



Este exemplar representa a redação final da tese defendida por _____
_____ pela Comissão Julgadora em _____
Hélio Waldman
Orientador

PADRÕES DE TAXA DE ERROS EM ENLACES ÓPTICOS DE ALTA VELOCIDADE

Tese submetida à Faculdade de Engenharia Elétrica da Universidade Estadual de Campinas, Departamento de Comunicações, como parte dos requisitos exigidos para a obtenção do título de

Mestre em Engenharia Elétrica.

Autor

MX

Moisés Renato Nunes Ribeiro

Engenheiro Eletricista pelo INATEL em 1992
Prof. do Dep. de Eng. Elétrica da UFES

Orientador

X

Prof. Dr. Hélio Waldman

PhD em Engenharia Elétrica pela Stanford University em 1972
Prof. Titular da Faculdade de Eng. Elétrica da UNICAMP

Campinas, 26 de fevereiro de 1996.



9608070

UNIDADE	BC		
L. CHAMADA:	UNICAMP		
R354p			
CMBO BC/	27743		
ROC.	667196		
C	<input type="checkbox"/>	D	<input checked="" type="checkbox"/>
REQD	R\$ 11,00		
AMA	22105196		
* CPB	e.m.00090002-6		

FICHA CATALOGRÁFICA ELABORADA PELA
BIBLIOTECA DA ÁREA DE ENGENHARIA - BAE - UNICAMP

R354p

Ribeiro, Moisés Renato Nunes

Padrões de taxa de erros em enlaces ópticos de alta velocidade / Moisés Renato Nunes Ribeiro.--Campinas, SP: [s.n.], 1996.

Orientador: Hélio Waldman.

Dissertação (mestrado) - Universidade Estadual de Campinas, Faculdade de Engenharia Elétrica.

1. Comunicações ópticas. 2. Sistemas de comunicação por laser. 3. *Amplificadores ópticos. I. Waldman, Hélio. II. Universidade Estadual de Campinas. Faculdade de Engenharia Elétrica. III. Título.

RESUMO

Neste trabalho estudamos os sistemas ópticos de alta capacidade IM/DD (modulação por intensidade/deteção direta) que se utilizam inclusive de amplificação fotônica. Tais sistemas apresentam características diferentes dos sistemas ópticos convencionais, portanto novas técnicas de análise são necessárias. Utilizamos um modelamento criterioso do sistema de forma a verificarmos a influência de fenômenos como: oscilação de relaxação e gorjeio da fonte óptica; dispersão e atenuação provocadas pelo meio de transmissão e ruídos não-estacionários presentes na recepção de sistemas com amplificação fotônica ou fotodeteção com multiplicação por avalanche. Para a avaliação de desempenho, elaboramos uma ferramenta computacional para o cálculo dos “padrões de taxa de erros” propiciando com isto uma visão mais abrangente do sistema do que a fornecida pelas ferramentas clássicas de análise de desempenho. A interpretação dos resultados é outra parte importante do trabalho, o sistema óptico é simulado parte por parte mostrando as degradações sofridas e finalmente mostramos a variedade de informações que podem ser retiradas dos padrões de taxa de erros e em quais casos estes tornam-se uma boa ferramenta de análise de desempenho. Este trabalho apresenta potencial de evolução para um sistema de CAMAD (“Computer-Aided Modeling, Analysis and Design”) para enlaces ópticos modernos.

ABSTRACT

We investigate the high capacity IM/DD (Intensity Modulation/Direct Detection) optical communication systems, including those that make use of optical amplifiers. Those systems present particular features, so new methods of analysis are needed. A careful system modelling was used, enabling the investigation of phenomena such as: relaxation oscillations and chirp from optical source (laser); dispersion and attenuation from transmission media (single-mode optical fiber) and non-stationary noises present in the optical receiver when photonic amplifiers or avalanche photodiodes are used in the system. The performance evaluation is done by a new method, called error rate pattern, providing a wider view than the classical performance evaluation with the eye diagram. The error rate pattern interpretation is another important task; the optical system simulation is done step by step, showing the degradation caused by each part of the system and, finally, we discuss the system characteristics as highlighted by error rate pattern performance analysis. This work has a good potential to become a CAMAD (Computer-Aided Modelling, Analysis and Design), tool in the design of advanced optical communication links.

AGRADECIMENTOS

A Deus por mais esta oportunidade de crescimento.

Aos meus Pais por toda abnegação e honestidade; talvez as maiores lições que levarei desta vida.

Ao Prof. Waldman pela orientação segura, paciente e principalmente por sua humildade.

À minha esposa pela ajuda ímpar na digitação e revisão deste trabalho e de nossa história.

Aos grandes amigos com os quais a vida me presenteou e que, intimamente, gostariam de ver seus nomes explicitados nesta página pois sabem o quanto sou grato.

A todas as pessoas que trabalharam seriamente e, sem saberem, deram suporte para que eu também pudesse realizar um trabalho sério.

À CAPES pelo o apoio financeiro.

À UFES pela oportunidade de trabalho e desenvolvimento pessoal.

(...)

"Quem diria, no limiar deste século, que o mundo seria conduzido às facilidades que atualmente lhe favorecem a vida?

Poderosas embarcações aéreas cruzam o espaço, com velocidade supersônica, e transatlânticos, figurando cidades, flutuam no mar, eliminando as distâncias.

O turista viaja de um polo a outro mais facilmente que um de nossos antepassados quando se locomovia de sua taba para a maloca vizinha. Pela onda radiofônica, um repórter instalado no Rio ouve uma informação de Isquiu com mais segurança que uma resposta verbal que lhe desfechamos no ouvido entre quatro paredes, e, pelos prodígios da televisão, a família não precisa ausentar-se do conforto mais íntimo, para seguir, com atenção, os grandes eventos públicos.

No campo da medicina, o avanço é surpreendente. Até o coração já foi abordado com êxito por instrumentos operatórios.

Entretanto, meu amigo, punge-nos observar o atraso do sentimento quando comparado ao raciocínio.

Quase sempre, o engenheiro que constrói pontes admiráveis, solucionando aflitivos problemas do trânsito, não sabe caminhar pacificamente dentro de casa. Há cirurgiões exímios que subtraem a ulcera duodenal e extirpam o câncer, ignorando como fazer a oclusão de um desgosto doméstico. Temos estudiosos que analisam a posição de galáxias remotas, de acordo com os últimos apontamentos de Palomar, e não conseguem ver a necessidade de amor na residência que lhe é própria. Encontramos viajantes que excursionaram pela Terra inteira, despendendo milhões, e desconhecendo como viver em paz no domicílio em que nasceram.

Vocês dispõem de especialistas de todos os gêneros.

Há quem idealize arranha-céus, edificando-os com dificuldade, há que invente máquinas, as mais diversas, desde o trator pesado que derruba montanhas ao pequeno aparelho de cortar ovos, e há quem conduza a eletricidade aos menores recantos da vida, oferecendo repouso aos braços; contudo, não se sabe ainda como resolver as desarmonias da parentela, os enigmas das paixões animalizantes, as aflições do tédio, as predisposições ao suicídio e as aberrações da vaidade.

As rixas de marido e mulher, as bocas maldizentes, a desilusão com os amigos, a ingratidão de muitos jovens e a rabugice de muitos velhos são chagas morais, tão deprimentes no século XX como na época recuada dos faraós.

E penso, então, como seria importante a criação de máquinas que nos dessem juízo e equilíbrio, honestidade e paciência, discernimento e vergonha.

Entretanto, meu caro, semelhantes valores não são adquiríveis com o alumínio ou aço, ouro ou ferro, soro de macaco ou terramicina. Constituem talentos do Espírito que é preciso conquistar ao preço de nosso próprio esforço. Assim sendo, não vale subir à estratosfera e descer ao abismo oceânico, alardeando orgulho vão de quem domina por fora, derrotado por dentro."

(...)

Trecho do livro *Cartas e Crônicas* (1966). Escrito, através da mediunidade de Francisco Cândido Xavier, por um Espírito que se autodenomina *Irmão X*.

CONTEÚDO

1. Introdução	1
1.1 Referências Bibliográficas	3
2. Componentes Básicos do Enlace Óptico	4
2.1 Fontes Ópticas	5
2.1.1 Histórico	5
2.1.2 Fundamentos Teóricos	6
2.1.2.1 Interação Elétron-Fóton	12
2.1.2.2 Condições para Operação como Laser	14
2.1.3 Considerações sobre a Estrutura Física dos Lasers	20
2.1.3.1 Laser de Heteroestrutura Dupla	22
2.1.4 Lasers Monomodo	25
2.1.4.1 Comportamento Dinâmico	28
2.1.4.2 Modelamento	29
2.1.4.3 Resultados de Simulação	33
2.1.4.4 Análise do Chirp	40
2.1.4.5 Recomendações do ITU-T para Interface óptica	43
2.2 O Meio de Transmissão: Fibra Óptica	46
2.2.1 Histórico	46
2.2.2 Conceitos Básicos	47
2.2.3 Mecanismos de Degradação do Sinal	52
2.2.3.1 Atenuação	53
2.2.3.2 Recomendações do ITU-T sobre Atenuação para SDH	54
2.2.3.3 Dispersão	55
2.2.3.4 Recomendações do ITU-T sobre dispersão para SDH	60
2.2.3.5 Considerações Adicionais para WDM e Enlaces Transoceânicos	61
2.2.4 Resultados de Simulação	66
2.2.4.1 Meio Físico	66
2.3 Receptor Óptico em Sistema Digital	70
2.3.1 Estrutura Básica	70
2.3.1.1 Estágio Frontal (“Front-end”)	71
2.3.1.2 Canal Linear	75
2.3.1.3 Recuperação dos Dados	76
2.3.2 Mecanismos de Ruídos no Receptor	77
2.3.2.1 Ruído Térmico	77
2.3.2.2 Ruído Shot	78
2.3.3 Análise de Desempenho	81
2.3.3.1 Limite Quântico	83
2.3.4 Resultado de Simulação	85
2.3.4.1 Fotodetector	85
2.3.4.2 Filtro	85
2.4 Referências Bibliográficas	89
3. Amplificação Fotônica em Enlace Digital	90
3.1 Histórico	93
3.2 Configurações Sistêmicas	93
3.3 Tipos de Amplificadores e Fundamentos Teóricos	94
3.3.1 Amplificador a Semicondutor	95
3.3.2 Amplificadores a Fibra Dopada	96
3.3.2.1 Bombeio do EDFA	97
3.4 Tecnologia de Componentes para o EDFA	98
3.4.1 Fibra Dopada:	98
3.4.2 Fontes de Bombeio	99
3.4.3 Componentes Passivos	99
3.5 Modelamento Sistêmico do Amplificador Óptico	99
3.5.1 Ganho	99
3.5.1.1 Regime Estacionário	101

3.5.2 Emissão Espontânea amplificada (ASE).....	103
3.5.3 Receptores com Detecção Direta em Sistemas com Amplificação Fotônica.....	105
3.6 Referências Bibliográficas.....	107
4. Avaliação de Desempenho do Sistema	108
4.1 O Método Proposto	111
4.1.1 Interpretação dos Padrões de Taxa de Erro	113
4.1.1.1 Sistema Óptico Clássico	114
4.1.1.2 Sistema de Alta Capacidade com Pré-Amplificação Fotônica	115
4.2 Estudo de Casos.....	116
4.2.1 Padronização	117
4.2.1.1 Escolha das Curvas de BER	117
4.2.1.2 Sistema Referência com Modulador Ideal (SRMI).....	118
4.2.1.3 Sistema Referência com Modulação Direta (SRMD)	119
4.2.2 Razão de Extinção	121
4.2.3 Receptor com APD	123
4.2.4 Sistemas com Amplificador Óptico	125
4.2.4.1 Amplificador em Linha.....	126
4.2.4.2 Pré-Amplificador	128
4.3 Referências Bibliográficas.....	132
5. Conclusões e Trabalhos Futuros	134
5.1 Referências Bibliográficas.....	137
Apêndice A - Ruídos para Sistemas IM/DD com EDFA.....	138

ÍNDICE DE FIGURAS E TABELAS

Figura 2.1.1 Geração do fóton	6
Figura 2.1.2 Diagrama energia-momento para elétrons num átomo isolado [2].	9
Figura 2.1.3 Diagrama energia-momento mostrando tipos de transição: direta (A) e indireta (B) [4].	10
Figura 2.1.4 Comprimento de onda correspondente ao hiato de energia para uma liga semicondutora [2]	11
Figura 2.1.5 Da esquerda para direita: diagrama simplificado de dois estados, densidade de estados permitidos, probabilidade de ocupação de estados permitidos e densidade média de probabilidade de estados realmente ocupados[2].	12
Figura 2.1.6 Os três principais processos de interação entre elétrons e fótons[3].	13
Figura 2.1.7 Estrutura básica de um diodo laser com valores típicos [3].	14
Figura 2.1.8 Comparação entre ganho e perdas na cavidade laser em função da corrente injetada	15
Figura 2.1.9 Cavidade Fabry-Perot ativa	17
Figura 2.1.10 (a) Ganho versus comprimento de onda[2] e (b)espectro de emissão multimodo[1].	20
Figura 2.1.11 Curva $P_x I$, potência óptica versus corrente injetada. As mudanças no espectro de emissão abaixo e acima do limiar são também indicadas[2].	22
Figura 2.1.12 Heteroestrutura dupla que promove simultaneamente o confinamento transversal de portadores através de barreiras de potencial, e confinamento de fótons pela mudança de índice de refração[3].	23
Figura 2.1.13 Estruturas de confinamento lateral de fótons: (a) guiamento por ganho (b) guiamento por índice de refração [3].	24
Figura 2.1.14 Visão frontal de uma heteroestrutura enterrada para lasers na faixa de 1300-1600 nm [3].	25
Figura 2.1.15 Estrutura de laser com realimentação distribuída e o respectivo espectro monomodal[1].	27
Tabela 2.1.1 Definição e valores utilizados na simulação do laser DFB[8]-[9].	34
Figura 2.1.16 Comportamento estático do laser: curva potência versus corrente	35
Figura 2.1.17 - Resultado da simulação do laser semiconductor : (a)Corrente injetada, (b)Dens. de portadores, (c)Dens. de fótons, (d)Pot. óptica acoplada, (e)Desvio do comp. de onda de emissão e (f)Transf. de Fourier do campo óptico acoplado à fibra.	38
Figura 2.1.18 - Comparação entre o comportamento dinâmico para diferentes correntes de polarização: (a) Potência de saída, (b)Desvio do comprimento de onda de emissão para $I=I_{th}$ (linha cheia) e $I=1.15 I_{th}$ (linha tracejada).	39
Figura 2.1.19 Dados experimentais, comparando 4 tipos de lasers, sobre a relação entre amortecimento da oscilação de relaxação e chirp: (a)Forma de onda da potência óptica, (b)Deslocamento dinâmico do comprimento de onda de emissão [14].	41
Figura 2.1.20 Comparação do comportamento do laser para diferentes valores de supressão de ganho: (a) Potência óptica, (b)Chirp. onde $\epsilon = 3 \cdot 10^{-17}$ (linha cheia) e $\epsilon = 6 \cdot 10^{-17}$ (linha tracejada).	42
Figura 2.1.21 Diagrama de olho obtido com o receptor padrão mostrando a máscara que deve ser	

respeitada pelo transmissor [11].	44
Figura 2.1.22 Diagrama de olho com máscara para STM-16.	45
Figura 2.2.1 - Confinamento da luz por reflexão total em uma fibra óptica	47
Figura 2.2.2 - Sistema de coordenadas cilíndricas para estudo de propagação em fibras	50
Figura 2.2.3 - Configuração de campo elétrico na direção transversal para alguns modos[3].	51
Figura 2.2.4 - Constante de propagação normalizada em função da frequência normalizada[5]	52
Figura 2.2.5 - Valores máximos de atenuação (dB) x comprimento de onda (nm) para fibras utilizadas em SDH[11].	55
Tabela 2.2.1 Valores máximos de atenuação para SDH[11].	55
Figura 2.2.6 - Composição da dispersão apresentada pela fibra em função do comp. de onda (mm) [5].	58
Figura 2.2.7 - Dispersão em função do comprimento de onda em mm [3](a) operando na região da segunda janela (b) operando na terceira janela	59
Figura 2.2.8 - Máximos valores absolutos de dispersão admitidos em fibras G.652 e G.654 [11].	61
Figura 2.2.9 - Máximos valores absolutos de dispersão admitidos em fibras G.653 (disp. deslocada) [11].	61
Figura 2.2.10 Comportamento do pulso óptico com gorjeio ao se propagar por uma fibra dispersiva em diferentes distâncias.(a) 20 Km (b) 40 Km(c) 60 Km (d) 80 Km	68
Figura 2.3.1 - Diagrama em blocos de um receptor óptico digital[5].	71
Figura 2.3.2 -Faixa de responsividade de três materiais semicondutores em função do comprimento de onda. As linhas tracejadas indicam vários valores de eficiência quântica[2].	72
Figura 2.3.3 Processo de detecção óptica: (a) Junção PN polarizada reversamente; (b) variação da potência óptica ao longo do fotodiodo; (c) diagrama dos níveis de energia mostrando o movimento dos portadores[5].	73
Figura 2.3.4 - Origem do ruído shot: (a) exemplo do regime de geração de elétrons no fotodetector em função da chegada dos fótons, (b) resposta ao impulso do circuito do receptor e (c) saída do receptor.	79
Figura 2.3.5 - Distribuição de probabilidade em torno dos valores médios de sinal	82
Figura 2.3.6 - Comparação entre a potência óptica que chega ao receptor após 80 Km (linha tracejada) e a fotocorrente após a filtragem para $fr = 0,75$ (linha cheia).	87
Figura 2.3.7 - Comparação para filtros com diferentes bandas: (a) Sinal de saída e (b) em diagrama de olho; $fr = 1,0$ (linha cheia) e $fr = 0,6$ (linha tracejada).	88
Figura 3.2.1 - Aplicações dos amplificadores ópticos: (a) em enlace, (b) e (c) nas redes ópticas	94
Figura 3.3.2- Amplificador a semiconductor do tipo TWA	95
Figura 3.3.3 - Fundamentos do amplificador a fibra dopada. (a) bandas de energia do érbio e (b) diagrama básico de um EDFA [13].	96
Figura 3.5.1 - Fibra dopada submetida ao bombeio e ao sinal	101
Figura 3.5.2 Curva de ganho por potência de entrada de EDFA, comparando valores experimentais (pontos) com previsto pelo modelamento (linha).	103
Figura 3.5.3Espectro de ASE (experimental) na saída do EDFA [7].	104

Figura 4.1.1 Exemplo de uma superfície de probabilidade de erro com curvas de nível que representam padrões de taxa de erro ou diagrama de olho generalizado.	113
Figura 4.1.2 - Sistema óptico “clássico”. (a) Diagrama de olho(sem ruído) ,(b) Padrão de taxa de erro ..	114
Figura 4.1.3 Simulação para um sistema óptico de alta capacidade e com pré-amplificação fotônica. (a) Diag. de olho para 2,5Gb/s. (b) Padrão de taxa de erros correspondente.	115
Figura 4.2.1 - Sistema Referência com Modulador Ideal. (a) Diagrama de de olho (b) Padrão de taxa de erros.	119
Figura 4.2.2 - Sistema Referência com Modulação Direta. (a) Diagrama. de olho e (b) Padrão de taxa de erros.	120
Tabela 4.2.1 - Comparação entre os Sistemas-Referência e a rec. G957.	120
Figura 4.2.3 - Padrão de taxa de erro para alteração razão de extinção. (a) 5dB e (b) 15 dB.	121
Figura 4.2.4 Comparação entre as curvas de probabilidade de erro por potência recebida (razão de extinção de 15 dB) para o posicionamento ótimo (0,5; 0,562) e o posicionamento classico do ponto de decisão(0,5; 0,5).	123
Figura 4.2.5 - Sistemas referência com utilizando APD com M=13 e Ki=0,5 enlace com 87 Km. (a)SRMD (b)SRMI.	124
Figura 4.2.6 - Sistemas referência com utilizando APD com M=17 e Ki=0,5 enlace com 87 Km. (a)SRMD (b)SRMI.	125
Figura 4.2.7 - SRMD com 135Km, amplificador a 70 Km do transmissor. (a) Sem filtro óptico (35 nm) e (b) com filtragem óptica de 1 nm.	127
Figura 4.2.8 - SRMI com 140 Km, amplificador a 70 Km do transmissor. (a) Sem filtro óptico (35 nm) e (b) com filtragem óptica de 1 nm.	128
Figura 4.2.9 - SRMD com 130 Km utilizando pré-amplificação fotônica. (a) sem filtro, (b) filtro com 10nm e (c) filtro com 1 nm.	130
Figura 4.2.10 - SRMI com 135 Km utilizando pré-amplificação fotônica. (a) sem filtro, (b) filtro com 10nm e (c) filtro com 1 nm.	132
Figura 0.1 - Campo elétrico de sinal e ASE visto pelo fotodetector em um sistema com amplificação fotônica.	i
Figura 0.2 - Densidade espectral de potência do ruído de batimento ASE-ASE (por polarização)	iv

obs: o número entre colchetes indica a referência (do capítulo) de onde a figura foi retirada.

CAPÍTULO I

1. INTRODUÇÃO

Desde que as comunicações ópticas estabeleceram-se como uma alternativa viável para o transporte de informações, um grande esforço vem sendo empreendido para aproveitar todo o seu potencial, ou seja, expansão da capacidade de transmissão e das distâncias que podem ser cobertas pelos enlaces ópticos. Uma boa caracterização de todo o sistema é necessária para a verificação de como o desempenho é afetado pelas particularidades dos dispositivos.

O desempenho de sistemas de comunicações avançados resultam da ação de grande número de variáveis, como distorções introduzidas pelo canal de transmissão, incidência de ruídos diversas origens, instabilidades da fonte de sinal, etc., sendo difícil caracterizar analiticamente o efeito conjunto de todos estes fatores adversos. No caso de transmissão digital, há que se considerar ainda as limitações impostas pela interferência entre símbolos e pelo tremor do instante de decisão (“jitter”). No caso específico da transmissão óptica, o desempenho dos sistemas é também bastante afetado pelo comportamento não-linear dos lasers.

Estas dificuldades estão se acentuando com o advento de sistemas ópticos digitais de grande capacidade dos quais se exige probabilidades de erro inferiores a 10^{-10} . O grande investimento necessário para o desenvolvimento e a introdução destes sistemas nas redes de telecomunicações faz com que seja importante desenvolver a capacidade de análise e simulação prévia destes sistemas, a fim de prever o seu alcance e desempenho, cotejar alternativas e buscar a sua otimização. Para isso é necessário desenvolver técnicas de modelamento e análise dos fenômenos determinantes do desempenho do sistema, completando-as com técnicas de simulação[1].

Nos últimos anos, a tecnologia do enlace óptico vem sendo fortemente impactada pelo surgimento de novos dispositivos, especialmente os amplificadores ópticos; novas tecnologias de modulação e até mesmo novas formas de propagação do pulso na fibra, como no caso dos sólitons.

Os novos dispositivos e as novas tecnologias deverão ensejar novas concepções sistêmicas, que precisam ser discutidas, avaliadas e dimensionadas. Frequentemente, novas técnicas de modelagem, análise e simulação computacional precisam ser desenvolvidas para este fim. O conjunto de técnicas computacionais destinadas a apoiar este trabalho, e o estudo do desenvolvimento destas técnicas, constitui uma nova disciplina denominada CAMAD (“Computer-Aided Modeling, Anayisis and Design”). No caso de CAMAD aplicados a enlaces, a abordagem utilizada nos cálculos é geralmente semi-analítica. Esta mesclagem é geralmente necessária para viabilizar a análise dos sistemas em tempos de computação aceitáveis, pois as probabilidades de erro de interesse para sistemas digitais de grande capacidade são muito pequenas (inferiores a 10^{-10}).

É importante ressaltar que o CAMAD se aplica tanto à engenharia dos sistemas como também à pesquisa de novas soluções sistêmicas e até à especificação dos dispositivos críticos (especialmente lasers), os quais influenciam fortemente o desempenho do sistema.

O estudo da performance dos sistemas digitais é geralmente feito pelo uso de diagramas de olho. Sua importância decorre do seu valor como estimativa da robustez das decisões sobre os bits recebidos com relação ao erro de sincronismo de símbolo.

O diagrama de olho mostra as condições de pior caso da interferência intersimbólica. Nos canais em que o ruído é estritamente aditivo, o diagrama de olho pode ser encarado como uma perda de imunidade de ruído ou da margem contra ruído. Já no caso do canal óptico, quando o receptor incorpora multiplicação eletrônica num fotodetector de avalanche (APD) ou um amplificador óptico funciona como pré-amplificador, o quadro se complica devido à incidência e possível predominância de ruídos dependentes de sinal. Estas dificuldades levaram à proposta de um novo método experimental para analisar diagramas de olho [3], baseados em novos diagramas denominados neste trabalho de padrões de taxa de erro.

O presente trabalho dedica-se ao estudo e ao modelamento das características apresentadas pelos dispositivos que compõem os sistemas ópticos moderno e a sua simulação. Evitamos as aproximações grosseiras, exigidas pelo cálculo puramente analítico, da influência da interferência intersimbólica e de ruídos no desempenho. Além disto, o desempenho sistêmico é avaliado utilizando-se padrões de taxa de erro, permitindo uma visão mais globalizada da performance.

No Capítulo 2, estudamos os componentes básicos de um enlace óptico. Apresentamos resultados de simulação desde a geração do pulso óptico até a sua volta ao domínio elétrico na saída do receptor, mostrando assim as degradações promovidas em cada parte do sistema.

Um novo componente - o amplificador óptico ou fotônico - que está promovendo uma mudança de paradigma na arquitetura dos sistemas ópticos é introduzido no Capítulo 3. As implicações de sua inserção em um sistema digital são estudadas e contribuições são feitas para a generalização dos cálculos de ruídos oriundos da amplificação fotônica em sistemas com detecção direta.

O Capítulo 4 avalia o desempenho destes sistemas de alta capacidade, justificando o uso desta nova metodologias de análise e mostrando como interpretar os padrões de taxa de erro para a extração de informações sobre o desempenho. Finalizando, resultados de simulação mostram o comportamento do sistema quando alteramos algumas características importantes das partes que o constituem.

Os últimos comentários são feitos no Capítulo 5. Apresentamos as conclusões e possíveis trabalhos futuros de aplicação e ampliação da ferramenta por nós desenvolvida.

1.1 REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] D. G. Duff, "Computer-Aided design of digital lightwave systems", IEEE Journ. on Selected Areas in Comm., Vol. SAC-2, No. 1, pp171-185, janeiro de 1984.
- [2] A. Elrefaie, J. K. Townsend, M. B. Romeiser, K. S Shanmugan, "Computer simulation of digital lightwave links", IEEE Journ. on Selected Areas in Comm., Vol. 6, No. 1, pp 94-105, janeiro de 1988.
- [4] H. Nishimoto e outros, "New method of Analyzing Eye Patterns and its application to high-speed optical transmission system", Journ. of Lightwave Tech., vol. 6, no. 5, pp. 678-685, maio 1988.

CAPÍTULO II

2. COMPONENTES BÁSICOS DO ENLACE ÓPTICO

Neste capítulo vamos estudar os componentes que formam um enlace óptico. Nosso objetivo é entender os princípios de funcionamento dos dispositivos, características básicas e principalmente os fenômenos que conduzem à degradação da performance do sistema.

Três seções compõem este capítulo. Na seção 2.1 estudaremos as fontes ópticas de maneira extensiva. A justificativa para isto é que os conceitos abordados nesta seção servirão também para outras seções deste capítulo e, principalmente, para o capítulo 3, onde a amplificação óptica será analisada. A seção 2.2 trata da fibra óptica e o receptor óptico é apresentado na seção 2.3.

No final de cada seção temos simulações que, ao longo do capítulo, mostrarão a geração do pulso óptico, sua propagação através da fibra e a recepção na outra ponta do enlace óptico. Os resultados são interpretados do ponto de vista da influência que têm no desempenho do sistema as características apresentadas pelos dispositivos.

A estrutura do texto tenta iniciar pela conceituação básica, chegando até as características mais complexas apresentadas pelos dispositivos que desejamos simular, de forma a permitir a um leitor pouco familiarizado com as comunicações ópticas compreender o modelamento utilizado e os resultados das simulações.

2.1 FONTES ÓPTICAS

Nos sistemas ópticos temos basicamente dois tipos de fontes utilizadas: LED (Light Emitting Diode) e o laser (Light Amplification Stimulated Emission of Radiation). A fonte que mais nos interessa neste trabalho é o laser, a teoria para o entendimento do LED pode ser vista como uma particularização da teoria utilizada para o laser.

Genericamente falando, um laser é um sistema constituído de dois elementos básicos: um meio opticamente ativo e uma cavidade ressonante. O primeiro é aquele no qual a radiação eletromagnética (luz) é gerada, enquanto a cavidade é responsável pelo confinamento da radiação e seleção dos modos (frequências de emissão) que serão realimentados.

Assim sendo, vamos focar neste trabalho o laser em estado sólido a semicondutor, traçando inicialmente um breve histórico e, em seguida, estudaremos os fundamentos teóricos para compreendermos o funcionamento deste dispositivo; um outro aspecto a ser visto é a evolução da estrutura do dispositivo para que o mesmo atingisse a viabilidade técnica, e que o produto taxa de bit versus distância do sistema fosse maximizado.

As equações de taxa, que relacionam a variação temporal da densidade de elétrons injetados na cavidade e a densidade de fótons presentes na mesma, são apresentadas e solucionadas numericamente, mostrando o relacionamento da potência óptica na saída do laser e a variação do comprimento de onda (“chirp”) com a corrente injetada, a qual é dada pela soma das correntes de polarização e modulação. Para finalizar, discutiremos as implicações sistêmicas de tais dependências e as recomendações da ITU (International Telecommunication Union - antigo CCITT) para as interfaces ópticas de sistemas da hierarquia digital síncrona (SDH).

2.1.1 HISTÓRICO

A primeira sugestão para se criar um dispositivo de radiação coerente na faixa do espectro visível ou infravermelho, foi feita em dezembro de 1958 por Shawlow (Bell Labs) e Townes (Columbia University). Em novembro de 1962, Nathan (IBM), Hall e seus colaboradores, simultaneamente, anunciaram a geração de luz coerente, usando diodos de GaAs, operados sob polarização direta.

Esta primeira geração de lasers, feitos de um único material (GaAs), foi denominada de lasers de homojunção (ou homoestrutura). Tais componentes funcionavam apenas a temperaturas muito baixas, passando depois a serem operados a 77 Kelvins, mesmo assim a operação à temperatura ambiente inviabilizava a aplicação comercial do dispositivo.

A solução viria com a conquista da tecnologia do crescimento de camadas epitaxiais sobre substrato. Alferov foi o pai da nova geração de lasers chamados de heteroestrutura. Neste caso os dispositivos eram feitos usando-se camadas de materiais diferentes superpostas. Com tais estruturas, os lasers passaram a ter as correntes de operação reduzidas a níveis que permitiam o seu uso à temperatura ambiente e regime contínuo, inicialmente fazendo-se uso da heteroestrutura simples que apresentava certas deficiências, e posteriormente a heteroestrutura dupla, promovendo o uso prático dos lasers a semiconductor em situações de desempenho cada vez mais avançado.

2.1.2 FUNDAMENTOS TEÓRICOS

De forma simplificada, podemos dizer que os fótons são gerados pela transição de elétrons dos níveis de mais alta energia que constituem a banda de condução do semiconductor para a banda de valência; sendo a frequência do fóton emitido relacionada, através da Eq. (2.1.1), com o hiato (gap) de energia E_g entre as bandas:

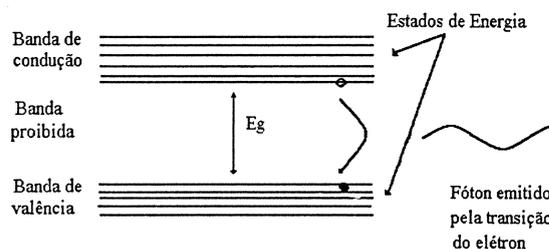


Figura 2.1.1 Geração do fóton

$$E_g = h\nu \quad (2.1.1)$$

onde $h = 6.63 \times 10^{-34}$ J/s é a constante de Planck, e ν é a frequência óptica do fóton gerado.

A densidade de estados tem uma influência muito grande no espectro da radiação gerada. Nos gases os átomos estão bem separados de modo que a influência de um átomo sobre o outro é pequena, assim os estados energéticos conservam-se bem definidos. Como consequência os lasers a gás têm linhas espectrais bem finas.

Em uma estrutura cristalina semicondutora a distância interatômica típica é da ordem de 0.5nm. Normalmente as camadas tem espessura micrométrica, há portanto milhares de átomos por camada. Segue que teremos milhares de níveis distintos de energia na banda de condução, fazendo com que esta se assemelhe a um *continuum*. Este fenômeno motivou o estudo de dispositivos com camadas extremamente finas, com apenas 10 nm de espessura, por exemplo. Estes lasers são chamados de múltiplos poços quânticos (Multiple Quantum Wells - MQW). Em vez de milhares de átomos interagindo para formar a banda de valência, teremos algumas dezenas, e por isso sua banda de condução aparece claramente formada por pequeno número de níveis discretos, possibilitando linhas espectrais mais estreitas, o que é bastante desejável para lasers utilizados em comunicações ópticas [1][2].

Vários mecanismos podem ser responsáveis pela transição de elétrons da banda de valência (estado normal) para a banda de condução (estado excitado). Os principais são: agitação térmica, sempre presente em temperaturas maiores que o zero absoluto; absorção de fótons com energia maior que a da largura da banda proibida (princípio físico para fotodetetores) e injeção de elétrons por uma fonte externa (fenômeno presente nas fontes luminosas a semicondutor). Ao abandonar a banda de valência, o elétron deixa uma ligação covalente incompleta. Como esta ligação pode se mover pelos átomos da rede cristalina, ela constitui um portador de carga virtual (positiva), denominado lacuna.

Para uma visualização mais completa do processo de geração de radiação luminosa, não basta apenas analisarmos a energia, temos também que levar em conta o momento das partículas.

A radiação luminosa pode ser modelada de três formas: como um conjunto de raios (óptica geométrica), este modelo simples sendo útil para análise de problemas onde as

dimensões em questão são muito maiores que o comprimento de onda envolvido, como por exemplo em lentes. O segundo, denominado de óptica física, supõe que a luz é uma onda eletromagnética. Apesar de sua eficiência quanto à descrição de fenômenos como guiamento, interferências, etc, um terceiro modelo é necessário quando tratamos da interação luz-matéria; modelo denominado de fotônico, o qual estabelece que a luz é formada de uma “chuva” de partículas chamadas fótons.

Vamos agora estabelecer um relação entre os dois últimos modelos, de maneira a compreendermos duas características fundamentais das partículas: energia (E) e momento (P). Tomemos a luz como uma onda eletromagnética cujo campo elétrico ψ pode ser representado pela função harmônica $\psi = \psi_0 \cos(\omega t - kr)$, r sendo a magnitude do vetor unitário ao longo da direção de propagação, ψ_0 é o valor máximo do campo, ω representa a frequência angular temporal da onda enquanto k é a frequência angular espacial da onda, ou de outra forma, número de onda.

$$E = \frac{h}{2\pi} \omega \quad (2.1.2)$$

$$P = \frac{h}{2\pi} k \quad (2.1.3)$$

O elétron, como partícula, também pode ser descrito pelas duas grandezas acima. Estabelecemos assim, que quando o elétron transita da banda de condução para a banda de valência, além de conservar a energia, a recombinação deve também conservar o momento. Podemos relacionar energia e momento da seguinte forma: $P = mV$, $E = hf$, logo temos:

$$E = \frac{mV^2}{2} = \frac{P^2}{2m} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} \quad (2.1.4)$$

onde V é a velocidade da partícula, m é a massa efetiva. Da equação acima podemos ver que os estados energéticos disponíveis no átomo (isolado) devem estar sobre uma parábola, tanto para os elétrons Fig. 2.1.2, como para as lacunas (invertendo-se a concavidade da parábola).

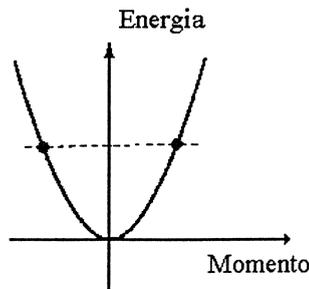


Figura 2.1.2 Diagrama energia-momento para elétrons num átomo isolado [2].

No caso do cristal semiconductor, o tratamento é diferente pois existe interação entre os átomos obtendo-se a densidade de estados permitidos por unidade espacial de volume em função da energia E (pressupondo uma “cavidade” macroscópica) [2].

$$\rho(E)dE = \frac{8\pi m \sqrt{2m}}{h^3} \sqrt{E} dE \quad (2.1.5)$$

Devemos destacar que o princípio de exclusão de Pauli determina que apenas um elétron pode permanecer em cada estado, no entanto observamos dois valores possíveis de momento para um mesmo estado energético. Isto deve-se ao fato que o valor do spin implica no sinal do momento do elétron que ocupa tal estado, e do ponto de vista da onda pode ser encarado como dois estados degenerados de polarização.

Ainda sobre a conservação do momento, podemos diferenciar os materiais semicondutores quanto ao tipo de recombinações que possuem. Nos semicondutores de recombinação direta como o InGaAsP por exemplo, o mínimo da banda de condução tem o mesmo valor de momento do máximo da banda de valência. Desta forma teremos emissão de radiação luminosa quando um elétron e uma lacuna se recombinarem liberando um fóton via transição radiativa como mostrado pelas setas verticais da Fig. 2.1.3 (a) (note a deformação nas parábolas pela presença de átomos vizinhos)[4].

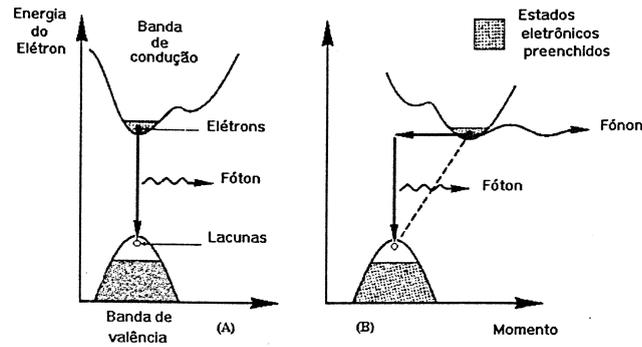


Figura 2.1.3 Diagrama energia-momento mostrando tipos de transição: direta (A) e indireta (B) [4].

Para muitos semicondutores como o silício, as parábolas não coincidem Fig. 2.1.3 (b). Como consequência, não teremos apenas emissão radiativa (seta vertical), mas também, uma mudança no valor do momento (seta horizontal), de modo que a recombinação passa a depender da vibração da rede cristalina (atribuída a uma “partícula” denominada fonon). Estes materiais são denominados de semicondutores de recombinação indireta. Isto explica a não utilização do silício em fontes luminosas a semicondutor.

Pela composição de materias semicondutores, atentando para a compatibilidade entre as distância entre átomos dos materiais envolvidos, podemos alterar o valor de E_g , e desta forma “sintonizar” o laser em um determinado comprimento de onda de emissão como por exemplo a porcentagem de cada elemento numa liga semicondutora quaternária III-V com composição $In_{1-x}Ga_xAs_yP_{1-y}$ mostrada na Fig. 2.1.4. Este fato possibilitou a adequação do laser às janelas ópticas da fibra que apresentavam mais baixas perdas; inicialmente $0.85\ \mu m$, $1.3\ \mu m$ e atualmente $1.55\ \mu m$.

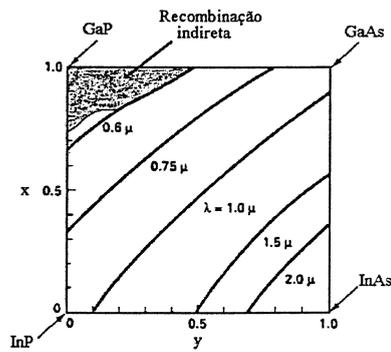


Figura 2.1.4 Comprimento de onda correspondente ao hiato de energia para uma liga semicondutora [2].

Como vimos anteriormente a agitação térmica faz com que elétrons saltem da banda de valência para a banda de condução. A função de densidade de probabilidade de Fermi-Dirac relaciona a temperatura com a probabilidade de encontrarmos elétrons com valor de energia E.

$$P(E) = \left[1 + \frac{\exp(E - E_f)}{K\Omega} \right]^{-1} \quad (2.1.6)$$

onde K é a constante de Boltzmann ($1,38 \cdot 10^{-23}$ por kelvin), e Ω é a temperatura absoluta. E_f é conhecido como nível de Fermi, que indica como está a distribuição de portadores dentro do material. Para um semicondutor intrínseco o nível de Fermi situa-se no meio da banda proibida, mas quando sofre dopagem este se desloca em direção à banda de condução no cristal n, e em direção à banda de valência para dopagem p, como mostrado na Fig. 2.1.5.

Temos assim dois parâmetros que interagem para determinar a distribuição final dos portadores: a densidade de estados permitidos e a probabilidade de ocupação dos níveis energéticos, gerando a densidade média de estados por unidade de volume realmente ocupados $\xi(E)$ visto na última coluna da Fig 2.1.5(a),(b),(c).

$$\xi(E)dE = \rho(E)P(E)dE \quad (2.1.7)$$

A densidade média de estados ocupados será útil quando estudarmos corrente de limiar e largura espectral de emissão.

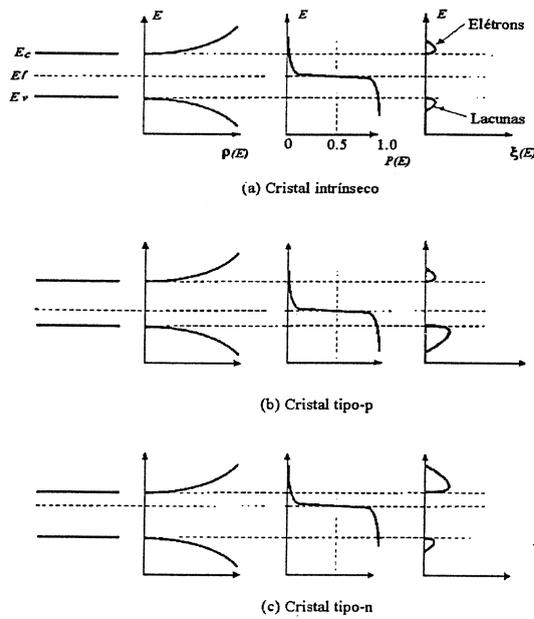


Figura 2.1.5 Da esquerda para direita: diagrama simplificado de dois estados, densidade de estados permitidos, probabilidade de ocupação de estados permitidos e densidade média de probabilidade de estados realmente ocupados[2].

