

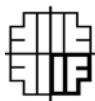
UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO GRANDE DO SUL

INSTITUTO DE FÍSICA

**Desenvolvimento e Otimização de um
Fotodetector de Silício Bidimensional
Sensível à Posição**

Ricardo Cunha Gonçalves da Silva

Dissertação elaborada sob orientação do prof.
Henri Ivanov Boudinov e co-orientação do
prof. Ricardo Rego Bordalo Correia,
apresentada ao Instituto de Física da UFRGS
como requisito final à obtenção do título de
mestre em Física



Porto Alegre
2004

Agradecimentos

Gostaria de agradecer ao meu orientador Henri pela excelente orientação, não apenas no trabalho, mas também na vida. Ao meu co-orientador Ricardo por toda ajuda e orientação. Aos colegas do laboratório de Microeletrônica pelo apoio.

Agradeço também minha família por tudo, em especial à vó Lela, à minha esposa e ao meu pai.

Propriedade Industrial

O Fotodetector apresentado ao longo desse trabalho tem a Patente de Invenção PI0402196-1 depositada junto ao INPI.

Resumo

O conhecimento da física de semicondutores foi usado para desenvolver e otimizar um sensor ótico de silício capaz de determinar com precisão a posição bidimensional de incidência de um feixe de luz em sua superfície. O sensor usa o efeito de fototensão lateral para gerar um sinal elétrico de saída que é função da posição de incidência da luz. Tecnologia planar do silício foi usada na fabricação do dispositivo, incluindo implantação iônica, difusão, fotolitografia, deposição de filmes metálicos e crescimento de dielétricos. A caracterização elétrica do sensor inclui medidas estáticas, com a distribuição de portadores em regime estacionário, medidas dinâmicas, onde é analisado o transiente do sinal elétrico e medidas espectroscópicas para analisar a resposta do sensor em função do comprimento de onda da luz incidente. Simulações dos processos de fabricação, parâmetros dos passos tecnológicos, distribuição dos portadores e do potencial elétrico bidimensional no sensor foram usadas para a otimização das características do sensor.

Abstract

The knowledge of semiconductors physics was used to develop and to optimize an optic silicon sensor capable to determine with precision the two-dimensional incidence position of a light spot on its surface. The sensor uses the lateral photovoltage to generate an output electric signal that is a function of the incidence position of the light spot. Planar technology of silicon was used in the device manufacture, including ion implantation, diffusion, photolithography, film deposition and dielectric film growth. The electric characterization of the sensor includes static measurements, with the distribution of carriers in steady-state, dynamic measures, where the transient of the electric signal is analyzed and spectroscopic measurements to analyze the response of the sensor as a function of the wavelength of the incident light. Simulations of the manufacturing processes, technological steps parameters, carriers distributions and two-dimensional electric potential had been used for the optimization of the sensor characteristics.

Índice

1	Introdução	9
1.1	Microeletrônica.....	9
1.2	Tecnologia planar de silício.....	10
1.3	Sensores de silício	11
1.4	Sensores Óticos Sensíveis à posição	12
1.5	Objetivo deste trabalho.....	13
2	Física da junção p-n	15
2.1	Portadores de carga.....	15
2.1.1	Bandas de energia.....	15
2.1.2	Elétrons e lacunas	16
2.1.3	Semicondutor extrínseco	17
2.2	Fenômenos de transporte.....	21
2.2.1	Velocidade de deriva	21
2.2.2	Mobilidade.....	22
2.2.3	Resistividade.....	24
2.2.4	Difusão	26
2.3	Equações básicas na operação de dispositivos semicondutores	27
2.3.1	Densidade de corrente	27
2.3.2	Equações de continuidade	28
2.3.3	Injeção	29
2.4	Junção p-n.....	32
2.4.1	Região de carga espacial	32
2.4.2	Espessura da região de carga espacial	34
2.4.3	Nível de Fermi na junção p-n	38
2.5	Efeito Fotoelétrico	39
2.5.1	Absorção de radiação em silício.....	39

2.5.2	Efeito fotoelétrico numa junção p-n	42
2.5.3	Camada anti-refletora	45
2.6	Fototensão Lateral	47
2.6.1	Iluminação não uniforme.....	47
2.6.2	Iluminação não uniforme numa junção p-n.....	48
3	Fabricação dos dispositivos.....	51
3.1	Tecnologia planar do silício usada na fabricação do PSD.....	51
3.1.1	Limpeza das amostras.....	51
3.1.2	Oxidação térmica do silício	53
3.1.3	Litografia	55
3.1.3.1	O processo de fotolitografia	56
3.1.3.2	Aplicação de fotorresina.....	56
3.1.3.3	Alinhamento e exposição.....	57
3.1.4	Implantação Iônica	59
3.1.4.1	Distribuição dos dopantes.....	61
3.1.4.2	Recozimento e ativação de dopantes.....	63
3.1.5	Metalização.....	64
3.1.5.1	Deposição do alumínio	65
3.1.5.2	Formação de contatos ôhmicos	66
3.1.6	Ataques químicos	67
3.2	Fabricação do dispositivo	68
3.2.1	Projeto.....	68
3.2.2	Processos	69
4	Caracterização Experimental, Simulações e Otimização.....	73
4.1	Caracterização experimental.....	73
4.1.1	Medidas estáticas.....	73
4.1.1.1	Sistema de medidas	73
4.1.1.2	Função de transferência	74
4.1.1.3	Sensibilidade.....	77
4.1.1.4	Máximo sinal	80

4.1.1.5	Linearidade	81
4.1.1.6	Intensidade da iluminação	83
4.1.1.7	Espectroscopia	84
4.1.2	Medidas dinâmicas	85
4.1.2.1	Sistema de medidas	85
4.1.2.2	Tempo de recuperação	85
4.1.2.3	Intensidade	86
4.1.2.4	Posição da incidência do laser	88
4.2	Simulações	89
4.2.1	SUPREM-4GS	90
4.2.2	PISCES-2ET	92
4.2.2.1	Regime estático	95
4.2.2.2	Regime dinâmico	99
4.3	Otimização	102
4.3.1	Simulações	102
4.3.2	Experimental	105
5	Conclusões	111
6	Referências	113

1 Introdução

1.1 *Microeletrônica*

Os dispositivos microeletrônicos estão presentes em praticamente todos os bens produzidos pela indústria eletro-eletrônica, constituindo a base física de um dos setores econômicos mais dinâmicos do mundo e desempenhando um papel crítico no desenvolvimento de áreas estratégicas para a economia do país. A insuficiência de investimentos nacionais em pesquisa e desenvolvimento (P&D), entretanto, tem impedido o país de participar ativamente do processo de inovação tecnológica que resultou na contínua evolução da microeletrônica. Desta forma, a incorporação de novas tecnologias aos produtos brasileiros tem ocorrido pela importação massiva de componentes semicondutores (dispositivos e circuitos integrados), contribuindo para o aumento do déficit da balança comercial. No ano de 2001, por exemplo, os produtos eletrônicos importados custaram ao país 12,5 bilhões de dólares, podendo este custo subir para 40 bilhões de dólares em 2010, devido ao aumento da demanda e ao contínuo lançamento de novos produtos (ABINEE). Apesar da magnitude dos dados citados e da importância tecnológica deste setor estratégico, o país ainda não possui conhecimentos consolidados na área de processamento físico-químico de silício (atividades de desenvolvimento e produção de dispositivos eletrônicos em sala limpa), que constitui a base para a implantação da indústria de microeletrônica. O resultado desta carência é uma falta de competitividade do setor produtivo, que sofre com a concorrência dos produtos estrangeiros de alto valor agregado, especialmente em áreas como eletrônica embarcada e telecomunicações.

1.2 Tecnologia planar de silício

O grande desenvolvimento da indústria da microeletrônica começou a se dar com o aperfeiçoamento das técnicas de manipulação do material semicondutor, onde o Si, a partir da década de 60 rapidamente substituiu o Germânio, semicondutor de escolha até então, devido principalmente a ter maiores vantagens no seu processamento. Além disso, suas propriedades físicas e químicas fazem do Silício o semicondutor mais apropriado para o uso em diversas aplicações e hoje é o semicondutor utilizado em mais de 80% dos dispositivos microeletrônicos fabricados no mundo. O desenvolvimento da tecnologia planar foi um dos maiores avanços tecnológicos da história, pois possibilitou a manufatura de circuitos integrados com alta escala de integração dos componentes.

A tecnologia planar consiste em utilizar o Silício em forma de lâminas, processando a sua superfície, isto é, alterando suas propriedades, a fim de construir regiões eletricamente distintas sobre um mesmo substrato. Com esse processamento é possível construir componentes ativos ou passivos, que vão de simples resistores a transistores. Os componentes distribuídos na superfície do silício podem ser eletricamente contatados através da deposição de metais, possibilitando a construção de circuitos integrados e microprocessadores. Mais detalhes sobre o processamento do silício são mostrados no capítulo 3.

Apesar de a principal força motivadora do desenvolvimento da tecnologia planar de Si ser a obtenção de dispositivos mais rápidos, mais compactos, com maior capacidade de processamento e armazenamento, diversos trabalhos e produtos foram desenvolvidos a partir do começo da década de 80 [1] na área de transdutores semicondutores utilizando os mesmos processos dos anteriores. O uso dos processos padrões de construção de circuitos

integrados permitiu também a construção de diversos sensores semicondutores em uma mesma lâmina de silício, aumentando seu desempenho por menor custo, o que alavancou e diversificou esse mercado.

1.3 Sensores de silício

As propriedades físicas e químicas do silício são exploradas para o sensoriamento de diversas formas de estímulos, como por exemplo, sinais magnéticos, elétricos, mecânicos, térmicos e radiantes. Entre essas propriedades, a principal é o fato de o silício ser um material semicondutor. Sua banda proibida é de aproximadamente 1,1 eV a temperatura ambiente. Essa característica, para o uso em dispositivos transdutores óticos, é sem dúvida a mais explorada e a que encontra aplicações nas mais diversas áreas. A existência de banda proibida no silício permite a transformação de luz em sinal elétrico, absorvendo fótons e criando pares elétron-lacuna (ver capítulo 2). Esse efeito é usado nos mais diversos dispositivos fotossensíveis, sendo que os principais detectores óticos podem ser classificados em dois grupos que diferem pelo mecanismo físico envolvido no processo de detecção. O primeiro grupo consiste de detectores térmicos onde a radiação é detectada através do calor produzido no dispositivo pela radiação e o segundo grupo onde existe a interação entre os fótons incidentes e os elétrons do material que constitui o sensor. Este segundo grupo ainda pode ser dividido em três categorias: os fotoemissivos, os fotocondutivos e os dispositivos de junção. Entre esses, os últimos são os que terão relevância neste trabalho, e incluem células fotovoltaicas, fototransistores e fotodiodos.

Diversos dispositivos foram desenvolvidos recentemente usando o princípio de funcionamento de um fotodiodo para detectar outros tipos de estímulo, como, por exemplo, medidas espaciais de posição ou movimento. Detectores óticos capazes de detectar algum

tipo de característica espacial existem para diferentes aplicações e são chamados na literatura de detectores sensíveis a posição, PSDs (sigla em inglês para *Position Sensitive Detector*).

1.4 Sensores Óticos Sensíveis à posição

Essa classe de dispositivos abrange diferentes tipos de transdutores com uma característica em comum: realizam determinada medida espacial, seja ela de que natureza for, com o uso de detectores fotossensíveis. Esses dispositivos podem ser classificados em dois grupos, o primeiro onde se utiliza apenas a característica fotossensível do fotodiodo, com diferentes montagens do mesmo e um segundo grupo onde é usado o efeito de fototensão lateral para detectar posição.

Entre os dispositivos do primeiro grupo, os mais simples são o tipo que usa um único fotodiodo, que é iluminado constantemente e qualquer objeto opaco, colocado entre a fonte de luz e o fotossensor, é detectado pela diminuição da área onde a luz incide e conseqüentemente do sinal elétrico resultante dela.

Dois fotodiodos colocados lado a lado podem formar o dispositivo conhecido como dupla célula, onde um feixe de luz incidente sobre ele é absorvido individualmente por cada um dos elementos e o deslocamento do feixe de luz sobre o dispositivo é detectado por incidir assimetricamente nas duas células. Semelhante a esse dispositivo, porém bi-dimensional, é conhecido como sensor de quadrante, onde quatro fotodiodos são arranjados simetricamente ao redor do centro, a fim de determinar em que quadrante se encontra ou se deslocou o feixe de luz incidente.

Dispositivos mais complexos com muitos elementos fotossensíveis dispostos em forma de uma rede ou malha podem ser construídos. Como exemplo, temos os

dispositivos de acoplamento de carga (CCD) e a malha CMOS, utilizados atualmente para captação digital de imagens.

Já o segundo grupo, o que utiliza o efeito de fototensão lateral, constitui-se de dispositivos com apenas um elemento fotossensível e são capazes de determinar a posição do centro de um feixe de luz incidindo sobre a superfície do sensor. Isso se dá pela geração de uma tensão que varia espacialmente ao longo do sensor, como está explicado em mais detalhes na seção 2.6.

1.5 Objetivo deste trabalho

Utilizando a infra-estrutura e a tecnologia disponível no laboratório de Microeletrônica da UFRGS, projetamos e desenvolvemos um sensor ótico sensível à posição que utiliza o efeito de fototensão lateral, construído com tecnologia planar de silício. Foi feita a caracterização elétrica e ótica do sensor fabricado usando equipamentos elétricos e óticos dos laboratórios de Microeletrônica e de Óptica e Laser. Também foram feitas simulações do funcionamento do dispositivo no software PISCES-2ET e posterior otimização das características.

No capítulo 2, apresentamos alguns aspectos básicos dos princípios físicos do funcionamento de uma junção p-n, os fenômenos de transporte dos portadores de carga no semicondutor, equações básicas que regem o funcionamento de dispositivos eletrônicos construídos em silício, estudo do efeito fotoelétrico e os princípios do efeito de fototensão lateral.

No capítulo 3 estão apresentados a tecnologia planar do silício usada na fabricação do fotodetector sensível à posição.

No capítulo 4, são mostrados os resultados experimentais da caracterização elétrica e ótica do sensor, simulações dos processos de fabricação e do seu funcionamento e as mudanças feitas na lista tecnológica visando o melhoramento do fotodetector.

No capítulo 5 estão apresentadas as conclusões do trabalho.

2 Física da junção p-n

2.1 Portadores de carga

2.1.1 Bandas de energia

A estrutura de bandas de um sólido cristalino é obtida resolvendo a equação de Schrödinger para um elétron, usando o teorema de Bloch para a periodicidade da energia potencial [2-4]. O resultado é que os níveis de energia dos elétrons são agrupados em bandas e isto representa uma das mais importantes aplicações da mecânica quântica. As bandas são separadas por intervalos de energia onde os elétrons não podem permanecer por falta de níveis disponíveis. Esses intervalos de energia são chamados bandas proibidas

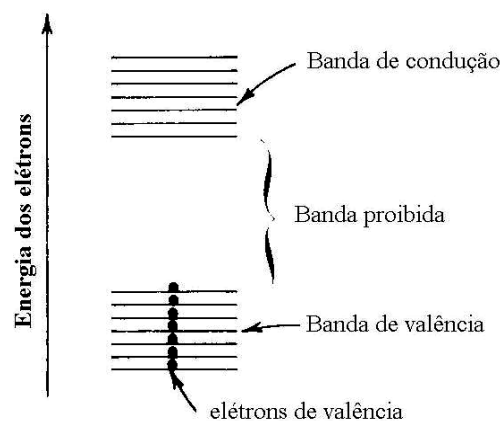


Figura 2.1: Representação esquemática das bandas de energia para elétrons em um semiconductor ilustrando as bandas de energia e a banda proibida.

(figura 2.1).

Uma das bandas proibidas fica situada entre a banda de valência (a banda completa de maior energia), onde ficam os elétrons de valência e a banda de condução (parcialmente preenchida). O fenômeno de condução (adição de momentum aos elétrons) só é possível

para elétrons na banda de condução. À temperatura 0K, para um semicondutor intrínseco, todos os elétrons estão na banda de valência. Se energia é dada ao sistema, elétrons podem ser promovidos à banda de condução, deixando na banda de valência um déficit de elétrons. Esse déficit é chamado lacuna. Um elétron, na banda de valência, vizinho a essa ligação não completa pode se mover para ela, constituindo uma condução na banda de valência que pode ser interpretada como o movimento da lacuna na direção oposta à direção do movimento do elétron. Assim, os fenômenos de transporte podem ser estudados levando em conta dois tipos de portadores, elétrons e lacunas.

2.1.2 Elétrons e lacunas

Em semicondutores intrínsecos, elétrons de condução e lacunas se originam apenas pela quebra das ligações eletrônicas. Assim, a concentração de elétrons na banda de condução (n), é igual a concentração de lacunas na banda de valência (p). Essas grandezas são chamadas de concentrações intrínsecas de portadores n_i do semicondutor, tal que

$$n = p = n_i \quad 2.1$$

Para um semicondutor intrínseco, o número de níveis ocupados na banda de condução é dada por

$$n = \int_{E_C}^{E_{top}} N(E)F(E)dE \quad 2.2$$

onde E_C é a energia no fundo da banda de condução e E_{top} é a energia no topo da banda. A densidade de estados $N(E)$, pode ser aproximada pela densidade próxima ao fundo da banda de condução (N_C) e $F(E)$ é a função de distribuição de Fermi-Dirac, dada por

$$F(E) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E - E_F}{kT}\right)} \quad 2.3$$

onde k é a constante de Boltzmann, T é a temperatura absoluta e E_F é a energia de Fermi.

Resolvendo a equação (2.2), para semicondutores não degenerados, ou seja, para energias de Fermi menores do que alguns kT , obtemos

$$n = N_C \exp\left(-\frac{E_C - E_F}{kT}\right) \quad 2.4$$

Similarmente, podemos obter a densidade de lacunas na banda de valência

$$p = N_V \exp\left(-\frac{E_F - E_V}{kT}\right) \quad 2.5$$

onde N_V é a densidade dos estados no topo da banda de valência, e E_V é a energia do topo dessa banda.

A energia de Fermi, para um semicondutor intrínseco pode ser obtida da equação (2.1) igualando as equações (2.4) e (2.5):

$$E_F = E_i = \frac{E_C + E_V}{2} + \frac{kT}{2} \ln\left(\frac{N_V}{N_C}\right) \quad 2.6$$

2.1.3 Semicondutor extrínseco

Em semicondutores dopados com impurezas aceitadoras ou doadoras, níveis de energia dessas impurezas são introduzidos na banda proibida. Essa dopagem ocorre quando átomos com número de elétrons de valência diferentes do silício são introduzidos em sítios da rede. Se a impureza tem mais de 4 elétrons a serem compartilhados, pelo menos um elétron fica em excesso nas ligações covalentes com os átomos de silício vizinhos e esse dopante é dito ser doador. Os elétrons excedentes ficam fracamente ligados à impureza, e recebendo uma pequena energia, podem ser elevados à banda de condução. O mesmo

raciocínio pode ser usado quando a impureza tem menos de 4 elétrons na banda de valência. As ligações não completas se comportam como lacunas e com uma pequena energia caem para a banda de valência. Um esquema básico dessas ligações, juntamente com os respectivos diagramas de energia pode ser visto na figura 2.2.

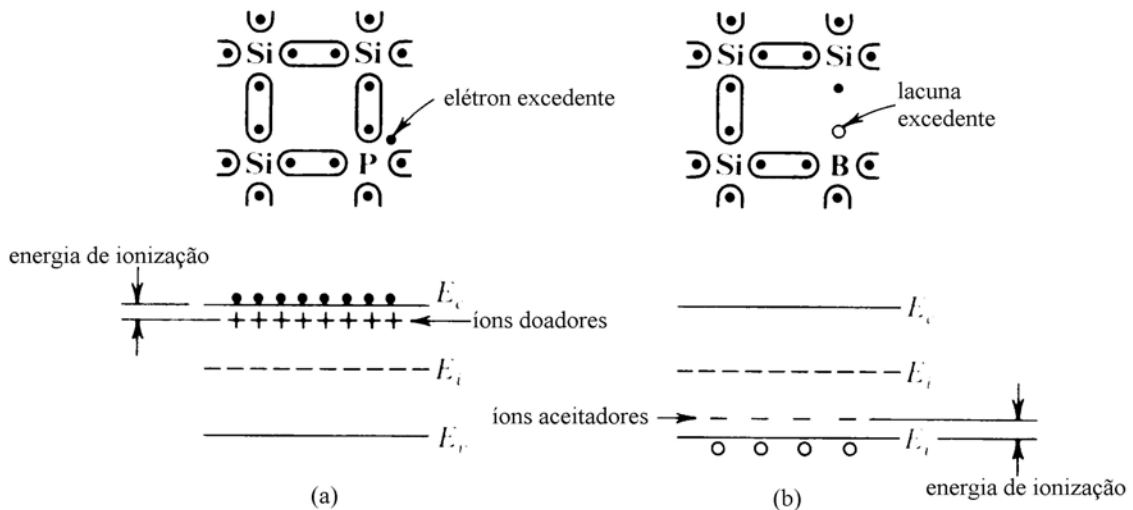


Figura 2.2: Representação esquemática das ligações químicas na rede do silício e das bandas de energia para um semiconductor extrínseco.

As energias de ionização de várias impurezas no silício são mostradas na figura 2.3. Os principais dopantes aceitadores são boro e alumínio e doadores são fósforo e arsênio. As energias de ionização desses dopantes são pequenas e com temperatura ambiente, o cristal

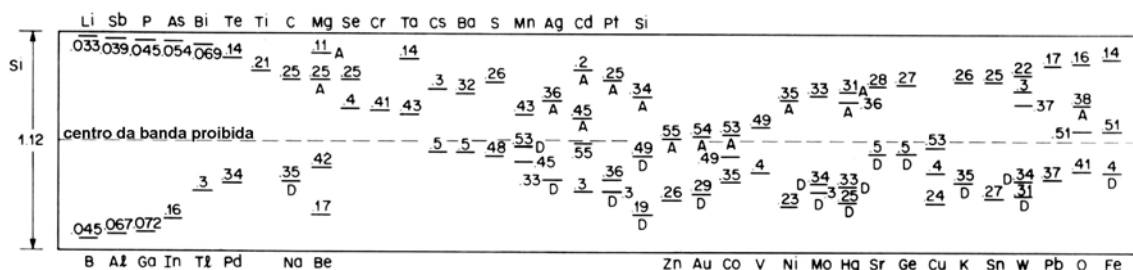


Figura 2.3: Banda proibida do silício mostrando as energias de ionização para várias impurezas. Os valores indicam a energia mínima, em eV, necessária para ionizar o nível. Os níveis abaixo do centro da banda proibida são medidos em relação ao topo da banda de valência e são níveis aceitadores a menos que indicados por D, os quais são doadores. Os níveis acima do centro da banda proibida são medidos do fundo da banda de valência e são impurezas doadoras menos os indicados por A que são aceitadores^{3,4}.

de silício produz suficiente energia vibracional (fônons) para ionizar completamente esses níveis [5-6].

O nível de Fermi, como visto na equação 2.6 está situado perto do centro da banda proibida para semicondutores intrínsecos. A figura 2.4a ilustra essa situação, mostrando esquematicamente da esquerda pra direita, o diagrama de bandas simplificado, a densidade de estados $N(E)$, a função de distribuição de Fermi-Dirac e a concentração de portadores de carga. Com a introdução de impurezas, o nível de Fermi deve se ajustar. As situações para tipo-p e tipo-n são mostradas nas figuras 2.4b e 2.4c respectivamente.

Quando impurezas são adicionadas ao cristal, por exemplo, doadores com concentração N_D (cm^{-3}) e aceitadores com concentração N_A (cm^{-3}), para preservar a neutralidade elétrica, o número total de cargas negativas (elétrons e aceitadores ionizados) deve ser igual ao número de cargas positivas (lacunas e doadores ionizados), nesse caso

$$n + N_A^- = N_D^+ + p \quad 2.7$$

onde N_D^+ é o número de doadores ionizados, dado por [7]

$$N_D^+ = N_D \left[1 - \frac{1}{1 + \frac{1}{2} \exp\left(\frac{E_D - E_F}{kT}\right)} \right] \quad 2.8$$

e N_A^- é o número de aceitadores ionizados, dado por

$$N_A^- = \frac{N_A}{1 + 4 \exp\left(\frac{E_A - E_F}{kT}\right)} \quad 2.9$$

Para um semicondutor em equilíbrio, é sempre válida a relação conhecida como lei da ação das massas, dada por

$$np = n_i^2$$

2.10

que pode ser verificada em todos os três casos mostrados na figura 2.4.

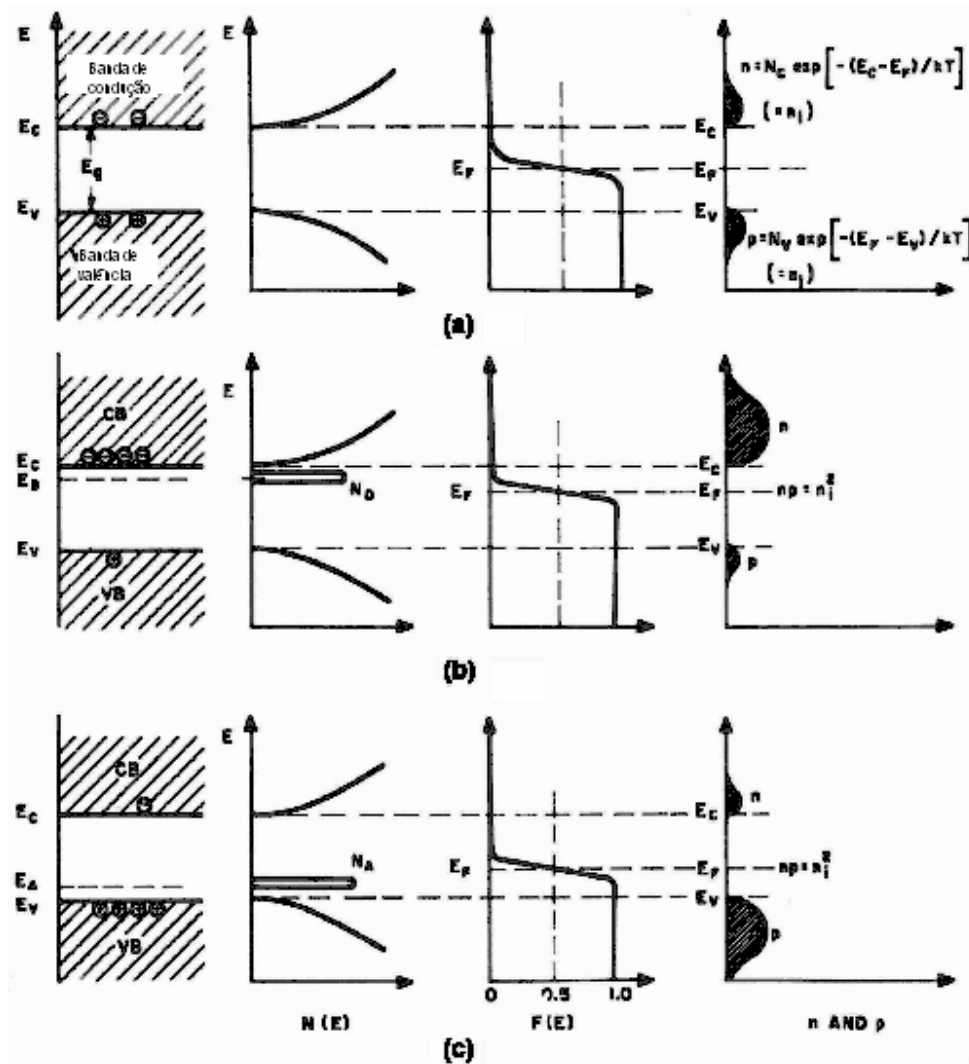


Figura 2.4: Desenho esquemático do diagrama de bandas, densidade de estados, distribuição de Fermi-Dirac e concentração de portadores para (a) semiconductor intrínseco, (b) semiconductor tipo-n e (c) semiconductor tipo-p, todos em equilíbrio térmico.

