Universidade Estadual de Campinas

Instituto de Física "Gleb Wataghin"

Moduladores Ópticos Baseados em Lasers de Três Terminais Integrados com Transistores de Controle

---

por

Adenir da Silva Filho

Orientação: Prof. Dr. Newton Cesário Frateschi

Dissertação de Mestrado apresentada ao Instituto de Física "Gleb Wataghin" da Universidade Estadual de Campinas para a obtenção do Título de Mestre em Ciências.

Este exemplar corresponde à redação final da tese de mestrado defendida pelo aluno Adenir da Silva Filho e aprovada pela comissão julgadora

Campinas, 18 de Dezembro 2002

- Fevereiro de 2002 -

UNICAMP
PÓS GRADUAÇÃO
Instituto de Física Gleb Wataghin
C.P. 6165
CEP: 13083-970
Tel. (19) 788-5305
e-mail: secpos@ifi.unicamp.br

MEMBROS DA COMISSÃO JULGADORA DA TESE DE MESTRADO DE **ADENIR SILVA FILHO – RA 961804** APRESENTADA E APROVADA AO INSTITUTO DE FÍSICA "GLEB WATAGHIN", DA UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS, EM 22/02/2002.

COMISSÃO JULGADORA:

Prof. Dr. Newton C. Frateschi (Orientador do Candidato) – IFGW/UNICAMP

Prof. Dr. Mauro Monteiro Garcia Carvalho – IFGW/UNICAMP

Prof. Dr. Jacobus Willibrordus Swart – FEEC/UNICAMP

FICHA CATALOGRÁFICA ELABORADA PELA

BIBLIOTECA DO IFGW - UNICAMP

Si38m

Silva Filho, Adenir da
Moduladores ópticos baseados em lasers de três terminais integrados com transistores de controle / Adenir da Silva Filho. -- Campinas, SP : [s.n.], 2002.

Orientador: Newton Cesário Frateschi.
Dissertação (mestrado) - Universidade Estadual de Campinas, Instituto de Física "Gleb Wataghin".

1. Lasers semicondutores. 2. Dispositivos optoeletrônicos. 3. Transistores de efeito de campo. 4. Semicondutores. I. Frateschi, Newton Cesário. II. Universidade Estadual de Campinas. Instituto de Física "Gleb Wataghin". III. Título.

“Porque o Senhor dá a sabedoria, e da sua boca vem a inteligência e o entendimento.”
(Pv 2:6)

Recebi de Deus e dedico.
À minha amada esposa, Raquel, pelo amor, compreensão, paciência, incentivo e apoio incansáveis.

Agradecimentos

Agradeço, primeiramente, ao meu Deus, pois me capacitou e me permitiu executar e finalizar este trabalho.

"O temor do Senhor é o princípio do conhecimento..." (Pv 1:7)

Agradeço ao Professor Newton, pela imprescindível atuação como um orientador criativo e incentivador durante todo o trabalho.

Agradeço ao amigo Ary, que, pela fé, suportou-me com fidelidade em momentos difíceis.

Agradeço aos professores do grupo LPD que, direta ou indiretamente, me deram subsídios e me incentivaram neste processo.

Agradeço aos técnicos e funcionários do LPD, A. A. G. Von Zuben, Márcia, Celso, Eduardo e Pedrinho, pelos serviços que me prestaram sem medir esforços.

Agradeço aos colegas de trabalho, Lisandra, Priscila, Nilo, Gustavo, Laura, Ricardo, Carla, pela significativa colaboração e companheirismo.

Agradeço aos funcionários da CPG, especialmente ao Armando e à Maria Ignez, pela presteza e facilitação burocrática para meu acesso ao título.

Agradeço a Fapesp, pelo apoio financeiro.

Resumo

Este trabalho de tese apresenta estudos investigativos e resultados experimentais sobre o funcionamento e fabricação de moduladores ópticos baseados em laseres de três terminais integrados com transistores de controle. O objetivo é demonstrar que os regimes estáveis e multi-estáveis de operação optoeletrônica de um modulador com cavidade absorvedora podem ser ativamente controlados por um transistor de efeito de campo (FET) integrado. Apresentamos o estudo teórico sistemático dos comportamentos estacionário e dinâmico do laser de três terminais (modulador), dentro e fora do regime de multiestabilidade. Identificamos e estimamos os parâmetros que controlam criticamente o regime de funcionamento. Também investigamos parâmetros críticos dinâmicos, tais como tempo de resposta óptica e eficiência de chaveamento óptico para ambos os regimes de operação

Fabricamos um modulador e um FET isolados. Ambos são caracterizados no regime estacionário e os resultados comparados com o modelo teórico.

Finalmente, propomos um modelo matemático para o modulador com o FET integrado. Simulamos numericamente sua operação e fabricamos o dispositivo integrado. Este dispositivo é caracterizado e analisado no regime estacionário.

Abstract

This thesis presents an analytical and experimental investigation of optical modulators based on three-terminal-lasers integrated with control transistors. Our main objective is to demonstrate that an integrated field effect transistor (FET) can actively control the multi-stable and stable optoelectronic states of the intra-cavity modulator.

We present an investigation of the steady state and dynamical behavior of the three-terminal-laser (modulator) in and out multi-stable condition. We identify and estimate the critical parameters in determining the operation condition. Also, we obtain critical parameters such as, optical response time and switching efficiency in both operation conditions.

A modulator and an isolated FET are fabricated and the steady state behavior is compared with our simulations.

Finally, we develop a model to describe the modulator integrated with the FET. The integrated device is fabricated and experimentally investigated in the steady state condition.

Índice

Resumo vi
Abstract vii
Índice.....viii

Introdução.....1

Capítulo 1: O Laser de Três Terminais e o Transistor de Efeito de Campo.....4
1.1 – Contextualização.....4
1.2 – O Laser de Três Terminais.....6
1.3 – Conclusão 14

Capítulo 2: Estudo do Funcionamento do Laser de Três Terminais nos Regimes Estacionário e Dinâmico.....15
2.1 – Funcionamento do Laser de Três Terminais no Modo Estacionário.....15
2.2 – Funcionamento do Laser de Três Terminais no Modo Dinâmico.....24
2.3 – Conclusão.....35

Capítulo 3: Fabricação e Análise do Laser de Três Terminais.....36
3.1 – Fabricação do Laser de Três Terminais.....36
3.2 – Caracterização e Análise 43
3.3 – Análise dos resultados Experimentais do Laser de Três Terminais.....64
3.4 – Conclusões.....68

Capítulo 4:Estudo do Transistor de Efeito de Campo (FET).....52
4.1 – Estrutura, Projeto, Funcionamento e Modelo do FET.....52
4.2 – Resultados e Análises.....62
4.3 – Conclusão.....65

Capítulo 5: Estudo, Fabricação e Análise do FET e Laser de Três Terminais Integrados 66
5.1 – Modelagem do Comportamento DC do FET Integrado ao Laser.....66
5.2 – Simulação do Comportamento Dinâmico do FET Integrado.....69
5.3 – Projeto e Fabricação do Dispositivo Integrado.....71
5.4 – Conclusão.....82

Conclusão.....83

Apêndice A: Aplicação do Laser de Três Terminais como Memória Óptica.....86

Introdução

Esta dissertação descreve os estudos investigativos e resultados experimentais sobre o funcionamento, fabricação e aplicações de moduladores ópticos baseados em lasers de três terminais integrados com transistores de controle. Nosso objetivo não é otimizar ou demonstrar o uso do dispositivo integrado em modulação para telecomunicações, mas sim demonstrar que o FET, integrado ao modulador, pode controlar o seu regime de operação mostrando possibilidades para otimização.

Um laser de três terminais contém uma seção similar a um laser de semicondutor, chamado de anodo, acoplado com uma intracavidade absorvedora e controlada, chamada de porta, a qual pode ser usada para chaveamento óptico. Estas cavidades trocam portadores entre si eletricamente através de uma resistência de fuga R_p entre elas, e opticamente, por emissão e absorção de fótons. A figura 1 mostra um esquema do laser de três terminais indicando o acoplamento eletro-óptico entre as duas cavidades.

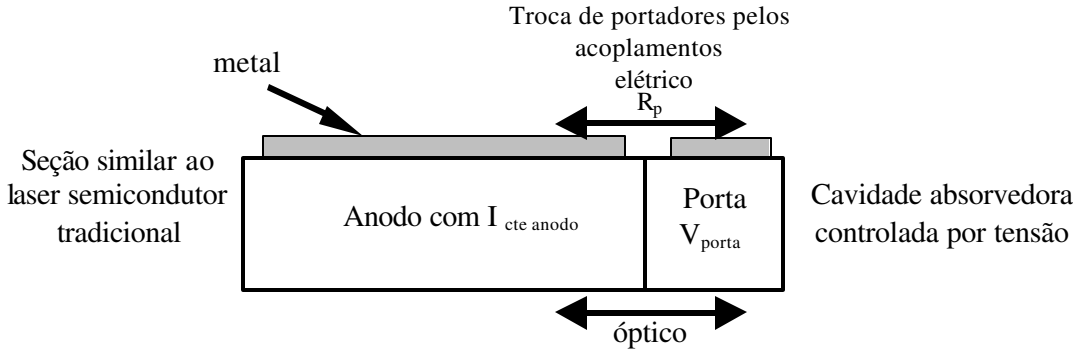


Figura 1: Esquema do laser de três terminais mostrando a troca de portadores entre suas cavidades pelo acoplamento elétrico e óptico.

Este laser, operando com valores adequados de corrente de injeção e de resistências elétricas, possui pontos de multiestabilidade em sua curva de carga. Nestas condições, em princípio, os tempos de transição entre estes pontos são relativamente curtos e limitados apenas pelo tempo de relaxação da intracavidade. Além disso, estas transições praticamente ligam e desligam o laser, proporcionando um alto contraste na modulação em termos de potência óptica chaveada, o que é uma característica conveniente para o chaveamento óptico.

Resultados na literatura mostram que a taxa de modulação neste tipo de modulador gira em torno de 500Mb/s a 2Gb/s. Estes valores são adequados para redes curtas (~1km) com a utilização de interconexões paralelas com vários lasers em operação a 1Gb/s, resultando em uma interconexão efetiva de multi-gigabits por segundo. Dadas as curtas distâncias, a dispersão cromática nos arranjos de fibra em operação com moduladores de λ=0.98μm não é problemática. No entanto, este dispositivo é totalmente inadequado para transmissões a longas distâncias (100km entre amplificadores ópticos) e taxas de modulação de 10 – 40 Gb/s em sistemas de multiplexação por comprimento de onda (WDM). Para esta aplicação são necessários lasers com λ = 1.55 μm e devem ser empregados moduladores de luz externos. Nosso dispositivo deve ser otimizado em termos de interconexão paralela, onde a operação de diversos lasers num mesmo circuito é necessária. Portanto, a eficiência de chaveamento a 1Gb/s com baixo consumo total de potência é a meta final deste dispositivo.

É neste sentido que desenvolvemos nosso trabalho que propõe a integração de um transistor de efeito de campo (FET) à estrutura do laser de três terminais. O transistor de efeito de campo é integrado entre a cavidade do laser e a intracavidade absorvedora com a finalidade de controlar a troca elétrica de portadores. Com o FET integrado, avaliamos duas formas de modulação do dispositivo. A primeira, envolve simplesmente modular o laser diretamente através do FET. Neste caso, as dimensões reduzidas (5μm×1μm) do mesmo devem permitir um rápido controle elétrico da região de integração. Numa segunda estratégia, utilizamos o FET para controlar a condição de operação do laser dentro da região de multiestabilidade, na qual o alto contraste da potência óptica e o baixo tempo de transição poderão ser ajustados convenientemente resultando em máxima eficiência de chaveamento. A figura 2 mostra o esquema do laser de três terminais com o FET integrado entre as cavidades.

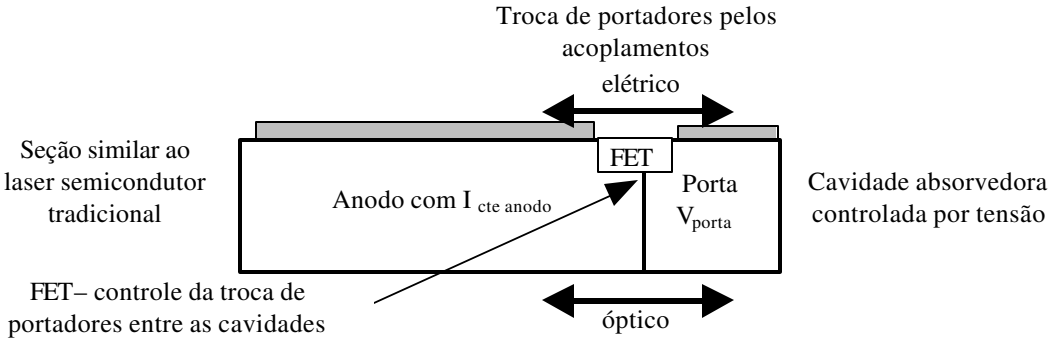


Figura 2: Esquema da integração do FET ao laser de três terminais: controle sobre o acoplamento elétrico.

Ao estudarmos a Física do funcionamento do dispositivo antes e depois da integração, conheceremos suas propriedades e a capacidade de o FET controlar a modulação óptica.

Para demonstrar o controle do FET sobre o funcionamento do laser de três terminais, um FET em camadas semelhantes ao laser de semicondutor foi desenvolvido e estudado separadamente. Também foi realizado um estudo teórico e sistemático do comportamento estacionário e dinâmico, antes e depois da integração do transistor. Foi desenvolvido um projeto otimizado de integração do dispositivo, facilitando o processamento e a caracterização optoeletrônica.

O capítulo 1 tem o objetivo de introduzir o assunto de uma maneira mais aprofundada do que esta sessão de introdução. O capítulo é iniciado com uma contextualização que discute a motivação do trabalho. Também é descrito minuciosamente o funcionamento optoeletrônico do laser e é proposto um modelo matemático para descrevê-lo. Na seqüência, descrevemos nossa proposta de integração do FET ao laser com a finalidade de controlar ativamente a troca elétrica de portadores entre as duas cavidades ópticas.

No capítulo 2, estudaremos as propriedades estáticas e dinâmicas dos moduladores de três terminais. Apresentamos as condições de multiestabilidade e os limites temporais de modulação, tanto em operação estável como multiestável. Aqui, mostramos o aumento da eficiência de chaveamento com a operação na condição multiestável.

No capítulo 3 tratamos da fabricação e análise de lasers de três terminais. Os resultados teóricos do capítulo 2 são aplicados na análise destes resultados no regime estacionário.

No capítulo 4, descrevemos o desenvolvimento do transistor de efeito de campo. Modelagem, fabricação e análise dos resultados experimentais são apresentadas.

Finalmente, no capítulo 5, apresentamos tanto a modelagem como o desenvolvimento do dispositivo integrado, ou seja, o modulador e FET. Uma análise inicial dos nossos primeiros resultados experimentais é apresentada.

Por fim, o apêndice A trata de uma proposta do uso da multiestabilidade dos moduladores em memórias ópticas.

Capítulo 1

O Laser de Três Terminais e o Transistor de Efeito de Campo

1.1 - Contextualização

O gargalo em sistemas modernos de comunicação encontra-se exatamente na interface entre a eletrônica e a óptica, ou seja, na conversão optoeletrônica. O sistema será tão rápido, ou de maior capacidade, quanto o forem esses conversores. O uso de lasers semicondutores resolveu este problema até certo ponto. Como a luz produzida por este dispositivo é proporcional à corrente injetada, qualquer variação no sinal elétrico é reproduzida na envoltória do campo óptico. No entanto, este tipo de modulação direta é limitado a poucos GHz, tipicamente entre 5 e 8 GHz devido às oscilações de relaxação, processo inerente ao laser semicondutor [1]. Existem estruturas complexas que permitem extrapolar esse limite [2], mas são soluções proibitivamente caras e que, em geral, resultam em dispositivos não compatíveis com o resto da circuitaria, não permitindo sua integração. Para a maioria dos sistemas atuais cujas freqüências estão em torno de 18 GHz, a solução mais empregada é o uso do modulador eletro-óptico (MEO) externo, isto é, a corrente no laser é fixa, mantendo um nível constante de luz em sua saída, e o campo óptico é modulado quando atravessa o MEO. Moduladores projetados cuidadosamente, conseguem atingir freqüências mais elevadas [3], mas são sensíveis à polarização do campo óptico, apresentam perdas de inserção consideráveis e grandes dificuldades para integração.

A alternativa de moduladores integrados é bastante elegante, porém, o que tem sido feito é otimizar uma estrutura de modulador separadamente e depois tentar integrá-lo ao laser. Isso leva a problemas de compatibilidade, pois a estrutura resultante do modulador é bastante complexa e as exigências quanto à polarização da luz, configuração de eletrodos, material dos

guias de onda podem tornar essa combinação ineficiente ou de custo bastante elevado. De toda forma, atualmente existem lasers integrados monoliticamente a moduladores ópticos com modulação de até 2,5 Gb/s e sistemas com moduladores separados para sistemas de até 40 Gb/s. Lasers com realimentação distribuída (DFB) e com refletores de Bragg são necessários para reduzir os efeitos de luz realimentada dos moduladores integrados. Lasers DFB são necessários nos dispositivos com moduladores externos. Estes dispositivos são complexos e todos devem operar em torno de $\lambda = 1{,}55$ μm para as reduções da atenuação nas fibras e da dispersão cromática controlável. Obviamente, por estarem concentrados em obter altas taxas de modulação, são dispositivos de razoável consumo de energia, encapsulados individualmente como componentes de sistemas.

Para redes de curta distância (~1 km), torna-se factível utilizar-se de comprimentos de onda de até λ ~1μm, e através de interconexão paralela, utilizar vários lasers num só circuito para se obter altas taxas de modulação. Neste caso, cada modulador opera a taxas de ~1Gb/s e as principais preocupações são a eficiência de modulação (razão entre a energia óptica modulada e a energia elétrica para modulação) e o consumo total de potência. Uma opção para tal, é o uso de lasers de emissão de superfície modulados diretamente. Sistemas utilizando tais componentes já se tornaram disponíveis comercialmente na chamada "gigabite"-internet que resulta da operação paralela de 8, 16 ou 32 destes lasers.[4] Nossa proposta para interconexão paralela envolve o uso de lasers de três terminais[5]. Nestes dispositivos, a cavidade é composta por duas regiões com acessos independentes, ou seja, uma região ativa geradora de luz, e uma região absorvedora que pode servir para controlar o fator de qualidade do oscilador (*Q-switch*) sendo utilizada para o chaveamento óptico. Dois fatores limitam a operação deste dispositivo: (a) a capacitância do eletrodo da região absorvedora; (b) o ponto de operação deste dispositivo depende da troca eletrônica de portadores entre as duas regiões. Neste trabalho, propomos tratar destes dois problemas com a integração de um transistor de efeito de campo (FET) entre as regiões. Em nossa investigação, trataremos de duas estratégias: (1) investigar a possibilidade de modular o dispositivo diretamente com o FET ajustando as regiões de geração e absorção de luz; (2) modular o dispositivo de forma convencional com a região absorvedora (porta) e utilizar o FET para controlar a troca de portadores entre as regiões, controlando assim o ponto de operação do dispositivo. Notamos que no primeiro caso, a capacitância do transistor integrado é pequena devido à sua área ser

reduzida, no entanto, neste trabalho, a segunda proposta é mais adequada por permitir a operação em multiestabilidade com altíssima eficiência de modulação.

1.2 - O Laser de Três Terminais

1.2.a - Estrutura do Laser de Três Terminais

Um laser de três terminais é um laser de semicondutor (anodo) com uma intracavidade absorvedora e controlada (porta) usada para o chaveamento óptico. Nosso laser é fabricado em uma heteroestrutura epitaxial. A figura 1.1 mostra um desenho esquematizado dessa estrutura epitaxial do laser de semicondutor. Esta estrutura foi projetada com a finalidade de confinar portadores (elétrons e buracos) e luz (fótons) na região ativa, poço quântico de InGaAs, de tal maneira que ocorra a amplificação de luz.

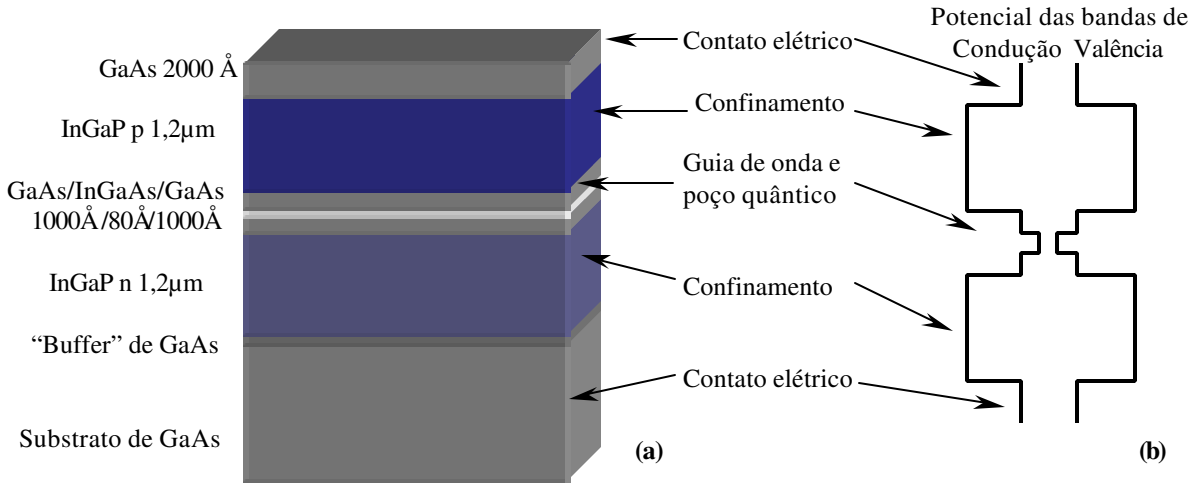


Figura 1.1: (a) esquema da estrutura de camadas epitaxiais utilizadas na fabricação do laser e (b) o esquema da configuração do potencial desta estrutura.

No topo da estrutura encontra-se uma camada de GaAs p altamente dopada (~$5\times10^{19}cm^{-3}$) com Be (Berílio) para realização de contatos ôhmicos do dispositivo. Esta camada possui a espessura de 2000 Å. O substrato de GaAs n, dopado (~ $2\times10^{18}cm^{-3}$) com S (Enxofre), depois de desbastado até uma espessura de 100µm, é utilizado também para a realização de contato ôhmico. Entre as duas camadas de GaAs p e n para contato, existem duas camadas de InGaP com espessura de 1,2µm dopadas com Be (~$5\times10^{17}cm^{-3}$) e Si (Silício) (~$1\times10^{18}cm^{-3}$), formando uma junção p-n, nesta ordem. Exatamente nesta junção p-n de InGaP, encontra-se uma seqüência de camadas intrínsecas: de GaAs (1000Å), de InGaAs (80Å), como poço quântico, e novamente de GaAs (1000Å).

O confinamento de portadores ocorre devido à disposição das camadas epitaxiais que compõem a estrutura do laser. A composição da camada de InGaP é de 49% de InP e 51% de GaP, representado como $In_{0,49}Ga_{0,51}P$, e faz com que o gap de energia seja em torno de 1,98eV, 0,58eV maior que a do GaAs. A diferença entre o gap de energia do GaAs intrínseco e do InGaP (dopados p e n), faz com que se forme uma barreira de potencial, como mostrado na figura 1.1 (b). Com isso, os portadores injetados pelas camadas de contato são confinados na camada de GaAs intrínseco e terminam por "cair" no poço quântico, onde se recombinam emitindo fótons com comprimento de onda λ=0,98µm.

O confinamento óptico ocorre nas camadas de GaAs intrínseco que têm a função de guia de ondas. Isso ocorre pois o InGaP tem índice de refração menor que o GaAs e, conseqüentemente, muitos dos fótons gerados no poço quântico sofrem reflexão total interna e se mantêm na camada de GaAs. Cada fóton, passando pelo poço quântico, perturba a população de portadores invertida, provocando recombinação elétron-buraco e emissão de um novo fóton idêntico ao fóton perturbador. Este processo ocorre repetidamente com cada fóton, promovendo ganho óptico e emissão de luz laser pelo poço quântico. A porta impede, de modo controlável, a realimentação óptica do sistema, controlando a emissão de luz laser. Para que o processo descrito ocorra eficientemente, a injeção de portadores é delimitada durante sua fabricação através de contatos dispostos em faixas. A separação das cavidades de ganho e de absorção, por sua vez, são feitas por interrupção das faixas de injeção. A figura 1.2 mostra o aspecto de um dispositivo processado.

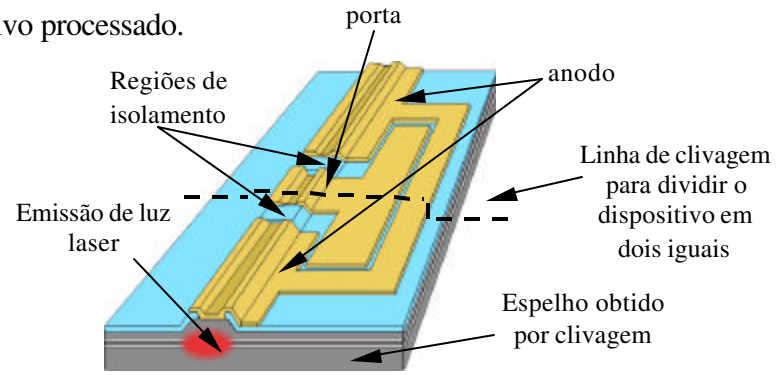


Figura 1.2: Desenho do aspecto final do laser de três terminais.

Como pode ser visto na figura 1.2, a cavidade de anodo do laser é dividida pela porta. Entretanto essa divisão traz alguns problemas que dificultam o estudo do dispositivo. Um deles é que as duas secções de isolamento promovem perdas ópticas que alteram o funcionamento do laser. O outro é que os diferentes tamanhos das partes divididas causam

problemas de acoplamento óptico devido ao comportamento espectral[6]. Como queremos apenas estudar o comportamento elétrico e óptico de uma maneira simplificada, clivamos o dispositivo ao meio, como indica a linha tracejada da figura 1.2. Como os dispositivos são simétricos, fabricados em faixas e as várias faixas são dispostas lado a lado paralelamente, ao clivarmos a amostra na linha de clivagem, perpendicular às faixas, teremos barras contendo dezenas de unidades de lasers prontos para teste.

1.2.b - Funcionamento e Modulação

Basicamente, um laser de três terminais pode ser tratado como um laser com um absorvedor óptico inserido na cavidade óptica.[7] Em operação, no terminal do anodo é aplicada uma corrente constante I_{ap}. Através da tensão aplicada V_{gap} e uma corrente monitorada I_{gap} aplicadas na porta, controla-se o quanto a cavidade se torna absorvedora ou transparente, impedindo ou não a realimentação óptica do anodo através dos espelhos das faces do laser. Com isso, a emissão de luz laser e, conseqüentemente, a modulação óptica são controladas. Neste processo ocorre a troca de portadores entre as cavidades de anodo e porta, pois ambas são acopladas opticamente, pela troca de fótons entre elas, e eletricamente, por uma corrente de fuga I_p, através de uma resistência R_p entre as cavidades.

A figura 1.3 representa o acoplamento entre as cavidades do laser de três terminais através de um esquema eletro-óptico, no qual estão indicadas a corrente I_{ap}, aplicada ao terminal de anodo, a voltagem V_{gap} e a corrente I_{gap}, aplicadas ao terminal da porta com uma resistência de contato R_s. Nesta figura, as cavidades de anodo e porta são representadas por diodos com resistências em série R_{sa} e R_{sg}, respectivamente.

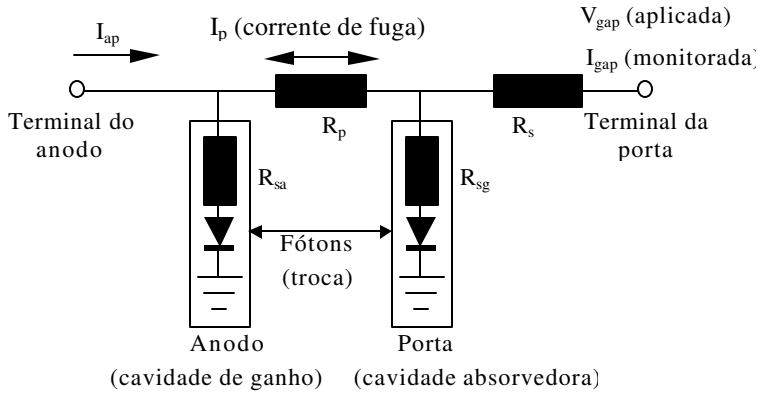


Figura 1.3: Esquema optoeletrônico do laser de três terminais: acoplamento entre as cavidades (diodos).

Como indica a figura 1.3, a troca de portadores ocorre por dois processos diferentes, por interações óptica e elétrica entre as cavidades. A interação óptica consiste na recombinação portador/fóton nas cavidades. Em cada uma das cavidades, fótons são gerados por recombinação de portadores. Estes fótons vão até a outra cavidade, são absorvidos e transformados em portadores outra vez.

Neste processo ocorre um aumento do número de portadores nas cavidades e a limitação é dada pelas taxas de recombinação de ambas seções. Conseqüentemente, após um tempo suficientemente longo, obtém-se um equilíbrio de distribuição de portadores em cada região. Esse aumento de portadores na porta ou anodo está intimamente relacionado com o quasi-nível de Fermi da região correspondente e, portanto, com a queda de tensão através desta região. Esta voltagem também controla o estado de absorção de cada região.

Quando, na região da porta, a diferença entre os quasi-níveis de Fermi das bandas de condução e de valência é igual à energia do fóton, E_{FC}-E_{FV}~$E_{fóton}$, o absorvedor se torna transparente e inicia-se a realimentação óptica do anodo através dos espelhos nas extremidades da estrutura. Uma vez que a população de portadores no anodo torna-se adequadamente invertida, estabelece-se a condição para emissão estimulada, que é a emissão de luz laser.

A interação elétrica consiste em intercambiar portadores entre as duas cavidades através de uma resistência de fuga, R_p, entre elas. A diferença de potencial entre as duas regiões estabelece um fluxo de portadores através de R_p. Por sua vez, esta diferença de potencial depende dos níveis de Fermi e das correntes nelas injetadas ou absorvidas.[8] É devido às duas possibilidades de trocas de portadores entre porta e anodo que são obtidas as complexas condições de operação em estabilidade, multiestabilidade e autopulsação.

