

RESUMO

Este trabalho tem como objetivo o estudo das redes ópticas que permitem múltiplo acesso através da técnica de multiplexação por comprimento de onda.

Sabe-se que a fibra óptica possui uma enorme capacidade de transmissão e, que devido às limitações dos dispositivos eletrônicos, essa capacidade não é totalmente utilizada. Daí, a necessidade de compartilhar recursos. Assim, surgiu a idéia deste trabalho, visto que existe uma crescente demanda por sistemas de transmissão que sejam eficientes, ofereçam segurança e que suportem um grande tráfego de dados.

As análises feitas neste trabalho mostram redes já desenvolvidas, que servem, no entanto, como base para o desenvolvimento de outros sistemas com maior capacidade.

Além disso, novos dispositivos para utilização em sistemas ópticos, baseados nos componentes estudados aqui, estão sendo constantemente pesquisados com o objetivo de melhorar o desempenho das redes ópticas. Isso resulta em soluções que se aperfeiçoam a cada dia.

INTRODUÇÃO

As comunicações ópticas, nos últimos anos, tiveram um desenvolvimento muito grande. Isso deve-se aos melhoramentos alcançados nos diversos componentes de um sistema de comunicações por fibras ópticas, como, por exemplo: a diminuição das perdas nas fibras, o aumento da sensibilidade de receptores ópticos, o desenvolvimento de diodos laser semicondutores de alta velocidade e, principalmente, o aparecimento do amplificador óptico, que permitiu a construção de sistemas de longo alcance. Esse desenvolvimento dos sistemas ópticos teve grande repercussão nos mais diversos campos de comunicação como sistemas de transmissão submarinos, redes telefônicas, redes de computadores, redes de televisão a cabo, dentre outras.

Apesar de suas diversas aplicações, a grande capacidade de transmissão oferecida pelas fibras ópticas era sub-utilizada pelos sistemas, principalmente pelo fato de que os dispositivos opto-eletrônicos, na entrada e na saída da rede óptica, não eram capazes de operar em velocidades compatíveis com as permitidas pelas fibras ópticas. Com a crescente demanda por sistemas de alta capacidade, sentiu-se a necessidade de projetar redes que permitissem o compartilhamento da capacidade de transmissão da fibra por múltiplos canais.

Essas redes permitem superar o estrangulamento eletrônico nos dispositivos tomando vantagem das propriedades oferecidas pela fibra óptica. Por exemplo, a multiplexação/demultiplexação de sinais em alta velocidade pode ser realizada opticamente, permitindo aos dispositivos eletrônicos operar em taxas muito mais baixas que o “throughput” total da rede.

Um dos resultados, extremamente promissor, que se utiliza da grande largura de banda da fibra óptica, é a multiplexação por divisão de comprimento de onda (WDM). O WDM torna possível a uma grande quantidade de canais trafegar por uma única fibra óptica. Nesse caso, a fibra não trabalhará, simplesmente, em substituição ao fio de cobre, mas será usada como um sistema no qual uma única fibra óptica carrega vários canais, cada canal usando um diferente comprimento de onda. Se cada canal trafega a uma velocidade de cerca de Gbit/s, a capacidade total de um link WDM pode chegar a taxas de transmissão da ordem de Tbit/s.

Como as redes WDM, que operam em gigabits por segundo, superam o estrangulamento eletrônico através da eliminação dos dispositivos eletrônicos da rede, é possível construir redes totalmente ópticas. Essas redes são totalmente fotônicas, ou seja, do ponto de transmissão ao ponto de recepção, o sinal se propaga pela fibra óptica sem a necessidade de conversão optoeletrônica para se fazer comutação ou amplificação. Nos últimos anos, várias pesquisas sobre redes totalmente ópticas têm sido desenvolvidas por diversos órgãos ao redor do mundo.

Além do acesso por divisão de comprimento de onda (WDMA), podem ser distinguidos outros tipos de multiplexação tanto no domínio da frequência quanto no domínio do tempo. No domínio da frequência, tem-se o acesso múltiplo por subportadora (SCMA) e, no domínio do tempo, podem ser distinguidos o acesso múltiplo por divisão do tempo (TDMA) e o acesso múltiplo por divisão de código (CDMA).

No SCMA, os dados de cada nó são utilizados para modular uma subportadora na frequência de microondas, que é utilizada, então, para modular uma portadora óptica. As características dos sistemas SCMA são próximas às obtidas com os sistemas WDM exceto que o acesso múltiplo é feito no domínio de frequência de microondas suportada por canais ópticos.

O múltiplo acesso por divisão de tempo (TDMA) pode ser feito de duas maneiras: por interpolação de bits ou por multiacesso de pacotes. No primeiro caso, os nós de acesso são amostrados numa determinada frequência e interpolados dentro de um determinado período de tempo, numa posição pré-determinada. Devido a interpolação dos bits, existe a necessidade de o sistema ser sincronizado a bit, o que gera problemas quando a taxa de bits por nó aumenta. Já no multiacesso por pacotes, não existe essa necessidade de sincronismo tão forte, pois o sistema permite a inserção de alguns espaços de tempo entre os bits (tempo de guarda) entre pacotes vizinhos, de forma a manter a eficiência da rede de transporte.

No sistema CDMA, o método de acesso é realizado através do uso de códigos ópticos específicos para representar os bits de dados e os nós. Em cada nó, codificadores ópticos codificam cada bit de dados numa única seqüência óptica de taxa muito alta, pulsos ópticos muito curtos, que são acoplados à fibra óptica. Essa seqüência é reconhecida pelo receptor de destino através de um processo de correlação, permitindo que a extração do sinal seja feita em meio a outros sinais de dados simultâneos.

A geração de pulsos de luz ultra-curtos e a habilidade de codificar/decodificar esses pulsos ópticos mostra a possibilidade de haver sistemas CDMA de velocidades ultra-altas com capacidade de ordem de magnitude acima da conseguida com sistemas TDMA.

Neste trabalho, apresenta-se o estudo de redes WDMA, enfocando redes de salto único e de saltos múltiplos. Ele é composto de duas partes distintas. A primeira parte (Capítulos 1 a 5) mostra, em linhas gerais, os dispositivos utilizados nessas redes, apresentando as técnicas mais usuais para se superar as perdas na rede, bem como as topologias disponíveis e suas aplicações para se utilizar em redes WDMA.

No Capítulo 1, são apresentadas fontes semicondutoras de luz, com ênfase ao diodo laser semiconductor. Neste capítulo, fala-se das principais características do laser semiconductor, como: largura de banda espectral, limiar de ganho óptico, etc. Fala-se também do diodo laser com realimentação distribuída, apresentando características como ruído de intensidade, largura de linha e “chirp”, visto que ele tem um papel importante nos sistemas ópticos de alta capacidade. Por fim, apresentamos alguns lasers sintonizáveis, os quais desempenham importante papel nas redes de múltiplo acesso por comprimento de onda.

No Capítulo 2, fala-se de fibras ópticas, apresentando, sucintamente, os princípios de propagação das ondas luminosas, bem como os modos de propagação dessas ondas. Fala-se ainda dos fatores de atenuação e dispersão do sinal na fibra óptica, e das não-linearidades apresentadas pela fibra, pois são parâmetros importantes no projeto e análise de sistemas ópticos de múltiplo acesso.

No Capítulo 3, são apresentados os receptores ópticos de detecção direta e os receptores coerentes. Fala-se das técnicas de modulação de uma portadora óptica e, também, dos esquemas de demodulação no receptores coerentes, procurando fazer uma comparação qualitativa entre eles. Apresentam-se, também, os principais fatores de degradação da sensibilidade do receptor, fatores esses originados em diversos componentes do sistema óptico.

No Capítulo 4, apresenta-se os componentes passivos de um sistema de comunicações óptico, assim como os amplificadores ópticos. Sobre os componentes passivos, fala-se de características de fabricação e principais aplicações. Fala-se de amplificadores ópticos semicondutores apresentando características de ganho e fatores que geram degradação no sistema. Além disso, fala-se dos amplificadores baseados em fibra dopada.

No Capítulo 5, apresenta-se as topologias de rede mais utilizadas buscando uma análise do desempenho com relação a disponibilidade de potência. Fala-se também do canal de controle requerido nessas redes ópticas.

A segunda parte (Capítulo 6) apresenta um estudo de redes WDMA. Fala-se das redes de salto único e de salto múltiplo, mostrando características de capacidade, apresentadas por elas. Apresenta-se, também, os principais filtros ópticos sintonizáveis. Procura-se, também, fazer uma análise do desempenho das redes WDMA de múltiplo acesso baseada em fatores de degradação do sistema. E, por fim, apresentam-se algumas redes propostas e testadas ou implementadas. Procura-se enfatizar um modelo de cada caso, buscando mostrar o desempenho e prováveis aplicações de cada um.

Finalmente, conclui-se este trabalho, apresentando-se sugestões para futuras pesquisas.

CAPÍTULO 1 - Fontes Semicondutoras de Luz

As fontes de luz para comunicações por fibras ópticas são quase que exclusivamente diodos semicondutores emissores de luz (LEDs) ou diodos laser semicondutores (LDs). A principal diferença entre eles é que, os LEDs produzem luz por emissão espontânea, enquanto que os LDs, por emissão estimulada. Essa diferença é importante no projeto de sistemas utilizando fibras ópticas, pois a escolha de um ou outro dispositivo utilizado vai depender do desempenho requerido ao sistema juntamente com os custos de implementação do mesmo.

Neste capítulo, daremos ênfase às fontes laser semicondutoras, pois são as mais utilizadas nos sistemas de comunicação com fibras ópticas de alta capacidade.

1.1 - Semicondutores fotogeradores

1.1.1 - Diodos Emissores de Luz (LEDs)

São dispositivos baseados principalmente em dupla heterojunção (DH) que geram luz por emissão espontânea. Suas características atrativas são o baixo custo, a alta confiabilidade, baixa dependência da temperatura e circuito de polarização simples. Entretanto, apresentam baixo acoplamento de potência óptica à fibra e largura espectral considerável.

Dois tipos de LEDs muito usados na comunicação com fibra óptica são o LED emissor de superfície e o LED emissor de borda. No primeiro, a área emissora está restrita a uma pequena região ativa dentro do componente. Como a potência acoplada depende de vários fatores como: reflexão interna total, meio entre a área emissora e a extremidade da fibra, padrão de emissão, o LED emissor de superfície pode acoplar a uma fibra óptica somente 1% da potência interna gerada, que corresponde a -23 dBm ($50 \mu\text{W}$) de potência injetada (valor típico para componentes disponíveis no mercado).

