UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO

INSTITUTO DE FÍSICA E QUÍMICA DE SÃO CARLOS

"DESENVOLVIMENTO DE UMA CÉLULA
SOLAR DE SILÍCIO PARA APLICA-
ÇÕES ESPACIAIS"

Fernando Josepetti Fonseca

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

Orientador: Prof.Dr. Milton Soares
de Campos

Departamento de Física e Ciência dos Materiais

São Carlos - 1985

MEMBROS DA COMISSÃO JULGADORA DA DISSERTAÇÃO DE MESTRADO DE _____

Fernando Josepetti Fonseca

APRESENTADA AO INSTITUTO DE FÍSICA E QUÍMICA DE SÃO CARLOS, DA
UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO, EM 30 DE setembro DE 1985.

COMISSÃO JULGADORA:

Dr. Milton Soares de Campos - Orientador

Dr. Jarbas Caiado de Castro Neto

Dr. Fernando Alvarez

Este trabalho foi realizado no Laboratório de Microeletrônica do Departamento de Engenharia de Eletricidade da Escola Politécnica da USP com o apoio financeiro das seguintes entidades:

FINEP - Financiadora de Estudos e Projetos da Presidência da República;

FIPEC - Fundo de Incentivo à Pesquisa Técnico-Científica, Banco do Brasil S/A.;

CNPq - Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico;

LME - Laboratório de Microeletrônica do Departamento de Engenharia de Eletricidade da Escola Politécnica da Universidade de São Paulo.

AGRADECIMENTOS

Ao Prof. Dr. Milton Soares de Campos - Orientador, pelo apoio, sugestões e incentivos recebidos.

Ao Prof. Adnei Melges de Andrade pela orientação, idéia inicial do trabalho, sugestões e discussões dos resultados e pelo trabalho de revisão.

Ao Prof. Dr. Carlos Américo Morato de Andrade, diretor do LME, pela oportunidade e condições de trabalho no mesmo.

A Prof. Dra. Inês Pereyra de Alvarez pelas discussões, sugestões e colaboração nas análises dos resultados.

A Maria Aparecida Godoy Soler pela amizade, discussão e paciência nas orientações.

Aos colegas Antonio Fernando Beloto e Nelson Veissid pelas discussões, sugestões, auxílios e incentivo.

Aos Eng^o Megumi Saito, Robert S. Lange, Prof. Roberto Marconato e Silvio L.L. Corgnier pelo apoio, sugestões e incentivo.

Aos colegas Marli da Annuniação, Mário Sabrô Sanematsu, Marcio T. Biasoli, Adalberto Gonçalves, Salvador P. Gimenez, Wang Jiang Chau, Carlos N. Cruz Jr. e Alfredo Roskamp Coelho pelo apoio e incentivo.

Ao Márcio de A. Valle e Alexander Flacker pelas deposições por bombardeamento catódico, ao Roberto Gouvêa pelas deposições por evaporação e a Maristela Barreira pelas deposições eletroquímicas.

Ao Prof. Dr. Milton Ferreira de Souza pelas facilidades oferecidas nas medidas de refletância.

Ao Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares pela

irradiação das células.

Aos estagiários e a todo corpo técnico do LME, abrangendo os setores almoxarifado e pessoal pelo grande auxílio prestado durante a execução do trabalho.

A Izilda Maria Fischer pelo excelente trabalho datilográfico e valiosa colaboração no decorrer do trabalho.

Ao Jacintho Molina Neto pela execução dos desenhos e ao Nelson Alves da Silva pela atenção dispensada no serviço de xerox.

A todos aqueles que, involuntariamente, foram esquecidos.

Dedico este trabalho

a minha esposa Mônica

a meu filho Daniel

a meus pais Nelson e Jeni

e a meu irmão Roberto

"O sol, em espetáculo, proclama ao surgir: 'Quão admirável é a obra do Altíssimo !'

Ao meio-dia ele seca a terra: quem pode resistir ao seu calor ?

Atiça-se a fornalha para produzir calor, o sol queima três vezes mais as montanhas, soprando vapores quentes, dardejando seus raios, deslumbra os olhos.

Grande é o Senhor que o fez e com sua palavra apressa o seu curso".

Í N D I C E

LISTA DE ILUSTRAÇÕES	iv
LISTA DE TABELAS	ix
RESUMO	x
ABSTRACT	xi
CAPÍTULO I - INTRODUÇÃO	1
1.1 - Objetivos do Trabalho	1
1.2 - Histórico	1
CAPÍTULO II - CONSIDERAÇÕES GERAIS	10
2.1 - O efeito Fotovoltaico e a Absorção da Luz	10
2.1.1 - Considerações sobre o espectro solar	10
2.1.2 - A absorção fundamental num semicondutor	12
2.2 - Alguns Aspectos sobre os Semicondutores	14
2.2.1 - Equilíbrio térmico num semicondutor	16
2.2.2 - Transporte de portadores	22
2.3 - A junção p-n	26
2.3.1 - Capacitância de junção	30
2.3.2 - Junção p-n polarizada	32
2.3.3 - Característica da junção p-n no escuro	34
CAPÍTULO III - A CÉLULA SOLAR	41
3.1 - Cálculo da Corrente Fotogerada	44
3.2 - A Característica Corrente-Tensão	48
3.3 - Limitações das Células Solares	55
CAPÍTULO IV - ASPECTOS TECNOLÓGICOS	59
4.1 - Introdução	59
4.2 - Texturização	61
4.3 - Formação da junção p-n	65
4.3.1 - Oxidação	65
4.3.2 - Difusão térmica	66

4.3.3 - Implantação Iônica	69
4.4 - Contatos	70
4.5 - Camada Antirefletora	73
4.6 - Campo Retro-Superficial e Superfície Retro-Refle- tora	78
CAPÍTULO V - A CÉLULA SOLAR PARA FINS ESPACIAIS	84
5.1 - Danos de Radiação	85
5.1.1 - Efeitos dos Elétrons, Raios Gama e Raios-X sobre o desempenho da célula solar	88
5.1.2 - Efeitos dos prótons	89
5.1.3 - Dano equivalente	89
5.1.4 - Efeitos da Resistividade de Base	91
5.1.5 - Efeito da espessura da célula	92
5.2 - Recozimento de Células Solares Irradiadas	93
CAPÍTULO VI - PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL E RESULTADOS	96
6.1 - Introdução	96
6.2 - Preparação do Substrato	98
6.3 - Obtenção da Junção	99
6.4 - Obtenção dos Contatos	102
6.4.1 - Contato posterior	102
6.4.2 - Contato frontal	103
6.5 - Deposição da Camada Antirefletora	110
6.6 - Resultados	110
6.6.1 - Influência da aplicação da pasta de alumínio no valor da tensão de circuito aberto	111
6.6.2 - Influência da camada antirefletora no desempenho das células	111
6.6.3 - Influência da geometria da grade de contatos	113
6.6.4 - Influência da técnica de espessamento dos conta- tos	116
6.6.5 - Influência da resistividade de base	116

6.6.6 - Características I-V e resposta espectral	118
6.7 - Conclusões	123
APÊNDICE I	124
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	127

LISTA DE ILUSTRAÇÕES

Figura 1	- Representação de diferentes massa de ar indicadas pelo ângulo θ	11
Figura 2	- Irradiância espectral para três espectros solares	11
Figura 3	- Modos de transição	12
Figura 4	- Coeficiente de absorção do Si, GaAs e α -Si:H	13
Figura 5	- Diagramas da banda de energia de um metal, isolante e semicondutor	14
Figura 6	- Esquemas do diagrama de bandas, densidade de estados, distribuição de Fermi-Dirac e concentração de portadores para um semicondutor intrínseco no equilíbrio térmico	18
Figura 7	- Esquemas do diagrama de bandas, densidade de estados, distribuição de Fermi-Dirac e concentração de portadores para um semicondutor, tipo p no equilíbrio térmico	20
Figura 8	- Ilustração do movimento de uma lacuna num cristal	22
Figura 9	- Elemento de volume para dedução da equação de continuidade para elétrons	24
Figura 10	- Pedacos isolados de material semicondutor tipo p e tipo n com os correspondentes diagramas de energia	27
Figura 11	- Junção p-n formada pela colocação de regiões isoladas de tipo n e p juntas e o correspondente diagrama de bandas de energia no equilíbrio térmico.	28
Figura 12	- Gráfico do logarítmico natural das concentrações de elétrons e lacunas correspondentes à figura 11.	29

Figura 13 - Densidade de carga espacial, intensidade do campo elétrico e distribuição de potencial correspondente à figura 12	30
Figura 14 - Mudança na carga armazenada	31
Figura 15 - Gráfico da concentração de portadores quando uma tensão é aplicada à junção p-n	32
Figura 16 - Gráfico linear da distribuição de portadores por todo o diodo de junção p-n sob polarização direta e correspondente gráfico mono-logarítmico	36
Figura 17 - Densidade de corrente de portadores minoritários na junção p-n da figura 16 e distribuição de densidade de corrente total	37
Figura 18 - Gráfico mono-logarítmico da característica I-V de uma junção p-n no escuro, incluindo o efeito da recombinação na região de depleção	40
Figura 19 - Representação esquemática de uma célula de junção p-n de silício	42
Figura 20 - Concentração de portadores em uma célula solar iluminada, em condição de curto-circuito	43
Figura 21 - Dimensões de uma célula solar e dos comprimentos de difusão de portadores minoritários e perfil de dopagem abrupto (caso ideal)	46
Figura 22 - Circuito equivalente de uma célula solar iluminada	49
Figura 23 - Característica I-V de uma célula solar iluminada e no escuro	50
Figura 24 - Contribuições das três regiões de uma célula solar à $Q(\lambda)_{int}$	54

Figura 25 - Representação da máxima tensão de circuito aberto	56
Figura 26 - Direção do fluxo de corrente em diferentes regiões de uma célula solar vista de lado e de topo	57
Figura 27 - Etapas de fabricação de uma célula solar de silício monocristalino. A linha tracejada indica etapas opcionais	62
Figura 28 - Superfície texturizada	63
Figura 29 - Efeito da texturização sobre a resposta espectral e refletividade	64
Figura 30 - Processo de difusão de fósforo	67
Figura 31 - Perfis de difusão para fósforo em silício para três profundidades de junção	67
Figura 32 - Comparação entre a resposta espectral da célula violeta e uma célula comum	69
Figura 33 - Componentes básicos de um sistema de implantação iônica	70
Figura 34 - Geometrias de grade	71
Figura 35 - Efeitos de interface criados por uma camada anti- refletora	74
Figura 36 - Refletância versus comprimento de onda para CAR com índices 1,9 e 2,3 otimizada para $\lambda = 600\text{nm}$..	77
Figura 37 - Diagrama de bandas de energia para uma célula so- lar com BSF	79
Figura 38 - Efeito da Superfície Refletora (BSR) no contato posterior da célula	81
Figura 39 - Resposta espectral de uma célula de $\rho = 2\Omega\text{cm}$ e 100 μm de espessura com e sem BSF e BSR	82

Figura 40 - Variação da máxima potência com a fluência de elétrons de 1 MeV para diferentes espessuras das células, com e sem BSF e BSR	82
Figura 41 - Variação da densidade de corrente de curto circuito de uma célula solar de silício com a fluência para vários tipos de radiação	86
Figura 42 - Fluência crítica versus energia do elétron irradiado, em células espaciais de silício	88
Figura 43 - Densidade de potência de saída versus espessura da base e fluência de elétrons de 1 MeV	91
Figura 44 - Efeito da resistividade de base sobre a potência de saída	92
Figura 45 - Potência máxima versus influência de elétrons de 1 MeV	94
Figura 46 - Sequência de processos utilizado para fabricação das células solares neste trabalho	97
Figura 47 - Perfil da concentração de fósforo típico das difusões utilizadas nas células deste trabalho	101
Figura 48 - Grades de contatos utilizadas neste trabalho	105
Figura 49 - Esquema para cálculo de perda de potência devido a resistência série	107
Figura 50 - Refletividade versus comprimento de onda para três espessura de TiO_2 e duas diferentes superfícies do silício	112
Figura 51 - Características I-V e resposta espectral antes e depois de uma irradiação de $5,7 \times 10^{13}$ elétrons de 1 MeV por cm^2	117

- Figura 52 - Característica I-V (AM1, lâmpada ELH) e resposta espectral da célula R51, $\rho_{\text{BASE}} = 1\Omega\text{cm}$, 4cm^2 de área (dados complementares vide Apêndice I) 120
- Figura 53 - Característica I-V (AM1, lâmpada ELH) e resposta espectral da célula JE2, $\rho_{\text{BASE}} = 10\Omega\text{cm}$, $3,4\text{cm}^2$ de área (dados complementares vide Apêndice I) 121
- Figura 54 - Característica I-V (AM1, lâmpada ELH) da célula W17, $\rho_{\text{BASE}} = 1\Omega\text{cm}$ e $0,25\text{cm}^2$ de área, (dados complementares vide Apêndice I) e perfil das células desenvolvidas neste trabalho 122

LISTA DE TABELAS

Tabela I	- Índices de refração dos materiais usados como camada antirefletora	78
Tabela II	- Degradação típica de um painel de células solares em órbita equatorial síncrona e polar de 1000km de altitude	90
Tabela III	- Parâmetros de células solares de silício, a 300°K, célula n/p	100
Tabela IV	- Dados para cálculo da perda de potência devido a resistência série e resultados	108
Tabela V	- Influência da CAR de TiO ₂ em V _{oc} , J _{cc} e P _{max}	111
Tabela VI	- Características obtidas da curva I-V para células de $\rho_{BASE} = 1\Omega\text{cm}$ com lâmpada ELH, 100mW/cm ²	114
Tabela VII	- Características obtidas da curva I-V para células de $\rho_{BASE} = 10\Omega\text{cm}$, na condição AM1, lâmpada ELH	115
Tabela VIII	- Parâmetros elétricos da célula solar antes e depois da irradiação com $5,7 \times 10^{13}$ elétrons de 1 MeV por cm ²	118
Tabela IX	- Características de desempenho (AM1, 100mW/cm ²) e dados de fabricação de células de 10 Ωcm de resistividade de base e 4cm ² de área	125
Tabela X	- Características de desempenho (AM1, 100mW/cm ²) e dados de fabricação de células de 10 Ωcm de resistividade de base e 4cm ² de área	126

R E S U M O

Este trabalho teve como objetivo o desenvolvimento de um conjunto de processos para a fabricação de células solares de silício para utilização espacial, do tipo convencional.

As células solares de silício monocristalino desenvolvidas neste trabalho possuem junção rasa, obtida por difusão de fósforo em substrato tipo-p (com resistividade de 1 ou 10 Ohm.cm) , grades de contato de Ti/Pd/Ag e camada antirefletora de dióxido de titânio.

Em células de 4cm² foram obtidas eficiências de conversão de até 13,6% com fator de preenchimento de 0,77 em substratos de 1 Ohm.cm e 13% e 0,76 em substratos de 10 Ohm.cm. Células construídas com substratos de 10 Ohm.cm apresentaram melhor tolerância à danos de radiação que as de 1 Ohm.cm. São analisadas as influências da camada antirefletora, resistividade de substrato , geometria e técnicas de deposição da grade de contatos no desempenho elétrico das células.

A B S T R A C T

The objective of this work was the study and the development of techniques for the fabrication of silicon solar cells, of conventional type, for space applications.

The single-crystal silicon solar cells were fabricated on p-type substrates of 1 and 10 Ohm.cm resistivities by thermal diffusion of phosphorus from liquid source. The anti-reflective coatings were made from titanium dioxide obtained by reactive sputtering of a titanium target. A triple titanium-palladium-silver layer was utilized to prepare the contacts.

Conversion efficiencies of up to 13.6% and fill factors of 0.77 were obtained in cells fabricated on 1 Ohm.cm substrates and efficiencies of 13% and fill factor of 0.76 were obtained in cells fabricated in 10 Ohm.cm substrates.

Better radiation damage tolerance was observed in cells with 10 Ohm.cm substrates when compared with 1 Ohm.cm substrate cells.

The influences of the anti-reflective coatings, substrate resistivities, contact grid geometry and grid deposition techniques on cell performance are analyzed.

CAPÍTULO I

INTRODUÇÃO

1.1 - Objetivos do Trabalho

Este trabalho teve como objetivo a fabricação de uma célula solar com características para utilização no espaço. Nesta célula buscou-se utilizar a tecnologia gerada e conhecida no Laboratório de Microeletrônica da USP (LME). A preocupação principal não foi a do custo das células mas foi concentrada nos aspectos de qualidade e de confiabilidade.

Este trabalho que teve por meta o desenvolvimento de processos para fabricar células de caráter espacial do tipo convencional, poderá servir como ponto de partida para o desenvolvimento de células espaciais que incorporem maior sofisticação e que possam ser utilizadas nos satélites brasileiros.

1.2 - Histórico

Há cento e ^{sessenta e um} ~~quarenta e cinco~~ anos atrás (1839) Becquerel publicava ^{com} seu trabalho sobre o efeito fotoelétrico em células eletrolíticas (soluções aquosas ácidas com eletrodos de metal nobre). Anos antes (1817), Berzelius identificava o elemento Selênio e em 1821 preparava pela primeira vez o silício elementar. Trinta e quatro anos após o feito de Becquerel, o anúncio da capacidade fotodutora do Selênio por Smith gera uma corrida ao estudo deste material, resultando na descoberta da sensibilidade espectral de fotodutores de Selênio, na proposta de um medidor de luz e na observação do efeito fotovoltáico numa estrutura de estado sólido de Selênio por Adams e Day em 1876. ⁴⁸ Sete anos mais tarde, Fritts

descreve a primeira célula fotovoltaica de Selênio e em 1914 o efeito fotovoltaico é pela primeira vez relacionado com a existência de uma barreira de potencial elétrico.

