INSTITUTO DE FÍSICA E QUÍMICA DE SÃO CARLOS
DEPARTAMENTO DE FÍSICA E CIÊNCIA DOS MATERIAIS
UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO

"UM ESTUDO TEÓRICO DE CARACTERIS-
TICA ELÉTRICA DE CONTATO SCHOTTKY
NAU ÍNTIMO METAL-ISOLANTE AMORFO E
ESTRUTURA METAL-ISOLANTE-METAL".

Marta Bueno de Moraes

Dissertação apresentada ao Instituto de
Física e Química de São Carlos, para a
obtenção do Título de Mestre em Física
Aplicada

Orientador

Prof. Dr. Hari Mohan Gupta

SÃO CARLOS

1989

MEMBROS DA COMISSÃO JULGADORA DA DISSERTAÇÃO DE MESTRADO DE
Marta Bueno de Moraes APRESENTADA
AO INSTITUTO DE FÍSICA E QUÍMICA DE SÃO CARLOS, DA UNIVERSI
DADE DE SÃO PAULO, EM 01 DE setembro DE 1989.

COMISSÃO JULGADORA:

Hari Mohan Gupta
Dr. Hari Mohan Gupta Orientador

Guilherme Fontes Leal Ferreira
Dr. Guilherme Fontes Leal Ferreira

Antonio Rubens Brito de Castro
Dr. Antonio Rubens Brito de Castro

Dedico à Luiz, Iris, Eniz, Malu, Valter,
Acir, Daniel, Nando e Guilherme.

AGRADECIMENTOS

Ao professor Hari Mohan Gupta pela orientação, amizade, compreensão e dedicação dispensada.

A professora Mariângela Tassinari Figueiredo pela valiosa ajuda nos cálculos durante a realização deste trabalho.

Ao professor Guilherme F.L. Ferreira pelas valiosas discussões e apoio constante.

A professora e coordenadora da Física Aplicada Rosemary Sanches pela compreensão na fase inicial deste trabalho.

Aos funcionários da USP-São Carlos e UNESP-Ilha Solteira pelo trabalho e dedicação dispensados.

Ao CNPq e CAPES pelo apoio financeiro.

Aos meus amigos tão queridos que me acompanharam nas diversas fases deste trabalho.

Ao Edimilson pela amizade e compreensão.

INDICE

- RESUMO	1
- ABSTRACT.....	2
I - INTRODUÇÃO	
I.1 - Barreira de Schottky.....	3
I.2 - Contato Metal-Isolante íntimo.....	5
I.3 - Contato Metal-Isolante não íntimo.....	13
II - FORMULAÇÃO DO PROBLEMA	
II.1- Sistema Metal-Oxido-Isolante-Metal.....	19
III- FORMULAÇÃO MATEMÁTICA	
III.1 - Característica Elétrica.....	25
IV - RESULTADOS	
IV.1 - Discussão e Resultados.....	35
V - REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS.....	56

RESUMO

No presente trabalho foi desenvolvida uma teoria de característica elétrica da estrutura metal-isolante-metal considerando uma camada fina de óxido entre o metal e o isolante, sendo o óxido um outro isolante de banda de energia proibida mais larga.

Foi considerada uma distribuição energética uniforme de estados de impurezas à interface óxido-isolante.

Estudamos a distribuição real do potencial na região de carga espacial usando a equação de Poisson.

Através desta distribuição obtemos a relação entre o potencial de contato e a carga positiva na região de depleção e assim a característica capacitância-voltagem da estrutura.

Este tipo de característica é útil para se calcular as características corrente em função do potencial e corrente em função do tempo para um dado potencial e deste modo é importante para o entendimento das estruturas MIM e MOIM.

ABSTRACT

In this work we have developed a theory of the electric characteristic of the metal-oxide-insulator-metal structure, considering a thin film of oxide between metal and insulator; the oxide is another insulator of wider forbidden energy gap.

A uniform energy distribution of impurity states at the oxide-insulator interface was considered.

We have studied the actual distribution of potential in the region of spatial charge using the Poisson equation. With this distribution we obtain the relation between the contact potential and the charge in the depletion region and then the characteristic potential-capacitance of this structure. This type of characteristic is useful to calculate the characteristic current-potential, and current-time at a given potential. In this manner it is important to the understanding of MIM and MOIM structures.

CAPITULO I

INTRODUÇÃO:

I.1 - BARREIRA DE SCHOTTKY

Há mais de 100 anos atrás, Brawn(1) reconheceu que o ponto de contato entre um fio delgado de metal e um cristal mostrava uma resistência dependente da polaridade da voltagem aplicada. O primeiro contato retificante metal-semicondutor (MS) tinha sido detectado. Desde então, a interface MS tem tomado um importante papel em muitos desenvolvimentos tecnológicos (2-4). No entanto a física que existe atrás da origem e propriedades elétricas de uma Barreira de Schottky ainda não é muito bem entendida de um ponto de vista teórico mesmo para materiais cristalinos, apesar dos inúmeros trabalhos(5-10). Os contatos metal-isolante particularmente aqueles de materiais amorfos são um problema ainda mais complexo.

Um grande número de modelos clássicos (11,12) e quânticos (13) têm sido propostos nos últimos anos para barreiras Schottky. O mais clássico foi o proposto por Schottky (11) em 1939 contendo o conceito de barreira Schottky a qual é baseada num perfeito contato entre o metal e o semicondutor levando ao alinhamento do nível de Fermi e ao encurvamento ("bending") da banda para neutralizar a transferência de carga. Neste caso, a altura da barreira é dada pela diferença entre a função trabalho do metal e a eletroafinidade do semicondutor. Em 1947, Bardeen (12) propôs que os estados de superfície localizados no "gap" da banda do semicondutor fossem os responsáveis pelo aprisionamento (pinning) do nível de Fermi e pela formação da barreira.

Estados de impurezas localizados estão distribuídos através de todo material amorfo (14). Numa barreira Schottky com isolante amorfo ou semicondutor estes estados tornam-se muito importantes.

Recentemente muitos autores têm discutido a característica capacitância versus o potencial aplicado de estruturas metal-silício amorfo particularmente para conhecer a distribuição de impurezas em silício amorfo (8,15-19) e sua resposta a um campo elétrico variante.

Tarasewicz e Salama (20) discutiram a teoria de região de depleção da superfície para o caso de um semicondutor com perfil de impurezas linearmente dependente da distância à um nível simples de energia, o qual é importante para estruturas implantadas com íons.

A condução elétrica através de estruturas metal-isolante-metal (MIM) têm sido o objeto de intensos trabalhos teóricos e experimentais nas últimas 3 décadas (14,2). Em filmes de isolantes muito fino ($< 50 \text{ \AA}$), o tunelamento de cargas de metal para metal é um mecanismo predominante de condução de carga(22). Em casos de filmes de isolantes mais espessos ($> 10^5 \text{ \AA}$ ou 10μ) as propriedades do volume do isolante são definitivamente mais importantes.

O mecanismo de condução de carga em contatos injetantes de estruturas MIM é principalmente aquele de corrente limitada pela carga espacial (23).

O mecanismo de condução de carga em contatos bloqueantes de estruturas MIM com espessuras intermediárias de isolante ($10^3 \text{ \AA} \sim 1 \mu$) ainda não é bem explicado, enquanto que esta faixa de espessura de isolante é tecnologicamente mais importante.