Para calcular o nível de Fermi no caso de um semiconductor tipo-n, é considerado o sistema estando numa temperatura onde todas as impurezas estão ionizadas. Usando a equação (2.7) e (2.10), encontramos a concentração de elétrons em um semiconductor tipo-n, em equilíbrio:

$$n_{n_0} = \frac{1}{2} \left[(N_D - N_A) + \sqrt{(N_D - N_A)^2 + 4n_i^2} \right] \quad 2.11$$

que é $\approx N_D$ se $|N_D - N_A| \gg n_i$ e $N_D \gg N_A$. A concentração de lacunas é dada por

$$p_{n_0} = \frac{n_i^2}{n_{n_0}} \approx \frac{n_i^2}{N_D} \quad 2.12$$

Similarmente, para tipo-p, a concentração de lacunas é dada por

$$p_{p_0} = \frac{1}{2} \left[(N_A - N_D) + \sqrt{(N_A - N_D)^2 + 4n_i^2} \right] \quad 2.13$$

que é $\approx N_A$ se $|N_A - N_D| \gg n_i^2$ e $N_A \gg N_D$. E a concentração de elétrons é

$$n_{p_0} = \frac{n_i^2}{p_{p_0}} \approx \frac{n_i^2}{N_A} \quad 2.14$$

Nas equações acima, os índices n e p referem-se ao tipo de semicondutor, e o índice 0 refere-se à condição de equilíbrio térmico. Para semicondutores tipo-n, elétrons são referidos como portadores majoritários e lacunas são chamados portadores minoritários e para semicondutores tipo-p, lacunas são majoritários e elétrons são minoritários.

2.2 Fenômenos de transporte

2.2.1 Velocidade de deriva

Na ausência de campo elétrico aplicado ao semicondutor os portadores de carga realizam um movimento térmico aleatório, sem nenhum deslocamento líquido sobre períodos suficientemente longos. Se um campo elétrico é aplicado, uma componente adicional na velocidade dos portadores se superpõe ao movimento térmico. Essa componente adicional da velocidade, chamada velocidade de deriva, terá direção oposta ao

campo para elétrons e o contrário para lacunas. O campo elétrico impõe uma aceleração a nos portadores que é dada pela segunda lei de Newton

$$a = \frac{q\xi}{m^*} \quad 2.15$$

onde ξ é o campo elétrico aplicado, m^* é a massa efetiva e q a carga do elétron. A massa efetiva é a quantidade que toma o lugar da massa do elétron, levando em conta efeitos da rede cristalina sobre a inércia dos portadores. Se o tempo médio entre colisões é t_{col} , então a velocidade de deriva média dos elétrons será

$$\bar{v}_d = \frac{q\xi}{2m^*} t_{col} = \mu\xi \quad 2.16$$

onde μ , a constante de proporcionalidade entre \bar{v}_d e o campo elétrico, é definida como a mobilidade do portador em $cm^2/V \cdot s$.

2.2.2 Mobilidade

O intervalo entre os espalhamentos dos portadores é determinado pelos vários mecanismos pelos quais os portadores perdem sua velocidade. A probabilidade de colisão é tomada em unidades temporais, $1/t_{col}$, e é a soma das probabilidades de colisões dos diferentes mecanismos, isto é,

$$\frac{1}{t_{col}} = \frac{1}{t_{col(i)}} + \frac{1}{t_{col(r)}} \quad 2.17$$

onde $t_{col(i)}$ e $t_{col(r)}$, representam mecanismos de espalhamento pelas impurezas e pelas vibrações da rede, respectivamente. Esses são os dois principais espalhadores para os portadores [8-9]. Em termos da mobilidade, podemos escrever

$$\mu = \left(\frac{1}{\mu_i} + \frac{1}{\mu_r} \right)^{-1} \quad 2.18$$

onde μ_i é a mobilidade assumindo apenas a interação com as impurezas ionizadas e μ_r é a mobilidade assumindo apenas a interação com fônons da rede .

Tendo em vista a dependência da mobilidade com o espalhamento devido às colisões entre os portadores e as impurezas no cristal, a dependência com a concentração de dopantes fica explícita. Quanto maior a concentração de dopantes menor será a mobilidade dos portadores, como pode ser visto na figura 2.5.

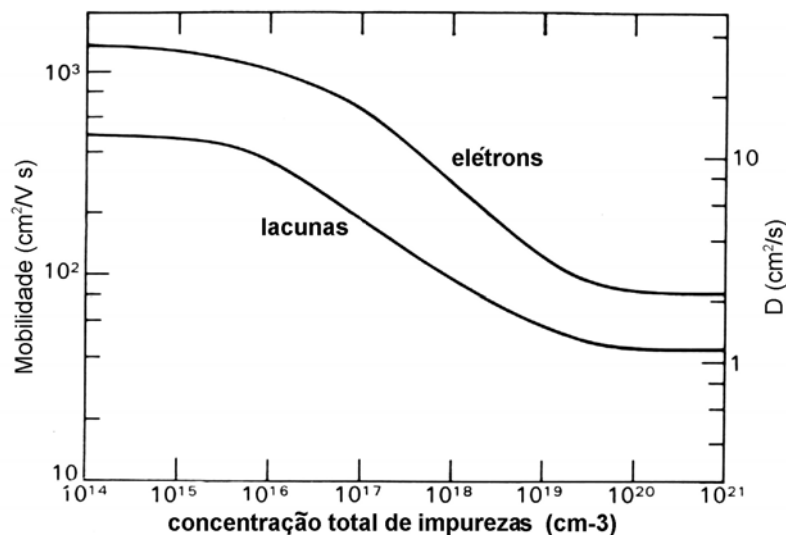


Figura 2.5: O efeito da concentração total de impurezas na mobilidade dos portadores em silício a temperatura ambiente. Também mostrados estão os valores correspondentes da difusividade.

As colisões devido ao espalhamento por fônons da rede implicam numa dependência da mobilidade com a temperatura. Com o aumento da temperatura, há um acréscimo na energia vibracional da rede e a conseqüente diminuição da mobilidade. Em baixas temperaturas, o mecanismo dominante é o de espalhamento por impurezas, que tende a diminuir a mobilidade quando a temperatura diminui. Exemplo de um resultado

experimental da influência da temperatura na mobilidade dos portadores está mostrado na figura 2.6 [10].

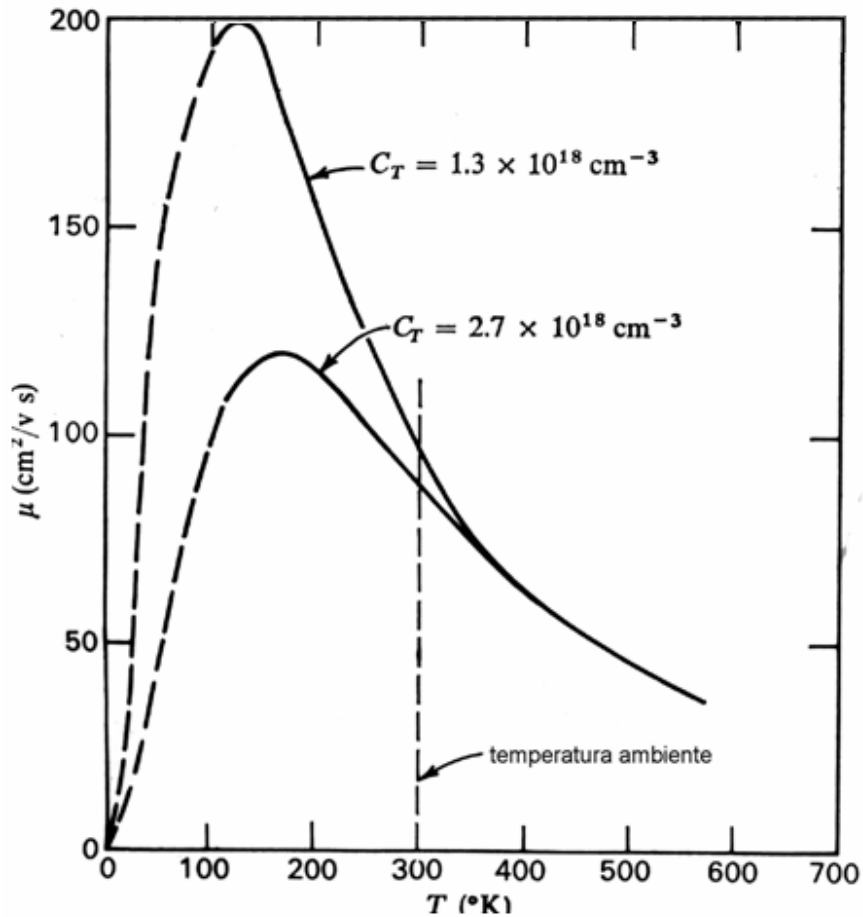


Figura 2.6: Efeito da temperatura na mobilidade dos portadores no silício para duas diferentes concentrações totais de portadores (C_T).

2.2.3 Resistividade

Consideremos um semiconductor homogeneamente dopado tipo-n, onde uma diferença de potencial é aplicada entre dois pontos. Esse potencial causa uma curvatura nas bandas de energia como na figura 2.7. Como resultado dessa curvatura, os elétrons da banda de condução são acelerados para a região de maior potencial, caracterizando uma corrente elétrica nessa direção.

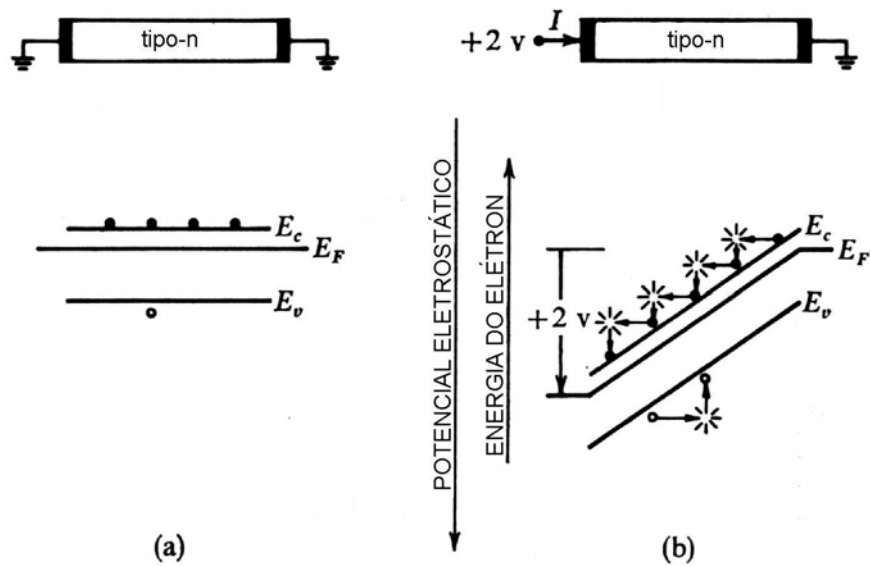


Figura 2.7: Ilustração do processo de condução em um semiconductor tipo-n.

A resistividade ρ é definida como a constante de proporcionalidade entre o campo elétrico e a densidade de corrente J :

$$\xi = \rho J \tag{2.19}$$

Seu valor recíproco é a condutividade, $\sigma = 1/\rho$, e

$$J = \sigma \xi \tag{2.20}$$

Para semicondutores com ambos elétrons e lacunas como portadores, obtemos:

$$\rho = \frac{1}{\sigma} = \frac{1}{q(\mu_n n + \mu_p p)} \tag{2.21}$$

Apesar de as mobilidades diminuírem com o aumento das concentrações de portadores, os produtos $\mu_n n$ e $\mu_p p$ aumentam. Dessa forma, também a resistividade decresce com o aumento da concentração de dopantes. Um exemplo da dependência da

resistividade para dois materiais, tipo-n e tipo-p, como função da concentração de dopantes está mostrado na figura 2.8.

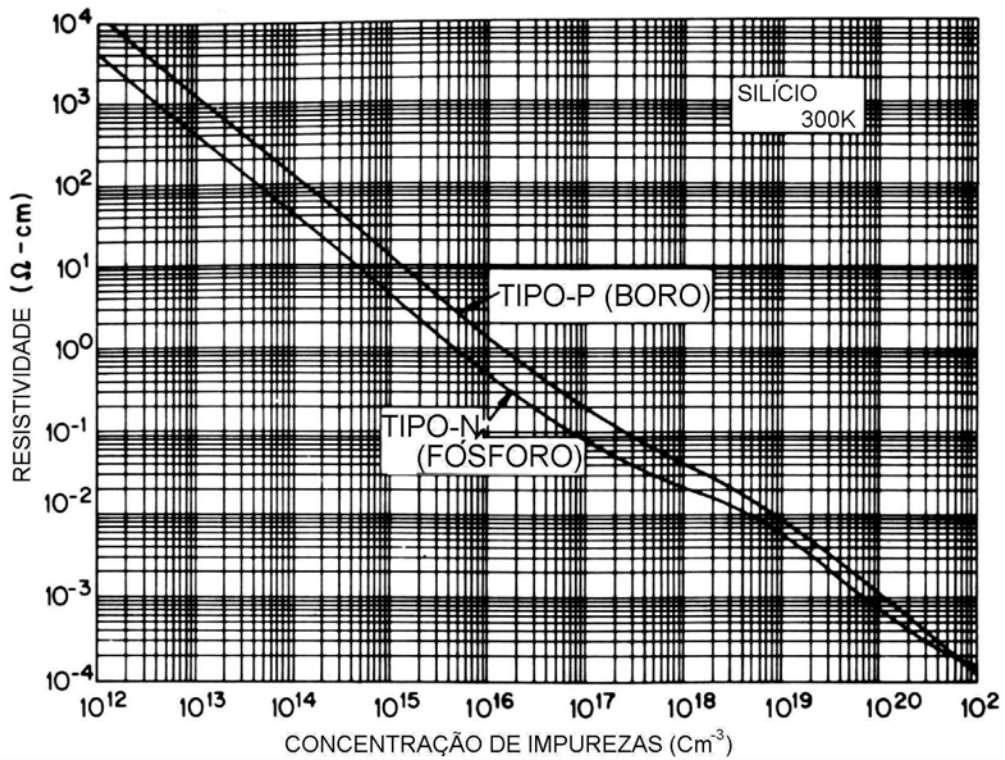


Figura 2.8: Curvas de Irwin. Resistividade em função da concentração de impurezas para silício a 300K.

2.2.4 Difusão

As discussões precedentes levavam em conta o caso de concentração uniforme de portadores e o movimento dos elétrons se dava pela influência de um campo elétrico aplicado. Se a concentração de portadores não é uniforme, elétrons difundem sob a influência do gradiente de concentração. Esse movimento leva a uma contribuição para o fluxo de elétrons do tipo

$$\vec{J}_n = qD_n \nabla n \quad 2.22$$

onde \vec{J}_n é a densidade de corrente devido à difusão dos elétrons, ∇n é o gradiente de concentração dos elétrons e D_n é o coeficiente de difusão dos elétrons, que se relaciona com a mobilidade pela relação de Einstein:

$$D_n = \frac{kT}{q} \mu_n \quad 2.23$$

A difusividade de elétrons a temperatura ambiente pode ser obtida da figura 2.5, onde o eixo do lado direito é rotulado em termos do coeficiente de difusão.

2.3 Equações básicas na operação de dispositivos semicondutores

2.3.1 Densidade de corrente

Sob condições de gradiente de concentração de portadores e campo elétrico aplicado, as densidades de corrente para elétrons e lacunas são dadas por [11]

$$\vec{J}_n = q\mu_n n \xi + qD_n \nabla n \quad 2.24$$

$$\vec{J}_p = q\mu_p p \xi - qD_p \nabla p \quad 2.25$$

As densidades de corrente são compostas por dois termos, um termo referente à componente de deriva causado pelo campo elétrico e outro referente à difusão dos portadores devido ao gradiente de concentração. A corrente de condução J_{cond} em um dispositivo é a soma das contribuições de elétrons e lacunas, dada por

$$\vec{J}_{cond} = \vec{J}_n + \vec{J}_p \quad 2.26$$

Para o caso unidimensional e semiconductor não degenerado, as equações de densidade de corrente se reduzem a

$$J_n = q\mu_n n\xi + qD_n \frac{\partial n}{\partial x} = q\mu_n \left(n\xi + \frac{kT}{q} \frac{\partial n}{\partial x} \right) \quad 2.27$$

$$J_p = q\mu_p p\xi - qD_p \frac{\partial p}{\partial x} = q\mu_p \left(p\xi - \frac{kT}{q} \frac{\partial p}{\partial x} \right) \quad 2.28$$

Estas equações são válidas para campos relativamente fracos. Quando um campo elétrico suficientemente forte é aplicado, os portadores podem atingir uma velocidade de deriva de saturação v_s e esta velocidade deve substituir o termo $\mu\xi$ nas equações acima.

2.3.2 Equações de continuidade

Levando em conta a lei de conservação de cargas elétricas, chegamos às equações de continuidade de carga. A variação de portadores se dá pela geração ou recombinação de portadores ou pelo movimento desses pra dentro ou fora da região considerada. A variação da concentração de elétrons e lacunas no tempo em uma determinada região do espaço é dada por

$$\frac{\partial n}{\partial t} = G_n - U_n + \frac{1}{q} \nabla \cdot \vec{J}_n \quad 2.29$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = G_p - U_p - \frac{1}{q} \nabla \cdot \vec{J}_p \quad 2.30$$

onde G_n e G_p são as taxas de geração de elétrons e lacunas, respectivamente, U_n e U_p são as taxas de recombinação para elétrons no semiconductor tipo-p e lacunas no semiconductor tipo-n, respectivamente. A geração de portadores pode ser causada por excitação ótica com fótons de alta energia como será visto em detalhes na seção 2.5 ou por ionização de

impacto de outros portadores quando sujeitos a campos elétricos fortes. Quando a quantidade de portadores minoritários em excesso (relativo a condição de equilíbrio) é muito menor do que a concentração de portadores majoritários, a taxa de recombinação de elétrons no semiconductor tipo-p U_n pode ser aproximada por $(n_p - n_{p0})/\tau_n$. Da mesma forma U_p pode ser aproximado por $(p_n - p_{n0})/\tau_p$. τ_n e τ_p representam o tempo de vida dos portadores minoritários. Nessas condições, para o caso unidimensional, as equações 2.29 e 2.30 se reduzem a:

$$\frac{\partial n_p}{\partial t} = G_n - \frac{n_p - n_{p0}}{\tau_n} + n_p \mu_n \frac{\partial \xi}{\partial x} + \mu_n \xi \frac{\partial n_p}{\partial x} + D_n \frac{\partial^2 n_p}{\partial x^2} \quad 2.31$$

$$\frac{\partial p_n}{\partial t} = G_p - \frac{p_n - p_{n0}}{\tau_p} - p_n \mu_p \frac{\partial \xi}{\partial x} - \mu_p \xi \frac{\partial p_n}{\partial x} + D_p \frac{\partial^2 p_n}{\partial x^2} \quad 2.32$$

2.3.3 Injeção

A criação ou inclusão de portadores no semiconductor constitui uma injeção. Nessa situação de excesso de portadores, a condição $np = n_i^2$ é violada. O semiconductor fica fora do equilíbrio e depois de cessados os mecanismos responsáveis pela injeção, tende a retornar à situação de equilíbrio. Injeção fraca ou de baixo nível é chamado o processo onde o excesso de portadores majoritários é desprezível frente ao número de portadores majoritários em equilíbrio. Caso contrário, a injeção é dita forte. O mecanismo de injeção relevante a este trabalho é dado pela geração de portadores fotoexcitados e será explicado em detalhes na seção 2.5.

A fim de analisar o decaimento de portadores fotoexcitados, considere uma amostra tipo-n uniformemente iluminada e com taxa de geração constante em qualquer profundidade. A variação de portadores minoritários no tempo é dada por

$$\frac{dp_n}{dt} = G_L + G_T - R \quad 2.33$$

onde G_L e G_T representam as taxas de geração de portadores fotoexcitados e térmicos respectivamente e R é a taxa total de recombinação. Podemos tratar o problema em função de uma recombinação líquida de portadores $U \equiv R - G_T$. Assumindo a relação mais simples, em que U é proporcional ao excesso de portadores [12], a equação 2.33 fica

$$\frac{dp_n}{dt} = G_L - \frac{p_n - p_{n_0}}{\tau_p} \quad 2.34$$

Quando o número de portadores fotoexcitados é igual ao número de portadores recombinados, temos a condição de equilíbrio dinâmico, onde $dp_n/dt = 0$ e

$$p_n = p_{n_0} + \tau_p G_L \quad 2.35$$

Se em um tempo arbitrário, digamos $t=0$, a iluminação é subitamente desligada, a geração de portadores fotoexcitados cessa. Usando a condição $p_n(0) = p_{n_0} + \tau_p G$ e $p_n(t \rightarrow \infty) = p_{n_0}$, a equação diferencial fica

$$\frac{dp_n}{dt} = - \frac{p_n - p_{n_0}}{\tau_p} \quad 2.36$$

e a solução é

$$p_n(t) = p_{n_0} + \tau_p G_L e^{-t/\tau_p}. \quad 2.37$$

A figura 2.9 mostra um desenho esquemático da situação apresentada acima e a variação de p_n no tempo.

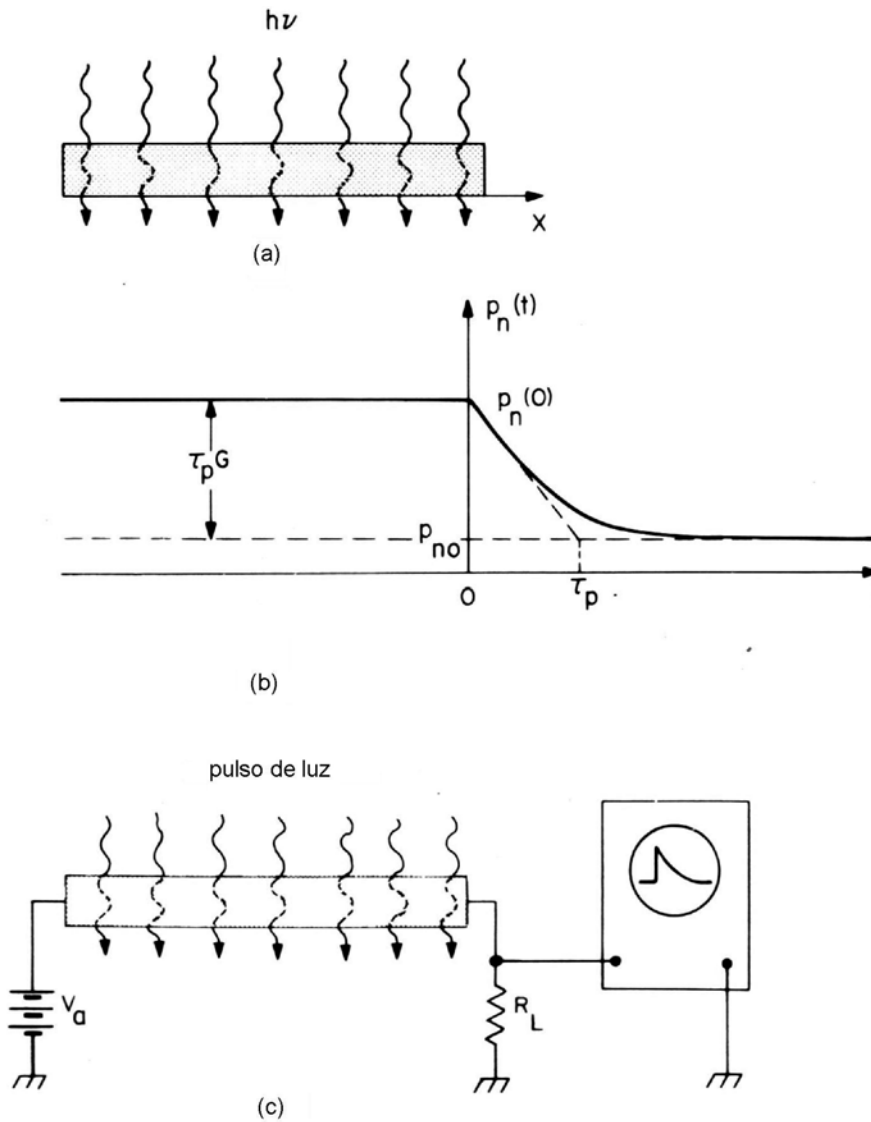


Figura 2.9: Decaimento de portadores fotoexcitados. (a) amostra tipo-n sob iluminação constante. (b) Decaimento de portadores minoritários (lacunas) com o tempo. (c) Diagrama esquemático da configuração experimental para medida do tempo de vida de portadores minoritários

2.4 Junção p-n

Até aqui foram tratados semicondutores homogêneos tipo-p ou tipo-n, entretanto a maioria dos dispositivos faz uso de regiões de ambos os tipos no mesmo substrato. A junção entre as duas regiões faz o semicondutor ter propriedades elétricas muito importantes e úteis para o funcionamento de dispositivos eletrônicos.

2.4.1 Região de carga espacial

Também chamada de zona de depleção, esta região é formada quando semicondutores tipo-p e tipo-n se encontram. Essa região se estende dos dois lados da junção e para investigar a sua formação, vamos considerar um semicondutor tipo-p fortemente dopado, que é encostado a outro semicondutor tipo-n como na figura 2.10.

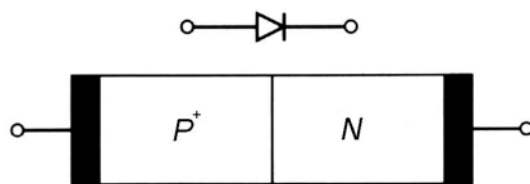


Figura 2.10: Esquema de um diodo de junção e seu símbolo.

Como existe uma grande diferença de concentração entre elétrons e lacunas de um lado para o outro, existe uma difusão de portadores majoritários de um lado para o outro como na figura 2.11 e posterior recombinação. Para cada elétron que deixa a região tipo-n pela difusão, um doador positivamente ionizado fica não compensado e para cada lacuna que deixa o semicondutor tipo-p, existe um aceitador negativamente ionizado não compensado.

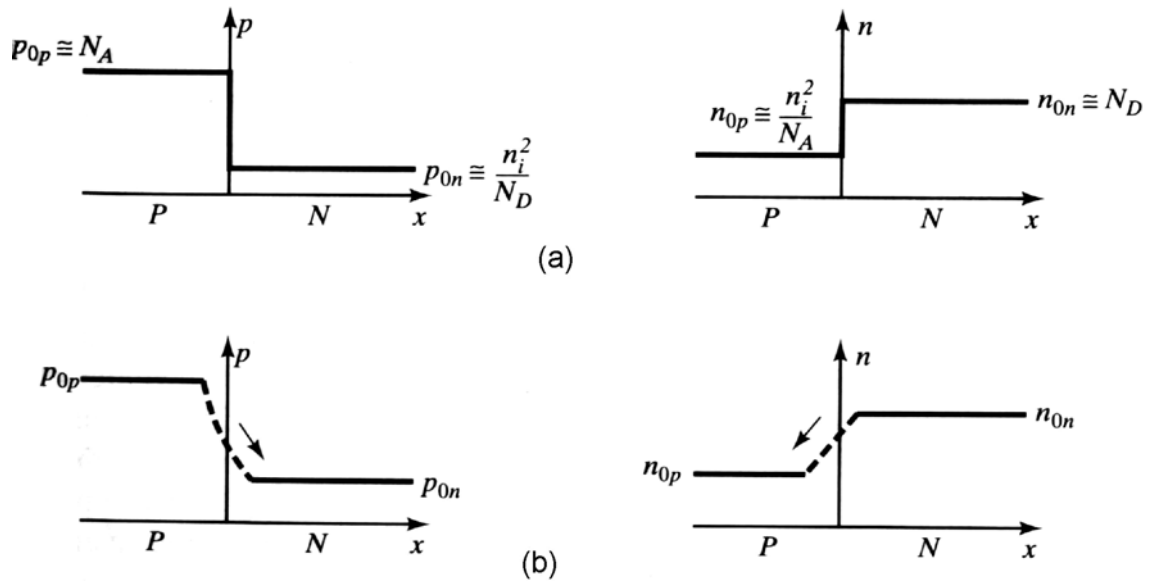


Figura 2.11: (a) Densidade de portadores e dopantes antes do contato entre o semiconductor tipo-p e o semiconductor tipo-n. (b) Densidade de portadores após o contato mostrando a difusão de portadores.

