

**UNIVERSIDADE FEDERAL FLUMINENSE  
CENTRO TECNOLÓGICO – ESCOLA DE ENGENHARIA  
MESTRADO EM ENGENHARIA DE TELECOMUNICAÇÕES**

**LEANDRO CODEÇO DE ALVARENGA PRAZERES**

**ESTUDO SOBRE FORMATOS AVANÇADOS DE MODULAÇÃO ÓPTICA**

**NITERÓI  
2013**

**LEANDRO CODEÇO DE ALVARENGA PRAZERES**

**ESTUDO SOBRE FORMATOS AVANÇADOS DE MODULAÇÃO ÓPTICA**

Dissertação apresentada ao Curso de Pós-Graduação em Engenharia de Telecomunicações da Universidade Federal Fluminense, como requisito parcial para a obtenção do título de Mestre. Área de Concentração: Sistemas de Telecomunicações

Orientadora: Profa. Dra. Paula Brandão Harboe

**NITERÓI  
2013**

**LEANDRO CODEÇO DE ALVARENGA PRAZERES**

**ESTUDO SOBRE FORMATOS AVANÇADOS DE MODULAÇÃO ÓPTICA**

Dissertação apresentada ao Curso de Pós-Graduação em Engenharia de Telecomunicações da Universidade Federal Fluminense, como requisito parcial para a obtenção do título de Mestre. Área de Concentração: Sistemas de Telecomunicações

**BANCA EXAMINADORA**

---

**Profa. Dra. Paula Brandão Harboe** – Orientadora  
Universidade Federal Fluminense – UFF

---

**José Rodolfo Souza**  
Universidade do Estado do Rio de Janeiro – UERJ

---

**Tadeu Ferreira**  
Universidade Federal Fluminense – UFF

---

**Vanessa Magri**  
Universidade Federal Fluminense – UFF

## Agradecimentos

Gostaria de agradecer, acima de qualquer outra pessoa, a minha orientadora Paula Brandão Harboe. Sem a sua preciosa ajuda, seus conselhos e todo o tempo dedicado a me ajudar, esta dissertação não teria sido concluída. Já a conhecia havia algum tempo, e posso dizer que a considero mais que uma orientadora, mas uma amiga.

Também gostaria de agradecer aos outros professores do curso, como os professores Andrés Pablo e Murilo Bresciani, e a professora Leni Joaquim de Matos. A sua ajuda também foi preciosa ao longo de todo o curso.

Agradeço também a minha família por todo o apoio que me foi dado, especialmente nos momentos mais delicados que ocorreram. Me orgulho muito de pertencer a esta família, e sou cada vez mais grato por isso.

Por fim, gostaria de fazer um agradecimento especial a Lis Azevedo Guimarães. Sua ajuda foi breve, mas sem ela este trabalho não seria concluído, e por isto, serei sempre agradecido.

# Resumo

Sistemas de comunicação com fibras ópticas formam a infraestrutura básica das redes de transporte de alta velocidade, e a sua capacidade de transmissão vem aumentando exponencialmente ao longo dos últimos anos.

Com o surgimento de enlaces DWDM operando com taxas superiores a 40 Gb/s por canal óptico, os fatores degradantes da qualidade do sinal tornaram-se ainda mais intensos e novas tecnologias passaram a ser necessárias para evitar o aumento das taxas de erro de bit. Além disso, com o aumento da taxa de transmissão, há um aumento na banda ocupada por cada canal, tornando mais crítica a questão da eficiência espectral.

Por esses motivos, passou a ser necessário estudar maneiras de diminuir a degradação dos sinais além de aumentar a eficiência espectral dos enlaces ópticos. Dentre os principais tópicos de estudo, estão os formatos avançados de modulação óptica.

O objetivo desta dissertação é, portanto, fazer um estudo sobre os principais formatos de modulação ópticos e dos componentes utilizados na sua implementação. No trabalho, são apresentadas as características de modulações em amplitude e fase, além de mostrar como as mesmas podem ser implementadas em redes ópticas. Além disso, para avaliar o impacto do uso de modulações em enlaces ópticos, foi elaborado um modelo para simulação no *software* MATLAB. Através dele, distorções temporais e espectrais são investigadas considerando diversos regimes de propagação.

Palavras chave – Redes ópticas; formatos de modulação; simulador numérico

# Abstract

Fiber optics communication systems form the backbone of the high-speed transport networks, and its capacity has been growing exponentially in the last years.

With the appearance of DWDM links operating at rates over 40 Gb/s per optical channel, degrading factors of the signal's quality became even stronger and new technologies became necessary to avoid increasing the BER. Also, with the higher bit rates the bandwidth occupied by each channel also increases, making the spectral efficiency a more relevant factor.

Because of these factors, it became necessary to study new technics to diminish the signal's degradation and also increase the spectral efficiency at optical links. Among the main study topics are the advanced optical modulation formats.

The goal of this work is to make a study of the main modulation formats and the components used on its implementation. Along the work the phase and amplitude modulations' characteristics are presented, as well as their implementation in optical networks. Even more, to evaluate the impact of these modulations in the links, a simulator was developed in the software MATLAB. Through it, temporal and spectral distortions are analyzed, considering several propagation regimes.

Key words: Optical networks; modulation formats; numerical simulator

# Sumário

<b>1</b>	<b>Introdução.....</b>	<b>17</b>
1.1	Histórico das comunicações ópticas.....	19
1.2	Proposta da dissertação e organização do trabalho.....	23
<b>2</b>	<b>Propagação de um sinal em fibra óptica monomodo padrão..</b>	<b>25</b>
2.1	A Equação de Propagação.....	25
2.2	Regimes de propagação.....	35
<b>3</b>	<b>Formatos avançados de modulação óptica.....</b>	<b>44</b>
3.1	Características dos formatos de modulação.....	45
3.2	Tipos de moduladores.....	47
3.2.1	Laser modulado diretamente.....	48
3.2.2	Modulador de Eletro-Absorção.....	48
3.2.3	Modulador de fase.....	49
3.2.4	Interferômetro Mach-Zehnder.....	50
3.3	Formatos de modulação em intensidade.....	52
3.3.1	Chaveamento <i>on-off</i> sem retorno a zero.....	52

3.3.2	Chaveamento on-off com retorno a zero.....	55
3.3.3	Duobinário.....	60
3.3.4	Inversão alternada de marca.....	63
3.3.5	Chaveamento multinível de amplitude.....	66
3.4	Formatos de modulação em fase.....	67
3.4.1	Chaveamento diferencial binário de fase.....	69
3.4.2	Chaveamento diferencial de fase em quadratura.....	73
<b>4</b>	<b>Simulações de enlaces e análise de resultados.....</b>	<b>77</b>
4.1	Resultados de simulações.....	77
4.1.1	Chaveamento <i>on-off</i> .....	79
4.1.2	Duobinário e inversão alternada de marca.....	98
4.1.3	Chaveamento diferencial binário de fase e chaveamento diferencial de fase em quadratura.....	109
4.2	Análise comparativa.....	123
<b>5</b>	<b>Conclusão.....</b>	<b>127</b>
	<b>Referências Bibliográficas.....</b>	<b>132</b>



<b>Apêndice A</b>	<b>Interferômetro Mach-Zehnder.....</b>	<b>135</b>
A.1	O efeito eletro-óptico.....	135
A.2	Equações para o MZM.....	137
A.2.1	MZM com divisão ideal de potência.....	138
A.2.2	MZM com divisão assimétrica de potência.....	140
A.3	<i>Chirp</i> induzido por um MZM.....	142

# Lista de Figuras

Fig 1.1 – Distância de transmissão sem regeneração vs. taxa de transmissão para varias tecnologias de comunicação com e sem fio.....	18
Fig 1.2 – Aumento do produto BL no período de 1975-2000, através de várias gerações comerciais.....	19
Fig 2.1 – Variação do parâmetro D em função do comprimento de onda.....	38
Fig 3.1 – Formatos de modulação óptica.....	45
Fig 3.2 – Transmissão de potência de um modulador de eletro-absorção.....	49
Fig 3.3 – Estrutura básica de um modulador óptico de fase.....	49
Fig 3.4 – Estrutura básica de um modulador Mach-Zehnder.....	51
Fig 3.5 – Comparação entre pulsos NRZ e RZ.....	53
Fig 3.6 – Ponto de operação de um modulador Mach-Zehnder.....	54
Fig 3.7 – Sinal NRZ - a) diagrama de olho de intensidade; b) espectro de potência.....	55
Fig 3.8 – Esquema do transmissor para obtenção de sinais RZ.....	56
Fig 3.9 – Pontos de operação do <i>pulse carver</i> para obtenção de pulsos RZ 50% e RZ 33%.....	57
Fig 3.10 – Sinal RZ-OOK 50% – a) diagrama de olho de intensidade; b) espectro de potência...58	
Fig 3.11 – Sinal RZ-OOK 33% – a) diagrama de olho de intensidade; b) espectro de potência...58	
Fig 3.12 – Polarização do pulse carver para o RZ 67% - a) Ponto de operação; b) Característica do sinal de saída.....	59
Fig 3.13 – Sinal CSRZ, espectro de potência.....	60
Fig 3.14 – Transmissor para modulação DB – a) usando filtro de atraso e adição; b) usando filtro passa-baixas.....	61
Fig 3.15 – Sinal Duobinário – a) diagrama de olho de intensidade; b) espectro de potência.....	62
Fig 3.16 – Transmissor para modulação AMI – a) usando filtro de atraso e subtração; b) usando filtro passa-altas.....	63

Fig 3.17 – Sinal RZ-AMI 33% – a) diagrama de olho de intensidade; b) espectro de potência...	64
Fig 3.18 – Modulador AMI implementado com um DI – a) Diagrama em blocos do modulador; b) Campos de entrada e saída no DI.....	65
Fig 3.19 – Codificador diferencial binário.....	68
Fig 3.20 – Diagrama de constelação para o DPSK – a) comparação com a constelação OOK; b) diferentes transições entre os níveis.....	69
Fig 3.21 – Sinal DPSK – a) diagrama de olho de intensidade; b) espectro de potência.....	71
Fig 3.22 – Modulador DPSK – a) MZM operando no modo <i>pull-pull</i> ; b) MZM operando no modo <i>push-pull</i> .....	71
Fig 3.23 – Receptor DPSK.....	72
Fig 3.24 – Moduladores DQPSK – a) Modulador paralelo; b) Modulador em série.....	73
Fig 3.25 – Diagrama de constelação para DQPSK – a) modulador paralelo; b) modulador em série.....	74
Fig 3.26 – Receptor DQPSK.....	76
Fig 4.1 – Diagrama em blocos do modelo de um enlace simulado.....	78
Fig 4.2 – Diagrama em blocos dos enlaces simulados com modulação RZ-OOK.....	80
Fig 4.3 – Simulação 1 – RZ-OOK 50% , regime de propagação A.....	82
Fig 4.4 – Simulação 2 – RZ-OOK 33% , regime de propagação A.....	83
Fig 4.5 – Simulação 3 – RZ-OOK 67% , regime de propagação A.....	83
Fig 4.6 – Alargamento temporal para sinais RZ-OOK, regime de propagação A e $L = 75\text{m}$ .....	84
Fig 4.7 – Simulação 4 – RZ-OOK 50% , regime de propagação B.....	86
Fig 4.8 – Simulação 5 – RZ-OOK 33% , regime de propagação B.....	86
Fig 4.9 – Simulação 6 – RZ-OOK 67% , regime de propagação B.....	87
Fig 4.10 – Simulação 7 – RZ-OOK 50%, regime de propagação C, dispersão normal.....	88
Fig 4.11 – Simulação 8 – RZ-OOK 33%, regime de propagação C, dispersão normal.....	89
Fig 4.12 – Simulação 9 – RZ-OOK 67%, regime de propagação C, dispersão normal.....	89

Fig 4.13 – Alargamento temporal para sinais RZ-OOK, regime de propagação C, dispersão normal e L = 75m.....	90
Fig 4.14 – Simulação 10 – RZ-OOK 50%, regime de propagação C, dispersão anômala.....	91
Fig 4.15 – Simulação 11 – RZ-OOK 33%, regime de propagação C, dispersão anômala.....	91
Fig 4.16 – Simulação 12 – RZ-OOK 67%, regime de propagação C, dispersão anômala.....	92
Fig 4.17 – Alargamento temporal para sinais RZ-OOK, regime de propagação C, dispersão anômala e L = 75m.....	92
Fig 4.18 – Simulação 13 – RZ-OOK 67% , regime de propagação A.....	94
Fig 4.19 – Simulação 14 – RZ-OOK 50% , regime de propagação A.....	94
Fig 4.20 – Alargamento temporal para sinais RZ 67% e RZ 50%, regime de propagação A e L = 75m.....	95
Fig 4.21 – Simulação 15 – RZ-OOK 67%, regime de propagação C, dispersão normal.....	96
Fig 4.22 – Simulação 16 – RZ-OOK 50%, regime de propagação C, dispersão normal.....	96
Fig 4.23 – Alargamento temporal para sinais RZ-OOK, regime de propagação C, dispersão normal e L = 75m.....	97
Fig 4.24 – Diagrama em blocos dos enlaces simulados com modulação DB.....	98
Fig 4.25 – Diagrama em blocos dos enlaces simulados com modulação RZ-AMI.....	99
Fig 4.26 – Simulação 17 – Duobinário, regime de propagação A.....	101
Fig 4.27 – Simulação 18 – RZ-AMI 33%, regime de propagação A.....	101
Fig 4.28 – Alargamento temporal para sinais DB e AMI, regime de propagação A e L = 75m.....	102
Fig 4.29 – Simulação 19 – Duobinário, regime de propagação B.....	103
Fig 4.30 – Simulação 20 – RZ-AMI 33%, regime de propagação B.....	103
Fig 4.31 – Simulação 21 – Duobinário, regime de propagação C, dispersão normal.....	105
Fig 4.32 – Simulação 22 – RZ-AMI 33%, regime de propagação C, dispersão normal.....	105
Fig 4.33 – Alargamento espectral e temporal para sinais DB e AMI, regime de propagação C, dispersão normal e L = 75m.....	106

Fig 4.34 – Simulação 23 – Duobinário, regime de propagação C, dispersão anômala.....	107
Fig 4.35 – Simulação 24 – RZ-AMI 33%, regime de propagação C, dispersão anômala.....	107
Fig 4.36 – Alargamento espectral e temporal para sinais DB e AMI, regime de propagação C, dispersão anômala e $L = 75\text{m}$ .....	108
Figura 4.37 – Diagrama em blocos dos enlaces simulados com modulação RZ-DPSK.....	109
Figura 4.38 – Diagrama em blocos dos enlaces simulados com modulação RZ-DQPSK.....	110
Fig 4.39 – Simulação 25 - RZ-DPSK 33%, regime de propagação A: a) Intensidade temporal e espectro de potência; b) Sinal demodulado.....	112
Fig 4.40 – Simulação 26 - RZ-DQPSK 33%, regime de propagação A: a) Intensidade temporal e espectro de potência; b) Sinais de saída em fase e em quadratura.....	113
Fig 4.41 – Simulação 27 - RZ-DPSK 33%, regime de propagação B: a) Intensidade temporal e espectro de potência; b) Sinal demodulado.....	115
Fig 4.42 – Simulação 28 - RZ-DQPSK 33%, regime de propagação B: a) Intensidade temporal e espectro de potência; b) Sinais de saída em fase e em quadratura.....	116
Fig 4.43 – Simulação 29 - RZ-DPSK 33%, regime de propagação C, dispersão normal: a) Intensidade temporal e espectro de potência; b) Sinal demodulado.....	118
Fig 4.44 – Simulação 30 - RZ-DQPSK 33%, regime de propagação C, dispersão normal: a) Intensidade temporal e espectro de potência; b) Sinais de saída em fase e em quadratura.....	119
Fig 4.45 – Simulação 31 - RZ-DPSK 33%, regime de propagação C, dispersão anômala: a) Intensidade temporal e espectro de potência; b) Sinal demodulado.....	121
Fig 4.46 – Simulação 32 - RZ-DQPSK 33%, regime de propagação C, dispersão anômala: a) Intensidade temporal e espectro de potência; b) Sinais de saída em fase e em quadratura.....	122
Fig 4.47 – Espectro óptico de diferentes formatos de modulação e seus respectivos diagramas de olho de intensidade.....	124
Fig A.1 – Estrutura do modulador Mach-Zehnder.....	137
Fig A.2 – Tensões aplicadas ao MZM.....	139

# Lista de Tabelas

Tabela 2.1 – Regimes de Propagação.....	37
Tabela 3.1 – Relação entre sinal digital binário e multinível.....	46
Tabela 3.2 – Sequência DB.....	61
Tabela 3.3 – Sequência AMI.....	63
Tabela 3.4 – Relação entre DB e AMI.....	66
Tabela 3.5 – Codificação diferencial.....	68
Tabela 4.1 –Parâmetros de testes, modulação OOK, Regime A.....	82
Tabela 4.2 –Parâmetros de testes, modulação OOK, regime B.....	85
Tabela 4.3 –Parâmetros de testes, modulação OOK, regime C.....	88
Tabela 4.4 – Parâmetros de testes, modulações DB e AMI, regime A.....	100
Tabela 4.5 – Parâmetros de testes, modulações DB e AMI, regime B.....	102
Tabela 4.6 –Parâmetros de testes, modulações DB e AMI, regime C.....	104
Tabela 4.7 – Parâmetros de testes, modulações DPSK e DQPSK, regime A.....	111
Tabela 4.8 – Parâmetros de testes, modulações DPSK e DQPSK, regime B.....	114
Tabela 4.9 – Parâmetros de testes, modulações DPSK e DQPSK, regime C.....	117
Tabela 4.10 – Complexidade de transmissores e receptores para diferentes formatos de modulação.....	126

# Lista de Acrônimos

AMI – Inversão Alternada de Marca

BER – Taxa de Erro de Bit

CSRZ – Retorna a Zero com Portadora Suprimida

DB – Duobinário

DCF – Fibra Compensadora de Dispersão

DBPSK – Chaveamento Diferencial Binário de Fase

DPSK – Chaveamento Diferencial de Fase

DQPSK – Chaveamento Diferencial de Fase em Quadratura

DSF – Fibra com Dispersão Deslocada

DSL – Linha Digital de Assinante

EAM – Modulador de Eletro-Absorção

EDFA – Amplificador de Fibra Dopada com Érbio

FDM – Multiplexação por Divisão de Frequência

FEC – Técnica de Correção de Erro

FWHM – Largura a Meia Altura

MASK – Chaveamento Multinível de Amplitude

MZM – Modulador Mach-Zehnder

NLSE – Equação Não Linear de Schrödinger

NRZ – Não Retorna a Zero

OOK – Chaveamento *On-Off*

OPM – Modulador Óptico de Fase

OSNR – Relação Sinal Ruído Óptico

PDM – Multiplexação por Divisão de Polarização

QAM – Modulação de Amplitude em Quadratura

RZ – Retorno a Zero

SPM – Automodulação de Fase

WDM – Multiplexação por Divisão de Comprimento de Onda

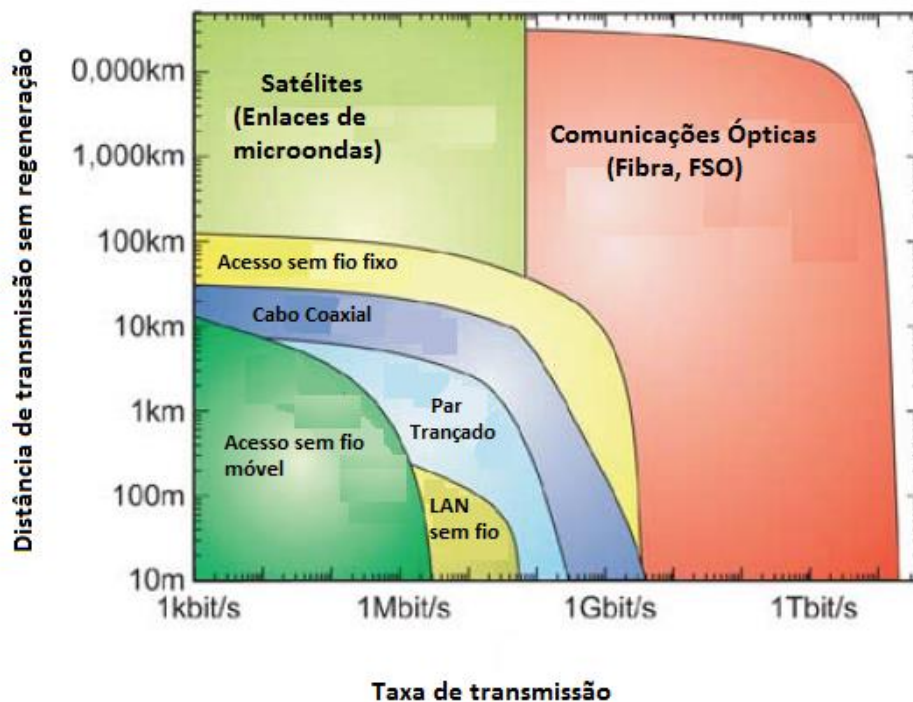


# Capítulo 1

## Introdução

Para milhões de pessoas ao redor do mundo, acessar a Internet diariamente para obter informações, checar o correio eletrônico, fazer compras de casa ou simplesmente baixar e assistir a filmes no computador tornou-se um hábito natural. Ao longo dos últimos anos, o volume de tráfego de dados transmitido pela rede mundial tem aumentado consideravelmente devido a diversos fatores, como o aumento no número de usuários (acessos) na Internet, surgimento de serviços que demandam uma maior largura de banda, etc. Para poder acompanhar essa demanda, as tecnologias para infraestrutura de rede também precisam estar sempre em constante evolução, em todas as partes da rede.

Nas redes de acesso, centenas de milhões de assinantes possuem acesso de banda larga através de tecnologias como DSL (*Digital Subscriber Line*), que permite taxas de transmissão de dezenas de Mb/s através de pares metálicos trançados. Originalmente implementados para transmitir sinais de voz com largura de banda de 4 kHz, os pares trançados permitiam, na década de 90, a transmissão de sinais de dados com taxas de 64 kb/s. Essa evolução nas taxas de transmissão só foi possível graças ao uso de técnicas de transmissão mais avançadas, que acabaram por estender a vida útil dos pares trançados nas redes de acesso. Mas para permitir taxas elevadas nas redes de acesso, o núcleo da rede também precisa estar em constante evolução, e não se pode falar em núcleo de rede sem falar em redes de comunicação óptica. A figura 1.1 compara as tecnologias de comunicação ópticas e de radiofrequência mais usadas atualmente, mostrando a máxima taxa de transmissão que pode ser propagada em diversas distâncias.



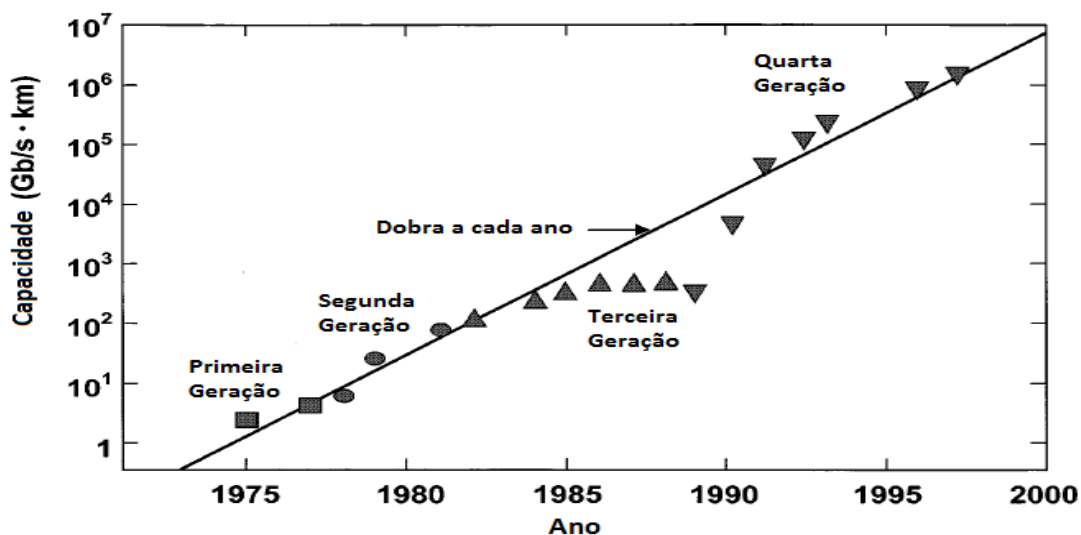
**Figura 1.1:** Distância de transmissão sem regeneração vs. taxa de transmissão para varias tecnologias de comunicação com e sem fio. (Fonte: Winzer, 2006)

Os sistemas de comunicação óptica operam em altas frequências ( $\sim 100$  THz), na região do infravermelho do espectro eletromagnético, apresentando baixa atenuação ( $\sim 0,2$  dB/km) em uma banda de frequência com largura de vários THz. Essas características permitem que as redes ópticas consigam transmitir taxas da ordem Tb/s ao longo de enlaces com muitos quilômetros de comprimento, o que fez com que essa tecnologia se tornasse a espinha dorsal das redes de telecomunicações de longa distância. Mas o fato do volume de tráfego aumentar continuamente, demanda que os sistemas ópticos estejam sempre em constante evolução, com vários desafios a serem resolvidos. O objetivo deste capítulo de introdução é, portanto, apresentar um breve histórico das comunicações ópticas, mostrando alguns dos desafios que existem atualmente para, então, apresentar o foco deste trabalho.

## 1.1) Histórico das comunicações ópticas

A invenção do laser em 1960 foi o estopim que deu início à era das comunicações ópticas. Ao longo da década de 1960, especulava-se que as fibras ópticas poderiam ser utilizadas como meio de guiamento de luz, apesar das altas perdas que as fibras da época apresentavam ( $\sim 1000$  dB/km). Este cenário começou a mudar em 1970, quando foi desenvolvida uma fibra com perdas abaixo de 20 dB/km, na região de comprimento de onda de 1  $\mu\text{m}$ . Simultaneamente, foram desenvolvidos lasers semicondutores de arseneto de gálio (GaAs) que operavam em temperatura ambiente. O aparecimento quase simultâneo de fontes ópticas compactas e fibras ópticas com baixas perdas, levou a um esforço mundial para o desenvolvimento de sistemas de comunicação ópticos [Agrawal, 2002].

As pesquisas sobre sistemas comerciais de comunicação por fibras ópticas começaram por volta de 1975, e todo o progresso realizado desde aquela época até os dias atuais pode ser dividido em diferentes **gerações** comerciais. A figura 1.2 mostra o aumento da capacidade dos sistemas ópticos no período de 1975-2000 [Agrawal, 2002]. A capacidade de um sistema é dada pelo produto taxa de transmissão de bits **B** pelo comprimento máximo do enlace **L** (sem regeneração), e é medida em  $(\text{b/s}) \cdot \text{km}$ . A linha de referência na figura 1.2 corresponde a um produto BL dobrando a cada ano. É importante mencionar que cada nova geração é caracterizada por uma diferença fundamental que ajuda a melhorar cada vez mais a performance do sistema.



**Figura 1.2:** Aumento do produto BL no período de 1975-2000, através de várias gerações comerciais de sistemas de comunicação óptica. Os diferentes símbolos são usados para caracterizar os resultados obtidos em cada geração. (Fonte: Agrawal, 2002).

Na **primeira geração**, os enlaces ópticos operavam em comprimentos de onda em torno de

0,8  $\mu\text{m}$  e usavam lasers de GaAs. Estes sistemas operavam com uma taxa de transmissão de 45 Mb/s e precisavam de repetidores com espaçamento de até 10 km, que era maior que o espaçamento entre repetidores dos enlaces com cabos coaxiais, que era da ordem de 1 km. Este maior espaçamento era um estímulo para a implementação de pesquisa e sistemas ópticos, pois significava uma redução nos custos de instalação e manutenção da rede.

A **segunda geração** se dá no início dos anos 80, e é caracterizada pela introdução de lasers semicondutores de InGaAsP [Agrawal, 2002], o que possibilitou a operação dos enlaces em comprimentos de onda na faixa de 1,3  $\mu\text{m}$ . Essa mudança na janela de operação dos enlaces permitia que os enlaces operassem com perdas menores (agora, da ordem de 0,5 dB/km), o que aumentava a distância entre repetidores, embora a taxa de transmissão continuasse limitada a menos de 100 Mb/s devido a dispersão nas fibras multimodo, que era a fibra padrão na época. Essa limitação foi superada com o desenvolvimento das fibras monomodo, o que permitiu o surgimento de sistemas ópticos comerciais operando com taxas de até 1,7 Gb/s e distâncias entre repetidores de até 50 km, em 1987.

Apesar dessa evolução, as distâncias dos enlaces continuavam limitadas devido às perdas na fibra, pois a atenuação torna-se mínima em torno de 1,55  $\mu\text{m}$  ( $\sim 0,2$  dB/km), e os enlaces estavam operando em torno de 1,3  $\mu\text{m}$ . O problema é que os lasers convencionais de InGaAsP, de espectro largo, não eram adequados para operar nesse novo comprimento de onda, e, por consequência, a introdução da **terceira geração** foi consideravelmente atrasada devido à grande dispersão sofrida pelo sinal operando em 1,55  $\mu\text{m}$ . Ou seja, enquanto nas gerações anteriores o fator limitante para as distâncias dos enlaces era a atenuação, na terceira geração, o fator limitante passou a ser a dispersão (cujo mínimo está para comprimentos de onda em torno de 1,3  $\mu\text{m}$ ).

Para solucionar este problema, foram desenvolvidas as fibras com dispersão deslocada (DSF – *Dispersion-Shifted Fiber*), que apresentam os mínimos de dispersão e de atenuação em 1,55  $\mu\text{m}$ , o que permitiu, no início da década de 90, enlaces ópticos operando com taxas de 2,5 Gb/s (podendo chegar até 10 Gb/s [Agrawal, 2002] ) e distância entre repetidores da ordem de 70 km.

O problema da terceira geração era que não houve uma grande evolução nas distâncias máximas dos enlaces, o que era um entrave para aumentar a capacidade da rede óptica. Para tentar solucionar este problema, houve uma série pesquisas em diferentes tecnologias na década de 80, dentre as quais destacam-se os **formatos avançados de modulação óptica** e a **deteção coerente**. Apesar de seus potenciais benefícios terem sido demonstrados em experimentos na época [Linke, 1990], tais tecnologias eram complexas e caras, e os estudos nesta área foram deixados de lado

devido ao surgimento, em 1989, dos **amplificadores de fibra dopada com érbio** (EDFA – *Erbium-Doped Fiber Amplifier*).

Os primeiros amplificadores a fibra foram fabricados na década de 60, mas foi somente após 1987 que o seu desenvolvimento se acelerou. Em especial, o EDFA atraiu a atenção dos pesquisadores devido ao fato de que a faixa de frequências que este amplifica coincide com o mínimo de atenuação da fibra óptica (1,55  $\mu\text{m}$ ).

A **quarta geração** de comunicações ópticas é, portanto, marcada pelo uso de duas tecnologias: o EDFA, que aumentou drasticamente a distância entre repetidores, e a **multiplexação por divisão em comprimento de onda** (WDM – *Wavelength Division Multiplexing*), que, conceitualmente segue a mesma ideia da multiplexação por divisão em frequências (FDM – *Frequency Division Multiplexing*), que já era empregado nos sistemas de comunicação em micro-ondas. A grande vantagem dos sistemas WDM é a redução de custos por bit de informação transmitido, devido ao compartilhamento de dispositivos ópticos entre os vários canais. Dentre os dispositivos está a própria fibra óptica usada na transmissão, os amplificadores ópticos utilizados no enlace, e as fibras compensadoras de dispersão (DCF – *Dispersion Compensating Fiber*), que são fibras especiais usadas para reduzir o efeito da dispersão cromática nos sinais transmitidos.

O resultado é que, graças a essas duas revoluções, as taxas de transmissão nas redes ópticas passaram a dobrar a cada 6 meses, chegando a 10 Tb/s em 2001. Além disso, os enlaces passaram a usar amplificadores ópticos a cada 60-80 km, o que tornou viável o uso de cabos submarinos para comunicações intercontinentais. Por exemplo, em meados da década de 1990, um enlace de 11.300 km com taxa de transmissão de 5 Gb/s foi demonstrado, fazendo uso de cabos submarinos reais [Otani, 1995][Agrawal, 2002].

Enquanto na década de 1990 houve uma explosão na instalação de fibras comerciais, os anos 2000 viram uma desaceleração neste processo. Mesmo assim, as pesquisas têm continuado por todo o mundo, desenvolvendo a chamada **quinta geração** sistemas ópticos, que possui o foco em aumentar o número de canais por fibra no WDM, além de elevar a taxa de transmissão de cada canal, resultando num aumento ainda maior da capacidade do sistema.

Essa evolução na capacidade impõe uma série de complexos desafios que precisam ser superados. Por exemplo, embora seja importante aumentar o número de canais nos sistemas WDM, muitos dos componentes ópticos operam numa janela de comprimentos de onda limitada, e, portanto, seria benéfico que o espaçamento entre os canais WDM fosse o menor possível, aumentando a **eficiência espectral**. Esta eficiência espectral é definida como a razão entre a taxa de

transmissão de dados por canal WDM e o espaçamento espectral ocupado pelo canal WDM, e quantificada na unidade de bit por segundo por Hertz (b/s.Hz) [Winzer, 2008][Winzer, 2008][Costello 1998]. Além disso, o aumento da taxa de transmissão por canal deixa o sinal mais susceptível a distorções ao longo dos enlaces.

Por fim, além de aumentar a capacidade ponto-a-ponto dos sistemas de comunicação óptica, expandir **funcionalidades de rede** (como o roteamento dos sinais) para o domínio óptico é outro aspecto importante que permite expandir a rede diminuindo os custos por bit de informação transmitido [Winzer, 2008][Winzer, 2006].

Há, portanto, diversos campos de pesquisa atuais que visam proporcionar sistemas de comunicação óptica com alta eficiência espectral e redes de transporte opticamente roteadas, dentre os quais, podem-se destacar [Silveira, 2009][Winzer, 2008][Winzer, 2006]:

- **Componentes ópticos de baixas perdas** (que incluem as fibras ópticas, elementos compensadores de dispersão, e elementos de roteamento/chaveamento óptico): minimizam a necessidade de amplificadores ópticos e, conseqüentemente, reduzem o ruído de amplificação acumulado na rede;
- **Amplificadores ópticos de baixo ruído** (como os amplificadores Raman distribuídos): minimizam o ruído acumulado ao longo do sistema;
- **Fibras ópticas avançadas**: reduzem as distorções não lineares do sinal, permitindo que o sinal transmitido tenha maior potência na entrada da fibra;
- **Técnicas de correção de erro** (FEC – *Forward Error Correction*): permitem que o sistema opere com uma maior taxa de erro de bit (BER – *Bit-Error Ratio*), o que diminui as exigências na relação sinal-ruído óptica (OSNR – *Optical Signal-to-Noise Ratio*) no receptor.
- **Formatos avançados de modulação óptica**: apresentam diversas aplicações, podendo modificar o sinal de maneira que o mesmo seja mais resistente à dispersão e efeitos não lineares, além de poder manipular o espectro do sinal, de maneira que o mesmo apresente uma melhor eficiência espectral.

O objeto de estudo desta dissertação de mestrado são os formatos de modulação avançados, que têm sido amplamente pesquisados com o objetivo de combater os efeitos de degradação do sinal ao longo da propagação e melhorar a eficiência espectral do enlace. Embora os primeiros artigos sobre o tema datem do final da década de 1980, este tema não foi muito estudado ao longo da década de 1990, havendo um ressurgimento do interesse no início dos anos 2000, como por exemplo: [Conradi, 2002] e [Rasmussen, 2001].

## **1.2) Proposta da dissertação e organização do trabalho**

O trabalho apresentado nesta dissertação tem como objetivo fazer um estudo sobre diferentes formatos avançados de modulação óptica, mostrando as suas principais características, diferentes tecnologias de moduladores e receptores, e as suas performances ao se propagarem por meios dispersivos e não lineares.

Para permitir um melhor entendimento, foi elaborado um algoritmo eficiente, que permite simular diferentes enlaces ópticos para cada tipo de modulação. Tal algoritmo foi elaborado de forma modular, ou seja, cada componente do enlace (fonte, modulador, fibra óptica, ...) constitui um bloco de código praticamente independente dos demais, o que assegura flexibilidade e facilidade para realizar as simulações. Além disso, ele é uma ferramenta prática, o que permitirá a sua utilização por outros alunos em cursos de graduação ou pós-graduação, complementando e exemplificando todo o conceito teórico aprendido. Por fim, cabe mencionar que as rotinas implementadas foram extensivamente testadas e comparadas com resultados teóricos encontrados na literatura, de maneira a validar o algoritmo desenvolvido.

O trabalho, portanto, está organizado da seguinte maneira: o **capítulo 2** começa estudando as principais características da propagação de um sinal luminoso através de uma fibra óptica dispersiva e não linear, mostrando as aproximações que são consideradas na elaboração do modelo matemático implementado neste trabalho.

O **capítulo 3** explica os conceitos básicos sobre formatos de modulação, para, então, introduzir os formatos avançados de modulação óptica. São apresentadas as tecnologias dos moduladores, além de uma descrição detalhada de alguns dos principais formatos implementados atualmente.

Já o **capítulo 4** apresenta os resultados das simulações realizadas, discutindo cada um deles separadamente, para, então, comparar as diferentes modulações.

Por fim, no **capítulo 5** são apresentadas as conclusões deste trabalho, bem como sugestões para trabalhos futuros nessa linha de pesquisa.



## Capítulo 2

# Propagação de um sinal em Fibra Óptica Monomodo Padrão

Para estudar o comportamento dos sinais propagantes na fibra, é importante conhecer que equações regem esta propagação, uma vez que estas permitem conhecer quais são os principais fatores degradantes que atuam nos enlaces.

Serão abordadas aqui as equações para a fibra óptica monomodo padrão, que é descrita pela recomendação ITU-T G.652. Fibras monomodo apresentam núcleos com diâmetros pequenos, da ordem de  $10\mu\text{m}$ , que suportam apenas uma configuração de campo (modo de propagação) para a onda propagante. As fibras monomodo são largamente utilizadas em enlaces de longas distâncias ( $> 1000\text{km}$ ) e de alta capacidade ( $> 1\text{Tb/s}$ ).

Este capítulo está organizado da seguinte maneira: na seção 2.1 obtém-se a equação não linear de Schrödinger (NLSE), que descreve a propagação de um pulso numa fibra óptica. A partir da NLSE, a seção 2.2 discute os efeitos de dispersão e automodulação de fase, apresentando o conceito de regime de propagação e analisando as distorções sofridas pelo pulso propagante

### 2.1) A Equação de Propagação

Assim como todos os outros fenômenos eletromagnéticos, a propagação de pulsos em fibras ópticas é descrita pelas Equações de Maxwell [Ballanis, 1989]:

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (2.1)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (2.2)$$

$$\nabla \cdot \vec{D} = \rho_e \quad (2.3)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (2.4)$$

nas quais  $\vec{E}, \vec{H}, \vec{D}, \vec{B}, \vec{J}$  e  $\rho_e$  representam, respectivamente, os fasores de campo elétrico, campo magnético, densidade de fluxo elétrico, densidade de fluxo magnético, a densidade de corrente e a densidade de cargas do meio.

As densidades de fluxo  $\vec{D}$  e  $\vec{B}$  se relacionam com os campos  $\vec{E}$  e  $\vec{H}$  através de:

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P} \quad (2.5)$$

$$\vec{B} = \mu_0 (\vec{H} + \vec{M}) \quad (2.6)$$

sendo  $\vec{P}$  e  $\vec{M}$  as polarizações elétrica e magnética induzidas;  $\epsilon_0$  e  $\mu_0$  sendo a permissividade e a permeabilidade do vácuo, respectivamente.

Considerando a fibra óptica é um meio não magnético e sem cargas livres, e substituindo as considerando as equações 2.5 e 2.6, as equações de Maxwell podem ser reescritas como:

$$\nabla \times \vec{E} = -\mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad (2.7)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \frac{\partial \vec{P}}{\partial t} \quad (2.8)$$

$$\nabla \cdot \vec{D} = 0 \quad (2.9)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (2.10)$$

Aplicando novamente o rotacional em 2.7, e utilizando 2.8 e a relação  $c^2 = 1/\mu_0\varepsilon_0$ , na qual  $c$  representa a velocidade da luz no vácuo, chega-se a [Fowles, 1989]:

$$\nabla \times \nabla \times \vec{E} = -\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} - \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{P}}{\partial t^2} \quad (2.11)$$

As fibras ópticas usadas em sistemas de telecomunicações operam na faixa de comprimento de ondas entre 0,5 e 2 $\mu$ m, a relação entre  $\vec{P}$  e  $\vec{E}$  pode ser expressa como [Fowles, 1989]:

$$\vec{P} = \varepsilon_0 \left( \chi^{(1)} \cdot \vec{E} + \chi^{(2)} : \vec{E}\vec{E} + \chi^{(3)} : \vec{E}\vec{E}\vec{E} + \dots \right) \quad (2.12)$$

de maneira que  $\chi^{(j)}$  ( $j = 1, 2, 3, \dots$ ) representa a susceptibilidade elétrica de  $j$ -ésima ordem.

A susceptibilidade linear  $\chi^{(1)}$  é a contribuição dominante para  $\vec{P}$ , enquanto que as susceptibilidades de ordem par ( $\chi^{(j)}$  com  $j$  par) são nulas para meios que possuem simetria de inversão em escala molecular, ou seja, a inversão do campo elétrico implica na inversão da polarização [Godoy, 2006]. Portanto nas fibras ópticas a base de sílica, que é um material que apresenta tal inversão, as contribuições das susceptibilidades de ordem par serão desprezadas [Shen, 1984].

Assim, considerando apenas a contribuição não linear de mais baixa ordem,  $\chi^{(3)}$ , e a susceptibilidade linear, a equação 2.12 pode ser reescrita como:

$$\vec{P}(\vec{r}, t) = \vec{P}_L(\vec{r}, t) + \vec{P}_{NL}(\vec{r}, t) \quad (2.13)$$

sendo  $\vec{P}_L(\vec{r}, t)$  a parte linear, que é dada por:

$$\vec{P}_L(\vec{r}, t) = \varepsilon_0 \int_{-\infty}^{\infty} \chi^{(1)}(t - t') \cdot \vec{E}(\vec{r}, t) dt' \quad (2.14)$$

e  $\vec{P}_{NL}(\vec{r}, t)$ , a parte não linear do vetor de polarização, dada por [Cubeddu, 1970]:

$$\vec{P}_{NL}(\vec{r}, t) = \epsilon_0 \iiint_{-\infty}^{\infty} \chi^{(3)}(t - t^1, t - t^2, t - t^3) : \vec{E}(t^1)\vec{E}(t^2)\vec{E}(t^3) dt^1 dt^2 dt^3 \quad (2.15)$$

Aplicando as equações 2.13, 2.14 e 2.15 em 2.11, pode-se obter uma equação que descreve o comportamento dos pulsos que se propagam na fibra em bandas de interesse em telecomunicações [Balanis, 1989]. Para fazer isso, deve-se aplicar uma propriedade,  $\nabla \times \nabla \times \vec{E} = \nabla(\nabla \cdot \vec{E}) - \nabla^2 \vec{E}$ , na equação 2.11 e considerar que não há cargas livres na fibra óptica ( $\nabla \cdot \vec{E} = 0$ ). Assim, chega-se a:

$$\nabla^2 \vec{E} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} + \mu_0 \frac{\partial^2 (\vec{P}_L + \vec{P}_{NL})}{\partial t^2} \quad (2.16)$$

Até agora, a única aproximação feita é que a polarização não linear induzida leva em conta apenas a susceptibilidade de terceira ordem. Para o modelo que é utilizado neste trabalho, no entanto, é interessante fazer outras aproximações e simplificações, que também permitem entender o comportamento de fenômenos que ocorrem na propagação de pulsos em fibras.

Admite-se que o campo óptico propagante é praticamente monocromático, ou seja, a largura espectral do sinal é muito pequena em relação à frequência da portadora,  $f_0$ , que em sistemas de comunicação óptica, é da ordem de 100THz. Portanto, o modelo desenvolvido neste trabalho está limitado a pulsos com duração mínima de 1ps (largura espectral de 1THz).

Esta aproximação é conhecida como aproximação de variação lenta de envoltória (que é a variação da amplitude do sinal óptico), e permite que os vetores de campo e polarização sejam escritos como o produto entre uma função de variação lenta no tempo (representando a envoltória do pulso) e um termo que descreve as oscilações da portadora.

Ainda é admitido no modelo que a polarização do campo óptico se mantém ao longo de toda a propagação na fibra. Assim, considerando estas aproximações, pode-se escrever as equações do campo elétrico e das partes linear e não linear do vetor de polarização como [Cubeddu, 1970]:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \frac{1}{2} [E(\vec{r}, t)e^{-j\omega_0 t} + c. c.] \hat{x} \quad (2.17)$$

$$\vec{P}_L(\vec{r}, t) = \frac{1}{2} [P_L(\vec{r}, t)e^{-j\omega_0 t} + \text{c. c.}] \hat{x} \quad (2.18)$$

$$\vec{P}_{NL}(\vec{r}, t) = \frac{1}{2} [P_{NL}(\vec{r}, t)e^{-j\omega_0 t} + \text{c. c.}] \hat{x} \quad (2.19)$$

nas quais c.c. representa o complexo conjugado do termo anterior.

As últimas simplificações são relativas à parte não linear do vetor de polarização. Primeiramente, considera-se que  $\vec{P}_{NL}$  é uma perturbação a polarização total induzida, o que é razoável se levar em consideração que os efeitos não lineares são relativamente fracos em fibras de sílica, para sinais de intensidades moderadas[Cubeddu, 1970].

Além disso, é válido admitir que a resposta não linear do meio é instantânea, o que elimina a dependência temporal de  $\chi^3$  [Cubeddu, 1970], o que permite reescrever 2.15 com a forma:

$$\vec{P}_{NL}(\vec{r}, t) = \varepsilon_0 \chi^{(3)} : \vec{E}(\vec{r}, t) \vec{E}(\vec{r}, t) \vec{E}(\vec{r}, t) \quad (2.20)$$

A partir de agora, o objetivo das próximas etapas é chegar à equação de Helmholtz para então resolvê-la e chegar a NLSE. Assim, substituindo 2.18 em 2.14, obtem-se:

$$\vec{P}_L(\vec{r}, t) = \varepsilon_0 \int_{-\infty}^{\infty} \chi^{(1)}(t - t') E(\vec{r}, t) e^{j\omega_0(t-t')} dt' \quad (2.21)$$

Já para a componente não linear da polarização, substitui-se 2.19 em 2.15 e despreza-se os termos que oscilam na frequência  $3\omega_0$ , de forma a obter:

$$\vec{P}_{NL}(\vec{r}, t) \approx \varepsilon_0 \varepsilon_{NL} E(\vec{r}, t) \quad (2.22)$$

na qual  $\varepsilon_{NL}$  representa a contribuição não linear da constante dielétrica:

$$\varepsilon_{NL} = \frac{3}{4} \chi^{(3)} |E(\vec{r}, t)|^2 \quad (2.23)$$

A partir dos resultados de 2.22 e 2.21, pode-se reescrever a equação 2.16 como:

$$\nabla^2 \mathbf{E} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = -\mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}_L}{\partial t^2} - \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}_{NL}}{\partial t^2} \quad (2.24)$$

na qual:

$$\frac{\partial^2 \mathbf{P}_L}{\partial t^2} = \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left( \epsilon_0 \int_{-\infty}^{\infty} \chi^{(1)}(t - t') \mathbf{E}(\vec{r}, t) e^{j\omega_0(t-t')} dt' \right) \quad (2.25)$$

$$\frac{\partial^2 \mathbf{P}_{NL}}{\partial t^2} = \frac{\partial^2}{\partial t^2} (\epsilon_0 \epsilon_{NL} \mathbf{E}(\vec{r}, t)) \quad (2.26)$$

Devido a aproximação da variação lenta da envoltória e do caráter perturbativo de  $\vec{\mathbf{P}}_{NL}$ , é válido considerar  $\epsilon_{NL}$  constante [Godoy, 2006]. Por fim, escrevendo 2.24 no domínio da frequência, chega-se a equação de Helmholtz:

$$\nabla^2 \tilde{\mathbf{E}} + \epsilon(\omega) \mathbf{k}_0^2 \tilde{\mathbf{E}} = 0 \quad (2.27)$$

na qual  $\tilde{\mathbf{E}}$  é a transformada de Fourier de  $\mathbf{E}(\vec{r}, t)$ ,  $\mathbf{k}_0 = \omega/c$ , e  $\epsilon(\omega)$  é a constante dielétrica, dada por:

$$\epsilon(\omega) = 1 + \tilde{\chi}^{(1)}(\omega) + \epsilon_{NL} \quad (2.28)$$

A relação entre a constante dielétrica, o índice de refração e o coeficiente de perdas, é dada por [Agrawal, 2001],[Balanis, 1989][Godoy, 2006]:

$$\epsilon(\omega) = \left[ \bar{n}(\omega) + j \frac{\bar{\alpha}(\omega)}{2k_0} \right]^2 \quad (2.29)$$

$$\bar{n}(\omega) = n(\omega) + n_2 |\mathbf{E}|^2 \quad (2.30)$$

$$\bar{\alpha}(\omega) = \alpha(\omega) + \alpha_2 |E|^2 \quad (2.31)$$

nas quais  $\mathbf{n}(\omega)$  é o índice de refração linear e  $\alpha(\omega)$  é o coeficiente de perdas linear, enquanto  $\mathbf{n}_2$  e  $\alpha_2$  são o índice de refração não linear e o coeficiente de perdas não linear, respectivamente. Esses últimos são dependentes do tensor de susceptibilidade de terceira ordem através de:

$$\mathbf{n}_2 = \frac{3}{8\mathbf{n}(\omega)} \text{Re}(\chi^{(3)}) \quad (2.34)$$

$$\alpha_2 = \frac{3\omega_0}{4\mathbf{n}(\omega)c} \text{Im}(\tilde{\chi}^{(3)}) \quad (2.33)$$

onde  $c$  é a velocidade da luz no vácuo, e  $\omega_0$  é a frequência central do feixe de luz propagante.

Resolvendo a equação de Helmholtz (2.27) pelo método de separação das variáveis, a solução pode apresentar a forma:

$$\tilde{E}(\vec{r}, \omega - \omega_0) = F(x, y)\tilde{A}(z, \omega - \omega_0)e^{j\beta_0 z} \quad (2.34)$$

na qual  $\beta_0$  é a constante de fase da onda.

Substituindo 2.34 em 2.27, e considerando que a envoltória do sinal varia lentamente, pode-se fazer a aproximação  $\partial^2 \tilde{A}(z, \omega) / \partial z^2 \approx 0$ , e obter as equações:

$$\frac{\partial^2 F(x, y)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 F(x, y)}{\partial y^2} + [\varepsilon(\omega)k_0^2 - \bar{\beta}^2]F(x, y) = 0 \quad (2.35)$$

$$2j\beta_0 \frac{\partial \tilde{A}}{\partial z} + (\bar{\beta}^2 - \beta_0^2)\tilde{A} = 0 \quad (2.36)$$

A constante  $\bar{\beta}^2$  será definida um pouco mais adiante, e pode ser obtida calculando-se os

autovalores da equação 2.35.

A próxima etapa, consiste em substituir a equação 2.29 em 2.35, mas antes deve-se levar em consideração que o coeficiente  $\alpha_2$  é sensivelmente menor que  $\alpha$  nas fibras de sílica [Cubeddu, 1970], o que permite chegar a seguinte aproximação para a equação da constante dielétrica (2.29):

$$\varepsilon(\omega) = [n(\omega) + \Delta n]^2 \approx n^2 + 2n(\omega)\Delta n \quad (2.37)$$

$$\Delta n = n_2(\omega)|E|^2 + j\frac{\alpha(\omega)}{2k_0} \quad (2.38)$$

na qual  $\Delta n$  representa uma pequena perturbação na constante dielétrica devido a presença do campo elétrico.