Na maioria dos casos, para estruturas MIM, somente

as características corrente - voltagem em estado estacionário são plotadas e explicadas (24,25) em termos de efeito Schottky simples ou efeito Poole-Frenkel, sem considerar os detalhes da formação da barreira Schottky e variação do campo elétrico dentro da região de depleção particularmente para estados de impurezas distribuídos em toda a banda de energia.

I.2 - O CONTATO METAL-ISOLANTE OU METAL-SEMICONDUTOR INTIMO

Neste trabalho estaremos tratando material isolante e semicondutor igualmente, só diferindo na largura do gap de energia.

Schottky, em sua teoria clássica de contato bloqueante (barreira Schottky) considera que o metal e o isolante (ou semicondutor) estão em contato íntimo.

Posteriormente ele considera uma densidade de carga uniforme positiva na região de depleção devida aos estados de impurezas do tipo doadores ionizados.

Nestes contatos a função trabalho do metal (ψ_m) é maior que a função trabalho do isolante (ψ_i).

Em estruturas metal-isolante-metal com contato bloqueante, a corrente é limitada pela barreira de contato, porque o volume do isolante oferece muito pouca resistência para a corrente, a maioria do potencial aplicado aparece através do contato.

Para contatos ôhmicos (injetantes), a função trabalho do metal (ψ_m) é menor que a função trabalho do isolante (ψ_i). Neste caso a corrente é principalmente

determinada pelos mecanismos de condução no volume do isolante.

Na barreira de Schottky, é considerado que o isolante tem um só nível de impureza do tipo doador com energia E_t . A densidade de impurezas é N_t por cm^3 e a função de ocupação destas impurezas no isolante é f_t .

Nas Fig. 1.1(a) e 1.1(b) são apresentados respectivamente os diagramas de energia da estrutura metal - isolante antes e depois do contato ser feito.

Na Fig. 1.1(c) é apresentada a distribuição de carga no estado de equilíbrio.

Como no contato bloqueante, a função trabalho do metal (ψ_m) é maior que a função trabalho isolante (ψ_i), a energia do nível de Fermi no isolante é maior que a do metal, quando estão separados (Fig. 1.1 (a)).

Imediatamente depois que o metal é colocado em contato com o isolante, os elétrons saem das impurezas doadoras que estão nas proximidades da interface e vão para o metal. Isso cria uma carga positiva localizada na proximidade do contato metal - isolante que se conhece como região de depleção (ou também chamada região de carga espacial) pois tem poucas cargas móveis em comparação ao volume do isolante.

Por causa da carga positiva localizada, o potencial do isolante baixa e no equilíbrio o nível de Fermi estará no mesmo nível em toda a estrutura.

A banda de energia e os níveis E_c e E_v estão demonstrados na Fig. 1.1(b).

A altura da barreira de energia da interface (ϕ_b) é dada por:

$$\phi_b = \psi_m - \chi \quad (1.1)$$

onde χ é a afinidade eletrônica do isolante.

A densidade de carga na região de depleção é $q N_t f_t$ se todas as impurezas estão ionizadas.

Pode-se calcular a distribuição do campo elétrico, o potencial e a espessura da região de carga espacial usando a equação de Poisson na região de carga espacial:

$$\frac{d^2 V}{dx^2} = - \frac{\rho}{K \epsilon_0} = - \frac{q N_t f_t}{K \epsilon_0} \quad (1.2)$$

onde K é a constante dielétrica do material isolante, ϵ_0 é a permissividade do vácuo.

+

Tomamos a origem $x = 0$ na interface metal-isolante, como indicado na fig 1.1(c).

Integrando a equação (1.2) e considerando o campo elétrico E igual a zero em $x = W$, isto é, no final da região de depleção (A consideração acima é chamada aproximação de depleção, onde a densidade de carga eletrônica é aproximadamente nula para $0 < x < W$ e igual à densidade ρ no volume do semicondutor para $x > W$), teremos o campo elétrico na região de depleção dado por :

$$E = - \frac{dV}{dx} = \frac{q N_t f_t (W-x)}{K \epsilon_0} \quad (1.3)$$

Integrando a equação (1.3) e considerando o potencial $V = 0$ em $x = 0$, nós obtemos:

$$V = - \frac{q N_t f_t}{2k\epsilon_0} (x^2 - 2Nx) \quad (1.4)$$

Se o potencial total sobre o contato é V_c então V é igual a V_c em $x = W$, e teremos:

$$W = \left(\frac{2k\epsilon_0 V_c}{q N_t f_t} \right)^{1/2} \quad (1.5)$$

As equações (1.3) e (1.4) dão respectivamente a distribuição do campo elétrico e o potencial na região de carga espacial para um contato Schottky íntimo.

A equação (1.5) dá a expressão para a espessura da região de carga espacial para o contato íntimo.

Tomamos o potencial sobre o contato como sendo V_c igual a $\frac{1}{q} \psi_{bi} + V_{ci}$ sendo que $\frac{1}{q} \psi_{bi}$ é o potencial interno já existente sobre a barreira e V_{ci} é o potencial externo aplicado ao contato e como será mostrado no Cap. II, poderá ser tomado como aproximadamente igual ao potencial aplicado à estrutura (V_{apl}).

Quando o potencial externo sobre o contato é zero ($V_{ci} = 0$) o potencial sobre a região de carga espacial é somente o potencial interno ($\frac{1}{q} \psi_{bi}$) que é dado por

$$\frac{1}{q_s} (\psi_m - \psi_i)$$

ou

$$\left(\frac{\phi_b - E_{CF}}{q_s} \right)$$

onde ϕ_b é a altura da barreira ($\psi_m - \chi$) e E_{CF} é a diferença de energia entre o nível de Fermi E_F e o nível de condução E_C dado por ($E_C - E_F$).

A equação (1.5) fica:

$$W_0 = \left(\frac{2 K \epsilon_0 (\psi_m - \psi_i)}{q_s^2 N_t f_t} \right)^{1/2} =$$

$$= \left(\frac{2 K \epsilon_0 \psi_{bi}}{q_s^2 N_t f_t} \right)^{1/2} \quad (1.6)$$

Quando o potencial externo (polarizado reversamente) sobre a região de carga espacial é V_{ci} , o potencial total sobre a região de carga espacial é $1/q (\psi_m - \psi_i + q V_{ci})$ e a espessura da região de carga espacial é:

$$W = \left(\frac{2 K \epsilon_0 (\psi_m - \psi_i + q V_{ci})}{q_s^2 N_t f_t} \right)^{1/2} =$$

$$= \left(\frac{2 K \epsilon_0 (\psi_{bi} + q \psi_{ci})}{q_f^2 N_t f_t} \right)^{1/2} \quad (1.7)$$

A equação (1.7) dá a espessura da região de carga espacial para um determinado potencial V_c sobre o contato, considerando a densidade de carga positiva constante e igual à $(q_f N_t f_t)$. No caso da região de carga espacial não ser uniforme ou ter outra dependência com a energia, é preciso recalcular estas expressões com a equação de Poisson.

O mecanismo mais importante para a injeção de carga dentro do isolante num contato metal - isolante é a emissão de Schottky. Neste caso os elétrons são emitidos do metal pela emissão térmica para a banda de condução do isolante. A barreira de potencial sobre a interface é modificada pelo campo elétrico através do efeito Schottky (26).