As primeiras aplicações de dispositivos fotosensíveis foram em fotometria e sistemas de controle de luz, ocasião em que apareceram as primeiras linhas de produção destes dispositivos. A eficiência de conversão então obtida era inferior a 1% para dispositivos de $\text{Cu/Cu}_2\text{O}$ (outra estrutura estudada desde aquela época) e aproximadamente 1% para dispositivos de Selênio.

Em 1941 o progressivo desenvolvimento da tecnologia do silício permite a preparação de um dispositivo fotovoltaico de silício monocristalino pela técnica de crescimento da junção pn. Somente em 1953, com o método de difusão de impurezas para formação de uma junção pn é que a célula solar de silício torna-se um dispositivo prático.

Antes de 1953 as células solares de Selênio eram os dispositivos mais eficientes que podiam converter energia solar em energia elétrica. Devido a sua baixa eficiência, eram adequados para medidores de exposição fotográfica mas não para geração de energia elétrica a partir da luz do sol. Naquela época, nos laboratórios da Companhia Bell, Chapin investigava fontes de potência para sistemas de comunicação em localidades remotas para as quais o uso direto de energia solar parecia muito interessante. Ao mesmo tempo, Fuller investigava várias maneiras para a formação de junções pn em silício por difusão de impurezas a altas temperaturas. Estas duas atividades foram unidas quando Pearson, que estudava junções pn em grandes áreas, observou que os dispositivos que ele tentava fazer serem retificadores de potência eram muito sensíveis à luz. Quando expostos à luz solar, estes dispositivos apresentavam uma eficiência de conversão de 4%, enorme para a época, comparado aos dispositivos de selênio, os melhores de então.

(III) Os primeiros dispositivos testados por Chapin e Pearson foram feitos difundindo-se lítio em silício tipo p - uma célula "n sobre p" - de junção planar. Devido ao coeficiente de difusão extremamente alto do lítio, estes dispositivos eram muito instáveis, mesmo a temperatura ambiente. Estudos que se seguiram levaram à tecnologia de difusão de boro com a qual foram construídas células p sobre n com 6% de eficiência em áreas de aproximadamente 3cm^2 . Esta baixa eficiência era devido, principalmente, a alta resistência série (na ordem de 5 a 10 ohms) e do número excessivo de defeitos do material. O artigo descrevendo esta nova célula de silício foi publicada no Journal of Applied Physics em maio de 1954 tendo como autores Chapin, Fuller e Pearson⁽¹⁾.

Durante a primeira metade da década de 50, a Bell Telephones instalou algumas estações repetidoras de radio-telefonia de baixa potência em lugares remotos, que operavam com pequenos painéis de células solares. Estas estações funcionaram por cerca de um ano mas a proteção contra efeitos atmosféricos adversos não foi conveniente. Ainda por outro lado, levando-se em conta os custos da instalação inicial, o custo da energia gerada não foi competitivo com a energia convencional.

(IV) Em 1955 Prince publicava um artigo que relacionava a banda proibida (E_g) do semiconductor com a máxima eficiência de conversão possível. Mais tarde, Loferski mostra que a banda proibida ideal é próxima a 1,6 eV, com uma vantagem de 20% sobre o silício ($E_g = 1,12\text{ eV}$). Loferski também mostrou que a eficiência varia com as diferentes condições atmosféricas (ou seja, a eficiência da célula no espaço difere daquela na superfície terrestre) e que a vantagem de outros materiais sobre o silício é menor nas condições terrestres. Os cálculos feitos naquela época estabeleciam uma eficiência máxima na faixa de 18 a 22% para uma intensidade solar de 1 kW/m^2 com espectro AM1.

Com o pouco sucesso conseguido nas aplicações terrestres, não se previa um bom futuro para as células solares. Nos primeiros projetos dos programas espaciais, que estavam no seu início, as células solares eram apenas uma curiosidade.

O Sputnik 1, o primeiro satélite feito pelo homem, lançado pela União Soviética a 4 de outubro de 1957, era uma esfera de alumínio pesando 83,5 quilogramas que enviou dados sobre densidade e temperatura atmosférica além de informações sobre raios cósmicos e meteoros por 21 dias. Este satélite e o seu sucessor, o Sputnik 2, recebiam energia somente de baterias eletroquímicas.

Os primeiros painéis de células solares que operaram com sucesso no espaço foram lançados em 17 de março de 1957 no Vanguard I, o segundo satélite norte-americano. Eram seis pequenos grupos de 18 células de silício de 0,5 x 2 cm (ainda p sobre n) com aproximadamente 10% de eficiência a 28°C, que forneciam 5 mW ao transmissor de bordo(2). Não se tinha ainda idéia das implicações do longo tempo de vida das células solares, visto que não se providenciou um dispositivo que desligasse o transmissor após o seu tempo de vida útil (1 a 2 anos). Isto acarretou o preenchimento de uma banda de rádio, com sinais espúrios, por mais de 6 anos.

Em maio de 1958, a União Soviética lançou um satélite muito maior, alimentado por células solares, que operou por mais de 2 anos. Entretanto, os norte-americanos continuaram por um ano e meio a lançar 22 satélites alimentados por baterias químicas. Ocorre, então, rapidamente uma reviravolta, de maneira que todos os satélites com duração da missão maior que algumas semanas tinham as células solares como a sua fonte principal de energia. Os sistemas de potência com células solares nesta época tinham uma capacidade instalada acima de 150 W. Entretanto, considerando que os painéis não eram orientados, somente uma pequena fração deste

potencial era aproveitado.

Nos Estados Unidos, inicialmente se usavam substrato de silício tipo n para as células solares, enquanto na União Soviética usava-se substrato de silício tipo p. Esta diferença deve-se a dois motivos: os soviéticos queriam diferenciar-se do trabalho norte-americano e o material tipo p era mais barato na URSS do que o tipo n. Posteriormente, verificou-se que as células solares construídas sobre substrato tipo p eram 3 vezes⁽³⁾ mais resistentes à radiação ionizante do que as sobre material tipo n⁽⁴⁾. Com a descoberta da zona de radiação Van Allen, circundante à atmosfera terrestre, a produção de células solares norte-americanas após 1960 passou a ser totalmente feita com camadas n difundidas sobre substrato de silício tipo p (n/p).

O programa espacial exigia células solares cada vez melhores. Com o intuito de diminuir as perdas resistivas passou-se a colocar contatos sobre a superfície superior da célula na forma de "dedos" (ou pentes)⁽³⁾, obtendo-se resistências série entre 0,1 e 1 ohm. Coberturas antirefletoras (capazes de reduzir a reflexão superficial) de monóxido de silício e melhoramentos no processo elevaram o máximo da eficiência de conversão próximo de 13% a AM0 (em 1960), com uma eficiência média em torno de 10 a 11%.

Tendo-se em conta que a luz de comprimento de onda curto (os mais intensos no espectro solar visível) é absorvida próxima à superfície frontal da célula solar e considerando-se que os danos de radiação afetam somente a eficiência de coleção dos portadores no substrato, pôde-se obter melhorias na resistência a radiação e no comportamento geral das células solares com o desenvolvimento da célula solar "azul" que utilizava junções muito rasas e com boas propriedades superficiais, além de um cuidadoso projeto da camada antirefletora.

O primeiro satélite equipado com tais células n/p melhoradas foi o Telstar, lançado em 10 de julho de 1962.

Em 1972 ocorreram três importantes acontecimentos na área fotovoltaica: os laboratórios Comsat anunciaram o desenvolvimento da células solar "violeta" (5) o Centro de Pesquisas Lewis da NASA apresentou a célula solar com campo retro-superficial ("back surface field" - BSF) (6,7) e a IBM patenteou a célula solar de Arseneto de Gálio e Alumínio (GaAlAs) (8).

A grande melhora da eficiência de coleção (15 a 20% a mais que as células da época) da célula violeta pelo aumento da eficiência para comprimentos de onda curto, era devido a utilização de junções muito rasas ($0,25\mu\text{m}$) e camada antirefletora de Pentóxido de Tântalo (Ta_2O_5), que maximizavam a resposta da região próxima ao violeta (de 300 a 800 nm). As células com BSF resultavam expressivamente melhores quando fabricadas com substratos de espessuras na faixa de 100 a $200\mu\text{m}$, sendo entretanto, mais sensíveis à radiação que as células violeta. As células de GaAlAs, que inicialmente tinham 1 a 2 milímetros quadrados de superfície ativa, atingiram posteriormente áreas maiores (4 cm^2) com eficiências de conversão superiores a 15%.

Em 1974 surgiu um novo aperfeiçoamento originário dos Laboratórios Comsat: a célula negra (ou texturizada). Esta célula foi produzida por ataques químicos seletivos da superfície do silício de forma que a luz fosse armadilhada (por reflexões sucessivas) nas pirâmides tetraédricas formadas, quase eliminando as perdas por reflexão.

Combinando-se as tecnologias da célula violeta e da célula texturizada com o efeito de BSF obtiveram-se células com eficiências de aproximadamente 15% em AM0. Deve-se ressaltar o fato que os resultados destas células aperfeiçoadas eram praticamente independentes da resistividade e espessura do substrato.

Apesar do efeito do BSF ser afetado pelos danos de radiação e a texturização ocasionar um aumento da temperatura de operação, estes aperfeiçoamentos continuam a ser estudados e melhorados.

Um passo adiante foi a construção de células ultra finas (150, 100 e 50 μ m). Nestas células utiliza-se uma superfície retro-refletiva ("back surface reflector" -BSR). Depositando-se uma fina camada metálica de cobre, ouro ou alumínio na superfície de trás, é possível refletir fótons que normalmente seriam absorvidos pelo contato de trás, aquecendo-o inconvenientemente. Estes fótons podem ser absorvidos ou refletidos através da superfície frontal.

As células de silício ultra finas despontam como uma tecnologia promissora, tendo-se obtido 72,5 mW em AM0 em células de 50 μ m de espessura⁽⁹⁾ e uma queda de somente 9,5% na eficiência após uma fluência de 1×10^{15} elétrons com energia de 1 MeV⁽¹⁰⁾. Outras tendências são as células com contatos envolventes ("wrap-around")⁽¹¹⁾, as células dopadas com lítio⁽¹²⁾ e os sistemas de células tandem^(13,14). Nestes sistemas a luz passa sucessivamente através de duas ou mais estruturas justapostas de células de materiais com bandas proibidas diferentes. Com sistemas deste tipo pode-se obter teoricamente eficiências de 35 a 40%. Células solares para aplicações espaciais de AlGaAs/GaAs já atingiram a faixa de eficiência de 16 a 19% (valor típico de 17,5%), com V_{oc} de 90 mV e fator de preenchimento (FF) de 0,75. Apesar dos problemas de custo e de necessidade de tecnologia sofisticada para sua construção, estas células mostram-se promissoras.

Apesar das células solares para aplicações terrestres terem sido desenvolvidas, fabricadas e comercializadas desde o trabalho de Pearson et al⁽¹⁾, foi após 1973 (com a crise energética mundial) que entraram numa escalada de incentivos e, consequen

temente, de desenvolvimento.

Desenvolveram-se novos materiais tais como o silício policristalino ($n = 12,5\%$, $10 \times 10 \text{ cm}$, AM1) ⁽¹⁵⁾, o silício amorfo hidrogenado ⁽¹⁶⁾ e novas estruturas como $\text{Cu}_x\text{S}/\text{CdS}$ (8% , 42 cm^2 , AM1,5) ⁽¹⁷⁾, CdTe/CdS (11%) e $\text{CuInSe}_2/\text{CdS}$ (11%) com compostos das colunas II e VI da tabela periódica ⁽¹⁸⁾. Células para trabalharem com concentradores atingiram eficiências de 20% para o silício monocrystalino e 24% para GaAs (ambas sobre concentração de 500 vezes).

Métodos de obtenção do substrato em folhas ou tiras como os métodos EFG ("Edge-defined film-fed growth") ⁽¹⁹⁾ e de crescimento de películas em suporte dendrítico ("dendritic web") ⁽²⁰⁾ tornaram-se alternativas promissoras faces aos substratos obtidos através dos métodos Czochralski e de Fusão Zonal Flutuante.

Procuraram-se métodos de formação da junção, contatos e camadas antirefletoras que pudessem substituir os procedimentos existentes seja em relação a custo, dispêndio de tempo ou consumo de energia elétrica, ou seja, substituir os métodos de deposição a vácuo, fotolitografia, oxidação a altas temperaturas e difusão. Esforços nesta direção resultaram na utilização de técnicas de: serigrafia ⁽²¹⁾, deposição química por troca iônica e imersão em fase líquida para a formação de contatos ⁽²²⁾; aspergimento ("spray") ⁽²³⁾, centrifugação ("spin-on") e serigrafia para deposição da camada antirefletora; difusão em fornos de esteira para formação da junção.

Na faixa de aplicações terrestres espera-se para os próximos 10 a 20 anos, uma significativa contribuição das células solares ao fornecimento de energia elétrica. O sucesso desta expectativa requererá eficiências de conversão de cerca de 15% para painéis fotovoltaicos (hoje atinge 12%) ou cerca de 25% para células fotovoltaicas empregando concentradores, associado a um baixo

custo de operação e manutenção.

As principais metas para as células solares para aplicações espaciais⁽¹³⁾ continuam a ser o aumento da eficiência e da resistência à radiação e a diminuição da massa e do custo, sem esquecer o fator confiabilidade. A meta, fixada em 1970, de 680 mV para a tensão de circuito aberto em células de 0,1 ohms-cm foi atingida em 1981 com células tipo MINP ($n = 18\%$, AM0)⁽²⁴⁾, passando-se a perseguir o objetivo de uma célula de 20% de eficiência em AM0. Com os sistemas de células tipo tandem obteve-se 17,6% (AM0) para uma razão de concentração de 100 vezes (25°C)⁽¹³⁾. A estimativa é que atinja 30% nos próximos anos.

Nos últimos 30 anos, a tecnologia fotovoltaica tem sido a espinha dorsal dos programas espaciais. Até 1977, mais de 2000 satélites haviam sido lançados com sucesso em missões civis, comerciais e militares. As telecomunicações, meteorologia e cartografia são hoje inconcebíveis sem o uso de satélites, além da cada vez maior aplicação no campo militar.

Buscando satisfazer as suas necessidades quanto às aplicações de satélites, o Brasil iniciou, já há algum tempo, um programa que objetiva desenvolver satélites totalmente nacionais. O programa, intitulado Missão Espacial Completa Brasileira (MECB), visa colocar em órbita quatro satélites, sendo dois meteorológicos e dois de sensoriamento remoto.

Este trabalho não tem a pretensão de desenvolver as células solares para uso nos referidos satélites mas, apenas, o de mostrar que tal tarefa é viável dispondo dos meios existentes como ponto de partida para o desenvolvimento de células otimizadas que poderão ser fabricadas pela indústria nacional.

CAPÍTULO II

CONSIDERAÇÕES GERAIS

2.1 - O Efeito Fotovoltaico e a Absorção da Luz

O efeito fotoelétrico interno consiste na geração de pares elétron-lacuna no interior de um semicondutor pela absorção de fótons incidentes originados de uma radiação eletromagnética. Uma consequência deste efeito num semicondutor homogêneo é o aumento da sua condutividade durante a exposição à luz, efeito este denominado FOTOCONDUTIVIDADE.

O efeito fotovoltaico acontece quando pares elétron-lacuna, ao invés de se recombinar, são separados por um campo elétrico interno e originam uma fotocorrente. Isto somente acontece se houver uma barreira de potencial no semicondutor, como a existente numa junção p-n.

2.1.1 - Considerações sobre o espectro solar

O comprimento do percurso da radiação através da atmosfera é convenientemente descrito em termos de um equivalente relativo denominado Massa de Ar, x .

A designação AM_x , para $x > 0$, é definida formalmente por:

$$x = 1/\cos \theta \quad (2.1)$$

onde θ é o ângulo formado entre o zênite e a reta Sol-Terra (figura 1).

Figura 1 - Representação de diferentes Massas de Ar indicadas pelo ângulo θ .

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, tal como, a transmissividade diferenciada da atmosfera do sol para diferentes comprimentos de onda. A figura 2 mostra três exemplos de espectros solares: Massa de Ar zero (AM0), um (AM1) e dois (AM2).

Figura 2 - Irradiância espectral para três espectros solares, comparados à irradiância de corpo negro (25).

2.1.2 - A absorção fundamental num semiconductor

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.b) e aquele em que somente a energia de um fóton não é suficiente para realizar a transição, sendo necessário a emissão ou absorção de um ou mais fônons na rede cristalina do semiconductor (denominado transição indireta, figura 3.a).

Figura 3 - Modos de transição: (a) indireta e (b) direta.

Pela figura 3 pode-se dizer que o Arseneto de Gálio (GaAs) 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:

$$\lambda_{\max} = h.c/E_g \quad (2.2)$$

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 μm .

Figura 4 - Coeficiente de absorção do Si, GaAs e a-Si:H(26).

O coeficiente de absorção do silício cai mais gradualmente devido a 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.

