

CESAR RAMOS RODRIGUES
ENGENHEIRO ELETRICISTA
UNIVERSIDADE FEDERAL DE SANTA MARIA - RS - 1987

PROJETO DE UMA MATRIZ INTEGRADA DE FOTOTRANSISTORES

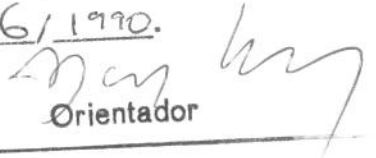
AUTOR : CESAR RAMOS RODRIGUES

ORIENTADOR : PROF. DR. VITOR BARANAUSKAS

Ed 109
9100666 - FEE

Dissertação apresentada à Faculdade de
Engenharia Elétrica de Campinas como
parte dos requisitos à obtenção do título
de Mestre em Engenharia Elétrica.

Este exemplar corresponde à redação final da
defendida por Cesar Ramos Rodrigu-
es e aprovada pela Comissão
Julgadora em 28 / 06 / 1990.


Orientador

UNICAMP
BIBLIOTECA CENTRAL

Biblioteca FEE FUM FEQ

Gostaria de agradecer a todas as pessoas que auxiliaram de alguma forma na execução deste trabalho, de maneira especial:

Ao amigo e professor Felix Alberto Farret , pelo incentivo;

ao Gilmar Senhorim pela disposição;

aos colegas do CTI : Pedro, Frank, Pannaim, Akira, Vera, Henrique e Miriam pela ajuda durante o projeto;

ao Beloto pelo auxílio nas medidas;

à Luciana pelas doses de carinho e ânimo;

ao Prof.Dr Vitor Baranauskas pela orientação;

ao Norian e ao Prof.Dr.Furio pelo projeto dos SLMs;

ao Anderson pela ajuda ;

ao Prof. Bernard Waldman pelo auxílio;

e a todos amigos pela convivência.

ABSTRACT

An integrated matrix of 36 (6×6) phototransistors was developed in order to build an electronic interface to optical computers. This thesis describes its design, modeling and characterization using a silicon bipolar technology. Chapter 1 presents the outline of the work that we are developing at the State University of Campinas in the area of Optical Computing, which includes also the development of Spatial Light Modulators and architectures for 3-D processing. Chapters 2 and 3 presents the phototransistor mathematical modeling, the matrix layout and its characterization. The status of this work and the future perspectives are outlined in the final chapter.

Este trabalho contou com o apoio financeiro parcial da CAPES (bolsa), SID
Microeletrônica, FAP- UNICAMP e CTI

Aos meus pais pelo infinito carinho dedicado a cada instante.

ÍNDICE

Capítulo/Seção	página
1- Introdução	01
1.1- Arquiteturas e lógicas	02
1.2- Objetivo do trabalho	03
2- Matriz Integrada de Fototransistores	06
2.1- Interações radiação-semicondutor	11
2.2- Figuras de mérito	15
2.2.1- Eficiência quântica	15
2.2.2- Responsividade	16
2.2.3- Resposta espectral	17
2.3- O Fototransistor bipolar: modelamento de primeira ordem	17
2.3.1. Modelamento de primeira ordem do fotodiodo . . .	19
2.3.2- Modelamento do transistor bipolar	25
3- Descrição e Caracterização da Matriz de Fototransistores . . .	29
3.1- Descrição resumida do processo bipolar	29
3.2- Layout e características construtivas	31
3.3- Determinação da camada anti-refletora	33
3.4- Caracterização dos dispositivos	38
3.4.1- Características das regiões dos fototransistores	38
3.4.2- Características de operação dos fototransistores	41
4- Conclusões	51
5- Referências bibliográficas	52

CAPÍTULO 1 - INTRODUÇÃO

A óptica oferece uma das soluções mais promissoras para incrementar a capacidade e implementar novas arquiteturas para processamento de informações.

Os sistemas computacionais vem experimentando, do ponto de vista de suas aplicações, quatro níveis de sofisticação. Em ordem crescente¹:

- processamento de dados
- processamento de informações
- processamento de conhecimento
- processamento de inteligência

Em relação a estes níveis, o volume de material a ser processado decresce com o aumento da complexidade das operações. Apesar da grande velocidade e volume de memória disponível nos sistemas atuais, estes não podem ser considerados inteligentes. As máquinas ainda são insipientes no processamento das formas naturais de comunicação humana, como a fala, a escrita, figuras e imagens. A complexidade das operações de processamento vem demandando um crescente grau de paralelismo em todos os níveis de um sistema, do *hardware* às linguagens de programação. No tocante ao sistema operacional, cronologicamente, a implantação do paralelismo se deu em quatro etapas:

- processamento *batch*
- multiprogramação
- partilhamento do tempo de CPU ou *time sharing*
- multiprocessamento

e pode ser utilizado em diversos níveis de execução

- entre programas ou *jobs*
- entre tarefas ou *procedures*
- entre instruções
- entre as operações que compõem uma instrução.

Os níveis mais altos são implementados por *software*, enquanto os mais baixos são implementados por *hardware*, entretanto, o paralelismo nos níveis superiores requer que a máquina possua um *hardware* adequado.

O evento da integração de dispositivos em escala muito alta (*Very Large Scale Integration* - VLSI), e a decorrência das máquinas de quarta geração efetivou o paralelismo em todos os níveis. Contudo, apesar do aumento na densidade de integração e na velocidade de operação dos dispositivos, as conexões entre os dispositivos em um *chip*, entre *chips*, e entre módulos, ainda construídas principalmente com metais ou com Silício Policristalino (*intrachip*), não mudaram significativamente. As conexões passaram então a ser um fator limitante de espaço, dissipação de potência e velocidade nos sistemas VLSI.

O emprego da tecnologia óptica em sistemas com redes de conexões complexas, pode ser vantajoso quando a velocidade de chaveamento, *fan-out* e comprimento das conexões excederem certos valores limites, que vêm decrescendo com a melhoria da eficiência dos dispositivos optoeletrônicos empregados nas conexões². A utilização de conexões ópticas é principalmente vantajosa em arquiteturas com elementos fortemente interligados. Além disso, a utilização de frequências cada vez mais altas conduzem naturalmente ao uso da luz como portadora, em decorrência de sua frequência (e largura de banda) superior, ausência de *crosstalk* (interação entre sinais) e atrasos devidos a capacitâncias, resistências ou indutâncias, dispensando o uso de *delays* para sincronização de sinais.

1.1 ARQUITETURAS E LÓGICAS

O paralelismo espacial da luz favorece o desenvolvimento de estruturas que enfatizem a conectibilidade massiva entre os elementos e a realização de operações de soma e multiplicação em paralelo.

Diversas lógicas³⁻⁸, arquiteturas de máquinas⁹⁻¹³ e algoritmos¹⁴⁻¹⁵ que enfatizam estes aspectos têm sido pesquisados para as mais diversas aplicações, que vão do reconhecimento de padrões a implementação de barramentos ópticos.

A diferença conceitual entre máquinas escalares e vetoriais é que, o segundo tipo é capaz de executar operações diretamente sobre

matrizes ou vetores, enquanto as máquinas escalares operam, um a um, elementos de uma matriz¹⁴. A capacidade de realizar operações, como soma e multiplicação com matrizes, é essencial em aplicações de controle, resolução de equações diferenciais, problemas de processamento de sinais e muitos outros cálculos¹⁵.

Existem várias soluções propostas na literatura para a implementação de multiplicação de matrizes e vetores, utilizando processamento digital ou analógico. É possível implementarmos um processador

para multiplicação analógica de matrizes utilizando fontes de luz coerentes ou não coerentes, conjuntos de lentes, moduladores espaciais de luz (*Spatial Light Modulators* - SLMs) e arrays de fotodetetores^{17,16}. Esta estrutura pode também ser empregada como um *crossbar* óptico (esquema de conexões matricial onde todos os canais de entrada são acessíveis a qualquer canal de saída).

1.2 OBJETIVO DO TRABALHO

Este trabalho tem como meta construir uma matriz de fototransistores que possa ser utilizada em arquiteturas para processamento de matrizes, *crossbars* ópticos e outras aplicações que necessitem arrays de fototransistores com características compatíveis às do nosso trabalho. O projeto deve obedecer às regras da tecnologia disponível (processo utilizado no 1º projeto multiusuário brasileiro tecnologia bipolar - PMU).

O array de fototransistores, como continuação do trabalho, seria utilizado como conversor dos sinais ópticos, correspondentes aos resultados dos cálculos matriciais, em sinais elétricos. Em uma arquitetura semelhante a proposta na figura 1.1, exceto pelo fato de que os fotomoduladores projetados operam através da reflexão ao invés da refração.

O SLM a ser utilizado está sendo construído através do 2º PMU tecnologia CMOS. O SLM é estruturalmente semelhante a um capacitor MOS (fig 1.2), operando através da alteração da refletância em função da concentração de portadores livres do tipo n induzidos pelo campo elétrico, proporcional à tensão aplicada no dispositivo. O comprimento

*As regras de projeto estão especificadas em mils (1 mil = 10^{-3} pol)

de onda da luz a ser modulada deve se localizar na faixa do infravermelho próximo entre $0,9$ e $1,1 \mu\text{m}$, pois abaixo desta faixa é necessária uma concentração muito alta de portadores para que a luz seja modulada^{18,19} e acima dela a resposta do fototransistor é insuficiente, com uma relação sinal ruído muito baixa.

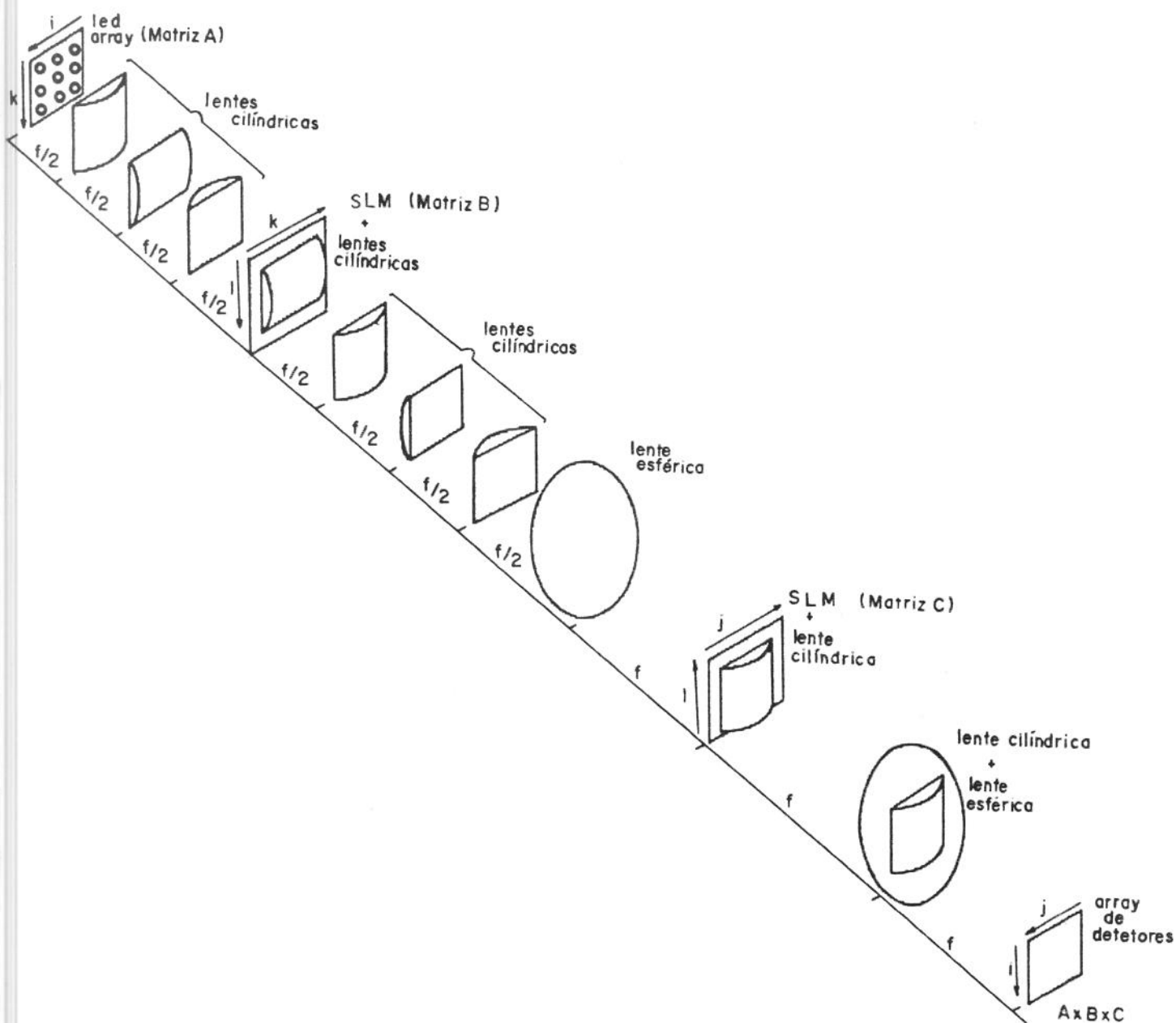


Figura 1.1 Arranjo óptico para multiplicação de matrizes ($A \times B \times C$), utilizando lentes, SLM's, array de leds e array de fotodetetores.

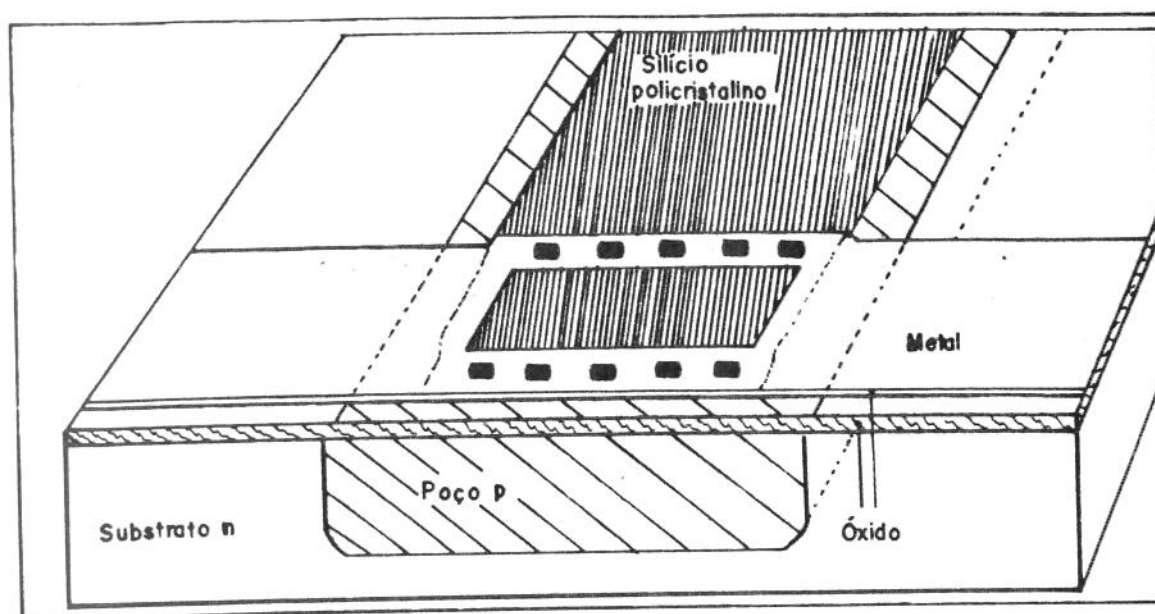


Figura 1.2 Estrutura de uma célula básica de um SLM de Silício.

Na aplicação proposta, a precisão dos cálculos é limitada principalmente pelo crosstalk devido à difração nos fotomoduladores, e também pela relação sinal-ruído dos detetores. O crosstalk pode ser minimizado através da redução das dimensões do array de fotodetetores, o que infelizmente ocasiona uma diminuição na relação sinal-ruído.

Outra consideração a ser feita é a diminuição da relação sinal-ruído com o aumento da velocidade operacional¹⁷. Isto se deve à degradação do ganho em relação ao aumento da frequência do sinal modulante acima da frequência de corte. Entretanto, espera-se que a velocidade de operação do sistema seja mesmo limitada pelos SLMs, visto que estes possuem uma velocidade de operação menor que a dos fototransistores, resultante de sua capacitância elevada (observar a estrutura do dispositivo).

CAPÍTULO 2- FUNCIONAMENTO DA CÉLULA BÁSICA DA MATRIZ DE FOTOTRANSISTORES

A origem da detecção e utilização da luz como portadora de informação se deu entre o final do século XIX e o começo do século XX. Gustav Hertz mostrou em suas experiências, que as superfícies de certos materiais liberavam elétrons sob a incidência da luz²⁴.

