



Universidade Federal
de Campina Grande

Universidade Federal de Campina Grande - UFCG
Centro de Engenharia Elétrica e Informática - CEEI
Departamento de Engenharia Elétrica - DEE

CARACTERIZAÇÃO DE GAIN CHIPS TIPO MQW PARA
APLICAÇÃO EM LASERS DE CAVIDADE EXTERNA

Wender Gonçalves Daniel

Campina Grande - PB
4 de setembro de 2020

Wender Gonçalves Daniel

CARACTERIZAÇÃO DE GAIN CHIPS TIPO MQW PARA
APLICAÇÃO EM LASERS DE CAVIDADE EXTERNA

Trabalho de Conclusão de Curso submetido à
Unidade Acadêmica de Engenharia Elétrica
da Universidade Federal de Campina Grande
como parte dos requisitos necessários para a
obtenção do título de Bacharel em Engenharia
Elétrica.

Prof. Adolfo Fernandes Herbster, D.Sc.

Campina Grande - PB

4 de setembro de 2020

Wender Gonçalves Daniel

CARACTERIZAÇÃO DE GAIN CHIPS TIPO MQW PARA
APLICAÇÃO EM LASERS DE CAVIDADE EXTERNA

Trabalho de Conclusão de Curso submetido à
Unidade Acadêmica de Engenharia Elétrica
da Universidade Federal de Campina Grande
como parte dos requisitos necessários para a
obtenção do título de Bacharel em Engenha-
ria Elétrica.

Aprovado em: ----/----/-----

Prof. Adolfo Fernandes Herbster, D.Sc.

Campina Grande - PB

4 de setembro de 2020

Sumário

Lista de Figuras	iii
Resumo	vii
Abstract	viii
1 Introdução	1
2 Fundamentação Teórica	3
2.1 O Hamiltoniano e a Equação de Schrödinger	3
2.2 <i>Bandgap</i> de Energia	6
2.3 Poço Quântico (<i>Quantum Wells</i>)	7
2.4 Método $\vec{k}\cdot\vec{p}$	9
2.5 Curva de Ganho de um Laser	9
2.5.1 Alargamento da Espectro de Transição	11
2.5.2 Inversão de População e Emissão Estimulada	11
2.6 <i>Gain chips</i>	13
2.6.1 <i>Threshold</i> e Potência de Saída	14
2.7 Efeitos Físicos em <i>Gain Chips</i>	15
2.7.1 Efeito de Temperatura e Interação entre Portadores	15
2.7.2 Recombinações Radiativas e Não Radiativas	16
2.7.3 <i>Strain Effects</i>	18
2.8 Laser de Cavidade Externa	20

3	Simulações	22
3.1	Simulação Modal	23
3.2	Simulação da Região Ativa	24
3.3	Simulação de Onda Propagante	25
4	Análise dos Resultados	27
4.1	<i>Gain Chip</i> Simulado	27
4.2	Simulação dos Modos	28
4.3	Curvas de Ganho	29
4.3.1	Variação da Densidade de Cargas	30
4.3.2	Variação da Temperatura	31
4.3.3	Ganho Espontâneo	32
4.3.4	<i>Strain</i>	33
4.3.5	Função de Dispersão de Energia	34
4.4	Potência e Espectro de Saída	36
4.4.1	<i>Self-Heating</i>	38
4.4.2	Espectro de potência	39
5	Conclusões	41
	Referências Bibliográficas	43

Lista de Figuras

2.1	Função de Dispersão da Energia para um Semicondutor.	5
2.2	Relação de Dispersão das Bandas de Condução e de Valência para Semicondutores de <i>Bandgap</i> Indireto (Esquerda) e Direto (Direita).	6
2.3	Variação da Energia nas Bandas de Condução e de Valência em Função da Posição.	8
2.4	Curvas de Ganho de um Laser do Material $Ga_{0.47}In_{0.53}As$	12
2.5	Níveis Quasi-Fermi.	13
2.6	Laser Fabry-Perot	14
2.7	Recaptações de Auger nas Bandas de Condução e de Valência.	17
2.8	<i>Strain</i> em Semicondutores.	19
2.9	Estrutura de um LCE.	21
3.1	Sequência das Simulações.	23
3.2	Camadas de Semicondutores do <i>Gain Chip</i>	24
3.3	Simulação no INTERCONNECT [®]	26
4.1	Índices de Refração em Função do Comprimento de Onda.	28
4.2	Perfil Transversal de Campo Elétrico.	29
4.3	Curva de Ganho para Diferentes Densidades de Carga.	30
4.4	Curva de Ganho em Função da Densidade de Corrente.	31
4.5	Saturação da Curva de Ganho.	32
4.6	Curva de Ganho para Diferentes Temperaturas.	32
4.7	Ganho Espontâneo para Várias Densidades de Cargas.	33
4.8	Efeito do <i>Strain</i> no Ganho.	34
4.9	Diagrama de Banda.	35
4.10	Banda de Condução.	35

4.11 Banda de Valência.	36
4.12 Curva de Potência em Função da Corrente.	37
4.13 Curva de Potência Considerando o Auto Aquecimento.	39
4.14 Espectro de Potência do <i>Gain Chip</i>	40

”Sim! Há algo invulnerável em mim, qualquer coisa que se não pôde enterrar e que faz saltar os rochedos; chama-se a minha vontade. Essa atravessa os anos silenciosa e imutável.”

Friedrich W. Nietzsche

Agradecimentos

Agradeço a Deus que permite que o improvável aconteça.

Agradeço imensamente a meus pais, Marcia Maria Gonçalves Daniel e Marinaldo Alves Daniel, e a meu irmão, Wesley Gonçalves Daniel, que foram fundamentais durante todo o processo da graduação até chegar a esse trabalho final. Da mesma forma, agradeço a todos os familiares e amigos que me apoiaram, muitos dos quais mais talentosos que eu e que nunca tiveram a oportunidade de cursar uma graduação.

Sou grato também aos professores com os quais aprendi muitas coisas nos últimos anos e que fazem mais do lhes é obrigação para manter uma educação pública de qualidade.

Estendo meus agradecimentos aos amigos que fiz durante a graduação e que, sem dúvidas, engrandeceram demais esse período especial para mim.

Resumo

Lasers são dispositivos optoeletrônicos que fazem a conversão de energia elétrica em energia óptica, servindo como fonte de sinais em sistemas de comunicação ópticos. Os *gain chips* são componentes dos lasers em que se tem a emissão de fótons em uma determinada faixa de frequência. Em particular o tipo de *gain chip Multi Quantum Well* apresenta boas características como altas potências e podem operar em altas temperaturas. Neste trabalho são apresentadas simulações de lasers *Multi Quantum Well*, cuja metodologia compreende a simulação modal, em seguida o cálculo das funções de onda do sistema quântico e, como etapa final, as simulações considerando toda a cavidade do laser. São feitas simulações dos *gain chips* da *Idea! Electronic Systems*, de forma a comparar os resultados da simulação com dados medidos.

Palavras-chave: lasers, *Multi Quantum Well*, *gain chips*, simulação modal, funções de onda.

Abstract

Lasers are optoelectronic devices that convert electric energy into optical energy, working as sources of signals for optical communication systems. Gain chips are active components of lasers that would emit photons in certain range of frequencies. In special, Multi Quantum Well gain chips provide good characteristics such as high output power and can operate in high temperatures. In this work will be presented simulations of Multi Quantum Well lasers, starting with modal simulations, next performing quantum system wavefunction calculation and finishing with cavity simulations. The simulations are of gain chips of Idea! Electronic Systems company, from which measured data will be compared with the results of the performed simulations.

Palavras-chave: lasers, Multi Quantum Well, gain chips, modal simulations, wavefunction.

Capítulo 1

Introdução

Todos os segmentos da sociedade mundial atualmente dependem fortemente de se comunicar, para que se mantenham e se desenvolvam. As comunicações ópticas destacam-se como a forma mais eficiente de transmissão de dados nesse contexto de mundo globalizado e de grande produção de informação.

O estudo e a melhoria contínua dos dispositivos de comunicação óptica são necessários, à medida em que a demanda por taxas de transmissão aumenta e o mercado exige melhor desempenho e integração. Um sistema de comunicações óptica é composto, basicamente, por um transmissor, o canal e um receptor. A função do transmissor é gerar um sinal luminoso modulado e, portanto, deve possuir uma fonte de luz. A fonte de luz mais utilizada em sistemas ópticos de transmissão de altas taxas é o laser semiconductor. Esse dispositivo apresenta diversos componentes, como *gain chip*, filtros ópticos, lentes colimadoras e isoladores ópticos.

Os *gain chips* são dispositivos semicondutores que fazem a conversão da energia elétrica para a energia óptica nos lasers, os quais podem ser montados de formas diferentes, a depender da aplicação. Para comunicações de longo alcance, os lasers de cavidade externa são os mais indicados dadas suas características espectrais. Para esse tipo de dispositivo, os *gain chips* devem

apresentar elevada potência de saída.

O tipo de *gain chip* mais utilizado é o *Multi Quantum Well* (MQW), pois apresenta boa estabilidade de potência de saída em relação a variações na temperatura e elevado ganho. Como consequência, sua corrente de *threshold* é baixa. Simulações desse tipo de dispositivo são importantes para se definir características de construção, como as dimensões físicas das camadas semicondutoras, comprimento de cavidade, dopagem dos materiais, dentre outras. Pode-se conhecer ainda os valores aproximados de potência de saída, e comprimento de onda de emissão.

As simulações de lasers semicondutores a nível das camadas que os constituem, necessitam de métodos para obter os níveis de energia do sistema. Entre esses níveis acontecem as transições de elétrons e a emissão de fótons, de forma a se obter as frequências em que se pode ter a inversão de população de portadores de carga.

Apresentar-se-á neste relatório a teoria, os procedimentos e os resultados das simulações de *gain chips* MQW, da empresa *Idea! Electronic Systems*, a qual forneceu dados medidos, fundamentais para ajuste do modelo de simulação e para comparação dos resultados. As simulações foram desenvolvidas nos *softwares* de simulação fotônica da Lumerical[®], cujo acesso foi fornecido também pela *Idea! Electronic Systems*.

O Capítulo 2 aborda os principais conceitos teóricos necessários para o entendimento das simulações e seus resultados. Em seguida, o Capítulo 3 descreve os métodos das simulações e a sequência em que foram feitas, detalhando parâmetros necessários e resultados possíveis de cada etapa. No Capítulo 4, são mostrados os resultados do trabalho e a análise comparativa com dados de medição. Por fim, o capítulo 5 é composto pelas conclusões a respeito do trabalho e sua relevância, de forma a apresentar os caminhos para a continuação do desenvolvimento do modelo em trabalhos futuros.

Capítulo 2

Fundamentação Teórica

O estudo da física de semicondutores e da teoria dos lasers é imprescindível para o entendimento e execução de simulações destes dispositivos. Este capítulo descreve, de forma sucinta, os conceitos essenciais de *gain chips*, em especial, de lasers MQM.

2.1 O Hamiltoniano e a Equação de Schrödinger

Em áreas de estudo nas quais os sistemas considerados possuem dimensões muito reduzidas, os princípios da física clássica não se aplicam, sendo necessários os conceitos da mecânica quântica, que considera a natureza aleatória das grandezas relacionadas às partículas. Nesse contexto, o operador Hamiltoniano é definido como a soma dos operadores de energia cinética e energia potencial, como apresentado na Eq. 2.1, e consiste na ferramenta fundamental para se obter os valores e as probabilidades das grandezas em sistemas quânticos com suas respectivas condições de fronteira.

$$H = -\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2 + V \quad (2.1)$$

Na Eq. 2.1, \hbar é a constante de Planck reduzida e m é a massa da partícula considerada.

Os níveis de energia em um sistema quântico, que são as quantidades mais representativas do estado de uma partícula, são determinados resolvendo-se o problema de autovalor do Hamiltoniano, de forma que são também obtidas as autofunção e por consequência a função de onda. O problema de autovalor é apresentado na Eq. 2.2, na qual vale ressaltar que o operador é aplicado nas dimensões x , y e z .

$$H\psi = E\psi \quad (2.2)$$

O conjunto de funções ψ e de valores E são, respectivamente, as autofunções e os autovalores do operador H . A Eq. 2.2 é também conhecida como equação de Schrödinger independente do tempo. Os níveis de energia que um partícula, geralmente a partícula considerada é um elétron, pode assumir são discretos e a cada nível E_n corresponde uma autofunção ψ_n . O princípio da incerteza de Heisenberg diz que a energia e a posição de uma partícula não podem ser determinados ao mesmo tempo. Portanto ao se conhecer a energia E_n , a posição \vec{r} é aleatória com probabilidade igual a $|\psi_n(\vec{r})|^2$. Detalhes sobre o hamiltoniano e a equação de Schrödinger podem ser estudados em (DOMMELEN, 2012).

