

ANÁLISE DE TRANSISTORES DE
EFEITO DE CAMPO PARA
MICROONDAS CONTROLADOS
POR FEIXE ÓPTICO

BRUNO AUGUSTO CAETANO COURA

AGOSTO / 2010

INSTITUTO NACIONAL DE TELECOMUNICAÇÕES – INATEL
MESTRADO EM TELECOMUNICAÇÕES

ANÁLISE DE TRANSISTORES DE EFEITO DE CAMPO PARA
MICROONDAS CONTROLADOS POR FEIXE ÓPTICO

BRUNO AUGUSTO CAETANO COURA

Dissertação apresentada ao Instituto Nacional de Telecomunicações, como parte dos requisitos para obtenção do título de Mestre em Telecomunicações.

ORIENTADOR: PROF. DR. JOSÉ ANTÔNIO JUSTINO RIBEIRO

SANTA RITA DO SAPUCAÍ - MG

2010

Dissertação defendida e aprovada em 12/08/2010, pela comissão julgadora:

Prof. Dr. José Antônio Justino Ribeiro (Orientador) – INATEL

Prof. Dr. Geraldo Gil Ramundo Gomes – INATEL

Prof. Dr. Robson Luiz Moreno – UNIFEI

Prof. Dr. José Marcos Câmara Brito

*“Deito-me, adormeço e acordo, o Senhor
é o meu sustentáculo.”*

Salmos 3, 6.

Agradecimentos

A Deus pela companhia marcante de todos os momentos, fossem eles fáceis ou difíceis, e por ter norteado o meu caminho na concretização deste sonho. Deu-me forças quando muitas vezes pensei que não as tinha.

À minha amada família e aos parentes pelas orações incessantes, pelo apoio incondicional e pelo entusiasmo passado diariamente, através das brincadeiras que muito me alegravam. Por terem me mostrado que sacrifícios são necessários para alcançar os objetivos tão desejados. À tia Maria das Dores, que hoje se encontra nos braços divinos, pelo carinho incontestável com que ajudou na minha criação e na de meus irmãos. Certamente está festejando conosco esta conquista.

À minha querida namorada Rosiane e à sua família pela compreensão demonstrada durante os anos dedicados ao mestrado. Não permitiram que o desânimo me alcançasse, pois estenderam as mãos para quê juntos caminhássemos e obtivéssemos êxito no término deste trabalho. A distância não foi um empecilho, mas algo que reforçou o bonito sentimento que nos une.

Ao INATEL – Instituto Nacional de Telecomunicações – por ter disponibilizado suas instalações. Aos professores incríveis que tive a oportunidade de conhecer, como o prof. Wilton Ney do Amaral Pereira, e aos seus funcionários, representados por Gisele Moreira dos Santos, pelo apoio e incentivo. À FINATEL – Fundação Instituto Nacional de Telecomunicações – pelo aporte financeiro.

Ao prof. José Antônio Justino Ribeiro pela orientação maravilhosa. Por me aconselhar não apenas nas questões científicas, mas também em como lidar com as adversidades da vida. Através de sua admirável postura profissional e de sua dedicação na arte de ensinar, recordo-me de um brilhante filme, “*Ao mestre com carinho*”. Ao prof. Justino, como é normalmente chamado, dedico esta homenagem, pois é um exemplo e inspiração para mim. À sua esposa Terezília também pela torcida e amizade.

Ao Afonso Soares e Guilherme Marcondes pela compreensão e paciência. Deram-me condições profissionais para que eu dedicasse aos estudos desta dissertação.

Ao Sr. José, Sra. Virgínia, Gustavo e Marcela Moreira que me acolheram com muito carinho em sua residência no início de meus estudos.

Aos amigos do trabalho, nas pessoas de Daniel Bustamante, Luiz Henrique e Va-

nessa Alexandra, aos amigos do mestrado, em especial por Herlon Clayton, Lucas Palhão, Marcelo Sabsud e Matheus Cardoso, à amiga Shalenne Mendonça e aos amigos Alexandre Carvalho, Antonio Alves, Felipe Augusto, Marcelo Carneiro e Ronaldo Sirose, pela inestimável amizade e por terem sido acolhedores de meus desabafos inseguros.

Todos vocês fazem parte de um time que serei eternamente grato. Dividimos lágrimas e sorrisos e hoje gostaria de compartilhar com vocês esta importante conquista. Muito obrigado!

Índice

Lista de Figuras.....	vii
Lista de Tabelas	xi
Lista de Abreviaturas e Siglas	xii
Lista de Símbolos	xiii
Resumo.....	xx
Abstract.....	xxi
1 Apresentação do tema	1
1.1 Justificativas para a seleção do material dos dispositivos	1
1.2 Motivação para o desenvolvimento do tema	2
1.3 Descrição sumária do desenvolvimento do trabalho	3
2 Conceitos sobre fotodeteccção	4
2.1 Comportamento do fotodetector básico	4
2.2 Eficiência quântica e responsividade de um fotodetector.....	6
2.3 Circuito básico e atuação de um fotodetector	7
3 Conceitos sobre transistores para altas frequências.....	11
3.1 Análise dos materiais empregados.....	11
3.2 Transistor de efeito de campo com porta metálica (MESFET)	13
3.3 Funcionamento do transistor GaAs MESFET	15

4 Comportamento dos fototransistores.....	17
4.1 Excitação do fototransistor de efeito de campo.....	17
4.2 Fotocorrente gerada pela incidência de luz na porta do transistor.....	22
4.3 Efeitos da iluminação na camada ativa do GaAs MESFET	24
4.4 Alterações na distribuição de carga abaixo da porta e no canal	27
4.5 Características entre corrente e tensão do fototransistor	32
4.6 Transcondutância do fototransistor.....	37
4.7 Modelagem do GaAs MESFET em RF sob efeitos da iluminação	39
4.8 Parâmetros de desempenho do transistor.....	40
5 Comentários e conclusões finais	53
5.1 Comentários.....	53
5.2 Conclusões	54
5.3 Sugestões para trabalhos futuros.....	55
A Simulação da equação (4.2).....	56
B Simulação da equação (4.6)	58
C Dedução da equação (4.6).....	59
D Simulação da equação (4.7).....	62
E Simulação das equações (4.22) e (4.24).....	63
F Dedução da equação (4.28)	65
G Simulação das equações (4.28) e (4.29)	68
H Simulação das Figuras 4.14 e 4.15	70
I Simulação da equação (4.30)	73
J Simulação das equações (4.41), (4.42), (4.44) e (4.45).	75
K Simulação do ganho de tensão (G_v) e da impedância de entrada (Z_{in}).....	79
Referências Bibliográficas.....	81

Lista de Figuras

Figura 2.1 -	Esquema do fenômeno da fotodeteção por um material semiconductor. A transferência de elétron da banda de valência para a banda de condução é possível quando a energia do fóton for igual ou superior à diferença correspondente à banda proibida.	5
Figura 2.2 -	Esquema representativo da polarização reversa de um fotodetector.	8
Figura 2.3 -	Comportamento da fotocorrente em função da potência óptica incidente, considerando a máxima eficiência quântica dos materiais [11].	10
Figura 3.1 -	Símbolo do GaAs MESFET tipo depleção canal n	13
Figura 3.2 -	Construção típica de um MESFET, com a indicação dos valores geométricos que têm influência em seu comportamento do ponto de vista eletrônico.	14
Figura 3.3 -	Esquema de um MESFET em um corte transversal, com destaques para as regiões do canal de condução e da camada de depleção.	16
Figura 3.4 -	Curvas características típicas do comportamento de um transistor de efeito de campo.	16
Figura 4.1 -	Variação da taxa de geração óptica G_{op} pela densidade de potência óptica aplicada P_{opt}	19

Figura 4.2 -	Relação entre o tempo de vida dos portadores minoritários τ_L e a densidade de potência óptica incidente P_{opt}	20
Figura 4.3 -	Estudo do comportamento da fototensão V_{op} desenvolvida na barreira Schottky em função da densidade de potência óptica incidente P_{opt}	21
Figura 4.4 -	Variação da fototensão V_{op} com o tempo de vida dos portadores minoritários τ_L , considerando um range para a densidade de potência óptica incidente de 10^2 até 10^5 (W/m ²).	22
Figura 4.5 -	Estrutura típica de um transistor, com indicação dos parâmetros geométricos envolvidos no cálculo da densidade de fotocorrente gerada. ..	24
Figura 4.6 -	O limite da região de depleção e de não-depleção é alterado pelo efeito fotovoltaico na região da porta do MESFET.	25
Figura 4.7 -	Distribuição em três seções da carga espacial interna no MESFET excitado opticamente.	27
Figura 4.8 -	Circuito equivalente do MESFET [36].	27
Figura 4.9 -	Comportamento das capacitâncias C_{gsop} e C_{dcop} pela variação tensão V_{gs} na ausência e na presença de luz ($P_{opt} = 100\text{kW/m}^2$).	31
Figura 4.10 -	Análise da capacitância C_{gdop} pela variação tensão V_{gs} na ausência e na presença de luz ($P_{opt} = 100\text{kW/m}^2$).	32
Figura 4.11 -	Variação da corrente entre os terminais dreno e fonte I_{dsop} pela tensão reversa entre os terminais porta e fonte V_{gs} nas condições “escura” e de luminosidade ($P_{opt} = 100\text{kW/m}^2$).	34
Figura 4.12 -	Variação da resistência entre os terminais dreno e fonte R_{dsop} pela tensão reversa entre os terminais porta e fonte V_{gs} nas condições “escura” e de luminosidade ($P_{opt} = 100\text{kW/m}^2$).	35
Figura 4.13 -	Relação entre a corrente I_{dsop} e a tensão V_{ds} nas condições “escura” e iluminada ($P_{opt} = 100\text{kW/m}^2$) e $V_{gs} = -0,45\text{V}$	35

Figura 4.14 - Variação da corrente I_{dsop} e da resistência R_{dsop} em função da densidade de potência óptica incidente P_{opt}	36
Figura 4.15 - Variação da corrente I_{dsop} e da resistência R_{dsop} para elevados valores de densidade de potência óptica incidente P_{opt}	37
Figura 4.16 - Comportamento da transcondutância em função da densidade de potência óptica incidente.	38
Figura 4.17 - Comportamento da transcondutância pela tensão reversa entre a porta e a fonte.	38
Figura 4.18 - Circuito equivalente para pequenos sinais do GaAs MESFET, na configuração fonte-comum. Diversos elementos resistivos e capacitivos são próprios do material sob regime de excitação óptica e outros estão associados ao comportamento dinâmico do transistor.	39
Figura 4.19 - Modelo representativo de um quadripolo ou dispositivo de duas portas.	40
Figura 4.20 - Modelo simplificado da Figura 4.18, donde serão obtidas as equações que definirão os parâmetros Y do transistor.	41
Figura 4.21 - Parte real do parâmetro Y_{11} , como descrito em (4.41).	45
Figura 4.22 - Parte imaginária do parâmetro Y_{11} , de acordo com (4.41).	45
Figura 4.23 - Parte real do parâmetro Y_{12} , de acordo com (4.42).	46
Figura 4.24 - Parte imaginária do parâmetro Y_{12} , conforme previsto em (4.42).	46
Figura 4.25 - Parte real do parâmetro Y_{21} , segundo o levantamento de (4.44).	47
Figura 4.26 - Parte imaginária do parâmetro Y_{21} , partindo do levantamento de (4.44).	47

Figura 4.27 - Parte real do parâmetro Y_{22} , conforme comportamento previsto em (4.45).	48
Figura 4.28 - Parte imaginária do parâmetro Y_{22} , de acordo com (4.45).	48
Figura 4.29 - O módulo do ganho de tensão em decibels para diferentes níveis de densidade de potência óptica incidente. Os resultados foram obtidos a partir de (4.48).	49
Figura 4.30 - Destaque para a diferença apresentada no módulo do ganho de tensão entre as condições iluminada e escura.	49
Figura 4.31 - O argumento do ganho de tensão em graus para diferentes níveis de P_{opt}	50
Figura 4.32 - Parte real da impedância de entrada Z_{in} em função da frequência obtida através de (4.49).	50
Figura 4.33 - Parte imaginária da impedância de entrada Z_{in} em função da frequência calculada por meio de (4.49).	51
Figura 4.34 - Módulo da impedância de entrada Z_{in} pela variação em frequência.	51
Figura 4.35 - O argumento da impedância de entrada em graus para diferentes níveis de P_{opt}	52

Lista de Tabelas

Tabela 2.1 - Valores de energia da banda proibida (E_g) e de comprimento de onda de corte (λ_c) de diferentes materiais fotossensíveis [11].	6
Tabela 3.1 - Parâmetros do modelo da Figura 3.2 com seus valores típicos [16]-[17]. ..	15
Tabela 4.1 - Esta tabela informa os parâmetros típicos de um FET usado experimentalmente [17].	24

Lista de Abreviaturas e Siglas

- FET** *Field Effect Transistor* – Transistor de Efeito de Campo.
- MESFET** *Metal-Semiconductor Field Effect Transistor* – O Transistor de Efeito de Campo de Semicondutor e Metal.
- OMMIC** *Optical Microwave Monolithic Integrated Circuit* – Circuitos Ópticos Monoliticamente Integrados que operam na faixa de Microondas (0,3GHz a 300GHz).
- OPFET** *Optically Controlled Field Effect Transistor* – Transistores de Efeito de Campo Controlados Opticamente.
- PICs** *Photonics Integrated Circuits* – Circuitos Fotônicos Integrados.
- SNR** *Signal-to-Noise Ratio* – Relação Sinal-Ruído.

Lista de Símbolos

a	Espessura da camada ativa.
A_{ef}	Área efetiva do semiconductor.
b_{ij}	Susceptância relacionada à parte imaginária dos parâmetros Y , com $i = 1, 2$ e $j = 1, 2$.
c	Velocidade da luz no vácuo em metros por segundo ($c = 3 \times 10^8$ m/s).
C	Capacitor utilizado para isolar os circuitos da componente contínua presente no fotodetector.
C_L	Capacitância dinâmica intrínseca ao terminal da porta (“ <i>pad</i> ”).
C_{dcop}	Capacitância do canal.
C_{dsop}	Capacitância entre o dreno e a fonte.
C_{eqop}	Capacitância equivalente ao somatório das capacitâncias C_{dcop} e C_{dsop} .
C_{gdop}	Capacitância entre a porta e o dreno.
C_{gsop}	Capacitância entre a porta e fonte.
D	Difusibilidade expressa em metros quadrados por unidade de tempo.
D, G e S	Terminais Dreno (<i>Drain</i>), Porta (<i>Gate</i>) e Fonte (<i>Source</i>).
e, \exp	Base dos logaritmos naturais e função exponencial.
$e_o(t)$	Tensão de sinal de saída do fotodetector.
E	Campo elétrico provocado por cargas elétricas.

E_f	Energia do fóton em joules (J).
E_g	Energia da banda proibida em joules (J).
E_s	Campo elétrico.
f	Frequência em Hertz (Hz).
f_{op}	Frequência óptica de operação.
g_{ij}	Condutância relacionada à parte real dos parâmetros Y , com $i = 1, 2$ e $j = 1, 2$.
g_{op}	Transcondutância que relaciona a variação na corrente de dreno com a tensão entre porta e fonte.
g_{mop}	Transcondutância do dispositivo.
GaAs	Arsenieto de Gálio.
GaAlAs	Arsenieto de Gálio e Alumínio.
Ge	Germânio.
G_{op}	Taxa de geração óptica por unidade de volume.
G_v	Ganho de tensão do fototransistor.
h	Constante de Plank em joules.segundo ($h = 6,626 \times 10^{-34}$ J.s).
I_{chi}	Corrente pelo canal de condução do transistor quando excitado opticamente.
I_d	Corrente no dreno.
I_{dsop}	Corrente entre o dreno e a fonte.
I_g	Corrente na porta.
I_i	Corrente nos acessos de entrada e saída, com $i = 1, 2$.
InGaAs	Arsenieto de Gálio-Índio.
InGaAsP	Arsenieto Fosfeto de Gálio e Índio.
InP	Fosfeto de Índio.
I_p	Fotocorrente ou corrente fotogerada, resultante dos elétrons transferidos entre os níveis de energia.
I_p	Fotocorrente gerada na detecção de um feixe de luz.

I_{Rg}	Corrente sobre a resistência R_g .
J_p	Densidade de fotocorrente na porta do transistor.
J_s	Densidade de corrente de saturação da junção do metal com o semicondutor.
k	Constante de Boltzmann ($1,38 \times 10^{-23} \text{J/K}$).
K	Parcela imaginária do índice de refração n_m ou fator de atenuação do meio.
L_g	Comprimento da porta.
L_{gs}	Distância entre os eletrodos porta e fonte.
L_{gd}	Distância entre os eletrodos porta e dreno.
L_p	Comprimento efetivo de difusão dos portadores minoritários.
n	Indicam que os portadores de cargas majoritários são os elétrons.
n_i	Concentração de portadores intrínsecos do semicondutor.
n_m	Índice de refração.
n_r	Parcela real do índice de refração n_m .
N_b	Densidade de impurezas da camada <i>buffer</i> .
N_f	Quantidade de fótons incidentes por segundo.
N_d	Densidade de impurezas da camada ativa.
N_q	Quantidade de elétrons liberados por segundo.
p	Indicam que os portadores de cargas majoritários são as lacunas.
$p(t)$	Potência relativa ao sinal de modulação.
$P(z)$	Potência em uma coordenada z dentro do meio.
P_{av}	Potência óptica média incidente na superfície do fotodetector.
P_o	Potência incidente no plano $z = 0$.
P_{opt}	Densidade de potência óptica incidente.
q_e	Carga do elétron ($q_e = 1,602 \times 10^{-19} \text{C}$).
Q_{sop}	Distribuição de cargas abaixo da porta, na condição de junção iluminada.

Q_{1op}	Subcanal referente à metalização da porta.
Q_{2op} e Q_{3op}	Subcanais referentes aos espaços entre eletrodos.
R	Responsividade do material.
R	Taxa de recombinação da superfície.
R_d	Resistência de contato e do terminal de dreno.
R_D	Resistência de polarização do dreno.
R_{dsop}	Resistência dinâmica entre os terminais dreno e fonte.
R_{eqop}	Resistência equivalente obtida do paralelo envolvendo as resistências R_{dsop} e R_i .
R_g	Resistência do contato da porta.
R_{GG}	Resistência de polarização na porta.
R_{gs}	Resistência intrínseca entre a porta e a fonte.
R_i	Resistência de entrada do estágio seguinte.
R_{in}	Resistência de entrada, se refere à parte real da impedância de entrada Z_{in} .
R_L	Resistência de carga.
R_L	Resistência dinâmica intrínseca ao terminal da porta (“ <i>pad</i> ”).
R_m	Coefficiente de reflexão da superfície do metal.
R_s	Coefficiente de reflexão da superfície do semiconductor.
R_s	Resistência de contato e do terminal fonte.
R_I	Resistência do canal.
Si	Silício.
t, t_i, u e u_i	Fatores que representam as influências da região de depleção na espessura da camada ativa.
T	Temperatura em kelvins.
v	Velocidade de deriva das partículas, em condições gerais.
V_{BB}	Tensão de polarização externa do fotodiodo.

V_{bi}	Tensão embutida na junção do metal semicondutor.
V_{bi}	Potencial interno da junção na porta.
V_d	Tensão no terminal dreno.
V_{ds}	Tensão aplicada entre os terminais dreno e fonte.
V_g	Tensão no terminal porta.
V_{gd}	Tensão aplicada entre os terminais porta e dreno.
V_{gs}	Tensão aplicada entre os terminais porta e fonte.
V_i	Tensão nos acessos de entrada e saída, com $i = 1, 2$.
V_{op}	Fototensão desenvolvida na junção Schottky da porta.
V_p	Tensão de pinçamento.
v_s	Velocidade de portadores.
v_s	Velocidade de deriva do fluxo de portadores majoritários na condição de saturação.
V_s	Tensão no terminal fonte.
V_x	Tensão em qualquer ponto x do canal.
w	Largura da região de depleção.
w_d	Abertura da região de depleção próxima do terminal do dreno.
w_{di}	Abertura da região de depleção próxima do terminal do dreno na condição iluminada.
w_n	Largura da região com cargas livres.
w_s	Abertura da região de depleção próxima do terminal da fonte.
w_{si}	Abertura da região de depleção próxima do terminal da fonte na condição iluminada.
W	Largura da porta.
X_{in}	Reatância de entrada, refere-se à parte imaginária da impedância de entrada Z_{in} .

Y	Matriz admitância.
Y_{11}	Admitância de entrada.
Y_{12}	Admitância de realimentação.
Y_{21}	Admitância de transferência direta ou transadmitância.
Y_{22}	Admitância de saída.
Y_{in}	Admitância de entrada do fototransistor.
z	Velocidade reduzida.
Z	Largura da porta.
Z_{in}	Impedância de entrada do fototransistor.
x, y e z	Coordenadas cartesianas.
α	Coefficiente de absorção em nepers por unidade de deslocamento (Np/m).
Δn	Excesso de portadores por unidade de volume dentro do semicondutor.
ϵ	Permissividade absoluta de um meio material.
ϵ_0	Permissividade absoluta do vácuo.
ϵ_r	Permissividade relativa do meio.
η	Constante que depende do semicondutor.
η_q	Eficiência quântica do fotodetector.
ϕ_0	Grandeza proporcional à intensidade de fluxo óptico incidente na superfície fotossensível.
λ	Comprimento de onda expresso em micrometros (μm).
λ_c	Comprimento de onda de corte expresso em micrometros (μm).
λ_{op}	Comprimento de onda de operação.
μ	Mobilidade do material.
μ_n	Mobilidade dos elétrons no GaAs.
μ_p	Mobilidade das lacunas no GaAs.

μ_r	Permeabilidade relativa do meio.
ρ_{cop}	Concentração de portadores por unidade de área no canal na presença de luz em regime permanente.
ρ_t	Densidade de cargas liberadas por unidade de tempo na região do fluxo de fótons.
τ_L	Tempo de vida dos portadores minoritários.
τ_n	Tempo de vida do elétron.
τ_p	Tempo de vida dos portadores minoritários em equilíbrio.
τ_p	Tempo de vida das lacunas.
ω	Frequência angular, relacionada com a frequência cíclica f por $\omega = 2\pi f$.

Resumo

Têm-se observado investimentos significativos em pesquisas sobre circuitos fotônicos integrados. Em sua fabricação, são utilizados materiais semicondutores, dentre eles está o arsenieto de gálio (GaAs) e outras composições a partir dele, como o arsenieto de gálio e alumínio (GaAlAs) e outros. Este composto, associado a um eletrodo metálico, forma uma junção do tipo Schottky e é empregado para constituir um transistor de efeito de campo de porta metálica isolada (GaAs MESFET). O comportamento deste dispositivo sob a incidência de feixe óptico modulado será discutido neste trabalho.

Análises computacionais, concebidas por meio da ferramenta *MATLAB*[®], permitirão verificar a influência do feixe óptico sobre os parâmetros internos do dispositivo, como as capacitâncias entre dreno e fonte, entre porta e fonte, a capacitância distribuída no canal, a transcondutância e outros elementos envolvidos em seu desempenho. A partir deles, serão calculadas as expressões dos fatores que compõem a matriz admitância (Y), da qual serão obtidas as equações para o ganho de tensão e a impedância de entrada, fatores importantes na aplicação como elemento de fotodetecção. Todos estes elementos serão determinados em função da densidade de potência óptica incidente, modulada com elevadas taxas de transmissão. Para esta análise, levam-se em conta os efeitos fotovoltaico e fotocondutivo no comportamento do GaAs MESFET. Inicialmente, as observações tiveram como marco as conclusões que têm sido publicadas desde o maior crescimento dos sistemas de comunicações ópticas.

Palavras-chave: Fototransistores de arsenieto de gálio, fotodetecção, efeitos fotovoltaicos e fotocondutivos.

Abstract

Significant amounts have been invested in the research of photonic integrated circuits. Semiconductor materials, among which gallium arsenide (GaAs) as well as alloys based on it, such as aluminum gallium arsenide (GaAlAs), are used in the manufacturing process of those circuits. Gallium arsenide can be associated to a metallic electrode to make a Schottky junction, and it is used to form a Metal-Semiconductor Field-Effect-Transistor (GaAs MESFET). The behavior of such device under the incidence of a modulated optical beam is discussed in this paper.

Computational analyses designed through the *MATLAB*[®] tool allow verification of the influence of the optical beam on the internal parameters of the device, such as the capacitance between drain and source and between gate and source; the distributed capacitance in the channel; the transconductance and other elements involved in its performance. Based on those, the expressions of the factors which make up the admittance matrix (Y) are calculated. From that matrix are obtained the equations for voltage gain and input impedance, which are important factors in photodetection. All of those elements are determined by the density of the beam's optical power, which is modulated with high transmission rates. The analyses take into account the photovoltaic and photoconductive effects on the behavior of the GaAs MESFET. Initially, the benchmarks considered were the conclusions which have been published since optical communications systems first saw a major expansion.

Keywords: Gallium arsenide phototransistors, photodetection, photovoltaic and photoconductive effects.

Capítulo 1

Apresentação do tema

1.1 Justificativas para a seleção do material dos dispositivos

O estudo sobre circuitos optoeletrônicos integrados encontra aplicações relacionadas a detectores ópticos, moduladores, multiplexadores/demultiplexadores, etc.. [1]. Tais aplicações podem estar integradas a amplificadores elétricos ou a outros circuitos eletrônicos. Um exemplo desta configuração é a plataforma a semicondutor denominada *OMMIC* (*Optical Microwave Monolithic Integrated Circuit*) [1]-[2]. Esta integração entre circuitos fotônicos e elétricos é importante tanto do ponto de vista tecnológico quanto econômico. Basta lembrar que a integração em larga escala e a produção em massa leva a uma redução no tamanho do chip e no custo do sistema, aumenta a confiabilidade do dispositivo e do equipamento e garante uma melhoria no desempenho do sistema [3].

Anualmente, relacionam-se investimentos da ordem de 45 bilhões de dólares em pesquisa e desenvolvimento para circuitos eletrônicos integrados, principalmente na inovação de dispositivos [3]. Parte desse montante é destinada aos circuitos fotônicos integrados, frequentemente identificados como PICs (de *Photonics Integrated Circuits*). Como a introdução desta tecnologia é relativamente recente, há esforços contínuos para a pesquisa e o seu conseqüente aperfeiçoamento. Assim, vários componentes estão em evidência, desenvolvidos no semicondutor de arsenieto de gálio (GaAs) e sua associação com outros elementos, como a combinação entre arsenieto de gálio e alumínio (GaAlAs) e o semicondutor composto arsenieto fosfeto de gálio e índio (InGaAsP), entre outros.

A motivação para aplicar o arsenieto de gálio (GaAs) se deve a algumas de suas características. Uma delas é a possibilidade de se obterem projetos de alta eficiência para a aplicação em receptores ópticos. A eficiência está relacionada com o comprimento de absorção, distância média percorrida pelos fótons antes de serem absorvidos [4], que os

fotodetectores apresentam. Uma maior eficiência é obtida quando o elemento apresentar pequeno comprimento de absorção. No arsenieto de gálio, seu valor é da ordem de $1,1\mu\text{m}$, enquanto em outros materiais, como o silício, pode chegar a dezenas de micrometros [5].

O desenvolvimento de dispositivos com maior eficiência conduziu a um menor consumo de potência do que nas aplicações do silício. Por exemplo, nas primeiras etapas dos sistemas de comunicações ópticas, as transmissões eram feitas em comprimentos de onda em torno de 850nm , uma das janelas em que a fibra à base de sílica apresenta pequena atenuação [6]. Em torno desse comprimento de onda detectores ópticos à base de silício mostram-se menos eficientes do que os construídos com arsenieto de gálio. Em vista da tecnologia perfeitamente dominada na fabricação de dispositivos à base de silício, é importante o uso integrado de materiais mais eficientes para se melhorar o desempenho do sistema [5].

É de relevância salientar também a pequena figura de ruído que se consegue com dispositivos de GaAs [7]. Este parâmetro indica um nível de degradação da relação sinal-ruído (SNR) em um circuito, dispositivo ou sistema. Para esta quantificação, determina-se a razão entre as relações sinal/ruído de entrada e de saída. Como os componentes sempre são responsáveis pela geração de diferentes tipos de ruído, em sua saída a alteração no nível de ruído é sempre superior à modificação no nível de sinal. Assim, a relação sinal-ruído torna-se menor do que na entrada e a figura de ruído fica maior do que a unidade. Em geral, dispositivos construídos com o arsenieto de gálio garantem um afastamento menor do que os fabricados a partir do silício [7].

