

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS

FACULDADE DE ENGENHARIA ELÉTRICA

DEPARTAMENTO DE ELETRÔNICA E MICROELETRÔNICA

CONTRIBUIÇÃO AO DESENVOLVIMENTO DE TECNOLOGIA
DE FABRICAÇÃO DE CÉLULAS SOLARES UTILIZANDO
"DOPANT PAPERS"

Autor: Alexandre Guassi Junior

Orientador: Prof. Dr. Luiz Carlos Kretly

UNICAMP
BIBLIOTECA CENTRAL
SECÃO CIRCULANT

Dissertação apresentada à Faculdade de Engenharia
Elétrica da Universidade Estadual de Campinas
como parte dos requisitos exigidos para obtenção do
título de Mestre em Engenharia Elétrica.

Este exemplar corresponde a redação final da tese
defendida por Alexandre Guassi Jr.
e aprovada pela Comissão
Julgada em 1 / 1 / 1995
Luiz Carlos Kretly
Orientador

JANEIRO - 1995

UNICAMP
BIBLIOTECA CENTRAL

2006.135.12

UNIDADE	Be
N.º CHAMADA:	T/UNICAMP
	G932.c
V.	Ex.
TOMBO BC/	42266
PROC.	16-278/00
C	<input type="checkbox"/>
D	<input checked="" type="checkbox"/>
PREÇO	R\$ 11,00
DATA	22/10/9100
N.º CPD	

CM-00147220-6

FICHA CATALOGRÁFICA ELABORADA PELA
BIBLIOTECA DA ÁREA DE ENGENHARIA - BAE - UNICAMP

G932c

Guassi Junior, Alexandre

Contribuição ao desenvolvimento de tecnologia de fabricação de células solares utilizando "dopant papers" / Alexandre Guassi Junior.--Campinas, SP: [s.n.], 1995.

Orientador: Luiz Carlos Kretly.

Dissertação (mestrado) - Universidade Estadual de Campinas, Faculdade de Engenharia Elétrica.

1. Células solares. 2. Microeletrônica. 3. Difusão.
4. Semicondutores - Dopagem. I. Kretly, Luiz Carlos.
II. Universidade Estadual de Campinas. Faculdade de Engenharia Elétrica. III. Título.

Dedico este trabalho

**À professora Anne Corina Gottberg “in memorium”,
minha orientadora e grande incentivadora da pesquisa na área de
fotovoltaicos e que muito contribuiu com o desenvolvimento deste
trabalho e**

**a todos que participaram e colaboraram
para seu desenvolvimento**

Agradecimentos

- **Ao professor Luiz Carlos Kretly pela orientação deste trabalho.**
- **À professora Anne Corinna Gottberg pelo apoio em vários níveis.**
- **Este trabalho contou ainda com o apoio de CAPES, FINEP, CNPq (Programa RHAÉ), e Centro de Componentes Semicondutores, CCS, UNICAMP.**

ÍNDICE

RESUMO	iii
CAPÍTULO I - INTRODUÇÃO	1
1.1 Objetivo	1
1.2 Aspectos Gerais	1
CAPÍTULO II - CONVERSÃO FOTOVOLTÁICA	8
2.1 O Efeito Fotovoltáico e a Absorção de Luz	8
2.1.1 O Espectro Solar	8
2.1.2 Absorção Fundamental num Semicondutor	9
2.2 Aspectos sobre os Semicondutores	11
2.2.1 Equilíbrio Térmico num Semicondutor	13
2.2.2 Transporte de Portadores	18
2.3 A Junção p-n	21
2.3.1 - Capacitância de Junção	25
2.3.2 - Junção p-n Polarizada	26
2.3.3 - Característica da Junção p-n no Escuro	28
CAPÍTULO III - CÉLULA SOLAR	33
3.1 Introdução	33
3.2 Cálculo da Corrente Fotogerada	35
3.3 A Caracterização Corrente-Tensão	38
3.4 Limitações das Células Solares	44
CAPÍTULO IV - PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL E RESULTADOS	47
4.1 Introdução	47
4.2 Preparação do Substrato	49

4.3	Formação da Junção p-n	50
4.3.1	Difusão Térmica	50
4.3.2	Obtenção da Junção	51
4.4	Obtenção dos Contatos	55
4.4.1	Contato Superior	56
4.4.2	Contato Posterior	58
4.5	Campo Retro-Superficial e Superfície Retro-Refletora	58
4.6	Resultados	61
4.6.1	Característica IxV	61
4.7	Conclusão	65
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS		66

RESUMO

Este trabalho teve como objetivo o desenvolvimento de um conjunto de processos de baixo custo para fabricação de células solares.

As células solares foram fabricadas utilizando lâminas de silício monocristalino, com orientação cristalográfica $\langle 100 \rangle$ e resistividade típica de 4.1 à 9.0 ohm.cm, tipo p dopadas com boro.

A junção n-p foi obtida por difusão usando papéis dopantes. Estes papéis são de dois tipos, os que possuem boro e os com fósforo. A montagem de um conjunto de lâminas de silício com estes dopantes, dispostos alternadamente, permitiu a obtenção de uma estrutura n-p/p+, numa mesma etapa de processo.

Esta estrutura mostrou-se muito interessante, pois melhora o contato ôhmico posterior como também constrói uma estrutura denominada "Back Surface Field" a qual provocará um aumento no rendimento da célula solar.

Os contatos, tanto na parte superior como na posterior, foram feitos usando o processo de "Nickel eletroless plating" e "Bright eletroless gold plating", método que permite a obtenção de um bom contato ôhmico e com boa aderência .

A'

CAPÍTULO I

INTRODUÇÃO

1.1 Objetivo

Este trabalho tem como objetivo a descrição da tecnologia de fabricação de uma célula solar de baixo custo, ainda que de baixa eficiência para utilização terrestre. A preocupação foi concentrada no baixo custo e simplificação nos processos de fabricação.

Este trabalho que teve por meta o desenvolvimento de processos para fabricar células simplificadas e de baixo custo para aplicação terrestre, poderá servir como ponto de partida para o desenvolvimento de células solares otimizadas, mantendo sua simplificação, permitindo uma maior utilização no processo de Conversão Fotovoltáica.

1.2 Aspectos Gerais

O centro do Sol, corresponde a 3% de seu volume. A radiação dali emitida, essencialmente raios gama, modifica o restante da sua matéria, que tem cerca de 500 mil quilômetros de espessura. As radiações são compostas por fótons, cuja energia é inversamente proporcional ao seu comprimento de onda. Tendo o menor comprimento de onda conhecido, a radiação gama é extremamente energética. A medida que abandona o centro do Sol, ela passa a interagir e a colidir com outros núcleos e elétrons, sendo espalhadas em todas as direções. A cada um desses eventos, sofre uma perda de energia. Ao atingir a superfície externa do Sol, a energia dos fótons, já bastante reduzida, apresenta uma distribuição semelhante à mostrada na figura 1. O máximo de radiação corresponde aos fótons visíveis [1].

Poucos minutos depois de abandonar a superfície do Sol, essa radiação atinge a órbita terrestre, depois de percorrer aproximadamente 150 milhões de quilômetros. A densidade de potência ainda é, nesta altura, de 1.300 watts por metro quadrado, o que permite avaliar a enorme quantidade de energia emitida pelo Sol. A radiação interceptada pela Terra interage de diversas maneiras com a atmosfera, sofrendo muitas mudanças antes de atingir o solo. A

dezenas de quilômetros de altitude, os fótons ultravioletas são absorvidos por moléculas de oxigênio (O_2), que se transformam em moléculas de ozônio (O_3). Elimina-se deste modo uma faixa de radiação nociva à vida, pois a luz ultravioleta queima a pele e os olhos e, em grandes doses, pode ocasionar câncer de pele.

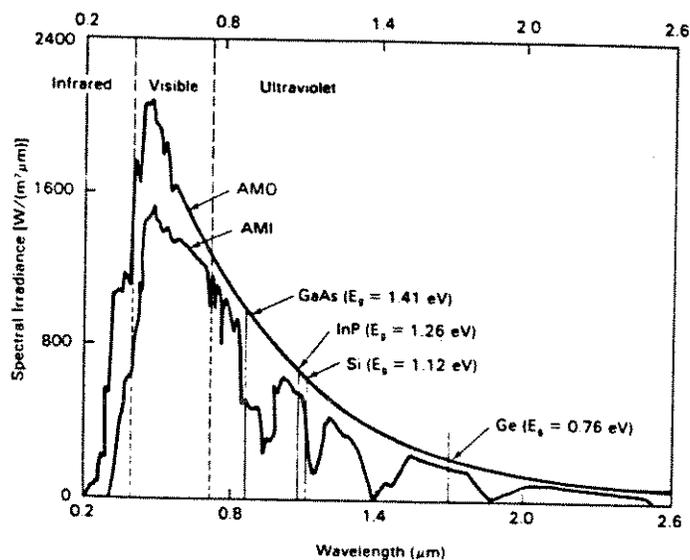


Figura 1 - O gráfico mostra a distribuição espectral da radiação solar (intensidade X comprimento de onda) [2]

Os fótons das faixas visível e infravermelha, que não têm a energia necessária para quebrar as ligações moleculares, são espalhados ou absorvidos pelas moléculas dos diferentes gases presentes na atmosfera. A distribuição espectral da luz solar no nível da superfície da Terra é mostrada também na figura 1. Aparecem picos de absorção na faixa infravermelha, essencialmente devidos à absorção do vapor d'água e do gás carbônico. São também as interações da radiação solar e dos gases da atmosfera que determinam a cor, azul ou cinza, do céu.

A passagem pela atmosfera, com as interações que ali se verificam, faz com que a radiação chegue à superfície da Terra com uma intensidade de potência cerca de 35% menor que aquela que exibida na estratosfera. Num dia claro, a potência luminosa no nível do solo é de aproximadamente mil watts por metro quadrado.

Não haveria vida na Terra, não fosse a energia solar. É ela que, pela fotossíntese, transforma água e gás carbônico em matéria orgânica. São amplas as possibilidades de aproveitamento energético desse material (biomassa), bem como de outras manifestações indiretas da energia solar, como a energia dos ventos, das quedas d'água ou dos gradientes térmicos dos oceanos; limitar-nos-emos aqui à chamada energia solar direta, sobretudo em seu aproveitamento fotovoltaico. Consiste na transformação direta da energia radiante em eletricidade, sem a produção, no processo, de nenhuma forma intermediária de energia (química ou mecânica, por exemplo).

O efeito fotovoltaico permite a geração de eletricidade diretamente a partir da luz solar. É ele a base do funcionamento das células solares, que se tornaram famosas nos anos 60 por serem os elementos geradores de energia dos satélites artificiais. Os materiais usados na fabricação desses dispositivos são semicondutores, em particular o silício, que é também a base de quase toda a indústria eletrônica. Fundamentalmente uma célula solar é uma lâmina de semicondutor de grande área, fabricada de modo a conter em seu interior um campo elétrico que permita separar os portadores de carga elétrica gerados pela luz. A corrente é coletada por contatos metálicos dispostos nas superfícies.

Para que uma célula solar seja eficiente é preciso, por um lado, que a maioria dos fótons do espectro solar seja absorvida pelo semicondutor e, por outro, que os portadores de carga fotogerados sejam separados internamente e coletados no circuito exterior. A primeira condição depende do valor da faixa de energias proibidas do semicondutor, que separa, no material, a faixa eletrônica de condução da faixa eletrônica de valência. Fótons com energia menor que a dessa faixa de energia proibida não são absorvidos pelo semicondutor. A segunda condição depende da qualidade do material empregado e da tecnologia de fabricação. Em geral, a eficiência de conversão de uma célula solar, isto é, a relação entre a potência elétrica gerada e a potência de radiação incidente sobre o semicondutor - é da ordem de 10%. Num dia

claro, ao meio-dia, pode ser gerada uma potência elétrica de cem watts por metro quadrado de módulo fotovoltaico.

Existem hoje muitos materiais semicondutores apropriados para a conversão fotovoltaica. Entre o silício cristalino e o silício amorfo hidrogenado, que são os mais comumente usados, há diferenças de estrutura. No primeiro, os átomos ocupam posições regulares no espaço, formando uma rede perfeitamente periódica (cristal). No segundo, que é de utilização mais recente e mais promissor do ponto de vista econômico, essa periodicidade não é respeitada. Alguns dos defeitos que acompanham a estrutura imperfeita são compensados com átomos de hidrogênio. Filmes muito finos de silício amorfo hidrogenado são suficientes para a fabricação de células solares relativamente eficientes. Eles são depositados a baixa temperatura (250°C), e grandes áreas podem ser cobertas sem maiores dificuldades.

Em laboratório, é possível fabricar células solares de silício cristalino com até 20% de eficiência de conversão; as produzidas industrialmente apresentam uma eficiência da ordem de 10 a 12%. No caso do silício amorfo hidrogenado, obtêm-se de 10 a 12% de eficiência em laboratório e de 7 a 8% nos módulos produzidos maciçamente, mas seu custo de fabricação é menor que o das células de silício cristalino. Muitos laboratórios, em todo o mundo, estão empenhados em desenvolver tecnologias que otimizem os parâmetros custo e eficiência [3].

A eletricidade solar fotovoltaica é considerada a tecnologia energética ótima. As células solares convertem diretamente a energia solar em eletricidade. O processo de geração, executado por dispositivos semicondutores, não tem partes móveis, não produz cinzas ou outros resíduos e, por não liberar calor residual, não altera o equilíbrio da biosfera. Na verdade, assemelha-se mais à fotossíntese que aos processos convencionais de produção de energia. Como não envolve queima de combustíveis, evita por completo o efeito estufa [3].

Uma vez que os sistemas são modulares, a eletricidade solar fotovoltaica tem múltiplas aplicações: os módulos necessários à geração da potência é obtida pela simples adição de módulos. Os sistemas são freqüentemente usados nas telecomunicações, como nas repetidoras de microondas. Nos países em desenvolvimento, as aplicações ideais encontram-se nas áreas isoladas ou distantes das redes de distribuição de energia elétrica: comunicações,

bombeamento d'água, processamento de alimentos, sistemas de refrigeração, sinalização automática ou eletrificação de cercas.

A geração de grandes potências, da ordem de 10 megawatts, tem sido empreendida com sucesso nos EUA. Na Europa e no Japão, centrais menores alimentam a rede comercial, permitindo economia de combustíveis fósseis [2]. Até o momento, o quilowatt-hora de origem solar custa entre três a cinco vezes mais que o produzido por métodos convencionais. À medida que as tecnologias evoluem, porém, esses custos diminuem, e espera-se que na próximos anos possam competir com os da geração de eletricidade pela queima de combustíveis fósseis ou nucleares, o que permitirá a expansão de suas aplicações. A descoberta de novos materiais e tecnologias e adoção de escalas maciças de produção farão, sem dúvida, da conversão fotovoltaica uma das fontes energéticas mais convenientes.

A conversão fotovoltaica é bem mais promissora. Por um lado, desenvolvimentos tecnológicos vêm permitindo constante barateamento dos processos de produção. Por outro, avanços na compreensão dos mecanismos que limitam a eficiência da conversão vêm permitindo sua superação pelo uso de novas estruturas e materiais. Haverá mudanças importantes no tamanho e na configuração do mercado para esses sistemas nos próximos anos.

O sistema fotovoltaico ideal seria eficiente, barato, confiável e durável, atributos que a tecnologia vem tendo dificuldade em combinar num único produto. Assim, o sistema que emprega o silício monocristalino é eficiente, confiável e durável, mas não barato. Já as tecnologias baratas, como as que usam o silício policristalino de menor grau de pureza, ou o silício amorfo hidrogenado, deixam a desejar quanto à eficiência e à durabilidade.

Uma célula solar convencional tem dois mecanismos de perda básicos. Por um lado, os fótons de energia menor que a da faixa de energia proibida não são absorvidos no semicondutor, que é transparente para essa radiação; toda a energia que contêm é perdida para a conversão fotovoltaica (no caso do silício cristalino são perdidos 23% do total do espectro). Por outro lado, no caso dos fótons de energia maior que a da faixa de energia proibida, a energia em excesso em relação à faixa proibida é perdida no semicondutor sob forma de calor,

não contribuindo para a geração de eletricidade. Há outros fatores de perda, mas de menor importância, estando alguns deles ligados à tecnologia de fabricação dos dispositivos [4] [5].

O papel que a energia solar desempenhará no futuro dependerá das características e da situação energética de cada país. Entre outros parâmetros, há que considerar a disponibilidade de energéticos convencionais, em particular o petróleo, que continua sendo o mais utilizado (sobretudo na medida em que a confiança nas tecnologias nucleares foi abalada, nos últimos anos, pela ocorrência de graves acidentes em países avançados). Cabe ainda considerar a especificidade dos problemas energéticos enfrentados pelo país e o grau em que chegou a desenvolver a indústria solar. Não há dúvida, entretanto, de que a energia solar aparece como mais uma fonte energética à disposição da humanidade, devendo complementar as demais num futuro próximo [3].

O caráter não poluente dos aproveitamentos da energia solar é uma de suas características mais favoráveis. É inegável que muitas de suas aplicações envolvem custos diretos maiores que a de combustíveis convencionais. Mas as diferenças deixam de ser tão grandes quando são computados os custos indiretos da utilização destes últimos, decorrentes, por exemplo, da degradação do ambiente ou dos prejuízos que daí resultam para a saúde da população. Além das variáveis meramente técnicas e econômicas, outras, inclusive de natureza social e política, determinarão o lugar a ser ocupado pela energia solar na organização a ser adotada na era pós-petróleo.