A densidade de corrente por este efeito elétrico é dada por:

$$J = A T^2 \exp \left(\frac{\beta E^{1/2} - \phi_b}{K_B T} \right) \quad (1.8)$$

onde A é a constante efetiva de Richardson; E é o campo elétrico sobre a interface; K_B é a constante de Boltzmann, T é a temperatura, β é dado por:

$$\beta = \left(\frac{q^3}{4\pi K \epsilon_0} \right)^{1/2} \quad (1.9)$$

Se o potencial sobre o isolante é distribuído uniformemente, isto é, não tem nenhum efeito de carga espacial, $\ln J$ é proporcional à $(V_c)^{1/2}$.

No caso de formação de região de carga espacial e de aumento da região de carga espacial com o potencial através da equação (1.7), o campo elétrico é proporcional a $(\psi_m - \psi_i + qV_{ci})^{1/2}$.

Se o potencial externo (V_{ci}) for muito maior que o potencial interno $1/q (\psi_m - \psi_i)$ já existente, podemos considerar que o potencial no contato é praticamente igual ao potencial externo aplicado ($V_c \approx V_{ci}$) e então $\ln J$ é proporcional à $(V_{ci})^{1/4}$ ou à $(V_c)^{1/4}$ e daí percebemos a importância dos efeitos da carga espacial.

Geralmente uma fina camada de isolante esca presente entre o metal e o semicondutor em contatos metal-semicondutor (6,12,27) então o que se tem de fato é um contato metal-isolante-semicondutor.

Nas chamadas barreira Schottky (contato íntimo), esta camada é muito fina ($\approx 10 \text{ \AA}$), assim aqueles estados de superfície na interface isolante - semicondutor estão em contato íntimo com o metal (12). Estes contatos são feitos por exposição da superfície do semicondutor em câmara de ultra alto vácuo para criar uma superfície limpa e então evaporando imediatamente o metal.

Em contatos metal-semicondutor feitos comumente a espessura desta camada isolante pode ser da ordem de $50 \text{ \AA}$. Neste

caso os estados de superfície do semiconductor não estão em contato íntimo com os estados do metal por tunelamento e isto pode alterar drasticamente as características.

Assim o contato metal-isolante ou metal-semiconductor é de fato um contato metal-óxido-isolante ou metal-óxido-semiconductor, onde o óxido é um isolante com "gap" de energia maior.

Os contatos com camada óxida menor que são os contatos íntimos ou contato metal-isolante, enquanto que contatos com camada óxida da ordem de $50 \text{ \AA}$ são os contatos não íntimos ou contatos metal-óxido-isolante ou (metal-óxido-semiconductor).

Quando temos um potencial aplicado V_c sobre o contato, a forma do nível de Fermi na região de depleção é incerta e é normalmente omitida (28).

Num contato íntimo Schottky os estados de superfície na interface estão em contato íntimo com os estados do metal, assim aqueles estados de superfície que estão abaixo do nível de Fermi do metal continuam preenchidos; o nível de Fermi esperado no isolante é como o mostrado na Fig. 1.2(b).

A Fig.1.2(a) dá a situação antes de ser aplicado um potencial externo V sobre o contato.

Isto significa que durante a relaxação dielétrica para um potencial de contato V_c , os elétrons fluem dos estados de impurezas no volume na região AB da Fig.1.2(b) e assim ocorre o crescimento da região de depleção catódica. A densidade de carga positiva na região de depleção praticamente não varia. A espessura da região de depleção é dada pela equação (1.7).

I.3- CONTATO METAL-ISOLANTE OU METAL-SEMICONDUTOR NÃO ÍNTIMO

Os diagramas de níveis de energia para contatos metal-isolante-semicondutor, isto é, barreiras Schottky não íntimas, para potencial de contato aplicado igual a zero e igual a V_c estão respectivamente mostrados nas Fig. 1.3(a) e 1.3(b).

Como os estados de superfície no contato isolante-semicondutor não estão em contato íntimo com os estados do metal, quando um potencial for aplicado, alguns dos estados de superfície que estavam preenchidos à potencial aplicado igual a zero, estarão agora vazios e portanto o nível de Fermi torna-se-á mais baixo em relação à E_c .

Isto significa que a densidade de carga positiva na região de depleção aumenta com o potencial de contato aplicado e as cargas que fluem no semicondutor durante a relaxação dielétrica podem vir de estados na região OO' da Fig. 1.3(b).

Neste caso a densidade de carga positiva na região de depleção. Numa determinada posição depende do potencial naquele ponto e aumenta com o potencial reverso aplicado.

Assim o aumento relativo da região de depleção é menor comparado com contatos íntimos.

Muitos autores (15,8) escreveram sobre barreiras Schottky de silício amorfo e consideraram o nível de Fermi como na Fig. 1.3(b) para um potencial aplicado V_c no contato, sem dar detalhes da formação da barreira Schottky.

Nestes trabalhos os autores estavam mais preocupados em obter a densidade e a energia dos estados de impurezas e sua variação dentro do silício amorfo.

No presente trabalho estamos considerando com mais detalhes a barreira metal-óxido-isolante. Consideraremos que os estados de interface no isolante não estão em contato íntimo com os estados do metal e por isso o nível de Fermi no contato pode baixar independente do nível de Fermi do metal.

A estrutura e mecanismos de movimento de carga na barreira de Schottky em estruturas tipo metal isolante metal para material amorfo não são ainda bem conhecidos, porém sabe-se que estes tipos de estruturas são importantes para o estudo de dispositivos eletrônicos.

As características elétricas das estruturas dependem da distribuição de impurezas no isolante e na interface. Geralmente os materiais amorfos têm estados de impurezas distribuídos energeticamente por toda a faixa de energia na banda de energia proibida (gap de energia).

Neste trabalho estudaremos teoricamente, a distribuição de potencial e variação de campo elétrico dentro da região de carga espacial da barreira Schottky considerando que as impurezas estão distribuídas uniformemente na energia dentro da região de carga espacial, não estando estes estados de interface em contato íntimo com estados do metal.

Finalmente estudaremos a característica elétrica de estrutura metal-isolante-metal em estado estacionário com base na variação de campo elétrico e de potencial.

Este estudo vai proporcionar um melhor entendimento da estrutura e suas características.

No Capítulo II, apresentamos a formulação do problema juntamente às várias suposições para simplificação do mesmo.

No Capítulo III, apresentamos os cálculos efetuados, com detalhes para obtenção da distribuição do

potencial e do campo elétrico dentro da região de carga espacial.

No Capítulo IV, fazemos uma discussão dos nossos resultados para para vários valores de parâmetros ; apresentamos o efeito de variação de densidade de impurezas sobre a características estacionárias, isto é, voltagem versus corrente e capacitância versus voltagem para estrutura metal-isolante-metal.

Figura 1.1 :Diagramas de energia da estrutura metal-isolante

(a) antes do contato ser feito,

(b) depois do contato ser feito.

Figura 1.1(c): Distribuição de carga no estado de equilíbrio.

Figura 1.2: Diagrama de equilíbrio de um contato íntimo Schottky

(a) sem potencial externo aplicado $V = 0$

(b) com potencial externo aplicado $V = V_{ap}$

Figura 1.3: Diagrama de níveis de energia para contatos Schottky não íntimos.

