

Universidade do Algarve

Relatório do Projecto da licenciatura em Eng. de Sistemas e Computação

Estudo de Moduladores Ópticos Baseados no Efeito Túnel Ressonante

Joaquim Calado

Orientador: Prof. José Longras Figueiredo

Faculdade de Ciências e Tecnologia

Faro, Dezembro de 2003

Orientando

Joaquim Jorge das Neves Calado

Orientador

Prof. José Longras Figueiredo

Resumo

Este relatório descreve a investigação de um modulador de electro-absorção unipolar baseado na comutação do díodo túnel ressonante: o modulador de electro-absorção de díodo túnel ressonante (RTD-EAM). Contrariamente ao modulador de electro-absorção convencional, baseado numa junção $p-i-n$, o RTD-EAM combina o confinamento óptico de um guia de onda unipolar com a elevada largura de banda do ganho eléctrico de um RTD de poço quântico de dupla barreira (DBQW), DBQW-RTD, embebido no núcleo do guia de onda.

A pesquisa concentrou-se principalmente na análise e optimização da estrutura do RTD-EAM em ordem a maximizar a profundidade de modulação.

Os resultados mostram que a presença do DBQW-RTD no núcleo do guia de onda introduz elevadas não-linearidades na característica corrente-tensão do guia de onda, produzindo significativa alteração na absorção, através do efeito de Franz-Keldysh, a comprimentos de onda a rondar 1560 nm.

O trabalho mostra também a influência nas características eléctricas e ópticas dos parâmetros estruturais do RTD-EAM, estabelecendo as relações entre as alterações nos parâmetros estruturais e as características optoelectrónicas do dispositivo.

A estrutura RTD-EAM proposta como resultado deste trabalho apresenta razão de extinção de 23 dB a 1559 nm, com parâmetro de *chirp* de -0.26.

Abstract

This report describes the investigation of an unipolar electroabsorption modulator based on resonant tunnelling diode switching: the resonant tunnelling diode electroabsorption modulator (RTD-EAM). Contrary to conventional $p-i-n$ junction based electroabsorption modulators, the RTD-EAM combines the optical confinement of a unipolar waveguide with the high bandwidth gain of a double barrier quantum well (DBQW) RTD, DBQW-RTD, embedded within the waveguide core.

The research concentrated mainly on the analysis and optimization of the RTD-EAM structure in order to maximize the modulation extinction ratio.

The results show the presence of the DBQW-RTD within the waveguide core introduces high non-linearities in the current-voltage characteristic of the waveguide, producing significant absorption change, via the Franz-Keldysh effect, at wavelengths around 1560 nm.

The work also points out the influence on electric and optical characteristics of the structural parameters of the RTD-EAM, establishing relationships between changes in the structural parameters and the device optoelectronics characteristics.

The RTD-EAM structure proposed as result of this work presents extinction ratio of 23 dB at 1559 nm, with a chirp parameter of -0.26.

Agradecimentos

Em primeiro lugar quero agradecer ao professor José Figueiredo pela oportunidade que me concedeu de realizar este projecto. Agradeço ainda o apoio e o incentivo, aliados ao rigor e à exigência, que demonstrou ao longo de mais de um ano de trabalho.

Agradeço a todos os amigos, colegas e professores que, ao longo destes anos, fizeram parte da minha vida social e académica e que, de alguma forma, deram um contributo válido para o meu sucesso.

Um palavra de apreço à Fundação para a Ciência e a Tecnologia pelo apoio financeiro através de uma bolsa de iniciação à investigação científica inserida no projecto POSI/CPS/41760/2001.

Quero agradecer também o apoio do Departamento de Física na cedência de espaço físico bem como equipamento informático.

Um agradecimento muito especial à minha família pelo esforço e apoio que sempre manifestou, principalmente, os meus pais Manuel e Maria, pois sem eles não teria sido possível alcançar esta meta.

Agradeço também, à minha namorada Mafalda, que me ajudou a ultrapassar os momentos menos bons, pelo amor e paciência que demonstrou ao longo destes últimos anos.

A todos, muito obrigado.

Glossário de Acrónimos

DBQW	Double Barrier Quantum Well	Poço Quântico de Dupla Barreira
EAM	Electroabsorption Modulator	Modulador de Electro-Absorção
EOM	Electrooptic Modulator	Modulador Electro-Óptico
FKE	Franz-Keldysh Effect	Efeito de Franz-Keldysh
ML	Monolayer	Camada Atômica
NDC	Negative Differential Conductance	Condutância Diferencial Negativa
NDR	Negative Differential Resistance	Resistência Diferencial Negativa
OW	Optical Waveguide	Guia de Onda
PDC	Positive Differential Conductance	Condutância Diferencial Positiva
RTD	Resonant Tunnelling Diode	Díodo Túnel Ressonante

Constantes Fundamentais

Carga elementar	e	$= 1.60219 \times 10^{-19} \text{ C}$
Constante de Boltzmann	k_B	$= 1.3807 \times 10^{-23} \text{ J/K}$
Constante de Planck	h	$= 6.6262 \times 10^{-34} \text{ Js}$
Constante de Planck reduzida	$\hbar = \frac{h}{2\pi}$	$= 1.05459 \times 10^{-34} \text{ Js}$ $= 6.5822 \times 10^{-16} \text{ eV}$
Massa do electrão livre	m_0	$= 9.1095 \times 10^{-31} \text{ kg}$
Velocidade da luz no vácuo	c	$= 2.9979 \times 10^{10} \text{ cm/s}$
Unidade de energia	1 eV	$= 1.60219 \times 10^{-19} \text{ J}$

Índice

Resumo	v
Abstract	vii
Agradecimentos	ix
Glossário de Acrónimos	xi
Constantes Fundamentais	xi
1 Introdução	1
1.1 Díodo Túnel Ressonante	3
1.2 Modulador Óptico Baseado no Efeito de Túnel Ressonante	4
1.3 Descrição do Conteúdo do Relatório	5
2 RTD	7
2.1 DBQW-RTD	7
2.1.1 Efeito de Túnel Ressonante	8
2.1.2 Efeitos da Tensão Aplicada	14
2.1.3 Característica Corrente-Tensão	16
2.2 Mecanismos de Condução e Estrutura	18
2.2.1 Mecanismos de Transporte	19

<i>ÍNDICE</i>	xiv
2.2.2	Sistemas Materiais Semiconductor 20
2.2.3	Parâmetros Estruturais 22
3	RTD-EAM 25
3.1	Modulação Óptica 26
3.1.1	Modulação Directa e Externa 26
3.1.2	Guias de Onda 27
3.1.3	Moduladores Electro-Ópticos 29
3.1.4	Efeito de Franz-Keldysh 30
3.1.5	Moduladores de Electro-Absorção 33
3.2	Modulador de Electro-Absorção Baseado no RTD 38
3.2.1	Integração do RTD num Guia de Onda 39
3.2.2	Princípio de Funcionamento do RTD-EAM 41
3.2.3	Efeito de Electro-Absorção no RTD-OW 43
3.2.4	Caracterização Preliminar do RTD-EAM 44
4	Estudo de Optimização Eléctrica DC 47
4.1	Simulador WINGREEN 48
4.2	Influência dos Materiais Empregues nas Bainhas 49
4.2.1	Materiais e Espessura 50
4.2.2	Dopagem 53
4.3	Efeitos da Posição e das Dimensões do DBQW 54
4.3.1	Localização do DBQW no Guia de Onda 54
4.3.2	Espessura das Barreiras de Potencial e do Poço Quântico 55
4.3.3	Tolerância de Crescimento da Estrutura DBQW 59
4.4	Influência da Espessura do Núcleo do Guia de Onda 62
4.5	Resumo 63

5	Estudo e Optimização da Estrutura do RTD-EAM	65
5.1	Projecto do RTD-EAM baseado em InGaAlAs	66
5.1.1	Sistema Material $\text{In}_{1-x-y}\text{Ga}_x\text{Al}_y\text{As}/\text{InP}$	66
5.1.2	Estrutura RTD-EAM	67
5.1.3	Guia de Onda em Canal com Variação de Índice em Degrau	68
5.1.4	Campo Eléctrico Transversal	68
5.2	Profundidade de Modulação	71
5.2.1	Distribuição do Campo Eléctrico	71
5.2.2	Coefficiente de Absorção	74
5.2.3	Profundidade de Modulação	78
5.3	Chirp	80
5.3.1	Índice de Refracção e Coeficiente de Extinção	81
5.3.2	Parâmetro de Chirp α_H	83
5.4	Optimização Óptica	83
5.4.1	Estrutura Optimizada	88
5.5	Resumo	89
6	Conclusão	93
6.1	Discussão de Resultados	94
6.2	Sugestões de Trabalho Futuro	96
A	Determinação dos parâmetros do modo TE_0	99
B	Método de Ajuste	102
	Referências	107

Lista de Figuras

1.1	Representação esquemática do RTD-EAM.	4
2.1	Esquemático básico da estrutura do DBQW-RTD e perfis do mínimo da banda de condução e do máximo da banda valência.	8
2.2	Representação esquemática do efeito de túnel através de uma barreira de potencial.	9
2.3	Diagrama esquemático de um poço quântico e de algumas das funções de onda.	10
2.4	Diagrama esquemático de um poço quântico de dupla barreira.	11
2.5	Coefficiente de transmissão através de uma barreira e de um DBQW em função da energia dos electrões.	13
2.6	Diagrama esquemático da estrutura de um DBQW-RTD de InGaAs/AlAs.	14
2.7	Efeito da tensão aplicada no perfil do mínimo da banda de condução e no primeiro nível de ressonância.	15
2.8	Característica $I - V$ experimental de um DBQW-RTD InGaAs/AlAs.	17
2.9	Modelo de pequeno sinal do RTD na região NDC.	18
2.10	Processos físicos e componentes da corrente em DBQW-RTDs.	19
2.11	Perfil e energia das bandas de condução Γ , L e X para as hetero-junções GaAs/AlAs.	21
2.12	Perfil de energia das bandas de condução Γ e X para as hetero-junções $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{AlAs}$	21
3.1	Diagrama representativo da modulação directa e da modulação externa.	26
3.2	Estrutura básica de um guia de onda planar com perfil de índice em degrau e com perfil de índice gradual.	28

3.3	Diagramas das configurações básicas de guias de onda em canal e correspondentes perfis do modo fundamental nas direcções y e z	29
3.4	Modulador Mach-Zehnder e Comutador electro-óptico de acoplamento direccionial.	30
3.5	Diagrama de bandas de um semiconductor directo. Diagrama de bandas com um campo eléctrico. Coeficiente de absorção em função da energia do fóton.	31
3.6	Diagrama das bandas de energia na presença de um campo eléctrico. Absorção de fótons, assistida por efeito de túnel em resultado da presença do campo eléctrico. Afastamento do limiar de absorção.	32
3.7	Tipos de moduladores de electro-absorção: modulador guia de onda e modulador de transmissão transversal.	34
3.8	Espectro da absorção nos estados <i>on</i> e <i>off</i> . Tensão aplicada e potência óptica transmitida.	35
3.9	Diagrama esquemático do RTD-EAM, em conjunto com os perfis do índice de refração e o mínimo da banda de condução.	39
3.10	Diagrama de uma estrutura RTD-OW, perfil do mínimo da banda de condução e do índice de refração.	39
3.11	Característica $I - V$ experimental de um RTD-EAM com região activa $2 \times 200 \mu\text{m}^2$	41
3.12	Diagrama das bandas de energia de um RTD-EAM na região de vale em função da distância.	42
3.13	Diagrama das bandas de energia de um RTD com tensão aplicada.	43
3.14	Esquema da estrutura RTD-EAM InAlAs-InGaAlAs/InP, em conjunto com o perfil do mínimo da banda de condução e do índice de refração.	45
4.1	Diagrama da estrutura RTD-EAM com bainha superior de InP	50
4.2	Diagrama da estrutura RTD-EAM com bainha superior de $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$	51
4.3	Característica $J - V$ das estruturas RTD-EAM empregando diferentes materiais e espessura da camada de bainha superior.	51
4.4	Diagrama da estrutura InP 600 com um DBQW $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{AlAs}$	53
4.5	Característica $J - V$ para estruturas RTD-EAM com diferentes concentrações de dopagem nas camadas das bainhas InP.	54

4.6	Característica $J - V$ de estruturas RTD-EAM em que a posição do DBQW varia ao longo do núcleo do guia de onda.	55
4.7	Característica $J - V$ dos dispositivos RTD-EAM com diferentes espessuras das camadas que compõem com o DBQW.	57
4.8	Influência da espessura das camadas que compõem o DBQW	59
4.9	Característica $J - V$ para estruturas RTD-EAM com variação da espessura do núcleo do guia de onda.	62
5.1	Estrutura RTD-EAM de InGaAlAs/InP, perfil do mínimo da banda de condução e do índice de refração.	68
5.2	Estrutura do guia de onda $\text{In}_{1-x-y}\text{Ga}_x\text{Al}_y\text{As}/\text{InP}$ em canal com variação de índice em degrau.	69
5.3	Guia de onda InGaAlAs/InP, e correspondentes perfis da intensidade da luz guiada e do índice de refração.	69
5.4	Perfis das bandas de condução e de valência para 0 V, na região de pico e na região de vale. Evolução do perfil do mínimo da banda de condução. . .	72
5.5	Variação do potencial na região pico e na região de vale em relação ao potencial da estrutura em equilíbrio. Distribuições do campo eléctrico correspondentes à tensão de pico e à tensão de vale.	73
5.6	Comparação entre os valores da variação de absorção obtidos através da Eq. 5.12 com os resultados divulgados por Alping <i>et al.</i> e Seraphin <i>et al.</i> para o material GaAs.	75
5.7	Ajuste da Eq. 5.13 aos resultados experimentais para o $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$, com $C = 0.039$ e $E_g = 0.737$ eV.	76
5.8	Coefficiente de absorção na região de pico e na região de vale, e variação do coeficiente de absorção pico-vale.	78
5.9	Região de sobreposição para o modo TE_0	79
5.10	Razão de extinção $R_{\text{on/off}}$ do RTD-EAM.	80
5.11	Variação do índice de refração e do coeficiente de extinção em função do comprimento de onda.	82
5.12	Parâmetro de <i>chirp</i> do RTD-EAM.	83
5.13	Razão de extinção, parâmetro de <i>chirp</i> , alteração de índice de refração e variação do coeficiente de extinção, para a estrutura RTD-EAM otimizada. .	90

A.1	Solução numérica para o modo TE_0	101
B.1	Ajuste dos valores de absorção do material GaAs através da Eq. B.6 aos resultados experimentais de absorção para campo nulo a 300 K, com $C = 0.046$ e $E_g = 1.41$ eV.	104
B.2	Comparação dos valores da variação de absorção e da variação do índice de refração através das Eqs. B.5 e B.4, respectivamente, com os resultados divulgados por Alping <i>et al.</i> , com $C = 0.039$	105
B.3	Comparação dos valores da variação de absorção e da variação do índice de refração através das Eqs. B.5 e B.4, respectivamente, com os resultados divulgados por Seraphin <i>et al.</i> , com $C = 0.042$	106

Lista de Tabelas

4.1	Resumo dos parâmetros das características $J - V$ dos dispositivos RTD-EAM em função do material e espessura da camada de bainha superior, InP versus $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$	52
4.2	Resumo dos parâmetros das características $J - V$ para dispositivos RTD-EAM em função da concentração de dopagem das camadas das bainhas. . .	54
4.3	Resumo dos parâmetros das características $J - V$ do RTD-EAM para diferentes localizações do DBQW ao longo da secção transversal do guia de onda.	56
4.4	Resumo dos parâmetros das características $J - V$ do RTD-EAM em função da espessura das camadas que compõem o DBQW.	58
4.5	Resumo dos parâmetros das características $J - V$ dos dispositivos RTD-EAM com uma variação de ± 1 camada atômica na espessura das camadas que compõem o DBQW.	60
4.6	Resumo dos parâmetros das características $J - V$ para dispositivos RTD-EAM com diferentes espessuras do núcleo do guia de onda.	63
5.1	Resumo dos parâmetros de caracterização óptica do RTD-EAM em função da posição do DBQW no núcleo do guia.	84
5.2	Resumo dos parâmetros de caracterização óptica do RTD-EAM em função da espessura do núcleo do guia.	85
5.3	Resumo dos parâmetros de caracterização óptica do RTD-EAM em função da concentração da dopagem do núcleo do guia.	86
5.4	Resumo dos parâmetros de caracterização óptica do RTD-EAM em função da espessura das barreiras da estrutura DBQW.	87
5.5	Resumo dos parâmetros de caracterização óptica do RTD-EAM em função da espessura do poço da estrutura DBQW.	87

5.6	Resumo dos parâmetros de caracterização óptica do RTD-EAM em função da concentração de dopagem das bainhas do guia.	87
5.7	Resumo dos parâmetros de caracterização óptica do RTD-EAM em função da espessura das bainhas do guia.	87

Capítulo 1

Introdução

Os sistemas de comunicação baseados em fibra óptica apresentam elevado potencial devido à largura de banda permitida (várias centenas de GHz). Contudo, a crescente operação na região das ondas milimétricas (até 60 GHz) exige, para além de outros elementos electro-ópticos, moduladores e detectores ópticos de elevada largura de banda e de baixo consumo.

Os moduladores ópticos são usados para converter informação do formato electrónico para o domínio óptico, na forma de feixes de luz modulados, para subsequente transmissão através da fibra óptica. Nos sistemas ópticos com taxas de transmissão até 10 GHz é, geralmente, utilizada a modulação directa, que consiste em fazer variar directamente a potência emitida pelo laser. Contudo, este método introduz variações na frequência óptica do sinal modulado, o que limita a taxa máxima de transmissão de informação.

Para taxas de transmissão superiores é necessário empregar modulação óptica externa, que reduz significativamente os efeitos indesejáveis da modulação directa. Estes moduladores são baseados, geralmente, no efeito de electro-refracção e, em geral, são implementados na configuração de interferómetro Mach-Zehner. O princípio físico de operação destes dispositivos impõe dimensões relativamente grandes (vários centímetros), tensões de comutação relativamente elevadas a altas frequências (vários volts) e exige um controle

preciso dos parâmetros de operação. Outra alternativa de implementação muito estudada emprega o efeito de electro-absorção quer usando o efeito de Franz-Keldysh quer o efeito de Stark do Confinamento Quântico (*Quantum Confined Stark Effect*, QCSE).

Os moduladores ópticos externos, correntemente designados por moduladores de electro-absorção (EA), apresentam, em geral, dimensões mais reduzidas (alguns milímetros) e requerem menores tensões de comutação. Actualmente, a quase totalidade dos moduladores de EA empregam estruturas semicondutoras baseadas em junções *p-i-n* para gerar o campo eléctrico.

O dispositivo em estudo neste trabalho é um modulador de EA. Contudo, ao contrário dos anteriores, emprega, em vez de uma junção *p-i-n*, uma estrutura nanométrica de dupla barreira de potencial (*Double Barrier Quantum Well*, DBQW) e vulgarmente referida como díodo de túnel ressonante (*Resonant Tunnelling Diode*, RTD), integrada num guia de onda óptico unipolar para criar e comutar o campo eléctrico que induz alterações no coeficiente de absorção do núcleo do guia. Este dispositivo, designado por RTD-EAM (RTD-*ElectroAbsorption Modulador*), pode operar nas janelas de comprimento de onda da comunicação óptica, centradas a 1300 nm ou a 1550 nm, onde as fibras ópticas apresentam reduzida dispersão cromática e baixas perdas, respectivamente.

Os resultados experimentais, preliminares, parecem indicar que o RTD-EAM, quando integrado num sistema de comunicação, apresenta as seguintes vantagens em relação aos demais moduladores: superior largura de banda, menor consumo (consequência do ganho eléctrico apresentado pelo RTD) e uma estrutura física mais compacta. É pois este potencial do dispositivo que serviu de motivo para a realização do trabalho descrito neste relatório.

1.1 Díodo Túnel Ressonante

O tremendo progresso durante as duas últimas décadas no crescimento de cristais, de que a epitaxia por feixe molecular (*Molecular Beam Epitaxy*, MBE) é um exemplo, e na tecnologia de fabricação de micro-dispositivos, permitiu a exploração do comportamento quântico dos electrões.

O carácter ondulatório dos electrões, que se manifesta em estruturas semicondutoras de escala nanométrica, tem sido utilizado para criar dispositivos semicondutores inovadores. O díodo de efeito de túnel ressonante, que utiliza a ressonância da função de onda do electrão em poços quânticos de dupla barreira de potencial, emergiu como um dispositivo pioneiro, neste campo, em meados da década de setenta.

O díodo túnel ressonante, baseado no efeito de túnel ressonante (RT), foi proposto em 1974 por Tsu e Esaki [1]. Desde então, o RTD tornou-se de grande interesse e tem sido investigado tanto do ponto de vista da física de transporte quântico como das suas aplicações em dispositivos. Apesar da sua estrutura simples, o RTD tem sido um "laboratório bem apetrechado" para o estudo do comportamento ondulatório e a investigação de várias manifestações de transporte quântico em nanoestruturas. Tem desempenhado um papel preponderante nos estudos de física fundamental em estruturas semicondutoras, sendo uma importante ajuda na análise de sistemas quânticos mais complexos e avançados.

Pelo facto de apresentar resistência diferencial negativa (*Negative Differential Resistance*, NDR) com largura de banda superior a 100 GHz, o RTD tem sido proposto como componente chave de vários dispositivos electrónicos [2] e optoelectrónicos [3], nomeadamente, geradores de sinais na região milimétrica do espectro, multiplicadores de frequência, comutadores eléctricos, memórias estáticas, detectores, moduladores, comutadores e detectores ópticos.

1.2 Modulador Óptico Baseado no Efeito de Túnel Ressonante

O RTD-EAM, operando na janela de comprimentos de onda centrada em 1550 nm, consiste num guia de onda unipolar de $\text{In}_{1-x-y}\text{Ga}_x\text{Al}_y\text{As}/\text{InP}$ contendo um díodo de túnel ressonante de dupla barreira de potencial de $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}/\text{AlAs}$ (DBQW-RTD),¹ Fig. 1.1.

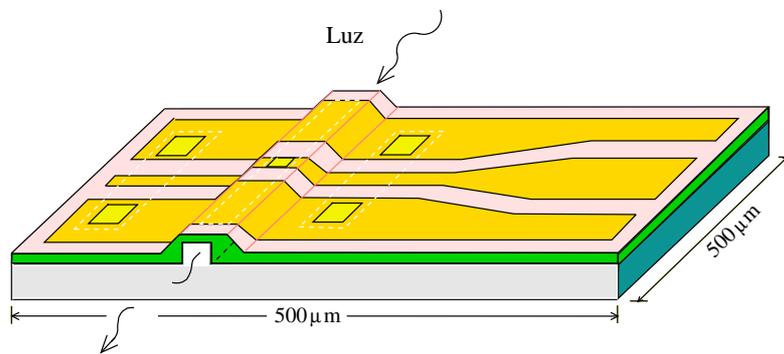


Figura 1.1 - Representação esquemática do RTD-EAM.

Estudos preliminares indicam que a integração de um díodo de efeito de túnel ressonante num guia de onda semiconductor permite criar e comutar a alta frequência um campo eléctrico no seu interior [4][5]. O modulador obtido, o RTD-EAM, apresenta características superiores aos tradicionais moduladores de electro-absorção, nomeadamente, modulação óptica acompanhada de amplificação eléctrica. Do ponto de vista do sinal de modulação, o RTD actua como amplificador eléctrico devido à resistência diferencial negativa.

Este novo conceito de modulador implementado em ligas de InGaAlAs com a rede cristalina adaptada ao InP, permitindo a operação na região de comprimentos de onda 1000-1600 nm, aponta novos caminhos no desenvolvimento de conversores electro-ópticos

¹Sempre que a concentração relativa não seja relevante para a descrição do assunto em questão, os compostos $\text{In}_{1-x-y}\text{Ga}_x\text{Al}_y\text{As}$ e $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}$ serão identificados por InGaAlAs e InGaAs, respectivamente.

de banda larga e baixo consumo. Contrariamente aos moduladores baseados em junções *p-i-n*, o RTD-EAM, quando polarizado apropriadamente, apresenta ganho eléctrico (devido à resistência diferencial negativa associada ao RTD), pelo que um sinal de alta frequência e amplitude inferior a 1 V é capaz de produzir apreciável modulação da radiação óptica guiada [5].

A caracterização preliminar do dispositivo indica profundidade de modulação até 20 dB, para tensões de comutação idênticas à tensão de comutação do RTD, e até 5 dB com alterações de tensão DC aplicada de 1 mV [4]. Os estudos de modelação do dispositivo indicam largura de banda superior a 60 GHz com razão de extinção até 20 dB, para tensões de modulação inferiores a 0.5 V [4]. É importante realçar que, dadas as tensões de polarização necessárias, a eficiência e o ganho eléctrico intrínsecos tornam possível a alimentação do componente usando, apenas, circuitos digitais CMOS convencionais, ao contrário dos moduladores baseados em díodos *p-i-n*.

1.3 Descrição do Conteúdo do Relatório

O objectivo proposto para este projecto² é estudar a viabilidade do RTD-EAM para operar como modulador externo na área da comunicação por fibra óptica, na janela de comprimentos de onda centrada em 1550 nm. Pretende-se, ainda, realizar o estudo de optimização optoelectrónica da estrutura do RTD-EAM.

Segue-se uma breve descrição do relatório do projecto.

Após a introdução, no capítulo 2, são abordados conceitos teóricos associados ao díodo de túnel ressonante, RTD.

No capítulo 3, são apresentados os conceitos e o modelo de funcionamento proposto para o dispositivo RTD-EAM, que consiste na integração de um RTD no núcleo de um guia de onda semiconductor.

²Inserido no Projecto POSI/CPS/41760/2001 "Moduladores Ópticos Baseados no Efeito de Túnel Ressonante" financiado pela Fundação para a Ciência e Tecnologia.

Segue-se, no capítulo 4, o estudo do comportamento eléctrico DC do RTD-EAM. Este mostra quais os parâmetros estruturais, e de que modo estes influenciam o comportamento eléctrico do dispositivo.

No capítulo 5 são apresentadas a caracterização óptica e a optimização a nível optoelectrónico do dispositivo RTD-EAM operando como modulador externo.

Por fim, no capítulo 6, resume-se os resultados obtidos, finalizando com uma discussão sobre o trabalho realizado, em conjunto com as sugestões de trabalho futuro.

Capítulo 2

Díodo Túnel Ressonante (RTD)

Os dispositivos baseados no efeito de túnel ressonante têm sido uma ferramenta importante no estudo de transporte físico em estruturas semicondutoras, e têm contribuído para o desenvolvimento de novas estruturas nanométricas semicondutoras. Ao longo das duas últimas décadas, o díodo túnel ressonante (RTD, *Resonant Tunnelling Diode*), tem sido objecto de grande estudo, seguindo o trabalho pioneiro de Tsu, Esaki e Chang divulgado em 1974 [1].¹

Neste capítulo, serão abordados os conceitos associados ao díodo de efeito túnel ressonante.

2.1 DBQW-RTD

Um poço quântico de dupla barreira de potencial (*Double Barrier Quantum Well*, DBQW) é formada por duas regiões de material semicondutor com um dado hiato energético, as barreiras de potencial, ensanduichadas entre camadas de um material semicondutor de menor hiato energético, regiões do poço quântico e dos contactos, onde as regiões das barreiras são, usualmente, menos espessas que o poço quântico, Fig. 2.1.

¹Mais de mil artigos científicos foram publicados sobre vários dos aspectos que envolvem os RTDs, apesar da sua aparente simplicidade.

Na configuração básica de um RTD, às camadas laterais da estrutura DBQW juntam-se regiões espessas altamente dopadas (contacto emissor e contacto colector), cujo material apresenta hiato energético, geralmente, idêntico ao do material do poço, podendo ter a mesma composição que este, Fig. 2.1.

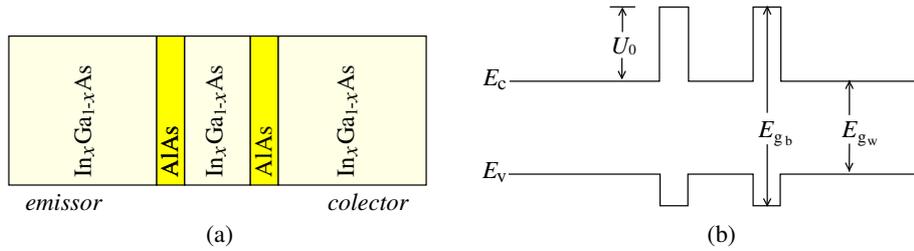


Figura 2.1 - DBQW-RTD: (a) Esquemático básico da estrutura do RTD. (b) Perfis do mínimo da banda de condução E_c e do máximo da banda valência E_v . E_{g_b} e E_{g_w} representam os hiatos energéticos das barreiras e do poço quântico, respectivamente, e U_0 é a altura das barreiras na banda de condução.

2.1.1 Efeito de Túnel Ressonante

A Física Clássica prevê que uma partícula com uma energia E , que se dirige para uma barreira de potencial U_0 , não ultrapassa a barreira, sendo reflectida, a não ser que possua uma energia cinética superior à altura da barreira de potencial. Pelo contrário, a Mecânica Quântica, prevê que a partícula tem uma possibilidade finita de ser transmitida ou atravessar a barreira de potencial. Este fenómeno é designado por efeito de túnel.

Barreira de Potencial

Um exemplo de barreira de potencial é o caso de uma camada de AlAs rodeada por duas camadas espessas de InGaAs, como é mostrado, esquematicamente, na Fig. 2.2(a); a camada AlAs de espessura $L_b [= z_2 - z_1]$ (z_i representa a coordenada da interface), Fig. (b), actua como uma barreira de potencial para os electrões na banda de condução, pois

o mínimo da banda de condução E_c do AlAs é superior ao do InGaAs, e a diferença ΔE_c corresponde à altura da barreira U_0 .

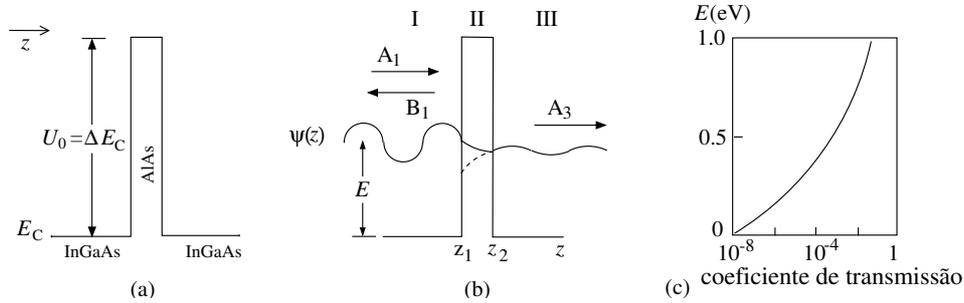


Figura 2.2 - Representação esquemática do efeito de túnel através de uma barreira de potencial.

Uma representação esquemática das funções de onda associadas aos electrões de condução, $\psi(z)$, ao longo da estrutura é indicada na Fig. 2.2(b). A partícula incidente a partir da esquerda é representada na região I ($z < 0$) por uma função de onda incidente (com amplitude A_1) e uma função de onda reflectida (com amplitude B_1); na região III ($z > L_b$, $L_b = z_2 - z_1$), por uma função de onda transmitida (com amplitude A_3); na região II ($0 < z < L_b$), a função de onda contém componentes em ambas as direcções, com diferença de fase entre elas (com amplitudes A_2 e B_2 , respectivamente).

