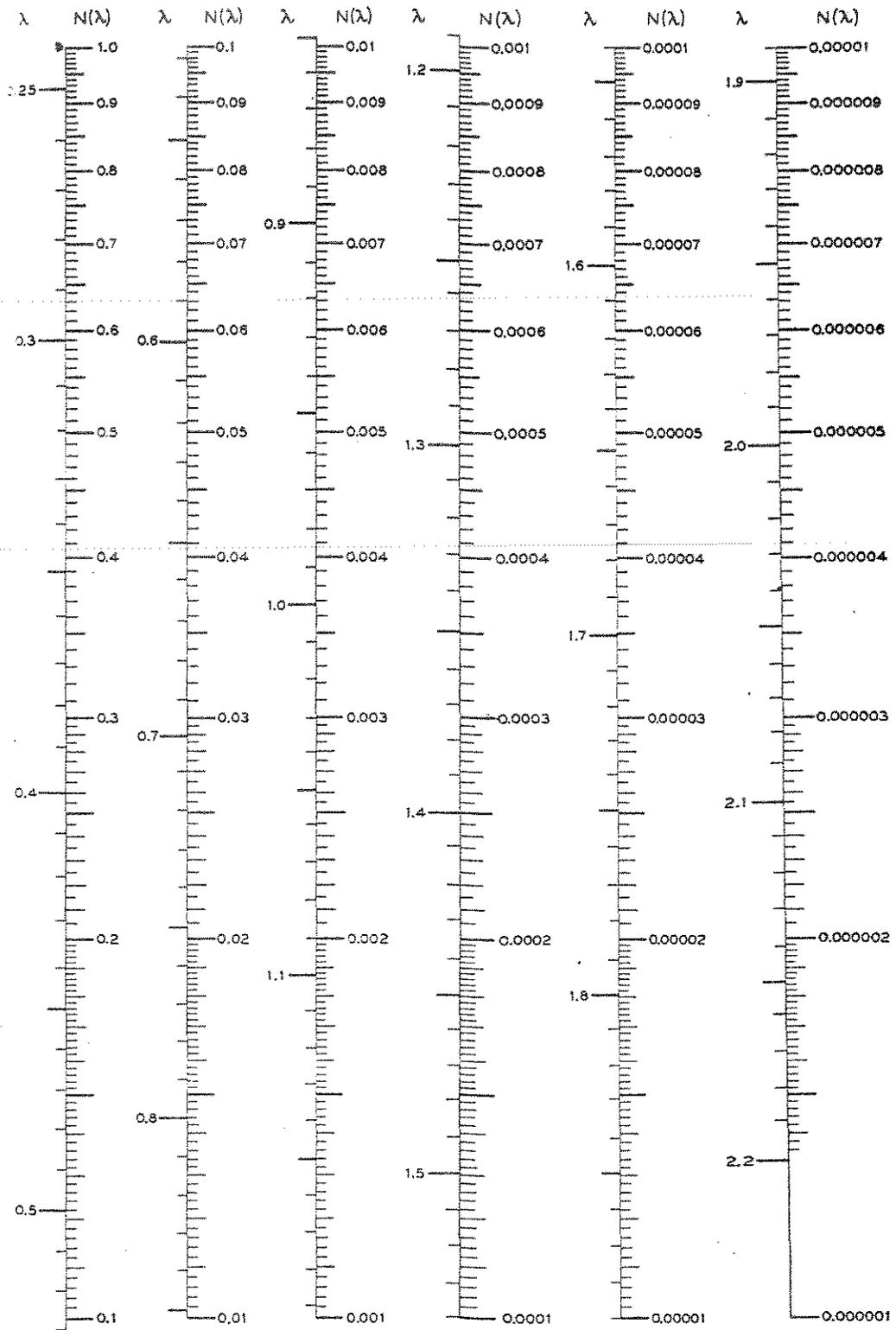
---

A.



FUNÇÃO  $M(\lambda)$  PARA  $0,009 < \lambda < 1,2$

B.



FUNÇÃO  $N(\lambda)$  PARA  $0,25 < \lambda < 2,2$

C.

$\lambda$	$M(\lambda)$	$N(\lambda)$	$\lambda$	$M(\lambda)$	$N(\lambda)$
0.01	0.000120	90.557677	0.52	0.278275	0.105086
0.02	0.000481	41.943612	0.53	0.287536	0.097637
0.03	0.001081	26.087274	0.54	0.296876	0.090740
0.04	0.001921	18.323465	0.55	0.306292	0.084353
0.05	0.003000	13.773673	0.56	0.315780	0.078434
0.06	0.004317	10.803665	0.57	0.325338	0.072947
0.07	0.005872	8.729459	0.58	0.334961	0.067860
0.08	0.007662	7.209018	0.59	0.344647	0.063140
0.09	0.009686	6.053671	0.60	0.354392	0.058761
0.10	0.011943	5.151023			
			0.61	0.364193	0.054696
0.11	0.014432	4.430064	0.62	0.374047	0.050921
0.12	0.017150	3.843793	0.63	0.383952	0.047416
0.13	0.020096	3.359908	0.64	0.393903	0.044159
0.14	0.023266	2.953502	0.65	0.403900	0.041133
0.15	0.026660	2.613904	0.66	0.413937	0.038320
0.16	0.030273	2.322701	0.67	0.424014	0.035705
0.17	0.034105	2.072472	0.68	0.434127	0.033273
0.18	0.038151	1.855945	0.69	0.444273	0.031012
0.19	0.042410	1.667423	0.70	0.454451	0.028907
0.20	0.046877	1.502384			
			0.71	0.464658	0.026949
0.21	0.051550	1.357196	0.72	0.474890	0.025127
0.22	0.056426	1.228910	0.73	0.485148	0.023431
0.23	0.061501	1.115110	0.74	0.495426	0.021852
0.24	0.066773	1.013798	0.75	0.505725	0.020381
0.25	0.072237	0.923312	0.76	0.516041	0.019012
0.26	0.077889	0.842254	0.77	0.526373	0.017736
0.27	0.083726	0.769448	0.78	0.536718	0.016548
0.28	0.089746	0.703889	0.79	0.547074	0.015440
0.29	0.095942	0.644722	0.80	0.557441	0.014400
0.30	0.102312	0.591213			
			0.81	0.567816	0.013447
0.31	0.108852	0.542726	0.82	0.578196	0.012551
0.32	0.115557	0.498711	0.83	0.588582	0.011715
0.33	0.122425	0.458690	0.84	0.598970	0.010936
0.34	0.129450	0.422244	0.85	0.609360	0.010210
0.35	0.136629	0.389006	0.86	0.619750	0.009532
0.36	0.143958	0.358654	0.87	0.630138	0.008900
0.37	0.151432	0.330903	0.88	0.640523	0.008311
0.38	0.159048	0.305500	0.89	0.650904	0.007761
0.39	0.166801	0.282222	0.90	0.661279	0.007248
0.40	0.174687	0.260868			
			0.91	0.671647	0.006770
0.41	0.182703	0.241262	0.92	0.682007	0.006323
0.42	0.190844	0.223244	0.93	0.692358	0.005906
0.43	0.199107	0.206671	0.94	0.702698	0.005518
0.44	0.207486	0.191417	0.95	0.713027	0.005155
0.45	0.215979	0.177364	0.96	0.723344	0.004816
0.46	0.224582	0.164411	0.97	0.733647	0.004499
0.47	0.233289	0.152462	0.98	0.743935	0.004204
0.48	0.242098	0.141434	0.99	0.754209	0.003928
0.49	0.251005	0.131248	1.00	0.764466	0.003671
0.50	0.260006	0.121836			
			1.01	0.774706	0.003431
0.51	0.269098	0.113135	1.02	0.784928	0.003206

TABELA DAS FUNÇÕES  $M(\lambda)$  E  $N(\lambda)$  PARA  $0,01 < \lambda < 1,02$

D.