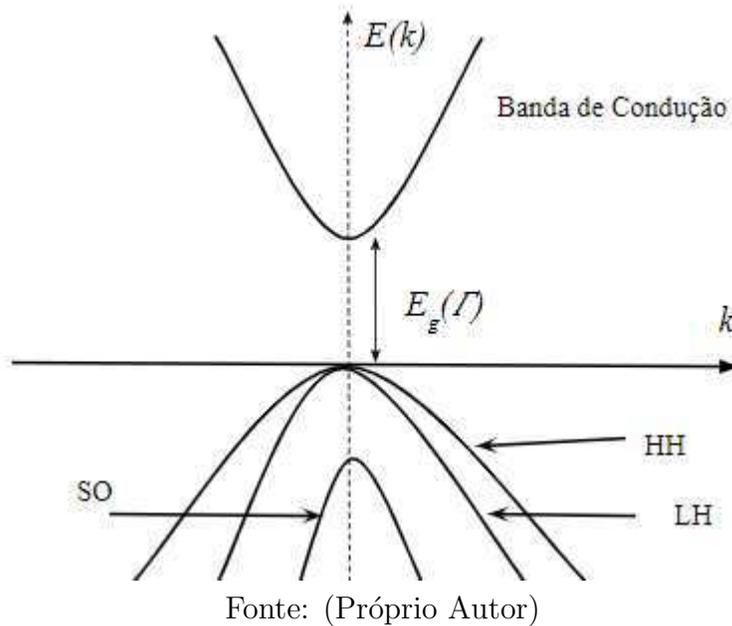
Para a estrutura atômica de semicondutores, as soluções para a Equação de Schrödinger possuem o formato:

$$\psi_n(\vec{k}, \vec{r}) = u_n(\vec{k}, \vec{r})e^{i\vec{k}\vec{r}}. \quad (2.3)$$

Na solução de muitos problemas em semicondutores, é importante conhecer como a energia varia com o momento linear \vec{p} em detrimento do conhecimento exato das autofunções. Logo é importante conhecer a função $E(\vec{k})$, denominada de relação de dispersão entre energia e momento. Nos semicondutores, a função de dispersão da energia é quadrática para um elétron

na banda de condução. Já na banda de valência as funções tem aspectos diferentes graças a interação entre portadores e os momentos angulares não nulos nessa banda, de forma que a banda de valência se divide em três distintas (SALEH; TEICH, 2007): *Heavy-Hole* (HH), *Light-Hole* (LH) e *Split-Off* (SO). A Fig. 2.1 mostra as funções de dispersão para um semicondutor sem confinamento quântico.

Figura 2.1: Função de Dispersão da Energia para um Semicondutor.



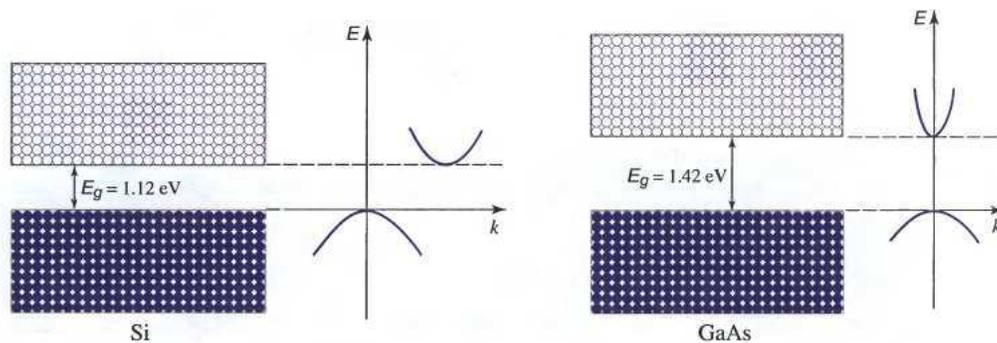
Uma propriedade das soluções da Eq. de Schrödinger é a periodicidade da energia em função do momento ou vetor de onda, de modo que os níveis de energia só precisam ser determinados em uma região limitada em valores de momento, denominada de primeira zona de Brillouin (PIPREK, 2003).

2.2 *Bandgap* de Energia

A transição de elétrons entre níveis de energia em um semicondutor, pressupõe que a diferença de energia entre os níveis seja convertida em outra forma de energia. Assim a transição de um elétron para um nível mais energético requer absorção de energia, enquanto que para um nível menos energético acontece a emissão de energia. Essa diferença de energia corresponde a fótons ou vibrações na estrutura cristalina do semicondutor, conhecidas como fônons. Adicionalmente, o momento em uma transição de portador de carga, seja ele um elétron ou lacuna, deve ser conservado.

A referida diferença de energia entre os níveis quando se considera a banda de condução, mais energética, e a banda de valência em semicondutores, é conhecida como *bandgap* de energia. Em semicondutores, há duas classificações: *bandgap* direto e indireto. O *bandgap* é direto quando o ponto mais energético da banda de valência acontece em um valor muito próximo do momento linear do mínimo energético da banda de condução. Esse ponto é conhecido como ponto Γ e acontece geralmente para $\vec{k} = 0$. Nos semicondutores de *bandgap* indireto não há essa coincidência, como é evidenciado na Fig. 2.2.

Figura 2.2: Relação de Dispersão das Bandas de Condução e de Valência para Semicondutores de *Bandgap* Indireto (Esquerda) e Direto (Direita).



Fonte: (SALEH; TEICH, 2007)

A pequena diferença entre o momento do portador em cada banda se deve ao momento associado ao fóton absorvido ou emitido na transição (SALEH; TEICH, 2007). O momento dos fótons é dado por:

$$\vec{p}_c - \vec{p}_v = \frac{h}{\lambda}, \quad (2.4)$$

na qual λ é o comprimento de onda do fóton. O valor $\frac{h}{\lambda}$ é muito pequeno quando comparado aos valores de momento assumidos pelos portadores de carga, que podem se mover a distâncias próximas à constante do reticulado cristalino. A conclusão que se chega é que em materiais cuja diferença de momento entre as bandas é grande, a maior parte da energia liberada ou absorvida na transição não é de natureza óptica, logo materiais de *bandgap* indireto como o Silício e o Germânio usam principalmente fônons no mecanismo de transição, não sendo eficientes como geradores de luz (SALEH; TEICH, 2007). Os semicondutores de *bandgap* direto são ligas formadas por elementos dos grupos III e V da tabela periódica como *GaAs*, *InP*, *GaN* e o *InGaAsP*.

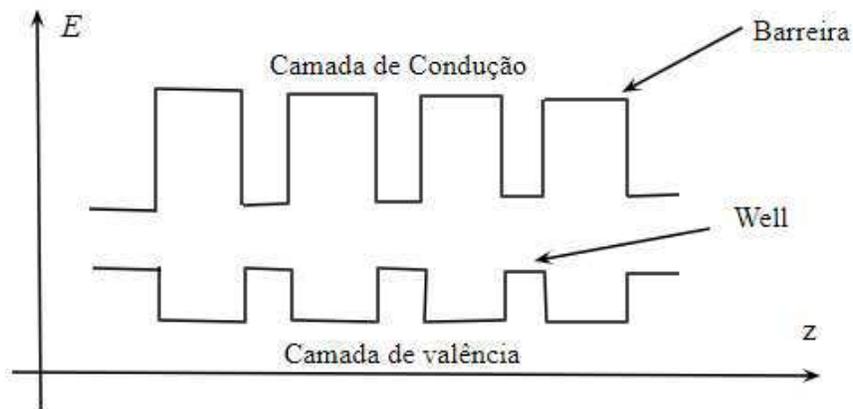
2.3 Poço Quântico (*Quantum Wells*)

Em sistemas quânticos, ao se reduzir muito o tamanho de uma ou de mais de uma dimensão, os níveis de energia que as partículas podem assumir se reduzem na direção considerada, de forma que acontece uma seleção das bandas envolvidas nas transições. Essa redução das dimensões é o que se denomina de confinamento quântico (DOMMELEN, 2012).

Nos *gain chips*, o confinamento óptico é obtido interpondo-se camadas de semicondutores de *bandgaps* diferentes, de tal modo que é necessário uma grande quantidade de energia para se ter transições de portadores entre esses materiais. O termo poço quântico, ou *quantum well* em inglês, refere-se ao confinamento em uma dimensão do semicondutor de menor *bandgap*, e faz alusão ao fato de os elétrons estarem presos a poucos níveis de energia. As

camadas que fazem a separação são chamadas de barreiras. A Fig. 2.3 mostra a variação da energia em uma estrutura típica de múltiplos *quantum wells*.

Figura 2.3: Variação da Energia nas Bandas de Condução e de Valência em Função da Posição.



Fonte: (Próprio Autor)

Como fica claro no exemplo de Dommelen (2012, p. 62), os valores de energia resultantes em uma direção para uma partícula confinada, são inversamente proporcionais à massa e à espessura. A massa dos elétrons sofre influência da estrutura cristalina, de forma que esta é assimétrica em relação à direção e um valor efetivo deve ser considerado. Já em relação à espessura, quanto menor for a espessura, maior será a energia do portador, no entanto mais distantes serão os níveis de energia.

A superposição de camadas de ligas semicondutoras é feita de tal forma que haja um casamento entre as estruturas cristalinas das ligas. O método mais usado para essa fabricação é o crescimento epitaxial (KASAP ; CAPPER, 2017), que consiste em depositar sucessivamente as camadas de semicondutores de forma controlada para que se consiga espessuras de poucos nanômetros com o mínimo de defeitos.

2.4 Método $\vec{k} \cdot \vec{p}$

O método $\vec{k} \cdot \vec{p}$ é a forma mais usada para se calcular a estrutura de bandas dos elétrons em semicondutores. Nos semicondutores a solução da Eq. de Schrödinger não é encontrada de forma direta principalmente na banda de valência, pois devem ser consideradas as interações entre os estados das bandas *Heavy-Hole*, *Light-Hole* e *Split-off*.

Para se encontrar os autovalores e as autofunções, as funções de bloco da Eq. 2.3 são inseridas na Equação de Schrödinger e considerando as funções de bloco como combinação linear das soluções conhecidas no ponto Γ , de acordo com a teoria da perturbação, chega-se a sistemas de equações na forma de determinante. A solução para uma estrutura de múltiplos *quantum wells* é obtida ajustando-se a energia potencial no hamiltoniano. A solução completa é obtida resolvendo-se um determinante para cada vetor de onda. Maiores explicações a respeito da teoria da perturbação foge ao escopo do trabalho, mas podem ser encontradas em (CHUANG, 1995).

A complexidade do método $\vec{k} \cdot \vec{p}$ aumenta à medida que se considera um número maior de bandas e quando se adiciona efeitos de tensão (*strain effects*) à estrutura. A aplicação do método também é diferente para as diferentes estruturas cristalinas, sendo as mais comuns nos materiais usados em dispositivos optoeletrônicos, a estrutura cubica *Zinc Blend* e a hexagonal *Wurtzite* (KASAP ; CAPPER, 2017).

2.5 Curva de Ganho de um Laser

Em semicondutores, há propagação dos fótons liberados nas transições de elétrons de níveis mais energéticos para níveis menos energéticos. Essa propagação gera, como será explicado mais adiante, a emissão de novos fótons com frequência e fase iguais, de modo que acontece um aumento da intensidade luminosa. A taxa de aumento dos fótons na parcela ativa da cavidade

de um laser é definida como ganho, mais comumente expresso pelo coeficiente de ganho. Os comprimentos de onda nos quais tem-se ganho dependem diretamente das probabilidades de transição entre a banda de condução e a banda de valência, para diferentes valores do vetor de onda.

Com o *bandgap* e a estrutura de banda calculada, pode-se calcular as probabilidades das transições entre as bandas dessa estrutura. A distribuição de probabilidade da energia de um elétron é a conhecida distribuição de Fermi-Dirac:

$$f(E) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E-E_f}{k_B T}\right)} \quad (2.5)$$

, na qual k_B é a constante de Boltzmann, T é a temperatura e E_f é o nível de Fermi. Essa distribuição é um fator importante para o cálculo do ganho.