A radiação eletromagnética pode interagir com os materiais de diversas maneiras. Em geral podemos classificá-las em: 1) efeitos fotônicos, 2) efeitos térmicos e 3) interação de ondas.²⁵

Na primeira categoria os fótons interagem diretamente com os elétrons no material, podendo os elétrons estar livres ou presos aos átomos da rede.

Os efeitos térmicos são aqueles decorrentes do aumento de temperatura devido à absorção da radiação pelo material. A temperatura afeta o potencial dos níveis de energia e a população dos vários estados.

A terceira categoria engloba os efeitos causados pelos campos elétricos e magnéticos da radiação sobre a matéria (polarização das órbitas eletrônicas - efeito Stark; inclinação das bandas - efeito Franz-Keldysh; modificação na distribuição dos estados de energia - Landau Splitting; e outros efeitos).

Embora os três tipos de efeitos sejam observados a escolha do material e a construção dos dispositivos fotodetectores faz com que um dado efeito seja predominante. Em nosso estudo o enfoque recai sobre os efeitos fotônicos. Dos quais dois destacam-se: a fotocondutividade e o efeito fotovoltaico.

A fotocondutividade, que é em síntese o aumento da condutividade de um material em resposta à absorção de luz pelo mesmo, foi primeiramente observada em 1873 por Willoughby Smith no Selenium. A primeira investigação sistemática do processo da fotocondutividade foi realizada por Gudden e Pohl em 1920, utilizando o sulfeto de Zinco, diamante e haletos alcalinos.

O efeito fotovoltaico, geração de uma voltagem na junção de dois materiais proporcional à absorção de luz, foi por sua vez observado em 1876 com a primeira fotocélula construída por Adams e Day utilizando

mais uma vez o Selênio.

O funcionamento dos fotodetectores pode basear-se em dois tipos de fenômenos²⁶ :

1) Fotoefeito interno - Ocorre quando o portador fotoexcitado permanece na amostra. Ocorrem três casos: a) fóton incidente interage com um elétron preso a um átomo da rede ou a um átomo de impureza produzindo: um par elétron-lacuna livres (fotoefeito intrínseco), um par elétron livre lacuna fixa ou vice-versa (fotoefeito extrínseco), b) fótons incidentes reagem com portadores já livres; c) fóton incidente produz uma excitação localizada em um elétron, com este assumindo uma energia superior dentro do átomo sem abandoná-lo.

2) Fotoefeito externo ou efeito fotoemissivo - Aquele em que um fóton incidente causa a emissão de um elétron da superfície do material que o absorveu (fotocatodo).

Tabela 2.1. classificação dos fotoefeitos.

1- Interno**1.1 Excitação de portadores adicionais****1.1.1 Fotocondutividade**

eletricamente polarizado

intrínseco

extrínseco

polarizado por microondas

1.1.2 Efeito Fotovoltaico

junção p-n

avalanche

p-i-n

barreira Schottky

heterojunção

substrato

1.1.3 Efeito ferromagnético**1.1.4 Efeito Dember****1.1.5 Fototransistor****1.2 Interações de portadores livres****1.2.1 Arrasto de fótons****1.2.2 Bolômetros de elétrons quentes****1.2.3 Detetor Putley****1.3 Interações localizadas****1.3.1 Contador quântico infravermelho****1.3.2 Fosforescência****1.3.3 Filme fotográfico****2- Externo****2.1 Fotocatodos****2.1.1 convencional****2.1.2 Eletroafinidade negativa****2.2 Mecanismos de ganho****2.2.1 Avalanche de gás****2.2.2 Fotomultiplicação****2.2.3 Eletromultiplicação de canal**

A fotocondutividade pode ser observada virtualmente em todos

semicondutores. A fotocondutividade extrínseca requer a excitação de um par elétron lacuna por um fóton cuja energia seja no mínimo igual ao gap do semicondutor,

$$h\nu \geq E_g, \text{ isto é,} \quad (2.1)$$

$$hc/\lambda_c \geq E_g \quad (2.2)$$

Assim o comprimento de onda limite para que ocorra a fotocondutividade em um dado semicondutor :

$$\lambda_c = hc/E_g, \text{ ou } \lambda_c = 1,24/E_g(\text{ev}) \quad (2.3)$$

A tabela abaixo lista os gaps de energia dos semicondutores nas temperaturas indicadas.

Tabela 2.2 banda proibida dos semicondutores

Semicondutor	T(K)	$E_g(\text{eV})$	(μm)
CdS	295	2,40	0,52
CdSe	"	1,80	0,69
CdTe	"	1,50	0,83
GaP	"	2,24	0,56
GaAs	"	1,35	0,92
Si	"	1,12	1,10
Ge	"	0,67	1,80
PbS	"	0,42	2,90
PbSe	195	0,23	5,40
InAs	195	0,39	3,20
InSb	77	0,23	5,40
Pb _{0,2} Sn _{0,8} Te	77	0,10	12,00
Hg _{0,8} Cd _{0,2} Te	77	0,10	12,00

Quando um fóton desprovido da energia suficiente para produzir um par elétron lacuna livre, incide no material, pode ser produzida uma excitação em um centro de impurezas na forma tanto de um par elétron livre - lacuna fixa, como vice-versa. O comprimento de onda limite para a ocorrência do fenômeno é dado por:

$$\lambda_o = hc/E_i, \quad (2.4)$$

onde, E_i é a energia de ionização da impureza.

Tabela 2.3 Energias de ionização E_i e limites superiores dos comprimentos de onda de impurezas no Silício.

Semicondutor : impureza	Ei (eV)	Eo(μm)
Si:In	0,155	8
Si:Ga	0,0723	17
Si:Bi	0,0706	18
Si:Al	0,0685	18
Si:As	0,0537	23
Si:P	0,045	28
Si:B	0,0439	28
Si:Sb	0,043	29

Quanto ao funcionamento, os fotodetetores podem ser divididos em duas grandes categorias:

- 1) Fotodetetores térmicos
- 2) Fotodetetores fotoelétricos

Na primeira categoria se enquadram os fotodetetores cujo funcionamento se baseia na absorção da radiação luminosa por um material com capacidade de calor H , termicamente conectado a um elemento de dissipação de temperatura constante T . Com a absorção de radiação, a temperatura instantânea no elemento eleva-se a $T+\Delta T$. A diferença de temperatura nos dois elementos corresponde à quantidade de radiação incidente. Nesta categoria estão os termopares, o bolômetro, os detetores pneumáticos (célula de Golay) e os detetores piroelétricos.

Os detetores fotoelétricos dividem-se em:

- Detetores com fotoefeito externo (o elétron liberado com a absorção do fóton abandona o material, como no caso das válvulas);
- Detetores com fotoefeito interno (o elétron livre permanece no material, como no caso do fototransistor).

Dentre os fotodetetores de efeito interno temos os fotodetetores fotocondutivos, cujo funcionamento se baseia estritamente na variação da fotocondutividade de um material intrínseco ou não intrínseco; os fotodetetores fotoeletromagnéticos; e os detetores de junção.

Os detetores de junção podem ser amplificadores (a corrente fotogerada é amplificada no dispositivo, como no fototransistor) ou não amplificadores.

A figura 2.1 traz a classificação dos fotodetetores quanto ao seu funcionamento.

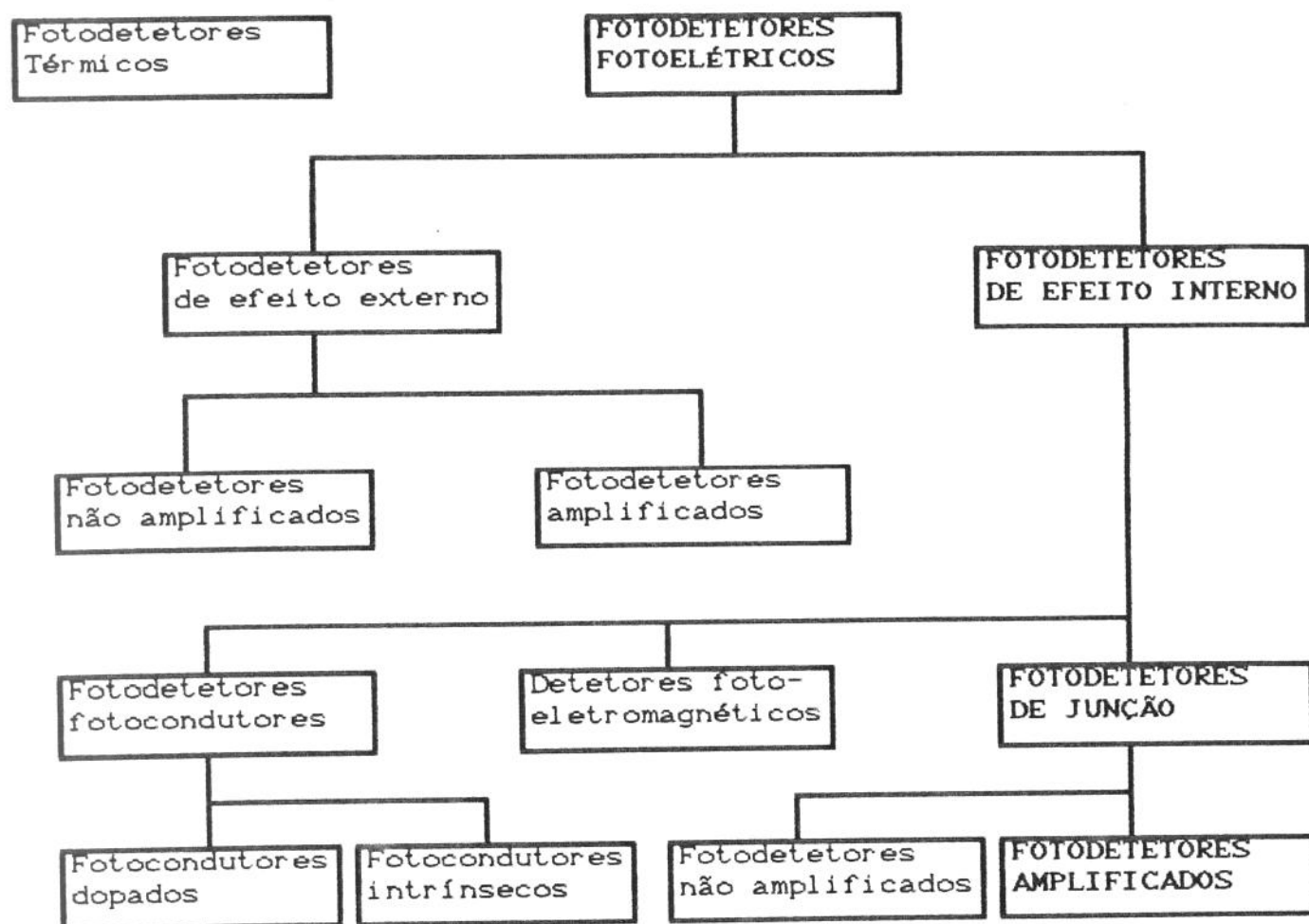


Figura 2.1 Classificação dos fotodetetores

2.1. INTERAÇÕES RADIAÇÃO - SEMICONDUTOR^{28,29,30,31}

O comportamento de um fotodetector semicondutor face a uma radiação, está relacionado, entre outras coisas, com o processo de absorção desta radiação pelo material. Esta interação entre a luz e o material semicondutor, está intimamente ligada à estrutura da rede cristalina do material.

Quando preso a um átomo, um elétron tem um conjunto bem definido de níveis energéticos que lhe são disponíveis. Em uma rede cristalina, pela proximidade dos átomos, estes níveis agrupam-se formando bandas de estados de energia, cuja distribuição é função das distâncias interatômicas. As bandas de menor energia são quase totalmente preenchidas por elétrons, enquanto a de maior permanece

fracamente povoada. A banda de maior energia a possuir elétrons no zero absoluto de temperatura é denominada banda de valência. A banda imediatamente superior é a banda de condução, desprovida de elétrons a essa temperatura. Os materiais semicondutores são caracterizados pelo fato da banda de valência e a banda de condução serem separadas por um *gap* energético, uma banda de energia proibida para elétrons de até $\cong 3$ eV, e uma densidade de elétrons na faixa superior de até 10^{20} cm^{-3} .

Como as distâncias interatômicas variam com a direção no interior do cristal, o mesmo ocorre com a formação das bandas de energia.

Para descrever a ação da rede sobre os elétrons, a equação clássica de Newton pode ser aplicada, incluindo-se a ação das forças periódicas na massa do elétron,

$$F = m_e^* \cdot a = dp/dt \quad (2.5)$$

onde m_e^* é a massa efetiva do elétron, que inclui a ação das forças periódicas da rede sobre o elétron, a é a aceleração e p o momentum.

Próximo ao mínimo da banda de condução, pode ser considerada válida a relação parabólica entre momentum e energia para os elétrons livres,

$$E - E_c = p^2 / (2m_e^*) \quad (2.6)$$

assim como no máximo da banda de valência,

$$E_v - E = p^2 / (2m_h^*) \quad (2.7)$$

onde: m_h^* é a massa efetiva de um lacuna.

Quando o máximo valor energético da banda de valência e o mínimo da banda de condução ocorrem sob o mesmo valor de momentum, como nas fórmulas acima, o semicondutor é dito de *gap* direto, (o Arseneto de Gálio é um exemplo). No Silício e no Germânio E_c e E_v ocorrem em diferentes valores de momentum, e as relações momentum-energia assumem a forma:

$$E - E_c = (p - p_0)^2 / (2 \cdot m_e^*) \quad (2.8)$$

$$E_v - E = (p - p_0)^2 / (2 \cdot m_h^*) \quad (2.9)$$

ambos são semicondutores com *gap* indireto.

Esta característica do semicondutor é relevante, no sentido de

determinar o mecanismo pelo qual o elétron absorve energia e passa de uma banda para outra.

Nos semicondutores de *gap* direto, predomina o processo de absorção fundamental. Um elétron absorve energia e salta diretamente da banda de valência para a banda de condução. A probabilidade de absorção depende da densidade de elétrons no estado inicial e da densidade de estados disponíveis no estado final. Como ambas as grandezas aumentam de E_c e E_v em direção ao interior das bandas, o coeficiente de absorção cresce rapidamente para as radiações com energias maiores que E_g .

No caso de semicondutores de *gap* indireto, uma energia superior a E_g é necessária para provocar uma transição direta. Entretanto, transições envolvendo energias menores podem ocorrer, se houver variação no momentum durante a transição. Este processo indireto de transição ocorre em duas etapas (1) absorção de energia de um fóton e (2) emissão/absorção de um fonon (quantum de energia vibracional da rede). Fonons possuem pequena energia e momentum elevado. O envolvimento de uma partícula adicional, implica numa menor probabilidade de absorção.