O estudo do funcionamento básico do laser de três terminais, tanto elétrico quanto óptico, é realizado por um modelo matemático completo que considera, além das perdas de portadores, por recombinação, e de fótons, por absorção e pela refletividade nos espelhos, todas as resistências em série e em paralelo, como proposto no esquema da figura 1.3. Por este modelo, poderemos otimizar o processamento e melhorar resultados de desempenho do laser.

Considerando o acoplamento eletro-óptico entre anodo e porta e a densidade de fótons uniforme e igual para as cavidades, as seguintes equações acopladas de taxa foram adotadas:

$$\frac{dn_a}{dt} = \frac{I_a}{qVol_a} - \frac{n_a}{\tau_a} - v_{gr}\, g(n_a)\, p \tag{1.1}$$

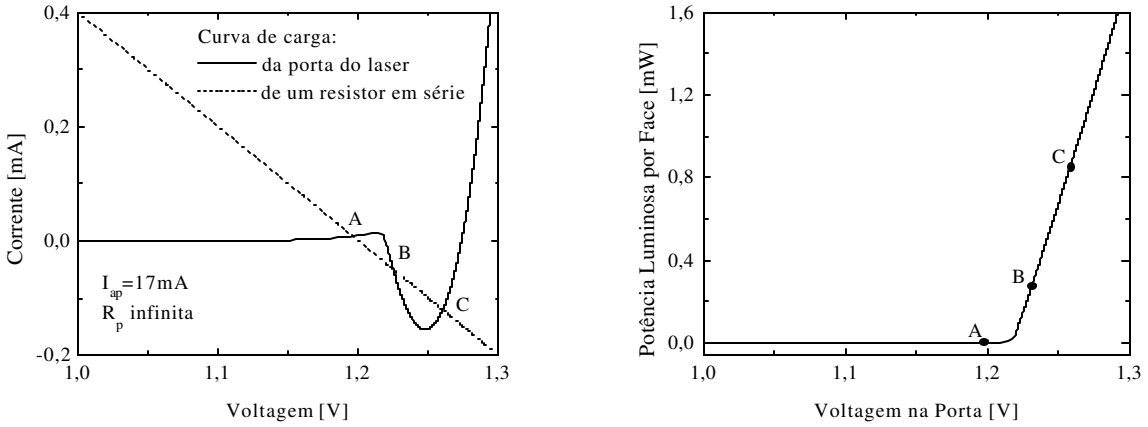
$$\frac{dn_g}{dt} = \frac{I_g}{qVol_g} - \frac{n_g}{\tau_g} - v_{gr}\, g(n_g)\, p \tag{1.2}$$

$$\frac{dp}{dt} = \beta . R_{esp} + v_{gr}\left[g_{total}(n_a, n_g) - \alpha\right] p \tag{1.3}$$

$$V_a(n_a) + I_a R_{sa} - V_g(n_g) - I_g R_{sg} = I_p R_p \tag{1.4}$$

Nestas equações n e p são as densidades de portadores e fótons respectivamente, I é a corrente, Vol é o volume da cavidade, τ é o tempo de recombinação de portadores, v_{gr} é a velocidade de grupo dos fótons, $g(n)$ é o ganho da cavidade dependente de n, β é a porção dos fótons da emissão espontânea que contribuem para a emissão estimulada, R_{esp} é a taxa de emissão espontânea, α é a perda total na cavidade e $g_{total}(n_a,n_g)$ é o ganho total da cavidade dependente de n em cada cavidade. As grandezas com subíndices a e g são, respectivamente, referentes a anodo e porta. As grandezas sem subíndices se referem a toda cavidade.

O funcionamento do laser de três terminais sob as condições de operação em estabilidade, multiestabilidade e autopulsação pode ser mais bem compreendido através da análise das curvas de carga da porta do laser e de um resistor em série obtido pela solução numérica das equações de 1.1 a 1.4 vistas nos gráficos da figura 1.4.



(a) **(b)**

Figura 1.4: simulações (a) da corrente versus tensão na porta e (b) da potência luminosa por face do laser de três terminais. A corrente de anodo I_a utilizada foi de 17mA, as resistências séries nulas e a resistência de fuga R_p infinita (anodo = 450µm, porta = 50µm, largura = 5µm).

A figura 1.4 (a) mostra as simulações das curvas de carga da porta do laser de três terminais (linha contínua) e de um resistor em série com a porta (linha tracejada). A figura 1.4 (b) mostra, referente à curva de carga do laser, uma simulação da potência óptica de saída por face do laser versus a tensão aplicada na porta. Nos gráficos, os pontos A, B, e C indicam os pontos de operação distintos para o laser.

A curva referente à porta do laser, mostrada na figura 1.4 (a), foi simulada com uma corrente de anodo fixada em 17 mA, resistências em série nulas e resistência de fuga R_p infinita, ou seja, é uma situação quase ideal na qual a troca de portadores entre as cavidades é puramente óptica. Com essa corrente de anodo conseguimos uma inversão de portadores suficiente para o pleno funcionamento do laser. Com isso, tomando como referência os pontos A, B e C, podemos dividir o funcionamento do laser em três fases.

A primeira fase ocorre, para tensões inferiores e próximas às do ponto A. Nesta fase a porta está totalmente absorvedora e a densidade de fótons em toda a cavidade é baixa, logo o anodo não é realimentado opticamente e a emissão de luz praticamente não ocorre, como pode ser observado na figura 1.4 (b). Devido à baixa densidade de fótons, poucos fótons são absorvidos na porta e a sua fotocorrente negativa é praticamente nula. Esta fase assemelha-se à de um diodo normal polarizado reversamente, como mostra a figura 1.4 (a). A segunda fase ocorre, aproximadamente, para valores superiores aos do ponto A e em torno dos do ponto B. Nesta fase a porta é menos absorvedora e a densidade de fótons é considerável. Agora, a porta permite que o anodo seja minimamente realimentado, aumentando a densidade de fótons de toda a cavidade, como mostra a figura 1.4 (b). Com uma alta densidade de fótons em toda cavidade, mais fótons são absorvidos pela porta e a fotocorrente negativa aumenta significativamente, como pode ser visto na figura 1.4 (a). A terceira fase ocorre, aproximadamente, para valores de tensão superiores e em torno dos de C. Nesta fase, a realimentação do anodo é bastante alta pois a porta se encontra bastante transparente, assim a densidade de fótons é alta. Para valores de tensão suficientemente maiores que o do ponto C, a porta estará totalmente transparente e o laser estará em pleno funcionamento. Nesta fase o funcionamento elétrico da porta volta a ser semelhante ao de um diodo normal.

A inclusão de resistências no dispositivo modifica seu funcionamento. A figura 1.4 (a) mostra, em linhas tracejadas, a curva de carga do resistor com valor e condições de operação convenientes (V_{porta}= 1,2V e R_s=500Ω). Nesta figura, são indicados os pontos de intersecção

entre as curvas (A, B e C), indicando os possíveis pontos de operação do laser. A presença de mais de um ponto de operação em uma reta de carga indica a presença de multiestabilidade.

Ao alterarmos as condições de operação do laser como um todo, alteramos também a reta de carga do resistor. Com isso, em toda região da curva de carga do laser, onde ocorre o aparecimento da fotocorrente negativa, a qual chamamos de região de histerese, é possível obter mais de um ponto de intersecção entre as curvas. Isso indica a possibilidade de se encontrar diferentes condições de operação para o laser, classificadas como estabilidade, multiestabilidade e auto-pulsação.

No regime de estabilidade, no decorrer do tempo, o laser permanece sempre no mesmo ponto de operação, ou seja, no mesmo estado, e mesmo após sofrer alguma perturbação retorna ao estado inicial. No regime de autopulsação o laser pode, indefinidamente no tempo, oscilar o seu estado entre três pontos de operação possíveis, semelhantes aos pontos A, B e C da figura 1.4 (a). No regime de multiestabilidade, o laser pode alcançar qualquer um dos três estados (A, B e C) após sofrer pequena perturbação, quer ela seja elétrica ou óptica. Sob as duas últimas condições de operação, a emissão de luz também sofre grandes variações abruptas em sua intensidade (alto contraste de modulação) em tempos da ordem de ns. Estas condições sugerem alta eficiência na modulação óptica.

Aproveitando as características próprias do laser de três terminais, a modulação óptica através da modulação da tensão na porta pode ser realizada dentro do regime de multiestabilidade. Neste regime, o contraste de modulação quanto à potência luminosa é alta e a freqüência de chaveamento é limitada pelas oscilações de relaxação da cavidade, da ordem de GHz como veremos no capítulo 2. Como a dimensão da porta é da ordem de 10% do comprimento total da cavidade, a corrente exigida da fonte moduladora de tensão é proporcionalmente menor, facilitando sua implementação. Já os chaveamentos tradicionais trazem alguns problemas. A modulação é realizada por um modulador óptico externo ou pela modulação de sua fonte de potência, a qual deve ser de alta capacidade de alimentação a altas freqüências. Ambas modulações tradicionais são custosas ou de dificultosa implementação por integração.

O controle sobre as propriedades de multiestabilidade do laser de três terminais é de extrema importância, pois viabiliza a otimização da modulação. Além das correntes e tensões aplicadas, os valores de resistência influenciam criticamente o funcionamento do laser. O

papel de cada resistência no funcionamento do laser de três terminais será estudo no capítulo 2. Estes valores de resistências não são passíveis de controle ativo, uma vez que estes dependem das propriedades do material e da estrutura laser processada.

Estruturalmente, a única resistência possível de se estabelecer controle, é a resistência de fuga R_p. Durante o processamento do dispositivo, a resistência de fuga pode ser controlada através das dimensões da secção transversal do canal de fuga. Mesmo assim, o controle do valor da resistência é fixo, impossível de ser ajustado de maneira conveniente durante a operação do laser.

1.2.c - Proposta de Integração

Nossa proposta é estabelecer um controle ativo da resistência de fuga do laser de três terminais pelo controle das propriedades de transporte de portadores pelo canal de fuga entre as cavidades. Propomos a integração de um transistor de efeito de campo, FET (Field Effect Transistor), entre as cavidades de porta e de anodo. A figura 1.5 mostra o esquema optoeletrônico e estrutural da integração do FET à estrutura do laser.

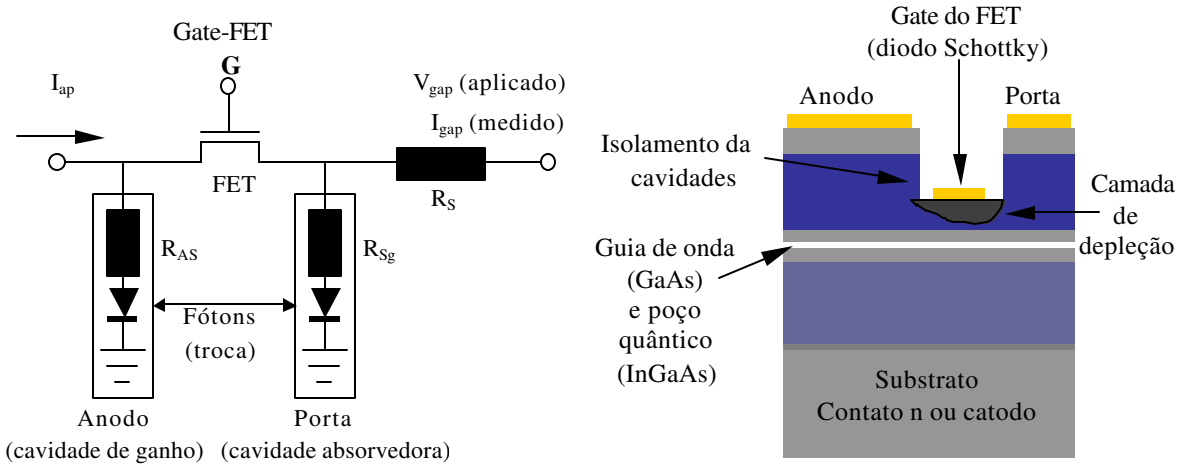


Figura 1.5: (a) esquema optoeletrônico e (b) a estrutura do dispositivo integrado (transistor e laser 3T).

Como o FET, devido ao contato Schottky de seu terminal gate, estrangula o canal de fuga ativamente, será possível controlar a resistência de fuga entre as cavidades. Conseqüentemente esperamos ter algum controle das condições de multiestabilidade do laser. Para isso, é necessária a realização de um estudo preliminar do FET construído em camadas epitaxiais semelhantes às do laser de três terminais. Este estudo é descrito no capítulo 4.

1.3 Conclusão

Descrevemos a motivação básica do uso de nosso dispositivo em sistemas de interconexão paralela.

Descrevemos detalhadamente o funcionamento do laser de três terminais e o aparecimento de multiestabilidade.

Propusemos nossa idéia de utilizar a integração do FET para controlar a operação do laser de três terminais na multiestabilidade.

Bibliografia

[1] S.L.Chuang, Physics of Optoelectronic Devices, John Wiley & Sons, Inc., CapÌ tulo 11, 1995

[2] R.S.Tucker e I.P.Kaminow, "High-frequency characteristics of directly modulated InGaP ridge waveguide and buried heterostructure lasers", J. Lightwave Tech., LT-2, pp.385-393, 1984

[3] K.Noguchi, H.Miyazawa e O.Mitomi, "75 GHz broadband Ti:$LiNbO_3$ optical modulator with ridge structure", Electron. Lett., 1994, 30, pp.949-951

[4] Keneth H. Hahn et al. , "Gigibyte/s Data Communications with the POLO Parallel Optical Link", 46th Electronics Components and Technology Conference, (IEEE cat #96 CH) 1996

[5] N.C.Frateschi, H.Zhao, J.Elliot, S.Siala, M.Govindarajan, R.N.Nottenburg e P.D.Dapkus, "Three-terminal bistable low-threshold strained InGaAs/GaAs laser grown on structured substrates for digital modulation", IEEE Photon. Technol. Lett., Vol.5, No.3, Mar. 1993, pp.275-278.

[6] Pataro, Lisandra Losada, P27c, "Confinamento lateral de portadores e fótons e o comportamento espectral de laser de três terminais", Campinas, SP : [s.n.], 2001.

[7] K. Y. Lau, "Short Pulse and High-Frequency Signal Generation in Semiconductor Lasers", IEEE J. Lightwave Technol., (7) 400 (1989).

[8] N. C. Frateschi, H. Zhao, J. Elliot, S. Siala, M. Govindarajan, R. N. Nottenburg, and P. D.Dapkus, "High Efficiency three terminal laser array for optical interconect", Proceedings of the SPIE - Laser Diode Technology and Aplications V, Los Angeles, CA, January (1993).

Capítulo 2

Estudo do Funcionamento do Laser de Três Terminais nos Regimes Estacionário e Dinâmico

Neste capítulo, tratamos teoricamente do modulador baseado no laser de três terminais. Primeiro, solucionamos o problema estacionário onde encontramos as propriedades optoeletrônicas do dispositivo. São obtidas as relações entre voltagens e correntes elétricas na porta óptica e também as relações entre voltagens na porta e a densidade de fótons no dispositivo. Nestas simulações também, obtemos as condições para multiestabilidade do dispositivo. Avaliamos os fatores preponderantes para o controle da forma de operação do dispositivo. Em particular, encontramos que as resistências em série com os eletrodos têm grande influência neste aspecto, assim como a resistência entre eles.

Na modelagem dinâmica, solucionamos as equações no domínio temporal e verificamos o tempo de resposta óptica do modulador frente a pulsos elétricos na porta. Desta forma, pode-se determinar os limites de taxas de modulação do dispositivo. Condições de modulação nos regimes de estabilidade e multiestabilidade são apresentadas. Encontramos limites de taxa de modulação em torno de T = 1Gb/s. Estes valores são adequados para os sistemas de interconexão óptica em paralelo descritos no capítulo 1.

2.1 - Funcionamento do Laser de Três Terminais no Modo Estacionário

A descrição matemática do laser de três terminais no regime estacionário, também denominado DC, é feita pela resolução das equações de (1.1) a (1.4) apresentadas no Capítulo 1. A solução do problema estacionário nos permite entender o funcionamento optoeletrônico básico do modulador para podermos otimizar o processamento do dispositivo para, enfim, conseguirmos melhores resultados para o seu funcionamento.

2.1.a - O Modelo

O modelo considera todas as resistências em série e a resistência de fuga no dispositivo. Também considera que a densidade de fótons é uniforme e igual ao longo das cavidades. A figura 2.1 mostra um esquema optoeletrônico do laser de três terminais. Nesta figura são indicadas as correntes e as resistências elétricas.

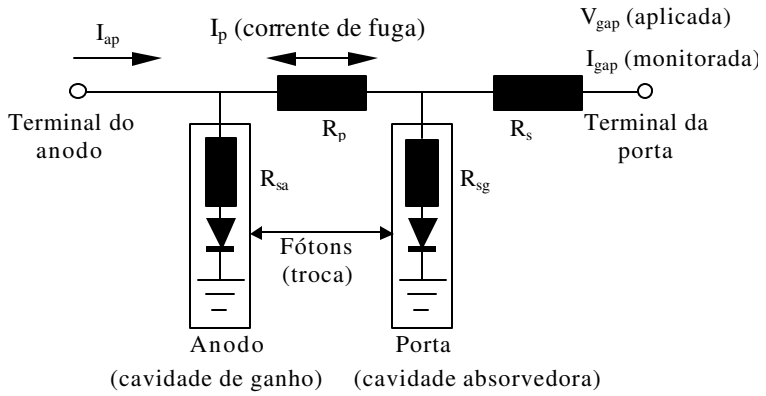


Figura 2.1: Esquema optoeletrônico do laser de três terminais no qual estão indicadas as correntes e resistências.

Ainda na figura 2.1, temos que as cavidades de anodo e porta, representadas pelos diodos, têm como resistências em série R_{sa} e R_{sg}, respectivamente. A troca elétrica de portadores entre elas se dá através da resistência de fuga R_p. A troca de portadores via fótons é representada pela seta dupla entre as cavidades. Para descrever este sistema optoeletrônico foram propostas no Capítulo 1 algumas equações que retomamos agora para facilitar a leitura:

$$\frac{dn_a}{dt} = \frac{I_a}{qVol_a} - \frac{n_a}{\tau_a(n_a)} - v_{gr}\, g(n_a)\, p \tag{2.1}$$

$$\frac{dn_g}{dt} = \frac{I_g}{qVol_g} - \frac{n_g}{\tau_g(n_g)} - v_{gr}\, g(n_g)\, p \tag{2.2}$$

$$\frac{dp}{dt} = \beta . R_{esp} + v_{gr}\left[g_{total}(n_a, n_g) - \alpha\right] p \tag{2.3}$$

$$V_a(n_a) + I_a R_{sa} - V_g(n_g) - I_g R_{sg} = I_p R_p \tag{2.4}$$

Nestas equações as grandezas com subíndices a e g são, respectivamente, referentes ao anodo e porta. Com estes subíndices temos que n é a densidade de portadores, I é a corrente injetada na cavidade, Vol é o volume da cavidade e fótons e $g(n)$ é o ganho da cavidade dependente de n. As grandezas sem subíndices se referem a toda cavidade; temos que p é a densidade de fótons, q é a carga do elétron, τ é o tempo de recombinação de portadores, v_{gr} é a

velocidade de grupo dos fótons β é a porção dos fótons da emissão espontânea que contribuem para a emissão estimulada, R_{esp} é a taxa de emissão espontânea, α é a perda total na cavidade e g_{total} (n_a,n_g) é a soma dos ganhos das cavidades de anodo e porta, que dependem do n destas cavidades. Nestas equações os ganhos adotados são dados por

$$g(n) = g_0 \ln\left(\frac{n}{n_{tr}}\right) \tag{2.5}$$

Na qual n_{tr} é a densidade de portadores que ocasiona a transparência da cavidade e g_0 é uma constante. O tempo de recombinação de portadores $\tau(n)$, é dado por

$$\tau(n) = \frac{1}{An + Bn^2 + Cn^3} \tag{2.6}$$

Na qual A e C são os coeficientes referentes às recombinações não radiativas, por centros de recombinação do material e por efeito Auger, respectivamente. B é o coeficiente referente à recombinação radiativa. Nos cálculos apenas foram consideradas as perdas por recombinação radiativa, pois as outras perdas são relativamente desprezíveis em poços quânticos de InGaAs/GaAs. Temos também que a queda de tensão nas cavidades de anodo e porta é dada por

$$V(n) = V_l \log(n) + V_0 \tag{2.7}$$

A qual é praticamente a tensão típica de um diodo comum em função do número de portadores. Os coeficientes V_0 e V_l desta equação são obtidos por ajustes de uma curva experimental de um diodo. Estes também podem ser obtidos a partir da separação entre os quasi-níveis de Fermi para elétrons e buracos na junção.

Para a solução do problema estacionário, teremos como grandezas conhecidas a corrente aplicada no anodo I_{ap}, a densidade de portadores na porta n_g, dado que conhecemos V_g, e os valores da resistência de fuga R_p e das resistências em série R_{sa} e R_{sg}. No regime estacionário as taxas de variação das densidades de portadores e fótons tempo são nulas:

$$\frac{dn_a}{dt} = \frac{dn_g}{dt} = \frac{dp}{dt} = 0 \tag{2.8}$$

Aplicando (2.8) em (2.1), (2.2) e (2.3), temos as equações a serem resolvidas numericamente:

$$\frac{I_a}{qV_a} - \frac{n_a}{\tau_a(n_a)} - v_{gr} g(n_a) p = 0 \tag{2.9}$$

$$\frac{I_g}{qV_g} - \frac{n_g}{\tau_g(n_g)} - v_{gr} g(n_g) p = 0 \tag{2.10}$$

$$p = \frac{\beta . R_{esp}}{v_{gr}\left[\alpha - g_{total}(n_a, n_g)\right]} \tag{2.11}$$

$$V_a(n_a) + I_a R_{sa} - V_g(n_g) - I_g R_{sg} = I_p R_p \tag{2.12}$$

Dado o valor de n_g, as equações de (2.8) a (2.12) constituem um sistema não linear sobre as variáveis n_a, I_p e I_{gap} que são, respectivamente, a densidade de portadores no anodo, a corrente de fuga e a corrente da porta. A solução deste sistema não-linear foi obtida numericamente pelo método de Newton modificado[1]. Sistemas não lineares geram uma certa dificuldade para a convergência numérica. Para minimizar este problema, tomamos valores iniciais convenientes e não nulos, descobertos por estimativa através das equações de (2.5) a (2.8) ou por tentativa.

Obtidas as soluções para n_a, I_p e I_{gap}, podemos calcular p através da equação (2.8) e calcular a tensão de porta (V_{gap}) pela equação abaixo:

$$V_{gap} = V_g(n_g) + \left(I_p + I_{gap}\right) R_{sg} \tag{2.13}$$

A solução do problema nos permite construir curvas de corrente de porta versus voltagem aplicada na porta, $I_{gap} \times V_{gap}$ e potência óptica emitida versus voltagem aplicada na porta, $P \times V_{gap}$. Estas curvas nos fornecem as informações necessárias para estudarmos o comportamento do modulador e verificarmos como as resistências influenciam seu funcionamento.

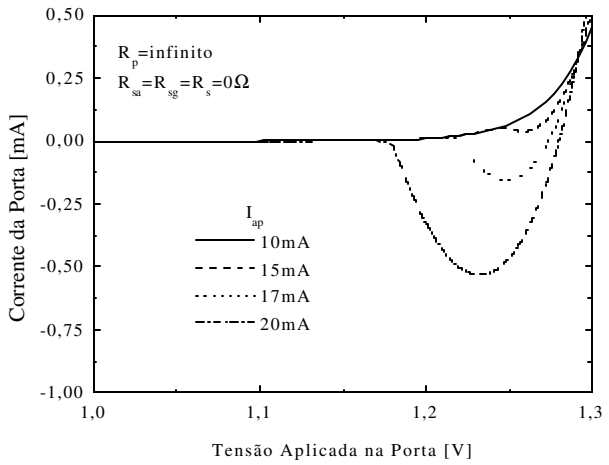


Figura 2.2 : Gráfico $I_{gap} \times V_{gap}$ para vários valores de I_{ap}, para um laser de três terminais ideal.

Para ilustrar melhor essa influência das resistências, primeiramente tomemos a solução apenas considerando as resistências em série nulas e a resistência de fuga sendo infinita ou seja,

as cavidades são acopladas apenas opticamente. Para estas condições, a figura 2.2 mostra, para um laser de anodo de 450µm e porta de 50µm de largura de 5µm, o gráfico $I_{gap} \times V_{gap}$ para vários valores de I_{ap}. Conforme aumentamos I_{ap}, a densidade de fótons no anodo aumenta, proporcionando uma maior realimentação do mesmo e aumentando ainda mais a densidade de fótons. Conseqüentemente a fotocorrente negativa de absorção da porta aumenta. Na curva para a corrente de anodo de 10mA, o não aparecimento da fotocorrente negativa de absorção da porta indica que o laser não se encontra em operação, pois o anodo ainda não é suficientemente realimentado.

Para as demais correntes, o comportamento da curva é diferente. Por exemplo, para a corrente de 20mA, o anodo já se encontra em operação. Ao atingir uma tensão de aproximadamente 1,15V, a porta começa a ficar transparente, então ocorre o aparecimento de uma fotocorrente negativa devido à realimentação óptica pelos espelhos da cavidade. Ao atingir o ponto de mínimo, em aproximadamente 1,25V, a realimentação começa a superar a absorção e, a partir deste ponto, a porta fica totalmente transparente e a curva retoma seu comportamento normal de diodo.

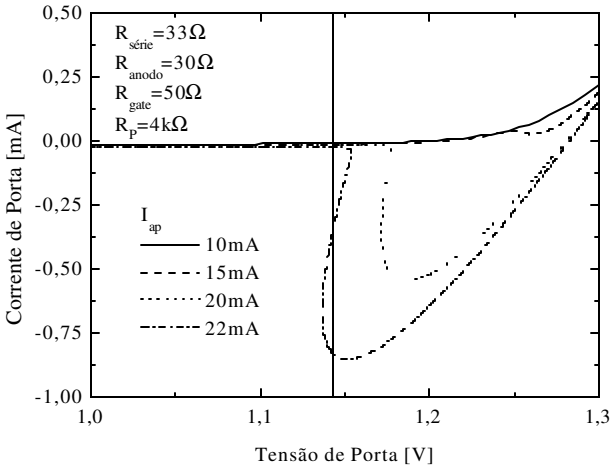


Figura 2.3 : Gráfico da corrente vs. a tensão de porta ($I_{gap} \times V_{gap}$) a várias correntes de anodo, para um Laser 3T levando em conta os valores das resistências.

A figura 2.3 mostra o gráfico de uma simulação da curva $I_{gap} \times V_{gap}$ semelhante a anterior, mas considerando valores reais de resistências. Para esta simulação, notamos um comportamento semelhante ao anterior, exceto pela inclinação da curva na região de corrente negativa. Para correntes de anodo conveniente temos que, para um mesmo valor de tensão, mais de um valor de

corrente é permitido, ou seja, é uma região de operação com multiestabilidade. No gráfico da figura 2.3 traçamos uma reta simulando o valor de tensão fixado para porta. A intersecção entre esta reta e a curva da porta do laser determinam os três pontos possíveis para a operação do laser.

A julgar pelo fato de que apenas foram acrescentadas resistências ao modulador, as mudanças obtidas foram bastante consideráveis. Como vimos na figura 2.3, a curva $I_{gap}\times V_{gap}$ da porta do laser teve seu aspecto modificado e adquiriu uma região de multiestabilidade. Esta sensibilidade às suas características elétricas torna crítico o funcionamento do modulador quanto aos valores de resistência elétrica. Isso sugere que estudemos sistematicamente como cada uma das resistências influencia o funcionamento do dispositivo.

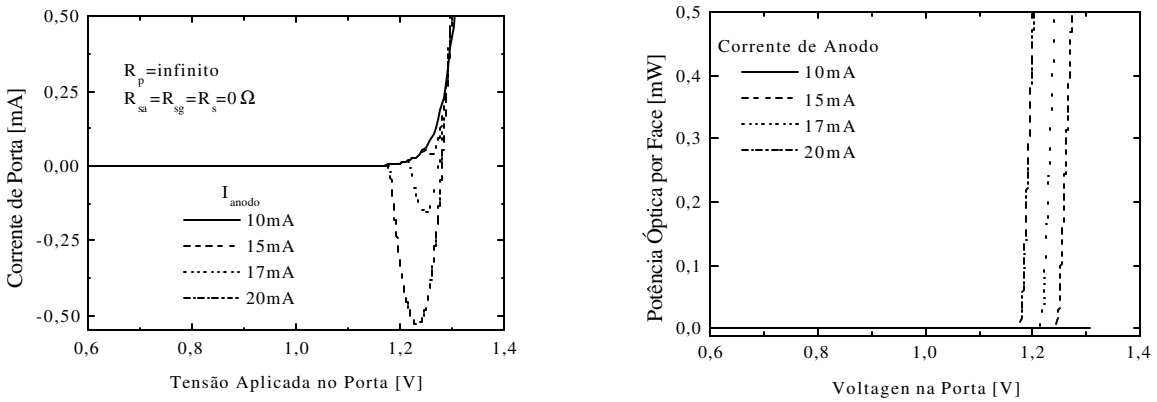
2.1.b - Estudo da Influência das Resistências no Funcionamento do Modulador

Para estudarmos a influência de cada uma das resistências no funcionamento do laser de três terminais, variamos o valor da resistência de interesse e fixamos os valores das outras. Para este estudo escolhemos 4 casos distintos. No primeiro caso, para várias correntes de anodo, consideramos o laser sem resistências em série e com resistência de fuga infinita, ou seja o acoplamento é puramente óptico. No segundo caso, estudamos o papel da resistência de fuga R_p no sistema. No terceiro caso, estudamos a resistência em série com o anodo R_{sa}. No quarto estudamos a influência da resistência em série com a porta. Os gráficos das figuras 2.4, 2.5, 2.6 e 2.7 mostram os respectivos resultados destas simulações, tanto a simulação elétrica de $I_{gap}\times V_{gap}$ quanto à óptica $P\times V_{gap}$. Lembramos que a densidade de fótons p está ligada linearmente com a potência P de emissão em um dos espelhos por $P = (1/2)[(1/L)ln(1/R)](v_g)pV\ (h\nu)$, onde L e V são o comprimento e o volume da cavidade, v_g é a velocidade de grupo, R a refletividade do espelho e $h\nu$ a energia do fóton emitido. Para estas simulações consideramos um laser de três terminais com anodo de comprimento de 450µm, porta de comprimento de 50µm, largura de 5µm e espessura de 100Å.