2.2 - Alguns 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 a constituem um "mar" de elétrons que podem mover-se mesmo sob a aplicação de pequenos campos elétricos. (O Alumínio é o metal tomado como exemplo na figura 5.a.)

Figura 5 - Diagramas da banda de energia de um (a) metal, (b) isolante e (c) semiconductor.

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 (como o dióxido de silício (SiO_2) da 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 como mostra a figura 5.c.) As ligações entre os átomos vizinhos ^{de um semicondutor} ~~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 devido as 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 é o líquido que move-se, 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 semiconductor não é tão grande quanto a do isolante e alguns elétrons tem 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.

2.2.1 - Equilíbrio térmico num semiconductor

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 semiconductor são determinadas pela "lei da ação das massas":

$$n \cdot p = n_i^2 \quad (2.4)$$

$$n_i^2 = 3,62 \cdot 10^{31} \cdot T^3 \cdot \exp \left[-E_g / kT \right] = 2,2 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-6} \quad (T = 300 \text{ K})$$

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)

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. [Considerando o caso de um semicondutor intrínseco, pode-se calcular as concentrações de elétrons e lacunas e o nível de Fermi no equilíbrio térmico *da seguinte maneira* 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 distribuição de Fermi-Dirac dada por:

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

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. Si

milaramente, 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 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 6 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 do-

par o silício com elementos da coluna V, tal como fósforo e arsênico, 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 o 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 aceptadores e doadores no silício são aproximadamente 0,05 eV. Por esta razão, estes processos atingem o equilíbrio a temperaturas próximas a 300 K ($kT = 0,026\text{eV}$) e, as impurezas das colunas III e V usadas no silício são consideradas completamente ionizadas a temperatura ambiente.

Se significativas quantidades 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.

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.

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

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

$$N_D^+ \approx N_D$$

$$n \approx N_D$$

$$p \approx \frac{n_i^2}{N_D} \ll n \quad (2.11)$$

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:

$$N_A^- \approx N_A$$

$$p \approx N_A$$

$$n \approx \frac{n_i^2}{N_A} \ll p \quad (2.13)$$

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

$$n = N_D = N_C \cdot \exp \left[- (E_C - E_F) / kT \right] \quad (2.14)$$

$$E_C - E_F = kT \ln(N_C / N_D)$$

Analogamente para um semicondutor tipo p:

$$E_F - E_V = kT \cdot \ln(N_V / N_A) \quad (2.15)$$

2.2.1 - Transporte de Portadores

O fluxo de corrente ou 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 (figura 8.b) será sobreposta ao movimento térmico dos portadores (figura 8.a).

Figura 8 - Ilustração do movimento de uma lacuna num cristal.

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 ilustrado na figura 8.c (neste caso para lacunas).

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

$$v_d = \mu \cdot \epsilon \quad (2.16)$$

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

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

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 (ϵ) 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:

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

Uma expressão similar pode ser escrita para elétrons:

$$J_n = q \left[n \cdot \mu_n \cdot \varepsilon + D_n (dn/dx) \right] \quad (2.21)$$

Deve-se notar que a diferença no sinal nas expressões (2.20) e (2.21) é devido 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:

$$D_n = kT \cdot \mu_n / q \quad \text{e} \quad D_p = kT \cdot \mu_p / q \quad (2.22)$$

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 de comprimento δx e a área de seção transversal A da figura 9, 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 recombina.

Figura 9 - 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.

$$\begin{aligned}
 &\text{taxa de entrada} - \text{taxa de saída} = \\
 &= \frac{A}{q} \left\{ -J_n(x) - \left[-J_n(x + \delta x) \right] \right\} = \\
 &= \frac{A}{q} (dJ_n/dx) \delta x \quad (2.23)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 &\text{taxa de geração} - \text{taxa de recombinação} = \\
 &= A \cdot \delta x \cdot (G_{\text{ext}} - U) = \\
 &= A \cdot \delta x \left[G_{\text{ext}} - (n - n_0)/\tau_n \right] \quad (2.24)
 \end{aligned}$$

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:

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

E, analogamente, para as lacunas:

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

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 dadas nas equações (2.27) e (2.28):

$$D_n(d^2n/dx^2) - (n - n_0)/\tau_n = -G_{\text{ext}} \quad (2.27)$$

$$D_p(d^2p/dp^2) - (p - p_0)/\tau_p = -G_{ext} \quad (2.28)$$

2.3 - A junção p-n

Considerem-se pedaços isolados de material semicondutor tipo n e tipo p como mostrado na figura 10. 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 11, 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 11.

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

As expressões de E_1 e E_2 estão dadas nas equações (2.15) e (2.14) e, também, indicadas na figura 11. Por isso,

Figura 10 - Pedacos isolados de material semiconductor tipo p e tipo n com os correspondentes diagramas de energia.

$$\begin{aligned}
 q \cdot \psi_0 &= E_g - kT \ln(N_v / N_A) - kT \ln(N_c / N_D) = \\
 &= E_g - kT \ln(N_c N_v / N_A N_D)
 \end{aligned} \tag{2.30}$$

mas

$$n \cdot p = n_i^2 = N_c \cdot N_v \cdot \exp \left[-E_g / kT \right] \tag{2.31}$$

Portanto,

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

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

Figura 11 - Junção p-n formada pela colocação 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 12 mostra o gráfico das concentrações de portadores, em escala logarítmica, correspondente à figura 11. 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 mostrada pela linha tracejada da da figura 13.a:

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

A rápida mudança de ρ , próximo 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

Figura 12 - Gráfico do logaritmo natural das concentrações de elétrons e lacunas correspondentes à figura 11.

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 13.a pela linha cheia.

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 nas figuras 13.b e c. As expressões para a intensidade máxima do campo elétrico na região de depleção, $\epsilon_{\max}$, a largura da região de depleção, W , e a distância desta região estendida de cada lado da junção l_n e l_p .

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

$$W = \ell_n + \ell_p = \left[\frac{2\epsilon}{q} (\psi_0 - V_a) \left(\frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D} \right) \right]^{1/2} \quad (2.34)$$

$$\ell_p = W \cdot N_D / (N_A + N_D) \quad \ell_n = W \cdot N_A / (N_A + N_D)$$

onde ϵ é a constante dielétrica do silício.

Figura 13 - (a) Densidade de carga espacial, (b) Intensidade do campo elétrico e (c) Distribuição de potencial correspondente à figura 12.

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, como indicado na figura 14.

Figura 14 - Mudança na carga armazenada quando a tensão aplicada é incrementalmente alterada (aproximação de depleção).

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

$$C = \epsilon \cdot A / W \quad (2.35)$$

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:

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

ou

$$\frac{1}{C^2} = 2(\psi_0 - V_a) / q \epsilon A^2 N \quad (2.36)$$

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.

2.3.2 - Junção p-n polarizada

Neste item tratar-se-á do cálculo necessário para se encontrar a concentração de portadores para a extremidade da região de depleção como uma função da polarização, ou seja, pretende-se encontrar os valores n_{pa} e n_{pb} da figura 15.

Figura 15 - Gráfico da concentração de portadores quando uma tensão é aplicada à junção p-n.

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

$$p_{nb} = p_{no} = p_{po} \exp(-q \psi_o/kT) \approx n_i^2/N_D \quad (2.37)$$

$$n_{pa} = n_{po} = n_{no} \exp(-q \psi_o/kT) \approx n_i^2/N_A$$

Dentro da região de depleção encontram-se uma alta intensidade de campo elétrico e altos gradientes de portadores. A

equação para lacunas é (equação 2.20):

$$J_p = q \mu_p p \varepsilon - q D_p (dp/dx)$$

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 estes dois termos muito altos. Isto leva à aproximação que, dentro da região de depleção

$$q \mu_p p \varepsilon \approx q D_p (dp/dx) \quad (2.38)$$

ou

$$\varepsilon \approx (kT/q) (dp/dx) \quad (2.39)$$

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

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

ou

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

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

$$p_{pa} = N_A + n_{pa} \quad (\text{onde } n_{pa} \text{ é pequeno}) \quad (2.42)$$

$$p_{pa} \approx p_{po} \approx p_{no} \exp(q \psi_0/kT)$$

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

$$p_{nb} = p_{no} \exp(q V_a/kT) = (n_i^2/N_D) \exp(q V_a/kT)$$

e, analogamente, (2.43)

$$n_{pa} = n_{po} \exp(q V_a/kT) = (n_i^2/N_A) \exp(q V_a/kT)$$

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.

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,

$$J_p = -q D_p (dp/dx) \quad (\text{região tipo n quase neutra})$$
(2.44)

$$J_n = q D_n (dn/dx) \quad (\text{região tipo p quase neutra})$$

2.3.3 - Característica da junção p-n no escuro

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

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

No escuro, $G_p = 0$. Também $\frac{d^2 p_{no}}{dx^2} = 0$.

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, determina-se A e B:

1. Para $x = 0$, $p_{nb} = p_{no} \exp(eV/kT)$
2. p_n é finito quando $x \rightarrow \infty$. Portanto, $A = 0$.

A solução particular resultante é:

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

Analogamente,

$$n_p(x') = n_{po} + n_{po} \left[\exp(qV/kT) - 1 \right] \exp(-x'/L_n) \quad (2.47)$$

onde x' é definido na figura 16.b.

Estas soluções para a concentração de portadores minoritários ao longo de todo o dispositivo está mostrada na figura 16.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. Embora as mudanças absolutas sejam as mesmas, as mudanças relativas quanto aos portadores majoritários são muito menores, como indicado no

gráfico logarítmico da figura 16.b:

Figura 16 - (a) Gráfico linear da distribuição de portadores por todo o diodo de junção p-n sob polarização direta, (b) correspondente gráfico mono-logarítmico.

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 tipo n:

$$J_p = -q D_p (dp/dx)$$

Substituindo a equação (2.46) tem-se:

$$J_p(x) = (q D_p P_{n0}/L_p) \left[\exp(qV/kT) - 1 \right] \exp(-x/L_p) \quad (2.48)$$

Analogamente para o lado tipo p:

$$J_n(x') = (q D_n n_{p0}/L_p) \left[\exp(qV/kT) - 1 \right] \exp(-x'/L_n) \quad (2.49)$$

A distribuição de corrente resultante destas expressões é vista no gráfico da figura 17.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:

$$(d J_n/dx)/q = U - G_{ext} = -(d J_p/dx)/q \quad (2.50)$$

Figura 17 - (a) Densidade de corrente de portadores minoritários na junção p-n da figura 16, (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 distân-

cias na figura 17.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 $\delta J_n = |\delta J_p| = 0$. Disto segue que J_n e J_p podem ser consideradas constantes através da região de depleção como mostrado na figura 17.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:

$$\begin{aligned} J_{\text{TOTAL}} &= J_n \Big|_{x'=0} + J_p \Big|_{x=0} = \\ &= (q D_n n_{p0}/L_n + q D_p p_{n0}/L_p) \left[\exp(qV/kT) - 1 \right] \end{aligned} \quad (2.52)$$

Sendo que J_{TOTAL} é constante com a posição, é possível completar a distribuição de J_n e J_p em todo o diodo, como mostrado pelas linhas tracejadas na figura 17.b. 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:

$$I_{01} = A (q D_n n_i^2 / L_n N_A + q D_p n_i^2 / L_p N_D) \quad (2.54)$$

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:

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

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

Estudos experimentais tem mostrado que tanto o modelo de geração-recombinação como o modelo de difusão são necessários para descrever o fluxo de corrente de diodo para todas as tensões:

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

Esta equação é representada na figura 18. O segundo termo domina para baixas correntes e o primeiro para altas correntes:

Figura 18 - 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

A CÉLULA SOLAR

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 este 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 se recombinarão com as lacunas e não resultará outro efeito deste processo de absorção que não seja o aquecimento da lâmina.

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 recombine. 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 19).

Figura 19 - Representação esquemática de uma célula de junção p-n de silício.

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 onde 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 20, com a escala logarítmica de espessura, ilustra como a concentração de portadores pode ser alterada na lâmina iluminada devido a existência da junção.

binem 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 se recombinarão 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.

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.

3.1 - Cálculo da Corrente Fotogerada

A fotocorrente gerada numa célula solar quando luz monocromática de comprimento de onda λ incide em sua superfície, pode ser calculada como segue⁽²⁷⁾. A taxa de geração dos pares elétron-lacuna a uma distância x da superfície do semiconductor é dada por:

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

onde $\alpha(\lambda)$ é o coeficiente de absorção (tópico 2.1.2), $F(\lambda)$ o núme

ro 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:

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

para elétrons no semiconductor tipo p e,

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

para lacunas no semiconductor tipo n. As equações da densidade de corrente (2.21) e (2.20) são:

$$J_n = q \mu_n n_p \varepsilon + q D_n \frac{dn_p}{dx} \quad (3.4)$$

$$J_p = q \mu_p p_n \varepsilon + q D_p \frac{dp_n}{dx} \quad (3.5)$$

Para uma célula solar de junção p-n abrupta com dopagem homogênea nos dois lados da junção, figura 21.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 21.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 21 - (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:

$$p_n - p_{n0} \approx 0 \quad p/x = x_j \quad (3.9)$$

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

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

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:

$$n_p - n_{p0} \approx 0 \quad p/x = x_j + W \quad (3.11)$$

$$S_n (n_p - n_{p0}) = -D \frac{dn_p}{dx} \quad p/x = H \quad (3.12)$$

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 , obtêm-se:

$$J_n = \frac{q F (1-R) \alpha L_n}{\alpha^2 L_n^2 - 1} \exp \left[-\alpha (x_j + W) \right] \cdot \left[\alpha L_n - \frac{\left(\frac{S_n L_n}{D_n} \right) \left[\cosh \left(\frac{H'}{L_n} \right) - \exp(-\alpha H') \right] + \sinh \left(\frac{H'}{L_n} \right) + \alpha L_n \exp(-\alpha H')}{\left(\frac{S_n L_n}{D_n} \right) \sinh \left(\frac{H'}{L_n} \right) + \cosh \left(\frac{H'}{L_n} \right)} \right] \quad (2.13)$$

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:

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

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

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

3.2 - 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 22, 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.

onde:

I_L = corrente fotogerada

$I_1 = I_{01} \{ \exp [q(V + I.R_s) / kT] - 1 \}$

$I_2 = I_{02} \{ \exp [q(V + I.R_s) / 2kT] - 1 \}$

$I_p = (V + I.R_s) / R_p$

R_c = resistência de carga

Figura 22 - Circuito equivalente de uma célula solar iluminada.

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 resistivos 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 22 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:

$$I = I_L - I_{D1} - I_{D2} - I_p \quad (3.16)$$

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 comportamento 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 23.

Figura 23 - 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). Uma maneira prática de simplificar as duas correntes de diodo é escrevê-las na seguinte forma:

$$I_D = I_O \left\{ \exp \left[\frac{q(V + IR_S)}{A_O kT} \right] - 1 \right\} \quad (3.17)$$

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

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

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 $I = 0$, obtêm-se:

$$V_{OC} = \frac{A_O kT}{q} \ln \left(\frac{I_L}{I_O} + 1 \right) \quad (3.19)$$

Como $I_L \ll I_O$:

$$V_{OC} \approx \frac{A_O kT}{q} \ln \left(\frac{I_L}{I_O} \right) \quad (3.20)$$

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 cor

rente 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 .

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 23. O ponto de operação (V_m, I_m) que torna máximo 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 o 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 ($RE(\lambda)_{int}$).

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

(3.23)

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

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. A eficiência quântica, é relacionada à resposta espectral, pela expressão (3.24):

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

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:

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

com λ em μm .

Em geral, a $RE(\lambda)$ depende fortemente do projeto, fabricação, material utilizado, profundidade de junção e camada antirefletora da célula solar.

Figura 24 - Contribuições das três regiões de uma célula solar à $Q(\lambda)_{int}$.

A figura 24 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 (3.26):

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

Experimentalmente obtém-se a $RE(\lambda)$ 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. O valor da $RE(\lambda)$ da célula analisa

da é calculada através da equação (3.27) e a $Q(\lambda)$ pela equação (3.24):

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

3.3 - Limitações das Células Solares

Neste tópico são mostrados os principais fatores de perdas numa célula solar(28).

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 ($0,4 < \lambda < 1\mu m$) é cerca de 35%. Este valor pode ser diminuído para poucos por cento com tratamentos superficiais adequados e/ou com o uso de camadas antirefletoras.

Os contatos elétricos colocados sobre a superfície frontal recobrem, dependendo da geometria da grade de contatos, até 15% da área ativa da célula. O dimensionamento 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 se comportará 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 fônons. Da energia total incidente sobre a célula solar de silício, cerca de 56% é perdido nestes dois últimos processos. Esses dois fatores representam processos físicos básicos impossíveis de redução, uma vez escolhido o semiconductor 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 semiconductor (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 25):

Figura 25 - 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 semiconductor 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, recombina-se na base ou na superfície posterior da célula. Este processo representa uma perda de 5% da energia incidente sobre a célula.

Por fim, tem-se as perdas devido a 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 a resistência série. O portador, depois de atravessar a região de depleção, necessita deslocar-se transversalmente até atingir a grade coletora, como indicado na figura 26. Portanto, a dopagem e a espessura do emissor devem ter um compromisso com uma baixa resistência série.

Figura 26 - 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%. Experi

mentalmente 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 AM0.