No Terceiro Mundo em geral, e no Brasil em particular, a energia solar deverá ter um papel integrador, fornecendo energia, de forma descentralizada, a grandes regiões não conectadas às redes de distribuição dos energéticos convencionais. Isto depende basicamente, porém, do estabelecimento de uma política que incentive tanto a produção de equipamentos como sua utilização. À medida em que as tecnologias solares se tornam mais competitivas do ponto de vista econômico, torna-se urgente, no caso do Brasil, a definição de políticas que impeçam que uma nova dependência tecnológica se estabeleça neste campo, como já tem acontecido no setor energético tradicional [1] [3].

Este trabalho não tem a pretensão de desenvolver células solares de alta eficiência, mas apenas apresentar um novo processo viável e de baixo custo permitindo a fabricação de células solares otimizadas que poderão ser produzidas pela indústria nacional.

onde θ é o ângulo formado entre o zênite e a reta Sol-Terra (figura 2).

Assim, quando o Sol está no zênite a Massa de Ar é unitária e a radiação é referida como radiação de Massa de Ar um (AM1). A radiação AM0 é a distribuição espectral de energia de radiação solar imediatamente fora da atmosfera terrestre e difere daquela de um corpo negro ideal devido a efeitos, tais como a transmissividade diferenciada da atmosfera do Sol para diferentes comprimentos de onda [6].

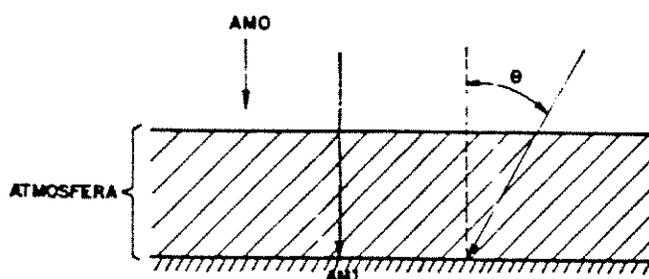


Figura 2 - Representação de diferentes Massas de Ar indicadas pelo ângulo θ

2.1.2 Absorção Fundamental num Semicondutor

A absorção fundamental acontece quando um elétron é excitado da banda de valência para a banda de condução pela absorção de um fóton. Dois modos de transição podem ocorrer: aquele em que somente um fóton é envolvido (denominado transição direta, figura 3.a) e aquele em que somente a energia de um fóton não é suficiente para realizar a transição, sendo necessária a emissão ou absorção de um ou mais fótons na rede cristalina do semicondutor (denominado transição indireta, figura 3.b).

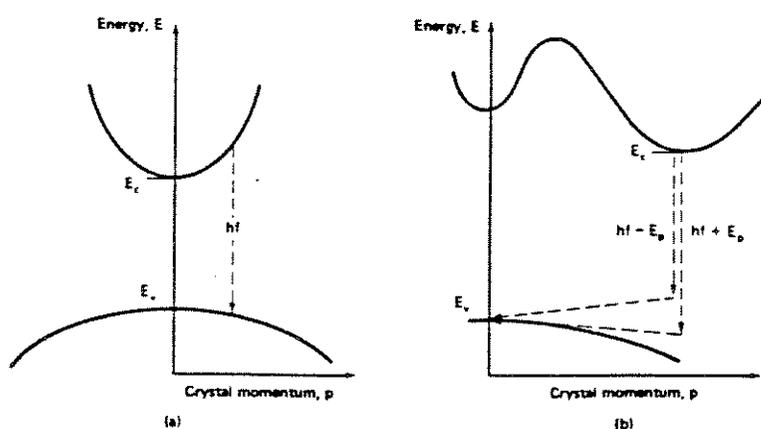


Figura 3 - Modos de transição: (a) direta e (b) indireta [6]

Pela figura 3 pode-se dizer que o Arseneto de Gálio (GaAs) [2] é um semiconductor de banda proibida direta e o Silício um semiconductor de banda proibida indireta, e que E_g (a energia da banda proibida) é a energia necessária para excitar um elétron do topo da banda de valência até o fundo da banda de condução. O máximo comprimento de onda para que haja absorção pelo semiconductor é aquele relacionado a esta energia pela expressão:

$$\lambda_{max} = \frac{h \cdot c}{E_g} \quad (2.2)$$

onde: h - constante de Planck

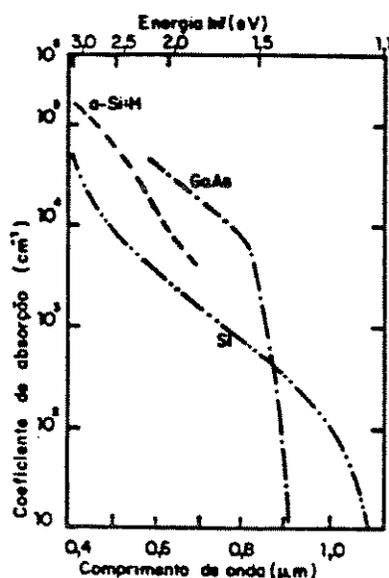
c - velocidade da luz no vácuo

A capacidade de um material absorver luz de um dado comprimento de onda é medida quantitativamente pelo coeficiente de absorção α , como dado na expressão (2.3):

$$I(x) = I(x_0) \exp[-\alpha(x - x_0)] \quad (2.3)$$

Esta expressão indica que a luz incidente na superfície diminui em intensidade de um fator de $1/e$ para cada distância de $1/\alpha$, percorrida dentro do semiconductor. A figura 4 mostra o coeficiente de absorção do Si, GaAs e a-Si:H (depositado pela técnica de descarga luminosa, "glow-discharge", com a temperatura do substrato a 420°C) na faixa de 0,4 a $1,1\mu\text{m}$.

O coeficiente de absorção do silício cai mais gradualmente devido ser um semiconductor de transição indireta e, grande parte da absorção e geração de portadores ocorrerá bem abaixo da superfície (cerca de dezenas de microns). Já o coeficiente de absorção do GaAs cai gradualmente no início, devido à baixa densidade de estados na banda de condução e depois cai abruptamente ao aproximar-se do λ_{max} , por possuir banda proibida direta [2] [6] [7].



UNICAMP
BIBLIOTECA CENTRAL
SECÃO CIRCULANTE

Figura 4 - Coeficiente de absorção do Si, GaAs e a-Si:H [2] [6]

2.2 Aspectos sobre os Semicondutores

O fenômeno de condução é de especial interesse no estudo da física dos semicondutores. A condução consiste no movimento dos elétrons e lacunas. Em termos de energia significa que a condução só é possível quando se pode transferir energia cinética aos elétrons. A seguir, três classes de sólidos (metais, isolantes e semicondutores) serão examinados em termos da representação de bandas de energia e da possibilidade ou não de se energizar um elétron.

Em metais, os elétrons da banda de valência são livres e constituem um "mar" de elétrons que podem mover-se mesmo sob a aplicação de pequenos campos elétricos (figura 5 a).

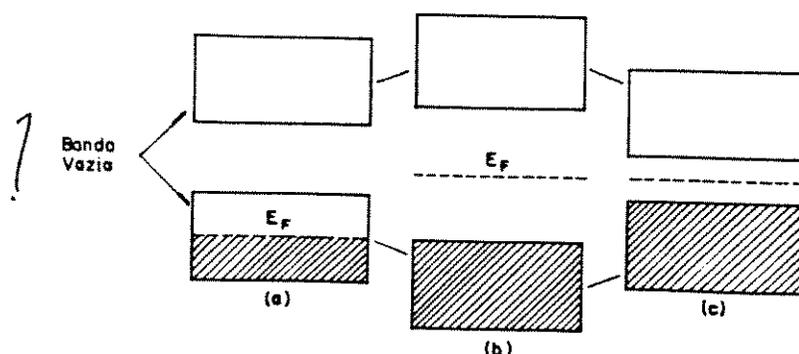


Figura 5 - Diagramas da banda de energia de um (a) metal, (b) isolante e (c) semicondutor [6]

A banda de condução e a de valência se sobrepõem. Portanto, não há banda proibida. Em consequência é possível mover um elétron para o próximo nível de energia e então para o próximo nível e assim por diante. Em outras palavras, é possível transferir energia cinética para os elétrons. Por isso a condução é possível.

Uma situação diferente ocorre em um isolante (figura 5.b). Os elétrons de valência neste caso formam fortes ligações com os átomos vizinhos. Estas ligações são difíceis de serem quebradas, e por isso, não haverá elétrons livres que possam participar da condução. Em termos da representação de bandas de energia, isto significa que há uma grande banda proibida (um "gap" de energia entre o topo da banda de valência e o fundo da banda de condução). Todos os níveis na banda de valência estão ocupados por elétrons e todos os níveis na banda de condução estão vazios. Visto que pequenos campos elétricos não podem elevar um elétron do nível superior da banda de valência para a banda de condução, será impossível transferir energia para quaisquer dos elétrons. Por esta razão o dióxido de silício é um isolante, não podendo conduzir eletricidade.

O caso intermediário é o semicondutor, com o silício tomado como exemplo (figura 5.c). As ligações entre os átomos vizinhos no silício são moderadamente fortes. Devido a vibração térmica, entretanto, algumas ligações poderão ser quebradas a qualquer temperatura. De uma ligação quebrada resulta um elétron livre capaz de conduzir eletricidade. Além disso, há agora uma lacuna onde o elétron estava antes da ligação ser quebrada. Elétrons da banda de valência podem saltar das ligações vizinhas para a posição da lacuna e, portanto, tem-se uma condução adicional devida às lacunas. É muito fácil pensar nesta condução adicional como o movimento de partículas carregadas positivamente na direção oposta aos elétrons. O conceito de lacuna é análogo àquele de uma bolha num líquido: embora na realidade seja o líquido que se move, é mais fácil falar do movimento da bolha na direção oposta. Em termos da representação das bandas de energia, a banda de energias proibidas do semicondutor não é tão grande quanto a do isolante e alguns elétrons têm a possibilidade de adquirir energia para passar da banda de valência para a banda de condução, deixando, em consequência, uma lacuna na banda de valência. Sob a ação de um campo elétrico, os elétrons na banda de condução e ao mesmo tempo as lacunas na banda de valência são capazes de ganhar energia cinética para conduzir eletricidade [8].

2.2.1 Equilíbrio Térmico num Semicondutor

Uma importante característica dos semicondutores (como visto no tópico anterior) é a condução bipolar, onde o transporte de cargas pode ocorrer pelos elétrons da banda de condução ou através das lacunas na banda de valência. As concentrações de equilíbrio de elétrons de condução e lacunas num semicondutor são determinadas pela "lei da ação das massas":

$$n \cdot p = n_i^2$$

$$n_i^2 = 3,62 \cdot 10^{31} \cdot T^3 \cdot \exp\left[\frac{E_g}{kT}\right] = 2,2 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-6} \quad (T = 300K) \quad (2.4)$$

onde:

n = concentração de equilíbrio dos elétrons na banda de condução (cm^{-3})

p = concentração de equilíbrio das lacunas na banda de valência (cm^{-3})

n_i = concentração de portadores intrínsecos (cm^{-3})

E_g = energia do gap (1,12 eV no Si a 300 K)

T = temperatura (K)

k = constante de Boltzmann ($8,6171 \times 10^{-5}$ eV/K)

UNICAMP
BIBLIOTECA CENTRAL
SEÇÃO CIRCULANTE

Para um semicondutor altamente purificado, a principal fonte de portadores de carga é a excitação térmica de elétrons da banda de valência para a banda de condução, e a concentração de elétrons na banda de condução será igual à concentração de lacunas na banda de valência ($n = p = n_i$). Este estado (em que as propriedades elétricas de um semicondutor não foram modificadas por impurezas) é referida como estado intrínseco [6] [7]. Considerando o caso de um semicondutor intrínseco, pode-se calcular as concentrações de elétrons e lacunas e o nível de Fermi no equilíbrio térmico como segue.

O número de elétrons na banda de condução é dado por:

$$n = \int_{E_c}^{E_{top}} N(E) \cdot F(E) \cdot dE \quad (2.5)$$

onde E_c é a energia do fundo da banda de condução e E_{top} é a energia do topo da mesma banda, $N(E)$ é a densidade de estados e $F(E)$ é a função de distribuição de Fermi-Dirac dada por:

$$F(E) = 1 / \left(1 + \exp \left[(E - E_F) / kT \right] \right) \quad (2.6)$$

onde E_F é o nível de Fermi que pode ser determinado das condições de neutralidade de carga. A integral de (2.5), com condições de contorno convenientes, pode ser avaliada por:

$$n = N_c \cdot \exp \left[- (E_c - E_F) / kT \right] \quad (2.7)$$

onde N_c é a densidade efetiva de estados na banda de condução. Similarmente pode-se obter a densidade de lacunas:

$$p = N_v \cdot \exp\left[-(E_F - E_v) / kT\right] \quad (2.8)$$

onde N_v é a densidade efetiva de estados na banda de valência. Como num semiconductor intrínseco $n = p = n_i$ (2.4), o nível de Fermi E_F é obtido das equações (2.7) e (2.8):

$$E_F = (E_c + E_v) / 2 + (kT / 2) \cdot \ln(N_v / N_c) \quad (2.9)$$

Na figura vê-se os esquemas relacionados às equações (2.6) a (2.9).

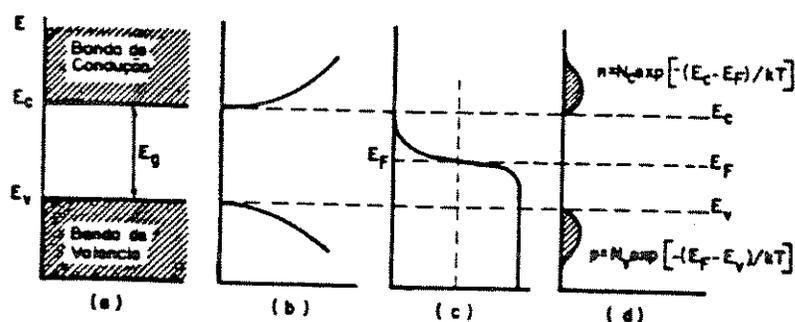


Figura 6 - Esquemas do diagrama de bandas (a), densidade de estados (b), distribuição de Fermi-Dirac (c) e concentração de portadores (d) para um semiconductor intrínseco no equilíbrio térmico

Quando elementos da coluna III e V da tabela periódica encontram-se numa posição substitucional na rede cristalina do silício, eles podem ser ionizados termicamente. No caso de se dopar o silício com elementos da coluna V, tal como fósforo e arsênio, a ionização resulta num elétron na banda de condução e num átomo de impureza carregado positivamente na rede cristalina. Impurezas da coluna III, tal como boro, sofrem ionização no silício pela aceitação de um elétron ionizado termicamente da banda de valência. Este processo cria uma lacuna na banda de valência e um íon de impureza aceitadora carregado negativamente. As energias de ativação para estes átomos aceitadores e doadores no silício são aproximadamente 0,05 eV. Por esta razão, estes processos atingem o equilíbrio a temperaturas próximas a 300 K ($kT = 0,026$ eV) e, as impurezas das colunas III e V usadas no silício são consideradas completamente ionizadas a temperatura ambiente.

Se quantidades significativas de elétrons e lacunas são produzidas pela adição de impurezas, como descrito acima, o semiconductor pode ser classificado como extrínseco. Semicondutores dopados são chamados de tipo n (impurezas da coluna V) se a concentração de equilíbrio dos elétrons excede a concentração intrínseca dos mesmos. Quando a concentração de equilíbrio de lacunas excede a sua concentração intrínseca, o semiconductor é chamado de tipo p (impurezas da coluna III). O produto das concentrações de equilíbrio de elétrons e lacunas num semiconductor extrínseco permanece constante, relacionado pela equação (2.4). Por exemplo, num semiconductor dopado com boro (tipo p) o silício extrínseco com uma resistividade de 10 ohms-cm e uma concentração de lacunas de $1,4 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ tem uma concentração de elétrons de $1,6 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$. Neste exemplo, as lacunas são chamadas de portadores majoritários e os elétrons de portadores minoritários [8].

O nível de Fermi muda de posição de acordo com a concentração de impurezas introduzida no semiconductor, de modo a indicar a probabilidade de ocupação na nova situação.

Considera-se o caso da figura 7 onde impurezas doadoras com concentração N_D (cm^{-3}) são adicionadas ao cristal. Para preservar a neutralidade elétrica o total das cargas negativas (elétrons e impurezas aceitadoras ionizadas) deve ser igual ao total das cargas positivas (lacunas e impurezas doadoras ionizadas) e para o caso analisado, $N_A = 0$.

$$n = N_D^+ + p \quad (2.10)$$

onde N_D^+ é a densidade de impurezas doadoras ionizadas (isto é, o número de cargas positivas deixadas para trás quando os elétrons saíram). Para avaliar as concentrações n e p no caso da figura 7, considera-se que a maioria das impurezas doadoras estão ionizadas e, conseqüentemente, N_D^+ é aproximadamente igual à densidade total de impurezas doadoras, N_D .

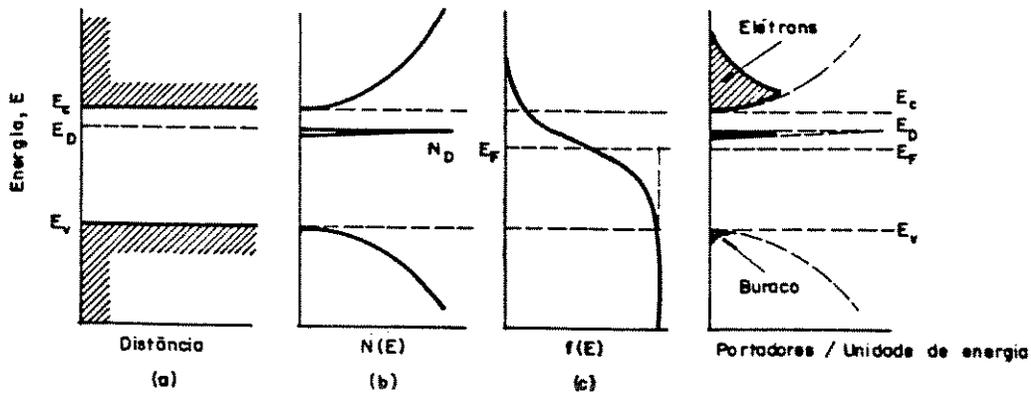


Figura 7 - Esquemas do (a) diagrama de bandas, (b) densidade de estados, (c) distribuição de Fermi-Dirac, (d) concentração de portadores para um semiconductor intrínseco no equilíbrio térmico.