Assumindo que a massa efectiva m dos portadores de carga nas bandas de condução se mantém constante ao longo das três regiões, o coeficiente de transmissão $T(E)$ dos portadores de carga, neste caso electrões, em função da sua energia E , é dado, aproximadamente, por [2]

$$T(E) \approx \frac{16}{U_0} \exp \left[-2L_b \sqrt{2m \frac{(U_0 - E)}{\hbar^2}} \right], \quad (2.1)$$

onde L_b representa a largura das barreiras e \hbar é a constante de Planck reduzida ($\hbar = \frac{h}{2\pi} = 6.5822 \times 10^{-16}$ eVs).

Poço Quântico

O oposto a uma estrutura de barreira é um poço quântico (*Quantum Well*, QW), Fig. 2.3, obtido colocando uma camada (com alguns nanómetros de espessura) de um material com um determinado hiato, por exemplo InGaAs, entre camadas mais espessas de um material com hiato superior, por exemplo AlAs.

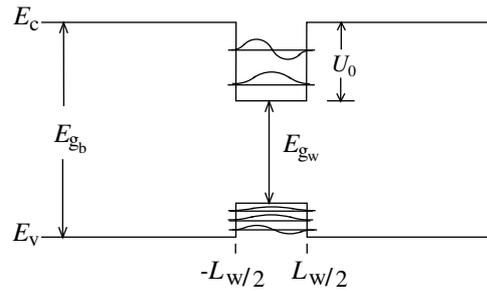


Figura 2.3 - Diagrama esquemático de um poço quântico e de algumas das funções de onda.

Os electrões na bandas de condução e as lacunas na banda de valência tendem a deslocar-se para as regiões de menor hiato, que actuam como um poço para os electrões na banda de condução e para as lacunas na banda de valência. Num poço quântico os portadores são confinados na região de menor hiato, apenas na direcção perpendicular às camadas, ocupando os estados de energia quantizados.

Os poços quânticos AlAs/InGaAs podem ser, numa primeira aproximação, tratados como o caso ideal de um poço quântico de profundidade infinita. O poço quântico "quadrado" ideal consiste numa região finita do espaço, de largura L_w , ladeado por barreiras de potencial infinitamente altas e/ou espessas. Para um poço quântico de profundidade infinita, os estados de energia podem ser analiticamente calculados, e são muitas vezes usados como uma primeira aproximação das soluções de um poço quântico real.

Assumindo a direcção de crescimento como sendo a direcção z , o electrão tem uma energia potencial nula na região do poço: $U_0(x, y, -L_w/2 \leq z \leq L_w/2) = 0$. Os estados próprios permitidos são aqueles que satisfazem as condições $\psi_z(z = -L_w/2) = 0$ e $\psi_z(z = L_w/2) = 0$, pois não são permitidas descontinuidades na função de onda, o que significa

que $\psi_z = 0$ nos limites do poço $z = -L_w/2$ e $z = L_w/2$ (interfaces poço/barreiras). (De forma idêntica ao que ocorre nas cordas de uma guitarra.).

Os estados próprios e as energias permitidas aos electrões, num poço quântico quadrado de profundidade infinita, são dadas por [2]

$$\psi_{z_n}(z) = A_{z_n} \sin \frac{n\pi}{L_w} z, \quad (2.2)$$

$$E_{z_n} = \left(\frac{\hbar^2 \pi^2}{2mL_w^2} \right) n^2, \quad (2.3)$$

onde $n = 1, 2, 3, \dots$ representa o número quântico principal que identifica os estados próprios permitidos.

Poço Quântico de Dupla Barreira

A estrutura de poço quântico de dupla barreira de potencial (DBQW) é obtida colocando dois materiais semicondutores com um dado hiato energético (barreiras) ensanduchados entre materiais de menor hiato (poço), Fig. 2.4.

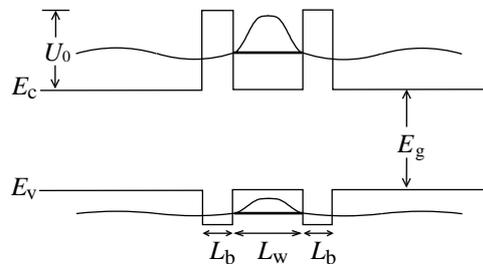


Figura 2.4 - Diagrama esquemático de um poço quântico de dupla barreira.

O transporte de electrões através da estrutura é fortemente facilitada se a sua energia for idêntica à de um dos níveis de energia permitidos do poço quântico. Quando tal acontece, diz-se que ocorre transporte por efeito de túnel ressonante. De facto, o DBQW funciona como um filtro, onde apenas os electrões com energia perto das energias ressonantes tem elevada probabilidade de atravessar a estrutura, Fig. 2.5. Este fenómeno foi

demonstrado por Chang, Esaki e Tsu em 1974 [1], com um DBQW-RTD de AlGaAs/AlAs.

A característica do processo de efeito de túnel ressonante em estruturas DBQW é o facto que para determinados valores de energia dos electrões, energias de ressonância, a transmissão através da estrutura é muito superior ao produto da transmissão através de duas barreiras individuais. Numa estrutura com barreiras idênticas ocorre uma transmissão quase perfeita ($\simeq 1$) aos níveis de ressonância, Fig. 2.5. Notar que para os mesmos valores de energia, a transmissão é inferior quando é considerada apenas uma barreira individual.

Para uma estimativa de primeira ordem dos níveis de ressonância pode ser usada a Eq. 2.3, níveis de energia permitidos num poço quântico com barreiras de altura infinita [2]:

$$E_n \approx \left[\frac{\hbar^2 \pi^2}{2m_w L_w^2} \right] n^2. \quad (2.4)$$

Para uma estrutura de dupla barreira, os níveis de energia, E_n , serão ligeiramente inferiores, apresentando, contudo, uma dependência similar na massa efectiva na região do poço m_w e da largura do poço L_w : E_n aumenta com a diminuição de m_w ou de L_w , sendo, praticamente, independente da espessura das barreiras L_b [6].

O coeficiente de transmissão $T(E)$ para uma estrutura DBQW simétrica é mostrada esquematicamente na Fig. 2.5. Os lóbulos do coeficiente de transmissão alargam com o aumento da energia, devido às barreiras se tornarem mais transparentes nessa energia. É também indicada a transmissão através de uma barreira, para comparação.

Numa primeira aproximação, a largura da ressonância n , ΔE_n , é dada por [2]

$$\Delta E_n \approx E_n \exp \left[-2L_b \sqrt{\frac{2m_b (U_0 - E_n)}{\hbar^2}} \right] \quad (2.5)$$

onde m_b é a massa efectiva na barreira de espessura L_b . O coeficiente de transmissão

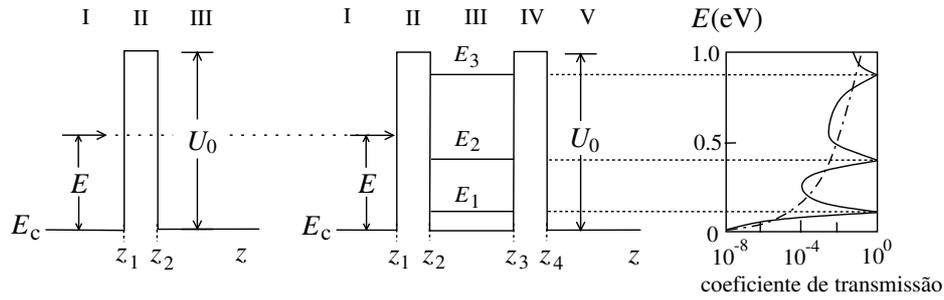


Figura 2.5 - Coeficiente de transmissão através de uma barreira (linha tracejada) e de um DBQW (linha contínua) em função da energia dos electrões.

pode ser aproximado por [2]

$$T(E) \approx \frac{4T_{L_b}T_{R_b}}{(T_{L_b} + T_{R_b})^2} \left[1 + \left(\frac{E - E_n}{\frac{1}{2}\Delta E_n} \right)^2 \right]^{-1}, \quad (2.6)$$

onde T_{L_b} (T_{R_b}) é o coeficiente de transmissão através da barreira da esquerda (direita), Eq. 2.1.

Uma análise de primeira ordem mostra que a corrente devida ao efeito de túnel é dada por [2]

$$J_{RT} = en(E_n)v_{E_n}T(E_n)\Delta E_n, \quad (2.7)$$

onde e é carga do electrão, $n(E_n)$ é a distribuição de electrões incidentes com energia a rondar $E_n \pm \Delta E_n$ e v_{E_n} é componente perpendicular da velocidade dos electrões com energia $E = E_n$.

A estrutura de dupla barreira que actua como um filtro, e cuja acção se pode explorar aplicando uma tensão aos terminais da estrutura, controlando-se, assim, o número de electrões que tomam parte na condução através de efeito de túnel ressonante. Isto é, como resultado da tensão, o fluxo total de electrões através de uma estrutura DBQW bem projectada é qualitativamente diferente do de um díodo de barreira simples. Aos picos no coeficiente de transmissão dos electrões através de uma estrutura DBQW semicondutora, de poucos nanómetros de espessura, irão corresponder picos de corrente na característica

$I - V$ da estrutura.

2.1.2 Efeitos da Tensão Aplicada

A Fig. 2.6 mostra esquematicamente um RTD de InGaAs/AlAs, em conjunto com o correspondente perfil do mínimo da banda de condução (vale Γ), indicando-se o primeiro nível de ressonância, em equilíbrio e com tensão aplicada.

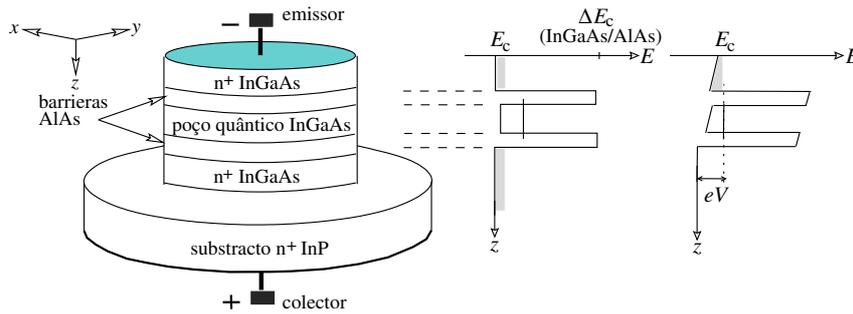


Figura 2.6 - Diagrama esquemático da estrutura de um DBQW-RTD de InGaAs/AlAs, e o perfil do mínimo da banda de condução sem e com tensão de aplicada.

Considera-se que as camadas n^+ da estrutura DBQW, fortemente dopadas, correspondem a "mares de Fermi" de electrões, como se mostra na Fig. 2.7. Com uma tensão V aplicada, a energia dos electrões do lado positivo (colector) relativamente à dos do lado negativo (emissor) é reduzida em eV (as energias dos electrões são medidas em relação ao contacto do lado esquerdo, o contacto emissor). O primeiro nível de ressonância é deslocado no sentido do mínimo da banda de condução do lado emissor, aproximadamente, de $-\frac{1}{2}eV$, para estruturas simétricas: $E_1(V) \approx E_1(0) - \frac{1}{2}eV$ (assumindo que toda a tensão aplicada decai na região do DBQW). A baixa temperatura, a ressonância ocorre quando $E_c \leq E_1(V) \leq E_{F_e}$ (ver Fig. 2.6). O efeito da tensão aplicada no perfil do mínimo da banda de condução e no primeiro nível de ressonância é mostrada esquematicamente na Fig. 2.7.

Em equilíbrio, a distribuição de electrões no emissor e no coletor é dada pela função de Fermi-Dirac, que não é válida se for aplicada uma tensão que perturbe o perfil do

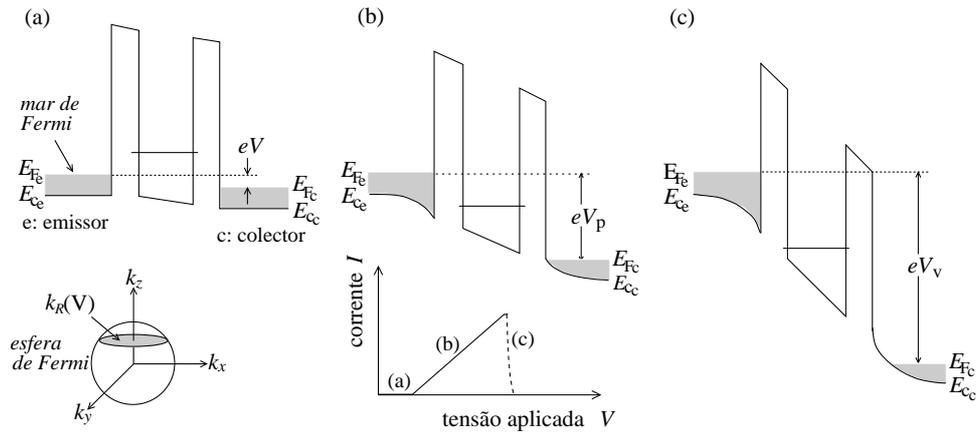


Figura 2.7 - Efeito da tensão aplicada no perfil do mínimo da banda de condução e no primeiro nível de ressonância [6].

potencial devido à não uniformidade da distribuição de cargas ao longo da estrutura.

Na Fig. 2.7 mostra-se as alterações nas características do perfil e da transmissão das barreiras devido à tensão aplicada. O perfil de banda perto das barreiras é curvado (devido à acumulação de electrões no emissor e à criação de uma região de deplecção no colector). A tensão necessária para alinhar os electrões do mar de Fermi do emissor com o nível de ressonância cria uma assimetria no perfil do potencial (o nível de Fermi no emissor e no colector são designados por quasi-níveis de Fermi, E_{F_e} e E_{F_c} , respectivamente, que diferem por $E_{F_e} - E_{F_c} = eV$, onde V corresponde à tensão aplicada).

Quando a tensão aplicada é pequena, *i.e.*, $V \ll V_p$ (tensão à qual ocorre a ressonância), a estrutura de bandas não é muito afectada, permanecendo praticamente plana, como é indicado na Fig. 2.7(a); a primeira energia de ressonância situa-se acima do mar de Fermi do emissor, e pouca corrente flui. À medida que a tensão aumenta, a energia do primeiro nível de ressonância é deslocada na direcção do mar de Fermi do emissor, Fig 2.7(b): a corrente aumenta quase linearmente com a tensão, alcançando um máximo I_p para $V_p = 2E_1(0)/e$ (tensão de pico), quando a sobreposição entre o espectro dos electrões incidentes e a função espectral do primeiro nível de ressonância atinge um máximo. Um posterior aumento da tensão desloca a energia do primeiro nível de ressonância através

do mínimo da banda de condução, para a banda proibida, onde não existem electrões disponíveis para atravessarem o DBQW através do nível ressonante, Fig. 2.7(c): a corrente decai abruptamente - região de resistência diferencial negativa (NDC) da característica corrente-tensão. A corrente alcança um mínimo I_v em V_v ($> V_p$), onde I_v e V_v representam a corrente e a tensão de vale, respectivamente. Um aumento adicional da tensão, irá elevar ainda mais a distribuição dos electrões no emissor, ocorrendo o transporte através de níveis de ressonância superiores ou através do topo das barreiras, o que leva ao aumento da corrente.

2.1.3 Característica Corrente-Tensão

A característica I-V de um RTD é anti-simétrica em volta do ponto zero de polarização, apresentando uma condutância diferencial negativa (*Negative Differential Conductance*, NDC) para ambas as polaridades. Para uma determinada polaridade da tensão aplicada, a curva I-V de um RTD pode ser dividida em três regiões. Existem duas zonas de condutância diferencial positiva (*Positive Differential Conductance*, PDC), uma antes do pico e outra depois do vale, com a região de condutância diferencial negativa no meio.

A Fig. 2.8 mostra a característica $I - V$ experimental de um DBQW-RTD In-GaAs/AlAs, onde é visível a região de condutância diferencial negativa para o espectro de tensões aplicadas.

À medida que a tensão aplicada aos terminais do RTD aumenta a partir de zero, a corrente aumenta, principalmente devido ao efeito de túnel, até atingir um máximo, I_p (corrente de pico), quando a tensão atinge V_p (tensão de pico). Embora, exista sempre uma corrente suplementar devido a diferentes mecanismos de transporte, a corrente de túnel ressonante domina o fluxo de corrente na primeira região PDC. Continuando a aumentar a tensão para além de V_p , a corrente decai para um valor mínimo, devido à redução do efeito de túnel ressonante, até a tensão atingir V_v (tensão de vale): região NDC. A corrente correspondente a V_v designa-se por corrente de vale I_v . Para tensões

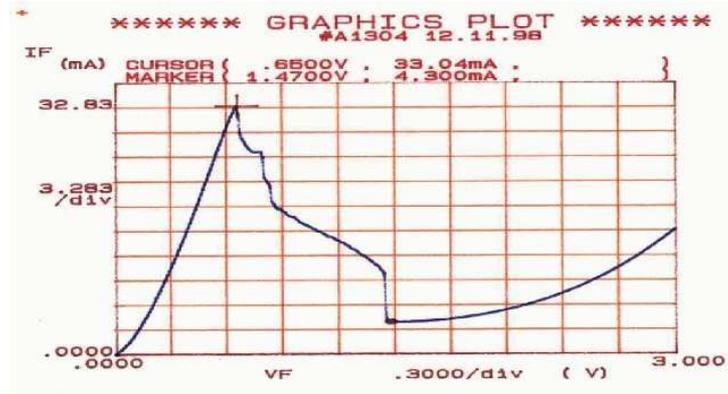


Figura 2.8 - Característica $I - V$ experimental de um DBQW-RTD InGaAs/AlAs [5].

superiores a V_v , a corrente começa a aumentar, aproximadamente, do comportamento de um díodo de junção $p-n$ convencional.

Os parâmetros mais importantes da característica $I - V$ de um RTD são definidos como:

$$G_d = \frac{1}{R_d} = \left| \frac{I_v - I_p}{V_v - V_p} \right|, \quad (2.8)$$

$$PVCR = \frac{I_p}{I_v}, \quad (2.9)$$

$$PVVR = \frac{V_p}{V_v}, \quad (2.10)$$

onde G_d (R_d) é a média da magnitude da condutância diferencial negativa (resistência), $PVCR$ é a razão entre a corrente de pico e a corrente de vale, e $PVVR$ é a razão entre a tensão de pico e a tensão de vale.

Na maioria das aplicações, um valor muito elevado da corrente de pico I_p é indesejável devido à dissipação de potência, especialmente no caso da integração a grande escala. Para operação a alta frequência uma densidade de corrente de pico na ordem de algumas dezenas de kA/cm^2 é adequada. Em geral, a corrente de vale deve ser a menor possível [2].

Numa primeira aproximação, o modelo de pequeno sinal do RTD, na região NDC,

pode ser representado pelo diagrama da Fig. 2.9, onde [2]: R_s representa a resistência, resultante dos contactos óhmicos e das regiões de emissor e de colector; C_d indica a capacidade associada à carga e descarga de electrões nas regiões do DBQW e de deplecção; e $-R_d$ a resistência diferencial negativa.

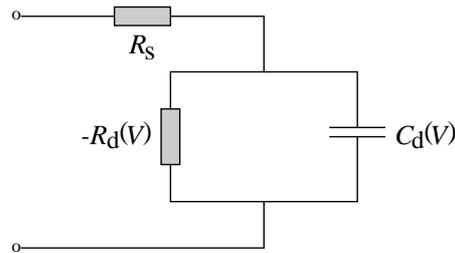


Figura 2.9 - Modelo de pequeno sinal do RTD na região NDC [3].

De um ponto de vista de aplicação, a condutância diferencial negativa pode fornecer o ganho necessário para manter um circuito, onde se insira o RTD, em oscilação; com um pequeno atraso intrínseco a capacidade do RTD permite ao díodo auto-oscilação a altas frequências. Têm sido divulgados resultados de osciladores a frequências nunca antes atingidas por outros dispositivos semicondutores (até 712 GHz [7]).

2.2 Mecanismos de Condução e Estrutura

A corrente numa estrutura DBQW ideal seria apenas resultante do efeito de túnel ressonante através do vale da banda de condução Γ . Contudo, outros processos de transporte ocorrem em estruturas reais, como o efeito de túnel através de outros vales de banda de condução que não o vale da banda de condução Γ , em resultado do espalhamento dos electrões por impurezas e por fonões, alterações dimensionais ao longo das interfaces, por exemplo.

2.2.1 Mecanismos de Transporte

Os mecanismos de transporte mais importantes em DBQW-RTDs estão indicados na Fig. 2.10, onde apenas os mecanismos que envolvem o transporte de electrões através do vale Γ da banda de condução, são representados. O efeito de túnel ressonante irá ocorrer a uma determinada tensão aplicada, principalmente através de um nível de ressonância, em geral, através do primeiro. No processo de efeito de túnel ressonante, indicado na Fig. 2.10, a energia de duas fracções do espectro dos electrões é coincidentes com os dois níveis de ressonância representados.

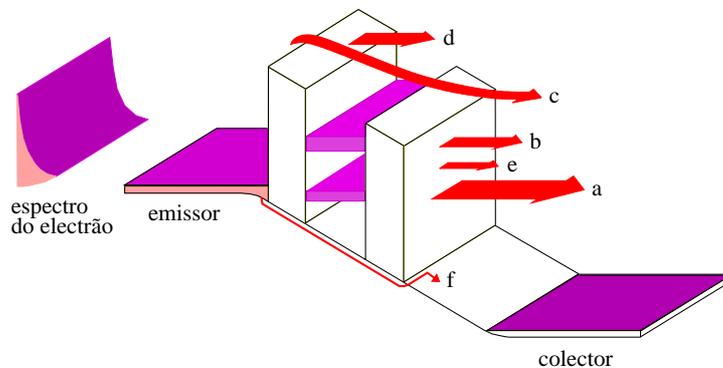


Figura 2.10 - Processos físicos e componentes da corrente em DBQW-RTDs [2].

Adicionalmente ao transporte através dos níveis de ressonância (a) e (b), outros processos podem ocorrer, Fig. 2.10 [2]:

- emissão termo-iônica, (c): como resultado da excitação térmica, uma fracção dos electrões na cauda da distribuição Fermi-Dirac terão energias suficientemente altas para sobrepor as barreiras;

- efeito de túnel assistido por campo, (d): electrões com energias elevadas podem fluir através de estados não ressonantes ou através de níveis quânticos mais elevados;

- efeito de túnel através de estados evanescentes, (e): os electrões incidentes têm uma probabilidade finita, embora pequena, de atravessar, sob o efeito, de túnel através de energias não ressonantes;

- corrente de fuga, (f): corrente que flui ao longo da periferia do dispositivo.

Para reduzir as componentes da corrente não ressonante devidas a (c) e (d), a altura das barreiras devem ser a maior possível, e o RTD deve de ser projectado para operar a tensões relativamente pequenas.

2.2.2 Sistemas Materiais Semiconductor

A maioria do trabalho desenvolvido em RTDs é baseado em compostos semicondutores III-V devido à relativamente grande descontinuidade da banda de condução entre as diferentes ligas semicondutoras. Os RTDs fabricados com esses semicondutores podem apresentar densidades de corrente de pico na ordem das dezenas de kA, suficientemente grande PVCR, e uma frequência de operação muito elevada [2].

Existem dois tipos de sistemas de materiais, correntemente, usados para implementar RTDs: estruturas de GaAs/AlAs e estruturas baseadas em InGaAs/AlAs. Segue-se um breve resumo das suas características e propriedades.

RTDs GaAs/AlAs

O composto AlAs é utilizado nas barreiras, pois origina uma elevada barreira de potencial para os electrões no vale Γ ($U_0 \simeq 1.0$ eV). Como referido atrás, a altura das barreiras determina a largura dos lóbulos de transmissão ressonante, Eq. 2.5. O pico de densidade de corrente J_p é, aproximadamente, proporcional à largura ΔE_n do nível de ressonância E_n , Eq. 2.7, através do qual uma grande parte da corrente de ressonância flui. Os perfis dos três mínimos da banda de condução da hetero-junção GaAs/AlAs estão representados na Fig. 2.11.

Da análise da literatura pode-se concluir que a corrente de túnel ressonante, que é a componente dominante na primeira região PDC, é determinada pelo perfil da banda Γ [2][3]. Verifica-se, também, que a componente dominante na corrente de vale num DBQW de GaAs/AlAs é devida à barreira $\Delta E_{TX} = 0.27$ eV.

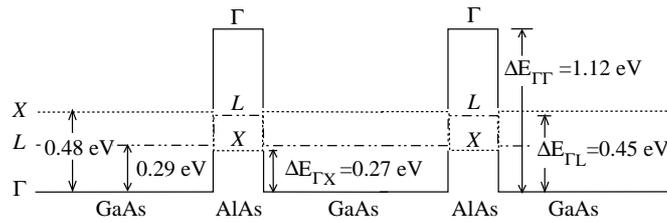


Figura 2.11 - Perfil e energia das bandas de condução Γ , L e X para as hetero-junções GaAs/AlAs [6].

Embora tenham sido obtidos resultados interessantes com RTDs de GaAs/AlAs, melhores performances podem ser alcançadas com RTDs cujo DBQW emprega InGaAs/AlAs.

RTDs $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{AlAs}$

A análise anterior, que ilustra a importância do vale X no transporte de cargas em DBQWs de GaAs/AlAs, sugere que um melhor desempenho (maior PVCR, sem sacrificar a densidade de pico de corrente J_p) pode ser alcançado se a altura da barreira $\Delta E_{\Gamma X}$ for aumentada. Isto é possível se o material de menor hiato (GaAs) for substituído por $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$. A banda de condução para a interface $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{AlAs}$ é mostrado na Fig. 2.12, onde se verifica que a altura das barreiras $\Delta E_{\Gamma\Gamma}$ e $\Delta E_{\Gamma X}$ são agora de 1.2 eV e 0.65 eV, respectivamente.

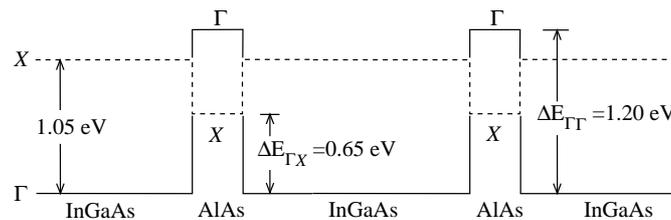


Figura 2.12 - Perfil de energia das bandas de condução Γ e X para as hetero-junções $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{AlAs}$ [6].

A separação $\Gamma - X$ em $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ é, aproximadamente, 1.05 eV, sendo superior à do GaAs (0.29 eV). A comparação entre os dois perfis da banda de condução, Fig. 2.11 e Fig. 2.12, indicam que a barreira $\Delta E_{\Gamma X}$ é consideravelmente superior no

caso $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{AlAs}$, enquanto a altura da barreira $\Delta E_{\Gamma\Gamma}$ é similar. Portanto, o $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ é superior ao GaAs uma vez que o transporte parasita, através da condução $\Gamma - X$ será substancialmente menor. Outra vantagem resulta da menor massa efectiva dos electrões de condução no $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$. Quanto menor for a massa efectiva, maior a probabilidade de efeito de túnel, maior J_p , e possivelmente, menor probabilidade de espalhamento dos electrões resultando na redução de J_v (ver Eqs. 2.4, 2.5 e 2.7).

2.2.3 Parâmetros Estruturais

As características do DBQW-RTD podem ser ajustadas até determinado ponto, tendo em conta a sua aplicação específica, escolhendo a dimensão e as propriedades das várias camadas semiconductoras que compõem o dispositivo. Para um dado sistema de material e para otimizar a performance dos RTDs, variam-se os parâmetros estruturais (largura de poço e espessura de barreiras, L_w e L_b , respectivamente; altura da barreira U_0 ; concentração de impurezas, N_d , nas regiões exteriores ao DBQW) e parâmetros de crescimento (como, por exemplo, a temperatura). Os díodos de efeito túnel ressonante são muitas vezes fabricados com as camadas exteriores ao DBQW pouco dopadas/não dopadas, designadas por camadas de espaçamento (*spacer layers*). As características do poço, barreiras e as camadas exteriores às barreiras afectam as componentes de corrente ressonante e não ressonante, sendo portanto considerados parâmetros críticos no projecto das estruturas DBQW-RTD.

Espessura do Poço Quântico

Para reduzir a corrente não desejada através de estados de ressonância superiores, e assim aumentar o PVCR, a região de poço têm de ser estreita. Quando a largura do poço L_w é diminuída, é previsível que a corrente de túnel ressonante aumente, pois isso leva a que a altura efectiva da barreira $U_0 - E_n$ decresça (Eq. 2.4), para os electrões incidentes com energia a rondar E_n ; este decaimento do efeito de barreira origina um aumento do

coeficiente de transmissão em redor dos picos de ressonância, ΔE_n , que resulta numa maior corrente ressonante através do nível dominante de ressonância (em geral, o primeiro).

Contudo, como se verá, tanto a corrente de pico como a de vale aumentam à medida que a largura do poço é reduzida. Por outro lado, a diminuição da largura do poço origina um aumento da tensão para a qual o pico de ressonância ocorre, devido ao aumento do valor da energia de ressonância, em relação ao fundo do poço E_{c_w} , o que também aumenta a corrente devido a efeitos termo-iónicos.

De modo a reduzir as correntes que não se devem ao efeito de túnel ressonante, o RTD têm de operar a relativamente baixas tensões de polarização, diminuindo assim, a acumulação de electrões no lado emissor e aumentando a altura efectiva da barreira.

Espessura das Barreiras

O PVCR é influenciado, principalmente, pela espessura das barreiras. Considerando as Eqs. 2.5 e 2.7, J_p varia exponencialmente com a espessura das barreiras L_b . Modelando esta dependência exponencial do pico de densidade de corrente em L_b obtêm-se [8]:

$$J_p \propto \exp\left(-\frac{L_b}{\lambda_{c_b}}\right), \quad (2.11)$$

onde L_b representa a espessura das barreiras em camadas atómicas (*monolayers*, ML), e $\lambda_{c_b} = 1.3$ ML é um comprimento característico. A variação na espessura da barreira de uma camada atómica (~ 0.3 nm) causará, aproximadamente, uma variação na densidade de corrente de um factor de dois.

Camadas de Espaçamento

Com tensão aplicada, o potencial perto da barreira emissora em estruturas RTD básicas tende a formar um poço quântico triangular. Dentro de certas condições, aproximadamente metade da tensão aplicada, decai nesse poço. No vale, as barreiras são puxadas

para baixo, reduzindo a altura das barreiras e degradando o PVCR. A inclusão de camadas de espaçamento, pouco dopadas ou mesmo não dopadas, entre os contactos fortemente dopados e as barreiras leva uma menor curvatura da banda de condução conforme a tensão é aplicada, e que a depleção de cargas não seja tão brusca. A utilização de camadas de espaçamento pouco dopadas aumenta a altura efectiva da barreira U_0 , relativamente à energia de Fermi dos electrões perto da barreira emissora; simultaneamente reduz a injeção balística dos electrões sobre as barreiras, e o PVCR aumenta.