CAPÍTULO IV

ASPECTOS TECNOLÓGICOS

4.1 - Introdução

Este capítulo trata dos processos típicos de fabricação de uma célula solar de silício de homojunção p-n, tipo n/p de junção planar, como mostrado na figura 20.

Os substratos considerados são de silício monocristalino, tipo p, resistividade de 1 a $10\Omega\text{cm}$, com 200 a $400\mu\text{m}$ de espessura cortadas de um lingote obtido pelo processo de crescimento Czochralski ou pelo processo de Fuzão Zonal Flutuante.

Por meio de ataques químicos reduz-se os defeitos superficiais (surgidos nas etapas de corte e **desbaste**) e atinge-se a espessura desejada para o substrato. Opcionalmente, é feito um ataque químico preferencial na direção $\langle 100 \rangle$, com o intuito de diminuir a reflexão na superfície frontal. Este tratamento superficial é conhecido como texturização da superfície.

Antes da etapa de difusão, dependendo do processo escolhido, é crescida ou depositada uma camada de SiO_2 por oxidação térmica, ou deposição a vapor químico ("chemical vapor deposition - CVD") para a abertura de uma janela de difusão. Esta é aberta pela técnica de fotolitografia.

A difusão térmica consiste na introdução de dopantes na rede cristalina do silício, sob temperaturas de 800 e 1000°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 $0,5\mu\text{m}$ de espessura.

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 elétrico 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. O 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") de níquel seguido de espessamento com estanho e chumbo por imersão na fase fundida. 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 polida) devida ao descasamento dos índices de refração do ar ou vácuo ($n=1$) e do silício ($n \approx 3,8$, em mé

dia) 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 deposições podem ser, por exemplo, por aspergimento ("spray") ou centrifugação ("spinning") e para aplicações espaciais por evaporação reativa ou bombardeamento catódico reativo, entre outras.

A figura 27 apresenta na forma de diagrama de blocos as etapas fundamentais na fabricação de uma célula solar convencional descritas brevemente nesta introdução. Estas etapas, juntamente com alguns aperfeiçoamentos utilizados atualmente, serão analisadas com mais detalhes neste capítulo.

4.2 - Texturização

Esta etapa é opcional mas, quando realizada deve sê-la antes da etapa de difusão.

A célula solar com superfície texturizada é uma célula com uma configuração de muito pequenas pirâmides densamente distribuídas na sua superfície frontal para atuarem como armadilhas de luz. Este tratamento de superfície foi aplicado pela primeira vez com sucesso em 1974 por Haynos e colaboradores nos Laboratórios COMSAT (29,30).

Ataques químicos preferenciais de hidróxido de potássio ou sódio, ou soluções contendo hidrazina aplicados à superfície de orientação $\langle 100 \rangle$ do silício atacam rapidamente os planos da superfície $\langle 100 \rangle$. Seletivamente os planos $\langle 111 \rangle$ são expostos produzindo uma estrutura tetraédrica (31). As pirâmides tem uma lar

Figura 27 - Etapas de fabricação de uma célula solar de silício monocrystalino. A linha tracejada indica etapas opcionais.

gura de base e uma altura de 1 a 15 μ m. O ângulo entre as faces opostas no topo da pirâmide é 70,5°. A figura 28 mostra uma seção transversal de uma célula solar texturizada.

Figura 28 - Superfície texturizada.

Como 33% da luz é refletida para cada ponto de incidência normal numa superfície de silício atacada (mas não polida), a reflexão total na superfície texturizada é $0,33 \times 0,33$ (cerca de 11%, pois, a luz sofre duas reflexões antes de escapar).

Adicionando-se uma camada anti-refletora reduz-se ainda mais esta reflexão.

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 comprimentos 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. O aumento da saída não é somente devido a diminuição da reflexão na superfície

frontal, mas também porque a luz é refratada pela superfície e entra na célula por um ângulo não-normal. A figura 28 mostra que depois da primeira colisão com a superfície, a luz penetra na célula com um ângulo de 42° com a normal. A luz que não penetra é refletida e incide numa pirâmide vizinha, entrando na célula a um ângulo de 59° com a normal. O resultado final é uma profundidade de junção efetiva maior que a real, possibilitando que pares elétrons-lacunas criados pela luz de comprimento de onda longo sejam produzidos muito mais próximos à junção. Este aspecto não só melhora a resposta no vermelho do espectro mas também aumenta a resistência à radiação. A figura 29.a mostra a resposta espectral para células de substrato de 2 Ω cm texturizada e 250 μ m de espessura e outra não texturizada e 300 μ m de espessura⁽³²⁾, a figura 29.b mostra a refletividade para células com camada anti-refletora com e sem texturização⁽²⁹⁾.

Figura 29 - Efeito da texturização sobre a (a) resposta espectral e (b) refletividade.

4.3 - Formação da junção p-n

A dopagem de um semicondutor consiste na introdução de átomos de impurezas aceitadoras (para o tipo p) ou doadoras (para o tipo n) na sua rede cristalina. Duas técnicas capazes de realizar esta dopagem são a difusão térmica e a implantação iônica⁽³³⁾.

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

A implantação iônica utiliza íons de dopantes que são acelerados a altas velocidades em direção à superfície dos substratos do semicondutor. Os íons penetram na superfície, sendo freados pela interação com a rede cristalina do substrato.

A dopagem do substrato pode ser precedida de uma etapa em que, as regiões que não devem ser dopadas são protegidas com um óxido (tecnologia planar).

Estes processos para obtenção da junção p-n serão analisados a seguir.

4.3.1 - Oxidação

A oxidação do silício é o processo de criação de uma camada protetora de dióxido de silício (SiO_2) sobre a superfície da lâmina. Esta camada de óxido mascara (protege) o silício da difusão de dopantes (nas regiões em que isto for desejado) e protege a superfície contra contaminantes (particularmente as junções).

Camadas de dióxido de silício podem ser depositadas, por exemplo, a partir de fase de vapor ("Chemical Vapor Deposition"-CVD)⁽³⁴⁾ ou formada por oxidação térmica⁽³⁵⁾.

4.3.2 - Difusão Térmica

O processo de difusão térmica⁽³³⁾ 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 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/p, onde a dopagem do substrato como tipo p é feita no crescimento do cristal e, a região tipo n é obtida pela difusão de fósforo. Pode-se usar P_2O_5 ou $POCl_3$ como a fonte de dopante; estes são transportados até a lâmina de silício por um gás condutor tal como nitrogênio seco, que passando pelo tubo de quartzo do forno forma uma camada vítrea contendo fósforo sobre a superfície das lâminas (figura 30). Às temperaturas envolvidas (de 800 a 1000°C) o fósforo difunde-se da camada vítrea para o silício.

Depois de um determinado tempo, a concentração de átomos de fósforo supera a de boro na região superficial da lâmina, resultando numa fina mas pesadamente dopada região n. Se foi feita uma janela para a difusão, o óxido protetor é removido e a região difundida está delimitada. Sem a janela de difusão, a junção deve ser removida da região posterior e das laterais da lâmina através de ataque químico ou desbaste mecânico.

As difusões de interesse fotovoltaico ocorrem em períodos de uns poucos minutos, resultando em concentrações superficiais de até $4 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$, profundidades de junção de 0,1 a 1 μm e resistividades da camada difundida de 20 a 100 $\Omega/\square$. A figura 31 mostra perfis de difusão de fósforo para três profundidades de junção⁽⁵⁾.

Figura 30 - Processo de difusão de fósforo.

Figura 31 - Perfis de difusão para fósforo em silício para três profundidades de junção (N^* indica a concentração de impurezas integrada em toda a região difundida) (5).

Para as curvas 1 e 2, figura 31, a concentração de fósforo permanece constante por uma distância de cerca de um terço da profundidade de junção, e então cai rapidamente com a distân-

cia. Esta região de concentração constante é chamada de camada morta, caracterizada por uma alta densidade de defeitos de rede e baixo tempo de vida dos portadores minoritários resultando numa baixa probabilidade de coleção no emissor. Como o coeficiente de absorção (α) do silício é elevado principalmente para comprimentos de onda curtos, os fótons desta faixa do espectro são absorvidos e geram pares elétron-lacuna muito próximos da superfície. Tendo em vista a grande concentração de dopantes e o consequente baixo valor do tempo de vida (τ) nesta região, os portadores tendem a se recombinar antes de atingir a junção, quando profunda ($\sim 1\mu\text{m}$). A solução encontrada por Lindmayer et al⁽⁵⁾ foi fazer junções bastante rasas ($x_j < 0,5\mu\text{m}$), eliminando também a camada morta (curva 3 da figura 31). Para minimizar o consequente aumento da resistividade de folha da camada difundida, aumenta-se o número de linhas da grade de contatos de modo a manter a resistência série da célula em níveis aceitáveis ($< 1\Omega\text{cm}^2$). A então chamada "célula violeta" possui uma profundidade de junção de $0,2\mu\text{m}$, em contraste com a célula usual contendo de $0,5$ a $1\mu\text{m}$ de profundidade. Para diminuir a resistividade de folha usaram linhas de grade pouco espaçadas (10 a 30 linhas/cm) que totalizaram um recobrimento da superfície superior de 6 a 7%. Antes da célula violeta as células solares utilizavam 3 linhas/cm e recobriam cerca de 10% da área superficial.

A melhora da coleção dos fótons de alta energia nas células do tipo "violeta" pode ser vista na figura 32, comparada a uma célula mais antiga (de junção profunda).

Figura 32 - Comparação entre a resposta espectral da célula violeta e uma célula comum (5).

4.3.3 - Implantação Iônica

Os componentes básicos de um sistema de implantação iônica (33) estão mostrados na figura 33. O sistema consiste de uma fonte de íons, um separador eletromagnético de massa que separa os íons não desejados do feixe, um acelerador de íons, lentes eletrostáticas para focalizar e defletir o feixe nas direções x e y, e o alvo onde são colocados os substratos. Todo o sistema está numa câmara em vácuo. Os íons comumente utilizados são de boro (na forma de BF_3 ou BCl_3), fósforo (PH_3 ou PF_3) e arsênico (AsH_3 ou AsF_3). Os íons são formados através de bombardeamento de elétrons originados de uma descarga em arco ou de um catodo frio.

O potencial utilizado na aceleração varia entre 10 e 300 keV. O número de íons implantados por unidade de área é chamado de dose implantada. Valores típicos variam de 10^{11} a 10^{16} átomos/cm².

Figura 33 - Componentes básicos de um sistema de implantação iônica.

Durante o bombardeamento iônico são gerados defeitos na rede cristalina devido ao recuo dos seus átomos nas colisões com os íons incidentes. Por meio de um recozimento (entre 500 e 1000 °C por 30 minutos) é possível recuperar a cristalinidade do silício e tornar as impurezas implantadas eletricamente ativas.

As vantagens deste método são a possibilidade de obter-se junções muito rasas ($< 0,2 \mu\text{m}$) com alta concentração superficial e com perfis de concentração que produzam um alto campo elétrico em toda a região difundida. Quanto as desvantagens pode-se citar o custo do equipamento e a geração de defeitos na rede cristalina (que não são completamente eliminados com o recozimento).

4.4 - Contatos

Os contatos⁽³⁶⁾ de uma célula solar são geralmente metalizações sobre as superfícies dos semicondutores tipo p e tipo n que permitem conexão elétrica de baixa resistência de contato da célula ao circuito externo. Para minimizar as perdas elétricas internas na célula, a resistência elétrica dos contatos e a das

interfaces semicondutor-contato devem ser as menores possíveis e as interfaces contato-semicondutor devem formar um contato ôhmico.

O contato posterior satisfaz facilmente estas condições porque toda a superfície posterior pode ser metalizada. O contato frontal deve ter um compromisso entre mínima área de recobrimento e mínima contribuição à resistência série da célula. A figura 34 mostra duas configurações de grade comumente utilizadas. Uma maneira (caso a) de obter este compromisso é construir uma grade com linhas largas (entre 100 e 300 μ m) e grandes espaçamentos entre si (> 3 mm) (fig. 34a).

Outra maneira (caso b) é aumentar o número de linhas, diminuindo a largura de cada linha e com conseqüente aproximação entre si (fig. 34b).

Figura 34 - Geometrias de grade.

A escolha entre as opções acima dependerá da camada difundida utilizada. Uma célula com junção rasa possui concentração superficial menor que uma de junção profunda e, consequente

mente, uma maior resistência de folha (ρ_f)

$$\rho_f = \frac{1}{q \int_0^{x_j} \mu(x) N_D(x) dx} \quad (4.1)$$

onde x_j é a espessura da camada difundida.

A grade de contatos precisa compensar esta maior resistividade de folha da camada difundida. Lindmayer e Allison⁽⁵⁾ mostraram que a resistência série aumenta linearmente com a resistividade de folha (R) e diminui com o quadrado do número de linhas na grade coletora (m) (equação 4.2).

$$R_s \propto \frac{R}{8 \cdot m^2} \quad (4.2)$$

Portanto, quanto mais rasa for a junção e/ou menor for a concentração superficial, mais linhas (e mais finas) deverá ter a grade de contatos. Considerando o valor típico de concentração superficial da camada difundida ($N_D = 10^{20}$ átomos/cm³) e $x_j = 0,15 \mu\text{m}$ obtém-se resistência série menor que $0,1 \Omega$ para uma grade tipo pente (fig. 34b) com 25 linhas de $30 \mu\text{m}$ de espessura distanciadas de $800 \mu\text{m}$ uma das outras (para células de área total de 4cm^2).

Quanto aos métodos de fabricação dos contatos, várias são as técnicas utilizadas. Para aplicações de baixo custo destacam-se os processos químicos de deposição por troca iônica de níquel ou cobre e deposição eletrolítica^(37,38). Nestes processos a grade precisa ser definida através de uma máscara (removida após o espessamento) por processo serigráfico ou fotolitográfico. Para utilizar o método de troca iônica, a mínima largura das linhas deve ser de cerca de $125 \mu\text{m}$. Uma fina camada metálica deve ser depositada quimicamente para propiciar aderência e/ou condução elétrica.

ca (no caso da deposição eletroquímica). O espessamento é obtido pelos métodos acima citados. Geralmente, utiliza-se níquel para a camada intermediária e liga chumbo-estanho para o espessamento (39).

Para as células de alta confiabilidade as melhores opções são os métodos de deposição à vácuo como a evaporação e o bombardeamento catódico ("sputtering"). Deposita-se o metal sobre toda a lâmina, define-se a grade de contatos por fotolitografia e ataca-se quimicamente o excesso do metal depositado. Desta maneira, obtêm-se linhas da grade muito finas ($< 20\mu\text{m}$). Como estes métodos não depositam camadas muito espessas (da ordem de $1000\text{\AA}$ por deposição), os contatos são espessados por deposição eletrolítica até $5\mu\text{m}$. O contato mais utilizado em células de alta confiabilidade é a estrutura Ti/Pd/Ag^(40,41). Cerca de $400\text{\AA}$ de Ti são depositado sobre o silício para proporcionar baixa resistência de contato e boa aderência; $50\text{\AA}$ de paládio previnem contra reações eletroquímicas entre o titânio e a prata, e 3 a $5\mu\text{m}$ de prata garantem uma boa condutividade térmica e a soldabilidade dos contatos. Desta espessura total de prata cerca de $0,1\mu\text{m}$ são depositadas a vácuo. Esta estrutura apresenta uma resistividade de contato (ρ_c) menor que $10^{-6}\Omega\text{cm}^2$.

4.5 - Camada Antirefletora

Ao atravessar a interface entre meios de diferentes índices de refração, uma parcela da luz incidente é refletida. A quantidade de luz refletida pode ser determinada pela equação 4.3, considerando a luz passando do meio 1 para o 2:

$$R = \frac{(n_1 - n_2)^2 + k_2^2}{(n_1 + n_2)^2 + k_2^2} \quad (4.3)$$

onde:

R - refletividade (fração refletida da intensidade de luz com incidência normal)

n_1 - índice de refração do meio 1

n_2 - índice de refração do meio 2

k_2 - coeficiente de extinção do meio 2.

O coeficiente de extinção, k , é a parte imaginária do índice de refração, onde $k = \alpha\lambda/4\pi$ e α é o coeficiente de absorção e λ é o comprimento de onda. A equação 4.3 é válida somente para incidência normal. O caso da luz incidente a um ângulo θ com a normal é determinado pelas equações de Fresnel⁽⁴²⁾.

As perdas por reflexão da luz incidente para uma interface silício ($n \approx 3,8$) - ar ($n=1$) são significativas (cerca de 30% na maior parte do espectro visível). O uso de uma camada antirefletora (CAR) reduz consideravelmente estas perdas. Por possuir um índice de refração intermediário esta camada melhora o acoplamento ótico entre o ar e o silício.

Figura 35 - Efeitos de interface criados por uma camada antirefletora.

Para um feixe de luz com um ângulo de incidência ϕ com a

normal (figura 35), a quantidade de luz refletida da superfície de um material coberto por uma camada transparente de espessura d_1 é (42)

$$R = \frac{r_1^2 + 2r_1r_2 \cos 2\theta + r_2^2}{1 + 2r_1r_2 \cos 2\theta + r_1^2 r_2^2} \quad (4.4)$$

onde r_1 e r_2 são dados por

$$r_1 = \frac{n_0 - n_1}{n_0 + n_1} \quad r_2 = \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \quad (4.5)$$

sendo n_i a parte real dos índices de refração ($\hat{n}_i$), cujos coeficientes de extinção foram considerados desprezíveis.