A partir da equação 2.37, a equação 2.35 é resolvida utilizando a teoria perturbacional de primeira ordem [Agrawal, 2001][Balanis, 1989]. Com isso, a contante  $\bar{\beta}(\omega)$  passa a ser determinada por:

$$\bar{\beta}(\omega) = \beta(\omega) + \Delta\beta \quad (2.39)$$

Considerando a aproximação  $\bar{\beta}^2 \approx \beta^2 + 2\beta\Delta\beta$  e substituindo-a em 2.35, obtêm-se, após alguma manipulação algébrica:

$$\Delta\beta = j\frac{\alpha}{2} + k_0|A|^2n_2\frac{\langle F^4 \rangle}{\langle F^2 \rangle} \quad (2.40)$$

sendo  $\langle F^q \rangle = \iint_{-\infty}^{\infty} |F(x,y)|^q dx dy$ .

Utilizando a equação 2.39 e aproximando  $\bar{\beta}^2 - \beta_0^2$  por  $2\beta_0(\bar{\beta} - \beta_0)$ , a equação 2.36 é reescrita como:

$$\frac{\partial \tilde{A}}{\partial z} = j[\beta(\omega) + \Delta\beta - \beta_0]\tilde{A} \quad (2.41)$$



Agora, expandindo  $\beta(\omega)$  em Série de Taylor em torno de  $\omega_0$ , considerando até o terceiro termo da série, e substituindo esta expansão em B.16, obtêm-se:

$$\beta(\omega) = \beta_0 + (\omega - \omega_0)\beta_1 + \frac{1}{2}(\omega - \omega_0)^2\beta_2 + \frac{1}{6}(\omega - \omega_0)^3\beta_3 + \dots$$

$$\frac{\partial \tilde{A}}{\partial z} = j[(\omega - \omega_0)\beta_1 + \frac{1}{2}(\omega - \omega_0)^2\beta_2 + \Delta\beta]\tilde{A} \quad (2.42)$$

sendo  $\beta_n = \partial^n \beta / \partial \omega^n$ .

Na equação 2.42,  $1/\beta_1$  é a **velocidade de grupo** do pulso, que é a velocidade com a qual a sua envoltória se move, enquanto o parâmetro  $\beta_2$  é o parâmetro da **dispersão de velocidade de grupo** (GVD – *Group Velocity Dispersion*), que é responsável pelo alargamento temporal do pulso.

Aplicando a transformada de Fourier inversa nos dois membros de 2.42, obtem-se:

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \beta_1 \frac{\partial A}{\partial t} + \frac{j}{2}\beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} = j\Delta\beta A \quad (2.43)$$

e substituindo a equação 2.40 em 2.43:

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \beta_1 \frac{\partial A}{\partial t} + \frac{j}{2}\beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + \frac{\alpha}{2}A = jk_0 n'_2 |A|^2 A \quad (2.44)$$

sendo  $n'_2 = n_2 \langle F^4 \rangle / \langle F^2 \rangle$ . Normalizando a equação 2.44, de tal forma que:

$$\bar{A}(z, t) = \sqrt{\langle F^2 \rangle} A(z, t) \quad (2.45)$$

permite escrever:

$$\frac{\partial \bar{A}}{\partial z} + \beta_1 \frac{\partial \bar{A}}{\partial t} + \frac{j}{2}\beta_2 \frac{\partial^2 \bar{A}}{\partial t^2} + \frac{\alpha}{2}\bar{A} = j \frac{k_0 n'_2}{\langle F^2 \rangle} |\bar{A}|^2 \bar{A} \quad (2.46)$$

O que falta agora é definir o parâmetro de não linearidade Kerr  $\gamma$ , que é dado por:

$$\gamma = \frac{n_2 \omega_0}{c A_{\text{eff}}} \quad (2.47)$$

sendo  $A_{\text{eff}}$  um parâmetro que representa a área efetiva do núcleo da fibra, ou seja, região do núcleo na qual se concentra a propagação da luz, que é definido por:

$$A_{\text{eff}} = \frac{(\iint_{-\infty}^{\infty} |F(x,y)|^2 dx dy)^2}{\iint_{-\infty}^{\infty} |F(x,y)|^4 dx dy} \quad (2.48)$$

Tipicamente, para comprimentos de onda na região em torno de 1550 nm, a área efetiva do núcleo de uma fibra monomodo varia entre 20 e 100  $\mu\text{m}^2$  [Godoy, 2006], e como resultado,  $\gamma$  pode variar entre 1 e 10  $\text{W}^{-1}/\text{km}$ , considerando  $n_2 \approx 2,6 \times 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$ . A partir das definições dadas em 2.47 e 2.48, pode-se reencravar a equação 2.46 como:

$$\frac{\partial \bar{A}}{\partial z} + \beta_1 \frac{\partial \bar{A}}{\partial t} + \frac{j}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 \bar{A}}{\partial t^2} + \frac{\alpha}{2} \bar{A} = j\gamma |\bar{A}|^2 \bar{A} \quad (2.49)$$

A equação 2.49 é a Equação Não Linear de Schrödinger (NLSE), que descreve a propagação da envoltória do sinal óptico num regime de propagação não linear, dispersivo e com perdas. Sendo mais específico, a envoltória do pulso se move com a velocidade de grupo  $v_g = 1/\beta_1$ , enquanto o parâmetro  $\beta_2$  é responsável pelo alargamento temporal do pulso.

O parâmetro  $\beta_2$  pode ser positivo ou negativo, dependendo do comprimento de onda do sinal. Caso seja positivo, o sinal se propaga regime de dispersão normal, e caso  $\beta_2$  seja negativo, o regime de dispersão é anômalo.

Na literatura sobre comunicações ópticas, é comum encontrar o parâmetro D para caracterizar a dispersão, no lugar de  $\beta_2$ . O parâmetro D é expresso em ps/(km-nm), indicando o alargamento temporal sofrido por um pulso (em ps) cuja portadora óptica tem largura espectral de 1 nm, após se propagar por 1km de fibra. A relação entre  $\beta_2$  e D é dada por [Agrawal, 2001]:

$$D = \frac{\partial \beta_1}{\partial \lambda} = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \beta_2 \quad (2.50)$$

Voltando à equação 2.49, o parâmetro  $\alpha$  representa as perdas do sinal ao longo da propagação na fibra, enquanto  $\gamma$  é o coeficiente de não linearidade Kerr, de maneira que o termo no segundo membro da equação 2.49 representa especificamente o efeito não linear da **automodulação de fase** (SPM – *Self-Phase Modulation*) do sinal.

É importante mencionar que a NLSE pode apresentar mais termos que os apresentados no segundo membro equação 2.49, de maneira a incluir outros efeitos não lineares. Como o objetivo do trabalho é analisar enlaces monocanal, estes outros termos podem ser ignorados. Outra limitação desta equação é a omissão da natureza vetorial dos campos eletromagnéticos, e portanto os efeitos de birrefringência não são considerados e a PMD não pode ser estudada através deste modelo.

Na próxima seção, a NLSE será avaliada com mais detalhes, de maneira a discutir os efeitos da dispersão e da SPM. Além disso, será apresentado o conceito de regime de propagação, o que permitirá uma melhor análise do comportamento do sinal de acordo com o efeito dominante no enlace óptico.

## 2.2) Regimes de propagação

Embora a NLSE descreva a propagação do pulso, o sinal na saída da fibra ainda depende do formato do pulso óptico na entrada da mesma. Sendo mais específico, dependendo da largura  $T_0$  e da potência de pico  $P_0$  do pulso de entrada, um dos efeitos, dispersão ou não linearidade, pode se tornar dominante em relação ao outro. Para poder estudar e avaliar melhor estas relações, são apresentados os conceitos de comprimento de dispersão  $L_D$  e de comprimento de não linearidade  $L_{NL}$ .

Primeiramente, partindo da equação 2.49, são feitas normalizações no tempo e na amplitude, de maneira que:

$$\tau = \frac{T}{T_0} = \frac{t - z/v_g}{T_0} \quad (2.51)$$

$$U(z, \tau) = \frac{\bar{A}(z, \tau)}{\sqrt{P_0} e^{-\alpha z/2}} \quad (2.52)$$

Nas quais  $v_g$  é a velocidade de grupo do sinal, e o parâmetro  $T_0$  representa a meia largura no

ponto de  $1/e$  da **intensidade temporal** do sinal (que vem a ser o quadrado do módulo da amplitude temporal do sinal, e ao longo deste trabalho será referida apenas como **intensidade**). Por exemplo, caso os pulsos ópticos transmitidos tenham a sua envoltória no formato de uma curva gaussiana ( $f(t) = e^{-(t^2/2)}$ ), este parâmetro está relacionado com a **largura total a meia altura** (FWHM - *full width at half maximum*) através de [Agrawal, 2001]:

$$T_{\text{FWHM}} = 2\sqrt{\ln 2}T_0 \approx 1,665T_0 \quad (2.53)$$

Substituindo as equações (2.51) e (2.52) na equação (2.49), obtêm-se, após alguma algebrização:

$$j \frac{\partial U}{\partial z} = \frac{\text{sgn}(\beta_2)}{2L_D} \frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2} - \frac{e^{-\alpha z}}{L_{\text{NL}}} |U|^2 U \quad (2.54)$$

onde  $\text{sgn}(\beta_2) = \pm 1$ , dependendo do comprimento de onda do sinal de entrada. Em (2.54) foram introduzidos os **comprimentos de dispersão** ( $L_D$ ) e **de não linearidade** ( $L_{\text{NL}}$ ), que são definidos como:

$$L_D = \frac{T_0^2}{|\beta_2|} \quad L_{\text{NL}} = \frac{1}{\gamma P_0} \quad (2.55)$$

A ideia é que, comparando as magnitudes de  $L_D$  e de  $L_{\text{NL}}$ , com o comprimento do enlace  $L$ , os efeitos da dispersão e não linearidade podem ser considerados relevantes ou desprezíveis para aquele determinado enlace. A partir destas comparações, podem ser definidos quatro regimes de propagação, que são apresentados e descritos na tabela 2.1.

Regime de propagação A	Efeitos dispersivos dominam a propagação do pulso. Alargamento temporal do sinal. ( $L > LD$ e $L \ll LNL$ )
Regime de propagação B	Efeitos não lineares dominam a propagação do pulso. Alargamento espectral do sinal. ( $L \ll LD$ e $L > LNL$ )
Regime de propagação C	Efeitos dispersivos e não lineares interagem. Comportamento do sinal é qualitativamente diferente se comparado quando apenas um dos efeitos é dominante. ( $L > LD$ e $L > LNL$ )
Regime de propagação D	Efeitos dispersivos e não lineares são desprezíveis. A atenuação dos pulsos é o efeito dominante. ( $L \ll LD$ e $L \ll LNL$ )

A partir deste ponto, os regimes de propagação A (sinal sob efeito da dispersão), B (sinal sob efeito da SPM) e C (sinal sob efeito conjunto de dispersão e SPM) serão analisados com mais detalhes. Já o regime de propagação D (sinal sob efeito da atenuação) não será aqui estudado, pois ele se torna mais relevante na análise de enlaces com amplificadores ópticos, que não são o escopo deste trabalho.

Antes de estudar o **regime de propagação A**, é interessante fazer uma breve explicação sobre o efeito da dispersão. Quando uma onda eletromagnética se propaga através de um meio dielétrico, esta interage com os elétrons ligados (*bound electrons*). A resposta do meio, em geral, depende da frequência da onda, fato que se manifesta através da dependência do índice de refração com a frequência do sinal,  $n(\omega)$ . Esta propriedade é chamada de **dispersão cromática** (CD – *Chromatic Dispersion*), ou **dispersão de velocidade de grupo** (GVD – *Group Velocity Dispersion*).

A dispersão cromática desempenha um papel importante na propagação de pulsos curtos, pois quão menor for a duração de um pulso, maior é a largura espectral do sinal óptico e, conforme será mostrado, maior será o alargamento temporal dos pulsos.

De acordo com o mencionado, a CD pode ser caracterizada pelo parâmetro  $\beta_2$  ou pelo parâmetro D. Para a fibra monomodo padrão, a variação do parâmetro D em função do comprimento de onda está mostrado na figura 2.1.

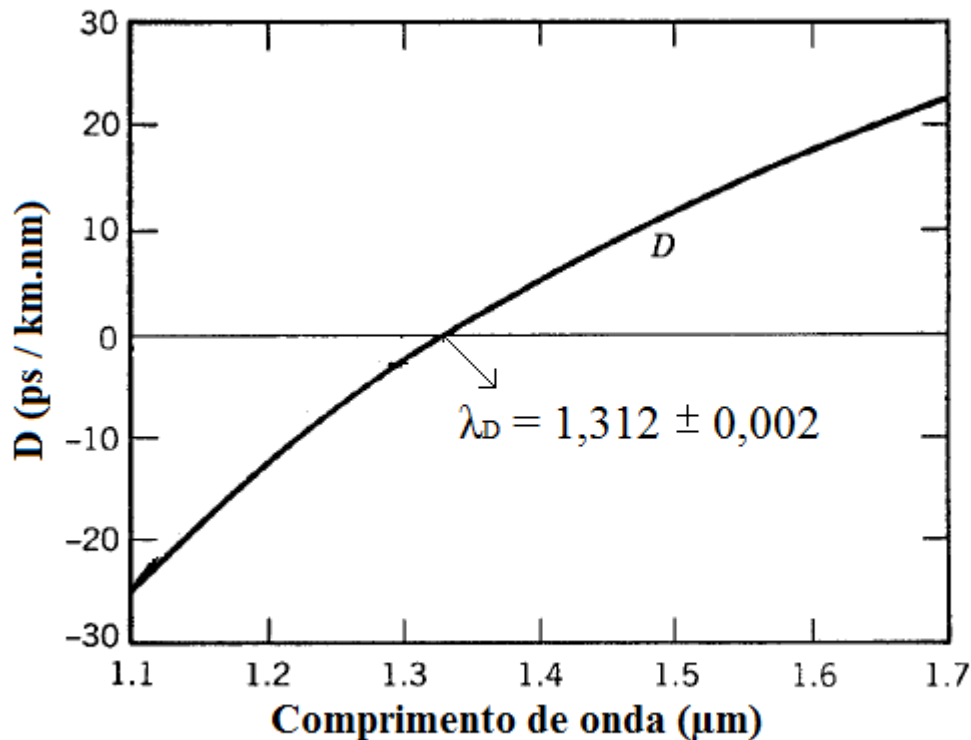


Figura 2.1: Variação do parâmetro D em função do comprimento de onda. Fonte: [Agrawal, 2001]

No gráfico da figura 2.1, pode-se verificar que há duas diferentes regiões de propagação, uma na qual a dispersão é normal ( $D < 0$  ou  $\beta_2 > 0$ ) e outra na qual a dispersão é anômala ( $D > 0$  ou  $\beta_2 < 0$ ). Antes de analisar estas regiões com mais detalhes, é importante discutir o fenômeno do **chirp de frequência**, que afeta o sinal óptico ao longo de sua propagação. Este fenômeno representa uma variação temporal do desvio de frequência instantânea do sinal ( $\delta\omega = \omega - \omega_0$ ) em relação à frequência central  $\omega_0$ . Portanto, um pulso óptico sofre *chirp* se sua frequência varia com o tempo.

Voltando à figura 2.1, nota-se que para comprimentos de onda maiores que  $1,3\mu\text{m}$  o parâmetro D é positivo, o que caracteriza a dispersão anômala. Neste regime de dispersão, as componentes de frequências mais altas do pulso óptico se propagam com maior velocidade de grupo, e conseqüentemente se acumulam na frente do pulso, enquanto as componentes de frequências mais baixas se agrupam no final do pulso, o que caracteriza o *chirp* positivo. [Agrawal, 2001]. Já para comprimentos de onda menores que  $1,3\mu\text{m}$  o regime de dispersão é normal. Neste caso ocorre o contrário da dispersão anômala, ou seja, as componentes de frequências mais altas se propagam com menor velocidade de grupo, agrupando-se no final do pulso, enquanto as componentes de frequências mais baixas se agrupam na frente do pulso, caracterizando o *chirp* negativo [Agrawal, 2001]. Em ambos os casos, é essa diferença da velocidade de grupo para as

várias componentes de frequência do sinal que acabam causando o alargamento temporal dos pulsos ópticos ao se propagarem na fibra.

Agora serão analisadas as equações para o regime de propagação A. Para que um enlace opere neste regime, os pulsos ópticos devem ser curtos ( $T_0 \approx 1\text{ps}$ ) e de baixa intensidade ( $P_0 \ll 1\text{W}$ ). Utilizando estes parâmetros e considerando a equação 2.55, verifica-se que os efeitos não lineares podem ser desprezados. Assim, a equação 2.54 pode ser reescrita como:

$$j \frac{\partial U}{\partial z} = \frac{\text{sgn}(\beta_2)}{2L_D} \frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2} = \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 U}{\partial T^2} \quad (2.56)$$

A equação 2.56 pode ser resolvida através da transformada de Fourier. Desta forma, pode-se escrever:

$$U(z, T) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{U}(z, \omega) e^{-j\omega T} d\omega \quad (2.57)$$

na qual  $\tilde{U}(z, \omega)$  é a transformada de Fourier de  $U(z, T)$ . Agora, aplicando a transformada de Fourier em 2.56, obtêm-se:

$$j \frac{\partial \tilde{U}}{\partial z} = -\frac{\beta_2}{2} \omega^2 \tilde{U} \quad (2.58)$$

que é uma equação diferencial ordinária, cuja solução é:

$$\tilde{U}(z, \omega) = \tilde{U}(0, \omega) e^{\frac{j}{2}\beta_2 \omega^2 z} \quad (2.59)$$

na qual  $\tilde{U}(0, \omega)$  é a transformada de Fourier do campo incidente em  $z = 0$ , que é dada por:

$$\tilde{U}(0, \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} U(0, T) e^{j\omega T} dT \quad (2.60)$$

É interessante perceber na equação 2.59 que o formato do espectro do sinal não muda

conforme o sinal se propaga. A questão é que, no regime de propagação A, a CD desloca fase de cada componente espectral do pulso de um valor que depende da frequência e da distância de propagação. Este deslocamento não altera o espectro do pulso, embora distorça a sua forma temporal, e é esta distorção na intensidade que será analisada agora. Substituindo a equação 2.59 em 2.57, chega-se a solução de 2.56:

$$U(z, T) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{U}(0, \omega) e^{j\beta_2 \omega^2 z - j\omega T} d\omega \quad (2.61)$$

As equações 2.60 e 2.61 são expressões mais gerais, que podem ser usadas para pulsos de entrada com diferentes formas temporais. Para propor um exemplo, será adotado que o pulso de entrada tem o formato de um pulso gaussiano, dado por:

$$U(0, T) = e^{-\frac{T^2}{2T_0^2}} \quad (2.62)$$

Portanto, substituindo 2.62 em 2.61:

$$U(z, T) = \frac{T_0}{\sqrt{T_0^2 - j\beta_2 z}} e^{\left(\frac{T^2}{2(T_0^2 - j\beta_2 z)}\right)} \quad (2.63)$$

Em 2.63 é possível observar que o pulso mantém a forma gaussiana ao longo de todo o enlace. Por outro lado, conforme o pulso se propaga, a sua amplitude máxima diminui e a sua largura aumenta de acordo com a equação:

$$T_1(z) = T_0 \sqrt{1 + (z/L_D)^2} \quad (2.64)$$

na qual  $T_1$  é a nova largura do pulso conforme se propaga pela fibra.

A equação 2.64 mostra que, para enlaces de mesmo comprimento, o alargamento temporal do pulso será tão maior quanto for menor o valor de  $L_D$ . Em outras palavras, quanto menor for o comprimento de dispersão de um pulso, maior será a sua susceptibilidade à CD, gerando um maior



alargamento temporal.

Em resumo, no regime de propagação A os pulsos ópticos sofrem uma distorsão na sua intensidade temporal devido à CD, enquanto sua **intensidade espectral** (que vem a ser o quadrado do módulo do espectro de frequência do sinal, que ao longo do texto será referida como **espectro**) se mantém constante.

No regime de propagação B, o pulso óptico não é afetado pela CD, de maneira que sobre ele atuam apenas os efeitos não lineares. Para o caso específico deste trabalho, será avaliado o efeito da automodulação de fase (SPM).

Para que a propagação de um pulso óptico ocorra sob o regime de propagação B, é necessário que  $L_D \gg L > L_{NL}$  para uma fibra de comprimento  $L$ . Um enlace com esta característica permite desprezar os efeitos da CD sob o sinal, o que pode ser obtido (na prática) quando os pulsos ópticos são relativamente longos ( $T_0 < 100\text{ps}$ ) e de potência de pico intensa ( $P_0 > 1\text{W}$ ).

Assim, partindo da equação 2.54 e tomando o limite  $\beta_2 \rightarrow 0$  (o que despreza a CD), chega-se a:

$$\frac{\partial U}{\partial z} = j \frac{e^{-\alpha z}}{L_{NL}} |U|^2 U \quad (2.65)$$

na qual  $\alpha$  é o coeficiente de atenuação e  $U(z,T)$  é a amplitude normalizada do pulso óptico.

Considerando que o enlace não apresenta perdas ( $\alpha = 0$ ), a solução de 2.65 tem a forma:

$$U(L, T) = U(0, T) e^{j\phi_{NL}(L,T)} \quad (2.66)$$

na qual  $U(0,T)$  é a amplitude campo incidente da entrada da fibra e  $\phi_{NL}$  é definido por:

$$\phi_{NL}(z, T) = \frac{L}{L_{NL}} |U(0, T)|^2 \quad (2.67)$$

Pode ser observado na equação 2.66 que no regime B (sinal sob efeito apenas da SPM), o

pulso sofre um deslocamento de fase na sua amplitude conforme este se propaga, embora a sua forma temporal permaneça inalterada. Já a equação 2.67 mostra deslocamento máximo de fase ocorre no ponto no qual a amplitude do pulso é máxima, o que ocorre normalmente no seu centro ( $T = 0$ ).

Embora não altere a intensidade do pulso, a SPM distorce o espectro do pulso conforme este se propaga. Isto pode ser entendido notando que o deslocamento de fase  $\phi_{NL}$  varia ao longo do pulso, o que implica numa variação da frequência óptica instantânea também ao longo do pulso. O desvio de frequência, que pode ser entendido como um *chirp* de frequência, é calculado por:

$$\delta\omega(T) = -\frac{\partial\phi_{NL}}{\partial T} = -\frac{L}{L_{NL}} \frac{\partial}{\partial T} |U(0, T)|^2 = -\gamma P_0 L \frac{\partial}{\partial T} |U(0, T)|^2 \quad (2.68)$$

O *chirp* calculado em 2.68 de frequência depende da forma inicial do pulso, ou seja, o pulso modula sua própria fase, o que justifica o nome automodulação de fase. Além disso, a equação 2.68 mostra que o *chirp* é diretamente proporcional ao comprimento do enlace e à potência de pico do pulso.

Para ilustrar essa dependência entre o chirp induzido pela SPM e a forma do pulso, será considerado o caso em que o campo incidente é um pulso gaussiano. Assim, substituindo 2.62 em 2.68, chega-se a:

$$\delta\omega(T) = 2L\gamma P_0 \frac{T}{T_0^2} e^{-(T/T_0)^2} \quad (2.69)$$

A equação 2.69 ilustra a dependência temporal do *chirp*, mostrando que na frente do pulso ( $T < 0$ ), o desvio de frequência é negativo, enquanto que na parte final do pulso ( $T > 0$ ), o desvio torna-se positivo. É importante verificar que o valor absoluto do *chirp* aumenta conforme o comprimento do enlace aumenta, ou seja, novas componentes de frequência são geradas conforme o pulso se propaga pela fibra, o que alarga o espectro do sinal.

Em resumo, no regime de propagação B os pulsos ópticos mantém uma distorsão na sua intensidade temporal constante ao longo de toda a fibra, enquanto seu espectro sofre uma distorção devido à SPM.

Por fim, o **regime de propagação C** engloba os enlaces nos quais atuam tanto a CD quanto a SPM. Neste caso, os efeitos não lineares devem ser analisados conjuntamente, a partir da equação 2.54.

O efeito conjunto da SPM e da CD causa distorções simultâneas na intensidade e no espectro do sinal, as quais não são as mesmas que o pulso sofreria se estivesse propagando sob os regimes A ou B. Por exemplo, conforme um pulso óptico começa a se propagar numa fibra, a SPM atua sobre ele, gerando novas componentes de frequência em seu espectro. Estas novas componentes, devido ao efeito da CD, propagam com velocidades de grupo diferentes, o que altera o alargamento temporal sofrido pelo sinal, se comparado com o que ocorreria no regime A.

# Capítulo 3

## Formatos avançados de modulação óptica

Antes de tudo, é interessante começar este capítulo com uma definição: **modular** um sinal nada mais é que manipular uma ou mais de suas características (amplitude, frequência, fase ou polarização) em função de outro sinal. São fornecidos dois sinais de entrada ao modulador, que são a portadora (que terá suas características manipuladas) e o sinal modulante (que pode ser analógico ou digital), para obter na saída um único sinal modulado. Como exemplo, pode-se modular um feixe de luz emitido por um laser (que apresenta amplitude constante) com um sinal binário e obter na saída um novo feixe de luz, cuja amplitude é nula, se o sinal modulante for “0”, ou máxima, se o sinal modulante for “1”, o que se caracteriza como uma modulação digital.

O uso de modulações é essencial porque maioria dos sinais de informação, da forma como são fornecidos pelo transmissor, não podem ser enviados diretamente através dos meios de transmissão (para o caso específico dos sistemas ópticos, o meio é a fibra). Conseqüentemente, é necessário modificar esse sinal através de uma onda eletromagnética portadora, cujas propriedades são mais convenientes aos meios de transmissão.

Os formatos de modulação podem ser classificados de acordo com a(s) característica(s) da portadora que é(são) manipulada(s) para guardar a informação original. Perceba com isto que, por exemplo, um sinal modulado em fase não precisa manter sua amplitude constante, pois basta que a informação do sinal modulante esteja contida apenas nas variações de fase da portadora.

É importante mencionar que o termo “Formatos Avançados” só é válido para o ambiente de comunicações ópticas. Isso se deve ao fato que todas as técnicas que serão aqui estudadas já são regularmente utilizadas em enlaces digitais operando em frequências mais baixas (como enlaces em micro-ondas), ou seja, o conceito destas modulações já está bem estabelecido, fixado. Já para enlaces ópticos, a situação é bem diferente.

A dificuldade em lidar com a fase óptica além de limitações em desenvolver equipamentos eletrônicos de alta velocidade economicamente eficientes, restringiram a maior parte dos sistemas ópticos instalados atualmente a usar uma configuração relativamente simples, em termos de transmissores e receptores [Seimetz, 2009]. De um lado, é usada a modulação em amplitude

chaveamento *on-off* (OOK – *On-Off Keying*) para transmitir, enquanto que na recepção é usada a detecção direta. Portanto, no ambiente de comunicações ópticas, todo o formato de modulação que difere do OOK é qualificado como avançado.

Após esta introdução, cabe mostrar a estrutura deste capítulo. A **seção 3.1** apresentará as características gerais dos formatos de modulação, que são válidas para qualquer tipo de modulação, enquanto a **seção 3.2** irá discutir os principais tipos de moduladores que são utilizados em redes ópticas. Já as **seções 3.3 e 3.4** apresentarão os principais formatos de modulação em amplitude e em fase, respectivamente.

### 3.1) Características dos formatos de modulação

Conforme o mencionado, formatos de modulação são classificados de acordo com a grandeza física da portadora que é manipulada para armazenar o sinal de informação. O detalhe é que esta é apenas uma das formas de classificar modulações, embora seja a principal. Existem outros parâmetros relevantes, os quais serão discutidos adiante, que podem ser usados para agrupar formatos com características semelhantes. A figura 3.1 mostra uma maneira típica de classificar modulações ópticas.

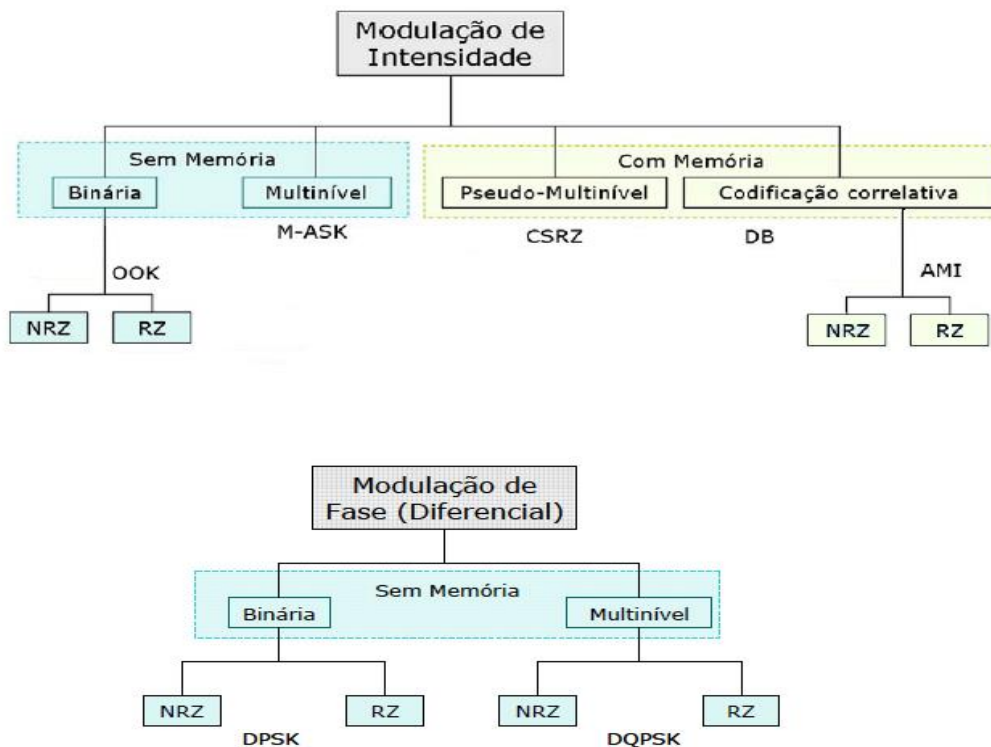


Figura 3.1: Formatos de modulação óptica; Fonte:[Winzer, 2006]

Em óptica, os formatos de modulação mais utilizados podem se dividir em 2 grupos: **modulação em amplitude** (ou intensidade) e **modulação em fase**. Esta é a classificação que foi mencionada no início desta seção. Existe também a possibilidade de realizar uma **modulação híbrida**, na qual a informação é armazenada simultaneamente na amplitude e na fase da portadora, e o exemplo mais comum deste tipo é modulação de amplitude em quadratura (QAM – *Quadrature Amplitude Modulation*).

Também há a possibilidade de se fazer uma **modulação em polarização**, levando-se em consideração que em uma fibra monomodo padrão, a luz propagante pode ser decomposta em duas polarizações que são ortogonais. Desta maneira pode-se, por exemplo, atribuir a cada bit uma polarização correspondente. Técnicas que manipulam a polarização do sinal costumam ser usadas em testes de pesquisas com o objetivo de aumentar a eficiência espectral, transmitindo dois sinais diferentes com portadoras ópticas de mesmo comprimento de onda mas em polarizações ortogonais, ou transmitindo canais WDM adjacentes alternando a polarização das portadoras [Winzer, 2012][Winzer, 2006]. O problema é que para se utilizar esta variante de modulação é necessário um cuidadoso gerenciamento da polarização no receptor devido às mudanças aleatórias na polarização da luz na fibra, ou usar uma fibra mantenedora de polarização (PMF – *Polarization Maintaining Fiber*) [Winzer, 2006]. Este tipo de modulação, portanto, não será abordado neste trabalho.

Uma vez definida a grandeza manipulada, os formatos são então classificados de acordo com o número de estados discretos que o seu sinal digital pode assumir. Em linhas gerais, o formato pode ser classificados como **binário** (apenas 2 estados) ou **multinível** (mais de 2 estados).

Em sistemas digitais, bits podem ser agrupados em símbolos, com o objetivo de converter um sinal binário num sinal multinível. A tabela 3.1 ilustra alguns exemplos.

Tabela 3.1: Relação entre sinal digital binário e multinível

Número de estados	Número de bits por símbolo	Período do símbolo (normalizado)
2	1	1
4	2	2
8	3	3
16	4	4

Como a tabela 3.1 mostra, **n** bits podem ser codificados em um único símbolo que pode

assumir  $2^n$  estados. Cada símbolo possui um período  $T_s = nT_b$  (onde  $T_b$  é o período de 1 bit). Como resultado, o sinal modulado mantém a mesma taxa de transmissão de bits, embora envie símbolos a uma taxa  $n$  vezes menor, o que diminui a banda ocupada pela portadora modulada. Maiores informações sobre estes conceitos básicos podem ser vistos em [Lathi, 1998], [Silva, 1978].

Por outro lado, quanto maior a quantidade de níveis de uma modulação, maior a sensibilidade do sinal modulado aos fatores degradantes dos enlaces ópticos. De acordo com a modulação, o fator predominante varia, portanto estas desvantagens serão abordadas em mais detalhes nas descrições dos formatos.

Outro fator que pode ser usado para classificar modulações é o uso de **codificação de linha**, também chamada de **memória**. Codificações de linha são utilizadas em transmissões digitais para, entre outros objetivos, anular a componente contínua do espectro do sinal modulado. No caso óptico, isto reduz o pico de potência transmitida na fibra, o que diminui a intensidade dos efeitos não lineares na propagação. O nome **memória** se deve ao fato de que o estado de saída correspondente a um determinado bit depende de bits anteriores.

Sempre cabe ressaltar que os fatores citados são apenas alguns dos parâmetros que podem ser usados para classificar formatos de modulação. Pode-se, por exemplo, qualificar quanto ao uso de *chirp*, quanto ao uso de codificação diferencial, entre outros. A questão é que o objetivo aqui é dar apenas uma introdução a alguns destes temas, de modo a facilitar o entendimento das modulações aqui abordadas.

Assim sendo, agora os formatos serão apresentados, começando pelas modulações em amplitude, seguindo com as modulações em fase. É sempre bom lembrar que não serão abordadas todas as modulações existentes, mas sim aquelas que possuem maior relevância.

## 3.2) Tipos de moduladores

Em óptica, existem duas maneiras de se implementar uma modulação: ou atuando diretamente no laser ou usando um modulador externo. Aqui serão discutidas estas duas abordagens, apresentando alguns tipos de moduladores externos. Os moduladores externos, como o

nome diz, são posicionados após o laser, usando a luz emitida por este como portadora. Cabe ressaltar que o de maior destaque, pois será o mais utilizado neste trabalho, é o interferômetro Mach-Zehnder.

### 3.2.1) Laser modulado diretamente

É a maneira mais simples de se modular uma portadora óptica. O sinal digital de informação é usado para alimentar o laser, ou seja, a própria informação atua como corrente de controle. É importante garantir que níveis de amplitude do sinal de entrada estejam dentro da faixa de operação do laser.

A grande desvantagem desta tecnologia é que, conforme as taxas de transmissão aumentam, uma modulação residual de fase (*chirp*), que é indesejável por ser aleatória, começa a se tornar mais intensa. O *chirp* aumenta a largura espectral do sinal óptico, o que reduz a eficiência espectral e impede o uso de enlaces WDM com canais de alta velocidade. Mesmo assim, por sua simplicidade e baixo custo, a modulação direta é largamente utilizada em enlaces de 2,5 Gb/s, com alguma disponibilidade em 10 Gb/s.

### 3.2.2) Modulador de Eletro-Absorção

Um modulador de eletroabsorção (EAM – *Electroabsorption Modulator*) é uma estrutura baseada num semiconductor **pin** (*positive intrinsic negative*) cujas propriedades de absorção podem ser modificadas pela aplicação de uma tensão externa. Logo, de acordo com a tensão do sinal de informação, o EAM pode absorver mais ou menos a portadora óptica, gerando diferentes níveis de amplitude no seu sinal de saída.

EAM apresentam tensões de controle relativamente baixas (da ordem de 2 V), e outra vantagem é que, por serem fabricados com o mesmo material semiconductor do laser, é possível integrar os dois elementos num mesmo chip. Isso reduz a quantidade de conexões com fibras ópticas e, conseqüentemente, as atenuações do transmissor.

Já a desvantagem deste equipamento é que, da mesma maneira que a modulação direta, ele introduz um *chirp* residual, principalmente em taxas a partir de 40 Gb/s [Winzer, 2006].



A figura 3.2 mostra uma curva típica de transmissão de potência de um EAM em função da tensão aplicada.

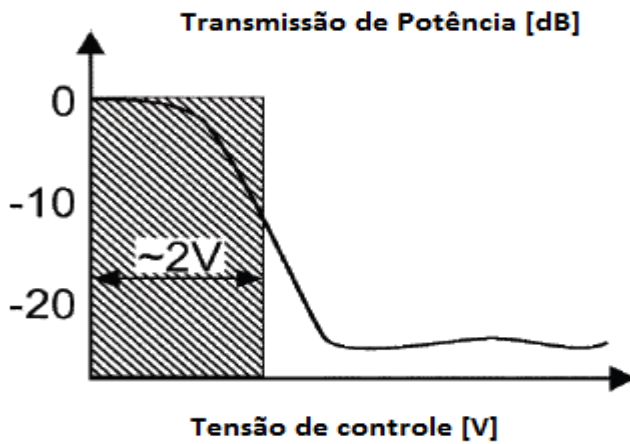


Figura 3.2: Transmissão de potência de um modulador de eletro-absorção

### 3.2.3) Modulador de fase

Um modulador óptico de fase (OPM – *Optical Phase Modulator*) é um equipamento de óptica integrada que consiste basicamente de um guia de ondas em um substrato eletro-óptico. De maneira diferente do EAM, cuja tensão aplicada varia as características de absorção do modulador, as tensões aplicadas ao OPM variam o índice de refração do material, e conseqüentemente, o índice de refração efetivo do guia. Uma ilustração do OPM pode ser vista na figura 3.3.

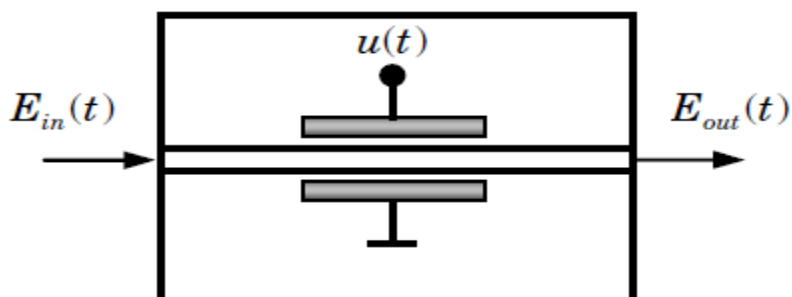


Figura 3.3: Estrutura básica de um modulador óptico de fase

Variando-se o índice de refração efetivo, varia-se a velocidade de fase da onda e conseqüentemente a fase do sinal na saída do modulador. A fase modulada  $\Phi_{PM}$  é função do comprimento de onda do laser  $\lambda$ , do comprimento do eletrodo, e da variação do índice de refração efetivo. Considerando apenas o efeito Pockels, no qual o índice de refração do material semiconductor varia linearmente de acordo com a tensão aplicada sobre ele, é possível fazer aproximações e considerar que a fase varia linearmente com a tensão aplicada nos eletrodos  $u(t)$  (maiores detalhes no apêndice A ou em [Mauro, 2008]).

Assim, para cada OPM operando num determinado  $\lambda$ , pode-se definir a sua tensão característica  $V\pi$ , que é a tensão aplicada ao eletrodo que gera uma variação de fase de  $\pi$  radianos no sinal óptico. Uma vez feitas estas definições, pode-se expressar a relação entre o sinal óptico de entrada e de saída por:

$$E_{out}(t) = E_{in}(t)e^{j\frac{u(t)}{V\pi}\pi} \quad (3.1)$$

O OPM tem sua aplicação limitada apenas a sistemas que usam modulações em fase, mas entender o seu funcionamento é fundamental para entender o modulador Mach-Zehnder, a ser apresentado na seção 3.2.4, que é muito mais versátil e é usado em praticamente todas as técnicas estudadas neste trabalho.

### 3.2.4) Interferômetro Mach-Zehnder

Conforme o mencionado, o interferômetro Mach-Zehnder ou modulador Mach-Zehnder (MZM – *Mach-Zehnder Modulator*) é o equipamento principal a ser estudado aqui. Sua estrutura está apresentada na figura 3.4, e consiste basicamente de dois OPMs em paralelo.

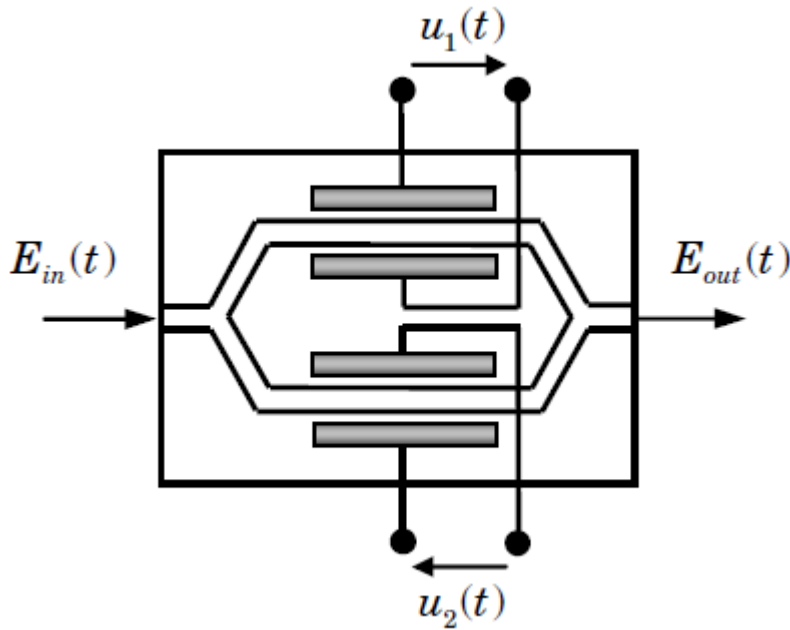


Figura 3.4: Estrutura básica de um modulador Mach-Zehnder

A ideia é que a luz se propaga no guia de onda até chegar ao divisor óptico de 3 dB, que separa o sinal em outros dois sinais iguais. Cada um destes sinais passa por um dos OPM, que possuem tensões de controle independentes, e por fim estes sinais são recombinados (ou interferidos). Então, dependendo da maneira como as tensões são aplicadas nos eletrodos, a recombinação pode ser construtiva ou destrutiva. Isto dá uma versatilidade muito grande ao MZM, pois permite que o mesmo opere tanto como um modulador em fase como em amplitude. Antes de dar exemplos de como estas tensões podem ser aplicadas, é interessante mostrar a função de transferência do MZM, bem como a relação entre as variações de fase e as tensões aplicadas.

$$\frac{E_{out}(t)}{E_{in}(t)} = \frac{1}{2} (e^{j\varphi_1(t)} + e^{j\varphi_2(t)}) \quad (3.2)$$

$$\varphi_1(t) = \frac{u_1(t)}{V_{\pi 1}} \quad \varphi_2(t) = \frac{u_2(t)}{V_{\pi 2}} \quad (3.3)$$

Embora haja liberdade sobre como aplicar as tensões, existem dois modos de operação que são mais usados.

Para operar o MZM no modo *push-push*, é necessário que  $u_1(t) = u_2(t) = u(t)$ , e garantir que ambos os braços do MZM sejam idênticos, ou seja,  $V_{\pi 1} = V_{\pi 2} = V_{\pi}$ . Assim, fica garantido que

$\varphi_1(t) = \varphi_2(t)$ , o que leva a uma modulação em fase pura, ou seja, os sinais em ambos os braços sempre irão interferir construtivamente na saída do MZM, carregando a fase que foi inserida pelo sinal  $u(t)$ . Perceba que se estes valores apresentados forem substituídos nas equações 3.2 e 3.3, obtém-se:

$$E_{\text{out}}(t) = \frac{E_{\text{in}}(t)}{2} (e^{j\varphi_1(t)} + e^{j\varphi_2(t)}) = E_{\text{in}}(t) e^{j\frac{u(t)}{V_\pi}\pi} \quad (3.4)$$

que vem à ser idêntica a equação 3.1, do OPM.

Já para operar o MZM no modo *push-pull*, a condição necessária é que  $u_1(t) = -u_2(t) = \frac{u(t)}{2}$ , além de  $V_{\pi 1} = V_{\pi 2} = V_\pi$ . Garantindo isto, o que se consegue é um modulador em amplitude puro, como pode ser demonstrado a partir da substituição destes valores nas equações 3.2 e 3.3.

$$E_{\text{out}}(t) = E_{\text{in}}(t) \cos\left(\frac{\Delta\varphi_{\text{MZM}}(t)}{2}\right) = E_{\text{in}}(t) \cos\left(\frac{u(t)}{2V_\pi}\pi\right) \quad (3.5)$$

Aqui,  $\Delta\varphi_{\text{MZM}}(t)$  é a diferença entre as fases induzidas nos braços do MZM. Para obter a equação de transferência de potência, basta elevar a equação 3.5 ao quadrado, o leva a:

$$\frac{E_{\text{out}}(t)}{E_{\text{in}}(t)} = \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \cos(\Delta\varphi_{\text{MZM}}(t)) = \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \cos\left(\frac{u(t)}{V_\pi}\pi\right) \quad (3.6)$$

e neste ponto é importante ressaltar que  $u(t)$  foi definido de tal forma que  $u(t) = V_\pi$  induz uma diferença de fase de  $\pi$  radianos na **potência** (ou intensidade) do sinal óptico, e não na sua amplitude. Uma discussão mais aprofundada sobre o MZM pode ser vista no apêndice A.

### 3.3) Formatos de modulação em intensidade

#### 3.3.1) Chaveamento *on-off* sem retorno a zero

A modulação NRZ-OOK (*Nonreturn to Zero On-Off Keying*), ou simplesmente NRZ, é o

tipo de modulação mais comum e mais simples dentre todos os usados em enlaces ópticos. Conforme mencionado, antes de se estudar e implementar formatos avançados de modulação óptica, esta era a técnica usada para inserir a informação no feixe de luz. A ideia básica é que quando o bit de entrada for “0”, a amplitude de saída da luz é nula, e se o bit for “1” o laser de saída terá amplitude máxima. Para taxas mais baixas, até 2,5 Gb/s, o mais comum é modular diretamente o laser, enquanto que para valores mais elevados costuma-se usar um modulador externo.

A expressão “sem retorno ao zero” se refere ao fato que, durante o período de 1 bit (ou símbolo), o sinal de saída mantém a sua amplitude constante durante todo o tempo, só podendo mudar de valor caso o bit seguinte tenha um valor lógico diferente. Em oposição, nas modulações que têm “retorno ao zero” (RZ – *Return to Zero*), o sinal de saída só permanece na amplitude correspondente ao bit durante uma parcela de tempo do período do bit. A figura 3.5 ilustra esta diferença.

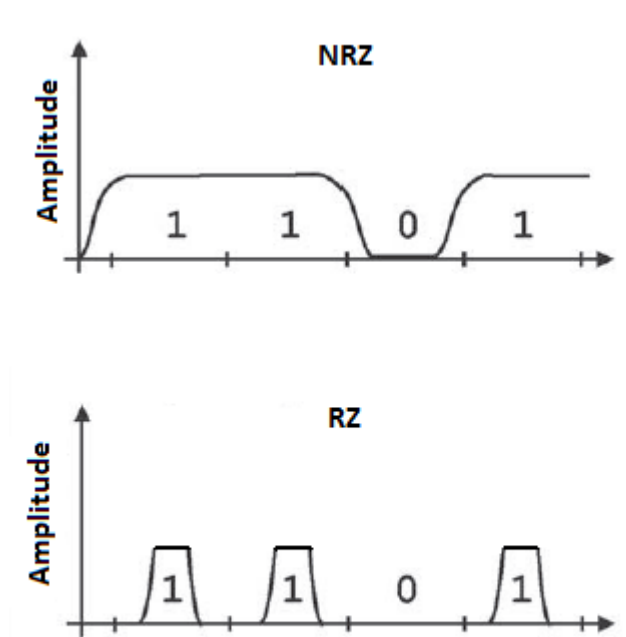


Figura 3.5: Comparação entre pulsos NRZ e RZ

Neste trabalho, cujo modelo tem como foco MZM, é importante definir como este componente deve operar. Para o caso da modulação NRZ, o MZM deve operar no modo *push-pull* e ser polarizado no ponto de quadratura (que é o ponto de operação que permite uma transferência de potência de 50%), ou seja, deve ser aplicado um sinal contínuo (CC) de amplitude  $-V\pi/2$ . Além disso, o sinal modulante deve ter uma tensão pico-a-pico de  $V\pi$ . Portanto, substituindo estes valores

como o sinal de entrada  $u(t)$  da equação (3.5), chega-se a:

$$u_{NRZ}(t) = -\frac{V_\pi}{2} + \frac{V_\pi}{2} u(t)$$

$$\left(\frac{E_{out}(t)}{E_{in}(t)}\right)_{NRZ} = \cos\left(\frac{u_{NRZ}(t)}{V_\pi} \pi\right) = \cos\left(\frac{u(t)}{4} \pi - \frac{\pi}{4}\right) \quad (3.7)$$

A equação 3.7 representa a função de transferência de campo do modulador NRZ. Já a função de transferência de potência é dada na equação 3.8:

$$\left(\frac{P_{out}(t)}{P_{in}(t)}\right)_{NRZ} = \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \cos\left(\frac{u(t)}{2} \pi - \frac{\pi}{2}\right) \quad (3.8)$$

A seguir, a figura 3.6 mostra as curvas de transferência de potência (verde) e amplitude (azul) do MZM, bem como o seu ponto de operação, enquanto que a figura 3.7a e 3.7b ilustram o diagrama de olho de intensidade e o espectro do sinal NRZ modulado, respectivamente. Na figura 3.7,  $T_b$  é o inverso da taxa de transmissão do sinal, correspondendo ao período do bit transmitido.