Os íons não compensados situam-se próximo à junção formando um campo elétrico que serve de barreira à difusão dos portadores. Como resultado, uma região neutra tipo-p e uma região neutra tipo-n são separadas por essa região de íons não compensados, a zona de depleção. O campo elétrico formado força lacunas da região tipo-n a se moverem para a região tipo-p e elétrons da região tipo-p para a tipo-n. A difusão de portadores ainda continua, mas quando o campo elétrico formado é suficiente para que a corrente de portadores no sentido contrário se iguale a corrente devido à difusão, o sistema atinge a situação de equilíbrio. O potencial para que isso ocorra é chamado de tensão *built-in*. Pela existência desse potencial, as bandas de energia sofrem uma curvatura. A figura 2.12 mostra essa situação de equilíbrio e o potencial formado. A figura 2.13 mostra a conseqüente curvatura das bandas de energia.

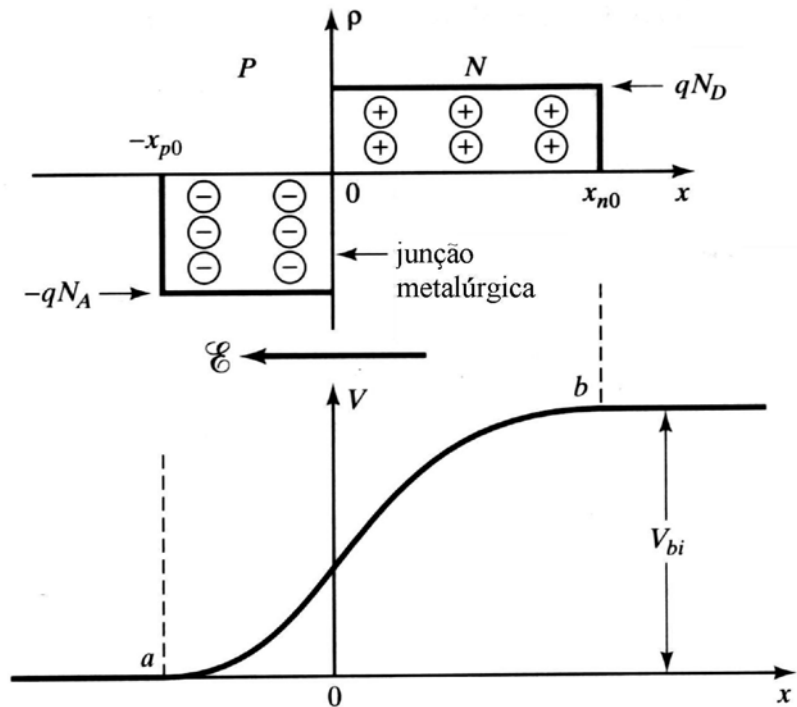


Figura 2.12: Região de carga espacial, direção do campo elétrico e tensão *built-in* em equilíbrio térmico.

2.4.2 Espessura da região de carga espacial

Uma vez em equilíbrio térmico, o campo elétrico nas regiões neutras, longe da zona de depleção, deve ser zero. A carga total negativa na região de carga espacial tipo-p deve ser igual à carga total na região de carga espacial tipo-n:

$$N_A x_p = N_D x_n \quad 2.38$$

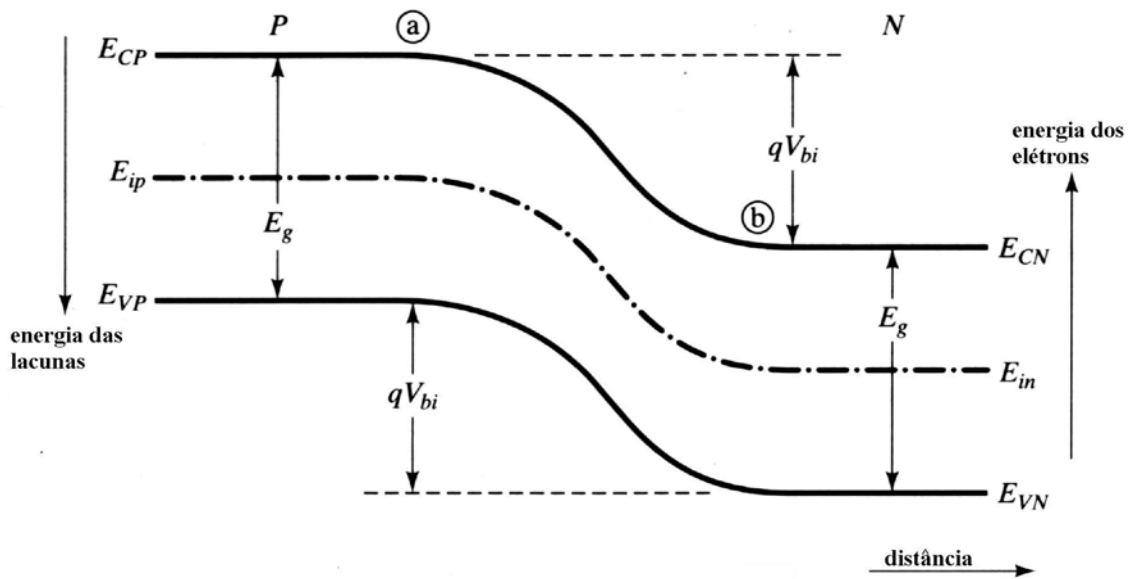


Figura 2.13: Curvatura das bandas de energia.

onde N_A e N_D são as concentrações de aceitadores e doadores nas regiões tipo-p e tipo-n respectivamente. x_p e x_n são as distâncias das zonas neutras até a junção nas regiões tipo-p e tipo-n respectivamente. A figura 2.14 mostra a distribuição de carga espacial, campo elétrico, potencial e bandas de energia para o caso de uma junção abrupta como a descrita na seção 2.4.1.

O potencial devido às cargas elétricas na zona de depleção é dado pela equação de Poisson:

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} = -\frac{\rho}{\epsilon_{Si}} \quad 2.39$$

onde φ é o potencial escalar e ρ é a densidade de cargas. Uma vez que a dopagem é uniforme, temos um campo elétrico máximo ξ_m em $x=0$ que é dado por

$$|\xi_m| = \frac{q}{\epsilon_{si}} N_D x_n = \frac{q}{\epsilon_{si}} N_A x_p$$

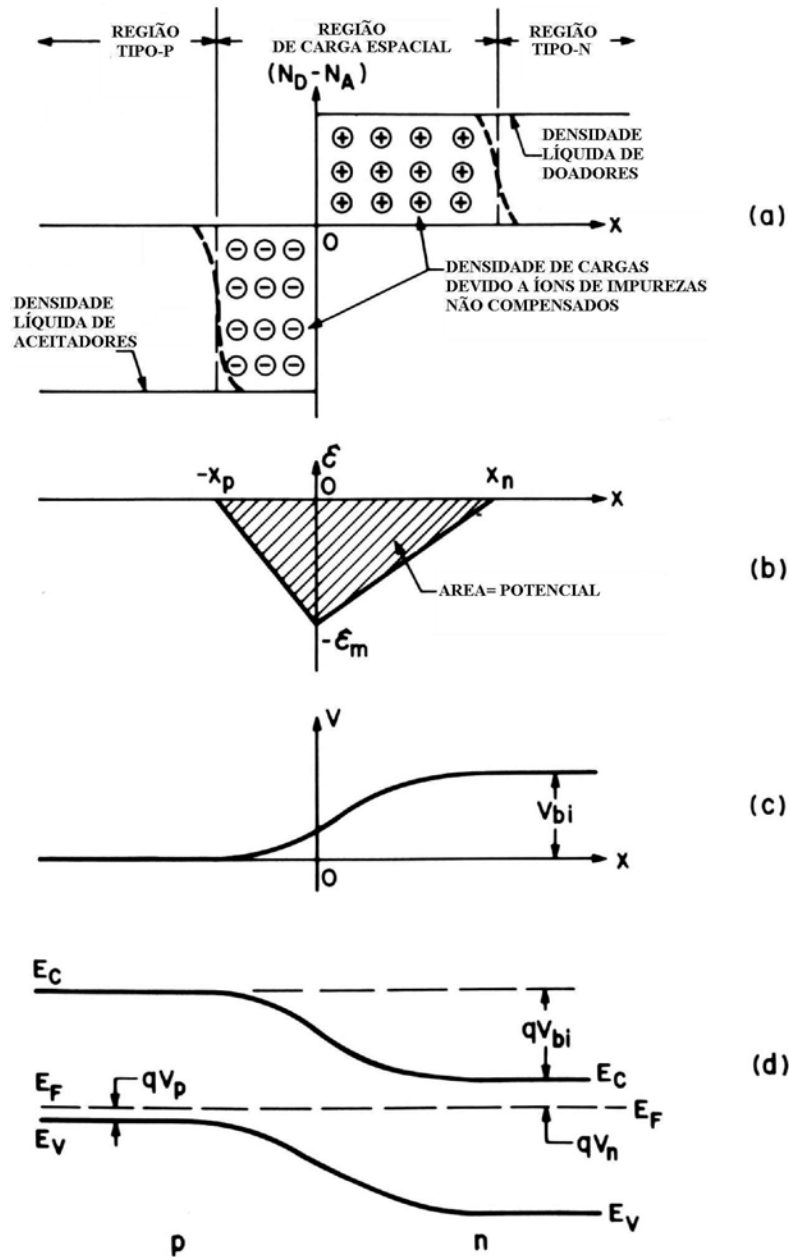


Figura 2.14: Junção abrupta em equilíbrio térmico. (a) distribuição de carga espacial. As linhas pontilhadas indicam o fim da distribuição de portadores majoritários. (b) Distribuição de campo elétrico. (c) Variação do potencial com a distância onde V_{bi} é a tensão *built-in*. (d) Diagrama das bandas de energia

Integrando o campo elétrico, obtemos novamente o valor da tensão *built-in*:

$$V_{bi} = \frac{\xi_m x_p}{2} + \frac{\xi_m x_n}{2} = \frac{1}{2} \xi_m W \quad 2.41$$

onde W é a espessura da região de carga espacial ($x_n + x_p$). Substituindo 2.40 em 2.41, obtemos

$$V_{bi} = \frac{qN_A x_p}{2\varepsilon_{si}} (x_p + x_n) \quad 2.42$$

e isolando e substituindo x_n da equação 2.38, obtemos

$$x_p = \left(\frac{2\varepsilon_{si} V_{bi} N_D}{qN_A (N_A + N_D)} \right)^{\frac{1}{2}} \quad 2.43$$

lembrando que $W = (x_p + x_n)$, obtemos a relação para a espessura da zona de depleção:

$$W = \sqrt{\left(\frac{2\varepsilon_{si} (N_A + N_D)}{q N_A N_D} V_{bi} \right)} \quad 2.44$$

Podemos notar a dependência da espessura da zona de depleção com a concentração de portadores. Para uma concentração muito maior em uma região em relação a outra, por exemplo $N_A \gg N_D$, a equação 2.44 se reduz a

$$W = \sqrt{\frac{2\varepsilon_{si} V_{bi}}{q N_D}} \quad 2.45$$

onde podemos notar explicitamente a dependência inversa com a concentração. Semicondutores fracamente dopados terão regiões de carga espacial mais extensas que semicondutores fortemente dopados.

2.4.3 Nível de Fermi na junção p-n

A força em um elétron exercida pelo campo elétrico é $-q\xi$. A força é o negativo do gradiente do potencial. Do ponto de vista das bandas de energia, o campo elétrico é proporcional à curvatura das bandas de energia, dado em uma dimensão por

$$\xi = \frac{1}{q} \frac{dE_i}{dx} \quad 2.46$$

onde E_i representa o nível intrínseco ou o meio da banda proibida cuja curvatura é idêntica às curvaturas do topo da banda de valência e do fundo da banda de condução. Uma vez que a densidade de corrente, por exemplo, de lacunas (dada pela equação 2.28) é igual a zero (em equilíbrio), onde

$$p = n_i \exp\left(\frac{E_i - E_F}{kT}\right) \quad 2.47$$

e

$$\frac{dp}{dx} = \frac{n_i}{kT} \left[\exp\left(\frac{E_i - E_F}{kT}\right) \right] \left[\frac{dE_i}{dx} - \frac{dE_F}{dx} \right] \quad 2.48$$

substituindo 2.46, 2.47 e 2.48 em 2.25 e usando $J_p = 0$, obtemos

$$\left(\frac{dE_i}{dx}\right) n_i \exp\left(\frac{E_i - E_F}{kT}\right) = \left[n_i \exp\left(\frac{E_i - E_F}{kT}\right) \right] \left[\frac{dE_i}{dx} - \frac{dE_F}{dx} \right] \quad 2.49$$

A equação 2.49 pode ser simplificada tal que

$$\frac{dE_F}{dx} = 0 \quad 2.50$$

Esse resultado indica que o nível de Fermi é constante quando nos movemos da região tipo-p para a região tipo-n. Em conclusão, em equilíbrio, o nível de Fermi deve ser constante ao longo do semiconductor, como pode ser visto na figura 2.14d.

2.5 Efeito Fotoelétrico

2.5.1 Absorção de radiação em silício

Basicamente, a operação de um dispositivo fotossensível depende da absorção da radiação incidente associada à geração de portadores livres no interior do dispositivo [13]. O processo mais importante que ocorre na maioria dos dispositivos semicondutores fotossensíveis é o da absorção de energia pelos elétrons de valência do semiconductor¹, processo conhecido como efeito fotoelétrico. Se os fótons incidentes são suficientemente energéticos, sua absorção proporcionará a transição de elétrons da banda de valência para a banda de condução como ilustrado na figura 2.15.

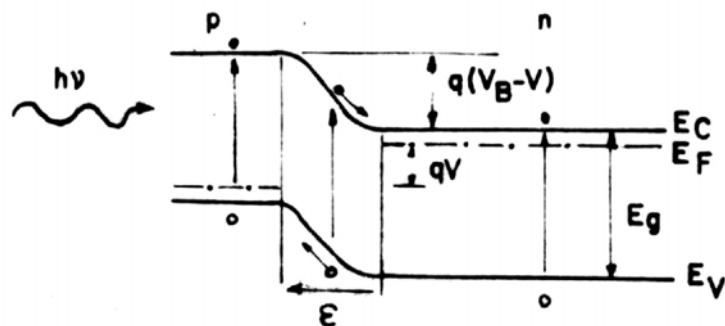


Figura 2.15: Diagrama de bandas de energia de uma junção p-n em circuito aberto e com luz incidente. O nível de Fermi não está definido na região de carga espacial, pois o semiconductor está fora do equilíbrio.

¹ Ambroziak, A. *Semiconductor Photoelectric Devices*, ed. O.H. Hughes, London, 1968.

Essas transições deixam lacunas na banda de valência, gerando pares elétron-lacuna livres. Para excitar um elétron da banda de valência para a banda de condução, a energia mínima necessária é igual à diferença de energia entre essas bandas. A energia da banda proibida determina, para cada semiconductor, o comprimento de onda limite (máximo) λ_l dos fótons incidentes para que a transição ocorra. O comprimento de onda limite pode ser calculado pela seguinte expressão:

$$\lambda_l = \frac{hc}{E_g} \quad 2.51$$

onde h é a constante de Planck, c é a velocidade da luz no vácuo e E_g é a energia da banda proibida do semiconductor.

Substituindo a equação 2.51 por seus valores numéricos, obtemos:

$$\lambda_l (\mu m) = \frac{1,24}{E_g (eV)} \quad 2.52$$

Para o silício a 300K, $E_g \approx 1,12 eV$. De acordo com 2.52, o comprimento de onda limite para a absorção intrínseca no silício a esta temperatura é $\lambda_l (Si) = 1,1 \mu m$.

Existem outros processos de absorção da radiação incidente. Para comprimentos de onda maiores do que λ_l , não há energia suficiente a ser transferida para que elétrons se elevem da banda de valência para a banda de condução. Esses outros processos de absorção se dão principalmente por portadores livres na banda de condução ou por impurezas e defeitos na rede cristalina, que causam o aparecimento de níveis de energia dentro da banda proibida.

Um fluxo de fótons incidentes diminui à medida que penetra no interior do semicondutor, independente do processo de absorção envolvido. Esse fluxo cai exponencialmente como mostrado na figura 2.16, e é determinado por:

$$F(x, \lambda) = F_0 e^{-\alpha(\lambda)x} \quad 2.53$$

onde F_0 é o fluxo de fótons transmitidos ao semicondutor, na superfície, $F(x, \lambda)$ é o fluxo de fótons no interior do semicondutor a uma distância x da superfície para um determinado

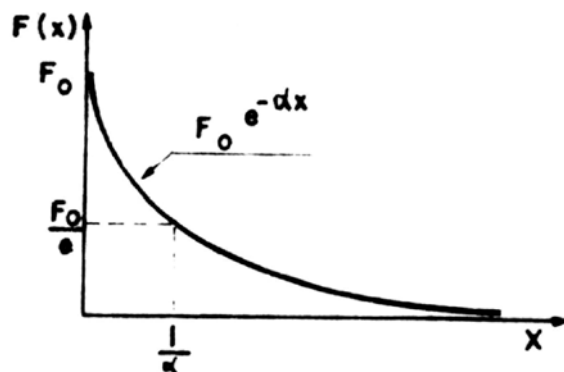


Figura 2.16: Atenuação do fluxo de fótons em um semicondutor homogêneo.

comprimento de onda λ e $\alpha(\lambda)$ é o coeficiente de absorção do semicondutor.

O coeficiente de absorção é definido como o inverso da distância necessária para que o fluxo diminua a $F_0 \cdot e^{-1}$. Uma dependência do comprimento de onda incidente é verificada pela existência de diferentes estados disponíveis para fótons incidentes com diferentes energias. A relação entre a profundidade atingida pelos fótons incidentes e o seu comprimento de onda é mostrada na figura 2.17. A profundidade atingida é aquela para a qual o número de fótons cai a $1/e$ do seu valor na superfície para cada comprimento de onda, ou seja, $x = 1/\alpha$.

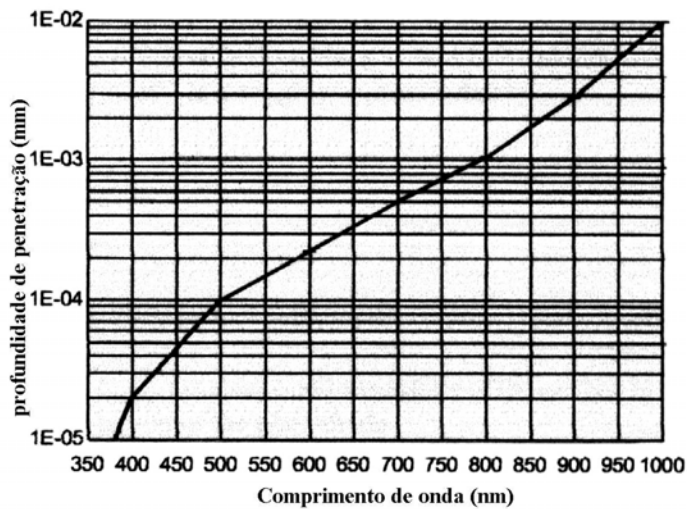


Figura 2.17: Profundidade de penetração da luz em silício a 300K para vários comprimentos de onda.

2.5.2 Efeito fotoelétrico numa junção p-n

A absorção de fótons em um material onde existe uma junção p-n pode levar a um fluxo adicional de portadores através da zona de depleção. O semiconductor sai do equilíbrio e a mudança na concentração de portadores nas regiões neutras próximas a junção, resulta em uma variação do potencial da região de depleção. Esse processo é conhecido como efeito fotovoltaico.

Todos os portadores gerados na zona de depleção são separados pelo campo elétrico e inseridos como majoritários nas regiões anteriormente neutras. Portadores minoritários gerados nas regiões próximas a região de carga espacial, podem difundir e alcançar a região de campo elétrico antes de se recombinar e também são captados. Assim, definimos três regiões onde pares elétron-lacuna podem ser separados e contribuir para a corrente na junção como mostra a figura 2.18.

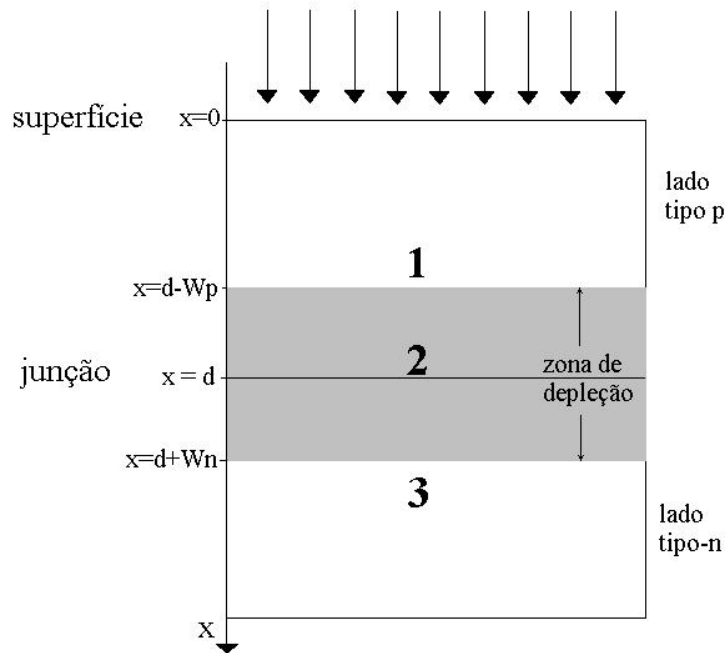


Figura 2.18: Desenho esquemático da junção p-n iluminada, dividida em três regiões. (1) região tipo-p, (2) região de carga espacial e (3) região tipo-n.

Na região 1, tipo-p próxima a superfície, os elétrons criados a uma distância x da superfície terão uma fração proporcional a $\exp\left[-(d-x_p-x)/L_n\right]$ que difundem para a junção [14]. O número total de portadores minoritários alcançando a borda da zona de depleção na região tipo-p é dado por

$$N_I = \int_0^{d-x_p} F_0 \alpha(\lambda) \exp(-\alpha(\lambda)x) \exp\left[-\frac{|d-x_p-x|}{L_n}\right] dx \quad 2.54$$

onde d é a profundidade da junção metalúrgica e L_n é o comprimento de difusão para elétrons minoritários, dado por $L_n = \sqrt{D_n \tau_n}$.

Na região 3, tipo-n, As lacunas criadas à uma distância x da superfície terão uma fração proporcional a $\exp[-(x-d-x_n)/L_p]$ que difundirá até a borda da zona de depleção. O número total de lacunas alcançando a zona de depleção é dado por

$$N_{III} = \int_{d+x_n}^{\infty} F_0 \alpha(\lambda) \exp[-\alpha(\lambda)x] \exp\left[-\frac{|x-d-x_n|}{L_p}\right] dx \quad 2.55$$

onde L_p é o comprimento de difusão para lacunas em um semiconductor tipo-n, dado por

$$L_p = \sqrt{D_p \tau_p}.$$

Na região 2, a zona de depleção, todos os portadores gerados são separados e o número de portadores é dado por

$$N_{II} = \int_{d-x_p}^{d+x_n} F_0 \alpha(\lambda) \exp[-\alpha(\lambda)x] dx \quad 2.56$$

O número total de portadores que cruzam a zona de depleção é dado por

$N = N_I + N_{II} + N_{III}$, ou seja,

$$\begin{aligned} N = & \frac{F_0 \alpha(\lambda)}{\alpha(\lambda) + 1/L_p} \exp[-\alpha(\lambda)(d+x_n)] + \\ & F_0 \left\{ \exp[-\alpha(\lambda)(d-x_p)] - \exp[-\alpha(\lambda)(d+x_n)] \right\} + \\ & \frac{F_0 \alpha(\lambda)}{\alpha(\lambda) + 1/L_n} \left[\exp\left(-\frac{d-x_p}{L_n}\right) - \exp[-\alpha(\lambda)(d-x_p)] \right] \end{aligned} \quad 2.57$$

O excesso de portadores majoritários em ambos os lados da junção implica numa redução da barreira, o que tem o mesmo efeito de uma polarização direta do diodo. Com a redução da barreira aumenta a corrente direta devido à difusão desses portadores, mencionada na seção 2.4.1. Assumindo que os elétrons injetados na região tipo-n, se

espalham rapidamente pelo substrato, podemos calcular a variação do potencial entre as regiões tipo-p e tipo-n devido somente ao excesso de portadores majoritários na região tipo-p próximos à borda da zona de depleção. Em condições de estado estacionário, a fototensão $\phi \equiv V - V_{bi}$ que representa a redução no potencial da barreira, é relacionada à N e à corrente direta no diodo devido a essa redução da barreira e é dada por

$$\phi = \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{J_T - qN}{J_S} + 1 \right) \quad 2.58$$

onde J_T é a densidade de corrente através do diodo e J_S é a densidade de corrente de saturação [15].

2.5.3 Camada anti-refletora

Uma forma de aumentar a eficiência de dispositivos fotossensíveis é maximizar o número de fótons que atravessam a superfície do semicondutor. Para isso, procura-se diminuir a reflexão da onda incidente, ou seja, dos fótons incidentes pela colocação de uma camada anti-refletora. Essa camada pode ser construída de maneira muito simples e eficaz com SiO₂. O dióxido de silício é transparente à luz visível, portanto pode ser colocado na superfície de um dispositivo fotodetector sem que essa camada absorva fótons.

Consideremos um substrato de silício de índice de refração n_{si} coberto por uma camada de óxido de índice de refração n_{ox} e de espessura t_{ox} sob a incidência de fótons de comprimento de onda λ , como mostra a figura 2.19.

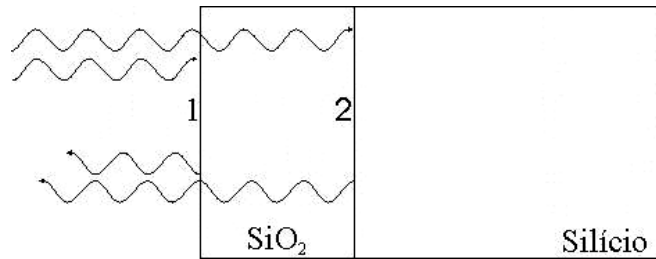


Figura 2.19: Silício coberto com óxido de silício sob a incidência de luz. Essas ondas são refletidas na interface 1 (ar-SiO₂) ou na interface 2 (SiO₂-Si).

Na situação acima, os fótons podem ser refletidos em qualquer uma das duas interfaces (ar-SiO₂ e SiO₂-Si), sendo que $n_{ar} < n_{SiO_2} < n_{Si}$. As refletividades associadas às ondas R_1 e R_2 nas interfaces 1 e 2 são dadas pelas expressões²:

$$R_1 = \frac{n_0 - n_{ox}}{n_0 + n_{ox}} \quad 2.59$$

$$R_2 = \frac{n_{ox} - n_{Si}}{n_{ox} + n_{Si}} \quad 2.60$$

Se a camada de óxido tiver espessura adequada, as ondas refletidas na segunda interface estarão em antifase com as ondas refletidas na primeira, dessa forma a reflexão será substancialmente reduzida devido à interferência destrutiva entre as duas ondas. Em conseqüência, por conservação de energia, mais fótons atingem o silício. A espessura da camada para que isso ocorra deve ser:

$$2t_{ox} = \left(m + \frac{1}{2}\right) \frac{\lambda}{n_{ox}} \quad 2.61$$

Para $m = 0$ obtemos:

$$t_{ox} = \frac{\lambda}{4n_{ox}} \quad 2.62$$

² HOVEL, H.J. – Semiconductors and semimetals, vol. 11, Academic Press, 1975.

Para uma otimização da camada anti-refletora, deve-se levar em conta no projeto, a eficiência e a profundidade de absorção dos fótons no silício em função do comprimento de onda e também a profundidade da junção no dispositivo, bem como a espessura da região de carga espacial. Analisando esses parâmetros, estima-se um valor ótimo para a espessura do óxido onde o número de fótons que atravessa a superfície do silício seja o maior possível. A figura 2.20 mostra a resposta espectral de um fotodiodo de silício [16].

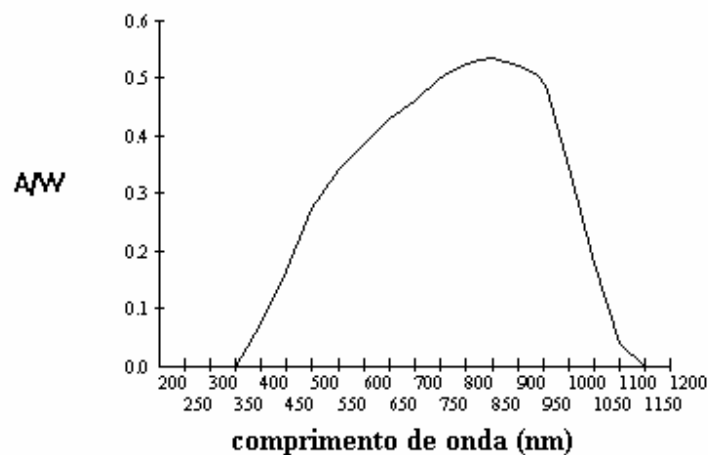


Figura 2.20: Resposta espectral de um fotodiodo (Amperes/Watt) sem tensão aplicada.

