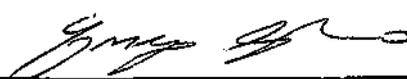


1. Publicação nº <i>INPE-2516-TDL/099</i>	2. Versão	3. Data <i>Ago, 1982</i>	5. Distribuição <input type="checkbox"/> Interna <input checked="" type="checkbox"/> Externa <input type="checkbox"/> Restrita
4. Origem <i>DRH-DTE</i>	Programa <i>FRH/ECO</i>		
6. Palavras chaves - selecionadas pelo(s) autor(es) <i>RESISTIVIDADE ELÉTRICA IMPLANTAÇÕES DE FÓSFORO NO SILÍCIO</i>			
7. C.D.U.: <i>539.2</i>			
8. Título  <i>RESISTIVIDADE ELÉTRICA EM IMPLANTAÇÕES DE BAIXA ENERGIA DE P NO Si</i>		10. Páginas: <i>93</i>	
		11. Última página: <i>A.8</i>	
9. Autoria <i>Enzo Granato</i>		12. Revisada por  <i>R. Ranvaud</i> <i>Ronald D.P.K.C. Ranvaud</i>	
Assinatura responsável 		13. Autorizada por  <i>Nelson de Jesus Parada</i> <i>Nelson de Jesus Parada Diretor</i>	
14. Resumo/Notas  <i>Investiga-se o comportamento elétrico da camada implantada de P no Si obtida por implantação iônica com 12 KeV de energia para 6 doses diferentes, variando de <math>10^{12}</math> a <math>10^{16}</math> <math>cm^{-2}</math>. As propriedades elétricas foram examinadas através de medidas de resistividade de folha em função da temperatura entre 300 e 4,2 K. A determinação da distribuição em profundidade da densidade e mobilidade de portadores foi obtida por meio de medidas de coeficiente Hall e resistividade de folha após cada remoção sucessiva de camadas finas da amostra implantada através de oxidação anódica do Si.</i>			
15. Observações  <i>Dissertação de Mestrado em Eletrônica e Telecomunicações, aprovada em 26 de abril de 1982.</i>			

Aprovada pela Banca Examinadora  
em cumprimento a requisito exigido  
para a obtenção do Título de Mestre  
em Eletrônica e Telecomunicações

Dr. Ivan Costa da Cunha Lima



Presidente

Dr. Ronald D.P.K. Clive Ranvaud



Orientador

Dr. Nei Fernandes de Oliveira Júnior



Membro da Banca  
-convidado-

Dr. Antonio Ferreira da Silva



Membro da Banca

Dr. Barclay Robert Clemesha



Membro da Banca

Candidato: Enzo Granato

São José dos Campos, 26 de abril de 1982



Se non   vero,   ben trovato.

• •  
•

A minha esposa Mara e a minha filha Daniela.

• •  
•

## AGRADECIMENTOS

Este trabalho não teria sido desenvolvido, ou muito menos concluído, sem a participação direta ou indireta de muitas pessoas. Gostaria portanto de expressar meus sinceros agradecimentos a todos, em particular aos Drs.,

RONALD RANVAUD, pela orientação científica e apoio dispensado durante o desenvolvimento deste trabalho;

ANTÔNIO FERREIRA DA SILVA E PAULO MOTISUKE, pelas discussões proveitosas e sugestões apresentadas durante o decorrer do trabalho;

NEI FERNANDES DE OLIVEIRA JUNIOR, pela permissão para realizar medidas no Laboratório de Criogenia do IFUSP;

JOEL PEREIRA DE SOUZA, pela gentileza de fornecer as amostras implantadas.

Gostaria também de agradecer ao RUI DE OLIVEIRA a assistência dispensada durante as medidas em baixas de temperatura.

Finalmente, gostaria de apresentar meus agradecimentos aos colegas da Divisão de Materiais do INPE pelo apoio e estímulo oferecido.



### ABSTRACT

*The electrical behavior of P implanted layer on p-Si (12 KeV of implantation energy) for 6 doses varying from  $10^{12}$  to  $10^{16}$   $\text{cm}^{-2}$  was investigated. The electrical properties were examined through sheet resistivity measurements as a function of temperature between 300 and 4,2 K. The depth distribution of density and mobility of carriers was obtained through sheet Hall coefficient and resistivity measurements following successive removals of thin layers of the implantation by anodic oxidation.*



## SUMÁRIO

	<u>Pág.</u>
LISTA DE FIGURAS .....	<i>xiii</i>
LISTA DE TABELAS .....	<i>xv</i>
<u>CAPÍTULO 1 - INTRODUÇÃO</u> .....	1
<u>CAPÍTULO 2 - IMPLANTAÇÃO IÔNICA EM SEMICONDUTORES</u> .....	5
2.1 - Introdução .....	5
2.2 - Distribuição de impurezas .....	6
2.3 - Defeitos e recozimento .....	12
<u>CAPÍTULO 3 - PREPARAÇÃO DA AMOSTRA</u> .....	13
<u>CAPÍTULO 4 - CARACTERÍSTICAS ELÉTRICAS DA CAMADA IMPLANTADA</u> .....	15
4.1 - Resistividade e coeficiente Hall de folha .....	15
4.2 - Densidade e mobilidade efetiva de portadores .....	19
4.3 - Medidas dos perfis de densidade e mobilidade de portadores. ....	23
4.3.1 - Remoção de camadas finas da amostra .....	24
4.3.1.1 - Oxidação anódica do silício .....	24
4.3.1.2 - Medida da espessura das camadas removidas .....	26
4.3.2 - Obtenção dos perfis .....	28
4.3.3 - Medida da profundidade do início da depleção .....	28
4.4 - Cálculo da profundidade do início da depleção .....	34
4.5 - Medida de profundidade da junção por desbaste em ângulo ...	37
4.6 - Distribuição de impurezas implantadas e de centros compensa dores .....	40
4.7 - Recozimento .....	46
<u>CAPÍTULO 5 - RESISTIVIDADE DE FOLHA EM FUNÇÃO DA TEMPERATURA</u> .....	49
5.1 - Medidas de resistividade de folha entre 300 e 4,2 K .....	49
5.2 - Interpretação da resistividade de folha em função da tempe ratura .....	52
<u>CAPÍTULO 6 - CONCLUSÕES</u> .....	61
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS .....	63
APÊNDICE A - "CANALIZAÇÃO" DE ÍONS EM MATERIAIS MONOCRISTALINOS	



## LISTA DE FIGURAS

	<u>Pág.</u>
2.1 - Definição de alcance R e alcance projetado $R_p$ .....	7
2.2 - Variação (teórica) do alcance projetado $R_p$ e desvio padrão $\Delta R_p$ em função da energia de implantação $P$ do P no Si .....	8
2.3 - Perda de energia por unidade de comprimento de alcance de íons implantados em um substrato, como resultado de colisões com elétrons (linhas pontilhadas) e com núcleos (linha contínua), ambos em função da energia do íon .....	9
2.4 - Efeito de orientação do cristal em relação ao feixe incidente para implantação de $^{32}\text{P}$ com 40 keV no Si (110) .....	11
3.1 - Dispositivo com amostra (vista superior) .....	14
3.2 - Estrutura final do dispositivo com a amostra implantada (corte) .....	14
4.1 - Amostra de formato arbitrário, com quatro contatos na periferia, utilizada para aplicação do método van der Pauw ...	16
4.2 - Função F usada para a determinação da resistividade no método van der Pauw .....	17
4.3 - Diagrama esquemático do circuito de medida, utilizados nas medidas de resistividade e no efeito Hall, na temperatura ambiente .....	18
4.4 - Variação de r com a concentração de impurezas para Si dopado com P .....	19
4.5 - Desenho esquemático de montagem utilizada para anodização das amostras implantadas .....	25
4.6 - Franjas de interferência utilizadas para a medida de profundidade. Ampliação da fotografia 70:1 .....	27
4.7 - $R_s \sigma_s^2$ em função da profundidade .....	29
4.8 - $\sigma_s$ em função da profundidade .....	30
4.9 - Perfis de distribuição de portadores e mobilidade Hall para 3 doses diferentes de implantação .....	31
4.10 - Curva característica ideal IxV de um diodo de junção (a) Curva característica ideal de dois diodos em posição e ligados em série (b) .....	32
4.11 - Características IxV da camada implantada cerca de duas anodizações antes de atingir a depleção. Vertical: corrente. Horizontal: tensão .....	33
4.12 - Parte reversa da característica IxV entre o contato $n^+$ e o substrato para a mesma amostra da Figura 4.11. Vertical: corrente. Horizontal: tensão .....	33

	<u>Pág.</u>
4.13 - Formação da junção pn entre a implantação e o substrato ..	34
4.14 - Amostra desbastada em ângulo, usada para medida de profundidade de junção .....	37
4.15 - Diagrama esquemático do arranjo utilizado para medida de ângulo de desbaste .....	38
4.16 - Franjas de interferência obtidas em uma amostra desbastada em ângulo .....	39
4.17 - Variação da mobilidade de condução em função da concentração de impurezas para Si do tipo n, a 300 K .....	42
4.18 - Perfis de doadores e aceitadores para a amostra de dose $10^{13} \text{ cm}^{-2}$ .....	43
4.19 - Perfis de doadores e aceitadores para a amostra de dose $10^{14} \text{ cm}^{-2}$ .....	44
4.20 - Perfis de doadores e aceitadores para a amostra de dose $5 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ .....	45
4.21 - Densidade efetiva de portadores em função da temperatura de recozimento para amostras com doses diferentes, indicadas ao lado de cada curva .....	47
4.22 - Mobilidade efetiva de portadores, em função da temperatura de recozimento, para várias amostras com doses diferentes.	48
5.1 - Criostato utilizado nas medidas em baixas temperaturas ...	50
5.2 - Medidas de resistividade de folha em função da temperatura as amostras implantadas .....	51
5.3 - Densidade de estados de um elétron em um semicondutor do tipo n .....	53
5.4 - Energias de ativação $\epsilon_1$ em função da concentração volumétrica equivalente .....	56
5.5 - Dependência de energia de ativação $\epsilon_1$ em função da concentração de impurezas para P no Si .....	58

## LISTA DE TABELAS

	<u>Pág.</u>
4.1 - Resultados de medidas de resistividade e coeficiente Hall de folha .....	18
4.2 - Densidade e mobilidade efetiva de portadores .....	23
4.3 - Comparação entre o cálculo e a medida do início da depleção	37
5.1 - Energias de ativação .....	52
5.2 - Densidade volumétrica equivalente e espessura da camada im plantada .....	55

4

## CAPÍTULO 1

### INTRODUÇÃO

A implantação iônica, utilizada como um método de dopagem, tem-se mostrado de grande utilidade na fabricação de dispositivos semicondutores. Em particular, esse processo possui várias vantagens potenciais em relação aos métodos mais tradicionalmente utilizados como, por exemplo, difusão térmica e epitaxia. Entre essas vantagens, podem ser citadas as possibilidades de introduzir uma variedade muito grande de tipos diferentes de impurezas em qualquer semicondutor e de gerar camadas dopadas muito estreitas (da ordem de centenas de Angstroms).

Além disso, as técnicas de fabricação de células solares que utilizam implantação iônica podem, em escala industrial, fornecer uma tecnologia altamente sofisticada e a preço competitivo. Um estudo recente dos fatores que influenciam o controle da eficiência de células solares preparadas por implantação iônica (Douglas and D'aeillo, 1980), revela que células solares de Si, de eficiências de 14-15% (AM1), podem ser obtidas com implantação de baixas energias (5-10 keV) utilizando-se  $^{11}\text{B}$ ,  $^{31}\text{P}$  e  $^{75}\text{As}$ .

Entretanto, os processos físicos envolvidos são muito mais complexos no caso de uma implantação iônica, do que os que ocorrem nos processos tradicionais. Como resultado, o número de parâmetros de implantação e do processamento posterior (recôzimento) que influenciam o comportamento elétrico final da camada implantada é muito grande.

O objetivo desse trabalho é apresentar resultados referentes ao comportamento elétrico de camadas implantadas de  $^{31}\text{P}$  no Si, obtida por implantação iônica de baixa energia. Das considerações acima citadas, verifica-se que esse trabalho pode ser de utilidade, tanto para o estudo de células solares obtidas por implantação iônica, como também para o próprio processo de implantação. Mais especificamente, deseja-se estudar o comportamento da resistividade elétrica em função da temperatura, correlacionando-se esse comportamento com o perfil de distribuição

de impurezas. Essa distribuição é obtida a partir de medidas de coeficiente Hall e resistividade de folha, na temperatura ambiente, realizadas após a remoção sucessiva de finas camadas da amostra.

Para melhor apreciação deste trabalho, é necessário ressaltar em que consistia a sua idéia original. A transição metal-isolante que ocorre em semicondutores dopados vem sendo intensamente estudada nestes últimos anos (Sasaki, 1980; Mott, 1974). Nesses materiais existe uma concentração crítica de impurezas, abaixo da qual a resistividade elétrica aumenta quando se diminui a temperatura (comportamento característico de um isolante), e acima da qual a resistividade decresce ou se mantém praticamente constante quando se diminui a temperatura (comportamento característico de um metal). A idéia original desse trabalho consistia, então, em estudar esse tipo de transição para o silício dopado com fósforo, numa camada suficientemente estreita, de forma a apresentar efeitos bidimensionais.

A transição metal-isolante em sistemas bidimensionais é uma questão bastante controvertida. De um lado existe a previsão teórica da existência de uma condutividade metálica mínima universal (Mott et alii, 1975; Licciardello and Thouless, 1975), que separa a fase metálica da fase isolante, e de outro lado existem as teorias que prevêm a ausência de estados "deslocalizados" em duas dimensões, ou seja, ausência de transição (Abrahams et alii, 1979; Kaveh and Mott, 1981).

Com o objetivo de fornecer resultados experimentais que pudessem ser significativos para essa questão, realizaram-se medidas de resistividade elétrica entre 300 e 4,2K em amostras de Si implantadas com P, usando-se a menor energia efetiva então disponível. Com essa implantação, esperava-se obter uma camada implantada suficientemente estreita para produzir um sistema quase-bidimensional. Alguns detalhes sobre essas considerações encontra-se em Granato (1981)<sup>1</sup>. As doses de implantação

---

<sup>1</sup> Durante as fases iniciais deste estudo, foram desenvolvidos os seguintes trabalhos: "Condução bidimensional em implantações rasas no silício" (Granato et alii, 1980) e "Resistividade elétrica de implantações rasas de P no Si" (Granato et alii, 1981).

foram escolhidas numa faixa em torno da concentração crítica volumétrica para o sistema Si dopado com P( $3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ), de modo a permitir uma comparação entre os resultados das medidas no sistema estudado e as forneci das na literatura para Si volumétrico. Os resultados mostraram que algumas amostras apresentavam comportamento metálico. Contudo, para considerar possíveis efeitos bidimensionais fazia-se necessário uma caracterização das amostras. O resultado final dessa caracterização mostrou que o perfil de distribuição de impurezas não era suficientemente estreito para apresentar efeitos bidimensionais. Dessa caracterização e da interpretação do comportamento da resistividade nessas amostras, resultou o presente trabalho.



## CAPÍTULO 2

### IMPLANTAÇÃO IÔNICA EM SEMICONDUTORES

#### 2.1 - INTRODUÇÃO

Quando um sólido é bombardeado com um elemento sob a forma de íons energéticos a maioria desses íons penetram no interior do material e, mediante colisões com os núcleos e elétrons do sólido, atingem finalmente o repouso a uma certa profundidade; portanto, tornam-se implantados no material, e a técnica de utilizar um feixe de íons energéticos para introduzir impurezas em determinado substrato é denominada implantação iônica.

Do ponto de vista da pesquisa científica, a implantação iônica constitui um processo muito importante, através do qual um grande número de fenômenos podem ser estudados. Entre esses, podem ser citados as interações ion-sólido, os mecanismos e efeitos de danos de radiação, a dopagem de não-equilíbrio e os fenômenos de difusão (Gibbons, 1980).

A implantação iônica muda a composição química e a rede cristalina do substrato. Portanto, como resultado do processo de implantação, as propriedades físicas e químicas, próximo à superfície do material, podem ser profundamente alteradas. No que se refere às modificações introduzidas na estrutura de bandas do material, a implantação iônica permite a formação de semicondutores do tipo p e n. Nesse processo, o substrato é bombardeado com íons que agem como doadores ou aceitadores, quando incorporados à rede cristalina do material.

Apesar das complicações existentes (produção de defeitos e "canalização"), a implantação iônica tem-se tornado um processo de grande utilidade para a tecnologia de dispositivos semicondutores porque, além de permitir a introdução de qualquer impureza, fornece um controle maior sobre a distribuição de impurezas do que o obtido pelos processos mais comumente usados, por exemplo, difusão térmica (Gibbons, 1980). Es

se controle se deve principalmente a dois fatores:

- a) a profundidade de penetração média dos íons implantados depende de sua energia;
- b) o número total de impurezas introduzidas no substrato depende da corrente de íons multiplicado pelo tempo de implantação.

## 2.2 - DISTRIBUIÇÃO DE IMPUREZAS

A implantação iônica processa-se, em linhas gerais, como se segue. Íons extraídos de uma fonte apropriada são introduzidos em um separador magnético de massa, que permite remover os íons indesejáveis. Como resultado, dispõe-se de um feixe muito puro de dopantes. Em seguida, os íons são acelerados até a energia desejada (da ordem de dezenas de keV). Placas de deflexão eletrostática podem ser usadas para varrer o substrato com o feixe de íons, de forma regular, produzindo assim uma dopagem uniforme ao longo da superfície do material.

Os íons acelerados chocam-se contra o substrato e nele penetram até uma profundidade  $R$ , denominada alcance dependente de sua energia de incidência. As forças de desaceleração são produzidas pelas colisões com a nuvem eletrônica dos átomos do material e pelas interações com as cargas positivas dos núcleos. Como o número de colisões por unidade de comprimento de alcance e a energia perdida por colisão são variáveis estatísticas, nem todos os íons com uma dada massa e energia inicial terão o mesmo alcance. Ao contrário, haverá uma distribuição de alcance que pode ser descrita por uma função distribuição de alcance. De particular importância é o alcance projetado  $R_p$ , ou seja, a projeção do alcance  $R$  ao longo da direção de incidência e o desvio padrão projetado da distribuição  $\Delta R_p$  (Figura 2.1).

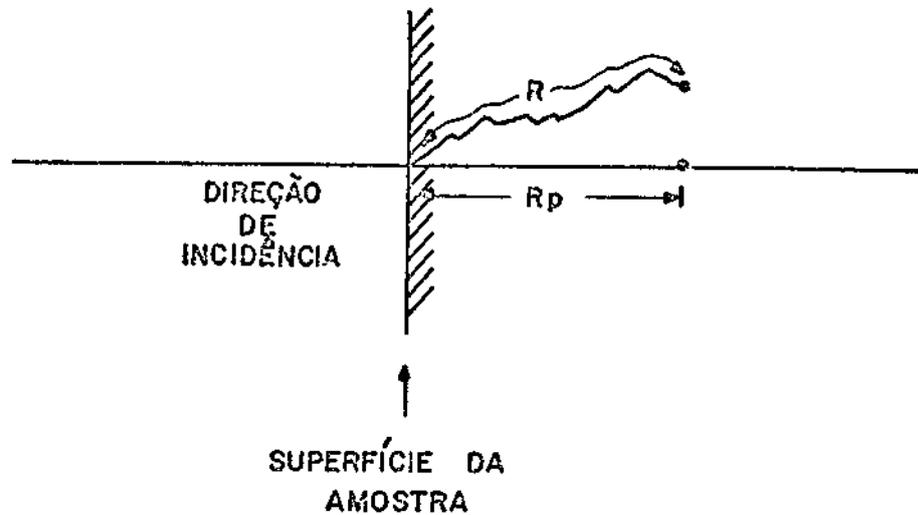


Fig. 2.1 - Definição de alcance R e alcance projetado  $R_p$ .

Uma característica importante da implantação iônica é o controle preciso da dose  $N_{IMP}$ , ou seja, o número total de íons implantados por unidade de área. No caso em que os íons acelerados são monoatômicos e possuem apenas uma carga elétrica, essa quantidade pode ser calculada como:

$$N_{IMP} = \frac{J \cdot t}{e} \quad (2.1)$$

onde: J é a densidade de corrente,  
t o tempo de implantação e  
e a carga do elétron.

Os vários parâmetros que caracterizam a distribuição em profundidade dos íons implantados podem ser calculados usando-se um modelo desenvolvido por Lindhard, Schariff e Schiøtt (1963), conhecido como modelo LSS. A distribuição é uma gaussiana dada por:

$$N(x) = \frac{N_{IMP}}{\Delta R_p \sqrt{2\pi}} \exp \left[ - \frac{(x - R_p)^2}{2 (\Delta R_p)^2} \right], \quad (2.2)$$

onde:  $N(x)$  é a concentração volumétrica de íons implantados na profundidade  $x$ ,  
 $\Delta R_p$  é o desvio padrão projetado,  
 $R_p$  o alcance projetado, e  
 $x$  é a profundidade medida ao longo da direção de incidência.

$\Delta R_p$  e  $R_p$  dependem do substrato, do tipo de íon implantado e da energia de incidência. A Figura 2.2 apresenta a variação dessas quantidades com a energia de implantação para o caso de Si implantado com P.