O LED emissor de borda tem geometria semelhante a um diodo laser convencional, de modo que o fluxo de saída do dispositivo é menos divergente, aumentando a radiação na face emissora. Em consequência disso, esse dispositivo alcança uma alta eficiência no acoplamento a fibras monomodo quando comparado com os LEDs emissores de superfície. Comercialmente,

pode-se encontrar tais dispositivos com um máximo de acoplamento de potência óptica à fibra monomodo de -13 dBm.

Outros dispositivos que permitem uma maior acoplamento de potência óptica são os diodos superluminescentes (SLDs). Os valores típicos de acoplamento óptico a fibra monomodo variam de -5 a -3 dBm.

A curva característica L-I (potência de saída *versus* corrente) dos LEDs é muito dependente da temperatura. Para uma corrente típica entre 100 e 150 mA e temperatura de 0 °C, obtém-se potências típicas de saída em torno de 3,2 mW. Se a temperatura é de 25 °C, a potência de saída cai para 2,7 mW, e a 70 °C, a potência cai a cerca de 2,2 mW. Deve-se ressaltar que o aumento da potência de saída não está condicionado a um limiar, ou seja, aumenta a partir de 0 mA de corrente injetada [10].

A largura de linha espectral típica (FWHM) é de 75 nm para um LED emissor de borda e de 125 nm para um LED emissor de superfície, com os dispositivos operando na 2ª janela. Como ela depende do tempo de vida dos portadores, τ_c , tem-se que, para uma variação normal de τ_c de 2 a 5 ns para LEDs de InGaAsP, a largura de banda de 3 dB, f_{3dB} , varia entre 50 MHz e 140 MHz.

1.1.2 - Diodos Lasers (LDs)

É um dispositivo semiconductor que gera luz coerente através do processo de emissão estimulada. Apresenta uma diretividade relativamente maior da potência de saída, quando comparado aos LEDs, o que permite alta eficiência ($> 50\%$) de acoplamento em fibras monomodo, além de uma largura espectral bem mais estreita.

Para que haja oscilação laser na cavidade do diodo laser é necessário, que haja (1) realimentação óptica positiva e (2) inversão de população, até atingir a condição de *transparência*. Para atingir a transparência, o ganho óptico precisa ao menos ser igual às perdas ópticas dentro da cavidade para que haja geração de luz.

1.1.3 - O diodo laser Fabry-Perot (FP)

A estrutura básica de um diodo laser Fabry-Perot é formada por um meio semiconductor de amplificação colocado entre dois espelhos parcialmente refletivos, como mostrado na figura 1.1.

A cavidade óptica formada produz uma realimentação positiva de fótons através da reflexão nos espelhos para certas frequências ou modos. Esses espelhos são produzidos através de clivagem nas extremidades do cristal.

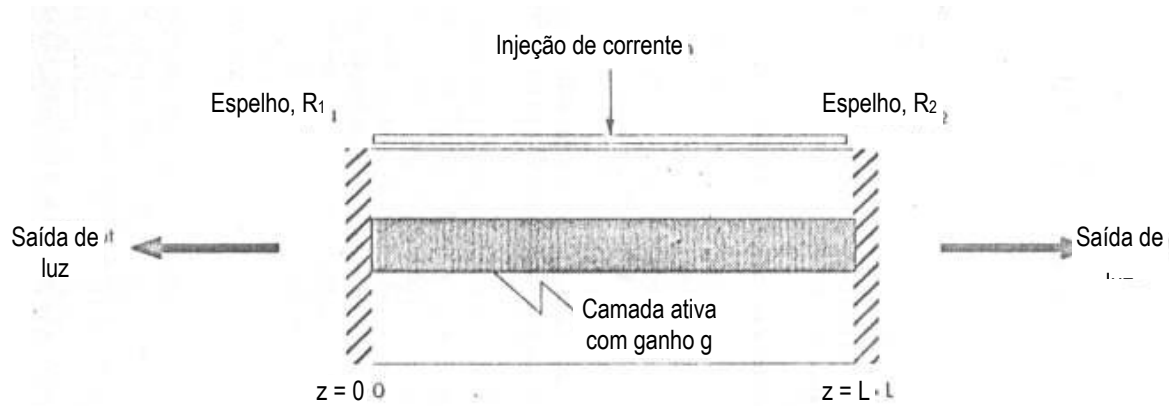


Figura 1.1 – Estrutura de um diodo laser Fabry-Perot (FP)

O limiar (threshold) do ganho óptico, g_{th} , pode ser encontrado através da expressão

$$\Gamma g_{th} = \alpha_{int} + \left(\frac{1}{2L}\right) \ln\left(\frac{1}{R_1 R_2}\right) \quad (1.1)$$

onde L é o comprimento da cavidade, R_1 e R_2 são as refletividades dos espelhos da cavidade, α_{int} é a perda interna por unidade de comprimento que inclui todos os possíveis mecanismos de perda exceto as associadas com a transmissão através dos espelhos e Γ é o fator de confinamento óptico, introduzido para levar em conta o espalhamento transversal do campo óptico para fora da camada ativa ($\Gamma = 0,3 - 0,5$).

Esse limiar do ganho é alcançado para um certo valor de densidade de portadores injetados N_{th} que corresponde a um valor específico de corrente, à qual chamamos corrente de limiar. A potência de luz na saída de um diodo laser através de ambos os espelhos, pode ser escrita, então, como

$$P_{out}(I) = \eta_d \frac{hf}{e} \cdot (I - I_{th}) \quad (1.2)$$

onde η_d é a eficiência quântica externa definida como a razão da taxa de perda do fóton para a taxa de geração do fóton, f é a frequência óptica, I é a corrente de injeção, e I_{th} é a corrente de limiar, que depende da geometria do dispositivo.

A corrente de limiar é bastante dependente da temperatura. Por isso, normalmente, os diodos laser FP apresentam um resfriador termo-elétrico no seu encapsulamento.

Para assegurar o ganho óptico, além da refletividade parcial, o laser FP apresenta também seletividade de frequência, de forma que somente as ondas ópticas que possuem uma defasagem por volta completa igual a um múltiplo de 2π oscilarão quando o limiar do ganho (leisamento) for alcançado. Isso nos leva a seguinte condição

$$2kL = m \cdot 2\pi \quad \text{ou} \quad \lambda = \lambda_m = \frac{2nL}{m} \quad (1.3)$$

onde m é um inteiro, n é o índice de refração do meio semiconductor com ganho, e $k = 2\pi n/\lambda$ é o vetor onda da luz dentro da cavidade.

As ondas ópticas com comprimento de onda λ_m dadas pela equação anterior são denominadas modos longitudinais e são determinados pelo comprimento óptico da cavidade, nL . O espaçamento entre os modos longitudinais adjacentes, ou FSR (Free Spectral Range) é

$$\delta\lambda = \lambda_m - \lambda_{m+1} \cong \frac{\lambda_m^2}{2n_g L} \quad (1.4)$$

onde n_g é o índice de refração de grupo. Para $L = 200 - 400 \mu\text{m}$, $\delta\lambda = 0,5 - 1,0 \text{ nm}$ (valores típicos).

A potência de cada modo longitudinal depende inversamente da diferença entre a perda total e o ganho interno: quanto mais próximo da perda estiver o ganho, maior será a potência do modo. Essas perdas dentro da cavidade do laser são devido à taxa de absorção estimulada, e também devido à dispersão e à transmissão através dos espelhos.

A figura 1.2 mostra o espectro de potência da saída do laser FP em diferentes valores de injeção de corrente I . A FWHM (Full-Width at Half Maximum) do espectro de potência tem

valor típico entre 2 e 5 nm. Uma boa aproximação da largura de cada modo longitudinal é dada pela seguinte relação:

$$\Delta f \cdot P_0 = \frac{K}{L^2} = C^{\text{ste}} \quad (1.5)$$

onde P_0 é a potência de saída e K é uma constante (notar que $|\Delta\nu| = c|\Delta\lambda|/\lambda^2$). Valores típicos de Δf para um comprimento de cavidade de 250 μm e uma potência de saída de $P_0 = 5 \text{ mW}$ varia de 10 MHz a 100 MHz.

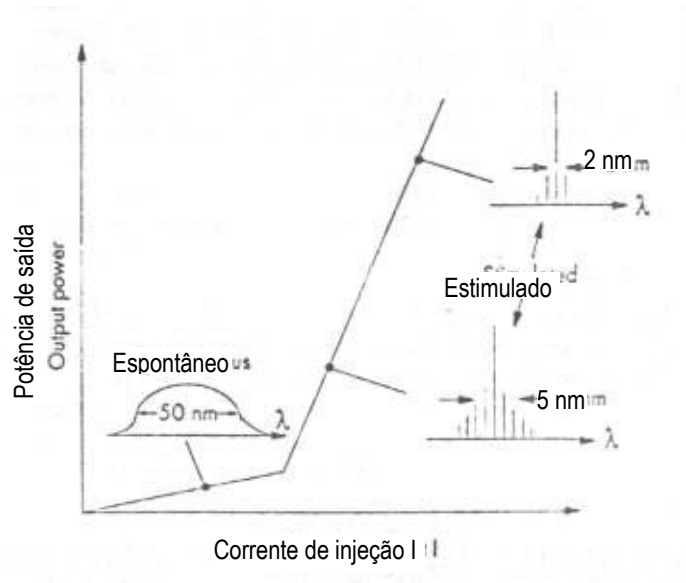


Figura 1.2 – Comparação entre os espectros da potência de saída de um diodo laser para diferentes valores de corrente de polarização

A figura 1.3 mostra a resposta à modulação em um laser FP. Pode-se ver que a resposta apresenta um pico em $f = f_r$ e então cai rapidamente para $f > f_r$. Este comportamento indica que o laser FP age como um filtro com frequência de corte em f_r , ou seja, indica qual a máxima frequência em que o laser pode ser modulado, acima da qual as perdas superam o ganho. A frequência de relaxação, f_r , depende totalmente da potência óptica.

É importante notar que os processos transitórios e as mudanças na temperatura podem afetar o ganho máximo da emissão estimulada, fazendo com que a posição do modo dominante mude aleatoriamente. Como consequência, o espectro óptico pode variar de pulso para pulso ou

mesmo durante a duração de um pulso. Este fenômeno é conhecido como ruído de partição modal (MPN) e é prejudicial para os sistemas de comunicação óptica por causa da dispersão na fibra.