θ é dado por:

$$\theta = \frac{2\pi n_1 d_1}{\lambda} \cos \phi \quad (4.6)$$

A refletividade, na presença de camadas intermediárias, tem um valor mínimo para um determinado comprimento de onda λ_0 para uma espessura dada por

$$n_1 d_1 = \lambda_0/4 \quad (4.7)$$

cujo valor é:

$$R_{\min} = \left(\frac{n_1^2 - n_0 n_2}{n_1^2 + n_0 n_2} \right)^2 \quad (4.8)$$

Este valor é zero se o índice de refração da CAR é:

$$n_1^2 = n_0 \cdot n_2 \quad (4.9)$$

Para o silício no ar, o índice de refração ótimo da CAR é, aproximadamente, 1,9. O monóxido de silício (SiO) e o dióxido de estanho (SnO₂) apresentam índices de refração entre 1,8 e 2, sendo largamente utilizados como CAR.

Menor refletividade média sobre uma faixa maior de comprimentos de onda pode ser obtida usando duas camadas antirefletoras⁽⁴³⁾,. Numa aplicação prática, a célula solar sempre será encapsulada sobre vidro ou embebida em um material com índice de refração similar ao vidro ($n \approx 1,5$). Isto constitui um sistema de duas camadas. A equação equivalente à equação 4.9 para o caso de duas camadas é:

$$\left(\frac{n_2}{n_1} \right)^2 = \frac{n_3}{n_0} \quad (4.10)$$

onde n_3 é agora o índice de refração do silício. Considerando o índice de refração do vidro (n_1) igual a 1,5, pela equação 4.10 o melhor índice de refração é $n_2 \approx 2,3$. A figura 36 mostra a refletância (porcentagem refletida da luz incidente) para os casos das camadas antirefletoras acima citadas, projetadas para mínima reflexão, em $\lambda_0 = 600\text{nm}$, comparadas a uma superfície de silício sem nenhum óxido.

Os óxidos de titânio (TiO_x, $n \approx 2,2$) tem maior índice de refração e menor absorção do que o monóxido de silício ($n=1,9$), e constituem a melhor escolha para um sistema de duas camadas. Estes dois materiais, entretanto, apresentam forte absorção para $\lambda < 400\text{nm}$, não sendo convenientes para células de alta resposta espectral nesta região do espectro solar. O pentóxido de tântalo (Ta₂O₅) tem um índice de refração conveniente (n entre 2,15 e 2,26) e menor absorção na região de comprimento de onda curto comparado aos óxidos citados sendo muito utilizado para CAR.

Figura 36 - Refletância versus comprimento de onda para CAR com índices de refração 1,9 e 2,3 otimizada para $\lambda=600\text{nm}$. A linha tracejada mostra o efeito do encapsulamento do silício com vidro ou outro material com n semelhante.

Sofisticação ainda maior do sistema antirrefletor é possível com a utilização de duas camadas antirrefletoras, além do encapsulamento. Neste sistema, Al_2O_3 com $n \approx 1,6$ é depositada sobre TiO_2 . Estas camadas, mais a cobertura de vidro recoberta por uma camada de MgF_2 forma um sistema que dá um aumento de corrente de curto-circuito de 4 a 5% sobre células com uma simples camada de Ta_2O_5 (43).

A tabela I mostra o índice de refração dos materiais comumente utilizados no sistema antirrefletor de uma célula solar.

Tabela I - Índices de refração dos materiais usados como camada antirefletora.

MATERIAL	ÍNDICE DE REFRAÇÃO
MgF ₂	1,3 - 1,4
Adesivo	1,4
Cobertura de vidro	1,47
SiO ₂	1,4 - 1,5
Al ₂ O ₃	1,6 - 1,9
SiO	1,8 - 1,9
Si ₃ N ₄	~ 1,9
Ta ₂ O ₅	2,1 - 2,3
TiOx	2,1 - 2,4
ZnS	2,3 - 2,4
Silício	3,8

4.6 - 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, já analisada neste capítulo (item 4.3). 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 um campo elétrico auto-construído próximo ao seu contato posterior⁽⁴⁴⁾. O diagrama de bandas esquemático está mostrado na figura 37.

Figura 37 - 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 = potenciais 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 recombinaem 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 se rigrafia 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 da 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 no item 4.3, 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 Refletora ("Back Surface Reflector" -BSR) (45,46).

A idéia foi refletir oticamente os fótons de comprimentos de onda longo que, atingindo o contato posterior seriam refle-

tidos em direção à superfície frontal. Os benefícios decorrentes desta técnica são que estes fótons são refletidos de volta ao silício onde tem uma segunda chance de serem absorvidos e, aqueles fótons não absorvidos são reemitidos através da superfície frontal (figura 38).

Figura 38 - Efeito da Superfície Refletora (BSR) no contato posterior da célula.

O BSR aumenta a potência de saída da célula enquanto contribui para reduzir a temperatura de operação. O acréscimo de corrente devido ao BSR é uma função da espessura da célula, aumentando quanto 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 150nm. Sobre esta camada deposita-se o contato metálico normalmente.

A combinação de um BSR com um BSF melhora a resposta dos comprimentos de onda longos como mostra a figura 39 para uma célula de 100 μ m de espessura e resistividade do substrato de 2 Ω cm.

Deve-se ressaltar também a dependência do efeito do BSF

Figura 39 - Resposta espectral de uma célula de $\rho_b = 2\Omega\text{cm}$ e $100\ \mu\text{m}$ de espessura com e sem BSF e BSR(45).

e BSR com a radiação ionizante. Esta atua de maneira a diminuir o comprimento de difusão dos portadores minoritários da base, como pode ser visto na figura 40.

Figura 40 - Variação da máxima potência com a fluência de elétrons de 1 MeV para diferentes espessuras das células, com e sem BSF e BSR(45).

Como consequência da diminuição do comprimento de difusão, a melhora da potência proporcionada pela incorporação de um BSF, desaparece quase completamente para células espessas a relativamente baixos níveis de fluência.

CAPÍTULO V

A CÉLULA SOLAR PARA FINS ESPACIAIS

Projetadas e fabricadas de acordo com rígidos padrões de qualidade e controles de processos, as células solares para aplicações espaciais (referida a partir daqui como célula espacial) são dispositivos de alta confiabilidade, capazes de suportar as grandes variações de temperatura a que estão sujeitas em suas órbitas no espaço exterior. Visto que o peso é geralmente um fator crítico nos dispositivos espaciais, as células espaciais são projetadas para fornecer a maior potência de saída por unidade de massa (W/kg). O projeto da célula é otimizado para o espectro solar no espaço (AM0) e para apresentar alta resistência de degradação pela irradiação.

Atualmente, estas células são construídas na configuração n/p, por apresentar maior resistência à radiação que as p/n, e em duas faixas de resistividade de base: de 1 a 3Ωcm para ambientes de baixa radiação como os encontrados em órbitas terrestres de baixa altitude ou em órbitas interplanetárias, e 7 a 14Ωcm (nominalmente 10Ωcm) para altos níveis de radiação como encontrado nas zonas de radiação Van Allen ou em órbitas geosíncronas de longa vida. O tamanho mais utilizado atualmente é de 2 x 4cm, sendo que outros tamanhos quadrados, retangulares, hexagonais ou triangulares podem ser utilizados, levando-se em conta que o importante é maximizar o número de células possíveis de serem colocadas no painel solar do satélite.

Apesar do interesse em se diminuir o peso da célula espacial, deve-se considerar que quanto menor for a espessura da mesma, menor serão os custos de material e maior a probabilidade de quebras por manuseio. O mais baixo custo das células espaciais

tendo a mais alta relação potência/peso é para espessuras de aproximadamente 250 μ m.

Os contatos, geralmente camadas de Ti/Pd/Ag na frente e Al/Ti/Pd/Ag na base, são depositados a vácuo por evaporação ou bombardeamento catódico. O alumínio é colocado por formar um melhor contato ôhmico com a camada p da base. A camada de titânio, de tipicamente 0,1 μ m de espessura, faz um bom contato ôhmico com a camada n do emissor e a p⁺ (devido ao alumínio) da base e a prata, com 3 a 5 μ m de espessura, propicia redução da resistência série e permite a interconexão das células. Para evitar a difusão da prata no titânio é usada uma fina camada de 20 a 50nm de paládio.

As propriedades dos materiais que cobrem uma célula espacial (camada antirefletora, adesivos, coberturas) incluem resistência à radiação ultravioleta e de partículas carregadas, densidade, transparência óptica na faixa de comprimento de onda entre aproximadamente 300 e 1200nm, emissividade no infravermelho e coeficiente de expansão térmica linear. A camada antirefletora, quando de somente um óxido é de TiO₂ ou Ta₂O₅, e quando dupla, de TiO₂/Al₂O₃.

5.1 - Danos de Radiação

As células solares, semelhantes a todos os dispositivos semicondutores, são sujeitos a degradação elétrica quando expostas à radiação corpuscular, devido ao surgimento de defeitos na rede como vacâncias e interstícios, complexos vacância-impureza, precipitação de defeitos, etc. (47,48).

São de interesse primordial para o projeto de um painel solar os efeitos dos elétrons e prótons e em segundo plano, dos raios X, gama e neutrons. Os danos comparativos, expressos pela

variação da densidade de corrente de curto circuito (J_{cc}), são mostrados na figura 41

Figura 41 - Variação da densidade de corrente de curto circuito de uma célula solar de silício com a fluência para vários tipos de radiação(47).

onde a fluência (ϕ) é definida como o número de partículas/cm², isto é, o fluxo integrado no tempo.

Embora este gráfico mostre dados para uma célula espacial n/p convencional de 10 Ω cm, medida sobre condição AM0, ele pode ser considerado típico para todas as células atuais de silício, n/p sem BSF, de espessura entre 200 e 300 μ m.

Uma simples partícula pode produzir um número de defeitos que geralmente atuam como centros de recombinação e diminuem os tempos de vida e os comprimentos de difusão nas células.

Duas convenientes unidades de medida foram definidas para descrever os efeitos causados por uma dada partícula a uma dada energia: são o coeficiente de dano K e a fluência crítica (ou

tolerância à radiação) ϕ_C .

O coeficiente de dano descreve a taxa de alteração do tempo de vida com respeito a fluência de partículas

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_0} + K_T \cdot \phi \quad (5.1)$$

onde o coeficiente de dano para o tempo de vida (K_T) é dada por:

$$K_T = \sigma \cdot v_{th} F_e \cdot P_R \quad (5.2)$$

onde τ_0 é o tempo de vida inicial, ϕ é a fluência incidente, σ é a seção transversal de captura, v_{th} a velocidade térmica, F_e a "probabilidade" de Fermi que o centro de recombinação gerado seja ocupado por um portador majoritário e P_R é o número de centros por centímetro produzido por cada partícula. Sendo o comprimento de difusão dos portadores minoritários dado por $L = \sqrt{D\tau}$, a sua variação em função da fluência de radiação pode ser descrita de maneira análoga ao tempo de vida, da seguinte forma:

$$\frac{1}{L^2} = \frac{1}{L_0^2} + K_L \phi \quad (5.3)$$

onde $K_L = K_T/D$ é o coeficiente de dano para o comprimento de difusão.

A taxa de alteração da equação acima é

$$\frac{d(1/L^2)}{d\phi} = K_L \quad (5.4)$$

Quanto menor for o valor de K_L , menor será a diminuição do comprimento de difusão com a radiação corpuscular incidente e, conseqüentemente, menor será a degradação da célula.

O segundo parâmetro de medida, a fluência crítica ϕ_c , é o número de partículas/cm² (de um determinado tipo) necessário para diminuir a eficiência (ou outro parâmetro de saída da célula) a 75% do seu valor inicial.

Na figura 42 está apresentado a variação de ϕ_c com a energia do elétron para as duas estruturas (n/p e p/n).

Figura 42 - Fluência crítica versus energia do elétron irradiado, em células espaciais de silício⁽⁴⁹⁾.

5.1.1 - Efeitos dos Elétrons, Raios Gama e Raios-X sobre o Desempenho da Célula Solar

A incidência de radiação ionizante, seja ela de elétrons, raios gama, raios-X de alta energia, sobre a célula solar, provoca deslocamentos atômicos que tendem a destruir a periodicidade da rede cristalina do silício.

As ligações quebradas resultantes são eletricamente ativas, causando uma redução no comprimento de difusão dos portadores minoritários e no tempo de vida na região da base da célula, manifestada pela redução da potência, tensão e corrente da célula.

5.1.2 - Efeitos dos Prótons

Os protons produzem efeitos similares aos elétrons, exceto que o dano de deslocamento que eles produzem é muitas ordens de grandeza maior que os produzidos pelos elétrons. Um próton de 10 MeV ocasiona aproximadamente o mesmo dano de três mil elétrons de 1 MeV(50).

5.1.3 - Dano Equivalente

A radiação recebida por um dispositivo espacial pode ser, como mostrado nos tópicos anteriores, de diversos tipos. Para facilitar a comparação dos diversos efeitos das diferentes energias de um determinado tipo de radiação aos efeitos, desta radiação, que possam ser produzidas num laboratório, desenvolveu-se o conceito de dano equivalente à fluência de elétrons de 1 MeV. Visto que as mudanças em muitos parâmetros das células solares, devido à irradiação, são de alguma maneira relacionados ao comprimento de difusão dos portadores minoritários, é possível determinar um dano equivalente baseado neste parâmetro. Os resultados apresentados na figura 41 podem ser descritos pela equação (5.3), onde a constante K_L é dependente do tipo de radiação e L_0 é o com-primento de difusão antes da irradiação de fluência ϕ . Outra forma de apresentar esta equação é:

$$L = \left(K_L \phi + \frac{1}{L_0^2} \right)^{-1/2} \quad (5.5)$$

O conceito de dano equivalente pode ser baseado em qualuquer outro parâmetro da célula solar, e as variações para cada parámetro poderão ser descritas por uma equação análoga à equação

(5.5).

Pelo uso da fluência crítica (ϕ_c) ou do coeficiente de dano relacionado ao comprimento de difusão (K_L), é possível construir um modelo em que os vários componentes do meio ambiente radiativo podem ser descritos em termos de uma fluência de dano equivalente de uma determinada partícula monoenergética. Os elétrons de 1 MeV são um componente comum e significativo da radiação espacial e, podem ser produzidos convenientemente num teste de laboratório. Por esta razão, a fluência de elétrons de 1MeV é usada como uma base das fluências de danos equivalentes que descrevem a degradação da célula solar de silício.

A fluência recebida pelas células no espaço varia fundamentalmente com a órbita descrita pelo satélite. A tabela II contém os valores típicos da fluência e da degradação para duas órbitas. Os valores das fluências foram calculados para espessuras infinitas da camada de proteção do fundo da célula.

Tabela II - Degradação típica de um painel de células solares em órbita: (1) equatorial síncrona, (2) polar circular de 1000 km de altitude⁽⁵¹⁾.

	Órbita (1)		Órbita (2)	
	1 ano	7 anos	1 ano	7 anos
Fluência de 1 MeV (elétrons.cm ⁻²)	4,3 x 10 ¹³	3,0 x 10 ¹⁴	2 x 10 ¹⁴	1,0 x 10 ¹⁵
Degradação da célula solar (%)	3	15	8	20
Perdas excluindo as da célula (%)	4 a 10	4 a 10	4 a 10	4 a 10
Perdas totais (%)	7 a 13	19 a 25	12 a 18	24 a 30

Além do tipo de radiação, a resistência à radiação pode variar com os aspectos tecnológicos, alguns dos quais serão referidos a seguir.

5.1.4 - Efeitos da Resistividade de Base

A escolha da resistividade de base da célula solar de silício afeta tanto a eficiência de conversão antes da irradiação (figura 43a) como a resistência à radiação. Um aumento na resistividade de base diminui a eficiência enquanto aumenta a resistência à radiação (figura 43b).

Figura 43 - Densidade de potência de saída versus (a) espessura da base (sem BSF, AM0 a 28°C), (b) fluência de elétrons 1 MeV (250 μm de espessura, n/p com CAR de SiO).

Uma consequência deste comportamento da célula é que para missões de baixa fluência, células de baixa resistividade de base (1 a 3 Ω cm) fornecem a maior saída em fim-de-vida, enquanto que para missões de alta fluência, células de alta resistividade de base (7 a 14 Ω cm) fornecem a mais alta saída no fim-de-vida.

Considerando a figura 43b, pode-se definir a fluência de cruzamento, que é a fluência na qual as células de 2 e 10 Ωcm (considerando células de mesma área e espessura) tem a mesma potência de saída. O ponto do cruzamento cai geralmente entre 1×10^{14} e 1×10^{16} elétrons/ cm^2 de energia de 1 MeV e depende fortemente da eficiência inicial das células comparadas.

Uma resistividade de base ótima pode ser definida para a qual a saída absoluta da célula é a maior depois de uma dada dose de radiação. A figura 44 mostra que a potência de saída absoluta depois da irradiação varia suavemente com a resistividade de base.

Figura 44 - Efeito da resistividade de base sobre a potência de saída.

5.1.5 - Efeitos da Espessura da Célula

A espessura da célula solar tem uma forte influência nos parâmetros de saída de células irradiadas. A espessura da célula não afeta medidas relacionadas à resistência à radiação tal como a fluência crítica e o coeficiente de dano para o comprimento de

difusão, mas sim os parâmetros de saída durante o período inicial ou de baixa fluência de uma irradiação. Como foi descrito, na introdução deste capítulo, quanto mais fina a célula espacial, menor o seu custo de material e a sua potência. O decréscimo da potência de saída relacionado à espessura foi indicado na figura 43a. Esta redução surge primordialmente da redução na resposta ótica aos comprimentos de onda longos mas, pode ser compensada pela colocação do BSF e BSR na célula.