Da equação (2.10), n será tanto maior que p quanto maior for N_D . Por isso, a solução aproximada é:

$$\begin{aligned} N_D^+ &\cong N_D \\ p &\cong \frac{n_i^2}{N_D} \ll n \end{aligned} \quad (2.11)$$

Na situação análoga para impurezas aceitadoras, a condição de neutralidade de carga fica:

$$p = n + N_A^- \quad (2.12)$$

e a solução aproximada é neste caso:

$$\begin{aligned} N_A^- &\cong N_A \\ p &\cong N_A \\ n &\cong \frac{n_i^2}{N_A} \ll p \end{aligned} \quad (2.13)$$

As equações (2.7) e (2.8), que indicam a densidade de elétrons e lacunas, são aplicáveis a muitos casos gerais além do semiconductor intrínseco. Para o caso do semiconductor dopado com impurezas doadoras (tipo n) tem-se:

$$\begin{aligned} n &= N_D = N_C \cdot \exp\left[-(E_c - E_F) / kT\right] \\ E_c - E_F &= kT \ln(N_C - N_D) \end{aligned} \quad (2.14)$$

Analogamente para um semicondutor tipo p:

$$E_F - E_v = kT \ln(N_v - N_A) \quad (2.15)$$

2.2.2 Transporte de Portadores

O fluxo de corrente de transporte de carga pode ocorrer por dois mecanismos em semicondutores.

Se um campo elétrico é aplicado a uma amostra semicondutora, uma componente adicional de velocidade será sobreposta ao movimento térmico dos portadores.

Esta componente adicional de velocidade é chamada de velocidade de deriva. Quando estas duas componentes são somadas (movimento térmico e velocidade de deriva) obtém-se o deslocamento combinado.

Para baixas intensidades de campo elétrico a velocidade de deriva, V_d , é proporcional à intensidade do campo elétrico, ξ , pela constante de proporcionalidade referida como mobilidade, μ :

$$V_d = \mu \cdot \xi \quad (2.16)$$

A densidade de corrente de deriva para lacunas num semicondutor tipo p pode ser descrita como segue:

$$J_p = q \cdot p \cdot \mu_p \cdot \xi \quad (2.17)$$

onde: J_p é a densidade de corrente de lacunas (A/cm^2), q é a carga da lacuna (C), p a concentração de lacunas (cm^{-3}), μ , a mobilidade das lacunas (cm^2/Vs). Os coeficientes do campo elétrico (ξ) na expressão acima são relacionados à resistividade do material da seguinte maneira:

$$\rho (\Omega \cdot cm) = \frac{1}{q \cdot p \cdot \mu_p} \quad (2.18)$$

O segundo mecanismo para transporte de carga em semicondutores é a **difusão** de portadores. Este processo resulta do movimento térmico aleatório de partículas que existe num gradiente de concentração. Tal difusão é análoga ao fluxo de calor devido a gradientes térmicos e a difusão de átomos e moléculas. Quando existe num semiconductor um gradiente de concentração de lacunas, um fluxo de lacunas fluirá inversamente ao gradiente. A densidade de lacunas, para uma geometria unidimensional, é dada por:

$$J_p = -q \cdot D_p (dp/dx) \quad (2.19)$$

onde D_p é a constante de difusão (cm^2/s) e dp/dx é o gradiente de concentração de lacunas. Quando ambos os mecanismos contribuem para o fluxo destas, a seguinte equação descreve a densidade de corrente:

$$J_p = q [p \cdot \mu_p \cdot \xi - D_p (dp/dx)] \quad (2.20)$$

Uma expressão similar pode ser escrita para elétrons:

$$J_n = q [n \cdot \mu_n \cdot \xi - D_n (dn/dx)] \quad (2.21)$$

Deve-se notar que a diferença no sinal das expressões (2.20) e (2.21) é devida aos tipos opostos de portadores envolvidos. Os processos de deriva e difusão estão fundamentalmente relacionados e as mobilidades e constantes de difusão são interconectadas pelas relações de Einstein:

$$D_n = kT \cdot \mu_n / q \quad D_p = kT \cdot \mu_p / q \quad (2.22)$$

Vistos os dois principais mecanismos de transporte em semicondutores, tem-se que a equação básica governando o comportamento dos portadores de carga no tempo e no espaço é a equação de continuidade dependente do tempo. Considerando o elemento de volume e comprimento δ_x e a área de seção transversal A da figura 8, pode-se estabelecer que a taxa líquida do aumento de elétrons neste volume é a taxa dos elétrons

que entram menos a taxa dos que saem, mais a taxa daqueles que são gerados neste volume menos a taxa daqueles que se recombinaem.

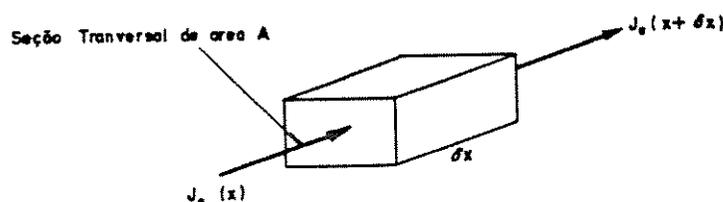


Figura 8 - Elemento de volume para dedução da equação de continuidade para elétrons

Mas as taxas de entrada e saída são proporcionais às densidades de corrente para as respectivas faces do elemento de volume.

Taxa de entrada - Taxa de saída =

$$= \frac{A}{q} \left\{ -J_n(x) - \left[-J_n(x + \delta_x) \right] \right\} = \frac{A}{q} (dJ_n / dx) \delta_x \quad (2.23)$$

Taxa de geração - Taxa de recombinação =

$$\begin{aligned} &= A \cdot \delta_x \cdot (G_{ext} - U) \\ &= A \cdot \delta_x \cdot \left[G_{ext} - (n - n_0) / \tau_n \right] \end{aligned} \quad (2.24)$$

onde U é a taxa de recombinação e G_{ext} é a taxa de geração devido a uma fonte externa de energia como, por exemplo, radiação luminosa. Portanto a equação de continuidade no caso unidimensional para elétrons é:

$$G_{ext} - (n - n_0) / \tau_n + (dJ_n / dx) / q = 0 \quad (2.25)$$

E, analogamente, para as lacunas:

$$G_{ext} - (p - p_0) / \tau_p + (dJ_p / dx) / q = 0 \quad (2.26)$$

No caso do fluxo de corrente ser devido essencialmente ao mecanismo de difusão, as equações (2.25) e (2.26) assumem a forma mais simples dada nas equações (2.27) e (2.28):

$$D_n - (d^2 n / dx^2) - (n - n_o) / \tau_n \equiv G_{ext} \quad (2.27)$$

$$D_p - (d^2 p / dx^2) - (p - p_o) / \tau_p \equiv G_{ext} \quad (2.28)$$

2.3 A Junção p-n

Considerem-se pedaços isolados de material semiconductor tipo p e tipo n como mostrado na figura 9. Se fosse possível serem colocados em contato, formando uma junção metalúrgica, seria de se esperar que elétrons fluíssem de regiões de alta concentração (lado tipo n) para regiões de baixa concentração (lado tipo p), ocorrendo algo análogo para as lacunas. Entretanto os elétrons, ao deixarem o lado tipo n, provocarão um desbalanço de cargas neste lado por expor impurezas doadoras ionizadas (carga positiva). Similarmente as lacunas, ao deixarem o lado tipo p, exporão cargas negativas. Estas cargas expostas estabelecerão um campo elétrico que se oporá à tendência natural de difusão dos portadores majoritários e uma situação de equilíbrio será atingida. A situação de equilíbrio pode ser encontrada considerando os níveis de Fermi. Um sistema em equilíbrio térmico pode ter apenas um nível de Fermi. Longe da junção metalúrgica, as condições são as mesmas daquele material isolado, antes de ser justaposto. Considerando a figura 10, isto significa que deve existir uma região próxima à junção em que ocorre uma mudança de potencial ψ_0 . O valor de ψ_0 pode ser encontrado na figura 10 [6] [7].

$$q \cdot \psi_0 = E_g - E_1 - E_2 \quad (2.29)$$

As expressões de E_1 e E_2 estão dadas nas equações (2.15) e (2.14) e, também, indicadas na figura 10. Por isso,

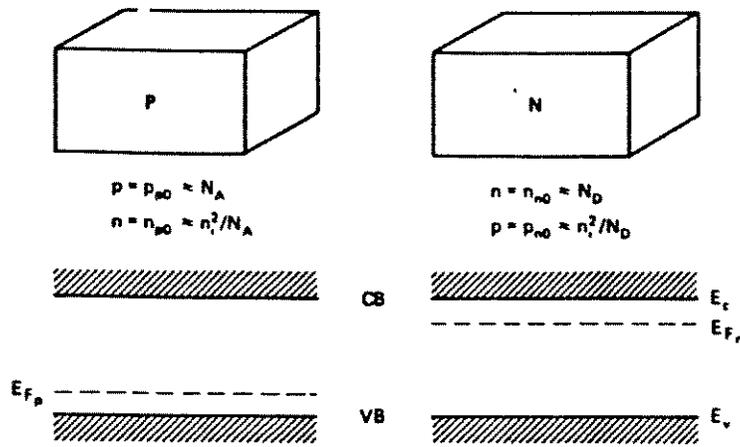


Figura 9 - Pedacos isolados de material semiconductor tipo p e tipo n com os correspondentes diagramas de energia

$$q \cdot \psi_0 = E_g - kT \ln(N_V / N_A) - kT \ln(N_C / N_D) = E_g - kT \ln(N_C N_V / N_A N_D) \quad (2.30)$$

mas

$$n \cdot p = n_i^2 = N_C \cdot N_V \cdot \exp[-E_g / kT] \quad (2.31)$$

Portanto;

$$\psi_0 = \frac{kT}{q} \ln(N_A \cdot N_D / n_i^2) \quad (2.32)$$

ψ_0 é chamado de potencial embutido ("built-in") de junção.

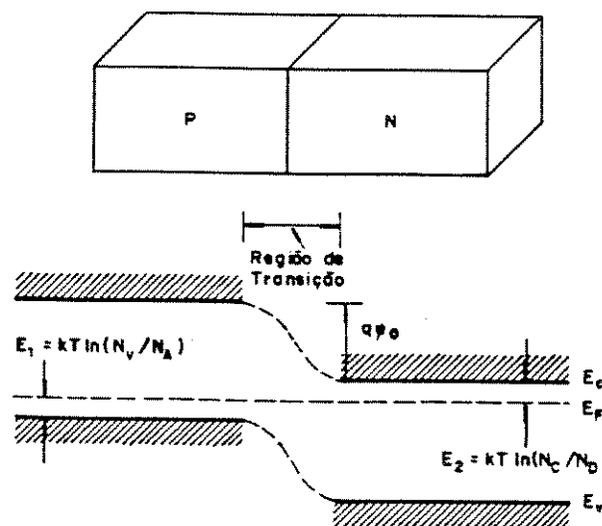


Figura 10 - Junção p-n formada pela colaboração de regiões isoladas de tipo n e p juntas e o correspondente diagrama de bandas de energia no equilíbrio térmico

Uma tensão aplicada, V_a , mudará a diferença de potencial entre os dois lados do diodo por V_a . Por isso, o potencial através da região de transição tornar-se-á $(\psi_0 - V_a)$.

A figura 11 mostra o gráfico das concentrações de portadores, em escala logarítmica, corresponde à figura 10. Estas concentrações dependem da exponencial da diferença de energia entre o nível de Fermi e a respectiva banda.

O correspondente gráfico da densidade de carga espacial, ρ , como definido na equação (2.33), é mostrado pela linha tracejada da figura 12.a:

$$\rho = q(p - n + N_A^+ - N_D^-) \quad (2.33)$$

A rápida mudança de ρ , próxima à extremidade da região de depleção leva à aproximação da depleção. Nesta aproximação o dispositivo é dividido em dois tipos de regiões: a **região quase neutra**, onde a densidade de carga espacial é suposta zero, e a **região de depleção**, onde a concentração de portadores é suposta tão pequena que a contribuição à densidade de cargas espaciais vem somente dos dopantes ionizados. Esta aproximação apenas ajusta a forma da distribuição de cargas espaciais como indicada na figura 12.a pela linha cheia.

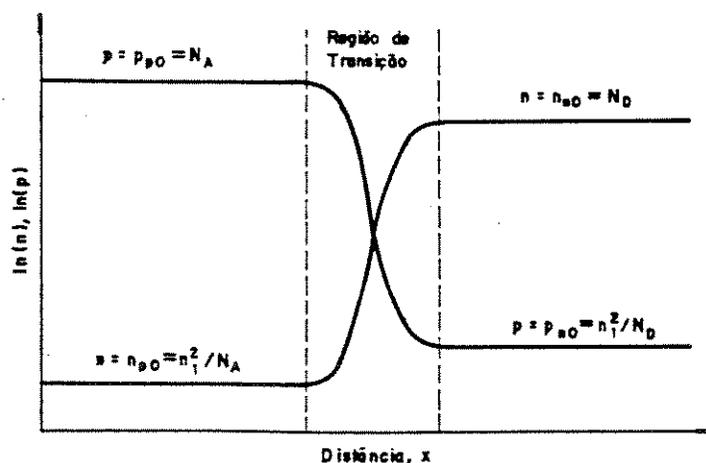


Figura 11 - Gráfico do logaritmo natural das concentrações de elétrons e lacunas correspondentes à figura 10

Com esta aproximação, encontra-se os respectivos campo elétrico e distribuição de potencial através da região de depleção integrando sucessivamente a distribuição de carga espacial, lembrando que a intensidade do campo elétrico é o gradiente negativo do potencial, como indicado na figura 12.b e c. As expressões para a intensidade máxima do campo elétrico na região de depleção, ξ_{max} , a largura da região de depleção, W , e a distância desta região estendida de cada lado da junção l_n e l_p .

$$\xi_{max} = \left[\frac{2q}{\epsilon} (\psi_0 - V_A) / \left(\frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D} \right) \right]^{\frac{1}{2}}$$

$$= l_n + l_p = \left[\frac{2q}{\epsilon} (\psi_0 - V_A) / \left(\frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D} \right) \right]^{\frac{1}{2}} \quad (2.34)$$

$$l_p = W \cdot N_D / (N_A + N_D) \quad l_n = W \cdot N_A / (N_A + N_D)$$

onde ϵ é a constante dielétrica do silício.

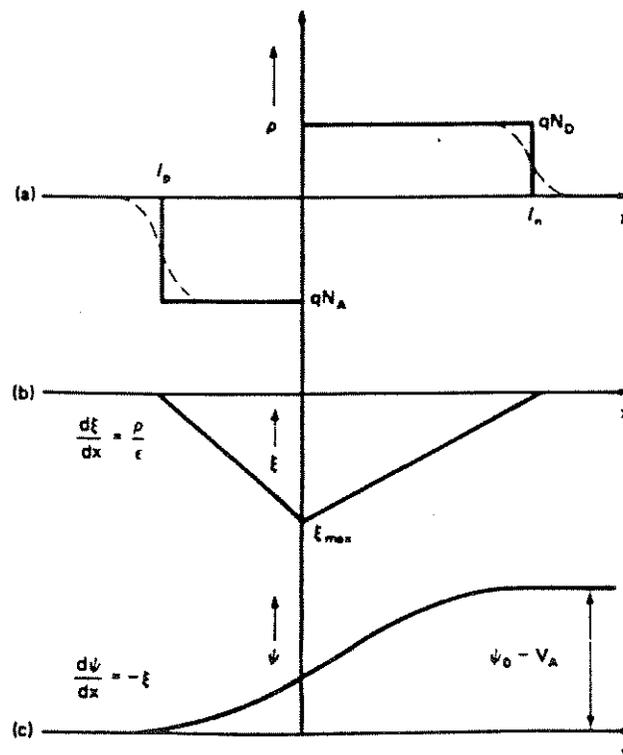


Figura 12 - (a) Densidade de carga espacial, (b) Intensidade do campo elétrico e (c) Distribuição de potencial correspondente à figura 12 [6]

2.3.1 Capacitância de junção

Na aproximação de depleção, uma mudança na tensão elétrica aplicada causará uma mudança na carga armazenada à direita das extremidades da região [6], como indicado na figura 13.

Esta situação é idêntica à de um capacitor de placas paralelas com separação entre placas de W . Por isso, a capacitância da região de depleção, C , é:

$$C = \epsilon \cdot \frac{A}{W} \quad (2.35)$$

onde W é dado pela equação (2.34). Se um dos dois lados, p ou n, é altamente dopado, a equação (2.35) reduz-se a:

$$\frac{C}{A} = \left[q\epsilon N / 2(\psi_0 - V_a) \right]^{\frac{1}{2}} \quad \text{ou} \quad (2.36)$$

$$\frac{1}{C^2} = 2(\psi_0 - V_a) / q\epsilon A^2 N$$

onde N é o menor entre N_A e N_D . Sob polarização inversa, a capacitância da região de depleção domina a capacitância total do diodo. Por isso, medindo-se C em função da polarização inversa no diodo e construindo um gráfico de $1/C^2$ versus V_a pode-se encontrar N , a concentração de dopantes do lado menos dopado do diodo.

