

Tatiana Cristina Tavares Chantre

ANÁLISE DO DESEMPENHO DE AMPLIFICADORES ÓPTICOS SEMICONDUCTORES REFLECTIVOS EM REDES ÓPTICAS DE ACESSO DA PRÓXIMA GERAÇÃO

Dissertação apresentada para obtenção de grau de Mestre em Engenharia Electrotécnica e de Computadores
orientada pela Doutora Maria do Carmo Raposo Medeiros

Setembro de 2014



UNIVERSIDADE DE COIMBRA



FCTUC FACULDADE DE CIÊNCIAS
E TECNOLOGIA
UNIVERSIDADE DE COIMBRA

Mestrado Integrado em Engenharia Electrotécnica e de Computadores;

Análise do desempenho de amplificadores ópticos semicondutores reflectivos
em redes ópticas de acesso da próxima geração

Tatiana Cristina Tavares Chantre

Presidente do júri

Henrique José Almeida da Silva

Orientador

Maria do Carmo Raposo Medeiros

Vogal

Mário Gonçalo M. V. Silveirinha

Coimbra, Setembro de 2014

Dedicado aos meus pais
e às minhas irmãs

Agradecimentos

Agradeço primeiramente à minha orientadora Doutora Maria do Carmo Medeiros pela oportunidade e pela disponibilidade bem como pela ajuda prestada.

Ao Paulo Almeida por me ter recebido bem no laboratório, pela disponibilidade, pela paciência e por sido mais do que um colega mas sim um amigo para vida.

Ao Arlindo e à Sónia Veiga por estarem sempre por perto nos bons e nos maus momentos e estarem sempre disponíveis.

Aos amigos que sempre estiveram presentes ao longo dessa caminhada sempre dando uma força.

Também agradeço à Professora Lúcia Martins pelo apoio e disponibilidade nos momentos mais difíceis.

Não esquecendo dos meus pais e às minhas maninhas que sempre me apoiaram e estiveram sempre presentes apesar da distância.

Resumo

O constante crescimento de aplicações Internet têm vindo a contribuir para a necessidade do aumento de largura de banda na rede de acesso, o que fomenta a procura de novas soluções para redes de acesso de fibra óptica. Nesse contexto, soluções conhecidas como transmissores independentes do comprimento de onda (WIT wavelength-independent transmitters) isto é, soluções para emissores que possam operar numa ampla gama de comprimentos de onda, poderão ser muito úteis. Sendo uma das mais promissoras o amplificador óptico semiconductor reflectivo (RSOA).

Nesta dissertação foi implementado um modelo simplificado do RSOA que permite eficientemente determinar as suas características estáticas e dinâmicas. Foi também implementado um modelo de simulação, em Matlab, que permita estudar o desempenho de um sistema de comunicação por fibra óptica que utiliza RSOA e técnicas de modulação digital por desvio de fase com M estados (M-PSK M-ary Phase Shift Keying). Com o modelo de simulação foi avaliada qual a taxa de transmissão máxima atingível. A avaliação do desempenho foi feita através do cálculo da magnitude do vector erro (EVM Error Vector Magnitude), considerando os vários blocos implementados. Foi determinado o ponto óptimo de funcionamento do RSOA, sendo também avaliado do desempenho de sistema de transmissão, usando diferentes parâmetros do sinal M-PSK (M=4,16,64) com taxa de transmissão de 1Gbits/s e 10 Gbits/s considerando vários comprimentos de fibra óptica.

Palavras-chaves: M-PSK, RSOA-Amplificador Óptico Semiconductor Reflectivo, fibra óptica, EVM, taxa de transmissão.

Abstract

With the increasing need for consumers to benefit from an increased bandwidth, the demand of new solutions for access networks is increasing. In this context, solutions known as optical wavelength independent transmitters (WIT), that can operate over a wide range of wavelengths are envisaged, being one of the most promising based on the use of reflective semiconductor optical amplifiers (RSOA).

In this dissertation, a simplified RSOA model was implemented. It was also implemented, in Matlab a simulation of an optical fiber optics communication system that employs directly modulated RSOA using M-PSK M-ary Phase Shift Keying. Using the simulation model the performance of the system was evaluated in terms of error vector magnitude (EVM). The operational optimum parameters of the RSOA where determined considering different bit rates and PSK constellation order. The system was evaluated for M-PSK (M=4,16,64) , 1 Gbits/ and 10 Gbits/s.

Keywords: PONs, M-PSK modulation, reflective optical amplifiers, EVM.

Figuras

FIGURA 1.1 CAPACIDADE DA REDE DE ACESSO E TAXAS DE TRANSMISSÃO NECESSÁRIAS POR SERVIÇO [1].	1
FIGURA 2.1 FIGURA ESQUEMÁTICA DE UMA REDE WDM-PON CONVENCIONAL [2]	6
FIGURA 2.2 FONTES ÓPTICAS REFLECTIVAS MODELO RSOA [4].	8
FIGURA 3.1 MODELO GLOBAL DO SISTEMA, CORRESPONDE AO UPLINK DE UMA REDE DE ACESSO.	10
FIGURA 3.2 DIAGRAMA DE CONSTELAÇÃO DE UM SINAL IDEAL 16-PSK	11
FIGURA 3.3 RELAÇÃO ENTRE O FILTRO RC E O FILTRO RRC	12
FIGURA 3.4 RESPOSTA IMPULSIONAL DO FILTRO RRC PARA DIFERENTES VALORES DO FACTOR ROLL-OFF.	13
FIGURA 3.5 ESPECTRO ILUSTRATIVO DO SINAL ELÉCTRICO PASSA BANDA	14
FIGURA 3.6 DEFINIÇÃO DO EVM	15
FIGURA 3.7 CONSTELAÇÃO: A) SINAL TRANSMITIDO; B) SINAL RECEBIDO SEM COMPENSAÇÃO DE FASE; C) SINAL RECEBIDO COM COMPENSAÇÃO DE FASE	16
FIGURA 3.8 DIAGRAMA DE CONSTELAÇÃO DE UM SINAL 16-PSK RECEBIDO, CONSIDERANDO APENAS A PARTE ELÉCTRICA DO SISTEMA	16
FIGURA 4.1 A) MODELO DO SOA; B) MODELO DO RSOA	17
FIGURA 4.2 DIAGRAMA ESQUEMÁTICO DO RSOA.	18
FIGURA 5.1 RESPOSTA ESTÁTICA DO RSOA GANHO VS CORRENTE	31
FIGURA 5.2 RESPOSTA ESTÁTICA DO RSOA GANHO VS POTÊNCIA INJECTADA NO RSOA	32
FIGURA 5.3 RESPOSTA ESTÁTICA DO RSOA AMPLITUDE NORMALIZADA VS FREQUÊNCIA DE MODULAÇÃO, IBIAS=86 MA.	32
FIGURA 5.4 RESPOSTA ESTÁTICA DO RSOA AMPLITUDE NORMALIZADA VS FREQUÊNCIA DE MODULAÇÃO, IBIAS=94MA	33
FIGURA 5.5 EVOLUÇÃO DO EVM PARA UM SINAL 4-PSK AMPLIFICADO RECEBIDO SEM ADIÇÃO DE RUÍDO. SINAL EMITIDO A UMA TAXA DE 1GBIT/S.	34
FIGURA 5.6 EVOLUÇÃO DO EVM PARA UM SINAL 4-PSK AMPLIFICADO RECEBIDO CONSIDERANDO A ADIÇÃO DE RUÍDO. SINAL EMITIDO A UMA TAXA DE 1GBIT/S	34
FIGURA 5.7 EVOLUÇÃO DO EVM PARA UM SINAL 4-PSK AMPLIFICADO RECEBIDO SEM ADIÇÃO DE RUÍDO. SINAL EMITIDO A UMA TAXA DE 10GBIT/S.	35
FIGURA 5.8 EVOLUÇÃO DO EVM PARA UM SINAL 4-PSK AMPLIFICADO RECEBIDO CONSIDERANDO A ADIÇÃO DE RUÍDO. SINAL EMITIDO A UMA TAXA DE 10GBIT/S.	35
FIGURA 5.9 EVOLUÇÃO DO EVM PARA UM SINAL 16-PSK AMPLIFICADO RECEBIDO SEM A ADIÇÃO DE RUÍDO. SINAL EMITIDO A UMA TAXA DE 1GBIT/S.	37
FIGURA 5.10 EVOLUÇÃO DO EVM PARA UM SINAL 16-PSK AMPLIFICADO RECEBIDO CONSIDERANDO A ADIÇÃO DE RUÍDO. SINAL EMITIDO A UMA TAXA DE 1GBIT/S.	37
FIGURA 5.11 EVOLUÇÃO DO EVM PARA UM SINAL 16-PSK AMPLIFICADO RECEBIDO SEM A ADIÇÃO DE RUÍDO. SINAL EMITIDO A UMA TAXA DE 10GBIT/S.	38

FIGURA 5.12 EVOLUÇÃO DO EVM PARA UM SINAL 16-PSK AMPLIFICADO RECEBIDO CONSIDERANDO A ADIÇÃO DE RUÍDO. SINAL EMITIDO A UMA TAXA DE 10GBIT/S.....	38
FIGURA 5.13 EVOLUÇÃO DO EVM PARA UM SINAL 64-PSK AMPLIFICADO RECEBIDO SEM A ADIÇÃO DE RUÍDO. SINAL EMITIDO A UMA TAXA DE 1GBIT/S.....	39
FIGURA 5.14 EVOLUÇÃO DO EVM PARA UM SINAL 64-PSK AMPLIFICADO RECEBIDO CONSIDERANDO A ADIÇÃO DE RUÍDO. SINAL EMITIDO A UMA TAXA DE 1GBIT/S.....	40
FIGURA 5.15 EVOLUÇÃO DO EVM PARA UM SINAL 64-PSK AMPLIFICADO RECEBIDO SEM A ADIÇÃO DE RUÍDO. SINAL EMITIDO A UMA TAXA DE 10GBIT/S.....	40
FIGURA 5.16 EVOLUÇÃO DO EVM PARA UM SINAL 64-PSK AMPLIFICADO RECEBIDO CONSIDERANDO A ADIÇÃO DE RUÍDO. SINAL EMITIDO A UMA TAXA DE 10GBIT/S.....	41
FIGURA 5.17 DIAGRAMA DE CONSTELAÇÃO DE UM SINAL 4-PSK TRANSMITIDO A 1GBIT/S COM: A) IBIAS=92MA; B) IBIAS=94MA; C) IBIAS=96MA.....	43
FIGURA 5.18 DIAGRAMA DE CONSTELAÇÃO PARA UM SINAL 4-PSK TRANSMITIDO A 10GBIT/S COM: A) IBIAS=92MA; B) IBIAS=94MA; C) IBIAS=96MA	43
FIGURA 5.19 DIAGRAMA DE CONSTELAÇÃO PARA UM SINAL 16-PSK TRANSMITIDO A 1GBIT/S COM: A) IBIAS=92MA; B) IBIAS=94MA; C) 96MA.....	44
FIGURA 5.20 DIAGRAMA DE CONSTELAÇÃO PARA UM SINAL 16-PSK TRANSMITIDO A 1GBIT/S COM: A) IBIAS=92MA; B) IBIAS=94MA; C) 96MA.....	44
FIGURA 5.21 DIAGRAMA DE CONSTELAÇÃO PARA UM SINAL 64-PSK TRANSMITIDO A 1GBIT/S COM: A) IBIAS=92MA; B) IBIAS=94MA; C) 96MA.....	45
FIGURA 5.22 DIAGRAMA DE CONSTELAÇÃO PARA UM SINAL 64-PSK TRANSMITIDO A 1GBIT/S COM: A) IBIAS=92MA; B) IBIAS=94MA; C) 96MA.....	45
FIGURA 6.1 EVOLUÇÃO DE UM PULSO GAUSSIANO A PROPAGAR-SE NA FIBRA ÓPTICA	51
FIGURA 6.2 VISTA DE CIMA DE UM PULSO GAUSSIANO AO PROPAGAR-SE NA FIBRA ÓPTICA.....	52
FIGURA 6.3 EVOLUÇÃO DA DISPERSÃO COM O AUMENTO DO COMPRIMENTO DA FIBRA ÓPTICA. 52	
FIGURA 6.4 EVOLUÇÃO DO EVM COM O COMPRIMENTO DA FIBRA ÓPTICA PARA RB=1GBIT/S.....	53
FIGURA 6.5 EVOLUÇÃO DO EVM COM O COMPRIMENTO DA FIBRA ÓPTICA PARA RB=10GBIT/S.....	53
FIGURA 8.1 DEFINIÇÃO DO EVM.....	56
FIGURA 8.2 DIAGRAMA DE CONSTELAÇÃO DO SINAL: A) IDEAL E RECEBIDO; C) NORMALIZADO . 57	

Lista de Símbolos

α	Factor de alargamento espectral
α_{at}	Coefficiente de atenuação da fibra
α_{int}	Coefficiente de perdas interna
$\alpha_{roll-off}$	Factor roll-off
β	Constante de propagação
β_2	Dispersão do atraso de grupo por unidade de comprimento
χ	Susceptibilidade
Δf	Largura de banda eléctrica
Γ	Factor de confinamento
ε	Constante dieléctrica
γ	Parâmetro de não linearidade
λ	Comprimento de onda
σ	Área modal na secção transversal da região activa
σ_m	Área da secção activa do amplificador óptico
σ_n^2	Variância do ruído
τ_c	Tempo médio de vida dos portadores
τ_g	Atraso de grupo por unidade de comprimento
τ_{in}	Tempo de relaxamento na intrabanda
τ_p	Largura do pulso óptico
ω	Frequência angular
ω_0	Frequência angular óptica
a	Coefficiente de ganho
c	Velocidade da luz
D_{fibra}	Dispersão da fibra óptica
d	Espessura da região activa do amplificador óptico
E	Campo óptico
E_{sat}	Energia de saturação
$F(x, y)$	Distribuição do campo modal na secção transversal do guia de ondas

F_s	Frequência de amostragem
G	Ganho do amplificador
g	Ganho da cavidade activa do amplificador
g_0	Ganho de pequeno sinal
H_{rrc}	Função de transferência do filtro RRC
\hbar	Constante de Planck normalizada
I	Corrente de injeção
I_0	Corrente necessária para transparência
k_0	Constante de propagação
L	Comprimento do RSOA
M	Ordem de constelação
N	Densidade de portadores
N_0	Densidade de portadores para transparência
\bar{n}	Índice modal efectivo
n_b	Índice de refração “background”
n_g	Índice de grupo
n_{sp}	Factor de emissão espontânea
P	Potência de um sinal
q	Carga do electrão
R_b	Taxa de transmissão de um sinal
T_b	Tempo de bit
t^+	Tempo referente à onda incidente
t^-	Tempo referente à onda reflectida
V	Frequência normalizada
V_a	Volume da região activa
v_g	Velocidade de grupo
w	Largura da região activa do amplificador óptico
Z	Comprimento da fibra óptica

Lista de Acrónimos

ADSL	Asymmetric Digital Subscriber Line
ASE	Emissão Espontânea Amplificada
AWG	Arrayed Waveguide Grating
BLS	Broadband Light Source
CATV	Cable Television
EPON	Ethernet PON
EVM	Magnitude do Vector Erro
IEEE	Institute of Electrical and Electronics Engineers
ITU	International Telecommunication Union
GPON	Gigabit PON
OLT	Optical Line Terminal
ONU	Optical Network Unit
PON	Passive Optical Networks
PSK	Phase Shift Keying
RC	Raised Cosine
RRC	Root Raised Cosine
RF	Radiofrequência
RN	Remote Node
RSOA	Amplificador Óptico Semiconductor Reflectivo
SNR	Relação Sinal Ruído
SLED	Spectrum-sliced of Superluminescent-light-emitting diodes
SOA	Amplificador Óptico Semiconductor
TDM	Time Division Multiplexing
VDSL	Very-high-bit-rate Digital Subscriber Line
WIT	Transmissores Independentes do Comprimento de Onda
WDM	Wavelength Division Multiplexing

Índice

Figuras.....	VII
Lista de Símbolos.....	IX
Lista de Acrónimos	XI
Índice.....	XII
Capítulo 1- Introdução	1
1.1 Contexto e motivação	1
1.2 Objectivos e estrutura da dissertação.....	2
1.3 Contribuições.....	3
Referências	3
Capítulo 2 – WDM-PONs.....	5
2.1 Introdução.....	5
2.2 Arquitectura da rede WDM-PON.....	5
2.3 Algumas limitações das redes WDM-PON	6
2.4 Fontes ópticas baseadas em transmissores independentes do comprimento de onda.....	7
2.5 RSOA.....	7
Referências	8
Capítulo 3 - Modelo do Sistema	10
3.1 Introdução.....	10
3.2 Modelo global do sistema.....	10
3.2.1 Emissor eléctrico	10
3.2.2 Definição matemática do sinal M-PSK.....	11
3.2.3 Formatação de pulsos	12
3.2.4 Implementação do modulador <i>M-PSK</i>	14
3.2.5 Receptor eléctrico.....	14
3.3 Análise do desempenho	14
3.3.1 Método de sincronização.....	15

3.4	EVM introduzido pelos blocos eléctrica do sistema	16
	Referências	16
	Capítulo 4 – Modelo do RSOA.....	17
4.1	Introdução.....	17
4.2	Modelo matemático	17
4.2.1	Modelo convencional	18
4.2.2	Modelo simplificado	19
4.3	Dedução do modelo simplificado	20
4.3.1	Dedução da função de ganho global $h(t)$	24
4.4	Ruído introduzido pelo amplificador.....	27
4.5	Implementação modelo matemático do RSOA	28
	Referências	29
	Capítulo 5 – Análise do desempenho do RSOA modulado com sinais M-PSK.....	30
5.2	Parâmetros de simulação	30
5.3	Caracterização estática do RSOA.....	31
5.3.1	Característica do ganho versus corrente	31
5.3.2	Resposta em frequência do RSOA	32
5.4	Desempenho do sistema	33
5.4.1	Resultados para 4-PSK, 1 Gbit/s e 10 Gbit/s	34
5.4.2	Resultados para 16-PSK , 1 Gbit/s e 10 Gbit/s	37
5.4.3	Resultados para 64-PSK , 1 Gbit/s e 10 Gbit/s	39
5.4.4	Análise dos resultados obtidos	42
	Capítulo 6 Transmissão por fibra óptica	46
6.1	Caracterização da fibra óptica	46
6.1.1	Atenuação.....	46
6.1.2	Dispersão de velocidade de grupo.....	47
6.2	Propagação de impulsos	48
6.2.1	Equação de propagação	48

6.2.2	Função de transferência da fibra	49
6.3	Caso de estudo	50
6.3.1	Pulso Gaussiano	50
6.4	Transmissão na fibra óptica de sinais M-PSK.....	52
	Referências	54
	Capítulo 7 Conclusões	55
	Anexo A Vector Erro de Magnitude – EVM.....	56
	Referências	58
	Anexo B Equação das taxas para o campo	59
	Referências	62
	Anexo C Equação da taxa de ganho.....	63
	Referências	65
	Anexo D Modelo RSOA	66
	Referências	71

Capítulo 1- Introdução

1.1 Contexto e motivação

O constante crescimento de aplicações Internet, tais como peer-to-peer, facebook, jogos on-line, Youtube, etc têm vindo a contribuir para a necessidade do aumento de largura de banda na rede de acesso tanto no sector residencial como no sector empresarial. De acordo com estudos de mercado [1] esta tendência irá continuar nos próximos anos.

A Figura 1.1 ilustra a capacidade de transmissão necessária para o suporte de diferentes serviços, quer no *upstream* como no *downstream*. Como se mostra na figura a capacidade das tecnologias de acesso que utilizam as linhas telefónicas convencionais ou cabo coaxial, como por exemplo o Asymmetric Digital Subscriber Line (ADSL), Very-high-bit-rate Digital Subscriber Line (VDSL) e Cable Television (CATV), não oferecem a capacidade necessária para o suportar os serviços requeridos pelos utilizadores. Como solução surgiram as redes ópticas de acesso passivas PON (Passive Optical Networks).

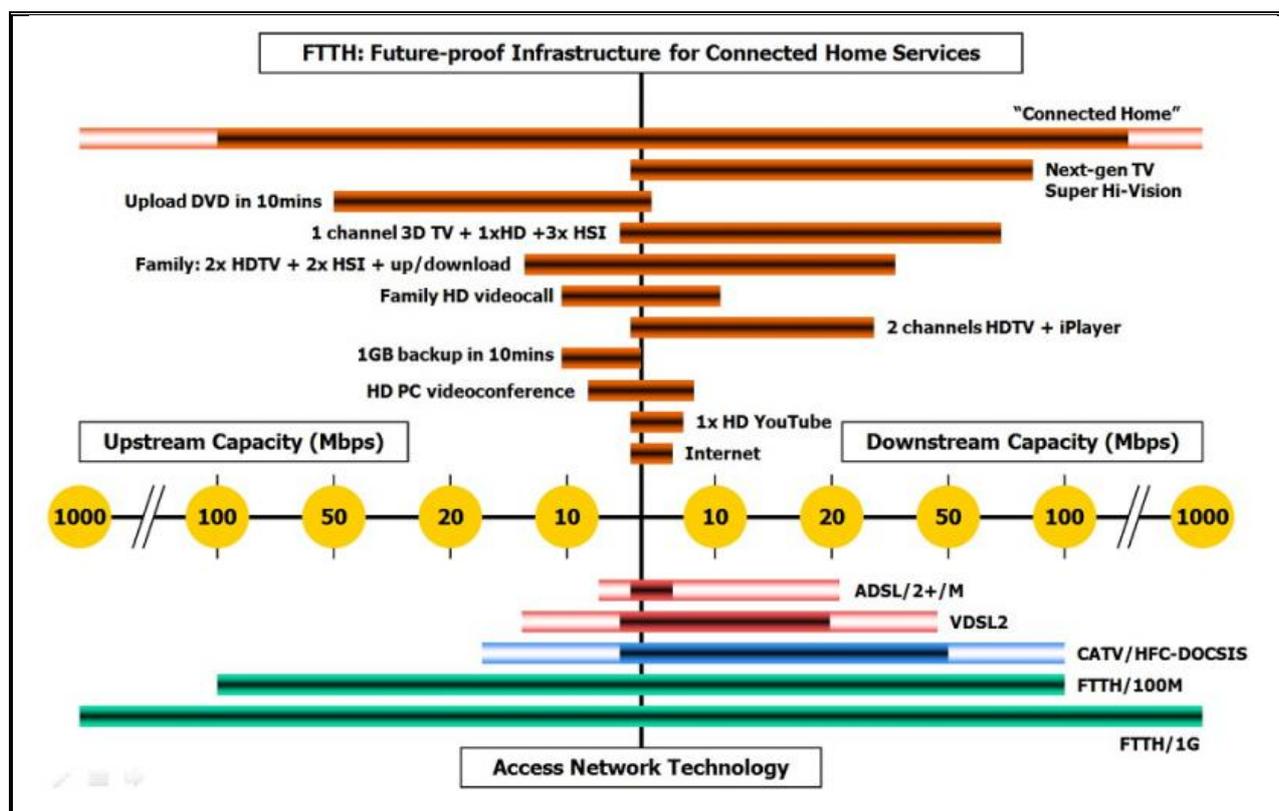


Figura 1.1 Capacidade da rede de acesso e taxas de transmissão necessárias por serviço [1].

Actualmente, as normas utilizadas nas redes PONs são baseadas em: Gigabit PON (GPON), suportadas pela International Telecommunication Union (ITU), e Ethernet PON (EPON)

suportadas pelo Institute of Electrical and Electronics Engineers (IEEE). Ambas as normas suportam redes ponto-a-multiponto e partilham os mesmos princípios básicos.

Com a necessidade de se disponibilizar uma maior largura de banda por utilizador, surgiram as tecnologias de nova geração (NG-PON1 e 10G EPON), já se encontrando aprovada a norma Next Generation PON phase 2 NG-PON2 ITU [2], que prevê taxas de transmissão até 40 Gbit/s. Ambas as normas utilizam o conceito de múltiplos acessos por divisão temporal uma solução alternativa que tem vindo a ser estudada que é baseada na tecnologia de multiplexagem de comprimento de onda (WDM – Wavelength Division Multiplexing), referida como WDM-PON [3].

Numa WDM-PON são atribuídos diferentes comprimentos de onda a diferentes utilizadores finais permitindo assim redes ponto-a-ponto numa infra-estrutura PON o que poderá proporcionar os requisitos de latência necessários para as redes da próxima geração [4]. Um dos maiores desafios para a implantação de WDM-PON é a necessidade de inúmeros comprimentos de onda distintos (lasers), correspondentes a cada utilizador exigidos pela rede. Nesse contexto, soluções conhecidas como transmissores independentes de comprimento de onda (WIT wavelength-independent transmitters), isto é, soluções para emissores que possam operar numa ampla gama de comprimentos de onda, sendo uma das mais promissoras baseada no uso de amplificadores ópticos reflectivos semicondutores (RSOA) [5].

Para além de serem fontes ópticas baseadas em WIT de baixo custo os RSOA permitem transmissão bidireccional através de uma única fibra. No entanto os RSOAs apresentam uma grande limitação, a sua largura de banda é tipicamente limitada a 3 GHz [6]. Recentemente, foram propostas várias estratégias capazes de ultrapassarem a largura de banda limitada do RSOA, por exemplo técnicas de igualação eléctrica e de igualação eléctrica combinada com filtragem óptica [7], [8]. Outra estratégia, que foi recentemente proposta, é o recurso a técnicas de modulação avançadas, como por exemplo modulação digital por desvio de fase com múltiplos estados [9], [10].

1.2 Objectivos e estrutura da dissertação

O objectivo desta dissertação é implementar um modelo de simulação, em Matlab, que permita estudar o desempenho de um sistema de comunicação por fibra óptica que utiliza RSOA e técnicas de modulação digital por desvio de fase com múltiplos estados (M-PSK M-ary Phase Shift Keying). Com o modelo de simulação avaliar qual a taxa de transmissão máxima atingível. Para tal, o primeiro passo será o desenvolvimento em Matlab do emissor e receptor M-PSK, seguindo-se a respectiva integração num sistema de transmissão por fibra óptica incorporando

um RSOA. Será implementado um modelo de simulação para o RSOA assim como para os outros elementos do sistema de transmissão por fibra óptica, nomeadamente a fibra óptica e o receptor óptico.

O passo seguinte será a avaliação do desempenho do sistema, usando diferentes parâmetros do sinal M-PSK e detecção óptica directa. A avaliação do desempenho será feita com base no cálculo da Magnitude do Vector Erro (EVM).

1.3 Contribuições

A contribuição apresentada no âmbito dessa dissertação refere-se à determinação de valores óptimos que permitam o funcionamento de amplificadores ópticos reflectivos a taxas de transmissão elevadas. Foi então feita a avaliação do sistema considerando o sistema eléctrico, o amplificador óptico reflectivo e por último o “*link*” de fibra óptica.

Referente ao amplificador óptico reflectivo foi analisado considerando cada ordem de modulação como o amplificador óptico reflectivo reage para diferentes potências de entrada do amplificador considerando valores de taxas de transmissão diferentes determinando-se de seguida o valor da potência de entrada óptima que o amplificador deve funcionar.

Na avaliação do “*link*” de fibra óptica considerou-se a potência óptima de entrada do amplificador e foi avaliado como o sinal reage ao propagar na fibra considerando vários comprimentos para o “*link*” de fibra bem como diferentes taxas de transmissão. É de se salientar que se manteve constante os valores referentes à dispersão bem como à atenuação constantes.

Referências

- [1] Cisco, “Cisco Visual Networking Index: Forecast and Methodology, 2010-2015,” white paper, Jun. 2011.
- [2] IT G.989.1 “40-Gigabit-capable passive optical networks (NG-PON2)”, 2013.
- [3] BANERJEE, A., “Wavelength-Division-Multiplexed Passive Optical Network (WDM-PON) Technologies for Broadband Access: A Review (invited),” OSA Journal of Optical Networking, vol 4, no.11, pp. 737-758, Nov 2005.
- [4] M. Maier, “The Escape of Sisyphus or What “Post NG-PON2” Should Do Apart from Neverending Capacity Upgrades,” Photonics, vol1, no 1, pp. 47-66, 2014.
- [5] P. Healey, P. Townsend, C. Ford, L. Johnston, P. Townley, I. Lealman, L. Rivers, S. Perrin, and R. Moore, “Spectral slicing WDM-PON using wavelength-seeded reflective SOAs,” Electronics Letters, vol. 37, pp. 1181-1182, Sep 13 2001.
- [6] Y. Takushima, K. Y. Cho, and Y. C. Chung, “Design Issues in RSOA-based WDM PON,” 2008 Ieee Photonicsglobal@Singapore (Ipgc), Vols 1 and 2, pp. 415-418, 2008.