1.1.4 - Diodos laser com realimentação distribuída (DFB)

O diodo laser com realimentação distribuída[10] (distributed feedback laser diodes - DFB LDs) foi criado para utilização nos sistemas onde é requerido um espectro monomodo juntamente com largura de linha estreita. Ele é um diodo laser de modo longitudinal único (SLM-LD).

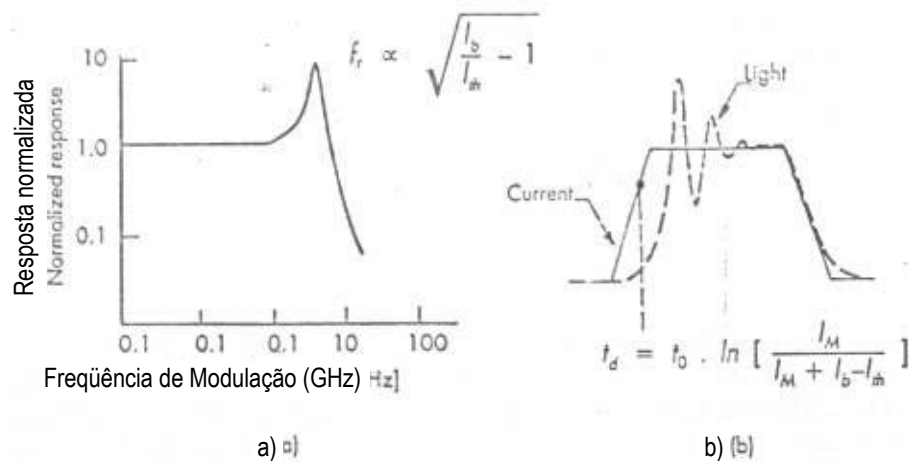


Figura 1.3 – Características típicas da modulação de um diodo laser: (a) resposta ao pequeno sinal, (b) resposta ao pulso

O laser DFB consiste de uma grade de difração incorporada ao longo da cavidade Fabry-Perot e uma de suas extremidades coberta com uma camada anti-refletiva, como mostrado na figura 1.4. Isso faz com que haja uma variação periódica no índice de refração efetivo ao longo da direção de propagação da onda provocando uma realimentação luminosa. Esse comportamento tem origem na *difração de Bragg*.

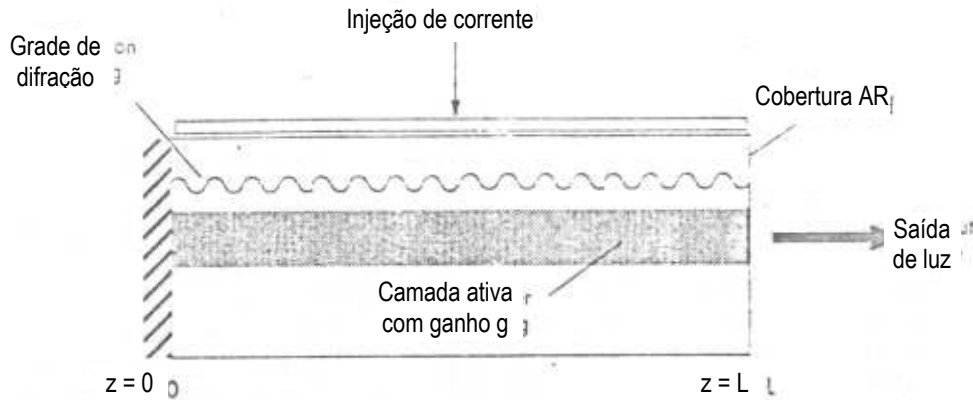


Figura 1.4 – Estrutura do laser com realimentação distribuída

A realimentação nos lasers DFB é totalmente distribuída ao longo da cavidade e para que ela ocorra é necessário somente o comprimento de onda λ_B satisfaça a condição de Bragg

$$\lambda_B = \left(\frac{2n_{eff}}{m} \right) \Lambda \quad (1.6)$$

onde Λ é o período da grade, m é um inteiro que representa a ordem da difração de Bragg, e n_{eff} é o índice de refração efetivo do meio corrugado. A realimentação mais forte ocorre para a menor cavidade e difração de Bragg de primeira ordem ($m=1$).

Atualmente, a melhor estrutura para operação monomodo estável é o laser DFB deslocado de quarto-de-onda, cuja grade de difração apresenta um deslocamento de $\lambda_B/4$ no meio da cavidade. Essa estrutura fornece uma razão de supressão de modo lateral (SMSR) de cerca de 30 dB (valor típico).

Ruído de Intensidade Relativa

A potência de saída de qualquer laser apresenta flutuações de fase e intensidade (ruído), que são particularmente prejudiciais às aplicações que utilizam lasers DFB[10]. O principal processo que origina esse ruído é a emissão espontânea.

A flutuação de amplitude é caracterizada pelo chamado ruído de intensidade relativa (RIN), definido como a densidade espectral de potência das flutuações de potência normalizadas

na saída. O RIN é consideravelmente melhor próximo a frequência de oscilação de relaxação (f_r), mas diminui rapidamente para frequências mais altas.

Largura de linha

A largura de linha de um único modo longitudinal de um FP tem valores típicos entre 10 MHz e 100 MHz. Isso é válido também para os lasers DFB. A forma de linha do espectro é lorentziana com um produto de largura de linha-potência constante. O aumento da largura de linha dos lasers semicondutores, quando comparado aos lasers a gás, deve-se ao acoplamento entre as flutuações de amplitude e fase do campo óptico (conversão AM/FM). Uma fórmula compacta para a largura espectral (FWHM) do laser monomodo é

$$\Delta f = \frac{R}{4\pi I} (1 + \alpha^2)$$

onde R é a taxa de emissão espontânea, I é o número total de fótons na cavidade e α é o fator de alargamento de linha devido à conversão AM/FM. O parâmetro α é definido por

$$\alpha = \left| \frac{dn/dN}{dg/dN} \right|$$

onde n é o índice de refração, g , o ganho do material e N é a densidade de portadores na cavidade do laser. Valores típicos para α são: ~ 2 para lasers MQW e podem ultrapassar 6 para lasers convencionais.

Gorjeio (Chirp)

Outra consequência do aumento da largura de linha é o *gorjeio de frequência* (*frequency chirp*) que pode ser definido como um deslocamento instantâneo de frequência de f_0 [10]. Os desvios de frequência acompanham a densidade de portadores, que por sua vez é muito sujeita a transientes. Esse fenômeno se apresenta em duas partes: uma transitória (ou instantânea), que é

manifestação direta da oscilação de relaxação e outra, adiabática resultante das mudanças na densidade de portadores entre os níveis de potência baixo e alto no sinal óptico. O gorjeio adiabático é útil nos sistemas ópticos coerentes que utilizam modulação FSK. Nos sistemas ASK, entretanto, o gorjeio é muito prejudicial devido a dispersão da fibra.

1.1.5 - *Diodos Laser sintonizáveis por comprimento de onda*

Um diodo laser ideal deveria emitir um modo longitudinal único com uma largura de linha estreita, e seria sintonizável por comprimento de onda a uma velocidade da ordem de nanossegundos (ou menos) para um intervalo de variação de comprimento de onda em torno de 100 nm entre a 2ª e a 3ª janelas. Nesta seção, são apresentadas as técnicas e dispositivos mais importantes utilizados na fabricação de lasers sintonizáveis por comprimento de onda.

Diodos Laser sintonizáveis com cavidade externa

Adicionar um filtro externo sintonizável a uma das facetas de saída do diodo laser é uma maneira de fazer um diodo laser sintonizável[10], como o da figura 1.5. Essencialmente, o filtro externo seleciona um modo FP entre os vários gerados na cavidade. A sintonia do filtro permite que o comprimento de onda do modo selecionado tenha um ajuste fino até que um salto para um novo modo FP ocorra. Esse dispositivo apresenta uma largura de linha bem estreita, porém sua velocidade de sintonia é baixa, além de ter dimensões físicas relativamente grandes. Um dispositivo semelhante, porém melhorado, é o laser MAGIC[10], mostrado na figura 1.6.

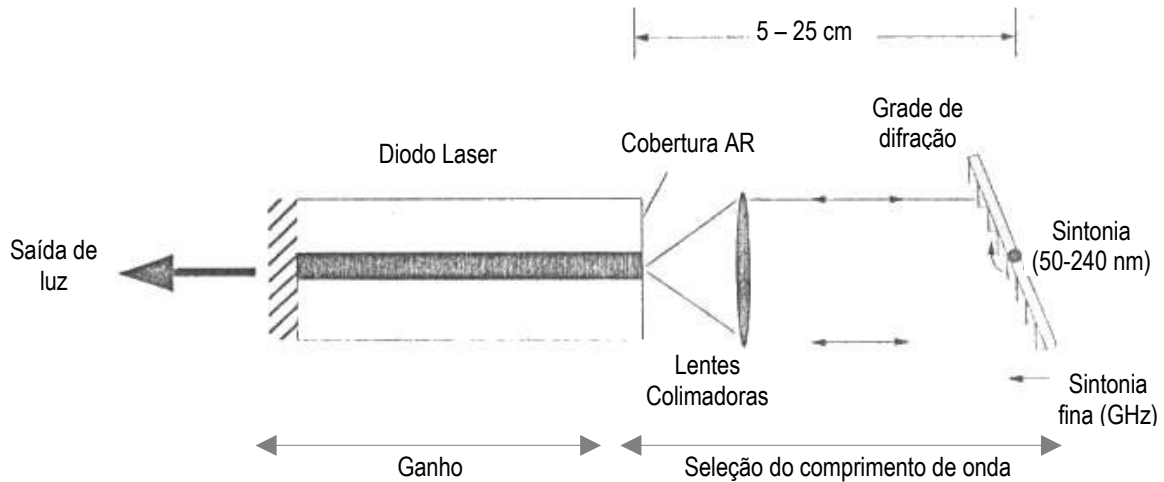


Figura 1.5 – Diodo laser sintonizável baseado em grade com cavidade externa

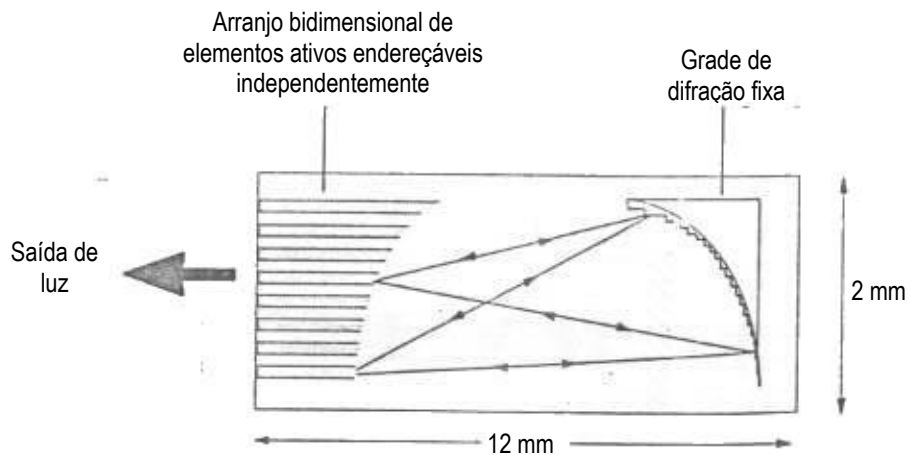


Figura 1.6 – Laser MAGIC (Mulstripe Array Grating Integrated Cavity)

Diodos Laser DFB de dupla seção

Esse dispositivo apresenta velocidade e faixa de sintonia melhoradas com relação ao laser com cavidade externa[10]. No laser DFB de dupla seção da figura 1.7, a primeira seção é polarizada acima do limiar e determina a potência óptica de saída, enquanto que o comprimento de onda da luz emitida é determinada, principalmente pela segunda seção.