Quando unimos um cristal tipo-p ao tipo-n (homojunção p-n) de forma a estimular a taxa de recombinação em uma região localizada do cristal, temos excesso de lacunas no lado p e de elétrons no lado n; as imediações da superfície de transição entre cristais são então um local privilegiado para a ocorrência de recombinações fotogeradoras através de polarização direta da junção.

2.1.2.1 INTERAÇÃO ELÉTRON-FÓTON

Para observarmos de forma mais clara a interação entre fótons e elétrons na região de recombinação faremos uso de um diagrama simples com dois estados de energia, onde E_2 representa o estado normal (ou de repouso) de energia (banda de valência) e E_1 o estado excitado de energia (banda de condução).

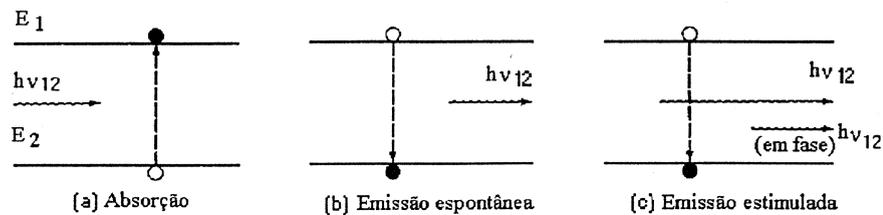


Figura 2.1.6 Os três principais processos de interação entre elétrons e fótons[3].

Podemos visualizar o mecanismo de absorção na Fig 2.1.6 (a). O fóton transfere a sua energia para o elétron conduzindo-o para o estado excitado. A emissão espontânea, Fig. 2.1.6 (b) é o processo pelo qual um fóton com energia $h\nu_{12}$ é emitido quando um elétron transita do estado excitado E2 (instável) para o estado normal E1 (estável), lembrando que o elétron possui um tempo de vida médio no estado excitado, depois do qual ele decai espontaneamente; os fótons, nesta situação, são gerados aleatoriamente propagando-se em qualquer direção do espaço. Este princípio é o utilizado na geração de radiação luminosa nos LEDs.

A emissão estimulada na Fig.2.1.6 (c), como o próprio nome diz, necessita de um estímulo externo para que o elétron saia do estado excitado ao invés de decair por emissão espontânea. Este estímulo é provocado por um outro fóton com energia $\geq h\nu_{12}$, ocorrendo assim a emissão de um outro fóton em fase com o que provocou a transição do elétron. Observe que podemos atingir, sob certas condições que estudaremos, um processo de avalanche pois cada fóton gerado pode “gerar” mais um fóton. Este mecanismo permite a geração de luz coerente, ou seja, uma luz na qual exista uma forte correlação de fase entre os fótons emitidos.

No equilíbrio térmico a densidade de elétrons excitados é muito pequena. A maioria dos fótons incidentes no sistema serão absorvidos, de modo que a emissão estimulada é desprezível. A emissão estimulada excederá a absorção somente se a população do estado excitado for maior que o estado normal. Esta condição é conhecida como inversão de população. Desde que esta situação não é uma condição de equilíbrio, a inversão de população é atingida por várias técnicas de “bombeio” de elétrons para o estado excitado. Em um laser semiconductor, o bombeio é feito pela injeção de elétrons no material através dos contatos elétricos do dispositivo, preenchendo assim os estados de mais baixa energia da banda de condução.

2.1.2.2 CONDIÇÕES PARA OPERAÇÃO COMO LASER

Com fins didáticos, vamos analisar inicialmente a estrutura básica de um laser semicondutor Fabry-Perot. O conjunto guia de onda (que confina os fótons dentro da região ativa) mais os espelhos com reflexão parcial e rigorosamente paralelos, resultado da clivagem do cristal nas extremidades da região ativa, formam a cavidade laser. De forma simples, podemos entender o funcionamento de um laser da seguinte maneira: após a emissão espontânea do fóton a (incoerente), este fóton serve de desencadeador de um processo de emissões estimuladas (coerentes) gerando-se o fóton b, c e assim por diante (o que corresponde a um ganho de luz). É interessante notar que uma parte dos fótons gerados são perdidos pela cavidade através dos espelhos ou por absorção, enquanto uma outra parte continua confinada, dando prosseguimento ao processo de emissão estimulada.

Na Fig 2.1.7 podemos ver uma estrutura básica para o laser semicondutor, com as dimensões típicas do chip.

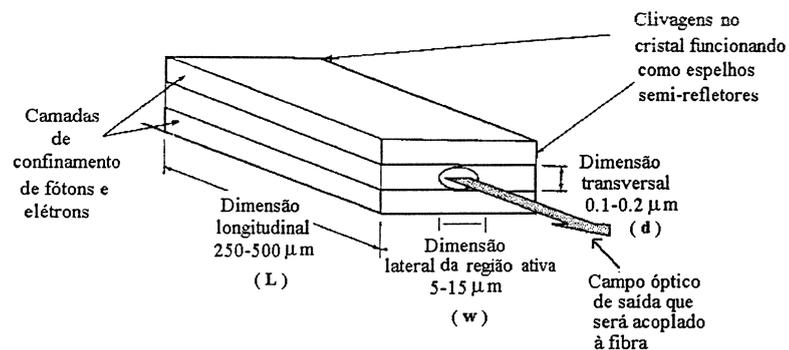


Figura 2.1.7 Estrutura básica de um diodo laser com valores típicos [3].

Como a inversão de população, em nosso caso, é feita pela injeção de corrente elétrica, fica claro, computando-se perdas e ganhos, existir um valor mínimo de injeção de elétrons para que ocorra um ganho líquido. Quando o ganho se iguala às perdas localmente, na região ativa, temos chamada condição de transparência, mas as perdas totais ainda superam o ganho total por causa das perdas nos espelhos.

Quando aumentamos ainda mais a corrente, de forma ao ganho total (ida e volta ao mesmo ponto) igualar as perdas totais, atingiremos a condição de oscilação do laser; este valor de corrente injetada é denominado de limiar.

Na realidade, além desta condição conhecida como condição de ganho que estuda a multiplicação dos fótons dentro da cavidade, temos outra, chamada de condição de fase, que estabelece parâmetros para o processo de realimentação produzido pelos espelhos semi-refletores.

I) CONDIÇÃO DE GANHO

No cômputo do ganho e perdas da cavidade, sabemos que o ganho promovido pelo meio opticamente ativo é diretamente proporcional à inversão de população, que por sua vez, possui dependência direta da corrente injetada. As perdas podem ser divididas em perdas por absorção e perdas nos espelhos; ambas independentes da injeção de corrente. Desta forma podemos traçar um gráfico estático da evolução das taxas do ganho e das perdas com a corrente injetada no sistema.

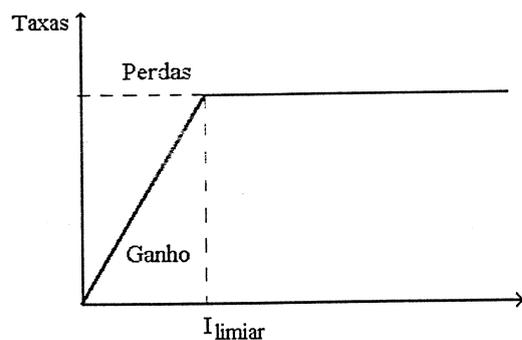


Figura 2.1.8 Comparação entre ganho e perdas na cavidade laser em função da corrente injetada

Notamos duas regiões bem distintas, a primeira quando o ganho é menor que as perdas (operação como LED), e a segunda quando o ganho se iguala às perdas (operação como laser).

- **Ganho menor que as Perdas**

Nesta região as recombinações espontâneas são predominantes, podendo ser subdivididas em duas parcelas: emissão radiativa (luz) e recombinação não radiativa (térmica). Podemos calcular então o tempo médio de recombinação de portadores τ_{ef} . Esta grandeza determina a frequência máxima na qual um LED pode ser modulado, e valores em torno de 1 a 5 ns são típicos.

$$\frac{1}{\tau_{ef}} = \frac{1}{\tau_r} + \frac{1}{\tau_{nr}} \quad (2.1.8)$$

onde τ_r representa o tempo médio de recombinações radiativas e τ_{nr} de recombinações não radiativas. Podemos definir a eficiência quântica interna que mede a porcentagem de elétrons excitados que são convertidos em fótons

$$\eta_{int} = \frac{\tau_{ef}}{\tau_r} \quad (2.1.9)$$

A taxa temporal de variação de portadores pode ser descrita pela equação diferencial abaixo:

$$\frac{dn}{dt} = \frac{I}{qV_{ativa}} - \frac{n}{\tau_{ef}} \quad (2.1.10)$$

onde n representa o densidade de portadores na camada ativa; I a corrente injetada; q a carga do elétron e $V_{ativa}=wLd$ sendo o volume da camada ativa, representada pelo produto da área pela espessura da camada ativa (ver Fig.2.1.8). O primeiro termo indica a taxa de nascimento (injeção) de elétrons dentro da cavidade e segundo a taxa de mortalidade, ou seja, de recombinação de portadores. A Eq.(2.1.10) descreve o comportamento do LED, pois modela o processo de emissão espontânea.

Antecipando um pouco a análise da próxima região da curva da Fig 2.1.8 , existe um valor de densidade de portadores que promove um ganho óptico que se iguala às perdas, chamamos este valor de n_{th} . Dado este valor, podemos calcular a corrente necessária para que tal fenômeno aconteça. Observando o comportamento em regime estacionário ($dn/dt=0$) da Eq. (2.1.10) temos imediatamente:

$$I_{lim} = \frac{n_{th}qwLd}{\tau_{ef}} \quad (2.1.11)$$

onde I_{lim} representa a corrente de limiar, um dos parâmetros elétricos mais importantes do laser, que deve ser a mais baixa possível para evitar problemas de aquecimento no laser e também simplificar o circuito de polarização/modulação, representando o principal obstáculo à integrabilidade dos lasers em escala razoável. Desta forma devemos diminuir o valor da

dimensão d até um valor que não prejudique o confinamento óptico na região ativa, que é um outro fator importante que será definido em breve.

Voltemos agora à Fig. 2.1.5. Devido à agitação térmica temos uma dispersão da distribuição resultante de elétrons. A dispersão das energias ocupadas em cada banda (valência e condução) será da ordem de uma ou duas vezes $k\Omega$, sendo maior na banda de condução. Temos duas consequências imediatas deste fato: a largura espectral de emissão do LED será diretamente proporcional à temperatura. Devido à dispersão dos elétrons entre os níveis, maior será o valor de n_{th} , além disto com a temperatura temos um aumento das recombinações não radiativas; portanto a corrente de limiar no laser será fortemente dependente da temperatura, dependência esta de forma exponencial[1][3][4].

- **Ganho igualando as Perdas**

Para análise desta região da Fig. 2.1.8 vamos fazer uso de uma cavidade Fabry-Perot ativa, pois desta forma já poderemos visualizar a condição de fase. Observe que a radiação luminosa será modelada como uma onda.

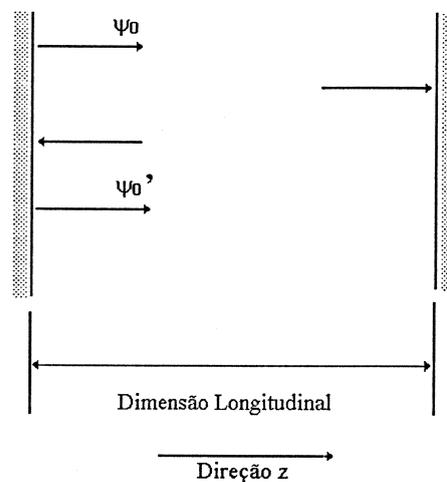


Figura 2.1.9 Cavidade Fabry-Perot ativa

Uma onda plana propagando-se na direção z pode ser representada como:

$$\psi(z) = \psi_0 \exp[-(\alpha + j\beta)z] \quad (2.1.12)$$

$$\text{onde: } \beta = \frac{2\pi N}{\lambda}$$

onde ψ representa a intensidade de campo elétrico. A grandeza β para meios sem perdas e não dispersivos. Na realidade entretanto, a camada ativa do laser é dispersiva, mas para os nossos propósitos vamos desprezar esta característica. No caso do laser, onde temos ganho, substituiremos o termo de atenuação por unidade de comprimento α por $\alpha - \Gamma g$; onde g é o ganho por unidade de comprimento da camada ativa e Γ é o fator de confinamento representando a parcela de potência total que está dentro da camada ativa. O índice de refração N do material semiconductor está entre 3.5 e 4.5, e apresenta uma fraca dependência com a densidade de portadores, ou seja, com a corrente injetada. Em lasers modulados diretamente por corrente em alta taxas este fenômeno passa a ser preocupante como veremos posteriormente.

Vamos supor uma intensidade de campo inicial ψ_0 resultante de uma emissão espontânea nas proximidades do espelho esquerdo que propaga-se na direção $+z$. Temos que o campo inicial após sofrer duas reflexões, volta ao ponto inicial com o seguinte valor:

$$\psi'_0 = R\psi_0 \exp\left[2(\Gamma g - \alpha)L - j\frac{N4\pi L}{\lambda}\right] \quad (2.1.13)$$

$$\text{onde } R = \left(\frac{N-1}{N+1}\right)^2$$

baseado na equação acima, onde $j = \sqrt{-1}$; L o comprimento longitudinal da cavidade, e R refletividade dos espelhos (assumindo que são iguais sendo o meio externo ar com $N_{ar} = 1$), podemos dizer que o processo de ganho óptico terá início quando a magnitude do campo da Eq. (2.1.13) for maior ou no mínimo igual ao valor inicial :

$$R\psi_0 \exp[2(\Gamma g - \alpha)L] \geq \psi_0 = \Gamma g \geq \alpha + \frac{1}{2L} \ln\left(\frac{1}{R}\right) \quad (2.1.14)$$

podemos interpretar a Eq. (2.1.14) como: o ganho efetivo (Γg) por unidade de comprimento deve ser maior ou igual a soma da absorção mais a perda nos espelhos distribuída ao longo do comprimento da cavidade.

O ganho por unidade de comprimento é função da densidade de portadores presentes na cavidade laser, e pode ser aproximado pela seguinte expressão:

$$g(n) = a(n - n_{th}) \quad (2.1.15)$$

a grandeza a representa o ganho diferencial $a=dg/dn$. O ganho ainda é dependente do comprimento de onda Fig. 2.1.10 (a), e este fato juntamente com a condição de fase, que veremos em breve, resultam no espectro emitido pelo laser Fig. 2.1.10 (b).

Como mostrado na Fig 2.1.8 , acima da corrente de limiar não temos acréscimo de ganho, de outra forma, não temos aumento da densidade de portadores Eq. (2.1.15). Acima do limiar, o excesso de corrente ($I-I_{th}$) tende a ser consumido pelas recombinações estimuladas em virtude da multiplicação de fótons em ritmo muito mais rápido que o das recombinações espontâneas. Nestas condições o crescimento da potência óptica com a corrente injetada acentua-se muito mais acima do limiar. A alta taxa de recombinações, por sua vez, fixa o valor do ganho óptico no nível de equilíbrio com as perdas ópticas. O comportamento dinâmico deste fenômeno originará a oscilação de relaxação que será estudada com as equações de taxa do laser.

II) CONDIÇÃO DE FASE

Retomemos a Eq.(2.1.13); para que possa haver efetivamente realimentação na cavidade laser é necessário que o campo incidente e o refletido interfiram-se construtivamente, em outras palavras, a fase do campo refletido deve valer múltiplos inteiros de 2π .

$$\frac{N4\pi L}{\lambda} = 2\pi i \quad \text{ou seja:} \quad \lambda = \frac{N2L}{i} \quad (2.1.16)$$

onde $i = 1, 2, 3, \dots$

Desta forma apenas valores discretos de λ satisfazem a condição de fase, os quais são denominados modos de emissão. Ainda da Eq. (2.1.16) podemos calcular a separação entre os modos permitidos:

$$\Delta\lambda = 2LN\left(\frac{1}{i} - \frac{1}{i+1}\right) \cong \frac{2LN}{i^2} = \frac{\lambda^2}{2LN} \quad (2.1.17)$$

Na Fig. 2.1.10 (a) temos um exemplo do ganho óptico versus λ promovido pelo material semiconductor para alguns valores de densidade de portadores. Conjugando agora as duas condições necessária (ganho e fase) com a característica do ganho ser dependente do comprimento de onda, temos o espectro de emissão do laser na Fig. 2.1.10 (b).

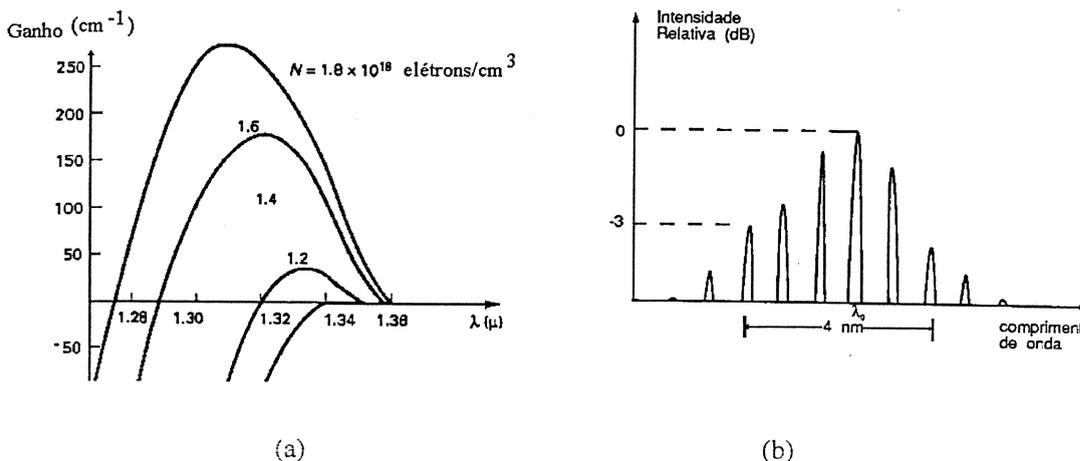


Figura 2.1.10 (a) Ganho versus comprimento de onda[2] e (b)espectro de emissão multimodo[1].

Como o índice de refração varia levemente com a corrente injetada, podemos concluir observando a Eq. (2.1.16) e Fig. 2.1.10 (b) que o comprimento de onda de emissão bem como o espaçamento entre os modos estarão relacionados com a intensidade de corrente. Esta variação dinâmica do comprimento de onda de emissão é conhecida como gorjeio (“chirp”) e torna-se um limitante severo para sistemas operando em altas taxas e longas distâncias (estes sistemas operam com lasers que possuem apenas um modo que em breve discutiremos).

2.1.3 CONSIDERAÇÕES SOBRE A ESTRUTURA FÍSICA DOS LASERS

De posse da informações desenvolvidas até este ponto, poderemos entender várias características importantes, do ponto de vista estrutural, que o diodo laser apresenta. Vamos enfocar principalmente as modificações que foram necessárias para a redução da corrente de limiar.

Analisando as Eq (2.1.11), Eq (2.1.14) e Eq (2.1.15) concluímos que para baixas correntes de limiar possam ser atingidas, devemos diminuir a espessura d e a largura W ; elevar o fator de confinamento Γ e o comprimento L da cavidade. Fazendo a camada d suficientemente fina teremos um comprimento de onda de corte λ_c , que corresponde ao modo fundamental da cavidade. É interessante notar que quanto menor a ordem do modo maior o seu fator de confinamento, como conseqüência o modo fundamental tende a predominar pois atinge primeiro a condição de transparência, fazendo com que boa parte da emissão estimulada seja drenada para este modo.

Podemos aproximar o fator de confinamento transversal do modo TE_0 pela expressão[1]:

$$\Gamma = \frac{D^2}{2 + D^2} \quad (2.1.18)$$

$$\text{onde : } D = \frac{2\pi d}{\lambda_0} \sqrt{N_1^2 - N_2^2}$$

N_1 e N_2 são os índices de refração das regiões ativa e de confinamento respectivamente, sendo $N_1 > N_2$. Podemos, deste modo, controlar o fator de confinamento através da diferença de índices de refração (determinado pela composição do material semiconductor) e da espessura da camada ativa d . Observamos também uma relação de compromisso entre a minimização do valor de d com o comprimento de onda de corte λ_c .

Uma outro parâmetro significativo é a eficiência quântica, que mede a porcentagem dos elétrons injetados na cavidade laser que foram transformados em fótons na saída.

$$\eta_d = \eta_i \text{ (Taxa de saída de fótons/Taxa de geração de fótons)}$$

η_i é a eficiência quântica interna, já definida anteriormente, que se aproxima de 1 quando o laser é operado acima do limiar. Revendo a Eq.(2.1.14) temos facilmente :

$$\eta_d = \frac{1}{2} \frac{\eta_i \ln(1/R)}{\ln(1/R) + 2L\alpha} \quad (2.1.19)$$

o fator $\frac{1}{2}$ deve-se ao fato que apenas os fótons que saem pelo espelho frontal são utilizados (no caso de espelhos iguais).

Do ponto de vista elétrico, a eficiência quântica externa expressa a inclinação da curva de potência versus corrente do laser após o limiar (Fig. 2.1.11), ou seja, a fração de elétrons adicionais (além de I_{lim}) que são convertidos em fótons úteis.

$$\frac{dP}{dI} = \frac{h\nu}{q} \eta_d \quad (2.1.20)$$

Na Fig. 2.1.11 podemos ter a idéia do comportamento estático do laser, caracterizado pela curva potência versus corrente, tanto do ponto de vista elétrico atentando para corrente de limiar, como do ponto de vista óptico, observando as mudanças do espectro de emissão em função do predomínio de um ou outro mecanismo de recombinação. A saturação de potência será discutida posteriormente, e mostra-se um fator importante no comportamento dinâmico do laser.

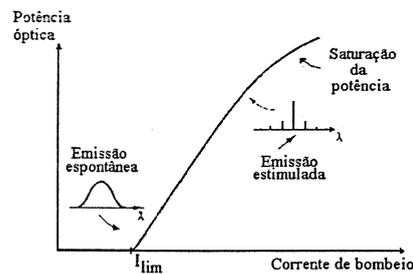


Figura 2.1.11 Curva $P \times I$, potência óptica versus corrente injetada. As mudanças no espectro de emissão abaixo e acima do limiar são também indicadas[2].

2.1.3.1 LASER DE HETEROESTRUTURA DUPLA

Como vimos, quanto menor as dimensões w , d e L onde a corrente é confinada, e maior o fator de confinamento óptico transversal Γ , maior será a proporção de elétrons injetados que se transformarão em fótons úteis, de acordo com Eq. (2.1.11) e Eq.(2.1.19). Em suma, para otimizarmos a estrutura do laser necessitamos confinar portadores e fótons.

Em um arranjo denominado heteroestrutura (ou heterojunção) temos dois tipos de combinações de semicondutores em cada lado da região ativa. Esta combinação promove o confinamento simultâneo de portadores e fótons como mostra a Fig. 2.1.12 .

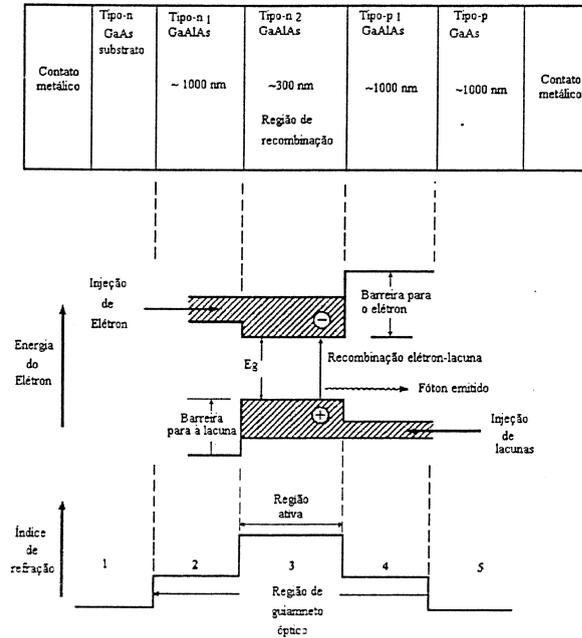


Figura 2.1.12 Heteroestrutura dupla que promove simultaneamente o confinamento transversal de portadores através de barreiras de potencial, e confinamento de fótons pela mudança de índice de refração[3].

Na realidade ainda necessitamos de um confinamento lateral para garantirmos baixa corrente de limiar e emissão de luz em um único filamento. Para este fim podemos destacar dois tipos básicos de estruturas: lasers guiados pelo ganho e lasers guiados pelo índice.

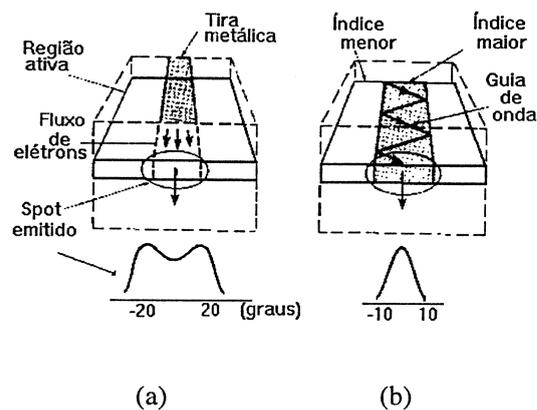


Figura 2.1.13 Estruturas de confinamento lateral de fótons: (a) guiamento por ganho (b) guiamento por índice de refração [3].

O confinamento nos lasers guiados pelo ganho é atingido pelo afunilamento (na direção lateral) da corrente injetada: como só há ganho óptico onde houver portadores recombinantes, a região ativa fica efetivamente estreitada. Entretanto a injeção de portadores deprime o índice de refração, prejudicando o guiamento a ponto de provocar movimentos laterais do campo óptico Fig 2.1.13 (a), associado a transições modais, tendo como consequência o aparecimento de quebras (“kink”) na curva de potência óptica *versus* corrente. Além disto, o astigmatismo no feixe prejudica o acoplamento da luz gerada no lasers com a fibra.

Já nos lasers guiados pelo índice, o confinamento pode ser obtido por uma heteroestrutura enterrada (lasers fortemente guiados pelo índice), ou por alteração de espessura nas camadas de confinamento que provoquem uma redução na largura efetiva da região ativa (lasers fracamente guiados pelo índice); de qualquer forma, nos lasers guiados pelo índice existe um confinamento lateral via guiamento óptico. Adicionalmente temos uma redução da corrente de limiar em relação aos lasers guiados pelo ganho, associada ao estreitamento da camada ativa propiciada pelo guiamento lateral.

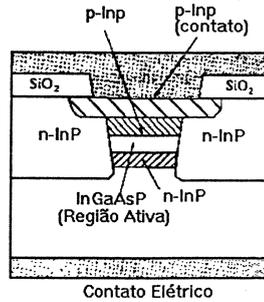


Figura 2.1.14 Visão frontal de uma heteroestrutura enterrada para lasers na faixa de 1300-1600 nm [3].

Por fim, a pastilha do laser é montada sobre estrutura que possa desempenhar o papel de dissipador. Conforme o caso, até mesmo dispositivos especiais para troca de energia térmica, como o Peltier, são utilizados. Um outro requerimento básico é o suporte físico estável para o acoplamento laser-fibra, que por sinal é um dos processos críticos na fabricação de lasers para comunicações[3].

2.1.4 LASERS MONOMODO

Do ponto de vista sistêmico é interessante que tenhamos lasers com apenas um modo longitudinal pois a presença de vários modos (modos do lasers Fig 2.1.10 (b), não confundir com modos na fibra) propagando-se por uma fibra dispersiva provoca o alargamento do pulso originando a interferência entre símbolos e tremor (“jitter”) em sistemas de transmissão digital.

Um outro fato importante relativo ao espectro gerado pelo lasers, é que espectro observado na Fig.2.1.10 (b) é referido à operação em regime contínuo; quando submetido ao regime pulsado nas taxas de bit usuais (Mb/s), a duração dos pulsos é insuficiente para que a repartição de energia entre os modos atinja o seu perfil estacionário. Nestas condições temos variações aleatórias da partição de energia entre os modos de pulso para pulso, dando origem ao chamado ruído de partição modal [1],[21]-[23]. Como resultado podemos ter no sistema fenômenos de baixa probabilidade, como por exemplo toda energia do pulso concentrar-se num modo normalmente marginal, o que em última análise, provocará erros no sistema mesmo na ausência de ruídos no receptor, em outras palavras temos um ruído equivalente gerado por esta aleatoriedade associada ao sinal. As curvas de probabilidade de erro *versus* relação sinal ruído no receptor apresentarão anomalias caracterizadas por pisos (“floors”) de probabilidade de erro devido à presença deste ruído dependente de sinal. As variações de

partição modal persiste, porém bem mais fraca, nos lasers “monomodos” pois na realidade os modos longitudinais continuam existindo embora bem suprimidos. Valores de 20 a 30 dB abaixo do modo principal são típicos.

Em sistemas operando a partir de 500 Mbit/s os problemas causados pela existência de vários modos tornam-se dominantes, forçando assim a utilização de lasers monomodais[1].

Para atingirmos o comportamento monomodal com a estrutura de lasers que estudamos até aqui (Fabry-Perot) seria necessário reduzirmos a dimensão longitudinal L de maneira que o espaçamento entre os modos Eq.(2.1.17) fosse tal que apenas um deles estaria dentro da faixa de ganho óptico Fig 2.1.10 (a). Por outro lado, com esta solução estaríamos comprometendo a corrente de limiar, pois da Eq.(2.1.14) percebemos que teríamos de aumentar o ganho por unidade de comprimento g , através do aumento de corrente injetada, para compensar a perda nos espelhos, que por ser distribuída ao longo do comprimento da cavidade torna-se maior.

A solução prática foi instaurar modificações na estrutura da cavidade.

A seletividade de modos pode ser atingida de duas formas: controlando-se a realimentação positiva de fótons na cavidade ou através do próprio mecanismo de geração de fótons. No primeiro caso, estão os lasers de realimentação distribuída DFB (“Distributed Feed-Back”), DBR (“Distributed Bragg Reflector”) e lasers de cavidade acoplada C^3 [1]. No segundo caso, estão os lasers de poços quânticos (“Quantum Wells”)[6]. Vamos focar neste trabalho os lasers com realimentação distribuída, e mais especificamente o DFB. Estes lasers são largamente utilizados em sistemas que pretendemos estudar.

Nos lasers com realimentação distribuída, a ação realimentadora dos espelhos é substituída pela de uma corrugação periódica (“bragg”) numa parede longitudinal do guia. Temos que o período da corrugação Λ vale

$$\Lambda = \frac{\lambda_0}{2i} \quad (2.1.21)$$

$$i = 1, 2, 3, \dots$$

Como Λ é relacionada com o comprimento de onda do modo desejado λ_0 , a realimentação e condição de fase estão asseguradas. Para outros modos a condição de fase não é satisfeita pela interferência destrutiva entre ondas parcialmente refletidas por sucessivas cristas da corrugação. O resultado deste processo é um espectro de emissão essencialmente monomodo Fig. 2.1.15 (c).

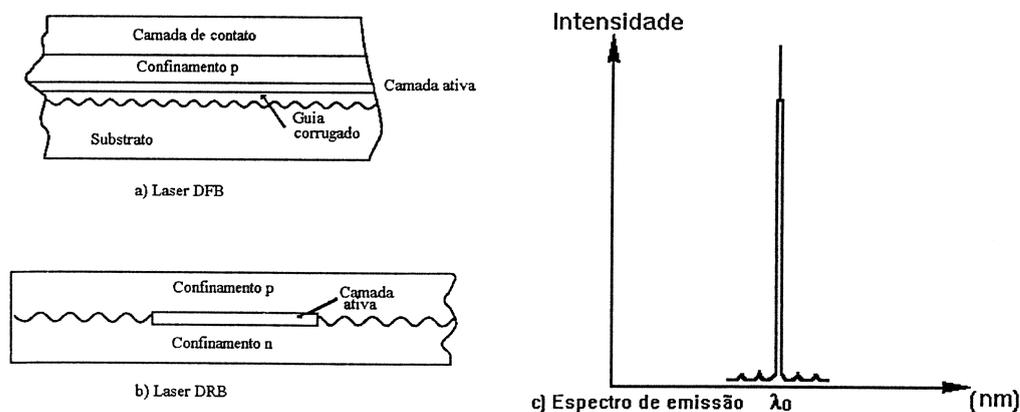


Figura 2.1.15 Estrutura de laser com realimentação distribuída e o respectivo espectro monomodal[1].

A diferença básica entre o DFB e o DBR está no posicionamento da corrugação. Enquanto no primeiro ela está próxima à região ativa (a construção da grade na região ativa causaria um aumento na taxa de recombinações não radiativas) atuando nos campos evanescentes do modo óptico; no DBR a corrugação é feita apenas nas extremidades. Neste caso a grade atua apenas como um espelho seletivo em comprimento de onda. Do ponto de vista de resultado final DFB e DBR são iguais, porém o DFB tornou-se mais usual devido ao processo de fabricação ser mais viável.

A largura de linha do espectro emitido destes dispositivos é geralmente determinada pelo ruído de intensidade e fase, adicionado ao modo óptico fundamental, pelos fótons originados da emissão espontânea [24]. Operando em regime contínuo, um laser DFB gera linhas espectrais com largura típica de 80 MHz. No próximo item estudaremos o comportamento dinâmico destes lasers. Assumiremos que a largura de linha possui um efeito desprezível, pois a mesma é aproximadamente duas ordens de magnitude menor que a extensão de variação do chirp nas taxas de modulação que iremos utilizar. Portanto o nosso modelo de laser possuirá uma única raia no seu espectro de emissão em regime contínuo (CW).

2.1.4.1 COMPORTAMENTO DINÂMICO

O crescimento de aplicações que geram grandes volumes de informação que devem ser intercambiados, como por exemplo a integração de voz, dados e imagens, possibilitado em parte pelo advento das comunicações ópticas, tem exigido taxas de transmissão cada vez mais altas. Assim, sistemas de alta capacidade, como a rede síncrona, vêm se disseminando pelo sistema de comunicação, e técnicas de multiplexagem/múltiplo acesso por divisão de comprimento de onda (WDM/WDMA) estão surgindo como arquiteturas funcionais para as redes ópticas, aproveitando a grande banda oferecida pela fibra [2], [25].

Para desenvolvimento de sistemas desta natureza, mais atenção deve ser dada às características de modulação do laser, que em altas taxas ($>1\text{Gbps}$) e/ou em sistemas WDM densos (muitos canais compartilhando a mesma janela óptica), passam a ser limitantes severos de desempenho para tais arquiteturas.

Com o objetivo de investigar a interação dos vários fatores que combinam-se em uma cavidade laser num sistema que utiliza modulação por intensidade (IM), vamos fazer uso das equações de taxa. Desta forma modelaremos o lasers de forma mais precisa e poderemos analisar alguns fenômenos que tornam-se significativos em sistemas de alta capacidade como por exemplo:

- **Oscilação de Relaxação**

Quando o processo de emissão estimulada torna-se dominante, ou seja, quando a corrente total injetada (polarização+modulação) ultrapassa o limiar, a densidade de portadores dentro da região ativa do laser tende a diminuir pois os elétrons são rapidamente transformados em fótons. Como consequência do decréscimo da densidade de portadores, a qual determina o ganho óptico Eq.(2.1.15), a densidade de fótons também diminuirá permitindo um novo aumento na densidade de portadores (assumindo que a corrente injetada permanece constante neste ínterim), o que induzirá o reinício do processo, provocando assim uma oscilação na potência óptica na saída do laser, até que a interação entre fótons e elétrons atinja o equilíbrio. Esta oscilação será amortecida em poucos ciclos; porém quando o intervalo de bit for comparável a alguns ciclos da oscilação de relaxação este fenômeno passa a ser preocupante, pois deforma sobremaneira o pulso.

- **Gorjeio (“chirp”)**

Como comentado anteriormente, temos uma variação do comprimento de onda de emissão em função da densidade de portadores. O chirp degrada o desempenho do sistema quando o pulso óptico (representando o bit), possuindo variações de comprimento de onda ao longo do pulso, passa por um meio dispersivo (fibra óptica), onde o tempo de trânsito do sinal pelo meio depende do comprimento de onda. Desta forma o pulso chegará ao receptor deformado.

- **Atraso de Ativação (“Turn-on Delay”)**

Se o diodo laser está polarizado com valor baixo de corrente (altas taxas de extinção), quando dum transição de valor de corrente de modulação (transmissão do bit 1), ocorre um atraso até o surgimento de níveis de potência óptica na saída do laser que represente o bit 1, tendo como causa o tempo despendido até a emissão estimulada dominar o processo de recombinação. Em altas taxas o “turn-on delay” provoca o fechamento do diagrama de olho na recepção.

2.1.4.2 MODELAMENTO

Dividiremos o modelamento do transmissor em três blocos: driver que representa a interface entre o domínio elétrico e óptico, fornecendo um trem de pulsos de corrente com um determinado formato que modulará a intensidade óptica do laser ; equações de taxa convertem os elétrons injetados em fótons; e finalmente, o acoplamento laser-fibra descreve como os fótons gerados na cavidade laser são efetivamente transformados em potência óptica transmitida.

- **DRIVER**

A corrente injetada no laser é dada por:

$$I(t) = I_{\text{bias}} + \sum_{k=-\infty}^{k=\infty} A_k I_p(t - kT) \quad (2.1.22)$$

onde I_{bias} é a corrente de polarização, A_k representa a seqüência utilizada na simulação, T é o período do bit, e finalmente I_p é o tipo de pulso utilizado NRZ (“Non-Return to Zero”)

seguinte recomendação da ITU para os sistemas que estamos interessados em simular[11]. Utilizaremos I_p com a seguinte forma:

$$I_p(t) = \begin{cases} 0 & t < 0 \\ I_m \left[1 - \exp\left(\frac{-t^2}{t_r^2}\right) \right] & 0 < t < T \\ I_m \exp\left[\frac{-(t-T)^2}{t_r^2}\right] & t > T \end{cases} \quad (2.1.23)$$

I_m é o valor de pico da corrente de modulação, t_r representa o tempo de subida/descida (“rise time and fall time”) do pulso de corrente, que situa-se entre 10 e 90 % do pulso. Este fator engloba o efeito das capacitâncias parasitas associadas ao laser e circuito de modulação. Como primeira impressão, podemos imaginar que o “roll-off” introduzido tenha apenas efeitos negativos no desempenho do sistema, pois limita a taxa máxima de modulação. Entretanto temos uma transição mais suave entre níveis de corrente que representam o zero e o um, atenuando a influência do chirp dinâmico (será definido em breve). Valores ótimos de pré-filtragem do pulso de corrente são calculados em [7], e formatos de pulso em [26].

- **EQUAÇÕES DE TAXA**

As equações de taxa descrevem a dinâmica entre fótons e elétrons, computando a taxa de variação temporal da densidade volumétrica de cada partícula no laser em função da modulação. Uma terceira equação descreve a variação temporal da fase do campo óptico gerado pelo laser, isto é, a variação temporal da frequência de emissão.

$$\frac{dn}{dt} = \frac{I(t)}{qV_{ativa}} - \frac{n}{\tau_{ef}} - G(n, p, \omega_p, \omega)p \quad (2.1.24)$$

$$\frac{dp}{dt} = \frac{\Gamma n \gamma}{\tau_{ef}} + \Gamma G(n, p, \omega_p, \omega)p(t) - \frac{p}{\tau_p} \quad (2.1.25)$$

Estas equações são válidas para uma oscilação laser sem ruído em um único modo longitudinal. A densidade de elétrons e fótons ao longo da região ativa é considerada uniforme. Os parâmetros são definidos na Tab. 2.1.1 .

A variação temporal da fase do campo óptico com a densidade de portadores é descrita pela seguinte equação:

$$\frac{d\phi}{dt} = \frac{\alpha}{2} \left\{ \Gamma v_g a_0 (n - n_0) - \frac{1}{\tau_p} \right\} \quad (2.1.26)$$

Para modelarmos um laser DFB com mais fidelidade do que em [7] ,[8] e [10] algumas modificações são necessárias, como sugerido em [9]. No laser DFB, o comprimento de onda de emissão não é necessariamente o de máximo ganho material, modos distantes deste valor podem ser selecionados através do dimensionamento da corrugação Eq. (2.1.21); o modelo deve prever este fato. Como boa aproximação, o ganho material pode ser equacionado como uma parábola invertida [27]:

$$G(n, p, w_p, w, t) = \frac{v_g a_0}{(1 + \epsilon p)} (n - n_{th}) - H(\omega_p - \omega)^2 \quad (2.1.27)$$

$$\text{onde } \omega(t) = \omega_0 + \frac{d\phi}{dt}$$

note na Eq.(2.1.27) que o ganho satura-se com o aumento da densidade de fótons na proporção direta de ϵ modelando um fenômeno conhecido como “spectral hole burning” [14]. Este fato estabelece um leve comportamento não linear ao laser, pois a curva de potência versus corrente não será mais uma reta.

A escolha do deslocamento entre ω_p e ω pode ter uma influência significativa no desempenho do sistema, como mostrado em [9]. Assim sendo, devemos ponderar outros fatores que provocam o deslocamento da curva do ganho material. A injeção de portadores no material semiconductor provoca o “enchimento” dos níveis energeticamente mais baixos da banda de condução, provocando um deslocamento no valor de ω_p . Observe na Fig. 2.1.10 (a) o deslocamento para comprimentos de onda menores do ganho máximo em função do aumento da densidade de portadores. Este efeito pode ser modelado pela equação abaixo [19]:

$$\omega_p = \omega_{p0} + \zeta(n - n_0) \quad (2.1.28)$$

ω_{po} é a frequência na qual temos o ganho máximo quando um zero é transmitido, ζ é o parâmetro de enchimento de banda.

Antes de passarmos para outro item, seria interessante discutirmos de um ponto de vista mais intuitivo as equações de taxa. De forma básica, as equações de taxa computam os índices temporais de “natalidade”(sinal +) e “mortalidade” (sinal -) da partícula em questão.

Na Eq(2.1.24) o primeiro termo do lado direito da equação indica o nascimento de portadores na cavidade por injeção de corrente, já o segundo dá a taxa de mortes por recombinação espontânea; enquanto o terceiro e último termo representa a mortalidade por emissão estimulada(note a densidade de fótons influenciando esta grandeza). Rebuscando a Eq.(2.1.10), que é a equação de taxa para o LED, vemos que a “morte” do elétron só acontece por emissão espontânea, no laser temos um processo muito mais eficiente de recombinação de portadores: a emissão estimulada. Desta forma que o tempo de vida média do elétron fica bem reduzido acima do limiar possibilitando tempo de resposta menor, isto é, maiores taxas de modulação que o LED.