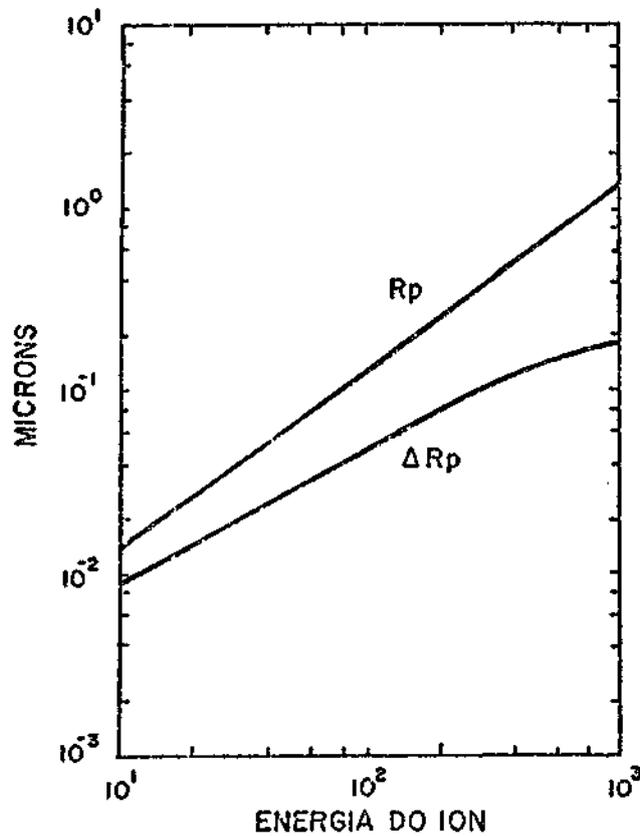


Fig. 2.2 - Variação (teórica) do alcance projetado  $R_p$  e desvio padrão  $\Delta R_p$  em função da energia de implantação do P no Si.

FONTE: Dearnaley et alii (1973).

No modelo LSS, os íons implantados perdem sua energia através de colisões com os núcleos dos átomos do substrato e através de interações com os elétrons. Os processos de colisões entre os íons a serem implantados e os núcleos, parcialmente blindados pelos elétrons, são determinados por forças coulombianas. Estas colisões são elásticas, no sentido de que nelas a energia transferida é puramente cinética, e responsáveis pelo deslocamento dos átomos do substrato; portanto, causam defeitos no substrato durante a implantação. As interações dos íons a serem implantados no substrato com os elétrons deste são associadas com processos de excitação e ionização; portanto, são colisões inelásticas. A perda de energia do íon implantado por unidade de alcance em função da energia pode ser calculada através desse modelo (Figura 2.3).

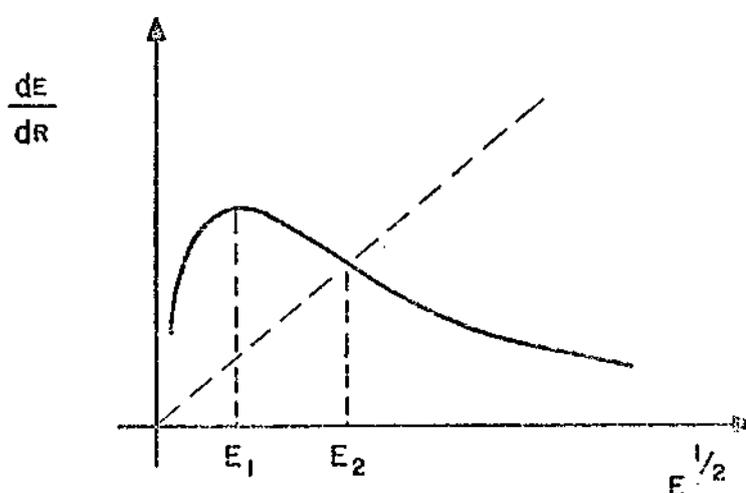


Fig. 2.3 - Perda de energia por unidade de comprimento de alcance de íons implantados em um substrato, como resultado de colisões com elétrons (linhas pontilhadas) e com núcleos (linha contínua), ambos em função da energia do íon.

FONTE: Lindhard et alii (1963).

Pode-se verificar pela Figura 2.3 que para colisões nucleares com energia crescente, a perda de energia por unidade de alcance passa por um máximo (em  $E_1$ ), enquanto a perda de energia por colisões com elétrons cresce monotonicamente. Inicialmente a perda de energia por colisões com elétrons é pequena, mas para altas energias (maior que  $E_2$ ) torna-se maior que a perda de energia por colisões nucleares. Portanto, enquanto para energias menores que  $E_2$  predominam colisões elásticas com os núcleos, para energias maiores que  $E_2$  predominam as colisões inelásticas com os elétrons do substrato. Isso significa que um íon implantado no substrato com energia maior que  $E_2$  dissipa sua energia no início da penetração no substrato, principalmente através de colisões com elétrons, e tão logo sua energia decresça para valores menores que  $E_2$ , predomina a perda de energia devido a colisões com os núcleos do substrato. No caso de implantação de P no silício  $E_2$  é igual a 140 keV.

Uma suposição do modelo LSS é que os átomos do substrato estão aleatoriamente distribuídos, e uma boa concordância tem sido obtida entre teoria e experimento no caso de implantações em materiais amorfos e policristalinos (Hofker, 1975). Contudo, para sólidos cristalinos o perfil poderá ser muito diferente de uma distribuição gaussiana, se a implantação for feita na direção de incidência que coincida ou esteja próxima das direções cristalográficas principais, devido ao fenômeno de "canalização" (Deamaley et alii, 1973).

Nas direções cristalográficas principais de materiais cristalinos, apresenta-se um maior número de canais abertos e regulares, onde a interação dos íons incidentes se faz predominantemente com os elétrons dos átomos da rede. Em consequência disso, a penetração dos íons é muito maior. Esse efeito é muito sensível a orientação do cristal, a presença de defeitos, temperatura e condições da superfície. Pode-se evitar em parte a canalização dos íons, bombardeando-se obliquamente o substrato de um ângulo de aproximadamente  $10^\circ$  em relação a uma direção de alta simetria (ver Apêndice A).

A Figura 2.4 ilustra o efeito de orientação do cristal em relação ao feixe incidente para implantação de  $^{32}\text{P}$  com 40 keV no Si (110). As implantações foram realizadas com 89° (a), 29° de desalinhamento (b) e com direção alinhada (c).

Entretanto, permanece um efeito residual de "canalização", devido aos íons que são espalhados pelas colisões iniciais, na direção de canalização. Os íons que não entraram nos canais no início do processo têm probabilidade crescente de neles entrar à medida que penetram no cristal, devido à redução de sua energia. O resultado final é que, mesmo quando os íons são implantados numa direção desalinhada, o efeito residual de "canalização" está presente e introduz uma cauda exponencialmente decrescente na parte mais profunda do perfil, desviando-se da condição gaussiana. (Curva (a) na Figura 2.4). O pico da distribuição de impurezas pode também estar deslocado (Gibbons, 1980).

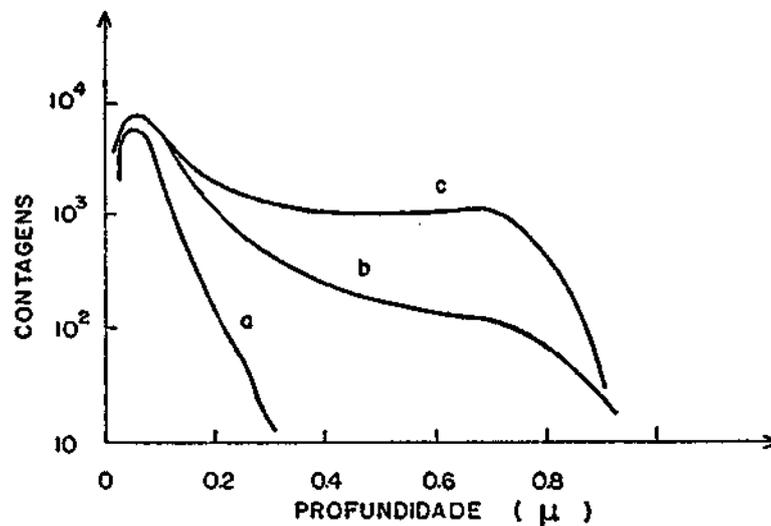


Fig. 2.4 - Efeito de orientação do cristal em relação ao feixe incidente para implantação de  $^{32}\text{P}$  com 40 keV no Si (110).

(a) 89°, (b) 29° de desalinhamento e (c) com direção alinhada.

FONTE: Dearnaley et alii (1968).

### 2.3 - DEFEITOS E RECOZIMENTO

Durante o bombardeio dos íons, são gerados defeitos no semicondutor devido ao recuo de seus átomos nas colisões com os íons incidentes. Como esses defeitos são, em geral, uma desvantagem em termos de muitas aplicações práticas (como por exemplo na fabricação de dispositivos eletrônicos), a implantação é normalmente seguida de tratamento térmico (recozimento), com o objetivo de restaurar a ordem cristalina e eliminar totalmente, ou em parte, os defeitos produzidos. Além disso, como os íons não podem atuar como doadores ou aceitadores como desejado, a menos que ocupem uma posição adequada (no caso do Si:P, substitucional) na rede cristalina, é necessário torná-los eletricamente ativos através de recozimento.

Se a dose de implantação é suficientemente grande para tornar a camada implantada amorfa, um recozimento a temperatura acima de  $650^{\circ}\text{C}$ , para o Si, é necessário a fim de permitir recrescimento epitaxial sobre o substrato. Para doses mais baixas, a temperatura de recozimento pode ser menor que  $650^{\circ}\text{C}$ . Informações mais completas sobre defeitos e seu recozimento podem ser encontradas em Dearnaley et alii (1973).

As temperaturas de recozimento usualmente utilizadas na prática para o Si encontram-se entre  $300^{\circ}\text{C}$  e  $900^{\circ}\text{C}$ , dependendo do íon, energia e dose de implantação. Para temperaturas mais altas, a difusão térmica pode ter um grande efeito nesses materiais.

Para uma dada temperatura de recozimento, apresentar-se-ão frequentemente defeitos residuais, criados pela implantação, que não foram eliminados pelo recozimento. Esses defeitos poderão:

- a) introduzir compensação, diminuindo o número de portadores majoritários;
- b) reduzir o número de íons eletricamente ativos; e
- c) reduzir a mobilidade, aumentando o espalhamento dos portadores.

### CAPÍTULO 3

#### PREPARAÇÃO DA AMOSTRA

As amostras estudadas foram fabricadas no Laboratório de Microeletrônica do Departamento de Engenharia Elétrica da Universidade de São Paulo por Joel Pereira de Souza (Souza, 1980).

Pelas razões apresentadas no Capítulo 1, procurou-se obter energias de implantação bem baixas; utilizou-se uma energia de implantação de 24 keV. Para obter menor penetração efetiva das impurezas para P no Si, implantou-se  $^{31}\text{P}_2^+$  numa direção desalinhada. Como a energia de ligação de  $\text{P}_2$  (da ordem de eV) é muito menor que a energia da implantação, na primeira colisão com os átomos do substrato, para cada  $\text{P}_2$  incidente serão produzidos dois P com energias aproximadamente iguais a 12 KeV. Portanto, considera-se que uma implantação de  $^{31}\text{P}_2^+$  com 24 KeV seja equivalente a uma implantação de  $^{31}\text{P}^+$ , com 12 KeV e com dose duas vezes maior.

Utilizou-se um substrato do tipo p, orientado na direção (100), com resistividade, na temperatura ambiente, entre 25 a 30  $\Omega \cdot \text{cm}$  (equivalente a uma concentração de impurezas de aproximadamente  $5 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ ). A direção (100) é a mais "fechada" dentre as direções cristalográficas principais (110), (111) e (100). Como o P no Si atua como doador, uma junção pn forma-se a uma certa profundidade que, como se verá na Seção 4.1, permite que se possa executar medidas de resistividade e efeito Hall na camada implantada, sem a contribuição do substrato.

Construiu-se um dispositivo que permite o uso do método van der Pauw de medida de resistividade e efeito Hall (Souza, 1980). O desenho da pastilha com contatos e a amostra encontram-se na Figura 3.1, e a Figura 3.2 apresenta a estrutura final do dispositivo (em corte).

De acordo com a Figura 3.1, quatro regiões  $n^+$  para contatos de resistividade de folha 16  $\Omega/\square$  (2) e profundidade aproximada de 1,5  $\mu$  foram produzidas por difusão de P. Contatos ôhmicos nas regiões

$n^+$  são produzidos depositando-se alumínio na região circular (3). Na área circular central (1), que constitui a região a ser estudada, implantou-se  $^{31}\text{P}_2^+$  com 24 KeV de energia. Na região restante, implantou-se  $^{11}\text{B}^+$  com 65 KeV e dose  $2 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ , para eliminar correntes de fuga superficiais durante as medidas elétricas na região circular central implantada (1). Na parte inferior do dispositivo depositou-se alumínio, para permitir contato ôhmico com a região do tipo p do dispositivo. O recozimento das implantações foi executado a  $750^\circ\text{C}$ , durante 30 minutos, em atmosfera de  $\text{N}_2$ . As doses de implantação utilizadas foram  $10^{12} \text{ cm}^{-2}$ ,  $10^{13} \text{ cm}^{-2}$ ,  $10^{14} \text{ cm}^{-2}$ ,  $5 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ ,  $10^{15} \text{ cm}^{-2}$  e  $10^{16} \text{ cm}^{-2}$ ; para cada dose foram construídos, 6 dispositivos. O dispositivo tem dimensões  $6 \times 6 \times 0,2 \text{ mm}$ , e a área circular (1) possui 3 mm de diâmetro.

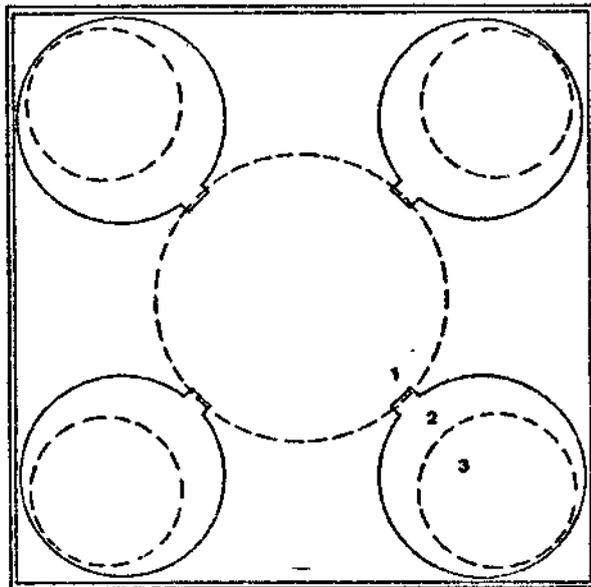


Fig. 3.1 - Dispositivo com amostra (vista superior).

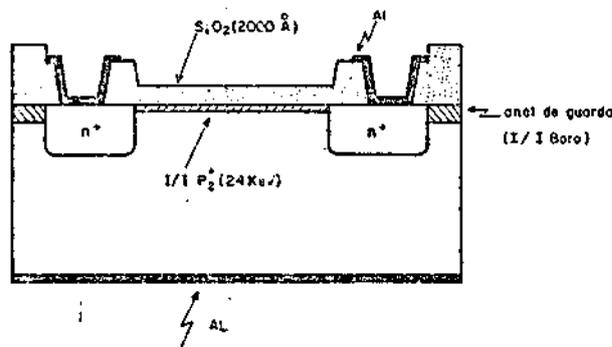


Fig. 3.2 - Estrutura final do dispositivo com a amostra implantada (corte).

## CAPÍTULO 4

### CARACTERÍSTICAS ELÉTRICAS DA CAMADA IMPLANTADA

Para a determinação das propriedades elétricas da camada implantada é necessário o conhecimento da distribuição, em profundidade, das impurezas implantadas e dos defeitos produzidos pela implantação. Pode-se obter alguma informação a respeito dessas distribuições através da medida dos perfis de portadores e de mobilidade.

No caso em que não há defeitos compensadores, a densidade de impurezas implantadas e de portadores, na temperatura ambiente, são aproximadamente iguais ao longo do perfil. Contudo, em geral a situação é mais complicada.

O perfil de mobilidade dos portadores medido fornece informações sobre a distribuição dos defeitos; essa é uma forma de caracterização muito importante, que pode ser obtida facilmente.

A determinação da distribuição, em profundidade, dos portadores e da mobilidade Hall na camada implantada pode ser obtida, através de medidas de coeficiente Hall e resistividade de folha, após remoções sucessivas de camadas finas do material (Johansson et alii, 1970).

#### 4.1 - RESISTIVIDADE E COEFICIENTE HALL DE FOLHA

O método de van der Pauw (1958) permite medir o coeficiente Hall e a resistividade de um material que, em princípio, pode ser realizada em uma amostra de qualquer formato, desde que seja homogênea, de espessura fina e constante, simplesmente conectada (ou seja, sem buracos isolados) e com contatos suficientemente pequenos na periferia (Figura 4.1).

Para a determinação do coeficiente Hall, passa-se uma corrente entre dois contatos opostos e mede-se a variação da queda de tensão entre o outro par de contatos, quando um campo magnético é apli

çado perpendicularmente à superfície. O coeficiente Hall de folha  $R_s$  é dado por:

$$R_s = \frac{V_{bd}}{B \cdot I_{ac}}, \quad (4.1)$$

onde  $V_{bd}$  é a queda de tensão entre os contatos b e d;  $I_{ac}$  é a corrente que passa entre os contatos a e c; e  $B$  é o campo de indução magnética.

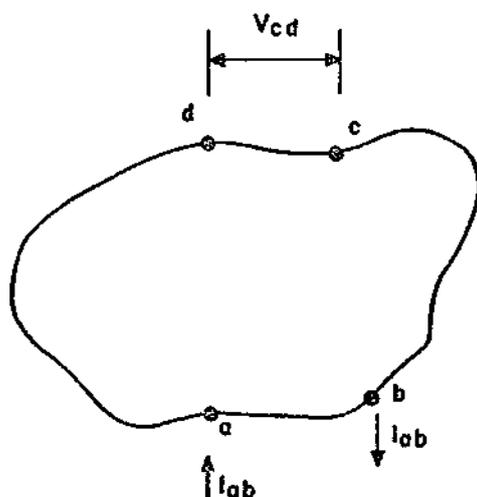


Fig. 4.1 - Amostra de formato arbitrário, com quatro contatos na periferia, utilizada para aplicação do método van der Pauw.

Para a determinação da resistividade, passa-se uma corrente entre dois contatos adjacentes e mede-se a queda de tensão entre os outros dois contatos. A resistividade de folha  $\rho_s$  é dada por:

$$\rho_s = \frac{\pi}{2 \ln 2} (R_1 + R_2) F(R_1/R_2), \quad (4.2)$$

onde:  $R_1 = \frac{V_{cd}}{I_{ab}}$ ;  $R_2 = \frac{V_{da}}{I_{bc}}$  e  $F(R_1/R_2)$  é uma função apenas do quociente  $R_1/R_2$  (van der Pauw, 1958). Essa função encontra-se representada na Figura 4.2.

Se a amostra possui formato circular, como é o caso das amostras consideradas neste trabalho,  $R_1 = R_2$  e da Figura 4.2  $F(R_1/R_2) =$

= 1. A resistividade de folha pode então ser obtida como:

$$\rho_s = \frac{\pi}{\ln 2} \frac{V_{cd}}{I_{ab}} \quad (4.3)$$

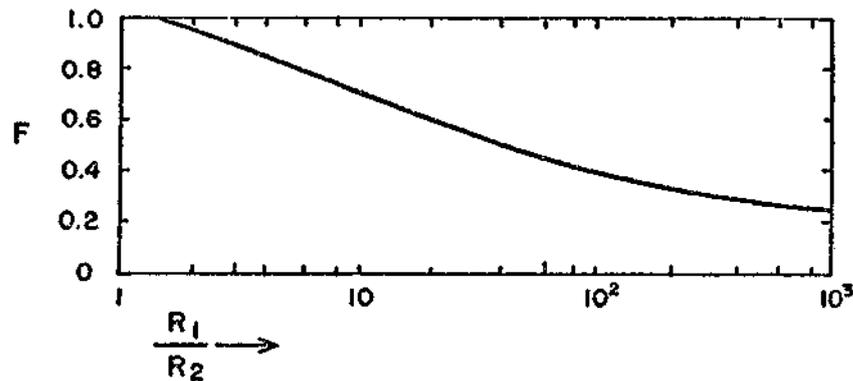


Fig. 4.2 - Função F usada para a determinação da resistividade no método do van der Pauw.

FONTE: van der Pauw (1958)

O uso do método van der Pauw para amostras implantadas exige que a camada a ser medida esteja isolada do substrato. Essa isolação é conseguida através da junção p-n, que se forma quando se usa substrato do tipo oposto ao da camada implantada. A corrente de elétrons na camada implantada não pode fluir para a região p do substrato devido à barreira de potencial criada pela junção.

Na Equação 4.3, qualquer combinação circular dos contatos a, b, c e d pode ser utilizada na determinação de  $\rho_s$  e, para cada combinação circular, duas direções de correntes são possíveis. De onde resultam oito medidas diferentes de  $\rho_s$ , a partir das quais é calculado um valor médio para a resistividade de folha. Da mesma forma para a determinação do coeficiente Hall de folha, usando-se diferentes combinações de campo magnético, direção de corrente e posição dos contatos, oito medidas diferentes podem ser realizadas e um valor médio calculado.