No gráfico da figura 2.4 (a) temos uma curva $I_g\times V_{gap}$ e na figura 2.4 (b) uma curva $P\times V_{gap}$ para vários valores de corrente de anodo I_{ap}. Na figura 2.4 (a) podemos observar o típico funcionamento do laser de três terminais, como foi descrito na seção anterior.

Vemos que para uma corrente de anodo maior, o valor de tensão na porta onde inicia o aparecimento de fotocorrente negativa será menor. Isso ocorre pois, para uma corrente de anodo

maior, a densidade de fótons também é maior e, conseqüentemente, a realimentação óptica do anodo suficiente para ligar o laser ocorre com um menor valor de tensão na porta, como pode ser verificado pelo gráfico da figura 2.4 (b). Neste gráfico, vemos também que a corrente de anodo de 10mA não é suficiente para provocar a emissão laser.

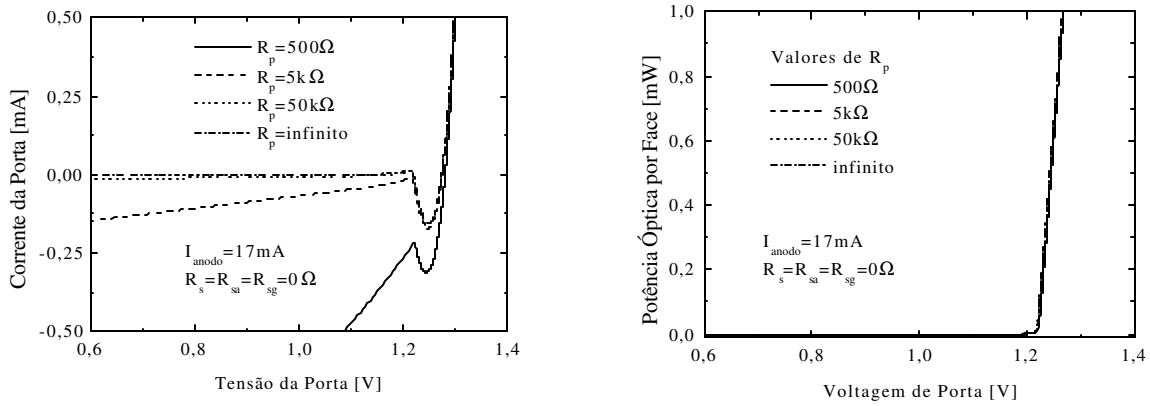


(a) **(b)**

Figura 2.4 : $I_g \times V_{gap}$ e $P \times V_{gap}$ para o laser de três terminais para diferentes correntes de anodo.(R_p=∞ e R_{sa}=R_{sg} =0)

No gráfico da figura 2.5 (a) temos uma curva $I_g \times V_{gap}$ e na figura 2.5 (b) uma curva $P \times V_{gap}$ para vários valores de R_p. Nestes, as demais resistências são fixadas e seus valores indicados nos próprios gráficos. Observando este resultado, notamos que conforme diminuímos o valor de R_p, para menores valores de tensão, a corrente na porta alcança valores negativamente grandes e para valores maiores que 1,2V, as curvas praticamente se sobrepõem.

Analisando uma das curvas com R_p diferente de infinito da figura 2.5 (a), vemos que ao aumentarmos a tensão na porta, a corrente negativa vai diminuindo até que, para tensões acima de 1,2V, as curvas praticamente não se diferem. Isso ocorre pois a diferença entre a tensão no terminal de anodo e a tensão aplicada no terminal da porta, ou seja a queda de tensão em R_p, possibilita que uma parcela da corrente de anodo seja injetada negativamente na fonte de tensão da porta. Conforme aumentamos a tensão aplicada no terminal da porta, a queda de tensão em R_p diminui juntamente com a corrente desviada do anodo.



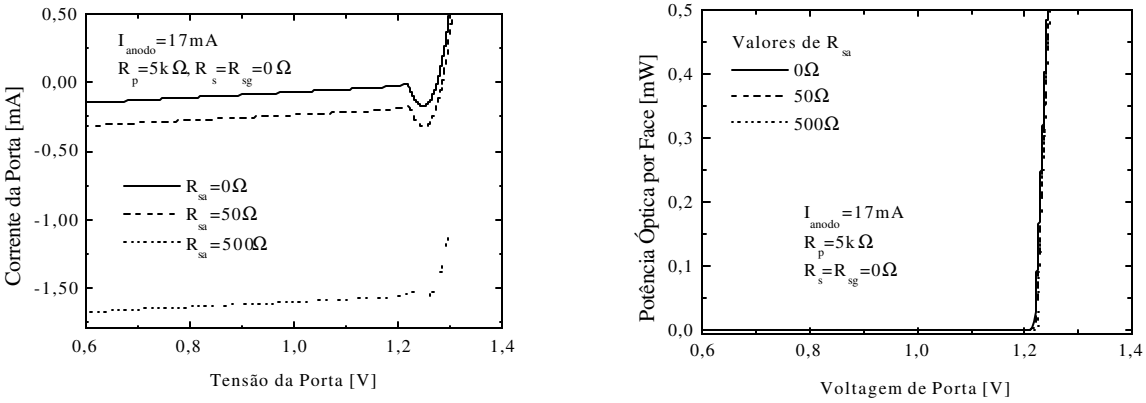
(a) **(b)**

Figura 2.5 : Gráficos de $I_g \times V_{gap}$ (a) e $P \times V_{gap}$ (b) variando a resistências R_p, para valores fixos de I_{ap}, R_{sa} e R_{sg}.

No gráfico da figura 2.5 (b) , podemos ver que a variação do valor de R_p pouco influencia na emissão de luz; para qualquer valor R_p a tensão para a emissão é de 1.2V. Nesta tensão, a corrente de fuga que passa por R_p é bastante baixa o que modifica minimamente a condição de operação do anodo. Ao contrário do que havíamos previsto, o valor de R_p não proporciona pontos de biestabilidade ao sistema. Ou seja, a multiestabilidade não está relacionada diretamente com a troca eletrônica de portadores entre o anodo e a porta. Lembremos que o papel do FET proposto neste trabalho é justamente controlar as propriedades de transporte entre as duas cavidades. No capítulo 5, veremos a maneira que o FET controla a multiestabilidade.

A seguir, tratamos da resistência em série no anodo. A figura 2.6 (a) e 2.6 (b) mostram, respectivamente, os gráficos de $I_g \times V_{gap}$ e $P \times V_{gap}$ para vários valores da resistência R_{sa} e para valores fixos de I_{ap}, R_p e R_{sg} indicados nos gráficos.

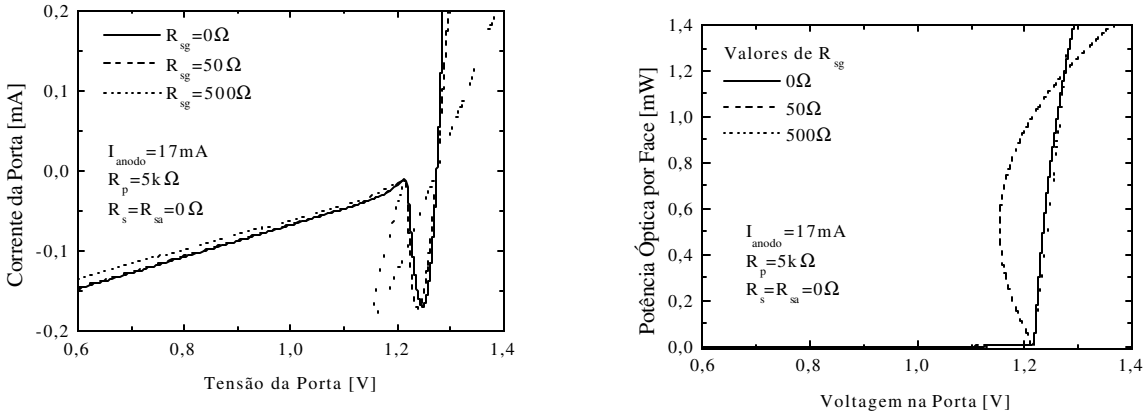
Observamos na figura 2.6 (a) que, ao aumentarmos o valor de R_{sa}, as curvas são transladadas para valores mais negativos de correntes na porta. Devido à grande queda de tensão em R_{sa}, a queda de tensão em R_p possibilita o desvio de corrente de anodo para a fonte de tensão da porta. Quando aumentamos a tensão na porta, a fonte de corrente de anodo aumenta a sua tensão para que sua corrente se mantenha constante, então a queda de tensão em R_p continua praticamente inalterada bem como a corrente negativa da porta. Esta alta corrente negativa pode danificar o dispositivo pois a corrente de R_p pode causar superaquecimento.



(a) **(b)**

Figura 2.6 : Gráficos de $I_g \times V_{gap}$ (a) e $P \times V_{gap}$ (b) variando a resistências R_{sa}, para valores fixos de I_{ap}, R_p e R_{sg}.

No gráfico da figura 2.6 (b) vemos que a variação na curva de emissão de fótons é imperceptível. Para valores grandes de R_{sa}, a tensão na porta do laser com a qual começa a emissão de luz aumenta minimamente pois a injeção de corrente no anodo será máxima quando a tensão da porta for maior que a tensão da fonte de corrente. Em 2.6(a) vemos que para esta situação o aparecimento de multiestabilidade também não ocorre.



(a) **(b)**

Figura 2.7: Gráficos de $I_g \times V_{gap}$ (a) e $P \times V_{gap}$ (b) variando a resistências R_{sg}, para valores fixos de I_{ap}, R_{sa} e R_p.

Finalmente, simulamos o comportamento do dispositivo para diferentes resistências em série na porta. As figuras 2.7 (a) e 2.7 (b) mostram, respectivamente, os gráficos de $I_g \times V_{gap}$ e $P \times V_{gap}$ para vários valores da resistência R_{sg} e para valores fixos de I_{ap}, R_p e R_{sa}. Podemos ver na

figura 2.7(a) o aparecimento de uma região de multiestabilidade, ou seja, região na qual um único valor de tensão de porta possui diferentes valores de corrente.

Inicialmente, com R_{sg} em 50Ω vemos que a região de absorção sofre um pequeno deslocamento para a esquerda em relação a curva de R_{sg} =0. Ao aumentarmos R_{sg} para 500Ω, a região de biestabilidade torna-se mais nítida. No gráfico da figura 2.7 (b) podemos ver que para, um mesmo valor de tensão na porta, temos diferentes pontos de operação com diferenças de densidade de fótons consideráveis.

Quando consideramos duas curvas em multiestabilidade, tanto elétricas quanto ópticas, construídas uma por imposição de valores apenas crescentes e outra por imposição de valores apenas decrescentes de tensão na porta, ocorrerão descontinuidades nas mesmas exatamente na região onde se verifica a multiestabilidade. Sobrepondo as estas duas curvas, veremos que o caminho percorrido tomando valores crescentes de tensão é diferente do caminho tomando valores decrescentes. Esta diferença de caminho delimita a região de multiestabilidade, que também pode ser chamada de área de histerese.

Estes resultados nos levaram a concluir que, para podermos ter controle sobre as características de operação do modulador em multiestabilidade, é fundamental termos total controle sobre a resistência em série com a porta. Também concluímos que a redução da resistência do anodo melhora o desempenho do dispositivo. É necessário, então, o desenvolvimento de técnicas que nos permitam maior confiabilidade nas características elétricas do modulador. Este resultado obtido tornou-se fundamental na caracterização dos moduladores fabricados em nosso laboratório, onde uma grande não uniformidade de comportamento era observada. Entendemos que a não reprodutibilidade nos valores de R_{sg} era a causa de nossos resultados quase erráticos.

2.2 - Funcionamento do Laser de Três Terminais no Modo Dinâmico

Em pesquisas de componentes eletrônicos para comunicações ópticas, é de grande necessidade conhecer o comportamento dinâmico de suas características elétricas e/ou ópticas, ou seja, descrever a evolução temporal do comportamento elétrico e/ou óptico frente a variações de sinais de mesma natureza aplicados sobre o dispositivo. Assim, pode-se otimizar o desempenho do dispositivo, uma vez conhecidas as suas limitações e peculiaridades, como, por exemplo, estabilidade e tempos de resposta à aplicação e à retirada de sinais.

Com o nosso modulador o interesse não é diferente. Como o modulador pode trabalhar em dois regimes distintos de operação, dentro e fora da multiestabilidade, temos dois comportamentos também distintos frente à modulação. Investigar suas limitações e possibilidades de aplicação implica em conhecer, para ambos regimes de operação, o comportamento temporal de sua resposta óptica frente a uma modulação elétrica.

2.2.a - O Modelo

O estudo do comportamento dinâmico do laser de três terminais consiste em se resolver numericamente, no domínio temporal, as seguintes equações de taxa exibidas anteriormente na seção 2.1.a: as equações de (2.1) a (2.4).

O método numérico adotado para a resolução das equações de (5) a (8) foi o Método de Runge-Kutta de 5ª. Ordem com Passo Variável [2]. A rotina de passo variável aumenta e diminui o incremento da variável dependendo da variação da função, sempre respeitando os limites previamente definidos. Isso nos dá grande precisão e rapidez nos cálculos. Entretanto, o método exige valores iniciais para as variáveis. Estes valores devem ser suficientemente próximos da solução, para efeito de convergência do cálculo. Estes valores iniciais podem ser obtidos pela solução estacionária do problema.

2.2.b - Resposta do modulador sob pulso elétrico na porta do laser

Como anteriormente visto, o modulador pode trabalhar em dois regimes distintos de operação, dentro e fora da multiestabilidade. Convenientemente, através de simulações numéricas do nosso modelo, estudamos as respostas ópticas para a modulação da porta do laser para cada um destes regimes separadamente, discutimos os resultados e os comparamos.

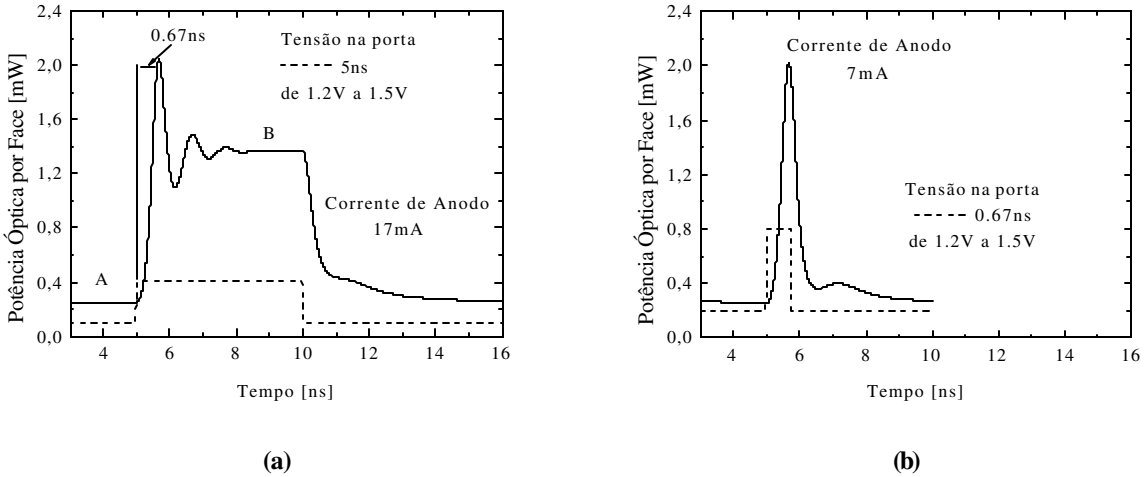
2.2.b.i – Estudo da resposta óptica fora do regime de multiestabilidade

Primeiramente devemos escolher o valor inicial em nossos cálculos. Para isso, simulamos a solução estacionária para o modulador com corrente de anodo fixada em 17mA, com cavidades de dimensões iguais ao laser utilizado na seção 2.2.a (anodo de $(450\times5\times0.01)\mu m$ e porta de $(50\times5\times0.01)\mu m$), com resistência em série de anodo de 30Ω, resistência em série da porta de 500Ω e resistência de fuga de $5k\Omega$. Esta configuração é interessante para este estudo porque este laser pode operar tanto em estabilidade como em multiestabilidade dependendo da corrente de

anodo ($I \leq 18$ mA estável) permitindo uma comparação direta entre as operações nas duas condições. É importante ressaltar que estes valores das resistências são da mesma ordem de grandeza dos valores medidos experimentalmente. Estes valores não são inversamente proporcionais à área da cavidade devido a problemas no processamento dos contatos ôhmicos.

O ponto de operação inicial (A) deve ser escolhido bem próximo à tensão de ligamento do laser para que uma baixa amplitude de pulso possa levar ao estado final (B) com emissão estimulada. A figura 2.8 mostra o gráfico do comportamento dinâmico da potência óptica por face do laser, com corrente de anodo de 17mA, quando a tensão da porta é variada de 0.3V por pulsos de 5ns e 0.67ns, indicados como figuras 2.8 (a) e (b), respectivamente.

Nesta figura observamos que o laser está inicialmente operando no estado A, com tensão de porta ~1,2V, e o pulso a ser aplicado tem a amplitude de 0,3V. Este pulso leva o laser ao estado B por um determinado tempo através do aumento da tensão da porta de ~1,2V para ~1,5V, como indicado na figura 2.8 (b).



(a) **(b)**

Figura 2.8: Gráficos da resposta óptica do laser frente a um pulso na porta (a) de 5ns e (b) de 0.6ns.

Na figura 2.8 (a), antes do pulso, o laser tem uma tensão de porta igual a 1,2V e sua densidade de fótons e, conseqüentemente, a potência luminosa é baixa. Elevando-se sua tensão de porta de 0,3V por 5ns, a densidade de fótons torna-se alta. Vemos que o tempo de resposta ao pulso aplicado até atingir a amplitude máxima é de 0,67ns. Observamos também o aparecimento de oscilações conhecidas como oscilações de relaxação do dispositivo. Elas são devidas à troca de energia entre fótons e portadores na cavidade, ao tempo gasto pelos portadores e fótons para se

acomodarem à nova condição de operação da cavidade, os quais dependem das propriedades do material, do volume e do comprimento da cavidade [3]. Após o desligamento do pulso, também observamos um atraso para a densidade de fótons retomar o valor anterior ao pulso. A figura 2.8 (b) mostra a evolução temporal da resposta óptica do laser cuja porta sofre a aplicação de um pulso de tensão idêntico ao anterior, exceto pela duração de 0,67ns. Este tempo foi escolhido igual ao tempo de resposta para se alcançar o máximo da amplitude óptica de resposta. Observamos que a densidade de fótons, após o final do pulso, leva aproximadamente 1,5ns para retomar um valor próximo ao inicial. As oscilações de relaxação e atrasos de respostas, restringem o uso do dispositivo em telecomunicações. O atraso de resposta limita a taxa de repetição de pulsos e as oscilações produzem erros cumulativos nos sinais ópticos transmitidos que, após um certo tempo, deformam totalmente a informação transmitida.

Pode-se tentar minimizar o tempo da resposta óptica do modulador aceitando-se respostas ópticas com amplitudes menores. Para isso, diminui-se o tempo de duração do pulso de tensão na porta do modulador. Entretanto, a duração do pulso deve ser suficiente para que o modulador comece a emissão de luz coerente tendo, no domínio espectral, um modo definido com potência óptica na fibra estimada em torno de 1mW. Dado perdas de acoplamento de 3 dB para fibras, notamos a necessidade dos 0,67ns para se atingir o pico de potência de 2mW.

Também, pode-se diminuir o tempo de resposta a um mesmo pulso de tensão na porta do modulador, aumentando a corrente de injeção do anodo. Para um valor maior de corrente de anodo, a população desta cavidade fica convenientemente mais invertida e com densidade de fótons maior. Logo, para um mesmo pulso de tensão na porta, a variação da densidade de fótons é menor, o processo de emissão é mais rápido e, conseqüentemente, a resposta é mais rápida. A figura 2.9 mostra a reposta óptica temporal para várias correntes de anodo.

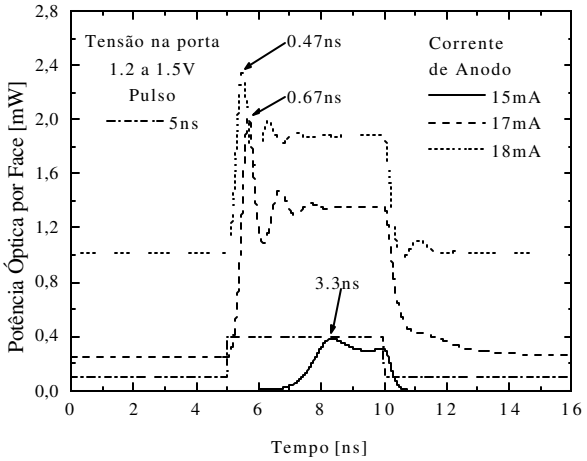


Figura 2.9: Gráfico da evolução temporal da densidade de fótons e do pulso de tensão aplicado na porta do L3T para diferentes correntes de anodo. Para maiores correntes os tempos de resposta são menores.

Podemos observar no gráfico da figura 2.9 que em baixas correntes de anodo, por exemplo de 15mA, representado pela linha contínua, o atraso de resposta é alto, 3,3ns. Já para correntes de injeção maiores, de 18mA, representado pela linha pontilhada, o tempo de resposta é menor, 0,47ns. Entretanto a variação da densidade de fótons com o pulso é menor e as oscilações de relaxação começam a aparecer também após o final do pulso. Considerando o tempo de obter-se um pulso de 2mW e de desligá-lo, taxas de aproximadamente T~1/(2×0.47ns) ~1Gb/s são um limite neste esquema de modulação. Como já comentamos, este modulador não pode ser usado em aplicações de longa distância, mas com tais taxas de modulação, constituem uma alternativa viável com grande aplicação em sistemas locais paralelos de altíssima capacidade.

É importante também considerarmos a eficiência de chaveamento do dispositivo. A figura 2.10 mostra, dispositivo simulado acima, a curva de corrente por voltagem para uma corrente de anodo de 17 mA. O consumo de potência elétrica para o pulso mostrado na figura 2.9 pode ser obtido facilmente desta figura. Aproximadamente $\Delta P_{el} \sim I\Delta V + V\Delta I = 0{,}3mA.0{,}3V + 1{,}5V.0{,}3mA = 0{,}45mW$. A eficiência máxima de chaveamento então fica $\eta = \Delta P_{luz}/\Delta P_{el} = 2\ mW/0{,}54\ mW \sim 4$. Este resultado implica em muito baixo consumo de potência elétrica AC que reduz bastante a demanda nos circuitos eletrônicos de controle. Devemos lembrar, que existe um consumo DC de $P \sim 17mA.1.2V \sim 20\ mW$ no anodo. De toda forma, a integração de 8 a 16 destes lasers para acoplamento em conjuntos de fibra é bem factível.

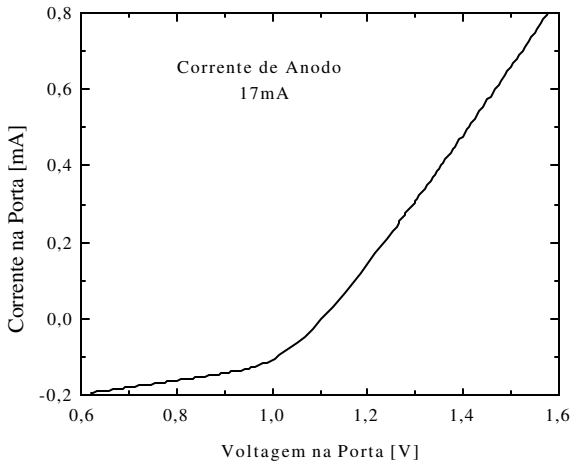


Figura 2.10: Curva da corrente × voltagem no dispositivo simulado nesta seção com corrente de anodo de 17mA.

Para completar este estudo, descrevemos a modulação por pulsos de corrente no anodo. A figura 2.11 compara as respostas ópticas a pulsos de corrente no anodo, em linha tracejada, e de tensão na porta, em linha contínua.

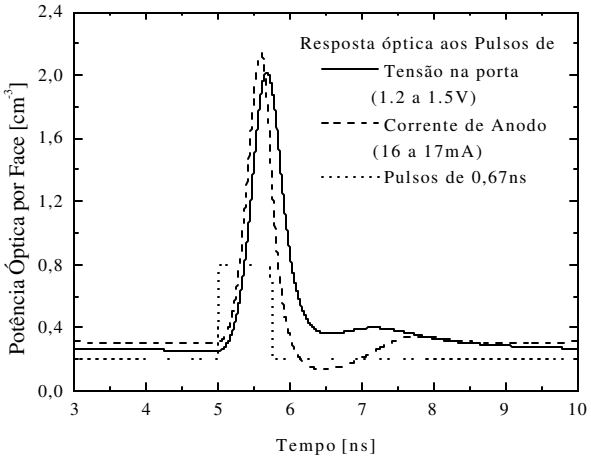


Figura 2.11: Resposta óptica do laser no tempo frente a pulsos de tensão na porta e de corrente no anodo do laser.

Podemos observar que a resposta é um pouco mais rápida para pulsos de corrente no anodo (de 16mA para 17 mA com a porta em 1,5V), entretanto no desligamento do pulso aparecem oscilações de amplitudes e períodos maiores. A eficiência de chaveamento fica ΔP_{el} ~ = *1mA.1,2V + 16mA.0 ~1,2 mW.* Aqui, estamos subestimando este valor por considerar a voltagem de anodo fixa em 1,2 V. A eficiência cai para η *~1,5.* Além desta queda brusca de

eficiência, devemos considerar que a capacitância do anodo é muito maior pois o volume e área de injeção, além da densidade de portadores são muito maiores. Além disso, circuitos eletrônicos de controle muito mais complexos são necessários para a modulação por corrente.

2.2.b.ii – Estudo da resposta óptica no regime de multiestabilidade

Na seção anterior mostramos simulações de modulações através da porta (pela modulação de tensão) do laser e através do anodo (pela modulação da corrente de injeção). Para um bom contraste de chaveamento, ou seja razão entre a potência inicial e final, obtivemos um tempo de resposta de, aproximadamente, 0,67ns. Afirmamos anteriormente que o laser quando está operando em multiestabilidade possui mais de um ponto de operação para valores fixos de corrente de injeção e tensão de porta. Nesta condição, espera-se alta eficiência de chaveamento. No entanto, nos interessa o problema dinâmico de transição entre dois estados estáveis.

Simulamos o laser de três terminais operando no regime de multiestabilidade e estimamos o tempo de resposta óptica frente a um pulso de tensão na porta. Nestas simulações utilizamos as dimensões e resistências elétricas idênticas às utilizadas na seção 2.2.b.i. Para conseguirmos colocar o mesmo laser utilizado anteriormente no regime de multiestabilidade, aumentamos sua corrente de injeção de anodo de 17mA para 22mA. Na multiestabilidade, a aplicação de um pulso na porta do laser pode resultar em duas situações distintas, dependendo dos valores de tensão do pulso. Em uma das situações, o laser é levado de um estado de operação inicial para outro bastante distinto, dentro do tempo de duração do pulso, e após o pulso, volta ao estado inicial de operação. Na outra situação o laser, após o pulso, não volta ao estado inicial permanecendo neste segundo estado distinto do inicial. No primeiro caso, o laser pode operar como um modulador óptico de alta eficiência de chaveamento e, no segundo caso, pode operar como uma memória óptica, como sugerimos e discutimos no Apêndice A. Desenvolvemos as simulações que mostram cada uma destas situações, as quais discutimos a seguir.

2.2.b.ii.a - 1º. Caso: o laser permanece no segundo estado

Para o modulador permanecer no segundo estado estável de operação, os valores inicial e final do pulso de tensão na porta devem estar dentro do intervalo de multiestabilidade e a amplitude do pulso deve ser superior ao valor máximo da tensão da região de multiestabilidade.

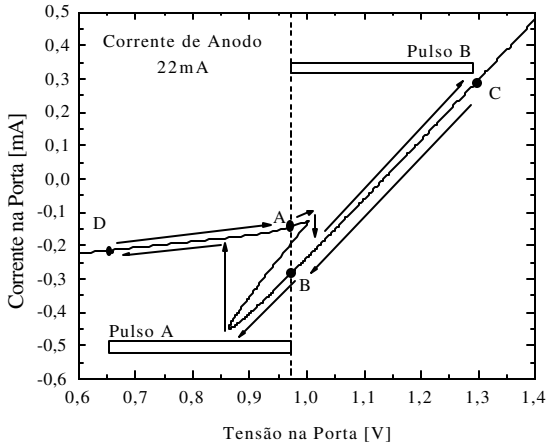


Figura 2.12: Curva de corrente por voltagem na porta do modulador em multiestabilidade.

A figura 2.12 mostra um gráfico da Corrente na Porta × Voltagem na Porta do laser, indicando os pulsos aplicados e os estados de operação. Vemos nesta figura que os estados indicados por A e B estão dentro da região de multiestabilidade da curva. Supondo que o estado inicial de operação do laser seja o ponto A, ao aplicarmos o Pulso B, como indicado na figura 2.12, o laser será levado para o estado C e retornará por um caminho diferente pela curva, terminando por ficar no Estado B. Uma vez no estado B, aplicamos o pulso A, o laser é levado ao estado D e volta novamente por um caminho diferente, permanecendo no estado A.