- [7] K. Y. Cho, J. H. Chang, B. S. Choi, Y. Takushima, and Y. C. Chung, "Demonstration of 25.78-Gb/s, 20-km Reach WDM PON Using Directly-Modulated Bandwidth-Limited RSOA," *2011 Optical Fiber Communication Conference and Exposition (Ofc/Nfoec) and the National Fiber Optic Engineers Conference*, 2011.
- [8] I. Papagiannakis, M. Omella, D. Klionidis, A. N. Birbas, J. Kikidis, I. Tomkos, and J. Prat, "Investigation of 10-Gb/s RSOA-Based Upstream Transmission in WDM-PONs Utilizing Optical Filtering and Electronic Equalization," *Ieee Photonics Technology Letters*, vol. 20, pp. 2168-2170, Nov-Dec 2008.
- [9] H. K. Shim, K. Y. Cho, U. H. Hong, and Y. C. Chung, "Demonstration of 40-Gb/s QPSK Upstream Transmission in Long-Reach RSOA-based Coherent WDM PON using Offset PDM Technique," *Optical Fiber Communication Conference and Exposition and the National Fiber Optic Engineers Conference (Ofc/Nfoec)*, pp 1-3, 2013.
- [10] T. Sano, A. Agata, and K. Nishimura, "10.5 Gbit/s 8-PSK Signal generated by Directly Modulating RSOA with Instantaneous Injection/Depletion Currents," *Optical Fiber Communication Conference and Exposition and the National Fiber Optic Engineers Conference (Ofc/Nfoec)*, pp 1-3, 2013.

Capítulo 2 – WDM-PONs

2.1 Introdução

Com a necessidade de aumento de largura de banda de transmissão devido a um aumento de aplicações de Internet e uma maior exigência por parte dos utilizadores tem surgido várias tecnologias que prometem resolver esse problema, aproveitando melhor os recursos já existentes. Atendo às exigências acima descritas a tecnologia WDM foi considerada como sendo uma solução ideal para o aumento da capacidade das redes ópticas sem se mudar drasticamente a estrutura da fibra óptica [1]. Sendo assim é utilizada nas redes de acesso de nova geração com o intuito de oferecer uma maior largura de banda e maior flexibilidade. Garantindo assim redes dinamicamente reconfiguráveis [1]. Atendo a essas características da WDM surge a WDM-PON que é considerado a nova geração da tecnologia PON como sendo o substituto da TDM-PON, sendo que esta apenas possui apenas um comprimento de onda para “*downstream*” e um outro para “*upstream*” limitando assim a largura de banda por utilizador, desperdiçando assim a largura de banda da fibra óptica [1].

2.2 Arquitectura da rede WDM-PON

A WDM-PON é um tipo de PON que usa múltiplos comprimentos de onda para aumentar a largura de banda disponível para os utilizadores finais. Enquanto nas tecnologias EPON e GPON se utiliza o conceito de múltiplos acessos por divisão temporal, na WDM-PON a divisão é feita atribuindo diferentes comprimentos de onda a diferentes utilizadores finais.

Não existe uma norma definida para as redes WDM-PON, são topologias e arquitecturas que ainda estão a ser estudadas. A Figura 2.1 ilustra esquematicamente uma topologia WDM-PON convencional com N utilizadores [2]. Essa rede de acesso é composta pelo terminal de linha óptica (Optical Line Terminal – OLT), fibra óptica e várias unidades terminais de rede ópticas (Optical Network Unity – ONU), localizadas a diferentes distâncias do OLT e interligadas através de um RN (Remote Node). Na configuração WDM-PON cada ONU tem um comprimento de onda reservado para comunicar com a OLT, permitindo redes ponto-a-ponto numa infra-estrutura PON. As redes WDM-PON podem oferecer maior largura de banda através de distâncias maiores.

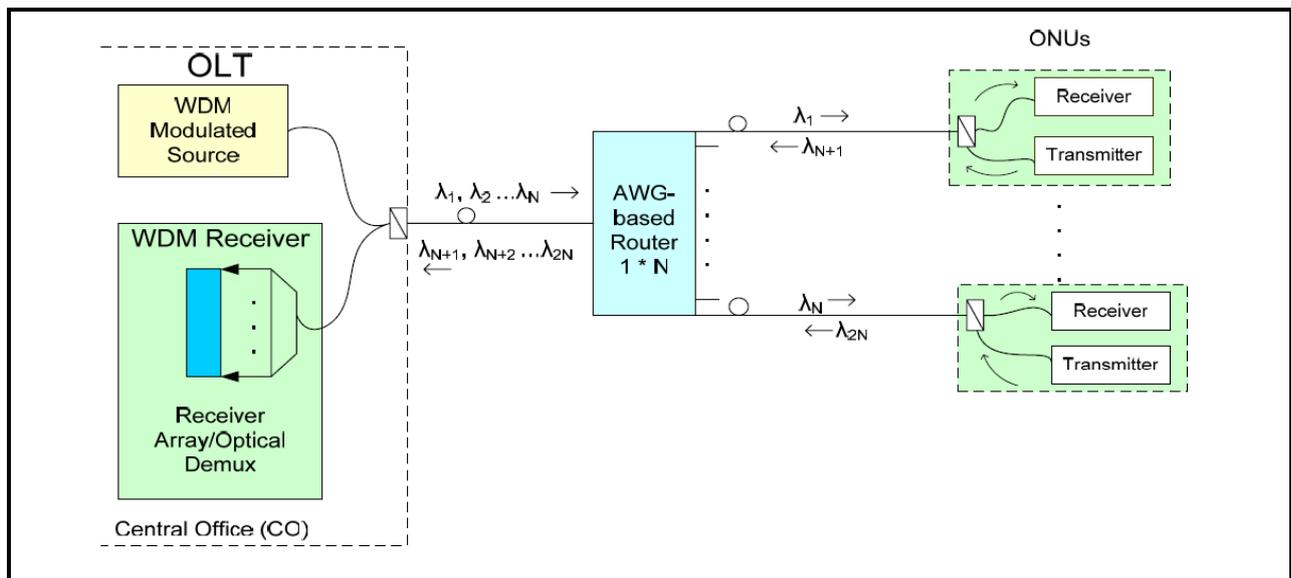


Figura 2.1 Figura esquemática de uma rede WDM-PON convencional [2]

Para se enviar sinais do OLT para as ONUs, são utilizados lasers com frequências fixas ou um laser sintonizável. Uma possibilidade é todas as ONU receberem todos os comprimentos de onda através de um *splitter* passivo, localizado no RN, e para seleccionar a frequência que lhe é destinada, utilizarem um filtro. Outra solução é a existência de um AWG (*Arrayed Waveguide Grating*), em vez de um *splitter*, como indicado na figura, este encaminha o sinal óptico que recebe na porta de entrada para uma determinada porta de saída, de acordo com o comprimento de onda do sinal.

2.3 Algumas limitações das redes WDM-PON

Em redes WDM-PON convencionais, cada utilizador possui um único par de comprimento de onda dedicado, permanente e distinto em ambos os sentidos de tráfego para comunicar com a OLT. Cada ONU pode enviar e receber dados o OLT a qualquer momento independentemente das necessidades de comunicação dos outros utilizadores da rede, tem assim acesso a um canal não partilhado. No entanto tal topologia baseia-se na existência de um número substancial de comprimentos de onda. A configuração convencional apresentada na Figura 2.1 é uma topologia de elevado custo, não somente pelo custo de cada fonte óptica com comprimento de onda distinto, mas também pela gestão adicional necessária para a atribuição dos comprimentos de onda distintos às várias unidades da rede. Nesse contexto, soluções conhecidas como transmissores independentes do comprimento de onda (WIT *Wavelength-independent transmitters*), isto é, soluções para emissores que possam operar numa gama alargada de comprimentos de onda têm sido objecto de muita investigação.

2.4 Fontes ópticas baseadas em transmissores independentes do comprimento de onda

Um dos grandes desafios da tecnologia WDM-PON está na disponibilização de vários comprimentos de onda, isso porque nessa tecnologia cada comprimento de onda é dedicado a um único subscritor que é o que permite uma maior largura de banda. Assim com o objectivo de permitir uma maior flexibilidade e simplicidade desse tipo de rede surge a necessidade do desenvolvimento de uma nova tecnologia baseada em transmissores independentes do comprimento de onda (WIT wavelength-independent transmitters) [3].

Entre as soluções apresentadas para operarem como WIT, destacam-se entre as de baixo custo a “*spectrum-sliced of superluminescent-light emitting diodes*” (SLED) e as baseadas na Emissão Espontânea Amplificada (ASE Amplified Spontaneous Emission) [3]. No entanto as soluções baseadas em SLEDs e ASE não satisfazem os critérios necessários para transmissão a 10Gbit/s, isso porque as soluções baseadas em SLED além de requererem modulação externa, a baixa densidade espectral do LED (Díodo Emissor de Luz) não permite com que sejam alocados vários canais, exigindo assim o uso de amplificadores ópticos [4]. As soluções baseadas na ASE além de necessitarem de moduladores externos possuem uma relação sinal ruído muito baixa [3].

Uma das soluções que se adequa ao baixo custo e que resolve os problemas acima citados são os Amplificadores Ópticos Semicondutores Reflectivos, no entanto estes apresentam limitações referentes à largura de banda, no entanto existem estudos que dizem ser possível a transmissão em RSOAs a taxas de 10Gbit/s o que é o caso de estudo no âmbito dessa dissertação.

2.5 RSOA

Os RSOA surgem como sendo uma das soluções mais promissoras quando se trata dos WIT quando se utiliza a técnica de injeção de sinal óptico em banda base. Em que um sinal óptico de um determinado comprimento de onda é injectado no RSOA [4], essa técnica é apresentada na Figura 2.2.

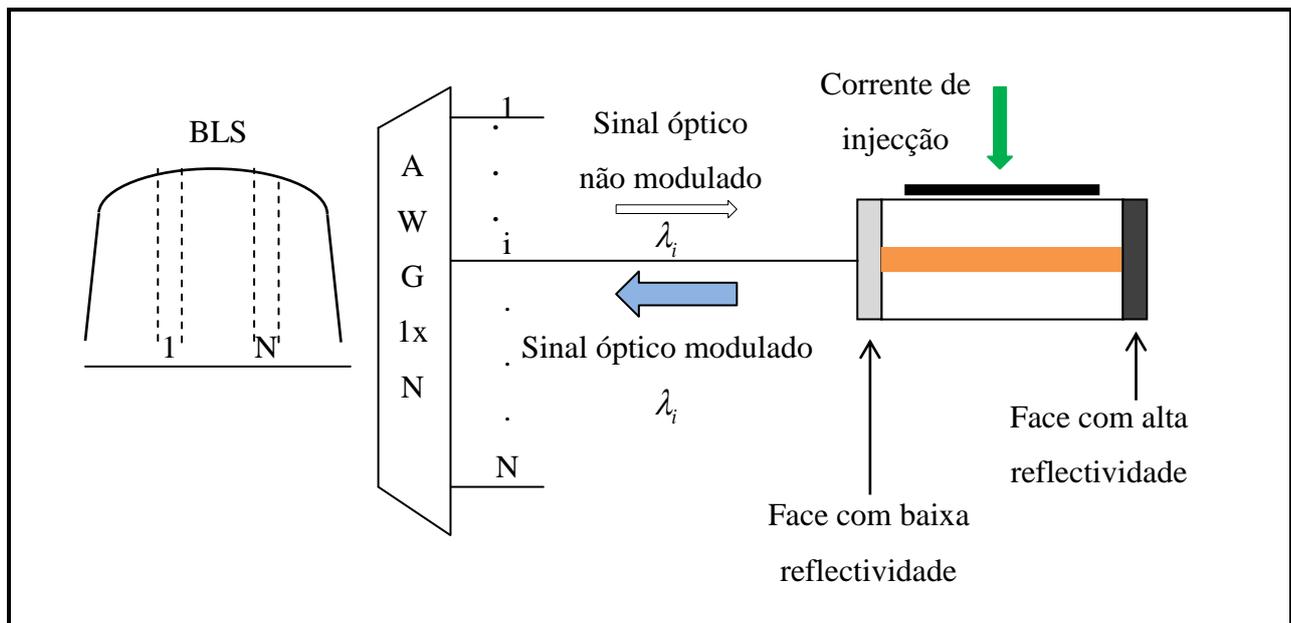


Figura 2.2 Fontes ópticas reflectivas modelo RSOA [4]

Antes de se explicar a técnica de injeção óptica, há que se explicar a configuração do RSOA. O RSOA tem duas faces revestidas com camadas reflectoras, sendo que a da face frontal possui uma reflectividade muito baixa, funcionando como entrada e como saída do sinal óptico. A face posterior possui reflectividade muito elevada[4]. O sinal óptico não modulado proveniente da estação central de comprimento de onda λ_i , é injectado no RSOA. Este sinal ao propagar-se no RSOA é amplificado, modulado de acordo com o sinal de upstream em termos de amplitude e fase por meio da corrente de polarização, é reflectido pela face posterior do RSOA e enviado novamente para a rede [4].

No esquema ilustrativo representado na Fig. 2.2, considera-se uma fonte óptica de banda larga (BLS Broadband Light Source) em que o seu espectro é dividido em vários comprimentos de onda distintos. O AWG funciona nesse caso como sendo um elemento selectivo em que a porta de entrada recebe o conjunto dos comprimentos de onda da BLS e na saída tem várias portas cada uma dedicada a um determinado comprimento de onda.

Referências

- [1] Fu-Tai An, David Gutierrez, Kyeong Soo Kim, Jung Woo Lee and Leonid G. Kazovsky; “SUCCESS-HPON: A NEXT-GENERATION OPTICAL ACCESS ARCHITECTURE FOR SMOOTH MIGRATION FROM TDM-PON TO WDM-PON”, IEEE Optical Communications • November 2005.
- [2] Amitabha Banerjee, Youngil Park, Frederick Clarke, Huan Song, Sunhee Yang, Glen Kramer, Kwangjoon Kim and Biswanath Mukherjee; “Wavelength-division-multiplexed passive optical network (WDM-PON) technologies for broadband access: a review [Invited]”, Journal of Optical Networking, vol. 4, Issue 11, pp. 737-758, November 2005.

- [3] Q.-T. Nguyen, G. Girault, O. Vaudel, L. Bramerie, P. Besnard, A. Shen, G.H. Duan, C. Kazmierski, S. Lobo, M. Joindot, J.-C. Simon, N. Dupuis, A. Garreau, Z. Belfqih, P. Chanclou; “Colorless components for WDM-based optical access networks”. Published in "International Workshop on Photonics and Applications 2008 (IWPA 2008), Nha Trang : Viet Nam 2008"
- [4] Ulysses Rondina Duarte, João Batista Rosolem, Murilo Araujo Romero; “Sistemas de acesso WDM-PON com taxas de 1,25 Gb/s por usuário: vantagens e desafios”. Cad. CPqD Tecnologia, Campinas, v. 7, n. 2, p. 125-138, jul./dez. 2011

Capítulo 3 - Modelo do Sistema

3.1 Introdução

Este capítulo apresenta os modelos dos blocos eléctricos assim como os conceitos fundamentais de telecomunicações em que se baseia esta dissertação.

3.2 Modelo global do sistema

O sistema é constituído por uma parte eléctrica e outra óptica, como se ilustra na Figura 3.1. A parte eléctrica é composta por um emissor e um receptor digital.

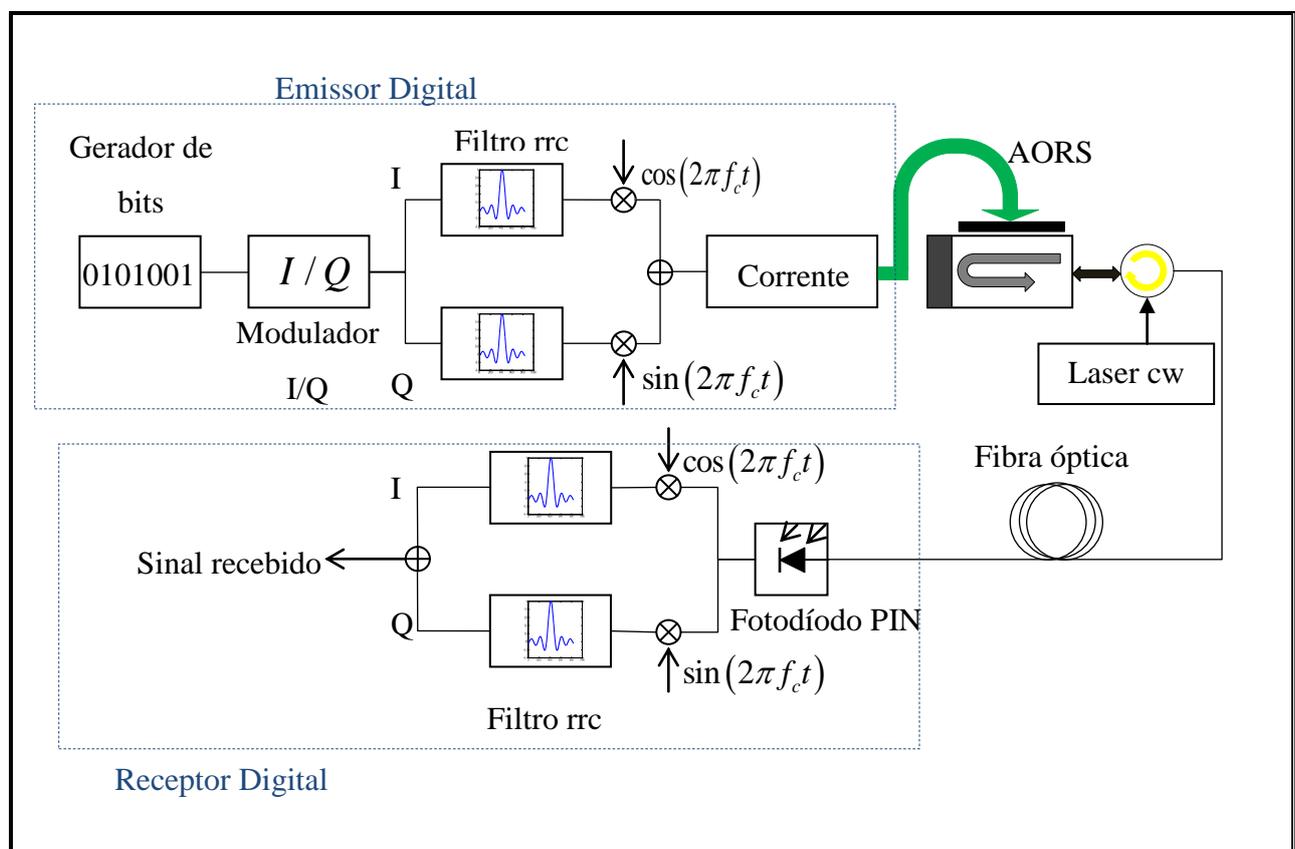


Figura 3.1 Modelo global do sistema, corresponde ao uplink de uma rede de acesso.

3.2.1 Emissor eléctrico

No emissor é gerada uma sequência pseudo-aleatória de bits (*Gerador de bits*). No modulador I/Q , codificam-se k bits que dão origem a $M=2^k$ símbolos distintos, que tomam valores complexos. A codificação é realizada de acordo com o código de *Gray*. O bloco (*Modulador I/Q*) devolve as componentes em fase I $S'_I(t)$ (componente real) e em quadratura Q $S'_Q(t)$ (componente imaginária), que são sinais banda base. De seguida é feita a formatação das duas componentes I e Q , utilizando-se formatação de pulso do tipo (*RRC* – Root Raised Cosine),

gerando-se os sinais analógicos $S_I(t)$ e $S_Q(t)$. Gera-se o sinal passa banda centrado na frequência f_c , multiplicando a componente $S_I(t)$ pelo $\cos(2\pi f_c t)$ e a componente $S_Q(t)$ por $\sin(2\pi f_c t)$. Finalmente, as duas componentes ortogonais somam-se.

3.2.2 Definição matemática do sinal M-PSK

O sinal M-PSK genérico, correspondente ao símbolo i , pode ser descrito matematicamente através da seguinte equação [1]:

$$S_i(t) = \sqrt{\frac{2E}{T}} \cos\left(2\pi f_c t + \frac{2\pi}{M}(i-1)\right) \quad (3.1)$$

onde E e T correspondem, respectivamente, à energia média e inverso da taxa de transmissão do símbolo. Após desenvolver (3.1) obtém-se a expressão M-PSK como combinação linear das componentes em fase e em quadratura I e Q .

$$\begin{aligned} S_i(t) &= \sqrt{\frac{2E}{T}} \cos\left(\frac{2\pi}{M}(i-1)\right) \cos(2\pi f_c t) - \sqrt{\frac{2E}{T}} \sin\left(\frac{2\pi}{M}(i-1)\right) \sin(2\pi f_c t) \\ &= \text{Re}\left[\tilde{S}(t) \exp(j2\pi f_c t)\right] \end{aligned} \quad (3.2)$$

Em que $\tilde{S}(t) = S'_I(t) + jS'_Q(t) = \sqrt{\frac{2E}{T}} \cos\left(\frac{2\pi}{M}(i-1)\right) - j\sqrt{\frac{2E}{T}} \sin\left(\frac{2\pi}{M}(i-1)\right)$

O sinal M-PSK pode ser representado através de um diagrama de constelação, onde se representa as suas componentes em fase e quadratura, como ilustrado na figura abaixo.

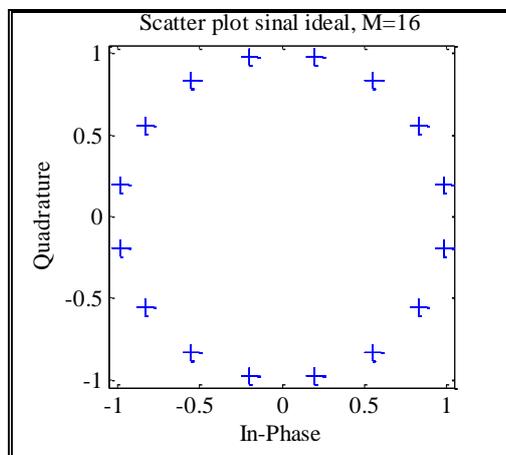


Figura 3.2 Diagrama de constelação de um sinal ideal 16-PSK

3.2.3 Formatação de pulsos

A formatação de sinais tem por objectivo minimizar a interferência inter-simbólica causada pela largura de banda limitada dos canais de transmissão. Na prática a formatação dos sinais é feito com recurso a filtros que satisfaçam o critério de Nyquist, no entanto há que se escolher o que melhor se adequa ao sistema a que se pretende trabalhar. Nesta dissertação, foi utilizada formatação do tipo Co-seno Elevado (*RC – Raised Cosine*). Sendo implementado no emissor formatação do tipo Raiz Quadrada Co-seno Elevado (*RRC- Root Raised Cosine*) sendo o filtro utilizado no receptor também do mesmo tipo. A combinação dos dois filtros *RRC* no emissor e no receptor têm o mesmo efeito que a utilização de um único filtro *RC* no emissor relativamente aos efeitos causados pela interferência inter-simbólica, no entanto a divisão do filtro *RC* em dois filtros *RRC* sendo um usado no emissor e outro no receptor permite com que os sinais no emissor e receptor sejam equiparáveis, além disso permite melhorar a relação sinal ruído do sistema consideravelmente. A resposta em frequência do filtro *RRC* é obtido através do cálculo da raiz quadrada da resposta em frequência do filtro *RC*, a relação entre esses dois filtros é ilustrado na seguinte figura:

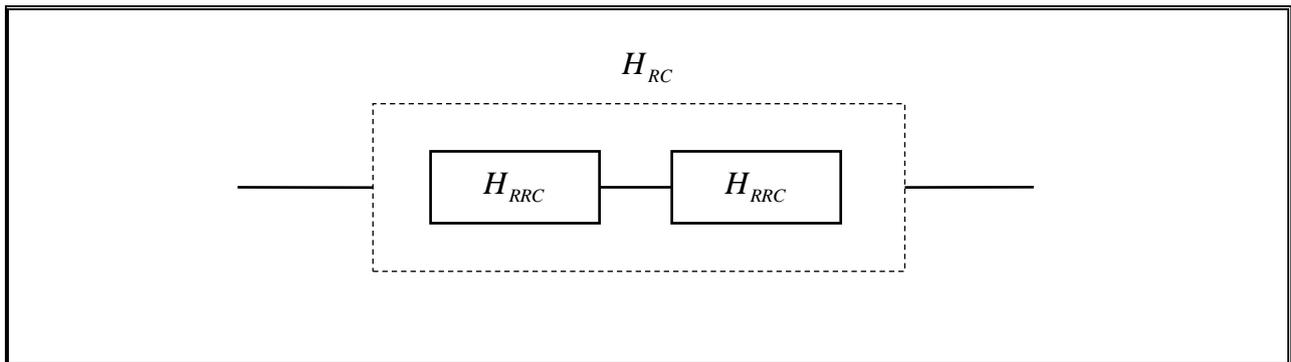


Figura 3.3 Relação entre o filtro RC e o filtro RRC

A função de transferência do filtro RRC é dada por [1]:

$$H_{RRC}(f) = \begin{cases} A, & \text{se } 0 \leq f \leq \frac{1 - \alpha_{roll-off}}{2T_b} \\ \frac{A}{\sqrt{2}} \sqrt{1 - \sin\left(2\pi\left(\frac{T_b}{2\alpha_{roll-off}}\right)\left(f - \frac{1}{2T_b}\right)\right)}, & \text{se } \frac{1 - \alpha_{roll-off}}{2T_b} \leq f \leq \frac{1 + \alpha_{roll-off}}{2T_b} \\ 0, & \text{se } f \geq \frac{1 + \alpha_{roll-off}}{2T_b} \end{cases} \quad (3.3)$$

onde $A = \sqrt{T}$, sendo T o inverso da taxa de transmissão dos pulso e $\alpha_{roll-off}$ é o chamado factor “roll-off” e é definido pela seguinte equação:

$$\alpha_{roll-off} = 1 - \frac{B}{B_0} \quad (3.4)$$

com B correspondendo à largura de banda de Nyquist e B_0 a largura de banda utilizada pelo sinal, é de se referir ainda que $0 \leq \alpha_{roll-off} \leq 1$.

A resposta impulsional do filtro raiz co-seno elevado é definida sendo [2]:

$$h_{RRC}(t) = \frac{\sin\left(\pi \frac{t}{T_b}(1 - \alpha_{roll-off})\right) + 4\alpha_{roll-off} \frac{t}{T_b} \cos\left(\pi \frac{t}{T_b}(1 + \alpha_{roll-off})\right)}{\pi \frac{t}{T_b} \left(1 - \left(4\alpha_{roll-off} \frac{t}{T_b}\right)^2\right)}. \quad (3.5)$$

A Figura 3.4 mostra como a resposta impulsional do filtro RRC varia para diferentes valores do factor “roll-off”. Como se verifica à medida que se aumenta o factor “roll-off” a amplitude das ondulações vai-se reduzindo, diminuindo assim a probabilidade de erros causados pela interferência entre símbolos adjacentes.

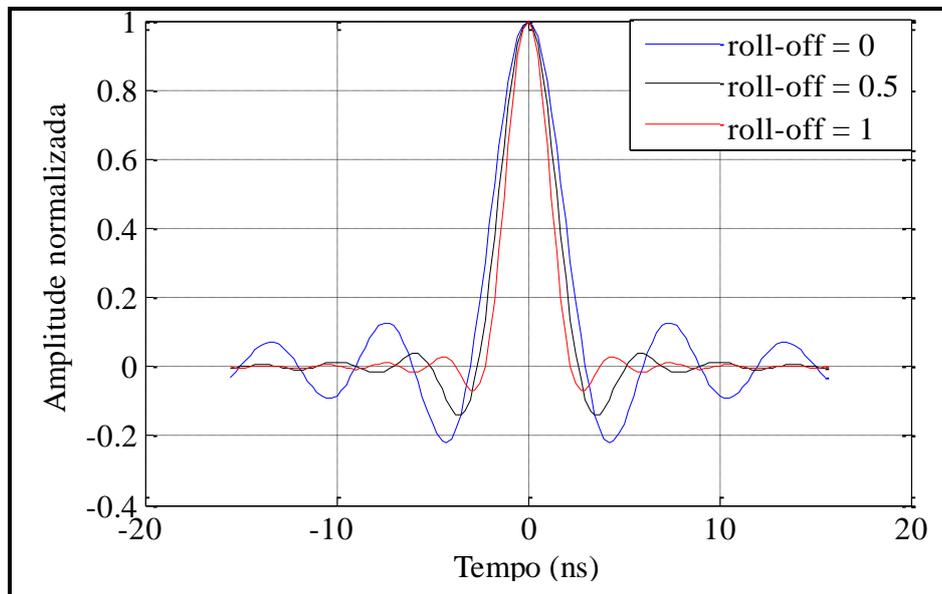


Figura 3.4 Resposta impulsional do filtro RRC para diferentes valores do factor roll-off

A Figura 3.5 representa o espectro de um sinal M-PSK, considerando a taxa de transmissão $R_b = 1\text{Gbit/s}$, frequência de amostragem $f_s = 4R_b$ e a frequência da portadora contínua

$f_c = R_b/\log_2(M) + 0.1 \text{ GHz}$ em que o termo $R_b/\log_2(M)$ corresponde à taxa de transmissão por símbolo. Pelo critério de Nyquist ter-se-ia que $f_c > R_b/\log_2(M)$ no entanto foi introduzida uma banda de guarda de 0.1 GHz, que se justifica pelo facto de que em sistemas não lineares o espectro do à saída pode ocupar uma largura de banda superior.