(a) potencial aplicado igual a zero

(b) potencial aplicado igual a V_{apl}

CAPITULO II

FORMULAÇÃO DO PROBLEMA

II-1 SISTEMA METAL-OXIDO-ISOLANTE-METAL

Neste trabalho consideramos o contato metal-óxido-isolante. A espessura do óxido é da ordem de $50 \text{ \AA}$ de modo que os estados de superfície na interface óxido - isolante não estão em contato com os estados de superfície do metal por tunelamento. Isto significa que o isolante e o metal não estão em contato íntimo.

Fazemos algumas suposições para que o problema possa ser simplificado. O óxido está livre de qualquer espécie de carga elétrica ; temos (i) $\rho_{ox} = 0$ onde ρ_{ox} é a densidade de carga no óxido e (ii) o campo elétrico dentro do óxido é constante sendo o potencial no óxido uma função linear da distância no óxido.

Conhecendo-se o campo elétrico em $x = 0$, isto é, no contato óxido isolante temos a queda de potencial no óxido dada por $V_{ox} = E_{ox} S_{ox}$ onde E_{ox} é igual ao campo elétrico quando $x = 0$; S_{ox} é a espessura do óxido.

A espessura do óxido foi considerada muito pequena em comparação com a região de depleção (W) no isolante, $S_{ox} \ll W$.

Quando uma voltagem externa V_{apl} é aplicada à estrutura metal óxido isolante, esta voltagem é distribuída uniformemente através do isolante. Tem-se uma corrente de volume; como o contato é bloqueante, os estados ocupados da interface óxido isolante começam a perder suas cargas para suportar esta corrente no volume. Com isto o potencial de

contato V_c aumenta e o potencial no volume do isolante diminui. Isto faz com que a corrente no volume diminua e a corrente no contato aumente, ou seja, como o contato oferece muita resistência à passagem de elétrons, o volume fornece os elétrons para suportar a corrente e, depois de um certo tempo, com o aumento do potencial no contato, elétrons começam a passar pelo contato, aumentando assim a corrente. Finalmente um estado estacionário é alcançado quando ambas as correntes são iguais, não nulas.

Se o potencial aplicado é V_{apl} , em qualquer tempo na relaxação dielétrica $V_{apl} = V_i + V_c$ onde V_c é o potencial no contato óxido isolante, V_i é o potencial de volume no isolante (31).

O potencial de contato óxido-isolante V_c , é posteriormente dividido em $V_c = V_{co} + V_{ci}$ onde V_{co} é o potencial no óxido e V_{ci} é o potencial na região de carga espacial.

Quando a espessura do óxido é muito pequena em relação à largura de depleção (W), a queda de potencial através do óxido é desprezível comparado com a queda do potencial através da região de carga espacial. Assim $V_{co} \ll V_{ci}$ e portanto $V_c \approx V_{ci}$.

Considerando também a queda de potencial no volume V_i muito menor que a queda de potencial na região de carga espacial V_c então podemos ter uma aproximação:

$$V_{apl} \approx V_{ci}$$

Então o potencial na região de carga espacial pode ser dado por:

$$V_c = \frac{1}{q_f} \psi_{bi} + V_{ci} = \frac{1}{q_f} \psi_{bi} - V_{apl}$$

onde ψ_{bi} é a barreira de energia interna já existente no contato.

Por outro lado, se a densidade de carga na região de carga espacial é da ordem de 10^{19} impurezas por eV por cm^3 ou mais, a espessura da região de carga espacial é da ordem de $10^2 \text{ \AA}$.

Neste caso a queda de potencial através do óxido pode ser importante e deve ser considerada.

Assim o potencial no contato V_c é dado por:

$$\begin{aligned} V_c &= V_{apl} - V_{ox} + \psi_{bi} = \\ &= V_{apl} - E_{ox} S_{ox} + \psi_{bi} \end{aligned} \quad (2.1)$$

onde ψ_{bi} é o potencial interno no contato óxido isolante.

Considerando $\psi_{bi} \ll V_{apl}$ ou $\psi_{bi} \ll V_c$ a equação (2-1) fica :

$$V_c = V_{apl} - E_{ox} S_{ox} \quad (2.2)$$

O presente modelo poderá ser aplicado para todos os contatos metal isolante, no qual os estados de interface não estão em contato íntimo com os estados do metal de modo que sob o potencial aplicado o nível de Fermi na região de carga espacial pode cair abruptamente.

No material amorfo existem os estados de impurezas que estão distribuídos através da banda de energia proibida por todo o material. A distribuição energética de estados de impurezas varia de isolante para isolante e também depende do método de preparação do material. Além disso na interface óxido - isolante, estão distribuídos os estados de superfície.

Combinando estes 2 tipos de defeitos, ou melhor, não diferenciando estes 2 tipos de impurezas superficiais e de volume, a densidade de estados de impurezas associados a uma particular energia pode ser dada em função da distância x da interface:

$$N(E, x) = A(E) + B(E) \exp\left(\frac{-x}{R(E)}\right) \quad (2.3)$$

onde $A(E)$, $B(E)$ e $R(E)$ são constantes.

O primeiro termo do lado direito da eq. (2.3) dá a densidade para uma determinada energia, da impureza no volume e o segundo termo dá a densidade de impureza na superfície a qual é dependente da distância x a partir da superfície (contato).

A fim de estudarmos os efeitos essenciais dos estados de impurezas $N(E, x)$ distribuídos de uma maneira geral, sem separar estados de superfície e de volume, vamos considerar que dentro da região de carga espacial a densidade de estados de impurezas é independente da posição, isto é, R , e esta consideração é válida desde que a largura da camada de carga espacial W seja da ordem de 10^2 Å .

No entanto em qualquer caso, os resultados essenciais permanecem os mesmos, exceto os valores de alguns parâmetros que variam levemente. Na ausência de maiores informações, esta consideração é razoável para estudar a característica de um modo geral.

Posteriormente no presente estudo consideramos somente o caso em que os estados de impurezas estão uniformemente distribuídos energeticamente. Assim tem-se N_d estados de impurezas preenchidos por cm^3 a um nível qualquer de

energia E_f (o qual consideramos coincidente com o nível de Fermi no equilíbrio) mais N_0 estados de impurezas por cm^3 por eV, ou seja uma densidade uniforme para cada energia. Estes valores de N_0 e N_d são considerados constantes (independente da distância x do contato) por toda a região de carga espacial sob consideração.

Como já foi citado, no estado estacionário quase todo o potencial aplicado (V_{apl}) está sobre o contato e o potencial no óxido é considerado quase zero; o potencial total aplicado está sobre a região de carga espacial e será dado por V_c . Isto é verdade se $S_{ox} \ll W$.

Se considerarmos que o potencial em x (x é a distância do contato óxido isolante em direção ao isolante) é igual à $V_c(x)$ o nível de Fermi neste ponto sofre uma variação de energia igual à $eV_c(x)$ como mostra a Fig.2.1(b). A Fig.2.1(a) mostra o diagrama de energia da estrutura quando o potencial externo aplicado é igual à zero. Assim a densidade de carga total positiva neste ponto será :

$$\rho(x) = q [N_d - q N_0 V_c(x)] \quad (2.4)$$

onde N_d é a densidade de impurezas a um nível E_f de energia e N_0 é a densidade de impurezas distribuídas uniformemente na energia.