A Figura 4.3 apresenta um diagrama esquemático do circuito de medida utilizado. O campo magnético utilizado nas medidas de coe

coeficiente Hall  $\bar{e}$  produzido por um eletroímã. Os valores da intensidade de campo de indução magnética, medidos através de um gaussímetro, foram de 1 a 2 KG. Uma caixa de comutação permite que as diferentes medidas de coeficiente Hall e resistividade para uma mesma amostra, referidas acima, possam ser realizadas sem a necessidade de alterar as conexões com os contatos elétricos da amostra.

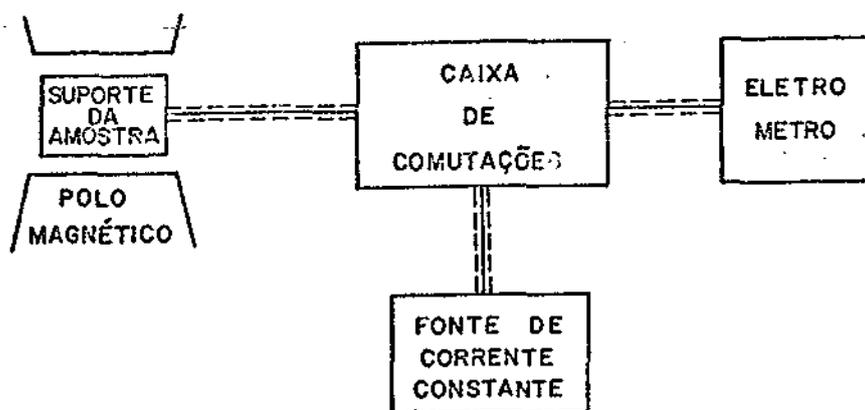


Fig. 4.3 - Diagrama esquemático do circuito de medida, utilizados nas medidas de resistividade e no efeito Hall, na temperatura ambiente.

A Tabela 4.1 apresenta os resultados das medidas de resistividade  $\rho_s$  e o coeficiente Hall  $R_s$  de folha para as 6 amostras implantadas com doses diferentes, descritas no Capítulo 3.

TABELA 4.1

RESULTADOS DE MEDIDAS DE RESISTIVIDADE E COEFICIENTE HALL DE FOLHA

DOSE	$\rho_s$ $\Omega/\square$	$R_s$ $\Omega/G$
$10^{12}$	$1,78 \times 10^4$	$1,34 \times 10^7$
$10^{13}$	$3,84 \times 10^3$	$1,62 \times 10^6$
$10^{14}$	$1,34 \times 10^3$	$4,81 \times 10^5$
$5 \times 10^{14}$	$6,13 \times 10^2$	$1,48 \times 10^5$
$10^{15}$	$2,83 \times 10^2$	$4,46 \times 10^4$
$10^{16}$	$1,67 \times 10^2$	$1,57 \times 10^4$

#### 4.2 - DENSIDADE E MOBILIDADE EFETIVA DE PORTADORES

Para uma amostra com concentração volumétrica de portadores uniforme  $n$  e espessura  $d$ , a resistividade elétrica é dada por:

$$\rho = \frac{1}{\sigma} = (e \mu_c n)^{-1}, \quad (4.4a)$$

e o coeficiente Hall  $R_H$ , por:

$$R_H = r/en, \quad (4.4b)$$

onde  $\mu_c$  é a mobilidade de condução;  $e$ , a carga do elétron; e  $\sigma$ , a condutividade.  $r$  é um fator que depende dos mecanismos de espalhamento e da concentração de impurezas, variando de 1 a 1,3 para elétrons no Si.

A mobilidade Hall,  $\mu_H$ , é obtida através de  $\mu_H = \sigma R_H$ . Usando-se as Expressões 4.4a e 4.4b, verifica-se que a mobilidade Hall e a mobilidade de condução estão relacionadas através de  $\mu_H = r \mu_c$ . A Figura 4.4 apresenta a variação de  $r$  com a concentração de impurezas para P no Si.

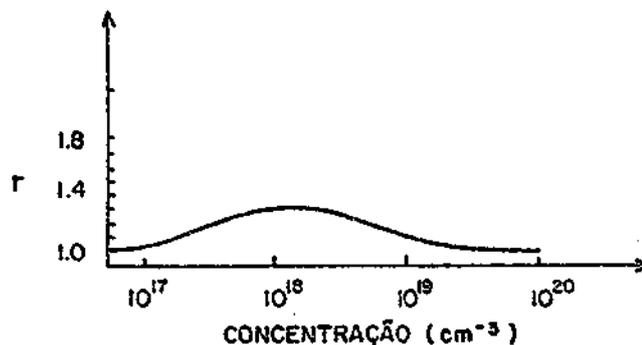


Fig. 4.4 - Variação de  $r$  com a concentração de impurezas para Si dopado com P.

FONTE: Mousty et alii (1974)

A resistividade de folha  $\rho_s$  e o coeficiente Hall de folha  $R_s$  são definidos da seguinte forma

$$\rho_s = \frac{\rho}{d} = (e \mu_c n_s)^{-1}, \quad (4.5a)$$

$$R_s = \frac{R_H}{d} = \frac{r}{en_s}, \quad (4.5b)$$

onde  $d$  é a espessura da amostra e  $n_s = nd$  é a concentração superficial de portadores (ou seja, número de portadores por unidade de área).

Em camadas implantadas, a concentração volumétrica de impurezas e a mobilidade dependem da profundidade medida perpendicularmente à superfície. Petritz (1958) mostrou que, quando a densidade volumétrica de portadores  $n(x)$  e a mobilidade  $\mu(x)$  variam com a profundidade, a condutividade de folha  $\sigma_s$  e o coeficiente Hall de folha  $R_s$  são dados por médias em  $n(x)$  e  $\mu(x)$ , da seguinte forma:

$$\sigma_s = e \int n(x) \langle \mu(x) \rangle dx, \quad (4.6)$$

$$R_s = \frac{\int n(x) \langle \mu(x)^2 \rangle dx}{e [\int n(x) \langle \mu(x) \rangle dx]^2}, \quad (4.7)$$

onde  $x$  é a profundidade.  $\langle \rangle$  denota média no espaço de velocidades. Definindo-se (Petritz, 1958).

$$\mu \equiv e \tau / m_e,$$

onde  $m_e$  é a massa efetiva do elétron, e  $\tau$ , o tempo de relaxação dos portadores que em geral depende da velocidade, as notações  $\langle \mu \rangle$  e  $\langle \mu^2 \rangle$  referem-se então às médias usuais no espaço de velocidade, ou seja:

$$\langle \mu \rangle \equiv e/m_e \frac{\langle v^2 \tau \rangle}{\langle v^2 \rangle},$$

$$\langle \mu^2 \rangle \equiv (e/m_e)^2 \frac{\langle v^2 \tau^2 \rangle}{\langle v^2 \rangle},$$

onde  $v$  é a velocidade. Em termos dessas quantidades, a mobilidade de condução é dada por:

$$\mu_c \equiv \langle \mu \rangle,$$

e a mobilidade Hall, por:

$$\mu_H \equiv \langle \mu^2 \rangle / \langle \mu \rangle.$$

Para a compreensão do significado físico da Equação 4.6, considere-se a camada não-homogênea subdividida em lâminas de espessura  $\Delta x$ , concentração de portadores  $n(x)$  e mobilidade  $\mu(x)$ , paralelas entre si e à superfície da amostra. Durante a medida de condutividade de folha, a corrente flui através dessas lâminas em paralelo. Portanto, a condutividade de folha deverá ser a soma das contribuições de cada lâmina, ou seja,  $\sigma_s = e \sum n(x) \mu(x) \Delta x$  que, para  $\Delta x \rightarrow 0$ , fornece a Equação 4.6. Entretanto, o significado físico da Equação 4.7 não é tão aparente.

Se a amostra possuir concentração volumétrica de portadores uniforme em profundidade, a densidade superficial e a mobilidade de portadores poderão ser obtidas realizando-se medidas de resistividade e coeficiente Hall. Utilizando-se as Equações 4.5a e 4.5b, tem-se que essas quantidades podem ser calculadas como:

$$n_s = nd = \frac{r}{eR_s}, \quad (4.8)$$

$$\mu_H = R_s / \rho_s. \quad (4.9)$$

No caso de uma amostra implantada, tanto a densidade volumétrica como a mobilidade de portadores variam com a profundidade. Nesse caso, a densidade superficial e a mobilidade de portadores calculadas de forma usual (através das Equações 4.8 e 4.9) fornecem quantidades efetivas. Utilizando-se as Expressões 4.6 e 4.7 nas Equações 4.8 e 4.9, obtêm-se:

$$n_{s,ef} = \frac{[ \int n(x) < \mu(x) > dx ]^2}{\int n(x) < \mu(x)^2 > dx}, \quad (4.10)$$

$$\mu_{ef} = \frac{\int n(x) < \mu(x)^2 > dx}{\int n(x) < \mu(x) > dx}. \quad (4.11)$$

As quantidades  $n_{s,ef}$  e  $\mu_{ef}$  são muito úteis para a análise de amostras implantadas, mas devem ser interpretadas com um certo cuidado. A quantidade usualmente desejada é a densidade superficial de portadores  $n_s$ , dada por:

$$n_s = \int n(x) dx, \quad (4.12)$$

que pode diferir apreciavelmente da quantidade realmente medida  $n_{s,ef}$ . No caso particular em que a mobilidade não varia com a profundidade, pode-se ver pelas Expressões 4.10 e 4.11 que  $n_s = n_{s,ef}$ .

A Tabela 4.2 apresenta os resultados das medidas de densidade e mobilidade efetiva de portadores, calculadas a partir das medidas de resistividade e coeficiente Hall apresentadas na Tabela 4.1. Uma quantidade de particular interesse é a fração de impurezas implantadas, que estão eletricamente ativas, usualmente denominada ativação elétrica. Na Tabela 4.2, apresenta-se a ativação elétrica para cada dose de implantação calculada pela razão entre  $n_{s,ef}$  e a dose. É necessário ressaltar que este procedimento fornece apenas uma estimativa, uma vez que, como discutido no parágrafo anterior,  $n_{s,ef}$  e  $n_s$  (que é a quantidade realmente desejada) diferem entre si. Além disso, como resultado da presença de centros compensadores criados pela implantação, o número de portadores  $n_s$  pode ser menor que o número de impurezas doadoras, o que torna a fração calculada uma subestimativa.

O comportamento da ativação elétrica em função do recozimento é discutido na Seção 4.7.

TABELA 4.2

DENSIDADE E MOBILIDADE EFETIVA DE PORTADORES

DOSE cm <sup>-2</sup>	n <sub>s,ef</sub> cm <sup>-2</sup>	μ <sub>ef</sub> cm <sup>2</sup> /V.s	ATIVAÇÃO n <sub>s,ef</sub> /N <sub>Imp</sub>
10 <sup>12</sup>	4,50 x 10 <sup>11</sup>	781	45%
10 <sup>13</sup>	3,86 x 10 <sup>12</sup>	422	39%
10 <sup>14</sup>	1,30 x 10 <sup>13</sup>	359	13%
5x10 <sup>14</sup>	4,22 x 10 <sup>13</sup>	241	8%
10 <sup>15</sup>	1,40 x 10 <sup>14</sup>	158	14%
10 <sup>16</sup>	3,98 x 10 <sup>14</sup>	94	4%

4.3 - MEDIDAS DOS PERFIS DE DENSIDADE E MOBILIDADE DE PORTADORES

As distribuições em profundidade da densidade e mobilidade de Hall dos portadores na camada implantada podem ser obtidas através de medidas de resistividade e coeficiente Hall de folha, à medida que se removem da amostra camadas finas de espessura controlada.

Diferenciando as Equações 4.6 e 4.7, pode-se expressar a mobilidade Hall e a densidade volumétrica de portadores como:

$$\mu_H(x) = \left[ \frac{d}{dx} (R_s \sigma_s^2) \right] / \frac{d\sigma_s}{dx}, \quad (4.12)$$

$$n(x) = \frac{r}{e \mu_H(x)} \frac{d}{dx} \sigma_s. \quad (4.13)$$

Para a obtenção dos perfis de distribuição, realizam-se medidas sucessivas de  $\rho_s$  e  $R_s$ , na temperatura ambiente, após cada remoção de uma camada com espessura conhecida. Uma vez ajustado um polinômio aos pontos experimentais de  $R_s \sigma_s^2$  e  $\sigma_s$  em função da profundidade,  $n(x)$  e  $\mu_H(x)$  são obtidos utilizando-se as Equações 4.12 e 4.13.

#### 4.3.1 - REMOÇÃO DE CAMADAS FINAS DA AMOSTRA

Para as medidas de perfil de distribuição de portadores e de mobilidade é necessária a remoção sucessiva de finas camadas da amostra. No caso de implantações de baixa energia, para que se possa realizar um número suficientemente grande de medidas de resistividade e coeficiente Hall de folha em função da profundidade, a espessura dessas remoções deve ser menor que  $100 \text{ \AA}$ .

A remoção controlada de finas camadas de silício pode ser realizada por meio de oxidação anódica do silício e dissolução do óxido formado em solução de HF em  $\text{H}_2\text{O}$  (Barber et alii, 1976).

##### 4.3.1.1 - OXIDAÇÃO ANÓDICA DO SILÍCIO

A solução eletrolítica usada para a formação de óxido anódico na superfície da camada implantada consiste em 0,04 N de  $\text{KNO}_3$  diluído em etileno glicol, acrescida de 2,5% de água deionizada. Barber et alii (1976) mostraram que a utilização dessa solução permite a formação de óxidos uniformes e reprodutíveis. A formação de óxido anódico envolve uma camada de silício de espessura, aproximadamente, igual a 44% da espessura do óxido formado.

A montagem utilizada para a anodização das amostras implantadas encontra-se na Figura 4.5.

As anodizações, assim como a remoção do óxido formado em HF, são realizadas na área circular central implantada do dispositivo através de um reservatório de teflon em forma de funil, cujo menor diâmetro interno é ligeiramente maior que o diâmetro da implantação circular. Para conseguir vedação, foi necessário aplicar uma fina película de graxa de vácuo nas bordas do reservatório em contato com a amostra. A anodização é feita utilizando-se densidade de corrente elétrica constante de  $8 \text{ mA/cm}^2$ . Para reprodutibilidade dos resultados, a amostra é iluminada com uma lâmpada de halogênio de 1000 W distante dela aproximadamente 40 cm. A anodização pode também ser realizada sem a presença

de luz. A iluminação reduz a diferença de voltagem inicial e mantém as mesmas condições iniciais para cada novo processo (Barber et alii, 1976). Após cada processo (anodização; remoção do óxido formado), a amostra juntamente com o reservatório de teflon são lavados em água deionizada e secados em jato de  $N_2$ .

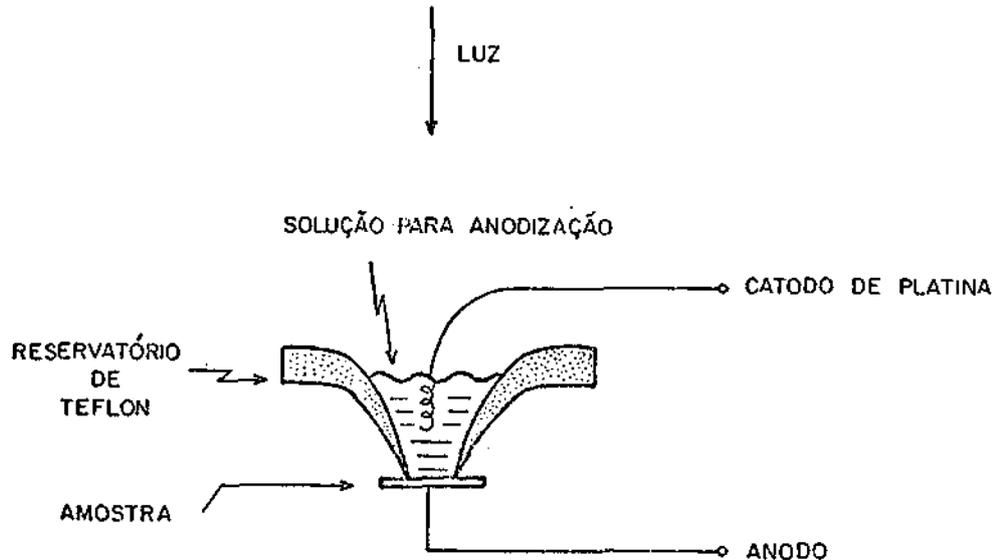


Fig. 4.5 - Desenho esquemático da montagem utilizada para anodização das amostras implantadas.

Quando a fonte de corrente constante é ligada, uma diferença de voltagem inicial  $v_i$  surge entre o anodo e o catodo. Essa diferença de voltagem é devida principalmente à resistividade da solução eletrolítica. À medida que se processa a anodização, a diferença de voltagem entre anodo e catodo vai aumentando, devido ao aumento da resistência do circuito produzido pela formação do óxido na superfície da amostra. A variação total dessa diferença de voltagem  $v_f - v_i$  é diretamente proporcional à espessura do óxido formado. Para a remoção de uma camada desejada, processa-se a anodização até que se atinja um valor final predeterminado da variação da diferença de voltagem  $v_f - v_i$  entre anodo e catodo.

#### 4.3.1.2 - MEDIDA DA ESPESSURA DAS CAMADAS REMOVIDAS

Para a determinação da espessura das camadas removidas, executa-se primeiro um número suficientemente grande de remoções iguais, as quais são obtidas realizando-se as anodizações sempre com a mesma variação da diferença de voltagem,  $v_f - v_i$ , entre anodo e catodo, com a mesma intensidade luminosa e com a mesma densidade de corrente. O degrau produzido na periferia da região circular central, implantada, do dispositivo, após as sucessivas remoções, pode então ser medido utilizando-se interferometria ótica (Heavens, 1955). Em seguida, a espessura de cada camada removida é calculada dividindo-se a profundidade medida do degrau pelo número de remoções executadas.

A medida por interferometria ótica é realizada como descrito a seguir. Quando uma lâmina de vidro semi-espelhada, que forma um pequeno ângulo com a superfície da amostra, é iluminada com luz monocromática, podem ser vistas franjas de interferência que se originam da interferência entre raios de luz que são refletidos na superfície da lâmina de vidro e na superfície da amostra. Em pontos onde a diferença de caminho ótico entre dois raios que se interferem é um número inteiro de comprimentos de onda, ocorre interferência construtiva. Quando a diferença de caminho ótico é um número ímpar de meio comprimento de onda, ocorre interferência destrutiva. Podem ser vistas então franjas claras e escuras paralelas entre si. Se amostra possuir um degrau em sua superfície, as franjas deslocar-se-ão quando atravessarem o degrau.

A Figura 4.6 mostra uma fotografia das franjas de interferência obtidas em uma das amostras. O degrau (periferia da região circular na parte superior da figura) foi produzido executando-se 21 remoções de camadas da região implantada. A fotografia foi obtida através de um microscópio. A luz monocromática foi conseguida interpondo-se, na trajetória da luz do microscópio, um filtro para comprimentos de onda de  $(5600 \pm 50) \text{ \AA}$ .

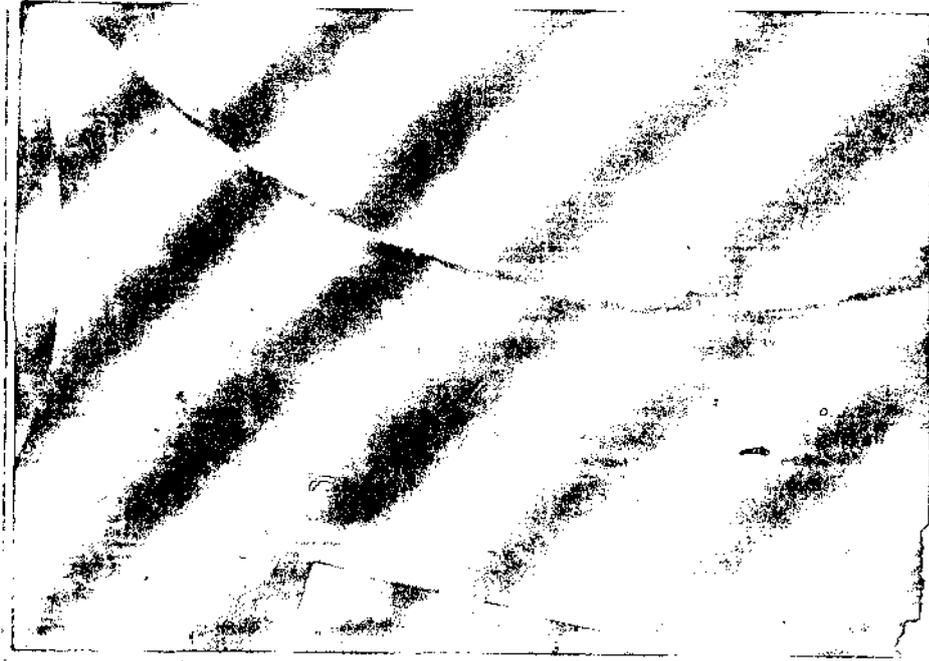


Fig. 4.6 - Franjas de interferência utilizadas para a medida de profundidade. Ampliação da fotografia 70:1.