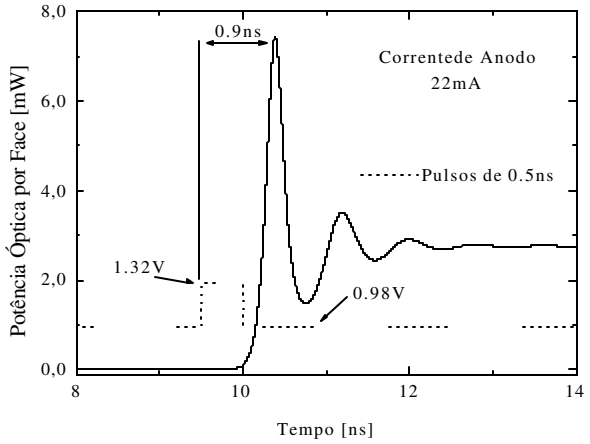


Figura 2.13: Evolução temporal da resposta óptica (linha contínua) frente a pulsos de tensão na porta (pontilhado)

A figura 2.13 mostra um gráfico da potência óptica por face do laser em função do tempo (em linha contínua) juntamente com a representação do pulso de tensão aplicado à porta (em linha pontilhada). Para esta simulação dinâmica, tomando como base a figura 2,12,

primeiramente consideramos o laser no estado A praticamente desligado. Então aplicamos um pulso como o Pulso B. O ponto de operação inicial (A) deve ser escolhido bem próximo à tensão de ligamento do laser para que uma baixa amplitude de pulso possa levar ao estado final (B) com emissão estimulada. Podemos observar que o atraso de resposta ao início do pulso na porta é de aproximadamente 0,9ns. Observamos também que, mesmo retirando o pulso de tensão, a potência óptica não retorna ao valor inicial antes do pulso. Isso ocorre pois o laser, após sofrer a perturbação do pulso elétrico na porta, atinge outro estado da multiestabilidade diferente do inicial. Observamos também que a estabilização da amplitude da potência óptica não é imediata com a presença de oscilações de relaxação. Através do gráfico, pudemos estimar o período das oscilações de relaxação em torno de 0,9ns, o mesmo valor do atraso de resposta.

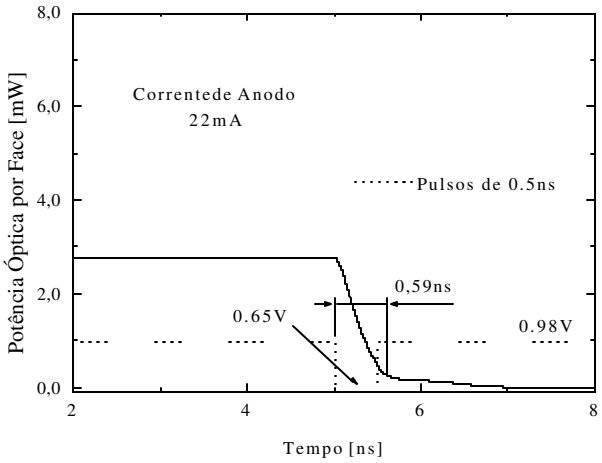


Figura 2.14: Evolução temporal da resposta óptica (linha contínua) frente a pulsos de tensão na porta (pontilhado)

Consideramos então o laser já no estado B e aplicamos um Pulso A. A figura 2.14 mostra a simulação da resposta da potência óptica frente a um pulso de tensão que desliga o laser.

Podemos observar na figura 2.14 que o tempo de resposta estimado para que o valor da potência óptica atinja um valor dez vezes menor que o valor inicial é de 0,59ns. Observamos que, mesmo tirando o pulso de tensão aplicada na porta, o laser não volta a operar no estado inicial, novamente devido a multiestabilidade. Para o desligamento do laser não observamos o aparecimento das oscilações de relaxação.

2.2.b.ii.b - 2º. Caso: o laser volta ao estado inicial

Após o pulso de tensão na porta, o estado do laser só será igual ao estado inicial se o valor da tensão inicial do pulso estiver fora da região de multiestabilidade.

Considerando o laser operando inicialmente no estado D indicado na figura 2.12, será aplicado um pulso que levará o laser para o estado C. O caminho da tensão da porta para este pulso está Indicado na figura 2.12. Após o pulso o estado final será igual ao estado inicial D. A situação dinâmica é mostrada na figura 2.15. Esta figura mostra a resposta óptica do modulador frente a um pulso de tensão localizado fora da região de multiestabilidade.

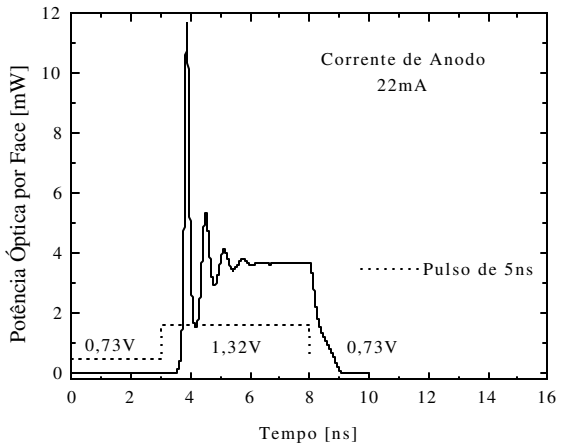


Figura 2.15: Evolução temporal da resposta óptica para pulsos de tensão na porta.

Observamos que mesmo após o pulso o laser volta ao estado inicial. Enquanto mantido o pulso de 5ns o laser apresenta oscilações de relaxação com grandes amplitudes, chegando a primeira oscilação a 12mW. Observamos que o tempo de resposta óptica ao pulso elétrico e de 0,87ns. Realizamos outra simulação aplicando o pulso com a duração do tempo do atraso de resposta para analisar o tempo de extinção do pulso. A figura 2.16 mostra esta simulação.

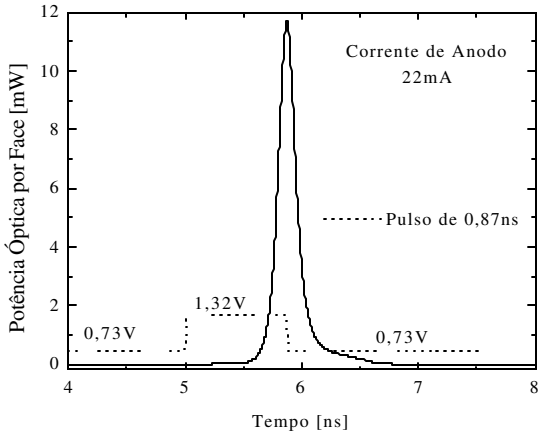
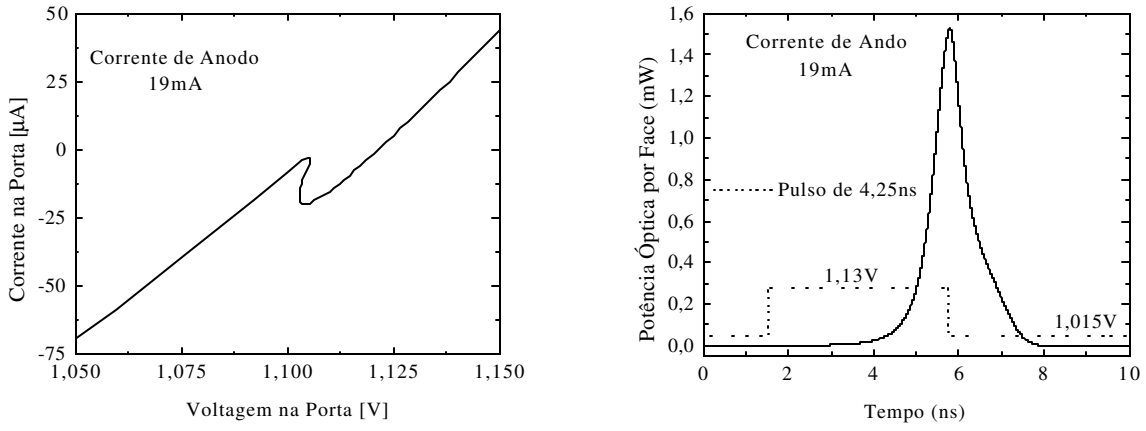


Figura 2.16: Evolução temporal da resposta óptica (linha contínua) frente a pulso de tensão na porta (pontilhado)

Vemos nesta figura que o tempo de extinção do pulso é aproximadamente igual ao de ligamento, 0,87ns. Além disso o desligamento está praticamente livre das influências das oscilações de relaxação. Portanto, em termos de velocidade de chaveamento, a operação na multiestabilidade também é restrita ao tempo característico do período das oscilações de relaxação. Ou seja, continuamos restritos a taxas de modulação de T ~1 Gb/s.

A eficiência de chaveamento, no entanto é grandemente aumentada. A partir das figuras 2.12 e 2.15, obtemos ΔP_{el} *~I.ΔV+V.ΔI = 0,3mA.0,6V + 1,32V.0,5mA = 0,84 mW.* A eficiência máxima de chaveamento então fica $\eta = \Delta P_{luz}/\Delta P_{el}$ = *12mW/0,84mW~ 14.* O consumo DC aumenta pouco para *P~22mA.1,2V ~26mW* no anodo. Logo, a multiestabilidade sob controle pode gerar um aumento substancial na eficiência de chaveamento, exigindo muito menos dos circuitos de controle.

Notamos também que podemos pensar em aumentar a eficiência reduzindo a variação da voltagem. Para tal, temos que reduzir a região de biestabilidade. A figura 2.17 mostra a operação deste dispositivo sob mínima biestabilidade. Na figura 2.17(a) mostramos a curva de corrente por voltagem na porta e na figura 2.17(b), a evolução temporal com pulsos de 0,115 V.



(a) **(b)**

Figura 2.17: (a) curva de corrente por voltagem na porta para uma corrente de anodo de 19 mA. (b) Evolução temporal da resposta óptica (linha contínua) frente a pulsos de tensão na porta (linha pontilhada)

Apesar da redução na amplitude de voltagem, notamos uma drástica redução da potência ótica η ~0,08 e um grande atraso no tempo de o laser ligar. O tamanho reduzido da região de multiestabilidade dificulta a centralização da tensão do pulso, resultando em baixa confiabilidade.

2.3 Conclusão

Neste capítulo, solucionamos numericamente as equações que descrevem o sistema optoeletrônico (equações de (5) a (8)) para os modos estacionário e dinâmico.

Para o modo estacionário, a solução numérica das equações propostas nos possibilitou estudar a influência das resistências em série com as cavidades e da resistência de fuga entre elas. Verificamos que as resistências em série exigem correntes maiores para a operação do laser o que aumenta a chance de danificação por alta temperatura. O mesmo ocorre para valores baixos de resistência de fuga. Estes resultados nos levaram a concluir que para podermos ter controle sobre as características de operação do modulador é fundamental termos total controle das resistências em série da porta e do anodo. É necessário, então, o desenvolvimento de técnicas de processamento que nos permitam maior confiabilidade nas características elétricas do modulador.

Para o modo dinâmico, solucionamos as equações no domínio temporal e verificamos a resposta óptica do modulador frente a pulsos elétricos na porta. Verificamos que mesmo dentro do regime de multiestabilidade o tempo de resposta óptica é da mesma ordem de grandeza que os tempos de resposta do laser fora da multiestabilidade. A grande vantagem do uso da região de multiestabilidade é a alta eficiência de chaveamento que chega ser a 4 vezes maior que a eficiência de chaveamento do laser fora da multiestabilidade.

Aproveitando os diferentes estados estáveis do laser de três terminais cuja transição ocorre mediante a aplicação de pulsos de tensão na porta do laser, propusemos sua utilização como memória óptica (ver Apêndice A).

Bibliografia

[1] M. A. Rugiero, V. R. Lopes, "Cálculo Numérico: Aspectos Teóricos e Computacionais", 2ª ed., Tópico: Sistemas não Lineares.

[2] W.H. Press, S.A. Teukolsky, W.T. Vetterling, B.P. Flannery, "Numerical Recipes in FORTRAN The Art of Scientific Computing", Cambridge University Press, 2ª.ed, 1992, (701-716)

[3] G. P. Agrawal e N. K. Dutta, Semiconductor Lasers, 2ª. ed, Van Nostrand Reinhold, New York (1993).

Capítulo 3

Fabricação e Análise do Laser de Três Terminais

Neste capítulo trataremos primeiramente da fabricação do laser de três terminais. Abordaremos o assunto através da descrição geral de etapas comumente repetidas durante o processo, uma descrição mais detalhada de cada etapa do processo de fabricação do dispositivo e uma descrição do projeto das máscaras litográficas utilizadas na fabricação. A abordagem termina com a mostra do dispositivo fabricado.

Em seguida, é discutida a caracterização experimental optoeletrônica do laser de três terminais. Esta caracterização é também analisada de maneira comparativa com o modelo teórico desenvolvido. Para isso as curvas obtidas por simulação foram ajustadas e contrastadas com as curvas experimentais.

3.1 – Fabricação do Laser de Três Terminais

As fases da fabricação do laser de três terminais são o projeto das máscaras litográficas, definição das etapas de processamento e o processamento do dispositivo.

3.1.a - Projeto das máscaras litográficas

Em nossas máscaras litográficas, inserimos diferentes tipos de lasers pertinentes ao estudo: laser de três terminais com o FET integrado, laser de três terminais sem o FET e laser tipo ridge, sem divisão entre porta ou anodo, ou seja um laser tradicional. Isto é importante para permitir um estudo comparativo entre os dispositivos.

Descreveremos o projeto de maneira completa, entretanto ressaltamos que neste capítulo abordaremos apenas o assunto a respeito do laser ridge e do laser de três terminais convencional sem o FET integrado. O restante será abordado nos capítulos subseqüentes.

O projeto destas máscaras litográficas utilizadas na fabricação do dispositivo integrado procurou solucionar eventuais problemas de realinhamento entre estruturas de tamanho reduzido e de deformações nas estruturas fotogravadas durante as fases do processamento. Além disso, o projeto visou facilitar a caracterização optoeletrônica otimizando a disposição física dos dispositivos pela alternância entre os diversos tipos de lasers.

A figura 3.1 mostra o desenho do novo projeto feito em CAD LASI e a distribuição dos dispositivos: 4 lasers de três terminais com FET integrado, um laser de três terminais sem FET e um laser comum (ridge). Nesta figura estão representadas quatro máscaras sobrepostas. Estas máscaras correspondem aos quatro níveis de processamento referentes às quatro últimas etapas do processamento que foram descritas na seção anterior: 1- corrosão das faixas de injeção; 2- isolamento entre cavidades; 3- faixas para abertura do nitreto e 4- metalização.

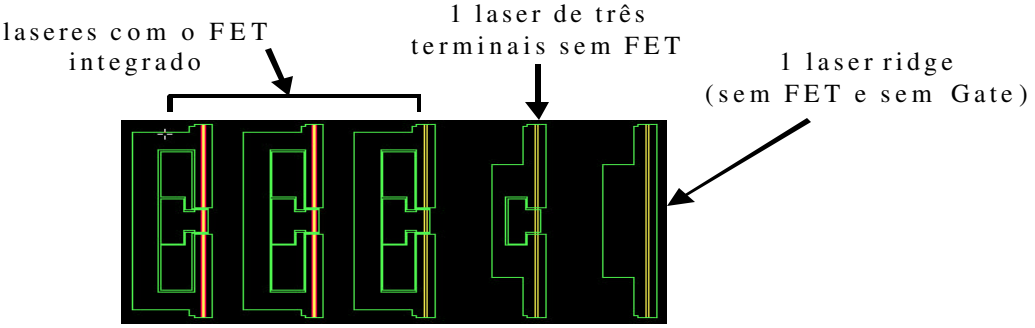


Figura 3.1: Nova máscara projetada: evita uma metalização a mais e proporciona análises comparativas mais confiáveis devido ao agrupamento dos dispositivos.

Neste projeto, tomamos a precaução de colocar os contatos do laser e do FET integrados em uma única máscara para metalização, eliminando a necessidade do realinhamento e, conseqüentemente, de nova metalização. Além disso, projetamos a máscara para ser usada em processos de corrosão química a plasma, o qual nos fornece uma corrosão de alta anisotropia, que por sua vez não danifica o perfil das estruturas corroídas. A não reprodutibilidade dos dispositivos prontos pode surgir devido a distorções na homogeneidade da amostra ou do processamento. Para minimizar este efeito e tornar o estudo comparativo da caracterização optoeletrônica mais confiável, os dispositivos, espaçados entre si em 250µm, foram dispostos em conjuntos de seis. Nestes grupos, o laser ridge fornece informações sobre a qualidade da amostra e do processamento e os laseres de três terminais sem a integração e os laseres de três terminais com FETs integrados são estudados e comparados. As máscaras do tipo campo claro (desenho em cromo e campo transparente) foram confeccionadas pelo ITI (Instituto de Tecnologia para Informática).

3.1.b - Processamento do Laser de Três Terminais

O processamento de dispositivos eletrônicos é realizado em ambiente limpo. Nosso laboratório, LPD (Laboratório de Pesquisa em Dispositivos), dispõe de uma sala limpa de classe 100, ou seja, sala com cada $0{,}03m^3$ possuindo até 100 partículas menores que 0,5µm por um período de 10 min. Uma sala limpa para processamentos de dispositivos eletrônicos promove a confiabilidade dos mesmos.

Nas etapas do processamento são realizadas operações básicas de limpeza da amostra, fotogravação de máscaras protetoras em polímero fotossensível (*fotorresiste*), corrosões químicas e deposições de material isolante e metal na estrutura epitaxial do laser.

A limpeza da amostra é feita antes de cada fase do processo de fabricação, por jateamento e fervura em TCE (tricloroetileno), acetona e isopropanol, necessariamente nesta ordem. Ocasionalmente, em fases de remoção total de fotorresiste ou para melhorar a limpeza orgânica, é realizada outra limpeza adicional por plasma de barril com oxigênio com 100sccm de O_2 a 200mTorr e 200W de R.F. (rádio freqüência) por 10min. Antes de corrosões e deposições, o plasma de oxigênio também é realizado, mas com 50sccm de O_2 a 100mTorr e 100W de R.F., a fim de não alterar ou remover as estruturas gravadas no fotorresiste. Para finalizar, a amostra passa por imersão em HF (ácido fluorídrico) para ter os possíveis óxidos de sua superfície removidos para não prejudicar o contato elétrico.

A fotogravação consiste em gravar estruturas em um polímero fotossensível, o fotorresiste AZ 5214 da Hoecht, sobre a superfície da amostra através de sensibilização óptica em ultravioleta (U.V.) e revelação em solução reveladora. Após a limpeza orgânica, a amostra é coberta por gotas de fotorresiste e um *spinner* (espalhador por centrifugação), em rotação pré-calibrada (4000rpm), deixa a espessura do fotorresiste suficientemente homogênea (1,4µm). Em seguida a amostra é colocada, por 2min em uma chapa quente (hot-plate) de temperatura controlada (118°C) para a secagem do polímero. A seguir a sensibilização do polímero é feita numa fotoalinhadora. Este equipamento permite, através de um microscópio, o alinhamento entre a amostra e uma máscara transparente com a imagem das estruturas do dispositivo. Após o alinhamento a luz U.V. (ë=400nm a $10mW/cm^2$ em intensidade constante e por tempo controlado de ~15s) passa pela máscara e sensibiliza o polímero com a estrutura da máscara. A amostra é colocada em solução reveladora (AZ-400-Hoecht) e o polímero sensibilizado é retirado, este processo chamamos de gravação positiva.

O fotorresiste utilizado permite a inversão da imagem fotogravada, o que chamamos de processo negativo de gravação, através da seguinte receita: após o espalhamento, 5min no hot-plate de 90°C, exposição ao U.V. com a máscara alinhada, 2min em hot-plate a 118°C, exposição total ao U.V. e revelação com AZ-312-MIF - Hoecht. As imagens fotogravadas servem para cobrir algumas regiões da amostra e expor outras. As regiões desprotegidas podem sofrer corrosões químicas ou deposição de metais.

A corrosão química é realizada em camadas de GaAs e InGaP. Pode-se corroê-las por ataque químico úmido ou seco. Em ataque químico úmido utiliza-se para GaAs a solução $1H_2SO_4$:$8H_2O_2$:$40H_2O$(DI) (proporção de 1 de ácido sulfúrico para 8 de água oxigenada para 40 de água deionizada) e para InGaP a solução 3HCl:$1H_3PO_4$.

O ataque químico úmido tem a vantagem de ser seletivo às diferentes camadas desta estrutura, controlado (~1µm/min) e prático para se executar. Entretanto, como a corrosão é isotrópica, as paredes corroídas não são verticais. Além disso, a corrosão ocorre também sob o contorno das estruturas do polímero, alterando as dimensões da estrutura.

Para o ataque químico seco utilizamos plasma por RIE (Reative-Ion Etching) de 5sccm de $SiCl_4$ (tetracloreto de silício) com 10sccm de Ar (argônio) a 75W de potência de R.F. A vantagem do ataque por plasma é que a corrosão é anisotrópica e bem controlada (~1000Å/min), deixando as paredes das estruturas totalmente verticais e a superfície sem defeitos sem que ocorra a corrosão sob o polímero protetor. Preferencialmente, utilizamos o ataque químico seco devido à ótima qualidade final das estruturas. O controle de corrosão é feito pelo tempo de ataque após uma prévia calibração da taxa de corrosão.

A deposição de isolantes é necessária para evitar algum contato elétrico indesejado. Os materiais utilizados como isolantes são os óxidos e nitretos. Em nosso dispositivo utilizamos o nitreto de silício, com estequiometria desconhecida SiN_x, que é depositado com uma espessura de 2500Å por ECR (Electron Ciclotron Ressonance). O nitreto é depositado por toda a amostra. As regiões onde deverão ter contato elétrico têm o nitreto removido por ataque químico seco (plasma em ECR) ou úmido (solução aquosa de HF). Em nosso processo utilizamos o plasma de SF_6 (hexa-fluoreto de enxofre) com H_2 (hidrogênio) por ECR. Para a metalização, as estruturas dos contatos são fotogravadas em fotorresiste na amostra.

Para a metalização de contatos p utilizamos 300Å de Ti (titânio), 1000Å de Pt (platina) e 2000Å de Au (ouro) e para contatos n utilizamos aproximadamente 3000Å de espessura

numa combinação de metais: Au (ouro)/Ge (germânio)/Ni (níquel). Essas deposições são feitas por evaporação dos metais em ultra-alto-vácuo (~10^{-8}mTorr), ou seja os átomos metálicos têm uma trajetória balística até alcançarem a amostra.

Primeiramente, a amostra passa pela litografia deixando-se fotorresiste somente onde não se deseja o metal. O metal é então depositado por toda amostra. Posteriormente, as amostras passam pelo processo de lift-off, que é a retirada do metal pelo jateamento e imersão em acetona. Isso é possível pois os perfis abruptos do fotorresiste, com altura de 1,4µm cortam o filme metálico de espessura de 0.3µm. A acetona penetra pelas paredes onde o metal foi cortado e o fotorresiste é removido juntamente com o metal depositado sobre ele. Com isso as partes sem fotorresiste permanecem com metal.

Finalmente, é feito um tratamento térmico para os contatos (30s a 430°C em forno RTP) que homogeneíza as camadas metálicas, melhora a aderência à superfície e proporciona o contato ôhmico entre o metal e o semicondutor.

Podemos dividir o processamento do laser de três terminais em cinco as etapas:

- Primeira etapa: a amostra sofre uma limpeza completa e uma difusão de Zn (zinco) para melhorar o contato elétrico. Na difusão usa-se método da ampola lacrada. Esse método utiliza uma ampola lacrada de quartzo sob vácuo contendo a amostra e pedras de Zn. Então ela é colocada em uma estufa de temperatura controlada, o zinco evapora e se difunde na superfície da amostra. Essa difusão chega a uma profundidade de ~1000Å.

- Segunda etapa: são feitas uma fotogravação e corrosão de 1µm de profundidade por plasma em RIE, resultando em faixas de 7µm de largura. São retiradas toda a camada de GaAs e parte da camada de InGaP. A figura 3.2 ilustra este processo. Estas linhas limitam a região de injeção de portadores e formam o guia de ondas lateral.

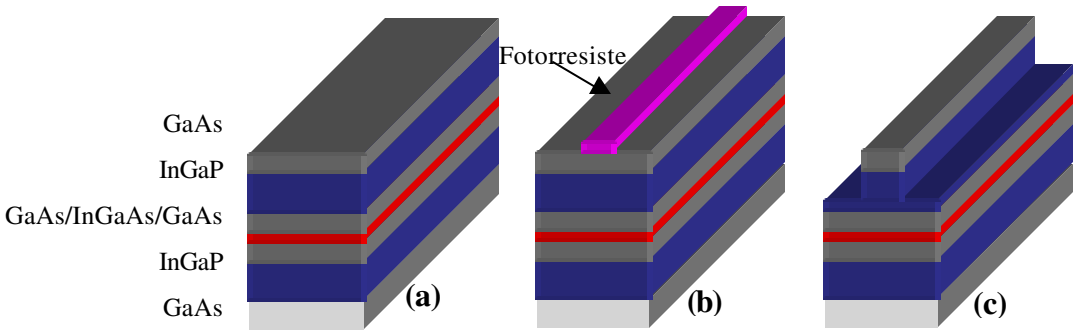


Figura 3.2: Segunda etapa: (a) estrutura inicial do laser, (b) fotogravação (fotorresiste) e (c) corrosão da amostra.

- Terceira etapa: é feita corrosão para o isolamento (5µm) das cavidades de porta e anodo. Para isso é feito um realinhamento entre a nova estrutura e as linhas corroídas. A fotogravação expõe duas seções para o isolamento elétrico entre as cavidades de anodo e porta, como pode ser observado na figura 3.3.

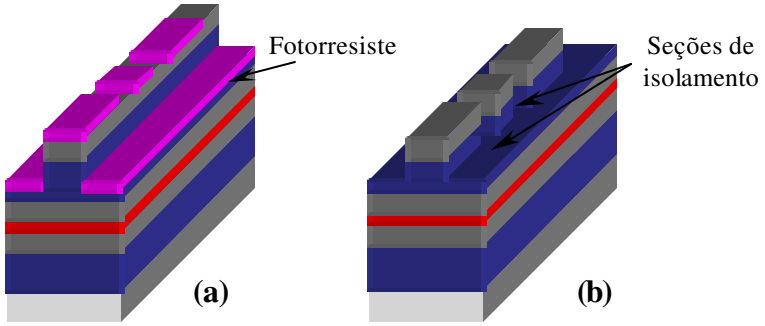


Figura 3.3: Terceira etapa: (a) fotogravação e (b) corrosão para isolamento entre porta e anodo.

- Quarta etapa: deposição de SiN_x por toda a amostra e, após uma fotogravação, remoção do nitreto sobre as linhas de injeção (5µm), deixando-as prontas para a realização de contatos elétricos. O processo é esquematizado na figura 3.4.

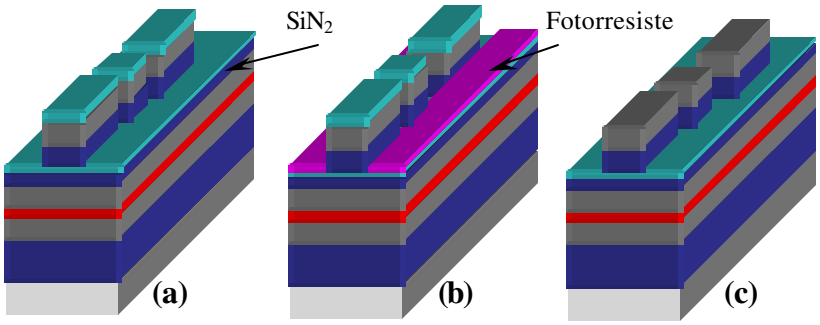


Figura 3.4: Quarta etapa: (a) deposição de SiN_2 e em (b) a fotogravação para a remoção do mesmo em (c).

- Quinta etapa: metalização dos contatos p e n do laser. Para o contato p, são realizadas uma fotogravação da estrutura dos contatos, metalização e lift-off. O contato n é feito em todo substrato da amostra. Para isso o substrato sofre um desbaste e tem sua espessura reduzida de 400µm para 100µm, como mostra a figura 3.5.

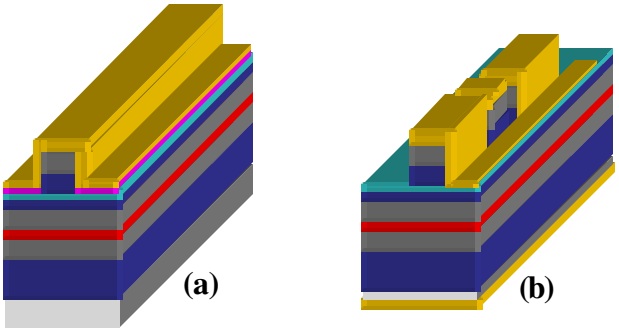


Figura 3.5: Quinta etapa: (a) fotogravação e metalização dos contatos p e (b) o lift-off, desbaste do substrato.

A estrutura laser é disposta linearmente num período de 500µm. Estas linhas são separadas também de 250µm. Logo, em um processamento são fabricados muitos lasers juntos. Para separá-los a amostra é clivada perpendicularmente às linhas. Com isso teremos vários dispositivos separados, um ao lado do outro. Além da separação dos dispositivos, a clivagem forma espelhos nas faces do laser. Ao final do processamento, o laser tem o aspecto semelhante ao da figura 3.6, como já comentado no capítulo 1. Nesta figura são indicados os terminais de anodo, porta, região de isolamento, os espelhos e local da emissão de luz.

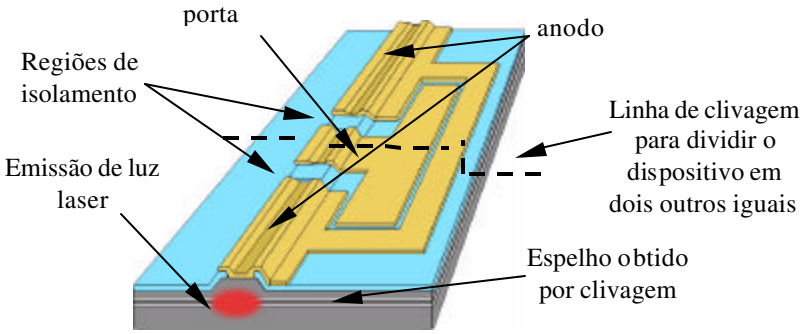


Figura 3.6: Desenho do aspecto final do laser de três terminais.

3.1.c - Fabricação dos dispositivos: laser ridge e laser de três terminais

O processo de fabricação foi seguido conforme o descrito na seção 3.1.a utilizando o jogo de máscaras que projetamos, cuja descrição se encontra na seção 3.1.b. Os laseres ridge fabricados têm a largura de 7µm de largura (linha de injeção de 5µm). As barras clivadas nos forneceram lasers com comprimentos de 300µm a 380µm. Neste mesmo processamento obtivemos lasers de três terminais com largura de 7µm, comprimento de anodo de 250µm a 310µm e com a porta de comprimentos de 30µm a 70µm. Apesar de terem sido processados juntamente com o laser de três terminais e FET integrados, é apresentado primeiro o laser tipo ridge e o laser de três terminais, pelas figuras 3.7 (a) e (b) respectivamente. Nestas figuras estão indicadas as localizações dos espelhos obtidos pela clivagem de separação bem como os contatos de anodo e de porta. A parte amarela é o metal utilizado como contato elétrico. O fundo escuro é o campo corroído da amostra com nitreto de silício depositado. Em ambos os laseres o topo do ridge é livre de nitreto para que o metal depositado estabeleça contato elétrico para injeção de portadores perpendicularmente à estrutura. Este metal se estende bastante fora dos limites do ridge propriamente dito (a linha horizontal também metalizada)

para aumentar a área de contato com as pontas de prova utilizadas nas medidas. Podemos ainda observar que a faixa horizontal é interrompida criando duas cavidades.