Estamos considerando o caso em que o contato está reversamente polarizado de modo que $V_c(x)$ é negativo, assim ambas espécies de impurezas criarão cargas positivas à $x = 0$.

A distribuição do potencial e do campo elétrico pode ser obtida através da solução da equação de Poisson, no qual no presente caso poderá ser dado por:

$$\frac{d^2 V(x)}{dx^2} = - \frac{q}{\epsilon_0} [N_d - q N_0 V_c(x)] \quad (2.5)$$

Figura 2.1: Diagrama de energia para o sistema metal óxido isolante. ψ_{bi} é igual a zero para os dois casos.

(a) Potencial externo aplicado igual a zero

(b) Potencial externo aplicado igual a V_{apl}
(reverso)

CAPITULO III

FORMULAÇÃO MATEMÁTICA

III.1 - CARACTERÍSTICA ELÉTRICA

A equação de Poisson estabelece a dependência da distribuição do potencial em função de uma distribuição de carga elétrica. Para obtermos a distribuição do potencial e do campo elétrico na região de carga espacial do contato óxido - isolante, usaremos a equação de Poisson a qual no presente caso foi tomada como:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 V(x)}{dx^2} &= - \frac{\rho(x)}{K\epsilon_0} = \\ &= - \frac{q}{K\epsilon_0} \left[N_d - N_0 q V(x) \right] \end{aligned} \quad (3.1)$$

onde:

N_d = densidade de impureza constante à qualquer nível E_t (coincidente com E_F no equilíbrio);

N_0 = densidade de impurezas distribuídas uniformemente com a energia;

V = potencial reverso em um dado ponto x no isolante na região de carga espacial;

Reescrevendo a equação (3-1) temos:

$$\frac{d^2 V(x)}{dx^2} = K_1 V(x) - K_2 \quad (3.2)$$

onde

$$K_1 = \frac{q^2 N_0}{K \epsilon_0}$$

$$K_2 = \frac{q N_d}{K \epsilon_0}$$

A equação (3-2) é do tipo $\frac{d^2 y}{dx^2} = f(y)$ e a solução geral é dada por:

$$\begin{aligned} \left(\frac{dy}{dx} \right)^2 &= C + 2 \int f(y) \frac{dy}{dx} dx = \\ &= C + 2 \int f(y) dy \end{aligned}$$

A solução geral da equação (3-2) é então

dada por:

$$\left(\frac{dV(x)}{dx} \right)^2 = C + K_1 V^2(x) - 2K_2 V(x) \quad (3.3)$$

onde C = constante de integração.

Usando como condição de contorno o fato que o potencial é $V = -V_c$ em $x = 0$ e $V = 0$ em $x = W$ isto é, usando a aproximação de depleção para a qual em $x = W$ no final da região de depleção o campo elétrico é zero, temos que a

constante c da equação (3-3) é igual a zero.

A Eq. (3-3) fica:

$$\frac{dV(x)}{dx} = \left(K_1 V(x) - 2K_2 V(x) \right)^{1/2} \quad (3.4)$$

A equação (3-4) é da forma

$$\int \frac{dy}{(ay^2 + by + c)^{1/2}} = \int dx$$

onde para o caso de a ser positivo e $b^2 > 4ac$ a solução é dada por:

$$\frac{1}{\pm \sqrt{a}} \cosh^{-1} \left(\frac{2ay + b}{\pm \sqrt{b^2 - 4ac}} \right) = x + \text{constante}$$

Como $a = K_1$, $b = -K_2$, $c = 0$ e então $a > 0$ e $b^2 > 4ac$ temos que a solução geral da equação (3-4) é dada por

$$\begin{aligned} \frac{1}{\pm \sqrt{K_1}} \cosh^{-1} \frac{2K_1 V(x) + (-K_2)}{\pm \sqrt{4K_1^2}} &= \\ &= x + \text{constante} \end{aligned} \quad (3.5)$$

onde :

x = distância em relação ao contato óxido-isolante.

Como o potencial no isolante será negativo (reverso) usamos $V = -V_s$ e tomamos todas as raízes negativas, a equação torna-se então :

$$-\frac{1}{\sqrt{K_1}} \cosh^{-1} \left[\frac{K_1 V_s(x) + K_2}{K_2} \right] = x + \text{constante} \quad (3.6)$$

Usando a condição de contorno $V_s = V_c$ para $x = 0$,
 V_c = módulo do potencial de contato, a Eq. 3-6 fica:

$$V_s = \frac{K_2}{K_1} \left\{ \cosh \left[\cosh^{-1} \left(\frac{K_1 V_c + K_2}{K_2} \right) - \sqrt{K_1} x \right] - 1 \right\} \quad (3.7)$$

A equação 3-7 dá a distribuição do potencial através da região de depleção, dependendo da tensão de contato e das densidades de impurezas distribuídas ou não na energia.

Colocando x como função de V_s podemos encontrar a expressão para a largura da camada de depleção W para o caso de x ser igual a W quando $V_s = 0$:

$$W = \frac{1}{\sqrt{K_1}} \cosh^{-1} \left(\frac{K_1 V_c + K_2}{K_2} \right) \quad (3.8)$$

Para encontrar a distribuição do campo elétrico na camada de depleção, derivamos o potencial V_s em relação à posição x :

$$E_s = - \frac{dV_s}{dx} = \frac{K_2}{\sqrt{K_1}} \sinh \left[\cosh^{-1} \left(\frac{K_1 V_c + K_2}{K_2} \right) - x \sqrt{K_1} \right] \quad (3.9)$$

A equação (3-9) dá a distribuição do campo elétrico em função da densidade de impurezas e do potencial de contato.

Analizando a equação (3-9) para $x = 0$ encontramos o campo elétrico em $x = 0$, isto é, na interface óxido-isolante dado por :

$$\begin{aligned} E_{ox} = E_{x=0} &= \\ &= \frac{K_2}{\sqrt{K_1}} \sinh \left[\cosh^{-1} \frac{K_1 V_c + K_2}{K_2} \right] \quad (3.10) \end{aligned}$$

Para encontrar a característica capacitância-voltagem calculamos a carga que é dada por :

$$Q = \int_0^W p(x) dx =$$

$$= \int_0^W q \left(N_d - n_0 V(x) \right) dx$$

Como $V = -V_s$, então

$$Q = \int_0^W q N_d dx +$$

$$+ \int_0^W q^2 N_0 V_s dx \quad (3.11)$$

onde V_s é dado por (3-7).

Efetuada a integração da Eq.3.11 e combinando com a Eq. 3.8 obtemos a expressão para a carga Q :

$$Q = q N_d W + \frac{q^2 N_0 K_2}{K_1^{3/2}} \left\{ \sinh \sqrt{K_1} W - \right.$$

$$\left. - \sqrt{K_1} W \right\} \quad (3.12)$$

A equação 3-12 nos dá a carga na camada de depleção em função da largura da camada W , do potencial de contato V_c e das densidades de impurezas N_d e N_o .

