

UNIVERSIDADE NOVA DE LISBOA
Faculdade de Ciências e Tecnologia

Luís Miguel Tavares Fernandes

**Sensores de Imagem de Grande Área em Tecnologia de
Silício Amorfo**

*Dissertação apresentada para a obtenção do
grau de Doutor em Ciência e Engenharia dos
Materiais, especialidade Microelectrónica e
Optoelectrónica pela Universidade Nova de
Lisboa, Faculdade de Ciências e Tecnologia*

Lisboa 2009

N° de arquivo:

Copyright:

Agradecimentos

Este trabalho só foi possível graças à colaboração de diversas pessoas, prestada de diferentes modos. Como tal não podia deixar de agradecer a todas as pessoas que directa ou indirectamente contribuíram e participaram neste esforço. Começo assim por agradecer aos meus orientadores Dr. Rodrigo Martins e Dra. Manuela Vieira o facto de aceitarem a orientação deste trabalho. À Dra. Manuela Vieira devo um especial reconhecimento pelo esforço empregue na criação de um grupo de investigação no ISEL, praticamente a partir do zero, permitindo assim a realização de diversos trabalhos de investigação, entre os quais este que aqui é apresentado. Ao Dr. Yuriy Vygranenko tenho a agradecer todas as discussões bastante proveitosas sobre tópicos deste trabalho, bem como o fabrico de algumas das estruturas utilizadas. Ao Dr. Carlos Nunes de Carvalho e ao Dr. Guilherme Lavareda tenho também a agradecer a disponibilidade para o fabrico de diversas estruturas que permitiram a optimização dos dispositivos. A todos os meus colegas do ISEL, pelo seu apoio em geral, nomeadamente à Dra. Paula Louro pela colaboração na obtenção de diversas medidas de caracterização das amostras.

Por fim, mas nunca em último, tenho a agradecer à Andreia toda a “paciência” e apoio durante todo este tempo.

Sumário

Este trabalho apresenta os resultados da investigação e desenvolvimento de um novo tipo de sensor de imagem de grande área em tecnologia de silício amorfo. Este tipo de sensor apresenta um princípio de funcionamento completamente diferente dos sensores de estado sólido comuns. O endereçamento eléctrico dos pixels é substituído por um endereçamento óptico recorrendo a um feixe de luz de baixa intensidade. A geometria do sensor é simplificada, consistindo numa única estrutura *p-i-n* de grande área com contactos eléctricos transparentes. O princípio de funcionamento resume-se à medida da fotocorrente gerada por um feixe de luz de baixa intensidade enquanto este varre a superfície activa do sensor. Esta fotocorrente contém informação sobre as condições locais de iluminação pelo que ao representá-la sob a forma de uma matriz de pontos, mapeada à superfície do sensor, obtém-se a imagem projectada sobre esta.

São apresentadas duas abordagens para o sistema de endereçamento óptico, e duas técnicas diferentes de aquisição de sinal, privilegiando a velocidade de aquisição ou a sensibilidade dos sistema sensor.

Os trabalhos efectuados, com o intuito de otimizar características específicas do sensor, conduziram ao desenvolvimento e caracterização de diferentes estruturas. Além da estrutura *p-i-n* simples são também apresentados os resultados relativos a estruturas empilhadas com ou sem blindagem óptica para sensores a cores ou preto e branco respectivamente.

Abstract

This work presents the results of the research and development of a new type of large area image sensor in amorphous silicon technology. This type of sensor presents a working principle completely different from the common solid state sensors. The electric addressing of pixels is replaced by an optical addressing using a low intensity light beam. The geometry of the sensor is simplified, consisting of a single large area *p-i-n* structure with transparent electric contacts. The working principle can be summarized by the measurement of the photocurrent generated by a low intensity light beam while it sweeps the active area of the sensor in raster mode. This photocurrent carries information about the local illumination conditions thus, plotting its values in a matrix mapped to the active area of the sensor, one obtains the image projected on it.

Two approaches for optical scanning system and two different techniques of acquisition of the signal are presented, privileging the speed of acquisition or the sensitivity of the sensory system. The work carried out, in order to optimize the performance of the sensor, had lead to the development and characterization of different structures. Beyond simple *p-i-n* structure, results are also presented for stacked structures with or without an intermediate optical shield working as colour or black and white sensors respectively.

Résumé

Ce travail présente les résultats de la recherche et développement d'un nouveau type de capteur de image de grand surface en technologie de silicium amorphe. Ce type de capteur présente un principe de fonctionnement complètement différent des capteurs à semi-conducteur communes. L'adressage électrique des Pixel est remplacé par un adressage optique utilisant un faisceau lumineux d'intensité réduite. La géométrie du senseur est simplifiée, se composant d'une structure simple du type $p-i-n$ de grand surface avec des contacts électriques transparents. Le principe de fonctionnement peut être récapitulé par la mesure de la photocourant produit par un faisceau lumineux d'intensité réduite tandis qu'il balaye le secteur actif de la sonde en mode de trame. Ce photocourant porte des informations sur les conditions d'illumination locale ainsi, traçant ses valeurs dans une matrice correspondant a la surface actif du capteur, une obtient l'image projetée là-dessus.

Deux approches pour le système de balayage optique et deux techniques différentes de l'acquisition du signal sont présentées, favorisant la vitesse de l'acquisition ou la sensibilité du système sensoriel. Les travaux menés à bien, afin d'optimiser l'exécution de le capteur, ont eu conduit au développement et à la caractérisation de différentes structures. Au delà de la structure $p-i-n$ simple, des résultats sont également présentés pour les structures empilées avec ou sans une couche intermédiaire de occlusion optique en fonctionnant comme capteur a couleur ou noire et blanche respectivement.

Lista de símbolos

A	Área
α, α_{cpm}	Coeficiente de absorção
C, C_J	Capacidade
D_p, D_n	Coeficiente de difusão
d, l	Distância
D^*	Detectividade
D	Alcance dinâmico
ε	Permitividade eléctrica
E_{ur}	Energia de Urbach
E, E_C, E_V	Energia
$E_A, \Delta E$	Energia de activação
E_F, E_{Fn}, E_{Fp}	Energia de Fermi
E_{op}	Energia do hiato óptico
f	Frequência
$\Phi, \Phi_0, \Phi_I, \Phi_L$	Fluxo de fotões
G	Taxa de geração
i_{ac}	Corrente
i_n	Corrente de ruído
I_{ph}	Fotocorrente
j, j_n, j_p	Densidade de corrente
j_{ph}	Densidade de fotocorrente
j_{sc}	Corrente de curto circuito
k	Coeficiente de extinção
λ	Comprimento de onda
η	Eficiência quântica
μ_n, μ_p	Mobilidade
L_n, L_p	Comprimento de difusão
N_D	Densidade de defeitos
N_C, N_V, N_L	Densidade de estados
p, n	Concentração de portadores
ν	Frequência
R	Taxa de recombinação

R_S, R_P	Resistência
ρ	Resistividade
ρ	Densidade de carga
σ	Condutividade
σ_d	Condutividade no escuro
σ_{ph}	Condutividade sob iluminação
T	Temperatura
T	Transmitância
t, t_1, t_2	Tempo
R	Reflectância
V, V_E, V_F	Tensão aplicada
V_{oc}	Tensão de circuito aberto
τ_n, τ_p	Tempo de vida dos portadores
ω	Frequência angular
x, y	Coordenada espacial
X_C	Reactância
Z	Impedância

Lista de constantes

<i>Constante</i>	<i>Descrição</i>	<i>Valor</i>	<i>Unidade</i>
ϵ_0	Permitividade do vácuo	$8.854187817 \dots 10^{-12}$	F/m
h	Constante de Planck	$6.6260755(40) 10^{-34}$	Js
k	Constante de Boltzmann	$1.380658(12) 10^{-23}$	J/K
q	Carga elementar	$1.60217733(49) 10^{-19}$	C

Lista de acrônimos

AC	Corrente alternada
AM1.5	Air Mass 1.5
ASIC	Application Specific Integrated Circuit
BLDC	Brushless DC
CCD	Charge Coupled Device
CMOS	Complementary Metal Oxide Semiconductor

CVD	Chemical Vapor Deposition
CPM	Constant Photocurrent Method
DC	Corrente contínua
DPSS	Diode Pumped Solid State
DLTS	Deep Level Transient Spectroscopy
FET	Field Effect Transistor
fr	frame rate
FWHM	Full Width at Half Maximum
FST	Flying Spot Technique
GPIB	General Purpose Interface Bus
IQE	Internal Quantum Efficiency
ITO	Indium Tin Oxide
PDS	Photothermal Deflection Spectroscopy
LBIC	Light Beam Induced Current
l _{sr}	line scan rate
LSP	Laser Scanned Photodiode
MBP	Modulated Barrier Photodiode
MIS	Metal Insulator Semiconductor
NEP	Noise Equivalent Power
PC	Personal Computer
PET	Polyethylene terephthalate
PE-CVD	Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition
rms	Root Mean Square
RIE	Reactive Ion Etching
SCCM	Standard Cubic Centimeters per Minute
RS-232 , RS-485	Ligação de comunicação série com equipamentos
SMU	Source Measure Unit
TFT	Thin Film Transistor
TTL	Transistor Transistor Logic

Índice

1.	Conceitos gerais.....	1
1.1.	Captação de imagem passado, presente e futuro	1
1.2.	A revolução dos materiais semicondutores	6
1.3.	Silício amorfo: passado, presente e futuro.....	7
1.4.	Motivação deste trabalho.....	11
1.5.	Referências	13
2.	Estrutura p-i-n.....	15
2.1.	Introdução.....	15
2.2.	Silício amorfo hidrogenado	16
2.3.	Fabrico dos sensores p-i-n	17
2.4.	Características do silício amorfo	21
2.5.	Absorção e geração de portadores de carga.....	25
2.6.	Fotocondução no silício amorfo	33
2.7.	Modelação de sensores ópticos de a-Si:H	35
2.8.	Características estacionárias dos sensores p-i-n	41
2.9.	Características transientes dos sensores p-i-n.....	43
2.10.	Conclusões.....	46
2.11.	Referências	47
3.	Caracterização de películas e dispositivos.....	53
3.1.	Introdução.....	53
3.2.	Características optoelectrónicas dos filmes.....	54
3.2.1.	Conductividade.....	54
3.2.2.	Espectroscopia óptica de reflexão e transmissão.....	56
3.2.3.	Método da fotocorrente constante (CPM)	59
3.3.	Características optoelectrónicas dos dispositivos	63
3.3.1.	Característica corrente-tensão	64
3.3.2.	Resposta espectral	73
3.3.3.	Capacitância	81
3.3.4.	Modelo eléctrico	86
3.4.	Conclusões.....	89
3.5.	Referências	91
4.	Sistema sensor LSP (<i>Laser Scanned Photodiode</i>).....	93
4.1.	Introdução.....	93

4.2.	Sistema varrimento laser (laser scanning)	94
4.2.1.	Técnica de varrimento lento.....	98
4.2.2.	Técnica de varrimento rápido	99
4.3.	Sensor LSP.....	101
4.3.1.	Simulação.....	101
4.3.2.	Princípio de funcionamento do sensor do tipo LSP.....	108
4.3.3.	Modelo eléctrico	111
4.3.4.	Influência dos parâmetros do feixe de prova	114
4.3.5.	Parâmetros do sensor	123
4.4.	Conclusões	133
4.5.	Referências.....	135
5.	Variantes de sensores do tipo LSP.....	137
5.1.	Introdução	137
5.2.	Estruturas empilhadas com blindagem óptica.....	138
5.2.1.	Estrutura.....	138
5.2.2.	Princípio de operação.....	139
5.2.3.	Resultados	140
5.3.	Sensor LSP em substrato flexível	145
5.3.1.	Estrutura	145
5.3.2.	Princípio de operação.....	146
5.3.3.	Resultados	147
5.4.	CLSP (Colour Laser Scanned Photodiode).....	148
5.4.1.	Estrutura.....	149
5.4.2.	Princípio de operação.....	149
5.4.3.	Resultados	150
5.5.	D/CLSP (Double/Colour Laser Scanned Photodiode).....	152
5.5.1.	Estrutura.....	153
5.5.2.	Princípio de operação.....	154
5.5.3.	Resultados	155
5.6.	Estruturas MIS (Metal Isolante Semicondutor)	160
5.6.1.	Estrutura.....	161
5.6.2.	Princípio de operação.....	161
5.6.3.	Resultados	162
5.7.	Trabalho em curso.....	163
5.8.	Conclusões	166

5.9.	Referências	167
6.	Conclusões e perspectivas futuras	171
6.1.	Conclusões.....	171
6.2.	Perspectivas futuras	182

Índice de tabelas

<i>Tabela 2.1 – Parâmetros de processo para o fabrico das películas de a-Si:H.</i>	20
<i>Tabela 2.2 – Fluxos totais de gás utilizados para o fabrico das diferentes camadas.</i>	21
<i>Tabela 3.1 – Parâmetros de deposição das estruturas p-i-n.</i>	54
<i>Tabela 3.2 – Propriedades optoelectrónicas das camadas individuais.</i>	63
<i>Tabela 3.3 – Parâmetros dos sensores extraídos a partir das curvas J-V</i>	67
<i>Tabela 5.1 – Características optoelectrónicas das camadas de semiconductor.</i>	146
<i>Tabela 5.2 – Características optoelectrónicas e composicionais das camadas intrínsecas.</i>	154

Índice de figuras

<i>Figura 1.1 – Esquema do sistema de Nipkow.</i>	2
<i>Figura 1.2 – Sensor de imagem do tipo vidicon (fonte: Encyclopaedia Britannica)</i>	3
<i>Figura 1.3 – Sensores de imagem do tipo CCD e CMOS</i>	5
<i>Figura 1.4 – Evolução dos sensores de imagem.</i>	5
<i>Figura 1.5 – a) sensor de matriz activa, b) sensor do tipo “Thin film on ASIC”.</i>	9
<i>Figura 1.6 – Sensores de cor de 2 e 3 terminais do tipo estrutura empilhada em tecnologia de silício amorfo.</i>	11
<i>Figura 1.7 – Imagens obtidas com diferentes geometrias de contactos, com o sensor iluminado na parte central com padrão rectangular.</i>	12
<i>Figura 2.1 – Representação esquematizada de um fotodíodo p-i-n.</i>	16
<i>Figura 2.2 – Esquema do reactor de PECVD utilizado para o fabrico das amostras utilizadas neste trabalho.</i>	18
<i>Figura 2.3 – Vista esquemática do sistema multicâmara.</i>	19
<i>Figura 2.4 – Esboço da estrutura do silício amorfo mostrando ligações incompletas e passivadas com átomos de hidrogénio.</i>	22
<i>Figura 2.5 – a) Distribuição da densidade de estados energéticos no hiato; b) Representação esquemática da mobilidade dos portadores no silício amorfo.</i>	24
<i>Figura 2.6 – Transições de electrões entre estados por absorção de um fóton com energia ($h\nu$).</i>	27
<i>Figura 2.7 – Coeficiente de absorção para o silício amorfo.</i>	29
<i>Figura 2.8 – Representação da penetração da radiação num fotodíodo p-i-n para baixos (---) e altos (....) comprimentos de onda.</i>	30
<i>Figura 2.9 – Profundidade de penetração dos fótons num semiconductor em função do seu comprimento de onda.</i>	31
<i>Figura 2.10 – Taxa de geração óptica dependente da posição no silício amorfo sobre diferentes condições de iluminação monocromática. A eficiência quântica foi considerada unitária, $\eta = 1$.</i>	32
<i>Figura 2.11 – Representação esquemática a) de um fotodíodo p-i-n sob iluminação, b) diagrama de bandas no caso de polarização inversa, c) perfil do campo eléctrico e d) distribuição espacial do produto $\mu\tau$ para electrões ($\mu\tau_n$) e lacunas ($\mu\tau_p$). A tracejado esboçam-se as curvas reais no díodo estando representadas a cheio as aproximações usadas nos modelos analíticos.</i>	38

<i>Figura 3.1 – Condutividade no escuro para as diferentes camadas utilizadas em função do inverso da temperatura.</i>	56
<i>Figura 3.2 – Espectro de transmissão para as películas de tipo p com e sem carbono.</i>	57
<i>Figura 3.3 – Espectro de transmissão para as películas de tipo n com e sem carbono.</i>	58
<i>Figura 3.4 – Diagrama de Tauc para películas de tipo p com e sem carbono e para intrínsecas.</i>	58
<i>Figura 3.5 – Diagrama de Tauc para películas de tipo n com sem carbono.</i>	59
<i>Figura 3.6 – Espectro de absorção medido por CPM e por medida de transmissão (T) para uma película intrínseca.</i>	61
<i>Figura 3.7 – Espectro de absorção medido por CPM e por medida de transmissão (T) para uma película de tipo p.</i>	61
<i>Figura 3.8 – Espectro de absorção medido por CPM e por medida de transmissão (T) para uma película de tipo n.</i>	62
<i>Figura 3.9 – Densidade de corrente no escuro em função da tensão de polarização para as três estruturas.</i>	65
<i>Figura 3.10 – Densidade de corrente em função da tensão de polarização para as três estruturas sob iluminação AM1.5.</i>	66
<i>Figura 3.11 – Diagrama de bandas de energia obtido por simulação para a homojunção e para a heterojunção.</i>	68
<i>Figura 3.12 – Perfil da densidade de corrente de electrões e de lacunas ao longo da heterojunção em condições de iluminação AM1.5.</i>	69
<i>Figura 3.13 – Características J-V para as estruturas #M006192 (homojunção) e #M006301 (heterojunção) e resultados da simulação nas condições de iluminação AM 1.5.</i>	69
<i>Figura 3.14 – a) Característica J-V e b) dependência da intensidade luminosa para a estrutura #M006192.</i>	70
<i>Figura 3.15 – a) Característica J-V e b) dependência da intensidade luminosa para a estrutura #M006301.</i>	71
<i>Figura 3.16 – a) Parâmetro γ e b) derivada da densidade de corrente para a estrutura #M006301.</i>	71
<i>Figura 3.17 – a) Característica J-V e b) dependência da intensidade luminosa para a estrutura #M007192.</i>	72
<i>Figura 3.18 – a) Parâmetro γ e b) derivada da densidade de corrente para a estrutura #M007192.</i>	73
<i>Figura 3.19 – Esquema da montagem experimental para a determinação da resposta espectral.</i>	74

<i>Figura 3.20 – Resposta espectral em curto-circuito para as amostras em estudo.</i>	76
<i>Figura 3.21 – Resposta espectral em curto-circuito para as amostras em estudo para diferentes fluxos luminosos da iluminação de fundo. a) homojunção, b) e c) heterojunção.</i>	77
<i>Figura 3.22 – Resposta espectral em normalizada ao valor de curto-circuito para diferentes tensões de polarização, a) amostra #M006301, b) amostra #M007192 c) amostra #M011101, d) amostra #M011102.</i>	79
<i>Figura 3.23 – Representação esquemática da colecção de portadores com o aumento da tensão de polarização para um fotodíodo p-i-n para baixos (—) e altos comprimento de onda (---).</i>	79
<i>Figura 3.24 – Efeito combinado da polarização eléctrica e óptica na resposta espectral nos dispositivos em estudo. a), b) e c) representam as curvas obtidas no escuro, com iluminação de fundo verde e vermelha respectivamente.</i>	80
<i>Figura 3.25 – Esquema eléctrico do circuito utilizado para as medidas de capacidade em função da tensão aplicada.</i>	83
<i>Figura 3.26 – Capacidade em função da tensão para a diferentes amostras no escuro.</i>	84
<i>Figura 3.27 – Capacidade em função da tensão para a amostra #M006302 no escuro.</i>	84
<i>Figura 3.28 – Capacidade em função da tensão para a amostra #M006302 sob diferentes condições de iluminação.</i>	85
<i>Figura 3.29 – Capacidade em função da intensidade luminosa medida com a amostra em curto-circuito.</i>	86
<i>Figura 3.30 – Característica J-V experimental obtida sob diferentes condição de iluminação com radiação de 450nm.</i>	87
<i>Figura 3.31 – Modelo típico para um fotodíodo.</i>	87
<i>Figura 3.32 – a) Circuito equivalente do modelo macroscópico de dois díodos para uma estrutura p-i-n com uma camada n de a-SiC:H fracamente dopada, b) Características I-V típicas para um fotodíodo típico e para um MBP.</i>	88
<i>Figura 3.33 – Características J-V experimental e simulada com o modelo sugerido.</i>	89
<i>Figura 4.1 – a) sistema de varrimento laser, b) efeito da projecção de um objecto (I) com um sistema bidimensional do tipo indicado em a) através de uma lente F-Theta (II) e através de uma lente normal.</i>	95
<i>Figura 4.2 – Lentes F-Theta para sistemas de deflexão laser em um eixo a) e dois eixos b).</i>	96
<i>Figura 4.3 – Diagrama de blocos do sistema de teste e caracterização dos dispositivos.</i>	96
<i>Figura 4.4 – Fotografia da montagem utilizada para a técnica de varrimento lento.</i>	98
<i>Figura 4.5 – a) Esquema do sistema de varrimento rápido, b) foto do sistema de teste.</i>	100

Figura 4.6 – Exemplo de captura de imagem monocromática, a) Imagem original, b) captura com estrutura p-i-n e b) captura com estrutura p-i-n-p-i-n. _____	101
Figura 4.7 – Características J-V simuladas _____	102
Figura 4.8 – Densidade de corrente em curto-circuito (J_{sc}) e responsividade (R) do sensor em função da potência óptica incidente. _____	103
Figura 4.9 – a) Dependência da responsividade com a potência óptica para heterojunções com diferentes densidades de electrões na camada n: (a) $1.2 \times 10^7 \text{ cm}^{-3}$ e (b) $5 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$; b) resultado experimental. _____	103
Figura 4.10 – a) Diagrama de bandas e b) perfil do campo eléctrico para a junção e heterojunção em curto-circuito obtidos por simulação. _____	104
Figura 4.11 – Concentração de electrões livres (n_0 , n) e lacunas (p_0 , p) numa homojunção a) e numa heterojunção b) em equilíbrio termodinâmico e sob iluminação (1 mW/cm^2). _____	105
Figura 4.12 – Perfis da corrente de electrões e lacunas na homojunção em curto-circuito. _____	106
Figura 4.13 – Perfis da densidade de corrente de electrões a), e lacunas b), na heterojunção sob iluminação (1 mW/cm^2). Componentes de deriva e difusão apresentadas separadamente. _____	106
Figura 4.14 – a) e b) diagrama de bandas para heterojunções com carbono numa ou ambas as camadas dopadas respectivamente, c) e d) campo eléctrico interno nas estruturas, em equilíbrio dinâmico e sob iluminação (1 mW/cm^2). _____	107
Figura 4.15 – diagramas de bandas de energia para uma heteroestrutura com carbono em ambas as camadas dopadas e baixo nível de dopagem a) em polarização inversa (V_r) e b) em polarização directa (V_f). _____	109
Figura 4.16 – Diagramas de bandas de energia para uma heteroestrutura com carbono em ambas as camadas dopadas e baixo nível de dopagem a) com iluminação de baixa intensidade e b) com iluminação de alta intensidade. _____	110
Figura 4.17 – Esboço do dispositivo sob iluminação não uniforme. _____	111
Figura 4.18 – Modelo de um sensor LSP de grande área, e modelo para cada nó composto por um diodo ideal, uma resistência série R_s e uma resistência paralela R_p . _____	113
Figura 4.19 – (topo) resultados experimentais e (baixo) resultados obtidos por simulação para a) amostra #M006291 e b) amostra #M006301. _____	114
Figura 4.20 – a) esboço do processo de varrimento, b) sinal medido quando o feixe de prova atravessa um região iluminada do sensor, c) derivada do sinal, d) simulação. _____	116
Figura 4.21 – Sinal em função do comprimento de onda do feixe de prova com luz de fundo verde e vermelha. _____	117
Figura 4.22 – Resposta à frequência de modulação do feixe de prova. _____	118

Figura 4.23 – a) Esboço do sistema para medida da velocidade de varrimento, b) circuito eléctrico do gerador de sincronismo, c) pormenor do espelho rotativo de 6 faces. _____	119
Figura 4.24 – a) esboço da técnica de medida utilizada para varrimentos de uma linha com diferentes tensões aplicadas para: b) uma homojunção; c) estrutura p-i-n com carbono na camada n e d) estrutura p-i-n com carbono nas camadas n e p. _____	121
Figura 4.25 – Resposta transiente. _____	122
Figura 4.26 – Módulo do sinal obtido na amostra #M006301 para diferentes intensidades da imagem com luz verde ($\lambda=550\text{nm}$) e b) variação do sinal com a intensidade da imagem para diferentes tensões de polarização _____	123
Figura 4.27 – Módulo do sinal medido na amostra #M007192 para diferentes intensidades da imagem com luz verde ($\lambda=550\text{nm}$) e b) variação do sinal com a intensidade da imagem para diferentes tensões de polarização _____	124
Figura 4.28 – Diferença entre o sinal sob iluminação e o sinal no escuro para as duas amostras em estudo. _____	125
Figura 4.29 – Sinal em função da intensidade da imagem a) amostra #M006301 e b) #M007192. _____	126
Figura 4.30 – Parâmetros A e τ em função da tensão para a amostra #M006301. _____	126
Figura 4.31 – Imagens obtidas para diferentes intensidades luminosas da imagem. _____	127
Figura 4.32 – Imagens capturadas com o sensor #M006301: a) imagem da palavra (ISEL), b) imagem em tons de cinzento do autor. _____	127
Figura 4.33 – a) fotocorrente devida ao feixe de prova em função do comprimento de onda da imagem, e b) resposta espectral normalizada. _____	128
Figura 4.34 – Circuito eléctrico de um amplificador de fotodíodo. _____	131
Figura 4.35 – a) Imagem não processada b) fundo c) diferença. _____	132
Figura 4.36 – a) Ruído de padrão fixo devido a interferência, b) esquema do percurso do feixe de prova na estrutura. _____	133
Figura 5.1 – Estrutura p-i-n-p-i-n com camada intermédia para isolamento óptico. _____	139
Figura 5.2 – Diagrama de blocos do sistema de varrimento para sensores de estrutura empilhada com blindagem óptica. _____	140
Figura 5.3 – resposta à variação do comprimento de onda da imagem para a amostra #Y01 a) e #Y02 b), c) e d) imagens a diferentes comprimentos de onda capturadas com os dois sensores. _____	141
Figura 5.4 – a) logotipo da conferência ICAMS20, b) imagem capturada com o sensor #Y02. _____	141
Figura 5.5 – Sinal medido no escuro e com iluminação de fundo das três cores primárias em função da tensão de polarização para o sensor #Y02 ($\Phi_1=2\text{ mWcm}^{-2}$). _____	142

<i>Figura 5.6 – Sinal obtido para varrimentos de uma linha com feixe de prova verde ou vermelho.</i>	143
<i>Figura 5.7 – Estrutura com blindagem óptica melhorada (#Y03).</i>	144
<i>Figura 5.8 – Responsividade da amostra #Y03, (inserção) imagem capturada.</i>	145
<i>Figura 5.9 – Estrutura dos dispositivos com referências (#M0031212-G) e (#M0031212-G).</i>	146
<i>Figura 5.10 – Responsividade com (baixo) e sem (topo) polarização óptica ($\lambda=650\text{nm}$) para o sensor depositado sobre substrato de vidro a) ou PET b).</i>	147
<i>Figura 5.11 – Fotocorrente gerada pelo feixe de prova em função da tensão de polarização. Inserções- imagens capturadas a -1V, 0V e 1V com imagem vermelha.</i>	148
<i>Figura 5.12 – a) estrutura e b)foto do dispositivo com a referência #M007192.</i>	149
<i>Figura 5.13 – Esquema do princípio de funcionamento de um sensor do tipo CLSP de estrutura simples.</i>	150
<i>Figura 5.14 – a)imagem capturada a 0V, b) Visualização dos dados em 3D e cor artificial, c) imagens capturadas a 0.4V e 0.7V, d) imagem em cor reconstruída a partir dos dados de c).</i>	150
<i>Figura 5.15 – a)Sinal em função da tensão de polarização para iluminação de fundo vermelha e verde, b)resposta espectral a diferentes tensões de polarização.</i>	151
<i>Figura 5.16 –Módulo da fotocorrente gerada pelo feixe de prova para diferentes tensões de polarização.</i>	152
<i>Figura 5.17 – Estrutura utilizada para sensores de cor do tipo LSP.</i>	153
<i>Figura 5.18 – a) Distribuição interna do potencial e b) perfis de geração e recombinação obtidos por simulação para um dispositivo com a mesma estrutura da amostra #NC5.</i>	155
<i>Figura 5.19 – Fotocorrente gerada pelo feixe de prova para diferentes comprimentos de onda da luz de polarização para a amostra #NC5 a) medida em dc, b) medida em ac, c) fotocorrente com iluminação frontal azul e posterior vermelha.</i>	157
<i>Figura 5.20 – Sinal medido no escuro e com iluminação de fundo das três cores primárias em função da tensão de polarização para os sensores a)#NC4, b)#NC5 e c)#NC7 d) Esboço da intensidade da radiação ao longo das amostras, para diferentes comprimentos de onda.</i>	158
<i>Figura 5.21 –. resposta à variação do comprimento de onda da imagem para a amostra #NC5.</i>	159
<i>Figura 5.22 – Imagens obtidas com a amostra #NC5 sob diferentes condições de iluminação.</i>	159
<i>Figura 5.23 – a)Estrutura do sensor de raios-X com endereçamento óptico, b)fotografia do dispositivo de testes encapsulado.</i>	161

<i>Figura 5.24 – a) Circuito equivalente do sensor e b) diagramas temporais da operação do mesmo.</i>	162
<i>Figura 5.25 – Sinal obtido durante o varrimento de uma linha com uma tensão de 5V.</i>	163
<i>Figura 5.26 – Estrutura do dispositivo proposto para sensor de raios-X.</i>	164
<i>Figura 5.27 – a) Diagrama de blocos do sistema de caracterização e medida utilizado, b) temporização dos diversos sinais.</i>	164
<i>Figura 5.28 – Resposta espectral da estrutura MIS com uma amplitude do impulso de refrescamento de 4V.</i>	165
<i>Figura 5.29 – Estrutura típica para dispositivos p-i-n, TFT e MIS.</i>	166



Pormenor de uma pintura na caverna de Lascaux (França) datada de há 17 000 anos.

<http://www.culture.fr/culture/arcnat/lascaux/en/>

Capítulo 1

Conceitos gerais

1.1. Captação de imagem passado, presente e futuro

Desde sempre o Homem sentiu necessidade de guardar para a posteridade imagens do dia-a-dia. Exemplos desta tendência podem ainda hoje ser observados nas paredes de grutas outrora habitadas pelos nossos antepassados remotos (ver figura em cima).

A única forma conhecida de transferir uma imagem para um suporte físico que a poderia guardar, continuaria a ser por muitos milhares de anos a da pintura, que devido ao facto de usar um interlocutor humano a torna inexacta, irreproduzível e altamente subjectiva.

Embora fosse do conhecimento de algumas pessoas que certos materiais possuíam a característica de mudar de cor com a exposição à luz, só em 1839 surgiu a primeira aplicação prática pela mão do Francês Louis Daguerre que a nomeou de *Daguerreotipo* [1]. Os anúncios da época apresentavam a técnica como “não requer conhecimentos de desenho ...” e “qualquer

pessoa pode utilizar e conseguir os mesmos resultados que o autor da invenção”, o que a tornaria um êxito quase imediato.

O *Daguerreotipo* baseava-se no uso de placas cobertas com material sensível à luz e que produziam uma imagem positiva, o que tornava impossível a reprodução. Esta desvantagem viria a ser ultrapassada pelo Inglês Henry Talbot com a invenção do calótipo [2] que seria o precursor da fotografia moderna. Nos anos seguintes a fotografia continuou a desenvolver-se e seria a única forma de captar imagens por mais alguns anos.

A possibilidade de se transformar um sinal luminoso em eléctrico só viria a ser descoberta em 1873, em Inglaterra, por Willoughby Smith e Joseph May que observaram o fenómeno fotoeléctrico no selénio. Esta descoberta juntamente com o conceito de “*scanning*” da imagem proposto pelo Inglês Alexander Bain em 1843 viria a revelar-se o impulso decisivo para o desenvolvimento da televisão.

Em 1884, o conceito de “*scanning*” mecânico proposto por Bain viria a ser posto em prática pelo Alemão Paul Nipkow que desenvolveu o disco de Nipkow¹, ver Figura 1.1, que permitiu que em 1925 John Logie Baird (da Grã Bretanha) fabricasse a primeira câmara de televisão com “*scanning*” mecânico. O conceito era bastante simples, a luz proveniente de uma lâmpada de descarga atravessava o disco de Nipkow em movimento, o que criava sobre o objecto o efeito de “*scanning*” de um ponto de luz. A luz reflectida pelo objecto era então captada por uma célula de selénio, que permitia assim obter um impulso eléctrico correspondente à imagem serializada pelo disco de Nipkow.

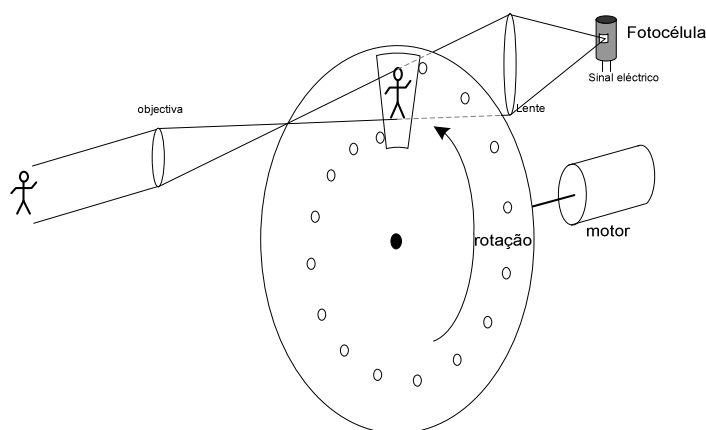


Figura 1.1 – Esquema do sistema de Nipkow.

A invenção da primeira válvula electrónica com capacidade de transformar uma imagem num sinal eléctrico com utilização prática deve-se a dois engenheiros Vladimir K. Zworykin e Philo T. Farnsworth. O trabalho destes viria a evoluir de forma diferente, dando origem a dois

¹ Disco com aberturas circulares dispostas ao longo de uma espiral.

tipos de dispositivos, o iconoscópio de Zworykin em 1923 e o dissector de imagem de Farnsworth em 1927.

Com o apoio de uma grande empresa (RCA) o iconoscópio viria a evoluir após a Segunda Guerra Mundial para o orthicon, que por sua vez daria origem ao vidicon em 1954 [3] ver Figura 1.2.

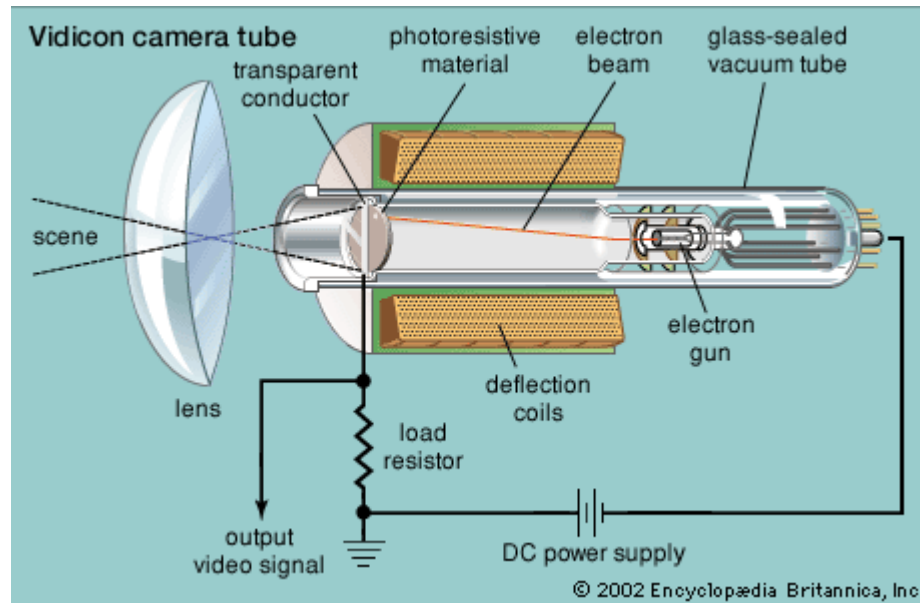


Figura 1.2 – Sensor de imagem do tipo vidicon (fonte: Encyclopaedia Britannica)

O vidicon continuaria a ser desenvolvido devido à utilização massiva em câmaras de televisão, dando origem a novas variantes como o Plumbicon (Philips, 1963) e o Saticon (NHK, 1974). Todos estes dispositivos apresentavam princípios de funcionamento similares, a imagem é focada sobre uma superfície fotosensível que é varrida por um feixe de electrões. O sinal gerado contém assim a informação da intensidade da imagem em formato série.

Um grande passo do caminho da miniaturização e baixo custo seria dado no início dos anos 1980 com o aparecimento do CCD (Charge Coupled Device). Impulsionado pela gigantesca indústria dos semicondutores as capacidades destes dispositivos avançaram de forma extremamente rápida, dando origem às câmaras miniatura altamente sofisticadas que são vulgarmente utilizadas nos nossos dias. O CCD possui uma estrutura bastante simples, é formado apenas por uma matriz de contactos condutores em cima de uma pastilha de silício dopada e com uma fina camada de óxido de silício entre ambos, formando uma matriz de condensadores MOS (Metal Oxide Semiconductor). O seu princípio de funcionamento é também bastante simples, no entanto muito eficaz (ver Figura 1.3). Numa primeira fase o sensor é iluminado e são aplicadas tensões a todos os contactos por forma a criar na área da estrutura uma matriz de poços de potencial que armazenam a carga resultante da absorção dos

fotões em cada ponto. Numa segunda fase é interrompido o fluxo luminoso e procede-se à medição da carga acumulada em cada ponto. Para tal são aplicados impulsos cíclicos desfasados a cada três eléctrodos contíguos, fazendo com que a carga se desloque ao longo de uma direcção até atingir a periferia do sensor onde existe um conversor carga/tensão. A principal desvantagem do CCD reside no facto de a tecnologia de fabrico não ser a CMOS utilizada para os circuitos digitais standard o que implica que toda a electrónica de amplificação/conversão de sinal e de geração dos sinais de relógio terá que ser realizada fora do “chip”, pelo que além do CCD são necessários mais alguns circuitos integrados para construir um sistema de aquisição de imagem CCD. Desta forma a complexidade do conjunto aumenta, aumentando também o consumo e o custo de fabrico dos sistemas a CCD.

Ao contrário do que seria de esperar as antigas tecnologias não deixaram de ser utilizadas com o aparecimento do CCD, como aconteceu em outros casos, estas continuam a encontrar nichos onde alguma das suas características permanece inultrapassada. É o caso do tubo electrónico de alta sensibilidade Super-HARP que devido à sua extrema sensibilidade consegue produzir imagens perfeitas no escuro [4].

A mesma indústria da microelectrónica que contribuiu para o desenvolvimento do CCD viria também a ser a responsável pela criação do seu mais directo concorrente, o sensor CMOS. O sensor de imagem CMOS é formado por uma matriz de fotodíodos que podem ser seleccionados de forma aleatória por forma a medir a fotocorrente gerada em cada um a cada instante (ver Figura 1.3). Os sensores de imagem CMOS são fabricados pelo mesmo processo tecnológico que os dispositivos lógicos, sendo então possível integrar todas as funções de amplificação, conversão e processamento de sinal no mesmo circuito integrado baixando o consumo e a complexidade do sistema. Assim surge o conceito “camera on chip” (câmara num único circuito integrado) e que possibilitou o fabrico de câmaras de baixo consumo, tamanho reduzido e baixo custo, sendo estas câmaras cada vez mais aplicadas em objectos quotidianos como telemóveis, automóveis, etc.

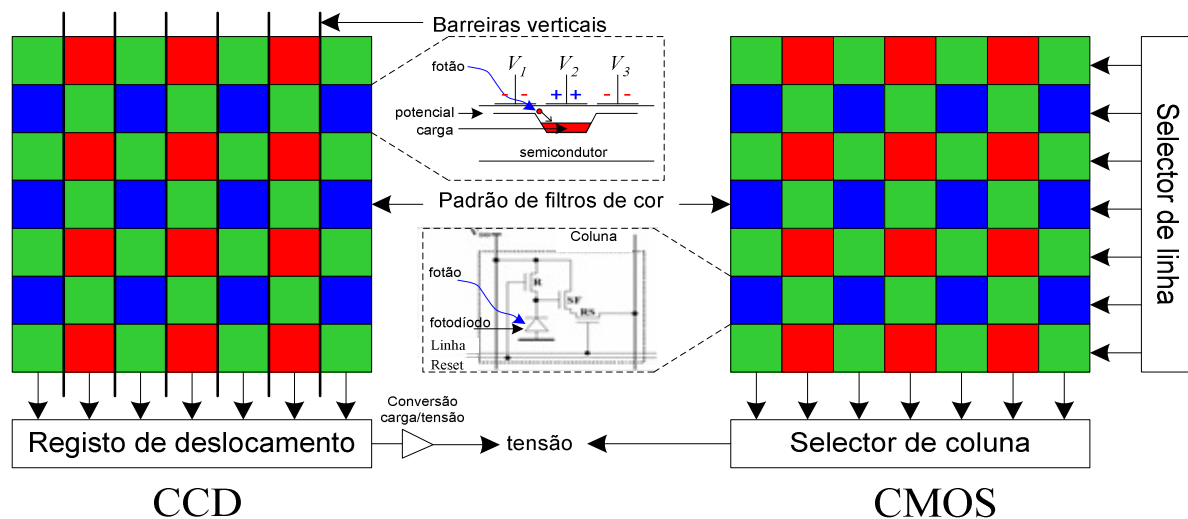


Figura 1.3 – Sensores de imagem do tipo CCD e CMOS

O gráfico seguinte mostra a evolução comparativa dos três tipos de sensores de imagem sendo previsível a sua coexistência pelo menos durante mais algum tempo. Devido às diferentes características de custo e performance os campos de aplicação de cada um dos tipos de sensores será diferente tendendo os CCDs e Tubos Electrónicos a ser utilizados em aplicações extremamente exigentes em termos de performance.

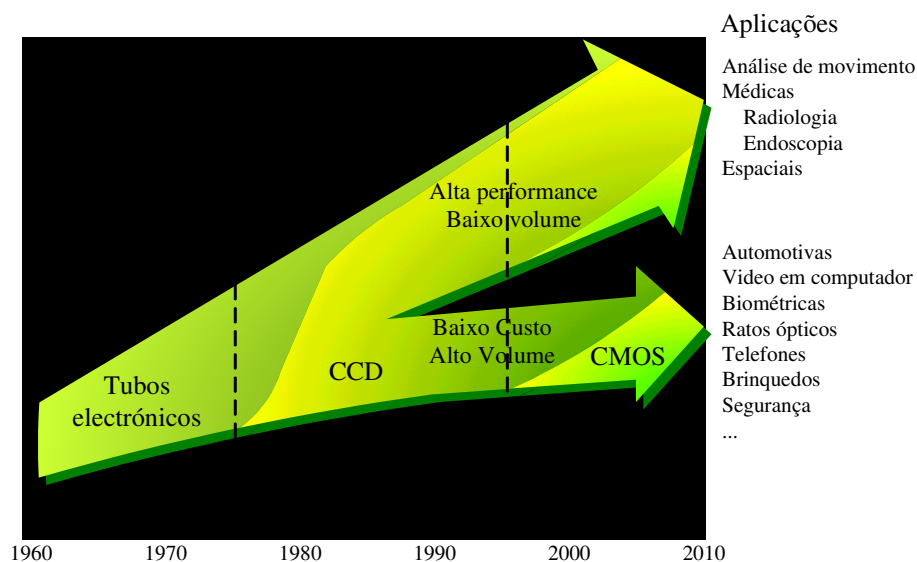


Figura 1.4 – Evolução dos sensores de imagem.

Como dita o progresso todas as tecnologias são ultrapassadas e substituídas por outras que produzem dispositivos com melhores características. Será portanto de prever num futuro mais ou menos próximo a emergência de novas tecnologias com a consequente alteração do panorama presente.

O presente trabalho pretende ser mais uma contribuição para o desenvolvimento de uma área tão importante que é a da captação de imagens tanto estáticas como em movimento.

1.2. A revolução dos materiais semicondutores

Muito embora os semicondutores sejam de utilização relativamente recente, a sua história começou ainda antes das válvulas electrónicas com a descoberta por Michael Faraday, em 1833, que o sulfato de prata, um semicondutor, apresentava um coeficiente de temperatura negativo contrariamente aos materiais condutores.

Apenas dois anos depois, outra importante descoberta foi revelada por Munk A. Rosenshold. Este descobriu que certos materiais exibiam propriedades de rectificação, mas estranhamente seriam necessários 39 anos para F. Braun redescobrir este efeito [5].

No final do século XIX, alguns experimentalistas observaram que o elemento selénio além de exibir propriedades rectificadoras, mostrava-se também sensível à luz, com a sua resistência a diminuir com o aumento da intensidade luminosa. Esta descoberta, como foi relatado na secção 1.1, contribuiu para o aparecimento dos primeiros sistemas capazes de converter uma imagem num sinal eléctrico.

Depois das primeiras experiências muitos outros materiais foram investigados levando a que em 1915 Carl Beredicks descobrisse que o germânio também possuía propriedades rectificadoras. Muito embora bastante investigação tenha sido devotada aos materiais semicondutores, os dispositivos semicondutores não conseguiam igualar a performance das válvulas electrónicas, pelo que rapidamente foram relegados para segundo plano.

Seria necessário o início da Segunda Grande Guerra para renascer o interesse nos semicondutores. Existia uma necessidade premente de dispositivos que funcionassem nas frequências de radar, uma vez que as válvulas electrónicas exibiam uma capacidade inter-electrodos demasiado elevada. O díodo semicondutor de contacto por ponto exibia uma capacidade interna bastante baixa pelo que poderia ser usado nas aplicações de radar onde a utilização de válvulas electrónicas era impossível.

Com o crescente grau de exigência das aplicações de radar depressa surgiu a necessidade de obter dispositivos amplificadores de estado sólido que superassem as até então utilizadas válvulas electrónicas. A necessidade de um elemento amplificador de menor tamanho, mais leve, mais eficiente e capaz de funcionar a altas frequências fez com que se iniciasse um estudo exaustivo dos materiais semicondutores, desde então continuado.

Os resultados da investigação não tardaram. Em 1948 Walter Brattain e John Bardeen publicavam a descoberta do primeiro dispositivo amplificador de estado sólido, o transístor de contacto por ponto, “point-contact transistor” [6]. Um anos mais tarde seriam desenvolvidos por William Shockley díodos e transístores bipolares de junção [7]. Comparativamente o transístor de junção era superior ao de contacto em muitos aspectos. Era mais fiável, gerava menos ruído, e suportava maiores potências. O transístor de junção tornou-se assim um rival das válvulas electrónicas em muitas aplicações até então incontestadas. Os trabalhos de Bardeen, Brattain e Schockley seriam reconhecidos em 1956 com a atribuição do prémio Nobel da Física.

Uma nova revolução teria início em 1960 com a apresentação do processo planar de fabrico de dispositivos semicondutores [8]. Segundo este processo, o fabrico de qualquer tipo de dispositivo semicondutor envolve apenas operações sobre um dos lados do substrato, pelo que vários dispositivos podem ser fabricados lado a lado e formar um único circuito com uma função definida, o Circuito Integrado (CI).

Desde o fabrico do primeiro circuito integrado em integração em pequena escala (SSI menos de 100 componentes por CI) o número de componentes nunca mais parou de aumentar, e rapidamente se passou para integração em média escala (MSI 100-1000 componentes). A evolução do número de componentes por circuito segue uma curva exponencial mais conhecida por lei de Moore [9] enunciada por um dos co-fundadores da INTEL, Gordon Moore. Presentemente vivemos a fase ULSI (Ultra Large Scale Integration, >1 000 000 componentes) em que o mais recente processador INTEL de produção em grande escala (Core 2 Extreme) é composto por cerca de 291 000 000 transístores.

1.3. Silício amorfo: passado, presente e futuro

No desenvolvimento dos dispositivos semicondutores cedo se optou pela utilização de estruturas cristalinas, devido às suas características electrónicas. Esta tecnologia apresenta algumas limitações especialmente no que se refere ao tamanho do substrato (300 mm) e elevado custo, pelo que aplicações que envolvam dispositivos de grande área estão severamente limitadas.

A forma de ultrapassar estes problemas seria a deposição de silício amorfo (a-Si) sobre diversos tipos de substratos de grande área como o vidro ou mesmo chapas de aço. Spear e Le

Comber apresentaram pela primeira vez em 1976 silício amorfo dopado com fósforo e boro [10], sendo seguidos por Carlson e Wronski [11] que fabricaram a primeira junção em a-Si.

Este tipo de tecnologia atraiu de imediato a atenção de vários grupos de investigação em todo o mundo, por apresentar baixos custos de produção, quando comparado com a tecnologia de silício cristalino, e principalmente porque a área dos dispositivos seria apenas, teoricamente, limitada pelo tamanho do substrato utilizado.

A aplicação natural desta tecnologia seria na produção de energia eléctrica directamente a partir da luz solar. As vantagens face ao silício cristalino são evidentes: Menor custo de produção, células de grande área, menor incorporação de energia, menor incorporação de material semiconductor, sensibilidade adaptada ao espectro de radiação solar terrestre. Devido aos factores atrás enunciados durante os anos 80 foi devotado um grande investimento intelectual e monetário ao desenvolvimento de células solares de silício amorfo, resultando na formação de empresas cuja actividade principal seria a produção de módulos usando a referida tecnologia nomeadamente a [United Solar](#) nos EUA, e a [Kaneka](#) no Japão. Devido ao efeito de degradação do material induzida pela luz, conhecido como efeito de Staebler-Wronski [12], as atenções viraram-se para uso de silício micro cristalino $\mu\text{c-Si:H}$ que não sofre do referido efeito. A primeira referência à deposição de películas de $\mu\text{c-Si:H}$ data já de 1968 [13], tendo sido recentemente apresentados resultados de células solares constituídas por silício microcristalino com eficiência elevada [14].

Consoante o grau de cristalinidade e tamanho de grão apresentados pelas películas de silício este material pode assumir diferentes tipos de denominação, que vão desde o já citado $\mu\text{c-Si:H}$ ao silício nano-cristalino ou nano-estruturado em que os grãos de material cristalino são de menor dimensão, e passando por outras denominações não tão sugestivas como polimorfo [15, 16].

Embora grande parte do desenvolvimento da tecnologia de silício amorfo se deva a aplicações fotovoltaicas, a publicação em 1979 do primeiro desenho e características de um transístor de efeito de campo (FET) em tecnologia de silício amorfo por LeComber et al. [17] veio abrir caminho a outras aplicações não menos importantes nos campos dos ecrãs planos (utilização de transístores de película fina, TFT) e nos sensores ópticos, nomeadamente sensores de imagem, ver Figura 1.5 a). A utilização de transístores de película fina está perfeitamente industrializada, como prova a crescente proliferação de ecrãs planos de matriz activa, sendo possível encontrar dispositivos com 55 polegadas de diagonal.

No campo dos sensores de imagem existe um interesse crescente com grande diversidade de campos de aplicação. Uma característica bastante interessante do silício amorfo é a sua

resistência intrínseca à radiação. Esta característica torna esta tecnologia ideal para a substituição das chapas fotográficas ainda hoje utilizadas em grande parte dos equipamentos médicos de radiologia. Neste campo foram já apresentados sensores de matriz activa de grande área ($29,2 \times 40,6 \text{ cm}^2$) em substrato único e de elevada resolução (2304×3200 pixels) [18], existindo mesmo módulos em produção que permitem substituir directamente os filmes fotográficos. As vantagens deste tipo de sensores são inúmeras, de onde se destacam: diminuição da dose de raios-X a que o paciente está sujeito devido à alta sensibilidade do sensor, simplicidade de operação, menor poluição ambiental devido aos químicos utilizados nos filmes, menores custos de operação, facilidade de armazenamento e manipulação das imagens, etc.

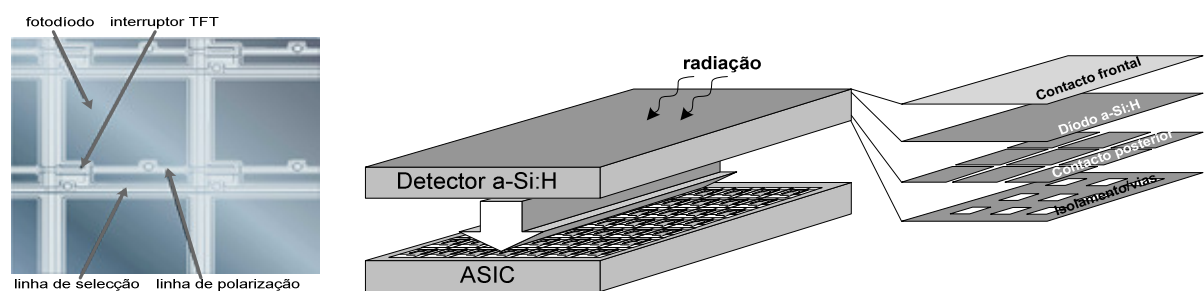


Figura 1.5 – a) sensor de matriz activa, b) sensor do tipo “Thin film on ASIC”.

Um outro campo de aplicação do silício amorfo em sensores de imagem é o chamado “Thin film on ASIC” (Figura 1.5 b)), em que as excelentes propriedades ópticas do silício amorfo se aliam à muito desenvolvida tecnologia de silício cristalino. Um exemplo é a substituição do elemento sensor numa câmara CMOS por uma estrutura *p-i-n* de silício amorfo [19]. Esta técnica, possível devido ao facto de a deposição dos filmes de silício amorfo ser feita a baixa temperatura, permite aumentar a sensibilidade do sensor devido não só à utilização de pixels com um *fill-factor* próximo de 100%, mas também à utilização de um material com uma resposta ajustada ao espectro da luz visível.

A tecnologia de silício amorfo veio ainda revolucionar o processo de detecção de cor. Usualmente a detecção de cor é feita com recurso à utilização de filtros ópticos que seleccionam determinados comprimentos de onda que são depois detectados por um sensor. Este processo implica que para obter uma imagem de cor integral seja necessário usar três sensores e respectivos filtros para as três cores principais (Vermelho, Verde e Azul), o que aumenta a complexidade e o custo dos sensores de imagem a cores. O a-Si:H e as suas ligas com o hiato óptico modificado permitem a detecção de todo o espectro visível desde o ultravioleta (UV) até ao infravermelho (IV) [20]. Diversos trabalhos de investigação realizados com base nesta característica levaram ao desenvolvimento de inúmeras estruturas,

mais ou menos complexas, em que a selecção de comprimento de onda da radiação incidente é controlada pela polarização eléctrica, o que torna a detecção de cor um processo simples, e utilizando apenas um elemento sensor.

Na prática estes sensores dividem-se em dois grupos consoante o número de terminais (dois ou três terminais) mas funcionam todos segundo o princípio enunciado anteriormente. A estrutura de dois terminais mais simples é a *p-i-n* em que a aplicação de diferentes polarizações permite colectar preferencialmente as cargas geradas junto da interface *p-i* ou da *i-n* e que são relativas à absorção de fotões de menor e maior comprimento de onda respectivamente. A selectividade apresentada por este tipo de sensor é bastante baixa, pelo que se recorreu a outro tipo de estruturas por forma a conseguir uma melhor separação de cor. Utilizando dois díodos ligados em oposição, segundo a sequência *p-i-n-i-p* [21] ou *n-i-p-i-n* [22], e com diferentes hiatos ópticos obtemos um sensor de duas cores. O princípio de operação é bastante simples. Quando aplicada uma tensão suficientemente elevada para polarizar um dos díodos directamente o outro permanece polarizado inversamente. Como a fotocorrente é maioritariamente controlada pelo díodo que está polarizado inversamente, e tendo estes hiatos ópticos diferentes, obtemos sensibilidade a dois comprimentos de onda diferentes com a aplicação de tensões positivas ou negativas.

Estruturas mais complexas permitem otimizar a separação de cor obtendo sensores de cor integral. Exemplo destas estruturas são a *p-i-i-i-n* [23] e *p-i-n-i- δ p-i-n-i-p* [24] em que o hiato óptico das várias camadas de a-Si:H é controlado pela incorporação de carbono durante o processo de deposição.

Os sensores de três terminais são simplesmente dois sensores de dois terminais empilhados, com uma película intermédia de material condutor transparente. O terceiro terminal fornece alguma flexibilidade por permitir controlar a polarização de cada um dos blocos independentemente. Um exemplo deste tipo de sensor é a estrutura *TCO/p-i-n/TCO/p-i-n-i-p/Metal* (Figura 1.6)[25] mas as configurações são quase ilimitadas, podendo mesmo ser utilizados mais contactos intermédios.

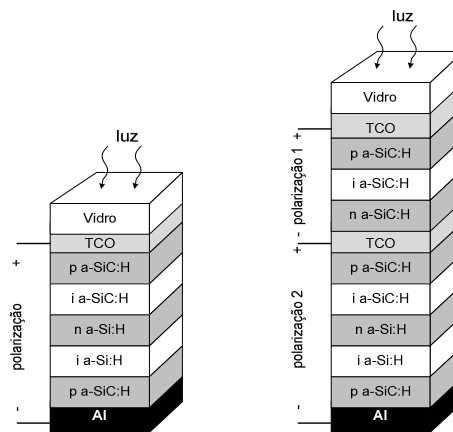


Figura 1.6 – Sensores de cor de 2 e 3 terminais do tipo estrutura empilhada em tecnologia de silício amorfo.

O silício amorfo apresenta-se assim como um material bastante versátil permitindo o ajuste das suas características optoelectrónicas de forma simples. A grande diversidade de campos de aplicação em conjunto com a simplicidade e baixo custo do processo de fabrico e a possibilidade de deposição em grandes áreas auguram uma crescente utilização e desenvolvimento de novas aplicações.

1.4. Motivação deste trabalho

O trabalho desenvolvido nesta tese resulta de uma pesquisa, iniciada pelos elementos do grupo de M. Vieira et al. no ano de 1998, de um novo tipo de sensor de imagem baseado em estruturas de filmes finos de silício amorfo hidrogenado a-Si:H. Os primeiros dispositivos testados possuíam uma estrutura simples formada por um fotodíodo de grande área em silício microcristalino hidrogenado com contactos metálicos resultantes de evaporação térmica de alumínio. A ideia inicial consistia em conjugar um sistema de varrimento óptico a laser com um género de sensor de posição a uma dimensão, cujo princípio de funcionamento foi extensivamente investigado e aplicado tanto em dispositivos de silício cristalino [26], como de silício amorfo [27]. Os primeiros resultados [28], embora promissores, revelaram a impossibilidade de aquisição de imagens complexas em que no interior existissem zonas com intensidade luminosa diferente.

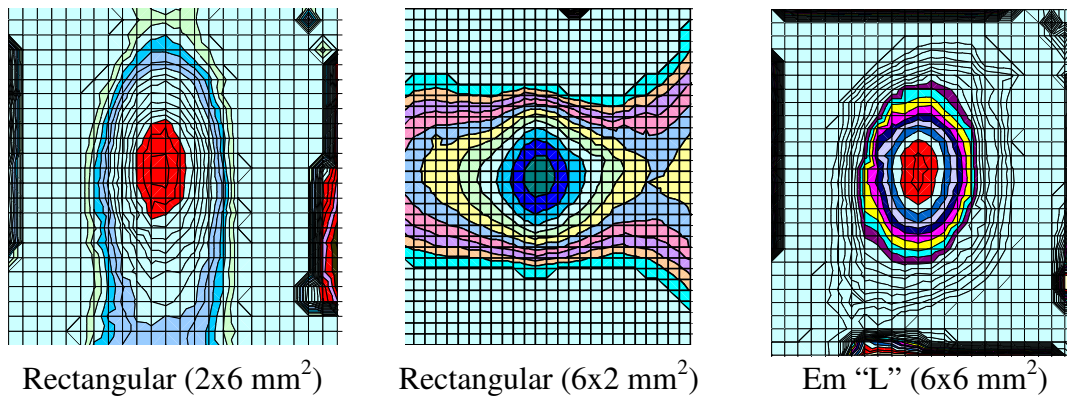


Figura 1.7 – Imagens obtidas com diferentes geometrias de contactos, com o sensor iluminado na parte central com padrão rectangular.

Após diversas tentativas com alteração da geometria dos contactos (ver Figura 1.7) dispostos na periferia do dispositivo, o que se conseguiu foi um sensor que conseguia detectar apenas os contornos de uma região iluminada do sensor, e em que uma espécie de efeito de sombra impedia a detecção de zonas de baixa intensidade luminosa, no caso de existir uma zona de maior intensidade entre esta e o contacto eléctrico [29]. No ano 2000, e após a análise dos resultados obtidos até então, surgiram algumas ideias que mudaram o rumo da investigação, e posteriormente dariam origem a este trabalho. Nomeadamente, utilizar um contacto único cobrindo toda a superfície activa do sensor e utilizar material amorfo em vez de microcristalino [30]. O desafio estava lançado, desenvolver um sensor de imagem de grande área utilizando silício amorfo. Desde o início se tornou evidente que em alguns campos de aplicação, nomeadamente em sensores de grande área, este dispositivo poderia concorrer com os tipos convencionais de sensores de imagem (CCD e CMOS) podendo mesmo suplantá-los em parte devido ao baixo custo de produção e desenvolvimento previstos.

1.5. Referências

- [1] New York American, Vol. XXI. No. 7275, (1839).
- [2] Baxter, W. R. *The Calotype familiarly explained, Photography: including the Daguerreotype, Calotype & Chrysotype* (London: H. Renshaw, 1842, 2nd edition).
- [3] Waters et al. US patent 3114799.
- [4] Kubota, M. Kato, T. Suzuki, S. Maruyama, H. Shidara, K. Tanioka, K. Sameshima, K. Makishima, T. Tsuji, K. Hirai, T. Yoshida, T. “*Ultra-high-sensitivity New Super-HARP camera*”, IEEE Transactions on Broadcasting, Vol. 42, p.251-258 (1996).
- [5] F. Braun, *Annalen der Physik und Chemie*, Vol. 153, p. 556 (1874).
- [6] J. Bardeen e W. H. Brattain, *Physical Review*, Vol. 74, p. 230 (1948).
- [7] W. Shockley, *Bell System Technology Journal*, Vol. 28, p. 453 (1949).
- [8] J. A. Hoerni, IRE, Electron Device Meeting, Washington DC (1960).
- [9] G. Moore, *Electronics*, Vol. 38, Number 8, April 19, (1965).
- [10] W. E. Spear e P. G. Le Comber, *Philosophical Magazine*, Vol. 33, p. 671 (1976).
- [11] D. E. Carlson e C. R. Wronski, *Applied Physics Letters*, Vol. 33, p. 935 (1976).
- [12] D. L. Staebler and C. R. Wronski, *Applied Physics Letters*, Vol.31, p. 92 (1977).
- [13] S. Veprek and V. Marecek, *Solid State Electronics*, Vol. 11, p. 683 (1968).
- [14] J. Meier, P. Torres, R. Platz, S. Dubail, U. Kroll, J. A. Anna Selvan, N. Pellaton-Vaucher, C. Hof, D. Fischer, H. Keppener, A. Shah, K. D. U fert, P. Giannoulès, J. Koehler, *Material Research Society Symposium Proceedings*, Vol. 420, p. 3 (1996).
- [15] Roca i Cabarrocas P., Fontcuberta i Morral A., Poissant Y., “*Growth and optoelectronic properties of polymorphous silicon thin films*”, *Thin Solid Films* vol. 403-404; 1 Feb. 2002; p.39-46.
- [16] R. Martins, H. Águas, I. Ferreira, E. Fortunato, S. Lebib, P. Roca i Cabarrocas and L. Guimarães, “*Polymorphous Silicon Films Deposited at 27.12 MHz*”, *Adv. Mater. CVD* 9 (2003) (6), p. 333.
- [17] P.G.LeComber, W.E. Spear, A.Ghaith: *Electron. Lett.* 15,179-181 (1979)
- [18] R. L. Weisfield, M. A. Hartney, R. A. Street, R. B. Apte, “*New Amorphous-Silicon Image sensor for X-ray diagnostic medical applications* ”, *Proc. SPIE* 3336, San Diego, CA, Feb 1998, p 444.

- [19] T. Neidlinger; C. Harendt; J. Glockner; M.B. Schubert, “*Novel device concept for voltage-bias controlled color detection in amorphous silicon sensitized CMOS cameras*”, Displays and Sensors - Principles, Materials and Processes. Symposium (Materials Research Society Symposium Proceedings Vol.558). Mater. Res. Soc, USA; 2000; xv+615 pp. p.285-90.
- [20] H.-K. Tsai and S.-C. Lee, Appl. Phys. Lett. 52, 275 (1988).
- [21] G. de-Cesare, F. Irrera, F. Lemmi and F. Palma, “*Amorphous Si/SiC three-color detector with adjustable threshold*”, Appl. Phys. Lett. 66 (1995) 1178.
- [22] H. Stiebig, J. Giehl, D. Knipp, P. Rieve, M. Bohm, “*Amorphous silicon three color detector*”, Mater. Res. Soc. Symp. Proc. 377 (1995) 815.
- [23] H. Stiebig, D. Knipp, P. Hapke, F. Finger, Journal of Non-Crystalline Solids 227–230 (1998) 1330–1334.
- [24] G. de Cesare, F. Irrera, F. Lemmi, F. Palma, M. Tucci, “*Adjustable threshold a-Si r SiC:H color detectors*”, MRS Symp. Proc. 377 (1995) 785.
- [25] M. Topic, F. Smole, J. Furlan, W. Kusian, J. Non-Cryst. Solids 198–200 (1996) 1180–1184.
- [26] J. T. Wallmark, Proc. IRE 45, 474 (1957).
- [27] E. Fortunato, G. Lavareda, R. Martins, F. Soares and L. Fernandes, “*Large Area 1D Thin Film Position Sensitive Detector with High Detection Resolution*”, Sensors & Actuators A, 51, 135-142 (1996).
- [28] A. Maçarico, M. Fernandes, J. Martins, and M. Vieira “*μc-Si:H Thin Films Devices for Optical Image Recognition*” In Flat Pannel Display Materials-1998, Materials Research Society Symposium Proceedings, S. Francisco, edited by M. Hack, E. Schiff, R. Schropp, I. Shimizu, S. Wagner, 508 (1998) pp. 145-150.
- [29] J. Martins, F. Sousa, M. Fernandes, P. Louro, A. Maçarico, and M. Vieira. “*The contact geometry in a 2D μc-Si:H P-I-N imager*”, Material Science & Engineering B 69-70 (2000) 494-499.
- [30] M. Vieira, M. Fernandes, J. Martins, P. Louro, A. Maçarico, R. Schwarz, and M. Schubert. “*Improved Resolution in a p-i-n Image Sensor by Changing the Structure of the Doped Layers*”, In Amorphous and Heterogeneous Silicon Thin Films- 2000, Mat. Res. Soc. Symp. Proc., S. Francisco (USA), 609 (2000) A14.2.



Silício amorfo - Uma tecnologia, muitas aplicações

Capítulo 2

Estrutura $p-i-n$

2.1. Introdução

Um dos tipos de fotodíodos mais utilizados é composto por uma estrutura $p-i-n$ em que uma região espessa de semiconductor intrínseco é crescida entre as regiões dopadas n e p . Uma vez que existem muito poucos portadores livres na região intrínseca, a região de deplecção estende-se desde a zona dopada tipo n até à zona tipo p . Este facto resulta em grandes vantagens em comparação com os fotodíodos baseados em junções $p-n$ simples, nomeadamente:

- (1) aumento da região activa do dispositivo devido à região de deplecção aumentada;
- (2) capacidade da junção reduzida devido à extensão da região de deplecção;
- (3) aumento da corrente gerada na região de deplecção, face à gerada nas regiões dopadas, melhorando o tempo de resposta do fotodíodo.