Os dispositivos que empregam GaAs possibilitam também maior velocidade de resposta aos sinais de excitação em função da maior mobilidade de seus portadores. Este assunto será abordado posteriormente. Por outro lado, por causa de sua tolerância a valores elevados de temperatura, foi possível a construção de transistores de menores dimensões, com menores tempos de trânsito dos portadores. Isso permitiu sua aplicação em circuitos que processam frequências mais elevadas, fato relevante para emprego em sistemas de comunicações com altas taxas de transmissão [7].

1.2 Motivação para o desenvolvimento do tema

Nas últimas duas décadas, tem-se demonstrado interesse no estudo e na modelagem de transistores de efeito de campo controlados opticamente (OPFET) [8]. Explora-se o potencial desses dispositivos em aplicações como fotodetectores em comunicações ópti-

cas em sistemas de elevadas taxas de transmissão. Através da excitação óptica, controla-se o ganho de um amplificador empregando esse transistor, pode-se controlar a frequência em oscilador a FET, etc.. Tem-se identificado a importância deste tipo de controle no acoplamento entre o feixe óptico na saída de uma fibra e o sistema de processamento do sinal fotodetectado. Este trabalho fornece o embasamento teórico necessário para descrição do funcionamento do GaAs MESFET sob a influência do feixe óptico e algumas vantagens deste procedimento ficarão evidentes no desenvolvimento do tema.

1.3 Descrição sumária do desenvolvimento do trabalho

No Capítulo 2, apresenta-se a teoria da fotodeteção, o princípio básico da absorção do feixe luminoso pelo OPFET. No Capítulo 3, serão analisados os materiais empregados nesses componentes, dentre os quais se encontra o arsenieto de gálio, centro deste estudo. Evidencia-se a sua associação a outros elementos e sua utilização na construção de transistores de altas frequências, incluindo os de efeito de campo com porta metálica, empregados como elementos de recuperação do sinal de modulação de um feixe óptico. Posteriormente, mostram-se os conceitos da fotodeteção através desses transistores especiais.

No capítulo 4, será ilustrada a modelagem do GaAs MESFET, onde se discutem os efeitos da iluminação sobre seus parâmetros intrínsecos, fato que normalmente não é considerado em muitas análises mais simplificadas. Não é raro que se adotem valores típicos e os considerem insensíveis ao nível de sinal óptico processado, fato que é reavaliado nesta análise. Tomou-se o cuidado de incluir estas influências, de maneira a reproduzir com maior fidelidade o comportamento desses transistores em uma situação mais próxima da realmente encontrada na prática. Desta discussão, obter-se-ão diversas características funcionais do circuito que emprega o componente, como por exemplo, o ganho de tensão, a impedância de entrada e outros, observando seus comportamentos em função da fonte óptica incidente e da frequência do sinal de modulação.

Capítulo 2

Conceitos sobre fotodeteccção

2.1 Comportamento do fotodetector básico

Os fotodetectores, em geral, são construídos de silício (Si), germânio (Ge), arsenieto de gálio (GaAs), fosfeto de índio (InP), o composto ternário definido como arsenieto de gálio-índio (InGaAs) e o composto quaternário fosfeto arsenieto de gálio e índio (InGaAsP) [9]. A escolha do material depende da faixa de comprimento de onda do feixe óptico que será detectada, um valor relacionado com a diferença de energia de sua banda proibida. Por exemplo, o silício é sensível somente a comprimentos de onda inferiores a 1.110nm, com máxima eficiência em torno de 900nm. O arsenieto de gálio e seus derivados possuem diversas propriedades de interesse para muitas aplicações em eletrônica e em dispositivos ópticos [10]. Os componentes de GaAs puro são apropriados para comprimentos de onda em torno de 860nm [6] e combinações com outros elementos permitem o uso em outros comprimentos de onda.

A fotodeteccção é baseada no esquema da Figura 2.1, onde se ilustra a distribuição das bandas de energia típica de um material semiconductor [11]. Para uma seqüência de fótons incidentes de níveis adequados de energia tem-se uma seqüência de elétrons transferidos da banda de valência para a banda de condução que darão origem a uma corrente [12]. Os fótons são absorvidos pelos elétrons na banda de valência e sofrem um deslocamento para a banda de condução, formada pelos estados quânticos desocupados em níveis de energia maior. É necessário que os fótons tenham energia igual ou superior à diferença entre a banda de condução e a de valência. Nestas circunstâncias, os elétrons transferidos ficam livres, por causa da grande concentração de estados desocupados na banda de condução. A transferência dos elétrons para a banda de condução deixa lacunas na banda de valência, representadas pelos estados de energia desocupados. Estas lacunas também se

movimentam, uma vez que recebem elétrons transferidos de átomos próximos que, assim, ficam com estados desocupados.

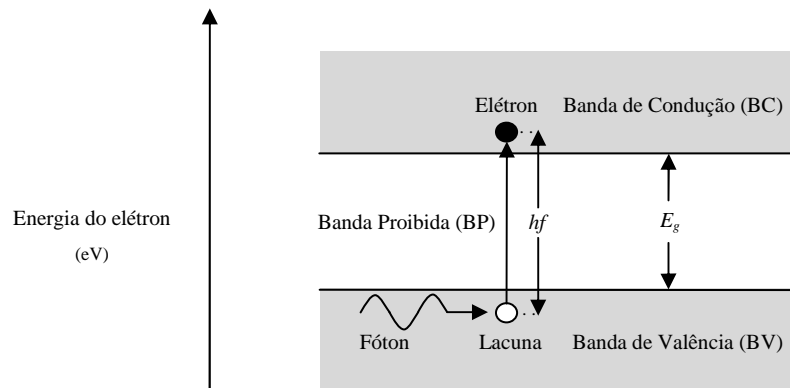


Figura 2.1: Esquema do fenômeno da fotodeteção por um material semicondutor. A transferência de elétron da banda de valência para a banda de condução é possível quando a energia do fóton for igual ou superior à diferença correspondente à banda proibida.

Como a energia do fóton E_f tem que ser no mínimo igual à energia da banda proibida E_g , deve cumprir a condição

$$E_f \geq E_g \quad (2.1)$$

em que a energia do fóton é relacionada à frequência da irradiação e determinada pela lei de Planck [11]. Portanto, a Equação (2.1) fica descrita em termos da sua frequência f ou do seu comprimento de onda λ da forma

$$hf \geq E_g \quad (2.2)$$

$$\lambda \leq \frac{hc}{E_g} \quad (2.3)$$

onde h representa a constante de Planck ($h = 6,626 \times 10^{-34} \text{ J}\cdot\text{s}$) e c a velocidade da luz no vácuo. Em (2.2) e (2.3), a energia está especificada em joules, a velocidade da luz em metros por segundo e a constante de Planck em joules.segundo. Por causa dos níveis de energia envolvidos nos tratamentos dos processos ópticos, é mais conveniente que E_g seja dada em elétrons-volt e o comprimento de onda em micrometros. Considerando que $1\text{eV} = 1,602 \times 10^{-19} \text{ J}$ e $1\mu\text{m} = 10^{-6} \text{ m}$, (2.3) fica reescrita como

$$\lambda (\mu\text{m}) \leq \frac{1,241}{E_g (\text{eV})} \quad (2.4)$$

Desta relação, identifica-se um comprimento de onda máximo que satisfaz a condição para a transferência do elétron entre as bandas de valência e de condução, denominado comprimento de corte (λ_c) [12]. Seu valor é

$$\lambda_c = \frac{1,241}{E_g \text{ (eV)}} \quad (2.5)$$

Na Tabela 2.1 mostram-se alguns resultados típicos para este parâmetro. Com maiores comprimento de onda, acima do limite dado em (2.4), o elétron não recebe energia suficiente para deixar a banda de valência e tornar-se um elétron livre [11].

Tabela 2.1: Valores de energia da banda proibida (E_g) e de comprimento de onda de corte (λ_c) de diferentes materiais fotossensíveis [11].

Material	E_g (eV)	λ_c (μm)
Si	1,17	1,06
Ge	0,775	1,6
GaAs	1,424	0,87
InP	1,35	0,92
$\text{In}_{0,55}\text{Ga}_{0,45}\text{As}$	0,75	1,65
$\text{In}_{1-0,45y}\text{Ga}_{0,45y}\text{As}_y\text{P}_{1-y}$	0,75-1,35	1,65-0,92

2.2 Eficiência quântica e responsividade de um fotodetector

Comparando a quantidade de elétrons liberados por segundo N_q com a quantidade de fótons incidentes por segundo N_f , chega-se à eficiência quântica do fotodetector η_q :

$$\eta_q (\%) = \frac{N_q}{N_f} \times 100\% \quad (2.6)$$

Se para cada fóton absorvido houvesse um elétron livre, ter-se-ia eficiência quântica de 100%. O valor verdadeiro depende do comprimento de onda do feixe óptico incidente, por causa de fótons absorvidos que não contribuem para a produção de elétrons livres na banda de condução. Cada material apresenta um valor máximo para um comprimento de onda especificado. Por exemplo, para o silício a maior eficiência ocorre em torno de 900nm e seu valor é de 85,6% [12]. Multiplicando a equação (2.6) por q_e/q_e , onde q_e representa a carga do elétron,

$$\eta_q = \frac{N_q}{N_f} = \frac{N_q q_e}{N_f q_e} \quad (2.7)$$

observa-se que o numerador representa a corrente resultante dos elétrons transferidos entre os níveis de energia, conhecida como fotocorrente ou corrente foto gerada. O próximo passo é multiplicar a expressão por E_f/E_f , sendo E_f a energia do fóton incidente. Obtém-se:

$$\eta_q = \frac{I_p}{N_f q_e} = \left(\frac{I_p}{N_f q_e} \right) \frac{E_f}{E_f} = \frac{I_p E_f}{P_o q_e} \quad (2.8)$$

sendo que o fator $N_f E_f$ expressa a potência óptica incidente P_o . Desta equação, a corrente resultante da incidência de fótons pode ser apresentada como

$$I_p = \eta_q q_e \frac{P_o}{E_f} = \eta_q q_e \frac{P_o}{h f} = \eta_q q_e \frac{P_o}{h c / \lambda} = \eta_q \frac{q_e \lambda}{h c} P_o \quad (2.9)$$

Observa-se que para determinado comprimento de onda, o produto $\eta_q q_e \lambda / h c$ é uma constante, indicando que a fotocorrente é diretamente proporcional à potência óptica incidente. Assim, escreve-se

$$I_p = R P_o \quad (2.10)$$

onde R corresponde à responsividade do material:

$$R = \eta_q \frac{q_e \lambda}{h c} \quad (2.11)$$

Como (2.11) é uma constante para determinado valor de λ , o comportamento da fotocorrente dado em (2.10) é representado graficamente por um segmento de reta, enquanto não se iniciar um processo de saturação. A responsividade obedece a um comportamento próprio para cada material e, em geral, atinge melhores resultados em comprimentos de onda maiores, decrescendo rapidamente na medida em que o feixe incidente se aproxima do comprimento de onda de corte [12].

2.3 Circuito básico e atuação de um fotodetector

Em diodos fotodetectores, melhores eficiências são obtidas também quando submetidos à polarização reversa. Nesta condição, representada na Figura 2.2, a polarização externa do diodo D_I é dada pela fonte V_{BB} . Com esta topologia, o dispositivo está operando no *modo fotocondutivo* ou *modo de fotocorrente*. Esta técnica é a mais adequada por reduzir a capacitância parasita da junção e pela criação de um elevado campo elétrico na região

de carga espacial. Esse campo permitirá melhor resposta a sinais modulantes de altas frequências, sendo úteis em sistemas de comunicações com altas taxas de transmissão [13].

Sem a tensão V_{BB} de polarização, o fotodiodo fica polarizado diretamente após a incidência do feixe óptico, caracterizando o denominado *modo fotovoltaico*. A polarização direta mostra-se ineficiente por apresentar alta capacitância de junção dos diodos, limitando a resposta do componente aos sinais de modulação de altas frequências. Nesta situação ocorre também significativa redução na faixa dinâmica de atuação do dispositivo. Vale ressaltar que a ausência da polarização reversa no diodo reduz sua região de depleção, onde principalmente são capturados os fótons que originam a fotocorrente. Com isto, reduz-se também a eficiência na obtenção do sinal recuperado a partir do feixe incidente [13].

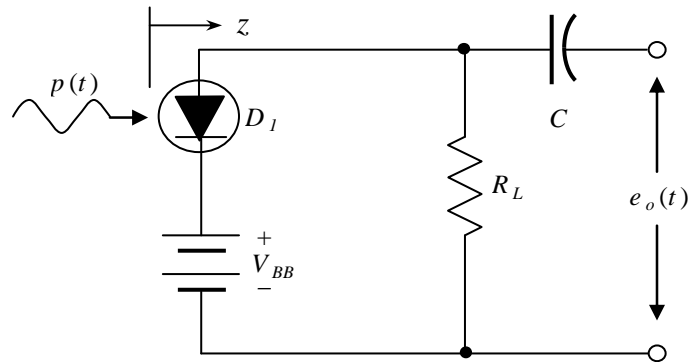


Figura 2.2: Esquema representativo da polarização reversa de um fotodetector.

Na Figura 2.2, a tensão de sinal de saída do circuito $e_o(t)$ é desenvolvida sobre a resistência de carga R_L , podendo ser aplicada a um amplificador. Este deverá apresentar elevada impedância de entrada, a fim de reduzir o efeito de carga sobre o circuito de detecção [13]. Por sua vez, o capacitor C é utilizado para isolar os circuitos do ponto de vista da componente contínua presente no fotodetector. Separa-se, assim, a componente alternada do sinal a ser processada.

A absorção progressiva de fótons pelo semiconductor indica que a potência do feixe óptico diminui à medida que avança dentro do material, obedecendo à lei exponencial [11]

$$P(z) = P_{in} e^{-\alpha z} \quad (2.12)$$

sendo P_{in} a potência incidente no plano $z = 0$, face de entrada do dispositivo, e α o coeficiente de absorção em nepers por unidade de deslocamento. O valor deste parâmetro depende do comprimento de onda do feixe óptico incidente. Um elevado coeficiente de absorção significa que a potência do feixe será rapidamente atenuada no aproveitamento de sua

energia para a liberação dos elétrons e em outros mecanismos de perda. Como P_{in} é a potência na entrada do dispositivo e (2.12) a potência em uma coordenada z dentro do meio, significa que a potência absorvida na formação da fotocorrente é [11]

$$P_o(z) = P_{in} - P_{in}e^{-\alpha z} = P_{in}(1 - e^{-\alpha z}) \quad (2.13)$$

enquanto o comprimento de onda for inferior ao valor de corte para o dispositivo. Em vista de (2.10), a fotocorrente obedece a esta mesma lei de variação.

O coeficiente de absorção cai rapidamente com o comprimento de onda na medida em que se aproxima do valor de corte, dado por (2.4). Quando se alcançar este valor, tem-se $\alpha = 0$ e não há mais a formação da fotocorrente. A relação entre a potência absorvida na formação da fotocorrente e a potência óptica de entrada corresponde à eficiência quântica [11], já definida no cálculo da responsividade:

$$\eta_q = \frac{P_o(z)}{P_{in}} = 1 - e^{-\alpha z} \quad (2.14)$$

A experiência demonstra que um coeficiente de absorção de 10^4 Np/cm pode representar eficiência quântica superior a 99% [11], dependendo do comprimento de onda. Para este valor, significa que $P_{in}e^{-\alpha z} \leq 0,01P_{in}$ e, portanto, uma distância percorrida no semicondutor de

$$z \geq \frac{4,60}{\alpha} \quad (2.15)$$

Para o coeficiente de absorção de 10^4 Np/cm mencionado, tem-se uma distância mínima de $4,60 \mu\text{m}$. Se toda esta potência tiver sido despendida na liberação de elétrons, a eficiência quântica seria superior a 99%. Esta informação não é completamente exata, uma vez que parte dos fótons é perdida no meio, em uma taxa que depende do comprimento de onda do feixe óptico. Para determinado percurso de propagação, cada material apresenta eficiência máxima em um dado comprimento de onda. Por exemplo, obtém-se até 79% para o InGaAs em $1,53 \mu\text{m}$ e responsividade de $0,97 \text{ A/W}$. Tem-se 44% para o Ge em $1,4 \mu\text{m}$ e responsividade de $0,5 \text{ A/W}$ e aproximadamente 85% para o Si em $0,9 \mu\text{m}$ e responsividade de $0,62 \text{ A/W}$ [12].

A Figura 2.3 aborda o comportamento da fotocorrente em função da potência óptica incidente, considerando a eficiência quântica máxima dos materiais citados. Para a seleção dos valores, supôs-se uma condição próxima das encontradas em enlaces típicos de comunicações ópticas. Neste levantamento, previu-se que os diodos lasers usuais fornecem po-

tências internas de alguns miliwatts, com perda de vários decibels no seu acoplamento a uma fibra óptica [6]. Incluindo as perdas ao longo do enlace, nas emendas e no acoplamento ao fotodetector, pode-se admitir níveis de potência óptica da ordem de microwatts. Assim, supondo uma potência incidente de $50\mu\text{W}$, alguns resultados indicam para o germânio a fotocorrente de $25\mu\text{A}$, para o silício de $32\mu\text{A}$ e $48\mu\text{A}$ para o arsenieto de gálio-índio. Nesta análise, não se levou em conta a possibilidade de o processo entrar em saturação, quando o comportamento linear deixa de ocorrer.

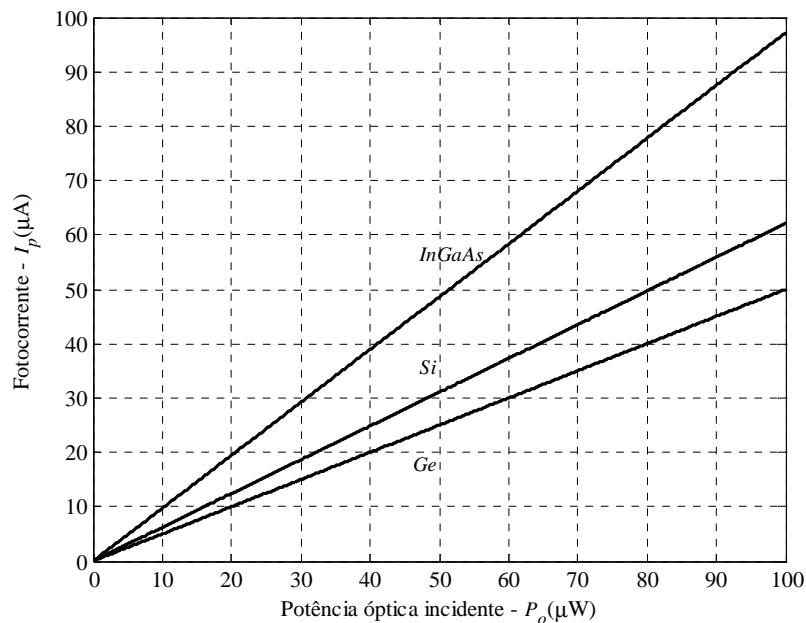


Figura 2.3: Comportamento da fotocorrente em função da potência óptica incidente, considerando a máxima eficiência quântica dos materiais [11].

A potência óptica média incidente inclui um valor médio (P_{av}) e a componente relativa ao sinal de modulação. Esta parte do feixe óptico incidente será representada por $p(t)$, cujo comportamento temporal acompanha a formatação da mensagem, podendo ser um sinal analógico ou digitalizado. Então:

$$P_o = P_{av} + p(t) \quad (2.16)$$

A partir de (2.10), verifica-se que uma fotocorrente é gerada com a expressão

$$I_p = RP_o = R[P_{av} + p(t)] = RP_{av} + Rp(t) \quad (2.17)$$

onde o termo $Rp(t)$ indica uma componente de fotocorrente com mesmo formato do sinal de modulação. Portanto, pode ser aplicado em sistemas de recepção óptica, garantindo a recuperação da mensagem segundo o seu formato original.

Capítulo 3

Conceitos sobre transistores para altas frequências

3.1 Análise dos materiais empregados

Entre os materiais empregados na fabricação de transistores e outros dispositivos de estado sólido destacam-se o arsenieto de gálio (GaAs), o silício (Si), o fosfeto de índio (InP), combinações como o germânio e o silício (GeSi), e associações de GaAs com outros elementos, como o GaAsAl, o InGaAsP, etc.. Vários outros materiais têm sido estudados e a partir deles desenvolvidos transistores para aplicações ópticas com diferentes propriedades. Já foram apresentados fototransistores de efeito de campo de porta metálicas fabricados com pentaceno dopado com bromo [14] e modelos construídos em diamante policristalino dopado com átomos de hidrogênio [15].

Adiantou-se que uma das vantagens do GaAs é de apresentar alta mobilidade dos portadores de corrente, com influência significativa sobre o tempo de trânsito e sobre a resposta a sinais de frequências elevadas. A mobilidade é uma característica associada à rapidez de movimento das cargas elétricas no meio [16]. Sob a ação de um campo elétrico, essas cargas atingem uma velocidade final denominada velocidade de deriva, cujo valor é diretamente proporcional à intensidade do campo. Identificando como v a velocidade de deriva das partículas, tem-se $v \propto E$, de maneira que entre as duas grandezas existe uma relação

$$v = \mu E \quad (3.1)$$

sendo μ a mobilidade do material. Esta característica refere-se à constante de proporcionalidade entre a velocidade e o campo elétrico. Para comparação e justificar a aplicação do GaAs, deve-se mencionar que seu valor situa-se entre cinco e dez vezes o correspondente para o silício [16].

Em transistores de efeito de campo fabricados com esse material, esta propriedade implica em fluxo de maior corrente sob ação das mesmas tensões de controle. Além disto, o menor tempo de trânsito indica uma resposta mais rápida ao sinal de excitação, com reflexos sobre a resposta em frequência do dispositivo [17].

O arsenieto de gálio é um semicondutor composto com elementos dos grupos III e V, formado de gálio, presente na terceira coluna da tabela periódica, e de arsênio, que está na quinta coluna [16]. A sua condutividade, determinada pela concentração de cargas livres, classifica-o entre os condutores (como os metais) e os isolantes (como o vidro e outros materiais) [18]. Em valores típicos, para condutores, semicondutores e isolantes, a resistividade situa-se entre $10^{-6}\Omega\cdot\text{cm}$ e $10^{-4}\Omega\cdot\text{cm}$, $10^{-3}\Omega\cdot\text{cm}$ a $10^8\Omega\cdot\text{cm}$ e $10^{10}\Omega\cdot\text{cm}$ a $10^{20}\Omega\cdot\text{cm}$, respectivamente [19]-[20]. Os limites de resistividade indicam diferentes concentrações de portadores de cargas livres ou móveis no meio. Em determinada temperatura, este fato está associado à diferença de energia entre a banda de condução e a banda de valência dos materiais, valor relativo à faixa de energia da banda proibida. Por apresentar menor banda proibida do que os isolantes, nas mesmas condições, os semicondutores terão maior concentração de cargas livres e de maior corrente sob o mesmo campo elétrico aplicado.

Além de suas características de condutividade e mobilidade, o GaAs possui elevada constante dielétrica (entre 12 e 13, dependendo de seu grau de pureza). Graças às suas propriedades, foi possível a construção de dispositivos de pequenas dimensões, com baixos tempos de trânsito, capazes de operação sob sinais de elevadas frequências. As pequenas dimensões dos dispositivos com ele fabricados trouxeram, também, a vantagem adicional de menores efeitos capacitivos parasitas, mais uma vez capacitando-os para frequências muito altas [21].

As capacitâncias parasitas estão presentes em muitos dispositivos eletrônicos, sempre que houver dois condutores separados por um dielétrico [22] e têm sérios efeitos sobre o desempenho de circuitos. Entre eles, citam-se a limitação introduzida da faixa de frequência de operação e a dispersão temporal de sinais processados. Nos transistores, podem ser responsáveis, ainda, por realimentações indesejáveis, com a redução no ganho, quando ocorrer realimentação negativa, e a introdução de oscilações parasitas se houver realimentação positiva. Significa que afetam sempre o desempenho do circuito, principalmente para operações em altas frequências [23]. Logo, dispositivos com menores efeitos capacitivos

parasitas ficam mais habilitados para sistemas que exijam o processamento em elevadas taxas de transmissão.

Os componentes semicondutores incorporam também efeitos resistivos, que contribuem para limitar sua atuação. Entre eles, destacam-se as resistências distribuídas nos cristais e as oriundas dos seus contatos com os terminais. As influências podem ser minimizadas com cristais fortemente dopados, com impureza preferencialmente tipo n , segundo uma tecnologia já perfeitamente dominada [16]. Desta forma, com menores capacitâncias e resistências intrínsecas aos dispositivos, ampliou-se a resposta em frequência para valores muito elevados e com maior eficiência de desempenho pelas menores perdas de potência.

3.2 Transistor de efeito de campo com porta metálica (MESFET)

Será feita uma descrição resumida da estrutura do transistor de efeito de campo com porta metálica. Inclui a junção entre semicondutor e metal, razão pela qual é identificado pela sigla MESFET para *Metal-Semiconductor Field Effect Transistor*. A associação entre metal e semicondutor dá origem à denominada barreira Schottky que determina o comportamento do transistor. O GaAs MESFET representa este dispositivo desenvolvido com o arsenieto de gálio. Encontra aplicações em conversores óptico/elétrico, osciladores, amplificadores comutados opticamente [24], etc.. Um transistor de efeito de campo possui os terminais de fonte (S), porta (G) e dreno (D), como esquematizado na Figura 3.1. A fonte e o dreno integram o material n ou p utilizado como substrato.

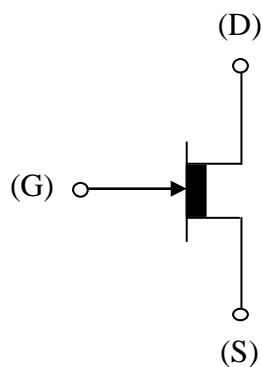


Figura 3.1: Símbolo do GaAs MESFET tipo depleção canal n .

Os terminais do transistor, formados por contatos metálicos, possibilitam o trânsito de cargas elétricas entre o meio e o circuito externo, com correntes controladas pelas diferenças de potencial entre eles. A tensão entre porta e fonte tem efeito significativo sobre esta corrente, podendo até mesmo anulá-la ou conduzi-la a uma situação de quase estabilidade, determinada pelo valor conhecido como tensão de estrangulamento ou tensão de

pinçamento (*pinch-off voltage*). Os contatos dos terminais fonte e dreno incluem porções de arsenieto de gálio fortemente dopadas (n^+). No terminal da porta, há o contato de um metal com um semiconductor tipo- n . Entre eles, verificam-se diferentes níveis de energia, formando a barreira Schottky [25]-[26]. A barreira Schottky é formada a partir da junção com ouro, prata ou alumínio e está associada ao GaAs tipo n e à uma região do canal de condução [27].

No GaAs MESFET identificam-se três camadas que interagem em seu comportamento: a camada ativa, a camada de separação e a camada semi-isolante. A camada ativa funciona como um canal entre os contatos metálicos de fonte e dreno [28]. A camada de separação (ou *buffer*) é responsável por isolar a região ativa da camada semi-isolante. Isto é necessário para que as propriedades elétricas do canal não sejam modificadas pelo contato direto entre as camadas ativa e o semi-isolante. A terceira e última camada corresponde ao substrato, base na qual o dispositivo será desenvolvido. Na Figura 3.2 está esquematizada a constituição do MESFET com suas partes e indicações das principais medidas geométricas, elementos importantes no desempenho do componente em frequências elevadas. Alguns de seus valores típicos estão apresentados na Tabela 3.1.

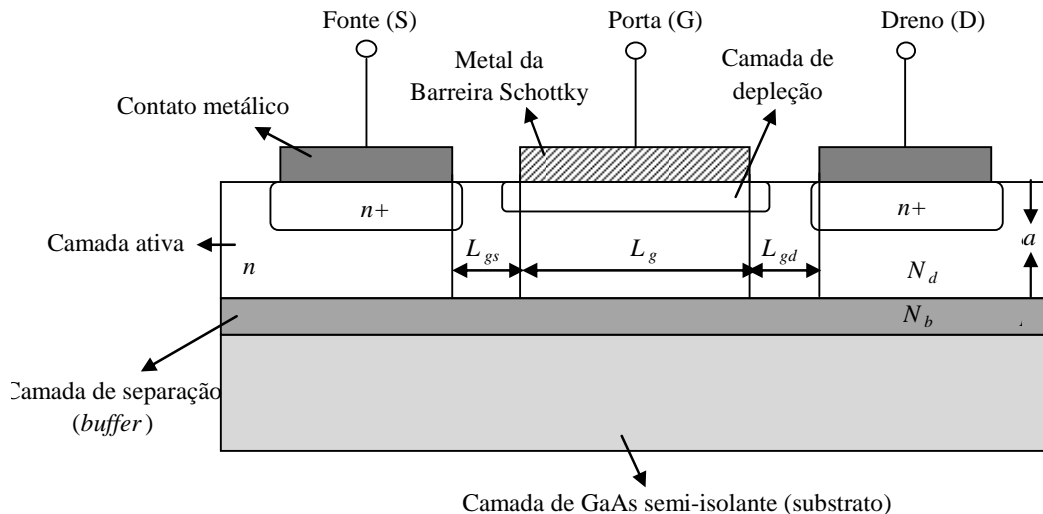


Figura 3.2: Construção típica de um MESFET, com a indicação dos valores geométricos que têm influência em seu comportamento do ponto de vista eletrônico.