$\lambda$	$M(\lambda)$	$N(\lambda)$	$\lambda$	$M(\lambda)$	$N(\lambda)$
1.03	0.795132	0.002996	1.54	1.280952	0.000100
1.04	0.805316	0.002801	1.55	1.289715	0.000093
1.05	0.815480	0.002618	1.56	1.298447	0.000087
1.06	0.825624	0.002447	1.57	1.307149	0.000082
1.07	0.835746	0.002287	1.58	1.315821	0.000077
1.08	0.845847	0.002138	1.59	1.324464	0.000072
1.09	0.855924	0.001999	1.60	1.333077	0.000067
1.10	0.865979	0.001869	1.61	1.341660	0.000063
1.11	0.876010	0.001748	1.62	1.350214	0.000059
1.12	0.886018	0.001634	1.63	1.358739	0.000055
1.13	0.896000	0.001528	1.64	1.367234	0.000051
1.14	0.905958	0.001428	1.65	1.375700	0.000048
1.15	0.915890	0.001336	1.66	1.384137	0.000045
1.16	0.925797	0.001249	1.67	1.392544	0.000042
1.17	0.935677	0.001168	1.68	1.400923	0.000040
1.18	0.945531	0.001092	1.69	1.409273	0.000037
1.19	0.955358	0.001022	1.70	1.417594	0.000034
1.20	0.965158	0.000956	1.71	1.425886	0.000032
1.21	0.974930	0.000894	1.72	1.434150	0.000030
1.22	0.984675	0.000836	1.73	1.442385	0.000028
1.23	0.994392	0.000782	1.74	1.450593	0.000026
1.24	1.004080	0.000731	1.75	1.458772	0.000025
1.25	1.013740	0.000684	1.76	1.466923	0.000024
1.26	1.023371	0.000640	1.77	1.475046	0.000022
1.27	1.032974	0.000599	1.78	1.483141	0.000020
1.28	1.042547	0.000560	1.79	1.491208	0.000019
1.29	1.052091	0.000524	1.80	1.499248	0.000018
1.30	1.061606	0.000490	1.81	1.507260	0.000017
1.31	1.071091	0.000459	1.82	1.515244	0.000016
1.32	1.080547	0.000429	1.83	1.523202	0.000015
1.33	1.089973	0.000401	1.84	1.531132	0.000014
1.34	1.099369	0.000376	1.85	1.539036	0.000013
1.35	1.108735	0.000351	1.86	1.546912	0.000012
1.36	1.118072	0.000329	1.87	1.554762	0.000011
1.37	1.127378	0.000308	1.88	1.562585	0.000010
1.38	1.136654	0.000288	1.89	1.570381	0.000010
1.39	1.145900	0.000270	1.90	1.578151	0.000009
1.40	1.155115	0.000252	1.91	1.585895	0.000009
1.41	1.164300	0.000236	1.92	1.593612	0.000008
1.42	1.173455	0.000221	1.93	1.601304	0.000008
1.43	1.182580	0.000207	1.94	1.608970	0.000007
1.44	1.191674	0.000193	1.95	1.616609	0.000007
1.45	1.200738	0.000181	1.96	1.624224	0.000006
1.46	1.209772	0.000169	1.97	1.631812	0.000006
1.47	1.218775	0.000159	1.98	1.639376	0.000006
1.48	1.227749	0.000148	1.99	1.646913	0.000005
1.49	1.236691	0.000139	2.00	1.654426	0.000005
1.50	1.245604	0.000130	2.10	1.728200	0.000003
1.51	1.254486	0.000122	2.20	1.799596	0.000001
1.52	1.263338	0.000114	2.30	1.868737	0.000001
1.53	1.272161	0.000106	2.40	1.935741	0.000000
			2.50	2.000718	0.000000

TABELA DAS FUNÇÕES  $M(\lambda)$  E  $N(\lambda)$  PARA  $1,03 < \lambda < 2,50$

E.

FATOR DE CORREÇÃO  $F_b^{-1}$ 

$e/t$	$F_b^{-1}$
10,0	0,000019
7,09	0,00018
5,00	0,00342
3,00	0,0604
2,00	0,228
1,00	0,683
0,707	0,848
0,50	0,933
0,30	0,983
0,20	0,9948
0,10	0,9993

(Fatores de correção  $F_a$ ,  $F_a^*$ ,  
 $F_c$ ,  $F_d$ ,  $F_e$  e  $F_f$  no texto)

FATOR DE CORREÇÃO  $F_g^{-1}$ 

Para borda condutora

		$\lambda/e$						
		0,1	0,2	0,5	1,0	2,0	5,0	10,0
$e/t$	0,0	0,034	0,124	0,481	0,811	0,962	0,9971	0,9996
	0,1	0,03	0,124	0,48	0,81	0,96	0,997	1,0001
	0,2	0,03	0,125	0,48	0,81	0,96	1,002	1,0061
	0,5	0,04	0,125	0,49	0,83	1,01	1,08	1,090
	1,0	0,04	0,142	0,56	1,03	1,34	1,48	1,497
	2,0	0,066	0,22	0,95	1,84	2,46	2,72	2,765
	5,0	0,146	0,55	2,35	4,58	6,12	6,78	6,894

F.

FATOR DE CORREÇÃO  $F_g^{-1}$

Para borda não condutora

		$l/e$							
		0	0.1	0.2	0.5	1.0	2.0	5.0	10.0
$e/t$	0.0	2.000	1.0061	1.8704	1.5198	1.1800	1.0379	1.0029	1.0004
	0.1	2.002	1.97	1.88	1.52	1.19	1.040	1.004	1.0017
	0.2	2.010	1.98	1.89	1.53	1.20	1.052	1.014	1.0094
	0.5	2.188	2.15	2.00	1.70	1.35	1.176	1.109	1.0977
	1.0	3.009	2.97	2.87	2.45	1.98	1.667	1.534	1.512
	2.0	5.560	5.49	5.34	4.61	3.72	3.104	2.838	2.795
	5.0	13.868	13.72	13.32	11.51	9.28	7.744	7.078	6.969
	10.0	27.726	27.43	26.71	23.03	18.56	15.49	14.156	13.938

FATOR DE CORREÇÃO  $F_h^{-1}$

Para borda condutora

		$l/e$								
		0	0.1	0.2	0.5	1.0	2.0	5.0	10.0	$\infty$
$e/t$	0.0	0.5500	0.6670	0.7415	0.8667	0.9405	0.9806	0.9972	0.9995	1.0000
	0.1	0.5517	0.6687	0.7462	0.8683	0.9421	0.9820	0.9982	1.0003	1.0009
	0.2	0.5620	0.6788	0.7560	0.8775	0.9502	0.9885	1.0033	1.0056	1.0070
	0.5	0.6593	0.7714	0.8402	0.9571	1.0230	1.0615	1.0819	1.0910	1.0939
	1.0	0.9751	1.0835	1.1563	1.2796	1.3709	1.4399	1.4864	1.4988	1.5015
	2.0	1.8362	1.9938	2.1113	2.3336	2.5129	2.6598	2.7439	2.7685	2.7799
	5.0	4.5815	4.9687	5.2605	5.8158	6.2638	6.6088	6.8413	6.9030	6.9315
	10.0	9.1629	9.9373	10.5209	11.6315	12.5276	13.2176	13.8060	13.8060	13.8629

FATOR DE CORREÇÃO  $F_h^{-1}$

Para borda não condutora

		$l/e$								
		0	0.1	0.2	0.5	1.0	2.0	5.0	10.0	$\infty$
$e/t$	0.0	1.4500	1.3330	1.2555	1.1333	1.0595	1.0194	1.0028	1.0005	1.0000
	0.1	1.4501	1.3331	1.2556	1.1335	1.0597	1.0198	1.0035	1.0015	1.0009
	0.2	1.4519	1.3352	1.2579	1.1364	1.0637	1.0255	1.0107	1.0084	1.0070
	0.5	1.5285	1.4163	1.3176	1.2307	1.1648	1.1263	1.1029	1.0967	1.0939
	1.0	2.0335	1.9255	1.8526	1.7294	1.6380	1.5690	1.5225	1.5102	1.5045
	2.0	3.7236	3.5660	3.4486	3.2262	3.0470	2.9090	2.8160	2.7913	2.7799
	5.0	9.2815	8.8943	8.6025	8.0472	7.5991	7.2542	7.0216	6.9600	6.9315
	10.0	18.5630	17.7886	17.2050	16.0944	15.1983	14.5083	14.0431	13.9199	13.8629

G.