A camada de espaçamento não dopada também ajuda a suprimir a difusão de impurezas dos contactos InGaAs (fortemente dopadas) para as barreiras AlAs, que pode provocar o espalhamento dos electrões junto às barreiras e promover transmissões não ressonantes.

Capítulo 3

Modulador Óptico de Electro-Absorção Baseado no Díodo Túnel Ressonante (RTD-EAM)

A operação de dispositivos semicondutores envolve, tipicamente, a resposta das propriedades físicas dos materiais a perturbações externas, que são usualmente campos eléctricos ou magnéticos. O desempenho de cada dispositivo depende de como as suas características respondem a esses estímulos.

Neste capítulo, são discutidos os conceitos teóricos que envolvem o modulador de electro-absorção baseado no díodo túnel ressonante (RTD-EAM, RTD-*ElectroAbsorption Modulator*), bem como o seu princípio de funcionamento. Este modulador consiste na integração de um RTD de poço quântico de dupla barreira (DBQW) no núcleo de um guia de onda semiconductor.

Segue-se uma breve discussão da modulação óptica, de guias de onda, de moduladores electro-ópticos, do efeito de Franz-Keldysh, e de moduladores de electro-absorção baseados no efeito de Franz-Keldysh. O capítulo termina com a discussão e apresentação do modelo do RTD-EAM.

3.1 Modulação Óptica

Num sistema de comunicação, a informação a ser transmitida é codificada numa portadora (feixe óptico para comunicações ópticas) que é transmitida através de um meio apropriado (usualmente fibras ópticas na comunicação óptica). Os sistemas de comunicação podem envolver a codificação de informação em intensidade, amplitude, frequência, ou fase da portadora.

3.1.1 Modulação Directa e Externa

As duas formas de implementar a modulação de luz são: modulação directa, onde a luz é modulada directamente na fonte de luz; e modulação externa, onde um dispositivo externo (modulador) actua sobre a luz que provem da fonte de luz, em geral, um laser.

A modulação directa é usada mais frequentemente devido à sua implementação simples: o sinal a ser transmitido modula a luz directamente, como representado na Fig. 3.1(a). Contudo, este método tem vários efeitos indesejados, tais como o *chirp*¹ (devido à modulação do índice de refacção n induzida pela variação da corrente no laser), o que se traduz na redução da largura de banda do canal (neste caso, a fibra óptica), limitando a performance a longa distância ou taxas de transmissão elevadas.

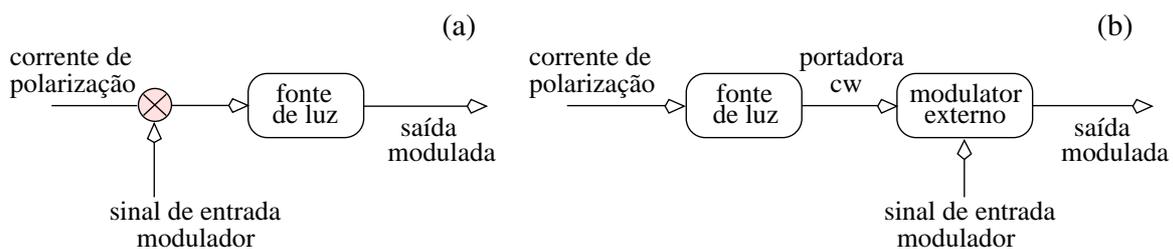


Figura 3.1 - Diagrama representativo da modulação: (a) directa, (b) externa [3].

¹O *chirp* caracteriza a dispersão dos pulsos transmitidos em sistemas de fibra óptica, e é dado pelo parâmetro de *chirp* α_H , definido como a razão entre as variações da parte real e da parte imaginária do índice de refacção complexo ($\tilde{n} = n + ik$), $\Delta n / \Delta k$.

Algumas destas desvantagens podem ser reduzidas ou eliminadas através da modulação externa, Fig. 3.1(b). As vantagens da modulação externa são a obtenção de maiores larguras de banda de modulação e a possibilidade de controlo da fase [9][10]. Uma desvantagem, comparando com a modulação directa, é a necessidade de acoplamento da luz à entrada e à saída do elemento modulador, o que aumenta as perdas do sinal óptico e o custo de encapsulamento, tornando este método mais dispendioso.

Os dois métodos mais comuns de implementar moduladores externos baseiam-se nos efeitos de electro-refracção e de electro-absorção em guias de onda. No primeiro caso emprega-se um campo eléctrico para induzir variações no índice de refracção do material; quando o efeito de electro-absorção é usado, o campo eléctrico induz alterações no coeficiente de absorção do material onde se propaga a radiação.

3.1.2 Guias de Onda

Um guia de onda óptico genérico é uma estrutura constituída por um material com um dado índice de refracção (núcleo), rodeado por outros materiais dieléctricos (revestimentos com índices de refracção inferiores).

O RTD-EAM emprega um guia de onda em canal. Contudo, neste trabalho e numa primeira aproximação, o guia de onda irá assumir-se como sendo um guia de onda planar.

Guias Planares

A Fig. 3.2(a) mostra a estrutura básica de um guia de onda planar. O guia planar estende-se infinitamente nas direcções x e y . A radiação electromagnética é guiada na região do núcleo se o índice de refracção do núcleo n_1 for superior ao índice de refracção da bainha inferior n_3 , e este, por sua vez, for igual ou superior ao índice de refracção da bainha superior n_2 ($n_1 > n_3 \geq n_2$), e se a espessura T da zona de confinamento (núcleo) for superior a um dado valor.

Assume-se que a radiação se propaga no guia de onda na direcção x , sendo a radiação

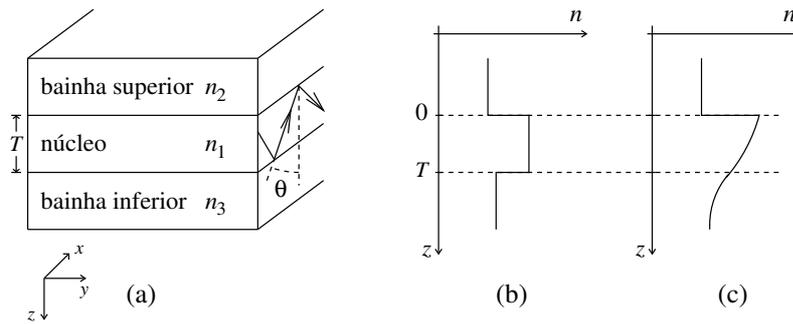


Figura 3.2 - (a) Estrutura básica de um guia de onda planar. (b) Perfil de índice em degrau. (c) Perfil de índice gradual.

confinada na direcção z , devido à diferença entre os índices de refração do núcleo e dos revestimentos.

Do ponto de vista de perfil de índice, existem dois tipos de guias de onda planares com interesse: *i*) guias com variação de índice em degrau, em que o índice de refração varia abruptamente ao longo da direcção z , Fig. 3.2(b); *ii*) guias de onda com variação de índice gradual, nos quais o índice varia continuamente ao longo de z (pelo menos na bainha inferior/substrato em que é fabricado), Fig. 3.2(c). No RTD-EAM as variações de índice são todas abruptas.

Guias em Canal

Uma estrutura planar não permite confinamento óptico na direcção y . Tal como os electrões podem ser confinados em fios condutores, a luz pode ser guiada em guias de onda em canal, que confinam a radiação em ambas as direcções y e z . Este confinamento adicional é, usualmente, um requisito de modo a obter características vantajosas, tais como redução de potência guiada e em adição, tornar o guia compatível como as fibras ópticas monomodo.²

O perfil transversal de índice de refração pode ser, tal como os guias planares, do tipo

²Fibra óptica que permite apenas um modo de propagação com perfil aproximadamente gaussiano, a um determinado comprimento de onda.

gradual ou em degrau. Os guias de onda em canal podem ser não embebidos (salientes), embebidos ou planares com carga em linha, Fig. 3.3.

Os perfis dos modos guiados dependem do tipo de canal; a Fig. 3.3 também mostra esquematicamente os perfis do modo fundamental para os três tipos de configuração.

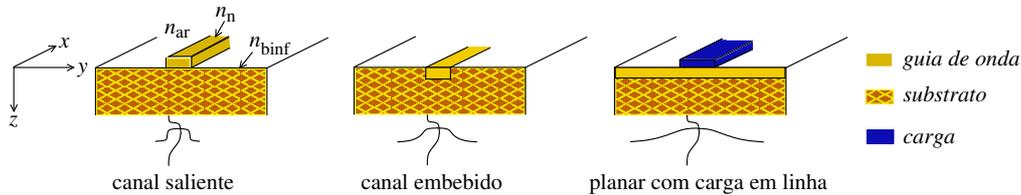


Figura 3.3 - Diagramas das configurações básicas de guias de onda em canal e correspondentes perfis do modo fundamental nas direções y e z .

O guia de onda do RTD-EAM é um guia de onda em canal não embebido. O confinamento óptico é alcançado na direcção perpendicular ao substrato (direcção z) através da diferença de índices de refração dos materiais empregues no núcleo/bainhas do dispositivo ($\Delta n \simeq 0.36$). Na direcção lateral (direcção y), é resultado da diferença de índices de refração entre o núcleo do guia e o ar que o rodeia ($\Delta n \simeq 2.52$).

O índice efectivo N de um modo define-se como o índice de refração de um meio infinito no qual uma onda plana se propaga (o modo propaga-se ao longo da direcção x) com uma velocidade de fase $\frac{c}{N}$, onde c representa a velocidade de propagação da radiação no vazio. O índice efectivo de um modo guiado satisfaz a condição: $n_3 \leq N \leq n_1$.

3.1.3 Moduladores Electro-Ópticos

A electro-refracção fornece um método físico de modificar de modo controlável a fase, direcção ou polarização da luz [9][10]. Os moduladores de electro-refracção são baseados, na sua maioria, no efeito electro-óptico linear [10]. A alteração de fase induzida pelo campo eléctrico aplicado de magnitude F é dado por [10]

$$\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} L n_r^3 r F, \quad (3.1)$$

onde λ é o comprimento de onda da radiação, L é o comprimento de interacção do cristal com o campo eléctrico, n_r é índice de refração real, e r é o coeficiente electro-óptico do material ($\sim 1.2 \times 10^{-12}$ m/V para o GaAs [9]) .

Podem ser implementados moduladores de intensidade baseados no efeito de electro-refracção, usando configurações do tipo interferómetro Mach-Zehnder e/ou comutadores de acoplamento direccionado, Fig. 3.4(a) e Fig. 3.4(b), respectivamente, com uma largura de banda efectiva relativamente elevada.

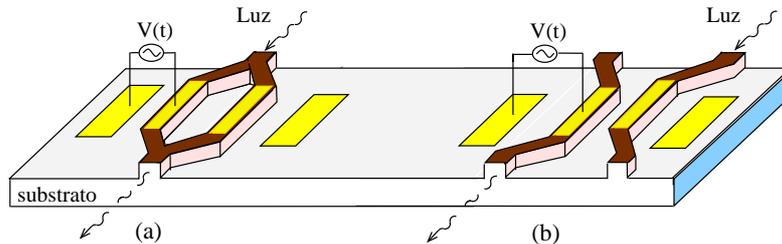


Figura 3.4 - (a) Modulador Mach-Zehnder. (b) Comutador electro-óptico de acoplamento direccionado [10].

Os moduladores de electro-refracção apresentam baixa absorção de energia e não produzem efeitos térmicos significativos. Contudo, devido aos valores pequenos dos coeficientes electro-ópticos ($\sim 10^{-12}$ m/V), o comprimento de interacção é grande (vários centímetros) e são de difícil compatibilidade com a microelectrónica moderna, pois estes moduladores requerem tensões de modulação relativamente elevadas (vários volts).

3.1.4 Efeito de Franz-Keldysh

O RTD-EAM consiste num guia de onda óptico em canal não embebido, e incorpora um DBQW para criar e comutar um campo eléctrico numa porção do núcleo do guia de onda de semiconductor directo.

Embora, actualmente a grande maioria dos moduladores propostos empregue o efeito de Stark de Confinamento Quântico (*Quantum-Confined Stark Effect*, QCSE), o RTD-EAM baseia-se no efeito de Franz-Keldysh.

A absorção óptica a uma frequência ω num semiconductor directo só ocorre de forma eficiente se existirem dois estados electrónicos separados de uma energia $\hbar\omega$ superior ao hiato do semiconductor E_g , Fig. 3.5(a): um estado electrónico ocupado na banda de valência e um estado desocupado na banda de condução. Como consequência, a absorção óptica não ocorre eficientemente para fótons cujas energias $\hbar\omega$ são inferiores ao hiato energético do semiconductor E_g . A absorção de fótons com energia inferior a E_g decresce exponencialmente com $E_g - \hbar\omega$. Contudo, fótons com energia superior ao hiato são fortemente absorvidos, Fig. 3.5(c). A absorção de um fóton às frequências ópticas origina a criação de um par electrão-lacuna, onde a lacuna corresponde a um estado electrónico desocupado na banda de valência.

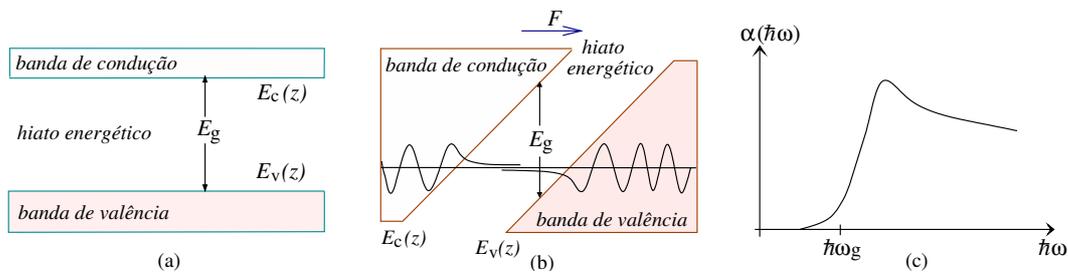


Figura 3.5 - (a) Diagrama de bandas de um semiconductor directo. (b) Diagrama de bandas com um campo eléctrico F . (c) Coeficiente de absorção em função da energia do fóton [6].

A aplicação de um campo eléctrico num semiconductor causa a curvatura das bandas, produzindo estados nas bandas de condução e de valência para todas as energias, Fig. 3.6(a) [6]. Em 1958, W. Franz e L. Keldysh divulgaram estudos teóricos sobre os efeitos da aplicação de um campo eléctrico no limiar de absorção de um semiconductor [10]. Os seus estudos previram que a absorção de um fóton com energia inferior ao hiato é consideravelmente aumentada na presença de um campo eléctrico.

Para uma dada energia $\hbar\omega$, o coeficiente de absorção $\alpha(\hbar\omega)$ do semiconductor, na

presença de um campo eléctrico uniforme F , é dado por [12]:

$$\alpha(\hbar\omega, F) = \sum_j A_j F^{1/3} \left[\left| \left(\frac{d\text{Ai}(z)}{dz} \right)_{\beta_j} \right|^2 - \beta_j |\text{Ai}(\beta_j)|^2 \right], \quad (3.2)$$

onde F é o campo eléctrico em V/cm, $\beta_j = B_j(E_g - \hbar\omega)F^{-2/3}$, $A_j = \frac{7.65 \times 10^5}{n\hbar\omega} (2m_{rj}/m_0)^{4/3}$, $B_j = 1.1 \times 10^5 (2m_{rj}/m_0)^{1/3}$, E_g e $\hbar\omega$ são o hiato energético do material e a energia do fóton em eV, respectivamente, n é o índice de refacção, m_{rj} é a massa reduzida do par electrão-lacuna ($m_r^{-1} = m_e^{-1} + m_h^{-1}$), e Ai é a função Airy (ver Anexo B). A soma é sobre as lacunas leves e as lacunas pesadas da banda de valência, e $\hbar\omega \simeq \frac{1.24}{\lambda}$, com λ em μm .

O espectro de absorção associado ao efeito de Franz-Keldysh mostra um decaimento exponencial para energias abaixo do hiato mais suave que do campo externo nulo, e um comportamento oscilatório para energias superiores ao hiato. A uma determinada energia $\hbar\omega$, a variação de absorção devido à presença de um campo eléctrico é dada por:

$$\Delta\alpha(\hbar\omega, F) = \alpha(\hbar\omega, F) - \alpha(\hbar\omega, 0), \quad (3.3)$$

onde $\alpha(\hbar\omega, 0)$ corresponde à absorção residual do material à energia $\hbar\omega$.

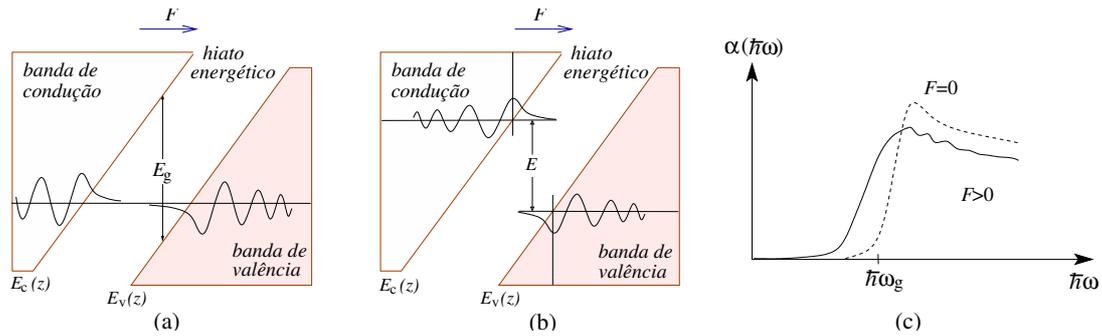


Figura 3.6 - (a) Diagrama das bandas de energia na presença de um campo eléctrico. (b) Absorção de fótons, com energia $E = \hbar\omega$, assistida por efeito de túnel em resultado da presença do campo eléctrico. (c) Afastamento do limiar de absorção [6].

A alteração do limiar de absorção do semiconductor com o campo eléctrico, Fig. 3.6,

pode ser interpretada como o resultado da absorção assistida por efeito de túnel, Fig. 3.6(b), e corresponde a uma redução efectiva do hiato do semiconductor, caracterizada pelo deslocamento do limiar de absorção para maiores comprimentos de onda, Fig. 3.6(c). A alteração efectiva no hiato energético, ΔE_g , é dada por [11]

$$\Delta E_g \simeq - \left[\frac{(e\hbar F)^2}{2m_r} \right], \quad (3.4)$$

onde m_r é a massa efectiva do par electrão-lacuna ($m_r^{-1} = m_e^{-1} + m_h^{-1}$). A Eq. 3.4 traduz-se num deslocamento do limiar de absorção em comprimentos de onda, dado por [3]

$$\Delta \lambda_g \simeq \frac{\lambda_g^2}{hc} \left(\frac{eh}{8\pi^2 m_r} \right)^{2/3} F^{2/3}. \quad (3.5)$$

Contudo, sempre que ocorre absorção de fotões, o índice de refração do material é alterado. As relações de Kramers-Kronig (KK) relacionam as variações do coeficiente de absorção com as alterações do índice de refração [9]. Uma variação na absorção $\Delta\alpha$ origina uma alteração no índice de refração Δn , dada por [12]

$$\Delta n(\hbar\omega, F) = \frac{\hbar c}{\pi} \int_0^\infty \frac{\Delta\alpha(\hbar\omega', F)}{(\hbar\omega')^2 - (\hbar\omega)^2} d\omega'. \quad (3.6)$$

Através das relações de Kramers-Kronig, é possível observar que a alteração do coeficiente de absorção, devido ao efeito de Franz-Keldysh, irá produzir a variação do índice de refração. Isto é, a aplicação de um campo eléctrico modula tanto a absorção como o índice de refração. Contudo, a importância relativa destes dois efeitos depende da diferença de energia entre o hiato e o fotão.

3.1.5 Moduladores de Electro-Absorção

Existe uma procura intensa por materiais e dispositivos com propriedades físicas capazes de permitir uma modulação de intensidade mais eficiente [9]. Os moduladores de

electro-absorção baseados em guias de onda semicondutores estão a ser estudados em aplicações de alta frequência, devido à sua maior compatibilidade com a tecnologia electrónica e às suas reduzidas dimensões [10].

Os moduladores de electro-absorção podem ser usados tanto na configuração de guia de onda, Fig. 3.7 (a), como na configuração de transmissão transversal (ou reflexão), Fig. 3.7 (b). Para operações perto do hiato, a absorção pode ser electricamente aumentada em algumas ordens de magnitude, tipicamente desde os valores intrínsecos de dezenas cm^{-1} até alguns milhares de cm^{-1} , por aplicação de um campo eléctrico.

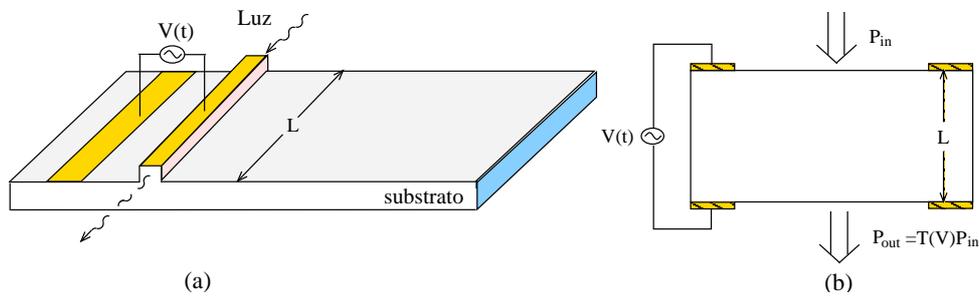


Figura 3.7 - Tipos de moduladores de electro-absorção: (a) Modulador guia de onda. (b) Modulador de transmissão transversal [10].

Neste trabalho considera-se que a zona activa do modulador (região de absorção) é formada por um material semiconductor directo uniforme, *i.e.*, não existem múltiplos poços quânticos na região de absorção.

Características dos Moduladores de Electro-Absorção

A caracterização de um modulador de electro-absorção (ou de intensidade) compreende cinco parâmetros fundamentais [10]: a razão de extinção (*on/off*), a tensão necessária para uma dada razão extinção, o *chirp*, a largura de banda, e as perdas de inserção. As primeiras três características correspondem à caracterização óptica do dispositivo RTD-EAM, descrita no capítulo 5.

Um modulador deve apresentar uma grande largura de banda, uma elevada profun-

didade de modulação (nos comprimentos de onda de interesse), elevada linearidade (no caso de comunicações analógicas), pequenas dimensões, baixas perdas de inserção e propagação, e baixo consumo eléctrico.

Razão de Extinção

O espectro da modulação baseada na electro-absorção é representada esquematicamente na Fig. 3.8, para duas tensões de polarização, onde $\hbar\omega_0$ é a energia do fóton incidente, que se assume fixa e escolhida de modo a se localizar perto do hiato, sendo, contudo, inferior a este; $\alpha(V_{\text{off}})$ e $\alpha(V_{\text{on}})$ representam o coeficiente de absorção em $V(t) = V_{\text{off}}$ e V_{on} , respectivamente.

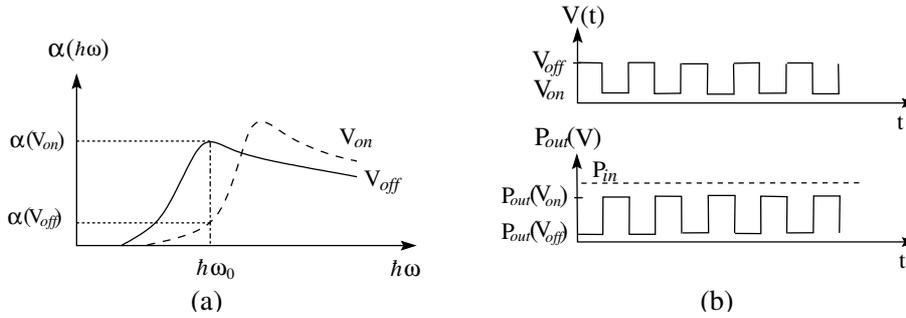


Figura 3.8 - (a) Espectro da absorção nos estados *on* e *off*. (b) Tensão aplicada e potência óptica transmitida.

A razão de extinção (*on/off*) é definida como a razão entre as intensidades da luz transmitida em $V(t) = V_{\text{on}}$, $P_{\text{out}}(V = V_{\text{on}})$, e em $V(t) = V_{\text{off}}$, $P_{\text{out}}(V = V_{\text{off}})$, [Fig. 3.8(b)]:

$$R_{\text{on/off}} = \frac{P_{\text{out}}(V = V_{\text{on}})}{P_{\text{out}}(V = V_{\text{off}})} = \frac{T(V_{\text{on}})}{T(V_{\text{off}})}. \quad (3.7)$$

Quando a tensão $V = V(t)$ é aplicada, Fig. 3.8(a), o coeficiente de transmissão é

$$T(V) \propto \exp[-\alpha_t(V)L], \quad (3.8)$$

onde L é o comprimento total da região activa do modulador; $\alpha_t(V)$ representa o coeficiente de perdas totais do guia, dado por $\alpha_t = \gamma_f \alpha_a + \alpha_s$, com α_a a representar o coeficiente de absorção devido à electro-absorção, e α_s a representar as perdas devido a outros efeitos associados à estrutura e à composição do guia. O factor de sobreposição γ_f do campo eléctrico, induzido pelo RTD, e pelo campo óptico, é dado pelo integral de sobreposição (*overlap integral*) do perfil da intensidade do modo óptico (normalizado) com a região de absorção, e corresponde, grosso modo, à fracção da potência óptica guiada na região de depleção do guia de onda (região onde o campo eléctrico não é nulo) [10].

Em dB a razão de extinção é dada por [10]:

$$R_{\text{on/off}}(\text{dB}) = 10 \log [R_{\text{on/off}}] \quad (3.9)$$

$$= 4.343 \gamma_f [\alpha(V_{\text{off}}) - \alpha(V_{\text{on}})] L, \quad (3.10)$$

i.e., a razão de extinção (em dB) é dada pelo produto da alteração do coeficiente de absorção e da espessura ou comprimento, para as configurações transversal e guia de onda, respectivamente.

Do ponto de vista do sistema óptico de comunicações a razão de extinção deve ser superior a pelo menos 20 dB [10].

Tensão necessária para a razão de extinção

A variação do coeficiente de absorção, $\Delta\alpha$, depende da tensão aplicada e do comprimento de onda de operação. Do ponto de vista prático, para um dado valor da razão de extinção, quanto menor for a tensão aplicada, melhor o desempenho. Para operações de alta velocidade (mais de 10 GHz) é necessário a aplicação de sinais com, pelo menos, 2 V de pico-a-pico nos moduladores EAM baseados em junções *p-i-n*.

Chirp

Nos sistemas de comunicação por fibra óptica, o *chirp* induz um aumento da dispersão dos pulsos transmitidos. A dispersão do pulso limita a taxa de transmissão por unidade de distância. A grandes taxas de transmissão, de 10 GHz a 40 GHz, a dispersão dos pulsos tem de ser bem controlada. As fibras ópticas apresentam uma dispersão positiva e por extensão é desejável que um modulador tenha como característica um baixo *chirp*, e de preferência negativo.

Qualquer variação no coeficiente de absorção num material será acompanhada por uma alteração na fase da luz, uma vez que o índice de refração também é alterado (relações de Kramers-Kronig). Isto causa o *chirp* na modulação de intensidade e a flutuação de intensidade na modulação de fase. A magnitude do *chirp* é definida como a razão entre a alteração do índice de refração n e a variação do coeficiente de extinção k , $\Delta n/\Delta k$ (a variação coeficiente de extinção Δk está directamente relacionada com a variação do coeficiente de absorção: $\Delta k = \frac{\lambda}{4\pi} \Delta\alpha$).

Quando o *chirp* é induzido, os pulsos transmitidos opticamente são alargados ao longo da fibra devido à dispersão, sendo este um factor limitador da capacidade de sistemas de comunicação de fibra óptica de elevada taxa de transmissão a longas distâncias. O *chirp* resultante dos moduladores externos de electro-absorção é muito menor do que o resultante dos díodos laser directamente modulados.

Largura de banda

A largura de banda é dependente da capacidade associada ao dispositivo e das resistências características do dispositivo, sendo dada por (ver Fig. 2.9) [3]

$$f_{\text{MAX}} = \frac{1}{2\pi R_d C_d} \sqrt{\frac{R_d}{R_s + R_L} - 1}, \quad (3.11)$$

onde R_L é a resistência de carga. A capacidade do dispositivo é proporcional ao seu comprimento L e à sua largura A , e é inversamente proporcional à espessura da região de depleção, quando a capacidade dos contactos de ligação pode ser desprezada.

Perdas de inserção

A operação de um modulador baseado no efeito de Franz-Keldysh implica perdas de inserção relativamente elevadas quando comparado com o modulador de electro-refracção [10]. A perda de inserção, α_{ins} , é definida como [Fig. 3.8(b)]:

$$\alpha_{\text{ins}} = \frac{P_{\text{in}} - P_{\text{out}}}{P_{\text{in}}} = 1 - T(V_{\text{on}}) = 1 - \exp[-\gamma_f \alpha(V_{\text{on}})L], \quad (3.12)$$

que no estado *on*, consiste em perda de transmissão, perda de refracção e de acoplamento.

3.2 Modulador de Electro-Absorção Baseado no RTD

Em 1994, S. G. McMeekin *et al.* [13] demonstrou modulação por electro-absorção (em redor de 900 nm) num guia de onda AlGaAs/GaAs contendo um DBQW-RTD GaAs/AlAs, através do efeito de Franz-Keldysh.

Essencialmente, o RTD-EAM é um dispositivo que consiste num DBQW-RTD embebido num guia de onda unipolar. A presença do RTD no interior do núcleo do guia introduz não linearidades na característica $I - V$ do guia de onda unipolar. A curva $I - V$ resultante é similar à curva obtida com um RTD simples. A modulação da luz guiada ocorre, devido à variação do coeficiente absorção induzida pelo do campo eléctrico presente no núcleo do guia. Na Fig. 3.9 indica-se um diagrama esquemático de um dispositivo RTD-EAM.

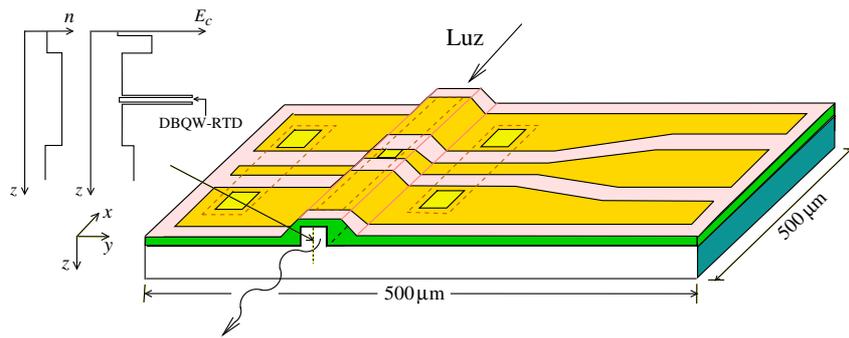


Figura 3.9 - Diagrama esquemático do RTD-EAM, em conjunto com os perfis do índice de refração n e o mínimo da banda de condução E_c .