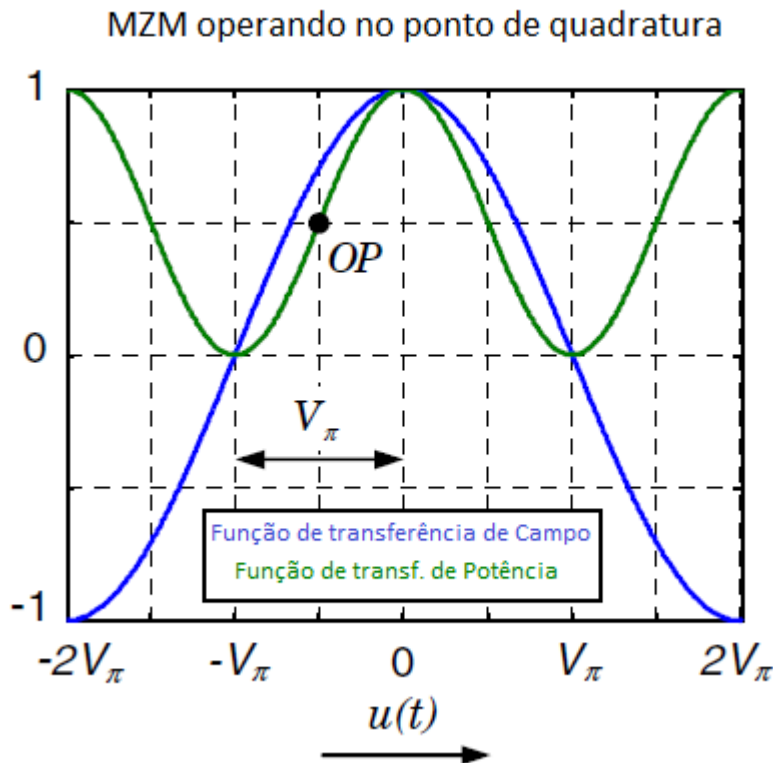


Figura 3.6: Ponto de operação de um modulador Mach-Zehnder

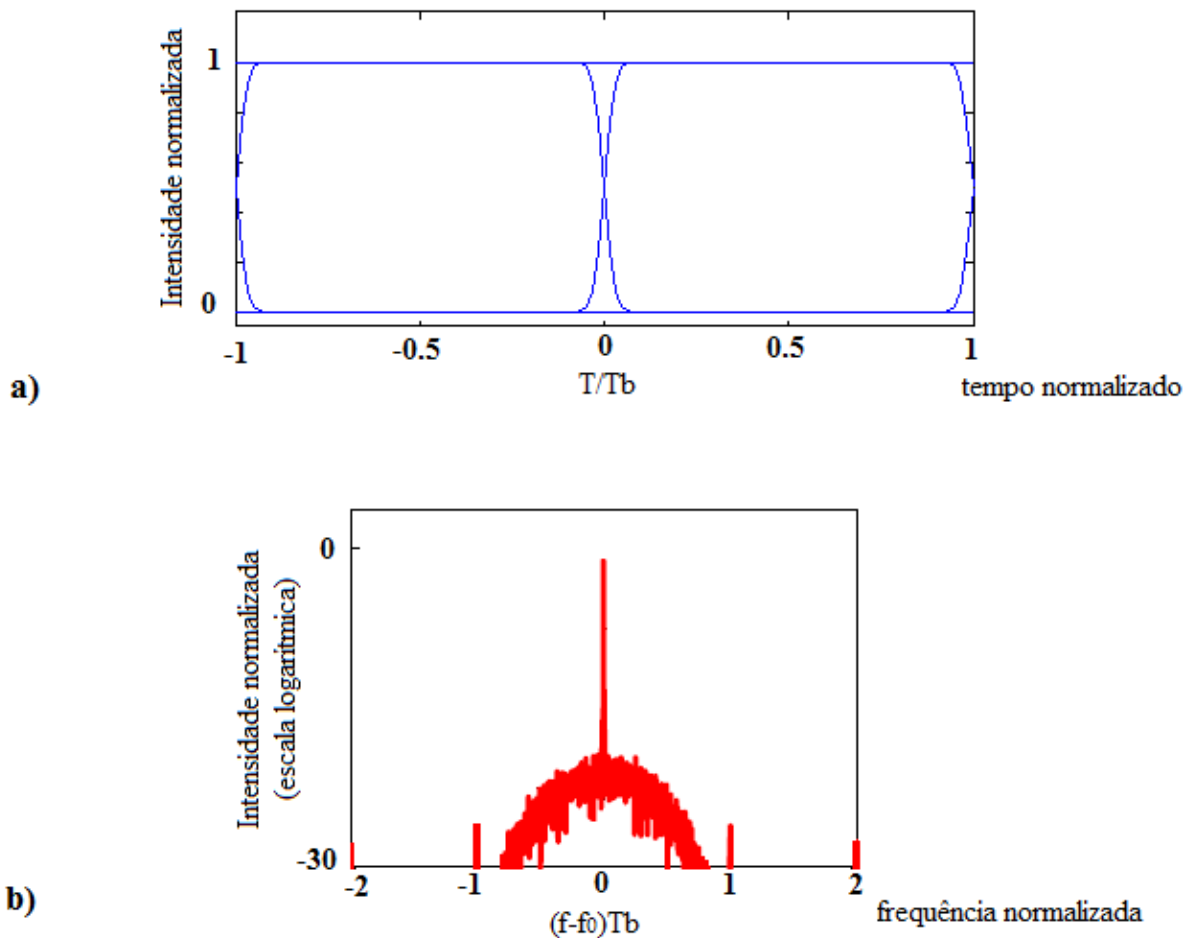


Figura 3.7: Sinal NRZ- – a) diagrama de olho de intensidade; b) espectro de potência

### 3.3.2) Chaveamento *on-off* com retorno a zero

A modulação RZ-OOK (*Return to Zero On-Off Keying*) se caracteriza por não manter a amplitude do sinal modulado constante durante o período de um bit. O formato pode ser classificado dependendo do *duty cycle*, que é a razão entre a **largura total a meia altura** (FWHM - *full width at half maximum*) e o período do símbolo. Os mais utilizados são 50%, 33% e 67% [Winzer, 2006],[Mauro, 2008].

Para conseguir realizar este tipo de modulação, existem duas abordagens. Na primeira, o próprio sinal modulante é gerado eletronicamente na forma RZ e alimenta o modulador óptico, gerando na saída uma forma de onda também RZ. Esta abordagem é realizável para taxas da ordem de 10 Gb/s, mas para taxas mais altas é necessário utilizar outra técnica, ilustrada na figura 3.8.

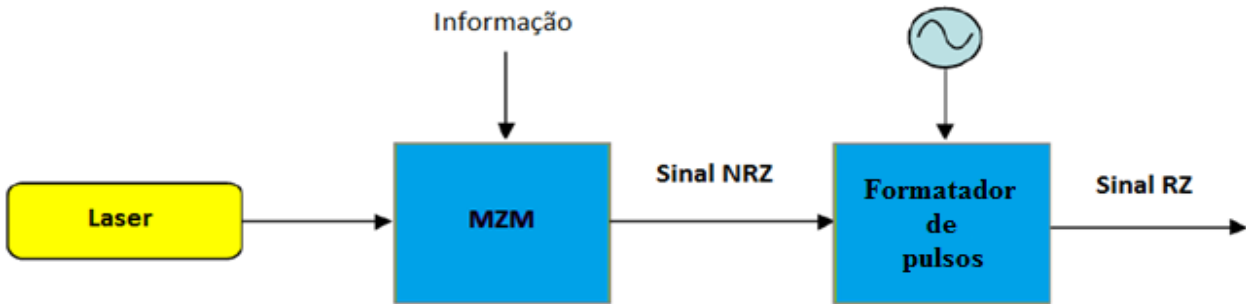


Figura 3.8: Esquema do transmissor para obtenção de sinais RZ

Como a figura mostra, a ideia desta abordagem é utilizar um **formatador de pulso** (*pulse carver*) logo após o modulador NRZ. Este formatador de pulso nada mais é do que outro MZM polarizado de modo específico para gerar o pulso RZ de largura desejada.

Por exemplo, para obter uma modulação **RZ 50%**, o formatador precisa ser polarizado no ponto de quadratura. Além disso, ele deve ser alimentado por um sinal cossenooidal com frequência igual a taxa de transmissão do canal e amplitude igual a  $V\pi$ . A função de transferência de campo deste formatador de pulsos é mostrada na equação 3.9:

$$u_{\text{RZ50}}(t) = -\frac{V\pi}{2} - \frac{V\pi}{2} \cos\left(\frac{2\pi t}{T_b}\right)$$

$$\left(\frac{E_{\text{out}}(t)}{E_{\text{in}}(t)}\right)_{\text{RZ50}} = \cos\left(\frac{u_{\text{RZ50}}(t)}{2V\pi} \pi\right) = \cos\left(-\frac{\pi}{4} \cos\left(\frac{2\pi t}{T_b}\right) - \frac{\pi}{4}\right)$$

(3.9)

na qual  $T_b$  é o inverso da taxa de transmissão do sinal, correspondendo ao período do bit transmitido.

Já para obter uma modulação **RZ 33%**, o formatador precisa ser polarizado no ponto entre os mínimos de transmissão do MZM e alimentado por um sinal cossenooidal com frequência igual à metade da taxa de transmissão e amplitude igual a  $2V\pi$ . A equação 3.10 mostra a função de



transferência de campo para o formatador RZ 33%.

$$u_{RZ33}(t) = -V_{\pi} \cos\left(\frac{\pi t}{T_b}\right)$$

$$\left(\frac{E_{out}(t)}{E_{in}(t)}\right)_{RZ33} = \cos\left(\frac{u_{RZ33}(t)}{2V_{\pi}}\pi\right) = \cos\left(-\frac{\pi}{2} \cos\left(\frac{\pi t}{T_b}\right)\right)$$

(3.10)

A figura 3.9 ilustra como devem ser polarizados os formatadores tanto para RZ 50% quanto para RZ 33%.

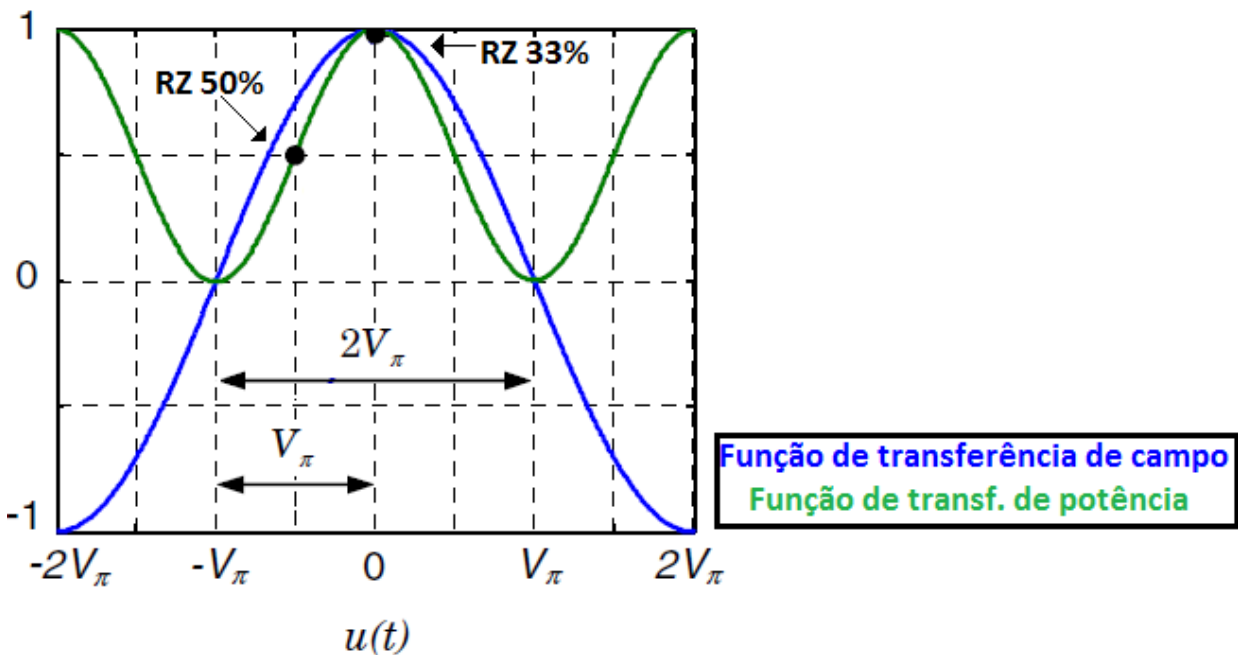


Figura 3.9: Pontos de operação do *pulse carver* para obtenção de pulsos RZ 50% e RZ 33%

Perceba que os *pulse carver* podem ser posicionados após qualquer modulador, não apenas com o do NRZ-OOK, permitindo que os outros formatos possam ser implementados com RZ ou NRZ.

Os diagramas de olho e os espectros de potência das modulações RZ 50% e RZ 33 % são mostrados nas figuras 3.10 e 3.11, respectivamente. É interessante perceber que, quanto menor é o *duty cycle* da modulação, mais largo é o seu espectro. Conseqüentemente, as modulações RZ apresentam uma menor eficiência espectral se comparado com os formatos NRZ.

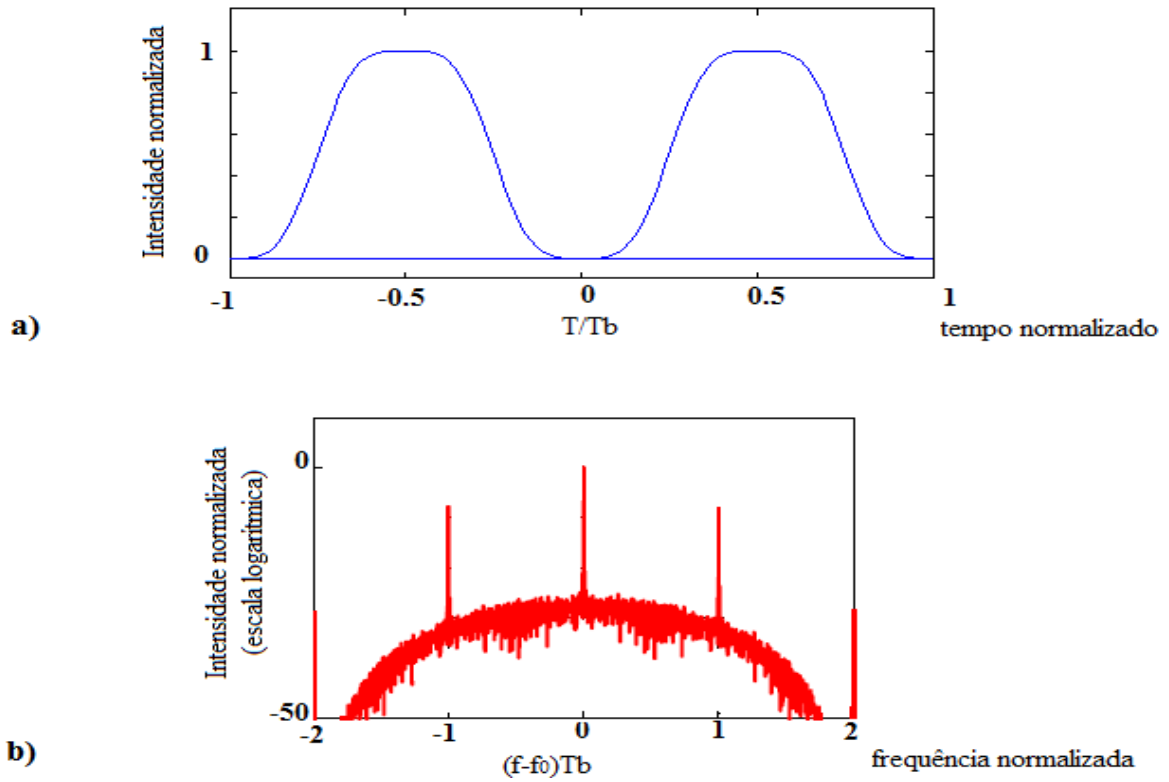


Figura 3.10: Sinal RZ–OOK 50% – a) diagrama de olho de intensidade; b) espectro de potência

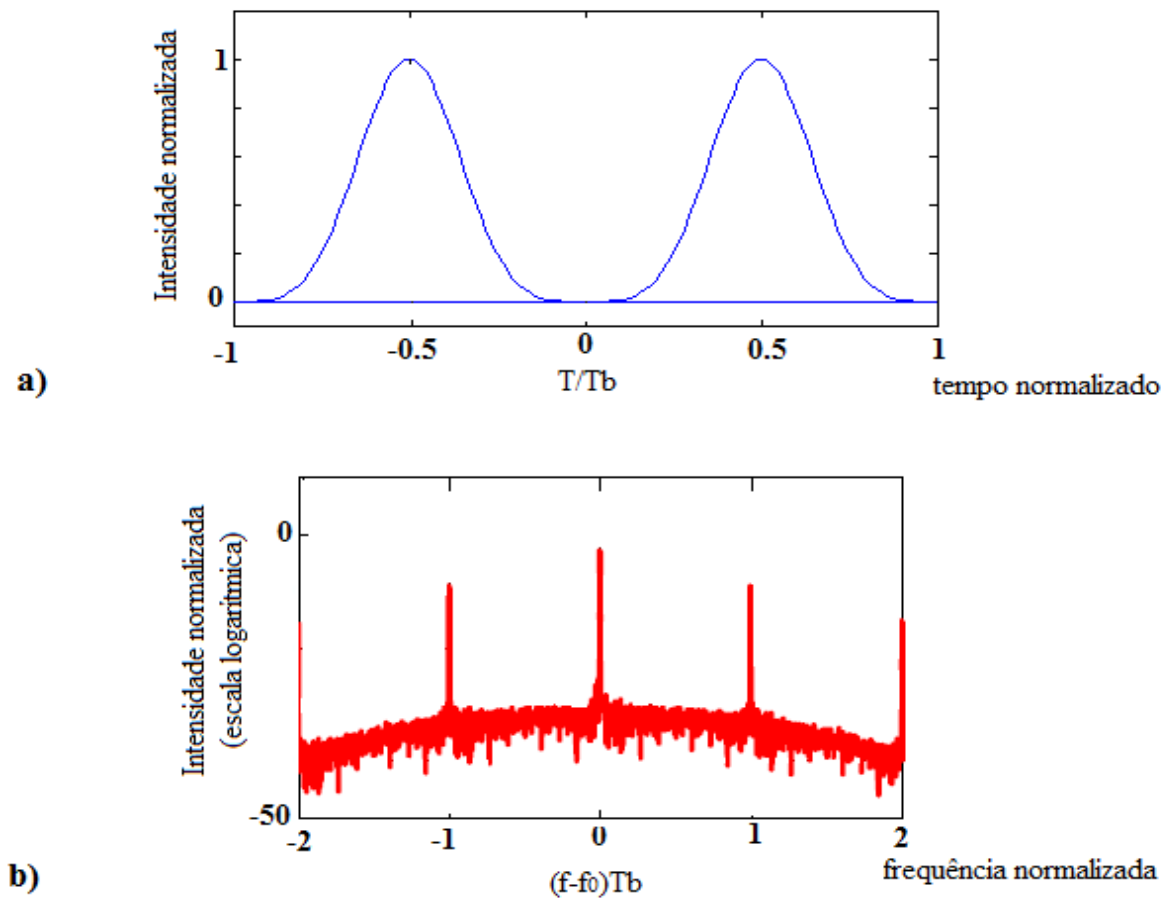


Figura 3.11: Sinal RZ–OOK 33% – a) diagrama de olho de intensidade; b) espectro de potência

Por último, o **RZ 67%** é obtido quando o formatador é polarizado no ponto entre os máximos de transmissão e alimentado também por um sinal senoidal com frequência igual à metade da taxa de transmissão e amplitude igual a  $2V_\pi$ , conforme ilustrado na figura 3.12a e na equação 3.11. Visto que existe um deslocamento de fase de  $\pi$  radianos nos zeros da equação 3.11, os bits adjacentes terão fases invertidas, como pode ser visto na figura 3.12b. Como consequência, há uma supressão da portadora na frequência central, o que é ilustrado na figura 3.13. Devido a esta característica, este formato de modulação é normalmente referido como **Retorno ao Zero com Portadora Suprimida (CSRZ – Carrier Suppressed Return to Zero)**.

$$u_{\text{RZ67}}(t) = -V_\pi + V_\pi \sin\left(\frac{\pi t}{T_b}\right)$$

$$\left(\frac{E_{\text{out}}(t)}{E_{\text{in}}(t)}\right)_{\text{RZ67}} = \cos\left(\frac{u_{\text{RZ67}}(t)}{2V_\pi} \pi\right) = \cos\left(\frac{\pi}{2} \sin\left(\frac{\pi t}{T_b}\right) - \frac{\pi}{2}\right)$$

(3.11)

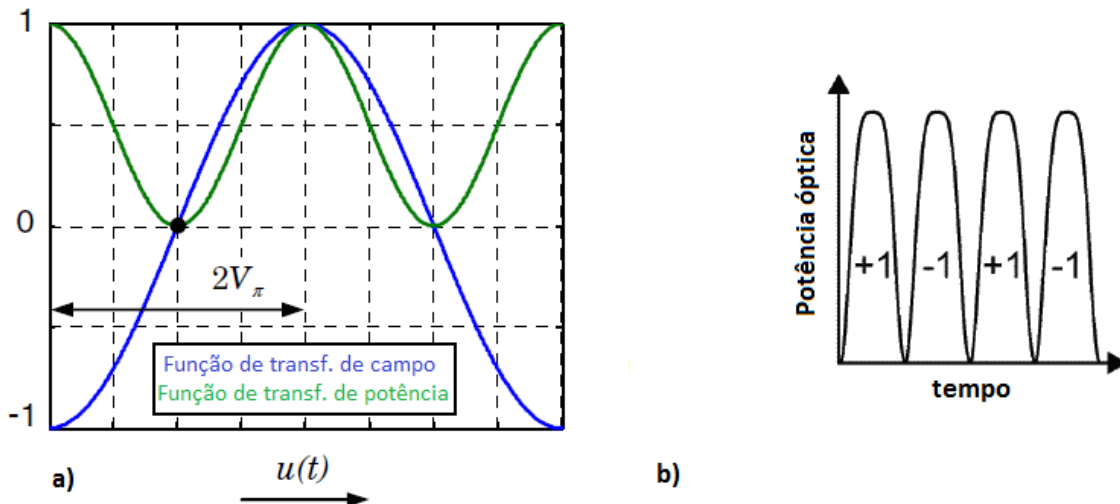


Figura 3.12: Polarização do pulse carver para o RZ 67% - a) Ponto de operação; b) Característica do sinal de saída

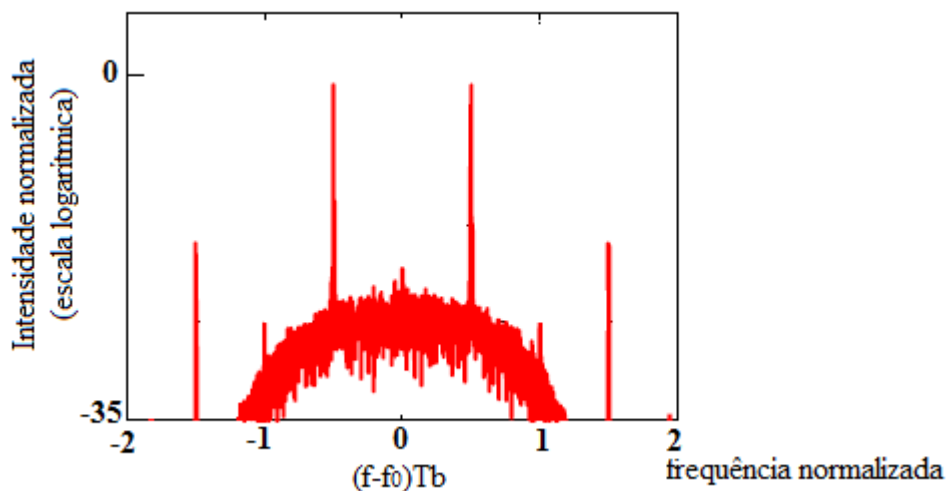


Figura 3.13: Sinal CSRZ, espectro de potência

O CSRZ é uma modulação pseudo-multinível, ou seja, o seu sinal modulado pode assumir mais de dois estados discretos, mas eles representam apenas dois níveis lógicos. Sendo mais específico, ele pode assumir os valores  $\{0, +|E|, -|E|\}$ . A cada período correspondente a um bit, há a inversão no sinal da amplitude do feixe modulado, e como consequência há a supressão da frequência central da portadora.

Embora o sinal luminoso possa assumir dois valores diferentes para o bit “1”, não há a necessidade de aumentar a complexidade do receptor. Isso acontece porque o receptor óptico de detecção direta é um fotodiodo, e opera convertendo a intensidade, e não a amplitude, do sinal óptico em eletricidade.

Como esta é uma característica exclusiva do CSRZ quando comparado com os outros formatos RZ, é válido analisá-lo separadamente, principalmente porque graças a esta supressão da portadora, há uma diminuição da potência máxima do espectro do sinal, o que garante ao sinal uma maior resistência aos efeitos não lineares de propagação. Além disso, outra vantagem do CSRZ é que o sinal pode ser fortemente filtrado sem perder as suas propriedades de transmissão e apresenta uma melhor eficiência espectral que o NRZ-OOK [Raybon, 2006][Silveira, 2009].

### 3.3.3) Duobinário

O formato de modulação Duobinário (DB) é um dos formatos que usa codificação de linha,

e, dentre eles, é o mais comum de ser encontrado [Winzer, 2006],[Silveira, 2009]. Da mesma maneira que o CSRZ, o sinal modulado em DB pode apresentar os valores  $\{0, +|E|, -|E|\}$ , mas a diferença é que a polaridade do sinal de saída sofre um deslocamento de fase de  $\pi$  radianos toda a vez que um número ímpar de bits “0” for transmitido entre bits “1” do sinal original. A Tabela 3.2 mostra um pequeno exemplo para ilustrar (adotando  $E = 1$ ).

Tabela 3.2 : Sequência DB

	Sequência de bits						
Original	1	0	0	1	0	1	1
DB	1	0	0	1	0	-1	-1

O transmissor para a modulação DB é um pouco mais elaborado do que os anteriormente apresentados e pode ser visto na figura 3.14. A ideia é utilizar uma sequência de bits já pré-codificada e inserir este sinal em um filtro passa-baixa, obtendo um sinal elétrico de três níveis. Por fim, este sinal é usado para modular o MZM operando em *push-pull*.

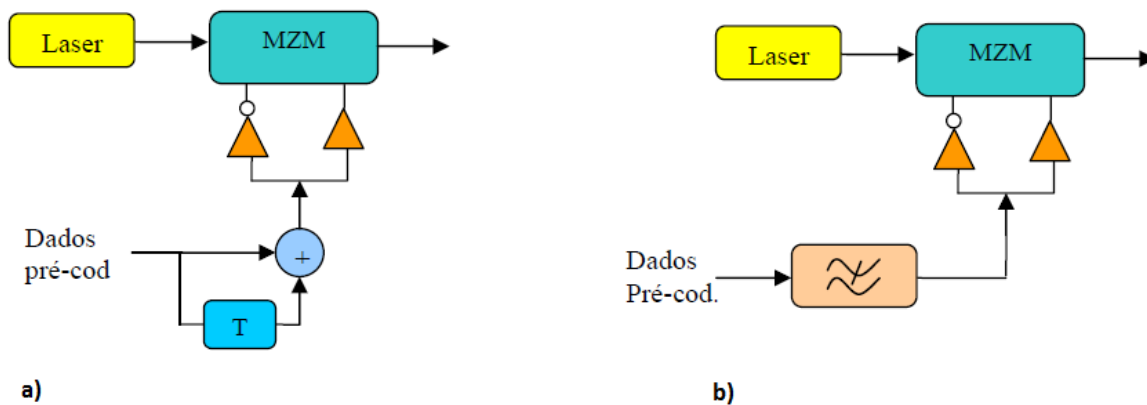


Figura 3.14: Transmissor para modulação DB – a) usando filtro de atraso e adição; b) usando filtro passa-baixas

O sinal pré-codificado é um sinal binário cujos bits só se alternam a cada bit “0” da sequência original, e pode ser obtido através da expressão Booleana:

$$d_k = \bar{b}_k \oplus d_{k-1} \quad (3.12)$$

na qual  $d_k$  é o bit codificado atual,  $d_{k-1}$  é o bit codificado imediatamente antes do atual, e  $\bar{b}_k$  é o

bit de informação original (não codificado) invertido logicamente.

Esta codificação é equivalente a uma codificação diferencial da sequência original invertida (mais detalhes sobre codificação diferencial serão vistos na seção 3.4). O sinal codificado é então filtrado para obter o sinal de 3 níveis, e o filtro passa-baixas pode ser implementado de duas maneiras. Na figura 3.11a, é usado um filtro de atraso e adição cujo atraso é igual ao período de um bit, enquanto que na figura 3.11b é usado um filtro passa-baixas com largura de banda de 3 dB equivalente a 25% da taxa de transmissão. Enquanto que a primeira abordagem apresenta uma melhor resistência à dispersão cromática, a segunda possui uma melhor sensibilidade fim-a-fim no enlace [Winzer, 2008].

Esta inversão de fase ajuda a reduzir os efeitos da dispersão cromática sofridos pelo feixe óptico. Por exemplo, caso seja transmitida a sequência de bits “1”, “0”, “1”, esta será modulada como  $+|E|$ ,  $0$ ,  $-|E|$ . Conforme o sinal se propaga, os bits tendem a se alargar, e por terem polaridade inversa, a tendência é que o alargamento dos dois bits “1” sobre o bit “0” se anule. Além disso, reforçando a sua tolerância à dispersão cromática, sinal modulado em DB apresenta um espectro mais estreito, como pode ser visualizado na figura 3.15b, a qual também mostra o seu diagrama de olho (3.15a).

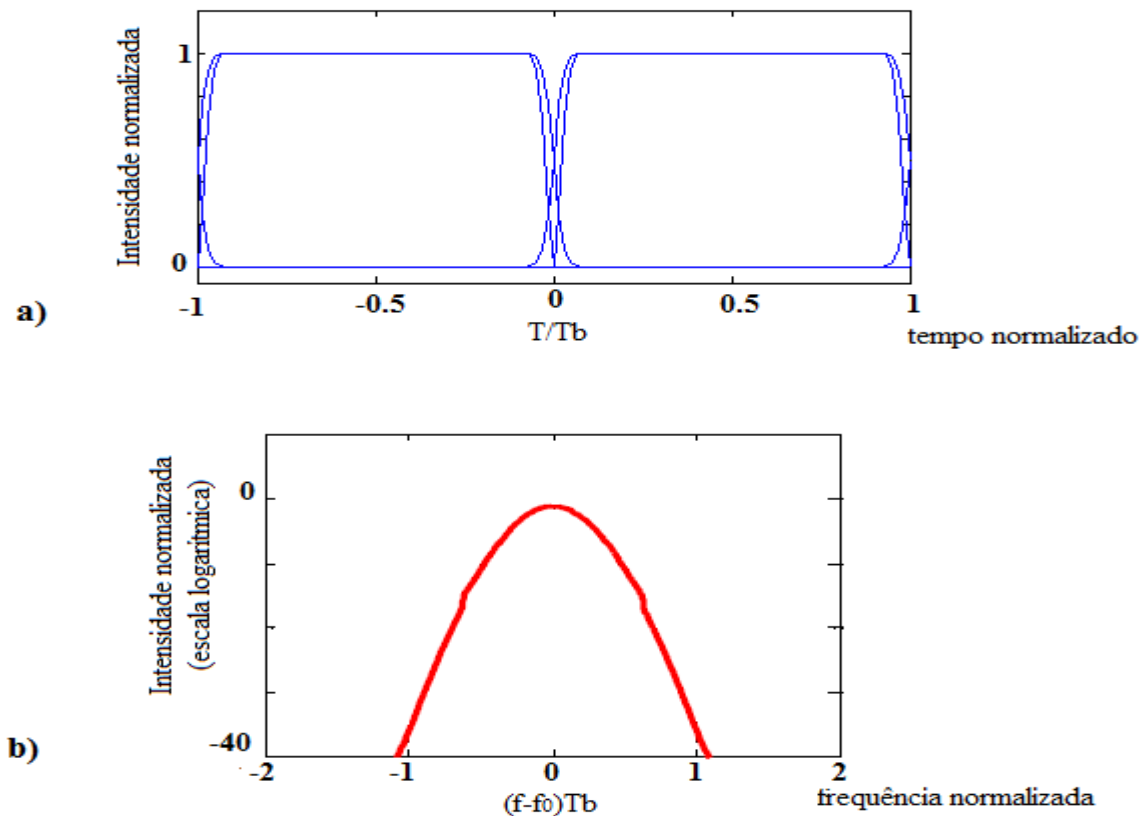


Figura 3.15: Sinal Duobinário – a) diagrama de olho de intensidade; b) espectro de potência

Devido a sua largura espectral mais estreita e boa tolerância à dispersão cromática o DB consegue atingir bons valores de eficiência espectral. Em [Winzer, 2005][Gosset, 2008] são demonstrados sistemas com eficiência espectral de 0,8 b/s.Hz .

### 3.3.4) Inversão alternada de marca

Da mesma maneira que na técnica DB, a inversão alternada de marca (AMI – *Alternate Mark Inversion*) também usa codificação de linha. Além disso, do mesmo modo que em DB, o sinal modulado também pode assumir três níveis discretos, embora desta vez a polaridade do feixe óptico inverta a cada bit “1” da sequência original, como mostrado no exemplo da Tabela 3.3.

Tabela 3.3: Sequência AMI

	Sequência de bits						
Original	1	0	0	1	0	1	1
AMI	1	0	0	-1	0	1	-1

No caso da AMI, também existem maneiras diferentes para compor o modulador. A primeira delas está ilustrada na figura 3.16 e é bastante semelhante ao modulador DB mostrado na figura 3.14, com a diferença que agora é usado um filtro de atraso e subtração (ou passa-altas) no lugar de um filtro de atraso e adição (ou passa-baixas).

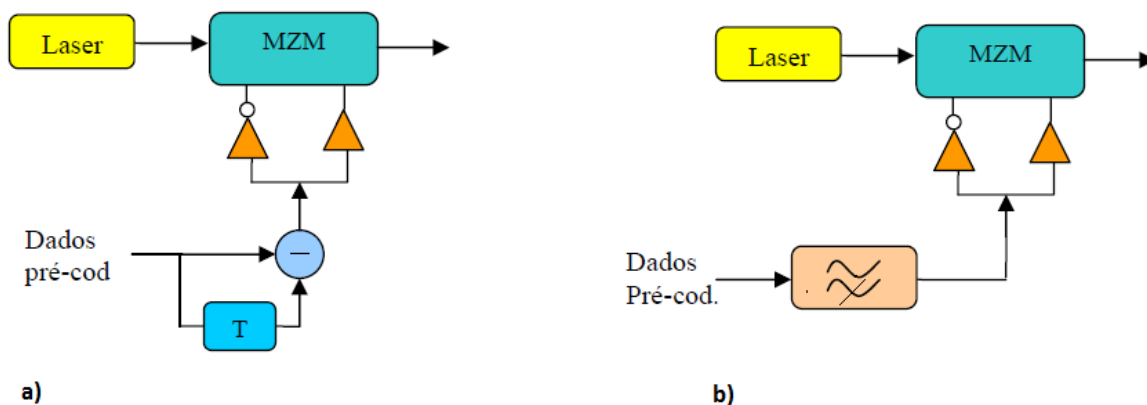


Figura 3.16: Transmissor para modulação AMI – a) usando filtro de atraso e subtração; b) usando filtro passa-altas

Uma outra diferença que há, mas não é mostrada na figura, é a sequência pré-codificada, e a sequência pré-codificada pode ser obtida através da expressão Booleana:

$$d_k = b_k \oplus d_{k-1} \quad (3.13)$$

na qual  $d_k$  é o bit codificado atual,  $d_{k-1}$  é o bit codificado imediatamente antes do atual, e  $\bar{b}_k$  é o bit de informação original (não codificado).

É importante mencionar que este modulador gera na sua saída um sinal NRZ-AMI. Como em enlaces ópticos é comum utilizar o RZ-AMI [Winzer, 2006], basta posicionar um *pulse carver* após o modulador para obter pulsos com este formato. A figura 3.17 mostra o diagrama de olho e o espectro para um sinal modulado em RZ-AMI 33%.

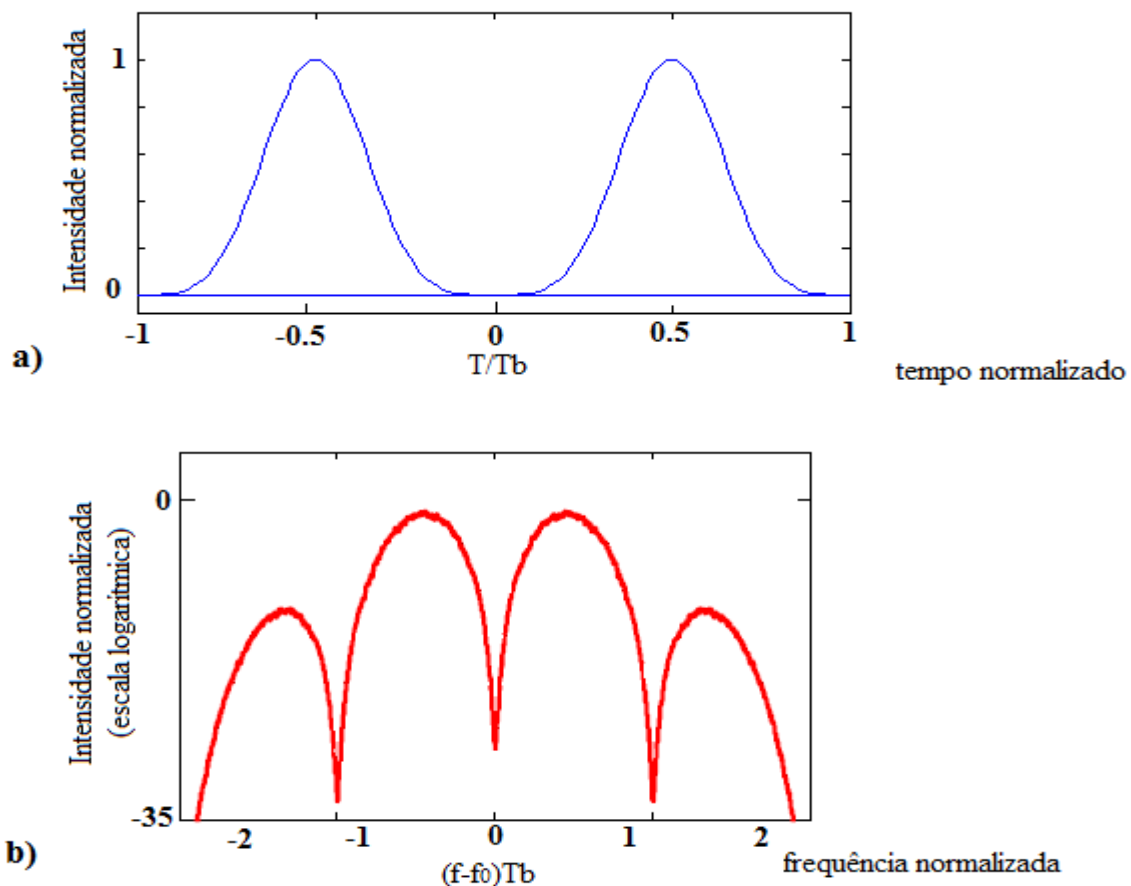


Figura 3.17: Sinal RZ-AMI 33% – a) diagrama de olho de intensidade; b) espectro de potência

Além desta abordagem, a modulação AMI também pode ser obtida através do uso de um



interferômetro de atraso (DI – *Delay Interferometer*) conforme mostrado na figura 3.18a. Neste caso, é o interferômetro que vai agir como um filtro óptico de atraso e subtração enquanto o sinal pré-codificado é o mesmo que o gerado pela equação 3.13.

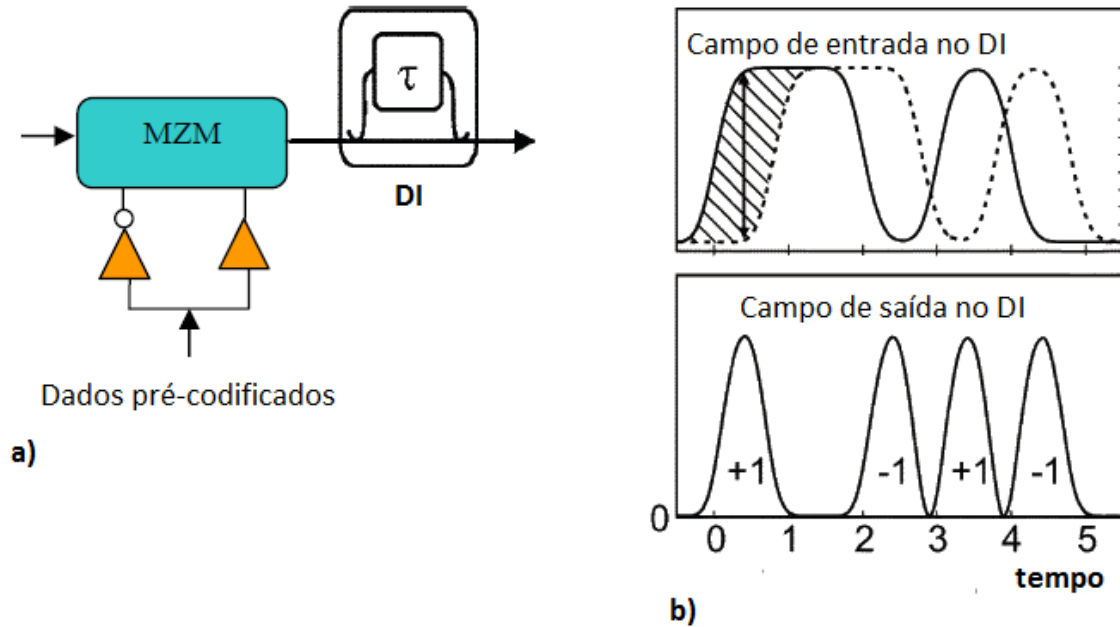


Figura 3.18: Modulador AMI implementado com um DI – a) Diagrama em blocos do modulador; b) Campos de entrada e saída no DI

O DI é um elemento que divide o sinal óptico de entrada em dois caminhos, gera um atraso entre os dois sinais e os recombina depois. Ele possui duas portas de saída, onde, a cada bit, ocorre interferência construtiva entre os sinais em uma delas, e interferência destrutiva na outra [Seimetz, 2009][Gnauck, 2005]. Para operar como filtro de atraso e subtração, o sinal de saída do DI é tomado na porta de interferência destrutiva. O atraso  $\tau$  deve ser menor ou igual ao período de um bit, de maneira que, variando o seu valor, obtêm-se na sua saída um sinal RZ-AMI com diferentes ciclos de trabalho, sem a necessidade de utilizar um *pulser carver* [Winzer, 2003]. Já o primeiro gráfico da figura 3.14b mostra os sinais ópticos direto (linha inteira) e atrasado (linha tracejada) nos braços do DI, enquanto que o segundo gráfico mostra sua potência de saída, destacando a polaridade de cada um dos pulsos.

Também existe uma outra abordagem que gera um sinal modulado RZ-AMI a partir de um sinal modulado em DB [Lu, 2008], [Winzer, 2006]. A ideia consiste em utilizar um *pulse carver*

com *duty cycle* de 67% após o modulador DB, ou seja, o objetivo é combinar as modulações DB e CSRZ. Isso pode ser entendido observando a Tabela 3.4.

Tabela 3.4: Relação entre DB e AMI

	Sequência de bits						
Original	1	0	0	1	0	1	1
CSRZ	1	0	0	-1	0	-1	1
DB	1	0	0	1	0	-1	-1
AMI	1	0	0	-1	0	1	-1

Perceba que, multiplicando as linhas correspondentes ao CSRZ e ao DB, obtém-se a linha correspondente ao AMI, ou seja, fazer um sinal DB passar por um modulador CSRZ converte o sinal em AMI. Devido a isto, é possível encontrar o termo duobinário com portadora suprimida (DCS – *Duobinary Carrier-Supressed*) na literatura como sinônimo de AMI [Hirano, 2004] [Miyamoto, 2001].

### 3.3.5) Chaveamento multinível de amplitude

Até agora, todos os formatos apresentados eram binários (NRZ-OOK, RZ-OOK) ou pseudo multinível (CSRZ, DB, AMI). Já o chaveamento multinível de amplitude (MASK – *Multilevel Amplitude Shift Keying*) é uma modulação verdadeiramente multinível, ou seja, os sinais transmitidos são símbolos que representam um conjunto de bits. A grande vantagem de modulações multinível é que elas apresentam uma largura de banda menor que a modulação OOK. Quão maior for a ordem do MASK (ou seja, quão maior for o número de estados que seus símbolos podem assumir) menor é a banda ocupada pelo sinal, mantendo a mesma taxa de transmissão. O fator de redução de banda é dado por  $\log_2 M$ , onde **M** é a ordem da modulação.

O modulador MASK pode ser implementado exatamente da mesma maneira que o modulador NRZ-OOK, sendo a única diferença que o sinal modulante  $u(t)$  é agora um sinal digital multinível. Desta maneira, o feixe modulado pode assumir **M** valores de amplitude de acordo com o sinal de entrada.

A grande desvantagem da modulação MASK é que, mantendo a potência de transmissão

fixa, quanto mais níveis o sinal modulado tiver, mais sensível ao ruído ela é. Isso ocorre porque, como a potência máxima se mantém constante, quanto mais níveis a modulação tiver, menor é a diferença de amplitude entre eles. Por isso, na presença de ruído, é mais fácil que o receptor interprete erroneamente um símbolo recebido.

Por conta desta desvantagem, formatos multinível em amplitude não têm sido muito explorados em enlaces ópticos [Winzer, 2006]. Por exemplo, o formato 4 ASK sofre uma penalidade de 8 dB na sensibilidade de seu receptor quando comparado com o NRZ-OOK [Conradi, 2002][Walklin, 1999].

### **3.4) Formatos de modulação em fase**

Antes de começar a descrever os formatos de modulação em fase, é importante fazer uma breve explicação sobre codificação diferencial.

Conforme já mencionado, a grande maioria dos sistemas ópticos implementados atualmente emprega detecção direta, sem o uso de um oscilador local na recepção. Para os formatos de modulação em amplitude, isto não gera maiores problemas, pois a informação está armazenada na própria amplitude (ou na potência) do sinal modulado, e, portanto, não é necessário aumentar a complexidade do receptor.

Já para as modulações em fase, a situação é um pouco diferente. O conceito de uma modulação em fase é que a cada bit (ou símbolo) do sinal modulante corresponde uma fase do sinal modulado. Portanto, é necessário que o receptor seja mais complexo e tenha elementos que convertam a informação da fase para a intensidade do sinal óptico antes do fotodiodo.

Isto leva a outro problema, pois na demodulação deste sinal é necessário ter uma referência de fase para conseguir extrair a informação da portadora. Não uma referência qualquer, mas exatamente a mesma usada no transmissor para modular a informação. Como o detector direto não extrai informação de fase alguma do sinal, é necessário empregar alguma técnica que permita que o sistema funcione sem a necessidade desta referência de fase, e a codificação diferencial vem a ser esta técnica.

Em um sinal codificado diferencialmente, a referência de fase para cada símbolo transmitido é o símbolo anterior. Desta maneira, a referência passa a ser contida na própria sequência de

informação transmitida, sem a necessidade de extrair uma da portadora.

Um exemplo de codificador diferencial, no caso para um sinal binário, pode ser visto na figura 3.19, cujo sinal de saída pode ser calculado pela equação 3.13 (a mesma usada para pré-codificar o sinal modulante do AMI).

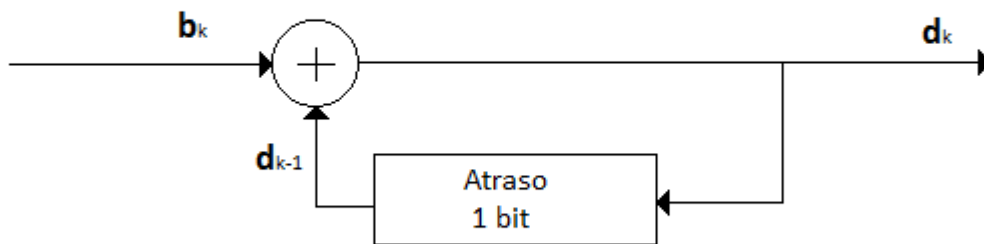


Figura 3.19: Codificador diferencial binário

Para ver um exemplo de funcionamento deste codificador, veja a Tabela 3.5, na qual é apresentada uma sequência de bits de entrada para o codificador. Para este exemplo, uma fase será associada a cada bit da sequência:  $0$  para o bit “0” e  $\pi$  para o bit “1”. Além disso, a tabela mostra o sinal codificado, a fase associada a este novo sinal, e os saltos de fase entre cada bit codificado. Como dependeria de um bit anterior, o primeiro da sequência codificada é simplesmente repetido.

Tabela 3.5: Codificação diferencial

Sequência original	0	0	1	0	1	1	1	0
Fase associada	0	0	$\pi$	0	$\pi$	$\pi$	$\pi$	0
Sequência codificada	0	0	1	1	0	1	0	0
Fase associada	0	0	$\pi$	$\pi$	0	$\pi$	0	0
Saltos de fase	X	0	$\pi$	0	$\pi$	$\pi$	$\pi$	0

Perceba como os saltos de fase correspondentes ao sinal modificado são iguais à fase correspondente do sinal sem codificação, mostrando que, agora, a referência está na própria

sequência de bits. Maiores informações sobre codificação diferencial podem ser vistas em [Seimetz, 2009], [Lathi, 1998], [Silva, 1978].

Após esta introdução, serão apresentados dois formatos de modulação em fase: um binário e outro multinível.

### 3.4.1) Chaveamento diferencial binário de fase

A modulação de chaveamento diferencial binário de fase (DBPSK – *Differential Binary Phase Shift Keying*), ou simplesmente DPSK, é o formato de modulação óptico em fase mais simples de ser realizado e entendido. Da mesma maneira que no exemplo da tabela 3.5, cada bit “1” do sinal codificado é modulado na portadora como tendo fase  $\pi$ , enquanto que a cada bit “0” corresponde a uma fase nula. A figura 3.20a mostra uma comparação entre os níveis assumidos pela portadora óptica modulada em OOK e DPSK, através da comparação entre suas respectivas constelações.

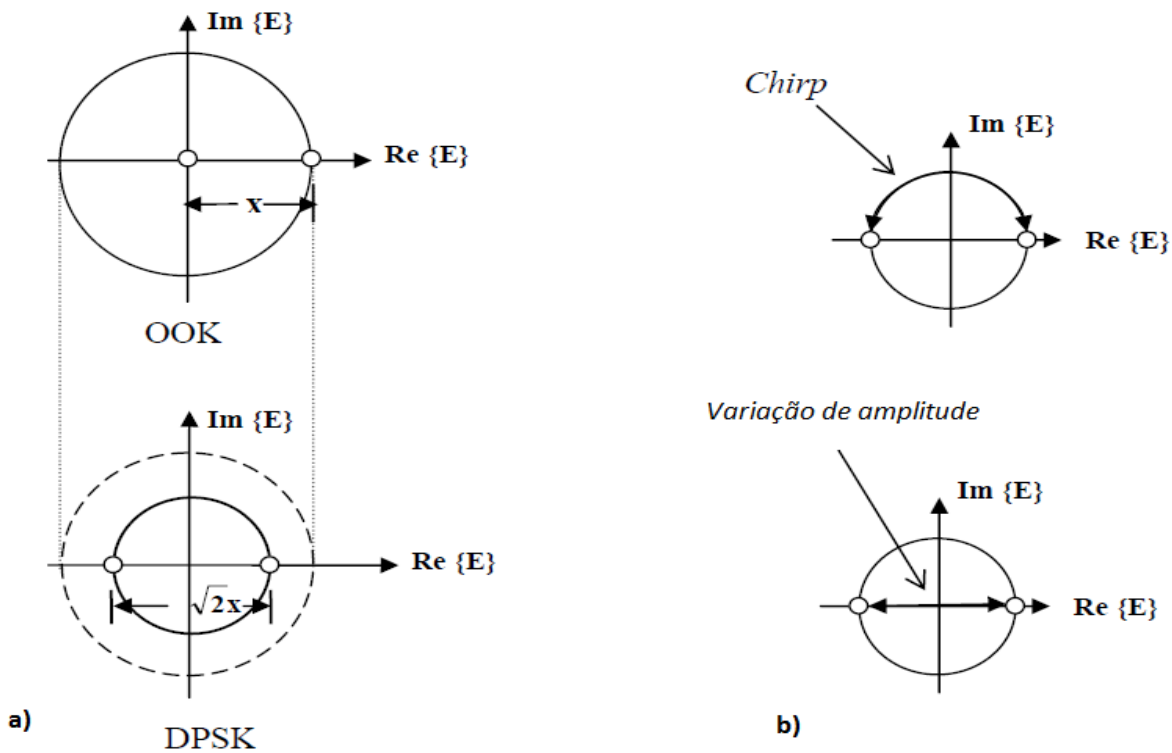


Figura 3.20: Diagrama de constelação para o DPSK – a) comparação com a constelação OOK; b) diferentes transições entre os níveis

É interessante notar que, mantendo a mesma potência óptica média nos dois casos, a distância entre os símbolos no DPSK aumenta por um fator de  $\sqrt{2}$ . Este aumento na distância caracteriza uma sensibilidade do receptor DPSK 3 dB maior que o OOK, o que leva a uma melhor relação sinal ruído óptico (OSNR).

Já a figura 3.20b mostra que existem duas maneiras de fazer a transição entre os níveis da DPSK, o que corresponde a duas configurações diferentes para operar o modulador. Em ambas, o sinal elétrico é aplicado no MZM, mas o modo de operação é que pode variar. Na primeira, percebe-se que o sinal faz a transição acompanhando a circunferência, o que indica que ele mantém a sua amplitude sempre constante. Para este modo de operação, o MZM precisa operar no modo *pull-pull* e é polarizado entre os máximos de transmissão. Além disso, o sinal elétrico precisa excursionar de  $2V\pi$  ao invés de  $V\pi$  como no NRZ-OOK.

Já na segunda possibilidade, o sinal excursiona apenas no eixo real, ou seja, ele não assume fases complexas, embora a sua intensidade varie ao longo do tempo. Portanto, é necessário que o MZM opere no modo *push-pull* e que seja polarizado também no ponto entre máximos, além de garantir que o sinal elétrico excursionsse de  $2V\pi$ .

A diferença no sistema entre estes dois métodos é que o primeiro mantém a envoltória do sinal óptico sempre constante, independente da sequência de bits transmitida. Por outro lado, como o sinal assume valores de fase intermediários há a ocorrência *chirp* nas transições entre bits.