Tornam-se relevantes outras considerações a respeito do substrato. Esta região não é dopada com impureza tipo n ou p , possuindo baixa condutividade. Isto é uma vantagem no emprego do GaAs em dispositivos integrados, pois simplifica o processo de isolamento entre vários deles formados em uma mesma pastilha [16]. Assim, o arsenieto de gálio é uma escolha bem adequada para este modelo de transistor operar em altas frequências ou

sob elevadas taxas de bits [16]. Para esta finalidade, o comprimento do canal deve ser bem pequeno, como devem ser também pequenos outros parâmetros elétricos obtidos de sua modelagem matemática.

Em um projeto com transistores MESFET há alguns aspectos a serem avaliados. Um deles é sua largura em relação ao comprimento L_g , com efeitos sobre os parâmetros elétricos, e o outro é a existência de MESFETs apenas de canal n em GaAs. Isso ocorre pelo fato de o canal p apresentar mobilidade menor de cargas, uma vez que seus portadores majoritários são lacunas. Portanto, a velocidade de operação no MESFET canal p seria inferior à encontrada nos dispositivos de canal n , o que limitaria sua aplicação em altas frequências [16].

Tabela 3.1: Parâmetros do modelo da Figura 3.2 com seus valores típicos [16]-[17].

Significado	Símbolo	Valores
Comprimento da porta	L_g	0,2 μm a 2 μm
Distância entre os eletrodos porta e fonte	L_{gs}	3,5 μm
Distância entre os eletrodos porta e dreno	L_{gd}	1,5 μm
Largura da porta	W	300 μm
Espessura da camada ativa	a	0,15 μm a 0,2 μm
Densidade de impurezas da camada ativa	N_d	$1,5 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$
Densidade de impurezas da camada <i>buffer</i>	N_b	10^{13}cm^{-3}

Utilizam-se dois tipos de GaAs MESFET, o de depleção e o de enriquecimento. O primeiro é o mais comum, com tensão de pinçamento (V_p) situada entre $-0,5\text{V}$ e $-2,5\text{V}$. Com este valor aplicado entre porta e fonte (V_{gs}) a camada de depleção ocupa todo o canal de condução, levando a uma estabilização da corrente entre dreno e fonte. À medida que V_{gs} aumenta no sentido negativo, o canal sofrerá reduções mais significativas. Os valores possíveis para V_{gs} vão desde o de V_p negativo até valores positivos da ordem de alguns décimos de volts [16].

3.3 Funcionamento do transistor GaAs MESFET

A diferença de potencial entre a porta e a fonte (V_{gs}) influencia de forma significativa no funcionamento do MESFET. Nesses dispositivos, controlam-se parâmetros da saída a partir de parâmetros de entrada do circuito [29]. Para os transistores de efeito de campo os parâmetros de entrada e saída são a tensão V_{gs} e a corrente no dreno (I_d), respectivamente. Na Figura 3.3, o canal de condução está abaixo da superfície da porta, onde se forma a camada de depleção. Sua espessura é controlada pela tensão V_{gs} atuando na junção

Schottky. Ao modificar as dimensões do canal, a camada de depleção também se altera, inserindo maior ou menor resistência para o fluxo de corrente, sob a ação da diferença de potencial entre dreno e fonte (V_{ds}). (Figura 3.3).

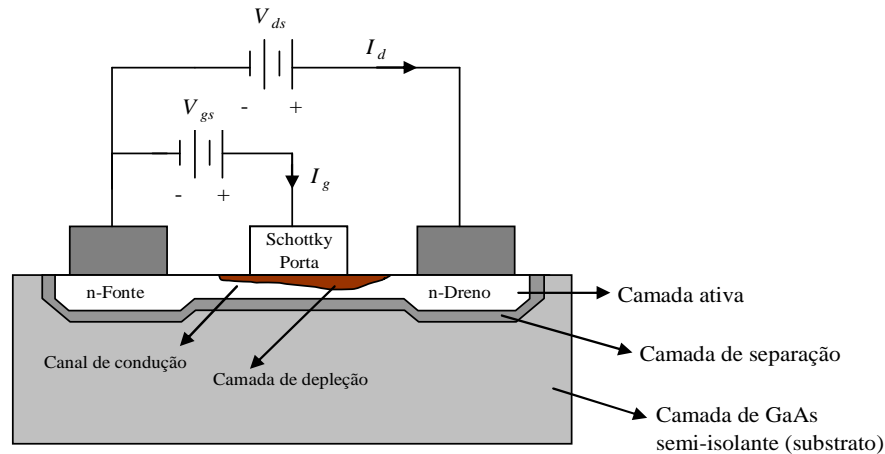


Figura 3.3: Esquema de um MESFET em um corte transversal, com destaques para as regiões do canal de condução e da camada de depleção.

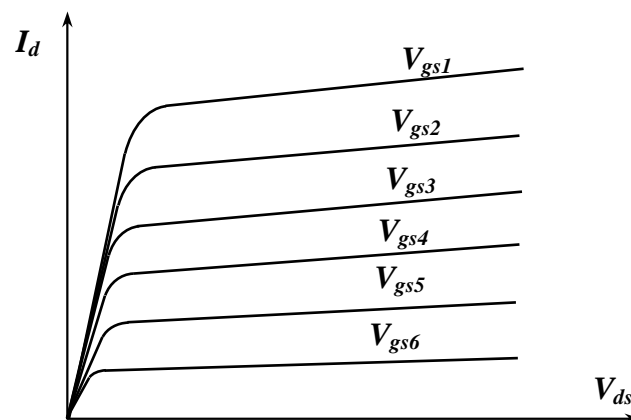


Figura 3.4: Curvas características típicas do comportamento de um transistor de efeito de campo.

Graças ao controle sobre a região ativa do dispositivo, ao se fixar a diferença de potencial entre porta e fonte, para pequenos valores de V_{ds} ocorre um aumento quase linear da corrente. A partir de certo valor desta tensão praticamente todas as partículas livres no canal já contribuem para a formação da corrente de dreno. Deste ponto em diante, ocorre apenas um pequeno aumento desta corrente com a tensão entre esses eletrodos. Significa que o dispositivo alcançou um comportamento de saturação. O valor final da corrente é fortemente dependente da diferença de potencial entre porta e fonte e as curvas da Figura 3.4 ilustram este desempenho [30].

Capítulo 4

Comportamento dos fototransistores

4.1 Excitação do fototransistor de efeito de campo

Um transistor de efeito de campo convenientemente fabricado pode atuar como fotodetector ao ser excitado por sinal óptico modulado. Desta maneira, permite a recuperação do sinal representativo da mensagem transmitida [11]. Assim, passa a ser designado como um modelo de fototransistor e identificado como um dispositivo optoeletrônico. Logo, o seu comportamento em um circuito envolve a ação de um material fotossensível sobre uma corrente elétrica. Em vista do funcionamento geral discutido para os fotodetectores, a partir da corrente resultante efetua-se o posterior processamento de sinais associados à informação [31]. Uma de suas aplicações, de especial interesse neste trabalho, é em sistemas de comunicações ópticas, onde pode incluir, simultaneamente, o processo de detecção com uma primeira amplificação do sinal elétrico obtido [31].

Para a análise, admite-se que o feixe óptico incida verticalmente na direção do metal semitransparente da porta, condição com a qual os coeficientes de reflexão e de transmissão nas interfaces dos meios ficam na dependência apenas das correspondentes características eletromagnéticas. Observar que, em função da geometria da estrutura proposta, a corrente entre os terminais dreno e fonte flui pela direção perpendicular à da incidência do feixe óptico. Portanto, na disposição da figura, o fluxo de cargas ocorre na direção horizontal. A radiação incidente é caracterizada por sua densidade de potência óptica P_{opt} , em watts por metro quadrado (W/m^2), e sofrerá reflexões na superfície do metal e na interface do metal com o semicondutor [32].

No semicondutor, a absorção do feixe óptico gera excesso de pares de elétrons-lacunas, segundo o mecanismo de liberação de cargas já discutido. Este excesso altera a distribuição de carga abaixo da porta e no canal e reduz o tempo de vida dos portadores

minoritários, identificado como τ_L . O excesso de portadores por unidade de volume dentro do semiconductor depende deste tempo e pode ser escrito como [32]

$$\Delta n = G_{op} \tau_L \quad (4.1)$$

sendo que G_{op} representa a taxa de geração óptica por unidade de volume [32], determinada por

$$G_{op} = \frac{(1 - R_m)(1 - R_s)P_{opt}}{ahf_{op}} [1 - \exp(-\alpha a)] \quad (4.2)$$

Nesta expressão, a é a largura da camada ativa, h a constante de Plank, α o coeficiente de absorção, f_{op} a frequência óptica de operação, R_m e R_s são os coeficientes de reflexão das superfícies do metal e do semiconductor num determinado comprimento de onda de operação λ_{op} .

Deve-se observar que a película metálica é bem fina, atuando como meio intermediário entre o ar e o substrato de semiconductor. Portanto, devem ser consideradas múltiplas reflexões nessa região metálica para obtenção do coeficiente de reflexão na superfície do material. Seu valor depende dos índices de refração dos meios envolvidos. Em regiões onde a condutividade assume valor significativo, como em metais e semicondutores dopados, o índice de refração assume um valor complexo, representado como $n_m = n_r - iK$. A parcela imaginária influi no decréscimo de campo no meio, sendo por isto, eventualmente, denominado coeficiente de extinção. Estes fatos devem ser considerados na estrutura de um transistor de efeito de campo de porta metálica, tanto na região da película condutora como na do semiconductor, pois ambas apresentam condutividades não-nula e espessuras finitas.

De acordo com as equações de Fresnel [33], o coeficiente de reflexão de campo em qualquer interface de dois meios depende da diferença entre os respectivos índices de refração. Se a espessura de um dos meios for finita, devem ser levados em conta, ainda, um fator associado às múltiplas reflexões nos meios e um fator relacionado com a absorção do sinal. Este último é resultante da atenuação em um ambiente com condutividade diferente de zero. Nesta análise, será considerado que a incidência seja normal à superfície de entrada do feixe óptico. Em geral, quando a condutividade for elevada, a correção no valor final do coeficiente de reflexão associada ao fator de absorção não precisa ser computada, pois o erro introduzido é muito pequeno [34]. Portanto, como o coeficiente de reflexão de potência é igual ao módulo do quadrado do coeficiente de reflexão de campo, o valor a ser utili-

zado na equação da taxa de geração óptica para o coeficiente de reflexão R_s na superfície do GaAs é calculado com [35]

$$R_s = \frac{(1 - n_r)^2 + K^2}{(1 + n_r)^2 + K^2} \quad (4.3)$$

em que n_r é o índice de refração obtido pela raiz quadrada do produto da permissividade relativa ϵ_r do arsenieto de gálio pela sua permeabilidade relativa μ_r . Uma vez que o semicondutor é material não-magnético, este último valor é igual à unidade para todos os fins práticos. Assim, a parte real do índice de refração fica determinada apenas pela constante dielétrica do material. O parâmetro K é relacionado ao fator de atenuação do meio por

$$K = \frac{\alpha \lambda_{op}}{4\pi} \quad (4.4)$$

A variação de G_{op} em função da incidência de fótons no transistor está representada na Figura 4.1, obtida a partir do levantamento de (4.2).

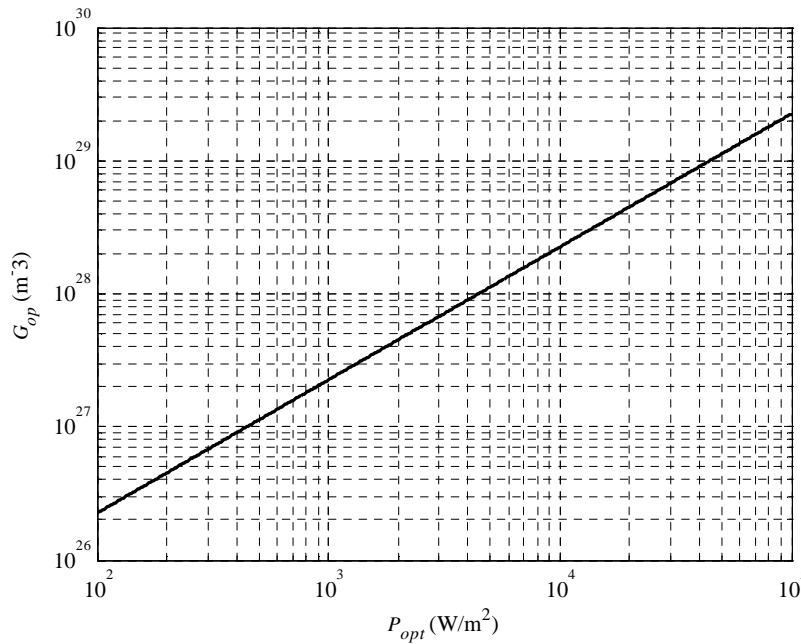


Figura 4.1: Variação da taxa de geração óptica G_{op} pela densidade de potência óptica aplicada P_{opt} .

Viu-se que o tempo de vida dos portadores minoritários, na presença de luz, é afetado pelo excesso de portadores (Δn). Outros fatores devem ser levados em consideração, destacando-se o tempo de vida dos portadores minoritários em equilíbrio (τ_p) e a concentração de portadores intrínsecos do semicondutor (n_i). A relação entre estes tempos é [32]

$$\frac{\tau_L}{\tau_p} = \frac{n_i}{n_i + \Delta n} \quad (4.5)$$

Uma forma de expressar τ_L é expandir (4.5), associando-a às equações (4.1) e (4.2), chegando-se ao resultado abaixo [32]. Sua dedução está no Anexo C.

$$\tau_L = \frac{\left[1 + \frac{4(1-R_m)(1-R_s)}{a n_i h f_{op}} P_{opt} \tau_p [1 - \exp(-\alpha a)] \right]^{1/2} - 1}{\frac{2(1-R_m)(1-R_s)}{a n_i h f_{op}} P_{opt} [1 - \exp(-\alpha a)]} \quad (4.6)$$

É possível observar no desenvolvimento de (4.6) que o tempo de vida dos portadores minoritários diminui à medida que a densidade de potência óptica incidente aumenta. Isto se deve ao fato de processo de transferência entre a banda de valência e a banda de condução ocorrer em tempo menor. A representação desta equação está na Figura 4.2, mostrando o decréscimo do tempo de vida com o aumento da potência óptica. Esta informação é de relevância, pois terá efeitos sobre a resposta em frequência do componente.

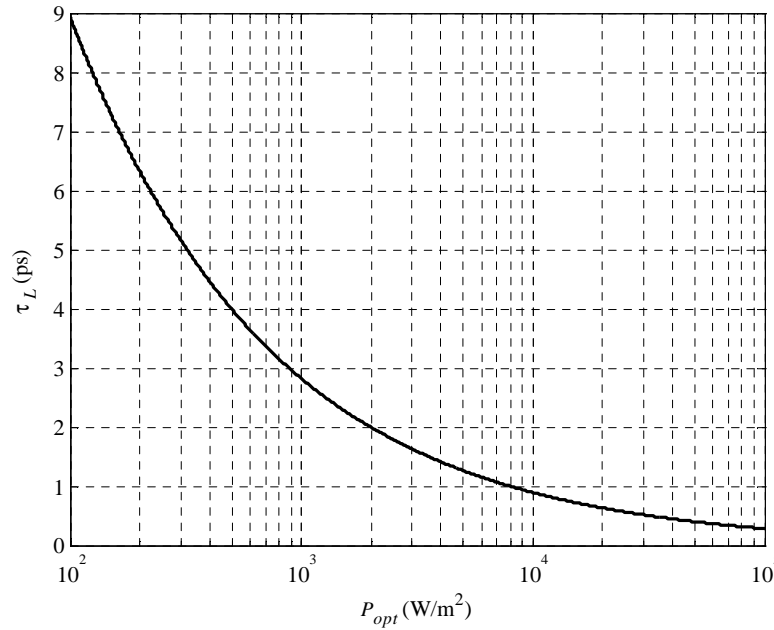


Figura 4.2: Relação entre o tempo de vida dos portadores minoritários τ_L e a densidade de potência óptica incidente P_{opt} .

O excesso de portadores também resulta numa fototensão (V_{op}) desenvolvida na junção Schottky da porta devido ao efeito fotovoltaico [32]. Este efeito ocorre pelo aumento na quantidade de pares elétrons-lacunas gerados pela luz incidente sobre o metal da junção, resultante da migração de elétrons e lacunas entre os dois materiais. O material tipo N

é o GaAs que forma a região do canal. O desbalanceamento dos portadores de cargas cria uma diferença de potencial nos terminais da junção. Seu valor depende da combinação entre o metal e o semiconductor utilizado. No caso do arsenieto de gálio, de interesse neste trabalho, o valor é da ordem de 0,7V [31].

A fototensão aproxima-se do valor encontrado sob condição de circuito aberto na junção Schottky, quando se empregar elevada resistência de polarização na porta ($R_{GG} > 50k\Omega$) [17]-[32]. Seu valor pode ser calculado como

$$V_{op} = \left(\frac{\eta k T}{q_e} \right) \ln \left(\frac{q_e G_{op} \sqrt{(k T / q_e) \mu_p \tau_L} - R q_e}{J_s} \right) \quad (4.7)$$

onde η é uma constante que depende do semiconductor, k é a constante de Boltzmann ($1,38 \times 10^{-23} \text{J/K}$), T é a temperatura em kelvins, q_e é a carga do elétron, μ_p é a mobilidade das lacunas no GaAs, J_s é a densidade de corrente de saturação da junção do metal com o semiconductor e R é a taxa de recombinação da superfície [32], associada à recombinação entre elétrons e lacunas na superfície do semiconductor.

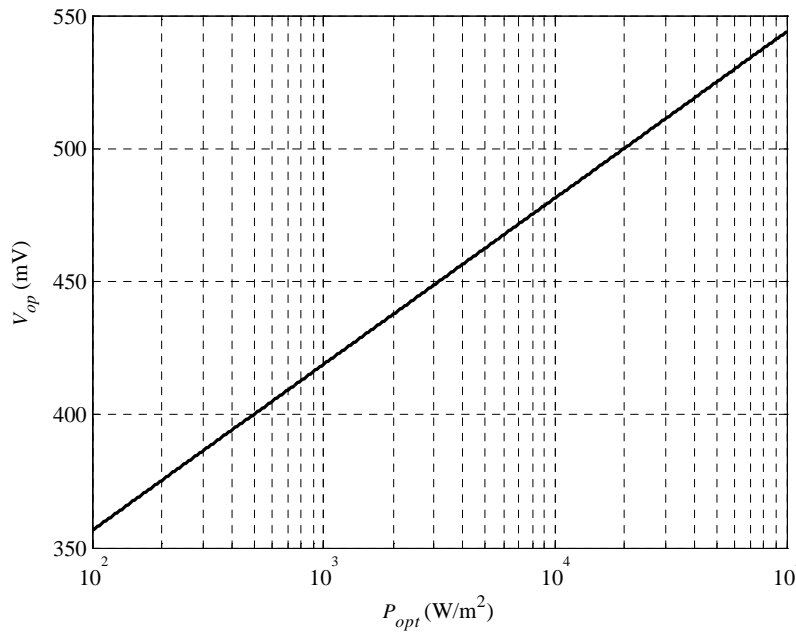


Figura 4.3: Estudo do comportamento da fototensão V_{op} desenvolvida na barreira Schottky em função da densidade de potência óptica incidente P_{opt} .

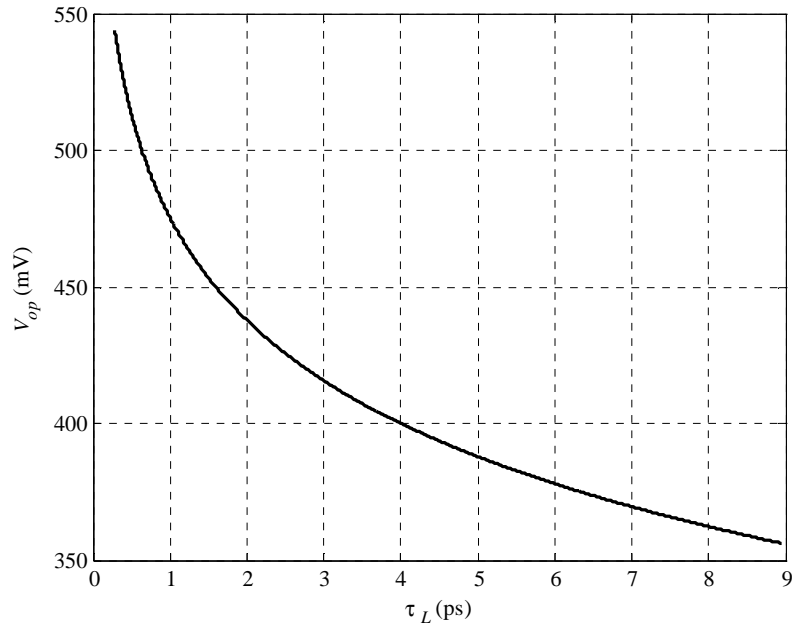


Figura 4.4: Variação da fototensão V_{op} com o tempo de vida dos portadores minoritários τ_L , considerando um range para a densidade de potência óptica incidente de 10^2 até 10^3 (W/m^2).

Nesta primeira análise, foi desconsiderado este efeito, de maneira que nos cálculos foi colocado $R = 0$. A curva da Figura 4.3 ilustra o comportamento desta fototensão. Para o seu levantamento, foram calculados os coeficientes G_{op} e τ_L em função da densidade de potência óptica na porta do transistor. Como o tempo de vida dos portadores minoritários também depende desta excitação, a sua influência sobre a fototensão gerada está representada na Figura 4.4. Os menores valores de τ_L implicam em maiores potências ópticas incidentes (valores mais à esquerda do gráfico), com o conseqüente aumento na fototensão.

4.2 Fotocorrente gerada pela incidência de luz na porta do transistor

Outro ponto relevante no comportamento deste transistor é a densidade de fotocorrente na porta do transistor (J_p), resultante da incidência do feixe óptico nessa região, semelhante ao que ocorre em um processo básico de fotodeteccção [17]. Seu valor é a relação entre a fotocorrente I_p e a área efetiva do semiconductor A_{ef} , sendo expressa em ampères por metro quadrado:

$$J_p = \frac{I_p}{A_{ef}} \quad (4.8)$$

O resultado depende de vários parâmetros intrínsecos do transistor, incluindo fatores associados à sua geometria e às suas características optoeletrônicas, como a eficiência quântica e a sensibilidade em função do comprimento de onda. Deve-se notar, ainda, que

nem toda energia óptica incidente será absorvida pelo material, uma vez que parte dela é refletida na interface com o ar, como já se previu em (4.2) e nas expressões subsequentes. Identificando como φ_o uma grandeza proporcional à intensidade de fluxo óptico incidente na superfície fotossensível, parte da energia penetra no meio e parte é refletida, com o coeficiente de reflexão de potência R_m . Assim, a densidade de fluxo por unidade de tempo no semiconductor é proporcional a $\varphi_o - R_m \varphi_o = (1 - R_m) \varphi_o$.

Admitindo que cada fóton incidente por unidade de tempo libere um elétron por segundo, a densidade de cargas liberadas por unidade de tempo na região do fluxo de fótons é $\rho_i = (1 - R_m) \varphi_o q_e$, sendo q_e a carga de um elétron ($q_e = 1,602 \times 10^{-19} \text{C}$). Na medida em que o feixe óptico penetra no meio será progressivamente absorvido, de maneira que se deve prever uma variação na quantidade de elétrons liberados por segundo. Efetuando a integração em toda a região, obtém-se a corrente total que dividida pela área efetiva conduz à densidade média de fotocorrente. Seu valor é [17]

$$J_p = q_e (1 - R_m) \varphi_o \left\{ \frac{\alpha^3 L_p w_n e^{-\alpha w}}{\alpha^2 L_p - 1} + \alpha w \right\} \quad (4.9)$$

sendo α o coeficiente de absorção, nos moldes definidos em um capítulo anterior, w_n é a largura da região com cargas livres, L_p é o comprimento efetivo de difusão dos portadores minoritários, discutido em seguida, e w é largura da região de depleção.

As cargas livres deslocam-se no meio pelo fenômeno da difusão e tendem a se recombinar com os portadores minoritários. A taxa de recombinação depende de características dos materiais, associadas à propriedade chamada difusibilidade (D), expressa em metros quadrados por unidade de tempo. Na análise deste fenômeno e na quantificação através de (4.9) o comprimento efetivo de difusão é definido a partir de coeficientes que surgem no processo de integração que conduz a (4.9) e fica determinado por

$$L_p = \sqrt{D \tau_L} \quad (4.10)$$

onde τ_L é o tempo de vida dos portadores.

Tomando-se o produto da densidade de cargas por unidade de tempo e multiplicando pelo deslocamento elementar na direção de penetração do fluxo de fótons resulta em $\rho_i dz = \rho dz / dt$, sendo ρ a densidade volumétrica de cargas e dz / dt a velocidade de deslocamento. Esta operação corresponde à densidade elementar de corrente de convecção. Portanto, a densidade total da fotocorrente gerada é a integração desta função em todo o

comprimento de difusão dos portadores. A consequência é a dada em (4.9), sendo α , w e w_n os valores já definidos [17]. Estes dois últimos termos estão destacados na Figura 4.5 com seus valores típicos e os demais listados na Tabela 4.1. A fim de complementar as informações da Tabela 3.1, a Tabela 4.1 apresenta outros termos utilizados em ensaios de laboratório e em análises e cálculos da atuação de um fototransistor típico.

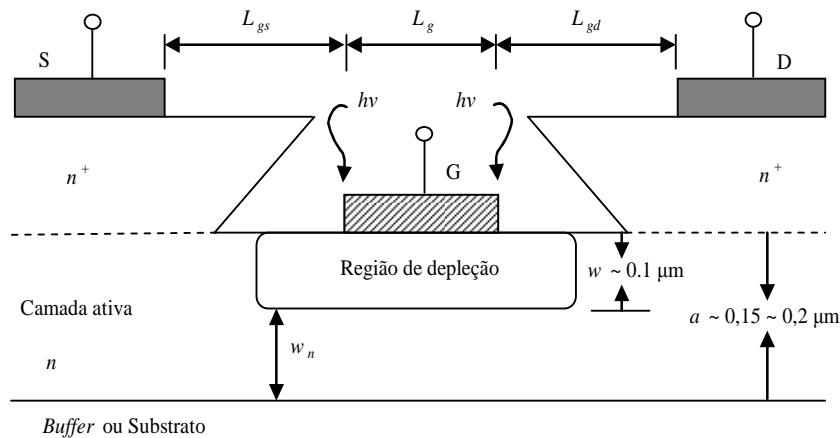


Figura 4.5: Estrutura típica de um transistor, com indicação dos parâmetros geométricos envolvidos no cálculo da densidade de fotocorrente gerada.

Tabela 4.1: Esta tabela informa os parâmetros típicos de um FET usado experimentalmente [17].

