

Rodrigo Parizotto

*Os efeitos de fluxos de prótons sobre dispositivos
MOS no espaço*

Porto Alegre

2003

Rodrigo Parizotto

*Os efeitos de fluxos de prótons sobre dispositivos
MOS no espaço*

Dissertação de Mestrado apresentada ao Instituto de Física da UFRGS em preenchimento parcial aos requisitos para a obtenção do título de Mestre em Física

Orientador:
Henri Boudinov

UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO GRANDE DO SUL
INSTITUTO DE FÍSICA

Porto Alegre

2003

Agradecimentos

À minha família,

incluindo a minha namorada Juliana,

aos meus amigos,

ao meu orientador Henri e ao professor Joel.

Resumo

Dispositivos microeletrônicos como células solares e circuitos integrados MOS em satélites, estão sujeitos ao bombardeamento de partículas de alta energia, especialmente os fluxos de prótons. Os danos causados pela irradiação de prótons podem ser facilmente simulados usando as técnicas implantação iônica, uma vez que os estudos de confiabilidade dos dispositivos em condições reais (no espaço) são dispendiosos.

A proposta deste trabalho é usar capacitores MOS para estudar a influência do bombardeamento de prótons na degradação do tempo de vida de portadores minoritários, na mudança de corrente de fuga através do SiO_2 e na mudança da carga efetiva na interface SiO_2/Si . Assim como o tempo de vida está relacionado aos defeitos criados na estrutura cristalina devido às colisões das partículas com os átomos de Si, a corrente de fuga caracteriza a estabilidade do dielétrico e a carga efetiva mostra o quanto a tensão de limiar dos transistores MOS (V_T) é afetada.

Uma combinação de formação de zona desnuda na região de depleção e *gettering* por implantação iônica na face inferior das lâminas garantiu o melhoramento do tempo de vida nos capacitores MOS. Os aceleradores de íons do Laboratório de Implantação Iônica da UFRGS foram usados para produzir bombardeamentos de prótons com energias de 100keV , 200keV , 600keV e 2MeV , e doses no intervalo de $1 \times 10^9\text{cm}^{-2}$ a $3 \times 10^{12}\text{cm}^{-2}$. O tempo de vida de geração foi obtido através do método C-t (Zerbst modificado), a corrente de fuga através do método I-V e a carga criada no óxido através do método C-V de alta frequência.

A literatura apresenta dados de fluxos de prótons no espaço possibilitando a conexão entre os efeitos simulados por implantação iônica e o espectro solar real. Como eventos solares apresentam variabilidade, alguns casos de atividade solar proeminente foram estudados. Foi definida a função $\eta(x)$ que relaciona a concentração defeitos eletricamente ativos com a profundidade e foi feito um cálculo para estimar as conseqüências sobre o tempo de vida dos portadores minoritários. Os resultados mostram que um dia de atividade solar expressiva é suficiente para degradar o tempo de vida intensamente, tendo como conseqüência a destruição de uma célula solar sem blindagem.

Abstract

Microelectronic devices such as solar cells and MOS integrated circuits on satellites are exposed to high-energy particle bombardment, especially proton fluxes. Device reliability studies in real conditions seem to be expensive, suggesting other evaluation methods. Material damage caused by proton irradiation could be easily simulated by ion beam implantation.

The purpose of our work is to study the influence of proton bombardment on the minority lifetime degradation and effective charge changing in the MOS capacitor Si/SiO₂ interface. The first one is closely related to defects on crystalline structure done by particle collisions. The last one shows how threshold voltage (V_T) is affected, especially to prevent MOSFET fails.

P-type MOS capacitors were prepared, using poly-Si as a gate electrode. A combination of denuded zone formation in the region of depletion of the MOS capacitor and gettering by ion implantation on the backside of the wafers provides lifetime improvement. TANDETRON ion beam accelerator in UFRGS, Porto Alegre was used to make proton bombardments at energies 100 keV, 200 keV, 600 keV and 2 MeV and doses of $1 \times 10^9 \text{cm}^{-2}$ - $3 \times 10^{12} \text{cm}^{-2}$. The oxide charge created during proton bombardment was measured using high frequency C-V measurements and the data of minority carrier lifetime were carried out using Zerbst C-t method on MOS capacitors.

Functional dependence of both parameters on dose and energy implanted were analyzed in conjunction of a solar proton flux data in free space. Results can be used to predict reliability and to design shields for spacecraft microelectronics.

Sumário

1	Introdução	p. 8
1.1	Motivação do trabalho	p. 8
1.2	Objetivos do trabalho	p. 10
1.3	Considerações	p. 10
2	Estrutura MOS	p. 11
2.1	Capacitor MOS	p. 11
2.2	Capacitor MOS ideal	p. 12
2.2.1	Região de carga espacial na superfície	p. 14
2.2.2	Curvas C-V do Capacitor MOS ideal	p. 18
2.3	Capacitor MOS real	p. 22
2.3.1	Diferença de função-trabalho	p. 23
2.3.2	Cargas no óxido e estados de interface	p. 23
2.3.2.1	Métodos de Medida	p. 25
2.4	Tempo de vida de portadores	p. 26
2.4.1	Tempo de vida de recombinação e Velocidade de recombinação na superfície	p. 27
2.4.2	Tempo de vida de geração e Velocidade de geração na superfície	p. 30
3	Preparação dos capacitores MOS e Metodologia Experimental	p. 33
3.1	Tecnologia MOS	p. 33
3.1.1	Litografia	p. 33
3.1.2	Crescimento do Óxido de Silício (SiO ₂)	p. 33

3.1.3	Eletrodo de Porta	p. 35
3.1.4	Técnicas de melhoramento de τ	p. 35
3.2	Fabricação dos Capacitores	p. 36
3.3	Equipamentos usados nas medidas	p. 39
3.4	Implantação Iônica	p. 40
3.5	Medidas C-V	p. 42
3.6	Medidas I-V	p. 43
3.7	Medidas C-t	p. 43
3.7.1	Geração nas regiões de Carga Espacial e Quase-Neutra	p. 43
3.7.2	Teoria do Capacitor MOS em Não-Equilíbrio	p. 47
3.7.3	Método de Zerbst	p. 51
3.7.4	Método de Zerbst Modificado	p. 52
4	Influência do bombardeamento de prótons sobre as características do capacitor MOS	p. 56
4.1	Carga Efetiva Q_{eff}	p. 56
4.2	Corrente de Fuga	p. 59
4.3	Tempo de vida	p. 59
4.3.1	Inverso do Tempo de Vida	p. 61
4.3.2	Tempo de vida como função da temperatura	p. 67
4.4	Conseqüências de Exposição de prótons no espaço	p. 69
4.4.1	Distribuições dos prótons no espaço	p. 69
4.4.2	Modelo dos defeitos criados em dispositivos MOS	p. 73
5	Conclusões	p. 77
	Referências	p. 79
	Apêndice A - Lista de Símbolos	p. 82

1 *Introdução*

1.1 **Motivação do trabalho**

Ao longo do tempo percebeu-se que computadores pessoais apresentavam mais *soft errors* em vôos, se comparados ao funcionamento normal na superfície da Terra. Uma falha de um *single event upset*¹ possivelmente desencadeia um erro de software durante uma missão crítica, uma missão espacial ou em um satélite militar [1], comprometendo a vida de pessoas.

O volume de investimento despendido em pesquisa nessa área também é compreendido pela explosão nas telecomunicações, principalmente nos últimos anos quando a rede mundial de computadores *Internet* passou a fazer parte do trabalho, estudo e lazer das pessoas. Em alguns países, a porcentagem da população com acesso à rede ultrapassa a marca de 50%. A demanda por sistemas, incluindo satélites específicos, cresceu, e os problemas de engenharia relacionados ganharam interesse como causa e efeito. De mesma raiz, outro desafio surgiu: prolongar a vida útil do sistema de alimentação dos satélites, ou seja, as células solares.

A radiação no espaço causa, além de *single event upsets*, a degradação do tempo de vida dos portadores minoritários, diminuindo a eficiência da célula solar. Colocar um satélite em órbita da Terra envolve custos altíssimos e estender a vida útil do seu sistema de alimentação significa um economia considerável.

Além de outras formas de radiação provenientes preponderantemente da atividade solar (raio-X, ultravioleta, visível, etc), o bombardeamento de partículas tipo íons (especialmente de hidrogênio) merece estudo quanto aos efeitos em dispositivos microeletrônicos. Na Terra, a atmosfera funciona como uma barreira e por isso os *soft errors* são raros. Mesmo assim, prótons de alta energia têm um alcance de penetração grande e suas conseqüências são percebidas no planeta também, quando a nossa estrela mais próxima apresenta atividade notável. Segundo

¹danos ocasionais ocorridos em um evento único. Uma partícula de alta energia, por exemplo, tem baixa probabilidade de penetrar um circuito integrado, mas ao penetrar pode mudar o estado de um bit de informação. A quantidade de informação perdida pode parecer pequena, mas cada bit é importante, podendo levar à interrupção do processamento do circuito.

a NASA, as tempestades solares podem danificar equipamentos e até causar interrupções no fornecimento de energia elétrica, como aconteceu em Nova Iorque e Quebec em 1940 [2].

Neste trabalho abordam-se os efeitos do bombardeamento de prótons em estruturas MOS. Por um lado seus fluxos no espaço podem ser simulados com um acelerador iônico, ao qual tem-se acesso em laboratório. Por outro, o objeto analisado é importante porque forma a base de muitos dispositivos e circuitos integrados.

O capacitor MOS é a estrutura MOS mais simples. Isso justifica a popularidade dos métodos concebidos, principalmente porque a monitoração do processo de fabricação de outros dispositivos pode ser acompanhada através dele. Não é incomum a existência de capacitores extras no circuito integrado, desenhados exclusivamente com essa finalidade. Além disso, as semelhanças de sua estrutura com as estruturas de outros dispositivos semicondutores, como o transistor de efeito de campo MOS (MOSFET), asseguram a compatibilidade dos experimentos.

Três tópicos ganham destaque nas investigações: a corrente de fuga através do óxido de porta, a carga efetiva no óxido e o tempo de vida de geração de portadores minoritários. Cada um possui uma relação unívoca com uma técnica de medida conforme a a tabela abaixo:

Parâmetro obtido	Tipo de Medida
Carga efetiva acumulada no óxido	C-V (1MHz)
Corrente de fuga através do óxido	I-V
Tempo de vida de geração dos portadores minoritários	C-t

A corrente de fuga no óxido e a carga efetiva carregam, respectivamente, informação sobre a estabilidade dielétrica do óxido e a mudança na tensão de limiar. O tempo de vida de geração é um importante parâmetro na caracterização, desenho e operação de muitos dispositivos semicondutores. A corrente de fuga em dispositivos de junções p-n e CMOS², a corrente de escuro, o tempo de *refresh*³ de memórias RAM e o funcionamento de CCDs⁴ dependem deste tempo de vida. A geração de portadores na região de carga espacial pode levar a vários efeitos indesejáveis. Além disso, a ele está relacionado um parâmetro importante para a célula solar, o tempo de vida de recombinação.

²Tecnologia de fabricação de circuitos integrados baseada na construção de estruturas Metal-Óxido-Semicondutor Complementar.

³Tempo necessário para reconstituir o valor lógico do capacitor para que o dado armazenado não seja perdido.

⁴CCDs (Charged-Coupled Devices) são dispositivos usados para a captação de imagens através de uma matriz de capacitores MOS.

1.2 Objetivos do trabalho

A tecnologia MOS foi e continua sendo fundamental para o desenvolvimento e fabricação de circuitos integrados. A chuva de prótons no espaço é um fenômeno físico notável e esta dissertação tenta responder como algumas propriedades dos dispositivos MOS são alteradas se estiverem expostos à esta irradiação. Concentra-se interesse maior no tempo de vida dos portadores minoritários, tendo em vista que a eficiência de células solares em satélites é diretamente influenciada por este parâmetro.

1.3 Considerações

O Capítulo 2 tem o intuito de familiarizar o leitor com um prévio conhecimento do ponto de vista físico sobre o dispositivo usado nas medidas. A compreensão da estrutura de bandas, por exemplo, é fundamental para a discussão de um dos métodos, o método do perfil do tempo de vida (Método de Zerbst Modificado). Fontes de informação mais completas podem ser encontradas na Bibliografia. O Capítulo 3 descreve a tecnologia usada na preparação dos capacitores MOS e discute os métodos experimentais usados. Posteriormente (Capítulo 4) são analisados os resultados experimentais, incluindo uma seção dedicada a fazer o elo entre as condições reais do espaço e os efeitos medidos por implantação. Finalizando, encontra-se um capítulo de conclusão seguido pelos apêndices.

2 *Estrutura MOS*

2.1 Capacitor MOS

Aborda-se neste capítulo a teoria necessária à compreensão dos métodos experimentais usados, com conceitos introduzidos principalmente por Sze [3] e por Nicollian e Brews [4]. Os vários motivos que tornam notável o estudo deste capacitor no âmbito de física básica e tecnologia incluem:

- fundamentos para o estudo das propriedades do transistor de efeito de campo (MOSFET)
- estudo da interface SiO_2/Si
- estudo de propriedades do semicondutor e do dielétrico

A sigla MOS é a abreviatura de *metal-oxide-semiconductor*¹, que significa metal-óxido-semicondutor. Como a sigla descreve, há um dielétrico entre um terminal metálico (*gate*, porta) e o semicondutor, formando um capacitor² (veja figura 1). As propriedades são diferentes de um capacitor normal devido à dependência da capacitância com a tensão aplicada entre os eletrodos, em função da natureza de um deles.

Como forma de facilitar a compreensão do dispositivo, vê-se antecipadamente a estrutura MOS ideal para semicondutor tipo-p, a partir do qual os capacitores foram confeccionados. Embora todos os conceitos estabelecidos adiante sejam pertinentes a materiais cujos portadores majoritários são lacunas, os conceitos são análogos aos semicondutores tipo-n, onde os elétrons predominam.

¹Sze define MOS como *metal-oxide-silicon*, mas a maioria dos autores subentendem o silício como semicondutor.

²A estrutura também aparece na literatura sob o título de diodo MIS (Metal-Isolante-Semicondutor).

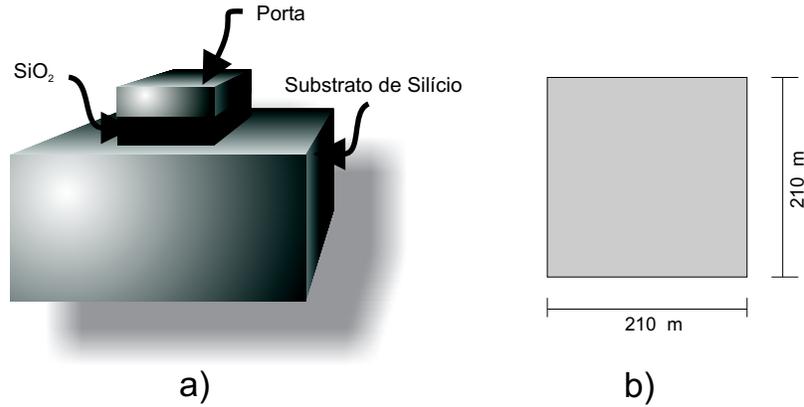


Figura 1: A vista tridimensional pictórica do capacitor MOS (a) e vista superior mostrando as dimensões típicas para capacitores MOS usados nas medidas experimentais (b).

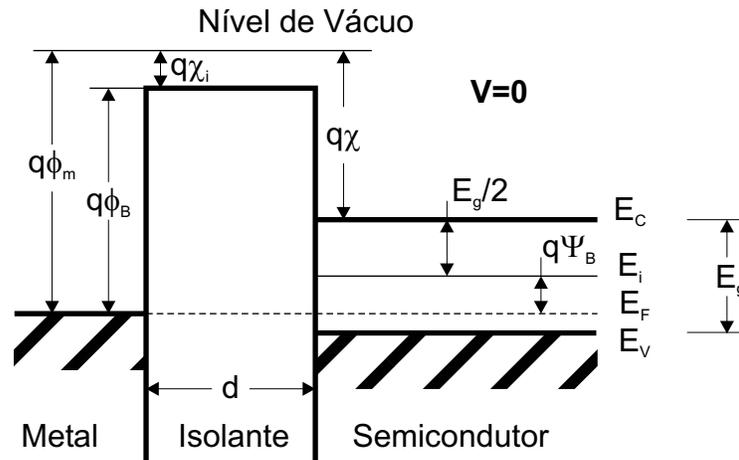


Figura 2: Diagrama de energia para a estrutura MOS ideal com $V=0$. O diagrama é apresentado para semicondutor tipo-p e percebe-se a condição de banda plana (flat band) com mesmo nível de Fermi para o metal e o semicondutor, ou seja, não há diferença de função trabalho.

2.2 Capacitor MOS ideal

Um conceito solidificado no entendimento de estruturas de semicondutores é o diagrama de bandas de energia. Como os elétrons são *férmions*, obedecem a estatística de Fermi-Dirac e o nível de energia de Fermi E_F é definido. O diagrama de energia da estrutura MOS ideal é exposto na figura 2, onde ϕ_m é a função trabalho do metal, χ é a afinidade eletrônica do semicondutor, χ_i é a afinidade eletrônica do isolante, E_g é a energia da banda proibida, ϕ_B é a barreira de potencial entre o metal e o isolante, e Ψ_B a diferença de potencial entre o nível de Fermi e o nível de Fermi intrínseco E_i .

Seguindo as definições de Sze [3], o sistema MOS ideal é tal que as hipóteses a seguir são válidas:

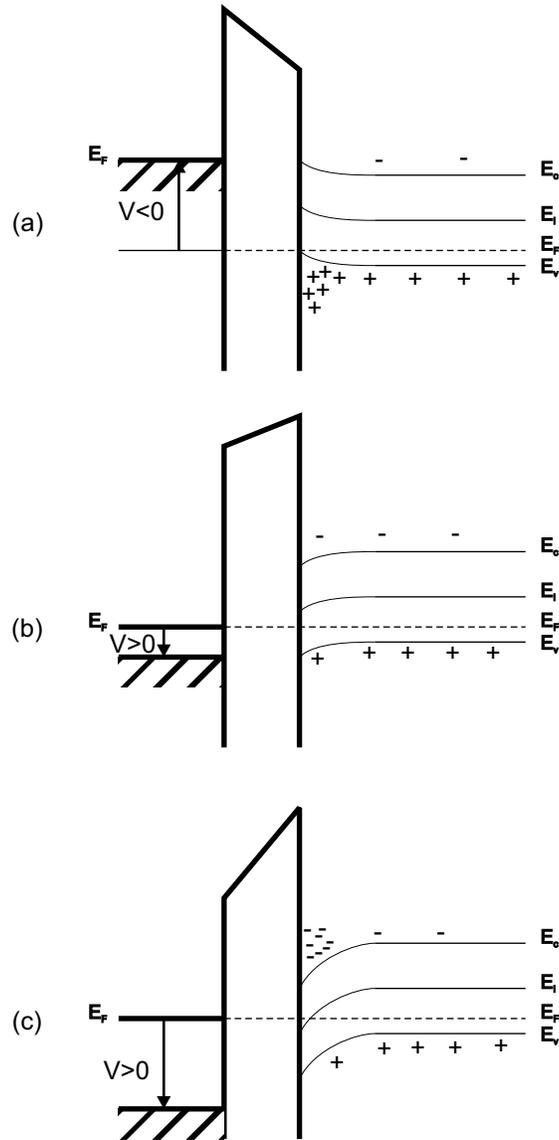


Figura 3: Diagrama de bandas de energia para o a estrutura MOS ideal tipo-p. O diagrama é apresentado para três diferentes estados do capacitor: a) acumulação, (b) depleção e (c) inversão.

1. O metal de porta e o semiconductor têm a mesma função trabalho

$$\phi_{ms} \equiv \phi_m - \left(\chi + \frac{E_g}{2q} + \Psi_B \right) = 0 \quad (2.1)$$

2. O óxido não possui cargas, ou seja, as cargas para qualquer estado de tensão na porta estão no semiconductor e no metal;
3. Não há passagem de corrente através do óxido para tensão c.c., ou seja, o óxido é um isolante perfeito.

Para análise dos modos do capacitor, adota-se a convenção de que a voltagem V é positiva quando o terminal metálico é polarizado positivamente em relação ao contato ôhmico do semiconductor e a voltagem V é negativa quando contrário.

Se uma tensão negativa ($V < 0$) é aplicada na porta, o topo da banda de valência é encurvado para cima, mais próximo do nível de Fermi (Veja Fig. 3a). O estado é chamado de **acumulação** porque os majoritários (lacunas em material tipo-p) são atraídos pelo campo elétrico e se acumulam perto da interface Si/SiO₂. A acumulação de portadores depende exponencialmente da diferença de energia ($E_F - E_V$).

Quando uma pequena tensão positiva é aplicada ($V > 0$), as bandas são encurvadas para baixo, os portadores majoritários são depletados (Veja Fig. 3b) e o estado é chamado de **depleção**. A quantidade de carga necessária para compensar a carga da porta é suprida pela carga fixa, ou seja, os aceitadores (para semiconductor tipo-p).

Quando uma tensão mais alta é aplicada, a banda se curva tanto que o nível intrínseco E_i passa a ficar abaixo do nível de Fermi (Veja Fig. 3c). Esta condição é chamada de **inversão** porque caracteriza a mudança do semiconductor do tipo-p para tipo-n. Este fenômeno é exatamente o que possibilita o funcionamento de um transistor MOS. Um canal de elétrons é formado permitindo que elétrons da fonte transitem para o dreno no transistor tipo-n. A partir deste ponto, praticamente toda a carga adicional na porta é compensada pela camada de inversão. Isto limita a região de depleção e um mínimo na capacitância é observado.

2.2.1 Região de carga espacial na superfície

Para conhecer detalhadamente o comportamento da estrutura sob aplicação de tensão, deriva-se as relações entre o potencial de superfície, a carga espacial e o campo elétrico. A figura 4 apresenta o diagrama de bandas detalhado na superfície de um semiconductor tipo-p. O potencial Ψ é definido como zero no *corpo* (*bulk*³) do semiconductor e é medido em relação ao nível de Fermi intrínseco E_i . Na superfície do semiconductor, $\Psi = \Psi_s$, e Ψ_s é chamado de potencial de superfície. As concentrações de elétrons e lacunas como função de Ψ são dadas pelas relações:

$$n_p = n_{p0} \exp(q\Psi/kT) = n_{p0} \exp(\beta\Psi) \quad (2.2)$$

$$p_p = p_{p0} \exp(-q\Psi/kT) = p_{p0} \exp(-\beta\Psi) \quad (2.3)$$

³*bulk* é uma expressão em inglês que significa o corpo, a parte interna. É usado para diferenciar as propriedades de superfície e do material em si.

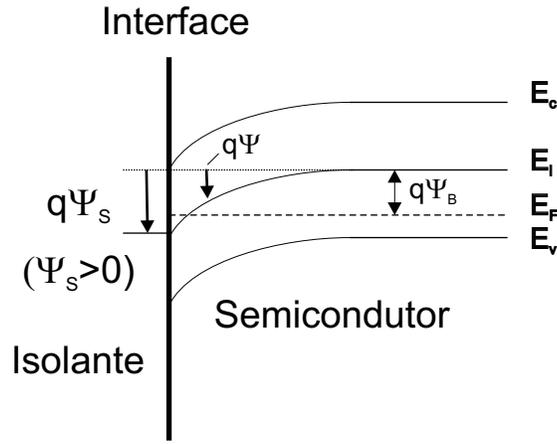


Figura 4: Diagrama de energia para a estrutura MOS para um semicondutor tipo-p mostrando o potencial de superfície Ψ_s .

onde Ψ é positivo quando a banda é curvada para baixo, n_{p0} e p_{p0} são as densidades de equilíbrio de elétrons e lacunas, respectivamente, no corpo do semicondutor, e $\beta \equiv q/kT$.