Já no segundo caso, embora haja variação de amplitude a cada transição de bit, não há *chirp* algum gerado no transmissor, pois o modulador gera saltos de fases de exatamente  $\pi$  radianos. Como no DPSK a informação é toda carregada na fase do sinal óptico, é mais importante garantir saltos de fase precisos que manter a envoltória de fase constante [Gnauck, 2005][Winzer,2006].

A figura 3.21 mostra o diagrama de olho e o espectro de potência para o sinal DPSK implementado com um MZM no modo *push-pull*, ilustrando que há variação da intensidade na figura 3.21b.

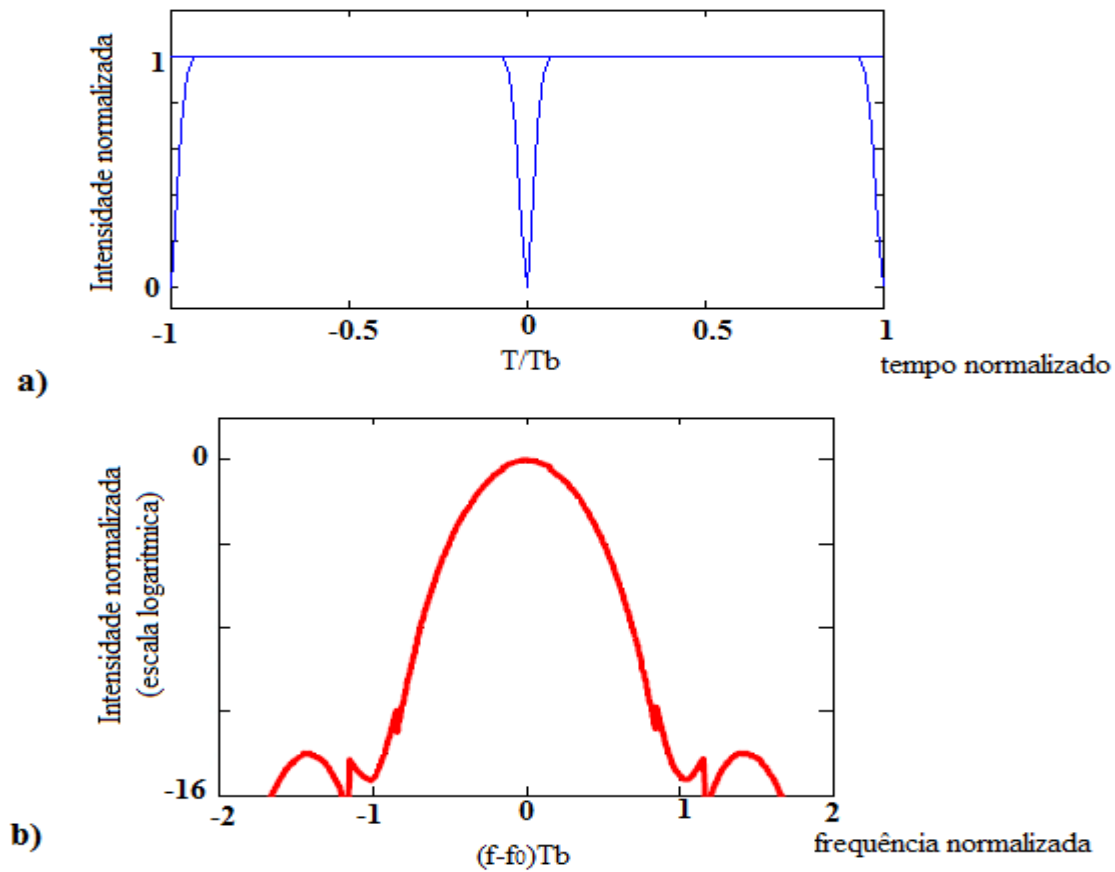


Figura 3.21: Sinal DPSK – a) diagrama de olho de intensidade; b) espectro de potência

Para resumir, a figura 3.22 mostra o modulador usado para DPSK, destacando que o sinal de entrada é codificado diferencialmente e que o modo de operação do MZM pode ser um dos dois citados anteriormente (3.22a: *pull-pull*; 3.22b: *push-pull*). Caso seja de interesse usar um formato RZ-DPSK, basta acoplar um *pulse carver* após a saída do MZM.

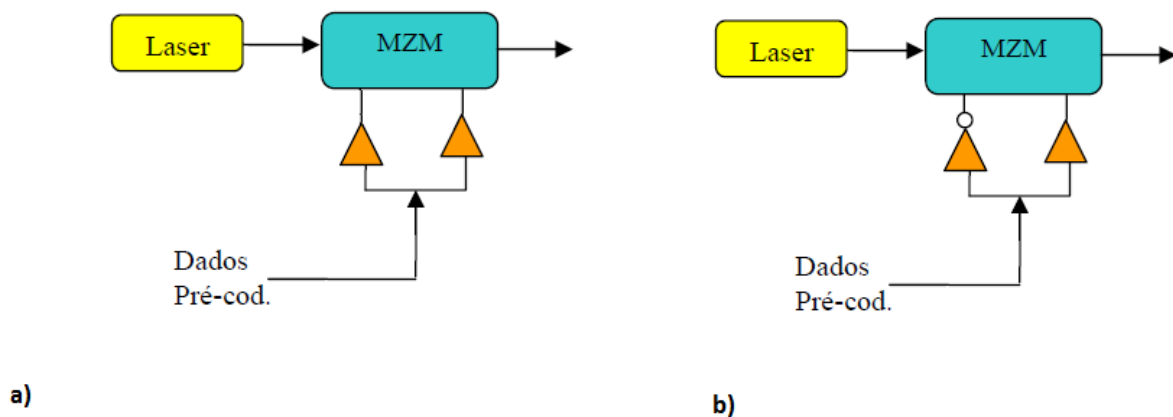


Figura 3.22: Modulador DPSK – a) MZM operando no modo *pull-pull*; b) MZM operando no modo *push-pull*

Como já foi mencionado, o receptor para o DPSK é um pouco mais complexo que os usados para formatos de modulação em amplitude. Para transferir a informação da fase para a amplitude do sinal, é posicionado antes do fotodiodo um DI com um atraso equivalente ao período de um bit, e, diferente da AMI, é interessante aproveitar o sinal em ambas as saídas do interferômetro com um detector balanceado, conforme mostra a figura 3.23.

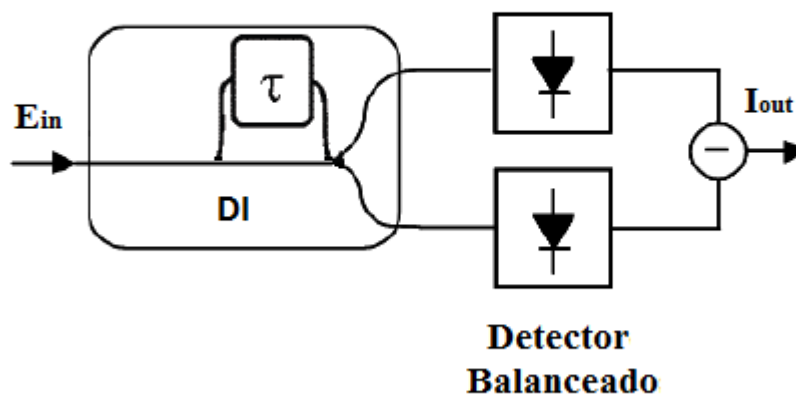


Figura 3.23: Receptor DPSK

A configuração da figura 3.23 caracteriza um receptor balanceado. A ideia é que, como a cada bit uma das portas de saída do DI exibe interferência destrutiva e a outra, interferência construtiva, isso faz com que ambas as portas carreguem simultaneamente a mesma informação, apenas logicamente invertidas entre si [Gnauck, 2005],[Winzer, 2006]. O objetivo em usar este receptor balanceado é porque apenas usando esta configuração é que se aproveita a vantagem do aumento de 3dB na sensibilidade do receptor [Winzer, 2006].

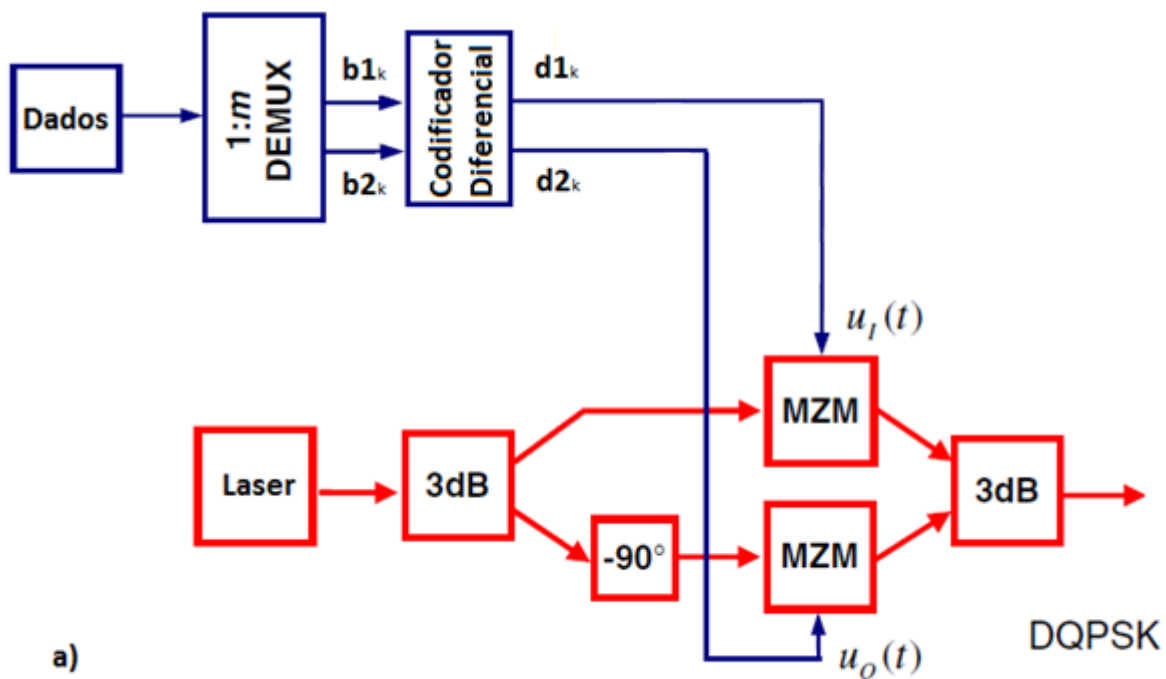


### 3.4.2) Chaveamento diferencial de fase em quadratura

O chaveamento diferencial de fase em quadratura (DQPSK – *Differential Quadrature Phase Shift Keying*) é um formato de modulação multinível com 4 níveis, ou seja, cada par de bits do sinal de informação é convertido em um símbolo, representado por uma das quatro fases que a portadora óptica pode assumir.

Por ser uma modulação multinível, sua maior vantagem é permitir uma largura de banda menor para o sinal óptico mantendo a mesma taxa de transmissão. Neste caso específico, como são quatro níveis por símbolo, a banda teórica do sinal é reduzida a metade. Além disso, devido a este espectro mais estreito, o DQPSK apresenta uma alta eficiência espectral em sistemas WDM [Winzer, 2006]. Em [Zhu, 2004], é demonstrado um enlace operando com eficiência espectral de 1,6 b/s.Hz .

Existem basicamente duas maneiras de implementar o modulador DQPSK. A primeira é mostrada na figura 3.24a e consiste em modulador paralelo, no qual a portadora óptica é dividida igualmente em dois sinais que são modulados separadamente e depois apenas um deles é defasado em  $\pi/2$  radianos antes de recombiná-los. Assim, o sinal recombinado pode apresentar saltos de fase de  $\{\pi/4, 3\pi/4, 5\pi/4, 7\pi/4\}$ .



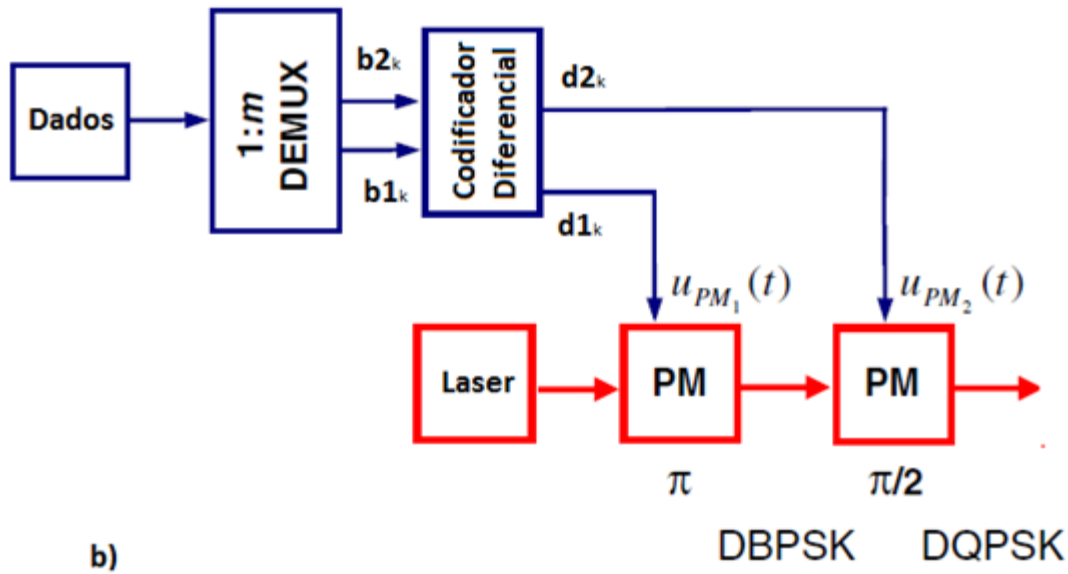


Figura 3.24: Moduladores DQPSK – a) Modulador paralelo; b) Modulador em série

Para ilustrar as diferenças entre as duas implementações, os diagramas de constelação para os sinais de saída do modulador DQPSK paralelo e do modulador DQPSK em série estão ilustrados na figura 3.25a e 3.25b, respectivamente.

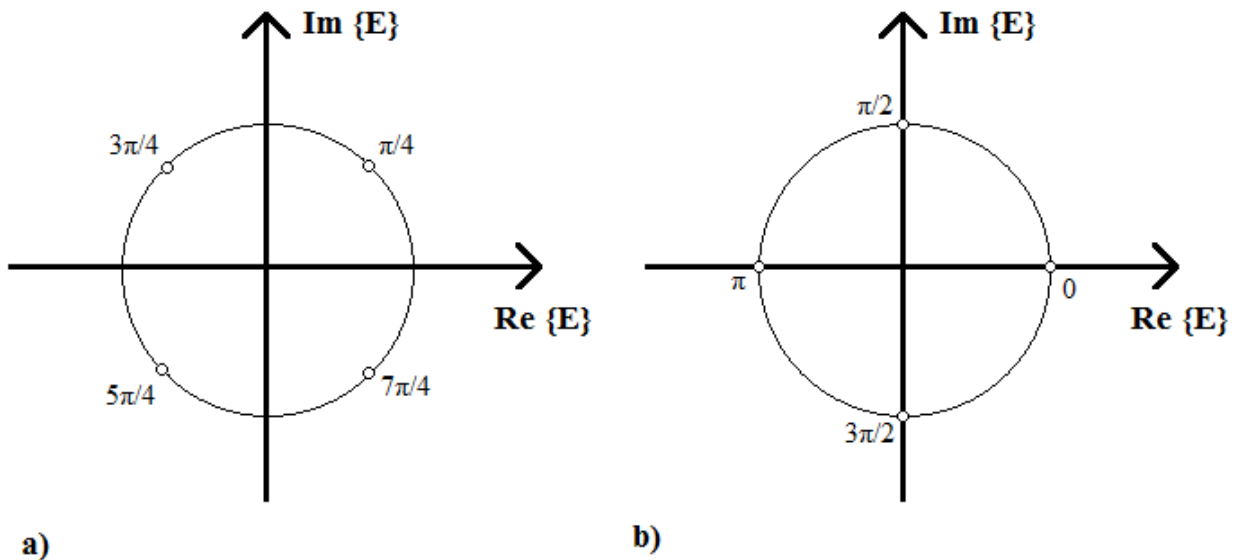


Figura 3.25: Diagrama de constelação para DQPSK – a) modulador paralelo; b) modulador em série

Os sinais usados para alimentar cada um dos MZM precisa estar codificado diferencialmente, e diferente do DPSK, que codifica o sinal bit a bit, o DQPSK usa dois bits de entrada  $\{b_{1k}, b_{2k}\}$  e gera dois bits codificados  $\{d_{1k}, d_{2k}\}$  a cada instante. Desta maneira, as

equações Booleanas para os bits codificados são definidos por [Seimetz, 2009]:

$$d_{1k} = b_{1k} \overline{d_{1k-1}} \overline{d_{2k-1}} + \overline{b_{2k}} \overline{d_{1k-1}} d_{2k-1} + \overline{b_{1k}} d_{1k-1} d_{2k-1} + b_{2k} d_{1k-1} \overline{d_{2k-1}} \quad (3.14)$$

$$d_{2k} = \overline{b_{2k}} \overline{d_{1k-1}} \overline{d_{2k-1}} + \overline{b_{1k}} \overline{d_{1k-1}} d_{2k-1} + b_{2k} d_{1k-1} d_{2k-1} + b_{1k} d_{1k-1} \overline{d_{2k-1}} \quad (3.15)$$

A outra implementação é um modulador em série [Seimetz, 2009] e é mostrado na figura 3.25b. A ideia agora é usar moduladores de fase (podem ser ou PM ou MZM operando em *pull-pull*) em série, de maneira que o primeiro cause deslocamentos de fase de 0 ou  $\pi$  radianos e o segundo, 0 ou  $\pi/2$  radianos. Desta maneira, diferente do modulador paralelo, as fases do sinal óptico no modulador em série podem ser  $\{0, \pi/2, \pi, 3\pi/2\}$ .

Como a atribuição de símbolos é diferente para os dois moduladores, a lógica para os sinais codificados também é. Neste caso, as equações Booleanas são [Seimetz, 2009]:

$$d_{1k} = \overline{b_{2k}} \overline{d_{1k-1}} \overline{d_{2k-1}} + b_{1k} \overline{d_{1k-1}} d_{2k-1} + \overline{b_{1k}} d_{1k-1} d_{2k-1} + b_{2k} d_{1k-1} \overline{d_{2k-1}} \quad (3.16)$$

$$d_{1k} = \overline{b_{1k}} \overline{b_{2k}} \overline{d_{2k-1}} + \overline{b_{1k}} b_{2k} d_{2k-1} + b_{1k} b_{2k} \overline{d_{2k-1}} + b_{1k} \overline{b_{2k}} d_{2k-1} \quad (3.17)$$

Já o receptor para o DQPSK consiste basicamente de dois receptores DPSK balanceados ligados em paralelo. Diferente do caso binário, os DI para o DQPSK precisa ter o seu atraso igual ao período de um **símbolo**, e não de um **bit** [Winzer, 2006]. Além disso, cada um dos DI precisa gerar um deslocamento de fase adicional em um de seus braços, de acordo com o tipo de modulador usado. Para o caso de ter sido usado o modulador paralelo, os deslocamentos de fase nos DI devem ser  $\{-\pi/4, -3\pi/4\}$ , enquanto que para o modulador em série, os deslocamentos devem ser  $\{0, \pi/2\}$  [Seimetz, 2009]. A figura 3.26 ilustra uma estrutura geral para o receptor DQPSK.

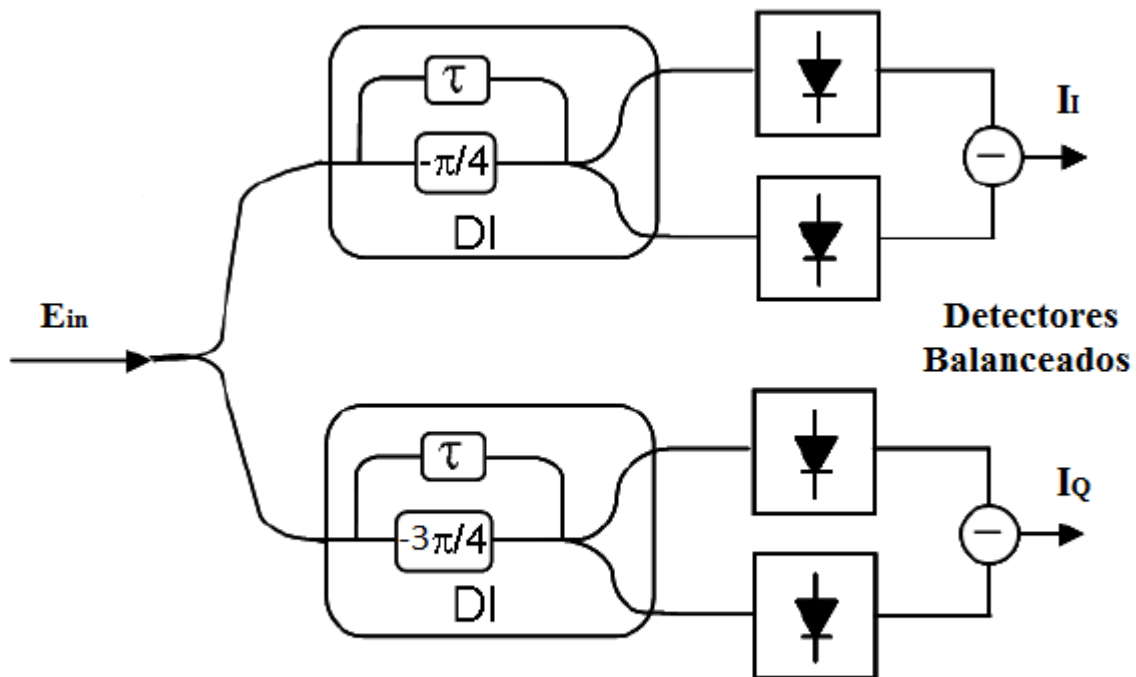


Figura 3.26: Receptor DQPSK

É importante mencionar que, conforme ilustrado na figura 3.26, o receptor para o DQPSK gera duas correntes de saída, correspondendo às portadoras em fase e em quadratura. Estes sinais ainda precisam ser recombinados eletronicamente, de maneira a recuperar a sequência binária original.

Agora que os formatos de modulação foram discutidos, o próximo capítulo vai apresentar o modelo usado para as simulações no trabalho, suas principais características e os testes realizados.

# Capítulo 4

## Simulações de enlaces e análise de resultados

Com o objetivo de aprofundar os estudos sobre os formatos avançados de modulação, foram realizadas simulações computacionais para entender o comportamento do sinal ao propagar por diferentes enlaces ópticos, com características dispersivas, não lineares ou ambas.

Ao longo do capítulo 2, foram estudadas as equações que regem a propagação de um sinal óptico através de uma fibra monomodo, e foi apresentado o conceito de regimes de propagação. Já no capítulo 3, foram apresentados os diferentes formatos de modulação e as maneiras de implementar seus diferentes moduladores e receptores. As simulações apresentadas ao longo deste capítulo têm seus parâmetros modificados, de modo o sinal óptico modulado seja transmitido por de enlaces operando nos regimes de propagação A, B ou C.

O capítulo 4, portanto, está estruturado da seguinte maneira: a **seção 4.1** apresenta os resultados das simulações bem como o modelo computacional utilizado, agrupando em subseções separadas os formatos de modulação com características em comum. Por fim, a **seção 4.2** faz um paralelo entre os resultados apresentados e dados de outros trabalhos, com o objetivo de comparar as modulações.

### 3.2) Resultados de simulações

Todos os testes aqui apresentados consistem em diferentes sequências de bits sendo

transmitidas por enlaces nos diferentes regimes de propagação (regimes A, B ou C). O objetivo é analisar como a intensidade temporal e a **intensidade espectral** (que vem a ser o quadrado do módulo do espectro de frequência do sinal, que ao longo do texto será referida como **espectro**) de cada sinal modulado se comporta com a variação de parâmetros do enlace, que serão citados em cada caso.

A partir do conjunto de equações apresentado nos capítulos 2 e 3, foi desenvolvido um código numérico no software MATLAB, da empresa The Mathworks Inc. O código foi elaborado de forma modular, ou seja, cada componente do enlace (fonte, modulador, fibra óptica, ...) constitui um bloco de código praticamente independente dos demais, o que assegura flexibilidade e facilidade para realizar as simulações. A figura 4.1 mostra um diagrama em blocos para exemplificar como código funciona e quais parâmetros são levados em consideração. Nela,  $E_P(t)$  representa a portadora óptica emitida pelo laser,  $E_0(t)$  representa o sinal já modulado na entrada da fibra,  $E_L(t)$  é o sinal no final do enlace, e  $u(t)$  é o sinal elétrico modulante.

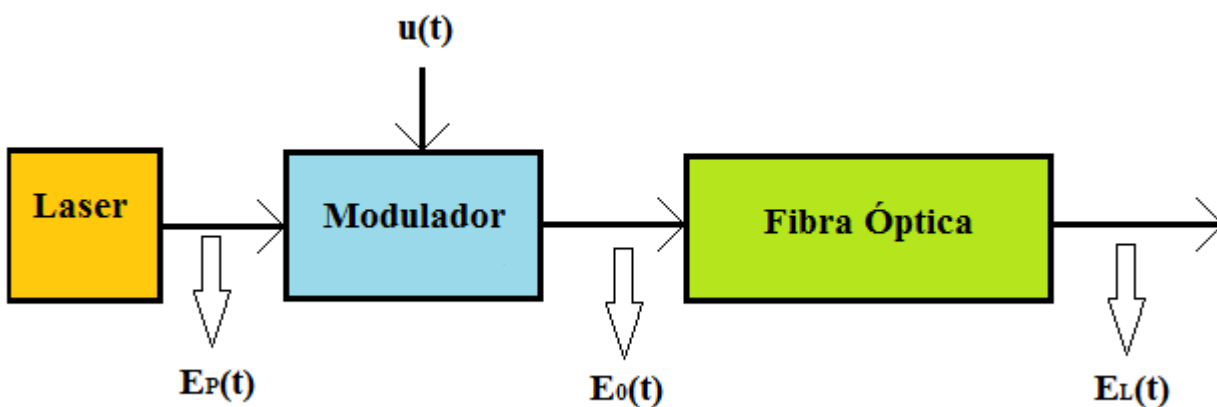


Figura 4.1: Diagrama em blocos do modelo de um enlace simulado;  $E_P(t)$  – sinal emitido pelo laser,  $E_0(t)$  – sinal modulado na entrada da fibra,  $E_L(t)$  – sinal modulado na saída da fibra,  $u(t)$  – sinal modulante

Em todas simulações, o sinal óptico emitido pelo laser é considerado monocromático, com amplitude constante e polarização linear e constante.

Já o modulador óptico varia de acordo com a modulação utilizada, e o modelo matemático utilizado em cada um será apresentado juntamente com suas respectivas simulações.

Para simular a propagação na fibra, foi resolvida a NLSE (equação 2.54) utilizando o método *Split-step de Fourier*, um algoritmo que busca calcular a solução da equação da onda em pequenos passos, separando a parte linear da não linear. A cada passo, é necessário aplicar a transformada de Fourier direta e inversa no sinal, pois a parte linear da equação é resolvida no domínio da frequência, enquanto que a parte não linear é resolvida no domínio do tempo, e em cada enlace foram calculados um mínimo de 500 passos, podendo aumentar de acordo com o comprimento do enlace simulado. A transformada foi calculada utilizando a *Fast Fourier Transform* (FFT), e todos os sinais propagados apresentam um valor mínimo de 512 amostras por bit transmitido. O *Split-step* já é um método consagrado e bastante utilizado, como em [Godoy, 2006] e [Harboe, 2000], com a diferença que, nessas referências, o algoritmo foi implementado na linguagem Fortran, enquanto que aqui o algoritmo foi implementado no MATLAB.

A fibra modelada será uma fibra monomodo padrão (ITU-T G.652), com o detalhe que seus parâmetros  $\gamma$  e  $\beta_2$  serão modificados de acordo com o regime de propagação simulado.

A seguir, os resultados serão analisados agrupando os formatos de modulação que apresentam características em comum. A seção 4.1.1 trata das modulações OOK, enquanto a seção 4.1.2 apresenta os resultados para o DB e AMI, e por fim a seção 4.1.3 trata dos formatos DPSK e DQPSK.

### 3.3.1. **Chaveamento *on-off***

Conforme mencionado no capítulo 3, as modulações OOK se caracterizam pela presença de luz na fibra a cada bit “1” transmitido, e ausência da mesma a cada bit “0” transmitido. De acordo com a duração do pulso óptico dentro do período de cada bit, o formato é classificado como NRZ ou RZ. Como o foco do trabalho são os formatos avançados de modulação, não serão apresentados resultados para a modulação NRZ-OOK, mas sim para modulações RZ-OOK com diferentes *duty cycles*.

A figura 4.2 representa o diagrama em blocos dos enlaces simulados para a modulação OOK.

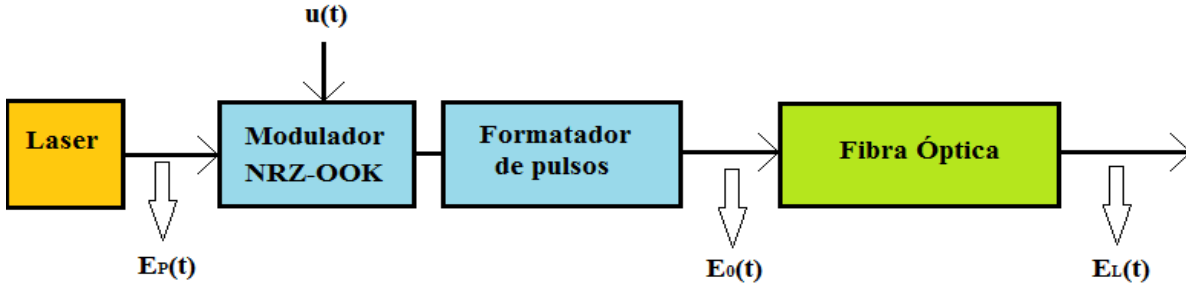


Figura 4.2: Diagrama em blocos dos enlaces simulados com modulação RZ-OOK;  $E_P(t)$  – sinal emitido pelo laser,  $E_0(t)$  – sinal modulado na entrada da fibra,  $E_L(t)$  – sinal modulado na saída da fibra,  $u(t)$  – sinal modulante

É importante reforçar que o formatador de pulsos varia de acordo com o *duty cycle* da modulação implementada, cujos modelos foram apresentados no capítulo 3.

Um fator importante que deve ser levado em consideração nestas simulações é o fenômeno de Gibbs [Figueiredo, 2005], que aparece nos pulsos com transições entre os níveis lógicos muito rápidas (abruptas). Desta maneira, nas simulações que serão aqui apresentadas, o sinal modulante  $u(t)$  terá a forma de um pulso gaussiano, que apresenta um período de transição mais longo entre os níveis lógicos do sinal, eliminando o fenômeno Gibbs.

Considerando o sinal modulante, a equação para o MZM operando como modulador NRZ-OOK e as equações do formatador de pulso apresentadas no capítulo 3, chega-se às expressões para os sinais modulados  $E_0(t)$  em RZ-OOK 50%, 33% e 67%, que são apresentadas nas equações 4.1, 4.2 e 4.3, respectivamente. Estas equações representam os sinais na entrada da fibra em todos os regimes de propagação simulados.

$$u(t) = -V_\pi + b_k V_\pi e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{t}{T_0}\right)^2}$$

$$E_{0RZ50}(t) = \sqrt{P_0} \cos(\omega_0 t) \cos\left(\frac{b_k e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{t}{T_0}\right)^2} - 1}{2} \pi\right) \cos\left(\frac{\pi}{4} \cos\left(\frac{2\pi t}{T_b}\right) + \frac{\pi}{4}\right) \quad (4.1)$$



$$E_{0_{\text{RZ33}}}(t) = \sqrt{P_0} \cos(\omega_0 t) \cos\left(\frac{b_k e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{t}{T_0}\right)^2} - 1}{2} \pi\right) \cos\left(\frac{\pi}{2} \cos\left(\frac{\pi t}{T_b}\right)\right) \quad (4.2)$$

$$E_{0_{\text{RZ67}}}(t) = \sqrt{P_0} \cos(\omega_0 t) \cos\left(\frac{b_k e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{t}{T_0}\right)^2} - 1}{2} \pi\right) \cos\left(\frac{\pi}{2} \sin\left(\frac{\pi t}{T_b}\right) - \frac{\pi}{2}\right) \quad (4.3)$$

Nestas equações,  $P_0$  e  $\omega_0$  representam a potência de pico e a frequência angular da portadora óptica  $E_p(t)$  emitida pelo laser. O parâmetro  $b_k$  indica qual é o nível lógico do bit transmitido no instante, e pode assumir os valores “0” ou “1” para as modulações RZ-OOK. Já os parâmetros  $T_b$  e  $T_0$  representam, respectivamente, o período de cada bit transmitido e a meia largura no ponto de  $1/e$  da intensidade do pulso óptico.

Primeiramente, os sinais serão submetidos ao regime de propagação A, no qual apenas os efeitos dispersivos dominam na propagação do sinal. Em razão disto, a intensidade do sinal apresenta um alargamento temporal, enquanto o espectro permanece inalterado. A ideia é que quanto maior for o comprimento do enlace  $L$  em relação ao comprimento de dispersão  $L_D$ , maior será a distorção da intensidade do sinal. Cabe lembrar que  $L_D$  é inversamente proporcional ao quadrado da taxa de transmissão  $B$  do sinal.

A tabela 4.1 mostra os parâmetros utilizados nas simulações para o regime A e a sequência binária transmitida é [1 0 1 0]. É importante notar que o coeficiente  $\gamma$  foi anulado, o que garante que não há não linearidades no enlace.

Tabela 4.1: Parâmetros de testes, modulação OOK, Regime A

	Simulação 1	Simulação 2	Simulação 3
$T_0$ (ps)	1	0,75	1,25
$\lambda_0$ (nm)	1550	1550	1550
$P_0$ (W)	10	10	10
$\alpha$ (dB/km)	0	0	0
$\beta_2$ (ps <sup>2</sup> /km)	-21,25	-21,25	-21,25
$\beta_3$ (ps <sup>3</sup> /km)	0,13	0,13	0,13
$D$ (ps/km.nm)	16,7	16,7	16,7
$\gamma$ (1/W.km)	0	0	0
$L_D$ (m)	50	25	75
$L_{NL}$ (m)	$\infty$	$\infty$	$\infty$
<i>Duty Cycle</i>	50%	33%	67%

O objetivo é analisar como a intensidade sinal se comporta ao longo da propagação no enlace. Dito isto, as figuras 4.3, 4.4 e 4.5 mostram o comportamento de sinais com *duty cycles* de 50%, 33% e 67%, respectivamente.

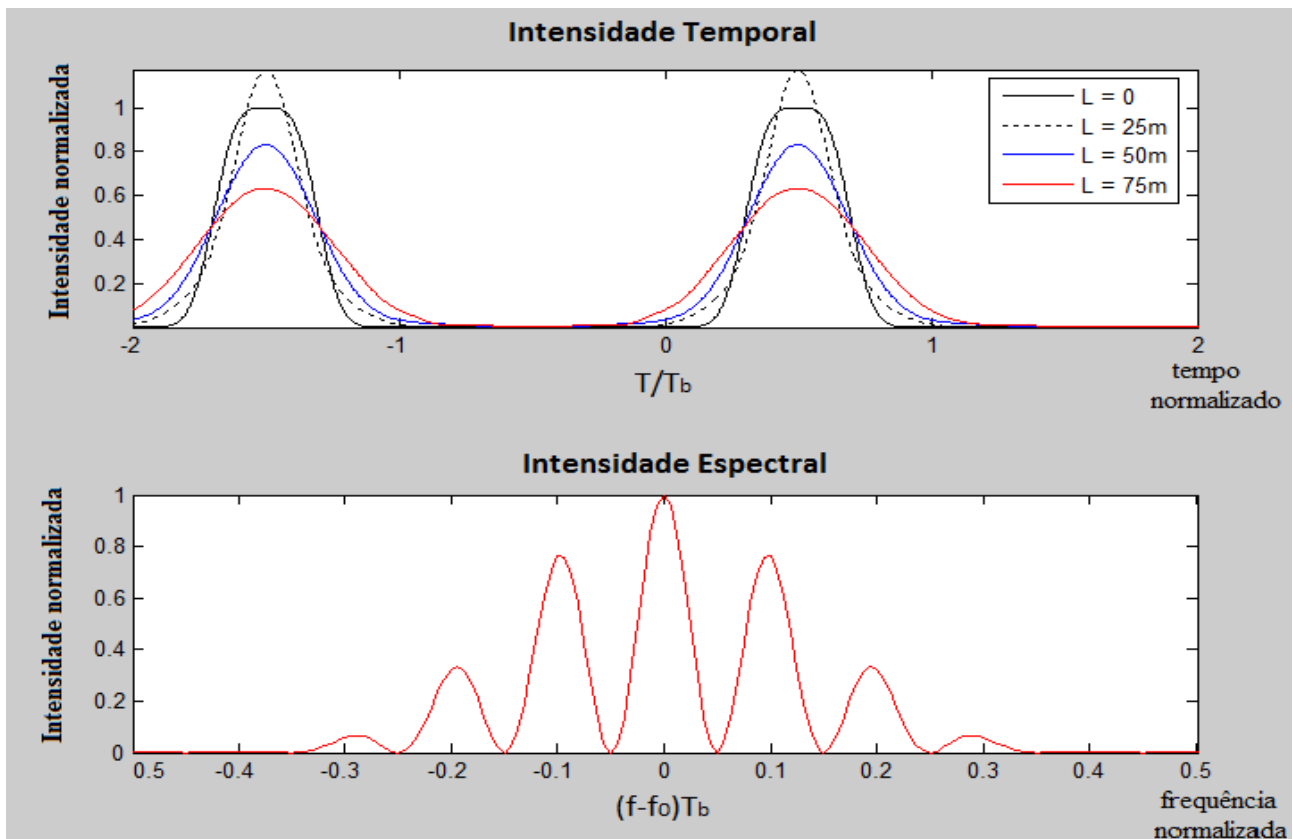


Figura 4.3: Simulação 1 – RZ-OOK 50% , regime de propagação A

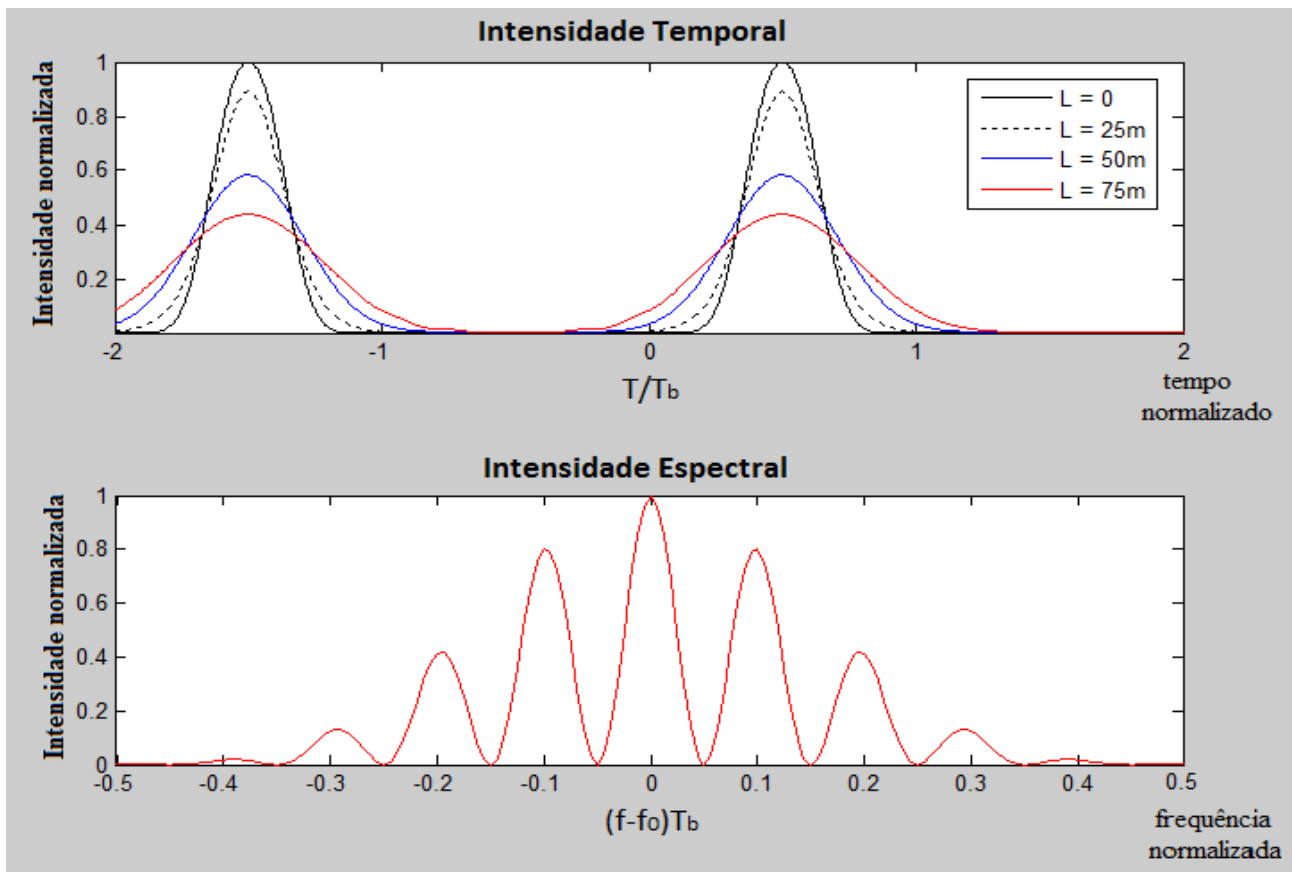


Figura 4.4: Simulação 2 – RZ-OOK 33% , regime de propagação A

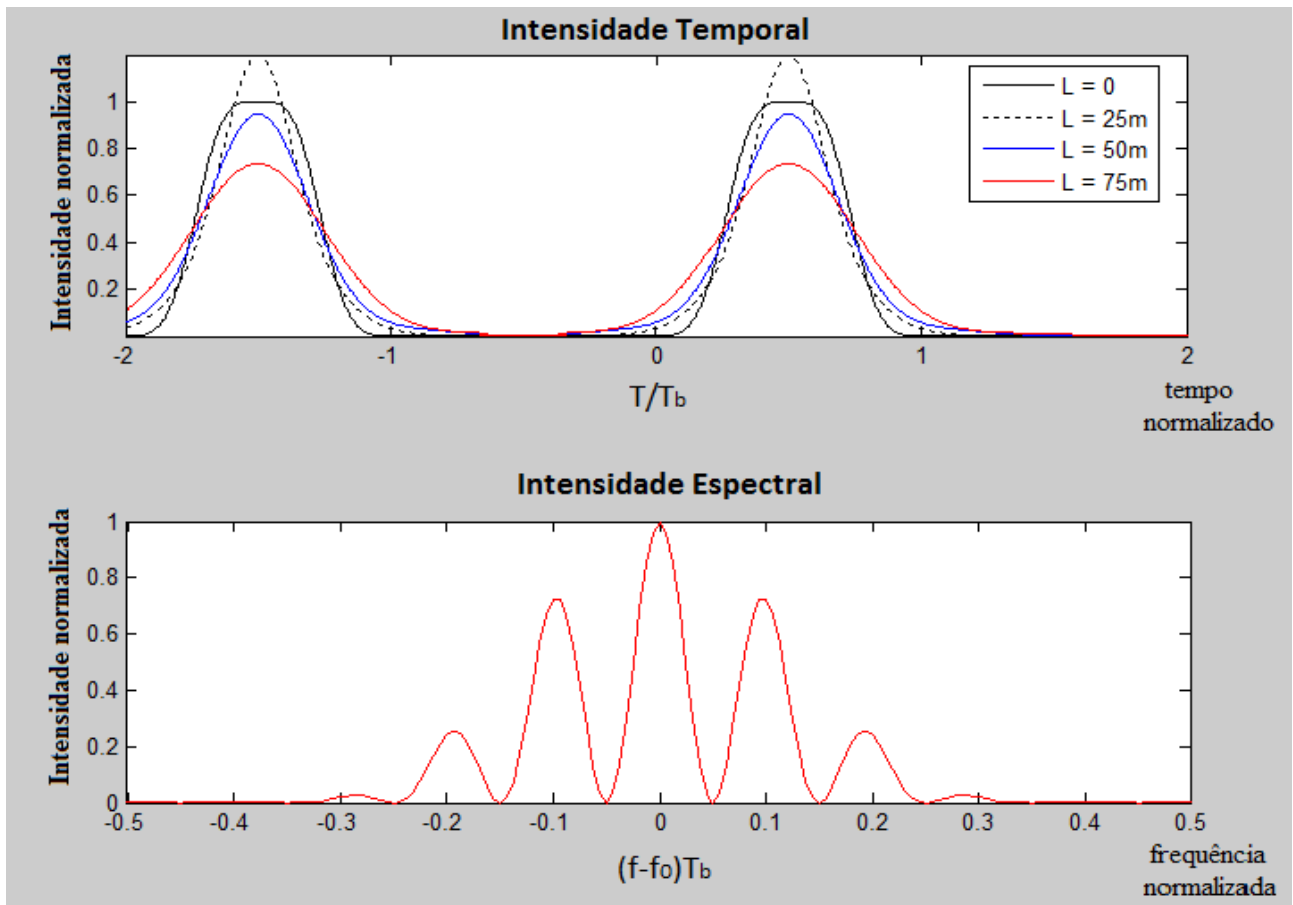


Figura 4.5: Simulação 3 – RZ-OOK 67% , regime de propagação A

Já a figura 4.6 mostra a intensidade dos três sinais modulados em  $L = 75$  m, de maneira a facilitar a comparação do alargamento temporal apresentado por estes.

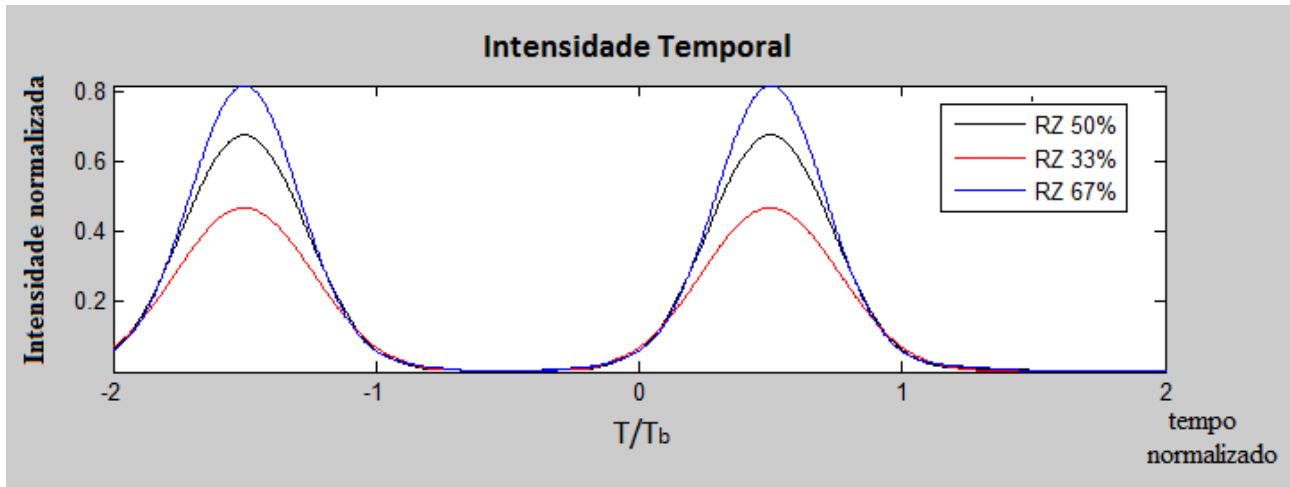


Figura 4.6: Alargamento temporal para sinais RZ-OOK, regime de propagação A e  $L = 75$  m

Primeiramente, os espectros de todas as simulações devem permanecer constantes, devido à ausência de não linearidades. Quanto a intensidade, a expectativa é que conforme o sinal se propaga, a mesma sofra um alargamento temporal, devido à CD. Além disso, deve-se esperar que haja um maior alargamento temporal para sinais com menor *duty cycle*. A explicação disso se deve ao fato que um menor *duty cycle* acarreta em pulsos ópticos mais curtos, e quanto mais curto é o pulso, maior é a largura espectral do sinal, e quanto mais largo o espectro, maior é o efeito da CD sobre o pulso.

Uma característica interessante pode ser notada nos gráficos de intensidade das figuras 4.3 e 4.5. Conforme mostrado em [Agrawal,2001][Godoy, 2006], ao se propagar um pulso gaussiano ao longo de uma fibra dispersiva (operando no regime A), o mesmo sofre um alargamento temporal durante todo o enlace, enquanto que ao se propagar um pulso gaussiano com um *chirp* inicial, este apresenta um estreitamento temporal inicial para sofrer um alargamento posterior. É interessante perceber, portanto, que a formato inicial do pulso interfere no comprimento do enlace para o qual o sinal sofre este estreitamento. Pode-se verificar então, que no caso das simulações 1 e 3, o sinal sofre inicialmente um estreitamento temporal para só então começar a alargar-se, o que é um comportamento semelhante ao apresentado por um pulso gaussiano com *chirp*, enquanto que na figura 4.3, pode-se verificar que para  $L = 25$  m o sinal já está sofrendo alargamento temporal.

A próxima etapa é submeter os sinais ao regime de propagação B, no qual os efeitos não lineares dominam a propagação do sinal. Neste regime, é o espectro de frequência do sinal que é distorcido, enquanto a intensidade do mesmo é mantida constante. De forma semelhante ao que ocorre no regime de propagação A, no regime B, quanto maior for o comprimento do enlace L em relação ao comprimento de não linearidade  $L_{NL}$ , maior será a o alargamento espectral sofrido pelo sinal. Também cabe lembrar que, de acordo com a equação (2.55), o  $L_{NL}$  é inversamente proporcional à potência de pico  $P_0$  do sinal.

A sequência binária e uma parte dos parâmetros utilizados nas simulações do regime B são idênticos aos utilizados no regime A, com a exceção dos apresentados na tabela 4.2. Desta vez, são os parâmetros  $\beta_2$  e  $\beta_3$  que são anulados para garantir que não haja CD no enlace.

Tabela 4.2: Parâmetros de testes, modulação OOK, regime B

	Simulação 4	Simulação 5	Simulação 6
$\beta_2$ (ps <sup>2</sup> /km)	0	0	0
$\beta_3$ (ps <sup>3</sup> /km)	0	0	0
D (ps/km.nm)	0	0	0
$\gamma$ (1/W.km)	2,1	2,1	2,1
$L_D$ (m)	0	0	0
$L_{NL}$ (m)	50	50	50
<i>Duty Cycle</i>	50%	33%	67%

As figuras 4.7, 4.8 e 4.9 mostram o comportamento dos sinais nas simulações 4, 5 e 6, respectivamente.