A Eq (2.1.25) que contabiliza a variação temporal da densidade de fótons, o primeiro termo do lado direito da equação indica a taxa de nascimento de fótons devido ao fator γ que modela o acoplamento de uma fração da emissão espontânea com o modo de emissão do laser. Este termo funciona como “semente” do modo de emissão pois o mesmo dá início ao processo de emissão estimulada. Observe que os termos que representam mortalidade na Eq.(2.1.24) aparecem como natalidade na Eq(2.1.25) porém multiplicados pelo fator de confinamento. Dentro da camada ativa é que realmente temos a multiplicação do fótons, embora elétrons possam “morrer” fora da camada ativa por emissão espontânea ou estimulada. O último termo indica a taxa temporal em que os fótons deixam a cavidade através dos espelhos semi-refletores.

• ACOPLAMENTO DE POTÊNCIA LASER-FIBRA

Podemos relacionar a densidade de fótons presentes na camada ativa com a potência óptica acoplada na fibra pela equação[9]:

$$m(t) = \frac{\eta_d h\omega V_{ativa}}{2\pi\Gamma\tau_p} p(t)K(p) \quad (2.1.29)$$

$K(p)$ é o fator de acoplamento empírico entre laser e fibra. Considera as mudanças da coerência espacial da radiação emitida com o predomínio da emissão estimulada. Isto justifica o relacionamento deste fator de acoplamento com a densidade de fótons presentes na cavidade, representada pela equação:

$$K(p) = 0.4005 \left[1 - \exp\left(\frac{-p}{3.3 \cdot 10^{14}}\right) \right] \quad (2.1.30)$$

Finalmente, o campo óptico acoplado à fibra óptica tem a seguinte formulação:

$$\psi(t) = \sqrt{m(t)} \exp[j(\omega_0 + \phi(t))] \quad (2.1.31)$$

2.1.4.3 RESULTADOS DE SIMULAÇÃO

Neste item apresentamos os resultados das simulações numéricas do comportamento estático (curva potência versus corrente), e o comportamento dinâmico para uma dada seqüência de bits. Com base nas observações dos resultados, algumas considerações são tecidas sobre razão de extinção e escolha conveniente de palavras código.

Para as simulações foram utilizados os dados da tabela 2.1.1 [8], [9]. As demais simulações neste trabalho seguirão esta tabela, salvo alterações de parâmetros que faremos e que serão informadas.

Notação	Definição	Valor
Γ	Fator de confinamento transversal do modo de emissão	0.4
n_{th}	Densidade de eletrons na transparência	10^{18}cm^{-3}
τ_{ef}	Tempo de vida médio do elétron	1ns
τ_p	Tempo de vida médio do fóton	3ps
α	Fator de largura de linha	5
η_d	Eficiência quântica diferencial total	0.2
ϵ	Fator de supressão de ganho	$5 \times 10^{-17} \text{cm}^3$
a_0	Coefficiente de ganho diferencial	$2.5 \times 10^{-16} \text{cm}^2$
γ	Fração da emissão espontânea acoplada ao modo de emissão	3×10^{-5}
V_{ativa}	Volume da camada ativa	$1.5 \times 10^{-10} \text{cm}^3$
H	Parâmetro de formato do ganho parabólico	$2 \times 10^{-17} \text{s}$
ζ	Parâmetro de enchimento de banda	$1 \times 10^{-7} \text{cm}^3/\text{s}$
v_g	Velocidade de grupo na região ativa	$8.5 \times 10^9 \text{cm/s}$
ω_{p0}	Frequência de ganho material máximo para o bit 0	$1.220 \times 10^{15} \text{rad/s}$
ω_0	Frequência de oscilação do laser para bit 0	$1.218 \times 10^{15} \text{rad/s}$

Tabela 2.1.1 Definição e valores utilizados na simulação do laser DFB [8]-[9],

• COMPORTAMENTO ESTACIONÁRIO

Podemos inicialmente obter o comportamento estático do laser utilizando os parâmetros da tabela 2.1.1 . Quando consideramos regime permanente, a taxa de variação temporal das densidades de elétrons e fótons estabilizam-se, tornam-se constantes no tempo,

logo a sua derivada temporal é nula. Isto posto, podemos calcular diretamente os valores de equilíbrio igualando as Eq(2.1.24) e Eq. (2.1.25) a zero e solucionando o sistema de equações obtido para a densidade de fótons [15] resultando na curva amplamente utilizada de potência *versus* corrente onde podemos observar o valor de corrente de limiar e a saturação do ganho

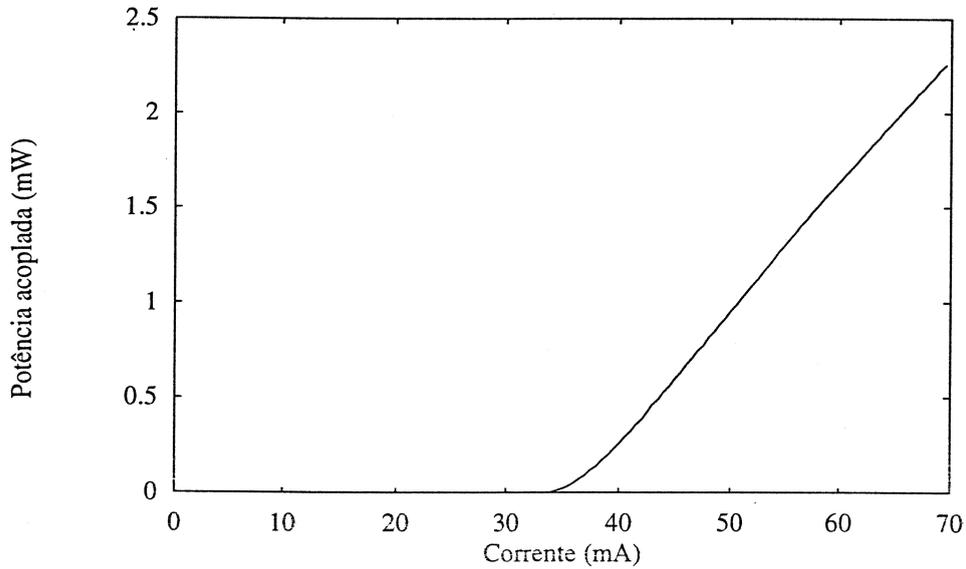


Figura 2.1.16 Comportamento estático do laser: curva potência versus corrente

Vamos definir razão de extinção seguindo[11]:

A convenção adotada para níveis lógicos ópticos e:

- emissão de luz para “1” lógico
- não emissão para “0” lógico

A razão de extinção é definida como:

$$EX = 10 \log \left(\frac{A}{B} \right) \quad (2.1.32)$$

onde A e B representam o nível de potência médio para o 1 e 0 respectivamente. O nível máximo de potência para o nível “1” é determinado de forma a não comprometer a vida útil do laser e respeitar normas de segurança em caso de rompimento da fibra. O maior valor médio recomendado é de 1 mW, assim sendo, fixaremos o nível de potência do nível “1” em 2 mW, pois os bits são aproximadamente equiprováveis e o nível de potência para o bit “0” é

muito menor (por volta de 10 vezes). Da Eq.(2.1.32) e Fig. 2.1.16 podemos extrair os valores de I_{bias} e I_m para uma dada razão de extinção, recordando que I_{bias} corresponde a B; e o nível de potência A é atingido com $I_{bias}+ I_m$.

- **COMPORTAMENTO DINÂMICO**

Para análise do comportamento dinâmico podemos seguir dois caminhos: o primeiro é a análise linearizada para pequenos sinais sobrepostos a níveis de polarização[1]; esta análise é relevante para a modulação analógica. Todavia para sinais digitais, estamos interessados em perceber o comportamento do dispositivo frente a grandes degraus de corrente, que correspondem às variações do pulso modulante, neste caso a análise para pequenos sinais não é válida, sendo necessário adotar o segundo caminho: o uso de métodos numéricos para análise da dinâmica entre elétrons e fótons na cavidade laser.

O método Runge-Kutta de quarta ordem [28] para solução numérica de equações diferenciais foi adotado, e obtivemos os seguintes resultados para uma seqüência de bits intencionalmente escolhido (1 1 1 0 0 0 1 0 1 0) mostrada na Fig 2.1.17 (a), de forma a ilustrar a dependência que a oscilação de relaxação e o chirp têm com o padrão de bits. Seguiremos as recomendações do ITU para interfaces ópticas de sistemas STM-16 [11]: taxa de transmissão de 2 488 320 Kbits/s, potência média acoplada à fibra de 1 dBm, dois valores de razão de extinção 10 dB (valor mínimo recomendado) e 15 dB. Os parâmetros do laser utilizado estão na tabela 2.1.1 .

Na Fig 2.1.17 (a) vemos a de corrente fornecida ao laser correspondente à seqüência de bits utilizada. O tempo de subida resultante (t_r) do conjunto driver-laser é de $\frac{1}{4}$ do intervalo de bit (100 ps). Um fato notório nas Fig 2.1.17 (d) é a diferenciação do formato do pulso em função dos bits que lhe são precedentes. Na seqüência tripla de 1's apenas o primeiro pulso é fortemente alterado pela oscilação de relaxação (que recebe o nome de "ringing" quando se estende ao longo do pulso), enquanto os bits "1" que aparecem separados por um bit "0" ambos são alterados. Uma pequena diferença pode ser notada entre os dois últimos 1's da seqüência pois após a transição do bit 1 para 0 o nível de densidade de portadores despende um tempo até se estabilizar, apresentando uma oscilação amortecida que tende ao nível de polarização, observável na seqüência tripla de 0's. Compreendemos assim, as alterações sofridas pelos bits conforme o seu posicionamento na seqüência e concluímos que o laser

pode ser visto como um elemento com memória, isto é, o comportamento para o bit atual depende dos bits precedentes.

Nas Fig 2.1.17 (e),(f) é mostrado o desvio do comprimento de onda de emissão (gorjeio) e o a transformada de Fourier do campo óptico acoplado à fibra respectivamente. Devemos lembrar que em CW o nosso modelo do laser emitiria apenas um único comprimento de onda $\lambda_0 \cong 1547.5825$ nm, porém sob modulação boa parte da energia é desviada para 1547.5 nm devido ao chirp observado na Fig 2.1.17 (e) provocando assim um alargamento do espectro dinâmico de emissão.

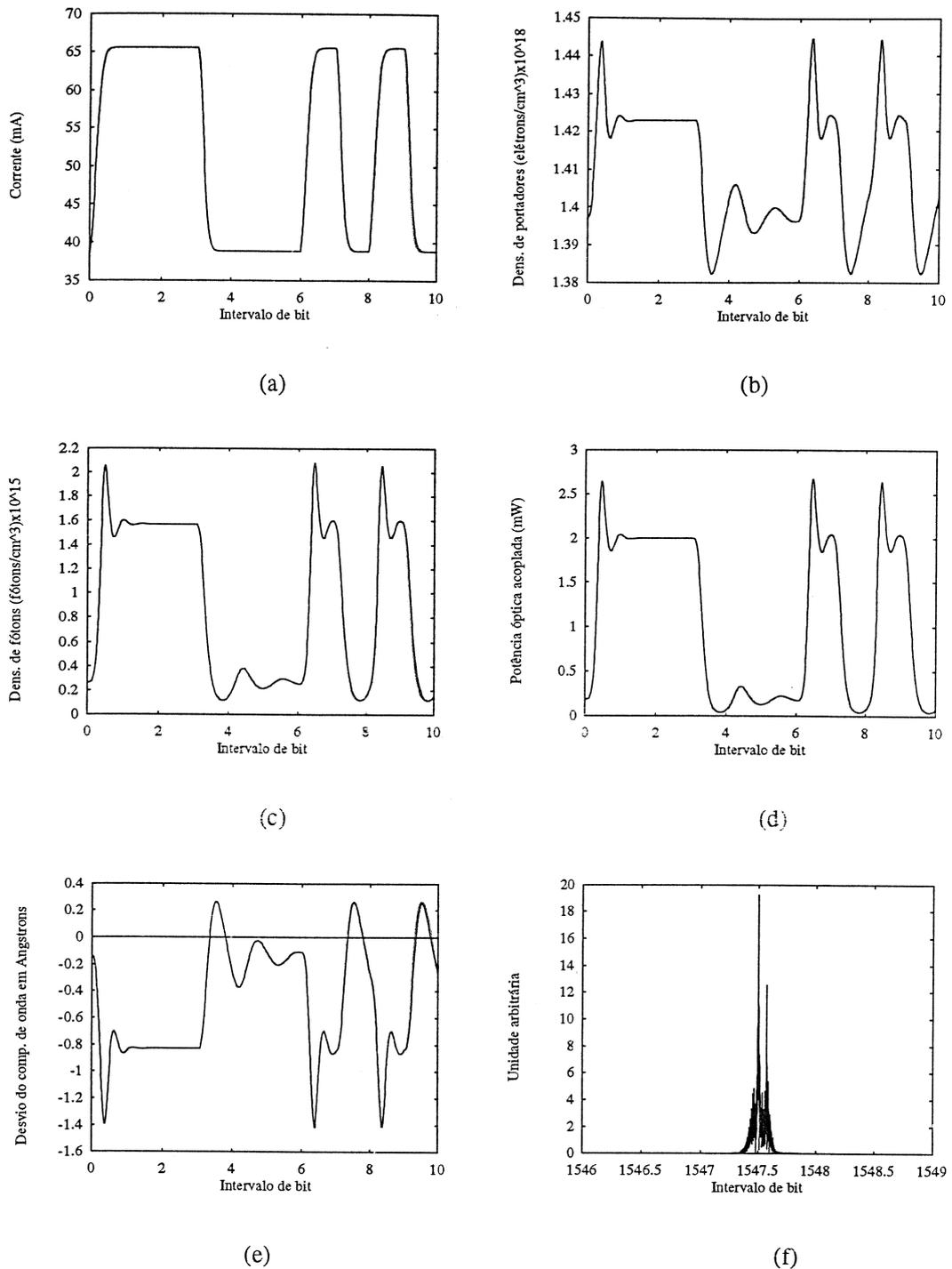


Figura 2.1.17 - Resultado da simulação do laser semiconductor DFB : (a)Corrente injetada, (b)Dens. de portadores, (c)Dens. de fótons, (d)Pot. óptica acoplada, (e)Desvio do comp. de onda de emissão e (f)Transf. de Fourier do campo óptico acoplado à fibra.

Vamos analisar agora a influência da razão de extinção no comportamento dinâmico do laser, utilizando para tanto um pulso isolado. Quando polarizamos o laser abaixo da corrente de limiar de forma a atingirmos altas taxas de extinção, comprometemos, por outro lado, o desempenho do sistema pelo aumento da oscilação de relaxação, gorjeio e vulnerabilidade ao jitter. Na Fig. 2.1.18 (a) fica claro que quando utilizamos $I_{bias} = I_{th}$ o pulso

sofre um estreitamento em comparação com o caso onde $I_{bias} = 1.15 I_{th}$ (EX = 10 dB); este fato é conhecido como atraso de ativação (“turn-on delay”). Quanto mais perto da corrente de limiar estiver a corrente de polarização (que representa a transmissão do bit 0), surge um atraso maior entre a injeção de corrente correspondente ao bit 1 e respectiva potência de saída do laser. Isto tem como causa o tempo despendido para que a emissão estimulada torne-se o mecanismo predominante na geração da radiação luminosa. Este atraso tem outras graves conseqüências, desde que os elétrons injetados não são imediatamente transformados em fótons surge um maior acúmulo de portadores na cavidade, resultando em altos valores de gorjeio (ver Eq. (2.1.26)) e conseqüente maior deslocamento dinâmico do comprimento de onda de emissão, como mostrado na Fig 2.1.18 (b), além de oscilações de relaxação mais acentuadas.

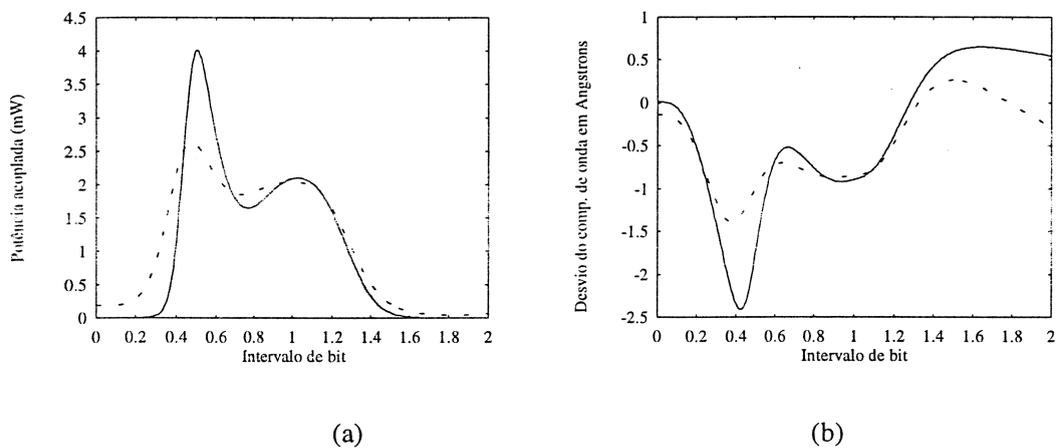


Figura 2.1.18 - Comparação entre o comportamento dinâmico para diferentes correntes de polarização: (a) Potência de saída, (b) Desvio do comprimento de onda de emissão para $I=I_{th}$ (linha cheia) e $I=1.15 I_{th}$ (linha tracejada).

Os resultados até aqui obtidos sugerem-nos duas conclusões importantes. A primeira é que a penalidade imposta ao sistema pela operação do laser com altas taxas de extinção, que conduzem a correntes de polarização abaixo do limiar, é inviável para sistemas operando em altas taxas e longas distâncias. Além do alto valor de chirp, o atraso de ativação depende de fenômenos aleatórios (predomínio da emissão estimulada sobre a espontânea), tornando este intervalo de tempo também aleatório; o que do ponto de vista do circuito de decisão no receptor óptico é uma fonte de jitter[16]. Por outro lado, temos uma penalidade inerente associada aos valores de taxa de extinção finitas. Logo existe um valor ótimo de taxa de extinção que pode ser obtido[7][8].

A segunda observação diz respeito ao padrão de bits utilizado. De acordo com [11], o código utilizado para todos os sistemas da hierarquia síncrona digital será binário NRZ e com os bits embaralhados com fim de garantir uma distribuição equiprovável entre 0's e 1's; salvaguardando o sistema de recepção de flutuações de ("wander") e problemas de recuperação do relógio[1]. Para aplicações em sistemas de longas distâncias é prevista a utilização de códigos de linha para estender o espaçamento entre repetidores. Dentro deste princípio, a observação do comportamento diferenciado do laser conforme a posição ocupada pelo bit sugere uma maior atenção na escolha das palavras código.

2.1.4.4 ANÁLISE DO CHIRP

Sendo o principal limitante em sistemas que utilizam modulação por intensidade e detecção direta (IM/DD) operando em taxas de Gigabit/s, vamos estudar o chirp mais detidamente, classificando-o segundo a sua manifestação em relação ao pulso de modulação. Discutiremos as soluções (do ponto de vista do laser) encontradas para atenuar a degradação de desempenho imposta pelo chirp ao sistema.

Há de se distinguir entre o chirp associado à duração completa do pulso óptico e o chirp associado aos transientes (subida e descida) do pulso. O primeiro é chamado de chirp adiabático, e depende da estrutura do laser (fator de confinamento, dimensões físicas, por exemplo), entretanto independe da taxa na qual o laser é modulado. O segundo é conhecido como chirp dinâmico ou derivativo e possui a característica de ser fortemente dependente da modulação utilizada e independente da estrutura[7].

Uma boa aproximação para visualizarmos o desvio de frequência em função dos parâmetro laser, e que mostra a decomposição do chirp em duas componentes é dada por[10]:

$$\Delta\omega(t) = \frac{\alpha}{2} \left\{ \frac{1}{p(t)} \frac{dp(t)}{dt} + \left[\frac{\epsilon}{\tau_p} - \frac{\Gamma\beta n(t)}{\tau_{ef}P(t)} \right] \right\} \quad (2.1.33)$$

podemos interpretar a equação acima separando-a em dois termos: chirp derivativo (primeiro termo) e adiabático (termo entre colchetes).

O chirp dinâmico, tem efeitos mais graves no desempenho do sistema óptico do que o adiabático; após propagação pela fibra a parte inicial do pulso é adiantada e a parte final é atrasada (veremos simulações deste fenômeno na seção sobre fibra) resultando num pulso severamente distorcido. A partir de 1 Gbit/s, o chirp dinâmico pode limitar o alcance de sistemas se não for combatido. A maneira mais fácil de supressão do chirp dinâmico é a utilização de pulso de corrente com subidas mais suaves como mencionado anteriormente.

Um parâmetro que tem uma influência determinante na intensidade do chirp é o fator de supressão de ganho ϵ , pois quanto maior, provoca o amortecimento rápido da oscilação de relaxação, à qual o chirp dinâmico está fortemente associado devido a variação na densidade de portadores [8]. Porém este procedimento provoca o crescimento do chirp adiabático que será o limitante final de sistemas de modulação direta. Dados experimentais sobre a influência do fator de supressão de ganho podem ser obtidos em [14], donde foram extraídos os resultados mostrados abaixo.

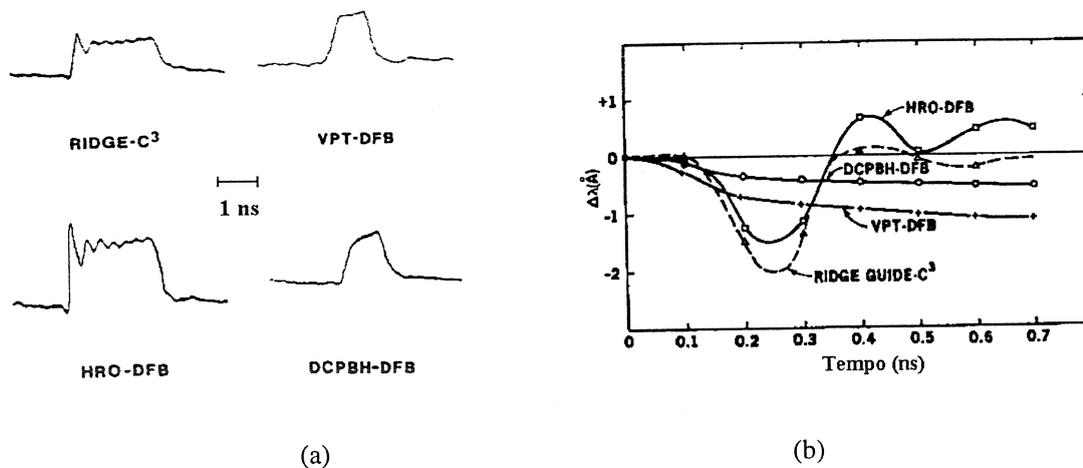


Figura 2.1.19 Dados experimentais, comparando 4 tipos de lasers, sobre a relação entre amortecimento da oscilação de relaxação e chirp: (a) Forma de onda da potência óptica, (b) Deslocamento dinâmico do comprimento de onda de emissão [14].

Na Fig 2.1.19 temos o resultado do comportamento dinâmico de 4 tipos de estruturas físicas de lasers monomodais operando na janela de $1.5 \mu\text{m}$: C³ (cavidade acoplada), VPT-DFB (Vapor Phase Transposed), HRO-DFB (Heteroepitaxial ridge overgrown) e DCPBH-DFB (Double Channel Planar Buried Heterostructure). Os lasers foram polarizados acima do limiar e com razão de extinção de aproximadamente 6 dB e excitados com um pulso de corrente.

Os resultados acima podem ser agrupados em duas classes: na primeira estão os lasers que apresentam grandes valores de chirp durante a oscilação de relaxação, convergindo porém para pequenos desvios de λ . A segunda classe é composta pelos que respondem ao pulso de modulação sem oscilação de relaxação, entretanto apresentam um desvio constante considerável de λ quando comparamos o nível “0” e “1”.

Segundo [14] e encontra-se na faixa de 3 a $6 \times 10^{-17} \text{ cm}^3$, para tanto vamos simular o comportamento do laser para estes dois casos:

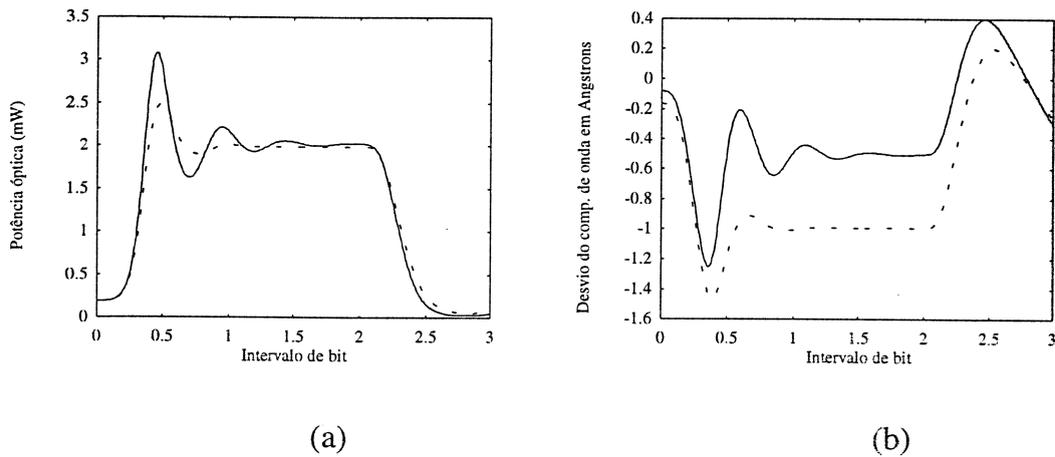


Figura 2.1.20 Comparação do comportamento do laser para diferentes valores de supressão de ganho: (a)Potência óptica, (b)Chirp. onde $\epsilon = 3 \times 10^{-17}$ (linha cheia) e $\epsilon = 6 \times 10^{-17}$ (linha tracejada).

Podemos costatar que os lasers com altos valores de supressão de ganho, possuem um amortecimento rápido da oscilação de relaxação, por conseqüência o chirp dinâmico é minorado. Em contrapartida, surge um acréscimo do chirp adiabático em tais dispositivos. Uma característica que influencia os dois tipos de chirp é o fator de largura de linha α , como visto na Eq.(2.1.33) ; α representa a razão entre as variações da parte real e da parte imaginária do índice de refração complexo da camada ativa com a densidade de portadores.

A construção de lasers com estrutura de múltiplos poços quânticos (MQW) pode reduzir o valor de α de tipicamente 5 para lasers DFB para aproximadamente 3 [10]. Uma outra técnica interessante é deslocar o comprimento de emissão do laser (em direção ao azul) em relação ao pico do ganho material (detuning) através do projeto da corrugação. Com este procedimento atingimos dois fatores importantes para amplitude do chirp. Foi constatado em [18] uma redução de até 50% no valor de α em lasers DFB usando-se um deslocamento de 10 nm. Em [19] estuda-se o aumento do ganho diferencial em função do “detuning” melhorando-

se a resposta dinâmica do laser, ou seja, o período da oscilação de relaxação torna-se menor com o aumento do ganho diferencial.

2.1.4.5 RECOMENDAÇÕES DO ITU-T PARA INTERFACE ÓPTICA

Na recomendação G.957 [11], quando descreve as características desejáveis para as fontes ópticas de sistemas de longa distância do sistema STM-16, os seguintes dados são citados para a condição padrão de operação (incluindo-se a modulação):

Largura Espectral : menor que 1 nm (medida 20 dB abaixo da amplitude do comprimento de onda central).

Supressão de modos laterais: maior que 30 dB (para evitar problemas de partição modal).

Encontramos a afirmação que até a publicação da recomendação não havia consenso quanto a métodos confiáveis para estimar as penalidades advindas do chirp e da supressão finita dos modos laterais.

Um tipo de “kit de teste” emulando o sistema de transmissão é sugerido para a aceitação do laser; este procedimento é contestado em [9] como sendo de difícil realização prática que, em contrapartida, propõe uma ferramenta computacional para a simulação de lasers, na qual todos os parâmetros são variados, encontrando-se assim as características ideais do laser adequado a tais sistemas.

- **MÁSCARA PARA DIAGRAMA DE OLHO DO SINAL TRANSMITIDO.**

As características gerais relativas ao formato do pulso transmitido como: tempo de subida, tempo de descida, overshoot, undershoot e ringing, as quais devem ser controladas de maneira a prevenir degradação excessiva na sensibilidade do receptor, são especificadas na recomendação G.957, de forma global, através de uma máscara posta sobre o diagrama de olho do sinal na saída do transmissor. Para tanto um receptor padrão foi definido com um filtro de Bessel-Thompson de quarta ordem. O diagrama de olho consiste na visualização, na tela de um osciloscópio numa janela de tempo correspondente a um intervalo de bit, do sinal que está sendo transmitido.

Na Fig. 2.1.21 temos o diagrama de olho com a máscara que deve ser respeitada pelo transmissor, na Tabela 2.1.2 abaixo temos os valores do intervalo de bit que podem ser ocupados por overshoot e undershoot bem como a intensidade (normalizada pela diferença entre o valor médio do nível 1 e do nível 0) aceitável de ringing (oscilação de relaxação ao longo do pulso). Note que para o STM-16, sistema sob análise neste trabalho, a máscara é retangular e não necessariamente centrada no intervalo de bit, entretanto o deslocamento permissível ainda está em estudo.

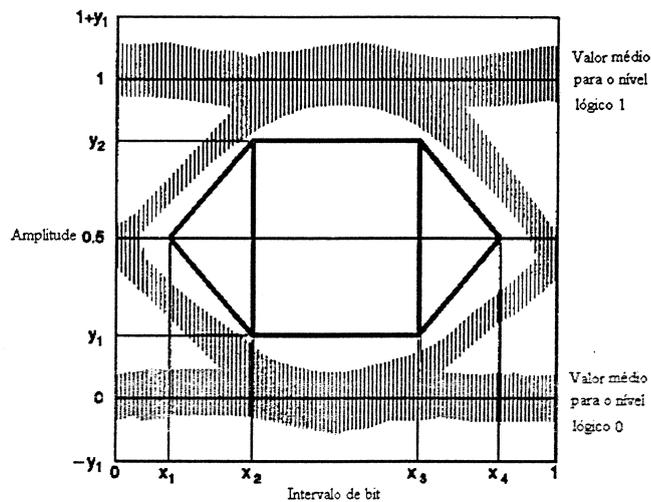


Figura 2.1.21 Diagrama de olho obtido com o receptor padrão mostrando a máscara que deve ser respeitada pelo transmissor [11].

	STM - 1	STM - 4	STM - 16
x_1/x_4	0,15/0,85	0,25/0,75	--
x_2/x_3	0,35/0,65	0,40/0,60	--
x_3-x_2	--	--	0,2
y_1/y_2	0,20/0,80	0,20/0,80	0,25/0,75

Tabela 2.1.2 Valores da máscara segundo a hierarquia [11].

A título de ilustração, vamos apresentar o resultado da simulação da máscara (STM - 16) sobre o diagrama de olho no transmissor para um laser cuja simulação foi mostrada na

Fig. 2.1.20 . O Filtro elétrico utilizado para simular este caso possui a mesma frequência de corte do filtro indicado pelo ITU-T porém não apresenta distorsão de atraso de grupo.

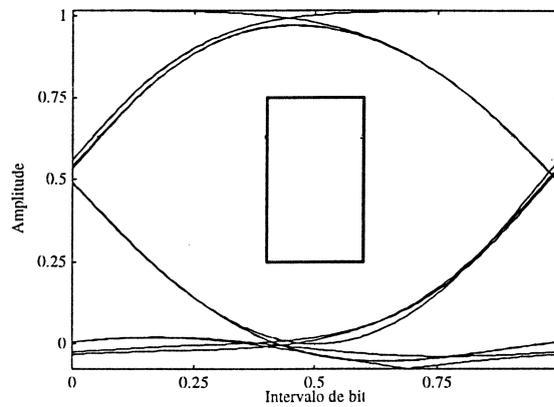


Figura 2.1.22 Diagrama de olho com máscara para STM-16.

Segundo esta análise, os parâmetros utilizados na simulação do laser não violam a máscara estabelecida pela ITU-T.

2.2 O MEIO DE TRANSMISSÃO: FIBRA ÓPTICA

O objetivo desta seção é cobrir, de modo geral, o meio de transmissão que abriu campo para uma nova era nas comunicações. Iniciaremos com um histórico resumido mostrando a evolução das fibras ópticas do ponto de vista do seu desempenho sistêmico.

Os conceitos básicos que fundamentam o guiamento de luz são revisados usando a óptica geométrica, aplicando-a para o entendimento de uma classe de fibras denominadas multimodais ou multimodo. Prosseguindo, apresentaremos resultados de uma análise mais criteriosa e realista feita através da óptica física, possibilitando o dimensionamento da fibra de tal forma a se permitir apenas um modo de propagação. Nosso enfoque então convergirá sobre as fibras monomodais. Estudaremos a origem da degradação (atenuação e dispersão) sofrida pelo pulso óptico quando transita por este tipo de fibra; e para encerrar este tópico, serão apresentados os melhoramentos introduzidos para minorar os efeitos da dispersão. Considerações adicionais são feitas introduzindo conceitos sobre limitações das fibras monomodais em enlaces transoceânicos e em sistema WDM.

Fazendo ligação com a seção 2.1, o pulso óptico gerado pelo laser será propagado por fibras monomodos com características dispersivas, gerando resultados interessantes que nos mostram a origem do processo dispersivo e o seu relacionamento com as características dinâmicas apresentadas pelo laser.

2.2.1 HISTÓRICO

O fenômeno básico de reflexão interna total, responsável pelo guiamento de luz em fibras ópticas, é conhecido desde 1854. Apesar da tecnologia das fibras feitas de vidro já ser conhecida nos anos 20 deste século, o uso prático destas fibras apenas aconteceu nos anos 50 quando o uso de uma camada adicional, denominada “casca”, produziu um melhoramento considerável nas propriedades de guiamento. O uso de fibra óptica em comunicações era inviável devido ao alto valor de atenuação (~1000 dB/km). Entretanto, a situação se modificou drasticamente em 1970 (coincidindo de certa forma com a história do laser) quando, seguindo uma sugestão de Kao e Hockman [29], pesquisas foram empreendidas para a redução da atenuação atingindo-se o valor de 20 dB/Km. Pesquisas posteriores tiveram

como resultados valores em torno de 0,2 dB/km na região de 1,55 μm , em 1979, desta forma estabelecendo “a era das comunicações ópticas”.

2.2.2 CONCEITOS BÁSICOS

Vamos inicialmente relembrar alguns conceitos elementares da óptica geométrica. A lei de Snell pode ser tomada como ponto de partida para a nossa análise.

$$N_1 \sin \phi_1 = N_2 \sin \phi_2 \quad (2.2.1)$$

A lei de Snell descreve o comportamento dos raios ópticos quando passam de um meio para outro, possuindo o meio 1 um índice de refração N_1 e o raio incidente apresenta uma inclinação ϕ_1 em relação a uma reta normal à interface entre os dois meios. O meio 2, para onde o raio está se dirigindo, apresenta um índice de refração N_2 e a lei de Snell prevê que o raio apresentará um ângulo ϕ_2 neste meio. Particularmente, o caso que nos interessa é a transição de um meio com índice de refração maior para outro meio com índice de refração menor ($N_2 < N_1$), pois neste caso ocorre o fenômeno de reflexão total que permitirá o confinamento da luz. À medida que aumentamos o valor do ângulo de incidência (ϕ_1), o ângulo do raio refratado (ϕ_2) afasta-se da normal até atingir 90° , ou seja, iniciando-se aí processo de reflexão total. Este valor de inclinação do raio incidente é denominado de ângulo crítico (ϕ_c) e pode ser facilmente obtido da Eq. (2.2.1) fazendo-se $\phi_2 = 90^\circ$.

Podemos expandir este conceito para uma estrutura mais complexa (modelo simplificado de uma fibra óptica), na qual o raio encontra três meios diferentes (N_0 , N_1 , N_2). O nosso objetivo é o guiamento da luz.

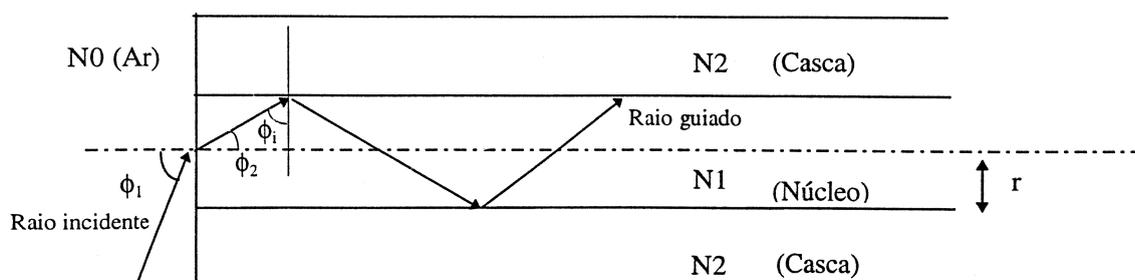


Figura 2.2.1 - Confinamento da luz por reflexão total em uma fibra óptica

O raio será confinado quando ϕ_1 for tal que $\phi_i > \phi_c$, sendo $\phi_2 = 90 - \phi_c$ e considerando-se $N_0 = 1$ temos:

$$\text{sen } \phi_1 = N_1 \cos \phi_c = \sqrt{N_1^2 - N_2^2} \quad (2.2.2)$$

A grandeza acima é conhecida como abertura numérica (AN) e pode ser entendida como a capacidade de captura de luz da fibra óptica para $N_1 \cong N_2$, podendo ser aproximada por:

$$AN = N_1 \sqrt{2\Delta} \quad (2.2.3)$$

$$\Delta = (N_1 - N_2)/N_1$$

onde Δ é a mudança fracional do índice de refração na interface núcleo-casca. Como primeira impressão, imaginamos que devemos construir fibras com valores de Δ tão alto quanto possível de forma a acoplarmos a maior porção de luz. Entretanto, este tipo de fibra não é usual em comunicações devido a um fenômeno denominado dispersão por múltiplo percurso ou dispersão intermodal, como é mais conhecido.

Nem todos os raios menores que o ângulo crítico propagam-se na fibra. Isto é explicado quando consideramos a fase da onda plana associada ao raio, onde uma condição de fase deve ser satisfeita na direção transversal à direção de propagação. Estas soluções são chamadas de modos. Assim, vários raios (modos) viajando por caminhos com “comprimentos diferentes”, dependendo do ângulo de incidência, resultarão numa dispersão temporal da energia do pulso. Podemos estimar a extensão do alargamento temporal (DT) que um sinal pode sofrer numa fibra multimodo através de um modelo simplificado considerando a diferença de tempo entre o raio que caminha mais rápido ($\phi_1 = 0$) e o mais lento ($\phi_i = \phi_c$) por um comprimento de fibra L:

$$DT = \frac{N_1}{c} \left(\frac{L}{\text{sen } \phi_c} - L \right) = \frac{L}{c} \frac{(N_1)^2}{N_2} \Delta \quad (2.2.4)$$

Podemos ainda relacionar DT com a capacidade de transporte de informação medido pela taxa de bits (B):

$$BL < \frac{N_2 c}{(N_1)^2 \Delta} \quad (2.2.5)$$

A maioria das fibras para comunicações são construídas com $\Delta < 0,01$. Para ilustrar: com $\Delta = 2 \times 10^{-3}$ temos $BL < 100$ (Mb/s) km, esta fibra pode transportar uma taxa de 10 Mbs por distâncias de até 10 km, sendo útil para aplicações em redes locais de computadores.

Uma forma engenhosa para aumentar o desempenho deste tipo de fibra foi estabelecer um crescimento gradual do índice de refração da casca para o centro do núcleo, desta maneira os raios que viajarem com os maiores trajetos terão como compensação índices de refração menores, ou seja, terão velocidade maior do que aqueles que viajarem mais próximos ao centro da fibra (menor trajeto). Este tipo de fibra foi chamado de índice gradual. Esta fibra com perfil de índice de refração parabólico (na direção radial) chega a possuir um produto taxa de bit *versus* distância da ordem de ~ 10 (Gb/s km), o que representa uma melhora de quase três ordens de grandeza comparada com a fibra estudada anteriormente (conhecida como índice degrau). Se conseguíssemos uma fibra que permitisse a propagação apenas do raio que viaja paralelo ao centro da fibra evitaríamos a dispersão modal. Entretanto como construí-la? Com a óptica geométrica não conseguimos informações quantitativas, além disso quando as dimensões do núcleo da fibra e o comprimento de onda são da mesma ordem de magnitude, a óptica geométrica torna-se um instrumento insuficiente para análise.

Para atingirmos um entendimento mais completo do mecanismo de propagação na fibra, é necessário o auxílio da óptica física através da equação de onda (oriunda das equações de Maxwell) adequada às coordenadas cilíndricas. Este sistema de coordenadas é conveniente pela simetria apresentada pela fibra.

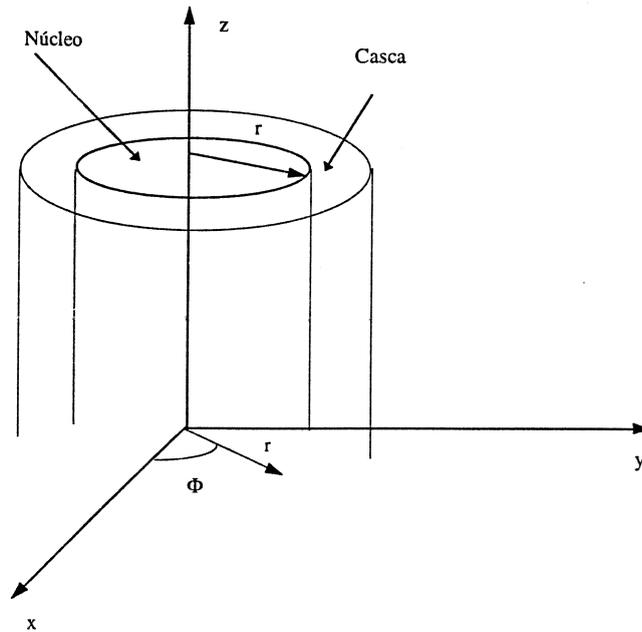


Figura 2.2.2 - Sistema de coordenadas cilíndricas para estudo de propagação em fibras

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 E_z}{\partial \Phi^2} + \frac{\partial^2 E_z}{\partial z^2} + n^2 k_0 E_z = 0 \quad (2.2.6)$$

$$n = \begin{cases} N1 & \text{para } r \leq a \\ N2 & \text{para } r > a \end{cases} \quad k_0 = \frac{2\pi}{\lambda}$$

onde a é o raio do núcleo da fibra com índice degrau e E_z o vetor campo elétrico na direção z .

Um modo de propagação é entendido como uma solução específica da equação de onda que satisfaz às condições de contorno, mantendo a sua distribuição espacial de campo invariante ao longo da propagação.