A partir da observação do deslocamento das franjas, pode-se calcular a profundidade do degrau existente na superfície da amostra, utilizando-se a seguinte expressão:

$$x = \frac{\ell}{L} \lambda/2, \quad (4.14)$$

onde:  $x$  é a profundidade do degrau,

$\ell$  é o deslocamento de uma franja,

$L$  é a distância entre duas franjas consecutivas em um dos lados do degrau,

e  $\lambda$  o comprimento de onda da luz incidente.

Uma vez escolhida uma franja de um lado do degrau, é necessário determinar a sua correspondente, dentre as franjas do outro lado do degrau. Se a franja determinada não for a correspondente, existirá uma incerteza na profundidade de  $i \lambda/2$  ( $i$  inteiro). No entanto, co

mo o degrau produzido não é perfeitamente vertical, o deslocamento pode ser acompanhado por um desvio que a franja sofre ao passar pelo degrau. Dessa forma, pode-se identificar corretamente a franja que sofre o deslocamento.

#### 4.3.2 - OBTENÇÃO DOS PERFIS

Nas Figuras 4.7 e 4.8 apresentam-se os resultados das medidas de resistividade e coeficiente Hall de folha em função da profundidade, na forma de  $R_s \sigma_s^2$  e  $\sigma_s$  versus profundidade. Na Figura 4.9 apresentam-se os perfis de portadores  $n(x)$  e mobilidade Hall  $\mu_H(x)$ , obtidos, a partir dessas medidas, através das Expressões 4.12 e 4.13.

As setas na Figura 4.9 indicam a profundidade do início da depleção para cada amostra, medidas conforme a descrição da Seção 4.3.3 a seguir. As linhas tracejadas são extrapolações exponenciais do perfil medido. A validade desse procedimento é discutida na Seção 4.4.

#### 4.3.3 - MEDIDA DA PROFUNDIDADE DO INÍCIO DA DEPLEÇÃO

Os contatos  $n^+$  no dispositivo estudado (Figura 3.2) formam, com a região do tipo p do substrato, uma junção p-n. A característica mais importante de uma junção p-n é a retificação, ou seja, a passagem de corrente apreciável em apenas uma direção; a Figura 4.10 (a) mostra a curva característica  $I \times V$  (corrente x tensão aplicada) de um diodo de junção p-n. Essa curva característica pode ser obtida para a junção  $n^+p$  do dispositivo, utilizando-se um contato elétrico na região  $n^+$  e outro na parte inferior do substrato (região p). Na Figura 4.10 (a) é evidente que, quando uma tensão positiva (queda de tensão de p para n) é aplicada, uma corrente começa a fluir pela junção para pequenos valores de tensão aplicada essa polarização é denominada direta. Contudo, para tensões negativas aplicadas (queda de tensão de n para p) a corrente que flui é extremamente pequena em comparação com a parte direta; essa polarização é denominada reversa. Quando a tensão na polarização reversa atinge um valor  $V_B$ , a corrente começa a fluir novamente numa condição denominada ruptura da junção. Essa ruptura ocorre quando o campo

elétrico interno da junção atinge o valor do campo elétrico crítico, igual a  $3 \times 10^5$  V/cm para o Si (Grove, 1967).

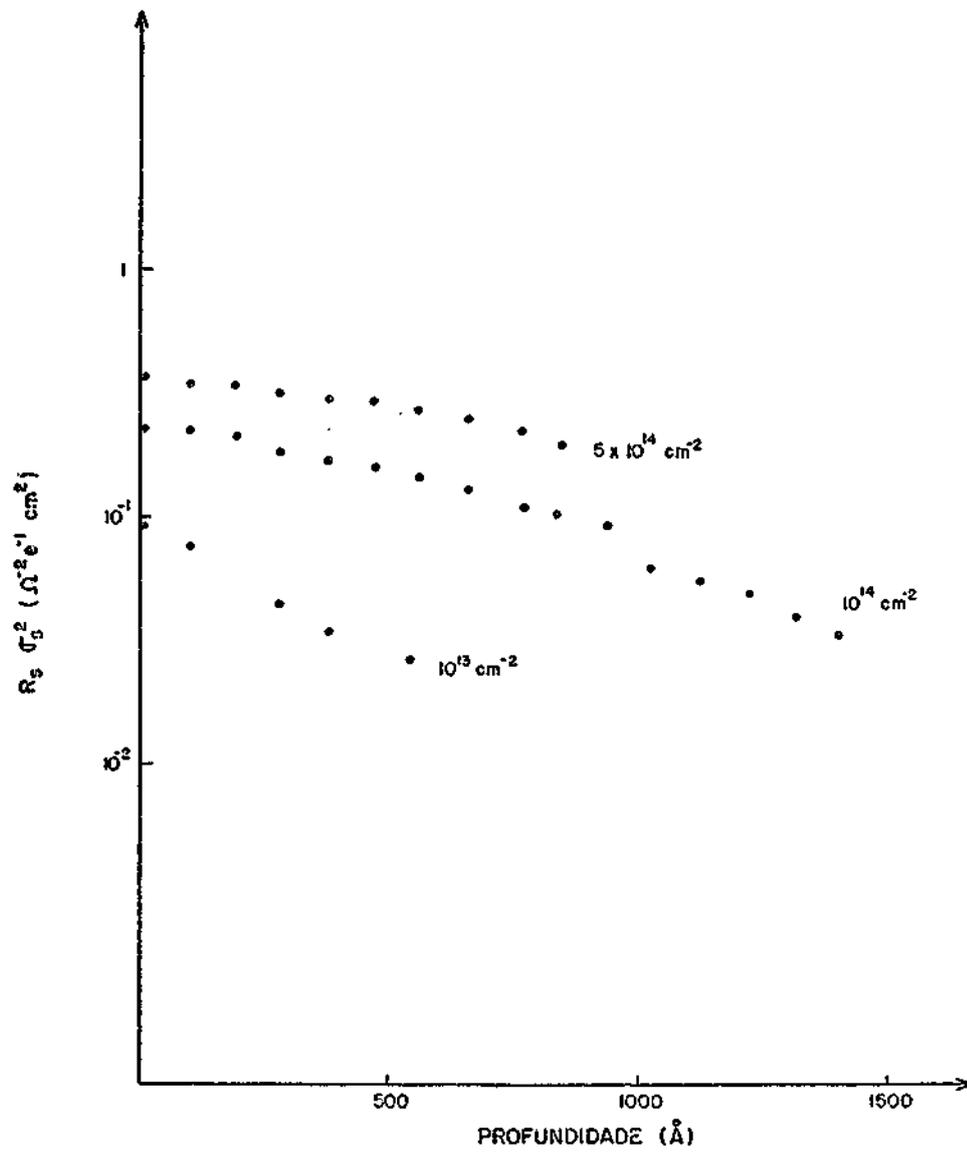


Fig. 4.7 -  $R_s \sigma_s^2$  em função da profundidade.

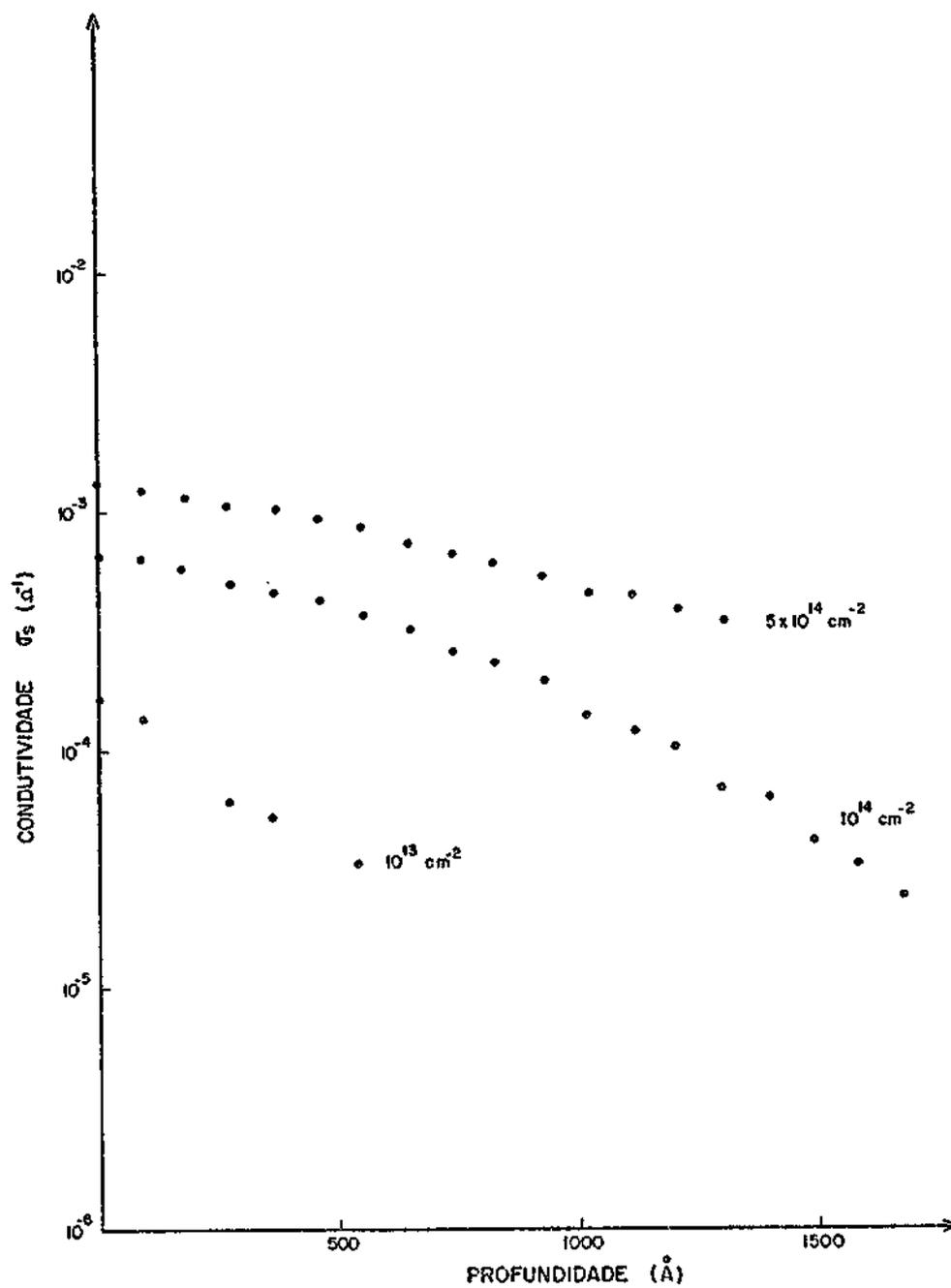


Fig. 4.8 -  $\sigma_s$  em função da profundidade.

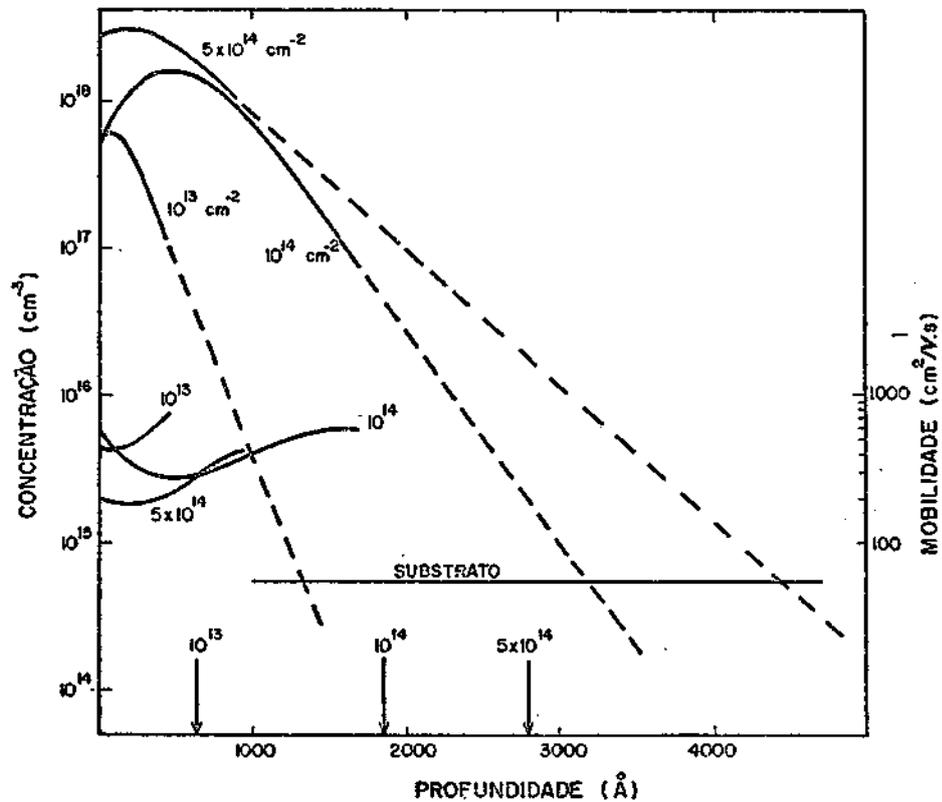


Fig. 4.9 - Perfis de distribuição de portadores e mobilidade Hall para 3 doses diferentes de implantação.

As setas indicam o início da depleção para cada amostra. As linhas tracejadas são extrapolações.

Quando dois diodos são ligados em série e oposição, para qualquer sentido da corrente, um deles se encontra na condição de polarização reversa, o que resulta numa curva característica  $I \times V$  como indicado na Figura 4.10 (b).

Por outro lado, devido à formação da junção p-n entre a região implantada e o substrato (Figura 4.13), existe uma região de depleção de portadores que vai da profundidade  $x_1$  a  $x_2$ . Quando a camada condutora de  $x = 0$  a  $x_1$ , em que se realizam as medidas de resistividade e coeficiente Hall, tiver sido removida pelo processo descrito na Seção 4.3, os contatos  $n^+$  (Figura 3.2) estarão interligados pela região do tipo p do substrato. Nesse caso, a curva característica  $I \times V$  entre dois

contatos  $n^+$  quaisquer corresponde à curva característica de dois diodos  $n^+ - p$  ligados em série e oposição (Figura 4.10(b)). Antes de atingir essa condição, a curva característica entre dois contatos  $n^+$  é uma reta que passa pela origem, cuja inclinação mede a resistência da camada condutora existente. A profundidade do início da depleção pode então ser medida verificando-se em que profundidade se observa, pela primeira vez, uma característica como a da Figura 4.10(b). Essa curva característica deve ser comparada com a parte reversa da curva característica  $I \times V$ , obtida entre um dos contatos  $n^+$  e a região do tipo  $p$  do substrato. A tensão de ruptura  $V_B$  deve ser a mesma em ambas as curvas. A Figura 4.11 apresenta a curva característica  $I \times V$  entre dois contatos  $n^+$ , para uma das amostras, cerca de duas remoções antes de atingir a depleção; a Figura 4.12 apresenta a parte reversa da curva característica entre um dos contatos  $n^+$  e o contato inferior do dispositivo. Quando a depleção é alcançada, a curva característica entre dois contatos  $n^+$  apresenta-se como na Figura 4.10(b) e remoções posteriores não afetam essa característica.

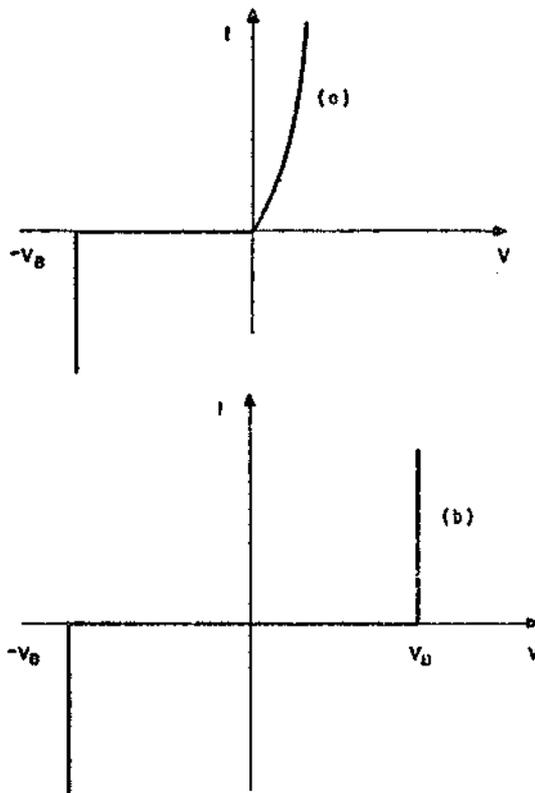


Fig. 4.10 - Curva característica ideal  $I \times V$  de um diodo de junção (a)  
Curva característica ideal de dois diodos em posição e ligados em série (b).

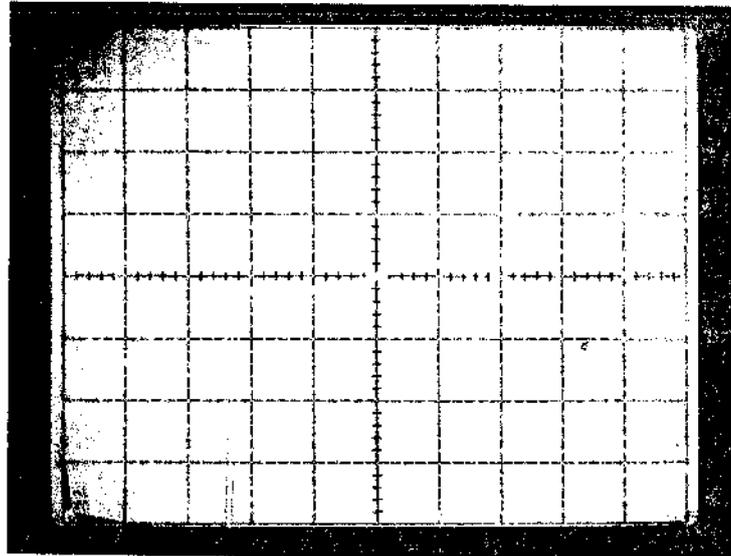


Fig. 4.11 - Característica IxV da camada implantada cerca de duas anodizações antes de atingir a depleção. Vertical: corrente. Horizontal: tensão.

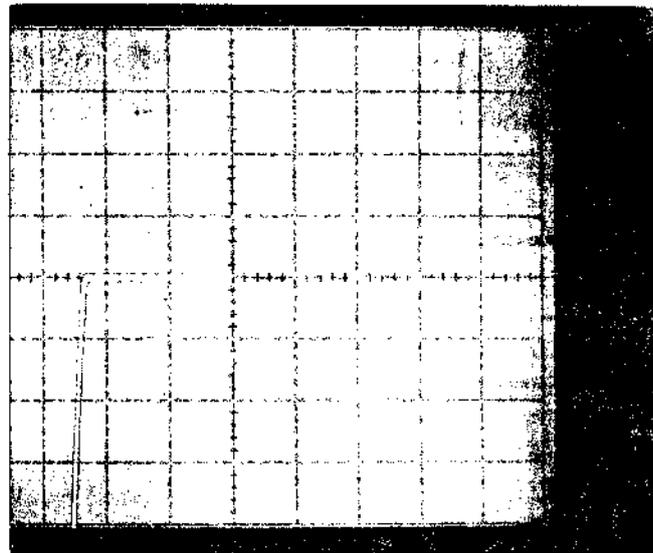


Fig. 4.12 - Parte reversa da característica IxV entre o contato  $n^+$  e o substrato para a mesma amostra da Figura 4.11. Vertical: corrente. Horizontal: tensão.

#### 4.4 - CÁLCULO DA PROFUNDIDADE DO INÍCIO DA DEPLEÇÃO

Como foi visto no Capítulo 2, as implantações de P em si lício normalmente apresentam uma cauda exponencial decrescente na parte mais profunda da distribuição de impurezas. Por essa razão extrapolou-se os perfis medidos (curvas contínuas na Figura 4.9), usando-se retas (escala semilogarítmica) de inclinações negativas.

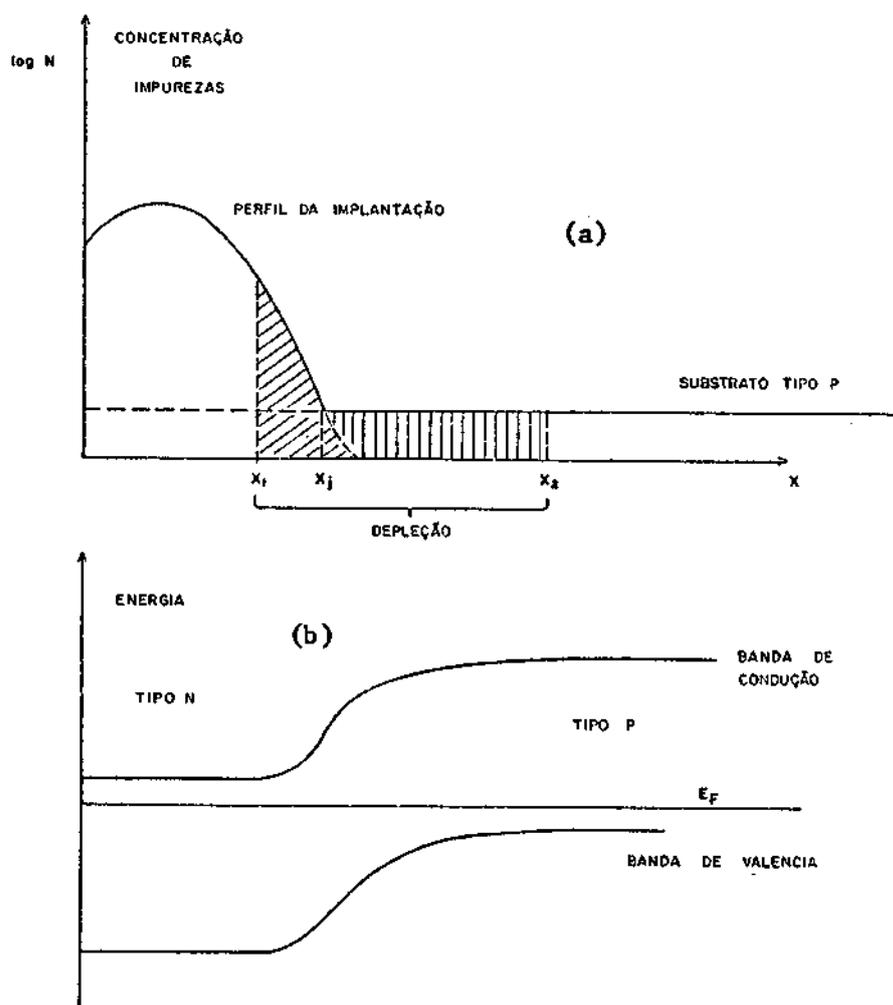


Fig. 4.13 - Formação da junção pn entre a implantação e o substrato.