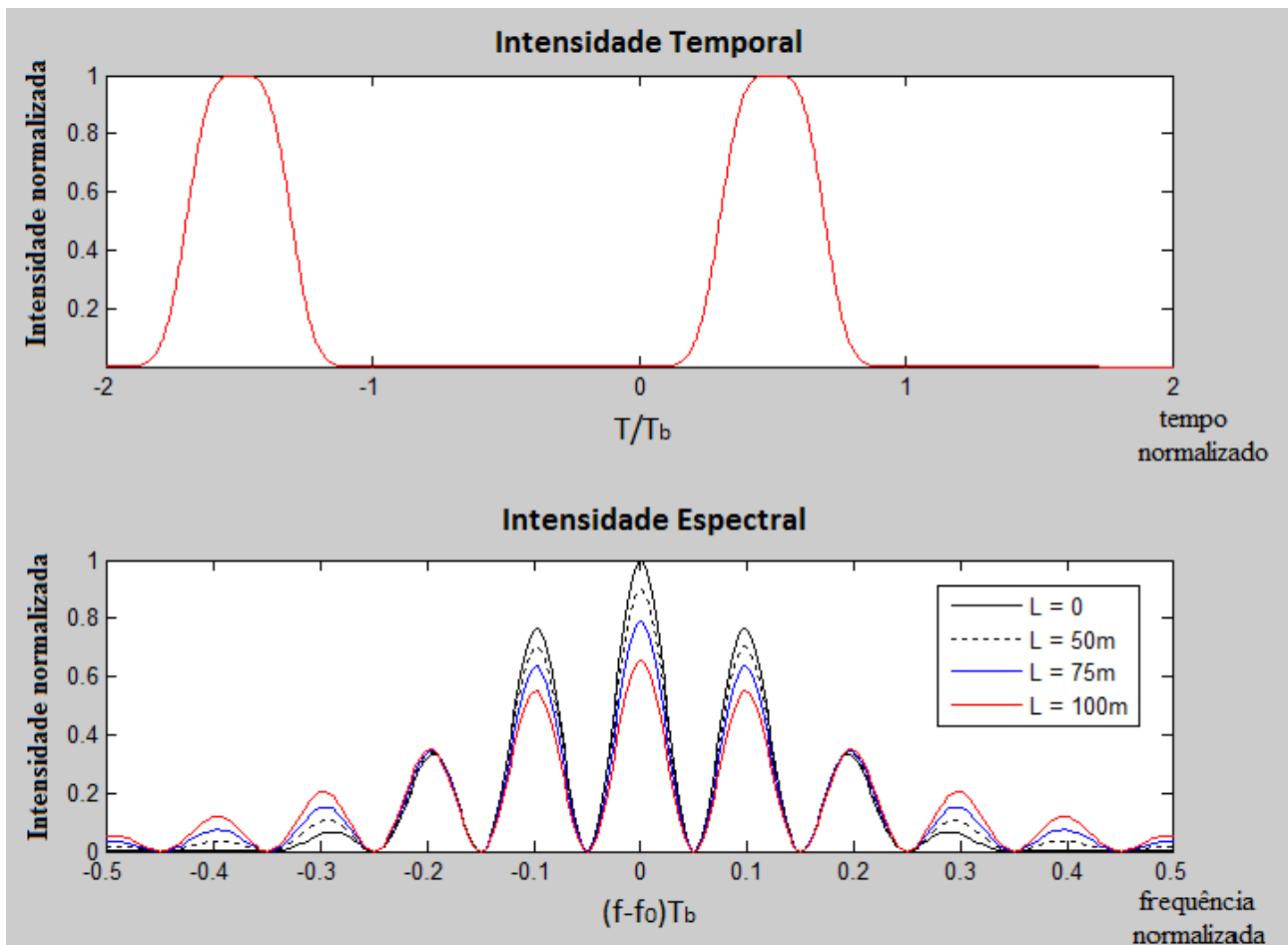


Figura 4.7: Simulação 4 – RZ-OOK 50% , regime de propagação B

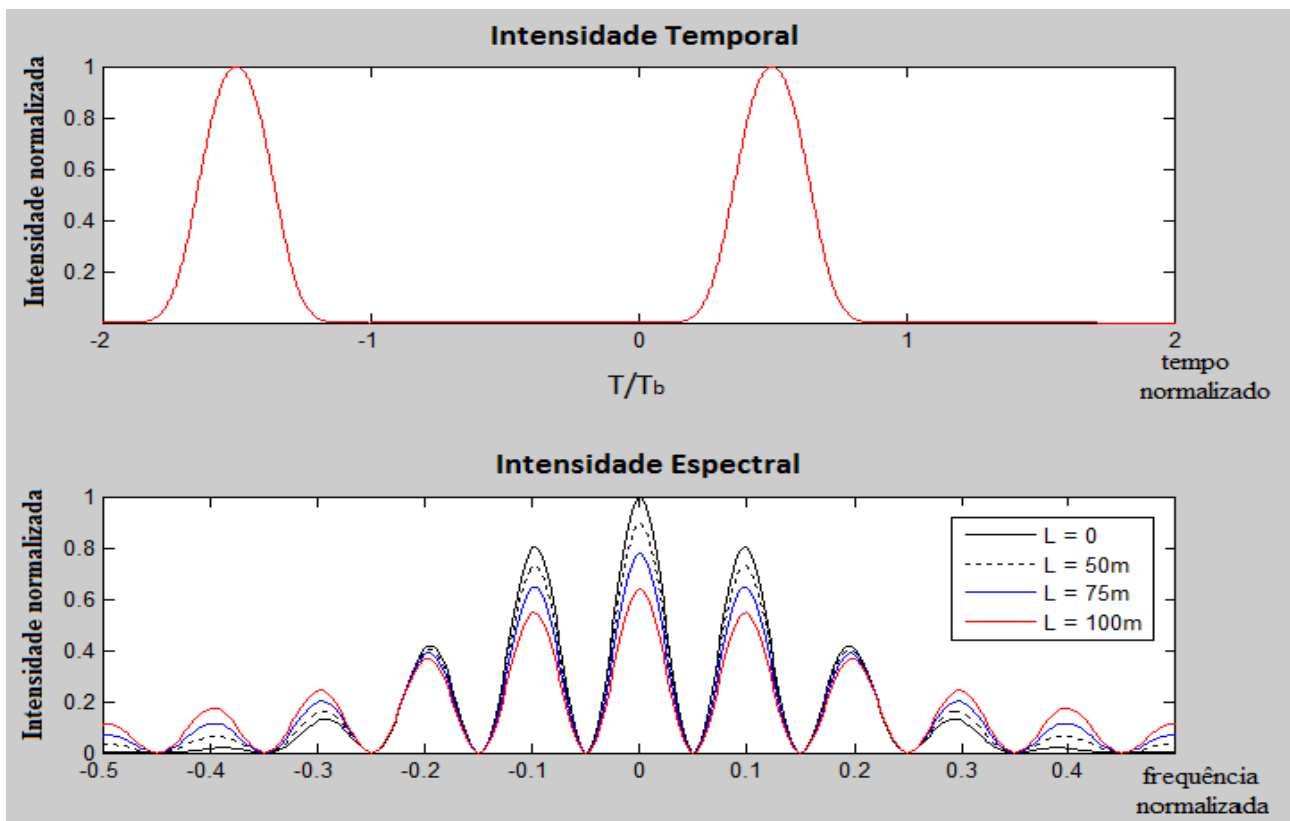


Figura 4.8: Simulação 5 – RZ-OOK 33% , regime de propagação B

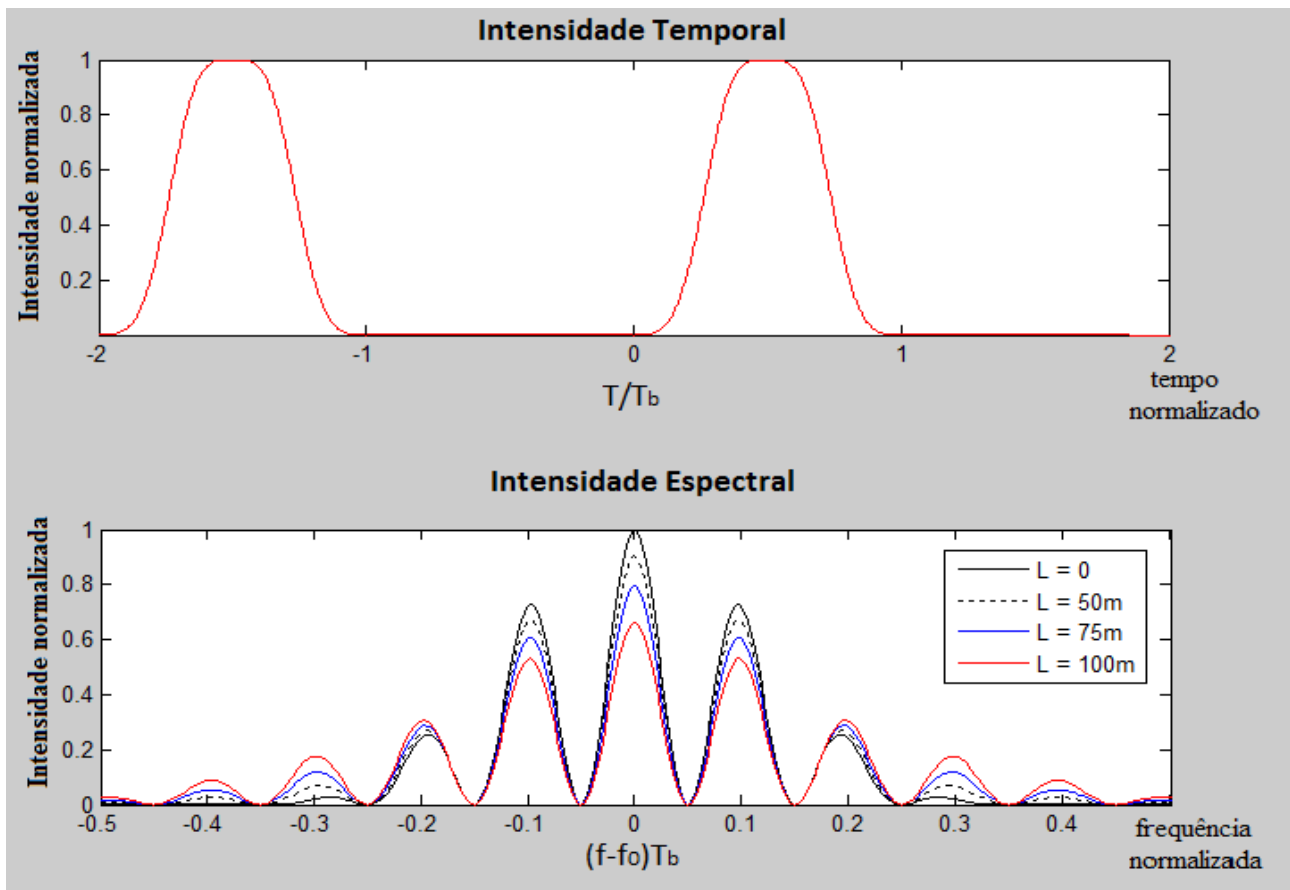


Figura 4.9: Simulação 6 – RZ-OOK 67% , regime de propagação B

O alargamento espectral sofrido pelo sinal no regime de propagação B, conforme indicado pela equação 2.69, depende da potência  $P_0$  e da forma do pulso transmitido. Como nestas simulações o único parâmetro alterado foi o *duty cycle*, espera-se que o alargamento sofrido por todos os três sinais seja semelhante.

Portanto, analisando os gráficos dos espectros das figuras 4.7, 4.8 e 4.9, pode-se verificar que quanto menor o *duty cycle*, mais largo é o espectro inicial do sinal, mas ao mesmo tempo verifica-se que não há diferença significativa no alargamento espectral do sinal. Desta maneira, conclui-se que num enlace no qual a SPM é dominante sobre a CD, a largura dos pulsos não influencia no alargamento espectral sofrido pelo sinal.

Agora os sinais modulados em RZ-OOK serão simulados no regime de propagação C, no qual tanto os efeitos dispersivos quanto os não lineares atuam simultaneamente no sinal. Por causa destes efeitos simultâneos, os alargamentos temporal e espectral sofridos pelo sinal propagante são diferentes dos que acontecem isoladamente.

A questão é que, conforme o sinal se propaga, a CD altera a forma temporal dos pulsos do sinal, o que afeta o alargamento espectral causado pela SPM (equação 2.68). De forma semelhante, a distorção induzida no espectro do sinal pela SPM também modifica o efeito do alargamento

temporal causado pela CD.

Uma vez mais, os parâmetros e sequência binária utilizados nas simulações para o regime C são os mesmos utilizados na simulação A, com a exceção dos apresentados na tabela 4.3.

Tabela 4.3: Parâmetros de testes, modulação OOK, regime C

	Simulação 7	Simulação 8	Simulação 9	Simulação 10	Simulação 11	Simulação 12
$\beta_2$ (ps <sup>2</sup> /km)	36,6	36,6	36,6	-21,25	-21,25	-21,25
$\beta_3$ (ps <sup>3</sup> /km)	0,03	0,03	0,03	0,13	0,13	0,13
D (ps/km.nm)	-95,5	-95,5	-95,5	16,7	16,7	16,7
$\gamma$ (1/W.km)	2,1	2,1	2,1	2,1	2,1	2,1
$L_D$ (m)	50	25	75	50	25	75
$L_{NL}$ (m)	50	50	50	50	50	50
Duty Cycle	50%	33%	67%	50%	33%	67%

Primeiramente, as simulações estão divididas em dois grupos, de acordo com o regime de dispersão implementado. As simulações 7, 8 e 9 apresentam  $\beta_2 > 0$ , ou seja, seus enlaces apresentam a propagação com regime normal de dispersão, enquanto que as simulações possuem  $\beta_2 < 0$ , o que lhes confere um regime anômalo de dispersão.

As figuras 4.10, 4.11 e 4.12 correspondem às simulações 7, 8 e 9, respectivamente, e representam os sinais modulados nos formatos RZ-OOK 50%, 33% e 67%. A figura 4.14 compara o alargamento temporal sofrido pelos 3 sinais para  $L = 75$  m.

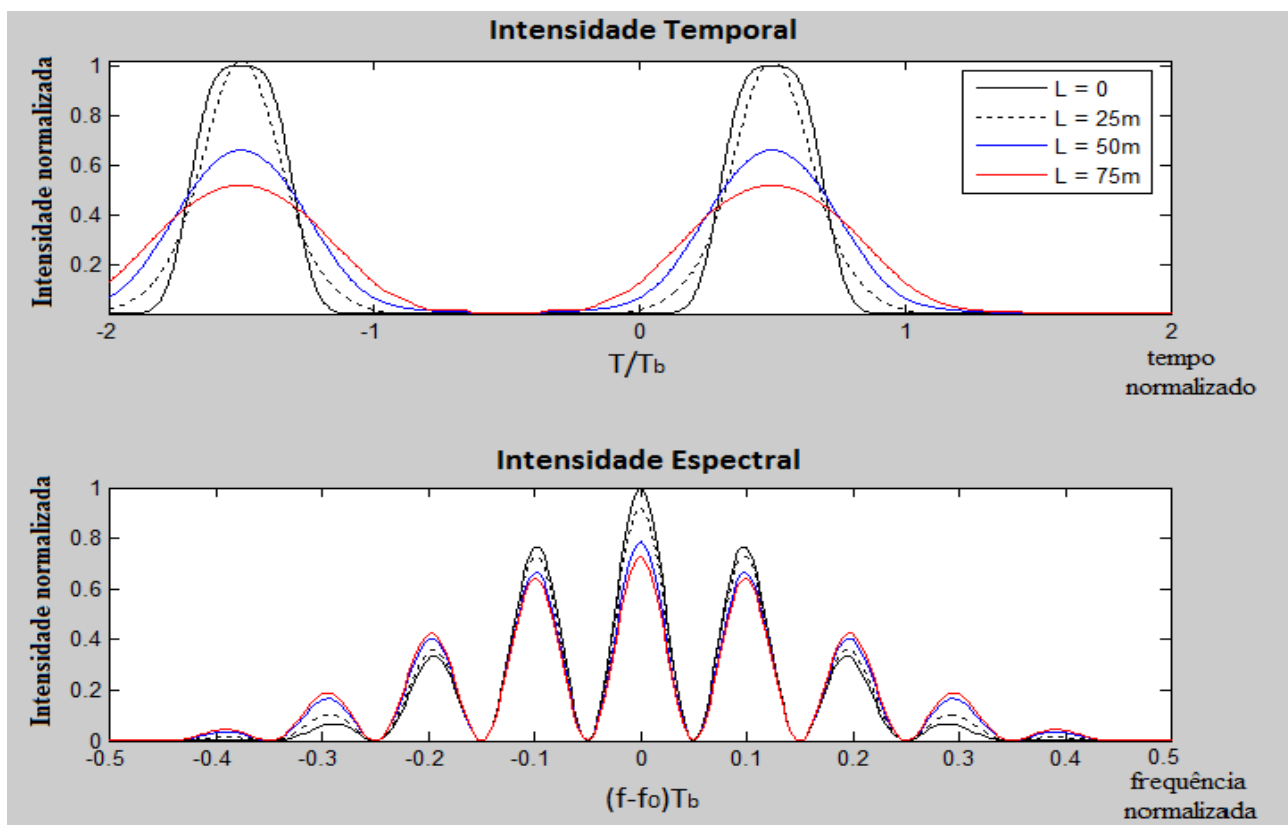


Figura 4.10: Simulação 7 – RZ-OOK 50% , regime de propagação C, dispersão normal



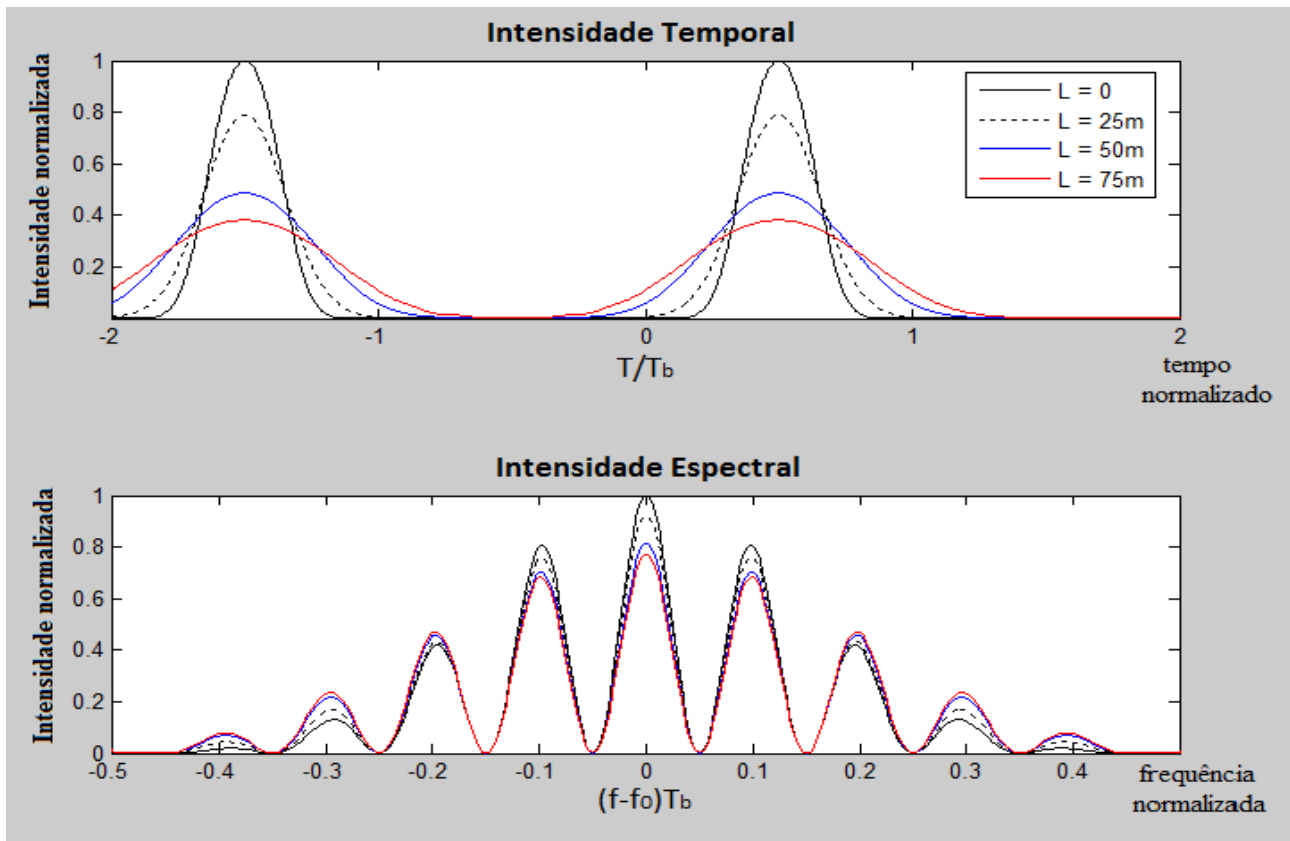


Figura 4.11: Simulação 8 – RZ-OOK 33% , regime de propagação C, dispersão normal

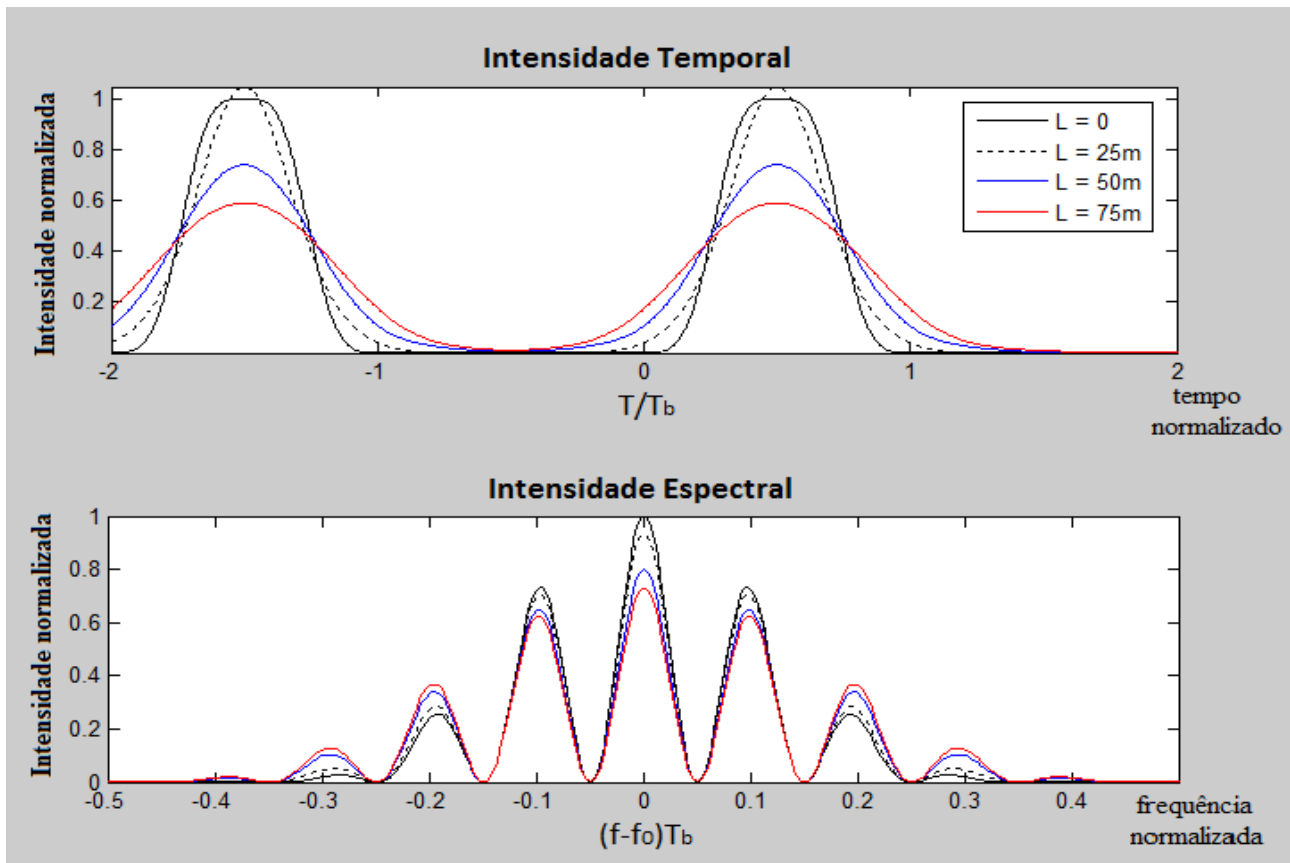


Figura 4.12: Simulação 9 – RZ-OOK 67% , regime de propagação C, dispersão normal

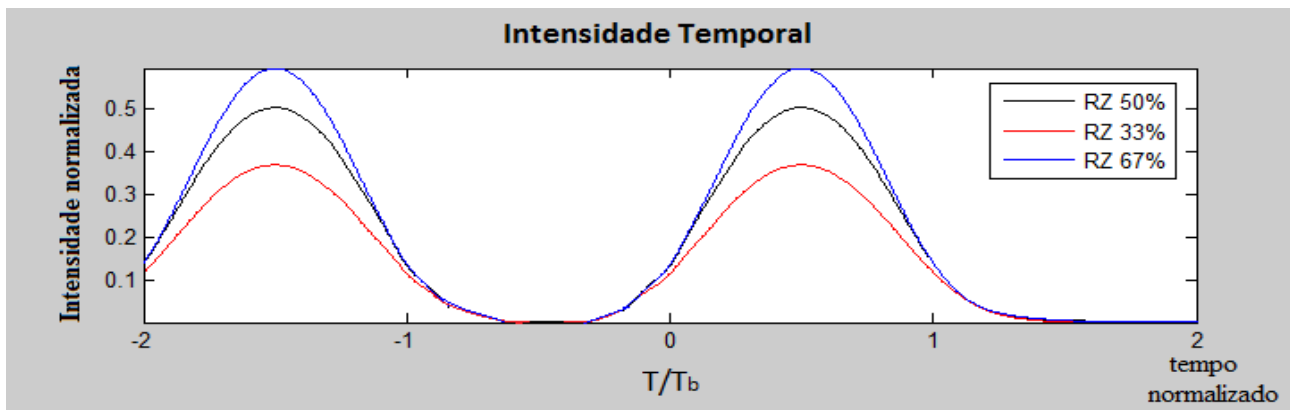


Figura 4.13: Alargamento temporal para sinais RZ-OOK, regime de propagação C, dispersão normal e  $L = 75\text{m}$

Observando os gráficos da intensidade e comparando-os com os resultados das simulações 1, 2, 3 e 4 (figuras 4.3, 4.4, 4.5 e 4.6), pode-se perceber que nos enlaces operando no regime C, o sinal sofre um alargamento temporal mais intenso que no regime de propagação A, o que leva a conclusão que no regime de dispersão normal, o efeito conjunto da CD e da SPM acaba gerando um reforço no alargamento temporal do pulso. Isso pode ser entendido notando que a SPM gera novas componentes de frequência, as quais, devido à CD, propagam com velocidades de grupo diferentes, alargando ainda mais o pulso.

Por outro lado, ao analisar os gráficos dos espectros de frequência e comparando-os com os espectros das figuras 4.7, 4.8 e 4.9, verifica-se uma diferença interessante. Pode-se perceber que, no regime C, o efeito conjunto da SPM e da CD gera um alargamento espectral menor que o esperado num enlace no regime B. Isto ocorre devido ao fato da potência de pico dos pulsos  $P_0$  diminuir conforme o sinal se propaga, o que acaba reduzindo o efeito da SPM e o consequente alargamento espectral.

Além disso, comparando os espectros das figuras 4.10 e 4.12, pode-se verificar que o sinal RZ 33% apresenta uma largura espectral inicial maior que o RZ 50%, mas ao final do enlace ambos apresentam espectros de larguras semelhantes. Isso mostra que o RZ 50% sofreu um alargamento espectral maior que o RZ 33%, fato que pode ser entendido percebendo que os pulsos mais curtos sofrem um maior alargamento temporal e consequentemente, apresentam uma menor potência de pico ao longo da propagação. Uma vez mais, devido à menor potência, o sinal sofre um efeito menor da SPM, o que leva à conclusão que para enlaces no regime C, os sinais com menor *duty cycle* apresentam maior resistência à SPM.

Já para o regime de dispersão anômalo, os resultados estão mostrados nas figuras 4.14, 4.15 e 4.16, enquanto a figura 4.17 compara o alargamento temporal dos três sinais para um enlace de comprimento  $L = 75\text{m}$ .

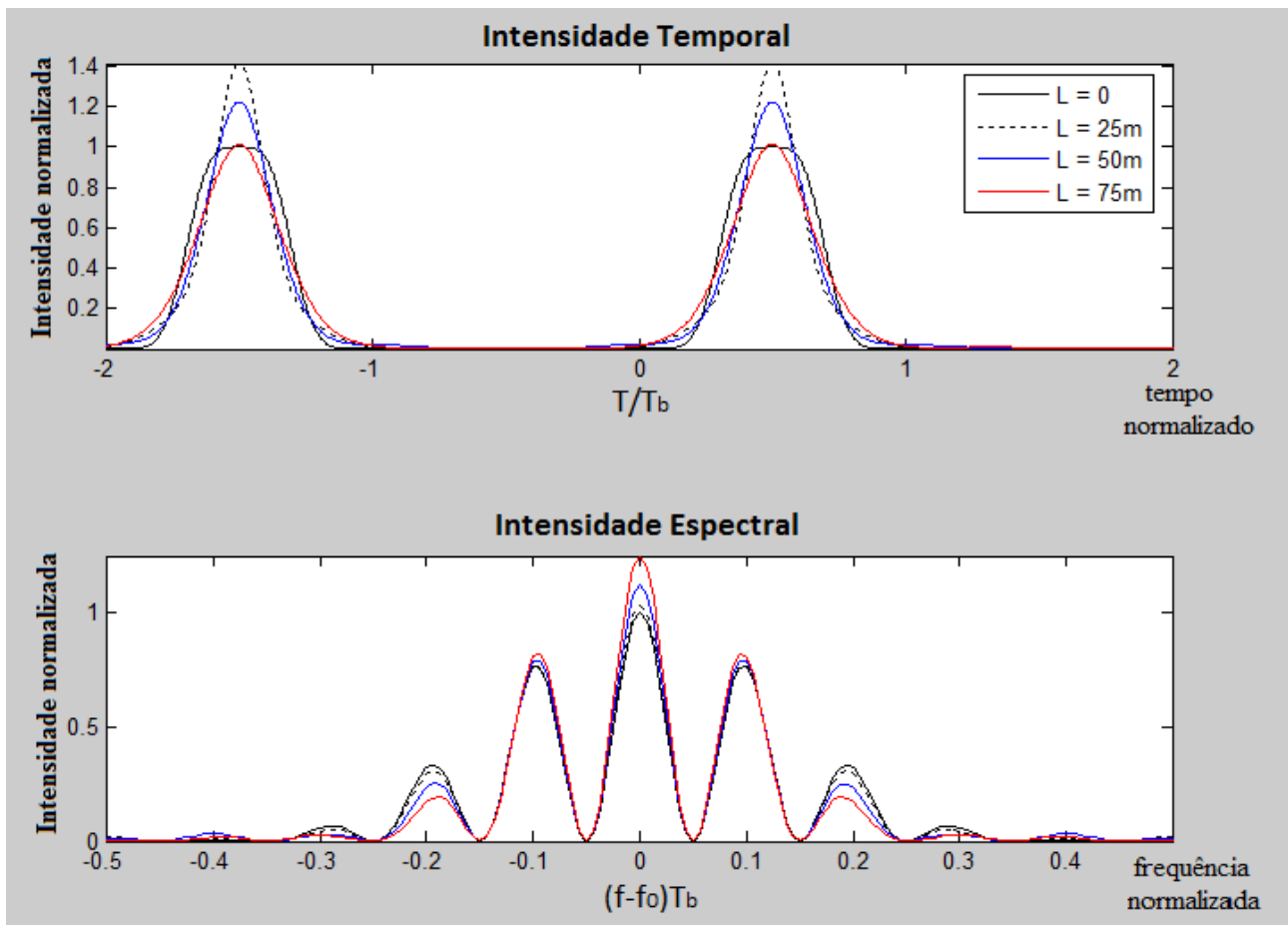


Figura 4.14: Simulação 10 – RZ-OOK 50% , regime de propagação C, dispersão anômala

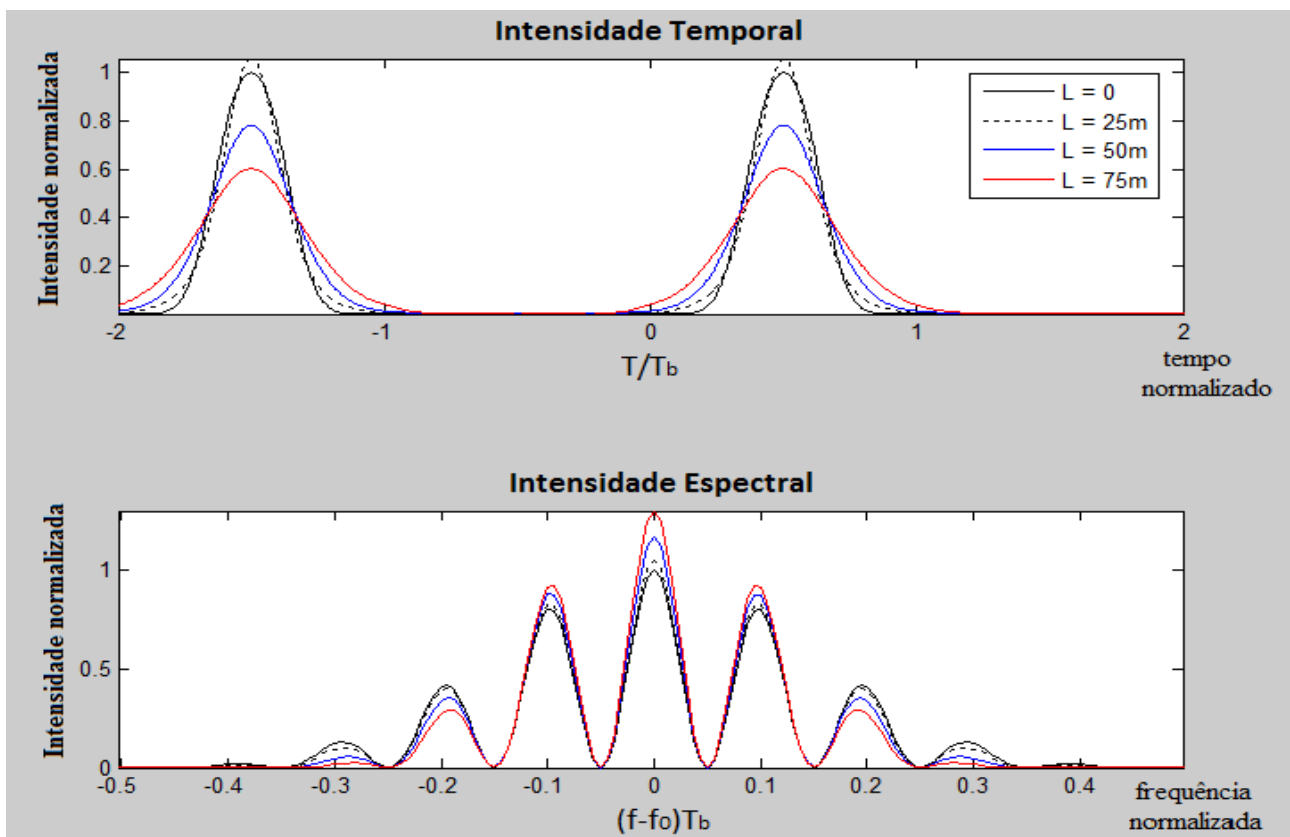


Figura 4.15: Simulação 11 – RZ-OOK 33% , regime de propagação C, dispersão anômala

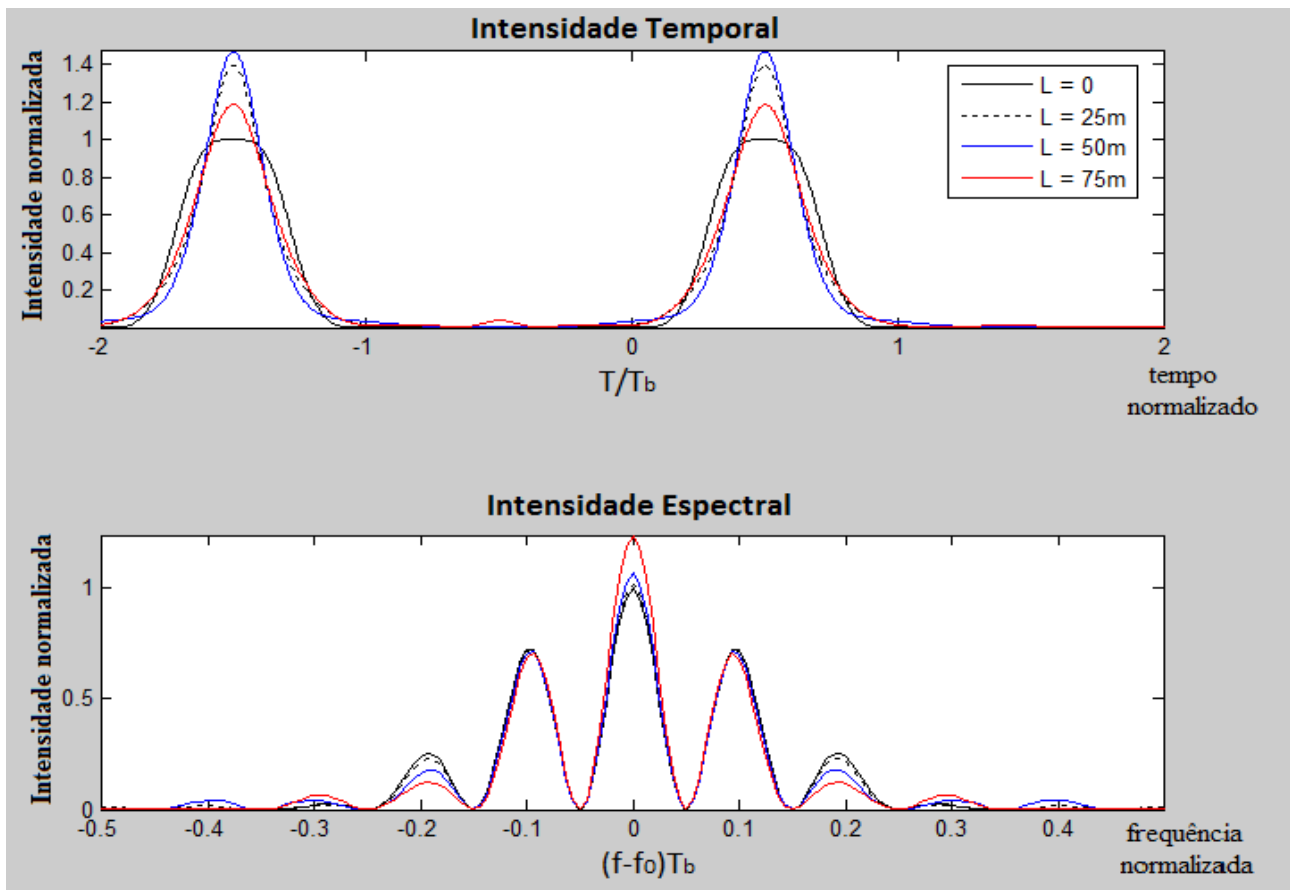


Figura 4.16: Simulação 12 – RZ-OOK 67% , regime de propagação C, dispersão anômala

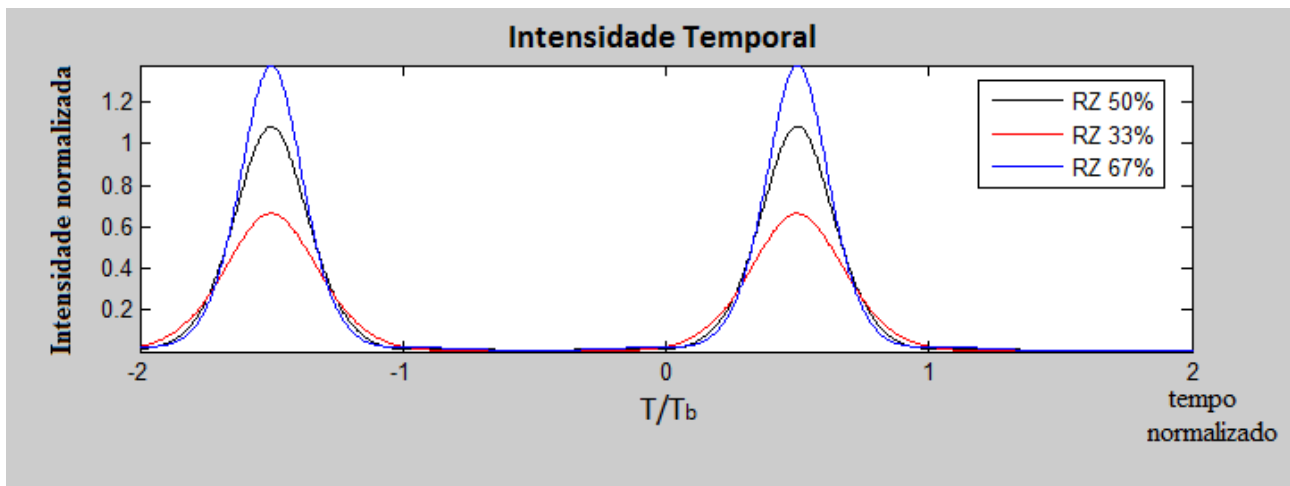


Figura 4.17: Alargamento temporal para sinais RZ-OOK, regime de propagação C, dispersão anômala e  $L = 75m$

O interessante destes resultados é que são muito diferentes daqueles apresentados para o regime normal de dispersão. Observando os gráficos da intensidade, pode-se verificar que todos os sinais apresentam um estreitamento inicial, para só então sofrer um alargamento, embora este venha a ser muito menor que o apresentado no regime A. Também como no regime A, os sinais com pulsos mais curtos são aqueles que sofrem maior estreitamento inicial e um menor alargamento

posterior. Já analisando os espectros, verifica-se que, ao contrário do ocorrido no regime B, há um estreitamento espectral dos sinais no início da propagação, mas conforme os mesmos se propagam, o espectro tende a se manter constante. Em [Godoy, 2006],[Agrawal, 2001],[Agrawal, 2005] mostra-se que para um pulso gaussiano, este comportamento pode ser entendido pelo fato que o *chirp* de frequência induzido pela SPM e o *chirp* de frequência induzido pela CD apresentam sinais contrários no regime de dispersão anômalo, tendendo a se cancelar na região central do pulso. Desta maneira, a SPM e a CD cooperam uma com a outra para manter um pulso sem *chirp*, reduzindo as distorções temporal e espectral.

Em resumo, conclui-se que, para as modulações OOK, quanto menor é o *duty cycle* do sinal, maior é a sua susceptibilidade ao alargamento temporal. Por outro lado, um menor *duty cycle* também implica numa maior resistência ao alargamento espectral, especialmente nos enlaces nos quais a CD e a SPM são dominantes.

Os exemplos apresentados até aqui possuíam sempre a mesma sequência binária, para permitir uma melhor comparação entre os sinais com diferentes *duty cycles*. A questão é que esta sequência não permitiu mostrar uma característica importante da modulação RZ-OOK 67%, que é a inversão da polaridade dos pulsos a cada bit transmitido.

Portanto, as próximas simulações a serem apresentadas, têm como objetivo transmitir uma diferente sequência de bits por dois enlaces: um puramente dispersivo (regime A) e outro que é dispersivo e não linear (regime C). Não serão apresentados resultados no regime B, pois estes não apresentam nenhuma diferença significativa ao comparar com as simulações já apresentadas.

Para o caso do regime A, serão apresentados os resultados de duas simulações com o objetivo de compará-los: um com o sinal modulado em RZ 67 % (simulação 13; figura 4.18) e o outro, em RZ 33% (simulação 14, figura 4.19). Os parâmetros da fibra utilizados nestas simulações são exatamente os mesmos apresentados na tabela 4.1, e a sequência binária transmitida é [1 0 0 1].

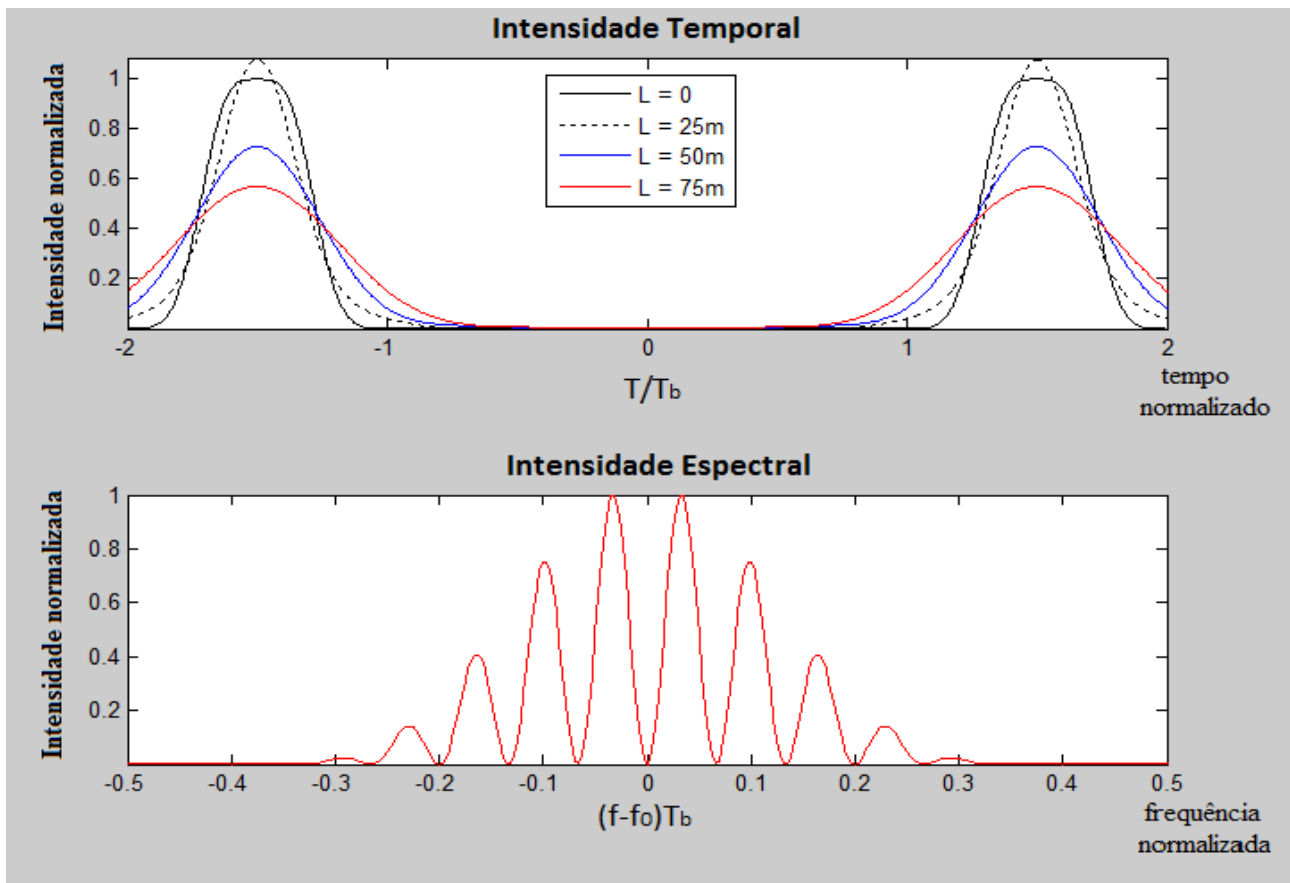


Figura 4.18: Simulação 13 – RZ-OOK 67%, regime de propagação A

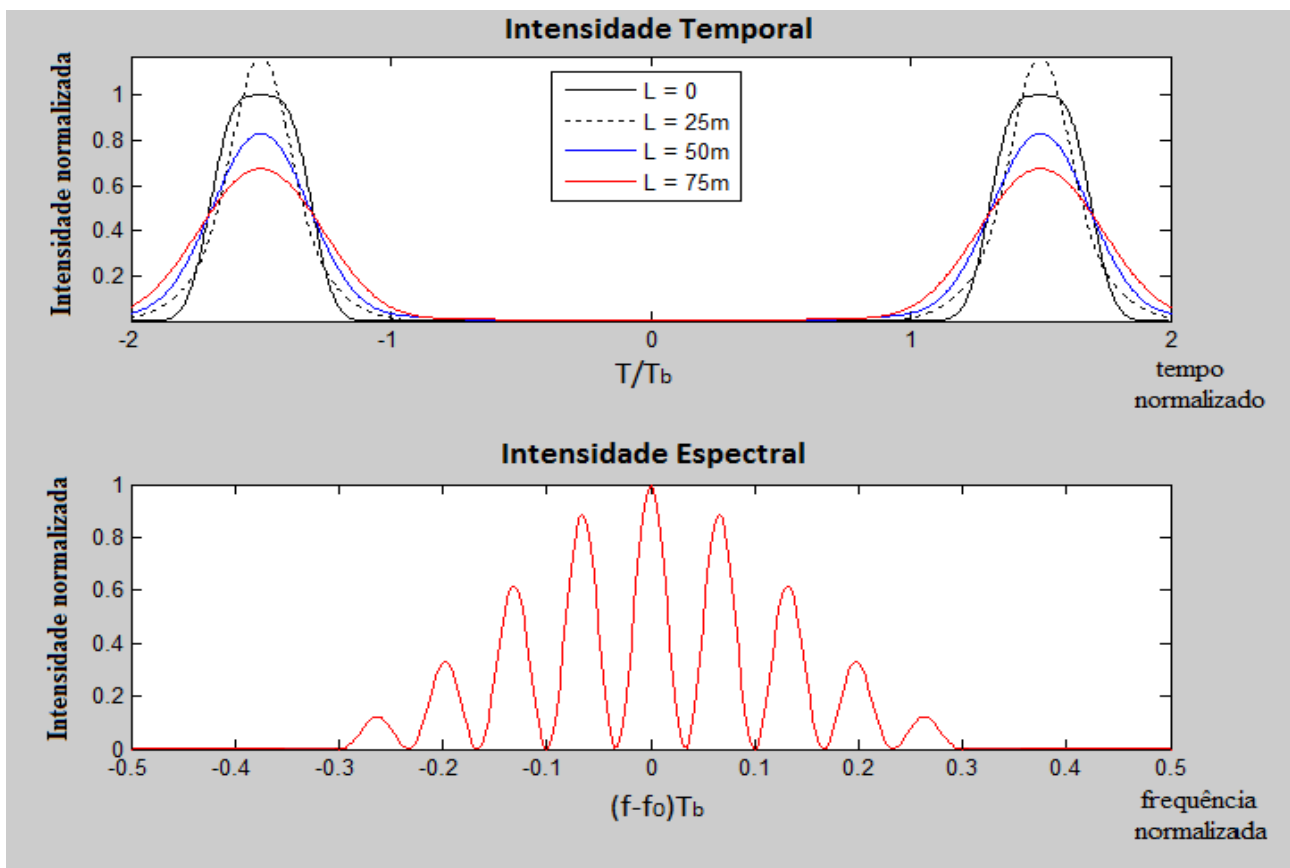


Figura 4.19: Simulação 14 – RZ-OOK 50%, regime de propagação A

A figura 4.20 mostra uma comparação entre as intensidades de ambos os sinais para  $L = 75\text{m}$ .

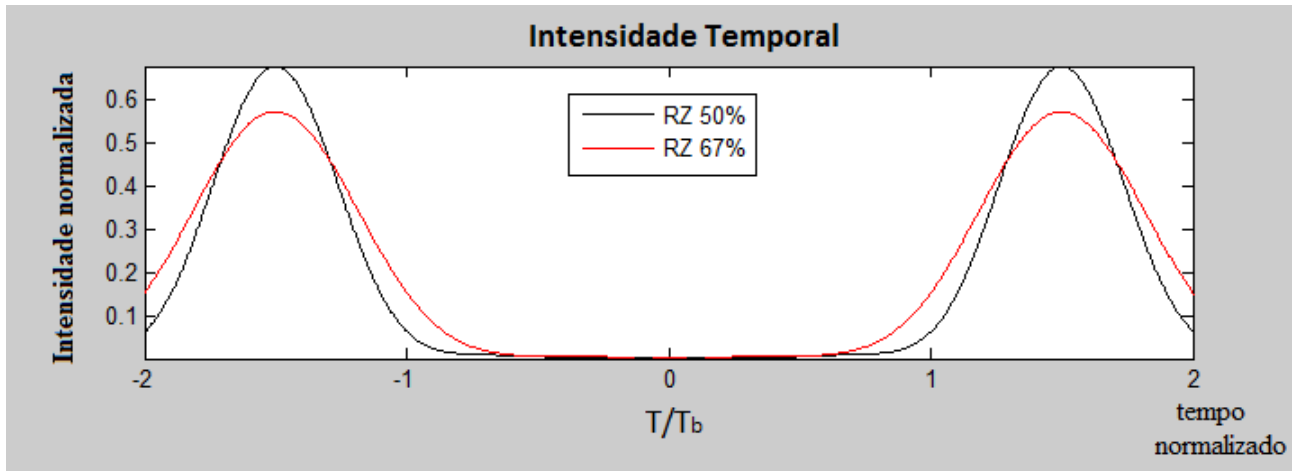


Figura 4.20: Alargamento temporal para sinais RZ 67% e RZ 50%, regime de propagação A e  $L = 75\text{m}$

No caso do RZ 67 %, o resultado está apresentado na figura 4.18. A sequência transmitida apresenta bits “1” que possuem amplitudes com polaridades opostas. Devido a isto, pode-se verificar no gráfico do espectro que a intensidade espectral na sua frequência central é minimizada, o que justifica o outro nome dado à modulação óptica RZ 67%, que é CSRZ (Retorno ao zero com portadora suprimida).