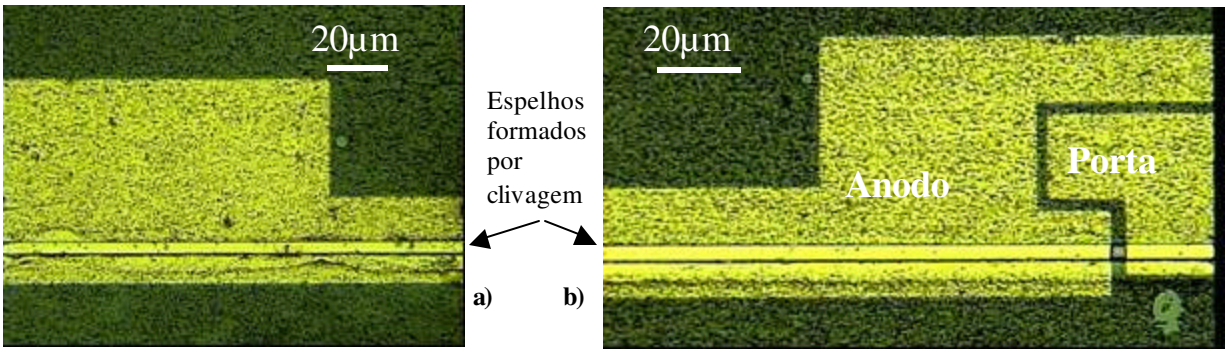


Figura 3.7: Fotografia obtida por microscópio óptico de laser tipo (a) ridge e (b) de três terminais fabricados.

Tanto o laser de três terminais quanto o laser ridge foram caracterizados elétrica e opticamente. Através da caracterização do ridge discutiremos a qualidade da estrutura e do processamento do laser. Através da caracterização do laser de três terminais, discutiremos seu funcionamento e comentaremos algumas de suas características já abordada em capítulos anteriores.

3.2 Caracterização e Análise

A caracterização dos dispositivos é constituída em duas etapas: caracterização do ridge e do laser de três terminais[1]. Nestes A caracterização do ridge nos possibilita ter conhecimento da qualidade da amostra e do processamento além de nos fornecer dados como a densidade de corrente de limiar e eficiência quântica externa. A caracterização do laser de três terminais, consiste em realizar medidas elétricas e ópticas pertinentes ao estudo do seu comportamento de maneira que possamos compará-lo com o modelo proposto.

3.2.a - Caracterização do laser ridge

Para caracterizarmos um laser tipo ridge, primeiramente, o caracterizamos eletricamente e depois opticamente. Em sua caracterização elétrica é medida a curva de tensão aplicada pela corrente. Através desta medida é possível verificar se as junções ou dopagens ou

contatos se encontram em boas condições após o processamento. Pela inclinação da curva podemos calcular a resistência em série do dispositivo e a resistência de fuga, utilizando a região da curva de polarização direta e reversa, respectivamente. A figura 3.8 mostra uma curva da tensão aplicada pela tensão de um laser ridge que fabricamos.

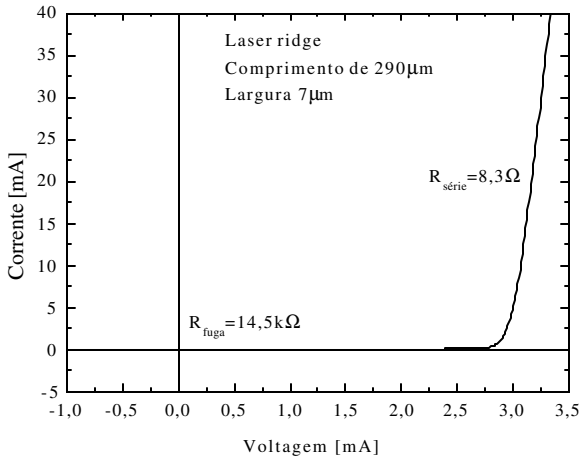


Figura 3.8: Gráfico de corrente versus tensão aplicadas ao laser ridge.

Nesta figura, podemos observar uma curva típica de um diodo, o que indica que a estrutura da amostra utilizada realmente forma uma junção P-N, como esperado. Além disso, podemos notar que sua resistência em série é aproximadamente 8,3Ω e sua resistência de fuga é de aproximadamente 14,4 kΩ; estes valores são obtidos pelas inclinações das curvas nas condições de polarização direta e reversa, respectivamente. Estes dados nos mostram que o processamento correu sem maiores problemas e que, provavelmente, também não teremos problemas elétricos com o laser de três terminais.

A figura 3.9 mostra o gráfico da potência óptica por face do ridge em função da corrente aplicada. Podemos observar que a corrente de limiar, ou seja, a corrente com a qual o laser começa o processo de emissão de luz laser, é aproximadamente 9mA. Este valor chega a ser um dos melhores obtidos em nosso laboratório.

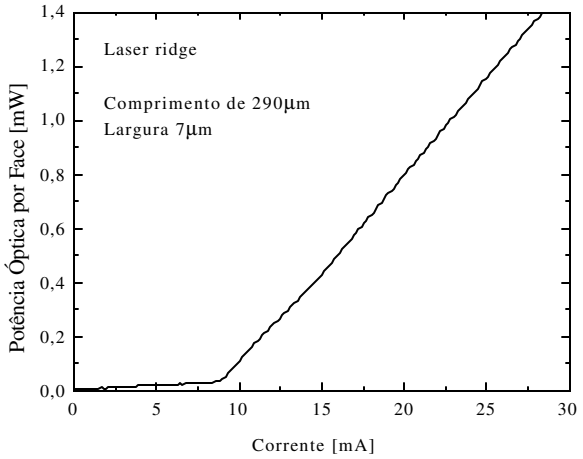


Figura 3.9: Gráfico da potência luminosa pela corrente do laser ridge.

Por este gráfico podemos calcular a eficiência quântica externa pela expressão 3.1.

$$\eta = \frac{dP}{dI}.\frac{2q\lambda}{hc}\times 100 \qquad 3.1$$

Na qual $\frac{dP}{dI}$ é a derivada da potência óptica em relação à corrente (P é dada em W e I em A), q é a carga do elétron, *ë* é comprimento de onda do fóton, h é a constante de Planck e c é a velocidade da luz no meio; o fator 2 aparece porque a derivada é calculada apenas para uma face e o fator 100 é para o resultado ser expresso em %. Pela eficiência quântica podemos saber se está havendo um excesso de perdas de portadores ou de fótons por algum tipo de recombinação não radiativa, ou ainda pela má qualidade do poço quântico ou do processamento. No caso do gráfico da figura 3.9, calculamos a eficiência quântica e encontramos um valor de 40%. Este valor nos mostra que alguns dos problemas citados estão ocorrendo mais do que costumeiramente observamos em outros laseres, cujas eficiências alcançam 50%. Entretanto a eficiência de 40% é um valor aceitável.

3.2.b – Caracterização do laser de três terminais

Para a caracterização do laser de três terminais, levantamos as curvas da corrente da porta de controle versus a tensão aplicada e da potência óptica por face do laser em função da tensão aplicada à porta de controle, ambas para várias correntes de injeção de anodo. Estas

curvas serão submetidas à análise posterior pelo contraste com o modelo teórico proposto. A figura 3.10 mostra a curva da corrente versus a tensão aplicada na porta de controle do laser de três terminais.

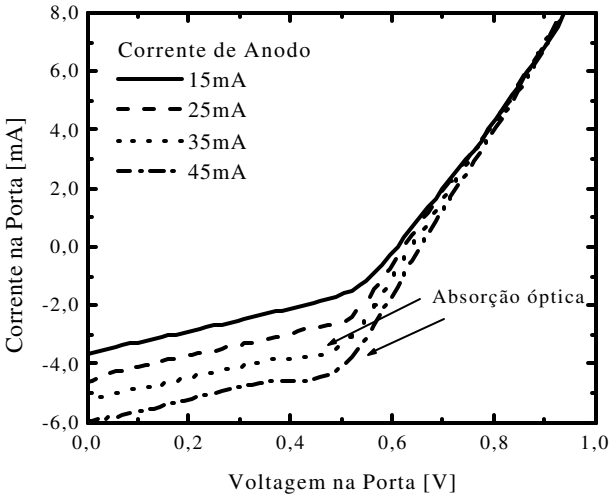


Figura 3.10: curva experimental da corrente versus a tensão aplicada à porta do laser de três terminais.

Observando o gráfico da figura 3.10 podemos estimar o valor da resistência em série da porta e o valor da resistência de fuga entre as cavidades (anodo e porta). Os valores estimados são de 30Ω para resistência série (R_{sg}) e de 280Ω para a resistência de fuga (R_p). Observamos também que, para tensões entre 0,4V e 0,6V, uma inclinação negativa na curva, o que indica a absorção óptica pela porta devido à realimentação óptica do anodo. O valor de 280Ω para R_p é bem menor que o esperado, da ordem de 1kΩ. Isso pode acarretar alguns problemas, como por exemplo, a ausência de multiestabilidade ou a danificação do dispositivo, como demonstrado no capítulo 2.

Referente à medida elétrica da figura 3.10, medimos também a potência óptica versus a voltagem na porta do laser. Esta medida é apresentada na figura 3.11.

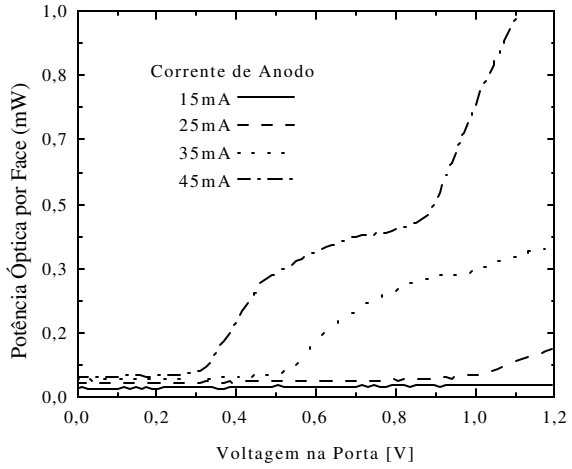


Figura 3.11: curva experimental da potência óptica versus a tensão aplicada à porta do laser de três terminais.

Observando a figura 3.11, podemos relacioná-la com a figura 3.10. Na figura 3.11, para a curva de 15 mA podemos ver que o laser não começou a emissão de luz laser. Dentro do intervalo de tensão apresentado, o processo de emissão começa a ocorrer para a corrente de 25mA para uma tensão de porta de 1V, para 35mA a 0,5V e 45mA a 0,3V. Tomando os valores 35mA (anodo) a 0,5V (porta) e 45mA (anodo) a 0,3V (porta), que correspondem ao início da emissão, podemos localizá-los na figura 3.10. Verificamos que os pontos estão dentro da região de absorção óptica evidenciada pela mudança de inclinação local da curva.

3.3 – Análise dos Resultados Experimentais do Laser de Três Terminais

Para analisarmos os dados experimentais obtidos nas medidas da corrente e tensão na porta e potência luminosa do laser de três terminais, faremos a comparação com a curva obtida da solução do modelo matemático o qual foi dissertado no capítulo 2. A figura 3.12 mostra o gráfico da corrente pela voltagem na porta do laser para várias correntes de anodo. Nesta figura as linhas em preto foram obtidas experimentalmente e as em vermelho foram obtidas por simulações numéricas da resolução do modelo teórico proposto. Para a solução numérica ser ajustada à curva experimental utilizamos os valores de resistências estimados experimentalmente e ajustamos os parâmetros de ganho. Este procedimento foi adotado apenas para a curva de 15mA. As demais foram obtidas apenas pela mudança do valor da corrente de anodo. Podemos observar que no geral há uma boa concordância entre o modelo e

o resultado experimental. Uma pequena discrepância ocorre na região de absorção de fotocorrente negativa (tensões de porta entre 0,4V e 0,5V). Na curva experimental, a inclinação negativa é bastante suave, evidenciando-se mais para a curva de 45mA. Já na curva teórica para a corrente de 45mA, a inclinação é mais abrupta e de amplitude bem reduzida, o que a torna quase imperceptível. Esta região é destacada e indicada junto ao gráfico (figura 3.12).

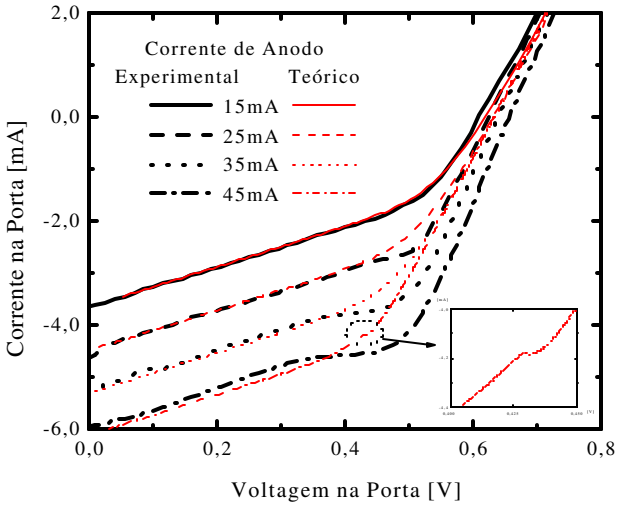


Figura 3.12: Curvas da corrente versus a tensão na porta de controle do laser de três terminais para várias correntes de anodo. As curvas experimentais estão em preto e as teóricas em vermelho.

A figura 3.13 mostra o contraste entre os dados teóricos e experimentais no gráfico da potência óptica por face do laser pela voltagem aplicada na porta do laser para várias correntes de anodo. Estas curvas correspondem à caracterização óptica das medidas da figura 3.12. As linhas em preto foram obtidas experimentalmente e as em vermelho foram obtidas da solução do modelo teórico proposto.

As simulações foram obtidas conjuntamente com os resultados mostrados na figura 3.12. Observando a figura 3.13, podemos afirmar que ocorre uma concordância qualitativa bastante aceitável, uma vez que os valores de potência simulados são bastante compatíveis com os valores obtidos experimentalmente, indicando que, apesar da simples, o modelo descreve bem o laser.

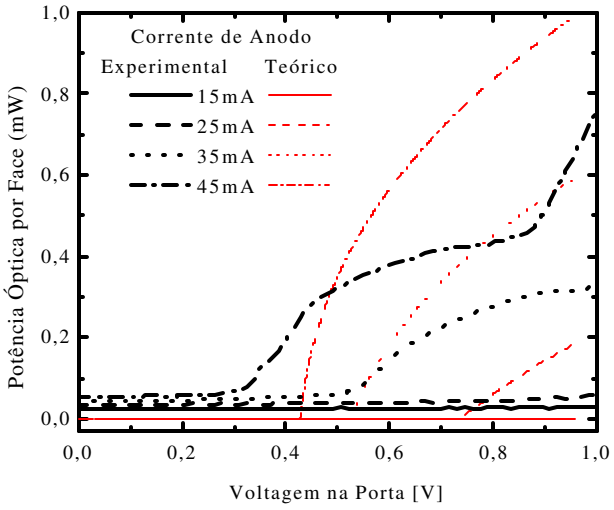


Figura 3.13: Curvas da potência óptica por face versus a tensão na porta para várias correntes de anodo do laser. Acurva experimental está em preto e a teórica em vermelho.

Os valores de tensão na porta para o ligamento do laser para as curvas experimental e teórica de 35mA são os mesmos, aproximadamente 500mV. Para uma corrente de anodo de 45mA e 25mA existe uma diferença de cerca de 200mV entre a as curvas experimental e teórica. Quanto à forma das curvas, observamos que a curva experimental não é tão suave quanto a teórica, além das inclinações serem diferentes. Todas estas discrepâncias podem ser atribuídas aos seguintes fatos: nosso modelo só considera um único comprimento de onda e no laser temos mais modos de excitação e diferentes ganhos para diferentes comprimentos de onda; apesar de as medidas terem sido feitas sob temperatura controlada (18°C), o laser pode sofrer aquecimento local, o qual pode alterar suas características elétricas e ópticas; podem estar ocorrendo perdas elétrica ou óptica não previstas pelo modelo.

Como já havíamos comentado, os valores de resistência obtidos não propiciaram estados multiestáveis de operação, o que nos impossibilitou a análise da histerese neste processamento. Entretanto em um processamento anterior a este conseguimos tal dado cuja análise vem a seguir.

3.3.a – Histerese

Em um processamento de laser de três terminais anterior ao nosso projeto de integração obtivemos uma curva experimental contendo histerese para uma corrente de anodo

de 35mA. Este laser tem largura de 7µm, anodo de 470µm, porta de 30µm, R_{sg}= 1550Ω , R_{sa}= 50Ω , R_p= 2450Ω . Utilizando os valores de resistência estimados e ajustando os parâmetros de ganho, pudemos comparar as curvas experimental e teórica na região de histerese, como mostra o gráfico da figura 3.14.

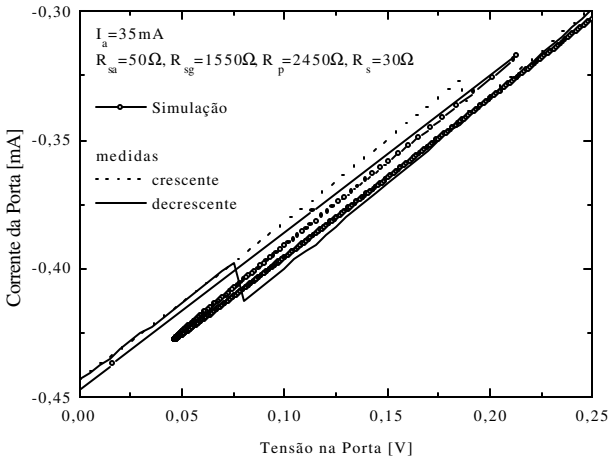


Figura 3.14: Curva de histerese da I_{gap}×V_{gap} comparada com uma curva de simulação ajustada.

O gráfico da figura 3.14 mostra a curva experimental da corrente da porta versus a tensão na porta do laser representada em linhas pontilhada e contínua. A curva teórica está representada em linha com círculos.

Comparando a curva experimental e a curva da simulação, podemos observar que os saltos abruptos na curva ocorrem quando o valor de tensão medido atinge um valor suficientemente próximo ao de outra solução, para ambos os sentidos crescente e decrescente. Ao atingir este valor, o sistema se perturba e cai para um estado mais estável e o traçado da curva continua normalmente. Esta situação ocorre em pontos diferentes da curva para medidas crescente e decrescente; proporcionando o aparecimento da área de histerese.

3.4 Conclusão

Neste capítulo discutimos a fabricação, caracterização e análise dos resultados do laser de três terminais. Na abordagem da fabricação discutimos o projeto da máscara litográfica utilizada no processamento do laser. Destacamos como principais características da máscara a facilidade de realinhamento entre as máscaras, o projeto considerando corrosão anisotrópica por plasma, agrupamento de dispositivos para facilitar a caracterização. Descrevemos cada

uma das etapas do processamento do laser de três terminais e apresentamos o laser de três terminais e um laser ridge processados. Na caracterização dos dispositivos obtivemos lasers ridge com corrente de limiar de 9mA e eficiência quântica de 40%, obtidos pela análise da curva da potência óptica por face versus a corrente injetada. Caracterizamos o laser de três terminais pelo levantamento das curvas de corrente versus voltagem da porta e da potência luminosa pela tensão na porta, ambas para várias correntes de anodo. Obtivemos também os valores das resistências elétricas, necessários para as simulações utilizadas na análise. A análise foi baseada na comparação entre o modelo teórico e a curva experimental obtida. Obtivemos boa concordância qualitativa e aceitável concordância quantitativa, levando em conta as simples considerações do nosso modelo. Também analisamos um laser de três terminais com histerese (região de multiestabilidade). Com isso verificamos a validade do nosso modelo inclusive para histerese, concluindo que este é, de maneira geral, quantitativamente e qualitativamente satisfatório.

Bibliografia

[1] N.C.Frateschi, H.Zhao, J.Elliot, S.Siala, M.Govindarajan, R.N.Nottenburg e P.D.Dapkus, "Three-terminal bistable low-threshold strained InGaAs/GaAs laser grown on structured substrates for digital modulation", IEEE Photon. Technol. Lett., Vol.5, No.3, Mar. 1993, pp.275-278.

Capítulo 4

Estudo do Transistor de Efeito de Campo (FET)

O objetivo da integração do transistor de efeito de campo (FET) é controlar a resistência elétrica de fuga entre as duas cavidades do laser de três terminais, anodo e porta. O controle ocorrerá sobre as propriedades de transporte de portadores na região de condução.

Para entender melhor como o FET controlará o valor da resistência e como será seu funcionamento quando integrado ao laser, trataremos brevemente a teoria do funcionamento do mesmo. Mostraremos os resultados experimentais obtidos dos FETs que fabricamos para as diversas etapas do estudo relatando também como otimizamos seu projeto. Em seguida analisaremos os resultados experimentais contrastando-os com o modelo teórico.

4.1 – Estrutura, Projeto, Funcionamento e Modelo do FET

O FET é um dispositivo eletrônico ativo que possui três terminais, sendo dois deles de baixa e outro de alta impedância de entrada. Os terminais de baixa impedância são utilizados para condução de correntes relativamente altas; o de alta impedância é utilizado para controle da corrente conduzida pelos outros dois. Fabricado em semicondutor, o dispositivo exerce controle na corrente pela expulsão de portadores livres de condução através da aplicação de um campo elétrico pelo terminal de controle. Sua utilização em circuitos eletrônicos se dá no controle de corrente, da resistência, como chave liga-desliga e para chaveamento em altas freqüências. Em nosso caso, o interesse principal é voltado para o controle da resistência.

4.1.a - Estrutura básica

O FET, basicamente, é composto por quatro partes notáveis: dreno, fonte, canal e gate (o termo é utilizado em inglês para evitar a confusão com a palavra porta, a qual é usada para

o terminal de controle do laser). A figura 4.1 mostra um esquema das estruturas das camadas do transistor de efeito de campo. Nesta figura são indicadas as partes do FET. Os terminais de fonte e dreno, separados pela região denominada de canal (de condução), são os contatos ôhmicos do dispositivo e ficam sobre a camada de GaAs p de alta dopagem (de 1 a $5\times10^{19}cm^{-3}$ de Be além da difusão de zinco). Eles têm a finalidade de conduzir os portadores livres de um terminal para o outro, passando pelo canal, localizado na camada de InGaP p de mais baixa dopagem ($3\times10^{17}cm^{-3}$ de Be). Sobre o canal está o terminal de controle denominado gate. O gate é um contato Schottky pois é constituído por metal (Ti/Pt/Au) depositado diretamente sobre o semicondutor pouco dopado. Aplicando uma tensão no gate cria-se uma região sem portadores livres para a condução denominada de região de depleção. Isso faz com que a seção transversal de condução diminui e que a resistência elétrica do canal aumente. Neste processo a resistência elétrica entre dreno e fonte é controlada. A figura 4.1 mostra o desenho esquemático do transistor de efeito de campo em operação com cada uma de suas partes indicadas.

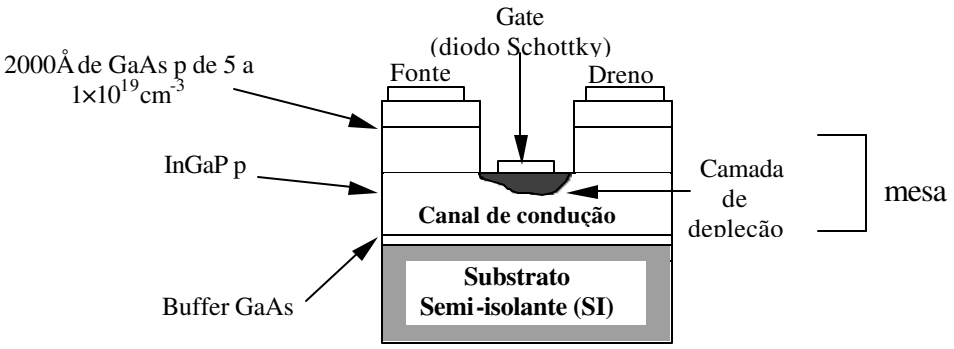


Figura 4.1: estruturas esquemáticas do FET desenvolvido em camadas semelhantes a do laser.

Neste desenho a região de saturação do canal está representada pela região pontilhada sob o contato de gate, conforme indicado. Como o dispositivo é simétrico, fonte e dreno foram definidos, no desenho, arbitrariamente.

4.1.b – Projetos: otimização do projeto do FET

Para otimizarmos o projeto da estrutura do transistor de efeito de campo, como mostrado na figura 4.1, utilizamos 3 projetos diferentes que possuíam diferentes estruturas e apresentaram também diferentes problemas. A seguir, são brevemente descritos os resultados das caracterizações de cada um dos processamentos realizados para os respectivos projetos.

4.1.b.i - 1º Projeto

O primeiro projeto possuía uma estrutura de FET com o GaAs p utilizado para o contato ôhmico de 2000Å de (~$5\times10^{19}cm^{-3}$) em contato direto com InGaP p pouco dopado ($1\times10^{17}cm^{-3}$) com espessura de aproximadamente 1000 Å. O problema que encontramos com esta estrutura foi a mudança abrupta de dopagem que provocou a migração de cargas e um acúmulo das mesmas na interface da junção. Conseqüentemente foi criada uma barreira de potencial na junção GaAs/InGaP formando diodos, um diodo em cada um dos contatos de fonte e dreno. Para ambos, os catodos seriam os próprios contatos de dreno e de fonte. Com isso, independente da polarização elétrica do transistor, sempre um dos diodos se encontra reversamente polarizado, impossibilitando a condução entre fonte e dreno. A figura 4.2 mostra um esquema da situação descrita.

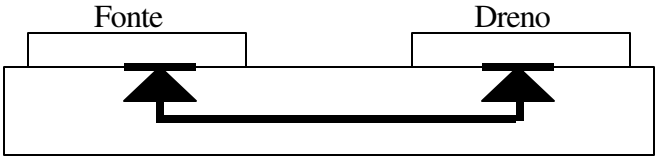


Figura 4.2: Esquema do FET: diodos formados pela diferença entre as dopagens das camadas de InGaP e GaAs.

A figura 4.3 mostra o gráfico da corrente de dreno em função da tensão entre dreno e fonte para várias tensões de gate. Com a formação destes diodos invertidos, a corrente de condução entre dreno e fonte teve valores muito baixos, da ordem de décimos de µA.

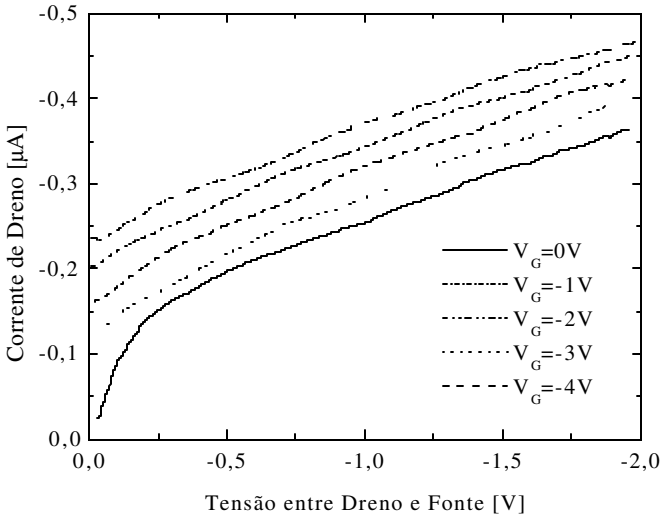


Figura 4.3: $I_D \times V_{FD}$ do FET do primeiro projeto.

Podemos também notar que a variação da corrente de dreno é proporcional à variação da tensão de gate, o que indica que pode estar ocorrendo uma fuga de corrente do gate para o dreno. Observamos também que a condução entre fonte e dreno não está sendo controlada pelo gate pois a inclinação da curva é praticamente constante.

Uma nova proposta de estrutura para ter este problema minimizado é de amenizar a mudança abrupta de dopagem para evitar os problemas de aparecimento de diodos na junção entre o canal e os contatos de fonte e dreno.

4.1.b.ii – 2º Projeto

No segundo projeto nossa proposta foi de se colocar uma camada de InGaP ($5\times10^{18}cm^{-3}$) mais dopada entre o GaAs ($5\times10^{19}cm^{-3}$) mais dopado e o InGaP ($5\times10^{17}cm^{-3}$) menos dopado para evitar a formação dos diodos na junção GaAs/InGaP. Cada uma das camadas tem 1000Å. A figura 4.4 mostra o esquema da estrutura do segundo projeto.

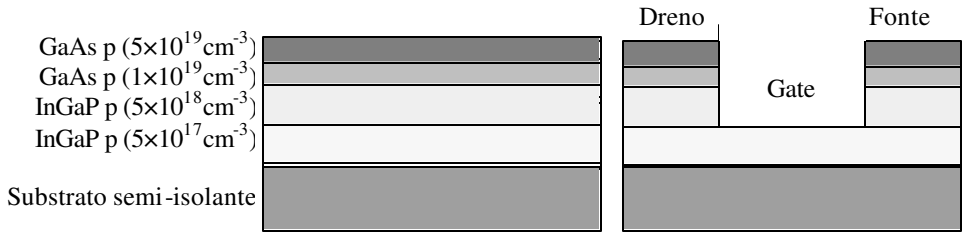


Figura 4.4: estrutura do 2º projeto do FET.

Como resultado obtivemos uma grande melhoria quanto à condição de contatos entre metal/dreno e metal/fonte, entretanto tivemos problemas com a profundidade do canal, provavelmente devido à falta de controle do ataque químico úmido utilizado. Dessa forma o canal ficou com pequena profundidade, a qual estimamos em cerca de 700Å. Com essa profundidade, o canal fica todo depletado pela presença do metal da porta. Com isso, o FET já começava a operar com estrangulamento total do canal.