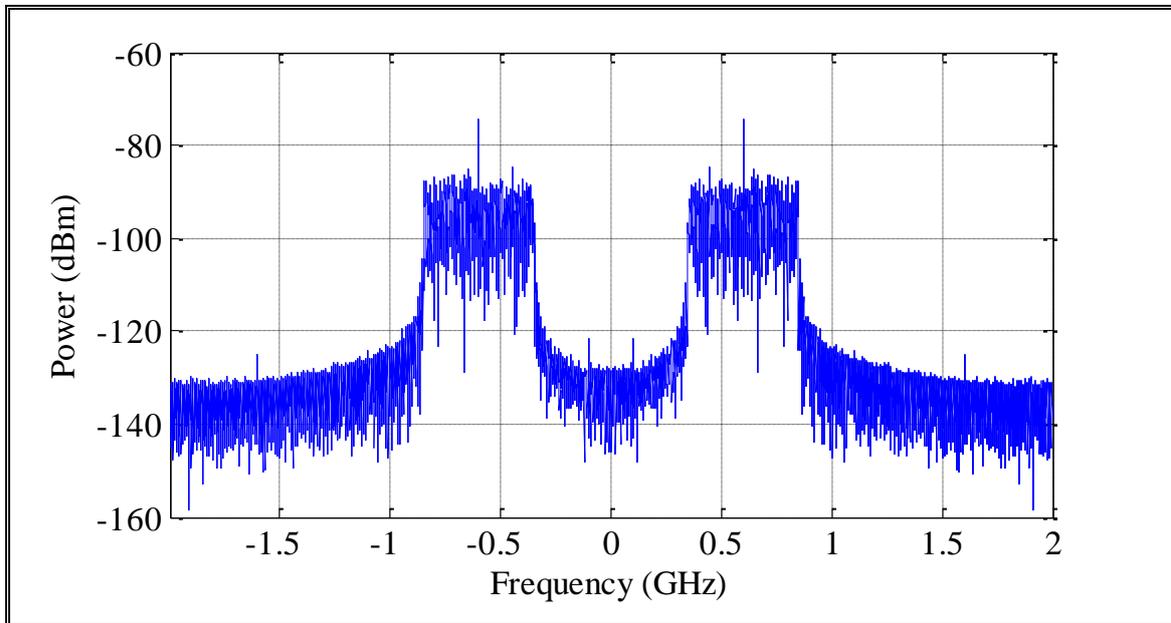


Figura 3.5 Espectro ilustrativo do sinal eléctrico passa banda

3.2.4 Implementação do modulador *M-PSK*

O modulador *M-PSK* é definido pela função (*mpsk*), que foi implementada de raiz em Matlab, função recebe como entrada a sequência de bits gerados aleatoriamente, bem como o número de símbolos *M*, devolve as componentes analógicas em fase *I* e em quadratura *Q* do sinal *M-PSK*.

3.2.5 Receptor eléctrico

O receptor eléctrico tem como entrada o sinal à saída do fotodetector. Na recepção do sinal *M-PSK* utiliza-se um receptor de correlação como se mostra na Figura 3.1. O sinal *M-PSK* presente na entrada do detector é correlacionado com a componente em fase (co-seno) e a componente em quadratura (seno). A partir da saída dos dois correladores é feita uma estimativa do símbolo que foi transmitido. O filtro passa baixo utilizado em cada braço do correlador é um filtro RRC idêntico ao do emissor.

3.3 Análise do desempenho

É com base no sinal à saída do receptor que se analisa o desempenho do sistema, sendo que essa análise é feita através do cálculo do erro de amplitude vectorial (EVM – Error Vector Magnitude).

O EVM permite expressar a qualidade do sinal modulado digitalmente e é definido como o vector diferença entre o sinal medido e o sinal referência para quantificar o desvio entre o símbolo recebido e o símbolo ideal, como sugerido na Figura 3.6. As flutuações em amplitude e fase não são detectáveis pela taxa de erros binária até serem elevadas o suficiente para provocar um erro num bit. Já o EVM varia de acordo com essas flutuações permitindo a avaliação da qualidade do sinal recebido [3]. No anexo A explica-se detalhadamente o processo do cálculo do *EVM*.

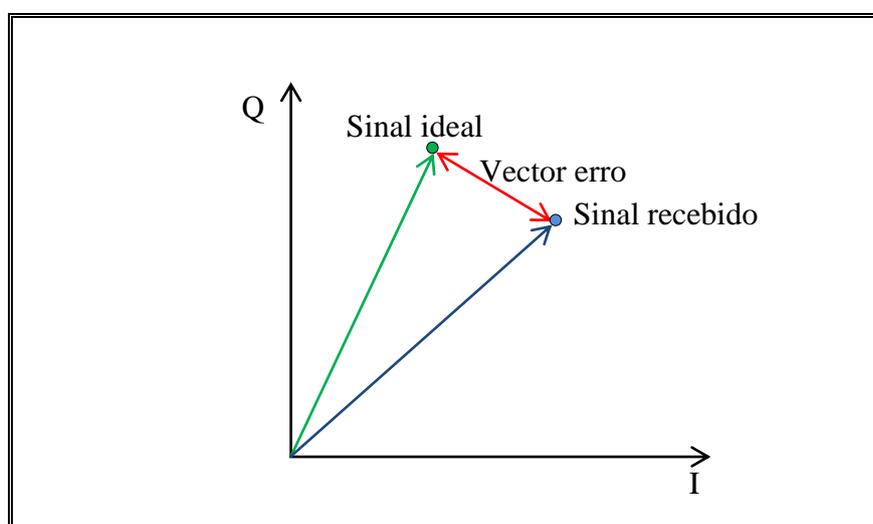


Figura 3.6 Definição do EVM

Normalmente os valores que traduzem o EVM são expressos em percentagem ou em termos logarítmicos (dB), sendo a sua relação expressa pela equação:

$$EVM (dB) = 20 \log_{10} (EVM (\%) / 100) \quad (3.6)$$

3.3.1 Método de sincronização

A sincronização temporal ou alinhamento temporal do sinal recebido com o sinal transmitido é um pré-requisito para que o valor do EVM calculado seja baixo, por isso os atrasos introduzidos tanto como pelo sistema de transmissão como os introduzidos pelos modelos de simulação têm de ser compensados. Para efeitos de simulação houve a necessidade de sincronizar o sinal à entrada do receptor, bem como na saída devido a atrasos causados pelo simulador implementado.

Como um atraso (no domínio dos tempos) de um símbolo M-PSK recebido é equivalente a uma rotação de fase no domínio das frequências optou-se por aplicar um desvio de fase no sinal recebido que minimiza-se o EVM, como se ilustra Figura 3.7 para um sistema 4-PSK.

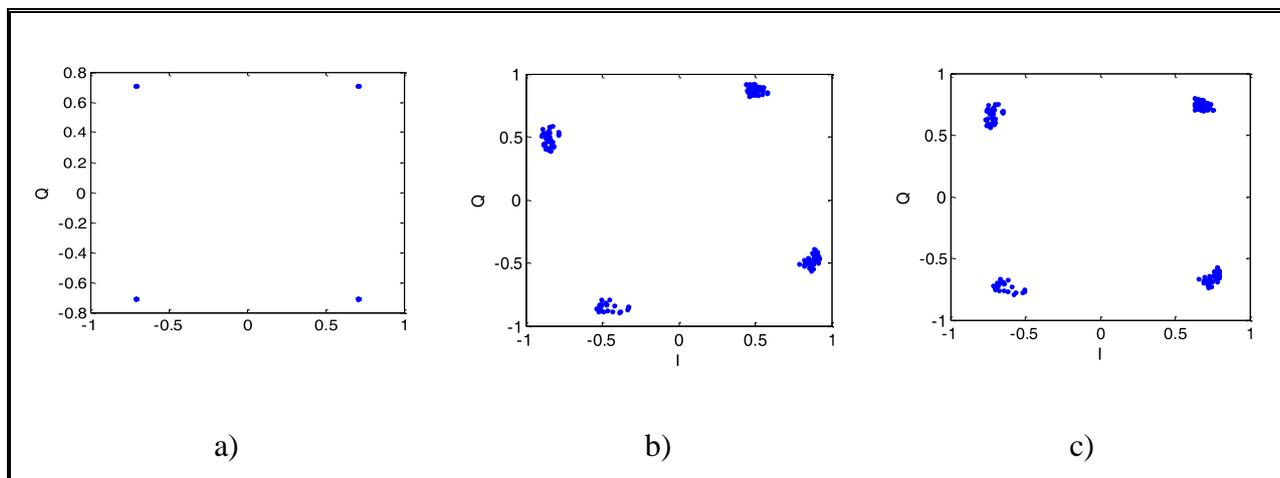


Figura 3.7 Constelação: a) sinal transmitido; b) sinal recebido sem compensação de fase; c) sinal recebido com compensação de fase

3.4 EVM introduzido pelos blocos eléctrica do sistema

Considerando apenas a parte eléctrica do sistema, à saída do receptor obtemos o sinal representado através do diagrama de constelação apresentado na Figura 3.8.

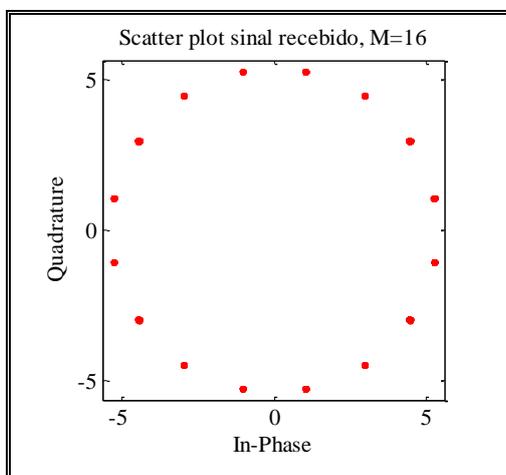


Figura 3.8 Diagrama de constelação de um sinal 16-PSK recebido, considerando apenas a parte eléctrica do sistema

Pela análise dos diagramas de constelação do sinal emitido pode-se verificar que os erros causados pelo sistema eléctrico são ínfimos.

Referências

- [1] Proakis, John G. “Digital Communications” (3rd ed.), New York: McGraw-Hill Inc., 1995
- [2] Viswanathan Mathuranathan, “Simulation of Digital Communication Systems using Matlab”, Second edition, Smashwords Edition, 2013

- [3] Michael D. McKinley, Kate A. Remley, Maciej Myslinski, J. Stevenson Kenney, Dominique Schreurs, Bart Nauwelaers, "EVM Calculation for Broadband Modulated Signals", 64th ARFTG Conf. Dig. Orlando, FL, pp 45-52, Dec 2004
- [4] Haykin Simon, "Communication Systems" (4th ed), New York: John Wiley & Sons, cop. 2001

Capítulo 4 – Modelo do RSOA

4.1 Introdução

Do ponto de vista estrutural, os amplificadores ópticos, são basicamente lasers semicondutores onde a realimentação óptica é realizada pelas duas faces reflectoras que limitam a região activa, formando uma cavidade Fabry-Perot. A combinação da realimentação óptica com um ganho do material espectralmente largo origina vários modos ópticos de emissão. Para que o dispositivo funcione como um amplificador óptico semicondutor (SOA) é necessário a aplicação de uma camada anti reflectora em ambas as faces. Deste modo, idealmente, toda a luz incidente numa das faces atravessa a cavidade óptica, onde é amplificada, saindo pela outra face. O RSOA é basicamente um SOA com uma das faces revestida com uma camada reflectora, como se ilustra na Figura 4.1. O RSOA apresenta uma única ligação óptica que é utilizada para introduzir os sinais ópticos de entrada e para remover os sinais ópticos de saída. A face conectada está revestida com uma camada anti reflectora, enquanto que a outra face está revestida com uma camada reflectora.

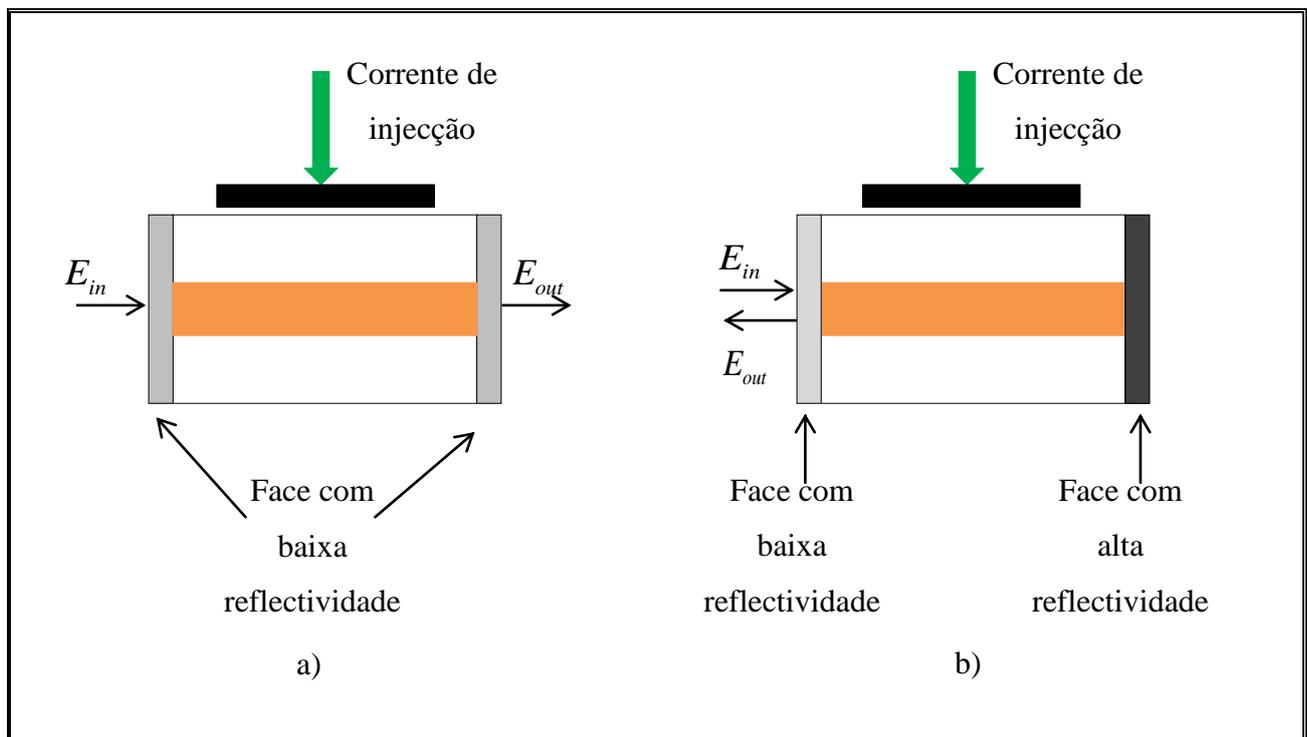


Figura 4.1 a) Modelo do SOA; b) Modelo do RSOA

4.2 Modelo matemático

O modelo do RSOA que foi implementado neste trabalho corresponde ao modelo publicado em [1]. Trata-se de um modelo simplificado, válido para grandes sinais, computacionalmente muito

mais eficiente do que os modelos convencionais que utilizam modelos de propagação no domínio temporal que incluem a dinâmica da densidade de portadores de carga (N) ao longo da cavidade [2]. O modelo implementado embora seja um modelo simplificado, de acordo com o trabalho publicado em [1], consegue simular com boa precisão a amplificação de pulso com duração na ordem dos 0.1 ns assim como o fenómeno de mistura de quatro ondas.

4.2.1 Modelo convencional

Nos modelos numéricos convencionais a cavidade activa do RSOA de comprimento L é dividida em M secções longitudinais.

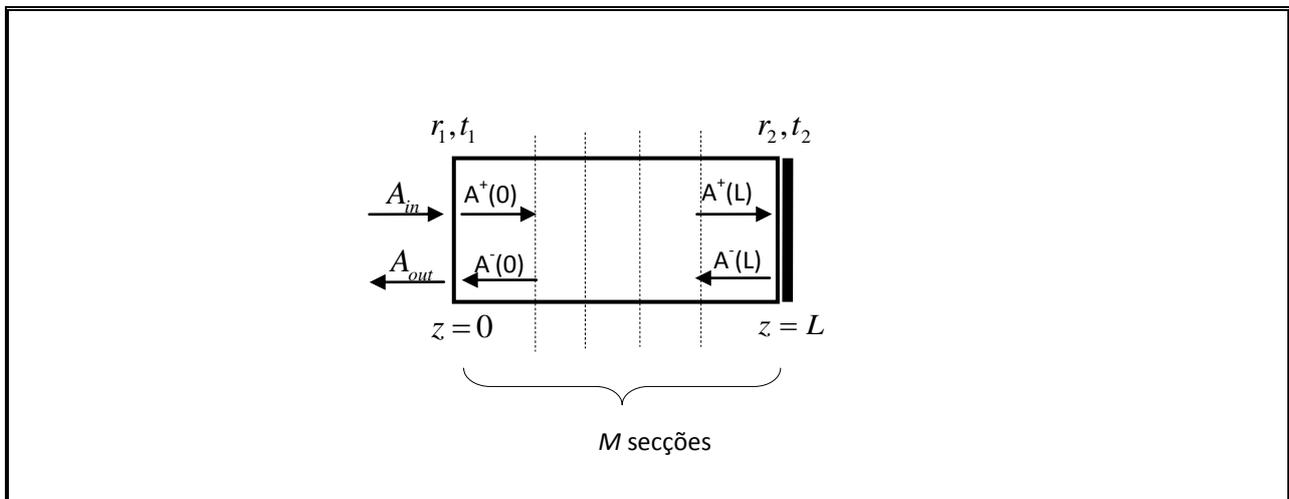


Figura 4.2 Diagrama esquemático do RSOA.

$\tilde{A}^+(z,t)$ representa a envolvente complexa do campo transmitido e $\tilde{A}^-(z,t)$ a envolvente complexa do campo reflectido que se propagam na cavidade activa de acordo com as seguintes equações de propagação

$$\frac{\partial \tilde{A}^+(z,t)}{\partial z} = -\frac{1}{v_g} \frac{\partial \tilde{A}^+(z,t)}{\partial t} + \frac{(1-i\alpha)}{2} g(N) \tilde{A}^+(z,t) - \alpha_{\text{int}} \tilde{A}^+(z,t) \quad (4.1)$$

$$\frac{\partial \tilde{A}^-(z,t)}{\partial z} = \frac{1}{v_g} \frac{\partial \tilde{A}^-(z,t)}{\partial t} - \frac{(1-i\alpha)}{2} g(N) \tilde{A}^-(z,t) + \alpha_{\text{int}} \tilde{A}^-(z,t) \quad (4.2)$$

em que $v_g = c/n_g$ é a velocidade de grupo, sendo que $n_g = \bar{n} + \omega_0 (\partial \bar{n} / \partial \omega)$ define o índice refractivo de grupo e α_{int} o coeficiente de perdas internas e g o ganho da cavidade activa. Estas equações têm ainda de ser complementadas pelas condições fronteira,

$$\begin{aligned}
A^+(0, \lambda, t) &= t_1 A_{in}(\lambda, t) + r_1 A^-(0, \lambda, t) \\
A^-(L, \lambda, t) &= r_2 A^+(L, \lambda, t) \\
A_{out}(\lambda, t) &= t_1 A^-(0, \lambda, t) + r_1 A_{in}(\lambda, t)
\end{aligned} \tag{4.3}$$

onde $A_{in}(t)$ representa a amplitude da envolvente do campo incidente $z=0$, e t_1 , t_2 , e r_1 , r_2 são as amplitudes dos coeficientes de transmissão e reflexão nas duas faces, respectivamente. O sinal óptico ao percorrer o RSOA é amplificado de acordo com o ganho da cavidade g , que é função da densidade de portadores N e dependente da sua localização.

$$g(N) = \Gamma a(N - N_0) \tag{4.4}$$

onde, a é o coeficiente do ganho, N_0 é a densidade dos portadores necessário para transparência e Γ representa o factor de confinamento.

Por seu lado a taxa de variação de densidade de portadores de carga (N) pode ser descrita pela equação abaixo

$$\frac{\partial N}{\partial t} = \frac{I}{qV_a} - \frac{N}{\tau_c} - \frac{a(N - N_0)}{\hbar\omega_0} |E|^2 \tag{4.5}$$

A equação 4.5 é uma equação fenomenológica que contabiliza os mecanismos pelos quais os portadores são gerados ou perdidos dentro da região activa. Ao analisar a equação 4.5, o termo I/qV_a corresponde à taxa de injeção de portadores para dentro da região activa mediante uma corrente I . O termo N/τ_c corresponde à perda de portadores devido à emissão espontânea.

Enquanto que o termo $\frac{a(N - N_0)}{\hbar\omega_0} |E|^2$ resulta da recombinação da emissão estimulada responsável pela emissão de luz laser. Os restantes parâmetros são q a carga do electrão, V_a o volume da região activa, τ_c é tempo médio de vida dos portadores, $\hbar\omega_0$ é a energia do fóton, a o coeficiente do ganho, N_0 é a densidade dos portadores necessários para transparência e E refere-se ao campo óptico.

4.2.2 Modelo simplificado

O modelo simplificado utilizado nesta dissertação baseia-se na definição de um factor de ganho $h(t)$, que corresponde a uma medida do ganho total do RSOA, a análise e dedução deste termo

será detalhada na próxima secção. No modelo simplificado o campo à saída do RSOA, $A_{out}(t)$ é dada em função do campo à entrada $A_{in}(t)$ atrasado de $2L/v_g$ de acordo com:

$$A_{out}(t) = \exp\left\{\frac{1-i\alpha}{2}\left[h^+(t-2L/v_g) + h^+(t-L/v_g)\right]\right\} A_{in}(t-2L/v_g) \quad (4.6)$$

e

$$\begin{aligned} \frac{\partial h^+}{\partial t^+} = & \frac{g_0 L - h^+(z, t^+)}{\tau_c} - \frac{1}{E_{sat}} \left\{ \exp[h^+(t^+)] - 1 \right\} \\ & \times \left\{ \left| A^+(0, t^+) \right|^2 + \exp[h^+(t^+ - L/v_g)] \left| A^+(0, t^+ - L/v_g) \right|^2 \right\} \end{aligned} \quad (4.7)$$

com a seguinte condição inicial $h^+(t^+) = g_0 L$ para $t < 0$.

Com este modelo, para se obter o campo à saída do RSOA, basta calcular a equação diferencial 4.7 e obter iterativamente $A_{out}(t)$.

4.3 Dedução do modelo simplificado

O modelo simplificado do RSOA foi publicado em [1], no entanto tratando-se de um artigo de 4 páginas, os detalhes da dedução do modelo não se encontram no artigo. Por isso, para se conseguir compreender o modelo foi feita um estudo da dedução passo a passo que se apresenta nesta secção. Para não quebrar a leitura algumas equações e definições encontram-se repetidas. A propagação de um campo electromagnético, E , dentro de um amplificador é dada pela seguinte equação de onda [3]

$$\nabla^2 E - \frac{\varepsilon}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = 0 \quad (4.8)$$

Onde, c é a velocidade da luz e ε a constante dieléctrica do meio dada por

$$\varepsilon = n_b^2 + \chi \quad (4.9)$$

em que n_b é o índice de refração “background” e χ é a susceptibilidade, representando a contribuição das cargas das portadoras de carga dentro da região activa do amplificador. Visto que é difícil definir a real dependência de χ face a N , utiliza-se um modelo simples para

definir essa relação tendo em conta a teoria do lasers semicondutores, em que assume-se que a dependência de χ é linear face a N , essa relação é dada por [3],

$$\chi(N) = -\frac{\bar{n}c}{\omega_0}(\alpha + i)a(N - N_0) \quad (4.10)$$

Onde \bar{n} é o índice modal efectivo e α é o factor de alargamento espectral. As equações acima descritas fornecem a base teórica necessária para o estudo da amplificação de sinais ópticos em qualquer amplificador semicondutor laser. No entanto para facilitar a implementação do modelo de simulação existe a necessidade de se fazer várias aproximações bem como algumas considerações. Considera-se uma onda que se propaga no amplificador de forma ideal e assumimos que as dimensões da região activa sejam tais que o amplificador suporta um único modo de propagação. Assumindo que a luz na entrada é polarizada linearmente e que assim se mantém durante a propagação, o campo eléctrico dentro do amplificador pode ser escrito como [3]

$$\begin{aligned} E(x, y, z, t) = & \hat{x} \frac{1}{2} F(x, y) A(z, t) \exp[i(k_0 z - \omega_0) t] \\ & + \hat{x} \frac{1}{2} F(x, y) A(z, t) \exp[-i(k_0 z - \omega_0) t] \end{aligned} \quad (4.11)$$

onde \hat{x} é o vector unitário de polarização, $F(x, y)$ é a distribuição espacial do campo na secção transversal do guia de ondas, $k_0 = \bar{n}\omega_0/c$, $A(z, t)$ representa a envolvente da variação da amplitude da onda que se propaga associada ao sinal óptico.

Atendendo que o amplificador em estudo é um RSOA, a propagação de sinais ópticos no seu interior é governada por duas equações acopladas, uma para a onda incidente e outra para onda reflectida, e complementada por uma outra equação referente à dinâmica do ganho [1]. Para determinar as equações associadas à onda incidente e reflectida há que resolver a equação (4.8) com E definido pela equação (4.11) em que ignoramos as segundas derivadas em ordem a z e t $A(z, t)$. Por uma questão de simplificação das equações vai-se utilizar a seguinte notação de agora em diante: $\tilde{A}^+(z, t)$ para representar a envolvente complexa do campo transmitido e $\tilde{A}^-(z, t)$ para a envolvente complexa do campo reflectido. Ao integrar-se a equação (4.11) segundo as dimensões transversais obtemos as seguintes equações (como pode ser visto no anexo B)

$$\frac{\partial \tilde{A}^+(z,t)}{\partial z} = -\frac{1}{v_g} \frac{\partial \tilde{A}^+(z,t)}{\partial t} + \frac{(1-i\alpha)}{2} g(N) \tilde{A}^+(z,t) - \alpha_{\text{int}} \tilde{A}^+(z,t) \quad (4.12)$$

$$\frac{\partial \tilde{A}^-(z,t)}{\partial z} = \frac{1}{v_g} \frac{\partial \tilde{A}^-(z,t)}{\partial t} - \frac{(1-i\alpha)}{2} g(N) \tilde{A}^-(z,t) + \alpha_{\text{int}} \tilde{A}^-(z,t) \quad (4.13)$$

em que $v_g = c/n_g$ é a velocidade de grupo, sendo que $n_g = \bar{n} + \omega_0 (\partial \bar{n} / \partial \omega)$ define o índice refractivo de grupo e α_{int} o coeficiente de perdas internas.

Para a determinação da equação da taxa de ganho há que se definir primeiramente o ganho óptico, sendo que é conveniente defini-lo como sendo uma função linear da densidade de portadores [4],

$$g(N) = \Gamma a (N - N_0) \quad (4.14)$$

A equação de taxa do ganho será então

$$\frac{\partial g(N)}{\partial t} = \Gamma a \frac{\partial N}{\partial t} \quad (4.15)$$

Γ representa o factor de confinamento e é definido pela seguinte equação

$$\Gamma = \frac{\int_0^w \int_0^d |F(x,y)|^2 \partial x \partial y}{\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} |F(x,y)|^2 \partial x \partial y} \quad (4.16)$$

w e d representam respectivamente a largura e a espessura da região activa do amplificador.

Antes de se resolver a equação (4.15) há que se fazer algumas considerações. Considera-se então que o comprimento do amplificador é muito maior do que o comprimento da zona de difusão e a largura e espessura do amplificador são muito menores do que o comprimento da zona de difusão, resumindo a equação (4.5) [5] a:

$$\frac{\partial N}{\partial t} = \frac{I}{qV_a} - \frac{N}{\tau_c} - \frac{g(N)}{\hbar \omega_0 \sigma_m} \left(|\tilde{A}^+|^2 + |\tilde{A}^-|^2 \right) \quad (4.17)$$

$\sigma_m = wd$ representa a área da secção da região activa, substituindo a equação (4.17) na equação (4.15) obtemos a equação de taxa para o ganho (o processo de obtenção dessa equação é descrita no anexo C)

$$\frac{\partial g}{\partial t} = -\frac{g_0 - g}{\tau_c} - \frac{1}{E_{sat}} g \left(|\tilde{A}^+|^2 + |\tilde{A}^-|^2 \right) \quad (4.18)$$

E_{sat} é a energia de saturação do amplificador, determinando a energia do sinal óptico acima da qual o amplificador é amplamente saturado, e é definida pela seguinte equação:

$$E_{sat} = \frac{\hbar \omega_0 \sigma}{a} \quad (4.19)$$

onde $\sigma = \sigma_m / \Gamma$ representa a área modal na secção transversal da região activa do amplificador e o ganho para pequeno sinal g_0 é definido como sendo [4]:

$$g_0 = \Gamma a N_0 \left(\frac{I}{I_0} - 1 \right) \quad (4.20)$$

com $I_0 = qV_a N_0 / \tau_c$ representa a corrente necessária para transparência.