Outro fator importante é a densidade de estados possíveis de serem ocupados por elétrons. Em sistemas com muitos portadores, a energia que separa diferentes níveis, resultantes da equação de Schrödinger, é muito pequena comparada com o *bandgap* (IIZUKA, 2002). Associada a essa pequena diferença está o fato de se ter uma quantidade elevada de estados, gerando uma configuração contínua de estados com a energia. A partir da função de dispersão da energia calcula-se a densidade de estados, que por sua vez é usada para o cálculo dos níveis de Fermi para a banda de condução e a de valência. A expressão geral para o ganho em função da frequência é:

$$g(\nu) = C_{st} \frac{1}{\nu} |M(E_{ij})|^2 D_r(E_{ij})(f_j - f_i) \quad (2.6)$$

em que ν é a frequência, C_{st} é uma constante, $M(E_{ij})$ é a matriz de transição e D_r é a densidade de transições permitidas. f_j e f_i é a função de Fermi-Dirac para o nível j da camada de condução e o nível i da camada de valência.

2.5.1 Alargamento da Espectro de Transição

A interação entre portadores de carga e também entre portadores e fônons, muda a energia dos portadoras nas sub-bandas, de modo que essas interações acontecem a uma taxa muito maior que a taxa de transição dos elétrons entre bandas. Isso gera um efeito de alargamento do espectro em que acontecem as transições e portanto alargamento no espectro de ganho. Esse alargamento é modelado ponderando-se o ganho da Eq. 2.6 com uma função de Lorentz ou uma função gaussiana L :

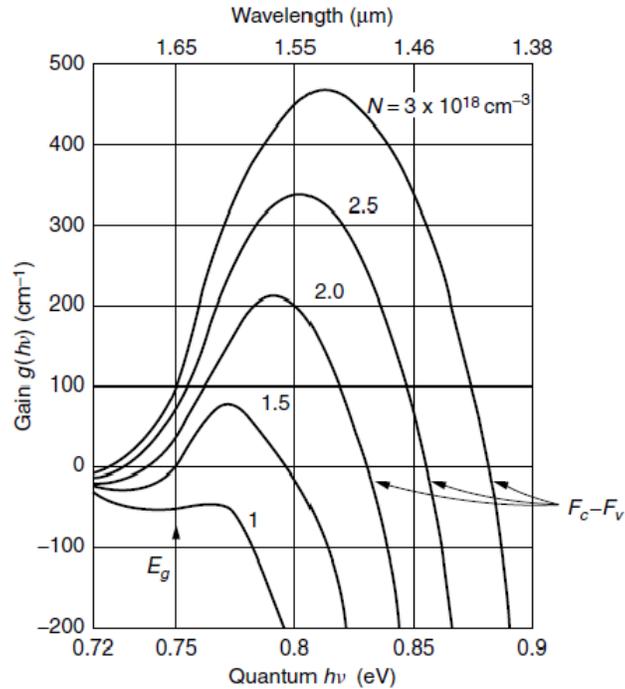
$$g(\nu) = \int g_{ij}(E_{ij})L(h\nu - E_{ij})dE_{ij}. \quad (2.7)$$

A integral na Eq. 2.7 acontece para sub-bandas i e j cuja diferença entre a energia desses níveis é diferente de $h\nu$. Um parâmetro importante da função L é o tempo de relaxação intrabanda, que é justamente o tempo das interações mencionadas.

A Fig. 2.4 mostra curvas de ganho para um laser de $Ga_{0.47}In_{0.53}As$, que são obtidas das Eq. 2.6 e 2.7. Em destaque na Fig. 2.4 está a energia do *bandgap* E_g e os pontos nos quais o ganho é nulo dado que a energia é igual à diferença entre os níveis de quasi-Fermi. O níveis de quasi-Fermi são explicados na seção 2.5.2. As curvas da Fig. 2.4 são de um laser com diferentes densidades (N) de portadores na região ativa. Na escala superior da figura, são usados os comprimentos de onda correspondentes às energias da escala inferior.

2.5.2 Inversão de População e Emissão Estimulada

Os níveis quasi-Fermi são os níveis de Fermi para as bandas de condução e de valência. Esses níveis definem o valor de energia para o qual a densidade de probabilidade é igual a 50% (SALEH; TEICH, 2007). Assim, para a banda de condução, abaixo do nível de quasi-Fermi, é mais provável que a densidade de elétrons seja maior que no restante da banda. O mesmo acontece para a

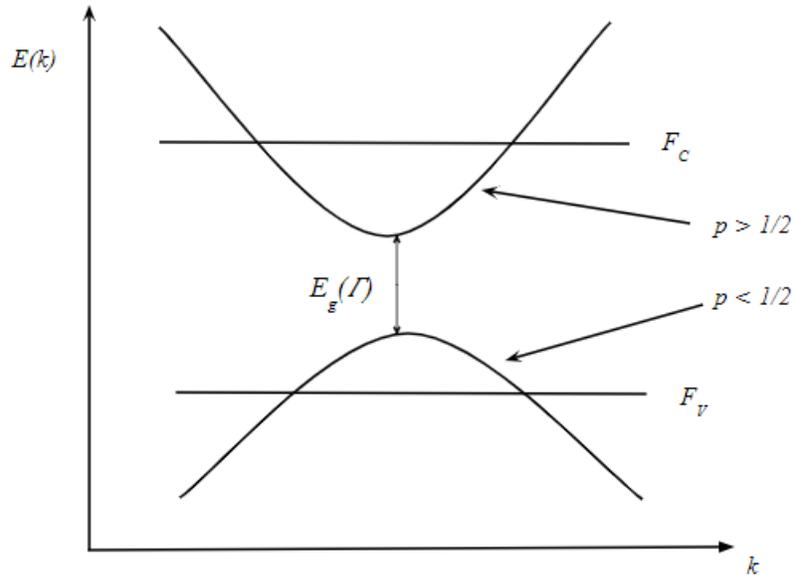
Figura 2.4: Curvas de Ganho de um Laser do Material $Ga_{0.47}In_{0.53}As$.

Fonte: (IIZUKA, 2002)

banda de valência, como está ilustrado na Fig. 2.5 para bandas parabólicas. Desse modo, acontece a inversão de população, que consiste em se ter mais elétrons na camada de condução, de modo que transições para a camada de valência são mais prováveis do que as transições contrárias.

A inversão de população é uma condição para que se produza uma grande densidade de fótons, uma vez que nesse caso a emissão prevalece sobre a absorção de fótons. Outra condição fundamental para os lasers é que os fótons tenham sentido e fase iguais para se ter um feixe coerente. Essa coerência acontece quando elétrons no nível mais energético interagem com fótons cuja energia é igual a do *bandgap*, estimulando a emissão de novos fótons com mesma energia, direção e fase. Esse fenômeno é conhecido como emissão estimulada.

Figura 2.5: Níveis Quasi-Fermi.



Fonte: (Próprio Autor)

2.6 Gain chips

Os lasers são dispositivos ressonantes, nos quais fótons gerados por emissão estimulada, interferem construtivamente dentro de uma cavidade. Os lasers entram em funcionamento (*lasing*) quando acontece a inversão de população dos portadores ao se injetar um certo nível de energia na forma de corrente elétrica.

Para satisfazer as condições citadas, deve-se ter o casamento de fase das ondas na cavidade, e, além de se ter um meio cujo ganho seja superior à absorção, o ganho deve compensar também a potência de saída da cavidade. A partir da equação de uma onda plana propagante, encontra-se as condições de ganho e fase, expressas por:

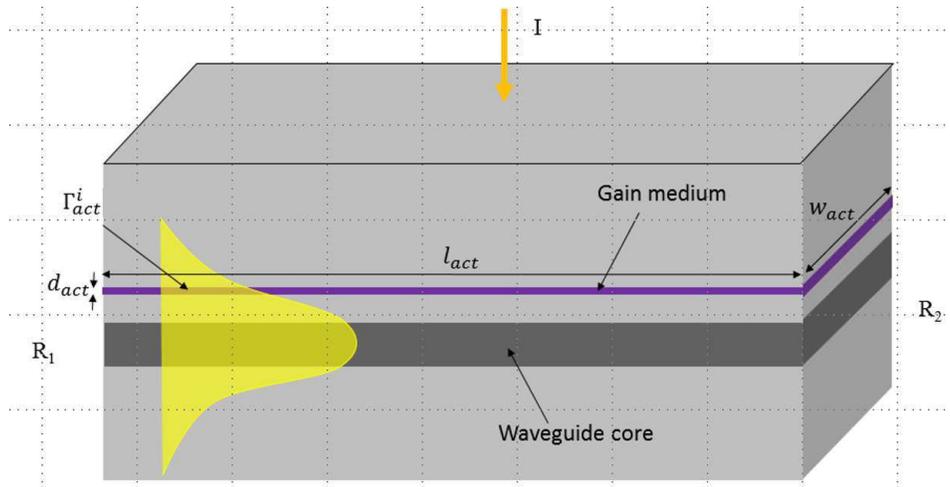
$$\Gamma_0 g \geq \alpha_i + \alpha_m \quad (2.8)$$

$$\beta L = p\pi \quad (2.9)$$

, em que Γ_0 é o fator de confinamento do modo no *gain chip*, α_i é o coeficiente de perda interna, α_m é o coeficiente de potência que sai da cavidade, p é um número inteiro e β é a constante de propagação.

A Fig. 2.6 mostra a estrutura de um laser simples Fabry-Perot, na qual pode-se ver as refletividades R_1 e R_2 dos espelhos que configuram a cavidade. Entre os espelhos encontra-se a região ativa onde acontece o ganho e a distância de separação dos espelhos é o comprimento no qual deve ser obedecida a condição de fase da Eq. 2.9.

Figura 2.6: Laser Fabry-Perot



Fonte: <https://support.lumerical.com/hc/en-us/articles/360042326134-Fabry-Perot-laser-using-travelling-wave-laser-model-TWLM->

2.6.1 *Threshold* e Potência de Saída

O ganho apenas se torna maior que as perdas na região ativa quando a densidade de portadores é maior que um certo valor, conhecido como densi-

dade de *threshold*. Como a densidade de portadores está diretamente ligada à corrente, é definida também uma corrente de *threshold*. A relação teórica de potência e corrente nos *gain chips* é linear de acordo com:

$$P(I) = \eta_i \frac{\alpha_m}{\alpha_m + \alpha_i} \frac{\hbar\omega}{q} (I - I_{th}) \quad (2.10)$$

, em que η_i é a eficiência interna, ω é frequência angular e q é a carga do elétron. A eficiência interna η_i é a razão entre o incremento de corrente envolvido em recombinações radiativas e o incremento total de corrente. A corrente total injetada no *gain chip* pode ser dividida na parcela responsável pelas recombinações radiativas, na parcela de recombinações não radiativas e nas parcelas de corrente de fuga lateral e vertical. Quanto maior a eficiência interna, maior será o desempenho do laser na relação potência-corrente, de forma que as camadas de semicondutores devem ser bem projetadas para garantir o maior confinamento de corrente possível.

2.7 Efeitos Físicos em *Gain Chips*

Acontecem muitos efeitos físicos em *gain chips*, envolvendo portadores, fótons e a estrutura cristalina dos semicondutores que devem ser considerados e modelados em conjunto para se ter caracterizações teóricas condizentes com medições em laboratório. As subseções a seguir, apresentam a teoria de alguns efeitos.

2.7.1 Efeito de Temperatura e Interação entre Portadores

A grande mudança de desempenho dos *gain chips* com a temperatura, resulta da combinação de vários mecanismos, incluindo o aumento da corrente de fuga e das recombinações não radiativas. Em relação à curva de ganho, o aumento da temperatura reduz o ganho de pico e também desloca

a curva em relação ao comprimento de onda, o que decorre de uma mudança no *bandgap*.

A densidade de portadores também é responsável por alterar o *bandgap* dos *gain chips*. Uma fórmula que se adequa bem a esses efeitos é (PIPREK, 2003):

$$\Delta E_g = -C \left[\frac{\epsilon_{st}^5}{N} \left(m_0 \frac{m_c + m_v}{m_c m_v} + BT^2 \frac{\epsilon_{st}}{N} \right) \right]^{-\frac{1}{4}} \quad (2.11)$$

, na qual ϵ_{st} é a constante dielétrica estática, m_c e m_v são as massas efetivas nas bandas de condução e de valência, C e B são parâmetros constantes, e T é a temperatura.