A figura 4.5 mostra o gráfico de corrente de dreno em função da tensão entre dreno e fonte. Nesse gráfico podemos ver que as inclinações das retas são mínimas, ou seja o valor da resistência do canal varia muito pouco com a variação da tensão no gate. Entretanto os valores das correntes são pelo menos 100 vezes maiores que as obtidas no projeto anterior.

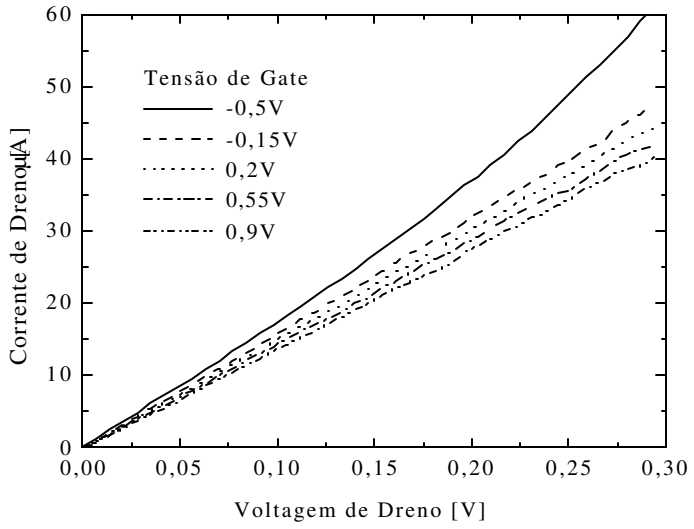


Figura 4.5: ID×VFD do FET do primeiro projeto.

Neste mesmo processamento, em uma das bordas da amostra com corrosões irregulares, localizamos um único componente que teve indícios de controle de resistência e saturação da corrente de dreno. A figura 4.6 mostra o comportamento da corrente de dreno desse dispositivo em função da tensão entre dreno e fonte para várias tensões de gate.

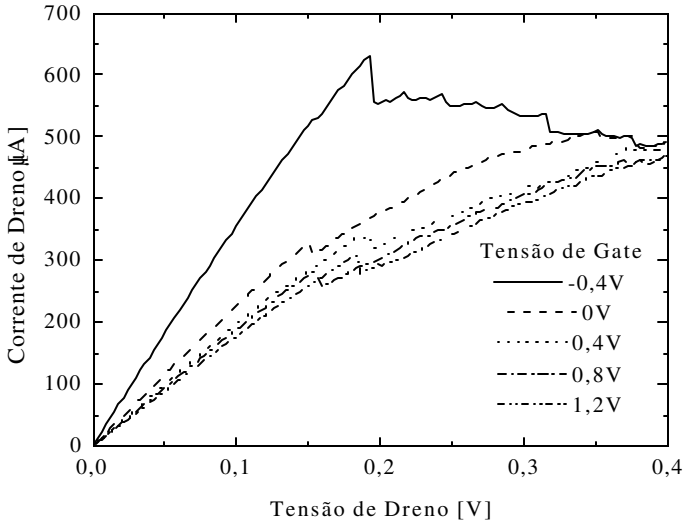


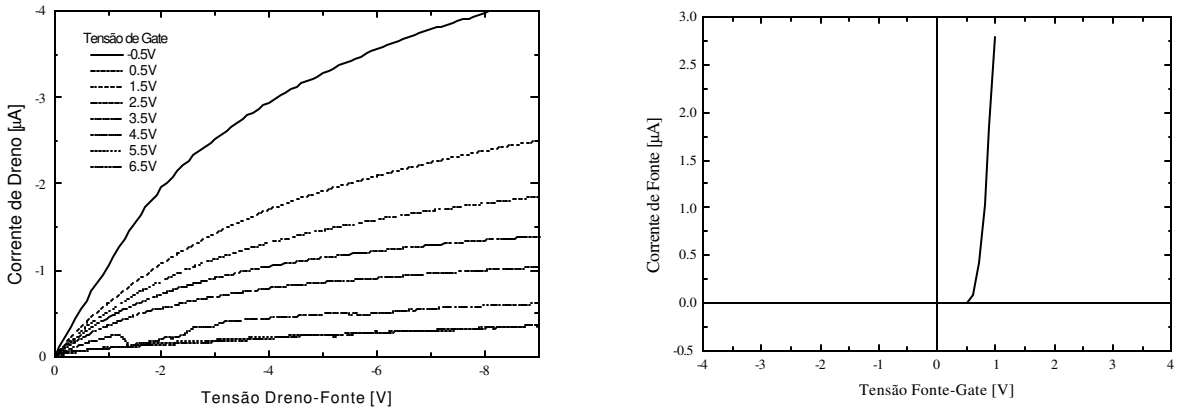
Figura 4.6: resultados do 2o projeto: $I_D \times V_{DS}$ do único FET da borda da amostra do 2° projeto.

Suspeitamos que o comportamento irregular deste único dispositivo seja devido a defeitos na corrosão e, conseqüentemente, conduções aleatórias por alguns canais defeituosos.

Baseados nestes resultados, propusemos o terceiro projeto de fabricar o FET em uma estrutura de laser semicondutor com uma profundidade de canal diferente.

4.1b.iii - 3º. Projeto

Neste projeto utilizamos uma amostra de laser semicondutor. Processamos FETs com canal de espessura de 4200Å e dopagem de $6\times10^{17}cm^{-3}$. A caracterização deste dispositivo fabricado é mostrada na figura 4.7. A figura 4.7(a) mostra o gráfico da corrente de dreno em função da tensão entre fonte e dreno para várias tensões de gate e a figura 4.7(b) mostra o gráfico da corrente versus a tensão do gate para verificar fugas e tensão de ruptura reversa. Podemos observar em 4.7(b) que os valores das correntes de fuga, do gate para o dreno, são desprezíveis.



(a) **(b)**

Figura 4.7: I×V **a)** fonte-dreno e **b)** fonte-gate do dispositivo.

Na figura 4.7 (a) vemos que para diferentes valores de tensão de gate temos diferentes inclinações para as curvas e portando diferentes valores de resistência de canal. Observamos também que a saturação de corrente não é total. Podemos dizer que a ausência da saturação é devida ao não estrangulamento total do canal devido ao valor de profundidade que deve ser um pouco menor.

4.1.b.iv – Projeto otimizado

Como nosso problema agora é a espessura ótima para o canal, partimos para um planejamento mais preciso. Para projetar a espessura da camada de InGaP para o canal do transistor, verificamos quanto da seção transversal do canal, perpendicular ao sentido de condução, é naturalmente depletado pelo metal do gate e quanto ainda resta para ser ativamente controlado. Para isso realizamos simulações das estruturas de bandas (utilizamos o Software Atlas da Silvaco) considerando uma amostra sobre um substrato de GaAs. A figura 4.8 mostra a simulação do fundo da banda de condução e o topo da banda de valência da junção metal-semicondutor do contato Schottky do gate sobre o canal. Nesta simulação, a direção de condução é perpendicular ao plano da folha, o eixo y é o eixo do potencial e o eixo x é o eixo da profundidade do canal, a contar do metal. Observamos que o potencial da junção permanece alterado até aproximadamente 1000Å abaixo do contato de gate e sobre o substrato. Podemos observar também que a espessura de 3500Å para o canal é suficiente para nos permitir um controle de estrangulamento de até 1500Å do canal.

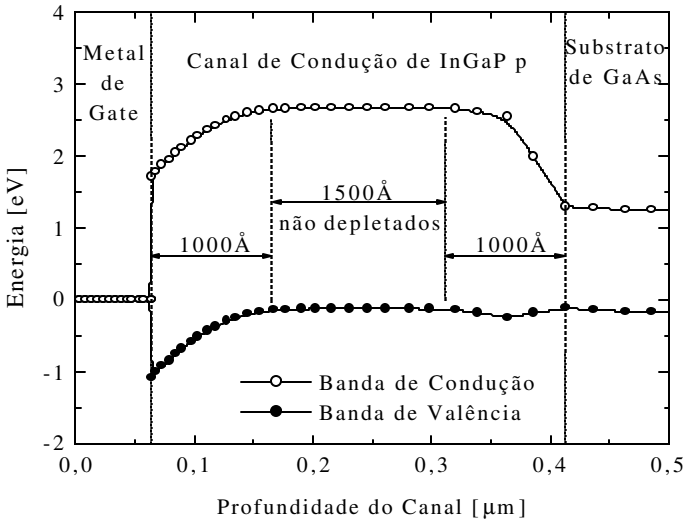


Figura 4.8: Estrutura de bandas da junção do contato de gate metal-semicondutor para o FET.

Finalmente, após este estudo de otimização do projeto do FET, decidimos pela seguinte estrutura: 2000Å de GaAs p altamente dopado para contato ôhmico (1000Å a $5\times10^{19}cm^{-3}$ e 1000Å a $1\times10^{19}cm^{-3}$), 1500Å de InGaP p ($3\times10^{18}cm^{-3}$), para quebrar a mudança abrupta de dopagem, 4500Å a ($5\times10^{17}cm^{-3}$), para o canal, e um buffer de 1000Å de GaAs em um substrato semi-isolante.

Este projeto foi executado e será discutido adiante. Agora, é interessante nos aprofundarmos na compreensão do funcionamento do FET.

4.1.c – Funcionamento e Modelo do Transistor de Efeito de Campo

Como já foi comentado, o princípio de operação do FET é controlar a corrente de canal pela variação da resistência elétrica do mesmo. Este controle da resistência é feito por expulsão de portadores através da aplicação de um campo elétrico. Para entendermos melhor seu funcionamento analisaremos a estrutura de bandas obtida pela simulação da figura 4.8.

No gráfico da figura 4.8 podemos observar a distorção das bandas de energia nas proximidades da junção metal-semicondutor. Esta distorção é gerada pelo acúmulo de cargas na interface devido à diferença entre a função trabalho do metal e o nível de Fermi do semicondutor. Essa diferença de potencial é a tensão embutida V_{BI} (ou potencial de contato). A aplicação de potencial elétrico externo acrescerá ou decrescerá a distorção das bandas. Quando baixamos o potencial do metal do contato de gate, aplicando a ele uma diferença de tensão positiva em relação ao canal (polarização reversa), a distorção do potencial aumenta, aumentando também a camada de depleção. Então, para uma dada tensão de gate, em relação à fonte, teremos um estrangulamento total do canal. A tensão entre dreno e fonte, V_{DS}, para o qual ocorre este estrangulamento é chamada de tensão de saturação V_{sat}. Quando a camada de depleção estrangula totalmente o canal para V_{DS} nula, a tensão de gate correspondente para tal é chamada de tensão de *pinch-off*, V_p. Também, quando aumentamos o potencial do gate aplicando uma diferença de tensão negativa em relação ao canal (polarização direta), o potencial fica menos distorcido e a camada de depleção diminui. Portanto, a região sem portadores livres no canal é controlada pela aplicação de um campo elétrico obtido pela tensão aplicada entre gate e dreno. Então, resolvemos a equação de Poisson para o canal e para obtermos a curva da corrente de dreno I_D versus voltagem entre dreno e fonte, V_{DS}, para diferentes tensões de gate.

Para os cálculos sobre o FET[1], faremos as seguintes hipóteses: condição simples de polarização (fonte aterrada, tensão aplicada no dreno é tomado em relação à fonte e o gate é polarizado reversamente com relação à fonte e dreno), simetria perfeita do dispositivo, o contato Schottky do gate é perfeito (não conduz no quando polarizado reversamente) e contatos entre fonte e dreno são perfeitamente ôhmicos e a dopagem do canal é do tipo n.

Para o cálculo de um transistor de canal *p* as tensões aplicadas devem ter suas polaridades convenientemente invertidas. Consideraremos também que o canal tem a forma de um paralelepípedo de seção transversal retangular de altura (profundidade do canal) *2a*, de largura *Z*, e de comprimento (distância entre os terminais de condução) *L*, como mostra a figura 4.9.

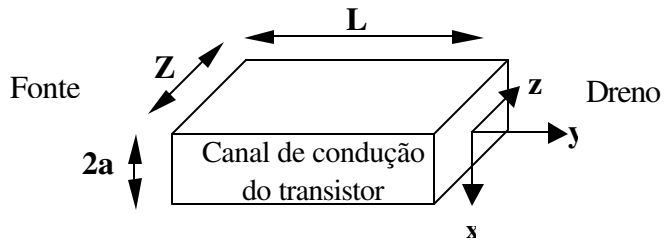


Figura 4.9: Esquema do canal de condução do FET com as indicações das dimensões indicadas.

Para tensão de gate até a de pinch-off, $0 \leq V_{DS} \leq V_{sat}$, e para tensão de dreno até a de saturação, $0 \leq V_g \leq V_P$, ou seja, apenas até que o canal fique estrangulado, sem exceder muito a estes valores, temos que a densidade de corrente depende de um termo elétrico devido ao campo aplicado e outro termo devido à difusão, dados pela equação (4.1).

$$J_P = q\mu_p pE + qD_P \nabla p \tag{4.1}$$

Nesta expressão (4.1), q é a carga elementar, μ_p é a mobilidade dos portadores no material, *p* o número de portadores por unidade de volume, *E* o campo elétrico aplicado e D_P o coeficiente de difusão. Levando em conta nossas considerações, o processo de condução pelo canal tem o termo elétrico bem maior do que o termo de difusão, logo o termo de difusão $qD_P \nabla p$ é desprezível. Convencionamos a direção como direção *y* a direção de condução de fonte para dreno e como direção *x* a direção do estrangulamento, perpendicular a *y*. Logo, substituindo estas definições na equação (4.1) temos:

$$J_{Py} = -q\mu_p N_A \frac{dV}{dy} \tag{4.2}$$

Existe, em nosso caso, uma variação da densidade de portadores na direção *x* devido à depleção do canal, obtida pela aplicação de uma tensão no gate V_g. Consideraremos a aproximação de uma junção abrupta do contato Schottky, a variação da camada de depleção na direção *x* do canal é dada por:

$$W(V) \cong \sqrt{\frac{2\varepsilon_s}{qN_D}\left(V_{BI} + V - V_g\right)} \tag{4.3}$$

Nesta equação V_g é a tensão aplicada no gate do FET, V_{DS} é a tensão aplicada ao dreno do FET, V_{BI} é o potencial embutido da junção metal semicondutor, q é a carga do elétron, $å_s$ é a permissividade elétrica do material e N_D é a dopagem do canal.

Considerando que o controle do estrangulamento é dado pela equação (4.3), uma solução para a equação (4.2) para tensões entre dreno e fonte menores que a de saturação ($0 \leq V_{DS} \leq V_{sat}$) e para tensões de gate menores que a tensão de pinch-off ($0 \leq V_g \leq V_P$) é dada por:

$$I_D = \frac{qZ\mu_p N_A a}{L}\left\{V_{dreno} - \tfrac{2}{3}\left(V_{BI} - V_{pinch-off}\right)\left[\left(\frac{V_{dreno} + V_{BI} - V_{gate}}{V_{BI} - V_{pinch-off}}\right)^{3/2} - \left(\frac{V_{BI} - V_{gate}}{V_{BI} - V_{pinch-off}}\right)^{3/2}\right]\right\} \qquad (4.4)$$

E para tensões de dreno maiores que a tensão de saturação, $V_{dreno} \geq V_{sat}$ ou tensão de gate maior que a tensão de pinch-off, $V_{gate} \geq V_{pinch-off}$ com $V_{sat} = V_{gate} - V_{pinch-off}$, temos:

$$I_{DSat} = \frac{qZ\mu_p N_A a}{L}\left\{V_{gate} - V_{pinch-off} - \tfrac{2}{3}\left(V_{BI} - V_{pinch-off}\right)\left[1 - \left(\frac{V_{BI} - V_{gate}}{V_{BI} - V_{pinch-off}}\right)^{3/2}\right]\right\} \qquad (4.5)$$

Utilizando estas relações, simulamos as curvas da corrente de dreno versus a tensão entre dreno e fonte para várias tensões de gate do FET. Uma simulação para um FET com um canal (InGaP) de largura de 24μm, comprimento de 9μm, profundidade de 4200Å e de dopagem $1\times10^{17}cm^{-3}$, é mostrada na figura 4.10. Nesta simulação utilizamos a mobilidade μ_s tabelada igual a $150cm^2/V.s$, e a tensão de pinch-off V_p calculada igualando a equação 4.3 à profundidade do canal e V_{BI} de valor igual a 1V, obtida da simulação da figura 4.8.

Em operação, o terminal do gate do FET é mantido a uma tensão fixa em relação à fonte aterrada, de maneira que ele fique polarizado reversamente. Nestas condições, a voltagem aplicada no dreno também deve ser tal que mantenha também a polarização reversa do gate. Ao variarmos a tensão de dreno variamos a tensão de polarização reversa do gate. Logo enquanto aumentamos a diferença de tensão entre dreno e gate, o canal vai sendo estrangulado e a curva vai se dobrando cada vez mais. Quando a tensão de dreno é suficientemente alta, o canal é estrangulado totalmente e a curva é dobrada mais bruscamente como pode ser observado nas curvas para V_g = 0V; -0,3V e -0,6V. Neste ponto de estrangulamento total, o transporte de portadores se dá por drift e a corrente permanece praticamente constante conforme aumentamos a tensão de dreno. O limite máximo para a tensão de dreno é o valor da tensão de ruptura reversa do contato Schottky do gate, um valor

elevado que, ao ser atingido, provavelmente danifica o dispositivo. O limite mínimo é o valor da tensão de condução direta, que é próximo do valor de V_{BI}, que para o InGaP é de aproximadamente 1V. A polarização direta pode gerar altas correntes que podem danificar o gate do FET. Para maiores valores negativos de tensão de gate, menores são os valores das tensões entre dreno e fonte para a saturação, V_{sat}, pois o canal estará inicialmente mais depletado. A curva para V_g = -1V mostra a condição de pinch-off, $V_g = V_p$.

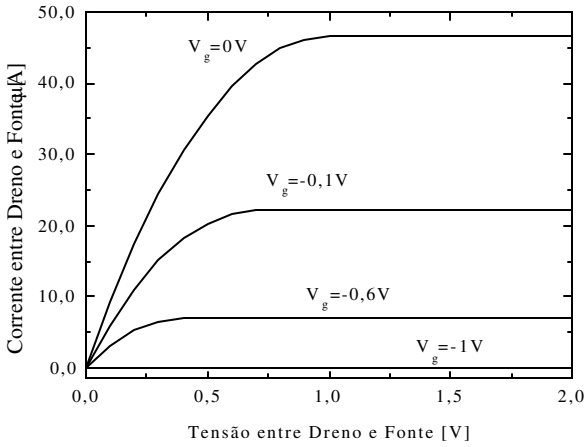


Figura 4.10: Simulação da corrente × voltagem entre dreno e fonte de um FET para várias tensões de gate

Estas simulações nos mostram que o FET, fabricado em camadas semelhantes às do laser, tem um bom desempenho, sendo possível até o estrangulamento total do canal de condução, inclusive pela aplicação da tensão de gate igual à de pinch-off.

4.2 - Resultados e Análises

Com base nos resultados da seção 4.1.b.iv projetamos outra estrutura epitaxial.

Um outro problema que havia sido observado no processamento de dispositivos nas outras estruturas em geral era a grande dificuldade de corrosão na interface p+InGaP/p+GaAs. Estudos realizados pelo nosso grupo, levantaram indícios de formação de microcristais de Be_3P_2 durante o crescimento epitaxial por CBE (Chemical Beam Epitaxy) de semicondutores com P (fósforo) dopados com Be.[2] Com o crescimento da camada de InGaP p+ sob temperaturas mais altas nesta estruturas, foi possível otimizar a dopagem com berílio. No entanto, com estudos de refletometria "in-situ" nos processos por plasma, foi possível identificar que, durante o início do crescimento da camada GaAs p+, se induzia na superfície do InGaP a formação de uma camada de aproximadamente 200Å com a presença de Be_3P_2 [3].

A eliminação desta interface problemática foi finalmente conseguida com a redução da temperatura de crescimento dos primeiros 200Å da camada de GaAs p. A estrutura crescida com o canal mais espesso e com a otimização da temperatura de crescimento foi processada sem problemas e resultou em um bom contato Schottky com altas tensões reversas de ruptura e um grande controle sobre a resistência de canal. Confeccionamos um FET conforme o nosso projeto que otimizamos. Esta estrutura tem as camadas de InGaP e GaAs semelhantes às duas primeiras camadas do laser, exceto a espessura da camada de InGaP. Os primeiros 1000Å mais dopados da camada de InGaP, servem para evitar a mudança abrupta da dopagem entre a camada de GaAs e a de InGaP dopada a $3\times10^{17}cm^{-3}$ para evitar o aparecimento de junções que atuem como diodos, impedindo a condução de corrente. O processamento desta estrutura consiste em 4 níveis de processamento: mesa, contatos ôhmicos de fonte e dreno e gate. Os procedimentos de limpeza e corrosão são os mesmos descritos no capítulo 3. O processamento do nível mesa consiste em limpeza orgânica, fotogravação negativa, corrosões de GaAs e InGaP. O processamento dos contatos ôhmicos consiste em limpeza orgânica, fotogravação positiva, plasma de O_2, deposição dos metais, lift-off, recozimento térmico e verificação dos contatos elétricos. Para o contato de gate é feita uma fotogravação positiva, plasma de O_2, corrosão do GaAs e corrosão controlada do canal de InGaP com a solução de $3HCl:1H_3PO_4$ a uma taxa de 1µm/min. Depositou-se 1300Å de Ti(300Å)/Pt(300Å)/Au(700Å) aproveitando a mesma fotogravação utilizada para a corrosão do canal (auto-alinhamento para a deposição). A retirada do metal foi feita por lift-off. A figura 4.11 mostra uma foto do dispositivo processado. O contato de gate fica à esquerda e os contatos de dreno e fonte (simétricos) se encontram à direita.

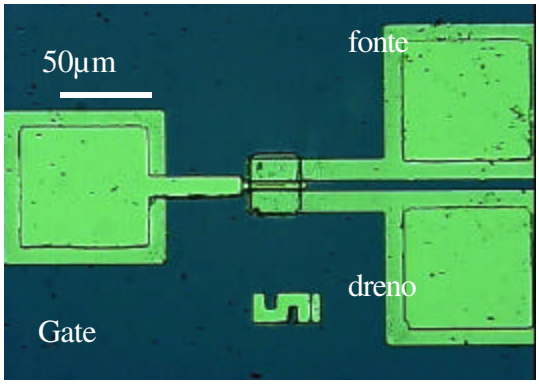
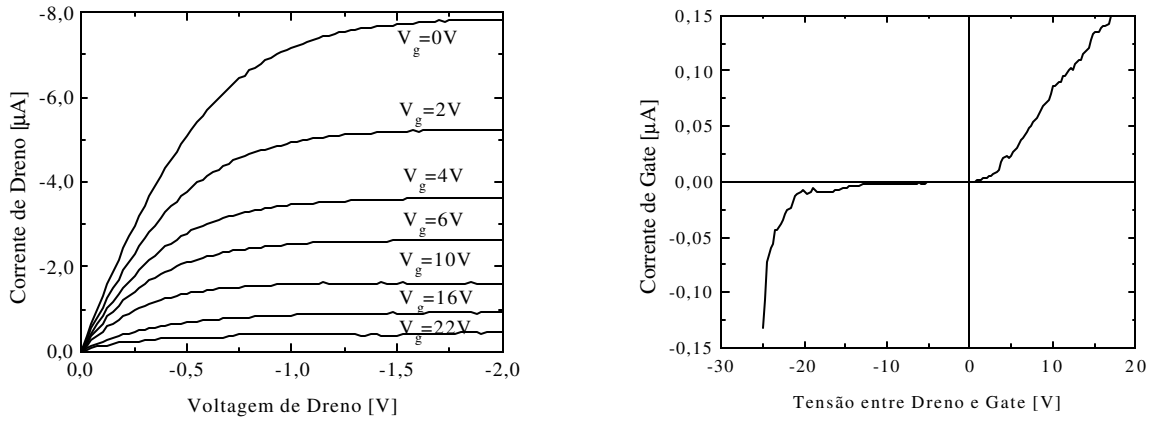


Figura 4.11: foto do dispositivo processado.

A figura 4.12 (a) mostra o gráfico de corrente de dreno vs. tensão entre dreno e fonte, $I_D\times V_{DS}$, para várias tensões de gate, V_G, onde podemos observar um bom controle da resistência do canal, inclusive com possibilidades de estrangulamento total do mesmo (pinch-

off). Isso é conseguido devido à alta tensão reversa de ruptura obtida para o contato Schottky do gate em aproximadamente 22V, como mostra a figura 4.12(b).



(a) **(b)**

Figura 4.12: (a) gráfico $I_{dreno} \times V_{dreno\text{-}fonte}$ para várias tensões de gate Vg e (b) gráfico $I_{gate} \times V_{dreno\ gate}$ do gate.

Apesar destes bons resultados, tivemos ainda o mesmo problema de contato ôhmico que havíamos observado nos moduladores. Isso fez com que os valores de corrente entre dreno e fonte ainda fossem baixos, da ordem de µA. Para melhorarmos estes contatos, nossa propomos corrigir deficiências na dopagem da superfície por "skin diffusion" (difusão de zinco em ampola lacrada na superfície da amostra por cerca de 1000Å de profundidade).

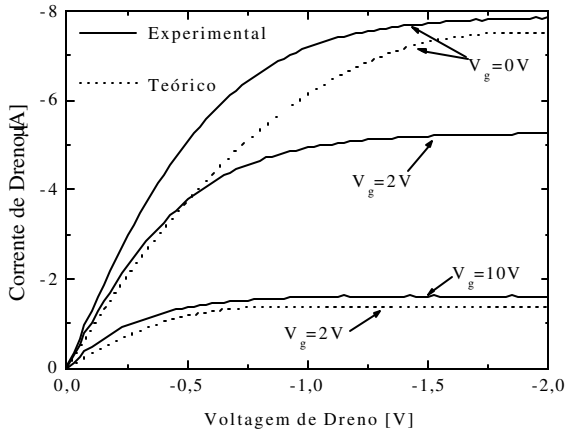


Figura 4.13: comparação de 3 curvas das mostradas na figura 4.12 com 2 obtidas do modelo teórico do FET.

A figura 4.13 mostra as curvas dos resultado da figura 4.12 juntas com dois ajustes obtidos do modelo teórico do FET para fins de comparaç~cao entre a teoria e experimento.

Nesta figura, observamos algumas discrepâncias entre as curvas teórica e experimental. Primeiramente, podemos observar alguns detalhes sobre os valores de tensão de gate do FET, V_g, para as curvas experimental e teórica. Para as curvas com V_g=0V, apesar das correntes de saturação terem valores bastante próximos entre si, as inclinações das curvas nas regiões de não saturação são bastante diferentes. Para a curva experimental de V_g=2V a corrente de saturação cai para 4μA, em módulo, enquanto a corrente de saturação teórica cai para menos de 2μA em módulo. Esta última se iguala à curva experimental para V_g=10V. A possibilidade de fuga de corrente de gate é descartada pois a corrente reversa do contato de gate é desprezível em relação a corrente de condução entre dreno e fonte, como mostra a figura 4.12(c). Uma causa bastante provável para a discrepância entre teoria e experimento é o efeito *Fermi level pinning*. Neste caso, estados de superfície do InGaP distorcem as bandas de condução e de valência e o canal é estrangulado de maneira irregular ou não, alterando o comportamento do transistor. Em nossas simulações não consideramos tal efeito.

4.3 - Conclusão

Neste capítulo descrevemos a estrutura do FET e apresentamos os processamentos que nos levaram a otimização do projeto do FET. Descrevemos também, a simulação da estrutura de bandas que nos deu maior precisão no projeto da profundidade do canal de condução do FET, finalizando com a apresentação do projeto otimizado.

Descrevemos o funcionamento do FET e, através da resolução da equação de Poisson e tomando como aproximação de depleção, discutimos o modelo matemático que descreve seu funcionamento. Descrevemos o processamento do FET e mostramos os resultados obtidos. Analisamos estes resultados comparando-os com uma simulação do modelo teórico. Através desta análise observamos algumas discrepâncias quantitativas que atribuímos a estrangulamentos não previstos causados por distorções nas bandas de energia devidas aos estados de superfície na face do contato Schottky.

Bibliografia

[1] S. M. Sze, "Physics of Semiconductor Devices", John Wiley and Sons Inc. 2ª ed., N.Y., Cap. 6, (1981).

[2] M.M.G. de Carvalho, J. Betinni, M. A. A. Pudenzi, L. P. Cardoso, "Evidence of Be_3P_2 Formation During Growth of Be-doped Phosphorus-based Semiconductor Coumponds", App. Ph. Lett., V.74, N.24, 3669 (1999).

[3] N. M. Mestanza, N. C. Frateschi, "Laser reflectometry 'In Situ' monitoring structural and growth effects on the ECR etching of In0.49Ga0.51P layers in al-free laser structures", J. Vac. Sci. Technol. B, 19(1) Jan/Fev (2001).

Capítulo 5

Estudo, Fabricação e Análise do FET e Laser de Três Terminais Integrados

Concluídos os estudos do funcionamento do laser de três terminais e do FET independentes um do outro, temos subsídios para se estudar o funcionamento destes dispositivos integrados. Neste capítulo estudaremos a resolução numérica do modelo proposto considerando o FET integrado. Mostramos a extensão em que o FET consegue controlar o ponto de operação do modulador. Avaliamos também a possibilidade de modulação óptica pelo FET na estabilidade e multiestabilidade.

Finalmente, apresentamos a fabricação do dispositivo integrado, resultados preliminares de sua caracterização optoeletrônica e análise com o modelo teórico proposto.

5.1 - Modelagem do Comportamento DC do FET Integrado ao Laser

A integração do FET ao laser tem por objetivo básico controlar o regime de multiestabilidade e estabilidade, além de podermos propor futuramente o estudo da modulação através do FET. A figura 5.1 mostra um esquema optoeletrônico do laser e FET integrados.

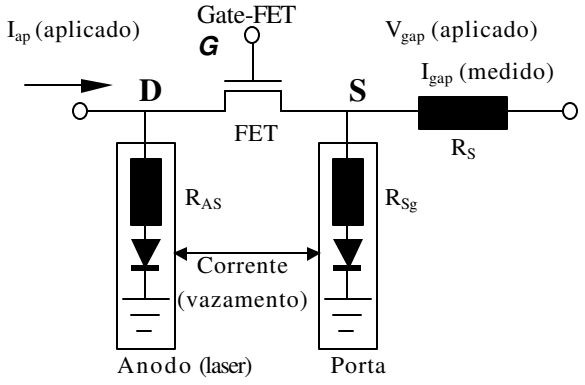


Figura 5.1: Esquema optoeletrônico do laser e FET integrados. D e S são os terminais de Fonte e Dreno do FET.