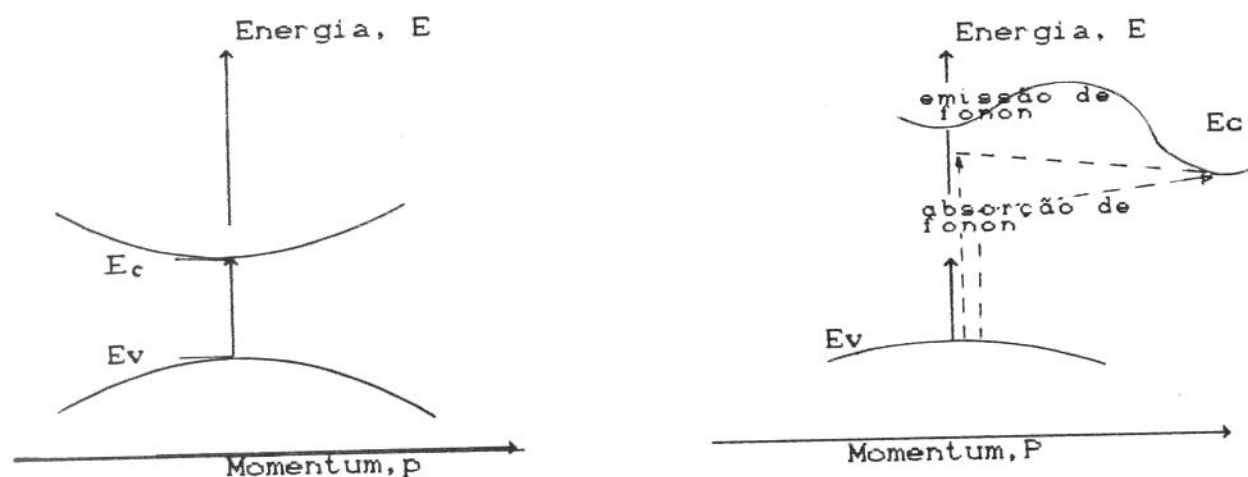


Figura 2.2 Transições em semicondutores com bandgap a)direto e b)indireto

Outro fenômeno importante na interação radiação-semicondutor, é a recombinação de portadores. A iluminação do semicondutor por uma radiação de energia suficiente faz com que os elétrons absorvam energia e muitas vezes desliguem-se dos átomos através dos processos descritos anteriormente, criando pares elétron-lacuna no material,

aumentando a concentração de portadores. Ao cessar a incidência de radiação os portadores se recombinam e sua concentração volta aos níveis anteriores. Existem diversos mecanismos pelos quais se recombinam os portadores:

a) Recombinação radioativa - É o caminho inverso dos processos de absorção direta e indireta. Um elétron ocupando um estado de energia superior emite radiação e passa a um estado menor de energia. A recombinação radioativa ocorre mais rapidamente nos semicondutores de *gap* direto. Analogamente à absorção, a probabilidade de recombinação é função da densidade de estados disponíveis na banda inferior e da quantidade de elétrons na banda superior.

$$R_R = B.n.p \quad (2.10)$$

Sendo B uma constante característica de cada material (para o Silício $B = 2 \times 10^{15} \text{ cm}^3/\text{s}$), n e p as concentrações de elétrons e lacunas respectivamente.

b) Recombinação Auger - Neste processo, um elétron ao recombinar com uma lacuna, cede o excesso de energia a outro elétron ao invés de emití-la. O segundo elétron que pode ser de valência ou de condução emite esta energia sob a forma de fonons.

Os tempos de vida característicos nos materiais com abundância de elétrons e lacunas respectivamente é dado por:

$$1/\tau = C.n.p + D.n^2 \quad (2.11)$$

$$1/\tau = C.n.p + D.p^2 \quad (2.12)$$

onde C e D são constantes.

O primeiro termo das expressões descreve a excitação dos elétrons na banda dos portadores minoritários, enquanto o segundo, na banda dos majoritários.

c) Recombinação através de armadilhas - A presença de impurezas ou defeitos na rede cristalina tem o efeito de introduzir estados permitidos no *gap* de energia, que atuam como centros de recombinação. A taxa de recombinação para este efeito é descrita por:

$$U_t = (n.p - n_i^2) / [\tau_{ho}(n+n_i) + \tau_{eo}(p+p_i)] \quad (2.13)$$

sendo: τ_{ho} e τ_{eo} parâmetros referentes aos tempos de vida para lacunas e elétrons respectivamente, n_1 e n_2 parâmetros indicando a dependência da taxa de recombinação em relação à energia onde ocorrem as armadilhas. O máximo de U_i ocorre para o caso em que os estados permitidos ocorrem exatamente na metade do *gap*.

d) Recombinação superficial - As superfícies são regiões particularmente favoráveis ao aparecimento de defeitos e estados permitidos dentro do *band-gap*. A taxa de recombinação neste caso assume a forma:

$$U_s = S_{eo} \cdot S_{ho} \cdot (n \cdot p - n_i^2) / [S_{eo} \cdot (n + n_1) + S_{ho} \cdot (p + p_1)] \quad (2.14)$$

com S_{eo} e S_{ho} representando as velocidades de recombinação superficiais para elétrons e lacunas respectivamente.

2.2. FIGURAS DE MÉRITO^{22,23,26,27}

As figuras de mérito são relações que permitem comparar os diversos tipos de fotodetetores, fornecendo uma medida para os sinais de saída e das relações sinal-ruído dos detetores em função de comprimento de onda e potência da radiação incidente. As figuras de mérito mais comumente empregadas para fototransistores e portanto de maior interesse em nosso caso são eficiência quântica, responsividade e resposta espectral.

2.2.1 EFICIÊNCIA QUÂNTICA

A eficiência quântica é a figura de mérito que relaciona o número de pares elétrons-lacunas gerados na unidade do tempo com a quantidade de fótons incidentes sobre o fotodetector na unidade do tempo:

$$\eta = n_e / n_{ph} \quad (2.15)$$

Conhecida a potência luminosa incidente $P_l(\nu)$ e a energia de um fóton $E\nu = h \cdot \nu$, o número de fótons incidentes na unidade do tempo é a relação entre estas duas grandezas.

$$n_{ph} = P_l(\nu)/h\nu \quad (2.16)$$

O número de elétrons gerados na unidade do tempo no dispositivo, é a relação entre a fotocorrente gerada e a carga elementar:

$$n_e = I\nu/e \quad (2.17)$$

substituindo as equações acima, teremos:

$$\eta = I\nu \cdot h \cdot \nu / (e \cdot P_l(\nu)) \quad (2.18)$$

2.2.2 RESPONSABILIDADE

É definida como a fotocorrente produzida por unidade de potência luminosa incidente para uma radiação com comprimento de onda ou com distribuição espectral especificada (é usual o emprego de lâmpadas com filamento de tungstênio para a determinação da responsividade).

Pela definição:

$$R\phi = I\nu/P_l(\nu), \quad (2.19)$$

de onde pode-se observar a relação

$$\eta = R\phi \cdot h \cdot \nu / e \quad (2.20)$$

Teoricamente, a resposta espectral máxima para fotodetetores não amplificadores de junção é obtida considerando-se $\eta=1$, ou seja,

$$R\phi_{max} = e/(h \cdot \nu) \quad (2.21)$$

para o Silício,

$$R\phi_{max} = \lambda(\mu m)/1,24 \quad (2.22)$$

Para fotodetetores com áreas pequenas A , é comum a utilização da irradiância no lugar da potência incidente.

$$R = I_v/E_e = I_v \cdot A \quad (2.23)$$

2.2.3. RESPOSTA ESPECTRAL

A resposta espectral é a figura que descreve a variação da responsividade em relação ao comprimento de onda da radiação.

Na prática a resposta espectral dos fotodetetores depende da absorção espectral da radiação incidente nas proximidades da junção, ou seja, é influenciada pela profundidade da junção pelas características da recombinação superficial, presença de camada anti-refletora, lentes ou filtros.

2.3 O FOTOTRANSISTOR BIPOLAR: MODELAMENTO DE PRIMEIRA ORDEM

A estrutura de um fototransistor é, de maneira geral, idêntica a de um transistor bipolar convencional, exceto pelo fato de que a região de base, no primeiro, pode ser exposta à radiação luminosa, para que a junção p-n base-coletor, gere um sinal elétrico com potência proporcional ao sinal de luz a ser detectado. A figura 2.3 mostra as curvas $V \times I$ características para uma junção p-n no escuro e sob iluminação.

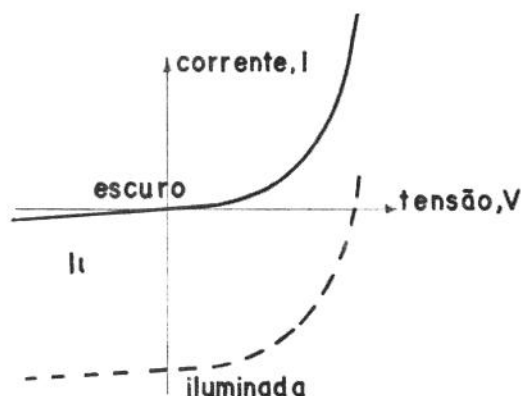


Figura 2.3 Deslocamento da característica devido à iluminação

Considerando o funcionamento descrito acima e assumindo um regime normal de funcionamento para a região do transistor, podemos adotar um modelo de primeira ordem, bastante simples e prático, para representar o funcionamento do fototransistor. Este modelo é constituído de um transistor bipolar com um fotodiodo, representando a junção iluminada, ligado entre o coletor e a base, conforme ilustra a figura 2.4.

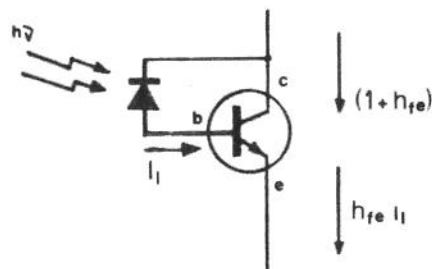


Figura 2.4 Modelo de 1ª ordem de um fototransistor

Por conveniência, relembremos as equações básicas para a física dos dispositivos semicondutores. ^{29,31,32}

1- Equações de Maxwell para materiais homogêneos e isotrópicos.

$$\nabla \times \mathcal{E} = -d\mathcal{B}/dt \quad (2.24)$$

$$\nabla \times \mathcal{D} = \rho(x, y, z) \quad (2.25)$$

$$\nabla \cdot \mathcal{B} = 0 \quad (2.26)$$

$$\mathcal{B} = \mu_0 \mathcal{H} \quad (2.27)$$

$$\mathcal{D}(r, t) = \epsilon_s(t-t') \mathcal{E}(r, t) dt' \quad (2.28)$$

onde: $\mathcal{E}$ é o vetor campo elétrico, $\mathcal{D}$ é o vetor deslocamento, $\mathcal{H}$ é o campo magnético, $\mathcal{B}$ é o vetor indução, ρ é a densidade de cargas ϵ_s é a permissividade do material e μ_0 é a permeabilidade magnética.

2- Equações de densidade de corrente.

$$J_n = q \cdot \mu_n \cdot n \cdot \mathcal{E} + q \cdot D_n \cdot \nabla n \quad (2.29)$$

$$J_p = q \cdot \mu_p \cdot p \cdot \mathcal{E} - q \cdot D_p \cdot \nabla p \quad (2.30)$$

$$J_{\text{cond}} = J_n + J_p \quad (2.31)$$

D_n e D_p são as constantes de difusão para elétrons e lacunas respectivamente.

3- Equações de continuidade.

$$\partial n / \partial t = G_n - U_n + 1/q \cdot \nabla \cdot J_n \quad (2.32)$$

$$\partial p / \partial t = G_p - U_p - 1/q \cdot \nabla \cdot J_p \quad (2.33)$$

2.3.1 MODELAMENTO DE PRIMEIRA ORDEM DO FOTODIODO^{22,29,28,33}

Dentro do modelo adotado, o fotodiodo representa a junção base-coletor, da qual grande parte permanece exposta à presença da luz sob uma camada de SiO_2 . Esta região é responsável pela fotogeração da corrente de base do transistor.

O fotodiodo funciona sob condição de polarização reversa, nesta condição a região de depleção aumenta em relação àquela em que a junção não está polarizada. Na região de depleção, campos elétricos intensos impedem a passagem dos portadores majoritários, enquanto os minoritários são acelerados constituindo a corrente reversa através da junção. Estes minoritários são gerados principalmente nas regiões quasi-neutras (as regiões p e n fora da região de depleção são ditas quasi-neutras por apresentarem equilíbrio de cargas, em contraste com a depleção que apresenta acúmulo de cargas). Em um diodo retificador, por exemplo, é desejável que a corrente reversa seja bastante reduzida. Neste caso, esta se deve principalmente à geração térmica de minoritários, cuja concentração é pequena. Sob iluminação, o número de minoritários cresce sensivelmente, e a corrente reversa se torna suficiente para polarizar o transistor.

A corrente total através da junção é a soma das correntes das três regiões. A figura 2.5 ilustra as regiões do fotodiodo.

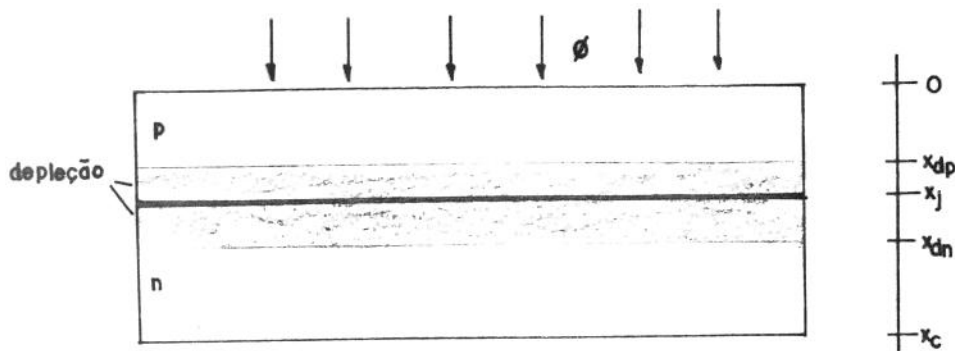


figura 2.5 Regiões da junção p-n do fotodiodo

Com vistas no modelo adotado, o equacionamento da corrente do fotodiodo, pode ser efetuado, aplicando as equações básicas de densidade de corrente e continuidade, para os portadores minoritários em uma junção p-n, considerando os processos de geração e recombinação na região.

A taxa de geração de portadores minoritários nas proximidades de uma junção exposta a um fluxo luminoso ϕ , pode ser aproximada por:

$$g(x) = d\phi/dx \quad (2.34)$$

Sendo que a uma profundidade x o fluxo luminoso no material é :

$$\phi(x) = \phi_0(\nu) \cdot e^{-\alpha x} \quad (2.35)$$

e portanto

$$g(x) = \alpha \cdot \phi_0(\nu) \cdot e^{-\alpha x} \quad (2.36)$$

sendo: α o coeficiente de absorção, dependente de λ da radiação.

A taxa de recombinação pode ser representada por:

$$U_n = (n_p - n_{p0})/\tau_n \quad (2.37)$$

para os portadores minoritários na região p e por

$$U_p = (p_n - p_{n0})/\tau_p \quad (2.38)$$

para os minoritários da região n, onde τ_n e τ_p são os tempos de vida dos minoritários e n_{p0} e p_{n0} são as concentrações de equilíbrio dos minoritários.

A substituição destas definições nas equações de continuidade (2.31) e (2.32), juntamente com as equações de densidade de corrente (2.28) e (2.29), conduz a equações diferenciais de 2ª ordem, cujas soluções, sob consideração de regime estático ($dn/dt = dp/dt = 0$), conduzem à concentração de portadores minoritários nas regiões do fotodiodo.

Para os elétrons na região p, temos:

$$\frac{\partial^2 n}{\partial x^2} + \frac{\mu_n \mathcal{E}_n}{D_n} \frac{\partial n}{\partial x} - \frac{(n - n_{p0})}{D_n \tau_n} = -\alpha \phi_0 e^{-\alpha x} / D_n \quad (2.39)$$

e para as lacunas na região n:

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + \frac{\mu_p \mathcal{E}_p}{D_p} \frac{\partial p}{\partial x} - \frac{(p_n - p_{n0})}{D_p \tau_p} = \alpha \phi_0 e^{-\alpha(x+x_j)} \quad (2.40)$$

A solução analítica destas equações, requer a utilização de valores médios para a mobilidade μ e para o campo elétrico $\mathcal{E}$ (que na verdade são funções de x). As equações de corrente são encontradas através da substituição das concentrações de minoritários n e p (soluções das diferenciais acima), nas equações das densidades de corrente (2.28) e (2.29). A densidade corrente de elétrons na região p é então dada por³²:

$$J_n = \frac{-\alpha \phi_0 q}{(\alpha^2 - 2N\alpha - 1/L_n^2)} \left\{ \frac{(M-N) [(s-M-N) e^{-\alpha x_j} - (s+\alpha-2N) e^{(M-N)x_j}] e^{-Mx_j} - [(s-M-N) e^{-Mx_j} - (s+M-N) e^{Mx_j}]}{(s-M-N) e^{-Mx_j} - (s+M-N) e^{Mx_j}} \right. \quad (2.41)$$

$$\left. \frac{(M-N) [s+\alpha-2N] e^{-(M+N)x_j} - (s+M+N) e^{-\alpha x_j} e^{Mx_j}}{(s-M-N) e^{-Mx_j} - (s+M-N) e^{Mx_j}} + (2N-\alpha) e^{-\alpha x_j} \right\}$$

$$\text{Onde: } s = S/D_n, \quad (2.42)$$

$$N = q \cdot \xi / 2, \quad (2.43)$$

$$M = \sqrt{N^2 + 1/L_n^2}, \quad (2.44)$$

$$L_n = \sqrt{D_n \cdot \tau_n}, \quad (2.45)$$

e S representa a velocidade de recombinação superficial.