FATOR DE CORREÇÃO  $F_j$ 

d/e	a/d=1	a/d=2	a/d=3	a/d $\geq$ 4
1.0			0.9988	0.9994
1.25			1.2467	1.2248
1.5		1.4788	1.4893	1.4893
1.75		1.7196	1.7238	1.7238
2.0		1.9454	1.9475	1.9475
2.5		2.3532	2.3541	2.3541
3.0	2.4575	2.7000	2.7005	2.7005
4.0	3.1137	3.2246	3.2248	3.2248
5.0	3.5098	3.5749	3.5750	3.5750
7.5	4.0095	4.0361	4.0362	4.0362
10.0	4.2209	4.2357	4.2357	4.2357
15.0	4.3882	4.3947	4.3947	4.3947
20.0	4.4516	4.4553	4.4553	4.4553
40.0	4.5120	4.5129	4.5129	4.5129
$\infty$	4.5324	4.5324	4.5325	4.5325

FATOR DE CORREÇÃO  $F_j'$ 

d/e	a/d=1	a/d=2	a/d=3	a/d $\geq$ 4
1.0			0.9988	0.9994
1.25			0.9973	0.9974
1.5		0.9859	0.9929	0.9929
1.75		0.9826	0.9850	0.9850
2.0		0.9727	0.9737	0.9737
2.5		0.9413	0.9416	0.9416
3.0	0.8192	0.9000	0.9002	0.9002
4.0	0.7784	0.8061	0.8062	0.8062

FATOR DE CORREÇÃO  $F_k$ 

d/e	$F_k$
3,0	2,2662
4,0	2,9288
5,0	3,3625
7,5	3,9274
10,0	4,1712
15,0	4,3644
20,00	4,3464
40,00	4,5080
$\infty$	4,5324

(Fator de correção  $F_i$   
no texto)

## H.1 - INTRODUÇÃO

O amplificador "lock-in" é um voltímetro C.A. que tem como característica básica um detetor sensível de fase o que permite medir com precisão a amplitude de sinais de baixo nível na presença de ruído.

Tipicamente um amplificador de amarração de fase pode medir sinais que estejam submetidos a níveis de ruído 20.000 vezes a amplitude do sinal desejado. O diagrama de blocos simplificado de um detetor sensível de fase é mostrado na figura H.1

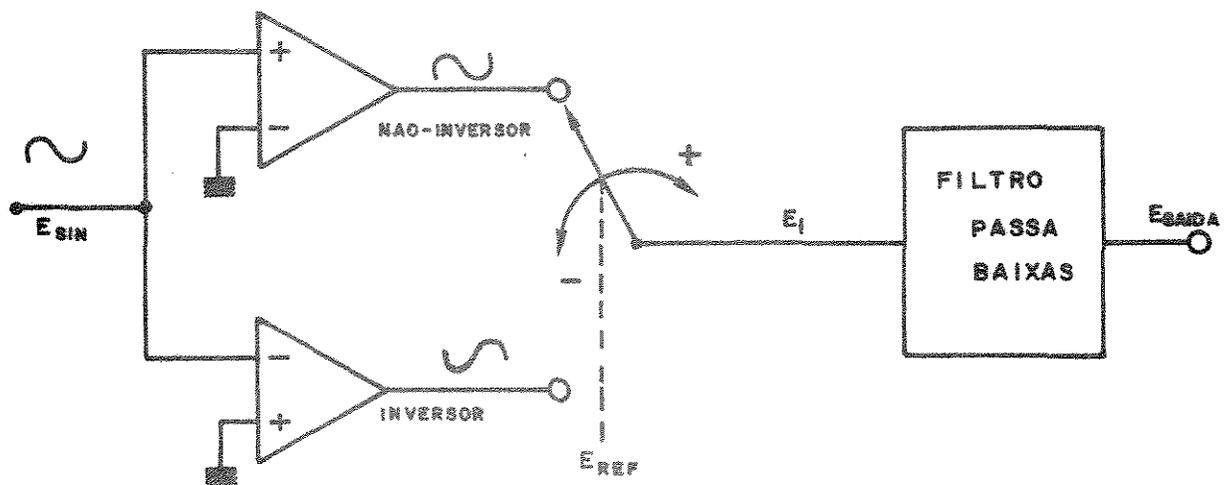


Fig. H.1 - Diagrama de blocos simplificado de um amplificador lock-in.

O detetor sensível de fase é o principal circuito de um amplificador "lock-in". Este pode ser mostrado como uma chave eletrônica reversível como mostra a figura H.1.

O sinal a ser medido,  $E_{\text{sin}}$ , que inclui também o ruído, é aplicado aos terminais de entrada da chave eletrônica. A operação da chave é sincronizada pelo sinal de referência  $E_{\text{REF}}$ , que tem a forma de uma onda quadrada ocorrendo exatamente a mesma frequência do sinal a ser medido. A figura H.2 mostra as relações entre o sinal a ser medido, o sinal de referência e o sinal de saída.

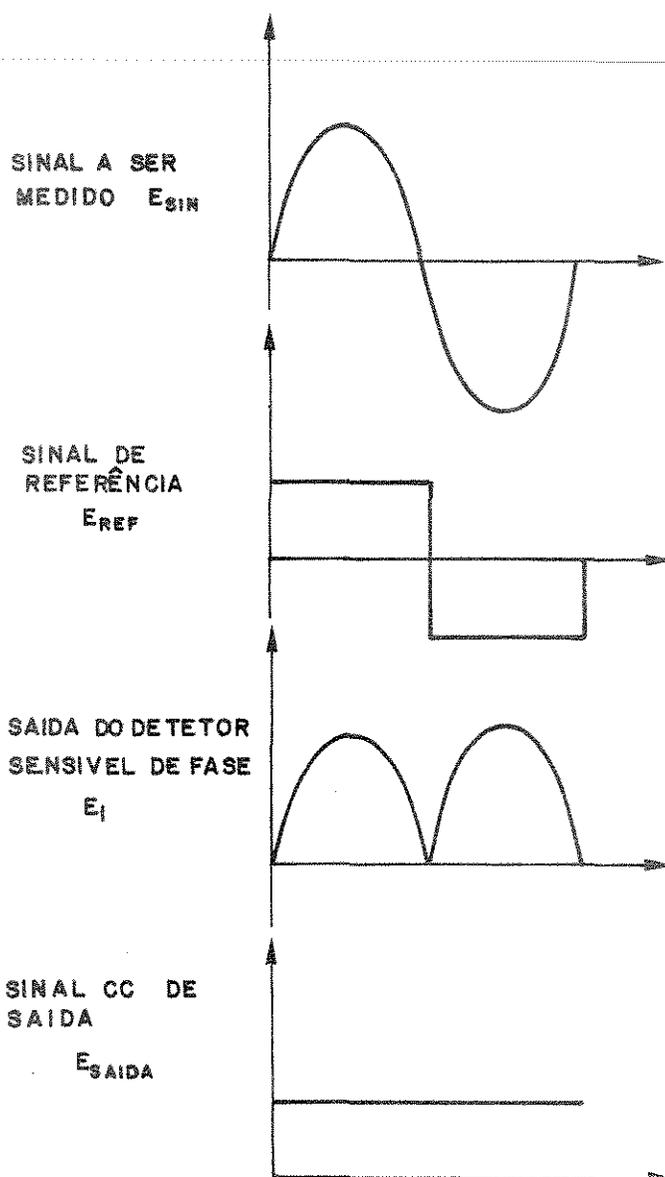


Fig. H.2 - Os sinais num detetor sensível de fase.