Na superfície, as densidades são:

$$n_s = n_{p0} \exp(\beta\Psi_s) \quad (2.4)$$

$$p_s = p_{p0} \exp(-\beta\Psi_s) \quad (2.5)$$

Os intervalos do potencial de superfície podem ser distingüidos por:

$\Psi_s < 0$	acumulação de lacunas (bandas encurvadas para cima)
$\Psi_s = 0$	condição de banda plana
$\Psi_B > \Psi_s > 0$	depleção de lacunas (bandas encurvadas para baixo)
$\Psi_s = \Psi_B$	condição de concentração intrínseca ($n_s = p_s = n_i$)
$\Psi_s > \Psi_B$	inversão (formação da camada de elétrons, bandas encurvadas para baixo)

O potencial Ψ como função da distância pode ser obtido usando-se a equação unidimensional de Poisson:

$$\frac{d^2\Psi}{dx^2} = -\frac{\rho(x)}{\epsilon_s} \quad (2.6)$$

onde ϵ_s é a permissividade do semicondutor e $\rho(x)$ é a densidade total de carga espacial

dada por:

$$\rho(x) = q(N_D^+ - N_A^- + p_p - n_p) \quad (2.7)$$

onde N_D^+ e N_A^- são as densidades de doadores e aceitadores ionizados, respectivamente. No semiconductor, longe da superfície, a neutralidade de carga deve existir. Portanto, $\rho(x) = 0$ e $\Psi = 0$ e temos:

$$N_D^+ - N_A^- = n_{p0} - p_{p0} \quad (2.8)$$

Em geral, para qualquer valor de Ψ obtem-se das equações (2.2) e (2.3):

$$p_p - n_p = p_{p0} \exp(-\beta\Psi) - n_{p0} \exp(\beta\Psi) \quad (2.9)$$

A equação de Poisson resultante a ser resolvida neste caso torna-se:

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} = -\frac{q}{\epsilon_s} [p_{p0}(e^{-\beta\Psi} - 1) - n_{p0}(e^{\beta\Psi} - 1)] \quad (2.10)$$

Integrando a Eq. (2.10) do corpo do semiconductor até a superfície[5]:

$$\int_0^{\partial\Psi/\partial x} \left(\frac{\partial\Psi}{\partial x} \right) d \left(\frac{\partial\Psi}{\partial x} \right) = -\frac{q}{\epsilon_s} \int_0^{\Psi} [p_{p0}(e^{-\beta\Psi} - 1) - n_{p0}(e^{\beta\Psi} - 1)] d\Psi \quad (2.11)$$

tem-se a relação entre o campo elétrico ($E \equiv -d\Psi/dx$) e o potencial:

$$E^2 = \left(\frac{2kT}{q} \right)^2 \left(\frac{qp_{p0}\beta}{2\epsilon_s} \right) \left[(e^{-\beta\Psi} + \beta\Psi - 1) + \frac{n_{p0}}{p_{p0}} (e^{\beta\Psi} - \beta\Psi - 1) \right] \quad (2.12)$$

São introduzidas as seguintes abreviações:

$$L_D = \sqrt{\frac{kT\epsilon_s}{p_{p0}q^2}} = \sqrt{\frac{\epsilon_s}{qp_{p0}\beta}} \quad (2.13)$$

e

$$F\left(\beta\Psi, \frac{n_{p0}}{p_{p0}}\right) = \left[(e^{-\beta\Psi} + \beta\Psi - 1) + \frac{n_{p0}}{p_{p0}} (e^{\beta\Psi} - \beta\Psi - 1) \right]^{1/2} \geq 0 \quad (2.14)$$

onde L_D é o comprimento de Debye extrínseco para lacunas. Neste caso, o campo elétrico torna-se:

$$E = -\frac{\partial\Psi}{\partial x} = \pm \frac{\sqrt{2}kT}{qL_D} F\left(\beta\Psi, \frac{n_{p0}}{p_{p0}}\right) \quad (2.15)$$

com sinal positivo para $\Psi > 0$ e negativo para $\Psi < 0$. Para determinar o campo elétrico na superfície, substitui-se $\Psi = \Psi_s$:

$$E_s = \pm \frac{\sqrt{2}kT}{qL_D} F\left(\beta\Psi_s, \frac{n_{p0}}{p_{p0}}\right) \quad (2.16)$$

De forma semelhante, através da lei de Gauss, a carga espacial necessária para produzir este campo é:

$$Q_s = -\epsilon_s E_s = \mp \frac{\sqrt{2}\epsilon_s kT}{qL_D} F\left(\beta\Psi_s, \frac{n_{p0}}{p_{p0}}\right) \quad (2.17)$$

Para determinar a mudança na densidade de lacunas, Δp , e na densidade de elétrons, Δn , por unidade de área quando Ψ na superfície é alterado de zero para um valor final Ψ_s , é necessário calcular as seguintes expressões:

$$\Delta p = p_{p0} \int_0^\infty (e^{-\beta\Psi} - 1) dx \quad (2.18)$$

$$= \frac{qp_{p0}L_D}{\sqrt{2}kT} \int_{\Psi_s}^0 \frac{e^{-\beta\Psi} - 1}{F(\beta\Psi, n_{p0}/p_{p0})} d\Psi \quad (2.19)$$

$$\begin{aligned} \Delta n &= n_{p0} \int_0^\infty (e^{\beta\Psi} - 1) dx \\ &= \frac{qn_{p0}L_D}{\sqrt{2}kT} \int_{\Psi_s}^0 \frac{e^{\beta\Psi} - 1}{F(\beta\Psi, n_{p0}/p_{p0})} d\Psi \end{aligned} \quad (2.20)$$

Uma típica variação da densidade de carga Q_s como função do potencial de superfície Ψ_s é apresentada na figura 5. Deve-se atentar que para valores negativos de Ψ_s , Q_s é positiva e corresponde à região de acumulação. A função F é dominada pelo primeiro termo na equação (2.14), ou seja, $Q_s \sim \exp(q|\Psi|/2kT)$. Para $\Psi_s = 0$, observa-se a condição de banda plana e $Q_s = 0$. Para $\Psi_B > \Psi_s > 0$, Ψ_s é negativo e observa-se o caso de depleção em que a função F

é dominada pelo segundo, ou seja, $Q_s \sim \sqrt{\Psi_s}$. Para $\Psi_s \gg \Psi_B$, observa-se o caso de inversão com a função F dominada pelo quarto termo, ou seja, $Q_s \sim -\exp(q\Psi_s/2kT)$.

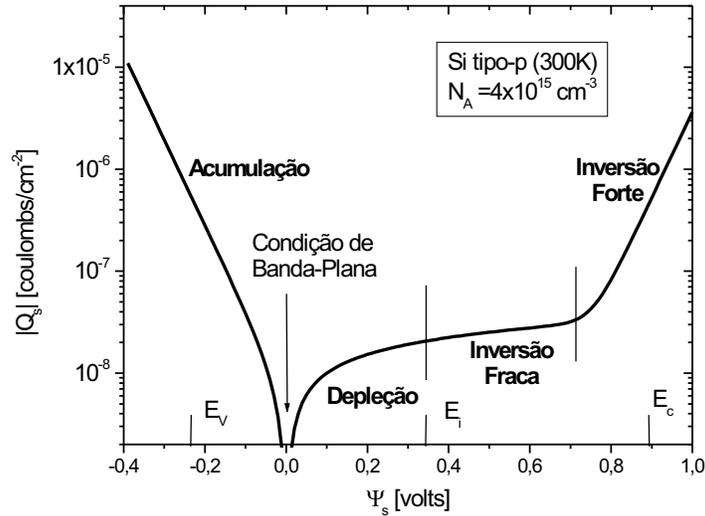


Figura 5: Variação da densidade de carga espacial em um semicondutor como função do potencial de superfície Ψ_s

Deve-se observar também em que ponto começa a inversão forte:

$$\Psi_s(inv) \simeq 2\Psi_B = \frac{k_B T}{q} \ln \left(\frac{N_A}{n_i} \right) \quad (2.21)$$

A capacitância diferencial da camada de depleção do semicondutor é dada por:

$$C_D \equiv \frac{\partial Q_s}{\partial \Psi_s} = \frac{\epsilon_s}{\sqrt{2}L_D} \frac{[1 - e^{-\beta\Psi_s} + (n_{p0}/p_{p0})(e^{\beta\Psi_s} - 1)]}{F(\beta\Psi_s, n_{p0}/p_{p0})} \quad (2.22)$$

Na condição de banda plana ($\Psi_s = 0$), C_D pode ser obtido da expansão em séries dos termos exponenciais, e obtem-se [3]:

$$C_D(banda\ plana) = \epsilon_s/L_D \quad [F/cm^2] \quad (2.23)$$

2.2.2 Curvas C-V do Capacitor MOS ideal

A figura 6a apresenta o diagrama de banda de uma estrutura MOS ideal com curvatura de banda idêntica à figura 4. A distribuição de carga é apresentada em 6b, onde há neutralidade de

carga:

$$Q_M = Q_n + qN_A W = Q_s \quad (2.24)$$

onde Q_M é a carga por unidade de área no metal, Q_n é a carga dos elétrons por unidade de área na região de inversão, $qN_A W$ é a quantidade de aceitadores ionizados por unidade de área na região de carga espacial com largura W , e Q_s é a quantidade de carga total por unidade de área no semiconductor. O campo elétrico e o potencial estão apresentados nas figuras 6c e 6d, respectivamente.

Na ausência de diferenças de função trabalho, a tensão aplicada aparece parcialmente sobre o isolante e parcialmente sobre o silício. Então,

$$V = V_i + \Psi_s \quad (2.25)$$

onde V_i é o potencial sobre o isolante e é dado (6c)) por:

$$V_i = E_i d = \frac{|Q_s| d}{\epsilon_i} \left(\equiv \frac{|Q_s|}{C_i} \right) \quad (2.26)$$

A capacitância total do sistema é dada como uma combinação em série da capacitância do isolante $C_i (= \epsilon/d)$, e a capacitância da camada de depleção do semiconductor C_D :

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{C_i} + \frac{1}{C_D} \quad (2.27)$$

$$C = \frac{C_i C_D}{C_i + C_D} \quad (2.28)$$

Para um dado dielétrico de espessura d , o valor de C_i é constante e corresponde ao valor máximo de capacitância do sistema. A capacitância C_D depende da voltagem, conforme (2.22). A combinação das equações (2.22), (2.25), (2.26) e (2.28) descrevem completamente a curva C-V de um capacitor MOS ideal, apresentada na figura 7.

Um caso de interesse particular é a capacitância que ocorre na ausência da curvatura de bandas. A capacitância C_{FB} (em inglês, *flat band*, banda plana), ocorrida com $\Psi_s = 0$, é obtida das equações (2.23) e (2.28) :

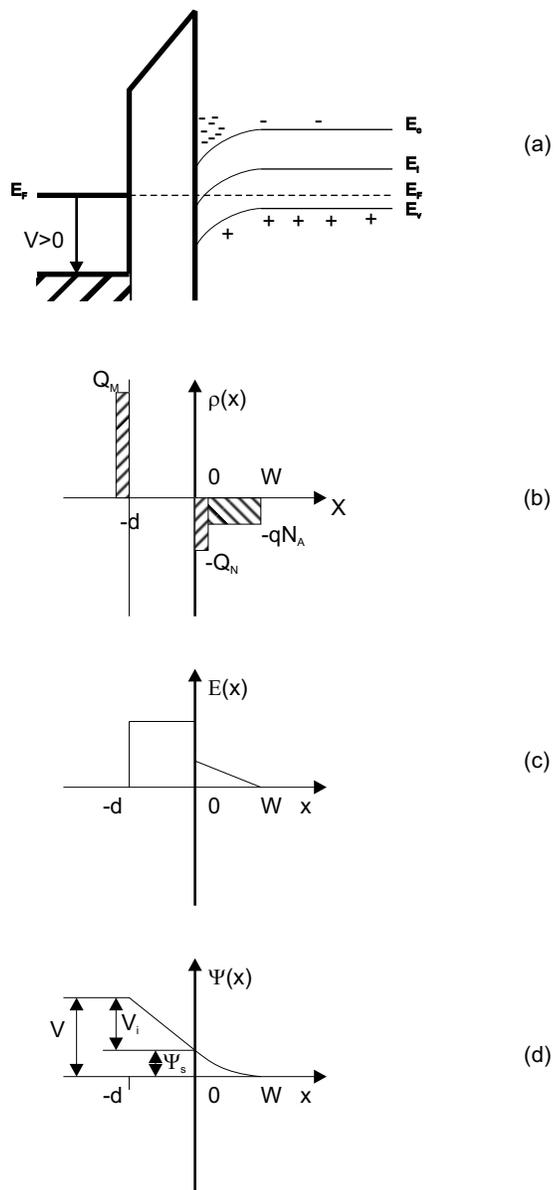


Figura 6: Características da estrutura MOS tipo-p. (a) Diagrama de bandas de um capacitor MOS, (b) Distribuição de carga na condição de inversão, (c) Distribuição do campo elétrico, (d) Distribuição de Potencial.

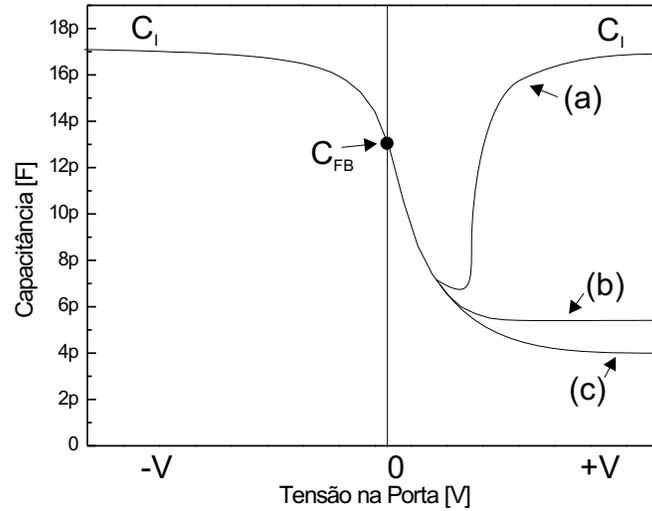


Figura 7: Curvas Capacitância-Voltagem para um capacitor MOS ideal com dimensões do capacitor usado nos experimentos: (a) Baixa Frequência, (b) Alta Frequência, (c) Depleção profunda.

$$C_{FB}(\Psi_s = 0) = \frac{\epsilon_i}{d + \frac{\epsilon_i}{\epsilon_s} L_D} \quad (2.29)$$

onde ϵ_i e ϵ_s são as permissividades do isolante e do semicondutor, respectivamente, e L_D é o comprimento de Debye dado por (2.13).

Observa-se na curva C-V (figura 7) a acumulação de lacunas quando a tensão é negativa. A capacitância equivalente, neste caso, está próxima à capacitância do isolante. Assim que a voltagem aumenta gradativamente, forma-se uma região de depleção que age como se fosse um dielétrico em série com o isolante, diminuindo a capacitância. Então, esta atinge um valor mínimo e depois cresce novamente com a formação da camada de inversão na superfície.

A capacitância depende da habilidade da concentração de elétrons acompanhar o sinal c.a. aplicado, o que acontece apenas em baixa frequência. Em baixa frequência, as taxas de geração e recombinação de portadores minoritários (elétrons, neste caso) são importantes no processo, permitindo ou não a troca de carga com a camada de inversão no passo do sinal de medida. Isto depende do tempo de vida dos portadores minoritários que é um dos parâmetros estudados no trabalho. Experimentalmente, para a estrutura MOS, esta frequência está entre 5Hz e 100Hz[3].

Neste trabalho aborda-se apenas as medidas de alta-frequência (1MHz ou superior), cuja curva teórica pode ser obtida de forma análoga à consideração de uma junção p-n abrupta em um

dos lados. Quando a superfície do semiconductor é depletada, a carga dos aceitadores ionizados na região de depleção é $(-qN_AW)$, onde W é a largura da depleção. O resultado da integração da equação dá o valor da distribuição de potencial:

$$\Psi = \Psi_s \left(1 - \frac{x}{W}\right)^2 \quad (2.30)$$

onde o potencial de superfície Ψ_s é dado por:

$$\Psi_s = \frac{qN_AW^2}{2\epsilon_s} \quad (2.31)$$

Quando a tensão aplicada cresce, Ψ_s e W aumentam até que a condição de inversão forte ocorra ($\Psi_s(inv) \simeq 2\Psi_B$). Neste caso, W atinge o valor máximo W_m , expresso em condição de estado estacionário por:

$$W_m = \sqrt{\frac{2\epsilon_{Si}}{qN_A} 2\Psi_s} = \sqrt{\frac{4\epsilon_{Si}k_B T}{q^2 N_A} \ln\left(\frac{N_A}{n_i}\right)} \quad (2.32)$$

Pode-se observar que é possível encontrar a concentração de aceitadores N_A do substrato, resolvendo numericamente a equação (2.32) em conjunto com a equação:

$$W_m = \frac{\epsilon_{Si}}{C_{Dm}} \quad (2.33)$$

onde C_{Dm} é a capacitância de depleção para $W = W_m$, podendo ser extraída da curva experimental. Pode-se usar este método para calcular N_A e depois calcular a capacitância de banda plana C_{FB} , para a qual a tensão de banda plana V_{FB} é definida. Como vê-se adiante, a variação da carga efetiva no óxido ΔQ_{eff} é uma função de ΔV_{FB} .

As curvas C-V típicas para alta-freqüência são encontradas no capítulo de resultados experimentais, onde se pode notar os diferentes estados do capacitor, em **acumulação** quando a capacitância é máxima e não há capacitância da camada de depleção, e em **depleção** quando a capacitância recebe a contribuição da região depletada.

2.3 Capacitor MOS real

Alguns fatores relevantes no dispositivo real alteram as características do capacitor MOS ideal. Os principais a serem observados são:

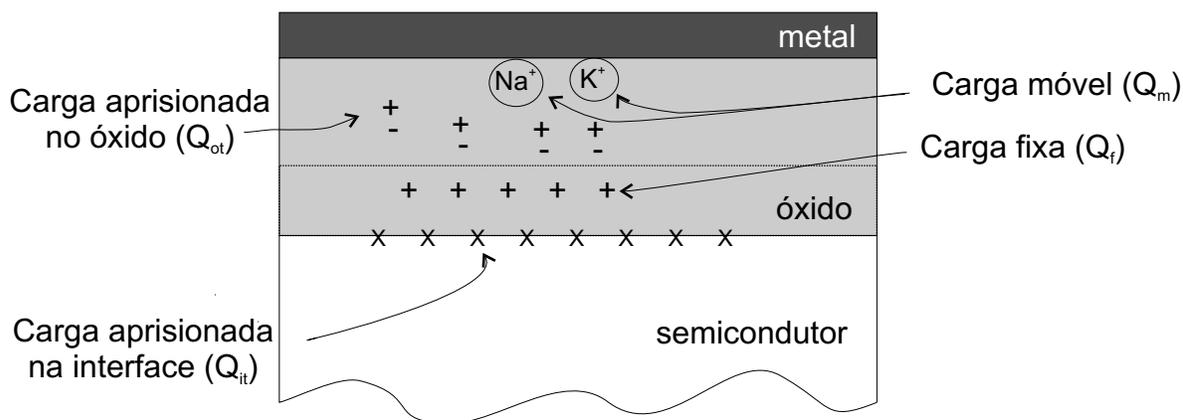


Figura 8: Tipos de carga na estrutura MOS

- a diferença entre a função-trabalho do eletrodo de porta e a função-trabalho do semicondutor;
- Presença de cargas no óxido e de estados de interface.

2.3.1 Diferença de função-trabalho

O capacitor MOS ideal é analisado na seção anterior e a diferença de função-trabalho ϕ_{ms} é expressa pela equação (2.1). Para que a condição de banda plana ocorra no capacitor MOS real sem cargas no óxido ou na interface, a tensão na porta deve ser igual à tensão ϕ_{ms} ($V_{FB} = \phi_{ms}$). Para o capacitor MOS ideal, V_{FB} é nula. Portanto, a curva C-V é transladada no eixo de tensão quando os capacitores ideal e real são comparados. A diferença de função-trabalho está vinculada ao semicondutor e ao eletrodo de porta, podendo alcançar 1V, aproximadamente, para as dosagens típicas dos capacitores usados nos experimentos do trabalho.

2.3.2 Cargas no óxido e estados de interface

Há quatro tipo de cargas associadas ao sistema SiO_2/Si [6] e estas estão ilustradas na figura 8. São elas: carga fixa no óxido, carga móvel no óxido, carga aprisionada no óxido, e carga aprisionada na interface. Esta nomenclatura foi padronizada em 1978 e as abreviaturas são dadas nos parênteses abaixo. Em cada caso, Q é a carga total efetiva por unidade de área na interface SiO_2/Si (C/cm^2), N é o número total de cargas por unidade de área na interface SiO_2/Si (número/ cm^2) e D_{it} é dado em unidades de número/ $\text{cm}^2 \cdot \text{eV}$. $N = |Q/q|$, onde Q pode ser positivo ou negativo, mas N é sempre positivo. As cargas são descritas como[7]:

Carga Fixa no Óxido (Q_f, N_f): Carga positivas, existentes principalmente devido a defeitos

estruturais (silício ionizado) na camada de óxido com distância inferior a 25 angstroms da interface SiO_2/Si . A densidade desta carga depende do ambiente e da temperatura, das condições de resfriamento, e da orientação do silício durante o processo de oxidação. Deal et al. [8] observaram que Q_f diminui se a temperatura final de oxidação for maior. O mesmo objetivo pode ser alcançado através de recozimento (*annealing*) da lâmina oxidada em ambiente de nitrogênio ou gás inerte como o argônio, havendo uma diferença entre eles [9]-[10]. Durante o recozimento em nitrogênio, Q_f atinge um valor mínimo rapidamente, mas depois cresce.

Carga móvel no óxido (Q_m, N_m): Principalmente devido a impurezas iônicas como Na^+ , Li^+ , K^+ , e possivelmente H^+ . Geralmente os íons móveis não são desejáveis em dispositivos porque não são controláveis. Nicollian [4] mostra que apenas 4000 átomos de sódio podem estragar um transistor. Como o sódio pode ser encontrado na atmosfera, nas mãos dos laboratoristas e em muitos outros lugares dentro do ambiente de fabricação dos dispositivos MOS, deve-se atentar para os cuidados.

Cargas Aprisionadas no Óxido (Q_{ot}): Podem ser positivas ou negativas devido a lacunas e elétrons aprisionados no corpo do óxido. O aprisionamento pode resultar de radiação ionizante, injeção por avalanche, ou processos similares. Diferentemente da carga fixa, cargas aprisionadas no óxido são geralmente recozidas em tratamentos de baixa temperatura ($< 500^\circ\text{C}$), embora armadilhas (*traps*) neutras possam permanecer. Estas são as cargas mais relevantes no foco de interesse do trabalho porque a sua variação é sensível ao processo de irradiação. Como a banda proibida do SiO_2 é de aproximadamente 9eV, um feixe de íons energético pode gerar pares elétron-lacunas. Geralmente os elétrons, tendo mobilidade maior na banda de condução, são afastados pelo campo elétrico presente, diferentemente das lacunas, as quais permanecem aprisionadas no óxido de silício.

Cargas Aprisionadas na Interface (Q_{it}, N_{it}, D_{it}): Cargas positivas ou negativas, devido a (1) defeitos estruturais induzidos pela oxidação, (2) impurezas metálicas, ou (3) outros defeitos causados por processos de radiação ou outros semelhantes que causam rompimento de ligação (*hot electrons*, por exemplo). A carga aprisionada é localizada na interface SiO_2/Si e como está em comunicação elétrica com o silício subjacente, pode ser carregada ou descarregada, dependendo do potencial de superfície. A maior parte dos estados de interface (outra nomenclatura para estas cargas), podem ser neutralizados fazendo-se recozimento (*annealing*) com hidrogênio em baixas temperaturas ($420^\circ\text{C} - 500^\circ\text{C}$).