2.6 Fototensão Lateral

2.6.1 Iluminação não uniforme

Quando a injeção não é uniforme, como no caso de iluminação da superfície do semicondutor, um gradiente de concentração dos portadores gerados é verificado e ocorre a difusão desses portadores para dentro do semicondutor. Se a região da superfície que recebe a luz é restringida, portadores difundem lateralmente invadindo regiões não iluminadas.

Se um pulso de luz localizado gera excesso de portadores no semiconductor, como na figura 2.21a, a equação de transporte após o pulso é dada pela equação 2.32, com $G = 0$ e $d\xi/dx = 0$:

$$\frac{\partial p_n}{\partial t} = -\frac{p_n - p_{n_0}}{\tau_p} - \mu_p \xi \frac{\partial p_n}{\partial x} + D_p \frac{\partial^2 p_n}{\partial x^2}. \quad 2.63$$

Se nenhum campo elétrico é aplicado ao longo do semiconductor ($\xi = 0$), a solução de 2.63 é dada por

$$p_n(x, t) = \frac{N}{\sqrt{4\pi D_p t}} \exp\left(-\frac{x^2}{4D_p t} - \frac{t}{\tau_p}\right) + p_{n_0} \quad 2.64$$

onde N é o número de pares elétron-lacunas gerados por unidade de área. A figura 2.21b mostra essa solução para diferentes tempos onde podemos ver a difusão dos portadores.

2.6.2 Iluminação não uniforme numa junção p-n

Em uma junção p-n iluminada não uniformemente, a fototensão gerada irá variar com a posição, resultando em uma fototensão adicional paralela ao plano da junção. Esse fenômeno pode ser usado para construir uma fotocélula sensível a posição [17], como o sensor apresentado neste trabalho.

Se luz é focalizada sobre um ponto na superfície de um dispositivo fotossensível, os portadores separados pela junção que ficarão em excesso se moverão para as regiões não iluminadas por difusão e também por deriva devido a diferença de potencial resultante da diminuição da barreira na região iluminada. Esses portadores em excesso nas regiões não

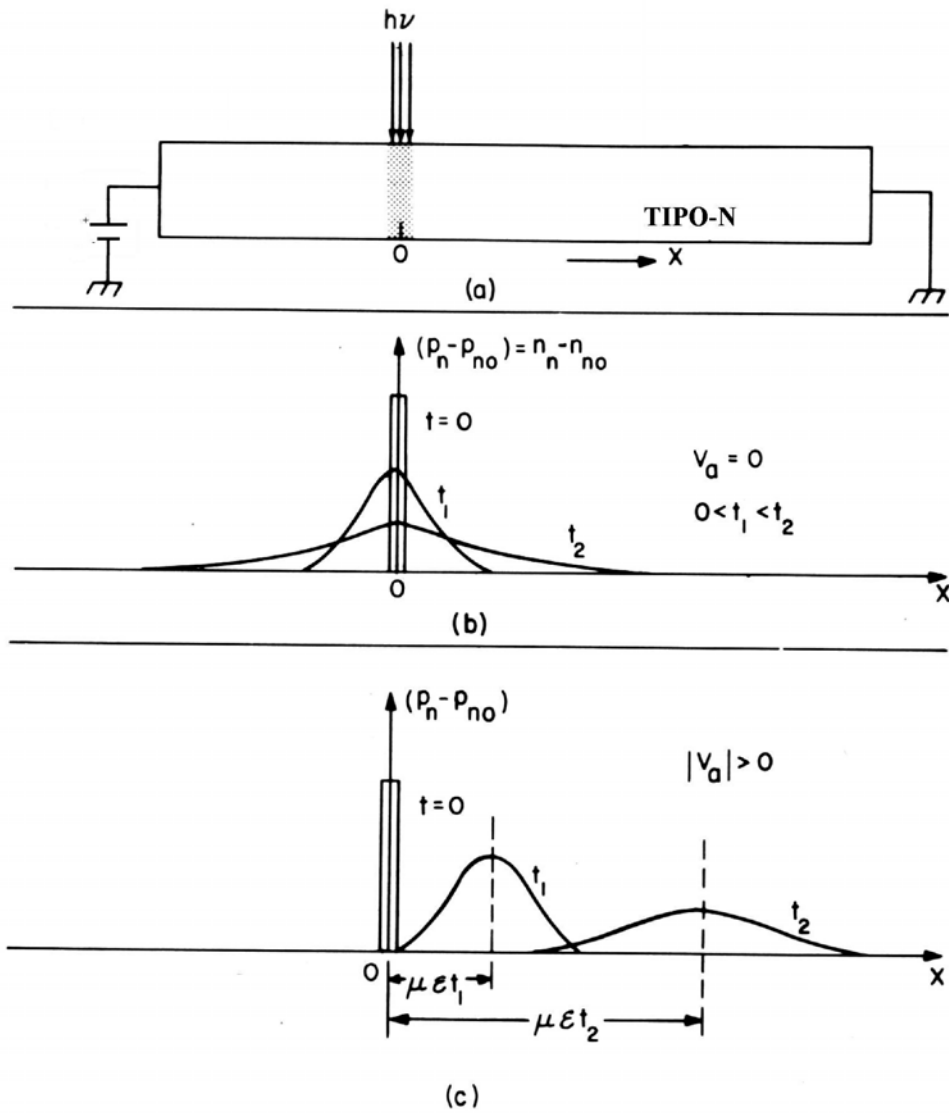


Figura 2.21: Transiente da difusão de portadores minoritários. (a) arranjo experimental, (b) sem tensão aplicada na amostra, (c) com tensão aplicada.

iluminadas também resultarão na diminuição da barreira, resultando na variação do potencial radialmente ao feixe de luz. Essa variação da tensão pode também ser interpretada como resultante de uma corrente lateral de portadores em um material resistivo através da lei de Ohm:

$$\nabla \varphi(\vec{r}) = -\rho_p \vec{J}_L(\vec{r}) \quad 2.65$$

onde $\vec{J}_L(\vec{r})$ é a densidade de corrente lateral e ρ_p é a resistividade do material tipo-p. Em condição de estado estacionário, as duas correntes existentes na região tipo-p se relacionam por

$$\text{div}(\vec{J}_L) = -\frac{\vec{J}_T}{d_p} \quad 2.66$$

onde d_p é a espessura da região neutra tipo-p. A equação 2.66 mostra que a variação da corrente lateral ao longo de \vec{r} é devida aos portadores que atravessam a zona de depleção (\vec{J}_T). A densidade de corrente transversal nas regiões que não estão sendo iluminadas é dada por

$$J_T(\vec{r}) = J_s \left(e^{\frac{q\varphi}{kT}} - 1 \right) \quad 2.67$$

Calculando o divergente de 2.65 e usando 2.66, obtemos a equação diferencial para a fototensão lateral:

$$\nabla^2 \varphi(\vec{r}) = \frac{\rho_p J_T(\vec{r})}{d_p} \quad 2.68$$

ou usando 2.67:

$$\nabla^2 \varphi = -\frac{\rho_p J_s}{d_p} \left(e^{\frac{q\varphi}{kT}} - 1 \right) \quad 2.69$$

3 Fabricação dos dispositivos

3.1 Tecnologia planar do silício usada na fabricação do PSD

Nesta seção, apresentamos uma introdução aos aspectos básicos relacionados ao processamento do silício e que são comuns à construção de circuitos integrados e de outros dispositivos como o sensor desenvolvido ao longo desse trabalho. Processos como litografia, implantação iônica, oxidação e deposição de metal serão abordados de forma mais detalhada, mas também serão mostrados aspectos referentes à limpeza das amostras, ataques químicos e rotinas usuais. Um enfoque maior será dado aos processos e materiais que foram usados na fabricação do sensor. Para dispositivos com muito alta escala de integração, os processos apresentados aqui recebem certo refinamento ou são substituídos por outros mais apropriados.

3.1.1 Limpeza das amostras

Antes da maioria dos processos, é necessário realizar uma limpeza nas lâminas de silício para eliminar partículas, átomos e moléculas contaminantes depositados na sua superfície. Esses contaminantes podem penetrar na superfície do silício em etapas térmicas prejudicando as características elétricas da lâmina ou prejudicando a adesão de fotorresina e camadas depositadas.

Existem diferentes tipos de contaminantes e diferentes processos de limpeza são necessários para eliminar cada tipo. Assim, um conjunto de etapas é necessário para limpar completamente a superfície. A técnica mais usada de limpeza da superfície do silício consiste em um conjunto de procedimentos de limpeza conhecido como RCA [18-19]. Essa

técnica elimina os principais e mais perigosos contaminantes usando limpeza química úmida. Está dividida nas seguintes etapas:

- A. Limpeza preliminar: Se fotorresina está presente na superfície da amostra, deve ser removida em uma solução inorgânica apropriada. A mistura mais comum usada é composta por 4 partes de ácido sulfúrico (98% H_2SO_4) e 1 parte de 30% H_2O_2 . As lâminas são imersas nessa mistura a 100-130°C por cerca de 10 minutos e depois enxaguadas com água deionizada por alguns minutos para remover a mistura.
- B. Remoção de resíduos orgânicos, metais dos grupos I e II e partículas sólidas: Uma mistura de $\text{H}_2\text{O} : \text{H}_2\text{O}_2 : \text{NH}_4\text{OH}$ (4:1:1 em volume) é preparada e aquecida à 80°C. As lâminas são mergulhadas por 10 minutos nessa solução e depois enxaguadas em água deionizada. Nessa etapa, um óxido fino nativo cresce na superfície do Si, caso não haja anteriormente um óxido térmico.
- C. Remoção do óxido nativo: Esse é um passo opcional, só usado quando existe o óxido formado na etapa B. Os substratos são submersos por 15s em uma mistura diluída (1:10) de HF (49%) e H_2O . Depois, enxaguadas por um curto tempo (20-30s) para diminuir o recrescimento do óxido.
- D. Remoção de metais pesados: Uma mistura de $\text{H}_2\text{O} : \text{HCl} : \text{H}_2\text{O}_2$ (4:1:1 em volume) é preparada e aquecida à 80°C onde são mergulhadas as lâminas por 10 minutos e depois lavadas com água deionizada.

Após a limpeza, as lâminas devem ser secas com N_2 e levadas ao próximo processo o mais rápido possível. Armazenamento das amostras limpas deve ser evitado, mas caso necessário deve-se colocá-las em uma caixa de vidro fechada em ambiente de nitrogênio.

Diversos produtos químicos são usados durante a fabricação de dispositivos e um controle de pureza desses produtos é essencial para evitar contaminações por transferência

das impurezas desses produtos para a superfície das amostras. Produtos especiais são fornecidos à indústria de microeletrônica, rotulados de ultra-puros, o que significa ter concentrações de impurezas da ordem de partes por bilhão (ppb). O cuidado com a água também é essencial, sendo necessário o uso de água deionizada, que possui muito baixos níveis de íons e de materiais orgânicos, inorgânicos, partículas e gases dissolvidos. Essa água deve ter resistividade em torno de 18Mohm-cm, que é muito próximo da resistividade teórica da água pura à 25°C (18,3Mohm-cm).

3.1.2 Oxidação térmica do silício

Quando exposto ao oxigênio, a superfície do silício oxida formando dióxido de silício (SiO_2). O filme formado é um material isolante de alta qualidade elétrica e quimicamente estável. Neste trabalho, o óxido foi usado como material de barreira à implantação de dopantes e como camada anti-refletora. O processo usado para crescer a camada de SiO_2 no sensor é conhecido como oxidação térmica do silício, e gera óxido de alta qualidade com bom controle de espessura e composição química.

A oxidação térmica do silício é obtida aquecendo a lâmina a altas temperaturas (tipicamente entre 900°C e 1200°C [20]) em uma atmosfera contendo ou oxigênio puro (oxidação seca), vapor de água (oxidação úmida) ou ambos. Nessas temperaturas, o oxigênio se move facilmente através da já formada camada de SiO_2 e ao chegar à interface Si/ SiO_2 , faz ligação química com os átomos de silício presentes, formando o dióxido de silício. À medida que o oxigênio reage na interface, a camada dielétrica aumenta e parte do substrato de silício é consumido. A camada final de óxido fica aproximadamente 56% acima da superfície original e 44% abaixo, como mostrado na figura 3.1.

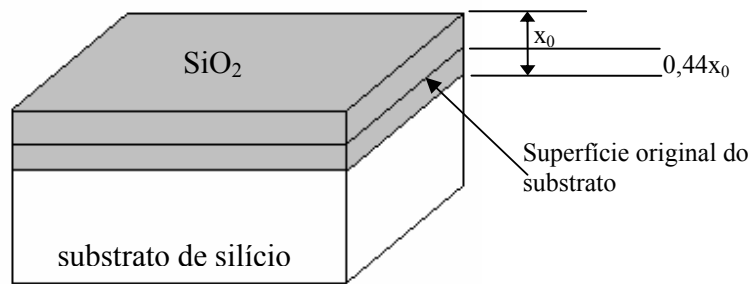
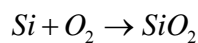
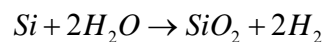


Figura 3.1: Óxido de silício formado na superfície de um substrato do silício. A oxidação consome silício da lâmina em uma profundidade de aproximadamente 44% da espessura do óxido.

As reações químicas que ocorrem na formação do óxido são as seguintes:



para oxigênio seco e



para vapor de água.

Diversos parâmetros do processo influenciam a taxa de crescimento do óxido. A temperatura do processo é o principal fator determinante para a taxa de crescimento, pois dela dependem fortemente os coeficientes de difusão do oxigênio e do vapor de água no SiO_2 . Os coeficientes de difusão não são iguais para os dois casos e, portanto, a taxa de crescimento depende também da espécie oxidante utilizada. O coeficiente de difusão do vapor de água é maior, resultando em uma maior taxa de crescimento em ambiente úmido. Em contrapartida, o crescimento em ambiente seco resulta em melhor qualidade elétrica do material formado. A pressão parcial das espécies oxidantes também é um fator determinante, onde em maiores pressões, a oxidação é mais rápida. Um outro fator que contribui para a taxa de crescimento do óxido é a orientação cristalina do substrato de silício. Entre os dois tipos de substratos mais usados, o (111) oxida mais rapidamente do que (100) devido ao maior número de átomos de silício disponíveis na superfície. Ainda em

relação ao substrato, a presença de dopantes também altera a oxidação, seja pela espécie, seja pela concentração.

Um modelo para a oxidação térmica do silício, muito preciso para óxidos relativamente espessos, foi desenvolvido por Deal e Grove [21]. Esse modelo assume que o processo de oxidação ocorre como resultado de dois fluxos que seqüencialmente transportam as espécies dopantes da atmosfera até a interface, onde um terceiro fluxo é envolvido no consumo do oxidante por reação com o silício. Em condições de estado estacionário, os três fluxos devem ser iguais. No primeiro momento, o fator limitante do processo é o consumo do oxigênio, resultando numa taxa de crescimento linear. Como o oxigênio tem que difundir através do óxido até chegar à interface (onde ocorre a reação), a medida que o óxido cresce o fator limitante do crescimento passa a ser a quantidade de oxigênio que chega à interface $\text{SiO}_2\text{-Si}$ e o crescimento se dá numa taxa parabólica. O resultado é uma curva linear-parabólica para a taxa de crescimento. Uma descrição mais detalhada do modelo pode ser vista no artigo original de Deal e Grove.

3.1.3 Litografia

A fabricação de dispositivos microeletrônicos requer que quantidades de impurezas precisamente controladas sejam introduzidas em determinadas regiões do substrato de silício. Subseqüentemente, essas regiões devem ser interconectadas ou acessadas eletricamente por equipamentos externos por meio de contatos metálicos. Os padrões de janelas que definem tais regiões são transferidos à superfície da lâmina de silício por um processo de litografia. O processo grava os padrões de janelas em algum filme previamente depositado na superfície do silício e esse filme serve de barreira à implantação de dopantes no substrato ou contra a corrosão de outros materiais abaixo dele. Durante a construção de

um dispositivo pode haver diversas etapas de litografia. Na grande maioria dos dispositivos microeletrônicos e circuitos integrados, os padrões de janelas são colocados em máscaras e depois transferidos para um filme pré-depositado de resina fotossensível na superfície da lâmina de silício. Luz ultravioleta incide sobre a resina nas regiões definidas pelos padrões de janelas da máscara. Esse processo é conhecido como fotolitografia. Em alguns casos, a própria resina pode ser usada como camada de barreira.

3.1.3.1 O processo de fotolitografia

O processo de fotolitografia engloba todos os passos envolvidos na transferência dos padrões de janelas para o substrato, desde a limpeza de pré-deposição da fotorresina até a sua remoção após os padrões terem sido transferidos e as lâminas processadas. Um ambiente muito limpo deve ser mantido durante esse processo. Partículas presentes na superfície da lâmina podem resultar em defeitos na fotolitografia e prejudicar o funcionamento do dispositivo a ser construído. O processo deve ocorrer no interior de uma sala limpa, iniciando com a limpeza da amostra e formação da camada de barreira, quando necessário. Alguns processos exclusivamente relacionados à fotolitografia serão mostrados a seguir.

3.1.3.2 Aplicação de fotorresina

Depois da formação da camada de barreira, a superfície da amostra é coberta com a fotorresina. A superfície deve ser seca e limpa para garantir a adesão. A resina é geralmente depositada na forma líquida sobre a lâmina de silício fixa por vácuo numa base rotatória. Essa base gira entre 1000 e 5000 RPM e espalha uniformemente a fotorresina sobre a

lâmina. A velocidade de rotação determina a espessura do filme de resina, tipicamente entre 0.5 e 2.5 μ m.

Um processo térmico antecede a exposição. A amostra é colocada em uma chapa quente a uma temperatura entre 80 e 90°C por 10-30 minutos. Essa etapa é chamada *soft baking* e serve para aumentar a adesão da resina e causar o seu endurecimento pela evaporação do solvente. Após o *soft baking*, a lâmina com fotorresina está pronta para o alinhamento e exposição.

3.1.3.3 Alinhamento e exposição

Uma placa de vidro contendo os padrões de janelas feitos com deposição de cromo é o tipo mais comum de máscara usada para a fotolitografia. Em todo o processo de fabricação de um dispositivo, diversas etapas de litografia são necessárias e para isso várias máscaras são usadas. Cada máscara deve ser cuidadosamente alinhada com o substrato para os padrões recaírem nas posições determinadas no projeto. Para um perfeito alinhamento, cada máscara deixa “impresso” na superfície da amostra uma marca à qual a seguinte deve se alinhar. Um exemplo de marca de alinhamento pode ser visto na figura 3.2. O ajuste da posição entre a máscara e a lâmina é feito com um equipamento chamado alinhador. Esse equipamento pode mover a máscara ou a lâmina e possui microscópios para verificar a concordância das marcas. Ajustado o alinhamento, é feita a exposição.

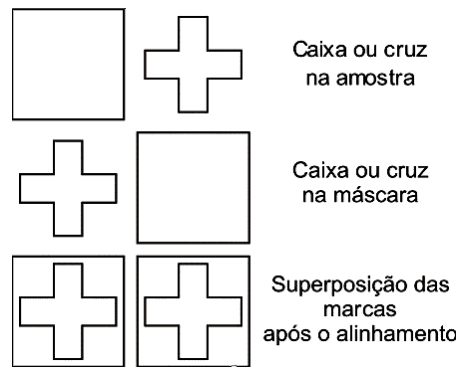


Figura 3.2: Exemplo de uma marca de alinhamento usando uma caixa e uma cruz. Os padrões são superpostos com a ajuda de uma alinhadora.

A exposição consiste em iluminar a lâmina, passando através da máscara, com luz ultravioleta. Nesse processo, apenas nas janelas (regiões da máscara sem cromo) a luz atravessa a máscara, atingindo a fotorresina. O tempo de exposição, que depende da resina usada, da sua espessura e da potência da lâmpada, sensibiliza as regiões atingidas. Essa sensibilização se dá por uma alteração química nas moléculas da resina, como o exemplo mostrado na figura 3.3. Essa alteração faz com que a região sensibilizada, dependendo se a fotorresina é positiva ou negativa, fique imune ou suscetível à corrosão por um determinado produto, chamado revelador.

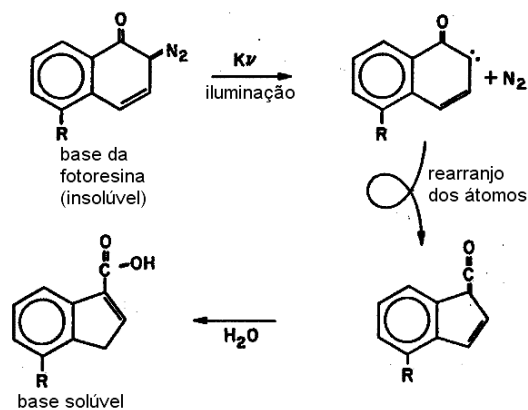


Figura 3.3: Um exemplo da sensibilização da fotorresina. No canto superior esquerdo, é mostrada uma molécula que constitui a base de uma fotorresina. Após ser iluminada pela luz ultravioleta, um radical N_2 da molécula se desprende e um rearranjo atômico na molécula se sucede. Com a presença de H_2O , a base fica solúvel ao revelador.

Sucedendo a exposição, a fotorresina sensibilizada é removida (se positiva) com o revelador, enquanto as regiões não expostas da resina permanecem na lâmina. Com a remoção da resina sensibilizada, a camada de barreira sob ela fica exposta e pode ser removida com um ataque químico seletivo, enquanto a resina restante protege as outras regiões.

Antes da revelação, outro processo térmico deve ser feito, aquecendo as lâminas de 20-30 minutos a temperaturas entre 120 e 180°C, dependendo da fotorresina usada. Essa etapa, chamada de *hard baking* ou *post-exposure bake*, melhora a adesão e deixa a fotorresina mais resistente à corrosão pelos agentes que removerão a camada de barreira. A remoção da camada de barreira é feita geralmente por ataque químico úmido. A fotorresina restante (não sensibilizada) é removida com acetona e álcool, concluindo o processo de fotolitografia. Um esquema de todo o processo é mostrado na figura 3.4.

3.1.4 Implantação Iônica

A dopagem do silício é um dos processos mais importantes na tecnologia planar. A inclusão de átomos dopantes em diferentes regiões do substrato permite a construção de componentes ativos ou passivos no substrato. Diversas formas de adicionar impurezas à rede cristalina foram desenvolvidas, entretanto, a implantação iônica atualmente predomina na construção de quase todas as estruturas dopadas em tecnologia planar. Implantação iônica é o processo em que íons (de átomos ou moléculas) carregados são acelerados contra o substrato e a superfície da amostra é bombardeada por esses íons energéticos. Os íons atravessam a superfície e sofrem colisões com as partículas presentes na amostra, núcleos e elétrons. Essas colisões retiram energia dos íons até que estes fiquem em repouso em relação à rede cristalina.

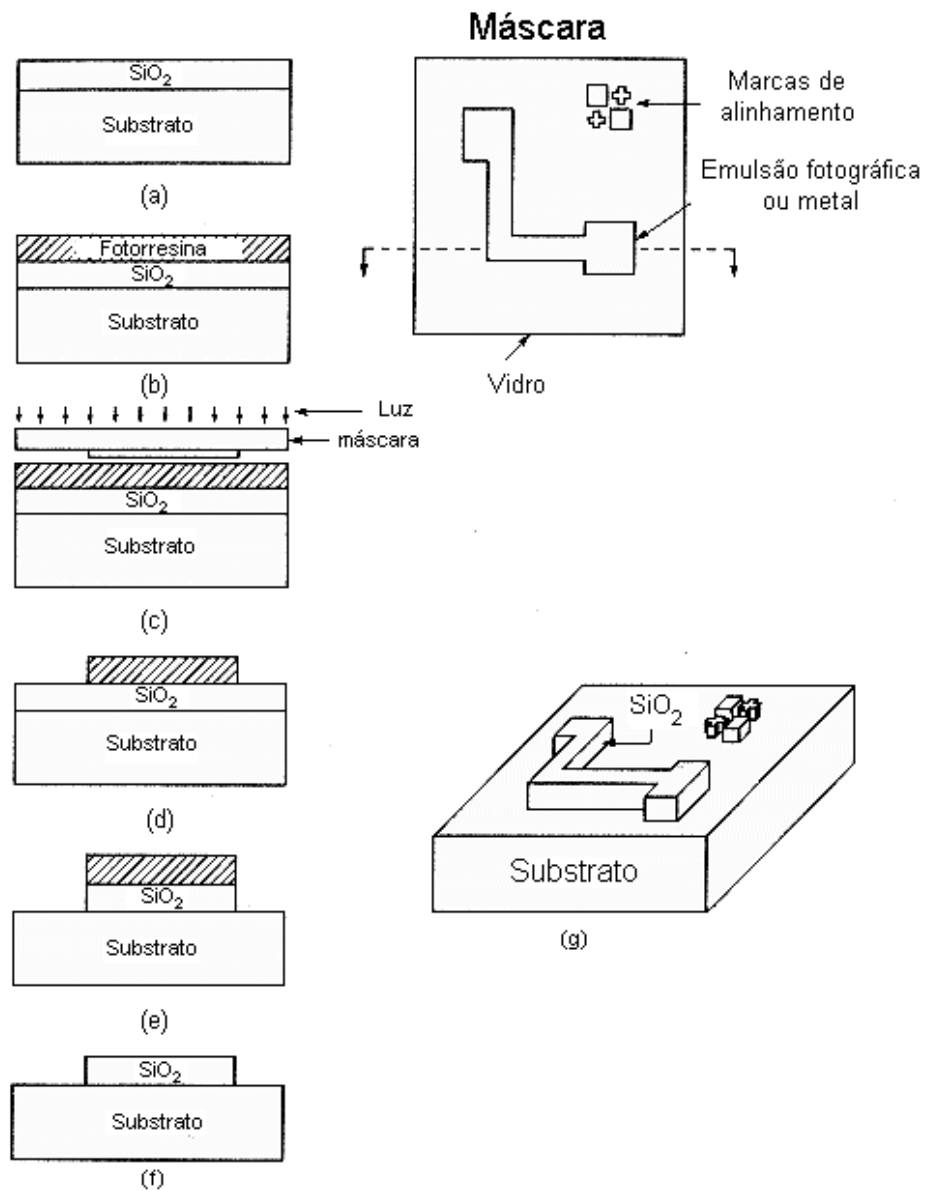


Figura 3.4: Os diferentes passos do processo do fotolitografia em corte na região pontilhada marcada na máscara. (a) Substrato coberto com uma camada de barreira, neste exemplo SiO₂; (b) fotorresina positiva aplicada à superfície da amostra; (c) máscara em proximidade com a superfície da amostra coberta com resina, sendo exposta à luz ultravioleta; (d) revelação da fotorresina; (e) corrosão do dióxido de silício; (f) remoção da fotorresina não exposta. (g) Vista do substrato após a fotolitografia, com os padrões transferidos da máscara à camada de SiO₂.

3.1.4.1 Distribuição dos dopantes

A distribuição de dopantes pela implantação iônica pode ser prevista com bastante precisão, pois os principais mecanismos de perda de energia dos íons nas colisões são bem entendidos. A interação com as partículas da amostra é um processo estatístico, e não pode ser garantida a posição final exata de cada íon. Define-se então, um alcance projetado R_p , como sendo a profundidade média final das impurezas. Esse alcance é uma função da energia dos íons, de sua massa e número atômico e da massa e número atômico dos átomos do alvo. O perfil de dopantes implantados pode ser aproximado por uma distribuição gaussiana centrada em R_p , como a mostrada na figura 3.5, assumindo o alvo como sendo um material amorfo. Essa distribuição é descrita matematicamente por:

$$N(x) = N_p \exp\left[\frac{-(x - R_p)^2}{2\Delta R_p^2}\right] \quad 3.1$$

onde $N(x)$ é a concentração de portadores em função da profundidade x , à partir da superfície e R_p é o alcance projetado. A concentração de pico N_p ocorre a $x = R_p$. O espalhamento da distribuição é caracterizado pelo desvio padrão ΔR_p .