- a) Perfis da implantação e do substrato;
- b) estrutura de bandas da junção.

Pode-se verificar a validade dessas extrapolações, comparando-se o cálculo da profundidade do início da depleção com o valor medido, conforme descrito na Seção 4.3.3. Esse cálculo é realizado a seguir, utilizando-se um modelo simplificado da junção pn em equilíbrio, formada entre implantação e substrato.

A formação da junção pn está esquematizada na Figura 4.13, que mostra o perfil de distribuição de impurezas de cada lado da junção e o diagrama de bandas de energia correspondente. Supondo-se que na região de depleção que se estende de  $x_1$  a  $x_2$  haja depleção total de portadores (elétrons ou lacunas), as cargas elétricas existentes nessa região devem-se apenas às impurezas ionizadas (doadoras e aceitadoras). Nesse caso escreve-se a equação de Poisson nessa região como:

$$\frac{d^2\phi}{dx^2}(x) = \frac{-e}{\epsilon} (N_D(x) - N_A), \quad (4.15)$$

onde:  $\phi$  é o potencial elétrico,

$e$  carga do elétron,

$\epsilon$  permitividade do meio,

$N_D(x)$  a densidade volumétrica de impurezas implantadas (perfil),

$N_A$  é a densidade de impurezas aceitadoras do substrato (igual a  $5,5 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ ).

Supondo-se que nas regiões para  $x \leq x_1$  e  $x \geq x_2$  haja neutralidade de cargas, os campos elétricos  $-\phi/dx$  em  $x_1$  e  $x_2$  são iguais a zero. Portanto, uma primeira integração da Equação 4.15 fornece:

$$\int_{x_1}^{x_2} (N_D(x) - N_A) dx = 0, \quad (4.16)$$

usando-se essas mesmas condições de contorno para o campo elétrico em  $x_1$  e  $x_2$  e integrando-se mais uma vez a Equação 4.15, obtém-se:

$$\phi(x_2) - \phi(x_1) = -\frac{e}{\epsilon} \int_{x_1}^{x_2} \left[ \int_{x_1}^x (N_D(x') - N_A) dx' \right] dx. \quad (4.17)$$

O lado esquerdo da Equação 4.17 é o potencial interno criado pela junção e pode ser escrito como (Grove, 1967):

$$\phi(x_2) - \phi(x_1) = \frac{kT}{e} \ln \left( \frac{n(x_1) \cdot p(x_2)}{n_i^2} \right), \quad (4.18)$$

onde:  $k$  é a constante de Boltzman,  
 $n_i$ , concentração intrínseca de portadores que para silício na temperatura ambiente é igual  $1,45 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ ,  
 $n$ , concentração de elétrons, e  
 $p$  é concentração de lacunas.

Desprezando-se portadores minoritário em cada lado da junção, pode-se escrever  $n(x_1) = N_D(x_1)$  e  $p(x_2) = N_A$ . Integrando-se por partes o segundo membro da Equação 4.17 e substituindo-se a Expressão 4.18 no primeiro membro, obtêm-se:

$$\frac{kT}{e} \ln \left( \frac{N_D(x_1) N_A}{n_i^2} \right) = \frac{-e}{\epsilon} \int_{x_1}^{x_2} x (N_D(x) - N_A) dx. \quad (4.19)$$

Usando-se o perfil de distribuição de portadores para  $N_D(x)$  e a concentração uniforme do substrato para  $N_A$ , as duas Equações 4.16 e 4.19 permitem determinar numericamente os limites da região de depleção  $x_1$  e  $x_2$ .

Na Tabela 4.3 apresenta-se uma comparação entre os resultados do cálculo do início da região de depleção  $x_1$ , utilizando-se as Equações 4.16 e 4.19, e os valores medidos conforme descrito na Seção 4.3.3 (setas na Figura 4.9). Como se pode observar, uma boa concordância resulta dos cálculos e das medidas.

TABELA 4.3

COMPARAÇÃO ENTRE O CÁLCULO E A MEDIDA DO INÍCIO DA DEPLEÇÃO

DOSE $\text{cm}^{-2}$	$x_1(\text{\AA})$	
	MEDIDO	CALCULADO
$10^{13}$	620	590
$10^{14}$	1850	1792
$5 \times 10^{14}$	2800	2856

4.5 - MEDIDA DE PROFUNDIDADE DA JUNÇÃO POR DESBASTE EM ÂNGULO

Para uma das amostras implantadas (dose  $5 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ ), mediu-se também a profundidade da junção pn, formada entre a implantação e o substrato, através de desbaste em ângulo e coloração.

Através de polimento, a amostra com a junção a ser examinada é desbastada em ângulo, conforme mostrado na Figura 4.14. Em seguida, a amostra é mergulhada em solução de HF a 10%, por aproximadamente 30 segundos, sob forte iluminação. Como resultado do ataque preferencial da solução pela região p da junção (Wu et alii, 1979), obtém-se uma demarcação da junção pn.

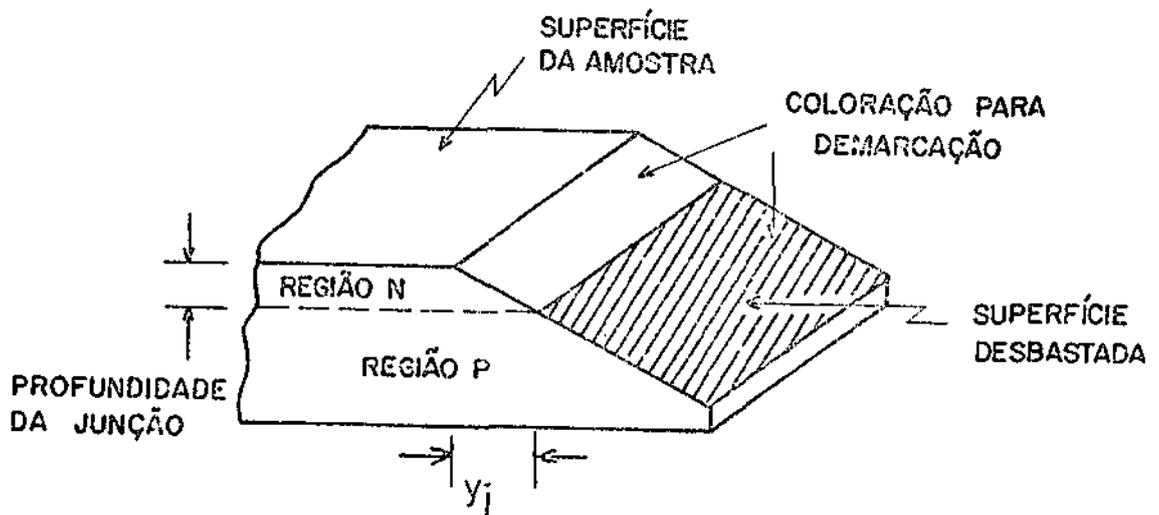


Fig. 4.14 - Amostra desbastada em ângulo, usada para medição de profundidade de junção.

Conhecendo-se o ângulo de desbaste, a profundidade  $x_j$  da junção pode ser determinada por:

$$x_j = y_j \operatorname{tg}\theta, \quad (4.20)$$

onde:  $y_j$  é a distância horizontal da junção até a borda do início do desbaste (medida através de microscópio), e  $\theta$ , ângulo do desbaste.

Para a medida do ângulo de desbaste, utiliza-se o arranjo experimental mostrado na Figura 4.15. A amostra é montada de tal forma que o feixe do laser é refletido simultaneamente pela superfície desbastada e pela superfície original da amostra. Então, a amostra é orientada de forma que as duas reflexões fiquem equidistantes do feixe incidente do laser. Neste caso o ângulo em radianos é obtido por:

$$\theta \approx 1/2 \frac{s}{\ell}, \quad (4.21)$$

onde:  $\ell$  é distância da amostra ao anteparo e  $s$ , distância entre as duas reflexões no anteparo.

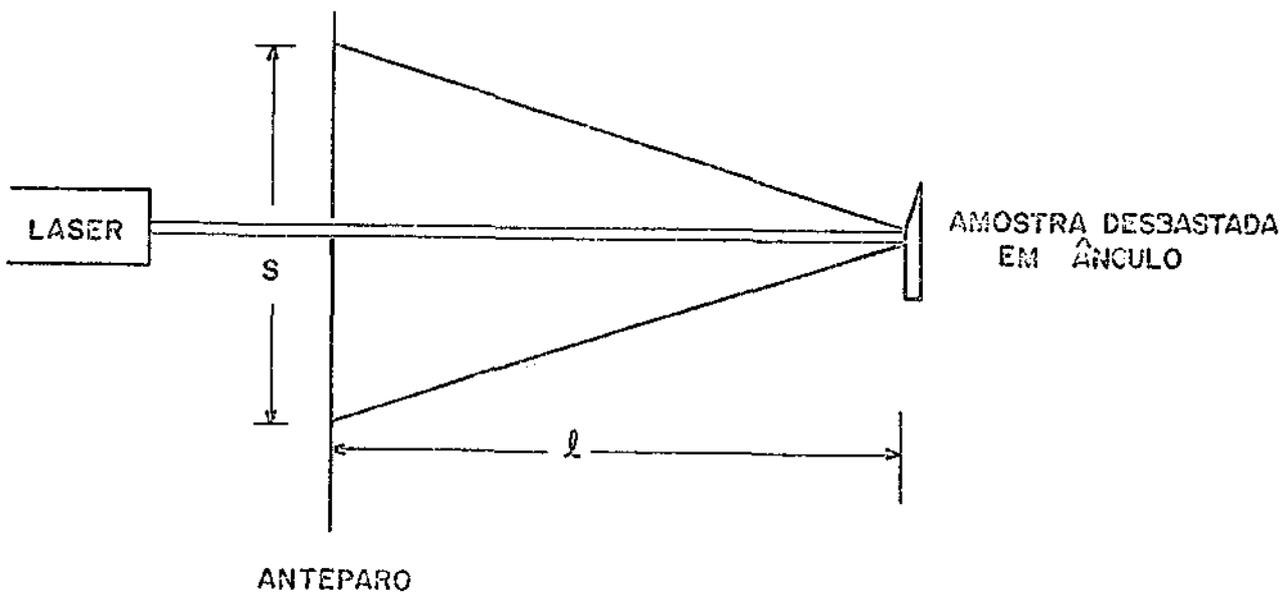


Fig. 4.15 - Diagrama esquemático do arranjo utilizado para medida do ângulo de desbaste.

Uma vez demarcada a junção, a profundidade também pode ser obtida através de medidas interferométricas como aquela descrita na Seção 4.3.1.2. A Figura 4.16 apresenta as franjas de interferência obtidas numa amostra desbastada em ângulo, quando se coloca a lâmina de vidro semiespelhada paralela à superfície da amostra. A faixa mais clara, de aproximadamente 1,5 mm de espessura ao longo da borda do desbaste, é a região n da junção. A presença das franjas de interferência dificulta a perfeita identificação da demarcação da junção.



Fig. 4.16 - Franjas de interferência obtidas em uma amostra desbastada em ângulo.

O resultado da medida de profundidade da junção para a amostra de dose  $5 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$  forneceu  $x_j = 0,29 \mu$ . No entanto, a profundidade da junção obtida através do perfil para essa amostra, na Figura 4.9 (interseção do perfil com a concentração uniforme do substrato), fornece  $x_j = 0,43$ . É interessante observar que o valor obtido por desbaste em ângulo concorda com a profundidade do início da depleção  $x_1 = 0,28 \mu$  (Tabela 4.3). Esse resultado é satisfatório, quando se leva

em conta que a coloração em solução de HF, utilizada para a demarcação da junção, muitas vezes não revela a região de cargas espaciais (Runyan, 1975), e a demarcação obtida não coincide com a junção metalúrgica na profundidade  $x_j$ .

#### 4.6 - DISTRIBUIÇÃO DE IMPUREZAS IMPLANTADAS E DE CENTROS COMPENSADORES

Como discutido no Capítulo 2, a implantação gera um número apreciável de defeitos devido ao recuo dos átomos do substrato nas colisões com os íons incidentes. A esses defeitos estão associados níveis de energia na banda proibida do semiconductor; como resultado, esses defeitos agem como centros compensadores. Embora um dos objetivos do recozimento seja eliminar esses defeitos, para uma dada condição de recozimento sempre existe defeitos remanescentes.

No caso em que há compensação, a densidade de portadores é dada por:

$$n = N_D - N_A, \quad (4.22)$$

onde:  $N_D$  é a densidade de impurezas doadoras eletricamente ativas, e  $N_A$ , a densidade de centros compensadores aceitadores.

A presença de compensação também altera a mobilidade dos portadores. A mobilidade de condução pode ser escrita como a soma das contribuições dos espalhamentos pela rede  $\mu_T$  e pelas impurezas ionizadas  $\mu_I$  (Smith, 1959):

$$\frac{1}{\mu_c} = \frac{1}{\mu_T} + \frac{1}{\mu_I}, \quad (4.23)$$

sendo:

$$\mu_T = 1450 \left(\frac{T}{300}\right)^{-2,6} \text{ cm}^2/\text{v.s} \quad (4.24)$$

e

$$\mu_I = \frac{64(\pi)^{1/2} \epsilon^2 (2kT)^{3/2}}{N_I e^3 m_e^{1/2}} \left[ \ln \left\{ \frac{24m_e k^2 T^2 \epsilon}{e^2 N^2 n} + 1 \right\} \right]^{-1} \quad (4.25)$$

onde  $m_e$  é massa efetiva do elétron,

$N_I$ , número total de impurezas ionizadas  $N_I = N_D^+ + N_A^+$ ,

$\epsilon$ , permissividade dielétrica do meio, e

$n$ , densidade de elétrons na banda de condução.

Como pode ser observado, o espalhamento devido a rede depende apenas da temperatura. A mobilidade por impurezas ionizadas depende da soma total das impurezas ionizadas  $N_I = N_D^+ + N_A^-$  e da densidade de portadores  $n$ . Desprezando-se a dependência na densidade de portadores e supondo-se a ionização total das impurezas  $N_D^+ \equiv N_D$ , a mobilidade de condução pode ser expressa como uma função da soma total de impurezas,  $N_D + N_A$ , na temperatura ambiente, ou seja:

$$\mu_C = f(N_D + N_A). \quad (4.26)$$

Portanto, utilizando-se os valores medidos da densidade de portadores  $n$  e da mobilidade  $\mu_C$ , pode-se determinar separadamente a concentração de impurezas doadoras  $N_D$  e de aceitadores  $N_A$ , através das Equações 4.22 e 4.26, desde que se conheça a dependência de  $\mu_C$  em função de  $N_D + N_A$ .

O espalhamento por impurezas na Equação 4.25 depende do número total de centros espalhadores  $N_I$ , independentemente de ser esse centro espalhador uma carga positiva (doador) ou uma carga negativa (aceitador). A função  $f$  na Equação 4.26 pode ser obtida fazendo-se  $N_A = 0$  e usando-se a dependência experimental de  $\mu_C$  em função de  $N_D$ , para amostras volumétricas sem compensação, publicadas na literatura. Esse tipo de procedimento foi usado por Baron et alii (1969) na análise

de compensação de algumas amostras implantadas.

A Figura 4.17 apresenta a curva de mobilidade de condução  $\mu_c$  em função da concentração de impurezas, para amostras volumétricas e sem compensação, para o caso de silício do tipo n. (Sze, 1969). Convertendo-se  $\mu_H$  em  $\mu_c$  pela expressão:

$$\mu_c = \mu_H / r,$$

onde  $r$  é obtido na Figura 4.4,  $N_D + N_A$  é determinado pela Figura 4.17. Utilizando-se então o valor medido da concentração de portadores  $n = N_D - N_A$ , obtêm-se separadamente  $N_D$  e  $N_A$ . Essa análise foi realizada para os perfis da Figura 4.9. As distribuições de impurezas implantadas eletricamente ativas e dos defeitos aceitadores obtidos desse modo encontram-se nas Figuras 4.18, 4.19 e 4.20.

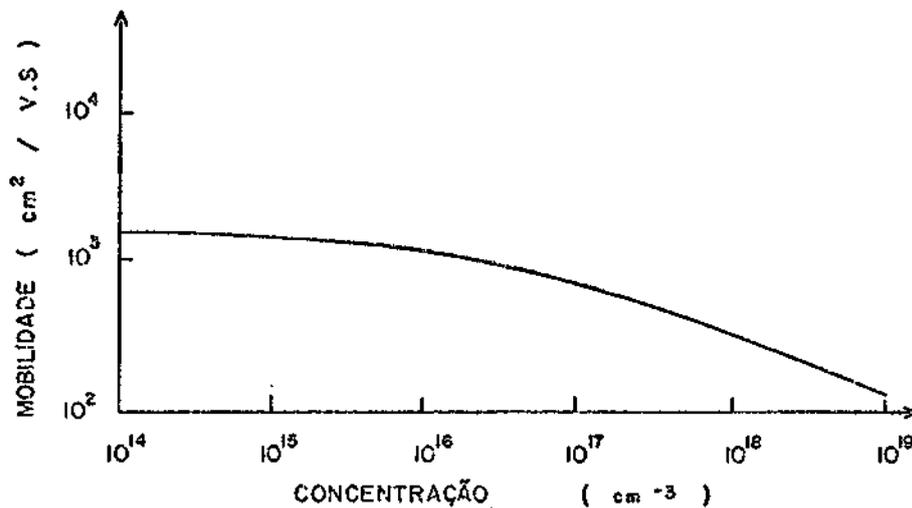


Fig. 4.17 - Variação da mobilidade de condução em função da concentração de impurezas para Si do tipo n, a 300 K.

FONTE: Sze (1969).