2.3.2.1 Métodos de Medida

Existem métodos para a determinação dos diferentes tipos de carga usando medidas elétricas como capacitância *versus* tensão (C-V)[4, 6]. A densidade dos estados de interface (D_{it}) pode ser obtida a partir de curvas C-V de baixa-frequência (*quasi-static*) e alta-frequência, e a carga móvel (Q_m) a partir do método *Triangular Voltage Sweep* (varredura triangular de tensão)[4]. A carga fixa no óxido (Q_f) e a carga aprisionada no óxido (Q_{ox}) podem ser relacionadas com a tensão de banda plana V_{FB} . Analisa-se abaixo como a mudança de carga efetiva na interface SiO₂/Si pode ser medida. Um acréscimo em Q_{eff} pode ser consequência indireta da implantação de prótons, por exemplo.

A tensão de banda plana é determinada pela diferença de função-trabalho metal/semicondutor e as várias cargas através da relação[6]:

$$V_{FB} = \phi_{MS} - \frac{Q_f}{C_{ox}} - \frac{\gamma Q_m}{C_{ox}} - \frac{\gamma Q_{ot}}{C_{ox}} - \frac{\gamma Q_{it}(\Psi_s)}{C_{ox}} \quad (2.34)$$

A carga fixa Q_f é localizada perto da interface SiO₂/Si e pode ser considerada como se estivesse posicionada exatamente na interface. Cargas móveis e cargas do óxido, entretanto, geralmente apresentam uma distribuição ao longo do óxido e para levar em conta este efeito, o fator γ foi introduzido:

$$\gamma = \frac{\int_0^{W_{ox}} (x/W_{ox}) \rho(x) dx}{\int_0^{W_{ox}} \rho(x) dx} \quad (2.35)$$

onde $\rho(x)$ é a carga móvel ou aprisionada no óxido por unidade de volume e a integral é calculada de $x = 0$ (interface metal/óxido) a $x = W_{ox}$ (interface óxido/semicondutor). As cargas Q_m e Q_{ot} são consideradas constantes durante a medida. Entretanto, Q_{it} é designada como $Q_{it}(\Psi_s)$ porque a ocupação dos estados de interface depende do potencial de superfície. Considerando que ϕ_{ms} não varia, podemos calcular a carga efetiva acumulada na interface SiO₂/Si através da equação (2.34):

$$\Delta Q_{eff} = C_{ox} \Delta V_{FB} \quad (2.36)$$

Usa-se este método no trabalho para estudar ΔQ_{eff} em função da dose e energia nos bombardeamentos do dispositivo MOS.

2.4 Tempo de vida de portadores

Em um semicondutor qualquer, a densidade volumétrica de portadores, lacunas e elétrons, entra em equilíbrio termodinâmico conforme a relação:

$$n_0 p_0 = n_i^2 = N_c N_v \exp\left(-\frac{E_g}{kT}\right) \quad (2.37)$$

onde n_0 e p_0 representam a quantidade de elétrons e lacunas por volume, respectivamente, e n_i é um parâmetro do semicondutor, ou seja, a quantidade de portadores dos dois tipos se o semicondutor fosse intrínseco. Eventualmente, um processo físico ocorre tornando o produto np superior ou inferior a n_i^2 . Nesta situação, a dinâmica do sistema tende a levá-lo novamente ao equilíbrio porque há competição de dois mecanismos: o de geração e o de recombinação. O conceito de tempo de vida de recombinação τ_r se aplica quando há excesso de portadores, introduzidos por luz ou por uma junção p-n polarizada diretamente, por exemplo. O tempo de vida de geração se aplica quando há déficit de portadores, numa região de carga espacial, por exemplo. Durante a recombinação, um par elétron-lacuna é aniquilado após um intervalo de tempo τ_r , em média. Por analogia, o tempo de vida de geração é o tempo necessário, em média, para a criação de um par elétron-lacuna.

Para:

$np > n_i^2$	o tempo de vida de recombinação pode ser obtido
$np < n_i^2$	o tempo de vida de geração pode ser obtido

A equação de continuidade unidimensional difusão para o número de portadores excedentes (Δn e Δp) inclui os termos de geração e recombinação além dos termos de deriva e difusão [3]:

$$\frac{\partial \Delta n}{\partial t} = G - \frac{\Delta n}{\tau_n} + \mu_n \varepsilon \frac{\partial \Delta n}{\partial x} + D_n \frac{\partial^2 \Delta n}{\partial x^2} \quad (2.38)$$

Quando os eventos de geração e recombinação ocorrem no corpo do semicondutor, eles são caracterizados pelos tempos de vida τ_g e τ_r . Quando ocorrem na superfície, eles são caracterizados pela velocidade de geração e recombinação na superfície, s_g e s_r , respectivamente. Como os dispositivos são compostos por regiões de corpo (*bulk*) e superfícies, a geração e recombinação de portadores compõem-se de ambas as contribuições.

2.4.1 Tempo de vida de recombinação e Velocidade de recombinação na superfície

A taxa de recombinação U no corpo do semiconductor depende não linearmente da diferença da densidade de portadores em relação ao valor de equilíbrio. Abaixo, considera-se um semiconductor tipo-p para análise do comportamento dos elétrons (portadores minoritários). Fazendo uma expansão e retendo apenas os termos de ordens mais baixas, U pode ser escrita como[11]:

$$U = A(n - n_0) + B(pn - p_0n_0) + C_p(p^2n - p_0^2n_0) + C_n(pn^2 - p_0n_0^2) \quad (2.39)$$

onde $n = n_0 + \Delta n$ e $p = p_0 + \Delta p$. Na ausência de aprisionamento, $\Delta n = \Delta p$, e aproxima-se a equação (2.39) por:

$$\begin{aligned} U \approx & A\Delta n + B(p_0 + n_0 + \Delta n)\Delta n + C_p(p_0^2 + 2p_0\Delta n + \Delta n^2)\Delta n \\ & + C_n(n_0^2 + 2n_0\Delta n + \Delta n^2)\Delta n \end{aligned} \quad (2.40)$$

onde termos contendo n_0 são desprezados porque $n_0 \ll p_0$ em um semiconductor tipo-p.

O tempo de vida de recombinação é definido como:

$$\tau_r = \frac{\Delta n}{U} \quad (2.41)$$

resultando em:

$$\begin{aligned} \tau_r = & [A + B(p_0 + n_0 + \Delta n) + C_p(p_0^2 + 2p_0\Delta n + \Delta n^2) \\ & + C_n(n_0^2 + 2n_0\Delta n + \Delta n^2)]^{-1} \end{aligned} \quad (2.42)$$

Três tempos de vida são definidos na equação (2.42), cada um associado a um mecanismo físico diferente. O primeiro termo representa a recombinação *multi-phonon* ou *Shockley-Read-Hall* (SRH), mostrada na figura 9. Os pares elétron-lacuna se recombinam através de centros de geração e recombinação com níveis profundos, definidos por uma concentração N_T e por um nível de energia E_T . Adicionalmente, os centros são caracterizados por seções de choque de captura σ_n e σ_p para elétrons e lacunas, respectivamente. A energia liberada durante um evento

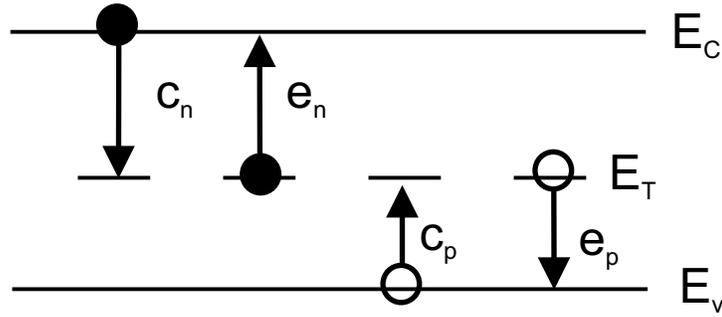


Figura 9: Níveis profundos e processo de geração-recombinação SRH. O mecanismo de geração e recombinação através de defeitos com níveis profundos pode ser analisado através de parâmetros como as taxas de emissão e captura dos elétrons e lacunas (e_n, c_n, e_p, c_p).

de recombinação é dissipada sob a forma de vibrações na rede ou fônons.

O tempo de vida SRH, $1/A$ na equação (2.42), é dado por[12]:

$$\tau_{SRH} = \frac{\tau_p(n_0 + n_1 + \Delta n) + \tau_n(p_0 + p_1 + \Delta n)}{p_0 + n_0 + \Delta n} \quad (2.43)$$

com n_1, p_1, τ_n e τ_p definidos por:

$$n_1 = n_i \exp\left(\frac{E_T - E_i}{kT}\right), \quad p_1 = n_i \exp\left(-\frac{E_T - E_i}{kT}\right)$$

$$\tau_p = \frac{1}{\sigma_p v_{th} N_T}, \quad \tau_n = \frac{1}{\sigma_n v_{th} N_T}$$

O segundo termo na equação (2.42) é o tempo de vida radiativo, representando a recombinação banda à banda do par elétron-lacuna, com a emissão de energia através de fótons. O tempo de vida radiativo é dado por:

$$\tau_{rad} = [B(p_0 + n_0 + \Delta n)]^{-1} \quad (2.44)$$

onde B é o coeficiente de recombinação radiativa. O tempo de vida radiativo é inversamente proporcional à concentração de portadores porque no processo banda à banda, tanto elétrons quanto lacunas precisam estar presentes simultaneamente para que um evento de recombinação ocorra.

O terceiro termo na equação (2.42) representa a recombinação *Auger*, na qual a energia é transferida para um terceiro portador. Como três portadores estão envolvidos neste evento de re-

combinação, o tempo de vida Auger é inversamente proporcional ao quadrado da concentração de portadores:

$$\tau_{Auger} = [C_p(p_0^2 + 2p_0\Delta n + \Delta n^2) + C_n(n_0^2 + 2n_0\Delta n + \Delta n^2)]^{-1} \quad (2.45)$$

onde C_p e C_n são os coeficientes de recombinação Auger.

É possível simplificar as equações (2.43) a (2.45) para níveis de baixa injeção (ll) e alta injeção (hl). As condições de baixa injeção se aplicam quando o excesso da concentração de portadores minoritários é pequeno em comparação ao valor de equilíbrio dos majoritários, $\Delta n \ll p_0$. Por outro lado, a condição de alta injeção ocorre quando $\Delta n \gg p_0$. O nível de injeção é importante durante as medidas de tempo de vida e por isso diferentes métodos foram criados[13]. As expressões apropriadas para níveis de baixa e alta injeção são [6]:

$$\tau_{SRH}(ll) = \tau_n \quad , \quad \tau_{SRH}(hl) = \tau_n + \tau_p \quad (2.46)$$

$$\tau_{rad}(ll) = \frac{1}{Bp_0} \quad , \quad \tau_{rad}(hl) = \frac{1}{B\Delta n} \quad (2.47)$$

$$\tau_{Auger}(ll) = \frac{1}{C_p p_0^2} \quad , \quad \tau_{Auger}(hl) = \frac{1}{(C_p + C_n)\Delta n^2} \quad (2.48)$$

Assume-se que $p_0 \gg n_1, p_1$ para baixa injeção e $\Delta n \gg n_1, p_1$ para alta injeção nas expressões SRH. Estas condições são geralmente satisfeitas com excessão de materiais com alta resistividade onde a equação (2.43) deve ser usada[6].

Nas medidas de tempo de vida do capítulo 4, pode-se ver como o tempo de vida é influenciado pelo bombardeamento de prótons. O tempo de vida SRH é o mais importante neste trabalho porque é o tempo de vida sensível à criação de defeitos, dependendo inversamente da concentração de centros de recombinação e da seção de choque de captura, mas não dependendo diretamente do nível de energia do centro. Isto acontece porque a seção de choque de captura tende a ser maior para centros com níveis perto do meio da banda proibida e menor para E_T próximo da banda de condução ou de valência.

O tempo de vida radiativo é importante em materias de banda direta como o *GaAs* e *InP*, mas não é relevante para o semiconductor estudado, o silício, que é um semiconductor de banda indireta. A recombinação Auger é observada tanto em semicondutores de banda direta quanto indireta, quando a concentração de portadores, elétrons ou lacunas, é alta[6].

Assim como há recombinação SRH no corpo do semiconductor, há recombinação SRH na

superfície ou interface. Enquanto que a taxa no corpo é dada por [12]:

$$U = \frac{\sigma_n \sigma_p v_{th} N_T (pn - n_i^2)}{\sigma_n (n + n_1) + \sigma_p (p + p_1)} = \frac{pn - n_i^2}{\tau_p (n + n_1) + \tau_n (p + p_1)} \quad (2.49)$$

a taxa de recombinação SRH na superfície é dada por:

$$U_s = \frac{\sigma_{ns} \sigma_{ps} v_{th} N_{it} (p_s n_s - n_i^2)}{\sigma_{ns} (n_s + n_{1s}) + \sigma_{ps} (p_s + p_{1s})} = \frac{s_n s_p (p_s n_s - n_i^2)}{s_n (n_s + n_{1s}) + s_p (p_s + p_{1s})} \quad (2.50)$$

onde

$$s_n = \sigma_{ns} v_{th} N_{it} \quad , \quad s_p = \sigma_{ps} v_{th} N_{it}$$

O subscrito s refere-se à superfície, sendo p_s e n_s as concentrações de elétrons e lacunas no local. A densidade de armadilhas (*traps*) na interface N_{it} é suposta constante na equação (2.50). Se não for o caso, então a densidade D_{it} deve ser integrada em energia. Foi mostrado que N_{it} nestas equações é $N_{it} = kTD_{it}$ [14].

Define-se a velocidade de recombinação na superfície como:

$$s_r = \frac{U_s}{\Delta n_s} \quad (2.51)$$

Da equação (2.50) tem-se:

$$s_r = \frac{s_n s_p (p_{s0} + n_{s0} + \Delta n_s)}{s_n (n_{s0} + n_{1s} + \Delta n_s) + s_p (p_{s0} + p_{1s} + \Delta p_s)} \quad (2.52)$$

Novamente, considerando níveis de baixa e alta injeção, a velocidade de recombinação na superfície resulta em:

$$s_r(ll) = s_n \quad , \quad s_r(hl) = \frac{s_n s_p}{s_n + s_p} \quad (2.53)$$

2.4.2 Tempo de vida de geração e Velocidade de geração na superfície

Para cada um dos processos de recombinação mencionados (SRH, Auger e radiativo) existe um processo de geração em contrapartida[6]. O inverso da recombinação *multi-phonon* é a

geração térmica. Conclui-se a partir da expressão da taxa de geração/recombinação (equação 2.49) que a recombinação domina para $pn > n_i^2$ e a geração para $pn < n_i^2$. Quanto menor é o produto pn , mais elevada é a taxa de geração. No limite em que $pn \rightarrow 0$, U se torna negativo e passa a ser designado taxa de geração G :

$$G = -U = \frac{n_i^2}{\tau_p n_1 + \tau_n p_1} = \frac{n_i}{\tau_g} \quad (2.54)$$

com

$$\tau_g = \tau_p \exp\left(\frac{E_T - E_i}{kT}\right) + \tau_n \exp\left(-\frac{E_T - E_i}{kT}\right) \quad (2.55)$$

A condição $pn \rightarrow 0$ é aproximada na região de carga espacial de uma junção polarizada reversamente e na região de carga espacial do capacitor MOS. A quantidade τ_g , definida na equação (2.55), é o tempo de vida de geração, um dos parâmetros estudados no trabalho. Este é o tempo necessário para a geração de um par elétron-lacuna através de um processo de emissão térmica. Observando a equação (2.55), percebe-se como os termos dependem inversamente da concentração de centros de geração e recombinação, e das seções de choque de captura de elétrons e lacunas. Entretanto, há uma dependência exponencial com a energia do nível E_T . O tempo de vida de geração pode ser bastante grande se E_T não coincidir com E_i .

Schroder [15] fez uma análise do conceito do tempo de vida de geração e recombinação de portadores em semicondutores e mostrou que equação (2.55) pode ser usada para mostrar a proporcionalidade entre τ_g e τ_n :

$$\begin{aligned} \tau_g &= \tau_p \exp[(E_T - E_i)/kT] + \tau_n \exp[-(E_T - E_i)/kT] \\ &= 2\tau_n \sqrt{\sigma_n/\sigma_p} \cosh[(E_T - E_i)/kT + 0.5 \ln(\sigma_n/\sigma_p)] \end{aligned} \quad (2.56)$$

Sabendo-se que o τ_n depende inversamente da concentração de centros de geração e recombinação:

$$\tau_n = \frac{1}{\sigma_n v_{th} N_T} \quad (2.57)$$

pode-se investigar a criação de centros de geração e recombinação (N_T) devido ao processo de implantação iônica:

$$N_T = \frac{A}{\tau_g} \quad (2.58)$$

onde A é um parâmetro que depende de outras constantes como as seções de choque (σ_n e σ_p). Em especial, pode-se inferir sobre o perfil da concentração de defeitos em função da profundidade com o conhecimento do perfil de τ_g :

$$N_T(x) = \frac{A}{\tau_g(x)} \quad (2.59)$$

Para a recombinação radiativa e Auger, os processos inversos são: geração de par elétron-lacuna por absorção ótica e ionização por impacto, respectivamente. A geração ótica é negligível para um dispositivo não exposto à luz e com radiação de corpo negro desprezível no ambiente do dispositivo. A ionização por impacto é geralmente desconsiderada para dispositivos polarizados com tensões inferiores às tensões de ruptura.

Quando $p_s n_s < n_i^2$ na superfície, encontramos a partir da equação 2.50:

$$G_s = -U_s = \frac{s_n s_p n_i^2}{s_n n_{1s} + s_p p_{1s}} = s_g n_i \quad (2.60)$$

onde s_g é a velocidade de geração na superfície, freqüentemente designada por s_0 , dada por:

$$s_g = \frac{s_n s_p}{s_n \exp[(E_{it} - E_i)/kT] + s_p \exp[-(E_{it} - E_i)/kT]} \quad (2.61)$$

Para energias de armadilha (*trap*) na interface diferentes de E_i , encontramos $s_r > s_g$ das equações (2.60) e (2.61).

3 *Preparação dos capacitores MOS e Metodologia Experimental*

3.1 **Tecnologia MOS**

Esta tecnologia agrega várias qualidades e mostrou-se a sobrevivente na seleção natural para a confecção de muitos dispositivos microeletrônicos: a oxidação no silício é um processo natural; o silício é um semicondutor abundante na natureza; o silício é um semicondutor elementar e reconstrói a rede cristalina com um simples recozimento; a interface Si/SiO₂ pode ser tratada de forma a ter baixa concentração de estados de interface e o silício é fácil e seguro de ser manipulado se comparado a outros semicondutores.

3.1.1 **Litografia**

Através de uma máscara pode-se gravar uma superfície com desenhos previamente definidos. O processo de litografia planar mais usado comercialmente na data e também utilizado na construção dos capacitores baseia-se na deposição de um fotoresiste seguida de exposição de luz ultravioleta e posterior revelação. A máscara é responsável por impedir que determinadas regiões do fotoresite sejam expostas à luz ultravioleta. Desta forma, após a revelação, ficam abertas janelas utilizadas para outro fim na engenharia de construção planar. Pode-se, por exemplo, desgastar o óxido de silício em algumas regiões com o objetivo de possibilitar a implantação de dopantes em regiões específicas. No caso pertinente ao processamento dos capacitores, apenas uma etapa de litografia foi necessária para definir a porta (*gate*) do capacitor.

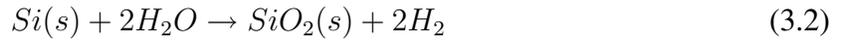
3.1.2 **Crescimento do Óxido de Silício (SiO₂)**

O crescimento de óxido de silício sobre o substrato de silício pode ser feito em um forno apropriado. Embora existam outros processos como a deposição do óxido sobre o semicondutor, o óxido térmico é um método muito conveniente porque permite a acomodação dinâmica

Tabela 1: Constantes para oxidação úmida de silício

Temperatura de Oxidação $^{\circ}C$	$A(\mu m)$	$B(\mu m^2/h)$	$B/A(\mu m/h)$	$\tau(h)$
1200	0,05	0,720	14,40	0
1100	0,11	0,510	4,64	0
1000	0,226	0,287	1,27	0
920	0,50	0,203	0,406	0

durante a oxidação, diminuindo os defeitos e estados de interface. Em temperaturas suficientemente altas e numa atmosfera rica em oxigênio, os átomos deste gás se difundem através do óxido, chegam a interface Si/SiO₂ e se combinam com átomos de silício, crescendo a camada do dielétrico. As reações químicas que descrevem a oxidação térmica do silício em oxigênio ou vapor d'água são dadas pelas equações (3.1) e (3.2), respectivamente:



O modelo de Deal e Grove[16] descreve a cinética de oxidação do silício, sendo válido para temperaturas entre 700^oC e 1300^oC, pressões parciais entre 0, 2 e 1, 0atm e espessura de óxido entre 300 e 20000 angstroms para ambientes de oxigênio e água. Com o ajuste de parâmetros que dependem das condições de oxidação, pode-se prever a espessura da camada sabendo-se o tempo de oxidação. A dependência da espessura do óxido térmico t_{ox} é modelada com o tempo de oxidação t pela expressão:

$$\frac{t_{ox}}{A/2} = \sqrt{1 + \frac{t + \tau}{A^2/4B}} - 1 \quad (3.3)$$

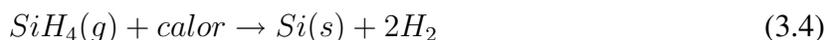
onde A , B e τ são coeficientes dependentes da temperatura¹. Como exemplo, pode-se observar na tabela 1 alguns resultados experimentais obtidos [16] para uma lâmina de silício levemente dopada com boro orientada na direção <111> em oxigênio úmido (pressão parcial de água de 640 Torr).

¹neste caso τ não é o tempo de vida que estamos estudando.

3.1.3 Eletrodo de Porta

Também utilizado para metalização dos contatos nos dispositivos, o alumínio pode ser depositado sobre o óxido para formar o contato superior do capacitor. *Sputtering* e vaporização são os meios através dos quais a deposição é realizada. No caso de *sputtering*, uma fonte de íons acelerados é usada para bombardear um alvo, arrancando-lhes os átomos de forma a projetá-los no lugar de interesse. No caso de vaporização, uma fonte de alumínio é aquecida a ponto de vaporizá-lo, permitindo a deposição. As experiências no Laboratório de Microeletrônica IF - UFRGS mostraram melhores resultados para capacitores MOS com porta de poli-Si comparados com aqueles cujas portas eram de alumínio.

A deposição de poli-Si é feita num reator CVD², composto de um forno especial de quartzo onde ocorre a reação[17]:



O crescimento da camada de *poli-Si* é sob a forma de grãos orientados aleatoriamente e por isso o prefixo *poli*. Apesar de não possuir as mesmas propriedades do silício cristalino, o *poli-Si* tem condutividade maior devido a quantidade de defeitos na interface entre os grãos. Se dopado com Boro, por exemplo, adquire condutividade comparável a um metal. Por esta razão, dispositivos tipo poli-Si/SiO₂/Si também são chamados de MOS.

3.1.4 Técnicas de melhoramento de τ

Além dos defeitos naturais ocorridos durante o crescimento do cristal *Czochralski*, como dislocações e empilhamento [17], há outros defeitos ocasionados por impurezas de átomos de metais e de oxigênio. Estes defeitos existem dentro do substrato e contribuem para a diminuição do tempo de vida dos portadores minoritários τ . Duas técnicas foram usadas para melhorar o tempo de vida: 1) Aprisionamento de Impurezas (*Gettering*) e 2) Zona Desnuda, conforme descrição no artigo de P. M. Engel e J. P. de Souza[18].