A equação da densidade de corrente de lacunas na região n difere na forma da equação de J_n em decorrência da consideração de campo elétrico nulo na solução da equação (2.40). Portanto:

$$J_p = \frac{\alpha \cdot q \cdot \phi_0 \cdot e^{-\alpha x_j}}{[\alpha^2 - 1/L_p^2]} \cdot \left[\alpha - \frac{1}{L_p} \coth \left(x_c - x_j + \frac{1}{L_p} \cdot \frac{e^{-\alpha(x_c - x_j)}}{\sinh\left(\frac{x_c - x_j}{L_p}\right)} \right) \right] \quad (2.46)$$

sendo $L_p = \sqrt{D_p \cdot \tau_p}$, o comprimento de difusão dos portadores p na região n.

Na região de depleção, podemos considerar que os portadores gerados, são separados pelo campo elétrico e acelerados para fora da região antes que a recombinação ocorra, em outras palavras o tempo de trânsito na região de depleção é pequeno em relação ao tempo de vida dos portadores²³. Face a esta consideração, podemos aproximar a densidade de corrente fotogerada na depleção por:

$$J_G = q \int_{x_{dp}}^{x_{dn}} g(x) \cdot dx \quad (2.47)$$

Efetuada a integração obtemos:

$$J_G = q \cdot \phi_0 \cdot e^{-\alpha x_{dp}} \cdot [1 - e^{-\alpha(x_{dn} - x_{dp})}] \quad (2.48)$$

A corrente total na região de depleção, é constituída da soma de J_G com a parcela que representa os efeitos de geração e recombinação térmica, dada por:

$$J_T = \frac{q \cdot n_i \cdot (x_{dn} - x_{dp})}{2 \cdot \tau_0} \cdot \left[e^{\left(\frac{q \cdot V_{CB}}{2kT} \right)} - 1 \right] \quad (2.49)$$

onde: n_i é a concentração intrínseca e τ_0 é o tempo de vida efetivo

dos portadores.

A densidade de corrente total através da junção base-coletor, considerando que a junção esteja funcionando isoladamente como fotodiodo, é dada pela soma das densidades geradas nas três regiões (n, p e depleção).

2.3.2 MODELAMENTO DE PRIMEIRA ORDEM DO TRANSISTOR BIPOLAR^{22,32-35}

O modelamento de transistores bipolares, é um assunto amplamente explorado nas últimas décadas. Inúmeros modelos com diversos graus de complexidade podem ser encontrados na literatura. O objetivo do modelamento que se segue é apenas o de fornecer subsídios para a compreensão, da maneira mais simples possível, do funcionamento do fototransistor construído.

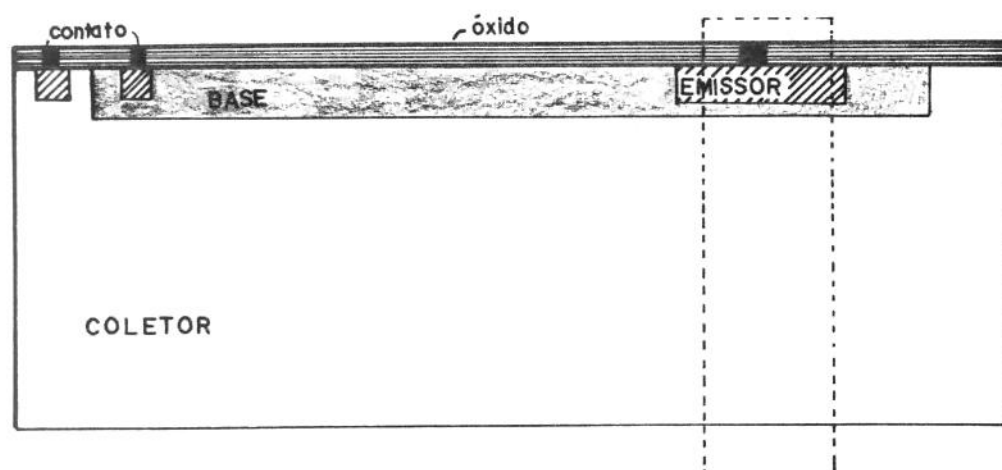


Figura 2.6 Representação de um corte lateral de um transistor

A figura 2.6 representa um corte lateral mostrando as três regiões de um transistor npn. O coletor é a camada mais larga e possui menor concentração de portadores, alcançando a profundidade da camada epitaxial. A diferença entre as profundidades de difusão de p de base e n+ de emissor é bastante pequena, resultando uma região de base estreita com dopagem p intermediária. A região de emissor possui menor resistividade, decorrente de uma maior concentração de impurezas dopantes.

A figura 2.7 representa somente a região no interior do retângulo indicando as distâncias.

A concentração de portadores na base e no emissor obedece a uma distribuição do tipo Gaussiana, ou seja, a concentração de portadores diminui exponencialmente com o quadrado da profundidade da camada (equação-3.6). Já na região n de coletor, a concentração de portadores pode ser considerada constante ao longo da camada.

O procedimento para o cálculo das correntes do transistor, parte das mesmas equações básicas de continuidade e densidade de corrente utilizadas no equacionamento das correntes no fotodiodo. As correntes de emissor e coletor são encontradas calculando-se as parcelas de corrente de lacunas e elétrons que atravessam as junções emissor-base e base-coletor, respectivamente. Na base a densidade de corrente de portadores n é dada pela equação 2.7. O campo elétrico $\mathcal{E}(x)$ que aparece nesta equação é decorrente do gradiente da concentração de impurezas na base.

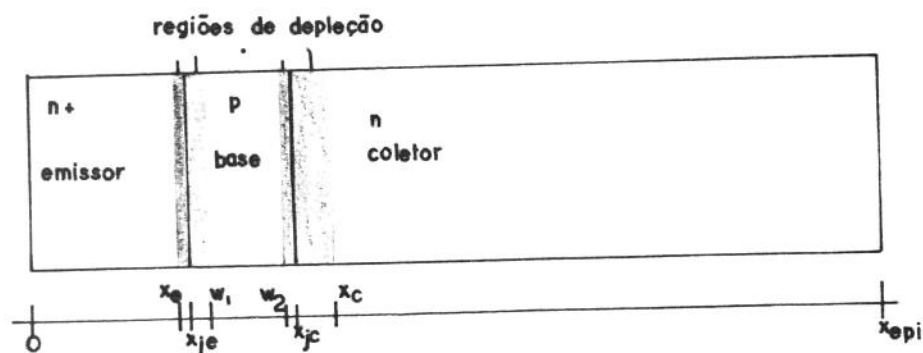


Figura 2.7 Representação simplificada das três regiões do transistor

No coletor,

$$J_C = J_n + J_{pC} + J_V, \quad (2.50)$$

sendo J_V a densidade de corrente fotogerada. No emissor,

$$J_E = J_n + J_{pE} \quad (2.51)$$

Das equações, já conhecidas, para a densidade de corrente de minoritários,

$$J_n = \left[\frac{n(x)}{V_T} \cdot \mathcal{E}(x) + \frac{dn(x)}{dx} \right] \quad (2.52)$$

$$J_p = \left[\frac{p(x)}{V_T} \cdot \mathcal{E}(x) - \frac{dp(x)}{dx} \right] \quad (2.53)$$

podemos eliminar o campo elétrico $\mathcal{E}(x)$ e calcular o valor de $n(x)$ na região de base, que levado a J_n resulta³⁵:

$$J_n = \frac{q \cdot D_{nB} \cdot n_{iB}^2}{\int_{W_1}^{W_2} N_A(x) dx} \cdot \left[e^{V_{BE}/V_T} - e^{V_{CB}/V_T} \right] \quad (2.54)$$

onde D_{nB} é a constante de difusão para os elétrons na base, n_{iB} é a concentração intrínseca e $V_T = kT/q$, é a tensão térmica.

As equações de J_p nas regiões de emissor e coletor podem, por sua vez, ser descritas por:

$$J_{pE} = \frac{q \cdot D_{pE} \cdot n_{iE}^2}{\int_0^{X_{EI}} N_{dE}(x) dx} \cdot \left[e^{V_{BE}/V_T} - 1 \right] \quad (2.55)$$

$$J_{pC} = \frac{q \cdot D_{pC} \cdot n_{iC}^2}{\int_{X_{CI}}^{X_{EPI}} N_{dC}(x) dx} \cdot \left[e^{V_{BC}/V_T} - 1 \right] \quad (2.56)$$

sendo D_{pE} e D_{pC} as constantes de difusão para as lacunas no emissor e no coletor respectivamente, n_{iE} e n_{iC} as concentrações intrínsecas e N_{dE} e N_{dC} as concentrações de impurezas doadoras nas duas regiões.

As densidades de corrente totais que atravessam as junções segundo as equações (2.50) e (2.51) serão:

$$J_C = \frac{-q \cdot D_n B \cdot n_i B^2}{\int_{W_1}^{W_2} N_A(x) dx} \cdot [e^{V_{BE}/V_T} - 1] + \left[\frac{q \cdot D_p C \cdot n_i C^2}{\int_{X_C}^{X_{EPI}} N_D(x) dx} + \frac{D_n B \cdot q \cdot n_i B^2}{\int_{W_1}^{W_2} N_A(x) dx} \right] [e^{V_{BC}/V_T} - 1] + J_V \quad (2.57)$$

e

$$J_E = \left[\frac{q \cdot D_p E \cdot n_i E^2}{\int_0^{X_E} N_D(x) dx} + \frac{D_n B \cdot q \cdot n_i B^2}{\int_{W_1}^{W_2} N_A(x) dx} \right] [e^{V_{BC}/V_T} - 1] + \left[\frac{q \cdot D_p E \cdot n_i E^2}{\int_0^{X_E} N_D(x) dx} \right] [e^{V_{BE}/V_T} - 1] \quad (2.58)$$

As equações de corrente estão escritas de forma que a primeira parcela relaciona a corrente através de uma junção com a tensão nesta mesma junção, sendo idêntica à relação corrente-tensão de uma junção retificadora. O segundo fator descreve a influência da tensão na outra junção sobre a corrente através da primeira. Esta forma de colocar as equações sugere um modelo bastante simples e prático proposto por J.J. Ebers e J.L. Moll em 1954, mostrado na figura 2.8.

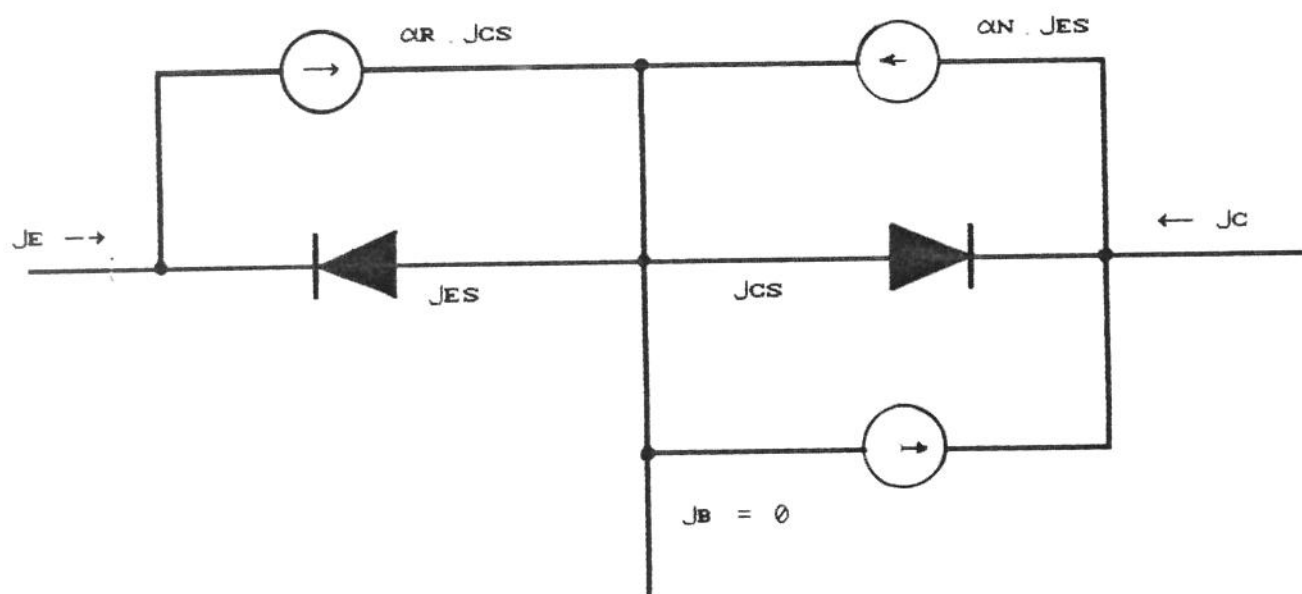


Figura 2.8 Representação do modelo Ebers-Moll

Reescrevendo a equação de uma maneira mais simples temos:

$$J_E = -J_{ES} \cdot [e^{qV_{BE}/KT} - 1] + \alpha_R \cdot J_{CS} \cdot [e^{qV_{BC}/KT} - 1] \quad (2.59)$$

$$J_C = -J_{CS} \cdot [e^{qV_{BC}/KT} - 1] + \alpha_F \cdot J_{ES} \cdot [e^{qV_{BE}/KT} - 1] + J_V \quad (2.60)$$

Sendo que as seguintes parcelas são indentificáveis das equações (2.57) e (2.58):

$$J_{CS} = \frac{q \cdot D_{pC} \cdot n_{iC}^2}{\int_{x_C}^{x_{EPI}} N_{dC}(x) dx} + \frac{D_{nB} \cdot q \cdot n_{iB}^2}{\int_{W_1}^{W_2} N_A(x) dx} \quad (2.61)$$

$$J_{ES} = \frac{q \cdot D_{pE} \cdot n_{iE}^2}{\int_0^{x_E} N_{dE}(x) dx} + \frac{D_{nB} \cdot q \cdot n_{iB}^2}{\int_{W_1}^{W_2} N_A(x) dx} \quad (2.62)$$

$$\alpha_F \cdot J_{CS} = \alpha_R \cdot J_{ES} = \frac{D_{nB} \cdot q \cdot n_{iB}^2}{\int_{W_1}^{W_2} N_A(x) dx} \quad (2.63)$$

Para aplicarmos o modelo de Ebers-Moll ao funcionamento de um fototransistor, devemos acrescentar as seguintes observações:

1º Com a inexistência de um terminal de base, a densidade de corrente de base será constituída por:

$$J_V = J_C - J_E = J_{pE} - J_{pC} \quad (2.64)$$

2º Considerando um regime normal de funcionamento ($V_{BC} < 0$ e $|V_{BC}| \gg V_T$), podemos aproximar J_{pC} como sendo nula, e teremos então:

$$J_V \cong J_{pE}, \quad (2.65)$$

e

$$J_E = J_C \cong J_n + J_V, \quad (2.66)$$

assim,

$$\frac{J_n}{J_V} \cong \frac{\alpha_F}{1 - \alpha_F} = \beta, \quad (2.67)$$

e

$$J_C \cong (\beta + 1) \cdot J_V \quad (2.68)$$

3º Como não há contato de base, a medida de V_{BC} não pode ser efetuada diretamente. Sua determinação pode ser feita utilizando-se:

$$V_{BC} = V_T \ln \left| \frac{J_{Cs} \cdot (1 - \alpha_F) + J_{Cs} (1 - \alpha_R) - J_D}{e^{(V_{CE}/V_T)} \cdot (1 - \alpha_F) \cdot J_{Cs} + J_{Es} \cdot (1 - \alpha_R)} \right| \quad (2.69)$$

CAPÍTULO 3 - DESCRIÇÃO E CARACTERIZAÇÃO DA MATRIZ DE FOTOTRANSISTORES

O projeto da matriz integrada de fototransistores visa o estudo de aplicações que requeiram a medição da intensidade em diferentes pontos de uma distribuição bidimensional de luz, dentre elas estruturas para computação óptica. O trabalho em si não objetiva a otimização do processo de fabricação em relação às características do dispositivo, mas simplesmente verificar a viabilidade de construção de fototransistores utilizando um processo já estabelecido e de baixo custo para as universidades, como no caso do PMU.

O conjunto de regras de projeto e alguns parâmetros do processo está contido no documento - Regras Topológicas de Layout do Processo Bipolar Linear - fornecido pela Vértice Sistemas Integrados para o primeiro PMU tecnologia bipolar.

3.1 DESCRIÇÃO RESUMIDA DO PROCESSO BIPOLAR^{20,21}

Sendo o PMU um processo com características estabelecidas, cabe ao projetista determinar o layout do dispositivo, uma descrição das máscaras com as dimensões das regiões difundidas sobre a lâmina de Silício.