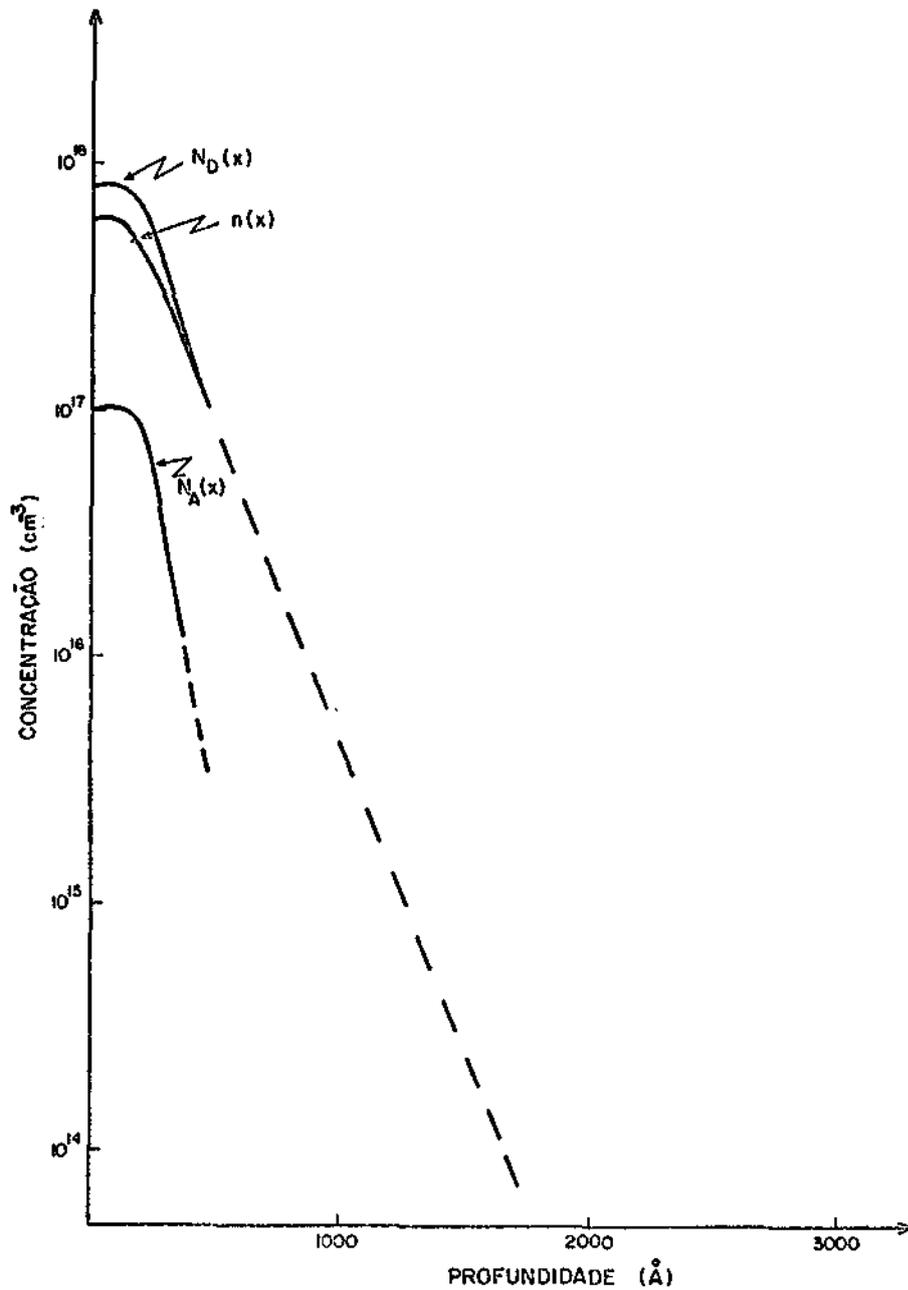
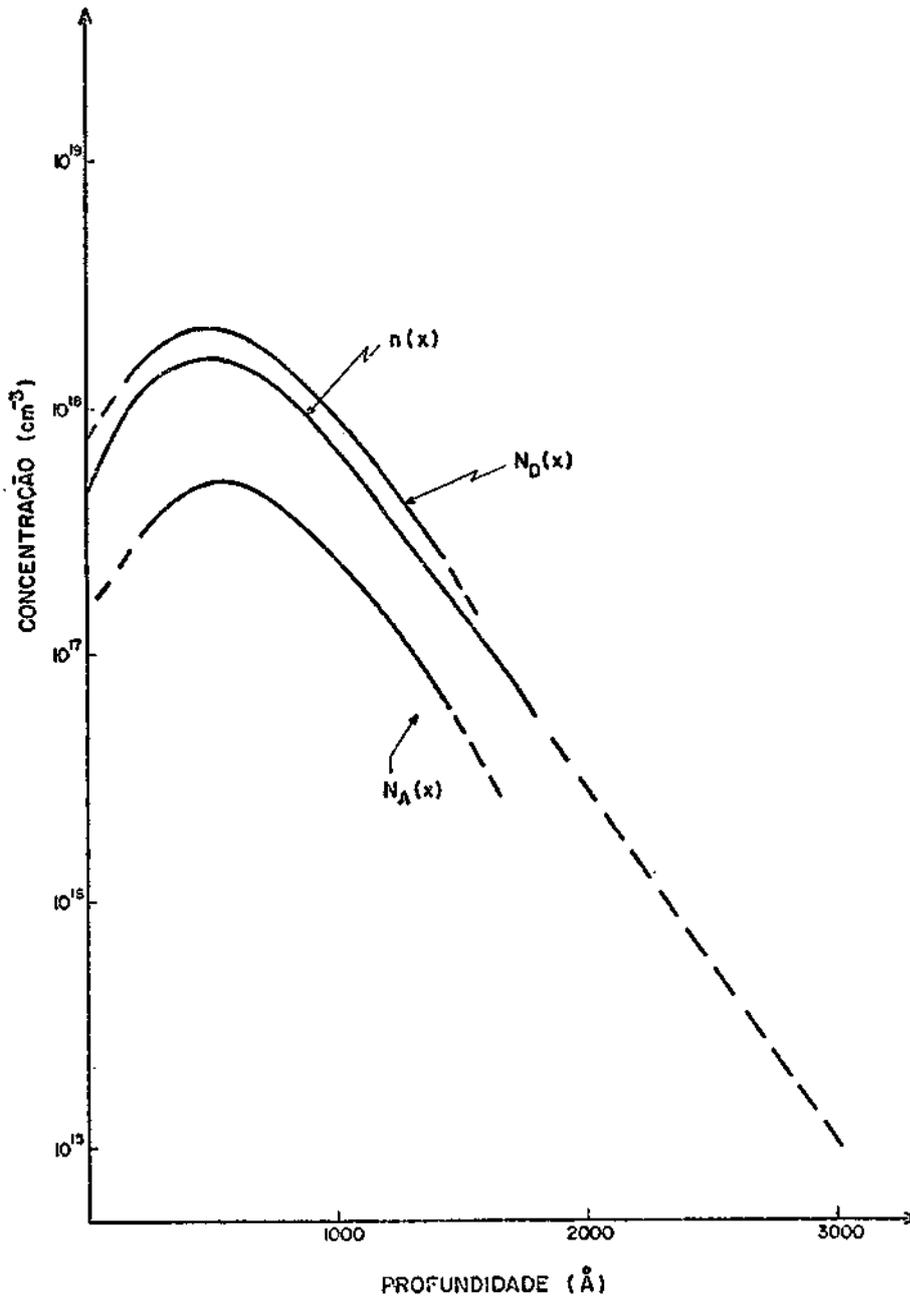


Fig. 4.18 - Perfis de doadores e aceitadores para a amostra de dose  $10^{13} \text{ cm}^{-2}$ .



4.19 - Perfis de doadores e aceitadores para a amostra de dose  $10^{14}$  cm<sup>-2</sup>

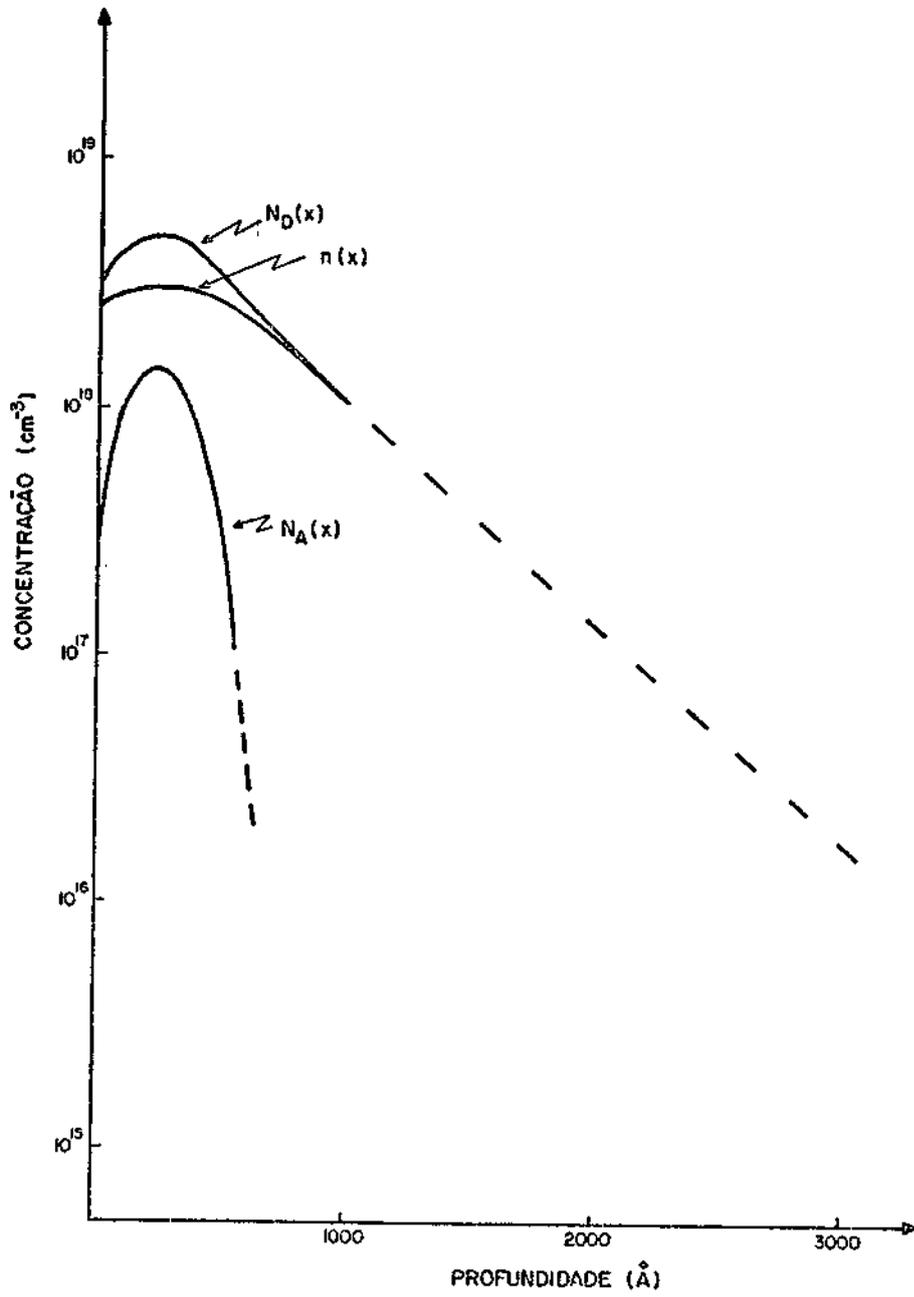


Fig. 4.20 - Perfis de doadores e aceitadores para a amostra de dose  $5 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ .

#### 4.7 - RECOZIMENTO

Como foi dito no Capítulo 3, as amostras implantadas foram recozidas a  $750^{\circ}\text{C}$  por 30 min. A fração de impurezas eletricamente ativas, para cada amostra, nessa temperatura de recozimento, foi obtida através de medidas de coeficiente Hall e resistividade de folha, conforme descrito na Seção 4.3 e indicadas na Tabela 4.2.

Com o objetivo de verificar o comportamento da ativação elétrica em função da temperatura de recozimento, executou-se recozimentos de  $800^{\circ}\text{C}$  e  $850^{\circ}\text{C}$  por 30 minutos em atmosfera de  $\text{N}_2$ . Estes tratamentos térmicos foram acrescentados ao recozimento já existente de  $750^{\circ}\text{C}$ , por 30 minutos.

Antes de executar o recozimento, as deposições de alumínio existentes na amostra foram removidas, utilizando-se uma solução de hidróxido de sódio. Após o recozimento, redepositou-se alumínio nas regiões de contato da amostra, para permitir as medidas de resistividade e efeito Hall.

A partir das medidas de resistividade e coeficiente Hall de folha, a densidade efetiva de portadores,  $n_{s,ef}$ , e a mobilidade efetiva,  $\mu_{ef}$ , foram obtidas através das Equações 4.8 e 4.9 e encontram-se indicadas nas Figuras 4.21 e 4.22. Nessas figuras também são indicados os valores de  $n_{s,ef}$  e  $\mu_{ef}$  na temperatura de recozimento original de  $750^{\circ}\text{C}$ .

Muitos trabalhos têm sido publicados a respeito de recozimento de silício implantado com fósforo, e as conclusões obtidas podem ser sintetizadas da seguinte forma (Gibbons, 1972): (1) para doses acima de  $10^{15} \text{ cm}^{-2}$  e abaixo de  $10^{13} \text{ cm}^{-2}$ , uma grande fração de íons podem se tornar eletricamente ativos após o recozimento acima de  $550^{\circ}\text{C}$ , e a ativação elétrica cresce monotonicamente com a temperatura de recozimento; (2) quando a dose de implantação se encontra na região intermediária de  $10^{13} - 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ , o substrato de silício possui muitos defeitos, mas ainda não se encontra amorfo, e temperaturas mais altas são necessárias para obter ativação razoável.

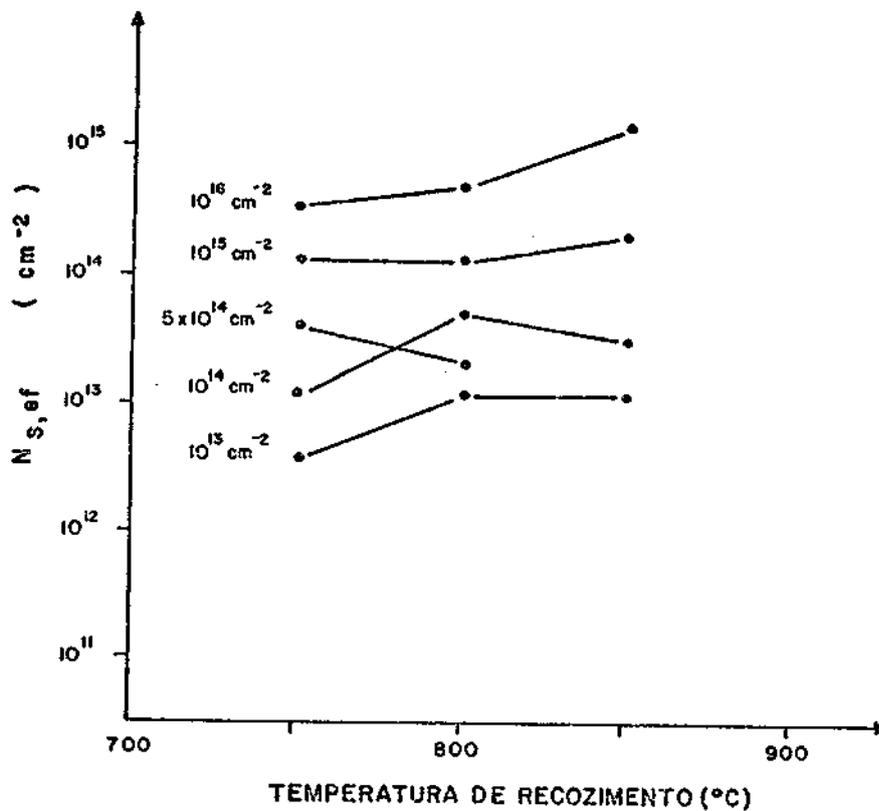


Fig. 4.21 - Densidade efetiva de portadores em função da temperatura de recozimento para amostras com doses diferentes, indicadas ao lado de cada curva.

Os resultados da Figura 4.21 possuem alguma concordância com o que foi dito anteriormente. De fato, para as amostras de dose  $10^{16}$ ,  $10^{15}$  e  $10^{13} \text{ cm}^{-2}$ ,  $n_{s,ef}$  aumenta monotonicamente com a temperatura. No entanto, as amostras de dose  $10^{14}$  e  $5 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ , que se encontram na região intermediária, apresentam um comportamento mais complicado.

Como foi dito na Seção 4.3,  $n_{s,ef}$  pode ser diferente do número total de portadores na camada implantada. Esse pode ser o motivo, além de eventuais erros experimentais, pelo qual o valor de saturação  $n_{s,ef}$  é ligeiramente maior que a dose da amostra de concentração  $10^{13} \text{ cm}^{-2}$ . Essa saturação indica que possivelmente a ativação elétrica para essa amostra tenha alcançado 100%. O aumento da mobilidade após o recozimento a  $850^{\circ}\text{C}$  deve ser devido à diminuição do número de defeitos, uma vez que o número de impurezas implantadas eletricamente ativas não se altera.

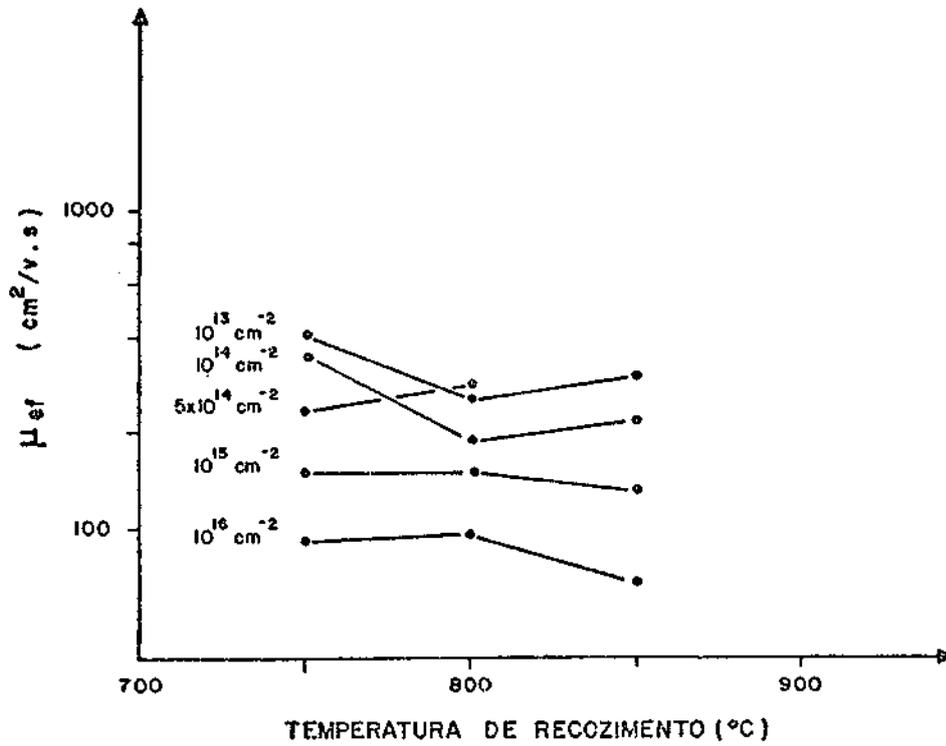


Fig. 4.22 - Mobilidade efetiva de portadores, em função da temperatura de recozimento, para várias amostras com doses diferentes.

A diminuição da mobilidade das amostras de dose  $10^{15}$  e  $10^{16} \text{ cm}^{-2}$  deve-se ao aumento do espalhamento por impurezas ionizadas, causado pelo maior número de impurezas eletricamente ativas, produzido pelo recozimento.

## CAPÍTULO 5

### RESISTIVIDADE DE FOLHA EM FUNÇÃO DA TEMPERATURA

#### 5.1 - MEDIDAS DE RESISTIVIDADE DE FOLHA ENTRE 300 e 4,2 K

Realizaram-se medidas de resistividade de folha  $\rho_s$  em função da temperatura para 6 amostras implantadas com doses diferentes. Entre 300 K e 10 K, as medidas foram efetuadas em um sistema de refrigeração a ciclo fechado (Displex CSA 202 Air Products).

As medidas de resistividade em temperaturas mais baixas foram realizadas no laboratório de Criogenia do Instituto de Física da USP; utilizou-se o criostato esquematizado na Figura 5.1. Na construção do criostato, quando o Tubo 2 é adaptado ao tubo cilíndrico 1, uma certa quantidade de ar fica aprisionada entre eles. Quando o sistema é mergulhado no Hélio líquido, esse volume de ar se congela produzindo, no espaço entre os dois cilindros, um alto vácuo que fornece o isolamento térmico necessário para a realização de medidas em temperaturas acima de 4,2 K. As medidas de temperatura foram realizadas utilizando-se um diodo de silício calibrado. A variação da temperatura foi obtida através de uma resistência de aquecimento de manganina enrolada no suporte de cobre da amostra.

Os resultados das medidas de resistividade de folha em função da temperatura encontram-se na Figura 5.2. Para as amostras de doses  $10^{12}$  e  $10^{13}$   $\text{cm}^{-2}$ , as medidas não puderam ser estendidas para temperaturas mais baixas devido a dificuldades na medida de resistividade.

Na Figura 5.2 pode-se verificar que as 6 implantações apresentam comportamentos bem diferentes entre si. Para a dose mais baixa ( $10^{12}$   $\text{cm}^{-2}$ ), a resistividade cresce exponencialmente quando se diminui a temperatura. No caso da amostra de dose  $10^{13}$   $\text{cm}^{-2}$ , abaixo de 40 K, a curva se desvia da exponencial e, comparando-se com a próxima curva ( $10^{14}$   $\text{cm}^{-2}$ ), espera-se que, se as medidas forem continuadas para

temperaturas mais baixas, uma outra porção reta se apresenta, com menor inclinação do que aquela para temperaturas entre 300 e 77 K. Para a dose de  $10^{14} \text{ cm}^{-2}$ , duas inclinações diferentes para a curva  $\ln \rho_s \times \frac{1000}{T}$  podem ser identificadas, enquanto para a dose  $5 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$  apenas uma inclinação se apresenta. Abaixo de 50 K, a resistividade praticamente não varia com a temperatura para essa última amostra. Para as doses mais altas,  $10^{15}$  e  $10^{16} \text{ cm}^{-2}$ , a resistividade diminui quando se baixa a temperatura de 300 K a 100 K e permanece invariável para temperaturas mais baixas.

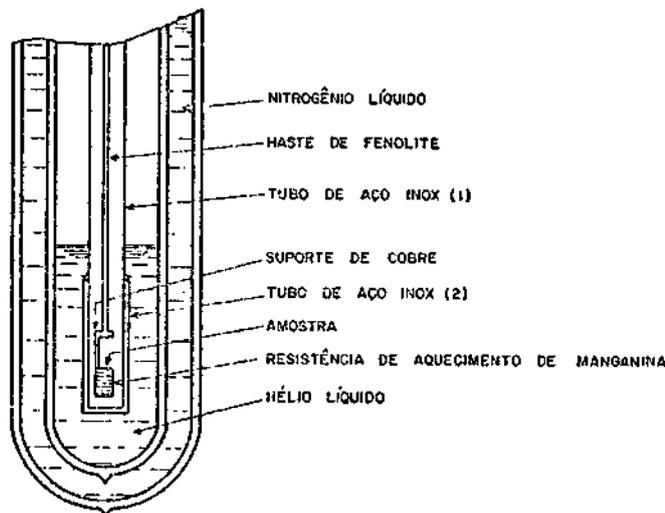


Fig. 5.1 - Criostato utilizado nas medidas em baixas temperaturas.