Uma onda plana propagando em um meio infinito e uniforme é chamada de onda *TEM*, para expressar o fato que os campos elétricos (E) e magnéticos (H) são exatamente transversais ao vetor de propagação k (situado no eixo z). Devido ao confinamento da onda eletromagnética, os modos que surgem da solução da Eq. (2.2.6) são chamados $TE_{l,m}$ quando o campo E é exatamente perpendicular a z , e $TM_{l,m}$ quando o vetor H possui esta perpendicularidade. Se ambos possuem projeções sobre z , a nomenclatura $EH_{l,m}$ é usada se a componente E_z tem a maior amplitude, e $HE_{l,m}$ se a componente H_z predomina.. A Fig. 2.2.3 mostra o vetor E ao longo da seção transversal da fibra para alguns desses modos (os três de mais baixa ordem).

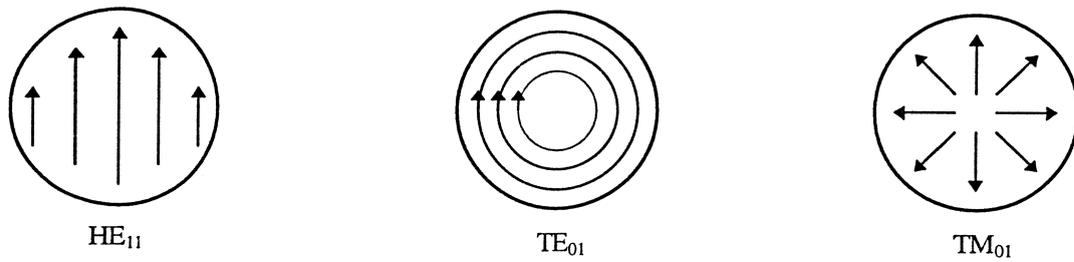


Figura 2.2.3 - Configuração de campo elétrico na direção transversal para alguns modos[3].

l é o número de períodos que o campo E apresenta quando observamos ao longo de 2π radianos na direção azimutal. O outro inteiro m representa o número de meios ciclos (quasi-periódicos) ao longo da direção de r , partindo do centro do núcleo ($r = 0$) até a interface núcleo casca ($r = a$).

A solução da Eq. (2.2.6) é trabalhosa e foge do enfoque deste trabalho. As referências [1]-[5] podem ser consultadas para maiores detalhes. Apresentaremos apenas breves comentários da solução e resultados de nosso interesse.

Um modo é unicamente identificado pela sua constante propagação β . É usual definir o índice do modo ou índice efetivo:

$$\bar{N} = \beta / k_0 \quad (2.2.7)$$

O significado físico desta grandeza é que o modo propaga com um índice efetivo cujo valor está entre: $N_1 > \bar{N} > N_2$. Um modo deixa de ser guiado quando $\bar{N} \leq N_2$. Um parâmetro importante é definido como:

$$V = k_0 a (N_1^2 - N_2^2)^{1/2} \equiv \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right) a N_1 \sqrt{2\Delta} \quad (2.2.8)$$

o parâmetro V é também conhecido como frequência normalizada. Definimos a constante de propagação normalizada b como:

$$b = \frac{\bar{N} - N_2}{N_1 - N_2} \quad (2.2.9)$$

A Fig. 2.2.4 sumariza informações sobre a solução da Eq. (2.2.6). Através de uma análise numérica, mostra-se que se $V < 2,405$ (primeira raiz da função de Bessel de primeiro tipo e primeira ordem $J_0(V)$), apenas o modo HE_{11} pode existir, ou seja, a fibra torna-se monomodal.

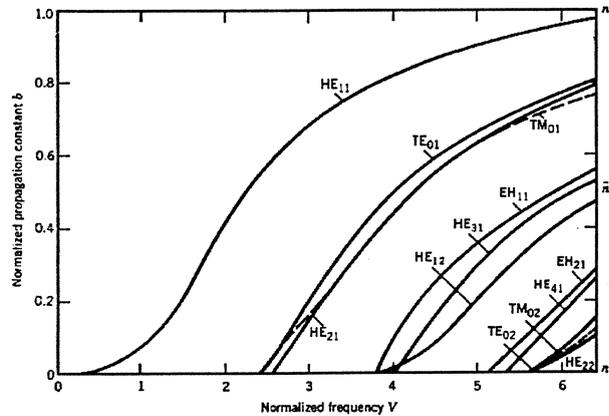


Figura 2.2.4 - Constante de propagação normalizada em função da frequência normalizada[5]

Podemos estimar o raio de fibras monomodo utilizadas em comunicações para operação entre 1,3 - 1,6 μm . As fibras geralmente são projetadas para o comportamento monomodal a partir de 1,2 μm com $N_1 = 1,45$, $\Delta = 3 \cdot 10^{-3}$. Da Eq. (2.2.8) teremos $a \cong 4 \mu\text{m}$.

2.2.3 MECANISMOS DE DEGRADAÇÃO DO SINAL

Como visto anteriormente, o principal entrave inicial à utilização da fibra óptica como meio de transmissão foi sua elevada atenuação. Vencida em parte por metodologias de fabricação mais avançadas, veio a dispersão intermodal como próximo limitante da expansão do produto taxa de bit *versus* distância. Foram desenvolvidas as fibras monomodo eliminando a dispersão intermodal. Entretanto, temos ainda um tipo de dispersão chamada de intramodal na fibra monomodo.

Atenuação e dispersão conjugam-se limitando o desempenho dos sistemas ópticos pela degradação do sinal propagante; a primeira afeta a intensidade do sinal e a segunda espalha temporalmente a energia do pulso. Os dois fenômenos dificultam o processo de decisão quando o sinal chega ao receptor, contribuindo para o aparecimento de erros no processo de transmissão digital de informações por fibras ópticas.

2.2.3.1 ATENUAÇÃO

O primeiro dado importante sobre atenuação é que ela depende do comprimento de onda utilizado, pois a atenuação total apresentada pela fibra é resultado de vários fenômenos físicos que ocorrem na estrutura do material e da fibra.

Podemos dividir os mecanismos que provocam a atenuação da seguinte maneira:

- Absorção

Tem como causa as impurezas extrínsecas principalmente íons de hidroxila que se combinam com a sílica durante o processo de fabricação da fibra (atualmente bastante controlado).

O próprio material básico que compõe a fibra (sílica) na sua estrutura atômica possui características de absorção que estabelecem o limite mínimo possível de atenuação das fibras.

Podemos subdividir a absorção conforme a região do espectro onde cada parcela torna-se dominante. Caminhando em direção a comprimentos de onda maiores temos a absorção na região do infravermelho próximo, devido à vibração atômica. Porém, quando nos dirigimos para comprimentos de onda menores aparece a absorção de fótons, átomos de impurezas e da própria sílica, como fenômeno dominante de perdas.

- Espalhamento Rayleigh

Surge de variações microscópicas na densidade do material, variações na composição do material e não homogeneidades estruturais próprias de qualquer material amorfo (não-cristalino), fenômenos produzidos durante o processo de deposição dos materiais que formarão a casca e o núcleo da fibra. O espalhamento Rayleigh na seção transversal varia com λ^{-4} sendo portanto dominante em comprimentos de onda menores. A perda intrínseca das fibras de sílica por espalhamento Rayleigh pode ser descrita por:

$$\alpha_R = J / \lambda^4 \quad (2.2.10)$$

onde J é uma constante que varia dentro da faixa 0,7 - 0,9 (dB/km) μm^4 dependendo da constituição do núcleo da fibra.

- Radiação

Ocorre em dobras macroscópicas, durante a instalação e o cabeamento, ou em dobras microscópicas (“microbends”) do eixo da fibra, devido a efeitos térmicos ou durante a fabricação e cabeamento. As dobras microscópicas são as mais problemáticas, pois permitem o acoplamento de potência de forma repetitiva entre o modo guiado e os modos vazantes ou não guiados.

No início do desenvolvimento das fibras ópticas, a atenuação apresentava um mínimo em torno de $0,85 \mu\text{m}$ ($\sim 5 \text{ dB/km}$, devido a altos valores de absorção provocados pela hidroxila). Esta região foi denominada como “primeira janela óptica”. Pela redução da concentração de íons de hidroxila e íons metálicos no material da fibra foi possível atingir níveis de atenuação bem menores na região de comprimento de onda maiores (“long-wavelength”) $1,1\mu\text{m}$ a $1,6\mu\text{m}$. Mais duas “janelas” são então definidas: $1,3\mu\text{m}$, segunda janela, e a terceira, $1,55 \mu\text{m}$, a mais recente e apresentando menores perdas.

2.2.3.2 RECOMENDAÇÕES DO ITU-T SOBRE ATENUAÇÃO PARA SDH

Na Fig. 2.2.5 podemos ver a recomendação, de forma genérica, da atenuação para a fibra óptica (cabeada e instalada) para sistemas da hierarquia síncrona digital (SDH). Note que esta atenuação inclui perdas por emendas durante a instalação e condições de temperatura. A recomendação G. 652 [30] (para fibras monomodo) estabelece valores de atenuação na faixa de $0,3 - 0,4 \text{ dB/km}$ na região $1,31 \mu\text{m}$ e $0,15 - 0,25 \text{ dB/km}$ na região de $1,55 \mu\text{m}$. Para cálculo de sistemas os seguintes valores máximos de atenuação são considerados em função da aplicação:

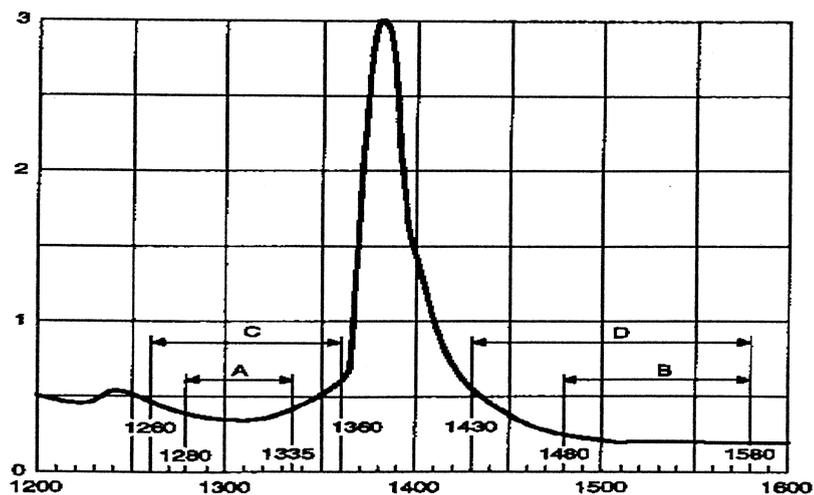


Figura 2.2.5 - Valores máximos de atenuação (dB) x comprimento de onda (nm) para fibras utilizadas em SDH[11].

<i>Aplicação</i>	<i>Dist. aproximada (Km)</i>	<i>Atenuação Máxima (dB/Km)</i>	<i>Região da curva</i>
<i>“Inter Office”</i>	< 2	3.5	C,D
<i>Curto Alcance</i>	< 15	0.8	C,D
<i>Longo Alcance</i>			
1,31 μm	40	0,5	A,B
1,55 μm	60	0,33	

Tabela 2.2.1 Valores máximos de atenuação para SDH[11].

2.2.3.3 DISPERSÃO

Com o advento dos amplificadores ópticos, podemos vencer as limitações impostas pela atenuação amplificando periodicamente o sinal. Todavia, o problema de dispersão do pulso não é compensado por este amplificador.

Nas fibras multimodo, vimos que acontecia uma dispersão temporal do pulso, devido à partição da potência do sinal de entrada nos vários modos propagantes permitidos pela estrutura da fibra. Esta dispersão, chamada de intermodal, foi eliminada quando

dimensionamos a fibra para permitir apenas um modo propagante. Nem assim o alargamento temporal do pulso óptico desapareceu por completo das fibras monomodo. A velocidade de grupo associada ao modo propagante é dependente da frequência, fenômeno denominado de dispersão cromática. Como resultado, as diferentes componentes espectrais do sinal gerado pela fonte óptica propagando com pequenas diferenças de velocidade de grupos, embora no mesmo modo da fibra, chegarão dessincronizadas à saída da fibra, provocando a chamada dispersão de velocidade de grupo (GVD), dispersão intramodal ou simplesmente dispersão da fibra.

Considere uma fibra monomodo com comprimento L . Uma componente espectral específica com frequência angular ω chegaria à saída da fibra depois de um tempo de trânsito pela fibra $T_g = L/v_g$, onde v_g é a velocidade de grupo definida como:

$$v_g^{-1} = \frac{d\beta}{d\omega} \quad (2.2.11)$$

$$\beta = \bar{N}k_0 = \frac{\bar{N}\omega}{c}$$

logo $v_g = c/\bar{N}_g$, onde temos o índice de refração de grupo dado por:

$$\bar{N}_g = \bar{N} + \omega \left(\frac{d\bar{N}}{d\omega} \right) \quad (2.2.12)$$

Note a dependência de frequência que \bar{N}_g possui. Vamos tomar uma fonte óptica com uma largura espectral $\Delta\omega$ (observe o resultado da simulação do laser na seção 2.1), assim teremos uma variação no tempo de trânsito para cada componente de frequência dentro da faixa de emissão, resultando no seguinte espalhamento temporal:

$$\Delta T_g = \frac{dT_g}{d\omega} \Delta\omega = L \frac{d}{d\omega} \left(\frac{1}{v_g} \right) \Delta\omega = L \frac{d^2\beta}{d\omega^2} \Delta\omega = L\beta_2 \Delta\omega \quad (2.2.13)$$

O parâmetro β_2 é conhecido como GVD (“Group Velocity Dispersion”). Nos sistemas de comunicação óptica a largura espectral da fonte ($\Delta\lambda$) geralmente é dada em unidades de comprimento de onda, logo podemos escrever:

$$\Delta T_g = -\frac{2\pi}{\lambda^2} \beta_2 L \Delta\lambda = DL\Delta\lambda \quad (2.2.14)$$

onde D é chamado de parâmetro de dispersão, usualmente expresso em ps/(nmKm).

O efeito da dispersão na taxa de bits que a fibra pode transportar pode ser calculado considerando o máximo espalhamento temporal do pulso menor do que o intervalo de bit:

$$BL|D|\Delta\lambda < 1 \quad (2.2.15)$$

O parâmetro D depende do comprimento de onda, pois \bar{N} varia com a frequência. Da Eq. (2.2.14) podemos expressar a dispersão com o auxílio da Eq. (2.2.12) da seguinte forma:

$$D = -\frac{2\pi}{\lambda^2} \frac{d}{d\omega} \left(\frac{1}{v_g} \right) = -\frac{2\pi}{\lambda^2} \left(2 \frac{d\bar{N}}{d\omega} + \omega \frac{d^2\bar{N}}{d\omega^2} \right) \quad (2.2.16)$$

Se substituirmos \bar{N} por $\bar{N} = N_2(1 + b\Delta)$ (ver Eq. (2.2.9)) e utilizarmos a Eq. (2.2.8), D pode ser dividido em duas partes distintas:

$$D = D_M + D_{GO} \quad (2.2.17)$$

onde D_M é a dispersão promovida pelo material que compõe a fibra (variação do índice de refração da sílica com a frequência óptica). D_{GO} é dispersão de guia de onda:

$$D_M = -\frac{2\pi}{\lambda^2} \frac{dN_2}{d\omega} = \frac{1}{c} \frac{dN_2}{d\lambda} \quad (2.2.18)$$

$$D_{GO} = -\frac{2\pi\Delta}{\lambda^2} \left[\frac{N_2}{\omega N_2} \frac{Vd^2}{dV^2} + \frac{dN_2}{d\omega} \frac{d(Vb)}{dV} \right] \quad (2.2.19)$$

onde N_2 é o índice de refração de grupo do material que forma a casca da fibra. Para obtermos as três últimas equações, o parâmetro Δ , que representa a mudança fracional de índice de refração núcleo-casca, foi considerado independente da frequência; o que não

acontece na realidade. Um terceiro termo conhecido como dispersão material diferencial pode ser adicionado à Eq. (2.2.17) quando $d\Delta/d\omega \neq 0$. Sua contribuição, entretanto, é irrelevante na maior parte dos casos práticos de interesse deste trabalho.

Na Fig. 2.2.6 temos a composição dos dois mecanismos de dispersão resultando na dispersão total apresentada pela fibra (em ps/(nm.Km)) em função do comprimento de onda (em μm).

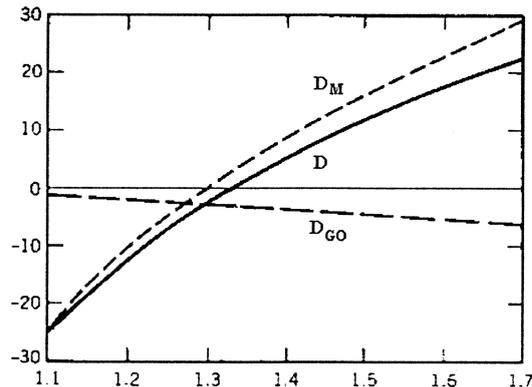


Figura 2.2.6 - Composição da dispersão apresentada pela fibra em função do comp. de onda (μm) [5].

Note que em torno de $1,31 \mu\text{m}$ existe o cancelamento da dispersão. Se não existisse a D_{GO} a dispersão seria promovida apenas pela sílica, o que resultaria no ponto de dispersão nula em torno de $1,276 \mu\text{m}$. Note ainda que a segunda janela ($1,31 \mu\text{m}$) reuniu duas características importantes para o desempenho do sistema óptico: valores de dispersão e atenuação baixos.

Com a redução das perdas na região de $1,55 \mu\text{m}$ seria interessante que o alto valor de dispersão neste comprimento de onda ($\sim 17 \text{ ps}/(\text{nm.Km})$) fosse também minorado. Dado que D_M depende do material utilizado, a solução foi alterar os valores de D_{GO} deslocando-se então o mínimo de dispersão para a 3ª janela ($1,55 \mu\text{m}$). O valor de D_{GO} depende dos parâmetros estruturais da fibra que podemos manipular com um certo grau de liberdade: raio do núcleo e diferença de índices etc. (ver Eq. (2.2.19) e (2.2.8)). Este fato tornou possível a construção das fibras com dispersão deslocada e com dispersão aplainada pela alteração do valor da dispersão de guia de onda. A figura abaixo mostra o comportamento da dispersão para três tipos de fibra: convencional, dispersão deslocada e dispersão aplainada.

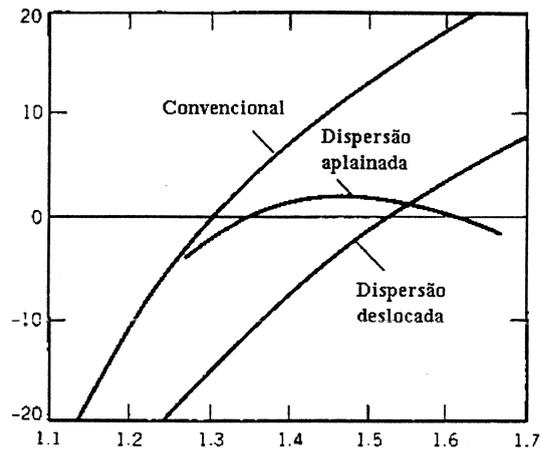


Figura 2.2.7 - Dispersão em função do comprimento de onda em μm [3].

O projeto de fibras com dispersão modificada envolve o uso de múltiplas camadas de cascas e perfis especiais de índice de refração [3].

Poderíamos agora perguntar: baseado na Eq. (2.2.15), temos o produto BL infinito quando trabalhamos com comprimento de onda na região de dispersão nula? A resposta é não. Os efeitos dispersivos não desaparecem por completo, ainda persistindo os efeitos dispersivos de mais alta ordem. Isto pode ser facilmente entendido quando lembramos que o nosso sinal óptico possui uma largura espectral $\Delta\lambda$ e a dispersão é nula apenas em um ponto $\lambda_{D=0}$. A dispersão de alta ordem é então governada pela inclinação da curva de dispersão:

$$S = \frac{dD}{d\lambda} \tag{2.2.20}$$

O parâmetro S é também chamado parâmetro de dispersão diferencial ou parâmetro de dispersão de segunda ordem, ou ainda “inclinação” da dispersão (“dispersion slope”). Usando a Eq. (2.2.14) :

$$S = \left(\frac{2\pi}{\lambda^2}\right)^2 \beta_3 + \left(\frac{4\pi c}{\lambda^3}\right) \beta_2 \tag{2.2.21}$$

$$\beta_3 = \frac{d\beta_2}{d\omega} = \frac{d^3\beta}{d\omega^3}$$

Quando $\lambda = \lambda_{D=0}$ temos $\beta_2 = 0$.

Valores típicos de S para pontos de dispersão nula: 0,085 ps/(nm² Km) para 1,31 μm e 0,05 ps/(nm² Km) para 1,55 μm (fibra com dispersão deslocada).

Podemos avaliar o desempenho para a operação no zero de dispersão da seguinte maneira:

$$BL|S|(\Delta\lambda)^2 < 1 \quad (2.2.22)$$

Para um laser monomodo com largura espectral dinâmica de 1nm operando em 1,55 μm atingimos a espantosa marca de 20 (Tb/s)Km. Neste caso, para o enlace muito longo ou com vários comprimentos de onda compartilhando a mesma janela óptica, outros limitantes (além da atenuação e dispersão) aparecem, ou seja, fenômenos antes desprezados tornam-se agora significativos, como veremos em breve.

2.2.3.4 RECOMENDAÇÕES DO ITU-T SOBRE DISPERSÃO PARA SDH

O ITU-T especifica três tipos de fibra monomodo:

- Fibra monomodo - recomendação G652 [30]
- Fibra monomodo otimizada em termo de atenuação - recomendação G654 [31]
- Fibra monomodo com dispersão deslocada - recomendação G653 [32]

As seguintes curvas apresentam os valores máximos do módulo da dispersão de fibras que servem como meio físico para a SDH:

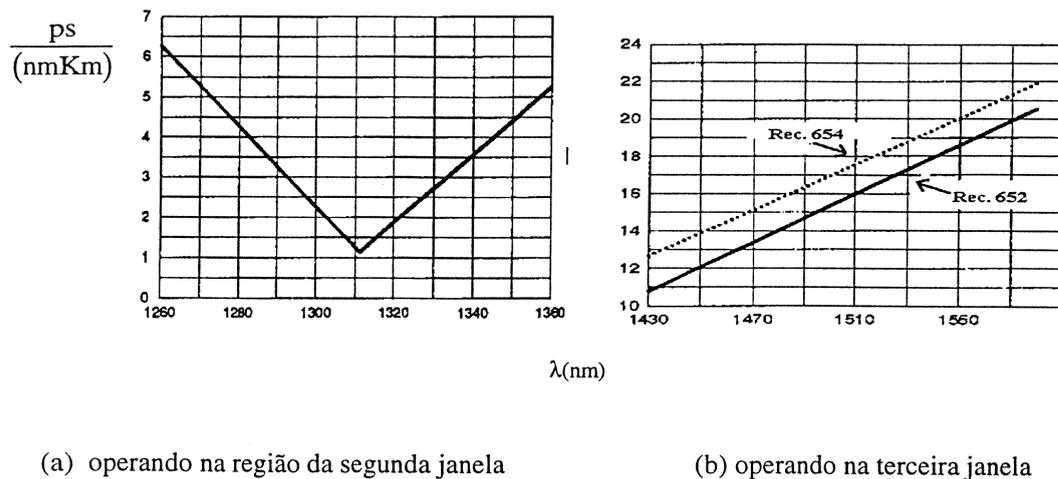


Figura 2.2.8 - Máximos valores absolutos de dispersão admitidos em fibras G.652 e G.654 [11].

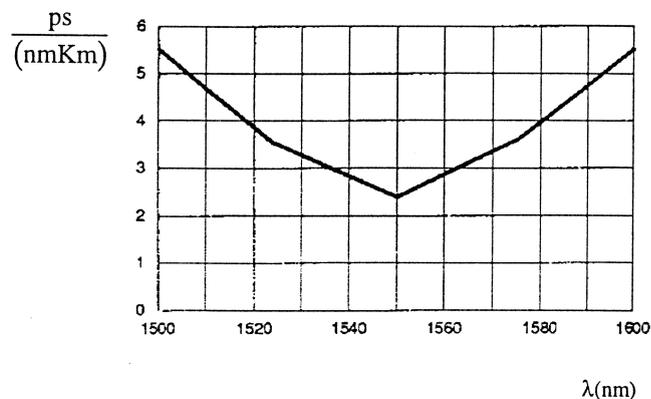


Figura 2.2.9 - Máximos valores absolutos de dispersão admitidos em fibras G.653 (disp. deslocada) [11].

2.2.3.5 CONSIDERAÇÕES ADICIONAIS PARA WDM E ENLACES TRANSOCEÂNICOS

Ao contrário dos sistemas baseados em regeneradores/repetidores até então utilizados, nos sistemas com amplificação fotônica, também chamados de totalmente ópticos, o sinal permanece na forma óptica durante todo o comprimento do enlace. Consequentemente, temos o acúmulo de efeitos de segunda ordem ao longo destes grandes enlaces. A utilização de amplificadores ópticos vem se configurando como a solução interessante para superar o limite imposto pela atenuação da fibra, viabilizando também o emprego de multiplexação por comprimento de onda (WDM), o que aumenta significativamente a capacidade de transmissão do sistema [33]. Em enlaces transoceânicos de alta capacidade, a distância envolvida pode atingir até 9.000 km. Fibras monomodo quando utilizadas em transmissão de longas distâncias e/ou transportando vários canais apresentam, além de atenuação e dispersão, não linearidades e problemas associados à polarização do modo propagante [34].

- Perda dependente de polarização (PDL - “Polarization-Differential Loss”)

A maioria dos componentes ópticos passivos (acopladores, multiplexadores de comprimento de onda e isoladores), muito utilizados em sistemas amplificados opticamente, apresentam uma pequena dependência da perda óptica com a polarização. Como consequência, o sinal óptico e o ruído do modo ortogonal de polarização possuem uma atenuação levemente diferente. O acúmulo destas pequenas perdas diferenciadas com aleatoriedade temporal da polarização ao longo do enlace óptico provoca variações na potência de sinal (“fading”) e flutuações na relação sinal-ruído, o que pode causar degradações na taxa de erro do sistema, inclusive a sua variação com o tempo[35].

- Dispersão por polarização do modo (PMD - “Polarization-Mode Dispersion”)

Na fibra monomodo real não existe simetria circular perfeita, propiciando o surgimento de bi-refringência, isto é, valores de índice de refração diferentes nas direções x e y da Fig. 2.2.2. Em consequência, os modos propagantes não serão exatamente degenerados, propagando-se com velocidades diferentes em cada polarização, resultando em um processo de dispersão temporal da potência do pulso. Entretanto, como os modos de polarização se acoplam aleatoriamente ao longo da fibra, a dispersão total (PDM) é proporcional à raiz quadrada da distância (ex.: $0,1 \text{ ps}/\sqrt{\text{Km}}$ para fibras convencionais). O efeito deste fenômeno no desempenho do sistema é similar à dispersão cromática (alargamento temporal do pulso), mas muito menor para as distâncias usuais.

- Não linearidades

As fibras ópticas apresentam comportamento não linear quando submetidas a altos valores de potência e/ou quando possuem longo comprimento de interação. A relevância do produto potência *versus* distância para sistemas com amplificação fotônica pode ser tão grande que os efeitos não lineares tornam-se o fator dominante no projeto de sistemas de longa distância ou na utilização de WDM. Para facilitar a análise, são definidos dois parâmetros efetivos para as considerações sobre não linearidades: área efetiva do modo A_{eff} (seção transversal equivalente sobre a qual a intensidade óptica é tomada como constante) e L_{eff} (comprimento equivalente no qual a luz propagante é considerada constante). Para fibra

monomodo convencional, A_{eff} está em torno de $80\mu\text{m}^2$ fibra monomodo padrão e $50\mu\text{m}^2$ para fibra com dispersão deslocada. O comprimento efetivo é calculado pela expressão abaixo:

$$L_{\text{eff}} = \frac{(1 - \exp[-\alpha_f L])}{\alpha} = \int_0^L \exp[-\alpha_f x] dx \quad (2.2.23)$$

onde L é o comprimento real da fibra e α_f é a atenuação da fibra em Neper por unidade de comprimento. Em sistemas com amplificadores ópticos o comprimento total efetivo é a soma dos lance efetivos parciais.

Existem cinco efeitos não lineares fundamentais que podem causar degradação do sinal transmitido, conduzindo a prejuízos na performance do sistema. Dividindo-os em duas classes temos:

espalhamentos estimulados:

Raman - limita o número de canais - (SRS “Stimulated Raman Scattering”);

Brillouin - limita a potência por canal - (SBS “Stimulated Brillouin Scattering”);

efeitos resultantes da alteração do índice de refração:

auto-modulação de fase - (SPM “Self-Phase Modulation”);

modulação cruzada de fase - (XPM “Cross-Phase Modulation”);

mistura de quatro ondas (ou quatro fótons) - (FWM ou FPM - “Four-Wave/Photon Mixing”);

Em sistemas WDM estes fenômenos tornam-se importantes devido à diafonia (“cross talk”) produzido pela não linearidade. O Espalhamento Estimulado de Brillouin apenas limita a potência por canal, pois a largura de linha deste espalhamento é estreita para a sílica, por volta de 20 MHz em $1,55\mu\text{m}$. Para que este efeito não degrade o desempenho do sistema deve-se manter a potência abaixo de 2,6 mW para fibras com dispersão deslocada e 4,2 mW para as fibras convencionais[33] [36].

Para o espalhamento Raman, a largura de linha deste fenômeno é bem mais larga (~15THz) provocando portanto altos níveis de interferência entre os canais. O sistema óptico é limitado então da seguinte forma: o número de canais (N), potência por canal ($P_0 - W$), espaçamento entre canais ($\delta\nu - \text{GHz}$) e comprimento efetivo total ($L_{\text{eff}} - \text{Km}$) devem obedecer à inequação (2.2.24) de forma que o desempenho do sistema (cada canal) não seja penalizado em mais de 1 dB devido ao espalhamento Raman [33] [36].

$$[NP_0][(N-1)\delta\nu]L_{\text{eff}} < 10^4 \quad (2.2.24)$$

Esta equação é de fundamental importância para o projeto de sistemas multicanal WDM, pois podemos calcular o número máximo de canais para que o desempenho do sistema seja aceitável ou encontrar um posicionamento ótimo para os amplificadores ópticos ao longo do link [37]. As futuras redes locais (LAN - "Local Area Network") totalmente ópticas operarão com algumas centena de canais em WDM, entretanto para as redes metropolitanas (WAN-"Wide Area Network") o número de canais será bastante reduzido pelo aumento dos comprimentos dos enlaces.

Quanto aos fenômenos que alteram o índice de refração, podemos constatar que o comportamento da sílica com a intensidade da luz pode ser descrito pela seguinte expressão:

$$N_1 = N_{1_0} + N_{1_2} I \quad (2.2.25)$$

onde N_{1_0} é a parcela do índice de refração independente da intensidade, enquanto N_{1_2} é a parcela do índice de refração ($3 \times 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$ para a sílica) que depende da intensidade $I = P/A_{\text{eff}}$. Variações de I provocarão a modulação de N_1 , como consequência a fase do sinal propagante por este meio sofrerá alterações resultando finalmente num alargamento do espectro do sinal (a derivada temporal da fase indica o alargamento espectral). Este fenômeno é denominado de auto-modulação de fase (SPM). Em sistemas multicanal, a potência de um canal provocará modulações nos demais canais, portanto temos uma modulação cruzada de fase (XPM).

$$\Delta\nu_{\text{SPM}} = \left(\frac{N_{1_2} L_{\text{eff}}}{\lambda A_{\text{eff}}} \right) \frac{dP}{dt} \quad (2.2.26)$$

A presença da dispersão cromática tende a reduzir o efeito da auto-modulação cruzada [33], este fato tem limitado a utilização de fibras com dispersão deslocada .

Para pulsos curtos (<100ps) com alta intensidade pode haver uma interação entre a dispersão e automodulação de fase de tal forma que o alargamento do pulso ao se propagar pode ser desprezível pelo cancelamento da GVD através da SPM. Na ausência de perdas (ou compensadas por amplificadores ópticos), um pulso óptico pode manter-se sem distorção se a potência de pico do pulso for devidamente escolhida, promovendo a formação dos pulsos conhecidos como “solitons”. Estes permitem transmissão em altas taxas e longas distâncias, sendo sua aplicação potencial nos enlaces transoceânicos [5].

A mistura de quatro ondas (ou quatro fótons) FWM, é um fenômeno ótico correspondente à intermodulação dos sistemas de comunicações elétricos. A frequência resultante da mistura não-linear de duas ondas originais ν_1 ν_2 modulam o índice de refração com a diferença de frequência ($\nu_2 - \nu_1$) (2º ordem) e ($\nu_1 + \nu_2 - \nu_3$) (3º ordem), conduzindo à criação das bandas laterais em: ($2\nu_2 - \nu_1$) e ($2\nu_1 - \nu_2$). Em um sistema WDM com N canais, o número de bandas laterais (M) é dado pela expressão:

$$M = N^2 \frac{(N - 1)}{2} \quad (2.2.27)$$

A diafonia (“cross-talk”) é gerada pela drenagem de potência de determinado canal e possível transferência pelo acoplamento das bandas laterais com outros canais. A dispersão apresentada pela fibra tem forte influência sobre o acoplamento de potência entre os canais, pois prejudica o casamento de fase. Uma técnica de redução da eficiência de acoplamento, e consequente diminuição da diafonia, é utilizar espaçamento não uniforme entre os canais .

A utilização de fibras com dispersão deslocada pode limitar o aumento de capacidade de sistemas através de WDM, pois a dispersão tem um efeito benéfico na supressão de XPM e FWM. Devemos destacar que o fenômeno de FWM é o principal limitante não-linear para sistemas que operam com múltiplos comprimentos de onda [38].

2.2.4 RESULTADOS DE SIMULAÇÃO

As técnicas de cálculos analíticos de desempenho do sistema óptico não permitem uma verificação muito detalhada, pois baseiam-se em diversas aproximações, muitas vezes grosseiras, para diminuição da complexidade do problema. Se o nosso objetivo é dominar de maneira mais completa o comportamento do sistema óptico, principalmente os de alta capacidade, temos que partir para a simulação dos dispositivos. Quando incluímos diversos fenômenos significativos que ocorrem nos dispositivos podemos obter uma predição do desempenho global mais próximo à realidade.

Neste item apresentaremos os resultados da interação dos pulsos ópticos do laser com a fibra óptica monomodo. Lembrando que os pulsos ópticos possuem oscilação de relaxação e gorjeio; a fibra apresenta dispersão e atenuação. Inicialmente, porém, introduziremos o modelamento que utilizamos para a representar o comportamento da fibra.

2.2.4.1 MEIO FÍSICO

O sinal, ao longo da propagação através da fibra óptica, sofre atenuação e dispersão. Este fato é modelado por uma função de transferência da fibra dada por $F(\omega)$:

$$F(\omega) = \alpha_f(\omega) \exp[-j\beta_f(\omega)L_f] \quad (2.2.28)$$

onde $\alpha_f(\omega)$ é a atenuação apresentada pela fibra em função da frequência óptica. β_f é a constante de propagação do modo, podendo ser convenientemente representada pela expansão em série de Taylor em torno de ω_0 e truncada no termo de ordem 3 [39]:

$$\beta_f(\omega) \cong \beta_f(\omega_0) + \beta_f'(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2}\beta_f''(\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{6}\beta_f'''(\omega - \omega_0)^3 \quad (2.2.29)$$

Para o estudo da dispersão, só nos interessam os termos quadrático e cúbico, pois são os que inserem não-linearidade na relação da constante de propagação com a variação da frequência da componente espectral. Os termos lineares vão deslocar temporalmente todo o pulso por igual, representando o tempo gasto na propagação pelo meio. Os termos não lineares é que vão provocar a diferenciação entre as constantes de propagação das diferentes frequências que compõem o pulso óptico, causando portanto a dispersão.

As variações de frequência de emissão do laser (gorjeio) em conjunto com a dispersão da fibra promoverão deformações na amplitude do pulso na recepção (fenômeno semelhante à conversão FM-AM), espalhando a potência óptica do pulso além do seu intervalo de bit.

Geralmente os parâmetros da fibra são dados em função do comprimento de onda: dispersão (D) em ps/(nm.km) e inclinação da curva de dispersão (S) (“slope”) em ps/(nm².km). Assim temos:

$$\ddot{\beta}_f = \frac{-\lambda^2}{2\pi c} D \quad (2.2.30)$$

$$\ddot{\beta}_f = \frac{\lambda^2}{(2\pi c)^2} (\lambda^2 S + 2\lambda D) \quad (2.2.31)$$

O termo cúbico é chamado de dispersão de segunda ordem. Seu valor é desprezível em relação ao termo quadrático, entretanto torna-se significativo quando a fonte óptica opera em torno do ponto de dispersão nula (D = 0), a saber: por volta de 1.31 μm para fibras normais e 1.53 μm para fibras com dispersão deslocada.

Dando continuidade às simulações, vamos aplicar o sinal gerado pelo laser, mostrado na Fig. 2.1.17, a uma fibra monomodo convencional com as seguintes características: atenuação 0,25 dB/Km, D = 17 ps/(nm Km) e S=0,052 ps/(nm² Km). A Fig. 2.2.10 mostra o comportamento do pulso com oscilação de relaxação e gorjeio quando propagado por uma fibra dispersiva ao longo de 20, 40, 60 e 80 Km.

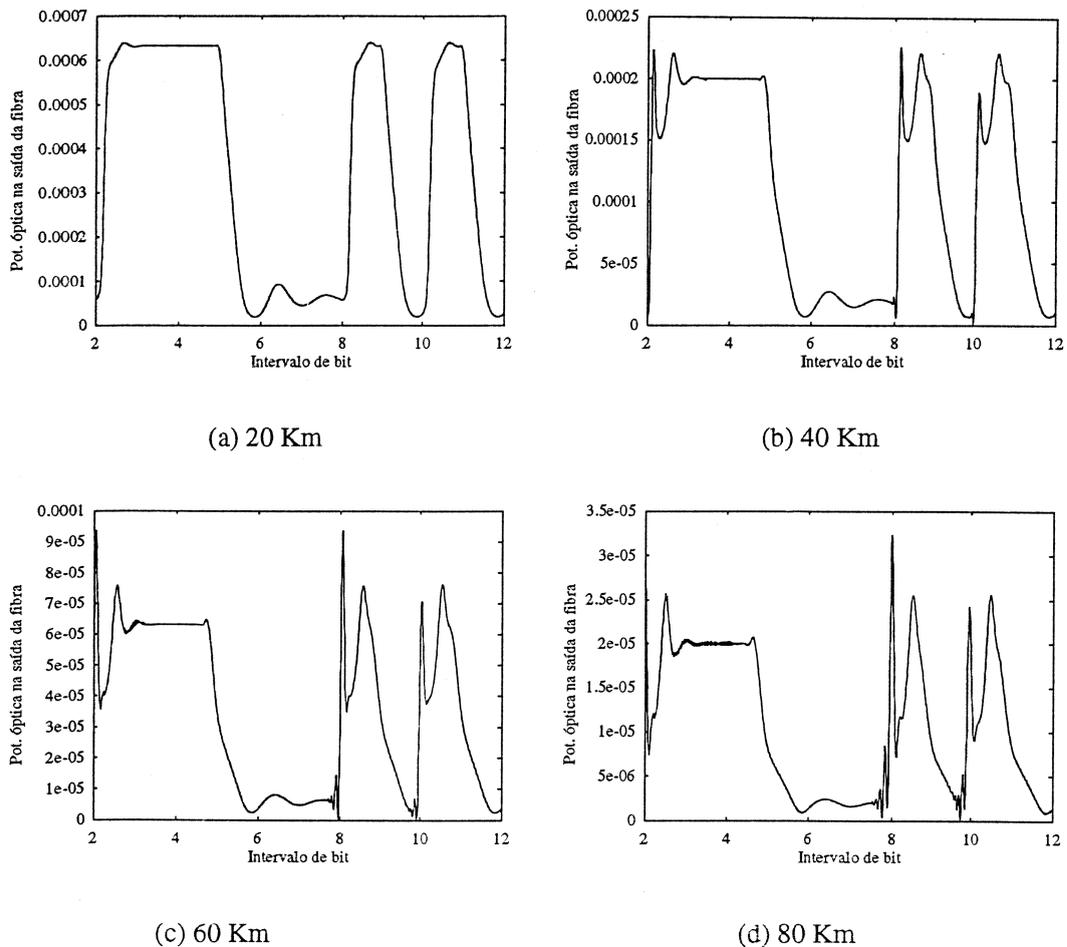


Figura 2.2.10 Comportamento do pulso óptico com gorjeio ao se propagar por uma fibra dispersiva em diferentes distâncias.

As deformações sofridas pelo pulso podem ser compreendidas pela seguinte análise: note que na Fig. (potência e chirp), durante a transição dos níveis de potência do nível baixo para o alto ($0 \rightarrow 1$), ocorre uma diminuição do comprimento de onda de emissão, ou seja, um aumento da frequência. Além disso, a oscilação de relaxação promove um aumento de amplitude nesta parte do pulso. Da Eq. (2.2.29), vemos que os termos quadrático e cúbico vão provocar uma relação não linear entre o desvio de frequência e o valor correspondente de β_f . Logo, a fibra vai provocar um adiantamento das frequências mais altas ($0 \rightarrow 1$) e um atraso das frequências mais baixas ($1 \rightarrow 0$) em relação ao centro do grupo de frequências que compõe o pulso. Devemos lembrar que o termo dominante da Eq.

(2.2.29) é negativo e na Eq. (2.2.28) ele é multiplicado por um sinal negativo, resultando portanto num adiantamento de fase, fato também conhecido como dispersão anômala.

Um outro fato observável é que quando a frequência mais alta se desgarra do grupo, ela aparece em forma de uma oscilação (Fig. 2.2.10 (d)); o que na prática só se verificaria se o laser fosse perfeitamente coerente. O nosso modelo toma o laser como perfeitamente coerente, isto é, não considera a aleatoriedade de fase (largura de linha do modo de emissão). A este fato atribuímos esta imperfeição deste resultados. Todavia ao chegar ao receptor o processo de filtragem elétrica elimina estas oscilações, percebendo apenas o seu valor médio resultando portanto num resultado bastante similar se considerássemos o ruído de fase.

Do ponto de vista do sistema, o gorjeio do laser em conjunto com a dispersão da fibra provocam o espalhamento de energia do bit sobre os seus vizinhos, ou seja, interferência entre símbolos¹.

O gorjeio dinâmico é o mais prejudicial ao desempenho do sistema, pois provoca grandes diferenças de frequência dentro do mesmo pulso óptico; propiciando assim maior interferência-inter-simbólica. Conforme visto anteriormente, o gorjeio dinâmico pode ser minorado no projeto do laser (aumento do fator de saturação de ganho e do fator de largura de linha), ou na operação com corrente de polarização acima do limiar e transição mais suave da corrente de modulação.