Durante o primeiro semi-ciclo, o sinal de referência é de polaridade positiva o que leva a chave eletrônica para a posição de NÃO-INVERSÃO. O sinal então que aparece à saída da chave é idêntico ao sinal de entrada. Durante o segundo semi-ciclo, o sinal de referência tem polaridade negativa o que leva a chave para a posição de SINAL INVERTIDO. Mas como durante este período o sinal a ser medido tem polaridade negativa a saída  $E_1$  da chave é novamente positiva.

Esse processo continua produzindo na saída  $E_1$  um sinal retificado de onda completa. Esse sinal retificado tem um valor médio que pode ser obtido passando-o por um filtro passa-baixa. Como o valor médio do sinal retificado e filtrado resultante é diretamente proporcional ao sinal de entrada, este pode ser usado para indicação através de um medidor calibrado, ou outro tipo de aparelho de leitura. A figura H.3 mostra o que ocorre quando o sinal a ser medido está em diferença de fase do sinal de referência.

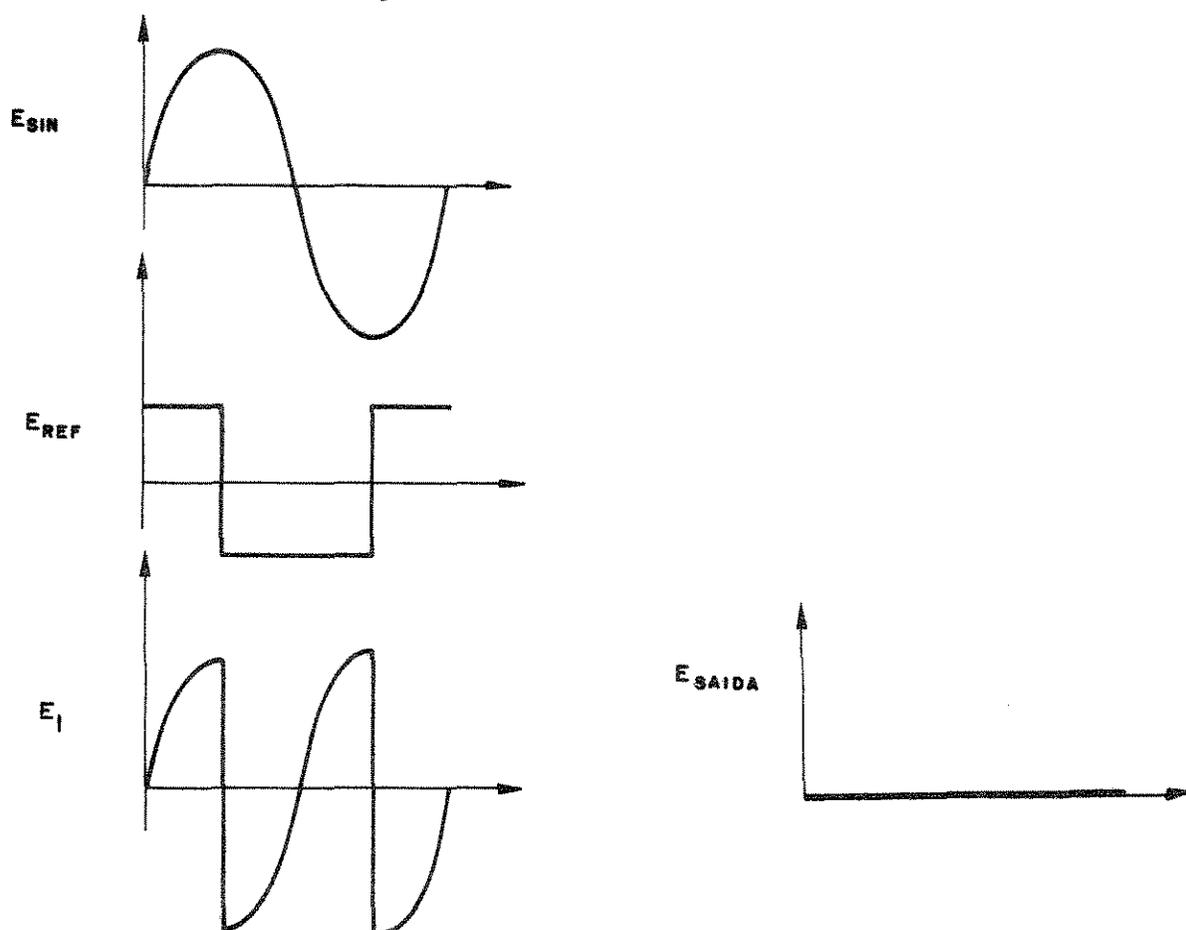


Fig. H.3 - Sinal a ser medido defasado de  $90^\circ$  do sinal de referência.

Outras defasagens entre o sinal a ser medido e o sinal de referência podem ser obtidas.

O diagrama em blocos apresentado na figura H.4 mostra um amplificador lock-in completo.

O amplificador pode ser visto como possuindo três canais. O primeiro canal chamado de CANAL DE SINAL possui uma série de amplificadores e chaves selecionadoras de ganhos. O segundo, CANAL DE REFERÊNCIA, que toma o sinal de referência e a partir deste desenvolve sinais apropriados para acionar o MISTURADOR. O terceiro canal é o "CANAL DE SAÍDA" que constitui-se do MISTURADOR, dos amplificadores C.C. e filtros.

## H.2 - OS CANAIS DO AMPLIFICADOR LOCK-IN

A seguir estão descritos os três canais do amplificador lock-in mencionados anteriormente.

### H.2.1 - O CANAL DE SINAL

O sinal de entrada a ser medido é aplicado a qualquer das entradas A ou B ou em ambas, no caso de operação diferencial. A chave seletora determina como estes conectores serão ligados à entrada do pré-amplificador de baixo ruído, o qual tem ganho de tensão de aproximadamente dez. O pré-amplificador é seguido por amplificadores intermediários que possibilitam amplificação adicional. Os filtros de entrada e os circuitos de chaveamento de ganho estão associados a esses amplificadores. Em seguida estão os dois amplificadores C.A. finais que diretamente acionam as entradas de sinal do MISTURADOR. O ganho total do canal de sinal depende da escala de sensibilidade em que o aparelho opera, e varia entre 0,01 à 25 aproximadamente.