2.7.2 Recombinações Radiativas e Não Radiativas

Além da emissão estimulada, acontecem nos dispositivos optoeletrônicos, simultaneamente, outros fenômenos de recombinação de elétrons e lacunas, que envolvem ou não a emissão de fótons. Os mais relevantes são a emissão espontânea, e as recombinações não radiativas de Auger assim como as recombinações de Shockley–Read–Hall.

A emissão espontânea acontece naturalmente nos materiais de maneira aleatória entre os níveis de energia com probabilidades de transição maiores que zero, de modo que se tem emissão espontânea em um grande faixa de espectro . O fótons gerados nesses emissões possuem direções de propagação estocásticas, sendo pois considerados como um ruído ao laser gerado. O ganho espontâneo em função da frequência ν é expresso como (PIPREK, 2003):

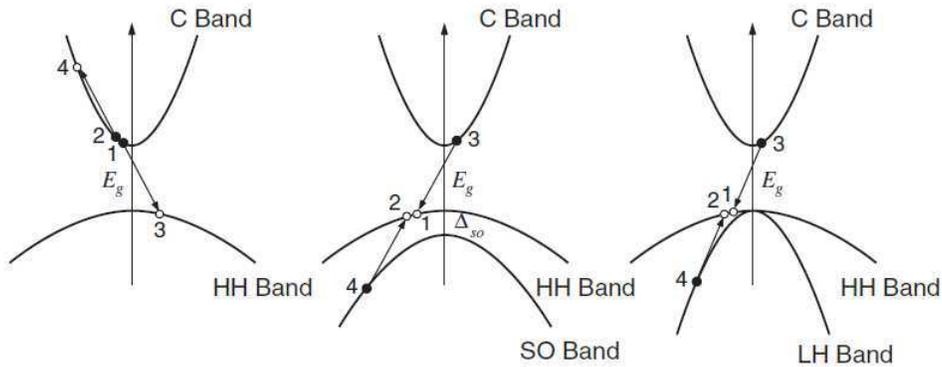
$$g_{esp}(\nu) = C_s p \frac{1}{\nu} |M(E_{ij})|^2 D_r D_{opt} f_j (1 - f_i). \quad (2.12)$$

As recombinações de Auger resultam das colisões de elétrons ou lacunas, na banda de condução ou de valência, de forma que um portador de carga

passa para um nível energético mais alto e o outro para um nível mais baixo. Nessas transições a energia é conservada, assim como o momento, e fótons não são emitidos. Essas recombinações diminuem a densidade de portadores de portadores envolvidos em recombinações radiativas.

Essas colisões acontecem tanto na camada de condução como nas bandas de valência, como é indicado na Fig. 2.7, na qual os portadores que possuem energias dos pontos 1 e 2 e passam para os pontos 3 e 4, respectivamente. Observa-se na Fig. 2.7 que as recombinações podem envolver portadores de bandas diferentes: portadores da banda de condução e a banda HH à esquerda, das bandas de condução e a banda SO no meio da figura e também entre as bandas de condução e a banda LH na ilustração da direita.

Figura 2.7: Recobinações de Auger nas Bandas de Condução e de Valência.



Fonte: (COLDREN at al, 2012)

Ao se considerar as probabilidades de ocupação dos níveis de energia, pode-se encontrar a taxa de recombinação descrita por (COLDREN at al, 2012):

$$R_A = C_0 e^{-\frac{E_a}{k_B T}} P(NP - N_i^2) \quad (2.13)$$

, caracterizada por depender fortemente da densidade de portadores e da temperatura de operação do chip de ganho. Nessa equação, P é a densidade

de lacunas, N a densidade de elétrons, consideradas iguais para materiais fracamente dopados, N_i é a densidade de elétrons intrínseca e C_0 é o parâmetro de Auger, da ordem de $10^{-40} \text{ m}^6\text{s}^{-1}$.

A presença de impurezas no material e defeitos na estrutura do *quantum well* cria regiões de recombinações não radiativas. Essas recombinações acontecem, pois os defeitos causam níveis de energia intermediários entre o nível mais energético da banda de valência e o menos energético da banda de condução (COLDREN et al, 2012), por meio dos quais acontecem as transições dos elétrons, de forma a não emitir fótons ou emití-los com energia diferente da energia do *bandgap*. Essas recombinações são conhecidas como Shockley–Read–Hall (SRH), em homenagem aos cientistas que as estudaram. A taxa de acontecimento desses fenômenos é dada por:

$$R_d = \frac{(NP - N_i^2)}{(N^* + N)\tau_h + (P^* + P)\tau_e}. \quad (2.14)$$

Os parâmetros τ_h e τ_e são os tempos característicos de transição dos elétrons entre as bandas de valência e os níveis intermediários, assim como entre a banda de condução e os níveis intermediários. N^* e P^* são parâmetros relacionados à densidade de portadores.

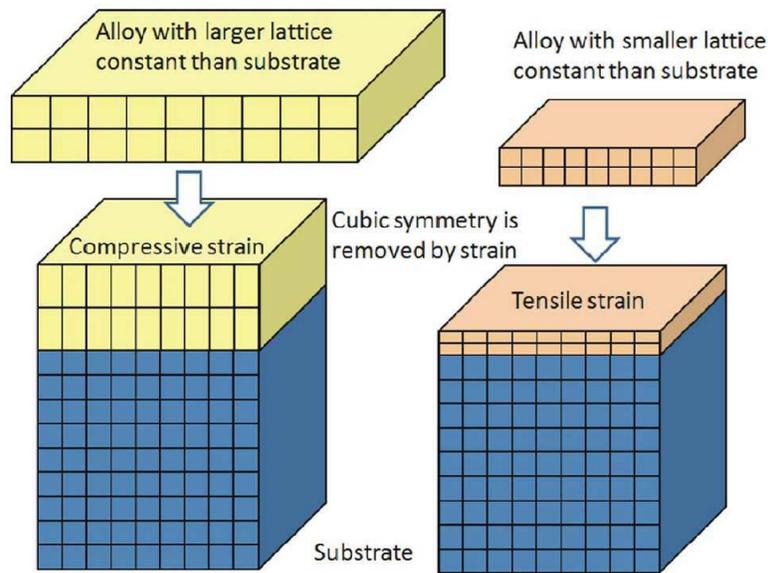
2.7.3 *Strain Effects*

A construção de uma pilha de camadas de semicondutores de um laser é feita com materiais de *bandgap* direto, que possuem tamanhos das células unitárias da estrutura cristalina iguais ou muito próximos. Quando os *quantum wells* ou as barreiras possuem o mesmo parâmetro de rede do substrato, diz-se que a rede está casada. No caso contrário, o descasamento faz com que a estrutura cristalina diminua em uma dimensão e aumente em outra, causando compressão (*compressive strain*) ou tensão (*tensile strain*) na rede cristalina.

Os dois tipos de tensão na estrutura cristalina são ilustrados na Fig.

2.8, que mostra materiais de constante do reticulado maiores, bem como constantes menores, sendo unidos a um substrato. O ajuste dos materiais à estrutura do substrato cria o *strain*.

Figura 2.8: *Strain* em Semicondutores.



Fonte: (ADAMS, 2011)

As tensões adicionadas às estruturas dos semicondutores são consideradas na energia potencial do hamiltoniano, de forma que tem-se como solução funções de dispersão de energia distorcidas em relação ao caso de rede cúbica. Assim, serão alterados os níveis de quasi-Fermi e os níveis da banda de valência. Como resultado, obtém-se aumento significativo no ganho do laser em uma polarização, TE por exemplo, em detrimento do ganho da outra polarização. Acontece simultaneamente grandes deslocamentos da frequência do ganho de pico. Do ponto de vista de operação (ADAMS, 2011), a corrente de *threshold* pode ser diminuída, a potência aumentada e obtém-se também uma diminuição da largura de linha.

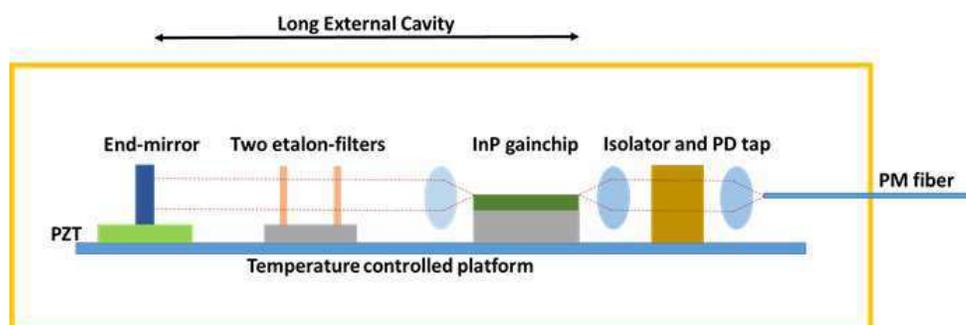
O parâmetro de rede nas ligas semicondutoras geralmente é controlado alterando-se a composição das ligas, por exemplo, as concentrações x e y na liga quaternária $In_{1-x}Ga_xAs_xP_{1-y}$. No entanto, quando se altera a composição da liga, altera-se por consequência o *bandgap*, de forma que deve-se alterar as espessuras das camadas para manter o *bandgap* resultante da pilha constante.

2.8 Laser de Cavidade Externa

Os lasers são ditos de cavidade externa quando parte do comprimento da cavidade não é constituída por região ativa, ou seja, lasers nos quais o *gain chip* é apenas um dos componentes que compõem a cavidade e portanto devem ter refletividade nula em uma das faces. Os lasers de cavidade externa (LCE) são aplicados em sistemas de comunicações ópticas coerentes, principalmente por possuírem largura de linha muito pequena na ordem de kHz e também por serem sintonizáveis. Geralmente são aplicados nos comprimentos de onda da banda C, que é a banda das menores perdas para as fibras ópticas.

A Fig. 2.9 ilustra a estrutura geral de um LCE, que possui lentes para colimar o feixe de luz que sai do *gain chip* e que entra na fibra, assim como filtros ópticos, geralmente étalons ou grades de difração, responsáveis por definirem o canal de frequência do sinal de saída do laser.

Figura 2.9: Estrutura de um LCE.



Fonte: <https://www.pure-photonics.com/technology>

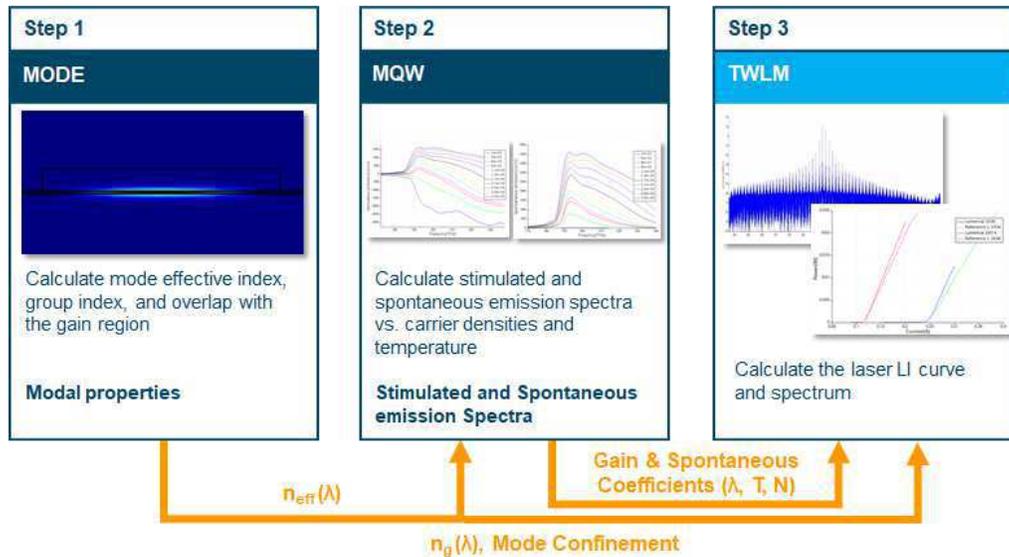
Capítulo 3

Simulações

As simulações de lasers MQW são geralmente complexas, na medida em que envolvem muitas variáveis associadas a diferentes fenômenos e precisam de ser realizadas em algumas etapas. Além disso, para se ter boa concordância entre valores medidos e resultados de simulação, os efeitos físicos relevantes devem ser considerados em conjunto e com parâmetros que os adéquem ao dispositivo simulado.