A tecnologia planar para fabricação de circuitos integrados bipolares, é em resumo, uma sequência de etapas de: fotogra-vação-revelação, corrosão para retirada de óxido, difusão de impurezas no Silício, crescimento epitaxial, crescimento de óxido e deposição de metais. Algumas destas, repetidas diversas vezes. Para construção dos fototransistores foram utilizadas as seguintes etapas:

a) Difusão da camada enterrada (*burried layer*). Sobre a lâmina de Silício uniformemente dopada com impurezas tipo p (Boro) e recoberta com óxido de Silício (SiO_2), é depositada uma camada de fotorresiste (um composto orgânico sensível à luz). As regiões a serem difundidas são projetadas sobre o Silício através de um fotolito (máscara)

sensibilizando o fotorresiste. Após uma revelação fotográfica, as regiões expostas à luz durante a projeção da máscara, agem como uma proteção à ação do ácido usado para remover o óxido.

Removido o óxido, são difundidas impurezas do tipo n (fósforo) que substituirão átomos do cristal de Silício na concentração determinada. A difusão é feita expondo-se a lâmina a uma atmosfera contendo a impureza a ser difundida sob a forma de gás, em temperaturas da ordem de 1000°C .

A função da camada enterrada é proporcionar um caminho de baixa resistividade abaixo da região do coletor, reduzindo a resistência série entre a junção coletor-base e do contato do coletor, sem alterar a tensão reversa de ruptura da junção coletor-base.

b) Crescimento da camada epitaxial. Após a difusão da camada enterrada, todo óxido é removido. Uma nova camada de Si tipo n é formada durante a exposição da lâmina a um ambiente contendo compostos de Si em altas temperaturas. Esta camada que se forma sobre a lâmina mantém a orientação cristalográfica da mesma, e por isto leva o nome de camada epitaxial. A dopagem desta camada é executada incluindo-se determinadas quantidades da impureza desejada no fluxo do gás, resultando uma distribuição uniforme. É crescida ainda uma camada de SiO_2 .

c) Difusão das ilhas de isolamento. O próximo passo é a difusão do isolamento entre os fototransistores. O isolamento elétrico entre os dispositivos é obtido difundindo-se uma região p que divide a região n da camada epitaxial em ilhas, formando as regiões de coletor. A junção p-n resultante deve permanecer sobre polarização reversa. Para que o isolamento seja eficaz, a difusão deve ser profunda o suficiente para atingir a junção entre a camada epitaxial e o substrato.

d) Difusão das regiões p (base) e n^+ (emissor e contatos de coletor). Após a difusão do isolamento, é crescida nova camada de óxido. São feitas respectivamente etapas de difusão de Fósforo (regiões de base) e Boro (regiões de emissor e contatos ôhmicos para regiões de coletor).

e) Crescimento de óxido fino e metalização. Quando se faz necessária a construção de capacitores, uma região n^+ é utilizada como uma das placas do capacitor. A outra é formada pela metalização, e uma camada de óxido fino é usada como dielétrico. Esta camada de óxido fino será utilizada como cobertura anti-refletora sobre a base dos fototransistores. Para o crescimento desta camada, é removido o óxido já existente sobre estas regiões e sobre as aberturas de contato, depois então é crescida a camada de óxido fino. Retira-se a seguir o óxido fino que recobre as aberturas de contato e faz-se a deposição de alumínio para a realização dos contatos, e para a formação das trilhas de metal.

Os últimos passos do processo são o crescimento de uma nova camada de óxido, deixando expostos somente os contatos para soldagem dos terminais. Esta etapa é chamada passivação. Por fim, a lâmina é cortada em chips, e cada chip é encapsulado. A sequência de etapas do processo é mostrada na figura 3.1.

3.2 LAYOUT E CARACTERÍSTICAS CONSTRUTIVAS

Conforme mencionamos na seção anterior, em razão dos parâmetros do processo serem predeterminados, cabe ao projetista definir quais etapas do processo serão executadas e determinar as dimensões dos dispositivos executando o *layout* do chip.

O ponto de partida para o trabalho, é a avaliação das restrições impostas ao projeto, e a partir disto, otimizar todas características acessíveis ao projetista, sempre visando as aplicações propostas para o projeto. O objetivo que temos em mente, é obter um array com o maior número possível de fotossensores. Estes fotossensores devem ter boa sensibilidade, sendo desejável a maximização da resposta na porção do espectro em torno de 1000nm.

Os fototransistores, em comparação aos fotodiodos, oferecem uma maior sensibilidade com economia de área. Sendo impossível o controle da profundidade das junções, ou da concentração de impurezas dopantes, o único parâmetro que nos é acessível para o controle da sensibilidade do dispositivo é o uso de cobertura anti-refletora sobre a região fotossensível.

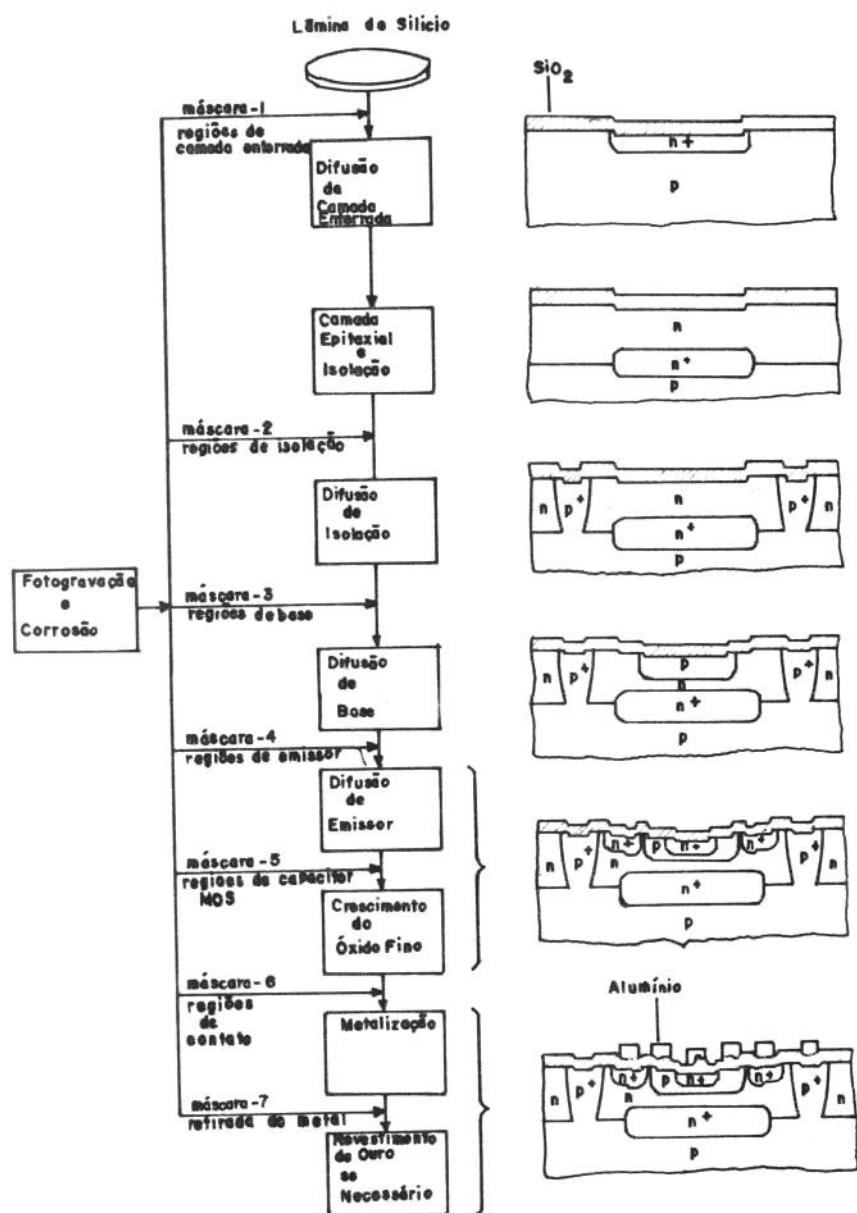


Figura 3.1 Etapas de fabricação do processo bipolar

As duas restrições iniciais ao projeto, são a área disponível e o número máximo de *pads* permitidos por *chip*. Segundo as regras de projeto, o número máximo de *pads* por circuito é 40. A área destinada à construção da matriz é de $2,5 \times 2,5 \text{ mm}^2$, ou aproximadamente $100 \times 100 \text{ mil}^2$ ⁽¹⁾. De ambas restrições, partimos para a divisão da área em um arranjo de 6×6 fototransistores, pois o maior número possível de dispositivos é 36, visto que são necessários 1 *pad* para alimentação e outro para o terra.

Da área inicial devem ser subtraídos $88,9 \text{ } \mu\text{m}$ de cada lado para a linha de corte do *chip*, de modo que a área inicial para o projeto passa a ser $2362,2 \text{ } \mu\text{m}^2$. Determinada a área disponível para o projeto, devem ser alocados espaços para os *pads* e consideradas as distâncias mínimas entre as difusões, para então determinarmos a área destinada à matriz. A área da matriz é dividida então em 36 ilhas *n* separadas pelas regiões *p* de isolamento.

Um corte lateral da célula na figura 3.2 mostra a disposição das diversas regiões, a profundidade das difusões e a espessura da camada de óxido.

A figura 3.3 mostra o *layout* final da célula básica correspondente a um fototransistor da matriz, indicando suas dimensões em mils e em μm .

A montagem final da matriz é mostrada na figura 3.4 onde estão representadas todas as máscaras empregadas no processo.

3.3 DETERMINAÇÃO DA COBERTURA ANTI - REFLETORA^{22,29}

A utilização de uma camada de óxido com espessura adequada sobre o dispositivo tem a função de minimizar as perdas devidas à reflexão da luz.

Numa situação ideal, a espessura desta camada deve ser tal que a onda refletida na interface óxido-semicondutor esteja defasada de 180° daquela refletida na superfície do óxido. Obviamente esta condição ocorre somente em múltiplos de um determinado comprimento de onda, mais precisamente para comprimentos de onda correspondentes a quatro vezes o caminho óptico percorrido no óxido. Desta maneira, devemos

¹ As regras de projeto estão especificadas em mils (1 mil = 10^{-3} pol)

adotar uma espessura de óxido que favoreça a reflexão mínima para nosso comprimento de onda de interesse.