A Figura 2.1 mostra de forma esquematizada uma configuração possível para um fotodíodo $p-i-n$. Além das regiões de material semiconductor estão também representados os outros componentes estruturais do dispositivo, nomeadamente os contactos metálicos, um dos quais transparente, e o substrato sobre o qual o dispositivo é fabricado e que serve de suporte a toda a estrutura.

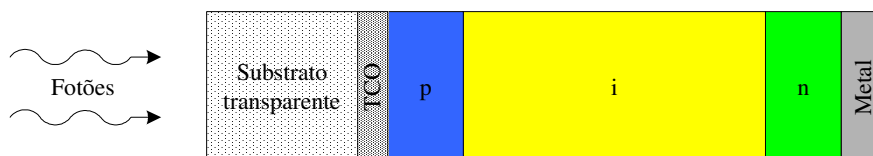


Figura 2.1 – Representação esquematizada de um fotodíodo $p-i-n$.

2.2. Silício amorfo hidrogenado

O material de base para a construção de sensores ópticos de grande área é o silício amorfo hidrogenado, que foi pela primeira vez obtido sob forma utilizável na electrónica por W.E. Spear e P.G. LeComber em 1975 [1]. A obtenção de silício na sua forma amorfa tinha já sido conseguida anteriormente usando as técnicas de evaporação térmica em vácuo e *sputtering*. No entanto a elevada densidade de defeitos do material impedia a sua aplicação prática em dispositivos. A possibilidade de passivação dos defeitos pela introdução de hidrogénio durante o processo de fabrico por deposição química de vapor assistida por plasma (PECVD, *Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition*) veio fornecer o impulso que faltava a este tipo de material. Embora estejam documentadas desde 1965 tentativas nesta direcção [2,3] e sendo conhecida a baixa condutividade das películas fabricadas por evaporação térmica e *sputtering*, atribuída à elevada densidade de defeitos [4], apenas no ano 1975 pela primeira vez se provou que o silício amorfo poderia ser dopado. A possibilidade de dopagem, i.e. a capacidade de ajustar a posição do nível de Fermi na banda proibida, está por um lado ligada a uma baixa densidade de defeitos, e por outro lado representa uma condição essencial para a implementação de dispositivos electrónicos.

2.3. *Fabrico dos sensores p-i-n*

De acordo com o exposto anteriormente existem várias técnicas de fabrico de películas de a-Si:H dopadas e intrínsecas, tais como a evaporação térmica, sputtering e várias variantes de CVD (*Chemical Vapor Deposition*). Para o fabrico dos sensores utilizados neste trabalho foi utilizada a técnica PECVD, que tem a vantagem de permitir a compensação de ligações flutuantes (*dangling bonds*), pelo hidrogénio resultante da decomposição do silano (SiH_4), desde que o substrato seja aquecido [5]. Esta técnica permite fabricar filmes e dispositivos com as melhores características ópticas e electrónicas, indispensáveis para o fabrico de diferentes tipos de dispositivos electrónicos e optoelectrónicos.

A técnica PECVD consiste na separação da espécie de interesse na fase gasosa por decomposição de um gás ou mistura contendo silício, por acção de um sinal de rádio-frequência, que origina um plasma de baixa densidade, a partir das espécies decompostas. E na posterior imobilização dos átomos de silício sobre um substrato, devido à mais baixa temperatura deste, formando uma película de material amorfo que cresce constantemente.

Uma das configurações possíveis para este tipo de reactor utiliza acoplamento capacitivo do plasma. O reactor consiste em dois eléctrodos planos paralelos, entre os quais é aplicada uma tensão DC ou radio-frequência numa câmara de vácuo, onde a pressão é mantida entre 0,1 e 10 torr. O Substrato onde será depositada a película é montado sobre um dos eléctrodos (geralmente o de massa), que funciona também como forno, e é aquecido a uma temperatura entre 100 e 300° C. A Figura 2.2 mostra uma representação esquemática deste tipo de reactor.

A deposição das películas de a-Si:H processa-se em diferentes fases que podem ser resumidamente descritas pelos seguintes passos. Primeiro o gás contendo silício, normalmente silano (SiH_4), é decomposto formando um plasma contendo electrões e diversos radicais e iões resultantes da dissociação por ex. SiH , SiH_2 , SiH_3 , H , H_2 , SiH^+ , SiH_2^+ , SiH_3^+ . Estas partículas difundem-se ou derivam em direcção ao substrato, podendo ainda ocorrer algumas reacções secundárias entre elas. Finalmente algumas partículas atingem o substrato e reagem com este e com o material já depositado, dando origem ao crescimento da camada amorfa. O processo físico de criação do plasma e as reacções que nele ocorrem são extremamente complexas e não é do âmbito deste trabalho a sua descrição. Mais informação pode ser obtida noutros trabalhos nomeadamente de Gallagher [6], Perrin *et al.* [7] e Matsuda *et al.* [8]. Para obter material de qualidade electrónica é necessário que as ligações não saturadas dos átomos de silício sejam passivadas por ligação de átomos de hidrogénio [9], o que reduz

consideravelmente a densidade de defeitos do material. Este processo ocorre naturalmente devido à elevada percentagem atômica de hidrogénio no plasma.

A dopagem do material semiconductor, que é essencial para o fabrico de dispositivos, é facilmente conseguida na tecnologia PECVD com a mistura de diferentes gases. Para dopagem tipo *p* é normalmente usado a fosfina (PH_3) e para tipo *n* o diborano (B_2H_6). Alterando a proporção da mistura entre o gás dopante e o silano o teor de dopagem pode ser variado num grande intervalo de valores, o que permite o ajuste da posição do nível de Fermi do material dentro do hiato. Além do referido, este processo pode ainda ser utilizado para a formação de semicondutores compostos utilizando outros elementos tetravalentes como por exemplo o germânio e o carbono que podem ser utilizados nos dispositivos optoelectrónicos com o fim de alterar o hiato óptico ou controlar o processo de geração/recombinação dos portadores de carga. A formação destas ligas é conseguida pela introdução de outros gases no processo como por exemplo o metano (CH_4) dando origem ao material a-SiC:H ou o germano (GeH_4) para ligas silício/germânio. De notar que com a introdução deste tipo de impurezas não são apenas alteradas as características individuais do semiconductor. Adicionalmente são também alterados outros parâmetros, como por exemplo, a densidade de defeitos, a mobilidade e o tempo de vida dos portadores, a condutividade, etc.

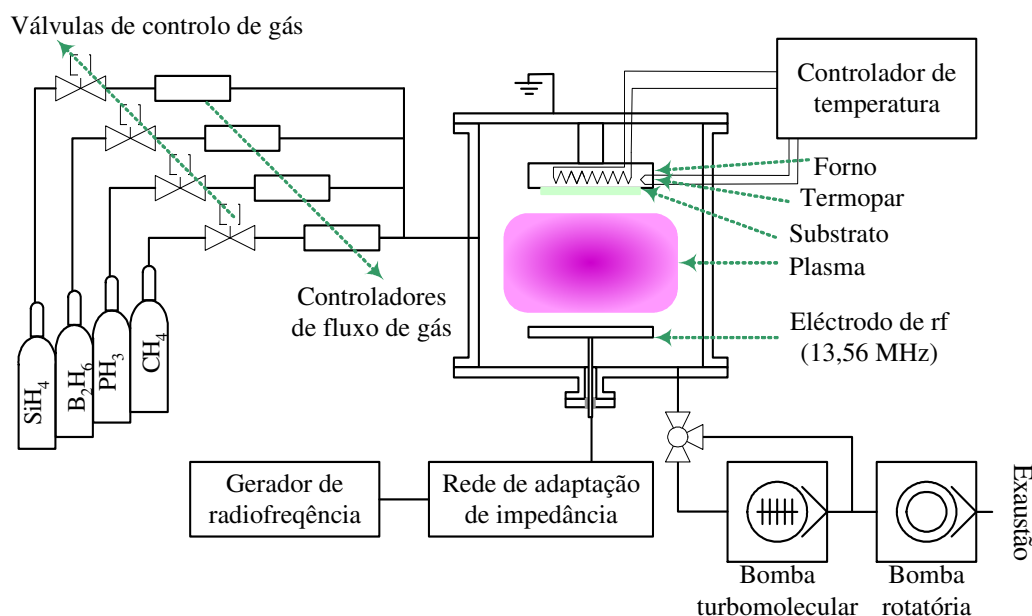


Figura 2.2 – Esquema do reactor de PECVD utilizado para o fabrico das amostras utilizadas neste trabalho.

O equipamento fundamental para o fabrico de sensores é o sistema de deposição de películas finas de silício e suas ligas, dopadas ou não dopadas. Os sensores utilizados neste trabalho foram na sua maioria fabricados utilizando o sistema de PECVD do IPE (Institute of Physics

and Electronics) da Universidade de Estugarda. Este sistema apresenta uma configuração multicâmara com antecâmara para introdução de amostras. é composto por quatro câmaras de vácuo configuradas para diferentes processos de deposição (PE-CVD, *Hot-Wire*, *Sputtering*). A Figura 2.3 apresenta um esquema do sistema multicâmara. Todo o sistema é evacuado por grupos de bombas turbomoleculares assistidas por bombas rotatórias por forma a manter uma pressão alvo abaixo de 10^{-6} Torr. Controlando de forma adequada as diversas válvulas podem ser realizados diferentes processos de deposição simultaneamente, garantindo que não existe intercontaminação. Antes de transferir o substrato de ou para cada uma das câmaras esta é evacuada para minimizar a possível contaminação do sistema de transferência. O sistema suporta substratos com uma área máxima de 4"x4". Nos dois reactores de PE-CVD são depositados os filmes intrínsecos (câmara 1) e os dopados (câmara 2). A câmara 3 é utilizada para a deposição dos contactos transparentes por "*rf-sputtering*". Na câmara 4 podem ser depositadas películas de a-Si:H pela técnica de filamento quente (*Hot Wire*). Com este sistema é assim possível fabricar as estruturas utilizadas neste trabalho sem expor a amostra à atmosfera, logo melhorando as características das diferentes interfaces uma vez que se reduz a possível oxidação por contacto com a atmosfera.

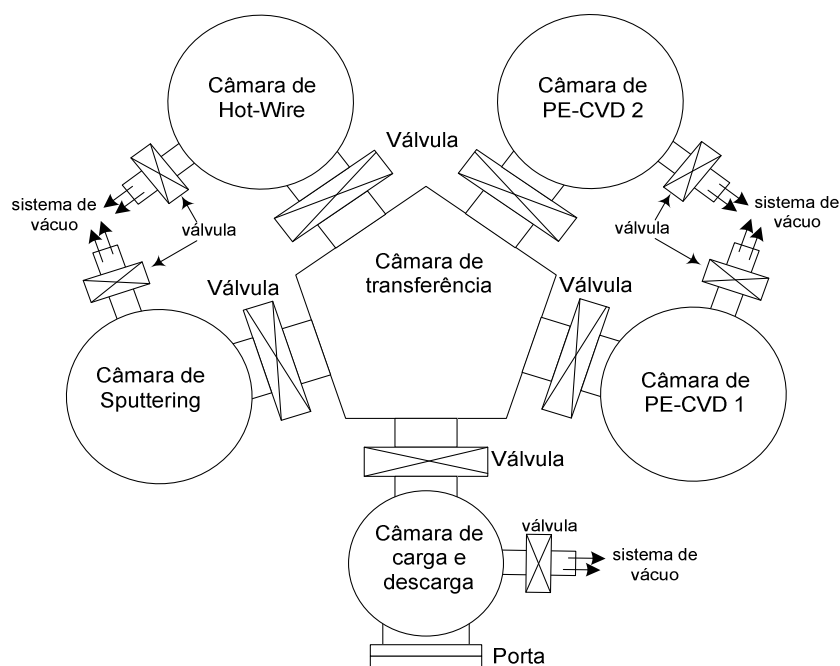


Figura 2.3 – Vista esquemática do sistema multicâmara.

Antes de iniciar o crescimento do filme por PE-CVD a amostra é previamente aquecida em vácuo, o que permite eliminar possíveis contaminantes existentes à superfície. De seguida são

introduzidos os gases de processo, mantendo a amostra protegida por um obturador mecânico até esta atingir a temperatura de processo definida, abrindo depois o obturador para iniciar o crescimento do filme. Os gases de processo (SiH_4 , B_2H_6 , PH_3) já se encontram diluídos em hidrogénio, sendo no entanto possível alguma variação da diluição por introdução de hidrogénio molecular. Caso seja necessário proceder à caracterização dos filmes por técnicas de espectroscopia são introduzidos substratos de silício cristalino polido em simultâneo com o substrato de vidro do dispositivo.

Os dispositivos utilizados neste trabalho foram fabricados usando a técnica PECVD (*Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition*) anteriormente descrita, sobre um substrato de vidro (Corning AF45) [10]. A primeira etapa do fabrico do dispositivo consiste na deposição de uma película fina de material condutor transparente. A função desta primeira camada é a de garantir um bom contacto eléctrico com a camada dopada seguinte, mas ao mesmo tempo permitir a passagem da luz para a zona activa do díodo. Devido às suas propriedades ópticas e eléctricas, o material escolhido para esta camada foi o óxido de zinco dopado com alumínio (ZnO:Al) depositado por “*rf-sputtering*” que apresenta uma condutividade na ordem de $30 \Omega/\square$ e adicionalmente uma transmissividade óptica na região visível superior a 95%.

A etapa seguinte consiste na deposição das várias camadas de material semiconductor por PECVD. Controlando os diversos parâmetros de deposição das diferentes camadas é possível ajustar características como o hiato óptico, a dopagem, a espessura da película, etc. Desta forma consegue-se uma optimização das características do dispositivo, optimizando cada uma das camadas em separado. Os parâmetros típicos de processo utilizados, estão sumariados na Tabela 2.1.

Tabela 2.1 – Parâmetros de processo para o fabrico das películas de a-Si:H.

Frequência RF	13.56 MHz
Pressão de processo	200 mTorr
Temperatura do substrato	110 °C
Potência de RF	4 W

Para o fabrico da camada intrínseca utilizada nos dispositivos em estudo foram utilizados os parâmetros de deposição previamente optimizados no IPE para dispositivos fotovoltaicos. À parte dos parâmetros de processo atrás referidos, foi utilizado como gás de processo silano (SiH_4) diluído em hidrogénio (H_2). Os fluxos totais utilizados durante o fabrico das diferentes camadas são apresentados na Tabela 2.2. Para o fabrico das camadas dopadas foram introduzidos na câmara diborano (B_2H_6) ou fosfina (PH_3) (2%) previamente diluídos em

silano (98%) juntamente com silano com concentrações relativas que permitem obter material pouco dopado. Adicionalmente, em algumas das amostras foi também utilizado metano (CH_4) no fabrico de uma ou ambas as camadas dopadas, por forma a aumentar o hiato óptico e a resistividade do material. Foi assim criada uma série de amostras por forma a aferir a influência da composição das camadas dopadas nas propriedades optoelectrónicas dos dispositivos.

Tabela 2.2 – Fluxos totais de gás utilizados para o fabrico das diferentes camadas.

Ref. Filme	Tipo	SiH_4 (sccm)	H_2 (sccm)	PH_3 (sccm)	B_2H_6 (sccm)	CH_4 (sccm)
#M009291	I	20	10	–	–	–
#M002153	N	11.98	–	0.02	–	–
#M002154		11.98	–	0.02	–	20
#M011103		11.98	–	0.02	–	40
#M002151	P	11.96	–	–	0.04	–
#M009283		11.96	–	–	0.04	–
#M001112		11.96	–	–	0.04	20
#M011104		11.96	–	–	0.04	40

A etapa final do fabrico da estrutura consiste na formação do contacto metálico superior. Este contacto além servir de interface eléctrica vai também definir a área activa do fotodíodo. Neste trabalho foi utilizado alumínio depositado por evaporação térmica [11, 12, 13] através de uma máscara que define a área activa do sensor. Foi escolhido alumínio uma vez que este apresenta uma função de trabalho apropriada para a formação de contactos óhmicos com o material tipo *n* e além disso é um material de baixo custo e perfeitamente adaptado ao processo de evaporação térmica.

2.4. Características do silício amorfo

A principal característica que distingue o silício amorfo do cristalino é a inexistência de uma distribuição uniforme dos átomos sob a forma de uma rede cristalina. No entanto continua a existir alguma ordem que se pode estender por maior ou menor distância, consoante o grau de

cristalinidade do material, mas que se estende apenas por algumas distâncias interatómicas. Como consequência desta estrutura microscópica irregular, a estrutura do material afasta-se da estrutura cristalina típica dos elementos do quarto grupo da tabela periódica (estrutura tetraédrica) com a existência de ligações interatómicas com ângulos diferentes das usuais nessa estrutura. Como consequência desta desordem estrutural, não existe uma delimitação precisa das bandas de condução e valência. Desta forma existem penetrações das bandas para o interior da banda proibida com uma inclinação finita. A estes estados fora dos limites normais das bandas de condução e valência dá-se o nome de “*tail-states*”. O seu número depende principalmente das condições de fabrico do material e da qualidade electrónica do semiconductor e influencia o processo de transporte de carga no semiconductor, devido a servirem de centros de armadilhamento de carga (*trapping*).

Como consequência das ligações irregulares entre átomos e das tensões internas, alguns dos electrões de valência destes não encontram *parceiro* dando origem a uma ligação incompleta, e à criação de novos estados de energia possíveis, localizados entre os limiares das bandas de condução e de valência. Estes estados adicionais podem ser ocupados por um ou dois electrões ou ficar livres. Consoante o tipo de ocupação existe a diferenciação entre estados tipo-aceitador (D^-), tipo-dador (D^+) ou neutro (D^0). Os estados a meio da banda proibida funcionam como centros de recombinação exercendo uma grande influência no tempo de vida dos portadores e no processo de recombinação. Estes estados bem como os “*tail-states*”, contrariamente aos estados extensos, apresentam uma pequena mobilidade.

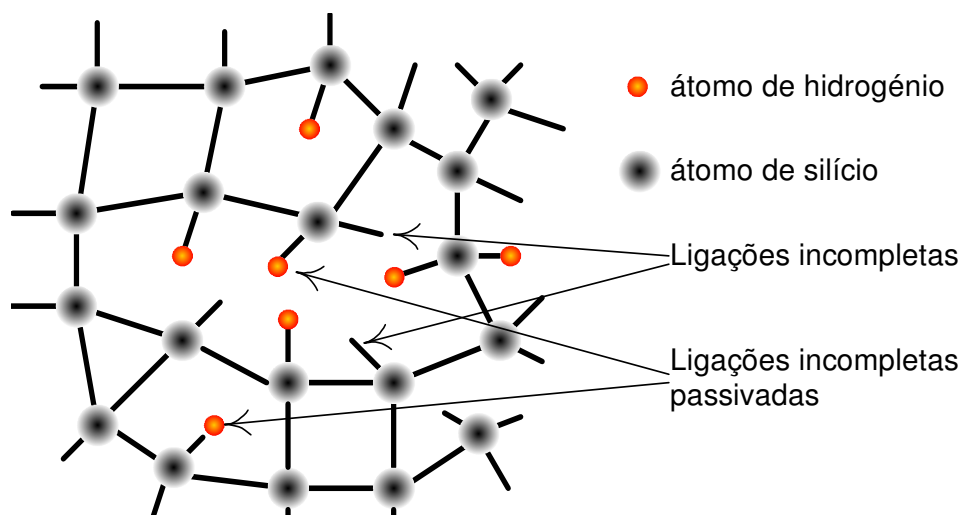


Figura 2.4 – Esboço da estrutura do silício amorfo mostrando ligações incompletas e passivadas com átomos de hidrogénio.

Para que o material possa ser utilizado em dispositivos electrónicos é necessário que as ligações incompletas sejam passivadas pela introdução de átomos de hidrogénio, caso contrário a elevada concentração de defeitos afecta de tal forma as propriedades electrónicas do material que torna geralmente impraticável o fabrico de dispositivos com características aceitáveis. O processo de passivação das ligações flutuantes dos átomos de silício ocorre durante a fase de deposição do material através da incorporação dos átomos de hidrogénio presentes no plasma resultantes da decomposição do gás utilizado, silano (SiH_4), ou da diluição em hidrogénio (H_2). A ocorrência natural de passivação das ligações flutuantes dos átomos de silício durante a deposição torna a tecnologia PECVD uma alternativa vantajosa aos processos anteriormente enunciados. Tipicamente a incorporação de hidrogénio no silício amorfo fabricado por PECVD varia entre 8 e 16 % de átomos, pelo que apenas uma pequena fracção do hidrogénio presente é utilizado para a passivação das ligações livres.

A distribuição da densidade de estados presentes no hiato é apresentada de forma esquemática na Figura 2.5 a). A representação mostra os estados de cauda das bandas de condução e valência, bem como os estados presentes sensivelmente a meio da banda relativos às ligações flutuantes, que são apelidados de estados profundos. A distribuição de estados profundos foi no passado bastante investigada e vários modelos foram propostos por diferentes autores. De acordo com o modelo proposto independentemente por Mott e Cohen, Fritzsche, e Ovshinsky e geralmente referido por modelo Mott-CFO [14, 15] a distribuição de estados segue uma distribuição Gaussiana com diferenciação entre estados dadores (D) e aceitadores (A). Uma visão diferente é apresentada pelo modelo “*defect-pool*” [16, 17, 18], segundo o qual todos os níveis de energia possíveis estão agrupados num conjunto, no qual qualquer um dos níveis de energia relativos aos diferentes estados de carga pode ocorrer. A distribuição da densidade de estados na “piscina” de defeitos é determinada pela secção eficaz de rotura e restabelecimento das ligações atómicas de acordo com a condição fronteira de minimização da energia do sistema de átomos do silício amorfo hidrogenado (a-Si:H) [8, 19].

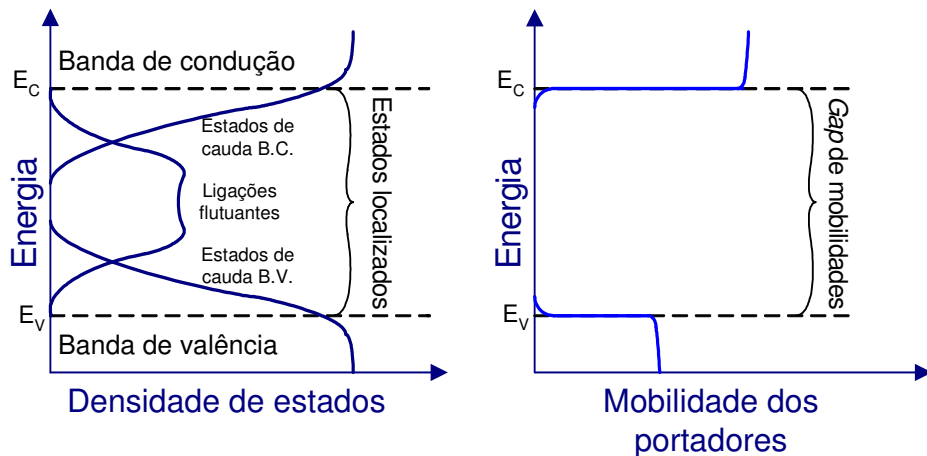


Figura 2.5 – a) Distribuição da densidade de estados energéticos no hiato; b) Representação esquemática da mobilidade dos portadores no silício amorfo.

Devido à existência de estados de energia possíveis entre as bandas de valência e condução, a definição de banda proibida ou hiato (*gap*) de acordo com o valor da densidade de estados, usual no silício cristalino, não pode ser utilizada. Em substituição deverá ser utilizada a definição de banda proibida de mobilidades (*mobility gap*) representada na Figura 2.5 b) [20]. Uma consequência da estrutura amorfa do silício amorfo com as propriedades anteriormente descritas é a existência de metaestabilidade, que é baseada num aumento reversível da densidade de defeitos causado pela injeção de portadores. Este efeito foi observado pela primeira vez por D. L. Staebler and C. R. Wronski e, segundo os autores, o referido efeito de degradação da corrente no escuro e da fotocondução [21], é devido à criação de novas ligações flutuantes na estrutura do silício amorfo induzidas pela radiação luminosa [22]. De igual modo devido à injeção de portadores, por exemplo em díodos polarizados directamente, a concentração de defeitos também aumenta [23]. Estes defeitos adicionais afectam o processo de recombinação e o tempo de vida dos portadores, e levam a uma degradação das características electrónicas do silício amorfo, bem como dos dispositivos baseados neste [24, 25, 26]. Os efeitos de “envelhecimento” relatados podem ser em larga escala recuperados submetendo o material amorfo a um tratamento térmico, a uma temperatura de cerca de 150°C por determinado período de tempo [27, 28]. Com o decorrer dos anos surgiu um conjunto de modelos para a criação de defeitos, por exemplo a rotura de ligações fracas do silício [29, 30], neste caso a energia necessária para a formação das ligações flutuantes provém do processo de recombinação banda a banda dos portadores de carga injectados. A descrição da densidade de estados, no contexto do modelo “*defect pool*”,

implica que a concentração de defeitos em equilíbrio, e adicionalmente os produzidos pela incidência de radiação e/ou injeção de portadores tenham origem nas mesmas reacções químicas no grupo de átomos de hidrogénio do silício amorfo [31, 32]. Embora o silício amorfo apresente a desvantagem, comparativamente ao seu congénere cristalino, de possuir menor mobilidade dos portadores (aproximadamente $1 \text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$ por oposição a $10^3 \text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$ no caso dos electrões) apresenta também relativamente a este um conjunto de vantagens importantes, como por exemplo o valor do coeficiente de absorção na gama visível do espectro electromagnético, que é cerca de uma ordem de grandeza superior ao do c-Si [33]. Deste modo conseguem-se elevadas fotosensibilidades mesmo com películas de pequena espessura. Adicionalmente, devido à baixa temperatura do processo existe ainda a possibilidade de deposição dos filmes numa diversidade de substratos de grande área, o que torna este material muito atractivo para aplicações nos campos da optoelectrónica, dos sensores, dos “*displays*” e do fotovoltaico.

2.5. Absorção e geração de portadores de carga

O processo fundamental de operação dos sensores ópticos consiste na absorção de fótons resultando na geração de portadores de carga (electrões e lacunas) que posteriormente são colectados, dando origem a uma corrente eléctrica. Nos materiais semicondutores a absorção de fótons apresenta uma dependência espectral acentuada, relacionada com as características do próprio material, a qual se traduz na dependência da geração de portadores com o comprimento de onda da radiação incidente, devido à diferente profundidade de penetração da radiação. Esta característica observa-se como uma redução do coeficiente de absorção do material com o aumento do comprimento de onda da radiação, significando que a radiação de baixo comprimento de onda é mais fortemente absorvida do que a de elevado comprimento de onda. Correspondentemente, a concentração dos portadores fotogerados no semiconductor depende não só da intensidade da radiação incidente, mas também do seu comprimento de onda. Este fenómeno, juntamente com a possibilidade de ajuste das propriedades do semiconductor (por ex. hiato óptico), é a base de operação dos sensores optoelectrónicos.

A geração óptica de portadores de carga baseia-se no efeito da interacção entre uma onda electromagnética e um electrão que ocupa um determinado estado de energia na banda de valência e/ou estado de cauda. Devido a esta interacção, o electrão é excitado para um estado com energia mais elevada, deixando atrás uma posição desocupada (lacuna) que passa

também a poder funcionar como portador de carga. Desta forma a geração fotoelétrica de portadores dá sempre origem a um par electrão/lacuna. O valor do coeficiente de absorção representa basicamente uma medida da probabilidade de um determinado fotão ser ou não absorvido.

A absorção relaciona assim a absorção de um fotão com a promoção de um electrão de um estado ocupado para um estado desocupado de mais alta energia correspondente à energia do fotão absorvido, de acordo com o princípio de conservação de energia. A Figura 2.6 representa este processo. A probabilidade de um fotão de energia $h\nu$ ser absorvido no semiconductor, é assim proporcional ao valor do integral do produto entre a função de ocupação e a densidade de estados [34, 35].

$$\alpha(h\nu) \propto \frac{P^2(h\nu)}{h\nu} \int N_v(E) f^n(E) \cdot N_c(E+h\nu) (1 - f^n(E+h\nu)) dE \quad (2.1)$$

onde $N_v(E)$ e $N_c(E)$ representam as densidades de estados das bandas de valência e condução respectivamente e $f^n(E)$ a função de Fermi, que indica a probabilidade de ocupação dos estados. A integração estende-se por todos os pares de níveis de energia possíveis que se encontrem afastados pela energia do fotão absorvido ($h\nu$). O termo $P^2(h\nu)$ representa o elemento de matriz do momento óptico, que representa a conservação de momento requerida para o salto do electrão. A consideração da conservação do momento nas transições electrónicas é de capital importância no caso dos semicondutores de hiato indirecto, como é o caso do silício cristalino, em que o máximo da banda de valência e o mínimo da banda de condução não ocorrem para o mesmo valor do momento. O baixo coeficiente de absorção apresentado pelo silício cristalino deve-se, entre outros factores, à necessidade de alteração do momento dos electrões excitados para níveis superiores de energia através da troca de energia com a rede cristalina (fonões). Devido em parte à sua desordem estrutural, o silício amorfo pode ser visto como um semiconductor com hiato quasi-directo, pelo que o elemento de matriz $P^2(h\nu)$ é considerado constante [36].

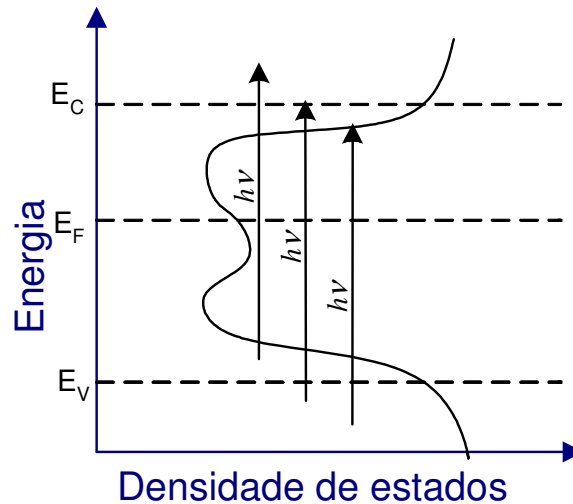


Figura 2.6 – Transições de electrões entre estados por absorção de um fóton com energia ($h\nu$).

Para a determinação do integral (2.1) é geralmente aceite que a distribuição das densidades de estados é dada por:

$$N_{V(C)} \propto \sqrt{|E - E_{V(C)}|} \quad (2.2)$$

para $E > E_V$ e $E < E_C$. Esta conclusão, que no caso do silício cristalino resulta da solução da equação de Schroedinger, pode numa primeira aproximação ser também utilizado para o silício amorfo se a influência dos centros de aprisionamento for ignorada.

Quando a temperatura se aproxima de 0°K, todos os estados da banda de condução se encontram vagos e os da banda de valência ocupados, pelo que a função de Fermi assume valores constantes próximos de 0 ou 1. Neste caso o integral pode ser resolvido analiticamente obtendo para energias superiores ao hiato de energias ($E_C - E_V$) a seguinte relação¹:

$$\alpha(h\nu) \propto \frac{1}{h\nu} (h\nu - (E_C - E_V))^2 \quad (2.3)$$

De acordo com esta relação o coeficiente de absorção aumenta com a energia dos fótons incidentes, i.e. diminui com o comprimento de onda, anulando-se quando a energia é inferior à energia do hiato, visto neste caso a energia de um só fóton já não ser suficiente para promover um electrão da banda de valência para a de condução. Na proximidade do hiato

¹ O expoente 2 é válido apenas para semicondutores amorfos onde apenas tem que ser respeitado o princípio de conservação de energia. Se for necessário, como no caso dos semicondutores cristalinos, considerar a preservação dos números quânticos teremos diferentes expoentes por ex. 0.5 ou 1.5. Para transições indirectas, onde são também importantes as trocas de energia com a rede (fonões), esta relação simples não é suficiente para a descrição da absorção .

observa-se assim uma variação brusca da absorção. Fala-se assim de absorção fundamental, em referência à energia do hiato.

No a-Si:H existem estados no interior do hiato associados à própria estrutura amorfa do material, nomeadamente os estados de cauda, pelo que o processo de absorção espectral já não varia tão abruptamente nas imediações da banda proibida. Em vez disto existe uma transição gradual de forte absorção para fraca absorção na região imediatamente abaixo do hiato (absorção “*sub-bandgap*”) com um gradiente finito dependente da densidade de estados de cauda. No caso do silício amorfo a dependência energética expressa na equação anterior é válida apenas para energias suficientemente grandes; para energias inferiores ao hiato observa-se uma absorção remanescente, que reflecte o efeito dos estados energéticos existentes na banda proibida.

Como foi expresso anteriormente a banda proibida dos semicondutores amorfos não é delimitada por uma variação abrupta da densidade de estados, pelo que o coeficiente de absorção não é convenientemente representado pela equação (2.3), uma vez que desta forma a relação entre $\sqrt{\alpha(h\nu) \cdot h\nu}$ e $h\nu$ para energias inferiores à absorção fundamental é expressa por uma recta que cruza o eixo das energias [37]. Neste gráfico de Tauc o valor da energia no ponto de intersecção com o eixo das abcissas é denominado de hiato óptico E_{op} ou de Tauc. Este valor é normalmente inferior ao hiato de mobilidades [38] referido na secção 2.5.

Na Figura 2.7 está representada a variação do coeficiente de absorção com a energia dos fotões. Neste gráfico é possível reconhecer diferentes zonas dadas por diferentes andamentos da curva. Para energias muito pequenas, até cerca de 1.3 eV na região do infravermelho, a absorção é determinada por transições de electrões ligados às ligações flutuantes (“*dangling bonds*”) do meio da banda para a banda de condução, e/ou da banda de valência para as ligações flutuantes. O cotovelo observado nas baixas energias fotónicas está relacionado com a densidade de defeitos do material semiconductor discutida anteriormente. Com o aumento da energia observa-se um aumento quase exponencial do coeficiente de absorção. Este processo é devido a transições dos estados de cauda de valência para a banda de condução² e estende-se por várias ordens de grandeza, até cerca de 1.8 eV após o qual o processo de absorção aumenta apenas moderadamente. Nesta zona dominam as transições directas entre a banda de

² A cauda da banda de condução possui um gradiente bastante mais acentuado que a da banda de valência. Desta forma a variação mais acentuada junto à banda de condução é mascarada pela variação lenta junto à banda de valência. Esta zona do espectro de absorção é denominada de “Urbach Tail” é o gradiente característico de energia de Urbach.

condução e valência. Esta zona do espectro de absorção é utilizado para a determinação do hiato óptico através da equação (2.3).

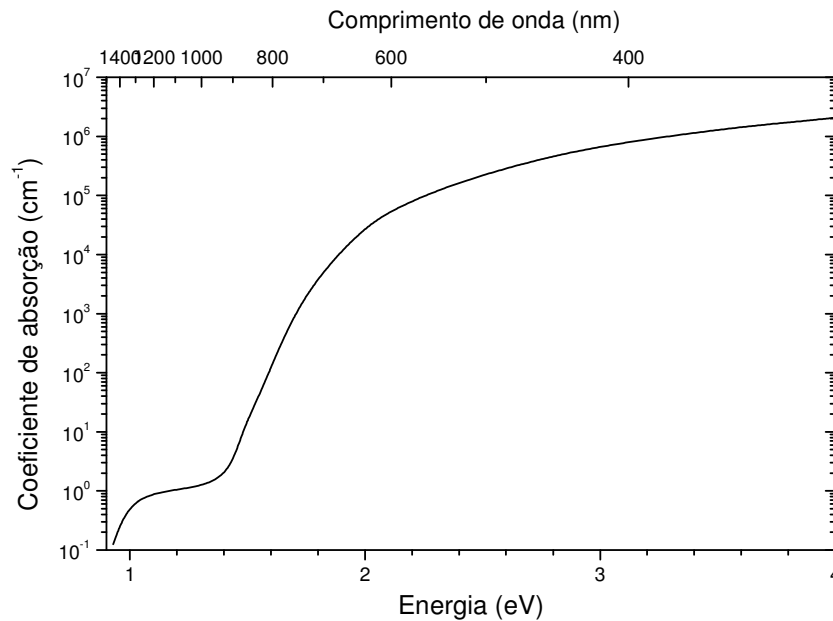


Figura 2.7 – Coeficiente de absorção para o silício amorfo [39].

Esta região acima da energia fundamental é de especial interesse no tópico deste trabalho sobre sensores de imagem, bem como para outros dispositivos optoelectrónicos baseados em silício amorfo. O comportamento de absorção, nesta gama de energias, é a base de funcionamento dos diferentes tipos de sensores ópticos. Na Figura 2.7 é evidente que o coeficiente de absorção na região espectral do visível de 1.7 eV (~750nm) até 3.2 eV (~380nm) aumenta mais que duas ordens de grandeza. Este facto justifica que os pequenos comprimentos de onda, luz azul, sejam absorvidos fortemente principalmente junto da superfície, enquanto a radiação de maior comprimento de onda penetra mais profundamente no material semiconductor. Abaixo do hiato a absorção devida a estados no hiato é de tal maneira fraca que a fotosensibilidade é nula ou muito baixa.

Fazendo ligas de silício com elementos do grupo IV da tabela periódica, por ex. carbono ou germânio, o hiato do semiconductor composto pode ser alterado, como foi já referido anteriormente. O valor do hiato óptico pode ser variado desta forma entre aproximadamente 1.1 eV (a-Ge:H puro) até cerca de 2.5 eV (a-SiC:H). No espectro de absorção a formação de liga é indicada por um desalinhamento da posição espectral do limiar de absorção que nos extremos referidos toma o valor de 1100 nm ou 550 nm aproximadamente.

O hiato do silício amorfo diminui com a temperatura e de uma forma geral pode ser calculado empiricamente através do traçado de Tauc para temperaturas superiores a 200 K, observando-

se uma variação de 0.5 meVK^{-1} como proposto por Cody [40]. Isto conduz a uma ligeira deformação da curva no limiar de absorção, que implica uma alteração da zona de elevada sensibilidade com o aumento da temperatura.

Depois da descrição anterior em que relacionamos a absorção de fótons com o esquema de bandas de energia do semiconductor, consideremos o caso (Figura 2.8) em que um semiconductor é iluminado por radiação homogénea de intensidade $\Phi(x)$ incidente na normal à superfície, em que no ponto $x = 0$ a radiação penetrante é dada por Φ_0 , e a coordenada x representa o sentido de deslocação da luz. Designando Φ a densidade de potência luminosa (em Wcm^{-2}) e que está relacionada com a densidade do fluxo de fótons N_{ph} (em $\text{cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$) através da energia $h\nu$ do fóton correspondente pela seguinte relação.

$$\Phi = h\nu.N_{ph} \quad (2.4)$$

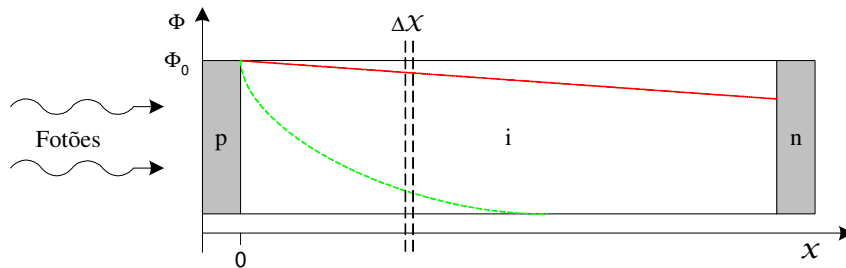


Figura 2.8 –Representação da penetração da radiação num fotodiodo $p-i-n$ para baixos (---) e altos (.....) comprimentos de onda.

A redução da potência, causada pela absorção, observada num determinado intervalo (Δx) pode ser considerada linear em relação à potência. Da integração da equação diferencial obtida resulta:

$$\Phi(x) = \Phi_0 e^{-\alpha x} \quad (2.5)$$

Esta relação é também conhecida como lei de Lambert. De acordo com esta atenuação exponencial regular da luz no material semiconductor, podemos definir a profundidade de penetração l_d como sendo a distância à qual a intensidade da radiação diminuiu de e^{-1} vezes em relação à radiação incidente na superfície do semiconductor. A profundidade de penetração é o recíproco do coeficiente de absorção:

$$l_d = \frac{1}{\alpha} \quad (2.6)$$

Com base na dependência espectral do coeficiente de absorção do silício amorfo expresso na Figura 2.7 pode ser obtida a relação entre o comprimento de onda da radiação e a profundidade de penetração no semiconductor, que é apresentada na Figura 2.9.

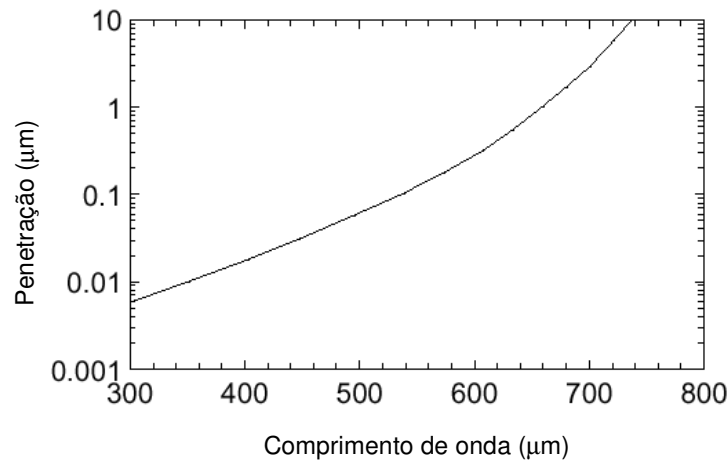


Figura 2.9 – Profundidade de penetração dos fótons num semiconductor em função do seu comprimento de onda.

Desta figura é evidente que a radiação de pequeno comprimento de onda (azul, $\lambda=450$ nm) penetra apenas cerca de 10 nm no silício amorfo, enquanto a profundidade de penetração aumenta com o comprimento de onda cerca de duas ordens de grandeza para a região final do espectro visível (vermelho, $\lambda=630$ nm), até que na região do infravermelho, mesmo para espessuras de mais de 1 mm, o material pode ser considerado transparente. A relação existente entre o comprimento de onda da radiação incidente e a profundidade de absorção no semiconductor é uma característica fulcral utilizada no projecto de sensores de cor.

A taxa de geração de portadores G em excesso pode ser determinada de acordo com a relação entre a geração fotoeléctrica de carga e a absorção de fótons, apresentada no início deste capítulo. O número de portadores foto-gerados num determinado intervalo é proporcional ao número de fótons absorvidos nesse mesmo intervalo, pelo que a taxa de geração pode ser descrita por:

$$G = \eta \left(-\frac{\partial N_{ph}}{\partial x} \right) \quad (2.7)$$

onde a quantidade $\eta \leq 1$ representa a eficiência quântica, que indica o número de pares electrão/lacuna gerados por cada fóton absorvido. Na prática e numa primeira aproximação pode ser assumido $\eta \approx 1$ para a região acima da absorção fundamental [41]. Utilizando a lei de Lambert obtemos finalmente:

$$G(x) = N_{ph}(x=0)\eta\alpha e^{-\alpha x} = \Phi_0\eta\frac{\alpha}{h\nu}e^{-\alpha x} \quad (2.8)$$

A taxa de geração exibe assim uma dependência espacial exponencial. A geração está no entanto linearmente relacionada com o valor do coeficiente de absorção, de forma que para grandes α (por ex. para iluminação com radiação de baixos comprimentos de onda) resulta num decréscimo abrupto da taxa de geração, enquanto que com a diminuição do coeficiente de absorção (i.e. com o aumento do comprimento de onda), a taxa de geração aplanha e é menor em valores absolutos. A Figura 2.10 apresenta a taxa de geração em função da profundidade para alguns valores do comprimento de onda.

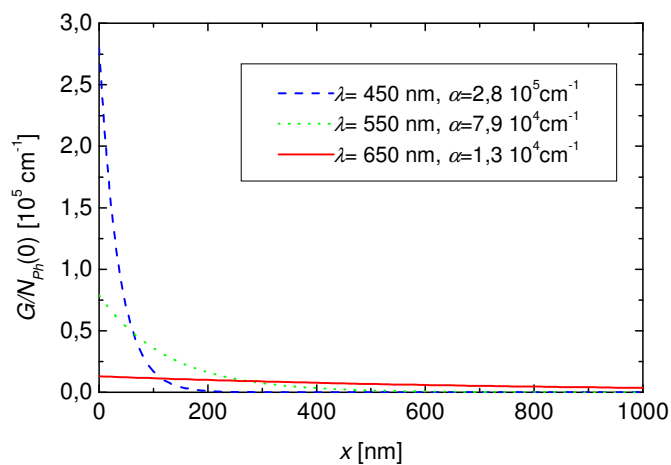


Figura 2.10 – Taxa de geração óptica dependente da posição no silício amorfo sobre diferentes condições de iluminação monocromática. A eficiência quântica foi considerada unitária, $\eta = 1$.

Como uma aproximação podemos considerar que a fotogeração ocorre desde a superfície do semiconductor até à profundidade definida pela equação (2.6). Esta característica é de especial importância para o dimensionamento da espessura da camada activa dos dispositivos podendo esta ser optimizada para a detecção de uma determinada gama de comprimentos de onda. Uma técnica utilizada para a discriminação da cor recorre a esta propriedade, utilizando estruturas empilhadas de materiais com diferentes coeficientes de absorção, sendo a espessura de cada camada optimizada de acordo com a gama de comprimentos de onda a detectar.

As relações expostas anteriormente, referem-se a uma camada homogénea de material semiconductor absorvente (ex. a-Si:H). Para a caracterização de estruturas multicamada mais complexas com variação das propriedades dos materiais, como é o caso dos sensores de imagem estudados neste trabalho, é necessário tomar em conta também as propriedades

ópticas das interfaces. A simulação do comportamento óptico da sequência de camadas é importante, uma vez que permite o cálculo numérico da taxa de geração pela inclusão dos coeficientes de Fresnel de transmissão e reflexão para as várias interfaces, bem como no interior das camadas.

2.6. Fotocondução no silício amorfo

A estrutura amorfa do semiconductor tem efeito directo sobre as propriedades de transporte, pelo que é importante focar alguns efeitos relacionados com o processo de fotocondução.

Devido à alta densidade de estados presentes no hiato existem normalmente mais portadores aprisionados nos estados de cauda que nas respectivas bandas. Devido à menor inclinação da cauda da banda de valência, este facto é mais importante no que diz respeito às lacunas. Desta forma existe uma grande quantidade de carga que não está disponível, por exemplo por geração óptica, para a condução de corrente. Esta redução da fotocondução causada pelo aprisionamento dos portadores de carga, pode ser considerada como uma correcção introduzida no conceito de deriva [42, 43]. Aqui existe a diferenciação entre as mobilidades nas bandas μ_n e μ_p e as mobilidades de deriva μ_n^D e μ_p^D para electrões e lacunas respectivamente, expressas por:

$$\mu_n^D = \frac{n_f}{n_f + n_t} \mu_n \quad (2.9)$$

$$\mu_p^D = \frac{p_f}{p_f + p_t} \mu_p \quad (2.10)$$

onde os factores de proporcionalidade são dados pela relação entre o número de portadores livres (n_f) e o total composto pelos portadores livres (n_f) mais os aprisionados (n_t). Na literatura estes valores são tipicamente tomados entre 10^{-1} e 10^{-4} , pelo que a mobilidade de deriva é entre 10 a 10000 vezes menor que a respectiva mobilidade na banda [44, 45]. Adicionalmente, o aprisionamento dos portadores nos estados de cauda é o principal responsável pela resposta transiente mais lenta dos dispositivos baseados em silício amorfo, quando comparado com o seu congénere cristalino.

O papel dos portadores presentes nas bandas de energia no mecanismo de transferência de carga pode ser descrito recorrendo ao modelo “*multiple trapping*” [46]. De acordo com este modelo o transporte de corrente é devido apenas aos portadores presentes nas bandas. Os estados de cauda são vistos apenas como centros de aprisionamento, onde as cargas são

aprisionadas e libertadas, após um tempo de retenção, novamente para as bandas. As cargas aprisionadas junto aos limites das bandas só contribuem para o transporte de corrente após excitação térmica. As transições directas entre os estados profundos no hiato (*dangling bonds*) são ignoradas para efeitos de fotocondução, uma vez que normalmente estão associadas a baixas densidades de defeitos.

A influência das ligações flutuantes na fotocondução resulta principalmente da recombinação, que ao aumentar provoca uma diminuição da fotocondutividade. Neste contexto, é referida na literatura a diferenciação entre os estados de energia responsáveis pelo armadilhamento de carga, e os centros de recombinação, aos quais se dá o nome de níveis de demarcação [47] e que está relacionada com os quasi-níveis de Fermi. Os estados entre os limiares das bandas e os respectivos níveis de demarcação afectam principalmente o armadilhamento, enquanto para estados entre os níveis de demarcação predomina a recombinação. O número de centros de recombinação depende assim da “fragmentação” dos quasi-níveis de Fermi, i.e. da intensidade de injeção de carga, logo também da intensidade da radiação absorvida.

Geralmente no silício amorfo os processos de difusão no transporte de carga são negligíveis face aos de deriva, uma vez que devido à elevada desordem estrutural o comprimento de difusão dos portadores é bastante pequeno. O comprimento de difusão para o a-Si:H ronda 100 nm [48, 49], enquanto as distâncias de deriva dependentes da intensidade do campo eléctrico podem ser bastante superiores a 10 μm . Excepções a este ponto de vista simplificado deverão ser consideradas em situações de pequenas distâncias de deriva devidas à baixa intensidade do campo eléctrico, nas proximidades das regiões dopadas, bem como em situações de elevada absorção óptica e dos altos gradientes de concentração de portadores gerados por esta.

Nas estruturas utilizadas em sensores optoelectrónicos o mecanismo de funcionamento baseia-se na colecção assistida por campo eléctrico. Nestas estruturas a corrente gerada na camada de absorção é extraída pelo campo eléctrico existente.

A fotocondutividade está associada a dois mecanismos distintos e designada como fotocondutividade primária e fotocondutividade secundária [50]. A fotocondutividade primária está presente quando os portadores gerados numa camada absorvente são colectados por meio de contactos e injectados num circuito eléctrico exterior. Estes contactos são referidos como contactos bloqueantes, uma vez impedem a injeção externa de electrões. Como exemplo de fotocondução primária temos o caso da fotocorrente através de um díodo *p-i-n* quando operado em polarização inversa. Neste caso os electrões e as lacunas gerados opticamente derivam sob a acção de um campo eléctrico aplicado em direcção aos contactos,

onde são colectados e entregues ao circuito eléctrico exterior. Dentro da camada intrínseca a fotocorrente passa de uma corrente de lacunas nas imediações da camada *p*, para um fluxo de electrões no contacto *n*. Cada portador de carga gerado contribui para a fotocorrente se este for colectado antes de se recombinar, pelo que este processo depende da espessura da camada intrínseca, que condiciona o campo eléctrico interno *E*. Desta forma os comprimentos de deriva l_p e l_n assumem um papel crucial e são expressos por:

$$l_n = \mu_n^D \tau_n E \text{ e } l_p = \mu_p^D \tau_p E \quad (2.11)$$

sendo o comprimento de colecção l_c dado por:

$$l_c = l_p + l_n \quad (2.12)$$

onde τ_n e τ_p representam, respectivamente, o tempo de vida dos electrões e das lacunas.

O regime de fotocondutividade primária é largamente utilizado nos sensores ópticos devido à baixa corrente de escuro, consequência da existência de contactos bloqueantes, e à alta gama dinâmica. Parte do trabalho aqui apresentado recai sobre este tipo de operação, nomeadamente no caso da detecção de imagem a preto e branco.

No caso da fotocondutividade secundária, os contactos podem injectar portadores de carga em número arbitrário. Isto acontece em contactos óhmicos ou em fotodíodos operados em polarização directa, acima da tensão de circuito aberto. Nesta situação ocorre um reforço da fotocorrente (a eficiência quântica pode ser superior à unidade), no entanto isto não significa que um fóton pode excitar mais que um electrão, mas sim que as cargas injectadas pelo contacto atravessam o dispositivo e são novamente colectadas no outro contacto. Assim, um portador pode atravessar o semiconductor várias vezes, enquanto com contactos bloqueantes cada portador só atravessa a zona de absorção uma vez. A eficiência de colecção no caso de fotocondutividade primária está limitada ao valor máximo de 1.

2.7. Modelação de sensores ópticos de *a-Si:H*

Muito embora o presente trabalho tenha ênfase principalmente na área experimental, são também discutidos alguns aspectos fundamentais da modelação eléctrica de elementos fotosensíveis baseados em silício amorfo. Tendo em consideração os objectivos do trabalho, e a limitação de espaço e tempo não será efectuada uma exposição exaustiva deste tópico, sendo apenas apresentadas algumas noções introdutórias importantes.

A simulação do funcionamento de dispositivos semicondutores pode ser efectuada recorrendo a modelos analíticos ou numéricos, com o fim de determinar alguns parâmetros característicos, como por exemplo: corrente de escuro, fotocorrente e outras grandezas delas dependentes como a sensibilidade espectral.

A base do processo de modelação é o sistema de equações fundamentais dos semicondutores [51]:

Densidade de corrente:

$$\begin{aligned} j_n &= q \left(n\mu_n E + D_n \frac{dn}{dx} \right) \\ j_p &= q \left(p\mu_p E - D_p \frac{dp}{dx} \right) \end{aligned} \quad (2.13)$$

Continuidade:

$$\begin{aligned} \frac{dn}{dt} &= \frac{1}{q} \frac{dj_n}{dx} + G - R \\ \frac{dp}{dt} &= -\frac{1}{q} \frac{dj_p}{dx} + G - R \end{aligned} \quad (2.14)$$

Poisson:

$$-\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} = \frac{dE}{dx} = \frac{\rho}{\epsilon} \quad (2.15)$$

A simulação numérica é apropriada para resolver o sistema de equações diferenciais acopladas ajustando as condições fronteira. Desta forma podem-se obter soluções precisas, tanto em condições estacionárias como em regime transiente, não só para grandezas acessíveis experimentalmente (corrente, tensão, capacidade) mas também para características internas (concentração de portadores de carga, distribuição de campo eléctrico e potencial, etc.) e que permitem um conhecimento mais aprofundado do modo de funcionamento dos dispositivos.

A simulação numérica é útil no caso dos dispositivos baseados em silício amorfo e suas ligas, devido à distribuição contínua da densidade de estados no hiato, a qual é responsável pela taxa de recombinação e pelo aprisionamento de cargas com o aparecimento de zonas de carga espacial.

Adicionalmente, esta técnica permite a consideração de uma taxa de geração dependente da posição num dispositivo multicamada, a qual pode ser obtida através de simulação óptica. No entanto, a elevada potência de cálculo e tempo necessários limitam a utilização desta técnica no desenvolvimento de dispositivos complexos. A simulação analítica utiliza simplificações apropriadas das equações dos semicondutores (por ex. desprezar as correntes de difusão ou a

carga espacial), por forma a que o conjunto de equações possa ser resolvido analiticamente. A acuidade dos resultados é fortemente dependente da validade das simplificações utilizadas. Tendo em conta as características do silício amorfo, é difícil resolver rapidamente o sistema de equações analiticamente, pelo que estes modelos geralmente não permitem uma descrição precisa das propriedades do material. De qualquer forma estes modelos são predominantemente utilizados para optimização de elementos pelo estudo dos seus parâmetros, e para integração em programas de simulação de circuitos.

A literatura apresenta aproximações à simulação numérica e analítica de dispositivos baseados em a-Si:H, na sua maioria referentes à descrição de díodos *p-i-n* sob a forma de células solares ou fotodetectores. Como exemplo de modelos numéricos [52, 53, 54, 55] e também de modelos analíticos [56, 57, 58, 59].

No contexto do presente trabalho, os sensores de imagem estudados utilizam uma estrutura de díodo, onde uma camada de silício amorfo intrínseco utilizada para a absorção da radiação está entre duas camadas dopadas, que funcionam como contactos bloqueantes, impedindo a injeção de portadores de carga vindos do exterior.

Quando esta estrutura é sujeita a iluminação a corrente no dispositivo é devida à fotocorrente primária, uma vez que os portadores fotogerados são colectados pelas camadas dopadas sob o efeito do campo eléctrico interno associado a estas. Desta forma a estrutura utilizada para o sensor de imagem é simplesmente um fotodíodo *p-i-n* como os utilizados em células solares e fotodetectores, pelo que de seguida serão introduzidos alguns conceitos principais para a descrição analítica desta estrutura, que permitem explicar o modo de funcionamento da estrutura como sensor de imagem.

A Figura 2.11 representa a estrutura, o diagrama de bandas, o perfil do campo eléctrico para um díodo *p-i-n* sobre iluminação, e que servem de base para discussão que se segue. As figuras apresentadas relativas às grandezas eléctricas são relativas à situação de polarização inversa da junção, o que corresponde ao modo de funcionamento normal do dispositivo. Neste caso o campo eléctrico interno é fortalecido pela tensão $V < 0$ aplicada externamente, pelo que a queda de tensão efectiva através da região intrínseca é dada por:

$$V_i = V_0 + V \quad (2.16)$$

Onde V_0 representa o potencial de contacto da junção, dependente do hiato do semiconductor e da posição no nível de Fermi nas camadas dopadas.

O campo eléctrico devido à tensão aplicada através da zona *i* apresenta normalmente uma distribuição não homogénea ao longo desta como está representado ao tracejado na Figura 2.11-b). Este facto é uma consequência da acumulação de cargas na camada intrínseca,

preferencialmente na proximidade das camadas dopadas, devido à existência de contactos bloqueantes.

A variação espacial da posição do nível de Fermi favorece a criação de estados no hiato carregados negativamente (D^-) na proximidade da camada n , e de estados carregados positivamente (D^+) próximo da camada p . Esta carga espacial causa um aumento do campo eléctrico nas interfaces $p-i$ e $i-n$ e uma atenuação no centro da camada intrínseca, pelo que o contributo dos portadores aí gerados para a fotocorrente decresce devido ao aumento da taxa de recombinação. Como a extensão das regiões de carga espacial é dependente da geração de portadores, i.e. da separação dos quasi-níveis de Fermi, a atenuação do campo eléctrico é mais evidenciada pelo aumento da intensidade luminosa.

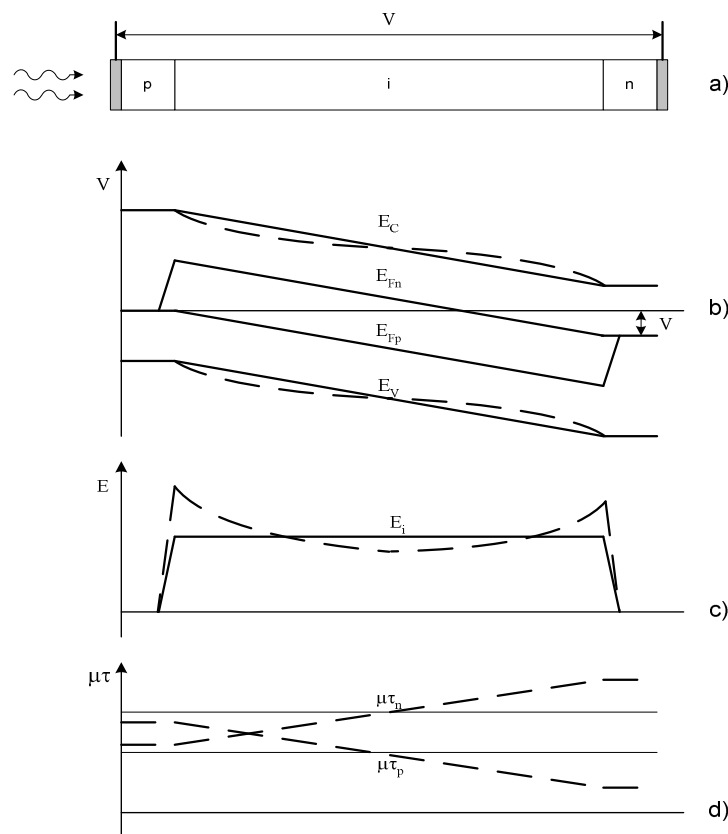


Figura 2.11 – Representação esquemática a) de um fotodíodo $p-i-n$ sob iluminação, b) diagrama de bandas no caso de polarização inversa, c) perfil do campo eléctrico e d) distribuição espacial do produto $\mu\tau$ para electrões ($\mu\tau_n$) e lacunas ($\mu\tau_p$). A tracejado esboçam-se as curvas reais no díodo estando representadas a cheio as aproximações usadas nos modelos analíticos.

O modelo analítico mais citado para estruturas *p-i-n* de silício amorfo sob iluminação constante foi proposto por R. S. Crandall [60]. De acordo com este modelo a distribuição do campo eléctrico na zona intrínseca, E_i , é considerada constante e o seu valor médio dado por:

$$E_i = \frac{V_i}{d_i} \quad (2.17)$$

onde d_i representa a espessura da camada intrínseca. O mesmo acontecendo para os produtos $\mu\tau$ dos electrões e lacunas. Este modelo pretende simplificar a dependência espacial destas grandezas considerando os produtos $\mu\tau$ constantes. Adicionalmente o processo de difusão dos portadores é desprezado face à sua deriva, pelo que a corrente sob iluminação pode ser considerada como corrente de deriva em toda a camada i . Uma vez que este modelo pressupõe absorção de radiação homogénea, não pode ser aplicado a estruturas de detecção de imagem em cor sem algumas alterações. Introduzindo o simples conceito de absorção de cargas e geração exponencial ao modelo de Crandall este é uma base de trabalho para o estudo das estruturas. Considerando a difusão negligível ($D_n=D_p=0$), as equações da densidade de corrente (2.13) podem ser introduzidas nas equações de continuidade (2.14), pelo que no caso estacionário ($d/dt=0$) será apenas necessário resolver as seguintes equações:

$$\begin{aligned} \frac{dn}{dx} &= -\frac{1}{\mu_n E} (G - R) \\ \frac{dp}{dx} &= \frac{1}{\mu_p E} (G - R) \end{aligned} \quad (2.18)$$

A geração de portadores ao longo da estrutura processa-se exponencialmente, de acordo com a lei de Lambert, sendo os efeitos de interferência devido a reflexões múltiplas desprezados:

$$G(x) = G_0 e^{-\alpha x} \quad (2.19)$$

com

$$G_0 = \alpha N_{ph}(x=0) \quad (2.20)$$

A concentração de portadores é obtida por integração das equações (2.18), sendo numa primeira etapa desprezada a taxa de recombinação dentro da região i , ($R=0$). Considerando interfaces ideais do ponto de vista da recombinação, poderemos considerar que a concentração de portadores minoritários junto destas é nula:

$$n(0)=0 \quad \text{e} \quad p(d_i)=0 \quad (2.21)$$

considerando estas condições fronteira a concentração de portadores será dada por:

$$n(x) = \frac{G_0}{\alpha\mu_n E} (1 - e^{-\alpha x})$$

$$p(x) = \frac{G_0}{\alpha\mu_p E} (e^{-\alpha x} - e^{-\alpha d_i})$$
(2.22)

De acordo com esta solução, a taxa de recombinação pode ser determinada segundo a formulação de Crandall num segundo passo.

$$R(x) = \frac{n(x) \cdot p(x)}{n(x)\tau_p + p(x)\tau_n}$$
(2.23)

Que pode agora ser introduzida na equação da continuidade. As concentrações de portadores finais $n(x)$ e $p(x)$ são obtidas por integração numérica, considerando as taxas de geração e recombinação indicadas. Desta forma as soluções podem ser introduzidas novamente nas equações simplificadas da corrente, obtendo-se as equações para a dependência espacial das componentes da fotocorrente para electrões e lacunas.

$$j_n = qn\mu_n E$$

$$j_p = qp\mu_p E$$
(2.24)

sendo a fotocorrente (constante) dada pela soma das duas componentes:

$$j_{ph} = j_n + j_p$$
(2.25)

Tendo em conta as considerações tecidas anteriormente, este modelo simples permite obter resultados aproximados para a fotocorrente através do fotodíodo iluminado. Ainda assim a sua utilização deve ser efectuada com algum cuidado, uma vez que não são por exemplo consideradas as perdas por recombinação na camada dopada frontal quando o dispositivo é iluminado por radiação fortemente absorvida (baixos comprimentos de onda). Adicionalmente, uma desvantagem significativa deste modelo é o facto de considerar o produto $\mu\tau$ constante, quando na realidade as variações internas do campo eléctrico, especialmente nas zonas próximas das interfaces $p-i$ e $i-n$, podem induzir variações no produto $\mu\tau$ de várias ordens de grandeza [61]. No caso de iluminação com luz de elevado comprimento de onda, a baixa absorção destes fotões faz com que, num dispositivo real, possam existir múltiplas reflexões internas, desta forma a fotocorrente observada não será a prevista por este modelo. Não obstante as restrições indicadas este modelo simples permite aferir de forma aceitável a dependência do campo eléctrico interno com a fotocorrente.

É de referir ainda que existem disponíveis várias ferramentas de simulação, na sua grande maioria de utilização gratuita, com diferentes abordagens ao problema da simulação numérica

de dispositivos optoelectrónicos baseados em a-Si:H. De entre outros há a destacar alguns programas que foram utilizadas em diferentes situações no decorrer deste trabalho nomeadamente ASCA [62], Afors-Het [63], AMPS [64].

2.8. Características estacionárias dos sensores *p-i-n*

Antes de estudar os sensores *p-i-n* torna-se necessário definir as principais características dos sensores ópticos.

Quando se fala em sensores ópticos um dos parâmetros mais importantes é a sua responsividade espectral R , que quando o sinal do dispositivo é medido em corrente, representa a relação entre a densidade de corrente que percorre o sensor (em A/cm²) e a potência óptica incidente Φ (em W/cm²) desta forma vem:

$$R(\lambda) = \frac{j_{ph}}{\Phi(\lambda)} \quad (2.26)$$

A responsividade espectral depende da tensão aplicada ao sensor, e pode ser relacionada com a eficiência quântica que representa o número de portadores gerados e colectados por cada fóton absorvido.

$$QE = \frac{h\nu}{q} R = \frac{hc}{q\lambda} R = 1240 \frac{R}{\lambda} \quad (2.27)$$

Muito embora a responsividade espectral efectivamente defina a sensibilidade do dispositivo, ela não dá nenhuma indicação do mínimo fluxo radiante que pode ser detectado. Este fluxo mínimo é normalmente definido como o valor RMS de potência radiante necessário para produzir um sinal igual ao nível de ruído do sensor, ou seja uma relação sinal-ruído unitária, e é conhecido como potência equivalente ao ruído (NEP) “*noise equivalent power*”.

$$NEP = \frac{P}{V_s/V_n} \quad (2.28)$$

Da exposição anterior é evidente que quanto menor o NEP melhor será a performance de um sensor óptico. Para evitar esta aparente incoerência em 1953 Jones [65] definiu a detectividade como sendo o inverso do NEP.

$$D^* = \frac{1}{NEP} \quad W^{-1} \quad (2.29)$$

Quando a detectividade D^* é utilizada para caracterizar um determinado sensor é necessário definir também o comprimento de onda da radiação, a frequência de modulação, a polarização

aplicada, a área do sensor e a largura de banda do amplificador utilizado para efectuar a medida do ruído do detector.