A capacitância pode ser encontrada pela diferenciação da expressão da carga Q em relação ao potencial aplicado V_{apl} :

$$C = \frac{dQ}{dV_{apl}} = \frac{q N_d W}{V_c} + \frac{q^2 N_o K_2}{V_c K_1^{3/2}} \left\{ \sinh W \sqrt{K_1} - W \sqrt{K_1} \right\} \quad (3.13)$$

Temos 2 situações que se tornam casos particulares das equações acima deduzidas:

(i) - Quando a densidade de impurezas distribuídas energeticamente é muito pequena ou $N_o \ll N_d$ ou $K_1 \ll K_2$, neste caso

$$\cosh^{-1} \left(\frac{K_1 V_c + K_2}{K_2} \right) = \cosh^{-1} \left(1 + \frac{K_1 V_c}{K_2} \right) \approx \left(\frac{2 K_1 V_c}{K_2} \right)^{1/2}$$

pois

$$\cosh x = \frac{e^x + e^{-x}}{2} = 1 + \frac{x^2}{2} \quad \text{para } x \text{ pequeno}$$

ou

$$\cosh^{-1} \left(1 + \frac{x^2}{2} \right) = x$$

Considerando isto, a equação (3-8) fica

$$W = \left(\frac{2V_c}{K_2} \right)^{1/2} = \left(\frac{2K\epsilon_0 V_c}{q N_d} \right)^{1/2} \quad (3.14)$$

A equação (3-10) fica, considerando que $\sinh x \approx x$

$$E_{x=0} = \frac{K_2}{\sqrt{K_1}} \sinh \left(\frac{2K_1 V_c}{K_2} \right)^{1/2} \approx (2K_2 V_c)^{1/2}$$

$$\text{ou } E_{x=0} \approx \left[\frac{2q N_d V_c}{K\epsilon_0} \right]^{1/2} \quad (3.15)$$

A equação (3-13) fica

$$C = \left(\frac{2q N_d K\epsilon_0}{V_c} \right)^{1/2}$$

Estes resultados são os mesmos daqueles de uma barreira Schottky para um só nível de impurezas.

Com estes resultados podemos inferir que se o efeito de Schottky é predominante para a característica corrente-voltagem, então $\ln I$ será proporcional a $(E_{x=0})^{1/2}$ ou $\ln I$ será proporcional a $(V_c)^{1/4}$.

(ii) - Quando as impurezas distribuídas energeticamente são predominantes ou $K_1 V_c \gg K_2$, teremos

$$\frac{K_1 V_c - \epsilon_2}{K_2} \approx \frac{1 \cdot V_c}{K_2}$$

pois para x muito grande $\cosh x \approx \sinh x \approx e^x/2$

$$\text{ou } \cosh^{-1} x = \ln(2x)$$

Usando estes resultados a equação (3-8) fica:

$$W = \frac{1}{\sqrt{K_1}} \ln \left(\frac{2 K_1 V_c}{\epsilon_2} \right) \quad (3.17)$$

e a equação (3-10) fica:

$$E_{x=0} = \sqrt{K_1} V_c \quad (3.18)$$

Podemos verificar também por causa destas aproximações que a equação (3-13) para a capacitância torna-se igual a:

$$C = \frac{(q_f^2 K \epsilon_0 N_0)^{1/2}}{1 + S_{ox} \left(\frac{q_f^2 N_0}{K \epsilon_0} \right)^{1/2}} \quad (3.19)$$

Aqui neste casos, devemos considerar o potencial no óxido, e assim

$$V_c = V_{av} \left(\frac{1}{1 + \delta_{ox} \sqrt{K_1}} \right)^{-1}$$

teremos então as equações (3-18) e (3-19) em termos do potencial aplicado externo V_{apl} :

$$E_{x=0} = V_{av} \left(\frac{\sqrt{K_1}}{1 + \sqrt{K_1} \delta_{ox}} \right) \quad (3.20)$$

ou

$$E_{x=0} \propto V_{apl} \quad \text{ou} \quad \propto V_c$$

Como na eq. (3-17) $\ln (2 K_1 V_c / K_2)$ para grandes valores de $(K_1 V_c / K_2)$ varia muito lentamente com V_c , W será quase independente de V_c .

Pela eq. (3-18) podemos inferir que se o efeito de Shottky é o mecanismo predominante para a corrente,

$$\ln I \propto (E_{x=0})^{1/2}$$

ou

$$\ln I \propto (V_c)^{1/2} \quad \text{ou} \quad (V_{apl})^{1/2}$$

CAPITULO IV

RESULTADOS

IV.1- DISCUSSÃO E RESULTADOS:

Para estudarmos o efeito de estados de impurezas energeticamente distribuidos sobre a característica elétrica do contato metal - isolante consideramos $N_d = 3 \times 10^{17}$ impurezas por cm^3 dentro da região de carga espacial.

Então plotamos várias características considerando 5 valores diferentes de N_o , isto é, $N_o = 10^{16}, 10^{17}, 10^{18}, 10^{19}, 10^{20}$ impurezas por eV por cm^3 e tomamos a constante dielétrica do isolante igual a 11,7 .

Nas figuras 4.1 temos mostrado a variação do potencial de contato dentro da região de depleção para vários valores de N_o e para cada um deles mostramos a distribuição do potencial para V_c igual a : 0.5, 1, 2 e 3 volt.

Os valores de N_o foram iguais a $10^{16}, 10^{17}, 10^{18}, 10^{19}, 10^{20}$ impurezas por eV por cm^3 nas figuras 4.1 (a), (b), (c), (d), (e), respectivamente.

Observamos que para baixos valores de N_o , isto é, da ordem de 10^{16} impurezas por eV por cm^3 , o potencial está distribuido por uma longa distância para um potencial de contato V_c .

Nestes casos x é quase proporcional à $(V_c)^{1/2}$ como num contato Schottky intimo.

Para valores mais altos de N_o , isto é, da ordem de 10^{20} impurezas por eV por cm^3 , o potencial está distribuido quase numa mesma distância para todos os potenciais aplicados, isto é,

W é independente do potencial aplicado.

Nestes casos o potencial decai mais rapidamente para potenciais de contato maiores.

Na figura 4.2, mostramos como o potencial de contato ($V_c = 3$ volts) varia com x para diferentes densidades de impurezas energeticamente distribuídas (N_0).

Na figura 4.3 mostramos a variação da carga Q com o potencial aplicado para 5 densidades de impurezas energeticamente distribuídas. Consideramos ainda a densidade de impureza constante N_d igual a 3×10^{17} impurezas por cm^3 .

A figura 4.3 (a) mostra a carga em função do potencial aplicado, levando em consideração a queda de potencial no óxido ($V_{apl} = V_c + V_{ox}$) para valores de N_0 de 10^{19} e 10^{20} impurezas por eV por cm^3 onde o óxido torna-se importante. Consideramos a espessura do óxido igual a $50 \text{ \AA}$.

Para valores de N_0 entre 10^{16} e 10^{18} por eV por cm^3 , consideramos o potencial aplicado $V_{apl} = V_c$, sem levar em consideração o óxido, o que é razoável.

A figura 4.3 (b) mostra a carga em função do potencial aplicado mas considerando $V_{apl} = V_c$ desprezando assim a queda de potencial no óxido para todos os valores de N_0 . Vemos a importância de se considerar o potencial no óxido através da diferença observada entre as Fig. 4.3 (a) e (b).