A existência de uma porção reta na curva  $\ln \rho_s \times \frac{1000}{T}$  indica que o comportamento da resistividade em função da temperatura é termicamente ativado ou seja:

$$\rho(T) = \rho_0 e^{\frac{\epsilon}{kT}}, \quad (5.1)$$

onde:  $\rho_0$  é um fator que depende fracamente da temperatura, e  $\epsilon$  é a energia de ativação.

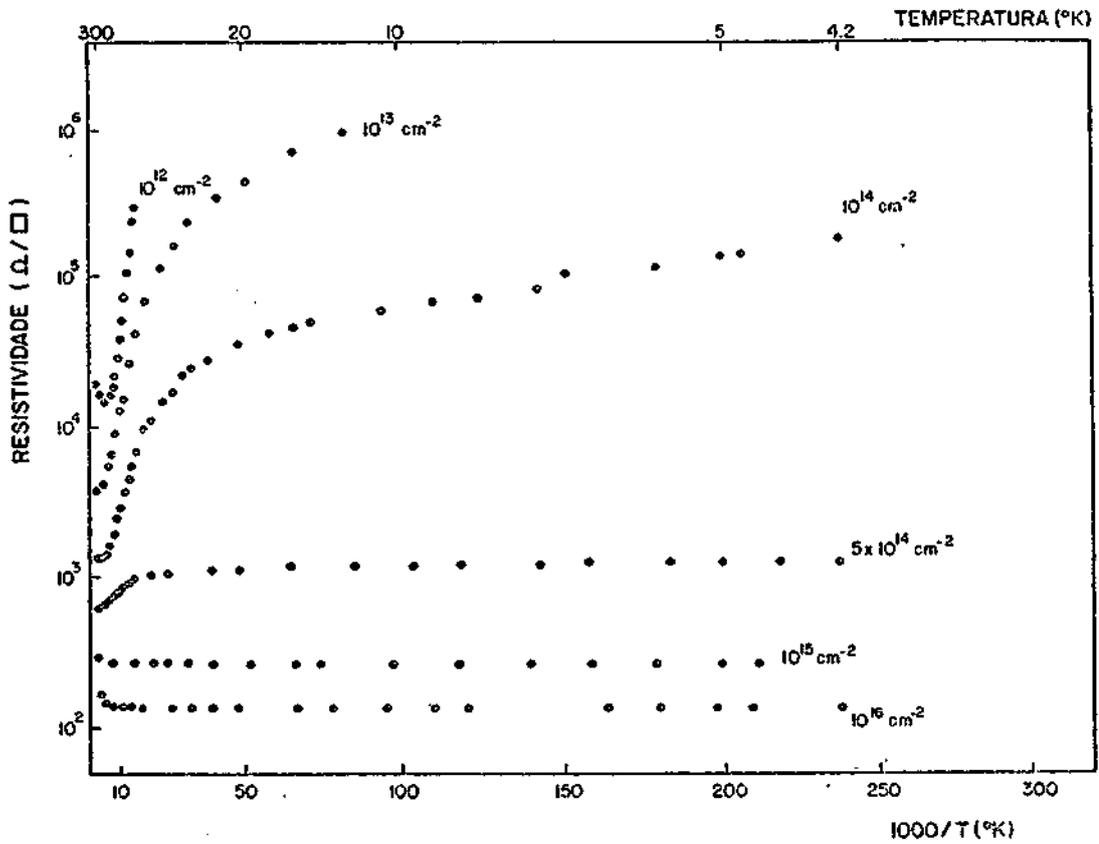


Fig. 5.2 - Medidas de resistividade de folha em função da temperatura as amostras implantadas.

A energia de ativação é determinada pela inclinação da porção reta da curva, num gráfico semilogarítmico.

Na Tabela 5.1 indicam-se as energias de ativação que podem ser observadas na Figura 5.2.  $\epsilon_1$  e  $\epsilon_2$  referem-se a regiões de maior e menor temperaturas, respectivamente.

TABELA 5.1

ENERGIAS DE ATIVAÇÃO

DOSE cm <sup>-2</sup>	ε <sub>1</sub> meV	ε <sub>2</sub> meV
10 <sup>12</sup>	34,0	
10 <sup>13</sup>	19,4	~1,50
10 <sup>14</sup>	14,7	0,67
5x10 <sup>14</sup>	5,18	<0,01

5.2 - INTERPRETAÇÃO DA RESISTIVIDADE DE FOLHA EM FUNÇÃO DA TEMPERATURA

A presença de impurezas de P no Si resulta, para baixas concentrações, num nível doador na banda proibida, cuja energia de ligação é de 0,044 e.V (Sze, 1969) localizado abaixo da banda de condução. À medida que a concentração de doadores aumenta, o recobrimento ("overlap") entre funções de onda adjacentes, centradas nas impurezas, provoca um alargamento do nível de energia de impurezas que passa, então, a constituir uma "banda de impurezas". Ao mesmo tempo, devido à blindagem eletrostática causada pela presença de um maior número de portadores, a energia de ligação das impurezas diminui deslocando-se para mais próximo da banda de condução. Em altas temperaturas, o elétron no nível de impureza pode ser excitado para a banda de condução; para baixas temperaturas, onde a energia de excitação térmica é bem menor que a energia de ligação do nível de impureza, a condução pode se dar pela própria banda de impureza.

A condução elétrica por impurezas em semicondutores dopados vem sendo objeto de intensos estudos. Como resultado, atualmente dispõem-se de vários modelos que permitem a interpretação do comportamento das propriedades elétricas nesses materiais (Mott and Davis, 1971; Chao, 1982).

As energias  $\epsilon_1$ ,  $\epsilon_2$  e  $\epsilon_3$  dependem da concentração de impurezas. Geralmente  $\epsilon_2$  é observado para uma concentração intermediária que, para o caso de Si dopado com P, se estende de  $1,7 \times 10^{18}$  a  $4,0 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$  (Yanamouchi et alii, 1967). Para outras regiões de concentração,  $\epsilon_1$  e  $\epsilon_2$  não podem ser distinguidos facilmente.

À medida que se aumenta a concentração, as bandas de impurezas (Figura 5.3) se alargam e uma situação em que  $\epsilon_2 = 0$  é atingida. A concentração em que isso ocorre é denominada concentração crítica cujo valor para Si dopado com P é ao redor de  $3 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ . Para concentrações acima da crítica, as bandas de impurezas estão totalmente ligadas à banda de condução, e a densidade de elétrons "deslocalizados" torna-se independente da temperatura. Como a condutividade é dada por:

$$\sigma = e \mu n, \quad (5.3)$$

a dependência da condutividade com a temperatura é devida somente à mobilidade. Como pode ser observado pelas Equações 4.24 e 4.25, a mobilidade aumenta quando se diminui a temperatura. Devido a isso, a condutividade aumenta diminuindo-se a temperatura. De onde resulta um comportamento metálico para concentrações acima da crítica e um comportamento isolante (a condutividade diminui quando se baixa a temperatura, pelo comportamento ativado de n) para concentrações abaixo desse valor.

Essa transição metal-isolante assim como as energias de ativação,  $\epsilon_1$  e  $\epsilon_2$ , podem ser observadas nas medidas de resistividade de folha em função da temperatura (Figura 5.2).

Para a interpretação das medidas realizadas, seria necessário o cálculo da condutividade de folha da camada implantada através da expressão:

$$\sigma_s = e \int_0^{x_1} n(x,T) \mu(x, T) dx. \quad (5.4)$$

No entanto, para levar a cabo esse empreendimento, é necessário o conhecimento de expressões analíticas que forneçam a concentração volumétrica

ca de portadores  $n$  em função da concentração de impurezas  $N_D$ , da concentração de aceitadores  $N_A$  e da temperatura, o mesmo ocorrendo com a mobilidade  $\mu$ . Infelizmente, não existem expressões que sejam válidas para todas as regiões de concentração e de temperatura.

Contudo, no caso em que uma interpretação qualitativa é satisfatória o seguinte procedimento torna-se de alguma utilidade.

A idéia é determinar uma concentração volumétrica equivalente a uma dada implantação. Isso pode ser feito utilizando-se o valor da mobilidade efetiva da Tabela 4.2 e a curva de mobilidade da Figura 4.17, a partir da qual determina-se uma concentração volumétrica equivalente  $(N_D)_{eq}$ . Os valores obtidos dessa forma encontram-se na Tabela 5.2.

TABELA 5.2

DENSIDADE VOLUMÉTRICA EQUIVALENTE E ESPESSURA DA CAMADA IMPLANTADA

DOSE $\text{cm}^{-2}$	$(N_D)_{eq}$ $\text{cm}^{-3}$	$d$ $\text{Å}$
$10^{12}$	$6,3 \times 10^{16}$	714
$10^{13}$	$5,6 \times 10^{17}$	687
$10^{14}$	$8,4 \times 10^{17}$	1546
$5 \times 10^{14}$	$2,1 \times 10^{18}$	2000
$10^{15}$	$6,3 \times 10^{18}$	2222
$10^{16}$	$1,0 \times 10^{19}$	3980

Esse procedimento não leva em conta detalhes do perfil e, se correto, pode inclusive dar uma estimativa da largura da distribuição. Usando-se os valores das densidades efetivas de portadores na Tabela 4.2, pode-se calcular uma espessura da camada implantada da seguinte forma:

$$d = \frac{N_{s,ef}}{(N_D)_{eq}} \quad (5.5)$$

Os valores obtidos dessa forma encontram-se na Tabela 5.2. Para as doses  $10^{13}$ ,  $10^{14}$  e  $5 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ , esses valores estão próximos da profundidade da depleção (Tabela 4.3). Portanto, embora grosseiramente, esse procedimento permite obter a espessura da camada implantada na ausência de medidas do perfil.

Na Figura 5.4, as energias de ativação  $\epsilon_1$  (Tabela 5.1) são traçadas em função da concentração volumétrica equivalente  $(N_D)_{eq}$

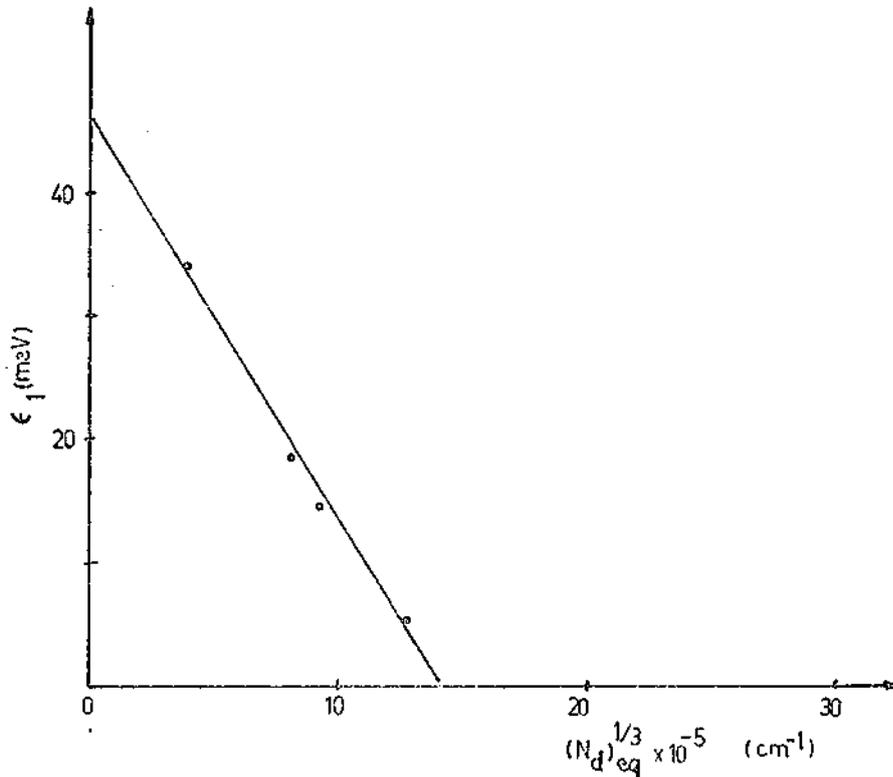


Fig. 5.4 - Energias de ativação  $\epsilon_1$  em função da concentração volumétrica equivalente.

Essas energias parecem decrescer linearmente com a potência  $1/3$  de  $(N_D)_{eq}$ . O ajuste dos pontos fornece a seguinte dependência:

$$\epsilon_1 = 46,7 - 3,3 \times 10^{-5} (N_D)_{eq}^{1/3} \text{ (meV)}, \quad (5.6)$$

onde:  $(N_D)_{eq}$  é dado em  $\text{cm}^{-3}$ .

Por outro lado, medidas de dependência da energia de ionização ( $\epsilon_1$ ) do fósforo para o silício volumétrico, obtidos por Carter (1966), apresentam a mesma dependência:

$$\epsilon_1 = 44 - 3 \times 10^{-5} N_D^{1/3} \text{ (meV)}. \quad (5.7)$$

Os três valores das energias de ativação  $\epsilon_2$ , para as doses  $10^{13}$ ,  $10^{14}$  e  $5 \times 10^{14}$ , podem também ser comparadas com medidas para silício volumétrico. Na Figura 5.5, apresenta-se a dependência da energia de ativação  $\epsilon_2$  em função da concentração de fósforo para Si volumétrico, obtidos por Yamanouchi et alii (1967). Como esses autores não apresentam medidas para concentrações abaixo de  $10^{18} \text{ cm}^{-3}$  (curva contínua), tornou-se necessário fazer uma extrapolação das medidas (curva pontilhadas) para permitir a comparação com as amostras aqui estudadas.

Usando-se as concentrações volumétricas da Tabela 5.2 e a Figura 5.5, obtêm-se para as doses  $10^{13}$ ,  $10^{14}$  e  $5 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$  energias de ativação de 2,8 meV, 1,3 meV e 0,3 meV, respectivamente. Portanto, as energias de ativação  $\epsilon_2$  para as amostras implantadas (Tabela 5.1) são consideravelmente menores que as energias correspondentes às amostras volumétricas.

É necessário salientar que os dados apresentados na Figura 5.5, pela referência citada, referem-se a amostras volumétricas para as quais a compensação é intencionalmente pequena.

Como foi visto na Seção 4.6, as amostras implantadas apresentam compensação devido aos defeitos produzidos pela implantação e que não foram eliminados pelo recozimento. Por outro lado, a presença de compensação altera sensivelmente o comportamento da resistividade em baixas temperaturas (Mott and Davis, 1971). De fato, medidas realizadas por

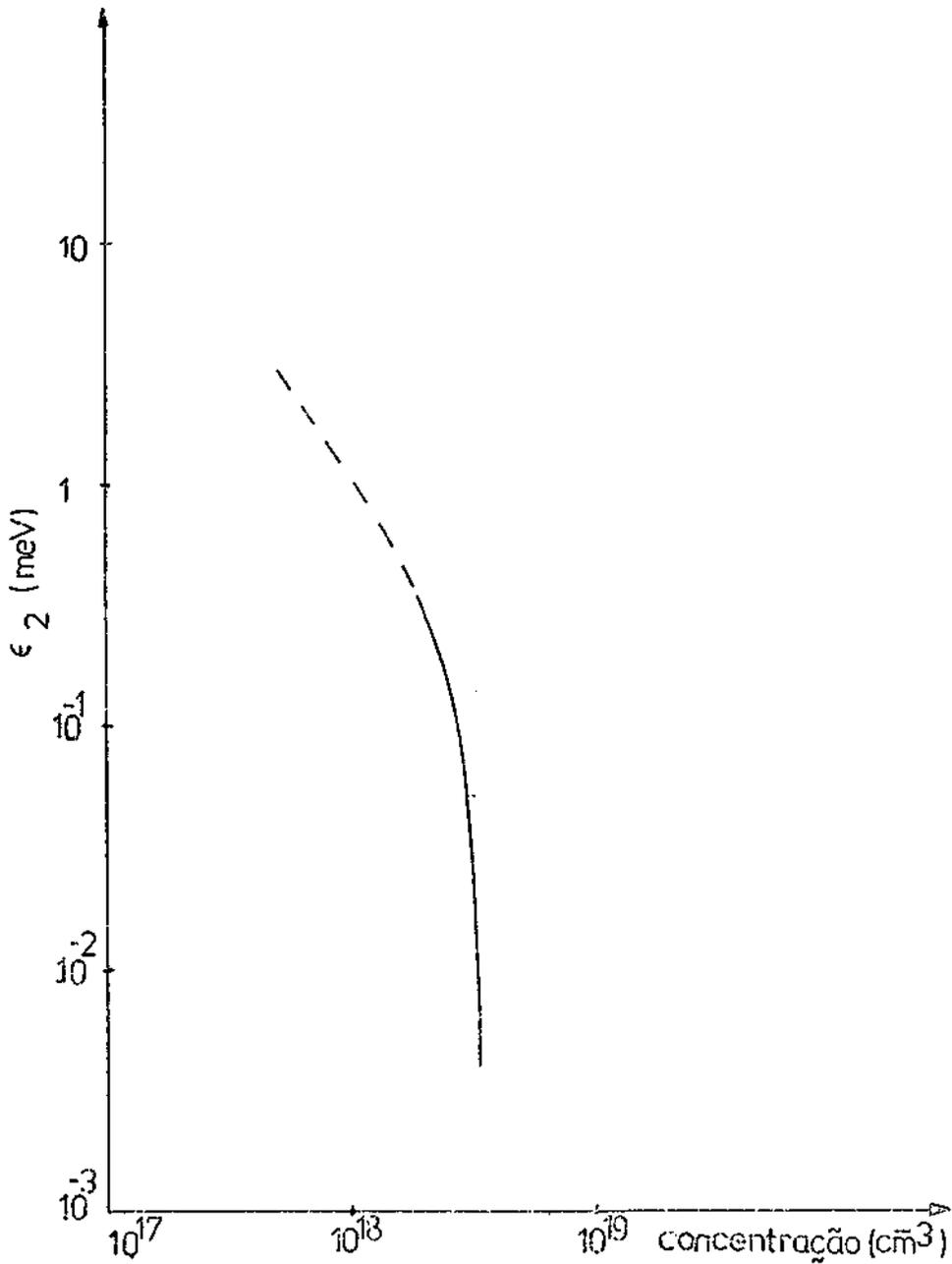


Fig. 5.5 - Dependência da energia de ativação  $\epsilon_2$  em função da concentração de impurezas para P no Si.

A curva contínua é baseada nas medidas de Yamanouchi et alii (1967) e a curva tracejada é uma extrapolação grosseira das medidas.

Longo et alii (1959) em silício volumétrico revelam que a compensação introduzida em algumas amostras diminui a condução por impurezas, ou seja, a energia de ativação  $\epsilon_2$  para a condução pela banda de impureza de cresce. Considerando-se esses resultados, os menores valores para as me didas de energia de ativação  $\epsilon_2$ , encontradas nas amostras implantadas, devem-se à presença de compensação.

• •  
•

## CAPÍTULO 6

### CONCLUSÕES

As medidas da distribuição de portadores nas amostras implantadas são coerentes com o resultado, frequentemente encontrado, de que implantações de P em Si apresentam uma cauda adicional exponencialmente decrescente na parte mais profunda do perfil (Blood et alii, 1974).

Durante as medidas de perfil por oxidação anódica, foi possível determinar a profundidade do início da depleção; as profundidades das medidas concordam com os valores calculados.

Através de uma análise da mobilidade nas amostras implantadas, verificou-se a presença de compensação, e a partir do perfil de densidade e mobilidade de portadores, pôde-se obter as distribuições de impurezas eletricamente ativas e de impurezas aceitadoras.

Em geral, recozimentos adicionais a  $800^{\circ}\text{C}$  e  $850^{\circ}\text{C}$ , executados nas amostras implantadas, aumentam a fração de impurezas eletricamente ativas. Para a amostra de dose  $10^{13} \text{ cm}^{-2}$ , acredita-se que 100% de ativação tenha sido obtida após o recozimento a  $800^{\circ}\text{C}$ , durante 30 minutos.

As medidas de resistividade em função da temperatura entre 300 e 4,2 K revelam uma transição metal-isolante. A transição de metal para isolante parece ocorrer, para as energias de implantação aqui consideradas, a uma concentração superficial de portadores entre  $10^{14}$  e  $5 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ . Algumas amostras apresentam duas energias de ativação. A primeira, em temperatura mais alta, corresponde à energia necessária para excitar um elétron do nível de impureza para a banda de condução. Os valores medidos dessas energias dependem da concentração volumétrica na camada implantada, e essa dependência concorda com a obtida em silício volumétrico. A segunda energia de ativação corresponde à condução elétrica pela própria banda de impureza. Os valores obtidos para essa segunda energia de ativação mostram-se menores que os obtidos para o silício volumétrico. Argumenta-se que esse fato se deve à presença de compensação nas amostras implantadas.