O modelo de simulação utilizado neste trabalho é baseado no exemplo apresentado em (LUMERICAL KNOWLEDGE EXCHANGE, 2019), que utiliza os *softwares* e *solvers* da Lumerical[®]. O processo de simulação é dividido em três etapas. Na primeira são obtidas as características do modo transversal da pilha (*stack*) de ligas semicondutoras do laser. A segunda etapa consiste em obter os diagramas de bandas, as funções de onda e as curvas de ganho. Por fim, no último passo faz-se a simulação da cavidade do laser, de modo a se obter a potência óptica de saída. A Fig. 3.1 ilustra de forma esquemática a sequência das simulações no Lumerical[®]. Nas próximas seções, detalhes das simulações serão expostos.

Figura 3.1: Sequência das Simulações.

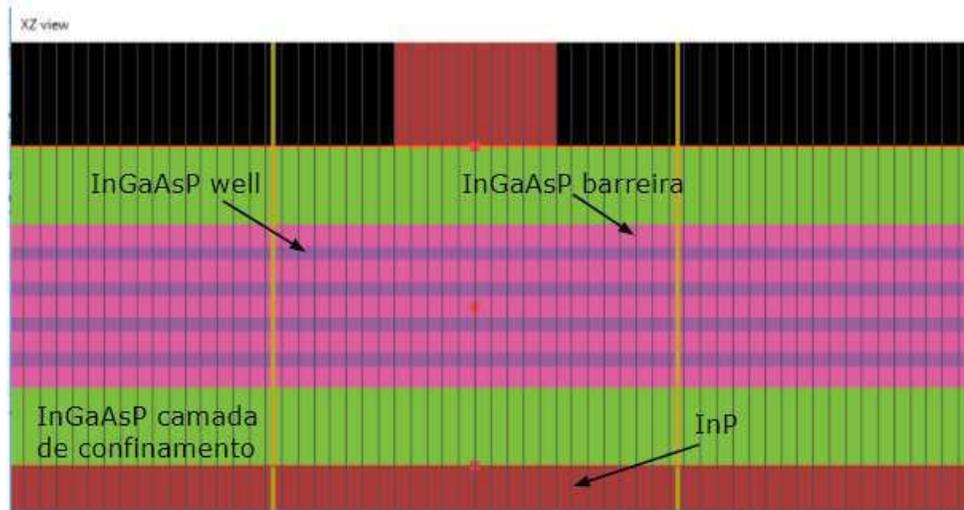


Fonte: <https://support.lumerical.com/hc/en-us/articles/360041725214-Multi-quantum-well-MQW-edge-emitting-laser>

3.1 Simulação Modal

As dimensões das camadas de material, bem como a disposição do guia óptico e o índice de refração, são necessários para a caracterização do modo transversal do *gain chip*. Uma vez conhecidas as dimensões das camadas, os índices de refração deve ser determinado, o qual varia com a composição molar das ligas semicondutoras. Para as ligas quaternárias $In_{1-x}Ga_xAs_xP_{1-y}$ usadas na região ativa, foi usado o modelo de Tanguy para o índice de refração em função da composição e da frequência (SEIFERT, RUNGE, 2016). A *stack* de semicondutores simulada é mostrada na Fig. 3.2.

A simulação modal é feita no software Lumerical MODE[®], utilizando o *solver* FDE (*Finite Difference Eigenmode*) específico para esse tipo de simulação. Todas as simulações foram automatizadas utilizando o *Automation API* da Lumerical[®], que possibilita operacionalizar as simulações e realizar

Figura 3.2: Camadas de Semicondutores do *Gain Chip*.

o pós-processamento dos dados em Python.

Os resultados dessa etapa são o índice de refração efetivo, o índice de grupo e o fator de confinamento transversal, importantes para as etapas seguintes. A estrutura simulada é a de um laser do tipo guia *ridge*.

3.2 Simulação da Região Ativa

A região ativa compreende as camadas de semicondutores que formam os poços quânticos e também as camadas de confinamento acima dos poços. Os fenômenos que provocam deslocamento do *bandgap*, como a interação entre portadores e o aumento da temperatura, devem ser considerados no cálculo dos parâmetros da estrutura de bandas. Parâmetros dos materiais também devem ser fornecidos, a exemplo das composições, o *bandgap* e o *offset* de energia na banda de valência entre os diferentes tipos de ligas.

No Lumerical[®], o comando para se obter os parâmetros dos materiais é o `buildmqwmaterial()`. Já o *solver* utilizado para o cálculo das bandas de energia é o *Multi-quantum well solver* (*Multi-quantum well (MQW) solver*

introduction, 2020), que soluciona a equação de Schrödinger correspondente da simulação pelo método $\vec{k} \cdot \vec{p}$. As variáveis de simulação mais importantes são a fração da primeira zona de Brillouin em que será feita a simulação, o intervalo de frequência e o número de pontos do vetor de onda. Eventuais efeitos de *strain* também devem ser adicionados nessa etapa.

Esse passo da simulação proporciona muitos resultados, como as curvas de ganho estimulado para modos TE (Transversal Elétrico) e TM (Transversal Magnético), o *bandgap* resultante, a função de onda e o ganho espontâneo.

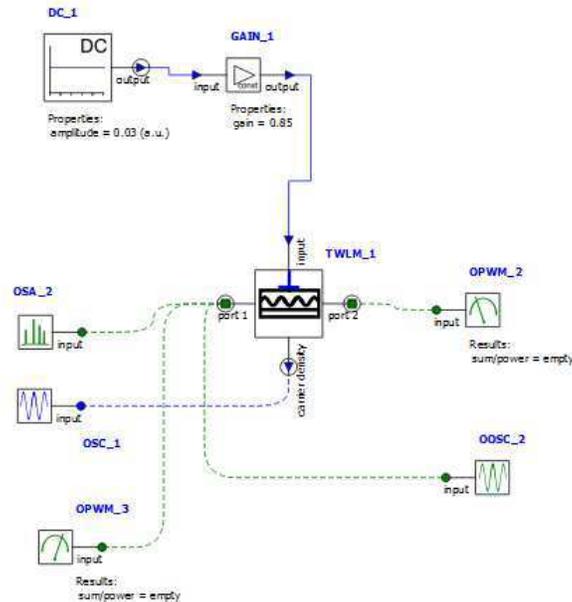
3.3 Simulação de Onda Propagante

A cavidade do laser é simulada no Lumerical INTERCONNECT[®], no qual há um modelo de onda propagante de um laser. Nele são adicionadas as curvas de ganho e de emissão espontânea, bem como os parâmetros típicos da cavidade como a refletividade das faces, o comprimento, espessura, perda interna e fator de confinamento. A Fig. 3.3 mostra os elementos da simulação no INTERCONNECT[®], sendo o laser o bloco no centro da figura, denominado TWLM.1. O elemento DC.1 é uma fonte de corrente contínua, os blocos OPWM são medidores de potência (*Power Meters*), OOSC.2 é um osciloscópio óptico, OSC.1 um osciloscópio elétrico para visualização da evolução da densidade interna de cargas e GAIN.1 é um fator multiplicativo para a corrente do *gain chip*, que caracteriza as correntes de fuga.

As taxas de recombinação, calculadas em conformidade com o exposto na seção 2.7.2, também são adicionadas no INTERCONNECT[®] em função da densidade de portadores. Outro parâmetro importante nesta simulação é o fator de acoplamento da emissão espontânea, que é a parcela de potência da emissão espontânea que é acoplada no modo da cavidade. Esse parâmetro pode ser estimado, calculando-se a taxa de emissão espontânea no modo de interesse.

Nesta simulação a taxa de amostragem e o tempo da simulação devem ser

Figura 3.3: Simulação no INTERCONNECT®.



grandes suficientes para garantir uma boa precisão e para que o laser chegue ao estado estacionário de operação, caracterizado pela pequena variação de potência óptica de saída. A taxa de amostragem utilizada é de 10 THz e a janela de tempo de no mínimo 5 ns. Assim faz-se as simulações para diferentes valores de corrente à uma temperatura fixa.

Os resultados do INTERCONNECT® são a potência de saída, a variação de potência no tempo, o espectro de potência e também a convergência da densidade de portadores no laser. Ao se fazer uma varredura nos valores de corrente, obtém-se também a curva de potência em função da corrente, na qual retira-se o valor da corrente de *threshold* e a eficiência interna. Na próxima seção, estes resultados serão mostrados já com valores do *gain chip* considerado. Mais informações a respeito do bloco TWLM no INTERCONNECT® podem ser encontradas em (LASER TW (TWLM) - INTERCONNECT ELEMENT, 2020).

Capítulo 4

Análise dos Resultados

Neste capítulo serão apresentados os resultados obtidos nas simulações, apresentando os detalhes dos parâmetros adotados. São realizadas também comparações com dados dos *gain chips* medidos em laboratório na *Idea! Electronic Systems*.

4.1 *Gain Chip* Simulado

O *gain chip* da *Idea!* é composto por quatro períodos de *quantum wells* de *InGaAsP*, assim como camadas de confinamento também de *InGaAsP*. As frações molares das ligas, assim como as dimensões e as dopagens do *cladding* de *InP*, foram projetadas de forma que o espectro de ganho esteja centrado no comprimento de onda de 1550 nm e apresente boa potência ótica com baixas perdas internas. Outra característica esperada desses *gain chips* é que tenham baixa corrente de *threshold*.

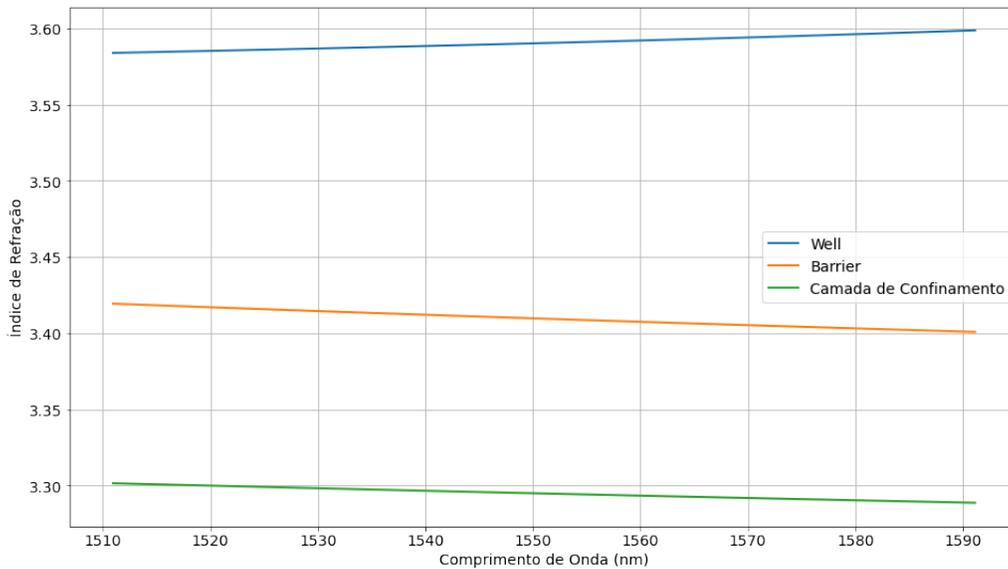
O desenvolvimento de um chip de ganho MQW para lasers é um processo longo e custoso, à medida que são necessárias algumas rodadas de fabricação para se atender às especificações desejadas. Isso acontece pois existe consideráveis imprecisões nos processos da fabricação, de modo que as espessuras das camadas depositadas podem variar, assim como as dopagens das ca-

madas de *InP*. Portanto, um projeto de *gain chip* envolve estabelecer as características do laser, estimar resultados por simulação e adotar medidas corretivas em relação aos erros de fabricação.

4.2 Simulação dos Modos

Os índices de refração das ligas semicondutoras, como citado na seção 3.1, foram obtidos de acordo com a composição e pelo modelo teórico de Tanguy. A variação dos índices em função do comprimento de onda é realizada na Fig. 4.1.

Figura 4.1: Índices de Refração em Função do Comprimento de Onda.