O FET, isoladamente, para baixos valores de tensão entre dreno (*D*) e fonte (*S*), V_{DS}, se comporta como um resistor variável cujo valor depende da tensão de gate V_G. A princípio ele seria usado para controlar ohmicamente o valor de R_p. Entretanto, o estudo do capítulo 2 nos mostra que a simples variação de R_p não nos possibilita conseguir multiestabilidade para o funcionamento do laser.

Todavia, o FET quando integrado ao laser não tem o mesmo comportamento ôhmico que a resistência R_p possui. Isso ocorre pois o valor da resistência de canal do transistor integrado depende da diferença de tensão entre o gate e os pontos internos D e S do laser, os quais são tomados em relação ao catodo aterrado, como é mostrado na figura 5.1. As tensões nos pontos D e S são flutuantes e dependem do comportamento optoeletrônico do dispositivo como um todo.

Mudando a corrente de R_p, as correntes de injeção de portadores nas cavidades mudarão juntamente com suas tensões, cujos valores alteram R_p. Uma vez que a tensão de gate é fixa em relação ao catodo aterrado do laser, o valor de R_p irá se ajustar às condições eletro-ópticas do sistema até que se encontre uma situação de equilíbrio e um ponto de operação definido. O comportamento do FET integrado já não é mais descrito apenas uma de suas curvas de carga características, mas sim por todo uma região do plano Corrente de Dreno × Tensão ($I_D \times V_{DS}$), composto pelo conjunto de todas as suas curvas de cargas possíveis. Como em nossas simulações a operação do dispositivo resulta em baixas voltagens entre os pontos D e F com relação ao catodo, o FET pode ser introduzido na simulação da integração com o laser de três terminais com todas as suas curvas características calculadas na região linear sem entrar no regime de saturação de corrente. Portanto, utilizamos a equação do capítulo 2 para a camada de depleção *W*, para determinar a resistência R_p dependente da voltagem. A dependência da voltagem estabelecida desta forma antes da saturação, é uma boa aproximação para nosso objetivo. Este valor é dado por:

$$R(V) = \frac{l}{z.(a - W(V))}\rho \tag{5.1}$$

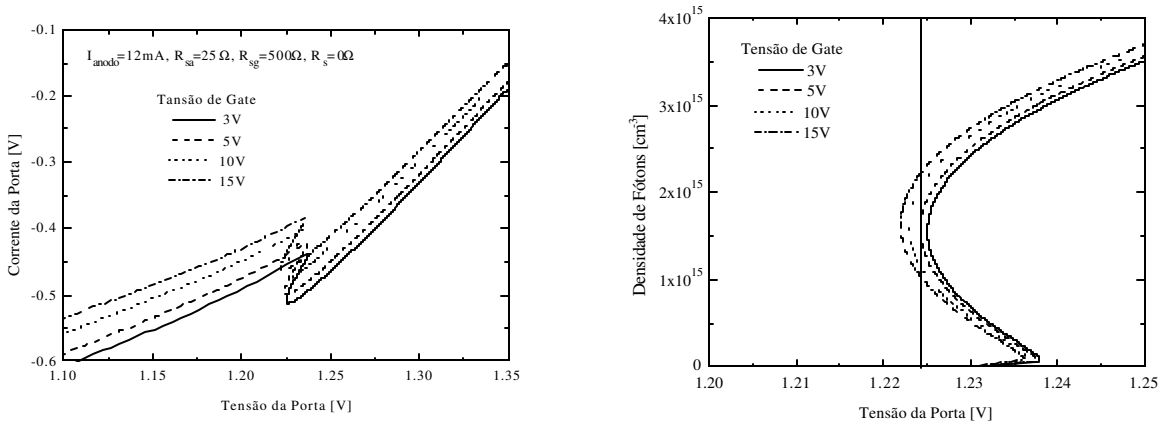
Nesta expressão, l é o comprimento da região de separação entre anodo e porta, z é a largura do canal, a é a espessura, ρ é a resistividade do canal e $W(V)$ é dado por:

$$W(V) \cong \sqrt{\frac{2\varepsilon_s}{qN}\left(V_{BI} + V - V_g\right)} \tag{5.2}$$

Nesta equação ε_s é a permissividade elétrica do material, q é a carga do elétron, N é o valor da dopagem do canal, V_{BI} é a tensão interna de junção metal-semicondutor, V_g é a tensão aplicada ao gate do FET em relação ao terra e V é a tensão, em relação ao terra, para definir a queda de tensão entre o gate do FET e as cavidades. Esperamos, com isso, uma variação da resistência de canal entre 50Ω e 100kΩ para uma variação de tensão aplicada ao gate do FET entre 0V e 10V, baseados nos valores experimentais reais tomados do FET, como mostrado no capítulo 4. Entretanto, experimentalmente, o valor da tensão máxima a ser aplicada ao FET dependerá da tensão de ruptura de seu contato Schottky para cada processamento específico.

A solução do sistema integrado foi obtida semelhantemente ao descrito no capítulo 2. Para esta solução no domínio estacionário utilizamos parâmetros do FET obtidos empiricamente. Observamos que o FET não consegue mudar a condição de operação do modulador como desejávamos. Ou seja, a condição de multiestabilidade é dada pelas resistências em série do anodo e porta óptica e controlado pela corrente de anodo conforme mostramos no capítulo 2. O FET, no entanto, pode fornecer um ajuste fino do ponto de operação da porta óptica.

A figura 5.2 (a) mostra o gráfico $I_{gap}\times V_{gap}$ e a figura 5.2 (b) o gráfico $P\times V_{gap}$ do laser, com corrente de anodo fixa, para várias tensões de gate do FET, sempre lembrando que a potência luminosa (P) é diretamente proporcional à densidade de fótons na cavidade (p).



(a) **(b)**

Figura 5.2 : (a) gráfico de $I_{gap}\times V_{gap}$ e (b) $p\times V_{gap}$ calculado para o laser de três terminais com um FET integrado entre anodo e porta. A corrente de anodo é fixa e os valores de tensão de gate do FET são variados.

Como podemos observar, para vários valores de tensão de gate do FET, conseguimos transladar ambas as curvas. Sendo assim, o ponto de operação da porta óptica para a

modulação conforme descrita no capítulo 2 pode ser obtido. Assim, o FET funciona como ajuste fino. Inclusive, pode ser utilizado em "loop" de realimentação para estabilizar o ponto de operação enquanto a porta óptica é modulada com alta eficiência de chaveamento.

Uma última forma de modulação deste dispositivo é exatamente inversa à descrita acima. Ou seja, ajusta-se o ponto de operação com os terminais do modulador e utilizamos o FET para modulação direta. Obviamente, conforme já descrevemos, o controle do ponto de operação do modulador é limitado e depende das resistências em série dos eletrodos. Também, mostramos que para certos valores de resistências é possível entrar e sair de multiestabilidade controlando a corrente de anodo.

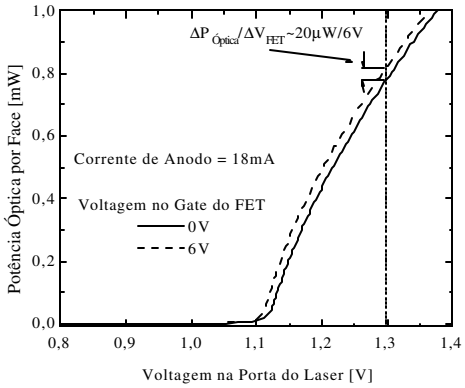
Neste caso, podemos ver que o FET pode controlar a potência óptica. Pelo gráfico da figura 5.2 (b) podemos observar que, se deixarmos a tensão da porta próxima a 1.225V e variarmos a tensão de 3V no gate do FET, poderemos controlar a densidade de fótons. Este comportamento estacionário então nos sugere investigar a modulação direta com o FET. Isto é feito na próxima seção.

5.2 Simulação do Comportamento Dinâmico do FET Integrado

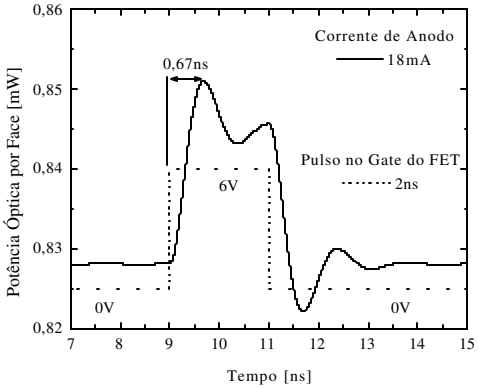
O estudo do comportamento dinâmico do dispositivo integrado foi realizado em duas partes. A primeira com o dispositivo fora do regime de multiestabilidade e a segunda com o dispositivo dentro da multiestabilidade. Para mantermos uniformidade, o mesmo laser estudado nas simulações dinâmicas do capítulo 2 foi utilizado aqui. Buscamos então verificar que alterações o FET pode realizar sobre o laser e definir possíveis aplicações.

A figura 5.3 mostra a simulação da Potência Óptica por Face $\times$ Tempo para o laser com uma corrente de anodo de 18 mA, tensão da porta fixada em 1.3V e um pulso de 2ns aplicado ao gate do FET, mostra também a Potência Óptica por Face $\times$ Tensão da Porta do laser para o regime estacionário. Na figura 5.3 (a) mostramos o estado de operação estacionário para o laser sob as condições fixadas acima e, em linha contínua, o FET em 0V e, em linha tracejada, o FET em 6V. A linha perpendicular ao eixo da tensão intercepta as curvas nos pontos de operação simulados no regime dinâmico nas figuras 5.3 (a) e (b). A variação prevista para a potência óptica é de 20µW/6V, como indicado no gráfico. Na figura 5.3 (b) o pulso tem um valor inicial de 0V e uma amplitude de 6V, na figura 5.3 (c) o valor

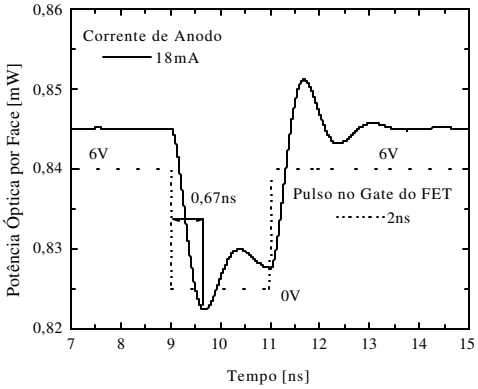
inicial do pulso é de 6V e a amplitude é de 0V. A corrente de 18mA garante que o laser esta fora da multiestabilidade, como mostrado nos capítulos anteriores.



(a)



(b)



(c)

Figura 5.3: (a) gráfico da Potência Óptica por Face × Tensão na Porta do Laser para o regime estacionário mostra a variação de potência prevista em (a) e (b). Temos então, o gráfico da Potência Óptica por Face × Tempo para o laser com uma corrente de anodo de 18 mA, tensão da porta ficada em 1.3V e um pulso de 2ns aplicado ao gate do FET com (b) variação positiva de 6V, partindo de 0V, e (c) uma variação negativa de 6V, partindo de 6V.

Podemos observar que as variações provocadas pelo FET são bastante baixas em cada um dos casos, aproximadamente 20μW. Vemos também que o tempo de resposta coincide com o tempo de resposta da modulação pela porta, 0,67ns. Além disso, temos que a amplitude do pulso no gate do FET é relativamente alta e o efeito provocado é bastante reduzido.

A figura 5.4 mostra a mesma simulação anterior para corrente de anodo de 19mA, corrente mínima que encontramos com a qual é viável trabalhar com multiestabilidade. Neste caso a tensão de porta é fixada em 1.1V, dentro da região de multiestabilidade, conforme o estudo do capítulo 2. O pulso de gate do FET é o mesmo do gráfico da figura 5.3 (a).

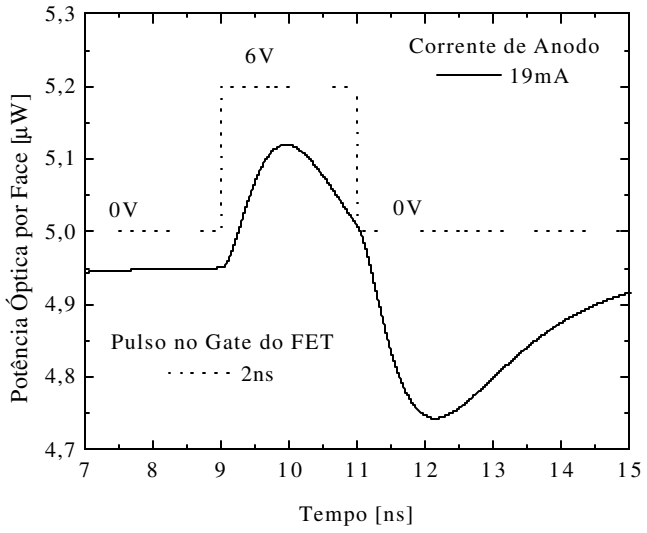


Figura 5.4: gráfico da Potência Óptica por Face × Tempo para o laser em multiestabilidade com uma corrente de anodo de 19 mA, tensão da porta ficada em 1.1V e um pulso de 2ns aplicado ao gate do FET

Partimos do estado desligado do FET e verificamos que a variação de potência é da ordem de 0,2µW. É uma variação bastante baixa e a perturbação provocada não é suficiente para ligar o laser. Ainda não nos é clara a razão deste comportamento. Estamos prosseguindo com uma investigação buscando maneiras de utilizar a modulação direta do FET na biestabilidade do laser de três terminais.

Portanto, para nossa aplicação o uso do FET é adequado ao ajuste fino do ponto de operação para a modulação em multiestabilidade do laser de três terminais. A modulação direta do FET é pouco eficiente na estabilidade e ainda não obtivemos bons resultados na multiestabilidade.

5.3 Projeto e Fabricação do Dispositivo Integrado

O projeto da integração consiste em se otimizar o processamento do FET e do modulador concomitantemente. Podemos dividir nosso projeto em duas partes. A primeira consiste num re-projeto do laser de três terminais, ao qual acrescentamos mais uma máscara contendo a estrutura do FET. Fabricamos e caracterizamos o dispositivo integrado. O segundo projeto foi otimizado através da confecção de um novo conjunto de máscara para o laser de três terminais e FET integrados. Para a realização deste projeto, temos como base os resultados de processamento e caracterização do primeiro projeto.

5.3.a - Primeiro projeto

Preliminarmente projetamos uma estrutura de FET com objetivo de realizar uma integração rápida, aproveitando o conjunto de máscaras existentes em nosso laboratório.

O projeto pode ser visto na figura 5.5, com os contatos do gate do FET espaçados de 10, 30,50 e 70µm, de acordo com a largura da porta do laser. A figura 5.5 mostra um desenho que representa a máscara dos FETs para a integração. Para este projeto das máscaras litográficas foi utilizado o software LASI. A execução das máscaras foi feita pelo ITI (Instituto de Tecnologia para Informática).

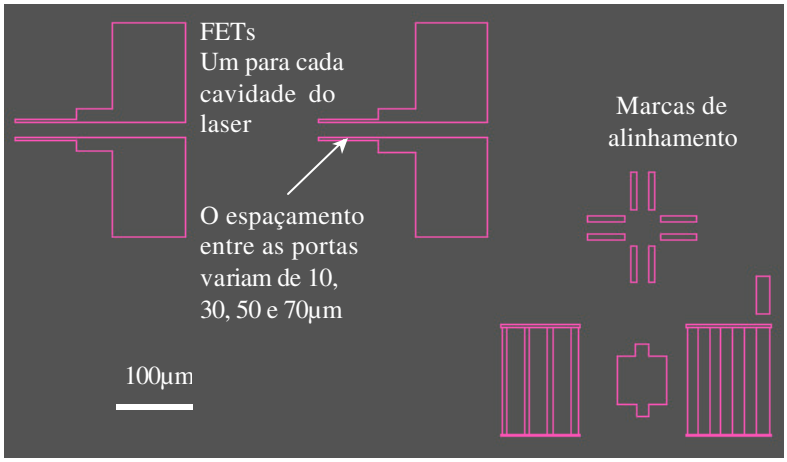


Figura 5.5: Desenho da máscara litográfica projetada no programa LASI. É uma máscara de campo escuro, os desenhos são vazados e o fundo é coberto por uma deposição de cromo.

Os pares de terminais exibidos na figura 5.5 são utilizados num laser de três terminais simétrico. Como mencionado em capítulos anteriores, utilizamos apenas a metade desse dispositivo pois o laser é clivado pelo meio da porta óptica. Esta clivagem é esquematizada na figura 5.6.

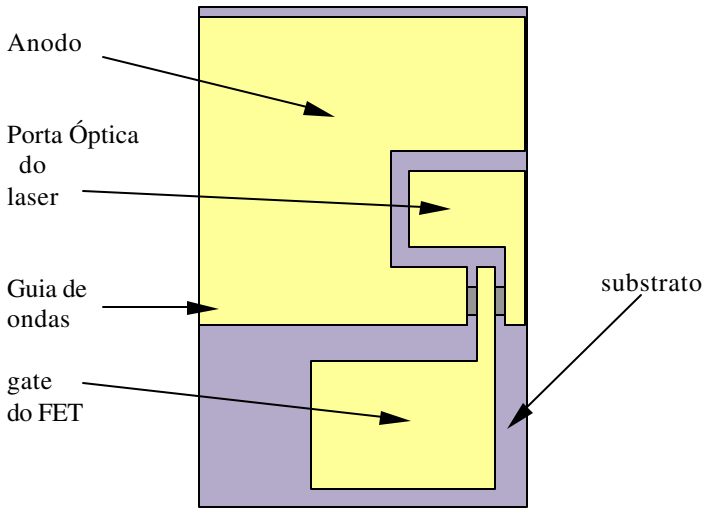


Figura 5.6: Esquema do protótipo do laser de três terminais com o FET integrado.

5.3.a.i - Processamento

Utilizando este jogo de máscaras juntamente com o já existente conjunto para o laser de três terminais, processamos o dispositivo integrado. O processamento foi ligeiramente diferente do laser de três terminais mencionado no capítulo 3.

Esta diferença ocorre na região de isolamento onde o FET é fabricado. A corrosão de isolamento é realizada controladamente, pois a camada menos dopada a ser atingida fica a aproximadamente 0,8µm do topo e a profundidade do canal de InGaP deve ser de pelo menos 3500Å, como mostramos no capítulo 4. Finalmente é feito o alinhamento dos contatos dos gates dos FETs para a metalização sobre o canal de separação entre as cavidades de porta e anodo. No passo 4 o isolante sobre o canal entre anodo e porta deve ser também removido. As figuras 5.7 (a) e (c) mostram fotos dos dispositivos integrados fabricados neste primeiro projeto. Nesta estão indicados os seus contatos elétricos e a linha de clivagem no meio da porta. As figuras 5.7 (b) e 5.7 (d) mostram detalhes do alinhamento do FET ao laser. Os canais (região onde se encontra o gate do FET) têm 5µm e os terminais do FET têm de 2 e 3µm, respectivamente.

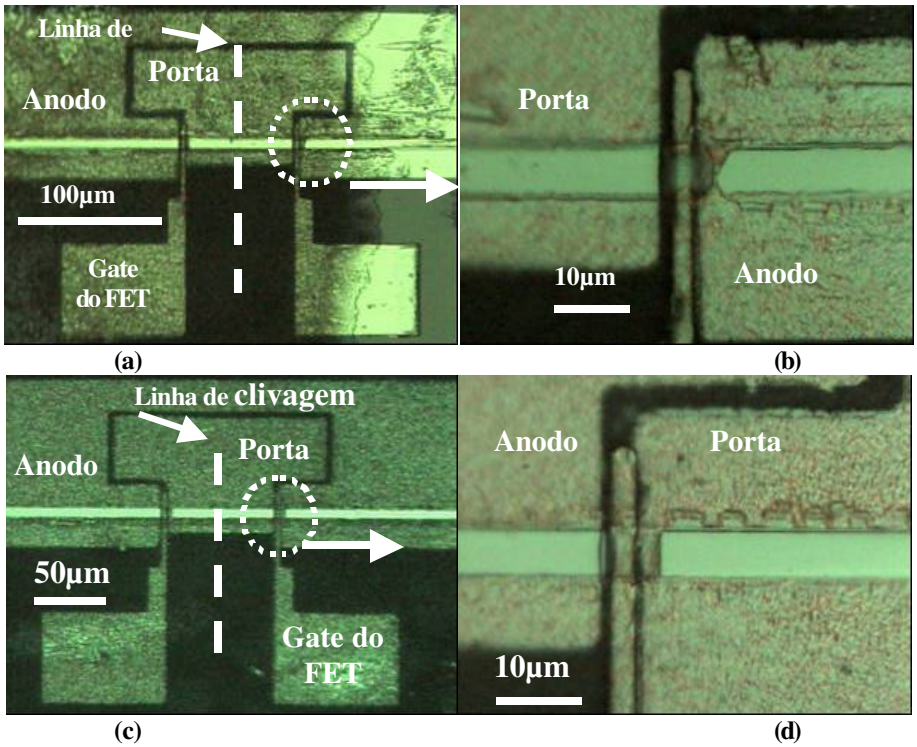
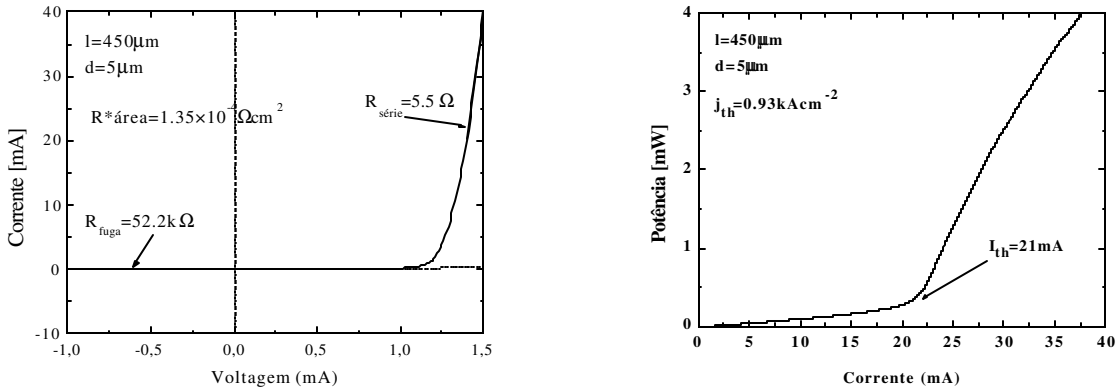


Figura 5.7: Foto do dispositivo integrado fabricado. (a) vista geral e (b) detalhe do alinhamento (terminal de 2µm em um canal de 5µm) e (c) vista geral e (d) detalhe do alinhamento (terminal de 3µm em um canal de 5µm).

Pelas fotos podemos ter uma melhor idéia da dificuldade de se alinhar os dois conjuntos antigos de máscaras, devido à pequena separação entre o gate do FET e os terminais de porta e anodo do laser. Com isso, muitos dispositivos ficaram em curto-circuito, dificultando a caracterização integral de todos os moduladores.

5.3.a.ii - Caracterização do Dispositivo Integrado (1º. projeto)

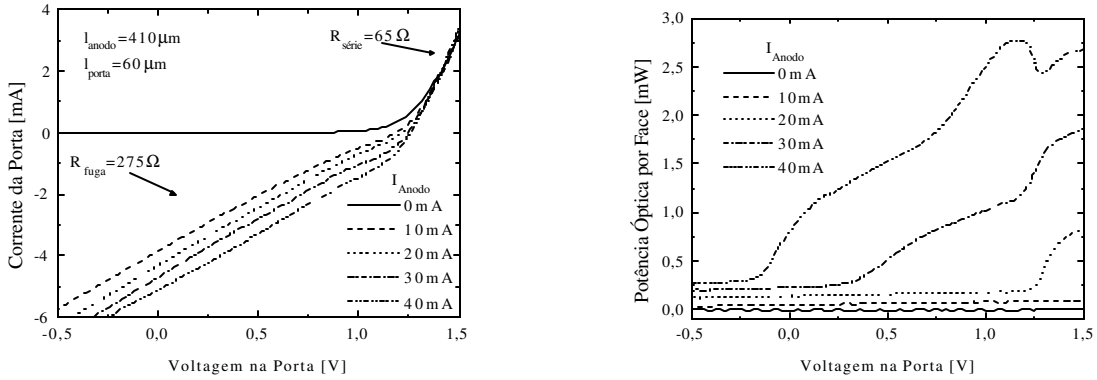
Nosso objetivo é verificar o controle da densidade de fótons através da variação de tensão no gate do FET, sem alterar os valores de corrente de injeção de anodo ou de tensão da porta do laser. A primeira etapa consiste em caracterizar um laser ridge de (450×5×0.01)µm para verificar a qualidade do processamento e os valores da densidade de corrente de ligamento, I_{th}, do laser juntamente com as resistências série e reversa. A figura 5.8 (a) mostra a medida de Corrente × Tensão no ridge e a figura 5.8 (b) mostra, para uma face do laser, a Potência Óptica × Corrente correspondente. Nestes gráficos podemos observar os valores de I_{th} = 21mA e eficiência quântica 30% e as resistências série e de fuga iguais a 5.5Ω e 52.2kΩ, respectivamente. Estas medidas nos mostram que a amostra e o dispositivo funcionam aceitavelmente, possibilitando-nos prosseguir a caracterização.



(a) **(b)**

Figura 5.8: gráficos de (a) Corrente × Voltagem e (b) de Potência óptica × Corrente do laser ridge. I_{th} e J_{th} são as correntes e densidades de corrente de ligamento do laser.

A próxima etapa é a caracterização do laser sem qualquer aplicação de tensão de gate. As medidas de Tensão × Corrente na porta para várias correntes de injeção de anodo, juntamente com a medida de Potência Óptica × Tensão de porta do laser, são mostradas na figura 5.9 (a) e (b), respectivamente.



(a) **(b)**

Figura 5.9: gráficos de (a) Corrente × Voltagem de gate e (b) de Potência óptica × Voltagem da porta do laser para várias correntes de anodo.

A inclinação na parte de corrente negativa indica a absorção, pela porta do laser, de fótons gerados no anodo, como indicado na figura 5.9 (a). A região de inclinação e de corrente positivas correspondem ao início da transparência da porta, a qual permitindo a realimentação do anodo pelos espelhos, tem sua densidade de fótons aumentada para pequenos incrementos de voltagem. A inclinação constante da curva para correntes negativas também nos indica o valor da resistência de fuga entre as cavidades, de aproximadamente 275Ω. Para

correntes positivas a inclinação da curva indica o valor da resistência em série da porta, de aproximadamente 65Ω. O valor da resistência de fuga deveria ser da ordem de 1kΩ; isso indica que a corrosão de isolamento não atingiu a profundidade esperada com as camadas de menor dopagem de InGaP. Todavia, os dispositivos também funcionam de maneira aceitável.

Procuramos então um FET em boas condições de funcionamento, ou seja que tenha um bom contato Schottky. Para que o FET controle a densidade de fótons, ele deve controlar as propriedades de transporte entre as cavidades de anodo e porta pelo aumento e diminuição da camada de depleção, ou seja pelo estrangulamento do canal de fuga. Logo, ele deve ficar sempre reversamente polarizado com a corrente sendo a mínima possível. Nesta amostra não encontramos transistores com estas características. A explicação, novamente, foi que a camada com baixa dopagem de InGaP não foi atingida, prejudicando o contato Schottky.

A figura 5.10 mostra o gráfico da Corrente de Gate do FET × Tensão na porta do laser (corrente de anodo de 25mA), na qual vemos que as correntes não são tão baixas quanto deveriam. As correntes de maior valor podem influenciar o controle da potência e comprometer a análise dos dados.

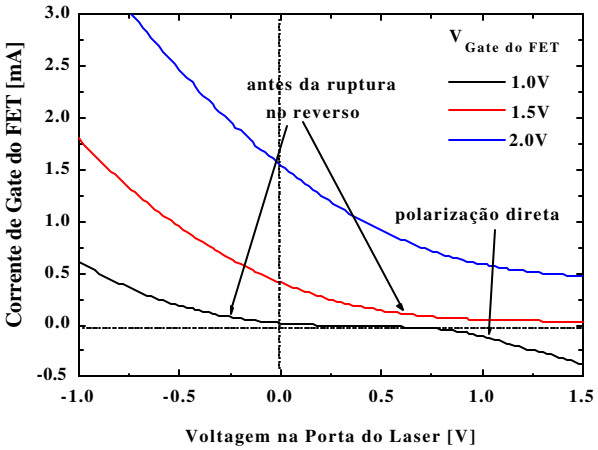
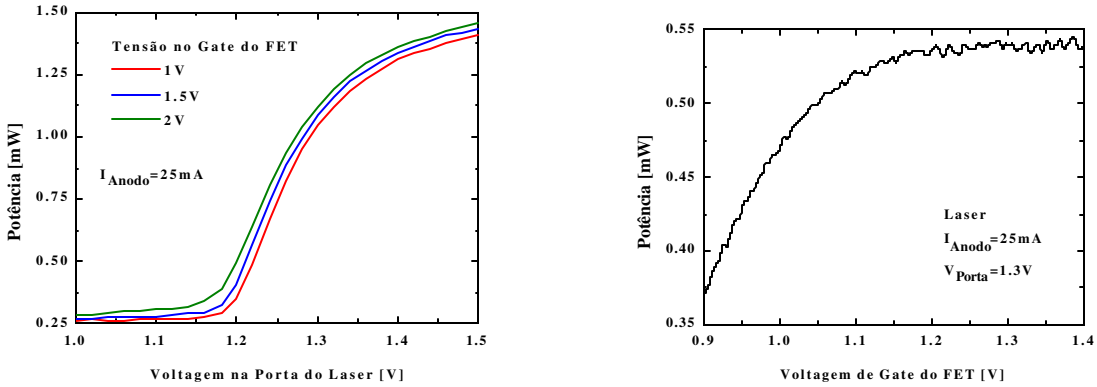


Figura 5.10: gráficos de Corrente de Gate do FET× Voltagem na Porta do Laser. São indicadas as regiões de ruptura e polarização direta do contato Schottky.