A criação de defeitos no verso da lâmina de silício através da implantação de argônio age como armadilha para átomos de metais. Após a implantação é feito um recozimento para que o processo de difusão dos metais seja estimulado, devido à agitação térmica. Assim as impurezas metálicas migram e são aprisionadas no verso da lâmina, resultando no efeito de diminuição destes átomos na região de interesse do dispositivo (frente da lâmina).

²CVD é a sigla de *Chemical Vapor Deposition* e significa Deposição Química por Vapor.

O processo de zona desnuda consiste em diminuir a quantidade de átomos de oxigênio na região de interesse (superfície) através de um processo termodinâmico apropriado. Para cada temperatura existe um raio crítico para os grupos (*clusters*) de oxigênio, tal que aglomerados de raio menor se dissolvem e aglomerados de raio maior captam mais átomos de oxigênio. A oxidação para zona desnuda é feita em uma temperatura bem elevada, de forma que a superfície (aglomerado grande) aja captando os átomos dissolvidos dos aglomerados pequenos. Portanto, a superfície funciona como um sumidouro de oxigênio e espera-se, pela solução da equação de difusão, que a região próxima a ela seja efetivamente mais limpa de oxigênio que regiões mais profundas no substrato.

3.2 Fabricação dos Capacitores

Os capacitores MOS são dispositivos construídos a partir de uma lâmina de silício. O óxido de silício, crescido sobre o substrato semiconductor dopado (tipo-p ou tipo-n), funciona como o dielétrico do capacitor. Um dos terminais do capacitor é o contato ôhmico através do semiconductor e o outro terminal (superior) pode ser feito através da deposição de Alumínio ou de poli-Si.

Foram usadas amostras de silício tipo p/p+ com 11,4-12,6 μm de espessura e 0,8-1,2 Ωcm de resistividade. Para a preparação dos capacitores, seguiu-se o seguinte processo (veja figura 10):

1. Limpeza do Material de Manipulação (copos, pinças, etc)
2. Limpeza das Lâminas (Limpeza RCA [19])
3. Limpeza do forno para *oxidação para zona desnuda*
 - * Aumento da temperatura do forno (de 25⁰C para 1200⁰C), atmosfera de nitrogênio
 - * 1200⁰C, atmosfera de oxigênio super-seco, TCA³ (2%), 4h
 - * 1200⁰C, atmosfera de oxigênio super-seco, 10min. [Limpeza de resíduo de TCA]
 - * Queda da temperatura do forno de 1200⁰C para 1050⁰C com atmosfera de Argônio
4. Oxidação para Zona Desnuda
 - * colocação de amostras em 1050⁰C, atmosfera de Argônio
 - * Aumento da temperatura do forno de 1050⁰C para 1200⁰C, atmosfera de Argônio
 - * 1200⁰C, atmosfera de oxigênio super-seco, sem TCA, 10min

³Tricloroetano

- * 1200⁰C, atmosfera de oxigênio super-seco, TCA (0,2%), 3h
 - * Queda da temperatura do forno de 1200⁰C para 900⁰C, atmosfera de oxigênio super-seco e Argônio, 10min
 - * Queda da temperatura do forno de 900⁰C para 600⁰C, atmosfera de nitrogênio
5. Remoção do Óxido em $HF : H_2O$ 22⁰C
 6. Oxidação do Óxido de Porta
 - * 1050⁰C, atmosfera de argônio, 5min
 - * 1050⁰C, atmosfera de oxigênio super-seco, 45min.
 - * 1050⁰C, atmosfera de argônio, 20min.
 - * Queda da temperatura do forno de 1050⁰C para 700⁰C, atmosfera de argônio
 7. Deposição de poli-Si
 - * preparação do forno de deposição
 - * deposição a 675⁰C, 40min.
 8. Oxidação para aderência de fotoresiste
 - * preparação do forno de oxidação úmida
 - * oxidação a 900⁰C, 10min, com vapor de água deionizada
 9. Litografia máscara específica
 - * abertura do fotoresiste
 - * etching $HF : H_2O$, 10min.
 - * etching poli-Si
 - * remoção do fotoresiste com acetona
 - * etching SiO₂ (200-300 angstroms / poli-Si / $HF : H_2O$ 10min)
 10. Implantação Iônica de Boro na parte superior (gás BF₃, 200keV, Dose de $5 \times 10^{15} cm^{-2}$)
 11. Implantação Iônica na parte inferior para *gettering* (gás Ar, 200keV, Dose de $1 \times 10^{16} cm^{-2}$)
 12. Limpeza das Lâminas (Limpeza RCA)
 13. Recozimento 900⁰C atmosfera de argônio, 1h30min.

A figura 10 apresenta as etapas de manipulação da lâmina virgem de silício até a conclusão do capacitor. Cada etapa exige cuidados específicos para que o capacitor obtenha as características almeçadas. A estrutura poli-Si/SiO₂/Si finalizada possui espessuras aproximadas de 4500 angstroms, para o poli-Si e de 800 angstroms para o SiO₂. O substrato mantém dimensões típicas da lâmina virgem, aproximadamente.

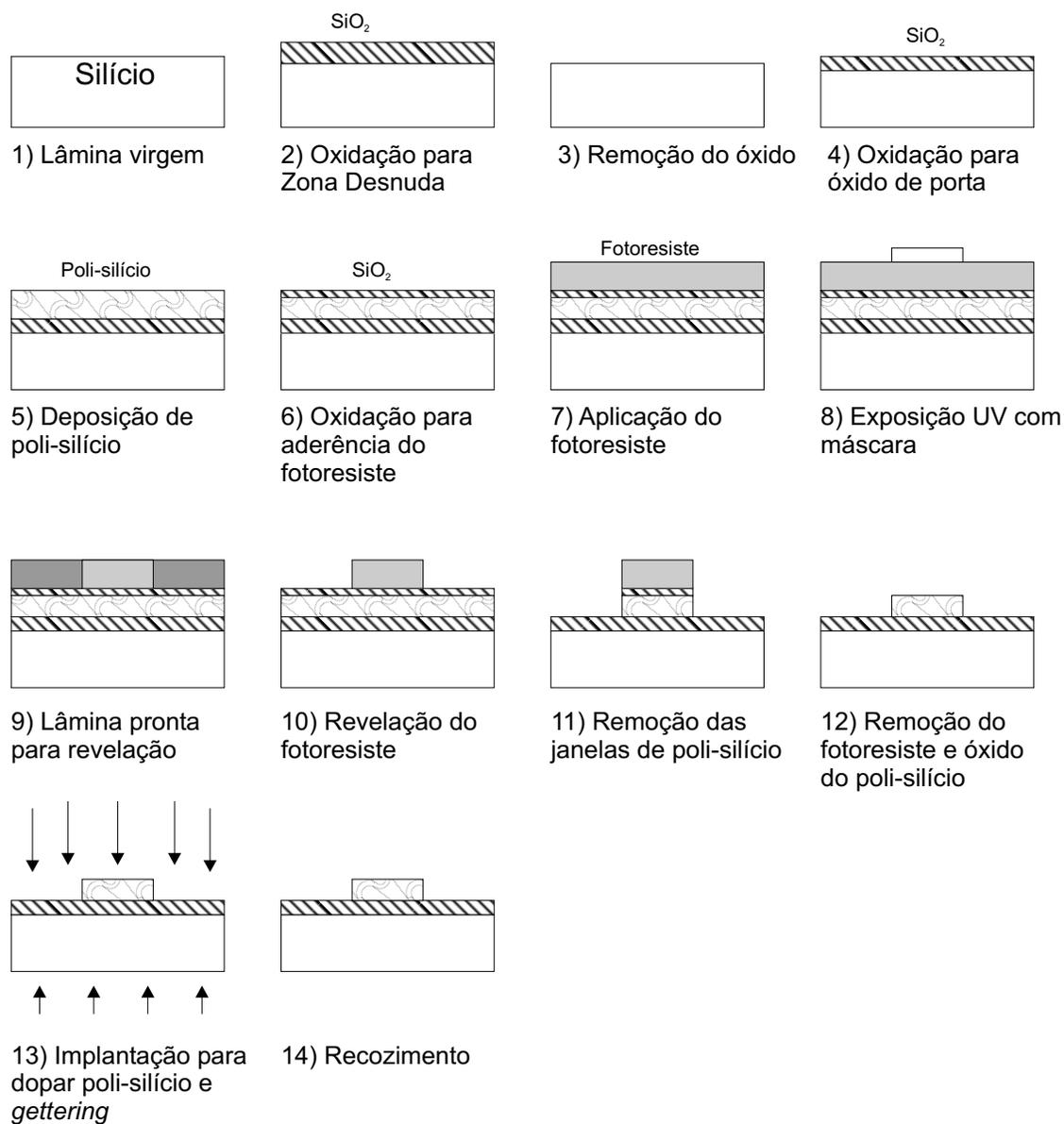


Figura 10: *Processo de construção dos capacitores MOS*

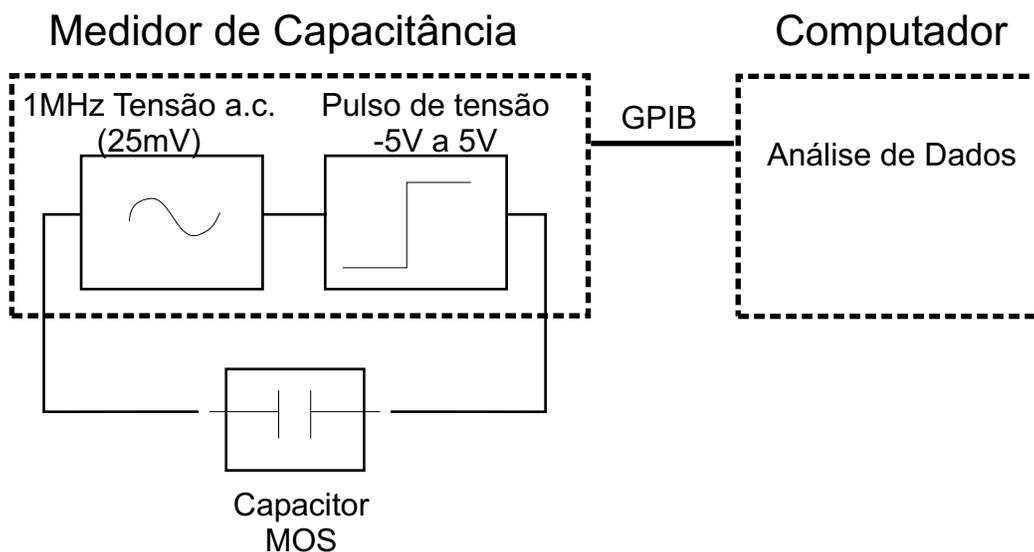


Figura 11: Arranjo experimental para a medida C-t

Os capacitores destinados a medidas de carga efetiva no óxido foram construídos de maneira semelhante, negligenciando-se a preocupação com o melhoramento do tempo de vida.

3.3 Equipamentos usados nas medidas

As medidas de capacitância C-V e C-t foram feitas com o equipamento *HP 4284A Precision LCR Meter* e os dados foram adquiridos diretamente por computador PC através de comunicação GPIB. As medidas de I-V foram feitas com o equipamento *HP 4155A Semiconductor Parameter Analyser*. Para obter-se precisão na integração de carga para doses baixas durante o processo de implantação, foi usado um *Keithley 617 Electrometer*. As implantações típicas de $1 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2}$ duraram apenas alguns segundos e necessitaram controle manual. O implantador usado para energias de 600keV e 2MeV foi o *High Voltage 3MV Tandetron Ion Beam Accelerator*. Para energias 100keV e 200keV foi usado um acelerador do tipo *HVEE-500kV*. Todas as medidas foram realizadas contando com os recursos e infra-estrutura dos Laboratórios de Implantação Iônica e Microeletrônica do Instituto de Física da Universidade Federal do Rio Grande do Sul.

O arranjo experimental para extração dos dados de transiente de capacitância é mostrado na figura 11. A maneira de se fazer uma medida C-t e a de se fazer uma C-V é semelhante e o mesmo aparelho pode ser usado em ambas. A única diferença está nas condições da medida, estabelecidas pelo computador que controla. A medida I-V é levemente diferente, distinta pelo equipamento usado. O mesmo porta-amostras pode ser usado na três medidas.

3.4 Implantação Iônica

Em especial para a microeletrônica, a implantação iônica desempenha um papel importante no processo de fabricação de muitos dispositivos porque provê um método de dopagem controlado. A dopagem dos semicondutores através de difusão em um forno exige uma precisão muito grande na temperatura constituindo uma desvantagem em relação à implantação, além do fato de se obter um perfil de dopantes muitas vezes indesejado.

A implantação iônica é um processo conhecido há décadas e utiliza a propriedade de carga dos íons para acelerá-los através de um campo elétrico. Características específicas das máquinas de implantação podem, além de selecionar os íons a serem implantados, controlar a energia destes e a dose de implantação, através da interrupção do feixe. No caso específico deste trabalho, íons de hidrogênio H^+ (prótons) são usados para simular a irradiação solar de prótons, além das implantações necessárias à fabricação dos dispositivos.

Costuma-se entender a física da implantação através de conceitos como seção de choque de espalhamento e freamento do íons na matéria [20]. Quando um íon acelerado penetra na matéria, acontecem vários fenômenos físicos. Se o íon estiver em rota de colisão frontal com um núcleo atômico do alvo, ele pode ser retroespalhado, embora esta probabilidade seja muito baixa. Exatamente esta foi a descoberta de Rutherford em 1911, dando origem a uma técnica de análise chamada RBS (Rutherford Backscattering Spectrometry) [21]. O esperado, estatisticamente, é o espalhamento durante o trajeto e a diminuição da velocidade até a parada em um determinado ponto do alvo. Várias variáveis são relevantes em um espalhamento, como a massa e energia do íon (projétil), a massa do átomo alvo e o parâmetro de impacto.

A perda de energia é definida de duas formas: a perda de energia eletrônica, através de excitações e ionizações de elétrons, e a perda de energia nuclear, através de colisões elásticas com os átomos do alvo. O chamado poder de freamento dE/dx nuclear é mais importante para velocidades mais baixas do projétil e o eletrônico para velocidades mais altas. Ambos são funções com valor máximo, que depende da energia (ou velocidade) do projétil, do número atômico do projétil e da composição do alvo.

A modelagem do fenômeno físico envolvido na implantação iônica não será enfatizada porque todos os cálculos necessários no trabalho são feitos através de um programa de simulação, o TRIM[22]. O método usado pelo programa baseia-se em dados empíricos extraídos da literatura e cálculos randômicos (método Monte Carlo) para estimativa estatística do processo. Atualmente o TRIM é um dos caminhos mais convenientes para cálculo de alcance, desvio pa-

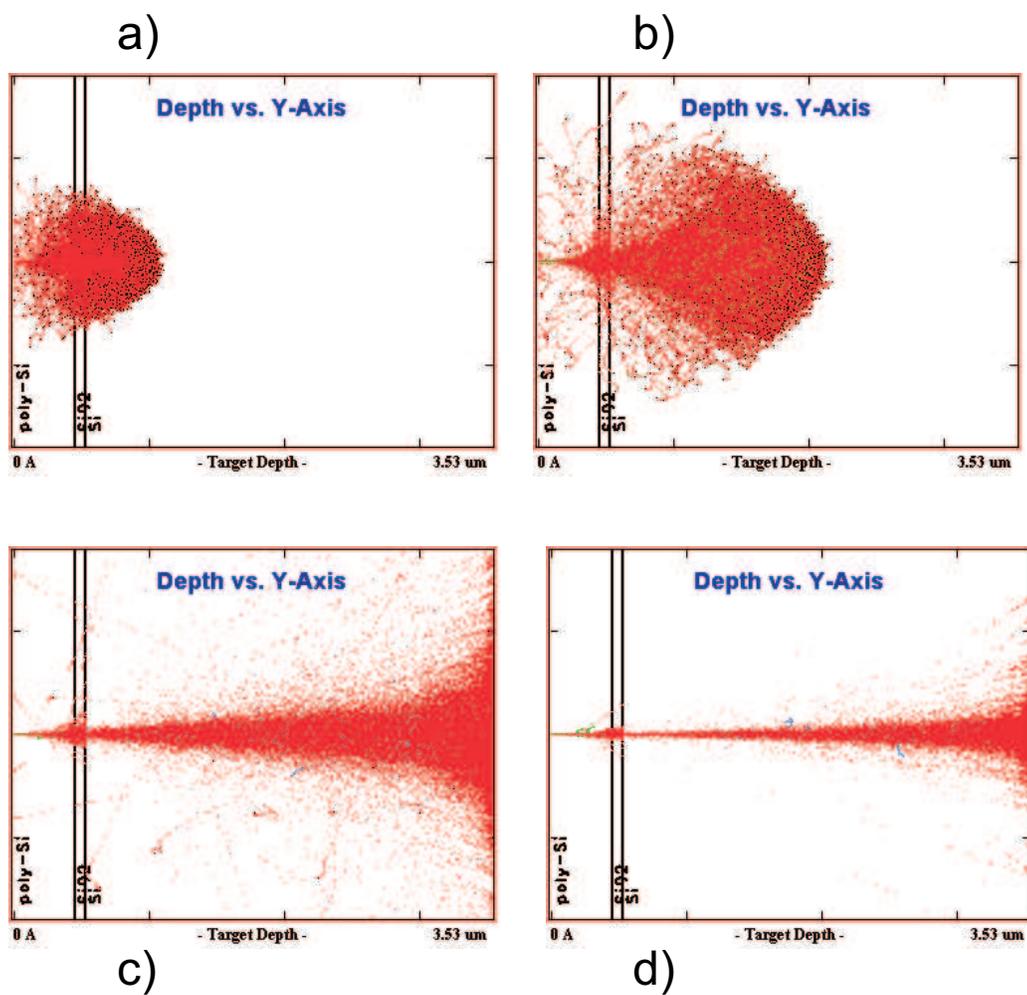


Figura 12: Trajetórias geradas pelo TRIM. Cálculos realizados para 4 diferentes energias de próton sobre a estrutura MOS usada: (a) 100keV, (b) 200keV, (c) 600keV, (d) 2MeV.

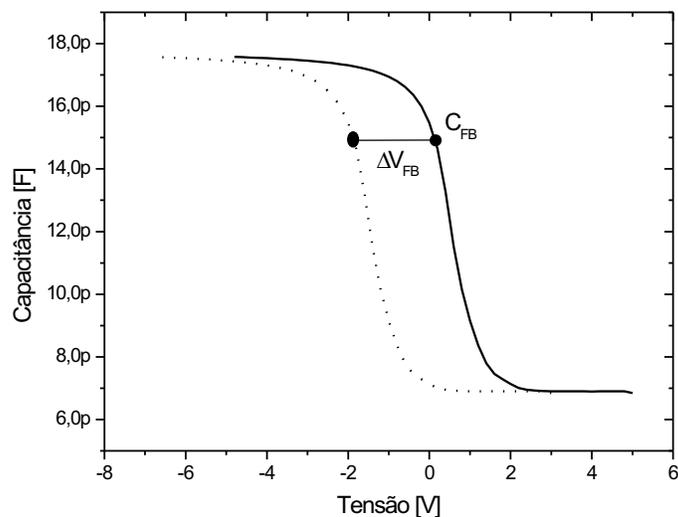


Figura 13: Deslocamento da curva C-V no eixo de tensão. A partir do valor da variação na tensão V_{FB} extrai-se a carga efetiva no óxido.

drão do alcance e outros parâmetros da implantação iônica. A figura 12 mostra cálculos TRIM de trajetórias simuladas de prótons de diferentes energias.

3.5 Medidas C-V

Estas medidas são feitas varrendo-se a tensão aplicada na porta (*gate*) e medindo-se a capacitância com um sinal c.a. de 25mV. No caso de semicondutor tipo-p, a acumulação dá-se com a aplicação de uma tensão negativa. Uma das possibilidades é começar a varredura na acumulação e depois ir para a depleção. Se for o caso, cada ponto medido na depleção deve esperar o sistema entrar em equilíbrio e o tempo de medida pode ser longo, especialmente se a lâmina tiver um valor de τ (tempo de vida) suficientemente grande para atrasar a geração de portadores. O método utilizado faz o contrário, começando a varredura na inversão, tomando-se o cuidado de aplicar luz (favorecendo a geração de portadores) e aguardando alguns segundos para que os portadores se recombinem chegando ao equilíbrio. Desta forma a medida torna-se mais rápida. A figura 13 mostra uma curva C-V trasladada devido à carga efetiva no óxido.

3.6 Medidas I-V

A corrente de fuga que passa através do óxido de silício é extraída da medida I-V. É esperado que essa corrente seja maior para valores de campo elétrico maior e, dependendo da tensão aplicada na porta, o campo elétrico existente pode romper o óxido. A tensão aplicada na porta fica dentro de um intervalo, -10V a 10V, por exemplo. Com objetivo de diminuir o efeito de deslocamento de cargas móveis devido a aplicação da tensão, a medida é feita em duas etapas. Primeiramente, com V_G (tensão na porta) variando de zero a um dos extremos, e depois variando novamente de zero ao outro extremo.

3.7 Medidas C-t

Quando um capacitor MOS é pulsado para a medida, deve-se imaginar um “pulso” ideal para a tensão na porta como sendo uma função degrau (Função de Heaveside). Neste caso, a tensão inicial aplicada na porta coloca o capacitor em estado de acumulação. Posteriormente, um pulso positivo rapidamente coloca o capacitor em depleção, no instante $t = 0s$. Durante um intervalo de tempo o capacitor permanece em estado de **depleção profunda** (figura 14). Para compensar a carga imposta na porta, a região de depleção se estende mais que o normal, integrando principalmente a carga fixa dos aceitadores (tipo-p). Após o efeito temporário, o capacitor retorna ao estado de equilíbrio em **inversão forte**. O que ocorre fisicamente é que o processo de formação da camada de inversão (portadores minoritários) é lento devido ao processo de geração térmica. Portanto, observam-se três estados (veja figura 14) e um transiente de capacitância mostrado na figura 15. Como a zona de depleção é maior durante a depleção profunda, a capacitância é menor.

Quanto maior é o tempo de vida dos portadores minoritários, mais tempo dura o transiente de capacitância.

3.7.1 Geração nas regiões de Carga Espacial e Quase-Neutra

Quando o capacitor MOS é pulsado para depleção profunda, há cinco componentes mostradas na figura 16 que contribuem para o retorno ao equilíbrio[23]:

1. geração térmica na região de carga espacial;

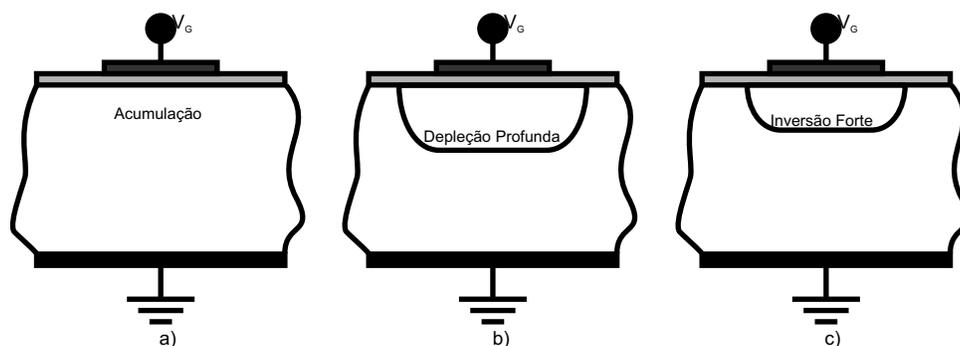


Figura 14: Estados do Capacitor MOS pulsado. O capacitor é pulsado do estado de acumulação (a) para o estado de depleção profunda (b). A tensão na porta é mantida constante, mas para entrar em equilíbrio termodinâmico a região de carga espacial se altera, a capacitância varia e o capacitor atinge o estado de inversão forte (c).