Para $N_0 = 10^{20}$ impurezas por eV por cm^3 , Q é proporcional a V_c . Mesmo para $N_0 = 10^{19}$ impurezas por eV por cm^3 Q é quase proporcional ao potencial aplicado V_{apl} . Para baixos valores de N_0 , Q é proporcional a $(V_c)^{1/2}$.

Na figura 4.4 é mostrada a variação da capacitância (C) por unidade de área com o potencial aplicado V_{apl} .

A figura 4.4 (a) mostra esta variação, levando em

consideração o potencial no óxido $V_c = V_{jpc} - V_{\phi}$, para valores de N_o de 10^{19} e 10^{20} impurezas por eV por cm^3 .

A figura 4.4 (b) mostra esta variação considerando o potencial aplicado V_{apl} igual ao potencial no contato V_c , isto é, desprezando o potencial no óxido.

Para valores maiores de N_o , a capacitância é praticamente constante. Para valores menores de N_o a capacitância diminui com o aumento do potencial de contato V_c , como num contato íntimo de barreira Schottky.

Na figura 4.5 é mostrada a variação do campo elétrico com a distância x para $V_{apl} = 3$ volts e diferentes valores de N_o .

A figura 4.5(a) mostra esta variação, considerando a queda de potencial no óxido, $V_c = V_{apl} - V_{ox}$, para $N_o = 10^{19}$ e 10^{20} impurezas por eV por cm^3 .

Na figura 4.5(b) não levamos em consideração o potencial no óxido, $V_c = V_{apl}$.

Na figura 4.6 é mostrada a variação do campo elétrico a $x = 0$, isto é, no contato óxido - isolante com V_c para vários valores de N_o .

A figura 4.6(a) considera $V_c = V_{apl} - V_{ox}$ para N_o igual a 10^{19} e 10^{20} impurezas por eV por cm^3 . Na figura 4.6(b) consideramos $V_c = V_{apl}$.

Observamos que para $N_o > 10^{18}$ impurezas por eV por cm^3 o campo elétrico a $x = 0$ é quase proporcional a V_c , enquanto que para valores mais baixos de N_o ($N_o < 10^{16}$) o campo elétrico a $x = 0$ é proporcional a $(V_c)^{1/2}$.

Para estruturas MIM de contato bloqueante muitas vezes na literatura (24,25,32-38) a característica é considerada ser limitada pelo contato (efeito Schottky) se $\ln(I)$ é proporcional a $(V_c)^{1/2}$. Assim de acordo com o efeito Schottky

$\ln(I)$ é proporcional à $(E_{x=0})^{1/2}$.

Isto significa que o campo elétrico foi considerado uniforme através do isolante; isto só é possível quando os efeitos de carga espacial não estão presentes.

Em contatos bloqueantes, a maioria do potencial aplicado aparece através do contato onde existe a região de carga espacial.

Os efeitos da carga espacial são importantes e o campo elétrico desta forma não é uniforme através do isolante, sendo muito maior na região de carga espacial e quase nulo na região interna do isolante.

Nestas estruturas, para a formação da barreira Schottky, devemos ter $\psi_m > \psi_i$, o que em resumo significa que temos uma carga espacial ou região de depleção e a maioria do potencial aplicado aparece através desta região de carga espacial no estado estacionário.

Se os estados de impurezas a um nível simples de energia são os únicos responsáveis para a formação e crescimento da região de carga espacial, então como pode ser visto pela figura 4.6, $\ln(I)$ é proporcional à $(V_c)^{1/4}$.

No entanto se os estados de impurezas distribuídos estão presentes em suficiente quantidade e tomam um papel importante na formação e crescimento da região de carga espacial para um potencial aplicado então $E_{x=0}$ é proporcional à V_c e portanto $\ln(I)$ é proporcional à $(V_c)^{1/2}$.

Como $V_c = \psi_{bi} + V_{apl}$, $\ln(I)$ é proporcional à $(V_{apl})^{1/2}$ se o potencial interno da barreira (ψ_{bi}) é muito menor que V_{apl} o que é normalmente o caso.

Na figura 4.7 foi mostrada a largura da camada de depleção em função do potencial aplicado. Para valores maiores que 10^{18} impurezas por eV por cm^3 , a largura da camada W é

constante para valores mais altos de tensão. Para valores abaixo de 10^{18} impurezas por eV por cm^3 a largura W é função de $(V_c)^{1/2}$; como num contato Schottky intimo.

A fig.4.7 (a) mostra a variação de W com V_{ap1} considerando $V_c = V_{ap1} - V_{ox}$ para $N_o = 10^{19}$ e 10^{20} impurezas por cm^3 por eV, e a Fig. 4.7(b) mostra W em função de V para $V_c = V_{ap1}$.

Na literatura muitas vezes (25,29,30) a capacitância do contato na estrutura metal-isolante-metal foi considerada constante, sem se levar em conta os detalhes disto, isto é possível somente se considerarmos que os estados de impurezas distribuidos energeticamente estão presentes em quantidade suficiente na região de carga espacial como mostrada na figura 4.4.

Assim somente quando consideramos impurezas energeticamente distribuidas, é que podemos explicar o fato da espessura da região de carga espacial ser quase constante assim como a capacitância ser também constante.

Se a densidade de impurezas energeticamente distribuidas for baixa a capacitância não é constante com a tensão aplicada, como é observado.

Também somente no caso de alta densidade de impurezas energeticamente distribuidas $E_{x=0}$ é proporcional à V_{ap1} , assim sob efeito Schottky $\ln(I)$ pode ser proporcional à $(V_{ap1})^{1/2}$.

Na tabela I abaixo é mostrada a comparação para a característica elétrica de barreira Schottky considerando alta e baixa densidade de impurezas energeticamente distribuidas.

No presente trabalho levamos em conta somente impurezas uniformemente distribuidas energeticamente. No entanto elas podem ser distribuidas de muitas maneiras, como por

exemplo: a densidade de impurezas poderá dada por

$$N_o = N_o^i \exp \left(\frac{-q V_c}{k T_t} \right) \quad (4.1)$$

onde V_c = tensão de contato ;

T_t = temperatura da distribuição das impurezas.

Em geral é desejável considerar distribuição energética exponencial de impurezas o que pode levar a resultados interessantes e diferentes.

Fig.4.1: Distribuição do potencial de contato em função da distância x , $N_d = 3 \times 10^{17} \text{ imp/cm}^3$

(a) $N_o = 10^{16}$

(b) $N_o = 10^{17}$

(c)

(d)

Fig.4.1: Distribuição do potencial de contato em função da distância x, $N_d = 3 \times 10^{17}$ imp. cm⁻³

(c) $N_d = 10^{18}$

(d) $N_d = 10^{19}$

Fig.4.1: Distribuição do potencial de contato em função da distância x , $N_d = 3 \times 10^{17} \text{ imp. cm}^{-3}$

(e) $N_d = 10^{20}$

Figura 4.2: Distribuição do potencial de contato em função da distância x .

$$N_d = 3 \times 10^{17} \text{ imp. cm}^{-3} ; V_c = 3 \text{ volt}$$

Fig. 4.3: Carga elétrica em função do potencial aplicado;

(a) Considerando a queda de potencial no óxido;

$$V_c = V_{apl} - V_{ox}, \quad N_d = 3 \times 10^{17} \text{ imp. cm}^{-3}$$

Fig. 4.3: Carga elétrica em função do potencial aplicado;

(b) Desprezando a queda de potencial no óxido.

$$V_c = V_{ap1}$$

Fig.4.4: Capacitância em função do potencial aplicado

$$N_d = 3 \times 10^{17} \text{ imp. cm}^{-3}$$

(a) considerando o potencial no óxido,

$$V_c = V_{ap1} - V_{ox} ;$$

Fig.4.4: Capacitância em função do potencial aplicado
 $N_d = 3 \times 10^{17} \text{ imp. cm}^{-3}$

(b) desprezando o potencial no óxido, $V_c = V_{apl}$.