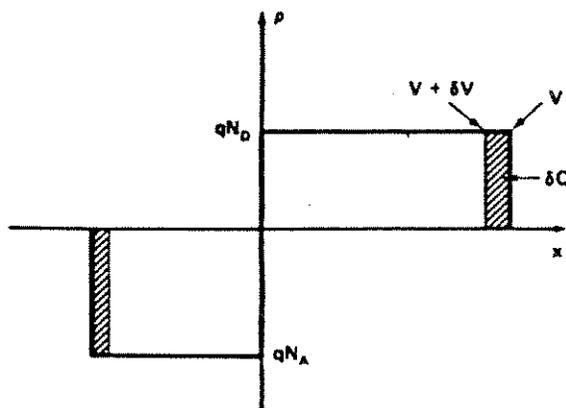


Figura 13 - Mudança na carga armazenada quando a tensão aplicada é incrementalmente alterada (aproximação de depleção)

2.3.2 Junção p-n Polarizada

Neste item trataremos do cálculo necessário para se encontrar a concentração de portadores para a extremidade da região de depleção como uma função da polarização [8], ou seja, pretende-se encontrar os valores n_{pa} e n_{pb} da figura 14.

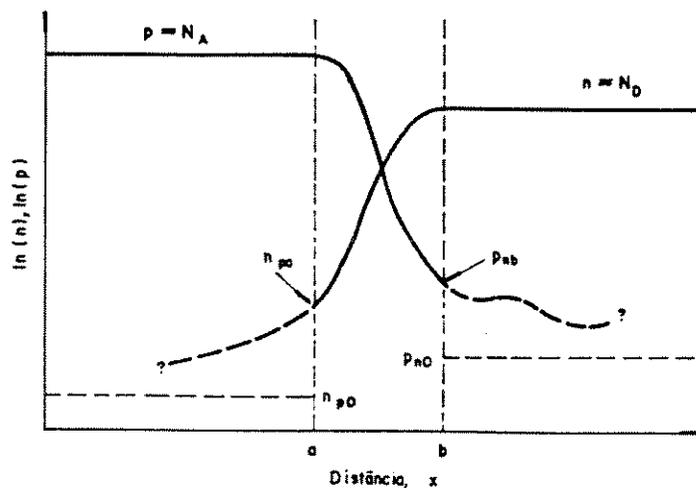


Figura 14 - Gráfico da concentração de portadores quando uma tensão é aplicada à junção p-n

Sem polarização, estes valores já são conhecidos (figura 12):

$$\begin{aligned} p_{nb} &= p_{no} = p_{po} \exp(-q\psi_0/kT) \cong n_i^2 / N_D \\ n_{pa} &= n_{po} = n_{no} \exp(-q\psi_0/kT) \cong n_i^2 / N_A \end{aligned} \quad (2.37)$$

Dentro da região de depleção encontram-se uma alta intensidade de campo elétrico e altos gradientes de portadores. A equação para lacunas é (2.20):

$$J_p = q\mu_p P \xi - qD_p (dp/dx)$$

Ambos os termos, o da deriva e o de difusão, são altos mas se contrapõem. Sem polarização eles se balanceiam, isto é, $J_p = 0$. Para pequenos valores de polarização, o fluxo de corrente resultante é a pequena diferença entre esses dois termos muito altos. Isto leva à:

$$q\mu_p p \xi \cong qD_p (dp/dx) \quad \text{ou} \quad (2.38)$$

$$\xi \cong (kT/qp)(dp/dx) \quad (2.39)$$

fazendo uso das relações de Einstein para N_p e D_p . Fazendo a integral do negativo de ambos os lados da equação (2.39) dentro da região de depleção, vem:

$$\psi_0 - V_a = -(kT/q) \ln p|_a^b = (kT/q) \ln(p_{pa}/p_{nb}) \quad (2.40)$$

$$p_{nb} = p_{pa} \exp(-q\psi_0/kT) \exp(qV_a/kT) \quad (2.41)$$

Da condição de neutralidade da carga espacial para o ponto A e introduzindo a aproximação que somente os casos onde os portadores minoritários têm uma concentração muito menor que os majoritários serão considerados ($p_{pa} \gg n_{pa}$, $n_{na} \gg p_{na}$), obtém-se:

$$\begin{aligned} p_{pa} &= N_A + n_{pa} \quad (\text{onde } n_{pa} \text{ é pequeno}) \\ p_{pa} &\cong p_{po} \cong p_{no} \exp(-q\psi_0/kT) \exp(qV_a/kT) \end{aligned} \quad (2.42)$$

Por isso, substituindo (2.42) em (2.41), obtém-se:

$$p_{nb} = p_{pa} \exp(qV_a/kT) = (n_i^2/N_D) \exp(qV_a/kT) \quad (2.43)$$

e, analogamente

$$D_p (d^2 p/dx^2) = (p_n - p_{no})/\tau_p - G_p$$

Portanto, a concentração de portadores minoritários na extremidade da região de depleção aumenta exponencialmente com a tensão aplicada. O processo pelo qual esta concentração é controlada pela polarização através da junção é conhecido como injeção de portadores minoritários [7].

Pode-se mostrar também que se uma região de semicondutor é dopada uniformemente (densidade de carga espacial aproximadamente zero, como as regiões fora da região de depleção) e o fluxo de portadores minoritários não é desprezível, o fluxo destes portadores minoritários será dominado por difusão. Portanto,

$$\begin{aligned} J_p &= -qD_p(dp/dx) \quad (\text{região tipo n quase neutra}) \\ J_n &= -qD_n(dn/dx) \quad (\text{região tipo p quase neutra}) \end{aligned} \quad (2.44)$$

2.3.3 Característica da Junção p-n no Escuro

Seja a equação (2.28) tomada para um material tipo n:

No escuro, $G_p = 0$. Também $d^2 p_{no}/dx^2 = 0$. Logo, a equação anterior simplifica-se para:

$$d^2 \Delta p / dx^2 = \Delta p / L_p^2 \quad (2.45)$$

onde $L_p = \sqrt{D_p \cdot \tau_p}$ tem a dimensão de comprimento e é conhecido como **comprimento de difusão**. A solução geral da equação (2.45) é:

$$\Delta p = A \exp(x / L_p) + B \exp(-x / L_p)$$

Aplicando-se as condições de contorno que seguem, determinam-se A e B:

1. Para $x = 0$, $p_{nb} = p_{n0} \exp(eV/kT)$
2. p_n é finito quando $x \rightarrow \infty$. Portanto, $A = 0$.

A solução particular resultante é:

$$p_n(x) = p_{no} + p_{no} [\exp(qV/kT) - 1] \exp(-x / L_p) \quad (2.46)$$

UNICAMP
BIBLIOTECA CENTRAL
SECÃO CIRCULANT

Igualmente,

$$N_p(x') = N_{p0} + n_{p0} [\exp(qV/kT) - 1] \exp(-x'/L_n) \quad (2.47)$$

onde x' é definido na figura 15.b.

Estas soluções para a concentração de portadores minoritários ao longo de todo o dispositivo está mostrada na figura 15.a. Nas regiões quase-neutras, as concentrações dos portadores majoritários devem ter uma correspondente mudança em suas distribuições para que a neutralidade de carga espacial seja mantida [6]. Embora as mudanças absolutas sejam as mesmas, as mudanças relativas quanto aos portadores majoritários são muito menores, como indicado no gráfico logaritmico da figura 15.b:

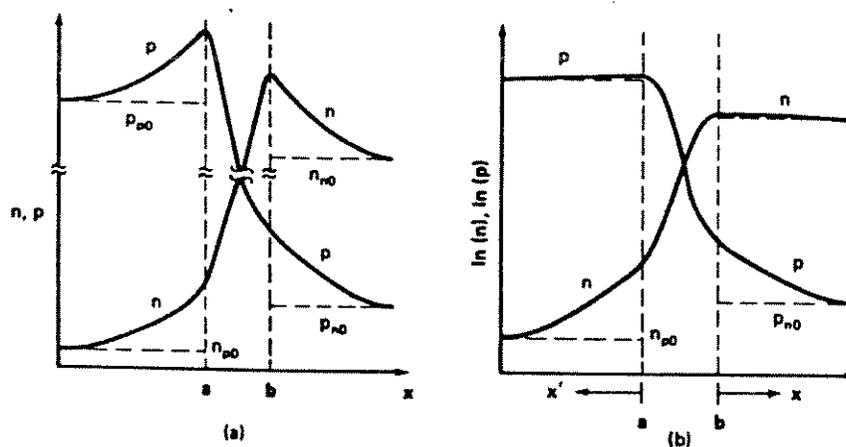


Figura 15 - (a) Gráfico linear da distribuição de portadores por todo o diodo de junção p-n sob polarização direta, (b) correspondente gráfico mono-logaritmico

Com a distribuição de portadores conhecida, pode-se calcular a corrente devida aos portadores minoritários. Como foi dito anteriormente, a corrente dos portadores minoritários nas regiões quase-neutras ocorre predominantemente por difusão. Logo, para o lado n:

$$J_p = -qD_p(d_p/d_x)$$

Substituindo a equação (2.46) tem-se:

$$J_p(x) = (qD_n p_{no} / L_p) [\exp(qV' / kT) - 1] \exp(-x / L_p) \quad (2.48)$$

Igualmente para o lado tipo p:

$$J_p(x') = (qD_n n_{no} / L_p) [\exp(qV' / kT) - 1] \exp(-x' / L_n) \quad (2.49)$$

A distribuição de corrente resultante destas expressões é vista no gráfico da figura 16.a. A fim de calcular a corrente total fluindo no diodo, é necessário conhecer as componentes dos elétrons e das lacunas num mesmo ponto. Considerando a corrente que flui na região de depleção, a equação de continuidade é:

$$(dJ_n / dx) / q = U - G_{ext} = -(dJ_p / dx) / q \quad (2.50)$$

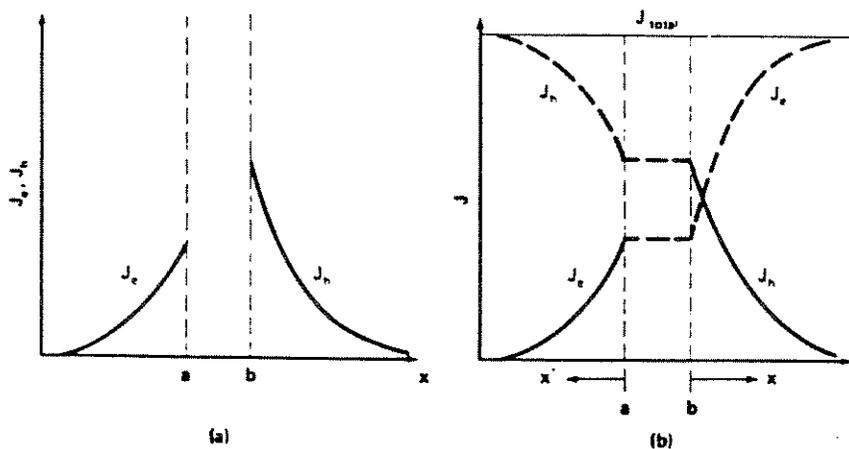


Figura 16 - (a) Densidade de corrente de portadores minoritários na junção p-n da figura 15, (b) distribuição de densidade de corrente total, majoritários mais minoritários, desprezando a recombinação na região de depleção

Por isso, o módulo da variação na corrente através da região de depleção é:

$$\delta J_n = |\delta J_p| = q \int_{-W}^0 (U - G_{ext}) dx \quad (2.51)$$

W é geralmente muito menor que L_p e L_n (os comprimentos característicos de decaimento de J_p e J_n). Isto indica que as distâncias na figura 16.a estão fora de

proporção. Visto que W é pequena, uma aproximação razoável é supor que a integral da equação (2.51) é desprezível, tal que $|\delta J_p|$ e $|\delta J_n| = 0$. Disto segue que J_n e J_p podem ser consideradas constantes através da região de depleção como mostrado na figura 16.b. Esta aproximação pareceria muito razoável se W fosse desenhada em escala. A corrente total pode ser encontrada, visto que J_p e J_n são conhecidas para toda a região de depleção.

$$\begin{aligned} J_{total} &= J_n \Big|_{x=W} + J_p \Big|_{x=0} = \\ &= \left(qD_n n_{po} / L_n + qD_p p_{no} / L_p \right) \left[\exp(qV / kT) - 1 \right] \end{aligned} \quad (2.52)$$

Sendo que J_{total} é constante com a posição, é possível completar a distribuição de J_p e J_n em todo o diodo, como mostrado pelas linhas tracejadas na figura 16.b [8]. Desta maneira obtém-se a característica de um diodo ideal (ou a característica de junção p-n no escuro):

$$I = I_{01} \left[\exp(qV / kT) - 1 \right] \quad (2.53)$$

onde a densidade de corrente de saturação, I_{01} , é dada por:

$$I_{01} = A \left(qD_n n_i^2 / L_n N_A + qD_p n_i^2 / L_p N_D \right) \quad (2.54)$$

Enquanto a equação (2.53) descreve a corrente no escuro originada da difusão de portadores na região de carga espacial vindos das suas regiões vizinhas tipo n e tipo p, uma segunda contribuição para a corrente no escuro vem da própria região de carga espacial. A teoria da relação tensão-corrente do diodo nesta região envolve a geração e recombinação de portadores através de centros de defeitos localizados. A equação de diodo prevista por esta teoria é:

$$I = I_{02} \left[\exp(qV / 2kT) - 1 \right] \quad (2.55)$$

A única diferença entre as equações (2.53) e (2.55) é o fator 2 que aparece no expoente. Na verdade, o valor 2 é um dos valores que pode ser assumido pelo fator de idealidade da junção (A_0). Ele é 2 quando os centros de recombinação tendem ao meio da banda proibida e são uniformemente distribuídos. Para outras condições, ele pode variar de 1 a 6. A expressão I_{02} no caso considerado é:

$$I_{02} = \left(A n_i \pi / 2 \sqrt{\tau_{no} \tau_{po}} \right) (kT / \epsilon_{max}) \quad (2.56)$$

onde τ_{no} e τ_{po} são os tempos de vida na região de carga espacial, A a área da junção e ξ_{max} é dado na equação (2.34).

Estudos experimentais têm mostrado que tanto o modelo de difusão  são necessários para descrever o fluxo de corrente de diodo para todas as tensões: 

$$I = I_{01} [\exp(qV / kT) - 1] + I_{02} [\exp(qV / 2kT) - 1] \quad (2.57)$$

Esta equação é representada na figura 17. O segundo termo domina para baixas correntes e o primeiro para altas correntes:

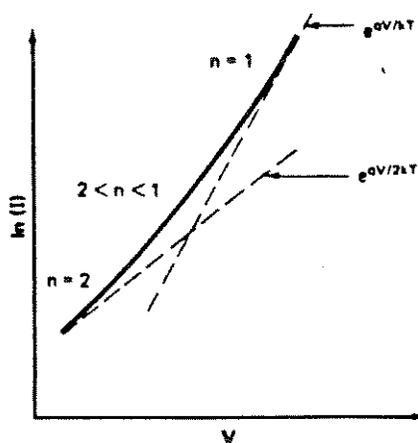


Figura 17 - Gráfico mono-logarítmico da característica I-V de uma junção p-n no escuro, incluindo o efeito da recombinação na região de depleção

CAPÍTULO III

CÉLULA SOLAR

3.1 Introdução

A célula solar de silício é um dispositivo semicondutor capaz de converter diretamente energia solar em eletricidade. Resume-se basicamente a um diodo com grande área de junção, sendo esta suficientemente próxima à superfície de maneira a possibilitar a geração de eletricidade a partir da absorção de fótons incidentes. Conceitos elementares de como esse dispositivo funciona serão apresentados neste capítulo.

Considere-se uma fina lâmina de silício (ou de outro material semicondutor apropriado) com a radiação solar incidindo em sua superfície. Ao incidir no silício, o feixe de luz interage com os elétrons dos átomos da rede cristalina. Cada fóton absorvido gera um par elétron-lacuna, ou seja, o elétron absorve a energia do fóton e passa para a banda de condução, deixando para trás uma lacuna na banda de valência. Nesta lâmina de silício, os elétrons simplesmente recombinar-se-ão com as lacunas e o efeito deste processo será a absorção da luz resultando no aquecimento da lâmina [9] [10].

A construção de uma célula solar no substrato de silício implica um fator adicional que propicia a separação e coleção do par elétron-lacuna antes que se recombinem. Este fator é a presença de um campo elétrico interno produzido na célula, por exemplo, por uma junção p-n. Um processo típico para produzir esta junção é tomar uma lâmina de silício p e gerar uma camada de silício tipo n em sua superfície (vale o oposto para substrato tipo n). Esta junção é formada muito próxima à superfície frontal pela difusão (por exemplo) de dopante tipo n sobre silício tipo p, formando uma junção n-p. Uma célula solar elementar é completada colocando-se contatos elétricos na superfície superior e inferior da lâmina (figura 18).

O efeito resultante da junção é produzir um campo elétrico com uma polaridade que acelere os portadores minoritários em direção à região em que eles são majoritários. A região em que este campo existe é chamada de **região de carga espacial** (ou região de

depleção). Qualquer elétron do lado p que entre nesta região será conduzido à região n da célula, onde será um portador majoritário. Isto significa que haverá muito poucos portadores de sinal oposto que poderão com ele se recombinar, o que lhe dará uma grande probabilidade de atingir o contato elétrico. Fenômeno análogo ocorre com as lacunas produzidas no lado n. A figura 19, com a escala logarítmica de espessura, ilustra como a concentração de portadores pode ser alterada na lâmina devido à existência da junção [6].