Para fazer o controle independente do comprimento de onda de leisamento e da potência de saída do diodo laser, precisa-se de, no mínimo, dois eletrodos separados: um é usado para variar o índice de refração, o outro, para converter o sinal elétrico de entrada em luminosidade modulada na saída.

Diodos Laser DBR de duas e de três seções

Uma faixa de sintonia por comprimento de onda melhorada pode ser obtida utilizando-se um diodo laser DBR (distributed Bragg reflector) de dupla seção. Esse dispositivo possui, dentro da cavidade do laser, a região de Bragg seletora do comprimento de onda separada da região de ganho, de forma que a região de Bragg pode ser fortemente bombeada sem contribuir para a fotogeração, resultando numa faixa de sintonia mais ampla[10].

Pode-se, também, acrescentar uma terceira seção com objetivo de controlar a fase da onda luminosa dentro da cavidade do laser. Esse dispositivo é chamado de DBR com três seções é mostrado na figura 1.8.

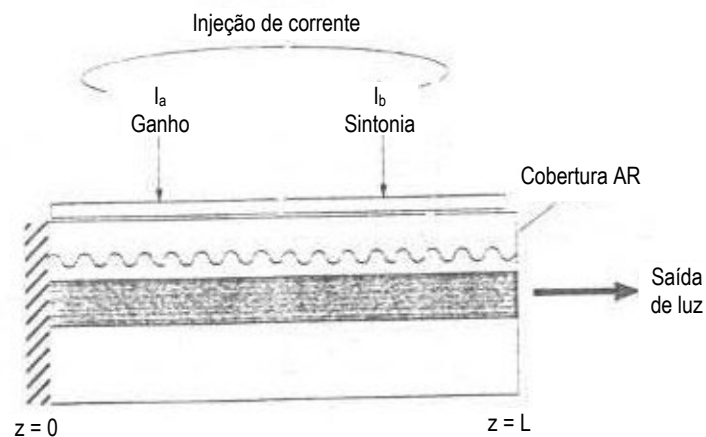


Figura 1.7 – Diodo laser DFB sintonizável de duas seções

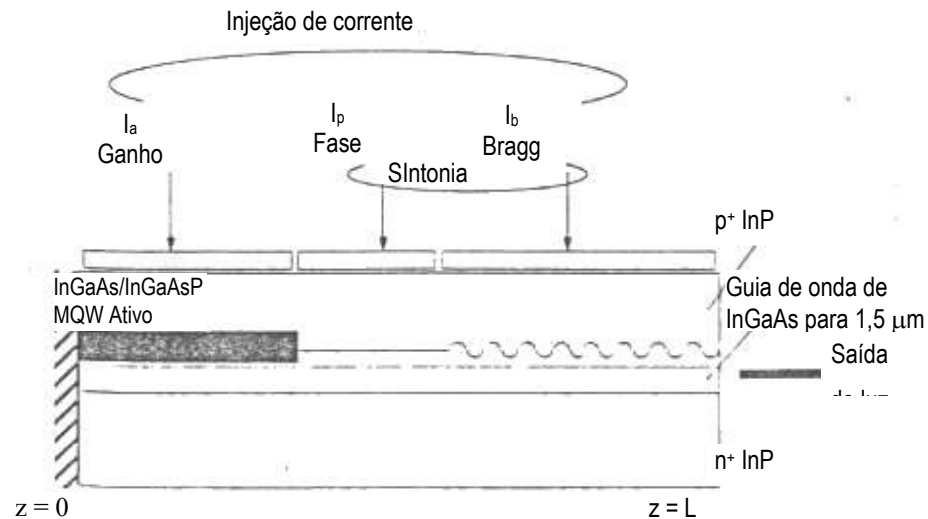


Figura 1.8 – Diodo laser DBR de três seções sintonizável

Laser Y

Se dois diodos laser FP, cada um com três eletrodos, são colocados juntos na forma de um laser em Y, tem-se uma estrutura que apresenta não só a capacidade de sintonizar por comprimento de onda com alta velocidade em banda larga, mas também capacidade de conversão de comprimento de onda e chaveamento espacial. Devido aos efeitos interferométricos entre os modos longitudinais dos dois ressonadores FP, esse laser apresenta um espectro monomodo[10].

Laser emissores de superfície com cavidade vertical (VCSELs)

A fabricação desse dispositivo é baseada na técnica de “crescimento” epitaxial[10]. Sua estrutura consiste de uma região ativa de poço quântico confinada entre duas seções de Bragg, que servem de refletores. Suas principais vantagens são: o padrão de emissão circular permitindo um excelente acoplamento à fibra monomodo e, como sua cavidade é pequena, esses dispositivos são lasers SLM.

A tabela 1.1 mostra um resumo das principais características dos lasers semicondutores sintonizáveis por comprimento de onda tratados aqui.

Tabela 1.1 - Lasers Semicondutores sintonizáveis por comprimento de onda[10]

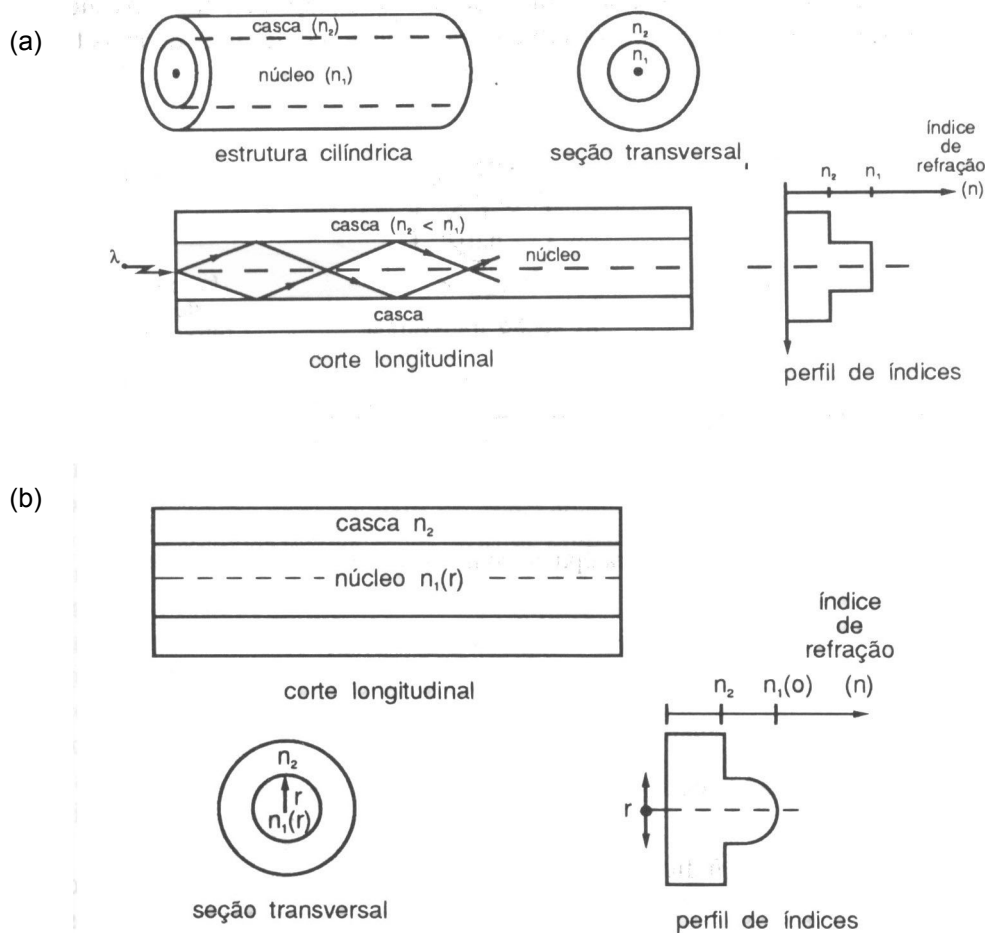
Configuração	Método de sintonia	Faixa de sintonia (nm)	Velocidade de sintonia	Largura de linha
Cavidade externa:				
a) baseado em grade	mecânica	55 (DH)	0,1 seg	10 kHz
		240 (MQW)	0,1 seg	
	eletrônica	25 (MAGIC)	ns	
b) opto-eletrônica	eletrônica	7	μ s	60 kHz
c) opto-acústico	eletrônica	80	μ s	10 kHz
DFB de seção única	temperatura	2	ms	poucos MHz
DFB de seção dupla	eletrônica	3	ns	poucos MHz
DBR de seção tripla	eletrônica	10–100	ns	poucos MHz
Laser Y	eletrônica	40	ns	poucos MHz
VCSEL	eletrônica	10–200	ns	

CAPÍTULO 2- Fibras Ópticas

A fibra óptica consiste de um núcleo dielétrico cilíndrico de índice de refração n_1 , envolvido por uma casca concêntrica, também de material dielétrico, com índice de refração n_2 ligeiramente menor que n_1 . A figura 2.1 mostra a estrutura típica de uma fibra óptica.

Neste capítulo, abordaremos apenas as fibras monomodo, que são as mais utilizadas nos sistemas de comunicações ópticas de alta capacidade.