Ao comparar os gráficos de intensidade das figuras 4.18 e 4.19, verifica-se que o primeiro sofre um maior alargamento temporal conforme o comprimento do enlace aumenta. Isso vem de encontro aos resultados apresentados nas simulações 1, 2 e 3, em que se concluiu que sinais com pulsos mais estreitos são mais susceptíveis a CD.

A questão é que o espectro da figura 4.18 (RZ 67%) apresenta a maior parte da sua potência afastada da frequência central, o que torna a sequência modulada em RZ 67% mais susceptível a CD que aquele apresentado na figura 4.19 (RZ 50%), cuja maior parte da intensidade espectral se concentra em torno de uma única frequência.

Já para o regime de propagação C, é interessante mostrar os resultados para simulações no regime normal de dispersão, novamente para sinais modulados em RZ 67% (figura 4.21) e RZ 50% (figura 4.22). Os parâmetros e a sequência binária utilizados são os mesmos que nas simulações 13 e 14, no regime A. Já a figura 4.23 permite comparar os pulsos de ambos os sinais para  $L = 75\text{m}$ .

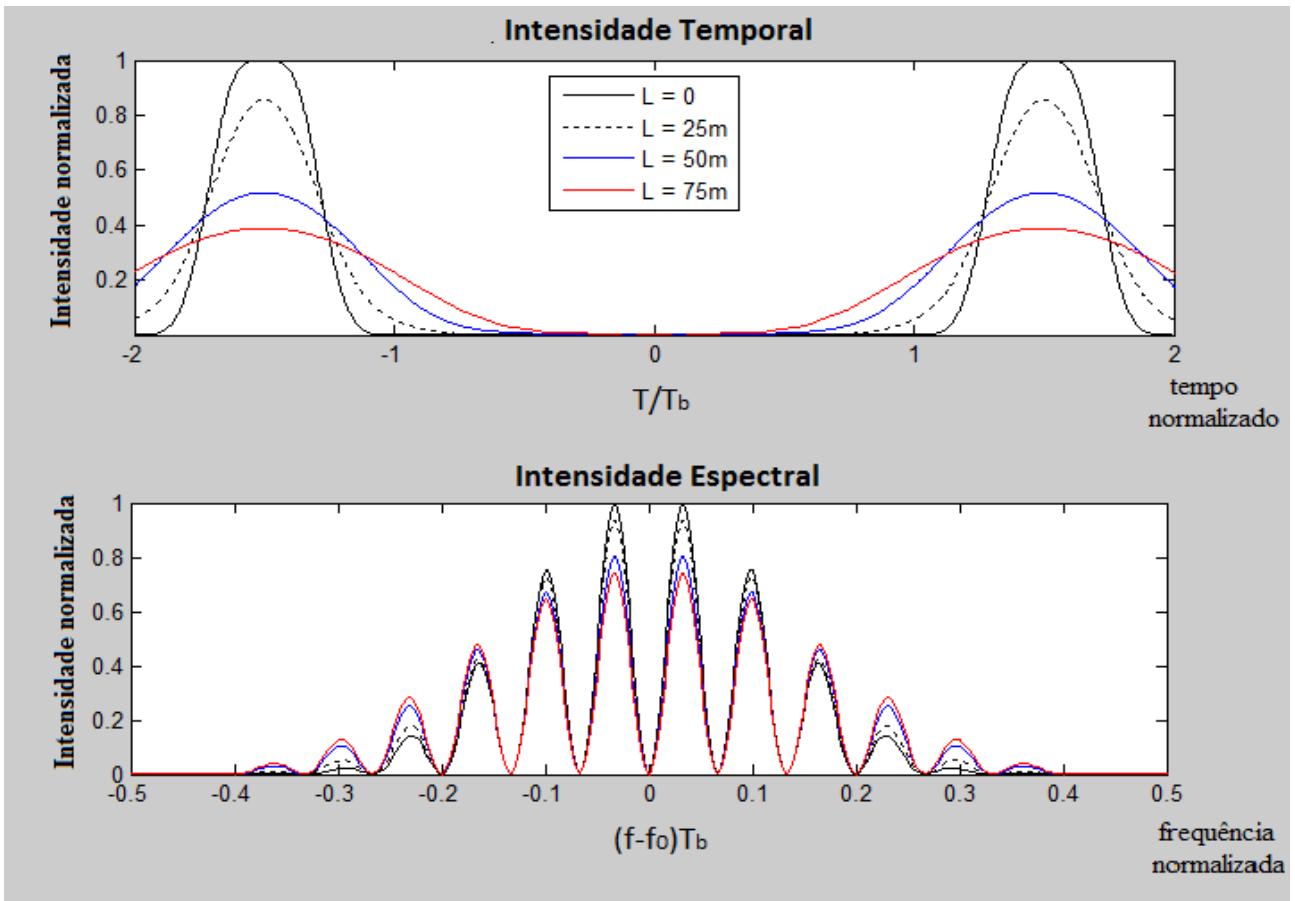


Figura 4.21: Simulação 15 – RZ-OOK 67%, regime de propagação C, dispersão normal

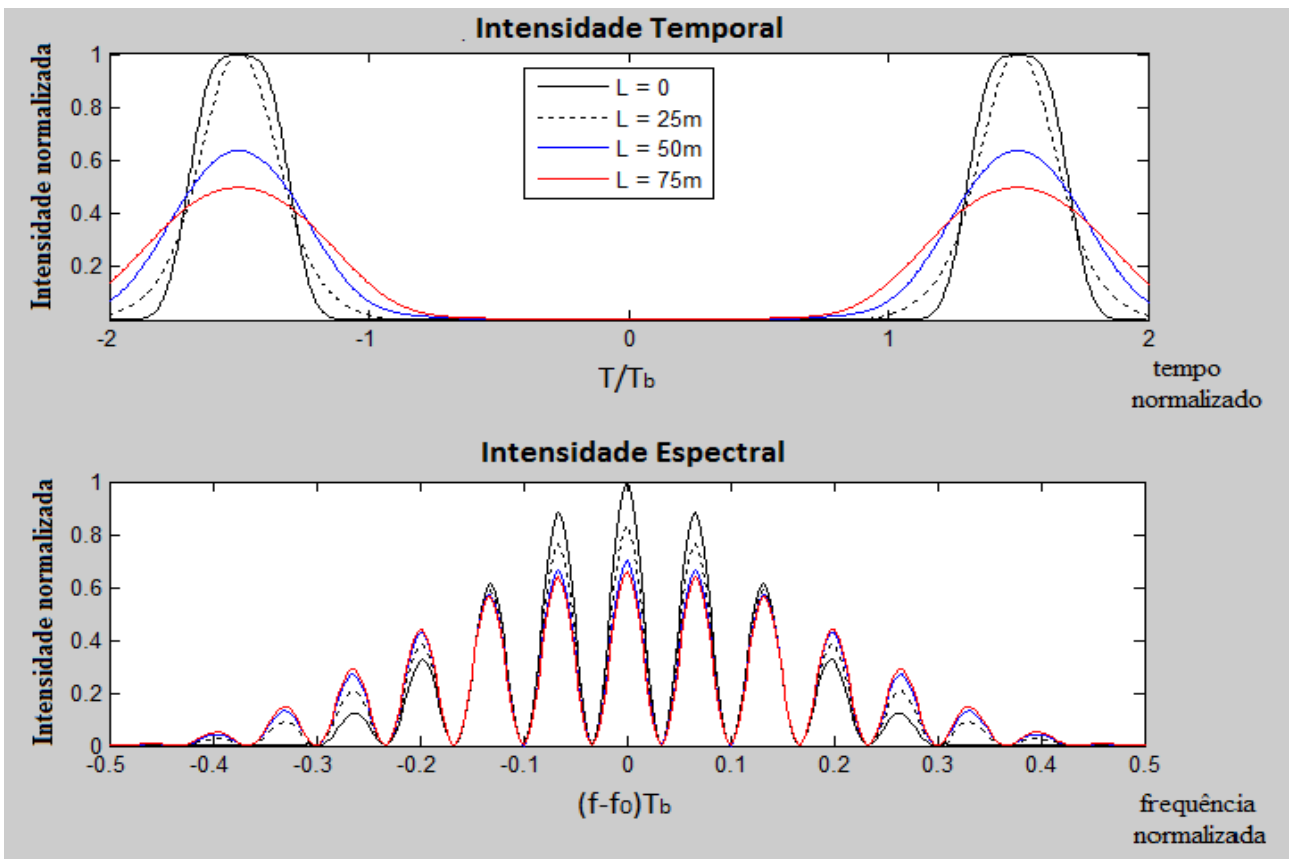


Figura 4.22: Simulação 16 – RZ-OOK 50%, regime de propagação C, dispersão normal



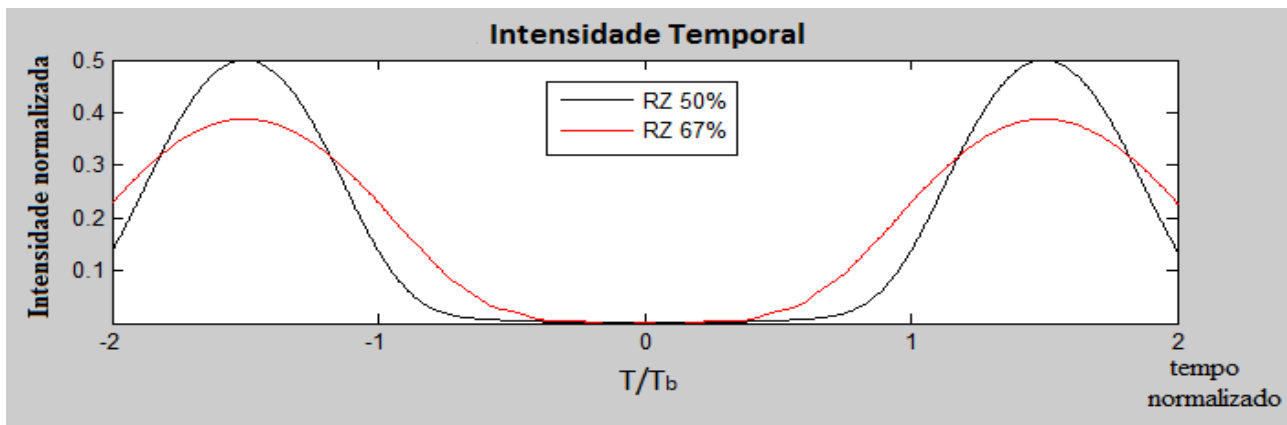


Figura 4.23: Alargamento temporal para sinais RZ-OOK, regime de propagação C, dispersão normal e  $L = 75\text{m}$

Nas simulações 7, 8 e 9 (figuras 4.10, 4.11 e 4.12), verificou-se que, para este tipo de enlace, os sinais modulados em RZ-OOK apresentam um alargamento temporal mais intenso que aquele apresentado no regime A, ao mesmo tempo em que há um alargamento espectral, o qual é mais intenso para sinais com maior *duty cycle*. Assim, comparando os gráficos de intensidade das figuras 4.21 e 4.22, verifica-se que ao transmitir esta sequência binária diferente, os resultados se modificam.

Ambos os sinais apresentam um alargamento temporal, sendo este mais intenso no sinal modulado em RZ 67% que no modulado em RZ 50%. Da mesma maneira que no regime A, este resultado também difere do apresentado nas simulações 7 e 9 (figuras 4.10 e 4.12), devido mais uma vez ao formato mais largo do espectro do sinal RZ 67% em comparação com o RZ 50%.

Quanto à distorção espectral, é interessante notar os resultados apresentados nas simulações 15 e 16 (figuras 4.21 e 4.22) também são o inverso do apresentado nas simulações 7 e 9 (figuras 4.10 e 4.12). Embora ambos os sinais sofram um alargamento espectral, é perceptível que o espectro do RZ 67% se distorce menos conforme se propaga, se comparado com o sinal modulado em RZ 50%. A explicação para isso é que como desta vez foi o RZ 67% que sofreu um maior alargamento temporal, são os seus pulsos que apresentam uma menor potência de pico ao longo da propagação. Consequentemente, a distorção espectral que ele sofrerá será menor que a apresentada pelo RZ 50%.

A conclusão que se obtém é que o desempenho da modulação óptica RZ 67% (ou CSRZ) está fortemente ligada com a sequência binária sendo transmitida. Conforme mostrado em [Ceragioli, 2008], [Silveira, 2009] e [Winzer, 2006], o RZ 67% apresenta em média uma menor tolerância a CD, embora possua uma maior resistência a SPM.

### 3.3.2. Duobinário e inversão alternada de marca

Os formatos de modulação DB e AMI são aqueles que utilizam codificação de linha na sua transmissão, com a diferença que o DB inverte a polaridade dos bits “1” quando há um número ímpar de bits “0” entre eles, e a modulação AMI inverte a polaridade a cada bit “1” transmitido.

Apesar das semelhanças, normalmente, a modulação AMI é implementada no formato RZ-AMI 33% [Winzer, 2006],[Winzer, 2008],[Silveira, 2009], enquanto o DB costuma ser implementado com *duty cycles* maiores ou no formato NRZ. A ideia é que o DB apresente uma largura espectral menor que a AMI, e o objetivo é usar pulsos mais largos e explorar ao extremo a esta característica para obter um sinal com maior resistência à CD. Os diagramas em blocos dos enlaces simulados com as modulações DB e RZ-AMI 33% são mostrados nas figuras 4.24 e 4.25, respectivamente.

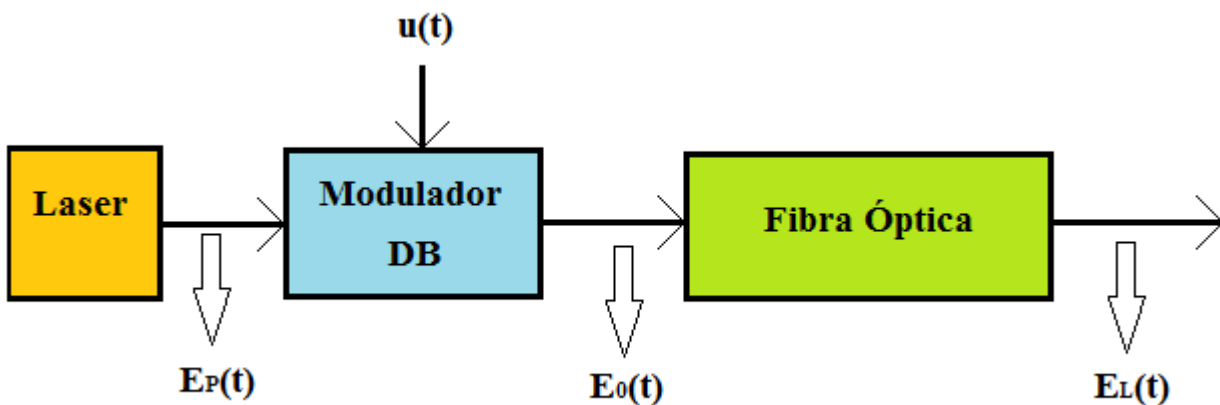


Figura 4.24: Diagrama em blocos dos enlaces simulados com modulação DB;  $E_P(t)$  – sinal emitido pelo laser,  $E_0(t)$  – sinal modulado na entrada da fibra,  $E_L(t)$  – sinal modulado na saída da fibra,  $u(t)$  – sinal modulante

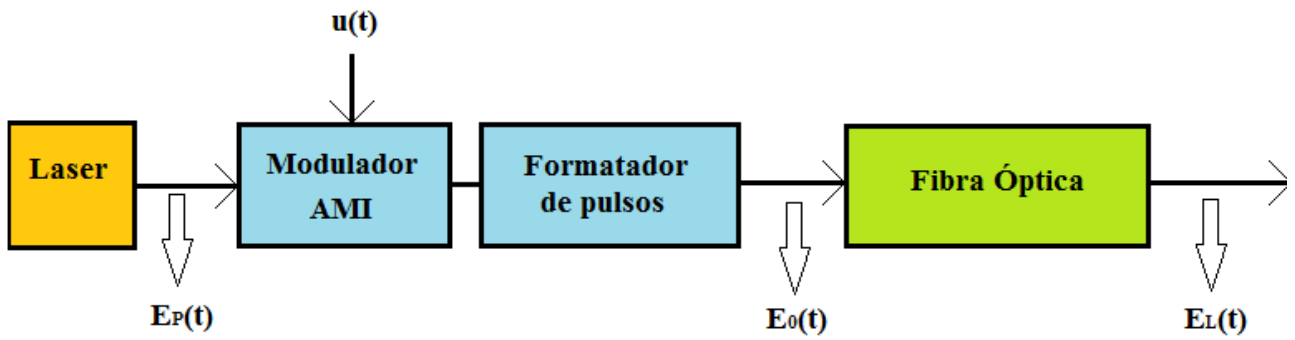


Figura 4.25: Diagrama em blocos dos enlaces simulados com modulação RZ-AMI;  $E_P(t)$  – sinal emitido pelo laser,  $E_0(t)$  – sinal modulado na entrada da fibra,  $E_L(t)$  – sinal modulado na saída da fibra,  $u(t)$  – sinal modulante

Quanto as equações dos sinais de entrada na fibra, estes são mostrados nas equações 4.4 e 4.5 (correspondendo ao sinal DB e AMI, respectivamente), e diferente do que ocorre para as modulações OOK, aqui o parâmetro  $b_k$  pode assumir os valores “1”, “0” ou “-1”, de acordo com as codificações apresentadas no capítulo 3.

$$E_{0_{DB}}(t) = \sqrt{P_0} \cos(\omega_0 t) \cos\left(\frac{b_k e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{t}{T_0}\right)^2} - 1}{2} \pi\right) \quad (4.4)$$

$$E_{0_{AMI}}(t) = \sqrt{P_0} \cos(\omega_0 t) \cos\left(\frac{b_k e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{t}{T_0}\right)^2} - 1}{2} \pi\right) \cos\left(\frac{\pi}{2} \cos\left(\frac{\pi t}{T_b}\right)\right) \quad (4.5)$$

Mais uma vez, serão apresentados os resultados de simulações nos regimes de propagação A, B e C para os sinais modulados em DB e AMI.

Começando pelo regime de propagação A, os parâmetros utilizados nas simulações estão apresentados na tabela 4.4, e a sequência binária transmitida é [1 0 1 0 1 0 0 1].

Tabela 4.4: Parâmetros de testes, modulações DB e AMI, regime A

	Simulação 17	Simulação 18
$T_0$ (ps)	1,65	0,75
$\lambda_0$ (nm)	1550	1550
$P_0$ (W)	10	10
$\alpha$ (dB/km)	0	0
$\beta_2$ (ps <sup>2</sup> /km)	-21,25	-21,25
$\beta_3$ (ps <sup>3</sup> /km)	0,13	0,13
$D$ (ps/km.nm)	16,7	16,7
$\gamma$ (1/W.km)	0	0
$L_D$ (m)	100	25
$L_{NL}$ (m)	$\infty$	$\infty$
Modulação	DB	AMI

Antes de comparar os resultados, é interessante fazer uma breve análise das modulações. Como na modulação AMI a polaridade do sinal é invertida a cada bit “1” transmitido, o seu espectro será totalmente suprimido na sua frequência central toda a vez que um número par de bits “1” for transmitido (uma vez que a amplitude média do sinal será nula). Esta característica não é compartilhada pelo DB, embora ele também apresente uma supressão na frequência central devido aos pulsos com polaridade invertida do sinal. A sequência binária escolhida para estas simulações permite observar estas diferenças nos espectros de ambas as modulações.

Dito isto, os resultados das simulações 17 e 18 estão apresentados nas figuras 4.26 e 4.27, respectivamente. Já a figura 4.28 permite comparar a intensidade o pulsos alargados dos sinais em ambas as modulações.

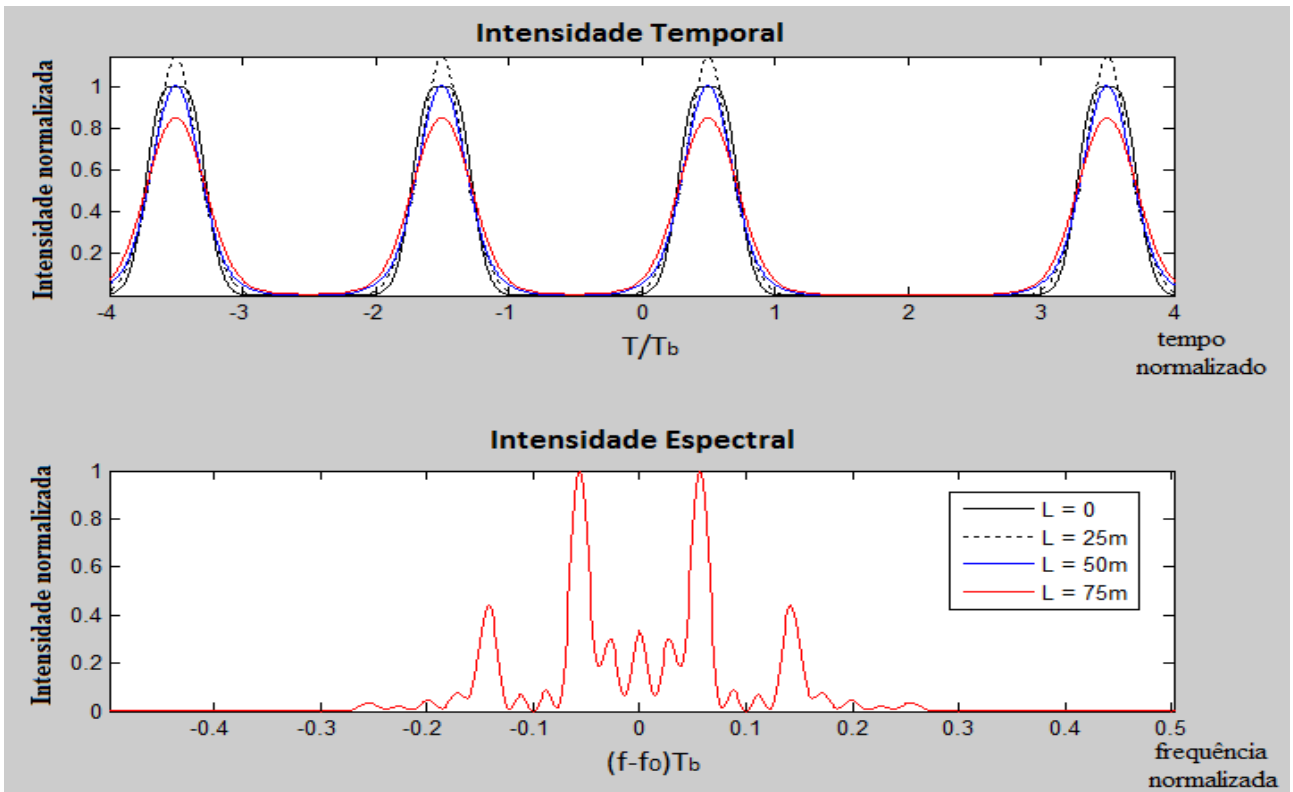


Figura 4.26: Simulação 17 – Duobinário, regime de propagação A

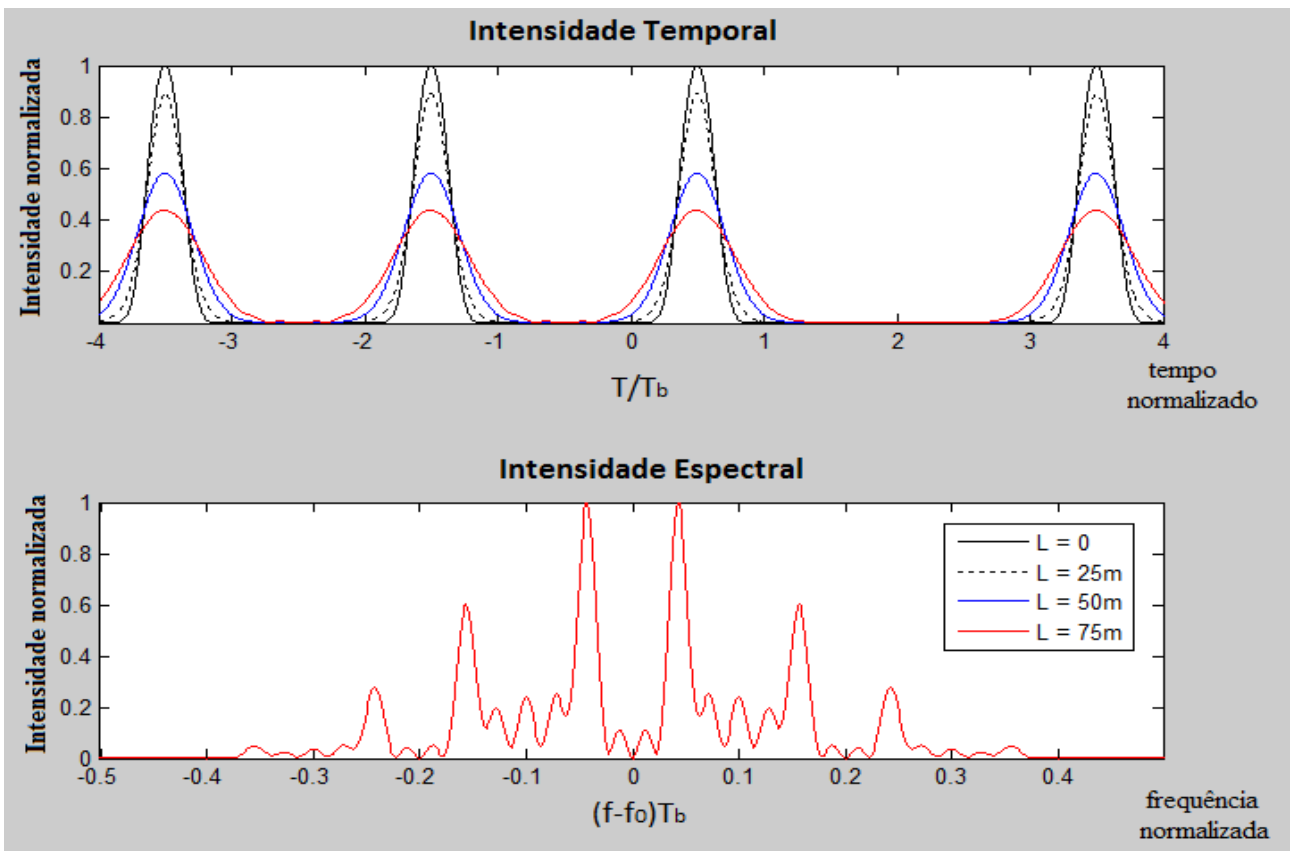


Figura 4.27: Simulação 18 – RZ-AMI 33%, regime de propagação A

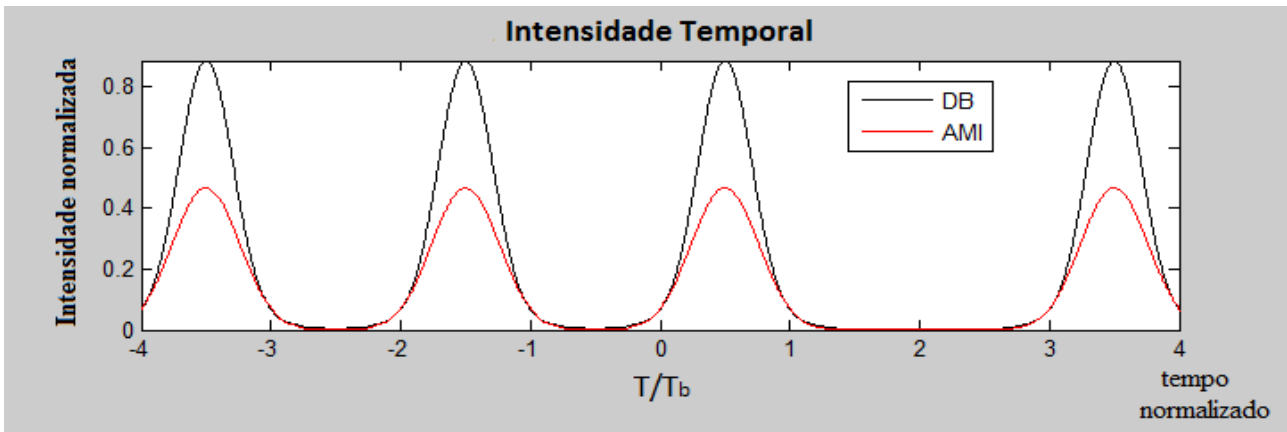


Figura 4.28: Alargamento temporal para sinais DB e AMI, regime de propagação A e  $L = 75\text{m}$

Comparando os gráficos dos espectros, pode-se verificar que o DB apresenta uma largura espectral menor que a AMI, o que lhe garante uma maior resistência à CD.

Portanto, observando os gráficos de intensidade, pode-se verificar que o DB apresenta um comportamento semelhante ao apresentado pelos sinais OOK, que é um estreitamento temporal inicial, para só então começar a se alargar. Já a AMI sofre alargamento desde o início do enlace, de forma semelhante com o que ocorre com o RZ-OOK 33%. Comparando os dois sinais, verifica-se que o DB sofre um menor alargamento temporal que a AMI, o que leva à conclusão que num enlace puramente dispersivo, o DB apresenta uma maior resistência à CD que a AMI.

Já no regime de propagação B, no qual os efeitos não lineares são dominantes, a expectativa também é que os resultados sejam semelhantes aos verificados na modulação OOK, uma vez que a  $P_0$  não varia ao longo de todo o enlace, para ambas as modulações. Portanto, espera-se que os dois sinais apresentem um alargamento espectral semelhante, apesar de ambos possuírem um espectro inicial diferente.

A sequência binária e os parâmetros utilizados nas simulações para o regime B são idênticos aos utilizados no regime A, exceto por aqueles apresentados na tabela 4.5.

Tabela 4.5: Parâmetros de testes, modulações DB e AMI, regime B

	Simulação 19	Simulação 20
$\beta_2$ (ps <sup>2</sup> /km)	0	0
$\beta_3$ (ps <sup>3</sup> /km)	0	0
D (ps/km.nm)	0	0
$\gamma$ (1/W.km)	2,1	2,1
$L_D$ (m)	$\infty$	$\infty$
$L_{NL}$ (m)	50	50
Modulação	DB	AMI

Os resultados para as simulações 19 e 20 estão apresentados nas figuras 4.29 e 4.30, respectivamente.

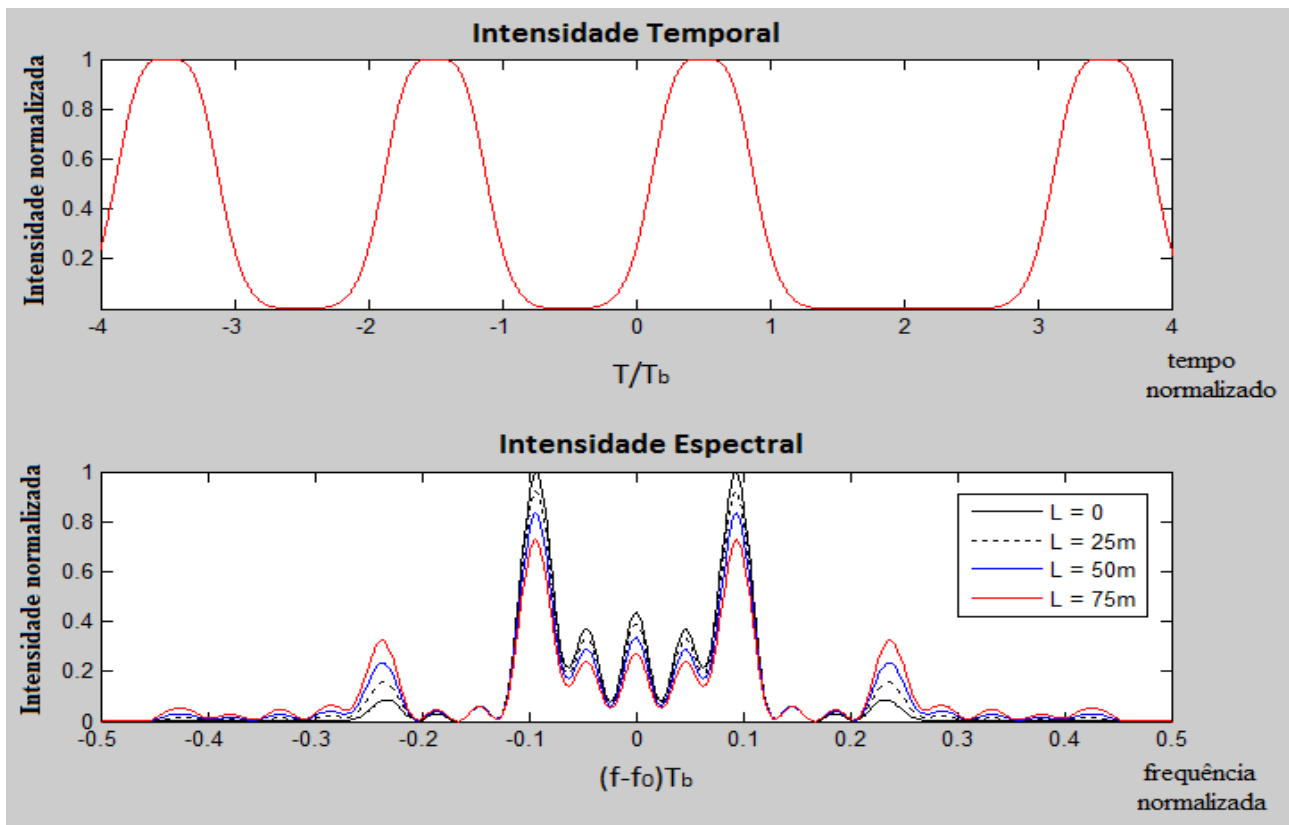


Figura 4.29: Simulação 19 – Duobinário, regime de propagação B

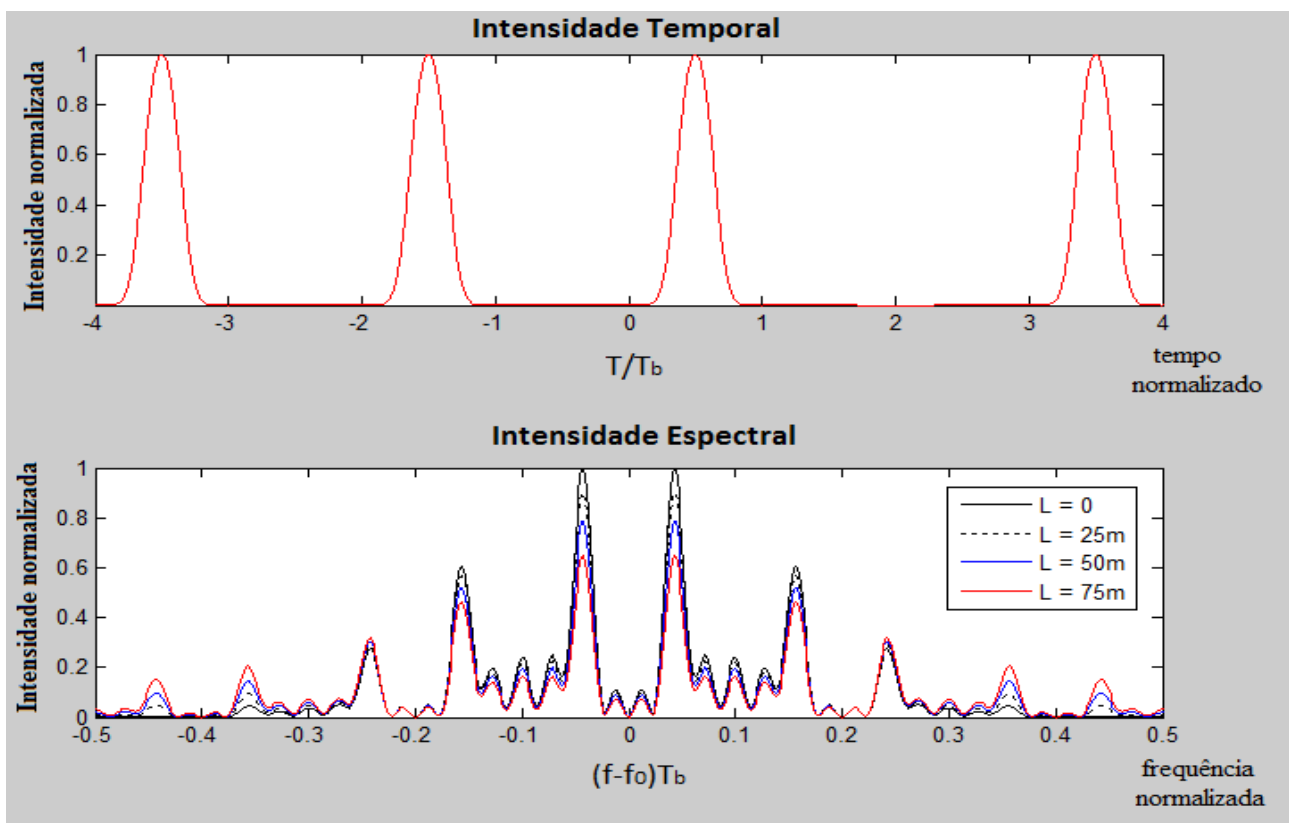


Figura 4.30: Simulação 20 – RZ-AMI 33%, regime de propagação B

Os gráficos da intensidade temporal se mantêm constantes, conforme o esperado, enquanto que ao analisando o gráfico do espectro de ambas as figuras, verifica-se que os dois sinais apresentam um alargamento espectral semelhante, apesar da largura de banda inicial ocupada pelo AMI ser maior que a ocupada pelo DB. Este fato reforça a conclusão que para um enlace teórico puramente não linear, a largura do pulsos não influencia o alargamento espectral sofrido pelo sinal.

Por fim, as próximas simulações irão avaliar o comportamento dos sinais modulados em DB e AMI ao se propagarem por um enlace dispersivo e não linear (regime de propagação C), analisando separadamente os enlaces que operam nos regimes normal e anômalo de dispersão.

Mais uma vez, a sequência binária transmitida e os parâmetros utilizados nas simulações para o regime C são os mesmos utilizados para o regime A, com a exceção dos apresentados na tabela 4.6.

Tabela 4.6: Parâmetros de testes, modulações DB e AMI, regime C

	Simulação 21	Simulação 22	Simulação 23	Simulação 24
$\beta_2$ (ps <sup>2</sup> /km)	21,25	21,25	21,25	-21,25
$\beta_3$ (ps <sup>3</sup> /km)	0,13	0,13	0,13	0,13
D (ps/km.nm)	-16,7	-16,7	16,7	16,7
$\gamma$ (1/W.km)	2,1	2,1	2,1	2,1
$L_D$ (m)	100	25	100	25
$L_{NL}$ (m)	50	50	50	50
Modulação	DB	AMI	DB	AMI

As simulações 21 e 22 operam no regime normal de dispersão ( $\beta_2 > 0$ ), e portanto, a expectativa é que conforme o sinal se propaga, a SPM atue no seu espectro, alargando-o. Esta maior largura de banda resulta num maior efeito da CD, o que acarreta num maior alargamento temporal. Por fim, os pulsos mais largos apresentam uma menor potência de pico, o que acarreta num menor valor para  $L_{NL}$ , o que limita o alargamento espectral. Portanto, as figuras 4.31 e 4.32 mostram os resultados para as simulações 21 e 22, respectivamente. Já a figura 4.33 permite comparar o espectro e os pulsos de ambos os sinais para  $L = 75m$ .



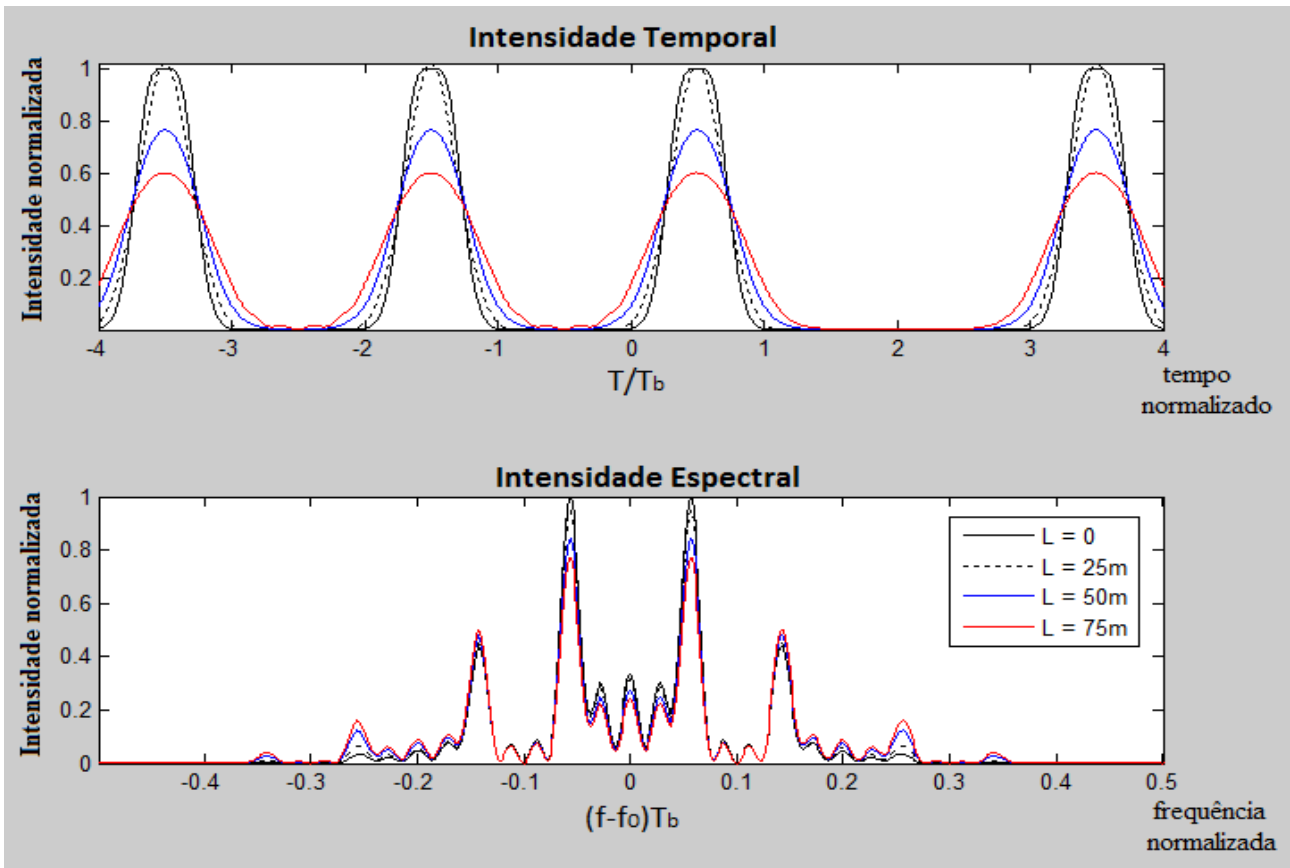


Figura 4.31: Simulação 21 – Duobinário, regime de propagação C, dispersão normal

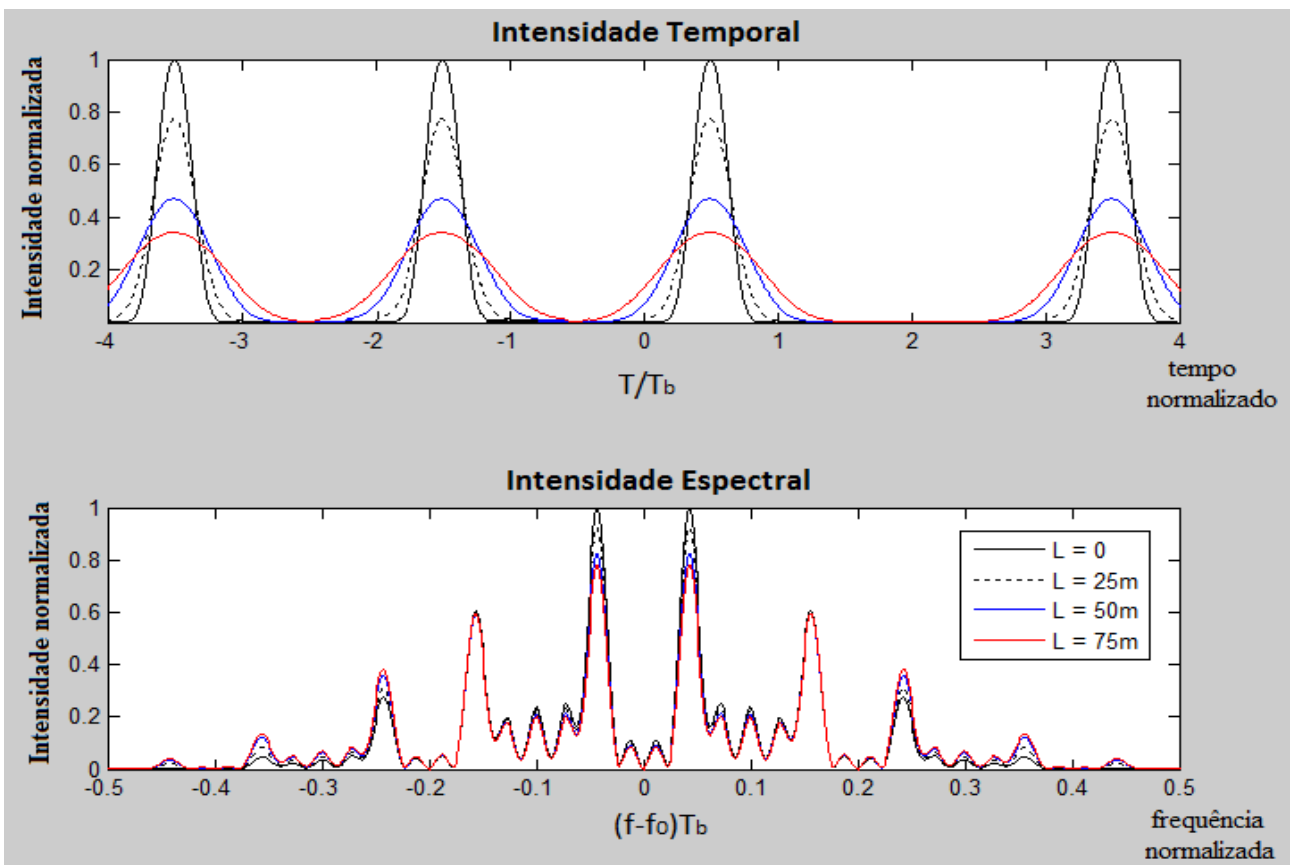


Figura 4.32: Simulação 22 – RZ-AMI 33%, regime de propagação C, dispersão normal

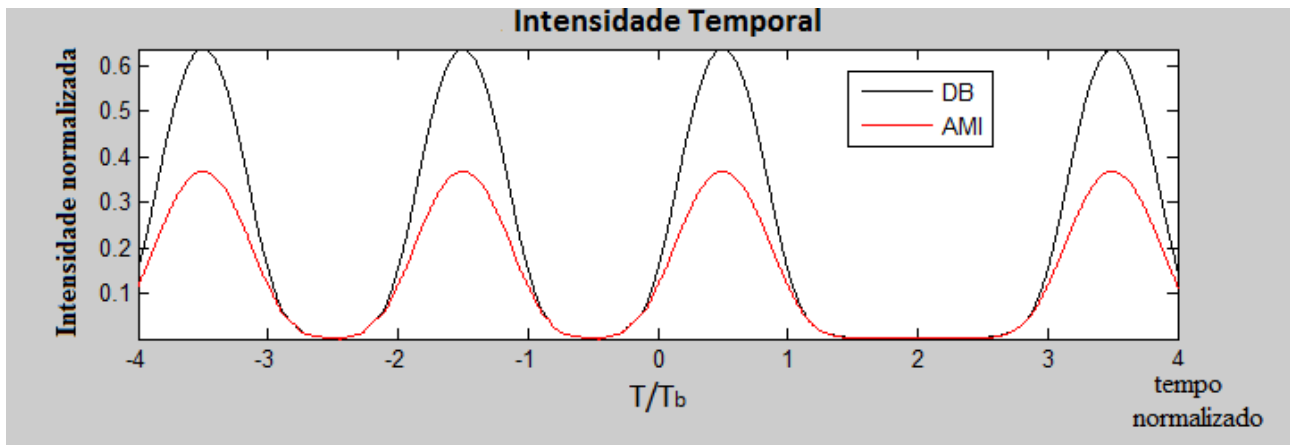


Figura 4.33: Alargamento espectral e temporal para sinais DB e AMI, regime de propagação C, dispersão normal e  $L = 75\text{m}$

Pode-se verificar que ambos os sinais apresentam um alargamento temporal maior que o apresentado nos testes do regime de propagação A. Além disso, como era esperado, o sinal modulado em AMI apresenta um maior alargamento temporal que o sinal modulado em DB.

Por outro lado, ao se comparar os espectros resultantes, é possível perceber que o alargamento espectral sofrido pelo DB é maior que o apresentado pelo sinal modulado em AMI. Mais uma vez, isso pode ser entendido levando em consideração que, ao longo do enlace, a potência de pico dos pulsos com maior *duty cycle* do DB é maior que a dos pulsos mais estreitos do AMI, o que acaba gerando um reforço na atuação do SPM para o primeiro sinal em comparação com o segundo.

Já para as simulações 23 e 24, o regime de dispersão é o anômalo ( $\beta_2 < 0$ ), e desta vez a expectativa é diferente, do mesmo modo como ocorrido nas modulações OOK. Os resultados para o duobinário e para o AMI são mostrados nas figuras 4.34 e 4.35, respectivamente.