Para fibras com dispersão deslocada, a dispersão do pulso é muito menos severa. Apenas em enlaces com grandes dimensões seu efeito se faria sentir. Muito antes porém, surgem os fenômenos ainda não considerados no nosso modelo, como por exemplo PMD e PDL.

¹ considerando o sistema sem codificação de linha, caso contrario o termo correto seria interferência entre bits.

2.3 RECEPTOR ÓPTICO EM SISTEMA DIGITAL

O papel do receptor óptico é converter o sinal óptico de volta ao domínio elétrico restituindo a informação à sua forma original, no formato que foi enviado na outra ponta do sistema.

Nesta seção vamos abordar de forma bastante breve o processo de recepção, mostrando os fundamentos da construção do receptor através de diagrama em blocos. Os mecanismos de ruído serão estudados para balizarem o nosso estudo de análise de desempenho do receptor óptico. Finalizando, apresentaremos o modelamento utilizado para o receptor óptico e os resultados de simulação, onde mostramos como chegariam até o circuito de decisão os pulsos gerados pelo laser que trafegaram pela fibra e a influência do receptor na interferência entre símbolos.

Embora o estudo de ruídos seja feito nesta seção, não apresentaremos simulações que o levem em conta. Esta tarefa será realizada no capítulo sobre análise de desempenho, pois outros termos de ruído aparecerão quando inserirmos o amplificador óptico no sistema, como veremos no capítulo 3 sobre amplificadores ópticos.

2.3.1 ESTRUTURA BÁSICA

O receptor óptico em um sistema IM/DD consiste essencialmente de um fotodetector com circuitos adicionais para processar o sinal. Vamos separar o receptor em três partes funcionais: “Front-end”, canal linear e recuperação de dados. A Fig. 2.3.1 mostra esta divisão.

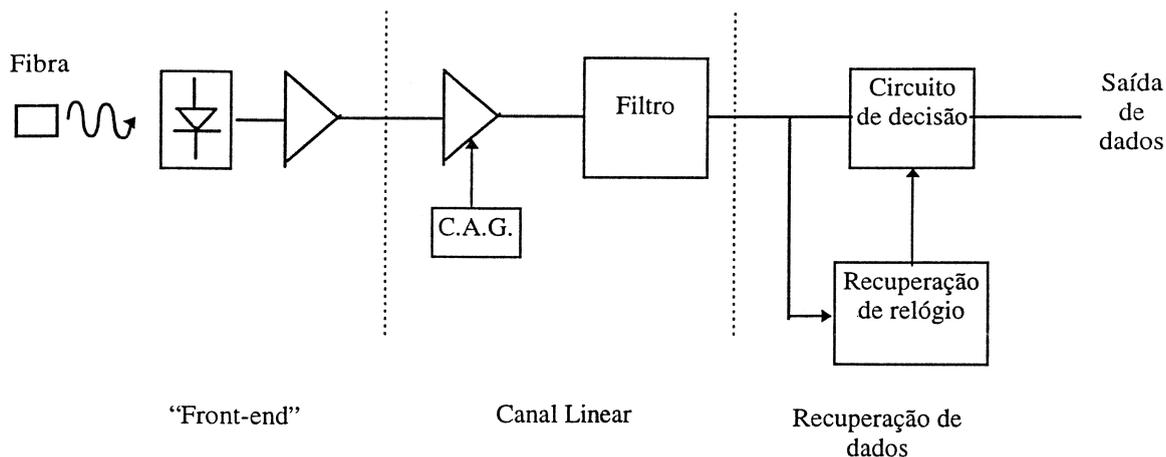


Figura 2.3.1 - Diagrama em blocos de um receptor óptico digital[5].

2.3.1.1 ESTÁGIO FRONTAL (“FRONT-END”)

Esta parte consiste de um fotodiodo seguido por um pré-amplificador.

- FOTODIODO

O princípio de funcionamento do fotodiodo está baseado na absorção do fóton. Uma junção semicondutora PN é polarizada reversamente, produzindo uma região depleta, isto é, esvaziada de cargas livres. A potência óptica vai sendo absorvida à medida que penetra no cristal. A proporção de conversão da potência óptica em corrente elétrica é chamada de responsividade R (dada em A/W). Esta por sua vez pode ser expressa por uma grandeza fundamental: a eficiência quântica (η) definida pela relação entre a taxa de geração de elétrons e a taxa de incidência de fótons.

$$\eta = \frac{I_p/q}{P_{in}/h\nu} = \frac{h\nu}{q} R \tag{2.3.1}$$

$$R = \frac{\eta q}{h\nu} \tag{2.3.2}$$

Estas relações são válidas para comprimentos de ondas inferiores ao comprimento de onda de corte. O comprimento de onda de corte é aquele que possui a mínima energia para transportar o elétron da banda de condução para a banda de valência, ou seja, o valor do hiato de energia do material semicondutor utilizado.

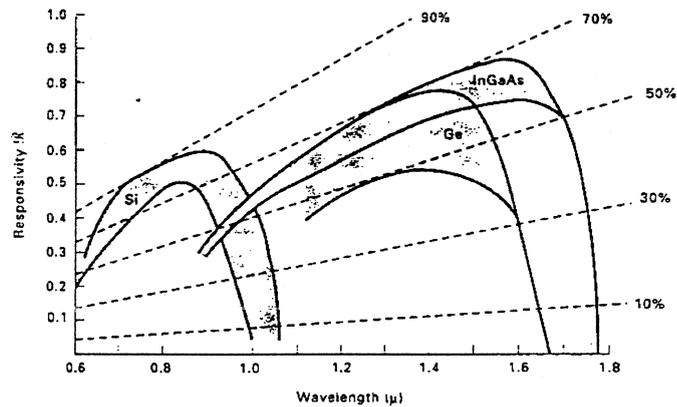


Figura 2.3.2 -Faixa de responsividade de três materiais semicondutores em função do comprimento de onda. As linhas tracejadas indicam vários valores de eficiência quântica[2].

O fóton é absorvido elevando assim um elétron para a banda de condução e deixando uma lacuna na banda de valência. Como existe uma polarização reversa, e portanto um campo elétrico na região depleta, o elétron e a lacuna são acelerados em direções contrárias até os terminais de conexão elétrica. Uma fotocorrente, isto é, uma corrente elétrica proporcional à potência óptica incidente no fotodetector será então produzida. Note que a aceleração só ocorre na região depleta. Os fótons que são absorvidos no início da região P, por exemplo, vão lentamente caminhar por difusão até a região depleta para serem acelerados. Isto gera um alargamento na resposta temporal do dispositivo, pois a fotocorrente é resultado da combinação de todos os fotoelétrons.

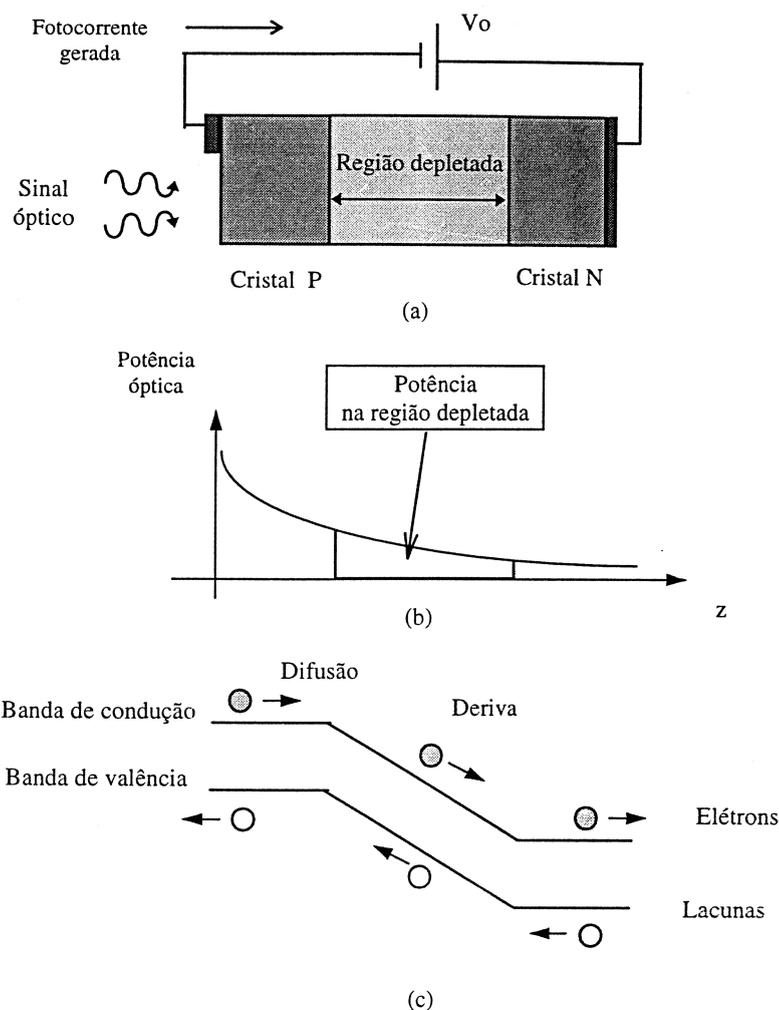


Figura 2.3.3 Processo de detecção óptica: (a) Junção PN polarizada reversamente; (b) variação da potência óptica ao longo do fotodiodo; (c) diagrama dos níveis de energia mostrando o movimento dos portadores[5].

A taxa de transmissão em sistemas ópticos é elevada, assim o fotodetector deve ter uma resposta rápida. Para diminuir o tempo de resposta é interessante cortar a absorção dos fótons fora da região depleta, só onde o elétron não sofre aceleração. Neste sentido foi desenvolvido o fotodiodo P-I-N (cristal P-cristal Intrínseco-cristal P), que fornece uma região depleta larga mesmo que a tensão reversa seja modesta.

Uma região intrínseca (ou fracamente dopada) com alta resistência elétrica entre os cristais dopados permite o aumento da região depleta, diminuindo assim o tempo de resposta. Existe uma relação de compromisso entre velocidade de resposta e responsividade do dispositivo em função do tamanho da região depleta, pois quanto maior esta região maior a eficiência de conversão de fótons em elétrons. Porém, mais tempo o elétron vai demorar para atingir os terminais do dispositivo. Tipicamente a região esvaziada é projetada

para atingir 20-50 μm , permitindo uma eficiência quântica razoável e melhorando o tempo de resposta de 100 ps (fotodiodo convencional) para 30-50 ps, resultando em valores de banda passante da ordem de 3-5 GHz. Valores mais altos ainda (20-70 GHz) são alcançados via otimização do dispositivo [5].

Há uma técnica interessante que aumenta a responsividade de fotodiodos utilizando-se um princípio físico conhecido como “ionização por impacto”. Sob certas condições (alto valor de campo elétrico), um elétron acelerado pode adquirir energia suficiente para caso se choque com um elétron na banda de valência, ceder parte de sua energia cinética a este, elevando-o para a banda de condução, gerando assim um novo par elétron-lacuna.

Este processo ocorre em avalanche e sua eficiência depende dos coeficientes de ionização por impacto associado a elétrons e lacunas. Os valores numéricos destes coeficientes dependem do material semiconductor usado na fabricação do fotodiodo, bem como do campo elétrico a que os portadores de carga elétrica estão submetidos. A classe de dispositivo que utiliza este princípio físico recebe o nome de fotodiodo de avalanche: APD (“Avalanche PhotoDiodes”). A responsividade deste dispositivo é dada por:

$$R_{\text{APD}} = M \frac{\eta q}{h\nu} \quad (2.3.3)$$

onde o fator de ganho M pode atingir valores de até 100. Entretanto, quanto maior o ganho do APD, menor a banda passante. Estruturas avançadas atingem valores de produto ganho-banda passante na ordem de 70 GHz. A multiplicação por avalanche é um fenômeno estatístico que, no material semiconductor, caracteriza-se pela existência de dois tipos de portadores elétrons e lacuna, que viajam em sentido contrários, geralmente com taxas de ionização diferentes entre si tornando o processo especialmente ruidoso. O fator K_i mede a relação entre as taxas de ionização dos dois portadores [40].

$$K_i = \frac{\alpha_e}{\alpha_l} \text{ ou } \frac{\alpha_l}{\alpha_e} \text{ de tal forma que } 0 \leq K_i \leq 1 \quad (2.3.4)$$

sendo α_e para elétrons e α_l para lacunas. Este fator é determinante para o desempenho do APD. O pior caso é quando os portadores têm a mesma taxa de ionização ($K_i = 1$) e o melhor caso quando apenas um dos portadores tem o poder de ionizar ($K_i = 0$).

- PRÉ-AMPLIFICADOR

O projeto deste amplificador requer uma relação entre banda passante e sensibilidade. Altos valores de impedância de entrada (R_L) tornam o receptor óptico mais sensível, porém reduz a banda, pois as capacitâncias parasitas (C_T) associadas ao fotodetector e à entrada do amplificador restringem a banda passante ($BW=(2\pi R_L C_T)^{-1}$). A faixa dinâmica neste tipo de amplificador é também prejudicada pelo processo de integração que o sinal sofre, podendo saturar a saída e requerendo, nestes termos, o uso de códigos de linha balanceados (número médio de bits um igual ao número de bits zero).

Uma boa configuração para a implementação do pré-amplificador é transimpedância, pois concilia banda, sensibilidade, facilidade de implementação e compatibilidade com códigos não-balanceados. A principal preocupação neste tipo de configuração é a sua estabilidade, pois é um sistema realimentado. É importante lembrar que a figura de ruído deste amplificador deve ser baixa para assegurar uma boa sensibilidade ao receptor.

2.3.1.2 CANAL LINEAR

O canal linear nos receptores ópticos consiste de um amplificador com alto ganho seguido por um filtro passa-baixas. Um equalizador pode ser incluído antes do amplificador para compensar a limitação de banda do pré-amplificador. Isto significa que podemos obter uma melhora de desempenho do receptor permitindo a integração do sinal no pré-amplificador e posterior diferenciação no equalizador preservando a resposta em frequência[41].

O ganho do amplificador é automaticamente controlado (Controle Automático de Ganho-C.A.G.) para manter o nível médio do sinal de saída constante, invariante com a potência de entrada. Isto permite que o sistema funcione de maneira mais confiável e compense variações eventuais e degradações por envelhecimento das características dos dispositivos do sistema.

A função do filtro passa-baixas é limitar a potência de ruído que chega até o próximo estágio (onde se faz a decisão). Quanto mais estreito é o filtro menos ruído teremos na saída, entretanto maior será a interferência-entre-símbolos (espalhamento temporal da energia do pulso sobre seus vizinhos), o que também dificultará a decisão. Um modelo comumente

utilizado para estudar a otimização do formato de pulso de saída do filtro é o cosseno levantado, por ser um pulso de Nyquist com “rolloff” variável [42].

Na prática, o formato de pulso de entrada difere bastante do formato retangular, como vimos nas simulações da seção anterior. Concluimos que a interferência-entre-símbolos causada pelo filtro persiste no receptor óptico devido à dificuldade de implementação de uma função de transferência ótima para o filtro.

Um dado interessante: a banda passante do filtro é a menor de todo o receptor, portanto a resposta em frequência do receptor pode ser aproximada pela resposta do filtro. A resposta do fotodetector é por volta de 20 GHz e a do filtro é de no máximo a taxa de transmissão e no mínimo metade deste valor (Nyquist).

2.3.1.3 RECUPERAÇÃO DOS DADOS

Nesta parte está a fase final do sistema óptico. A tarefa deste bloco é estimar, baseado no sinal recebido, qual bit foi transmitido. Para tanto, o circuito de decisão conta com o auxílio do circuito de recuperação de relógio, o qual retira da própria seqüência de bits enviada pelo transmissor a componente espectral correspondente à taxa de transmissão. O objetivo é sincronizar o processo, haja vista que o relógio não é transmitido separadamente.

O circuito de decisão compara o sinal de saída do filtro com um determinado nível chamado “limiar de decisão”, em um intervalo regular determinado pelo circuito de recuperação de relógio, indicando assim se o sinal corresponde ao bit “1” ou ao bit “0”. Intuitivamente percebemos que o melhor ponto para a decisão (combinação do limiar e do instante de decisão) seria onde existisse maior distância entre níveis dos bits anteriormente mencionados. Esta estimativa pode ser feita utilizando-se um artifício chamado “diagrama de olho”, consistindo na sobreposição do sinal recebido no período de um único intervalo de bit. Permite assim, a visualização deste ponto, que corresponde a maior “abertura do olho”.

Devido ao ruído, inerente a qualquer sistema, o receptor operará com um valor de probabilidade de erro diferente de zero, ou seja, ocorrerão decisões erradas entre bits pela presença de ruído, tanto de amplitude quanto de fase; este último mais conhecido como tremor do instante de decisão (“jitter”). Os sistemas ópticos digitais para SDH devem trabalhar com

taxas de erros médios inferiores a 10^{-10} , isto é, menos do que um erro a cada dez bilhões de bits.

2.3.2 MECANISMOS DE RUÍDOS NO RECEPTOR

Temos dois tipos fundamentais de ruídos que afetam o receptor óptico: ruído shot e ruído térmico, que conduzem a flutuações de amplitude no instante da decisão mesmo quando o sinal óptico que chega ao fotodetector seja constante.

2.3.2.1 RUÍDO TÉRMICO

Para uma temperatura diferente do zero absoluto, elétrons em qualquer condutor movimentam-se aleatoriamente. Em um resistor, este movimento caracteriza-se por uma corrente, mesmo na ausência de tensão aplicada. Deste modo, todo o circuito do receptor contribui na geração deste ruído (principalmente a resistência de entrada do receptor vista pelo fotodetector). Esta corrente vai ser adicionada à fotocorrente contribuindo também para a flutuação de amplitude.

A caracterização estatística deste ruído é feita por um processo Gaussiano estacionário com média nula e com a densidade espectral constante (ruído branco). Sendo um ruído estacionário, isto é, invariante com o tempo, a variância deste ruído após a filtragem é diretamente obtida por [42]:

$$\sigma_{\text{term}}^2 = S_{\text{term}} \int_{-\infty}^{+\infty} |H_r(f)|^2 df \quad (2.3.5)$$

Note a dependência direta da variância com a largura de banda do filtro representada pela integral da resposta em frequência. Como comentado anteriormente, quanto mais estreito é este filtro menor a flutuação de amplitude no momento de decisão, porém maior o espalhamento temporal do pulso.

O ruído térmico não é dependente de sinal, assim sendo é classificado como ruído aditivo.

2.3.2.2 RUÍDO SHOT

A origem deste ruído está ligada à natureza discreta do processo de conversão de fótons em elétrons. O regime de chegada dos fótons, e conseqüente geração de elétron, pode ser modelado pela distribuição de Poisson:

$$P(i) = \frac{\bar{z}^i}{i!} \exp[-\bar{z}] \quad (2.3.6)$$

sendo $P(i)$ a probabilidade de chegada de “ i ” fótons num intervalo infinitesimal de tempo $d\tau$, onde o número médio de chegadas \bar{z} neste mesmo intervalo é dado pela expressão tomando um fotodetector com eficiência quântica unitária:

$$\bar{z} = \frac{I_s(t)d\tau}{q} \quad (2.3.7)$$

Sendo a resposta ao impulso do receptor dada pela resposta do filtro do canal linear $h_r(t)$ e cada elétron um impulso com área q , a saída do filtro será então a somatória de várias respostas ao impulso do filtro, uma a cada ocorrência de elétron no instante $d\tau$.

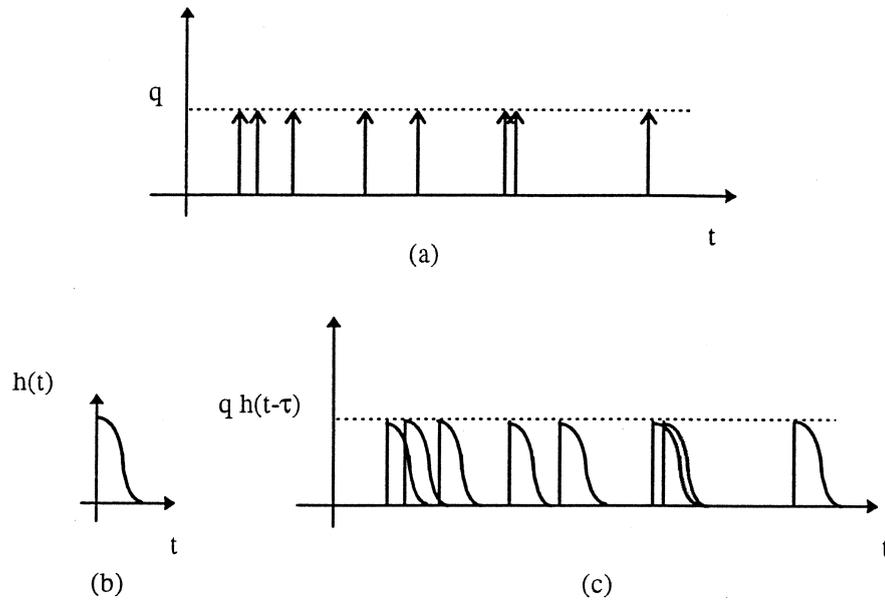


Figura 2.3.4 - Origem do ruído shot: (a) exemplo do regime de geração de elétrons no fotodetector em função da chegada dos fótons, (b) resposta ao impulso do circuito do receptor e (c) saída do receptor.

Das Eq.(2.3.6) e Eq. (2.3.7) o valor médio total do sinal será a integral sobre todos os valores médios produzidos em cada intervalos $d\tau$, podendo ser calculado:

$$\bar{I}_s(t) = \int_{-\infty}^{\infty} \sum_{i=0}^{\infty} i q h_r(t-\tau) P(i) = \int_{-\infty}^{\infty} q h_r(t-\tau) \sum_{i=0}^{\infty} i P(i) = \int_{-\infty}^{\infty} I_s(\tau) h_r(t-\tau) d\tau \quad (2.3.8)$$

resultando, como esperado, na convolução da fotocorrente com a resposta ao impulso do filtro.

A variância associada a este sinal é calculada pelo mesmo procedimento, tomando inicialmente o momento de segunda ordem e posteriormente calculando a variância e integrando-a para todo t :

$$\overline{I_s^2(d\tau)} = \sum_{i=0}^{\infty} (i q h_r(t-\tau))^2 P(i) = (q h_r(t-\tau))^2 \sum_{i=0}^{\infty} i^2 P(i) = (q h_r(t-\tau))^2 (z^2 + z) \quad (2.3.9)$$

$$\sigma_{\text{shot}}^2(d\tau) = \overline{I_s^2(d\tau)} - [\overline{I_s(d\tau)}]^2 \quad (2.3.10)$$

resultando na seguinte formulação, quando utilizamos a propriedade da média igual à variância na distribuição de probabilidade de Poisson:

$$\sigma_{\text{shot}}^2(t) = q \int_{-\infty}^{\infty} I_s(t) h_r^2(t - \tau) d\tau \quad (2.3.11)$$

A interpretação física desta variância é baseada na irregularidade dos intervalos de tempo na chegada dos fótons, como ilustrado na Fig. 2.3.4 (a), causando uma variação em torno de valor médio de fotocorrente. Note que esta variância persiste mesmo no caso de um valor fixo de potência óptica chegando ao fotodetector (regime estacionário). Quando em regime não-estacionário, caso real do funcionamento do receptor, os bits influenciarão seus vizinhos não apenas pela interferência entre símbolos, mas também pelo ruído. Note que o shot é um ruído dependente de sinal. Um determinado bit, que tenha como vizinhos marcas, será bastante afetado devido à característica convolucional do ruído shot (Eq. (2.3.11)).

Um fato notório é que o ruído shot “enxerga” um filtro com uma banda maior pois:

$$h_r^2(t) \leftrightarrow H_r(f) \otimes H_r(f) \quad (2.3.12)$$

onde o símbolo \otimes denota convolução.

No caso de receptor com fotodetector APD com um fator de ganho médio M [1], as expressões acima são modificadas para:

$$\bar{I}_s^{\text{APD}}(t) = M \int_{-\infty}^{\infty} I_s(\tau) h_r(t - \tau) d\tau \quad (2.3.13)$$

$$\sigma_{\text{APD}}^2(t) = qM^2 F \int_{-\infty}^{\infty} I_s(t) h_r^2(t - \tau) d\tau \quad (2.3.14)$$

$$F(M) = K_i M + (1 - K_i) \left(2 - \frac{1}{M} \right) \quad 0 \leq K_i \leq 1 \quad (2.3.15)$$

onde $F(M)$ é o fator de excesso de ruído dependente do ganho do APD e da relação entre as taxas de ionização dos portadores.

A principal função do ganho do APD é sobrepôr a ação do ruído térmico no receptor. Antes de atingir os circuitos do receptor, fontes do ruído térmico, o sinal sofre um ganho no próprio detector, elevando assim a relação (sinal)/(ruído térmico). Todavia existe um valor

ótimo para o ganho M em função da variância do ruído térmico e das características do APD. Acima deste valor ótimo, o APD passa a degradar o desempenho do receptor pois o ruído shot torna-se agora predominante. Das Eq.(2.3.13) e Eq.(2.3.14) podemos ver que enquanto a potência de sinal é multiplicada por M^2 , a variância é multiplicada por FM^2 . Logo, se apenas existisse o ruído shot não seria vantagem utilizar o APD, o que não é o caso real, pois a maioria dos receptores são dominados pelo ruído térmico.

O ruído shot pode ser aproximado por uma distribuição Gaussiana quando a duração da resposta ao impulso do filtro for muito maior que o intervalo médio de chegada de fótons. Nesta condição, teríamos uma distribuição de Poisson com um alto valor de média. Quantificando esta condição:

$$\frac{\bar{I}_s(t)}{qBW} \gg 1 \quad (2.3.16)$$

onde BW é a banda passante do filtro do receptor.

2.3.3 ANÁLISE DE DESEMPENHO

Um critério de comparação de receptores ópticos é a sensibilidade. Em sistemas digitais é definida como a mínima potência óptica média para que o receptor atinja uma taxa de erros de bits pré-determinada, convencionalmente de 10^{-9} (BER- "Bit Error Rate").

A avaliação de desempenho, baseada em taxas de erros, é feita da seguinte forma: depois de definido o instante decisão, o sinal é amostrado e o valor da amostra é comparado com o valor do limiar de decisão I_D ; se maior, é estimado que o bit transmitido foi o "1", caso contrário será considerado bit "0". A presença do ruído pode falsear este processo. Há um valor de probabilidade para a flutuação de amplitude, causada pelo ruído, que conduz o valor da amplitude do bit "1" a níveis inferiores ao limiar de decisão, e de forma idêntica, o bit "0" pode ser conduzido pelo ruído a níveis superiores ao limiar de decisão. Este fato está ilustrado na Fig. 2.3.5 .

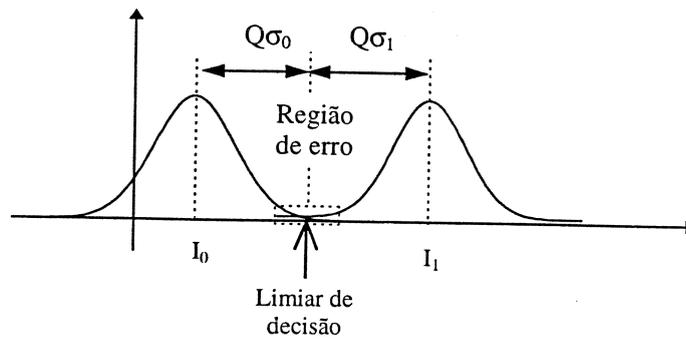


Figura 2.3.5 - Distribuição de probabilidade em torno dos valores médios de sinal

Esta região de erro é facilmente calculada por:

$$\text{BER} = P(1)P(0/1) + P(0)P(1/0) \quad (2.3.17)$$

onde $P(1)$ e $P(0)$ são as probabilidades de receber bits “1” e “0”, respectivamente. Geralmente consideramos os bits equiprováveis, isto é, $P(0) = P(1) = 0,5$. As grandezas $P(0/1)$ e $P(1/0)$ são as probabilidades da flutuação de amplitude serem tão intensas que conduzam, respectivamente, o nível de sinal que representa o bit “1” abaixo do limiar e o nível do bit “0” acima do limiar.

Quando utilizamos a aproximação Gaussiana :

$$P(0/1) = \frac{1}{\sigma_1 \sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{I_D} \exp\left[-\frac{(I-I_1)^2}{2\sigma_1^2}\right] dI = \text{erfc}\left(\frac{I_1 - I_D}{\sigma_1}\right) \quad (2.3.18)$$

$$P(1/0) = \frac{1}{\sigma_0 \sqrt{2\pi}} \int_{I_D}^{\infty} \exp\left[-\frac{(I-I_0)^2}{2\sigma_0^2}\right] dI = \text{erfc}\left(\frac{I_D - I_0}{\sigma_0}\right) \quad (2.3.19)$$

onde erfc representa a função erro complementar:

$$\text{erfc}(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_x^{\infty} \exp(-\beta^2/2) d\beta \approx \frac{1}{x\sqrt{2\pi}} \exp[-x^2/2] \quad \text{para } x > 3 \quad (2.3.20)$$

Resultando numa taxa de erro em função do limiar de decisão I_D dada por:

$$\text{BER}(I_D) = \frac{1}{2} \left\{ \text{erfc}\left(\frac{I_1 - I_D}{\sigma_1}\right) + \text{erfc}\left(\frac{I_D - I_0}{\sigma_0}\right) \right\} \quad (2.3.21)$$

O valor de I_D pode ser otimizado para minimizar a taxa de erros. Para tanto, vamos trabalhar com a grandeza Q que multiplica as variâncias dos bits “1” e “0” Fig.2.3.5 :

$$Q\sigma_0 = I_D - I_0 \quad (2.3.22)$$

$$Q\sigma_1 = I_1 - I_D \quad (2.3.23)$$

resultando de Eq.(2.3.22) e Eq(2.3.23):

$$Q = \frac{I_1 - I_0}{\sigma_0 + \sigma_1} \quad (2.3.24)$$

$$I_D^{\text{opt}} = \frac{\sigma_0 I_1 + \sigma_1 I_0}{\sigma_0 + \sigma_1} \quad (2.3.25)$$

no caso do receptor com *pin*, o ruído dominante é o térmico. Portanto as variâncias para o bit “1” e “0” serão iguais, resultando num limiar ótimo exatamente entre os dois níveis. Para receptor com APD, o ruído dominante é o shot, e portanto a variância associada ao bit “1” é maior, deslocando o valor ótimo de I_D em direção ao bit “0”.

Alternativamente, usando a Eq.(2.3.20) podemos avaliar a taxa de erros em função de Q :

$$\text{BER}(Q) = \frac{1}{Q\sqrt{2\pi}} \exp[-Q^2/2] \quad \text{para } Q > 3 \quad (2.3.26)$$

quando $Q = 6$ temos o sistema operando com taxa de erro de 10^{-9} .

2.3.3.1 LIMITE QUÂNTICO

Podemos idealizar um receptor operando sem ruído térmico: a presença do ruído shot seria o único limitante neste caso. Desejamos descobrir qual a máxima sensibilidade que um receptor pode ter. Não podemos utilizar as expressões derivadas acima para cálculo de probabilidade de erro, pois o valor de potência óptica pode ser tão pequeno que venhamos a violar a condição da aproximação Gaussiana estabelecida na Eq. (2.3.16). A solução é mesmo trabalhar com a distribuição de Poisson.

Como base inicial, vamos supor que: o receptor seja capaz de observar cada fóton individualmente (eficiência quântica unitária); nenhum fóton seja emitido na transmissão do bit “0”; no bit “1” seja recebido um pulso óptico de energia $2E_b$ (a energia média por bit para sinais equiprováveis será E_b).

Na hipótese de transmissão do bit “1”, será recebido um número z de fótons que na média será dado por:

$$\bar{z} = \frac{2E_b}{h\nu} \quad (2.3.27)$$

Colocaremos como critério de decisão no receptor a presença de fótons, ou seja, se chegar pelo menos um fóton o bit recebido será estimado como “1”.

Usando a Eq.(2.3.17) com $P(1/0) = 0$, pois a nossa única fonte de fótons é o transmissor e este não emite fótons durante o bit “0”, $P(0/1)$ será calculada da Eq.(2.3.6) (para $i = 0$) e representa a probabilidade de no intervalo de bit “1” não chegar nenhum fóton ao receptor. Outra forma de interpretar seria observando a Fig.2.3.4 . O intervalo entre a chegada dos fótons pode ser tão grande que nenhum chegue dentro do período de bit. Assim temos:

$$\text{BER} = \frac{1}{2} \exp[-\bar{z}] \quad (2.3.28)$$

Usando a Eq. (2.3.28) , podemos estimar valores médios mínimos de fótons em função de uma probabilidade de erro desejada. Para atingirmos uma taxa de erros menor que 10^{-9} , por exemplo, o número médio de fótons por bit “1” resultará em $\bar{z}_{\min} = 21$. Podemos fazer uma correspondência entre número mínimo de fótons e sensibilidade (S) no limite quântico utilizando a Eq. (2.3.27):

$$S = \frac{E_b}{T} = \frac{1}{2} h\nu B \bar{z}_{\min} \quad (2.3.29)$$

O valor do limite quântico é útil quando desejamos quantificar melhoras introduzidas nos receptores, ou compararmos, por exemplo, modalidades de recepção como a detecção coerente *versus* detecção direta. Este é um limite absoluto e não depende de aspectos constitutivos do receptor. Um fato digno de nota é a diminuição a sensibilidade em função do

aumento da taxa de transmissão. Isto deve-se à diminuição do tempo de bit necessitando portanto de uma potência maior para manter a mesma probabilidade de erro.

2.3.4 RESULTADO DE SIMULAÇÃO

Neste ítem apresentaremos a continuação dos resultados de simulação, com o objetivo principal de verificar a interferência-entre-símbolos. Como de *praxe*, vamos inicialmente introduzir o modelamento utilizado.

2.3.4.1 FOTODETECTOR

O fotodetector faz a conversão do domínio óptico para o elétrico transformando os fótons que chegam em elétrons.

$$i(t) = 2\pi \frac{\eta q}{h\omega} |\psi(t) \otimes f(t)|^2 \quad (2.3.30)$$

onde $f(t)$ é a transformada inversa de Fourier de $F(\omega)$ (resposta em frequência da fibra). A fotocorrente $i(t)$ passa pelo filtro elétrico, que representa toda a resposta em frequência do receptor, para finalmente atingir o circuito de decisão, não simulado neste capítulo.

2.3.4.2 FILTRO

Como visto, a função do filtro é diminuir a potência de ruído presente na decisão e a sua resposta em frequência é a menor de todo o receptor. O filtro elétrico é modelado por um filtro com formato Gaussiano com a seguinte função de transferência [9]:

$$H_r(f) = \exp\left[-\pi\left(\frac{f}{2f_r}\right)^2\right] \quad (2.3.31)$$

O formato Gaussiano se aproxima bem do formato dos filtros utilizados nos receptores reais. A grandeza f_r é a frequência de corte do filtro, dada em fração da taxa de bits. A corrente do sinal $i_s(t)$ após a filtragem fica então:

$$i_s(t) = i(t) \otimes h_r(t) \quad (2.3.32)$$

onde $h_r(t)$ é a transformada inversa de Fourier de $H_r(f)$. O diagrama-de-olho para sistema sem ruído, que corresponde à sobreposição num intervalo de bit do sinal recebido, será mostrado posteriormente.

Um dos méritos deste trabalho é a análise conjunta por modelamento criterioso (com eficiência comprovada) de dispositivos utilizados no enlace.

A Fig.2.3.6 apresenta o comportamento comparado do pulso óptico que chega ao receptor após 80 Km de fibra (linha tracejada) e fotocorrente correspondente na saída do filtro, isto é, na entrada do circuito de decisão. Como neste caso o filtro apresenta uma banda de passagem restrita a 0,75 da taxa de transmissão, as variações rápidas do pulso de entrada não aparecem na saída mas a energia destas partes do pulso é integrada pelo filtro, provocando alterações na região inicial do pulso de saída. A interferência entre símbolos (ISI- "InterSymbol Interference") fica fácil de perceber no momento em que notamos a diferença entre o nível dos bits quando estes estão agrupados com bits do mesmo tipo e quando estão isolados entre bits do outro tipo. Devemos lembrar que esta ISI que vemos agora é resultado do acúmulo da ISI gerada no próprio laser durante o processo de modulação, ISI gerada pela interação do laser (com gorjeio) com a fibra dispersiva e, finalmente, a ISI provocada pelo filtro no receptor.

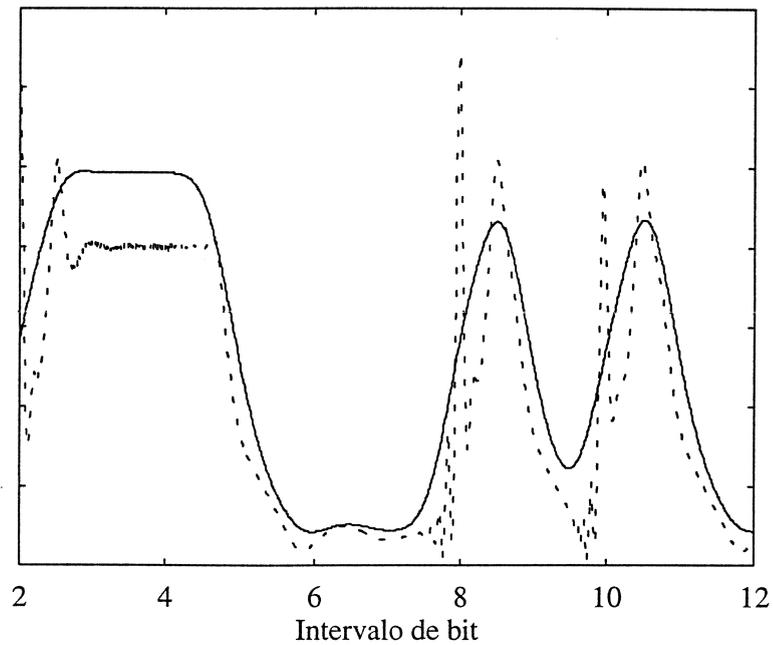
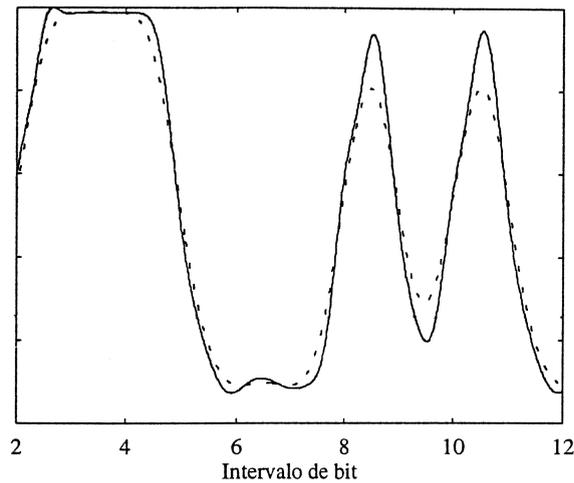
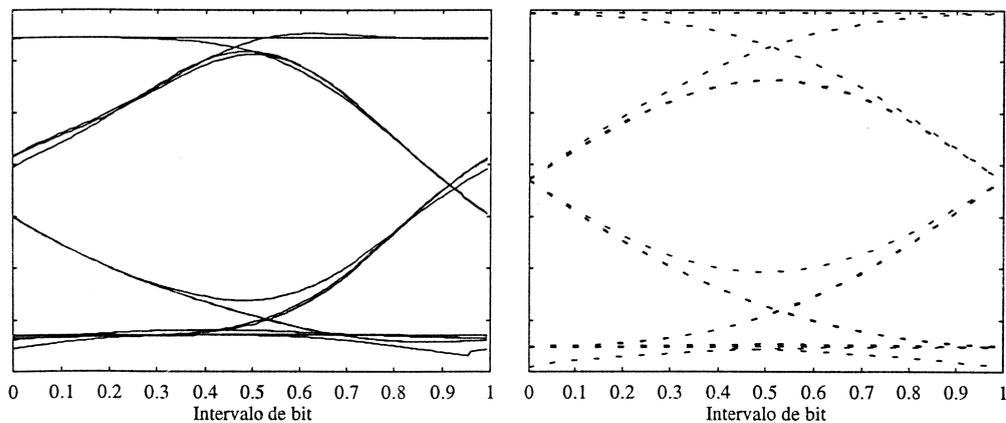


Figura 2.3.6 - Comparação entre a potência óptica que chega ao receptor após 80 Km (linha tracejada) e a fotocorrente após a filtragem para $fr = 0,75$ (linha cheia).

Para analisarmos a influência da banda do filtro na ISI total do sistema, vamos comparar dois casos ($fr = 1$ e $fr = 0,6$) utilizando o mesmo sinal óptico de entrada do caso anteriormente estudado. A Fig. 2.3.7 (a) mostra os pulsos de saída dos filtros, sendo a linha cheia a representação para o sinal de um filtro com frequência de corte no mesmo valor da taxa de transmissão e a linha pontilhada a saída para o filtro com banda limitada em 60% a taxa de transmissão. Podemos compará-los ainda, na Fig. 2.3.7 (b), em termos de diagrama de olho.



(a)



(b)

Figura 2.3.7 - Comparação para filtros com diferentes bandas: (a) Sinal de saída e (b) em diagrama de olho; $fr = 1,0$ (linha cheia) e $fr = 0,6$ (linha tracejada).

O filtro com a banda mais estreita provoca uma ISI mais severa próxima à região do instante de decisão (0,5 do intervalo de bit). Por outro lado, por ter uma resposta em frequência maior, o filtro com $fr = 1$ permite a passagem de partes com variações mais rápidas do pulso, resultante da interação do gorjeio com a dispersão da fibra, provocando uma deformação na parte inicial do diagrama-de-olho. No momento não podemos distinguir qual degradação seria pior, pois não estamos levando em conta ainda os ruídos associados a cada traço do diagrama de olho. Esta resposta vai depender de vários fatores, principalmente da quantidade de ruído térmico presente no receptor. Entretanto, já podemos adiantar que o filtro com $fr = 1$ permitirá a passagem de maior quantidade de ruído: por isso mesmo, não podemos afirmar que ele seja melhor, apesar disso ser sugerido pela comparação entre os diagramas de olho da Fig. 2.3.7 .