Figura 2.1 – Estrutura básica de uma fibra óptica: (a) com perfil de índice degrau, (b) com perfil de índice gradual



2.1 - Propagação da Luz

A propagação de um feixe luminoso dentro de uma fibra óptica pode ser explicada basicamente através de conceitos da teoria de raios da óptica geométrica. Muito embora uma

análise mais completa do fenômeno de propagação em fibras ópticas somente possa ser feita utilizando-se a teoria de ondas eletromagnéticas desenvolvida a partir das equações de Maxwell.

Se um feixe de luz incide numa interface entre dois meios de diferentes índices de refração, n_1 e n_2 , com $n_1 > n_2$, o efeito de refração sofrido pelo feixe é dado pela *lei de Snell*

$$n_1 \text{sen} \theta_1 = n_2 \text{sen} \theta_2 \quad (2.1)$$

onde n_1 e n_2 são os índices de refração dos meios 1 e 2 e θ_1 e θ_2 são os ângulos incidente e refratado, respectivamente, formados com a normal à interface.

O ângulo do raio refratado é sempre maior que o ângulo do raio incidente até uma situação limite onde o raio refratado forma 90° com a normal. Nessa situação, o ângulo do raio incidente é chamado *ângulo crítico*. Qualquer raio incidente com ângulo maior que o ângulo crítico não é mais refratado e sim, refletido totalmente. Esse efeito de *reflexão interna total* é o princípio de funcionamento das fibras ópticas.

Baseado no conceito de ângulo crítico, pode-se definir o *ângulo de aceitação* da fibra, que é o ângulo de incidência máximo relativo ao eixo da fibra, acima do qual os raios luminosos incidentes não são transmitidos através da fibra. Esse ângulo é deduzido a partir da lei de Snell aplicando-se as condições de reflexão interna total e resultando em

$$\theta_a = \arcsen \left[\frac{\sqrt{n_1^2 - n_2^2}}{n_0} \right] \quad (2.2)$$

onde n_0 é o índice de refração do meio onde a fibra está imersa.

Define-se, então, um importante parâmetro da fibra óptica, que é a *abertura numérica (NA)*. Para fibras de índice degrau (ID), a abertura numérica é expressa por

$$NA = n_0 \times \text{sen} \theta_a = n_0 \sqrt{n_1^2 - n_2^2}$$

se o meio de imersão for o ar ($n_0 = 1$), a expressão se torna

$$NA = \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad (2.3)$$

Esse parâmetro também pode ser expresso em termos do *índice de refração diferencial relativo* (Δ), que é a relação entre os índices de refração do núcleo e da casca, definido como

$$\Delta = \frac{n_1 - n_2}{n_1} \quad (2.4)$$

Normalmente, para fibras com índice degrau, $\Delta \ll 1$. Assim, combinando-se as equações (2.3) e (2.4), obtém-se

$$NA \approx n_1 \sqrt{2\Delta}$$

A abertura numérica, normalmente, é usada para descrever a capacidade de captação luminosa da fibra e para calcular a eficiência de acoplamento de potência óptica na interface fonte-fibra.

2.2 - Modos de propagação

Os modos de propagação de uma fibra óptica são determinados a partir das soluções das equações de Maxwell aplicando-se condições de contorno tais que as componentes dos campos nas interfaces de separação entre a casca e o núcleo sejam contínuas. Essas condições dependem das características do guia de ondas usado.

Os modos de propagação representam um conjunto de ondas eletromagnéticas guiadas de maneira estável através do guia. São caracterizados por uma configuração de campo elétrico e magnético que se repete ao longo do guia a cada comprimento de onda. A tabela 2.1 mostra, de maneira geral, os principais tipos de modos de propagação em guias de ondas.

Tabela 2.1 - Tipos de modos de propagação em guias de onda[4]

<i>Modos</i>	Sigla	Características
Transversal Eletromagnético	TEM	Campo elétrico e magnético sem componentes na direção da propagação da onda
Transversal Elétrico	TE	Campo elétrico sem componentes na direção de propagação da onda.
Transversal Magnético	TM	Campo magnético sem componentes na direção de propagação da onda.
Híbrido	HE ou EH	Campo elétrico e magnético com componentes na direção de propagação da onda.

Para fibras de índice degrau, pode-se fazer algumas considerações que permitem simplificar bastante a análise matemática dos modos guiados em uma fibra óptica. De maneira geral, as fibras admitem modos de propagação do tipo transversais e modos híbridos. A constante de propagação β dos modos propagando-se ao longo do eixo da fibra é determinada pelas soluções da chamada equação característica.

Considerando que as fibras ópticas têm perdas muito baixas no intervalo de comprimento de onda de 0,5-2,0 μm , que o índice de refração, n , é independente das coordenadas espaciais do núcleo e da casca, e que o índice de refração diferencial relativo, Δ , é pequeno (tipicamente $\leq 0,01$), tem-se que a equação característica é

$$\frac{J_{m \mp 1}(\gamma a)}{\gamma a J_m(\gamma a)} = \pm \frac{K_{m \mp 1}(\sigma a)}{\sigma a K_m(\sigma a)} \quad (2.2)$$

onde J_m é a função de Bessel de ordem m e K_m , a função de Bessel modificada. Para os sinais superiores, as soluções correspondem aos modos HE e, para os sinais inferiores, aos modos EH. Por convenção, para os modos híbridos, EH é usada se a componente dominante do campo for E_z , e HE, se a componente dominante for H_z .

Os modos em uma fibra óptica obedecem a determinadas condições de corte que variam com o modo e dependem do comprimento de onda da luz transmitida e das características geométricas e físicas da fibra. Através dessas condições pode-se determinar o número de modos de propagação de uma fibra óptica.

Um parâmetro característico da fibra, que permite determinar o número de modos de propagação é a *frequência normalizada* ou *número V*, definido como

$$V = k_0 \cdot a \cdot NA \quad (2.3)$$

onde $k_0 = 2\pi/\lambda_0$.

A figura 2.2 mostra a constante de propagação β como função de V para os modos de propagação mais baixos de uma fibra. Observa-se que o modo de menor ordem é o HE_{11} , conhecido como modo fundamental. Além disso, pode-se ver, também, que para uma propagação monomodo, $V \leq 2,405$. As fibras que satisfazem essa condição são chamadas fibras monomodo.

Pela equações (2.3), conclui-se que numa fibra monomodo operando num comprimento de onda λ , reduzindo-se o índice de refração relativo, pode-se aumentar o diâmetro do núcleo mantendo a propagação em modo único. Observa-se também que o caráter da propagação monomodo não é só uma propriedade intrínseca da fibra, mas depende também do comprimento de onda de operação.

O modo fundamental HE_{11} é linearmente polarizado na direção x ou na direção y (a componente z é cerca de 100 vezes menor). Como os modos híbridos são constituídos de dois modos degenerados, as fibras ópticas reais não são verdadeiramente monomodo.

2.2.1 - Birrefringência

Em condições ideais, não haveria acoplamento entre modos com polarização ortogonal. Porém, devido às irregularidades do material da fibra os modos ortogonais podem ser combinados e misturados de tal forma que alcancem um estado de polarização arbitrária. Essa característica da fibra de suportar duas polarizações diferentes é chamada *birrefringência*.

O grau de birrefringência modal B é definido por [10]

$$B = \frac{|\beta_x - \beta_y|}{k_0} = |n_x - n_y| \quad (2.6)$$

onde β_x e β_y são as constantes de propagação para os modos polarizados nas direções ortogonais, e n_x e n_y são os índices efetivos dos modos nas duas polarizações ortogonais.

Em algumas aplicações, como sistemas de comunicação óptica coerente, é necessário manter a polarização do feixe luminoso de entrada ao longo da fibra. As fibras que apresentam essa característica, chamadas fibras com polarização mantida ou preservada, são fabricadas com um alto grau de birrefringência.

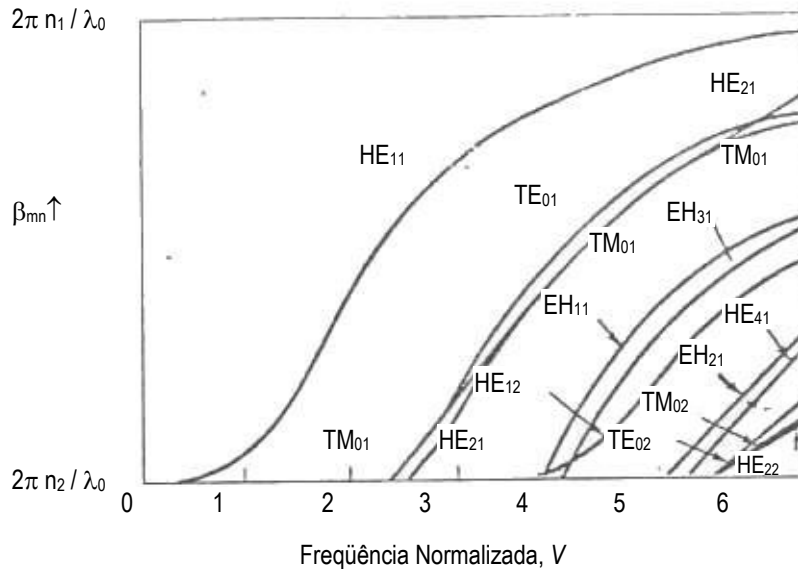


Figura 2.2 - Constante de propagação modal β_{mn} versus a frequência normalizada V para os primeiros modos de menor ordem da fibra[8].

2.3 - Atenuação em Fibras Ópticas

A atenuação do sinal de potência ao longo da fibra é expressa em dB/km e é dada pela relação

$$\alpha_{\text{dB/km}} = \frac{10}{L_{\text{km}}} \log \left(\frac{P_{\text{in}}}{P_{\text{out}}} \right) \quad (2.7)$$

onde α é o coeficiente de atenuação, L (km) é o comprimento da fibra, P_{in} é a potência do sinal injetado na entrada da fibra e P_{out} é a potência na saída da fibra.

As principais causas de atenuação em fibras ópticas são devido a *absorção*, *curvaturas* e *espalhamento*.

Além dessas perdas, existem também as perdas provocadas pelas junções no meio de transmissão. As duas categorias de junções mais usadas na prática são:

- emendas, que são junções permanentes ou semi-permanentes formadas entre duas fibras ópticas individuais. Apresentam perdas médias em torno de 0,1 dB;
- conectores, que são junções removíveis que permitem várias conexões e desconexões. Apresentam degradação no desempenho da transmissão da ordem de 0,3 dB ou menos.

2.3.1 – Perdas por absorção

As perdas por absorção são causadas por mecanismos intrínsecos e extrínsecos ao material da fibra. No primeiro caso pode-se identificar dois mecanismos importantes que provocam essas perdas: absorção no infravermelho e absorção ultravioleta.