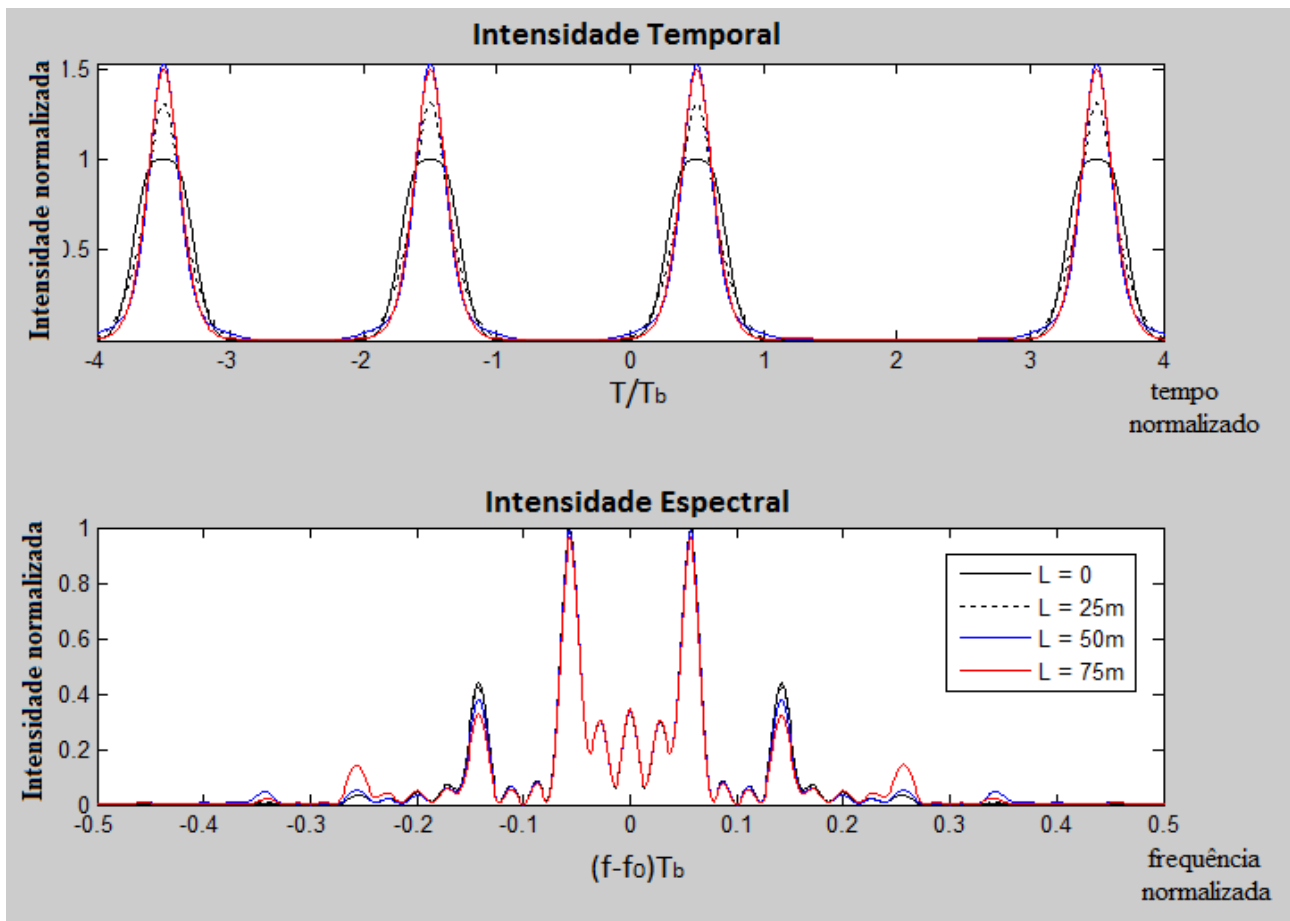


Figura 4.34: Simulação 23 – Duobinário, regime de propagação C, dispersão anômala

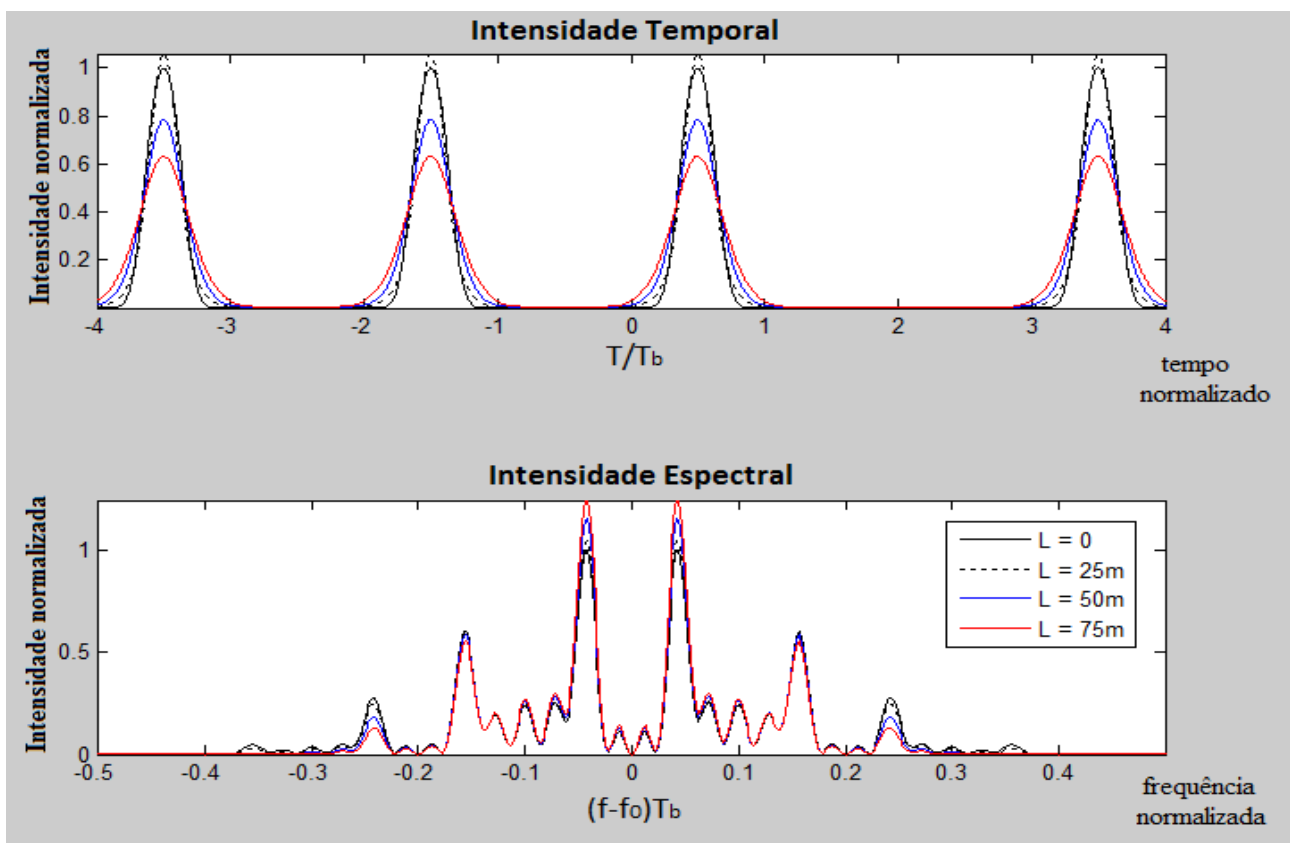


Figura 4.35: Simulação 24 – RZ-AMI 33%, regime de propagação C, dispersão anômala

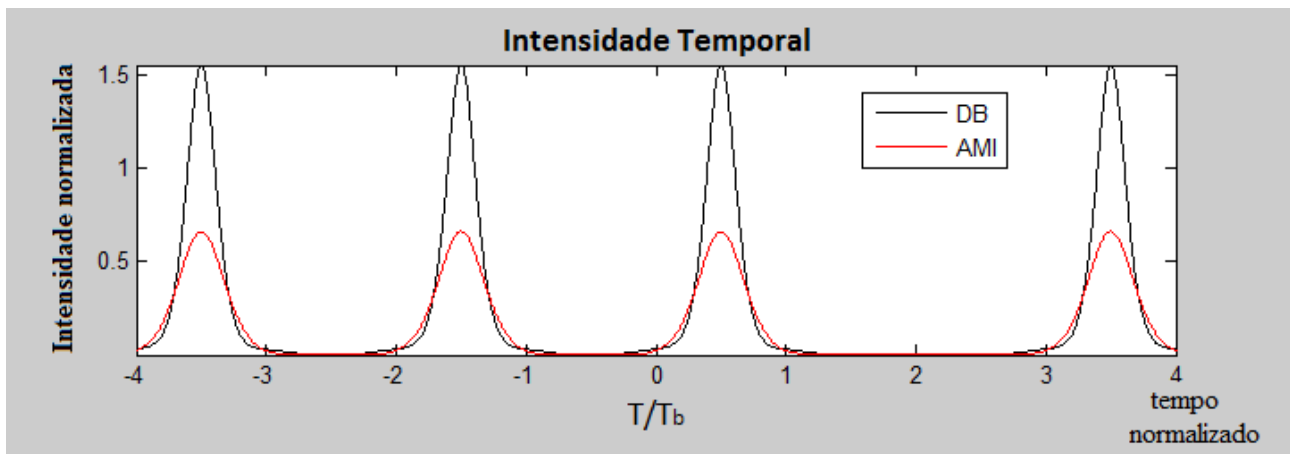


Figura 4.36: Alargamento espectral e temporal para sinais DB e AMI, regime de propagação C, dispersão anômala e  $L = 75\text{m}$

Neste caso, conforme o sinal se propaga, a tendência é que o *chirp* de frequência induzido pela SPM cancele o *chirp* induzido pela CD, o que leva a uma redução do alargamento temporal sofrido pelo sinal ao longo do enlace.

Assim, observando os resultados da figura 4.34, verifica-se que a intensidade do sinal apresenta um forte estreitamento inicial, e após esta etapa o alargamento temporal que os pulsos sofrem é pequeno, tendendo a manter o seu formato. Já a intensidade da figura 4.35 mostra que o sinal também apresenta um estreitamento inicial, embora não tão intenso quando o apresentado pelo DB. Além disso, o alargamento temporal que o sinal apresenta ao continuar propagando é menor que o apresentado num enlace puramente dispersivo (figura 4.27), ainda que seja maior que o apresentado pelo DB no regime de propagação C.

Quanto ao espectro, voltando a examinar a figura 4.34, verifica-se que o sinal modulado em DB apresenta um alargamento espectral inicial que é menor que ocorrido no regime de propagação B, com o espectro tendendo a se estabilizar conforme o sinal propaga, enquanto que o sinal AMI (figura 4.33) sofre um estreitamento espectral inicial, tendendo a se estabilizar ao longo da propagação.

Estes resultados mostram que, para enlaces operando num meio dispersivo e não linear, a modulação DB apresenta uma maior susceptibilidade ao alargamento espectral induzido pela SPM que a modulação AMI, mas também apresenta uma maior resistência à CD.

### 3.3.3. Chaveamento diferencial binário de fase e chaveamento diferencial de fase em quadratura.

Diferente de todos os formatos apresentados até agora, o DPSK e o DQPSK são modulações nas quais a informação está armazenada na fase, e não na amplitude (ou intensidade) do sinal. Além disso, o formato DQPSK é uma modulação multinível, na qual cada pulso transmitido é um **símbolo** que carrega informação equivalente a dois bits.

Uma primeira consequência dessa característica dos sinais modulados em fase é o aumento da complexidade do receptor empregado. Cabe recordar que, para todas as modulações apresentadas até aqui, é empregada a detecção direta, na qual o receptor é um simples fotodiodo, cuja corrente elétrica de saída é proporcional à potência óptica que incide sobre o mesmo.

Para continuar utilizando a detecção direta é necessário, portanto, transferir a informação contida na fase do sinal óptico para sua intensidade. Conforme mostrado no capítulo 3, esta conversão é feita utilizando o DI, da maneira ilustrada nas figuras 3.23 e 3.26. É interessante recordar que, enquanto o DPSK resultará em um único sinal elétrico após o enlace óptico (o qual corresponde a sequência de bits transmitida), o DQPSK apresenta dois sinais de saída, os quais correspondem às suas portadoras em fase e em quadratura. Os diagramas em blocos dos enlaces simulados com as modulações RZ-DPSK 33% e RZ-DQPSK 33% são mostrados nas figuras 4.37 e 4.38, respectivamente. Além disso, parâmetro  $I_{dem}(t)$  (figura 4.37) representa o sinal na saída do demodulador DPSK, enquanto os parâmetros  $I_I(t)$  e  $I_Q(t)$  (figura 4.38) representam os sinais em fase e em quadratura na saída do demodulador DQPSK.

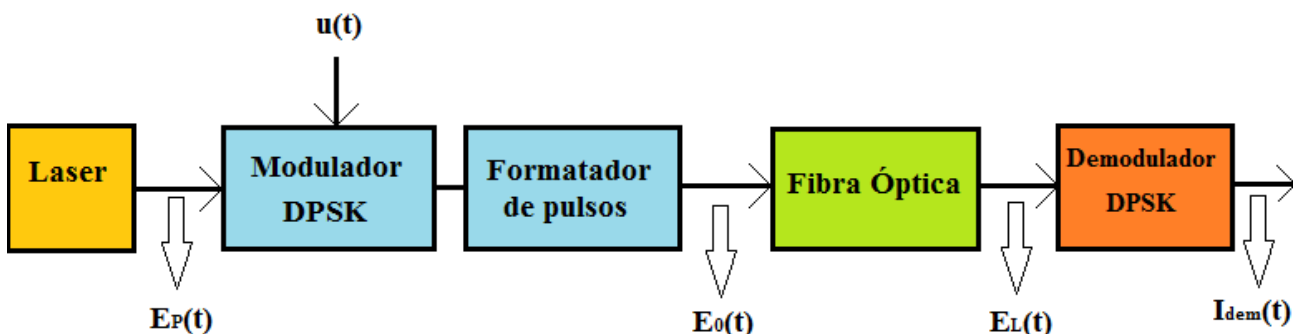


Figura 4.37: Diagrama em blocos dos enlaces simulados com modulação RZ-DPSK;  $E_P(t)$  – sinal emitido pelo laser,  $E_0(t)$  – sinal modulado na entrada da fibra,  $E_L(t)$  – sinal modulado na saída da fibra,  $I_{dem}(t)$  – sinal demodulado,  $u(t)$  – sinal modulante

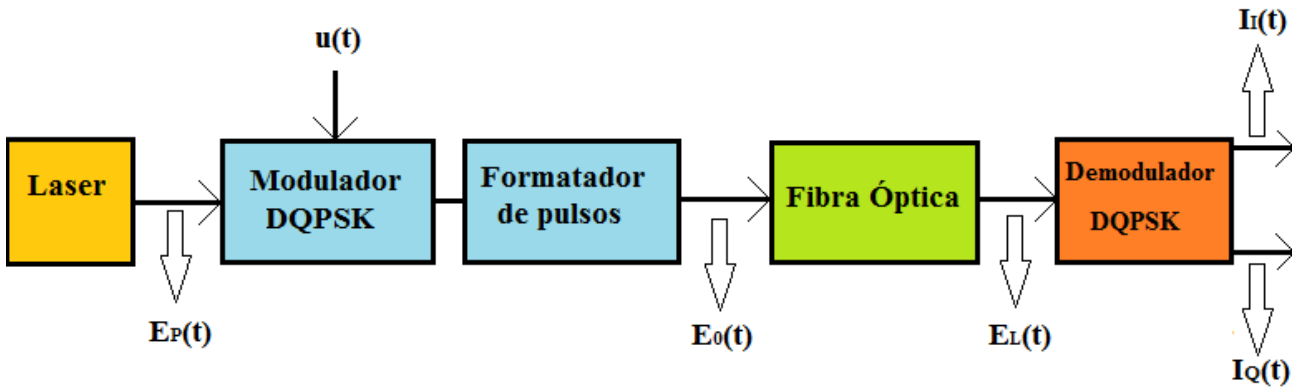


Figura 4.38: Diagrama em blocos dos enlaces simulados com modulação RZ-DQPSK;  $E_P(t)$  – sinal emitido pelo laser,  $E_0(t)$  – sinal modulado na entrada da fibra,  $E_L(t)$  – sinal modulado na saída da fibra,  $I_I(t)$  – sinal demodulado em fase,  $I_Q(t)$  – sinal demodulado em quadratura,  $u(t)$  – sinal modulante

É importante mencionar que, para os testes com o DQPSK, foi implementado o modulador paralelo (capítulo 3, figura 3.24a), de maneira que os pulsos ópticos modulados podem apresentar as fases  $\{\pi/4, 3\pi/4, 5\pi/4, 7\pi/4\}$ . Devido a isto, os deslocamentos de fase inseridos nos DI em fase e em quadratura do receptor são  $\{-\pi/4, -3\pi/4\}$ , respectivamente.

As equações que representam os sinais na entrada da fibra estão mostrados nas equações 4.6 e 4.7, correspondendo aos sinais RZ-DPSK 33% e RZ – DQPSK 33%, respectivamente.

$$E_{0_{\text{DPSK}}}(t) = \sqrt{P_0} \cos(\omega_0 t) \cos\left(\left(b_k e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{t}{T_0}\right)^2} - 1\right) \pi\right) \cos\left(\frac{\pi}{2} \cos\left(\frac{\pi t}{T_b}\right)\right) \quad (4.6)$$

$$E_{0_{\text{DQPSK}}}(t) = \frac{\sqrt{P_0} \cos(\omega_0 t)}{2} \left[ \cos\left(\left(b_{k_I} e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{2t}{T_0}\right)^2} - 1\right) \pi\right) + \right. \\ \left. + j \cos\left(\left(b_{k_Q} e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{2t}{T_0}\right)^2} - 1\right) \pi\right) \right] \cos\left(\frac{\pi}{2} \cos\left(\frac{\pi t}{2T_b}\right)\right) \quad (4.7)$$

Em 4.7, os parâmetros  $b_{k_I}$  e  $b_{k_Q}$  representam os níveis lógicos dos sinais modulantes em fase e em quadratura no modulador DQPSK, e são calculados através das equações 3.14 e 3.15, respectivamente. Tanto  $b_{k_I}$  e  $b_{k_Q}$ , quanto o parâmetro  $b_k$  da equação 4.6, podem assumir os valores “0” ou “1” ao longo destas simulações.

O objetivo das simulações aqui apresentadas é, mais uma vez, submeter os sinais modulados a enlaces nos regimes A, B e C. Desta vez, devido ao receptor mais complexo, serão avaliados os comportamentos da intensidade e do espectro do sinal óptico, bem como da corrente de saída dos fotodetectores.

Antes de apresentar os resultados, é importante comentar que, por ser uma modulação multinível com 4 níveis, a taxa de transmissão de símbolos do DQPSK é igual à metade da taxa de transmissão de bits. Como consequência, a largura espectral do sinal modulado em DQPSK tende a ser a metade da banda ocupada por formatos de modulação binários, como o DPSK.

Dito isto, os parâmetros para as simulações realizadas para o regime de propagação A estão apresentados na tabela 4.7 e a sequência transmitida é [1 0 0 1]. É importante mencionar que, para evitar o efeito Gibbs, ambas as modulações DPSK e DQPSK foram implementadas no formato RZ.

Tabela 4.7: Parâmetros de testes, modulações DPSK e DQPSK, regime A

	Simulação 25	Simulação 26
$T_0$ (ps)	1,0	2,0
$\lambda_0$ (nm)	1550	1550
$P_0$ (W)	10	10
$\alpha$ (dB/km)	0	0
$\beta_2$ (ps <sup>2</sup> /km)	-21,25	-21,25
$\beta_3$ (ps <sup>3</sup> /km)	0,13	0,13
$D$ (ps/km.nm)	16,7	16,7
$\gamma$ (1/W.km)	0	0
$L_D$ (m)	50	200
$L_{NL}$ (m)	$\infty$	$\infty$
Modulação	33% RZ-DPSK	33% RZ-DQPSK

Nesta tabela pode ser observado que o  $L_D$  do DQPSK é em torno de quatro vezes maior que o  $L_D$  do DPSK, o que é um indicativo que o primeiro apresenta uma maior resistência à CD que o formato binário. Sendo assim, o comprimento do enlace na simulação 26 é maior que o da simulação 25 para permitir avaliar melhor o comportamento do sinal multinível ao longo da propagação.

Sendo assim, as figuras 4.39 e 4.40 mostram os resultados das simulações de sinais modulados em DPSK e DQPSK, respectivamente, propagando através de um enlace no regime A.

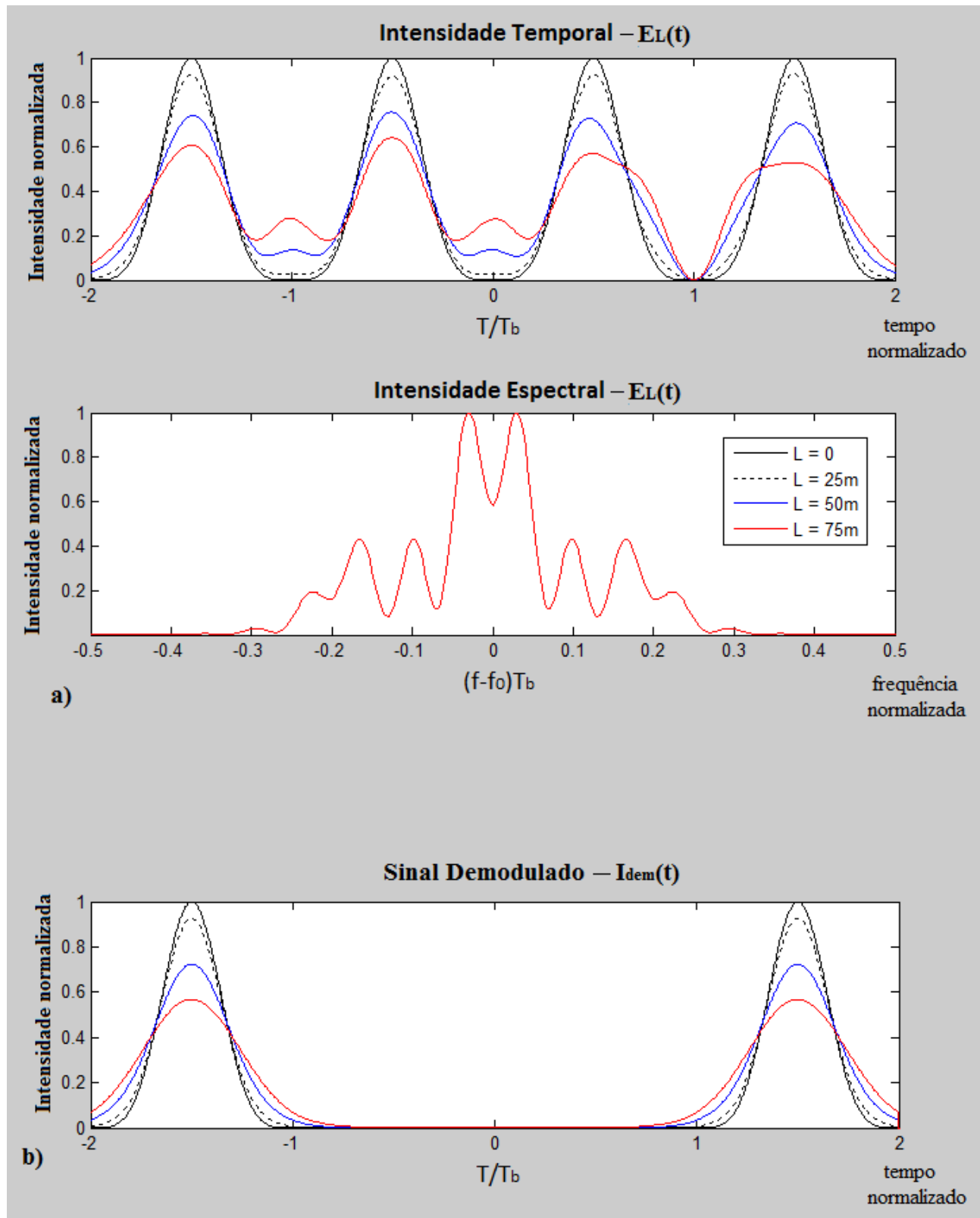


Figura 4.39: Simulação 25 - RZ-DPSK 33%, regime de propagação A: a) Intensidade temporal e espectro de potência do sinal na saída da fibra; b) Sinal demodulado



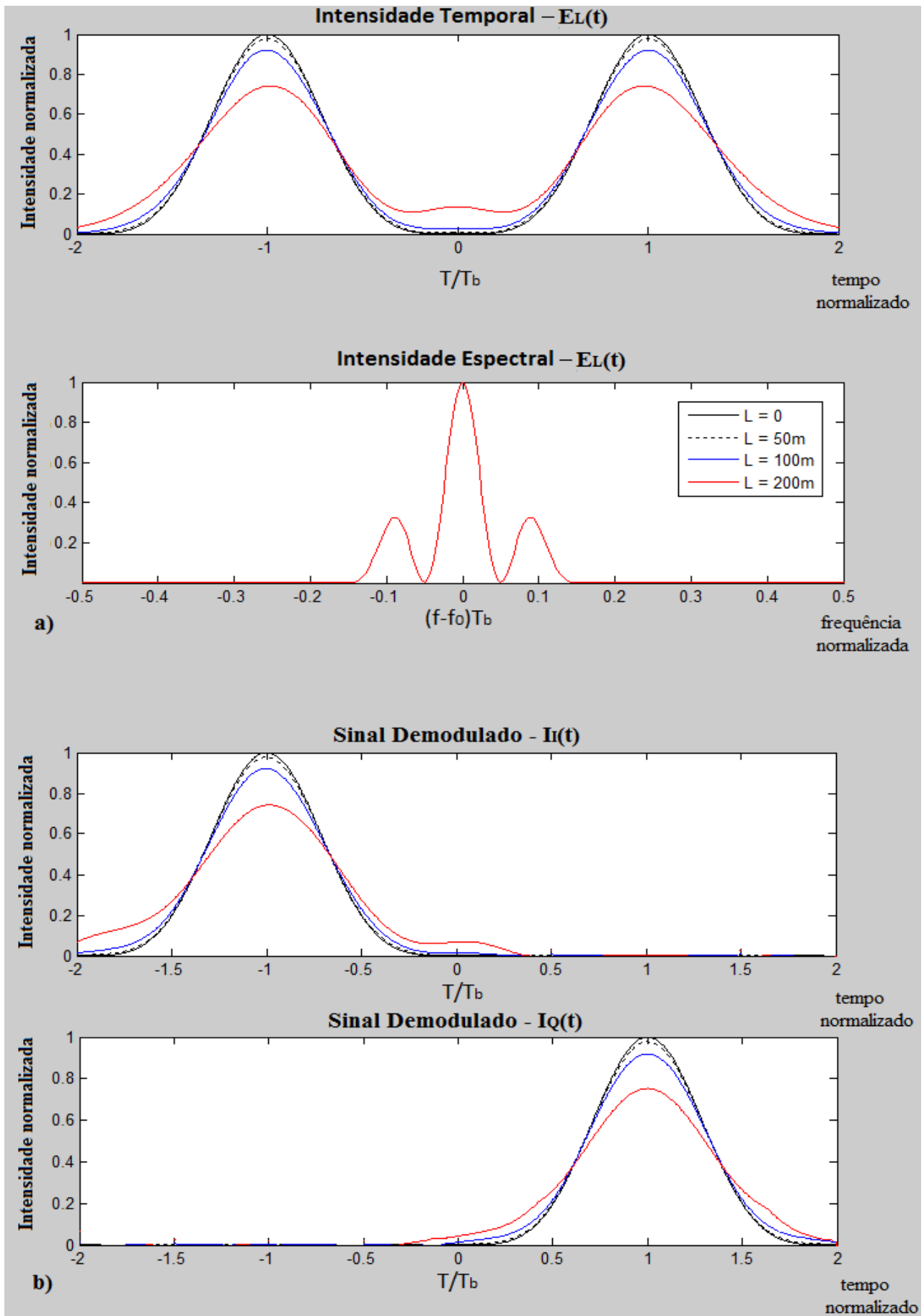


Figura 4.40: Simulação 26 - RZ-DQPSK 33%, regime de propagação A: a) Intensidade temporal e espectro de potência; b) Sinais de saída em fase e em quadratura

O gráfico da intensidade da figura 4.39a mostra o alargamento temporal sofrido pelo sinal DPSK  $E_L(t)$  ao longo da propagação. Pode-se perceber que o sinal sofre alargamento temporal ao longo de todo o enlace, tendo a sua intensidade distorcida. Mas, ao observar o sinal demodulado na figura 4.39b, verifica-se que o sinal apresenta um melhor comportamento, embora ainda sofra alargamento, o que indica uma resistência da modulação à CD.

Antes de discutir os resultados da figura 4.40, é importante explicar que na figura 4.40b, os gráficos representam as correntes de saída dos fotodiodos  $I_I$  e  $I_Q$ , e nelas está contida a sequência de bits de entrada. Sendo mais específico, os pulsos da corrente  $I_I$  representam os bits de ordem ímpar da sequência binária de informação original  $b_k$  ( $b_1, b_3, \dots$ ), enquanto os pulsos da corrente  $I_Q$  representam os bits de ordem par ( $b_2, b_4, \dots$ ). Ao analisar o gráfico de intensidade da figura 4.40a e comparando com os gráficos das correntes de saída da figura 4.40b, verifica-se que o sinal é demodulado corretamente e sofre o alargamento temporal causado pela CD. Conforme o esperado, mesmo com o maior comprimento do enlace da simulação 26, o sinal ainda pode ser detectado corretamente, o que confirma a maior resistência à CD do DQPSK se comparado com o DPSK.

Para o regime de propagação B, a sequência binária e os parâmetros utilizados nas simulações são os mesmos utilizados para o regime A, com a exceção daqueles apresentados na tabela 4.8.

Tabela 4.8: Parâmetros de testes, modulações DPSK e DQPSK, regime B.

	Simulação 27	Simulação 28
$\beta_2$ (ps <sup>2</sup> /km)	0	0
$\beta_3$ (ps <sup>3</sup> /km)	0	0
D (ps/km.nm)	0	0
$\gamma$ (1/W.km)	2,1	2,1
$L_D$ (m)	$\infty$	$\infty$
$L_{NL}$ (m)	50	50
Modulação	33% RZ-DPSK	33% RZ-DQPSK

Os resultados para o DPSK e DQPSK são mostrados nas figuras 4.41 e 4.42, respectivamente.

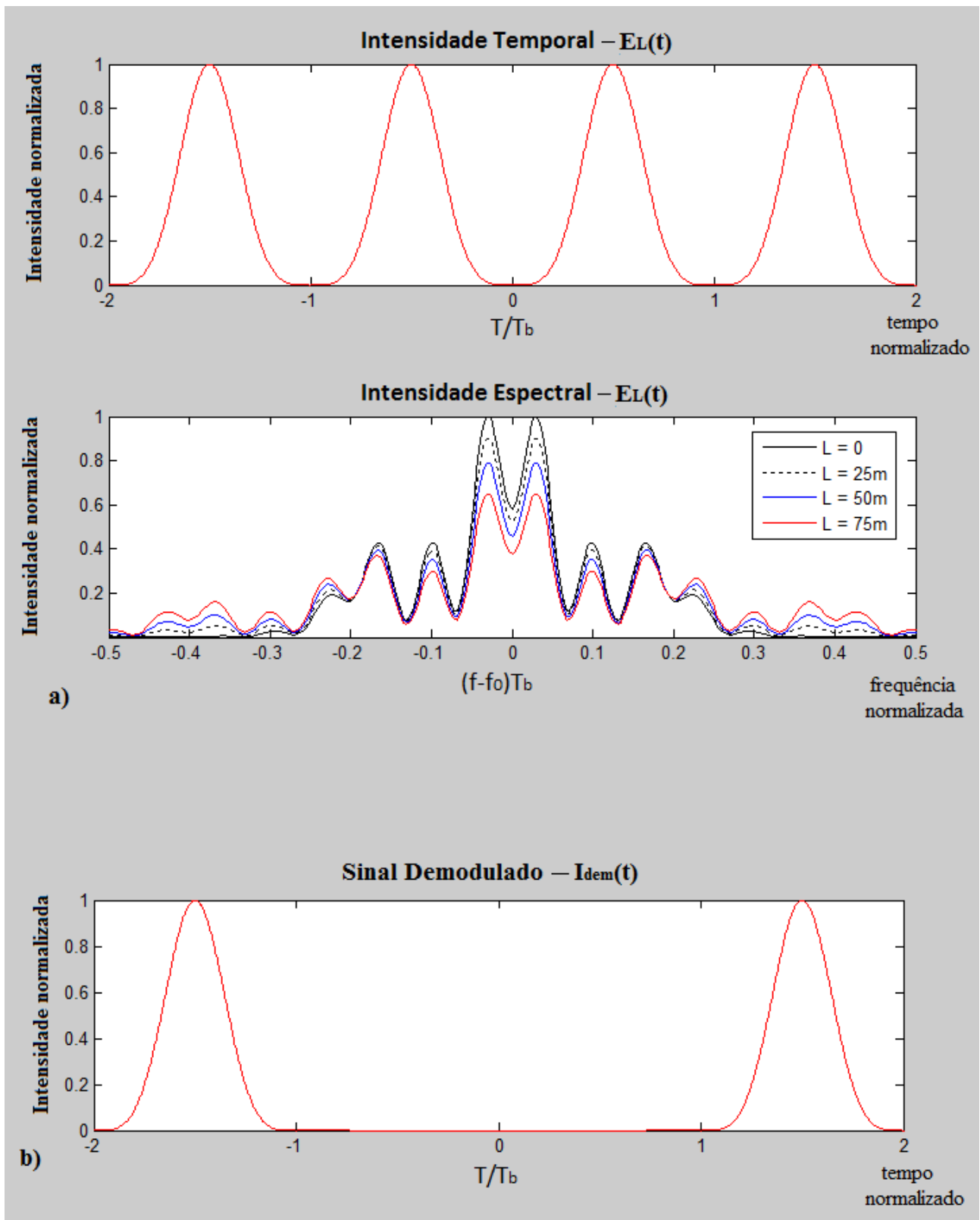


Figura 4.41: Simulação 27 - RZ-DPSK 33%, regime de propagação B: a) Intensidade temporal e espectro de potência; b) Sinal demodulado

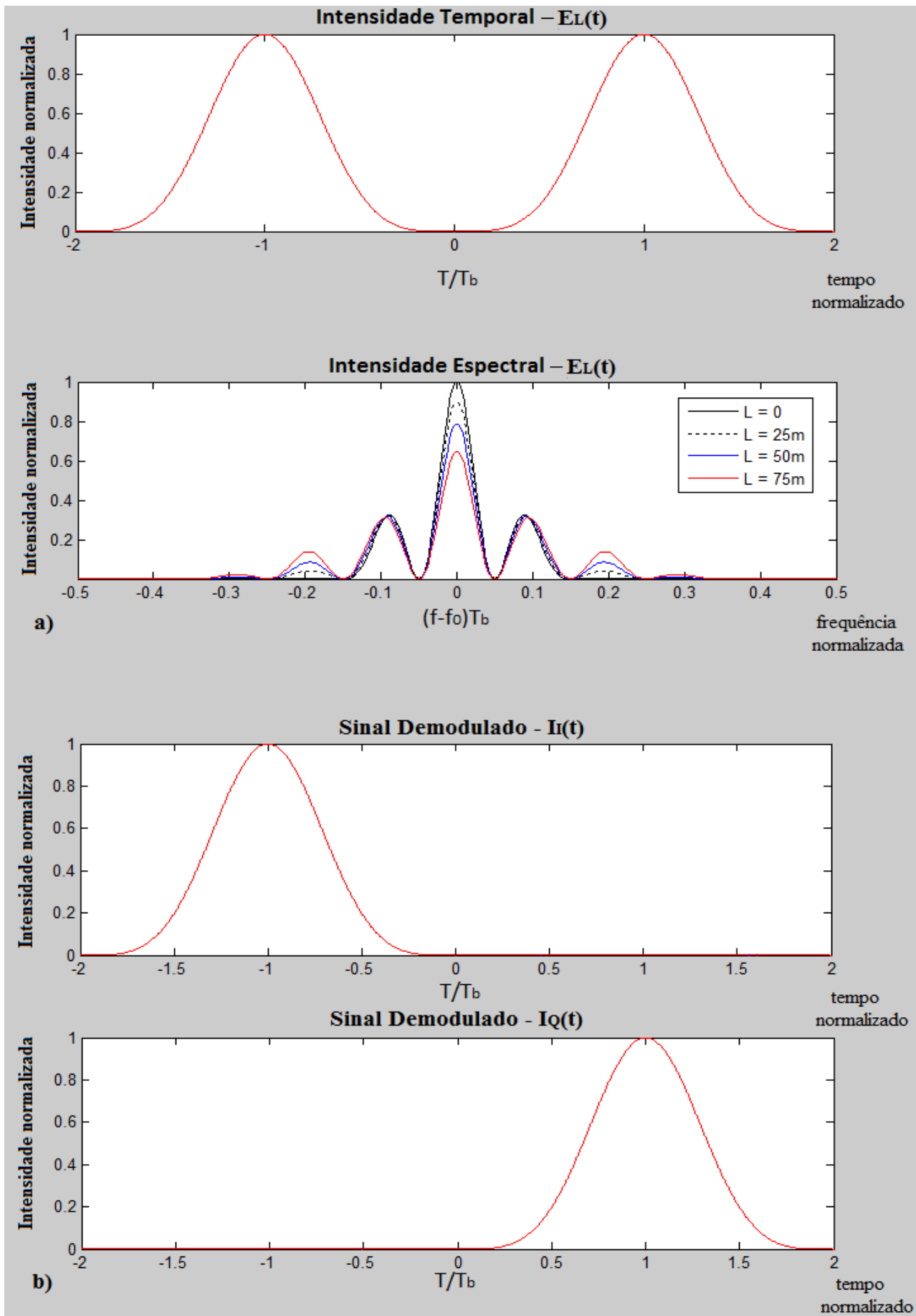


Figura 4.42: Simulação 28 - RZ-DQPSK 33%, regime de propagação B: a) Intensidade temporal e espectro de potência; b) Sinais de saída em fase e em quadratura

Um fato importante que deve ser lembrado aqui é que de acordo com a equação (2.55), a distorção espectral sofrida por um sinal propagando no regime B independe de sua taxa de transmissão. Por isso, mesmo que o DQPSK apresente uma menor taxa de transmissão de símbolos, o alargamento que este sinal sofre deve ser o mesmo que o DPSK.

Portanto, analisando os gráficos de espectro das figuras 4.41 e 4.42, verifica-se que ambos os sinais sofrem um alargamento espectral semelhante, e diferentemente do ocorrido no regime A, estas distorções ocorrem para enlaces de mesmo comprimento. Evidentemente, mesmo que o alargamento espectral seja semelhante, como o DQPSK apresenta um espectro inicial mais estreito que o DPSK, a largura espectral final do primeiro é mais estreita, indicando que esta modulação é mais indicada para enlaces DWDM.

Novamente, as últimas simulações que serão aqui apresentadas são para enlaces dispersivos e não lineares (regime de propagação C), analisando separadamente os casos que operam nos regimes normal e anômalo de dispersão. A sequência binária transmitida e os outros parâmetros utilizados nestas simulações do regime C são os mesmos utilizados nas simulações do regime A, com a exceção dos apresentados na tabela 4.9.

Tabela 4.9: Parâmetros de testes, modulações DPSK e DQPSK, regime C

	Simulação 29	Simulação 30	Simulação 31	Simulação 32
$\beta_2$ (ps <sup>2</sup> /km)	21,25	21,25	21,25	-21,25
$\beta_3$ (ps <sup>3</sup> /km)	0,13	0,13	0,13	0,13
D (ps/km.nm)	-16,7	-16,7	16,7	16,7
$\gamma$ (1/W.km)	2,1	2,1	2,1	2,1
L <sub>D</sub> (m)	100	25	100	25
L <sub>NL</sub> (m)	50	50	50	50
Modulação	33% RZ-DPSK	33% RZ-DQPSK	33% RZ-DPSK	33% RZ-DQPSK

Inicialmente, serão analisados os resultados das simulações 29 e 30 (regime normal de dispersão), que são apresentados nas figuras 4.43 e 4.44.

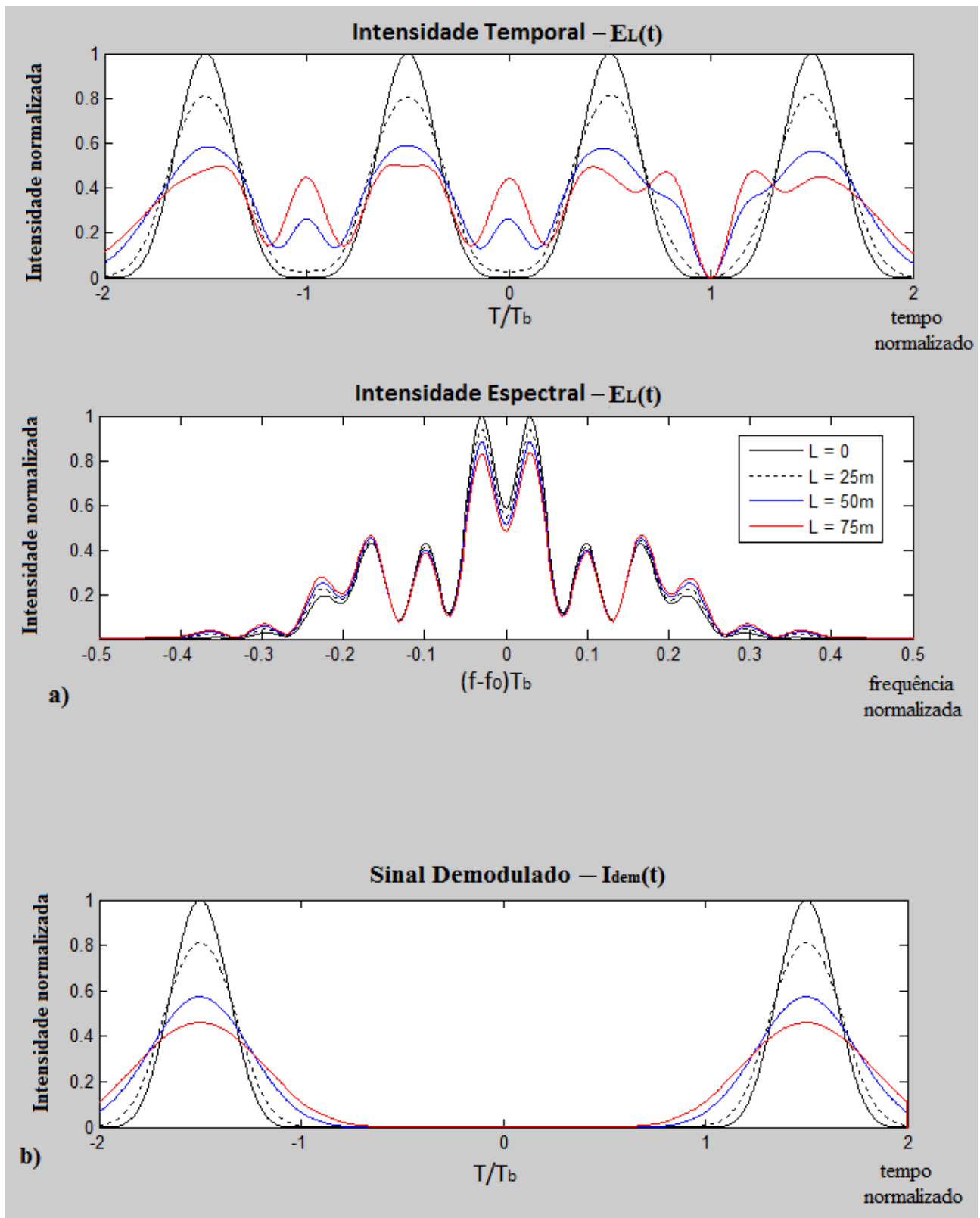


Figura 4.43: Simulação 29 - RZ-DPSK 33%, regime de propagação C, dispersão normal: a) Intensidade temporal e espectro de potência; b) Sinal demodulado

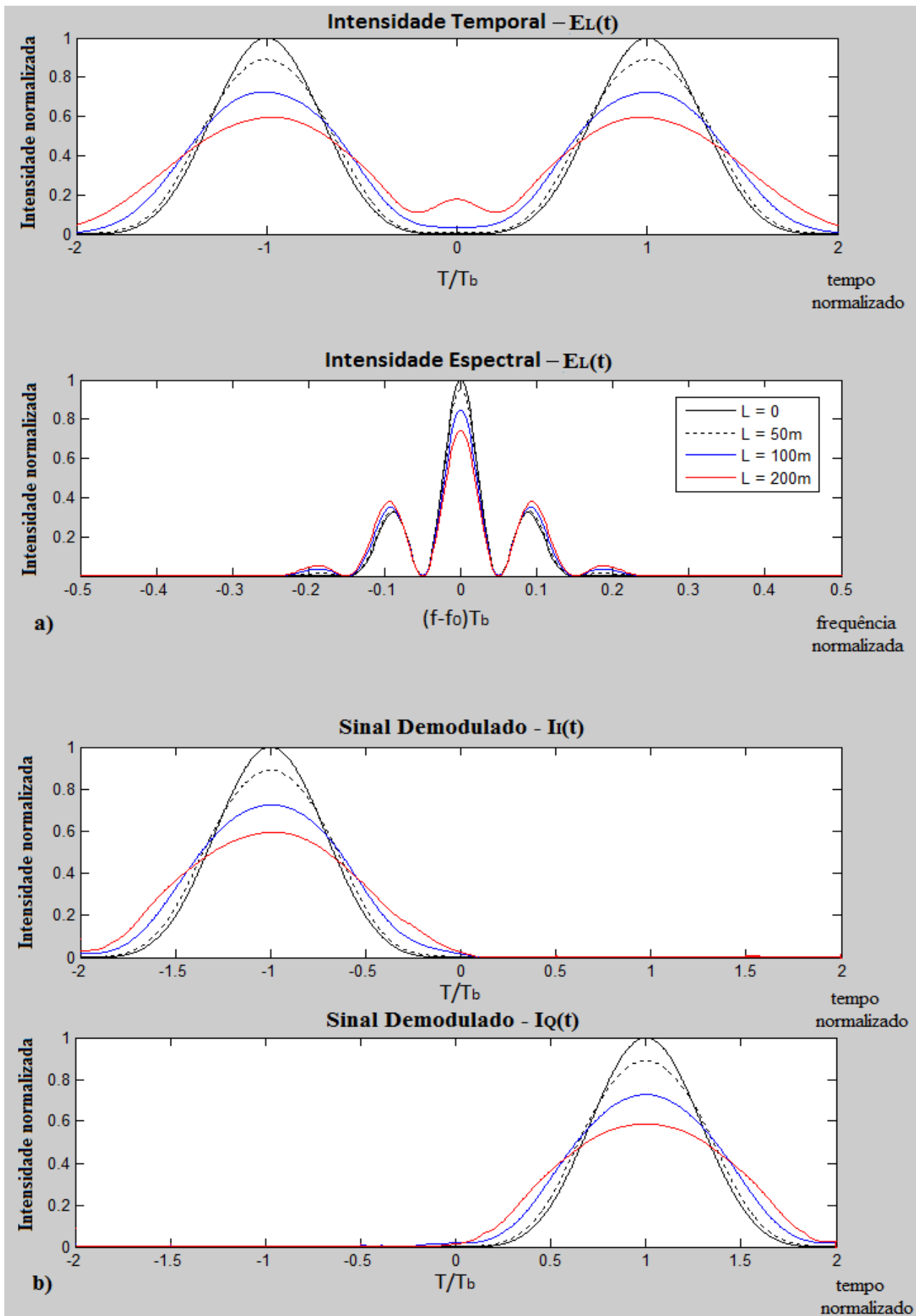


Figura 4.44: Simulação 30 - RZ-DQPSK 33%, regime de propagação C, dispersão normal: a) Intensidade temporal e espectro de potência; b) Sinais de saída em fase e em quadratura

Uma vez mais, pode-se verificar que ambos os sinais sofrem um maior alargamento temporal que aquele sofrido no regime de propagação A (figuras 4.39 e 4.40), o que é devido ao espectro mais largo que apresentam após sofrer um alargamento espectral ao longo do enlace. Por outro lado, ambas também apresentam um menor alargamento espectral que aquele apresentado no regime de propagação B (figuras 4.41 e 4.42), uma vez que a potência de pico dos pulsos diminui ao longo da propagação.

Um ponto que é interessante comentar, é verificar que o sinal modulado em DPSK (figura 4.43) apresenta um maior alargamento temporal e um menor alargamento espectral que o sinal DQPSK (figura 4.44). Embora este comportamento já tenha sido observado anteriormente (por exemplo, nas modulações OOK os sinais com menor *duty cycle* apresentam maior resistência a SPM e maior susceptibilidade a CD), nestas últimas simulações há o fator adicional dos diferentes comprimentos.

Conforme explicado anteriormente, as simulações para a modulação DQPSK (a qual apresenta um maior  $L_D$ ) possuem um maior comprimento de enlace para permitir observar melhor as distorções temporais que o sinal sofre. A questão é que, como o seu  $L_{NL}$  não se modificou, há uma atuação mais intensa da SPM sobre o sinal neste enlace mais longo, o que explica este reforço no alargamento espectral.

Já para o regime de dispersão anômalo, os resultados das simulações 31 e 32 são apresentados nas figuras 4.45 e 4.46, respectivamente.



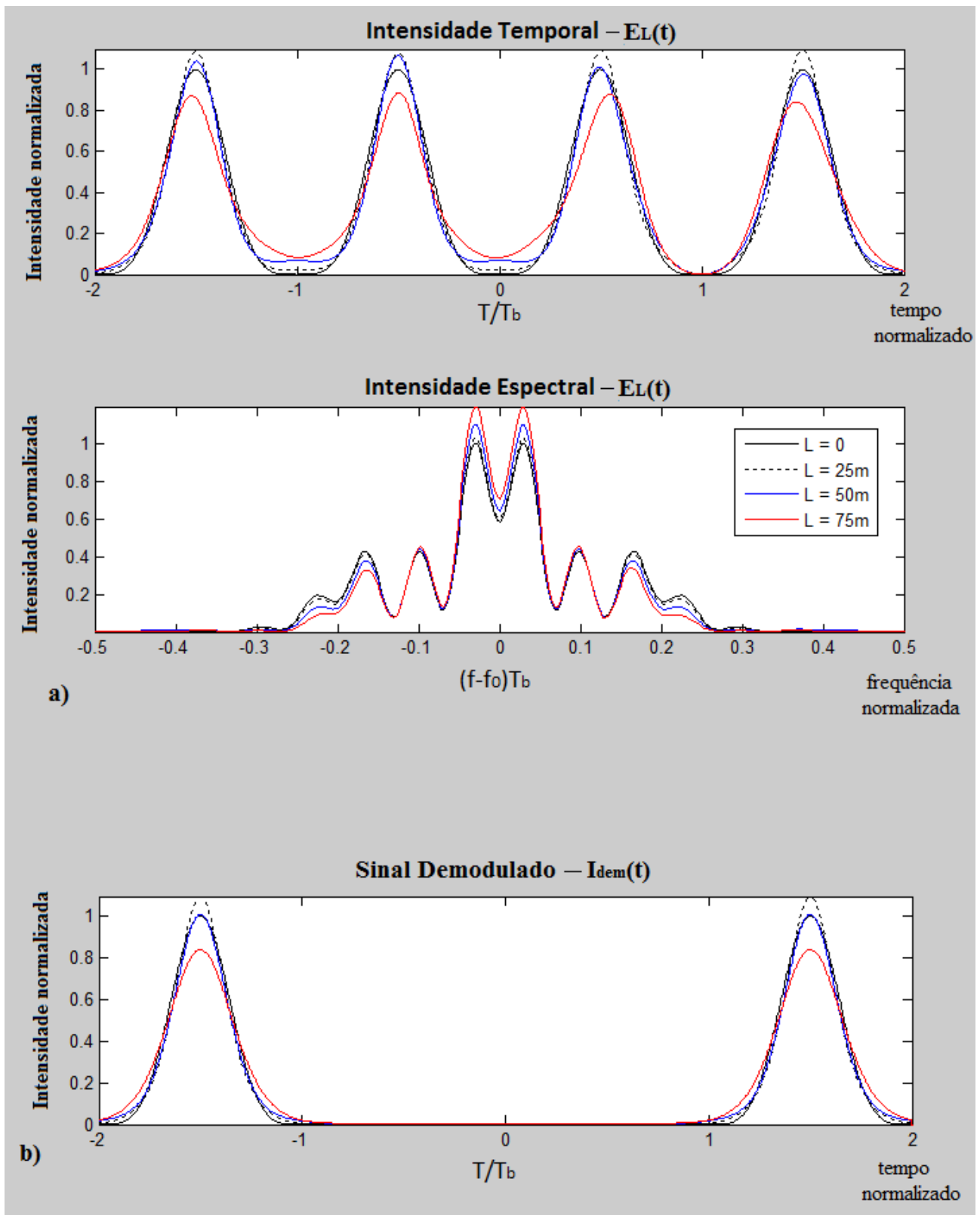


Figura 4.45: Simulação 31 - RZ-DPSK 33%, regime de propagação C, dispersão anômala: a) Intensidade temporal e espectro de potência; b) Sinal demodulado

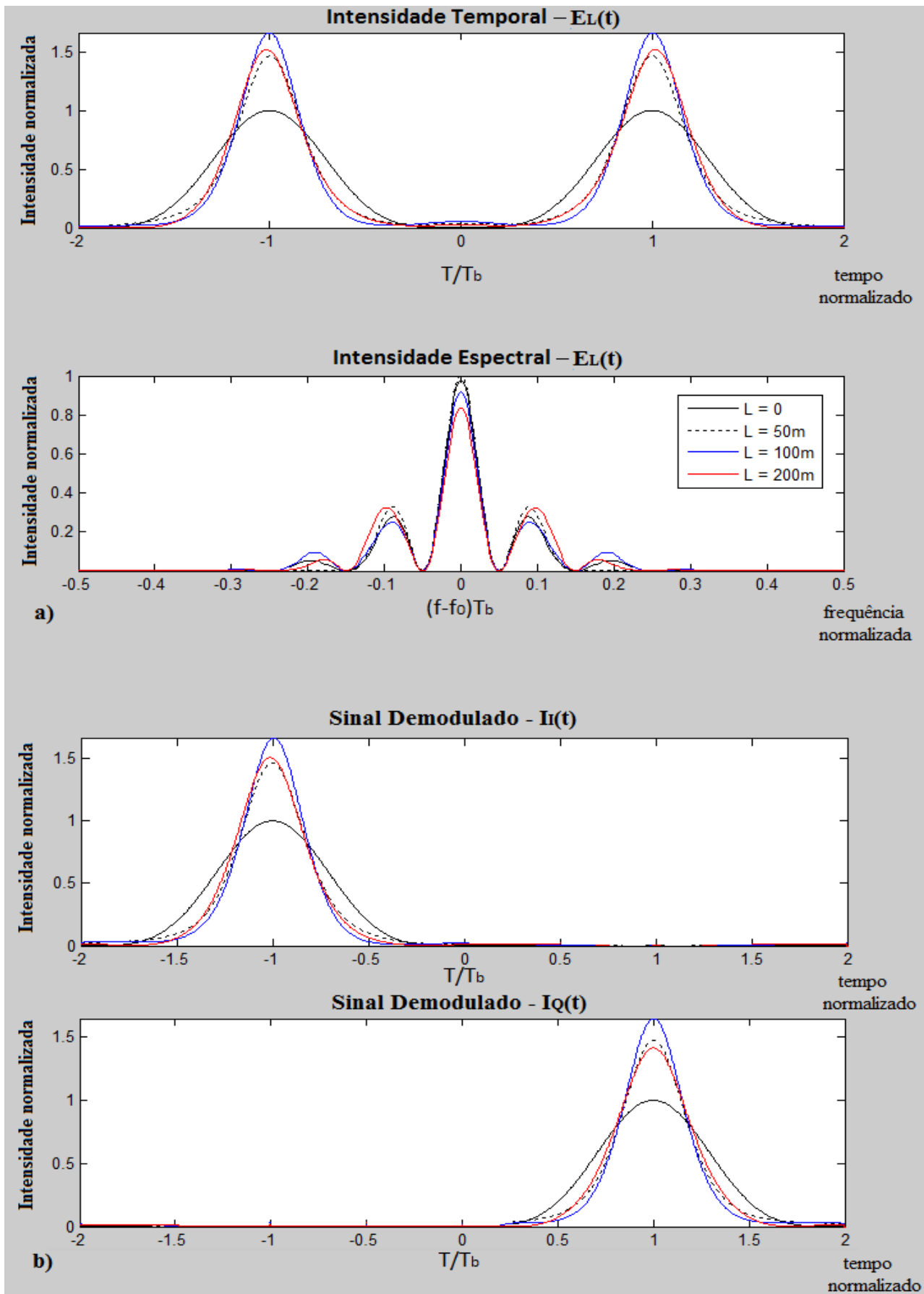


Figura 4.46: Simulação 32 - RZ-DQPSK 33%, regime de propagação C, dispersão anômala: a) Intensidade temporal e espectro de potência; b) Sinais de saída em fase e em quadratura

Analisando os gráficos da intensidade do sinal DPSK recebido (4.45a) e do sinal DPSK demodulado (4.45b), verifica-se que o sinal sofre um estreitamento temporal inicial antes de se alargar, diferentemente do que ocorre no regime A (figura 4.39), quando o sinal sofre alargamento durante todo o enlace. Já o sinal DQPSK (figura 4.46) apresenta o mesmo estreitamento temporal inicial, que vem a ser mais forte que o sofrido por ele no regime A (figura 4.40) e também vem a ser mais forte que o sofrido pelo sinal DPSK.