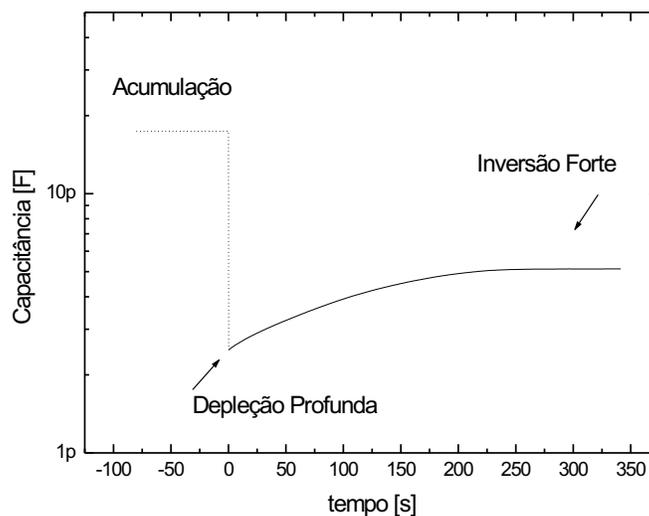


Figura 15: $C-t$ para um capacitor MOS pulsado. No início da medida ($t=0s$), o capacitor entra no estado de depleção profunda e posteriormente evolui até o estado de inversão forte.

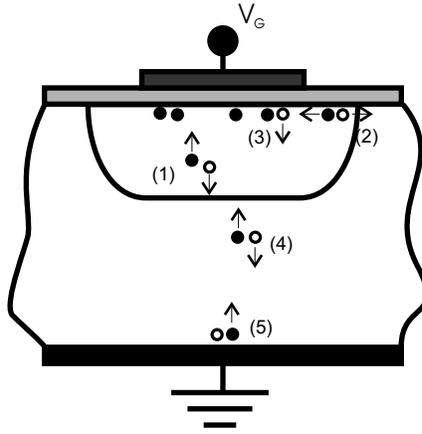


Figura 16: *Componentes de Geração.* As componentes 1 a 3 contribuem para a geração de pares elétron-lacuna na região de carga espacial reversamente polarizada, enquanto que 4 e 5 no volume quase-neutro.

2. geração térmica na superfície da região adjacente à zona de depleção;
3. geração na superfície semicondutora sob a porta;
4. geração no corpo do semicondutor, a uma distância menor ou igual a um comprimento de difusão das bordas da região de carga espacial;
5. geração na superfície inferior do substrato.

As componentes 1 a 3 contribuem para a geração de pares elétron-lacuna na região de carga espacial reversamente polarizada, enquanto que as componentes 4 e 5 no volume quase-neutro. Para dispositivos de silício típicos, as componentes 1 a 3 são dominantes em temperatura ambiente. Para temperaturas elevadas, as componentes de geração 4 e 5 tornam-se importantes (veja figura 16).

A corrente na região de carga espacial⁴ é dada por [23]:

$$I_{scr} = qn_i \frac{A(W - W_f)}{\tau_g} + qn_i A_s s_0 + qn_i A s \quad (3.5)$$

onde W e W_f são as profundidades da zona de depleção para os estados de não-equilíbrio e final, τ_g é o tempo de vida de geração, s_0 é a velocidade de geração na superfície na porção lateral da região de carga espacial, que está depletada durante todo o transiente C-t. A componente s_0 de geração na superfície abaixo da porta varia de seu valor máximo em $t = 0s$ para

⁴Em inglês de *Space Charge Region*, por isso a abreviação *scr*.

zero no final do transiente. A área da porta é representada por A , e A_s representa a componente de área lateral da região de carga espacial.

A corrente da região quase-neutra, comumente chamada de corrente de saturação, é:

$$I_{sat} = \frac{qn_i^2 D_n}{N_A L'_n} \quad (3.6)$$

com o coeficiente de difusão efetivo L'_n [23]:

$$L'_n = L_n \frac{\cosh(\alpha) + (s_1 L_n / D_n) \sinh(\alpha)}{(s_1 L_n / D_n) \cosh(\alpha) + \sinh(\alpha)} \quad (3.7)$$

determinado pelo comprimento de difusão dos portadores minoritários no substrato (L_n), e pela velocidade de geração na superfície (s_1), na superfície inferior. $\alpha = W_B / L_n$ e D_n é a constante de difusão dos elétrons. Obviamente s_1 é importante apenas quando a espessura não-depletada do substrato, W_B , é da ordem ou menor que L_n .

Se, em primeira ordem, a área de superfície lateral for escrita como $A_s = 2\pi r(W - W_f)$, onde r é o raio da porta⁵, então as componentes 1 e 2 são ambas proporcionais a $W - W_f$, enquanto que as outras três componentes são independentes da largura da região de carga espacial. Isto permite escrever a corrente como uma soma da forma[23]:

$$I = I_1 + I_2 \quad (3.8)$$

onde I_1 é a corrente dependente da largura na região de carga espacial

$$I_1 = qn_i A \frac{W - W_f}{\tau'_g} \quad (3.9)$$

com $\tau'_g = \tau_g / (1 + 2s_0 \tau_g / r)$. A corrente independente da largura da região de carga espacial é

$$I_2 = qn_i A s' \quad (3.10)$$

com $s' = s + n_i D_n / N_A L'_n$.

Abaixo, descreve-se o Capacitor MOS em não-equilíbrio a fim de se obter a expressão de Zerbst para extrair o tempo de vida.

⁵Kang e D. K. Schroder [23] consideram um capacitor com uma porta circular

3.7.2 Teoria do Capacitor MOS em Não-Equilíbrio

No caso geral, a geração de não-equilíbrio de portadores acontece devido a quatro mecanismos [23]:

1. Geração térmica de pares elétron-lacuna de centros no corpo do semicondutor (G_B) e nos centros de superfície (G_s)
2. Geração ótica de pares elétron-lacuna (G_o)
3. Ionização por impacto (G_i)
4. Tunelamento para a superfície ou traps no volume do corpo do semicondutor (G_{tun})

Portanto, a taxa de geração total pode ser definida como uma soma dos termos, observando a natureza específica de cada mecanismo:

$$G(t) = \sum_j G_j(t) \quad (3.11)$$

Apenas os processos de geração térmica serão considerados aqui e para separar as componentes de superfície e volume assume-se:

- O tempo de vida de geração é constante durante o processo de geração e a magnitude da componente da região de carga espacial no volume é unicamente determinada pela largura de geração $W - W_f$.
- A velocidade de geração na superfície é constante durante o processo de geração.

Conforme descrito nas figuras 14 e 15, analisa-se abaixo o transiente de capacitância, considerando um capacitor com substrato tipo-p (concentração de aceitadores N_A). Antes do instante $t = 0s$ em que ocorre o pulso, o estado de acumulação implica na capacitância dada pela capacitância do óxido C_{ox} ⁶. Após, o capacitor entra em estado de depleção profunda, e a geração de pares elétron-lacuna começa a ocorrer tanto na região de carga espacial quanto na região quase-neutra. Os elétrons difundem e derivam (devido ao campo elétrico existente) até a interface Si/SiO₂ para formar a camada de inversão. Devido ao forte campo elétrico existente na região de carga espacial, as lacunas geradas fluem para a borda da região de carga espacial, onde algumas são neutralizadas pelos átomos aceitadores, enquanto outras fluem no circuito

⁶ C_{ox} é a capacitância C_i definida por Sze [3]

para formar a carga positiva da porta. Ambos efeitos resultam na redução da largura da região de carga espacial como uma função do tempo e a largura da região de depleção relaxa com a formação da camada de inversão antes do alcance do equilíbrio. Durante este intervalo de tempo, o dispositivo é representado por uma combinação em série da capacitância do isolante, C_{ox} , e a capacitância do semiconductor C_s . Como observa-se na figura 15, a capacitância é mínima para $t = 0^+$ (região de carga espacial mais larga) e depois aumenta gradativamente. Quando o equilíbrio é atingido, ou seja, para $t = t_f$, a região de carga espacial atinge a largura mínima e a capacitância assume o valor máximo C_f .

O transiente C-t do capacitor MOS é derivado com base na corrente de condução que flui no semiconductor e na corrente de deslocamento no dielétrico. A densidade de corrente de deslocamento é[23]:

$$J = C_{ox} \frac{dU_{ox}}{dt} \quad (3.12)$$

A tensão que cai no óxido, U_{ox} , é dada por:

$$U_{ox} = \frac{qN_A W + Q_N}{C_{ox}} \quad (3.13)$$

U_{ox} é a carga no semiconductor dividida pela capacitância do isolante por unidade de área (C_{ox}). A densidade de carga é a soma da densidade de carga na região de carga espacial ($qN_A W$) e a camada de inversão (Q_N). Estamos interessados na variação de W com o tempo devido à relação de W com a capacitância. A tensão total aplicada no dispositivo é a tensão na porta (*gate*) [23]:

$$U_G = U_{FB} + U_{ox} + \Phi_s \quad (3.14)$$

onde U_{FB} é a tensão de banda plana e Φ_s é a o potencial de superfície, na aproximação de depleção dado por:

$$\Phi_s = \frac{qN_A W^2}{2K_s \epsilon_0} \quad (3.15)$$

onde $\epsilon_s = \epsilon_{Si} = K_s \epsilon_0$ assim como $\epsilon_{ox} = K_{ox} \epsilon_0$. Na equação (3.14) despreza-se a queda de tensão na camada de inversão.

⁷a convenção da constante dielétrica foi introduzida para manter as expressões de J. S. Kang e D. K. Schroder[23]

Após o pulso, a tensão na porta é mantida constante e como o que se busca é a a variação temporal, pode-se escrever:

$$\frac{dU_G}{dt} = \left(qN_A \frac{dW}{dt} + \frac{dQ_N}{dt} \right) \frac{1}{C_{ox}} + \frac{qN_A W}{K_s \epsilon_o} \frac{dW}{dt} = 0 \quad (3.16)$$

Assume-se que a taxa temporal de mudança da carga nos estados de interface desempenhe um papel desprezível no transiente de capacitância. Da mesma forma, assume-se que o rearranjo de carga nos centros de geração e recombinação no corpo do semiconductor aconteça em um intervalo de tempo muito pequeno em comparação ao transiente C-t.

O termo dQ_N/dt é o crescimento da carga de inversão e resulta das componentes de geração térmica mostradas na figura 16. Isto pode ser escrito como [23]:

$$\frac{dQ_N}{dt} = q \int_0^l G dx \quad (3.17)$$

Apesar de a solução completa exigir análise numérica, algumas aproximações razoáveis mantém a descrição física e permitem a extração de parâmetros experimentais do dispositivo. Separando as componentes de geração nas regiões 1) dependente da largura da região de carga espacial e 2) não-dependente, então a equação (3.17) torna-se [23]:

$$\frac{dQ_N}{dt} = q \int_0^W G_1 dx + q \int_{l-W}^l G_2 dx \quad (3.18)$$

A equação (3.9) pode ser escrita como[23]:

$$I_1 = qG_1 A \quad (3.19)$$

resultando em

$$G_1 = n_i \frac{W - W_f}{\tau'_g} \quad (3.20)$$

Da mesma forma, pode-se escrever (3.10):

$$I_2 = qG_2 A \quad (3.21)$$

resultando em

$$G_2 = n_i s' \quad (3.22)$$

Com estas simplificações

$$\frac{dQ_N}{dt} = qn_i \frac{W - W_f}{\tau'_g} + qn_i s' \quad (3.23)$$

Substituindo a Eq. (3.23) na Eq. (3.16) obtem-se:

$$\left(qN_A + qN_A \frac{C_{ox}W}{K_s \epsilon_0} \right) \frac{dW}{dt} + qn_i \frac{W - W_f}{\tau'_g} + qn_i s' = 0 \quad (3.24)$$

ou reescrevendo a equação diferente, obtem-se:

$$\left(1 + \frac{WK_{ox}}{K_{ox}\epsilon_0} \right) \frac{dW}{dt} + \frac{n_i(W - W_f)}{N_A \tau'_g} + \frac{n_i s'}{N_A} = 0 \quad (3.25)$$

onde K_{ox} é a constante dielétrica do isolante.

A capacitância total por unidade de área, C , é dada por:

$$C = \left(\frac{1}{C_{ox}} - \frac{1}{C_s} \right)^{-1} = \left(\frac{1}{C_{ox}} - \frac{W}{K_s \epsilon_0} \right)^{-1} \quad (3.26)$$

resultando em:

$$W = K_s \epsilon_0 \left(\frac{1}{C} - \frac{1}{C_{ox}} \right) \quad (3.27)$$

$$W_f = K_s \epsilon_0 \left(\frac{1}{C_f} - \frac{1}{C_{ox}} \right) \quad (3.28)$$

onde a capacitância do semiconductor $C_s = K_s \epsilon_0 / W$ é usada. Usando as equação (3.27) e (3.28), a Eq. (3.26) pode ser reescrita como [23]:

$$\frac{C_{ox}}{C^3} \frac{dC}{dt} = \frac{n_i}{N_A \tau'_g} \left(\frac{1}{C} - \frac{1}{C_f} \right) + \frac{n_i s'}{K_s \epsilon_0 N_A} \quad (3.29)$$

3.7.3 Método de Zerbst

Este método permite a extração do tempo de vida de um capacitor MOS, usando dados do transiente C-t. A principal vantagem do método é o fator de magnificação do tempo de vida. J. S. Kang e D. K. Schroder[23] calcularam tempo de retorno ao equilíbrio t_f para o capacitor atingir o seu estado final:

$$t_f = \frac{N_A C_{ox}}{n_i C_f} \tau'_g \quad (3.30)$$

Os autores fazem a estimativa para um substrato com concentração de dopantes de 10^{15}cm^{-3} e $n_i = 10^{10} \text{cm}^{-3}$ para Si na temperatura ambiente:

$$t_f = 10^6 \tau'_g \quad (3.31)$$

Isso significa que a gama de valores a serem medidos para dispositivos de Si de alta qualidade (τ'_g em torno de 10^{-5} a 10^{-3} s) é de 10 a 1000s. Esse tipo de experimento pode ser facilmente implementado.

A técnica de Zerbst[24] é baseada diretamente na equação (3.29). Usando a propriedade da derivada:

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{1}{C} \right)^2 = -2 \left(\frac{1}{C} \right)^3 \frac{dC}{dt} \quad (3.32)$$

Pode-se reescrever a equação (3.29) da forma:

$$-\frac{d}{dt} \left(\frac{C_{ox}}{C} \right)^2 = \frac{2n_i}{\tau'_g N_A} \frac{C_{ox}}{C_f} \left(\frac{C_f}{C} - 1 \right) + \frac{K_{ox}}{K_s} \frac{2n_i s_{eff}}{W_{ox} N_A} \quad (3.33)$$

O gráfico de Zerbst é simplesmente um gráfico de $-(d/dt)(C_{ox}/C)^2$ versus $(C_f/C - 1)$, apresentado na figura 17. Ajustando uma reta no gráfico, do coeficiente angular pode-se extrair o tempo de vida de geração e do coeficiente linear a velocidade de geração na superfície. Os gráficos de dados experimentais usualmente apresentam uma parte não linear para altos valores de $(C_f/C - 1)$. A parte desse gráfico corresponde ao início do transiente (zona de depleção bem larga) e observa-se a não-linearidade atribuída à geração estimulada por efeito de campo, principalmente[23]. Outros efeitos e discussões sobre o capacitor MOS pulsado e o transiente C-t são encontrados na literatura [25, 26, 27, 28, 29, 30].

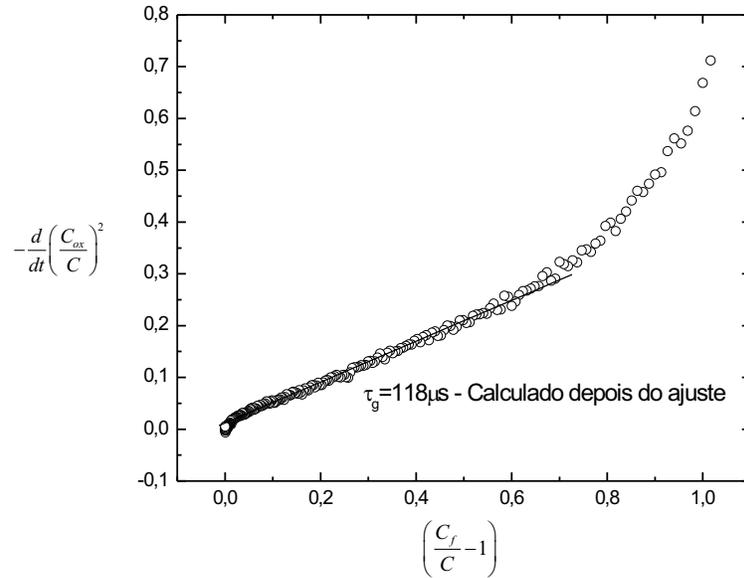


Figura 17: Curva de Zerbst. A curva de zerbst obtida da curva C-t é usada para extrair dois parâmetros: o tempo de vida e a velocidade de geração na superfície.

3.7.4 Método de Zerbst Modificado

A figura 18 apresenta duas curvas com indefinição no ajuste de reta. O Método de Zerbst é apropriado quando o tempo de vida é uniforme, conforme se observou acima, mas apresenta indefinição em caso contrário.

Os resultados prévios de análise de dados obtidos no trabalho motivaram a investigação da possibilidade de se obter um perfil do tempo de vida. O interesse ainda é maior quando se conhece os resultados das simulações do TRIM para a criação de defeitos. As simulações também apresentam não-uniformidade de defeitos e indicam o tempo de vida variável em função da profundidade. Não seria possível obter o perfil do tempo de vida através da reta tangente em cada ponto do gráfico de Zerbst?

A derivação resultante de se obter o perfil por este meio foi ao encontro da expressão obtida anteriormente por Zhang[31]:

$$\tau_g^{-1}(x_2) = -\frac{N_D C_{ox}}{2n_i} \frac{d^2}{dt^2} \left[(C^{-1})^2 \right] \cdot \left[\frac{d(C^{-1})}{dt} \right]^{-1} \quad (3.34)$$

onde

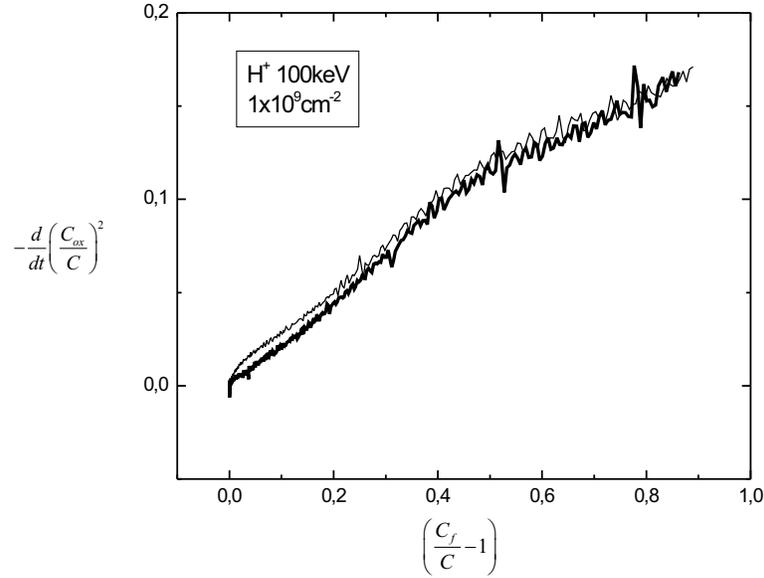


Figura 18: Duas curvas de Zerst para um capacitor MOS implantado com prótons de energia de 100keV com dose de $1 \times 10^9 \text{ cm}^{-2}$. O Cálculo da curva foi feito diretamente de derivadas numéricas dos dados experimentais. Observa-se dificuldade no ajuste de uma reta.

$$x_2 = W - W_f/\sqrt{2} \quad (3.35)$$

representado o ponto medido a partir da interface SiO_2/Si . A contribuição de Zhang não se limita apenas ao perfil do tempo de vida, mas corrige a região de geração, que no caso do método de Zerst é aproximada por $W - W_f$.

Desprezando a velocidade de geração da superfície, percebe-se que o tempo de vida em cada ponto pode ser obtido se a equação (3.33) for derivada em relação à variável $(C_f/C - 1)$, permitindo a obtenção da reta tangente em cada ponto do gráfico. Assim, usando a relação do diferencial $d(C_f/C - 1) = C_f d(C^{-1})$, encontra-se:

$$\frac{d}{d(C^{-1})} \left[-\frac{d}{dt} \left(\frac{C_{ox}}{C} \right)^2 \right] = \frac{2n_i C_{ox}}{\tau_g N_A} \quad (3.36)$$

ou melhor,

$$\tau_g^{-1} = \frac{N_A C_{ox}}{2n_i} \frac{d}{d(C^{-1})} \left[-\frac{d}{dt} C^{-2} \right]$$

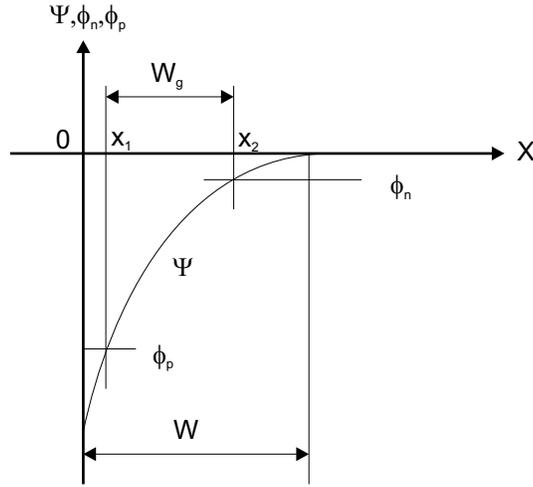


Figura 19: Potenciais de quasi-Fermi durante o transiente C-t. Diagrama baseado no diagrama de Zhang [31], mostrando a região de geração para um capacitor MOS pulsado com substrato de silício tipo-n.

$$= \frac{N_A C_{ox}}{2n_i} \frac{d}{dt} \left[-\frac{d}{dt} C^{-2} \right] \cdot \frac{dt}{d(C^{-1})} \quad (3.37)$$

levando imediatamente à equação (3.34) com N_A substituído por N_D , pois o Zhang considerou um semiconductor tipo-n. A análise dos dados é mantida em termos da variável de Zerbst devido aos cálculos numéricos. Deve-se observar que valor de profundidade leva ao valor correspondente de τ_g^{-1} . O entendimento completo da varredura só é possível através do estudo dos potenciais de quasi-Fermi para lacunas e elétrons[32]. A figura 19 mostra a região de geração, que se dá entre os pontos de cruzamento destes potenciais com o potencial Ψ , pontos x_1 e x_2 , pois assume-se que a geração aconteça para concentrações de portadores menores que n_i [28, 29]. Durante o transiente o potencial Ψ varia de forma que a região de geração muda e o tempo de vida é dado em x_2 .

Pode-se converter esta variável x_2 em função da variável do plot de Zerbst $\frac{C_f}{C} - 1$ através da forma:

$$\begin{aligned} W - \frac{W_f}{\sqrt{2}} &= K_s \epsilon_0 A \left[\frac{1}{C} - \frac{1}{\sqrt{2}C_f} - \frac{1}{C_{ox}} + \frac{1}{\sqrt{2}C_{ox}} \right] \\ &= K_s \epsilon_0 A \left[\frac{1}{C_f} \left(\frac{C_f}{C} - 1 \right) + \frac{\sqrt{2}-1}{\sqrt{2}C_f} + \frac{1-\sqrt{2}}{\sqrt{2}C_{ox}} \right] \\ &= K_s \epsilon_0 A \left[\frac{1}{C_f} \left(\frac{C_f}{C} - 1 \right) + \frac{\sqrt{2}-1}{\sqrt{2}} \left(\frac{1}{C_f} - \frac{1}{C_{ox}} \right) \right] \end{aligned} \quad (3.38)$$

$$= \frac{K_s \epsilon_0 A}{C_f} \left(\frac{C_f}{C} - 1 \right) + \left(1 - \frac{1}{\sqrt{2}} \right) W_f$$

O resultado pode ser verificado na condição limite em que $C \rightarrow C_f$. Neste caso $W \rightarrow W_f$ e identifica-se uma identidade na expressão (3.38).