Outro parâmetro importante em sensores ópticos é o alcance dinâmico. O alcance dinâmico é normalmente definido como a relação entre a máxima fotocorrente, medida na zona de funcionamento linear do sensor, e a corrente de ruído correspondente. Esta definição é normalmente equivalente à relação entre a intensidade da luz na saturação e a mínima intensidade detectável. No caso de sensores discretos em que tipicamente não se observa saturação considerável para valores de iluminação superiores a 100000 lx³ é preferível recorrer a uma definição que relaciona a fotocorrente medida com uma intensidade de luz e espectro definidos com a corrente de escuro do dispositivo, que é vista como sendo o limite inferior do alcance dinâmico. Escolhendo para o valor limite superior 1000 lx a expressão para o alcance dinâmico toma então a forma:

$$D = 20 \log \frac{j_{ph,1000lx}}{j_D} (dB) \quad (2.30)$$

Tipicamente o valor do alcance dinâmico varia com a tensão de polarização do dispositivo, uma vez que tanto o numerador como o denominador da fracção são dependentes da tensão.

Também de especial importância nomeadamente nos sensores de imagem é a sua linearidade, isto é, a proporcionalidade entre a intensidade da luz incidente e fotocorrente medida com uma determinada tensão de polarização. Tipicamente, como se pode encontrar na bibliografia [66], esta relação toma a forma:

$$j_{ph} \propto \Phi^\gamma \quad (2.31)$$

Onde o expoente γ toma um valor entre 0,5 e 1. Sendo um parâmetro de especial importância, a linearidade dos dispositivos estudados será determinada para diferentes condições de operação num capítulo posterior.

Mesmo na ausência de iluminação um fotodíodo polarizado inversamente é percorrido por uma determinada corrente. Esta corrente, denominada corrente no escuro “*dark current*”, é principalmente resultado da geração térmica e apresenta portanto uma forte dependência da temperatura. Como os portadores gerados termicamente ou pela luz não podem ser distinguidos, esta corrente estabelece a mínima fotocorrente que se pode detectar. A origem desta corrente está nos estados existentes na banda proibida da camada *i*, e resulta da excitação sequencial de electrões e lacunas. A excitação de electrões e lacunas fixa os quasi-

³ Uma intensidade de 100000 lx corresponde por exemplo à intensidade da radiação solar que atinge o solo no verão (AM 1.5).

níveis de Fermi em polarização inversa junto do centro da banda proibida. Quando se aplica uma determinada polarização a corrente é imediatamente maior, porque o nível de Fermi é deslocado do centro da banda proibida fazendo com que a excitação ocorra a uma maior taxa. Passado o tempo de transição atinge-se novamente a corrente mínima devida a geração térmica. Assumindo o formalismo Shockley-Read-Hall e assumindo depleção completa e colecção total de electrões e lacunas excitados, o valor da corrente de geração térmica é dada por [67]:

$$j_{th0} = qN(E_{FD})kT\omega_0 \exp\left(-\frac{E_C - E_{FD}}{kT}\right) \quad (2.32)$$

Onde ω_0 é o factor de taxa de excitação, e E_{FD} é uma energia de quasi-Fermi definindo a ocupação dos estados localizados próximos do centro da banda proibida.

Além desta origem a corrente de escuro pode ainda ser o resultado de diferentes processos, alguns mais difíceis de contabilizar, nomeadamente fuga superficial e injeção pelos contactos.

2.9. Características transientes dos sensores *p-i-n*

Na secção anterior foram focados diversos tipos de características estacionárias dos sensores de ópticos de imagem, mas a caracterização destes só fica completa com uma análise do seu comportamento transiente. Nas secções seguintes avaliaremos as características capacitivas e transientes dos sensores de imagem baseados em a-Si:H, que se revestem de especial importância para aplicações em tempo real dos referidos sensores.

Desta forma são especialmente importantes duas situações. A primeira relativa ao regime transiente que se estabelece quando se alteram as condições de iluminação. Adicionalmente é também importante estudar o regime que se estabelece quando a tensão de polarização do sensor é alterada. Esta técnica tem especial interesse na resposta selectiva à cor, onde podem ser realizados vários varrimentos sob diferentes polarizações eléctricas, por forma a reconstruir a imagem de cor a partir de três imagens monocromáticas.

Antes de iniciarmos a análise dos dados relativos às estruturas em causa é importante identificar algumas características transientes fundamentais relacionadas com as estruturas *p-i-n*, com base em numerosos resultados publicados.

Um dos processos mais importantes que influenciam as características transientes dos dispositivos baseados em a-Si:H prende-se com o facto de alguns dos portadores gerados por

absorção de fótons com energias superiores à energia do hiato serem aprisionados ou se recombinarem através de estados de energia localizados.

Um fenómeno observado nos fotodíodos de a-Si:H (ex. Schottky ou p-i-n) é o facto de após se iluminar o dispositivo a corrente não aumentar imediatamente para o seu valor estacionário, mas sim de uma forma gradual com uma taxa de subida finita que pode variar, de acordo com as condições de operação, de alguns μs até a alguns segundos. Este comportamento pode ser atribuído ao facto de os portadores fotogerados ocuparem primeiro os estados profundos e os estados do hiato e portanto não estão disponíveis para o transporte de corrente. Depois de se extinguir a iluminação, estes portadores voltam novamente para os estados extensos por emissão térmica, onde são acelerados pelo campo eléctrico existente e eventualmente colectados, pelo que a corrente se mantém durante mais algum tempo. Por integração do transiente que se estabelece quando se inicia e se interrompe o fluxo luminoso é possível demonstrar que a quantidade de carga envolvida em ambas as situações é igual e esta pode ser identificada com a carga armadilhada nos estados de cauda e nos defeitos profundos. O valor da corrente aumenta com o aumento da intensidade luminosa e com a sua duração, até atingir a saturação, que será certamente devida ao esgotamento dos estados localizados.

Este efeito pode ser descrito de acordo com o conceito de *Multiple Trapping Model* [68]. Assim a taxa de aprisionamento $r_t(E_t)$ a um determinado nível de energia E_t pode ser relacionada com a densidade de estados livres correspondente a essa energia e a densidade de electrões livres n de acordo com a expressão [69]:

$$r_t(E_t) = v_0 \frac{n}{N_L} N_t(E_t) (1 - f(E_t)) \quad (2.33)$$

onde N_L representa a densidade de estados efectiva no limiar da banda de condução, $N_t(E_t)$ representa a densidade de estados e $f(E_t)$ a função de ocupação dos estados localizados a uma energia E_t . O factor v_0 é denominado de frequência de tentativa de fuga “*Attempt to escape frequency*” [70] e varia entre 10^{11} e 10^{13} s^{-1} . Desta forma ocorre um deslocamento dos quasi-níveis de Fermi dos defeitos que é causado no caso do aumento da intensidade luminosa pela captura de portadores das bandas, que portanto não participam no transporte de corrente.

A taxa de emissão de electrões $r_e(E_t)$ a um determinado nível de energia E_t do hiato é dada pela seguinte equação [72]:

$$r_e(E_t) = v_0 e^{-\frac{E_t - E_i}{kT}} N_t(E_t) f(E_t) \quad (2.34)$$

O tempo característico de emissão $\tau(E_t)$ será dado por

$$\tau(E_t) = \nu_0^{-1} e^{-\frac{E_L - E_t}{kT}} \quad (2.35)$$

Assim existe uma correlação entre a energia dos estados localizados e o tempo médio de emissão das cargas aí aprisionadas. Este processo é activado termicamente, pelo que os centros de aprisionamento mais próximos da banda de condução serão esvaziados primeiro, enquanto os mais profundos permanecem ocupados por mais tempo. A duração da emissão dos centros de aprisionamento profundos pode atingir a ordem de grandeza de 1000 s [71, 72]. Durante o processo de emissão o quasi-nível de Fermi dos defeitos para os electrões desloca-se em direcção ao centro do hiato. Os portadores emitidos para as bandas são acelerados pelo campo eléctrico interno em direcção às camadas dopadas onde são colectados, produzindo um fluxo de corrente que vai decrescendo depois de retirada a iluminação. A razão a que a corrente decresce depende consideravelmente do comprimento de difusão dos portadores, logo é influenciada pela magnitude da tensão inversa aplicada ao díodo. Para valores suficientemente elevados do campo eléctrico interno a fotocorrente decresce usualmente de forma rápida, enquanto na situação de curto-circuito ou polarização inversa ligeira é observado um prolongamento do transiente.

De acordo com as equações (2.34) e (2.35) o regime transiente é fortemente dependente da temperatura. Como está expresso nas equações (2.33) e (2.34) a densidade de estados disponíveis tem grande influência neste processo, pelo que se conclui que a densidade de defeitos e de estados de cauda afectam o regime transiente. É ainda de realçar que devido ao fenómeno de degradação induzida pela luz “*Staebler Wronsky Effect*”, segundo o qual a densidade de defeitos aumenta após exposição à luz, o tempo transiente tem tendência a aumentar após alguns ciclos com luz/sem luz [72]. Quando se liga a luz o preenchimento dos centros de aprisionamento com os portadores gerados pela luz processa-se de acordo com o desvio dos quasi-níveis de Fermi para os defeitos, cuja dispersão está relacionada com a intensidade da radiação absorvida. A posição dos quasi-níveis de Fermi para os defeitos indicam os níveis de energia até aos quais os portadores estão armadilhados. O transiente que se estabelece ao desligar a luz depende da distâncias dos níveis de quasi-Fermi às bandas (2.35), pelo que para altas intensidades luminosas é observado um decaimento mais abrupto do que nas situações de pequeno desvio dos mesmos.

Factores muito importantes para o comportamento transiente dos sensores são a sua estrutura e o modo de operação. Por exemplo a posição do nível de Fermi geralmente causa uma distribuição espacial não homogénea dos centros de aprisionamento ao longo da estrutura. A zona intrínseca na proximidade das camadas dopadas apresenta uma elevada densidade destes

centros, de forma que nas proximidade da camada n existem estados carregados negativamente abaixo do meio da banda, que funcionam como armadilhas interfaciais para as lacunas, enquanto na vizinhança da camada p existem estados carregados positivamente acima do meio da banda, resultando num aumento da probabilidade de aprisionamento dos electrões [73, 74]. Devido a este efeito os portadores aprisionados concentram-se maioritariamente nas vizinhanças das camadas dopadas. Este facto tem influência na distribuição interna do campo eléctrico devido à variação da densidade de carga, o que por sua vez afecta a taxa de aprisionamento e recombinação dos portadores nas zonas de baixo campo. Adicionalmente há ainda a ter em conta a direcção e a profundidade de penetração da luz, pelo que devido à distribuição espacial dos centros de aprisionamento não homogénea a contribuição para a corrente transiente que se estabelece após o desligar da luz pode ser maioritariamente dos electrões ou das lacunas. Devido aos perfis diferentes dos estados de cauda das bandas de valência (mais gradual) e de condução (mais abrupto) os regimes transientes controlados por lacunas são geralmente mais lentos que os devidos aos electrões. Deveremos de qualquer forma ter em consideração que no caso estacionário (iluminação constante) existe constantemente aprisionamento e emissão de portadores. As taxas de emissão e aprisionamento deverão estar obviamente balanceadas para que se estabeleça uma situação de equilíbrio quasi-estacionário.

A exposição anterior deixa antever que as características transientes dos dispositivos baseados em a-Si:H apresentam uma multiplicidade de dependências dos parâmetros do material ainda maior do que as estáticas, resultando num elevado grau de complexidade especialmente se aplicadas ao estudo de heteroestruturas ou dispositivos multicamada mais complexos (ex. $p-i-n-p-i-n$). O contexto em que se desenvolve este trabalho impede o desenvolvimento detalhado da teoria por detrás da resposta transiente dos sensores $p-i-n$, pelo que serão apenas apresentados e discutidos resultados considerados essenciais.

2.10. Conclusões

Neste capítulo foram discutidas as características gerais das estruturas $p-i-n$ em tecnologia de silício amorfo hidrogenado que são a base dos dispositivos utilizados neste trabalho. Foram abordados os aspectos principais da física do dispositivo, evidenciando as vantagens de utilização de programas para simulação numérica para um mais rápido desenvolvimento da tecnologia.

O processo de fabrico das amostras utilizadas foi descrito em detalhe, indicando os principais parâmetros de deposição utilizados.

2.11. Referências

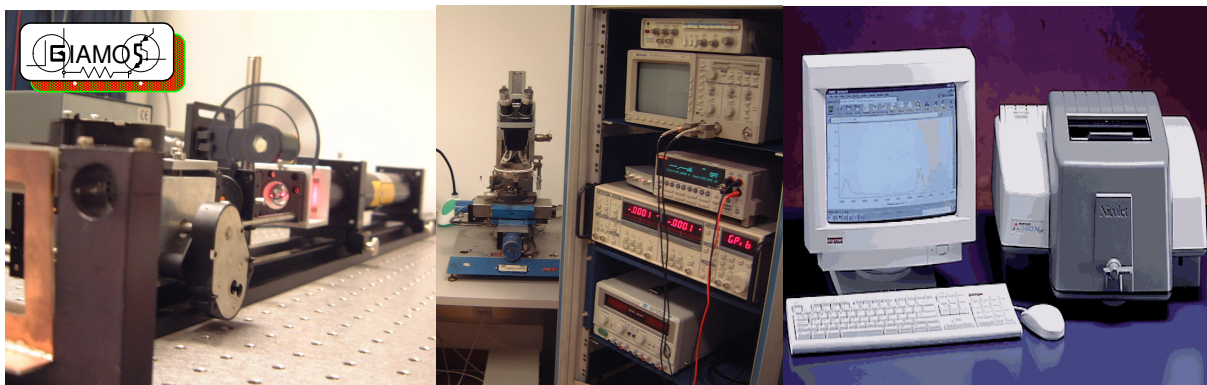
-
- [1] W. E. Spear, P. G. LeComber, Substitutional Doping of Amorphous Silicon, *Solid State Comm.*, 17, 1193-1196, 1975.
 - [2] H. F. Sterling, R. C. G. Swann, Chemical Vapour Deposition Promoted by R. F. Discharge, *Solid-State Electronics*, 8, 653-654, 1965.
 - [3] R. C. Chittick, J. H. Alexander, H. F. Sterling, The Preparation and Properties of Amorphous Silicon, *J. Electrochem. Soc.*, 116 (1), 77-81, 1969.
 - [4] P. G. LeComber, W. E. Spear, Electronic Transport in Amorphous Silicon Films, *Phys. Rev. Lett.*, 25 (8), 509-511, 1970.
 - [5] P.G. LeComber, A. Madan and W.E. Spear, *J. Non-Cryst. Solids* 11 (1972), p. 219.
 - [6] A. Gallagher, *Mater. Res. Soc. Symp. Proc.* **70**, 3 (1986).
 - [7] J. Perrin, Y. Takeda, N. Hiramio, Y. Takeuchi and A. Matsuda, *Surf. Sci.* **210**, 114 (1989).
 - [8] A. Matsuda, K. Nomoto, Y. Takeuchi, A. Suzuki, A. Yuuki and J. Perrin, *Surf. Sci.* **227**, 50 (1990).
 - [9] A. Madan, P.G. LeComber, W.E. Spear, *J. Non-Crystalline Solids* **20**, 239 (1976).
 - [10] C. Koch, M. Ito, M. Schubert, and J. H. Werner, *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.* 575 (1999) 749.
 - [11] Yamada, I.; in *Hydrogenated Amorphous Silicon part A*, edited by J. I. Pankove, Academic Press, Orlando (1985) 84.
 - [12] Shindo, M.; Sato, S.; Myokan, I.; Mano, S.; Shibata, T.; *Jap. Appl. Phys.* 24 (1985).
 - [13] Vituro, R. E., Weisen, K.; *J. Non-Cryst. Solids* 77-78 (1985) 753.
 - [14] N. F. Mott, *Adv. Phys.*, 16 (1967) 49.
 - [15] M. H. Cohen, H. Fritzsche, S. R. Ovshinsky, *Phys. Rev. Letters*, 22 (1969) 1065.
 - [16] K. Winer, Defect Formation in a-Si:H, *Phys. Rev. B*, 41 (17), 12150-12161, 1990.
 - [17] G. Schumm, G. H. Bauer, Thermodynamical Equilibrium Gap-State Distribution in Undoped a-Si:H, *Phil. Mag. B*, 64 (4), 515-527, 1991.

- [18] M. J. Powell, S. C. Deane, Improved Defect-Pool Model for Charged Defects in Amorphous Silicon, *Phys. Rev. B*, 48 (15), 10815-10826, 1993.
- [19] Z. E. Smith, S. Wagner, Intrinsic Dangling-Bond Density in Hydrogenated Amorphous Silicon, *Phys. Rev. B*, 32 (8), 5510-5513, 1985.
- [20] N. F. Mott, E. A. Davis, *Electronic Processes in Non-Crystalline Materials*, 2nd ed., Clarendon Press, Oxford, 1979.
- [21] D. L. Staebler, C. R. Wronski, Reversible Conductivity Changes in Discharge-Produced Amorphous Si, *Appl. Phys. Lett.*, 31 (4), 292-294, 1977.
- [22] P. V. Santos, W. B. Jackson, R. A Street, An Alternative Model for the Kinetics of Light-Induced Defects in a-Si:H, *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.*, 219, 15-20, 1991.
- [23] R. A. Street, Current-Induced Defect Creation and Recovery in Hydrogenated Amorphous Silicon, *Appl. Phys. Lett.*, 59 (9), 1084-1086, 1991.
- [24] D. L. Staebler, R. S. Crandall, R. Williams, Stability of n-i-p Amorphous Silicon Solar Cells, *Appl. Phys. Lett.*, 39 (9), 733-735, 1981.
- [25] Z. E. Smith, S. Wagner, B. W. Faughnan, Carrier Lifetime Model for the Optical Degradation of Amorphous Silicon Solar Cells, *Appl. Phys. Lett.*, 46 (11), 1078-1080, 1985.
- [26] M. Hack, M. Shur, Implications of Light-Induced Defects on the Performance of Amorphous Silicon Alloy Solar Cells, *J. Appl. Phys.*, 59 (6), 2222-2228, 1986.
- [27] D. L. Staebler, C. R. Wronski, Optically Induced Conductivity Changes in Discharge Produced Hydrogenated Amorphous Silicon, *J. Appl. Phys.*, 51 (6), 3262-3268, 1980.
- [28] R. A. Street, K. Winer, Defect Equilibria in Undoped a-Si:H, *Phys. Rev. B*, 40 (9), 6236-6249, 1989.
- [29] M. Stutzmann, Weak Bond-Dangling Bond Conversion in Amorphous Silicon, *Phil. Mag. B*, 56 (1), 63-70, 1987.
- [30] P. V. Santos, W. B. Jackson, A Weak Bond/Dangling Bond Conversion Model for Light-Induced Defects in a-Si:H, *J. Non-Cryst. Solids*, 137/138, 203-206, 1991.
- [31] Z. E. Smith, S. Wagner, Implications of the 'Defect Pool' Concept for 'Metastable' and 'Stable' Defects in Amorphous Silicon, Hrsg. H. Fritzsche, *Amorphous Silicon and Related Materials*, World Scientific Publishing Company, Singapore, 409-460, 1988.
- [32] G. Schumm, Chemical Equilibrium Description of Stable and Metastable Defect Structures in a-Si:H, *Phys. Rev. B*, 49 (4), 2427-2442, 1994.

- [33] D. E. Carlson, C. R. Wronski, Amorphous Silicon Solar Cells, Hrsg. M. H. Brodsky, Topics in Applied Physics, Vol. 36, Amorphous Semiconductors, Springer-Verlag, Berlin, 287-329, 1985.
- [34] J. Tauc, R. Grigorovici, A. Vancu, Optical Properties and Electronic Structure of Amorphous Germanium, Phys. Stat. Sol., 15, 627-637, 1966.
- [35] G. D. Cody, The Optical Absorption Edge of a-Si:H, Hrsg. J. I. Pankove, Semiconductors and Semimetals, Vol. 21, Hydrogenated Amorphous Silicon, Part B, Optical Properties, Academic Press Inc., Orlando, 11-82, 1984.
- [36] W. B. Jackson, S. M. Kelso, C. C. Tsai, J. W. Allen, S.-J. Oh, Energy Dependence of the Optical Matrix Element in Hydrogenated Amorphous and Crystalline Silicon, Phys. Rev. B, 31 (8), 5187-5198, 1985.
- [37] J. Tauc, R. Grigorovici, A. Vancu, Optical Properties and Electronic Structure of Amorphous Germanium, Phys. Stat. Sol., 15, 627-637, 1966.
- [38] C. R. Wronski, S. Lee, M. Hicks, S. Kumar, Internal Photoemission of Holes and the Mobility Gap of Hydrogenated Amorphous Silicon, Phys. Rev. Lett., 63 (13), 1420-1423, 1989.
- [39] G. D. Cody, The Optical Absorption Edge of a-Si:H, Hrsg. J. I. Pankove, Semiconductors and Semimetals, Vol. 21, Hydrogenated Amorphous Silicon, Part B, Optical Properties, Academic Press Inc., Orlando, 11-82, 1984.
- [40] G. D. Cody, T. Tiedje, B. Abeles, B. Brooks, Y. Goldstein, Disorder and the Optical-Absorption Edge of Hydrogenated Amorphous Silicon, Phys. Rev. Lett., 47 (20), 1480-1483, 1981.
- [41] F. Carasco, W. E. Spear, Photogeneration and Geminate Recombination in Amorphous Silicon, Phil. Mag. B, 47 (5), 495-507, 1983.
- [42] R. H. Bube, Photoconductivity of Solids, R. E. Krieger Publishing Company Inc., New York, 1978.
- [43] N. F. Mott, E. A. Davis, Electronic Processes in Non-Crystalline Materials, 2nd ed., Clarendon Press, Oxford, 1979.
- [44] M. Hack, M. Shur, Physics of Amorphous Silicon Alloy p-i-n Solar Cells, J. Appl. Phys. 58 (2), 997-1020, 1985.
- [45] A. Madan, Optoelectronic Properties of Amorphous Silicon Using the Plasma-Enhanced Chemical Vapor Deposition (PECVD) Technique, Ed. G. Bruno, P. Capezzuto, A.

- Madan, Plasma Deposition of Amorphous Silicon-Based Materials, Academic Press Inc., San Diego, 243-282, 1995.
- [46] T. Tiedje, A. Rose, A Physical Interpretation of Dispersive Transport in Disordered Semiconductors, *Solid State Comm.*, 37, 49-52, 1980.
- [47] J. G. Simmons, G. W. Taylor, Nonequilibrium Steady-State Statistics and Associated Effects for Insulators and Semiconductors Containing an Arbitrary Distribution of Traps, *Phys. Rev. B*, 4 (2), 502-511, 1971.
- [48] A. R. Moore, Diffusion Length in Undoped a-Si:H, Ed. J. I. Pankove, *Semiconductors and Semimetals*, Vol. 21, Hydrogenated Amorphous Silicon, Part C, Electronic and Transport Properties, Academic Press Inc., Orlando, 239-256, 1984.
- [49] R. Schwarz, F. Wang, D. Schuster, Transport Studies by Steady-State and Transient Photocarrier Grating Methods, *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.*, 336, 359-364, 1994.
- [50] R. S. Crandall, Photoconductivity, Hrsg. J. I. Pankove, *Semiconductors and Semimetals*, Vol. 21, Hydrogenated Amorphous Silicon, Part B, Optical Properties, Academic Press Inc., Orlando, 245-297, 1984.
- [51] S. M. Sze, *Physics of Semiconductor Devices*, 2nd ed., John Wiley & Sons Inc., New York, 1981.
- [52] G. A. Swartz, Computer Model of Amorphous Silicon Solar Cell, *J. Appl. Phys.*, 53 (1), 712-719, 1981.
- [53] M. Hack, M. Shur, Physics of Amorphous Silicon Alloy p-i-n Solar Cells, *J. Appl. Phys.* 58 (2), 997-1020, 1985.
- [54] J. L. Gray, A Computer Model for the Simulation of Thin-Film Silicon-Hydrogen Alloy Solar Cells, *IEEE Trans. El. Dev.*, 36 (5), 906-912, 1989.
- [55] A. H. Pawlikiewicz, S. Guha, Numerical Modeling of an Amorphous-Silicon-Based p-i-n Solar Cell, *IEEE Trans. El. Dev.*, 37 (2), 403-409, 1990.
- [56] R. S. Crandall, Modeling of Thin Film Solar Cells: Uniform Field Approximation, *J. Appl. Phys.*, 54 (12), 7176-7186, 1983.
- [57] H. Okamoto, H. Kida, S. Nonomura, Y. Hamakawa, Variable Minority Carrier Transport Model for Amorphous Silicon Solar Cells, *Solar Cells*, 8, 317-336, 1983.
- [58] F. Irrera, F. Palma, A New "Double Carrier" Analytical Model of Carriers Transport in p-i-n Amorphous Silicon Solar Cells, *Solid-State Electronics*, 34 (8), 801-808, 1991.
- [59] J. Furlan, F. Smole, P. Popovi, Piecewise Analysis of a-Si Solar Cell Operation, 11th European Photovoltaic Solar Energy Conf. Proc., 653-656, 1992.

- [60] R. S. Crandall, Modeling of Thin Film Solar Cells: Uniform Field Approximation, *J. Appl. Phys.*, 54 (12), 7176-7186, 1983.
- [61] C.-D. Abel, H. R. Paes, G. H. Bauer, Stationary Primary Photocurrents for the Characterization of a-Si:H PIN-Diodes, 10th European Photovoltaic Solar Energy Conf. Proc., 161-164, 1991.
- [62] A. Fantoni, M. Vieira and R. Martins. *Res. Soc. Symp. Proc.* 336 (1994), p. 711.
- [63] A. Froitzheim, R. Stangl, M. Kriegel, L. Elstner, W. Fuhs, "AFORS-HET, a Computer Program for the Simulation of Heterojunction Solar Cells to be Distributed for Public Use", Proc. WCPEC-3, 3rd World Conference on Photovoltaic Energy Conversion, Osaka, Japan, May 2003, 1P-D3-34.
- [64] <http://www.cneu.psu.edu/amps/>
- [65] R. C. Jones, The general Theory of Bolometer Performance, *J. Opt. Soc. Am.*, Vol 43, N°1, 1953.
- [66] A. Rose, Concepts in Photoconductivity and Allied Problems, R. E. Krieger Publishing Company Inc., New York, 1978.
- [67] R. A. Street, *Appl. Phys. Lett.* 57, 1334 (1990).
- [68] T. Tiedje, A. Rose, A Physical Interpretation of Dispersive Transport in Disordered Semiconductors, *Solid State Comm.*, 37, 49-52, 1980.
- [69] H. Wiczorek, Transient Currents in a-Si:H Diodes, *J. Non-Cryst. Solids*, 137/138, 1309-1312, 1991.
- [70] B. Yan, G. J. Adriaenssens, Electron Emission from Deep States and Evaluation of the Density of States in a-Si:H, *J. Appl. Phys.*, 77 (11), 5661-5668, 1995.
- [71] R. A. Street, Physics of a-Si:H *p-i-n* Devices, *J. Non-Cryst. Solids*, 164-166, 643-652, 1993.
- [72] H. Wiczorek, Effect of Trapping in a-Si:H Diodes, *Solid State Phen.*, 44-46, 957-972, 1995.
- [73] R. A. Street, L. Zesch, M. J. Thompson, Effects of Doping on Transport and Deep Trapping in Hydrogenated Amorphous Silicon, *Appl. Phys. Lett.*, 43 (7), 672-674, 1983.
- [74] W. E. Spear, P. G. LeComber, Transient Mobility and Lifetime Studies in Amorphous Silicon and their Interpretation, *Phil. Mag. B*, 52 (3), 247-260, 1985.



Laboratório de caracterização @ISEL

Capítulo 3

Caracterização de películas e dispositivos

3.1. Introdução

Antes de podermos começar a explorar uma nova técnica de utilização de um determinado dispositivo é necessário conhecer em detalhe todas as suas características. A caracterização dos dispositivos utilizados neste trabalho será apresentada neste capítulo. Por uma questão de clareza este capítulo está dividido em duas partes. Na primeira serão apresentados os resultados da caracterização óptica e eléctrica dos diferentes filmes finos que compõem os dispositivos. Na segunda parte serão abordados os aspectos relativos à caracterização dos dispositivos completos. Por uma questão de conveniência as técnicas utilizadas, standard ou desenvolvidas para o efeito, serão descritas antes da apresentação dos resultados obtidos e da sua interpretação. Este capítulo termina com a apresentação e validação do modelo eléctrico proposto para os dispositivos em estudo.

3.2. Características optoelectrónicas dos filmes

Por forma a caracterizar e otimizar o sensor foram fabricados dispositivos com diferentes características. Com o conjunto de amostras referido será estudado o efeito da espessura da camada intrínseca e da presença de carbono nas camadas dopadas, nas características ópticas e electrónicas dos dispositivos. Os parâmetros de deposição das diferentes camadas de material semiconductor estão sumariados na Tabela 3.1.

Tabela 3.1 – Parâmetros de deposição das estruturas p-i-n.

Amostra	Camada	SiH ₄ (sccm)	H ₂ (sccm)	PH ₃ (sccm)	B ₂ H ₆ (sccm)	CH ₄ (sccm)	Espessura (Å)
#M006291/2	p	11.96	—	—	0.04	0	500
	i	20.00	10	—	—	—	5000/2500
	n	11.98	—	0.02	—	0	500
#M006301/2	p	11.96	—	—	0.04	0	500
	i	20.00	10	—	—	—	5000/2500
	n	11.98	—	0.02	—	20	500
#M007192	p	11.96	—	—	0.04	20	500
	i	20.00	10	—	—	—	5000
	n	11.98	—	0.02	—	20	500
#M011101/2	p	11.96	—	—	0.04	40	500
	i	20.00	10	—	—	—	5000
	n	11.98	—	0.02	—	20/—	500

Para avaliar as propriedades optoelectrónicas de cada uma das camadas isoladamente foram também depositadas películas finas individuais sobre vidro Corning AF45 utilizando as mesmas condições de processo das estruturas *p-i-n*.

3.2.1. Condutividade

A condutividade eléctrica foi medida utilizando contactos metálicos coplanares de alumínio depositados sobre os filmes finos. O substrato utilizado foi vidro Corning AF45. Foram

realizadas medidas da condutividade no escuro (σ_d) e da fotocondutividade (σ_{ph}) sob iluminação AM1.5 (100 mW cm^{-2}) [1] com a amostra em vácuo para eliminar a possibilidade de condensação do vapor de água para as baixas temperaturas, e para impedir a oxidação quando a amostra é aquecida. Antes de iniciar a medida a amostra foi aquecida a 380 K durante cerca de 30 minutos para garantir a eliminação da humidade eventualmente existente. Utilizando a geometria de contactos usual, a condutividade dos filmes pode ser determinada, para qualquer temperatura ou condições de iluminação, aplicando uma tensão fixa (V) entre os contactos e medindo a corrente (I) que percorre a amostra. Desta forma a condutividade é dada pela expressão:

$$\sigma = \frac{I}{V} \frac{l}{wd} \quad (3.1)$$

onde l representa a distância entre contactos, w a sua largura e d a espessura do filme.

A energia de activação foi determinada através do declive de $\ln(\sigma_d)$ em função do inverso da temperatura (Traçado de Arrhenius), durante a etapa de arrefecimento. A relação entre a condutividade no escuro e a energia de activação ΔE é dada pela seguinte expressão:

$$\sigma_d = \sigma_0 \cdot e^{-\frac{\Delta E}{K \cdot T}} \quad (3.2)$$

onde σ_0 representa um factor pré-exponencial, K a constante de Boltzmann e T a temperatura.

Uma vez determinados os valores da condutividade no escuro e sob iluminação para os vários filmes, podemos inferir para cada um a sua fotosensibilidade, σ_{ph}/σ_d .

A Figura 3.1 o traçado de Arrhenius para películas com as mesmas características das utilizadas nos dispositivos em estudo neste trabalho. Analisando a curva correspondente ao filme intrínseco, podemos verificar que na gama de temperaturas analisada o andamento do gráfico é linear, o que indica uma variação exponencial da condutividade com o recíproco da temperatura, tal como previsto pela equação. A partir desta curva foram extraídos os valores da condutividade no escuro e da energia de activação de $7.6 \times 10^{-11} (\Omega \cdot \text{cm})^{-1}$ e 0.739 eV respectivamente.

No gráfico é evidente a diminuição da condutividade provocada pela incorporação de carbono. A diminuição da condutividade verifica-se tanto para o material tipo p como tipo n, tornando-se esta, inclusive, inferior à do material intrínseco, para a concentração de carbono considerada. É também perceptível neste gráfico a diferença entre as energias de activação dos materiais dopados sem incorporação de carbono.

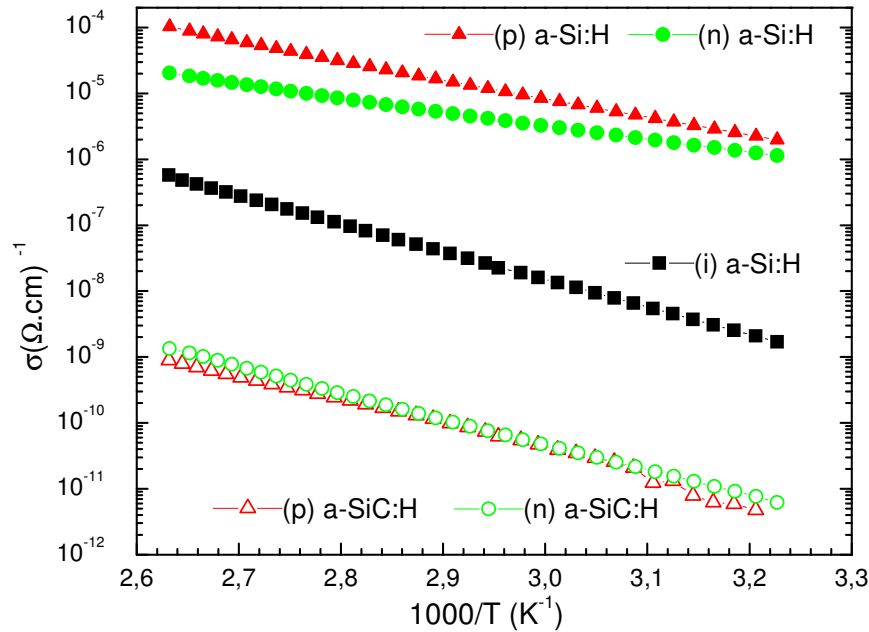


Figura 3.1 – Condutividade no escuro para as diferentes camadas utilizadas em função do inverso da temperatura.

3.2.2. Espectroscopia óptica de reflexão e transmissão

A espessura e os parâmetros ópticos dos filmes foram obtidos através da análise da reflectância e transmitância espectral na gama de comprimentos de onda entre 400 e 2000 nm (3.1eV – 0.62eV), com a luz a entrar pelo lado da interface substrato/filme. Quando a radiação se propaga num meio absorvente, o índice de refração tem que ser considerado na sua forma complexa. Desta forma, a solução das equações de Fresnel para a reflexão e transmissão em função da energia dos fótons ($h\nu$) permite obter o índice de refração $n(h\nu)$, e o coeficiente de extinção $k(h\nu)$. Para materiais absorventes é geralmente mais utilizado o coeficiente de absorção, α , obtido através do coeficiente de extinção pela seguinte expressão:

$$\alpha = \frac{4\pi\nu k}{hc} \quad (3.3)$$

onde h é a constante de Plank e c a velocidade da luz.

Uma vez medidos os espectros de reflexão e transmissão podemos assim obter os valores de α e n considerando para tal as zonas do espectro de forte e fraca absorção respectivamente, através das seguintes expressões [2]:

$$T = (1 - R)e^{-\alpha l} \quad (3.4)$$

$$R = \left(\frac{n - n_0}{n + n_0} \right)^2 \quad (3.5)$$

Onde T e R representam respectivamente a transmitância e a reflectância da película, d a sua espessura e n_0 o índice de refração do ar.

O hiato óptico, E_g , pode ser obtido pela dependência de α com a energia dos fótons, $(h\nu)$, de acordo com a seguinte expressão:

$$\alpha h\nu = a(h\nu - E_g)^{p+q+1} \quad (3.6)$$

nesta expressão a é uma constante relacionada com as características do material e os parâmetros p e q estão relacionados com a forma dos limiares das bandas. De acordo com Tauc [3] existe uma relação linear entre $(\alpha E)^{1/2}$ e a energia dos fótons, sendo o valor mais usual para p e q é de $1/2$, o que corresponde a considerar os limiares das bandas com uma distribuição parabólica. O hiato obtido pela resolução da equação anterior com estes valores é chamado de hiato de Tauc, E_{Tauc} .

Nas figuras seguintes são apresentados os dados experimentais da transmitância medida em função do comprimento de onda da radiação incidente para películas intrínsecas (figura), tipo n (figura) e tipo p (figura), idênticas às utilizadas nos dispositivos. [4]

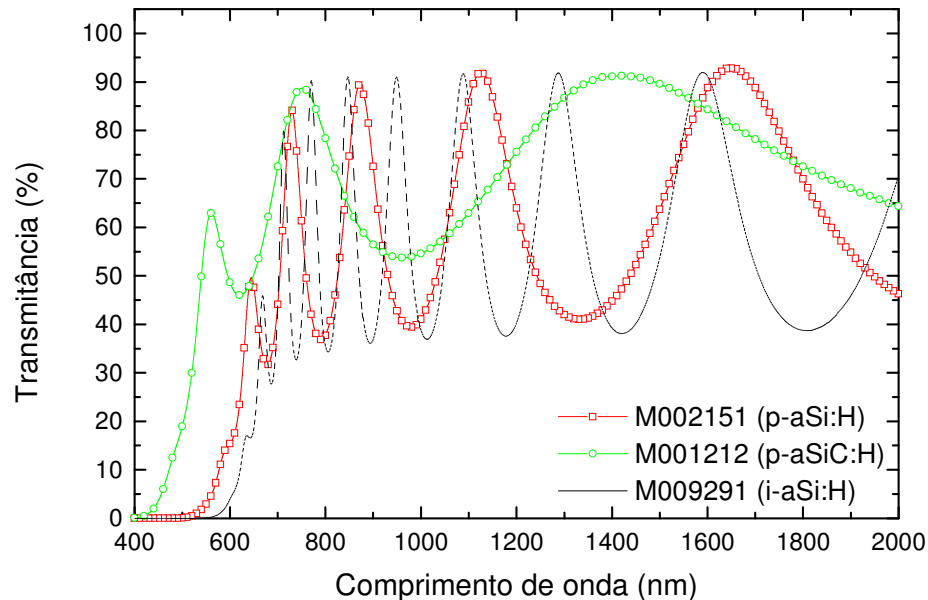


Figura 3.2 – Espectro de transmissão para as películas de tipo p com e sem carbono.

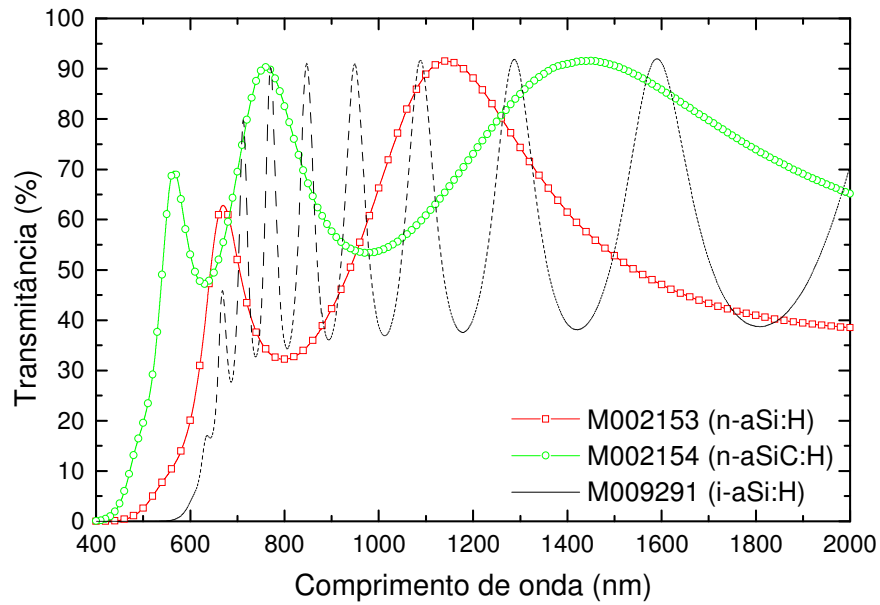


Figura 3.3 – Espectro de transmissão para as películas de tipo *n* com e sem carbono.

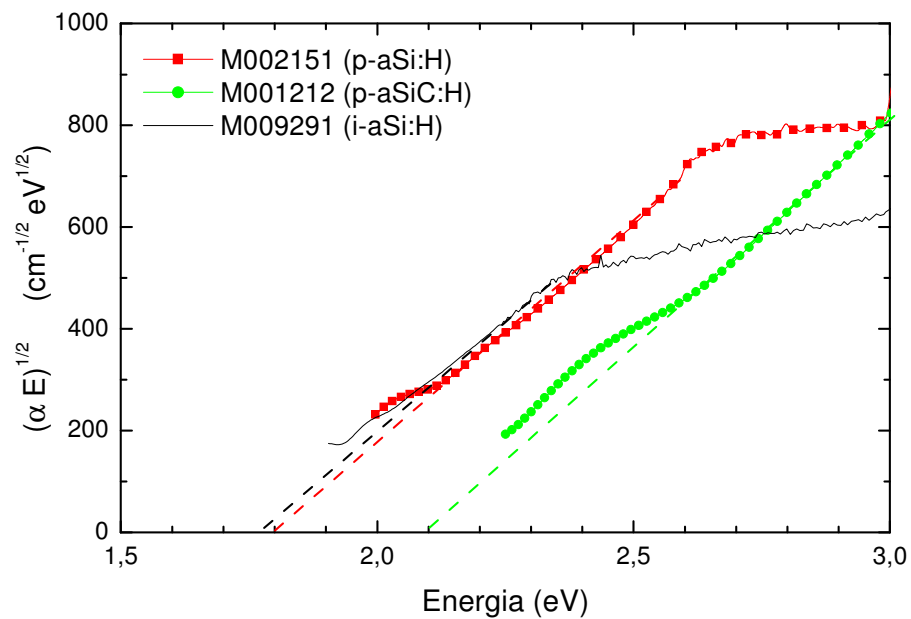


Figura 3.4 – Diagrama de Tauc para películas de tipo *p* com e sem carbono e para intrínsecas.

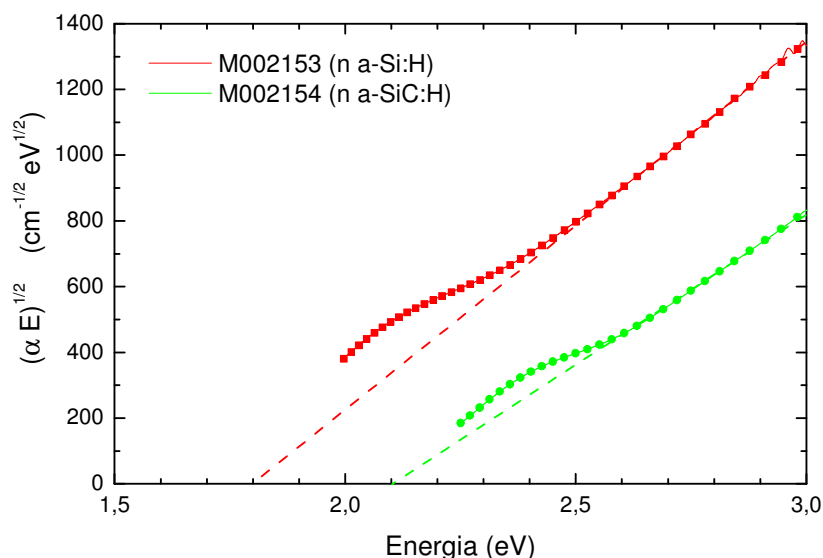


Figura 3.5 – Diagrama de Tauc para películas de tipo n com sem carbono.

3.2.3. Método da fotocorrente constante (CPM)

Devido à fraca absorção do a-Si:H para baixas energias a determinação do valor de α para filmes finos ($<1\mu\text{m}$) para energias abaixo de cerca de 1.2eV não pode ser conseguida pela técnica Reflexão/Transmissão. O espectro de absorção abaixo do hiato (onde α é inferior a 10^3cm^{-1}) tem então de ser determinado por outras técnicas, como a fotocondutividade de feixe duplo (DBP) [5], a espectroscopia por deflecção fototérmica (PDS) [6] ou o método da fotocorrente constante (CPM) [7].

A fotocorrente secundária gerada por um fluxo de fótons, Φ , incidentes numa amostra de espessura d , sujeita a um campo eléctrico E é dada por:

$$I_{ph} = q\Phi(1-R)[1-\exp(-\alpha d)]\eta\mu_e\tau_e\frac{E}{d} \quad (3.7)$$

onde q representa a carga elementar, $\Phi(1-R)[1-\exp(-\alpha d)]$ é o número de fótons absorvidos na amostra com coeficiente de reflexão R e coeficiente de absorção α (não considerando o efeito de múltiplas reflexões internas), η a eficiência quântica, μ_e a mobilidade de deriva dos electrões e τ_e o seu tempo médio de vida.

Esta equação pode ser simplificada para a região abaixo do hiato onde, para uma película fina, a condição $\alpha d \ll 1$ se verifica sempre, vindo então:

$$I_{ph}(h\nu) = q\Phi(h\nu)(1-R)\alpha(h\nu)\eta\mu_e\tau_e E \quad (3.8)$$

A obtenção da dependência espectral do coeficiente de absorção a partir da fotocorrente medida não é uma tarefa simples, uma vez que temos também de tomar em consideração que poderão existir outros parâmetros do material, também dependentes do espectro da radiação incidente. Felizmente, se existir informação independente adicional acerca dos parâmetros do material e se as condições experimentais forem cuidadosamente escolhidas, a informação correcta do espectro de absorção pode ser obtida. Desta forma o tempo de vida dos portadores deverá ser mantido constante, o que é conseguido assegurando que a corrente que percorre a amostra se mantém constante ao longo de todo o espectro, o que na prática é conseguido ajustando a intensidade da luz incidente na amostra.

Assim, tendo em consideração o atrás exposto e supondo uma dependência da reflexão face à energia dos fotões negligenciável podemos escrever uma relação simplificada:

$$\alpha_{cpm}(h\nu) = \frac{B_{cal}}{\Phi(h\nu)} \quad (3.9)$$

Onde, a constante de calibração, B_{cal} , é obtida por comparação com os dados da medida de transmissão no regime de alta absorção.

Pela análise de $\alpha(h\nu)$ podem ser extraídos dois parâmetros importantes:

- A energia de Urbach, E_{ur} , que está relacionada com a desordem do material, e depende do número de ligações Si-Si fracas [8], o seu valor é dado pelo declive da zona linear do espectro $\log(\alpha(h\nu))$ vs. $h\nu$.
- A densidade de defeitos a meio da banda, N_D , a qual pode ser estimada pelo ponto onde ocorre o desvio do andamento puramente exponencial da cauda de Urbach. A densidade de defeitos é dada por:

$$N_D = 10^{16} \alpha_k \quad (3.10)$$

A constante de proporcionalidade foi obtida na literatura [9].

Para este trabalho foram analisadas películas de a-Si:H intrínsecas e dopadas, semelhantes às utilizadas nos dispositivos, pela técnica de CPM variando a energia dos fotões entre 1 e 2.5 eV. A análise das películas baseadas em a-SiC:H por esta técnica não foi possível devido aos baixos valores de condutividade apresentados por este material.

As figuras seguintes mostram os espectros de $\alpha(h\nu)$ obtidos por medidas de transmissão e por CPM para as diferentes amostras.

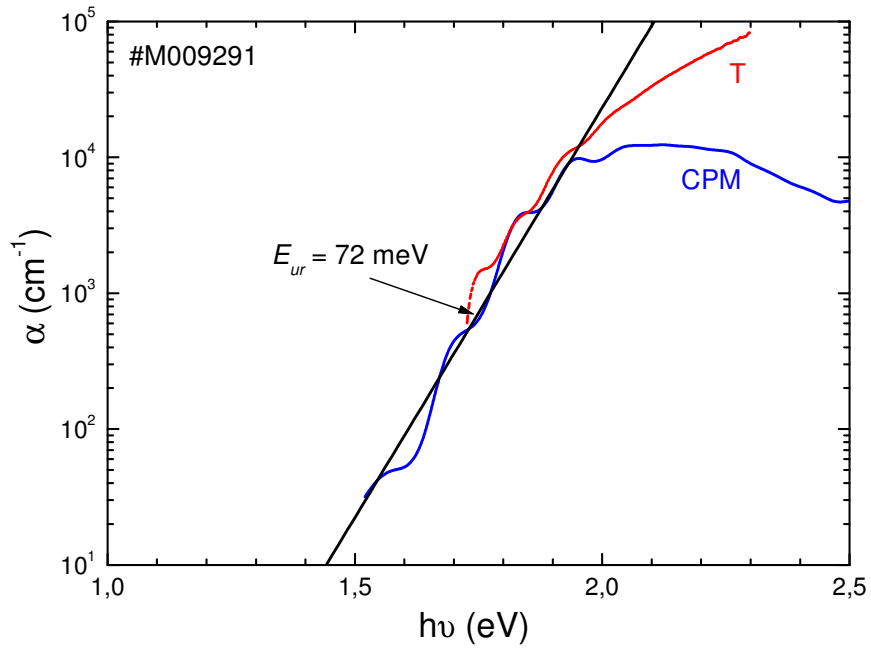


Figura 3.6 – Espectro de absorção medido por CPM e por medida de transmissão (T) para uma película intrínseca.

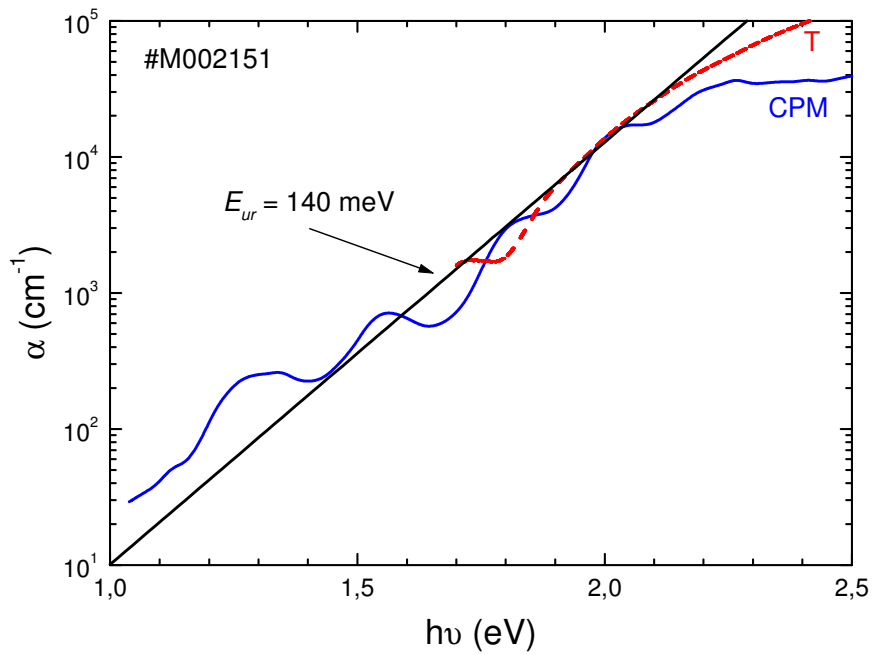


Figura 3.7 – Espectro de absorção medido por CPM e por medida de transmissão (T) para uma película de tipo *p*.

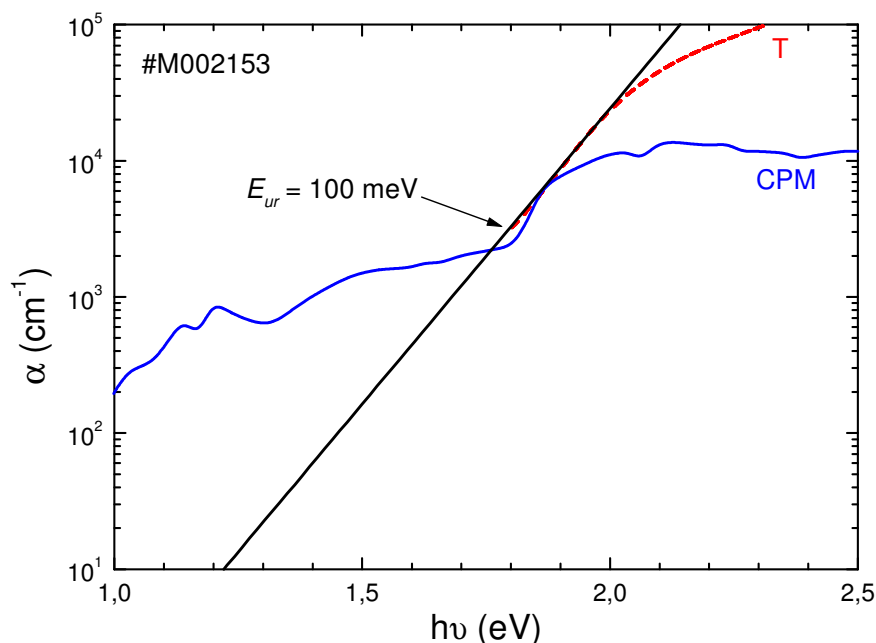


Figura 3.8 – Espectro de absorção medido por CPM e por medida de transmissão (T) para uma película de tipo n .

Pela análise dos valores de E_{ur} e N_D obtidos por CPM para os diferentes materiais podemos concluir que o material intrínseco é de melhor qualidade do que os extrínsecos, uma vez que apresenta menor o valor de E_{ur} , que está directamente relacionado com a desordem estrutural do material. A Tabela 3.2 sumaria as propriedades optoelectrónicas de cada uma das películas individuais obtidas a partir dos resultados anteriormente apresentados.

O sensor #M006291 é uma estrutura típica de a-Si:H otimizada para a utilização como célula solar em que as camadas dopadas apresentam uma condutividade elevada. Nas restantes estruturas uma ou ambas as camadas dopadas apresentam condutividades entre 2 a 5 ordens de grandeza inferiores. Os baixos níveis de dopagem utilizados são responsáveis pelos elevados valores da energia de activação (ΔE) e pelos baixos valores da condutividade no escuro (σ_d). A incorporação de carbono durante a deposição das camadas dopadas leva a uma diminuição da condutividade no escuro. No caso das camadas p o aumento do hiato óptico conduz a uma diminuição do valor de σ_{ph}/σ_d como seria de esperar, já no caso das camadas n regista-se um aumento da fotosensibilidade em consequência provavelmente da baixa condutividade no escuro devida à incorporação de carbono.

Tabela 3.2 – Propriedades optoelectrónicas das camadas individuais.

Amostra	Camada	σ_d ($\Omega^{-1}\text{cm}^{-1}$)	ΔE (eV)	E_{op} (eV)	σ_{ph}/σ_d (-)	E_{ur} (meV)
#M006291	p	8.2×10^{-7}	0.499	1.80	7.3	140
	i	7.6×10^{-11}	0.739	1.79	7.1×10^4	72
	n	7.8×10^{-7}	0.426	1.82	1.2	100
#M006301	p	8.2×10^{-7}	0.499	1.80	7.3	140
	i	7.6×10^{-11}	0.739	1.79	7.1×10^4	72
	n	1.9×10^{-12}	0.834	2.10	21	200
#M007192	p	2.5×10^{-9}	0.649	2.06	4.5	—
	i	7.6×10^{-11}	0.739	1.79	7.1×10^4	72
	n	1.9×10^{-12}	0.834	2.10	21	200
#M011101	p	1.6×10^{-12}	0.766	2.23	—	—
	i	7.6×10^{-11}	0.739	1.79	7.1×10^4	72
	n	1.9×10^{-12}	0.834	2.10	21	200
#M011102	p	8.2×10^{-7}	0.499	1.80	7.3	-
	i	7.6×10^{-11}	0.739	1.79	7.1×10^4	72
	n	7.4×10^{-11}	0.224	2.04	—	-

3.3. Características optoelectrónicas dos dispositivos

Por forma a caracterizar convenientemente os dispositivos em estudo foram efectuadas medidas das suas características terminais sob diferentes condições de iluminação e de polarização. Desta forma foram efectuadas medidas das características corrente-tensão, no escuro e sob diferentes condições de iluminação, resposta espectral sob diferentes condições de polarização eléctrica e característica capacidade-tensão. Este conjunto de técnicas de caracterização constitui um auxiliar muito importante para a compreensão dos mecanismos físicos presentes nos dispositivos em causa, nomeadamente a geração e transporte de portadores através do dispositivo e a distribuição interna de carga. Em algumas situações recorreu-se ainda à utilização de ferramentas de simulação numérica apropriadas para os dispositivos em causa, sendo neste caso necessário recorrer a um conjunto de parâmetros dos

materiais/dispositivos obtidos a partir da literatura ou extraídos de medidas experimentais apresentadas nesta ou noutras secções deste trabalho.

Nesta secção apresentam-se os resultados obtidos pelas técnicas atrás indicadas considerados mais relevantes. Outros tipos de técnicas experimentais derivadas destas foram ainda utilizadas para a determinação de diversas propriedades optoelectrónicas dos sensores de imagem resultantes, mas a sua descrição e discussão foi deixada para o capítulo seguinte por uma questão de enquadramento. Os resultados foram divididos de acordo com a técnica experimental utilizada apenas por uma questão de organização, sendo importante considerá-los como um todo para a discussão do princípio de funcionamento dos dispositivos.

3.3.1. Característica corrente-tensão

Uma forma simples de descrever a característica J-V de uma junção ideal, resulta da aplicação do teorema da sobreposição. De acordo com este princípio a resposta sob iluminação é o resultado da translação vertical da resposta J-V no escuro, dada por

$$j_D = j_{rec} + j_{dif}, \quad (3.11)$$

de uma quantidade correspondente à corrente gerada pela luz incidente. Onde j_{dif} e j_{rec} representam as correntes de difusão e recombinação/geração dadas por:

$$j_{dif} = qn_i^2 \left(\frac{D_p}{L_p N_D} + \frac{D_n}{L_n N_A} \right) \left(\exp \frac{qV_D}{kT} - 1 \right) \quad (3.12)$$

$$j_{rec} = \frac{qn_i W_D}{2\tau} \left(\exp \frac{qV_D}{2kT} - 1 \right)$$

Onde V_D representa a tensão de polarização externa aplicada e W_D o comprimento da região de depleção.

No entanto, nas junções reais existem perdas devido à resistência existente entre as várias interfaces, ou mesmo devido à resistência do próprio material. A característica pode assim ser corrigida incorporando o efeito das resistências série (R_s) e paralela (R_p). A solução do circuito eléctrico resultante dá então para a densidade de corrente total através do dispositivo (j_D), a seguinte expressão

$$j_D = j_0 \left(\exp \frac{q(V - R_s j_D)}{\eta kT} - 1 \right) + \frac{V - R_s j_D}{R_p} + j_{ph} \quad (3.13)$$

onde j_0 representa a densidade de corrente inversa de saturação, kT a energia térmica, q a carga do electrão, η o factor de idealidade, V a tensão aos terminais do dispositivo e j_{ph} a densidade da fotocorrente. O factor de idealidade tipicamente toma um valor próximo de 1

para o caso de a corrente ser maioritariamente devida à difusão dos portadores, ou 2 no caso de recombinação. Os valores de J_0 e η podem ser determinados a partir de característica J-V no escuro. Uma descrição detalhada da origem destes parâmetros pode ser encontrada na literatura [10].

A característica corrente tensão dos sensores *p-i-n* foi avaliada de forma quasi-estática utilizando uma unidade SMU (*Source Measure Unit*) Keithley modelo 2400. O processo de medida consiste em aplicar uma tensão ao sensor e efectuar a medida da corrente que o percorre após um tempo de estabilização programável. Este processo é totalmente automatizado e controlado por computador através de uma ligação *rs232* ou *GPIB*. O processo de leitura é repetido o número de vezes necessário para o intervalo de tensões requerido e os dados registados em ficheiro para tratamento posterior. Adicionalmente o software permite efectuar medidas aplicando tensões crescentes ou decrescentes, o que é interessante para avaliar características específicas do dispositivo em termos de acumulação e aprisionamento dos portadores de carga.

3.3.1.1 Resposta no escuro

A Figura 3.9 mostra a densidade de corrente, medida no escuro, em função da tensão de polarização para as amostras em estudo. Para tensões de polarização superiores a cerca de 0,5 V a densidade de corrente nas estruturas com carbono uma ou ambas as camadas dopadas é significativamente inferior à da amostra sem carbono. Tal facto deve-se à diminuição da condutividade das camadas dopadas com o consequente aumento da resistência série cujos valores se encontram indicados na figura.

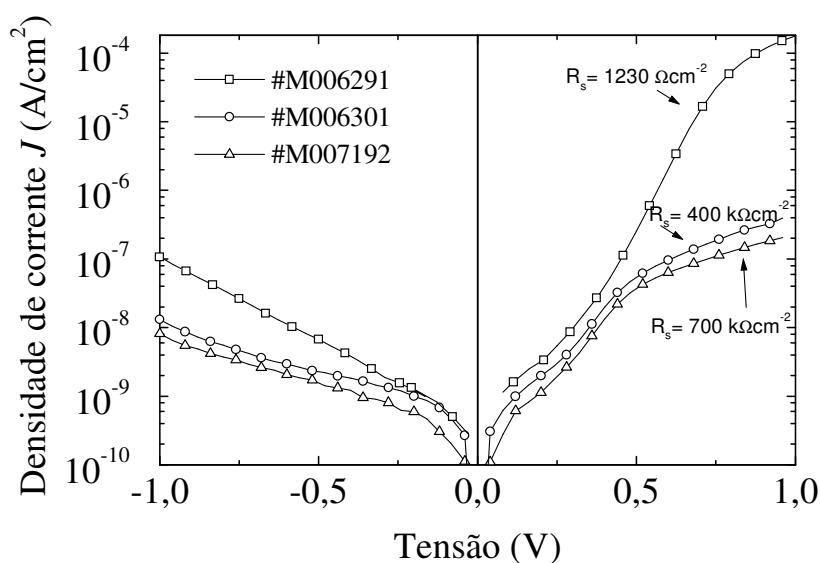


Figura 3.9 – Densidade de corrente no escuro em função da tensão de polarização para as três estruturas.

Contrariamente ao que acontece numa junção ideal, em polarização inversa a corrente no escuro não tende para um valor constante, as curvas J - V em polarização inversa mostram uma variação da corrente, o que indica um valor relativamente baixo para a resistência paralela.

3.3.1.2 Resposta sob iluminação

No gráfico da Figura 3.10 são apresentadas as curvas da densidade de corrente em função da tensão, medidas em condições de iluminação AM1.5. Analisando o comportamento em polarização inversa verifica-se que a fotocorrente é máxima para a amostra sem carbono nas camadas dopadas (#M006291), diminuindo uma ordem de grandeza no caso da amostra com carbono na camada n (#M006301) e sendo ainda inferior quando ambas as camadas dopadas incorporam carbono (#M007192). A diminuição da densidade de corrente quando uma ou ambas as camadas dopadas contêm carbono é atribuída a uma redistribuição do campo eléctrico através do dispositivo causada pela diminuição da condutividade das camadas dopadas. Num dispositivo sem carbono incorporado o campo eléctrico é aproximadamente nulo nas camadas dopadas, pelo que queda de potencial dá-se através da zona intrínseca. Com a introdução de carbono juntamente com o dopante o campo eléctrico deixa de ser nulo nessa camada, dando-se uma redistribuição do mesmo, o que conduz um abaixamento do seu valor na zona intrínseca. Desta forma, diminuindo o campo eléctrico que é responsável pela separação dos portadores é de esperar que o numero destes que é efectivamente colectado nos contactos diminua. Quanto à variação da tensão de circuito aberto a sua diminuição pode ser relacionada com o aumento do hiato óptico provocado pela incorporação de carbono e do desalinhamento de bandas.

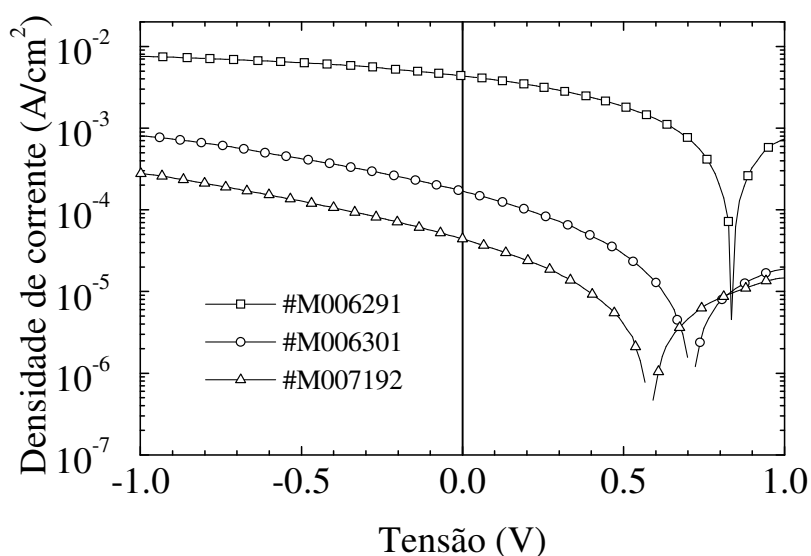


Figura 3.10 – Densidade de corrente em função da tensão de polarização para as três estruturas sob iluminação AM1.5.

A partir das medidas anteriormente apresentadas foram extraídos os principais parâmetros que permitem descrever um díodo *p-i-n* em termos das suas características DC, os seus valores são indicados na Tabela 3.3. Esta tabela reflecte o efeito da incorporação de carbono nas camadas dopadas: aumento da resistência série (R_s), diminuição da tensão de circuito aberto (V_{oc}), diminuição da corrente de curto-circuito (J_{sc}), diminuição da corrente de saturação (J_0) e aumento do factor de idealidade (η).

Tabela 3.3 – Parâmetros dos sensores extraídos a partir das curvas *J-V*

Sensor	R_s ($k\Omega\text{ cm}^{-2}$)	V_{oc} (V)	J_{sc} (mA cm^{-2})	J_0 (mA cm^{-2})	η
#M006291	1.2	0.84	2.12	6.0×10^{-12}	1.8
#M006301	400	0.70	0.20	1.0×10^{-10}	2.9
#M007192	700	0.59	0.04	1.5×10^{-10}	3.5
#M011102	-	0.52	-	-	-
#M011101	-	0.59	-	-	-

Para melhor compreender o efeito da incorporação de carbono nas características optoelectrónicas dos dispositivos é usual recorrer a ferramentas de simulação numérica. Neste caso foi utilizado o programa de simulação AMPS [11] para obter diagramas do potencial eléctrico e da densidade de corrente para electrões e lacunas através de todo o comprimento da amostra. O resultado da simulação para as amostras #M006291 (sem carbono) e #M006301 (com carbono na camada *n*) está expresso nas figuras seguintes. A simulação foi realizada considerando uma estrutura com as dimensões iguais às das amostras, sob iluminação AM1.5. As propriedades dos materiais das diferentes camadas foram extraídas dos dados anteriormente apresentados.

A Figura 3.11 mostra o diagrama de bandas de energia para as duas amostras obtido por simulação em curto-circuito e sob iluminação AM1.5 para uma homo e para uma hetrojunção.