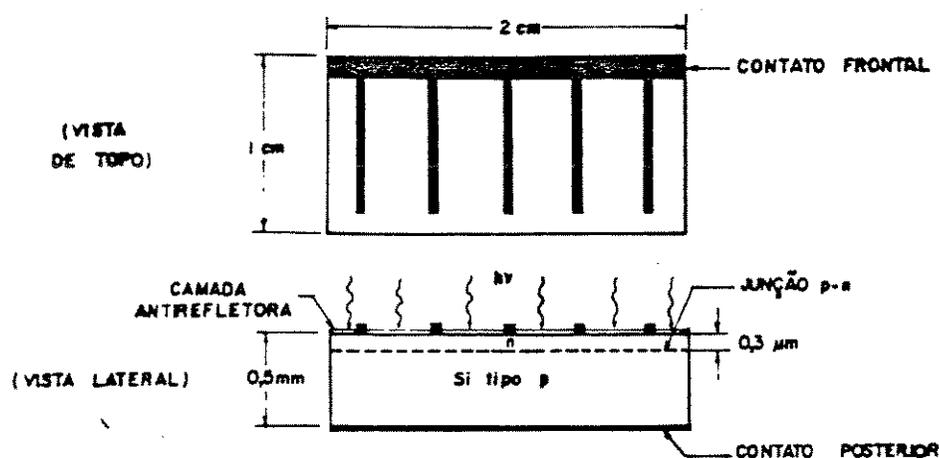


Figura 18 - Representação esquemática de uma célula de junção p-n de silício

No caso ideal, cada portador minoritário que atinge a região de carga espacial da célula solar atingirá os seus contatos e será conduzido à carga. Esta situação faz com que a concentração de portadores minoritários na extremidade da região de carga espacial seja aproximadamente zero (mais exatamente, será igual à concentração de equilíbrio). Como mostrado na figura 19, a concentração aumenta rapidamente apenas fora da região de carga espacial.

Visto que a região de carga é muito fina, somente uma pequena fração dos pares elétron-lacuna será produzida nesta região. A maioria dos pares será produzida na base da célula (figura 20.a), onde serão afetados pelo campo da junção. Na ausência de um campo elétrico, eles se moverão num processo de difusão aleatória até que os portadores minoritários se recombinem ou atinjam a região de carga espacial, onde serão levados

para o outro lado. O fluxo de difusão destes portadores minoritários até a junção constitui a corrente fotogerada da célula solar.

Considerando a região p (onde os elétrons são portadores minoritários), os elétrons que não atingem a junção recombinar-se-ão depois de existirem por um tempo τ , chamado **tempo de vida**. Mais precisamente, depois de passado um tempo τ restarão somente $1/e$ dos elétrons. Durante este tempo poderão percorrer uma distância L , chamada **comprimento de difusão**, que é relacionada a τ por $L = \sqrt{D\tau}$, onde D é a constante de difusão para elétrons no material tipo p. Visto que a recombinação de portadores minoritários diminui a característica de saída do dispositivo, deve-se tomar o cuidado de minimizar a recombinação (aumentar τ e L) e, portanto, aumentar a possibilidade de os portadores minoritários atingirem a junção [2] [6].

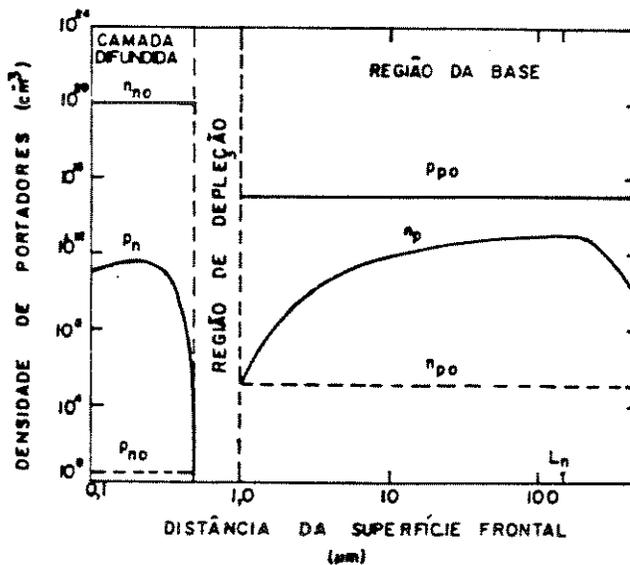


Figura 19 - Concentração de portadores em uma célula solar iluminada, em condição de curto circuito

Neste capítulo será mostrado com mais detalhes o funcionamento de uma célula solar de junção p-n de silício, bem como suas características elétricas e ópticas.

3.2 Cálculo da Corrente Fotogerada

A fotocorrente gerada numa célula solar quando luz monocromática de comprimento de onda incide em sua superfície, pode ser calculada como segue. A taxa de geração dos pares elétron-lacuna a uma distância x da superfície do semicondutor é dada por:

$$G(\lambda, x) = \alpha(\lambda)F(\lambda)[1 - R(\lambda)] \exp[-\alpha(\lambda)x] \quad (3.1)$$

onde $\alpha(\lambda)$ é o coeficiente de absorção (tópico 2.1.2), $F(\lambda)$ o número de fótons incidentes por unidade de área por segundo por unidade de largura de banda e $R(\lambda)$ a fração destes fótons refletida pela superfície.

Sob condição de baixa injeção, a equação de continuidade no estado estacionário unidimensional (equação (2.25)) é dada por:

$$G_n - \frac{n_p - n_{p0}}{\tau_n} + \frac{1}{q} \cdot \frac{dJ_n}{dx} = 0 \quad (3.2)$$

para elétrons no semicondutor tipo p e por

$$G_p - \frac{p_n - p_{n0}}{\tau_p} - \frac{1}{q} \cdot \frac{dJ_p}{dx} = 0 \quad (3.3)$$

para lacuna no semicondutor tipo n.

As equações de densidade de corrente (2.21) e (2.20) são:

$$J_n = q\mu_n n_p \mathcal{E} + qD_n \frac{dn_p}{dx} \quad (3.4)$$

$$J_p = q\mu_p p_n \mathcal{E} + qD_p \frac{dp_n}{dx} \quad (3.5)$$

Para uma célula solar de junção p-n abrupta com dopagem homogênea nos dois lados da junção, figura 20.a e b, não há campo elétrico fora da região de carga espacial. No caso de uma junção n sobre p (n-p), as equações (3.1), (3.3) e (3.5) podem ser combinadas para produzir uma expressão para a região do emissor (figura 20.a).

$$D_p \frac{d^2 p_n}{dx^2} + \alpha F(1 - R) \exp(-\alpha x) \frac{-p_n - p_{n0}}{\tau_p} = 0 \quad (3.6)$$

A solução geral desta equação é:

$$p_n - p_{no} = A \cosh\left[\frac{x}{L_p}\right] + B \sinh\left[\frac{x}{L_p}\right] - \frac{\alpha F(1-R)\tau_p}{\alpha^2 L_p^2 - 1} \exp(-x) \quad (3.7)$$

onde $L_p = \sqrt{D_p \tau_p}$ é o comprimento de difusão.

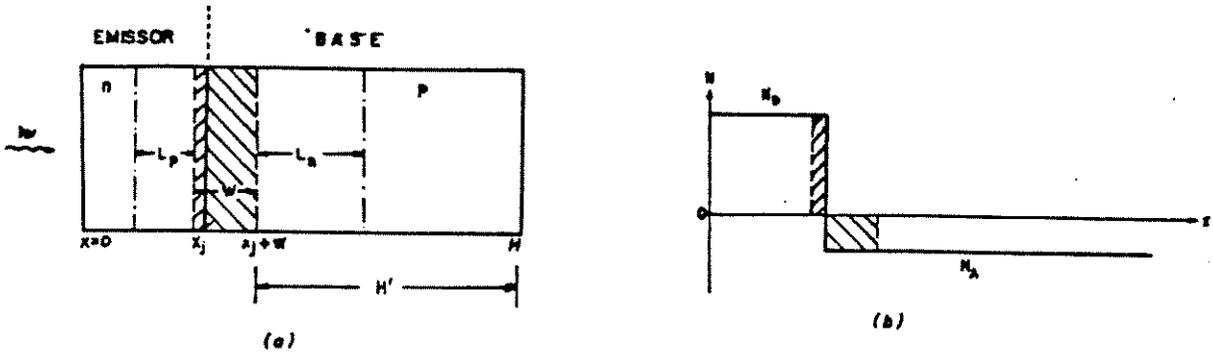


Figura. 20 - (a) Dimensões de uma célula solar e dos comprimentos de difusão de portadores minoritários, (b) perfil de dopagem abrupto (caso ideal) de uma célula solar

As condições de contorno para a equação (3.7) são:

1. Velocidade de recombinação S_p na superfície:

$$D_p \frac{d(p_n - p_{no})}{dx} = S_p (p_n - p_{no}) \quad p/x = 0 \quad (3.8)$$

2. A densidade de portadores em excesso é pequena na extremidade da região de depleção devido ao campo elétrico desta:

$$p_n - p_{no} \cong 0 \quad p/x = x_j \quad (3.9)$$

Com a solução da equação (3.7), obtida através das condições de contorno (3.8) e (3.9), obtém-se a densidade da fotocorrente de lacunas na extremidade da região de depleção:

$$J_p - qD_p \left[\frac{dp_n}{dx} \right]_{x_j} = \left[\frac{qF(1-R)\alpha L_p}{(\alpha^2 L_p^2 - 1)} \right] \left[\frac{\left(\frac{S_p L_p}{D_p} + \alpha L_p \right) - \exp(-\alpha x_j) \left(\frac{S_p L_p}{D_p} \cosh \frac{x_j}{D_p} + \sinh \frac{x_j}{D_p} \right)}{\frac{S_p L_p}{D_p} \sinh \frac{x_j}{D_p} + \cosh \frac{x_j}{D_p}} - \alpha L_p \exp(-\alpha x_j) \right] \quad (3.10)$$

Para encontrar a fotocorrente de elétrons coletada da base da célula, utilizam-se as equações (3.1), (3.2) e (3.4) com as condições de contorno:

$$n_p - n_{po} \equiv 0 \quad p/x = x_j + W \quad (3.11)$$

$$S_n(n_p - n_{po}) = -D \frac{dn_p}{dx} \quad p/x = H \quad (3.12)$$

onde W é a largura da região de depleção e H é a espessura da célula inteira. Repetindo-se o procedimento feito no lado n, obtém-se:

$$J_n = \left[\frac{qF(1-R)\alpha L_n}{(\alpha^2 L_n^2 - 1)} \right] \exp[-\alpha(x_j + W)] \cdot \left[\alpha L_n - \frac{\left(\frac{S_n L_n}{D_n} \right) \left[\cosh\left(\frac{H'}{L_n}\right) - \exp(-\alpha H') \right] + \sinh\left(\frac{H'}{L_n}\right) + \alpha L_n \exp(-\alpha H')}{\left(\frac{S_n L_n}{D_n} \right) \sinh\left(\frac{H'}{L_n}\right)} \right] \quad (3.13)$$

onde $H' = H - (x_j + W)$ e S_n é a velocidade de recombinação superficial dos elétrons na superfície posterior. Admite-se que nas duas regiões a mobilidade, o tempo de vida e o nível de dopagem são constantes para cada região.

Alguma fotocorrente pode ser gerada dentro da região de depleção. Como o campo elétrico nesta região é alto, os portadores fotogerados são separados antes que possam recombinar-se. A contribuição desta região para a fotocorrente será, portanto, determinada pelo número de portadores nela gerados:

$$J_{rd} = qF(1-R) \exp(-\alpha x_j) [1 - \exp(-\alpha W)] \quad (3.14)$$

A fotocorrente total para um dado comprimento de onda é então a soma das equações (3.10), (3.13) e (3.14):

$$J_L(\lambda) = J_p(\lambda) + J_n(\lambda) + J_{rd}(\lambda) \quad (3.15)$$

3.3 A Caracterização Corrente-Tensão

A corrente fotogerada (equação (3.15)) pode ser combinada com a equação da corrente de um diodo, discutida na seção 2.3.3, para determinar a característica corrente-tensão elétrica de uma célula solar iluminada. O circuito equivalente de uma célula solar iluminada é mostrado na figura 21, onde a fonte de corrente representa a corrente

fotogerada, o diodo D_1 , a característica de diodo ideal (somente considerando corrente de difusão, sem recombinação) da célula solar no escuro e o diodo D_2 , o efeito da recombinação na junção [8].

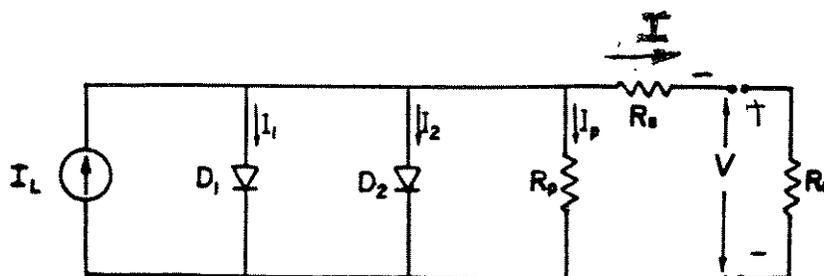


Figura 21 - Circuito equivalente de uma célula solar iluminada

onde I_L = corrente fotogerada

$$I_1 = I_{01} \left\{ \exp \left[\frac{q(V + I \cdot R_s)}{kT} \right] - 1 \right\}$$

$$I_2 = I_{02} \left\{ \exp \left[\frac{q(V + I \cdot R_s)}{2kT} \right] - 1 \right\}$$

$$I_p = \frac{(V + I \cdot R_s)}{R_p}$$

R_C = resistência de carga

Como consequência de defeitos no processo de fabricação da célula (tais como defeitos na junção, imperfeições no cristal ou riscos na superfície do dispositivo), podem surgir correntes de fuga através da junção ou na periferia da célula devido a uma baixa resistência ôhmica nestas regiões. No caso ideal, esta resistência, referida como resistência em paralelo da célula solar (R_p), é infinita. Quando o seu valor é menor que 10^4 ohms, a corrente que a atravessa dominará a corrente de diodo para polarizações diretas menores que 0,2 volts.

Como consequência dos elementos de volume resistivo nos caminhos da corrente para a junção (tal como a resistividade da base da célula, a resistência de folha da camada difundida e a resistência dos contatos), a célula solar apresenta também uma resistência finita em série com a junção. Esta Resistência em Série (R_s) deve ser menor que um ohm e dominará o fluxo de corrente através da junção para altas polarizações diretas (ou seja, maiores que a tensão de máxima potência). Na figura 21 tem-se o circuito equivalente da célula solar iluminada. Com base neste circuito equivalente, a corrente (I) nos terminais da célula pode ser escrita como:

$$I = I_L - I_1 - I_2 - I_p \quad (3.16)$$

Várias observações podem ser feitas considerando a forma da equação acima. O aparecimento da corrente fotogerada (I_L) produz uma polarização direta sobre os diodos D_1 e D_2 . Esta corrente é independente da tensão aplicada, proporcional à intensidade de iluminação incidente e será dividida entre os ramos paralelos contendo D_1 , D_2 , R_p e $R_s + R_c$. Assim, as influências de D_1 , D_2 , R_p e R_s devem ser minimizadas. O comprimento da corrente (I) e tensão (V) da célula solar, quando R_c varia de zero a infinito, é conhecido como Característica Corrente-Tensão (I-V) e está exemplificado na figura 22.

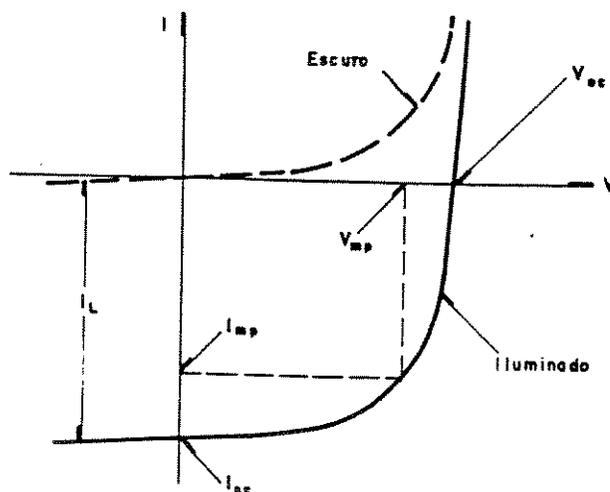


Figura 22 - Característica I-V de uma célula solar iluminada e no escuro

A expressão geral para a corrente da célula em uma carga externa pode ser obtida pela substituição das equações (2.53) e (2.55) na equação (3.16) [11]. Uma maneira prática de simplificar as duas correntes de diodo é escrevê-las na seguinte forma:

$$I_D = I_0 \left\{ \exp \left[\frac{q(V + IR_s)}{A_0 kT} \right] - 1 \right\} \quad (3.17)$$

onde I_0 é uma corrente de saturação efetiva e A_0 , o fator de perfeição de diodo. A expressão resultante freqüentemente usada para descrever a característica I-V da célula solar é:

$$I = I_L - I_0 \left\{ \exp \left[\frac{q(V + IR_s)}{A_0 kT} \right] - 1 \right\} - \frac{V + IR_s}{R_p} \quad (3.18)$$

A partir desta equação pode-se definir alguns parâmetros importantes da célula solar.