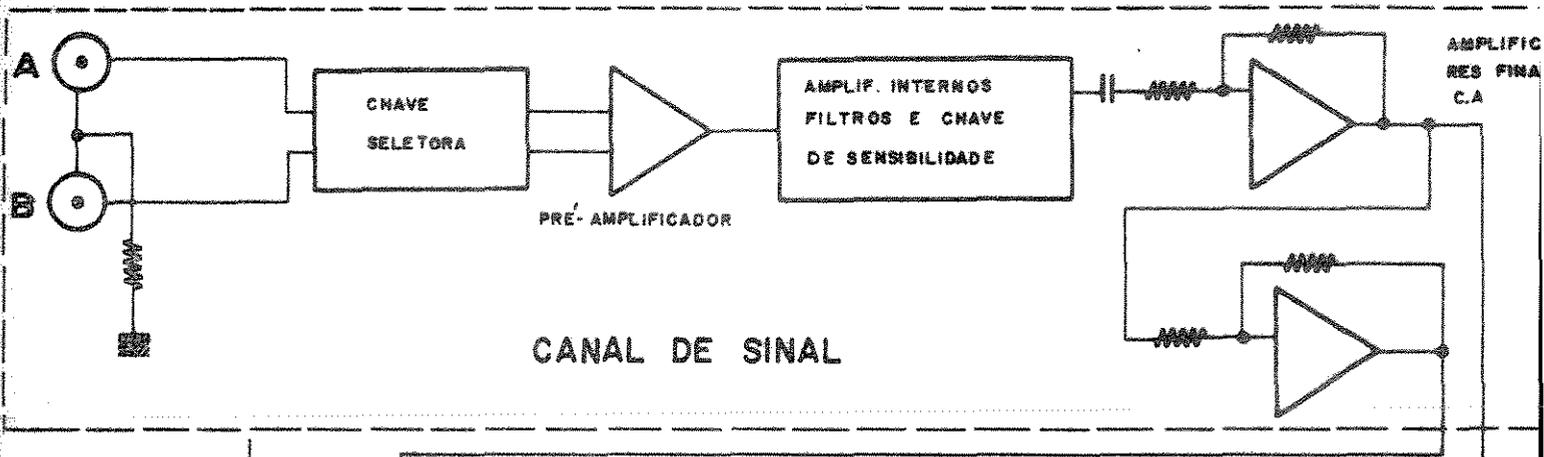
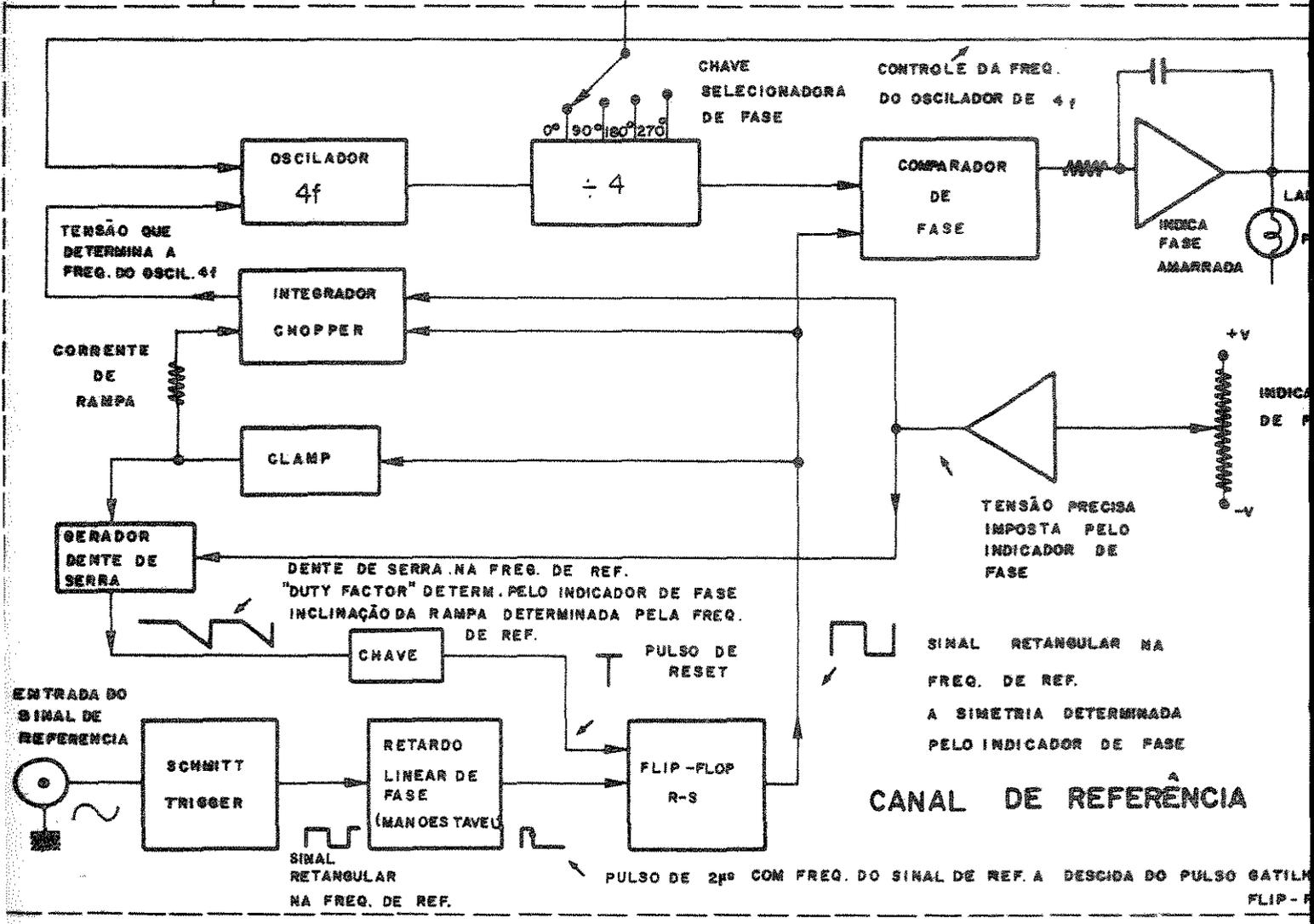
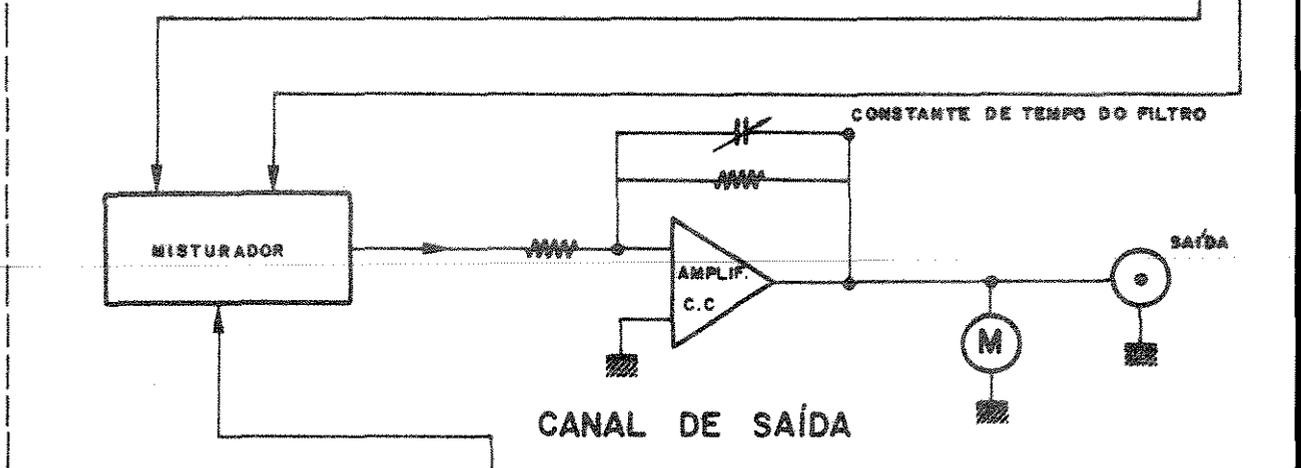


FIG. N. 4  
LOCK - IN



### H.2.2 - O CANAL DE REFERÊNCIA

Dos três canais o canal de referência é o mais complexo. O propósito deste canal é gerar dois sinais quadrados ortogonais na mesma frequência da entrada do sinal de referência e sincronizado com ele. A fase destes sinais deve ser tal que a fase do sinal aplicado ao MISTURADOR, relativa a fase do sinal de referência aplicado, esteja defasada por uma quantidade igual à indicada nos controles de fase do "lock-in". Ainda mais o canal de referência deve acompanhar mudanças no sinal aplicado de maneira a manter fase e frequência corretas na saída do canal de referência a todo instante.