Ambas são caracterizadas pela absorção de energia pelas estruturas atômicas, provocando transições estimuladas de elétrons entre os níveis de energia. Acontecem nas faixas de radiação infravermelha e ultravioleta.

A absorção extrínseca resulta da contaminação do material da fibra com *íons metálicos* (Cu, Fe, Cr, etc.) e *íons OH* (água dissolvida no vidro). As impurezas metálicas apresentam transições eletrônicas em intervalo de comprimento de onda de 0,5 – 1,0 μm , podendo levar a perdas de mais de 1 dB/km. Já a contaminação por OH^- , em concentrações da ordem de 1 parte por milhão (ppm) podem levar a perdas de 1 dB/km em 0,95 μm e 40 dB/km em 1,39 μm , pois esse íon em presença da sílica apresenta vibrações fundamentais na sua estrutura em torno de 2,37 μm com sobretons harmônicos em 0,72; 0,95; e 1,39 μm . A figura 2.3 apresenta o espectro de absorção dos íons OH^- com destaque para os picos de absorção dos sobretons harmônicos. As regiões de baixa atenuação entre os picos de absorção de íons OH^- caracterizam as *janelas de transmissão*.

Com o aperfeiçoamento das técnicas de fabricação das fibras foi possível manter as impurezas em níveis bem baixos, conseguindo-se assim diminuir as perdas.

A figura 2.4 mostra a perda por atenuação versus o comprimento de onda. Nela pode-se identificar as regiões onde ocorrem os mecanismos de absorção e espalhamento, bem como as regiões de atenuação mínima.

2.3.2 – Perdas por espalhamento e por curvaturas

As perdas por espalhamento resultam de vários mecanismos: espalhamento de Rayleigh, espalhamento estimulado de Raman e espalhamento estimulado de Brillouin, citados dentre outros. Os espalhamentos de Raman e Brillouin serão tratados na seção sobre não-linearidades em fibras (seção 2.5.3).

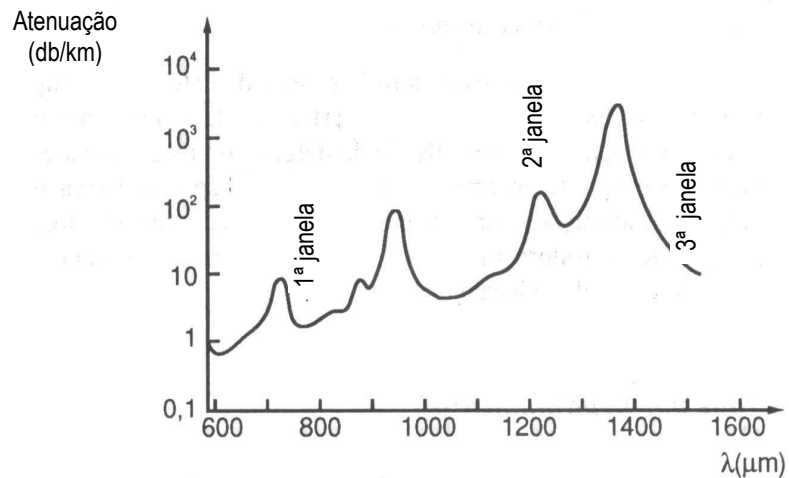


Figura 2.3 – Espectro de absorção das impurezas OH⁻ em sílica

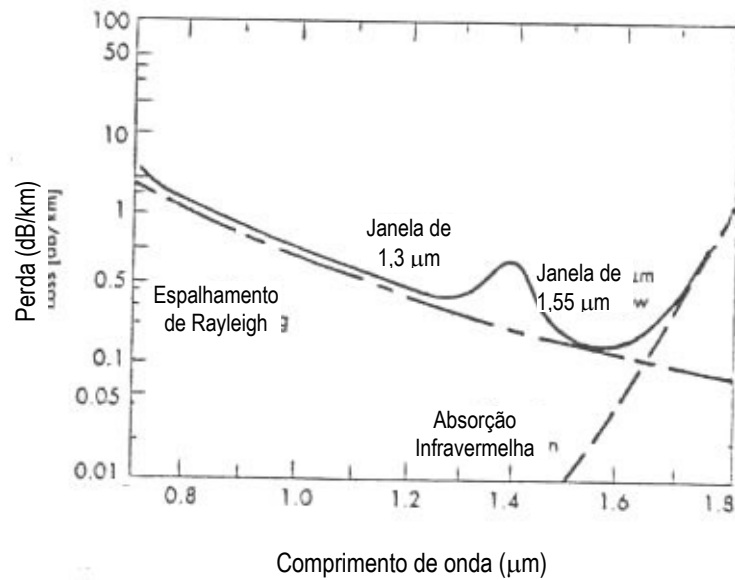


Figura 2.4 – Espectro de perda da fibra de sílica para baixas perdas.

O espalhamento de Rayleigh é um efeito linear causado por defeitos de natureza aleatória na estrutura cristalina do material da fibra durante a fabricação. Esses defeitos provocam variações na densidade do material em distâncias muito pequenas quando comparadas com o comprimento de onda da luz transmitida provocando irradiação da potência do feixe luminoso.

Há, também, as perdas adicionais devidas a efeitos geométricos, que podem apresentar dimensões microscópicas ou macroscópicas[8]. As perdas microscópicas se originam de pequenas irregularidades no raio de curvatura da fibra. Essas irregularidades podem originar-se durante o processo de fabricação ou por pressões laterais no processo de cabeamento da fibra.

Já as perdas em escala macroscópicas, são basicamente as perdas por curvatura (*bending losses*). Para curvaturas suaves, as perdas são desprezíveis. Porém, para curvas mais acentuadas, o campo evanescente que se propaga na casca da fibra precisaria se propagar mais rapidamente que o campo que se propaga no núcleo da fibra. Como não é possível ao campo propagar-se mais rápido que a velocidade da luz, ele termina por irradiar-se para fora.

2.4 - Dispersão

A dispersão, numa transmissão por fibra óptica, provoca um espalhamento do pulso de um sinal de portadora. Esse efeito de dispersão no pulso depende da constante de propagação de modo $\beta(\omega)$ e cada componente espectral dos pulsos injetados na fibra sofrerá um deslocamento de fase proporcional a $\beta(\omega)z$, onde z é a distância de propagação ao longo da fibra. A dispersão em fibras ópticas pode se apresentar nas formas de dispersão intermodal e dispersão cromática. Aqui, será falado somente sobre a dispersão cromática, que é a sofrida por sinais propagando-se em fibras monomodo.

2.4.1 – Dispersão material

A dispersão cromática é constituída da dispersão material e da dispersão de guia de onda. A dispersão material é relacionada a frequências de ressonância características, na qual os elétrons da estrutura cristalina da fibra absorvem as radiações eletromagnéticas do feixe luminoso. Isto resulta de que o índice de refração da fibra óptica (sílica) é função do comprimento de onda. Seu efeito é dado por

$$D_m(\lambda) = -\left(\frac{\lambda}{c}\right) \frac{d^2 n}{d\lambda^2} \quad (2.8)$$

$D_m(\lambda)$ normalmente é expresso em unidades de (ps/nm.km). Por exemplo, $D_m(\lambda) = 20$ ps/nm.km significa que um pulso óptico com largura espectral de 1 nm será espalhado em 20 ps a cada quilômetro de propagação ao longo da fibra.

Na 2ª janela de transmissão, a dispersão material anula-se, deste modo a janela é referida como sendo a janela de dispersão zero para fibras de sílica.

2.4.2 – Dispersão de guia de onda

A dispersão de guia de onda depende do perfil de índice da fibra óptica, pois está diretamente relacionada à natureza do modo de propagação guiado dentro da fibra. Essa dependência da frequência apresentada pela dispersão de guia de onda tem duas origens: primeiro, os vários tipos de vidro usados na fabricação da fibra não se relacionam com ω da mesma maneira; segundo, a variação radial da amplitude do modo na fibra também depende do comprimento de onda, de modo que quanto mais distante o modo está de sua frequência de corte, mais firmemente a energia está concentrada no núcleo da fibra.

Essas características são bastante utilizadas no projeto de fibras que apresentam a curva de dispersão zero deslocada para a vizinhança da 3ª janela, que é a janela de transmissão que apresenta mínima atenuação. As fibras que apresentam essa característica são chamadas fibras com dispersão deslocada.

As características da dispersão de guia de onda, por sua vez, permitem projetar fibras que apresentam uma dispersão baixa num intervalo de λ maior, essas fibras são chamadas fibras de dispersão plana. A figura 2.5 mostra o coeficiente de dispersão para quatro tipos de fibra.

2.5 – Não-linearidades em fibras ópticas

Devido à minúscula área transversal do núcleo da fibra, em sistemas com alto nível de potência, deve-se considerar os efeitos não-lineares sofridos pelas fibras ópticas. Esses efeitos

causam dispersão e atenuação nas fibras, entretanto, achou-se um modo de utilizar essas interferências em vantagens nos sistemas de comunicação por fibras ópticas.

Os efeitos que serão tratados aqui são a refração não-linear, a mistura de quatro ondas, o espalhamento estimulado de Raman e o espalhamento estimulado de Brillouin.

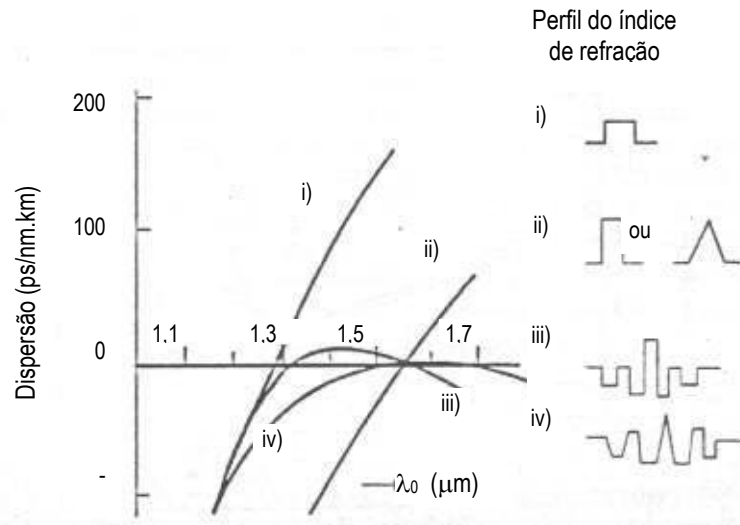


Figura 2.5 – Coeficiente de dispersão $D(\lambda)$ como função do comprimento de onda para quatro tipos de fibra: (i) fibra degrau padrão, (ii) fibra com dispersão deslocada, (iii ou iv) fibra com dispersão plana ou fibra com baixa dispersão em banda larga.