Significado	Símbolo	Valores
Mobilidade do elétron	μ	$4500\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$
Velocidade de portadores	v_s	$0,9 \times 10^7\text{cm/s}$
Campo elétrico	E_S	3kV/cm
Tensão embutida na junção do metal semicondutor	V_{bi}	$0,76\text{V}$
Permissividade	$\epsilon_r \epsilon_0$	$1,1 \times 10^{-12}\text{F/cm}$
Comprimento de difusão dos portadores minoritários (lacunas)	L_p	$2\mu\text{m}$
Tempo de vida das lacunas	τ_p	10^{-9}s
Tempo de vida do elétron	τ_n	10^{-6}s

4.3 Efeitos da iluminação na camada ativa do GaAs MESFET

Foi mostrado que no GaAs MESFET a tensão entre porta e fonte (V_{gs}) controla a região de depleção, com marcante efeito sobre a corrente de dreno (I_d). Através do efeito fotovoltaico, a fronteira entre as regiões de depleção e sem depleção pode ser modificada pela incidência de luz, conforme exposto na Figura 4.6. Nessa figura, apresenta-se a abertura da região de depleção próxima dos terminais fonte e dreno, determinada, respectiva-

mente, pelos parâmetros w_s e w_d , w_{si} e w_{di} . Os dois primeiros são as aberturas na ausência de iluminação e os outros dois na condição de incidência do feixe óptico. As correspondentes influências da região de depleção na espessura da camada ativa (a) dependem das relações entre os valores originais e esta espessura, com efeitos sobre fotocorrente detectada [17]. Seus valores são identificados por:

$$t_i = \frac{w_{si}}{a} \quad (4.11)$$

$$u_i = \frac{w_{di}}{a} \quad (4.12)$$

$$t = \frac{w_s}{a} \quad (4.13)$$

$$u = \frac{w_d}{a} \quad (4.14)$$

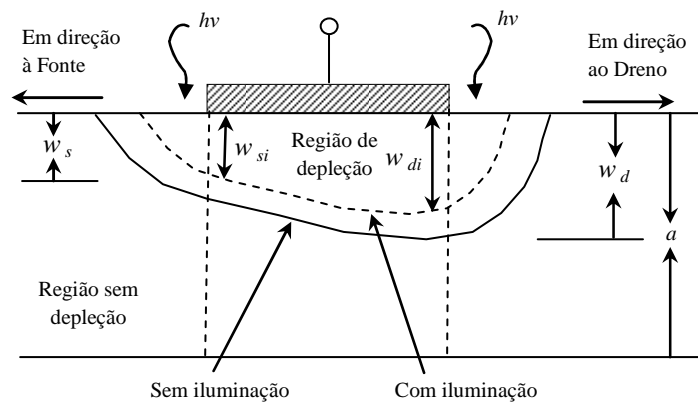


Figura 4.6: O limite da região de depleção e de não-depleção é alterado pelo efeito fotovoltaico na região da porta do MESFET.

A influência da iluminação na densidade de fotocorrente J_p baseia-se em (4.9), relacionada com a geometria da região de depleção. Nessa equação, o aumento em w leva a uma redução no fator $e^{-\alpha w}$, com uma rapidez que depende da taxa de absorção. Conclui-se que a densidade de fotocorrente diminui na medida em que a espessura da região de depleção se eleva. Diante deste fato, na Figura 4.6 salienta-se que a abertura da região de depleção é menor quando o transistor está submetido à iluminação. Portanto, a densidade de fotocorrente na condição de luminosidade é superior à existente na ausência de luz.

Os valores obtidos de (4.11) a (4.14) dependem das relações entre as tensões nos terminais da fonte e do dreno em relação ao valor de pinçamento e de diferenças de potencial internas do dispositivo. São obtidos por meio das relações [17]

$$t_i = \frac{w_{si}}{a} = \sqrt{\frac{V_s + V_{bi} - V_{gs} - V_{op}}{V_p}} \quad (4.15)$$

$$u_i = \frac{w_{di}}{a} = \sqrt{\frac{V_d + V_{bi} - V_{gs} - V_{op}}{V_p}} \quad (4.16)$$

sendo V_{op} a fototensão desenvolvida na junção ($V_{op} \geq 0$), V_s a tensão no terminal fonte, V_d a tensão no terminal dreno, V_{bi} o potencial interno da junção na porta, V_{gs} a tensão de polarização entre a porta e a fonte ($V_{gs} \leq 0$). Por fim, V_p é a tensão de pinçamento, característica de cada componente, relacionada com a densidade da camada ativa (N_d) e expressa como

$$V_p = \frac{q_e N_d a^2}{2\epsilon_0 \epsilon_r} \quad (4.17)$$

Os parâmetros N_d , a , ϵ_r e ϵ_0 são encontrados nas Tabelas 3.1 e 4.1 e dependem do dispositivo utilizado. O fator q_e é a carga do elétron, já utilizada em outras equações. Os termos t_i e u_i são importantes também por afetarem a corrente pelo canal de condução do transistor (I_{chi}) quando excitado opticamente. Esta corrente é [17]

$$I_{chi} = \frac{g_{op} V_p}{3} \left[\frac{3(u_i^2 - t_i^2) - 2(u_i^3 - t_i^3)}{1 + z(u_i^2 - t_i^2)} \right] \quad (4.18)$$

onde g_{op} é a transcondutância, que relaciona a variação na corrente de dreno com a tensão entre porta e fonte, supondo que a tensão entre dreno e fonte seja mantida constante. Seu valor depende de parâmetros construtivos, geométricos e de comportamento dos materiais empregados na fabricação do transistor. É obtida por

$$g_{op} = \frac{q_e N_d \mu_n a Z}{L_g} \quad (4.19)$$

sendo μ_n a mobilidade dos elétrons no GaAs, L_g e Z o comprimento e a largura da porta, respectivamente. Em diferentes cálculos, necessita-se também de um fator z , uma grandeza adimensional associada a outros parâmetros do dispositivo. Costuma ser denominado (inadequadamente) de *velocidade reduzida*, sendo determinada por

$$z = \frac{\mu_n V_p}{v_s L_g} \quad (4.20)$$

onde v_s é a velocidade de deriva do fluxo de portadores majoritários na saturação [17].

4.4 Alterações na distribuição de carga abaixo da porta e no canal

O excesso de pares elétrons-lacunas modifica a distribuição de carga abaixo da porta e no canal, devido ao efeito fotovoltaico [32]. A distribuição de cargas abaixo da porta, na condição de junção iluminada, será representada por Q_{sop} . Em consequência da absorção da radiação incidente na região ativa do canal, a zona de carga espacial interna, localizada abaixo da porta, pode ser dividida em três seções (I, II e III) com distribuições de cargas Q_{1op} , Q_{2op} e Q_{3op} [32], como evidenciado na Figura 4.7. Deste modo, o canal do MESFET fica dividido em três subcanais. O subcanal referente à seção I está associado à metalização da porta e os outros dois correspondem aos espaços entre eletrodos [32]. Da Figura 4.7, apresentar-se-á um circuito equivalente do MESFET mais complexo do que o adotado em outras publicações [32], necessário para destacar a origem de vários componentes. Este modelo assume o aspecto da Figura 4.8.

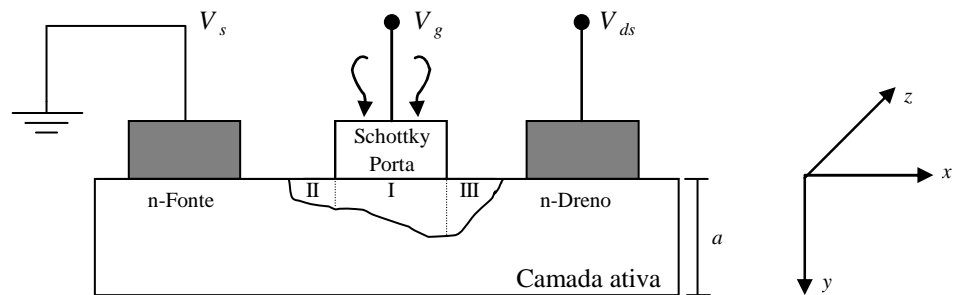


Figura 4.7: Distribuição em três seções da carga espacial interna no MESFET excitado opticamente.

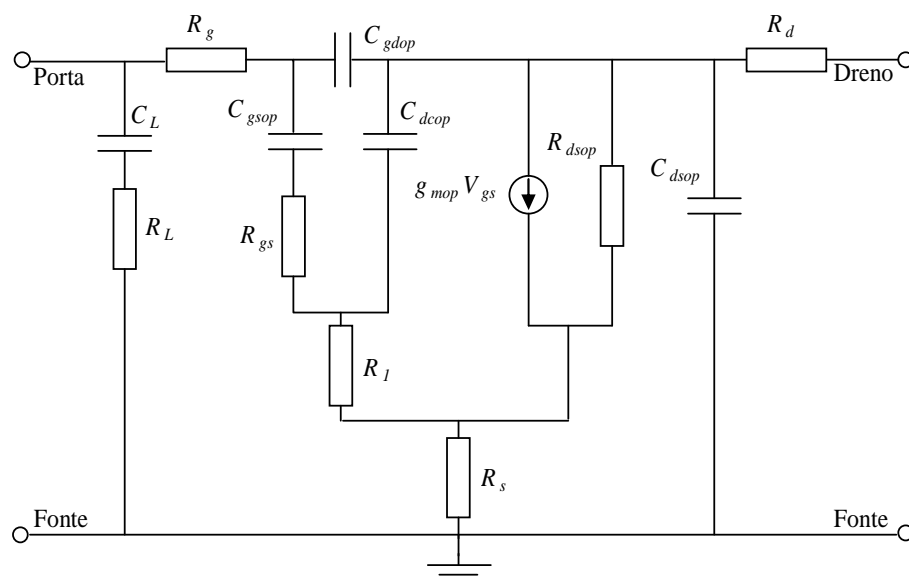


Figura 4.8: Circuito equivalente do MESFET [36].

Nesta figura, os elementos de circuitos têm as suas origens físicas no comportamento do dispositivo em regimes estático e dinâmico. No regime dinâmico, R_g é a resistência do contato da porta, R_L e C_L equivalem à resistência e capacitância dinâmicas intrínsecas ao terminal da porta (“*pad*”), respectivamente [36]. Diversos outros efeitos resistivos e capacitivos são identificados no circuito, na condição de incidência do feixe óptico. Destacam-se o parâmetro C_{gsop} que representa a capacitância entre a porta e fonte e C_{gdop} a capacitância entre a porta e o dreno. O processo de acúmulo de cargas e posterior transferência no percurso canal-dreno aparecem como uma capacitância C_{dcop} , que será denominada capacitância do canal. Tem-se ainda a capacitância entre o dreno e a fonte C_{dsop} e resistência dinâmica entre estes dois terminais, R_{dsop} , demonstrando o efeito da diferença de potencial entre eles sobre a corrente de dreno.

Estes parâmetros intrínsecos têm seus valores modificados sob incidência do feixe óptico. Além disto, as variações na tensão entre porta e fonte causam variações correspondentes na corrente de dreno. Este efeito é quantificado com a definição da transcondutância do dispositivo g_{mop} [17]-[32] e do gerador de corrente representado com a influência da tensão de excitação. Além destes, apresentam-se R_{gs} a resistência intrínseca entre a porta e a fonte, R_d a resistência de contato e do terminal de dreno, R_s a resistência relativa a efeitos idênticos no terminal de fonte, R_l a resistência do canal [17]-[32]-[36]. Em geral, os valores destas resistências são muito pequenos e, não raramente, desconsiderados nos cálculos subsequentes. Desta maneira, as capacitâncias C_{dcop} e C_{dsop} ficam praticamente em paralelo e determinam uma influência global no desempenho do dispositivo.

Então, da Figura 4.7, entende-se que a carga total Q_{sop} é o somatório das três distribuições de cargas, sendo determinada por [32]

$$\begin{aligned}
Q_{sop} = & \frac{q_e N_d W L_g a}{2} \left[\left(\frac{V_{bi} - V_g + V_s - V_{op}}{V_p} \right)^{1/2} + \left(\frac{V_{bi} - V_g + V_d - V_{op}}{V_p} \right)^{1/2} \right] + \\
& + \frac{q_e P_{opt}}{h f_{op}} (1 - R_m)(1 - R_s) \tau_L W L_g \left\{ 1 - \exp \left[-\alpha \left(\frac{2\varepsilon}{q_e N_d} (V_{bi} - V_g + \right. \right. \right. \\
& \left. \left. \left. + V_s - V_{op} \right) \right)^{1/2} \right] \right\} + \frac{\pi}{4} a^2 q_e N_d W \left(\frac{V_{bi} - V_g + V_s - V_{op}}{V_p} \right) - \\
& - (q_e R W L_g \tau_L) + \frac{\pi}{4} a^2 q_e N_d W \left(\frac{V_{bi} - V_g + V_d - V_{op}}{V_p} \right) \quad (4.21)
\end{aligned}$$

Em todas as parcelas, V_p é a tensão de pinçamento (ou de *pinch-off*), que também depende de características elétricas e construtivas do componente. Considerando que N_d seja a concentração de dopagem no canal, seu valor está definido em (4.17).

Em (4.21), deriva-se Q_{sop} em relação à tensão V_s existente no terminal fonte do transistor, considerando a tensão V_{gd} constante. Na expressão resultante, insere-se (4.17) e obtém-se a capacitância entre porta e fonte (C_{gsop}) que atua sob a ação do feixe óptico incidente [32]. O resultado é

$$\begin{aligned}
C_{gsop} = & \left(\frac{\partial Q_{sop}}{\partial V_s} \right)_{V_{gd}=\text{constante}} \\
= & W L_g \sqrt{\frac{q_e N_d \varepsilon}{8}} \left[\frac{1}{(V_{bi} - V_g + V_s - V_{op})^{1/2}} \right] + \frac{q_e P_{opt} (1 - R_m)(1 - R_s)}{2h f_{op}} \times \\
& \times (\tau_L W L_g \alpha) + \exp \left\{ -\alpha \left(\frac{2\varepsilon}{q_e N_d} (V_{bi} - V_g + V_s - V_{op}) \right)^{1/2} \right\} \times \\
& \times \left[\frac{2\varepsilon}{q_e N_d (V_{bi} - V_g + V_s - V_{op})} \right]^{1/2} + \frac{\pi \varepsilon W}{2} \quad (4.22)
\end{aligned}$$

A capacitância do canal C_{dcop} na presença de luz é obtida derivando a carga total no canal na condição iluminada $Q_{cop}(V_x)$ em relação à tensão de dreno V_d . Assim, tem-se:

$$\begin{aligned}
Q_{cop}(V_x) = & a q_e W L_g N_d - \frac{q_e W L_g N_d}{2} \left\{ \left(\frac{2\varepsilon}{q_e N_d} \right)^{1/2} [(V_{bi} - V_g + V_s - V_{op})^{1/2} + \right. \\
& \left. + (V_{bi} - V_g + V_x - V_{op})^{1/2}] \right\} + \frac{P_{opt}}{h f_{op}} (1 - R_m)(1 - R_s)(1 - \exp(-\alpha a)) \times \\
& \times (\tau_L W q_e L_g) - q_e R W L_g \tau_L
\end{aligned} \tag{4.23}$$

sendo V_x a tensão em qualquer ponto x do canal [37], observada na Figura 4.7. Verifica-se que a corrente entre os terminais dreno e fonte flui na direção horizontal x , percorrendo toda extensão do canal, e a radiação óptica é incidente na direção vertical y na porta transparente ou semitransparente do dispositivo. Esta incidência é feita na mesma direção na qual os íons são implantados [37]. Se for efetuada a derivada do módulo de (4.23) em relação à tensão V_d , encontrar-se-á a capacitância C_{dcop} :

$$C_{dcop} = \frac{W L_g}{4} \left[\frac{2\varepsilon q_e N_d}{(V_{bi} + V_d - V_g - V_{op})} \right]^{1/2} \tag{4.24}$$

A este valor deve ser acrescentada a capacitância própria relativa aos terminais e materiais entre dreno e fonte, identificada na Figura 4.8 como C_{dsop} . Nos transistores desenvolvidos para aplicações até a faixa de microondas, seu valor típico é em torno de 250fF. O paralelo destas duas capacitâncias origina a capacitância equivalente C_{eqop} . Nota-se que o valor de C_{dsop} é muito superior a aqueles observados para a capacitância C_{dcop} na Figura 4.9. Assim, o efeito de C_{dcop} na capacitância equivalente torna-se praticamente desprezível. Finalmente, a abordagem sobre as capacitâncias do esquema da Figura 4.8 encerra-se considerando-se a equação para a capacitância C_{gdop} semelhante à (4.22). Basta substituir V_{gs} por V_{gd} , caso o dreno e a fonte estejam simetricamente localizados [38]. Então, colocando $(-V_{gs} + V_{ds} = -V_{gd})$, a expressão para C_{gdop} pode ser escrita como:

$$\begin{aligned}
C_{gdop} = & W L_g \sqrt{\frac{q_e N_d \varepsilon}{8}} \left[\frac{1}{(V_{bi} - V_{gs} + V_{ds} - V_{op})^{1/2}} \right] + \frac{q_e P_{opt} (1 - R_m)(1 - R_s)}{2h f_{op}} \times \\
& \times (\tau_L W L_g \alpha) + \exp \left\{ -\alpha \left(\frac{2\varepsilon}{q_e N_d} (V_{bi} - V_{gs} + V_{ds} - V_{op}) \right)^{1/2} \right\} \times \\
& \times \left[\frac{2\varepsilon}{q_e N_d (V_{bi} - V_{gs} + V_{ds} - V_{op})} \right]^{1/2} + \frac{\pi \varepsilon W}{2}
\end{aligned} \tag{4.25}$$

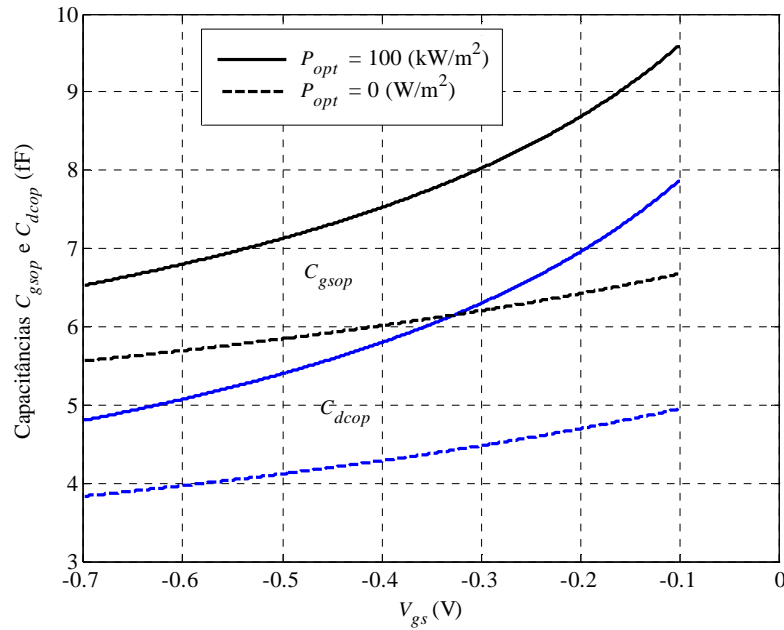


Figura 4.9: Comportamento das capacitâncias C_{gsop} e C_{dcop} pela variação da tensão V_{gs} na ausência e na presença de luz ($P_{opt} = 100 \text{ kW/m}^2$).

Fora abordado que as distribuições de cargas abaixo da porta e no canal sofrem modificações decorrentes da incidência da luz. Observa-se que o parâmetro P_{opt} está presente, indicando que o transistor sofre a ação de uma fonte óptica. Nas Figuras 4.9 e 4.10, as capacitâncias C_{gsop} , C_{dcop} e C_{gdop} decrescem com o aumento da tensão reversa entre a porta e a fonte, tanto na presença de luminosidade quanto na sua ausência. Em contrapartida, para determinada tensão V_{gs} ($V_{gs} = -0,1 \text{ V}$), as capacitâncias aumentam significativamente na presença de iluminação. Isto se deve ao fato que, ao alimentar opticamente o transistor, a fototensão V_{op} desenvolvida através do contato Schottky reduz a tensão reversa entre a porta e a fonte, que por sua vez aumenta as capacitâncias. O programa para a simulação da Figura 4.9 encontra-se no Anexo E. Este mesmo anexo serve para a composição da Figura 4.10, lembrando apenas de inserir (4.25) no lugar das capacitâncias C_{gsop} e C_{dcop} .

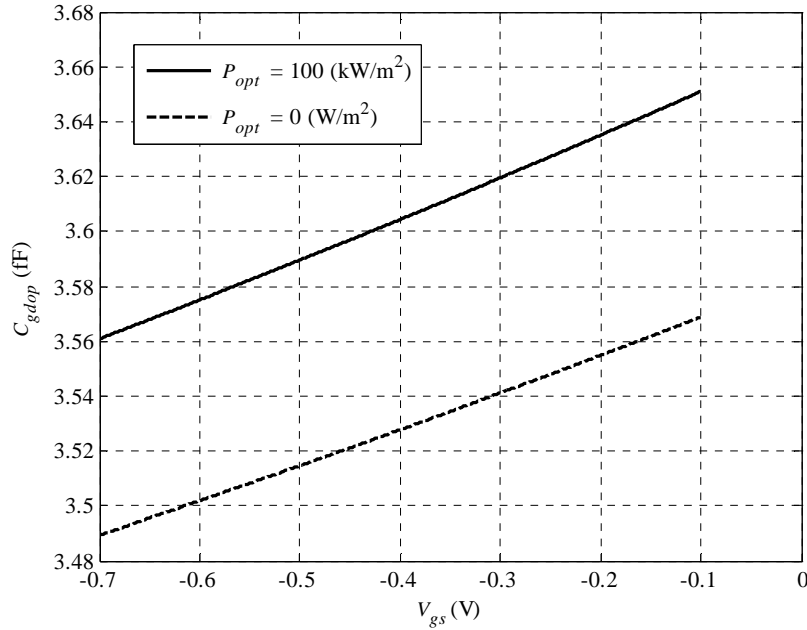


Figura 4.10: Análise da capacitância C_{gdop} pela variação da tensão V_{gs} na ausência e na presença de luz ($P_{opt} = 100 \text{ kW/m}^2$).

4.5 Características entre corrente e tensão do fototransistor

As relações entre corrente e tensão do fototransistor, considerando os efeitos foto-voltaico e fotocondutivo, determinam a resistência entre os terminais dreno e fonte do MESFET sob iluminação (R_{dsop}) [32]. O efeito fotocondutivo se manifesta na alteração da condutividade do material devido à radiação incidente. A energia radiante causa a quebra de ligações covalentes no material semiconductor e, portanto, gera pares elétrons-lacunas na camada de depleção [31]. O incremento resultante dos portadores de corrente diminui a resistência do material.

As características entre corrente e tensão podem ser obtidas integrando a carga total da região do canal sem depleção sob iluminação. A expressão que define a carga do canal foi escrita em (4.23). O excesso de pares de elétrons-lacunas modula a sua condutividade. A fototensão através da barreira Schottky reduz a largura da região de depleção. Assim, tanto a condutividade do canal quanto a sua condutância são afetadas na condição de iluminação, resultando numa grande alteração na corrente do dreno. Entretanto, no GaAs MESFET a superfície de recombinação tende a reduzir este efeito [32]. É possível demonstrar que corrente entre o dreno e a fonte (I_{dsop}) é encontrada com

$$I_{dsop} = \frac{q_e \mu_n W}{L_g} \int_0^{V_{ds}} \rho_{cop}(V_x) dV_x \quad (4.26)$$

onde $\rho_{cop}(V_x)$ refere-se à concentração de portadores por unidade de área no canal na presença de luz em regime permanente. Isto é, após o crescimento inicial dos portadores sob incidência do feixe óptico. Seu valor é [32]:

$$\rho_{cop}(V_x) = \frac{N_d}{2} \left\{ 2a - \left(\frac{2\varepsilon}{q_e N_d} \right)^{1/2} [(V_{bi} - V_g + V_s - V_{op})^{1/2} + (V_{bi} - V_g + V_x - V_{op})^{1/2}] \right\} + \frac{P_{opt}}{h f_{op}} \tau_L (1 - R_m)(1 - R_s)(1 - \exp(-\alpha a)) - (R \tau_L) \quad (4.27)$$

Vale lembrar que os cálculos e os gráficos são confeccionados admitindo que a taxa de recombinação de superfície R seja nula ($R = 0$). Logo, substituindo (4.27) em (4.26) e a resolvendo, tem-se:

$$I_{dsop} = \frac{q_e W \mu_n N_d}{2 L_g} \left\{ \left[2a - \left(\frac{2\varepsilon}{q_e N_d} (V_{bi} - V_g + V_s - V_{op}) \right)^{1/2} \right] V_{ds} - \frac{2}{3} \left[\left(\frac{2\varepsilon}{q_e N_d} \right)^{1/2} \left((V_{bi} - V_g - V_{op} + V_{ds})^{3/2} - (V_{bi} - V_g - V_{op})^{3/2} \right) \right] \right\} + \frac{q_e \mu_n W P_{opt}}{L_g h f_{op}} (1 - R_m)(1 - R_s)(1 - \exp(-\alpha a)) \tau_L V_{ds} \quad (4.28)$$

tendo a sua dedução matemática descrita no Anexo F.

Por sua vez, a resistência entre o dreno e a fonte na presença de luminosidade (R_{dsop}) mostra-se na forma de

$$R_{dsop} = \left(\frac{\partial I_{dsop}}{\partial V_{ds}} \right)_{V_{gs}=\text{constante}}^{-1} = \frac{L_g}{q_e \mu_n W} \left\{ \frac{N_d}{2} \left[2a - \left(\frac{2\varepsilon}{q_e N_d} (V_{bi} - V_g + V_s - V_{op}) \right)^{1/2} - \left(\frac{2\varepsilon}{q_e N_d} (V_{bi} - V_g - V_{op} + V_{ds}) \right)^{1/2} \right] + \frac{P_{opt}}{h f_{op}} \tau_L (1 - R_m)(1 - R_s)(1 - \exp(-\alpha a)) \right\}^{-1} \quad (4.29)$$

Na secção 3.3, afirmou-se que a tensão V_{gs} controla a corrente I_{dsop} e, portanto, o fototransistor é um dispositivo controlado por tensão. Este controle está relacionado com a espessura do canal de condução, pois para maiores valores de V_{gs} , a camada de depleção

alargar-se e a espessura do canal estreita-se. Com isso, aumenta-se a resistência à passagem da corrente entre os terminais de dreno e fonte, possibilitando a redução de I_{dsop} . As Figuras 4.11 e 4.12 ilustram o comportamento da corrente I_{dsop} e da resistência R_{dsop} do GaAs MESFET em função da tensão V_{gs} , nas condições de luminosidade e em ausência do feixe óptico. Os correspondentes programas estão no Anexo G.

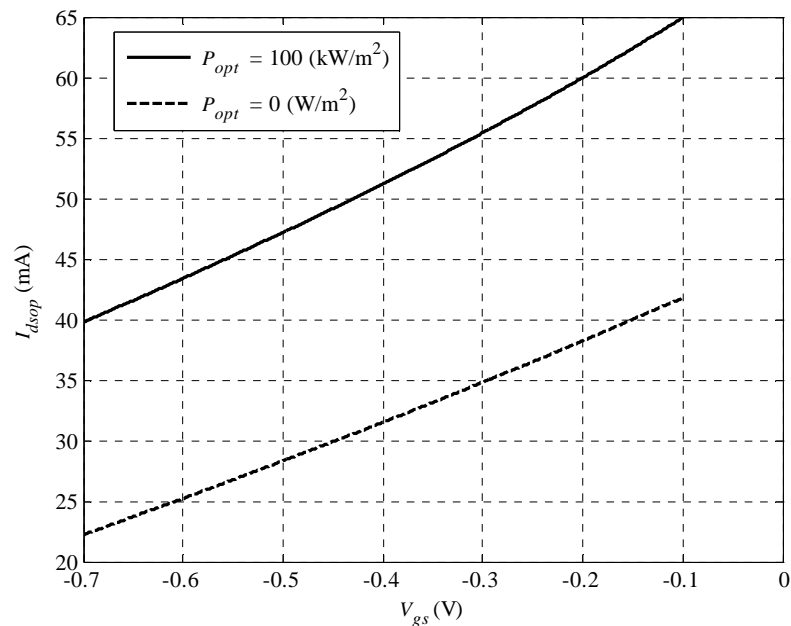


Figura 4.11: Variação da corrente entre os terminais dreno e fonte I_{dsop} pela tensão reversa entre os terminais porta e fonte V_{gs} nas condições “escura” e de luminosidade ($P_{opt} = 100\text{kW/m}^2$).

A Figura 4.13 mostra as características da corrente I_{dsop} e da tensão V_{ds} quando o transistor está submetido ou não à incidência luminosa. A diferença entre as curvas acentua-se quando a tensão V_{ds} aproximar-se da tensão de pinçamento V_p . Seu valor de $V_p = 3,52\text{V}$ foi obtido através de (4.17). Esta alteração é devida aos dois efeitos fotoelétricos, o fotovoltaico e o fotocondutivo. Portanto, na medida em que a intensidade da luz aumenta, as ações destes efeitos intensificam-se e a corrente de dreno se eleva. Além disso, para V_{ds} maior do que V_p , o canal torna-se mais estreito, fazendo com que o pinçamento aconteça no final do canal, próximo ao terminal de dreno. A corrente de dreno entraria na região de saturação, com variações muito pequenas. Isto pode ser visto na Figura 4.13 e o Anexo G serve para a sua confecção, mantendo constante as tensões $V_g = -0,45\text{V}$, $V_s = 0\text{V}$ e variando V_d entre 0 e 5,6V.