5.2 - Recozimento de Células Solares Irradiadas

Entre as tentativas para encontrar uma maneira de aumentar a resistência à radiação de uma célula solar, destacam-se os estudos sobre recozimento.

A recuperação das características elétricas de uma célula solar pode ser conseguida, através de um processo de recozimento. A cinética e os níveis de energia envolvidos são função, entre outros parâmetros, do tipo da radiação e da construção da célula espacial. A recuperação é causada pelo movimento atômico dentro do cristal, com a eliminação parcial da desordem da rede cristalina causada pela radiação e da redução do número de centros de recombinação.

Trabalhos nesta área⁽⁵²⁾ revelam a pouca eficácia do recozimento a temperaturas abaixo de 200°C, sendo que na faixa de 200 a 400°C ocorre uma significativa recuperação de células espaciais convencionais (n/p) irradiadas com elétrons ou prótons. Entretanto, a aplicabilidade do recozimento a temperaturas de 400°C é questionável para aplicações espaciais, sendo o principal problema a dificuldade de se conseguir tais temperaturas nos períodos de tempo necessários. Por isso, os trabalhos concentram-se na identificação de condições que possibilitem o recozimento a tempe

raturas próximas a 100°C por longos períodos de tempo, condições estas geralmente reunidas no espaço em órbitas da terra.

É interessante salientar que, em laboratório, as taxas de exposição à radiação são geralmente muitas ordens de grandeza superiores às taxas de radiação natural no espaço. No espaço, os processos de danificação e recozimento ocorrem simultaneamente, com a taxa de recuperação muito mais próxima à de dano do que a obtida em laboratório. Em experimentos com irradiação de elétrons em laboratório, observou-se uma melhora na corrente de curto-circuito de cerca de 10%, quando células de $10\Omega\text{cm}$ permaneceram num ambiente de recozimento de poucos dias a um mês.

O gráfico da figura 45 mostra a variação da potência máxima (P_{max}) em função da fluência de elétrons de 1 MeV. Os dados deste gráfico foram obtidos pela Jet Propulsion Laboratories para células n/p, de $10\Omega\text{cm}$ de resistividade de base, sem BSF, com camada antirefletora de Ta_2O_5 ⁽⁵³⁾.

Figura 45 - Potência máxima versus fluência de elétrons de 1 MeV.

Os aspectos mais importantes relativos aos danos causados pela ra radiação são relacionados a seguir:

- (1) as células do tipo n/p são consideravelmente mais tolerantes à radiação que as p/n. Isto é verdade para irradiação de elêtrons e prótons (Figura 42).
- (2) Radiação de naturezas diferentes, mesmo que com energias iguais, resultam em diferentes graus de degradação da célula solar.
- (3) A tolerância à radiação diminui com a diminuição da resistividade de base (figura 43b). Apesar das características elêtricas da célula no início de operação serem melhores numa célula espacial de baixa resistividade de substrato, nas de alta resistividade estas características apresentam menor variação com a irradiação, sendo preferíveis em missões espaciais de longa duração. A tolerância à radiação não aumenta indefinidamente com o aumento da resistividade de base mas, tem o seu máximo em aproximadamente $10\Omega\text{cm}$, diminuindo para resistividades maiores (figura 44).

CAPÍTULO VI

PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL E RESULTADOS

6.1 - Introdução

Neste capítulo serão mostrados o processo de fabricação, as especificações e os resultados das células solares convencionais para aplicação espacial desenvolvidos neste trabalho.

A célula solar espacial convencional distingue-se de uma célula solar espacial comercial no fato de não incorporar algumas melhorias, tais como, BSF, BSR, texturização da superfície frontal e dupla camada (de óxido) antirefletora encontradas nesta última.

A célula solar convencional espacial consiste numa célula n/p com substrato de 10 Ω cm de resistividade, orientação cristalográfica <100> e espessura entre 250 e 300 μ m. Sua junção pn é obtida por difusão térmica de fósforo sobre o substrato p com profundidade de junção de 0,2 a 0,3 μ m e um perfil de difusão sem camada morta. o contato posterior feito de alumínio evaporado e o frontal constituído de uma estrutura tríplice de Ti/Pd/Ag. A grade de contatos deve ser compatível com a camada difundida de maneira a apresentar baixa resistência série e recobrimento da superfície frontal menor que 8%. A camada antirefletora é constituída de um único óxido e otimizada para a região azul e violeta do espectro solar⁽⁵⁴⁾.

A figura 46 mostra um diagrama de blocos com as etapas fundamentais de fabricação das células solares desenvolvidas neste trabalho.

Figura 46 - Sequência de processos utilizado para fabricação das células solares neste trabalho.

6.2 - Preparação do Substrato

Foram utilizados substratos de silício monocristalino de 1,2 e 10 Ω cm, tipo p, orientação cristalográfica <100> , obtidos por processo Czochralski a partir de silício policristalino de grau eletrônico(55).

Substratos de 10 Ω cm foram escolhidos devido a maior tolerância à radiação, conforme mostrado no item 5.1.4. Todos os substratos desta resistividade foram fabricados no Laboratório de Microeletrônica (LME) da EPUSP.

Devido ao conhecimento acumulado nos últimos anos no LME sobre células solares de $\rho = 1$ e 2 Ω cm para aplicações terrestres, utilizaram-se substratos com esta resistividade para monitorar os resultados com as células de $\rho = 10\Omega$ cm.

Utilizaram-se, para efeitos de comparação, substratos de 1 cm fabricados pelo LME-USP, pelas indústrias Heliodinâmica S/A, São Paulo e Wacker-Chemitronic G.E.G.m.b.H., Alemanha.

Os lingotes obtidos pelo método Czochralski foram cortados em lâminas de 350 a 400 μ m de espessura. A espessura desejada (de 200 a 350 μ m, com predominância desta última) foi obtida através de ataques químicos anisotrópicos com soluções alcalinas de hidróxido de potássio.

Por questões operacionais e tecnológicas cortaram-se as lâminas (circulares de diâmetros de 40 e 100cm) em quadrados de 2,5 x 2,5cm². A questão operacional foi porque o suporte para deposição da camada antirefletora por bombardeamento catódico reativo exigiu estas dimensões. Acrescente-se a este motivo a possibilidade de um ataque químico frontal nas bordas (eliminando-se problemas de possíveis fugas de corrente pelas bordas) definindo-se uma área útil de 2 x 2cm² através de ataque ácido (base de ácido fluorí

drico - HF). Esta dimensão foi tomada como padrão em todo o desenvolvimento do trabalho.

Esta etapa de preparação dos substratos não foi objeto deste trabalho, tendo sido utilizados os procedimentos relatados em trabalhos anteriores (39,55).

6.3 - Obtenção da Junção

Uma das características da célula solar espacial convencional é possuir uma junção rasa, ou seja, possuir uma profundidade de junção inferior a $0,5\mu\text{m}$.

As difusões deste trabalho foram realizadas em um forno Thermco a temperaturas de 900 e 920°C. A fonte de fósforo foi POCl_3 mantido de 28 a 32°C, com a passagem do gás portador no modo borbulhante.

Várias difusões, em diversas condições, foram realizadas para se atingir a menor profundidade de junção com uma resistividade de folha de 30 a $40\Omega/\square$. Esta faixa de valores foi determinada, em trabalhos anteriores realizada no LME-USP como sendo a que apresenta um bom compromisso entre uma boa eficiência de coleção e uma resistência em série aceitável.

Considere a equação (2.32), transcrita abaixo,

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

No caso de uma célula n/p, a concentração N_A corresponde à base (tipo p) e N_D à camada difundida (tipo n). Considere dois substratos de resistividades diferentes submetidos à mesma difusão. Pela equação (2.32) a de menor resistividade de base apresentará maior ψ_0 e, conseqüentemente, maior V_{oc} . A tabela III

mostra os valores típicos para alguns parâmetros de uma célula solar n/p para três resistividades de base.

TABELA III - Parâmetros de células solares de Si, a 300 °K⁽⁵⁶⁾ célula n/p, $N_D = 5 \cdot 10^{19}$, $D_p = 1,295$, $\tau_p = 4 \cdot 10^{-7}$.

ρ_{base} (Ωcm)	N_A (cm^{-3})	τ_n ($10^{-6} s$)	L_n (μm)	W (μm)	ψ_o (V)
10	$1,25 \times 10^{15}$	15	232	0,93	0,867
1	$1,5 \times 10^{16}$	10	164	0,28	0,930
0,1	5×10^{17}	2,5	52,2	0,05	1,022

onde:

- D_p, D_n são as constantes de difusão
- τ_p, τ_n são os tempos de vida
- W é a largura da região de carga espacial
- ρ_{base} é a resistividade de base
- ψ_o é a altura da barreira de potência em V, devido a junção p-n

As condições de difusão que apresentaram melhores resultados foram :

- Temperatura do forno: 900°C
- tempo de difusão: 10 minutos
- Fluxos por cm^2 de secção transversal do tubo
- N_2 principal: 44,20 cm^3/min
- O_2 : 2,34 cm^3/min
- N_2 fonte : 0,14 cm^3/min

A concentração superficial da camada difundida foi determinada da medida do perfil da junção, realizada no Istituto di Chimica e Tecnologia dei Materiali e dei Componenti per l'Elettro

Figura 47 - Perfil da concentração de fósforo típico das difusões utilizadas nas células deste trabalho.

nica (LAMEL), Bologna, Itália. O perfil mostrado na figura 47 foi obtido pelo método desenvolvido por Galloni e Sardo (57). Vários perfis de difusões feitos no LME foram medidos e não apresentaram uma região de camada morta considerável, como pode ser visto pela figura 47.

Todas as medidas de profundidade de junção foram feitas pelo método do Arco Trigonométrico⁽⁵⁸⁾. Utilizou-se o aparelho Arcuic-Trigonometric System, marca Philtec, modelo 2015 para estas medidas.

6.4 - Obtenção dos Contatos

6.4.1 - Contato posterior

Como visto no item 4.6 a existência de uma barreira de potencial na superfície posterior (BSF) é interessante quando o comprimento de difusão dos portadores minoritários da base é da ordem da espessura da célula, ou seja, para espessuras menores que 200 μ m. No desenvolvimento deste trabalho, os substratos utilizados tiveram espessuras entre 220 e 350 μ m, não justificando, assim, a incorporação do campo retrossuperficial.

Assim, o contato posterior foi obtido como segue:

— Quando a superfície posterior não está protegida por uma camada de dióxido de silício durante a etapa de difusão, forma-se também uma camada tipo-n naquela superfície. Antes da deposição dos contatos há a necessidade da remoção destas camadas, o que pode ser feito por desbaste químico ou mecânico. Em células com espessura menor que 250 μ m o desbaste recomendado é por ataque ácido.

— A seguir deposita-se por serigrafia uma pasta de alu

mínio⁽⁵⁹⁾.

- Sobre esta camada evapora-se 100nm de alumínio. A liga do alumínio com o silício é feita a 450°C por 30 minutos em atmosfera neutra.

Em algumas células depositou-se no verso a estrutura tríplice de Ti/Pd/Au em vez de uma camada de alumínio, não sendo notado devido a este procedimento nenhuma alteração no comportamento da célula.

6.4.2 - Contato Frontal

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 pela diminuição da contribuição da grade à resistência em série.

A corrente na base da célula flui geralmente na direção perpendicular à superfície, como indicado na figura 26. Na camada difundida, devido a sua pequena espessura, a corrente flui paralela à superfície até os contatos (figura 26). Considerando uma camada difundida uniformemente dopada e $x_j = t$, a equação (4.1) torna-se:

$$\rho_f = \frac{1}{q \mu N_D t} \quad [\Omega/\square] \quad (6.1)$$

Conforme a M.A. Green⁽⁶⁰⁾ a perda de potência devido a resistência da camada difundida é dada por:

$$p = \frac{P_{PE}}{P_{max}} = \frac{\rho_f S^2 J_m}{12 V_m} \quad (6.2)$$

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.

Por exemplo, para uma célula típica fabricada neste trabalho com $\rho_f = 36 \Omega/\square$, $J_m = 27,5 \text{ mA/cm}^2$ e $V_m = 470 \text{ mV}$, o mínimo espaçamento entre as linhas da grade para uma perda menor que 4% é

$$S < \left(\frac{12 \rho_f V_m}{J_m} \right)^{1/2} < 4,7 \text{ mm}$$

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% da área total. Para uso espacial este valor deve ser menor que 6%. Na figura 48, são mostradas as duas grades utilizadas neste trabalho.

As grades de 14 e 19 linhas apresentam um recobrimento de 10,1% e 5%, respectivamente.

Os contatos utilizados foram de Ti/Pd/Ag. Esta estrutura é utilizada hoje em todas as células de silício para aplicações espaciais por suas boas características elétricas e mecânicas (38,61). A deposição foi feita por evaporação a vácuo ou bombardeamento catódico. No caso da evaporação a vácuo utilizou-se de uma evaporadora Varian mod. VI-60 e para o bombardeamento catódico, o equipamento Balzers DC/Sputron II. Nos dois casos as espessuras depositadas foram 40nm de titânio, 30nm de paládio e 100nm de prata. Esta foi em seguida espessada até 5µm por deposição eletrolítica (62).

Figura 48 - Grades de contatos utilizadas neste trabalho.

A seguir será calculada a resistência série teórica conforme Meier et al⁽⁶³⁾. Este método parte do cálculo da perda de potência em cada região da célula pelas expressões abaixo:

Fonte de perdas:

camada difundida	$P_{CD} = (1/3) J_L^2 b^2 \rho_f$	(6.3)
interface contato/Si-n	$P_{CONT} = J_L^2 b (\rho_c \rho_f)^{1/2}$	
linhas da grade	$P_L = (2/3) (J_L^2 a^2 \eta \rho_M) / (td)$	
barra principal ("busbar")	$P_{BUS} = (1/3) (J_L^2 a \eta^2 b^2 \rho_M) / (td')$	
base (substrato)	$P_{BASE} = J_L^2 \rho_b e$	
sombreamento	$P_{SOMB} = P_L \eta (d/2b + d'/a)$	
resistência série	$R_S = P_S / J_L^2$	

onde:

$$P_S = P_{CD} + P_{CONT} + P_L + P_{BUS} + P_{BASE}$$

η = eficiência da célula

P_L = densidade de potência incidente

ρ_M = resistividade do material da grade

ρ_c = resistividade de contato da interface metal - (Si-n)

ρ_f = resistência de folha da camada difundida

J_L = densidade de corrente fotogerada

t = espessura dos contatos

ℓ = largura das linhas

$2b$ = distância entre as linhas

a = comprimento da linha

e = espessura da base

Figura 49 - Esquema para cálculo de perda de potência devido a resistência série.

Considerando as grades da figura 48 e os valores típicos encontrados neste trabalho:

$\rho_M = 1,61 \times 10^{-6} \Omega \text{cm}^2$	$J_L = 30 \text{mA/cm}^2$	$t = 5 \mu\text{m}$
$\rho_f = 36 \Omega/\square$	$x_j = 0,3 \mu\text{m}$	$P_L = 100 \text{mW/cm}^2$
$\rho_C = 1,3 \times 10^{-6} \Omega \text{cm}^2$	$e = 300 \mu\text{m}$	
	$\eta = 12\%$	

Da tabela IV verifica-se que a contribuição a resistência de contato da estrutura Ti/Pd/Ag é desprezível frente às demais. O maior número e menor largura das linhas da grade 19 explicam sua menor perda devido a camada difundida e a barra principal comparada à grade 14. Esta, por outro lado, possui menor perda nas linhas porque, apesar do menor recobrimento, a grade 19 possui linhas mais finas. A contribuição da região de base à resistência série torna-se preponderante para as células de $10 \Omega \text{cm}$ de resistividade de base.

Apesar das resistências séries teóricas totais não apresentarem grande variação (considerando uma mesma resistividade de base), a perda de potência devido ao sombreamento justifica a es-

colha da grade de 19 linhas como a melhor grade.

Tabela IV - Dados para cálculo da perda de potência devido a resistência série e resultados. O índice 1 e 10 corresponde a $\rho_{SUB} = 1\Omega\text{cm}$ e $\rho_{SUB} = 10\Omega\text{cm}$, respectivamente.

	GRADE 19 LINHAS	GRADE 14 LINHAS
D I M E N S Õ E S D A S G R A D E S		
a (mm)	18,5	18,5
b (μm)	376	674
d (μm)	30	80
d' (mm)	0,5	1
P E R D A S D E P O T Ê N C I A (mW/cm ²)		
P _{CD}	$1,53 \times 10^{-2}$	$4,9 \times 10^{-2}$
P _{CONT}	$2,3 \times 10^{-4}$	$4,1 \times 10^{-4}$
P _L	$8,3 \times 10^{-2}$	$5,6 \times 10^{-2}$
P _{BUS}	$7,3 \times 10^{-7}$	$1,2 \times 10^{-6}$
P _{SOMB}	0,8	1,36
P _{BASE 1}	$2,7 \times 10^{-2}$	
P _{BASE10}	$2,2 \times 10^{-1}$	
P _{TOTAL1}	$1,25 \times 10^{-1}$	$1,32 \times 10^{-1}$
P _{TOTAL10}	$3,19 \times 10^{-1}$	$3,25 \times 10^{-1}$
R E S I S T Ê N C I A S É R I E (Ωcm^2)		
R _{S1}	0,14	0,15
R _{S10}	0,35	0,36

Dois métodos foram utilizados para a definição da grade de contatos:

(a) Com a camada tríplice depositada em toda a superfície frontal da lâmina, faz-se uma fotogração de modo que a grade fique protegida pelo fotoresiste. Através de um ataque seletivo retira-se a metalização em excesso. Este procedimento é feito antes do espessamento. O inconveniente deste método surge da cons

tatação de que o ácido utilizado para a corrosão do titânio, ácido fluorídrico, também ataca a prata, resultando um contato com perfil trapezoidal. A este problema soma-se a desuniformidade da largura da linha (as laterais ficam "onduladas").