2.5.1 – Refração não-linear

A refração não-linear resulta em vários efeitos não-lineares interessantes como a auto-modulação de fase (SPM - self-phase modulation), que permite a existência de “solitons” ópticos e a modulação de fase cruzada (XPM – cross-phase modulation), que é bastante prejudicial às redes ópticas multiacesso.

A SPM é o deslocamento de fase auto-induzido sofrido pelo campo óptico durante sua propagação na fibra. Seu efeito se faz sentir somente na frequência instantânea da portadora mas não na forma do pulso. A SPM pode ser desprezada se a dispersão é muito pequena, pois nesse caso, seus efeitos sobre o desempenho do sistema são mínimos.

Apesar disso, a SPM pode ser usada para compensar o espalhamento do pulso. O pulso formado após o efeito da SPM é chamado *soliton fundamental*, e já existem sistemas baseados em “solitons”, como também transmissões por longas distâncias beneficiadas por eles.

A XPM ocorre quando mais de uma onda óptica se propaga numa fibra. O índice de refração visto por uma onda específica depende não só da intensidade dessa onda, mas também

da intensidade das demais ondas co-propagantes. Essa interferência entre as ondas provoca um deslocamento de fase aleatório que pode comprometer bastante o desempenho de um sistema óptico, principalmente se ele utilizar modulação óptica coerente.

2.5.2 – Mistura de quatro ondas (FPM)

A FPM (four-photon mixing) também é conhecida como *mistura de quatro fótons*. Quando um meio é levemente não-linear, como, por exemplo, o núcleo de uma fibra, os primeiros termos na série de expansão das harmônicas são os únicos importantes. A distorção da segunda harmônica produz, simplesmente, termos de soma e diferença que, normalmente, ficam fora da banda de interesse[13]. Entretanto, a distorção da harmônica pode apresentar um efeito de interferência no esquema FDM, onde as várias frequências têm exatamente o mesmo espaçamento entre si.

Considerando-se três frequências distintas, identificadas pelos índices i, j , e k , o produto cruzado de terceira ordem dessas três frequências conteria termos do tipo

$$f_i - f_j + f_k$$

que, pela situação de igual espaçamento entre elas, resultaria em f_j , para todos os casos em que i, j e k representem inteiros consecutivos. Assim, o sinal óptico em f_j pode ser contaminado pela interferência cruzada envolvendo f_i, f_j , e f_k . O termo mistura de quatro fótons vem do fato de que quando três fótons de frequências distintas interferem entre si, há um quarto fóton resultado desse produto cruzado.

Para cada canal de sinal, há um número tal de termos cruzados de modo que o resultado líquido é que, num meio ideal não-dispersivo, os produtos cruzados estão em fase e uma grande contaminação de um canal qualquer com os canais adjacentes pode ocorrer. Entretanto, devido a dispersão nas fibras monomodo, a FPM diminui com o aumento do espaço entre canais. Assim, o espaçamento entre canais deve ser mantido num limite mínimo a fim de evitar a interferência.

2.5.3 – Espalhamento estimulado de Raman (SRS) e de Brillouin (SBS)

O SRS (stimulated Raman scattering) é um efeito não-linear que ocorre quando moléculas absorvem fótons em sua frequência original e emitem fótons novamente numa frequência deslocada. Essa transferência de potência ocorre principalmente na direção de propagação. Uma importante característica desse efeito é que ele não somente resulta num deslocamento de

freqüência do feixe luminoso, mas também, para uma potência suficientemente alta, dá origem a um ganho óptico nessa freqüência. Devido a isso, muitas pesquisas são feitas sobre os amplificadores Raman de fibra.

O SBS (stimulated Brillouin scattering) é outro efeito não-linear similar ao anterior. Nele, os campos de alta intensidade podem interagir com as vibrações acústicas da sílica, causando um deslocamento na freqüência da luz para a freqüência acústica. Esse efeito também deu origem a amplificadores Brillouin de fibra, que apresentam uma largura de banda bastante estreita, além de precisarem de potência de bombeio pequena.

Tanto o SRS quanto o SBS só se tornam significantes a partir de determinados valores de potência, distintos para cada uma das interferências, e são particularmente prejudiciais a sistemas multicanais, já que a onda criada interfere com as outras do sistema.

CAPÍTULO 3 - Receptores Ópticos

A função dos receptores ópticos é recuperar os dados originalmente transmitidos por uma fonte luminosa através de um sistema de comunicação por fibra óptica. Seus componentes básicos são: fotodetector, pré-amplificador eletrônico e outros elementos eletrônicos para o processamento do sinal. A figura 3.1 mostra um diagrama de blocos representativo de um receptor óptico por detecção direta.

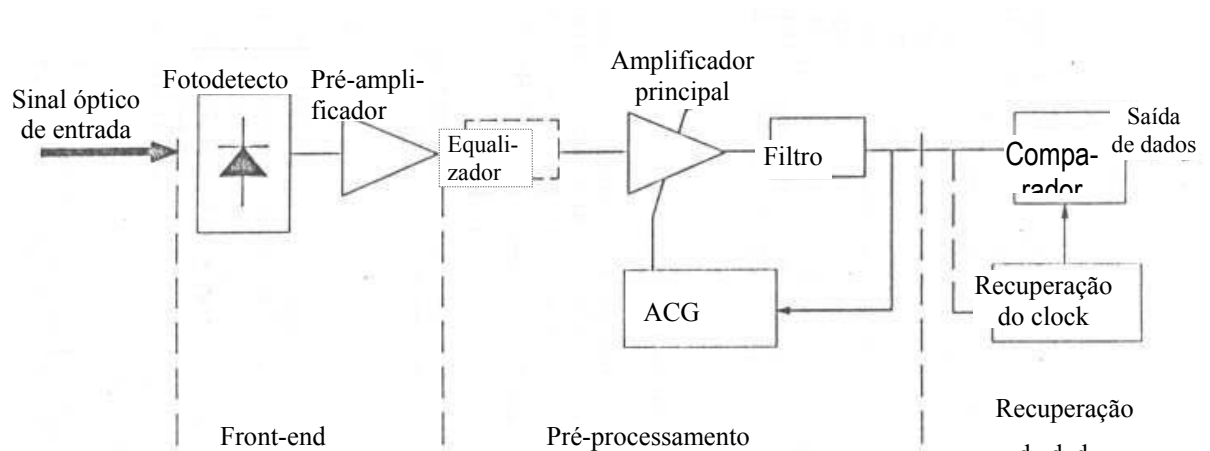


Figura 3.1 – Diagrama de blocos de um receptor óptico IM/DD para um enlace digital

O fotodetector converte o sinal óptico modulado num sinal elétrico. Normalmente, utiliza fotodiodos semicondutores (PIN e APD), pois apresentam: confiabilidade, baixo custo, alta eficiência e tamanho compatível ao da fibra. O pré-amplificador amplifica a corrente para um nível compatível com os demais componentes do receptor. O fotodetector e o pré-amplificador formam o “front-end” do receptor. O seu bom funcionamento, com relação à geração de ruído, é essencial para determinar o desempenho do receptor. Os efeitos do alargamento de pulso no “front-end” podem ser minimizados por um equalizador (opcional).

O próximo estágio é amplificar novamente o sinal, submetendo-o a um controle automático de ganho (ACG). O filtro seguinte a esse amplificador elimina os componentes indesejados de frequência que podem aparecer no sinal.

O estágio de recuperação dos dados, pode executar essa função de duas maneiras: assíncrona e síncrona. Na primeira, a decisão é feita por um comparador, decidindo se há pulso ou não (normalmente utilizada em sistemas com baixa taxa de transmissão). Na segunda, um circuito de recuperação de “clock” é utilizado (sistemas com alta taxa de transmissão).

Há dois tipos de receptores ópticos: os de detecção direta (DD) e os de detecção coerente (COH). No primeiro, o processo é basicamente detectar a presença ou não de luz em um “bit slot”; são os chamados sistemas com detecção direta por modulação de intensidade (IM/DD). Nos sistemas de detecção coerente, o sinal transmitido é modulado em amplitude, frequência ou fase e é detectado através de técnicas homódinas ou heteródinas.

Embora a maioria dos sistemas utilize técnica IM/DD, a técnica COH é bastante indicada quando se trata de redes de fibras ópticas multiacesso, pois essa técnica além de melhorar a rentabilidade de potência da rede, permite um melhor aproveitamento da largura de banda da rede com fibra óptica.

3.1 - Fotodetectors Semicondutores

3.1.1 - Fotodiodos PIN

Sua estrutura é formada pela junção de uma região tipo-p, uma região intrínseca e uma região tipo-n, daí o nome PIN.

A eficiência da conversão fotoelétrica de um fotodiodo PIN, é medida através da *eficiência quântica*, η [13], dada por

$$\eta = \frac{\text{numero de pares eletrón - lacuna gerados}}{\text{numero de fótons incidentes}} = \frac{I_p/q}{P_0/hf} \quad (3.1)$$

onde I_p é a fotocorrente média ou fotocorrente primária gerada pela potência média P_0 , no estado estacionário, incidente no fotodetector. Essa quantidade é sempre menor que a unidade, já que nem todos os fótons absorvidos formam pares elétron-lacuna úteis.

Outra quantidade utilizada para caracterizar o desempenho de um fotodiodo é a *responsividade* \mathfrak{R} , definida por

$$\mathfrak{R} = \frac{I_p}{P_0} \quad (3.2)$$

A unidade de \mathfrak{R} é A/W. Relacionando η e \mathfrak{R} , temos

$$\mathfrak{R} = \eta \frac{e}{hf} \cong \eta \frac{\lambda}{1,24} \quad (3.3)$$

onde $\lambda = c/f$ é expresso em μm .

3.1.2 - Fotodiodo por avalanche (APD)

O processo utilizado nesse dispositivo é conhecido como *ionização por impacto*, que é descrito da seguinte maneira: um par elétron-lacuna formado pela absorção de um fóton incidente adquire velocidade sob a polarização reversa de tal modo que, ao chocar-se com um átomo da estrutura cristalina do material semiconductor, consegue quebrar a ligação covalente formando um novo par elétron-lacuna. Este novo par também é acelerado e formará mais pares resultando num processo por avalanche.

As desvantagens do fotodiodo APD é que ele requer uma tensão reversa da ordem de dezenas de centenas de volts e produz muito ruído.