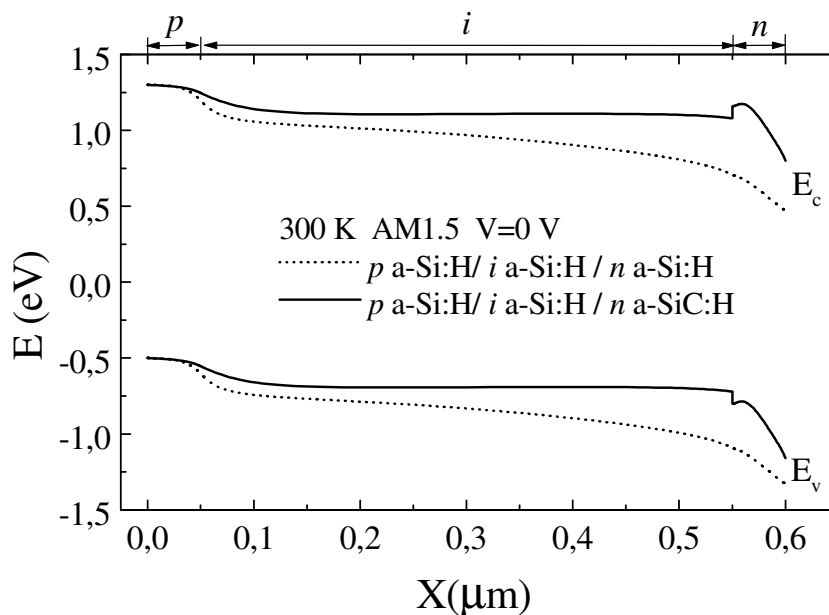


Figura 3.11 – Diagrama de bandas de energia obtido por simulação para a homojunção e para a heterojunção.

Na homojunção a maior variação do potencial ocorre ao longo da camada intrínseca, pelo que os portadores aí gerados são prontamente separados e acelerados pelo campo eléctrico em direcção aos contactos onde são colectados, dando origem a uma corrente de curto-circuito elevada e proporcional ao fluxo luminoso incidente.

A introdução de carbono na camada n , aumenta o hiato óptico e diminui a condutividade, o que altera completamente a distribuição do campo eléctrico. Nesta situação vemos que o campo eléctrico é elevado na camada n (onde a fotogeração é baixa) e na camada intrínseca nas imediações da interface $p-i$, sendo baixo na restante extensão da camada i (potencial constante). A consequência directa da diminuição do campo eléctrico na camada i é a diminuição da eficiência de colecção e portanto também da corrente de curto-circuito.

No gráfico da Figura 3.12 podemos observar como evoluem as duas componentes da corrente ao longo do dispositivo. Junto à interface $p-i$ ambas as componentes da corrente, de electrões e de lacunas, apresentam valores elevados devido ao campo eléctrico forte nesta zona. À medida que nos afastamos desta interface a diminuição do campo eléctrico provoca a diminuição da magnitude das correntes, passando estas a ter origem no processo de difusão dos portadores em vez de deriva, predominante na zona anterior. No interior do filme intrínseco ($x > 0,17 \mu\text{m}$) tanto os electrões como as lacunas têm tendência a difundir-se para a interface $i-n$, dado que o campo eléctrico é bastante baixo nesta zona. Ao chegarem à interface

i - n as lacunas recombinam-se pelo que na camada n apenas existirá corrente devida aos electrões.

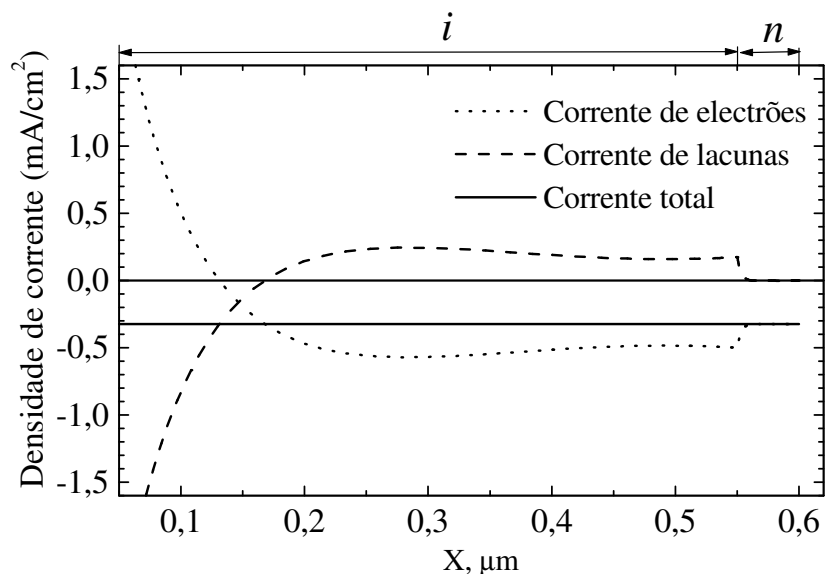


Figura 3.12 – Perfil da densidade de corrente de electrões e de lacunas ao longo da heterojunção em condições de iluminação AM1.5.

Como conclusão podemos afirmar que devido ao facto de a colecção de portadores estar condicionada pelo campo eléctrico existe uma redução da fotocorrente nas estruturas em que uma ou ambas as camadas dopadas possuem carbono.

A Figura 3.13 mostra que existe uma boa concordância entre os dados experimentais e os provenientes da simulação.

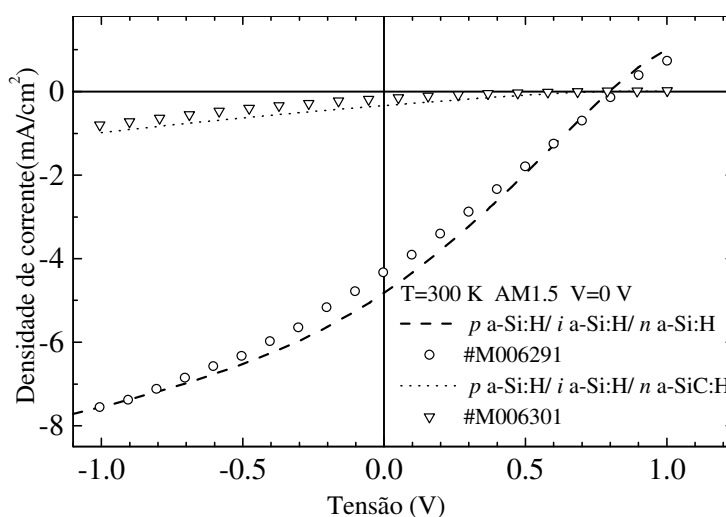


Figura 3.13 – Características J-V para as estruturas #M006192 (homojunção) e #M006301 (heterojunção) e resultados da simulação nas condições de iluminação AM 1.5.

3.3.1.3 Dependência da intensidade luminosa

De acordo com o exposto no capítulo 2 Eq. 2.31¹ (linearidade) quando um fotodíodo *p-i-n* é iluminado com luz de um determinado comprimento de onda a densidade de corrente varia de forma geralmente linear com a potência óptica incidente. No entanto, esta tendência pode ser fortemente dependente da tensão de polarização inversa no caso de baixa dopagem e inclusão de carbono nas camadas dopadas. Para a determinação da influência da composição das camadas dopadas na linearidade dos dispositivos, estes foram iluminados com radiação de comprimento de onda fixo e intensidade variável sendo depois obtidas experimentalmente as características J-V. A Figura 3.14 a) apresenta a característica J-V para a homojunção iluminada com diferentes potências ópticas. Como se pode observar na Figura 3.14 b), em polarização inversa e na gama de intensidades ópticas apresentadas a fotocorrente varia de forma aproximadamente linear com a potência óptica ($\gamma=0.97$). Estes resultados confirmam que esta estrutura está otimizada em termos de eficiência quântica sendo portanto apropriada para utilização como célula solar.

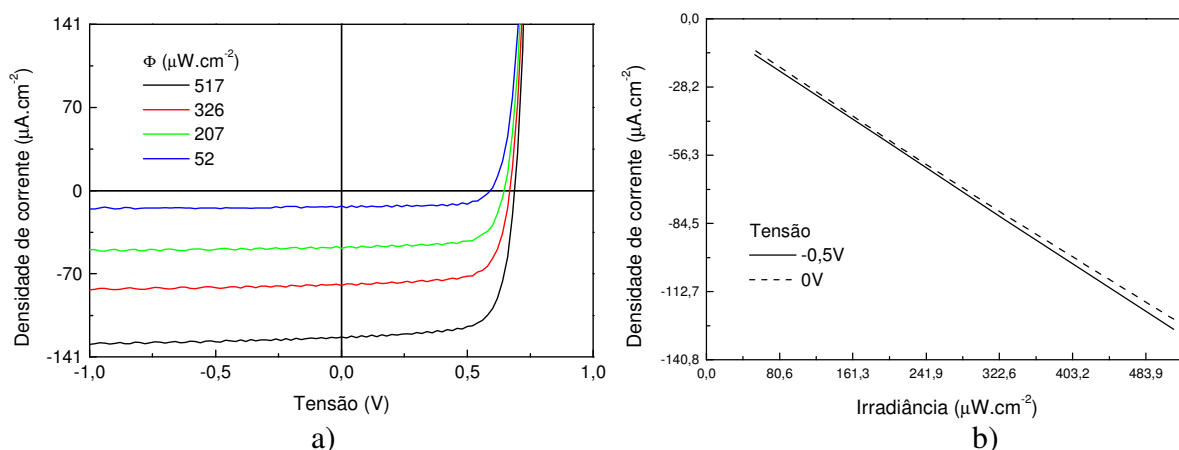


Figura 3.14 – a) Característica J-V e b) dependência da intensidade luminosa para a estrutura #M006192.

No caso da amostra #M006301 (Figura 3.15 a)) a característica J-V apresenta uma forma bastante diferente de um díodo *p-i-n* normal. Em polarização directa a fotocorrente é praticamente nula e em polarização inversa atinge a saturação apenas para valores de tensão superiores a 2V. A diminuição da fotocorrente observada com tensões de polarização de baixo valor significa que a fotocorrente varia com a intensidade luminosa de uma forma sublinear, como pode ser observado na Figura 3.15 b). Calculando o parâmetro γ para cada uma das

¹ $j_{ph} \propto \Phi^\gamma$ com γ entre 0.5 e 1.

curvas referidas observamos (Figura 3.16 a)) que este apresenta um valor próximo da unidade para polarizações inversas elevadas, correspondente a uma relação linear entre a fotocorrente e a potência óptica, decrescendo depois à medida que a tensão se aproxima de zero indicando uma variação fortemente não linear. Este comportamento indica uma diminuição da eficiência de colecção para tensões de polarização baixas. Esta é causada pela elevada recombinação interna devida ao baixo campo eléctrico na parte central da camada intrínseca. Este efeito é explicado em maior detalhe na secção 3.3.4 recorrendo a simulação eléctrica com um modelo eléctrico proposto.

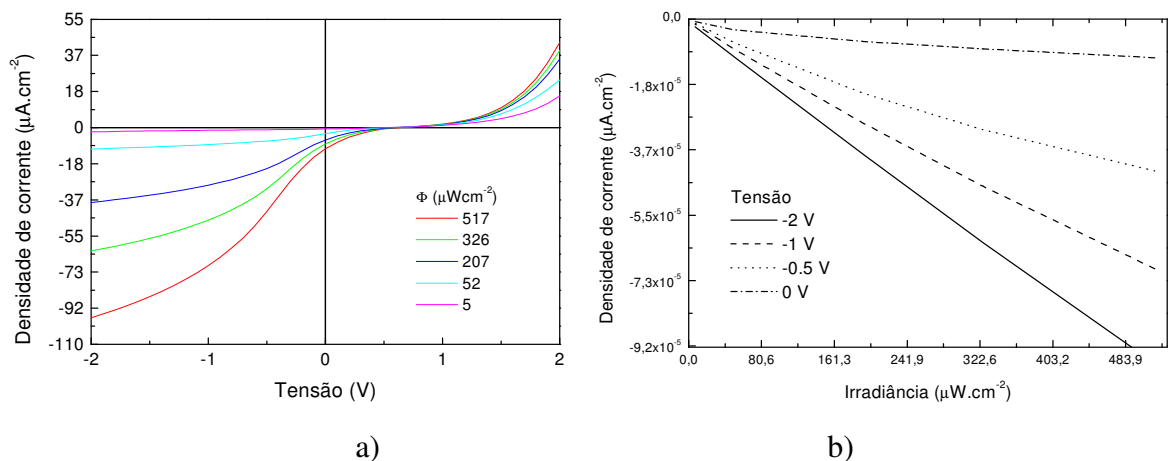


Figura 3.15 – a) Característica J-V e b) dependência da intensidade luminosa para a estrutura #M006301.

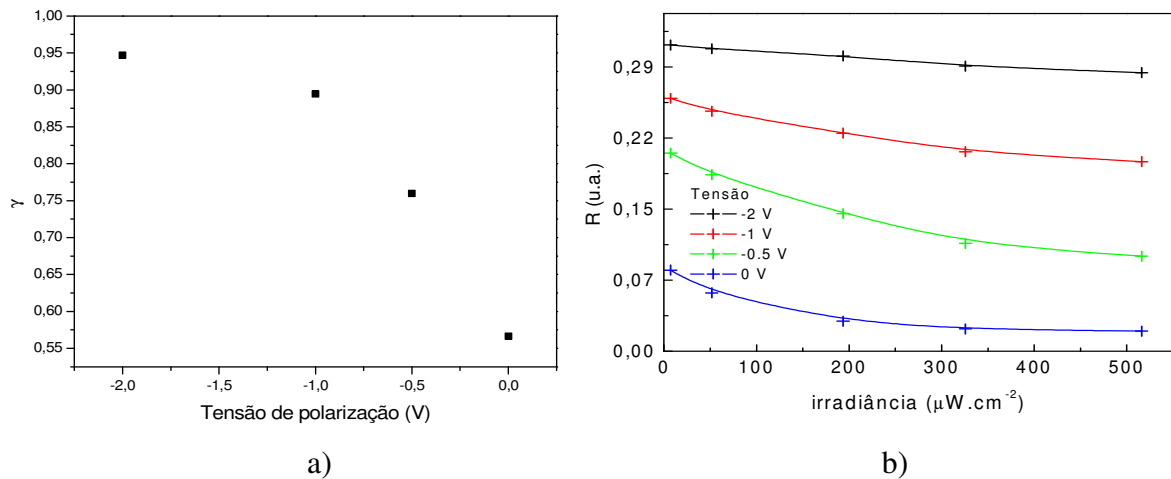


Figura 3.16 – a) Parâmetro γ e b) derivada da densidade de corrente para a estrutura #M006301.

Como o princípio subjacente a este trabalho é a determinação das condições de iluminação locais por meio de um feixe de prova de baixa intensidade, a resposta do dispositivo pode ser obtida derivando a fotocorrente em relação à potência óptica incidente. Os resultados obtidos para a amostra #M006301 são apresentados na Figura 3.16 b). A variação observada indica

que a tensão de polarização tem uma influência considerável na resposta do dispositivo. Para polarizações inversas a responsividade é elevada e apresenta uma variação pouco acentuada com a intensidade luminosa. Para tensões inversas mais baixas observa-se uma diminuição acentuada e não linear da responsividade com a intensidade luminosa, tendendo a saturar para polarizações ópticas elevadas. Desta forma, a gama dinâmica do dispositivo será menor para tensões de polarização inversas mais baixas.

Quando o dispositivo tem ambas as camadas dopadas baseadas em a-SiC:H (amostra #M007192) observa-se um comportamento semelhante ao observado para a amostra anterior, como pode ser observado na Figura 3.17. No caso da curva J-V ocorre uma diminuição ainda mais acentuada da eficiência de colecção para baixas tensões de polarização, o que não é de estranhar, uma vez que neste caso as zonas de campo eléctrico elevado confinam-se ainda mais às proximidades das interfaces *p-i* e *i-n*. A saturação da fotocorrente só é observada para tensões inversas mais elevadas, necessárias para repor um campo eléctrico elevado através de toda a camada intrínseca.

As restantes curvas apresentam um andamento semelhante às observadas anteriormente, sendo de realçar a variação mais acentuada do parâmetro γ , e a variação da responsividade com a potência óptica incidente. Este último significa que o dispositivo apresentará uma sensibilidade mais elevada para potências ópticas baixas, mas atingirá a saturação mais rapidamente. No entanto, como a responsividade depende da tensão de polarização, com a correcta escolha desta pode favorecer-se um parâmetro em detrimento do outro. Resumindo, podemos concluir que a utilização de ambas as camadas dopadas baseadas em a-SiC:H aumenta a sensibilidade do sensor de imagem quando utilizada a técnica apresentada neste trabalho (LSP).

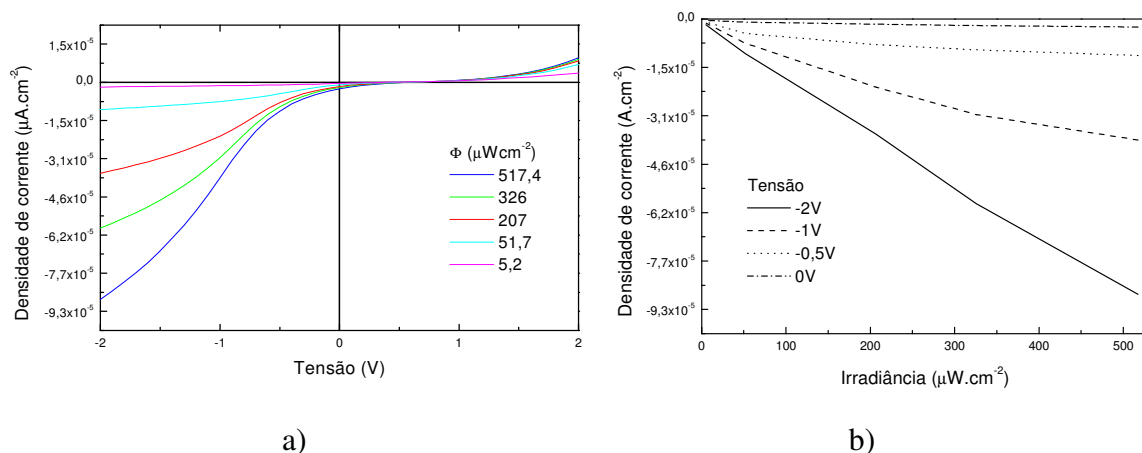


Figura 3.17 – a) Característica J-V e b) dependência da intensidade luminosa para a estrutura #M007192.

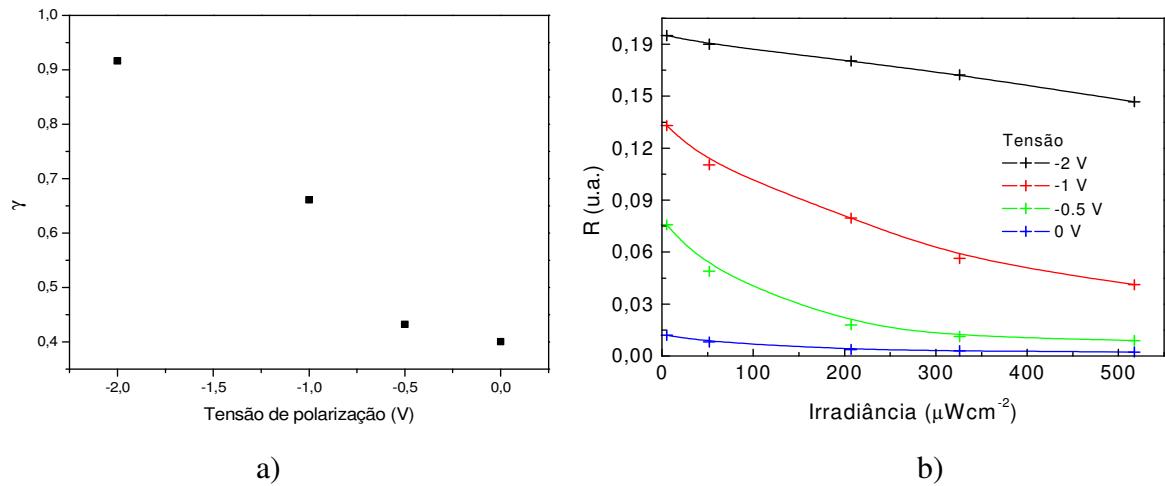


Figura 3.18 – a) Parâmetro γ e b) derivada da densidade de corrente para a estrutura #M007192.

Comparando as curvas J-V das heterojunções e da homojunção, nas primeiras observa-se um cruzamento entre as curvas iluminadas com diferentes intensidades e no escuro. Este efeito é semelhante ao observado em células solares formadas por elementos dos grupos II-VI (CdS-Cu₂S) [12] e pode ser atribuído à passagem de uma estrutura de tipo *p-i-n* no escuro para tipo *p-n* sob iluminação. Com efeito, para a heterojunção na maior parte da zona intrínseca o campo eléctrico é muito baixo, pelo que a sua contribuição para a corrente total é desprezável devido à recombinação dos portadores gerados.

3.3.2. Resposta espectral

Quando um fotodíodo polarizado com uma certa tensão V é iluminado por luz monocromática de comprimento de onda λ , o número de portadores colectados por cada fóton incidente pode ser obtido da expressão

$$\eta_{col}(\lambda, V) = \frac{J_{ph}(\lambda, V)}{q\phi_0} \quad (3.14)$$

onde ϕ_0 representa o número de fótons incidentes por unidade de área por segundo e q a carga elementar.

O parâmetro η_{col} é conhecido como a eficiência de colecção externa, ou resposta espectral. A taxa de geração de pares electrão-lacuna (G) apresenta uma dependência exponencial inversa de λ e da profundidade de penetração da luz ($G \propto e^{-\alpha x}$). Devido a esta propriedade, a resposta espectral permite distinguir a contribuição de cada região do dispositivo para a colecção dos portadores gerados opticamente. Os baixos comprimentos de onda são absorvidos mais

fortemente do que os altos, e geram portadores mais à superfície ou no volume respectivamente.

O estudo da resposta espectral para fótons de alta energia, que não atingem a parte de trás do dispositivo, fornece informação sobre o comprimento de difusão efectivo, L_{eff} . Para investigar estes processos internos a resposta espectral deve ser corrigida dos efeitos ópticos externos (como por exemplo a reflexão nas interfaces), levando à fracção de fótons absorvidos e portadores colectados em curto-circuito. À resposta espectral corrigida dá-se o nome de eficiência quântica interna referida por IQE (*Internal Quantum Efficiency*). O inverso da IQE apresenta uma relação linear com o inverso de α , com declive proporcional ao valor de L_{eff} .

$$IQE^{-1} = 1 + \alpha^{-1} \frac{\cos(\theta)}{L_{eff}} \quad (3.15)$$

A constante de proporcionalidade depende da rugosidade da superfície, definida como o valor médio do angulo de incidência dos fótons em relação à incidência normal à superfície [13].

Para avaliar a resposta dos sensores aos diferentes comprimentos de onda da luz incidente foram determinadas experimentalmente as suas respostas espectrais. A figura seguinte apresenta de forma esquemática a montagem experimental utilizada para a determinação destas características.

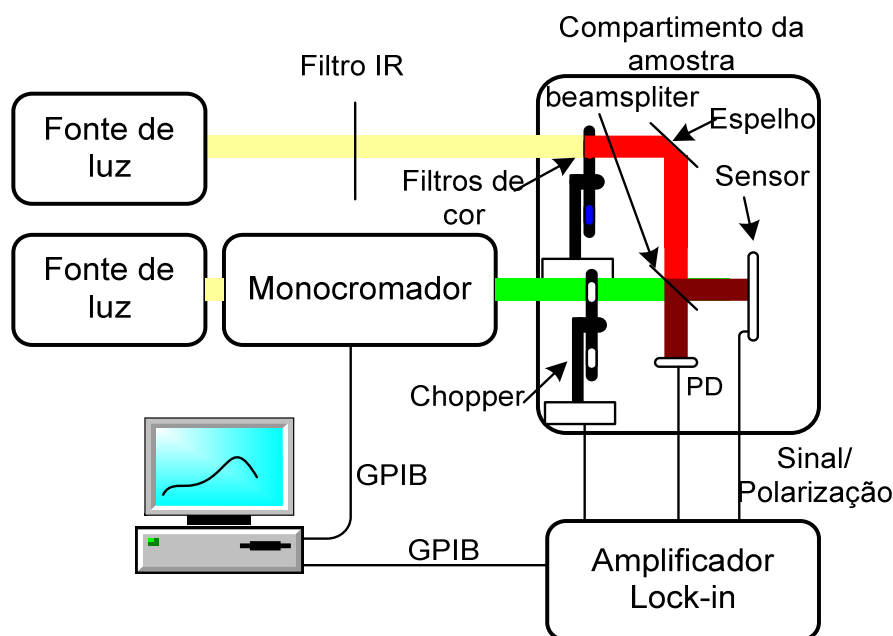


Figura 3.19 – Esquema da montagem experimental para a determinação da resposta espectral.

Dado pretender-se analisar a resposta à luz visível foram utilizadas duas fontes de luz de banda larga, cada uma delas constituída por uma lâmpada de tungsténio-halógenio de 150 W

montada num compartimento com ventilação forçada e um espelho reflector parabólico. Para alimentação foram usadas duas fontes de alimentação DC reguladas por forma a garantir uma elevada estabilidade do feixe de luz emitido. Para obter luz monocromática (ou pelo menos com uma largura de banda de alguns nm) utilizou-se um monocromador Jobin Yvon (modelo H20). Este monocromador possui fendas intermutáveis manualmente, e foi adaptado para permitir o controlo por computador possibilitando efectuar medidas de forma automática.

A fotocorrente gerada no sensor foi medida utilizando um amplificador *lock-in* digital modelo SR830, sendo a luz proveniente do monocromador modulada a uma frequência baixa por um modulador mecânico. Salvo indicação em contrário todas as medidas foram efectuadas a 74 Hz para evitar o ruído de 50Hz e harmónicas proveniente da rede eléctrica. Para a calibração do sistema (monocromador/fonte de luz) foi utilizado um fotodíodo com resposta espectral conhecida. Medindo a fotocorrente gerada no fotodíodo pela luz proveniente do monocromador para os diferentes comprimentos de onda calcula-se o fluxo luminoso da fonte, sendo estes dados posteriormente utilizados para a determinação da resposta espectral das amostras em estudo.

Para permitir a polarização da amostra com luz de diferentes comprimentos de onda o feixe de luz proveniente de uma fonte secundária é filtrado, utilizando filtros de interferência com 40 nm de largura a meia altura (FWHM), e combinado com o feixe proveniente do monocromador através de um *beamsplitter*. Este sistema de medida permite assim determinar a influência da luz de fundo na resposta espectral das amostras.

À excepção dos filtros de cor, o sistema de medida é totalmente automatizado, permitindo medir a resposta espectral de sensores ópticos variando a polarização eléctrica e óptica.

As diferentes amostras em estudo foram caracterizadas utilizando o sistema anteriormente descrito, sendo os dados apresentados e discutidos de seguida. A Figura 3.20 apresenta as respostas espectrais da amostra sem carbono (#M006291), com carbono na camada n (#M006301) e com carbono em ambas as camadas dopadas (#M007192). Em todos os casos as amostras foram iluminadas pelo lado p (lado do vidro). De referir que as bandas de interferência observadas, nesta e noutras curvas de resposta espectral, para os altos comprimentos de onda da radiação se devem ao fenómeno de interferência causado por múltiplas reflexões internas da luz nas interfaces entre o material semiconductor e os contactos eléctricos. Este efeito pode inclusive ser utilizado para a determinação da espessura do material, conhecido o seu índice de refração, uma vez que a separação entre máximos, ou mínimos, está relacionada com este parâmetro.

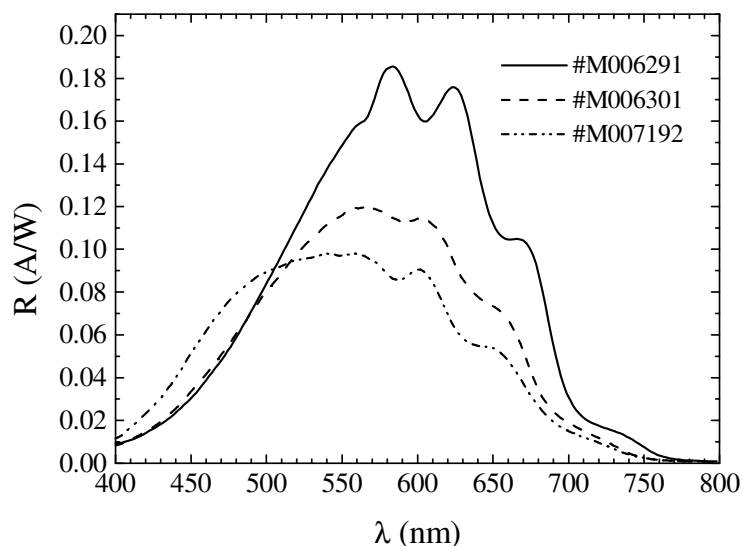


Figura 3.20 – Resposta espectral em curto-circuito para as amostras em estudo.

A homojunção apresenta a resposta típica de uma célula solar, com um máximo próximo de 600 nm. Com a introdução de carbono na camada n (#M006301) a responsividade nos altos comprimentos de onda diminui e praticamente não sofre alteração abaixo de 500 nm. Este efeito era esperado, uma vez que como foi visto na secção anterior, a introdução de carbono na região n faz diminuir o campo eléctrico na zona i na proximidade da interface com a zona n . Na ausência de campo eléctrico os portadores gerados próximo da interface com a zona n não são separados, pelo que em média se recombinam ao fim de um tempo τ , não contribuindo para a fotocorrente. Quando se introduz carbono na camada p (#M007192), verifica-se um aumento da eficiência quântica na região dos baixos comprimentos de onda que se deve ao aumento do hiato óptico. Com o aumento do hiato óptico da camada p , esta passa a funcionar como uma janela, deixando passar os fótons de alta energia que vão ser absorvidos na zona i , junto à interface, gerando portadores que depois de colectados contribuem para a corrente do dispositivo. A diminuição da eficiência quântica para os altos comprimentos de onda deve-se à utilização de uma camada n com carbono, como foi explicado anteriormente.

3.3.2.1 Influência da iluminação de fundo

Tipicamente a resposta espectral de um díodo $p-i-n$ de boa qualidade não sofre grandes alterações na presença de iluminação de fundo (Figura 3.21-a). Os dados abaixo indicados foram obtidos com a mesma configuração experimental e parâmetros que os anteriores, apenas adicionando iluminação de fundo proveniente de uma fonte de luz secundária, filtrada

com filtros neutros para obter diferentes fluxos ópticos (Φ_L). As respostas foram normalizadas para serem mais facilmente relacionadas. Quando se introduz carbono em uma (Figura 3.21-b) ou ambas (Figura 3.21-c) as camadas dopadas, a iluminação de fundo provoca uma diminuição da responsividade do dispositivo proporcional ao fluxo luminoso.

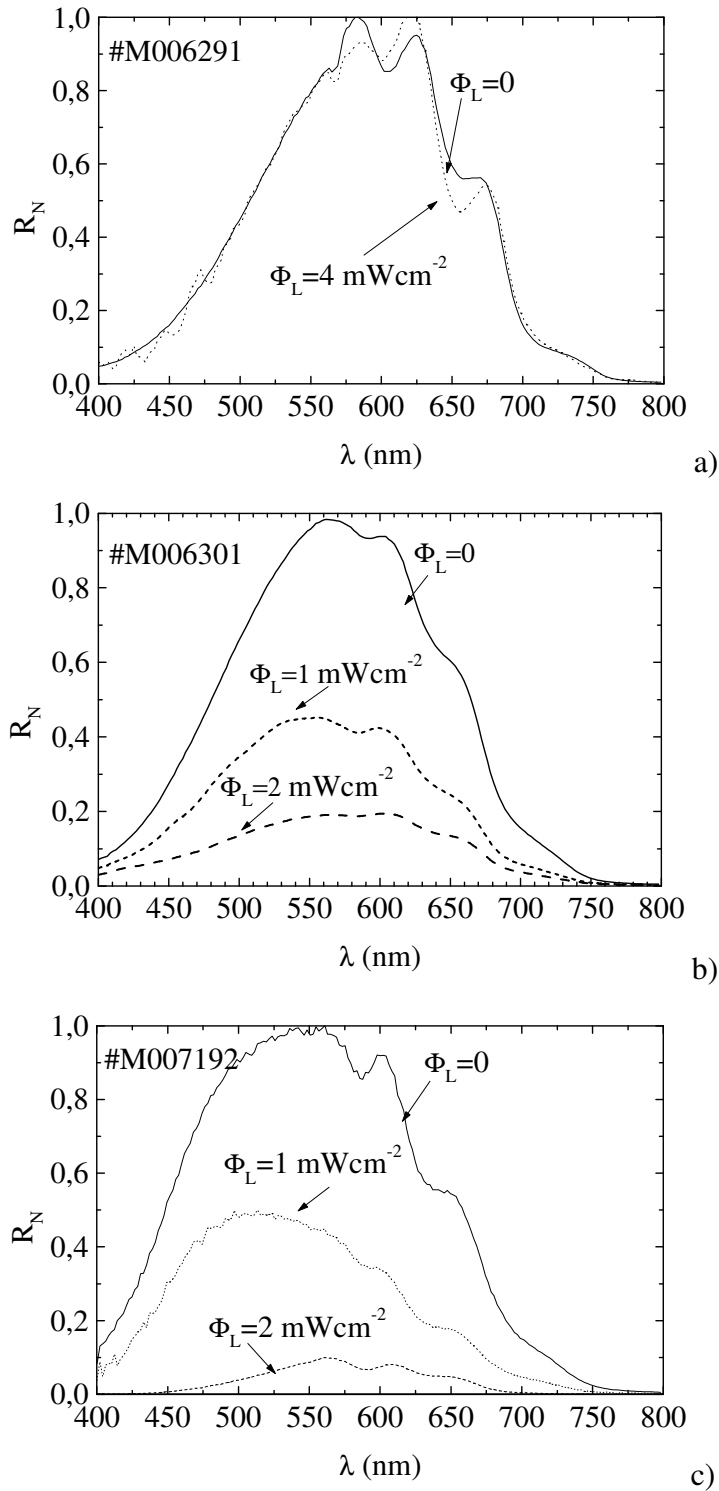


Figura 3.21 – Resposta espectral em curto-circuito para as amostras em estudo para diferentes fluxos luminosos da iluminação de fundo. a) homojunção, b) e c) heterojunção.

Analisando as curvas relativas às heterojunções (Figura 3.21 b e c) são visíveis dois efeitos: a diminuição da responsividade com o aumento da intensidade da iluminação de fundo, de acordo com uma relação não linear; e o desvio do máximo da responsividade para os baixos comprimentos de onda para fluxos luminosos baixos.

Quando um fotodíodo *p-i-n* típico é iluminado com luz policromática os fótons são absorvidos ao longo de toda a camada *i* provocando uma alteração da curvatura das bandas de energia fazendo com que o campo eléctrico no centro desta região diminua aumentando aí a recombinação, logo levando a uma diminuição dos portadores colectados. Num fotodíodo típico (amostra #M006291) este efeito só é evidente para elevados fluxos luminosos, enquanto que no caso das restantes amostras aparece para fluxos mais baixos, sendo mais pronunciado no caso da amostra com ambas as camadas baseadas em a-SiC:H devido à maior curvatura das bandas de energia neste dispositivo.

3.3.2.2 Influência da tensão de polarização.

Tanto a polarização óptica como a eléctrica provocam alterações no diagrama de bandas de energia de um díodo *p-i-n*, logo é de esperar uma alteração significativa da resposta espectral dos dispositivos quando sujeitos a tensões de polarização diferentes. Na Figura 3.22 estão representadas as respostas espectrais para as diferentes amostras polarizadas directamente. Como se pode observar as características abarcam dois quadrantes indicando uma mudança de regime da fotocorrente. Esta mudança de regime acontece na condição de bandas planas, que é definida tanto pela polarização óptica como eléctrica, o que explica que a transição possa acontecer a diferentes tensões de polarização, dependendo do comprimento de onda da radiação. Em todas as amostras estudadas a mudança de regime acontece para uma tensão próxima do potencial embutido da junção.

Para melhor compreender a variação observada na resposta espectral com a tensão aplicada podemos recorrer à representação esquemática apresentada na Figura 3.23. Para tensões abaixo da condição de bandas planas os portadores gerados no volume da zona *i* recombinam-se, sendo que apenas os gerados próximo da interface (zona //) são colectados. Com o aumento da tensão inversa esta zona estende-se mais na zona intrínseca aumentando a colecção dos portadores gerados pela radiação de comprimento de onda mais elevado. Desta forma quando a tensão de polarização aumenta o máximo da resposta espectral desloca-se no sentido dos baixos comprimentos de onda.

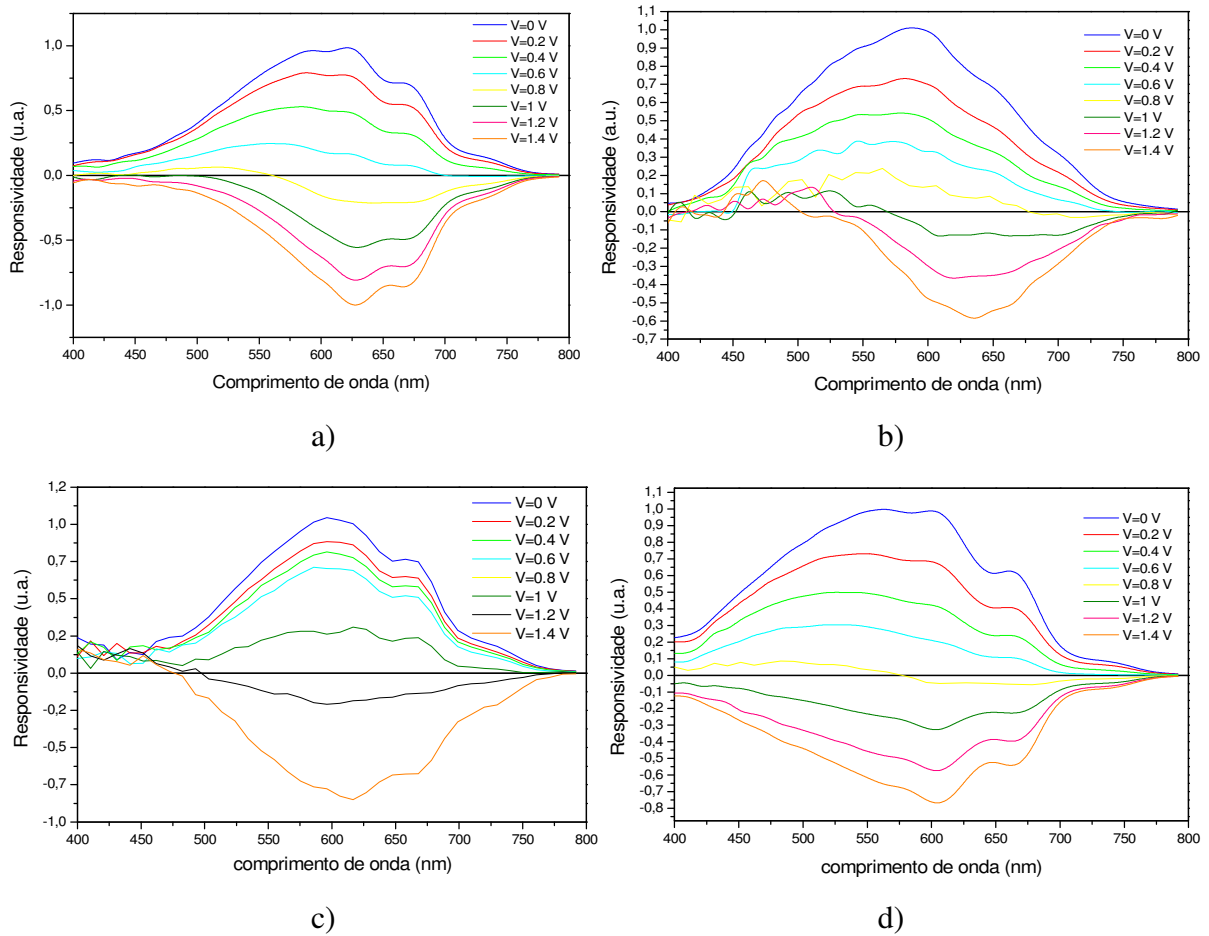


Figura 3.22 – Resposta espectral em normalizada ao valor de curto-circuito para diferentes tensões de polarização, a) amostra #M006301, b) amostra #M007192 c) amostra #M011101, d) amostra #M011102.

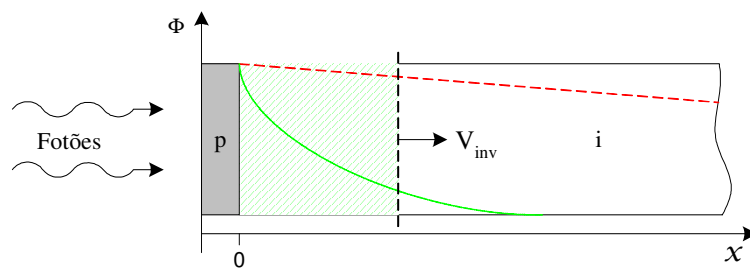


Figura 3.23 – Representação esquemática da colecção de portadores com o aumento da tensão de polarização para um fotodíodo *p-i-n* para baixos (—) e altos comprimento de onda (---).

Podemos observar na Figura 3.24 o efeito combinado da polarização eléctrica e óptica nos diferentes dispositivos. A dependência da responsividade com a tensão de polarização é evidente em todos os dispositivos, muito embora se manifeste com magnitude diferente.

Os dados mostram ainda que a responsividade espectral está relacionada com incorporação de carbono nas camadas dopadas, aumentado o teor de carbono diminui a responsividade. Com a presença de carbono em ambas as camadas dopadas (amostras #M007192 e #M011101) a variação da responsividade com a tensão é menos acentuada. Este efeito pode ser atribuído ao aumento da resistência série do dispositivo provocando uma diferente distribuição interna do potencial eléctrico. Nestas amostras, a diminuição da responsividade é mais acentuada quando iluminadas com luz de fundo verde, enquanto que nas que apresentam apenas uma das camadas dopadas baseadas em a-SiC:H isto acontece com luz de fundo vermelha.

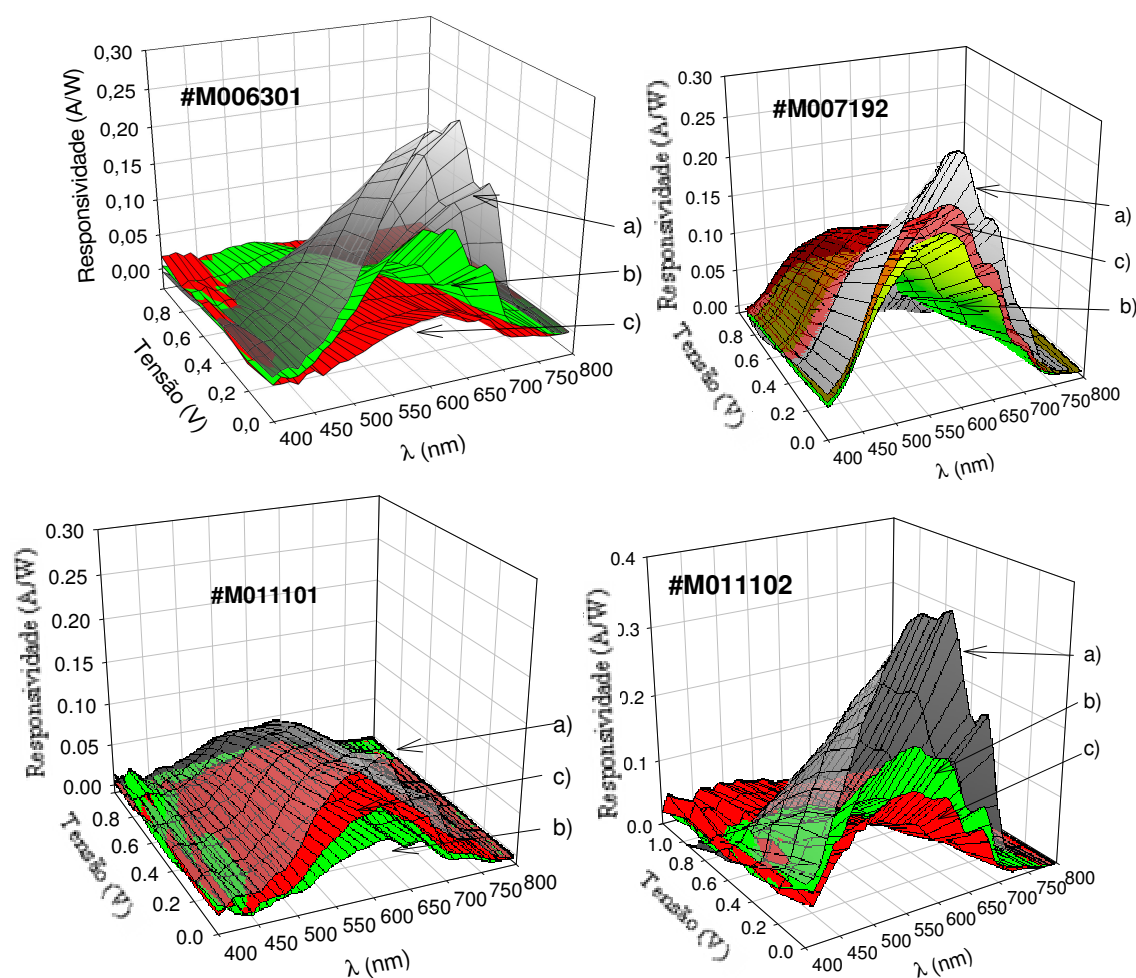


Figura 3.24 – Efeito combinado da polarização eléctrica e óptica na resposta espectral nos dispositivos em estudo. a), b) e c) representam as curvas obtidas no escuro, com iluminação de fundo verde e vermelha respectivamente.

3.3.3. Capacitância

As medidas de capacitância aplicadas a dispositivos semicondutores permitem aferir diversas propriedades dos mesmos, e constituem uma importante ferramenta para o estudo de processos físicos relacionados com acumulação e movimentação interna de carga. Adicionalmente são também a base de técnicas avançadas de caracterização de semicondutores como DLTS (*Deep Level Transient Spectroscopy*) [14] que é uma técnica poderosa de estudo dos defeitos electricamente activos (armadilhas) nos semicondutores.

Neste trabalho foram efectuadas medidas de capacidade em função da tensão aplicada à temperatura ambiente utilizando um amplificador *lock-in* e uma montagem experimental propositadamente desenvolvida para o efeito.

A técnica de medida utilizada baseia-se na determinação da impedância (Z) do dispositivo em teste através da medida da corrente que o percorre quando aos seus terminais é aplicada uma tensão sinusoidal de teste de baixa amplitude ($\sim 20\text{mV}$). O sistema permite ainda a aplicação de uma tensão constante para polarização. Caso a impedância tenha uma componente reactiva vai existir uma desfasagem entre a tensão aplicada e a corrente medida, tomando então a lei de Ohm a seguinte forma:

$$Z = \frac{V}{I} \quad \text{com} \quad V = V_0 e^{j(\omega t + \phi_V)} \quad \text{e} \quad I = I_0 e^{j(\omega t + \phi_I)} \quad (3.16)$$

onde V_0, ϕ_V e I_0, ϕ_I representam respectivamente a amplitude/fase da tensão e da corrente e ω a frequência angular.

A tensão e corrente no dispositivo são então dadas por números complexos, que podem alternativamente ser representados na forma cartesiana, $V = \text{Re}(V) + j\text{Im}(V)$, $I = \text{Re}(I) + j\text{Im}(I)$, que como se verá adiante é mais conveniente para a técnica de medida utilizada.

Determinando experimentalmente a amplitude e fase da corrente e da tensão no dispositivo, a capacidade equivalente, C , e a resistência equivalente, R , podem ser então ser calculadas, considerando para a impedância um modelo paralelo como indicado na Figura 3.25, pela seguinte expressão:

$$Z = \frac{R \times (-jX_C)}{R - jX_C} \quad (3.17)$$

em que X_C representa a reactância da capacidade e é dada por:

$$X_C = \frac{1}{2\pi f C} \quad (3.18)$$

Por forma a poder polarizar o dispositivo em tensão foi desenvolvido e implementado o circuito auxiliar indicado na Figura 3.25. Neste circuito o amplificador operacional U1 soma à tensão de polarização (V_{DC}) uma tensão sinusoidal de baixa amplitude (v_{ac}) que vai funcionar como tensão de teste. O dispositivo é então ligado em série entre a saída deste amplificador e a entrada de um conversor corrente-tensão (U2). Como a entrada deste amplificador funciona como uma massa virtual, a tensão de saída de U1 aparece na totalidade aos terminais do dispositivo em teste, pelo que à partida, sabemos o seu valor de acordo com R_1, R_2 e R_3 , e os valores de v_{ac} e V_{DC} aplicados. A desfasagem da tensão imposta por U1 é anulada por calibração do sistema, medindo a diferença de fase na saída do amplificador com o circuito em aberto.

Conhecendo à partida a amplitude e fase da tensão aplicada, é então necessário obter experimentalmente o valor da amplitude e fase da corrente que percorre o dispositivo. Esta tarefa é bastante simples se utilizarmos um amplificador *lock-in* de fase dupla, visto que este permite obter simultaneamente o valor do sinal em fase e quadratura. Neste trabalho foi utilizado um amplificador *lock-in* de fase dupla digital (modelo SR830). Este amplificador possui uma entrada em que corrente com ganho seleccionável entre de 10^6 V/A e 10^9 V/A, o que limita a gama de impedâncias determinável. Tal limitação pode ser eliminada recorrendo a um conversor corrente-tensão externo, como indicado na Figura 3.25. No caso, foi utilizado o amplificador de corrente de baixo ruído modelo SR570.

Uma vez obtidos os valores da corrente em fase ($\mathbf{Re}(i_s)$) e quadratura ($\mathbf{Im}(i_s)$), e de acordo com o exposto anteriormente, os valores de C e R serão dados por.

$$C = \frac{\mathbf{Im}(i_s)}{2\pi f v_T} \quad R = \frac{v_T}{\mathbf{Re}(i_s)} \quad (3.19)$$

Para automatizar o processo foi desenvolvido um programa de computador que comanda os equipamentos, calcula o valor de C e R a partir dos valores lidos, e apresenta os resultados graficamente em função da tensão de polarização aplicada ou do tempo. Este programa além de permitir a variação dos parâmetros pode ser configurado para a utilização do conversor corrente-tensão interno, externo ou até a utilização de uma resistência de valor conhecido em série com o dispositivo. No último método a corrente é obtida através da medida a tensão aos terminais da resistência e requer algum cuidado na selecção da resistência apropriada à medida e ao dispositivo em causa.

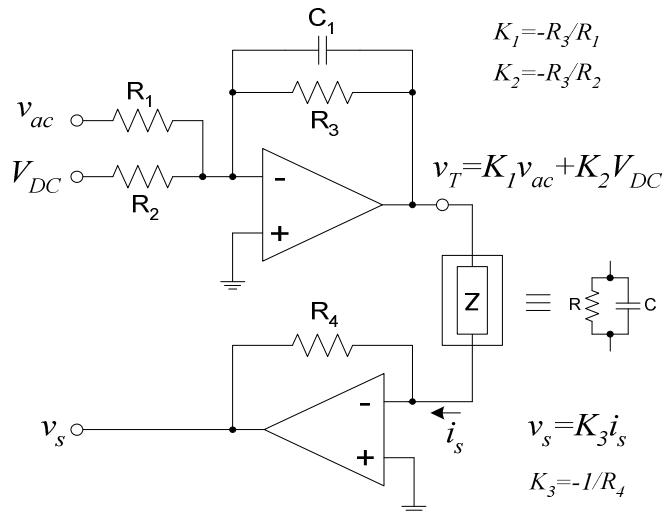


Figura 3.25 – Esquema eléctrico do circuito utilizado para as medidas de capacidade em função da tensão aplicada.

3.3.3.1 Resultados

As medidas de capacidade em função da tensão aplicada foram efectuadas para as amostras em estudo no escuro e para diferentes condições de iluminação, seguindo-se a apresentação e discussão dos resultados mais significativos. Todas as medidas foram efectuadas utilizando um sinal de teste sinusoidal com uma amplitude de 20mV e uma frequência de 100kHz.

A Figura 3.26 apresenta as medidas da capacidade em função da tensão aplicada no escuro. Como se pode observar, a amostra #M006302 apresenta um valor da capacidade cerca de duas vezes maior que as restantes o que é um factor indicativo da origem da capacidade, uma vez que a espessura da camada *i* desta amostra é metade das restantes. De uma forma geral, para as estruturas *p-i-n*, em polarização inversa, a capacidade (por unidade de área) total é composta pela série das capacidades relativas às diferentes regiões do dispositivo:

$$C_j = \frac{\epsilon_s}{x_n + x_p + d} = \frac{\epsilon_s}{x_d} \quad (3.20)$$

onde x_n e x_p e representam a extensão da região de depleção em cada uma das camadas dopadas e d a espessura da camada *i*. Como $d \gg x_n, x_p$, uma vez que a extensão da região de depleção nas zonas dopadas é muito pequena, o valor da capacidade no escuro é definida pela espessura da camada intrínseca. Como também se pode observar no gráfico, a capacidade das amostras estudadas não apresenta uma variação muito acentuada com a tensão aplicada. Este resultado está de acordo com o esperado, uma vez que a variação da tensão de polarização vai alterar o encurvamento das bandas junto das interfaces *i-n* e *p-i* fazendo variar apenas ligeiramente a extensão da região de depleção, e como tal tem pouca influência no

valor da capacidade. Os dados da #M006291 apenas foram registados até 0,5 V uma vez que o aumento da corrente em polarização directa impede a medida da capacidade pelo processo utilizado.

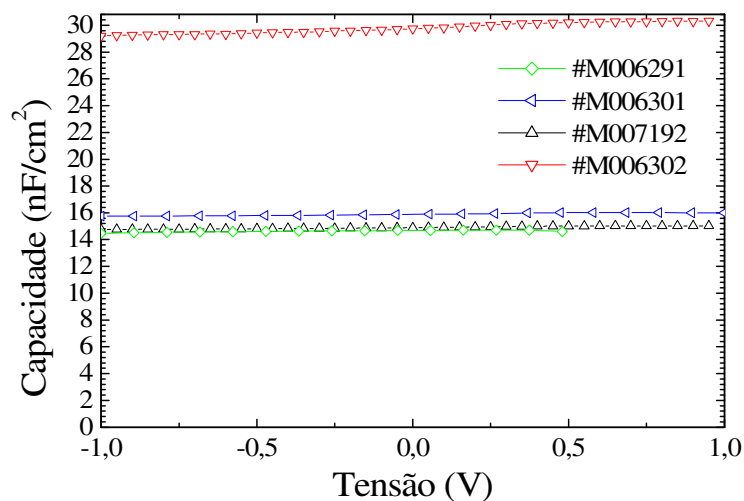


Figura 3.26 – Capacidade em função da tensão para a diferentes amostras no escuro.

Observando em maior detalhe a característica da amostra #M006302 (Figura 3.27) podemos verificar mais claramente a dependência da capacidade face à tensão de polarização. O andamento da curva está de acordo com o usual para uma estrutura *p-i-n*, observando-se um aumento da capacidade atingindo o valor máximo para uma tensão próxima da tensão V_{oc} . Não se observa um aumento significativo da capacidade para tensões directas (devida a correntes de difusão) pois as correntes directas são bastante baixas devido ao elevado valor da resistência série.

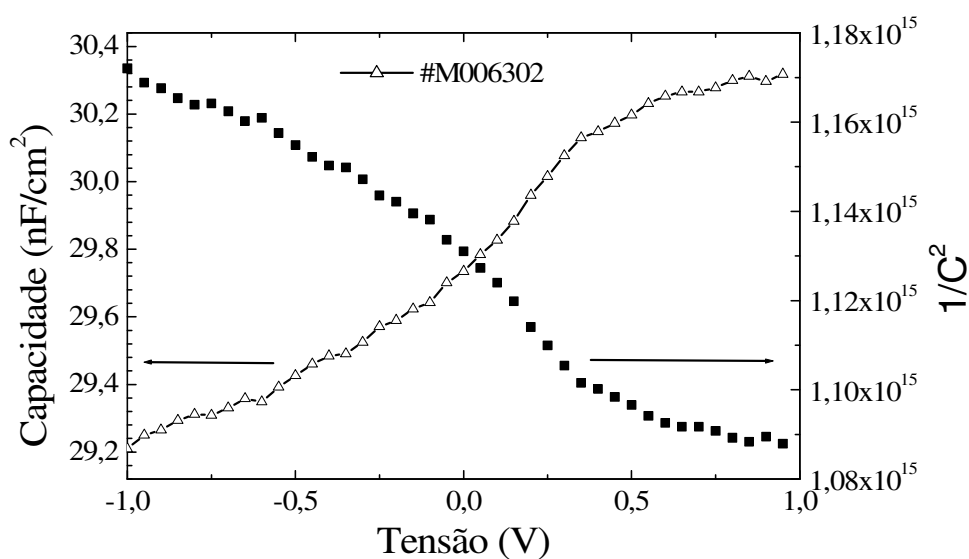


Figura 3.27 – Capacidade em função da tensão para a amostra #M006302 no escuro.

Contrariamente ao que foi observado no escuro, sob iluminação a característica C-V das amostras em estudo apresenta um comportamento bastante diferente do de um díodo *p-i-n* típico. A Figura 3.28 apresenta as curvas da capacidade equivalente em função da tensão aplicada para a amostra #M006302 sob diferentes condições de iluminação. Como se pode observar na figura, quando a amostra é polarizada inversamente a capacidade sob iluminação tende para o valor observado no escuro, enquanto que com o aumento da tensão a capacidade aumenta até atingir um valor de saturação dependente do fluxo luminoso.

A explicação para as características observadas surge naturalmente se pensarmos em termos da influência da iluminação na extensão da região de carga espacial da estrutura. Com a amostra no escuro e em curto circuito a região de carga espacial estende-se por toda a região *i* pelo que a capacidade equivalente terá um valor baixo uma vez que esta varia inversamente com a dimensão da região de carga espacial. Quando a amostra é iluminada a geração fotoelétrica na região *i* faz com que a região de carga espacial se confine às regiões próximas das interfaces *p-i* e *i-n* estendendo-se inclusive pela camada *n* baseada em a-SiC:H, pelo que a capacidade aumenta. O aumento da capacidade com a intensidade luminosa segue um andamento não linear, uma vez que à medida que esta aumenta a extensão da região de carga espacial na região *i* é cada vez menor, pelo que para que continue a variar é necessário ter cada vez um fluxo luminoso maior. Quando a região de carga espacial estiver confinada às regiões próximas das interfaces o valor da capacidade atinge a saturação como pode ser observado na Figura 3.29.

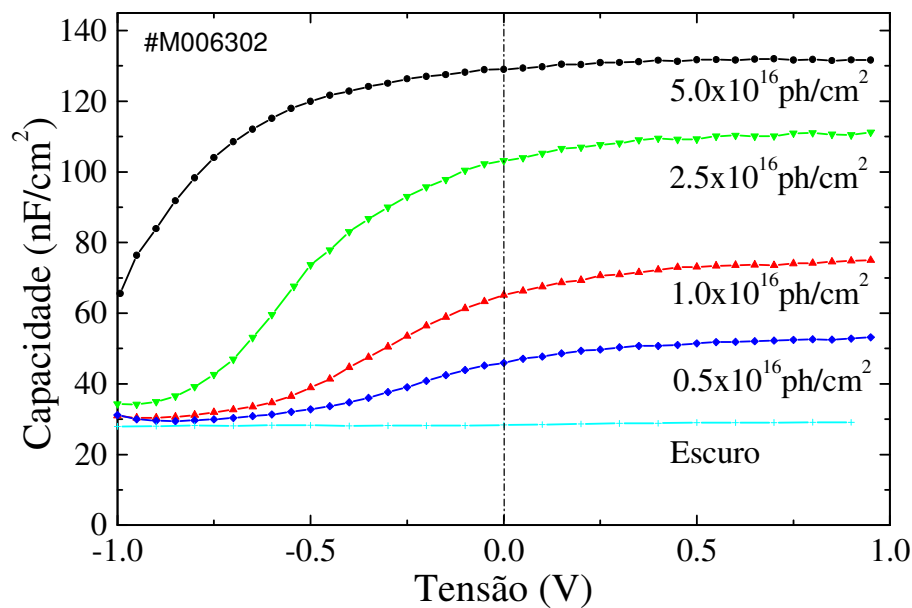


Figura 3.28 – Capacidade em função da tensão para a amostra #M006302 sob diferentes condições de iluminação.

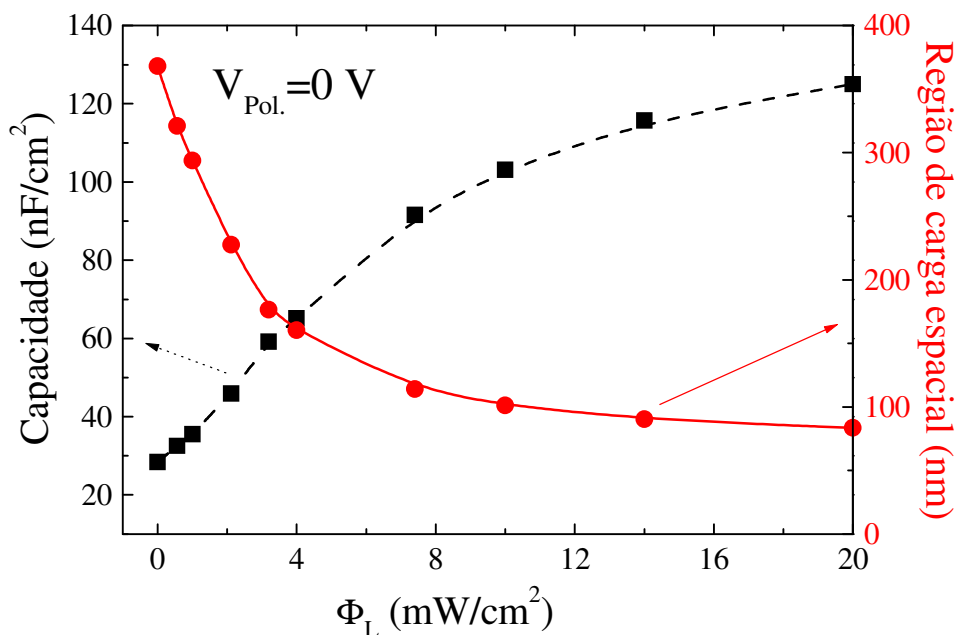


Figura 3.29 – Capacidade em função da intensidade luminosa medida com a amostra em curto-circuito.

A extensão da zona de carga espacial foi calculada de acordo com a equação (3.20) estando o seu valor indicado na Figura 3.29 considerando para o a-Si:H uma permissividade relativa de 11.9. Como se pode observar o valor máximo da região de carga espacial é de ~350nm correspondente à dimensão da amostra.

3.3.4. Modelo eléctrico

Como apresentado anteriormente, os dispositivos estudados neste trabalho apresentam uma característica J-V em forma de S quando iluminados. Como o modelo eléctrico típico para um fotodíodo *p-i-n* não prevê este comportamento desta forma, este modelo será expandido para incorporar este efeito com base em resultados obtidos por simulação numérica.

Tomando por base a amostra #M06301 foram obtidas as características J-V sob iluminação para diferentes intensidades luminosas. O dispositivo foi iluminado pelo lado *p* com luz filtrada proveniente de uma lâmpada de halógeno de 150W. As condições de iluminação foram controladas inserindo entre a lâmpada e o sensor um sistema óptico composto de filtros neutros e de cor (filtros de interferência com 50nm FWHM) intermutáveis, a uniformidade de iluminação da superfície activa da amostra é garantida pela utilização de óptica de colimação e homogeneização. A característica J-V obtida com iluminação azul ($\lambda_L = 450$ nm) com

diferentes intensidades é apresentada na Figura 3.30. Como se pode observar, esta característica desvia-se bastante da curva standard de um díodo [15], apresentando uma diminuição acentuada da corrente de curto-circuito, observando-se ainda o cruzamento entre as diferentes curvas numa tensão próxima de V_{OC} . Esta característica dita em forma de S é semelhante à observada em heterojunções a-Si/c-Si [16].

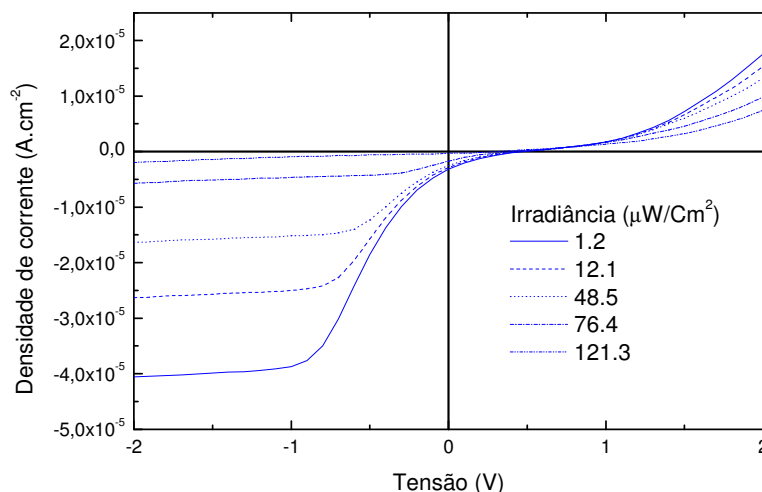


Figura 3.30 – Característica J-V experimental obtida sob diferentes condições de iluminação com radiação de 450nm.

O modelo típico para um fotodíodo é apresentado na Figura 3.31 e é descrito analiticamente pela expressão:

$$I = -I_{ph} + I_0 \left(\exp \frac{q(V - R_s I)}{\eta k T} - 1 \right) + \frac{V - R_s I}{R_p} \quad (3.21)$$

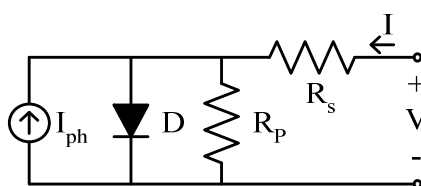


Figura 3.31 – Modelo típico para um fotodíodo.

Onde q representa a carga do electrão, I_0 representa a corrente de saturação do díodo, k a constante de Boltzman, T a temperatura em Kelvin, V a tensão aplicada externamente, η o factor de idealidade do díodo, R_s a sua resistência série, e R_p sua resistência paralela. Este modelo descreve com acuidade o comportamento de células solares típicas e de fotodíodos, com a correcta escolha dos parâmetros indicados, e pode também ser aplicado aos dispositivos em estudo no regime de polarização inversa elevada.

Um dos factores condicionantes do transporte de carga numa heterojunção é a existência de descontinuidades das bandas de condução e valência provocadas pela diferença de hiatos entre os diversos materiais. Estas descontinuidades criam barreiras de potencial para os portadores, levando a que estes se acumulem junto das interfaces entre os materiais, onde são aprisionados ou se recombinam. Quando o dispositivo é iluminado as camadas dopadas (n ou p) de a-SiC:H funcionam como camadas de bloqueio (para electrões ou lacunas respectivamente), o que, juntamente com o baixo campo eléctrico através da camada i , limita a colecção dos portadores para baixos valores de polarização inversa resultando numa baixa eficiência de colecção e justificando o baixo valor da fotocorrente observado. Para polarizações inversas mais elevadas a barreira de potencial baixa levando ao aumento da eficiência de colecção com o conseqüente aumento da fotocorrente.

A discussão anterior sugere a ampliação do modelo standard por inclusão de um fotodíodo de barreira modulada MBP (*Modulated Barrier Photodiode*) [17] em série. O novo modelo é apresentado na Figura 3.32 a) sendo a sua característica I-V dada pela equação 2 a que corresponde a curva a pontilhado da Figura 3.32 b).

$$I = A^* T^2 \left(\exp \frac{-q\phi_b}{kT} \right) \left(\exp \frac{qV_{MBP}}{n_f kT} - \exp \frac{-qV_{MBP}}{n_r kT} \right) \quad (3.22)$$

onde A^* representa a constante efectiva de Richardson, T a temperatura em Kelvin, V_{MBP} a tensão através do díodo, ϕ_b a altura da barreira de potencial, e n_r e n_f os factores de idealidade para polarização inversa e directa respectivamente. O valor da constante de Richardson foi obtido na literatura [6], enquanto que o valor da barreira de potencial verificou-se ser igual ao desnível das bandas na interface a-SiC:H/a-Si:H. Os restantes parâmetros foram ajustados por forma a ajustar a curva aos dados experimentais.