(b) A solução encontrada foi utilizar o método denominado "Lift-off" (64). Este consiste na definição da grade de contato, com fotoresiste, antes da deposição dos metais. Ao contrário da fotogração do item anterior, neste método deixa-se o silício exposto somente na região onde a metalização deve permanecer. Após a deposição, a metalização em cima do fotoresiste desprende (levanta) na presença de acetona (usada para retirar o fotoresiste), restando a grade com uma precisão na largura das linhas impossível de ser obtida pelo ataque seletivo mencionado. Após a utilização deste método passou-se a obter tensões de circuito aberto acima de 580mV para células de $\rho_{SUB} = 1\Omega\text{cm}$ e acima de 540mV para $\rho_{SUB} = 10\Omega\text{cm}$, fato não comum com o método inicial.

O espessamento foi realizado, inicialmente, colocando-se a célula sem nenhuma proteção dentro da cuba eletrolítica. Devido a alta condutividade da camada difundida (tipo n), após o espessamento observou-se a presença de pontos microscópicos de prata em toda a superfície frontal.

Além de recobrir a superfície, estes pontos metálicos podiam perfurar a junção com o recozimento dos contatos visto que nestes, a interface era silício-prata.

A solução encontrada foi fotografar novamente a lâmina, permanecendo exposta somente a grade a ser espessada. Após o espessamento retira-se o fotoresiste e faz-se uma liga a 350°C por 20 minutos.

Por questões operacionais, em algumas deposições por bombardeamento catódico depositou-se 100nm de ouro em vez de prata,

com o subsequente espessamento com prata. Apesar do alto coeficiente de difusão do ouro, a espessura de paládio (30nm) utilizado, é suficiente para impedir a degradação dos contatos.⁽⁵⁾

Após o espessamento, define-se, por serigrafia, uma área de $2 \times 2\text{cm}^2$ sobre o substrato de $2,5 \times 2,5\text{cm}^2$. Com a superfície posterior protegida por resina, realiza-se um ataque ácido para remoção da junção p-n fora da região de 4cm^2 . Esta etapa não leva a resultados diferentes quando feita antes ou depois da deposição da camada antirefletora.

6.5 - Deposição da Camada Antirefletora

Para diminuir as perdas por reflexão optou-se pela utilização de uma camada antirefletora (CAR) simples (um só óxido). Com a utilização de uma camada única, o índice de refração apropriado (vide item 4.5) é de 1,9 a 2,4.

Optou-se pelo TiO_x por apresentar índice de refração conveniente e baixo coeficiente de extinção. Utilizando a técnica de bombardeamento catódico reativo de alvo de titânio, com pressão parcial de oxigênio de 4×10^{-4} Torr, e temperatura de substrato de 200°C foram obtidas camadas de dióxido de titânio com índice de refração de $n = 2,45 \pm 0,02$ e coeficiente de extinção de 8×10^{-3} (66).

6.6 - Resultados

Neste item serão mostrados os estudos de diversos processos e parâmetros, que contribuíram para a escolha do processo final.

As medidas com a célula iluminada foram obtidas com lam

padas ELH a 100mW/cm².

6.6.1 - Influência da aplicação da pasta de alumínio no valor da tensão de circuito aberto

Apesar de não resultar num BSF efetivo, a camada de alumínio aplicada à superfície posterior da célula aumenta a concentração de impurezas numa região muito próxima à superfície. Este fato contribui para a obtenção de bons contatos ôhmicos⁽⁵⁹⁾.

6.6.2 - Influência da camada antirefletora no desempenho das células

O aumento de V_{oc}, J_{cc} e P_{max} devido a colocação de uma CAR pode ser verificado pelos dados da tabela V. Os dados são relativos a medidas I x V (lâmpada ELH, 100mW/cm², 25°C) antes e depois da deposição da CAR de TiO₂. As especificações das células analisadas estão no Apêndice I.

Tabela V - Influência da CAR de TiO₂ em V_{oc}, J_{cc} e P_{max}.

Célula	ρ (Ωcm)	V _{oc} (mV)			J _{cc} (mA/cm ²)			P _{max} (mW)		
		S/CAR	Δ (%)	C/CAR	S/CAR	Δ (%)	C/CAR	S/CAR	Δ (%)	C/CAR
R51	1	589	1,0	595	23,9	24,7	29,8	427	27	54,2
HE7	1	584	0,5	587	23,2	26,3	29,3	41,4	27	52,4
Q3	1	593	1,2	600	23,8	28,6	30,6	44,2	29	57,0
P5	1	578	0,9	583	23,5	28,5	30,2	40,2	31	52,5
W4	1	570	2,3	583	23,0	28,0	29,4	34,9	32	46,1
JE2	10	543	1,3	550	25,5	22,7	31,3	38,0	17	44,3
JE51	10	541	0,6	544	24,0	26,7	30,4	39,0	29	50,3
JE71	10	542	1,3	549	24,6	23,2	30,3	39,5	24	48,9

Pela análise da tabela V constata-se um aumento em J_{CC} de até 29% para células de substrato com $\rho_{SUBS} = 1\Omega\text{cm}$ e 27% para células construídas em substrato de resistividade $\rho_{SUBS} = 10\Omega\text{cm}$. O aumento na potência máxima é ainda maior, sendo de até 32% para $\rho_{SUBS} = 1\Omega\text{cm}$ e 29% para $\rho_{SUBS} = 10\Omega\text{cm}$.

De acordo com o visto no item 4.5, a otimização de camadas antirefletoras com um só óxido é feita para um determinado comprimento de onda pela expressão (4.7). A figura 50 apresenta um gráfico de refletividade (porcentagem de luz incidente que é refletida pela superfície) versus comprimento de onda com espessuras otimizadas para três comprimentos de onda. Estas medidas foram efetuadas no espectrofotômetro Cary 17, no Instituto de Física e Química de São Carlos, USP.

A célula solar espacial deve ser otimizada tendo-se em conta o espectro AM0, existente no espaço exterior à atmosfera terrestre. No espectro AM0 as regiões do azul e violeta ($\lambda < 0,5\mu\text{m}$) apresentam um número de fótons acentuadamente maior que nos espectros atenuados pela passagem pela atmosfera.

Figura 50 - Refletividade versus comprimento de onda para três espessuras de TiO₂ e duas diferentes superfícies do silício.

As células P5 e W4 foram dotadas de CAR com uma espessura de 46nm (curva 1) de dióxido de titânio. As demais células da tabela V receberam CAR de TiO_2 com 53nm (curva 2) de espessura.

Ainda na tabela V verifica-se que as células recobertas com 46nm de TiO_2 (otimizada para $\lambda \approx 0,45\mu\text{m}$) apresentaram maior aumento relativo de J_{cc} e P_{max} que as demais. Isto acontece porque a camada antirefletora foi otimizada para um λ mais próximo do pico do espectro AM0. Ao se otimizar uma CAR deve-se levar em conta que certos materiais adesivos diminuem sua transparência devido a degradação pela radiação ultravioleta. Para que isto não aconteça, é prática comum cobrir-se o painel a ser colocado num satélite com uma camada refletora de radiação ultravioleta. Nesses casos, não é interessante que a otimização da CAR seja feita para um λ muito próximo desta região. A camada antirefletora com 60nm (otimizada para $\lambda \approx 0,59\mu\text{m}$) é mais aconselhável para células de aplicações terrestres, cujos espectros apresentam menor intensidade para comprimentos de onda menores que a faixa do violeta.

Portanto, a CAR com 53nm (otimizada para $\lambda \approx 0,51\mu\text{m}$) apresenta melhores características para aplicações espaciais, entre as mostradas na figura 50. No processo final utilizou-se camada antirefletora com esta espessura em todas as células.

6.6.3 - Influência da geometria da grade de contatos

Para a análise da influência da geometria da grade serão considerados os dados das tabelas VI e VII.

Os dados das tabelas VI e VII referem-se às melhores células para cada resistividade de base das duas geometrias de grade de contatos.

Da tabela VI conclui-se que a maior frequência de células

las com $\eta > 13\%$ ocorre para células com grade de 19 linhas, onde a maior (em média) densidade de corrente de curto-circuito (J_{CC}) é devida ao menor recobrimento e menor distância entre as linhas desta grade, comparada à de 14 linhas. Observa-se que o valor médio da resistência em série das células construídas com substratos de 10 Ohm.cm, é maior que o valor médio para as células construídas sobre substratos de 1 Ohm.cm conforme previsto teoricamente e mostrado na tabela IV. A variação em V_{OC} e FF não deve ser associada às dimensões da grade, mas a fatores ligados à fabricação.

Tabela VI - Características obtidas da curva I-V para células de $\rho_{SUB} = 1 \Omega\text{cm}$ (vide características de construção no Apêndice I) com lâmpada ELH, $100\text{mW}/\text{cm}^2$.

Células	η (%)	FF	J_{CC} (mA/cm ²)	V_{OC} (mV)	R_s (Ωcm^2)
	G R A D E D E 1 9 L I N H A S				
11A	13,3	0,74	30,3	592	0,27
HE7	13,1	0,76	29,3	587	0,72
P5	13,1	0,74	30,2	583	1,08
Q3	13,3	0,72	30,6	600	0,76
R5	12,2	0,73	28,8	585	0,40
R51	13,6	0,77	29,8	595	0,56
W8	12,9	0,76	28,7	592	0,72
	G R A D E D E 1 4 L I N H A S				
5A	12,6	0,73	29,3	591	0,40
HE6	11,9	0,77	26,3	585	0,32
P3	11,1	0,70	27,5	578	0,33
Q7	13,0	0,75	29,0	596	0,56
R2	12,5	0,75	28,3	591	0,28
R3	12,1	0,72	28,8	581	0,24
W2	12,0	0,76	27,6	578	0,28
W11	12,3	0,77	26,9	592	0,34

Tabela VII - Características obtidas da curva I-V para células de $\rho_{\text{SUB}} = 10\Omega\text{cm}$ (vide características de construção no Apêndice I) na condição AM1.

	η (%)	FF	J_{CC} (mA/cm ²)	V_{OC} (mv)	R_s (Ωcm^2)
	G R A D E D E 1 9 L I N H A S				
JE2	13,0	0,76	31,3	550	1,56
JE51	12,6	0,76	30,4	544	0,64
JE61	12,0	0,72	30,4	549	1,08
JE71	12,2	0,74	30,3	549	1,48
	G R A D E D E 1 4 L I N H A S				
JD1	12,0	0,77	28,7	553	0,84
JE4	10,4	0,72	26,6	538	1,52
JE11	12,4	0,77	29,5	545	0,84
JE21	12,1	0,76	28,7	545	0,72
JE31	12,0	0,78	28,2	549	0,60
JE41	12,5	0,75	30,3	546	0,68

Todas as células da tabela VII, exceto a célula JD1, foram difundidas nas mesmas condições. Pode-se notar uma menor variação dos parâmetros destas células comparadas às de $\rho_{\text{SUB}} = 1\Omega\text{cm}$, devido principalmente a um melhor ajuste da etapa de difusão para esta resistividade de substrato. Novamente nestas células, as melhores eficiências são relacionadas às maiores correntes de curto circuito conseguidas com a grade de 19 linhas.

Os menores valores de V_{OC} das células de $\rho_{\text{SUB}} = 10\Omega\text{cm}$, são perfeitamente compatíveis com os valores reportados na bibliografia⁽⁶⁷⁾ para este tipo de célula sem BSF.

6.6.4 - Influência da técnica de espessamento dos contatos

Independente do tipo de grade, os contatos necessitam ser espessados além dos 100nm de prata obtidos na deposição por evaporação ou bombardeamento catódico.

No início deste trabalho, este espessamento foi feito protegendo-se somente o contato posterior com resina. Após a deposição eletrolítica, além do espessamento da grade de contatos, pequenas nucleações de prata (somente detetadas por microscopia óptica) permaneciam sobre a superfície frontal. Com o recozimento que se seguia, estes pontos de prata penetravam o silício, deteriorando a junção pn.

Como exemplo tem-se a célula D10, $\rho_{\text{SUB}} = 1\Omega\text{cm}$, sem CAR que após o recozimento dos contatos a 350°C por 20 min, passou de um $\text{FF} = 0,71$ (anterior ao recozimento) para $\text{FF} = 0,57$. A corrente de saturação devido a difusão de portadores minoritários na junção ($A_0 = 1$) passou de $J_0 = 1 \times 10^{-9} \text{A/cm}^2$ para $J_0 = 1,8 \times 10^{-6} \text{A/cm}^2$ após o recozimento, evidenciando um aumento da recombinação na junção devido a sua degradação.

A solução utilizada (item 6.4.2) foi proteger as regiões que não devem receber o metal de modo a permanecer exposta durante a deposição eletrolítica somente a região da grade a ser espessada. Com isto obtiveram-se também, linhas mais bem definidas.

6.6.5 - Influência da resistividade de base

No item 5.1.4 foram apresentados os motivos para utilização de células de $\rho_{\text{SUB}} = 10\Omega\text{cm}$ para aplicações espaciais. A fim de verificar o desempenho das células desenvolvidas neste trabalho após serem submetidos à radiação ionizante, irradiaram-se duas delas com elétrons de 1 MeV. A fluência escolhida para este tes-

te ($\psi = 5,7 \times 10^{13}$ elétrons/cm²) é equivalente à recebida por células em um satélite após 2 anos na órbita prevista para o primeiro satélite construído no Brasil (este é o tempo de vida útil para o funcionamento do referido satélite).

A irradiação foi realizada com uso do Dynamitron do Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares, IPEN, São Paulo.

A figura 51 apresenta as características I-V e as respostas espectrais antes e depois da irradiação.

Figura 51 - Características I-V e Resposta Espectral antes e depois de uma irradiação de $5,7 \times 10^{13}$ elétrons de 1 MeV por cm².

A célula de $\rho_{SUB} = 10\Omega\text{cm}$ apresentou menor variação de suas características de saída, conforme se esperava. A tabela VIII apresenta as variações experimentais e teóricas da densidade de corrente de curto circuito, tensão de circuito aberto potência máxima e do comprimento de difusão, L_n . As variações teóricas foram calculadas através da equação 5.3 tomando-se $K_L = 3 \times 10^{-10} e^{-1}$ para a célula de $\rho_{SUB} = 1\Omega\text{cm}$ e $K_L = 9 \times 10^{-11} e^{-1}$ para $\rho_{SUB} = 10 \text{ cm}$ da bibliografia (68) pertinente.

Tabela VIII - Parâmetros elétricos da célula solar antes e depois da irradiação com $5,7 \times 10^{13}$ elétrons de 1 MeV por cm^2 .

	CÉLULA 11A $\rho_{SUB} = 1\Omega\text{cm}$				CÉLULA Jell $\rho_{SUB} = 10\Omega\text{cm}$			
	ANTES	DEPOIS	$\Delta_{EXP.} (\%)$	$\Delta_{TEÓRICO} (\%)$	ANTES	DEPOIS	$\Delta_{EXP.} (\%)$	$\Delta_{TEÓRICO} (\%)$
$J_{CC} (\text{mA}/\text{cm}^2)$	30,3	29,1	4	6,8	29,5	29,35	0,5	1,5
$V_{OC} (\text{mV})$	592	576	2,7	3,1	545	535	1,8	1
$P_{max} (\text{mW})$	53,1	49,6	6,6	10	49,7	47,7	4	6
$L_n (\mu\text{m})$	150	56	63	55	127	109	14	26

6.6.6 - Características IxV e Resposta Espectral

Os valores das características elétricas das células apresentadas neste capítulo, foram obtidas com iluminação de lâmpada ELH, $100\text{mW}/\text{cm}^2$.

A célula foi mantida à temperatura constante (aproximadamente 25°C) durante as medidas, através de um sistema de refrigeração forçada com água.

Para as medidas de resposta espectral utilizou-se iluminação com uma lâmpada de xenônio. Para calibração do sistema ,

foi utilizado um padrão secundário; uma célula de referência Solarex. A referência nas medidas de resposta espectral foi uma célula SOLE40X, de 4cm^2 de área, construída e calibrada no Instituto LAMEL de Bologna.

A fim de testar as etapas do processo de fabricação construiu-se células de $5 \times 5\text{mm}^2$ com grade de contatos equivalente à Grade 14 (mesmo recobimento e mesma largura das linhas). Na lâmina padrão de $2,5 \times 2,5\text{cm}^2$ dispõe-se nove destas células, com uma separação de óxido de silício de 3mm.

Nestes dispositivos, a delimitação da região da célula foi feita por fotolitografia e as eficiências obtidas variaram de 12 a 14%, com FF de 0,71 a 0,81.