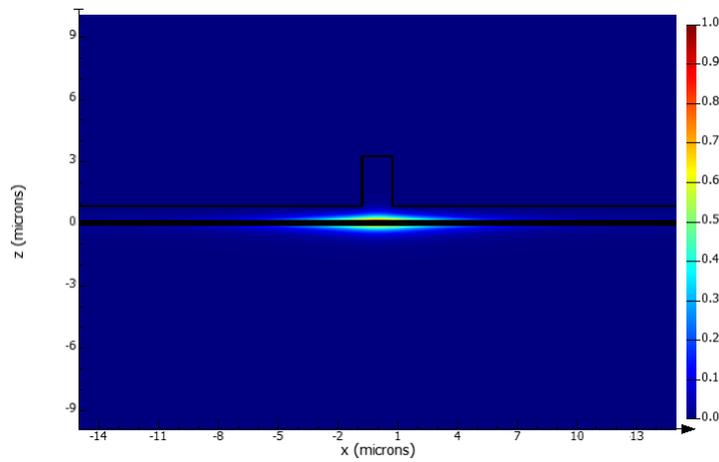


A simulação dos modos transversais resultaram em vários modos passíveis de propagação, cujo modo principal TE tem índice de refração efetivo de aproximadamente 3,20 e o índice de grupo de 3,28. A falta de conhecimento em relação à disposição das camadas mais externas dos semicondutores im-

possibilitou a obtenção do fator de confinamento nesta etapa e foi considerado o valor esperado do projeto de $\Gamma = 0,05$.

A Fig. 4.2 mostra a distribuição do campo elétrico na seção transversal do *gain chip*, onde é possível ver maior intensidade de campo próximo da região ativa, , que possui maior índice de refração. No entanto, o modo é fracamente guiado dado que a região ativa tem espessura muito menor que as outras camadas.

Figura 4.2: Perfil Transversal de Campo Elétrico.



4.3 Curvas de Ganho

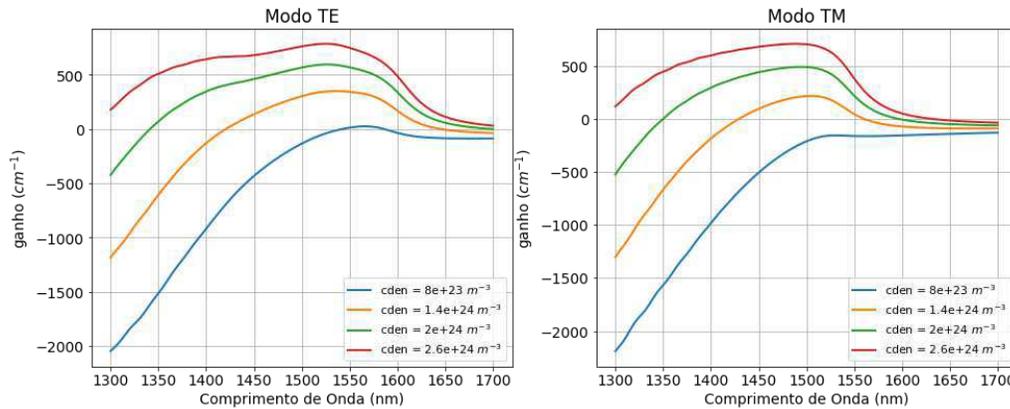
As curvas de ganho foram obtidas para diferentes temperaturas e densidade de cargas, após terem sido definidos todos os parâmetros das ligas semicondutoras. Simulações com *strain* nos *wells* também foram feitas com o objetivo de se comparar a mudança nas curvas de ganho com o que é esperado na teoria.

4.3.1 Variação da Densidade de Cargas

A Fig. 4.3 mostra a curva do ganho em função do comprimento de onda para diferentes densidades de cargas. São mostradas as curvas tanto para o modo TE como para o TM, pois ambos podem se propagar na região ativa. A densidade de cargas é um parâmetro de entrada do *solver* MQW, logo estas curvas foram obtidas com uma varredura dos valores mostrados no gráfico.

Nesse caso a temperatura da região ativa é de 45 °C. Percebe-se nesse resultado um deslocamento da curva de ganho para comprimentos de onda menores (*blueshift*), decorrente da interação entre portadores descrita na Seção 2.7.1.

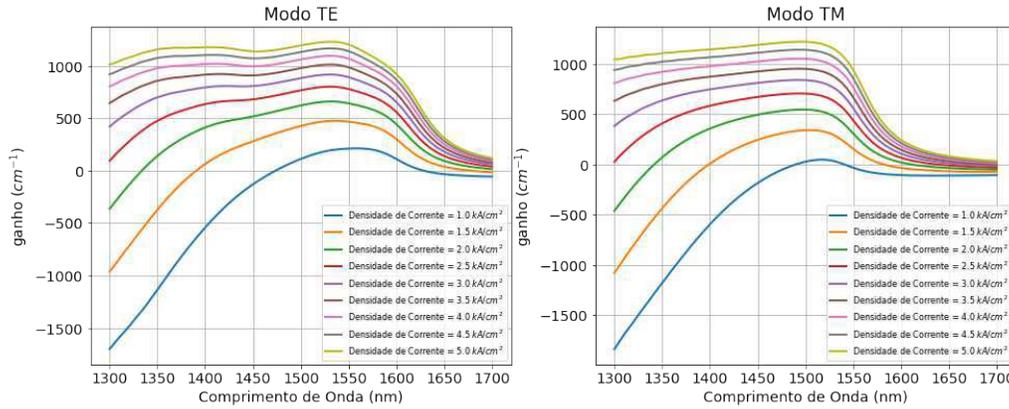
Figura 4.3: Curva de Ganho para Diferentes Densidades de Carga.



O *solver* Lumerical MQW utiliza a densidade de cargas como uma das variáveis de entrada, no entanto é mais comum e conveniente se obter as curvas de ganho em função da densidade de corrente no laser. Desse modo, a partir de ajustes da curva do pico de ganho do projeto do *gain chip*, obteve-se o ganho em função da densidade de corrente, como pode ser visto na Fig. 4.4.

O aumento da densidade de portadores na região ativa aumenta o ganho, dado que a inversão de população aumenta. Portanto, quanto mais carga, mais elétrons na banda de condução e mais emissão estimulada. Quando

Figura 4.4: Curva de Ganho em Função da Densidade de Corrente.



a probabilidade f_j de se encontrar um elétron em um nível j de energia superior ao nível i , é igual a 1, pela Eq. 2.6 pode-se concluir que o ganho é máximo, logo essa é a condição de saturação do ganho. Essa saturação é melhor observada nos resultados de simulação quando o pico de ganho é mostrado em função da densidade de corrente, como na Fig. 4.5. A curva de saturação apresenta valores de ganho bem próximos aos do projeto da região ativa do *gain chip* da *Idea!*, o qual tem ganho de aproximadamente 800 cm^{-1} para $J = 3 \text{ kA/cm}^2$.

4.3.2 Variação da Temperatura

A variação do ganho com a temperatura é apresentada na Fig. 4.6. Um deslocamento para a direita no comprimento de onda de $0,38 \text{ nm/}^\circ\text{C}$ foi considerado na simulação, coerente com dados de medição. A tendência de queda do ganho com a temperatura também é observada nas simulações e esse é um dos fatores que reduzem a potência de saída dos *gain chips* em temperaturas elevadas.

Figura 4.5: Saturação da Curva de Ganho.

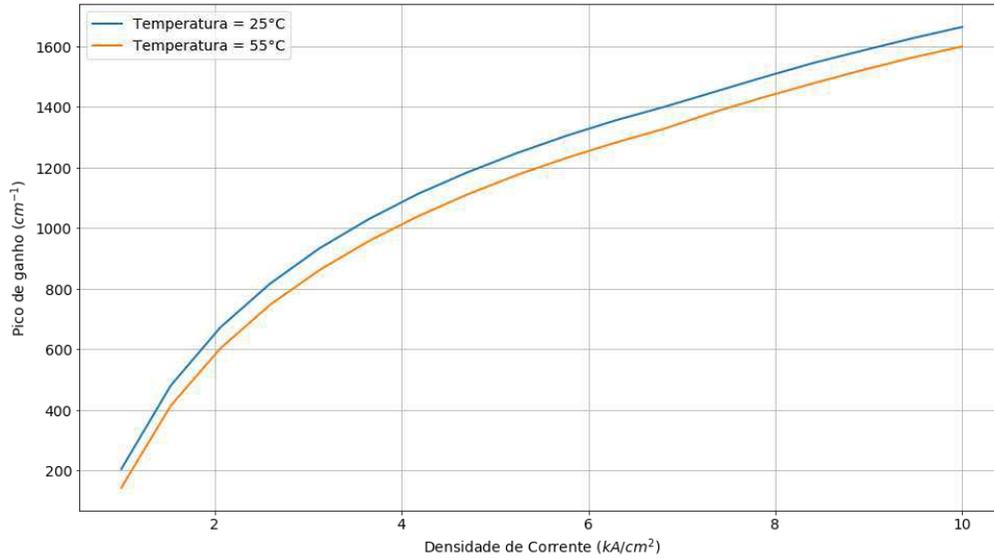
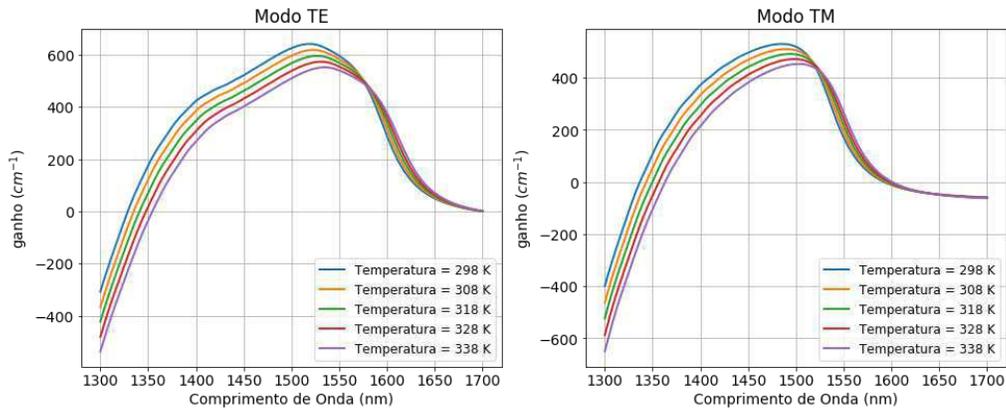


Figura 4.6: Curva de Ganho para Diferentes Temperaturas.

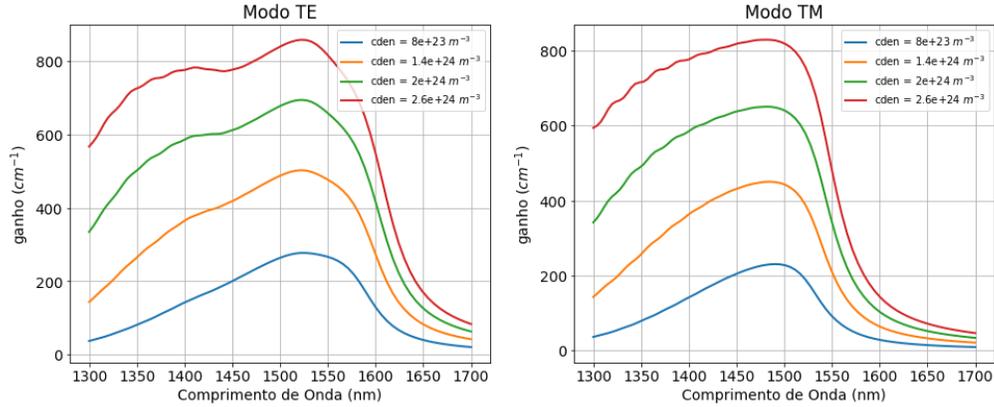


4.3.3 Ganho Espontâneo

O ganho espontâneo resultante da função $m\eta w_{gain}()$ é apresentado na Fig. 4.7 para os mesmos valores de densidade de cargas da Fig. 4.3.

Pode-se notar similaridade entre as curvas de ganho espontâneo a as de ganho estimulado, decorrente da proximidade das Eqs. 2.6 e 2.12. O ganho

Figura 4.7: Ganho Espontâneo para Várias Densidades de Cargas.