A área sobre a distribuição de impurezas é a dose de implantação, definida por:

$$Q = \int_0^{\infty} N(x) dx \quad 3.2$$

onde Q é a dose total. Essa dose é controlada pela integração da corrente elétrica de neutralização dos íons pelo tempo, dada por

$$Q = \int_0^{\infty} \frac{Idt}{nqA} \quad 3.3$$

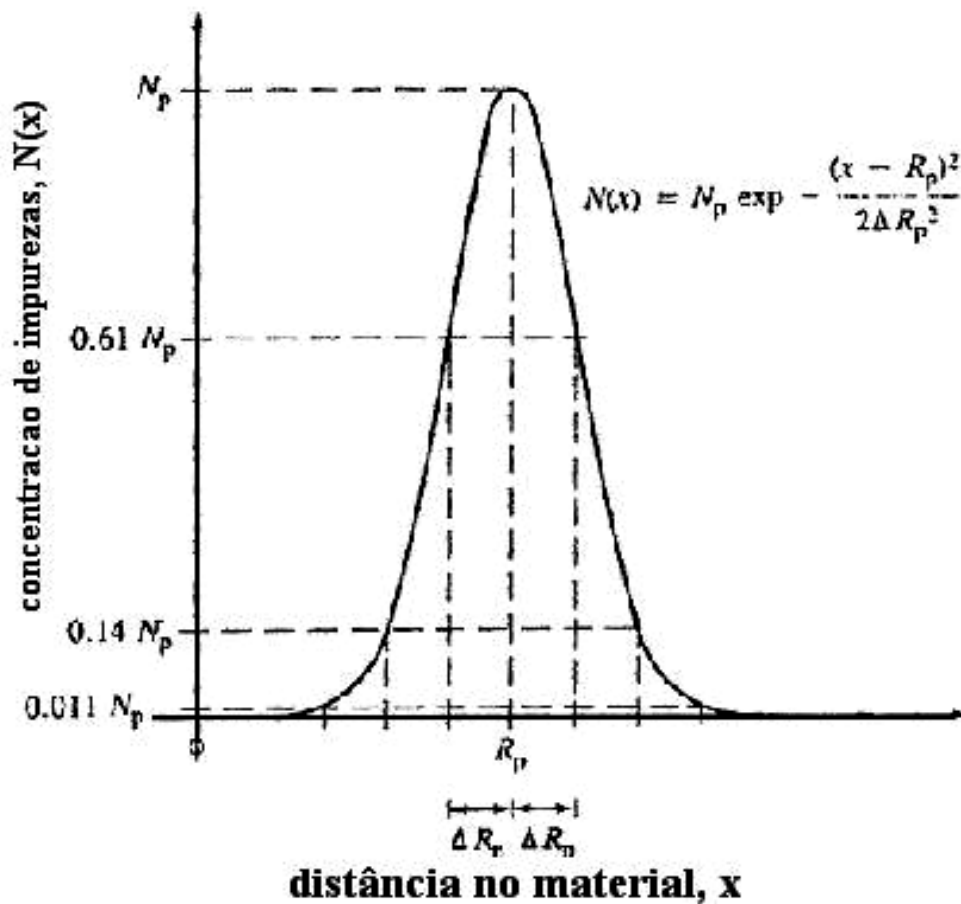


Figura 3.5: Distribuição Gaussiana dos dopantes resultante da implantação iônica

onde I é a corrente do feixe, em ampères, A é área da amostra, q é a carga do elétron. Para íons simplesmente ionizados $n = 1$ e $n = 2$ para espécies duplamente ionizadas.

Implantações a baixas energias ou doses fracas podem ser de difícil controle na maioria dos implantadores. Quando uma dopagem muito fraca ou muito rasa é necessária, um artifício comumente usado é a implantação de íons, com energia e dose maior, em uma amostra contendo uma camada de barreira na superfície, como na figura 3.6. Nessa estrutura, a distribuição dos dopantes fica parte na camada de barreira e parte no substrato de silício, simulando a dopagem em baixa energia e fraca dose.

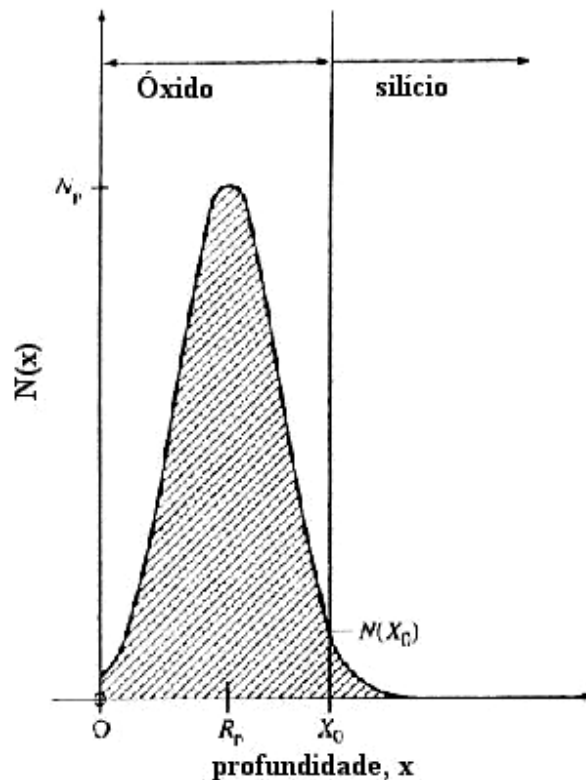


Figura 3.6: Perfil de impurezas implantadas com o pico da distribuição no óxido, a camada de barreira neste exemplo. A concentração na superfície do silício, $N(X_0)$, é muito menor que N_p , simulando uma implantação com dose menor.

3.1.4.2 Recozimento e ativação de dopantes

Um dos poucos pontos negativos do uso de implantação iônica são os defeitos causados na estrutura cristalina do material. Durante as colisões com átomos do substrato, os íons energéticos podem deslocar esses átomos de suas posições na rede, danificando a região implantada do cristal. Esses danos devem ser restaurados para o bom funcionamento dos dispositivos fabricados. Além disso, as espécies dopantes devem ser eletricamente ativadas, ou seja, devem ser colocadas substitucionalmente em sítios da rede do silício. Para isso, um processo térmico, chamado recozimento, deve suceder uma implantação iônica.

Na etapa de recozimento, o cristal é recuperado e ao mesmo tempo os dopantes são ativados.

No recozimento, a lâmina de silício é aquecida a temperaturas entre 800 e 1000°C por aproximadamente 30 minutos. Nessas temperaturas, os átomos de silício podem se mover de volta para sítios na rede e os átomos impuros podem entrar substitucionalmente em um sítio no lugar do silício. Nesse processo, aproximadamente toda a dose implantada torna-se eletricamente ativa (para os átomos usualmente usados como dopantes), a não ser para doses extremamente altas excedendo $1 \times 10^{19}/\text{cm}^3$.

Em altas temperaturas como as usadas no recozimento, os coeficientes de difusão dos dopantes são relativamente altos e se o sistema permanecer a tais temperaturas por tempos suficientemente longos, as impurezas penetram em regiões do substrato mais fundas. Quando a penetração é indesejada, esse problema pode ser solucionado modificando o processo descrito anteriormente, diminuindo a temperatura de recozimento para valores tão baixos quanto 600°C. Um tempo muito maior até a recristalização do material é requerido e os dopantes também são ativados. Outra maneira de diminuir essa difusão é baixar drasticamente o tempo de recozimento, usando temperaturas mais elevadas. Esse processo é conhecido como recozimento térmico rápido e tem duração de poucos segundos.

3.1.5 Metalização

Metalização é necessária para interconectar eletricamente diferentes regiões do dispositivo e para fazer contatos elétricos que permitem o acesso externo por outros dispositivos. Para tais conexões, são requeridos materiais de baixa resistividade para diminuir a perda de potência e o aquecimento. Diversos materiais podem ser usados com

essa finalidade e diferentes formas de colocá-los nas regiões desejadas também foram desenvolvidas. Metais são naturalmente apropriados e usados, mas outros materiais como silício policristalino também podem ser empregados.

Um dos metais mais usados para contatos elétricos em dispositivos construídos em silício é o alumínio. Suas vantagens incluem baixa resistividade ($\rho_{Al} = 2,7 \mu\Omega\text{-cm}$), baixo preço, boa aderência ao silício e a sua fácil manipulação. O alumínio pode ser facilmente depositado e corroído [22-24].

3.1.5.1 Deposição do alumínio

Existem diferentes maneiras de depositar alumínio em substratos de silício. Átomos desse material devem ser liberados de alguma fonte e direcionados contra a superfície da lâmina. Evaporação e *sputtering* (desbastamento) são os métodos mais utilizados.

A evaporação consiste em aquecer o alumínio até o seu ponto de ebulição. As lâminas de silício são posicionadas acima da fonte de alumínio. Todo o sistema deve estar em alto vácuo, para não haver contaminação do filme metálico nem colisões no caminho dos átomos. Os átomos do metal evaporado vão de encontro à superfície da amostra, onde um filme desse material é formado. Existem diferentes maneiras de evaporar o alumínio: evaporação por filamento, evaporação por feixe de elétrons e evaporação *flash*.

Desbastamento consiste em bombardear um alvo com íons energéticos, tipicamente argônio, liberando os átomos atingidos desse sólido. Os átomos de alumínio retirados do alvo são então depositados no silício.

Formado o filme, processos de fotolitografia e corrosão retiram o metal das regiões não desejadas e no metal remanescente, uma etapa térmica deve ser feita. As amostras são colocadas em um forno com temperatura entre 450 e 500°C e atmosfera inerte. Nesse

processo, o contato entre alumínio e silício é melhorado e as conexões são densificadas, garantindo a baixa resistividade.

3.1.5.2 Formação de contatos ôhmicos

A junção alumínio-silício merece um cuidado adicional no que diz respeito a sua característica elétrica. Desejamos obter um bom contato ôhmico entre esses materiais e prevenir a formação de barreira Schottky, que forma um contato retificador como o mostrado na figura 3.7(b). Um bom contato ôhmico exibe uma relação entre corrente e tensão perfeitamente linear como a da figura 3.7(a). Para evitar a formação de barreira Schottky, é necessário ajustar o nível de Fermi do silício nas regiões logo abaixo do metal. O controle da dopagem é usado para ajustar esse nível. Para silício tipo-p tendo uma concentração de $10^{16}/\text{cm}^3$ ou mais, o alumínio forma bom contato ôhmico, entretanto para tipo-n, é necessária uma dopagem muito mais forte, n^+ , entre o alumínio e qualquer região fracamente dopada.

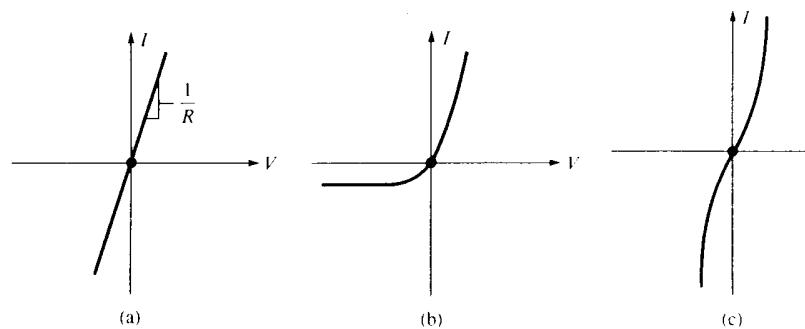


Figura 3.7: Característica I-V dos contatos. (a) Contato ôhmico ideal; (b) contato retificador; (c) contato ôhmico não-linear.

Existe uma pequena resistência associada ao contato ôhmico. Em uma primeira aproximação, a resistência do contato, R_C , é inversamente proporcional à área do contato, dada por

$$R_C = \frac{\rho_C}{A} \quad (3.4)$$

onde ρ_C , é a resistividade específica do metal em Ohm-cm² e A é a área do contato.

3.1.6 Ataques químicos

Corrosões, também chamadas de ataques químicos, são usadas em tecnologia planar para remover camadas isolantes, metálicas e a fotorresina usada na litografia. Essas corrosões são usadas para definir camadas de barreira em locais específicos definidos pelas máscaras, para definir camadas metálicas de interconexões, rebaixamento do óxido e para a remoção de filmes, como a fotorresina após a litografia e óxido nativo.

Para cada material, temos um agente corrosivo correspondente. Esse agente deve ser seletivo, no sentido de não corroer outros materiais senão aquele a que se propõe, e também deve ser limpo, para não contaminar a amostra com impurezas. A tabela 3.1 apresenta os materiais e os agentes corrosivos correspondentes usados nesse trabalho:

Material	Agente corrosivo
SiO ₂	HF
Al	H ₃ PO ₄
Fotorresina sensibilizada	Revelador
Fotorresina não sensibilizada	Acetona

Tabela 3.1: Os materiais e seus respectivos agentes corrosivos.

3.2 Fabricação do dispositivo

3.2.1 Projeto.

Na fase de projeto do fotodetector, foram definidas as características de funcionamento, a lista tecnológica e o desenho das máscaras fotolitográficas necessárias. O sensor foi projetado para determinar com precisão o centro de um feixe de luz incidente em sua superfície, utilizando o fotoefeito lateral. O material usado como substrato foi silício cristalino (100) tipo-n ($\rho=10\text{-}25\Omega\cdot\text{cm}$) e a área total projetada para o sensor foi de 1cm^2 e geometria quadrada. Para toda a fabricação são necessárias apenas duas máscaras, que são desenhadas a fim de obter sensores de quatro tamanhos diferentes em cada lâmina (figura 3.8). As máscaras foram feitas com emulsão em fotolito e coladas em suportes de vidro.

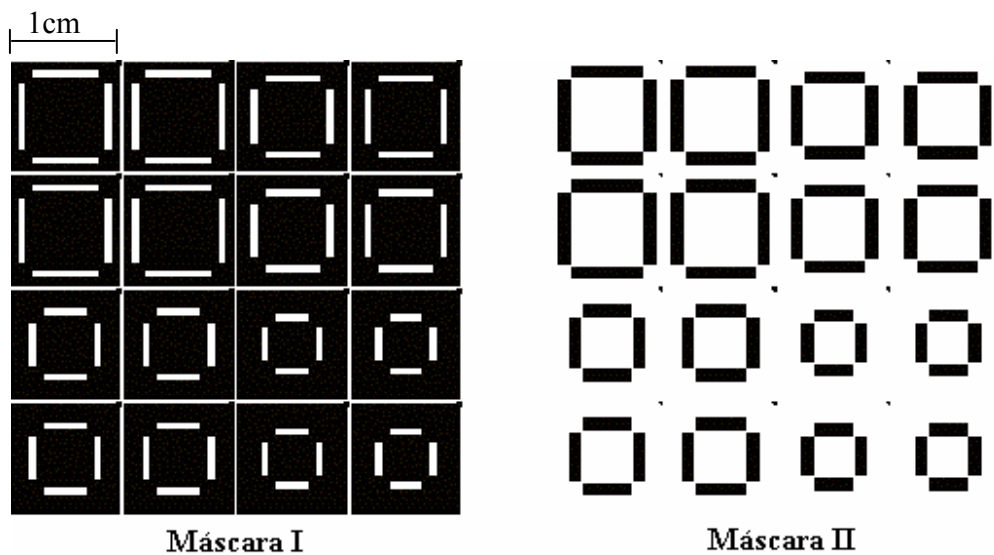


Figura 3.8: Máscaras usadas na fotolitografia.

3.2.2 Processos

O processamento do silício começa pela preparação e limpeza das amostras usando RCA (seção 3.1.1). A seguir um processo conhecido como zona desnuda remove oxigênio das regiões próximas à superfície do silício.

A lista tecnológica específica do sensor começa com a oxidação da superfície. Dióxido de silício é crescido termicamente e é usado como camada de barreira para a implantação de dopantes e camada anti-refletora. Um óxido com espessura de aproximadamente 4000Å é inicialmente crescido (figura 3.9). Abaixo o regime de oxidação:

- Aquecimento do forno à 900°C em ambiente de N_2 ;
- Carregamento das amostras, 900°C , atmosfera de O_2ss (super seco);
- Aumento da temperatura de 900°C a 1200°C em O_2ss e TCA (0,2%);
- 180 minutos a 1200°C , O_2SS e TCA (0,2%);
- Redução da temperatura de 1200 para 1000°C em O_2ss ;
- Redução da temperatura de 1000 para 900°C em ambiente de argônio;
- Descarregamento das amostras.

O primeiro processo fotolitográfico, utilizando a máscara I, define as regiões do silício que serão expostas à implantação de dopantes, ao mesmo tempo definindo a camada

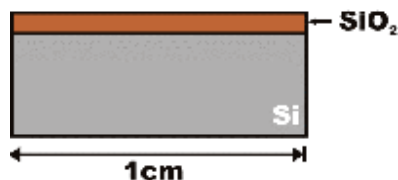


Figura 3.9: Silício com a superfície oxidada. A espessura do óxido é de aproximadamente 4000Å

de barreira para as outras regiões. O resultado é mostrado na figura 3.10 e os detalhes do processo são descritos abaixo:

- Deposição da fotorresina;
- Espalhamento na base giratória, 4000RPM por 45 segundos;
- *Soft Baking*: 5-10 minutos à 80°C;
- Exposição à luz ultravioleta, 40 segundos;
- *Hard Baking*: 10 minutos à 110°C;
- Revelação da fotorresina, 50 segundos;
- Corrosão química do SiO₂ com HF, 4-5 minutos;
- Remoção da fotorresina com acetona e álcool.

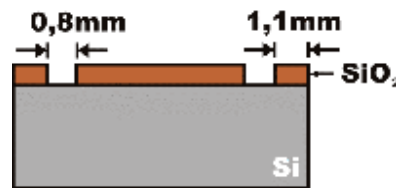


Figura 3.10: Corrosão química do óxido. As janelas são abertas para implantação iônica e formação de contatos

Com o silício exposto nas regiões desejadas, duas implantações de íons de Boro se sucedem. A primeira com uma dose maior e energia menor, dopa a região exposta fortemente enquanto nas regiões com óxido pré-existente os dopantes não atingem o silício, conforme simulação no software SUPREM-4GS. A segunda implantação, que dopa a região ativa, se dá com uma energia maior do que a primeira, suficiente para os átomos atravessarem a camada de barreira e com dose menor para uma dopagem fraca. A formação das regiões tipo-p conseqüente das implantações são mostradas na figura 3.11 e o regime do processo é descrito abaixo:

- Primeira implantação: BF_2^\dagger , 200 keV, $1 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$;
- Segunda implantação: B, 150 keV, $1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$;
- Recozimento: 1050°C em Ar por 10 minutos, O_2 ss por 120 minutos e 20 minutos em Ar.

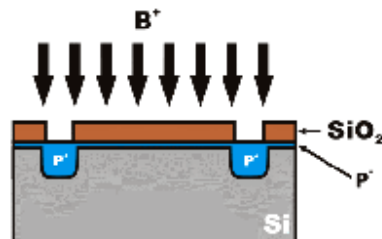


Figura 3.11: Duas implantações sucessivas de Boro determinam as regiões tipo-p do sensor.

A seguir, um rebaixamento do óxido é necessário para o uso como camada anti-refletora. O óxido é corroído quimicamente até sua espessura se reduzir à aproximadamente 1500Å (figura 3.12). Este processo de corrosão química é feito em banho térmico e as proporções dos compostos na mistura são rigorosamente controladas a fim de obter uma taxa de corrosão controlada.



Figura 3.12: Rebaixamento do óxido à 1500Å.

[†] A energia efetiva com que os átomos de boro são implantados é a fração em peso da molécula de BF_2 , ou seja, em torno de 40 keV.

A etapa seguinte é a deposição do metal (Al) por evaporação. Em uma câmara de vácuo, alumínio é aquecido até evaporar e se deposita sobre toda a superfície da amostra (fig. 3.13).

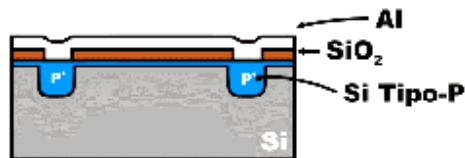


Figura 3.13: Alumínio depositado na superfície do sensor

O segundo processo fotolitográfico define as regiões da superfície onde o alumínio deve ser removido e as regiões onde serão os contatos metálicos do sensor. O processo é idêntico à primeira fotolitografia com exceção da corrosão do material. O alumínio é removido com ácido ortofosfórico (H₃PO₄) e o óxido abaixo dele não é atacado. O resultado, mostrado na figura 3.14, é a visão em corte do sensor em seu estado final.

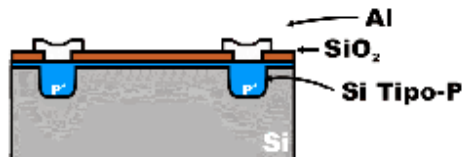


Figura 3.14: Visão em corte do sensor pronto.

4 Caracterização Experimental, Simulações e Otimização

4.1 Caracterização experimental

As principais medidas realizadas para a caracterização do sensor podem ser compreendidas em dois regimes distintos. O primeiro no qual um feixe de luz com intensidade constante e de forma contínua incide sobre o sensor, chamado regime estático e o outro onde um feixe de laser pulsado é usado como fonte de luz. As medidas no primeiro regime foram realizadas no laboratório de microeletrônica enquanto as medidas no segundo regime foram feitas no laboratório de óptica e laser. Diversos outros equipamentos também foram usados para auxiliar na caracterização, como um medidor de espessura de filmes dielétricos, equipamento gerador de curvas I-V, espectrômetro e luxímetro.

Sensores foram construídos em quatro tamanhos diferentes no que se refere à distância entre dois eletrodos opostos, 4, 5, 6 e 7 mm. Como uma notação, ao se falar no decorrer deste capítulo em tamanho do sensor, estamos nos referindo à distância entre seus eletrodos.

4.1.1 Medidas estáticas

4.1.1.1 Sistema de medidas

Um aparato contendo lâmpada, lente, fibra ótica e base móvel X-Y foi montado conforme o diagrama da figura 4.1. O sensor é posicionado abaixo da mesa X-Y, que é capaz de fazer a varredura em duas dimensões com precisão de $5\mu\text{m}$. A luz gerada pela lâmpada é acoplada pela lente na fibra ótica, que a conduz até a superfície do sensor onde forma um feixe de luz de aproximadamente 1mm de diâmetro e cuja intensidade luminosa

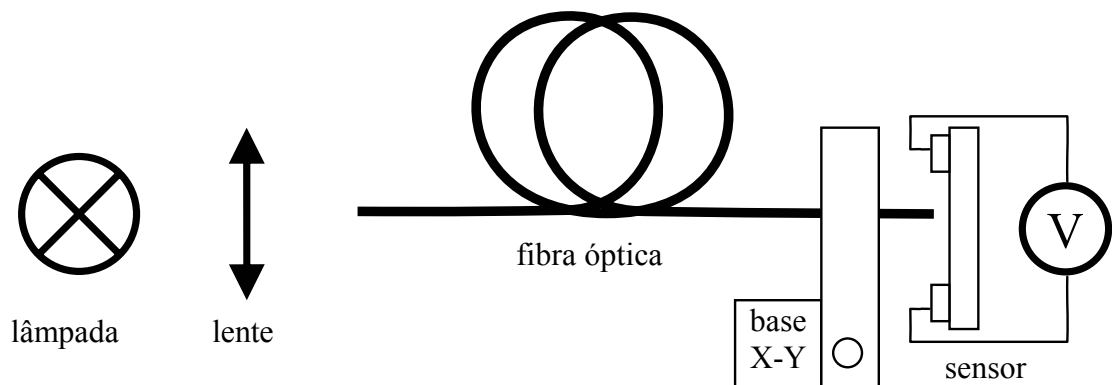


Figura 4.1: Diagrama do equipamento de medidas. A luz emitida pela lâmpada é direcionada para a fibra ótica por uma lente convergente. A fibra é presa na base X-Y que pode movê-la em duas dimensões.

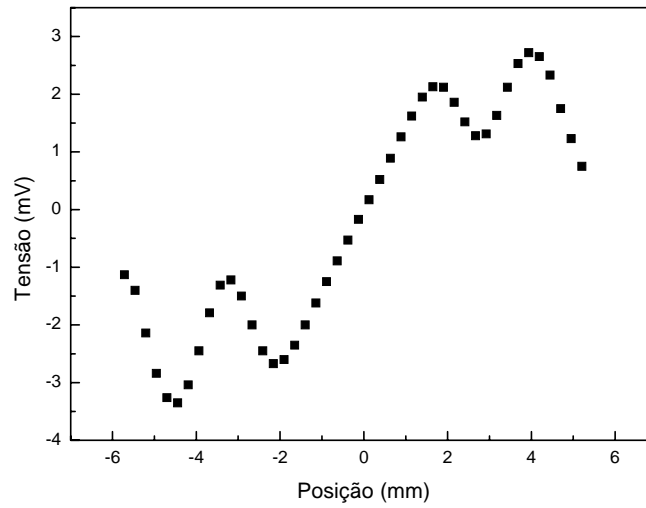
pode variar de 0 a 2 mW/cm^2 . A fibra é presa à base móvel e o feixe de luz pode varrer toda a superfície do sensor. O sinal elétrico é obtido com um voltímetro conectado a dois eletrodos paralelos para cada dimensão.

4.1.1.2 Função de transferência

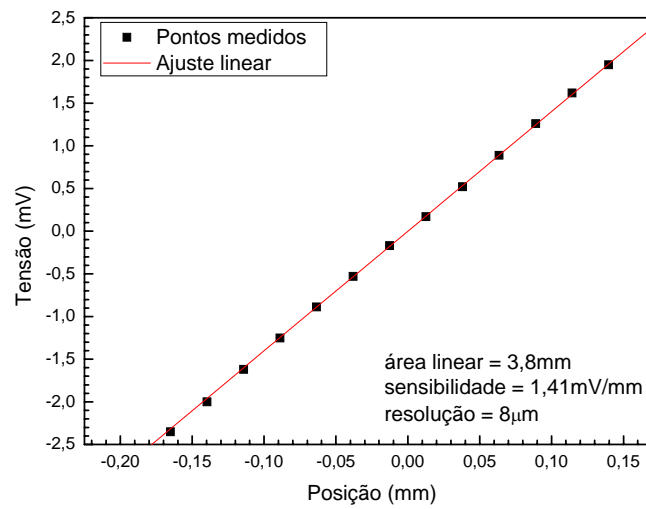
A principal curva representativa do funcionamento de um sensor é a sua chamada função de transferência. Essa função relaciona o sinal elétrico obtido do sensor com o estímulo ao qual ele foi projetado para ser sensível. No fotodetector de posicionamento apresentado neste trabalho, a função de transferência é a curva que relaciona o valor da diferença de potencial entre dois eletrodos distintos e paralelos entre si e a posição espacial sobre a superfície em que o centro do feixe de luz incide. Essa curva é medida no regime estático, com vedação à entrada de luz do ambiente.

Uma função de transferência obtida para um sensor de tamanho 6mm é mostrada na figura 4.2a. A medida foi feita com um feixe de luz com intensidade de $0,1 \text{ mW/cm}^2$ e varrido em apenas uma dimensão com passos de 0.24 milímetros. O sinal elétrico foi medido diretamente dos eletrodos (sem o uso de circuitos de amplificação e

condicionamento de sinal) usando voltímetro com precisão de centésimo de miliVolt ($0,01\text{ mV}$). Um ajuste linear da região ativa é mostrado na figura 4.2b.



a)



b)

Figura 4.2: a) Função de transferência do sensor. b) Ampliação da região ativa do sensor e ajuste linear da curva.

Podemos verificar na curva acima uma boa linearidade da função de transferência na região central do dispositivo. O ajuste linear da curva nos mostra a sensibilidade do sensor de 1,41 mV/mm com desvio máximo da reta de 0.01 mV, o que corresponde à um erro menor do que 0,5% na sensibilidade. A análise indica uma resolução espacial menor do que 10 μ m para esse sensor. O intervalo linear é de aproximadamente 3,8mm que constitui a região de funcionamento do dispositivo. Quando o feixe de luz incide parcialmente sobre um eletrodo, a luz refletida e ou absorvida pelo metal faz com que o sinal diminua, resultado de uma efetiva redução da intensidade luminosa. Dessa forma, podemos considerar como zona ativa do sensor apenas as regiões afastadas por no mínimo metade do diâmetro do feixe de luz dos eletrodos.