3.2.1 Integração do RTD num Guia de Onda

Embora numa estrutura RTD típica a radiação possa ser confinada, a região de absorção é, em geral, inferior a 100 nm. Esta limitação pode ser ultrapassada acoplando a radiação óptica na direcção paralela ao plano das camadas e confinando eficientemente a radiação em redor da região de depleção, aumentando assim a região de interacção. Esta tarefa pode ser facilmente implementada introduzindo um DBQW-RTD no núcleo de um guia de onda (*Optical Waveguide*, OW) semiconductor, obtendo-se o guia de onda com diodo de túnel ressonante (RTD-OW), cuja secção transversal está representada, esquematicamente, na Fig. 3.10. O RTD-OW é implementado num guia de onda unipolar com uma configuração em canal.

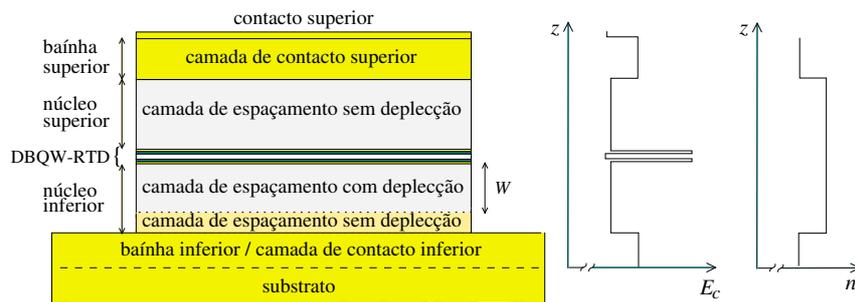


Figura 3.10 - Diagrama de uma estrutura RTD-OW, perfil do mínimo da banda de condução e do índice de refração [4].

A estrutura RTD-OW, Fig. 3.10, para além das camadas de confinamento do guia (as regiões de índice de refração inferiores - bainha inferior e bainha superior), corresponde a um DBQW-RTD com camadas de espaçamento, do lado emissor e lado colector, muito espessas e pouco dopadas (região do núcleo do guia). A presença do DBQW no núcleo altera a característica linear $I - V$ do guia de onda: a forte não linearidade da curva $I - V$ do DBQW-RTD leva a uma distribuição não linear de campo eléctrico ao longo do núcleo do guia de onda, fortemente dependente da tensão de polarização, devido à acumulação de electrões perto da barreira emissora e da criação da região de depleção na camada de núcleo do lado colector. Como consequência, um pequeno incremento de tensão, na região de pico (estrutura polarizada com uma tensão aproximadamente igual à tensão de pico), pode resultar num aumento da região afectada pelo campo eléctrico ao longo da região de depleção, resultando, através do efeito de Franz-Keldysh, em alterações do espectro de transmissão do guia de onda. Este efeito pode ser usado para implementar tanto moduladores de electro-absorção (intensidade) como moduladores de electro-refracção (fase).

Os guias de onda com DBQW-RTDs são projectados de forma a que a sua característica $I - V$ mostre uma condutância diferencial negativa considerável, com uma região de depleção significativa no núcleo do guia quando o dispositivo é polarizado a uma tensão superior à tensão de pico. Isto impõem restrições estruturais tanto no DBQW como na estrutura do guia de onda: o núcleo tem de ser suficientemente espesso de modo a permitir guiar de forma eficiente pelo menos um modo óptico transversal, e a sua dopagem deve ser baixa de modo a induzir baixas perdas ópticas; contudo a dopagem ao longo da estrutura, principalmente nas bainhas, deve de ser o mais elevada possível para minimizar a resistência de série do dispositivo. Um compromisso entre a NDC e as propriedades ópticas é, portanto, necessário.

3.2.2 Princípio de Funcionamento do RTD-EAM

O modo de operação do RTD-EAM é baseado na não uniformidade da distribuição do campo eléctrico ao longo do guia de onda, induzido pelo DBQW-RTD, que é fortemente dependente da tensão aplicada.

Considera-se a característica corrente-tensão do dispositivo, Fig. 3.11. Quando a corrente diminui, na transição da região de pico para a região de vale, ocorre um aumento do campo eléctrico ao longo do núcleo do guia. O aumento do campo eléctrico na região de depleção do núcleo inferior desloca o limiar de absorção desta região para energias inferiores ao hiato energético do núcleo, devido ao efeito Franz-Keldysh, responsável pelo efeito de electro-absorção. O processo físico envolvido é discutido no texto que segue.

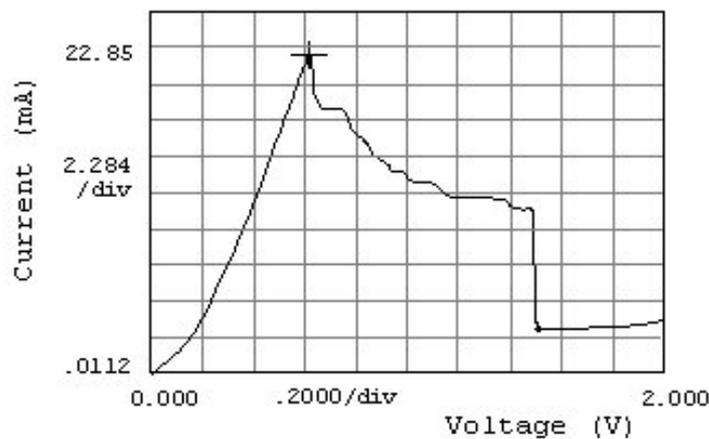


Figura 3.11 - Característica $I - V$ experimental de um RTD-EAM com região activa $2 \times 200 \mu\text{m}^2$ [5].

Quando o estado de ressonância do DBQW-RTD está ligeiramente acima ou alinhado com o mínimo da banda de condução do emissor (ver diagrama da Fig. 3.12), a transmissão de electrões é elevada e o efeito de túnel ocorre facilmente através do estado de ressonância, com a criação de uma pequena região de depleção no colector. A queda de tensão ocorre essencialmente ao longo do DBQW e a magnitude do campo eléctrico na região de núcleo inferior (lado colector) é pequena pois esta apresenta uma depleção

moderada. Esta situação corresponde ao estado *on* do modulador (estado transmissivo), onde o RTD-EAM está polarizado ligeiramente abaixo da tensão de pico.

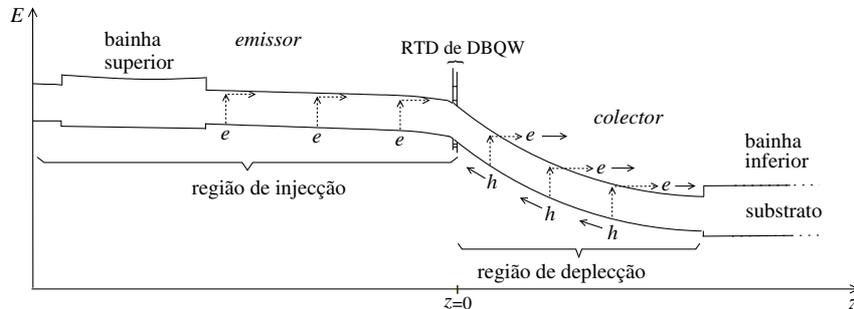


Figura 3.12 - Diagrama das bandas de energia de um RTD-EAM na região de vale em função da distância. Curva superior: mínimo da banda de condução. Curva inferior: máximo da banda de valência [5].

Aumentando a tensão aplicada, da região de pico para a região de vale, o estado de ressonância é deslocado para um nível inferior ao do mínimo da banda de condução do emissor e deixa de poder ocorrer transporte por efeito de túnel através do estado de ressonância. A corrente que atravessa o dispositivo diminui, dando lugar a um aumento da região espacial de cargas positivas no colector (aumenta a região de depleção). Uma parte substancial da queda de tensão ocorre agora ao longo da região do colector. Como consequência, a magnitude do campo eléctrico na região de núcleo inferior (região do colector) aumenta: este é o estado *off* do modulador (estado não transmissivo).

Em resumo, a redução de corrente entre a região de pico e a região de vale faz aumentar a magnitude do campo eléctrico ao longo do núcleo inferior do guia de onda, provocando um desvio do limiar de absorção do guia de onda através do efeito de Franz-Keldysh, para maiores comprimentos de onda. Isto leva a um aumento do coeficiente de absorção para os comprimentos de onda ligeiramente superiores ao limiar de absorção do guia de onda não perturbado.

3.2.3 Efeito de Electro-Absorção no RTD-OW

De acordo com o efeito de Franz-Keldysh, o limiar de absorção óptica do guia de onda é alterado na presença de um campo eléctrico, resultando em alterações das características de transmissão óptica para energias perto do hiato. Para uma determinada polarização na região de pico, um pequeno sinal AC (< 1 V) de alta frequência pode comutar o ponto de operação entre as duas regiões de condutância diferencial positiva (PDC) da característica $I - V$, com uma parte substancial da tensão aplicada a decair ao longo da região de depleção do colector. Originando uma alteração do campo eléctrico, que resulta numa modulação da intensidade guiada no guia de onda a alta frequência; o RTD-OW opera como um modulador de electro-absorção: RTD-EAM.

A dependência da distribuição do campo eléctrico num RTD-OW em relação à tensão de polarização aplicada pode ser explicada considerando o perfil do mínimo da banda de condução da região de núcleo do lado do colector, Fig. 3.13. Antes da ressonância (primeira região PDC), a queda de tensão ocorre principalmente ao longo do DBQW, e o campo eléctrico na região do núcleo colector é pequeno.

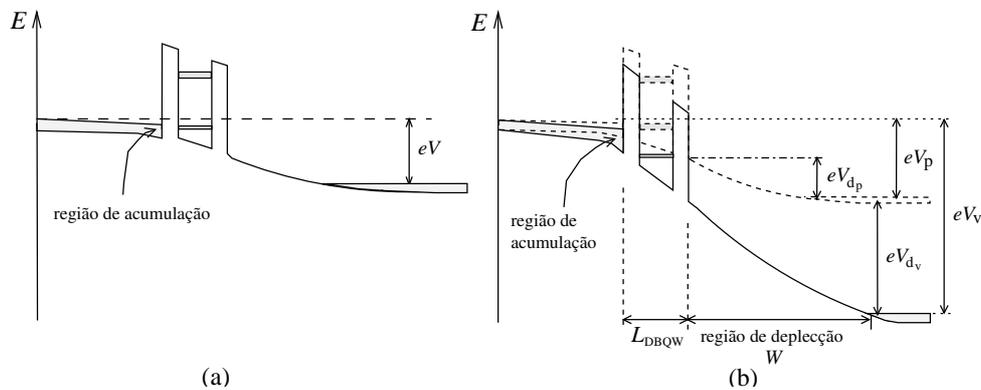


Figura 3.13 - Diagrama das bandas de energia de um RTD com tensão aplicada [3].

Acima da ressonância (segunda região PDC), a queda de tensão adicional ocorre principalmente ao longo da região de depleção na região de núcleo do lado colector, e a magnitude do campo eléctrico é agora muito maior que no caso da primeira PDC, in-

duzido a uma maior absorção óptica.

Quantitativamente, a magnitude do campo eléctrico na região de depleção pode ser obtida a partir da equação de Poisson [8]. A variação de distribuição do campo eléctrico ΔF induzida pela transição entre a região de pico e a região de vale ΔV_{v-p} (região NDC), é, numa primeira aproximação, dada por [3]

$$\Delta F = \frac{\Delta V}{W} + \frac{W}{2\epsilon v} \Delta J_{p-v}, \quad (3.13)$$

onde $\Delta V = V_v - V_p$, W é o comprimento da região de depleção, ϵ é a permissividade do material, v a velocidade de saturação dos electrões ($\sim 1 \times 10^7$ cm/s para o InGaAs) e ΔJ_{p-v} representa a variação da densidade de corrente entre a região de pico a região de vale.

Da análise da Eq. 3.13, é de esperar que a variação do campo eléctrico será tanto maior quanto maior for ΔJ_{p-v} . No próximo capítulo, o estudo de optimização eléctrica DC, terá como objectivo determinar quais os parâmetros estruturais de dispositivo RTD-OW que maximizam a variação do campo eléctrico ΔF na região do núcleo do guia, através da maximização da variação da densidade de corrente pico-vale ΔJ_{p-v} . Resultará, assim, uma variação mais elevada do coeficiente de absorção, devido ao efeito de Franz-Keldysh, obtendo-se, uma maior profundidade de modulação (razão de extinção), de acordo com a Eq. 3.10.

3.2.4 Caracterização Preliminar do RTD-EAM

Numa primeira fase, a caracterização optoelectrónica dos RTD-EAMs baseados em InGaAlAs/InP, Fig. 3.14, envolveu apenas medidas DC da curva $I - V$ e a caracterização óptica a baixa frequência [4]. Numa segunda fase, foram realizadas medidas de modulação óptica a alta frequência (até 26 GHz)[5].

A caracterização eléctrica DC mostrou que um RTD-EAM, com região activa típica

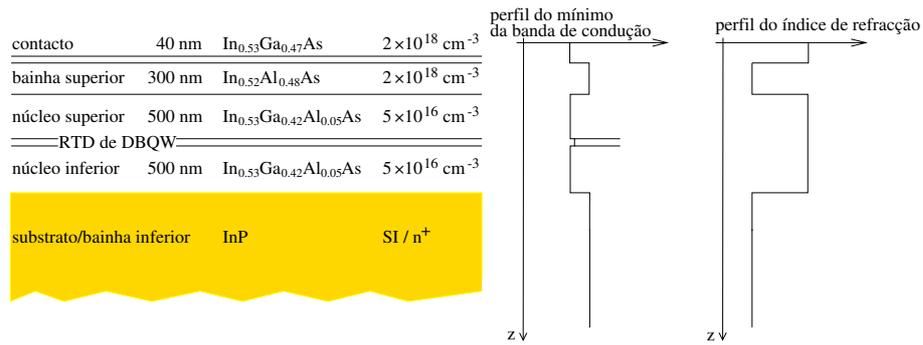


Figura 3.14 - Esquema da estrutura RTD-EAM InAlAs-InGaAlAs/InP, em conjunto com o perfil do mínimo da banda de condução e do índice de refração.

$4 \times 200 \mu\text{m}^2$, apresenta densidade de corrente de pico até 18 kA/cm^2 , com uma diferença de tensão pico-vale (ΔV_{v-p}) até 0.8 V , e densidade de corrente pico-vale ΔJ_{p-v} até 13 kA/cm^2 .

A caracterização óptica do RTD-EAM [4][14], revelou que dispositivos com uma região activa típica de $4 \times 200 \mu\text{m}^2$ apresentam uma profundidade de modulação até os 20 dB nos comprimentos de onda compreendidos entre 1560 e 1567 nm . Observou-se, ainda, que quando operado na região de NDC, uma variação de 1 mV na tensão de polarização originava uma alteração na absorção até 5 dB [3].

A caracterização óptica a alta frequência mostrou profundidades de modulação de 15 dB à frequência de 26 GHz , para potências de modulação inferiores a 8 dBm [5].

Capítulo 4

Estudo de Optimização Eléctrica DC

De acordo com a princípio de funcionamento descrito para o dispositivo [4], apresentado no capítulo anterior, a variação na distribuição do campo eléctrico através da secção transversal do núcleo do guia, induzida pela comutação do ponto de funcionamento do dispositivo (estado *on* e *off*, que correspondem à região de pico e à região de vale, respectivamente), deve ocorrer na região do núcleo que maximiza a sobreposição das distribuições dos campos eléctrico e óptico. A sobreposição destes dois campos, associada à magnitude da variação do campo eléctrico, determina a razão de extinção do modulador (profundidade de modulação).

Este capítulo, tem como objectivo o estudo do comportamento eléctrico do RTD-EAM, em função da variação dos parâmetros estruturais (materiais semicondutores, espessura e dopagem das camadas que compõem as bainhas e o núcleo, localização do DBQW no núcleo do guia de onda, a espessura das camadas que formam o DBQW, as dimensões do guia de onda e a tolerância associada ao crescimento das camadas semicondutoras).

O estudo de optimização do comportamento eléctrico DC do RTD-OW recorre ao simulador de transporte quântico WINGREEN [15]. As simulações realizadas visaram a determinação das características do RTD-EAM que maximizam a razão de extinção do modulador.

No decorrer deste estudo assume-se que o sentido da corrente eléctrica é da bainha inferior (substrato) para bainha superior (o fluxo dos electrões é no sentido contrário: onde a bainha superior e a bainha inferior actuam como região emissora e região colectora, respectivamente).

4.1 Simulador WINGREEN

O simulador WINGREEN calcula as curvas características $J-V$ dos dispositivos RTD-OW e a distribuição de potencial ao longo da estrutura semicondutora, em função da tensão de polarização. A base de dados original do programa¹ foi expandida de forma a incluir compostos da família do InP (InP, $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$, $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$). Esta base de dados foi testada para várias estruturas RTD publicadas, em particular, as estruturas estudadas na Tese de Doutoramento de Reddy [8]. A expansão da base exigiu uma pesquisa bibliográfica exaustiva de modo a recolher/determinar as características em causa. No entanto, não foi possível recolher informação detalhada sobre o composto InGaAlAs na literatura disponível, não tendo sido incluído na base de dados criada. Assim, para o estudo eléctrico DC, o composto $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.42}\text{Al}_{0.05}\text{As}$, utilizado no núcleo do RTD-EAM, é substituído por $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$, uma vez que é esperado que as suas características eléctricas sejam muito semelhantes em face da baixa concentração de alumínio.

O simulador trata de forma diferente as várias regiões semicondutoras do RTD-EAM em estudo: as camadas que ensanduicham o DBQW (região activa do RTD-EAM), denominados emissor e colectora, são tratadas como reservatórios de carga. Cada reservatório é assumido, a uma dada temperatura, em equilíbrio termodinâmico sendo tratado classicamente. Devido à tensão aplicada aos terminais do dispositivo, os potenciais químicos característicos de cada reservatório são alterados, o que origina o fluxo de carga. A região activa do dispositivo é tratada quanticamente através de funções de Green, que tomam

¹A base de dados inicial inclui apenas materiais da família GaAs-AlAs.

em linha de conta a injeção/absorção das partículas [15].

A análise das características $J - V$ obtidas experimentalmente e das curvas simuladas permitem concluir que a densidade de corrente de pico J_p obtida através do simulador é da mesma ordem de grandeza que a medida num dispositivo real. Em contraste, a densidade de corrente de vale J_v prevista pelo simulador é bastante inferior à medida (na maioria das características $J - V$ experimentais analisadas verifica-se que a densidade de corrente de vale varia entre um quarto e um oitavo da corrente de pico). Isto deve-se ao facto de os eventos de espalhamento na região activa do dispositivo, entre outros, serem tratados de forma bastante aproximada. O espalhamento dos portadores de carga origina o aumento da corrente devido a efeitos não ressonantes [15]. Outra discrepância entre as simulações e os resultados experimentais relaciona-se com o valor absoluto da tensão de pico V_p ser ligeiramente menor nas curvas simuladas.

No entanto, e numa primeira aproximação, tal não afectará significativamente as previsões do modelo proposto uma vez que os parâmetros mais relevantes das características $J - V$ são a densidade de corrente de pico J_p e a tensão de pico V_p , para os quais o simulador apresenta um bom compromisso entre as simulações e os resultados experimentais.

4.2 Influência dos Materiais Empregues nas Bainhas

Esta secção visa analisar o comportamento eléctrico DC do dispositivo RTD-EAM para os diferentes materiais empregues nas bainhas, respectivas espessuras e dopagens.

O RTD-EAM operando na terceira janela das comunicações ópticas emprega compostos semicondutores III-V com parâmetros de rede idênticos ao InP. A estrutura do dispositivo consiste de duas camadas de $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.42}\text{Al}_{0.05}\text{As}$ com 500 nm cada uma, separadas por uma estrutura de dupla barreira de potencial (DBQW) formada por duas camadas de AlAs com 2 nm de espessura separadas por uma região de $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ de 6 nm (poço quântico). A estrutura RTD-EAM "clássica" [4] é crescida em substratos de

InP dopados e termina com uma camada de 300 nm de $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$, seguida de uma região de $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ com cerca de 40 nm de espessura.

Do ponto de vista óptico, o substrato InP actua também como bainha inferior. As duas camadas de $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.42}\text{Al}_{0.05}\text{As}$ moderadamente dopadas, separadas pelo DBQW de $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{AlAs}$, formam a região do núcleo. A bainha superior tanto pode ser implementada com InP ou $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$.

4.2.1 Materiais e Espessura

A análise do comportamento eléctrico dos dispositivos RTD-EAM compreendeu a simulação de estruturas com bainha superior de diferentes materiais e espessuras. Foram simuladas estruturas com bainha superior de InP e de $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$, com 300 e 600 nm de espessura. Na simulação é assumido que a camada da bainha inferior apresenta sempre a mesma espessura que a bainha superior L_{ba} (estrutura simétrica). Como referido atrás, o núcleo é modelado como sendo formado por $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$. O esquema genérico das estruturas é apresentado nas Fig. 4.1 e 4.2, em conjunto com os perfis do mínimo da banda de condução e do índice de refacção.

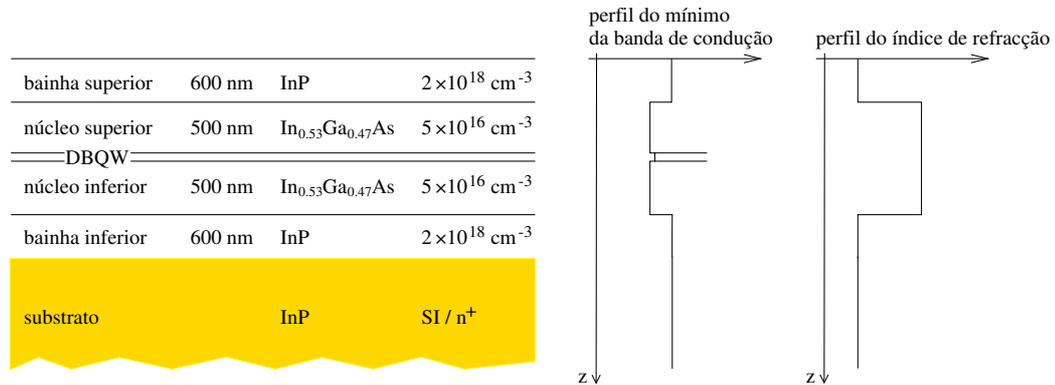


Figura 4.1 - Diagrama da estrutura RTD-EAM com bainha superior de InP, e dos perfis do mínimo da banda de condução e do índice de refacção.

Nas estruturas que empregam bainhas de $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ é incluída uma camada adicional de $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ (com algumas dezenas de nanómetros de espessura) fortemente

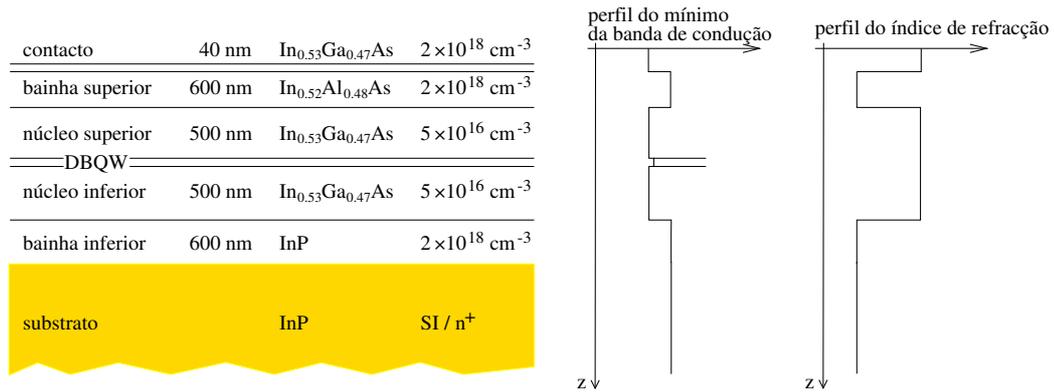


Figura 4.2 - Diagrama da estrutura RTD-EAM com bainha superior de $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$, e dos perfis do mínimo da banda de condução e do índice de refração.

dopada para permitir um bom contacto eléctrico. A inclusão desta camada suplementar permite a redução significativa da resistência de série do dispositivo e resolve o problema da degradação dos contactos, comum em ligas semicondutoras contendo ao alumínio [3].

Analisando a característica $J - V$ das estruturas simuladas, Fig. 4.3, conclui-se que nos dispositivos RTD-EAM com bainha superior de InP (região emissora) a densidade de corrente de pico J_p é, aproximadamente, o dobro da obtida com estruturas empregando $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$.

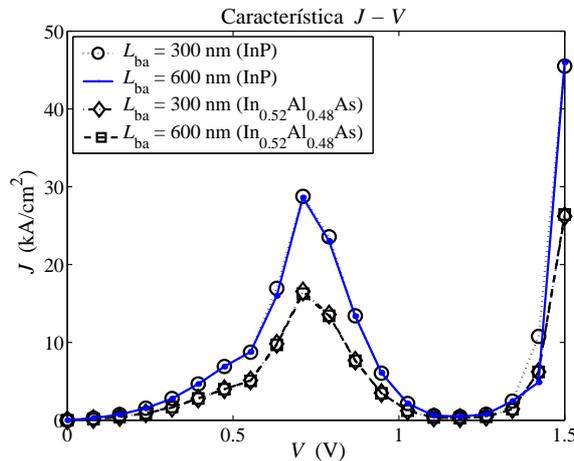


Figura 4.3 - Característica $J - V$ das estruturas RTD-EAM empregando diferentes materiais e espessura da camada de bainha superior L_{ba} .

A Tabela 4.1 resume os valores J_p , ΔJ e V_p das características $J - V$ das estruturas simuladas. Da sua análise, conclui-se que o emprego de InP na bainha superior resulta na duplicação da variação de densidade de corrente pico-vale $\Delta J (= J_p - J_v)$, relativamente à estrutura com bainha superior de $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$. Verifica-se também, que a espessura das camadas da bainha não influencia, significativamente, o desempenho eléctrico dos dispositivos. A tensão de polarização para a qual ocorre o pico da densidade de corrente V_p praticamente não varia com o material empregue na bainhas, nem com a respectiva espessura.

L_{ba} (nm)	material	J_p (kA/cm ²)	ΔJ (kA/cm ²)	V_p (V)
300	InP	28.77	28.30	0.71
600	InP	28.60	28.14	0.71
300	$\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$	16.55	16.28	0.71
600	$\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$	16.26	15.99	0.71

Tabela 4.1 - Resumo dos parâmetros das características $J - V$ dos dispositivos RTD-EAM em função do material e espessura da camada de bainha superior, InP versus $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$.

Pensa-se que o melhor desempenho eléctrico das estruturas com bainha superior de InP, em relação a $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$, deve-se às superiores propriedades eléctricas do InP (mobilidade de electrões mais elevada, menor hiato energético, e estrutura de bandas mais favorável).

Neste estudo, também se analisou a influência do material da bainha inferior, simulando estruturas com bainha inferior/substrato de $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$. Estas estruturas apresentam um comportamento semelhante às que utilizam InP. Conclui-se que o comportamento eléctrico dos dispositivos RTD-EAM, depende, significativamente, do material que compõe o contacto emissor, neste caso, a bainha superior.

Devido ao melhor comportamento eléctrico, a estrutura com bainhas InP com 600 nm de espessura e dopagem $2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ é tomada como a estrutura de referência nos estudos e nas análises que se seguem. Esta estrutura é, de agora em diante, designada por InP 600 e está representada esquematicamente na Fig. 4.4, em conjunto com o

perfil do mínimo da banda de condução do DBQW. O DBQW é considerado não dopado, admitindo-se contudo, uma dopagem não desejada de $\sim 0.01 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. A estrutura InP 600 será também a estrutura de referência na caracterização óptica, apresentada no capítulo seguinte.

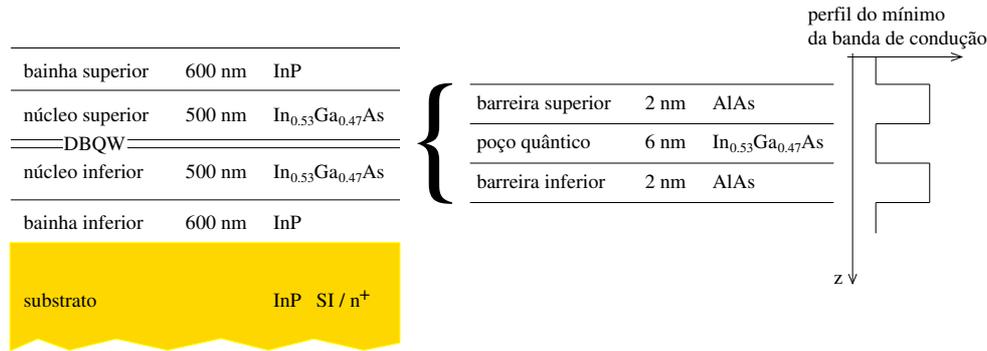


Figura 4.4 - Diagrama da estrutura InP 600 com um DBQW In_{0.53}Ga_{0.47}As/AIAs e do perfil do mínimo da banda de condução do DBQW.

4.2.2 Dopagem

Foram simuladas estruturas InP 600 com diferentes dopagens nas bainhas, de modo a estudar a sua influência no comportamento eléctrico dos dispositivos RTD-EAM. Foram analisadas três concentrações de dopagem n_{ba} : 2×10^{17} , 2×10^{18} e $2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, que se referem a ambas as bainhas.

Da análise das características $J - V$ obtidas, Fig. 4.5, pode-se concluir que o grau de dopagem das bainhas não introduz alterações significativas nos parâmetros eléctricos característicos dos dispositivos RTD-EAM.

A análise da Tabela 4.2, que resume as características $J - V$, permite verificar que o aumento da concentração de dopagem n_{ba} apenas origina um ligeiro aumento de J_p e ΔJ . A tensão de pico V_p não varia com a concentração de dopantes, no intervalo de concentrações analisadas.

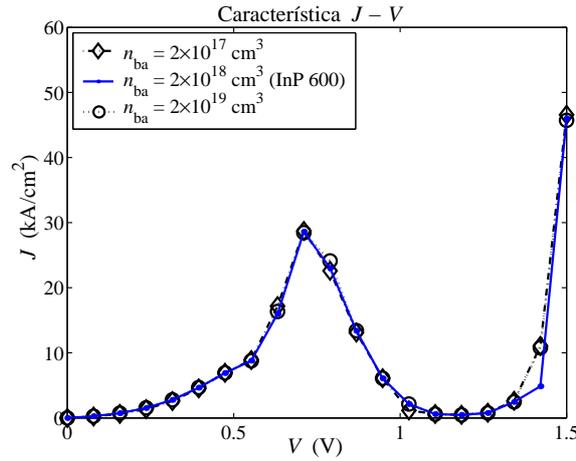


Figura 4.5 - Característica $J - V$ para estruturas RTD-EAM com diferentes concentrações de dopagem n_{ba} nas camadas das bainhas InP.

n_{ba} (cm^{-3})	J_p (kA/cm^2)	ΔJ (kA/cm^2)	V_p (V)
2×10^{17}	28.45	27.98	0.71
2×10^{18}	28.60	28.15	0.71
2×10^{19}	28.71	28.25	0.71

Tabela 4.2 - Resumo dos parâmetros das características $J - V$ para dispositivos RTD-EAM em função da concentração de dopagem das camadas das bainhas n_{ba} .

4.3 Efeitos da Posição e das Dimensões do DBQW

Esta secção discute a influência da posição do DBQW no núcleo do guia de onda, da espessura das camadas que compõem o DBQW (espessura das barreiras de potencial e do poço quântico) e das tolerâncias de crescimento, no comportamento eléctrico do dispositivo RTD-EAM.