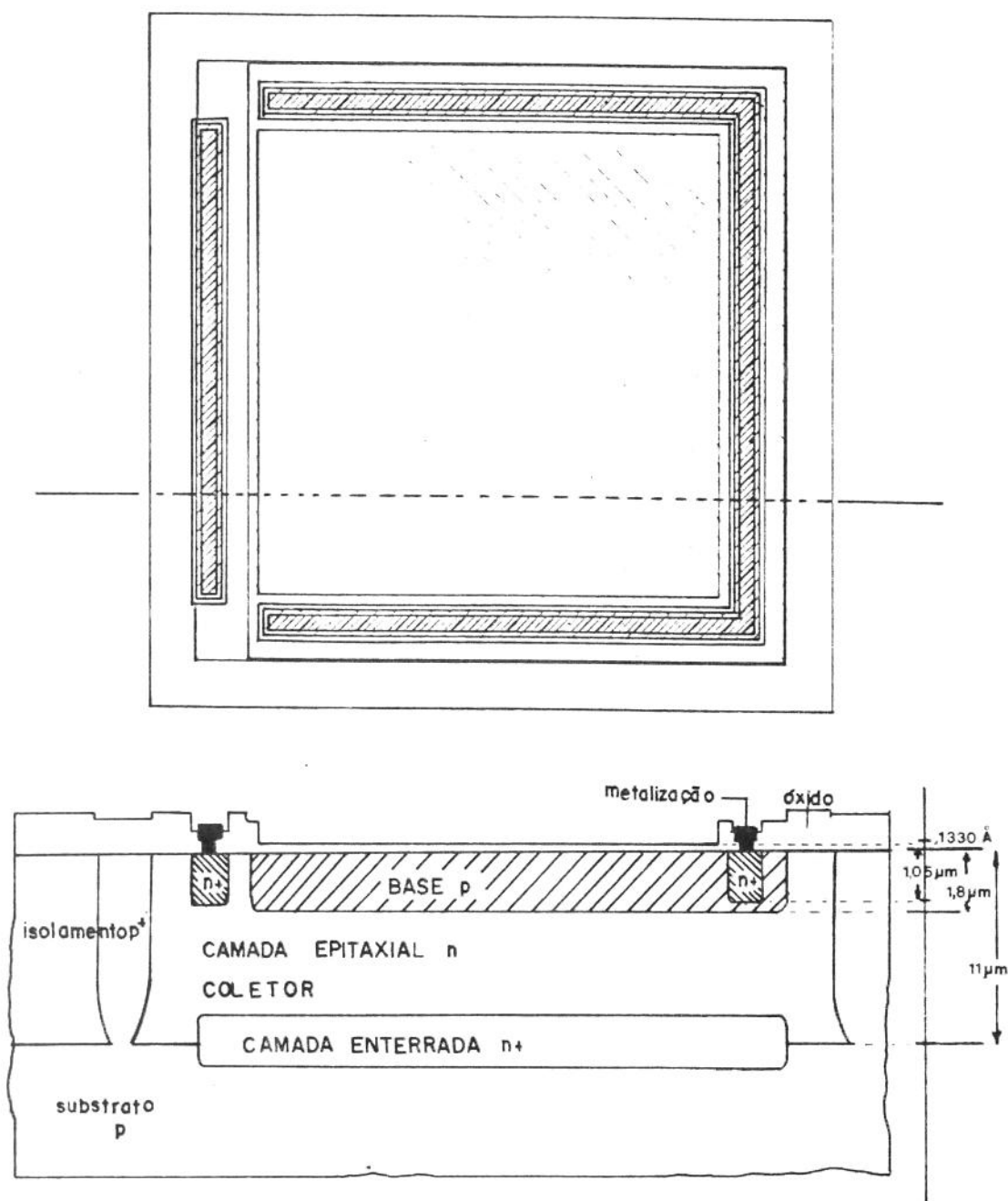


Figura 3.2 Corte indicando as regiões do fototransistor

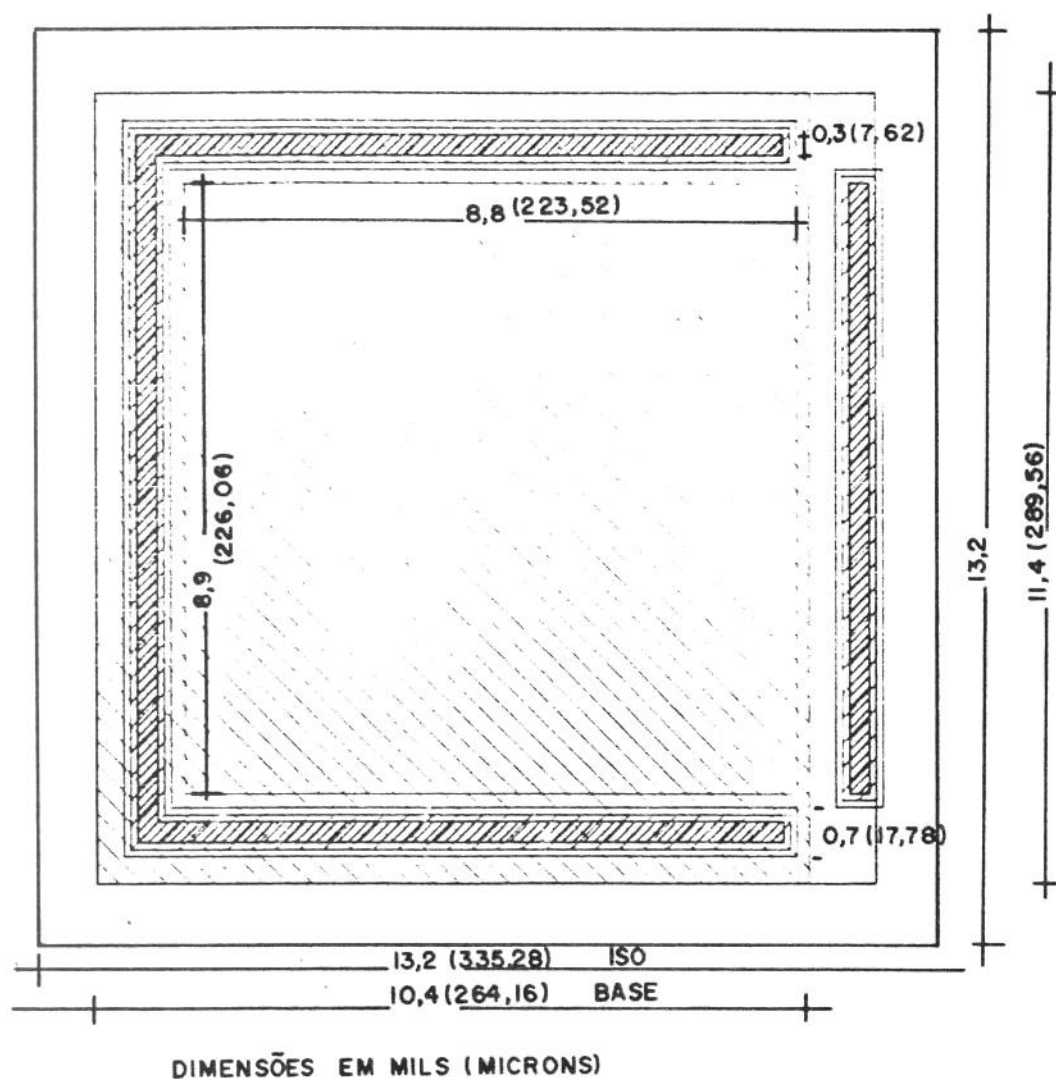


Figura 3.3 Layout de uma célula básica da matriz

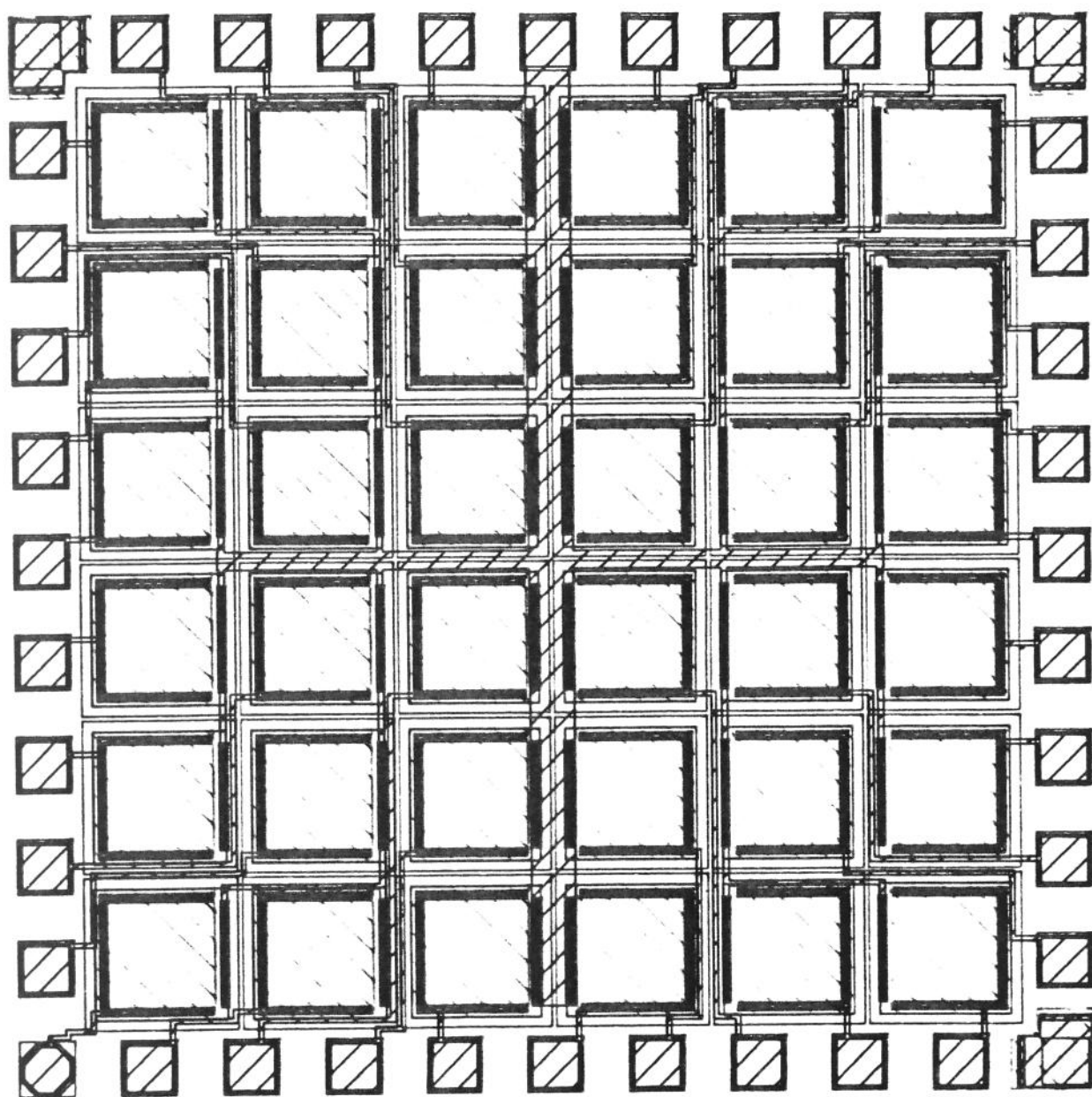


Figura 3.4 Layout completo da matriz de fototransistores, com indicação da pinagem do encapsulamento.

Considerando uma camada de óxido com espessura t_{ox} e índice de refração n_{ox} , sobre a lâmina de Silício com índice de refração n_{si} (figura 3.5). Se o índice de refração do ar for n_o , o índice de reflexão associado a esta estrutura pode ser calculado por,

$$R(\lambda) = (r_1^2 + r_2^2 + 2.r_1.r_2 \cos 2\theta) / (1 + r_1^2.r_2^2 + 2.r_1.r_2.\cos 2\theta) \quad (3.1)$$

$$\text{onde, } r_1 = (n_o - n_{ox}) / (n_o + n_{ox}), \quad (3.2)$$

$$r_2 = (n_{ox} - n_{si}) / (n_{ox} + n_{si}) \quad \text{e} \quad (3.3)$$

$$\theta = 2.\pi.n_{ox}.t_{ox}/\lambda. \quad (3.4)$$

A espessura de óxido correspondente à condição mínima de reflexão para um dado comprimento de onda pode ser determinado por,

$$t_{ox} = \lambda / 4n_{ox}. \quad (3.5)$$

Considerando que são disponíveis apenas duas espessuras de óxido sobre a região de base, devemos escolher a que mais se aproxima da condição ideal.

Conforme já comentamos anteriormente, desejamos maximizar o rendimento do fototransistor para comprimentos de onda correspondentes ao infravermelho próximo em torno de 1000nm. Nosso interesse nesta região do espectro se deve ao fato de que fotomoduladores de Silício utilizando o princípio da absorção da luz por portadores livres, podem ser construídos para operação nesta região do espectro^{18,19}.

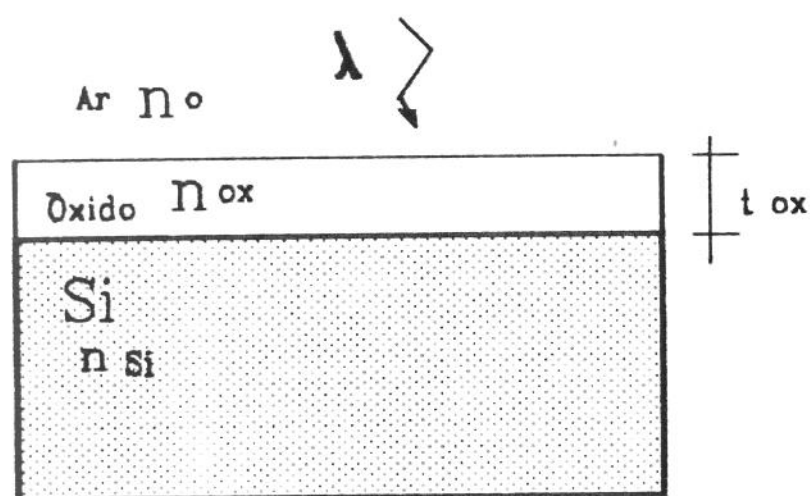


Figura 3.5 Reflexão no sistema ar-óxido-silício

Assim, apesar dos fotodetetores de Si serem utilizados tipicamente até 1100 nm, tentaremos utilizar estes dispositivos para captar modulações de amplitude da luz no limite da resposta espectral dos fototransistores, possibilitando sua aplicação em processamento óptico utilizando apenas dispositivos de Silício.

Uma radiação com comprimento de onda de 1 μm determina, pela relação 3.5, a utilização de uma camada de óxido com espessura de 1750 Å. A camada normal de óxido resultante sobre a região de base possui aproximadamente 5500 Å. A opção adotada foi a utilização da camada de óxido fino para capacitor como cobertura anti refletora, esta camada possui uma espessura de 1330 Å, ou seja, uma diferença de apenas 1/24 comprimentos de onda em relação a uma situação de interferência destrutiva.

3.4 CARACTERIZAÇÃO DOS DISPOSITIVOS

Na seção anterior foram apresentadas características construtivas da matriz. Vejamos então algumas características relativas ao funcionamento dos fototransistores. Nosso principal interesse no que diz respeito ao funcionamento dos dispositivos, está relacionado a sensibilidade dos dispositivos nas diversas regiões do espectro de frequências da luz. Outro ponto importante é a coerência entre as características dos fotodetetores da matriz, visto que distorções na resposta de um fotodetector para outro tornam injustificada a utilização da matriz.

3.3.1 CARACTERÍSTICAS DAS REGIÕES DOS FOTOTRANSISTORES

O manual de regras de projeto traz algumas informações referentes as camadas difundidas na lâmina. Com base nestas informações podemos obter uma aproximação da concentração de impurezas nas diversas regiões em função da profundidade.

Região de emissor:

Resistência de folha: $R_q = 5,1 \, \Omega/\square$

Profundidade da junção emissor-base: $x_{jbe} = 1,05 \, \mu\text{m}$

Resistividade: $\rho = 5,35 \times 10^{-4} \, \Omega \cdot \text{cm}$

Concentração de impurezas: $N_D \cong 1,3 \times 10^{20} \, \text{cm}^{-3}$

Região de base:

Resistência de folha: $R_q = 182 \, \Omega/\square$

Profundidade da junção base-coletor: $x_{jbc} = 1,8 \, \mu\text{m}$

Resistividade: $\rho = 0,033 \, \Omega \cdot \text{cm}$

Concentração de impurezas: $N_D \cong 1,4 \times 10^{18} \, \text{cm}^{-3}$

Região de coletor:

Resistência de folha: $R_q = 1380 \, \Omega/\square$

Profundidade da camada epitaxial: $x_{epi} = 11,0 \, \mu\text{m}$

Resistividade: $\rho = 1,5 \, \Omega \cdot \text{cm}$

Concentração de impurezas: $N_D \cong 1,3 \times 10^{14} \, \text{cm}^{-3}$

A dopagem de impurezas na lâmina foi efetuada através de difusão, com exceção da região de coletor, cuja dopagem foi realizada durante o processo de crescimento epitaxial. A densidade de átomos de impurezas como função da profundidade no material, decorrente de um processo de difusão, pode ser aproximada por uma curva Gaussiana,

$$N(x, t_d) = Q_A(t_p) \cdot e^{-x^2 / (4D_d t_d)} \quad (3.6)$$

sendo,

Q_A o número de átomos de impureza pré-depositados na superfície antes do início da difusão

t_p a variável do tempo de pré-deposição

t_d a variável do tempo de difusão

A a área da difusão

D_d coeficiente de difusão ($\mu\text{m}^2/\text{h}$)

A plotagem da função da concentração de impurezas que formam as regiões do fototransistor é mostrada na figura 3.6.

3.3.2 CARACTERÍSTICAS DE OPERAÇÃO DOS FOTOTRANSISTORES

No projeto de circuitos com transistores, o conjunto de curvas V_{XI} do dispositivo descreve de maneira prática a relação entre grandezas de entrada e saída do transistor. Em fototransistores, o sinal de entrada é uma radiação luminosa, e portanto deve ser caracterizado por uma grandeza relacionada com a intensidade deste sinal. Assim sendo, as curvas V_{XI} de fototransistores, são relacionadas normalmente, com a irradiância sobre a região de base (potência da radiação incidente/área de incidência). As figuras 3.7 mostram as curvas V_{XI} de alguns fototransistores para irradiâncias de 0, 10, 20, 30 e 40mW/cm² na base.

As curvas obtidas para iluminação nula (*dark current*), são mostradas em escala apropriada nas figuras 3.8.

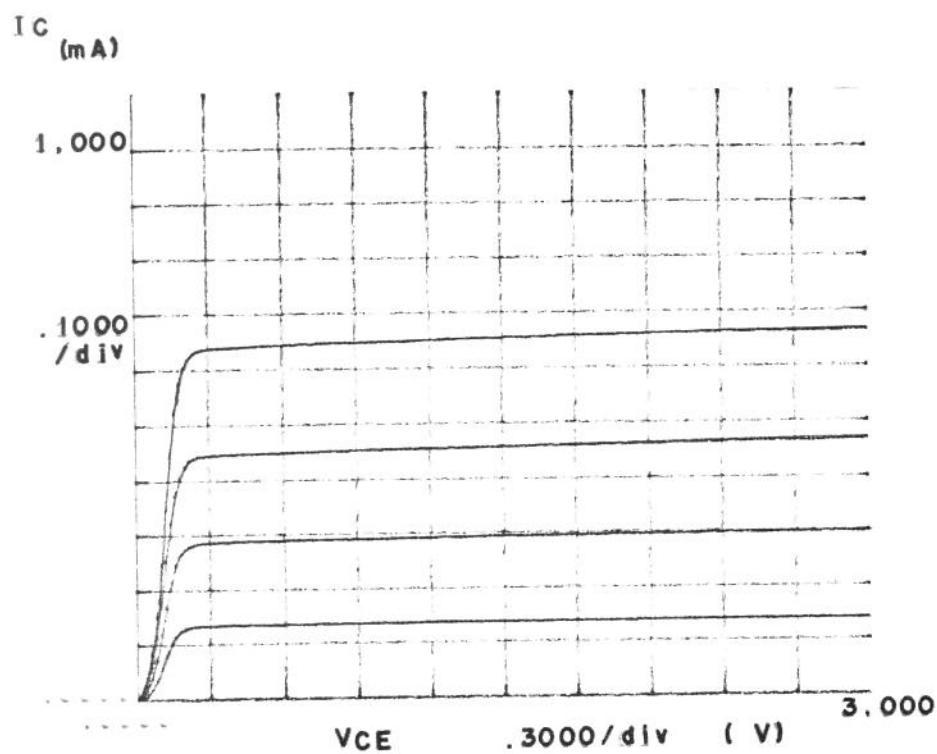
Estas curvas foram determinadas através de um traçador digital HP 4145A, utilizando uma lâmpada halógena com filamento de tungstênio de 300 W como fonte de luz. A irradiância é alterada variando-se a tensão aplicada à lâmpada. Este procedimento de medida acarreta uma incerteza na caracterização do dispositivo, visto que o espectro de emissão varia com a potência entregue à lâmpada. Entretanto, constatamos que o erro é bastante pequeno se comparado ao erro causado pela variação da tensão da fonte com o tempo (variação da potência irradiada pela lâmpada durante as medições), pois a responsividade se mantém praticamente constante com a irradiância.

A responsividade dos fototransistores pode ser determinada a partir das curvas V_{XI} para cada valor de irradiância. Na seção 2.2 definimos a responsividade como a razão entre a irradiância sobre a base e a corrente de saída do fototransistor. Podemos constatar que o espaçamento entre as curvas é praticamente constante, indicando que a responsividade varia muito pouco com a irradiância dentro da faixa observada.