4 *Influência do bombardeamento de prótons sobre as características do capacitor MOS*

4.1 Carga Efetiva Q_{eff}

Os resultados das medidas C-V de alta-freqüência são apresentados na figura 20, comparados por energia (100keV e 200keV) e dose de implantações de prótons ($1 \times 10^9\text{cm}^{-2}$ a $3 \times 10^{12}\text{cm}^{-2}$). A curva *não implantada*, referência nos três gráficos, mostra variação de capacitância no intervalo aproximado de 18pF a 7pF entre os estados de acumulação (capacitância máxima) e inversão (capacitância mínima). A tensão na porta varia 10V entre o valor inicial e final da medida, adequando-se o intervalo ao deslocamento da curva C-V devido à acumulação de carga efetiva. Cada curva nos gráficos é a escolha que visualmente melhor expressou os dados de cinco curvas medidas para diferentes amostras. Uma pequena flutuação estatística ($0, 2\text{V}$) é observada para capacitores bons e uma flutuação grande normalmente caracteriza defeito no dispositivo.

As curvas *implantadas* tornam explícito o deslocamento para a esquerda no gráfico com acumulação da dose de implantação. A translação para a esquerda indica que a carga efetiva acumulada no óxido é positiva, pois a mesma condição de depleção é atingida para um valor menor de tensão na porta, em comparação com o caso da *não implantada*. A interpretação comumente dada é o aprisionamento de carga relacionada à criação de pares elétron-lacuna durante a irradiação (veja seção 2.3). No óxido, os elétrons podem escapar, mas as lacunas ficam aprisionadas.

Pode-se observar também que o comportamento das curvas C-V apresenta, além da mudança de carga no óxido, a alteração na dopagem do semiconductor. Observa-se este fato através do decréscimo da capacitância mínima das curvas à medida que aumenta a dose de implantação. A equação (2.33) mostra que W_m é maior neste caso e, conseqüentemente, a concentração efe-

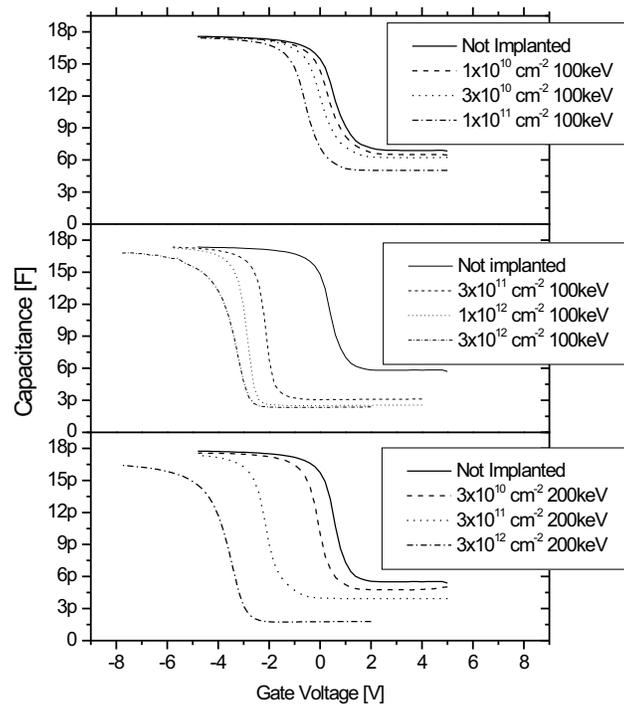


Figura 20: Medidas C-V para amostras com diferentes doses de implantação e energias de 100keV e 200keV.

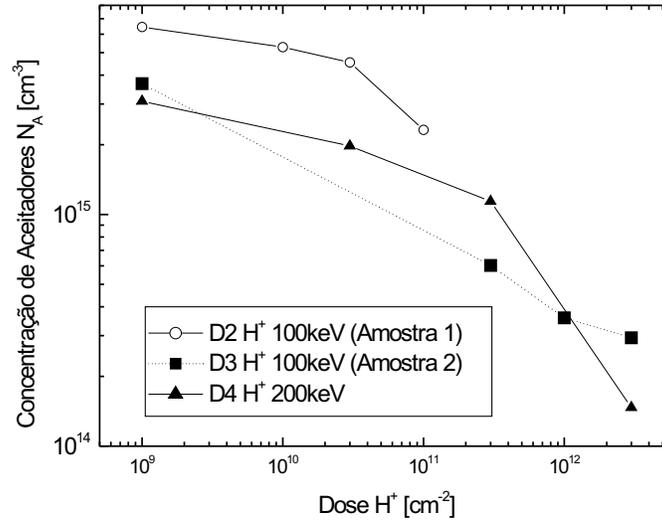


Figura 21: Cálculo da concentração de aceitadores N_A a partir das Medidas C-V (veja figura 20)

tiva de portadores N_A é menor pela equação (2.32). Fisicamente, a região de depleção precisa se estender mais para integrar a mesma quantidade de carga fixa. Os valores de N_A calculados numericamente através das expressões mencionadas (veja capítulo 2) estão expostos na figura 21. A diminuição em função da dose é explicada em razão do aprisionamento de portadores devido aos defeitos criados.

A capacitância máxima não apresenta variações, significando que as propriedades dielétricas do óxido não são alteradas.

A figura 22 apresenta os resultados da carga efetiva acumulada como função da dose de irradiação, calculada a partir das curvas C-V. Como vimos no capítulo 2, a carga efetiva acumulada ΔQ_{eff} é dada pela equação (2.36). Para tanto, é suficiente encontrar as tensões V_{FB} extraídas de duas curvas sabendo-se C_{FB} de ambas, sendo uma delas referência, a *não implantada*. A capacitância de banda plana C_{FB} é calculada através da equação (2.29) com os parâmetros experimentais. A espessura do óxido d é um parâmetro obtido sabendo-se a área do capacitor, a constante dielétrica e a capacitância. A automação de todos os cálculos foi feita por computador, usando um programa desenvolvido para o MAPLE [33].

A saturação da carga do óxido é justificada pela criação de um campo elétrico, evitando o escape de elétrons. Os dados mostram uma saturação para esta carga em torno de 10^{12} cm^{-2} . Outro ponto a ser observado é o comportamento semelhante para duas diferentes energias de implantação: 100keV e 200keV.

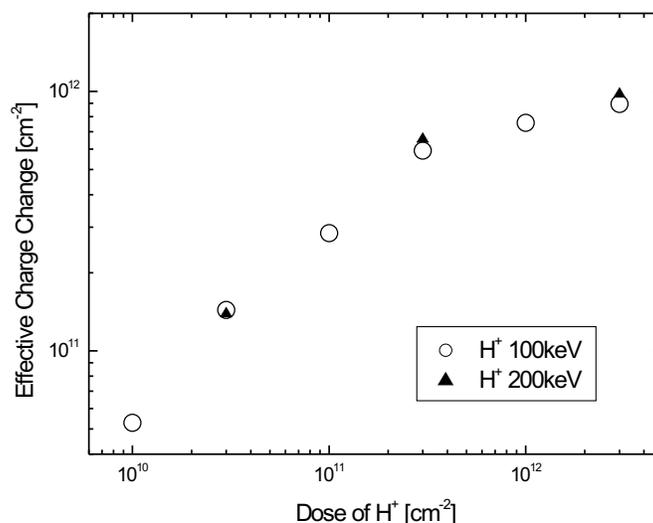


Figura 22: Carga Efetiva Acumulada para amostras com diferentes doses de implantação e energias de 100keV e 200keV.

4.2 Corrente de Fuga

A figura 23 expõe as curvas I-V medidas após a implantação de prótons com energia de 100keV, representando resultados típicos de corrente de fuga para as amostras estudadas. Curvas com doses de até $3 \times 10^{12} \text{cm}^{-2}$ são comparadas à *não implantada* e pode-se notar que não exibem discrepâncias. Isto confirma a estabilidade do SiO₂ mesmo para as doses mais altas. Como estas medidas são importantes para garantir o método usado na determinação do tempo de vida, a tensão varia de -10V a 10V, ou seja, um intervalo maior que o usado nas medidas C-t (-5V a 5V). Portanto as medidas de tempo de vida não são influenciadas por alteração nas correntes de fuga parasitas devido ao processo de implantação.

4.3 Tempo de vida

A estrutura MOS, a região espacial varrida pelo método de Zerbst modificado (veja seção 3.7.4) durante o transiente C-t, e o perfil de vacâncias em profundidade calculados pelo TRIM[22] são apresentados na figura 24.

As vacâncias são defeitos eletricamente ativos e por isso são investigadas, principalmente em decorrência do processo de implantação iônica. De fato, tenta-se comparar os resultados

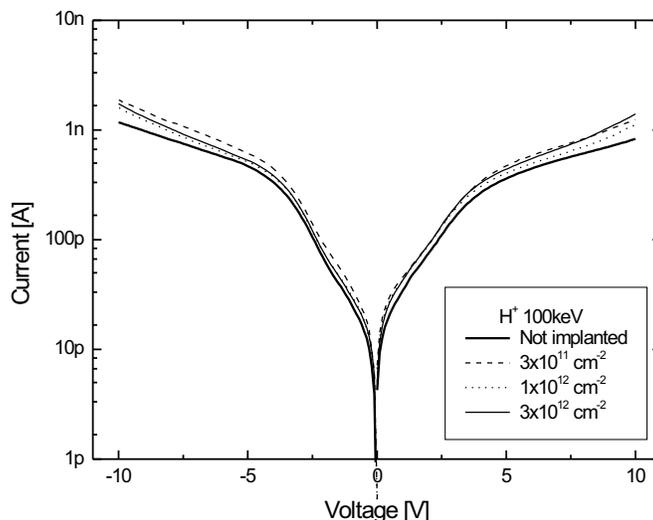


Figura 23: Medidas I-V mostrando a corrente de fuga comparada para amostras implantadas com prótons com energia de 100keV.

experimentais com os cálculos do TRIM. A concentração desses defeitos pontuais criados variam em três ordens de grandeza para energias de 100keV e 2MeV e um pico para energia de 100keV é observado para a região de interesse (área hachurada). Observamos que as distribuições de 100keV e 200keV se limitam à profundidade de $2,5\mu m$ (25000 angstroms). Quanto maior a energia dos prótons, maior é o alcance, ou seja, maior é a profundidade em que penetram e por isso a criação de defeitos também se estende. Por outro lado, pode-se observar que a concentração de defeitos na região de interesse (área hachurada) decresce com a energia dos prótons. Os dados do TRIM são apresentados em unidade de vacâncias/angstrom/íon.

A estrutura poli-Si/SiO₂/Si apresentada possui 4500 angstroms de espessura, para o poli-Si e 800 angstroms para o SiO₂. O substrato de Si é mais espesso e não é apresentado integralmente. Essa estrutura, baseada nos capacitores preparados (veja seção 3.2) serviu de entrada como estrutura alvo nas simulações do TRIM.

A área hachurada no gráfico apresenta a região de varredura em profundidade do método de Zerbst modificado durante o transiente C-t, ou seja, a variação de x_2 (equação 3.7.4). A região foi calculada com parâmetros experimentais típicos, estendendo-se em, aproximadamente, $0,5\mu m$. Conforme viu-se anteriormente, essa região não corresponde à região de varredura da zona de depleção. A área varrida pela zona de depleção durante o transiente C-t é mais profunda.

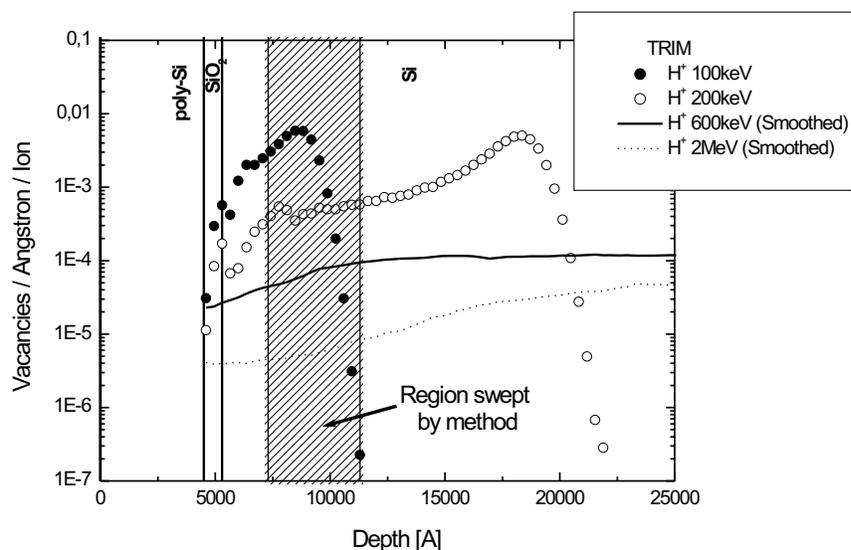


Figura 24: Simulação TRIM[22] sobre a estrutura poli-Si/SiO₂/Si com as dimensões físicas dos capacitores MOS usados mostrando a distribuição de defeitos criados dentro da estrutura para diferentes energias de H⁺. A região hachurada é região de varredura em profundidade durante o transiente C-t, usando o método de Zerbst modificado.

4.3.1 Inverso do Tempo de Vida

Foi apresentado na seção 2.4 como a relação entre a concentração de centros de geração e recombinação, ou seja, concentração de defeitos eletricamente ativos, pode ser estudada através do inverso do tempo de vida (veja equação 2.59). O inverso do tempo de vida é analisado como um valor proporcional aos defeitos criados durante o bombardeamento adicionados da concentração de defeitos original. O método para encontrar o perfil do tempo de vida em função da profundidade foi descrito na seção 3.7.4.

Para tratar os dados experimentais obtidos das medidas de Capacitância versus tempo (C-t) de forma a obter o perfil do tempo de vida e o seu inverso, foi desenvolvido um programa em MATLAB [34]. O código-fonte deste programa está anexado no Apêndice. A função do programa é calcular a expressão numérica da equação (3.34), fazendo um ajuste polinomial prévio a fim de evitar o ruído numérico. Isto é necessário porque as pequenas oscilações dos dados experimentais representam grandes oscilações em derivadas de ordem mais alta, calculadas no método.

As figuras 25, 26, 27 e 28 apresentam dados obtidos para o *inverso do tempo de vida* ($1/\tau_g$) para diferentes energias de bombardeamento de prótons (100keV, 200keV, 600keV e 2MeV).

O eixo à esquerda dos gráficos é válido para todas as curvas de $1/\tau_g$ exceto para a curva

do TRIM, para a qual o eixo à direita é o significativo. O eixo inferior é uma das variáveis originais dos gráficos de Zerbst ($C_f/C - 1$), conveniente nos cálculos numéricos. Esta variável corresponde à profundidade da interface Si/SiO₂ conforme a equação (3.38). Com o objetivo de comparar os resultados com a escala de profundidade dos dados do TRIM, o eixo superior é apresentado com a profundidade correspondente adicionada à profundidade da estrutura poli-Si/Si, em angstroms.

Os gráficos são apresentados para a região da variável ($C_f/C - 1$) no intervalo de 0,1 a 0,65. Valores além do intervalo não possuem significado físico porque o método não é mais válido. Viu-se que um dos fatores para a não linearidade do método de Zerbst em um dos extremos da curva de Zerbst é a geração estimulada por efeito de campo elétrico.

Os erros experimentais originam-se de duas fontes, basicamente. Uma é devido ao controle manual da dose de implantação, conforme comentado (veja seção 3.3). Neste caso o erro estimado é de aproximadamente 10%, devido à resposta de reflexo humano. A outra fonte de erro é a precisão da temperatura na medida C-t, devido à variação acentuada na densidade de portadores intrínseca (n_i). Este erro é estimado em 10% por experiência nas medidas. Considerações sobre a dependência com a temperatura serão discutidas posteriormente.

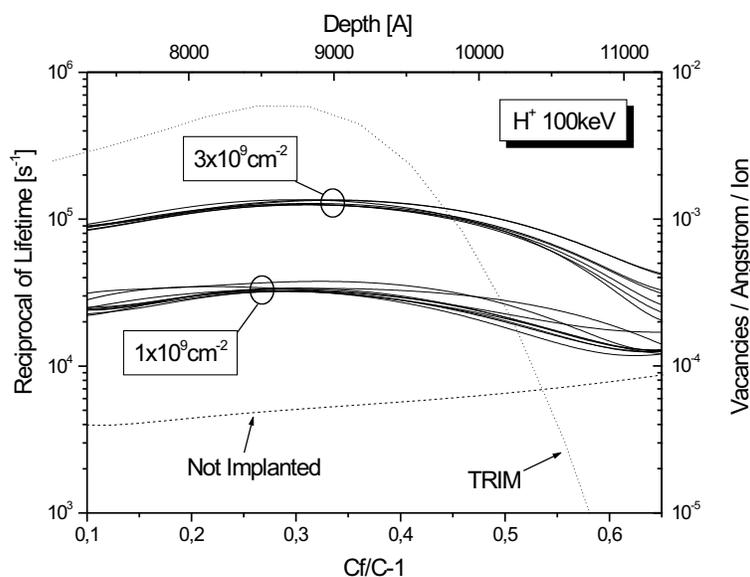


Figura 25: Perfil do Inverso do Tempo de Vida para 100keV

As curvas para amostras *não implantadas* apresentam aumento de defeitos como função da profundidade. O processo de Zona Desnuda usado é tal que a oxidação da superfície atua como um sumidouro para o oxigênio residual encontrado no corpo do silício. Portanto, a concentração

de oxigênio próxima à interface Si/SiO₂ é menor que no corpo e, conseqüentemente, o tempo de vida é melhor. Assim como as vacâncias, os aglomerados de oxigênio também atuam como defeitos eletricamente ativos.

O conjunto de resultados para irradiação de prótons de 100keV são apresentados na figura 25. Duas famílias de curvas mostram doses de $1 \times 10^9 \text{cm}^{-2}$ e $3 \times 10^9 \text{cm}^{-2}$. A comparação qualitativa com a simulação do TRIM revela um pico de defeitos mais suave para 100keV. Hazdra et al. [35], usando outro método, também observaram um alargamento do pico de defeitos e atribuíram à difusão de vacâncias antes da formação de complexos de vacâncias estáveis. Para implantação de $1 \times 10^9 \text{cm}^{-2}$, há um pico do inverso do tempo de vida em torno de 30000s^{-1} , correspondendo a um tempo de vida de geração de $33 \mu\text{s}$, aproximadamente.

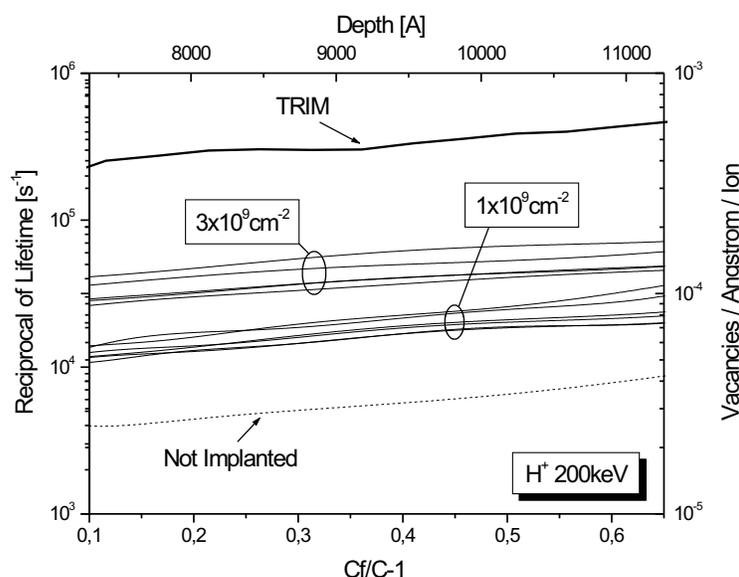


Figura 26: Perfil do Inverso do Tempo de Vida para 200keV

A distribuição de defeitos para 200keV é apresentada na figura 26. Neste caso, a concentração de centros de geração-recombinação aumenta como função da profundidade e os dados do TRIM concordam com os dados experimentais.

As figuras 27 e 28 apresentam uniformidade da concentração de centros de geração-recombinação. Observa-se nas curvas de 600keV um comportamento oscilatório com $(C_f/C - 1)$ entre 0,1 e 0,2 para a família com dose de $1 \times 10^9 \text{cm}^{-2}$. Isto ocorre devido a um erro no parâmetro C_f adotado no cálculo. Como o método de cálculo é sensível para derivadas de ordem mais alta na curva de capacitância, estas oscilações podem aparecer para baixos valores de $(C_f/C - 1)$, correspondendo a $C \rightarrow C_f$.

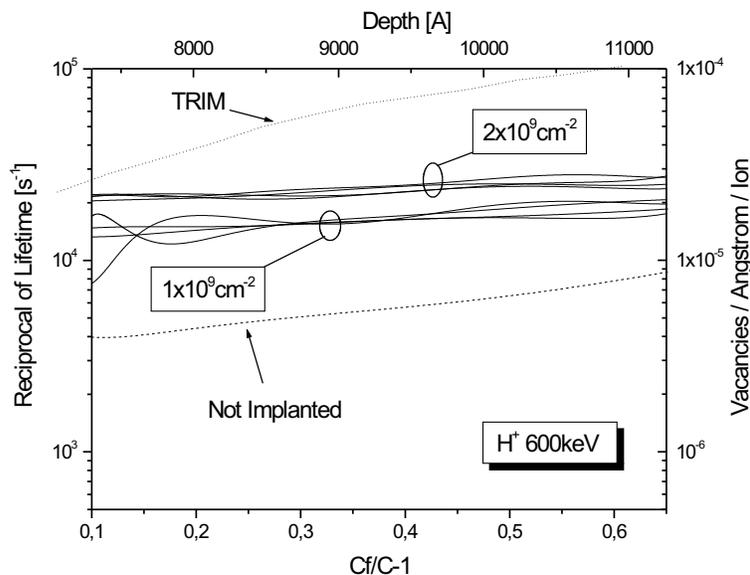


Figura 27: Perfil do Inverso do Tempo de Vida para 600keV

A figura 29 compara os perfis mencionados do inverso do tempo de vida para amostras implantadas com energias de 100keV, 200keV e 600keV para dose de prótons de $2 \times 10^9 \text{cm}^{-2}$. Pode-se observar com clareza como a implantação de prótons com 100keV gera mais defeitos, seguida da implantação de prótons de 200keV e 600keV.

Tendo em vista o uso dos resultados para outros fins, foram feitos ajustes de um polinômio de grau 4 nas curvas que mais representavam cada família de curvas. O ajuste foi feito através de software específico de análise de dados segundo a equação:

$$Y = A + B_1 \cdot X + B_2 \cdot X^2 + B_3 \cdot X^3 + B_4 \cdot X^4 \quad (4.1)$$

onde Y representa o inverso do tempo de vida e X a variável “X” do gráfico de Zerbst. Os resultados do ajuste são apresentados na tabela 2a, com a dose correspondente e as variáveis estatísticas, através das quais pode-se ver que os polinômios representam bem os dados.

A tabela 2b exhibe os coeficientes dos polinômios descontando a função de defeitos iniciais, ou seja, a curva *não implantada*, com os valores divididos pela dose correspondente. Como se tratam de funções polinomiais, esta subtração é equivalente à subtração dos coeficientes. Os valores estão divididos pela dose correspondente para normalizar, e conseqüentemente, a função que expressa uma implantação será este polinômio multiplicado pela dose. Para facilitar

Tabela 2: (a) Tabela de ajuste dos dados experimentais do inverso do tempo de vida e (b) Coeficientes da função $\eta(x)$.