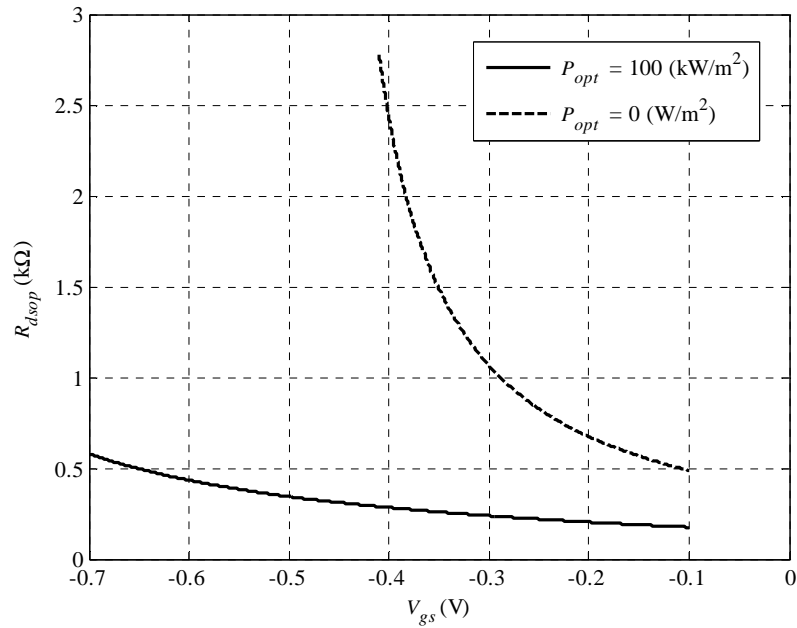


Figura 4.12: Variação da resistência entre os terminais dreno e fonte R_{dsop} pela tensão reversa entre os terminais porta e fonte V_{gs} nas condições “escura” e de luminosidade ($P_{opt} = 100 \text{ kW/m}^2$).

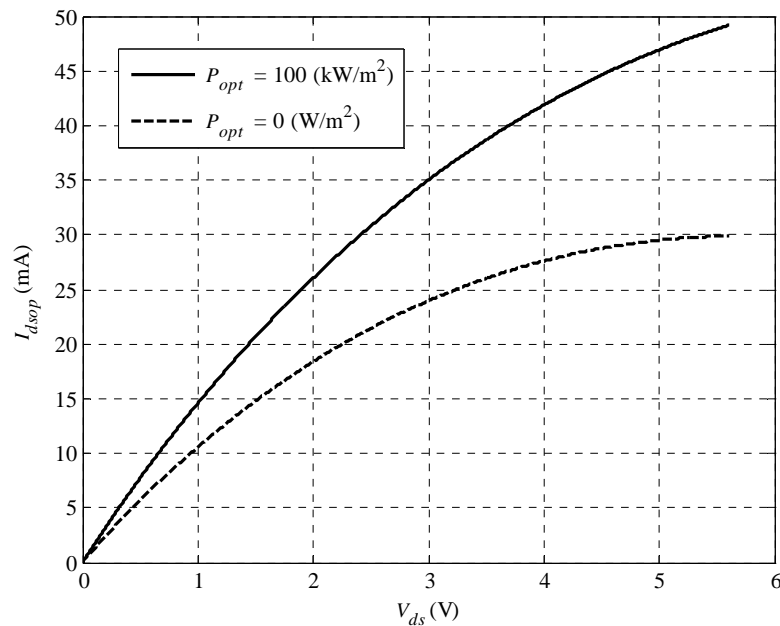


Figura 4.13: Relação entre a corrente I_{dsop} e a tensão V_{ds} nas condições “escura” e iluminada ($P_{opt} = 100 \text{ kW/m}^2$) e $V_{gs} = -0,45 \text{ V}$.

A Figura 4.14 esboça a variação da corrente I_{dsop} e da resistência R_{dsop} em função da densidade de potência óptica incidente P_{opt} . Como nas Figuras 4.9 e 4.10, a fototensão V_{op} deve ser também analisada. Estudou-se que, devido à iluminação direta da porta do transistor, há o desenvolvimento de uma fototensão V_{op} entre a porta e o metal da junção Schottky que reduz significativamente a polarização reversa aplicada à porta. Para valores elevados

de V_{op} , esta redução é mais perceptível, resultando num potencial associado às tensões V_{gs} e V_{op} ($-V_{gs}-V_{op}$). Então, com o aumento de V_{op} , a diferença entre os potenciais internos decresce, assemelhando-se ao deslocamento de V_{gs} no sentido de $-0,7V$ para $0V$ nos gráficos anteriores. Logo, atua na espessura do canal de condução e no comportamento da corrente I_{dsop} . Assim, verifica-se que a corrente de dreno aumenta e, conseqüentemente, a resistência diminui. É importante observar que as variações apresentadas pela corrente e pela resistência na Figura 4.14 são similares às discutidos nas Figuras 4.11 e 4.12.

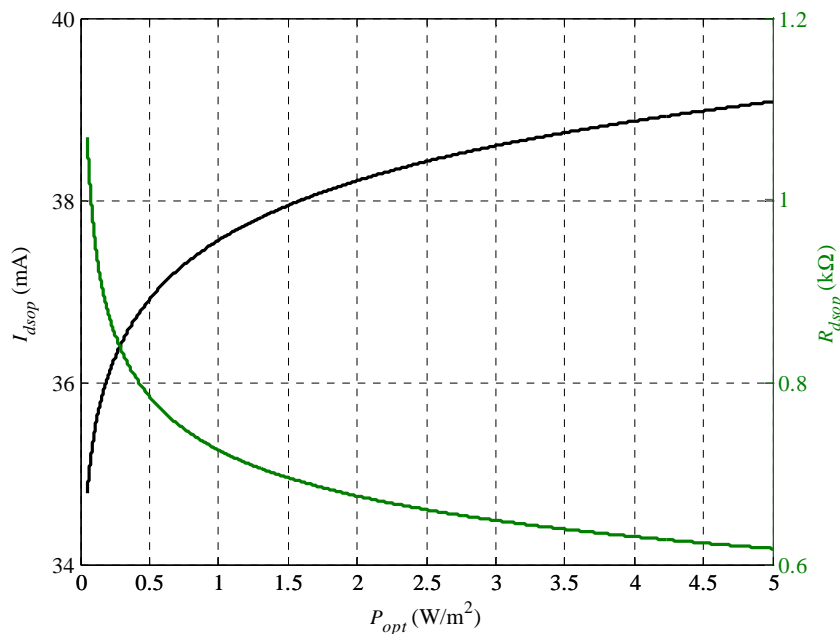


Figura 4.14: Variação da corrente I_{dsop} e da resistência R_{dsop} em função da densidade de potência óptica incidente P_{opt} .

O gráfico seguinte explora a Figura 4.14 ao avaliar o comportamento da corrente e da resistência para elevadas densidades de potência óptica incidente (P_{opt}). A partir de $50kW/m^2$, as variações de I_{dsop} e R_{dsop} são muito pequenas. O fato é importante, pois no estudo sobre a função de transferência do fototransistor, será feita uma comparação com resultados apresentados em outras publicações [36]. Em diversas análises, costuma-se admitir que R_{dsop} seja constante para os altos índices de P_{opt} . Neste estudo, consideram-se as pequenas alterações que ocorrem em R_{dsop} no levantamento dos parâmetros para a análise do desempenho do componente em um circuito típico. As Figuras 4.14 e 4.15 podem ser simuladas por meio do código descrito no Anexo H.

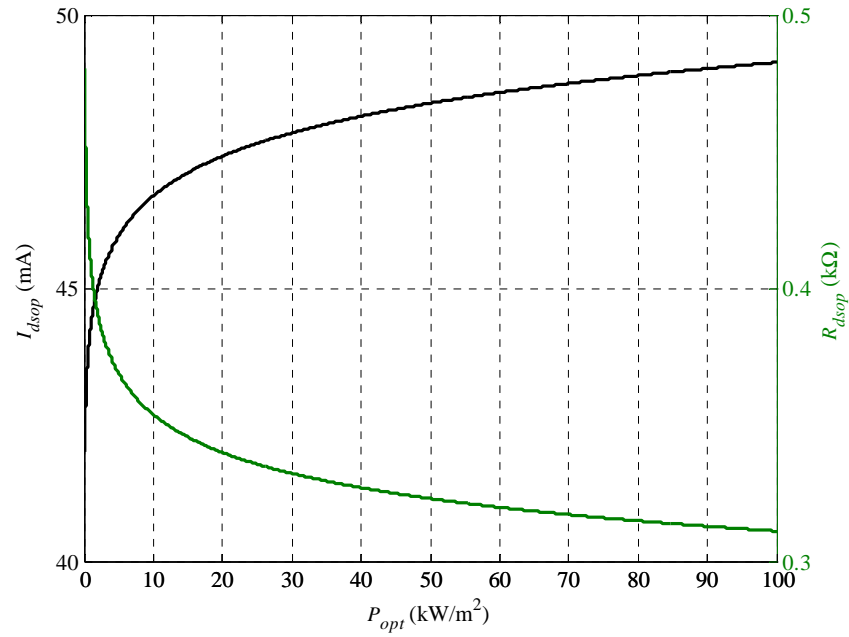


Figura 4.15: Variação da corrente I_{dsop} e da resistência R_{dsop} para elevados valores de densidade de potência óptica incidente P_{opt} .

4.6 Transcondutância do fototransistor

A transcondutância na presença de luz g_{mop} é resultado da variação da corrente entre dreno e fonte na condição iluminada I_{dsop} em função da tensão V_{gs} , tendo V_{ds} constante. Portanto, após uma prolongada demonstração matemática, verifica-se que a transcondutância na condição de iluminação é dada por [32]-[39]:

$$\begin{aligned}
 g_{mop} &= \left(\frac{\partial I_{dsop}}{\partial V_{gs}} \right)_{V_{ds}=\text{constante}} \\
 &= \frac{q_e \mu_n W N_d}{2L_g} \left(\frac{2\varepsilon}{q_e N_d} \right)^{1/2} \left[\frac{V_{ds}}{2} (V_{bi} - V_g + V_s - V_{op})^{-1/2} + \right. \\
 &\quad \left. + (V_{bi} - V_g - V_{op} + V_{ds})^{1/2} - (V_{bi} - V_g - V_{op})^{1/2} \right] \quad (4.30)
 \end{aligned}$$

Conclusões interessantes podem ser retiradas desta equação ao associá-la com os parâmetros R_{dsop} e I_{dsop} . Na Figura 4.16, é visto que g_{mop} aumenta na medida em que a densidade de potência óptica se eleva e tende à saturação para os valores mais elevados [32].

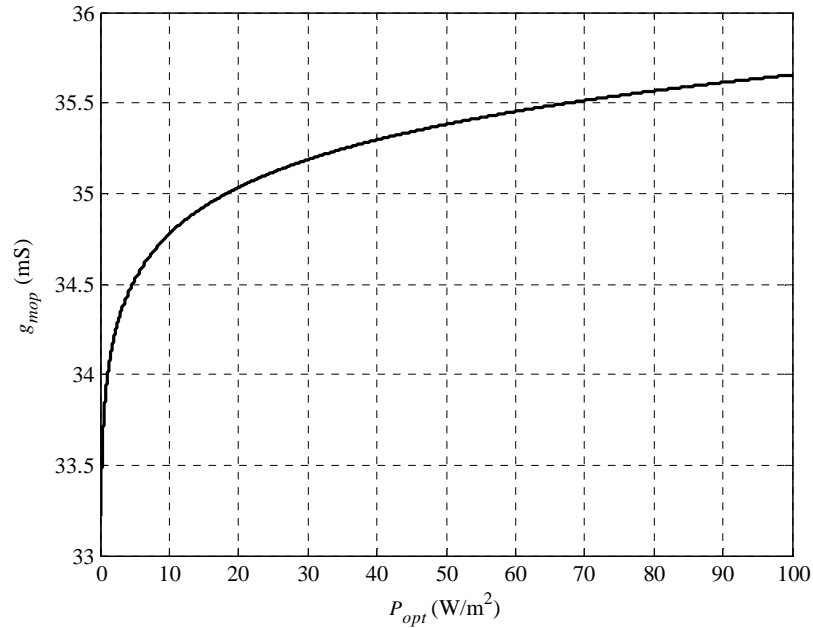


Figura 4.16: Comportamento da transcondutância em função da densidade de potência óptica incidente.

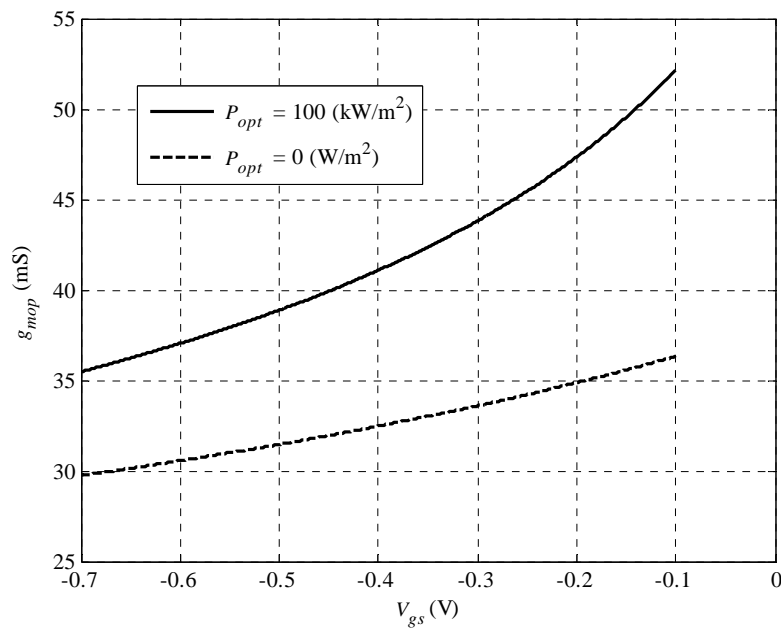


Figura 4.17: Comportamento da transcondutância pela tensão reversa entre a porta e a fonte.

Na Figura 4.17, vê-se que a transcondutância diminui para aumento no sentido negativo da tensão reversa entre a porta e a fonte. Portanto, os comportamentos analisados mostram-se contrários ao apresentado pela resistência R_{dsop} , acompanhando o comportamento da corrente I_{dsop} . As Figuras 4.16 e 4.17 podem ser simuladas com o programa do Anexo I.

4.7 Modelagem do GaAs MESFET em RF sob efeitos da iluminação

O desempenho do GaAs MESFET na faixa de radiofrequência, com iluminação incidente em sua porta, pode ser avaliado através dos parâmetros admitância (Y) e de espalhamento (S) [40], modificados pelos efeitos fotovoltaicos e fotocondutivos. Estes efeitos atuam nas características internas do transistor e o seu comportamento final pode ser representado pelo modelo desenvolvido para pequenos sinais mostrado na Figura 4.18 [36]. Esta modelagem tomou por referência o circuito esquematizado na mesma figura, com indicação do acoplamento do feixe óptico através da porta, na maneira explicada anteriormente.

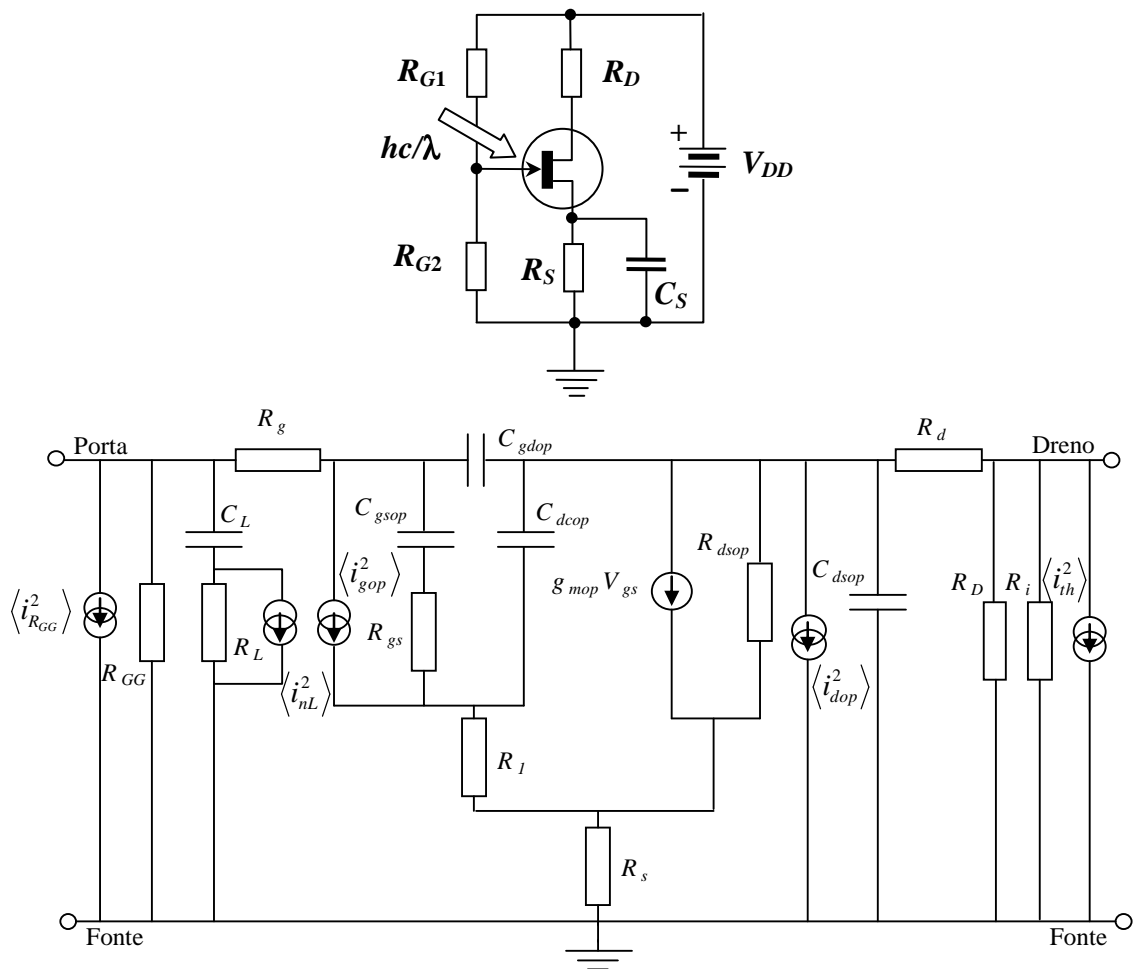


Figura 4.18: Circuito equivalente para pequenos sinais do GaAs MESFET, na configuração fonte-comum. Diversos elementos resistivos e capacitivos são próprios do material sob regime de excitação óptica e outros estão associados ao comportamento dinâmico do transistor.

Na representação, R_{GG} inclui as duas resistências de polarização da porta indicadas no esquema elétrico, R_D é a resistência de polarização do dreno e R_i a resistência de entrada do estágio seguinte, quase sempre necessário para se prosseguir no processamento do sinal

[36]. Os outros parâmetros não mencionados ($i_{R_{GG}}^2, i_{gop}^2$, etc.) referem-se às componentes de ruído resultantes de diferentes mecanismos associados ao componente, tais como ruído térmico, ruído de disparo, etc.. Estes efeitos não serão abordados neste trabalho e as resistências R_l, R_s e R_d serão desconsideradas.

4.8 Parâmetros de desempenho do transistor

Dispositivos de duas portas ou quadripolos em regime de pequenos sinais, quando podem ser considerados com comportamento linear, são caracterizados por diferentes conjuntos de parâmetros, selecionados conforme a conveniência da faixa de frequências, facilidade de medição, etc. Em altas frequências são convenientes os parâmetros admitância (ou parâmetros Y), os parâmetros de espalhamento (ou parâmetros S), os parâmetros de transmissão (A, B, C, D), entre outros. O circuito da Figura 4.18 pode ser interpretado, nestas circunstâncias, em forma de quadripolo, como na Figura 4.19 [40]-[41]. Identificadas as tensões e correntes nos acessos, os parâmetros admitância são definidos pelo seguinte sistema linear:

$$I_1 = Y_{11} V_1 + Y_{12} V_2 \quad (4.31)$$

$$I_2 = Y_{21} V_1 + Y_{22} V_2 \quad (4.32)$$

onde Y_{11} é a admitância de entrada, Y_{21} é a admitância de transferência direta ou transadmitância, ambas medidas com a saída em curto-circuito. O parâmetro Y_{22} é a admitância de saída e Y_{12} é a admitância de realimentação, estas duas na condição de entrada em curto-circuito. Na forma matricial, escreve-se

$$\begin{bmatrix} I_1 \\ I_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Y_{11} & Y_{12} \\ Y_{21} & Y_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_1 \\ V_2 \end{bmatrix} \quad (4.33)$$

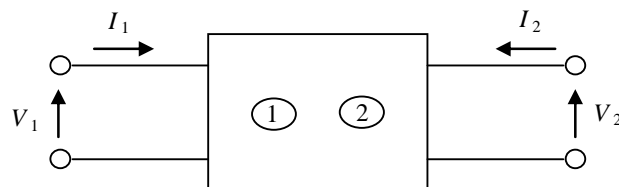


Figura 4.19: Modelo representativo de um quadripolo ou dispositivo de duas portas.

Nesta relação tem-se a matriz admitância Y

$$Y = \begin{bmatrix} Y_{11} & Y_{12} \\ Y_{21} & Y_{22} \end{bmatrix} \quad (4.34)$$

cujos elementos são os parâmetros já definidos. Partindo do circuito equivalente da Figura 4.18, é possível desconsiderar alguns dos seus elementos, em função das respectivas ordens de grandezas, e chegar-se ao modelo simplificado da Figura 4.20. Trata-se de uma aproximação clássica que tem sido aplicada para o MESFET mesmo operando em frequências de microondas [42].

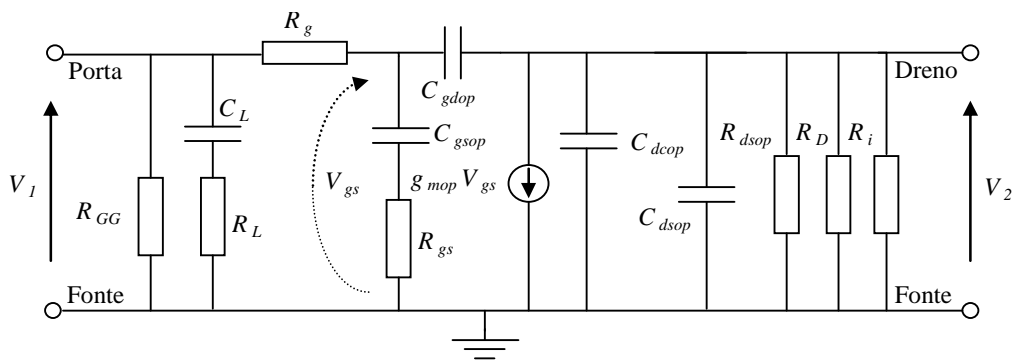


Figura 4.20: Modelo simplificado da Figura 4.18, donde serão obtidas as equações que definirão os parâmetros Y do transistor.

A partir da Figura 4.20, são determinadas as equações relativas às correntes I_1 , I_{Rg} (corrente sobre a resistência R_g) e I_2 .

$$I_1 = \frac{V_1}{R_{GG}} + \frac{V_1}{R_L + 1/i\omega C_L} + \frac{V_1 - V_{gs}}{R_g} \quad (4.35)$$

A corrente I_{Rg} será a diferença de potencial entre V_1 e V_{gs} dividida pela resistência de contato da porta. Dessa forma, para o circuito de entrada do modelo escreve-se

$$\frac{V_{gs} - V_1}{R_g} + \frac{V_{gs}}{R_{gs} + 1/i\omega C_{gsop}} + \frac{V_{gs} - V_2}{1/i\omega C_{gdop}} = 0 \quad (4.36)$$

de onde se pode tirar o valor de V_{gs} , descrito por

$$V_{gs} = \frac{V_1}{\left\{ 1 + \frac{i\omega C_{gsop} R_g}{1 + i\omega C_{gsop} R_{gs}} + i\omega C_{gdop} R_g \right\}} + \frac{i\omega C_{gdop} V_2}{\left\{ \frac{1}{R_g} + \frac{i\omega C_{gsop}}{1 + i\omega C_{gsop} R_{gs}} + i\omega C_{gdop} \right\}} \quad (4.37)$$

Agora, obtém-se a corrente I_2 , que sofre influência da capacitância C_{eqop} , que representa a soma das capacitâncias C_{dcop} e C_{dsop} , e já discutida em outra parte deste desenvol-

vimento. O parâmetro R_{eqop} representa a resistência equivalente obtida do paralelo envolvendo as resistências R_{dsop} e R_i . Então,

$$G_{eqop} = \frac{1}{R_{dsop}} + \frac{1}{R_i}$$

$$R_{eqop} = \frac{1}{G_{eqop}}$$

Logo,

$$I_2 = \frac{V_2}{R_{eqop}} + \frac{V_2}{1/i\omega C_{eqop}} + g_{mop} V_{gs} + \frac{V_2 - V_{gs}}{1/i\omega C_{gdop}} \quad (4.38)$$

Substituindo (4.37) em (4.35), tem-se

$$I_1 = \left\{ \frac{1}{R_{GG}} + \frac{i\omega C_L}{1+i\omega C_L R_L} + \frac{1}{R_g} - \left[R_g \left(1 + \frac{i\omega C_{gsop} R_g}{1+i\omega C_{gsop} R_{gs}} + \right. \right. \right. \\ \left. \left. \left. + i\omega C_{gdop} R_g \right) \right]^{-1} \right\} V_1 - i\omega C_{gdop} \left(1 + \frac{i\omega C_{gsop} R_g}{1+i\omega C_{gsop} R_{gs}} + i\omega C_{gdop} R_g \right)^{-1} V_2 \quad (4.39)$$

De (4.39), são obtidos os parâmetros Y_{11} e Y_{12} . A fim de facilitar a representação das equações, denomina-se D ao resultado da operação

$$D = 1 + \frac{i\omega C_{gsop} R_g}{1+i\omega C_{gsop} R_{gs}} + i\omega C_{gdop} R_g \quad (4.40)$$

Assim, os mencionados parâmetros ficam:

$$Y_{11} = \frac{1}{R_{GG}} + \frac{i\omega C_L}{1+i\omega C_L R_L} + \frac{1}{R_g} - \frac{1}{R_g D} \quad (4.41)$$

$$Y_{12} = -i\omega C_{gdop} / D \quad (4.42)$$

De forma semelhante, são encontrados os parâmetros restantes. Em (4.38), insere-se (4.37), resultando em

$$I_2 = \left\{ \frac{1}{R_{eqop}} + i\omega (C_{eqop} + C_{gdop}) \right\} V_2 + (g_{mop} - i\omega C_{gdop}) \left\{ \frac{V_1}{D} + \frac{i\omega C_{gdop}}{(1/R_g)D} V_2 \right\} \quad (4.43)$$

Logo,

$$Y_{21} = (g_{mop} - i\omega C_{gdop}) / D \quad (4.44)$$

$$Y_{22} = \left\{ \frac{1}{R_{eqop}} + i\omega(C_{eqop} + C_{gdop}) + \frac{(g_{mop} - i\omega C_{gdop})i\omega C_{gdop}}{(1/R_g)D} \right\} \quad (4.45)$$

Seguindo alguns procedimentos usuais [17], será analisada a influência da intensidade luminosa incidente no GaAs MESFET sobre os seus parâmetros. Os valores ficarão na dependência da densidade de potência óptica P_{opt} [32]-[36]. Utilizam-se as equações (4.41)-(4.42) e (4.44)-(4.45) para explicar esta influência sobre os parâmetros do transistor. Para descrever o comportamento final do transistor, serão obtidas as expressões para o ganho de tensão G_v e para a impedância de entrada Z_{in} , seguindo-se um tratamento matemático a partir de (4.31) e (4.32) e levando em conta a tensão desenvolvida sobre a impedância de carga R_D (ou sua admitância equivalente Y_D) inserida nos terminais de saída. Combinando a relação entre I_2 e V_2 em Y_D e em (4.32), chega-se a

$$I_2 = -Y_D V_2 = Y_{21} V_1 + Y_{22} V_2 \quad (4.46)$$

de onde sai o ganho de tensão a partir da relação entre V_2 e V_1 . Os resultados são:

$$V_2 = -\frac{Y_{21} V_1}{Y_{22} + Y_D} \quad (4.47)$$

$$G_v = \frac{V_2}{V_1} = -\frac{Y_{21}}{Y_{22} + Y_D} \quad (4.48)$$

Observar que este ganho de tensão está relacionando o sinal de saída com o resultante no terminal de entrada. Portanto, não leva em conta a impedância interna própria da fonte de excitação e sua variação com a frequência fica associada apenas aos elementos que descrevem o modelo para o transistor. Optou-se por esta forma de análise para se verificar apenas o desempenho do elemento ativo, com e sem feixe óptico aplicado. Desejando-se computar a influência da impedância interna da fonte de excitação, basta associá-la com a impedância de entrada do transistor e obter-se a relação completa para o circuito. A impedância de entrada Z_{in} é o inverso da admitância correspondente Y_{in} . Ao se substituir (4.47) em (4.31); tem-se

$$I_1 = Y_{11} V_1 - \frac{Y_{12} Y_{21} V_1}{Y_{22} + Y_D}$$

$$Y_{in} = Y_{11} - \frac{Y_{12} Y_{21}}{Y_{22} + Y_D} \quad (4.49)$$

Com estas equações, será possível demonstrar o comportamento do transistor em função da densidade de potência óptica incidente, dos seus parâmetros intrínsecos. Em conjunto, serão avaliadas as alterações do ganho de tensão e da impedância de entrada. Esta análise será feita por simulações nas quais se incluem as partes real e imaginária dos parâmetros, separando-se a condutância g_{ij} e susceptância b_{ij} , sendo $i = 1, 2$ e $j = 1, 2$. A impedância de entrada Z_{in} incluirá a resistência de entrada R_{in} (parte real) e pela reatância de entrada X_{in} (parte imaginária). Para o ganho de tensão, levantam-se a sua magnitude em decibels e o seu ângulo de fase em graus.