De acordo com a figura H.4 o primeiro circuito do canal de referência é um SCHMITT TRIGGER cuja função é quadrar o sinal de referência aplicado. A saída do SCHMITT TRIGGER, seguida de um retardo linear para compensar desvio de fase em frequências altas, é aplicada a um flip-flop R-S. A saída deste flip-flop também é uma onda retangular, mas tem uma simetria controlada pelo indicador de fase. Cada transição negativa da saída retardada do "SCHMITT TRIGGER" "seta" o flip-flop, soltando o "clamp" na entrada do gerador dente de serra para iniciar uma rampa descendente negativa. Quando a rampa atinge alguma tensão fixa, um circuito chave "reseta" o flip-flop. Essa ação por sua vez grampeia ("clamps") a entrada do gerador, "resetando" a rampa e terminando o pulso de reset da chave. Assim para cada ciclo do sinal de referência de entrada, ocorre um ciclo da saída do flip-flop, com a simetria dessa saída sendo governada pela duração da onda dente de serra. Dois fatores determinam a duração de uma dada onda dente de serra. O primeiro é o potencial inicial da rampa (o potencial final da rampa é fixo), e o segundo é a inclinação da rampa. Alternando-se um desses fatores altera-se a duração da rampa em questão. Ambos, de fato, são controlados. Notar que o indicador de fase toma uma tensão de um potenciômetro e esta tensão depois de passar por um amplificador reforçador e uma chave (normalmente FET) é aplicada ao gerador dente de serra. No gerador esta tensão "seta" o potencial inicial da rampa e assim a duração da mesma. Como a duração da rampa "seta" diretamente a simetria da saída do flip-flop, o valor indicado pelo indicador de fase efetivamente "seta" a simetria. Entretanto esse controle "direto" não fornece a precisão necessária para a relação fase-simetria. Um circuito servo é usado para o "controle fino".

Como mostrado no diagrama de blocos a tensão do indicador de fa

se é também aplicada a um "integrador-chopper", onde ela é "choppeada" pela saída do flip-flop e então integrada. Notar que o "integrador-chopper" também determina a corrente de rampa disponível para o gerador dente de serra. Embora a simetria da saída do flip-flop é tal que a tensão do indicador de fase "choppeada" e integrada difere do valor próprio do indicador de fase, da corrente de rampa e conseqüentemente a inclinação da rampa e simetria do flip-flop, é corrigida. Assim a simetria da saída do flip-flop acompanha e corresponde ao valor indicado de fase com um alto grau de precisão.

Uma característica que pode não parecer óbvia à primeira vista é que a inclinação da rampa também varia com a frequência. Se a frequência de referência mudasse, a simetria estaria repentinamente errada para a fase indicada com um ajuste resultante na corrente de rampa fornecida pelo gerador dente de serra.

Correntes altas de rampa são fornecidas para rampas rápidas em altas frequências e correntes baixas são fornecidas para rampas lentas nas baixas frequências.

Notar que existem duas saídas do integrador-chopper. A primeira, como mostrada acima, controla a corrente de rampa fornecida ao gerador de onda dente de serra. A segunda é uma tensão correspondente que determina a frequência de oscilação do oscilador  $4f$ .

Esse oscilador, que oscila numa frequência quatro vezes a frequência do sinal de referência, é seguida por um par de flip-flop que divide por quatro e fornece uma saída de referência de quatro polos. Da mesma maneira que o valor da tensão imposta pelo indicador de fase fornece o controle de primeira ordem da simetria setando o potencial inicial da rampa, a saída do integrador-chopper apenas fornece um controle de primeira ordem da frequência do oscilador. Outro circuito servo faz a sintonia fina de frequência/fase. Uma das saídas do divisor por quatro é aplicada ao comparador de fase que tem como sua outra entrada a saída do flip-flop R-S. Como a simetria do flip-flop reflete precisamente o valor do indicador de fase, informação precisa de fase é fornecida para o controle do oscilador  $4f$ . Se houver qualquer diferença entre a fase da saída do circuito divisor por 4 e a informação de fase levada pela saída do flip-flop, o comparador de fase gera uma saída de erro que atua num integrador para corrigir a frequência/fase do oscilador  $4f$ . Assim a saída  $0^\circ$  do canal de referência é mantida a exatamente a mesma fase

selecionada pelo indicador de fase. O indicador de fase normalmente no painel frontal do instrumento permite também estabelecer outros valores de fase ou seja  $90^{\circ}$ ,  $180^{\circ}$  ou  $270^{\circ}$  para cobrir os quatro quadrantes.

### H.2.3 - O CANAL DE SAÍDA

O MISTURADOR do canal de saída consiste de um demodulador síncrono ou multiplicador de quatro-quadrantes. A saída do MISTURADOR é levada a amplificadores C.C. (a figura mostra apenas um) e a operação de se obter a média dos sinais é obtida pelos filtros associados aos amplificadores C.C.

### H.3 - CARACTERÍSTICAS TÍPICAS DE UM AMPLIFICADOR "LOCK-IN" (58)

A seguir estão relacionadas as principais características de um amplificador lock-in típico.

#### Canal de Saída

Impedância de Entrada	100 M $\Omega$ com 20 pF no máximo em paralelo
Sensibilidade:	1 $\mu$ V a 250 mV
Frequência de Operação:	0,5 Hz a 100 kHz
Rejeição de Modo Comum:	100 dB a 1 kHz
Máxima Tensão de Modo Comum:	3 Vpp em 20 kHz
Ruído:	10 nV/Hz <sup>1/2</sup> em 1 kHz

#### Canal de Referência

Impedância de Entrada:	10 M $\Omega$ com 20 pF no máximo em paralelo
Mínimo Sinal de Referência:	100 mVpp
Tempo de amarração:	2 a 20 segundos

É fácil notar que uma das limitações do amplificador "lock-in"

é a frequência de operação. A faixa ótima de funcionamento está entre algumas centenas de Hz até 10 kHz.

Aplicações do amplificador lock-in:

Pode ser usado como amplificador fotométrico, para medir ganho de malha aberta de amplificadores operacionais, determinação da característica CxV de estruturas MOS e medida de diafonia de amplificadores.

Entre outras aplicações especiais citam-se: o lock-in usado como controlador de temperatura, e o oscilador do mesmo pode ser usado como referência e excitação.

Os circuitos de aplicação específica do amplificador lock-in foram apresentados no capítulo 2.

Em qualquer sistema instrumental onde estão sendo processados sinais de baixo nível, o aterramento correto para minimizar os efeitos de malhas de corrente, normalmente na frequência da rede (60 Hz), é da maior importância <sup>(59)</sup>. Uma ligação incorreta ou ausente do terra pode comprometer toda confiabilidade da medida efetuada.

Outro critério que deve ser observado quando se utilizar o amplificador "lock-in" é operá-lo dentro de um contorno mínimo de "fator de ruído". Estes contornos são fornecidos pelo fabricante, e como regra geral quando se operar com o lock-in dentro do contorno de 3 dB (ou menor) as considerações sobre ruído do próprio amplificador podem ser desprezadas.

#### H.4 - APLICAÇÃO DO LOCK-IN NA MEDIDA DE PARÂMETROS DE DISPOSITIVOS

O amplificador lock-in pode ser utilizado como um medidor sensível de fase, nas medidas de parâmetros de dispositivos identificando a componente capacitiva e resistiva destes. O esquema da figura H.5 ilustra uma medida típica.