2.4 REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] W. F. Giozza, E. Conforti, H. Waldman, "Fibras ópticas: tecnologia e projeto de sistemas", Makron, McGraw-Hill, São Paulo, 1991.
- [2] P. E. Green, "Fiber optics networks", Prentice-Hall, New Jersey, 1993.
- [3] G. Keiser, "Optical fiber communications", McGraw-Hill, Singapura, 1991.
- [4] J. Senior, "Optical fiber communication", Prentice-Hall, 1985
- [5] G. P. Agrawal, "Fiber-optic communication systems", Wiley-interscience, 1992
- [6] Y. Arakawa, A. Yariv, "Quantum well lasers - Gain, spectra, dynamics", IEEE Journ. Quantum Elect. Vol.22, no.9, pp.1887-1899, 1986.
- [7] P. J. Corvini, T. L. Koch, "Computer simulation of high-bit-rate optical fiber transmission using single-frequency lasers, Journ. of Lightwave Tech"., LT-5, pp. 1591-1595, 1987.
- [8] J. C. Cartledge, G. S. Burley, "The effect of laser chirp on lightwave system performance" Journ. Lightwave Tech., vol. 7, pp. 568-573, 1989.
- [9] K. Hilton, T. Stephens, "Modeling high-speed optical transmission systems" IEEE Journ. on Selected Areas in Commun., vol. 11, No. 3, pp.380-392, abril 1993.
- [10] C. Li , F. F. Tong, J. Liu , D. G. Mensserschmitt, "Channel capacity optimization of chirp-limited dense WDM/WDMA systems using OOK/FSK modulation and optical filters", Journ. Lightwave Tech., vol. 10,NO 8, pp. 1148-1161, agosto 1992.
- [11] ITU-T (antigo CCITT) recomendação G.957, "Optical interfaces for equipments and systems relating to the synchronous digital hierarchy", março 1993.
- [12] T. Shen, P. Agrawal, "Computer simulation and noise analysis of the system performance of 1.55- μ m single-frequency semiconductor lasers", Journ. Lightwave Tech., vol. LT-5, No. 5, pp. 653-659, maio1987.
- [13] R. A. Linke, "Modulation induced transient chirping in single frequency lasers" IEEE Journ. Quantum Elect. Vol. QE-21, No.6, pp. 593-597, 1985.
- [14] T. L. Kock, R.A. Linke, "Effect of nonlinear gain reduction on semiconductor laser wavelength chirp", Applied Physics Letters, Vol. 48, No. 10, pp. 613-615, março 1986.
- [15] S. M. Rossi, E. Moschim, "PC-LASER: um software para análise e simulação de lasers semicondutores", Tese de mestrado, FEE-UNICAMP, janeiro 1994.
- [16] C. R. Mirasso, P. Colet, M. S. Miguel, "Dependence of timing jitter on bias level for single-mode semiconductor lasers under high speed operation", IEEE Journ. Quantum Elect. Vol. 29, No.1, pp.593-597, janeiro 1993.
- [17] T. L. Kock, J. e. Bowers, "Nature of wavelength chirping in directly modulated semiconductor lasers", Electron. Letters, Vol. 20, No. 25/26,pp.1038-1039, dezembro 1984.
- [18] S. Ogita, M. Yano, H. Ishikawa, H. Imai, "Linewidth reduction in DFB lasers by detuning effect", Electron. Letters, Vol. 23, No. 8,pp. 393-394, abril 1987.
- [19] H. Nishimoto, M. Yamaguchi, I. Mito, K. Kobayashi, "High-frequency response for DFB LD due to a wavelength detuning effect", Journ. Lightwave Tech., vol. LT-5, No. 10, pp. 1399-1402, outubro1987.

- [20] S. Yamamoto, M. Kuwazuru, H. Wakabayashi, Y. Iwamoto, "Analysis of chirp penalty in 1.55- μ m DFB-LD High-speed optical fiber transmission systems", *Journ. Lightwave Tech.*, vol. LT-5, No. 10, pp. 1518-1524, outubro 1987.
- [21] Y. Okano, K. Nakawa, T. Ito "Laser mode partition noise evaluation for optical fiber transmission" *IEEE Trans. on Commun.*, Vol. Com-28, No. 2, fevereiro 1980.
- [22] N. H. Jensen, H. Olesen, K. E. Stubkjaer, "Partition noise in semiconductor lasers under CW and pulsed operation", *IEEE Journ. Quantum Elect.* Vol. QE-23, No.1, pp. 71-79, janeiro 1987.
- [23] C. M. Olsen, K. E. stubkjaer, H. Olsen "Noise caused by semiconductor lasers in high-speed fiber-optics links", *Journ. Lightwave Tech.*, vol. 7, No. 4, pp. 657-665, abril 1989.
- [24] C. H. Henry "Theory of linewidth of semiconductor lasers" *IEEE Journ. Quantum Elect.* Vol. QE-18, No.2, pp. 259-264, fevereiro 1982.
- [25] C. A. Brackett "Dense wavelength division multiplexing networks: principles and applications", *IEEE Journ. on Selected Areas in Commun.*, vol. 8, No. 6, pp.948-964, agosto 1990.
- [26] T. M. Shen, P. Agrawal, "Pulse-shape effects on frequency chirping in single-frequency semiconductor lasers under current modulation" *Journ. Lightwave Tech.*, vol. 4, No. 5, pp. 497-503, maio 1986.
- [27] T. Lee, C. Burrus, J. Copeland, A. Dental, D. Marcuse, "Short-cavit InGaAsP injection lasers: dependence of mode spectra and single-longitudinal-mode power on cavity length", *IEEE Journ. Quantum Elect.* Vol. QE-18, No.7, pp. 1101-1112, julho 1982.
- [28] E. Kreyszig, "Advanced engineering mathematics", Niley, Singapura, 1993.
- [29] K. C. Kao e G. A. Hockman, "Dielectric fibre surface waveguides for optical frequencies", *Proc. IEEE*, Vol. 13, pp 1151-1158, 1966.
- [30] ITU-T Rec. G. 652, "Characteristics of single-mode optical fibre cable"
- [31] ITU-T Rec. G. 654, "Characteristics of 1550 nm wavelength loss-minimized single-mode optical fibre cable"
- [32] ITU-T Rec. G. 653, "Characteristics of dispersion-shifted single-mode optical fibre cable"
- [33] T. Li, "The impact of optical amplifiers on long-distance lightwave telecommunications", *Proc. IEEE*, Vol. 81 No 11, novembro de 1993.
- [34] J. Thiennot et. al., "Optical undersea cable system trends", *Proc. IEEE*, Vol. 81 No 11, novembro de 1993.
- [35] S. Yamamoto et al., "Observation of BER degradation due to fading in long-distance optical amplifier system", *Electron. Lett.*, Vol. 29, pp-209-210, 1993
- [36] A. R. Chraplyvy, "Limitations on lightwave communication imposed by optical-fiber non-linearities", *Journ. Lightwave Tech.*, vol. 8, pp. 1548-1557, outubro de 1990.
- [37] H. Waldman, M. R. N. Ribeiro, A. A. Surerus, "Arquitetura de enlaces digitais usando amplificadores ópticos", 13^o Simpósio Brasileiro de Telecomunicações, Águas de Lindoia, S.P, setembro de 1995.
- [38] R. W. Tkack et al., "Four-photon mixing and high speed WDM systems", *Journ. Lightwave Tech.*, vol. 13, No. 5, maio 1995.
- [39] D. Marcuse, "Pulse distortion in single-mode fibers", *Applied optics*, vol.19, no. 10 maio de 1980.

- [40] S. D. “Statistics of general class of avalanche detectors with application to optical communication”, Bell Syst. Tech. Journ., Vol. 50, pp 3075-3095 dezembro de 1971.
- [41] S. D. Personick, “Receiver design for digital fiber optic communication system, Part I and II”, Bell Syst. Tech. Journ., Vol. 52, pp 843-886 julho-agosto de 1973.
- [42] S. Haykin “Communication system”, Wiley, terceira edição, 1994.

CAPÍTULO III

3. AMPLIFICAÇÃO FOTÔNICA EM ENLACE DIGITAL

A maneira convencional de compensar perdas inerentes à propagação de sinais ópticos em enlaces a fibra tem sido através do uso de regeneradores eletrônicos. O processo de regeneração inclui a conversão fotoelétrica do sinal, sua amplificação, além da sua resincronização e remodelagem dos pulsos antes da reconversão fotônica da informação para o interior da fibra. Em muitas aplicações a amplificação direta do sinal luminoso é extremamente vantajosa. Amplificadores fotônicos podem ser utilizados em qualquer sistema de transmissão limitado por perda, ou seja, naqueles sistemas cuja dispersão promovida pela propagação na fibra não constitui o fator limitante da capacidade de transmissão do enlace.

Os amplificadores ópticos, também chamados fotônicos, vêm causando uma mudança de paradigma na arquitetura dos sistemas ópticos, substituindo com muitas vantagens e algumas desvantagens os repetidores regenerativos. Como vantagens poderíamos citar: larga faixa óptica possibilitando a operação em múltiplos comprimentos de onda; alto valor de ganho; baixo valor de figura de ruído, permitindo o cascadeamento e operação como preamplificador; alto valor de potência de saturação, indicado para elevar o valor da potência de transmissão ou para compensação de perdas por divisão de potência em redes ópticas. Como desvantagem clara, o amplificador óptico não regenera o sinal. Portanto, o limitante da dispersão continua existindo nos enlaces com amplificação fotônica.

Neste capítulo vamos estudar o comportamento destes dispositivos nos enlaces digitais, iniciando pelo histórico e passando em seguida para princípio de funcionamento, tipos de amplificadores fotônicos e suas características, direcionando finalmente nosso estudo para os amplificadores a fibra dopadas com érbio (EDFA - “Erbium Doped Fiber Amplifier”), com objetivo principal de estudar a influência do EDFA em um sistema óptico digital IM/DD.

3.1 HISTÓRICO

A história dos amplificadores fotônicos para comunicações acompanha a história do laser, principalmente dos lasers semicondutores, haja vista que o princípio que rege o funcionamento do laser é baseado na amplificação de fótons por emissão estimulada. A utilidade dos amplificadores ópticos foi restrita nesta época, pois o fator limitante de desempenho dos enlaces era a dispersão. A evolução dos lasers e fibras durante os anos 80 fez com que a atenuação limitasse os enlaces de longa distância. Paralelamente, no início da década de 80, trabalhos significativos foram realizados visando ao desenvolvimento de amplificadores semicondutores para a região de $0,85\ \mu\text{m}$ e, no final dos anos 80, as pesquisas se redirecionaram, por motivos óbvios, para a região de $1,55\ \mu\text{m}$ [1].

As primeiras publicações sobre amplificadores a fibra dopada com érbio datam do final do ano de 1987, embora a pesquisa de fibra dopada tenha iniciado em 1964, demandando um bom tempo até que a fabricação e caracterização de fibras com baixas perdas fosse dominada. Desde então, pelas vantagens apresentadas por este dispositivo, as características apresentadas impulsionaram de tal forma o seu desenvolvimento que bastaram menos de três anos para sair dos laboratórios e alcançar o mercado[2].

3.2 CONFIGURAÇÕES SISTÊMICAS

Os amplificadores ópticos são bem versáteis quanto a sua utilização. Na figura abaixo são apresentados alguns exemplos em enlaces e redes ópticas. Em um enlace óptico (Fig. 3.2.1 (a)), o amplificador fotônico pode ser instalado: na saída do transmissor, configuração conhecida como amplificador de potência (“booster”); no meio do enlace (“in-line”) substituindo os repetidores regenerativos; e por último, pode ficar antes do receptor funcionando como pré-amplificadores (“preamplifier”). Uma outra aplicação interessante é em redes ópticas, na qual o amplificador pode compensar perdas inerentes aos elementos utilizados na topologia física destas redes, a saber: comutadores (Fig.3.2.1 (b)) ou distribuidores (Fig. 3.2.1 (c)).

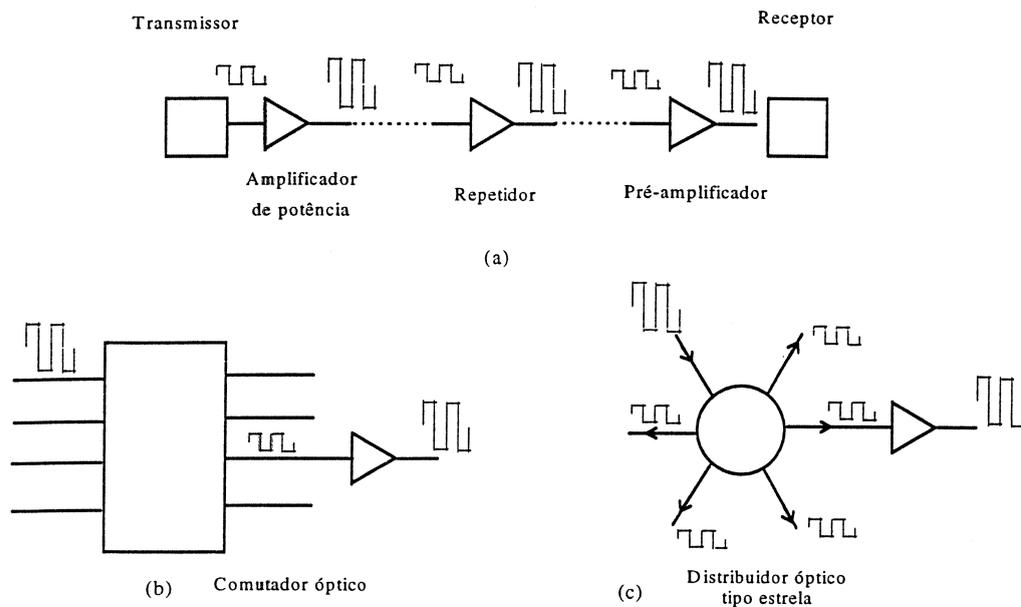


Figura 3.2.1 - Aplicações dos amplificadores ópticos: (a) em enlace, (b) e (c) nas redes ópticas

Os amplificadores fotônicos têm sua largura de banda no mínimo 3 ordens de magnitude maior que qualquer amplificador concebido eletronicamente e são transparentes à taxa de transmissão. Eles podem acomodar vários sistemas ópticos pela multiplexação em comprimento de onda (WDM), independentemente da taxa de transmissão, possibilitando aumento de capacidade sem necessidade de modificações da estrutura de amplificação.

Infelizmente, os amplificadores ópticos também apresentam características indesejáveis como: adição de ruído de emissão espontânea amplificada (ASE) e saturação do ganho com a potência de entrada. Características que prejudicarão o seu desempenho sistêmico.

3.3 TIPOS DE AMPLIFICADORES E FUNDAMENTOS TEÓRICOS

Há essencialmente duas implementações usuais: amplificadores a semicondutor (SLA- “Semiconductor Laser Amplifier”) e amplificadores a fibra dopada (DFA- “Doped Fiber Amplifier”). Alguns fenômenos físicos da óptica não-linear também são utilizados para promover a amplificação fotônica em fibras: emissão estimulada de Raman e Brillouin [3]. Neste trabalho, não será tratado o amplificador não linear, pois os resultados atingidos são modestos quando comparados ao DFA.

3.3.1 AMPLIFICADOR A SEMICONDUTOR

O amplificador a semicondutor pode ser visto como um laser modificado, operando acima da transparência porém abaixo do limiar. Podemos ainda dividir, em função do valor da refletividade dos espelhos do laser, os amplificadores a semicondutor em duas classes: amplificadores Fabry Perot (FP) e amplificadores de ondas caminhantes (TWA- “Travelling Wave Amplifier”). No FP, como no laser, o valor da refletividade propicia a formação da cavidade e portanto, há ondulações na faixa de ganho do dispositivo (prejudicial para WDM). Para evitar este problema, deposita-se na interface entre o cristal e o ar uma camada anti-refletora (refletividade atingida é abaixo de 0.1%) e/ou faz-se clivagem em ângulo, dando origem aos amplificadores de onda caminhantes.

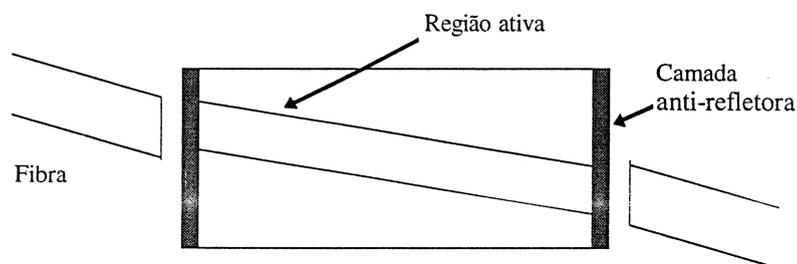


Figura 3.3.2- Amplificador a semicondutor do tipo TWA

A grande vantagem do SLA é a facilidade na escolha da janela óptica de amplificação, bastando apenas selecionar ligas semicondutoras adequadas (Fig.2.1.4). Larguras de banda na ordem de 200nm (relativamente plana) podem ser atingidas com SLA que utilizam MQW [4]. Além disso, podem ser integrados com outros sistemas numa única pastilha.

Os amplificadores a semicondutor possuem algumas características que inviabilizam a sua ampla utilização prática em sistemas ópticos e comunicação, a saber:

- quando o amplificador opera próximo à região de saturação de ganho com vários canais, o ganho será dependente da intensidade instantânea do sinal, provocando assim variações também de ganho para os demais canais. Este fenômeno é denominado diafonia (“cross-talk”) e tem sua origem no baixo valor do tempo de vida dos portadores para emissão estimulada (10^{-9} s). Este problema é minorado quando trabalhamos com taxas de bit

comparáveis com o inverso do tempo de vida, ou seja, gigabits por segundo, neste caso o valor do ganho fica proporcional ao valor médio dos sinal.

- o ganho promovido pelo SLA é apenas em uma das polarizações, portanto é sensível à polarização do sinal. Necessitando-se de configurações complexas para amenizar este problema.
- instabilidade mecânica de acoplamento fibra-SLA-fibra.
- dificuldade no processo deposição e controle da camada antirefletora para a fabricação do amplificador de ondas caminantes (sistemicamente o mais interessante).

3.3.2 AMPLIFICADORES A FIBRA DOPADA

Os amplificadores ópticos a fibra são construídos com pequenos comprimentos (10 a 30 m) de fibras monomodo dopadas com um elemento terra-rara, mais especificamente, íons de érbio (Er^{3+}) para a região de 1,55 μm e praeseodímio para a região de 1,31 μm (ainda em desenvolvimento). Esta dopagem permite que ocorra o processo de inversão de população de forma semelhante ao laser, todavia o “bombeio” de elétrons para níveis de maior energia não é feito por injeção de corrente e sim por absorção de fótons.

A Fig 3.3.3 (a) mostra o diagrama simplificado de níveis de energia do íon de érbio triplamente ionizado utilizando a sílica como “hospedeira”. Devido à sua característica amorfa, a sílica espalha os níveis de energia do íon de érbio transformando-os em bandas de energia. A Fig. 3.3.3 (b) apresenta um esquema básico de um amplificador óptico com fibra dopada.

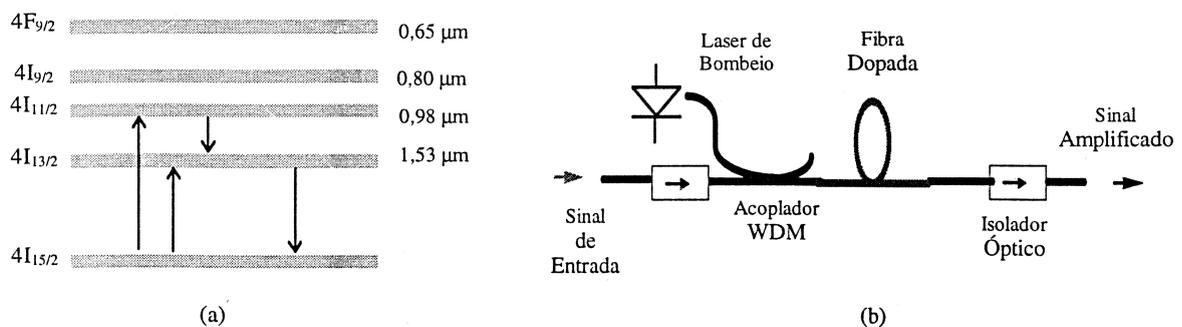


Figura 3.3.3 - Fundamentos do amplificador a fibra dopada. (a) bandas de energia do érbio e (b) diagrama básico de um EDFA [13].

3.3.2.1 BOMBEIO DO EDFA

Na Fig.3.3.3 (a) notamos que o bombeio pode ser feito com alguns comprimentos de onda. Vamos nos restringir a 980 e 1480 nm, pois são os que apresentam a maior eficiência de bombeio, isto é, maior relação ganho apresentado por potência de bombeio. Pelo processo de absorção, os elétrons recebem energia e migram para estados mais energéticos. No caso do uso de 980 nm, os elétrons saem da banda estável $4I_{15/2}$ para a banda instável $4I_{11/2}$ decaindo rapidamente ($1\mu s$) para a banda meta-estável $4I_{13/2}$. Este estado é chamado de meta-estável, pois o tempo de vida do elétron é longo (10 ms) quando comparado com o tempo de vida dos estados superiores. Conseqüentemente, há inversão de população, fenômeno essencial para a amplificação fotônica. É importante lembrar que os elétrons também decairão espontaneamente, ou seja, sem a presença de fótons de sinal, gerando emissões espontâneas que serão amplificadas ao longo do comprimento da fibra dopada.

Uma outra opção de bombeio é o comprimento de onda de 1480nm. Neste caso, os elétrons são conduzidos diretamente à banda meta-estável. Intuitivamente já podemos antever uma dificuldade quando utilizamos o bombeio de 1480 nm: a proximidade com a faixa que deve ser amplificada (1525-1560 nm). Outras desvantagens: baixa inversão de população resultando em menor eficiência de bombeio (quase metade do valor obtido com 980 nm) e maior fator de emissão espontânea. Porém há uma vantagem do bombeio em 1490 nm: pode ser feito remotamente pela ponta transmissora ou receptora. Constitui-se, assim, uma possibilidade topológica interessante, pois este comprimento de onda está situado na região de baixas perdas da fibra, solucionando um problema grave de disponibilidade de energia elétrica nos pontos onde o amplificador óptico é inserido[4].

O acoplador WDM agrega na mesma fibra o sinal e o bombeio. A função do isolador é impedir o retorno ao amplificador do retroespalhamento Rayleigh e reflexões de Fresnel (descasamento de índices de refração), o que poderia propiciar oscilações do amplificador, pois trabalhamos com altos valores de ganho.

A nível de estrutura do amplificador, tomando como referência a direção de propagação do sinal, podemos ter ainda as seguintes configurações de bombeio: co-propagante (mostrada na Fig. 3.2.1 (b)), contra propagante, duplo bombeio bidirecional e duplo bombeio unidirecional. Estas configurações são preferidas segundo a aplicação do

amplificador. Por exemplo: o duplo bombeio torna o amplificador mais confiável (ideal para aplicações em cabos submarinos); já a configuração contra propagante é preferida nos pré-amplificadores, pois atinge-se uma melhor isolamento entre potência de bombeio e potência de sinal que chega ao receptor.

3.4 TECNOLOGIA DE COMPONENTES PARA O EDFA

Esta seção tem como objetivo mostrar as particularidades dos componentes utilizados no EDFA, a fabricação da fibra dopada, emendas, os lasers de bombeio e os componentes passivos [2]. Como o EDFA ainda continua em desenvolvimento, estas informações estão sujeitas a mudanças.

3.4.1 FIBRA DOPADA:

Algumas técnicas podem ser utilizadas para a fabricação de fibras dopadas: MCVD (“Modified Chemical Vapor Deposition”), a mais difundida; OVD (“Outside Vapor Deposition”) e VAD (“Vapor Axial Deposition”). A incorporação de íons de érbio no MCVD pode se dar por: 1) injeção de vapor ($1000\text{ }^{\circ}\text{C}$) tetracloreto de érbio (ErCl_3) durante a deposição do núcleo, 2) este vapor também pode ser gerado por aerosol de ultrassom e 3) dopagem por solução líquida com ErCl_3 antes de colapsar a pré-forma.

A concentração de érbio e a escolha de aditivos são muito importantes para o desempenho da fibra. Por exemplo: adicionando alumínio, o espectro do amplificador alarga-se e torna-se mais plano. Quanto maior a concentração de érbio, maior o ganho promovido por unidade de comprimento. Porém, se a concentração for muito alta (maior que 10^{18} cm^{-3} , quando alumínio com co-dopante 10^{19}) os íons agrupam-se e a troca de energia entre eles degrada a performance de ganho da fibra. A não sensibilidade do EDFA à polarização é resultado da simetria circular da fibra e da orientação aleatória dos íons de érbio no núcleo da fibra.

Para maximizarmos a potência de bombeio percebida por cada íon e ao mesmo tempo minimizarmos a necessidade de bombeio, devemos concentrar, na menor área de seção transversal possível, os íons e o bombeio. Esta meta é atingida aumentando-se a diferença de índice de refração entre núcleo e casca para 0,04 (dez vezes maior que as fibras

convencionais) e reduzindo o diâmetro do núcleo para valores em torno de $2\mu\text{m}$. Estas diferenças indicam dificuldades para se obter baixas perdas nas emendas entre a fibra dopada e a fibra convencional. Técnicas especiais conduzem a valores entre 0,1 e 1 dB.

3.4.2 FONTES DE BOMBEIO

Nas fibras dopadas temos alta eficiência de bombeio, como por exemplo, ganhos da ordem de 20dB com potência de bombeio menor que 5 mW. Porém, valores na ordem de 10 a 100 mW são necessários para possibilitar uma potência de saturação adequada. Além de melhor eficiência de bombeio, o laser em 980 nm (InGaAs, GaAs para poços quânticos) requer menor injeção de corrente e menor refrigeração. Isto conduz a uma maior confiabilidade, principal característica para o laser de bombeio, pois ele deve fornecer altos valores de potência por um tempo longo e em regime contínuo.

3.4.3 COMPONENTES PASSIVOS

Eventualmente filtros ópticos podem ser utilizados dentro do próprio amplificador para limitar a banda e evitar sua saturação com a própria emissão espontânea. Isoladores garantem a estabilidade para altos ganhos, evitando a realimentação. Os valores de atenuação apresentados pelos isoladores estão por volta 35dB para sinais refletidos e apenas 1 dB de perda por inserção.

3.5 MODELAMENTO SISTÊMICO DO AMPLIFICADOR ÓPTICO

Nesta seção apresentaremos as características básicas dos amplificadores que influenciam no desempenho de um sistema óptico: ganho e ASE. Definiremos estas características e posteriormente discutiremos os tipos de ruídos que surgem no receptor óptico devido à presença do EDFA no sistema.

3.5.1 GANHO

O ganho do EDFA depende de um grande número de fatores, tais como: concentração de íons de érbio, comprimento da fibra dopada, raio do núcleo e potência de bombeio. O

modelamento analítico geralmente é desenvolvido com equações de taxa para um sistema de três e até mesmo quatro estados [5]. Porém, como uma boa aproximação, podemos simplificar para um modelo de apenas dois estados, desprezando a emissão espontânea e a absorção dos estados superiores de energia. Este modelo supõe que a banda $4I_{11/2}$ permanece praticamente vazia pela rápida transferência de sua população para a banda meta-estável $4I_{13/2}$.

As equações convectivas que modelam a evolução espacial das potências ópticas P_p , P_s , e P_a (bombeio, sinal e ASE) ao longo do comprimento de uma fibra ativa podem ser descritas como um sistema de dois níveis [11]:

$$\frac{dP_p(z)}{dz} = -P_p(\sigma_{pa}N_1 - \sigma_{pe}N_2) - \alpha_p P_p \quad (3.5.1)$$

$$\frac{dP_s(z)}{dz} = P_s(\sigma_{se}N_2 - \sigma_{sa}N_1) - \alpha_s P_s \quad (3.5.2)$$

$$\frac{dP_a(z)}{dz} = P_a(\sigma_{se}N_2 - \sigma_{sa}N_1) + 2\sigma_{se}N_2 h\nu B_0 - \alpha_a P_a \quad (3.5.3)$$

onde σ_a e σ_e são as seções de choque de absorção e emissão respectivamente (já incluem o fator de confinamento Γ de potência); α é o coeficiente de absorção para cada potência e N_1 e N_2 as populações de íons de érbio nos dois níveis energéticos, as quais são governadas pelas equações de taxa:

$$\frac{dN_1}{dt}(z, t) = -\left[\frac{\sigma_{sa}}{h\nu_s A} (P_s + P_a) + \frac{\sigma_{pa}}{h\nu_p A} P_s \right] N_1 + \left[\frac{\sigma_{se}}{h\nu_s A} (P_s + P_a) + \frac{1}{\tau} \right] N_2 \quad (3.5.4)$$

$$\frac{dN_2}{dt}(z, t) = \frac{\sigma_{sa}}{h\nu_s A} (P_s + P_a) N_1 - \left[\frac{\sigma_{se}}{h\nu_s A} (P_s + P_a) + \frac{1}{\tau} \right] N_2 \quad (3.5.5)$$

a seção transversal da fibra ativa é representada por A , $N_t = N_1 + N_2 =$ densidade total de Er^{3+} , τ é o tempo de vida de elétrons na banda meta-estável $4I_{13/2}$.

3.5.1.1 REGIME ESTACIONÁRIO

Em regime estacionário, as equações acima são igualadas a zero e podemos obter uma condição de inversão de população ($N_2 \geq N_1$). Um valor de potência de bombeio de limiar (“threshold”), onde $N_2 = N_1$, pode ser obtido (consideramos $\sigma_{sa} = \sigma_{se}$):

$$P_p^{\text{th}} = \frac{h\nu_p A}{\sigma_{pa} \tau} \quad (3.5.6)$$

podemos agora reescrever as equações convectivas para sinal e bombeio como:

$$\frac{dP_s(z)}{dz} = \frac{P_p(z) - P_p^{\text{th}}}{P_p^{\text{th}} + 2P_s(z) + P_p(z)} \alpha_s P_s(z) \quad (3.5.7)$$

$$\frac{dP_p(z)}{dz} = -\frac{P_p^{\text{th}} + P_p(z)}{P_p^{\text{th}} + 2P_s(z) + P_p(z)} \alpha_p P_p(z) \quad (3.5.8)$$

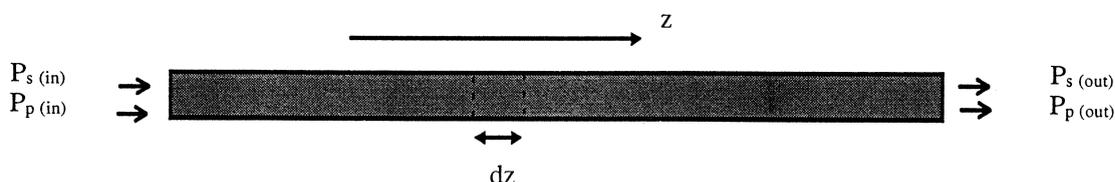


Figura 3.5.1 - Fibra dopada submetida ao bombeio e ao sinal

O nosso objetivo é descobrir o comportamento do ganho que esta fibra ativa pode fornecer. Com o auxílio da Fig.3.5.1, para facilitar a visualização do procedimento adotado, vamos dividir (3.5.7) por (3.5.8), separando os termos correspondentes ao bombeio e sinal, integrando a potência ao longo de todo o comprimento da fibra ativa e tomando como limite inferior a potência de entrada e limite superior a potência de saída, temos:

$$G = \exp \left[-\frac{\alpha_s}{\alpha_p} \left(\frac{P_s^{\text{in}} - P_s^{\text{out}}}{P_p^{\text{th}}} + \frac{P_p^{\text{in}} - P_p^{\text{out}}}{P_p^{\text{th}}} - \ln \frac{P_p^{\text{out}}}{P_p^{\text{in}}} \right) \right] \quad (3.5.9)$$

Definimos ainda ganho como $G = P_{s(\text{out})} / P_{s(\text{in})}$

Quando o sinal de entrada for nulo (por consequência o de saída também será nulo considerando ausência de ASE) temos o ganho máximo apresentado pelo amplificador (G_0). Logo, podemos escrever a expressão do ganho apresentado pelo amplificador:

$$G = G_0 \exp\left[\left(\frac{1-G}{G}\right) \frac{P_s^{\text{out}}}{P_p^{\text{th}}}\right] \quad (3.5.10)$$

Como o nosso interesse é o desempenho sistêmico do amplificador, devemos buscar uma expressão de ganho com parâmetros que possam ser facilmente obtidos. O valor da potência de bombeio de limiar pode ser substituída por uma característica fornecida em catálogos de amplificadores ópticos: potência de saturação de saída. Classicamente, a saturação é definida como o valor de potência de saída na qual o ganho apresentado pelo amplificador cai em 3 dB em relação ao ganho para pequenos sinais (G_0), isto é, $G = G_0/2$. Substituindo esta condição na Eq. (3.5.10) encontramos uma relação que retornamos para a mesma equação, resultando em :

$$G = G_0 \exp\left[\left(\frac{1-G}{G}\right) P_s^{\text{out}} \left(\frac{G_0 \ln 2}{P_s^{\text{out(sat)}} (G_0 - 2)}\right)\right] \cong G_0 \exp\left[-\frac{P_s^{\text{out}} \ln 2}{P_s^{\text{out(sat)}}}\right] \quad (p / G \gg 1) \quad 3.5.11)$$

No caso prático, desejamos saber qual o ganho que o amplificador vai apresentar dado a potência de entrada. Portanto, trabalharemos com expressões em função da potência de entrada, conservando assim a característica de equação transcendental (mesmo para altos valores de ganho).

$$G = G_0 \exp\left[(1-G) P_s^{\text{in}} \left(\frac{G_0 \ln 2}{P_s^{\text{out(sat)}} (G_0 - 2)}\right)\right] \quad (3.5.12)$$

É importante destacar que, devido ao longo tempo de vida do portador no estado meta-estável, a potência de entrada indicada na formulação acima corresponde à potência média e não à potência instantânea. Quando operamos com múltiplos comprimentos de onda, esta potência de entrada corresponde à somatória dos valores médios de cada canal. A Fig. 3.5.2 mostra o comportamento da Eq. (3.5.12) (linha) comparada a resultado experimental (pontos) [6].

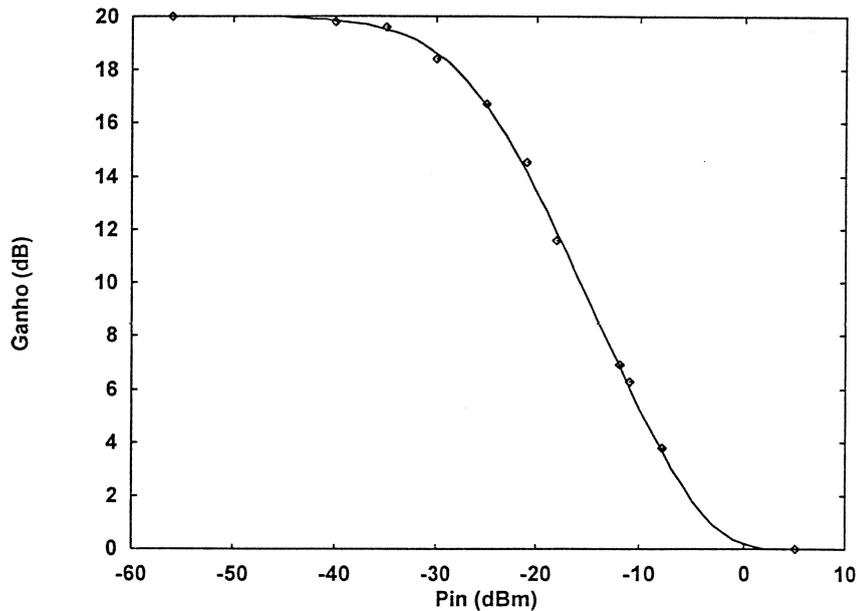


Figura 3.5.2 Curva de ganho por potência de entrada de EDFA, comparando valores experimentais (pontos) com previsto pelo modelamento (linha).

Vemos que curva ajusta-se muito bem ao resultado experimental, mostrando que a Eq.(3.5.12) assegura um bom modelamento do comportamento do EDFA em termos do valor de ganho para as simulações que faremos.

3.5.2 EMISSÃO ESPONTÂNEA AMPLIFICADA (ASE)

Depois de atingida a inversão de população através de bombeio e na ausência de sinal na entrada do amplificador, os elétrons no estado meta-estável $4I_{11/2}$ têm um tempo de vida médio de aproximadamente 10 ms. Após este tempo, decaem espontaneamente para o estado estável $4I_{15/2}$ emitindo um fóton com fase aleatória que vai ser amplificado ao longo do comprimento da fibra dopada, gerando a ASE (“Amplified Stimulated Emission”). Note que este processo ocorre por toda a faixa óptica onde o érbio promove ganho. Quando temos um sinal de entrada para provocar um processo coordenado de emissão estimulada, os elétrons no nível meta-estável serão drenados para este comprimento de onda, diminuindo assim a quantidade de elétrons disponíveis para emissão espontânea em outros comprimentos de onda. A figura a seguir ilustra todo processo do comportamento da ASE com o sinal de entrada, na qual são comparados três casos para um sinal com mesmo comprimento de onda.

A Fig. 3.5.3 (a) mostra o espectro de emissão espontânea de um EDFA submetido a um sinal de entrada de $1,53 \mu\text{m}$ com -27 dBm . Na saída do EDFA o sinal apresenta 0 dBm

(portanto um ganho de 27 dB) e um espectro de emissão espontânea que se estende por praticamente 50 nm.

No caso visto na Fig. 3.5.3 (b), o amplificador está submetido a um nível de potência de sinal que o conduz à região de saturação de ganho. Com -4 dBm de entrada, o ganho desenvolvido neste caso cai para 14 dB e o espectro de ASE fica bastante reduzido.

Com o uso de filtros ópticos nos receptores, atenuamos bastante o espectro de emissão espontânea. Seleccionamos a região do espectro onde se situa o sinal amplificado e rejeitamos toda a potência de ASE que está fora desta região, fato mostrado na Fig. 3.5.3 (c). Note que este caso é similar ao caso da Fig. 3.5.3 (a), porém a potência de sinal de entrada vale 0,3 dBm a mais, para atingir o mesmo nível de potência de sinal na saída. Isto deve-se à perda de inserção inerente ao filtro óptico. A utilização de filtro é indispensável em algumas aplicações dos amplificadores ópticos para diminuir a incidência de ASE no receptor.

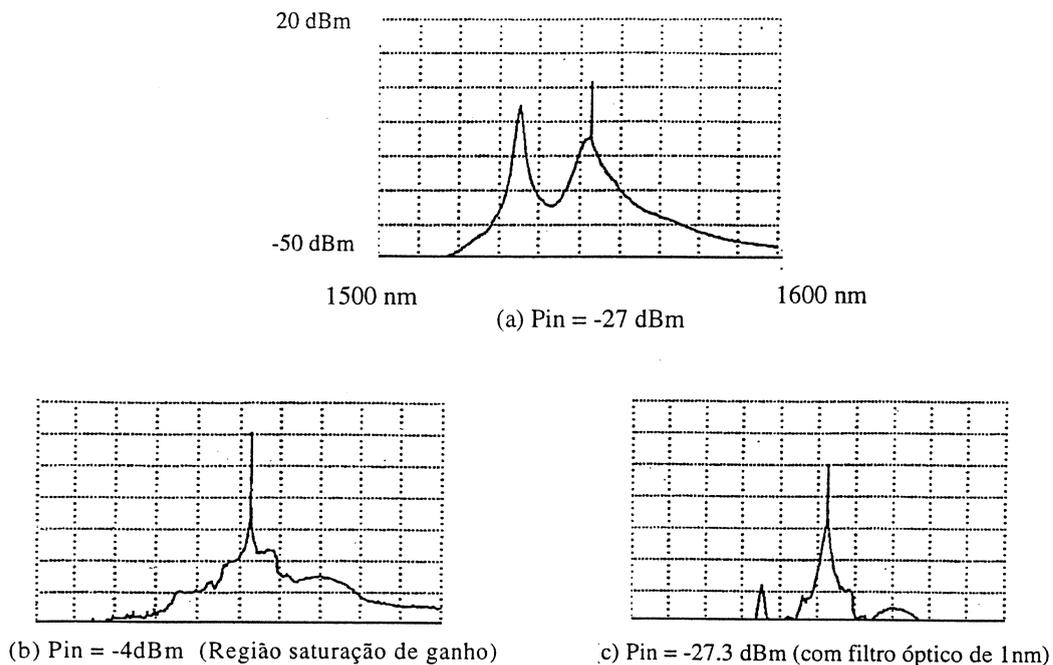


Figura 3.5.3 Espectro de ASE (experimental) na saída do EDFA [7].

Dependendo do co-dopante, a curva de ganho pode ser aplainada promovendo uma característica desejável para aplicações em WDM.

O tratamento analítico aproximado do efeito da ASE é geralmente realizado considerando-se: (i) a densidade espectral de potência plana dentro da banda óptica (B_0) de

35 nm, ou no valor de banda do filtro utilizado e (ii) o sinal com uma única frequência (ν). O fator 2 na equação abaixo indica a existência das duas polarizações, o que não acontece no SLA.

$$P_{sp} = 2N_{sp}(G - 1)h\nu B_0 \quad (3.5.13)$$

onde: h é a constante de Planck, N_{sp} é o fator de emissão espontânea que depende da quantidade de população invertida para potência de bombeio acima do limiar ($N_2 > N_1$):

$$N_{sp} = \frac{N_2}{N_2 - N_1} \quad (3.5.14)$$

vale idealmente 1, mas tipicamente entre 1,4 e 2. Podemos perceber que este valor depende da potência de bombeio e mostra o índice de inversão de população.

3.5.3 RECEPTORES COM DETECÇÃO DIRETA EM SISTEMAS COM AMPLIFICAÇÃO FOTÔNICA

Um receptor com detecção direta faz decisões baseadas na energia recebida durante o período do bit. A fotocorrente gerada é proporcional ao quadrado do campo elétrico do sinal recebido. O problema na recepção em sistemas com amplificação fotônica torna-se mais complexo. Além do campo de sinal, temos mais um campo ruído aditivo de emissão espontânea chegando ao receptor, ou seja, o problema torna-se um caso de detecção quadrática de um sinal senoidal mais ruído (ASE), produzindo desta forma termos de ruído na fotocorrente resultantes de batimentos entre sinal-ASE e ASE-ASE.

O ruído shot em sistemas com amplificação fotônica apresentará duas componentes: uma estacionária associada à componente DC do ruído de batimento sp-sp e outra não-estacionária originária da própria fotocorrente do sinal.

Como já é sabido, o amplificador óptico produz um “ruído óptico” devido ao processo de emissão espontânea amplificada (“Amplified Stimulated Emission - ASE”), cobrindo uma região de aproximadamente 35nm. Assim, sua faixa deve ser limitada através de um filtro óptico antes de chegar no fotodetector para que a penalidade, oriunda da presença da ASE no processo de detecção/decisão, seja minimizada. Note que a resposta espectral do fotodetector

“enxerga” toda a faixa de ASE. Esta filtragem torna-se muito importante quando o amplificador óptico opera como pré-amplificador e chega a ser dispensável quando é utilizado como repetidor (“in-line”)[8].