• •  
•

## REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- ABRAHAMS, E.; ANDERSON, P.W.; LICCIARDELLO, D.C.; RAMAKRISHMAN, T.V. Scaling theory of localization: absence of quantum diffusion in two dimensions. *Physical Review Letters*, 42(10): 673-676, Mar. 1979.
- BARBER, H.D.; LO, H.B.; JONES, J.E. Repeated removal of thin layers of silicon by anodic oxidation. *Journal of Electrochemical Society: Solid-state Science and Technology*, 123(9): 1404-1409, Sep. 1976.
- BARON, R.; SHIFRIN, G.A.; MARSH, O.J. Electrical behavior of group III and V implanted dopants in silicon. *Journal of Applied Physics*, 40(9): 3702-3719, Aug. 1969.
- BLOOD, P.; DEARNALEY, G.; WILKINS, M.A. The origin of non-gaussian profiles in phosphorous-implanted silicon. *Journal of Applied Physics*, 45(12): 5123-5128, Dec. 1974.
- CARTER, J.R. Defect-impurity relationships in electron-damaged silicon. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, NS-13(6): 24-32, Dec. 1966.
- CHAO, K.A. *Semicondutores Dopados*; Seminário realizado no INPE, São José dos Campos, Jan. 1982.
- DEARNALEY, G.; FREEMAN, J.H.; GARD, G.A.; WILKINS, M.A. Implantation profiles of P<sup>32</sup> channeled on to silicon crystals I. *Canadian Journal of Physics*, 46: 587-595, 1968.
- DEARNALEY, G.; FREEMAN, J.H.; NELSON, R.S.; STEPHEN, J. *Ion Implantation*. London, North-Holland, 1973.
- DOUGLAS, E.C.; D'AEILLO, R.V. A study of the factors which control the efficiency of ion-implanted silicon solar cells. *IEEE Transactions on Electron Devices*, ED-27(4): 792-802, Apr. 1980.
- GRANATO, E. *Sub-bandas bidimensionais em implantações rasas*. São José dos Campos, INPE, Jun. 1981. 12 p. (INPE-2147-RPE/369).
- GRANATO, E.; RANVAUD, R.; SILVA, A. FERREIRA DA; CUNHA LIMA, I.C. DA; SOUZA, J.P. DA. *Condução bidimensional em implantações rasas no silício*. São José dos Campos, INPE, Ago. 1980, 7 p. (INPE-1872-RPE/217).
- GRANATO, R.; RANVAUD, R.; SILVA, A. FERREIRA DA; CUNHA LIMA, I.C. DA; SOUZA, J.P. DA. *Resistividade elétrica de implantações rasas de P no Si*. São José dos Campos, INPE, Jun. 1981, 9 p. (INPE-2145-RPE/367).

- GIBBONS, J.F. *Ion implantation in semiconductors - Part II: Damage Production and annealing. Proceedings of the IEE*, 60(9): 1062-1096, Sept. 1972.
- GIBBONS, J.F. Ion Implantation. In: Keller, S.P., ed. *Materials, properties and preparations*. New York, North-Holland, 1980. Cap. 10, p. 599-640. (Handbook on Semiconductors, 3).
- GROVE, A.S. *Physics and technology of semiconductor devices*. London, John Wiley, 1967.
- HEAVENS, O.S. *Optical properties of thin solids films*. London, Butterworths Scientific Publications, 1955.
- HOFKER, W.K. Implantation of boron in silicon. *Philips Research Reports*, (8), 1975. 121 p. Supplements.
- JOHANSSON, N.G.E.; MAYER, J.W.; MARSH, O.J. Technique used in Hall effect analysis of ion implanted Si and Ge. *Solid-state Electronics*, 13: 317-335, 1970.
- KAVEH, M.; MOTT, N.F. Diffusion and logarithmic corrections to the conductivity of a disordered non-interacting 2 D electron gas: power law dissipation. *Journal of Physics C; Solid-state Physics*, 14: L 177 - L 182, 1981.
- LICCIARDELLO, D.C.; THOULESS, D.J. Conductivity and mobility edges for two-dimensional disordered systems. *Journal of Physics C; Solid-state Physics*, 8: 4157-4170, 1975.
- LINDHARD, J.; SHARIFF, M.; SCHIØTT, H.E. Range concepts and heavy ion ranges. *Matematisk-fysiske meddelelser*, 33(14) 1-39, 1963.
- LINDHARD, J. Influence of crystal lattice on motion of energetic charge particles. *Matematisk-fysiske meddelelser*, 34(14): 1-64, 1965.
- LONGO, T.A.; RAY, R.K.; LARK-HOROVITZ, K. Low temperature impurity conduction in silicon. *Journal of Physics and Chemistry of Solids*, 8: 259-263, 1959.
- MOTT, N.F. *Metal-insulator transitions*. London, Taylor and Francis, 1974.

- MOTT, N.F.; DAVIS, E.A. *Electronic processes in non-crystalline materials*. London, Oxford University Press, 1971.
- MOTT, N.F.; PEPPER, M.; POLLIT, S.; WALLIS, R.H.; ADKINS, C.J. The Anderson transition. *Proceedings of the Royal Society of London*, 345(1641): 164-205, 1975.
- MOUSTY, F.; OSTAJA, P.; PASSARI, L. Relationship between resistivity and phosphorous concentration in silicon. *Journal of Applied Physics*, 45(10): 4576-4579, Oct. 1974.
- PETRITZ, R.I. Theory of an experiment for measuring the mobility and density of carriers in the space-charge region of a semiconductor surface. *Physical Review*, 110(6): 1254-1262, Jun. 1958.
- RUNYAN, W.R. *Semiconductor measurements and instrumentation*. New York, Mac Graw-Hill, 1975, p. 201.
- SASAKI, W. Impurity conduction in germanium and silicon. *Journal of Physical Society of Japan*, 49: 31-38, 1980. Supplement A.
- SMITH, R.A. *Semiconductors*. Cambridge, Cambridge University Press, 1978.
- SOUZA, J.P. *Obtenção de perfis de concentração de portadores e de mobilidade Hall por medidas em dispositivos van der Pauw*. São Paulo, Laboratório de Microeletrônica, Universidade de São Paulo, 1980.
- SZE, S.M. *Physics of semiconductor devices*. New York, Wiley - Interscience, 1969.
- VAN DER PAUW, L.J. A method of measuring specific resistivity and Hall effect of discs of arbitrary shape. *Philips Research Reports*, 13: 1-9, Feb. 1958.
- WU, C.P.; DOUGLAS, E.C.; MUELLER, C.W.; WILLIAMS, R. Techniques for lapping and staining ion-implanted layers. *Journal of Electrochemical Society; Solid-state Science and Technology*, 126(11): 1982-1988, Nov. 1979.
- YAMANOUCHI, C.; MIZUGUCHI, K.; SASAKI, W. Electric conduction in phosphorous doped silicon at low temperatures. *Journal of the Physical Society of Japan*, 22(3) 859-864, 1967.



## APÊNDICE A

### "CANALIZAÇÃO" DE IONS EM MATERIAIS MONOCRISTALINOS

A distribuição em profundidade de íons implantados em materiais cristalinos apresenta-se muito diferente da que se espera através do modelo LSS, sendo muito sensível a orientação do substrato. Isto se deve à presença, em materiais cristalinos, de canais por onde o íon a ser implantado pode se deslocar, sofrendo uma atenuação menor. Esse fato pode ser melhor ilustrado através das Figuras de A.1 a A.6. As Figuras A.1, A.2 e A.3 são fotografias de um modelo de cristal de silício visto ao longo das direções cristalográficas (100), (110) e (111), respectivamente. Como pode ser observado através dessas figuras, o cristal apresenta um grande número de canais, sendo a direção (110) a mais "aberta". Portanto, quando o sólido é implantado com íons dirigidos ao longo dessas direções cristalográficas, é de se esperar que eles penetrem muito mais profundamente no cristal do que o previsto pela teoria LSS, a qual supõe que os átomos do substrato sejam aleatoriamente distribuídos.

As Figuras A.4, A.5 e A.6 são fotografias do mesmo modelo de cristal citado anteriormente, visto ao longo de direções que formam um ângulo de aproximadamente  $10^\circ$  com relação às direções cristalográficas principais (100), (110) e (111). Nessas figuras, os "canais" são muito menos evidentes, e a distribuição de impurezas implantadas fica menos sujeita à "canalização". Por essa razão, quando se deseja evitar, ou pelo menos reduzir, o efeito de "canalização", a implantação é realizada ao longo de uma direção desalinhada com relação aos eixos principais do cristal.

A trajetória do íon no canal é oscilatória, sendo ricocheteado pelas colunas de átomos que formam o canal. Uma trajetória desse tipo é representada na Figura A.7. O valor máximo que o ângulo, nessa figura, pode possuir antes que o íon consiga escapar do canal é denominado ângulo crítico. Valores típicos desse ângulo, para algumas energias e alguns íons, estão relacionados na Tabela A.1. Quando se deseja desalinhar o cristal para evitar a canalização, é necessário que o ângulo de desalinhamento seja maior que o ângulo de "canalização".

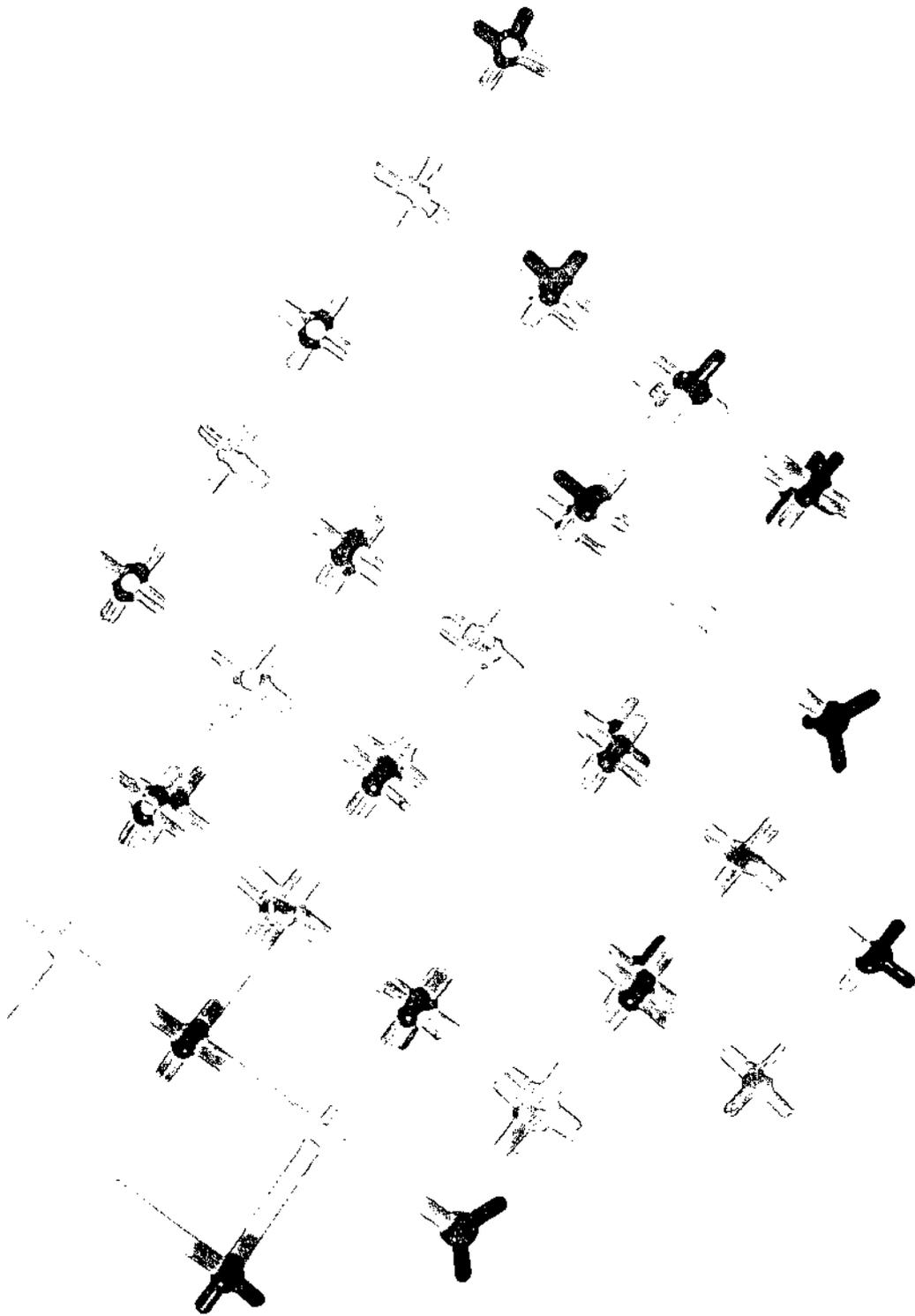


Fig. A.1 - Modelo de cristal de Si orientado na direção (100).



Fig. A.2 - Modelo de cristal de Si orientado na direção (110).

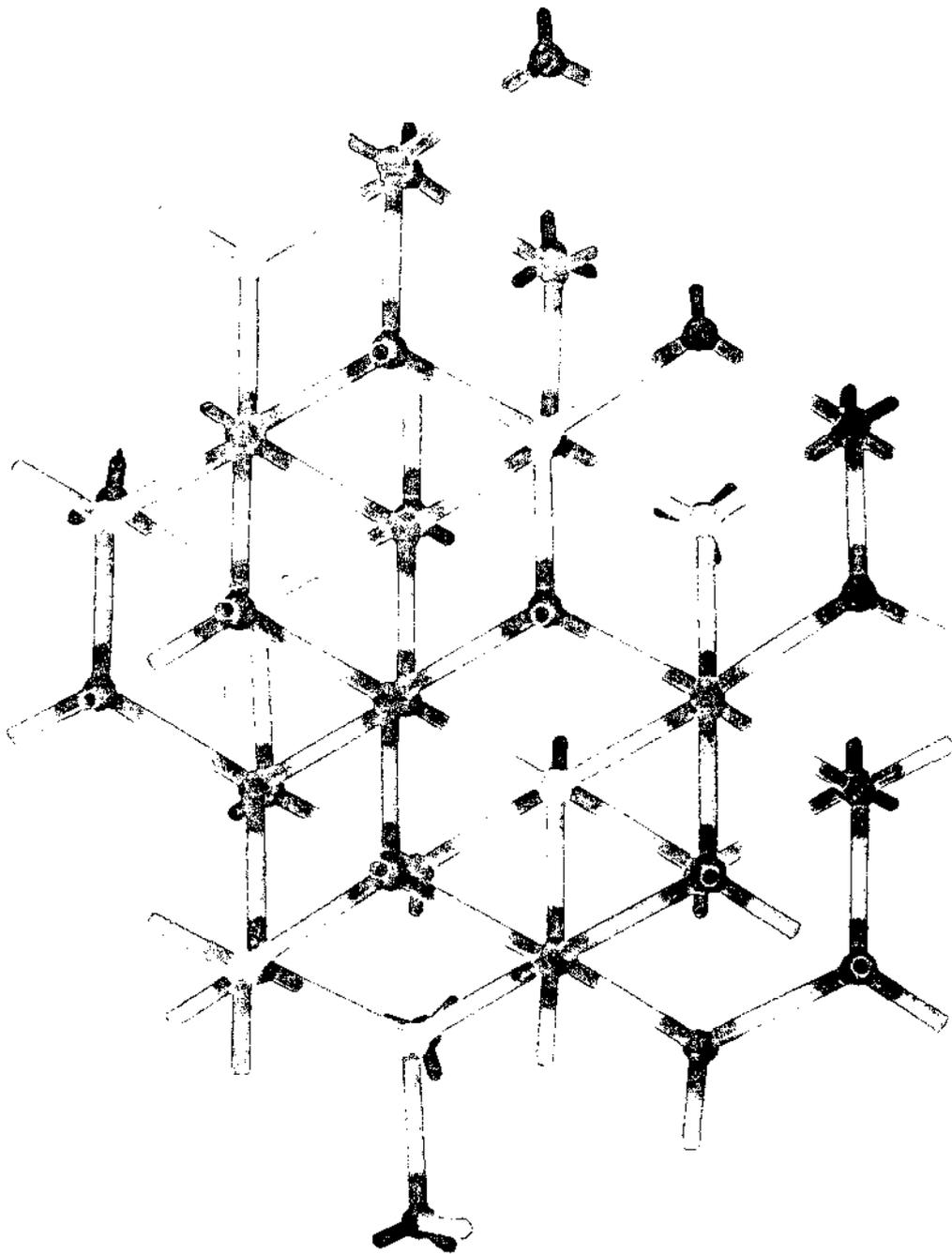


Fig. A.3 - Modelo de cristal de Si orientado na direção (111).



Fig. A.4 - Modelo de cristal de Si orientado numa direção que forma um ângulo de  $10^\circ$  com relação à direção (100).



Fig. A.5 - Modelo de cristal de Si orientado numa direção que forma um ângulo de  $10^\circ$  com relação à direção (110).

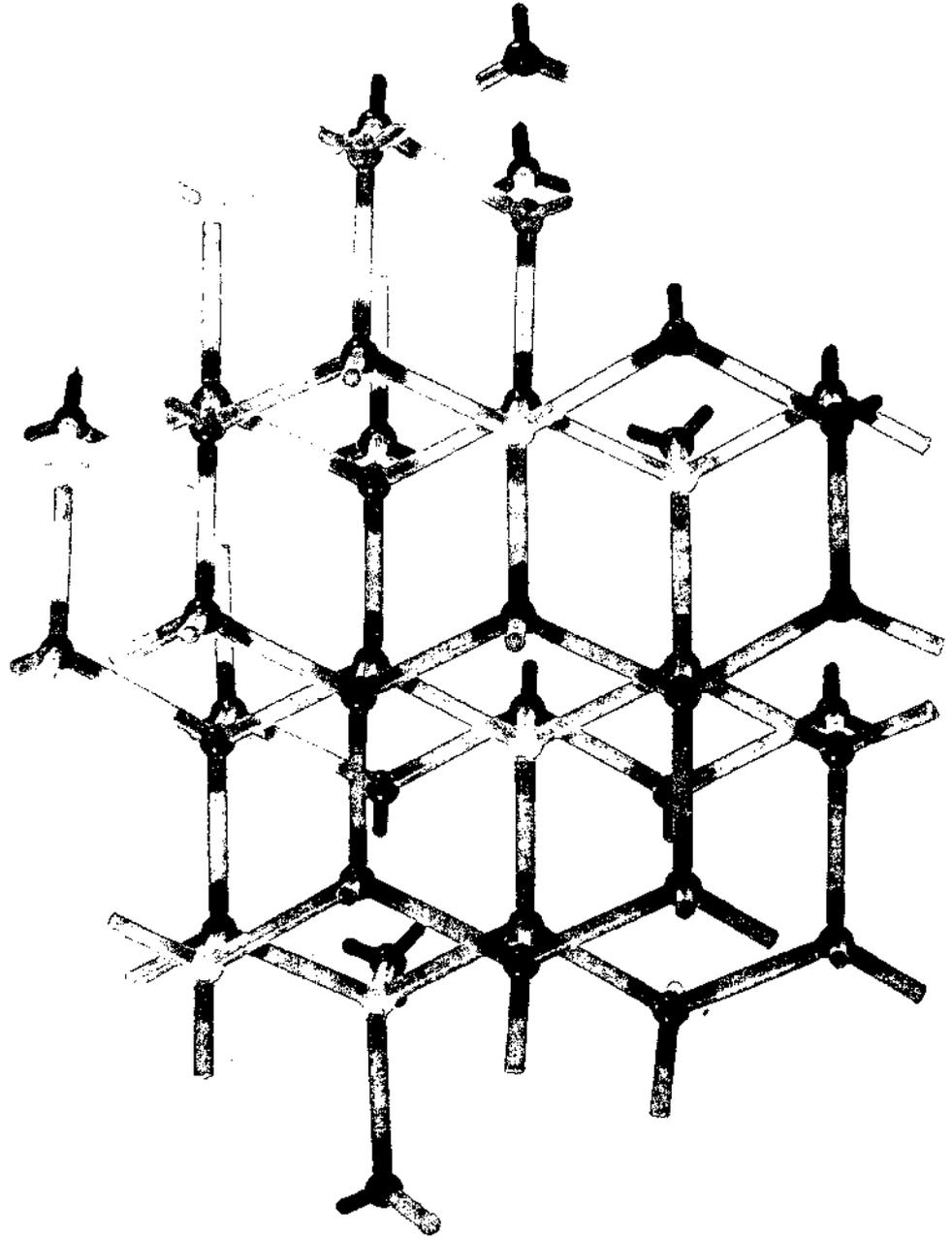


Fig. A.6 - Modelo de cristal de Si orientado numa direção que forma um ângulo de  $10^\circ$  com relação à direção (111).



Fig. A.7 - Trajetória de um íon em um canal.

TABELA A.1

ÂNGULOS CRÍTICOS DE CANALIZAÇÃO DE ALGUNS  
ÍONS NO SILÍCIO (LINDHARD, 1965)

ÍON	ENERGIA (keV)	DIREÇÃO DO CANAL		
		<110>	<111>	<100>
Boro	30	4,2 <sup>o</sup>	3,5 <sup>o</sup>	3,3 <sup>o</sup>
	50	3,7 <sup>o</sup>	3,2 <sup>o</sup>	2,9 <sup>o</sup>
Nitrogênio	30	4,5 <sup>o</sup>	3,8 <sup>o</sup>	3,5 <sup>o</sup>
	50	4,0 <sup>o</sup>	3,4 <sup>o</sup>	3,0 <sup>o</sup>
Fósforo	30	5,2 <sup>o</sup>	4,3 <sup>o</sup>	4,0 <sup>o</sup>
	50	4,5 <sup>o</sup>	3,8 <sup>o</sup>	3,5 <sup>o</sup>
Arsênio	30	5,9 <sup>o</sup>	5,0 <sup>o</sup>	4,5 <sup>o</sup>
	50	5,2 <sup>o</sup>	4,4 <sup>o</sup>	4,0 <sup>o</sup>