A Tensão de Circuito Aberto (V_{oc}) consiste na tensão nos terminais da célula quando a resistência de carga é infinita. Nesta situação toda a fotocorrente é dividida na condução direta dos diodos D_1 e D_2 . Fazendo $I = 0$, obtém-se:

$$V_{oc} = \frac{A_0 kT}{q} \ln \left(\frac{I_L}{I_0} + 1 \right) \quad (3.19)$$

Como $I_0 \ll I_L$

$$V_{oc} = \frac{A_0 kT}{q} \ln \left(\frac{I_L}{I_0} \right) \quad (3.20)$$

A Corrente de Curto Circuito (I_{cc}) é a corrente produzida pela célula quando a corrente de carga aproxima-se de zero, ou seja, quando $V = 0$. Em boas células esta corrente é igual à corrente fotogerada ($I_{cc} = I_L$). Em células com alta ou excessiva resistência série, ou para boas células em altas intensidades de iluminação, I_{cc} será menor que I_L [12].

A potência fornecida à carga, em qualquer ponto de operação no quarto quadrante do plano $I \times V$, é igual à área do retângulo inscrito à curva, como indicado na figura 22. O ponto de operação (V_m, I_m) que torna máxima a potência de saída (P_{max}), graficamente corresponde à maior área retangular possível de ser inscrita (no quarto quadrante) sob a curva I-V.

O Fator de Preenchimento ("Fill Factor" - FF) é um parâmetro que descreve quantitativamente quão "quadrada" é a curva I-V. Quanto mais "quadrada", maior será a potência de saída (P_{max}), para um dado I_{cc} e V_{oc} . Sua expressão é:

$$FF = \frac{V_m I_m}{V_{oc} I_{cc}} = \frac{P_{max}}{V_{oc} I_{cc}} \quad (3.21)$$

A Eficiência (η) de conversão de energia solar em eletricidade é definida como:

$$\eta = \frac{P_{max}}{P_{in} A} = \frac{V_{oc} I_{cc} FF}{P_{in} A} \quad (3.22)$$

onde P_{in} é a potência total incidente por unidade de área (mw/cm^2) e A é a área da célula (cm^2).

A Resposta Espectral absoluta externa ($RE(\lambda)$) de uma célula solar é definida como a razão entre a densidade de corrente de curto-circuito (A/cm^2) e a radiação incidente (W/cm^2) em função do comprimento de onda ($\Phi(\lambda)$). A Resposta Espectral interna considera somente a radiação incidente absorvida ($RE(\lambda)_{int}$).

$$RE(\lambda) = \frac{I}{\Phi(\lambda)} \quad (A / W)$$

$$RE(\lambda)_{int} = \frac{RE(\lambda)}{1 - R(\lambda)} \quad (A / W) \quad (3.23)$$

onde $R(\lambda)$ é a refletividade superficial da célula.

Para analisar o desempenho da célula em termos do número de partículas, utiliza-se a figura de mérito chamada Eficiência Quântica ($Q(\lambda)$). Esta é definida como o

número de pares elétron-lacuna coletados sob condições de curto-circuito, relativo ao número de fótons incidentes sobre a célula. Analogamente às considerações feitas para a Resposta Espectral, define-se a Eficiência Quântica interna ($Q(\lambda)_{int}$) considerando somente os fótons absorvidos [13] [14]. A eficiência quântica é relacionada à resposta espectral pela expressão:

$$Q(\lambda) = \frac{hc}{\lambda q} RE(\lambda) = 1,24 \frac{RE(\lambda)}{\lambda} \quad (3.24)$$

com λ tomado em μm .

O máximo teórico da eficiência quântica é $Q(\lambda) = 1$ sobre toda a faixa espectral sensível do material utilizado. O correspondente máximo teórico para a Resposta Espectral (absoluta) é dado por:

$$RE(\lambda) = \frac{\lambda}{1,24} \quad (\text{A/W}) \quad (3.25)$$

com λ em μm .

Em geral a $RE(\lambda)$ depende fortemente do projeto, fabricação, material utilizado, profundidade de junção e camada anti-refletora da célula solar [15].

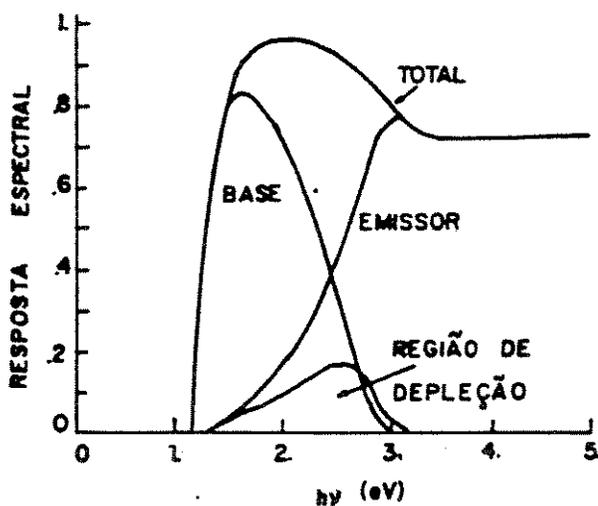


Figura 23 - Contribuições das três Regiões de uma célula solar à $Q(\lambda)_{int}$

A figura 23 mostra a eficiência quântica interna, com as contribuições de cada região da célula. Estas contribuições são relacionadas com as diferentes profundidades de penetração da luz para diferentes comprimentos de onda, dadas pelo coeficiente de absorção $\alpha(\lambda)$ do silício. Através da manipulação dos dados de eficiência quântica interna, pode-se obter o comprimento de difusão dos portadores minoritários da base pela expressão:

$$Q(\lambda)_{\text{int}} = \frac{\alpha[1 - R(\lambda)]}{\alpha + 1/L} \quad (3.26)$$

Experimentalmente obtém-se $RE(\lambda)$ e $Q(\lambda)$ comparando-se a corrente da célula em estudo com a corrente de um dispositivo padrão (por exemplo, fotodiodo, célula solar calibrada ou radiômetro) sob a mesma iluminação [16]. O valor da $RE(\lambda)$ da célula analisada é calculado através da equação (3.27) e a $Q(\lambda)$ pela equação (3.24):

$$RE_{\text{CEL}}(\lambda) = RE_{\text{PADRÃO}}(\lambda) \cdot \frac{I_{\text{CEL}}(\lambda) / A_{\text{CEL}}}{I_{\text{PAD}}(\lambda) / A_{\text{PAD}}} \quad (3.27)$$

3.4 Limitações das Células Solares

Neste tópico são mostrados os principais fatores de perdas numa célula solar.

Nem toda luz que incide sobre a superfície da célula solar consegue penetrá-la. No silício sem tratamento, a reflexão média na faixa de interesse ($0,4 < \lambda < 1\mu\text{m}$) é cerca de 35%. Esta porcentagem pode ser diminuída com tratamentos superficiais adequados e/ou com o uso de camadas anti-refletoras [8].

Os contatos elétricos colocados sobre a superfície frontal recobrem, dependendo da geometria da grade de contatos deve ter um compromisso entre mínimo recobrimento e baixa resistência série, visto que são inversamente proporcionais. A solução utilizada comumente é fazer uma grade com grande número de linhas de pequena largura.

Dos fótons que penetram na célula, há aqueles que possuem uma energia menor que o valor da banda proibida do semicondutor (comprimentos de onda longos). Assim, não conseguirão criar um par elétron-lacuna e a célula comportar-se-á como que transparente a

eles. Por outro lado, há aqueles fótons com energia maior que a banda (comprimentos de onda curtos). O par elétron-lacuna, ao ser criado, termalizará a energia em excesso (relaxará para as extremidades da respectiva banda do portador), emitindo fónons. Da energia total incidente sobre a célula solar de silício, cerca de 56% é perdida nestes dois últimos processos. Esses dois fatores representam processos físicos básicos impossíveis de redução, uma vez escolhido o semicondutor e com ele sua banda proibida.

Embora os portadores gerados sejam separados por um potencial correspondente à banda proibida, a célula é capaz de dar como tensão de saída somente uma fração deste potencial. Isto porque a altura da barreira de potencial (ψ_0) da junção p-n difere da banda proibida do semicondutor (E_g) pela energia (ψ) entre o fundo da banda de condução do lado n e o topo da banda de valência do lado p (figura 24):

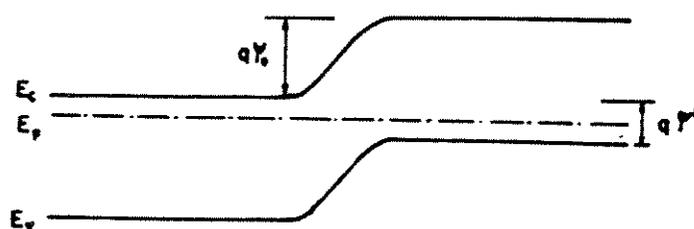


Figura 24 - Representação da máxima tensão de circuito aberto

Este fator de perda é conhecido como fator de tensão elétrica e representa cerca de 17,6% das perdas.

O coeficiente de absorção do semicondutor indica a espessura mínima do mesmo necessária para absorver todo o espectro solar de interesse. Esta espessura para o silício é cerca de 200 μm . Ocorre, entretanto, que os portadores gerados na base a uma distância maior que o seu comprimento de difusão não conseguirão atingir a região de depleção, recombinando-se na base ou na superfície posterior da célula. Este processo representa uma perda de 5% da energia incidente sobre a célula [9].

Por fim, tem-se as perdas devidas à resistência série. Para melhor eficiência de coleção, a camada superficial da junção p-n (emissor) é feita muito fina ($< 1\mu\text{m}$), originando uma significativa componente de perdas devido à resistência série. O portador, depois de atravessar a região de depleção, necessita deslocar-se transversalmente até atingir a grade coletora, como indicado na figura 25. Portanto, a dopagem e a espessura do emissor devem ter um compromisso com uma baixa resistência série.

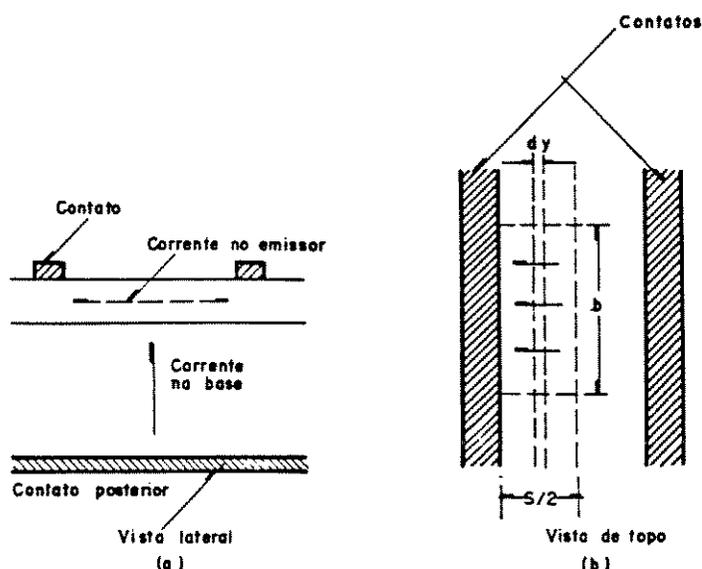


Figura 25 - Direção do fluxo de corrente em diferentes Regiões de uma célula solar, (a) vista de lado e (b) vista de topo

Considerando os fatores de perdas aqui relacionados, além de outros de menor influência como resistência paralelo e de contato, calcula-se uma eficiência máxima teórica de 24%. Experimentalmente constatou-se eficiências de 18% em células de silício monocristalino de junção p-n a nível de laboratório e de 10 a 13% a nível comercial, todas para aplicações terrestres. Para aplicações espaciais, em que o fator custo não é tão restritivo, são disponíveis comercialmente células de até 13% para condições AMO [10] [11] [12].

CAPÍTULO IV

PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL E RESULTADOS

4.1 Introdução

Neste capítulo serão mostrados o processo de fabricação utilizando “dopant papers”, as especificações e os resultados das células solares convencionais para utilização terrestre.

Neste processo de fabricação usamos silício monocristalino, com orientação cristalográfica $\langle 100 \rangle$, tipo p, com resistividade de 4,1 à 9,0 $\Omega \cdot \text{cm}$ e espessura de 280 μm .

A difusão térmica consiste na introdução de dopantes na rede cristalina do silício, sob temperaturas de 800 e 1250°C, de maneira a alterar as características da camada superficial. Num substrato tipo p contendo 10^{16} átomos/ cm^3 de boro são introduzidos de 10^{19} a 10^{20} átomos/ cm^3 de fósforo, formando uma camada superficial tipo n de 0,2 a 1,0 μm de espessura.

Os “dopant papers” utilizados no processo de difusão são papéis (nitrocelulose ou metacrilato) impregnados por impurezas (boro, fósforo). Sua utilização é bastante simples, sendo que não necessita o uso de spinner ou gases, não exigindo cuidados especiais, pois é de baixa toxicidade. [17] [18].

O seu uso resulta em processos de baixo custo e alta produtividade, pois grande quantidade de lâminas podem ser difundidas numa mesma etapa de processo. Também é possível efetuar numa única etapa de processo a difusão tipo n de um lado e tipo p do outro sem a ocorrência de dopagem cruzada, permitindo a obtenção de uma estrutura n-p/p⁺.

A formação da junção p-n também pode ser feita por implantação iônica. Ao invés de difundir impurezas a altas temperaturas, íons de átomos de dopante são acelerados por um campo elétrica que ao incidir sobre o substrato, penetram até uma determinada profundidade. A possibilidade de se obter altas concentrações de impurezas para junções muito rasas ($<0,2\mu\text{m}$) é a principal vantagem desta técnica. Custo do equipamento e os defeitos introduzidos na rede cristalina (devido ao freamento de íons no cristal) são as suas principais desvantagens.

Uma etapa opcional é a obtenção de uma barreira de potencial na superfície posterior (campo retro-superficial), pela formação de uma junção entre a base (tipo p) e uma camada de mesmo tipo altamente dopada (p^+). A finalidade desta barreira de potencial é impedir a recombinação dos portadores minoritários no contato posterior, possibilitando o seu aproveitamento na junção p-n.

O modo de colocação dos contatos metálicos sobre as duas superfícies da célula depende da aplicação na qual será utilizada. Para aplicações terrestres, as técnicas e os materiais utilizados são de baixo custo, como troca iônica ("electroless deposition") [20] de níquel. Técnicas como evaporação, bombardeamento catódico e deposição eletrolítica de titânio, paládio, prata e alumínio são utilizadas em células para aplicações espaciais. O contato da superfície superior (emissor) é feito na forma de uma grade, tomando-se o cuidado de recobrir o menos possível a superfície e obtendo-se a mínima contribuição à resistência série. O contato posterior, geralmente, é totalmente metalizado.

Para diminuir a reflexão (cerca de 45% da luz incidente para uma lâmina de silício sólida) devida ao descasamento dos índices de refração do ar ou vácuo ($n = 1$) e do silício ($n \approx 3,8$ em média) coloca-se uma camada de óxido (convenientemente escolhido) sobre a superfície frontal da célula. Desta forma, melhora-se o casamento óptico entre os meios e diminui-se a velocidade de recombinação superficial do emissor. Este óxido pode ser, por exemplo, dióxido de estanho (SnO_2), dióxido de titânio (TiO_2) ou pentóxido de tântalo (Ta_2O_5). Para aplicações terrestres as decomposições podem ser, por exemplo, por aspergimento ("spray") ou centrifugação ("spinning") e para aplicações espaciais por evaporação reativa ou bombardeamento catódico reativo, entre outras.

Um outro aperfeiçoamento para melhorar a absorção da luz é a texturização. A célula solar com superfície texturizada é uma célula com uma configuração de muitas pequenas pirâmides densamente distribuídas na sua superfície frontal para atrair como armadilhas de luz [14].

Ataques químicos preferenciais de hidróxido de potássio ou sódio, ou soluções contendo hidrazina aplicados à superfície de orientação $\langle 100 \rangle$ do silício atacarão rapidamente os planos da superfície $\langle 100 \rangle$, produzindo uma estrutura tetraédrica [13] [14].

A redução da reflexão ocorre para todos os comprimentos de onda, ao contrário da célula lisa com camada anti-refletora que é feita para minimizar a reflexão de uma determinada faixa de comprimento de onda.

A adição de uma superfície texturizada a uma célula solar produz um aumento de cerca de 8% tanto na corrente de curto circuito como na potência máxima, com a tensão de circuito aberto permanecendo a mesma ou diminuindo ligeiramente [15] [16].

4.2 Preparação de Substrato

Os substratos selecionados foram de silício monocristalino de resistividade aproximada $8 \Omega \cdot \text{cm}$, conforme tabela 1, com dopagem tipo p, orientação cristalográfica $\langle 100 \rangle$, com espessura de $280 \mu\text{m}$ e 2 polegadas de diâmetro.

Após a seleção das lâminas, elas foram limpas utilizando HF, em seguida caracterizada quanto a resistividade e espessura.

4.3 Formação da Junção p-n

A dopagem de um semiconductor consiste na introdução de átomos de impurezas aceitadoras (para o tipo p) ou doadoras (para o tipo n) na sua rede cristalina.

A difusão térmica envolve a colocação de átomos do dopante desejado sobre a superfície do silício e o aquecimento de cristal de tal maneira que o dopante difunda para o interior da lâmina.

4.3.1 Difusão Térmica

O processo da difusão térmica é uma etapa crítica na fabricação de células solares. A temperatura, o tempo de difusão, o fluxo e a fonte de impurezas determinam conjuntamente a concentração superficial, a profundidade de junção, a resistividade de folha da camada difundida e (indiretamente) o tempo de vida dos portadores minoritários nesta região da célula. A maioria das células são do tipo n é obtida pela difusão de fósforo.

Na fabricação de células solares são utilizados basicamente três processos de difusão. As que usam fonte gasosa, líquidos e sólidos. Todas elas comparadas em termos de produtividade e custo, ficam em desvantagem em relação aos “dopant papers” [17].