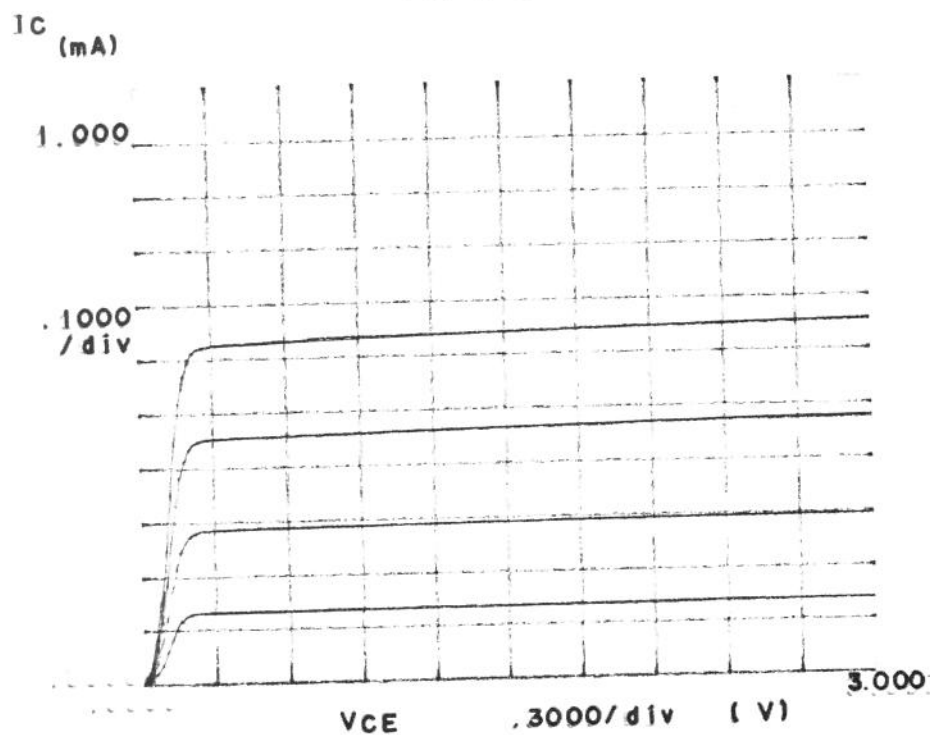
Do conjunto de curvas obtemos:

$$R = I_c/E_e \cong 0,018 \text{ A. cm}^2/\text{W}$$

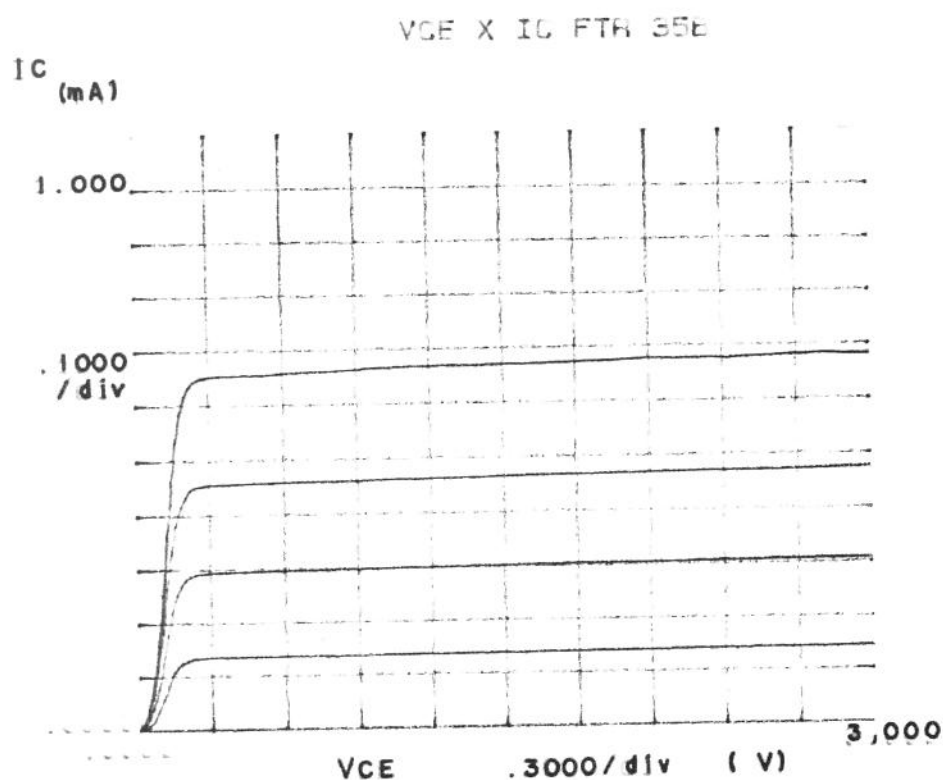
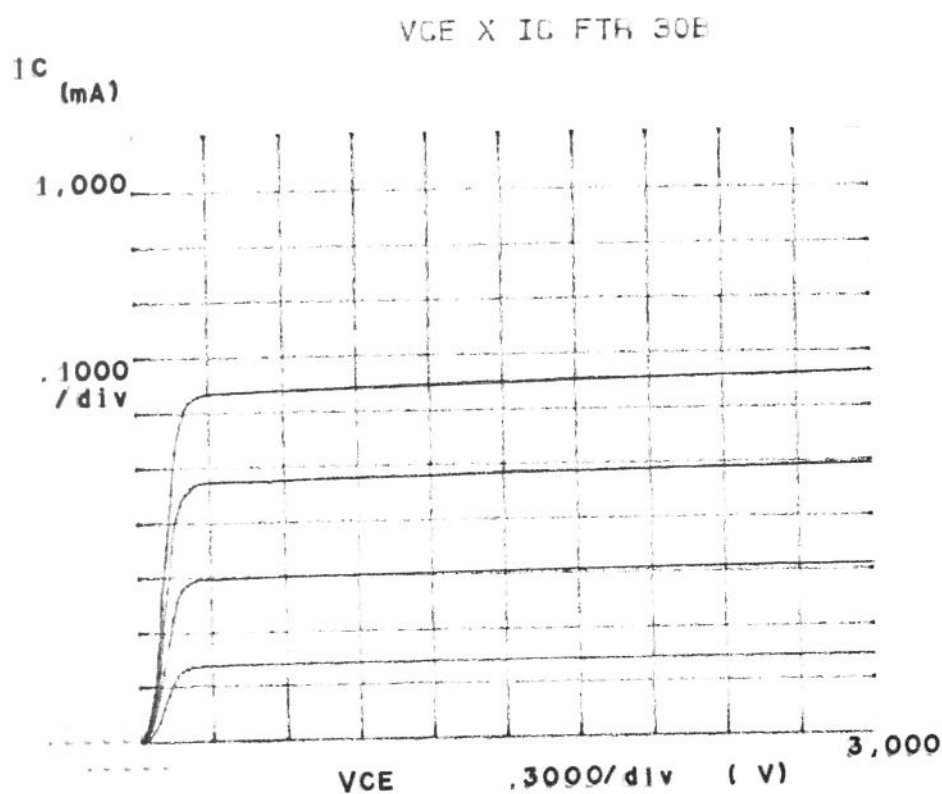
***** GRAPHICS PLOT *****
VCE X IC FTR 16B



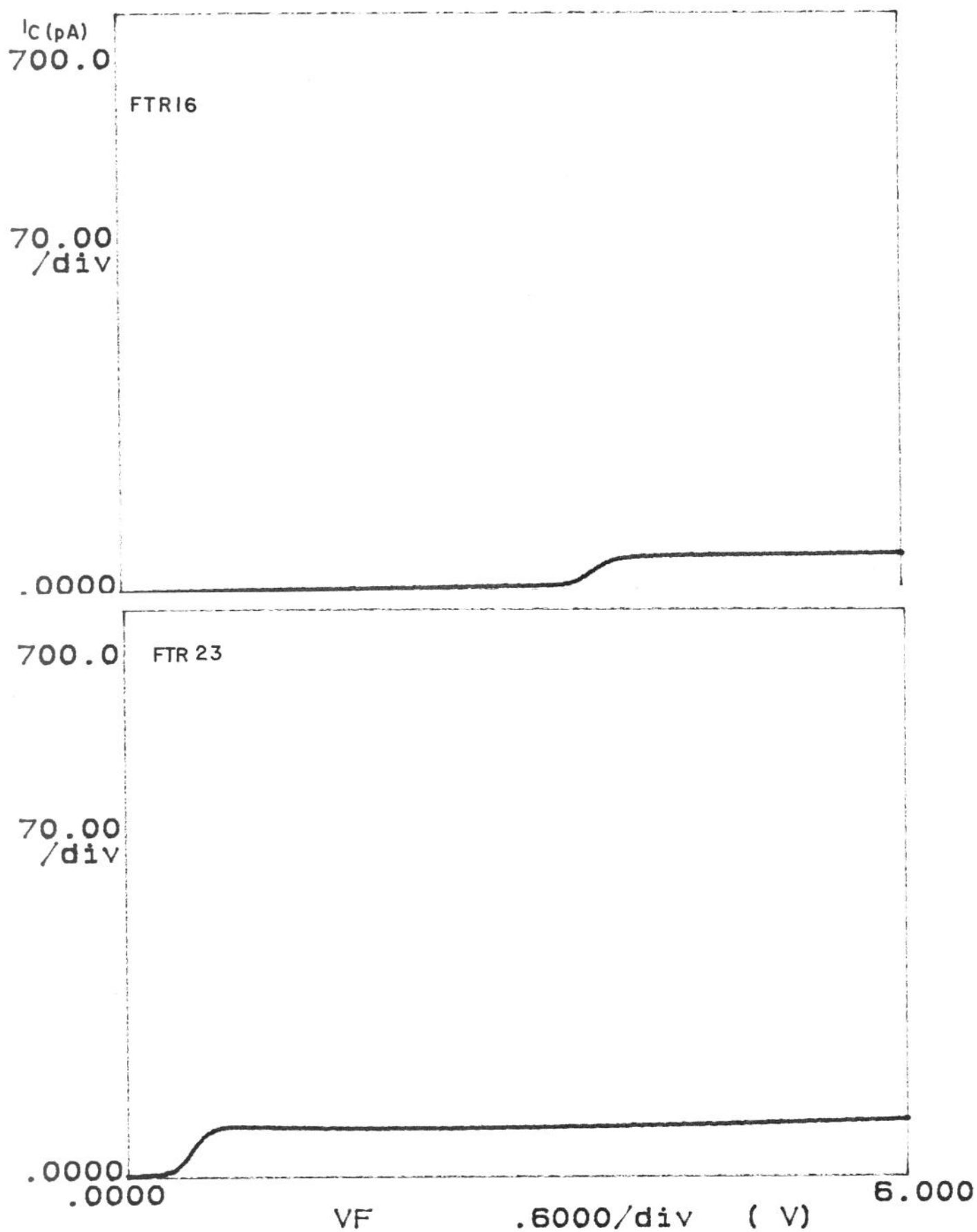
VCE X IC FTR 23B



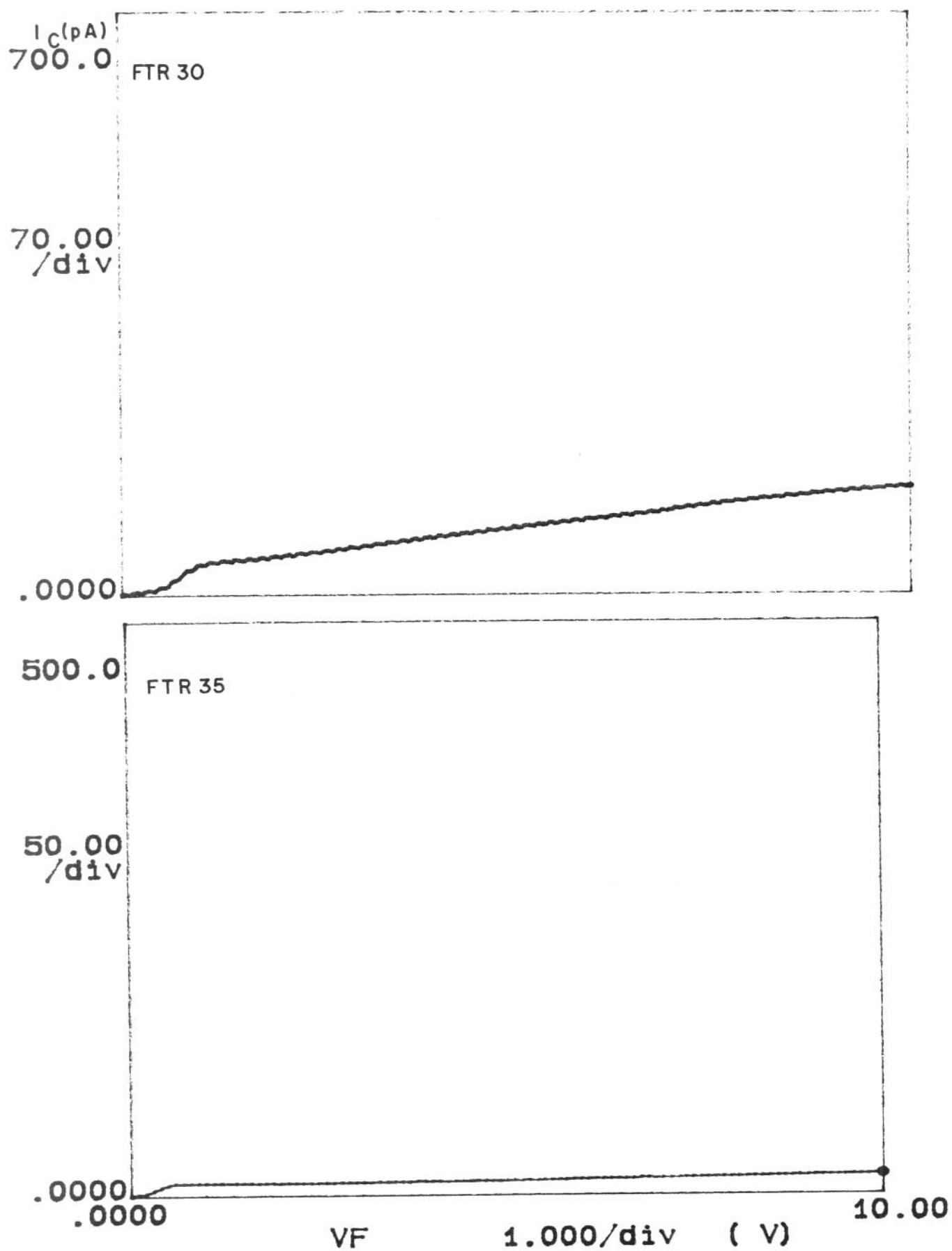
Figuras 3.7a e 3.7b



Figuras 3.7 Família de curvas $V \times I$ dos fototransistores para uma dada irradiância na base. Fototransistores com emissores ligados aos pinos a) 16, b) 23, c) 30 e d) 35



Figuras 3.8 Curvas $V \times I$ para iluminação nula (dark current).

Figuras 3.8 Curvas $V \times I$ para iluminação nula (dark current).

A responsividade extrínseca do fotodiodo é obtida dividindo-se a responsividade do fototransistor pelo ganho de corrente do transistor do modelo.

A curva representativa do espectro de emissão da lâmpada utilizada na obtenção das curvas é mostrada na figura 3.9.

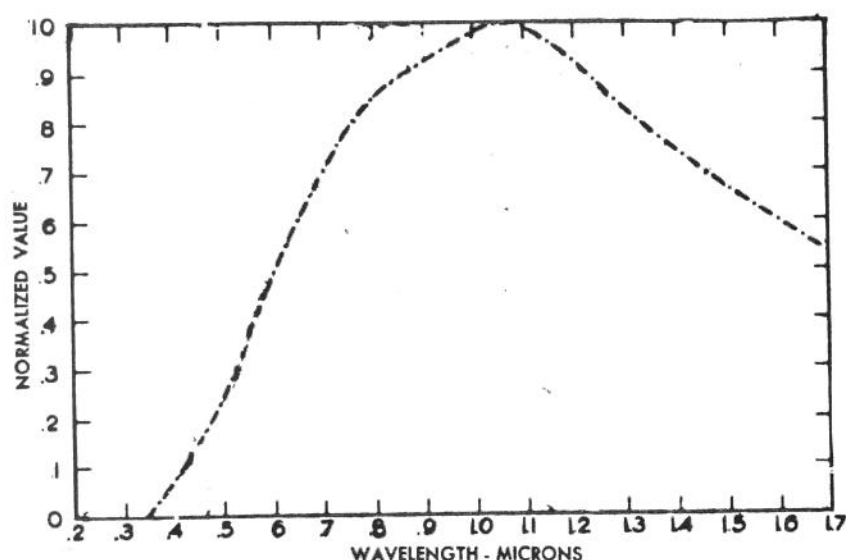


Figura 3.9 Espectro de emissão da lâmpada de tungstênio utilizada para o levantamento das curvas $V_{\lambda I}$ dos fototransistores.

As curvas $V_{\lambda I}$, no entanto, não constituem uma descrição completa da característica de sensibilidade do fototransistor. É importante conhecermos como se comporta a resposta do fototransistor com a variação do comprimento de onda da luz utilizada.

A curva característica da resposta espectral dos fototransistores é mostrada na figura 3.10.