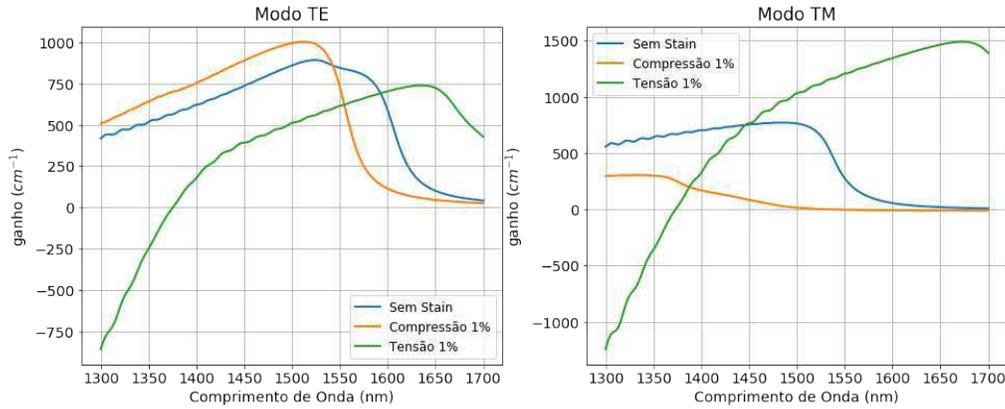
espontâneo possui valores elevados, até maiores que o ganho estimulado, sendo este ganho convertido na taxa de recombinação espontânea do *gain chip*. No entanto, a emissão espontânea não é muito influente na potência de saída, pois o fator de acoplamento da emissão espontânea, da ordem de 10^{-6} , é pequeno nesse *gain chip*.

4.3.4 *Strain*

O *strain*, fenômeno descrito na seção 2.7.3, foi adicionado às camadas do poço quântico tanto na forma compressiva, com o valor de 1%, como na forma de tensão, com *strain* também de 1%. Os resultados são mostrados na Fig. 4.8, na qual as curvas de ganho podem ser comparadas tomando como referência o ganho sem *strain*.

Os resultados da Fig. 4.8 estão de acordo com o comportamento esperado, na medida em que na compressão aumenta-se o ganho do modo TE e diminui-se o do ganho TM e o contrário é observado no *tensile strain*. Isso acontece porque cada tipo de *strain* privilegia transições de elétrons entre níveis que emitem fótons em polarizações diferentes.

Os resultados do modelo aplicando o *strain* podem ser usados como referência para o desenvolvimento de chips com ganhos mais altos e com

Figura 4.8: Efeito do *Strain* no Ganho.

emissão em comprimentos de onda nos quais dificilmente se conseguiria alterando apenas a composição das ligas semicondutoras.

4.3.5 Função de Dispersão de Energia

A energia dos elétrons na estrutura do MQW é mostrada no diagrama de banda da Fig. 4.9, na qual percebe-se a posição das camadas correspondentes aos poços quânticos pela menor diferença entre a energia da banda de valência e a de condução (menor *bandgap*).

A simulação da região ativa, por meio da função `mqwgain()`, tem como resultado também as curvas de dispersão de energia do sistema quântico. A Fig. 4.10 mostra os níveis da banda de condução, cujas funções de dispersão são parabólicas, pois essa banda sofre pouca influência da estrutura do material. As curvas da Fig. 4.10 são soluções da equação de Schrödinger para o sistema quântico da região ativa simulada.

Os níveis de energia da banda de valência não são simétricos e tem formatos não parabólicos, graças às diferentes massas efetivas nas subcamadas. O diagrama da banda de valência é apresentado na Fig. 4.11. De cima para baixo, as curvas são as funções de dispersão HH, LH e SO das subcamadas de valência. A saída da função `mqwgain()` não distingue claramente

Figura 4.9: Diagrama de Banda.

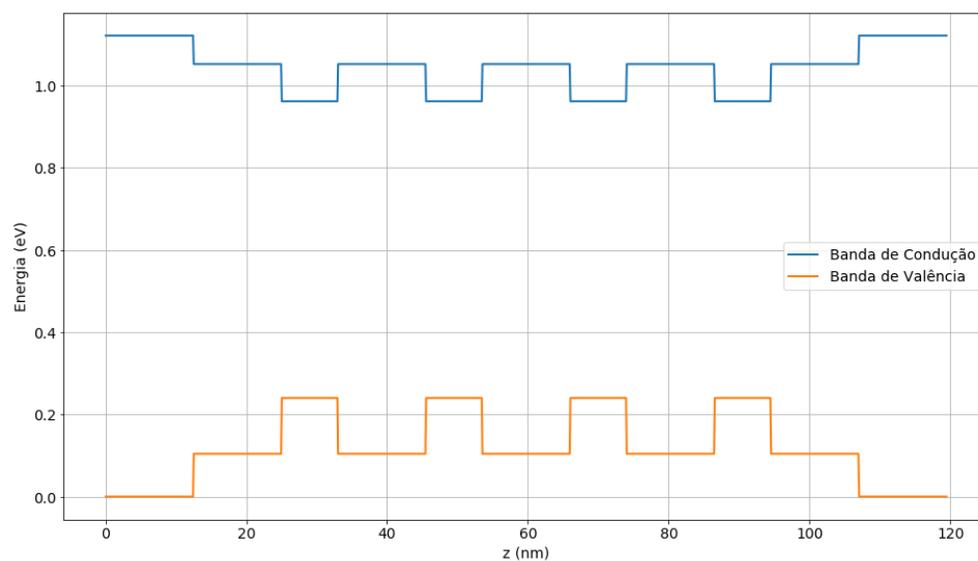
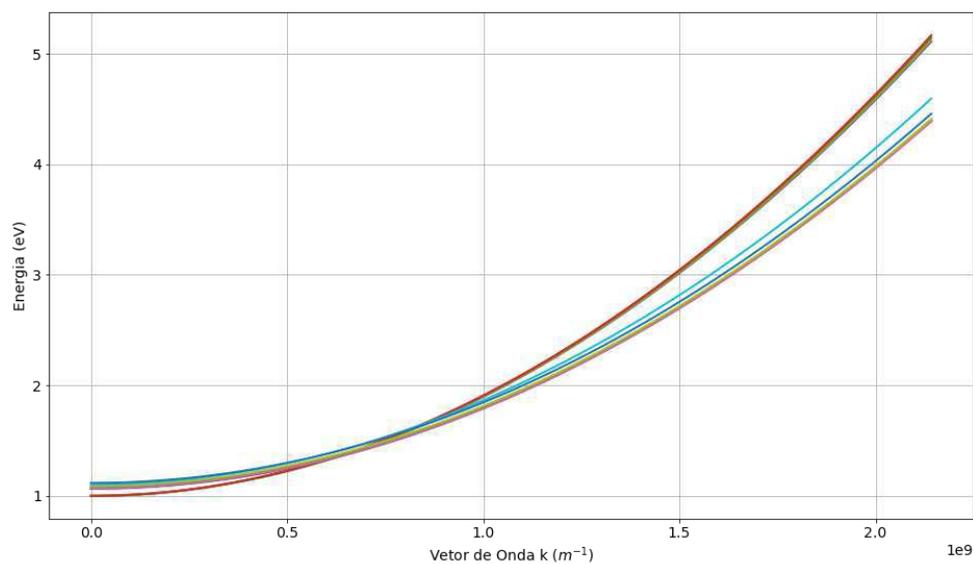
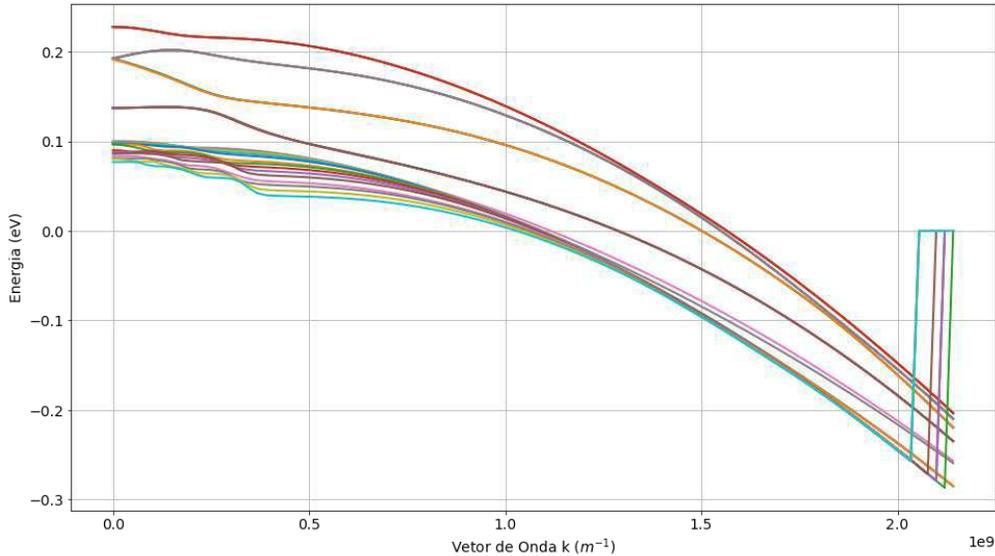


Figura 4.10: Banda de Condução.



a separação entre cada sub-banda entre as curvas da Fig. 4.11. A menor diferença de energia entre as bandas acontece em $k = 0$, que é o ponto Γ .

Figura 4.11: Banda de Valência.



4.4 Potência e Espectro de Saída

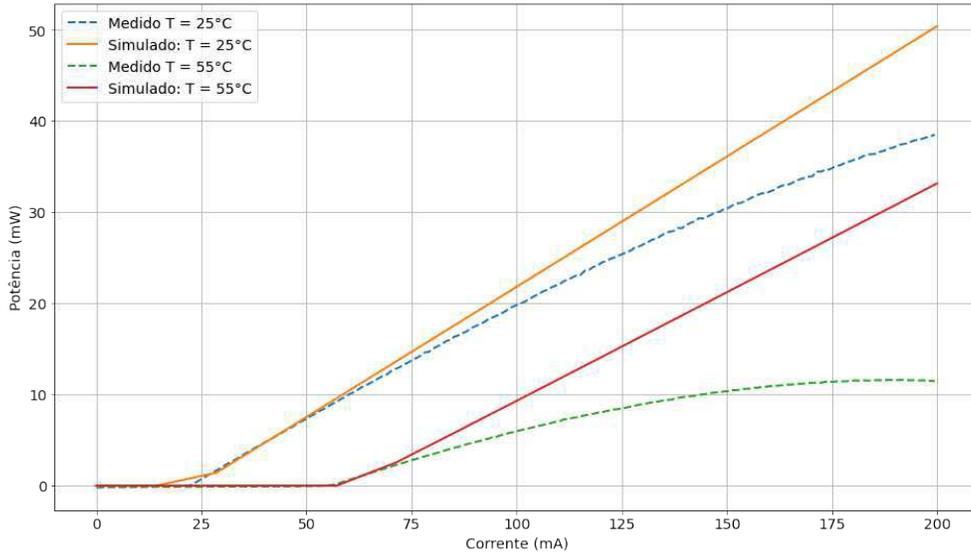
As simulações de onda propagante foram feitas para um chip de $400 \mu\text{m}$ comprimento com largura de guia de $1,5 \mu\text{m}$. O *gain chip* é um laser Fabry-Perot com refletividade de 0,28 em ambas as faces laterais. Inicialmente a temperatura foi mantida constante, em $25 \text{ }^\circ\text{C}$ e também a $55 \text{ }^\circ\text{C}$, para todos os valores de corrente. A perda interna estimada no projeto de aproximadamente $\alpha = 800 \text{ cm}^{-1}$ foi considerada na simulação a $25 \text{ }^\circ\text{C}$, com aumento de 2% a cada $^\circ\text{C}$. Além disso, 10% da corrente é considerada como corrente de fuga na temperatura ambiente e 15% a 55°C .

Os valores dos parâmetros dos modelos para os efeitos físicos como os tempos de vida dos portadores de carga, a mobilidade dos portadores e a energia de ativação dos portadores, foram tomados de acordo com os valores típicos dos materiais utilizados. A simulação é bastante dependente do fator de confinamento, sendo que para $\Gamma = 0.058$ obteve-se melhores resultados no que diz respeito à convergência e às variáveis de saída.

Com relação às curvas de ganho, apenas o ganho no modo TE dentro do espectro da simulação foi considerado para as recombinações radiativas, sendo as recombinações do modo TM e fora da banda de simulação acrescidas às taxas não radiativas.

A Fig. 4.12 mostra a potência em função da corrente (curva LI) para as duas temperaturas, sobrepostas no mesmo gráfico os resultados da simulação e os dados medidos do laser CW (*Continuous Wave*). A inclinação da curva de 25 °C, na Fig. 4.12, é igual a 0,286 e em 55 °C é igual a 0,239, o que representa, de acordo com a Eq. 2.10, eficiências de $\eta_i = 0,420$ e $\eta_i = 0,377$, respectivamente. Percebe-se aí uma diminuição da eficiência interna pelo aumento da corrente de fuga e das recombinações não radiativas decorrentes do aumento da temperatura.