4.3.1 Localização do DBQW no Guia de Onda

O estudo do efeito da posição do DBQW no núcleo do guia de onda no comportamento eléctrico do RTD-EAM foi efectuado analisando variações da estruturas InP 600, em que a posição do DBQW é variada ao longo da secção transversal do núcleo do guia de onda, mantendo, contudo, a espessura total do núcleo igual a 1000 nm: foram simuladas

estruturas em que a espessura da camada do núcleo superior L_{nsup} varia entre 100 e 900 nm, em intervalos de 100 nm, tendo a camada que compõe o núcleo inferior L_{ninf} a espessura complementar ($L_{\text{nsup}} + L_{\text{ninf}} = 1000$ nm).

A análise da característica $J - V$ das estruturas simuladas, Fig. 4.6, permite concluir que o comportamento eléctrico DC é pouco afectado pela localização do DBQW ao longo da secção transversal do núcleo do guia de onda. O resumo dos parâmetros das curvas $J - V$ encontra-se exposto na Tabela 4.3.

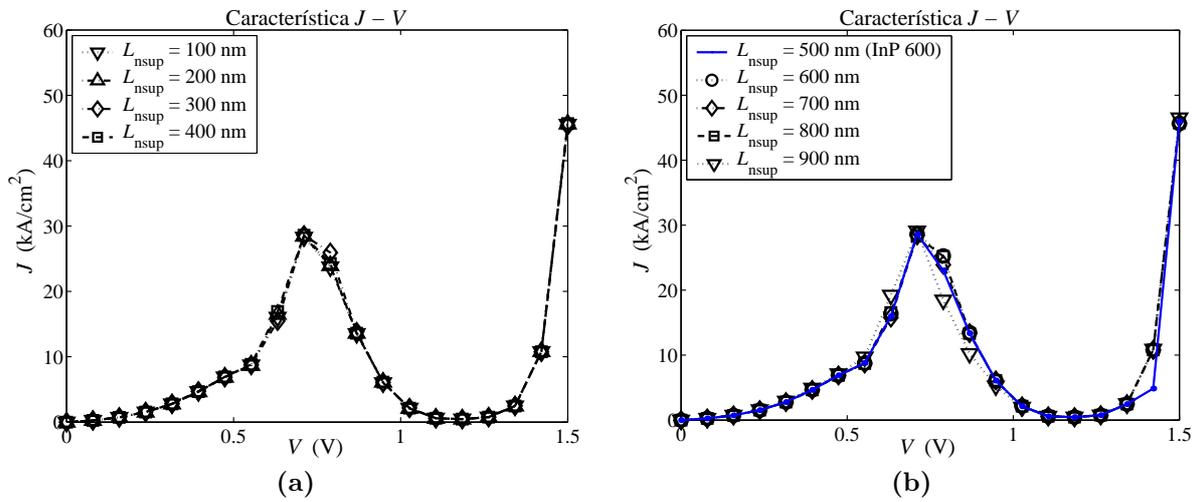


Figura 4.6 - Característica $J - V$ de estruturas RTD-EAM em que a posição do DBQW varia ao longo do núcleo do guia de onda. L_{nsup} é a espessura do núcleo superior, que em conjunto com a espessura do núcleo inferior L_{ninf} formam um total de 1 μm de núcleo de guia de onda em todas as estruturas simuladas.

4.3.2 Espessura das Barreiras de Potencial e do Poço Quântico

De seguida procedeu-se ao estudo da influência das características da dupla barreira de potencial. Foram analisados dispositivos RTD-EAM com estruturas InP 600 contendo barreiras AlAs e poço quântico $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ de diferentes dimensões.

Numa primeira fase, estudou-se o comportamento eléctrico do dispositivo em função da espessura de cada uma das barreiras de potencial. Analisando, separadamente, a influên-

L_{nsup} (nm)	L_{ninif} (nm)	J_p (kA/cm ²)	ΔJ (kA/cm ²)	V_p (V)
100	900	28.60	28.14	0.71
200	800	28.59	28.14	0.71
300	700	28.28	27.81	0.71
400	600	28.44	27.98	0.71
500	500	28.60	28.14	0.71
600	400	28.63	28.17	0.71
700	300	28.42	27.96	0.71
800	200	28.31	27.85	0.71
900	100	29.09	28.62	0.71

Tabela 4.3 - Resumo dos parâmetros das características $J-V$ do RTD-EAM para diferentes localizações do DBQW ao longo da secção transversal do guia de onda.

cia da espessura da camada que opera como barreira superior L_{bsup} (barreira emissora) e da espessura da camada que opera como barreira inferior L_{binf} (colectora). A espessura das barreiras varia de 1.4 até 2.6 nm, com intervalos de 1 camada atômica ($\simeq 0.3$ nm). Em seguida, estudou-se os efeitos da espessura das duas camadas que compõem as barreiras de potencial L_b , em simultâneo, para os mesmos valores.

Por fim, utilizando a mesma estrutura, variou-se a espessura da camada do poço quântico L_w de modo a determinar a sua influência sobre o comportamento do dispositivo. Estudaram-se cinco estruturas com espessuras do poço quântico compreendidas entre 5.4 e 6.6 nm, com intervalos de 0.3 nm.

As características $J-V$ das estruturas simuladas são apresentadas nos gráficos da Fig. 4.7. Comparando e analisando as características $J-V$ dos gráficos Fig. 4.7(a) e (b), verifica-se que a dependência da espessura das barreiras no dispositivo RTD-EAM deve-se, na sua quase totalidade, à espessura barreira superior (injectora) L_{bsup} , sendo a característica pouco influenciada pela espessura da barreira inferior L_{binf} no intervalo de valores considerado. Os efeitos significativos sobre o desempenho a nível eléctrico dos dispositivos resume-se à barreira superior, cuja variação em uma camada atômica na sua espessura resulta numa alteração significativa no comportamento do dispositivo. A análise do gráfico da Fig. 4.7(c) permite concluir que a diminuição da espessura da barreira injectora L_{bsup} em 1 camada atômica praticamente duplica a densidade de corrente de

pico J_p (ver Eq. 2.11). A espessura das barreiras também influencia a tensão para a qual ocorre o pico de corrente V_p . Esta aumenta com a redução da espessura das barreiras.

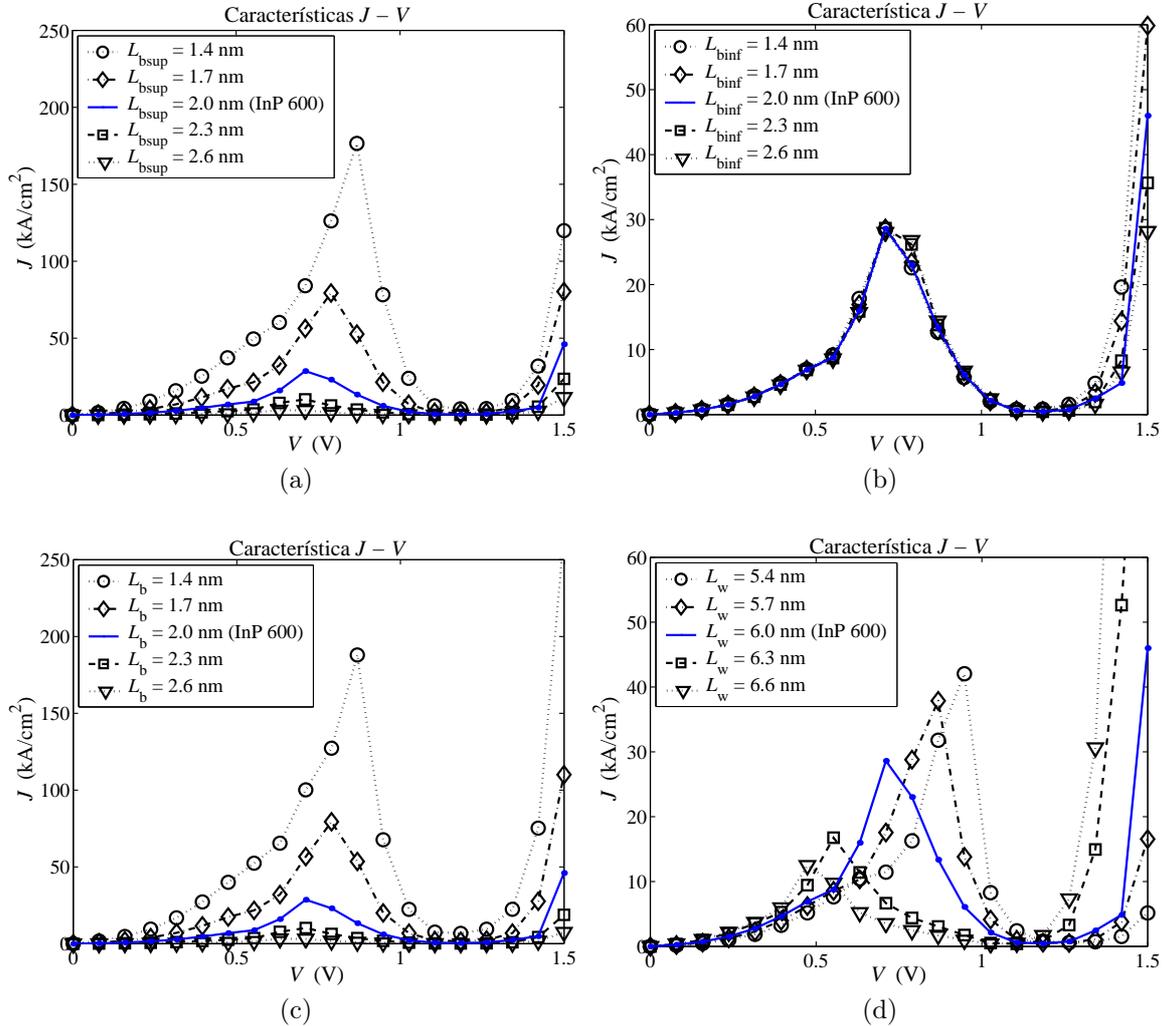


Figura 4.7 - Característica $J - V$ dos dispositivos RTD-EAM com diferentes espessuras das camadas que compõem com o DBQW.

Analisando as características $J - V$ expostas na Fig. 4.7 (d) conclui-se que o incremento da espessura do poço quântico em 1 camada atômica implica um aumento considerável da densidade de corrente de pico, J_p .

No entanto, tanto a redução da espessura das barreiras como da espessura do poço quântico origina um aumento da tensão de pico, sendo esta variação mais acentuada com

a redução do poço. Esta característica é desfavorável, pois implica uma maior tensão de polarização DC. O resumo dos parâmetros das características $J - V$ das estruturas simuladas são apresentados na Tabela 4.4.

L_{bsup} (nm)	J_p (kA/cm ²)	ΔJ (kA/cm ²)	V_p (V)	L_{binf} (nm)	J_p (kA/cm ²)	ΔJ (kA/cm ²)	V_p (V)
1.4	176.56	172.49	0.87	1.4	28.45	27.63	0.71
1.7	79.31	77.95	0.79	1.7	28.64	28.07	0.71
2.0	28.60	28.14	0.71	2.0	28.60	28.14	0.71
2.3	10.22	10.06	0.71	2.3	28.67	28.24	0.71
2.6	3.25	3.19	0.63	2.6	28.02	27.60	0.71

(a) (b)

L_b (nm)	J_p (kA/cm ²)	ΔJ (kA/cm ²)	V_p (V)	L_w (nm)	J_p (kA/cm ²)	ΔJ (kA/cm ²)	V_p (V)
1.4	187.97	181.25	0.87	5.4	42.04	41.44	0.95
1.7	79.37	77.73	0.79	5.7	37.87	37.33	0.87
2.0	28.60	28.14	0.71	6.0	28.60	28.14	0.71
2.3	10.18	10.03	0.71	6.3	16.77	16.36	0.55
2.6	3.21	3.17	0.63	6.6	12.47	12.08	0.47

(c) (d)

Tabela 4.4 - Resumo dos parâmetros das características $J - V$ do RTD-EAM em função da espessura das camadas que compõem o DBQW.

A representação da densidade de corrente de pico em função da espessura das barreiras num gráfico semi-logarítmico, Fig. 4.8(a), mostra, claramente, uma dependência exponencial na espessura das barreiras. Esta relação exponencial é da forma (Eq. 2.11):

$$J_p \propto \exp\left(-\frac{L_b}{\lambda_{c_b}}\right), \quad (4.1)$$

onde λ_{c_b} é um comprimento característico igual a 1.3 camadas atômicas. Esta relação confirma que a redução da espessura das barreiras em 1 camada atômica praticamente duplica densidade de corrente de pico J_p .

A densidade de corrente de pico em função da largura do poço quântico é apresentada no gráfico da Fig. 4.8(b), mostrando que a densidade de corrente de pico é, aproximadamente, uma função linear da largura do poço quântico. Verifica-se que a redução de 1 camada atômica na espessura do poço resulta num aumento de J_p em 1.5 vezes (aumento

de 50%).

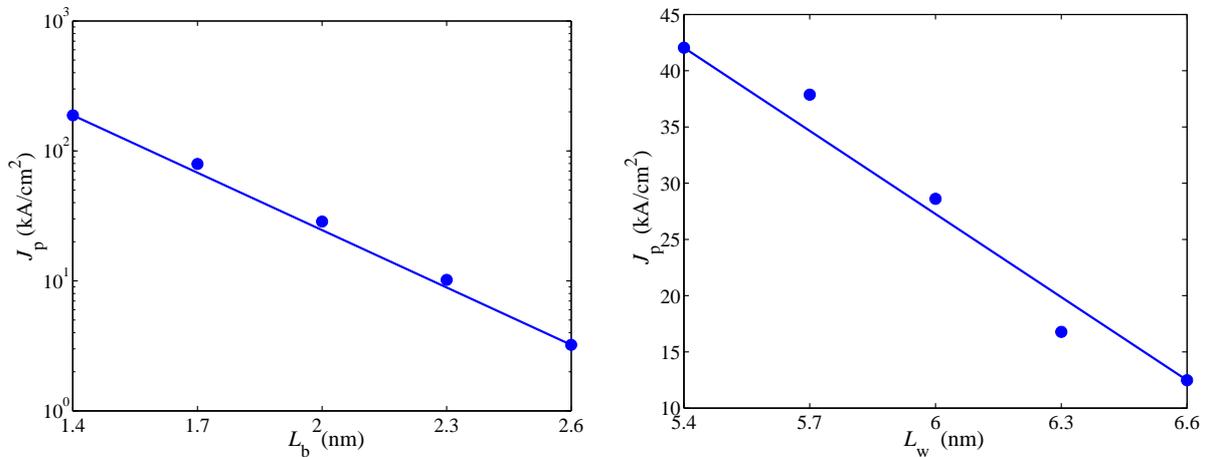


Figura 4.8 - Influência da espessura das camadas que compõem o DBQW: (a) Gráfico semi-logarítmico de J_p em função da espessura das barreiras de AlAs; (b) Gráfico de J_p em função da espessura do poço quântico $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$.

Pode-se concluir, portanto, que o crescimento das estruturas dos dispositivos RTD-EAM requer um controlo muito rigoroso da espessura das camadas que compõem as barreiras de potencial AlAs, essencialmente da barreira superior (injectora/emissora), e da espessura da camada do poço quântico $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$, para que numa fase de produção de larga escala atinjam não haja grandes desvios nas características terminais entre dispositivos. Esta é uma das desvantagens apresentadas por dispositivos RTD-EAM, uma vez que a tecnologia actual apresenta uma tolerância de fabricação de ± 1 camada atómica (ver próxima secção).

4.3.3 Tolerância de Crescimento da Estrutura DBQW

Este estudo permitiu analisar a influência de pequenas variações nas dimensões nominais das camadas do DBQW, tendo em conta as tolerâncias da tecnologia de crescimento das estruturas RTD-EAM. A tecnologia actual apenas garante o fabrico deste tipo de estruturas com uma tolerância ± 1 camada atómica ($\simeq 0.3$ nm) para as camadas semi-

condutoras que compõem o dispositivo. Sendo o RTD-EAM composto por uma estrutura DBQW de camadas semicondutoras com poucos nanómetros de espessura, a variação em apenas 1 camada atómica na barreira injectora, por exemplo, origina alterações muito significativas nas suas características eléctricas, o que torna imperativo estudar todos os casos que poderão ocorrer e analisar as suas consequências.

O estudo das tolerâncias de fabricação do dispositivo RTD-EAM envolveu as nove situações possíveis e complementa o estudo já efectuado sobre a influência da espessura das camadas que compõem o DBQW. Foi considerada apenas a variação em ± 1 da espessura da camada atómica correspondente a cada uma das três regiões que compõem o DBQW.

Do resumo dos parâmetros das características $J - V$ das estruturas simuladas, Tabela 4.5, conclui-se que a tolerância de crescimento pode influenciar, muito significativamente, o desempenho eléctrico do dispositivos RTD-EAM.

		L_w (nm)					
		5.4		6		6.3	
L_{bsup} (nm)	L_{binf} (nm)	J_p (kA/cm ²)	V_p (V)	J_p (kA/cm ²)	V_p (V)	J_p (kA/cm ²)	V_p (V)
1.7	1.7	97.78	0.87	79.37	0.79	41.30	0.56
	2.0	95.65	0.87	79.31	0.79	43.43	0.64
	2.3	91.09	0.87	79.11	0.79	41.83	0.64
2.0	1.7	37.17	0.87	28.68	0.72	16.70	0.56
	2.0	37.87	0.87	28.61	0.72	16.78	0.56
	2.3	38.08	0.87	28.68	0.72	16.82	0.56
2.3	1.7	13.91	0.79	9.97	0.72	5.31	0.56
	2.0	13.94	0.79	10.23	0.72	5.50	0.56
	2.3	13.97	0.79	10.18	0.72	5.58	0.56

Tabela 4.5 - Resumo dos parâmetros das características $J - V$ dos dispositivos RTD-EAM com uma variação de ± 1 camada atómica na espessura das camadas que compõem o DBQW. L_{bsup} e L_{binf} são a espessura da barreira superior e inferior, respectivamente, e L_w a espessura do poço quântico.

A variação da espessura da barreira inferior L_{binf} (colectora) não provoca alterações significativas nas características $I - V$. Por sua vez, o controlo da espessura da barreira superior (injectora) L_{bsup} é essencial ao desempenho do dispositivo. A variação em 1 camada atómica na espessura L_{bsup} altera por um factor de $\simeq 2$ o valor de J_p (Eq. 4.1).

O controlo da espessura do poço quântico L_w é também muito importante para um bom desempenho dos dispositivos, uma vez que a variação em 1 camada atómica induz uma alteração por um factor de 1.5 o valor de J_p .

Estes resultados estão de acordo com o modelo do RTD de dupla barreira de potencial descrito no capítulo 2. Para uma estrutura de dupla barreira, os níveis ressonantes de energia E_n , são dados, numa primeira aproximação, pela Eq. 2.4:

$$E_n \approx \left[\frac{\pi^2 \hbar^2}{2m_w L_w^2} \right] n^2, \quad (4.2)$$

onde m_w representa a massa efectiva dos electrões na região do poço e L_w a espessura do poço. De facto, uma análise mais rigorosa mostra que os valores da energia dos níveis ressonantes são praticamente independentes de L_b . Por sua vez, a densidade de corrente de pico J_p é proporcional à largura dos níveis de ressonância (Eq. 2.7):

$$J_p \approx en(E_n)v_{E_n}T(E_n)\Delta E_n, \quad (4.3)$$

onde v_{E_n} representa a componente perpendicular da velocidade dos electrões com energia $E \simeq E_n$, $n(E_n)$ a distribuição de electrões (número de electrões por unidade de volume) com energia a rondar $E_n \pm \Delta E_n$, com ΔE_n dada, aproximadamente, pela Eq. 2.5:

$$\Delta E_n \approx E_n \exp \left[-2L_b \sqrt{\frac{2m_b(U_0 - E_n)}{\hbar^2}} \right], \quad (4.4)$$

onde m_b é a massa efectiva dos electrões nas barreiras de espessura L_b , e U_0 é a altura efectiva das barreiras.

Verifica-se, assim, que diminuindo a largura do poço a corrente de pico e a tensão de ressonância aumentam, pois aumenta a energia E_n e a largura ΔE_n do nível de ressonância, o que confirma os resultados das simulações efectuadas.

4.4 Influência da Espessura do Núcleo do Guia de Onda

A análise dos efeitos da dimensão do núcleo do guia de onda formado pelo material $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ no desempenho eléctrico dos dispositivos RTD-EAM foi efectuada simulando estruturas InP 600 com diferentes espessuras das camadas que compõem o núcleo. Esta variação ocorre simultaneamente em ambos os lados do DBQW, núcleo superior e inferior, mantendo a estrutura simétrica. Foram simuladas espessuras do núcleo entre 100 e 1000 nm, com variações de 100 nm.

Da análise da característica $J - V$ das estruturas simuladas, Fig. 4.9, verifica-se que para os dispositivos com núcleos de espessura superior a 200 nm o comportamento eléctrico do RTD-EAM não se alteram significativamente.

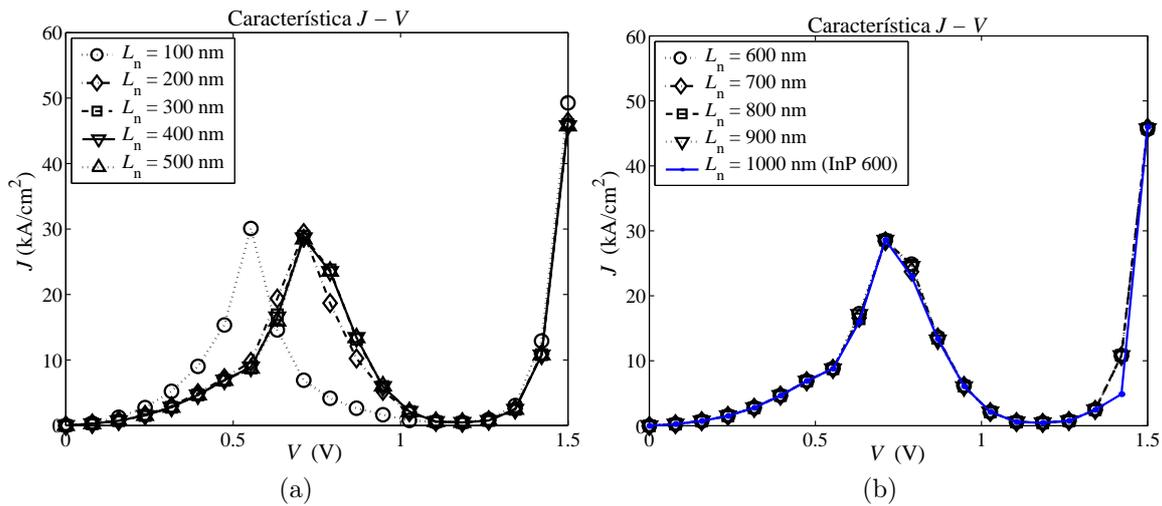


Figura 4.9 - Característica $J - V$ para estruturas RTD-EAM com variação da espessura do núcleo do guia de onda L_n .

No caso do dispositivo com núcleo de 100 nm, Fig. 4.9 (a), observa-se um ligeiro aumento de J_p , acompanhado de uma redução da tensão de pico V_p . Este comportamento pode ser devido ao facto de as regiões superior e inferior do núcleo apresentarem espessuras ($\simeq 50$ nm) da mesma ordem do comprimento de onda das funções de onda associadas aos electrões injectados. Pensa-se que as camadas de núcleo inferior e superior operam como

poços quânticos intermédios devido à proximidade das bainhas InP fortemente dopadas e das camadas AlAs do DBQW (ver Fig. 4.1). A Tabela 4.6 resume os parâmetros das curvas $J - V$ obtidas.

L_n (nm)	J_p (kA/cm ²)	ΔJ (kA/cm ²)	V_p (V)
100	30.09	29.61	0.55
200	29.39	28.92	0.71
300	28.92	28.45	0.71
400	28.64	28.18	0.71
500	28.48	28.02	0.71
600	28.56	28.10	0.71
700	28.39	27.93	0.71
800	28.59	28.13	0.71
900	28.56	28.09	0.71
1000	28.60	28.14	0.71

Tabela 4.6 - Resumo dos parâmetros das características $J - V$ para dispositivos RTD-EAM com diferentes espessuras do núcleo do guia de onda L_n ($= L_{\text{nsup}} + L_{\text{ninf}}$, com $L_{\text{nsup}} = L_{\text{ninf}}$).

4.5 Resumo

A realização do estudo de optimização DC permitiu analisar a dependência da característica $J - V$ do RTD-EAM em relação aos seus parâmetros estruturais (materiais semicondutores, espessura e dopagem das camadas que compõem o dispositivo).

Da análise da curva $J - V$ das estruturas simuladas, pode concluir-se que:

- as estruturas com bainhas InP apresentam densidade de corrente de pico cerca de 2 vezes superior às que empregam InAlAs. Variações na concentração de dopagem e da espessura das camadas de bainha não altera, de forma significativa, o desempenho eléctrico do dispositivo, nos intervalos de valores analisados;

- a redução de 1 camada atómica ($\simeq 0.3$ nm) na espessura nominal das barreiras AlAs (2 nm) e do poço quântico InGaAs (6 nm), resulta num aumento da densidade de corrente de pico de um factor de, aproximadamente, 2 e 1.5, respectivamente. O aumento da espessura das barreiras e do poço origina a redução da tensão de pico (a redução é mais

acentuada com o aumento da espessura do poço quântico). A dependência das características $J - V$ do dispositivo na espessura das barreiras deve-se, quase exclusivamente, à espessura da barreira emissora;

- a tolerância associada à tecnologia de crescimento (± 1 camada atômica), pode introduzir variações muito significativas nas características eléctricas do RTD-EAM, uma vez que as camadas que compõem a estrutura DBQW têm apenas alguns nanómetros de espessura. (O desempenho eléctrico depende, de forma significativa, das espessuras da barreira emissora e do poço quântico.);

- a espessura do núcleo do guia e a localização da estrutura DBQW no núcleo do guia de onda não alteram, significativamente, o desempenho eléctrico do dispositivo. A excepção do caso limite, em que região de núcleo, inferior ou superior, é relativamente pequena (< 100 nm).

Verificou-se também que, a curva $J - V$ dos dispositivos RTD-EAM resultantes são similares às curvas dos RTDs isolados. De facto, um artigo científico publicado por Moise *et al.* [16], apresenta um estudo experimental pioneiro com RTDs. À semelhança do que foi feito neste projecto, esse estudo permite estabelecer relações entre as variações intencionais nos parâmetros estruturais de RTDs de InGaAs/AlAs com as características $J - V$ medidas. Os resultados descritos neste trabalho estão de acordo com os resultados obtidos por Moise *et al.* [16].

Capítulo 5

Estudo e Optimização da Estrutura do RTD-EAM

O RTD-EAM para ser competitivo nos sistemas de comunicação óptica, na terceira janela de comunicação, deve apresentar, para além de elevada largura de banda (>10 GHz), baixas perdas de inserção, modulação óptica superior a 20 dB e *chirp* próximo de zero.

Neste capítulo, descreve-se o estudo e a análise das características do RTD-EAM com vista à optimização da sua estrutura do ponto de vista optoelectrónico. O estudo computacional recorreu à ferramenta MATLAB e procurou estabelecer e esquematizar os conceitos associados à análise optoelectrónica de moduladores de electro-absorção, tais como: a profundidade de modulação (que depende da distribuição de campo eléctrico e da variação do coeficiente de absorção) e parâmetro de *chirp* (definido como a razão entre as variações do índice de refração e do coeficiente de extinção).

A análise e o estudo de optimização óptica centraram-se na estrutura RTD-EAM InP 600, que emprega o composto $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.42}\text{Al}_{0.05}\text{As}$ no núcleo do guia de onda substituindo o composto $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ utilizado nos estudos do capítulo anterior. A escolha desta composição do material permite operar o RTD-EAM na terceira janela de comunicação

óptica, região de comprimentos de onda em redor de 1550 nm.

5.1 Projecto do RTD-EAM baseado em InGaAlAs

Nesta secção, descreve-se o projecto e os conceitos que envolvem a utilização de InGaAlAs em RTD-EAMs para operar em comprimentos de onda em redor de 1550 nm, onde as fibras ópticas monomodo apresentam menores perdas.

O núcleo do guia de onda do RTD-EAM empregando o composto $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.42}\text{Al}_{0.05}\text{As}$ foi projectado para possuir um limiar de absorção inferior a 1550 nm, próximo de 1520 nm. Usando o mesmo conceito de conceptualização o RTD-EAM pode, também, ser implementado para operar na segunda janela da comunicação óptica, em redor de comprimentos de onda de 1300 nm (onde a fibra óptica monomodo apresenta dispersão nula), bastando para isso que a composição do composto InGaAlAs seja escolhida de forma apropriada, para que o limite da banda de absorção se posicione abaixo de 1300 nm, o que requer um aumento da fracção de alumínio no composto.

5.1.1 Sistema Material $\text{In}_{1-x-y}\text{Ga}_x\text{Al}_y\text{As}/\text{InP}$

O sistema quaternário $\text{In}_{1-x-y}\text{Ga}_x\text{Al}_y\text{As}$ ($0.983y + x = 0.468$) apresenta o mesmo parâmetro de rede que o InP e pode ser crescido em substratos de InP, com um hiato energético E_g , à temperatura ambiente, regulável entre 1.44 eV ($\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$, $\lambda_g = 0.86 \mu\text{m}$) e 0.75 eV ($\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$, $\lambda_g = 1.65 \mu\text{m}$), de acordo com [9]:

$$E_g(v) = 0.76 + 0.49v + 0.20v^2, \quad (5.1)$$

onde $v = y/0.48$. Esta gama de comprimentos de onda contém as regiões de menor perda (1550 nm) e de menor dispersão (1300 nm) das fibras ópticas monomodo.

A massa efectiva m_e dos electrões no mínimo da banda de condução Γ no $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.42}\text{Al}_{0.05}\text{As}$,

é dada por [9]

$$m_e = (0.0427 + 0.0328v)m_0, \quad (5.2)$$

e as massas efectivas para as lacunas pesadas e as lacunas leves são $0.5m_0$ e $0.051m_0$, respectivamente.

O índice de refacção da liga $\text{In}_{1-x-y}\text{Ga}_x\text{Al}_y\text{As}$, pode ser estimado em função da fracção de alumínio y e do comprimento de onda λ em nanómetros, através da expressão [17]:

$$n(\lambda) = A + \frac{B\lambda^2}{\lambda^2 - C^2}, \quad (5.3)$$

com $A(v) = 9.9689 - 1.012v$, $B(v) = 1.590 - 0.376v$, e $C(v) = 1102.4 - 702.0v + 330.4v^2$. O índice de refacção de InP fortemente dopado (Si: $2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) é dado, expressando λ em nanómetros, por [18]

$$n(\lambda)^2 = 7.194 + \frac{2.282\lambda^2}{\lambda^2 - 0.422 \times 10^6}. \quad (5.4)$$

5.1.2 Estrutura RTD-EAM

A Fig. 5.1 mostra o diagrama da secção transversal na direcção do crescimento da estrutura RTD-EAM, em conjunto com o perfil do mínimo da banda de condução e do índice de refacção. (Estrutura idêntica à estrutura InP 600 utilizada no estudo de optimização eléctrica DC, Fig. 4.1).