Entretanto, existe um pequeno intervalo de tensão da porta do laser, entre -0.35V e 1V, que o gate do FET, em tensões entre 1V e 1.5V, possui baixos valores de corrente. Utilizando este intervalo, fizemos algumas análises sobre o controle do FET sobre a potência óptica do laser. A figura 511 (a) mostra o gráfico da Potência × Tensão na Porta do laser (corrente de anodo fixada em 25mA) para várias tensões de gate do FET, e a figura 5.11 (b) mostra a

Potência × Tensão de Gate do FET onde a tensão da porta é fixada em 1.3V e a corrente de anodo em 25mA.



(a) **(b)**

Figura 5.11: (a) Potência × Voltagem na porta do laser à várias voltagens de gate do FET com corrente de anodo fixa. (b) Potência × Voltagem de Gate do FET à voltagem da porta e corrente de anodo fixa.

Na figura 5.11 (a) observa-se um pequeno deslocamento das curvas, mostrando que o FET consegue alterar as curvas de potência. Na figura 5.11 (b) observa-se que, aumentando a tensão do gate do FET aumentamos a potência óptica do laser mantendo fixos a corrente de injeção e tensão de porta do laser.

Devido à baixa tensão reversa de ruptura do Gate do FET, apenas pudemos medir variações muito pequenas de luminosidade (~0.3mW). O que nos chamou a atenção é que encontramos variações de potência óptica muito maiores que os previstos em nosso modelo dinâmico mostrado acima. Ou seja, 175 μW/0,5 V, cerca de duas ordens de grandeza maiores que previstas para valores típicos da simulação dinâmica. De fato, mesmo na simulação estática para este dispositivo esperamos 1,6μW/V. Ainda não nos é claro a razão desta discrepância. Na continuação de nossos estudos, queremos entender esta discrepância pois poderemos inclusive tornar viável a modulação óptica direta do FET.

Considerando os baixos valores de voltagem permitidos pela tensão de ruptura do FET e também a baixa estatística de dispositivos adequados neste primeiro projeto, partimos para um novo projeto totalmente revisado.

5.3.b - 2º. Projeto

Para essa implementação da máscara de FETs, no primeiro projeto, foi necessário modificar o processamento tradicional do laser. Também surgiu a necessidade de mais um realinhamento muito difícil de contatos do FET (2µm e 3µm em canais de 5µm) e uma metalização adicional.

Neste novo projeto um jogo de máscaras foi fabricado prevendo corrosão a plasma com alta anisotropia, eliminação do realinhamento do FET e uma metalização, pois seus contatos foram colocados juntos em uma só máscara para metalização.

O novo projeto prevê estudos comparativos entre dispositivos com e sem a integração do FET. Os dispositivos separados entre si em 250µm, formam grupos com quatro dispositivos com FET, um laser de três terminais e um laser "ridge". A máscara já foi comentada parcialmente no capítulo 3. Entretanto, para facilitar a leitura temos, novamente esta máscara mostrada na figura 5.12. Nesta, todos os níveis estão sobrepostos.

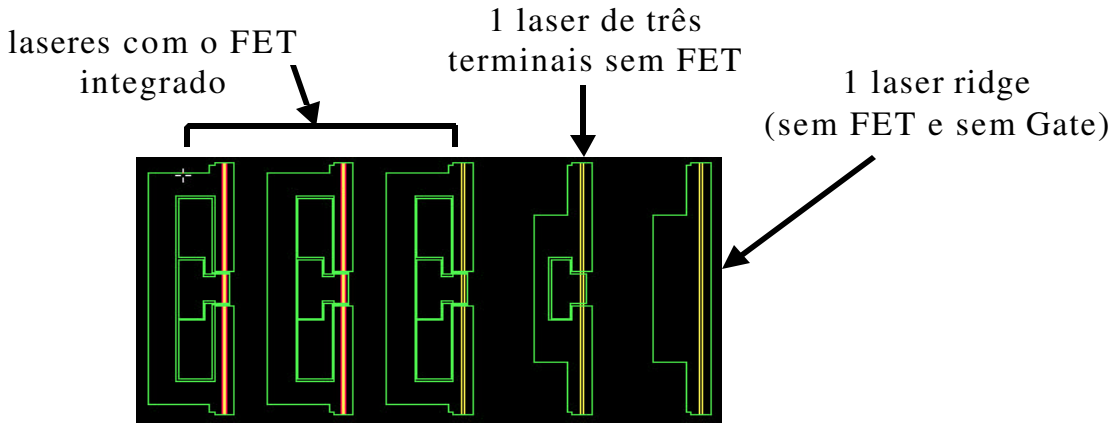


Figura 5.12: Nova máscara projetada: Evita uma metalização a mais e analises comparativas mais confiáveis devido ao agrupamento dos dispositivos.

5.3.b.i - Processamento

Na fabricação do laser de três terminais com o FET integrado utilizamos o novo jogo de máscaras litográficas. Este projeto tem como características a facilidade de alinhamento entre as máscaras, a utilização prevista para ataque químico seco e agrupamento de diferentes dispositivos para minimizar erros por defeitos na homogeneidade da amostra ou do processamento. Nesta fabricação seguimos o mesmo processo descrito na seção 3.1.b e realizamos as corrosões por ataque químico seco. Neste processamento obtivemos lasers com dimensões de anodo de 300µm a 360µm e de porta de 40µm a 70µm.

A figura 5.13 mostra a fotografia do dispositivo processado, cujos terminais de anodo, de porta e de gate do FET e os espelhos obtidos por clivagem estão indicados.

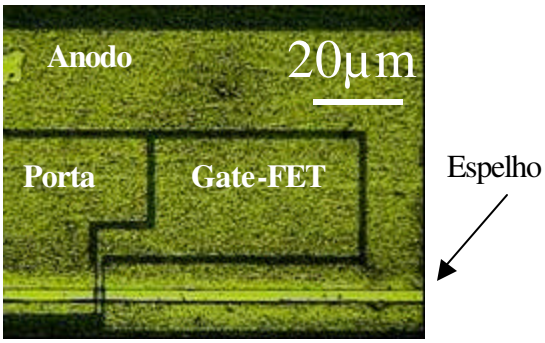
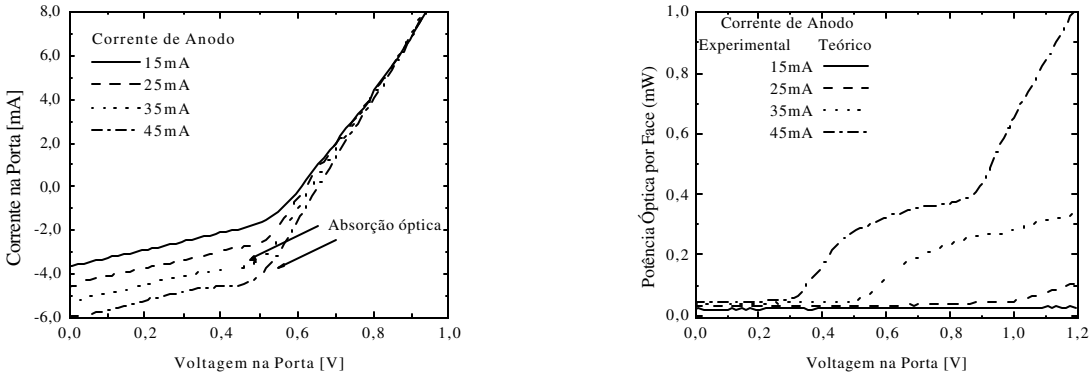


Figura 5.13: Fotografia do laser de três terminais com o FET integrado.

Observamos ainda que o FET é integrado ao laser exatamente na região da separação de anodo e porta. A qualidade do alinhamento é bastante superior ao do primeiro projeto.

5.3.b.ii - Caracterização do dispositivo integrado

Na caracterização do dispositivo integrado verificamos a qualidade do processamento pela caracterização do ridge. Esta caracterização consiste em levantar a curva da Corrente × Tensão e a curva da Potência Óptica por Face × Corrente do ridge. Esta mesma caracterização já foi feita no capítulo 3, pois o processamento utilizado para estudarmos o laser de três terminais convencional é o mesmo que utilizamos neste capítulo.



(a) **(b)**

Figura 5.14 curvas experimentais da Corrente × Voltagem aplicada à porta do laser e da Potência Óptica por Face × Voltagem na porta para várias correntes de anodo.

As figuras 5.14 (a) e (b) mostram, respectivamente, os gráficos da Corrente × Voltagem na porta do laser e o da Potência Óptica por Face × Voltagem na Porta do laser para várias correntes de injeção de anodo. Estes gráficos são os mesmos do capítulo 3, retomados aqui para facilitar a leitura. Obtivemos uma resistência em série de 8.3Ω, maior que o

processamento anterior, e uma resistência em paralelo de 13.5kΩ, menor que o processamento anterior. Além disso, este ridge tem uma eficiência quântica de aproximadamente 40% e uma corrente de limiar I_{th} = 9,5mA, valores bem melhores que os obtidos no processamento anterior. Como descrevemos no capítulo 3, as resistências de fuga e em série com a porta são estimadas em 280Ω e 30Ω, respectivamente, bastante próximos aos valores encontrados neste processamento, 275Ω e 65Ω.

Apesar dos bons resultados com os lasers "ridge" e de três terminais, o dispositivo integrado ainda apresenta muita dificuldade em sua operação. O problema maior encontrado é ainda encontrar FET com tensão reversa suficientemente alta. Também, muitos dos dispositivos mudam o comportamento durante testes repetidos, terminando com morte súbita. Acreditamos que estes problemas estão sendo causados principalmente na deposição e/ou remoção do nitreto de silício, assim como no estabelecimento de contatos ôhmicos. Poucas medidas para o dispositivo integrado foram possíveis. Neste caso, levantamos a curva da corrente versus a tensão na porta do laser para várias tensões de gate do FET, mantendo-se uma corrente fixa de anodo. A figura 5.15 mostra o gráfico da corrente versus a voltagem da porta para várias voltagens de gate do FET. Podemos observar que conforme aumentamos a voltagem do gate do FET a curva é deslocada para a esquerda. Este resultado concorda qualitativamente com nossas simulações mostradas na figura 5.3.

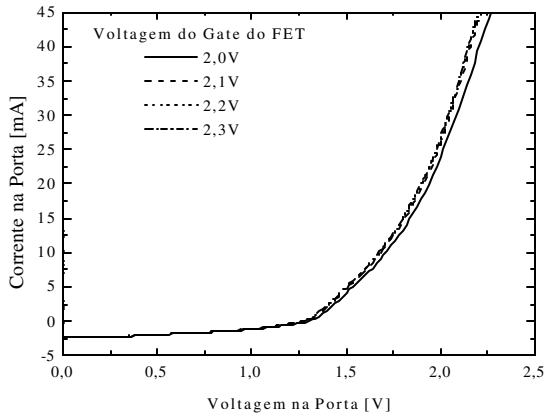


Figura 5.15: gráfico da corrente versus voltagem na porta do laser para várias tensões no gate do FET.

A figura 5.16 mostra a curva da potência óptica por face versus a tensão na porta do laser para várias voltagens no gate do FET. Também observamos o deslocamento da curva para a esquerda conforme aumentamos a tensão no gate do FET.

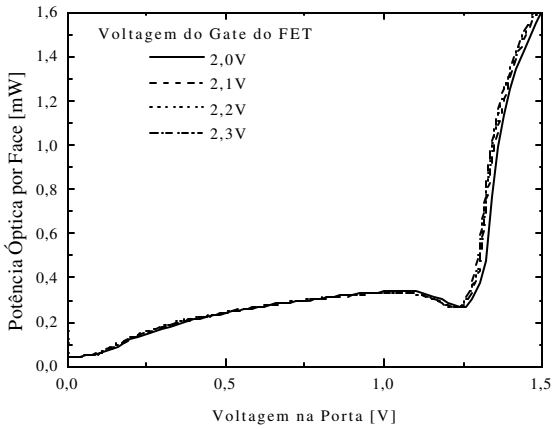


Figura 5.16: gráfico da potência óptica por face versus a voltagem na porta do laser para várias tensões no gate do FET.

A figura 5.17 mostra a variação da potência óptica em função da variação da tensão no FET extraída do resultado da figura 5.17 e calculada segundo nossa simulação considerando os parâmetros deste dispositivo. Conforme observados acima, notamos que os valores de potência óptica experimentais são muito superiores que os previstos.

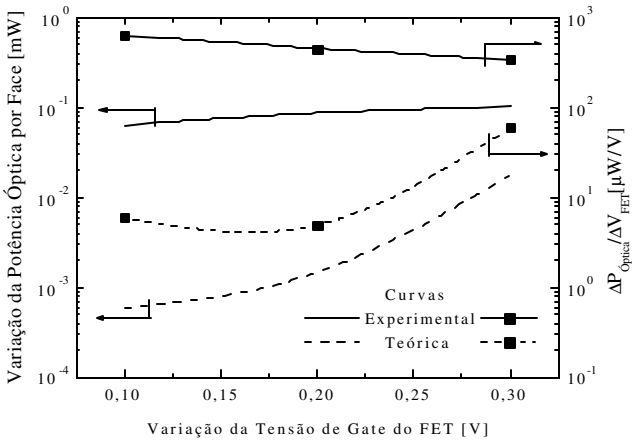


Figura 5.17: gráfico da variação da potência óptica por face versus a variação da tensão no gate do FET. (a) experimental; (b) simulação.

Uma explicação para este resultado poderia ser que uma corrente de fuga do FET esteja bombeando o laser. A figura 5.18 mostra a curva IV do FET para as voltagens utilizadas acima. Notamos que as correntes de fuga são da ordem de nA, portanto incapazes de causarem a mudança óptica observada

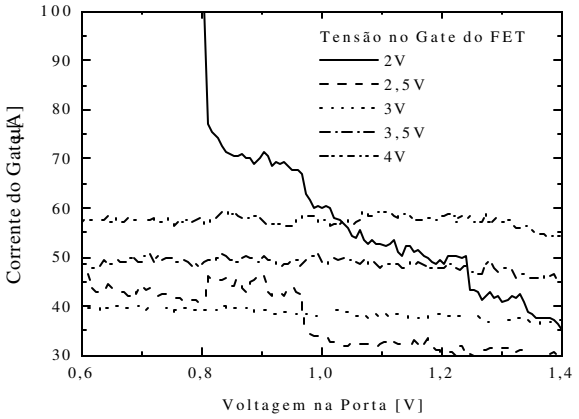


Figura 5.18: gráfico da corrente de fuga do FET em função da tensão na porta do laser

Uma outra possível explicação para este resultado é que talvez o FET esteja trabalhando na condição de saturação. Isto ainda se deve à nossa inabilidade atual de produzir controlavelmente o FET no dispositivo integrado. Desta forma, nossa simulação deve levar em consideração o comportamento altamente não linear do FET. Mais ainda, talvez seja vantajoso operar o FET na região de saturação, se a potência óptica do laser tornar-se razoável e, portanto, viabilizar a modulação direta do FET.

5.4 Conclusão

Neste capítulo, solucionamos numericamente as equações propostas para o sistema optoeletrônico integrado: laser de três terminais e FET. As simulações mostram que o FET não controla o modo de operação entre estabilidade e multiestabilidade, mas ele pode fazer o ajuste fino do ponto de operação da porta óptica para modulação eficiente na biestabilidade.

Realizamos as simulações dinâmicas para a modulação direta do FET nas condições de estabilidade e multiestabilidade. Encontramos que no primeiro caso a modulação é pouco eficiente e no segundo que o FET não consegue ligar o laser.

Fabricamos o dispositivo integrado. Apesar dos resultados com lasers "ridge" e lasers de três terminais serem bons, ainda existe muita dificuldade de obter bom comportamento dos FET integrados fabricados na mesma amostra. Além disso, é pouca a confiabilidade destes dispositivos. Os resultados concordam qualitativamente com as simulações. Obtivemos valores de modulação óptica duas ordens de grandeza maiores que os previstos.

Nosso trabalho futuro se concentrará na investigação de cada etapa da fabricação para identificar os fatores preponderantes que restrinjam o desempenho dos dispositivos integrados. Também, queremos entender a discrepância quantitativa observada entre nossos resultados experimentais e teóricos para o controle ativo do FET.

Conclusão

Esta dissertação descreveu os estudos investigativos e resultados experimentais sobre o funcionamento, fabricação e aplicações de moduladores ópticos baseados em lasers de três terminais integrados com transistores de controle. Nosso objetivo inicial não foi de otimizar ou demonstrar o uso do dispositivo integrado em modulação para telecomunicações, mas sim demonstrar que o FET, integrado ao modulador, pode controlar o seu regime de operação mostrando possibilidades para otimização.

Neste trabalho descrevemos a motivação básica do uso de nosso dispositivo em sistemas de interconexão paralela. Descrevemos detalhadamente o funcionamento do laser de três terminais e o aparecimento de multiestabilidade. Propusemos nossa idéia de utilizar a integração do FET para controlar a operação do laser de três terminais na multiestabilidade.

Na seqüência, solucionamos numericamente as equações que descrevem o sistema optoeletrônico para os modos estacionário e dinâmico. Para a solução estacionária estudamos o funcionamento do modulador sob a influência das resistências em série com as cavidades de porta e anodo e da resistência de fuga entre as cavidades. Verificamos que as resistências em série exigem correntes maiores para a operação do laser, o que aumenta a chance de danificação por alta temperatura. O mesmo ocorre para valores baixos de resistência de fuga. Estes resultados nos levaram a concluir que para podermos ter controle sobre as características de operação do modulador é fundamental termos total controle das resistências em série da porta e do anodo. É necessário, então, o desenvolvimento de técnicas de processamento que nos permitam maior confiabilidade nas características elétricas do modulador. Para o modo dinâmico, solucionamos as equações no domínio temporal e verificamos a resposta óptica do modulador frente a pulsos elétricos na porta. Verificamos que mesmo dentro do regime de multiestabilidade o tempo de resposta óptica é da mesma ordem de grandeza que os tempos de resposta do laser fora da multiestabilidade. A grande vantagem do uso da região de multiestabilidade é a alta eficiência de chaveamento que chega ser 5 vezes maior que a eficiência de chaveamento do laser fora da multiestabilidade. Aproveitando os diferentes estados estáveis do laser de três

terminais, cuja transição ocorre mediante a aplicação de pulsos de tensão na porta do laser, propusemos sua utilização como memória óptica (Apêndice A).

Fabricamos, caracterizamos e analisamos os resultados do laser de três terminais. Discutimos o projeto da máscara litográfica utilizada no processamento, cujas principais características são a facilidade de realinhamento entre as máscaras, possibilidade para corrosão anisotrópica por plasma e agrupamento de dispositivos para facilitar a caracterização. Descrevemos as etapas do processamento do dispositivo e apresentamos o laser de três terminais e um laser ridge processados. Obtivemos lasers ridge com corrente de limiar de 9mA e eficiência quântica externa de 40%. Caracterizamos o laser de três terminais pelo levantamento das curvas de corrente versus voltagem da porta e da potência luminosa pela tensão na porta, ambas para várias correntes de anodo. Obtivemos também os valores da resistência elétrica necessários para as simulações utilizadas na análise. A análise foi baseada na comparação entre o modelo teórico e a curva experimental obtida. Obtivemos boa concordância qualitativa e aceitável concordância quantitativa, levando em conta as simples considerações do nosso modelo. Também analisamos um laser de três terminais com histerese (região de multiestabilidade). Com isso verificamos a validade do nosso modelo inclusive para histerese, concluindo que este é quantitativamente e qualitativamente satisfatório de maneira geral.

Estudamos o FET separadamente e apresentamos os processamentos que nos levaram a otimização do projeto do mesmo. Descrevemos também, a simulação da estrutura de bandas que nos deu maior precisão no projeto da profundidade do canal de condução do FET, finalizando com a apresentação do projeto otimizado. O funcionamento do FET foi descrito através da resolução da equação de Poisson e tomando como aproximação do sistema uma junção abrupta, discutimos o modelo matemático que descreve seu funcionamento. Descrevemos o processamento do FET e mostramos os resultados obtidos. Analisamos estes resultados comparando-os com uma simulação do modelo teórico. Através desta análise observamos algumas discrepâncias quantitativas que atribuímos a não homogeneidade do estrangulamento, o que pode ser causado pela não homogeneidade da amostra ou da superfície de contato do gate obtida no processamento, e ao efeito *Fermi level pinning*, que julgamos ser o mais provável, causado por estados de superfície.

Com os estudos dos dispositivos separados em mãos, solucionamos numericamente as equações que descrevem o sistema optoeletrônico integrado: laser de três terminais e o FET. Nossas simulações mostram que o FET não consegue controlar o modo de operação entre estabilidade e multiestabilidade. Entretanto, o FET pode fazer o ajuste fino do ponto de operação da porta óptica para a modulação eficiente em biestabilidade.

Realizamos as simulações dinâmicas para a modulação direta do FET nas condições de estabilidade e multiestabilidade. Encontramos que no primeiro caso a modulação é pouco eficiente e no segundo que o FET não consegue ligar o laser.

Fabricamos o dispositivo integrado. Apesar dos resultados com lasers "ridge" e lasers de três terminais serem muito bons, ainda existe muita dificuldade de se obter, em uma mesma amostra, FETs integrados que apresentem bom comportamento. Além disso, pouca confiabilidade nestes dispositivos é encontrada. Constatamos que nossos resultados preliminares concordam qualitativamente com nossas simulações. E obtivemos valores de modulação óptica duas ordens de grandeza maiores que previstos.

Nosso trabalho futuro concentrar-se-á em investigar cada etapa da fabricação de tal forma a identificar os fatores preponderantes restringindo o desempenho dos dispositivos integrados. Também, queremos entender a discrepância quantitativa observada entre nossos resultados experimentais e teóricos para o controle ativo do FET.

Apêndice A

Aplicação do Laser de Três Terminais como Memória Óptica

Nossa proposta de aplicação do laser de três terminais operando em multiestabilidade como memória óptica, vem do fato de este modulador possuir mais de um estado estável de operação. Estes estados têm características bastante distintas que facilitam a identificação e podem ser modificados mediante perturbação controlada do sistema. Estas características qualificam a utilização do modulador como o proposto.

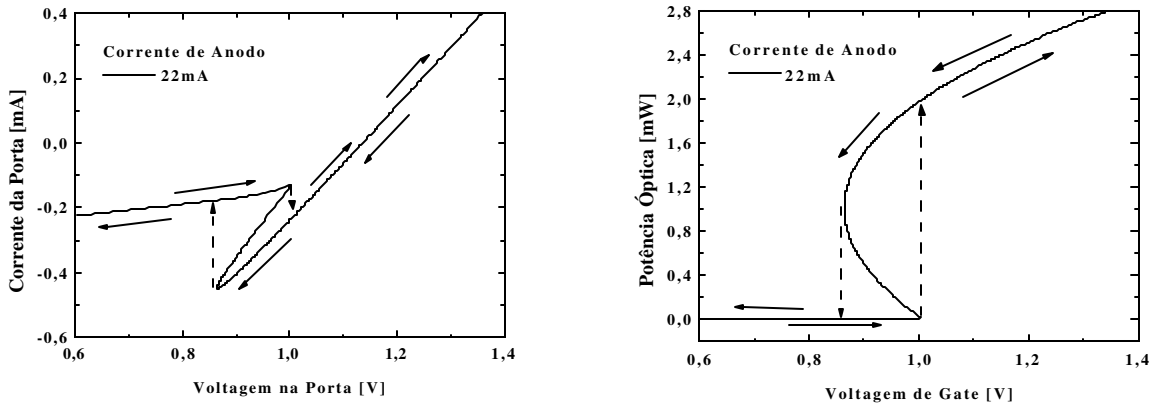
Realizamos, algumas simulações no domínio temporal que demonstram a sua utilização como memória óptica, evidenciando sua estabilidade temporal e sua inacessibilidade a ruídos indesejáveis.

A-1- Multiestabilidade do modulador resolvida no domínio temporal

Nas curvas de Corrente e Potência Óptica por Face × Voltagem na Porta do laser de três terminais, as regiões de operação cujos valores de tensão possibilitam mais de uma solução para o sistema, são chamadas de região de multi-estabilidade ou histerese. O mesmo laser simulado nos capítulos anteriores (anodo de 450μm e resistência de 30Ω, porta de 50μm e 500Ω, resistência de fuga de 3kΩ) possui uma região de histerese quando a corrente de injeção de anodo é de 22mA. A figura 1 (a) mostra as curvas da solução estacionária para Corrente × Voltagem na Porta e a figura 1(b) para a Potência Óptica por Face × Voltagem na Porta do modulador, ambas com uma região de histerese, assinaladas em linhas tracejadas.

Nesta figura, os sentidos das setas indicam os valores das tensões sucessivamente aplicadas para as respectivas medidas, ou seja, as setas indicando o sentido da esquerda para direita indicam medidas com valores crescentes de tensão e para esquerda indicam medidas com valores decrescentes de tensão. Como se pode observar, indicado em setas tracejadas na região de histerese, o caminho da medida crescente é diferente da decrescente. Fixando o ponto de operação do laser dentro da região de histerese, temos dois estados acessíveis e

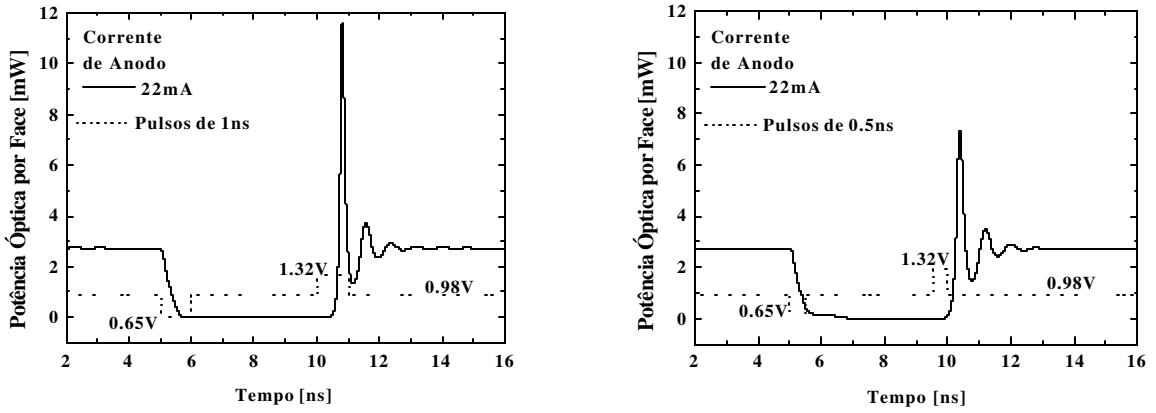
estáveis de funcionamento do laser. Estes dois estados são alcançados quando aplicamos pulsos de tensão na porta do dispositivo. O modulador, uma vez ocupando um estado, neste permanecerá até a aplicação de um próximo pulso que venha alterá-lo.



(a) (b)

Figura 1: Histerese para as curvas (a) de Corrente e (b) Potência óptica por face pela Voltagem na Porta do laser.

A figura 2 (a) mostra a evolução temporal do pulso de tensão de ~ 0.3 V e 1ns, positivos e negativos, centrados em 0.98V, os quais mudam o valor da potência óptica do laser. A figura 2 (b) a mesma mudança de estados com pulsos de 0.5ns.

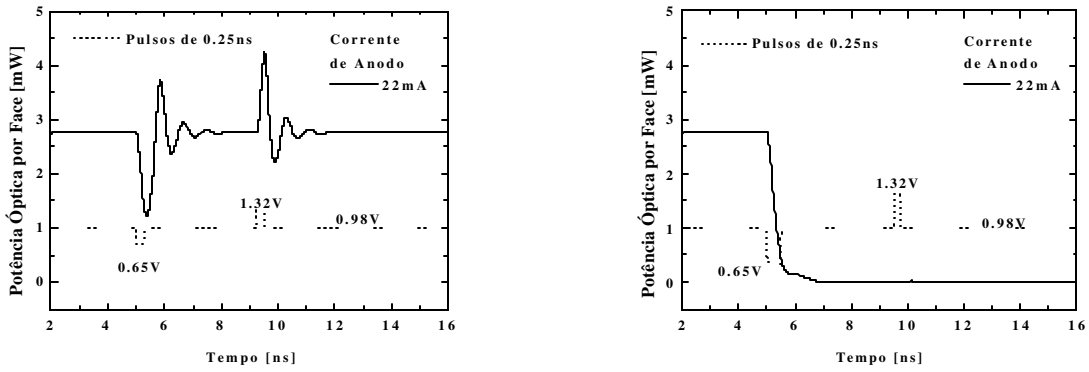


(a) (b)

Figura 2: Gráficos da evolução temporal da potência óptica por face submetida a pulsos de tensão de duração (a) 1ns e (b) de 0.5ns na porta do laser**.**

A otimização dos tempos de mudança de estado pode ser feita também pela diminuição do tempo de duração do pulso (figura 2 (b)). Podemos observar que pulsos da ordem de 0.5ns

conseguem alterar o estado de operação do modulador. Entretanto, esta redução de tempo de pulso é limitada. Caso o pulso não tenha duração suficiente para a potência óptica alcançar o outro valor, o estado não será alterado. A figura 3 (a) mostra a evolução temporal do pulso de tensão de 0,25ns, positivos e negativos, centrados em 0.98V, os quais não mudam o valor da potência óptica do laser, quando este está ligado. A figura 3 (b) mostra que estes pulsos também não conseguem ligar o laser quando ele está desligado.



(a) **(b)**

Figura 3: Gráficos da potência óptica por face × tempo do laser operando com pulsos de 0.25ns que não conseguem alterar os estados iniciais do laser.

Esta limitação de o estado de operação do laser não ser modificado por pulsos rápidos, pode ser considerada uma vantagem, pois seu estado não pode ser alterado por possíveis ruídos indesejáveis. Estas características qualificam a utilização do modulador como memória óptica acessado eletricamente.

Também, podemos porpor que pulsos de luz possam ser usados na porta óptica. A absorção dos fótons deste pulso pode alterar a voltagem nesta região e alterar o estado de todo o modulador. Desta forma a escrita e leitura da memória podem ser puramente ópticas.

C-2- Conclusão

Verificamos que o acesso elétrico aos estados do laser é conseguido com pulsos na porta de cerca de 0,5ns. Estes estados são bem diferentes, praticamente podem ser definidos como ligado e desligado. Para pulsos rápidos menores que 0,25ns o laser não tem seu estado mudado, o que mostra a sua não suscetibilidade a ruídos. Concluímos que a aplicação do modulador como memória óptica é factível.