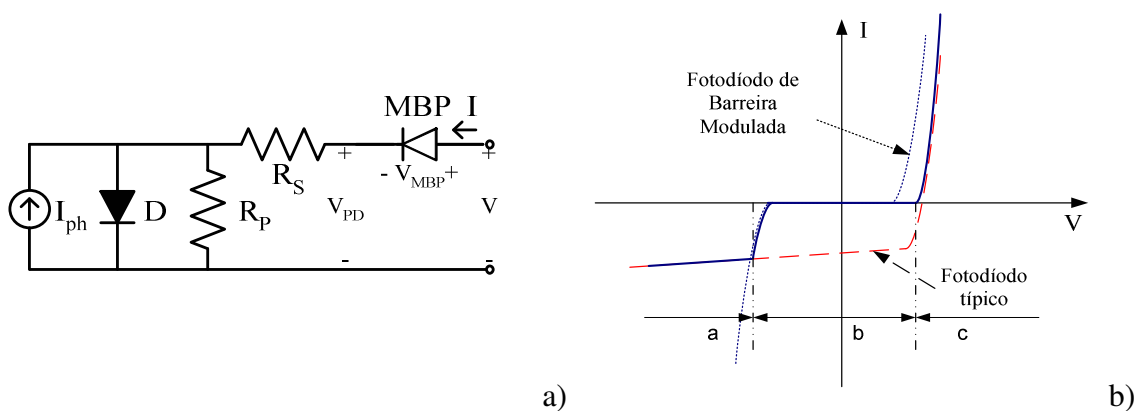


Figura 3.32 – a) Circuito equivalente do modelo macroscópico de dois díodos para uma estrutura $p-i-n$ com uma camada n de a-SiC:H fracamente dopada, b) Características I-V típicas para um fotodíodo típico e para um MBP.

Tendo em atenção a figura anterior a explicação física deste modelo é evidente. Uma vez que os dois díodos estão em série a corrente que os percorre será a mesma, enquanto a tensão aplicada externamente aparece distribuída por ambos. A corrente através do dispositivo é então limitada por um ou outro diodo, dependendo da polarização aplicada. Para tensões de polarização baixas (região b) a corrente é limitada pelo MBP, enquanto para polarizações elevadas (directa ou inversa) a corrente é definida pelo fotodíodo.

Foram efectuadas simulações a nível de circuito com o simulador pSpice utilizando o modelo apresentado, sendo os resultados apresentados na Figura 3.33, mais detalhes podem ser encontrados na bibliografia [18].

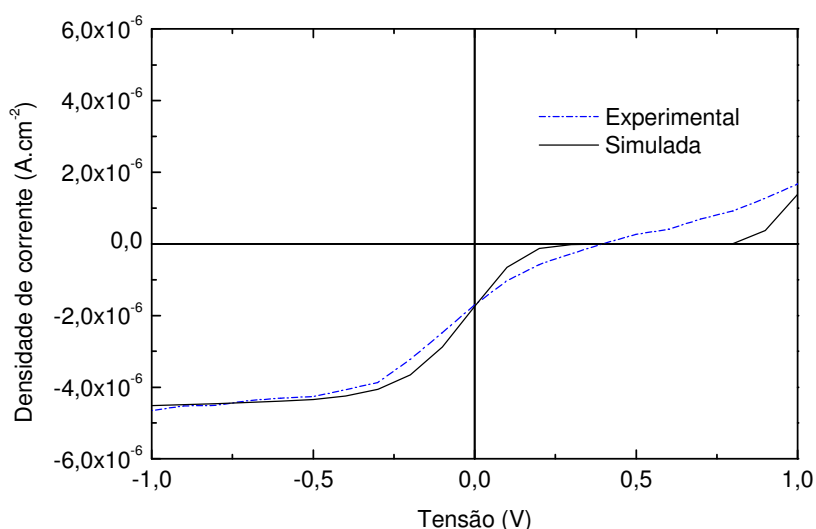


Figura 3.33 – Características J - V experimental e simulada com o modelo sugerido.

De uma forma geral os resultados obtidos foram satisfatórios, nomeadamente na região de interesse (abaixo de V_{OC}). No regime de polarização directa o desvio observado pode ser atribuído à não optimização do conjunto de parâmetros utilizado.

3.4. Conclusões

Neste capítulo foram abordadas diversas técnicas de caracterização de filmes finos de materiais semicondutores, tendo sido apresentados e discutidos os resultados relativos a amostras dos filmes finos que constituem os dispositivos em análise neste trabalho. Uma característica de especial importância é a condutividade das camadas dopadas para diferentes composições das mesmas. Foi também estudado o efeito da incorporação de carbono nos filmes, observando-se um aumento do hiato óptico e uma diminuição da condutividade. Como será aprofundado num capítulo posterior esta é uma característica essencial para a técnica desenvolvida neste trabalho.

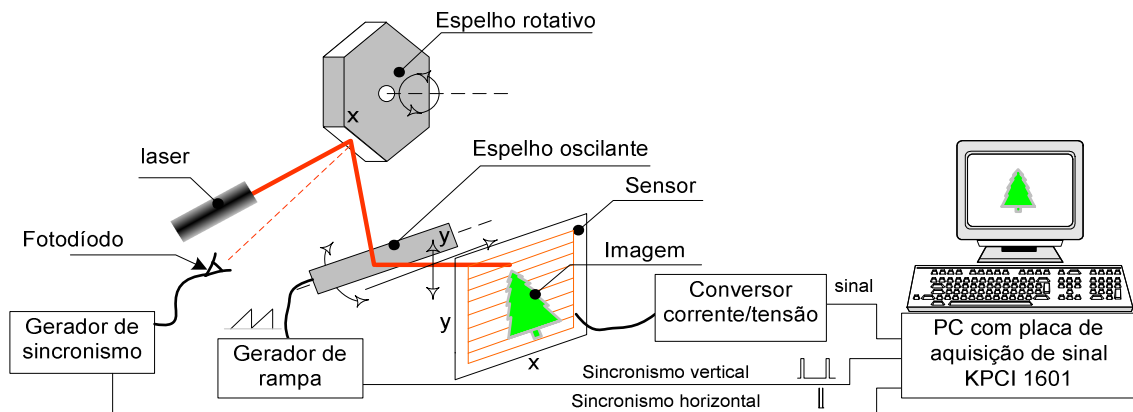
As séries de dispositivos com diferentes composições das camadas dopadas foram caracterizados por medidas das características corrente-tensão, resposta espectral e capacitância. Os resultados obtidos são o ponto de partida para o desenvolvimento da teoria subjacente ao funcionamento do dispositivo, a apresentar no capítulo seguinte.

O modelo usual para um fotodíodo foi expandido pela incorporação de um fotodíodo de barreira modulada para modelar o processo de recombinação interna observado para baixas tensões de polarização. Os resultados de simulação mostram que o modelo é adequado aos dispositivos em estudo. Desta forma a sua utilização permite a simulação baseada em circuitos eléctricos de sensores do tipo LSP, com a conseqüente simplificação da optimização dos sensores de imagem de grande área baseados nesta tecnologia.

3.5. Referências

- [1] ASTM G173-03e1, “Standard tables for reference solar spectral irradiance: direct normal and hemispherical on 37° tilted surface”, ASTM International
- [2] E. Freeman, W. Paul, *Phys. Rev. B* **20** (1979) 719.
- [3] J. Tauc, *Amorphous and liquid semiconductors* (Plenum Press, London, 1974).
- [4] P. Louro, M. Vieira, Y. Vygranenko, M. Fernandes, R. Schwarz, M. Schubert, *Sensors and Actuators A*, 97-98 (2002) 221-226
- [5] C. R. Wronski, B. Abeles, T. Tiedje, and G. D. Cody, *Solid State Commun.* **44**, 617, 1982.
- [6] A. C. Boccara, D. Fournier, W. B. Jackson, and N. M. Amer, *Opt. & Lett.* **5**, 377 (1980).
- [7] M. Vanecek, J. Kocka, J. Stuchlik, Z. Kozisek, O. Stika and A. Triska, *Solar Energy Materials* **8**, 411 (1983)
- [8] R. Street, *Phys. Rev. B* **43**, 2454 (1991).
- [9] K. Pierz, W. Fuhs, and H. Mell, *Phil. Mag. B* **63**, 123 (1991).
- [10] S. M. SZE, *Physics of semiconductor devices* (John Wiley & Sons, New York, 1981)
- [11] <http://www.psu.edu/dept/AMPS/amps1d/index.html>
- [12] K.W. Boer, The CdS/Cu₂S heterojunction in steady state, international workshop on sulfide solar cells and other abrupt heterojunctions, Delaware University, October, 1975.
- [13] P. BASORE, *IEEE Trans. Electron Devices* **37**, 337 (1990).
- [14] D.V. Lang, "Deep-level transient spectroscopy: A new method to characterize traps in semiconductors", *J. Appl. Phys.*, vol. 45, no. 7, pp. 3023-3032, July 1974.
- [15] S. M. Sze, *Semiconductor Devices -Wiley*, New York, (1985).
- [16] M.W.M. van Cleef, F.A. Rubinelli, J.K. Rath, R.E.I. Schropp, W.F. van der Weg, R. Rizzoli, C. Summonte, R. Pinghini, E. Centurioni, R. Galloni, *J. Non-Crystalline Solids*, 227-230 (1998) 1291-1294.
- [17] Kwok K. Ng, *The Complete Guide to Semiconductor Devices*, Mc Graw Hill, New York, (1995).

- [18] Miguel Fernandes, Manuela Vieira, Rodrigo Martins; Amorphous and Polycrystalline Thin-Film Silicon Science and Technology-2007, Mat. Res. Soc. Symp. Proc., S. Francisco (USA), Vol. 989 (2007).



Sistema LSP

Capítulo 4

Sistema sensor LSP (*Laser Scanned Photodiode*)

4.1. Introdução

Neste capítulo serão abordados os aspectos principais dos sensores de imagem do tipo LSP.

A primeira parte focará os aspectos principais do sistema opto-mecânico associado à técnica base deste trabalho. Serão apresentadas duas soluções tecnológicas privilegiando a sensibilidade ou a velocidade de operação do sistema sensor.

A parte seguinte irá focar-se na explicação do princípio físico de funcionamento do sensor. Seguir-se-á o estudo da influência de diversos parâmetros de funcionamento nas características do sensor, em que serão focados aspectos como a resposta espectral, responsividade, resolução, etc. Serão abordados os principais aspectos relativos às fontes de ruído que afectam os dispositivos, sendo apresentadas as técnicas de supressão ou minimização do efeito dos mesmos.

Com base nas características experimentais será proposto um modelo eléctrico que permitirá a simulação do comportamento do dispositivo recorrendo a um programa de simulação de circuitos eléctricos convencional (por ex. pSpice).

4.2. Sistema varrimento laser (*laser scanning*)

A técnica de varrimento laser “*laser scanning*” é extensivamente utilizada em diversas áreas como a impressão, o corte e gravação de materiais, a projecção de imagens, a caracterização de materiais, etc. Na caracterização de materiais é utilizada como uma técnica de análise não destrutiva de painéis solares e de dispositivos semicondutores integrados ou discretos sob o nome de LBIC (*Light Beam Induced Current*). Uma das primeiras referências a este método data dos anos 80 [1], onde os autores utilizaram esta técnica para analisar células e painéis solares fotovoltaicos de silício cristalino. Esta técnica consiste em varrer a superfície da célula com um feixe laser registando continuamente a corrente gerada com a célula polarizada directamente. Segundo os autores, pela interpretação dos mapas de resposta obtidos pode ser obtida informação acerca de zonas onde existem curtos-circuitos, contactos óhmicos defeituosos, zonas com defeitos como fissuras, e de um modo geral acerca da eficácia do design e construção da célula solar.

O principio básico do “*laser scanning*” aparece descrito em diversos trabalhos [2, 3, 4] de um modo geral um ponto de luz, gerado por um laser, é movido sobre a superfície do dispositivo sendo a fotocorrente gerada medida em função da posição do feixe. O resultado é um mapa bidimensional do dispositivo que contém informação combinada acerca da geração de portadores e eficiência de colecção pontuais, onde a variação de qualquer um destes parâmetros aparece como uma alteração da corrente. Nos trabalhos referidos a técnica usual consiste em manter a fonte de luz fixa e mover a amostra segundo dois eixos ortogonais. No entanto, nos trabalhos desenvolvidos nesta tese este método não se mostra adequado uma vez que tal conduziria a uma complexidade acrescida do sistema mecânico de varrimento, ou até mesmo, no caso de varrimento rápido, à sua completa desadequação à aplicação em causa. Como tal optou-se por manter a amostra (sensor) fixa e deflectir o feixe laser utilizando dois espelhos, um para cada eixo.

Uma das dificuldades associada a este tipo de sistema é a focagem do laser sobre o plano da imagem. Como indicado na Figura 4.1, quando o feixe é deflectido pelo espelho sobre uma superfície a condição de igual percurso óptico dita que este fique focado sobre uma superfície

curva (linha a). Se a superfície de projecção for plana (linha b), além do efeito na focagem do laser, devido à variação do percurso óptico, existe ainda um problema de distorção geométrica uma vez que a relação entre o ângulo de deflexão e a altura da imagem é dada por:

$$y' = f \times \tan \theta \quad (4.1)$$

Esta distorção é conhecida por distorção de tipo barril e está representada na Figura 4.1 b). Por forma a corrigir estes problemas recorre-se a uma lente especialmente desenhada, cuja curvatura é ajustada por forma a provocar uma distorção do mesmo tipo mas de efeito contrário. Este tipo de lentes é conhecido por lente F-Theta uma vez que a altura da imagem passa a ser proporcional ao ângulo de varrimento ($y' = f \times \theta$) e não à tangente desse mesmo ângulo como normalmente acontece.

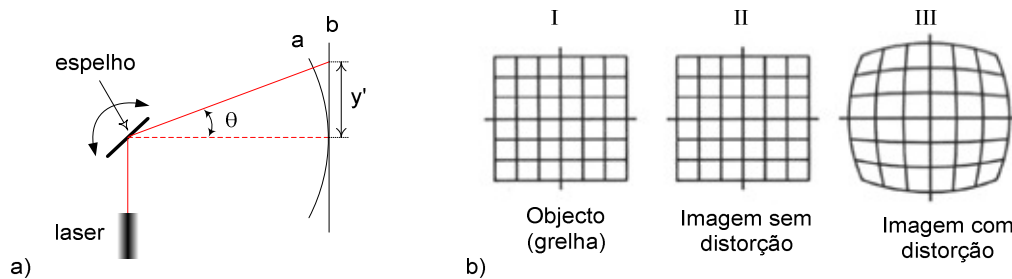


Figura 4.1 – a) sistema de varrimento laser, b) efeito da projecção de um objecto (I) com um sistema bidimensional do tipo indicado em a) através de uma lente F-Theta (II) e através de uma lente normal.

As lentes F-Theta podem assumir variadas formas dependendo da aplicação em causa. Na Figura seguinte podemos ver o exemplo de uma lente unidimensional muito utilizada em impressoras a laser e uma lente para sistemas bidimensionais como por exemplo para corte ou marcação a laser.

Além de assegurar o varrimento da área activa do dispositivo com o feixe laser, o sistema deverá ainda permitir a variação de outros parâmetros como a polarização óptica e eléctrica, a intensidade e comprimento de onda do feixe de prova bem como da iluminação de fundo (imagem).

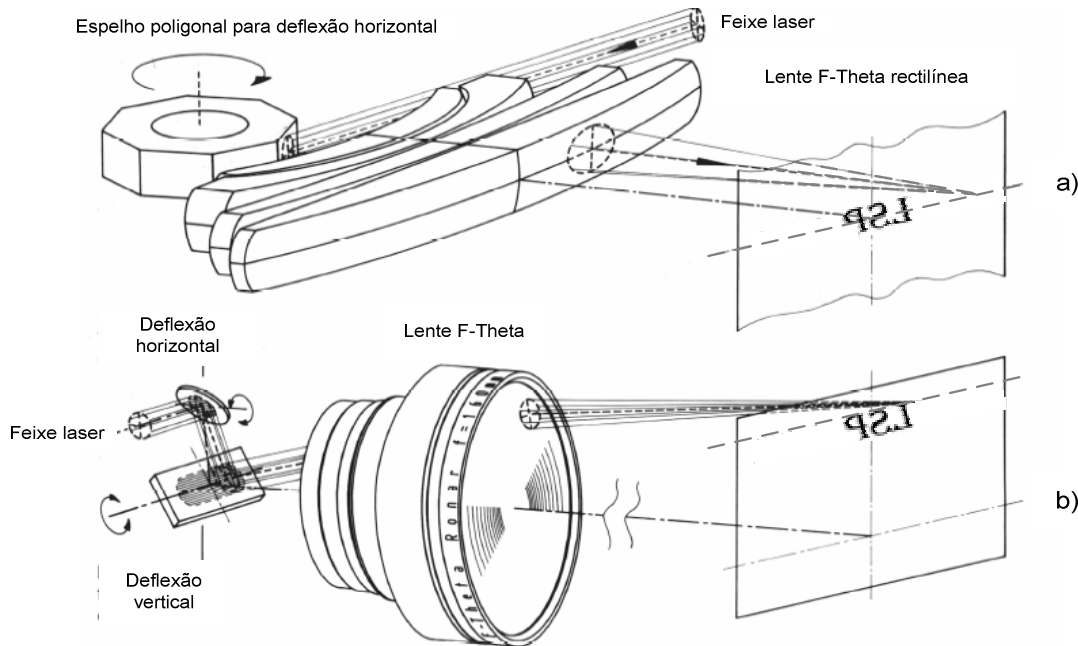


Figura 4.2 – Lentes F-Theta para sistemas de deflexão laser em um eixo a) e dois eixos b).

Para responder a todas estas exigências foi desenvolvido o sistema para teste e caracterização dos dispositivos cujo diagrama de blocos é indicado na figura seguinte:

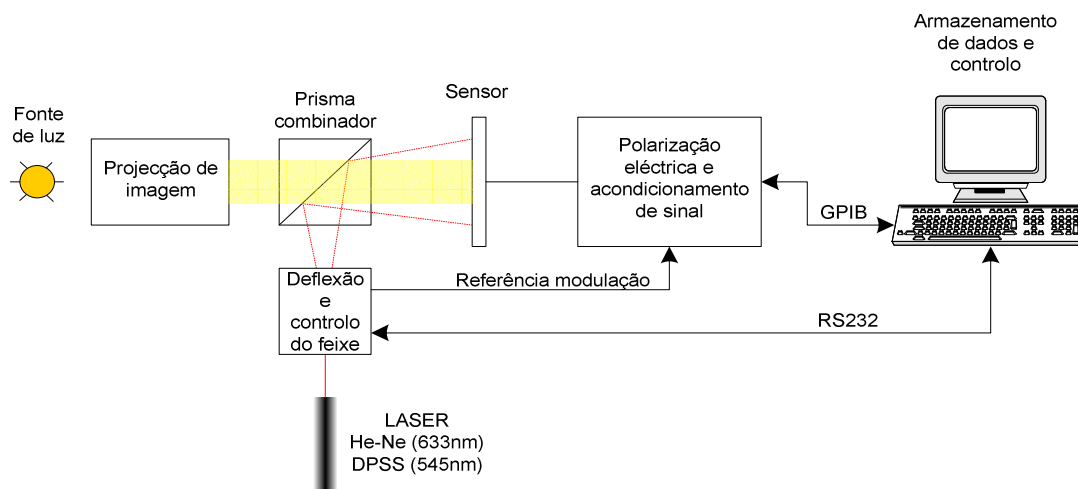


Figura 4.3 – Diagrama de blocos do sistema de teste e caracterização dos dispositivos.

Além do controlo e do armazenamento de dados executados por um computador pessoal, podemos subdividir o sistema em três blocos fundamentais conforme a sua função: Deflexão e controlo do feixe de prova; Projeção da imagem; Polarização eléctrica e acondicionamento de sinal.

O primeiro é composto por um laser de classe IIIa/b potência $<5/10$ mW, um modulador de luz mecânico “chopper”, um colimador, um filtro neutro de densidade variável,

uma lente de focagem e um sistema de espelhos ortogonais controlados por computador por meio de uma ligação RS232. No presente trabalho foi usada radiação laser de dois comprimentos de onda, He-Ne de 633 nm e um de estado sólido de 532 nm. Em algumas situações, para manter o sistema simples optou-se por omitir a lente F-Theta. A distorção observada não foi significativa, uma vez que nestas situações o ângulo de varrimento era bastante reduzido, pelo que $\tan \theta \cong \theta$. Ao longo dos trabalhos foram utilizadas duas técnicas de varrimento, dito lento e rápido em que este bloco apresenta diferenças significativas ao nível da estrutura, pelo que a sua descrição mais detalhada será feita mais adiante.

O segundo bloco permite ter um controlo preciso sobre as características da imagem, ou iluminação de fundo, utilizadas na caracterização dos sensores. Para tal foi construído um sistema óptico com diversas lentes e filtros que, recorrendo a uma fonte de luz de halogéneo e uma máscara, permite a projecção sobre a superfície do sensor de diversas imagens de teste. Devido à estrutura de alguns sensores a imagem e o feixe de prova têm que incidir sobre o mesmo lado do dispositivo, pelo que nesta situação é utilizado um prisma combinador, como indicado no diagrama. Caso imagem e feixe de varrimento óptico possam incidir sobre superfícies opostas do dispositivo este prisma é omitido, o que permite simplificar bastante o sistema quer a nível óptico quer mesmo mecânico.

A polarização eléctrica do sensor e o acondicionamento e aquisição de sinal estão a cargo de um terceiro bloco que pode ser composto por diverso equipamento. A função deste bloco consiste em polarizar electricamente o dispositivo e medir a corrente aos seus terminais. Esta corrente pode ser decomposta na soma de várias componentes, nomeadamente: a corrente gerada pontualmente pelo feixe laser, a corrente de escuro da junção, a corrente devida à polarização eléctrica e às resistências série e paralelo e a fotocorrente devida à iluminação de fundo. De todas estas correntes apenas a primeira parcela nos interessa, uma vez que é a que contém informação acerca das condições de iluminação local, pelo que será esta que o sistema de medida deverá detectar. O equipamento de medida varia conforme a técnica de varrimento utilizada, logo a sua descrição será feita em mais detalhe apenas nas subsecções seguintes.

Podendo ser seguidas várias aproximações para a construção do bloco de deflexão do feixe, neste trabalho foram usadas duas com características que permitem um varrimento lento ou rápido mantendo o sistema o mais simples possível.

4.2.1. Técnica de varrimento lento

Nesta técnica a luz proveniente do laser é modulada por um obturador mecânico que permite a utilização de um amplificador *lock-in* para a medida da corrente. Este dispositivo pode ser dispensado se não for utilizado o referido amplificador. A modulação do feixe foi realizada mecanicamente pois nenhum dos lasers utilizados (He-Ne, DPSS) permitia modulação eléctrica. O bloco seguinte encarrega-se de expandir e colimar o feixe que passa depois por um filtro neutro que permite variar a sua intensidade e por uma lente de distância focal adaptada ao sistema para focagem do feixe sobre a superfície do sensor.

Para o sistema de deflexão do feixe laser foram utilizados dois motores do tipo “passo-a-passo” com espelhos acoplados por via de um redutor para aumentar a resolução angular. Os dois conjuntos motor/espelho foram montados ortogonalmente num suporte especialmente construído para o efeito (ver pormenor na Figura 4.4) e que permite o acoplamento ao sistema de acondicionamento do feixe laser. Para controlar os motores foi desenvolvido um módulo de comando baseado num microcontrolador que comunica com o computador pessoal por meio de uma ligação RS-485/RS-232.

Este último bloco é, digamos, o coração de todo o sistema, uma vez que permite controlar com exactidão a posição do feixe e possibilita a reconstrução do mapa da corrente gerada pelo laser na superfície do sensor. A Figura 4.4 apresenta um pormenor deste sistema.

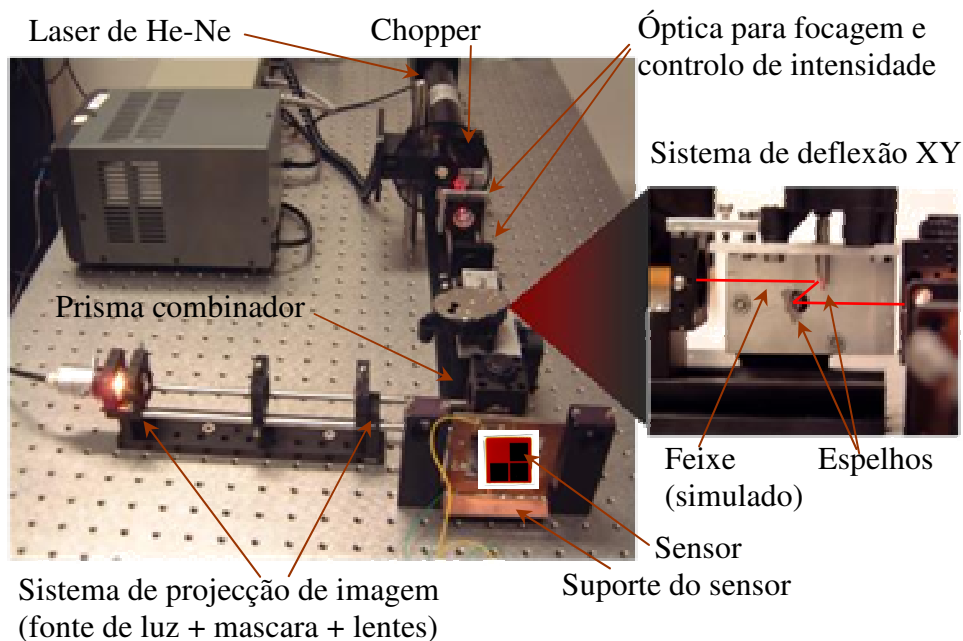


Figura 4.4 – Fotografia da montagem utilizada para a técnica de varrimento lento.

Como indicado anteriormente, e por forma a permitir que a caracterização optoelectrónica dos dispositivos possa ser feita de forma simples e precisa sob diferentes condições de polarização óptica e eléctrica, feixe laser é pulsado, usualmente por meios mecânicos, e a corrente gerada pelo feixe de prova é medida através de amplificação síncrona (amplificador *lock-in*). Esta técnica de medida apresenta evidentes vantagens ao nível da sensibilidade e imunidade ao ruído, mas tem como inconveniente o facto de poder apenas ser aplicada para velocidades de varrimento relativamente baixas.

O amplificador *lock-in* comunica com o computador pessoal através de um ligação GPIB e permite polarizar o sensor através de uma das saídas de tensão DC programáveis que dispõe, e da utilização de um porta amostras especialmente desenvolvido para o efeito. O sinal de referência para a medida é fornecido pelo controlador do *chopper*. Desta forma o amplificador permite medir directamente a corrente gerada pelo feixe, uma vez que as restantes, por terem frequências muito diferentes da referência, ficam fora da banda de medida. Uma vez que o ganho mínimo que a entrada de corrente de que o referido amplificador dispõe é de $1 \text{ V}/\mu\text{A}$, em situações de elevada intensidade da iluminação da imagem o amplificador satura, pelo que se torna necessário utilizar a entrada de tensão e recorrer a um conversor corrente/tensão externo (modelo SR570) o qual apresenta uma maior gama de variação do ganho de transimpedância.

4.2.2. Técnica de varrimento rápido

O sistema de varrimento rápido desenvolvido neste trabalho é formado por dois espelhos que rodam sobre eixos ortogonais. A Figura 4.5 mostra um esquema detalhado do sistema e uma fotografia da montagem utilizada para teste dos diversos sensores. A deflexão de cada um dos espelhos faz deslocar o feixe de prova segundo cada um dos eixos da imagem. Para a aquisição de uma imagem o feixe varre a área activa do sensor de uma forma progressiva, linha por linha. Devido à técnica de varrimento utilizada os dois espelhos têm de se movimentar a uma velocidade bastante diferente. Como tal optou-se por utilizar para o varrimento horizontal um motor DC de velocidade variável acoplado a um espelho poligonal de 6 faces, por forma a permitir uma velocidade de varrimento elevada, e para o varrimento vertical um motor do tipo “*voice coil*” acoplado a um espelho plano. Este motor é alimentado por um sinal em forma de rampa em que o tempo de subida da rampa é o tempo de aquisição de uma imagem.

A corrente proveniente do sensor é convertida num sinal de tensão e amplificada antes de ser armazenada pelo comutador pessoal. Para este efeito utilizou-se apenas o conversor

corrente/tensão de ganho programável (SR570) uma vez que a técnica *lock-in* não pode ser utilizada devido ao curto intervalo de tempo disponível para a medição da corrente em cada ponto. Neste caso é medida a corrente total no dispositivo pelo que é necessário proceder à subtracção da corrente de escuro e das outras componentes indesejáveis para obter a corrente gerada pelo feixe. Este método de medida é muito menos sensível do que o utilizado com o varrimento lento, pelo que para manter uma relação sinal/ruído apropriada é necessário, em algumas situações, aumentar a intensidade do laser. O sinal é depois aplicado na entrada de uma placa de aquisição de dados (modelo KPCI1601) instalada num PC, em que um *software* propositadamente desenvolvido para o efeito converte e armazena o sinal medido sobre cada ponto do varrimento. Para efeitos de sincronismo, sinais provenientes do gerador de rampa (sincronismo de quadro) e do gerador de sincronismo (sincronismo de linha) são também aplicados em diferentes canais da placa de aquisição permitindo assim a determinação por parte do *software* da localização de cada pixel na matriz da imagem.

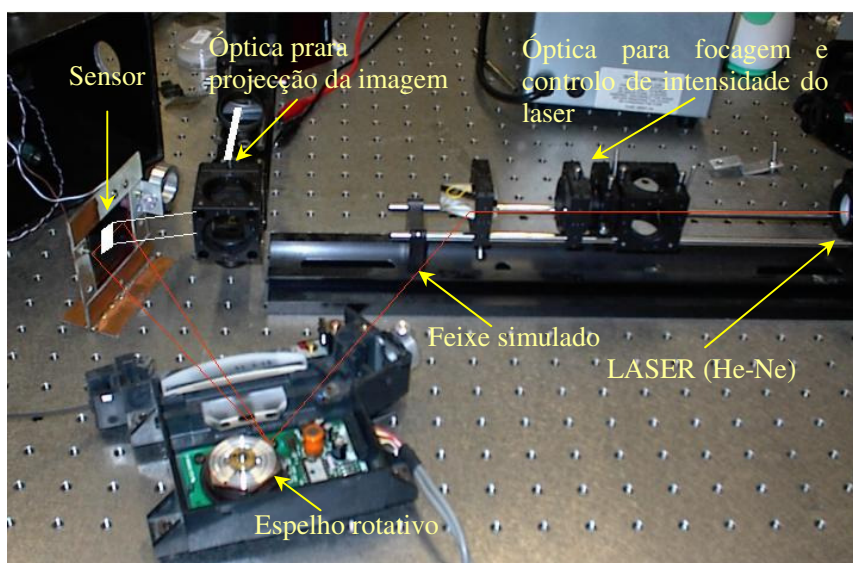
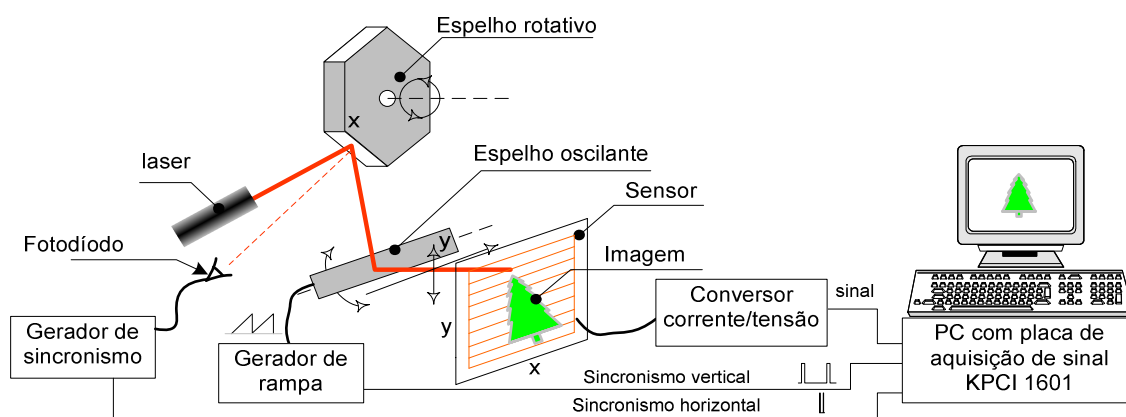


Figura 4.5 – a) Esquema do sistema de varrimento rápido, b) foto do sistema de teste.

A título de verificação das prestações do sensor e do sistema de varrimento podemos observar na Figura 4.6 imagens capturadas com o primeiro b) e segundo c) protótipos do sistema de varrimento. De notar que as imagens foram obtidas com diferentes tipos de sensor o que justifica algumas diferenças observadas.

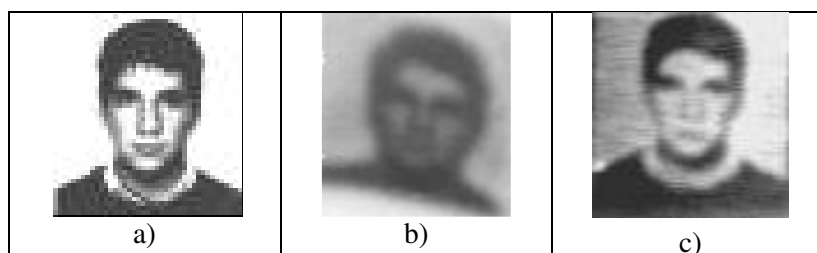


Figura 4.6 – Exemplo de captura de imagem monocromática, a) Imagem original, b) captura com estrutura $p-i-n$ e b) captura com estrutura $p-i-n-p-i-n$.

4.3. Sensor LSP

Nesta secção será apresentado o princípio de funcionamento do sensor LSP baseado numa estrutura $p-i-n$ com uma das camadas dopadas de alta resistividade. Para fundamentar a teoria desenvolvida na secção 4.3.2 que aborda o princípio de funcionamento do sensor do tipo LSP serão primeiro discutidos em detalhe os resultado obtidos por simulação numérica de estruturas idênticas às utilizadas experimentalmente.

4.3.1. Simulação

Foram efectuadas diversas simulações numéricas a uma dimensão, utilizando o software AMPS-1D, de estruturas similares às utilizadas experimentalmente sob diferentes condições de polarização eléctrica e óptica [5]. Desta forma foram obtidos os perfis de fotogeração e carga no interior de uma homojunção $p-i-n$ (a-Si:H) e uma heterojunção $p-(a-SiC:H)/i-(a-Si:H)/n-(a-SiC:H)$ com baixa dopagem, que são apresentados e discutidos de seguida. As estruturas consideradas para simulação tinham as mesmas dimensões das existentes, sendo os valores das densidades de estados no hiato e nas “*band tails*” os típicos para o silício amorfo. O nível de dopagem das camadas n e p foi ajustado por forma a obter uma condutividade aproximadamente igual à das amostras em estudo. Para os filmes de a-SiC:H foi considerado um hiato óptico de 2.1 eV, de acordo com o determinado experimentalmente, sendo a

diferença para o hiato do a-Si:H igualmente distribuída pelas bandas de condução e valência ($\Delta E_v = \Delta E_c = 0.15$ eV). Para as simulações sob iluminação foi considerada uma distribuição espectral da radiação igual ao espectro solar normal.

A Figura 4.7 apresenta as características corrente-tensão obtidas por simulação para a homojunção e para a heterojunção considerando a mesma densidade de electrões na camada n ($1,2 \times 10^7$ cm⁻³). Enquanto a homojunção apresenta um comportamento semelhante ao de uma célula solar de silício amorfo não otimizada, a heterojunção apresenta uma quebra acentuada na eficiência de colecção. Os resultados obtidos por simulação estão em concordância com as características experimentais anteriormente apresentadas para as amostras #M006291 (homojunção) e #M007192 (heterojunção). Na Figura 4.8 são apresentados os resultados de simulação sob iluminação com uma intensidade de 1mW/cm². Como se pode observar, a responsividade da homojunção apresenta uma pequena variação (aproximadamente linear) com o fluxo luminoso, enquanto a da heterojunção varia de forma acentuada e não linear. A mesma tendência foi observada nas medidas experimentais apresentadas no capítulo anterior.

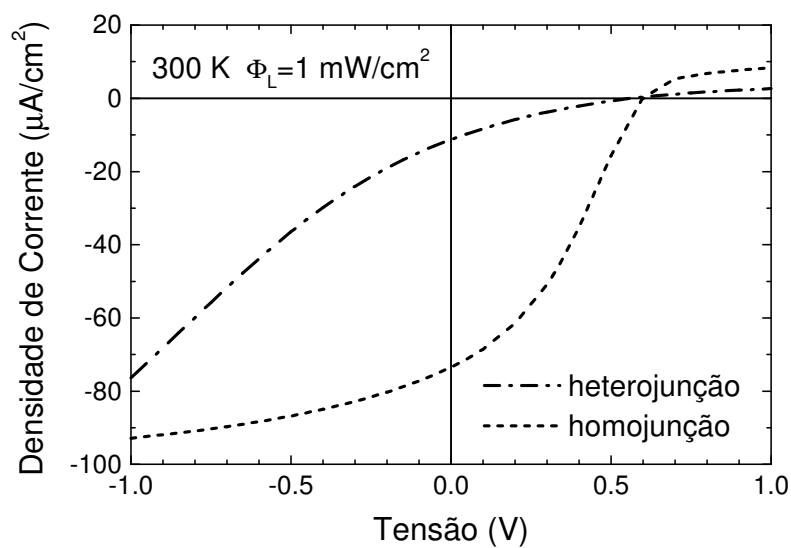


Figura 4.7 – Características J-V simuladas

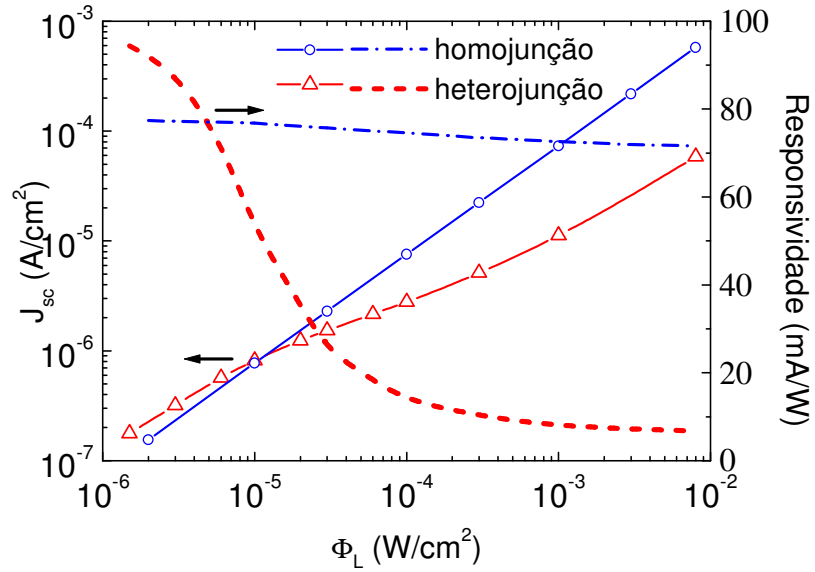


Figura 4.8 – Densidade de corrente em curto-circuito (J_{sc}) e responsividade (R) do sensor em função da potência óptica incidente.

Para determinar a influência do nível de dopagem na responsividade da heterojunção foram simuladas estruturas com diferentes densidades de electrões na camada n . A Figura 4.9 apresenta a dependência da responsividade com o fluxo luminoso para densidades de: (a) $1.2 \times 10^7 \text{ cm}^{-3}$ e (b) $5 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$. Os resultados obtidos mostram uma boa concordância com os experimentais apresentados anteriormente. Como se pode observar, a diminuição da dopagem provoca uma diminuição da responsividade.

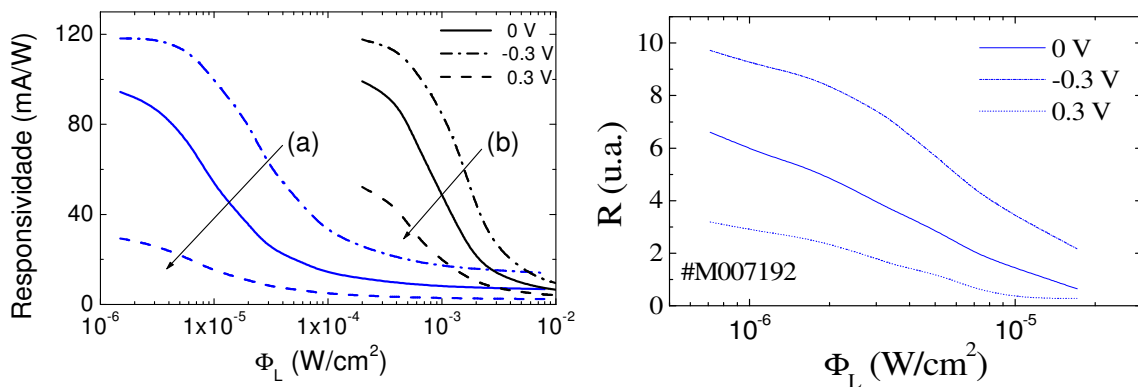


Figura 4.9 – a) Dependência da responsividade com a potência óptica para heterojunções com diferentes densidades de electrões na camada n : (a) $1.2 \times 10^7 \text{ cm}^{-3}$ e (b) $5 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$; b) resultado experimental.

Por forma a clarificar as diferenças nas características fotoelétricas da homo e heterojunção com camadas n fracamente dopadas procedeu-se à análise do fluxo de portadores no dispositivo recorrendo aos resultados da simulação.

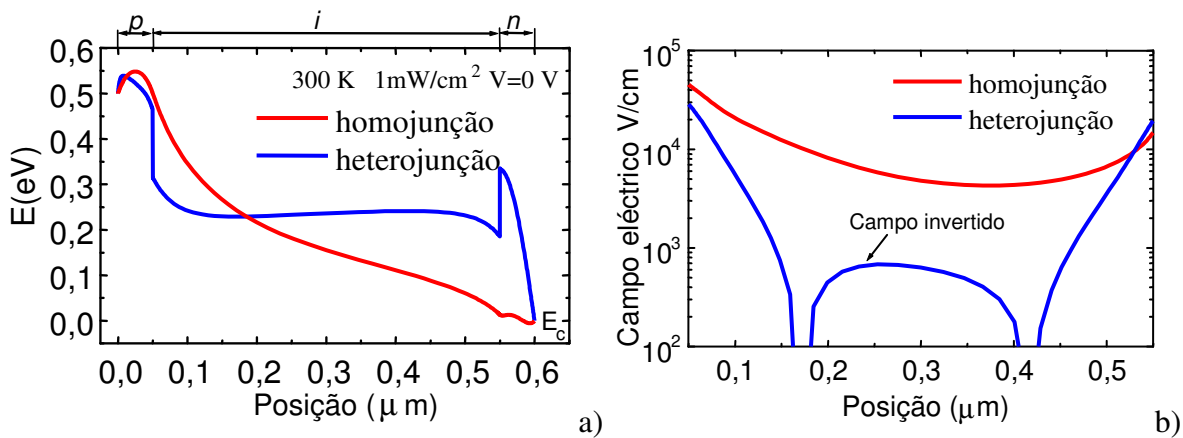


Figura 4.10 – a) Diagrama de bandas e b) perfil do campo eléctrico para a junção e heterojunção em curto-circuito obtidos por simulação.

A Figura 4.10 apresenta os diagramas de bandas e os perfis do campo eléctrico interno para as duas estruturas. Com o aumento da intensidade da iluminação observa-se um aumento da queda de potencial na camada n de a-SiC:H, levando a uma inversão do campo eléctrico na camada i . No caso da homojunção a queda de potencial nas camadas dopadas é pouco acentuada pelo que o campo eléctrico na camada intrínseca se mantém elevado.

Quando observamos a variação espacial da concentração de portadores em equilíbrio termodinâmico e sob iluminação, Figura 4.11, notam-se diferenças significativas entre as duas estruturas. Na heterojunção observa-se a acumulação de lacunas e electrões nas interfaces p - i e i - n respectivamente, e uma diminuição da concentração de electrões e lacunas livres. Sob iluminação a concentração de portadores livres na região intrínseca ultrapassa a densidade de electrões na camada n (a-SiC:H) causando uma redistribuição do potencial interno, e diminuindo a eficiência de colecção. No caso da homojunção a concentração de electrões na camada n é da mesma ordem de grandeza da camada i , pelo que o potencial fica distribuído através da junção.

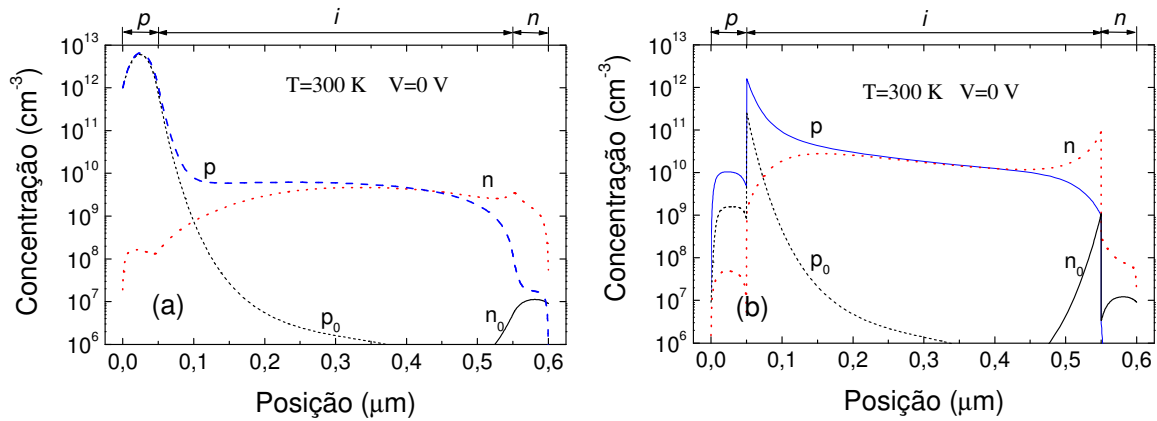


Figura 4.11 – Concentração de electrões livres (n_0 , n) e lacunas (p_0 , p) numa homojunção a) e numa heterojunção b) em equilíbrio termodinâmico e sob iluminação (1 mW/cm^2).

Na Figura 4.12 podemos observar a densidade de corrente interna (para electrões e lacunas) na homojunção em curto-circuito. Como a figura indica ambas as componentes da fotocorrente são negativas. A componente devida às lacunas é dominante apenas na região próxima da interface $p-i$, onde a concentração de lacunas livres é muito mais elevada do que a de electrões. O mecanismo de transporte na homojunção é dominado pelo movimento de deriva causado pelo elevado campo eléctrico na região activa. Quando estudada a heterojunção, e para melhor compreender o seu funcionamento, as densidades de corrente internas de electrões e lacunas foram ainda separadas nas suas componentes de deriva e difusão, sendo o resultado apresentado na Figura 4.13. O perfil de corrente na heterojunção, sob as mesmas condições de iluminação, apresenta uma alteração significativa no balanço deriva-difusão, quando comparado com a homojunção. Na região de inversão do campo eléctrico (ver Figura 4.10) a componente de difusão é dominante, no entanto, nas regiões próximas das interfaces $p-i$ e $i-n$ o processo de transporte continua a ser dominado pela deriva. Nesta situação a taxa de recombinação é bastante elevada, o que leva a uma diminuição da eficiência de colecção.

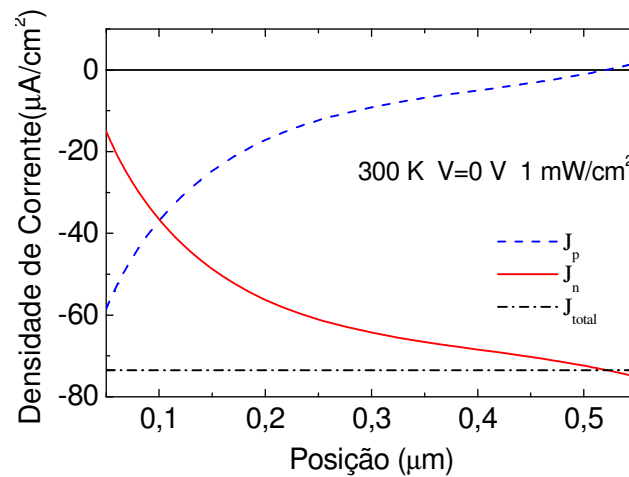


Figura 4.12 – Perfis da corrente de electrões e lacunas na homojunção em curto-circuito.

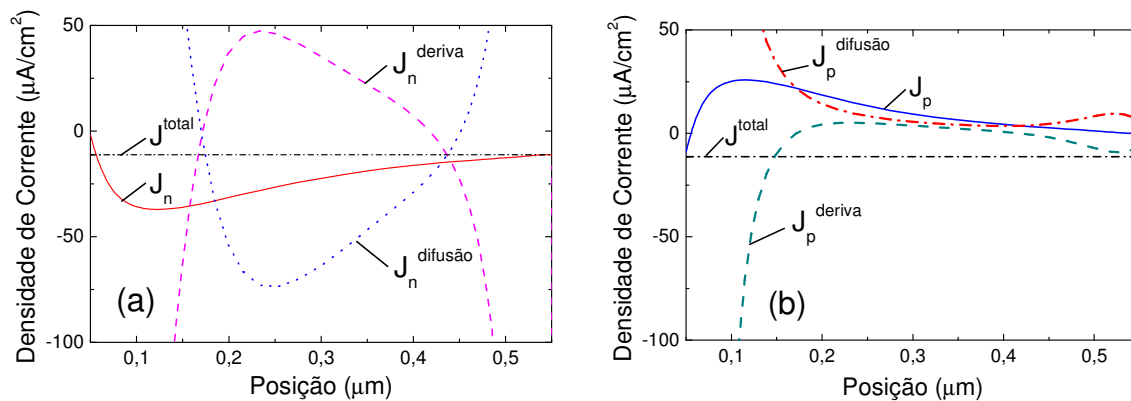


Figura 4.13 – Perfis da densidade de corrente de electrões a), e lacunas b), na heterojunção sob iluminação (1 mW/cm^2). Componentes de deriva e difusão apresentadas separadamente.

De acordo com o exposto, e com a concordância entre os resultados experimentais e os obtidos por simulação, podemos concluir que o nível de dopagem das camadas dopadas e os desníveis das bandas devidos à diferença de hiato óptico entre os materiais assumem especial importância na definição da eficiência de colecção das heteroestruturas e na sua relação com as condições de iluminação. Este efeito torna estas estruturas adequadas para a utilização do princípio LSP.

Na heteroestrutura em estudo anteriormente ambas as camadas dopadas continham carbono. Colocou-se então a questão do que aconteceria às características do dispositivo se apenas uma das camadas dopadas contivesse carbono. Os resultados de simulação em termos de diagramas de bandas e distribuição interna do campo eléctrico são apresentados na Figura 4.14.

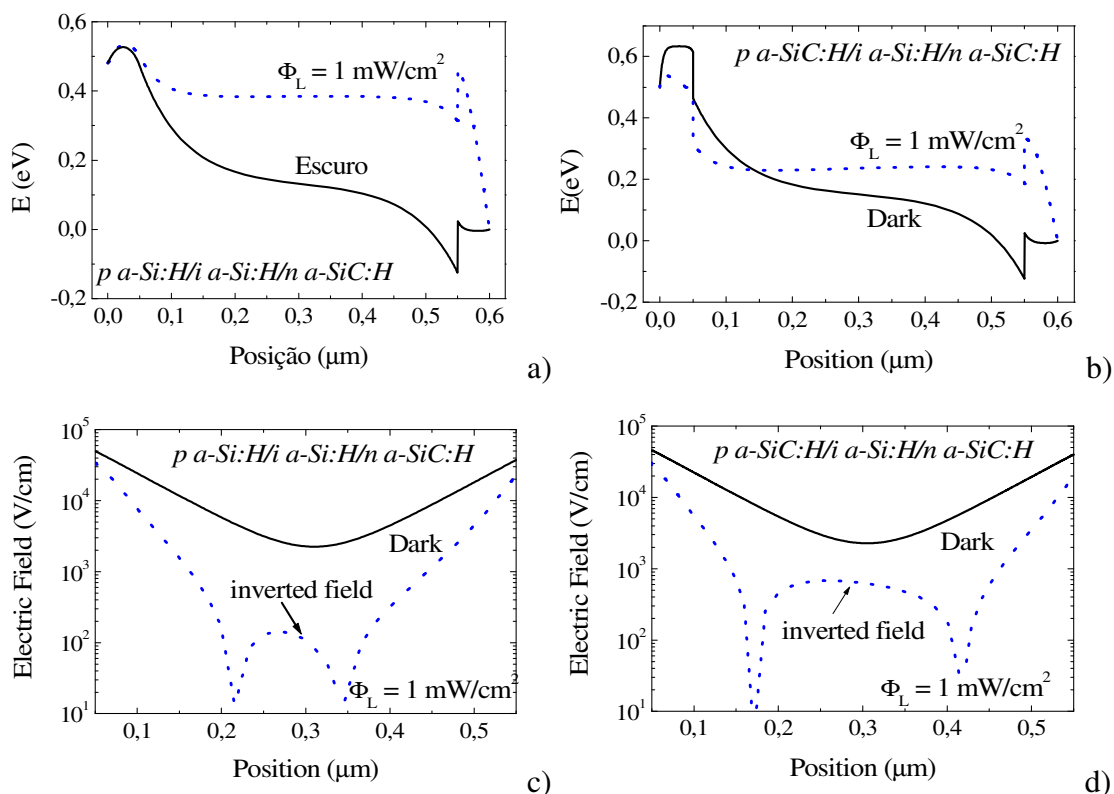


Figura 4.14 – a) e b) diagrama de bandas para heterojunções com carbono numa ou ambas as camadas dopadas respectivamente, c) e d) campo eléctrico interno nas estruturas, em equilíbrio dinâmico e sob iluminação (1 mW/cm^2).

Como pode ser observado, no escuro ambas as estruturas apresentam um comportamento semelhante, com o potencial principalmente distribuído através da camada intrínseca. Quando iluminadas a 1 mW/cm^2 , com uma distribuição espectral equivalente à da luz solar, são observadas algumas diferenças. Em ambas as estruturas o balanço de distribuição do potencial interno muda radicalmente, ocorrendo agora a maior variação do potencial através das camadas dopadas e junto às interfaces com a camada intrínseca. Na estrutura com carbono em ambas as camadas dopadas a zona de inversão de campo eléctrico apresenta uma maior extensão devido à existência de discontinuidades nas bandas em ambas as interfaces. O aumento da extensão da zona de inversão de campo eléctrico leva a um aumento da recombinação dos portadores nesta zona, com a conseqüente diminuição da eficiência de colecção. De acordo com o exposto, é de esperar uma diminuição da fotocorrente nas amostras com carbono em ambas as camadas dopadas.

4.3.2. Princípio de funcionamento do sensor do tipo LSP

Para melhor descrever o princípio de funcionamento dos sensores em estudo, a discussão seguinte vai ser dividida em duas partes: na primeira será descrito o comportamento em regime transversal (normal à superfície do dispositivo), isto é, através da junção; na segunda será apresentado o regime lateral através das restantes duas dimensões.

4.3.2.1 Regime transversal

De acordo com as simulações numéricas anteriormente apresentadas para o comportamento das estruturas em estudo é possível descrever os aspectos principais do sensor LSP.

Como irá tornar-se evidente na discussão seguinte, a característica fundamental para que uma estrutura *p-i-n* possa ser utilizada com a técnica LSP é ter uma ou ambas as camadas dopadas com uma baixa concentração de dopante e um hiato óptico elevado. Considerando uma estrutura com estas características o seu diagrama de bandas de energia é apresentado na Figura 4.15 em polarização inversa a) e directa b) com a amostra no escuro. Por uma questão de simplicidade da figura não são representadas as ligeiras curvaturas das bandas, que neste caso não são importantes para a explicação. Os desalinhamentos das bandas observados nas interfaces *p-i* e *i-n* devem-se à diferença de hiato provocado pela incorporação de carbono. Em polarização inversa o diagrama é semelhante ao típico para uma estrutura *p-i-n* otimizada, a variação de potencial ocorre através da camada intrínseca. Desta forma a corrente de escuro do dispositivo tem origem na geração térmica na camada *i*. É em polarização directa que são observadas as maiores diferenças, devido à baixa dopagem das zonas *n* e *p* as correntes de difusão são limitadas e o potencial através destas deixa de ser constante. Este fenómeno é responsável pelas baixas correntes de escuro observadas em polarização directa, e pela elevada resistência série do dispositivo.

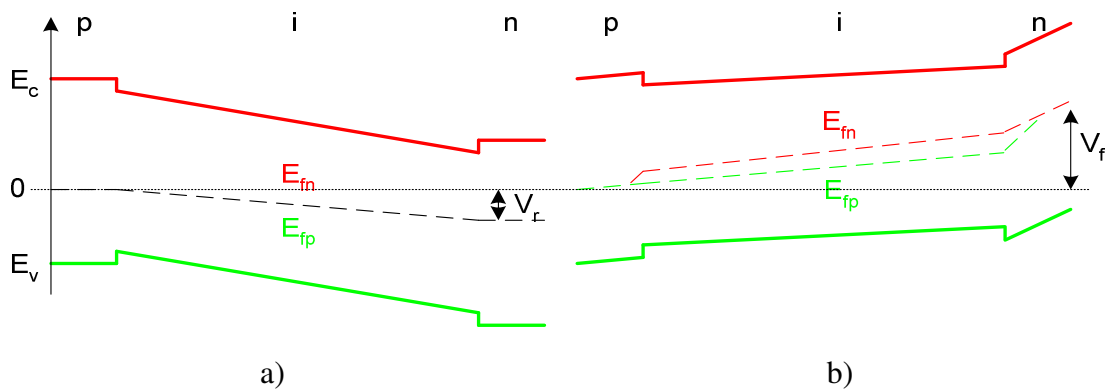


Figura 4.15 – diagramas de bandas de energia para uma heteroestrutura com carbono em ambas as camadas dopadas e baixo nível de dopagem a) em polarização inversa (V_r) e b) em polarização directa (V_f).

Quando o dispositivo é iluminado consideram-se duas situações distintas, intensidade luminosa baixa (Figura 4.16 a)) e alta (Figura 4.16 b)). Em ambos os casos a tensão através do dispositivo é nula e o comprimento de onda da radiação utilizada suficientemente elevado para a geração se estender por toda a camada i . Se a intensidade luminosa for suficientemente baixa a geração fotoelétrica através da junção não provoca uma alteração significativa do diagrama de bandas, pelo que os pares electrão/lacuna gerados são separados pelo campo eléctrico através da camada i e na sua maioria colectados dando origem à fotocorrente. Nesta situação a fotocorrente varia de forma aproximadamente linear com a intensidade luminosa. Com o aumento da intensidade luminosa a dispersão dos quasi-níveis de Fermi para electrões e lacunas acentua-se, devido à elevada geração fotoelétrica na zona i , e o potencial redistribui-se através da estrutura. A fotogeração nas camadas dopadas é nula devido ao elevado hiato óptico destas camadas. A curvatura das bandas observada na camada i tem um papel crucial no funcionamento do dispositivo. Esta faz com que o potencial nas camadas dopadas deixe de ser constante, salientando a sua elevada resistividade, e com que o potencial na parte central da camada i se torne constante. Potencial constante numa zona da camada i implica campo eléctrico nulo nessa região (indicada na figura entre rectas a tracejado) pelo que a velocidade de deriva dos portadores gerados tende para zero, logo, ao fim de um tempo médio τ_r os portadores recombinam-se. Desta forma os portadores fotogerados na zona (b) não são colectados, pelo que eficiência de colecção será inferior à observada na situação de iluminação de baixa intensidade. Nas zonas (a) e (c) (onde a curvatura de bandas é mais acentuada) o campo eléctrico será elevado, pelo que os portadores aí gerados são varridos pelo campo eléctrico sendo colectados os electrões na zona (c) e as lacunas na zona (a). Como indicado na figura a extensão da zona (b) varia com a intensidade da iluminação, aumentando numa forma não linear com o aumento do fluxo de fótons, tendo a fotocorrente uma variação inversa.

Assim, se simultaneamente com um feixe de luz de intensidade elevada (imagem) fizermos incidir sobre o dispositivo um feixe de intensidade baixa (feixe de prova) a fotocorrente gerada por este diminuirá em proporção à intensidade do primeiro, logo o sinal da fotocorrente gerada pelo feixe de prova contém também a informação sobre as condições de iluminação locais. Este é o princípio básico subjacente à técnica LSP. Obviamente, para que esta técnica possa ser utilizada para a determinação das condições de iluminação é necessário distinguir os portadores gerados pela imagem e pelo feixe de prova. Isto pode ser conseguido de duas formas diferentes que devido à sua génese darão origem a duas técnicas (varrimento lento e rápido) descritas mais à frente: a primeira consiste em modular o feixe de prova

(eléctrica ou mecanicamente) utilizando depois detecção síncrona com um amplificador *lock-in*; a segunda consiste em subtrair o sinal medido sem o feixe de prova (apenas com a imagem) ao sinal medido com ambos. Ambas as técnicas indicadas anteriormente têm vantagens e desvantagens, pelo que serão apropriadas para aplicações diferentes deste tipo de sensor em que seja privilegiada a sensibilidade ou a velocidade. Estas questões são abordadas em detalhe nas secções onde são descritas as duas técnicas.

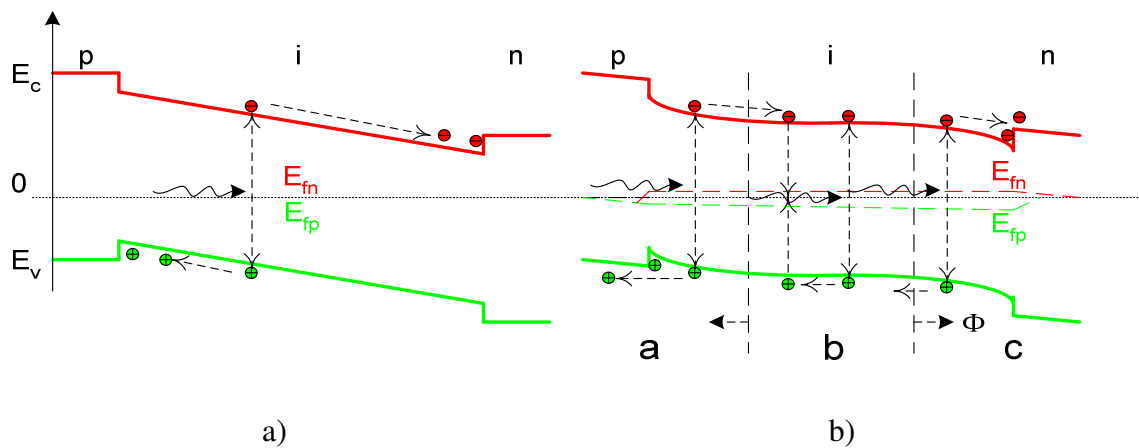


Figura 4.16 – Diagramas de bandas de energia para uma heteroestrutura com carbono em ambas as camadas dopadas e baixo nível de dopagem a) com iluminação de baixa intensidade e b) com iluminação de alta intensidade.

4.3.2.2 Regime lateral

A discussão anterior referia-se apenas ao comportamento pontual do dispositivo. Obviamente para obtermos uma imagem precisamos de informação relativa a uma área e não apenas um ponto. Iremos agora discutir o comportamento segundo os eixos paralelos à superfície. Uma vez que o dispositivo tem uma estrutura isotrópica em relação a estes dois eixos, denominados X e Y , bastará descrever o comportamento segundo um destes. A Figura 4.17 apresenta um diagrama explicativo do comportamento do dispositivo em condições de iluminação não uniforme. Na figura são consideradas duas zonas iluminadas com luz de fundo de diferentes intensidades (ii) moderada e (iii) alta, estando a restante área do sensor (i) não iluminada. Como vimos anteriormente a informação sobre as condições de iluminação local pode ser obtida medindo a fotocorrente gerada por um feixe de prova de baixa intensidade, (na figura representado na zona (i)). Na zona onde o feixe se encontra não existe iluminação de fundo logo a curvatura de bandas na zona i é bastante reduzida e o campo eléctrico através desta elevado, desta forma os portadores gerados pelo feixe são na sua maioria colectados dando origem a um sinal de valor elevado. Deslocando o feixe através da superfície do sensor, quando este atravessa a região (ii) a amplitude do sinal decresce, uma vez que a recombinação

na zona central da camada i aumenta sendo este efeito ainda mais pronunciado na região (iii). Como é indicado na figura, dependendo da zona onde os portadores são gerados estes vão estar sujeitos a diferentes tipos de forças causando a sua movimentação por efeito de deriva ou difusão. Nas zonas de campo eléctrico elevado predomina o efeito de deriva, enquanto nas zonas de campo baixo predomina o de difusão. Devido ao princípio da difusão os portadores deslocam-se por forma a aumentar a entropia do sistema não havendo uma direcção preferencial do movimento, pelo que é de esperar um alargamento da zona de campo eléctrico nulo para além da zona iluminada (como indicado na figura) devido à difusão lateral. Em consequência deste processo será observada uma variação gradual do sinal na vizinhança da zona iluminada, que na prática provocará um efeito semelhante à interferência entre pixels (*pixel cross talk*) observada nos sensores do tipo CCD e CMOS. Em última análise este efeito irá limitar a resolução espacial do dispositivo. O baixo nível de dopagem nas camadas n e p limita também as correntes laterais nestas camadas e é uma condição essencial para permitir as variações de potencial na interface com a camada i que ocorrem entre zonas iluminadas com diferentes intensidades luminosas.

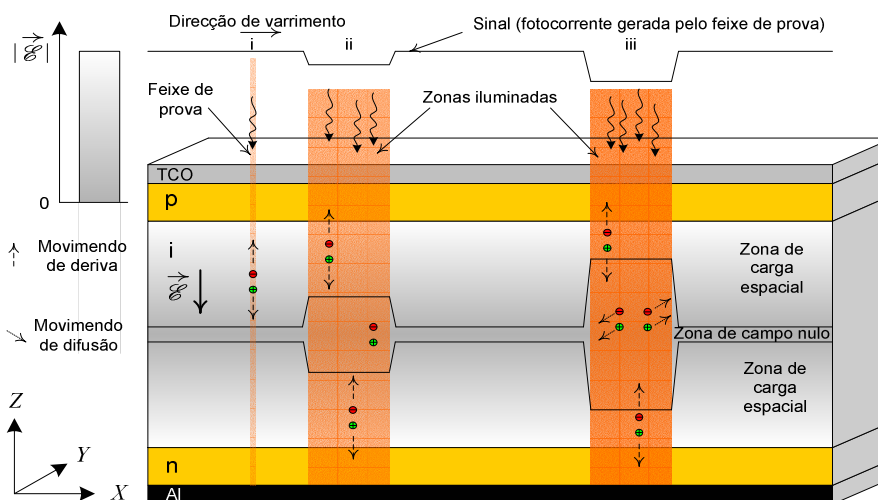


Figura 4.17 – Esboço do dispositivo sob iluminação não uniforme.