Para a propagação do sinal as equações (4.12), (4.13) e (4.18) podem ser simplificadas ao se estabelecer referenciais temporais considerando a propagação incidente e reflectida, assim sendo define-se

$$t^+ = t - \frac{z}{v_g} \quad (4.21)$$

referente à onda incidente, e

$$t^- = t - \frac{(2L - z)}{v_g} \quad (4.22)$$

para a onda reflectida, sendo que L refere-se ao comprimento do RSOA.

Obtendo-se assim:

$$\frac{\partial \tilde{A}^+(z, t^+)}{\partial z} = \frac{(1-i\alpha)}{2} g(N) \tilde{A}^+(z, t^+) - \alpha_{\text{int}} \tilde{A}^+(z, t^+) \quad (4.23)$$

$$\frac{\partial \tilde{A}^-(z, t^-)}{\partial z} = -\frac{(1-i\alpha)}{2} g(N) \tilde{A}^-(z, t^-) + \alpha_{\text{int}} \tilde{A}^-(z, t^-) \quad (4.24)$$

$$\frac{\partial g}{\partial t} = -\frac{g_0 - g}{\tau_c} - \frac{1}{E_{\text{sat}}} g \left[\left| \tilde{A}^+(z, t^+) \right| + \left| \tilde{A}^-(z, t^-) \right| \right] \quad (4.25)$$

4.3.1 Dedução da função de ganho global $h(t)$

Já obtidas as equações referentes às taxas de propagação do campo na secção anterior há que estabelecer as condições de fronteira específica do RSOA. Assim sendo, ignorando-se a mudança de fase causada pela reflexão, visto ser irrelevante para a análise que será feita ao sistema, ter-se-á então que $\tilde{A}^-(L, t^-) = \tilde{A}^+(L, t^+)$. As equações referentes às taxas de propagação ainda podem ser mais simplificadas considerando-se as perdas internas nulas $\alpha_{\text{int}} = 0$ o que se justifica pelo facto do ganho ser muito maior que as perdas internas [1]. Considerando A^+ e g^+ como sendo funções explícitas de t^+ e z , bem como A^- e g^- sendo funções explícitas de t^- e z , chega-se então a:

$$\frac{\partial A^+}{\partial z} = \frac{1-i\alpha}{2} g^+ A^+ \quad (4.26)$$

$$\frac{\partial A^-}{\partial z} = \frac{1-i\alpha}{2} g^- A^- \quad (4.27)$$

Para se obter o sinal amplificado será necessário resolver as equações (4.26) e (4.27) de modo a se obter A^+ e A^- será necessária a ajuda de uma função auxiliar $h(t)$ que é definida como:

$$h(t) = \int_0^L g(z, t) dz \quad (4.28)$$

representando a integração do ganho em cada ponto do pulso, $h(t)$ pode ser escrita como sendo uma função explícita de t^+ e t^- da seguinte forma

$$h^+(t^+) = \int_0^L g^+(z, t^+) \partial z \quad (4.29)$$

$$h^-(t^-) = \int_0^L g^-(z, t^-) \partial z \quad (4.30)$$

Obtendo-se assim a seguinte solução analítica referente às equações (4.26) e (4.27)

$$A^+(L, t^+) = \exp\left\{\frac{1-i\alpha}{2} h^+(t^+)\right\} A^+(0, t^+) \quad (4.31)$$

$$A^-(0, t^-) = \exp\left\{\frac{1-i\alpha}{2} h^-(t^-)\right\} A^-(L, t^-) \quad (4.32)$$

Atendendo às condições de fronteira anteriormente definidas pode-se assumir que $t^+ = t^-$ para $z = L$, assim ao se definir a relação entre os campos à entrada e à saída do RSOA como sendo:

$$A^-(0, t^-) = \exp\left\{\frac{1-i\alpha}{2} [h^+(t^-) + h^-(t^-)]\right\} A^+(0, t^-). \quad (4.33)$$

Com a equação referente à propagação definida, resta definir como ela evolui com o ganho. Para isso há que se determinar como h^+ e h^- variam com o tempo.

Começando a análise por h^+ com a determinação de $\frac{\partial h^+}{\partial t^+}$ com base na equação (4.29) obtendo-se assim:

$$\frac{\partial h^+}{\partial t^+} = \int_0^L \frac{\partial g^+(z, t^+)}{\partial t^+} \partial z \quad (4.34)$$

Sendo que a variação do ganho já foi definida anteriormente na equação (4.25) e pela sua análise pode-se verificar que está associada tanto a t^+ bem como a t^- , surge assim a necessidade de ter todas as funções inerentes à equação (4.25) sejam associadas ao tempo t^+ , sendo assim considera-se $\tilde{A}^-(z, t) = A^-(z, t - (2L - z)/v_g)$ e usando a seguinte relação $t^+ = t - z/v_g$ (ou seja

$t = t^+ + z/v_g$) obtém-se $\tilde{A}^-(z, t) = A^-(z, t^+ - 2(L - z)/v_g)$, logo pode-se definir $\frac{\partial h^+}{\partial t^+}$ através da

seguinte equação:

$$\begin{aligned} \frac{\partial h^+}{\partial t^+} = & -\frac{h^+ - g_0 L}{\tau_c} - \frac{1}{E_{sat}} \int_0^L g^+(z, t^+) |A^+(z, t^+)|^2 \partial z \\ & - \frac{1}{E_{sat}} \int_0^L g^-(z, t^+ - 2(L-z)/v_g) |A^-(z, t^+ - 2(L-z)/v_g)|^2 \partial z \end{aligned} \quad (4.35)$$

Resolvendo a equação (4.35) tendo especial atenção ao termo referente à onda reflectida, atendendo que o tempo de propagação do impulso no RSOA é muito menor do que a duração do mesmo faz com que se aproxime z pelo seu valor médio $L/2$ que será substituído no atraso $2(L-z)/v_g$ referente ao segundo argumento de g^- e A^- [1], obtemos o seguinte resultado:

$$\begin{aligned} \frac{\partial h^+}{\partial t^+} = & -\frac{h^+ - g_0 L}{\tau_c} - \frac{\exp\{h^+(t^+)\} - 1}{E_{sat}} |A^+(0, t^+)|^2 \\ & - \frac{\exp\{h^-(t^+ - L/v_g)\} - 1}{E_{sat}} \exp\{h^+(t^+ - L/v_g)\} |A^+(0, t^+ - L/v_g)|^2 \end{aligned} \quad (4.36)$$

cujo cálculo é apresentado no anexo D. A equação (4.36) ainda apresenta um termo relacionado com a onda reflectida, o que nos leva determinar a relação entre h^- e h^+ . Assim com base na seguinte relação $g^-(z, t) = g^+(z, t^- + 2(L-z)/v_g)$ obtém-se

$$h^-(t^-) = \int_0^L g^+(z, t^- + 2(L-z)/v_g) \partial z \quad (4.37)$$

substituindo z pelo seu valor médio $L/2$ no segundo argumento de g^+ consegue-se relacionar h^- com h^+ a partir da seguinte equação

$$h^-(t^-) \simeq h^+(t^- + L/v_g) \quad (4.38)$$

que substituído na equação (4.36) obtendo-se a seguinte solução

$$\begin{aligned} \frac{\partial h^+}{\partial t^+} = & \frac{g_0 L - h^+(z, t^+)}{\tau_c} - \frac{1}{E_{sat}} \left\{ \exp[h^+(t^+)] - 1 \right\} \\ & \times \left\{ |A^+(0, t^+)|^2 + \exp[h^+(t^+ - L/v_g)] |A^+(0, t^+ - L/v_g)|^2 \right\} \end{aligned} \quad (4.39)$$

com a seguinte condição inicial $h^+(t^+) = g_0 L$ para $t < 0$. Pode-se então reescrever a equação (4.33) como sendo uma relação entre o campo à entrada e à saída do RSOA usando o tempo absoluto como tempo de referência, obtendo-se assim:

$$A_{out}(t) = \exp\left\{\frac{1-i\alpha}{2}\left[h^+(t-2L/v_g) + h^+(t-L/v_g)\right]\right\} A_{in}(t-2L/v_g) \quad (4.40)$$

4.4 Ruído introduzido pelo amplificador

O modelo simplificado apresentado nas secções anteriores é um modelo para grandes sinais, que consegue contabilizar a amplificação e distorção causada pelo RSOA, no entanto não contabiliza o ruído introduzido pelo RSOA. Nesta secção descreve-se como foi introduzido o ruído de emissão espontânea no modelo de simulação.

Todos os amplificadores degradam a relação sinal ruído do sinal a ser amplificado, isso devido às emissões espontâneas que adicionam ruído durante o processo de amplificação, que é no entanto a maior fonte de ruído do amplificador [6].

Para além de funcionar como modulador óptico com ganho o RSOA também actua como uma fonte de ruído devido aos fótons gerados através de fenómenos de emissão espontânea. Esse ruído óptico é convertido para ruído de corrente através do processo de fotodeteção. Nesta dissertação utiliza-se o modelo desenvolvido em [6]. Nesta dissertação segue-se o formalismo apresentado em [7], com a simplificação que o termo predominante de ruído da corrente fotodetectada é o termo de ruído gerados pelo batimento do sinal amplificado com a emissão espontânea amplificada, todos os outros termos de ruído são desprezados.

A relação sinal ruído (SNR) do sinal de corrente detectada (I), e a variância do ruído (σ_n^2), é dada por [6]

$$SNR = \frac{\langle I \rangle}{\sigma_n^2} = \frac{GP_{in}}{4(G-1)n_{sp}h\nu\Delta f} \quad (4.41)$$

onde, h é a constante de Plank, ν a frequência óptica, n_{sp} o factor de emissão espontânea, P_{in} a potência óptica na entrada do RSOA, Δf a largura de banda eléctrica e G o ganho do amplificador.

4.5 Implementação modelo matemático do RSOA

A implementação do modelo computacional do RSOA foi feita tendo como base na equação (4.6) através da função *RSOA* implementada no matlab e com a ajuda de uma função auxiliar referenciada pela equação (4.7).

Em seguida se apresentam as funções implementadas.

RSOA(rsoa, system, tspan, I_bias, current_psk) - recebe como entrada os parâmetros intrínsecos do RSOA através da estrutura *rsoa*, a estrutura *system* contém os dados referentes a algumas constantes físicas fundamentais, o *tspan* que representa o intervalo de duração do sinal a ser amplificado, corrente bias *I_bias* bem como a corrente a ser injectada no amplificador através da estrutura *current_psk*. A função *RSOA* devolve o campo óptico à saída do RSOA bem como a duração do mesmo. E foi implementada pelo seguinte código:

```
function[E_out, t,y] = RSOA(rsoa, system, tspan,I_bias,current_psk)
% parametros de entrada:
%
%         rsoa: estrutura que contem os parâmetros do rsoa
%         system: estrutura que contem constantes físicas
%         tspan: intervalo de duração corrente injectada
%         I_bias: corrente de polarização
%parametros de saída:
%
%         E_out: campo óptico à saída do amplificador
%         y: solução da equação diferencial
%         t: duração do sinal

% Cálculo da corrente necessária para transparência
rsoa.transparency_current = system.q*rsoa.vact*rsoa.n_0/rsoa.tau_c;

I_drive = I_bias;

go_L = rsoa.gamma*rsoa.a_1*rsoa.n_0*(I_drive/rsoa.transparency_current -
1)*rsoa.L_soa;

h_initial = go_L;% condição inicial para t+ < 0

y_initial = [h_initial];

tau_L = rsoa.L_soa/rsoa.v_g;

Time_step=current_psk.time(2)-current_psk.time(1);

options = odeset('RelTol', 1e-6, 'MaxStep', 5*Time_step);

[t,y] = ode23(@rsoa_rate_mod, tspan, y_initial, options, system,
rsoa,current_psk);

E_out=sqrt(rsoa.initial_power)*exp((1-li*rsoa.linewidth)*y);
```

rsoa_rate_mod(t,y,system,rsoa,current_psk) – recebe como entrada a estrutura *system* bem como a estrutura *rsoa* já definidas anteriormente e a corrente a ser injectada no amplificador, essa função devolve a solução da equação diferencial representada pela equação (4.33). Os parâmetros de entrada *t* e *y* foram obtidos através da função do matlab *ode23*.

```
function dy = rsoa_rate_mod(t,y,system,rsoa,current_psk)

I_drive = interp1(current_psk.time, current_psk.amplitude, t, 'nearest',
'extrap');

go_L = rsoa.gamma*rsoa.a_1*rsoa.n_0*(I_drive/rsoa.transparency_current -
1)*rsoa.L_soa;

Pin=rsoa.initial_power;

dy(1) = (go_L - y(1))/rsoa.tau_c - (exp(2*y(1)) - 1)*Pin/rsoa.E_sat;
```

Referências

- [1] C. Antonelli and A. Mecozzi, "Reduced Model for the Nonlinear Response of Reflective Semiconductor Optical Amplifiers," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol 25, n° 23, December 1, 2013.
- [2] T. Durhuus, B. Mikkelsen, and K. E. Stubkjaer, "Detailed Dynamic-Model for Semiconductor Optical Amplifiers and Their Crosstalk and Intermodulation Distortion," *J Lightwave Technol* 10, 1056-1065, 1992.
- [4] G. P. Agrawal and N. A. Olsson, "Self-phase modulation and spectral broadening of optical pulses in semiconductor laser amplifiers," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol 53, n° 11, pp 2292-2306, Nov 1989.
- [5] Niloy K. Dutta and Qiang Wang, "Semiconductor Optical Amplifiers," World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd. 2006
- [6] G.P. Agrawal, "Fiber-Optic Communication Systems", Wiley, Series in Microwave and Optical Engineering, 2002.
- [7] N. A. Olsson, "Lightwave Systems with Optical Amplifiers," *J Lightwave Technol* 7, 1071-1082 (1989).

Capítulo 5 – Análise do desempenho do RSOA modulado com sinais M-PSK

5.1 Introdução

Neste capítulo, utilizando os modelos de simulação, descritos nos capítulos anteriores e analisa-se o desempenho de uma ligação ponto a ponto que utiliza um RSOA modulado com sinais M-PSK. Primeiro apresentam-se as características estáticas do amplificador, sendo seleccionada a corrente de polarização.

5.2 Parâmetros de simulação

Foram utilizados os seguintes parâmetros intrínsecos do RSOA.

Parâmetro	Símbolo	Unidade	Valor
Factor de confinamento	Γ	-	0.4
Comprimento	L	m	0.0005
Espessura da cavidade activa	d	m	0.000001
Largura da cavidade activa	w	m	0.0000001
Factor de alargamento da largura espectral	α	-	5
Densidade de portadores para transparência	N_0	m^{-3}	16e24
Largura do pulso óptico	τ_p	s	1.4e-12
Tempo médio de vida dos portadores	τ_c	s	150e-12
Energia de saturação	E_{sat}	J	5e-(12/8)
Parâmetro de ganho	a		1.97364e-19
Velocidade de grupo	v_g	m/s	7.7e7

Tabela 5.1 Parâmetros intrínsecos do RSOA

5.3 Caracterização estática do RSOA

Nessa secção será feita uma análise estática do modelo RSOA implementado, de modo a se poder analisar como o modelo responde a determinados parâmetros e consequentemente determinar o seu ponto óptimo de funcionamento. Assim sendo será feita uma análise da dependência do ganho com a corrente de polarização (I_{bias}) e a potência de entrada (P_{in}). É também apresentada a resposta em frequência do RSOA.

5.3.1 Característica do ganho versus corrente

A primeira análise a ser feita refere-se à dependência do ganho com a corrente de polarização. Será analisada o ganho do amplificador para diferentes valores da potência injectada no RSOA, e se obteve o resultado a apresentado na Figura 5.1.

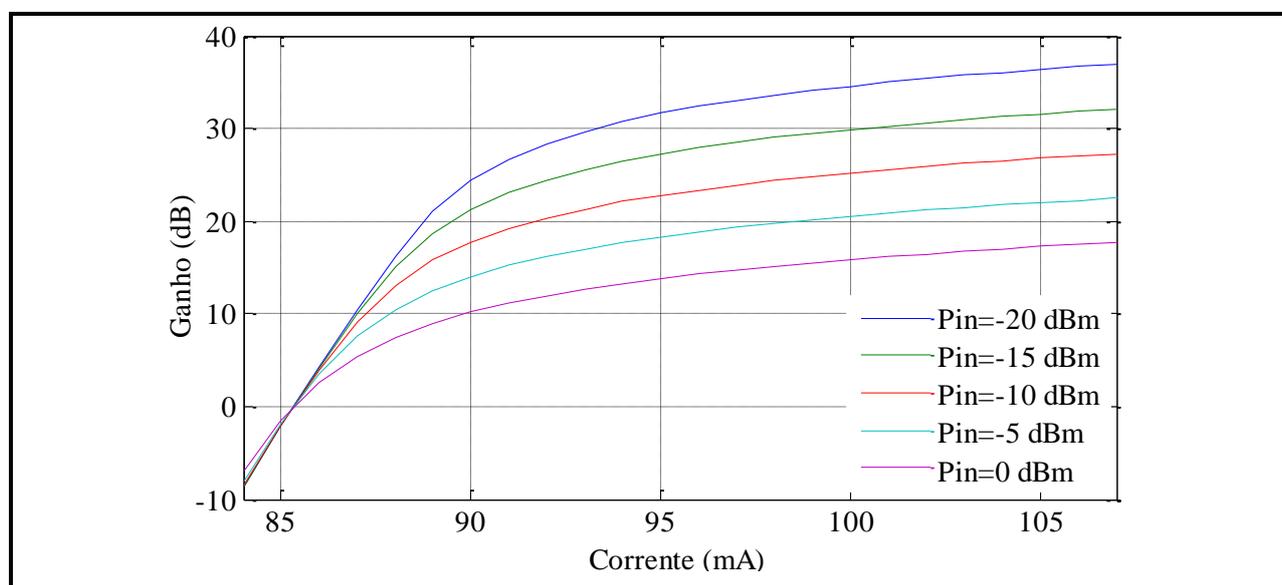


Figura 5.1 Resposta estática do RSOA ganho vs corrente

Pela análise da Figura 5.1 pode-se verificar um aumento do ganho à medida que se aumenta a corrente polarização. O ganho mais elevado quando a potência de entrada é mais baixa. Quando a potência de entrada aumenta o RSOA entra em saturação. Para que o RSOA opera na sua região linear deverão ser utilizadas potências de entrada baixa. Por exemplo quando $P_{in} = -20$ dBm, de aproximadamente de 86 mA a 96 mA o RSOA opera na sua zona linear. Assim numa primeira análise se o RSOA for polarizado a 92 mA admite uma variação de corrente pico a pico de 8mA.

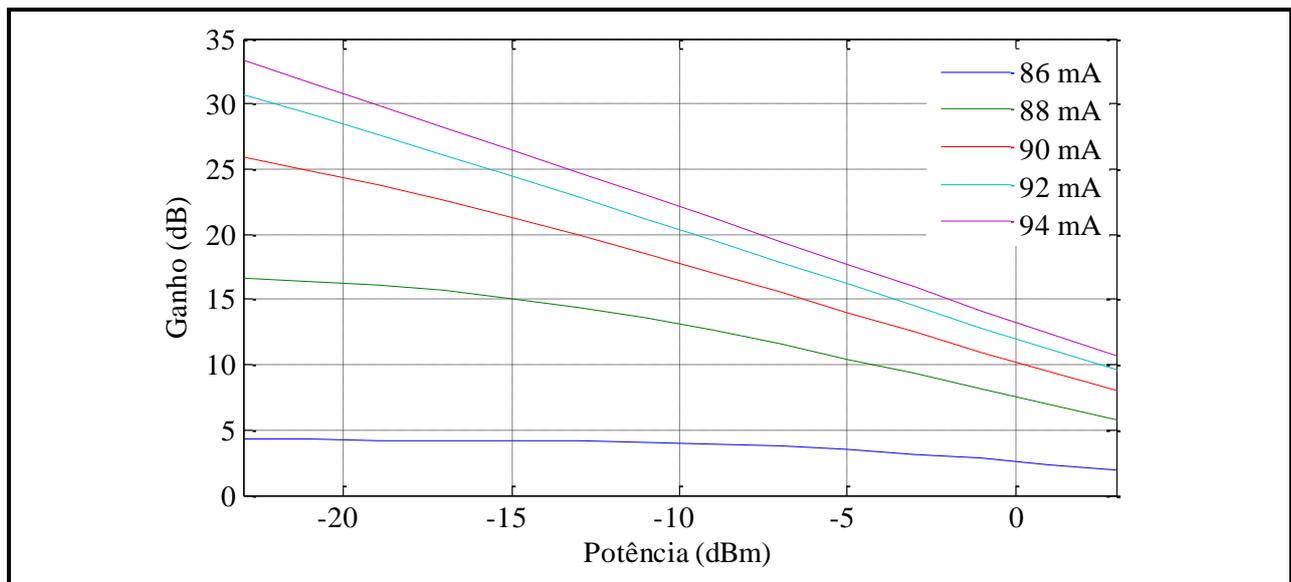


Figura 5.2 Resposta estática do RSOA ganho vs potência injectada no RSOA

A Figura 5.2 mostra o ganho versus potência de entrada considerando diferentes valores de corrente.

5.3.2 Resposta em frequência do RSOA

A resposta em frequência do RSOA é válida para pequenos sinais. Na simulação, foram considerados dois valores distintos de corrente de polarização, 86 mA e 94 mA. Sobreposta à corrente de polarização foi adicionado um sinal sinusoidal de corrente com amplitude de 0.1 mA pico a pico. A partir das Figuras 5.3 e 5.4 verifica-se que a largura de banda do RSOA aumenta com a corrente de polarização e com o aumento da potência óptica de injeção.

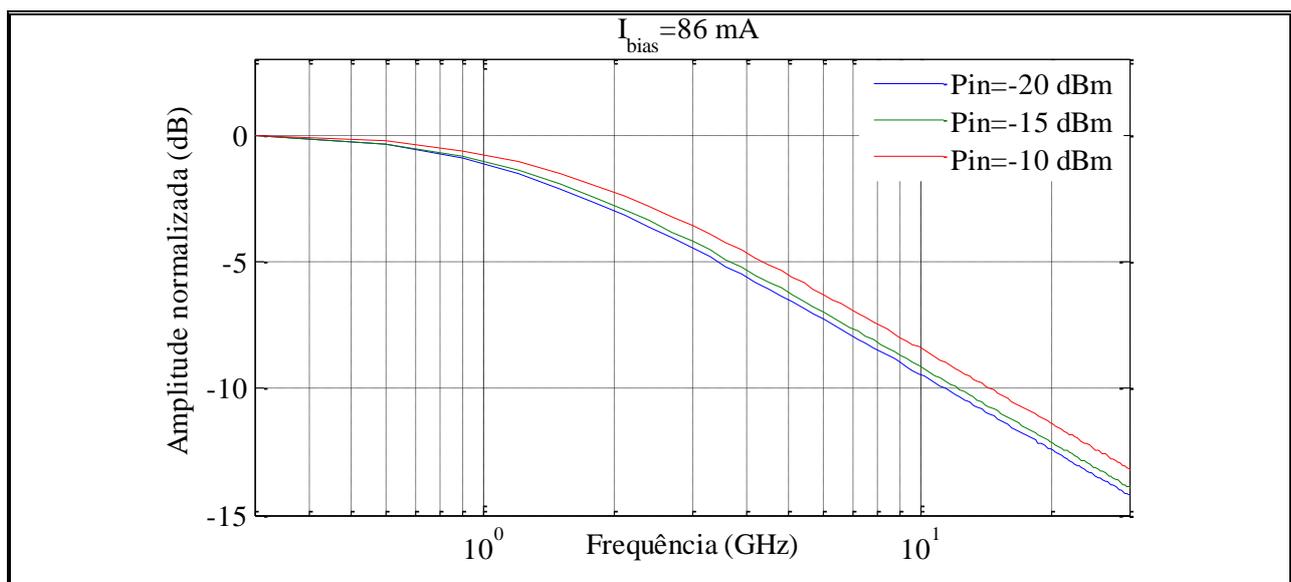


Figura 5.3 Resposta estática do RSOA amplitude normalizada vs frequência de modulação, $I_{bias}=86$ mA.

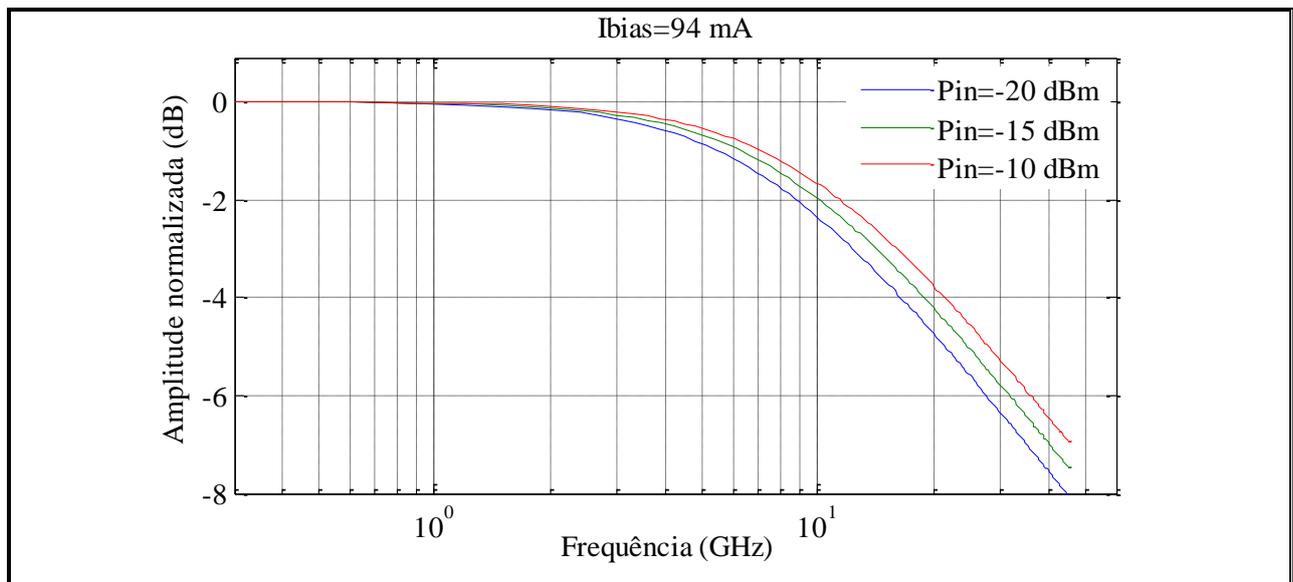


Figura 5.4 Resposta estática do RSOA amplitude normalizada vs frequência de modulação, $I_{bias}=94\text{mA}$

5.4 Desempenho do sistema

O objectivo desta secção é analisar o desempenho do sistema, em termos de EVM, em função dos parâmetros de funcionamento. São considerados sinais de modulação 4-MPSK, 16-MPSK e 64-MPSK e taxas de transmissão de 1 Gbit/s e 10 Gbit/s

O ponto de funcionamento ideal do RSOA, não depende somente da corrente de polarização e da potência óptica CW injectada no dispositivo, há que ter em conta a amplitude máxima da excursão do sinal de corrente correspondente ao sinal a ser transmitir. Essa excursão máxima do sinal de modulação poderá alterar o nível de distorção do sinal à saída do RSOA. Para além destes aspectos também temos de ter em conta o ruído introduzido pelo amplificador. O desempenho do sistema medido em função do EVM depende de uma combinação de todos estes parâmetros do sistema.

Sendo assim foi feito um estudo considerando a ausência de ruído causado pela emissão espontânea e com a introdução desse ruído, considerou-se taxas de transmissão de 1Gbit/s 10Gbit/s e constelações de ordem 4, 16 e 64, considerando a variação da corrente bias entre os 88 e 100 mA, para as variações relativas à profundidade de modulação (P_m), valor máximo pico-pico do sinal M-PSK, foi considerado o valor mínimo de 2mA e o máximo de 10mA com intervalos de 2mA.

Com essa análise pretende-se determinar o valor óptimo da corrente bias bem como da profundidade de modulação que seja um compromisso entre as várias ordens de constelação bem como de diferentes taxas de transmissão.