Vamos analisar as componentes de ruídos presentes no sistema com amplificador óptico. Temos duas grandes classes de ruídos: não estacionários e estacionários. Os não-estacionários são aqueles que estão associados de alguma forma ao sinal, enquanto a segunda classe está ligada unicamente à ASE (que é estacionária) ou ao ruído térmico. A dedução dos ruídos para sistema digitais de detecção direta com amplificação fotônica é classicamente obtida considerando-se o sinal estacionário e os filtros (óptico e elétrico) são aproximados pelo formato retangular [1], [8]. Porém, tendo em mente o tipo de simulação que propomos neste trabalho, não podemos considerar o sinal estacionário. Para ser feito o cálculo do padrão de taxa de erro, a probabilidade de erro deve ser avaliada em cada ponto do intervalo de bit, considerando inclusive a influência dos bits vizinhos.

Batimento sinal-ASE e o shot associado ao sinal constituem a classe dos ruídos não estacionários. Podemos calculá-los da seguinte forma (ver apêndice A):

$$\sigma_{\text{sinal-ASE}}^2(t) = 2GI_{\text{sp}}i_s(t) \otimes h_r^2(t) / B_o \quad (3.5.15)$$

$$\sigma_{\text{shot(sinal)}}^2(t) = qi_s(t) \otimes h_r^2(t) \quad (3.5.16)$$

sendo I_{sp} a fotocorrente correspondente a potência de ASE.

Partindo da densidade espectral de potência $S_x(f)$ de cada componente de ruído, podemos calcular a variância dos seguintes ruídos estacionários: batimento sp-sp ($\sigma_{\text{sp-sp}}^2$); térmico (σ_{term}^2) e shot associado à componente DC de ASE ($\sigma_{\text{tshot(sp)}}^2$). O ruído térmico é inserido (aditivamente) pelos componentes do circuito de recepção em conjunto com o amplificador elétrico. Note que não usamos a aproximação retangular para o filtro elétrico.

$$\sigma_{\text{estac}}^2 = \int_{-\infty}^{+\infty} S_x(f) |H_r(f)|^2 df \quad (3.5.17)$$

Utilizando a aproximação gaussiana, podemos somar todas as componentes de ruído para obtenção do ruído total:

$$\sigma_{\text{total}}^2(t) = \sigma_{\text{term}}^2 + \sigma_{\text{sp-sp}}^2 + \sigma_{\text{shot(sp)}}^2 + \sigma_{\text{sinal-sp}}^2(t) + \sigma_{\text{shot(sinal)}}^2(t) \quad (3.5.18)$$

Basta considerar o sinal estacionário, ASE em apenas uma polarização e um filtro elétrico retangular para obtermos a formulação classica de [1], portanto a formulação desenvolvida é uma generalização para: ASE em duas polarizações, regime não estacionário de sinal e filtro elétrico do receptor com forma arbitrária.

Quando o receptor utiliza APD [9], os termos de ruídos são alterados para:

$$\sigma_{\text{total}}^2(t) = \sigma_{\text{term}}^2 + M^2[\sigma_{\text{sp-sp}}^2 + \sigma_{\text{sinal-sp}}^2(t)] + M^2F[\sigma_{\text{shot(sinal)}}^2(t) + \sigma_{\text{shot(sp)}}^2] \quad (3.5.19)$$

havendo um crescimento considerável dos ruídos com o aumento do ganho (M) promovido pelo APD, assim a sua aplicação continua restrita aos receptores dominados pelo ruído térmico, ou seja, quando o amplificador óptico é utilizado como “booster” pois neste caso a influência da ASE no receptor é mínima. Resultados que obtivemos sobre o comportamento dos ruídos no receptor em função do posicionamento do amplificador, amplificadores em cascata e sistema que utilizam fotodetectores APD com ganho otimizado podem ser vistos em [9] e [10].

Quando o filtro óptico usado no receptor é estreito, a componente de ruído resultante do batimento sinal-ASE predomina sobre as demais (considerando valores práticos de ruído térmico). Note que neste caso o ruído que vai induzir o circuito de decisão a erros tem a característica de ser dependente de sinal, em outras palavras, o valor de sua variância cresce com o aumento do nível do sinal recebido. Uma outra característica deste ruído é o comportamento convolucional, o valor atual da variância depende dos valores passados de sinal. Este comportamento provoca o que podemos chamar de “ruído entre símbolos”, pois haverá valores diferentes de variância dependendo de quais bits são os vizinhos.

3.6 REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] N.A. Olson, “Lightwave systems with optical amplifiers”, Journ. of Lightwave Tech., vol. 7, no. 7, pp. 1071-1082, julho 1989.
- [2] J. L. Zyskind et al. “Erbium-doped fiber amplifier and the next generation of lightwave system”, AT&T technical journal, pp. 53-62, janeiro-fevereiro de 1992.
- [3] G. P. Agrawal. “Fiber-optic communication system”, Wiley-interscience, 1992.

- [4] P. E. Green, "Fiber optics networks", Prentice-Hall, New Jersey, 1993.
- [5] E. Dersuvire, "Erbium-doped fiber amplifiers", Wiley, 1993
- [6] British Telecom & Dupont, "EFA3000 Erbium doped fibre amplifier application notes", application note AP4.
- [7] Edição especial sobre amplificadores ópticos, Journ. of Lightwave Tech., vol. 9, julho 1991.
- [8] H. Waldman, M. R. N. Ribeiro e A. A. Surerus, "The digital transmission link with a single optical amplifier", SBT/IEEE International Telecommunication Symposium, Rio de Janeiro, Agosto de 1994.
- [9] H. Waldman, M. R. N. Ribeiro e A. A. Surerus, "Arquitetura de enlaces digitais usando amplificadores ópticos" 13^o Simpósio Brasileiro de Telecomunicações", Águas de Lindoia S.P., setembro de 1995.
- [10] H. Waldman, M. R. N. Ribeiro e A. A. Surerus, "On the placement of optical amplifiers in digital links" ISSSE, São Francisco Califórnia-USA outubro de 1995.
- [11] Notas de aula do curso : "Amplificadores ópticos", FEE-UNICAMP, 1994.
- [12] R. Ramaswami, "Issues in multi-wavelength optical network design", IBM research report RC-15829, maio de 1990.
- [13] T. Li, "The impact of optical amplifier on long-distance lightwave telecommunications", Proc. IEEE, pp. 1568-1579, novembro de 1993.

CAPÍTULO IV

4. AVALIAÇÃO DE DESEMPENHO DO SISTEMA

Em sistemas de transmissão digital com velocidade suficientemente alta, é comum usar o diagrama-de-olho como um dos principais diagnósticos de desempenho do sistema. Embora o diagrama seja essencialmente formado por valores de pior caso, ele geralmente dá uma boa idéia das deteriorações causadas pela interferência entre símbolos, fornecendo ao projetista uma indicação da melhor posição do limiar e do instante de amostragem, bem como a tolerância a erros estáticos e dinâmicos (“jitter”) do relógio. Devido às altas velocidades, o combate à interferência intersimbólica com técnicas de detecção seqüencial de máxima verossimilhança é inviável, havendo por isso necessidade de minimizar sua incidência “a priori” a fim de conferir o melhor desempenho possível à decisão dura, bit a bit: daí a importância do diagrama-de-olho como diagnóstico do sistema[1].

O diagrama-de-olho mostra, em cada instante da janela de bit, os valores de pior caso do sinal, para todos os níveis permitidos, contaminado pela interferência intersimbólica. Desde que estes valores não sejam muito improváveis (geralmente não são), sua distância ao limiar de decisão pode ser considerada igual ao mínimo valor de ruído que causa o erro. Por isso, nos sistemas em que o ruído é estritamente aditivo e estacionário (como são em geral os sistemas elétricos), o diagrama-de-olho é um bom diagnóstico para a imunidade ao ruído. Todavia, o olho observado no osciloscópio não revela fenômenos de baixa probabilidade causadores dos pisos de probabilidade de erro. As curvas de taxa de erro *versus* potência recebida são então utilizadas como auxílio para detectar este problema, porém apresentam apenas parte da informação do desempenho do sistema. Geralmente estas são obtidas para o ponto de decisão localizado no “centro do olho”; logo são inadequadas para um diagnóstico completo.

A metodologia proposta é unir as duas ferramentas de análise de desempenho: diagrama de olho e probabilidade de erro, resultando no que poderíamos denominar de “padrões de taxa de erro” ou diagrama de olho generalizado. Este método baseia-se na relação entre o ponto de decisão e a probabilidade de erro. O diagrama de olho é “mapeado”

em termos de probabilidade de erro, permitindo uma análise qualitativa e quantitativa das degradações presentes, dando-nos uma visão global do sistema.

Vários fenômenos presentes em sistemas ópticos de alta velocidade, vistos nos capítulos anteriores, prejudicam o valor do diagrama-de-olho clássico e curva de probabilidade de erros como diagnóstico de desempenho:

- a modulação de lasers em taxas comparáveis a 1Gb/s é bastante afetada pelas não linearidades e ressonâncias embutidas nas equações de taxa, levando especialmente à ocorrência de oscilações de relaxação associadas às subidas da potência óptica. Como o formato do pulso utilizado é geralmente NRZ, estes fenômenos afetam principalmente o primeiro pulso de cada série de marcas consecutivas, uma vez que os outros pulsos não têm subida. Conseqüentemente, a potência óptica gerada pelo laser não segue estritamente o modelo da modulação de amplitude de pulso (PAM).
- além das oscilações de potência, ocorrem também gorjeios (“chirp”) transitórios associados principalmente aos degraus da corrente injetada no laser. Ao ser submetida à dispersão da fibra, a modulação FM espúria associada ao gorjeio é convertida em modulação AM do campo óptico, gerando distorções que, novamente, incidem sobretudo no primeiro pulso de cada série de marcas consecutivas.
- dependendo da tecnologia utilizada no receptor, os ruídos dominantes no ponto de decisão poderão não ser aditivos nem estacionários. Um exemplo notável é o caso da pré-amplificação fotônica com faixa óptica suficientemente estreita (resultante do uso de filtro óptico), no qual o ruído dominante é o resultante do batimento sinal-ASE, que é um ruído multiplicativo[2]. Neste caso, não apenas a interferência-entre-símbolos mas também a variância do ruído incidente em cada ponto depende da seqüência de vizinhos do bit considerado; sendo sempre as marcas vizinhas mais ruidosas que os zeros vizinhos. Assim sendo, a seqüência que produz o pior traço de sinal contaminado por interferência entre símbolos (que no caso da marca é geralmente dada por zeros vizinhos) não pode mais ser considerada necessariamente a mais danosa, comprometendo o valor do diagrama-de-olho clássico como diagnóstico de desempenho.

Os problemas acima descritos podem ser responsáveis pelo surgimento de pisos de taxa de erro (“erro rate floors”) nos sistemas ópticos de alta velocidade [3], que são valores de

taxa de erro que subsistem mesmo quando a potência de transmissão é aumentada indefinidamente. Este fenômeno, altamente indesejável, não acontece em sistemas lineares com ruído aditivo, desde que bem projetados.

A ocorrência destes pisos e a necessidade de minimizá-los levou à proposta de novos indicadores diagramáticos de desempenho [4] superiores ao diagrama-de-olho clássico na capacidade de diagnosticar o desempenho do sistema, embora mais complexos de serem obtidos tanto experimentalmente como computacionalmente. Em [4], a obtenção experimental deste novo diagrama, chamado padrão de taxa de erros é discutida, não levando em conta, entretanto, a presença de amplificadores ópticos. A motivação principal deste capítulo consiste na obtenção computacional do padrão de taxa de erros, levando a sua concepção ao contexto de projeto, análise e modelagem de sistemas com auxílio do computador (“Computer-Aided Modeling, Analysis and Design”, ou CAMAD).

4.1 O MÉTODO PROPOSTO

O procedimento consiste basicamente no levantamento da probabilidade de erro em vários pontos no interior do diagrama-de-olho, mapeando-o para termos uma idéia geral do comportamento do sistema.

Seja $\dots, a_{-2}, a_{-1}, a_0, a_1, a_2, \dots$ uma seqüência de bits transmitida. Seja $y(t)$ a variável sobre a qual será feita a decisão sobre o bit a_0 no instante t_0 . Se $y(t_0) > y_0$, então $\hat{a}_0 = 1$, onde \hat{a}_0 é a estimativa de a_0 ; se $y(t_0) < y_0$, então $\hat{a}_0 = 0$. O valor y_0 é chamado limiar de decisão.

A cada par (y_0, t_0) corresponde uma probabilidade de erro $Pe(y_0, t_0)$. A reunião dos pontos (y_0, t_0) que resultam na mesma probabilidade de erro Pe , chamamos de diagrama-de-olho generalizado para Pe .

Para estudarmos as conseqüências da ISI devemos incluir o efeito da memória do laser na seqüência dos bits transmitidos. Para tanto, necessitamos de um padrão de bits que inclua todas as combinações possíveis que podem ocorrer dentro do intervalo de memória do laser. Atingimos este objetivo quando utilizamos seqüências de máximo comprimento (“maximal-length sequence”) de forma repetitiva. Entretanto, devemos adicionar mais um bit “0” no início da seqüência para o surgimento completo da cadeia mais longa de bits “0”. Os lasers

modulados em 2,5 Gb/s apresentam memória em torno de três intervalos de bit, assim utilizaremos uma seqüência de máximo comprimento com 2^3-1 com um zero acrescentado no início, resultando na seguinte cadeia de bits transmitidos: 01011100. Este padrão de bits é facilmente gerado na prática por equipamentos de medição de probabilidade erro.

A aproximação Gaussiana foi utilizada no cálculo da probabilidade de erro com o objetivo de simplificar a computação do padrão de taxa de erro. Apesar de amplamente empregada na literatura dos sistemas que pretendemos analisar devido a sua simplicidade e precisão[5], é importante frisar que ela deixa de ser uma boa aproximação quando temos o uso de filtros ópticos extremamente estreitos, em outra palavras, quando a faixa óptica do filtro torna-se comparável à banda do sinal [6]. A probabilidade de erro em cada ponto de decisão (y_0, t_0) será um valor médio obtido sobre todos os N bits utilizados na simulação:

$$Pe(y_0, t_0) = \frac{1}{N} \sum_N \operatorname{erfc} \left(\frac{|i_s(t_0) - y_0|}{\sigma_{\text{total}}(t_0)} \right) \quad (4.1.1)$$

Podemos entender o padrão de taxa de erro de forma mais intuitiva como uma “superfície de probabilidade de erro” $Pe(y,t)$, com as respectivas curvas de nível para valores determinados de probabilidade de erro, formando o diagrama de olho generalizado ou padrão de taxa de erro, ilustrado na Fig. 4.1.1 .

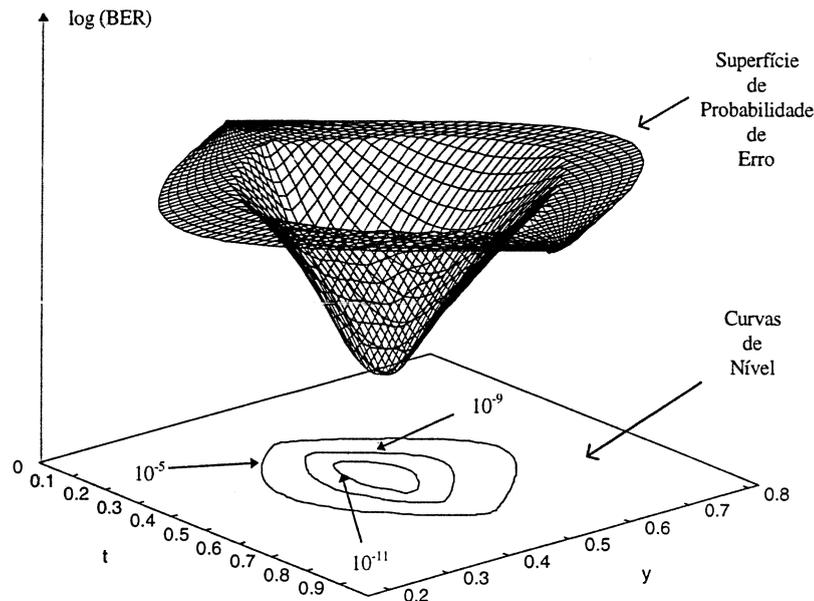


Figura 4.1.1 Exemplo de uma superfície de probabilidade de erro com curvas de nível que representam padrões de taxa de erro ou diagrama de olho generalizado.

4.1.1 INTERPRETAÇÃO DOS PADRÕES DE TAXA DE ERRO

Nesta seção vamos analisar os resultados de simulações de padrões de taxa de erro para algumas características sistêmicas importantes, constatando-se os casos em que o diagrama-de-olho deixa de ser uma ferramenta adequada ao diagnóstico de desempenho de sistemas ópticos; analisaremos também até onde os padrões de taxa de erro trazem informações adicionais para a verificação de desempenho.

Dividindo em duas subseções, na 4.1.1.1 analisaremos um sistema óptico clássico. Vamos denominar de “sistema clássico” aquele em que o ruído dominante é estacionário, aditivo, Gaussiano e além disso, o pulso óptico não sofre deformações significativas em amplitude e/ou frequência durante a sua geração. Na subseção 4.1.1.2 estudaremos um sistema de alta capacidade com pré-amplificação fotônica, o qual apresenta as características descritas na introdução deste capítulo, o que compromete o uso do diagrama de olho como a principal ferramenta de análise.

4.1.1.1 SISTEMA ÓPTICO CLÁSSICO

Na Fig. 4.1.2 temos os resultados de simulação, (a) diagrama-de-olho (sem ruído) normalizado e (b) mostra o padrão de taxa de erro de um sistema operando com taxas de transmissão relativamente baixa (622 Mbps - STM-4). Para esta taxa de modulação, não temos grandes problemas no pulso gerado pelo laser. O pulso passa por 83 Km de fibra. No receptor utilizamos fotodetector *pin*. Este sistema não utiliza amplificadores ópticos, e o nível de recepção de sinal é alto (por volta de -20 dBm), logo o ruído dominante no receptor será aditivo (ruído térmico).

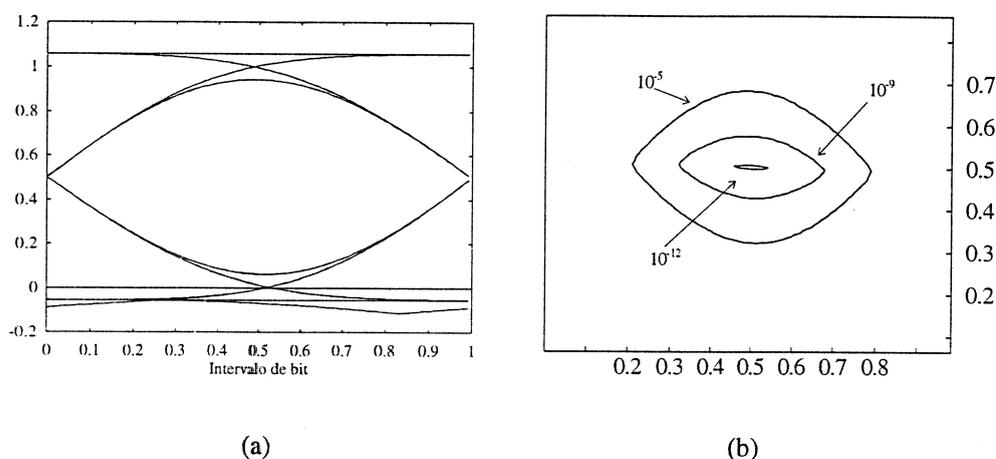


Figura 4.1.2 - Sistema óptico “clássico”. (a) Diagrama de olho(sem ruído) ,(b) Padrão de taxa de erro

Como o ruído é aditivo, as variâncias sobre os traços do diagrama de olho são idênticas, independentemente do valor do sinal. Por consequência, as distâncias entre as curvas do padrão são as mesmas para os níveis de sinal que representam bit “0” e para o bit “1”. Notamos, como era esperado, que o melhor ponto para o posicionamento do ponto de decisão é na região em torno do centro do diagrama-de-olho ($y_0 \approx 0,5$, $t_0 \approx 0,5$), onde alcançamos a menor probabilidade de erro. A normalização de y foi feita em função dos níveis médios de sinal para os bits “0” e “1” em $t_0 = 0,5$

Como podemos constatar, o padrão de taxa de erro não traz informações novas para a análise destes sistemas, onde não temos ruído dependente de sinal e o pulso gerado pelo laser não apresenta deformações e gorjeio. Nestes casos o diagrama de olho continua sendo uma ótima ferramenta de análise, permitindo inclusive identificar corretamente o melhor ponto de operação (instante de amostragem *versus* limiar de decisão).

4.1.1.2 SISTEMA DE ALTA CAPACIDADE COM PRÉ-AMPLIFICAÇÃO FOTÔNICA

A figura 4.1.3 mostra a simulação para um sistema operando em 2,5 Gbps (STM-16) utilizando amplificação fotônica com filtro óptico.

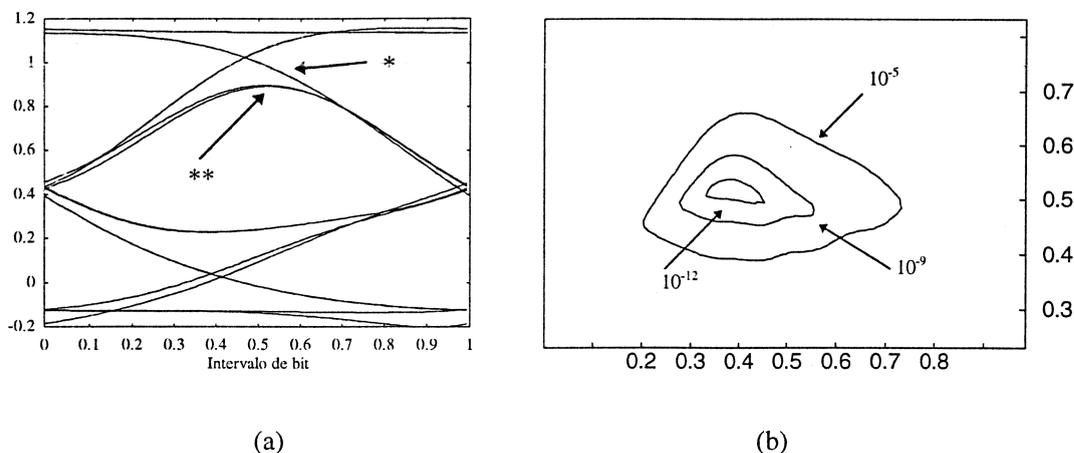


Figura 4.1.3 Simulação para um sistema óptico de alta capacidade e com pré-amplificação fotônica. (a) Diga. de olho para 2,5Gb/s. (b) Padrão de taxa de erros correspondente.

Comparando o presente resultado com a simulação anterior, é evidente a diferença dos padrões de taxa de erro. O conjunto dos seguintes fenômenos estão presentes neste sistema:

- (i) ISI - produzida na modulação do laser, propagação do pulso óptico com gorjeio em fibra dispersiva e na filtragem elétrica no receptor;
- (ii) ruído dependente de sinal - A filtragem óptica relativamente estreita promove uma acentuação relativa do ruído multiplicativo sinal-ASE na recepção em relação aos outros ruídos gerados pela presença do amplificador óptico.

A atuação conjunta dos fenômenos acima citados modifica sobremaneira o desempenho do sistema. Os padrões de taxa de erros permitem-nos diagnosticar, através da identificação e quantificação, a influência destes fatores na degradação de desempenho.

Do padrão de taxa de erros da Fig. 4.1.3 (b) podemos retirar informações como:

- identificação da presença de ruído dependente de sinal (multiplicativo) pelas distâncias diferentes entre as curvas do padrão para os níveis de sinal que representam o bit “0” e o bit “1” (região inferior e superior das curvas do padrão, respectivamente);

- deformações na concentricidade das curvas, indicando que determinadas seqüências de bit estão promovendo altos valores de interferência intersimbólica e/ou ação do ruído dependente de sinal de bits vizinhos. A Fig. 4.1.3 (a) apresenta em destaque alguns traços do diagrama-de-olho. O traço indicado por (*) representa a descida da seqüência tripla de bits “1” e o marcado com (**) corresponde ao bit “1” isolado entre dois zeros. Apesar da marca isolada provocar o fechamento vertical mais severo, o traço (*) possui o maior teor de ruído multiplicativo, como podemos constatar observando a distância entre as curvas de 10^{-5} e 10^{-9} na parte superior direita da Fig. 4.1.3 (b), justamente nesta área que este traço (*) se aproxima dos contornos internos do olho. Para confirmar este fato, observe ainda na mesma figura a parte superior esquerda. A distância entre as curvas dos padrões é mínima, pois nesta área se concentram os traços que possuem como antecessores bits “0”. Estas observações podem ser úteis para escolha de palavras código, caso se implemente codificação de linha;
- modificação do posicionamento ótimo do ponto de decisão. Caso adotássemos o procedimento clássico de posicionamento do ponto de decisão (y_0, t_0) no centro do diagrama de olho $(y_0 \approx 0,5, t_0 \approx 0,5)$, teríamos uma probabilidade de erro entre 10^{-9} e 10^{-12} . Por outro lado, se posicionarmos no centro da menor curva do padrão de taxa de erro (10^{-11}), isto é, ajustando o ponto de decisão para $(y_0 \approx 0,4, t_0 \approx 0,52)$ teremos taxas de erro menores que 10^{-12} . Procedendo desta forma, melhoramos bastante o desempenho do sistema sem custos adicionais.

Baseado nestas interpretações, vamos agora partir para as variações de alguns parâmetros dos dispositivos que constituem o enlace para verificarmos, com o auxílio dos padrões de taxa de erro, a sua influência no desempenho do sistema.

4.2 ESTUDO DE CASOS

Pela quantidade de variáveis que compõem os modelos utilizados para a simulação dos sistemas ópticos, poderíamos apresentar inúmeros resultados oriundos das combinações de variações dos parâmetros dos dispositivos. Entretanto, vamos estudar as variações de parâmetros mais significativos dividindo-os em classes, segundo as degradações provocadas. Além disto, estudaremos os casos onde os padrões de taxa de erro trazem um auxílio

significativo ao diagnóstico de desempenho. Inicialmente porém, desenvolveremos uma padronização para comparação dos resultados das simulações.

4.2.1 PADRONIZAÇÃO

Quando estudamos casos necessitamos de uma referência para compararmos os efeitos das alterações dos parâmetros. Nesta subseção vamos justificar a escolha de determinados valores de BER para compor os padrões de taxa de erro.

Outra tarefa da padronização é estabelecer desempenhos referenciais. Para podermos afirmar que esta ou aquela característica é a mais prejudicial no desempenho sistêmico, vamos comparar os resultados obtidos com “sistemas-referência”. Vamos adotar dois tipos: um absoluto e outro relativo.

4.2.1.1 ESCOLHA DAS CURVAS DE BER

Na realidade poderíamos escolher quaisquer valores de curvas para compor os padrões de taxa de erro. Dois aspectos podem nos servir de guia: um estético e outro técnico.

Não convém, entretanto, compor um padrão de taxa de erros com um número excessivo de curvas de BER, pois dificulta a visualização. Por outro lado as curvas devem apresentar valores de BER acima e abaixo do valor mínimo esperado de desempenho do sistema, para fornecer uma visão global.

Escolhemos três curvas de BER: 10^{-5} , 10^{-10} e 10^{-15} que satisfazem as observações acima. Para o desempenho mínimo requerido em sistema ópticos da SDH necessitamos de um valor de $Q = 6,36$ (Eq. (2.3.26)). Adotando este valor de referência, podemos calcular a margem de sistema pela seguinte expressão:

$$MS = 10 \log \left(\frac{Q}{6,36} \right) \quad (4.2.1)$$

Daí constatamos que $BER = 10^{-15}$ deixa uma margem de aproximadamente 1dB, margem que podemos reservar para degradações não previstas por nossos modelos, como, por exemplo,

partição modal e reflexões. Já a curva de $BER = 10^{-5}$ mostra a região do diagrama de olho onde o sistema sofre uma degradação de valores por volta de 2 dB.

A margem de sistema recomendada pelo ITU-T [7], deve ficar entre 2 e 4 dB para prever o envelhecimento dos dispositivos, garantido o desempenho mínimo ($BER = 10^{-10}$) no final da vida útil dos equipamentos. Não estamos considerando esta margem em nossas simulações, porém podemos facilmente converter diretamente os resultados diminuindo do comprimento do enlace um valor correspondente à margem que desejamos salvaguardar. Esta atitude é bastante conservativa, pois além da atenuação estaremos eliminando também a dispersão apresentada por este trecho de fibra.

4.2.1.2 SISTEMA REFERÊNCIA COM MODULADOR IDEAL (SRMI)

Este padrão será um referencial absoluto para os sistemas de detecção direta que usam fibra dispersiva. Para simular o sistema com modulador ideal usamos o artifício de alterar as características do laser. Anulando o fator de largura de linha (α) eliminamos o gorjeio de saída e elevando o fator de supressão de ganho (ϵ) para $10 \times 10^{-17} \text{ cm}^3$, a oscilação de relaxação é rapidamente amortecida. Este procedimento é adotado para evitar as características dinâmicas apresentadas pelo laser quando modulado diretamente.

Este sistema referencial também pode ser interpretado como aquele construído com um laser operando em regime constante seguido de um modulador externo. Porém estes dispositivos na prática possuem alta perda de inserção que não consideramos nos cálculos. Os outros dados do sistema são fornecidos na Tab. 4.2.1 e os resultados de simulação são mostrados na Fig. 4.2.1 .

Vale destacar que a largura espectral do sinal de saída no transmissor será agora determinada apenas pelas bandas laterais resultantes do processo de modulação da portadora óptica, valores estes bem inferiores aos resultantes da modulação direta.

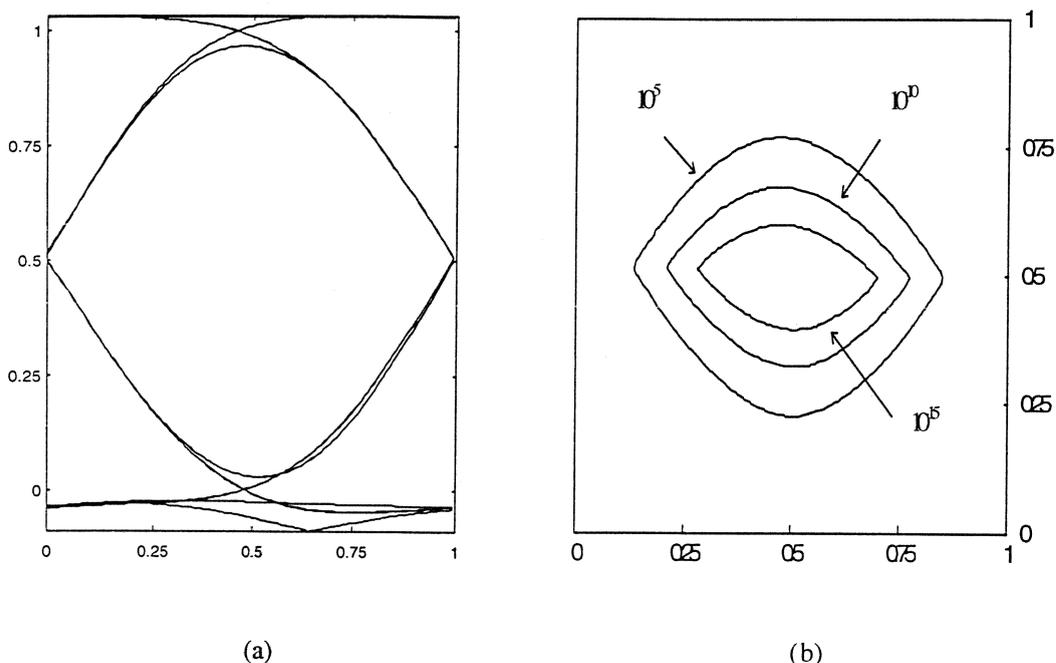


Figura 4.2.1 - Sistema Referência com Modulador Ideal. (a) Diagrama de de olho (b) Padrão de taxa de erros.

4.2.1.3 SISTEMA REFERÊNCIA COM MODULAÇÃO DIRETA (SRMD)

Necessitamos ainda de um padrão relativo para verificarmos as pequenas melhoras ou degradações. Vamos configurar um sistema que se enquadre nas recomendações do ITU-T para sistemas STM-16 de longa distância operando na terceira janela óptica com fibra monomodo convencional (aplicação denominada de L-16.2 na rec. G. 967) [7]. O laser neste sistema funciona modulado diretamente e foi escolhido o fator de supressão de ganho no valor de $4,5 \cdot 10^{-17} \text{ cm}^3$ (valor médio entre $3 \text{ e } 6 \cdot 10^{-17} \text{ cm}^3$). O restante dos dados sistêmicos estão na Tab. 4.2.1 e a simulação na Fig. 4.2.2 .

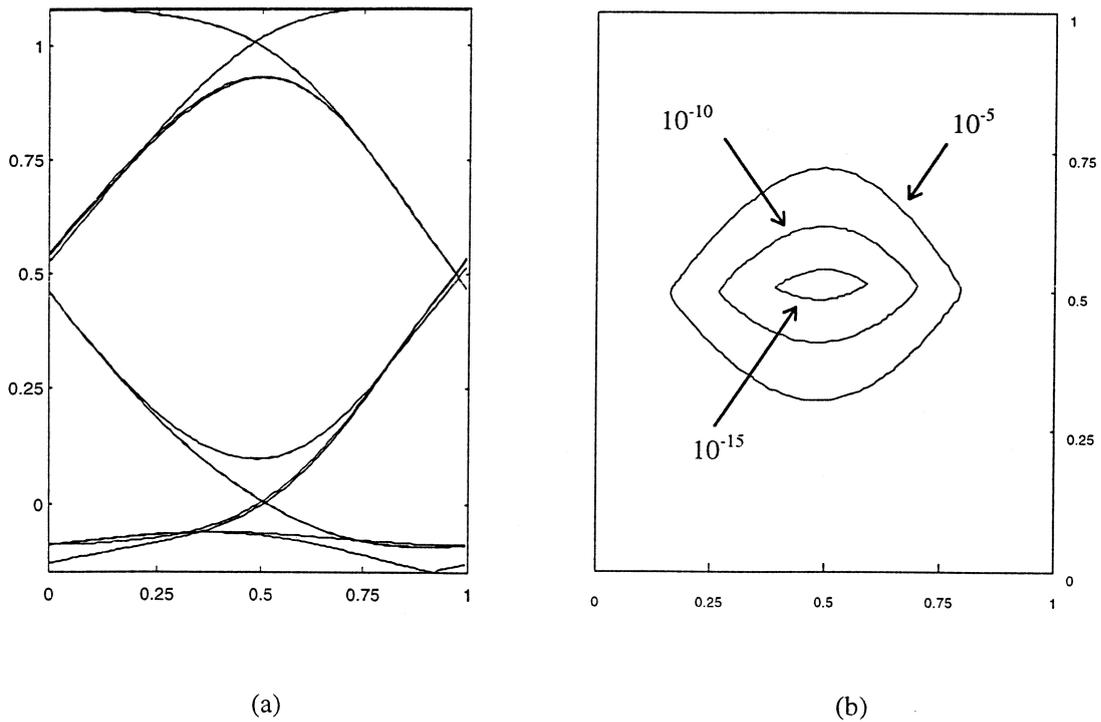


Figura 4.2.2 - Sistema Referência com Modulação Direta. (a) Diagrama de olho e (b) Padrão de taxa de erros.

Sistema	Rec. G. 957 (L-16.2)	SRMD e SRMI
Transmissor		
Pot. média máxima	+1 dBm	0 dBm
Razão de extinção mínima	8,2 dB	10 dB
Fibra	(0,25 dB/Km e 17 ps/nmKm)	(0,25 dB/Km e 17 ps/nmKm)
atenuação total máxima	20 dB	17,5 dB
dispersão total máxima	1194 ps/nm	1190 ps/nm
Receptor		fr = 0,75
sensitividade mínima	-26 dBm	-34, 4 dBm

Tabela 4.2.1 - Comparação entre os Sistemas-Referência e a rec. G957.

Poderíamos fazer a primeira comparação: as características dinâmicas apresentadas pelo laser e a sua propagação através da fibra dispersiva provocaram ISI e um conseqüente fechamento do padrão de taxa de erro do SRMD, quando comparado com o padrão do SRMI.

Fato que também pode ser constatado observando-se o fechamento dos diagramas de olho. Em termos de ruído, os dois sistemas apresentam um domínio de ruído aditivo, e como o fotodetector é um *pin*, são dominados por ruído térmico.

De agora em diante, não indicaremos mais os valores curvas de BER que compõem o padrão de taxa de erro pois estas serão sempre as mesmas adotadas no item 4.2.1.1, e nem apresentaremos os diagramas de olho. Podem ocorrer casos onde curvas de mais baixa probabilidade venham a desaparecer, indicando que o sistema não consegue atingir estes valores de BER.

4.2.2 RAZÃO DE EXTINÇÃO

Vamos variar a razão de extinção do SRMD de 10 dB para 5 dB (abaixo do valor mínimo recomendado) e 15 dB. O resultado desta modificação no laser é uma alteração, inversamente proporcional, da oscilação de relaxação e gorjeio dinâmico (veja Fig. (2.1.18)).

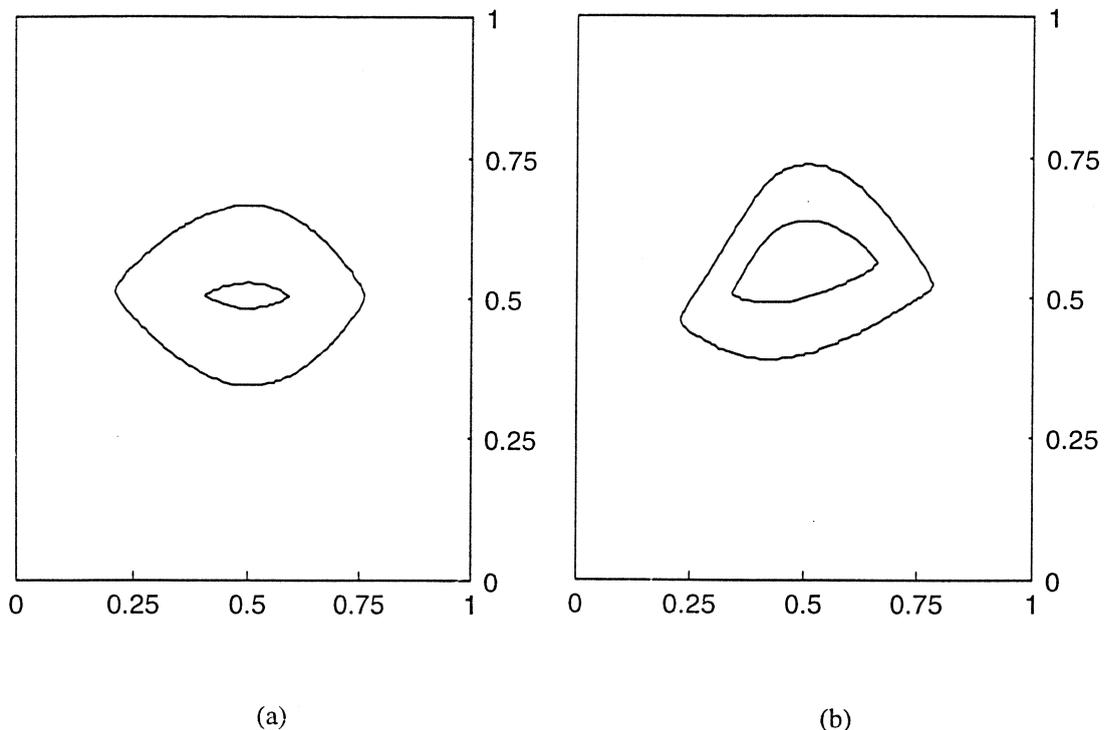


Figura 4.2.3 - Padrão de taxa de erro para alteração razão de extinção. (a) 5dB e (b) 15 dB.

Note na Fig.4.2.3 que as curvas de $BER = 10^{-15}$ desapareceram nos dois casos, porém os motivos desta degradação de performance são bem diferentes.

Para o caso da razão de extinção de 5 dB, o laser trabalha com um valor reduzido de oscilação de relaxação e gorjeio, conseqüentemente menor ISI; as curvas de BER sem deformações constataam este fato. O desaparecimento da curva de $BER = 10^{-15}$ deve-se à redução da diferença entre os níveis de potência que representam os bits, provocando com isto o fechamento vertical de todo o diagrama de olho.

Quando aumentamos a razão de extinção para 15 dB notamos que o padrão foi deformado na parte superior esquerda, além disto foi deslocado para cima. A ISI total é responsável pelo desaparecimento da curva de $BER = 10^{-15}$. O atraso de ativação (“turn-on delay”) degrada a parte inicial do pulso transmitido, sendo mais severa em marcas que vêm após seqüência de zeros. O bit zero entre duas marcas foi bastante penalizado por ISI de tal forma que provocou o deslocamento para cima do padrão de taxa de erro.

Podemos concluir que existe um valor ótimo segundo características dos dispositivos e do sistema. A razão de extinção de 10 dB parece ser um bom ponto de operação para o SRMD, pois houve degradação quando aumentamos e diminuimos o valor inicial.

Para ilustrar a influência do posicionamento do ponto de decisão no desempenho do sistema, vamos examinar a curva de probabilidade *versus* potência recebida para o SRMD com razão de extinção de 15 dB para dois posicionamentos do ponto de decisão. Estas curvas são obtidas diminuindo-se a atenuação entre o transmissor e o receptor.

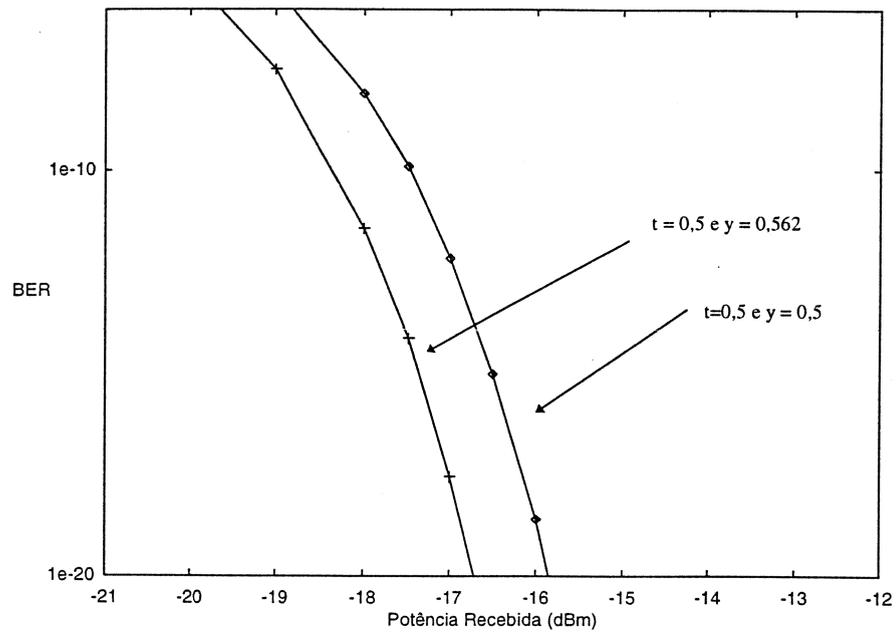


Figura 4.2.4 Comparação entre as curvas de probabilidade de erro por potência recebida (razão de extinção de 15 dB) para o posicionamento ótimo (0,5; 0,562) e o posicionamento clássico do ponto de decisão (0,5; 0,5).