Os dopantes gasosos são muito caros, de alta toxicidade, exigindo equipamentos especiais em fornos de difusão. Neste processo o número de lâminas difundidas numa mesma etapa não excede a 200.

Com relação aos dopantes líquidos (Spin-on), não apresentam as dificuldades dos dopantes gasosos.

Para sua aplicação são necessários equipamentos como spinner, dispensers automáticos, com aceleração e desaceleração bem controladas para obter uniformidade

no filme dopado. Normalmente é necessária a etapa de “baking”. As instalações devem possuir exaustão.

A dopagem simultânea apresenta dificuldades, portanto são evitadas, pois aumentam o número de etapas de processo, e com isso o custo total do processo.

Para os dopantes sólidos são necessários gases de alta qualidade dos fornos de difusão e processos especiais na colocação e retirada das lâminas na zona quente.

Elas são extremamente sensíveis a umidade e a contaminação ambiental, e o seu custo é bastante alto. Também neste processo o número de lâminas difundidas é baixo, não ultrapassando a 150.

Portanto podemos concluir que a aplicação dos “dopant papers” comparados aos processos anteriores possuem grande vantagem devido a sua simplicidade de aplicação, produtividade e seu baixo custo.

As difusões de interesse fotovoltaico ocorrem em períodos curtos, conforme o processo, resultando em concentrações superficiais de até $4 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$, profundidades de junção de 0,1 à $1 \mu\text{m}$ e resistividade da camada difundida de 20 à $100 \Omega/\square$.

4.3.2 Obtenção da Junção

Após a seleção e limpeza do substrato, iniciou-se o processo de obtenção da junção p-n.

Os “dopant papers” utilizados no processo foram: B5 ($8 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$), P35 ($8 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$).[19]

As lâminas preparadas, foram colocadas numa barqueta de quartzo, obedecendo uma seqüência de lâmina e “dopant paper”, que permitiu a formação da estrutura n-p/p⁺, conforme visto na figura 1. Em seguida foi feita a calibração no forno de difusão, e

utilizando-se de um microcomputador, a temperatura do forno foi controlada com diferença de 1°C.

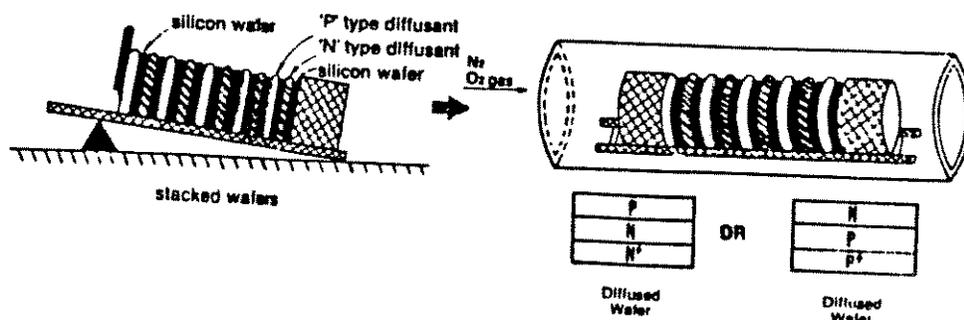


Figura 26 - Arranjo para a formação da estrutura n-p/p⁺ [19]

Uma vez mostrada a barqueta de quartzo com as lâminas, iniciou-se então o processo de difusão.

Primeiramente, a barqueta foi colocada na boca do forno durante 3 minutos, apenas com um fluxo de nitrogênio de 4 litros por minuto, à uma temperatura de aproximadamente 300°C, logo em seguida insere-se a barqueta no Centro do tubo de quartzo. Neste momento ligou-se um fluxo de oxigênio de 2,6 litros por minuto.

Então iniciou-se a subida da temperatura do forno, ainda que numa taxa pequena, tanto que a temperatura nos primeiros 40 minutos subiu de 300°C para 500°C. Nesta fase ocorreu a queima do “dopant paper”. A faixa de temperatura de queima do dopant, e bem como a proporção dos gases envolvidos (nitrogênio e oxigênio) [17], foi tal que

proporcionou uma deposição uniforme do dopante na superfície da lâmina, o que garantiu uma boa qualidade da difusão, permitindo também a remoção dos resíduos com facilidade. A figura 27 mostra a resistividade superficial, demonstrando a uniformidade da difusão, ou seja, a combustão completa dos componentes orgânicos do dopante, e determinando uma quantidade de carga bem definida na superfície.

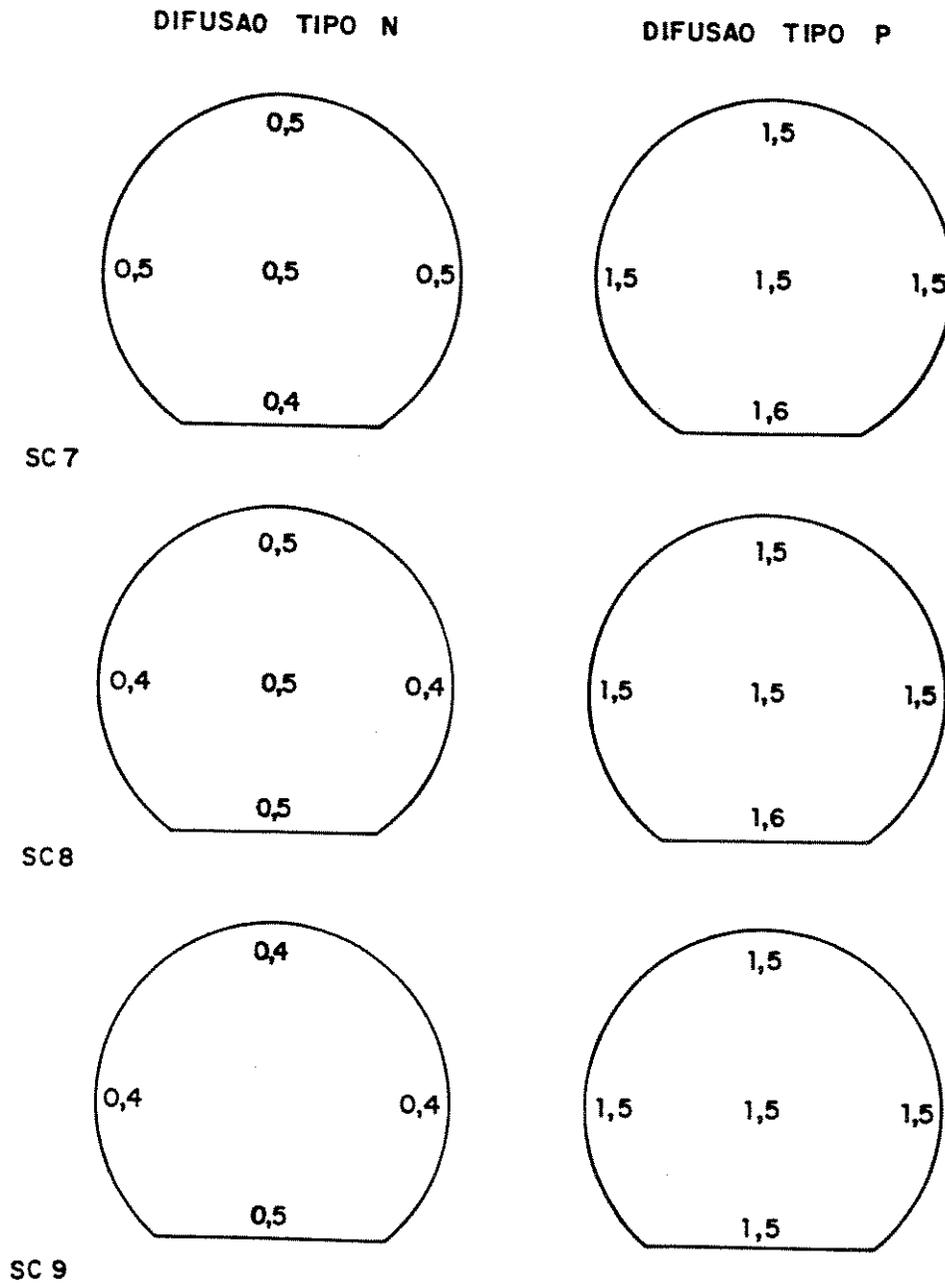


Figura 27 - Distribuição da Resistividade Superficial ρ (Ω/\square)

Logo após iniciou-se a subida rápida da temperatura do forno, a uma taxa aproximada de 12°C por minuto, totalizando nos próximos 40 minutos um aumento de aproximadamente 500°C , atingindo a temperatura de 1050°C no centro do forno.

Manteve-se então esta temperatura por 70 minutos. É nesta fase que ocorre difusão propriamente dita, onde impurezas da superfície da lâmina penetram em seu interior a uma profundidade de $1,6\ \mu\text{m}$, para estas condições, com boa uniformidade. A profundidade de junção foi medida utilizando microscópio interferométrico.

Iniciou-se então a descida lenta da temperatura do forno, sendo que nos próximos 80 minutos a temperatura retornou à 650°C , 20 minutos depois desligou-se o oxigênio e manteve as lâminas por mais 2 horas, nesta temperatura.

A figura 28 mostra o perfil da temperatura X tempo para o processo descrito acima.

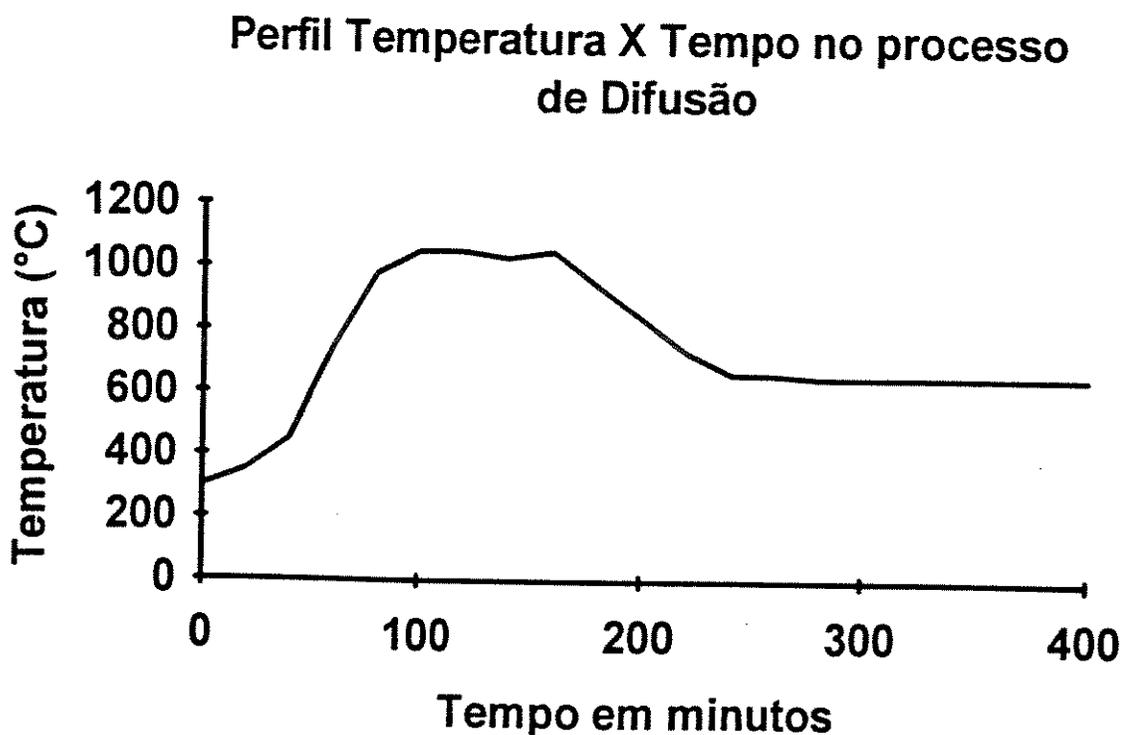


Figura 28 - Perfil Temperatura X Tempo para o processo de difusão

A resistividade superficial obtida para estas condições de deposição foi de aproximadamente $0,5 \Omega/\square$, para difusões tipo n e $1,5 \Omega/\square$ para difusão tipo p, com bastante uniformidade (figura 27).

O forno foi desligado e, então as lâminas foram retiradas gradualmente. Em seguida foram mergulhadas em HF 48% durante 15 minutos para retirada dos resíduos formados (borossilicato ou fosforossilicato).

A figura 29 apresenta alguns resultados selecionados para a profundidade da junção e resistividade superficial tanto para o lado n como para o lado p.

Amostra	X_j (μm)	ρ_s (Ω/\square) Tipo N	ρ_s (Ω/\square) Tipo P
SC7	1,60	0,50	1,5
SC8	1,50	0,50	1,5
SC9	1,65	0,50	1,5
SC11	1,60	0,50	1,5
SC12	1,65	0,50	1,5
SC13	1,60	0,50	1,5

Figura 29 - Tabela apresentado resultados para profundidade de junção e resistividade superficial

Finalmente, podemos observar a simplicidade da aplicação do “dopant paper”, bem como a eliminação de várias etapas do processo (difusão simultânea), que somadas a produtividade contribuíram para o baixo custo total do processo.

4.4 Obtenção dos Contatos

Após as etapas de difusão, oxidação e remoção do óxido, as lâminas foram metalizadas, para obtenção dos contatos elétricos, como num processo convencional de fabricação de células solares.

4.4.1 Contato Superior

A forma e as dimensões da grade de contatos são dependentes das características da camada difundida. Quanto mais rasa for a junção, maior será a contribuição da camada difundida à resistência série. Este aumento deve ser compensado da grade à resistência em série.

A corrente na base da célula flui geralmente na direção perpendicular à superfície, como indicado na figura 25. Na camada difundida, devido a sua pequena espessura, a corrente flui paralela à superfície até os contatos (figura 25). Considerando uma camada uniformemente dopada e $X_j = t$, a equação (4.1) torna-se:

$$\rho_f = \frac{1}{q\mu N_D t} \quad [\Omega \text{ por quadrado}]$$

Conforme a M.A. Green [6] a perda de potência devido a resistência da camada difundida é dada por:

$$\rho = \frac{P_{PE}}{P_{max}} = \frac{\rho_f S^2 J_m}{12 V_m}$$

onde: P_{PE} é a potência perdida devido a resistência da camada difundida.

J_m, V_m - a densidade de corrente e a tensão para máxima potência.

Ao dimensionar-se uma grade de contatos deve-se levar em conta a área recoberta pela mesma, visto que, esta área não contribuirá com a fotocorrente e, conseqüentemente, para a tensão de circuito aberto. O recobrimento de uma grade de contatos para células de uso terrestre não deve exceder 12% de área total.

A máscara metálica empregada para definir os contatos sobre a lâmina de silício foi confeccionada em chapa de aço para mola, de 100 μm de espessura. O padrão de contatos foi definido fotolitograficamente sobre a chapa, empregando-se fotoresiste e as

áreas expostas foram atacadas com um “spray” de percloroeto de ferro, até a perfuração da chapa. A configuração das grades de contato sobre as amostras é mostrada na figura 30 (a). Após a metalização, as lâminas foram riscadas com ponta de diamante e cortadas seguindo-se a configuração da figura 30 (b). As células resultantes, mostradas na figura 31, têm áreas de $2,5 \times 2,5 \text{ mm}^2$ (fig. 31a) e $5,0 \times 5,0 \text{ mm}^2$ (fig. 31b) e $10,0 \times 10,0 \text{ mm}^2$ (fig. 31c).

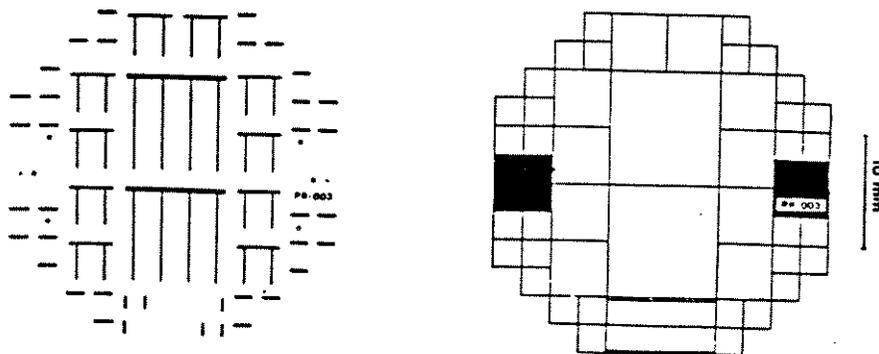


Figura 30 - Grades de Contato definida por máscara metálica

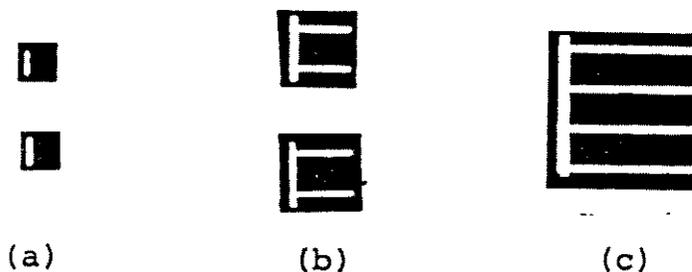


Figura 31 - Células Solares com dimensões: (a) $6,25 \text{ mm}^2$, (b) 25 mm^2 e (c) 100 mm^2

Os contatos utilizados foram de Ni/Au, obtidos pelo processo “nickel electroless” e “bright gold electroless” [20]. Este processo é de fácil aplicação e baixo custo, além de proporcionar alta adesão do metal (Ni) no silício e baixa resistência de contato. A camada de ouro melhorou o contato ôhmico e impediu a oxidação do níquel.