Em alguns parâmetros, a influência da densidade de potência óptica não é muito relevante. Assim, os levantamentos foram feitos para o transistor na condição de escuro e para uma densidade de potência óptica de 100kW/m^2 . Este número baseou-se em uma potência especificada no núcleo de uma fibra óptica monomodo, em sua saída. Os diâmetros típicos de núcleo estão entre $8\mu\text{m}$ e $12\mu\text{m}$ e a potência acoplada na entrada chega à casa de alguns miliwatts. Com a atenuação introduzida pelo enlace, onde se incluem perdas por acoplamento, perdas em emendas, atenuações por absorção e espalhamentos, é comum que em sua saída encontrem-se valores de até algumas dezenas de microwatts, que justifica a densidade empregada nesta análise. Na seqüência das ilustrações a seguir, destacam-se os comportamentos das partes real e imaginária dos parâmetros envolvidos, bem como as conseqüências sobre a impedância de entrada e sobre o ganho de tensão.

Em suma, devido à proposta deste trabalho, justifica-se conveniente o uso dos parâmetros admitância. A partir deles, como mencionado acima, foram obtidas as expressões do ganho de tensão e da impedância de entrada e os resultados apresentados mostram-se satisfatórios. Entretanto, ao operar em frequências muito elevadas, existem certas limitações, em particular as dificuldades de medição em relação ao fato de os estágios de entrada e de saída serem curto-circuitados. Assim, recomenda-se empregar os parâmetros de espalhamento quando se exigirem análises mais elaboradas.

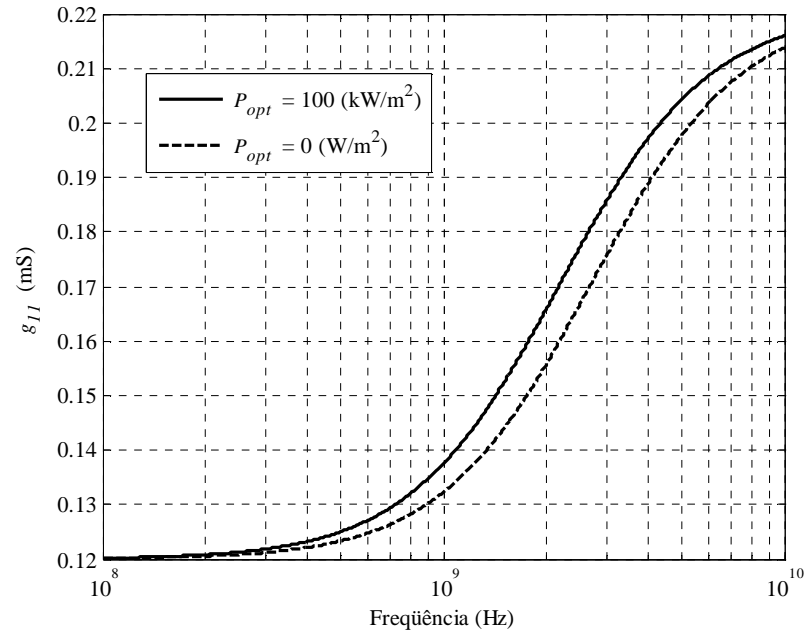


Figura 4.21: Parte real do parâmetro Y_{11} , como descrito em (4.41).

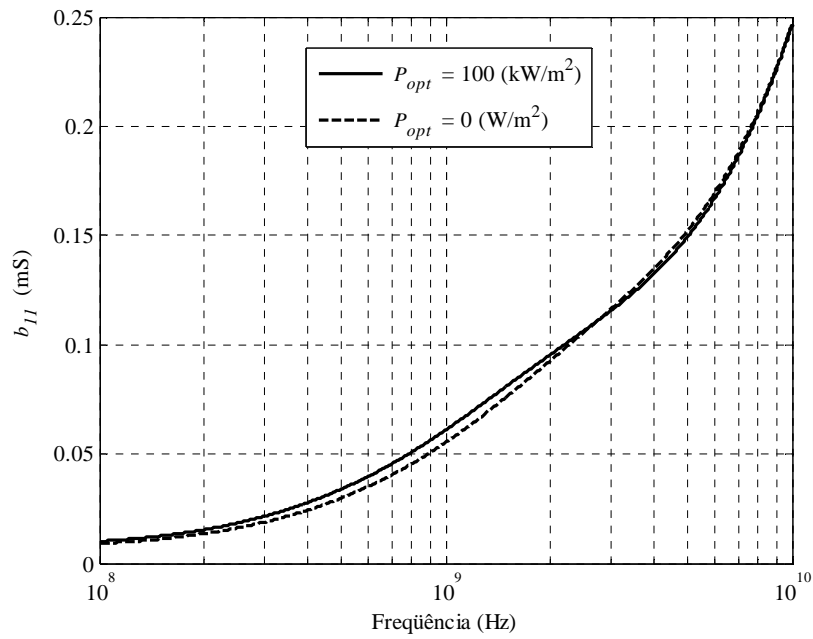


Figura 4.22: Parte imaginária do parâmetro Y_{11} , de acordo com (4.41).

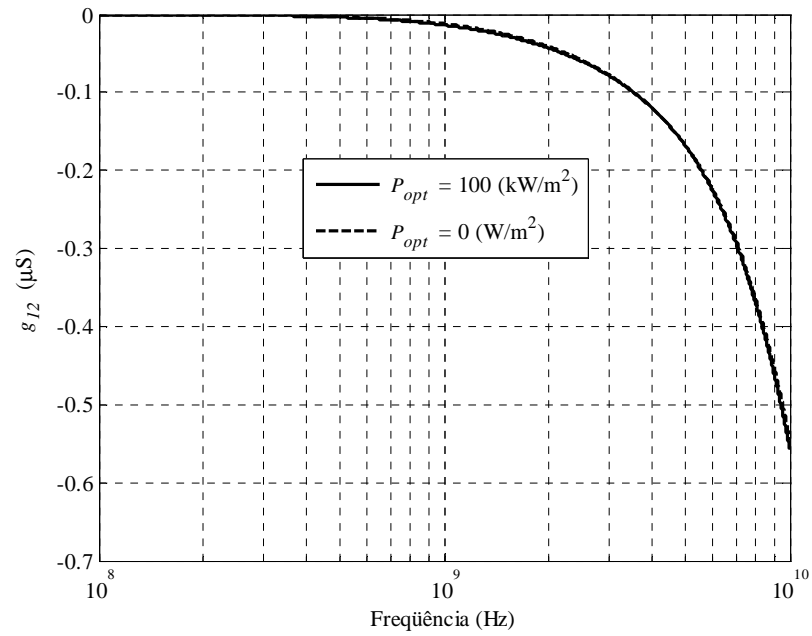


Figura 4.23: Parte real do parâmetro Y_{12} , de acordo com (4.42).

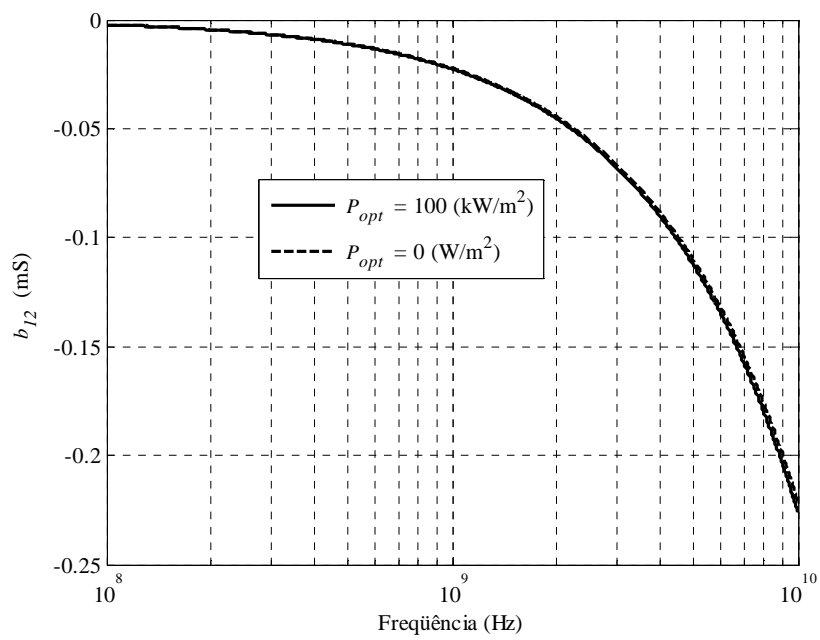


Figura 4.24: Parte imaginária do parâmetro Y_{12} , conforme previsto em (4.42).

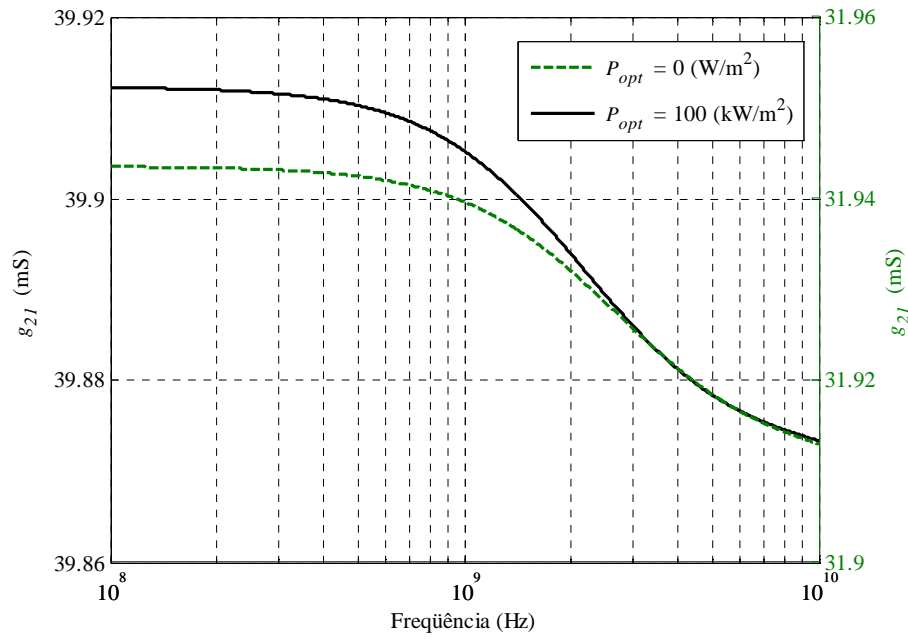


Figura 4.25: Parte real do parâmetro Y_{21} , segundo o levantamento de (4.44).

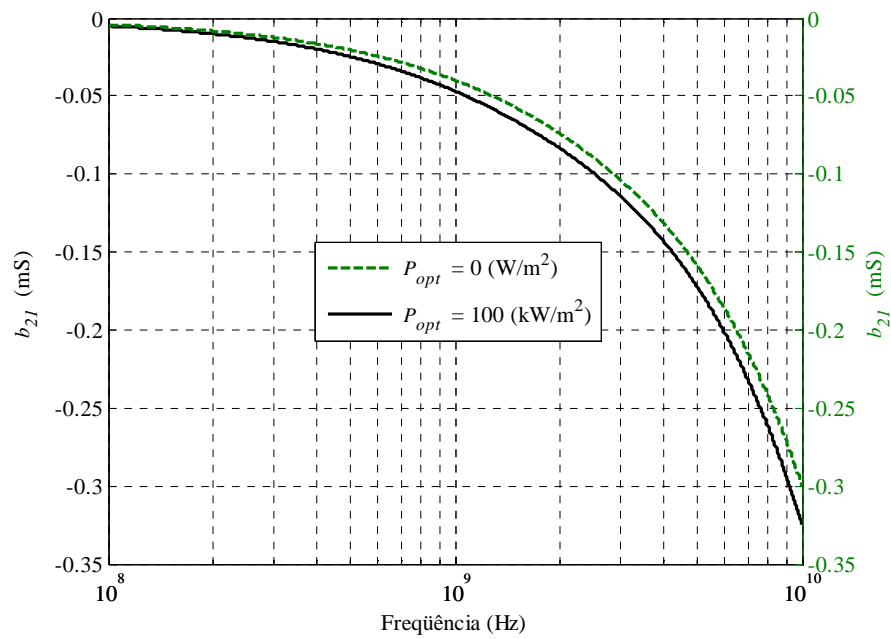


Figura 4.26: Parte imaginária do parâmetro Y_{21} , partindo do levantamento de (4.44).

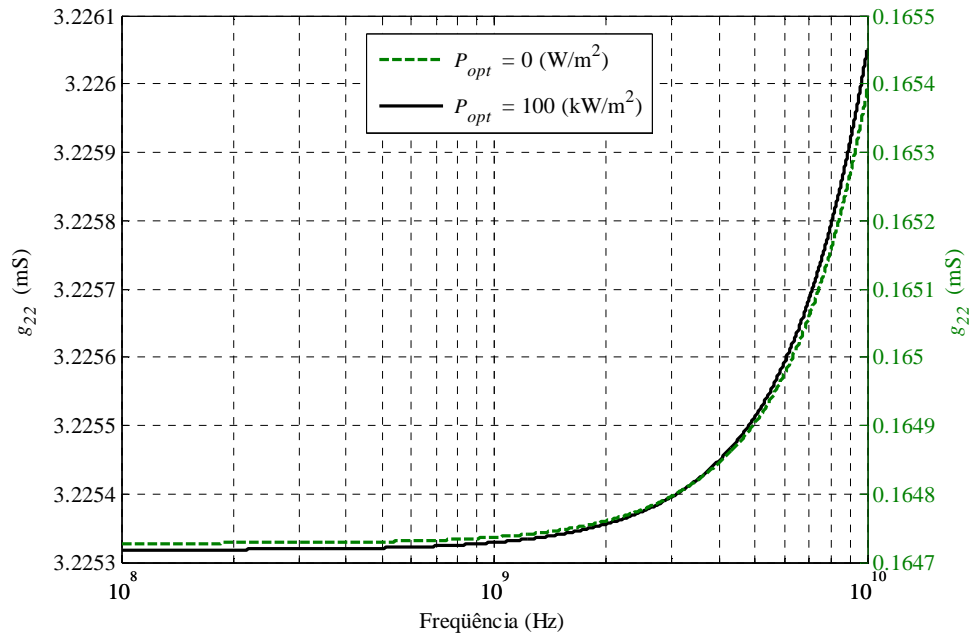


Figura 4.27: Parte real do parâmetro Y_{22} , conforme comportamento previsto em (4.45).

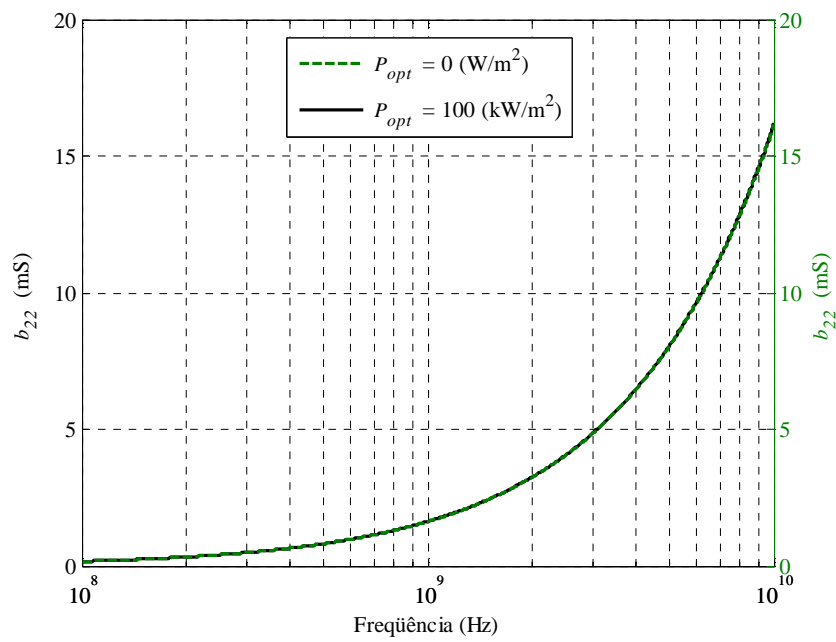


Figura 4.28: Parte imaginária do parâmetro Y_{22} , de acordo com (4.45).

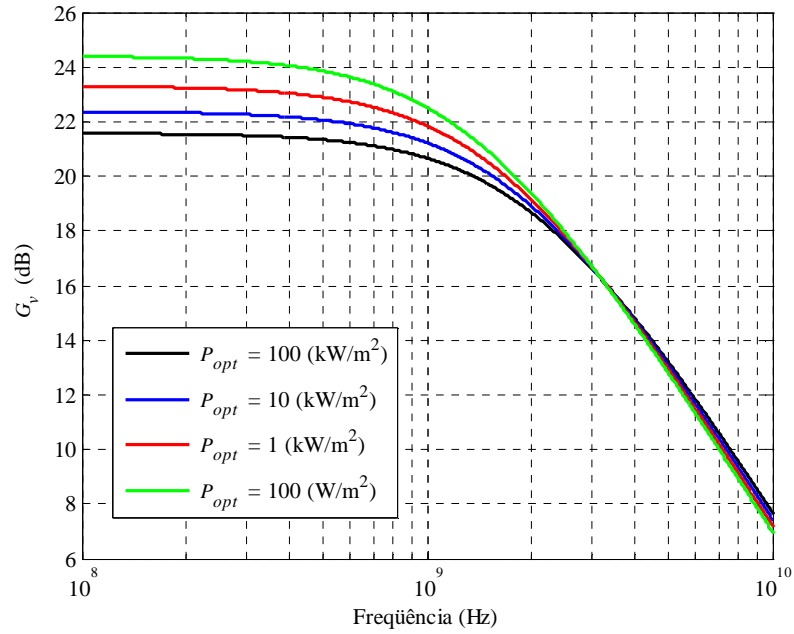


Figura 4.29: O módulo do ganho de tensão em decibels para diferentes níveis de densidade de potência óptica incidente. Os resultados foram obtidos a partir de (4.48).

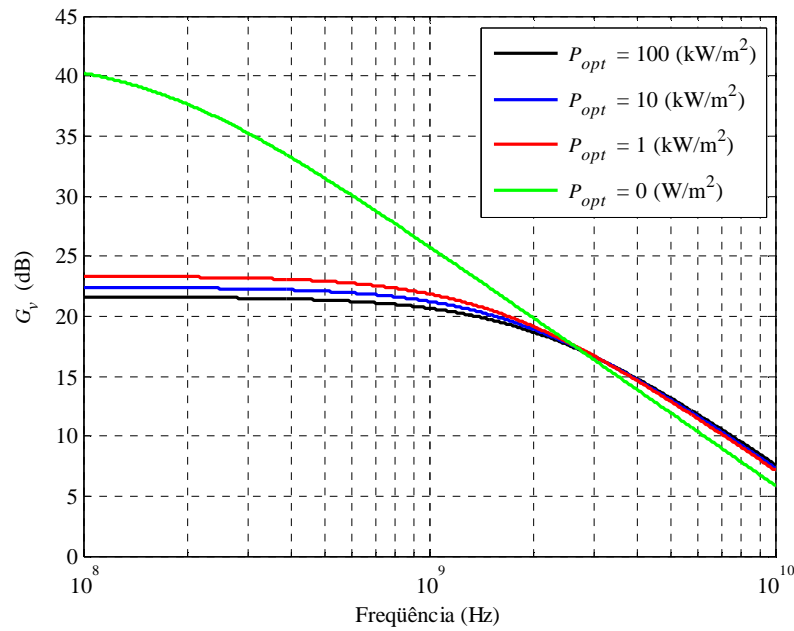


Figura 4.30: Destaque para a diferença apresentada no módulo do ganho de tensão entre as condições iluminada e escura.

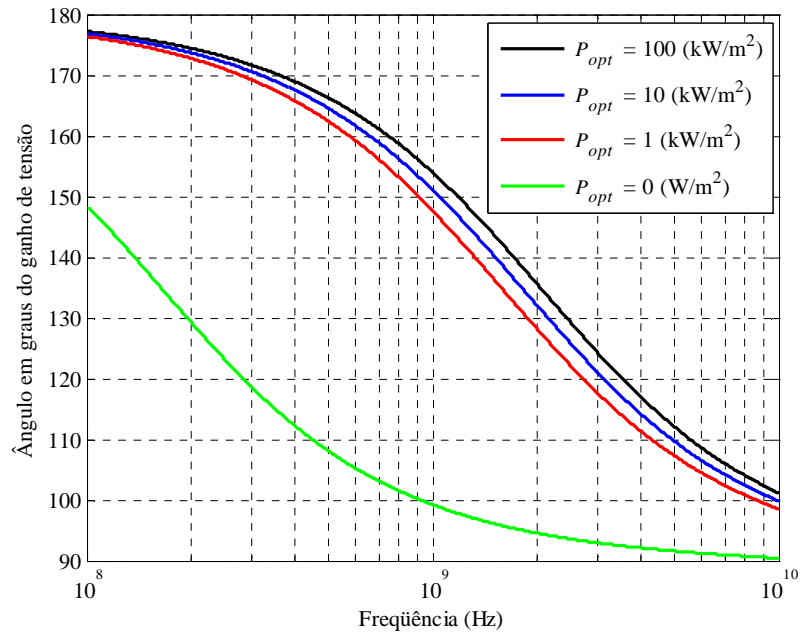


Figura 4.31: O argumento do ganho de tensão em graus para diferentes níveis de P_{opt} .

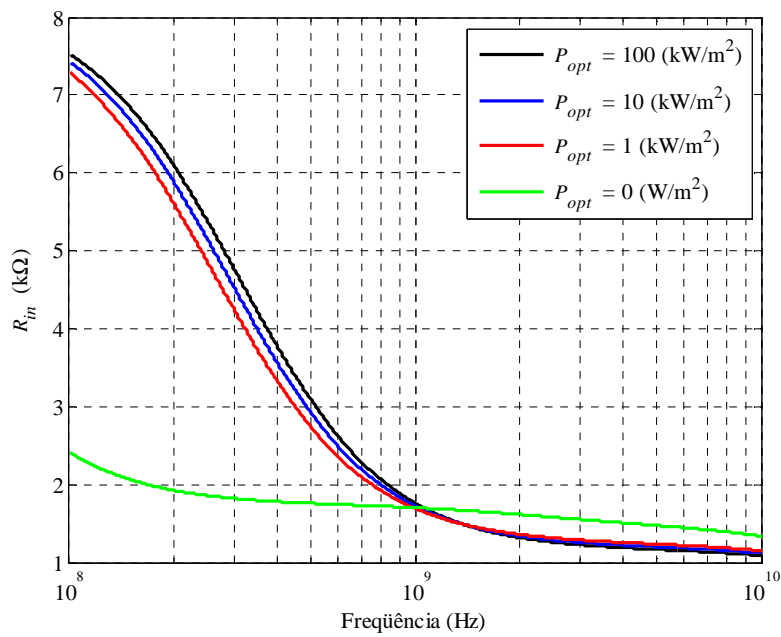


Figura 4.32: Parte real da impedância de entrada Z_{in} em função da frequência obtida através de (4.49).

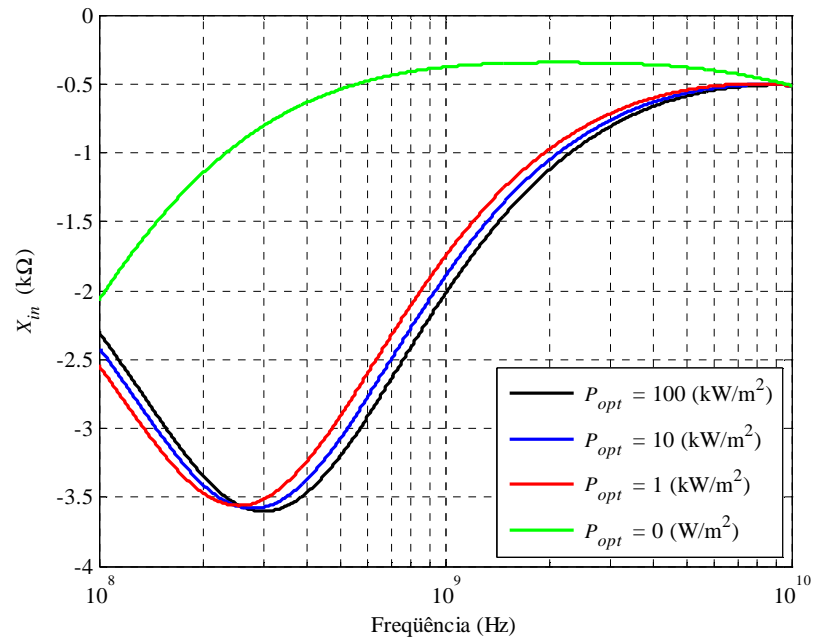


Figura 4.33: Parte imaginária da impedância de entrada Z_{in} em função da frequência calculada por meio de (4.49).

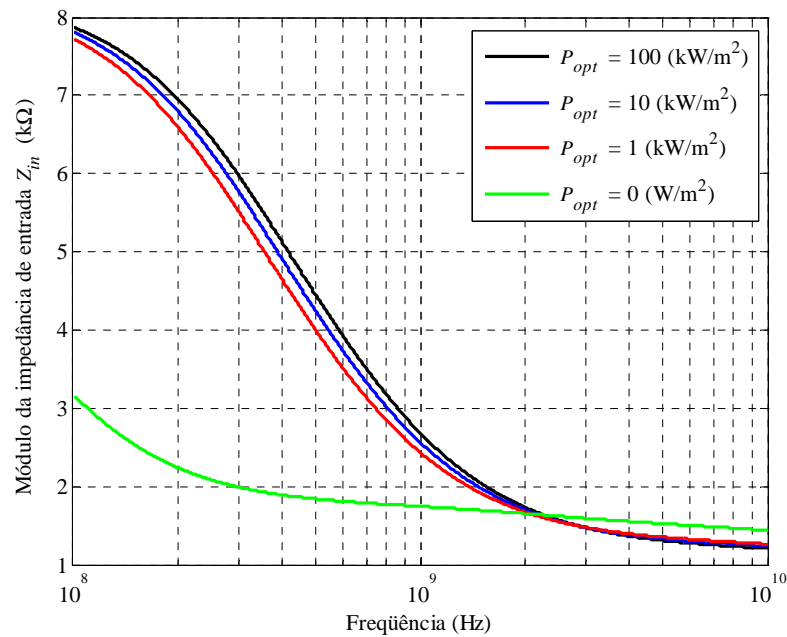


Figura 4.34: Módulo da impedância de entrada Z_{in} pela variação em frequência.

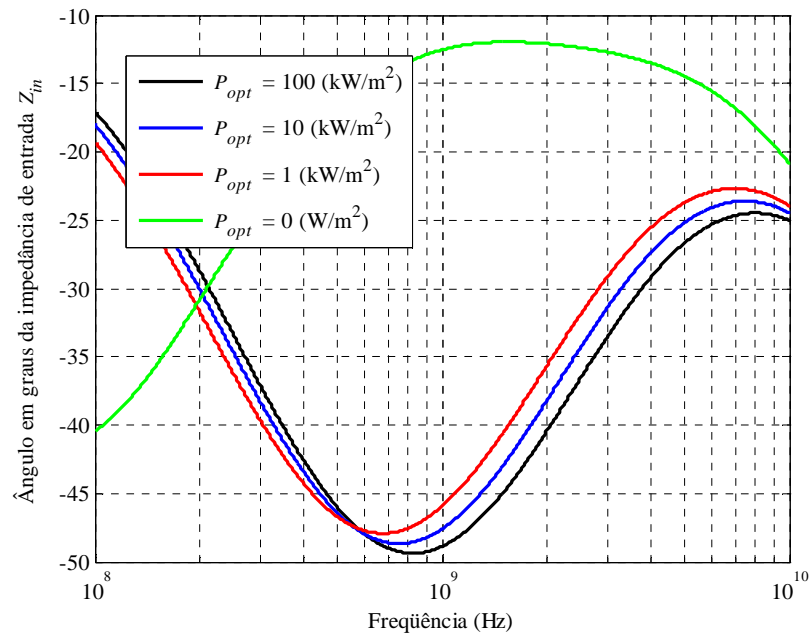


Figura 4.35: O argumento da impedância de entrada em graus para diferentes níveis de P_{opt} .