O núcleo do guia de onda é formado por duas camadas de $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.42}\text{Al}_{0.05}\text{As}$ moderadamente dopadas (Si: $5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$) com uma espessura de 500 nm (limiar de absorção perto de 1525 nm e índice de refacção 3.52) em cada lado do DBQW (barreiras de AlAs com 2 nm de espessura e poço quântico de InGaAs com 6 nm). A bainha superior foi implementada com uma camada de InP com 600 nm de espessura (índice de refacção 3.16) e fortemente dopada (Si: $2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$). O substrato de InP actua como bainha inferior, e possui características idênticas às da bainha superior.

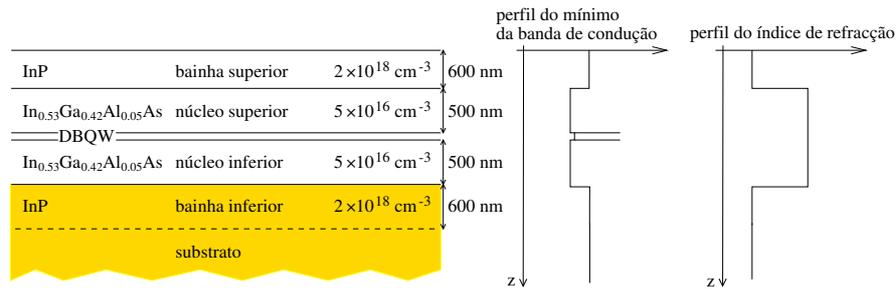


Figura 5.1 - Estrutura RTD-EAM de InGaAlAs/InP, perfil do mínimo da banda de condução e do índice de refração.

5.1.3 Guia de Onda em Canal com Variação de Índice em Degrau

Em termos ópticos, o núcleo do guia de onda do RTD-EAM baseado em InGaAlAs consiste numa camada de $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.42}\text{Al}_{0.05}\text{As}$ com $1 \mu\text{m}$ de espessura (índice de refração 3.52). O hiato energético do núcleo ronda 0.813 eV (comprimento de onda $\lambda_g \simeq 1525\text{nm}$), permitindo a operação do dispositivo nos comprimentos de onda próximos de 1550 nm. Como o índice de refração do InP ($\simeq 3.16$) é consideravelmente inferior ao índice de refração de $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.42}\text{Al}_{0.05}\text{As}$ ($\simeq 3.52$), o substrato InP actua como bainha inferior e a camada superior de InP como bainha superior, confinando a radiação na região InGaAlAs; a espessura de ambas as camadas InP é assumida igual a 600 nm.

A Fig. 5.2 representa a secção transversal do guia de onda em canal com índice em degrau. O perfil do guia de onda é obtido por escavamento físico-químico (*Dry etching*) [3], formando a bainha superior e as camadas de núcleo um guia em canal saliente (não embebido) com aproximadamente $1.6 \mu\text{m}$ de altura, na direcção do crescimento da estrutura, Fig. 5.2.

5.1.4 Campo Eléctrico Transversal

A estrutura do guia de onda em canal não embebido fornece tanto um confinamento óptico como confina a corrente (campo eléctrico) injectada (aplicado) na direcção de

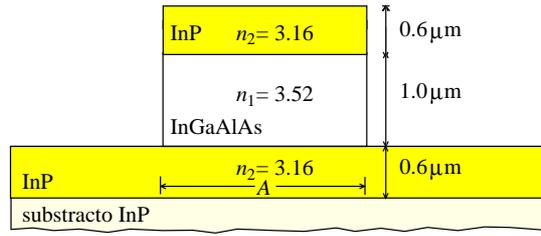


Figura 5.2 - Estrutura do guia de onda $\text{In}_{1-x-y}\text{Ga}_x\text{Al}_y\text{As}/\text{InP}$ em canal com variação de índice em degrau.

crescimento, como representado esquematicamente na Fig. 5.3.

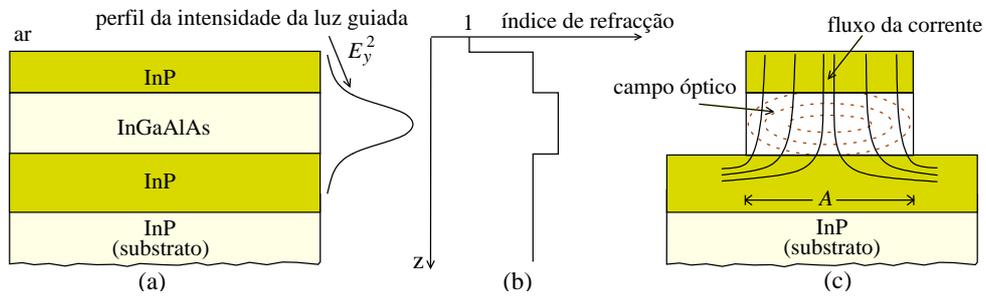


Figura 5.3 - Guia de onda $\text{InGaAlAs}/\text{InP}$, e correspondentes perfis da intensidade da luz guiada e do índice de refração. O confinamento do campo óptico e da corrente também estão representados.

Na análise que se segue, considera-se que a dimensão transversal A do guia na direcção y (paralela às camadas) é muito maior que a espessura do núcleo do guia de onda na direcção do crescimento z , *i.e.*, assume-se a aproximação de um guia de onda planar.

Para um guia de onda planar simétrico, como o de $\text{InP}/\text{InGaAlAs}/\text{InP}$, Fig. 5.3, com os índices de refração do núcleo n_1 e das bainhas n_2 , respectivamente, a espessura mínima do núcleo L_{nc} que assegura a propagação do modo de ordem m , é dada por [19]

$$L_{nc} \simeq \frac{m\lambda}{2\sqrt{n_1^2 - n_2^2}}. \quad (5.5)$$

Para $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$, $n_1 = 3.52$ (InGaAlAs) e $n_2 = 3.17$ (InP), a espessura mínima que permite a propagação do segundo modo guiado ($m = 1$) é $\simeq 0.5 \mu\text{m}$, *i.e.*, num guia planar

com um núcleo de espessura igual ou inferior a $0.5 \mu\text{m}$ apenas o modo fundamental, $m = 0$, é eficientemente guiado.

Contudo, o guia de onda do RTD-EAM a implementar será um guia de onda em canal. Para este guia verifica-se que estruturas com espessuras de núcleo iguais ou inferiores a $1 \mu\text{m}$ propagam apenas um modo na direcção do crescimento [3]. Assume-se, portanto, que na direcção de crescimento (eixo z) o guia de onda planar em análise propaga apenas um modo de forma eficiente, o modo fundamental TE_0 , Fig. 5.3, dado que a espessura do núcleo do guia das estruturas a analisar varia entre $0.1 \mu\text{m}$ e $1 \mu\text{m}$. Em face ao exposto, a análise na direcção transversal segundo o eixo y apenas contempla o modo TE_0 , tornando-se assim a análise independente da largura do guia A (aproximação de guia planar).

Num guia de onda planar simétrico a distribuição do campo eléctrico transversal (TE) do modo fundamental TE_0 , segundo o eixo z , é dada por [19]:

$$E_y(z) = A_e \cos(k_1 z) \quad |z| \leq \frac{L_n}{2}, \quad (5.6)$$

$$E_y(z) = A_e \cos\left(\frac{k_1 z}{2}\right) \exp\left[-\gamma_2 \left(|z| - \frac{L_n}{2}\right)\right] \quad |z| > \frac{L_n}{2}, \quad (5.7)$$

onde $A_e = 1$ (campo eléctrico normalizado), k_1 e γ_2 são as constantes de propagação ao longo das direcções z e x , respectivamente, e L_n é a espessura do núcleo. Por conveniência, tomou-se a origem do sistema de coordenadas no centro do guia. Os valores para k_1 e γ_2 são obtidos a partir do sistema de equações [19]:

$$\frac{k_1 L_n}{2} \tan \frac{k_1 L_n}{2} = \frac{\gamma_2 L_n}{2}, \quad (5.8)$$

$$\left(\frac{k_1 L_n}{2}\right)^2 + \left(\frac{\gamma_2 L_n}{2}\right)^2 = (n_1^2 - n_2^2) \left(\frac{k_0 L_n}{2}\right)^2, \quad (5.9)$$

onde $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda}$. Esta equação é transcendental, a a solução so sistema de Eqs. 5.8 e 5.9 é obtido numericamente (ver Anexo A).

5.2 Profundidade de Modulação

A profundidade de modulação do dispositivo, dada pela razão de extinção (*on/off*), é um parâmetro indispensável à caracterização e à análise da potencialidade do dispositivo operar como modulador óptico. A profundidade de modulação deve-se à alteração do coeficiente de absorção do material do núcleo, induzida pela variação do campo eléctrico criado pelo RTD, que pode ser comutado a alta frequência, em consequência da integração do RTD no núcleo do guia de onda semiconductor.

5.2.1 Distribuição do Campo Eléctrico

A distribuição do campo eléctrico ao longo da direcção de crescimento da estrutura RTD-EAM, para uma dada tensão de polarização, é obtida determinando o gradiente do perfil de potencial no núcleo do guia de onda na direcção do crescimento.

A Fig. 5.4 mostra os perfis do mínimo da energia banda de condução E_c e do máximo da banda de valência E_v , calculados pelo simulador WINGREEN, para três tensões de polarização: a 0 V, na região de pico V_p e na região de vale V_v ; respectivamente. As distribuições correspondentes ao dispositivo não polarizado são representadas na Fig. 5.4(a), onde se pode verificar que as distribuições no lado emissor e no lado colector são idênticas, devido à simetria da estrutura do dispositivo. O perfil das bandas da estrutura polarizada na região de pico V_p é representado na Fig. 5.4(b). Verifica-se que a tensão 0.71 V (V_p) aplicada entre a bainha superior e o substrato, altera os perfis de bandas, essencialmente, na região vizinha do DBQW do lado do colector. Esta perturbação é ainda mais acentuada na região de vale ($V_v = 1.18$ V), Fig. 5.4(c). A alteração do perfil do mínimo da banda de condução com a polarização está representada na Fig. 5.4(d).

O aumento da tensão aplicada ao dispositivo altera a distribuição de potencial ao longo da estrutura, curvando o perfil de potencial na região do DBQW e na região do colector próxima do DBQW. A não uniformidade da distribuição de potencial ao longo

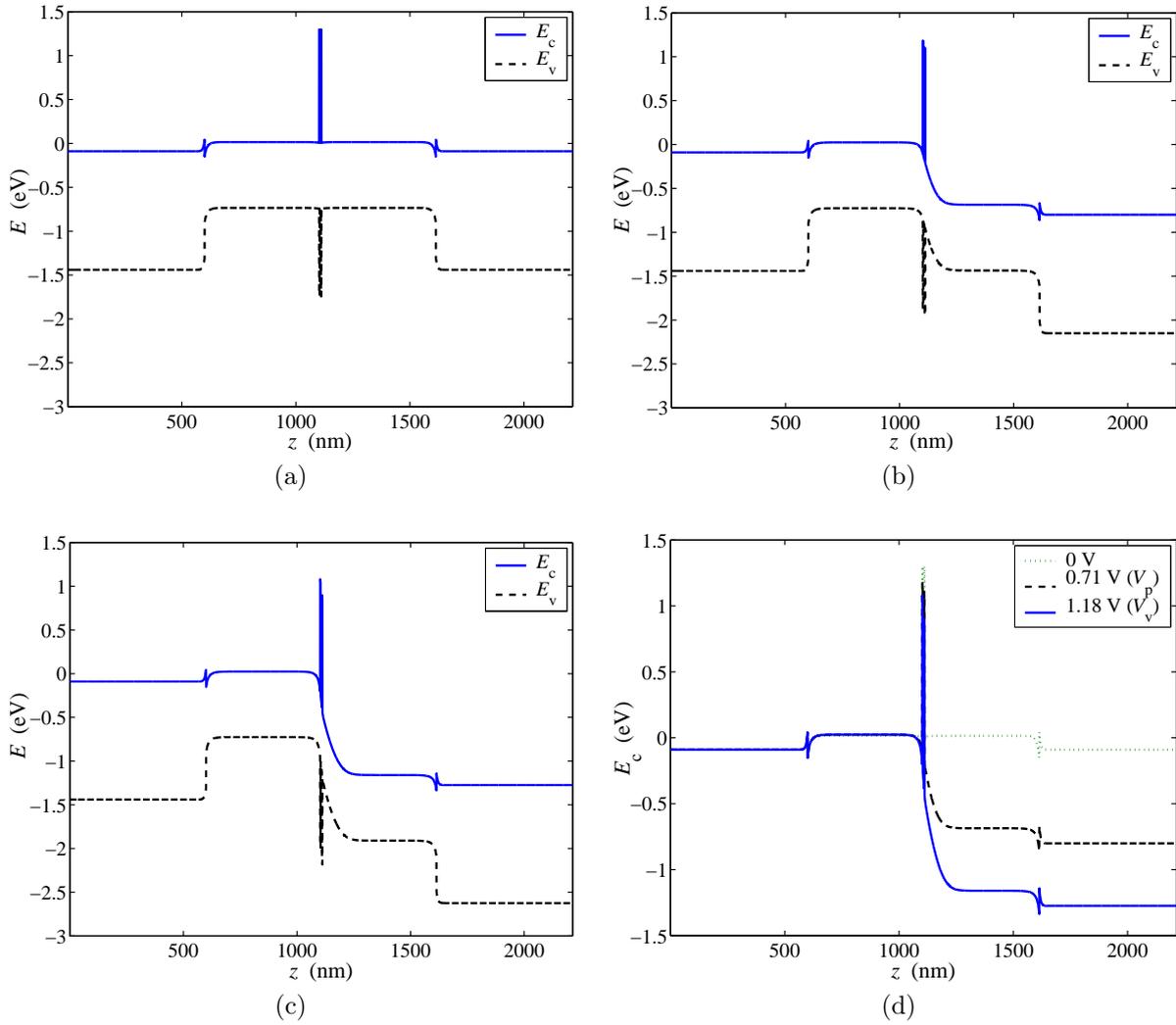


Figura 5.4 - Perfis das bandas de condução E_c e de valência E_v : (a) $V = 0$ V; (b) região de pico $V_p = 0.71$ V; (c) região de vale $V_v = 1.18$ V; (d) evolução do perfil do mínimo da banda de condução E_c .

da estrutura, Fig. 5.5(a), gera uma distribuição de campo eléctrico $F(z)$, Fig. 5.5(b).

A distribuição do campo eléctrico $F(z)$, é estimada a partir do potencial $P(z)$ ao longo da estrutura, através da expressão:

$$F(z) = -\frac{dP(z)}{dz}. \quad (5.10)$$

A queda de tensão ao longo de um DBQW típico ($\simeq 10$ nm de espessura) é, approxi-

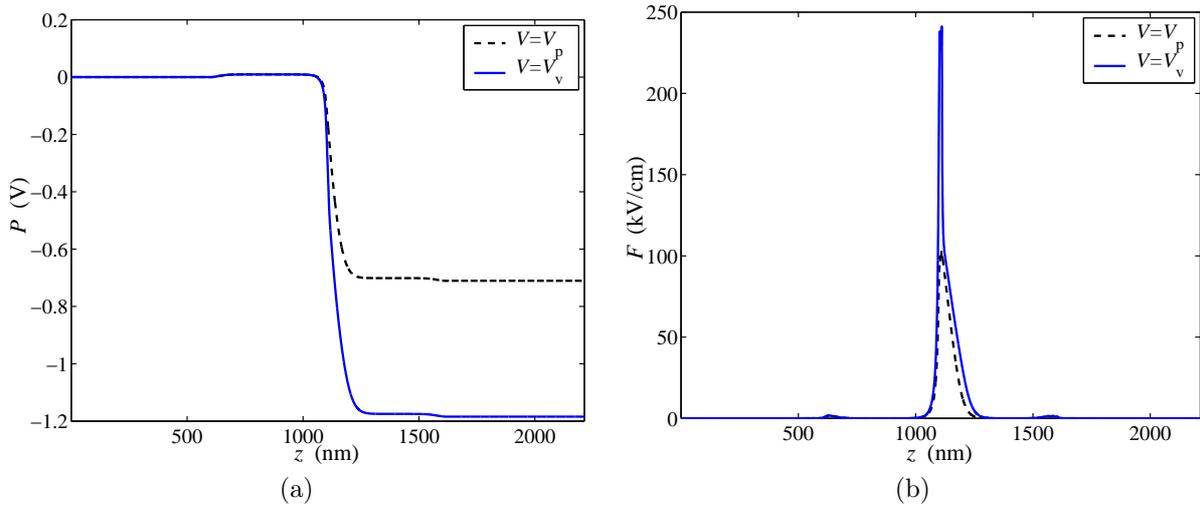


Figura 5.5 - (a) Variação do potencial na região pico e na região de vale em relação ao potencial da estrutura em equilíbrio ($V = 0$ V). (b) Distribuições do campo eléctrico correspondentes à tensão de pico V_p e à tensão de vale V_v .

madamente, 0.1 V, originando um campo eléctrico da ordem de 10^5 V/cm através da estrutura.

A análise das distribuições do potencial no pico e no vale, relativamente à distribuição de potencial do dispositivo não polarizado, Fig. 5.5(a), permite concluir que a região do dispositivo onde o campo eléctrico é significativo localiza-se, essencialmente, na região próxima da estrutura vizinha à barreira colectora do DBQW (região de depleção), Fig. 5.5(b).

A tensão V , correspondente a uma determinada distribuição de campo, é dada por

$$V = \int_0^{L_d} F(z) dz, \quad (5.11)$$

onde L_d é a espessura do dispositivo na direcção do crescimento. O cálculo das tensões de pico $V_p = 0.71$ V e de vale $V_v = 1.18$ V, através da Eq. 5.11, permite confirmar a distribuição do campo eléctrico, Fig. 5.5(b), calculado a partir do potencial da Fig. 5.5(a).

Na região de vale ($V_v = 1.18$ V), o máximo da magnitude do campo eléctrico é 241 kV/cm, enquanto que na região de pico ($V_p = 0.71$ V) é 103 kV/cm.

5.2.2 Coeficiente de Absorção

A absorção da luz para um meio material é caracterizado pelo coeficiente de absorção α . Este é definido como a fracção da intensidade de radiação I , absorvida por unidade de comprimento do meio material: $\alpha = -\frac{dI/dz}{I}$ [20].

A aplicação de um campo eléctrico num semiconductor induz um aumento da absorção de radiação de energia inferior, mas próxima do respectivo hiato. Este fenómeno é conhecido por efeito de Franz-Keldysh. A distribuição de campo eléctrico na secção do núcleo do guia de onda do RTD-EAM induz um aumento da absorção de radiação com energia $\hbar\omega$ próxima do hiato do núcleo E_{gn} , embora inferior.

O coeficiente de absorção α , resultado do efeito Franz-Keldysh, é dado pela Eq. 3.2:

$$\alpha(\hbar\omega, F) = \sum_j A_j F^{1/3} \left[\left| \left(\frac{d\text{Ai}(z)}{dz} \right)_{\beta_j} \right|^2 - \beta_j |\text{Ai}(\beta_j)|^2 \right], \quad (5.12)$$

onde F é o campo eléctrico em V/cm, E_g e $\hbar\omega$ são o hiato energético do material e a energia do fotão em eV, respectivamente. Os valores do coeficiente de absorção obtidos através da Eq. 5.12 para vários sistemas de materiais foram comparados com as respectivas medidas experimentais. Verificou-se que a Eq. 5.12 não traduz os resultados publicados em [12]. Na Fig. 5.6 comparam-se as variações da absorção em função da diferença de energia dos fotões, relativamente ao hiato do material, neste caso GaAs, apresentadas em [12] e [21], respectivamente, com as obtidas a partir da Eq. 5.12. A análise permite concluir que os respectivos comportamentos são idênticos, diferindo apenas de um factor de escala (atentar na diferença de escalas nos gráficos (c) e (d) da Fig. 5.6).

Os valores de $\Delta\alpha$ obtidos a partir da Eq. 5.12 são praticamente coincidentes com os publicados em [12] se se incluir na expressão um factor multiplicativo C , aproximadamente

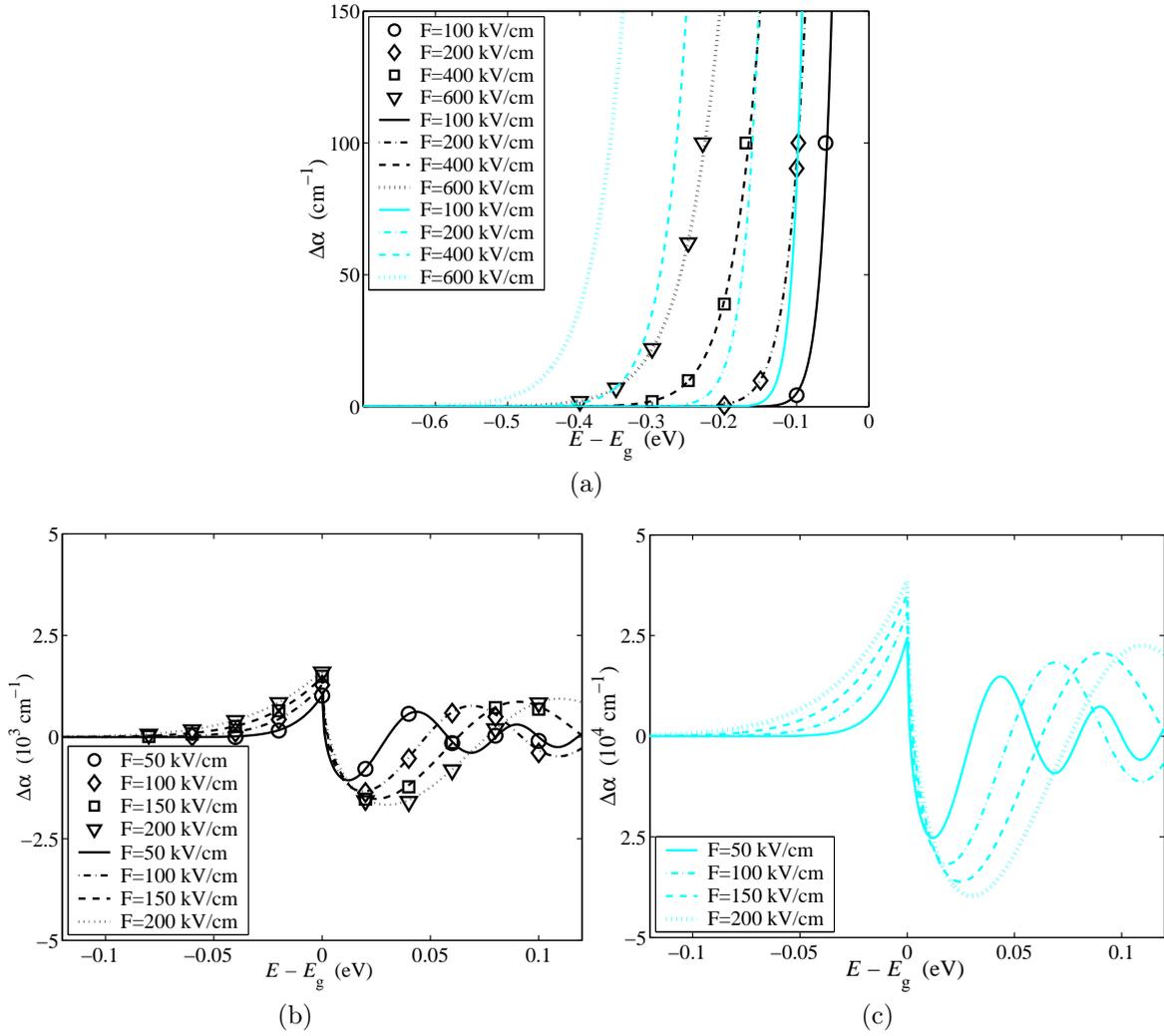


Figura 5.6 - Comparação entre os valores da variação de absorção obtidos através da Eq. 5.12, com os resultados divulgados, para o material GaAs, por: (a) Alping *et al.* [12], (b) e (c) Seraphin *et al.* [21]; para o material GaAs. Os valores de absorção divulgados pelos respectivos autores estão indicados por símbolos; os valores obtidos através da Eq. 5.12 estão representados por linhas (contínuas e tracejadas) de cor cinza; os valores obtidos através da Eq. 5.12 multiplicados por um factor $C \simeq 0.04$ estão representados por linhas (contínuas e tracejadas) mais escuras (cor preta).

igual a 0.04 (1/25), Fig. 5.6. A Eq. 5.12 com a inclusão de C toma a forma:

$$\alpha(\hbar\omega, F) = C \sum_j A_j F^{1/3} \left[\left| \left(\frac{d\text{Ai}(z)}{dz} \right)_{\beta_j} \right|^2 - \beta_j |\text{Ai}(\beta_j)|^2 \right]. \quad (5.13)$$

Para mais detalhes ver Anexo B.

Tendo em conta o exposto acima, procedeu-se ao método de ajuste referenciado na literatura [21][22] para determinar os valores de C correspondentes aos materiais de interesse para o RTD-EAM, neste caso InGaAs. Considera-se este material devido ao desconhecimento da existência de resultados para o material $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.42}\text{Al}_{0.05}\text{As}$, uma vez que é de esperar que os dois apresentem características electro-ópticas muito semelhantes, devido à baixa concentração de alumínio no composto $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.42}\text{Al}_{0.05}\text{As}$.

O método de ajuste referenciado na literatura para estimar C consiste em permitir que E_g e C (o factor multiplicativo, entretanto incluído na Eq. 5.12) sejam parâmetros livres de modo que a Eq. 5.12 descreva os valores medidos da absorção, à temperatura ambiente e na vizinhança do hiato. O ajuste da Eq. 5.13 aos resultados experimentais [23], Fig. 5.7, permite determinar os valores de $C = 0.039$ e $E_g = 0.737$ eV.

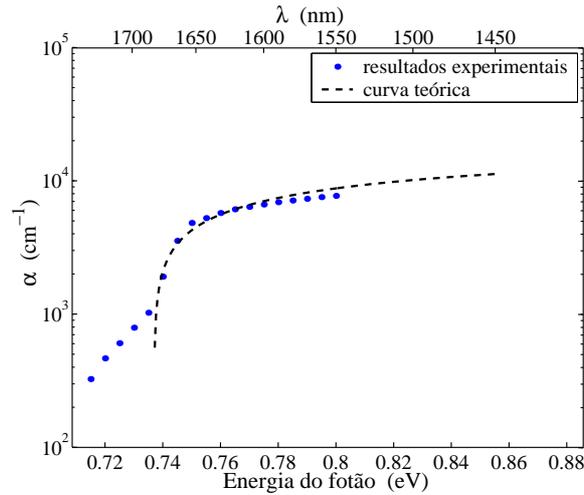


Figura 5.7 - Ajuste da Eq. 5.13 aos resultados experimentais para o $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ [23], com $C = 0.039$ e $E_g = 0.737$ eV.

Num material, com campo externo nulo e à temperatura ambiente, os resultados experimentais da absorção revelam uma cauda para energias inferiores ao hiato energético

($\hbar\omega < E_g$). Essa cauda de absorção segue a regra de Urbach [22] (ver Fig. 5.7):

$$\alpha_0 = A_0 \exp\left(\sigma \frac{\hbar\omega - E_g}{k_B T}\right), \quad (5.14)$$

onde A_0 e σ são parâmetros de ajuste, k_B é a constante de Boltzmann e T é a temperatura absoluta. Uma possível explicação para a existência da cauda de absorção é a de que, mesmo a 0 V, o efeito de Franz-Keldysh está presente devido aos campos eléctricos internos, resultantes das impurezas, fonões e defeitos da estrutura cristalina do material [22]. No entanto, esta característica não interfere significativamente com a análise óptica do RTD-EAM, uma vez que apenas se prevê que este dispositivo opere entre a região de pico e a região de vale, a que correspondem distribuições de campo eléctrico significativas.

A variação do coeficiente de absorção induzida pelo campo eléctrico, no dispositivo RTD-EAM, às polarizações V_p e V_v , é dada por [3]:

$$\Delta\alpha(\hbar\omega, \Delta F_{p-v}) = \alpha(\hbar\omega, F_v) - \alpha(\hbar\omega, F_p) \quad (5.15)$$

onde F_v e F_p representam as magnitudes do campo eléctrico presente no dispositivo polarizado nas regiões de vale V_v e de pico V_p , respectivamente.

Os coeficientes de electro-absorção na região de pico α_p e na região de vale α_v , são calculados em função do comprimento de onda, usando a Eq. 5.13, para as magnitudes dos campos eléctricos presentes no pico e no vale, *i.e.*, $F_p \simeq 241$ kV/cm e $F_v \simeq 103$ kV/cm, respectivamente. De acordo com o efeito de Franz-Keldysh, a comutação do ponto de funcionamento do dispositivo da região de pico e para a região de vale induz um aumento exponencialmente da absorção com a diminuição do comprimento de onda até 1525 nm, que corresponde ao hiato de $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.42}\text{Al}_{0.05}\text{As}$ ($E_g = 0.813$ eV). Para comprimentos de onda inferiores, a absorção é caracterizada pelas oscilações de Franz-Keldysh (ver Fig. 5.6).

A absorção calculada para a região de pico e para a região de vale em função do

comprimento de onda está representada na Fig. 5.8(a). A variação da electro-absorção $\Delta\alpha$, calculada através da Eq. 5.15, está indicada na Fig. 5.8(b), onde $\Delta\alpha$ é máxima na região compreendida entre 1558 e 1566 nm. Neste intervalo de comprimentos de onda, a variação da absorção é superior a 740 cm^{-1} , apresentando um valor máximo de 742 cm^{-1} a 1562 nm.

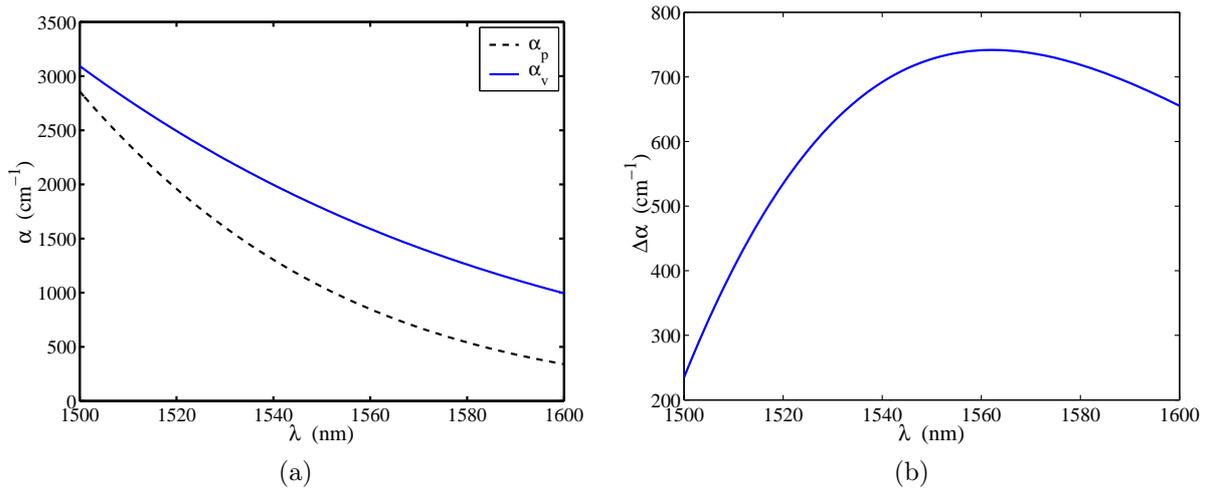


Figura 5.8 - (a) Coeficiente de absorção na região de pico α_p , e na região de vale α_v . (b) Variação do coeficiente de absorção $\Delta\alpha$ ($= \alpha_v - \alpha_p$).