O dispositivo é excitado por uma fonte ideal de tensão e simultaneamente esta tensão ao passar por um defasador alimenta um detetor sensível de fase. A corrente que passa pelo dispositivo possui duas componentes uma com  $90^\circ$  de diferença de fase relativa a capacitância do dispositivo e outra relativa a componente resistiva do mesmo. Ao passar pelo conversor corren

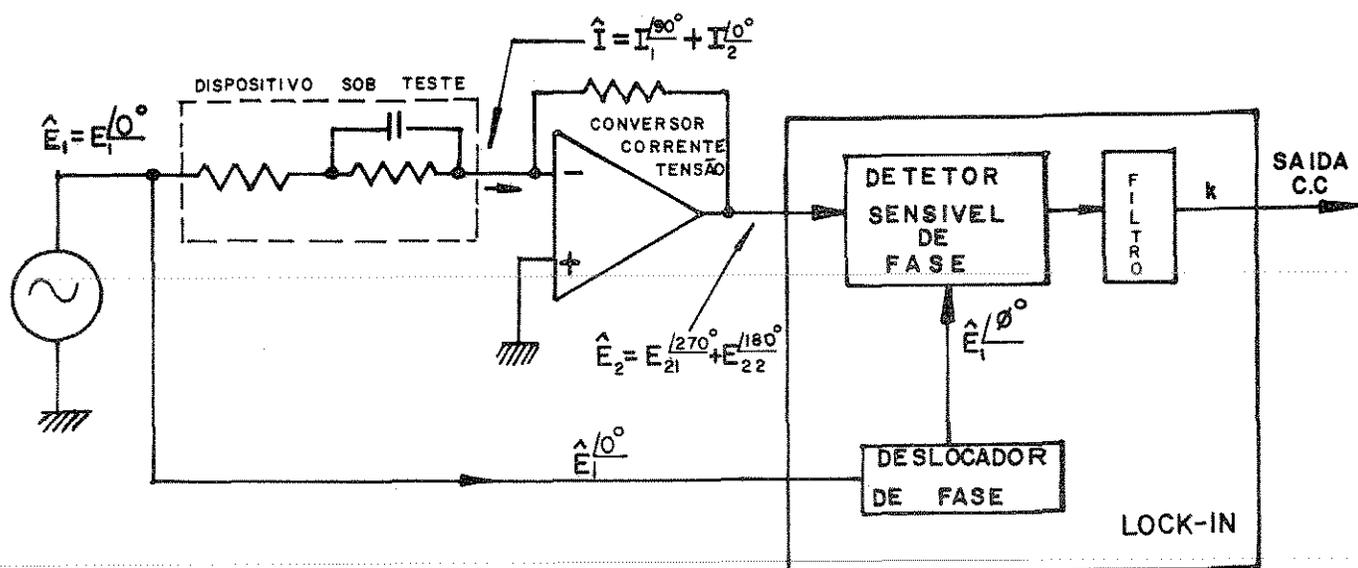


Fig. H.5 - Amplificador lock-in utilizado na medida de parâmetros de dispositivos.

te tensão estas componentes são invertidas de  $180^\circ$ , surgindo  $\tilde{a}$  entrada do lock-in como duas tensões defasadas de  $270^\circ$  a  $180^\circ$  respectivamente.

Se o deslocador de fase fizer com que a referência seja deslocada  $\tilde{a}$  entrada do detetor sensível de fase, de um ângulo  $\phi = 270^\circ$   $\tilde{a}$  saída do lock-in ter-se-á uma tensão CC dada por SaídaCC = k.C onde  $k = EA\omega$  sendo E a amplitude do sinal de entrada, A o ganho do amplificador lock-in e  $\omega = 2\pi f$  sendo f a frequência de excitação.

Se  $\phi = 180^\circ$  a saída CC será proporcional a componente resistiva do dispositivo.

# BIBLIOGRAFIA

---

---

- (1) - "Method of Test for Resistivity of Silicon Using Four-Point Probes, Standard Test Method F43", AMERICAN SOCIETY FOR TESTING AND MATERIALS, PART 43, Philadelphia (1968).
- (2) - "Bulk Semiconductor Radial Resistivity Variation, Standard Test Method F81", AMERICAN SOCIETY FOR TESTING AND MATERIALS, PART 43, Philadelphia (1970).
- (3) - GARDNER, E.E. and SCHUMAN Jr., P.A. "Measurements of Resistivity of Silicon Epitaxial Layers by the Three-Point Probe Technique" *Solid State Electronics*, V.8: 165-174 (1965).
- (4) - WENNER, Frank "Method of Measuring Earth Resistivity" *Scientific Paper of the Bureau of Standards*, n<sup>o</sup> 258, out/1915.
- (5) - MADELUNG, E. "Das Elektrische Feld in Systemen von Regelmäßige Anordneten Punktladungen" *Physikalische Zeitschrift*, V.19: 524-531, (1918).
- (6) - TAGG, G.F. "EARTH RESISTENCES" (PITMAN PUBLISHING CORPORATION) 1<sup>o</sup> Ed. (1964).
- (7) - UHLIR Jr., Arthur "The Potentials of Infinite Systems of Sources and Numerical Solutions of Problems in Semiconductor Engineering" *Bell System Tech. J.*, V. 34: 105-128 (1955).
- (8) - JAHNKE, E.; EMDE, F. "TABLES OF FUNCTIONS WITH FORMULAE AND CURVES" (DOVER PUBLICATIONS INC., NY, 1948), Fourth Edition, pg. 236, 238, 240 e 242.

- (9) - RUNYAN, W.R. "SEMICONDUCTOR MEASUREMENTS AND INSTRUMENTATION"  
(McGRAW HILL BOOK Co., 1975, 1ª Edição).
- (10) - VALDES, L.B. "Resistivity Measurements on Germanium for Transistors"  
*Proc. IRE*, V.42: 420-427 (1954).
- (11) - SMITS, F.M. "Measurements of Sheet Resistivities with the Four-Point Probe"  
*Bell System Tech. J.*, V.37: 711-718, (1958).
- (12) - LOGAN, M.A. "Sheet Resistivity Measurements of Rectangular Surfaces  
General Solutions Four-Point Probe Conversion Factors" *Bell Systems Tech. J.*, V. 46: 2277-2322 (1967).
- (13) - SCHUMANN, P.A. Jr.; HALLENBECH Jr., J.F. "A novel Four-Point Probe  
for Epitaxial and Bulk Semiconductor Resistivity Measurements"  
*J. Electrochem. Soc.*, V.110: 538-542, (1963).
- (14) - SCHUMANN Jr., P.A.; GARDNER, E.E. "Four-Point Probe Evaluation of  
Silicon N/N<sup>+</sup> and P/P<sup>+</sup> Structures" *Trans. Metallurgical Society AIME*, V.233: 602-608, March/1965.
- (15) - VAN DER PAUW, L.J. "A Method of Measuring the Resistivity and Hall  
Coefficient on Lamellae of Arbitrary Shape" *Phillips Tech. Rev.*  
V.20: 220-224, (1959).
- (16) - CHWANG, Ronald; SMITH, B.J and CROWELL "Contact Size Effects on the  
van der Pauw Method for Resistivity and Hall Coefficient Measure-  
ments" *Solid State Electronics*, V.17: 1217-1227 (1974).
- (17) - WIEDER, H.H. "Electrical and Galvanomagnetic Measurements on Thin  
Films and Epilayers" *Thin Solid Films*, V.31: 123-128 (1976).
- (18) - "Measuring Hall Mobility and Hall Coefficient in Extrinsic Semiconduc-  
tor Single Crystals, Standard Method F46" ASTM PART 43, Philadel-  
phia (1973).
- (19) - SCHOKLEY, W. "The Theory of PN Junctions in Semiconductors and  
PN Junction Transistors" *Bell System Tech. J.*, V.28: 434-489,  
(1949).
- (20) - SAH, C.T.; NOYCE, R.N. and SCHOKLEY, W. "Carrier Generation and  
Recombination in PN Junctions and PN junctions Characteristics"  
*Proc. IRE*, V.45: 1228-1243 (1957).