Vale ressaltar que o comportamento do ganho de tensão apresentado nas Figuras 4.29 e 4.30 é diferente do observado em outras publicações [36]. Uma das razões é o fato de, neste levantamento, considerar-se a resistência R_{dsop} variável com a potência óptica incidente, de acordo com as equações deduzidas. Conforme as Figuras 4.14 e 4.15, verifica-se que à medida que se elevam os valores de densidade de potência óptica incidente, R_{dsop} tende para uma constante. Porém, ao se realizarem as simulações, nota-se que mesmo em elevados valores de P_{opt} existe uma pequena variação nesta resistência, com influência sensível sobre o ganho de tensão do transistor. Dessa forma, o gráfico deste ganho foi traçado sem se fixar o valor de R_{dsop} .

Os gráficos de módulo e argumento do ganho são relevantes para se conhecer as aplicações em sistemas que processem sinais complexos, como nos modernos enlaces de comunicações digitalizadas. A forma do sinal recuperado será idêntica à de excitação enquanto o valor absoluto do ganho se mantiver constante e sua fase variar linearmente com a frequência. Nas figuras anteriores, identificam-se os limites de frequência em que estas condições são satisfeitas, ao menos de forma aproximada.

Capítulo 5

Comentários e conclusões finais

5.1 Comentários

Neste trabalho, analisou-se o comportamento de um fototransistor do tipo MESFET como elemento para recuperação do sinal de modulação de um feixe de luz transportado por uma fibra óptica. Supôs-se que a incidência ocorresse perpendicularmente à superfície da porta do dispositivo, condição com a qual se consegue a máxima transferência de energia e maior efeito sobre o controle da corrente no dispositivo. A modelagem proposta e o circuito equivalente adotado representam com confiabilidade o comportamento dos transistores disponíveis mesmo para frequências de vários gigahertz. Quando as taxas de modulação forem progressivamente aumentadas, há necessidade da inclusão de novos parâmetros e novos efeitos, como por exemplo, a taxa de recombinação de superfície. Sua influência não é simples de determinar, pois depende de diferentes mecanismos envolvidos no funcionamento do dispositivo, desde a tecnologia de fabricação até os materiais empregados.

Outros parâmetros podem ser exigidos em outras situações, como a necessidade de inclusão das resistências próprias dos materiais empregados no dreno e na fonte do transistor. Na avaliação global do componente, não se pode desconsiderar os muitos processos responsáveis pela geração de ruído, desde flutuações aleatórias nas correntes através das junções até o ruído térmico oriundo da agitação de elétrons em elementos resistivos. Muitas vezes, diversos desses elementos só são possíveis a partir de resultados experimentais por ser muito difícil uma modelagem completa capaz de descrevê-los todos com grau aceitável de exatidão.

No modelo empregado neste trabalho, alguns parâmetros geométricos e suas consequências só foram possíveis a partir de informações obtidas em laboratório e divulgadas

em várias publicações especializadas. Dentre eles estão: a largura da região ativa (a), a densidade de corrente de saturação típica para os materiais usados (J_s) e as tensões recomendadas para polarização de transistores com esta tecnologia de fabricação. No que se refere às simulações, o comprimento de onda de operação utilizado é compatível com as exigências do arsenieto de gálio na Tabela 2.1, cujo comprimento de onda de corte está em $0,87\mu\text{m}$. O emprego de componentes desenvolvidos para outras janelas de comunicações ópticas seguirá o mesmo procedimento.

Com os valores especificados ou calculados foi possível mostrar a eficácia de um dispositivo como este no processamento de sinais de modulação em frequências até a faixa de microondas, dado muito relevante para os modernos sistemas de comunicações envolvendo altas taxas de transmissão.

5.2 Conclusões

Comprovou-se que o feixe óptico incidente na porta de um transistor de efeito de campo foi capaz de influenciar sobre os parâmetros internos utilizados em sua modelagem. Foram analisadas as influências sobre as capacitâncias internas e distribuídas, sobre a transcondutância, sobre a corrente resultante no dreno e sobre a resistência dinâmica nos terminais de saída. Nos levantamentos, trabalhou-se em condições extremas para a densidade de potência óptica incidente, variando-a de $0\text{W}/\text{m}^2$, isto é, com o transistor no escuro, até $100\text{kW}/\text{m}^2$, um valor aceitável para sistemas que operem com a transmissão por fibras ópticas. Obteve-se a descrição dos parâmetros admitância e, a partir deles, o ganho de tensão e a impedância de entrada. Os resultados mostraram-se coerentes com os apresentados em diferentes publicações técnicas e científicas [32]-[36].

Observou-se nos parâmetros de admitância (Y) que apenas em g_{21} e g_{22} as alterações foram mais significativas. Na representação gráfica do módulo do ganho de tensão, viu-se que a partir de determinada frequência ocorre uma redução em seu valor, mesmo estando o dispositivo submetido à densidade de potência óptica incidente. Nesta mesma abordagem, averiguou-se que a resistência dinâmica entre dreno e fonte tem influência considerável na magnitude do ganho de tensão, quando se levam em conta as suas pequenas alterações causadas pelas elevadas densidades de potência óptica incidente. Outro ponto deve ser destacado é que a polarização reversa, marcada pela tensão negativa entre porta e fonte, controlou a largura da região de depleção, com impactos sobre a corrente de dreno e sua resistência dinâmica, tanto na presença de luz quanto em sua ausência.

5.3 Sugestões para trabalhos futuros

Em trabalhos futuros, deve-se considerar o efeito da taxa de recombinação de superfície na análise dos parâmetros já mencionados, a quantificação da influência do ruído, a possibilidade de associação em cascata, fator muito relevante para subsistemas integrados envolvendo diversos estágios. Nestas situações, certamente haverá necessidade de incluir outros parâmetros na modelagem completa, diversos deles dependentes da densidade de potência óptica incidente. Um estudo teórico também de importância é a análise da película metálica da porta, com a verificação das influências de seus parâmetros geométricos e eletromagnéticos sobre a transferência do feixe óptico até a região do semicondutor. Em vista dos equipamentos normalmente empregados para medições em altas frequências, é conveniente fazer um tratamento matemático empregando os parâmetros de espalhamento [40]. Outro ponto a destacar é que, atualmente, trabalha-se com o componente em condições muito diferentes dos valores de temperatura. Portanto, justifica-se uma análise de sua influência sobre o comportamento do dispositivo.

Anexo A

Simulação da equação (4.2)

A fim de obter a Figura 4.1, efetua-se a simulação da equação (4.2), admitindo $R_m = 0,1$ [32]; $\lambda_{op} = 0,8\mu\text{m}$; $\alpha = 10^6\text{m}^{-1}$ e que P_{opt} varie de $100\text{W}/\text{m}^2$ até $100\text{kW}/\text{m}^2$ [36]. Por sua vez, valores típicos da largura da região ativa foram obtidos experimentalmente e divulgados em diferentes publicações para o GaAs MESFET [32], [36] e [39]. Neste trabalho, utilizou-se $a = 0,22\mu\text{m}$.

% 1. Declaração dos parâmetros de Rs.

Coef = 1e6;	% Coeficiente de absorção.
lam = 0.8e-6;	% Comprimento de onda de operação.
Ur = 1;	% Permeabilidade relativa.
E0 = 8.8542e-12;	% Permissividade elétrica do vácuo.
E = 1.1e-10;	% Permissividade.

Ca = Coef.*lam./(4.*pi);	% Constante de absorção.
Er = E./E0;	% Permissividade relativa.
ir = sqrt(Er.*Ur);	% Índice de refração.

% Rs - Coeficiente de reflexão na superfície do semiconductor.

$$R_s = \frac{((1-ir).^2)+Ca.^2}{((1+ir).^2)+Ca.^2};$$

%-----%

% 2. Declaração dos parâmetros de Gop.

Popt = linspace(1e2,1e5,1e6);	% Densidade de potência óptica incidente.
a = 0.22e-6;	% Largura da região ativa.
h = 6.63e-34;	% Constante de Plank.
c = 3e8;	% Velocidade da luz no vácuo.
Rm = 0.1;	% Coeficiente de reflexão na superfície do metal.

fop = c./lam;	% Freqüência de operação.
---------------	---------------------------

% Gop – taxa de geração óptica por unidade de volume.

Gop = (1-Rm).*(1-Rs).*Popt.*(1-exp(-Coef.*a))./(a.*h.*fop);

%-----%

% 3. Gráfico Gop x Popt.

loglog(Popt,Gop)

xlabel ('\it{P}_{opt} \rm{(W/m^2)}')

ylabel ('\it{G}_{op} \rm{(m^-3)}')

grid

print -dbitmap

Anexo B

Simulação da equação (4.6)

A Figura 4.2 foi obtida com alguns valores já abordados no Anexo A, acrescentando os códigos abaixo. Destacam-se $\tau_p = 1 \times 10^{-8}$ s e $n_i = 1,79 \times 10^{12} \text{m}^{-3}$ [32].

% 1. Declaração dos parâmetros de Tl.

```
Tp = 1e-8;           % Tempo de vida dos portadores minoritários em equilíbrio.
ni = 1.79e12;       % Concentração de portadores minoritários intrínsecos do
                   % semiconductor.
```

% Tl – tempo de vida dos portadores minoritários.

```
Tl1 = ((1+4.*(1-Rm).*(1-Rs).*Popt.*Tp.*(1-exp(-Coef.*a))./(a.*ni.*h.*fop)).^0.5)-1;
Tl2 = 2.*(1-Rm).*(1-Rs).*Popt.*(1-exp(-Coef.*a))./(a.*ni.*h.*fop);
Tl = Tl1./Tl2;
```

```
Tl1 = Tl.*1e12;
```

```
%-----%
```

% 2. Gráfico de Tl x Pop.

```
semilogx(Popt,Tl1)
```

```
xlabel ('\it{P}_{opt} \rm{(W/m^2)}')
```

```
ylabel ('\fontname{Symbol}{t} \it_{L} \rm{(ps)}')
```

```
grid
```

```
print -dbitmap
```

Anexo C

Dedução da equação (4.6)

A dedução matemática a seguir refere-se à equação (4.6), donde obtém-se a expressão para o tempo de vida dos portadores minoritários (τ_L).

Da equação (4.5), isola-se τ_L , resultando em:

$$\tau_L = \frac{n_i \tau_p}{n_i + \Delta n} \quad (\text{C.1})$$

Substituindo (4.1) em (C.1), tem-se:

$$\tau_L = \frac{n_i \tau_p}{n_i + G_{op} \tau_L} \quad (\text{C.2})$$

Inserindo (4.2) em (C.2), chega-se a:

$$\tau_L = \frac{n_i \tau_p}{n_i + \frac{(1-R_m)(1-R_s)P_{opt}}{ahf_{op}} [1 - \exp(-\alpha a)] \tau_L} \quad (\text{C.3})$$

A partir de (C.3), adquire-se o resultado desejado.

$$\begin{aligned} n_i \tau_L + \frac{(1-R_m)(1-R_s)P_{opt}}{ahf_{op}} [1 - \exp(-\alpha a)] \tau_L^2 &= n_i \tau_p \\ \frac{(1-R_m)(1-R_s)P_{opt}}{ahf_{op}} [1 - \exp(-\alpha a)] \tau_L^2 + n_i \tau_L - n_i \tau_p &= 0 \end{aligned} \quad (\text{C.4})$$

A equação de 2º grau originada em (C.4) é resolvida através da fórmula de *Bhaskara*. Então,

$$\tau_L = \frac{-n_i \pm \sqrt{n_i^2 + 4 \times \frac{(1-R_m)(1-R_s)P_{opt}}{ahf_{op}} [1 - \exp(-\alpha a)] \times n_i \tau_p}}{2 \times \frac{(1-R_m)(1-R_s)P_{opt}}{ahf_{op}} [1 - \exp(-\alpha a)]}$$

Colocando o parâmetro n_i^2 em evidência dentro da raiz, apresenta-se como:

$$\tau_L = \frac{-n_i \pm \sqrt{n_i^2 \left(1 + 4 \times \frac{(1-R_m)(1-R_s)P_{opt}}{ahf_{op} n_i} [1 - \exp(-\alpha a)] \times \tau_p \right)}}{2 \times \frac{(1-R_m)(1-R_s)P_{opt}}{ahf_{op}} [1 - \exp(-\alpha a)]}$$

Calcular a raiz quadrada de um termo é o mesmo que elevá-lo a 0,5 (1/2). Assim,

$$\tau_L = \frac{-n_i \pm \left[(n_i^2)^{1/2} \times \left(1 + 4 \times \frac{(1-R_m)(1-R_s)P_{opt}}{ahf_{op} n_i} [1 - \exp(-\alpha a)] \times \tau_p \right)^{1/2} \right]}{2 \times \frac{(1-R_m)(1-R_s)P_{opt}}{ahf_{op}} [1 - \exp(-\alpha a)]}$$

Logo,

$$\tau_L = \frac{-n_i \pm \left[n_i \times \left(1 + 4 \times \frac{(1-R_m)(1-R_s)P_{opt}}{ahf_{op} n_i} [1 - \exp(-\alpha a)] \times \tau_p \right)^{1/2} \right]}{2 \times \frac{(1-R_m)(1-R_s)P_{opt}}{ahf_{op}} [1 - \exp(-\alpha a)]}$$

$$\tau_L = \frac{-n_i \pm n_i \times \left(1 + 4 \times \frac{(1-R_m)(1-R_s)P_{opt}}{ahf_{op} n_i} [1 - \exp(-\alpha a)] \times \tau_p \right)^{1/2}}{2 \times \frac{(1-R_m)(1-R_s)P_{opt}}{ahf_{op}} [1 - \exp(-\alpha a)]}$$

$$\tau_L = \frac{n_i \left[-1 \pm 1 \times \left(1 + 4 \times \frac{(1-R_m)(1-R_s)P_{opt}}{ahf_{op} n_i} [1 - \exp(-\alpha a)] \times \tau_p \right)^{1/2} \right]}{2 \times \frac{(1-R_m)(1-R_s)P_{opt}}{ahf_{op}} [1 - \exp(-\alpha a)]} \quad (C.5)$$

Resolvendo (C.5), há a possibilidade de um valor positivo e um negativo (\pm) para τ_L . Entretanto, é errôneo atribuir um valor negativo para o tempo de vida dos portadores minoritários. Portanto,

$$\tau_L = \frac{n_i \left[-1 + \left(1 + 4 \times \frac{(1-R_m)(1-R_s)P_{opt}}{ahf_{op}n_i} [1 - \exp(-\alpha a)] \times \tau_p \right)^{1/2} \right]}{2 \times \frac{(1-R_m)(1-R_s)P_{opt}}{ahf_{op}} [1 - \exp(-\alpha a)]} \quad (C.6)$$

Podendo ser reescrita na forma de

$$\tau_L = \frac{\left[\left(1 + 4 \times \frac{(1-R_m)(1-R_s)P_{opt}}{ahf_{op}n_i} [1 - \exp(-\alpha a)] \times \tau_p \right)^{1/2} - 1 \right]}{2 \times \frac{(1-R_m)(1-R_s)P_{opt}}{ahf_{op}n_i} [1 - \exp(-\alpha a)]} \quad (C.7)$$

Desse modo, por meio de (C.7), comprova-se a equação (4.6).

Anexo D

Simulação da equação (4.7)

A Figura 4.3 foi obtida pela simulação da equação (4.7), fazendo uso de valores já discutidos nos anexos anteriores e dos códigos descritos abaixo. Neles, destacam-se $\mu_p = 0,04\text{m}^2/\text{Vs}$ [32]; $n = 1,4$ [43] e $J_s = 0,1826\text{mA}/\text{m}^2$, sendo este último calculado experimentalmente.

% 1. Declaração dos parâmetros de Vop.

```
n = 1.4; % Fator que depende do semiconductor empregado.
T = 300; % Temperatura em Kelvin.
k = 1.38e-23; % Constante de Boltzmann.
q = 1.602e-19; % Carga elétrica.
Up = 0.04; % Mobilidade de lacunas do GaAs.
Js = 0.1826e-3; % Densidade de corrente de saturação.
```

% Vop – fototensão.

```
Vop = (n.*k.*T./q).*log(q.*Gop.*sqrt(k.*T.*Up.*Tl./q)./Js);
Vop = Vop.*1000;
```

%-----%

% 2. Gráfico Vop x Popt.

```
semilogx(Popt,Vop)
```

```
xlabel ('\it{P}_{opt} \rm{(W/m^2)}')
ylabel ('\it{V}_{op} \rm{(mV)}')
```

```
hold ('on')
grid
print -dbitmap
```

Anexo E

Simulação das equações (4.22) e (4.24)

A Figura 4.9 foi obtida pela simulação das equações (4.22) e (4.24), fazendo uso de valores já discutidos nos anexos anteriores, acrescentando os códigos abaixo. Destacam-se $V_{bi} = 0,8$ [32], $W = 10\mu\text{m}$, $L_g = 1\mu\text{m}$ e $N_d = 10^{23}\text{m}^{-3}$ [36]. Frisa-se que as tensões V_s e V_g estão de acordo os valores apresentados em [32] e V_d foi obtido experimentalmente.

% 1. Declaração das tensões e outros parâmetros.

```
W = 10e-6;           % Largura da porta.
Lg = 1e-6;           % Comprimento da porta.
Nd = 1e23;           % Concentração de dopagem no canal.
Vbi = 0.8;           % Tensão “built-in” na junção do metal semiconductor.
Vs = 0;              % Tensão na fonte.
Vd = 5.6;            % Tensão no dreno.
Vg = linspace(-0.7,-0.1,1e6); % Tensão na porta.
Vgs = Vg-Vs;
Vds = Vd-Vs;
```

% 2. Densidade de potência óptica incidente.

```
Popt = 1e5;
% Popt = 0;
```

```
if Popt > 0           % Condição iluminada.
```

```
Gop = (1-Rm).*(1-Rs).*Popt.*(1-exp(-Coef.*a))./(a.*h.*fop);
```

```
%-----%
```

```
Tl1 = ((1+4.*(1-Rm).*(1-Rs).*Popt.*Tp.*(1-exp(-Coef.*a))./(a.*ni.*h.*fop)).^0.5)-1;
Tl2 = 2.*(1-Rm).*(1-Rs).*Popt.*(1-exp(-Coef.*a))./(a.*ni.*h.*fop);
Tl = Tl1./Tl2;
```

```
%-----%
```

```

Vop = (n.*k.*T./q).*log(q.*Gop.*sqrt(k.*T.*Up.*Tl./q)./Js);

%-----%

else                                     % Condição "escura".

Gop = 0;
Tl  = Tp;
Vop = 0;

end

Cgs1 = (W.*Lg.*sqrt(q.*Nd.*E./8)).*(1./((Vbi-Vg+Vs-Vop).^0.5));
Cgs2 = q.*Popt.*(1-Rm).*(1-Rs).*Tl.*W.*Lg.*Coef./(2.*h.*fop);
Cgs3 = exp(-Coef.*(((2.*E./q.*Nd)).*(Vbi-Vg+Vs-Vop)).^0.5));
Cgs4 = ((2.*E./q.*Nd))./(Vbi-Vg+Vs-Vop).^0.5;
Cgs5 = pi.*E.*W./2;
Cgsop = Cgs1+(Cgs2.*Cgs3.*Cgs4)+Cgs5;

Cgsop = Cgsop.*1e15;

%-----%

Cdcop = 0.25.*W.*Lg.*((2.*E.*q.*Nd)/(Vbi-Vg+Vs-Vop)).^0.5;

Cdcop = Cdcop.*1e15;

%-----%

% 2. Gráfico Cgsop e Cdcop x Vgs na condição iluminada.

plot(Vgs,Cgsop,'k',Vgs,Cdcop,'b')           % Condição iluminada.
% plot(Vgs,Cgsop,'k--',Vgs,Cdcop,'b--')    % Condição "escura".

hold ('on')

xlabel ( '\it{V}_{gs} \rm{(V)}')
ylabel ('Capacitâncias {\it{C}_{gsop}} e {\it{C}_{dsop}} \rm{(fF)}')

grid

```

Anexo F

Dedução da equação (4.28)

A dedução matemática a seguir refere-se à equação (4.28), cuja expressão representa a corrente que flui entre os terminais dreno e fonte do GaAs MESFET (I_{dsop}).

Inicialmente, insira (4.27) em (4.26). A integral do parâmetro $\rho_{cop}(V_x)$ será dividida na somatória das integrais de $\rho_{cop1}(V_x)$, $\rho_{cop2}(V_x)$, $\rho_{cop3}(V_x)$ e $\rho_{cop4}(V_x)$. Além disso, para facilitar a análise, admiti-se que a constante M seja igual à relação $\frac{q_e \mu_n W}{L_g}$. Assim, a equação

(4.26) pode ser reescrita como

$$I_{dsop} = M \int_0^{V_{ds}} \rho_{cop1}(V_x) dV_x + \rho_{cop2}(V_x) dV_x + \rho_{cop3}(V_x) dV_x + \rho_{cop4}(V_x) dV_x \quad (F.1)$$

Da equação (4.27), retira-se:

$$\begin{aligned} \int_0^{V_{ds}} \rho_{cop}(V_x) = & \int_0^{V_{ds}} N_d a dV_x - \frac{N_d}{2} \left(\frac{2\varepsilon}{q_e N_d} \right)^{1/2} \left[\int_0^{V_{ds}} (V_{bi} - V_g + V_s - V_{op})^{1/2} dV_x + \right. \\ & \left. + \int_0^{V_{ds}} (V_{bi} - V_g + V_x - V_{op})^{1/2} dV_x \right] + \int_0^{V_{ds}} \frac{P_{opt}}{h f_{op}} \tau_L (1 - R_m)(1 - R_s) \times \\ & \times (1 - \exp(-\alpha a)) dV_x \end{aligned} \quad (F.2)$$

Vale ressaltar que a taxa de recombinação de superfície R é nula ($R = 0$). Então, calculando as integrais:

$$\rho_{cop1}(V_x) = \int_0^{V_{ds}} N_d a dV_x = N_d a V_x \Big|_0^{V_{ds}} = N_d a (V_{ds} - 0) = N_d a V_{ds} \quad (F.3)$$

$$\begin{aligned}
\rho_{cop2}(V_x) &= -\frac{N_d}{2} \left(\frac{2\varepsilon}{q_e N_d} \right)^{1/2} \int_0^{V_{ds}} (V_{bi} - V_g + V_s - V_{op})^{1/2} dV_x \\
&= -\frac{N_d}{2} \left(\frac{2\varepsilon}{q_e N_d} \right)^{1/2} (V_{bi} - V_g + V_s - V_{op})^{1/2} V_x \Big|_0^{V_{ds}} \\
&= -\frac{N_d}{2} \left(\frac{2\varepsilon}{q_e N_d} \right)^{1/2} (V_{bi} - V_g + V_s - V_{op})^{1/2} V_{ds}
\end{aligned} \tag{F.4}$$

$$\begin{aligned}
\rho_{cop3}(V_x) &= -\frac{N_d}{2} \left(\frac{2\varepsilon}{q_e N_d} \right)^{1/2} \int_0^{V_{ds}} (V_{bi} - V_g + V_x - V_{op})^{1/2} dV_x \\
&= -\frac{N_d}{2} \left(\frac{2\varepsilon}{q_e N_d} \right)^{1/2} \left[\frac{2}{3} (V_{bi} - V_g + V_x - V_{op})^{3/2} \Big|_0^{V_{ds}} \right] \\
&= -\frac{N_d}{2} \left(\frac{2\varepsilon}{q_e N_d} \right)^{1/2} \left\{ \frac{2}{3} [(V_{bi} - V_g - V_{op} + V_{ds})^{3/2} - (V_{bi} - V_g - V_{op})^{3/2}] \right\}
\end{aligned} \tag{F.5}$$

$$\begin{aligned}
\rho_{cop4}(V_x) &= \int_0^{V_{ds}} \frac{P_{opt}}{h f_{op}} \tau_L (1 - R_m) (1 - R_s) (1 - \exp(-\alpha a)) dV_x \\
&= \frac{P_{opt}}{h f_{op}} \tau_L (1 - R_m) (1 - R_s) (1 - \exp(-\alpha a)) V_x \Big|_0^{V_{ds}} \\
&= \frac{P_{opt}}{h f_{op}} \tau_L (1 - R_m) (1 - R_s) (1 - \exp(-\alpha a)) V_{ds}
\end{aligned} \tag{F.6}$$

Substituindo estes termos em (F.2), tem-se

$$\begin{aligned}
\int_0^{V_{ds}} \rho_{cop}(V_x) dV_x &= N_d a V_{ds} - \frac{N_d}{2} \left(\frac{2\varepsilon}{q_e N_d} \right)^{1/2} \left\{ (V_{bi} - V_g + V_s - V_{op})^{1/2} V_{ds} + \right. \\
&\quad \left. + \frac{2}{3} [(V_{bi} - V_g - V_{op} + V_{ds})^{3/2} - (V_{bi} - V_g - V_{op})^{3/2}] \right\} + \\
&\quad + \frac{P_{opt}}{h f_{op}} \tau_L (1 - R_m) (1 - R_s) (1 - \exp(-\alpha a)) V_{ds}
\end{aligned} \tag{F.7}$$

Colocando os parâmetros $\frac{N_d}{2}$ e V_{ds} em evidência, a equação (F.7) é dada por

$$\begin{aligned}
\int_0^{V_{ds}} \rho_{cop}(V_x) dV_x &= \frac{N_d}{2} \left\{ \left[2a - \left(\frac{2\varepsilon}{q_e N_d} (V_{bi} - V_g + V_s - V_{op}) \right)^{1/2} \right] V_{ds} - \frac{2}{3} \left(\frac{2\varepsilon}{q_e N_d} \right)^{1/2} \right. \\
&\quad \left. \times \left[(V_{bi} - V_g - V_{op} + V_{ds})^{3/2} - (V_{bi} - V_g - V_{op})^{3/2} \right] \right\} + \\
&\quad + \frac{P_{opt}}{h f_{op}} \tau_L (1 - R_m) (1 - R_s) (1 - \exp(-\alpha a)) V_{ds}
\end{aligned} \tag{F.8}$$

Finalmente, insira (F.8) em (F.1) e efetue a multiplicação com a constante M , definida no início deste anexo. Logo,

$$\begin{aligned}
I_{dsop} &= \frac{q_e W \mu_n N_d}{2 L_g} \left\{ \left[2a - \left(\frac{2\varepsilon}{q_e N_d} (V_{bi} - V_g + V_s - V_{op}) \right)^{1/2} \right] V_{ds} - \right. \\
&\quad \left. - \frac{2}{3} \left[\left(\frac{2\varepsilon}{q_e N_d} \right)^{1/2} \left((V_{bi} - V_g - V_{op} + V_{ds})^{3/2} - (V_{bi} - V_g - V_{op})^{3/2} \right) \right] \right\} + \\
&\quad + \frac{q_e \mu_n W P_{opt}}{L_g h f_{op}} (1 - R_m) (1 - R_s) (1 - \exp(-\alpha a)) \tau_L V_{ds}
\end{aligned} \tag{F.9}$$

Dessa forma, através de (F.9), comprova-se a dedução da equação (4.28).

Anexo G

Simulação das equações (4.28) e (4.29)

As Figuras 4.11 e 4.12 foram obtidas pelas simulações das equações (4.28) e (4.29), fazendo uso dos códigos abaixo e dos parâmetros definidos nos anexos anteriores. Na condição iluminada, usa-se $P_{opt} = 100\text{kW/m}^2$ e na condição “escura”, $P_{opt} = 0\text{W/m}^2$.