4.3.3. Modelo eléctrico

Uma ferramenta importante para o desenvolvimento de dispositivos complexos consiste em desenvolver um modelo eléctrico com base nas características obtidas experimentalmente. Este modelo pode posteriormente ser utilizado para efectuar simulações recorrendo a um programa de simulação de circuitos eléctricos facilitando a optimização das características do dispositivo sem ser necessário proceder ao seu fabrico e caracterização [6].

O modelo eléctrico proposto para o sensor LSP está apresentado em esquema na Figura 4.18 e corresponde à estrutura $p-i-n$ com uma das camadas dopadas baseada em a-SiC:H apresentada anteriormente. Na prática, o fotodíodo de grande área pode ser visto como uma matriz de fotodíodos, representados pelo modelo equivalente descrito na figura, interligados por uma estrutura de resistências dispostas sobre as arestas de um paralelepípedo, representando a resistência apresentada pela camada n segundo as direcções lateral R_L e transversa R_T . No modelo do fotodíodo em paralelo com o díodo convencional aparecem mais dois componentes: a resistência r_d representando a resistência dinâmica do díodo quando iluminado; e uma fonte de corrente alternada representando a geração fotoeléctrica devida ao feixe de prova.

Para a simulação do comportamento do dispositivo foi desenhado um circuito eléctrico para uma matriz de 20×20 díodos. Este valor poderia ser aumentado, à custa de um maior tempo de simulação, mas para o efeito em vista este é um número suficiente. Os valores atribuídos a R_T e R_L foram escolhidos com base nas propriedades físicas e dimensionais da camada n em questão. O valor da resistência dinâmica r_d é definida pelas condições de iluminação locais de cada fotodíodo (imagem), correspondendo um valor baixo para regiões fortemente iluminadas. No limite, nas regiões não iluminadas o valor de r_d corresponderá à resistência paralela do díodo. Para efectuar as simulações foram utilizadas as características de automação do programa pSpice, pois, na prática, para obter os resultados para uma situação de iluminação especifica é necessário aplicar o sinal i_{ac} a cada díodo medindo depois o sinal aos terminais do dispositivo (i_s). No final é obtida uma matriz de 20×20 valores que contém a informação da imagem.

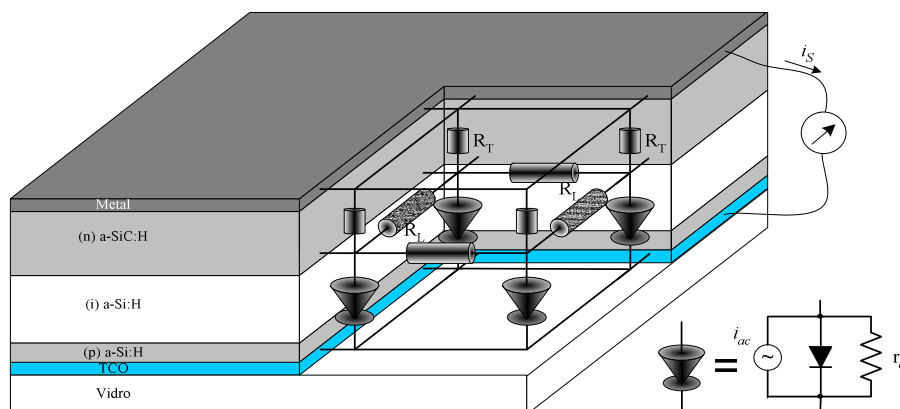


Figura 4.18 – Modelo de um sensor LSP de grande área, e modelo para cada nó composto por um díodo ideal, uma resistência série R_S e uma resistência paralela R_P .

Para testar o modelo proposto foram efectuadas simulações com parâmetros correspondentes às estruturas #M006291 e #M006301 que apresentam condutividades diferentes na camada n . Os resultados da simulação foram depois comparados com os obtidos experimentalmente. Nas medidas experimentais foi utilizado como imagem um padrão composto por dois semicírculos (diâmetro 6mm) iluminados $\Phi_1 = 12 \text{ mW/cm}^2$ separados por uma zona escura de $\approx 2\text{mm}$ sendo a imagem depois obtida pela técnica LSP com os seguintes parâmetros para o feixe de prova: $\lambda_S = 633\text{nm}$; $\Phi_S = 2.5 \times 10^{-2} \text{ mW/cm}^2$. A Figura 4.19 apresenta os resultados experimentais (topo) e os obtidos por simulação (baixo) para os dois dispositivos.

Os parâmetros para o modelo eléctrico foram extraídos das características experimentais, considerando-se $r_d/R_L = 10^{-1}$ (a) e $r_d/R_L = 10^{-2}$ (b). Como se pode observar os resultados de simulação estão de acordo com os experimentais indicando que o modelo proposto é adequado para a representação do dispositivo.

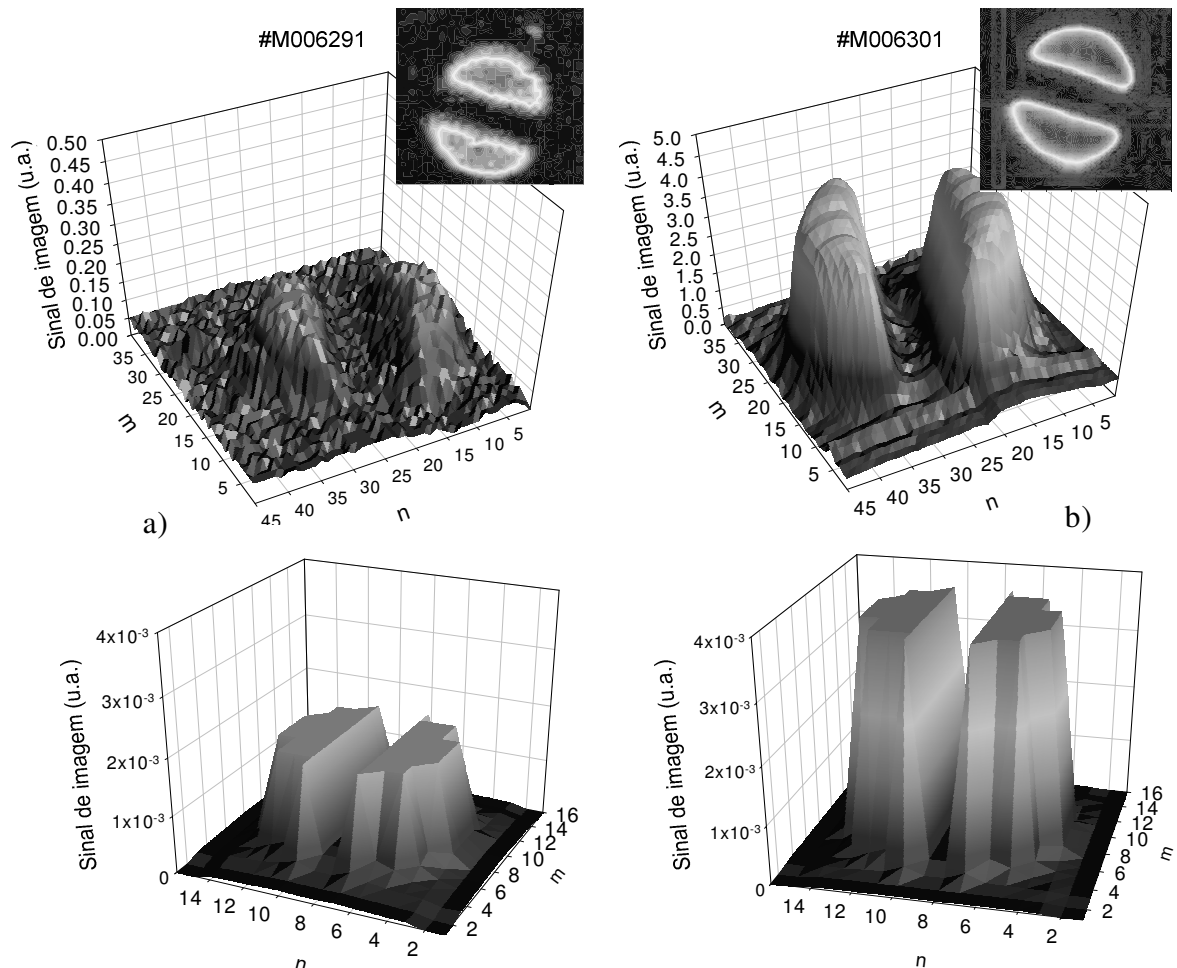


Figura 4.19 – (topo) resultados experimentais e (baixo) resultados obtidos por simulação para a) amostra #M006291 e b) amostra #M006301.

4.3.4. Influência dos parâmetros do feixe de prova

Durante a caracterização experimental das amostras em estudo tornou-se evidente a influência dos parâmetros do feixe de prova no sinal de saída. Desta forma foram realizados diversos testes variando parâmetros como intensidade, dimensão, frequência de modulação e comprimento de onda, sendo os resultados obtidos apresentados nas subsecções seguintes.

4.3.4.1 Intensidade

As medidas foram executadas com luz modulada a uma frequência de 74 Hz sendo o comprimento de onda da radiação do feixe de prova de 633 nm (laser de He-Ne). A corrente induzida pelo feixe de prova para diferentes fluxos foi medida por um amplificador *lock-in*, com e sem iluminação de fundo. Considerando um feixe de prova de secção circular, a corrente gerada por este é dada pela seguinte expressão analítica:

$$i_{ac} = R(\Phi_I) \cdot \Phi_S \frac{\pi d^2}{4} \quad (4.2)$$

onde $R(\Phi_I)$ representa a responsividade incremental para uma determinada irradiância de fundo Φ_I , Φ_S é a irradiância do feixe de prova (em W/m^2) e d o seu diâmetro. No entanto, além desta componente variável no tempo a fotocorrente total contém ainda uma componente contínua (I_{DC}) devida à iluminação constante da imagem [7]. Desta forma a intensidade do sinal estará directamente relacionada com a intensidade do feixe de prova, ao passo que o ruído depende da corrente total no dispositivo [8]. Considerando o regime de aplicabilidade da técnica LSP ($\Phi_S \ll \Phi_I$) a relação sinal ruído será então dada pela expressão

$$\frac{S}{N} = \frac{i_{ac}^2}{(4kT/R_0 + 2q \cdot I_{DC}) \Delta f} \quad (4.3)$$

onde $\Delta f = 1/(2\pi\tau)$ é a largura de banda do sinal, e R_0 , a resistência equivalente do sensor para tensão de polarização nula.

4.3.4.2 Diâmetro

Nos sensores de imagem de estado sólido convencionais a resolução espacial é definida pelo número e dimensão dos pixels do dispositivo. Nos sensores do tipo LSP este parâmetro não pode ser avaliado da mesma forma, uma vez que o dispositivo não apresenta uma estrutura de “pixels” fisicamente definida. Deste modo, a resolução espacial é influenciada por um conjunto de factores, de entre os quais se pode destacar a dimensão do feixe de prova.

Para a determinação da influência do diâmetro do feixe de prova na resolução espacial, foi utilizada a amostra com #M006301. A área activa do sensor foi iluminada com um padrão rectangular e foram realizados vários varrimentos alterando o diâmetro do feixe de prova. Os resultados são apresentados na Figura 4.20 b). Derivando o sinal obtemos uma indicação mais precisa do diâmetro do feixe de prova. A Figura 4.20 c) mostra o resultado da derivada do sinal no flanco descendente, isto é na transição da zona escura para a zona iluminada.

O efeito do diâmetro do feixe de prova pode ser explicado recorrendo ao esboço do processo mostrado na Figura 4.20 a). Como a corrente gerada pelo feixe de prova depende das condições de iluminação de toda a área de incidência do mesmo, resulta que se este se encontrar na zona de transição entre uma zona iluminada e uma zona escura, como exemplificado, teremos de considerar a contribuição de duas zonas distintas de áreas A_1 e A_2 . A expressão analítica para a corrente será então dada por:

$$i_{ac} = A_1 * R_{escuro} + A_2 * R_{ilum} \quad (4.4)$$

com,

$$A_1(x) = \frac{\pi r^2}{2} + r^2 \arcsin\left(\frac{r-x}{r}\right) + (x-r)\sqrt{r^2 - (x-r)^2} \quad (4.5)$$

e

$$A_2(x) = \frac{\pi r^2}{2} - \left(r^2 \arcsin\left(\frac{r-x}{r}\right) + (x-r)\sqrt{r^2 - (x-r)^2} \right) \quad (4.6)$$

onde R_{escuro} e R_{ilum} e representam a responsividade ao feixe de prova quando numa zona escura e quando numa zona iluminada respectivamente. Com o avanço do feixe existirá um aumento da área A_2 e a consequente diminuição da área A_1 . Considerando a teoria anterior foi determinado o sinal por simulação para um diâmetro de feixe de 2 mm considerando os valores máximos e mínimos do mesmo de acordo com os dados experimentais. O resultado está expresso na Figura 4.20 d). A diferença observada entre a curva simulada e a experimental pode ser atribuída à distribuição espacial não homogénea da luz do feixe, apresentando este tipicamente um perfil Gaussiano.

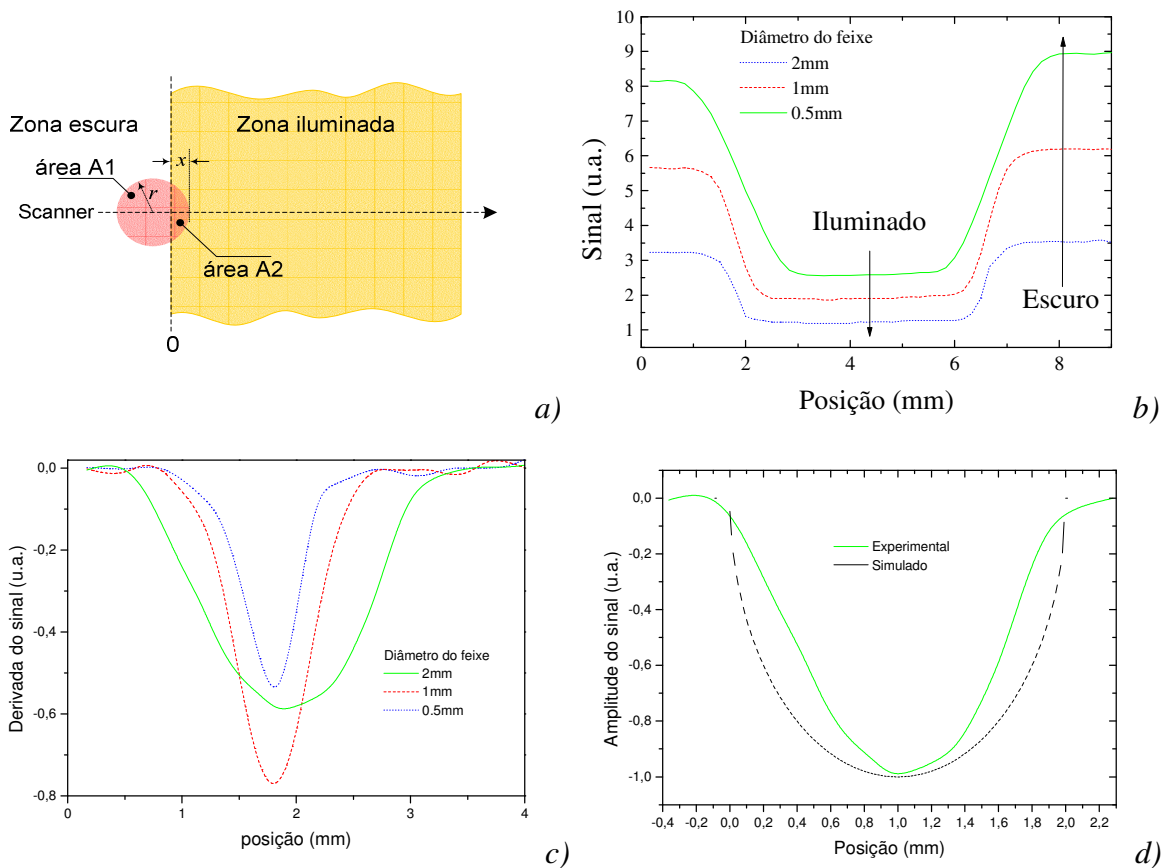


Figura 4.20 – a) esboço do processo de varrimento, b) sinal medido quando o feixe de prova atravessa um região iluminada do sensor, c) derivada do sinal, d) simulação.

Como indicado anteriormente, a resolução do sensor LSP varia inversamente com o diâmetro do feixe de prova. No entanto existem limites para a redução do diâmetro do feixe, sendo que a principal está relacionada com a diminuição da intensidade do sinal indicada na equação (4.2), que implica uma redução da relação sinal/ruído [9].

4.3.4.3 Comprimento de onda

Nesta secção será focada a influência do comprimento de onda da luz utilizada como feixe de prova no comportamento do sensor do tipo LSP. O método utilizado para as medidas foi o mesmo utilizado na secção 3.3.2 (resposta espectral) [10]. O gráfico da Figura 4.21 apresenta a diferença entre a corrente ac medida no escuro (sem luz de fundo) e sob iluminação com luz vermelha (650 nm) e verde (550 nm) em função do comprimento de onda do feixe de prova. Durante as medidas o dispositivo foi polarizado com -0.5 V. Como indicado na figura, a resposta aos diferentes comprimentos de onda da luz da imagem é fortemente influenciada pelo comprimento de onda do feixe de prova. Para 550 nm diminui a resposta aos baixos comprimentos de onda (<550nm) e para 650 nm diminui a resposta aos altos comprimentos de

onda ($>650\text{nm}$). Este efeito pode ser explicado tendo em conta o comprimento de penetração das diferentes radiações, que é função do comprimento de onda das mesmas. Quando o feixe de prova tem o mesmo comprimento de onda da luz de fundo a absorção da radiação e a consequente geração de pares electrão-lacuna ocorre na mesma região, o que leva à diminuição da eficiência de colecção dos portadores gerados pelo feixe de prova. Se, por outro lado, a luz de fundo e o feixe de prova tiverem comprimentos de onda diferentes, a geração ocorre em zonas diferentes da camada activa, diminuindo a recombinação dos portadores, logo não se verificando a diminuição da corrente *ac* medida externamente.

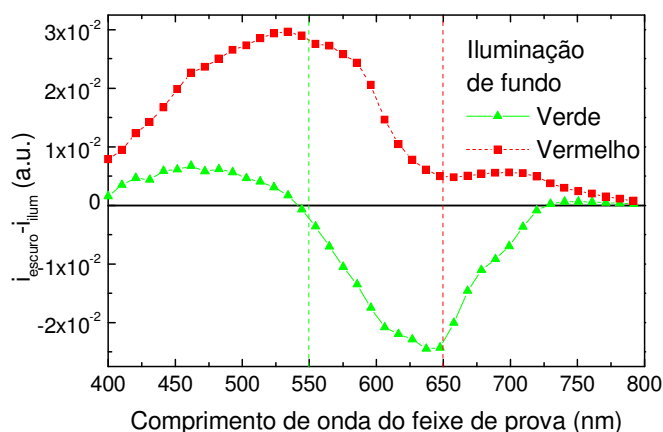


Figura 4.21 – Sinal em função do comprimento de onda do feixe de prova com luz de fundo verde e vermelha.

A característica observada na figura anterior sugere a aplicação do sensor LSP como sensor de cor. Neste caso o comprimento de onda da radiação da imagem pode ser determinado através de dois sinais obtidos com feixes de prova de comprimentos de onda diferentes por exemplo verde e vermelho.

4.3.4.4 Frequência de modulação

Uma das formas de distinguir a corrente gerada pelo feixe de prova da corrente gerada pela iluminação de fundo consiste em modular o feixe e fazer a leitura da corrente utilizando um amplificador *lock-in*. Como numa junção *p-n* normal também nos dispositivos em causa existem efeitos capacitivos associados que afectam a resposta em frequência.

Para as medidas da dependência do sinal com a frequência de modulação foi utilizado laser He-Ne de 10mW atenuado com um filtro neutro e modulado por um *chopper* mecânico (modelo SR540). O sinal foi medido com um amplificador *lock-in* (modelo SR830), com a amostra no escuro ou sob iluminação proveniente de uma lâmpada de halogénio atenuada e filtrada por filtros neutros e de cor. A frequência de modulação foi variada desde 65 Hz até 6

oitavas acima em passos de 1 oitava, sendo evitadas as frequências múltiplas de 50Hz (frequência da rede) para redução da interferência da rede no sinal. Como se pode observar pelo gráfico da Figura 4.22 a amplitude do sinal no escuro e sob iluminação registam um andamento semelhante, aumentando com a frequência até a uma frequência próxima de 1 kHz e diminuindo daí em diante. No entanto, a corrente sob iluminação cresce mais rapidamente do que a corrente no escuro, pelo que o sinal de imagem, que é dado pela diferença claro/escuro, regista uma diminuição progressiva com a frequência.

Desta forma, a aquisição de sinal com um amplificador *lock-in* oferece melhores resultados para baixas taxas de aquisição de imagem, devido à intrínseca imunidade ao ruído, à sensibilidade e à rejeição da corrente de escuro e da gerada pela imagem (não modulada).

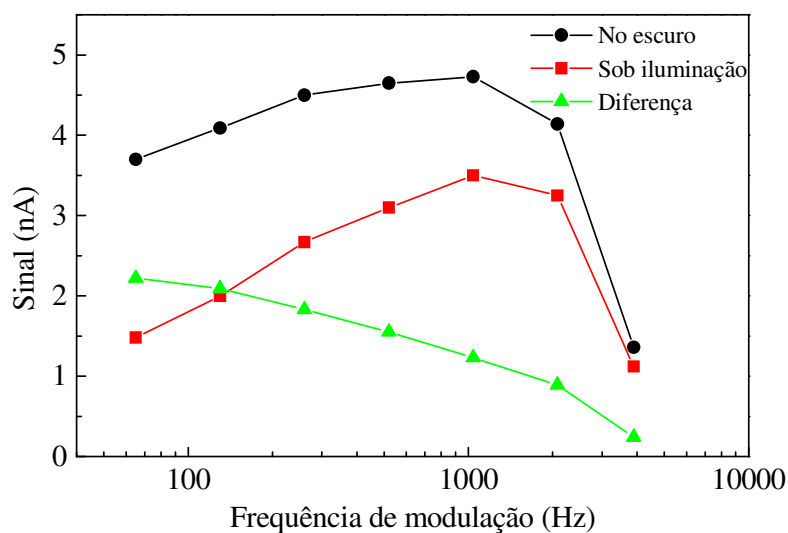


Figura 4.22 – Resposta à frequência de modulação do feixe de prova.

4.3.4.5 Velocidade de varrimento

Em aplicações de imagem em movimento uma das características mais importantes do sensor utilizado é a velocidade a que a informação relativa a uma imagem pode ser capturada pelo sensor e transferida para o circuito de processamento. Esta velocidade vai definir o número máximo de fotogramas por segundo (*fr*) que o sensor pode adquirir sendo o termo “*frame rate*” utilizado para definir este parâmetro.

Devido ao processo de varrimento utilizado nos sensores do tipo LSP, captura linha a linha, torna-se mais importante caracterizar o sensor quanto ao número de linhas de imagem que podem ser adquiridas num segundo, (*lsr*) “*line scan rate*”. De qualquer forma, estes parâmetros estão relacionados de acordo com a dimensão vertical da imagem, sendo a relação dada pela expressão:

$$fr = lsr * y$$

onde y representa a dimensão vertical da imagem em pixels.

Para caracterizar o sensor quanto ao lsr foi construído um sistema de varrimento rápido em que o feixe laser é deflectido por meio de um espelho de seis faces acoplado a um motor de velocidade variável. O bloco fundamental deste sistema é o “*polygon mirror scanner*” (Figura 4.23 b)). Este dispositivo é muito utilizado em diversas aplicações, nomeadamente na leitura de códigos de barras, impressão a laser, projecção de imagem, etc., e permite elevadas velocidades de varrimento (≈ 2 k linhas por segundo). Para gerar o feixe de varrimento foi utilizado um laser de estado sólido de $\lambda=633$ nm e potência <1 mW. O sistema de acondicionamento e aquisição de sinal é composto por um conversor corrente/tensão de baixo ruído (SR570) que converte a corrente gerada no sensor numa tensão registada depois por um osciloscópio digital (TDS360). Para o sincronismo do sistema foi desenhado um circuito electrónico que gera um impulso compatível com níveis TTL a cada passagem do feixe de varrimento.

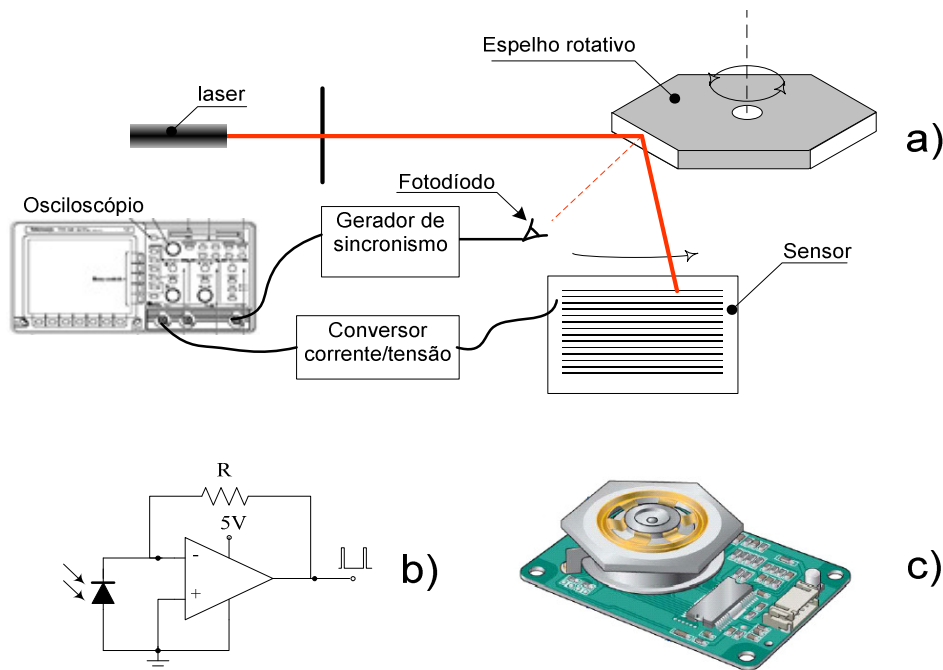


Figura 4.23 – a) Esboço do sistema para medida da velocidade de varrimento, b) circuito eléctrico do gerador de sincronismo, c) pormenor do espelho rotativo de 6 faces.

A técnica de aquisição de sinal utilizada nas medidas anteriores, amplificador *lock-in*, apresenta a vantagem de permitir a medida da fotocorrente gerada pelo feixe de prova directamente, mas devido à limitação da frequência de modulação, apresentada na secção

anterior, ela não pode ser utilizada para velocidades de varrimento elevadas. Neste caso, e uma vez que o conversor corrente/tensão amplifica toda a corrente gerada, (corrente de escuro, corrente da imagem e corrente do feixe de prova) a corrente gerada pelo feixe de prova pode ser obtida subtraindo a corrente de escuro e da imagem ao valor medido. Deve no entanto ser controlada a intensidade da imagem para evitar a saturação do amplificador.

A Figura 4.24 mostra o sinal obtido no varrimento de uma linha sob diferentes condições de polarização eléctrica do sensor, estando a zona central da área activa do sensor iluminada por luz monocromática (630 nm) como indicado no esboço da Figura 4.24 a) [11,12]. A velocidade de varrimento foi mantida constante nas diversas amostras, mas as dimensões da área activa de cada amostra e a posição relativa eram diferentes, o que é evidente nos resultados.

A Figura 4.24 b) apresenta dois varrimentos para a homojunção, um no escuro e outro sob iluminação, sendo evidente que a corrente gerada pelo feixe de prova não é influenciada pelas condições de iluminação local. Apenas são apresentados resultados medidos em curto-circuito, uma vez que não é observada nenhuma alteração significativa do sinal quando o dispositivo é polarizado inversamente. A variação do sinal observada ao longo da área activa do dispositivo pode ser atribuída à não uniformidade das películas de material semiconductor. Este efeito é também observado, embora em menor escala, nas outras estruturas e dá origem a um ruído de padrão fixo na imagem, que pode ser anulado subtraindo ao sinal da imagem o sinal medido no escuro. Este efeito será discutido em maior detalhe numa secção posterior.

Quando é utilizado material semiconductor com maior hiato óptico e mais baixa condutividade, como o conseguido pela incorporação de carbono nos filmes de silício amorfo hidrogenado, na camada n (Figura 4.24 c)) a corrente induzida pelo feixe de prova torna-se dependente das condições de iluminação locais. A diminuição do sinal medido nas regiões iluminadas pode ser atribuída à redução da colecção de portadores localmente causada pela modulação espacial do campo eléctrico interno devida à iluminação de fundo não uniforme (imagem), como descrito anteriormente.

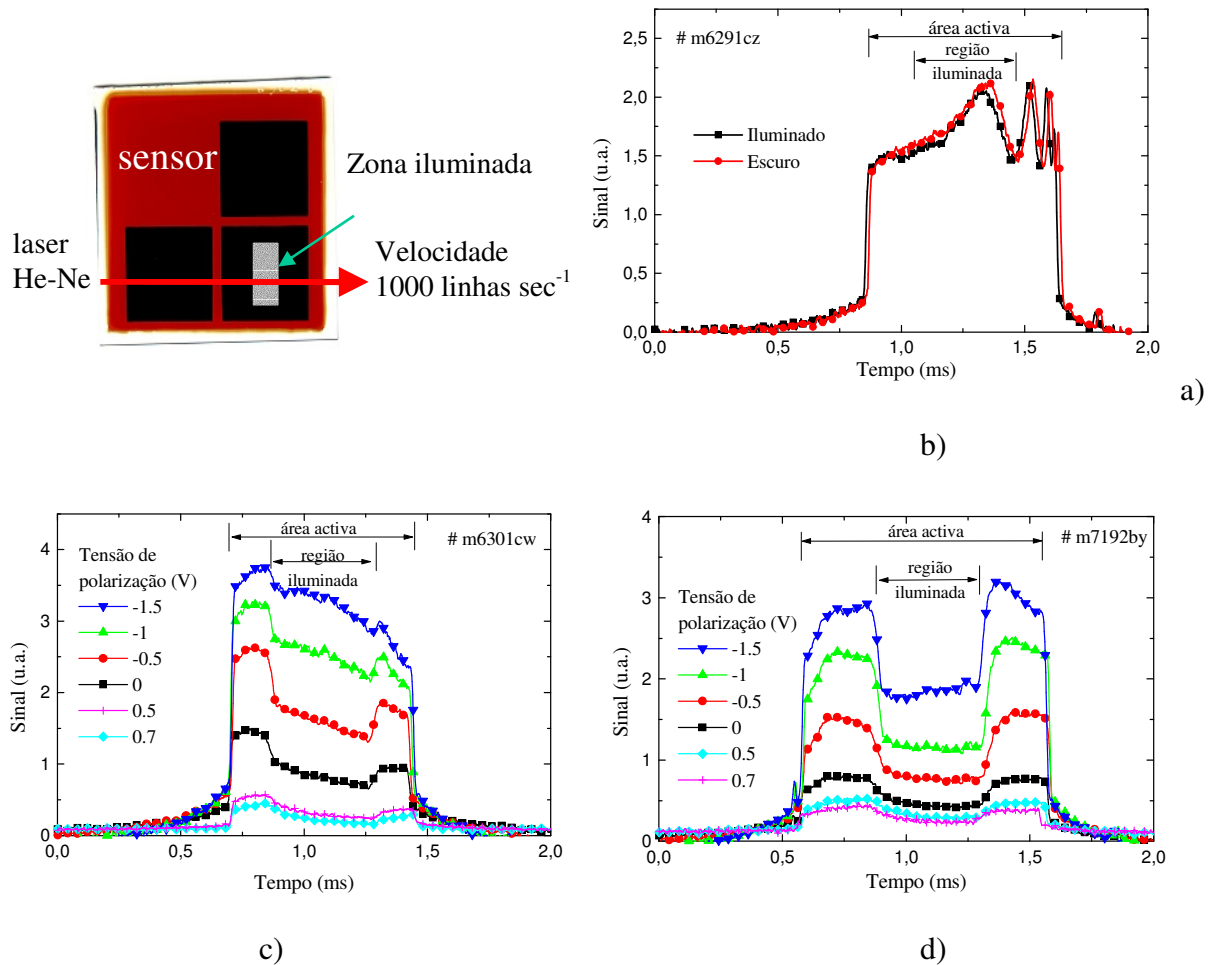


Figura 4.24 – a) esboço da técnica de medida utilizada para varrimentos de uma linha com diferentes tensões aplicadas para: b) uma homojunção; c) estrutura *p-i-n* com carbono na camada *n* e d) estrutura *p-i-n* com carbono nas camadas *n* e *p*.

A estrutura com carbono incorporado em ambas as camadas dopadas (Figura 4.24 d)) é a que apresenta a sensibilidade mais elevada. Em ambas as heteroestruturas observa-se um aumento monotónico da corrente medida com o aumento da tensão de polarização inversa devido ao aumento da eficiência de colecção resultante do aumento do campo eléctrico interno. Como observado nas características *J/V* apresentadas na secção 3.3.1 a saturação da corrente nestes dispositivos só é atingida para tensões inversas relativamente elevadas, dependendo também das condições de iluminação.

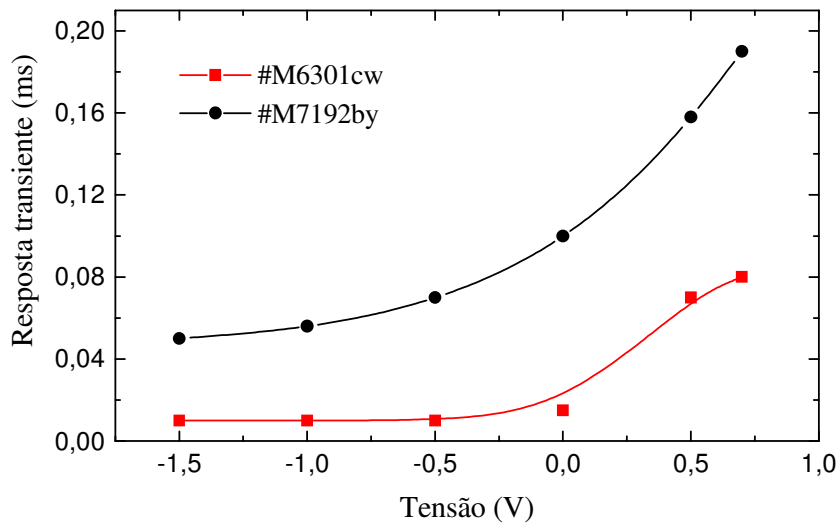


Figura 4.25 – Resposta transitente.

Outro efeito observado, e que limita a velocidade de varrimento, é a rapidez com que o sinal varia quando o feixe de prova passa de uma zona iluminada para uma zona escura e vice-versa. Para caracterizar este efeito foi medido o tempo necessário para que o sinal diminua para 10% do seu máximo quando o feixe de prova passa de uma zona escura para uma zona iluminada.

A Figura 4.25 representa os resultados para as amostras #M007192by e #M006301cw. As curvas apresentam o mesmo andamento para tensões directas mas magnitude diferente.

O tempo de resposta do sensor é influenciado não só pelas suas capacidade e resistência internas, que dependem das condições de iluminação, mas também pela impedância do amplificador utilizado na medida do sinal. Esta última foi mantida constante em 10 k Ω para todas as medidas efectuadas. Quando a junção é polarizada inversamente a sua capacidade equivalente diminui, o que leva à diminuição do tempo de resposta do dispositivo. Ambas as curvas mostram esta tendência. A curva para a amostra #M006301cw apresenta um valor constante para polarização inversa, mas este efeito é uma consequência da técnica utilizada para a determinação do tempo de resposta. São ainda de considerar outros factores como a existência de correntes laterais nas camadas dopadas, o diâmetro do feixe de prova, e a própria qualidade de iluminação na transição escuro/iluminado. A diferença de valores observada entre as duas amostras para a mesma tensão de polarização é atribuída à diferença das resistências série, a qual apresenta um valor mais elevado na amostra #M007192by devido à utilização de material com maior resistividade de ambas as camadas dopadas.

4.3.5. Parâmetros do sensor

A caracterização mais importante ao nível de um sensor de imagem tem a ver obviamente com a resposta do sensor às diferentes características da imagem, nomeadamente intensidade, comprimento de onda da luz, etc. Esta secção apresenta os resultados da caracterização de diversos parâmetros funcionais do sensor. Salvo indicação em contrário as medidas foram executadas com luz modulada a uma frequência <1 kHz com um comprimento de onda da radiação do feixe de prova de 633 nm (laser de He-Ne), sendo a corrente induzida pelo feixe de prova medida por um amplificador *lock-in*.

4.3.5.1 Intensidade da imagem

Para determinar a resposta do sensor à variação de intensidade da imagem foi medido o sinal com um amplificador *lock-in* sob diferentes condições de iluminação, com uma frequência de modulação de 75Hz. Durante as medidas, o comprimento de onda e a intensidade do feixe de prova foram mantidos constantes, sendo de 633nm e $41.8 \mu\text{W}/\text{cm}^2$ respectivamente. Para a imagem foi utilizada luz filtrada monocromática ($\lambda=550\pm 10\text{nm}$) proveniente de uma lâmpada de halogéneo. A Figura 4.26 a) apresenta o sinal medido na amostra #M006301 em função da tensão de polarização, sob diferentes condições de iluminação. Observando o andamento das diferentes curvas do gráfico a) é possível constatar que a variação do sinal com a intensidade da luz da imagem não é linear, apresentando ainda uma dependência acentuada da tensão de polarização do sensor. Este comportamento é mais claro no gráfico da Figura 4.26 b) onde se observa que para as diferentes tensões o sinal apresenta uma variação logarítmica com a intensidade da imagem.

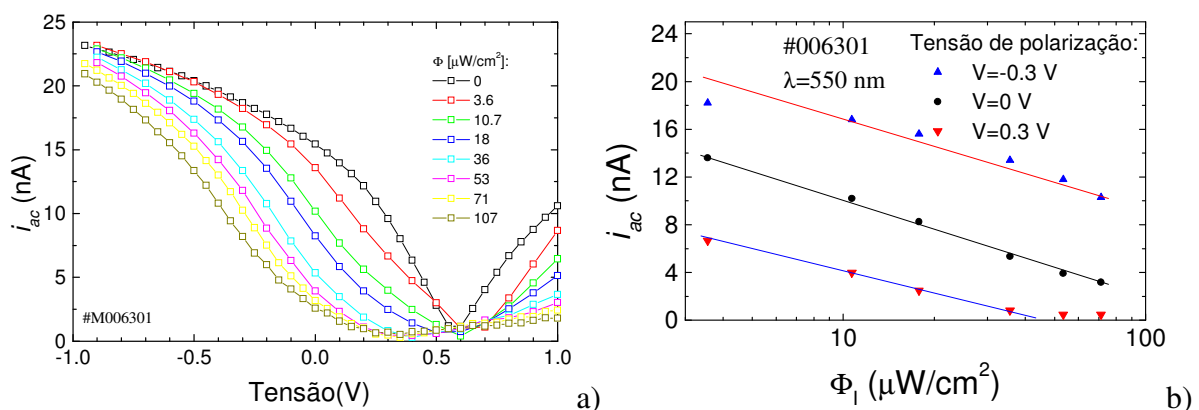


Figura 4.26 – Módulo do sinal obtido na amostra #M006301 para diferentes intensidades da imagem com luz verde ($\lambda=550\text{nm}$) e b) variação do sinal com a intensidade da imagem para diferentes tensões de polarização

Para polarização inversa a fotocorrente aumenta tendendo para um valor de saturação cuja magnitude depende da intensidade do feixe de prova, o qual foi mantido constante nas medidas apresentadas. A saturação corresponde à situação de máxima eficiência de colecção, onde o campo eléctrico permanece elevado através de toda a camada i , sendo maximizada a colecção dos portadores gerados pelo feixe. Sob iluminação de fundo (imagem) a redistribuição do campo eléctrico interno altera-se fazendo com que a saturação seja atingida para um valor mais elevado de polarização inversa. A tensão à qual se atinge a saturação está assim relacionada com a intensidade da iluminação de fundo e com a estrutura, sendo mais elevada no caso da heteroestrutura em que ambas as camadas dopadas são baseadas em a-SiC:H.

A amostra #M007192 apresenta um comportamento semelhante, à parte da diminuição da magnitude do sinal Figura 4.27 a) e do aumento da responsividade, definida como a variação do sinal AC com a intensidade luminosa Figura 4.27 b). Em ambos os casos é observada uma saturação da variação do sinal para elevados fluxos luminosos, dependente da tensão de polarização. Com o aumento da responsividade na amostra #M007192 observa-se também uma diminuição de cerca de uma ordem de grandeza da gama dinâmica.

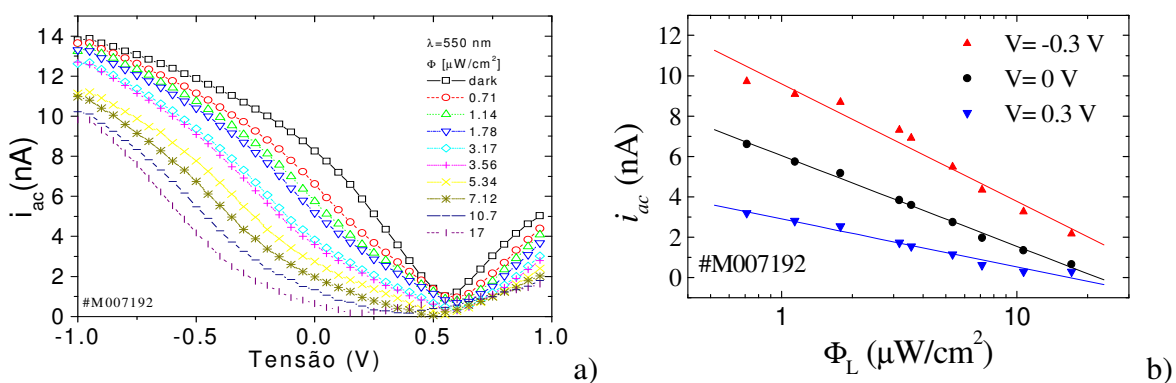


Figura 4.27 – Módulo do sinal medido na amostra #M007192 para diferentes intensidades da imagem com luz verde ($\lambda=550\text{nm}$) e b) variação do sinal com a intensidade da imagem para diferentes tensões de polarização

Como observado anteriormente o sinal no escuro e sob iluminação apresenta uma dependência acentuada com a tensão de polarização. De acordo com a técnica utilizada para obter o sinal relativo à intensidade da imagem é necessário subtrair o sinal referente ao escuro. Estes dados podem ser observados na Figura 4.28 para os dispositivos em análise.

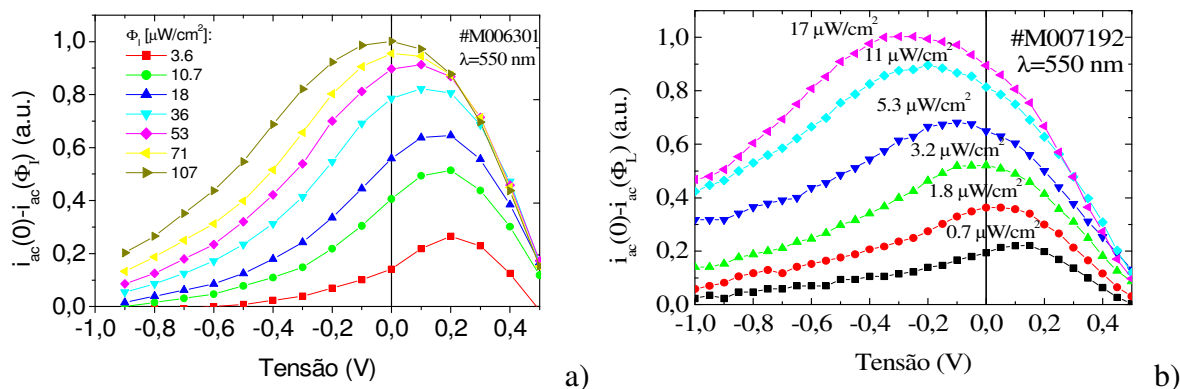


Figura 4.28 – Diferença entre o sinal sob iluminação e o sinal no escuro para as duas amostras em estudo.

As duas heteroestruturas apresentam uma variação do sinal de imagem (diferença entre a fotocorrente gerada pelo feixe de prova sob iluminação e no escuro) com a tensão de polarização e com a intensidade da imagem, como mostra a Figura 4.28. Não são apresentados dados relativos à amostra #M006192, devido à sua muito baixa responsividade (a corrente gerada pelo feixe de prova praticamente não depende das condições locais de iluminação). Em ambas as amostras o máximo do sinal ocorre para uma tensão próxima de 0V. No entanto, a posição deste máximo depende também da intensidade da iluminação da imagem. Com o aumento da intensidade da imagem o máximo desloca-se para tensões negativas sendo este efeito mais pronunciado no caso do dispositivo em que ambas as camadas são baseadas em a-SiC:H. A maior variação observada nesta amostra deve-se à diferente distribuição do campo eléctrico interno como discutido na secção 4.3.1.

A relação entre a fotocorrente e a intensidade da imagem pode ser obtida empiricamente através da análise dos dados experimentais Figura 4.29 e é dada por:

$$i_{ac}(\Phi_I) = i_{ac,sat} + A \cdot e^{-\frac{\Phi_I}{\tau}} \quad (4.7)$$

Onde $i_{ac,sat}$ representa o valor de saturação do sinal para elevadas fluxos luminosos da imagem, A a amplitude do sinal (claro-escuro) e τ a constante de decaimento do sinal. Todos estes parâmetros são função da tensão de polarização.

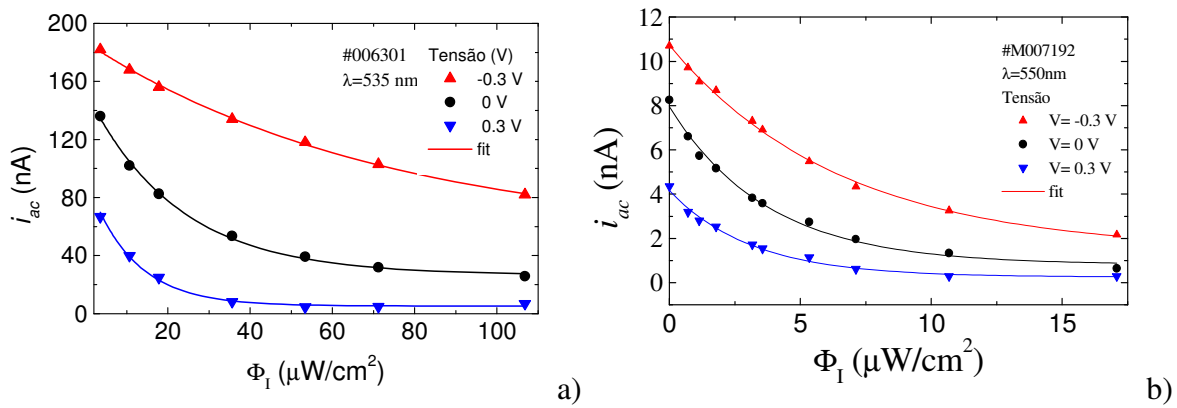


Figura 4.29 – Sinal em função da intensidade da imagem a) amostra #M006301 e b) #M007192.

Ambos os parâmetros A e τ decrescem com a tensão de polarização de uma forma não linear como indicado na Figura 4.30. A amplitude A apresenta variações distintas em polarização directa e inversa. Para tensões negativas regista-se um aumento ligeiro com a tensão inversa, enquanto que para tensões positivas a variação é bastante acentuada. Este andamento deve-se à rápida diminuição da fotocorrente que se observa quando a tensão aplicada se aproxima da tensão de circuito aberto da junção.

O parâmetro τ está directamente relacionado com o alcance dinâmico do sensor: a um valor elevado de τ corresponde um maior alcance dinâmico. O aumento da tensão de polarização conduz a uma diminuição exponencial deste parâmetro, pelo que as prestações do sensor serão melhores para tensão inversa, onde a amplitude do sinal e o alcance dinâmico serão mais elevados, muito embora nesta zona a responsividade do sensor seja inferior. As condições óptimas para operação podem assim ser optimizadas de acordo com os parâmetros da imagem [13].

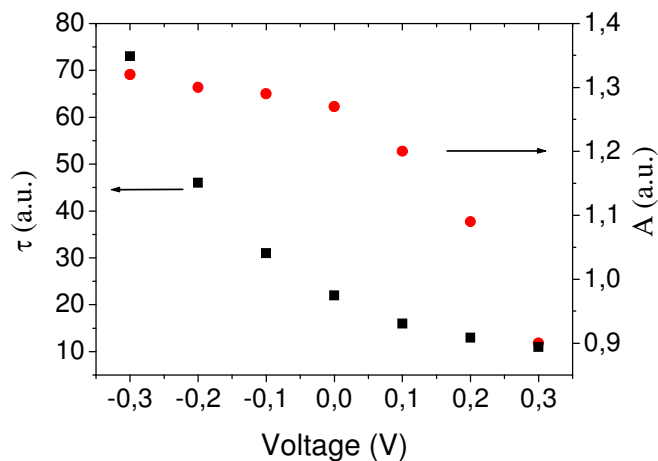


Figura 4.30 – Parâmetros A e τ em função da tensão para a amostra #M006301.

Para testar a resposta do sensor #M006301 foi projectada sobre a sua superfície activa uma imagem em forma de coroa circular iluminada, com um diâmetro exterior de 7,5 mm e interior de 2,5 mm. A Figura 4.31 a) e b) apresenta as imagens capturadas para intensidades luminosas da imagem de $\Phi_I=5 \text{ mW/cm}^2$ e $\Phi_I =0.5 \text{ mW/cm}^2$ respectivamente, mantendo constante a intensidade do feixe de prova, $\Phi_S=2.5 \times 10^{-2} \text{ mW/cm}^2$.

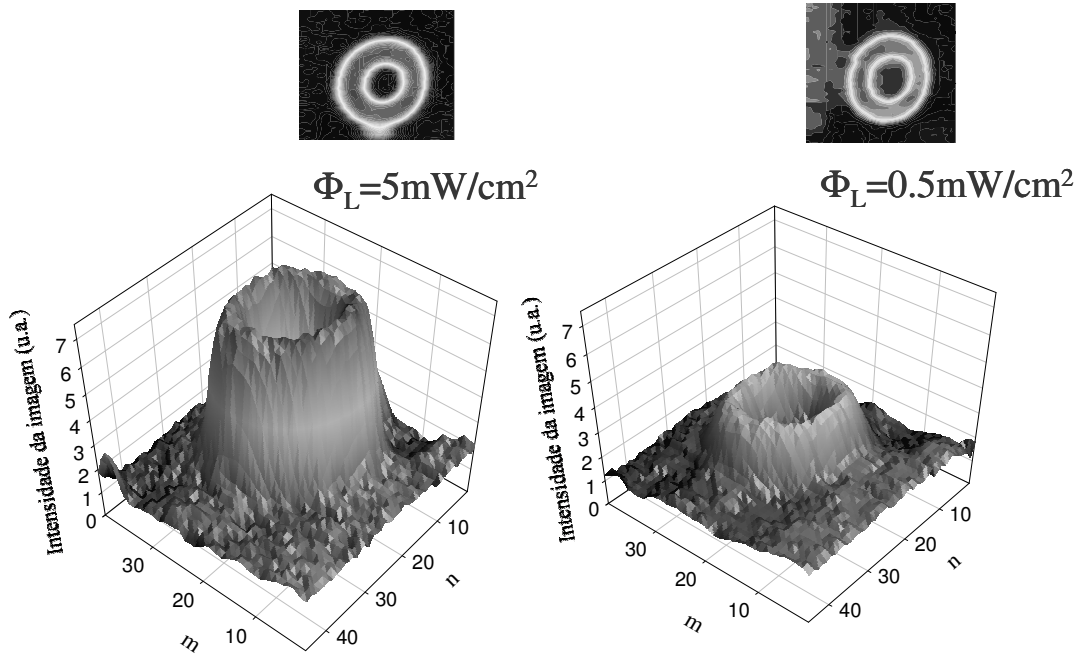


Figura 4.31 – Imagens obtidas para diferentes intensidades luminosas da imagem.

A título de exemplo de aplicação apresentam-se na Figura 4.32 duas imagens capturadas com o sensor #M006301. Nenhum algoritmo de processamento de imagem foi utilizado. É visível nas imagens alguma distorção geométrica. Esta distorção teve origem em deficiências no sistema de varrimento mecânico que se verificaram no primeiro protótipo. O desenvolvimento posterior do protótipo de varrimento lento apresentado na secção 4.2 permitiu eliminar em grande medida este problema.



Figura 4.32 – Imagens capturadas com o sensor #M006301: a) imagem da palavra (ISEL), b) imagem em tons de cinzento do autor.

4.3.5.2 Comprimento de onda da radiação da imagem

Uma característica importante de todos os sensores ópticos (e não apenas dos sensores de cor) é a resposta espectral do dispositivo, pois indica a gama de comprimentos de onda onde este apresenta responsividade elevada. A técnica experimental típica para obtenção da resposta espectral teve de ser adaptada à técnica do LSP, e consiste em medir apenas a fotocorrente gerada por um feixe de prova de comprimento de onda e intensidade constantes, e não a corrente total do dispositivo, enquanto se varia o comprimento de onda da iluminação de fundo. Foram efectuadas medidas a diferentes tensões de polarização que são apresentadas na Figura 4.33. Como se pode observar a resposta do sensor aos diferentes comprimentos de onda varia consideravelmente com a tensão aplicada. Para tensão inversa a resposta espectral aproxima-se à resposta típica dos sensores de silício amorfo, apresentando o máximo próximo dos 600 nm. Contrariamente a uma resposta espectral típica a do sensor LSP apresenta valores positivos e negativos. Tal fica a dever-se ao princípio de funcionamento do sensor, em que a fotocorrente gerada pelo feixe de prova com iluminação de fundo pode ser superior ou inferior à observada no escuro dependendo do comprimento de onda e da tensão aplicada. Para tensões inversas a resposta espectral não sofre grandes alterações existindo apenas um desvio do máximo da responsividade para os baixos comprimentos de onda. Quando o dispositivo é polarizado directamente a resposta inverte novamente, sendo bastante elevada para os altos comprimentos de onda (vermelho) e praticamente nula para a região baixa do espectro (azul/verde). Esta característica reveste-se de especial importância, e será explorada em maior profundidade no próximo capítulo, uma vez que possibilita a selectividade à cor, logo a construção de sensores de imagem do tipo LSP a cores.

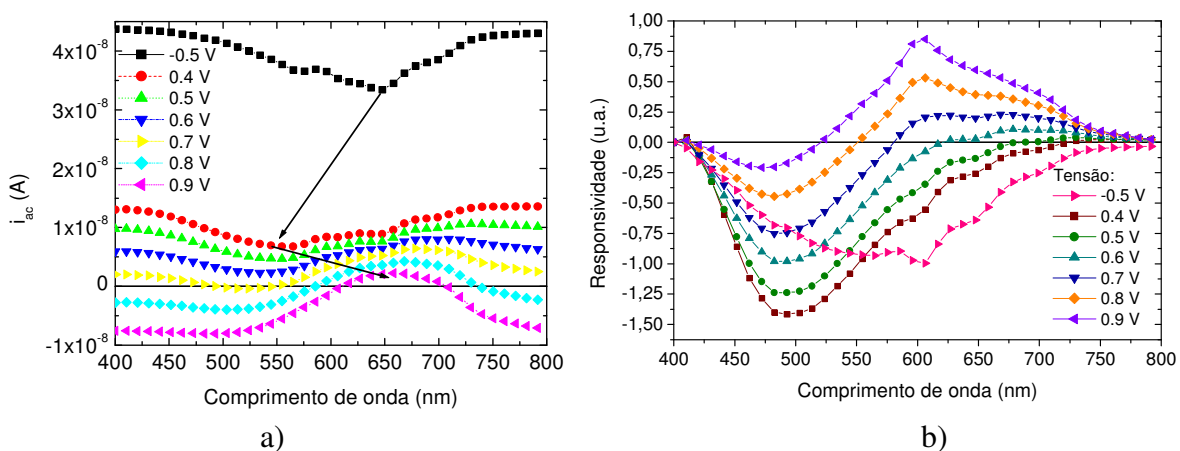


Figura 4.33 – a) fotocorrente devida ao feixe de prova em função do comprimento de onda da imagem, e b) resposta espectral normalizada.

4.3.5.3 Ruído

Além da informação de interesse no sinal de saída do sensor estão também presentes outras componentes indesejáveis, genericamente denominadas como ruído. Este tem diversas origens e afecta de forma diferenciada as características de saída do sensor. Nesta secção serão abordadas as fontes de ruído mais importantes, distinguindo as fontes de ruído inerentes ao detector das relativas ao sistema de aquisição.

No que diz respeito aos sensores de imagem convém distinguir duas definições básicas de ruído: o ruído espacial e o ruído temporal. Na realidade não se trata de tipos diferentes de ruído, mas sim da forma como este se manifesta na característica de saída do sensor. O ruído espacial é definido como sendo a variação aleatória do sinal em muitos pixels de uma imagem única com o sensor uniformemente iluminado. O ruído temporal descreve a variação do sinal observado num determinado pixel com iluminação constante em imagens sucessivas.

Quantitativamente, o ruído N é definido como a variância do sinal, i.e. o valor quadrático médio (rms), ou valor eficaz, do desvio em relação ao seu valor médio S :

$$N = \sqrt{\frac{1}{k} \sum_{i=1}^k (n_i - S)^2} \quad (4.8)$$

com

$$S = \sum_{i=1}^k n_i / k \quad (4.9)$$

onde k = número de pixels, e os n_i representam os valores individuais do sinal (numa determinada área ou tempo, para o ruído espacial ou temporal respectivamente).

As principais fontes de ruído devem-se: (i) a estatísticas de fotões, (ii) a excitação térmica de portadores, (iii) ao sistema de leitura e (iv) a tolerâncias de fabrico.

Apenas o (i) é limitado pelas leis fundamentais da física. Os restantes podem ser reduzidos por optimização dos processos de fabrico e avanços da tecnologia. Os de tipo (i)-(iii) contribuem para ambos ruído temporal e espacial enquanto o (iv) gera o chamado ruído de padrão fixo contribuindo apenas para o ruído espacial.

Ruído quântico (*Shot Noise*) N_s

O ruído num detector *p-i-n* polarizado inversamente é composto por uma combinação de ruído térmico e quântico (*shot noise*). O ruído quântico (i) é produzido por variações aleatórias da corrente através do dispositivo, que pode ser a corrente de escuro ou a

fotocorrente, devido à natureza quântica dos portadores. A expressão para este ruído relativo às correntes de escuro e fotocorrente é a seguinte.

$$i_{n(shot)} = \sqrt{2q(i_d + i_{ph})\Delta f} \frac{A}{\sqrt{Hz}} \quad (4.10)$$

Onde q representa a carga do electrão, i_d e i_{ph} as correntes de escuro e fotocorrente, respectivamente e Δf a largura de banda.

Ruído de escuro (*Dark Noise*) N_d

Os pares electrão lacuna gerados por excitação térmica (ii) dão origem à chamada corrente de escuro i_d . Isto representa uma contribuição considerável para o sinal total, particularmente a baixos níveis de iluminação e em áreas escuras da imagem. Este tipo de ruído representa um desvio constante em média, que pode ser electronicamente subtraído ao sinal de saída mas que aparece na expressão do ruído como indicado em (4.10). Com base na corrente de ruído observada no escuro i_{nD} é definido o NEP (*noise equivalent power*) uma figura de mérito para o fotodíodo que como o nome indica é correspondente à potência de iluminação necessária para gerar um sinal com a mesma amplitude do ruído, e é dado por:

$$NEP(\lambda, f, \Delta f) = \frac{i_{nD}}{R(\lambda)} \frac{W}{\sqrt{Hz}} \quad (4.11)$$

Onde i_{nD} representa a corrente de ruído do detector no escuro e $R(\lambda)$ a responsividade para o comprimento de onda λ .

O número de electrões da corrente de escuro depende exponencialmente da temperatura, aumentando um factor de 2 a cada aumento de temperatura de 8-10 K. Uma forma de reduzir este ruído consiste em arrefecer o dispositivo. Esta é uma técnica muito utilizada especialmente quando são necessários tempos de exposição muito elevados, como por exemplo em astronomia.

Ruído térmico

O ruído térmico ou de Johnson é gerado por agitação térmica dos portadores (geralmente electrões) no interior de um condutor eléctrico. Como tal, ele é função da resistência equivalente de carga, a qual é composta pelas resistências série e paralelo do sensor e a resistência de carga externa.

$$i_{n(shunt)} = \sqrt{\frac{4kT\Delta f}{R_{shunt}}} \frac{A}{\sqrt{Hz}} \quad (4.12)$$

Tipicamente, o factor limitativo é a resistência paralela do detector [14] por ser esta que apresenta o valor mais elevado das três.

Ruído de leitura (*Readout noise*) N_r

A acrescentar ao ruído gerado no detector temos então o ruído inerente ao sistema de amplificação (ii). Antes do sinal proveniente do detector poder ser convertido e armazenado em formato digital tem de ser amplificado. O circuito da Figura 4.34 representa o esquema eléctrico de um amplificador de transcondutância geralmente utilizado com um fotodíodo no modo fotocondutor.

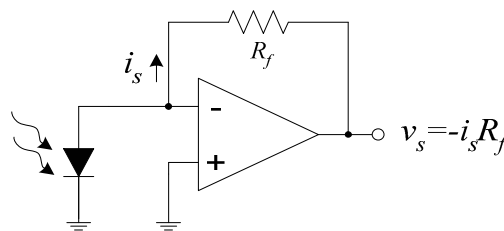


Figura 4.34 – Circuito eléctrico de um amplificador de fotodíodo.

Teremos então de acrescentar ao ruído gerado no fotodíodo e na resistência, já abordados anteriormente, o ruído inerente ao próprio amplificador, dado por:

$$i_{n(amp)} = \sqrt{\langle i_{amp} \rangle^2 + \langle V_{amp} \omega C_T \rangle^2} \frac{A}{\sqrt{Hz}} \tag{4.13}$$

Onde V_{amp} e i_{amp} representam tensão de ruído e a corrente de fuga na entrada do amplificador respectivamente, ω a frequência angular e C_T a capacidade total vista pelo amplificador.

O ruído total será então dado pela raiz da soma dos quadrados das várias componentes.

$$i_{n(total)} = \sqrt{\langle i_{n(D)} \rangle^2 + \langle i_{n(feedback)} \rangle^2 + \langle i_{n(amp)} \rangle^2} \frac{A}{\sqrt{Hz}} \tag{4.14}$$

Outras fontes de ruído poderão ainda aparecer ao longo da cadeia de processamento e aquisição de sinal, nomeadamente o ruído de quantificação do conversor analógico/digital no caso de a imagem ser armazenada em suporte digital.

Ruído de padrão fixo (*Fixed pattern noise*) N_f

O ruído de padrão fixo (iv) é devido a variações espaciais das propriedades dos materiais e da espessura das diferentes camadas. Uma vez que estas condições não variam de imagem para imagem, este ruído pode ser removido por calibração e computação, utilizando uma imagem

de referência previamente obtida. Como exemplo da aplicação desta técnica podemos observar na Figura 4.35 a) ,b e c) as várias etapas do processo iluminando o sensor com um padrão em forma de duas meias luas. Em a) temos uma imagem de 40x40 pixels, não processada, capturada com o sensor #M006301. Como se pode observar o sinal varia de forma irregular em toda a área não iluminada, indicando a presença de ruído de padrão fixo. Tal é mais evidente se capturarmos uma nova imagem com o sensor no escuro b), observando-se uma variação acentuada do sinal em algumas áreas do sensor, nomeadamente junto à periferia da área activa. Efectuando a subtracção de b) a a) obtemos a imagem em c) que contém apenas a informação relativa às condições de iluminação locais, ou seja a imagem, eliminando o ruído de padrão fixo.

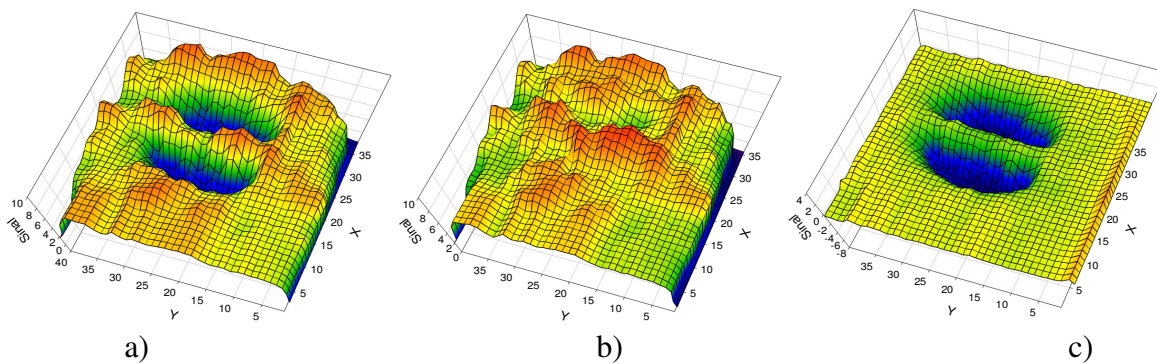


Figura 4.35 – a) Imagem não processada b) fundo c) diferença.

Outra fonte de ruído de padrão fixo está associada à técnica de captura de imagem utilizada e à estrutura do sensor. A Figura 4.35 a) mostra o sinal correspondente a uma imagem capturada no escuro (sem iluminação de fundo) num sensor com um contacto frontal transparente e um posterior reflector. Esta imagem apresenta um padrão típico de interferência, cuja origem pode ser facilmente explicada recorrendo ao esquema da Figura 4.36 b). Quando o feixe de prova tiver uma incidência normal à superfície este interfere com o feixe reflectido definindo um nível de sinal que depende do comprimento de onda da radiação e da distância d entre as duas superfícies $S1$ e $S2$. Quando o ângulo de incidência se afasta da normal o percurso efectivo l do feixe aumenta, sendo dado por:

$$l = \frac{d}{\cos \alpha} \quad (4.15)$$

pele que a diferença de fase entre os dois feixes se altera, fazendo variar o valor do sinal. Ao nível da imagem este efeito aparece como uma série de anéis concêntricos em que o sinal atinge máximos e mínimos sucessivos. Uma vez que o padrão gerado não depende das condições de iluminação pode facilmente ser removido da imagem por subtracção do sinal de fundo. Outras formas de evitar o aparecimento deste efeito consistem em diminuir a reflexão

na superfície $S2$, utilizando por exemplo um contacto semitransparente, ou diminuir o comprimento de onda da radiação do feixe de prova diminuindo assim a intensidade do feixe reflectido e minimizando a interferência.

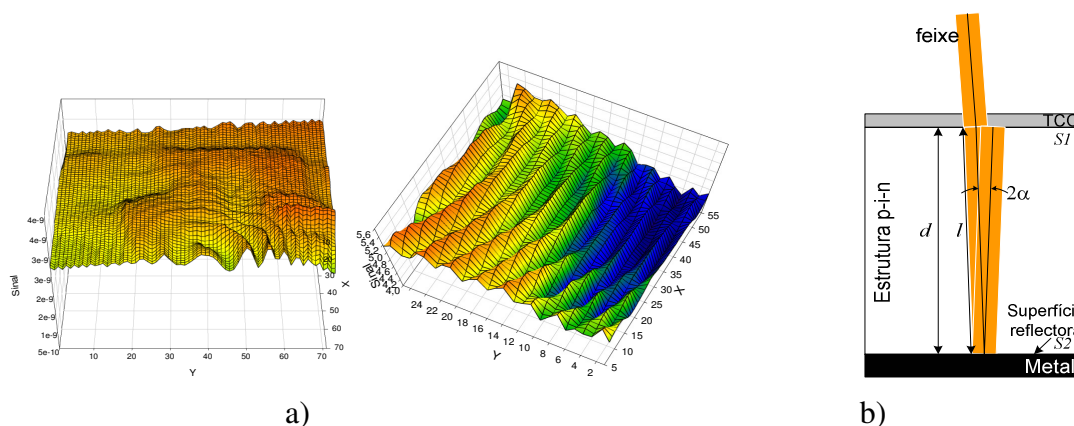


Figura 4.36 – a) Ruído de padrão fixo devido a interferência, b) esquema do percurso do feixe de prova na estrutura.