A medida para determinação variação da resposta dos fototransistores com a frequência da radiação luminosa, deve ser bastante criteriosa em relação ao ruído, visto que a potência do sinal luminoso utilizado é baixa. A montagem para esta medida é mostrada na figura 3.11. A fonte de radiação é uma lâmpada com filamento de tungstênio utilizada em conjunto com filtros ópticos com bandas de passagem estreitas e centradas em cada frequência de interesse. Para minimização da interferência, a radiação monocromática é pulsada através de um *chopper* a uma frequência de 30 Hz, e o medidor da corrente de coletor é sincronizado com o sinal de luz por intermédio de um *lock-in*. Para a medição da irradiância a cada comprimento de onda, foi utilizado um fotodetector cuja área A_d e responsividade R_d

são conhecidas. Medida a corrente I_{fd} no fotodetector e a corrente de coletor do fototransistor I_{ftr} a responsividade do fototransistor, para cada comprimento de onda, pode ser determinada pela relação:

$$R_{ftr} = R_{fd} \cdot I_{ftr} \cdot A_{ftr} / (I_{fd} \cdot A_{fd}) \quad (3.7)$$

A frequência de corte dos fototransistores em resposta a uma radiação luminosa modulada por um sinal senoidal, é definida como àquela em que ocorre uma atenuação de 3 dB no sinal de saída.

A figura 3.13 traz a variação do ganho estático de corrente h_{fe} com a corrente de coletor em um transistor típico. Esta característica em conjunto com as curvas V_{XI} permite a determinação da fotocorrente gerada na junção base-coletor para uma dada condição de polarização e iluminação do dispositivo, conforme o modelo adotado para o fototransistor.

Para determinarmos a frequência de corte, dada uma condição de operação, utilizamos um diodo led emitindo na faixa do infravermelho. A frequência do sinal aplicado ao led é incrementada até que a corrente do fototransistor sofra a atenuação de 3 dB. Para uma corrente de emissor de $0,5 \mu A$ a frequência de corte dos fototransistores ficou em aproximadamente 110 kHz. O aumento do nível de corrente causa um aumento deste valor.

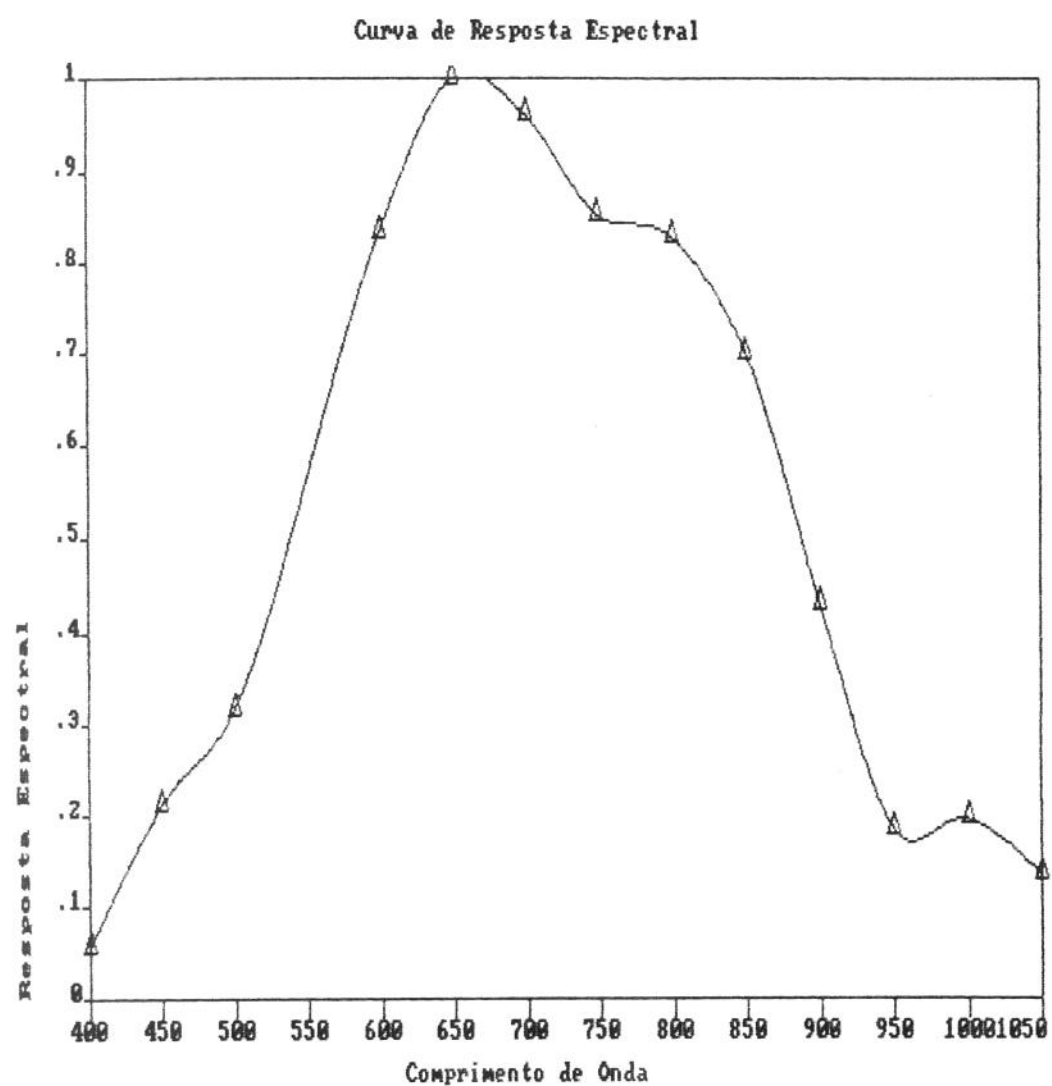


Figura 3.10 Resposta espectral dos fototransistores.

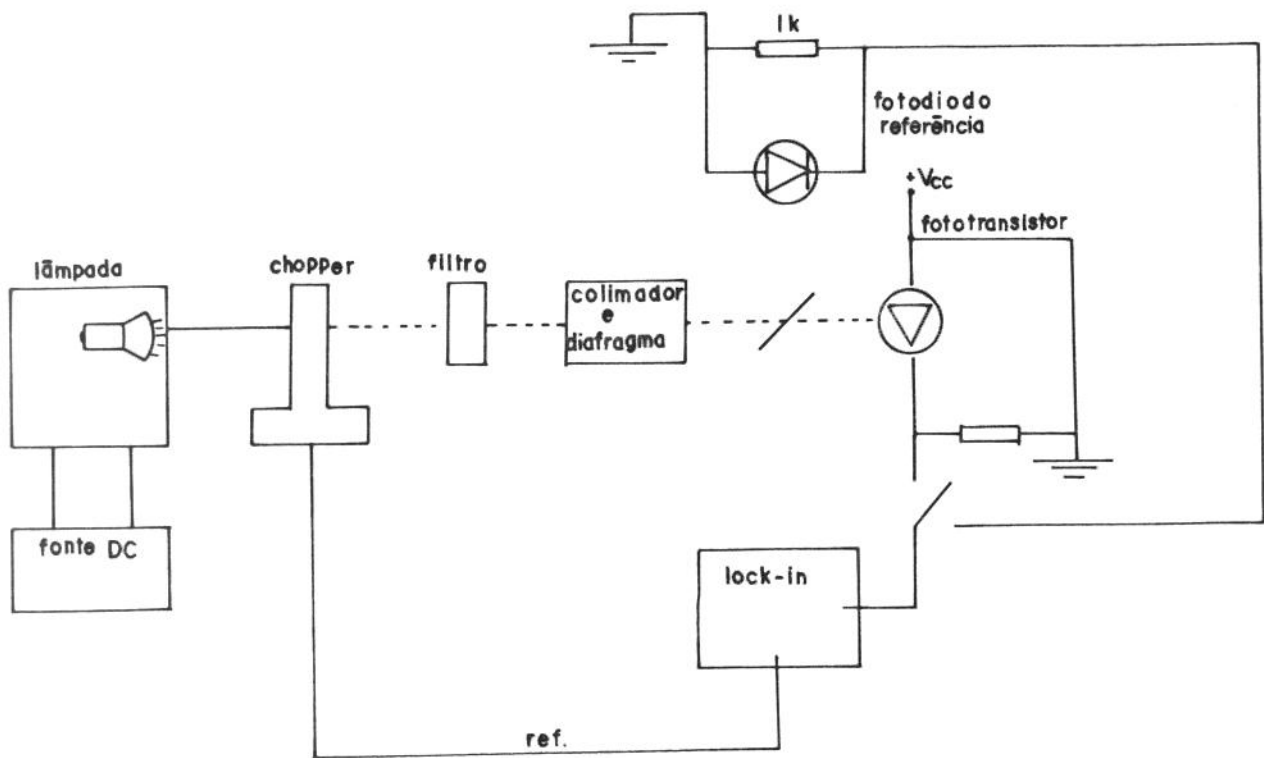


Figura 3.11 Montagem utilizada para a obtenção da característica da figura 3.10

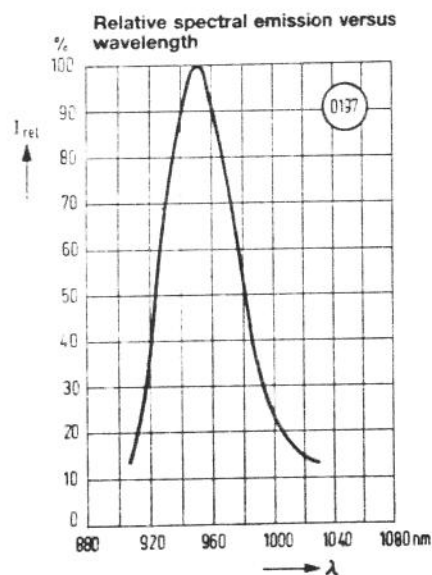


Figura 3.12 Característica de emissão do led empregado na determinação da frequência de corte dos fototransistores.

NPN HEAK - POL. DIRETA - ESTRUTURA ETH2 - PROCESSO SB1
Date/Time run: 01/25/88 08:34.29 Temperature: 27.0

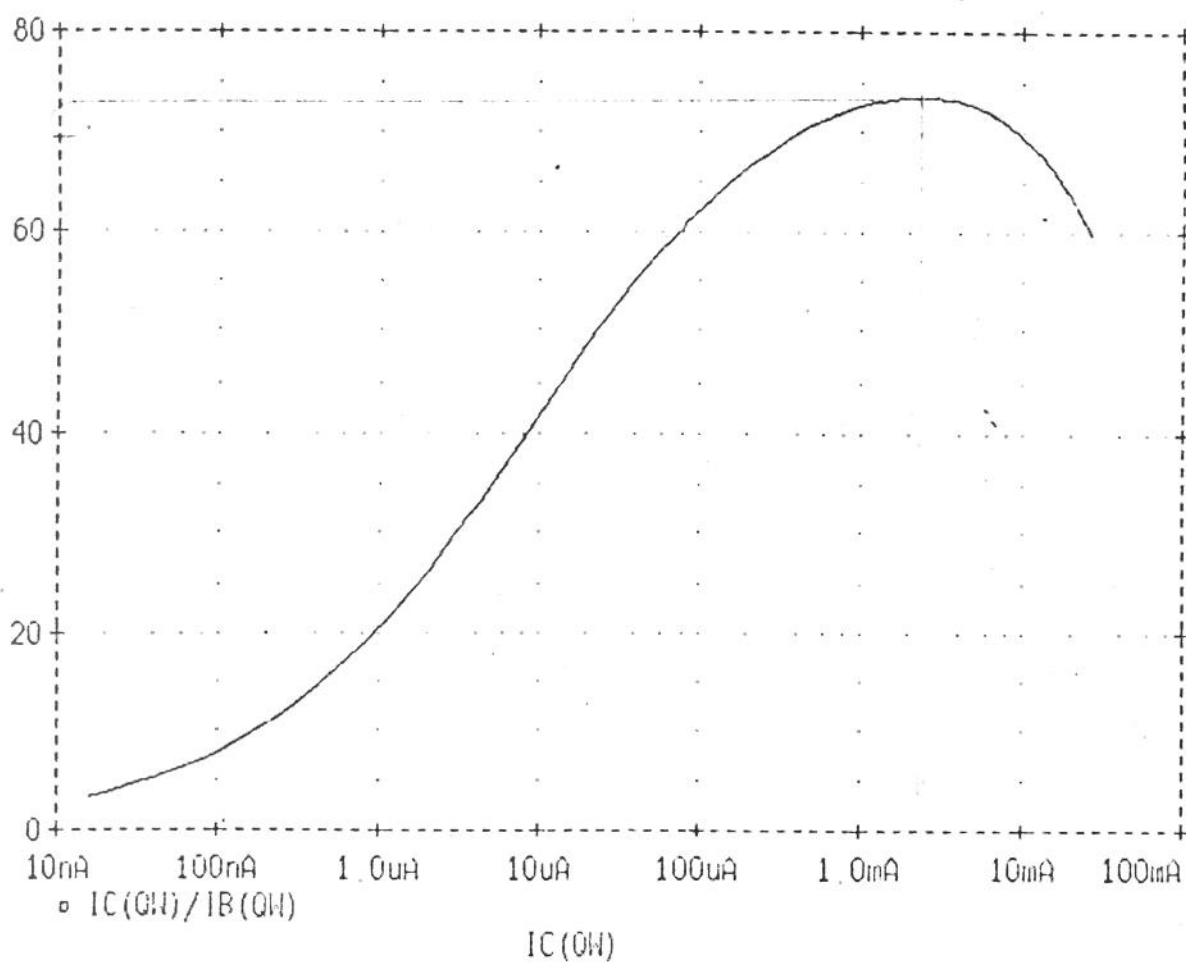


Figura 3.13 Curva simulada da variação do ganho estático de corrente h_{fe} para um transistor típico do processo bipolar.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- 1- Hwang, Kai & Briggs, Fayé Alaye- Computer Architecture and Parallel Processing. McGraw Hill 1984.
- 2- Feldman, Michael R. et al - Comparision between optical and electrical interconects based on power and speed considerations. Applied Optics vol. 27, No.9, pp.1742-1751, may 1988.
- 3- Eichmann, George et al - Optical binary coded ternary arithmetic and logic. Applied Optics Vol.25, No.6, pp.3113-3121, sept.1986.
- 4- Brenner Karl-Heinz - A new implementation of simbolic substitution logic. Angewandte Optik, Annual Report 1986 p.6.
- 5- Yatagai, Toyohiko - Optical space variant logic gate array based on spatial encoding technique. Optics Letters Vol.11, No.14 pp.260-262, April 1986.
- 6- Lohmann, A.W. & Weigelt ,J. - Optical logic by anisotropic scattering. Optical Communications Vol.54, No.2, pp.81-86, may 1986.
- 7- Bartelt, H. et al - Optical logical processing in parallel with theta modulation. Journal of Optical Society of America A, Vol.1, pp.944-951,sept.1984.
- 8- Weigelt J. - Binary logic by spatial filtering. Optical Engeneering, Vol.26, No.1, pp.028-033, jan.1987.
- 9- Lohmann, A.W. & Weigelt, J. - Digital optical adder based on spatial filtering. Applied Optics, Vol.25, No.18, pp.3047-3053, sept.1986.
- 10- Habiby, Sarry F. et al - Implementation of a fast digital optical matrix-vector multiplier using a holographic look up table and residue arithmetic. Applied Optics, Vol.26, No.21, pp.4639-4651, nov 1987.

fototransistor de silício. Dissertação de Mestrado, EPUSP 1982.

23- Pereira, J.A.M. - Construção e caracterização de um fotodiodo de silício. Dissertação de Mestrado, EPUSP 1979.

24- Gowa, John - Optical Communications Systems. Prentice Hall 1984.

25- Bube, Richard H. - Photoconductivity in Solids, John Willey & Sons, 1960.

26- Keyes, Robert - Topics in Applied Physics Vol.19-Optical and Infrared Detectors, Springer-Verlag, 1977.

27- Willardson, R.K. & Beer, C. Albert - Topics in Applied Physics Vol.12-Infrared Detectors II. Spriger - Verlag 1977.

28- Green, Martin A. - Solar Cells. Prentice Hall, 1982.

29- Ellis, Brian & Moss, Trevor - Semiconductor Optoelectronics. London Butterworth 1973.

30- Pankove, Jacques I. - Optical Processes in Semiconductors. Englewood Cliffs-Prentice Hall, 1971.

31- Sze, S.M. - Physics of Semiconductor Devices. John Willey & Sons, 1981.

32- Gray, Paul A. & Linvil, John G. - A planar Silicon Photosensor with an optimal response for detecting printed material. IEEE Transactions on Electron Devices, Vol.ED-15, No.1, pp.30-39, jan.1968.

33- Felman, James M. - The physics and Circuit Properties of Transistors. John Willey & Sons, 1972.

34- Nichols, K.G & Vermon, E.V - Transistor Physics. Chapman & Hall, 1966.