- (21) - MOLL, J.L. "The Evolution of the Theory for the Voltage-Current Characteristics of PN Junctions" *Proc. of IRE*, V. 46: 1076-1082 (1958).
- (22) - SAH, C.T. "Effect of Surface Recombination and Channel on PN Junction and Transistor Characteristics" *Trans. IRE on Electron Devices*, V.9 (1): 94-108, (1962).
- (23) - FELDMAN, J.M. THE PHYSICS AND PROPERTIES OF TRANSISTORS  
*John Wiley and Sons*, NY, cap. 6, 1972.
- (24) - CHYNOWETH, A.G. and McKAY, K.G. "Internal Field Emission in Silicon PN Junctions" *Phys. Rev.*, V.106(3): 418-426 (1957).
- (25) - MILLMAN, J.; HALKIAS, C.C. INTEGRATED ELECTRONICS: ANALOG AND DIGITAL CIRCUITS AND SYSTEMS *McGraw Hill Kogakusha Ltda. Tokyo, International Student Edition* (1972).
- (26) - CHYNOWETH, A.G. et al "Internal Field Emission at Narrow Silicon and Germanium PN Junctions" *Phys. Rev.*, V.118(2): 425-434, 1960.
- (27) - SZE, S.M. PHYSICS OF SEMICONDUCTOR DEVICES *Wiley Interscience*, NY, cap. 4, 1969.
- (28) - SCHIFF, L.I. QUANTUM MECHANICS *McGraw Hill Inc.*, pag. 268-279, 1955 (1956).
- (29) - KANE, E.O. "Theory of Tunneling" *J. Appl. Phys.*, V.32; 83-91 1961.
- (30) - ESAKI, L. e MIYAHARA, Y. "A New Device using the Tunneling Process in Narrow PN Junctions" *Solid State Elect.*, V.1: 13-21 (1960).
- (31) - CHYNOWETH, A.G. et al "Phonon-Assisted Tunneling in Silicon and Germanium ESAKI Junctions" *Phys. Rev.*, V.125(3): 877-881, 1962.
- (32) - CARR, W. "Energy Band Parameters of Germanium Indicated by Tunnel Diode Reverse Characteristics" *J. of Appl. Phys.*, V.34(8): 2467-2473, 1963.
- (33) - ANDERSON, J.L. "Experiments on Ge-GaAs Heterojunctions" *Solid State Elect.*, V.5: 341-351 (1962).
- (34) - DONNELLY, J.P.; MILNES, A.G. "Current Voltage Characteristics of PN Ge-Si and Ge-GaAs Heterojunctions" *Proc. IEEE*, London, V.113: 296, 1966.

- (35) - RIDEOUT, V.L. "A Review of the Theory and Technology for Ohmic Contacts to Group III-V Compound Semiconductors" *Solid State Elect.*, V.18 (6): 541-550, 1975.
- (36) - SCHWARTZ, B. (edit) OHMIC CONTACTS TO SEMICONDUCTORS *The Electrochemical Society Inc.*, pags. 69 a 81, 1969.
- (37) - MEAD, C.A. "Metal Semiconductor Surface Barriers" *Solid State Electronics*, V.9: 1023-1033, 1966.
- (38) - PATERSON, W.L. "Multiplication and Logarithmic Conversion by Operational Amplifier Transistor Circuits" *The Review of Scientific Instruments*, V.34(12): 1311-1316, 1963.
- (39) - HANDY, R.J. "Theoretical Analysis of the Series Resistance of Solar Cell" *Solid State Electronics*, V.10: 765-775, 1967.
- (40) - CHEN, P.J. et al "Experimental Determination of Series Resistance of PN Junctions Diodes and Solar Cells" *IEEE Trans. on Electron Devices*, V.25(3): 386-388, 1978.
- (41) - GARRET, C.G. and BRATTAIN, W.H. "Physical Theory of Semiconductors Surfaces" *Phys. Rev.*, V.99: 376, 1955.
- (42) - SZE, S.M. PHYSICS OF SEMICONDUCTOR DEVICES *Wiley-Interscience*, NY, cap. 9, pag. 430-432, 1969.
- (43) - GROVE, A.S. et al "Simple Physical Model for the Space-Charge Capacitance of Metal-Oxide-Semiconductor Structures" *J. of Appl. Phys.* V.35(8): 2458-2462, 1964.
- (44) - HOFSTEIN, S.R.; WARFIELD, G. "Physical Limitations on the Frequency Response of a Semiconductor Surface Inversion Layer" *Solid State Electronics*, V.8: 321-341, 1965.
- (45) - GOETZBERGER, A. "Ideal MOS Curves for Silicon" *The Bell Syst. Tech. J.*, V.45: 1097-1122, 1966.
- (46) - TERMAN, L.M. "An Investigation of Surface State at Silicon/Silicon Dioxide Interface Employng Metal-Oxide Silicon Diodes" *Solid State Electronics*, V.5: 285-299, 1962.
- (47) - BERGLUND, C.N. "Surface States at Steam-Grown Silicon-Silicon Dioxide Interface" *Trans. on Electron Devices*, V.13(10): 701-705, 1966.

- (48) - "C-V Measurement of MOS Surface Potential" PAR Application Note 128 (1974).
- (49) - KUHN, M. "A Quasi-Static Technique for MOS C-V and Surface State Measurements" *Solid State Electronics*, V.13: 873-885, 1970.
- (50) - GRAY, P.V.; BROWN, D.M. "Density of SiO<sub>2</sub>-Si Interface States" *Appl. Phys. Letters*, V.8(2): 31-33, 1966.
- (51) - BRÄUNING, D.; WAGEMANN, H.G. "Experiments and Model of Nonequilibrium Behavior of MIS Varactors Using the Linear Ramp Technique" *IEEE Trans. on Electron Devices*, V.21(4): 241-246, 1974.
- (52) - NICOLLIAN, E.H.; GOETZBERGER, A. "The Si-SiO<sub>2</sub> Interface - Electrical Properties as Determined by the Metal-Insulator-Silicon Conductance Technique" *The Bell Syst. Tech. J.*, V.46(6): 1055-1133, 1967.
- (53) - LEHOVEC, K. and SLOBODSKOY, A. "Impedance of Semiconductor Insulator" *Solid State Electronics*, V.7(1): 59-79, 1964.
- (54) - GONÇALVES, N.F. "Estudo teórico Experimental do Sistema Si-SiO<sub>2</sub> utilizando Capacitores MOS" Dissertação apresentada à Escola Politécnica da USP para Obtenção do Título de Mestre, seções 2.1, 2.9.2, 4.3, nov/78.
- (55) - MEYER, N.I.; GULDBRANDSEN, T. "Method for Measuring Impurity Distributions in Semiconductor Crystals" *Proc. of IEEE*, pags. 1631-1637 Nov/1963.
- (56) - JOHNSON, W.C.; PANOUSIS, P.T. "The Influence of Debye Length on the C-V Measurements of Doping Profiles" *IEEE Trans. on Electron Devices*, V.18(10): 965-973, 1971.
- (57) - NICOLLIAN, E.H.; HANES, M.H.; BREWS, J.R. "Using the MIS Capacitor for Doping Profile Measurements with Minimal Interface State Error" *IEEE Trans. on Electron Devices*, V.20(4): 380-389, 1973.
- (58) - "Lock-in Amplifier" PAR mod. 129A, "Operating and Service Manual"
- (59) - MALMSTADT, H.V.; ENKE, C.G., GROUCH, S.R.; HORLICK, G. OPTIMIZATION OF ELECTRONIC MEASUREMENTS, MOD. 4 *Edit. W.A. Benjamin, Inc.*, Menlo Park, CA, 1974.
- (60) - NONLINEAR CIRCUITS HANDBOOK Analog Devices, Inc., 1976.

- (61) - FURTADO, N.F. SISTEMAS DE UNIDADES - TEORIA DOS ÊRROS Ed. Ao Livro Técnico Ltda. (1961).
- (62) - GONÇALVES, N.F. "Estudo Teórico Experimental do Sistema Si-SiO<sub>2</sub> Utilizando Capacitores MOS" Dissertação Apresentada à Escola Politécnica da USP para obtenção do Título de Mestrado seções 2.6, 2.9.1 e 4.2, nov/78.
-