É bom lembrar que esta característica pode ser explicada levando em consideração que no regime anômalo de dispersão, o *chirp* induzido pela SPM apresenta sinal contrário ao *chirp* induzido pela CD, o que tende a reduzir o efeito do alargamento temporal nos pulsos. Além disso, como o espectro do DQPSK é mais estreito que o DPSK, o primeiro precisa se propagar por uma distância maior para começar a se alargar.

Quanto ao comportamento dos espectros, verifica-se nos gráficos da intensidade espectral das figuras 4.45a e 4.46a que ambos os sinais apresentam um estreitamento espectral inicial. A diferença está no fato que o sinal DQPSK passa a se alargar para um comprimento de enlace da ordem de  $L > L_D/4$ , enquanto o espectro do sinal DPSK continua estreitando. Uma vez mais, este fato pode ser explicado levando em consideração que ambas as modulações apresentam um mesmo valor de  $L_{LNL}$ . Portanto, por percorrer uma distância maior, o DQPSK sofre mais o efeito da SPM que o DPSK.

Em resumo, as modulações em fase apresentam uma boa resistência aos efeitos dispersivos e não lineares, com destaque para a modulação multinível, cujo espectro mais estreito lhe garante uma forte resistência à CD e a torna uma opção interessante para enlaces DWDM. Em contrapartida, há a maior complexidade de seus transmissores e receptores, que aumentam de acordo com a quantidade de níveis que a modulação apresenta.

### **3.3) Análise comparativa**

Agora que os resultados de simulação para as diferentes modulações já foram apresentados e discutidos, é importante fazer uma comparação mais generalizada entre os diferentes formatos para

entender melhor suas aplicações.

Conforme visto na seção 4.1, uma característica importante dos formatos de modulação é que aqueles que apresentam menor *duty cycle* sofrem maior influência dos efeitos dispersivos e são mais resistentes a efeitos não lineares. Além disso, conforme discutido anteriormente, para as modulações que transmitem bits (ou símbolos) com fases diferentes, o formato do espectro depende da sequência binária transmitida.

Portanto, para fazer uma melhor comparação entre os formatos apresentados neste trabalho, é interessante apresentar um espectro mais geral de cada um deles, o que é visualizado na figura 4.47.

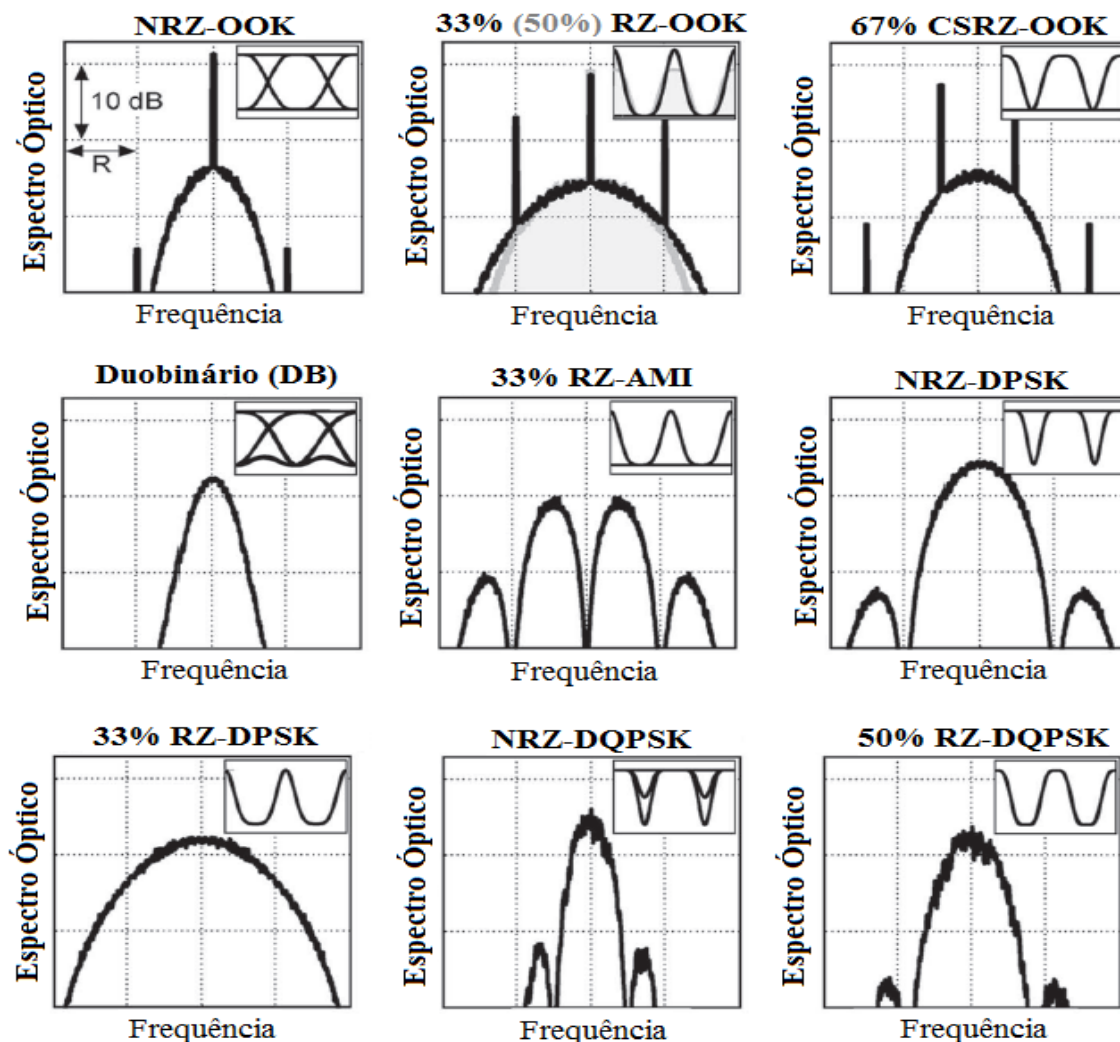


Figura 4.47: Espectro óptico de diferentes formatos de modulação e seus respectivos diagramas de olho de intensidade. Fonte: [Winzer, 2006]

Analisando estes diferentes espectros apresentados e levando em consideração os conceitos

obtidos através dos resultados da seção 4.1, pode-se chegar a algumas conclusões interessantes.

Por exemplo, quanto a tolerância a CD, concluiu-se que os sinais com menor largura espectral são os formatos menos susceptíveis ao alargamento temporal.

O que pode ser visto na figura 4.47 é que os formatos DB e NRZ-DQPSK se destacam por apresentar os espectros mais estreitos, e portanto, é de se esperar que ambos estejam dentre os formatos que apresentam alta tolerância a CD. A questão é que em [Winzer, 2006], [Essiambre, 2010] e em [Mauro, 2008] é mostrado através de simulações que os formatos mais tolerantes a CD são o DB, o NRZ-DQPSK e o NRZ-DPSK.

Para os dois primeiros formatos, a explicação desta resistência está no espectro mais estreito. Além disso, para o DB existe um fator que lhe garante uma resistência adicional, mencionado na seção 3.3.3, que é o fato de haver uma diferença de fase de  $\pi$  radianos entre bits “1” separados por um número ímpar de bits “0”. Isto faz com que os pulsos alargados interfiram destrutivamente, o que reduz a interferência nos bits entre eles. Já quanto ao DPSK, apesar do sinal apresentar um espectro mais largo (comparável ao NRZ-OOK), este apresenta uma boa resistência à CD, devido à maneira como a informação é detectada no receptor. A CD faz com que os pulsos se alarguem e se sobreponham, causando distorções nos níveis de amplitude do sinal. Entretanto, a detecção nos formatos de fase diferencial se dá, não pelos níveis de amplitude, mas pela diferença de fase entre os bits (ou símbolos) adjacentes, que são convertidos em níveis de amplitude. Por isso, os efeitos da dispersão são reduzidos em formatos de modulação em fase.

Quanto à resistência à SPM, há uma correlação com a baixa tolerância à CD, fato que foi visto na seção 4.1. Em resumo, os formatos de modulação que têm um espectro mais largo são pouco tolerantes à dispersão, e, portanto, os seus pulsos se alargam mais ao longo do enlace. A consequência é que a potência de pico de seus pulsos, inicialmente elevada, decai muito rapidamente e acaba por atenuar o alargamento espectral sofrido pelo sinal. Desta maneira, os formatos RZ de modulações são mais tolerantes à SPM que os seus equivalentes NRZ, fato que pode ser visto em [Silveira, 2009], [Winzer, 2006] e [Ceragioli, 2008]. Especificamente, os formatos RZ-DPSK, CSRZ e RZ-AMI apresentam uma alta resistência ao efeito da SPM. É interessante comentar uma aparente contradição aqui, no que diz respeito à modulação DPSK, pois foi dito anteriormente que esta também apresentava uma boa resistência ao alargamento temporal induzido pela CD, ao mesmo tempo em que também tem boa tolerância à SPM.

A explicação para isto está no fato que a resistência à dispersão dos formatos de modulação em fase se deve principalmente à maneira como o sinal é detectado. Observando novamente os

resultados das simulações para a modulação DPSK para um enlace no regime C (figuras 4.43 e 4.45), verifica-se que o sinal que chega ao receptor sofreu um forte alargamento e o espectro mostrado corresponde a este sinal na entrada do receptor. Por outro lado, é o sinal de saída do detector que apresenta um comportamento temporal muito melhor, embora a forma de seu espectro não seja importante para o enlace óptico.

Por fim, a tabela 4.10 mostra uma comparação entre a complexidade dos transmissores e receptores dos diversos formatos apresentados neste trabalho, que é também um parâmetro importante a ser levado em consideração no momento de decidir sobre como implementar o seu sistema.

Tabela 4.10: Complexidade de transmissores e receptores para diferentes formatos de modulação.

	NRZ-OOK	RZ 50%	RZ 33%	CSRZ	DB	RZ-AMI 33%	RZ-DPSK 33%	RZ-DQPSK 33%
Tx	1 MZM	2 MZM	2 MZM + 1GSS	2 MZM + 1 GSS	pré-codificador + 1 MZM	2 MZM + 1 DI	2 MZM + 1 GSS + pré-codificador	3 MZM + 1 GSS + pré-codificador
Rx	1 FD	1 FD	1 FD	1 FD	1 FD	1 FD	1 DI + 2 FD	2 DI + 4 FD

Obs.: Tx: Transmissor; Rx: Receptor; GSS: Gerador de sinal senoidal; FD: fotodiodo

Não há um formato de modulação ideal, uma vez que todos apresentam pontos positivos e negativos. Por exemplo, a tabela 4.10 mostra o porquê da modulação NRZ-OOK ser a mais amplamente difundida, pois é a mais simples (e conseqüentemente menos onerosa) dentre todas as técnicas estudadas. A questão é que, de acordo com as características do enlace, pode ser interessante optar por outros formatos. Por exemplo, em enlaces aproximadamente lineares (regime de propagação A), pode ser importante implementar uma modulação mais resistente à CD, como o DQPSK ou o DB, sendo que esta última é bem mais simples de implementar que a outra. Além disso, ambos são aplicáveis em sistemas com alta eficiência espectral, devido à largura espectral mais estreita que ambos possuem.

Se por outro lado, o enlace é mais crítico quanto às não linearidades, seria mais interessante implementar modulações como o RZ-DPSK, o RZ-OOK ou o CSRZ.

Portanto, embora os formatos avançados de modulação óptica sejam uma tecnologia chave para as gerações de sistemas ópticos operando a taxas a partir de 40 Gb/s, deve-se sempre levar em consideração a relação custo-benefício da modulação a ser implementada num determinado sistema.

# Capítulo 5

## Conclusão

Este último capítulo tem como objetivo fazer um resumo e apresentar as principais conclusões obtidas neste trabalho, além de sugerir temas para trabalhos futuros.

Ao longo do capítulo 2, estudou-se a equação não linear de Schrödinger, de maneira a permitir um melhor entendimento do comportamento do sinal óptico conforme este se propaga ao longo de uma fibra monomodo. Definiu-se que, de acordo com as características do enlace óptico, este pode operar em 4 diferentes regimes de propagação. Em cada um destes regimes, varia o efeito dominante na propagação do sinal, o que modifica as distorções que ele apresenta.

Já no capítulo 3, foram apresentados os formatos avançados de modulação óptica, separando-os em duas classes: formatos de modulação em intensidade e em fase. Foi apresentado como os diferentes moduladores podem ser implementados, bem como as principais características e modelos matemáticos de cada modulação.

Após definir os regimes de propagação e os formatos de modulação, capítulo 4 apresentou os resultados das simulações feitas para este trabalho. O objetivo foi transmitir sequências binárias com diferentes modulações por enlaces nos regimes A, B e C, e avaliar o comportamento dos pulsos e do espectro conforme o sinal propaga.

Foi feita uma descrição do modelo utilizado para as simulações, o qual foi elaborado no software MATLAB, da empresa The Mathworks Inc. O código foi implementado de forma modular, de modo que cada componente do enlace constitui um bloco de código praticamente independente dos demais, o que assegura flexibilidade e facilidade para realizar as simulações.

O primeiro conjunto de simulações foi feito com as modulações OOK, e foram feitos testes para sinais com duty cycles de 33%, 50% e 67%. Após apresentar as simulações feitas nos regimes A, B e C, e observar as distorções apresentadas pelo espectro e intensidade temporal dos diferentes sinais, chegou-se a duas importantes conclusões. Primeiramente, os sinais com menores *duty cycles* são mais susceptíveis à CD, o que se deve ao fato que os pulsos mais curtos correspondem a um espectro mais largo, o que acaba reforçando o efeito da dispersão. Por outro lado, estas mesmas modulações que sofreram mais com a CD se mostram mais resistentes a SPM. Isso se deve ao fato de que conforme os pulsos se propagam e se alargam, a sua potência de pico diminui. Como o alargamento espectral induzido pela SPM depende diretamente da potência de pico do sinal, este tende menor nos sinais cujos pulsos sofrem mais alargamento.

Após esta primeira fase de testes, foram feitas novas simulações (transmitindo uma sequência binária diferente) com a modulação RZ 50% e com a modulação RZ 67 %, essa última também chamada CSRZ, com o objetivo de explorar a propriedade do último de inverter a fase do sinal a cada bit transmitido. A questão é que, de acordo com a sequência binária transmitida, a forma do espectro do sinal pode mudar completamente, o que conseqüentemente modifica a sua tolerância à CD. Assim, comparando os novos resultados obtidos para as duas modulações, verifica-se que o sinal modulado em CSRZ, apesar de apresentar pulsos com maior *duty cycle* que o RZ 50%, sofre um maior alargamento temporal ao longo dos enlaces. Isto pode ser explicado verificando que, com a nova sequência binária, a frequência central do espectro foi suprimida (o que justifica o nome da modulação) e a maior parte da potência do espectro passou a se concentrar em frequências diferentes, afastadas da frequência central do sinal. Isto acaba reduzindo a tolerância do sinal à CD, mas por outro lado aumenta a resistência do sinal à SPM pois novamente a potência de pico dos pulsos diminui rapidamente conforme o sinal se propaga ao longo do enlace.

O conjunto de testes seguinte envolveu as modulações que utilizam codificação de linha na sua transmissão, que são o Duobinário (DB) e o AMI. A sequência dos testes seguiu exatamente a mesma ideia utilizada para as modulações OOK, ou seja, simular enlaces que transmitam os sinais modulados por fibras ópticas operando nos regimes A, B e C de propagação, para então avaliar o comportamento dos pulsos e do espectro dos sinais.

Uma característica importante destes formatos de modulação é o fato de haver uma diferença de fase de  $\pi$  radianos entre bits “1” separados, ou por um número ímpar de bits “0” (DB), ou por qualquer quantidade de bits “0” (AMI). Isto faz com que os pulsos alargados interfiram destrutivamente, o que reduz a interferência nos bits “0” entre eles, provendo uma resistência adicional contra os efeitos causados pela CD. Analisando, portanto, os resultados apresentados,



verificou-se que o a modulação DB apresentou uma maior tolerância à CD que o sinal modulado em AMI. Isto é explicado levando em consideração que a frequência central do sinal AMI é sempre anulada enquanto no sinal DB tende a ser suprimida (mas não anulada), variando de acordo com a sequência binária transmitida, o que acarreta numa maior largura espectral da primeira modulação se comparada com a segunda. Por outro lado, por ser mais tolerante a CD, o sinal DB apresentou uma maior susceptibilidade à SPM se comparado com o AMI, pelas mesmas razões discutidas anteriormente para os formatos OOK.

Por fim, foram apresentados os resultados das simulações com as modulações em fase (DPSK e DQPSK). Desta vez, por ser necessário utilizar receptores mais elaborados, os resultados apresentados no trabalho mostravam não apenas o espectro e a intensidade temporal na entrada do receptor, mas também a intensidade temporal do(s) sinal(is) já demodulado(s). Foram simulados enlaces com as modulações RZ-DPSK 33% e RZ-DQPSK 33%, nos regimes de propagação A, B e C.

Observando os gráficos dos sinais demodulados nos regimes A e C, verificou-se que ambas as modulações apresentaram uma boa resistência ao alargamento temporal, embora o sinal modulado em DQPSK tenha sido perceptivelmente mais resistente (pois por ser um sinal multinível, apresenta um espectro mais estreito que a modulação binária). Algo importante a ser mencionado sobre o sinal DPSK é que, embora o seu sinal demodulado apresente algum nível de tolerância à CD, o sinal avaliado na entrada do receptor mostra uma forte distorção temporal. Devido a este fator, o DPSK é um formato que apresenta uma forte resistência à distorção espectral induzida pela SPM, mesmo não apresentando um fraco desempenho contra a CD.

Já o sinal DQPSK apresentou um comportamento diferente quanto a distorção espectral. Este fato pode ser explicado levando em consideração que ambas as modulações apresentam um mesmo valor de  $L_{NL}$ , ao mesmo tempo em que  $L_{D_{DPSK}} < L_{D_{DQPSK}}$ . Assim, o sinal DQPSK é mais influenciado pela SPM que pela CD, o que reduz a sua tolerância a não linearidades.

A última seção do capítulo 4 fez uma análise comparativa entre os formatos de modulação apresentados ao longo deste trabalho. A ideia foi avaliar os espectros e os diagramas de olho de sinais modulados nos diferentes formatos aplicando todos os conceitos obtidos na seção 4.1. Por exemplo, quanto a tolerância a CD, concluiu-se que os sinais com menor largura espectral são os formatos menos susceptíveis ao alargamento temporal. O que pôde ser visto é que os formatos DB e NRZ-DQPSK se destacam por apresentar os espectros mais estreitos, e portanto, apresentam as mais altas tolerâncias à CD.

Quanto à resistência a SPM, há uma correlação com a baixa tolerância a CD. Em resumo, os

formatos de modulação que têm um espectro mais largo são pouco tolerantes à dispersão, e portanto os seus pulsos se alargam mais ao longo do enlace. A consequência é que a potência de pico de seus pulsos, inicialmente elevada, decai muito rapidamente e acaba por atenuar o alargamento espectral sofrido pelo sinal. Desta maneira, os formatos RZ de modulações são mais tolerantes a SPM que os seus equivalentes NRZ, e especificamente, os formatos RZ-DPSK, CSRZ e RZ-AMI apresentam uma alta resistência ao efeito da SPM.

Por último, foi feita uma comparação quanto a complexidade do modulador e do receptor para as diferentes técnicas, que é também um parâmetro importante a ser levado em consideração no momento de decidir sobre como implementar o seu sistema. Não há um formato de modulação ideal, uma vez que todos apresentam pontos positivos e negativos. Por exemplo, mostrou-se o porquê da modulação NRZ-OOK ser a mais amplamente difundida, pois é a mais simples (e consequentemente menos onerosa) dentre todas as técnicas estudadas. A questão é que de acordo com as características do enlace pode ser interessante optar por outros formatos. Por exemplo, em enlaces aproximadamente lineares (regime de propagação A) pode ser importante implementar uma modulação mais resistente a CD, como o DQPSK ou o DB, sendo que esta última é bem mais simples de implementar que a outra. Além disso, ambos são aplicáveis em sistemas com alta eficiência espectral devido à largura espectral mais estreita que ambos possuem. Se por outro lado, o enlace é mais crítico quanto às não linearidades, seria mais interessante implementar modulações como o RZ-DPSK, o RZ-OOK ou o CSRZ.

Estudos quanto a novos formatos de modulação, visando uma maior eficiência espectral, formam um campo muito rico para novos trabalhos na área de sistemas de comunicação óptica. Por exemplo, uma eficiência da ordem de 4 b/s/HZ é obtida usando a modulação DQPSK em [Winzer, 2012]. Neste exemplo, os enlaces operam transmitindo com multiplexação por divisão de polarização (PDM – *Polarization Division Multiplexing*) e utilizando detecção coerente.

Portanto, para possíveis trabalhos futuros na linha de pesquisa específica deste trabalho, seria interessante expandir o estudo feito aqui com novas modulações, incluindo especialmente os formatos híbridos (modulações em amplitude e fase, simultaneamente), o uso de PMD e detecção coerente. Além disso, seria interessante continuar expandindo o modelo do simulador utilizado neste trabalho, de maneira a permitir simulações de enlaces com a tecnologia WDM, com amplificadores ópticos e dispositivos compensadores de dispersão. Outro ponto importante está ligado ao estudo de formatos de modulações multinível de ordens mais altas (como 64 QAM, 256 QAM), que devem ser muito importantes para enlaces futuros, que operem com taxas superiores a 100 Gb/s por canal.

Enfim, este trabalho de pesquisa espera ter cumprido o seu papel não só como um documento didático, que permita ao leitor aprender sobre os formatos avançados de modulação óptica, mas também tenha ajudado a desenvolver um algoritmo modular robusto para simular enlaces ópticos com diferentes modulações. Espera-se que outros pesquisadores tenham interesse em desenvolver ainda mais o modelo, de maneira que a ferramenta torne-se cada vez mais completa. Além disso, o tema dos formatos avançados de modulação óptica continua sendo amplamente estudado, principalmente a capacidade crescente das redes ópticas, que se aproxima de 10 Tb/s em sistemas WDM.

# Referências Bibliográficas

Agrawal, G. P.; “Nonlinear Fiber Optics”. *Academic Press, 3<sup>rd</sup> Edition*, 2001

Agrawal, G. P.; “Fiber-Optic Communication Systems”. *Academic Press, 3<sup>rd</sup> Edition*, 2002

Agrawal, G. P.; “Lightwave Technology: Telecommunication Systems”. *Academic Press*, 2005

Balanis, C. A.; “Advanced Engineering Electromagnetics”. John Wiley & Sons, Inc., 1989

Ceragioli, F.: “Análise comparativa de formatos de modulação OOK, DPSK e DQPSK para sistemas de fibras ópticas operando a taxas de 40 Gb/s”, Dissertação de mestrado, Universidade Presbiteriana de Mackenzie, 2008

Conradi, J.: “Bandwidth-efficient modulation formats for digital fiber transmission systems”. *Optical Fiber Telecommunications IV B*, I. Kaminow e T. Li, Eds Academic, 2002

Costello, D. J.; Hagenauer, J.; Imai, H. e Wicker, S. B.: “Applications of error control-coding”, *IEEE Trans. Inf Theory*, vol. 44, no. 6, 1998

Cubeddu, R. ; Polloni, R.; Sacchi, C. A.; Svelto, O.: “Self-Phase Modulation and “Rocking” of Molecules in Trapped Filaments of Light with Picosecond Pulses”. *Phys. Ver.*, vol A2, no 10, 1970

Essiambre, J. R.; Kramer, G.; Winzer, P. J.; Foschini, G. J.; e Goebel, B.: “Capacity Limits of Optical Networks”, *Journal of Lightwave Technology*, 2010

Figueiredo, D. G. de: “Análise de Fourier e equações diferenciais parciais”. IMPA, 2005

Fowles, G. R.: “Introduction to Modern Optics”, Second Edition, *Dover Publications, New York*, 1989

Gnauck, A.H. e Winzer, P. J.: “Optical Phase-Shift-Keyed Transmission”. *Journal of Lightwave Technology*, Vol.23, nº1, 2005

Godoy, D. S.: “Simulador WDM em fibra óptica dispersiva, não-linear e com perdas”, Dissertação de mestrado, UFF Niterói, 2006

Gosset, C.; Dupont, L.; Tan, A.; Bezard, A.; Pincemin, E.: “Experimental performance comparison of duobinary formats for 40 Gb/s long haul transmission”, *Proceedings of Optical Fiber Communication/ National Fiber Optic Engineers Conference (OFC/NFOEC)*, 2008

Harboe, P. B.: “Sistemas solitônicos amplificados: estudo de viabilidade para aplicação em comunicações ópticas de longa distância e/ou altas taxas de transmissão”. Tese de doutorado, PUC Rio de Janeiro, 2000

Hirano, A. e Miyamoto, Y.: “Novel modulation formats in ultra-highspeed optical transmission systems and their applications”. *Proceedings of OFC*, 2004

Lathi, B. P.: “Modern Digital and Analog Communication Systems”. 3<sup>rd</sup> Edition, 1998

Linke, R. A.; Gnauck, A. H. e Henry P. S.: “Coherent Lightwave Communications”. *IEEE Press*, 1990

Lu, Y. e Su, Y.: “Conversion among binary optical modulation formats”. *Optical Society of America*, 2008

Mauro, J. C. e Raghavan, S.: “Advanced modulation formats for fiber optics communication systems”. Springer Science+Business Media B.V., 2008

Miyamoto, Y.; Yonenaga, K.; Hirano, A.; Toba, H.; Murata, K. e Miyazawa, H.: “Duobinary carrier-supressed return-to-zero format and its application to 100-GHz spaced 8 x 43-Gb/s DWDM unrepeated transmission over 163 km”. *Proceedings of OFC*, 2001

- Otani, T.; Goto, K.; Abe, H.; Tanaka, M.; Yamamoto, H. e Wakabayashi, H.: “5.3 Gbit/s 11300 km data transmission using actual submarine cables and repeaters”. *Electronics Letters*, 1995
- Rasmussen, C.; Fjelde, T.; Bennike, J.; Liu, F.; Dey, S.; Mikkelsen, P. M. B.; Serbe, P.; Wagt, P. V. der; Akasaka, Y.; Harris, D.; Gapontsev, D.; Ivshin, V. e Reeves-Hall, P.: “DWDM 40 G transmission over transpacific distance (10,000 km) using CSRZ-DPSK end enhanced FEC and all-Raman amplified 100 km Ultrawave fiber spans”. *Proc. Optical Fiber Communication Conf. (OFC)*, paper PD18, 2001
- Raybon, G.: “Performance of Advanced Modulation Formats in Optically-Routed Networks”. *Proceedings of OFC*, 2006
- Seimetz, M.: “High-Order Modulation for Optical Fiber Transmission”. *Springer*, 2009
- Shen, Y. R.: “Principles of Nonlinear Optics”. *Wiley*, New York, 1984
- Silva, G. V. F. da e Barradas, O. C. M.: “Sistemas Radiovisibilidade”. Livros Técnicos e Científicos Editora, 2<sup>a</sup> Edição, 1978
- Silveira, C. R. da: “Estudo de formatos especiais de modulação digital para comunicações ópticas”. Dissertação de mestrado, USP São Carlos, 2009
- Walklin, S. e Conradi, J.: “Multilevel signaling for increasing the reach of 10-Gb/s lightwave systems”. *Journal of Lightw. Technol.*, 1999
- Winzer, P. J.; Gnauck A. H.; Raybon, G.; Chandrasekhar, S.; Suand, Y. e Leuthold, J.: “40-Gb/s alternate-markinversion return-to-zero (RZAMI) transmission over 2,000 km”. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 2003
- Winzer, P. J. e Essiambre, R. J.: “Advanced optical modulation formats”. *Proceedings of the IEEE*, 2006
- Winzer, P. J. e Essiambre, R. J.: “Advanced optical modulation formats”. *Optical Fiber Communications IV B, Academic Press*, 2008
- Winzer, P. J.: “High-Spectral-Efficiency Optical Modulation Formats”. *Journal of Lightwave Technology*, vol. 30, no. 24, 2012
- Zhu, Y.; Cordina, K.; Jolley, N.; Feced, R.; Kee, H.; Rickard, R.; Hadjifotiou, A.: “1.6 bit/s/Hz orthogonally polarized CSRZ-DQPSK transmission of 8 x 40 Gbit/s over 320 km NDSF”, *Proceedings of OFC*, Paper TuF1, 2004

# Apêndice A

## Interferômetro Mach-Zehnder

Ao longo do trabalho, foi mostrado que o MZM é o dispositivo mais importante para implementar formatos avançados de modulação óptica. No capítulo 3, foi feita uma descrição breve do interferômetro, pois o objetivo maior era permitir o entendimento das modulações e como implementá-las. Este fato, embora importante para não tirar o foco principal do trabalho, pode ser um problema para aqueles que gostariam de saber mais sobre o MZM. Sendo assim, o objetivo deste apêndice é aprofundar o estudo deste componente específico.

Este apêndice está dividido em 3 seções. Na **seção A.1** é explicado o efeito eletro-óptico, enquanto que as equações específicas sobre o MZM são apresentadas na **seção A.2**. Por fim, a **seção A.3** analisa o impacto do uso de um MZM no *chirp* induzido ao sinal óptico.

### A.1) O efeito eletro-óptico

A base para o funcionamento do MZM (e também o OPM) é o fato que o índice de refração de um material é alterado quando se aplica um campo elétrico ao mesmo, ou seja, o efeito eletro-óptico. De forma geral, este efeito costuma aparecer de duas maneiras: com o índice de refração variando **linearmente** com o campo aplicado (chamado de **Efeito Pockels**); ou com o índice variando com o **quadrado** do campo elétrico (chamado de **Efeito Kerr**).

Em qualquer material, ambos os efeitos estão sempre presentes quando um campo elétrico é aplicado, e assim a equação do índice de refração em função do campo elétrico pode ser vista na

equação A.1, na qual  $n_0$  é o índice de refração do material sem campo elétrico aplicado, enquanto o segundo e terceiro termos representam os efeitos Pockels e Kerr, respectivamente.

$$n(E) = n_0 + n_1 E + \frac{1}{2} n_2 E^2 \quad (\text{A.1})$$

De acordo com cada material, um dos efeitos pode ser dominante sobre o outro. No caso do MZM, o material mais comum é o LiNbO<sub>3</sub>, no qual o Efeito Kerr pode ser negligenciado, e a equação A.1 pode ser reescrita como mostrado na equação A.2.

$$n(E) \approx n_0 - \frac{1}{2} q n_0^3 E ; \quad (\text{A.2})$$

$$q = -\frac{2a_1}{n_0^3}$$

A variável  $q$  representa o **coeficiente de Pockels**, cujos valores usuais ficam na faixa de  $10^{-10}$  a  $10^{-12}$  m/V .

Conforme explicado no capítulo 3, o MZM pode ser considerado como dois OPM ligados em paralelo, e portanto, como o objetivo final é chegar a expressões gerais para o MZM, é interessante chegar a uma expressão para o campo óptico em um OPM para depois avançar.

Assim, partindo do conhecimento do Efeito Pockels, pode-se chegar a uma expressão para o deslocamento de fase do sinal óptico, dada por:

$$\varphi(t) = -\pi \frac{q n_0^3 u(t) L}{\lambda_0 d} \quad (\text{A.3})$$

na qual  $L$  e  $d$  são, respectivamente, o comprimento e a largura do guia de ondas. A partir de A.3, pode-se definir  $V_\pi$ , que é a tensão aplicada nos terminais do MZM, necessária para deslocar a fase do sinal óptico de  $\pi$  radianos.

$$V_\pi = -\frac{d}{L} \frac{\lambda_0}{q n_0^3} \quad (\text{A.4})$$



É interessante notar que  $V_\pi$  depende das dimensões do guia de ondas, de propriedades do material utilizado e do comprimento de onda do sinal óptico. A partir destes parâmetros, pode-se definir a relação entre o campo de entrada e saída do OPM (função de transferência):

$$E_{out}(t) = E_{in}(t)e^{j\frac{u(t)}{V_\pi}\pi} \quad (A.5)$$

## A.2) Equações para o MZM

A figura A.1 mostra a estrutura básica do MZM. A luz é dividida, modulada separadamente em cada um dos seus braços e depois recombinada.

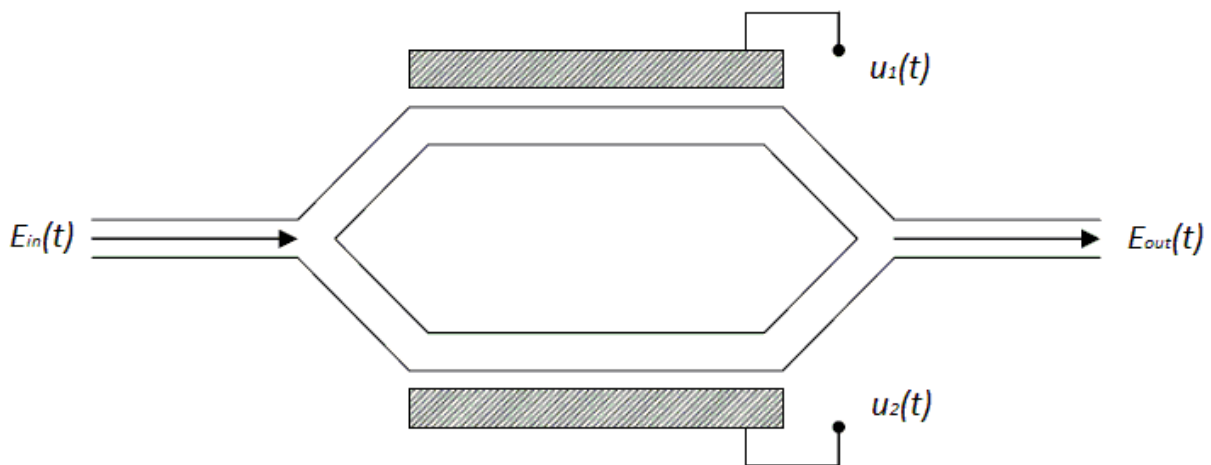


Figura A.1: Estrutura do modulador Mach-Zehnder

No estudo dos formatos de modulação avançados, é normal considerar a aproximação que o sinal óptico é dividido igualmente entre os braços para que seja modulado. Isto não é exatamente uma verdade, pois conseguir uma divisão exata de 50% do sinal é o caso ideal. Desta forma, nesta seção serão obtidas duas expressões: uma para o caso ideal (divisão simétrica do sinal óptico) e uma para o caso assimétrico.

### A.2.1) MZM com divisão de potência ideal

Partindo da equação A.5 e considerando que o sinal óptico se divide igualmente entre os braços do MZM para depois ser recombinado, pode-se obter a seguinte expressão para a função de transferência do mesmo:

$$\frac{E_{\text{out}}(t)}{E_{\text{in}}(t)} = \frac{1}{2} (e^{j\varphi_1(t)} + e^{j\varphi_2(t)}) \quad (\text{A.6})$$

na qual  $\varphi_1(t)$  e  $\varphi_2(t)$  são os deslocamentos de fase gerados em cada braço do modulador, conforme mostra a figura A.1. Utilizando a fórmula de Euler e algumas relações trigonométricas, pode-se desenvolver a equação A.6. Tem-se que:

$$\begin{aligned} \frac{E_{\text{out}}(t)}{E_{\text{in}}(t)} &= \frac{1}{2} (\cos \varphi_1(t) + j \sin \varphi_1(t) + \cos \varphi_2(t) + j \sin \varphi_2(t)); \\ \cos \varphi_1(t) + \cos \varphi_2(t) &= 2 \cos \left( \frac{\varphi_1(t) + \varphi_2(t)}{2} \right) \cos \left( \frac{\varphi_1(t) - \varphi_2(t)}{2} \right); \\ \sin \varphi_1(t) + \sin \varphi_2(t) &= 2 \sin \left( \frac{\varphi_1(t) + \varphi_2(t)}{2} \right) \cos \left( \frac{\varphi_1(t) - \varphi_2(t)}{2} \right); \end{aligned} \quad (\text{A.7})$$

e substituindo as relações de A.7 na equação A.6, obtêm-se:

$$\begin{aligned} \frac{E_{\text{out}}(t)}{E_{\text{in}}(t)} &= \cos \left( \frac{\varphi_1(t) - \varphi_2(t)}{2} \right) \left[ \cos \left( \frac{\varphi_1(t) + \varphi_2(t)}{2} \right) + j \sin \left( \frac{\varphi_1(t) + \varphi_2(t)}{2} \right) \right]; \\ \frac{E_{\text{out}}(t)}{E_{\text{in}}(t)} &= \cos \left( \frac{\varphi_1(t) - \varphi_2(t)}{2} \right) e^{j \frac{\varphi_1(t) + \varphi_2(t)}{2}} \end{aligned} \quad (\text{A.8})$$

Considerando que ambos os braços tenham o mesmo comprimento, sejam constituídos de um mesmo material e que nele o efeito Pockels é dominante, pode-se adotar as aproximações da equação A.3 para os deslocamentos de fase  $\varphi_1(t)$  e  $\varphi_2(t)$ . Desta forma, pode-se substituir os parâmetros das equações A.3 e A.4 na equação A.8, para obter a expressão do campo óptico em

função da tensão aplicada:

$$\frac{E_{out}(t)}{E_{in}(t)} = \cos\left(\frac{u_1(t) - u_2(t)}{2} \frac{\pi}{V_\pi}\right) e^{j \frac{(u_1(t) + u_2(t)) \pi}{2 V_\pi}} \quad (A.9)$$

Normalmente, os dois braços do MZM são controlados por uma mesma função de tensão  $u(t)$ , que pode variar em termos de amplitude e tensão de polarização de acordo com a modulação desejada. A figura A.2, que vem a ser quase idêntica à figura A.1, mostra estas diferenças.

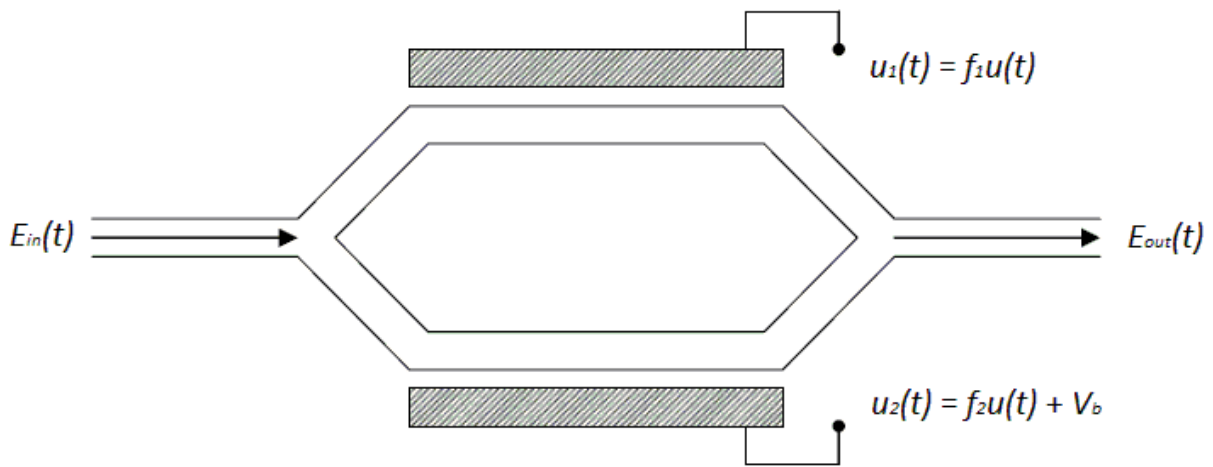


Figura A.2: Tensões aplicadas ao MZM

Admite-se que  $f_1$  e  $f_2$  são as frações de  $u(t)$  aplicadas em cada braço do MZM, enquanto  $V_b$  é uma tensão de polarização, que pode ser definida como:

$$V_b = \frac{\xi}{2} V_\pi; \quad (A.10)$$

onde  $\xi$  é o coeficiente de polarização. Desta maneira, as expressões das tensões  $u_1(t)$  e  $u_2(t)$  são dadas por:

$$\begin{aligned} u_1(t) &= f_1 u(t) \\ u_2(t) &= f_2 u(t) + V_b = f_2 u(t) + \frac{\xi}{2} V_\pi \end{aligned} \quad (A.11)$$

A partir destas expressões em A.11, pode-se reescrever a função de transferência A.9, de forma a obter:

$$\frac{E_{out}(t)}{E_{in}(t)} = \cos\left(\frac{f_1 u(t) - f_2 u(t) + \frac{\xi}{2} V_\pi}{2} \frac{\pi}{V_\pi}\right) e^{j \frac{f_1 u(t) - f_2 u(t) + \frac{\xi}{2} V_\pi}{2} \frac{\pi}{V_\pi}}$$

que, algebrizando um pouco, passa a ser:

$$\frac{E_{out}(t)}{E_{in}(t)} = \cos\left(\frac{\pi}{2} \left[ (f_1 - f_2) \frac{u(t)}{V_\pi} + \frac{\xi}{2} \right]\right) e^{j \frac{\pi}{2} \left[ (f_1 + f_2) \frac{u(t)}{V_\pi} + \frac{\xi}{2} \right]} \quad (A.12)$$

A equação A.12 expressa a função de transferência do MZM em função das frações  $f_1$  e  $f_2$ . Mas, se definirmos os parametros de excursão  $s$  e de *chirp* induzido  $\alpha'$ :

$$s = f_2 - f_1 \quad \alpha' = \frac{f_2 + f_1}{f_2 - f_1} = \frac{f_2 + f_1}{s}; \quad (A.13)$$

e substituirmos em A.12, obtêm-se uma expressão mais comum para o MZM.

$$\frac{E_{out}(t)}{E_{in}(t)} = \cos\left[\frac{\pi}{2} \left( s \frac{u(t)}{V_\pi} + \frac{\xi}{2} \right)\right] e^{-j \frac{\pi}{2} \left[ s \alpha' \frac{u(t)}{V_\pi} - \frac{\xi}{2} \right]} \quad (A.14)$$

### A.2.2) MZM com uma divisão assimétrica de potência

A equação A.14 mostra a fórmula geral para a função de transferência de um MZM com uma divisão ideal (isto é, simétrica) de potência ao longo de seus dois braços. A questão é que na realidade a divisão pode não ser ideal, o que nos leva a necessidade de desenvolver uma equação mais geral.

Considere um MZM como o da figura A.2, mas considere que apenas uma fração  $a$  do campo óptico de entrada passa pelo braço superior do modulador, enquanto que uma fração  $1-a$  passa pelo braço inferior. A partir deste cenário, pode-se chegar à seguinte função de transferência para o modulador:

$$\frac{E_{\text{out}}(t)}{E_{\text{in}}(t)} = ae^{j\varphi_1(t)} + (1-a)e^{j\varphi_2(t)} \quad (\text{A.15})$$

Considerando as tensões  $u_1(t)$  e  $u_2(t)$ , pode-se reescrever a equação A.15 como:

$$\frac{E_{\text{out}}(t)}{E_{\text{in}}(t)} = ae^{j\frac{\pi}{V_\pi}u_1(t)} + (1-a)e^{j\frac{\pi}{V_\pi}u_2(t)} \quad (\text{A.16})$$

Agora, substituem-se as relações mostradas nas equações A.11 em A.16.

$$\frac{E_{\text{out}}(t)}{E_{\text{in}}(t)} = ae^{j\pi f_1 \frac{u(t)}{V_\pi}} + (1-a)e^{j\pi \left( f_2 \frac{u(t)}{V_\pi} + \frac{\xi}{2} \right)} \quad (\text{A.17})$$

A equação A.17 vem a ser o equivalente da equação A.14, mas para o caso de uma divisão assimétrica de potência. Para obter a equação do caso ideal, basta considerar  $a = 0,5$  e aplicar as relações mostradas em A.7.

Agora a etapa que falta é reescrever a equação A.17 em função dos parâmetros de excursão e *chirp* induzido. Primeiramente, deve-se algebrizar as equações mostradas em A.13, de modo a obter:

$$f_1 = -\frac{s(1+\alpha')}{2} \quad f_2 = \frac{s(1-\alpha')}{2} \quad (\text{A.18})$$

Agora, substituindo as equações de A.18 em A.17:

$$\frac{E_{\text{out}}(t)}{E_{\text{in}}(t)} = ae^{-j\frac{\pi}{2}s(1+\alpha')\frac{u(t)}{V_\pi}} + (1-a)e^{j\frac{\pi}{2}\left(s(1-\alpha')\frac{u(t)}{V_\pi} + \xi\right)} \quad (\text{A.19})$$

### A.3) *Chirp* induzido por um MZM

Após estudar as funções de transferência do MZM, é interessante usar as equações que obtivemos para estudar o impacto do Mach-Zehnder no desempenho do sistema, e um dos principais parâmetros que o modulador afeta é o *chirp* dos pulsos ópticos. Em linhas gerais, o *chirp* induzido pelo modulador degrada a qualidade do sistema, distorcendo o espectro do sinal sem acrescentar informação útil.

O *chirp* induzido no sinal óptico  $\alpha(t)$  é função da intensidade e da fase do sinal modulado, e pode ser definido por [Mauro, 2008]:

$$\alpha(t) = -\frac{\partial\phi(t)}{\partial t} / \left( \frac{1}{2I(t)} \frac{\partial I(t)}{\partial t} \right) \quad (\text{A.20})$$

Para simplificar os cálculos, assume-se que o modulador apresenta divisão ideal de potência, e sua função de transferência é dada pela equação A.14. Portanto, em função de intensidade e fase, podemos escrever o sinal modulado (sinal de saída do MZM) como:

$$E_{\text{out}}(t) = \sqrt{I(t)} e^{j\phi(t)} \quad (\text{A.21})$$

Assim, a fase do sinal modulado pode ser definida como:

$$\phi(t) = -\frac{\pi}{2} \left[ s\alpha' \frac{u(t)}{V_{\pi}} - \frac{\xi}{2} \right] \quad (\text{A.22})$$

e a partir daí, obtém-se:

$$\frac{\partial\phi(t)}{\partial t} = -\frac{\pi}{2} \frac{\partial \left( s\alpha' \frac{u(t)}{V_{\pi}} - \frac{\xi}{2} \right)}{\partial t} = -\frac{\pi}{2} \frac{s\alpha'}{V_{\pi}} \frac{\partial u(t)}{\partial t} \quad (\text{A.23})$$

Já a intensidade do sinal modulado, também a partir da equação A.14, pode ser definida como:

$$I(t) = \left(E_{in}(t)\right)^2 \cos^2 \left[ \frac{\pi}{2} \left( s \frac{u(t)}{V_{\pi}} + \frac{\xi}{2} \right) \right] \quad (A.24)$$

e derivando, obtêm-se:

$$\begin{aligned} \frac{\partial I(t)}{\partial t} &= 2E_{in}(t) \frac{\partial E_{in}(t)}{\partial t} \cos^2 \left[ \frac{\pi}{2} \left( s \frac{u(t)}{V_{\pi}} + \frac{\xi}{2} \right) \right] \dots \\ &\quad - \left(E_{in}(t)\right)^2 \frac{\partial u(t)}{\partial t} \cos \left[ \frac{\pi}{2} \left( s \frac{u(t)}{V_{\pi}} + \frac{\xi}{2} \right) \right] \sin \left[ \frac{\pi}{2} \left( s \frac{u(t)}{V_{\pi}} + \frac{\xi}{2} \right) \right] \end{aligned} \quad (A.25)$$

E a partir daí, pode-se substituir as equações A.23, A.24 e A.25 na equação do *chirp* induzido A.20, de maneira a obter:

$$\alpha(t) = \frac{\frac{\pi}{2} s \alpha' \frac{\partial u(t)}{\partial t}}{\frac{1}{E_{in}(t)} \frac{\partial E_{in}(t)}{\partial t} - \frac{\pi}{2} s \frac{\partial u(t)}{\partial t} \tan \left[ \frac{\pi}{2} \left( s \frac{u(t)}{V_{\pi}} + \frac{\xi}{2} \right) \right]} \quad (A.26)$$

Considerando que o sinal de entrada no MZM é um feixe óptico de amplitude constante, tem-se que  $\mathbf{E}_{in}(t) = \mathbf{E}_{in}$ , e portanto, a equação A.26 pode ser simplificada:

$$\alpha(t) = -\alpha' \cot \left[ \frac{\pi}{2} \left( s \frac{u(t)}{V_{\pi}} + \frac{\xi}{2} \right) \right] \quad (A.27)$$

A equação A.27 mostra então o *chirp* induzido por um MZM com divisão ideal de potência e sendo alimentado por um sinal óptico de amplitude constante. Perceba que o *chirp* pode ser minimizado caso  $\alpha' = 0$ . Considerando a equação A.13, isso quer dizer fazer  $f_1 = -f_2$ , ou seja, alimentar ambos os braços do MZM com sinais de mesma amplitude e sinais trocados. Conforme mencionado na **seção 3.2.4** deste trabalho, um MZM operando no modo push-pull apresenta exatamente estas características, o que indica que o MZM permite uma modulação em amplitude com *chirp* induzido minimizado.