5.2.3 Profundidade de Modulação

A profundidade de modulação de um modulador de intensidade é dada pela razão de extinção (ligado/desligado, *on/off*), que é definida como o quociente entre a intensidade de luz transmitida para a tensão V_p (*on*) e a intensidade transmitida para a tensão V_v (*off*) [10]. Em dB, a razão de extinção, é dada pela Eq. 3.10:

$$R_{\text{on/off}}(\text{dB}) = 4.343\gamma_f [\alpha(V_{\text{off}}) - \alpha(V_{\text{on}})] L, \quad (5.16)$$

onde γ_f é o factor de sobreposição do campo eléctrico e o campo óptico, $\alpha(V_{\text{off}})$ e $\alpha(V_{\text{on}})$ correspondem aos coeficientes de electro-absorção em cm^{-1} , na região de vale (V_v) e na

região de pico (V_p), respectivamente, e L é o comprimento da região activa em cm.

O factor de sobreposição γ_f do campo eléctrico, induzido pelo RTD, e pelo campo óptico, é dado, aproximadamente, pela razão entre a potência óptica guiada na área do guia de onda afectada pela electro-absorção induzida pelo campo eléctrico e a potência total guiada pelo guia [3]:

$$\gamma_f = \frac{\int_{L_{d_\alpha}} E_y(z)^2 dz}{\int_{-\infty}^{+\infty} E_y(z)^2 dz}, \quad (5.17)$$

onde $E_y(z)^2$ representa a intensidade do campo electro-óptico transversal (modo TE_0) e o índice L_{d_α} define a extensão da região afectada pela electro-absorção. Assume-se que a extensão da zona afectada pela electro-absorção, Fig. 5.9, corresponde à região onde a magnitude do campo eléctrico é superior a 10% do seu valor máximo na região de vale ($L_{d_\alpha} : F(z) > 0.1F_{V_{MAX}}$).

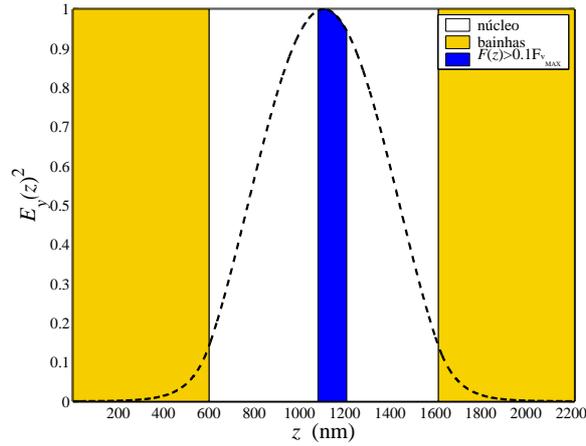
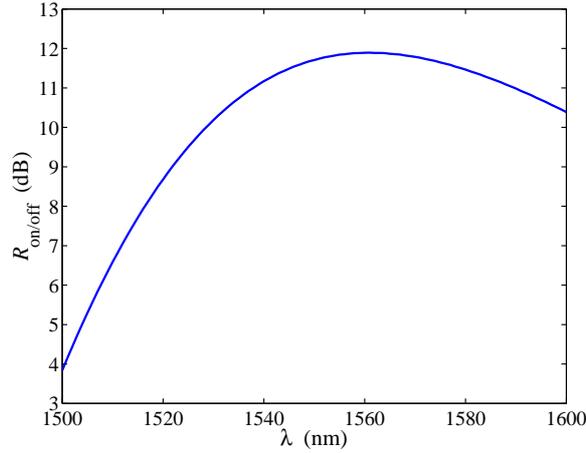


Figura 5.9 - Região de sobreposição para o modo TE_0 ($\lambda = 1561$ nm, $L_d \simeq 2200$ nm e $L_n \simeq 1000$ nm).

Verifica-se que para a estrutura RTD-EAM em análise, com a espessura do núcleo aproximadamente 1000 nm e com o RTD no centro, uma região activa de comprimento $L = 200$ μm e para $\lambda = 1561$ nm, apresenta razão de extinção máxima 12 dB. A razão de extinção é superior a 10 dB para os comprimentos de onda compreendidos entre 1530 e 1600 nm.

Figura 5.10 - Razão de extinção $R_{\text{on/off}}$ do RTD-EAM.

5.3 Chirp

O parâmetro de *chirp* α_H , caracteriza a quantidade de modulação de índice de refração que acompanha a modulação do coeficiente de absorção. A modulação de índice de refração dá origem à modulação de fase do sinal óptico guiado, da mesma forma que a modulação do coeficiente de absorção resulta na modulação de amplitude ou intensidade do sinal.

A capacidade de um transmissor/modulador de gerar/transmitir pulsos com baixo *chirp*, é tradicionalmente designado pelo parâmetro α_H [24]. O parâmetro α_H é definido como a razão entre a parte real Δn e a parte imaginária Δk , do índice de refração complexo,¹ e é dada por [20]

$$\alpha_H = \frac{\Delta n}{\Delta k} = \frac{4\pi\lambda}{\Delta\alpha} \Delta n. \quad (5.18)$$

Resulta das relações de Kramers-Kronig que uma variação do coeficiente de absorção de um material é sempre acompanhada por uma alteração de índice de refração do material. Os valores do parâmetro α_H obtidos experimentalmente em EAMs mostram que α_H depende do material empregue, da tensão aplicada e do comprimento de onda. Em

¹Em geral, a propagação de um feixe através de um meio é descrita pelo índice de refração complexo $\tilde{n} = n + ik$ de meio material [20].

sistemas de comunicação óptica é aconselhável que o α_H do modulador esteja compreendido entre -1 e 0 . É desejável que o *chirp* introduzido pelo modulador seja negativo, compensando a dispersão positiva apresentada pelas fibras, que é tipicamente na ordem de 20 ps/km.nm.

O efeito de electro-absorção está presente sempre que o efeito de electro-refracção é utilizado e em muitas aplicações tais como moduladores de fase (*ElectroOptic Modulator*, EOM), é indesejada. Um modulador de fase, contrariamente a um modulador de intensidade (EAM), deve apresentar uma razão $\Delta n/\Delta k \gg 1$ [12].

5.3.1 Índice de Refracção e Coeficiente de Extinção

Sempre que ocorre uma variação do coeficiente de absorção há uma alteração do índice de refracção, e vice-versa. A contribuição da variação da absorção para a alteração da parte real do índice de refracção é calculada através da relação de dispersão Kramers-Kronig (Eq. 3.6):

$$\Delta n(\hbar\omega, F) = \frac{\hbar c}{\pi} \int_0^\infty \frac{\Delta\alpha(\hbar\omega', F)}{(\hbar\omega')^2 - (\hbar\omega)^2} d\omega' \quad (5.19)$$

com $\frac{\hbar c}{\pi} = 6.28 \times 10^{-6}$ eV, a variação de $\Delta\alpha$ e a energia do fóton $\hbar\omega$ expressas em cm^{-1} e eV, respectivamente.

A alteração do índice de refracção, induzida pela presença de um campo eléctrico, pode ser calculada em função do comprimento de onda, usando a relação de Kramers-Kronig na forma [25]:

$$\Delta n(\lambda, F) = \frac{\lambda^2}{2\pi^2} \left(\int_{\lambda_1}^{\lambda-\delta\lambda} \frac{\Delta\alpha(\bar{\lambda}, F)}{\bar{\lambda}^2 - \lambda^2} d\bar{\lambda} + \int_{\lambda+\delta\lambda}^{\lambda_2} \frac{\Delta\alpha(\bar{\lambda}, F)}{\bar{\lambda}^2 - \lambda^2} d\bar{\lambda} \right) \quad (5.20)$$

onde λ_1 e λ_2 são os limites do espectro a considerar. O ponto de singularidade $\bar{\lambda} = \lambda$ é omitido da integração, dividindo a região de integração em dois integrais, um de λ_1 até $\lambda - \delta\lambda$ e outro de $\lambda + \delta\lambda$ até λ_2 , com $\delta\lambda = 0.1$ nm. O emprego de valores inferiores de $\delta\lambda$ não altera, significativamente, o valor do integral (variação inferior a 1×10^{-5}),

pois a variação da absorção compreendida no intervalo $2\delta\lambda$ é muito pequena. O intervalo $\lambda_1 - \lambda_2$ é determinado de forma a que a contribuição total das regiões exteriores, $\lambda < \lambda_1$ e $\lambda > \lambda_2$ não exceda 1% do valor do integral da Eq. 5.19 [21]. Desta forma, a escolha de $\lambda_1 = 1100$ nm e $\lambda_2 = 2110$ nm satisfazem estas condições para os comprimentos de onda entre 1500 nm e 1600 nm.

No intervalo de comprimento de onda 1500 nm e 1600 nm, Δn varia de -8.4×10^{-3} a 2.3×10^{-4} , Fig. 5.11. Para $\lambda = 1561$ nm o parâmetro α_H é -2.3×10^{-3} .

A variação do coeficiente de extinção Δk está relacionada com a alteração do coeficiente de absorção $\Delta\alpha$, pela expressão [12]:

$$\Delta k = \Delta\alpha \frac{\lambda}{4\pi}. \quad (5.21)$$

O coeficiente de extinção é 2.8×10^{-3} para 1500 nm e 8.3×10^{-3} para 1600 nm, atingindo um máximo de 9.2×10^{-3} a 1561 nm (ver Fig. 5.11).

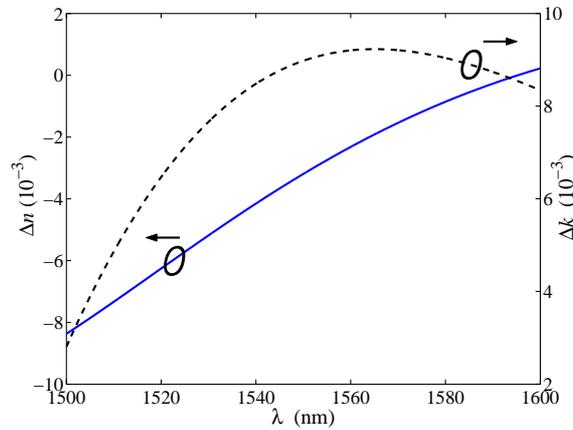


Figura 5.11 - Variação do índice de refração Δn e do coeficiente de extinção Δk em função do comprimento de onda.

5.3.2 Parâmetro de Chirp α_H

Como referido anteriormente, a capacidade de um modulador de transmitir pulsos com baixo *chirp*, positivo ou negativo, é descrita pelo parâmetro α_H .

Na Fig. 5.12 indica-se o parâmetro α_H em função do comprimento de onda para o dispositivo RTD-EAM, verificando-se que o *chirp* varia entre -3 a 1500 nm e 2.5×10^{-2} a 1600 nm, sendo nulo a 1593 nm. Na região de comprimento de onda onde a profundidade de modulação é máxima, 1561 nm, $\alpha_H \simeq -0.24$. Verifica-se, assim, que com o RTD-EAM é possível obter modulação considerável (até 12 dB) com *chirp* negativo, uma característica positiva e muito importante do RTD-EAM.

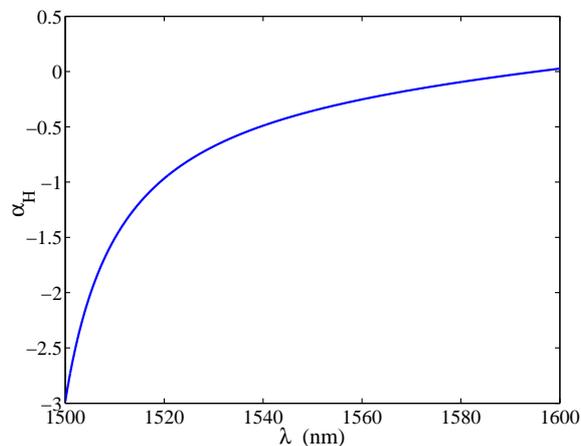


Figura 5.12 - Parâmetro de *chirp* α_H do RTD-EAM.

Embora, a profundidade de modulação obtida com a estrutura InP 600 seja bastante razoável (até 12 dB), os sistemas de comunicação por fibra requerem moduladores com profundidade de modulação superior a 20 dB.

5.4 Optimização Óptica

Esta secção tem como objectivo o estudo de optimização óptica do RTD-EAM, tendo em vista propor uma estrutura com maior profundidade de modulação. Pretende-se identi-

ficar os parâmetros estruturais do dispositivo RTD-EAM que influenciam, e de que forma, o seu desempenho a nível optoelectrónico. Para tal, foram simuladas várias estruturas, com região activa de comprimento $L = 200 \mu\text{m}$.

O estudo da influência da posição do DBQW na profundidade de modulação do RTD-EAM resultou na elaboração da Tabela 5.1. A sua análise permite concluir que a razão de extinção é máxima se a estrutura DBQW se posicionar no centro do guia de onda. Deslocando o DBQW do centro, tanto para a região do emissor (reduzindo a espessura do núcleo superior e aumentando a espessura do núcleo inferior) como para a região do colector, o factor de sobreposição γ_f diminui ligeiramente, enquanto que a variação de absorção $\Delta\alpha$ não se altera significativamente. O parâmetro de *chirp* é pouco influenciado pela localização da estrutura DBQW no núcleo do guia, apresentando sempre um valor negativo, no intervalo de valores analisados. Contudo, verifica-se que o afastamento do DBQW em relação ao centro do guia, reduz ligeiramente o parâmetro de *chirp*.

L_{inf} (nm)	λ (nm)	$\Delta\alpha$ (cm^{-1})	α_p (cm^{-1})	γ_f	$R_{\text{on/off}}$ (dB)	α_H
100	1562	743.0	810.9	0.08	5.3	-0.23
200	1562	742.7	810.9	0.13	8.1	-0.23
300	1562	740.6	831.0	0.16	10.3	-0.24
400	1562	742.5	829.5	0.18	11.8	-0.24
500	[InP 600]	741.5	895.7	0.18	11.9	-0.24
600		743.3	828.3	0.17	10.8	-0.24
700		741.2	831.4	0.14	8.7	-0.24
800		741.0	812.8	0.09	6.0	-0.23
900		722.8	765.1	0.05	3.1	-0.20

Tabela 5.1 - Resumo dos parâmetros de caracterização óptica do RTD-EAM em função da posição do DBQW no núcleo do guia.

Do exposto anteriormente, pode concluir-se que: *i*) a magnitude da distribuição do campo eléctrico é máxima na região do DBQW e do colector próxima da barreiras; *ii*) o campo eléctrico transversal do modo TE_0 E_y é máximo no centro do guia (no caso de um guia simétrico). Assim, é de esperar que para maximizar a razão de extinção é imperativo conseguir a maior sobreposição possível destes campos, o que requer, no caso de um guia

simétrico, que o DBQW se localize no centro do guia.

É de esperar que a espessura do núcleo do guia L_n seja determinante para maximizar a razão de extinção. Para estudar a sua influência na razão de extinção foram simuladas estruturas com diferentes espessuras do núcleo, Tabela 5.2. Da sua análise é possível concluir que a redução da espessura do núcleo, até um determinado valor, aumenta a razão de extinção. Um dispositivo com um núcleo de 300 nm apresenta uma $R_{\text{on/off}} \simeq 20$ dB, o que corresponde a um aumento superior a 65% em relação à estrutura base com núcleo de 1000 nm de espessura. Para espessuras do núcleo inferiores a 300 nm a razão de extinção diminui substancialmente. Este comportamento deve-se, essencialmente, à alteração de γ_f , que é máximo, $\gamma_f = 0.3$, para $L_n = 300$ nm. A variação da absorção não é alterada significativamente com a variação da espessura do núcleo, embora a absorção na região de pico e a absorção na região de vale, decresçam ligeiramente com o aumento da espessura do núcleo do guia. Conclui-se, também, que o aumento da espessura do núcleo do guia origina uma pequena redução do parâmetro de *chirp* (em módulo).

L_n (nm)	λ (nm)	$\Delta\alpha$ (cm^{-1})	α_p (cm^{-1})	γ_f	$R_{\text{on/off}}$ (dB)	α_H
100	1556	738.6	960.3	0.16	10.3	-0.30
200	1556	717.2	951.5	0.28	17.2	-0.29
300	1559	742.4	895.7	0.30	19.8	-0.26
400	1560	741.1	866.6	0.29	18.7	-0.25
500	1560	739.8	849.4	0.27	17.3	-0.25
600	1560	743.7	846.3	0.25	16.1	-0.25
700	1560	741.5	848.6	0.23	14.8	-0.25
800	1561	742.8	811.4	0.21	13.7	-0.24
900	1561	742.4	829.1	0.20	12.8	-0.24
1000	[InP 600]	741.5	830.0	0.18	11.9	-0.24

Tabela 5.2 - Resumo dos parâmetros de caracterização óptica do RTD-EAM em função da espessura do núcleo do guia.

Analisou-se ainda a influência do grau de dopagem do núcleo do guia. A Tabela 5.3 resume os parâmetros de caracterização optoelectrónica em função da dopagem do

núcleo do guia. Da sua análise, conclui-se que a redução da concentração de dopagem induz um aumento da razão de extinção. No intervalo de valores analisados, verifica-se que a redução da dopagem aumenta, simultaneamente, o factor de sobreposição γ_f e a variação da absorção pico-vale (reduzindo a absorção na região de pico). O parâmetro de *chirp* não é alterado com a diminuição da dopagem no núcleo de $5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ para $1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, aumentando ligeiramente (em módulo) para a dopagem de $0.5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ apresentando, contudo, um valor positivo, devido à alteração substancial na variação do índice de refração. Acresce ainda o facto de não ser desejável empregar dopagens inferiores a $1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, de forma a não aumentar muito a resistência de série do dispositivo (diminuindo a largura de banda, ver Eq. 3.11).

d_n (10^{16} cm^{-3})	λ (nm)	$\Delta\alpha$ (cm^{-1})	α_p (cm^{-1})	γ_f	$R_{\text{on/off}}$ (dB)	α_H	
5	[InP 600]	1561	741.5	830.0	0.18	11.9	-0.24
1		1561	750.4	822.0	0.21	13.8	-0.24
0.5		1561	765.6	806.6	0.21	14.2	0.26

Tabela 5.3 - Resumo dos parâmetros de caracterização óptica do RTD-EAM em função da concentração da dopagem do núcleo do guia.

Procedeu-se também, ao estudo da influência da espessura das barreiras do DBQW e do do poço quântico. Através da análise da Tabela 5.4, conclui-se que a razão de extinção aumenta ligeiramente com o aumento da espessura das barreiras. Por outro lado, a variação de absorção pico-vale aumenta, significativamente, com o aumento da espessura das barreiras. O parâmetro de *chirp* aumenta, em módulo, com o aumento da espessura das barreiras.

Relativamente à influência da espessura do poço quântico os resultados, Tabela 5.5, parecem indicar que o máximo ocorre para o poço de 5.7 nm. O parâmetro de *chirp* diminui, em módulo, com o aumento da espessura do poço quântico.

L_b (nm)	λ (nm)	$\Delta\alpha$ (cm^{-1})	α_p (cm^{-1})	γ_f	$R_{\text{on/off}}$ (dB)	α_H
1.4	1566	657.8	889.2	0.18	10.3	-0.23
1.7	1564	704.1	844.7	0.18	11.2	-0.23
2.0 [InP 600]	1561	741.5	830.0	0.18	11.9	-0.24
2.3	1559	717.0	862.0	0.19	11.7	-0.24
2.6	1559	758.6	794.8	0.19	12.4	-0.24

Tabela 5.4 - Resumo dos parâmetros de caracterização óptica do RTD-EAM em função da espessura das barreiras da estrutura DBQW.

L_w (nm)	λ (nm)	$\Delta\alpha$ (cm^{-1})	α_p (cm^{-1})	γ_f	$R_{\text{on/off}}$ (dB)	α_H
5.4	1567	706.3	889.2	0.17	10.6	-0.26
5.7	1564	802.3	844.7	0.17	12.2	-0.26
6.0 [InP 600]	1561	741.5	830.0	0.18	11.9	-0.24
6.3	1556	677.3	788.1	0.19	11.5	-0.24
6.6	1553	568.8	769.7	0.20	9.46	-0.24

Tabela 5.5 - Resumo dos parâmetros de caracterização óptica do RTD-EAM em função da espessura do poço da estrutura DBQW.

A análise seguinte procurou determinar a influência das características das bainhas (espessura e grau de dopagem). A dopagem e a espessura das bainhas do guia, não alteram, de forma significativa, o desempenho óptico do RTD-EAM. Os resumos dos parâmetros de caracterização são indicados nas Tabelas 5.6 e 5.7, respectivamente.

d_{ba} (10^{17} cm^{-3})	λ (nm)	$\Delta\alpha$ (cm^{-1})	α_p (cm^{-1})	γ_f	$R_{\text{on/off}}$ (dB)	α_H
2	1561	740.3	831.6	0.18	11.6	-0.24
20 [InP 600]	1561	741.5	830.0	0.18	11.9	-0.24
200	1561	737.7	826.5	0.19	12.1	-0.24

Tabela 5.6 - Resumo dos parâmetros de caracterização óptica do RTD-EAM em função da concentração de dopagem das bainhas do guia.

L_{ba} (10^{17} cm^{-3})	λ (nm)	$\Delta\alpha$ (cm^{-1})	α_p (cm^{-1})	γ_f	$R_{\text{on/off}}$ (dB)	α_H
300	1561	743.2	829.1	0.19	11.9	-0.24
600 [InP 600]	1561	741.5	830.0	0.18	11.9	-0.24

Tabela 5.7 - Resumo dos parâmetros de caracterização óptica do RTD-EAM em função da espessura das bainhas do guia.

5.4.1 Estrutura Optimizada

Do estudo de optimização óptico do RTD-EAM, com objectivo de maximizar a profundidade de modulação (razão de extinção), conclui-se que:

- é imperativo que a estrutura DBQW, no caso de um guia de onda simétrico, se localize no centro do guia, para se obter a máxima razão de extinção. Deste modo, maximiza-se a sobreposição (γ_f) entre o campo eléctrico (a magnitude do campo eléctrico é máxima na região do DBQW e do colector próxima da barreira) e o campo eléctrico transversal do modo TE_0 (que é máximo no centro do guia), maximizando a razão de extinção;

- a espessura do núcleo do guia é preponderante na maximização da razão de extinção. Verificou-se que a redução da espessura do núcleo do guia de onda, para 300 nm permite obter uma razão de extinção superior a 19 dB. Espessuras inferiores, reduzem a razão de extinção;

- a redução da dopagem do núcleo aumenta a razão de extinção. No entanto, dopagens relativamente baixas ($< 1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$) parecem induzir um parâmetro de *chirp* positivo, e são, em geral, desaconselháveis do ponto de vista electrónico;

- a espessura das barreiras e do poço quântico, para os valores analisados, não influenciam significativamente a razão de extinção. Contudo, a redução da espessura das barreiras e o aumento da espessura do poço originam a redução da absorção na região de pico e, portanto, a diminuição das perdas de inserção.

- a dopagem e a espessura das bainhas, para os valores analisados, não influenciam significativamente a razão de extinção.

- o RTD-EAM apresenta sempre um parâmetro de *chirp* negativo, compreendido entre -1 e 0, sendo o seu valor pouco influenciado pela alteração dos parâmetros estruturais (dentro dos valores analisados), à excepção da estrutura com grau de dopagem no núcleo $0.5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. Neste caso, o seu valor é positivo, embora inferior a 1.

Em resultado deste estudo propõem-se a estrutura do RTD-EAM com as seguintes características, tendo em vista a maximização da razão de extinção:

- espessura do núcleo $L_n = 300$ nm;
- dopagem no núcleo $d_n = 1 \times 10^{16}$ cm⁻³;
- a espessura das bainhas $L_{ba} = 600$ nm;
- dopagem nas bainhas $d_{ba} = 2 \times 10^{18}$ cm⁻³;
- o DBWQ localizado no centro do guia, $L_{ninf} = L_{nsup}$;
- espessura das barreiras e do poço quântico, $L_b = 2.0$ nm e $L_w = 6.0$ nm, respectivamente.

A modelação da estrutura, com a configuração descrita acima, permite concluir que a estrutura otimizada, apresenta uma razão de extinção máxima de 23 dB a 1559 nm, com um parâmetro de *chirp* de -0.26, Fig. 5.13(a) e (b). As variações de índice de refração e do coeficiente de extinção estão indicadas na Fig. 5.13(c) e (d), respectivamente.

5.5 Resumo

A modulação da radiação guiada num modulador de intensidade deve-se à variação do coeficiente de absorção do material do núcleo do guia [$\Delta\alpha = \alpha(V_{off}) - \alpha(V_{on})$], induzida pela comutação da tensão aplicada. No caso do RTD-EAM, $\Delta\alpha$ é determinada, principalmente, pelas características da região NDC do dispositivo (ΔV_{v-p} e ΔJ_{p-v}).

A estrutura de referência InP 600, com um DBQW de InGaAs/AlAs embebido no centro do núcleo com 1 μ m de espessura, revela uma variação na magnitude do campo eléctrico $\Delta F_{v-p} \simeq 138$ kV/cm, ao longo da região de depleção, como consequência da comutação pico-vale do ponto de operação (*on-off*). Esta variação na magnitude do campo eléctrico é responsável por uma modulação do coeficiente de absorção, através do efeito de Franz-Keldysh, que atinge um máximo de 740 cm⁻¹ a 1561 nm. Para esta estrutura com região activa de comprimento 200 μ m, obtêm-se uma razão de extinção de $\simeq 12$ dB. Esta estrutura apresenta uma razão de extinção superior a 10 dB no intervalo de comprimentos

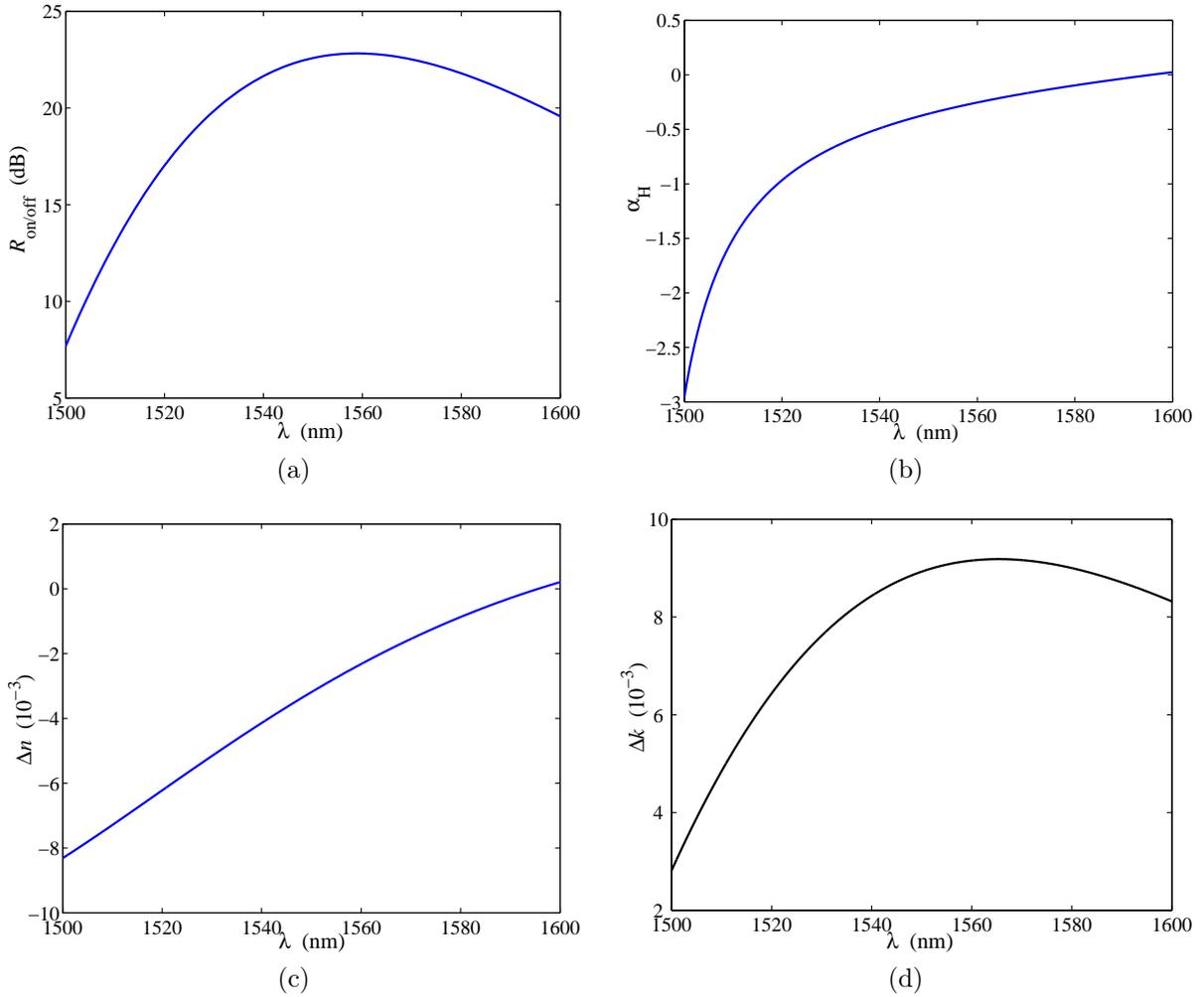


Figura 5.13 - (a) Razão de extinção $R_{\text{on/off}}$. (b) Parâmetro de *chirp* α_H . (c) Alteração de índice de refração Δn . (d) Variação do coeficiente de extinção Δk . Estes gráficos referem-se à estrutura óptica otimizada com: $L_n = 300$ nm ($L_{\text{minf}} = L_{\text{nsup}}$), $d_n = 1 \times 10^{16}$ cm $^{-3}$, $L_b = 2.0$ nm, $L_w = 6.0$ nm, $L_{\text{ba}} = 600$ nm e $d_{\text{ba}} = 2 \times 10^{18}$ cm $^{-3}$.

de onda entre 1530 nm e 1600 nm.

Por sua vez, para a estrutura InP 600 com núcleo de 300 nm com dopagem 1×10^{16} cm $^{-3}$, e assumindo uma região activa de comprimento 200 μm , obtêm-se profundidades de modulação até 23 dB a rondar 1560 nm.

Os estudos efectuados prevêem, contudo, uma elevada absorção na região de pico (estado *on*), que induz elevadas perdas de inserção. Esta será a característica mais nega-

tiva dos RTD-EAMs. Os resultados experimentais referenciados nas discussões realizadas com o Professor Charles Ironside,² aquando da sua visita à Universidade do Algarve, em Outubro último, revelam que esta é, de facto, uma característica negativa presente em dispositivos reais. É conhecido da literatura, que um dispositivo EAM deve apresentar uma razão $\Delta\alpha/\alpha_p$, superior a 14, de forma a garantir baixas perdas de inserção no estado *on* [26].