Figura 4.12: Curva de Potência em Função da Corrente.



O coeficiente de Auger $C_P = C_0 e^{-\frac{E_a}{k_B T}}$, presente na Eq. 2.13, foi ajustado para cada temperatura, de modo a refletir melhor a distribuição de portadores na região ativa e para que a corrente de *threshold* da simulação coincidisse com a corrente medida. Para 25 °C o coeficiente é de $1,463 \times 10^{-40} \text{ m}^6/\text{s}$,

enquanto que em 55 °C o coeficiente vale $2,186 \times 10^{-40} \text{ m}^6/\text{s}$. Essa diferença indica um forte aumento das recombinações de Auger com a temperatura, sendo o principal mecanismo que limita a potência em temperaturas elevadas.

A comparação das curvas na Fig. 4.12 está comprometida dada a saturação da potência medida. Essa saturação acontece pois o efeito de *self-heating* é comum em chips operando no modo CW.

4.4.1 *Self-Heating*

Grande parte da potência elétrica fornecida a um laser é convertida em calor e apenas uma pequena fração é convertida em potência óptica. Esse calor quando não dissipado de forma eficiente aumenta significativamente a temperatura interna do chip.

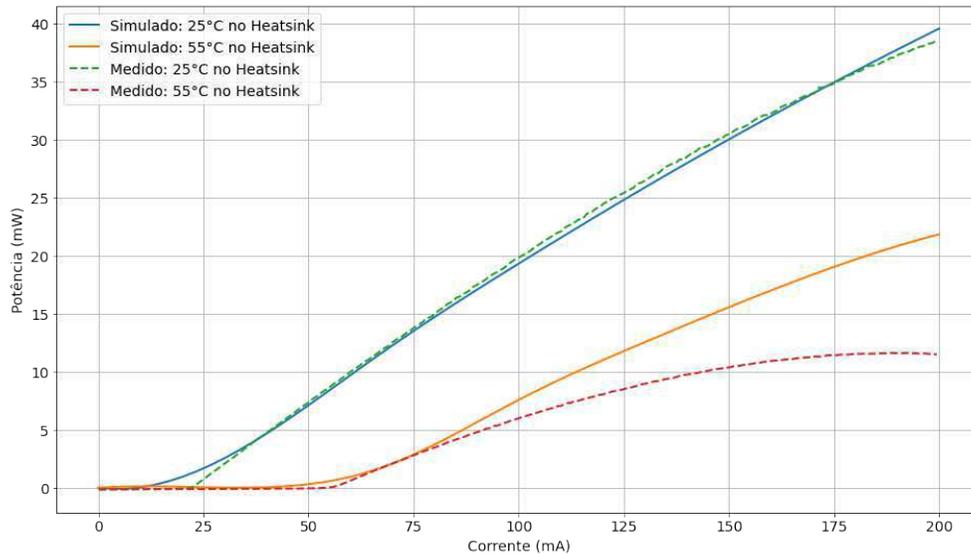
O simulador no INTERCONNECT não considera o fluxo de calor no laser, logo toda a rotina de simulação tem que ser executada em temperaturas diferentes para incluir o auto aquecimento no resultado da curva de potência. O conhecimento da variação da temperatura com o aumento da corrente é necessário para realizar tais simulações. Assim, considerando a potência térmica igual ao produto da tensão pela corrente no *gain chip*, e ainda que a temperatura é uma função linear dessa potência, usa-se a Eq. 4.1 como modelo para a temperatura interna do *gain chip*. T_e é a temperatura externa medida no *heatsink* e R_t a resistência térmica.

$$T_i = T_e + R_t P_t \quad (4.1)$$

Uma boa concordância entre as curvas foi encontrada para uma resistência térmica $R_t = 70 \text{ K/W}$. Esses resultados são mostrados na Fig. 4.13.

A discrepância quando a temperatura no dissipador de calor é 55 °C dá indícios de que a relação entre temperatura interna e externa não seja exatamente linear como indica a Eq. 4.1.

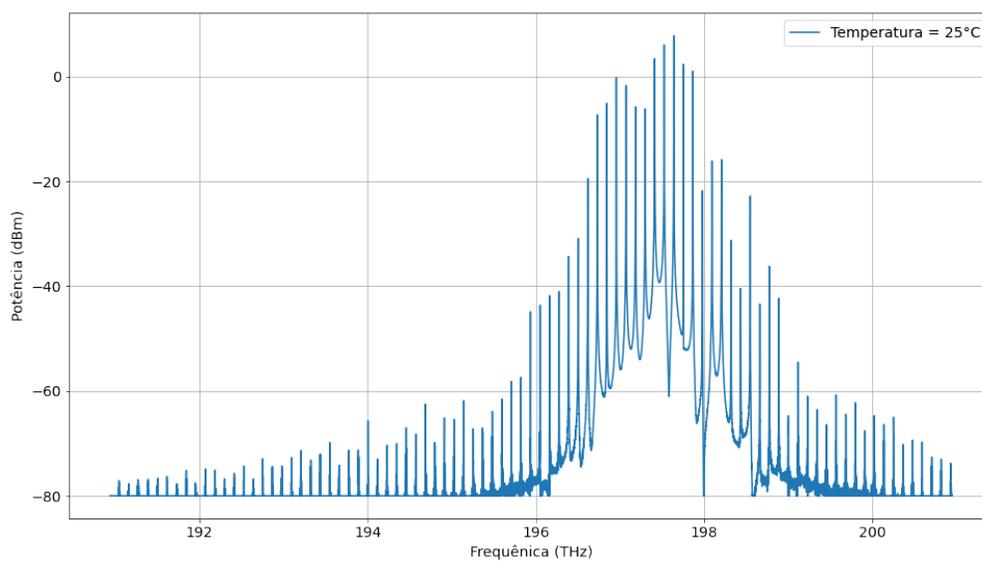
Figura 4.13: Curva de Potência Considerando o Auto Aquecimento.



4.4.2 Espectro de potência

A Fig. 4.14 mostra o espectro da potência de saída do laser Fabry-Perot, na qual fica evidente os modos da cavidade igualmente separados com FSR (*Free Spectral Range*) de aproximadamente 113 GHz. Os modos de maior potência encontram-se nos comprimentos de onda do pico de ganho. Na Fig. 4.14 apenas alguns modos têm potência acima de 0 dBm, no entanto, quando o *gain chip* é utilizado junto com filtros em uma cavidade externa, como explicado na Seção 2.8, o *gain chip* opera em toda banda C, já que em toda essa banda o ganho é próximo ao ganho de pico, como pode ser visto na Fig. 4.4.

Como exposto na Seção 4.3.2, a curva de ganho tem um deslocamento para comprimento de onda maiores com o aumento da temperatura, logo o espectro da Fig. 4.14 também desloca para o mesmo lado com o aumento da temperatura.

Figura 4.14: Espectro de Potência do *Gain Chip*.

Capítulo 5

Conclusões

Os modelos de simulação de lasers MQW são sempre complexos por envolverem uma grande quantidade de variáveis associadas à fenômenos físicos, como pôde ser visto durante a descrição das simulações. No entanto, este trabalho tentou abstrair algumas complexidades visando tornar o simulador intuitivo e adequado às grandezas mensuráveis, de modo a ser usado para caracterização de chips com outros parâmetros.

Os resultados mostraram quais fenômenos mais influenciam no ganho e no nível de potência do *gain chip*, como o aumento da temperatura, as recombinações de Auger, o fator de confinamento e o *strain*. Teve-se bons resultados de simulações, na medida em que se obteve boa concordância com os dados medidos, sem que os parâmetros das simulações ficassem longe dos valores típicos encontrados na literatura.

Outros passos podem ser dados no desenvolvimento do modelo. O primeiro é a simulação de outros lasers com características diferentes, ou seja, com região ativa diferente, outras larguras de guia e comprimentos de cavidade diferentes, de maneira a validar o modelo para outros dispositivos. Outro passo interessante seria fazer as simulações do transporte de portadores nas camadas de semicondutores para que se distingua melhor as parcelas da corrente de cada fenômeno interno: emissão estimulada, emissão espontânea,

fuga de corrente e etc. Dessa forma, será possível observar a influência da dopagem dos semicondutores na perda interna e na resistência do *gain chip*, sendo possível obter a curva de tensão nos contatos elétricos.

Referências Bibliográficas

- [1] Piprek, J., 2003. Semiconductor Optoelectronic Devices. 1st ed. San Diego: Academic Press.
- [2] Saleh, B. and Teich, M., 2007. Fundamentals of Photonics. 2nd ed. Hoboken: John Wiley & Sons.
- [3] Lumerical Knowledge Exchange. 2019. Simulation Of LIV Curves For Ingaasp/Inp MQW Ridge Laser. [online] Available at: <https://kx.lumerical.com/t/simulation-of-liv-curves-for-ingaasp-inp-mqw-ridge-laser/38299> [Accessed 7 April 2020].
- [4] Piprek, J., Abraham, P. and Bowers, J., 2000. Self-Consistent Analysis of High-Temperature Effects on Strained-Layer Multiquantum-Well InGaAsP-InP Lasers. IEEE JOURNAL OF QUANTUM ELECTRONICS, [online] Available at: <https://ieeexplore.ieee.org/document/825885> [Accessed 7 April 2020].
- [5] Kyritsis, G. and Zakhleniuk, N., 2017. Performance of Widely Tunable MultiMulti-Quantum -Well and Bulk Laser Diodes and the Main Limiting Factors. IEEE Journal of Quantum Electronics, [online] Available at: <https://ieeexplore.ieee.org/document/7879170> [Accessed 7 April 2020].

- [6] Adams, A., 2011. Strained-Layer Quantum-Well Lasers. JOURNAL OF SELECTED TOPICS IN QUANTUM ELECTRONICS, [online] pp.1364-1373. Available at: <https://ieeexplore.ieee.org/document/> [Accessed 11 July 2020].
- [7] Seifert, S. and Runge, P., 2016. Revised refractive index and absorption of In_{1-x}Ga_xAs_yP_{1-y} lattice-matched to InP in transparent and absorption IR-region. Optical Materials Express, [online] pp.629-639. Available at: <https://www.osapublishing.org/ome/abstract.cfm?URI=ome-6-2-629>.
- [8] Dommelen, L., 2012. Quantum Mechanics For Engineers. [ebook] Available at: http://www.eng.fsu.edu/~dommelen/quantum/style_a/index.html [Accessed 11 July 2020].
- [9] Coldren, L., Corzine, S. and Mashanovitch, M., 2012. Diode Lasers And Photonic Integrated Circuits. 2nd ed. Hoboken, N.J.: Wiley.
- [10] Chuang, S., 1995. Physics Of Optoelectronic Devices. New York, N.Y.: Wiley.
- [11] Levinshstein, M., Rumyantsev, S. and Shur, M., 1999. Handbook Series On Semiconductor Parameters. Singapore: World Scientific.
- [12] Iizuka, K., 2002. Elements Of Photonics, For Fiber And Integrated Optics: Vol. II. New York.
- [13] Pure Photonics. 2020. Tunable Lasers — Pure Photonics. [online] Available at: <https://www.pure-photonics.com/technology> [Accessed 16 July 2020].
- [14] Lumerical Support. 2020. Multi-Quantum Well (MQW) Edge Emitting Laser. [online] Available at: <https://support.lumerical.com/hc/en-us/articles/360041725214-Multi-quantum-well-MQW-edge-emitting-laser> [Accessed 16 July 2020].

- [15] Lumerical Support. 2020. Fabry-Perot Laser Using Travelling Wave Laser Model (TWLM). [online] Available at: <https://support.lumerical.com/hc/en-us/articles/360042326134-Fabry-Perot-laser-using-travelling-wave-laser-model-TWLM-> [Accessed 16 July 2020].
- [16] Lumerical Support. 2020. Multi-Quantum Well (MQW) Solver Introduction. [online] Available at: <https://support.lumerical.com/hc/en-us/articles/360037856374-Multi-quantum-well-MQW-solver-introduction> [Accessed 21 August 2020].
- [17] Lumerical Support. 2020. Laser TW (TWLM) - INTERCONNECT Element. [online] Available at: <https://support.lumerical.com/hc/en-us/articles/360036108274-Laser-TW-TWLM-INTERCONNECT-Element> [Accessed 21 August 2020].
- [18] Kasap, S. and Capper, P., 2017. Springer Handbook Of Electronic And Photonic Materials. 2nd ed.