5.4.1 Resultados para 4-PSK, 1 Gbit/s e 10 Gbit/s

Para o estudo da ordem de constelação 4 obteve-se os seguintes resultados:

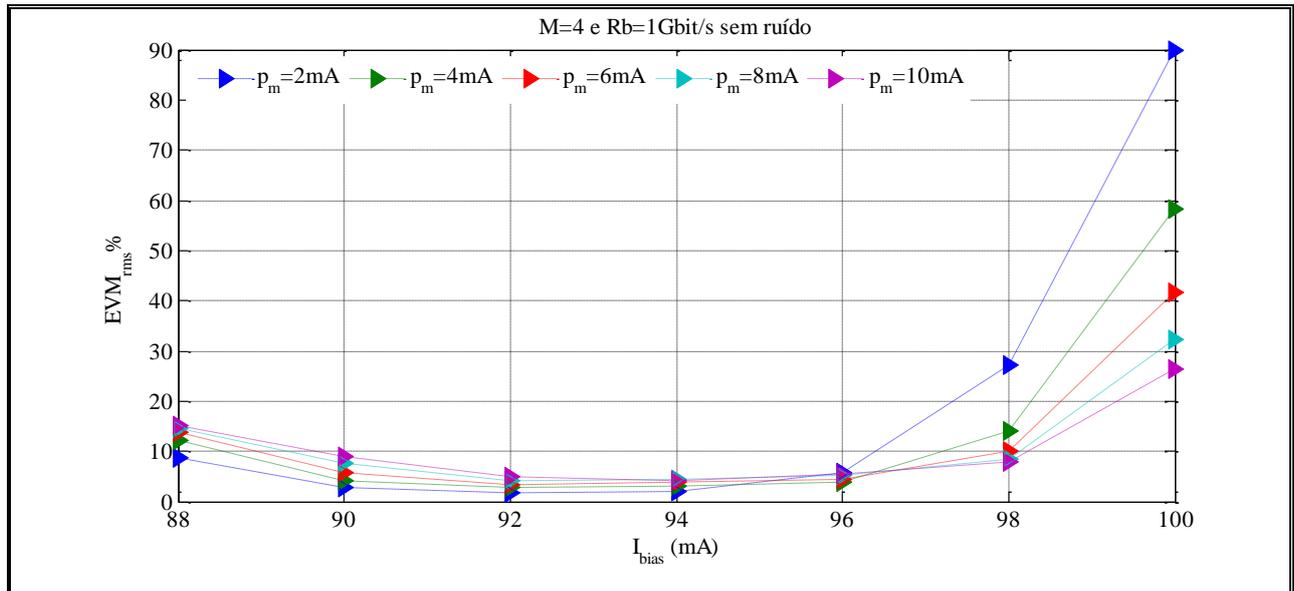


Figura 5.5 Evolução do EVM para um sinal 4-PSK amplificado recebido sem adição de ruído. Sinal emitido a uma taxa de 1Gbit/s

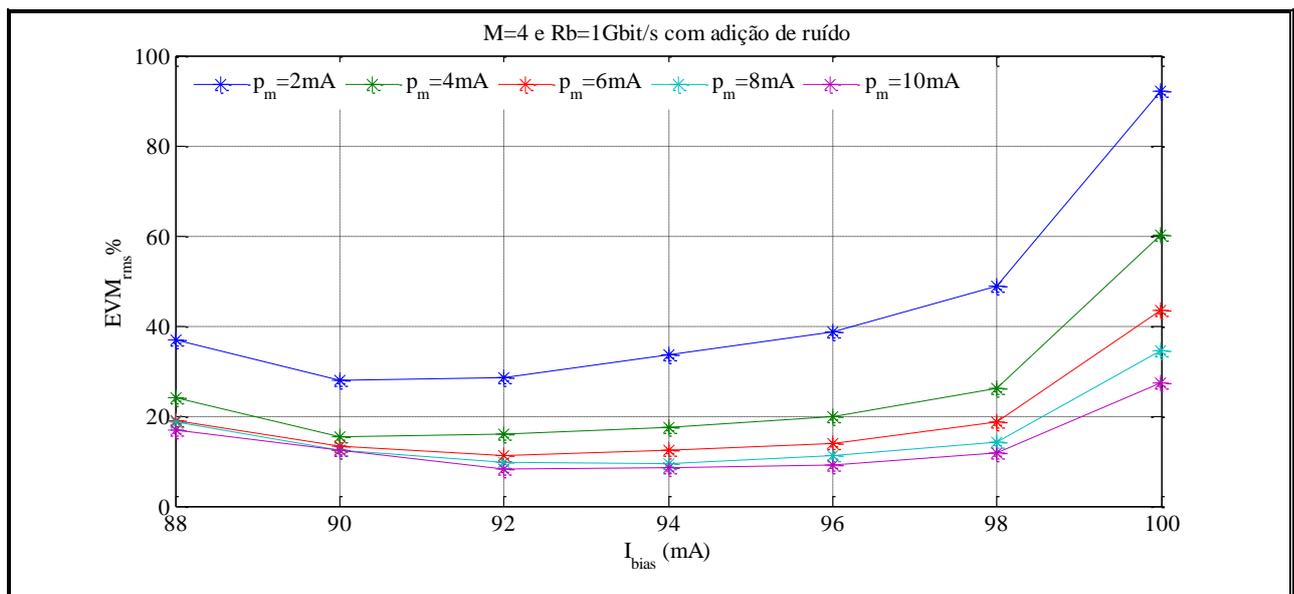


Figura 5.6 Evolução do EVM para um sinal 4-PSK amplificado recebido considerando a adição de ruído. Sinal emitido a uma taxa de 1Gbit/s

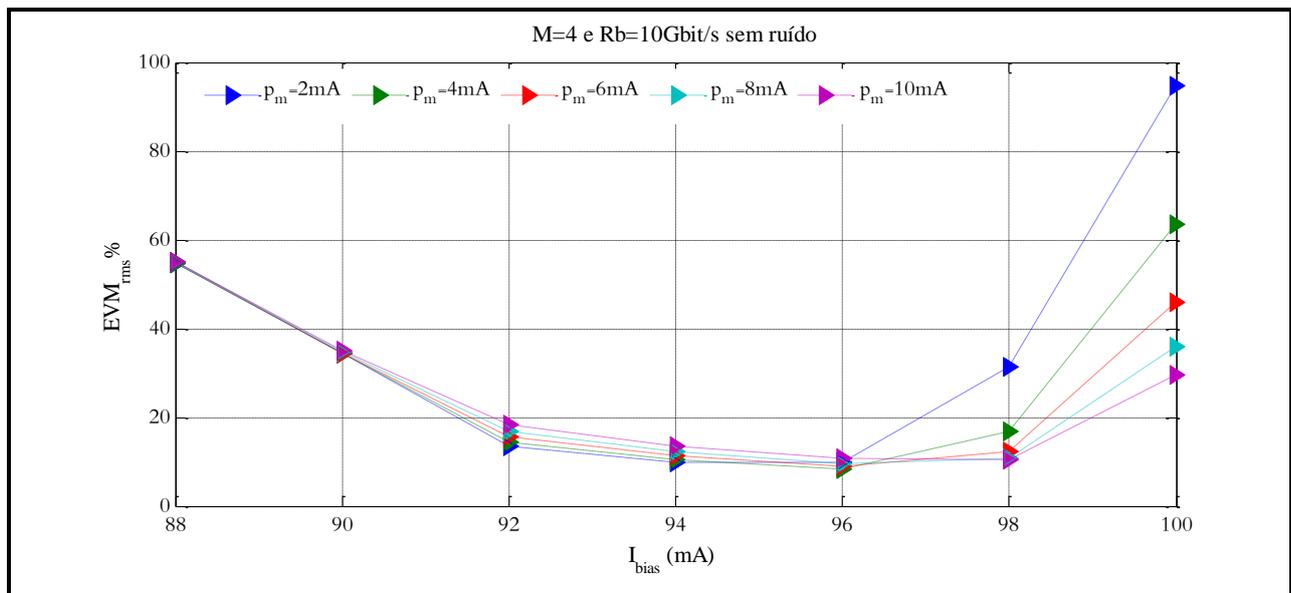


Figura 5.7 Evolução do EVM para um sinal 4-PSK amplificado recebido sem adição de ruído. Sinal emitido a uma taxa de 10Gbit/s.

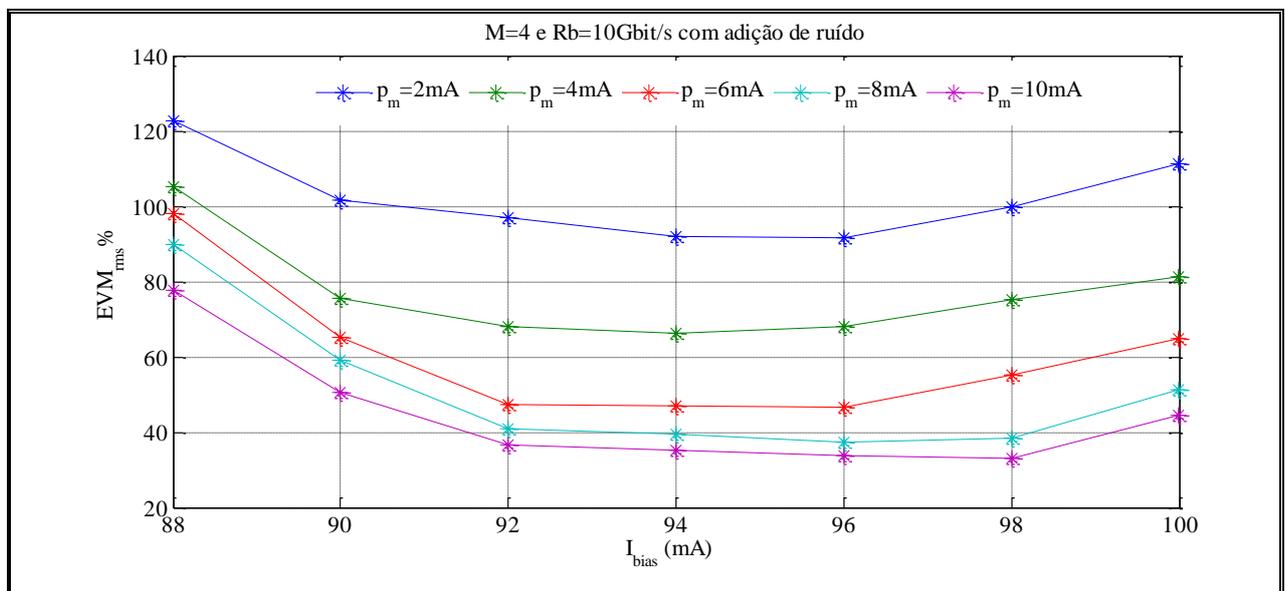


Figura 5.8 Evolução do EVM para um sinal 4-PSK amplificado recebido considerando a adição de ruído. Sinal emitido a uma taxa de 10Gbit/s.

O EVM para a taxa de transmissão de 10 Gbit/s é maior do que para 1 Gbit/s essa degradação deve-se à largura de banda limitada do RSOA.

Pela análise das figuras acima representadas pode-se verificar que a corrente bias óptima situa-se entre os 92mA e 96mA. Fazendo uma análise mais cuidadosa obteve-se os seguintes resultados relativamente ao EVM_{rms} % quando se ignora o ruído considerando o melhor e pior resultado ao se considerar a profundidade de modulação.

Assim quando se considerou o sistema sem ruído obteve-se os seguintes resultados apresentados nas tabelas 5.2 e 5.3 para taxas de transmissão de 1Gbit/s e 10Gbit/s respectivamente.

$R_b = 1Gbit / s$			
$I_{bias} (mA)$	92	94	96
$p_{mod} = 2mA$	1.62	1.97	5.87
$p_{mod} = 10mA$	4.95	4.26	5.45

Tabela 5.2 Resultados do EVM para um sinal 4-PSK transmitido a 1Gbit/s amplificado sem adição de ruído

$R_b = 10Gbit / s$			
$I_{bias} (mA)$	92	94	96
$p_{mod} = 2mA$	13.45	9.92	9.97
$p_{mod} = 10mA$	18.40	13.62	10.68

Tabela 5.3 Resultados do EVM para um sinal 4-PSK transmitido a 10Gbit/s amplificado sem adição de ruído

Considerando o ruído devido às emissões espontâneas obteve-se os resultados representados nas tabelas 4.4 e 4.5 para as taxas de transmissão de 1Gbit/s e 10Gbit/s respectivamente.

$R_b = 1Gbit / s$			
$I_{bias} (mA)$	92	94	96
$p_{mod} = 2mA$	28.53	33.56	38.53
$p_{mod} = 10mA$	8.25	8.38	9.01

Tabela 5.4 Resultados do EVM para um sinal 4-PSK transmitido a 1Gbit/s amplificado com adição de ruído

$R_b = 10Gbit / s$			
$I_{bias} (mA)$	92	94	96
$p_{mod} = 2mA$	96.82	91.99	91.63
$p_{mod} = 10mA$	36.56	35.09	33.70

Tabela 5.5 Resultados do EVM para um sinal 4-PSK transmitido a 10Gbit/s amplificado com adição de ruído

5.4.2 Resultados para 16-PSK , 1 Gbit/s e 10 Gbit/s

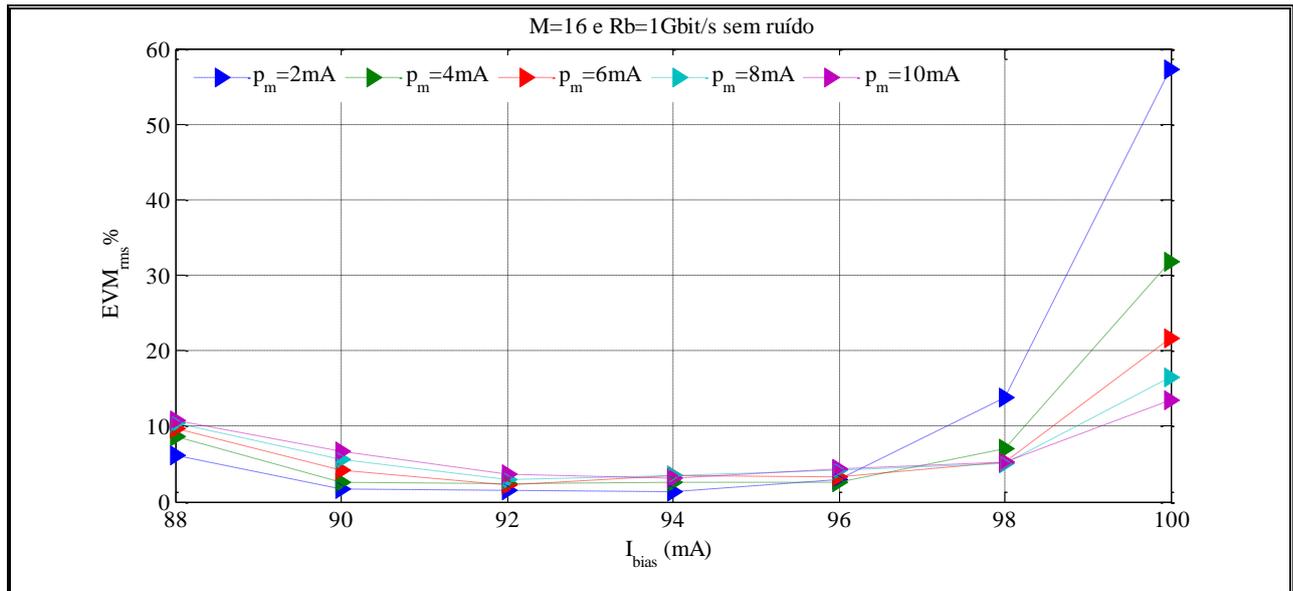


Figura 5.9 Evolução do EVM para um sinal 16-PSK amplificado recebido sem a adição de ruído. Sinal emitido a uma taxa de 1Gbit/s.

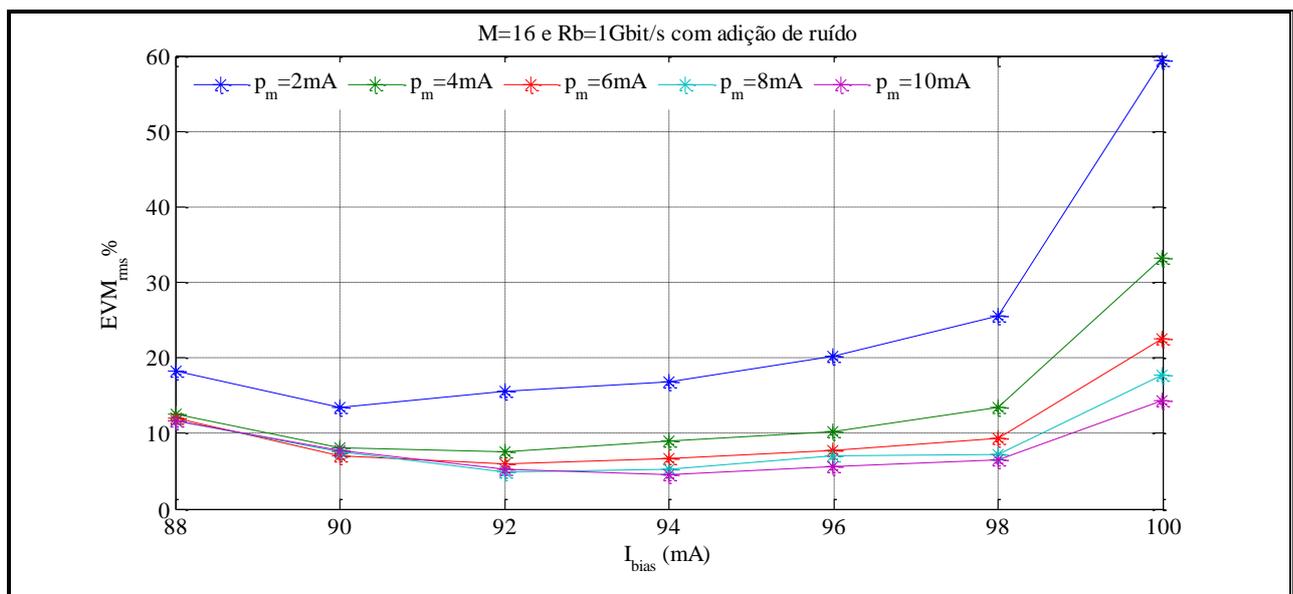


Figura 5.10 Evolução do EVM para um sinal 16-PSK amplificado recebido considerando a adição de ruído. Sinal emitido a uma taxa de 1Gbit/s.

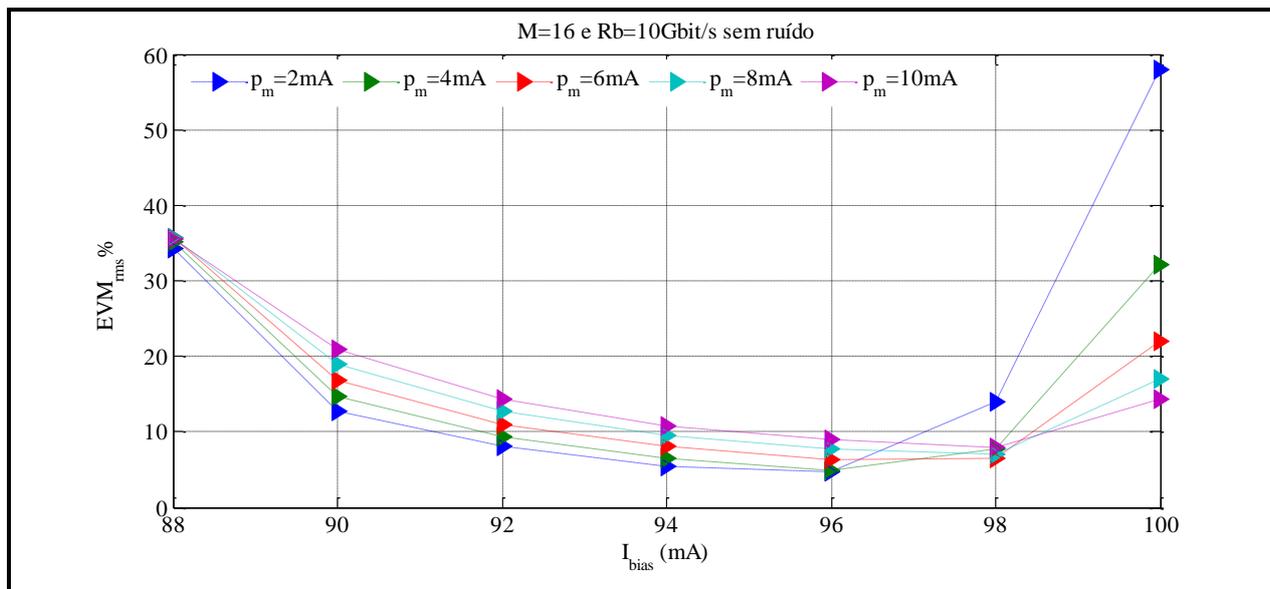


Figura 5.11 Evolução do EVM para um sinal 16-PSK amplificado recebido sem a adição de ruído. Sinal emitido a uma taxa de 10Gbit/s.

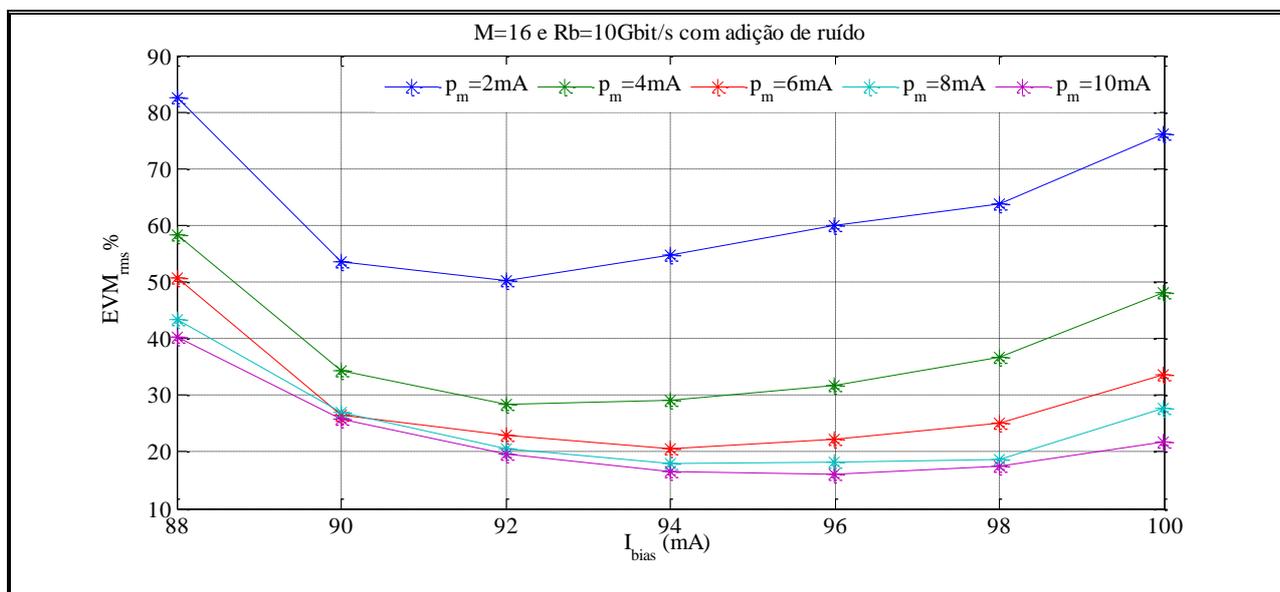


Figura 5.12 Evolução do EVM para um sinal 16-PSK amplificado recebido considerando a adição de ruído. Sinal emitido a uma taxa de 10Gbit/s.

Fazendo a mesma análise referente à ordem de constelação 4, obteve-se os seguintes resultados descritos nas tabelas 5.6 e 5.7, considerando a ausência de ruído para as taxas de transmissão 1Gbit/s e 10Gbit/s respectivamente

$R_b = 1Gbit / s$			
$I_{bias} (mA)$	92	94	96
$p_{mod} = 2mA$	1.5	1.38	2.98
$p_{mod} = 10mA$	3.74	3.16	4.37

Tabela 5.6 Resultados do EVM para um sinal 16-PSK transmitido a 1Gbit/s amplificado sem adição de ruído

$R_b = 10\text{Gbit} / s$			
$I_{bias} (mA)$	92	94	96
$p_{mod} = 2mA$	8.02	5.47	4.68
$p_{mod} = 10mA$	14.38	10.83	9.93

Tabela 5.7 Resultados do EVM para um sinal 16-PSK transmitido a 1Gbit/s amplificado sem adição de ruído

Considerando o ruído introduzido pela emissão espontânea obteve-se os resultados descritos nas tabelas 5.8 e 5.9

$R_b = 1\text{Gbit} / s$			
$I_{bias} (mA)$	92	94	96
$p_{mod} = 2mA$	15.58	16.88	20.29
$p_{mod} = 10mA$	5.33	4.53	5.68

Tabela 5.8 Resultados do EVM para um sinal 16-PSK transmitido a 1Gbit/s amplificado com adição de ruído

$R_b = 10\text{Gbit} / s$			
$I_{bias} (mA)$	92	94	96
$p_{mod} = 2mA$	50.18	54.79	59.95
$p_{mod} = 10mA$	19.51	16.60	15.98

Tabela 5.9 Resultados do EVM para um sinal 16-PSK transmitido a 10Gbit/s amplificado com adição de ruído

5.4.3 Resultados para 64-PSK , 1 Gbit/s e 10 Gbit/s

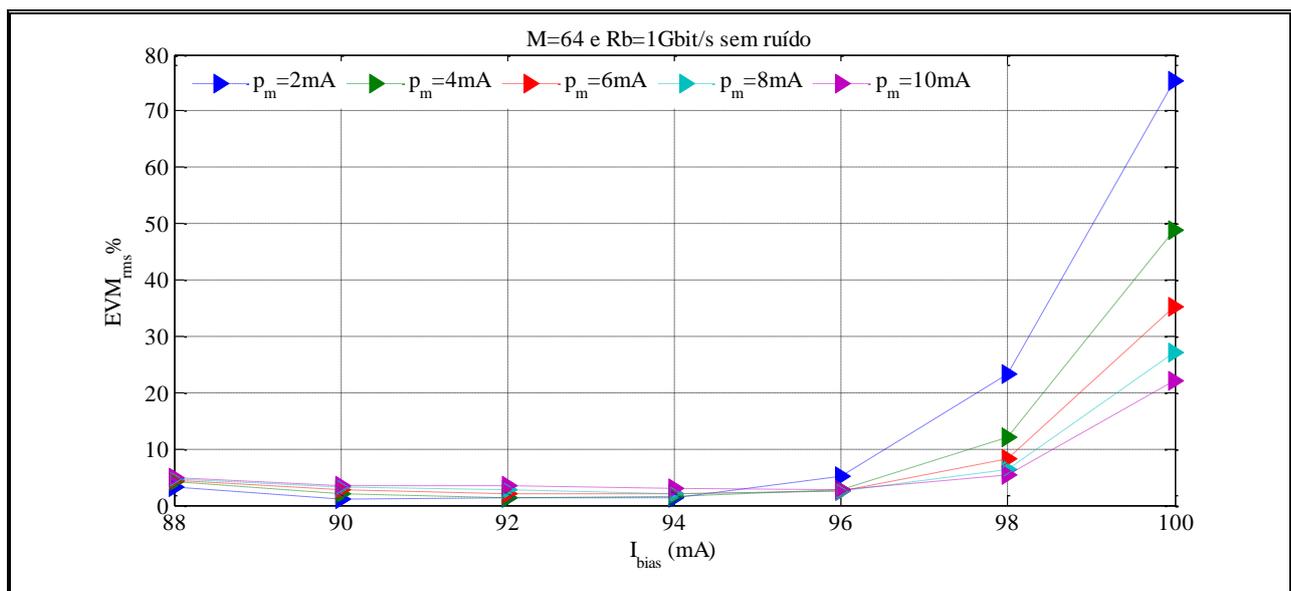


Figura 5.13 Evolução do EVM para um sinal 64-PSK amplificado recebido sem a adição de ruído. Sinal emitido a uma taxa de 1Gbit/s.

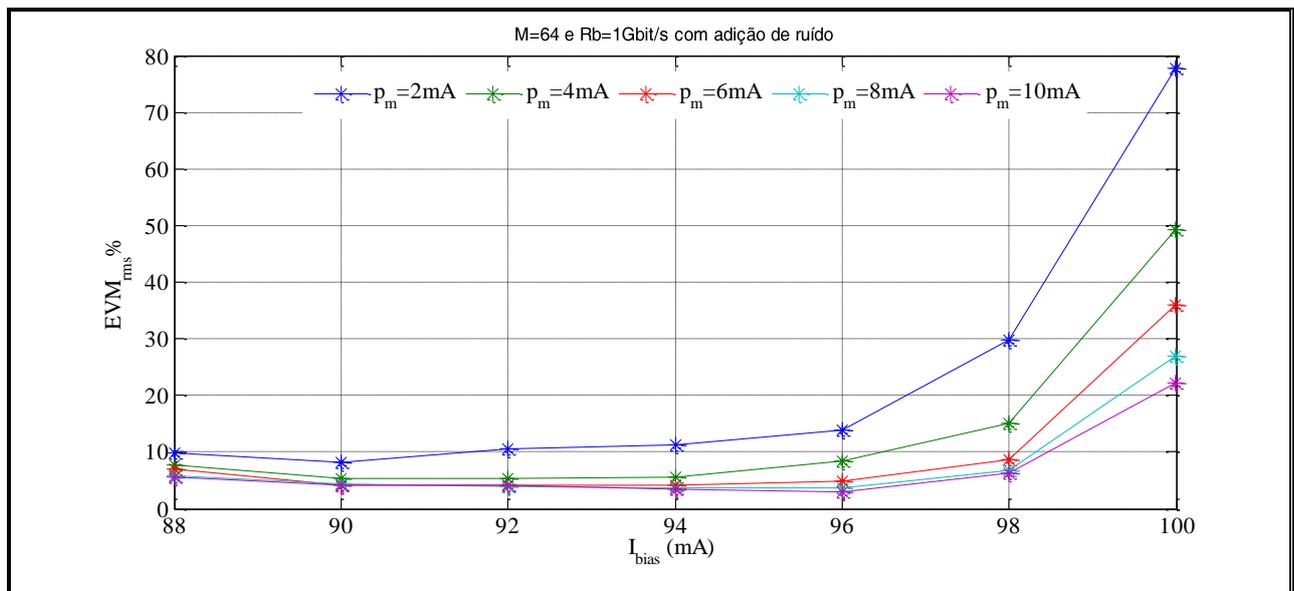


Figura 5.14 Evolução do EVM para um sinal 64-PSK amplificado recebido considerando a adição de ruído. Sinal emitido a uma taxa de 1Gbit/s.