4.4.2 Contato Posterior

O contato posterior também foi obtido pela deposição Ni/Au pelos processos mencionados anteriormente em 4.4.1.

A metalização foi feita simultaneamente com o contato superior. O fato de termos uma estrutura n-p/p⁺ foi importante pois além do BSF, conforme apresentado no item 4.5, temos uma região de alta dopagem p⁺, que proporciona um bom contato ôhmico.

Finalmente observamos que este processo além de simples e de baixo custo, já mencionado anteriormente, proporciona uma redução do preço no processo de metalização, devido a simultaneidade deste processo [20].

4.5 Campo Retro-Superficial e Superfície Retro-Refletora

Muitas configurações de células solares tem sido propostas com o intuito de aumentar a eficiência de conversão. Uma destas configurações consiste na obtenção de uma superfície frontal texturizada. A seguir serão mostradas algumas melhorias relacionadas ao contato posterior da célula solar.

A célula solar com Campo - Retro - Superficial (“Back Surface Field” - BSF) consiste de uma célula solar convencional acrescida de uma campo elétrico auto-construído próximo ao seu contato posterior [11]. O diagrama de bandas esquemático está mostrado na figura 32.

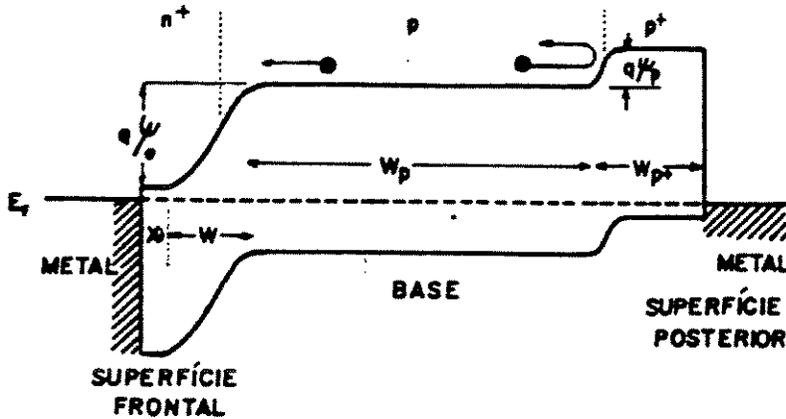


Figura 32 - Diagrama de bandas de energia para uma célula solar com BSF

onde: X_j - a profundidade de junção

W , W_p , W_{p^+} - as respectivas larguras da região de carga espacial, da região de base e da região posterior altamente dopada (p^+)

ψ_0 , ψ_p - potencial de barreira da junção pn e da junção p^+p^- , respectivamente

A superfície frontal é feita da maneira convencional, mas a superfície posterior ao invés de conter apenas um contato ôhmico metálico, possui uma região altamente dopada adjacente ao contato. O potencial de barreira $q\psi_p$ entre as duas regiões de base tende a confinar os portadores minoritários na região menos dopada (W_p), impedindo que se recombinem no contato. A baixa velocidade de recombinação neste contato significa uma melhora da resposta espectral para fótons de baixa energia. Portanto, a corrente de curto-circuito aumentará. A voltagem de circuito aberto é aumentada devido ao aumento da I_{cc} , à diminuição da corrente de recombinação de diodo devido ao contato posterior e ao acréscimo da energia potencial $q\psi_p$ entre as regiões p e p^+ . A resistência de contato da superfície posterior diminui devido a alta dopagem da região p^+ , propiciando um melhor contato ôhmico.

O campo retro-superficial (BSF) é produzido formando-se um gradiente de impurezas aceitadoras na superfície posterior difundindo-se um dopante, tal como boro

ou alumínio. Neste caso, o alumínio é aplicado na superfície posterior por evaporação ou serigrafia de uma pasta contendo alumínio.

O efeito do BSF sobre a corrente da célula é dependente da espessura e do comprimento de difusão na base. Somente quando o comprimento de difusão dos portadores minoritários da base for maior ou igual à espessura desta região, ocorrerá um aumento de I_{cc} , caso contrário, como não será possível a recombinação no contato posterior, esta acontecerá na base antes que o portador atinja a junção.

Conforme apresentado anteriormente, a célula texturizada diminui a refletividade da luz incidente para todos os comprimentos de onda. Mas além do efetivo aumento da absorção dos comprimentos que produzem potência elétrica (ou seja, conseguem gerar um par elétron-lacuna), ocorre também o armadilhamento de fótons de comprimento de onda longo (que não possuem energia suficiente para gerar um par elétron-lacuna). Como consequência tem-se o aumento da temperatura da célula que acaba por neutralizar as vantagens obtidas por este tipo de célula sobre a célula plana. A fim de reduzir a temperatura foi desenvolvido um contato posterior com uma Superfície Refleitora ("Back Surface Reflector"-BSR) [12].

A idéia foi refletir óticamente os fótons de comprimento de onda longo que, atingido o contato posterior seriam refletidos de volta ao silício onde tem uma segunda chance de serem absorvidos e, aqueles fótons não absorvidos são remetidos através da superfície frontal (figura 33).

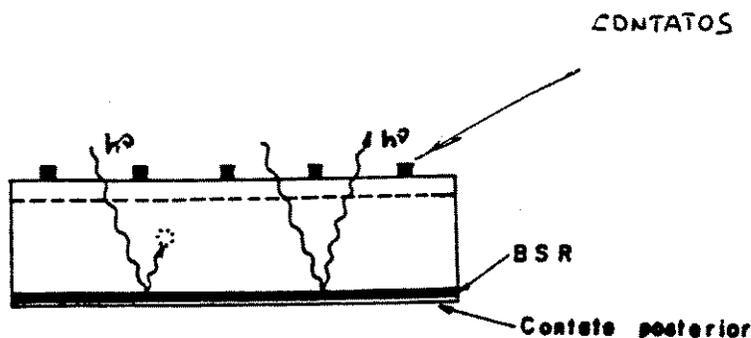


Figura 33 - Efeito Superfície Refleitora (BSR) no contato posterior da célula.

O BSR aumenta a potência de saída da célula enquanto contribui para reduzir a temperatura da operação. O acréscimo de corrente devido ao BSR é uma função da espessura da célula, aumentando quando mais fino é o dispositivo.

A superfície refletora pode ser obtida fazendo-se um polimento especular na superfície inferior da lâmina e depositando uma camada metálica (que pode ser de, Au, Ag, Cu ou Al) por evaporação a vácuo numa espessura de 150 nm. Sobre esta camada deposita-se o contato metálico normalmente.

A combinação de um BSR com um BSF melhora a resposta dos comprimentos de ondas longos.

Deve-se ressaltar também a dependência do efeito do BSF e BSR com a radiação ionizante. Esta atua de maneira a diminuir o comprimento de difusão dos portadores minoritários.

4.6 Resultados

Após a metalização, fizemos a caracterização elétrica das células solares obtidas. Os resultados são apresentados a seguir.

As medidas com a célula iluminada foram obtidas com lâmpada EHL de 100 mW/cm².

4.6.1 Característica I X V

Os valores das células apresentadas neste capítulo, foram obtidos com iluminação mencionada acima.

O arranjo experimental para medir as características I X V é mostrado na figura 34.

UNICAMP
BIBLIOTECA CENTRAL
SEÇÃO CIRCULANTE

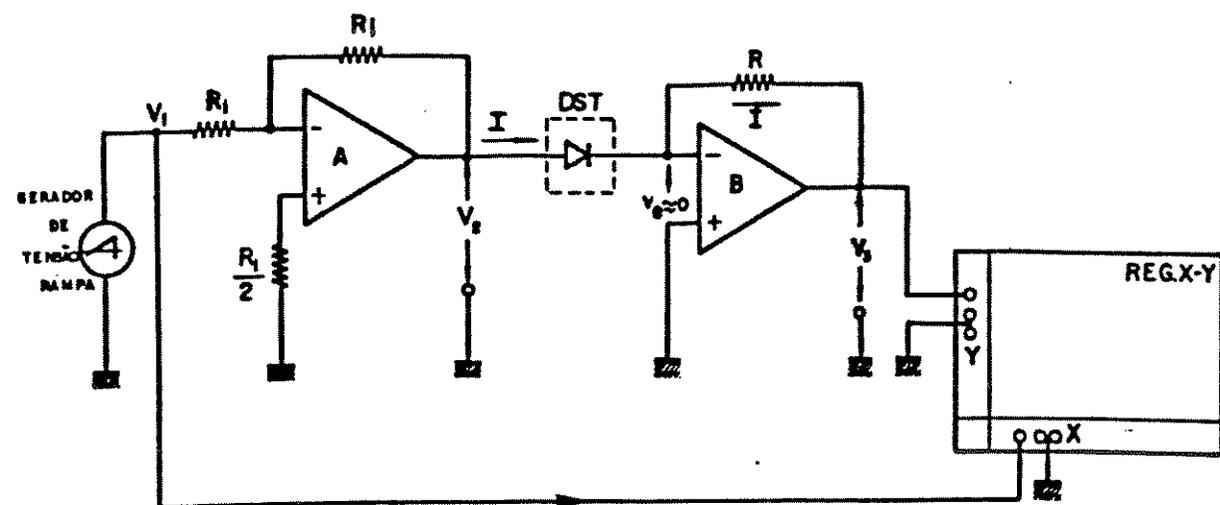
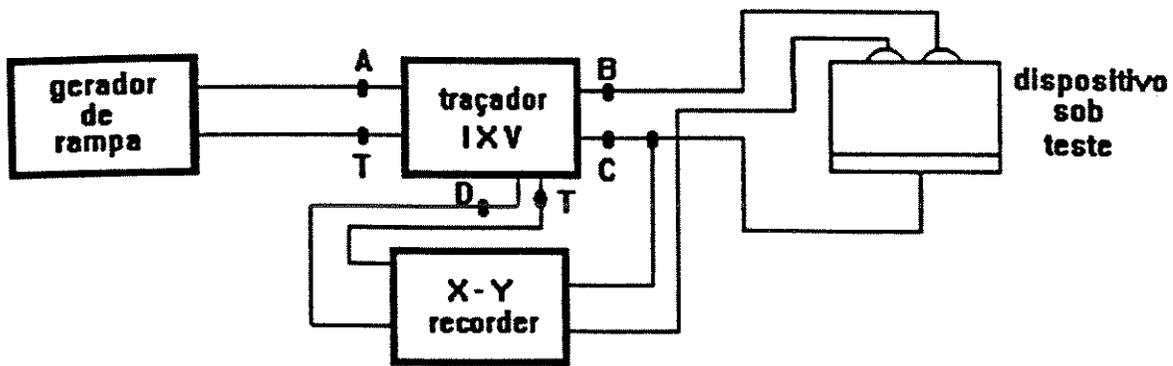


Figura 34 - (a) circuito para obtenção da característica IxV de dispositivos não encapsulados (b) detalhes do circuito de teste

Suas partes essenciais são um gerador de tensão de rampa e período ajustável, e um conversor de corrente em tensão [21]. Os dois instrumentos são conectados a um registrador xy (HP 7035B), para se obter a representação gráfica I X V (figura 35).

A lâmpada utilizada apresenta características especiais próximo ao espectro solar AM1. Calibramos a iluminação utilizando uma célula padrão [21].

As curvas típicas de I X V medidas sob radiação AM1 simulada são mostradas na figura 35.

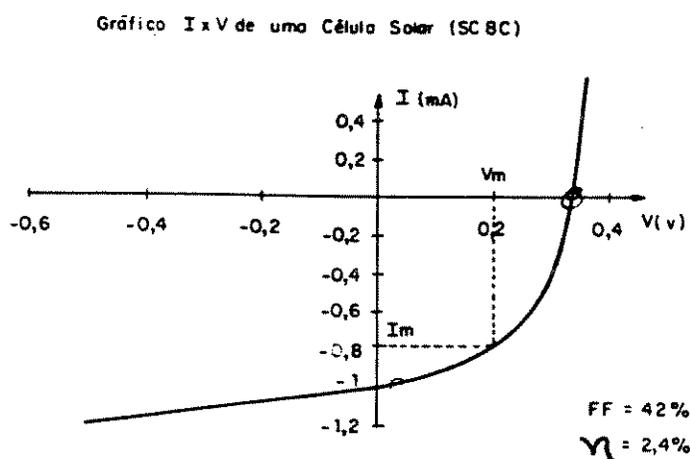


Figura 35 - Características I X V (SC8C)

A partir das curvas I X V obtidas conforme a figura 35, calculamos a tensão de circuito aberto (V_{ca}), a corrente de curto circuito (I_{cc}), o "Fill Factor" (FF), e a eficiência da conversão fotovoltaica (η).

Os resultados para algumas amostras mais representativas são mostradas na figura 36. No cálculo da eficiência não levamos em conta a área coberta pelos contatos metálicos, aproximadamente 13%, para células de área $6,25 \text{ mm}^2$ e 20% nas de 25 mm^2 e 20% nas de 100 mm^2 .

Amostra	Resistividade do Substrato ($\Omega.cm$)	Área (mm^2)	V_{oc} (mV)	J_{cc} (mA/cm^2)	FF (%)	η (%)
SC7A	8,15	6,25	329	29	47	4,5
SC7B	8,15	6,25	319	29	43	4,3
SC7C	8,15	6,25	320	24	51	3,9
SC8C	8,29	6,25	330	18	42	2,4
SC9C	8,41	6,25	270	18	36	1,7
SC11A	7,62	6,25	290	14	39	1,5

Figura 36 - Tabela com as características do desempenho de algumas células solares

4.7 CONCLUSÃO

Os resultados obtidos permitem concluir que há viabilidade de construção de células solares pelo processo de difusão através de "dopant papers".

Este processo de execução fácil e rápida é grande candidato a produção de células solares em larga escala.

Avaliamos que o componente célula solar será cada vez mais estratégico e importante dispositivo na composição de sistemas e subsistemas eletrônicos.

Atualmente no Japão há forte investimento educacional na área de engenharia de fotovoltaicos o que prenuncia uso intensivo e massivo destes componentes e sistemas no século XXI.

Desse modo avaliamos que a otimização deste processo que ora apresentamos e a continuidade destas pesquisas é fundamental como alternativa de construção de células solares de baixo custo.

A infraestrutura necessária para produção e caracterização destes dispositivos é relativamente pequena, mesmo para produção em larga escala.

A tecnologia utilizada para obtenção dos contatos por metalização Ni/Au pelo processo "nickel-electroless" e "bright-gold-electroless" mostrou-se bastante confiável e econômico.

O trabalho realizado constitui a fase inicial do desenvolvimento de uma célula solar utilizando "dopant papers", podendo servir de ponto de partida para o desenvolvimento de células mais eficientes que incorporem melhorias como a redução da profundidade de junção.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] CHAMBOULEYRON I., "Eletricidade Solar", Ciência Hoje, 1989.
- [2] SHUR, M. "Physics of Semiconductor Devices", Praticce Hall International Editions, 1990.
- [3] CHAMBOULEYRON I., "Energia Solar Fotovoltaica", Marco Zeno, 1985
- [4] J. ZHAO and M.A. GREEN. "Optimized Antireflection Coatings for High-Efficiency Silicon Solar Cells", IEEE trans Electron Devices, 1991.
- [5] Z. CHEN, P. SANA, J. SALAMI and A. ROHATGI, "A Novel and Efective PECVD SiO₂/SiN Antireflection Coating for Si Solar Cells", Appl. Phys. Letters, vol.40, n°.6, June 1993.
- [6] M.A.GREEN "Solar Cells - Operating Principles Technology and System Applications", Prentice-Hall, Inc., 1986
- [7] S.M. SZE, "Physics of Semiconductors Devices", 2nd ed., 1981, p.792.
- [8] F.J. FONSECA, "Desenvolvimento de uma Célula Solar de Silicio para Aplicações Especiais", Tese de Mestrado, 1985.
- [9] D.L. MEIER, D.K. SCHRODER, "IEEE Transaction Electron. Dev.", May 1984.
- [10] M.A. GREEN, A.W. BLAKERS; M.R. WILLISON, T. SZPITALAK, E.M. KELER, E. GAVJA, P.J. HART, In: 15th IEEE Phot. Spec. Conf., 1981, 1405-1408.
- [11] J.G. FOSSUM, R.D. NASBY, E.L. BURGESS, In: 12th IEEE Phot. Spec. Conf., 1978, 1294.

- [12] C.F. GAY, In: 12th IEEE Phot. Spec. Cont., 1978, 444.
- [13] A.W. BLAKERS, M.A. GREEN, Elec. Dev. Lett., EDL-5 (1), 12, Jan 85.
- [14] J. ZHAO, A.WANG, and M.A. GREEN, "Double Layer Antirelection Coating for High-Efficiency Passivated Emitter Silicon Solar Cells". IEEE Transactions on Electron Devices, September 1994.
- [15] A.W. BLAKERS, A. WANG, A.M. MILNE, L. J. ZHAO, and M.A. GREEN, "22% efficient Silicon Solar Cells", Appl. Phys. Letters, vol 55, n°.13, 1989.
- [16] A.C. GOTTBORG, "Célula Solar Simplificada", Tese de Doutorado, FEE - UNICAMP, 1986.
- [17] N.V. SERRAN, "Estudo e Realização de Difusões com Dopants do tipo Preforms para dispositivos Semicondutores de Potência", Tese de Mestrado, FEE - UNICAMP, 1991.
- [18] P.DAN et Al, "Structure of Chemically Deposited Ni/Si Cartees", Journal of Electrochem Society, vol 130, n°.12, 1983.
- [19] Filmtronics Inc. Material Data Sheet.
- [20] Transene Company, Inc; Material Data Sheet, 1989.
- [21] L.C. KRETLY, "Medidas Elétricas em Dispositivos Semicondutores", Tese de Mestrado, FEE - UNICAMP, 1978.