	Não implantada		100keV		200keV		600keV		2MeV	
	Coefficiente	Erro	Coefficiente	Erro	Coefficiente	Erro	Coefficiente	Erro	Coefficiente	Erro
Dose	0,00E+00		3,00E+09		3,00E+09		2,00E+09		1,00E+10	
A	2,62E+03	7,52E+00	7,35E+04	2,80E+02	2,72E+04	4,12E+01	2,44E+04	2,62E+02	1,38E+04	7,96E+01
B1	9,32E+03	1,10E+02	-1,14E+05	4,04E+03	6,70E+03	5,96E+02	-4,11E+04	3,75E+03	1,49E+05	1,01E+03
B2	-4,52E+03	5,37E+02	2,87E+06	1,95E+04	1,58E+04	2,89E+03	1,87E+05	1,84E+04	-6,87E+05	4,53E+03
B3	-1,79E+04	1,06E+03	-8,16E+06	3,83E+04	-3,02E+05	5,68E+03	-2,42E+05	3,74E+04	1,41E+06	8,46E+03
B4	3,91E+04	7,33E+02	5,95E+06	2,61E+04	1,88E+05	3,89E+03	1,06E+05	2,67E+04	-9,67E+05	5,63E+03
R-square	0,9999		0,99983		0,99996		0,98938		0,9999	

a)

	Coeficientes de dados experimentais					Coeficientes calculados a partir das simulações TRIM					
	100keV	200keV	600keV	2MeV		5MeV	10MeV	25MeV	50MeV	75MeV	100MeV
A	2,36E-05	8,18E-06	1,09E-05	1,12E-06		1,20E-06	6,48E-07	2,05E-07	9,18E-08	6,79E-08	8,05E-08
B1	-4,12E-05	-8,73E-07	-2,52E-05	1,39E-05		0	0	0	0	0	0
B2	9,57E-04	5,40E-05	9,55E-05	-6,82E-05		0	0	0	0	0	0
B3	-2,71E-03	-9,45E-05	-1,12E-04	1,43E-04		0	0	0	0	0	0
B4	1,97E-03	4,97E-05	3,36E-05	-1,01E-04		0	0	0	0	0	0

b)

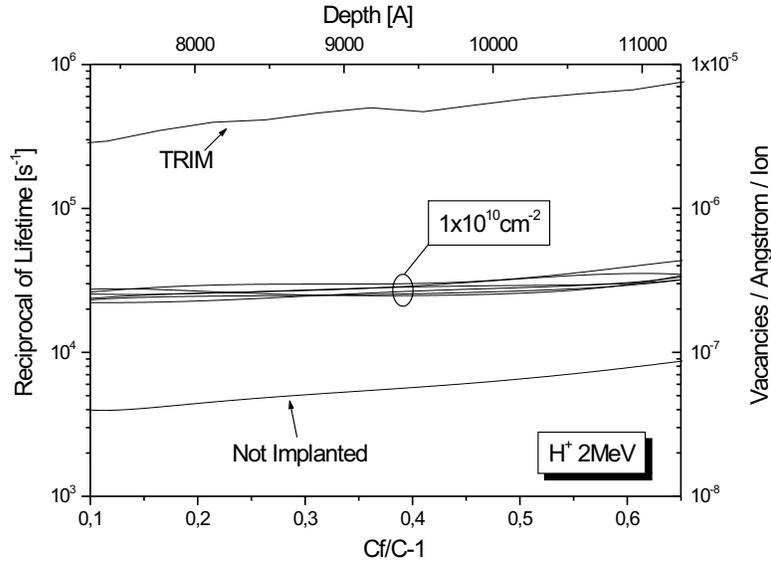


Figura 28: Perfil do Inverso do Tempo de Vida para 2MeV

a compreensão, adotaremos a definição:

$$\eta(x) \equiv \left(\frac{1}{\tau_g(x)} - \frac{1}{\tau_{go}(x)} \right) \frac{1}{D} \quad (4.2)$$

onde $\tau_{go}^{-1}(x)$ representa o inverso do tempo de vida relativo aos defeitos iniciais, $\tau_g^{-1}(x)$ representa o inverso do tempo de vida relativo aos defeitos totais e D representa a dose de implantação. Efetivamente, os coeficientes da tabela 2b são os coeficientes da função $\eta(x)$.

A figura 30 mostra o perfil esperado de defeitos criados ($\eta(x) \cdot D$) para as quatro energias estudadas mediante uma dose de implantação de $2 \times 10^9 \text{ cm}^{-2}$. Pode-se comparar com a figura 29, que apresenta as medidas de defeitos totais (incluindo os iniciais). Nesta figura é mais explícita a uniformidade de defeitos criados para energias altas (600keV e 2MeV).

Além dos dados experimentais obtidos, foram simuladas através do TRIM, implantações com energias de prótons mais altas. Um valor efetivo médio no intervalo de interesse do método foi obtido e corrigido através da constante K para se comparar os dados experimentais com as simulações do TRIM:

$$K = \frac{\langle \eta_{2MeV}(x) \rangle}{\langle V_{TRIM,2MeV} \rangle} \quad (4.3)$$

onde $\langle V_{TRIM,2MeV} \rangle$ é o valor médio da densidade de vacâncias por angstrom por íon para

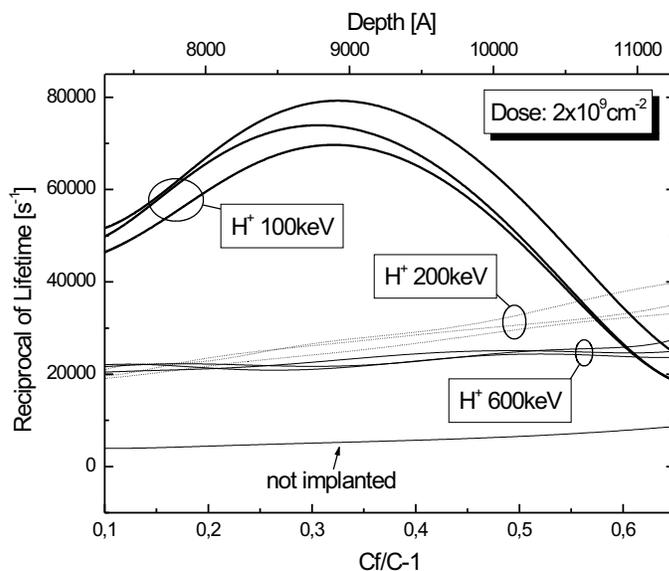


Figura 29: Perfis do Inverso do Tempo de Vida comparados. Comparação para implantações de prótons de 100keV, 200keV e 600keV com dose de $2 \times 10^9 \text{ cm}^{-2}$.

2MeV (a partir do TRIM), e $\langle \eta_{2\text{MeV}}(x) \rangle$ é o valor médio de $\eta(x)$ para 2MeV . Dessa forma, encontra-se os coeficientes de $\eta(x)$ para energias mais altas com o valor médio da densidade de vacâncias por angstrom por íon (a partir do TRIM) multiplicando K por V_{TRIM} na energia correspondente. Assume-se que exista uniformidade na criação de defeitos na região de interesse para energias acima de 2MeV e por isso os coeficientes de $\eta(x)$ são nulos com exceção do coeficiente A (veja tabela 2b). O valor obtido para a constante K foi de $K = 2,571 \times 10^{-9} \text{ cm}^3/\text{s}$.

A figura 31 resume os resultados para um determinado ponto em profundidade. De acordo com a figura, uma relação linear entre dose e a densidade de centro de geração-recombinação é estabelecida. Este fato está em concordância com a teoria de acumulação de defeitos para baixa dose de implantação. Resultados análogos foram observados para criação de defeitos por raio-X [3].

4.3.2 Tempo de vida como função da temperatura

As variações de temperatura no ambiente de medidas apontaram variações consideráveis nos valores preliminares de tempos de vida obtidos. Tornou-se necessário investigar e fazer as devidas correções. A dependência principal de τ_g com a temperatura dá-se através da variação de n_i com a temperatura. A expressão sugerida por Madelung [36] e utilizada nos cálculos de τ_g foi:

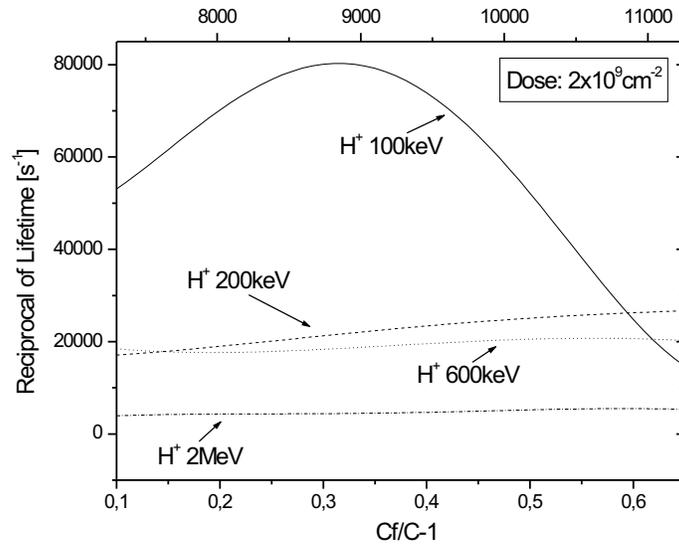


Figura 30: Perfil do Inverso do Tempo de Vida com defeitos iniciais descontados

$$n_i(T) = 5,71 \cdot 10^{19} (T/300)^{2,365} \cdot \exp(-6733/T) \text{cm}^{-3} \quad (4.4)$$

A visualização gráfica da expressão é apresentada na figura 32.

Schroder [15] mostra que há uma energia de ativação no tempo de vida de geração. Na tentativa de obtê-la, foram feitas medidas para diferentes temperaturas no intervalo de máxima variação de temperatura dentro das condições do laboratório, isto é, de 288,3K a 293,4K, e as curvas C-t obtidas para a mesma amostra são apresentadas na figura 33a. Pode-se observar que o transiente C-t é menor para temperaturas mais altas, fato esperado porque a geração de portadores minoritários é térmica e cresce com a temperatura. Devido ao ajuste das cargas móveis durante as primeiras medidas, foi observada uma pequena diferença na capacitância inicial ($t = 0s$) nas primeiras curvas (para temperatura mais baixa).

Os gráficos de Zerst (veja seção 3.7.3) destas curvas C-t estão apresentados na figura 33b, ficando explícita a mudança do termo de geração n_i/τ_g , proporcional à inclinação da reta. A amostra utilizada, implantada de prótons de 2MeV, foi escolhida propositalmente por ter distribuição uniforme de defeitos na região de geração, possibilitando o uso do método de Zerst. Isso facilitou a comparação do tempo de vida para diferentes temperaturas. O gráfico também mostra que a velocidade de geração na superfície é desprezível, pois o coeficiente linear é aproximadamente zero para todas as retas.

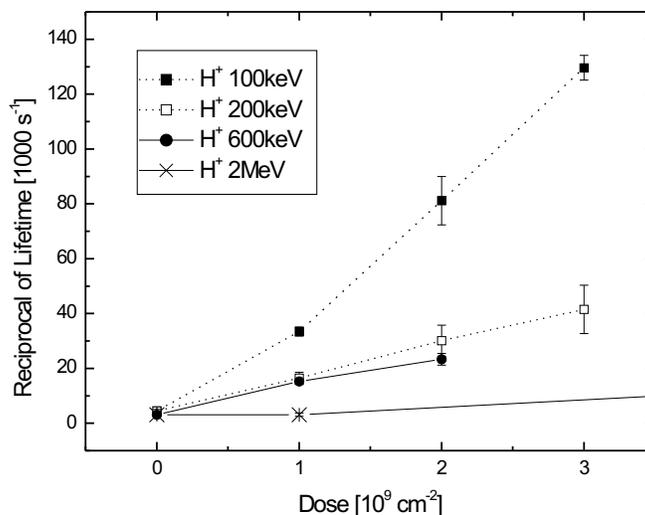


Figura 31: *Inverso do Tempo de Vida como função de energia e dose.*

Os valores correspondem a um determinado valor de profundidade de aproximadamente 8700 angstroms (3400 angstroms da interface Si/SiO₂). $(C_f/C - 1) = 0,3$

De cada curva na figura 33b foi extraído o valor de τ_g correspondente e os resultados são apresentados na figura 34. A energia de ativação poderia ser extraída através da inclinação da reta que se ajusta aos pontos. De acordo com a figura, o tempo de vida de geração não sofre mudanças neste intervalo de temperatura e o efeito relativo à energia de ativação é desprezível. Desta forma apenas a correção devida à densidade de portadores intrínseca precisou ser considerada nas demais medidas.

4.4 Conseqüências de Exposição de prótons no espaço

4.4.1 Distribuições dos prótons no espaço

Tendo em foco o objetivo principal do trabalho, neste capítulo tenta-se relacionar os resultados obtidos para o bombardeamento de prótons (veja resultados no Capítulo 4) com um espectro solar real. Se este espectro fosse uniforme, poderia-se considerar a mesma dose de implantação para diferentes energias e somar com pesos iguais as diferentes contribuições (para $E = 100keV, 200keV, \dots$). Mas a literatura [37] mostra que o espectro de energia solar não é uniforme e portanto devemos fazer duas considerações: as conseqüências de exposição para uma dada energia (por exemplo, $E = 100keV$) e o peso dessa contribuição dado pelo espectro solar.

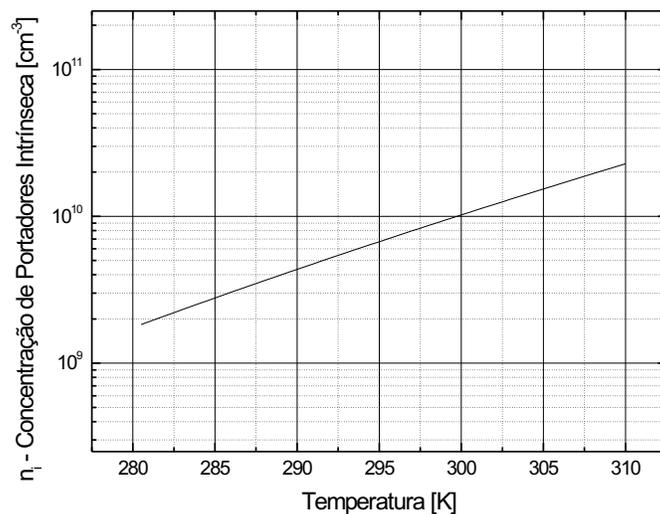


Figura 32: Concentração de portadores intrínseca. A curva mostra a forte dependência com a temperatura.

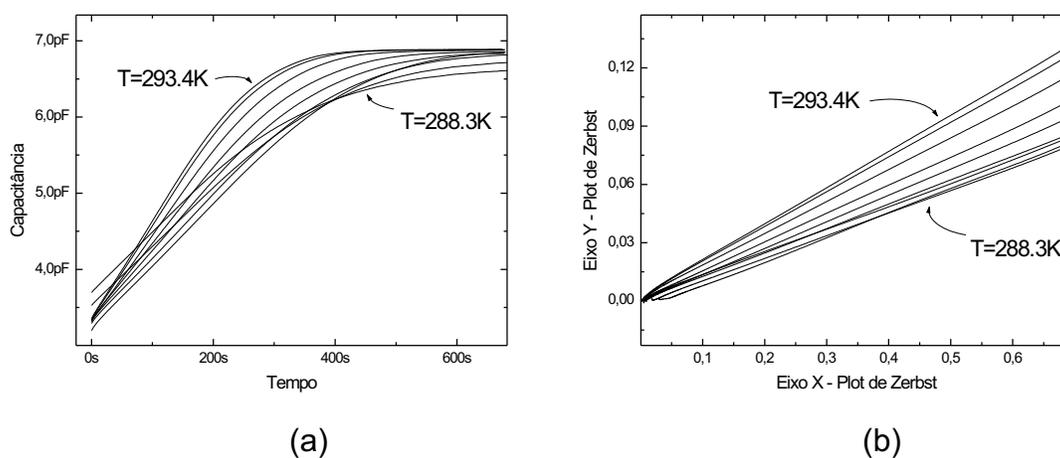


Figura 33: C-t e gráfico de Zerbst em função da temperatura. (a) Transiente C-t para diferentes temperaturas e (b) gráficos de Zerbst correspondentes.

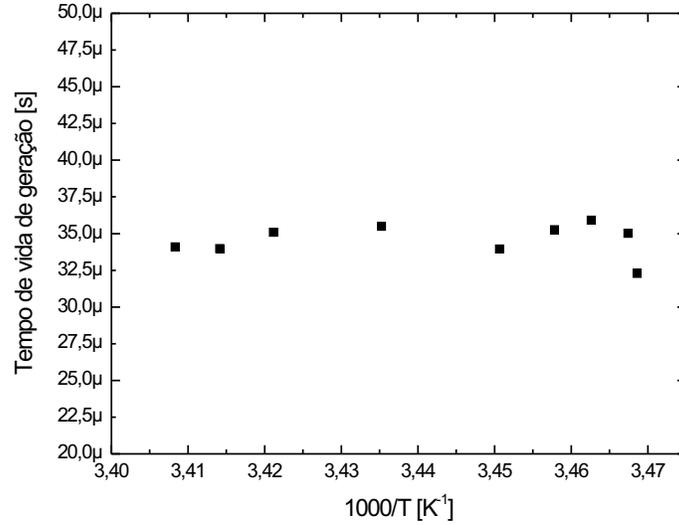


Figura 34: Tempo de vida em função da temperatura. Pode-se ver que não há mudanças significativas neste intervalo de temperatura.

Xapsos et al. [37] recomendam o uso da distribuição de Weibull para descrever os espectros de eventos solares. Seus principais argumentos são simplicidade das expressões analíticas, extensão de abrangência no intervalo de energia e boa concordância com os dados experimentais. Trabalhos anteriores sugeriram diferentes métodos para justificar os dados observados e o artigo comentado menciona comparações. Um dos problemas na caracterização do espectro apontado refere-se à variabilidade. Eventos individuais são notoriamente diferentes no que tange à distribuição em energia. A distribuição de Weibull parece ser realmente conveniente para dar esta flexibilidade. Aceitando a recomendação, estuda-se abaixo a distribuição proposta.

Neste caso, o espectro de energia solar é dado por:

$$\Phi = \Phi_0 \exp(-kE^\alpha) \quad (4.5)$$

onde Φ pode ser tanto a fluência de prótons quanto o fluxo que excede a energia limiar E .

O espectro diferencial de energia pode ser encontrado derivando-se a expressão anterior¹:

$$\frac{d\Phi}{dE} = \Phi_0 k \alpha E^{\alpha-1} \exp(-kE^\alpha) \quad (4.6)$$

¹Matematicamente esta derivada possui sinal trocado, mas mantemos a expressão dos autores. Matematicamente o fluxo diferencial deveria ser o negativo da derivada, já que se convencionou que $\Phi(E)$ é a quantidade de partículas com energia de limiar E .

Tabela 3: Parâmetros da distribuição de Weibull para alguns eventos solares notáveis durante os ciclos solares 20-22. O ajuste dos dados experimentais de alguns satélites foi feito por Xapsos et al[37]. O intervalo de energia dos dados está no intervalo de $1MeV$ a $300MeV$.

Data	Φ_0	k	α	r
04 de Agosto de 1972	$2,455 \times 10^{10}$	0,0326	1,108	0,996
12 de Agosto de 1989	$1,622 \times 10^{11}$	1,166	0,4015	0,994
29 de Setembro de 1989	$3,631 \times 10^{10}$	0,877	0,3841	0,998
19 de Outubro de 1989	$1,230 \times 10^{12}$	2,115	0,2815	0,998
23 de Março de 1991	$1,660 \times 10^{11}$	0,972	0,4410	0,993

A distribuição de Weibull pode ser interpretada em termos de sobrevivência. Este conceito é qualitativamente aplicável ao caso do espectro de energia solar. Como prótons são acelerados por um campo causado por uma onda de choque, há um aumento progressivo de resistência na aquisição de energia mais alta. Então o fluxo de prótons deve diminuir com o aumento de energia e o espectro de energia pode ser interpretado como uma distribuição de sobrevivência[38].

Os autores usaram dados experimentais provenientes de alguns satélites, os mesmos usados para o modelo ESP (*Emission of Solar Protons*)[39, 40, 41]. Os dados cobrem medidas dos últimos três ciclos solares completos (20-22), processados em um centro da NASA, o *NASA Goddard Space Flight Center*. A distribuição proposta foi ajustada com a rotina de regressão não linear Marquardt-Levenberg padrão [42],[43]. A tabela 3 apresenta os parâmetros obtidos do ajuste para alguns dos maiores eventos no período. Os últimos 4 eventos listados são do ciclo 22, muito ativo, e foram ajustados com intervalo de energia entre $1MeV$ e $300MeV$. Infelizmente, os dados não cobrem energias inferiores a $1MeV$, justamente energias que contribuem com importância na criação de defeitos, pelo menos na região da estrutura MOS estudada no trabalho.

Pode-se ver na figura 35 a fluência integral de prótons para eventos conforme dados da tabela 3. Os gráficos foram feitos usando a expressão 4.5 e apresentam extrapolação para energias abaixo de $1MeV$. Observa-se como eventos diferentes podem apresentar um espectro distinto, tanto em intensidade quanto na forma. Em particular, nota-se como o evento do dia 4 de agosto de 1972 se destaca em forma do espectro.

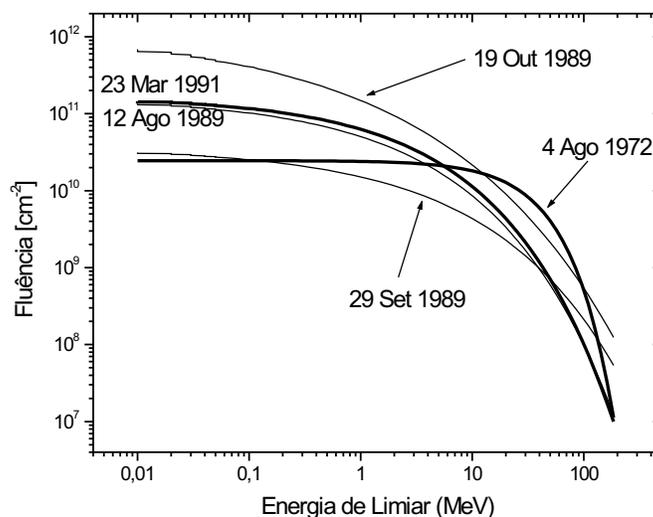


Figura 35: *Fluência integral de prótons para eventos solares notáveis ajustada pela distribuição de Weibull (veja tabela 3).*

4.4.2 Modelo dos defeitos criados em dispositivos MOS

Viu-se nos resultados experimentais dados que apresentam as conseqüências da exposição de prótons sobre a estrutura MOS. Abaixo, desenvolve-se um modelo para considerar o espectro de irradiação solar e prever o que aconteceria com o tempo de vida de um dispositivo MOS no espaço. As hipóteses para a validade do modelo são:

1. A criação de defeitos obedece, dentro de considerações estatísticas, um perfil em profundidade característico da energia do fluxo de prótons;
2. A criação de defeitos é proporcional à dose irradiada;
3. Não há correlação entre irradiações de energias diferentes, ou seja, pode-se usar o princípio da superposição linear para criação de defeitos.

As hipóteses 1 e 2 foram discutidas no capítulo referente aos resultados experimentais e a hipótese 3 é simplesmente a consideração de que a natureza dos defeitos criados por diferentes energias é a mesma, pelo menos para a atividade elétrica dos defeitos.

Desta forma, a contribuição total para o inverso do tempo de vida $(\tau_g^{-1})_{eff}$ pode ser calculada através da soma de defeitos criados (veja expressão 2.59):

Tabela 4: Dados para integração numérica para o evento do dia 19 de outubro de 1989, com extrapolação para energias abaixo de 1MeV.