% 1. Densidade de potência óptica incidente.

```
Popt = 1e5;  
% Popt = 0;
```

```
if Popt > 0                                % Condição iluminada.
```

```
Gop = (1-Rm).*(1-Rs).*Popt.*(1-exp(-Coef.*a))./(a.*h.*fop);
```

```
%-----%
```

```
Tl1 = ((1+4.*(1-Rm).*(1-Rs).*Popt.*Tp.*(1-exp(-Coef.*a))./(a.*ni.*h.*fop)).^0.5)-1;  
Tl2 = 2.*(1-Rm).*(1-Rs).*Popt.*(1-exp(-Coef.*a))./(a.*ni.*h.*fop);  
Tl = Tl1./Tl2;
```

```
%-----%
```

```
Vop = (n.*k.*T./q).*log(q.*Gop.*sqrt(k.*T.*Up.*Tl./q)./Js);
```

```
%-----%
```

```
else                                        % Condição "escura".
```

```
Gop = 0;  
Tl = Tp;  
Vop = 0;
```

```
end
```

```

Ids1 = ((2.*E./(q.*Nd)).*(Vbi-Vg+Vs-Vop)).^0.5;
Ids2 = (2.*a-Ids1).*Vds;
Ids3 = ((Vbi-Vg-Vop+Vds).^1.5)-((Vbi-Vg-Vop).^1.5);
Ids4 = ((2.*E./(q.*Nd)).^0.5).*Ids3;
Ids5 = (2./3).*Ids4;
Ids6 = (q.*W.*Un.*Nd./(2.*Lg)).*(Ids2-Ids5);
Ids7 = (q.*Un.*W.*Popt.*Tl.*Vds./(Lg.*h.*fop)).*(1-Rm).*(1-Rs).*(1-exp(-Coef.*a));
Idsop = Ids6+Ids7;

```

```

Idsop = Idsop.*1e3;

```

```

%-----%

```

```

Rds1 = ((2.*E./(q.*Nd)).*(Vbi-Vg+Vs-Vop)).^0.5;
Rds2 = 2.*a-Rds1;
Rds3 = ((2.*E./(q.*Nd)).*(Vbi-Vg-Vop+Vds)).^0.5;
Rds4 = Rds2-Rds3;
Rds5 = (Nd./2).*Rds4;
Rds6 = (Popt./(h.*fop)).*Tl.*(1-Rm).*(1-Rs).*(1-exp(-Coef.*a));
Rds7 = (Rds5+Rds6).^-1;
Rdsop = (Lg./(q.*Un.*W)).*Rds7;

```

```

Rdsop = Rdsop./1e3;

```

```

%-----%

```

% 2. O “plot” abaixo se refere à Figura 4.11.

```

plot(Vgs,Idsop,'k'); % Condição iluminada.
% plot(Vgs,Idsop,'k--'); % Condição "escura".

```

```

xlabel ('\it{V}_{gs} \rm{(V)}')
ylabel ('\it{I}_{dsop} \rm{(mA)}')
grid
hold ('on')

```

% 3. As linhas abaixo referem-se ao “plot” da Figura 4.12.

```

plot(Vgs,Rdsop,'k'); % Condição iluminada.
% plot(Vgs,Rdsop,'k--'); % Condição "escura".

```

```

xlabel ('\it{V}_{gs} \rm{(V)}')
ylabel ('\it{R}_{dsop} \rm{(k\Omega)}')
hold ('on')

```

Anexo H

Simulação das Figuras 4.14 e 4.15

As Figuras 4.14 e 4.15 foram obtidas pelas simulações das equações (4.28) e (4.29), fazendo uso dos códigos abaixo e dos parâmetros definidos nos anexos anteriores. Atentar-se para $V_g = -0,45V$, $V_s = 0V$ e $V_d = 5,6V$.

% 1. Condição iluminada.

Popt = linspace(1e2,1e5,1e6);

Gop = (1-Rm).*(1-Rs).*Popt.*(1-exp(-Coef.*a))./(a.*h.*fop);

%-----%

Tl1 = (((1+4.*(1-Rm).*(1-Rs).*Popt.*Tp.*(1-exp(-Coef.*a))./(a.*ni.*h.*fop)).^0.5)-1;

Tl2 = 2.*(1-Rm).*(1-Rs).*Popt.*(1-exp(-Coef.*a))./(a.*ni.*h.*fop);

Tl = Tl1./Tl2;

%-----%

Vop = (n.*k.*T./q).*log(q.*Gop.*sqrt(k.*T.*Up.*Tl./q)./Js);

%-----%

Rds1 = ((2.*E./(q.*Nd)).*(Vbi-Vg+Vs-Vop)).^0.5;

Rds2 = 2.*a-Rds1;

Rds3 = ((2.*E./(q.*Nd)).*(Vbi-Vg-Vop+Vds)).^0.5;

Rds4 = Rds2-Rds3;

Rds5 = (Nd./2).*Rds4;

Rds6 = (Popt./(h.*fop)).*Tl.*(1-Rm).*(1-Rs).*(1-exp(-Coef.*a));

Rds7 = (Rds5+Rds6).^-1;

Rdsop = (Lg./(q.*Un.*W)).*Rds7;

Rdsop1 = Rdsop./1e3;

%-----%

```

Ids1 = ((2.*E./(q.*Nd)).*(Vbi-Vg+Vs-Vop)).^0.5;
Ids2 = (2.*a-Ids1).*Vds;
Ids3 = ((Vbi-Vg-Vop+Vds).^1.5)-((Vbi-Vg-Vop).^1.5);
Ids4 = ((2.*E./(q.*Nd)).^0.5).*Ids3;
Ids5 = (2./3).*Ids4;
Ids6 = (q.*W.*Un.*Nd./(2.*Lg)).*(Ids2-Ids5);
Ids7 = (q.*Un.*W.*Popt.*Tl.*Vds./(Lg.*h.*fop)).*(1-Rm).*(1-Rs).*(1-exp(-Coef.*a));
Idsop = Ids6+Ids7;

```

```

Idsop1 = Idsop.*1e3;

```

```

Popt1 = Popt./1e3;

```

```

%-----%

```

```

% 2. Condição "escura".

```

```

Popt = 0;

```

```

Gop = 0;

```

```

Tl = Tp;

```

```

Vop = 0;

```

```

%-----%

```

```

Rds1 = ((2.*E./(q.*Nd)).*(Vbi-Vg+Vs-Vop)).^0.5;
Rds2 = 2.*a-Rds1;
Rds3 = ((2.*E./(q.*Nd)).*(Vbi-Vg-Vop+Vds)).^0.5;
Rds4 = Rds2-Rds3;
Rds5 = (Nd./2).*Rds4;
Rds6 = (Popt./(h.*fop)).*Tl.*(1-Rm).*(1-Rs).*(1-exp(-Coef.*a));
Rds7 = (Rds5+Rds6).^1;
Rdsop = (Lg./(q.*Un.*W)).*Rds7;

```

```

Rdsop = Rdsop./1e3;

```

```

%-----%

```

```

Ids1 = ((2.*E./(q.*Nd)).*(Vbi-Vg+Vs-Vop)).^0.5;
Ids2 = (2.*a-Ids1).*Vds;
Ids3 = ((Vbi-Vg-Vop+Vds).^1.5)-((Vbi-Vg-Vop).^1.5);
Ids4 = ((2.*E./(q.*Nd)).^0.5).*Ids3;
Ids5 = (2./3).*Ids4;
Ids6 = (q.*W.*Un.*Nd./(2.*Lg)).*(Ids2-Ids5);
Ids7 = (q.*Un.*W.*Popt.*Tl.*Vds./(Lg.*h.*fop)).*(1-Rm).*(1-Rs).*(1-exp(-Coef.*a));
Idsop = Ids6+Ids7;

```

```

Idsop = Idsop.*1e3;

```

```

Popt = Popt./1e3;

```

```
%-----%  
  
grid ('on')  
  
[AX,H1,H2] = plotyy(Popt1,Idsop1,Popt1,Rdsop1);  
  
set(AX,'FontName','Times')  
  
set(get(AX(1),'Ylabel'),'String','\it{I}_{dsop} \rm{(mA)}','FontName','Times')  
set(get(AX(2),'Ylabel'),'String','\it{R}_{dsop} \rm{(k\Omega)}','FontName','Times')  
  
xlabel ('\it{P}_{opt} \rm{(kW/m^2)}')  
  
set(H1,'LineStyle','-')  
set(H2,'LineStyle','-')  
  
hold ('on')
```

Anexo I

Simulação da equação (4.30)

As Figuras 4.16 e 4.17 foram concebidas por meio da simulação de (4.30), fazendo uso dos códigos abaixo e dos parâmetros definidos nos anexos anteriores. Para simular a Figura 4.17, é necessário intercalar P_{opt} com $0W/m^2$ e $100kW/m^2$ e variar V_g de $-0,1V$ a $-0,7V$. Admite-se também que μ_n seja $0,85m^2/Vs$ [32].

% 1. Densidade de potência óptica incidente.

```
Popt = linspace(0.1,100,1e6);
```

```
% Popt = 0;
```

```
if Popt > 0 % Condição iluminada.
```

```
Gop = (1-Rm).*(1-Rs).*Popt.*(1-exp(-Coef.*a))./(a.*h.*fop);
```

```
%-----%
```

```
Tl1 = ((1+4.*(1-Rm).*(1-Rs).*Popt.*Tp.*(1-exp(-Coef.*a))./(a.*ni.*h.*fop)).^0.5)-1;
```

```
Tl2 = 2.*(1-Rm).*(1-Rs).*Popt.*(1-exp(-Coef.*a))./(a.*ni.*h.*fop);
```

```
Tl = Tl1./Tl2;
```

```
%-----%
```

```
Vop = (n.*k.*T./q).*log(q.*Gop.*sqrt(k.*T.*Up.*Tl./q)./Js);
```

```
%-----%
```

```
else % Condição "escura".
```

```
Gop = 0;
```

```
Tl = Tp;
```

```
Vop = 0;
```

```
end
```

```

Un = 0.85;           % Mobilidade dos elétrons no GaAs.
W = 10e-6;          % Largura da porta.
Nd = 1e23;          % Concentração de dopagem no canal.
Lg = 1e-6;          % Comprimento da porta.
Vbi = 0.8;          % Tensão built-in na junção do metal semiconductor.
Vg = -.5;           % Tensão na porta.
Vs = 0;             % Tensão na fonte.
Vd = 5.6;           % Tensão no dreno.

Vds = Vd-Vs;
Vgs = Vg-Vs;

% 2. Transcondutância gmop.

gm1 = (q.*Un.*W.*Nd./(2.*Lg)).*((2.*E./(q.*Nd)).^0.5);
gm2 = ((Vds./2).*((Vbi-Vg+Vs-Vop).^0.5))+((Vbi-Vg-Vop+Vds).^0.5)-((Vbi-Vg-
Vop).^0.5);
gmop = gm1.*gm2;
gmop = gmop.*1e3;

%-----%

% 3. Para “plotar” a Figura 4.16.

plot(Popt,gmop,'k')

xlabel ( '\it{P_{opt}} \rm{(W/m^2)}')
ylabel ( '\it{g_{mop}} \rm{(mS)}')

hold ('on')

print -dbitmap

% 4. As linhas abaixo referem-se ao “plot” da Figura 4.17.

plot(Vgs,gmop,'k')           % Condição iluminada.
% plot(Vgs,gmop,'k--')      % Condição “escura”.

xlabel ( '\it{V_{gs}} \rm{(V)}')
ylabel ( '\it{g_{mop}} \rm{(mS)}')

hold ('on')

print -dbitmap

```

Anexo J

Simulação das equações (4.41), (4.42), (4.44) e (4.45)

Para realizar a simulação de todas estas equações, fez-se uso do código abaixo. Salienta-se a dependência dos anexos anteriores para a execução correta do programa a seguir.

% 1. Densidade de potência óptica incidente.

```
Popt = 1e5;  
% Popt = 0;
```

```
if Popt > 0                                % Condição iluminada.
```

```
Gop = (1-Rm).*(1-Rs).*Popt.*(1-exp(-Coef.*a))./(a.*h.*fop);
```

```
%-----%
```

```
Tl1 = ((1+4.*(1-Rm).*(1-Rs).*Popt.*Tp.*(1-exp(-Coef.*a))./(a.*ni.*h.*fop)).^0.5)-1;  
Tl2 = 2.*(1-Rm).*(1-Rs).*Popt.*(1-exp(-Coef.*a))./(a.*ni.*h.*fop);  
Tl = Tl1./Tl2;
```

```
%-----%
```

```
Vop = (n.*k.*T./q).*log(q.*Gop.*sqrt(k.*T.*Up.*Tl./q))./Js);
```

```
%-----%
```

```
else                                        % Condição “escura”.
```

```
Gop = 0;  
Tl = Tp;  
Vop = 0;
```

```
end
```

```

gm1 = (q.*Un.*W.*Nd./(2.*Lg)).*((2.*E./(q.*Nd)).^0.5);
gm2 = ((Vds./2).*((Vbi-Vg+Vs-Vop).^-0.5))+((Vbi-Vg-Vop+Vds).^0.5)-((Vbi-Vg-
Vop).^0.5);
gmop = gm1.*gm2;

%-----%

Cgs1 = (W.*Lg.*sqrt(q.*Nd.*E./8)).*(1./((Vbi-Vg+Vs-Vop).^0.5));
Cgs2 = q.*Popt.*(1-Rm).*(1-Rs).*Tl.*W.*Lg.*Coef./(2.*h.*fop);
Cgs3 = exp(-Coef.*(((2.*E./(q.*Nd)).*(Vbi-Vg+Vs-Vop)).^0.5));
Cgs4 = ((2.*E./(q.*Nd))./(Vbi-Vg+Vs-Vop)).^0.5;
Cgs5 = pi.*E.*W./2;
Cgsop = Cgs1+(Cgs2.*Cgs3.*Cgs4)+Cgs5;

%-----%

Cgd1 = (W.*Lg.*sqrt(q.*Nd.*E./8)).*(1./((Vbi-Vg+Vs+Vds-Vop).^0.5));
Cgd2 = q.*Popt.*(1-Rm).*(1-Rs).*Tl.*W.*Lg.*Coef./(2.*h.*fop);
Cgd3 = exp(-Coef.*(((2.*E./(q.*Nd)).*(Vbi-Vg+Vs+Vds-Vop)).^0.5));
Cgd4 = ((2.*E./(q.*Nd))./(Vbi-Vg+Vs+Vds-Vop)).^0.5;
Cgd5 = pi.*E.*W./2;
Cgdop = Cgd1+(Cgd2.*Cgd3.*Cgd4)+Cgd5;

%-----%

Cdcop = 0.25.*W.*Lg.*((2.*E.*q.*Nd./(Vbi+Vd-Vg-Vop)).^0.5);

%-----%

Rds1 = ((2.*E./(q.*Nd)).*(Vbi-Vg+Vs-Vop)).^0.5;
Rds2 = 2.*a-Rds1;
Rds3 = ((2.*E./(q.*Nd)).*(Vbi-Vg-Vop+Vds)).^0.5;
Rds4 = Rds2-Rds3;
Rds5 = (Nd./2).*Rds4;
Rds6 = (Popt./(h.*fop)).*Tl.*(1-Rm).*(1-Rs).*(1-exp(-Coef.*a));
Rds7 = (Rds5+Rds6).^-1;
Rdsop = (Lg./(q.*Un.*W)).*Rds7;

%-----%

Ri = 100e3; % Resistência de entrada do estágio seguinte.

Geqop = 1./Ri+1./Rdsop;
Reqop = 1./Geqop;

Rg = 10; % Resistência na porta.
Rgs = 10e3; % Resistência entre a porta e a fonte.
Rgg = 50e3; % Resistência de polarização da porta.
Rl = 10e3; % Resistência "pad".

```

```

Cl = 5e-12;                                % Capacitância "pad".

Rd = 10e3;                                  % Resistência de polarização do dreno.
yd = 1./Rd;                                % Admitância de polarização do dreno.
f = linspace(1e8,10e9,1e6);                % Frequência.
w = 2.*pi.*f;                              % Frequência angular.

Cdsop = 250e-15;

Ceqop = Cdcop+Cdsop;

%-----%

% 2. Parâmetros Y.

y11a = 1./Rgg+(i.*w.*Cl)./(1+i.*w.*Cl.*Rl)+1./Rg;
y11b = 1+((i.*w.*Cgsop.*Rg)./(1+i.*w.*Cgsop.*Rgs))+i.*w.*Cgdop.*Rg;
y11c = 1./(Rg.*y11b);
y11 = y11a-y11c;

%-----%

y12a = -i.*w.*Cgdop;
y12b = y11b;
y12 = y12a./y12b;

%-----%

y21a = (gmop-i.*w.*Cgdop);
y21b = y11b;
y21 = y21a./y21b;

%-----%

y22a = 1./Reqop+i.*w.*(Ceqop+Cgdop);
y22b = (gmop-i.*w.*Cgdop).*i.*w.*Cgdop;
y22c = y11b.*1./Rg;
y22 = y22a+(y22b./y22c);

%-----%

% 3. Partes real (g) e imaginária (b) dos parâmetros Y.

g11=real(y11);
b11=imag(y11);

g12=real(y12);
b12=imag(y12);

```

```
g21=real(y21);
b21=imag(y21);

g22=real(y22);
b22=imag(y22);

%-----%

% 4. "Plot" das partes real (g) e imaginária (b) dos parâmetros Y.

semilogx(f,g11.*1e3,'k')           % Condição iluminada.
semilogx(f,g11.*1e3,'k--')       % Condição escura.

xlabel ('Frequência (Hz)')
ylabel ('\it{g}_{11} \rm (mS)')

grid
hold ('on')
print -dbitmap

% Verifica-se que o "plot" mostrado acima vale para as outras figuras, evidenciando as particularidades de cada uma.
```

Anexo K

Simulação do ganho de tensão (G_v) e da impedância de entrada (Z_{in})

Para realizar a simulação das figuras relacionadas ao ganho de tensão e à impedância de entrada, fez-se uso do código abaixo. Salienta-se a dependência dos anexos anteriores para a execução correta do programa a seguir.

```
% 1. Ganho de tensão ( $G_v$ ) %
```

```
Gv = -y21./(y22+yd);  
Gva = 20.*log10(abs(Gv));           % Ganho de tensão em decibel (dB).  
Fivg = 180.*angle(Gv)./pi;         % Ângulo em graus do ganho de tensão.
```

```
%-----%
```

```
% 2. Impedância da impedância de entrada ( $Z_{in}$ ).
```

```
Yin = y11-((y12.*y21)/(y22+yd));  
Zin = 1./Yin;
```

```
Rin = real(Zin);                   % Parte real de  $Z_{in}$ .  
Xin = imag(Zin);                  % Parte imaginária de  $Z_{in}$ .
```

```
Zina = abs(Zin);                  % Módulo de  $Z_{in}$ .  
Fizin = 180.*angle(Zin)./pi;      % Argumento de  $Z_{in}$ .
```

```
%-----%
```

```
% 3. "Plot" das Figuras 4.29, 4.30 e 4.31.
```

```
semilogx(f,Gva,'k')               % Popt = 100kW/m2.  
semilogx(f,Fivg,'k')             % Popt = 100kW/m2.
```

```
xlabel ('Frequência (Hz)')  
ylabel ('|\it{G}_{v}|')
```

ylabel ('Ângulo em graus do módulo do ganho de tensão')

% 4. "Plot" das Figuras 4.32, 4.33, 4.34 e 4.35.

semilogx(f,Rin./1e3,'k') % Popt = 100kW/m2.

semilogx(f,Xin./1e3,'k') % Popt = 100kW/m2.

semilogx(f,Zina./1e3,'k') % Popt = 100kW/m2.

semilogx(f,Fizin,'k') % Popt = 100kW/m2.

xlabel ('Frequência (Hz)')

ylabel (' $\{R_{in}\}$ $\text{rm (k}\Omega\text{)}$ ')

ylabel (' $\{X_{in}\}$ $\text{rm (k}\Omega\text{)}$ ')

ylabel ('Módulo da impedância de entrada $\{Z_{in}\}$ $\text{rm (k}\Omega\text{)}$ ')

ylabel ('Ângulo em graus da impedância de entrada $\{Z_{in}\}$ ')

grid

hold ('on')

print -dbitmap

Referências Bibliográficas

- [1] YOO, S. J. B. Future prospects of silicon photonics in next generation communication and computing systems. *Electronics Letters*, v. 45, n. 12, p. 584-588, Jun., 2009.
- [2] ZAMANILLO, J. M., NAVARRO, C., PÉREZ-VEGA, C., MEDIAVILLA, A., TAZÓN, A. Modelo de gran-señal para transistores P-HEMT y MESFET de microondas incluyendo efectos ópticos. *XVII Simposium de la Unión Científica Internacional de Radio*. Sesión VI. 2002, p. 10-11.
- [3] LIANG, D.; BOWERS, J. E. Photonic integration: Si or InP substrates? *Electronics Letters*, v. 45, n. 12, p. 578-581, Jun., 2009.
- [4] GARG, R.; PRUD'HOMME, R. K.; AKSAY, I. A.; LIU, F.; ALFANO, R. R. Absorption length for photon propagation in highly dense colloidal dispersions. *Journal of Materials Research*, v. 12, n. 12, p. 3463-3467, Dec., 1998.
- [5] SCHAUB, J. D. CMOS detectors enable optical interconnects. *Laser Focus World*, v. 40, n.8, p. 109-112, Aug., 2004.
- [6] KEISER, G. *Optical fiber communications*. 3rd. ed. New York: McGraw-Hill, 2000.
- [7] ZAMANILLO, J. M., PORTILLA J., NAVARRO, C., PÉREZ-VEGA, C., MEDIAVILLA, A. Optical Control of a GaAs Chip MMIC Amplifier at S Band. *11st GaAs Symposium*. Munich, 2003, p. 117-120.

- [8] BOSE, S.; GUPTA, M.; HALDAR, S. GUPTA, R. S. Optical radiation and temperature-dependent microwave performance of optically biased GaAs metal-semiconductor field effect transistor. *Optical Engineering*, v. 41, n. 1, p. 190-199, Jan., 2002.
- [9] *Detetores de luz*. Disponível em: <http://www.cesepredes.net/aulas/209/Fibra_Optica.pdf> Acesso em: 27 de jun. de 2009.
- [10] MEMON, A.; FAKHARO, S. Q. Optical properties of GaAs. *Intern. J. Infrared and Milimeter Waves*, v. 8, n. 11, 1987.
- [11] RAMASWAMI, R.; SIVARAJAN, K. N. *Optical Networks: A Practical Perspective*. San Francisco: Morgan Kaufmann, 1998. p. 144-147.
- [12] RIBEIRO, J. A. J. *Comunicações Ópticas*. São Paulo: Érica, 2003. 284 p.
- [13] RIBEIRO, J. A. J. *Comunicações Ópticas*. São Paulo: Érica, 2003. p. 300-302.
- [14] SCHÖN, J. H.; KLOC, C. Organic metal-semiconductor field-effect transistor. *App. Physics Lett.*, v. 78, n. 22, p. 3538-3540, 28 May 2001.
- [15] LANSLEY, S. P.; LOOL, H. J.; WANG, Y.; WHITFIELD, M. D.; JACKMAN, R. B. A thin film diamond phototransistor. *App. Physics Lett.*, v. 74, n. 4, p. 615-617, 25 Jan., 1999.
- [16] SEDRA, A. S.; SMITH, K. C. *Microeletrônica*. 4. ed. São Paulo: Pearson, 2000. p. 427-431.
- [17] SALLES, A. A. Optical Control of GaAs MESFET's. *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, v. 3, n. 10, p. 812-820, Oct., 1983.
- [18] SEDRA, A. S.; SMITH, K. C. *Microeletrônica*. 4ª ed. São Paulo: Pearson, 2000. 132 p.
- [19] COSTA, E. M. *Propriedades elétricas, térmicas, ópticas e magnéticas dos materiais*. Disponível em: <<http://www.ee.pucrs.br/~eleani/Protegidos>> Acesso em: 04 de nov. de 2008.

- [20] KAYALI, S. *GaAs Material Properties*. Disponível em: <<http://parts.jpl.nasa.gov/mmic/3-I.PDF>> Acesso em: 06 de nov. de 2008.
- [21] MOREIRA, L.M. *Bipolaritons em uma microcavidade semicondutora*. 2006. 67 f. Tese (Mestrado em Ciências) – Universidade Federal de Minas Gerais, Belo Horizonte. 2006.
- [22] *Análise de circuitos em Engenharia. Capacitância e Indutância*. Disponível em: <http://www.ene.unb.br/~egito/Circuitos_1/Irwin12.pdf> Acesso em: 01 de nov. de 2007.
- [23] BRAGA, Newton C. *Perguntas e Respostas mais Frequentes sobre Confecção de Placas de Circuitos Impresso*. Disponível em: <<http://eletronica.no.sapo.pt/faq.htm>> Acesso em: 01 de jul. de 2008.
- [24] MIZUNO, H. Microwave characteristics of an optically controlled GaAs MESFET. *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, v. 31, n. 7, p. 596-600, Jul., 1983.
- [25] MENTA, G.; BLITZKOW G. B. *Varistores de Óxido de Zinco – Microestrutura, Propriedades e Aplicações*. Disponível em: <<http://www.eletrica.ufpr.br/piazza/materiais/Gabriel&Guilherme.pdf>> Acesso em: 18 de nov. de 2008.
- [26] A designação é para homenagear o físico alemão Walter Schottky (1886-1976). *Walter Schottky*. Disponível em: <<http://www.geocities.com/bioelectrochemistry/schottky.htm>> Acesso em: 17 de nov. de 2008.
- [27] SILVA, L. M. C. *Outros tipos de diodos*. Disponível em: <http://www.cp.utfpr.edu.br/chiesse/Eletronica/Outros_diodos.pdf> Acesso em: 19 de nov. de 2008.
- [28] MARTINS, E. Projeto de Misturador com Topologia Célula de Gilbert Utilizando pHEMT. Disponível em: <http://www.ccs.unicamp.br/publicacoes/pub/teses/t_everton.pdf> Acesso em: 27 de out. de 2008.
- [29] BOYLESTAD, R. L.; NASHELSKY, L. *Dispositivos Eletrônicos e Teoria de Circuitos*. 6. ed. São Paulo: Person-Prentice Hall, 1998. p. 150-161.

- [30] *O que é transistor?* Disponível em: <<http://www.agostinhorosa.com.br/artigos/transistor-6.html>> Acesso em: 07 de jan. de 2009.
- [31] SEDRA A. S.; SMITH, K. C. *Microeletrônica*. 4. ed. São Paulo: Pearson, 2000. p. 190-192.
- [32] CHAKRABARTI, P., SHRESTHA, S. K., SRIVASTAVA, A., SAXENA, D. Switching Characteristics of on Optically Controlled GaAs-MESFET. *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, v. 42, n. 3, p. 365-375, Mar., 1994.
- [33] RAMO, S., WHINNERY, J. R.; VAN DUZER, T. *Fields and waves in communication electronics*. 3rd. ed. New York: John Wiley, 1994.
- [34] LIAO, S. Y. *Microwave devices and circuits*. Englewood Cliffs: Prentice-Hall, 1980. p. 44-62.
- [35] SZE, S. M., NG, K. K. *Physics of Semiconductor Devices*. 3rd. ed. New Jersey: John Wiley & Sons, 2007.
- [36] CHAKRABARTI, P., TIWARI, B. N., KUMAR, S. Noise Behavior of an Optically Controlled GaAs MESFET. *Journal of Lightwave Technology*, v. 22, n. 2, p. 534-542, Feb., 2004.
- [37] MISHRA, S., SINGH, V. K., PAL, B. B. Effect of Radiation and Surface Recombination on the Characteristics of an Ion-Implanted GaAs MESFET. *IEEE Trans. Electron Devices*, v. 37, n. 1, p. 2-10, Jan., 1990.
- [38] SINGH, V. K., PAL, B. B. Effect of optical radiation and surface recombination on the RF switching parameters of GaAs MESFET. *IEE Proc.*, v. 137, Part-J, n. 2, Apr., 1990.
- [39] CHAKRABARTI, P., MADHESWARAN, M., GUTA, A., KHAN, N. A. Numerical Simulation of Ion-Implanted GaAs OPFET. *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, v. 46, n. 10, p. 1360-1366, Oct., 1998.

- [40] COLLIN, R. E. Foundations for microwave engineering. 2. ed. New York: McGraw-Hill, 1995.
- [41] ROGER, L. L. B. *Parâmetros de Espalhamento*. Disponível em: <<http://www.ceset.unicamp.br/~leobravo/TT%20402/cap5.pdf>> Acesso em: 26 de fev. de 2009.
- [42] MINASIAN, R. A. Simplified GaAs M.E.S.F.E.T Model to 10 GHz. *Electronics Letters*, v. 13, n. 18, p. 549-551, Sep., 1977.
- [43] CHAKRABARTI, P., SHRESTHA, S. K., SRIVASTAVA, A., KHEMKA, V. *An Improved Model of Ion-Implanted GaAs OPFET*. IEEE Trans. Electron Devices, v. 39, n. 9, p. 2050-2059, Sep., 1992.