A alteração do coeficiente de absorção, em resultado do efeito de Franz-Keldysh, induz uma variação no índice de refração. Essa variação de índice introduz *chirp*. Os resultados das simulações do RTD-EAM indicam que é possível conciliar neste dispositivo uma elevada razão de extinção e um parâmetro de *chirp* negativo superior a -1. A 1560 nm, onde a razão de extinção é cerca de 23 dB, o parâmetro de *chirp* é da ordem de -0.26 .

A alteração do índice de refração Δn , para o mesmo comprimento de onda, é -2.4×10^{-3} . A ordem de grandeza da variação de índice de refração Δn , 10^{-3} , para a estrutura optimizada permite concluir, numa análise preliminar, que o RTD-OW apresenta também potencialidades como modulador electro-óptico.

²C. N. Ironside é professor no Departamento de Engenharia Eléctrica e Electrónica da Universidade de Glasgow. O seu trabalho a nível de investigação tem abrangido o estudo do RTD-EAM.

Capítulo 6

Conclusão

Este trabalho teve como objectivo estudar a viabilidade do RTD-EAM para operação como modulador externo na área da comunicação por fibra óptica, na janela de comprimentos de onda centrada em 1550 nm. Para tal foram realizados dois estudos de modulação: a análise do comportamento eléctrico DC em função dos parâmetros estruturais do dispositivo e o estudo de caracterização e optimização optoelectrónico.

O primeiro consistiu em determinar os parâmetros estruturais do RTD-EAM, com maior influência na característica $I - V$, usando o simulador WINGREEN.

A caracterização e optimização óptica utiliza o simulador WINGREEN para calcular os perfis de potencial ao longo da secção transversal do RTD-EAM na direcção de crescimento da estrutura, a partir dos quais se calculou a distribuição do campo eléctrico nas regiões de pico e de vale (estados transmissivo e não transmissivo, respectivamente) da característica $I - V$ do dispositivo, através da qual se determinou a variação de absorção no núcleo do guia de onda devido ao efeito de Franz-Keldysh.

Do ponto de vista de um sistema de comunicação por fibra óptica, um modulador deve de apresentar uma razão de extinção superior a 20 dB, com tensão de comutação o menor possível, parâmetro de *chirp* entre -1 e 0, aos comprimentos de onda de interesse

e, simultaneamente, apresentar elevada largura de banda (> 10 GHz) e baixas perdas de inserção.

Este trabalho prevê que o modulador óptico de electro-absorção baseado no efeito túnel ressonante (RTD-EAM), com região activa de comprimento $200 \mu\text{m}$, apresente razão de extinção até 23 dB a 1559 nm (onde as fibras monomodo apresentam baixas perdas) e parâmetro de *chirp* -0.26 . Os resultados experimentais de RTD-EAMs com estruturas idênticas, indicam elevada largura de banda (> 30 GHz) [3][5], associada à profundidade de modulação da ordem de 20 dB.

Os resultados deste trabalho permitem confirmar que o RTD-EAM é um dispositivo promissor, com elevadas potencialidades para operar como modulador externo na área da comunicação por fibra óptica. Recomenda-se, assim, a continuação do estudo, quer de modulação quer experimental, de desenvolvimento do RTD-EAM.

6.1 Discussão de Resultados

Este projecto teve como base do estudo eléctrico DC e optoelectrónico da estrutura RTD-EAM designada por InP 600, com as seguintes características: núcleo do guia de onda formado por duas camadas de $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.42}\text{Al}_{0.05}\text{As}$ moderadamente dopadas (Si: $5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$) com 500 nm de espessura, em cada lado do DBQW (barreiras de AlAs com 2 nm de espessura e poço quântico de $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ com 6 nm) não dopado (considerando apenas dopagem não intencional, Si: $1 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$); a bainha superior é implementada com uma camada de InP com 600 nm de espessura fortemente dopada (Si: $2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$); o substrato de InP, onde é crescida a estrutura, actua como bainha inferior e possui características idênticas às da bainha superior.

O estudo de modelação DC permitiu estabelecer relações entre a variação dos parâmetros estruturais do RTD-EAM e as características corrente-tensão ($I - V$) do dispositivo,

calculadas através do simulador de transporte quântico WINGREEN. As relações estabelecidas de maior relevância são:

- o emprego do composto InP nas bainhas do dispositivo duplica a densidade de corrente de pico em relação ao dispositivo com bainha superior de InAlAs, inicialmente utilizado;
- a redução em uma camada atômica ($\simeq 0.3$ nm) na espessura nominal das barreiras AlAs (2 nm) e do poço quântico InGaAs (6 nm), resulta num aumento da densidade de corrente de pico de um factor de 2 e 1.5, respectivamente;
- O aumento da espessura das barreiras e do poço induz a uma redução da tensão de pico, mais acentuada com o aumento da espessura do poço.

Verificou-se, assim, a necessidade de um controlo preciso das espessuras das barreiras e do poço quântico, ou alternativamente, a proposta de estruturas com características terminais pouco dependentes dos parâmetros do DBQW.

O estudo de modelação óptica do RTD-EAM revelou que para maximizar a razão de extinção do dispositivo, a estrutura de referência InP 600 deve apresentar as seguintes características:

- o DBQW localizar-se no centro do guia de onda;
- a espessura do núcleo do guia de onda deve ser reduzida para 300 nm;
- a dopagem do núcleo, deve ser da ordem de $1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$.

A estrutura InP 600 com espessura e dopagem do núcleo de 300 nm e de $1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, respectivamente, apresenta razão de extinção de 23 dB a rondar 1560 nm.

Concluiu-se, também, que o RTD-EAM consegue conciliar uma elevada razão de extinção e baixo *chirp* negativo (-0.26). O parâmetro de *chirp* previsto para este dispositivo está compreendido entre -1 e 0, no intervalo de comprimento de onda 1530 nm a 1580 nm.

Com este trabalho foi possível verificar que a maximização da variação de corrente pico-vale não é preponderante no desempenho óptico do RTD-EAM, contrariamente ao que se pensava de início. De facto, resultados experimentais sobre o RTD-EAM, divulgados pelo Professor Charles Ironside, revelam que elevadas variações de corrente pico-vale induzem a elevada dissipação de calor do dispositivo e conseqüente aumento de temperatura, alterando/degradando significativamente o funcionamento do dispositivo. Contudo, a densidade de pico-vale está directamente relacionada com desempenho eléctrico a alta frequência, permitindo ao RTD-EAM apresentar uma elevada largura de banda.

A caracterização optoelectrónica prevê significativa absorção no estado transmissivo, originando elevadas perdas de inserção. A verificar-se, esta será a característica mais negativa do RTD-EAM.

6.2 Sugestões de Trabalho Futuro

Deste estudo, pode concluir-se que a característica mais negativa da estrutura RTD-EAM modelada será a elevada absorção na região de pico da curva $I - V$, que corresponde ao estado transmissivo (on) do modulador.

Neste trabalho foi possível verificar que o aumento da espessura das barreiras e do poço quântico reduz, embora ligeiramente, a absorção na região de pico, originando, contudo, uma degradação da característica ($I - V$), podendo em determinados casos reduzir a largura de banda. Uma solução previsível será a redução da tensão de pico.

Estudos sobre RTDs entretanto divulgados apresentam algumas soluções possíveis para a redução da tensão de pico. Uma consiste na integração de um poço quântico imediatamente antes da estrutura DBQW (lado emissor) proposta por Boykin *et al.* [27]. Outra, por Moise *et al.* [16] que divulga resultados de estruturas RTD de DBQW InGaAs/AlAs onde a tensão de pico é significativamente reduzida, introduzindo um sub-poço quântico empregando InAs no centro do poço quântico de InGaAs já existente.

Sugere-se, assim, a realização de estudos de modelação tendentes a analisar estas estruturas, com vista à redução das perdas de inserção, através da redução do valor do coeficiente de absorção correspondente ao estado transmissivo do modulador. Estes estudos serão um auxiliar precioso na fase de produção de amostras de teste.

Em face aos resultados descritos neste trabalho, sugere-se, também, o estudo da estrutura operando como modulador de electro-refracção.

Sugere-se, ainda, o estudo da operação do RTD-EAM como detector óptico de alta frequência (ver trabalho de Moise *et al.* [28]).

Apêndice A

Determinação dos parâmetros do modo TE_0 de um guia de onda planar simétrico

Os parâmetros do modo fundamental TE_0 , de um guia de onda planar simétrico, assumindo a origem do sistema de coordenadas é no centro do guia de onda simétrico, satisfazem as seguintes relações equações [19]:

$$\frac{k_1 L_n}{2} \tan \frac{k_1 L_n}{2} = \frac{\gamma_2 L_n}{2}, \quad (\text{A.1})$$

$$\left(\frac{k_1 L_n}{2}\right)^2 + \left(\frac{\gamma_2 L_n}{2}\right)^2 = (n_1^2 - n_2^2) \left(\frac{k_0 L_n}{2}\right)^2, \quad (\text{A.2})$$

onde L_n é a espessura do núcleo do guia e $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda}$. Os valores de k_1 e γ_2 estão relacionadas com β do seguinte modo:

$$k_1^2 = n_1^2 k_0^2 - \beta^2, \quad (\text{A.3})$$

$$\gamma_2^2 = \beta^2 - n_2^2 k_0^2, \quad (\text{A.4})$$

satisfazendo a condição para os modos guiados

$$n_2^2 k_0^2 < \beta^2 < n_1^2 k_0^2, \quad (\text{A.5})$$

onde $\beta = \frac{2\pi}{\lambda} N$ (N é o índice de refração efectivo). Desta forma,

$$n_2 < N < n_1. \quad (\text{A.6})$$

A Eq. A.1 e A.2 não têm solução analítica. É, contudo, possível determinar as soluções numericamente.

A ideia é encontrar a intersecção das soluções das duas equações [19]. As coordenadas do ponto de intersecção são o valor de k_1 e γ_2 . De notar, que se multiplica cada uma das equações por L_n (espessura do núcleo do guia de onda) de modo a permitir o mesmo método para diferentes comprimentos de onda e espessuras do núcleo.

O exemplo deste procedimento, para um guia de onda com núcleo $L_n = 1014$ nm, está exposto na Fig. A.1, onde se considera os índices de refração do núcleo e das bainhas são 3.52 e 3.16, respectivamente, para o modo TE₀ a 1550 nm. Verifica-se que $\gamma_2 \frac{L_n}{2} = 3.1529$ e $k_1 \frac{L_n}{2} = 1.2060$, portanto $\gamma_2 = 6.2187 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ e $k_1 = 2.3787 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$. O que implica que $\beta^2 = 2.0276 \times 10^{14} \text{ m}^{-2}$. O valor de β satisfaz a Eq. A.5: $n_2^2 k_0^2 < \beta^2 < n_1^2 k_0^2$, onde $n_2^2 k_0^2 = 2.0361 \times 10^{14} \text{ m}^{-2}$ e $n_1^2 k_0^2 = 1.6409 \times 10^{14} \text{ m}^{-2}$. Desta forma, o índice efectivo $N = \frac{\lambda}{2\pi} \beta = 3.51$.

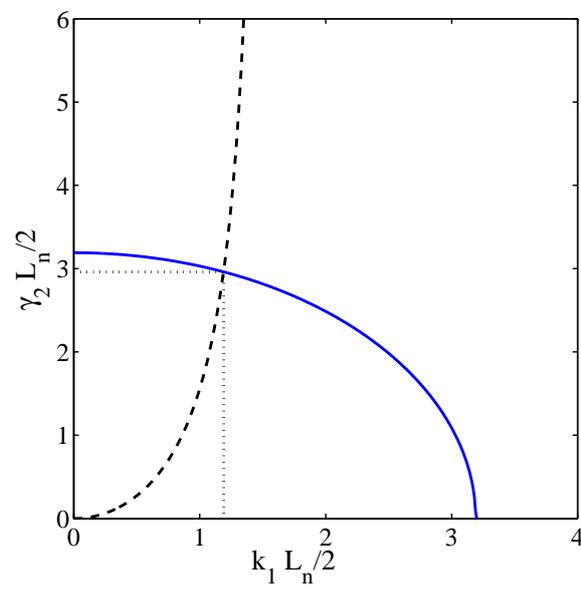


Figura A.1 - Solução numérica para o modo TE_0 para $\lambda = 1550$ nm, $n_1 = 3.52$, $n_2 = 3.16$ e $L_n = 1014$ nm: $N = 3.51$.

Apêndice B

Método de Ajuste

O coeficiente de absorção, resultado do efeito de Franz-Keldysh, é dado por [12]

$$\alpha(\hbar\omega, F) = \sum_j A_j F^{1/3} \left[\left| \left(\frac{d\text{Ai}(z)}{dz} \right)_{\beta_j} \right|^2 - \beta_j |\text{Ai}(\beta_j)|^2 \right], \quad (\text{B.1})$$

onde F é o campo eléctrico em V/cm, $\beta_j = B_j(E_g - \hbar\omega)F^{-2/3}$, $A_j = \frac{7.65 \times 10^5}{n\hbar\omega} (2m_{rj}/m_0)^{4/3}$, $B_j = 1.1 \times 10^5 (2m_{rj}/m_0)^{1/3}$, E_g e $\hbar\omega$ são o hiato energético e a energia do fotão em eV, respectivamente, n é o índice de refração, m_{rj} é a massa reduzida ($m_r^{-1} = m_e^{-1} + m_h^{-1}$). A soma é sobre as lacunas leves e lacunas pesadas da banda de valência e $\text{Ai}(\beta)$ é a função de Airy definida por [12]

$$\text{Ai}(\beta) = \int_0^\infty \cos\left(\frac{u^3}{3} + u\beta\right) du. \quad (\text{B.2})$$

Quando o campo eléctrico F é nulo, a Eq. B.1 resulta na expressão familiar da absorção para energias superiores ao hiato energético E_g [12],

$$\alpha(\hbar\omega, 0) = \sum_j \frac{A_j}{\pi} B_j^{1/2} (\hbar\omega - E_g)^{1/2}, \quad (\text{B.3})$$

e $\alpha = 0$ para energias inferiores. A alteração na absorção $\Delta\alpha(\hbar\omega, F)$, induzida num material pela aplicação de um campo eléctrico F , é calculada subtraindo a Eq. B.3 à Eq. B.1, i.e., $\Delta\alpha(\hbar\omega, F) = \alpha(\hbar\omega, F) - \alpha(\hbar\omega, 0)$. A contribuição da variação da absorção $\Delta\alpha$ para a alteração da parte real do índice de refração Δn é calculada através da relação de dispersão Kramers-Kronig [12]

$$\Delta n(\hbar\omega, F) = \frac{\hbar c}{\pi} \int_0^\infty \frac{\Delta\alpha(\hbar\omega', F)}{(\hbar\omega')^2 - (\hbar\omega)^2} d\omega', \quad (\text{B.4})$$

com $\frac{\hbar c}{\pi} = 6.28 \times 10^{-6}$ cm eV, se $\Delta\alpha$ e $\hbar\omega$ forem expressos em cm^{-1} e eV, respectivamente ($\hbar\omega = \frac{\hbar c}{\lambda} = \frac{1.2398}{\lambda}$ eV, com λ em μm).

O coeficiente de absorção calculada através da Eq. B.1 diverge na magnitude, por um factor superior a 10, dos resultados descritos pelos autores, apresentando, contudo, um comportamento idêntico. Por forma a aproximar a absorção calculada dos valores disponíveis na literatura, utilizou-se um método de ajuste adoptado por diversos autores, que permite ajustar os valores de absorção obtidos através da expressão teórica aos valores medidos experimentalmente, com campo nulo e para energias ligeiramente superiores ao hiato [21][22]. Este método consiste em possibilitar que o hiato E_g do material seja um parâmetro variável, perto do valor padrão, e adicionalmente, determina-se o factor multiplicativo de ajuste C que aproxime a curva de absorção teórica à curva experimental para campo nulo, neste caso, a Eq. B.1. Depois de encontrado o valor do factor C , para um dado material, multiplica-se a expressão inicial por C . Deste modo, reescrevem-se, as Eqs. B.1 e B.3, da seguinte forma:

$$\alpha(\hbar\omega, F) = C \sum_j A_j F^{1/3} \left[\left| \left(\frac{d\text{Ai}(z)}{dz} \right)_{\beta_j} \right|^2 - \beta_j |\text{Ai}(\beta_j)|^2 \right], \quad (\text{B.5})$$

$$\alpha(\hbar\omega, 0) = C \sum_j \frac{A_j}{\pi} B_j^{1/2} (\hbar\omega - E_g)^{1/2}. \quad (\text{B.6})$$

A validação deste método foi realizada para o material GaAs, devido à dificuldade de encontrar resultados experimentais de absorção, de diferentes fontes na literatura, relativos a InGaAs e a InGaAlAs.

A curva do coeficiente absorção calculada para o material GaAs, Fig. B.1, ajusta-se aos dados experimentais de absorção [9], para energias ligeiramente superiores ao hiato ($\hbar\omega > E_g$) se $C = 0.046$ e $E_g = 1.41$ eV. Para o cálculo da absorção no GaAs, a 300 K, assumiram-se os seguintes valores: $m_e = 0.0665m_0$, $m_{r_{lh}} = 0.0377m_0$, $m_{r_{hh}} = 0.0583m_0$ e $n = 3.63$ [9].

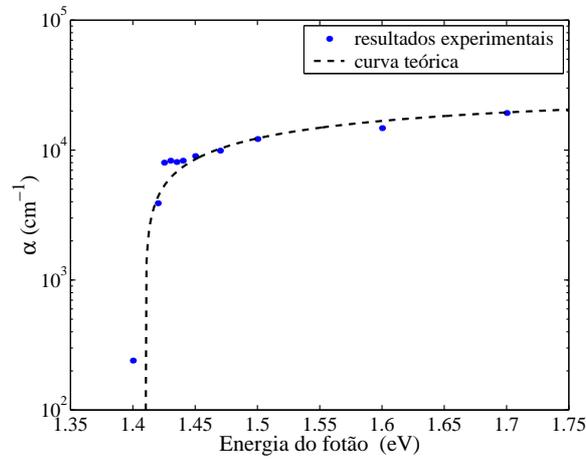


Figura B.1 - Ajuste dos valores de absorção do material GaAs através da Eq. B.6 aos resultados experimentais de absorção para campo nulo a 300 K [9], com $C = 0.046$ e $E_g = 1.41$ eV.

Os resultados divulgados por Alping *et al.* [12] foram verificados para diferentes campos eléctricos ($F = 100$ kV/cm, $F = 200$ kV/cm, $F = 300$ kV/cm e $F = 400$ kV/cm), assumindo que $m_{r_{lh}} = 0.0369m_0$, $m_{r_{hh}} = 0.0583m_0$, $n = 3.63$ e $E_g = 1.424$ eV [12]. Para obterem concordância com dados experimentais houve a necessidade de multiplicar o coeficiente de absorção obtido por um factor de 1.3. Introduzindo o factor 1.3 na expressão da Eq. B.5 obtêm-se, através dos métodos implementados, valores idênticos aos relatados por Alping *et al.*, como se verifica nos gráficos da Fig. B.2.

O método utilizado para implementar a Eq. B.4 (Eq. 5.19), que calcula a alteração

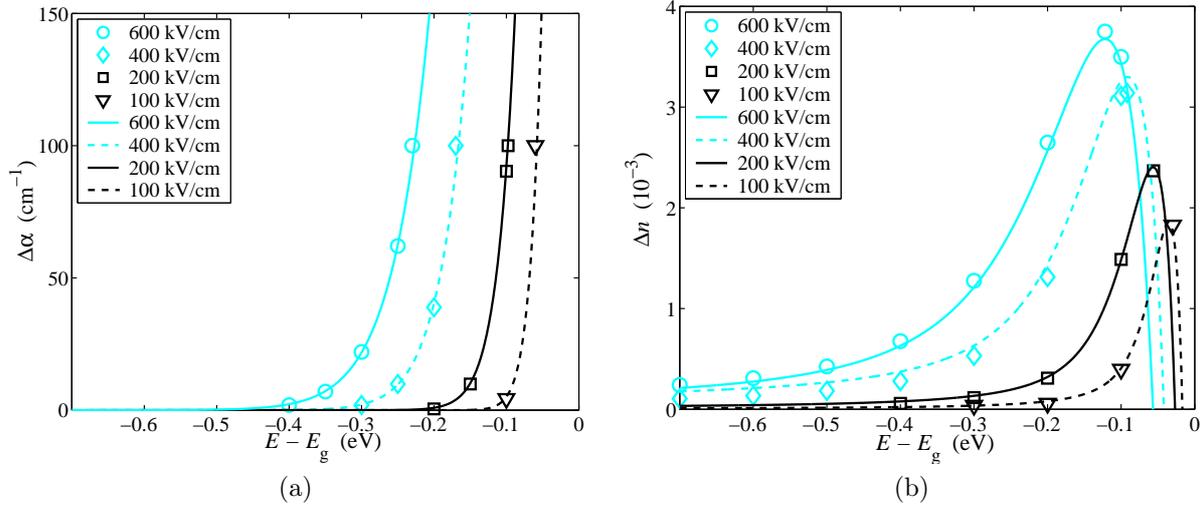


Figura B.2 - Comparação dos valores da variação de absorção e da variação do índice de refração através das Eqs. B.5 e B.4, respectivamente, com os resultados divulgados por Alping *et al.* [12], com $C = 0.039$: (a) Coeficiente de absorção; (b) Variação do índice de refração. Os valores obtidos através do método de ajuste desenvolvido estão representados por linhas e resultados relatados em [12] por símbolos, para $F = 100$ kV/cm, $F = 200$ kV/cm, $F = 300$ kV/cm, $F = 400$ kV/cm; e $E = \hbar\omega$.

do índice de refração Δn , consiste em omitir da integração o ponto de singularidade $\hbar\omega' = \hbar\omega$, dividindo-se a região de integração em dois integrais, um de $E_g - 0.75$ eV até $E - \delta E$ e outro de $E + \delta E$ até $E_g + 0.276$ eV, onde E é a energia do fóton ($= \hbar\omega$) e $\delta E = 0.001$ eV.

Os métodos métodos acima referidos, foram, comparados com os resultados publicados por diferentes autores. Contudo, apresenta-se apenas a comparação com os valores descritos por Seraphin *et al.* [21]. Foram calculadas as variações do coeficiente de absorção e do índice de refração para diferentes campos eléctricos ($F = 50$ kV/cm, $F = 100$ kV/cm, $F = 150$ kV/cm, $F = 200$ kV/cm), utilizando os seguintes parâmetros: $m_r = 0.065m_0$, $n = 3.6$ e $E_g = 1.42$ eV [21]. Neste caso, para obter concordância com os resultados relatados, Fig. B.3, assumiu-se $C = 0.042$. A ligeira diferença no factor C deve-se ao facto de ser possível ajustar a curva de absorção de um material, para diferentes valores de E_g perto do valor padrão. Isto, leva a que seja possível encontrar valores para C e

E_g , ligeiramente diferentes [22]. De notar, que os valores dos parâmetros do material GaAs utilizados nos cálculos por Seraphin *et al.* são ligeiramente diferentes e apenas contemplam a massa efectiva das lacunas pesadas.

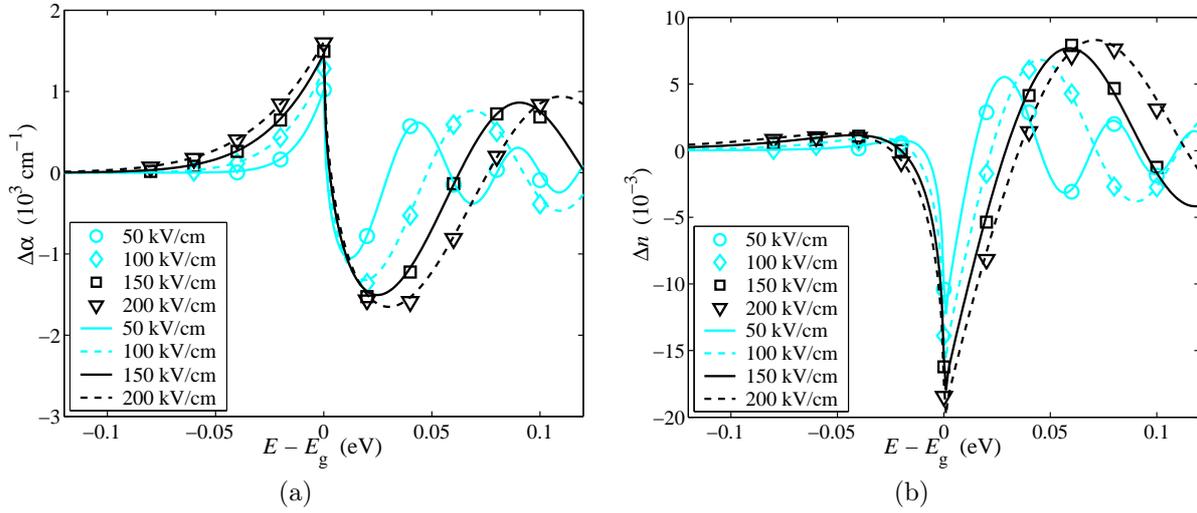


Figura B.3 - Comparação dos valores da variação de absorção e da variação do índice de refração através das Eqs. B.5 e B.4, respectivamente, com os resultados divulgados por Seraphin *et al.*, com $C = 0.042$: (a) Coeficiente de absorção; (b) Variação do índice de refração. Os valores obtidos através do método de ajuste desenvolvido estão representados por linhas e resultados relatados em [21] por símbolos, para $F = 50 \text{ kV/cm}$, $F = 100 \text{ kV/cm}$, $F = 150 \text{ kV/cm}$, $F = 200 \text{ kV/cm}$; e $E = \hbar\omega$.

Analisando e comparando as variações do coeficiente de absorção e do índice de refração, calculada através dos métodos implementados e os resultados descritos em artigos científicos, através das curvas da Fig. B.2 e da Fig. B.3, verifica-se que são coincidentes, mostrando a fiabilidade dos métodos utilizados.

Referências

- [1] L. L. Chang, L. Esaki, R. Tsu, *Resonant Tunnelling in semiconductor double barriers*, 1974, Appl. Phys. Lett., vol. 24, pp. 593.
- [2] H. Mizuta, T. Tanoue, *The Physics and Applications of Resonant Tunnelling Diodes*, 1995, Cambridge University Press.
- [3] J. L. Figueiredo, *Optoelectronic Properties of Resonant Tunnelling Diodes*, PhD Thesis, 2000, Universidade do Porto.
- [4] J. L. Figueiredo, C. N. Ironside, C. R. Stanley, *Electric Field Switching in a Resonant Tunnelling Diode Electroabsorption Modulator*, 2001, IEEE Quantum Journal of Quantum Electronics, vol. 37, pp. 1547.
- [5] J. L. Figueiredo, C. N. Ironside, C. R. Stanley, *Ultralow Voltage Resonant Tunnelling Diode Electroabsorption Modulator*, 2002, Journal of Modern Optics, vol. 49, pp. 939.
- [6] J. H. Davies, *The Physics of Low-Dimensional Semiconductors*, 1998, Cambridge University Press.
- [7] E. R. Brown, J. R. Söderström, C. D. Parker, L. J. Mahoney, K. M. Molvar, M. C. McGill, *Oscillations up to 712 GHz in InAs/AsSb resonant-tunneling diodes*, 1991, Appl. Phys. Lett., vol. 58, pp. 588.
- [8] V. K. Reddy, *Characterization of High Frequency Oscillator and Varactor Diodes Grown by MBE*, PhD Thesis, 1994, University of Texas At Austin.
- [9] S. L. Chuang, *Physics of Optoelectronic Devices*, 1995, John Wiley & Sons.
- [10] K. Wakita, *Semiconductor Optical Modulators*, 1999, Kluwer Academic Publishers.

- [11] L. V. Keldysh, *The Effect of a strong electric field on the optical properties of insulating crystals*, 1958, Soviet Physics JETP, vol. 34 pp. 788.
- [12] A. Alping, L. A. Coldren, *Electrorefraction in GaAs and InGaAsP and its application to phase modulators*, 1987, J. Appl. Phys., vol. 62, pp. 2430.
- [13] S.G McMeekin, M. R. Taylor, B. Vögele, C. R. Stanley, C. N. Ironside, *Franz-Keldysh effect in a optical waveguide containing a resonant tunnelling Diode*, 1994, Appl. Phys. Lett., vol. 65, pp. 1076.
- [14] J. L. Figueiredo, C. N. Ironside, C. R. Stanley, *Optical Modulation in a Resonant Tunnelling Diode Electroabsorption Modulator*, 1999, Appl. Phys. Lett., vol. 75, pp. 3443.
- [15] The WinGreen Simulation Package,
<http://www.fz-juelich.de/isg/mbe/software.html>.
- [16] T. S. Moise, Y. C. Kao, A. J. Katz, T. P. E. Broekaert, F. G. Celli, *Experimental sensitivity analysis of pseudomorphic InGaAs/AlAs resonant-tunneling diodes*, 1995, J. Appl. Phys., vol. 78, pp. 6305.
- [17] M. J. Mondry, D. I. Babic, J. E. Bowers, L. A. Coldren, *Refractive Indexes of (Al, Ga, In)As Epilayers on InP for Optoelectronic Applications*, 1992, IEEE Photonics Technology Letters, vol. 4, pp. 627.
- [18] P. Martin, El M. Skouri, L. Chusseau, C. Ailbert, *Accurate refractive index measurements of doped and undoped InP by grating coupling technique*, 1995, Appl. Phys. Lett., vol. 67, pp. 881.
- [19] P. K. Cheo, *Fiber Optics & Optoelectronics*, 1993, Prentice-Hall.
- [20] M. Fox, *Optical Properties of Solids*, 2001, Oxford University Press.
- [21] B. O. Seraphin, N. Bottka, *Franz-Keldysh Effect of the Refractive Index in Semiconductors*, 1965, Physical Review, vol. 139, pp. A560.
- [22] B. R. Bennet, R. A. Soref, *Electrorefraction and Electroabsorption in InP, GaAs, InAs and InSb*, 1987, IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. 23, pp. 2159.

- [23] E. Zielinski, H. Schweizer, K. Streubel, H. Eisele, G. Weimann, *Excitonic transitions and exciton damping processes in InGaAs/InP*, 1986, J. Appl. Phys., vol. 59, no.6, pp. 2196.
- [24] H. Koyama, K. Oga, *Frequency Chirping in External Modulators*, 1998, J. Lighthwave Technol., vol. 6, pp. 87.
- [25] F. Romstad, *Absorption and Refractive Index Dynamics in Waveguide Semiconductor Electroabsorbers*, PhD Tesis, 2002, Research Center COM of Technical University of Denmark.
- [26] T. S. Moise, Y. C. Kao, C. L. Goldsmith, J. C. Campbell, *Optically switched resonant-tunneling diodes*, 1991, Appl. Phys. Lett., vol. 66, pp. 1104.
- [27] T. B. Boykin, R. C. Bowen, G. Klimeck, K. L. Lear, *Resonant-tunneling diodes with emitter prewells*, 1999, Appl. Phys. Lett., vol. 75, pp. 1302.
- [28] T. S. Moise, Y. C. Kao, C. L. Goldsmith, C. L. Schow, J. C. Campbell, *High-speed resonant-tunneling photodetectors with low-switching energy*, 1997, IEEE Photonics Technol. Lett., vol. 9, pp. 803.