A figura 4.3 mostra uma comparação entre quatro sensores construídos no mesmo lote e sob condições idênticas.

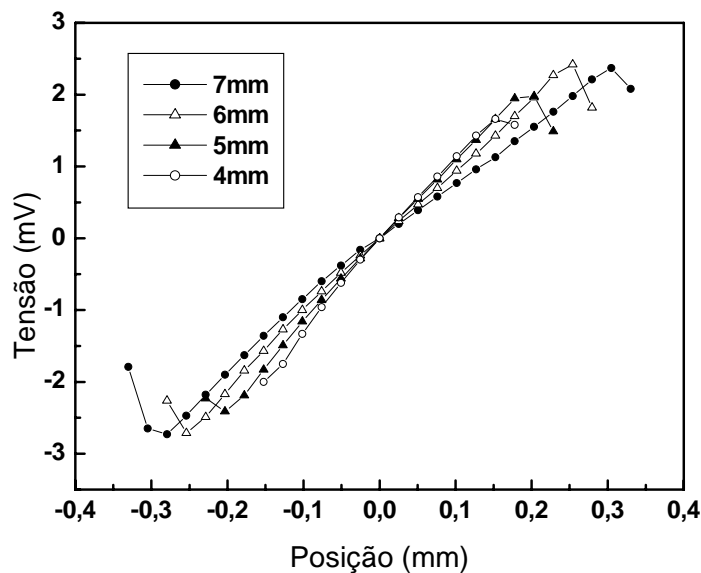


Figura 4.3: Funções de transferência comparadas de sensores de diferentes tamanhos

A análise das curvas da figura 4.3 mostra um comportamento bastante semelhante entre as funções de transferência dos sensores de tamanhos diferentes, entretanto podemos perceber diferenças importantes que ajudaram a elucidar a compreensão do funcionamento do dispositivo. Primeiramente, fazemos uma comparação entre as sensibilidades, linearidades das curvas e os máximos sinais alcançados nas regiões ativas do sensor. Os dados são mostrados na tabela 4.1.

Tamanho do sensor	4 mm	5 mm	6 mm	7 mm
Sensibilidade (mV/mm)	1,24	1,14	1,00	0,86
Precisão (μm)	106	74	83	193
Máximo sinal (mV)	2,00	2,41	2,71	2,73

Tabela 4.1: Sensibilidade, máximo sinal e precisão dos sensores de diferentes tamanhos.

4.1.1.3 Sensibilidade

A partir dos dados da tabela acima, podemos verificar um aumento da sensibilidade do sensor com a diminuição da distância entre os eletrodos. Assumindo que para todos os sensores, a geração e distribuição dos portadores de carga são idênticas nas regiões ativas de todos os sensores, podemos justificar essa variação de sensibilidade pela posição espacial dos eletrodos em relação à distribuição do potencial gerado pelas cargas no estado estacionário. A figura 4.4 mostra uma curva com os valores de sensibilidade em função do tamanho do sensor, extraídos das curvas da figura 4.3.

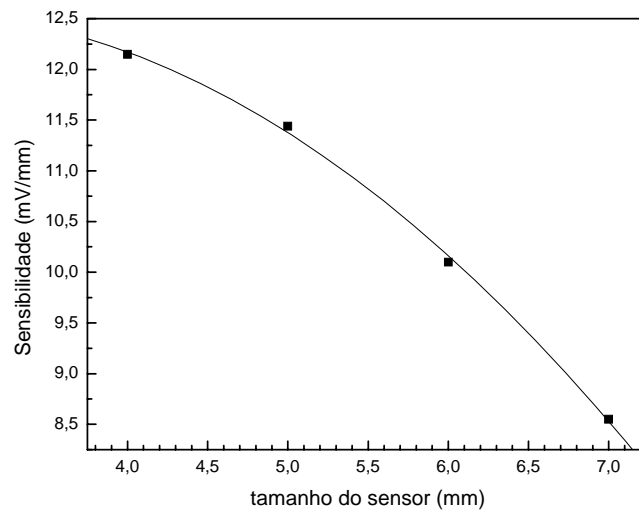


Figura 4.4: Sensibilidade do sensor em função da distância entre os eletrodos.

A curva indica um crescimento da sensibilidade para sensores menores. Se esse crescimento é monotônico ou se atinge um máximo, não podemos afirmar a partir da figura 4.4. Entretanto podemos ter uma idéia do comportamento de sensores menores analisando o potencial gerado pelas cargas injetadas. A figura 4.5 mostra um potencial simulado (a metodologia do cálculo será explicada posteriormente; ver figura 4.18) em condições parecidas com as medidas. Colocando artificialmente eletrodos sobre a curva (5mm de distância na figura de cima e 3mm de distância na figura de baixo), podemos observar que a sensibilidade está crescendo para sensores menores. O máximo da sensibilidade se dará para sensores em que a distância entre seus eletrodos coincide com a distância entre os pontos de maior derivada da curva de potencial. Os pontos de maior variação no potencial estão próximos à borda do feixe de luz, portanto vemos que a sensibilidade aumenta inversamente proporcional ao tamanho dos sensores até que estes alcancem o tamanho do feixe de luz.

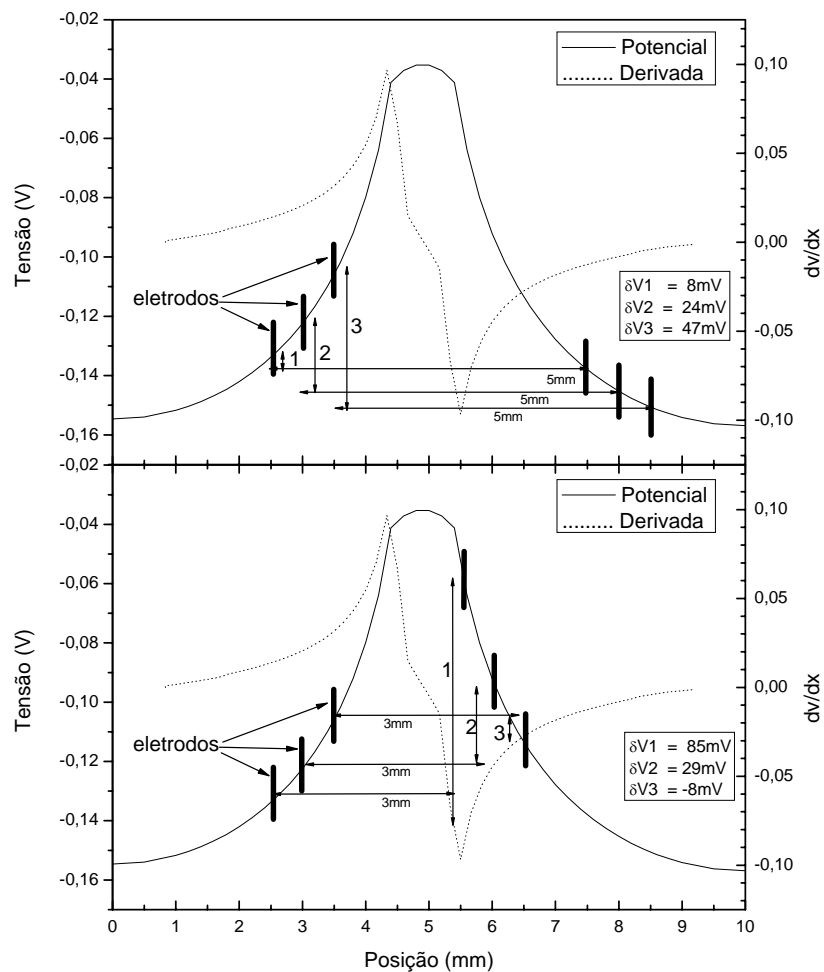


Figura 4.5: Potencial gerado pelas cargas em excesso na situação estática junto com sua derivada. Eletrodos são artificialmente colocados em 3 diferentes posições em relação às curvas do potencial simulando a medida em diferentes pontos. Na figura de cima, os eletrodos distam 5mm e na de baixo 3mm. A diferença de potencial entre os eletrodos também está mostrada na figura.

Analisando os valores de diferença de potencial entre os eletrodos na figura 4.5, vemos que o sensor de 3mm varia 93mV entre a situação 1 e 3 (que representa o movimento dos eletrodos em 1mm) enquanto no sensor de 5mm essa variação é de 39mV. A derivada do potencial nos mostra como a sensibilidade aumenta para sensores menores.

4.1.1.4 Máximo sinal

Apesar da diminuição da sensibilidade com o aumento da distância entre os eletrodos, o sinal máximo foi medido para sensores maiores. Isso é determinado pela maior amplitude de varredura nos sensores maiores, compensando a diferença no valor da sensibilidade. A figura 4.6 mostra o máximo sinal medido para os sensores da figura 4.3 em função do tamanho do sensor.

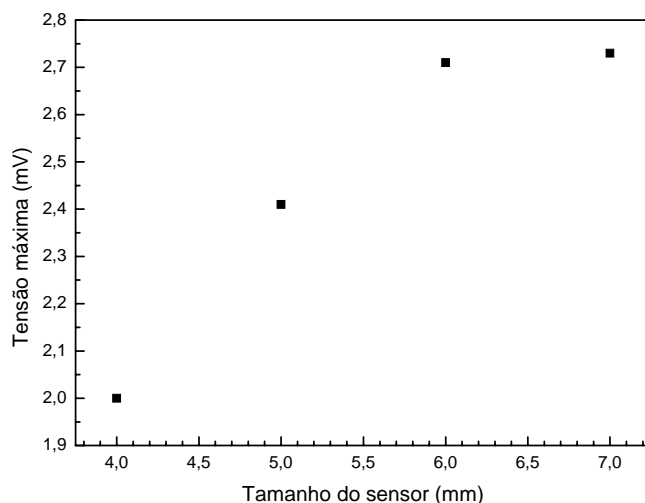


Figura 4.6: Máximo sinal medido em função do tamanho do sensor.

A partir da figura acima, podemos sugerir que o máximo valor medido pode estar saturando ou atingindo um valor máximo para sensores maiores do que 6mm. Para elucidar essa questão, a figura 4.7 mostra um potencial simulado e os eletrodos são colocados de forma artificial ao longo da curva. Um eletrodo de referência é colocado num ponto de potencial mais alto (quando o feixe de luz incide na borda da região ativa) e outros eletrodos são colocados em distâncias de 7, 8 e 9mm do primeiro eletrodo, simulando sensores com tamanhos de 7, 8 e 9mm, respectivamente. Podemos ver que a diferença

máxima de potencial tende a saturar no valor correspondente a diferença de potencial entre um eletrodo no potencial mais alto e outro posicionado no infinito.

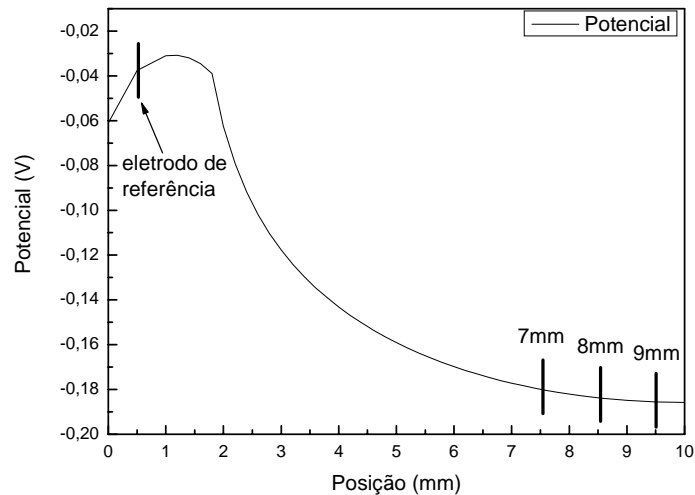


Figura 4.7: Potencial simulado com eletrodos colocados artificialmente representando sensores de tamanhos 7, 8 e 9 mm.

4.1.1.5 Linearidade

Nas curvas da figura 4.3, foi feito uma análise da linearidade dos dispositivos, baseada no desvio do ajuste linear das funções de transferência. A figura 4.8 mostra o máximo desvio dos pontos experimentais para os 4 sensores.

Com o desvio da linearidade e a sensibilidade de cada sensor, determinamos a precisão espacial da medida. Definimos a precisão da medida como o produto entre o máximo desvio dos pontos em relação ao ajuste linear e o valor da sensibilidade e obtemos 106, 74, 83 e 193 μ m para os sensores de tamanhos 4,5,6 e 7mm, respectivamente. Analisando esses valores da precisão dos sensores podemos notar que deve existir um tamanho ótimo da distância entre os contatos no qual o sensor é mais preciso. A precisão está diretamente relacionada com a linearidade da função de transferência do sensor.

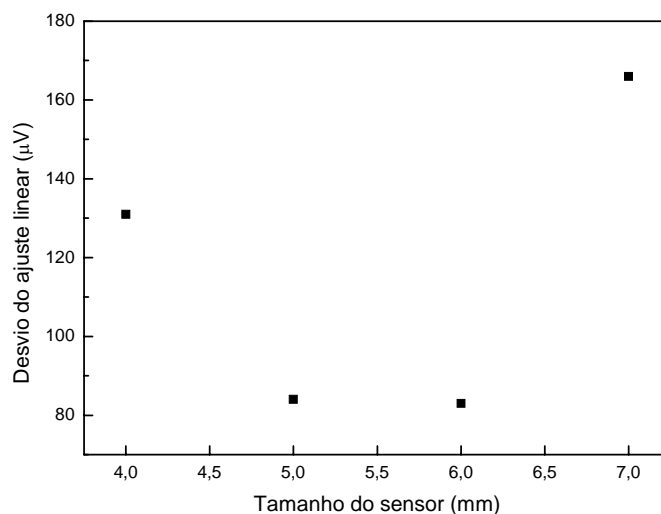


Figura 4.8: Máximo desvio dos pontos medidos em relação ao ajuste linear das curvas da figura 4.3 em função do tamanho do sensor.

Quanto menos linear a curva, menos precisa é a medida, se pretendemos calibrar o sensor como tendo uma resposta direta entre tensão e posição do centro de luz. Pode-se alternativamente ajustar uma função de transferência polinomial que percorra os pontos da curva, mas na prática torna o sensor menos viável, pois isso requer um tratamento adicional do sinal fazendo o dispositivo muito mais lento ou muito mais caro.

Diferentes regimes no processo de fabricação do sensor, implicam em diferentes curvas de potencial para o estado estacionário. Analisando a curva de potencial, junto com suas derivadas, podemos determinar o tamanho apropriado do sensor para obter uma função de transferência mais linear e, por conseqüência, uma melhor resolução na medida. A maior linearidade se d para sensores com tamanho apropriado para operar na região de varredura onde a variação do potencial é mais linear, ou seja, nos intervalos em que a segunda derivada do potencial mais se aproxima de uma constante. Dessa forma, para cada regime de fabricação existe um tamanho específico no qual o sensor é mais preciso.

4.1.1.6 Intensidade da iluminação

Foi medida a resposta do sensor à diferentes níveis de intensidade luminosa incidente. Variando a tensão na alimentação da lâmpada e monitorando a intensidade de luz na saída da fibra ótica com a ajuda de um luxímetro, realizamos diversas medidas com a posição do feixe de luz fixa em algum ponto da região ativa. No exemplo da figura 4.9, a intensidade foi variada entre 3 e 300 $\mu\text{W}/\text{cm}^2$.

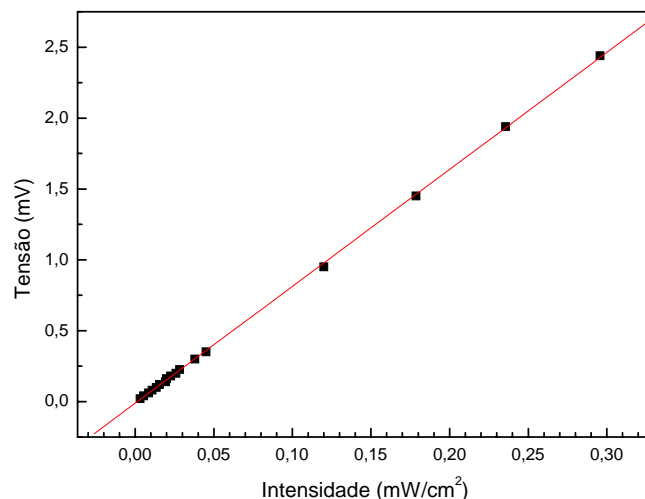


Figura 4.9: Sinal medido em função da intensidade da iluminação.

Podemos ver uma boa linearidade na curva que relaciona a tensão medida e a intensidade da iluminação do dispositivo na figura 4.9. Esse dado é importante, pois sugere que o sensor pode ser usado com diferentes iluminações sem perder suas características. Assim, o sensor pode operar sem a necessidade de iluminação constante, usando uma das dimensões para normalização. Enquanto é feita a medida da posição, usamos os outros dois eletrodos, que devem estar paralelos ao eixo de varredura, para monitorar a intensidade da luz. Como a varredura da luz é paralela a esses eletrodos (e a tensão medida entre eles deve

ser constante ao longo da região ativa), qualquer variação na tensão medida é devido à variação na intensidade da luz incidente. Assim, medindo a intensidade da luz incidente, usando o eixo Y, podemos calcular a posição real, no eixo X, mesmo com a intensidade da luz variável.

4.1.1.7 Espectroscopia

A resposta do sensor a diferentes comprimentos de onda incidentes pode ser verificada usando um equipamento monocromador acoplado a uma lâmpada potente. O comprimento de onda foi variado de 270 a 1100nm. A luz incidiu em um dos extremos da região ativa e o sinal de tensão do sensor foi medido para cada comprimento de onda. O resultado, para um sensor sem a camada de óxido na superfície é mostrado na figura 4.10 e mostra uma curva típica de resposta para detectores de silício, como mostra a figura 2.20, normalizada pelo máximo valor da tensão.

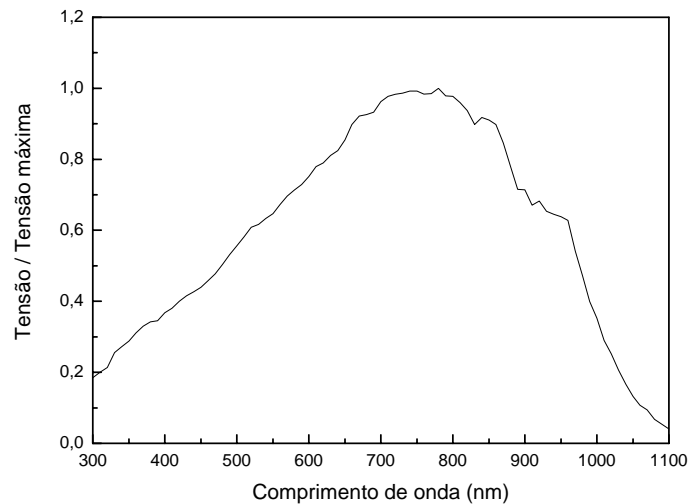


Figura 4.10: Resposta espectral do sensor

4.1.2 Medidas dinâmicas

4.1.2.1 Sistema de medidas

As medidas dinâmicas foram feitas usando laser pulsado. Com a ajuda de espelhos, atenuadores e uma íris, projetamos um feixe de luz com diâmetro de 1mm na amostra. Foi utilizado um laser de estado sólido Nd:YAG operando em regime pulsado a 20Hz, com pulsos de 8ns de duração, emitindo no segundo harmônico ao comprimento de onda de 532nm. A energia por pulso do laser é de até 350mJ. Para a medida foram usados atenuadores reduzindo a densidade de potência para um valor na ordem de $2000\text{W}/\text{cm}^2$. Um osciloscópio rápido é usado na extração do sinal elétrico. O intervalo entre dois pulsos é suficiente para que o sistema retorne à situação inicial após cada pulso e a evolução temporal do sinal elétrico gerado é medida.

4.1.2.2 Tempo de recuperação

Com o feixe de luz posicionado em um dos extremos da região ativa do sensor (próximo a um dos contatos), foi medido o potencial gerado pelas cargas em excesso. A evolução temporal do sinal é mostrada na figura 4.11.

A injeção de portadores é feita durante o tempo em que o laser está ligado, ou seja, 8ns. Entretanto, podemos ver na evolução do sinal da figura 4.11 que a tensão medida começa a crescer após a incidência da luz e continua a aumentar por algumas dezenas de nanossegundos. Isso se deve ao atraso dos portadores, que como são gerados na região logo abaixo do feixe de luz, continuam a difundir após a iluminação. O sinal elétrico só será medido no momento em que os portadores alcançam os contatos. A corrente

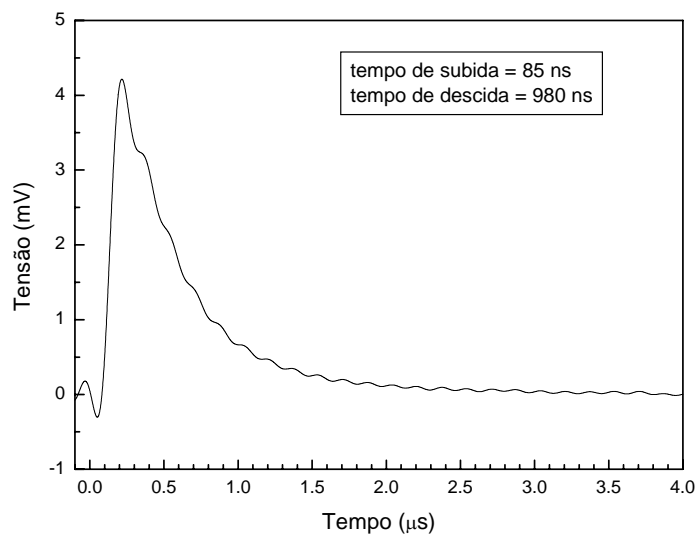


Figura 4.11: Tempo de recuperação do sinal depois de cessada a iluminação.

líquida de portadores que alcança os contatos tem um aumento até aproximadamente 100 ns. Como a densidade de portadores em excesso diminui com o tempo quando não há mais injeção, a densidade de corrente entrando nos eletrodos (e por consequência o sinal do sensor) começa a diminuir. Os portadores em excesso em toda a região tipo-p do sensor tendem a se recombinar e o sensor restabelece a sua condição de equilíbrio anterior à injeção.

4.1.2.3 Intensidade

A resposta dinâmica do sensor a diferentes intensidades da luz incidente foi verificada usando o laser pulsado combinado com diferentes filtros atenuadores. A intensidade foi variada em 3 ordens de grandeza e o resultado é mostrado na figura 4.12.

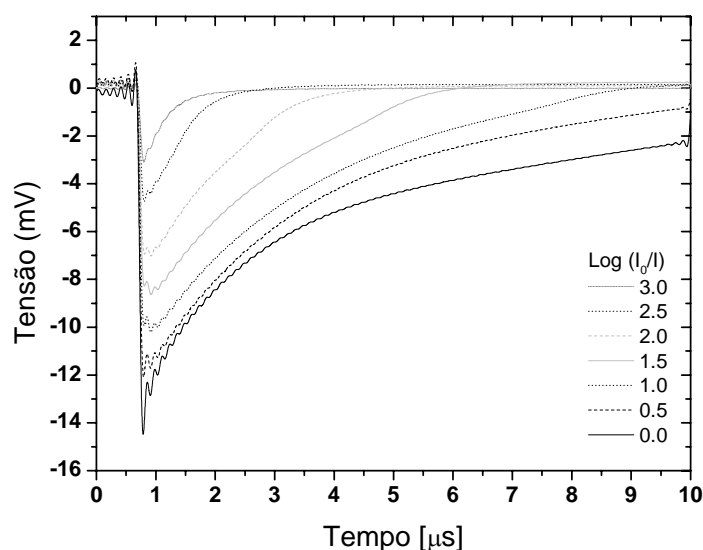


Figura 4.12: Evolução temporal do sinal do sensor para diferentes intensidades de luz incidente

Na figura 4.12, podemos observar as dependências do sinal máximo e do tempo de recuperação com a intensidade da luz incidente. A tensão máxima e o tempo de recuperação variam em torno de 5 vezes para uma variação da intensidade de luz de 1000 vezes. Esse fato pode ser explicado pela saturação do efeito fotoelétrico devido à alta potência do pulso do laser. Com essa intensidade de iluminação, o número de fótons incidentes no semicondutor é maior do que a capacidade do semicondutor de absorvê-los, o que configura o regime de saturação do efeito fotoelétrico. O aumento da intensidade não representa um aumento na mesma proporção nos portadores gerados e, por consequência, a tensão máxima não acompanha o aumento da intensidade da fonte de luz.

O tempo de descida do sinal em função da intensidade da luz incidente é apresentado na figura 4.13. Mesmo aplicando intensidades tão altas quanto $2000\text{W}/\text{cm}^2$, o tempo de descida fica inferior a $10\ \mu\text{s}$, mostrando uma resposta muito rápida do sensor mesmo com alto nível de injeção.

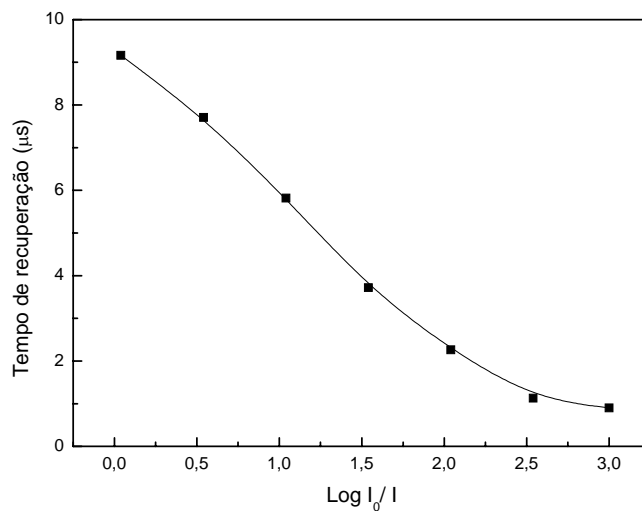


Figura 4.13: Tempo de descida do sinal em função da intensidade da luz incidente.

O tempo de descida mostra uma saturação para potências menores. Em níveis suficientemente baixos de injeção, o tempo de vida dos portadores minoritários é determinado principalmente pela densidade de centros de recombinação na amostra e o tempo de descida deveria ser constante.

4.1.2.4 Posição da incidência do laser

A evolução temporal da tensão ao incidir o laser sobre diferentes regiões do sensor foi medida usando o laser pulsado nas mesmas condições das medidas dinâmicas anteriores. O resultado é apresentado na figura 4.14.

Podemos perceber, a partir da figura 4.14, que o tempo de restabelecimento da condição de equilíbrio depende da posição em que a luz incide no dispositivo. O tempo de subida do sinal é menor quando o feixe de luz é posicionado mais próximo a um contato devido ao tempo necessário aos portadores difundirem por um caminho menor nesse caso. A amplitude do sinal medido também diminui para posições mais centrais do sensor,

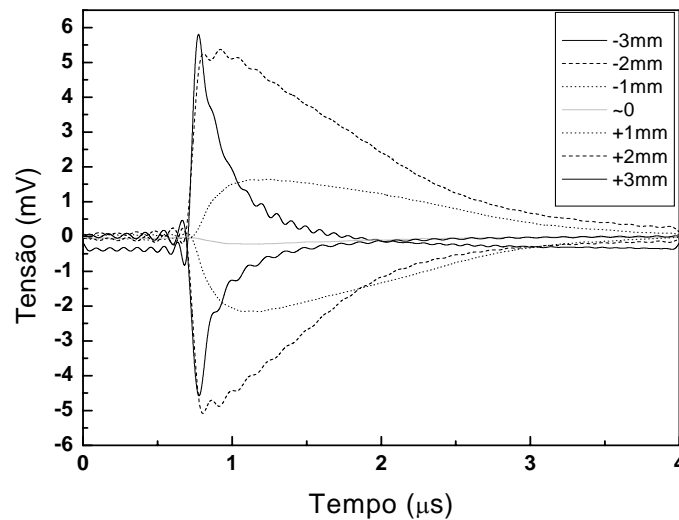


Figura 4.14: Dependência da posição da evolução temporal do sinal.

devido à maior recombinação (incluindo os que atravessam a junção) de portadores antes de alcançar o eletrodo. O sensor apresentado como exemplo na figura 4.14 tem distância entre os contatos de 5mm e as curvas afastadas de 3mm do centro, representam a luz incidindo parcialmente sobre os eletrodos. Essa incidência representa uma redução efetiva da intensidade da luz incidente e por isso o sinal medido não é muito maior do que o sinal das curvas para luz afastadas 2mm do centro como esperado. O tempo de decaimento do sinal aumenta para posições centrais do dispositivo. O rápido espalhamento dos portadores na região p^+ e a coleta de portadores pelos eletrodos fazem o número de portadores cair rapidamente quando estes são gerados próximos à um dos contatos.