Energia Corresp.	E_1 [MeV]	E_2 [MeV]	Dose [cm^{-2}]
100keV	0,00	0,15	8,74E+11
200keV	0,15	0,45	1,29E+11
600keV	0,45	0,90	6,93E+10
2MeV	0,90	3,00	8,89E+10
5MeV	3,00	7,50	3,94E+10
10MeV	7,50	15,00	1,63E+10
25MeV	15,00	37,50	9,74E+09
50MeV	37,50	62,50	2,08E+09
75MeV	62,50	87,50	6,89E+08
100MeV	87,50	1000,00	7,17E+08

$$\left(\frac{1}{\tau_g}\right)_{eff} = \frac{1}{\tau_{g0}} + \frac{1}{\tau_{gb}} \quad (4.7)$$

já que cada um dos inversos do tempo de vida é proporcional à quantidade de defeitos, sendo $1/\tau_{g0}$ proporcional aos defeitos iniciais e $1/\tau_{gb}$ proporcional aos defeitos criados pelo bombardeamento prótons de um espectro de energia.

Formalmente, espera-se que o valor $1/\tau_{gb}$ seja calculado através da integral:

$$\frac{1}{\tau_{gb}} = \int_0^{\infty} \frac{d\Phi}{dE} \eta(E, x) dE \quad (4.8)$$

onde $d\Phi/dE$ é o fluxo de prótons dado pela equação 4.6 e $\eta(E, x)$ é a função normalizada do inverso do tempo de vida, descontando-se os defeitos iniciais, para uma dada energia E . Como não se conhece exatamente a função $\eta(E, x)$, pode-se fazer uma estimativa calculando-se numericamente a integral de (4.8). O perfil de alguns inversos de tempo de vida é conhecido (veja seção 4.3).

A diferença entre $\Phi(E_1)$ e $\Phi(E_2)$ representa a fluência de partículas no intervalo de energia entre E_1 e E_2 . Portanto, a contribuição de 100keV para um perfil experimental $\eta(100keV, x)$ é estimada para o fluxo de partículas no intervalo de energia ao redor de 100keV. A tabela 4 apresenta uma estimativa para a integral numérica a partir de energias E_1 e E_2 e a respectiva dose no intervalo para um evento específico (19 de outubro de 1989). Cada função $\eta(E_i, x)$ conhecida (veja seção 4.3) é somada com peso na dose e o resultado correspondente a $1/\tau_{gb}$, ou seja, o inverso do tempo de vida relativo ao bombardeamento, é apresentado na figura 36.

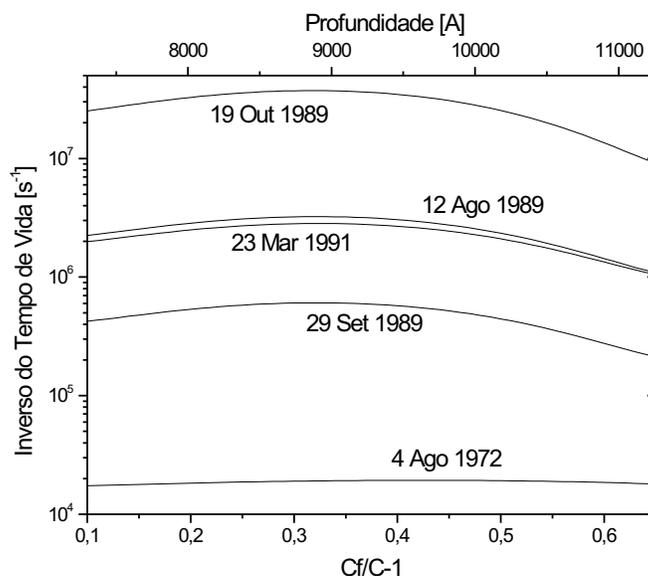


Figura 36: Estimativa de efeito sobre o inverso do tempo de vida para fluxo de prótons integral em dias de alta atividade solar. Os cálculos são feitos através de integração numérica e usam dados extrapolados para energias abaixo de 1MeV .

Na figura 36 há extrapolação dos dados para energias abaixo de 1MeV , percebendo-se como o inverso do tempo de vida varia enormemente para os diferentes eventos. Com exceção do evento de 4 de agosto de 1972, todos eles degradam expressivamente o tempo de vida. O inverso do tempo de vida parte de um valor inicial (relativos aos defeitos iniciais) da ordem de $1 \times 10^4 \text{s}^{-1}$ para um valor da ordem $1 \times 10^6 \text{s}^{-1}$ ou superior. O tempo de vida da célula solar seria degradado na proporção inversa, significando a destruição da célula se esta não tivesse nenhum dispositivo de blindagem.

A tabela 5 é análoga à tabela 4, mas neste caso desconsidera-se baixas energias porque não se sabe se a distribuição é válida para energias abaixo de 1MeV . Os resultados da integração numérica são apresentados na figura 37, onde também vemos forte degradação do tempo de vida, apesar de desconsiderar as importantes contribuições de baixas energias. O importante a ser observado é que, independentemente da validade da extrapolação, há forte degradação do tempo de vida.

Tabela 5: Dados para integração numérica para o evento do dia 19 de outubro de 1989 desconsiderando a contribuição de baixas energias (abaixo de 1MeV).

Energia Corresp.	$E_1 [MeV]$	$E_2 [MeV]$	Dose [cm^{-2}]
100keV	0,00	0,00	0,00E+00
200keV	0,00	0,00	0,00E+00
600keV	0,00	0,00	0,00E+00
2MeV	0,00	3,00	1,16E+12
5MeV	3,00	7,50	3,94E+10
10MeV	7,50	15,00	1,63E+10
25MeV	15,00	37,50	1,01E+10
50MeV	37,50	62,50	2,08E+09
75MeV	62,50	87,50	6,89E+08
100MeV	87,50	1000,00	7,17E+08

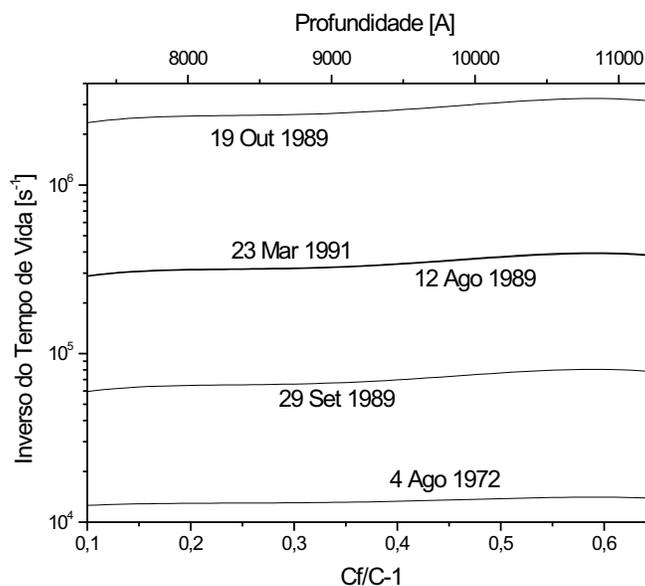


Figura 37: Estimativa de efeito sobre o inverso do tempo de vida para fluxo de prótons integral em dias de alta atividade solar. Os cálculos são feitas através de integração numérica desconsiderando a contribuição de baixas energias (abaixo de 1MeV).

5 *Conclusões*

Neste trabalho foram investigados os efeitos causados pelo bombardeamento de prótons para responder a pergunta proposta: “Como algumas propriedades dos dispositivos MOS são alteradas se estiverem expostos à irradiação de prótons no espaço?”. O bombardeamento de prótons foi simulado através de implantação iônica usando-se aceleradores de íons e as propriedades dos dispositivos foram estudadas por meio de medidas de caracterização elétrica em capacitores MOS, em particular: a medida I-V, a medida C-V e a medida C-t. As implantações de prótons tiveram intervalo de energia entre 100keV e 2MeV, e doses entre $1 \times 10^9 cm^{-2}$ e $3 \times 10^{12} cm^{-2}$.

Através da medida I-V verificou-se que foi mantida a estabilidade do óxido de silício no que diz respeito à corrente de fuga, pelo menos no intervalo de tensão na porta de -10V a 10V.

Através da medida C-V mediu-se a acumulação da carga efetiva no óxido através do deslocamento das curvas *implantadas* no eixo de tensão. A acumulação de carga apresenta um mecanismo de saturação, explicado pelo efeito do campo elétrico gerado devido ao aprisionamento de novas lacunas (semicondutor tipo-p). Além da carga efetiva acumulada, os resultados apresentam diminuição da concentração de aceitadores. O deslocamento da tensão significa que o comportamento de dispositivos MOS pode ser afetado. Transistores MOS, por exemplo, podem sofrer variações que impliquem no funcionamento indesejado de circuitos integrados.

Medidas C-t foram feitas e o método de Zerbst foi usado para extrair o tempo de vida de geração. A dificuldade na obtenção do tempo de vida devido à não-uniformidade em profundidade culminaram no interesse em outro método. A análise também mostrou que o perfil de criação de defeitos também poderia ser investigado através do inverso do tempo de vida. A concordância qualitativa com os perfis simulados pelo TRIM confirmam a possibilidade de se usar o método C-t na estrutura MOS para extrair o perfil de defeitos, especialmente no caso de baixa concentração de defeitos eletricamente ativos.

Foi mostrado que doses muito baixas da ordem de $1 \times 10^9 cm^{-2}$ influenciam o tempo de vida significativamente. Nas condições experimentais usadas, estas implantações requerem apenas

alguns segundos.

Finalmente, para relacionar os resultados dos fluxos de prótons obtidos em laboratório com os fluxos de prótons no espaço, usou-se dados da literatura. Foram analisados casos de distribuições ajustadas com dados coletados por satélites em períodos de atividade solar, quando os fluxos de prótons são muito intensos. Um modelo foi feito para prever as conseqüências de exposição do dispositivo no espaço e mostra que uma célula solar pode ser destruída em apenas um dia de perturbações fortes do sol, se não estiver protegida por algum tipo de blindagem.

Os dados desta dissertação podem ser aplicados em outros cálculos de dispositivos, tanto para simular efeitos quanto para desenvolver recursos de proteção de dispositivos no espaço. Muitos circuitos integrados usam a tecnologia CMOS, a qual é baseada em MOS. Portanto, as conclusões de efeitos de fluxo de prótons no espaço podem ser estendidas para análise destes circuitos.

Referências

- [1] SCHWANK, James R. *Space and Military Radiation Effects in Silicon-on-Insulator Devices*, Sandia National Laboratories, Albuquerque, New Mexico, 1997.
- [2] NASA. *Solar Storms and Their Human Impacts*, Disponível em < <http://image.gsfc.nasa.gov/poetry/storm/storms.html> > Acesso em Ago. 2003
- [3] SZE, Simon M. *Physics of semiconductor devices*, John Wiley & Sons, 1981.
- [4] NICOLLIAN, E. H.; BREWS, J. R. *MOS (Metal Oxide Semiconductor) Physics and Technology*, John Wiley & Sons, Inc, 1982.
- [5] GARRETT, C. G. B.; BRATTAIN, W. H. Physical Theory of Semiconductor Surfaces, *Phys. Rev.*, 99, 376, 1955.
- [6] SCHRODER, D. K. *Semiconductor Material and Device Characterization*, John Wiley & Sons, Inc, 1990.
- [7] DEAL, B. E. Standardized Terminology for Oxide Charges Associated with Thermally Oxidized Silicon, *IEEE Trans. Electron Dev.*, ED-27, 606-608, Mar. 1980.
- [8] DEAL, B. E.; SKLAR, M.; GROVE, A. S.; SNOW, E. H., Characteristics of the Surface-State Charge (Q_{ss}) of Thermally Oxidized Silicon, *J. Electrochem. Soc.* no. 114, pp. 266-274, Mar. 1967.
- [9] BADCOCK, F. R.; LAMP, D. R. Stability and Surface Charge in the MOS System, *Int. J. Electron.*, 24, pp. 1-9, Jan. 1968; LAMP, D. R.; BADCOCK, F. R. The Effect of Ambient, Temperature and Cooling Rate on the Surface Charge at the Silicon/Silicon Dioxide Interface, *Int. J. Electron.* 24, pp. 11-16, Jan. 1968.
- [10] MONTILLO, F.; BALK, P. High-Temperature Annealing of Oxidized Silicon Surfaces, *J. Electrochem. Soc.* 118, pp. 1463-1468, Set. 1971.
- [11] HALL, R. N. Recombination Processes in Semiconductors, *Proc. IEE*, 106B, pp. 923-931, Mar. 1960.
- [12] SCHOCKLEY, W; READ, W. T. Statistics of the Recombinations of Holes and Electrons, *Phys. Rev.* 87, pp. 835-842, Set. 1952.
- [13] ORTON, J. W.; BLOOD, P. *The Electrical Characterization of Semiconductor Measurement of Minority Carrier Properties*, Londres: Academic Press, 1990.
- [14] FITZGERALD, D. J.; GROVE, A. S. Surface Recombination in Semiconductors, *Surf. Sci.* 9, pp. 347-369, Fev. 1968.

- [15] SCHRODER, D. K. The Concept of Generation and Recombination Lifetimes in Semiconductors, *IEEE Trans. Electron Dev.* ED-29, pp. 1336-1338, Ago. 1982.
- [16] DEAL, B. E.; GROVE, A. S. General Relationship for the Thermal Oxidation of Silicon, *J. Appl. Physics*, 36, 3770, 1965
- [17] SZE, Simon M. *VLSI Technology*, Segunda Edição, McGraw-Hill Book Company, 1988.
- [18] ENGEL, P. M.; SOUZA, J. P. Minority carrier lifetime improvement by HCl oxidation and argon ion implantation of silicon, *J. Appl. Physics* **54** (7), pp. 4211-4212, July 1983
- [19] KERN, W.; PUOTINEN, D. *RCA Rev.*, 31, 187, 1970.
- [20] SOUZA, J. P.; SADANA, D. K. *Handbook on Semiconductors*, Elsevier Science B. V., 1994.
- [21] CHU, W.; MAYER, J. W.; NICOLET, M. *Backscattering Spectrometry*, Academic Press, 1978.
- [22] ZIEGLER, J. F.; BIRSACK, J. P.; LITTMARK, U. *The Stopping and Range of Ions in Solids*, Pergamon Press, New York, 1985.
- [23] KANG, J. S.; SCHRODER, D. K. The Pulsed MIS Capacitor - A Critical Review, *Phys. Stat. Sol.* **89a**, 13-43, Maio de 1985.
- [24] ZERBST, M. Relaxationseffekte an Halbleiter-Isolator-Grenzflächen (em Alemão), *Z. Angew. Phys.*, vol. 22, pp. 30-33, Maio de 1966.
- [25] COLLINS, T. W.; CHURCHILL, J. N. Exact Modeling of the Transient Response of an MOS Capacitor, *IEEE Trans. Electron Devices*, ED-22, pp. 90-101, Março de 1975.
- [26] HEIMAN, F. P. On the determination of minority-carrier lifetime from the transient response of an MOS capacitor. *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. ED-14, pp. 781-784, Nov. de 1967.
- [27] MIYAKE, M.; HARADA, H. A New Analyzing Method for Non-Uniformly Doped MOS Capacitor C-t Characteristics in Lifetime Evaluation, *Japan. J. Appl. Phys.* **20**, pp. L979-L800, Novembro de 1981.
- [28] CALZORI, P. U.; GRAFFI, S.; MAZZONE, A. M.; MORANDI, C. *Alta Frequenza* 41, 848, 1972.
- [29] RABBANI, K. S.; LAMB, D. R. *Solid-State Electronics*, 21, p. 1171, 1978.
- [30] SCHRODER, D. K., WHITFIELD, J. D.; VARKER, C. J., Recombination Lifetime Using the Pulsed MOS Capacitor, *IEEE Trans. Electron Devices*, Vol. 31, 462, 1984.
- [31] ZHANG, X. Determination of the profile of the bulk generation lifetime from pulsed MOS-C transients, *Solid-State Electronics*, Vol. 35, No. 2, pp. 207-211, 1992.
- [32] ZHANG, X. An improved model of 'Generation Width' for pulsed MOS C-t transient analysis. *Solid-State Electronics*, Vol. 3, No. 9, pp. 1139-1142, 1990.

- [33] MAPLE, *Software*. Waterloo Maple Inc. Disponível em < <http://www.maplesoft.com> >. Acesso em Ago. 2003.
- [34] MATLAB, *Software*. The MathWorks, Inc. Disponível em < <http://www.mathworks.com/> > Acesso em Ago. 2003
- [35] HAZDRA, P.; VOBECKÝ, J.; BRAND, K. Defect distribution in MeV proton irradiated silicon measured by high voltage current transient spectroscopy, *Nucl. Instr. and Meth B*, 192, pp. 291-300, 2002.
- [36] MADELUNG, O. *Semiconductors - Basic Data*, Seg. Ed., Springer, 1996
- [37] XAPSOS, M. A et al. Characterizing Solar Proton Energy Spectra for Radiation Effects Applications, *IEEE Trans. Nuclear Science*, Vol. 47 (6), pp. 2218-2223, Dez. 2000.
- [38] ELANDT-JOHNSON, R. C.; JOHNSON, N. L. *Survival Models and Data Analysis*. Nova Iorque, NY: John Wiley & Sons, 1980.
- [39] XAPSOS, M. A.; BARTH, J. L.; STASSINOPOULOS, E. G.; BURKE, E. A.; GEE, G. B. Model for emission of solar protons (ESP)-Cumulative and worst case event fluences, NASA-Marshall Space Flight Center SEE Program, Disponível em < <http://see.msfc.nasa.gov> >. Acesso em ago. 2003.
- [40] XAPSOS, M. A.; SUMMERS, G. P.; BARTH, J. L.; STASSINOPOULOS, E. G.; BURKE, E. A. Probability model for worst case solar proton event fluences, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 46, pp. 1481-1485, Dez. 1999.
- [41] XAPSOS, M. A.; SUMMERS, G. P.; BARTH, J. L.; STASSINOPOULOS, E. G.; BURKE, E. A. Probability model for cumulative solar proton event fluences, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 47, no. 3, pp. 483-490, Jun. 2000.
- [42] SIGMASTAT, *Software version 2.03* Chicago, IL: SPSS Inc., 1995
- [43] PRESS, W. H. ; TEUKOLSKY, S. A.; VETTERING, W. T.; FLANNERY, B. P. *Numerical Recipes in Fortran - The Art of Scientific Computing*, Seg. Ed. Nova Iorque, NY: Cambridge University Press, 1992.

Apêndice A - Lista de Símbolos

τ_g	Tempo de Vida de Geração
τ_r	Tempo de Vida de Recombinação
C_{ox}	Capacitância no Óxido
C_s	Capacitância no Semicondutor
C_{FB}	Capacitância de Banda Plana
E_g	Energia de Gap no Silício
E_F	Energia de Fermi
E_i	Nível de Energia Intrínseco
E_T	Nível de Energia do Centro de Geração e Recombinação
L_D	Comprimento de Debye
n	Densidade volumétrica de elétrons
Δn	Excesso de densidade de elétrons
n_i	Densidade de portadores intrínseca
p	Densidade volumétrica de lacunas
Δp	Excesso de densidade de lacunas
σ_n	Seção de Choque do Centro de Geração e Recombinação para elétrons
σ_p	Seção de Choque do Centro de Geração e Recombinação para lacunas
v_{th}	Velocidade Térmica
N_A	Concentração de Aceitadores
N_T	Densidade de centros de geração e recombinação

t_{ox}	Espessura do Óxido
V_{FB}	Tensão de Banda Plana
V_{Th}	Tensão de Limiar
W	Largura da Região de Depleção
W_f	Largura da Região de Depleção em equilíbrio

Apêndice B - Programas De Análise de Dados

Os programas de análise foram feitos para interpretação com Matlab¹.

ARQUIVO inicia.m :

% arquivo inicializacao para calculo Zerbst

%%Parametros

%%

% C_ox = 17E-12/4.4E-4; % Capacitancia do oxido

% valores para lamina E2

% area = 4.41E-8; % area do capacitor em [m]

% C_ox = 18.6E-12; % Capac. do oxido sem dividir pela area - estimada

% C_f = 6.5E-12; % Capac. final - estimada

% n_i=6.71667E9 para T=295K (22C)

% n_i=1E10 para T=300K (27C)

% N_A = 0.55E16; % calculado no maple

% Exemplo de vetor de dados: [1E10, 18.6E-12, 6.5E-12, 0.55E16]

help inicia;

clear

argin=input('Entre com os parametros [n_i, C_ox, C_f, N_A] \n');

n_i = argin(1);

C_ox = argin(2);

¹Matlab é marca registrada da

```

C_f = argin(3);

N_A = argin(4);

file = input('Arquivo de Dados \n');

[Zerbst_X, Zerbst_Y, t, C] = textread(file, '%f%f%f%f%f');

%file_def = input('Arquivo de perfil de defeitos antes de implantar:');

%[Z_X_def, def] = textread(file_def, '%f%f%f%f%f');

area = 4.41E-8;

K_s = 11.8;

epsilon_0 = 8.85E-12; % [F/m]

epsilon_s = K_s*epsilon_0;

%%% Esse calculo nao eh necessario porque

%%% Wf eh calculado de um valor medido

% L_D = sqrt(2*epsilon_s*k*T/(q^2*N_A));

% W_f = L_D * sqrt( 2 * ln (N_D/n_i) );

% multiplicado por area porque C estah em [F]:

W_f = K_s * epsilon_0 * (1/C_f - 1/C_ox) * area;

K_tau = (2*n_i*C_ox)/(N_A*C_f);

% execucao dos programas %%%%%%%%%%%

fit;

zerbst;

perfil_tau;

salva_dados;



---



ARQUIVO fit.m :

% fit com polinomio de grau 10

P=polyfit(t,C,12);

sth_C=polyval(P,t);

```

```

plot(t,C,'r',t,sth_C,'b');

figure;

% para obter precisao numerica

t_rich=linspace( t(1) , t(length(t)) , 2000);

smoothed_C=polyval(P,t_rich);

```

ARQUIVO zerbst.m :

```

% arquivo para calculo de tempo de vida

Z_X = C_f./C-1; % Calculando X do plot de Zerbst

sth_Z_X = C_f./smoothed_C-1; % X do plot de Zerbst

Z_Y = -diff((C_ox./C).^2)./diff(t); % Y do plot de Zerbst

% para os vetores terem mesmo tamanho

Z_Y(length(Z_Y)+1) = Z_Y(length(Z_Y));

% Y do plot_rich de Zerbst:

sth_Z_Y = -diff((C_ox./smoothed_C).^2)./diff(t_rich);

% para os vetores terem mesmo tamanho

sth_Z_Y(length(sth_Z_Y)+1) = Z_Y(length(Z_Y));

% plot(Zerbst_X, Zerbst_Y, 'r', Z_X, Z_Y,'b');

% plot(Z_X,Z_Y,'b',Z_X, sth_Z_Y, 'r');

plot(Z_X,Z_Y,'b',sth_Z_X, sth_Z_Y, 'r');

title('Zerbst e Smooth');

figure;

```

ARQUIVO perfil_tau.m :

```

% perfil de tau

A=( diff(sth_Z_Y)/(diff(sth_Z_X)) );

%tau = K_tau./( diff(sth_Z_Y)/(diff(sth_Z_X)) );

```

```
tau = K_tau./A;  
semilogy(sth_Z_X(1:length(tau)),tau);  
title('Perfil de tau');  
figure;  
def_prof=1./tau;  
semilogy(sth_Z_X(1:length(A)),A);  
title('Perfil de Defeitos Efetivo');  
figure;
```

ARQUIVO salva_dados.m :

```
% salva arquivo  
file_write=strcat(file,'.mcd');  
  
% colunas do arquivo de saida na ordem  
lt=length(tau);  
dlmwrite(file_write, [sth_Z_X(1:lt)', sth_Z_Y(1:lt)', ->  
-> tau(1:lt)', def_prof(1:lt)'], '\t');
```