A Fig.4.2.4 mostra que quando posicionamos o ponto de decisão de forma otimizada, temos um ganho de 1dB em relação ao desempenho do sistema com o ponto de decisão posicionado da forma usual (0,5; 0,5).

4.2.3 RECEPTOR COM APD

Utilizando um APD com ganho $M = 13$ e $K_i = 0,5$ estendemos o enlace para 87 Km, ou seja, este APD tem uma sensibilidade por volta de 4,25 dB acima do *pin* anteriormente utilizado. A Fig. 4.2.5 mostra os resultados desta simulação para os dois sistemas-referência.

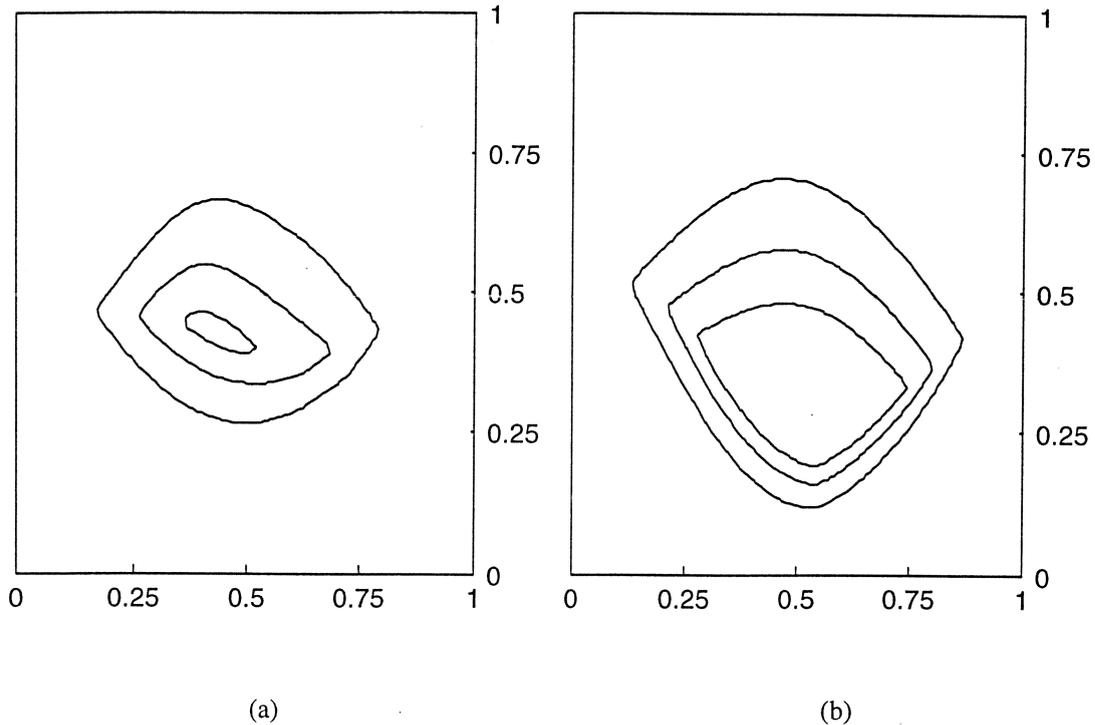


Figura 4.2.5 - Sistemas referência com utilizando APD com $M=13$ e $K_i=0,5$ enlace com 87 Km. (a)SRMD
(b)SRMI.

Com o crescimento do ruído shot nos fotodetectores APD, o receptor passa a sofrer a ação deste ruído multiplicativo. Podemos constatar a presença do shot pela diferença entre as distâncias das curvas de BER na região superior e inferior do padrão para os dois sistemas-referência.

Há uma diferença notável quando comparamos as deformações sofridas pelos padrões. O padrão do SRMI foi bastante deslocado para baixo, enquanto o padrão do SRMD sofreu um leve deslocamento. Este fato pode ser entendido quando lembramos que, devido à modulação ideal, a ISI é mínima no SRMI, implicando em dois fatos: o traço mais interno do olho que representa o bit zero possui baixo valor (boa abertura vertical) e conseqüentemente baixa variância (o ruído dominante agora é multiplicativo). Enquanto isso, uma boa abertura vertical do diagrama de olho também nos diz que os valores de sinal que representam o bit “1” são altos, portanto, com altos valores de variância. A consequência de tudo isso é uma menor probabilidade de erro mais perto do bit de menor variância.

Quando elevamos o valor de M para 17 há uma degradação da performance anteriormente obtida com $M = 13$. Podemos concluir que o valor do ganho ótimo para o APD está abaixo de 17. Neste caso o ruído shot se tornou tão intenso que ficou maior que o ruído

térmico. Confirmando a interpretação sobre a deformação dos padrões, as alterações neste caso foram mais realçadas.

Como esperado, para os dois valores de M , o posicionamento ótimo do ponto de decisão foi deslocado para baixo devido à presença de ruído dependente de sinal e de forma mais acentuada no SRMI devido à ausência de ISI.

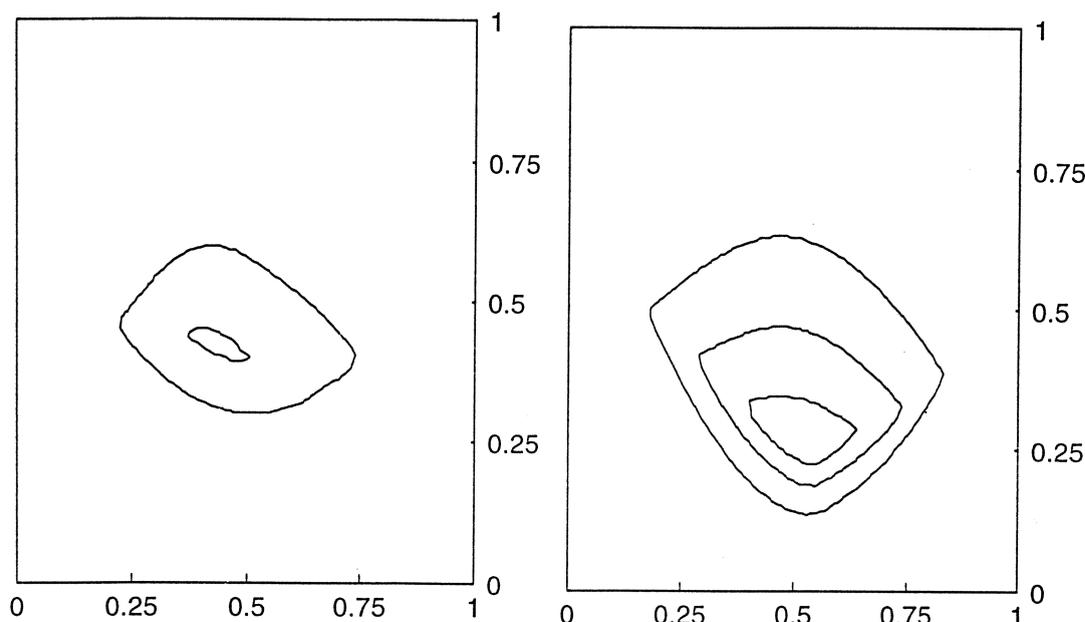


Figura 4.2.6 - Sistemas referência com utilizando APD com $M=17$ e $K_i=0,5$ enlace com 87 Km. (a)SRMD (b)SRMI.

4.2.4 SISTEMAS COM AMPLIFICADOR ÓPTICO

A função do amplificador óptico é estender os enlaces que estão limitados por perdas, pois os enlaces que são limitados por dispersão somente com o uso de repetidores regenerativos podem estender o alcance. Entretanto, os cálculos analíticos do limite de dispersão são, na maioria dos casos, bastante conservadores. Vamos verificar através de simulações qual a máxima distância que podemos atingir com a colocação de um amplificador óptico com ganho para pequenos sinais de 20 dB, potência de saturação de entrada por volta de -16,58 dBm e figura de ruído de 5 dB.

Vamos estudar a colocação do amplificador nos dois sistemas-padrão, nas configurações em linha e como pré-amplificador.

4.2.4.1 AMPLIFICADOR EM LINHA.

O posicionamento ótimo de um amplificador óptico que não apresentasse saturação de ganho seria o mais longe possível do receptor, de forma a atenuar ao máximo a ASE. Os amplificadores reais, entretanto, apresentam saturação de ganho. Assim, a localização ótima é em torno do ponto onde a sua potência de entrada atinge a potência de saturação de entrada, no caso sob estudo 70 Km (coincidindo com o tamanho inicial do enlace). Vamos adotar este posicionamento como o melhor desempenho possível do amplificador óptico na configuração em linha.

- SRMD

A distância atingida por estes sistemas sem o desaparecimento da curva de 10^{-15} foi 135 Km. A Fig. 4.2.7 apresenta os padrões de taxa de erro em dois casos: sem filtro óptico antes do receptor e com filtragem óptica de 1nm.

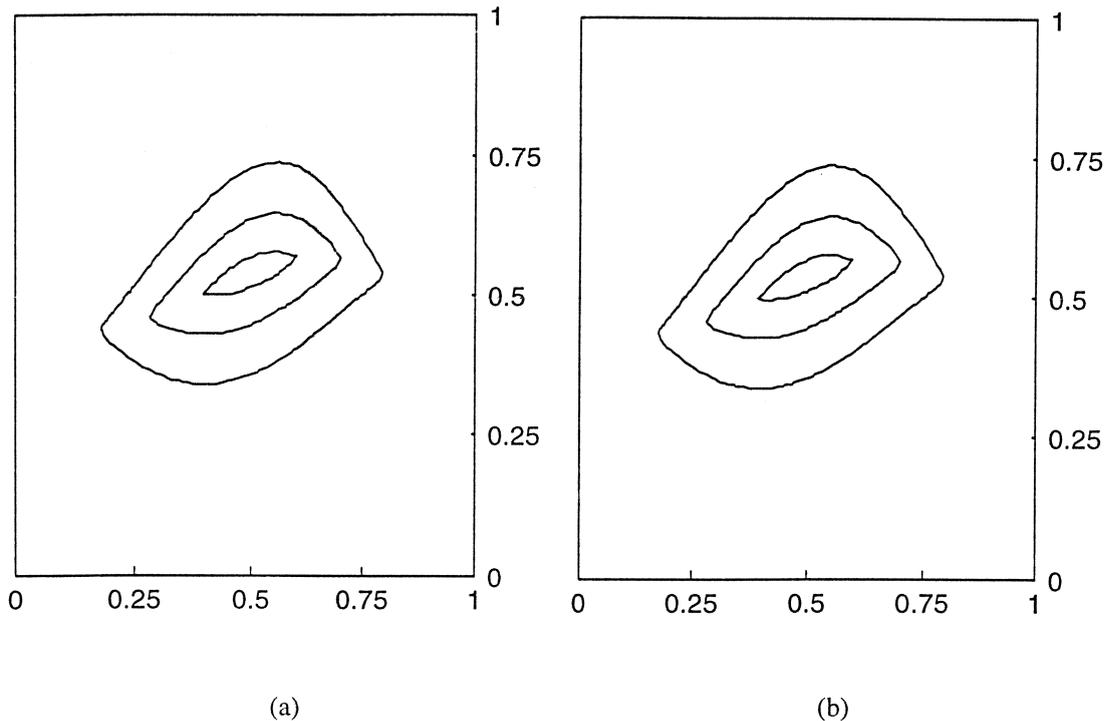


Figura 4.2.7 - SRMD com 135Km, amplificador a 70 Km do transmissor. (a) Sem filtro óptico (35 nm) e (b) com filtragem óptica de 1 nm.

A primeira conclusão óbvia é a pouca influência do filtro óptico no desempenho do sistema. Isto indica que nestes casos o receptor está ainda dominado pelo ruído térmico, pois a influência da ASE na recepção foi desprezível.

A ISI mostra-se intensa pela deformação dos padrões mas excedemos o limite de dispersão fixado pelo ITU-T em 1101 ps/nm e temos uma boa performance do sistema, talvez com uma menor tolerância a tremor pelo estreitamento horizontal do padrão de taxa de erros.

- SRMI

Pelo espalhamento temporal dos pulsos ser mais brando, a distância atingida por estes sistemas foi 140 Km, sem o desaparecimento da curva de 10^{-15} . A Fig. 4.2.8 apresenta os padrões de taxa de erro em dois casos: sem filtro óptico antes do receptor e com filtragem óptica de 1nm.

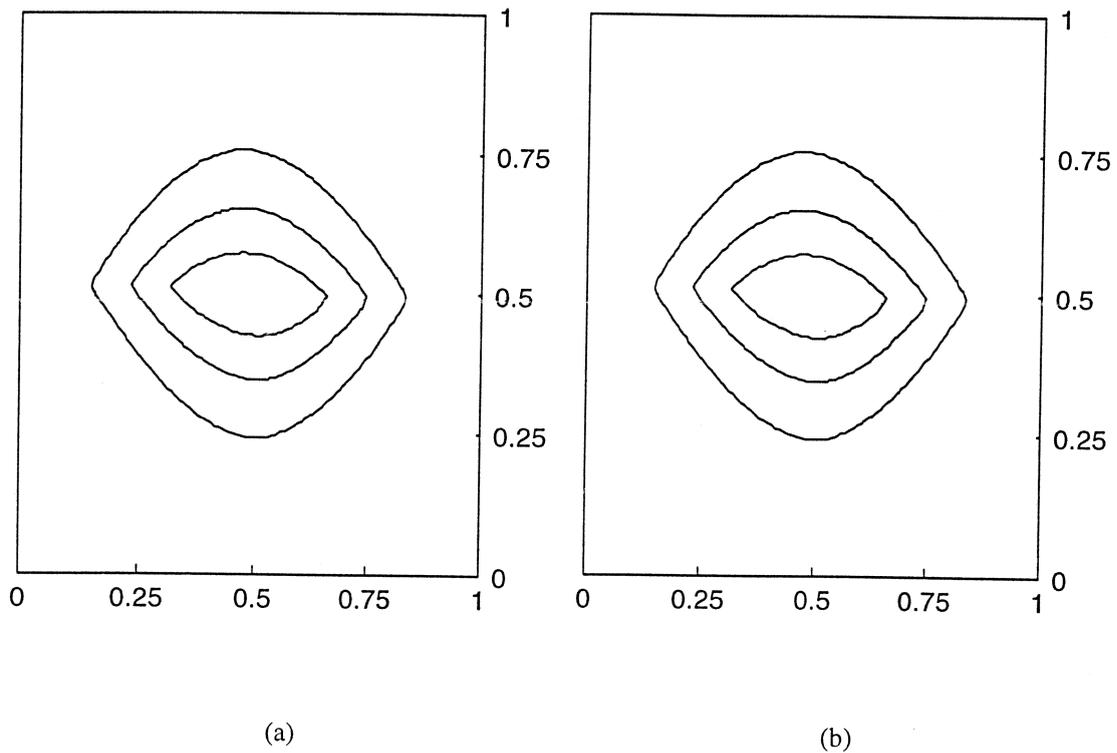


Figura 4.2.8 - SRMI com 140 Km, amplificador a 70 Km do transmissor. (a) Sem filtro óptico (35 nm) e (b) com filtragem óptica de 1 nm.

As mesmas observações quanto à filtragem óptica feitas para o SRMD são válidas para o SRMI. A diferença neste caso é que os padrões não foram deformados. Conclusão: O SRMD chegou a 135 Km pois atingiu o seu limite de dispersão, enquanto o SRMI atingiu 140 Km e continua limitado por atenuação, ou seja, poderíamos estender ainda mais o enlace com um amplificador com maior ganho.

4.2.4.2 PRÉ-AMPLIFICADOR

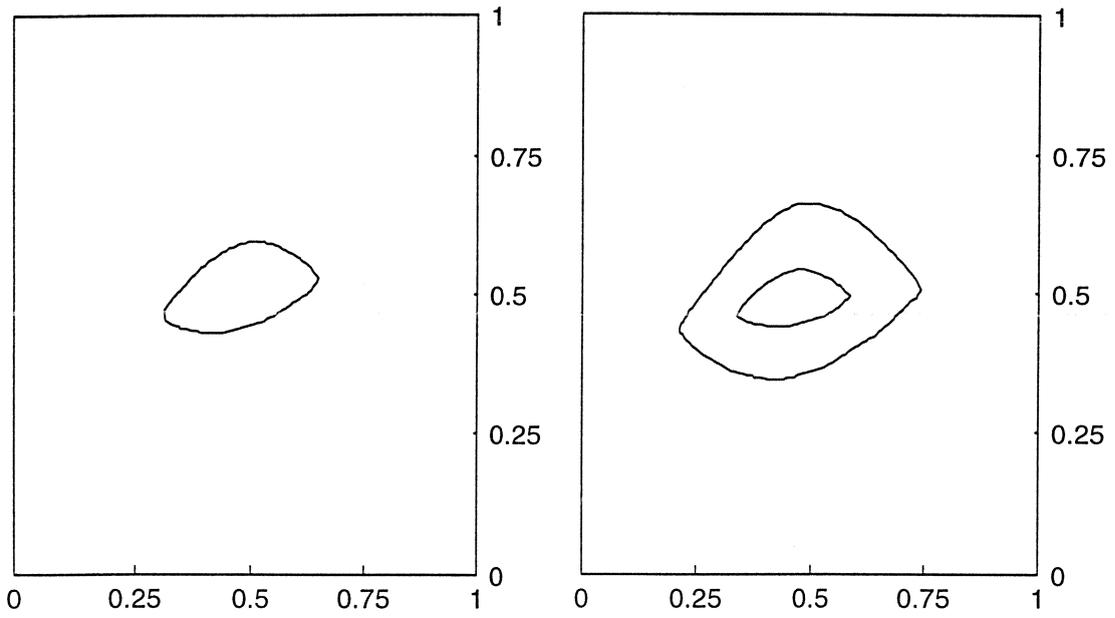
O amplificador óptico é útil para a substituição do APD em sistemas de altas taxas, onde os fotodiodos de avalanche são limitados pelo seu produto ganho *versus* banda. Outro aspecto positivo é a facilidade para sua instalação junto à estação receptora.

Neste ítem vamos verificar a influência da filtragem óptica no desempenho do sistema que utiliza o EDFA como pré-amplificador.

- SRMD

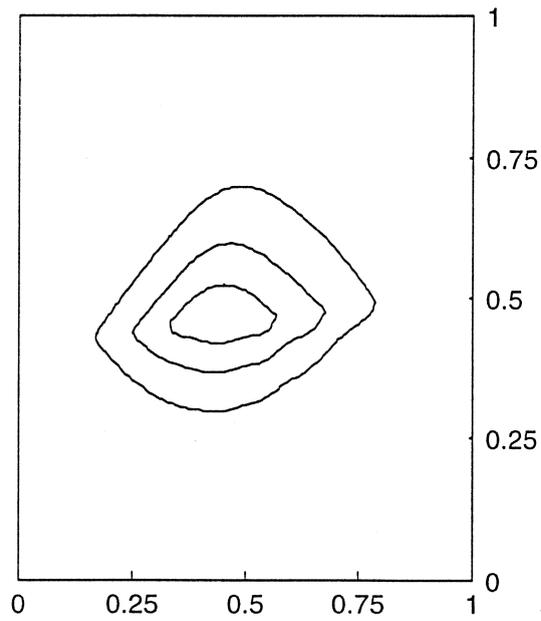
Neste caso, pela proximidade do amplificador, a filtragem óptica é decisiva para a diminuição do ruído causado pela ASE no receptor. A distância máxima atingida com um filtro de 1 nm foi 130 Km, em seguida o filtro foi alargado para 10 nm e por fim eliminamos a filtragem óptica. A Fig. 4.2.9 mostra este procedimento na ordem inversa.

Quando o filtro torna-se mais estreito o ruído dominante é o batimento sinal-ASE; o que é fácil de perceber na Fig.4.2.9 (c) pelas distâncias diferentes entre as curvas e BER na região superior do padrão de taxa de erro. Pela ação do ruído multiplicativo e ISI, a melhor região para o posicionamento do ponto de decisão é deslocado para baixo e para esquerda (em relação ao ponto central do diagrama e olho).



(a)

(b)



(c)

Figura 4.2.9 - SRMD com 130 Km utilizando pré-amplificação fotônica. (a) sem filtro, (b) filtro com 10nm e (c) filtro com 1 nm.

- SRMI

Adotando o mesmo procedimento do SRMD, a maior distância foi 135 Km. Os resultados são mostrados na Fig.4.2.10 .

Os resultados são semelhantes às simulações do SRMD, mas pela ausência de uma dispersão severa podemos observar, de forma praticamente isolada, a ação do ruído dependente de sinal.

Na Fig. 4.2.10 (c) notamos uma maior presença de ruído multiplicativo na região superior esquerda do padrão, provavelmente oriundo de bits zeros que vêm após seqüência longas de marcas. Um outro fato interessante é que o bit zero não é muito degradado por ISI e a marca é bastante afetada pelo ruído multiplicativo, deslocando assim o padrão para baixo e, conseqüentemente, também o ponto ótimo de decisão.

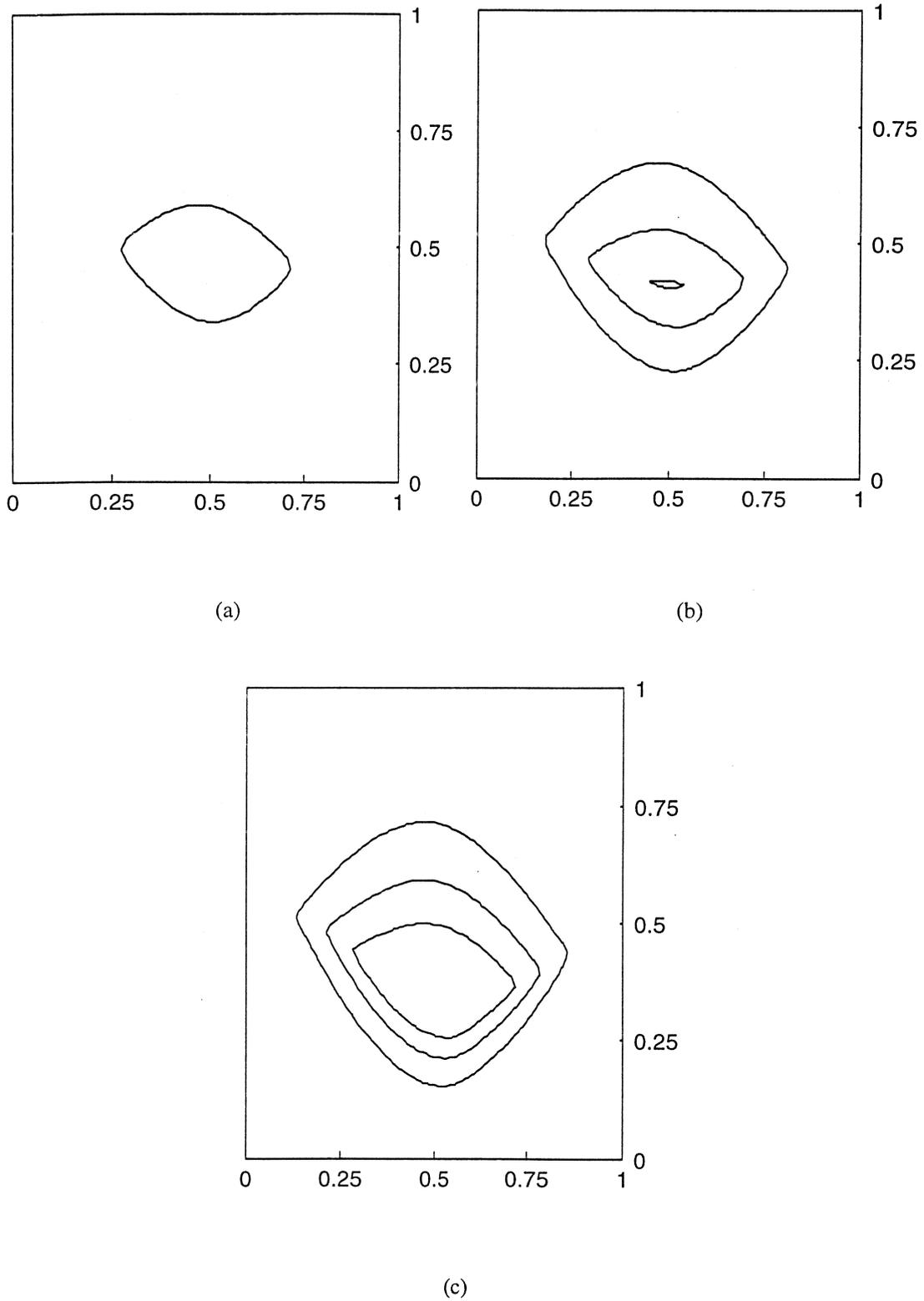


Figura 4.2.10 - SRMI com 135 Km utilizando pré-amplificação fotônica. (a) sem filtro, (b) filtro com 10nm e (c) filtro com 1 nm.

4.3 REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

[1] R. W. Lucky, J. Sltz e E.J.J Weldom "Principles of data communications", McGraw-Hill, 1965.

- [2] H. Waldman, M. R. N. Ribeiro, A. A. Surerus, "The digital transmission link with a single optical amplifier", ITS' 94 SBT/IEEE International Telecommunication Symposium, 1994.
- [3] H. Cranes, R. Kearns e E. E. Bach, "Optical-Fibre transmission", editado por E. E. Basch, Howard W. Sams & Co., maio 1988.
- [4] H. Nishimoto e outros, "New method of Analyzing Eye Patterns and its application to high-speed optical transmission system", Journ. of Lightwave Tech., vol. 6, no. 5, pp. 678-685, maio 1988.
- [5] E. Dersuvire, "Erbium-doped fiber amplifiers", Wiley, 1993
- [6] R. M. Gagliardi e S. Karp, "Optical communication", Wiley Interscience, 1976.
- [7] ITU-T Rec. G.957 "Optical interfaces for equipments and systems relating to the synchronous digital hierarchy".
- [8] H. Hiroshi, et al, "Evaluation of 4 Gbit/s optical fiber transmission distance with direct and external modulation", Journ. of Lightwave Tech., vol. 6, no. 11, pp. 1689-1692, novembro de 1988.

CAPÍTULO V

5. CONCLUSÕES E TRABALHOS FUTUROS

Neste trabalho, desenvolvemos uma ferramenta computacional para a análise do desempenho de sistemas ópticos. O método utilizado para simular o desempenho do sistema incorpora diversas (embora não todas) complexidades inerentes aos processos de geração e propagação ópticas, e processamento elétrico em receptores regenerativos. Tendo em vista especialmente a incorporação do comportamento não-estacionário de ruídos de amplificação fotônica, e a sua conjugação com a interferência-entre-símbolos (ISI) na determinação da probabilidade de erro e sua dependência com o ponto de decisão (limiar *versus* instante de amostragem), ele avança em relação a outras análises recentes encontradas na literatura. Este avanço parece oportuno neste momento na medida em que, por um lado, os enlaces ópticos de alta velocidade têm o seu desempenho limitado por não-linearidades do canal (especialmente “chirp”) de difícil tratamento analítico; e por outro lado, começa a se tornar viável a exploração de ganhos de codificação nestes enlaces [1].

Os resultados obtidos mostraram-se bastante coerentes com [2] onde é feita a comparação entre simulação e resultados experimentais; validando a modelagem por nós utilizada.

O desempenho do sistema é diagnosticado com base numa generalização do diagrama-de-olho clássico chamada padrão de taxa de erros, capaz de incorporar o efeito de ruídos não estacionários presentes em enlaces ópticos, o que é de interesse especialmente quando for usada a amplificação fotônica. Nesta primeira versão apresentada neste trabalho, foram incorporadas as equações de taxa do laser monomodal, mas sem tentar reproduzir o fenômeno da partição modal que em princípio deve estar ausente neste tipo de fonte; e os efeitos dispersivos da fibra até os termos dependentes da terceira derivada da sua constante de propagação em relação à frequência óptica. As degradações sistêmicas causadas pela propagação na fibra levam em conta o “chirp” gerado conforme as equações de taxa, mas não os ruídos de fase associados à largura da linha espectral do laser, que são causados por flutuações aleatórias da densidade de portadores na cavidade. A versão atual da ferramenta

está portanto particularmente voltada para o diagnóstico de enlaces digitais de alta velocidade, sabidamente limitados pelo gorjeio; em oposição a sistemas analógicos, cujo desempenho pode ser limitado por ruídos de intensidade do laser.

Assim sendo, entendemos que a continuidade deste trabalho poderá se dar segundo duas vertentes principais: utilização da ferramenta aqui desenvolvida na análise de problemas referentes à engenharia de enlaces digitais de alta velocidade limitados principalmente por gorjeio, especialmente usando amplificação fotônica; e aperfeiçoamento da ferramenta mediante a incorporação de outras complexidades, críticas na limitação do desempenho de outros sistemas, como os de multiplexagem de subportadoras analógicas, os sistemas coerentes, solitônicos, etc..

Em termos da primeira vertente acima citada, um estudo que se afigura bastante oportuno é a investigação de restrições a serem implementadas através de códigos de linha de blocos deslizantes (“sliding-block”), cuja construção em qualquer taxa abaixo da de Shannon está agora sistematizada [3] em algoritmos bem conhecidos. A ferramenta aqui mostrada poderia ser utilizada para determinar aquelas seqüências de vizinhos cuja proibição, através de um código de linha apropriado, poderia gerar um maior ganho de codificação. Para isso, seriam gerados os padrões de taxa de erro correspondentes às respectivas restrições, em velocidades de linha aumentadas conforme as eficiências dos códigos realizados para implementá-las. Para comparação entre os códigos, poderia ser utilizada a distância na qual a curva relativa a uma determinada probabilidade de erro (por exemplo, 10^{-15}) desaparece do padrão, propiciando desta forma uma análise mais completa que a feita em [1].

Em termos dos aperfeiçoamentos a serem introduzidos na ferramenta, podemos imaginar diversas direções de trabalho, conforme a área para a qual se deseja estender a aplicabilidade da ferramenta:

a) adequação à estrutura do SIMNT [4] para facilitar a inclusão de novos dispositivos e utilização de novas configurações sistêmicas como, por exemplo, sistemas WDM.

b) relaxamento da aplicação gaussiana. Embora genericamente desejável, este melhoramento é bastante complexo, justificando-se portanto apenas naquelas circunstâncias

em que os ruídos dominantes forem fortemente não-gaussianos. Um caso em que isto pode ocorrer é o da predominância de ruídos de multiplicação gerados em APD's. No caso dos ruídos de amplificação fotônica, vale lembrar que eles são gerados pela emissão espontânea amplificada, que é essencialmente gaussiana e aditiva ao nível do campo óptico na fibra, sendo a não-gaussianidade da fotocorrente correspondente causada pela detecção quadrática no fotodetector. Em condições de alta relação sinal-ruído, o ruído resultante é apenas fracamente não-gaussiano. Assim sendo, este melhoramento só seria relevante para examinar com exatidão os limites quânticos de detectabilidade na presença de amplificação fotônica.

c) largura finita da linha espectral do laser. Esta característica, presente em todos os lasers reais, está associada à ocorrência de ruídos de intensidade relativa (RIN) e a ruídos de fase que podem limitar o desempenho de sistemas analógicos e de detecção coerente, respectivamente. Assim sendo, estas melhorias seriam importantes para estender a aplicabilidade da ferramenta para estes sistemas. Por outro lado, como o padrão de taxa de erros é essencialmente um diagnóstico voltado para sistemas digitais afetados por não-linearidades associadas aos padrões de bits, não está muito claro como seria feita esta extensão.

d) não-linearidades da fibra. Estas características são importantes na determinação do desempenho de sistemas WDM, podendo limitar o número de canais em função da intermodulação que elas provocam. Além disso, as não-linearidades são essenciais para a emergência do comportamento solitônico. A incorporação dessas não-linearidades parece portanto ser o "próximo passo" mais oportuno a ser considerado na futura potencialização desta ferramenta.

5.1 REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] N. L. Swenson, J. M. Cioffi, "Sliding-block line codes to increase dispersion-limited distance of optical fibres channels" IEEE Journ. on Selected Areas in Comm., Vol. 13, No. 6, pp 485-498, abril de 1995.
- [2] S. Mohrdiek et al., "10-Gb/s standart fiber transmission using directly modulated 1.55- μ m quantum-well DFB lasers", IEEE Photonics technology letters, Vol 7, No. 11, novembro de 1995.
- [3] B.H. Marcus, P.H. Siegel e J.K. Wolf, "Finite-State Modulation Codes for Data Storage," IEEE Journal on Selected Areas in Communications, vol. 10, n. 1, pp. 5-37, Jan. 1992.

- [4] Klein, J., L. S. Mendes, "SIMNT: Uma Ferramenta para a Simulação de Sistemas de Comunicação", Tese de Mestrado, FEE-UNICAMP, Agosto de 1995.

APÊNDICE A

RUÍDOS PARA SISTEMA IM/DD COM EDFA

Em uma fibra monomodo temos apenas um modo propagante: o HE11. A potência do sinal e a potência de ASE serão obrigadas a se acomodarem a este modo de propagação. Note que a fibra possui simetria circular e para facilitar a análise adotaremos um sistema cartesiano para decompor os campos elétricos de sinal e ASE. O sinal é polarizado, assim é conveniente adotarmos a polarização linear do sinal ao longo de uma das coordenadas do nosso sistema cartesiano, arbitrando a coordenada x, ficando a polarização da ASE ortogonal ao sinal ao longo da coordenada y.

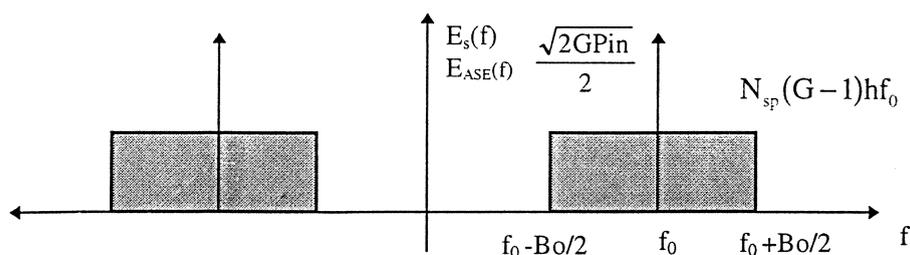


Figura 0.1 Campo elétrico de sinal e ASE visto pelo fotodetector em um sistema com amplificação fotônica.

Se $E_s(t)$ e $E_{ASE}(t)$ representam os campos ópticos do sinal e ASE respectivamente, então:

$$E_s(t) = \sqrt{2GP_{in}(t)} \cos(\omega_0 t) a_{//} \quad (1)$$

$$E_{ASE}(t) = [x_{//}(t) \cos(\omega_0 t) + y_{//}(t) \sin(\omega_0 t)] a_{//} + [x_{\perp}(t) \cos(\omega_0 t) + y_{\perp}(t) \sin(\omega_0 t)] a_{\perp} \quad (2)$$

onde $a_{//}$ e a_{\perp} são vetores unitários no plano transversal da fibra, $a_{//} \cdot a_{\perp} = 0$, e $x_i(t)$ e $y_i(t)$ são as componentes em fase e em quadratura da ASE na direção i , respectivamente. Se $S_x(f)$ e $S_y(f)$ representam a densidade espectral de potência de $x_i(t)$ e $y_i(t)$ em qualquer direção i , e a ASE é tomada como um processo Gaussiano:

$$S_x(f) = S_y(f) = \begin{cases} N_{sp}(G-1)hf_0, & |f| < \frac{B_0}{2} \\ 0 & , \text{alhores} \end{cases} \quad (3)$$

$$R_{xy}(\tau) = E[x_i(t)y_i(t+\tau)] = 0 \quad \forall \tau, \forall i \quad (4)$$

A fotocorrente produzida será:

$$I(t) = \frac{qL}{hf_0} \langle |E_s(t) + E_{ASE}(t)|^2 \rangle \quad (5)$$

onde L é a perda entre o amplificador óptico e o receptor e $\langle \cdot \rangle$ denota operação de média sobre toda variação tão ou mais rápida que a portadora óptica, uma vez que estas não poderão ser acompanhadas pelo fotodetector, que tem faixa limitada.. Das Eq. (1)(2)(3) vem:

$$I(t) = \frac{qL}{hf_0} \left[GP_{in}(t) + \sqrt{2GP_{in}(t)}x_{//}(t) + \frac{x_{//}^2(t) + y_{//}^2(t)}{2} + \frac{x_{\perp}^2(t) + y_{\perp}^2(t)}{2} \right] \quad (6)$$

Os termos harmônicos em $2f_0$ foram desconsiderados pois serão suprimidos pela resposta em frequência do receptor (são mais rápidos que a portadora óptica).

O primeiro termo é o sinal, o segundo representa o ruído de batimento sinal-sp, o terceiro e quarto termos representam a fotocorrente produzidas pela emissão espontânea nas polarizações paralela e ortogonal ao sinal, respectivamente.

Vamos avaliar o comportamento das componentes de ruído:

- ASE-ASE

De forma a generalizarmos o tratamento, considere $x(t)$ e $y(t)$ representando $x_{//}(t)$ e $y_{//}(t)$ ou $x_{\perp}(t)$ e $y_{\perp}(t)$. Tomando $S_{xx}(f)$ e $S_{yy}(f)$ como a densidade espectral e potência dos termos $x(t)^2/2$ e $y(t)^2/2$ na Eq. (6), respectivamente, então:

$$S_{xx}(f) = S_{yy}(f) = \frac{q^2 L^2}{(hf_0)^2} \frac{1}{4} \mathfrak{F} \left\{ E \left[x^2(t)x^2(t+\tau) \right] \right\} \quad (7)$$

onde \mathfrak{F} denota transformada de Fourier.

Desde que $x(t)$ é um processo Gaussiano com média zero, vale a seguinte propriedade[1]:

$$E[x^2(t)x^2(t+\tau)] = R_x^2(0) + 2R_x^2(\tau) \quad (8)$$

onde $R_x(\tau)$ é a função de autocorrelação de $x(t)$, logo:

$$S_{xx}(f) = \frac{L^2 I_{sp}^2}{4} \delta(f) + \frac{1}{2} [S_{xx}(f) \otimes S_{xx}(f)] \quad (9)$$

A operação de convolução é representada por \otimes . As partes AC de $x(t)^2/2$ e $y(t)^2/2$ somam em potência e as partes DC somam em amplitude, resultando em:

$$S_{sp-sp}(f) = \frac{q^2 L^2}{(hf_0)^2} [S_x(f) \otimes S_x(f)] + I_{sp}^2 L^2 \delta(f) \quad (10)$$

a componente DC será desacoplada nos estágios de amplificação do receptor, todavia a variância (ruído shot) associada a ela não será eliminada, devendo ser computada, teremos assim duas parcelas:

$$S_{sp-sp}(f) = \begin{cases} 2q^2 L^2 N_{sp}^2 (G-1)^2 B_0 \left[1 - \frac{|f|}{B_0} \right] & , |f| < B_0 \\ 0 & , \text{alhures} \end{cases} \quad (11)$$

$$I_{DC(ASE)} = 2I_{sp} \quad (12)$$

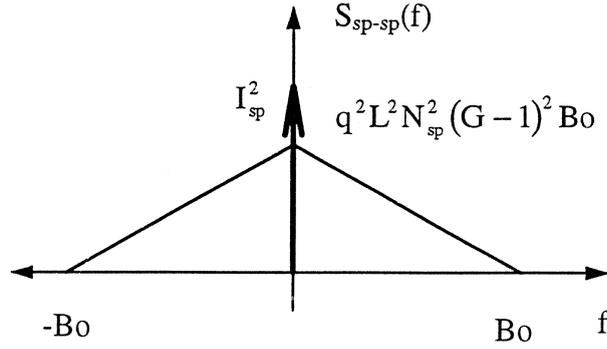


Figura 0.2 Densidade espectral de potência do ruído de batimento ASE-ASE (por polarização).

- SINAL-SP

$\overline{s_{-sp}(t)}$ denota a média do termo de batimento entre sinal e ASE na saída do filtro elétrico, e é calculada pela convolução do termo de batimento com a resposta ao impulso do filtro elétrico:

$$\overline{s_{-sp}(t)} = \frac{q}{hf_0} \int_{-\infty}^{\infty} \langle x(\tau) \rangle \sqrt{2GP_{in}(\tau)} h_r(t-\tau) d\tau = 0 \quad \text{pois } \langle x(t) \rangle = 0 \quad (13)$$

A variância associada ao termo de batimento entre sinal e emissão espontânea fica portanto igual ao momento de segunda ordem:

$$\sigma_{s-sp}^2(t) = \langle s_{-sp}^2(t) \rangle = \left(\frac{q}{hf_0} \right)^2 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \sqrt{2GP_{in}(\tau)} \sqrt{2GP_{in}(\rho)} \langle x(\tau)x(\rho) \rangle h_r(t-\tau) h_r(t-\rho) d\tau d\rho \quad (14)$$

sabemos que:

$$\langle x(\tau)x(\rho) \rangle = R_x(\tau-\rho) \quad (15)$$

e para um filtro óptico com banda B_o muito maior que a banda do filtro elétrico do receptor, podemos fazer a seguinte aproximação:

$$R_x(\tau-\rho) = N_{sp} hf_0 (G-1) \delta(\tau-\rho) \quad (16)$$

$$\sigma_{s-sp}^2(t) = \left(\frac{q}{hf_0} \right)^2 N_{sp} (G-1) hf_0 \int_{-\infty}^{\infty} \sqrt{2GP_{in}(\tau)} h_r(t-\tau) \left[\int_{-\infty}^{\infty} \sqrt{2GP_{in}(\rho)} h_r(t-\rho) \delta(\tau-\rho) d\rho \right] d\tau \quad (17)$$

O termo entre colchetes é o valor que multiplica o impulso do integrando em $\rho = \tau$, logo:

$$\sigma_{s-sp}^2(t) = \left(\frac{q}{hf_0} \right)^2 \int_{-\infty}^{\infty} 2GP_{in}(\tau) h_r^2(t-\tau) d\tau = 2 \frac{I_{sp}}{B_0} LI_{sinal}(t) \otimes h_r^2(t) \quad (18)$$

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] W. B. Davenport e W. L. Root, "An introduction to theory of random signals and noise", Mc Graw-Hill, 1958.
- [2] H. Waldman, M. R. N. Ribeiro e A. A. Surerus, "The digital transmission link with a single optical amplifier", SBT/IEEE International Telecommunication Symposium, Rio de Janeiro, Agosto de 1994.