Fig.4.5: Distribuição do campo elétrico em função da distância x ; $V_{ap1} = 3 \text{ volt}$; $N_d = 3 \times 10^{17} \text{ imp. cm}^{-3}$

(a) $V_c = V_{ap1} - V_{ox}$;

Fig.4.5: Distribuição do campo elétrico em função da distância x ; $V_{ap1} = 3 \text{ volt}$; $N_d = 3 \times 10^{17} \text{ imp. cm}^{-3}$

(b) $V_c = V_{ap1}$

Fig.4.6: Variação do campo elétrico a $x = 0$ com V_c ;

$$N_d = 3 \times 10^{17} \text{ imp. cm}^{-3};$$

$$(a) V_c = V_{apl} - V_{ox},$$

Fig.4.6: Variação do campo elétrico a $x = 0$ com V_c ;

$$N_d = 3 \times 10^{17} \text{ imp. cm}^{-3};$$

(b) $V_c = V_{ap1}$

Fig.4.7: Largura da camada de depleção W em função do potencial de contato V_c ; $N_d = 3 \times 10^{17} \text{ imp. cm}^{-3}$
 (a) $V_c = V_{apl} - V_{ox}$;

Fig.4.7: Largura da camada de depleção W em função do potencial de contato V_c ; $N_d = 3 \times 10^{17} \text{ imp. cm}^{-3}$

(b) $V_c = V_{ap1}$

TABELA I			
COMPARAÇÃO DAS CARACTERÍSTICAS ELÉTRICAS DA BARREIRA SCHOTTKY			
Nº	CARACTERÍSTICAS	$N_o \ll N_d$	$N_o \gg N_d$
1	Espessura da região de depleção	$W \propto V_c^{1/2}$	$W \propto \ln \left(\frac{2q N_o V_c}{N_d} \right)$
2	Acréscimo na carga na região de depleção	$Q \propto (V_c^{1/2} - V_{bi}^{1/2})$	$Q \propto V_{apl}$
3	Capacitância da região de depleção	$C \propto V_c^{-1/2}$	C é constante
4	Campo elétrico em $x = 0$	$E(x=0) \propto V_c^{1/2}$	$E_{x=0} \propto V_c$ ou $E_{x=0} \propto (V_{apl} + V_{bi})$
5	$\ln I$ versus V_c	$\ln I \propto V_c^{1/4}$	$\ln I \propto V_c^{1/2}$ ou $\ln I \propto (V_{apl} + V_{bi})^{1/2}$

CAPITULO V

V.1 - REFERENCIAS BIBLIOGRAFICAS:

- (1) F. Brawn, Pogg. Ann. 153, 556 - (1874)
- (2) K.E. Peterson, D. Adler, J. Appl. Phys. 50, 925 - (1979)
- (3) B.H. Yun, Appl. Phys. Lett. 25, 340 - (1974)
- (4) R.W. Berry, P.M.Hall, M.T. Harris, Thin Films Technology (Van Nostrand, Princeton 1968)
- (5) H.K. Henish, Rectifying Semiconductor Contacts (Oxford Univ. Press, London 1957)
- (6) E.H. Rhoderick, Metal - Semiconductor Contacts (Oxford Univ. Press, London 1978)
- (7) I. Lindau, T. Kendelwicz, C.R.C. Critical Review in Solid State and Materials Science 13, 27 - 55 - (1986)
- (8) J.D. Cohen, D.V. Lang, Phys. Rev. B 25, 5321 - (1982)
- (9) J.Kanski, S.P. Svensson, T.G. Anderson, G. Lelay, Solid State Comm. 60, 793 - (1986)
- (10) F.J. Bryant, J.M. Majid, C.G. Scott, D. Shaw, Sol. State Comm. 63, 9 - (1987)
- (11) W. Schottky, Z. Phys. 113, 367 - (1939)
- (12) J. Bardeen, Phys. Rev. 71, 717 - (1947)
- (13) S.G. Louie, M.L. Cohen, Phys. Rev. B 13, 2461 - (1976)

- (14) N.F. Mott, Adv. Phys. 16, 49 - (1967)
- (15) R.A. Abraham, P.J. Doherty, Phil. Mag. B, 45, 167 - (1982)
- (16) P. Viktorovitch, G. Moddel, J. Appl. Phys. 51, 4847 - (1980)
- (17) D.V. Lang, J.D. Cohen, J. P. Harbison, Phys. Rev. B 25,
5285, (1982)
- (18) A.S. Yapsir, P. Hadizad, T.M. Lu, J.C. Corelli, J.W.
Cobergtt, W.A. Lanford, H. Bakhrui, Phys. Rev. B 37, 8982 -
(1988)
- (19) J.J. Shian, R. Bube , Solid St. Elect. 29, 1153 - (1986)
- (20) S.W. Tarasewicz, C.A.T. Salama, Solid St. Elect. 27, 33 -
(1984)
- (21) J.J. ODwyer, The theory of Electrical Conduction and
Breakdown in Solids Dielectrics (Oxford U.P., Clavendon
1973)
- (22) C.B. Duke, Tunneling in Solids (Academic Press, N.Y., 1969)
- (23) M.A. Lampert, P. Mark, Current Injection in Solids
(Academic Press, N.Y., 1970)
- (24) J.C. Schug, A.C. Lilly Jr., D.A. Lowitz, Phys. Rev. B 1,
4811, (1970)
- (25) C.M. Vodemicharov, M.B. Vodemicharov, Phys. Status Solid
(a) 57, 483 - (1980)
- (26) W. Schockky, Naturwiss 26, 843 - (1938)
- (27) S.J. Fonasch, J. Appl. Phys. 47, 3597 - (1976)

- (28) S.M. Sze, Phys. of Semiconductor Devices, 371 - (Wiley Interscience, N.Y., 1969)
- (29) B.L. Timon, Soviet. Phys. Semiconductors 7, 163 - (1973)
- (30) G.P. Srivastava, P.K. Bhatnagar, Solid. St. Electr. 22, 581 (1979)
- (31) H.M. Gupta, Tese de Livre Docência - UNESP - 1988
- (32) R.I. Frank and J.G. Simmons, J. Appl. Phys. 38, 832 (1967)
- (33) G. Lengyel, J. Appl. Phys. 37, 807 (1966)
- (34) I.T. Johanson, J. Appl. Phys. 37, 499 (1966)
- (35) T.E. Haltman, J.C. Blair and R. Bauer, J. Appl. Phys. 37, 2468 (1966)
- (36) A.C. Lilly Jr and John R. McDowell, J. Appl. Phys. 39, 141 (1968)
- (37) P.L. Young, J. Appl. Phys. 47, 242 (1976)
- (38) D.M. Taylor and T.J. Lewis, J. Phys. "D" 4, 1346 (1971)