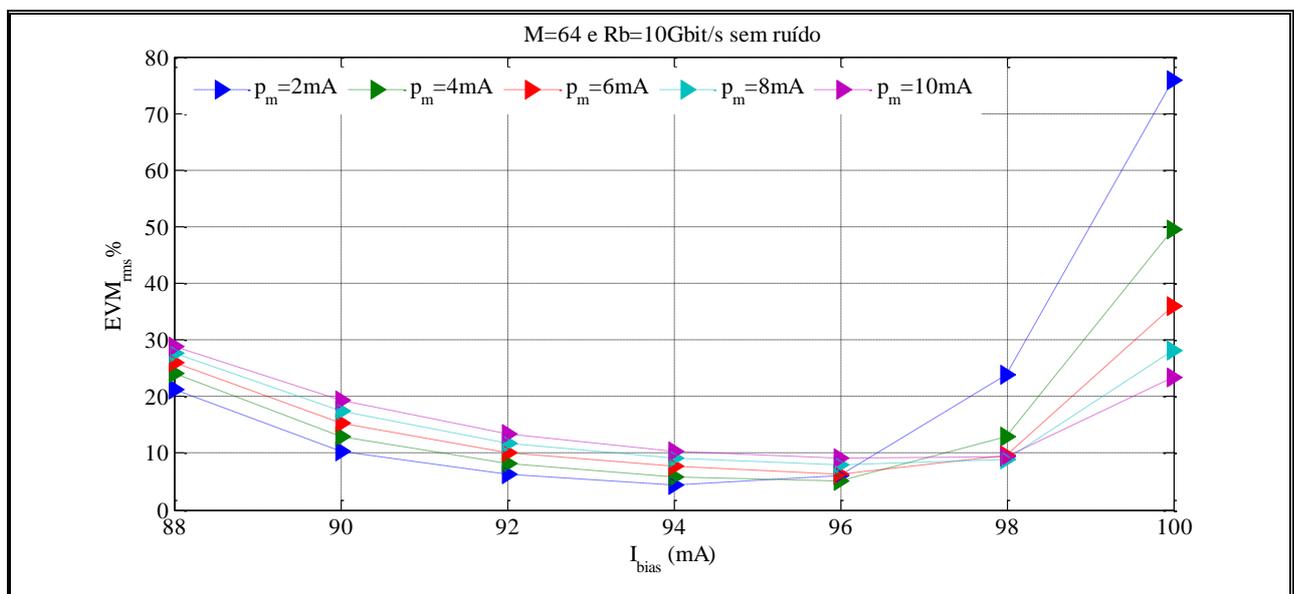


Figura 5.15 Evolução do EVM para um sinal 64-PSK amplificado recebido sem a adição de ruído. Sinal emitido a uma taxa de 10Gbit/s.

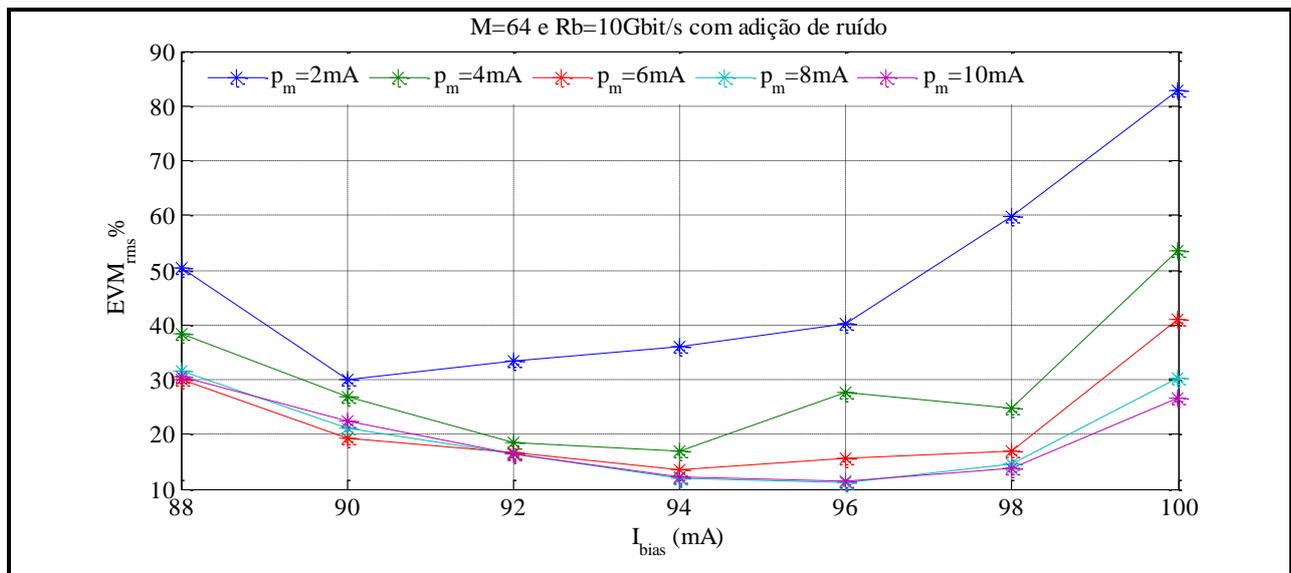


Figura 5.16 Evolução do EVM para um sinal 64-PSK amplificado recebido considerando a adição de ruído. Sinal emitido a uma taxa de 10Gbit/s.

Do mesmo modo obteve-se os seguintes resultados

$R_b = 1Gbit / s$			
$I_{bias} (mA)$	92	94	96
$p_{mod} = 2mA$	1.32	1.22	5.04
$p_{mod} = 10mA$	3.41	2.97	2.75

Tabela 5.10 Resultados do EVM para um sinal 64-PSK transmitido a 1Gbit/s amplificado sem adição de ruído

$R_b = 10Gbit / s$			
$I_{bias} (mA)$	92	94	96
$p_{mod} = 2mA$	6.27	4.42	6.02
$p_{mod} = 10mA$	13.42	10.44	9.10

Tabela 5.11 Resultados do EVM para um sinal 64-PSK transmitido a 10Gbit/s amplificado sem adição de ruído

$R_b = 1Gbit / s$			
$I_{bias} (mA)$	92	94	96
$p_{mod} = 2mA$	10.64	11.32	13.97
$p_{mod} = 10mA$	4.14	3.52	2.95

Tabela 5.12 Resultados do EVM para um sinal 64-PSK transmitido a 10Gbit/s amplificado com adição de ruído

$R_b = 10\text{Gbit} / s$			
$I_{bias} (mA)$	92	94	96
$p_{mod} = 2mA$	33,44	35.93	40.11
$p_{mod} = 10mA$	16.45	12.27	11.35

Tabela 5.13 Resultados do EVM para um sinal 64-PSK transmitido a 10Gbit/s amplificado com adição de ruído

5.4.4 Análise dos resultados obtidos

A primeira análise a ser feita é relativa à profundidade de modulação. Como pode ser verificado nas tabelas 5.2 a 5.13 nota-se um melhor desempenho do amplificador quando não é adicionado o ruído quando se considerar a profundidade modulação igual a 2mA, dado que nessa situação o RSOA está a funcionar numa zona linear.

Como era esperado o EVM aumenta quando se considera o ruído de emissão espontânea. O efeito da introdução do ruído é mais visível quando a amplitude pico a pico do sinal de entrada é baixa, dado que a SNR para essas condições é menor.

O resultado mais importante desta análise é que o desempenho do sistema melhora com o aumento da ordem da constelação. Isto deve-se basicamente a dois efeitos, o sinal 64-PSK ocupa uma menor largura de banda do que o sinal 4-PSK. Os símbolos 64-PSK têm uma maior duração quando comparados com os símbolos 4-PSK. Para além deste efeito também há a considerar que o ruído aditivo também diminui para 16-PSK já que a largura de banda do sinal é menos. Assim, é possível obter EVMs menores do que 20 dBs considerando transmissão de 10 Gbit/s e 16-PSK. De seguida analisa-se a corrente de polarização óptima, que como se pode verificar tanto pelos gráficos apresentados nas figuras 5.5 a 5.16 e pelas tabelas 5.2 a 5.13 os valores óptimos referentes a cada caso de estudo flutuam, essa flutuação de valores deve-se ao facto de não se ter a mesma sequência de bits transmitidos para todos os casos bem como a largura de banda eléctrica usada na determinação da SNR depender da ordem de constelação além de que o ruído é aleatório.

Para a determinação da corrente bias óptima ter-se-á em consideração os valores obtidos considerando o ruído adicionado pela emissão espontânea e conseqüentemente a profundidade de modulação mais elevada. Sendo assim obteve-se os seguintes resultados:

Para a ordem de constelação 4 considerando as possíveis correntes bias óptimas para $R_b = 1\text{Gbit} / s$ obteve-se os seguintes diagramas de constelação:

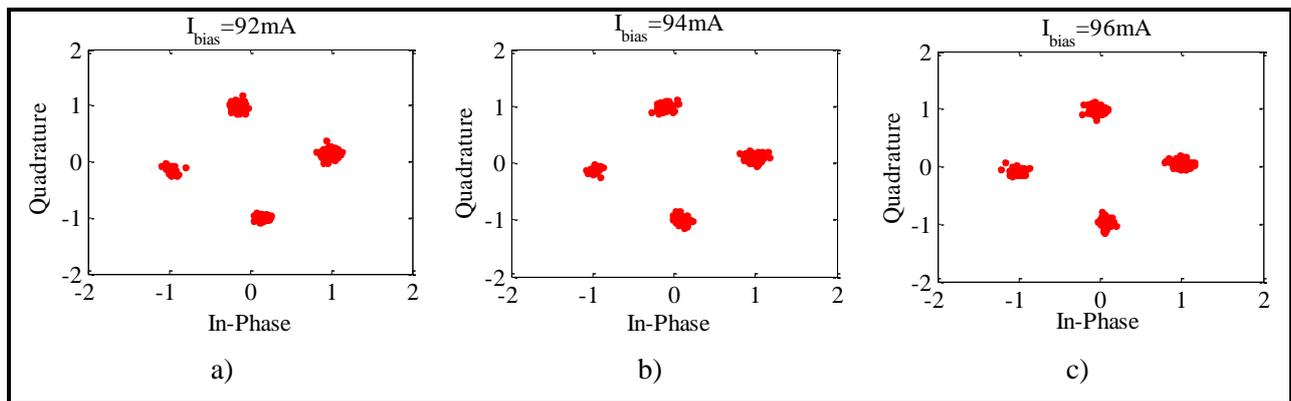


Figura 5.17 Diagrama de constelação de um sinal 4-PSK transmitido a 1Gbit/s com: a) $I_{bias}=92\text{mA}$; b) $I_{bias}=94\text{mA}$; c) $I_{bias}=96\text{mA}$

E para $R_b = 10\text{Gbit} / s$ obteve-se

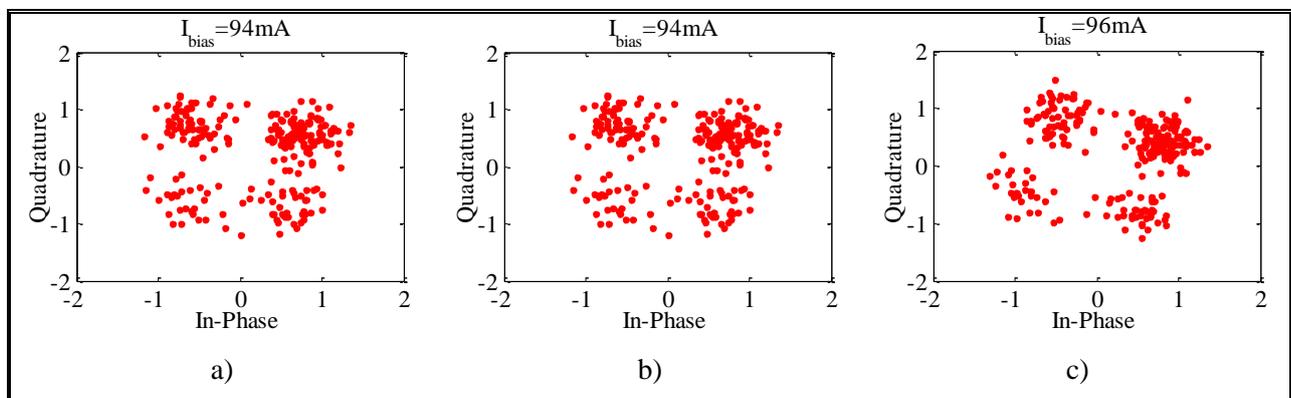


Figura 5.18 Diagrama de constelação para um sinal 4-PSK transmitido a 10Gbit/s com: a) $I_{bias}=92\text{mA}$; b) $I_{bias}=94\text{mA}$; c) $I_{bias}=96\text{mA}$

Com base na análise dos digramas de constelação obtidos para as diferentes correntes bias pode-se determinar que para $R_b = 1\text{Gbit} / s$ o diagrama de constelação referente à corrente de 92mA os símbolos recebidos se apresentam mais concentrados em torno do pontos considerados óptimos já no pior caso que é o referente à corrente de 96mA já se verifica um pequeno espalhamento dos símbolos recebidos, escolhe-se então como valor óptimo da corrente bias situa-se nos 92mA com uma taxa de $EVM_{rms} = 8.25\%$. Já para a análise referente à $R_b = 10\text{Gbit} / s$ verifica-se um maior espalhamento dos símbolos recebidos, sendo que o melhor resultado é referente à corrente de 96mA com uma taxa de $EVM_{rms} = 33.70\%$.

Fazendo a mesma análise para a ordem de constelação 16

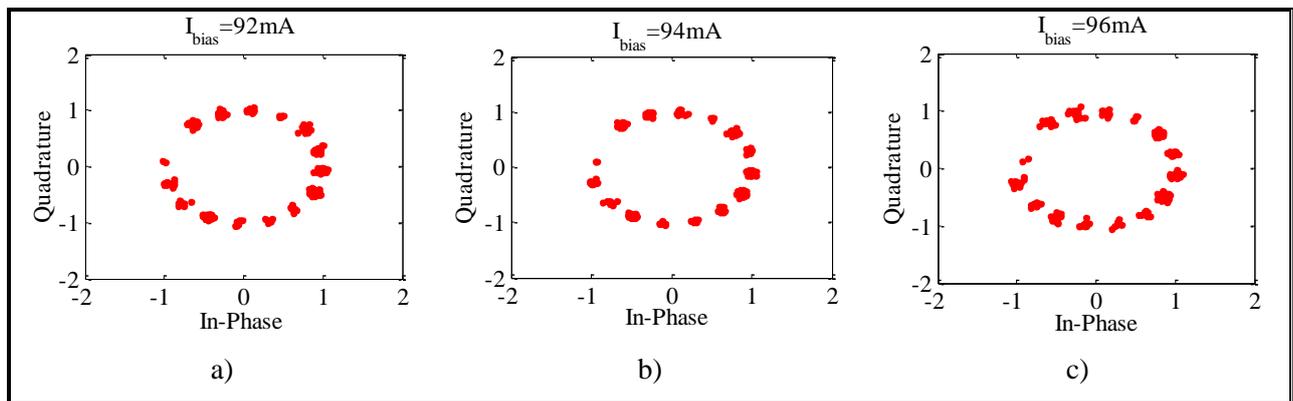


Figura 5.19 Diagrama de constelação para um sinal 16-PSK transmitido a 1Gbit/s com: a) $I_{bias}=92\text{mA}$; b) $I_{bias}=94\text{mA}$; c) 96mA .

Para $R_b = 10\text{Gbit} / s$ obteve-se os seguintes diagramas de constelação

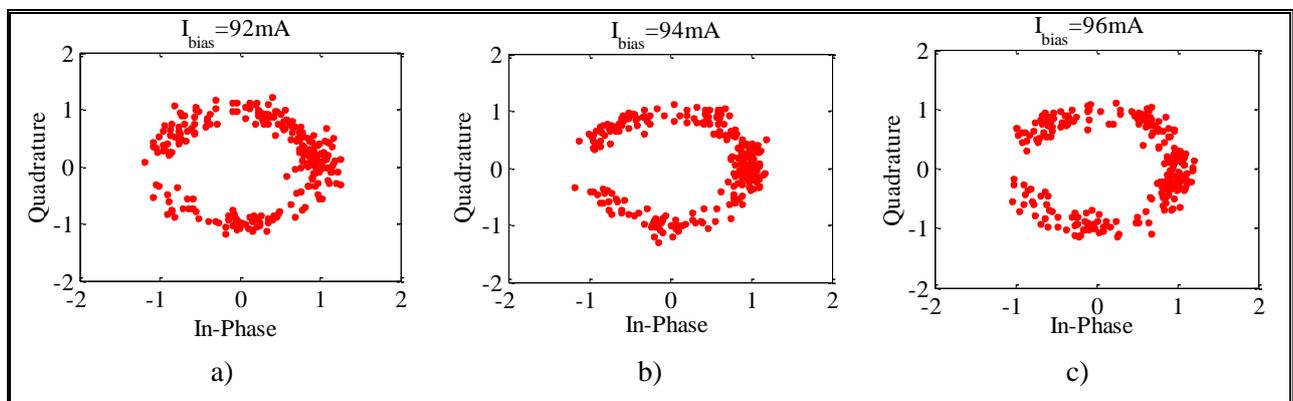


Figura 5.20 Diagrama de constelação para um sinal 16-PSK transmitido a 10Gbit/s com: a) $I_{bias}=92\text{mA}$; b) $I_{bias}=94\text{mA}$; c) 96mA .

Para $R_b = 1\text{Gbit} / s$ verifica-se que para a corrente de 94mA os símbolos recebidos estão mais concentrados em torno da localização onde estariam os símbolos idealmente recebidos, sendo assim considerado o valor óptimo da corrente bias de 94mA com $EVM_{rms} = 4.53\%$. Para $R_b = 10\text{Gbit} / s$ nota-se uma maior degradação do sinal recebido, o espalhamento é muito maior relativamente a $R_b = 1\text{Gbit} / s$ sendo mais difícil de se aperceber a que ponto da constelação os símbolos pertencem. Pela análise feita chega-se a um valor óptimo da corrente referente à ordem de constelação 16 de 96mA com uma taxa de $EVM_{rms} = 15.98\%$

Já considerando a ordem de constelação 64

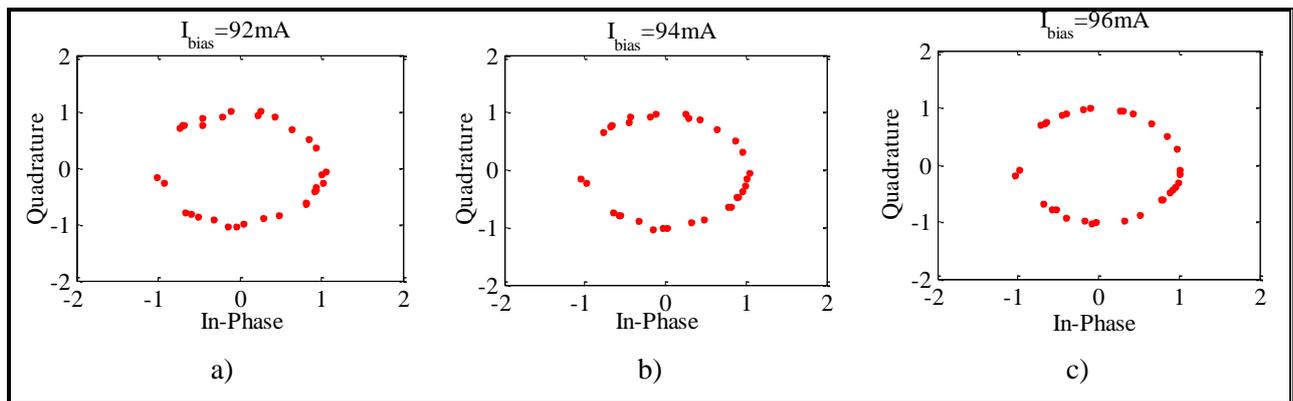


Figura 5.21 Diagrama de constelação para um sinal 64-PSK transmitido a 1Gbit/s com: a) $I_{bias}=92\text{mA}$; b) $I_{bias}=94\text{mA}$; c) 96mA.

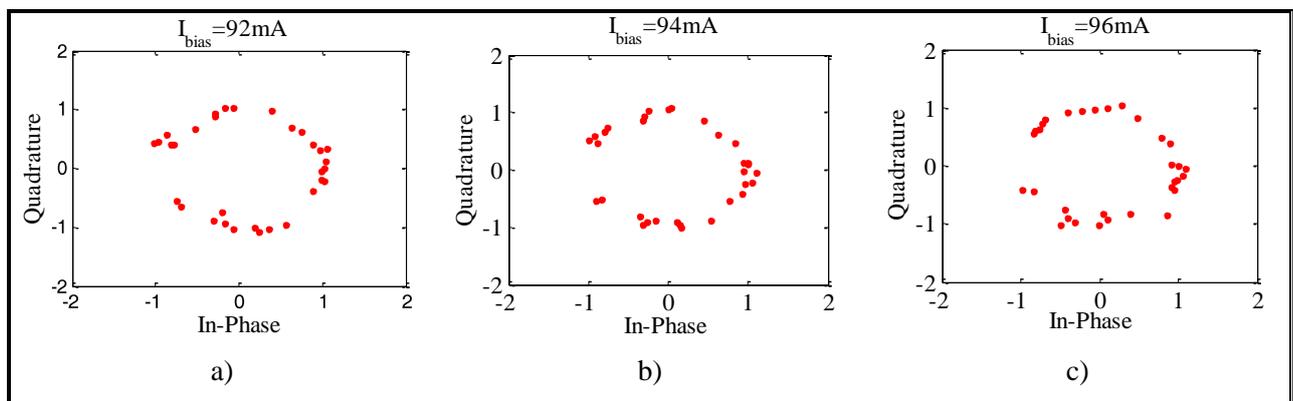


Figura 5.22 Diagrama de constelação para um sinal 64-PSK transmitido a 10Gbit/s com: a) $I_{bias}=92\text{mA}$; b) $I_{bias}=94\text{mA}$; c) 96mA.

Pode-se verificar que tanto para $R_b = 1\text{Gbit} / \text{s}$ como para $R_b = 10\text{Gbit} / \text{s}$ o valor óptimo para a corrente bias óptima situa-se nos 96mA com valores de $EVM_{rms} = 2.95\%$ e $EVM_{rms} = 11.35\%$ respectivamente.

Com base nas análises feitas opta-se como corrente bias óptima para o sistema a corrente de 96mA visto ser a que satisfaz melhor o sistema ao se considerar o ruído bem como taxas de transmissão mais elevadas.

Capítulo 6 Transmissão por fibra óptica

Nesse capítulo será abordado a transmissão de sinais através da fibra óptica. A fibra óptica considerada é uma fibra monomodal, ou seja suporta apenas o modo fundamental HE_{11} .

6.1 Caracterização da fibra óptica

A fibra óptica monomodal é projectada de tal forma em que todos os modos de ordem superior estejam abaixo do corte do comprimento de onda de trabalho. Essa garantia é dada pela frequência normalizada V que determina as condições de corte, para o modo fundamental HE_{11} há que se garantir $V < 2.405$ [1].

6.1.1 Atenuação

A atenuação da fibra óptica é um dos aspectos mais importantes a ter em consideração ao se projectar um sistema de transmissão óptica. Isso porque determina a distância máxima entre o emissor e o receptor sem se recorrer ao uso de amplificadores. Pois durante o processo de transmissão ocorrem perdas associadas ao comprimento da fibra reduzindo assim a potência do sinal.

Essa perda é caracterizada por um coeficiente de atenuação que é determinada através da lei de Beer [1] e é representada pela seguinte equação:

$$\partial P / \partial z = -\alpha_{at} P \quad (6.1)$$

em que α_{at} é o coeficiente de atenuação. Consideremos agora um pulso a propagar-se numa fibra de comprimento Z cuja potência de entrada é P_{in} e atenuação α_{at} , a relação entre as potências de entrada e saída é dada por:

$$P_{out} = P_{in} \exp(-\alpha_{at} z) \quad (6.2)$$

aqui com α_{at} expresso em *neper/km*. A partir da equação (6.2) obtém-se o parâmetro de perdas da fibra expressa em *dB/km* como sendo:

$$\alpha_{at} (dB/km) = -\frac{10}{z} \log_{10} \left(\frac{P_{out}}{P_{in}} \right) \quad (6.3)$$

em que $\alpha_{at} (dB/km) \approx 4.343\alpha_{at}$ [1].

6.1.2 Dispersão de velocidade de grupo

Além da atenuação do sinal ao propagar-se na fibra um factor a ter em consideração é a distorção do sinal causada pela dispersão. Sendo que a dispersão possui duas componentes: a componente intermodal que se refere a fibras multimodo (que não fazem parte do nosso estudo) e a componente intramodal.

A dispersão intramodal é caracterizada pelo alargamento de impulsos dentro de um único modo, essa dispersão é vista como sendo o resultado da velocidade de grupo v_g ser uma função do comprimento de onda λ [2].

Ao considerarmos uma componente espectral do sinal a uma frequência ω propagando-se numa fibra de comprimento z a uma velocidade de grupo v_g , chegando ao final do percurso com um

atraso de grupo $\tau_g = \frac{z}{v_g}$, com

$$v_g = \left(\frac{\partial \beta}{\partial \omega} \right)^{-1} \quad (6.4)$$

em que β é a constante de propagação. A dependência relativamente à frequência da velocidade de grupo leva ao alargamento dos impulsos devido à dispersão das diferentes componentes espectrais do impulso fazendo com que não cheguem ao mesmo tempo ao fim da fibra [2].

O parâmetro de dispersão é dado pela seguinte relação:

$$D_{fibra} = \frac{1}{Z} \frac{\partial \tau_g}{\partial \lambda} \quad (6.5)$$

Para obter D_{fibra} em função comprimento de onda vamos considerar $\Delta\omega$ como sendo a largura espectral do impulso e o alargamento do impulso com o comprimento da fibra Z dado por [1]

$$\Delta T = \frac{\partial \tau_g}{\partial \omega} \Delta\omega = \frac{\partial}{\partial \omega} \left(\frac{Z}{v_g} \right) \Delta\omega = Z \frac{\partial}{\partial \omega} \left(\frac{\partial \beta}{\partial \omega} \right) \Delta\omega = Z \beta_2 \Delta\omega, \quad (6.6)$$

em que $\beta_2 = \frac{\partial^2 \beta}{\partial \omega^2}$ é a dispersão do atraso de grupo por unidade de comprimento e é responsável pelo alargamento dos impulsos. Entretanto $\Delta\omega$ pode ser determinado de acordo com a variação do comprimento de onda $\Delta\lambda$ emitida pela fonte óptica [1], atendendo que $\omega = \frac{2\pi c}{\lambda}$ e $\Delta\omega = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \Delta\lambda$, sendo assim podemos reescrever a equação (6.6) como:

$$\Delta T = \frac{\partial \tau_g}{\partial \lambda} \Delta\lambda = Z \frac{\partial}{\partial \lambda} \left(\frac{1}{v_g} \right) \Delta\lambda = D_{fibra} Z \Delta\lambda. \quad (6.7)$$

Ao igualarmos as equações (6.6) e (6.7) obtemos o parâmetro da dispersão em função do comprimento de onda,

$$D_{fibra} = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \beta_2 \quad (6.8)$$

sendo expresso em $ps/(nm \cdot km)$, é de se referir que o parâmetro de dispersão contém o resultado da dispersão do material e dispersão do guia de ondas.