4.2 Simulações

Foram feitas simulações de alguns regimes no processo de fabricação e da funcionalidade do sensor usando dois softwares disponíveis. Os perfis dos dopantes após as implantações iônicas e difusões foram simulados para a otimização do dispositivo. O sensor

em funcionamento também pôde ser simulado, resultando na obtenção das curvas e parâmetros similares aos extraídos das medidas experimentais.

4.2.1 SUPREM-4GS [25]

O SUPREM-4GS é um avançado simulador 2D de processos, originalmente desenvolvido para estudar estruturas submicrométricas em semicondutores. Ele fornece como resultado, seções transversais de qualquer estrutura ou dispositivo baseado em modelos físicos para implantação iônica, difusão, oxidação e recozimento [26-27]. Também possui modelos básicos para simular corrosões químicas e deposição de filmes na superfície do silício.

Com o SUPREM-4GS, a distribuição de dopantes após as implantações iônicas e a sua reorganização após processos térmicos como oxidação, difusão e recozimento podem ser simulados. Uma curva exemplificando o que o software pode calcular é mostrado na figura 4.15 onde o perfil de concentração de Boro foi simulado para uma implantação em silício e o novo perfil após o recozimento dos dopantes.

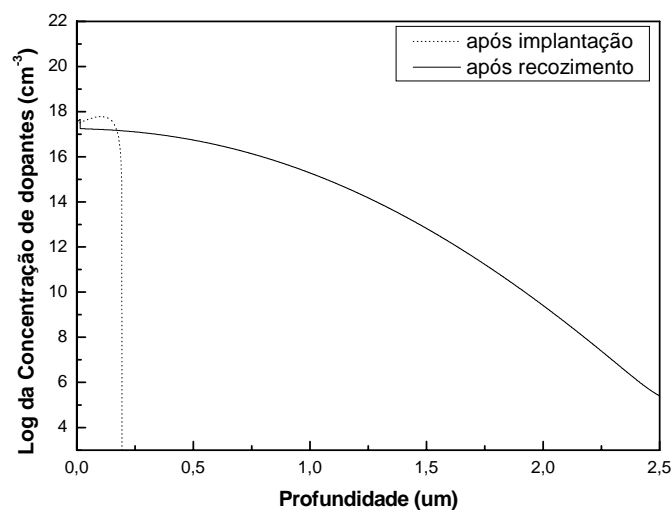


Figura 4.15: Exemplo de simulação feito com o SUPREM-4GS. Um perfil de concentração de Boro após implantação e após o recozimento.

Para o sensor, pudemos simular as doses de implantação necessárias para que após a etapa de recozimento, obtenhamos em cada região do silício as concentrações de dopantes projetadas. Esse software também foi importante na otimização do dispositivo para o teste de diferentes regimes de processos. Um arquivo de saída que serve de entrada para o segundo software PISCES-2ET (cálculo de distribuição de densidade dos portadores e potencial) é gerado com os perfis simulados.

A maneira como os dados dos regimes tecnológicos são fornecidos ao simulador é via um arquivo de texto de entrada com as instruções reconhecidas pelo software. Simulamos em uma dimensão os perfis das duas implantações de Boro. Uma com dose de $1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ e energia de 150KeV e outra com dose de $1 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ e energia de 40KeV. As simulações foram feitas em duas estruturas, uma no silício exposto representando as regiões abaixo dos contatos e outra no silício recoberto com um óxido de 4000Å representando a região central do dispositivo. A parte principal do arquivo usado é mostrada a seguir.

```
mode one.dim
unset echo
line x loc = 0      spacing = 0.1 tag= top
line x loc = 2.0    spacing = 0.1
line x loc = 3.0    spacing = 0.1 tag=bottom
region silicon xlo = top xhi = bottom
bound exposed xlo = top xhi = top
init phos conc=5.0e14
deposit oxide thick=0.4 divisions=10 $para silício com óxido$
implant boron dose=1e15 energy=50 pearson
implant boron dose=1e13 energy=150 pearson
diffuse time=10 temp=1050
diffuse time=120 temp=1050 dry
diffuse time =30 temp=1050
```

Executando esse arquivo com o SUPREM-4GS, obtemos o perfil de concentração de Boro implantado no sensor após a etapa de recozimento (figura 4.16).

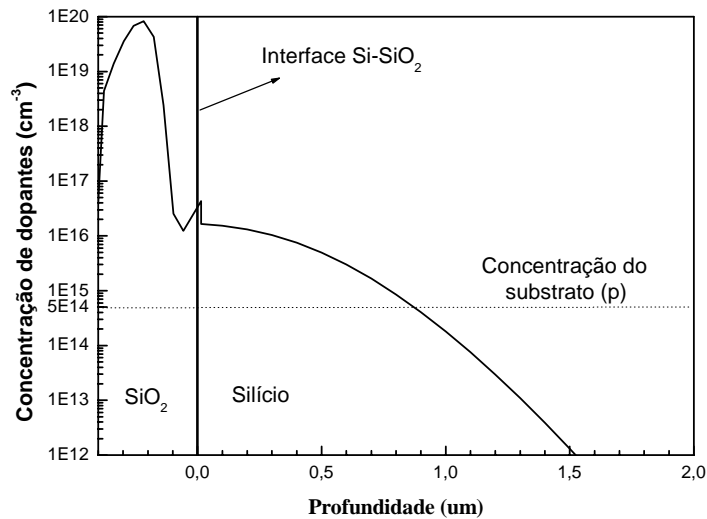


Figura 4.16: Perfil de concentração de dopantes na região ativa do sensor.

A simulação mostra o perfil resultante das duas implantações após o recozimento na região ativa do sensor. A implantação de Boro com energia de 40keV, como se pode ver na figura, não alcança o silício. A segunda implantação forma uma região tipo-p com uma junção à 0,9 μm de profundidade. A linha pontilhada em 5×10^{14} no eixo da concentração indica o nível de concentração de fósforo no substrato.

4.2.2 PISCES-2ET [25]

Esse software simula características elétricas no semiconductor usando modelos de transporte de portadores³ [28-29]. Ele permite simular um dispositivo em funcionamento a partir da sua descrição (incluindo dimensões, condições de dopagem, etc.) e tensões e

³ M. R. Pinto, C. S. Rafferty and R. W. Dutton, "PISCES-II – Poisson and Continuity Equation Solver," Stanford Electronics Laboratory Technical Report, Stanford University, September 1984.

correntes aplicadas nos terminais. O modelo utilizado para os cálculos é o da aproximação de momento na distribuição de Boltzmann para resolver a Equação de Transporte de Boltzmann. O estado do dispositivo é descrito através de seis variáveis, que são o potencial eletrostático, concentração e temperatura de portadores (n e p), e temperatura da rede. A partir dessas variáveis, todas as outras características do dispositivo podem ser extraídas, como por exemplo, as características I-V entre dois eletrodos.

As distribuições dessas variáveis são obtidas pelo software através de seis equações independentes (Poisson, continuidade, balanço de energia e difusão térmica), mais as condições de contorno adequadas. Como resultado, obtemos mapas tridimensionais da distribuição da concentração de portadores, níveis *quasi*-Fermi e potencial elétrico.

Além dessas equações, que resolvem os casos mais gerais, vários modelos físicos adicionais estão embutidos no software e podem ser utilizados para resolver problemas mais específicos e ou incluir fenômenos relevantes em cada caso em particular. Entre eles podemos encontrar modelos mais refinados para mobilidade e modelos para geração e recombinação de portadores.

Usando esse software, simulamos o sensor em funcionamento tanto no regime estático como no dinâmico. Construímos uma estrutura muito similar ao dispositivo real e usando um dos modelos especiais do PISCES-2ET, chamado PHOTOGEN, simulamos a injeção de portadores pela incidência de fótons. O modelo PHOTOGEN força uma criação constante de pares com perfil exponencial com máximo na superfície. Os portadores gerados obedecem às equações de transporte e se distribuem até alcançar o estado de equilíbrio. O potencial gerado no espaço pelos portadores em excesso é calculado. A partir desse potencial, podemos extrair várias curvas necessárias à caracterização do dispositivo no regime estático. Também existe a possibilidade de fazer a evolução temporal do sistema,

o PHOTOGEN pode ser ligado e desligado, simulando a incidência de um pulso de luz. Após o desligamento do PHOTOGEN, os portadores em excesso passam a se recombinar e toda a evolução do sistema até o restabelecimento da condição inicial pode ser mapeada.

No software PISCES-2ET também usamos arquivos de entrada especificando a estrutura bidimensional do dispositivo em forma de uma malha, as condições de dopagem do substrato, as características de injeção de portadores e parâmetros referentes ao modelo usado. Um exemplo está mostrado abaixo.

```
title PSD

mesh rect nx=45 ny=34 outf=psd.msh

x.m n=1 l=0 r=1
x.m n=3 l=1000 r=1
x.m n=8 l=2000 r=1
x.m n=38 l=8000 r=1
x.m n=43 l=9000 r=1
x.m n=45 l=10000 r=1

y.m n=1 l=0 r=1
y.m n=4 l=2 r=1
y.m n=23 l=5 r=1
y.m n=31 l=8 r=1
y.m n=34 l=13 r=1

$centro de incidência da luz=2.9$
region num=1 ix.l=1 ix.h=45 iy.l=4 iy.h=34 silicon
region num=2 ix.l=1 ix.h=10 iy.l=1 iy.h=4 oxide
region num=2 ix.l=15 ix.h=45 iy.l=1 iy.h=4 oxide
region num=3 ix.l=10 ix.h=15 iy.l=1 iy.h=4 silicon
region num=4 ix.l=3 ix.h=8 iy.l=4 iy.h=34 silicon
region num=4 ix.l=38 ix.h=43 iy.l=4 iy.h=34 silicon

elec num=1 ix.l=3 ix.h=10 iy.l=4 iy.h=4
elec num=2 ix.l=40 ix.h=47 iy.l=4 iy.h=4
elec num=3 ix.l=1 ix.h=45 iy.l=34 iy.h=34

dop uniform n.type con=5e12 reg=14
dop ascii infile=all13150 start=2 reg=14
dop uniform p.type con=2.04595E17 reg=3
dop ascii infile=all1540 start=2 reg=4
```

```

contact all alu

symb newton carr=2
method it=1000 tr c.tol=1e-6 p.tol=1e-6

log ivfile=psd.iv

models photogen flux=1e16 abs.coef=1e5

solve init outf=psd.i

$models photogen flux=1e15 abs.coef=1e5

$solve ti=1e-10 tfinal=1e-8 outf=psdsuprem.ca

$models photogen flux=0 abs.coef=0

$solve ti=1e-10 tfinal=4e-6 outf=psdsuprem.sa

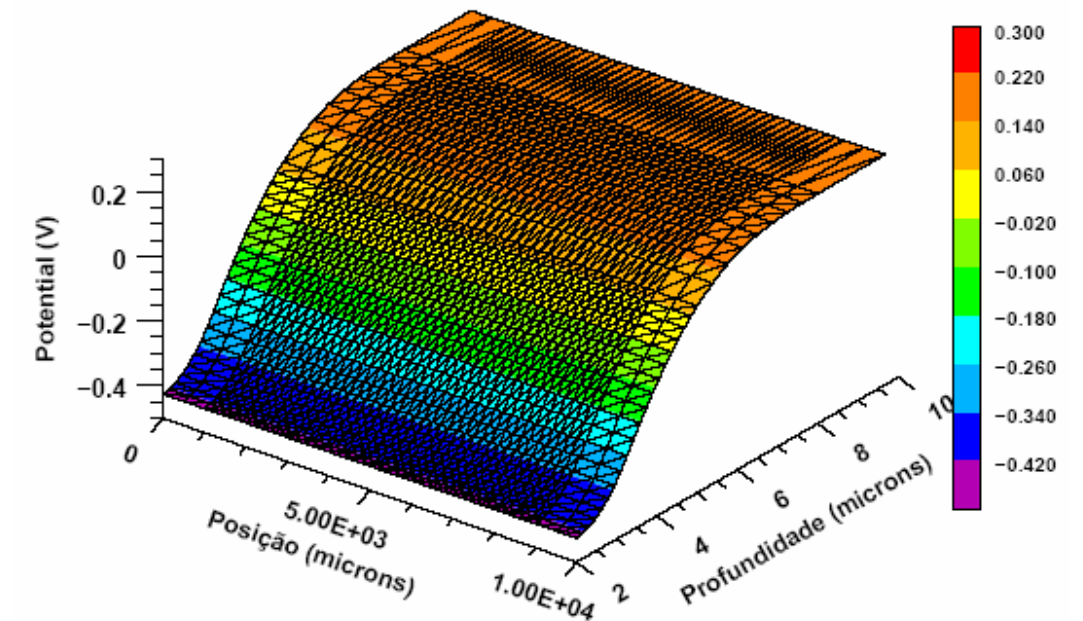
end

```

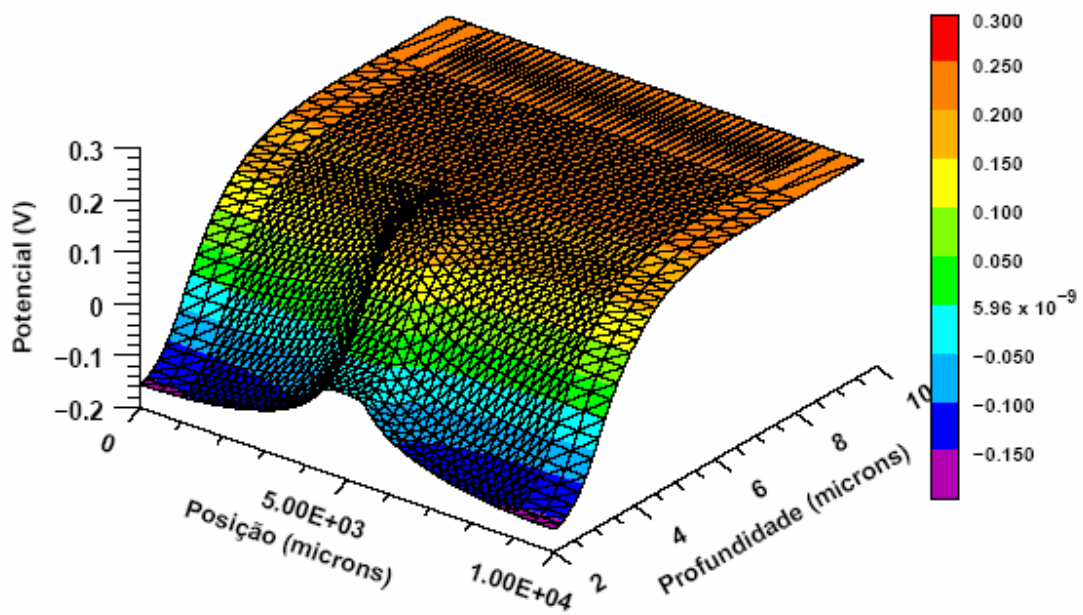
O arquivo acima possui instruções para diferentes tipos de simulações, tanto no regime estático quanto no regime dinâmico. A simulação é escolhida modificando alguns parâmetros e habilitando/desabilitando certas linhas de comando.

4.2.2.1 Regime estático

Como um dos resultados das simulações, obtemos a distribuição tridimensional de potencial gerado pela junção p-n (fig. 4.17a). Para uma injeção constante de portadores pela incidência de luz, o potencial é modificado pelas cargas em excesso. O perfil tridimensional do potencial durante a injeção está mostrado na figura 4.17b. Na figura 4.17a está mostrada a distribuição bidimensional do potencial, onde a variação de potencial com a profundidade é devida à tensão *built-in*, como ilustrado na figura 2.12. Na figura 4.17b, um feixe de luz com largura de 1mm e intensidade equivalente à aproximadamente $40\text{mW}/\text{cm}^2$ está incidido sobre o sensor numa distância de 2,1 mm do centro.



a)



b)

Figura 4.17: Distribuição espacial do potencial no sensor. **a)** potencial gerado pela junção p-n sem injeção de portadores. **b)** Potencial gerado pela junção p-n com a deformação causada pelos portadores em excesso gerados pela incidência de luz.

O potencial em função da posição na superfície do sensor é mostrado na figura 4.18.

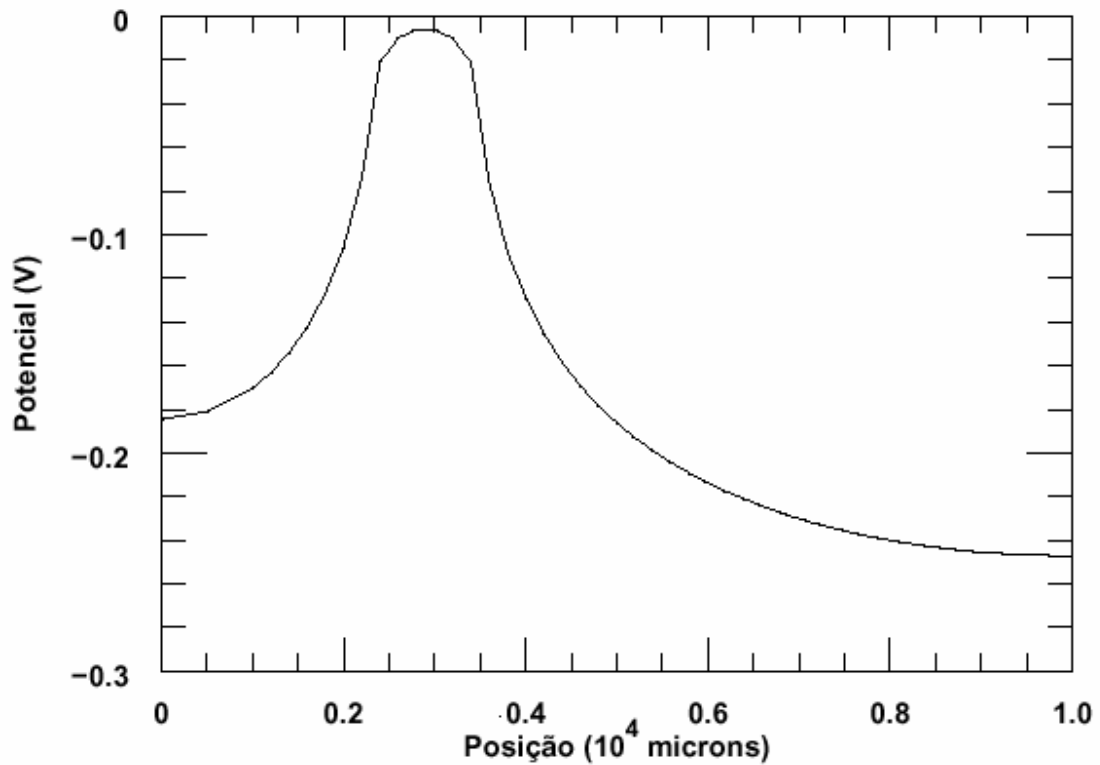


Figura 4.18: Distribuição de potencial na superfície do sensor

Na distribuição de potencial na superfície do sensor, podemos ver uma diferença de mais de 240mV entre o potencial logo abaixo do feixe de luz e a borda do sensor. Essa curva mostra o perfil de potencial para a simulação de uma injeção equivalente a duas ordens de grandeza maior do que as usadas nas medidas estáticas.

A partir do potencial simulado, pudemos extrair a função de transferência do sensor. Usando uma iluminação equivalente à $0,1mW/cm^2$ em um sensor de 6mm, a curva obtida é mostrada na figura 4.19.

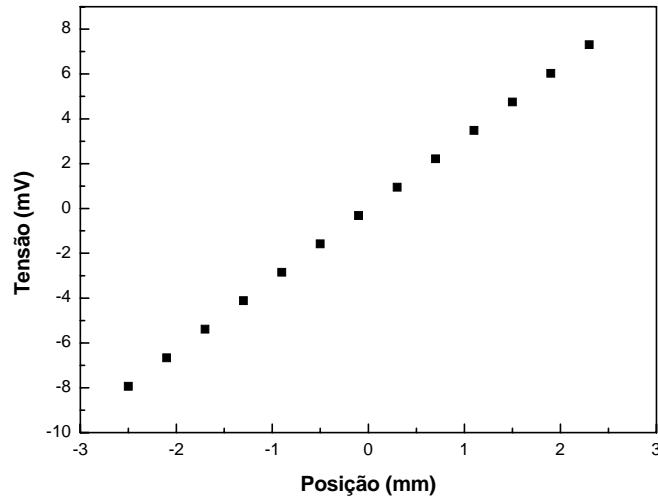


Figura 4.19: Função de transferência simulada para um sensor de 6mm.

Com a incidência da luz, um gradiente de concentração de portadores é gerado. Esses portadores podem recombinar-se ou atravessar a junção (corrente direta), enquanto isso, eles difundem isotropicamente em direção contrária ao gradiente. Para ver se os portadores realmente difundem até os contatos, simulamos a difusão dos portadores gerados para diferentes intensidades de luz incidente.

A figura 4.20 mostra perfis de concentração dos elétrons gerados na região tipo-p. Os perfis foram simulados para intensidades de luz variando em 3 ordens de grandeza. São apresentadas as concentrações de elétrons por se tratar de uma injeção fraca, o que não altera significativamente o número de lacunas na região tipo-p. A grande maioria dos elétrons recombina-se rapidamente, mas uma porção significativa alcança as regiões dos contatos. Entretanto, podemos notar um aumento não proporcional entre os elétrons gerados e os que difundem até os contatos.

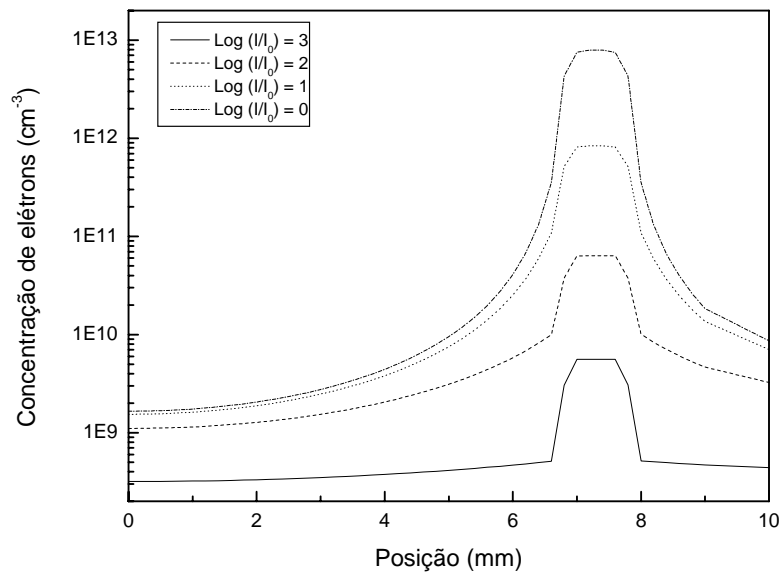


Figura 4.20: Perfil de concentração dos portadores no estado estacionário para 4 diferentes intensidades de iluminação.

4.2.2.2 Regime dinâmico

O regime dinâmico também foi simulado usando PISCES-2ET. O modelo PHOTOGEN é ligado durante 10ns e depois desligado e o comportamento dos portadores e do potencial são analisados durante todo o transiente. A evolução temporal do potencial na superfície do sensor está mostrada na figura 4.21. O potencial na superfície está mostrado em diferentes tempos durante o transiente. Nos 10 primeiros nanosegundos, a injeção está ocorrendo e o potencial na região sob o feixe de luz cresce até atingir um máximo. Com a difusão dos portadores, o potencial começa a aumentar nas regiões exteriores à da incidência de luz. Passado 1 μ s, a diferença de potencial entre qualquer ponto da superfície do sensor é praticamente zero, embora ainda exista um excesso de portadores.

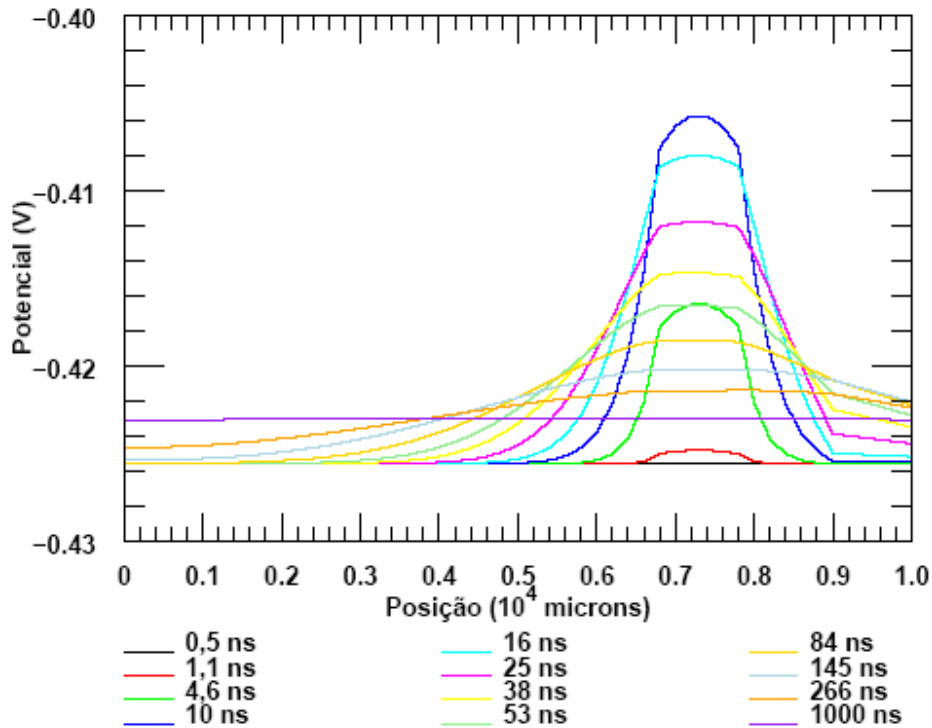


Figura 4.21: Evolução do potencial na superfície do sensor em vários momentos do transiente.

Se observarmos a diferença de potencial entre os pontos nas posições 2,2mm e 8,2mm, por exemplo, vemos que mesmo depois de cessada a injeção, o seu valor continua aumentando até pelo menos 25ns. Esse resultado explica porque nas curvas das figuras 4.11, 4.12 e 4.14, o sinal de tensão medido aumenta mesmo depois de desligado o laser. A partir da evolução do potencial, podemos extrair as curvas da evolução da tensão medida entre os eletrodos do sensor para o regime dinâmico. Um exemplo para um sensor de 6mm está mostrado na figura 4.22.

Comparando a figura 4.22 com a curva da figura 4.11, podemos notar características muito semelhantes no comportamento das curvas. O sinal máximo simulado é um pouco maior do que o sinal medido em 4.11, mas o tempo de descida é menor. Com a ajuda da figura 4.14, podemos sugerir que a simulação foi feita em um ponto mais próximo a um dos

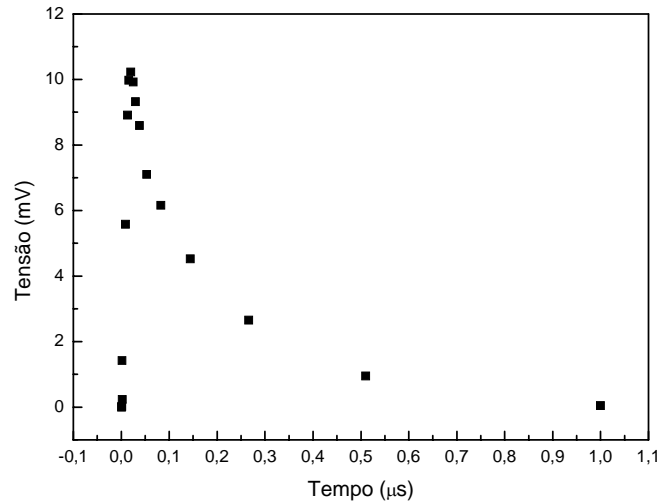


Figura 4.22: Simulação do tempo de recuperação do sinal no regime dinâmico.

contatos do que a medida em 4.11. Os tempos de subida e de descida das duas curvas, entretanto, são da mesma ordem de grandeza.