Como foi exposto anteriormente existem muitas fontes de ruído associadas à captação de imagem. No entanto, para aplicações de imagem em movimento o ruído pode ser considerado uma quantidade subjectiva, pelo que a sua avaliação por um observador humano vai depender fortemente de outras características da imagem como o seu brilho. Como regra neste caso pode considerar-se que para uma imagem brilhante e subjectivamente sem ruído é necessária uma relação sinal ruído de pelo menos 300 [15].

4.4. Conclusões

Neste capítulo apresentou-se o princípio básico de funcionamento dos sensores do tipo LSP. A física de funcionamento interno do dispositivo foi apresentada e fundamentada recorrendo a simulações numéricas de estruturas idênticas às utilizadas. Os resultados indicam que a utilização de uma ou ambas as camadas dopadas baseadas em a-SiC:H é fundamental para o funcionamento do dispositivo. Mostrou-se ainda que a estrutura do dispositivo pode ser afinada tendo em conta a aplicação em causa. Com efeito, para aplicações de detecção de radiação de intensidade elevada a incorporação de carbono deve restringir-se apenas a uma

das camadas dopadas, ao passo que para detecção de baixos níveis de radiação esta se deve estender a ambas.

Foi proposto um modelo eléctrico para o dispositivo, tendo sido a sua aplicabilidade comprovada por comparação com os resultados experimentais.

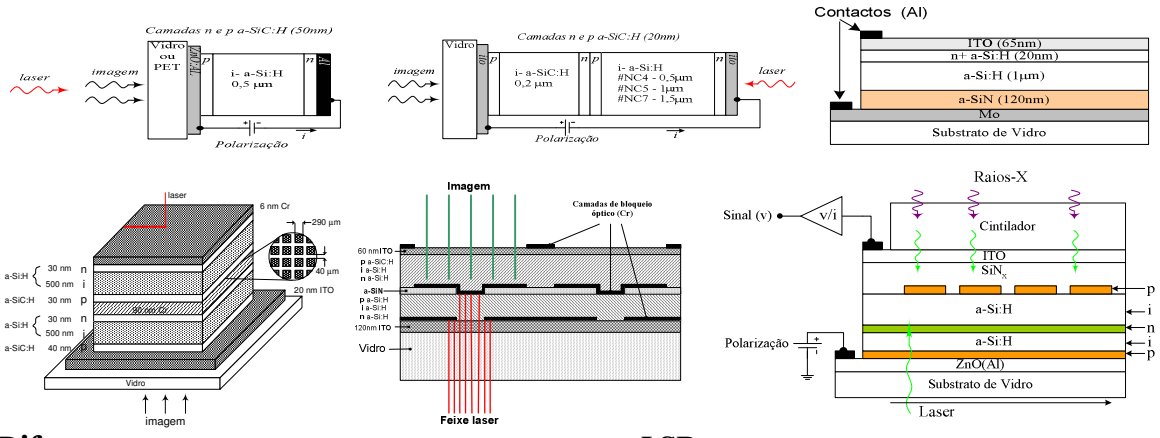
Os dispositivos e técnicas alvo deste trabalho foram caracterizados em profundidade, tendo sido apresentados os dados mais importantes relativos à influência de diversos parâmetros nas características dos sensores de imagem.

A componente opto-mecânica do sistema foi apresentada e descrita, tendo sido demonstradas duas soluções tecnológicas (técnica de varrimento lento e rápido). Muito embora o princípio físico seja o mesmo, a técnica de medida do sinal difere bastante, apresentando também (estas) âmbitos de aplicação distintos. No caso da técnica de varrimento lento consegue-se uma elevada sensibilidade e relação sinal/ruído, em virtude da utilização de um amplificador *lock-in*. Na técnica de varrimento rápido a falta de sensibilidade é compensada pela elevada velocidade de aquisição possibilitando a captura de imagem em tempo real.

4.5. Referências

- [1] D. E. Sawyer and H. K. Kessler, IEEE Transactions of Electron Devices 27 (1980) 864.
- [2] R. J. Matson, K. A. Emery, I. L. Eisgruber, and L. L. Kazmerski, Proc. 12th European Photovoltaic Solar Energy Conference, Amsterdam, The Netherlands.
- [3] I. L. Eisgruber, R. J. Matson, and T. J. McMahon, Proc. 26th IEEE Photovoltaic Solar Energy Conference, Anaheim, California, USA, 1997, pp. 727-730.
- [4] S. A. Galloway, A. W. Brinkman, K. Durose, P. R. Wikshaw, and J. Holland, Applied Physics Letters 68 (1996) 3725.
- [5] Yu. Vygranenko, M. Fernandes, P. Louro and M. Vieira, “Modelling a-Si:H based p-i-n structures for optical sensor applications”, Thin Solid Films, Volumes 403-404, (2002), Pages 354-358.
- [6] M. Fernandes, M. Vieira, R. Martins; “The laser scanned photodiode: Theoretical and electrical models of the image sensor”, Journal of non-crystalline solids, (2006), vol. 352, no 9-20, pp. 1801-1804.
- [7] M. Fernandes, M. Vieira, J. Martins, P. Louro, A. Maçarico, R. Schwarz, M. Schubert, “Influence of the transducer configuration on the p-i-n image sensor resolution”, Proc. Eur. Mat. Res. Soc. (Strasbourg, 2000), Thin Solid Films. vol. 383, no 1-2 (2001), pp. 65-68.
- [8] S. M. Sze, Physics of the Semiconductor Devices, 2nd Edition, John Wiley & Sons, New York, 1981.
- [9] M. Fernandes, Yu. Vygranenko, J. Martins and M. Vieira, “Image Acquisition Using Non-Pixeled Amorphous Silicon Based Sensors”, Advanced Materials and Devices for Large-Area Electronics, Mat. Res. Soc. Symp. Proc., S. Francisco (USA), Vol. 685E (2001).
- [10] M. Fernandes, Yu. Vygranenko, P. Louro, M. Vieira, “Non pixelled amorphous silicon based color sensors”, European Materials Research Society Symposium, (Strasburg, France, 18-21, June, 2002). Physics E. 16/3-4 (2003) pp.563-567.

- [11] M. Fernandes, M. Vieira, R. Martins, “Dynamic Characterization of Large Area Image Sensing Structures Based on a-SiC:H”; MATERIALS SCIENCE FORUM (2004), VOL 455/456, pages 86-90.
- [12] M. Fernandes, M. Vieira, I. Rodrigues, R. Martins, “Large area image sensing structures based on a-SiC:H: a dynamic characterization”; Sensors and actuators A, Physical (2004), vol. 113, no3, pp. 360-364.
- [13] M. Fernandes, Yu. Vygranenko and M. Vieira; “Readout improvement in large area a-SiC:H-based image sensors”, Applied Surface Science, Volume 184, Issues 1-4, 12 December 2001, Pages 408-412.
- [14] Smith, R.G., Personick, S. D., em: Semiconductor Devices for Optical Communications, (ed) Kressel, H.; New York:Springer,1979, Cap. 4.
- [15] Nishida, Y et al., “Design Concept for a low-noise CCD Image Sensor Based on Subjective Evaluation”, IEEE Trans. Electron Devices, ED-36 (1989), 360-366.



Diferentes estruturas propostas para sensores LSP

Capítulo 5

Variantes de sensores do tipo LSP

5.1. Introdução

A técnica apresentada neste trabalho permite a utilização de diferentes estruturas como sensores de imagem com diferentes características. Durante os trabalhos de investigação foram testadas diversas estruturas mais complexas do que o simples fotodíodo *p-i-n* por forma a tentar otimizar parâmetros como a sensibilidade, a resposta espectral, etc. Os dispositivos desenvolvidos vão desde as estruturas empilhadas, onde a técnica é directamente aplicável, até às estruturas MIS (Metal Isolante Semicondutor) em que é necessário variar a polarização eléctrica sequencialmente devido à existência da camada isolante. Nas subsecções seguintes serão apresentados os resultados mais significativos obtidos com algumas das estruturas estudadas. Para mais detalhes poderão ser consultadas as referências bibliográficas apresentadas.

5.2. Estruturas empilhadas com blindagem óptica

A utilização de estruturas empilhadas, apresentada anteriormente, permitiu melhorar significativamente a sensibilidade dos sensores de imagem do tipo LSP à luz de baixo comprimento de onda (azul), mantendo a absorção da luz do feixe de prova e da imagem em díodos diferentes. No que concerne aos elevados comprimentos de onda (vermelho), não foram observadas melhorias. A explicação para este facto prende-se com o funcionamento de janela (para a radiação de elevado comprimento de onda) da junção frontal, causado pelo seu elevado hiato óptico (≈ 2 eV), levando a que a radiação da imagem e do feixe de prova sejam absorvidos apenas na junção posterior. Se os fótons originados pela imagem e pelo feixe de prova tiverem caminhos ópticos diferentes, sendo absorvidos em zonas diferentes, é de esperar um incremento da fotocorrente, gerada pelo feixe de prova e medida externamente, sempre que a sua posição corresponda a uma zona iluminada da imagem. Para comprovar esta teoria foram fabricados dispositivos semelhantes às estruturas antes mencionadas mas alteradas de forma a manter a absorção da imagem e feixe de prova em junções diferentes.

A forma óbvia e mais simples de atingir este fim é a introdução de uma blindagem óptica entre as duas estruturas *p-i-n*. Esta camada deve ser opaca à luz mas deverá permitir a passagem da carga eléctrica no sentido transversal e bloquear a corrente no sentido lateral. Foram consideradas diversas aproximações, todas elas baseadas na utilização de uma película metálica fina, no caso um filme de crómio com espessura de 90 nm. Nas subsecções seguintes serão apresentados detalhes das estruturas utilizadas e dos resultados obtidos.

5.2.1. Estrutura

A primeira aproximação consistiu em utilizar uma película metálica de crómio suficientemente espessa a separar as duas estruturas *p-i-n* como indicado na Figura 5.1 para bloquear a passagem de luz. A técnica utilizada para o fabrico das películas de crómio foi a evaporação térmica. Para tentar reduzir as correntes laterais nesta camada foi utilizado um processo litográfico para padronizar a superfície, seguido de ataque das regiões expostas por RIE (*Reactive Ion Etching*). O padrão utilizado é composto por uma matriz de quadrados com uma área de $290 \times 290 \mu\text{m}^2$ separados de $40 \mu\text{m}$ segundo cada direcção. A este dispositivo foi atribuída a referência #Y02. Para efeitos de comparação foi fabricada uma estrutura sem a camada intermédia de Cr com a referência #Y01.

Todas as camadas de semiconductor foram fabricadas por PE-CVD num sistema de UHV com pré-câmara para a introdução dos substratos de vidro previamente cobertos com uma película de ITO. Durante a deposição das camadas *p* de ambos os díodos foi introduzido metano na câmara por forma a reduzir a condutividade do material e aumentar o seu hiato óptico. O contacto eléctrico superior é constituído por uma película fina de Cr (6 nm), que funciona também como filtro óptico, reduzindo a intensidade do feixe laser.

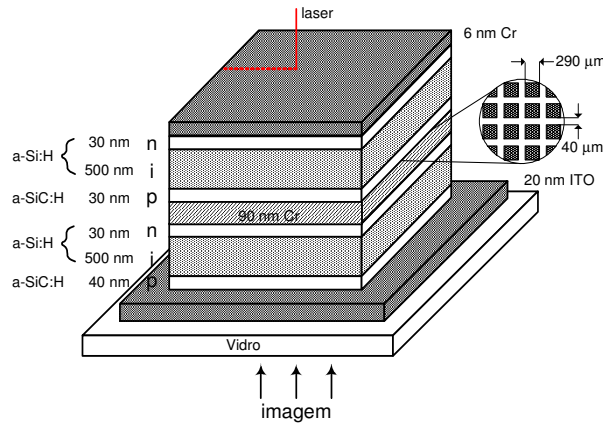


Figura 5.1 – Estrutura *p-i-n-p-i-n* com camada intermédia para isolamento óptico.

5.2.2. Princípio de operação

O processo de captura de imagem funciona pelo mesmo princípio de funcionamento do sensor LSP, com a imagem e o feixe de prova incidentes em lados opostos do dispositivo. Esta aproximação simplifica o sistema óptico, uma vez que a imagem e o feixe de prova têm caminhos ópticos diferentes, e permite que o substrato de vidro seja utilizado como superfície de entrada da imagem, funcionando como barreira de protecção física do próprio sensor.

Nos testes cujos resultados se apresentam de seguida foram utilizados ambos os sistemas de varrimento indicados no Capítulo 4. A Figura 5.2 apresenta uma sinopse do sistema, tendo sido utilizados para gerar o feixe de prova dispositivos laser de estado sólido ou He-Ne com diferentes comprimentos de onda (633 nm, 635 nm e 532 nm). Sendo neste caso o esquema de ligações referente ao sistema de varrimento lento.

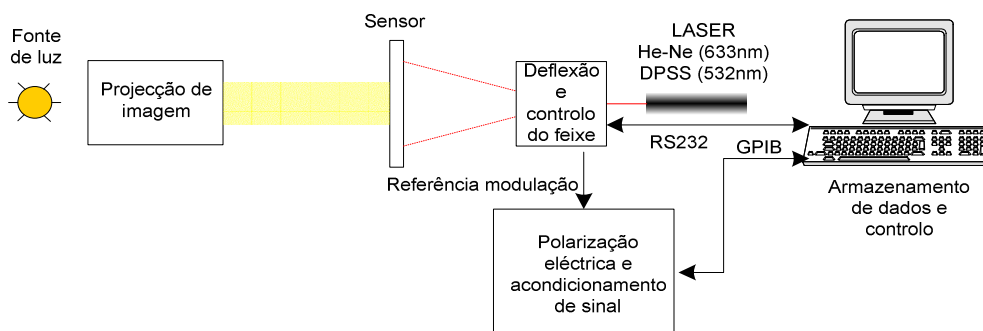


Figura 5.2 – Diagrama de blocos do sistema de varrimento para sensores de estrutura empilhada com blindagem óptica.

5.2.3. Resultados

As estruturas em estudo foram caracterizadas determinando a responsividade espectral para diferentes comprimentos de onda do feixe de prova. Estes dados não serão aqui apresentados por razões de espaço e relevância para a explicação mas poderão ser encontrados na bibliografia [1]. A Figura 5.3 a) e b) apresenta as responsividades espectrais para a imagem normalizadas para as duas estruturas em estudo. Estas medidas foram efectuadas medindo a corrente de curto circuito gerada pelo feixe de prova ($\lambda_s = 550 \text{ nm}$) quando a amostra era iluminada com luz de fundo proveniente de um monocromador com comprimento de onda na gama entre 400nm e 800nm. O nível de escuro foi considerado como o sinal medido a 400 nm (abaixo do limite espectral da fonte de luz). Como se pode observar, para comprimentos de onda da imagem abaixo de cerca de 600 nm os dois dispositivos apresentam respostas semelhantes, com uma elevada responsividade. Acima deste comprimento de onda, no dispositivo com camada de bloqueio óptico a responsividade mantém-se elevada, enquanto que na amostra de controlo (sem camada de bloqueio óptico) a responsividade decresce anulando-se para um comprimento de onda da imagem próximo de 650 nm. Para comprimentos de onda mais elevados a responsividade torna-se negativa, como já tinha sido observado nas estruturas apresentadas na secção 4.2.

O facto de a responsividade da amostra #Y02 ser sempre positiva indica claramente que para qualquer comprimento de onda da luz da imagem estes fotões são sempre absorvidos na célula frontal e os do feixe de prova na posterior. Na prática, como se verá mais adiante, ainda existe alguma interpenetração de luz entre as duas células devido à descontinuidade da camada de bloqueio óptico. Este facto não é evidente na medida da responsividade pois a área da zona iluminada ultrapassava largamente a das estruturas desta camada.

Na Figura 5.3 c) e d) são apresentadas imagens capturadas com os sensores #Y01 e #Y02 respectivamente. Como imagem foi novamente utilizado o algarismo “5” iluminado a azul, verde ou vermelho. Como podemos observar as características das imagens estão em concordância com as curvas da responsividade.

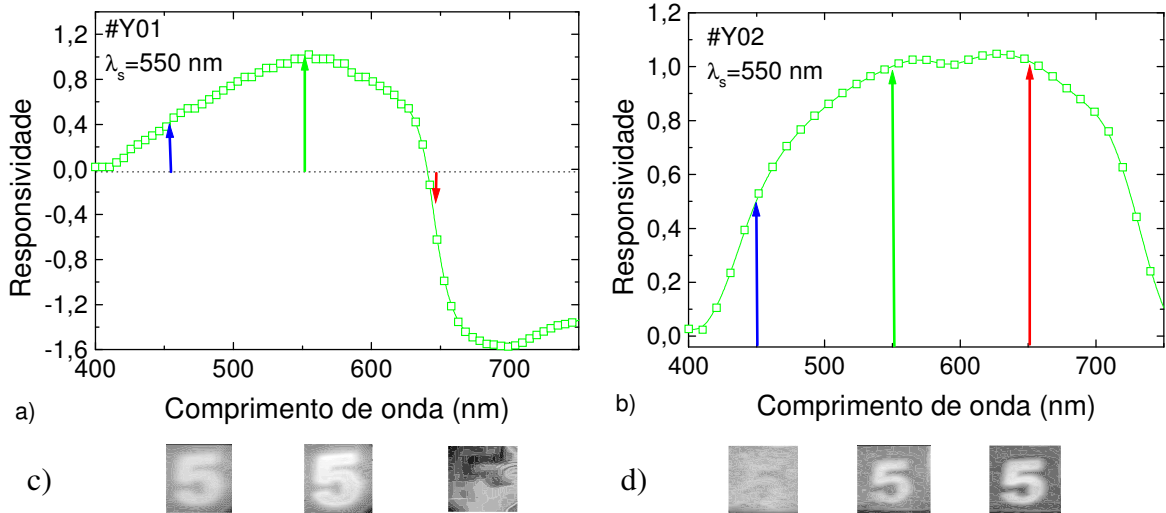


Figura 5.3 – resposta à variação do comprimento de onda da imagem para a amostra #Y01 a) e #Y02 b), c) e d) imagens a diferentes comprimentos de onda capturadas com os dois sensores.

Para verificar o funcionamento com imagens complexas foi projectado na superfície do sensor #Y02 o logótipo de uma conferencia internacional onde parte deste trabalho foi apresentado [2], Figura 5.4 a). Na imagem capturada (Figura 5.4 b)) é visível o ruído de padrão fixo causado por interferência como descrito no capítulo anterior. Este é um efeito indesejado causado pela reflexão da luz na camada de bloqueio óptico. De notar que não foi efectuada a correcção por subtracção de fundo o que permitiria anular o efeito observado.

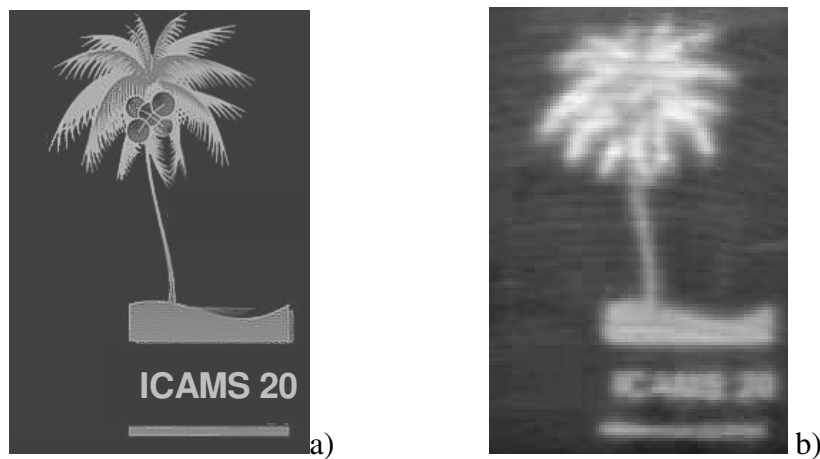


Figura 5.4 – a)logotipo da conferência ICAMS20, b)imagem capturada com o sensor #Y02.

Pela análise das características I-V AC podemos obter mais alguma informação acerca da efectividade da camada de bloqueio óptico apresentada, como forma de manter a absorção da imagem e do feixe de prova em zonas diferentes do sensor. Estas curvas foram obtidas medindo a fotocorrente gerada pelo feixe de prova ($\lambda_s=650\text{nm}$) com um amplificador *lock-in* no escuro e com iluminação de 470nm, 550nm e 650nm. Para tensões acima de 1V os sinais apresentam algum ruído devido à elevada corrente directa através do dispositivo. Como se pode observar, a curva sob iluminação vermelha segue uma andamento significativamente diferente das sob iluminação azul ou verde. A diminuição acentuada da fotocorrente, face à observada em polarização inversa, para tensões de polarização baixas é causada pela absorção dos fotões relativos à imagem e ao feixe de prova na mesma zona activa. Este efeito é mais pronunciado com iluminação vermelha uma vez que neste caso ambos, imagem e feixe de prova, ultrapassam a camada central. Nos outros dois casos, a luz relativa à imagem é absorvida quase na totalidade na camada frontal, continua ainda assim a existir uma parte da luz proveniente do feixe de prova que ultrapassa a camada central sendo também absorvida na célula frontal.

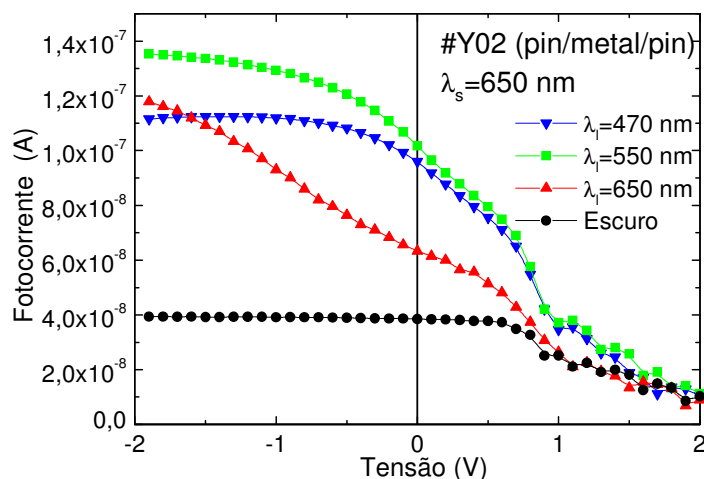


Figura 5.5 – Sinal medido no escuro e com iluminação de fundo das três cores primárias em função da tensão de polarização para o sensor #Y02 ($\Phi_1=2\text{ mWcm}^{-2}$).

A descontinuidade da camada de bloqueio óptico revelou-se assim como uma fonte de ruído adicional, uma vez que a passagem do feixe de prova para a camada frontal provoca flutuações na fotocorrente gerada por este. Este efeito pode ser bastante pronunciado como é visível na Figura 5.6. Esta figura representa a fotocorrente medida durante o varrimento de uma linha da imagem utilizando o sistema de varrimento rápido e feixes de prova de diferentes comprimentos de onda. A imagem foi gerada por uma máscara com três fendas,

como indicado na figura. As subidas e descidas abruptas do sinal no início e no final da linha indicam os pontos de entrada e saída do feixe de prova na zona activa do sensor, definida pela geometria do contacto posterior. Estes pontos não coincidem nas duas linhas uma vez que estas foram obtidas em zonas diferentes do sensor.

Observando os flancos do sinal, já nas zonas fora da área activa do sensor, identificamos claramente dois declives sendo o mais pronunciado no flanco descendente (onde o feixe deixa a zona activa). Esta diferença entre declives pode ser utilizada para determinação do comprimento de difusão ambipolar e do tempo de vida efectivo dos portadores através de uma técnica conhecida por FST (*Flying Spot Technique*) [3].

Analisando a curva obtida com o feixe de prova vermelho ($\lambda_s=650$ nm), verifica-se que o sinal apresenta uma oscilação quando o feixe percorre a zona activa do sensor. Como a frequência de oscilação se mantém constante ao longo de toda a zona activa do sensor, fica à partida excluída a hipótese de este efeito ser causado por interferência. Também não pode ser atribuído a ruído de padrão fixo, uma vez que não é observado na curva obtida com o feixe de prova verde ($\lambda_s=550$ nm). Excluídas estas duas hipóteses, fica claro que a origem deste efeito terá de estar relacionada com uma característica de frequência espacial fixa, o que nos conduz à camada de bloqueio óptico uma vez que esta apresenta uma forma de matriz de quadrados opacos separados por zonas transparentes. Quando o feixe de prova atinge uma destas zonas a sua absorção deixa de ficar restrita à célula posterior. Assim, no caso de feixe de prova vermelho é de esperar um aumento da fotocorrente dado ambas as células ficarem iluminadas. No caso do feixe de prova verde este efeito não é observado uma vez que o comprimento de penetração dos fótons para este comprimento de onda é inferior ao comprimento total do dispositivo, sendo assim praticamente todos absorvidos na célula posterior.

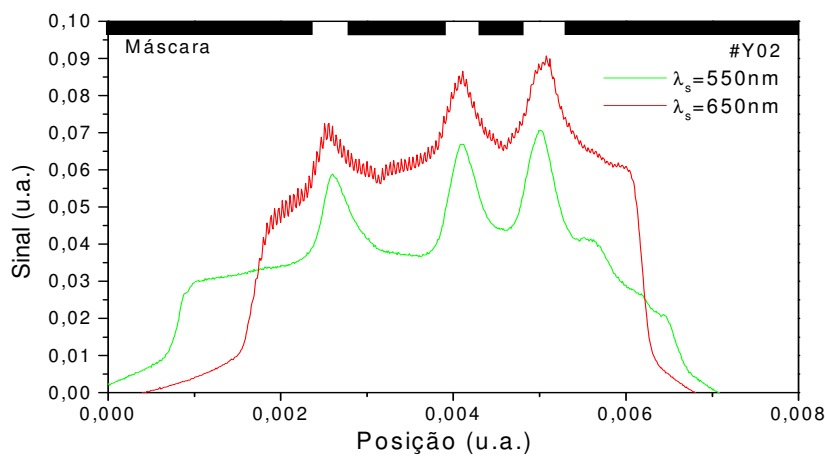


Figura 5.6 – Sinal obtido para varrimentos de uma linha com feixe de prova verde ou vermelho.

Uma abordagem possível para eliminar o efeito da descontinuidade da camada de bloqueio óptico no sinal consiste em utilizar um feixe de prova cujo comprimento de penetração no material seja aproximadamente igual ou inferior à espessura da camada i posterior. Infelizmente os laser de estado sólido com estas características, disponíveis comercialmente, apresentam ainda alguns inconvenientes que podem ser de ordem económica, no caso do laser azul ($\approx 500\text{€}$), ou técnica para os restantes comprimentos de onda (verde, amarelo), uma vez que para estes comprimentos de onda os laser disponíveis são do tipo DPSS (*Diode Pumped Solid State*) com estrutura mais complexa e custo consideravelmente mais elevado do que os emissores na região do vermelho. Por estes motivos foi decidido proceder à optimização da estrutura do próprio sensor introduzindo duas novas camadas opacas de metal para manter a absorção do feixe de prova e da imagem em células diferentes. A nova estrutura do dispositivo é apresentada na Figura 5.7.

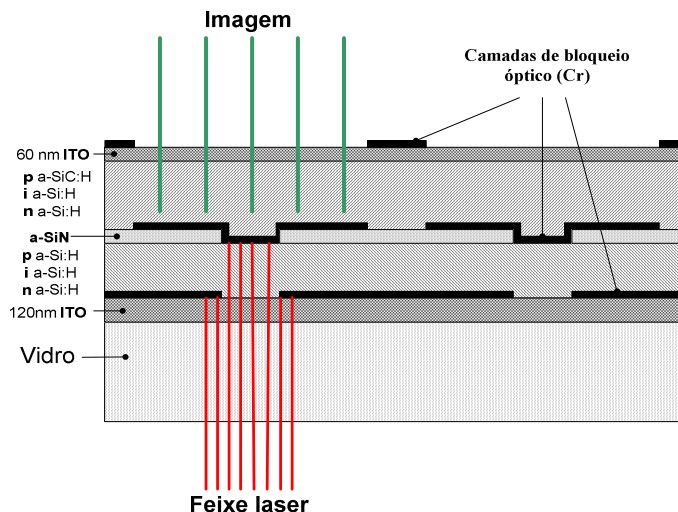


Figura 5.7 – Estrutura com blindagem óptica melhorada (#Y03).

A camada de metal presente do lado do feixe de prova apresenta pequenas aberturas alinhadas com a camada interior, tendo assim a dupla função de diminuir a potência óptica do laser e impedir a sua passagem através das aberturas na camada de metal interior. Adicionalmente às camadas já referidas, foi também introduzida uma camada de material isolante (a-SiN) entre as duas células, de modo a reduzir as correntes laterais nesta região.

Com as alterações indicadas obteve-se um aumento da responsividade e da resolução para todos os comprimentos de onda da imagem como pode ser visto na Figura 5.8.

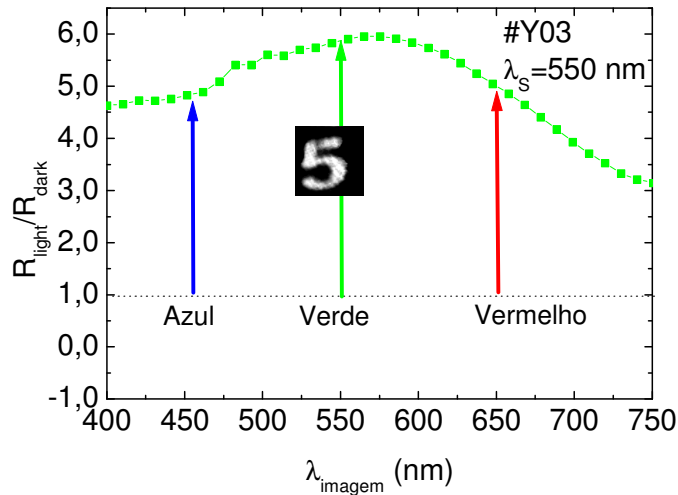


Figura 5.8 – Responsividade da amostra #Y03, (inserção) imagem capturada.

5.3. Sensor LSP em substrato flexível

Actualmente existe uma elevada apetência por dispositivos de grande área fabricados em substrato flexível, nomeadamente TFT's [4, 5], devido a várias vantagens inerentes a esta abordagem, como sendo a portabilidade, leveza, resistência a choques, etc. Muito embora nos últimos anos se tenha assistido a um esforço considerável no desenvolvimento desta tecnologia, ainda poucos dispositivos, nomeadamente células solares, atingiram um grau de maturação tecnológica que permita a sua comercialização. Ainda assim estes dispositivos são interessantes para diversas aplicações como sensores curvos, écrans flexíveis, etc.

Um dos materiais de eleição para utilização em substratos flexíveis é o a-Si:H uma vez que pode ser depositado a baixa temperatura, aspecto essencial para os substratos plásticos mais comuns, mantendo características optoelectrónicas aceitáveis.

Motivados por estas questões decidimos estudar a aplicabilidade desta técnica aos sensores do tipo LSP [6] desenvolvidos no grupo, fabricando e caracterizando um sensor de imagem em substrato flexível.

5.3.1. Estrutura

Muito embora se tenham desenvolvido dispositivos relativamente complexos, como os apresentados anteriormente, para o primeiro protótipo em substrato flexível decidiu utilizar-se uma estrutura *p-i-n* simples. Para efeitos de comparação foram fabricados simultaneamente dois dispositivos com a estrutura indicada na Figura 5.25, um em substrato de vidro, outro

num filme de PET (Polyethylene terephthalate). As camadas de material semiconductor foram fabricadas por PE-CVD [7] a baixa temperatura (110 °C) sobre substrato de vidro Corning (#M0031212-G), ou película de cópia Tektronix (#M0031212-F), previamente cobertos com uma película transparente de ZnO:Al depositado também a baixa temperatura, que serve como contacto frontal. O contacto posterior em alumínio foi fabricado por evaporação térmica definindo a área activa do dispositivo (2×2 cm²).

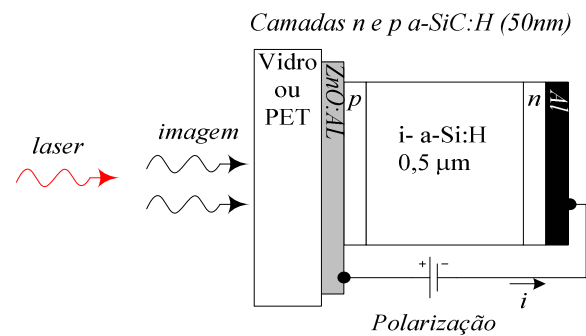


Figura 5.9 – Estrutura dos dispositivos com referências (#M0031212-G) e (#M0031212-G).

O contacto frontal ZnO:Al com uma espessura de 300nm apresentava uma transmissividade superior a 80% para comprimentos de onda na gama entre 425 nm e 700 nm. No entanto, devido à baixa temperatura utilizada, a sua resistência é bastante elevada (cerca de 200 kΩ no sensor #M0031212-F), não formando um bom contacto óhmico. As camadas intrínsecas foram optimizadas para aplicações optoelectrónicas (fotosensibilidade na ordem de 7.1×10^4), ao passo que as dopadas são baseadas em material de baixa condutividade e elevado hiato óptico de acordo com a estrutura do LSP, sendo as suas características optoelectrónicas apresentadas na Tabela 5.1.

Tabela 5.1 – Características optoelectrónicas das camadas de semiconductor.

	E_{op} (eV)	$\sigma_{d,300K}$ ($\Omega^{-1}cm^{-1}$)
Camada <i>p</i> (a-SiC:H)	2.1	2.5×10^{-9}
Camada <i>i</i> (a-Si:H)	1.8	7.6×10^{-11}
Camada <i>n</i> (a-SiC:H)	2.1	1.9×10^{-12}

5.3.2. Princípio de operação

O princípio de operação é o típico do sensor LSP apresentado no Capítulo 4 deste trabalho. Como o dispositivo fabricado em substrato flexível se apresentava ligeiramente curvado, este foi planarizado introduzindo-o entre duas placas de vidro para evitar problemas de distorção

durante a captação de imagem, e possibilitar a comparação com as características do dispositivo em substrato de vidro.

5.3.3. Resultados

Os dispositivos foram caracterizados através da análise da fotocorrente e da resposta espectral sob diferentes condições de polarização óptica e eléctrica. Mais detalhes podem ser encontrados na bibliografia [8].

Como feixe de prova foi utilizado um laser de estado sólido verde ($\lambda_s = 550 \text{ nm}$; $\Phi_s = 200 \mu\text{W}/\text{cm}^2$) sendo utilizada para a imagem luz filtrada proveniente de uma lâmpada de halogéneo. A Figura 5.10 apresenta os gráficos da responsividade para as duas amostras obtidas com e sem luz de fundo para diferentes tensões. Estas características são consideravelmente diferentes das obtidas para as estruturas *p-i-n* anteriormente estudadas, uma vez que apresentam uma variação da responsividade com a tensão na ausência de polarização óptica, mais acentuada na região verde/vermelho do espectro.

A origem deste comportamento não está totalmente identificada. Não estará no entanto relacionada com o substrato, uma vez que as curvas apresentadas por ambas as amostras são semelhantes.

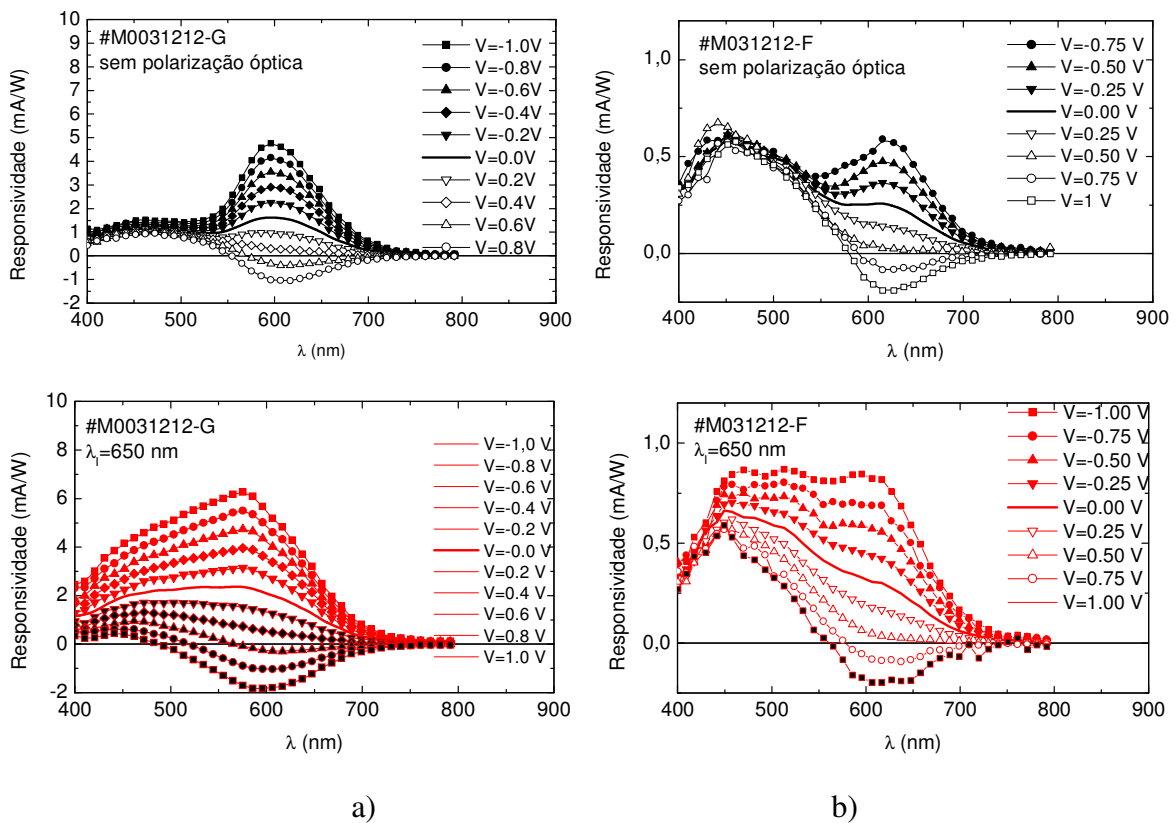


Figura 5.10 – Responsividade com (baixo) e sem (topo) polarização óptica ($\lambda = 650 \text{ nm}$) para o sensor depositado sobre substrato de vidro a) ou PET b).

Para avaliar a resposta dos dispositivos a luz de diferentes comprimentos de onda a fotocorrente gerada pelo feixe de prova ($\lambda_s=550\text{nm}$, $\Phi_L=200\ \mu\text{Wcm}^{-2}$) foi medida com um amplificador *lock-in* com iluminação de fundo (λ_l) azul, verde e vermelha. Os resultados são apresentados na Figura 5.11 para a amostra em substrato de vidro a) e flexível b). Mais uma vez foi observada uma diferença significativa em relação às amostras estudadas anteriormente. No entanto as imagens capturadas com iluminação a vermelho são comparáveis, em termos de resolução e razão claro/escuro, com as obtidas para a estrutura #M007192. Uma vez que as amostras foram fabricadas simultaneamente podemos ainda assim afirmar que a utilização do substrato flexível degrada as características do dispositivo. Para identificar a origem das diferenças observadas, deveriam ser fabricados novos dispositivos, o que não foi feito porque entretanto esta linha de investigação foi abandonada.

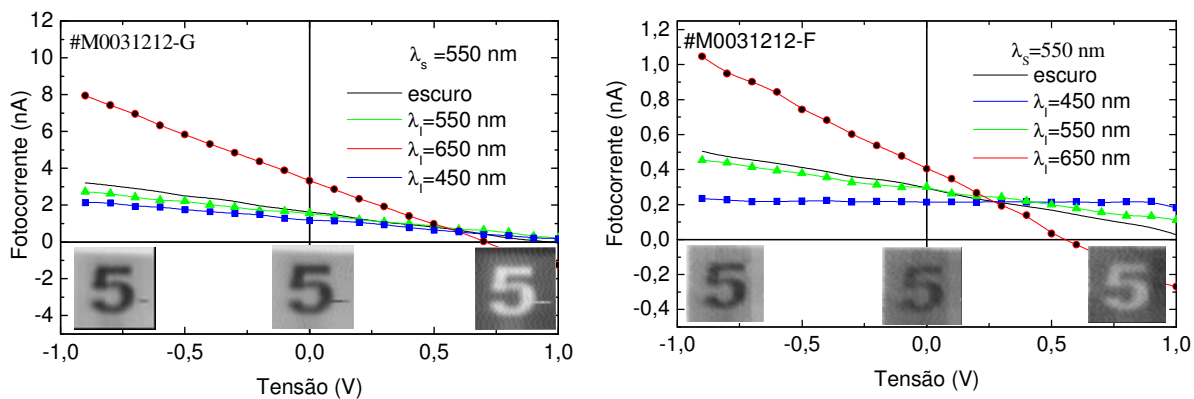


Figura 5.11 – Fotocorrente gerada pelo feixe de prova em função da tensão de polarização. Inserções- imagens capturadas a -1V, 0V e 1V com imagem vermelha.

5.4. CLSP (Colour Laser Scanned Photodiode)

De acordo com o exposto em capítulos anteriores uma estrutura *p-i-n* com uma ou ambas as camadas dopadas com resistividade aumentada, pela incorporação de carbono, quando utilizada em conjunto com a técnica apresentada nesta tese apresenta uma elevada selectividade espectral, podendo portanto ser utilizada como sensor de cor [9]. Como descrito na secção 4.2.4 a selectividade ao comprimento de onda pode ser conseguida por duas técnicas alternativas: Alterando a tensão de polarização do dispositivo, ou variando o comprimento de onda do feixe de prova. A primeira solução é de implementação claramente mais simples, uma vez que não envolve a alteração do sistema óptico, pelo que será a utilizada neste tipo de sensor.

5.4.1. Estrutura

A estrutura utilizada para este estudo foi a amostra #M007192 cuja constituição e condições de deposição foram já indicadas no Capítulo 3. A amostra em causa foi fabricada num substrato de vidro e apresentava um contacto frontal transparente (ZnO:Al) e três contactos posteriores opacos (metalização de Al), ver Figura 5.12 b), sendo que cada um destes contactos representa um sensor independente. Devido à existência do contacto opaco a imagem e o feixe de varrimento são incidentes pelo mesmo lado do dispositivo (Figura 5.12 a)) segundo a técnica apresentada anteriormente.

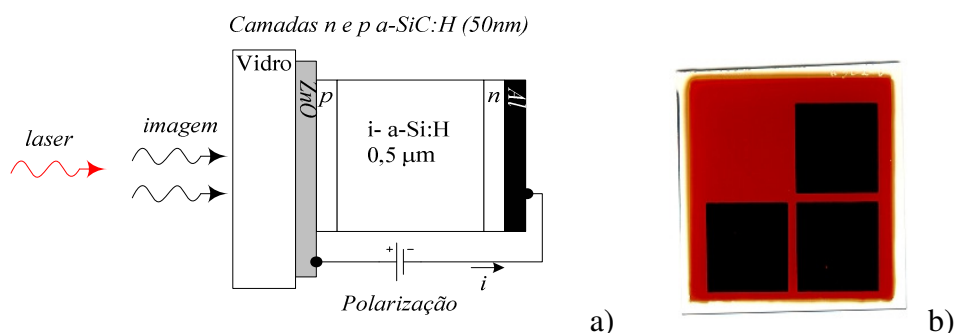


Figura 5.12 – a) estrutura e b) foto do dispositivo com a referência #M007192.

5.4.2. Princípio de operação

O princípio de operação do sensor CLSP difere apenas do seu congénere monocromático quanto ao facto de a aquisição de uma imagem em cor ser composta por vários varrimentos a tensões de polarização diferentes. A Figura 5.13 mostra de forma esquematizada o princípio de operação do sensor posto em acção. A imagem a cores é mapeada através de um sistema óptico sobre a área activa do sensor. Para a aquisição de uma imagem a cores são então efectuados três varrimentos pela técnica do LSP e os dados armazenados para futuro processamento. As tensões escolhidas para cada um dos varrimentos dependem das características da estrutura em causa e correspondem à obtenção da informação relativa às diferentes componentes do espaço RGB da imagem. Por fim, os dados são combinados dando origem à representação em imagem a cores da cena em causa [10].

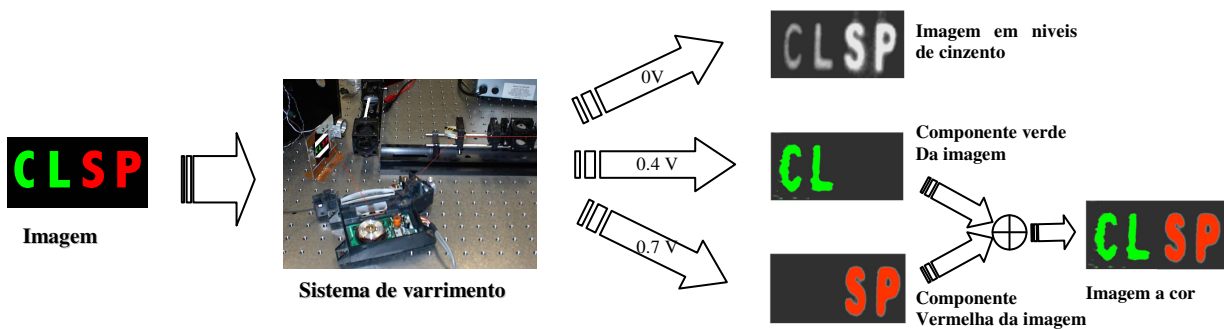


Figura 5.13 – Esquema do princípio de funcionamento de um sensor do tipo CLSP de estrutura simples.

5.4.3. Resultados

Para testar o princípio atrás enunciado foi projectada sobre a área activa do sensor uma imagem composta pelas letras do acrónimo do sensor (CLSP) em vermelho e verde como indicado na Figura 5.13. De seguida foram capturadas imagens polarizando o sensor com 0V, 0.4V e 0.7 V.

Na primeira medida, efectuada em curto circuito, o dispositivo é sensível em toda a gama visível do espectro, pelo que pode ser obtida uma imagem em tons de cinzento. A Figura 5.14 a) mostra a representação do sinal obtido em tons de cinzento e na parte b) uma visualização dos mesmos dados num gráfico tridimensional com cor artificial, onde se nota a diminuição do sinal nas zonas iluminadas da imagem. Aumentando a polarização para 0.4V apenas é visível a parte da imagem de cor verde, enquanto a 0.7 V apenas a parte de cor vermelha da imagem é observada, ver Figura 5.14 c). A imagem a cor pode depois ser obtida no formato RGB, Figura 5.14 d), considerando que cada uma das imagens anteriores representa a componente verde e vermelha do espectro respectivamente.

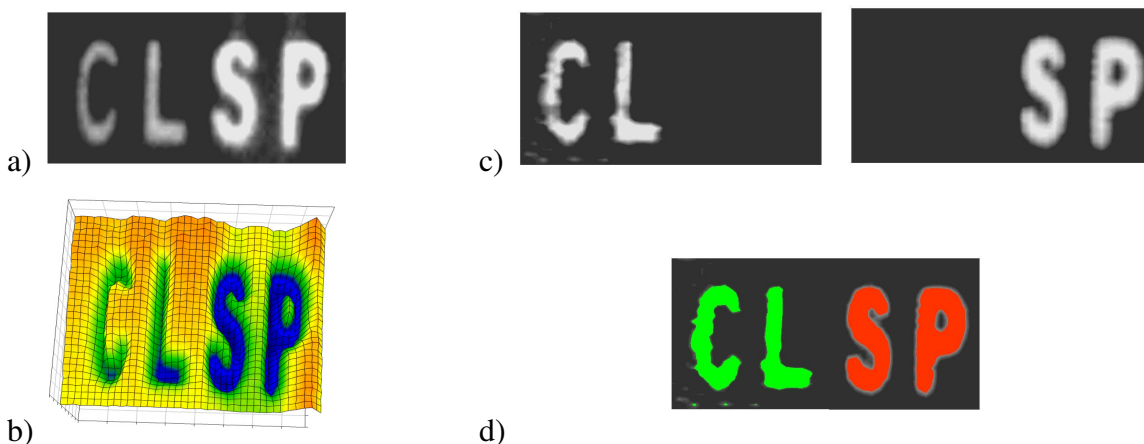


Figura 5.14 – a) imagem capturada a 0V, b) Visualização dos dados em 3D e cor artificial, c) imagens capturadas a 0.4V e 0.7V, d) imagem em cor reconstruída a partir dos dados de c).

O funcionamento do dispositivo pode ser melhor compreendido analisando o sinal obtido em função da tensão de polarização com iluminação monocromática de diferentes comprimentos de onda (Figura 5.15 a)). O sinal indicado na figura representa a parcela da fotocorrente gerada pelo feixe de prova, normalizado em relação ao medido em polarização inversa sem luz de fundo. Desta forma o gráfico representa a eficiência de colecção relativa aos portadores gerados pelo feixe de prova.

Analisando a curva relativa ao escuro (sem luz de fundo) observamos dois comportamentos distintos para polarização inversa e directa. Para tensões positivas a eficiência de colecção diminui com a tensão aplicada de forma linear. Para tensões negativas observa-se um comportamento sublinear até atingir a saturação. Nesta situação o campo eléctrico interno através da zona activa é elevado, levando a que todos os portadores gerados pelo feixe de prova sejam colectados dando origem a uma eficiência de colecção interna unitária.

Quando a iluminação de fundo está presente a característica regista diversas alterações. Em polarização inversa a eficiência de colecção decresce, uma vez que a iluminação de fundo provoca uma diminuição do campo eléctrico no interior da região intrínseca. Para tensões positivas o declive das curvas altera-se fazendo com que estas cruzem a curva relativa ao escuro. Nestes pontos de cruzamento, que acontecem a tensões dependentes do comprimento de onda da radiação de fundo, como o sinal medido é igual ao observado no escuro o sensor torna-se insensível à radiação com comprimento de onda correspondente. Aplicando diferentes tensões podemos assim rejeitar os diferentes comprimentos de onda. A Figura 5.15 apresenta a resposta espectral do dispositivo onde se pode observar o efeito atrás descrito.

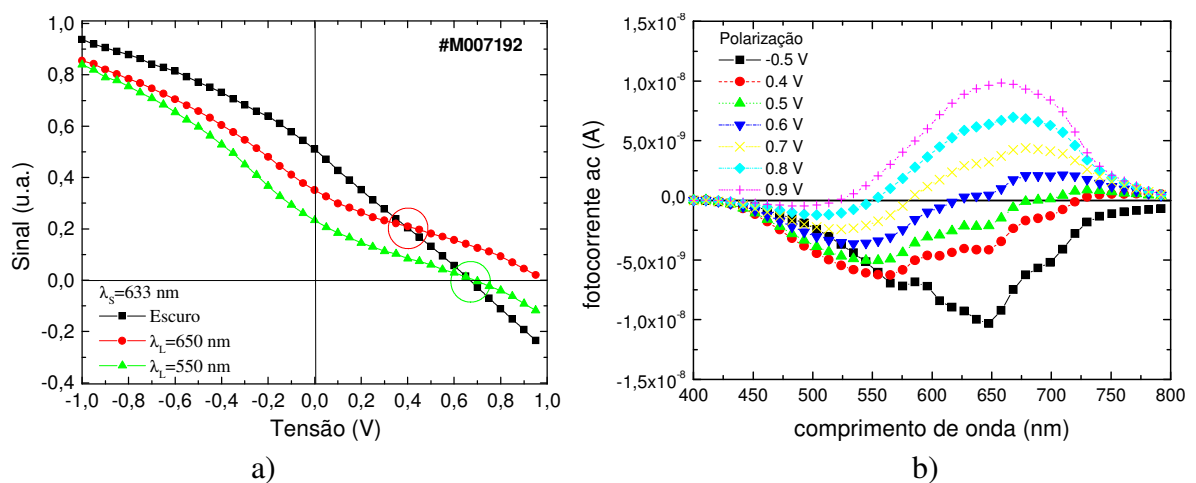


Figura 5.15 – a) Sinal em função da tensão de polarização para iluminação de fundo vermelha e verde, b) resposta espectral a diferentes tensões de polarização.

Este tipo de sensor de cor opera segundo o princípio rejeita banda (a responsividade é reduzida numa banda de comprimentos de onda) que é o oposto dos sensores de cor comuns, que funcionam segundo o princípio passa banda (a responsividade é aumentada numa banda de comprimentos de onda).

A Figura 5.16 apresenta a resposta espectral do dispositivo para diferentes tensões de polarização. Como se pode observar a resposta do sensor pode ser decomposta em dois picos Gaussianos centrados à volta de 660 nm (vermelho) e 550 nm (verde) cuja amplitude varia de forma oposta com a tensão de polarização. Conhecendo a responsividade do dispositivo para diferentes tensões podemos assim utilizar uma transformação recorrendo a uma matriz que relaciona a magnitude da responsividade observada para os referidos comprimentos de onda com a tensão aplicada. O aprofundamento deste tópico estava fora do âmbito deste trabalho, no entanto, os resultados obtidos permitem afirmar que com esta técnica pode obter-se então a informação de cor com um único sensor e sem recorrer a filtros ópticos.

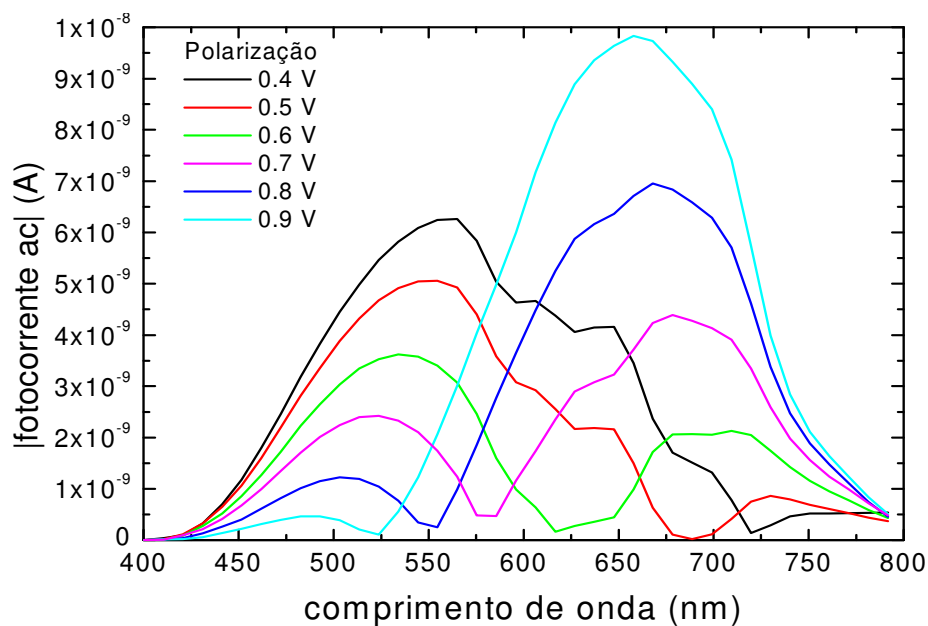


Figura 5.16 –Módulo da fotocorrente gerada pelo feixe de prova para diferentes tensões de polarização.

5.5. D/CLSP (Double/Colour Laser Scanned Photodiode)

No sensor LSP os fótons que compõem o feixe de prova e a imagem são absorvidos na mesma camada activa, o que faz com que a eficiência de colecção relativa aos primeiros decresça nas zonas iluminadas da imagem, face ao que é observado nas zonas não iluminadas. Quando o

dispositivo é polarizado inversamente a zona de depleção estende-se por toda a camada intrínseca pelo que a resposta espectral do dispositivo não é afectada pela variação da tensão aplicada, logo o dispositivo não é sensível à cor. Como apresentado na subsecção anterior, apenas para tensões próximas da tensão de bandas planas se observa a alteração da resposta espectral com a tensão. Desafortunadamente, nesta zona de funcionamento a corrente directa através da junção pode tornar-se várias ordens de grandeza superior à fotocorrente, o que tem efeitos muito acentuados na relação sinal/ruído dificultando a medida da fotocorrente gerada pelo feixe de prova. Para reduzir este efeito investigou-se a possibilidade de manter a absorção do feixe de prova e da imagem em camadas separadas, pelo menos para alguns comprimentos de onda, recorrendo a uma estrutura empilhada. Mais detalhes podem ser encontrados na bibliografia [11, 12].

5.5.1. Estrutura

Os dispositivos apresentados de seguida foram fabricados pela técnica PE-CVD em substrato de vidro. Por forma a permitir a passagem de luz foram utilizados contactos eléctricos transparentes de ITO. Informação detalhada acerca das condições de deposição dos filmes podem ser encontradas na literatura [13].

A Figura 5.17 apresenta um esboço das estruturas utilizadas. Estas são compostas por duas junções *p-i-n* empilhadas, em que a estrutura frontal é formada por camadas de a-SiC:H e mantém a mesma espessura em todas as amostras. Para a junção posterior, baseada em a-Si:H, foram escolhidas três espessuras diferentes para a camada intrínseca. A variação da espessura do fotodíodo posterior permitirá aferir a variação da resposta espectral do dispositivo com o intuito de otimizar o sensor para a resposta à cor.

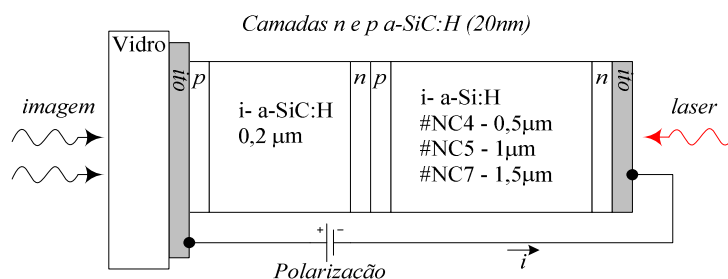


Figura 5.17 – Estrutura utilizada para sensores de cor do tipo LSP.

Simultaneamente com o fabrico dos dispositivos foram também depositadas películas individuais correspondentes às camadas intrínsecas utilizadas nos diversos sensores. Estas películas foram caracterizadas para aferir as suas propriedades ópticas e eléctricas. Os

resultados obtidos estão sumariados na tabela seguinte. Informação detalhada acerca das técnicas utilizadas pode ser encontrada na bibliografia [14].

Tabela 5.2 – Características optoelectrónicas e composicionais das camadas intrínsecas.

	E_{op} (eV)	$\sigma_{d,300K}$ ($\Omega^{-1}cm^{-1}$)	ΔE (eV)	C_H (%)	C_{Si} (%)	C_C (%)
Camadas de a-Si:H	1.77	3.4×10^{-10}	0.87	8	92	0
Camadas de a-SiC:H	2.03	2×10^{-12}	0.94	29	66	5

5.5.2. Princípio de operação

O princípio básico de funcionamento do sensor D/CLSP é semelhante ao do sensor CLSP. Um feixe laser de baixa intensidade varre a área activa do dispositivo, enquanto a fotocorrente gerada por este é medida, para diversas tensões de polarização, e armazenada sob a forma de uma matriz. A diferença mais significativa resulta da própria estrutura do dispositivo. Enquanto no dispositivo de junção simples os fotões que compõem a imagem e o feixe de prova são absorvidos na mesma camada activa, no D/CLSP, e uma vez que as camadas de a-SiC:H têm um hiato óptico mais elevado que as de a-Si:H (ver Tabela 5.2), os fotões do feixe de prova ($\lambda_s=650nm$) são absorvidos apenas na junção posterior e os da imagem ao longo do dispositivo, em função do comprimento de onda em causa. De uma forma geral, considerando a topologia indicada na figura anterior, os fotões do feixe de prova serão absorvidos apenas na junção posterior, independentemente do comprimento de onda, uma vez que para os altos comprimentos de onda a energia dos fotões é inferior à do hiato da camada i frontal e para os baixos comprimentos de onda praticamente toda a radiação é absorvida na camada i posterior. Este dispositivo apresenta assim regimes diferentes de funcionamento em função do comprimento de onda da radiação da imagem, facto que pode ser utilizado como técnica de detecção de cor. Para comprimentos de onda da imagem elevados não existe geração na célula frontal, pelo que o campo eléctrico interno se distribui fazendo com que esta fique em polarização inversa. Nesta situação a corrente é acoplada capacitivamente através desta junção, sendo o princípio de funcionamento idêntico ao do sensor LSP (diminuição da fotocorrente gerada pelo feixe de prova com a iluminação de fundo). Para a região dos baixos comprimentos de onda a radiação da imagem é praticamente toda absorvida através da célula frontal o que faz balancear o campo eléctrico interno de forma oposta à indicada anteriormente. O campo eléctrico elevado através da junção posterior faz assim aumentar a colecção dos portadores gerados pelo feixe de prova, observando-se um incremento no sinal

em relação ao observado no escuro. Nos comprimentos de onda intermédios (verde) os dois processos coexistem, uma vez que a radiação é absorvida nas duas junções.

A informação de cor pode ser obtida polarizando o dispositivo com diferentes tensões, de uma forma similar à que é utilizada com o sensor CLSP. A diferença principal está na melhoria acentuada da relação sinal/ruído, uma vez que as tensões a aplicar, como se verá na secção seguinte, se afastam da região de polarização directa.

5.5.3. Resultados

A interpretação dos resultados experimentais é directa, se tivermos em consideração os perfis de geração no dispositivo, e a distribuição interna do potencial para diferentes comprimentos de onda apresentados na Figura 5.18 para uma estrutura com as mesmas características que a amostra #NC5. Como se vê pela Figura 5.18 a) no escuro o potencial distribui-se pelas duas células, enquanto que sob iluminação a maior variação ocorre através da célula frontal ou da posterior para os altos ou baixos comprimentos de onda respectivamente. De uma forma geral o que acontece é que estando as duas células em série, se existir geração apenas numa delas esta ficará em polarização directa, obrigando a outra a polarização inversa. Este efeito de auto-polarização é responsável pelos diferentes regimes observados sob iluminação com baixos ou altos comprimentos de onda, discutidos de seguida.

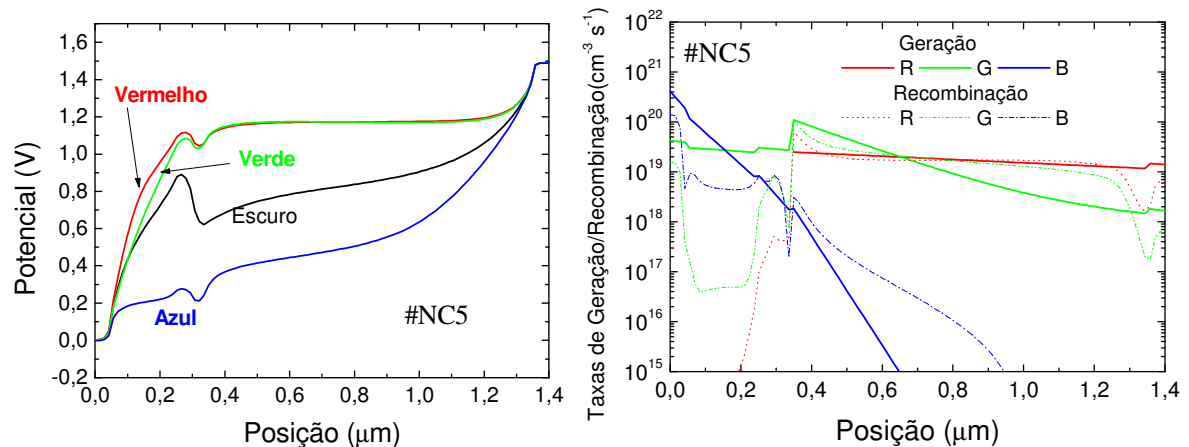


Figura 5.18 – a) Distribuição interna do potencial e b) perfis de geração e recombinação obtidos por simulação para um dispositivo com a mesma estrutura da amostra #NC5.

A Figura 5.19 apresenta as curvas da fotocorrente gerada pelo feixe de prova ($\lambda_s = 650$ nm) em função da tensão de polarização do sensor, com iluminação de fundo de diferentes comprimentos de onda para a amostra #NC5. Para melhor compreender o comportamento do dispositivo, estas foram medidas em regime AC e DC, para os mesmos fluxos luminosos do

feixe de prova e da iluminação de fundo. No regime AC o feixe foi modulado a 1 kHz com um modulador mecânico e a corrente medida com um amplificador *lock-in*. No regime DC, foram efectuadas duas medidas da corrente total no dispositivo, uma só com a iluminação de fundo, de diferentes comprimentos de onda, e outra em simultâneo com o feixe de prova. A fotocorrente gerada pelo feixe de prova foi então obtida pela diferença entre os dois sinais, o que anula também a corrente de escuro, uma vez que esta é constante nas duas medidas.

Analisando o gráfico da Figura 5.19 a) vemos que em polarização directa, para qualquer comprimento de onda, a fotocorrente (do feixe) é próxima de zero aparentando não existir transição do regime primário para o secundário. Na realidade, observando a curva da fotocorrente com iluminação frontal azul e posterior vermelha (geração nas duas camadas *i*) Figura 5.19 c) verifica-se que a transição para o regime secundário se dá para polarizações directas mais elevadas, sendo que na gama entre 0V e 2V a fotocorrente se aproxima de zero devido a um aumento da recombinação causada pelo baixo campo eléctrico nas camadas *i*. Este efeito foi também observado nas estruturas simples com camadas dopadas com incorporação de carbono. Para tensões directas elevadas a corrente total através do dispositivo aumenta, levando a uma diminuição considerável da relação sinal/ruído, pelo que esta técnica deixa de fornecer resultados fiáveis.

Em polarização inversa são observadas características diferentes dependendo do comprimento de onda da iluminação de fundo. Para comprimentos de onda acima do hiato da camada *i* frontal não existe geração nesta camada, o que faz com que a fotocorrente seja nula. Efectivamente, como a estrutura é composta por dois díodos em série a corrente total será limitada pelo díodo com a menor corrente, o que justifica o observado. Para os baixos comprimentos de onda, como existe geração na junção frontal, os portadores gerados na junção posterior podem atravessar esta junção e ser colectados externamente. A variação da corrente com a tensão de polarização é o resultado da variação do campo eléctrico interno na junção posterior com a tensão aplicada, com a consequente alteração da eficiência de colecção. Para tensões inversas elevadas a corrente tende a saturar indicando colecção máxima das cargas geradas pelo feixe de prova.

Observando agora as características AC (Figura 5.19 b)), vemos que a corrente medida sem iluminação de fundo não é nula como no caso anterior. Na prática a fotocorrente gerada no fotodíodo posterior é acoplada para o exterior pela capacidade da junção frontal (polarizada inversamente). Em polarização inversa o comportamento para baixos comprimentos de onda é semelhante ao observado em DC. Para os altos comprimentos de onda, como a luz de fundo passa a ser absorvida na mesma zona activa que a do feixe de prova, é observado o mesmo

efeito de redução da eficiência de colecção anteriormente descrito em relação à estrutura simples. De uma forma geral estes dados podem ser interpretados de forma simples considerando a existência de dois regimes diferenciados para altos e baixos comprimentos de onda da luz de fundo (imagem). Nos comprimentos de onda intermédios assiste-se a uma combinação dos dois regimes sendo a transição de regime dependente da tensão de polarização.