6.2 Propagação de impulsos

6.2.1 Equação de propagação

Para o estudo da propagação de pulsos na fibra óptica tem-se como base a equação de não linearidade de Schrödinger para propagação de pulsos ópticos em fibras monomodais, é de se salientar que essa equação é válida para impulsos cuja largura seja superior a $5ps$ [3].

$$i \frac{\partial A}{\partial z} = -\frac{i\alpha_{at}}{2} A + \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} - \gamma |A|^2 A \quad (6.9)$$

com α_{at} representando a atenuação na fibra, β_2 o factor de dispersão da fibra, γ o parâmetro de não linearidade, A representa a variação da amplitude do pulso e T o tempo correspondente à duração do referencial temporal em que o impulso se movimenta a uma determinada velocidade de grupo v_g ($T = t - z/v_g$) [3]. Atendendo que pretendente avaliar o desempenho da fibra óptica em regime linear, considera-se $\gamma = 0$, resumindo assim a equação (6.9) a:

$$i \frac{\partial A}{\partial z} = -\frac{i\alpha_{at}}{2} A + \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} \quad (6.10)$$

A equação que rege a variação da amplitude do pulso é a seguinte

$$A(z, \tau) = \sqrt{P_0} \exp(-\alpha Z/2) U(z, \tau), \quad (5.11)$$

em que P_0 é a potência máxima do pulso incidente, e τ representa a o tempo normalizado em relação à largura inicial do pulso T_0 , em que:

$$\tau = \frac{T}{T_0} = \frac{t - z/v_g}{T_0}, \quad (6.12)$$

e U é a amplitude normalizada de A [3].

6.2.2 Função de transferência da fibra

A função de transferência da fibra óptica é obtida através da resolução da equação de propagação (equação (6.10)), substituindo a equação (6.11) em (6.10) resolvendo em ordem a $\frac{\partial U(z, \tau)}{\partial z}$ obtém-se:

$$i \frac{\partial U(z, \tau)}{\partial z} = \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 U(z, \tau)}{\partial T^2} \quad (6.13)$$

Cuja solução no domínio da frequência é obtida aplicando a transformada de Fourier a ambos os lados da equação obtendo-se assim o seguinte resultado:

$$U(Z, \omega) = U(0, \omega) \exp\left(i \frac{\beta_2}{2} \omega^2 Z\right) \quad (6.14)$$

em que o factor referente ao exponencial é função de transferência da fibra óptica, logo pode-se definir a função de transferência da fibra óptica como sendo:

$$H(\omega) = \exp\left(i \frac{\beta_2}{2} \omega^2 Z\right) \quad (6.15)$$

em β_2 é responsável pelo alargamento do pulso ao passar pela fibra. Sendo que a podemos definir como sendo uma função da frequência, sendo assim

$$H(f) = \exp\left(\frac{-i\pi D_{\text{fibra}} \lambda^2 f^2 Z}{c}\right) \quad (6.16)$$

Em que f é a frequência equivalente ao de um filtro passa baixo [4]. É de se salientar que para a determinação da função de transferência da fibra teve-se em conta apenas a dispersão cromática (ou seja intramodal) como único efeito de degradação do sinal na fibra, no entanto pode-se acrescentar o efeito da atenuação através de um factor multiplicativo, reescrevendo assim a equação (6.16) como:

$$H(f) = \exp(-\alpha_{\text{at}} Z) \exp\left(\frac{-i\pi D_{\text{fibra}} \lambda^2 f^2 Z}{c}\right) \quad (6.17)$$

6.3 Caso de estudo

Para o caso de estudo será abordado o efeito da dispersão á medida que se aumenta o comprimento da fibra óptica. Para esse efeito escolheu-se como sinal a propagar na fibra um pulso gaussiano. Essa escolha permitiu testar a função implementada em Matlab, já a tem uma solução analítica.

6.3.1 Pulso Gaussiano

O campo incidente relativo a um pulso gaussiano é representado pela seguinte equação [3]:

$$U(0, T) = \exp\left(-\frac{T^2}{2T_0^2}\right) \quad (6.18)$$

em que T_0 representa a largura do pulso.

Para se avaliar a dispersão considerando o comprimento da fibra óptica considera-se a equação (6.13) e o tempo normalizado τ referenciado na equação (6.12) obtendo-se assim:

$$i \frac{\partial U(z, \tau)}{\partial z} = \frac{\beta_2}{2T_0^2} \frac{\partial^2 U(z, \tau)}{\partial \tau^2} \quad (6.19)$$

em que o factor $L_D = \frac{T_0^2}{|\beta_2|}$ representa a dispersão relativamente ao comprimento, sendo a avaliação relativamente à dispersão é medida da seguinte forma, $Z \ll L_D$ implica que os efeitos de dispersão não afectam o sinal que se propaga na fibra, ou seja esse efeito é considerado desprezível. Como exemplo do efeito da dispersão relativamente ao comprimento da fibra apresenta-se a figura abaixo.

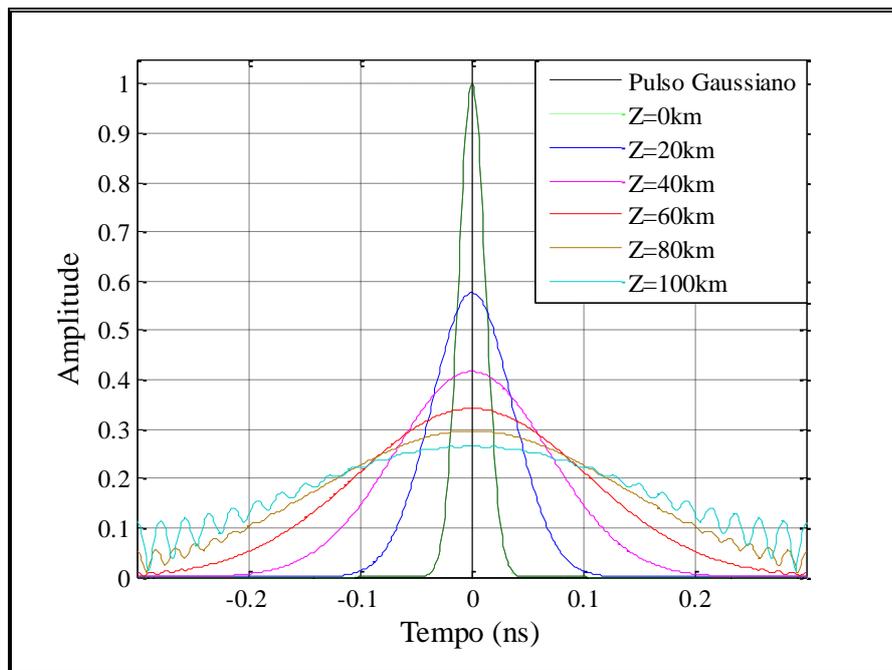


Figura 6.1 Evolução de um pulso gaussiano a propagar-se na fibra óptica

Como pode ser verificado através da figura acima o sinal vai-se degradando à medida em Z se vai aproximando de L_D , verificando-se assim uma maior atenuação e expansão do sinal. Na figura abaixo pode-se verificar como a amplitude do pulso vai diminuindo e a largura do pulso vai aumento à medida que o comprimento da fibra vai aumentando, na figura esse fenómeno é caracterizado através da transição de cores quentes para cores frias, sendo que as cores quentes representam maior amplitude e as frias as menores amplitudes.

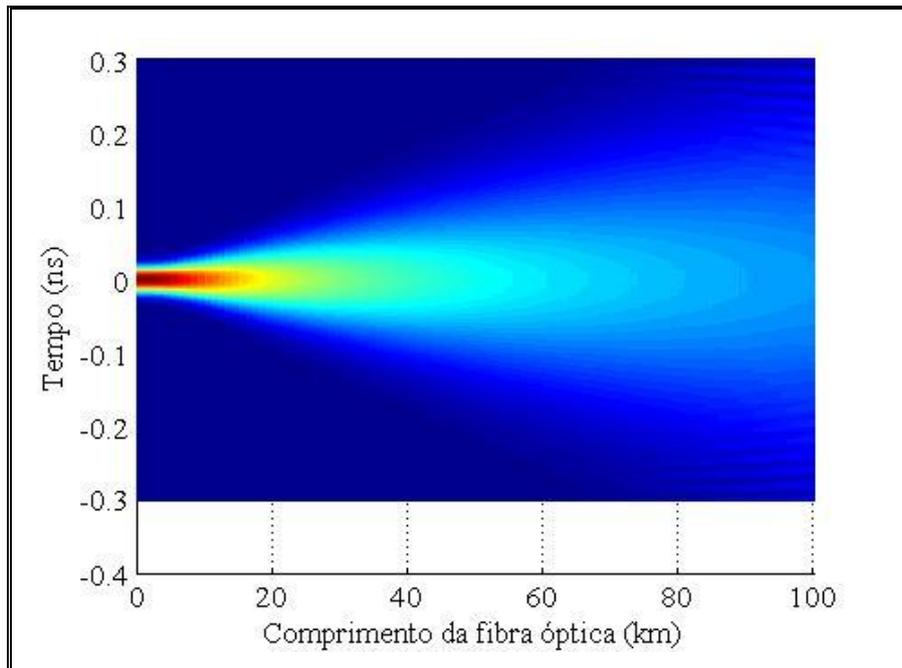


Figura 6.2 Vista de cima de um pulso gaussiano ao propagar-se na fibra óptica

Pose-se notar que degradação do sinal torna-se mais crítica após os 60km com o aparecimento “ondulações”. Na Figura 6.3 pode-se avaliar de forma mais clara como o pulso evolui ao se propagar na fibra óptica.

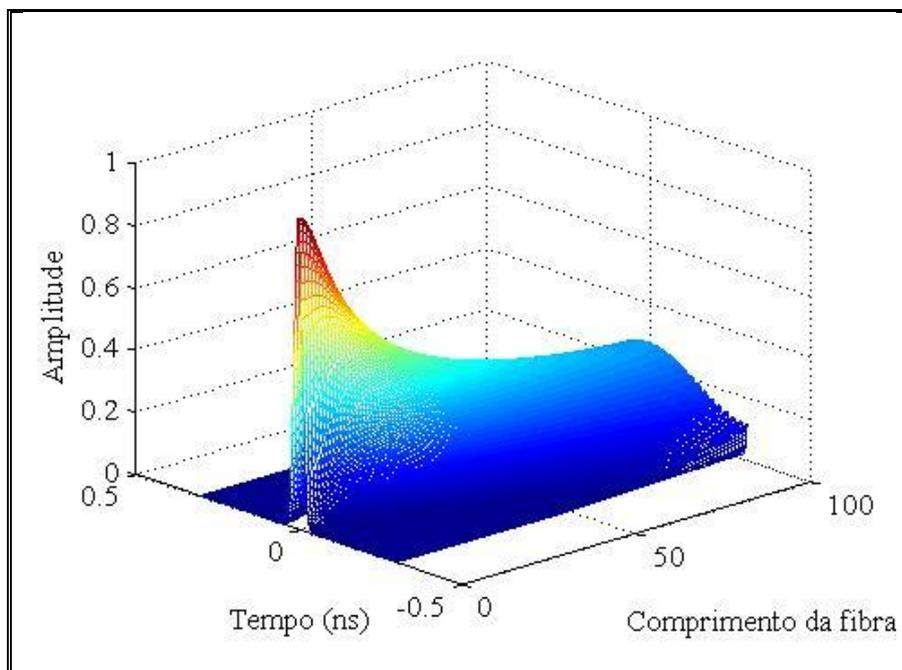


Figura 6.3 Evolução da dispersão com o aumento do comprimento da fibra óptica

6.4 Transmissão na fibra óptica de sinais M-PSK

Para avaliar a degradação no desempenho do sistema causada pela transmissão do sinal ao longo da fibra, será apenas considerado o sinal á entrada e à saída do mesmo. Usando a métrica *EVM*

para uma fibra com dispersão de 17 ps/km/nm , atenuação 0 dB/km e comprimento a variar entre 0 km e 100 km obtém-se o seguinte resultado.

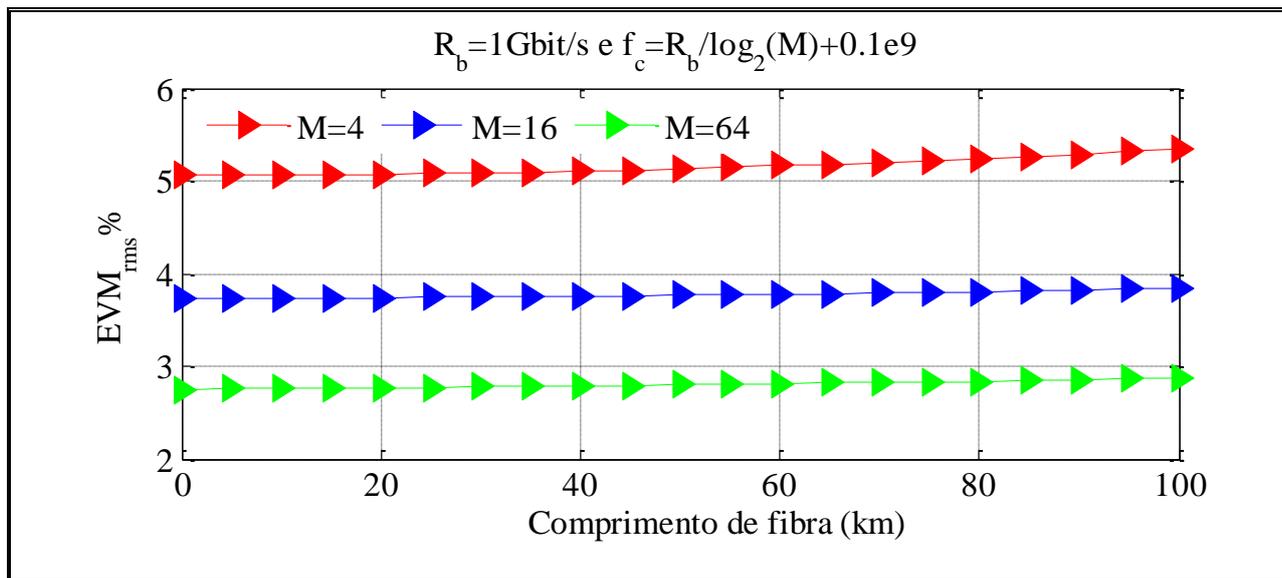


Figura 6.4 Evolução do EVM com o comprimento da fibra óptica para $R_b = 1 \text{ Gbit/s}$

Pela análise da Figura 6.4 pode-se verificar que o efeito causado pela dispersão da fibra é relativamente baixa. Ao se considerar um “link” de fibra de comprimento 60 km obteve-se um melhores resultado para o sinal 64-PSK.

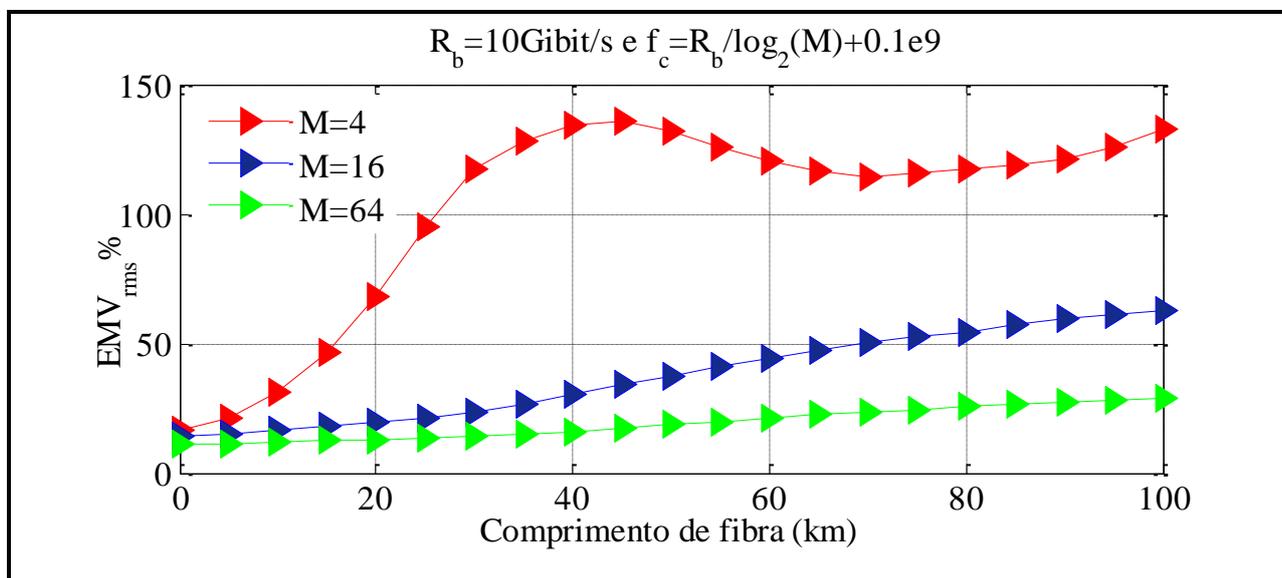


Figura 6.5 Evolução do EVM com o comprimento da fibra óptica para $R_b = 10 \text{ Gbit/s}$

Pela análise da Figura 6.5 é notório o efeito da dispersão muito elevado quando o sinal é emitido a taxas de transmissão muito elevadas, e esse efeito é mais acentuado para sinais de ordem de constelação mais baixas, já que nesse caso o sinal ocupa uma largura de banda mais elevada.

Pode-se concluir que para transmissões a taxas elevadas deve-se considerar modulações com ordem de constelação mais elevadas bem como diminuir o comprimento do “*link*” de fibra óptica.

Referências

- [1] Govind P. Agrawal, Fiber-Optic Communication Systems, Third Edition, 2002, Wiley Series in Microwave and Optical Engineering Kai Chang, Series Editor
- [2] Keiser Gerd, Optical Fiber Communications, Second Edition, McGraw-Hill Series in Electrical Engineering.
- [3] Govind P. Agrawal, Nonlinear Fiber Optics, Third Edition, Academic Press
- [4] Sieben, M.; Conradi, J.; Dodds, D.E., "Optical single sideband transmission at 10 Gb/s using only electrical dispersion compensation," *Journal of Lightwave Technology*, vol.17, no.10, pp.1742-1749, Oct 1999.

Capítulo 7 Conclusões

Neste trabalho de dissertação foi implementado um modelo simplificado em matlab do RSOA assim como todos os blocos funcionais ópticos e eléctricos de um sistema de transmissão por fibra óptica.

Através dos resultados obtidos por meio das simulações implementadas no matlab foi possível avaliar a taxa de transmissão máxima atingível de um sistema de comunicação por fibra óptica que usa um RSOA e modulação M-PSK.

Considerando a avaliação feita no estudo do RSOA verificou-se este responde bem quando modulado com sinais 64-PSK 10 Gbits/s por estes terem uma menor largura de banda bem como os símbolos a serem transmitidos possuem maior duração bits/s comparado com os de ordem de constelação inferior. Por outro lado ao se considerar a transmissão na fibra óptica verificou-se que transmissão a taxas muito elevadas faz com que haja um grande aumento da dispersão. No entanto para se colmatar esse problema recomenda-se o uso de “links” de fibra até aos 20km.

Pode-se concluir que se pode transmitir a taxas de 10Gbit/s mas considerando ordens de constelações PSK elevadas e “links” de fibra menores.

Trabalhos futuros

- a) comparação do modelo simplificado do RSOA com o modelo convencional;
- b) análise do desempenho do sistemas com outros tipos de modulação, por exemplo OFDM ((Orthogonal Frequency Division Multiplexing)).

Anexo A Vector Erro de Magnitude

– EVM

O EVM é uma medida utilizada para medir a qualidade de sinais digitais recebidos através de um sistema de transmissão digital. Nesse processo é comparado o sinal recebido com o que idealmente se deveria receber, a determinação do valor do EVM pode ser determinado com base no cálculo do vector erro, sendo que o vector erro é determinado como sugerido na Figura abaixo.

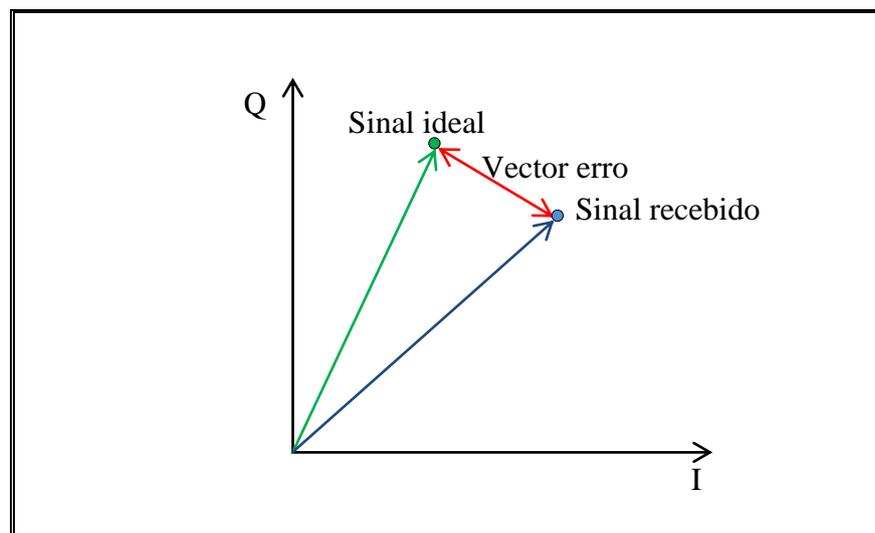


Figura 8.1 Definição do EVM

Consideremos um sistema de transmissão digital em que $X_k = X_{I,k} + iX_{Q,k}$ representa o k-ésimo símbolo emitido e $Y_k = Y_{I,k} + iY_{Q,k}$ o k-ésimo símbolo recebido, o vector erro é obtido através do cálculo da distância euclidiana entre o símbolo emitido (que é o que idealmente se receberia) e o recebido, sendo que essa distância é representada pela seguinte equação:

$$D_k = |Y_k - X_k|. \quad (\text{A.1})$$

Para a determinação do *EVM* considera-se um diagrama de constelação onde estão representados os N símbolos que idealmente seriam recebidos $\{X_k\}_{k=1}^N$, bem como N símbolos recebidos $\{Y_k\}_{k=1}^N$, o *EVM* é calculado em termos do seu valor médio quadrático através da seguinte expressão:

$$EVM_{rms} = \left[\frac{\frac{1}{N} \sum_{k=1}^N |Y_k - X_k|^2}{\frac{1}{N} \sum_{k=1}^N |X_k|^2} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (\text{A.2})$$

Está inerente na equação A.2 a grande vantagem do *EVM* face a outros métodos de avaliação da qualidade de transmissão de sinais digitais, vantagem essa que se deve ao facto do que o *EVM* avalia tantos os erros associados à amplitude bem como os associados à fase [1], fazendo com que se tenha uma ideia mais clara das distorções sofridas pelo sinal durante o processo de transmissão [2].

Durante o processo de transmissão os sinais sofrem atenuações, o torna difícil uma justa comparação entre o sinal que idealmente seria recebido e o que realmente é recebido, dando origem a erros no processo de avaliação do sistema. Assim sendo surge a necessidade de haver a normalização das constelações referentes ao sinal ideal bem como ao referente ao sinal recebido, evitando assim erros de avaliação. Para efeitos de normalização assume-se que os sinais ideais e os recebidos seguem uma distribuição normal no diagrama de constelação [1].

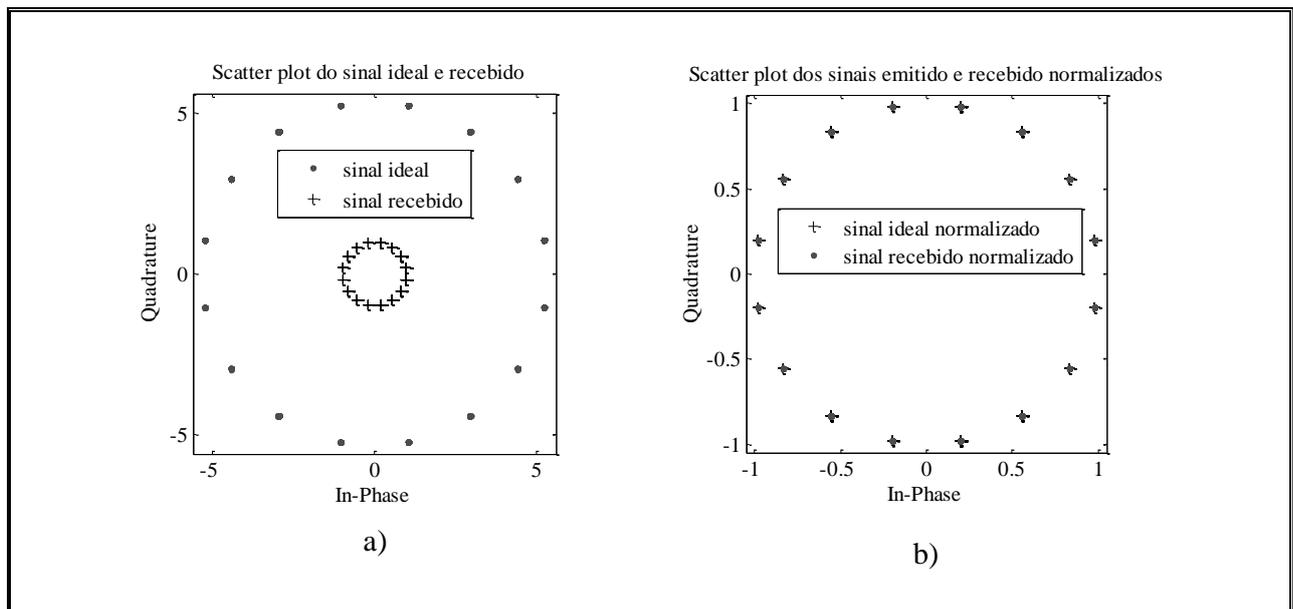


Figura 8.2 Diagrama de constelação do sinal: a) ideal e recebido; c) normalizado

É de referir que para efeitos de eficiência do *EVM* o processo de normalização dever ser feito de tal modo que o valor médio quadrático da amplitude de todos possíveis símbolos seja unitário [2]. Assim com base no pressuposto acima podemos normalizar a constelação referente ao emissor bem como a referente ao receptor. Para o emissor, calcula-se o valor da potência de cada

símbolo emitido (o que seria idealmente recebido) que é dividido pela potência média total dos mesmos, garantindo que

$$P_{v_x} = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N |X_k|^2 = 1 \quad (\text{A.3})$$

em que P_{v_x} refere-se à potência do média de todos os símbolos emitidos, do mesmo modo normaliza-se a constelação referente ao receptor

$$P_{v_y} = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N |Y_k|^2 \quad (\text{A.4})$$

com P_{v_y} referindo à potência total dos símbolos recebidos. Podendo-se assim determinar o sinal normalizado tanto no emissor como no receptor. Sendo assim o sinal normalizado no emissor é dado pela seguinte relação:

$$S_{norm_x,k} = \frac{1}{\sqrt{P_{v_x}}} (X_k) \quad (\text{A.5})$$

No receptor obtém-se:

$$S_{norm_y,k} = \frac{1}{\sqrt{P_{v_y}}} (Y_k) \quad (\text{A.6})$$

Pode-se agora determinar o *EVM* de uma forma equitativa como sendo:

$$EVM_{rms} = \left[\frac{\frac{1}{N} \sum_{k=1}^N |S_{norm_y,k} - S_{norm_x,k}|^2}{\sum_{k=1}^N |S_{norm_x,k}|^2} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (\text{A.7})$$

Referências

- [1] Michael D. McKinley, Kate A. Remley, Maciej Myslinski, J. Stevenson Kenney, Dominique Schreurs, Bart Nauwelaers, “EVM Calculation for Broadband Modulated Signals”.
- [2] Jair A. L. Silva, Bernardo L. Valentin, Marcelo E. V. Segatto, “Avaliação de efeitos Não Lineares em Sistemas OFDM pela Figura de Mérito EVM”.