Também nesse regime foram feitas simulações variando a posição do centro do feixe de luz. Na figura 4.23 vemos as curvas para três posições afastadas 2,1mm, 1,4mm e 0,7mm do centro de um sensor de 6mm. As simulações comprovam as medidas da figura 4.14 que mostram a dependência da amplitude do sinal e do tempo de recuperação com a posição do feixe de luz.

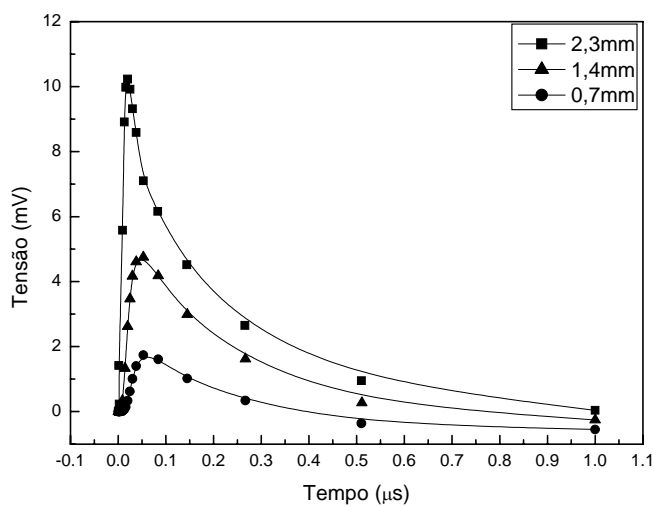


Figura 4.23: Evolução do potencial para três diferentes posições no mesmo sensor.

4.3 Otimização

Conhecendo as equações e os parâmetros que regem o funcionamento do sensor buscamos o melhoramento do mesmo no sentido de aumentar a sua sensibilidade. A otimização partiu das simulações da variação de alguns parâmetros que poderiam alterar a resposta do dispositivo. Entre os parâmetros analisados nas simulações se encontram a dose e a energia das implantações dos dopantes e concentração do substrato. As condições de implantação dos dopantes e os perfis de concentração após o recozimento foram simulados no SUPREM-4GS e o funcionamento do dispositivo, com os novos parâmetros, no PISCES-2ET. Durante a fabricação, também foram feitas outras melhorias, como otimização do óxido da camada anti-refletores e redução de centros de recombinação dos portadores minoritários via *gettering*.

4.3.1 Simulações

A implantação de Boro da região ativa foi simulada para doses de 3×10^{12} , 1×10^{13} e 5×10^{13} cm^{-2} . O potencial gerado pelos portadores nos três casos para igual condição de iluminação está mostrado na figura 4.24.

Devido à diferença nas tensões *built-in* entre os três casos, as curvas foram colocadas com potencial mínimo em zero, para melhor visualização das suas diferenças. Os resultados mostram um maior sinal de resposta do sensor para implantações com dose menores. Dois fenômenos contribuem para o aumento do sinal medido. A menor dopagem aumenta a resistência da região tipo-p resultando numa maior queda de potencial

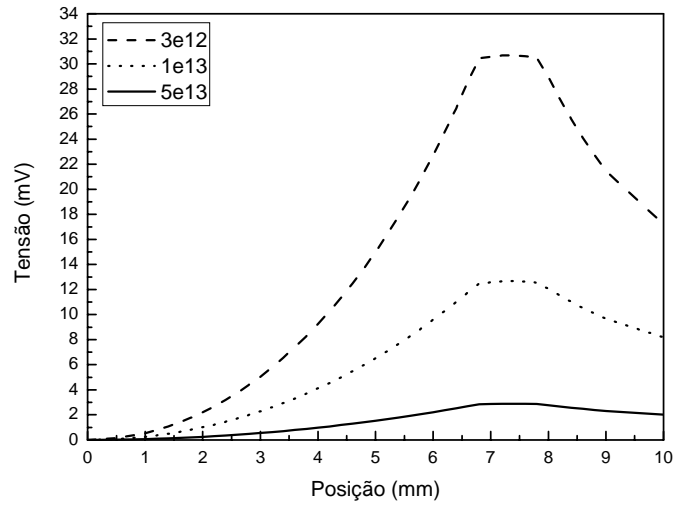


Figura 4.24: Simulação do potencial para 3 doses de implantação da região ativa do sensor.

pela passagem dos portadores. Além disso, a zona de depleção se estende até muito próximo da superfície, resultando em um maior número de pares de portadores separados pela junção.

Outro parâmetro simulado foi a energia dessa implantação. Energias de 130keV, 150keV e 200keV foram simuladas e os potenciais gerados nessas condições estão mostrados na figura 4.25.

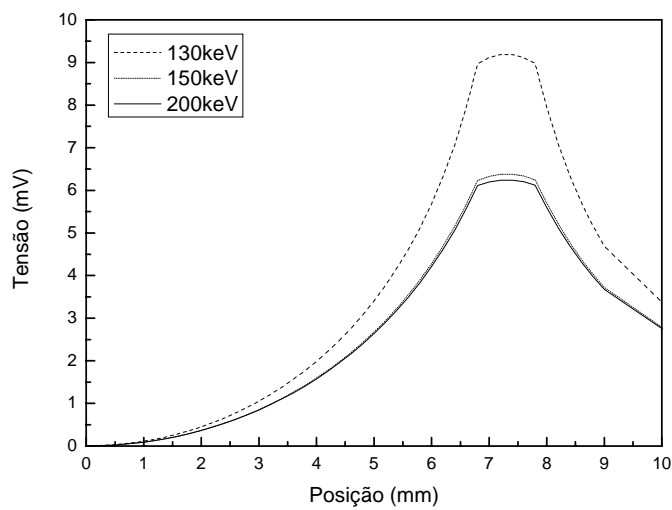


Figura 4.25: Simulação de 3 energias diferentes na implantação da região ativa.

As curvas mostram maior amplitude de variação do potencial para uma implantação com energia menor. Quanto maior a energia de implantação, mais profunda se situa a junção e como a maior parte dos fótons é absorvida em profundidades menores do que $1\mu\text{m}$, uma parte significativa dos pares criados se recombina antes de alcançar a junção. Vemos que a diferença entre 150keV e 200keV não varia significativamente a resposta porque outro efeito se torna importante para implantações mais profundas. A concentração de dopantes se torna menor na superfície do sensor, a medida que o pico de concentração se desloca para dentro do substrato. Os dois efeitos são pequenos, visto que o processo de recozimento e difusão é mais importante para a definição do perfil final de concentração dos dopantes do que a energia de implantação. Comparando as figuras 4.24 e 4.25, fica evidente que variação da dose de implantação causa um efeito maior do que a variação da energia nas características do sensor.

Outro parâmetro analisado nas simulações foi a dopagem inicial do substrato do sensor. Foram simuladas concentrações de fósforo de 5×10^{13} , 5×10^{14} e $5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ para o substrato e os potenciais gerados pela injeção nessas condições são mostrados na figura 4.26.

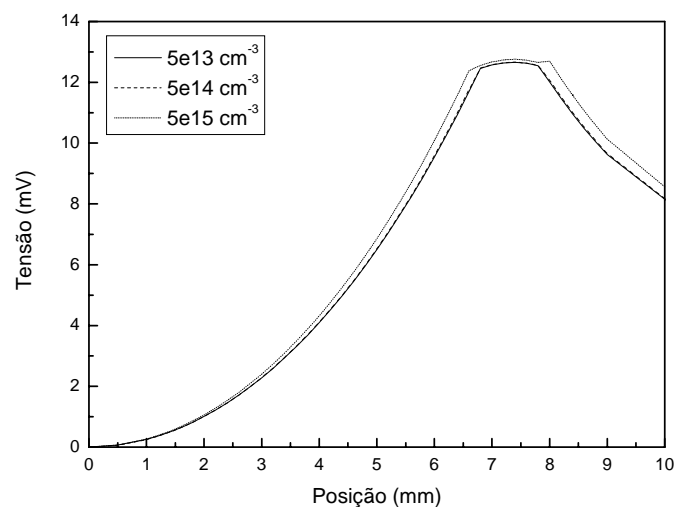


Figura 4.26: Simulação dos potenciais para diferentes concentrações iniciais do substrato.

As curvas acima mostram que a variação da concentração do substrato não causa efeito significativo no potencial gerado. Dois efeitos podem ser mencionados referentes à variação da concentração do substrato. O primeiro é a variação do tamanho da zona de depleção na região tipo-n. O segundo é a redução da dopagem líquida na região tipo-p. O primeiro efeito causa pouca variação no sinal do sensor, pois a quantidade de pares criados a grandes profundidades é muito pequena em relação aos portadores gerados próximo à superfície. A variação líquida da concentração de dopantes na região tipo-p é de menos de 1%, o que também não causa efeito significativo no sinal do sensor.

4.3.2 Experimental

Diferentes regimes foram usados na fabricação de sensores visando a otimização do mesmo. Os regimes testados incluem variações nas doses e energias de implantação da região ativa, variação na espessura do óxido da camada anti-refletiva e implantação de Argônio para *gettering*.

Para analisar o efeito da dose de implantação na resposta do sensor, foram construídos sensores com doses de implantação de $1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ e $3 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, ambas com energia de 150keV.

As funções de transferência medidas para esses sensores estão mostradas na figura 4.27. As curvas mostram a grande influência da concentração de dopantes na região tipo-p no sinal medido, como já havíamos mostrado na simulação. A curva para uma dose de implantação mais baixa mostrou um sinal mais alto. Isso se deve principalmente à maior resistência da região-p onde os portadores difundem. Quanto menor a concentração de dopantes no semiconductor, maior é a resistência (ver figura 2.8) e segundo a lei de Ohm,

uma densidade de corrente passando em um material mais resistivo causa uma queda maior de potencial.

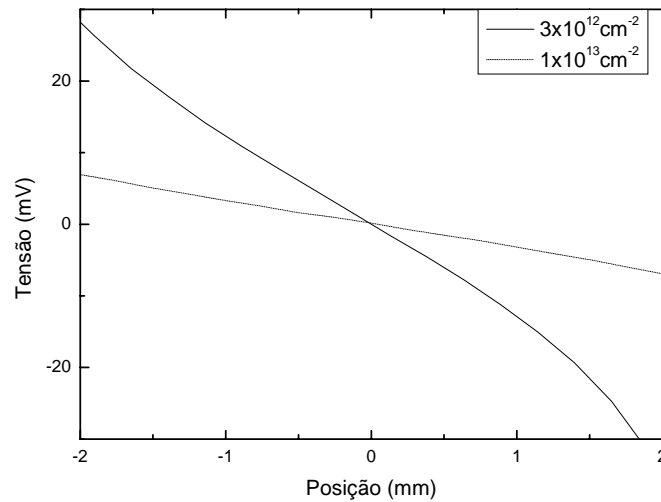


Figura 4.27: Funções de transferência medidas para sensores com duas doses de implantações diferentes na região ativa.

O efeito da energia de implantação foi analisado em sensores implantados com energias de 150keV e 200keV. As funções de transferência desses sensores foram medidas e o resultado está apresentado na figura 4.28.

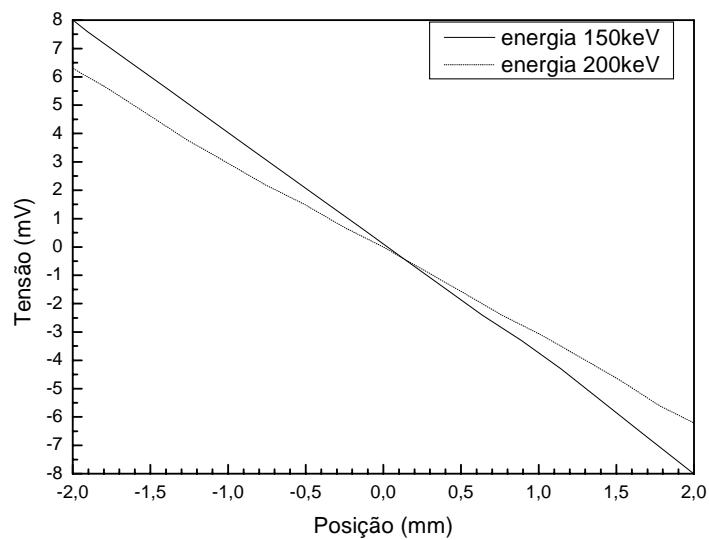


Figura 4.28: Funções de transferência para sensores implantados com duas energias diferentes na região ativa.

As curvas da figura 4.28 mostram um sinal maior para o sensor em que a energia de implantação foi menor. À medida que a junção se afasta da superfície, e por consequência a zona de depleção, menos pares de portadores são separados. Como mostrado nas simulações, essa variação é pequena em relação à variação que se vê variando a dose da implantação.

Outro parâmetro analisado foi a espessura do óxido usado como camada anti-refletiva. O óxido foi projetado e construído inicialmente para se ter a maior redução da reflexão possível. Como já havia sido otimizado na escolha inicial, construímos sensores com o óxido duas vezes mais espesso para ter o efeito contrário e refletir o máximo possível. As medidas desses sensores estão mostradas na figura 4.29.

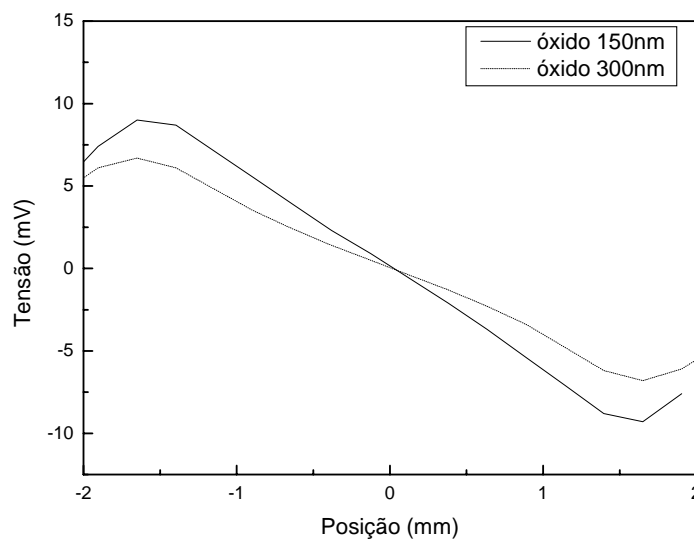


Figura 4.29: Funções de transferência para sensores com diferentes espessuras de oxido na superfície.

Como esperávamos, a cobertura de óxido com espessura de 150nm é melhor do que a camada de 300nm quando usada como camada anti-refletiva para um fotodetector de silício. Como a reflexão depende do comprimento de onda, uma medida com

monocromador nos mostra a resposta espectral do sensor com diferentes espessuras de óxido. Os espectros para óxidos de 150 e 300nm juntamente com um espectro de uma amostra sem óxido são mostrados na figura 4.30. As medidas foram feitas com o feixe de luz ajustado na mesma posição para todos os sensores.

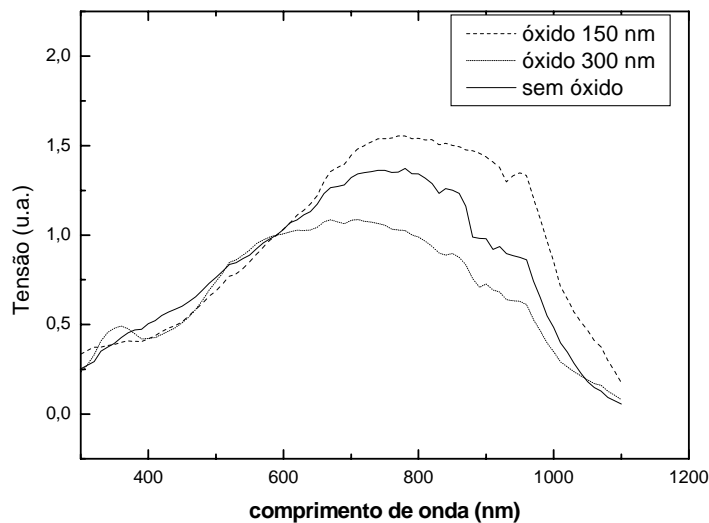


Figura 4.30: Resposta espectral do sensor para camadas anti-refletivas de espessura 0, 150 e 300 nm.

Quando comparadas à um sensor sem a camada de óxido, vemos que o sinal tanto pode aumentar quanto diminuir dependendo da espessura da camada dielétrica. A medida mostra que a escolha inicial da espessura de óxido foi acertadamente projetada para reduzir a reflexão e, por consequência, aumentar o sinal. Analisando a área das curvas da figura 4.30, vemos que na curva medida para a amostra com óxido de 150nm a área é 16% maior do que amostra sem óxido e 38% maior do que a curva da amostra com óxido de 300nm. Como a resposta do sensor é a soma das respostas de todos os comprimentos de onda, temos uma relação direta entre a área das curvas e o sinal elétrico medido naquele ponto para cada amostra.

Um outro passo tecnológico usado para melhorar a resposta do dispositivo foi a implantação de Argônio na parte de baixo da lâmina de silício. Esse método, conhecido como *gettering*, forma uma região defeituosa que funciona como um aprisionador dos metais presentes no substrato e, por conseqüência, deixa à região ativa do sensor mais limpa de impurezas não desejadas. A redução desses metais na região ativa provoca um aumento no tempo de vida dos portadores por serem estes centros de recombinação. Foi implantado Argônio com energia de 200keV e dose de 1×10^{16} . A função de transferência de uma amostra com *gettering* comparada a uma amostra nas mesmas condições sem a implantação de Argônio é mostrada na figura 4.31.

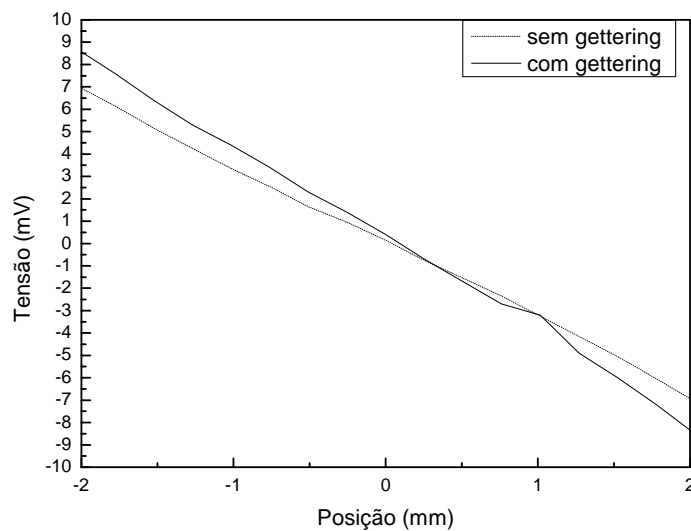


Figura 4.31: Funções de transferência para sensores com e sem *gettering*.

O aumento do tempo de vida dos portadores resultou em um aumento da resposta do sensor, devido a diminuição da recombinação dos portadores minoritários.

Diversas medidas e simulações comparando diferentes regimes dos processos da lista tecnológica foram feitas. A tabela 4.2 mostra uma síntese dos resultados das simulações.

	Pior	Intermediário	Melhor
Dose da implantação (cm^{-2})	5×10^{13}	1×10^{13} *	3×10^{12}
Energia da implantação	200keV	150keV *	130keV
Dopagem do substrato (cm^{-3})	Não houve diferença significativa		

Tabela 4.2: Comparação qualitativa entre as simulações. *parâmetros do lote inicial.

A comparação entre os sensores construídos com diferentes regimes é mostrada na tabela 4.3. As funções de transferência medidas foram comparadas e são apresentadas as razões entre as sensibilidades dos sensores com regimes modificados e a sensibilidade do sensor construído segundo a lista tecnológica inicial, mostrada na seção 3.2.2.

Mudança em relação à condição inicial	Sensibilidade / Sensibilidade inicial
Dose de implantação menor ($3 \times 10^{12} \text{cm}^{-2}$)	4-10
Energia de implantação maior (200keV)	0,74-0,85
Óxido de 300nm	0,62-0,98
Amostra com <i>gettering</i>	1,08-1,28

Tabela 4.3: Comparação entre as sensibilidades dos sensores construídos com diferentes regimes.

5 Conclusões

Um Fotossensor de Posicionamento Bidimensional foi projetado, desenvolvido e otimizado usando a infra-estrutura e a tecnologia disponível no laboratório de microeletrônica do Instituto de Física.

O princípio de funcionamento do sensor está relacionado com o efeito de fototensão lateral que é a geração de um campo potencial ao longo da superfície do dispositivo, resultado da injeção localizada de portadores através de um feixe de luz. Os pares elétron-lacuna são separados por uma junção p-n construída a cerca de $1\mu\text{m}$ de profundidade. Os portadores em excesso se difundem e geram uma queda de potencial lateral (paralela à junção) que pode ser medida através de eletrodos colocados na superfície do sensor.

O sensor foi construído em quatro tamanhos diferentes (4,5,6 e 7mm de distância entre os eletrodos) e medido em regime estático e regime dinâmico. O sinal elétrico é obtido de forma direta, sem a necessidade de circuitos de condicionamento ou amplificação. Como resultados, obtivemos a função de transferência do sensor com sensibilidades da ordem de 1mV/mm para uma iluminação em torno de $0,05\text{mW/cm}^2$. A função de transferência é, em primeira aproximação, uma função linear da posição. Análise da linearidade das curvas e simulações indica um valor ótimo para a distância entre os contatos em que a linearidade e, por conseqüência, a precisão do sensor é máxima para cada regime utilizado na construção do sensor.

No regime dinâmico, as respostas temporais dos sensores apresentaram tempos de recuperação de poucos μs , indicando que o sensor poderia ser usado em freqüências de centenas de kHz. Em mais baixas potências de iluminação, pode-se chegar a alguns MHz.

Programas especiais (SUPREM-4GS e PISCES-2ET) foram usados para simulações dos processos e do funcionamento do sensor, o que possibilitou a otimização do dispositivo, permitindo obter maior sensibilidade. Estudando os parâmetros relevantes para o melhoramento do sinal elétrico, modificamos os regimes dos processos tecnológicos e novos grupos de sensores foram fabricados. Os dispositivos construídos com uma dose de implantação menor do que a inicial tiveram sensibilidade entre 4 e 10 vezes maior. Usando *gettering*, conseguimos uma melhoria entre 8% e 28% na sensibilidade. Diferentes espessuras de camadas de óxido na superfície do sensor foram testadas como camada anti-refletora. A sensibilidade variou em até 61%. A espessura escolhida na versão final foi de 150nm ($\lambda/4n_{ox}$ de 900nm). Variando a energia de implantação, alcançamos sensitividades entre 17% e 35% superiores para energias menores de implantação.

O trabalho desenvolvido mostra as possibilidades de pesquisa numa área aplicada, pouco desenvolvida no país como a da fabricação de sensores de semicondutores. Como foi mostrado, a tecnologia planar de silício pode ser empregada na fabricação de dispositivos discretos e integrados simples, usados em sensoriamento remoto. Vários outros dispositivos poderiam ser construídos com a mesma infra-estrutura e tecnologia com custos baixos, tais como, sensores de pH, sensores de pressão, sensores de fluxo de gás, sensores de temperatura, sensores de presença de substâncias nocivas no ar, sensores de campo magnético, etc.

6 Referências

- [1] SZE, S. M. *Semiconductor sensors*. New York: John Wiley, 1994.
- [2] ZIMAN, J. M. *Principles of theory of solids*. Cambridge: Cambridge University Press, 1964.
- [3] KITTEL, C. *Quantum theory of solids*. New York: John Wiley, 1967.
- [4] BRENNAN, K. F. *The physics of semiconductors*. Cambridge: Cambridge University Press, 1999.
- [5] CONWELL, E. M. Properties of silicon and germanium. II. *Proc. IRE*, New York, v. 46, n. 6, p. 1281-1300, June 1958.
- [6] SZE, S. M.; IRVIN, J. C. Resistivity, mobility, and impurity levels in GaAs, Ge and Si at 300°K. *Solid State Electronics*, Oxford, v. 11, n. 6, p. 599-602, June 1968.
- [7] SHOCLEY, W. *Electrons and holes in semiconductors*. New York: Van Nostrand, 1950.
- [8] CONWELL, E.; WEISSKOPF, V.F. Theory of impurity scattering in semiconductors. *Phys. Rev.*, New York, v. 77, n. 3, p. 388-390, Feb. 1950.
- [9] BARDEEN, J.; SHOCKLEY, W. Deformation potentials and mobilities in non-polar crystals. *Phys. Rev.*, v. 80, n.1, p. 72-80, Oct. 1950.
- [10] PEARSON, G. L.; BARDEEN J. Electrical properties of pure silicon and silicon alloys containing boron and phosphorous. *Phys. Rev.*, New York, v. 75, n. 5, 865-883, Mar. 1949.
- [11] ORTON, J. W.; BLOOD, P. *The electrical characterization of semiconductors: measurement of minority carrier properties*. Oxford: Academic Press, 1990.
- [12] SZE, S. M. *Physics of semiconductor devices*. 2. ed. New York: John Wiley, 1981.
- [13] PEREIRA, J. A. de A. M. *Construção e caracterização de um fotodiodo de silício*. 1979. Paginação irregular. Dissertação (Mestrado em Engenharia Elétrica) – Escola Politécnica, Universidade de São Paulo, São Paulo, 1979.
- [14] MESTANZA, S. N. M.; MANERA, L. T.; SOUZA, A. C. T. de; SILVA, I. F.; DOI, I.; SWART, J. W. Three-color detectors for APS-CMOS image sensors employing a triple junctions. In: INTERNATIONAL SYMPOSIUM ON MICROELECTRONICS TECHNOLOGY AND DEVICES, 18., 2003, São Paulo. *Proceedings of the ...* Pennington: Electrochemical Society, 2003. p. 428-436.

- [15] LUCOWSKY, G. Photoeffects in nonuniformly irradiated p-n junctions. *J. Appl. Phys.*, New York, v. 31, n. 6, p. 1088-1095, June 1960.
- [16] UDT Sensors, Inc. Disponível em: <<http://www.udt.com>>. Acesso em: 10 abr. 2004.
- [17] WALLMARK, J. T. A new semiconductor photocell using lateral photoeffect. *Proc. IRE*, New York, v. 45, n. 4, p. 474-483, Apr. 1957.
- [18] KERN, W.; PUOTINEM, D. A. Cleaning solutions based on hydrogen peroxide for use in silicon semiconductor technology. *RCA Rev.*, Princeton, v. 31, n. 2, p. 187-206, June 1970.
- [19] WOLF, S.; TAUBER, R. N. *Silicon processing for the VLSI era*. 2. ed. Los Angeles: Lattice Press, 2000.
- [20] JAEGER, R. C. *Introduction to microelectronic fabrication*. Reading: Addison-Wesley, 1998. (Modular series on solid state devices, v. 5).
- [21] DEAL, B. E.; GROVE, A. S. General relationship for the thermal oxidation of silicon. *J. Appl. Phys.*, New York, v.36, n.12, p. 3770-3778, Dec. 1965.
- [22] VOSSSEN, J. L.; KERN, W. *Thin film processes*. New York: Academic Press, 1978.
- [23] PRAMANIK, D.; SAXENA, A. N. VLSI metallization using aluminum and its alloys, I. *Solid State Technology*, Washington, v. 26, n. 1, p. 127-133, Mar. 1983.
- [24] KANO, K. *Semiconductor devices*. Upper Saddle River: Prentice Hall, 1998.
- [25] STANFORD TCAD, computer programs. Disponível em: <<http://www-tcad.stanford.edu>>. Acesso em: 10 abr. 2004.
- [26] MATHIOT, D.; PFISTER, J. C. Dopant diffusion in silicon: a consistent view involving nonequilibrium defects. *J.Appl.Phys*, Woodbury, v. 55, n. 10, p. 3518-3530, May 1984.
- [27] PACKMAN, P. A.; PLUMMER, J. D. Temperature and time dependence of B and P diffusion in Si during surface oxidation. *J. Appl. Phys.*, Woodbury, v. 68, n. 8, p. 4327-4329, Oct. 1990.
- [28] ARORA, N. D.; HAUSER, J. R.; ROULSTON, D. J. Electron and hole mobilities in silicon as a function of concentration and temperature. *IEEE Trans. Electron Devices*, New York, v. 29, n. 2, p. 292-295, Feb. 1982.
- [29] BANK, R. E.; COUGHRAN, W. M.; FICHTNER, W.; GROSSE, E. H.; ROSE, D. J.; SMITH, R. K. Transient simulation of silicon devices and circuits. *IEEE Trans. Electron Devices*, New York, v. 32, n. 10, p. 1992-2007, Oct. 1985.