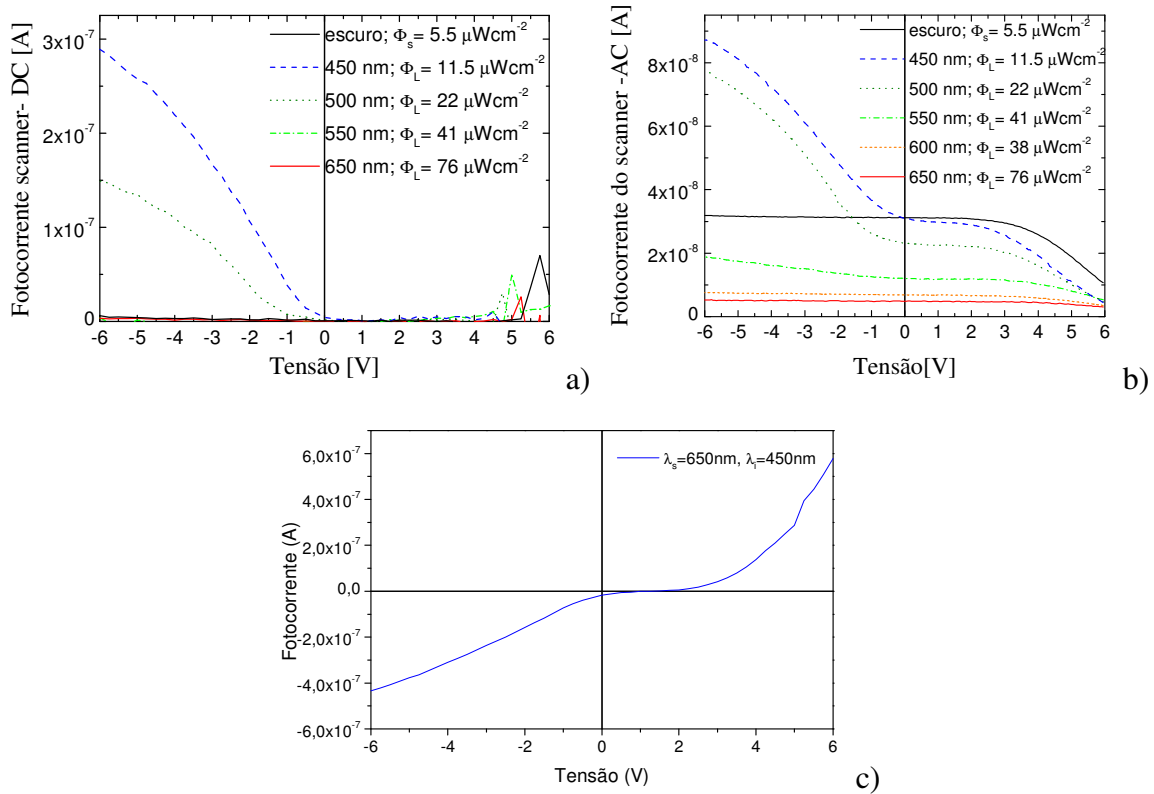


Figura 5.19 – Fotocorrente gerada pelo feixe de prova para diferentes comprimentos de onda da luz de polarização para a amostra #NC5 a) medida em *dc*, b) medida em *ac*, c) fotocorrente com iluminação frontal azul e posterior vermelha.

De acordo com o exposto anteriormente, e uma vez que o comprimento de penetração da radiação depende do comprimento de onda desta, as três amostras com espessuras diferentes da camada *i* posterior foram caracterizadas por forma a aferir a influência deste factor no funcionamento do dispositivo. Para tal, a fotocorrente gerada pelo feixe de prova foi medida pelo método *ac* descrito anteriormente. Foram efectuadas medidas sob iluminação com os três comprimentos de onda principais e no escuro. Como se pode observar na Figura 5.20 a, b, c) a variação da espessura da camada *i* posterior afecta de forma mais significativa o comportamento nos comprimentos de onda intermédios (verde). As curvas relativas aos altos (vermelho) e baixos (azul) comprimentos de onda seguem, de forma geral, a mesma tendência

nas três amostras. O esquema apresentado na Figura 5.20 d) permite compreender as diferenças observadas nos dados para os comprimentos de onda intermédios (região do verde). Na amostra mais fina (#NC4) a penetração dos fótons com comprimento de onda na região do verde estende-se por toda a célula posterior, o que justifica o comportamento semelhante à radiação vermelha, mesmo sob polarização inversa. Na amostra de espessura intermédia (#NC5), devido ao aumento da espessura da célula posterior, os fótons (da imagem) são agora absorvidos quase na totalidade numa parcela frontal desta. Com polarização inversa a distribuição de potencial altera-se, fazendo aumentar o campo eléctrico na zona final da camada i posterior, onde a geração fotoeléctrica é mais baixa. Isto faz com que a fotocorrente devida ao feixe de prova aumente sob polarização inversa, como se observa na figura. Na amostra mais espessa (#NC7) observa-se o mesmo efeito descrito anteriormente, diminuindo o valor da tensão necessária para fazer a fotocorrente gerada pelo feixe de prova ultrapassar a medida no escuro.

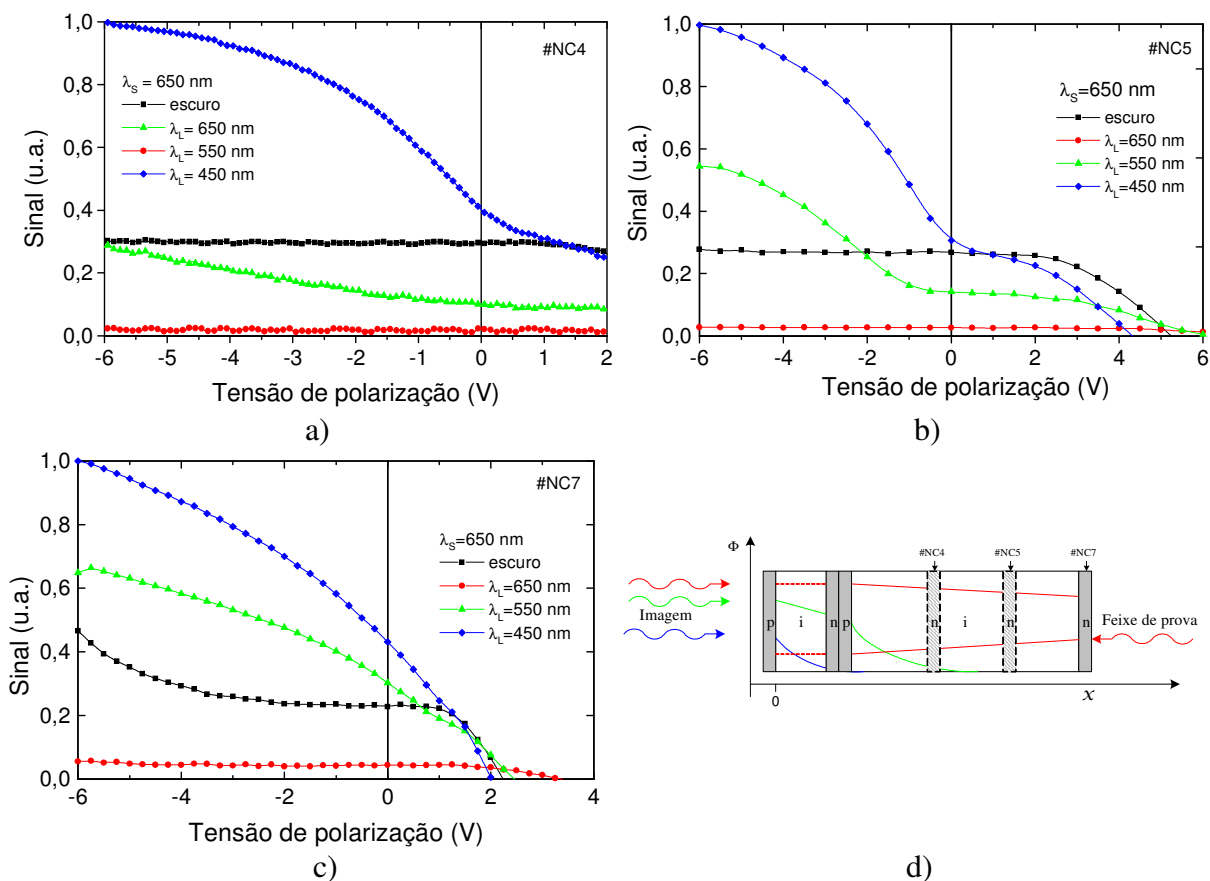


Figura 5.20 – Sinal medido no escuro e com iluminação de fundo das três cores primárias em função da tensão de polarização para os sensores a) #NC4, b) #NC5 e c) #NC7 d) Esboço da intensidade da radiação ao longo das amostras, para diferentes comprimentos de onda.

Para que o dispositivo possa ser utilizado como sensor de cor é necessário que a sua resposta espectral mostre selectividade de acordo com os parâmetros de operação. Como se pode observar na Figura 5.21 a variação da tensão de polarização afecta de forma diferenciada a resposta do dispositivo aos altos e baixos comprimentos de onda. Para comprimentos de onda acima de ~600nm o sinal não é afectado pela tensão de polarização. Abaixo deste valor o sinal apresenta um máximo para ~500nm sob polarização inversa. Para tensões positivas a resposta aos baixos comprimentos de onda é próxima de zero pelo que o dispositivo será apenas sensível à radiação de comprimento de onda na região do vermelho.

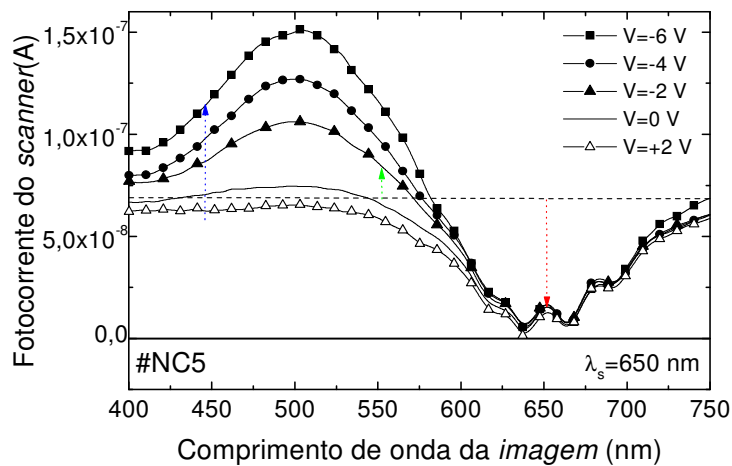


Figura 5.21 – resposta à variação do comprimento de onda da imagem para a amostra #NC5.

Utilizando a variação da resposta espectral com a tensão aplicada podemos assim obter a informação de cor de uma imagem recorrendo à captura de imagens sob diferentes tensões de polarização e aplicando posteriormente um algoritmo para combinação destas. Na Figura 5.22 podemos observar várias imagens capturadas com o sensor #NC5 polarizado a -6V, -2V e 1V. Como imagem foi utilizado o caracter “5” iluminado com luz de diferentes comprimentos de onda. Como se pode observar com a imagem a vermelho a mesma resposta foi obtida para as diferentes tensões. Para a imagem a verde a resposta anula-se para uma tensão próxima de -2V e para a azul a cerca de 1V.

Amostra #NC5

Tensão \ Cor	-6V	-2V	1V
Vermelho			
Verde			
Azul			

Figura 5.22 – Imagens obtidas com a amostra #NC5 sob diferentes condições de iluminação.

Uma vez que a resposta à cor fica algo fora do âmbito deste trabalho mais detalhes podem ser encontrados na bibliografia [15,16,17]. O princípio do LSP foi ainda utilizado com sucesso em estruturas do tipo *p-i-n-i-p* para detecção de cor [18].

5.6. Estruturas MIS (Metal Isolante Semicondutor)

A arquitectura típica de um pixel num sensor de imagem de estado sólido é composta por um transístor (TFT) a funcionar como comutador e um díodo como sensor de luz. A carga gerada durante o tempo de exposição é armazenada na capacidade do próprio sensor e é subsequentemente transferida para um amplificador através do transístor. Utilizando a técnica LSP é possível redefinir a arquitectura do pixel, substituindo a comutação eléctrica por optoelectrónica. As principais vantagens associadas a este novo tipo de sensor são o aumento do factor de preenchimento do pixel, uma vez que o elemento de comutação é fabricado por baixo do elemento sensor e não ao lado deste, e uma diminuição da complexidade da matriz, resultado da simplificação da interconexão dos vários pixels. Uma das áreas em que a tecnologia de filmes finos pode competir com a de silício cristalino é a dos sensores de grande área para raios-X onde, além desta característica essencial, uma vez que a utilização de lentes para a focagem da radiação X é extremamente complexa, os dispositivos devem também apresentar elevada responsividade à radiação. Uma outra vantagem muito importante do silício amorfo face ao seu congénere cristalino é a sua elevada resistência à radiação, fazendo com que esta seja a tecnologia ideal para substituir a velha película fotográfica, ou até mesmo outras tecnologias que entretanto apareceram.

Existem dois tipos de sensores de raios-X de estado sólido, os de conversão directa, onde os fótons são absorvidos e convertidos em pares electrão lacuna dentro do material semicondutor, e os de conversão indirecta, onde a radiação X é convertida para a região do visível por um material cintilador sendo depois utilizado um sensor óptico para a região do visível. Devido ao baixo coeficiente de absorção do a-Si:H para as energias envolvidas, os sensores de conversão directa têm de apresentar uma espessura da camada activa considerável. Por esta razão decidimos optar pela técnica de conversão indirecta para desenvolver um sensor de raios-X de grande área utilizando a técnica LSP.

5.6.1. Estrutura

A Figura 5.23 a) mostra um esquema da estrutura do sensor de imagem de raios-X proposto. O dispositivo é composto pela sequência vidro/ZnO:Al/(a-Si:H)*p-i-n-i-p*/a-SiN_x:H/ITO fabricada por PE-CVD a uma temperatura do substrato de 220°C, sobre a qual é posteriormente depositado um material fosforescente para conversão da radiação-X em luz visível. A estrutura de pixels é definida pela padronização da camada *p* superior. O protótipo fabricado possui uma matriz de 42x42 pixels com um espaçamento de 250µm, com uma área do eléctrodo superior de 1.2x1.2 cm². A camada *n* foi fabricada com uma espessura de 30 nm introduzindo metano durante o processo de deposição por forma a diminuir a sua condutividade. Este passo é de especial importância uma vez que correntes laterais elevadas nesta camada degradariam a performance do sensor, assim como acontece no sensor LSP [19]. As espessuras das camadas intrínsecas são de 600 nm e 200 nm para o díodo superior e inferior respectivamente. Mais detalhes acerca das condições de deposição podem ser encontrados em trabalhos publicados [20]. Para fins de teste e caracterização optoelectrónica foram fabricados num mesmo substrato dispositivos com diferentes áreas e outras estruturas de teste, como díodos *p-i-n*, necessárias para efeitos de calibração. A Figura 5.23 mostra uma fotografia do conjunto. Note-se que o encapsulamento apenas foi utilizado para aumentar a robustez dos dispositivos evitando que estes se danificassem facilmente durante a fase de caracterização optoelectrónica. Numa aplicação prática, a técnica de encapsulamento teria de ser diferente para permitir a iluminação do sensor pela parte de baixo.

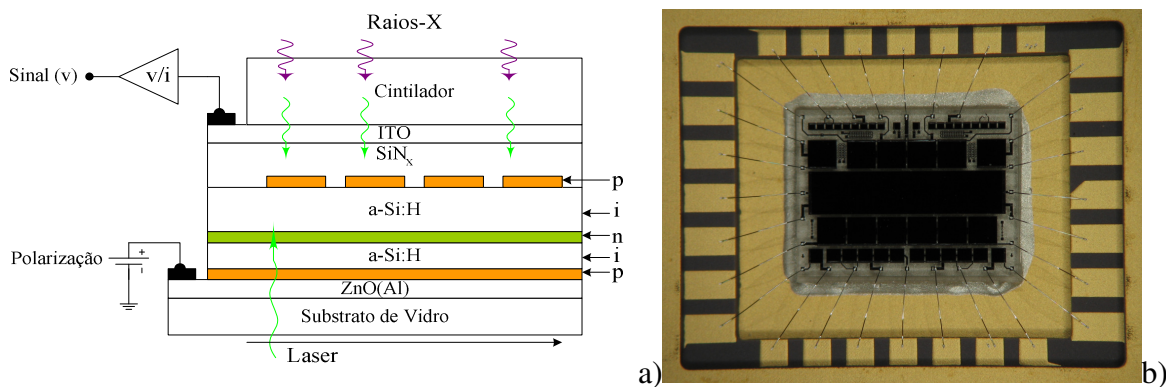


Figura 5.23 – a)Estrutura do sensor de raios-X com endereçamento óptico, b)fotografia do dispositivo de testes encapsulado.

5.6.2. Princípio de operação

Para melhor compreender o princípio de funcionamento deste sensor vamos recorrer ao seu circuito eléctrico equivalente, apresentado na Figura 5.24 a). O circuito equivalente de cada

pixel pode ser descrito por uma capacidade C na qual será armazenada a carga gerada e dois díodos ligados “costas com costas”. O condensador é formado entre o contacto superior de ITO e um dos segmentos da camada p , sendo o dieléctrico formado pela camada de SiN_x . Um amplificador externo encarrega-se de converter a carga armazenada numa tensão, que depois será registada por um osciloscópio digital ou por outro sistema de aquisição de sinal.

A estrutura $p-i-n-i-p$ apresenta duas funções distintas, dependendo da polarização eléctrica aplicada, sendo utilizada como elemento de conversão fotoeléctrica durante a fase de conversão, e elemento comutador na fase de leitura. Na etapa de conversão é aplicada uma tensão positiva (ver Figura 5.24 b)) ao eléctrodo inferior causando uma redistribuição do potencial eléctrico entre a capacidade C e a própria capacidade da estrutura $n-i-p$ superior, definida pela relação entre as capacidades dos dois elementos. Como a camada de SiN_x é mais fina do que a estrutura de $a\text{-Si:H}$ a queda de tensão através da estrutura $p-i-n-i-p$ é superior àquela através da camada de SiN_x . Após a aplicação da tensão de polarização e depois de decorrido o tempo necessário para ultrapassar o transiente inicial é ligada a fonte de radiação-X, sendo esta convertida para radiação na banda do visível pela camada de material cintilador. A luz emitida pelo fósforo é então absorvida no díodo $n-i-p$ superior que se encontra inversamente polarizado. O campo eléctrico encarrega-se então de separar as cargas geradas carregando o condensador. Após desligar a fonte de radiação, a tensão de polarização é reposta a zero e dá-se início à fase de leitura. Durante esta fase o feixe laser ($\lambda=633\text{ nm}$) vai percorrer toda a superfície activa do sensor, polarizando os diversos comutadores $p-i-n-i-p$ de modo a transferir a carga acumulada em cada pixel para o amplificador de carga externo. O sistema de varrimento utilizado foi já descrito num capítulo anterior.

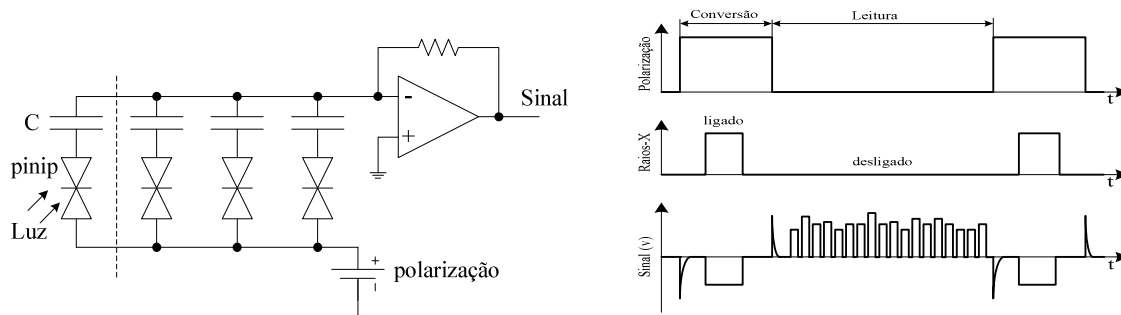


Figura 5.24 – a) Circuito equivalente do sensor e b) diagramas temporais da operação do mesmo.

5.6.3. Resultados

Para comprovar o funcionamento do dispositivo foi montado um protótipo para teste, utilizando a técnica de varrimento rápido descrita anteriormente. A parte de conversão de

raios-X em luz visível não foi incluída uma vez que se trata de uma técnica standard bastante utilizada e não indispensável para o teste do sensor dado que este é sensível a radiação visível. Foi então utilizada uma máscara com três fendas para projectar uma imagem composta por três riscas iluminadas sobre a superfície frontal do sensor. A Figura 5.25 mostra o sinal obtido para uma linha utilizando impulsos de polarização com 5 V de amplitude a uma taxa de aquisição de 400 linhas por segundo. Como pode ser observado, o sinal obtido não apresenta a característica ideal de degrau na transição entre zonas iluminadas e escuras. Este efeito pode ter diversas origens, de entre as quais se podem destacar: desfocagem do feixe de varrimento (o diâmetro do feixe deverá ser inferior à dimensão de um pixel); Correntes laterais provocando interferência entre pixels adjacentes. O referido dispositivo encontra-se ainda em estudo por forma a optimizar o seu funcionamento, sendo ainda necessário efectuar diversos testes, nomeadamente utilizando raios-X após a deposição da camada cintiladora. Mais informação relativa ao funcionamento do dispositivo pode ser encontrada em trabalhos publicados [21].

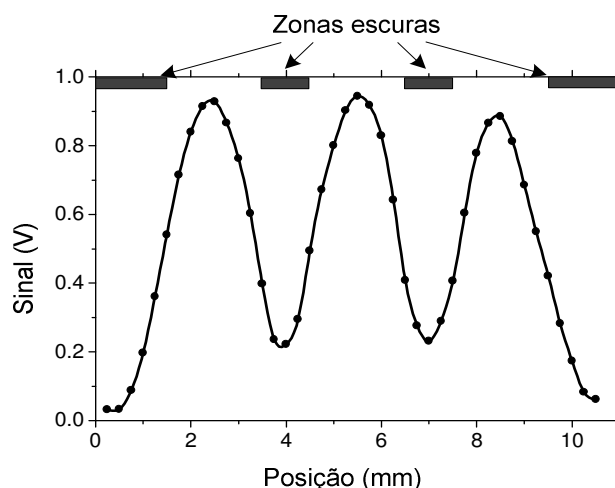


Figura 5.25 – Sinal obtido durante o varrimento de uma linha com uma tensão de 5V.

5.7. Trabalho em curso

Após um esforço considerável para o desenvolvimento dos sensores de imagem do tipo LSP baseados exclusivamente em estruturas *p-i-n*, apresentados nos sub-capítulos 5.2 a 5.5, os primeiros resultados obtidos com a introdução de estruturas MIS (sub-capítulo 5.6) mostraram-se promissores. Aliando a simplicidade à compatibilidade com o processo comercial de fabrico de TFT's foi proposta a utilização de uma estrutura MIS com camada activa de a-Si:H como sensor de imagem para raios-X, ver Figura 5.26.

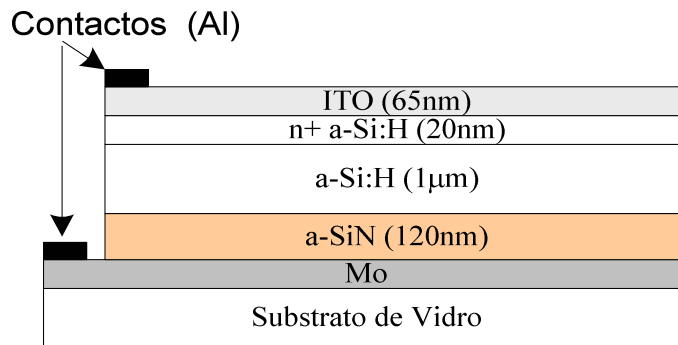


Figura 5.26 – Estrutura do dispositivo proposto para sensor de raios-X.

O princípio de funcionamento do dispositivo é semelhante ao apresentado na secção 5.6, pelo que também neste caso é necessário polarizar o dispositivo de forma sequencial por forma a transferir a carga gerada opticamente no dispositivo para o exterior.

A Figura 5.27 a) apresenta um diagrama de blocos do sistema de medida utilizado para a caracterização do dispositivo. O amplificador de carga e o interruptor S_1 são implementados por um integrador comutado de baixo ruído da Texas Instruments (Ref: ACF2101). Este circuito integrado dispõe internamente de condensadores de 100pF de precisão para integração. No entanto, o seu valor baixo limita a quantidade de carga que pode ser armazenada, o que levou a que se utilizasse um condensador externo com um valor de 1 nF. O aumento do valor da capacidade permite a caracterização de estruturas com maior área e a utilização de fluxos luminosos mais elevados sem que o amplificador sature. Dependendo do tipo de caracterização a efectuar, o sinal de saída do integrador pode depois ser medido por um amplificador *lock-in* ou por um osciloscópio digital e armazenado num computador para processamento posterior.

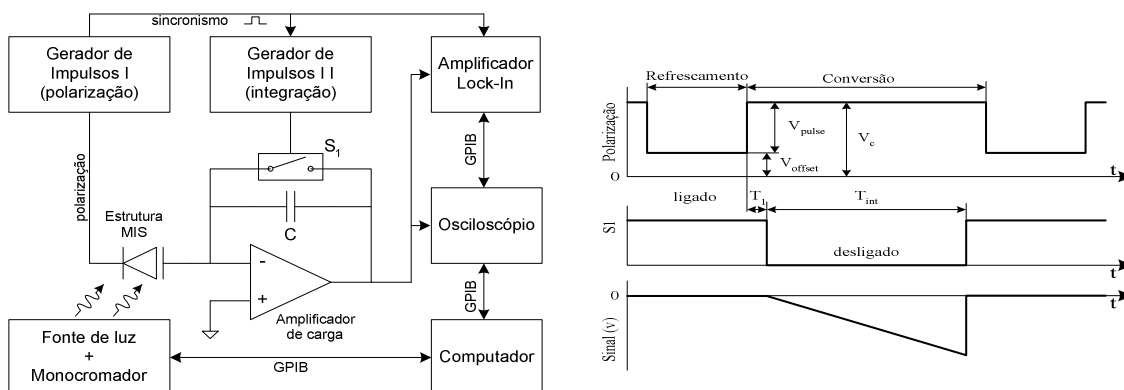


Figura 5.27 – a) Diagrama de blocos do sistema de caracterização e medida utilizado, b) temporização dos diversos sinais.

Dependendo da tensão de polarização, o dispositivo opera em dois modos (1) refrescamento e (2) conversão. Como indicado na Figura 5.27 b) V_{offset} e V_c são as tensões aplicadas ao cátodo durante os períodos de refrescamento e conversão respectivamente, enquanto o ânodo permanece ao potencial da massa, imposto pelo integrador. No modo de conversão o amplificador de carga integra a corrente proveniente da estrutura MIS durante um período de tempo T_{int} . O atraso T_l entre a polarização e o começo da integração permite a carga da capacidade de origem geométrica da estrutura MIS, que de outra forma influenciaria o sinal de saída.

A Figura 5.28 apresenta a resposta espectral do dispositivo medida com o amplificador *lock-in* com $V_{pulse} = 4$ V e $V_{offset} = 2$ V. As franjas de interferência observadas para altos comprimentos de onda provêm da reflexão da luz na interface SiNx/Mo. A eficiência quântica externa atinge um valor máximo de 71% a cerca de 575 nm, diminuindo para os baixos comprimentos de onda. A resposta obtida é particularmente apropriada para a utilização em conjunto com materiais cintiladores para detecção de raios-X, uma vez que o pico de emissão destes se situa tipicamente na região do verde.

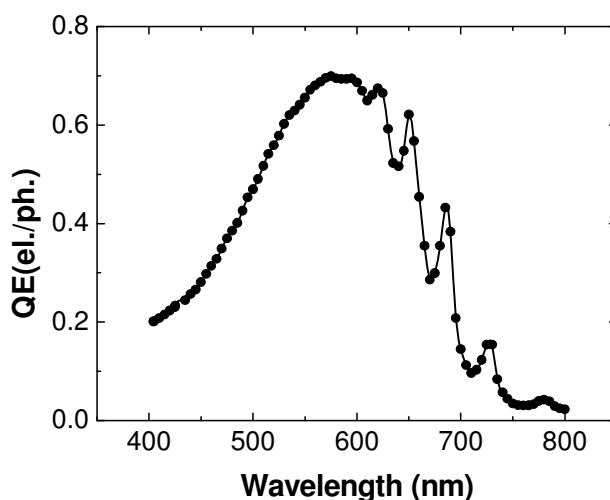


Figura 5.28 – Resposta espectral da estrutura MIS com uma amplitude do impulso de refrescamento de 4V.

Adicionalmente à característica de resposta espectral, foram ainda determinadas a dependência do sinal com as tensões de polarização no escuro e sob iluminação de diferentes comprimentos de onda, estando estes resultados publicados [22]. A investigação das características deste tipo de estrutura continua em curso, tendo os últimos resultados publicados [23, 24] indiciado que este dispositivo é um promissor candidato à substituição dos díodos *p-i-n* como sensores de luz, nomeadamente em sensores de matriz activa. A

ausência da camada dopada tipo *p* faz com que a sequência das camadas que compõem o comutador (TFT) e o sensor (MIS) seja a mesma (ver Figura 5.29), o que é uma vantagem importante em termos de processo de fabrico, uma vez que diminui o número de etapas do mesmo, baixando o custo de produção e aumentando o rendimento.

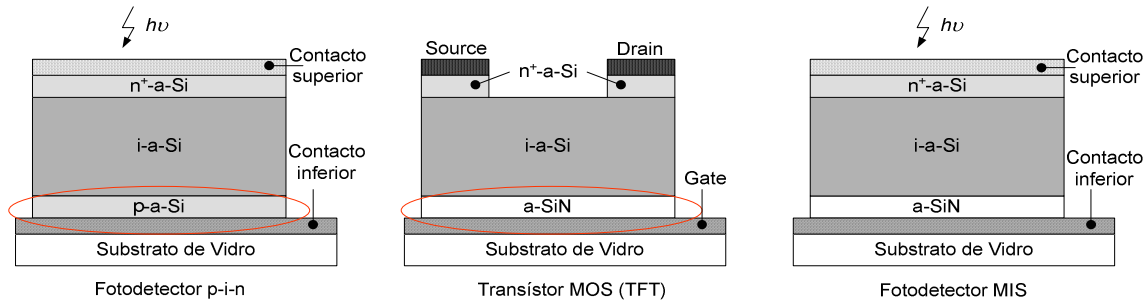


Figura 5.29 – Estrutura típica para dispositivos *p-i-n*, TFT e MIS.

Esta linha de investigação revelou resultados promissores pelo que a opção pelo seu prosseguimento parece evidente. O relativamente complexo esquema de polarização utilizado faz com que seja necessário continuar o estudo da variação das características dos dispositivos em função dos diferentes parâmetros.

5.8. Conclusões

Neste capítulo foram apresentados os resultados experimentais obtidos para diferentes estruturas utilizando a técnica LSP. Os resultados obtidos demonstram que a técnica proposta é muito versátil, permitindo a detecção de imagem em tons de cinzento ou a cores, sem a utilização de filtros ópticos. A evolução da estrutura *p-i-n* simples para estruturas mais complexas permitiu melhorar as prestações do sensor, nomeadamente a nível da resolução, sensibilidade e relação sinal ruído.

Os resultados preliminares apresentados mostram que a técnica pode também ser utilizada com sucesso em estruturas MIS baseadas em a-Si:H. Este tipo de estrutura aparece como forte candidato para aplicações em sensores de imagem de grande área, nomeadamente ao nível da detecção de raios-X, e como tal surgiu como uma linha de investigação natural.

5.9. Referências

- [1] M. Fernandes, M. Vieira, I. Rodrigues, and R. Martins, “Novel Structure for Large area image sensing”, *Sensors and Actuators A physical* (2004) 360-364.
- [2] M. Vieira, M. Fernandes, P. Louro, A. Fantoni and I. Rodrigues, “Optically addressed read-write device based on a tandem heterostructures” *International conference on amorphous and microcrystalline semiconductors: Science and Technology*, (Campos do Jordão SP, Brazil, August 25-29, 2003)
- [3] M. Vieira, R. Martins, E. Fortunato, F. Soares and L. Guimarães. "a-Si:H Ambipolar Diffusion Length and Effective Lifetime Measured by Flying Spot (FST) and Spectral Photovoltage (SPT) Techniques", *J. of Non-Cryst. Solids*, 137&138 (1991) pp. 479–482.
- [4] H. Gleskova, S. Wagner e Z. Suo, *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.*, 508 (1998) p. 73.
- [5] Sigurd Wagner, Stephen J. Fonash, Thomas N. Jackson, James C. Sturm, *SPIE Symp. Proc.* 4362-19 (2001).
- [6] M. Vieira, M. Fernandes, J. Martins, P. Louro, A. Maçarico, R. Schwarz, and M. Schubert, *IEEE Sensors Journal*, Vol 1, No. 2 (2001) pp.158-167.
- [7] C. Koch, M. Ito, M. Schubert, and J. H. Werner, *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.* 575 (1999) 749.
- [8] M. Vieira, P. Louro, M. Fernandes, R. Schwarz, M. Schubert, “Large area p-i-n flexible image sensors” *Flexible Electronics 2004-Materials and Device Technology*, *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.*, 814 (2004) I7.11.
- [9] M. Fernandes, Yu. Vygranenko, P. Louro, M. Vieira, “Non pixelated amorphous silicon based image sensors”, *European Materials Research Society Symposium*, (Strasbourg, France, 18-21, June, 2002). *Physics E*. 16/3-4 (2003) pp.563-567.
- [10] M. Fernandes, P. Louro, J. Martins, A. Maçarico, R. Schwarz, M. Vieira. *Sensors and Actuators A*. 92 (2001) 60-66.
- [11] M. Vieira, P. Louro, M. Fernandes, and A. Fantoni, “Optical confinement in a Double Colour Laser Scanned Photodiode (D/CLSP)”, *Sensors and Actuators A-Physical*, (2004) Vol. 114 (2-3). pp. 219-223.
- [12] A. Fantoni, P. Louro, M. Fernandes, M. Vieira, G. Lavareda and C. Nunes De Carvalho; “Enhanced short wavelength response in laser-scanned-photodiode image sensor using an a-SiC:H/a-Si:H tandem structure”, *Sensors and Actuators A: Physical*, Volumes 123-124, (2005), Pages 343-348

- [13] G. Lavareda, C. Nunes de Carvalho, A. Amaral, J.P. Conde, M. Vieira, V. Chu, *Vacuum* 64 (2002) 245–248
- [14] M. Vieira, P. Louro, A. Fantoni, M. Fernandes, G. Lavareda and C. N. Carvalho, *Mat. Res. Soc. Symp. Proc. Symp. A*, 910 (2006) A17.2.
- [15] M. Fernandes, A. Fantoni, M. Niehus, P. Louro, G. Lavareda, C. N. Carvalho, M. Vieira, “Fine-tuning of the spectral collection efficiency in a multilayer junction through the LSP technique” em *Micro- and Nanosystems- Materials and Devices*, *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.*, 872 (2005) J8.3.
- [16] M. Vieira, M. Fernandes, P. Louro, A. Fantoni, G. Lavareda, C. N. Carvalho e Y. Vygranenko; “A two terminal optical signal and image processing p-i-n/p-i-n image and colour sensor”, *Sensors and actuators A Physical*, (2005), vol. 123-4, pp. 331-336.
- [17] J. Martins, M. Fernandes, A. Fantoni and M. Vieira “Spice model for a laser scanned photodiode tricolor image sensor”, *Journal of Non-Crystalline Solids*, Volume 352, Issues 9-20, 15 June 2006, Pages 1813-1817.
- [18] P. Louro, Y. Vygranenko, J. Martins, M. Fernandes, M. Vieira, “Colour sensitive devices based on double p-i-n-i-p stacked photodiodes” *Thin Solid Films* Volume 515, Issue 19, 16 July 2007, Pages 7526-7529.
- [19] M. Vieira, M. Fernandes, P. Louro, R. Schwarz, M. Schubert, *J. Non-Cryst. Solids*, 299–302 (2002) 1245
- [20] Y. Vygranenko, P. Louro, M. Vieira, J. Chang, and A. Nathan, *J. Non-Cryst. Solids*, 352 (2006)1837.
- [21] M. Vieira, Y. Vygranenko, M. Fernandes, P. Sanguino, A. Fantoni, P. Louro, R. Schwarz, “Preliminary results on large area X-ray a-SiC:H multilayer detectors with optically addressed readout”, *Amorphous and Polycrystalline Thin-Film Silicon Science and Technology*, *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.*, 989 (2007) A19.02.
- [22] M. Fernandes, Y. Vygranenko, A. Fantoni, R. Martins e M. Vieira, “Spectral response characterization of a-Si:H-based MIS-type photosensors”, *Phys. stat. sol. (c)* 5, No. 10, 3410–3413 (2008).
- [23] N. Safavian, Y. Vygranenko, J. Chang, Kyung Ho Kim, J. Lai, D. Striakhilev, A. Nathan, G. Heiler, T. Tredwell, e M. Fernandes, “Modeling and Characterization of the Hydrogenated Amorphous Silicon Metal Insulator Semiconductor Photosensors for Digital Radiography”, *Amorphous and Polycrystalline Thin-Film Silicon Science and Technology*, *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.*, 989 (2007) A12.06.

- [24] Miguel Fernandes, Yuriy Vygranenko, Manuela Vieira, Gregory Heiler, Timothy Tredwell, Arokia Nathan, “Transient current in a-Si:H-based MIS photosensors”, Amorphous and Polycrystalline Thin-Film Silicon Science and Technology, Mat. Res. Soc. Symp. Proc., 1066 (2008) A18.06.



Imagens capturadas com diferentes sensores

Capítulo 6

Conclusões e perspectivas futuras

6.1. Conclusões

A tese aqui apresentada reflecte o trabalho de investigação desenvolvido ao longo de um período de tempo relativamente alargado, que conduziu ao desenvolvimento de um conceito inovador de sensor de imagem de grande área baseado na tecnologia de silício amorfo hidrogenado.

Actualmente o mercado dos sensores de imagem é dominado pelos sensores em tecnologia CMOS, em parte devido ao grande impulso dado pelo desenvolvimento desta tecnologia no fabrico de circuitos integrados digitais. No entanto, o facto de esta ser uma tecnologia de silício cristalino faz com que a área útil do sensor esteja limitada à dimensão dos substratos disponíveis comercialmente (na prática a uma pequena fracção desta). Esta divergência entre a área do sensor e o tamanho da cena faz com que para a captação de imagens seja necessário recorrer a um sistema óptico, mais ou menos complexo, que permite mapear a imagem na superfície activa do sensor. Este sistema contribui de forma significativa para a diminuição

das prestações do sensor, uma vez que introduz distorções cromáticas e geométricas, além de tornar o sistema mais volumoso. Existem ainda situações em que os elementos que compõem este sistema, nomeadamente as lentes, são de obtenção difícil, nomeadamente para aplicações com raios-X. Impelidos pelas limitações apresentadas, em termos de área, pelos sensores cristalinos, e após alguns resultados encorajadores obtidos com sensores ópticos em tecnologia de silício amorfo, surgiu a ideia de investigar a possibilidade de construir sensores de grande área nesta tecnologia.

Uma imagem típica contém uma quantidade de informação muito elevada (cor, contraste, ...) o que faz com que a sua detecção não possa ser feita com um sensor óptico simples, uma vez que estes dão um sinal proporcional à média das condições de iluminação da sua área activa. A abordagem típica para a resolução deste problema consiste em discretizar a imagem em parcelas muito mais pequenas, chamadas pixels, por forma a que a informação presente em cada uma destas parcelas possa ser captada com um sensor óptico simples. A obtenção da imagem completa passa assim pela combinação da informação captada em cada um dos pixels sob a forma de uma matriz. Na prática, a forma trivial de implementar esta técnica consiste em utilizar um grande número de fotodíodos dispostos em forma de matriz. A carga fotogerada em cada pixel é transformada numa tensão e conduzida à periferia do circuito por intermédio de transístores que são ligados ou desligados sequencialmente. Esta abordagem consiste assim em fazer um endereçamento eléctrico de cada pixel, e conduz a uma solução que, embora funcional, aumenta bastante a complexidade do circuito, uma vez que tipicamente por cada pixel são necessários três transístores MOS. O elevado número de transístores que compõem o pixel provoca uma diminuição da área activa efectiva disponível para a detecção da radiação, diminuindo a sensibilidade do sensor.

Neste trabalho foi proposto um novo tipo de sensor de imagem que permite em grande medida evitar o inconveniente atrás descrito, e ao mesmo tempo simplificar bastante o processo de fabrico. Em substituição do endereçamento eléctrico é utilizado endereçamento óptico. Esta abordagem permite simplificar a estrutura do pixel ao extremo, sendo mesmo desnecessária a sua individualização. O sensor de imagem é assim composto por uma estrutura única (*p-i-n*) de grande área, como permitido pela tecnologia de silício amorfo. No entanto, alguma da complexidade eliminada na estrutura do pixel é transferida para o sistema de endereçamento óptico, considerando-se ainda assim o balanço total positivo, já que o componente mais importante do sistema é a estrutura de silício amorfo.

O trabalho de investigação desenrolou-se em duas grandes linhas que no final convergiram para a realização do protótipo do sensor de imagem, a saber designadamente:

Desenvolvimento da estrutura *p-i-n* do sensor de imagem; E o desenvolvimento do sistema de endereçamento óptico.

Desenvolvimento da estrutura *p-i-n*

Partindo da ideia base que a componente activa do sensor de imagem podia ser composta apenas por uma estrutura *p-i-n* de grande área começou por investigar-se as características optoelectrónicas dos materiais que iriam formar a estrutura. Esta etapa foi de especial importância uma vez que devido à não existência de isolamento físico entre os pixels, era necessário encontrar um material semiconductor que minimizasse as correntes eléctricas entre as zonas iluminadas e escuras do sensor. Estas correntes, também existentes nos sensores de matriz activa, conduzem a uma degradação das características do sensor de imagem dando origem a um efeito de borrão na imagem.

Um dos processos fundamentais do sensor de imagem apresentado consiste na modulação do potencial interno na junção pelas condições locais de iluminação, permitindo a utilização de um feixe de luz de baixa intensidade para sondar as condições de iluminação em toda a área do sensor. Os dois factores atrás indicados levaram a que se incluíssem também no estudo heteroestruturas baseadas em a-Si:H/a-SiC:H. Estes materiais foram estudados recorrendo a diferentes ferramentas de diagnóstico por forma a determinar as suas características optoelectrónicas. O estudo recaiu inicialmente sobre os materiais isolados, evoluindo depois para estruturas *p-i-n* formadas com estes materiais.

Caracterização das camadas individuais

Para a caracterização dos materiais que viriam a compor a estrutura do sensor, estes foram depositados em substratos de vidro ou de silício cristalino. As amostras obtidas foram depois intensivamente analisadas para determinação das suas características estruturais, ópticas e eléctricas.

As características estruturais foram obtidas por espectroscopia de infravermelhos. Esta técnica permite a identificação dos diferentes grupos moleculares presentes no material, pela análise dos seus modos vibracionais, permitindo nomeadamente determinar a forma como os átomos de carbono e hidrogénio se ligam na matriz de silício.

A caracterização eléctrica foi efectuada através da medida experimental da dependência da condutividade no escuro com a temperatura para uma gama de temperaturas entre a temperatura ambiente e aquela a que o filme foi fabricado. Estas medidas permitiram aferir a

energia de activação dos diversos materiais. A fotocondutividade dos materiais foi também determinada à temperatura ambiente sob condições de iluminação AM1.5.

A técnica de espectrometria de transmissão na gama UV/VIS/NIR e o método de fotocorrente constante (CPM) foram utilizados para analisar as características ópticas dos materiais para as diferentes energias da radiação. A primeira é útil na zona de forte absorção óptica enquanto o segundo é utilizado para a zona de fraca absorção. A existência de uma zona de sobreposição da aplicabilidade dos dois métodos permite a comparação dos resultados obtidos e a caracterização num espectro de energias mais alargado.

A espessura dos diferentes filmes foi obtida pelas medidas de transmissão e confirmada em alguns casos com recurso a um perfilómetro. Destas medidas foi ainda obtida a dependência do coeficiente de absorção com o comprimento de onda da radiação e o diagrama de Tauc, permitindo a determinação do hiato óptico.

As medidas de CPM forneceram informação sobre a desordem estrutural dos materiais e sobre a densidade de defeitos que são indicadores da qualidade do material.

Os resultados obtidos permitiram compreender diversas características dos diferentes filmes, nomeadamente o efeito da incorporação de carbono nas camadas dopadas.

Para o fabrico do material intrínseco foram consideradas as condições de deposição típicas utilizadas no fabrico de células solares, pelo que as suas características não se afastaram muito dos valores típicos. As amostras apresentavam uma fotosensibilidade elevada (da ordem de 7×10^4) e condutividades no escuro baixas (da ordem de $7 \times 10^{-11} \Omega^{-1} \text{cm}^{-1}$). O hiato óptico de 1.79 eV está também de acordo com o previsto, sendo que a energia de Urbach observada indica que a desordem estrutural do material não é muito acentuada, sendo baixa a densidade de defeitos. Estes valores comprovam as boas propriedades optoelectrónicas do material.

A espectroscopia de infravermelhos mostrou ainda que o hidrogénio presente no material se apresentava maioritariamente na forma de grupos SiH, não sendo evidente a existência de grupos SiH₃, porosidades ou cadeias poliméricas. O espectro indicava ainda a presença de grupos SiH₂, o que é característico do material fabricado por PE-CVD.

No fabrico dos filmes de tipo *p* foram utilizados diferentes níveis de dopagem e diferentes composições do material por incorporação de carbono. A incorporação de carbono foi conseguida introduzindo metano no reactor durante o crescimento do filme. Os resultados mostram que para a gama considerada a proporção de carbono incorporado está directamente relacionada com o fluxo de CH₄, uma vez que com o aumento do fluxo de metano se observou um aumento do número de grupos Si-CH₃. Adicionalmente, observou-se ainda um

aumento da energia de activação e do hiato óptico, e uma diminuição da condutividade no escuro.

Nas amostras sem carbono, como era de esperar, a condutividade no escuro à temperatura ambiente é superior à observada para o filme intrínseco, devido à presença de portadores extra causada pela dopagem.

O baixo valor da condutividade no escuro observado nas amostras com carbono, na gama $10^{-8} - 10^{-12} \Omega^{-1} \text{cm}^{-1}$, está de acordo com o pretendido para a redução das correntes laterais na camada p . Esta diminuição, bem como o aumento da energia de activação, podem ser explicadas pela incorporação de carbono no material, que resulta numa diminuição do número de portadores e no aumento da densidade de defeitos. Estes filmes apresentaram características eléctricas próximas do material intrínseco, mantendo-se no entanto baixa a fotosensibilidade. A incorporação de carbono apresenta ainda efeito a nível do hiato óptico, observando-se um aumento com a percentagem de carbono incorporado. No entanto, este aumento pode ter diversas origens, dependendo da quantidade de carbono incorporado. Para baixas concentrações o hiato é principalmente influenciado pela incorporação substitucional de átomos de carbono, formando ligações Si-C. Com o aumento da quantidade de carbono aparecem grupos CH_n funcionando como terminadores e fazendo com que o hiato aumente ainda mais. Esta conclusão pode ser extraída da análise dos espectros de infravermelhos, que confirmam a presença de grupos CH_n e Si-CH_3 cuja abundância é proporcional ao fluxo de metano utilizado durante o depósito do material.

Os filmes tipo n foram fabricados de uma forma similar ao tipo p apresentados anteriormente. No entanto a diferença de algumas características observadas sugere que a incorporação de carbono se faz de forma algo diferente. Os valores da condutividade no escuro são da mesma ordem de grandeza, diminuindo com a incorporação de carbono e tendendo para o observado nos filmes intrínsecos. No entanto, a energia de activação segue um andamento inesperado, aumentando para um fluxo de metano baixo a moderado, e diminuindo para elevados fluxos. No que diz respeito ao hiato óptico os valores observados são similares aos obtidos para o material de tipo p , indicando idêntica incorporação de carbono. Este facto foi comprovado pela análise estrutural uma vez que os espectros de infravermelhos mostram que a magnitude dos picos atribuídos aos estados vibracionais dos grupos S-CH_3 não depende do fluxo de metano. Deve portanto ser assinalado que para a gama de fluxos utilizada se observa uma saturação da incorporação de carbono, não observada no caso do material tipo p .

Em resumo, a incorporação de carbono nas camadas dopadas permite obter valores do hiato óptico e da condutividade no escuro apropriados para a utilização nos sensores de imagem de grande área do tipo LSP.

Caracterização das estruturas p-i-n

Para melhor compreender a influência da incorporação de carbono nas camadas dopadas, foram fabricadas diversas estruturas *p-i-n* utilizando os materiais previamente apresentados. Estes dispositivos foram depois estudados recorrendo a diversas técnicas, nomeadamente a medida de características *I/V* e *C/V* no escuro e sob iluminação e resposta espectral. Os dados experimentais obtidos, juntamente com os resultados de simulação numérica de estruturas similares, permitiram perceber os mecanismos de transporte de carga no dispositivos, e de que forma são influenciados pelas condições de iluminação. A simulação numérica mostrou ser um auxiliar importante para a investigação, uma vez que permite obter de forma rápida os perfis de geração/recombinação, campo eléctrico, densidade de corrente, etc..., através dos dispositivos.

Para clarificar o funcionamento do dispositivo a análise foi apresentada em duas partes, primeiro de forma unidimensional segundo o eixo perpendicular à junção, e depois de forma bidimensional, relativa à superfície activa do sensor.

Relativamente à análise 1D nas diversas medidas experimentais, a área activa do dispositivo foi iluminada homogeneamente sob diferentes condições de intensidade e polarização eléctrica, sendo a corrente registada para posterior tratamento. Dado o elevado número de amostras e medidas a efectuar, foram desenvolvidos diferentes programas em linguagem C ou BASIC por forma a automatizar as diferentes medidas.

Como demonstrado, o princípio básico que suporta a técnica do LSP, consiste na modulação da distribuição do campo eléctrico interno pelas condições de iluminação. Numa estrutura *p-i-n* típica, com camadas *p* e *n* fortemente dopadas, sob polarização inversa o campo eléctrico é nulo através das zonas dopadas, e elevado na zona intrínseca. Esta distribuição do campo eléctrico permanece inalterada mesmo sob iluminação intensa, uma vez que os portadores gerados na zona *i* são prontamente acelerados pelo campo em direcção aos contactos e colectados. Desta forma a responsividade mantém-se praticamente constante com a intensidade da luz incidente. Por outro lado, se uma ou ambas as camadas dopadas apresentarem uma condutividade no escuro baixa, mantendo também baixa a fotocondutividade, como acontece caso sejam baseadas em a-SiC:H e com teor de dopagem inferior, este comportamento altera-se radicalmente. Nestes dispositivos, para tensões de

polarização próximas de zero, a distribuição do campo eléctrico interno observada no escuro é semelhante ao típico. No entanto, quando este é iluminado o campo eléctrico redistribui-se, deixando de ser nulo na camada ou camadas baseadas em a-SiC:H, e diminui no volume da zona *i*. Esta diminuição provoca uma diminuição da eficiência de colecção, resultando numa mais baixa responsividade. Esta dependência da responsividade com a intensidade de iluminação pode ser determinada utilizando um feixe de luz de baixa intensidade como sonda. Mantendo constante a intensidade do feixe de prova, a fotocorrente gerada por este e medida externamente depende das condições de iluminação (princípio do LSP).

Os dispositivos analisados apresentavam diferentes composições das camadas dopadas, verificando-se que com o aumento da incorporação de carbono a magnitude da fotocorrente diminuí. No entanto observa-se uma maior variação com a intensidade da luz de fundo saturando para valores mais baixos desta. Baseado neste facto, o dispositivo pode ser dimensionado para apresentar uma maior sensibilidade ou um maior alcance dinâmico aumentando ou reduzindo a incorporação de carbono, respectivamente. Contrariamente aos sensores ópticos comuns, que apresentam uma relação entre o sinal e a intensidade da luz aproximadamente linear, neste tipo de sensor existe uma relação logarítmica, muito próxima da que é apresentada pelo olho humano. Esta característica pode ser utilizada para construir sensores com resposta semelhante à do olho humano.

Com base nos resultados experimentais foi proposto um modelo eléctrico para o dispositivo a uma dimensão que modela a diminuição da colecção observada para baixos valores da tensão de polarização com um fotodíodo de barreira modulada. Os resultados de simulação obtidos comprovaram a aplicabilidade do modelo.

A aplicação do conceito atrás apresentado para um sensor de imagem é directa, bastando diminuir o diâmetro do feixe de prova e fazê-lo percorrer a superfície activa do sensor de uma forma sequencial registando a fotocorrente gerada em cada ponto (pixel). Como o sinal medido para cada ponto depende das condições de iluminação de fundo (imagem) obtemos assim uma representação bidimensional das condições de iluminação da superfície do sensor, ou seja a imagem. De notar que, muito embora não exista uma discretização espacial do sensor (pixels), na prática estes são criados artificialmente movendo o feixe de prova para uma determinada posição do espaço. Para que este princípio funcione correctamente, é necessário limitar as correntes laterais nas camadas dopadas. Esta exigência é também cumprida pela utilização de uma ou ambas as camadas dopadas baseadas em a-SiC:H de baixa condutividade.

Também neste caso foi proposto um modelo eléctrico em que o sensor é representado por uma matriz de fotodíodos interligados por uma rede de resistências a modelar a resistividade das camadas baseadas em a-SiC:H. Os resultados obtidos foram concordantes com os experimentais. No entanto, uma vez que se trata de um modelo discreto, no caso de um sensor com um elevado número de pixels a simulação pode tornar-se fastidiosa devido ao elevado número de componentes utilizados.

A resolução do dispositivo determinou-se estar relacionada com factores como a dimensão do feixe de prova e as características da estrutura, nomeadamente a incorporação de carbono.

No que diz respeito às fontes de ruído, num sistema desta complexidade elas podem ser da responsabilidade de diversos componentes do sistema. As fontes mais importantes foram indicadas e estudadas, propondo formas de diminuir a sua influência no sinal. Um dos tipos de ruído com maior peso no resultado final mostrou ser o chamado ruído de padrão fixo, que pode ter origem na estrutura *p-i-n* ou no sistema de varrimento óptico. No entanto, o efeito deste pode ser minimizado subtraindo a cada imagem o sinal captado com o sensor no escuro.

Uma característica de especial importância para os sensores ópticos é a sua resposta espectral, uma vez que define o seu comportamento com os diferentes comprimentos de onda do espectro visível. O trabalho experimental mostrou que em curto-circuito a resposta espectral do sensor se aproxima bastante à de uma estrutura *p-i-n* de silício amorfo típica, apresentando um máximo aproximadamente a 600 nm. No entanto, a resposta espectral é neste dispositivo bastante dependente da tensão de polarização, podendo o máximo deslocar-se para a zona baixa do espectro (450nm) para tensões de polarização directas. Este efeito permite, como foi demonstrado, utilizar o sensor LSP como sensor de cor sem a utilização de filtros de cor. Neste caso a informação de cor é obtida captando várias imagens a tensões de polarização diferentes, sendo a imagem a cor obtida a partir destas por um algoritmo simples.

Desenvolvimento do sistema de endereçamento óptico

Um bloco fundamental do sensor do tipo LSP é o sistema de varrimento óptico. Este é responsável por criar o feixe de luz de prova com dimensão, intensidade e comprimento de onda definidos, e por fazer com que este incida num ponto conhecido da superfície activa do sensor. Este sistema é composto por dois blocos distintos: a fonte de luz e o deflector x/y.

A fonte de luz engloba uma fonte de radiação e a óptica de focagem e controlo de intensidade do feixe. Na prática, qualquer fonte de radiação visível poderia ser utilizada, nomeadamente uma lâmpada de filamento ou um LED. No entanto, a opção pela utilização de um laser permite simplificar bastante o restante sistema óptico, uma vez que a luz já se encontra

colimada e apresenta uma baixa flutuação de intensidade. Durante os trabalhos de investigação foram utilizadas diversas fontes laser, nomeadamente um laser gasoso de HeNe ($\lambda=633$ nm; $P<5$ mW), diversos módulos de estado sólido ($\lambda=650$ nm; $P<1$ mW) e um módulo DPSS ($\lambda=532$ nm; $P<5$ mW). O laser de gás foi utilizado na maior parte do trabalho experimental de caracterização mas não é o mais adequado para a implementação do protótipo, devido à sua dimensão, fragilidade e impossibilidade de controlo da potência de emissão. Os módulos de estado sólido mostraram ser os mais indicados uma vez que a intensidade do feixe pode ser controlada electricamente, não sendo necessário recorrer a filtros neutros que aumentam a dimensão do sistema.

O bloco de deflexão x/y do feixe, como o nome indica, está encarregue de orientar o feixe de prova para determinado ponto da superfície activa do sensor. Este pode ser implementado seguindo diferentes técnicas, nomeadamente utilizando deflectores acusto-ópticos ou espelhos. A primeira abordagem foi imediatamente posta de parte pois, muito embora não apresente partes móveis, o que é uma vantagem evidente, apresenta um ângulo de deflexão limitado a alguns graus, e é de construção e alinhamento bastante complexos. Optou-se assim pela solução mecânica de utilizar dois espelhos que rodam sobre eixos orientados perpendicularmente. Uma solução lógica seria recorrer à utilização de galvanómetros acoplados a espelhos, que apresentam a vantagem de estar disponíveis comercialmente. No entanto, optou-se por construir um deflector X/Y de raiz recorrendo a motores de passo. Esta solução de baixo custo permite ainda uma estabilidade muito mais elevada para baixas velocidades de varrimento. O inconveniente principal foi a necessidade de desenvolver e construir, além da parte mecânica, o sistema electrónico de controlo dos motores de passo e a integração no software de medida.

O deflector X/Y desenvolvido para a caracterização dos sensores apresenta uma velocidade de varrimento bastante baixa, o que levou ao desenvolvimento de um outro protótipo para varrimento rápido. Neste módulo manteve-se a ideia básica de utilizar dois espelhos, no entanto o tipo de motores foi alterado para permitir velocidades mais elevadas. Para o motor do eixo X foi utilizado um motor de corrente contínua sem escovas (BLDC) e para o Y um motor do tipo “*voice coil*”. A performance deste sistema é limitada pelas características do motor X uma vez que este define o número de linhas de imagem que podem ser adquiridas por segundo, o que, em última análise limita o número de quadros por segundo que se pode atingir. O motor BLDC utilizado permite atingir uma velocidade de rotação bastante elevada ~20 krpm e, uma vez que está acoplado a um espelho poligonal com seis faces, permite atingir cerca de 2000 linhas por segundo. Desta forma existe um compromisso entre o número

de linhas da imagem e o número de quadros por segundo. O sistema de varrimento fornece dois sinais de nível TTL ao *hardware* de aquisição para efectuar o sincronismo de linha e de quadro. Este tipo de sistema de varrimento introduz no entanto uma distorção geométrica que pode todavia ser corrigida utilizando lentes especiais designadas por “F-Theta”.

O sistema de aquisição de sinal do protótipo é composto por um conversor corrente tensão (SR570) e uma placa de aquisição (KPCI2101). Como esta placa de aquisição tem uma taxa de amostragem limitada a 200 ksps, o número de imagens por segundo e a resolução ficam bastante limitados. No entanto, o protótipo serve apenas de prova conceptual. O *software* desenvolvido para a aquisição de imagem com este sistema limitou ainda mais as prestações do sistema fazendo com que para uma imagem com uma dimensão de 100x100 pixels se atingisse apenas uma razão de 2 imagens por segundo.

O protótipo construído permitiu confirmar a possibilidade de aquisição de imagem em tempo real com sensores do tipo LSP. O ponto fraco do conjunto está, no entanto, no sistema mecânico, uma vez que a limitação do sistema de aquisição é facilmente ultrapassável utilizando uma placa de aquisição com uma taxa de amostragem mais elevada. Uma solução possível seria utilizar um micro-espelho accionável electronicamente, infelizmente esta solução ainda se encontra em desenvolvimento, não estando disponível comercialmente.

Optimização da estrutura do sensor

Além da estrutura *p-i-n* original foram estudadas outras estruturas e técnicas de operação do sensor LSP. Aproveitando a variação da resposta espectral com a tensão de polarização foi demonstrada a possibilidade de aquisição de imagens a cores com o sensor LSP, sendo neste caso denominado CLSP (*color laser scanned photodiode*). O conceito foi provado utilizando uma imagem composta por componentes verde e vermelha apenas, sendo que aplicando diferentes tensões as respostas a estes comprimentos de onda se anulam, permitindo assim obter a imagem em cor pela combinação das imagens captadas às diferentes tensões. Numa tentativa de otimizar a resposta à cor foram testadas outras estruturas mais complexas compostas por dois díodos *p-i-n*. Numa primeira fase foi testada uma estrutura *p-i-n-p-i-n* com a camada *i* frontal baseada em a-SiC:H. O hiato óptico mais elevado desta camada faz com que apenas os baixos comprimentos de onda sejam absorvidos. Desta forma os altos e baixos comprimentos de onda são absorvidos em regiões activas diferentes. Este dispositivo denominado D/CLSP apresenta também uma resposta espectral dependente da tensão aplicada, possibilitando portanto a detecção da informação de cor. A adopção deste tipo de estrutura permite ainda um aumento da relação sinal ruído uma vez que para os baixos

comprimentos de onda a amplitude do o sinal aumenta. Foram efectuados testes de captura de imagens a cores que comprovaram o funcionamento do dispositivo.

Um dos principais inconvenientes do sensor LSP face a um sensor óptico normal é a redução da relação sinal/ruído, uma vez que o sinal que contém a informação da imagem é apenas uma parcela da corrente total na estrutura. Com o intuito de melhorar a relação sinal/ruído foram fabricadas novas estruturas empilhadas do tipo *p-i-n-p-i-n* com uma blindagem óptica intermédia. Desta forma o feixe de prova e a imagem são absorvidos em regiões activas diferentes. O resultado após algumas optimizações da estrutura original foi uma melhoria significativa das características do sensor obtendo-se um aumento da responsividade e da resolução para todos os comprimentos de onda da imagem.

Além de vidro, outros tipos de substrato foram testados, nomeadamente substratos flexíveis de PET. O fabrico de sensores de imagem em substratos tem algum interesse uma vez que podendo controlar-se a curvatura da área activa do sensor o sistema óptico pode ser simplificado. Um exemplo disto seria a utilização de um sensor com a forma de uma calote esférica, o que permitiria eliminar a lente F-Theta do sistema de varrimento. Os dispositivos fabricados em substrato flexível foram caracterizados utilizando as mesmas técnicas que os fabricados em substrato de vidro. As características observadas nos dois tipos de dispositivos diferiram bastante, nomeadamente a nível da resposta espectral. No entanto as imagens capturadas com iluminação a vermelho são comparáveis em termos de resolução e razão claro/escuro com as obtidas para a estrutura #M007192. Quando comparadas com as amostras em substrato de vidro fabricadas em simultâneo, verificou-se que a utilização do substrato flexível degrada as características do dispositivo. A origem das diferenças observadas não pode ser determinada uma vez que não foram fabricados mais dispositivos. No entanto, as imagens capturadas permitem confirmar a possibilidade de utilização da técnica LSP em dispositivos de substrato flexível.

Uma nova linha de investigação surgiu recentemente utilizando estruturas MIS. Os resultados de caracterização preliminares confirmam a possibilidade de utilização de endereçamento óptico (técnica LSP) em substituição do endereçamento eléctrico típico. Esta abordagem permite simplificar a construção do painel de detecção de imagem, ao mesmo tempo que permite aumentar a sensibilidade do dispositivo, uma vez que o espaço ocupado pelos transístores de comutação fica disponível para a detecção de radiação.

Aplicações

Uma tecnologia só é interessante em termos práticos se puder ser utilizada em aplicações comerciais. Durante o desenvolvimento dos trabalhos de investigação algumas ideias para aplicação prática foram surgindo. Destas algumas foram implementadas e testadas, outras, por diferentes razões permaneceram apenas no papel.

Uma vez que a tecnologia utilizada permite fabricar dispositivos de grande área uma das aplicações é a de sensor de imagem por contacto. Esta técnica pode por exemplo ser utilizada para digitalização de documentos. O sensor neste caso terá a dimensão do documento a digitalizar, o qual é posto em contacto com o sensor (tipicamente no lado do substrato). O feixe de prova varre então a superfície activa do sensor proveniente do lado oposto, sendo registado o sinal da imagem. Esta técnica foi testada com os sensores disponíveis em pequena escala. Uma das aplicações implementada foi a captura de impressões digitais, tendo os resultados obtidos provado o conceito.

Uma aplicação de excelência da tecnologia de silício amorfo está na detecção de radiação de alta energia, devido à sua robustez intrínseca. Contrariamente aos seus congéneres cristalinos, as características dos materiais amorfos não são muito alteradas quando estes são submetidos a radiação de alta energia. Como este tipo de radiação, nomeadamente os raios-X, não é simples de focar é necessário que o sensor tenha uma área comparável ao tamanho da cena, ou terá que se utilizar um sistema de conversão indirecta com uma óptica complexa. O tipo de sensor apresentado, uma vez que pode ser construído com uma área suficientemente grande, pode ser utilizado para substituir as ainda comuns chapas fotográficas para a detecção deste tipo de radiação. Este tipo de tecnologia tem ainda a vantagem de permitir a aquisição de imagem em tempo real, possibilitando novas técnicas de diagnóstico.

6.2. Perspectivas futuras

Durante a última fase de investigação conducente ao trabalho aqui apresentado a atenção foi devotada principalmente ao estudo de estruturas MIS. Os resultados preliminares obtidos permitem afirmar que este tipo de estruturas pode ser utilizado com a técnica LSP. Desta forma, surgiu naturalmente a ideia de prosseguir esta linha de investigação, uma vez que as estruturas em causa apresentam alguns desafios, nomeadamente ao nível do sistema electrónico de medida associado.

Uma linha de investigação também possível será ao nível do desenvolvimento do sistema de varrimento. As soluções descritas apresentam uma dimensão física e resistência a choque e vibração não compatíveis com a integração num sistema comercial. Como tal existe a necessidade de desenvolver um novo sistema de varrimento. O campo da microelectrónica, mais especificamente da microfabricação, fornece uma solução elegante para este problema, demonstrada por diversos trabalhos de investigação ou mesmo dispositivos comerciais, a implementação de um micro espelho oscilante controlado electricamente. Esta técnica é utilizada, por exemplo, nos projectores de vídeo de ultima geração tipo DLP (*Digital Light Processor*). Esta é uma tecnologia proprietária da Texas Instruments e consiste num circuito integrado que contém uma matriz de micro-espelhos controlados electricamente que funcionam como microinterruptores para a luz permitindo a projecção de uma determinada imagem sobre uma superfície plana. No caso do dispositivo a desenvolver, o número de espelhos a utilizar poderá ser reduzido a um único, com a diferença de que o ângulo de deflexão deste espelho deverá poder ser variado continuamente e não de forma biestável como no caso do DLP. Com o correcto desenho do dispositivo poderá ser possível movimentar o espelho segundo dois eixos, simplificando de forma significativa o sistema de varrimento. Uma vez que o espelho (ou espelhos) possuirão dimensões bastante reduzidas, logo massa muito pequena, a baixa inércia permitirá atingir velocidades de varrimento bastante elevadas, necessárias para capturar um número elevado de imagens por segundo. Esta linha de investigação permitirá desenvolver um sistema suficientemente robusto e compacto para integração em sistemas comerciais.

---FIM---