Anexo B Equação das taxas para o campo

A propagação de um campo electromagnético no interior de um amplificador é representada pela seguinte equação:

$$\nabla^2 E - \frac{\varepsilon}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = 0 \quad (\text{B.1})$$

Sendo que $\varepsilon = n_b^2 + \chi$ é a constante dieléctrica, com χ representando a contribuição das cargas no interior da região activa, definida pela seguinte equação:

$$\chi(N) = -\frac{\bar{n}c}{\omega_0} (\alpha + i) a(N - N_0) \quad (\text{B.2})$$

Assumindo que a luz à entrada do amplificador é linearmente polarizada e assim mantém-se durante o processo de propagação, o campo eléctrico no interior do amplificador pode ser descrito pela seguinte equação [1]

$$E(x, y, z, t) = \hat{x} \frac{1}{2} F(x, y) A(z, t) \left\{ \exp[i(k_0 z - \omega_0 t)] + \exp[-i(k_0 z - \omega_0 t)] \right\} \quad (\text{B.3})$$

Em que A representa a envolvente da onda a propagar-se, $F(x, y)$ representa a distribuição do campo modal na secção transversal do guia de ondas, $k_0 = \frac{\bar{n}\omega_0}{c}$ a constante de propagação e ω_0 representa a frequência angular do fóton. Substituindo a equação (B.3) em (B.1) obtém-se

$$\begin{aligned} & \nabla^2 \left[\hat{x} \frac{1}{2} F(x, y) A(z, t) \left\{ \exp[i(k_0 z - \omega_0 t)] + \exp[-i(k_0 z - \omega_0 t)] \right\} \right] + \\ & - \frac{\varepsilon}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left\{ \hat{x} \frac{1}{2} F(x, y) A(z, t) \left\{ \exp[i(k_0 z - \omega_0 t)] + \exp[-i(k_0 z - \omega_0 t)] \right\} \right\} = 0 \end{aligned} \quad (\text{B.4})$$

Para determinar $\frac{\partial^2}{\partial t^2} E(x, y, z, t)$, para onda incidente têm-se

$$\frac{\partial E^+}{\partial t} = \frac{1}{2} F(x, y) \left\{ \exp[i(k_0 z - \omega_0 t)] \frac{\partial A^+(z, t)}{\partial t} - i\omega_0 \exp[i(k_0 z - \omega_0 t)] A^+(z, t) \right\} \quad (\text{B.5})$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 E^+}{\partial t^2} &= \frac{\partial}{\partial t} \left[\frac{1}{2} F(x, y) \left\{ \exp[i(k_0 z - \omega_0 t)] \frac{\partial A^+(z, t)}{\partial t} - i\omega_0 A^+(z, t) \exp[i(k_0 z - \omega_0 t)] \right\} \right] \\ &= \frac{1}{2} F(x, y) \left\{ \exp[i(k_0 z - \omega_0 t)] \frac{\partial^2 A^+(z, t)}{\partial t^2} - i\omega_0 \exp[i(k_0 z - \omega_0 t)] \frac{\partial A^+(z, t)}{\partial t} \right\} + \\ &\quad \frac{1}{2} F(x, y) \left\{ -i\omega_0 \exp[i(k_0 z - \omega_0 t)] \frac{\partial A^+(z, t)}{\partial t} - \omega_0^2 \exp[i(k_0 z - \omega_0 t)] A^+(z, t) \right\} \end{aligned} \quad (\text{B.6})$$

Ignorando a segunda derivada de $A^+(z, t)$ em ordem a t [1], obtemos

$$\frac{\partial^2 E^+}{\partial t^2} = \frac{1}{2} F(x, y) \left\{ -i2\omega_0 \exp[i(k_0 z - \omega_0 t)] \frac{\partial A^+(z, t)}{\partial t} - \omega_0^2 \exp[i(k_0 z - \omega_0 t)] A^+(z, t) \right\} \quad (\text{B.7})$$

Do mesmo modo obtém-se para a onda reflectida, ignorando a segunda derivada de $A^-(z, t)$ obtém-se

$$\frac{\partial^2 E^-}{\partial t^2} = \frac{1}{2} F(x, y) \left\{ i2\omega_0 \exp[-i(k_0 z - \omega_0 t)] \frac{\partial A^-(x, y)}{\partial t} - \omega_0^2 \exp[-i(k_0 z - \omega_0 t)] A^-(z, t) \right\} \quad (\text{B.8})$$

Para determinação de $\nabla^2 E$

$$\nabla^2 E^+ = \hat{e}_x \nabla^2 E_x^+ + \hat{e}_y \nabla^2 E_y^+ + \hat{e}_z \nabla^2 E_z^+ \quad (\text{B.9})$$

Resolvendo (B.9)

$$\frac{\partial E^+}{\partial x} = \frac{1}{2} A^+(z, t) \exp[i(k_0 z - \omega_0 t)] \frac{\partial F(x, y)}{\partial x} \quad (\text{B.10})$$

$$\frac{\partial^2 E^+}{\partial x^2} = \frac{1}{2} A^+(z, t) \exp[i(k_0 z - \omega_0 t)] \frac{\partial^2 F(x, y)}{\partial x^2} \quad (\text{B.11})$$

$$\frac{\partial^2 E^+}{\partial y^2} = \frac{1}{2} A^+(z, t) \exp[i(k_0 z - \omega_0 t)] \frac{\partial^2 F(x, y)}{\partial y^2} \quad (\text{B.12})$$

$$\frac{\partial E^+}{\partial z} = \frac{1}{2} F(x, y) \left\{ \exp[i(k_0 z - \omega_0 t)] \frac{\partial A^+(z, t)}{\partial t} + ik_0 A^+(z, t) \exp[i(k_0 z - \omega_0 t)] \right\} \quad (\text{B.13})$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 E^+}{\partial z^2} = \frac{1}{2} F(x, y) & \left\{ \exp[i(k_0 z - \omega_0 t)] \frac{\partial^2 A^+(z, t)}{\partial z^2} + i2k_0 \exp[i(k_0 z - \omega_0 t)] \frac{\partial A^+(z, t)}{\partial z} \right\} - \\ & \frac{1}{2} F(x, y) \left\{ k_0^2 \exp[i(k_0 z - \omega_0 t)] A^+(z, t) \right\} \end{aligned} \quad (\text{B.14})$$

Ignorando a segunda deriva de $A^+(z, t)$ em ordem a z na equação (B.14) [1] obtém-se

$$\frac{\partial^2 E^+}{\partial z^2} = \frac{1}{2} F(x, y) \left\{ 2ik_0 \exp[i(k_0 z - \omega_0 t)] \frac{\partial A^+(z, t)}{\partial z} - k_0^2 A^+(z, t) \exp[i(k_0 z - \omega_0 t)] \right\} \quad (\text{B.15})$$

Pode-se agora reescrever a equação (B.9) como

$$\begin{aligned} \nabla^2 E^+ = \frac{1}{2} A^+(z, t) \exp[i(k_0 z - \omega_0 t)] & \left\{ \frac{\partial^2 F(x, y)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 F(x, y)}{\partial y^2} \right\} \\ + \frac{1}{2} F(x, y) & \left\{ 2ik_0 \exp[i(k_0 z - \omega_0 t)] \frac{\partial A^+(z, t)}{\partial z} - k_0^2 A^+(z, t) \exp[i(k_0 z - \omega_0 t)] \right\} \end{aligned} \quad (\text{B.16})$$

Do mesmo modo calcula-se $\nabla^2 E^-$ obtendo-se o seguinte resultado

$$\begin{aligned} \nabla^2 E^- = \frac{1}{2} A^-(z, t) \exp[-i(k_0 z - \omega_0 t)] & \left\{ \frac{\partial^2 F(x, y)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 F(x, y)}{\partial y^2} \right\} \\ - \frac{1}{2} F(x, y) & \left\{ 2ik_0 \exp[-i(k_0 z - \omega_0 t)] \frac{\partial A^-(z, t)}{\partial z} + k_0^2 A^-(z, t) \exp[-i(k_0 z - \omega_0 t)] \right\} \end{aligned} \quad (\text{B.17})$$

Chegando-se assim ao seguinte resultado:

$$\begin{aligned} \nabla^2 E^+ - \frac{\varepsilon}{c^2} \frac{\partial^2 E^+}{\partial t^2} = F(x, y) \exp[i(k_0 z - \omega_0 t)] & \left\{ ik_0 \frac{\partial A^+(z, t)}{\partial z} + i\omega_0 \frac{\varepsilon}{c^2} \frac{\partial A^+(z, t)}{\partial t} \right\} \\ + \frac{1}{2} A^+(z, t) \exp[i(k_0 z - \omega_0 t)] & \left\{ \frac{\partial^2 F(x, y)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 F(x, y)}{\partial y^2} + \left(\omega_0^2 \frac{\varepsilon}{c^2} - k_0^2 \right) F(x, y) \right\} = 0 \end{aligned} \quad (\text{B.18})$$

e

$$\begin{aligned} \nabla^2 E^- - \frac{\varepsilon}{c^2} \frac{\partial^2 E^-}{\partial t^2} = F(x, y) \exp[-i(k_0 z - \omega_0 t)] \left\{ -ik_0 \frac{\partial A^-(z, t)}{\partial z} - i\omega_0 \frac{\varepsilon}{c^2} \frac{\partial A^-(z, t)}{\partial t} \right\} \\ + \frac{1}{2} A^-(z, t) \exp[-i(k_0 z - \omega_0 t)] \left\{ \frac{\partial^2 F(x, y)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 F(x, y)}{\partial y^2} + \left(\omega_0^2 \frac{\varepsilon}{c^2} - k_0^2 \right) F(x, y) \right\} = 0 \end{aligned} \quad (\text{B.19})$$

Que ao integra-se segundo as dimensões transversais chega-se às equações relativas às taxas de variação dos campos [1]. Assim para o campo incidente e reflectido têm-se:

$$\frac{\partial A^+(z, t)}{\partial z} + \frac{1}{v_g} \frac{\partial A^+(z, t)}{\partial t} = \frac{i\omega_0 \Gamma}{2\bar{n}c} \chi A^+(z, t) - \frac{1}{2} \alpha_{\text{int}} A^+(z, t) \quad (\text{B.20})$$

$$\frac{\partial A^-(z, t)}{\partial z} - \frac{1}{v_g} \frac{\partial A^-(z, t)}{\partial t} = -\frac{i\omega_0 \Gamma}{2\bar{n}c} \chi A^-(z, t) + \frac{1}{2} \alpha_{\text{int}} A^-(z, t) \quad (\text{B.21})$$

respectivamente, em que a velocidade de grupo $v_g = c/n_g$ em que $n_g = \bar{n} + \omega_0 (\partial \bar{n} / \partial \omega)$ define o índice de velocidade de grupo, o parâmetro Γ é o factor de confinamento e é definido pela seguinte equação [1]:

$$\Gamma = \frac{\int_0^d \int_0^w |F(x, y)|^2 dx dy}{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |F(x, y)|^2 dx dy} \quad (\text{B.22})$$

É de se referir que os termos associados a α_{int} nas equações (B.19) e (B.20) têm em consideração as perdas internas quando $\chi = 0$ [1].

Referências

[1] G. P. Agrawal and N. A. Olsson, "Self-phase modulation and spectral broadening of optical pulses in semiconductor laser amplifiers," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol 53, nº 11, pp 2292-2306, Nov 1989.

Anexo C Equação da taxa de ganho

O ganho é definido como sendo uma função da densidade de portadores N através da seguinte equação [1]:

$$g(N) = \Gamma a(N - N_0) \quad (\text{C.1})$$

Em que a é o coeficiente de ganho, N_0 a densidade de portadores necessários para transparência e Γ o factor de confinamento já definido anteriormente. Com base na equação (C.1) determina-se a taxa de variação do ganho em relação ao tempo.

$$\frac{\partial g(N)}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t}(\Gamma a(N - N_0)) \quad (\text{C.2})$$

Com

$$\frac{\partial N}{\partial t} = \nabla^2 N + \frac{I}{qV_a} - \frac{N}{\tau_c} - \frac{a(N - N_0)}{\hbar\omega_0} |E|^2 \quad (\text{C.3})$$

Sendo que a equação C.3 é uma equação fenomenológica que contabiliza os mecanismos pelos quais os portadores são gerados ou perdidos dentro da região activa. Ao analisar a equação C.3 o termo $\nabla^2 N$ contabiliza a difusão dos portadores na cavidade, o termo I/qV_a corresponde à taxa de injeção de portadores para dentro da região activa mediante uma corrente I . O termo N/τ_c corresponde à perda dos portadores devido à emissão espontânea e à emissão radiactiva. Por fim o termo $\frac{a(N - N_0)}{\hbar\omega_0} |E|^2$ resulta da recombinação da emissão estimulada responsável pela luz

laser. Em que I é a corrente de injeção, q a carga do electrão, V_a o volume da cavidade activa, τ_c o tempo médio de vida de portadores, $\hbar\omega_0$ a energia do fotão e E o campo óptico.

A equação (C.3) pode ser simplificada atendendo que a largura e a espessura da região activa w e d respectivamente são geralmente muito pequenas ao serem comparadas ao comprimento do amplificador. E visto que a densidade dos portadores é aproximadamente uniforme ao longo das dimensões transversais do amplificador, pode-se aproximar $\partial N/\partial t$ ao seu valor médio [1] segundo a seguinte equação [2]:

$$\frac{\partial N}{\partial t} = \frac{I}{qV_a} - \frac{N}{\tau_c} - \frac{g(N)}{\hbar\omega_0\sigma_m} |A|^2 \quad (\text{C.4})$$

com $\sigma_m = wd$ representando a área referente ao corte transversal da região activa. Substituindo a equação (C.4) em (C.2) obtém-se

$$\frac{\partial g(N)}{\partial t} = a\Gamma \left[\frac{I}{qV_a} - \frac{N}{\tau_c} - \frac{g(N)}{\hbar\omega_0\sigma_m} |A|^2 \right] = a\Gamma \left(\frac{I}{qV_a} - \frac{N}{\tau_c} \right) - \frac{a\Gamma}{\hbar\omega_0\sigma_m} g(N) |A|^2 \quad (\text{C.5})$$

Sendo a energia da saturação do amplificador é definida como:

$$E_{sat} = \frac{\hbar\omega_0\sigma}{a} \quad (\text{C.6})$$

com $\sigma = \frac{\sigma_m}{\Gamma}$ em que σ representa a área modal na secção transversal da região activa, sendo assim a equação (C.5) passa a ser definida pela seguinte equação

$$\frac{\partial g(N)}{\partial t} = a\Gamma \left(\frac{I}{qV_a} - \frac{N}{\tau_c} \right) - \frac{1}{E_{sat}} g(N) |A|^2 \quad (\text{C.7})$$

Agora manipulando o primeiro termo do lado direito da equação (C.7) obtém-se:

$$a\Gamma \left(\frac{I}{qV_a} - \frac{N}{\tau_c} \right) \frac{\tau_c}{\tau_c} = a\Gamma \left[\frac{I}{qV_a/\tau_c} - N \right] / \tau_c \quad (\text{C.8})$$

Adicionando e subtraindo N_0 ao numerador do lado direito da equação (C.8) e definindo a corrente necessária para transparência $I_0 = qV_a N_0 / \tau_c$

$$\frac{a\Gamma}{\tau_c} \left[\left(\frac{I}{qV_a/\tau_c} \right) \frac{N_0}{N_0} - N_0 - N - N_0 \right] = \frac{a\Gamma}{\tau_c} \left[N_0 \left(\frac{I}{I_0} - 1 \right) - (N - N_0) \right] = \frac{g_0 - g(N)}{\tau_c} \quad (\text{C.9})$$

com $g_0 = a\Gamma N_0 \left(\frac{I}{I_0} - 1 \right)$ define o ganho para pequeno sinal. Após essas simplificações pode-se escrever a equação da taxa de ganho de um amplificador como sendo

$$\frac{\partial g(N)}{\partial t} = \frac{g_0 - g(N)}{\tau_c} - \frac{g(N)}{E_{sat}} |A|^2 \quad (\text{C.10})$$

Referências

- [1] G. P. Agrawal and N. A. Olsson, “Self-phase modulation and spectral broadening of optical pulses in semiconductor laser amplifiers,” *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol 53, n° 11, pp 2292-2306, Nov 1989.
- [2] Niloy K. Dutta and Qian Wang, “Semiconductor Optical Amplifiers, chapter 6 , Amplifier Rate Equations and Operating Characteristics”

Anexo D Modelo RSOA

O modelo do RSOA é implementado com base nas equações das taxas do campo e do ganho já definidas nos anexos B e C. Sendo que as equações (B.20) e (B.21) podem ser reescritas como:

$$\frac{\partial \tilde{A}^+(z,t)}{\partial z} = -\frac{1}{v_g} \frac{\partial \tilde{A}(z,t)}{\partial t} + \frac{(1-i\alpha)}{2} g(N) \tilde{A}(z,t) - \alpha_{\text{int}} \tilde{A}^+(z,t), \quad (\text{D.1})$$

$$\frac{\partial \tilde{A}^-(z,t)}{\partial z} = \frac{1}{v_g} \frac{\partial \tilde{A}^-(z,t)}{\partial t} - \frac{(1-i\alpha)}{2} g(N) \tilde{A}^-(z,t) + \alpha_{\text{int}} \tilde{A}^+(z,t). \quad (\text{D.2})$$

$$\frac{\partial g(N)}{\partial t} = \frac{g_0 - g(N)}{\tau_c} - \frac{g(N)}{E_{\text{sat}}} |A|^2 \quad (\text{D.3})$$

A passagem de (B.20) para (D.1) e (B.21) para (D.2) foi feita tendo como base as equações (B.2) e (C.1). É de se referir que $\tilde{A}^+(z,t)$ e $\tilde{A}^-(z,t)$ são funções explícitas da propagação a uma distância z e a um determinado tempo t [1].

Atendendo à geometria do RSOA pode-se impor a seguinte condição: $\tilde{A}^+(L,t) = \tilde{A}^-(L,t)$, a chamada condição de fronteira em que L é o comprimento do amplificador. A condição de fronteira não se leva em consideração a mudança de fase do campo visto que esta não tem relevância relativamente à análise que será feita [1].

Voltando à análise das equações (D.1) e (D.2) que serão simplificadas considerando $\alpha_{\text{int}} = 0$, valor esse que se justifica pelo facto dos casos de interesse o ganho ser muito maior do que as perdas internas do semiconductor [1]. Visto estar-se a trabalhar com duas ondas a propagarem-se em sentidos opostos surge a necessidade de referenciar os tempos relativos às ondas incidente e reflectida, sendo assim tem-se que $t^+ = t - z/v_g$ e $t^- = t - (2L - z)/v_g$ [1]. Considerando que A^+ e g^+ como sendo funções explícitas de z e t^+ , bem como A^- e g^- como funções explícitas de z e t^- assim as equações (D.1) e (D.2) reduzem-se a:

$$\frac{\partial A^+}{\partial z} = \frac{1-i\alpha}{2} g^+ A^+ \quad (\text{D.4})$$

$$\frac{\partial A^-}{\partial z} = -\frac{1-i\alpha}{2} g^- A^- \quad (\text{D.5})$$

Resolvendo a equação (D.4) obtém-se o seguinte resultado

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial A^+}{\partial z} &= \frac{1-i\alpha}{2} g^+ A^+ \\
 \partial A^+ &= \left(\frac{1-i\alpha}{2} g^+ A^+ \right) \partial z \\
 A^+ &= \int_0^L \frac{1-i\alpha}{2} g^+ A^+ \partial z \\
 A^+(L, t^+) &= A^+(0, t^+) \exp \left[\frac{1-i\alpha}{2} \int_0^L g^+ \partial z \right]
 \end{aligned} \tag{D.6}$$

Em que $\int_0^z g(z, t) \partial z = h(t)$ representa a integração do ganho em cada ponto do contorno do pulso

[2], assim sendo a equação (D.6) resume-se a

$$A^+(L, t^+) = \exp \left[\frac{1-i\alpha}{2} h^+(t^+) \right] A^+(0, t^+) \tag{D.7}$$

Efectuando os mesmos cálculos obtém-se o seguinte resultado para a equação (D.5)

$$A^-(0, t^-) = \exp \left[\frac{1-i\alpha}{2} h^-(t^-) \right] A^-(L, t^-) \tag{D.8}$$

Com $h^+(t^+) = \int_0^L g^-(z, t^+) \partial z$ e $h^-(t^-) = \int_0^L g^-(z, t^-) \partial z$ [1].

Atendendo que se pretende determinar o campo à saída do amplificador ou seja em $z=0$, para isso há que se aplicar a condição de fronteira $A^-(L, t) = A^+(L, t)$, considerando $t^+ = t^-$ em $z=L$, podendo-se assim dizer que:

$$A^-(L, t^-) = \exp \left[\frac{1-i\alpha}{2} h^+(t^-) \right] A^+(0, t^-) \tag{D.9}$$

que ao ser substituído na equação (E.8) obtém-se a seguinte equação:

$$A^-(0, t^-) = \exp \left[\frac{1-i\alpha}{2} [h^-(t^-) + h^+(t^-)] \right] A^+(0, t^-) \tag{D.10}$$

Com a equação do campo definido à saída do amplificador, resta agora definir como h^+ e h^- variam ao longo do tempo.

Para a análise da variação de h^+ com o tempo considera-se a seguinte equação:

$$\frac{\partial h^+}{\partial t^+} = \int_0^L \frac{\partial g^+(z, t^+)}{\partial t^+} \partial z \quad (\text{D.11})$$

Em que $\frac{\partial g}{\partial t}$ é definida pela equação (D.3). Para se obter a solução da equação há que ser considerado um referencial visto que na equação (D.3) está implícita tanto o campo incidente bem como o reflectido, assim sendo pode-se reescrever (D.11) como sendo

$$\frac{\partial h^+}{\partial t^+} = \int_0^L \left(\frac{g_0 - g^+(z, t^+)}{\tau_c} - \frac{1}{E_{sat}} g^+(z, t^+) |\tilde{A}^+(z, t^+)|^2 \right) \partial z - \int_0^L \frac{1}{E_{sat}} g^-(z, t^-) |\tilde{A}^-(z, t^-)|^2 \partial z \quad (\text{D.12})$$

Visto que o objectivo da equação (D.12) é determinar a variação de h^+ relativamente a t^+ , todos os termos da equação devem estar em função de t^+ . Assim sendo há que se reescrever o termo referente à onda reflectida em função de t^+ , para isso considera-se que $\tilde{A}^-(z, t) = A^-(z, t - (2L - z)/v_g)$ em que $t^- = t - (2L - z)/v_g$, substituindo $t = t^+ + z/v_g$ tem-se que $\tilde{A}^-(z, t) = A^-(z, t^+ - 2(L - z)/v_g)$, fazendo as devidas substituições pode-se reescrever (D.12) como

$$\begin{aligned} \frac{\partial h^+}{\partial t^+} &= \frac{g_0 L - h^+}{\tau_c} - \frac{1}{E_{sat}} \int_0^L g^+(z, t^+) |A^+(z, t^+)|^2 \partial z \\ &\quad - \frac{1}{E_{sat}} \int_0^L g^-(z, t^+ - 2(L - z)/v_g) |A^-(z, t^+ - 2(L - z)/v_g)|^2 \partial z \end{aligned} \quad (\text{D.13})$$

em que:

$$\frac{1}{E_{sat}} \int_0^L g^+(z, t^+) |A^+(z, t^+)|^2 \partial z = \frac{1}{E_{sat}} \left[|A^+(L, t^+)|^2 - |A^+(0, t^+)|^2 \right] \quad (\text{D.14})$$

Obtida a partir resolução da equação (D.4). Expandindo a equação (D.14) substituindo $A^+(L, t^+)$ pela equação (D.9) obtém-se:

$$\begin{aligned} \frac{1}{E_{sat}} \left[\left| A^+(\mathbf{L}, t^+) \right|^2 - \left| A^+(0, t^+) \right|^2 \right] &= \frac{1}{E_{sat}} \left\{ \left| \exp \left[\frac{i-i\alpha}{2} h^+(t^+) \right] A^+(0, t^+) \right|^2 - \left| A^+(0, t^+) \right|^2 \right\} \\ &= \frac{1}{E_{sat}} \left[\exp(h^+(t^+)) - 1 \right] \left| A^+(0, t^+) \right|^2 \end{aligned} \quad (\text{D.15})$$

Ao se analisar o integral referente ao terceiro termo do segundo membro da equação (D.13)

$$\int_0^L g^-(z, t^+ - 2(L-z)/v_g) \left| A^-(z, t^+ - 2(L-z)/v_g) \right|^2 dz \quad (\text{D.16})$$

pode-se verificar que a sua solução não nos leva a h^- . Sendo assim existem algumas considerações a serem feitas para que chegue a uma solução. Considera-se que o tempo que um pulso demora a percorrer o RSOA é menor que a duração do mesmo, podendo-se assim obter uma boa aproximação ao se substituir z pelo seu valor médio $Z/2$ no campo referente ao atraso de propagação, obtendo-se assim $t^+ - 2(L-z)/v_g = t^+ - L/v_g$ passando o integral referente à equação (D.16) a ser definido como sendo:

$$\int_0^L g^-(z, t^+ - L/v_g) \left| A^-(z, t^+ - L/v_g) \right|^2 dz \quad (\text{D.17})$$

Sendo a solução obtida com a partir da resolução da equação (D.5)

$$\int_0^L g^-(z, t^+ - L/v_g) \left| A^-(z, t^+ - L/v_g) \right|^2 dz = \left| A^-(\mathbf{L}, t^+ - L/v_g) \right|^2 - \left| A^-(0, t^+ - L/v_g) \right|^2 \quad (\text{D.18})$$

Considerando as condições de fronteira: $A^-(\mathbf{L}, t) = A^+(\mathbf{L}, t)$ o que implica que $A^-(\mathbf{L}, t^+ - L/v_g) = A^+(\mathbf{L}, t^+ - L/v_g)$, pela equação (D.7)

$$\left| A^-(\mathbf{L}, t^+ - L/v_g) \right|^2 = \exp \left[h^+(t^+ - L/v_g) \right] \left| A^+(0, t^+ - L/v_g) \right|^2 \quad (\text{D.19})$$

pela equação (D.8) e (D.7) determina-se:

$$\left| A^-(0, t^+ - L/v_g) \right|^2 = \exp \left[h^+(t^+ - L/v_g) \right] \exp \left[h^-(t^+ - L/v_g) \right] \left| A^+(0, t^+ - L/v_g) \right|^2 \quad (\text{D.20})$$

resumindo assim o segundo termo da equação (D.18) a

$$\begin{aligned} \left|A^-(L, t^+ - L/v_g)\right|^2 - \left|A^-(0, t^+ - L/v_g)\right|^2 &= \left\{1 - \exp\left[h^-(t^+ - L/v_g)\right]\right\} \exp\left[h^+(t^+ - L/v_g)\right] \\ &\times \left|A^+(0, t^+ - L/v_g)\right|^2 \end{aligned} \quad (\text{D.21})$$

Assim sendo pode-se escrever a equação (D.12) como

$$\begin{aligned} \frac{\partial h^+}{\partial t^+} &= \frac{g_0 L - h^+(z, t^+)}{\tau_c} - \frac{1}{E_{sat}} \left\{ \exp\left[h^+(t^+)\right] - 1 \right\} \left|A^+(0, t^+)\right|^2 \\ &+ \frac{1}{E_{sat}} \left\{ 1 - \exp\left[h^-(t^+ - L/v_g)\right] \right\} \exp\left[h^+(t^+ - L/v_g)\right] \left|A^+(0, t^+ - L/v_g)\right|^2 \end{aligned} \quad (\text{D.22})$$

A equação (D.22) ainda possui um termo referente à onda reflectida $h^-(t^+ - L/v_g)$ que deve ser representado em termos de h^+ , para isso recorre-se à seguinte relação $g^-(z, t) = g^+(z, t + 2(L - z)/v_g)$ que se justifica pelo facto de:

$$\begin{aligned} h^-(t^-) &= \int_0^L g^-(z, t^-) \partial z \\ &= \int_0^L g^+(z, t^- + 2(L - z)/v_g) \partial z \\ &= h^+(t^- + 2(L - z)/v_g) \end{aligned} \quad (\text{D.23})$$

Ao substituir-se z pelo seu valor médio $Z/2$ obtém-se uma aproximação para $h^-(t^-)$

$$h^-(t^-) \simeq h^+(t^- + L/v_g) \quad (\text{D.24})$$

Com base nessa aproximação pode-se reescrever $h^-(t^+ - L/v_g)$ como

$$h^-(t^+ - L/v_g) \simeq h^+(t^+ - L/v_g + L/v_g) = h^+(t^+) \quad (\text{D.25})$$

Assim sendo

$$\begin{aligned} \frac{\partial h^+}{\partial t^+} &= \frac{g_0 L - h^+(z, t^+)}{\tau_c} - \frac{1}{E_{sat}} \left\{ \exp\left[h^+(t^+)\right] - 1 \right\} \left|A^+(0, t^+)\right|^2 \\ &+ \frac{1}{E_{sat}} \left\{ 1 - \exp\left[h^+(t^+)\right] \right\} \exp\left[h^+(t^+ - L/v_g)\right] \left|A^+(0, t^+ - L/v_g)\right|^2 \end{aligned} \quad (\text{D.26})$$

Ou seja

$$\begin{aligned} \frac{\partial h^+}{\partial t^+} = & \frac{g_0 L - h^+(z, t^+)}{\tau_c} - \frac{1}{E_{sat}} \left\{ \exp[h^+(t^+)] - 1 \right\} \\ & \times \left\{ \left| A^+(0, t^+) \right|^2 + \exp[h^+(t^+ - L/v_g)] \left| A^+(0, t^+ - L/v_g) \right|^2 \right\} \end{aligned} \quad (\text{D.27})$$

com a seguinte condição inicial $h^+(t^+) = g_0 L$ para $t^+ < 0$ [1]. Pode-se agora reescrever a equação (D.10) como sendo uma relação entre os campos à entrada e à saída do amplificador assumindo que a duração do pulso que se propaga no interior do RSOA é maior do que o tempo em que o pulso demora a percorrer o RSOA, assim sendo tem-se

$$A_{out}(t) = \exp \left\{ \frac{1 - i\alpha}{2} \left[h^+(t - 2L/v_g) + h^+(t - L/v_g) \right] \right\} A_{in}(t - 2L/v_g) \quad (\text{D.28})$$

Referências

- [1] Cristian Antonelli and Antonio Mecozzi, “Reduced Model for the Nonlinear Response of Reflective Semiconductor Optical Amplifiers,” *IEEE Photonics Technology Letters*, vol 25, n° 23, December 1, 2013.
- [2] G. P. Agrawal and N. A. Olsson, “Self-phase modulation and spectral broadening of optical pulses in semiconductor laser amplifiers,” *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol 53, n° 11, pp 2292-2306, Nov 1989.