As figuras 52 a 54 mostram os resultados de medidas da característica I-V e resposta espectral de algumas células construídas neste trabalho.

Como se pode ver nas figuras 52 a 54, as células solares desenvolvidas neste trabalho apresentaram eficiências de conversão maiores que 13% e fatores de preenchimento maiores que 0,75. Nas células de $0,25\text{cm}^2$ de área as eficiências foram de até 14% com fator de preenchimento de até 0,81.

As médias de resposta espectral e eficiência quântica mostraram a boa resposta na região azul e violeta do espectro solar (apresentando eficiências quânticas maiores que 25% nesta região), denotando um bom dimensionamento da camada antirefletora de dióxido de titânio.

O Apêndice I apresenta os resultados e dados construtivos das células solares mencionadas neste capítulo.

(a)

(b)

Figura 52 - (a) Característica I-V (AM1, lâmpada ELH) e (b) resposta espectral da célula R51, $\rho_{BASE} = 1 \Omega \text{ cm}$, 4 cm^2 de área, (da dos complementares vide Apêndice I).

Figura 53 - (a) Característica I-V (AM1, lâmpada ELH) e (b) resposta espectral da célula JE2, $\rho_{BASE} = 10 \Omega \text{ cm}$, $3,4 \text{ cm}^2$ de área (dados complementares vide Apêndice I).

Figura 54 - (a) Característica I-V (AM1; lâmpada ELH) da célula W17, $\rho_{BASE} = 1 \Omega \text{ cm}$ e $0,25 \text{ cm}^2$ de área (dados complementares vide Apêndice I) e (b) perfil das células desenvolvidas neste trabalho.

6.7 - Conclusões

Os resultados obtidos permitem concluir que o desenvolvimento de células solares de silício para aplicações espaciais, como objetivo deste trabalho, atingiu seus objetivos.

Um conjunto de processos para a fabricação e a caracterização óptica e elétrica da referida célula foi desenvolvido.

Os estudos das camadas antirefletoras, envolvendo seu dimensionamento e sua deposição, conduziram à construção de camadas de dióxido de titânio com índice de refração e espessura adequadas às necessidades dos dispositivos em questão.

Foi estabelecido um processo de obtenção das junções rasas, sem efeitos de camada morta, convenientemente ajustado para substratos de resistividades de 1 e $10\Omega\text{cm}$.

Para a obtenção dos contatos com estrutura tríplice de Ti/Pd/Ag foram determinadas as condições de deposição e de definição das grades pela técnica denominada "lift-off".

O estudo comparativo da resistividade de base comprovou a menor degradação, devido a radiação ionizante, das células de $\rho_{\text{SUB}} = 10\Omega\text{cm}$. As células solares com esta resistividade de base podem ser melhoradas (principalmente quanto à tensão de circuito aberto) incorporando-se melhorias, como campo retro-superficial e superfície retro-refletora, por exemplo.

O trabalho realizado constitui um esforço inicial no desenvolvimento de uma célula solar espacial comercial, podendo servir de ponto de partida para o desenvolvimento de células que incorporem maiores sofisticações, tais como, campo retro-superficial, superfície retro-refletora, texturização, camada antirefletora contendo dois óxidos e junções ainda mais rasas.

APÊNDICE I

As tabelas IX e X apresentam dados do processo de fabricação e resultados das características de desempenho das células analisadas no capítulo VI.

Tabela IX - Características de desempenho (AM1, 100mW/cm²) e dados de fabricação de células de 10Ωcm de resistividade de base e 4cm² de área.

CÉLULA	JD1	JE2	JE4	JE11	JE21	JE31	JE 41	JE51	JE61	JE71
η (%)	12	13	10,4	11,9	12,1	12,0	12,5	12,6	12	12,2
FF	0,77	0,76	0,72	0,77	0,76	0,78	0,75	0,76	0,72	0,74
V _{OC} (mV)	538	550	538	545	545	549	546	544	549	549
J _{CC} (mA/cm ²)	28,7	31,3	26,6	29,5	28,7	28,2	30,3	30,4	30,4	30,3
P _{max} (mW)	47,9	44,3	20,7	49,7	48,4	48	49,8	50,3	48,1	48,9
R _S (Ωcm ²)	0,84	1,56	1,52	0,84	0,72	0,60	0,68	0,64	1,08	1,48
L (μm)	155	160	114	126	116	117	143		163	126
J ₀₁ (mA/cm ²)	5,6x10 ⁻⁹	1,2x10 ^{-8*}	6,4x10 ⁻⁸	1,5x10 ⁻⁸	1,5x10 ⁻⁸	1 x10 ⁻⁸	3,6x 10 ⁻⁸	1,5x10 ⁻⁸	1,2x10 ⁻⁷	1x10 ⁻⁸
J ₀₂ (mA/cm ²)	-	8,6x10 ^{-5*}	-	-	-	-	-	-	-	-
Espessura do TiO ₂	530	530	530	530	530	530	530	530	530	530
Número de linhas da grade	14	19	14	14	14	14	14	19	19	19
Contato posterior **	a	a	a	a	a	a	a	a	a	a
Contato frontal **	b	b	b	b	b	b	b	b	b	b

* célula de 2cm² de área ; observações * e ** vide tabela X.

Tabela X - Características de desempenho (AM1, 100mW/cm²) e dados de fabricação de células de 1Ωcm de resistividade de base e 4cm² de área.

CÉLULAS	11A	5A	HE6	HE7	P1	P3	P5	Q3	Q7	R2	R3	R51	W2	W8	W11	W17▲
η (%)	13,3	12,5	12,0	13,1	13,2	11,1	13,1	13,3	13,0	12,3	11,9	13,6	12,0	12,9	12,3	13,8
FF	0,74	0,72	0,78	0,76	0,73	0,70	0,74	0,72	0,75	0,74	0,72	0,77	0,76	0,76	0,77	0,81
V _{OC} (mV)	592	591	585	587	587	578	583	600	596	591	581	595	578	592	592	585
J _{CC} (mA/cm ²)	30,3	29,3	26,3	29,3	30,6	27,5	30,2	30,6	29,0	28,3	28,8	29,8	27,6	28,7	26,9	29,1
P _{max} (mW)	53,2	50,0	47,2	52,4	52,8	44,4	52,5	53,0	51,9	49,2	47,9	54,0	48,4	51,6	49,2	55,2
R _S (Ωcm ²)	0,27	0,40	0,32	0,72	0,92	1,32	1,08	0,82	0,56	0,28	0,24	0,56	0,28	0,78	0,38	0,14
L (μm)	150	167	-	108	178	99	140	200	140	-	150	164	108	133	115	-
J ₀₁ (mA/cm ²)	1,4x10 ⁻⁹ *	7,8x10 ⁻⁶	1,2x10 ⁻⁷	1,6x10 ⁻⁶	4,6x10 ⁻⁷	22x10 ⁻⁶	2,9x10 ⁻⁷	6,7x10 ⁻¹⁰ *	1,2x10 ⁻⁶	7x10 ⁻⁷	2,8x10 ⁻⁵	1,3x10 ⁻⁹ *	1,4x10 ⁻⁶	3x10 ⁻⁷	3,8x10 ⁻⁷	5,9x10 ⁻⁸
J ₀₂ (mA/cm ²)	2x10 ⁻⁴ *	-	-	-	-	-	-	2,0x10 ⁻⁴ *	-	-	-	7,4x10 ⁻⁵ *	-	-	-	-
Espessura da CAR (μm)	530	530	530	530	530	530	460	530	530	530	530	530	530	530	530	530
Nº de linhas da grade	19	14	14	19	19	14	19	19	14	14	14	19	14	19	14	-
Espessura da lâmina	300	300	200	210	300	300	270	300	300	300	300	300	300	292	295	300
Contato posterior**	a	a	a	a	d	a	a	a	a	a	a	d	a	a	a	a
Contato frontal **	b	b	b	b	c	b	b	b	b	b	b	b	b	b	b	b

▲ Célula com área de 0,25cm²

* Dados obtidos pelo método desenvolvido por Nelson Veissid (69)

** a = Ti/Pd/Au por bombardeamento catódico; b = Ti/Pd/Au/Ag por bombardeamento catódico e deposição eletrolítica; c = Ti/Pd/Ag por evaporação; d = Al por evaporação.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

1. D. M. CHAPIN, C.S.FULLER, G.L.PEARSON - J. of App. Phys, 25, 676 - 677, 1954.
2. M.WOLF - "Historical development of solar cells". In: 25th Power Sources Symp., 1972, 120-124.
3. F.M.SMITS - IEEE Trans. El. Dev., ED-23 (7), 640-643, July 76.
4. H.S.RAUSCHENBACH - Solar Cell Array Design Handbook, Van Nostrand, 1980, cap. 1.
5. J.LINDMAYER, J.F.ALLISON - COMSAT Tech. Rev., 3, 1-22, spring 1973.
6. H.S.RAUSCHENBACH - (ref.4, p.158)
7. J.S.-MONCK - "An overview of photovoltaic for space applications. In: 12th IEEE Specialists Photovoltaic Conference, 1978, 421-428.
8. J.LINDMAYER - (ref.5, p.15)
9. S.MATSUDA, T.MATSUTANI, T.SAGA, A.SUZUKI - "Development of ultrathin Si Solar cells". In: 17th IEEE Phot. Spec. Conf., 1984, 35 (abstract).
10. C.F.GAY, D.P.TANNER, B.E.ANSPAUGH - "Space radiation effects on thin film solar cells". In: 17th IEEE Phot. Spec. Conf., 1984, 40 (abstract).
11. B.T.CAVICCHI, N.MARDESICH, S.M.BUNYAN - "Large area wraparound cell development". In: 17th IEEE Phot. Spec. Conf., 1984, 128-133.
12. H.J.HOVEL - Semiconductors and Semimetals, vol. 11 - Solar Cells, Academic Press, Inc., 1975, 4, 157, 190, 229.
13. J.P.MULLIN, J.C.LORIA, H.W.BRANDHORST - "The NASA Photovoltaic Technology Program. In: 17th IEEE Phot. Spec. Conf., 1984 12-16.

14. P.D.SPARKS, F.G.ALLEN, T.DAUD - "Computer modeling results on all-Si cascade solar cells". In: 17th IEEE Phot. Spec. Con. 1984, 726-728.
15. K.KIMURA - "Recent developments in polycrystalline silicon solar cells". In: 1st International Photovoltaic Science and Engineering Conference (PVSEC), 1984, 37-42.
16. A.CATALANO, R.V.D'AIELLO, J.DRESNER, B.FAUGHNAN, A.FIRESTER, J.KANE, H.SCHADE, Z.E.SMITH, G.SWARTZ, A.TRIANO - In: 16th IEEE Phot. Spec. Conf., 1982, 1421-1422.
17. G.H.HEWIG, F.PFISTERER, H.W.SCHOCK, W.ARNDT, H.BLOSS - "Final results on the development of high efficient, stable $\text{Cu}_2\text{S}/\text{CdS}$ thin film solar cells". In: 16th IEEE Phot. Spec. Conf., 1982, 713-718.
18. M.B.PRINCE - In: 1st Int PVSEC, 1984, 3-8.
19. J.P.KALEJS et al. - In: 14th IEEE Phot. Spec. Conf., 1980, 13-18.
20. R.G.SEIDENSTICKER - J. of Cristal Growth, 39, 1977, 17-22.
21. M.B.FIELD, L.R.SCUDDER - In: 12th IEEE Phot. Spec. Conf., 1976, 303.
22. M.T.BIAZOLI - "Películas de Dióxido de Silício de Estanho. Obtenção, Caracterização e Aplicação como contatos transparentes e como Camadas Anti-Refletoras em células solares". Dissertação de Mestrado, Escola Politécnica da USP, 1984.
23. I.CHAMBOULEYRON, E.SAUCEDO, J.MONTOYA - In: 2nd E.C.Phot. Sol. En. Conf., 1979, 647.
24. M.A.GREEN, A.W.BLAKERS, M.R.WILLISON, T.SZPITALAK, E.M.KELER, E.GAUJA, P.J.HART. In: 15th IEEE Phot. Spec. Conf., 1981, 1405-1408.
25. S.M.SZE - Physics of Semiconductors Devices, 2nd ed., 1981, p. 792.

26. S.J.FONASH - Solar Cell Device Physics, Academic Press, Inc.,
1981, p.26,29.
27. H.J.HOVEL - (ref.12, p.16-20)
28. M. WOLF - Energy Conversion, 11,63-73, June 71.
29. R.A.ARNDT, J.F.ALLISON, J.G.HAYNOS, A.MEULENBERG, Jr. - In:
11th IEEE Phot. Spec. Conf., 1975, 40.
30. J.HAYNOS, J.ALLISON, R.ARNDT, A.MEULEMBERG - In: Int. Conf.
on Phot. Power Generation, 1974.
31. C.R.BARAONA, H.W.BRANDHORST - In: 11th IEEE Phot. Spec. Conf.,
1975, 44.
32. H.Y.TADA, J.R.CARTER, B.E.ANSPAUGH, R.G.DOWNING - Solar Cell
Radiation Handbook, 3rd ed., JPL Publ. 82-89, NASA, 1 Nov
82, p.1.38
33. W.C.TILL, J.T.LUXON - "Diffusion and Ion Implantation". In:
Integrated Circuits: Materials, Devices and Fabrication.
Prentice-Hall Inc., 1982, cap.4.
34. W.KERN - Sol. St. Tech., 25-33, Dec 75.
35. A.S.GROVE - "Thermal oxidation". In: Physics and Technology
of Semiconductors Devices, John Wiley and Sons. Inc., 1967,
cap.2.
36. H.S.RAUSCHENBACH - (ref.4, p.187-190)
37. M.WOLF - "Metalization for large-area solar cells" - IEEE
Phot. Spec. Conf.
38. R. van OVERSTRAEDEN, R. MERTEW - Rep. Prog. Phys., 45, 1982.
39. M.A.G.SOLER, I.PEREYRA, A.M.ANDRADE - "Desenvolvimento de t^{éc}
nicas de baixo custo para produção de células solares de
silício policristalino". In: IV Simp. Bras. de Microeletrô
nica, 1984, 49-58.
40. H.FISCHER, R.GERETH - IEEE Trans. El. Dev., ED-18 (8).
41. R.GERETH, H.FISCHER, E:LINK, S.MATTES, N.PSCHUNDER - En. Conv.,
12, 103-107, Sep 72.

42. O.S.HEAVENS - Optical Properties of thin solid Films, Dover
New York, 1965
43. E.Y.WANG, F.T.S.YU, V.L.SIMMS, H.W.BRANDHORST, J.D.BRODER -
In: 10th IEEE Phot. Spec. Conf., 1973, 168.
44. J.G.FOSSUM, R.D.NASBY, E.L.BURGESS - In: 12th IEEE Phot.
Spec. Conf., 1978, 1294.
45. C.F.GAY - In: 12th IEEE Phot. Spec Conf., 1978, 444.
46. A.T.CHAI - In: 14th IEEE Phot. Spec. Conf., 1980, 156.
47. H.S.RAUSCHENBACH - (ref.4, p.190-196)
48. H.Y.TADA - (ref. 32, p.3-1 a 3-162)
49. J.A.BACKER, B.W.FAUGHNAN - J. Appl. Phys., 33, 3271, 1962.
50. H.S.RAUSCHENBACH - (ref.32, p.193)
51. H.S.RAUSCHENBACH - (ref.32, p.27)
52. B.E.ANSPAUGH, R.G.DOWNING. In: 15th IEEE Phot. Spec. Conf.,
1981, 499.
53. H.Y.TADA - (ref.32, p.3-32)
54. N.VEISSID, A.F.BELOTO, P.NUBILE - Publicação interna INPE
3534 - RPE/459, Maio, 1985.
55. A.M.ANDRADE - "O ciclo dosilício, do quartzito à lâmina de
silício". In: I Simp. Bras. de Microel., 1981, 371-405.
56. H.J.HOVEL - (ref.12, p.26)
57. R. GALLONI, A.SARDO - Rev. Scien. Inst., 54, (3), 369-373,
Mar 83.
58. C.L.ALEY, S.TURNER - Semiconductor International, May 80.
59. I. PEREYRA, A.M.ANDRADE - Solar Cells, 12, 285, 1984.
60. M.A.GREEN - Solar Cells- Operating Principles Technology and
System Applications - Prentice-Hall, Inc., 1982, p.146.
61. H.Y.TADA - (ref.32, p.1-28).
62. A.FLACKER, J.A.A.M.PEREIRA - Doc. Téc. LME, FAB06.RT.02, 1982,
p.1

63. D.L.MEIER, D.K.SCHRODER - IEEE Trans. El. Dev., ED-31 (5),
647, May 84.
64. M. SAITO, A.FLACKER, J.K.C.PINTO - Rev. Bras.Apl. Vácuo, 1 (1),
1981.
65. A.W.BLAKERS, M.A.GREEN - Elec. Dev. Lett., EDL-5 (1), 12, Jan
85.
66. F.J.FONSECA, A.M.ANDRADE, A.FLACKER - Rev. Bras. Apl. Vácuo,
4 (1-2), 53-61, 1984.
67. H.Y.TADA - (ref.32, p.3.34)
68. H.Y.TADA (ref.32, p.3-27)
69. N.VEISSID, I.PEREYRA - "Iterative method to determine the
parameters of illuminated current voltage characteristics"
Aceito para apresentação no 18th IEEE Phot. Spec. Conf, 1985.