A responsividade de um APD pode ser dada por

$$\mathfrak{R}_{APD} = M \cdot \mathfrak{R}_0 \quad (3.4)$$

onde \mathfrak{R}_0 é a responsividade do dispositivo por unidade de ganho por avalanche e M é o valor médio do ganho de corrente avalanche.

3.2 - Receptores de Detecção Direta (DD)

Nesses receptores, o sinal luminoso incidente é diretamente convertido em sinal elétrico sem processamento prévio no domínio óptico. São baseados na contagem de fótons e na decisão entre 0 e 1, se não houver ou se houver potência óptica em um “bit slot”.

3.2.1 – Sensitividade do receptor e BER

Como não há uma detecção livre de erros, pode-se especificar o desempenho de um receptor óptico IM/DD pelo mínimo sinal de potência óptica necessário para alcançar uma determinada taxa de erro (BER – bit error rate). Esse mínimo valor de potência é chamado *sensitividade do receptor* e pode ser expressa em função do número médio de fótons por bit (\bar{n}_p)

$$S = \bar{n}_p \cdot hf \cdot B \quad (3.5)$$

onde hf é a energia do fóton incidente e B , a taxa de transmissão de bits do sinal luminoso.

O valor BER é calculado através das probabilidades de erro numa transmissão digital. Uma maneira comum de se fazer isso é dividir o número N_e de erros ocorridos num certo intervalo de tempo t pelo número N_t de pulsos (0 s e 1 s) transmitidos nesse intervalo. Assim, tem-se

$$BER = \frac{N_e}{N_t} = \frac{N_e}{Bt} \quad (3.6)$$

Um valor típico de BER, para sistemas de telecomunicações por fibras ópticas, varia de 10^{-8} a 10^{-12} .

3.2.2 – Ruído de recepção

Em sistemas de comunicação por fibras ópticas, o fotodetector precisa detectar sinais ópticos muito fracos. Por isso, é necessário que o fotodetector e sua circuitaria de amplificação sejam otimizados para manter uma dada taxa sinal-ruído (SNR).

As principais fontes de ruído associadas aos fotodetectores são o ruído quântico, a corrente de escuro e o ruído térmico.

Ruído Quântico

O ruído quântico é gerado pela natureza quântica da luz. A corrente gerada por essas partículas não é contínua, mas um movimento de unidades distintas de carga. Assim, a corrente elétrica gerada apresenta flutuações de natureza estatística em seu valor instantâneo constituindo o ruído.

Os fotodetectores APD sofrem mais com esse ruído devido à geração de fotodetectores através da ionização por impacto, já que esse processo tem característica aleatória.

Corrente de escuro

A corrente de escuro é a corrente gerada pelo material do fotodiodo, mesmo quando não há luz incidente, devido a agitação térmica na sua estrutura cristalina, de forma que os elétrons são levados à banda de condução, produzindo corrente. Esse ruído está presentes em todos os fotodiodos semicondutores.

Ruído Térmico

O ruído térmico é gerado pelo movimento aleatório dos elétrons em um condutor cuja temperatura está acima do zero absoluto. Esse ruído se adiciona à corrente útil de sinal e degrada o desempenho de receptores DD práticos.

Um modo de diminuir esse ruído é aumentar a resistência de carga, R_L , o máximo possível. Entretanto, isso limita a largura de banda. Um método, particularmente útil nas redes multiacesso, para alcançar alta sensibilidade bem como uma largura de banda grande é utilizar, no fotoreceptor, um “*front-end*” de *transimpedância*. Na prática, os receptores DD operam bem abaixo do limite quântico, cerca de 20 dB ou mais, porque seu desempenho é fortemente limitado pelo ruído térmico.

3.3 - Receptores de Detecção Coerente

A idéia básica da detecção coerente é misturar o campo óptico do sinal de entrada com uma onda óptica localmente gerada e detectar o resultado dessa interferência (batimento) com um fotodiodo (normalmente um PIN). O batimento entre esses campos ópticos gera uma fotocorrente que possui informações sobre amplitude, frequência ou fase do campo do sinal óptico. Essas informações são extraídas por processamento eletrônico. A figura 3.2 mostra um diagrama de blocos de um receptor coerente.

Os receptores coerentes são mais sensíveis que os receptores DD, devido a dois efeitos diferentes: primeiro, a mistura óptica melhora a relação sinal-ruído (SNR) na saída do pré-amplificador do receptor; segundo, a melhora da taxa de bits de erro (BER) para uma dada SNR devido o uso de diferente formatos de modulação/demodulação (ASK, FSK, PSK, DPSK)[10].

O campo do sinal óptico incidente, E_S , e o campo do oscilador local, E_{LO} , são combinados pelo acoplador óptico e o campo total incidente sobre o fotodiodo é a soma dos dois campos: $E = E_S + E_{LO}$. Assim, a fotocorrente gerada pelo fotodiodo é

$$I(t) = \Re(P_S + P_{LO}) + 2\Re\sqrt{P_S P_{LO}} \cdot \cos(2\pi f_{IF}t + \varphi_S - \varphi_{LO})$$

ou, para $P_{LO} \gg P_S$

$$I(t) \cong \Re P_{LO} + 2\Re\sqrt{P_S P_{LO}} \cdot \cos(2\pi f_{IF}t + \varphi_S - \varphi_{LO}) \quad (3.9)$$

onde P_S e P_{LO} são as potências ópticas do sinal e do oscilador local, respectivamente, f_{IF} é conhecida como frequência intermediária (IF) e \Re é a responsividade do fotodiodo.

O último termo da equação (3.9), que oscila com frequência intermediária f_{IF} , carrega a informação útil. Dependendo se f_{IF} é ou não igual a zero, pode-se distinguir dois esquemas de detecção coerente: homódino ($f_{IF} = 0$) e heteródino ($f_{IF} \neq 0$).

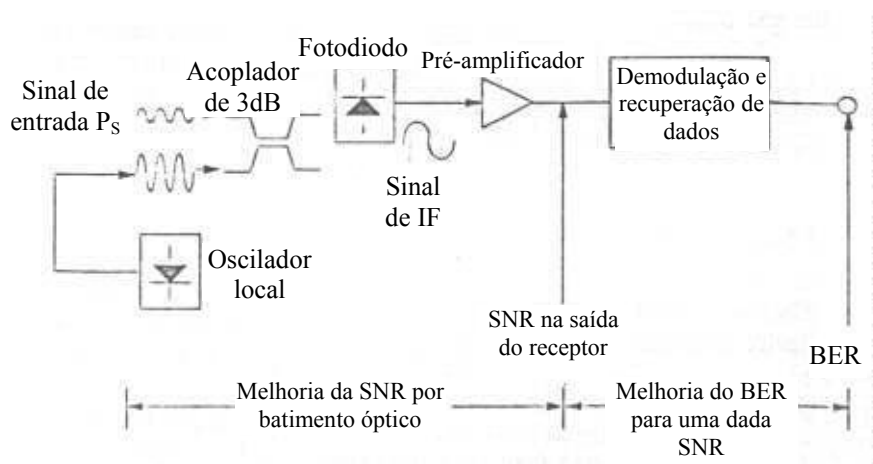


Figura 3.2 – Diagrama de blocos de um receptor óptico coerente. O sinal óptico incidente, numa frequência f_S , é misturado ao sinal do oscilador local de frequência f_{LO} . A fotocorrente gerada oscila numa frequência $f_{IF} = f_S - f_{LO}$.

No caso heteródino, percebe-se uma melhora na sensibilidade do receptor. A potência do sinal recebido é aumentada por um fator 2, ou seja, o oscilador age como um tipo de amplificador no domínio óptico amplificando o sinal visto pelo fotodiodo[10].

A principal vantagem da detecção heteródina coerente com relação a detecção direta é a relação sinal-ruído que aumenta de um fator 2 ou 3 dB[10]. Na prática, os receptores DD sempre

operam distantes do limite de ruído quântico. Já os receptores coerentes podem operar próximos a esse limite, desde que a potência do oscilador local seja suficientemente alta.

Na detecção coerente homódina, a fotocorrente gerada pelo fotodiodo é dada por

$$I(t) \cong \Re P_{LO} + 2\Re\sqrt{P_S P_{LO}} \cdot \cos(\varphi_s - \varphi_{LO}) \quad (3.10)$$

Assim, o sinal é convertido diretamente para a banda base e a relação sinal-ruído torna-se duas vezes maior que a detecção heteródina[10].

Apesar dessa melhoria na SNR apresentada pela detecção homódina, esse esquema é muito sensível ao ruído de fase do laser, fazendo com que o esquema heteródino seja preferido nos sistemas práticos baseados em detecção coerente.

3.3.1 - Técnicas de Modulação

Várias técnicas são utilizadas para modular a amplitude, a fase e a frequência de uma portadora óptica. Normalmente a modulação é feita externamente ao laser para evitar ruído na luz de alta pureza emitida pelo laser: o laser semiconductor é bombardeado com uma corrente constante e sua saída é modulada por um modulador externo. O modulador externo mais usado, utiliza o guia de ondas de LiNbO₃ com difusão de titânio.

Modulação em amplitude (ASK)

O campo elétrico associado a um sinal óptico chaveado por deslocamento de amplitude (ASK - Amplitude Shift Keying) pode ser escrito como

$$E_s(t) = |A_s(t)| \cdot \cos(2\pi f_s t + \varphi_s) \quad (3.11)$$

onde $|A_s(t)|$ leva a informação assumindo um dos dois valores fixados para representar os bits 0 ou 1 de acordo com qual bit é transmitido.

O modo mais utilizado para modular a amplitude de uma portadora óptica é utilizar um modulador externo ao transmissor laser: normalmente um interferômetro de Mach-Zehnder ou um acoplador direcional projetado com LiNbO_3 com difusão de titânio.

Outros métodos são utilizados para se fazer a modulação externa ASK: usando semicondutores ou baseados no efeito de eletro-absorção.

Modulação em fase (PSK)

No caso da modulação por deslocamento de fase (PSK - Phase Shift Keying), o campo elétrico associado ao sinal óptico pode ser escrito como

$$E_s(t) = |A_s| \cdot \cos[2\pi f_s t + \varphi_s(t)] \quad (3.12)$$

Para fontes binárias, a fase φ_s assume dois valores, normalmente 0 e π , enquanto a amplitude da portadora $|A_s(t)|$ é mantida constante.

Moduladores externos baseados no efeito eletrorefrativo podem ser usados para modulação PSK. Moduladores PSK baseados em LiNbO_3 são mais simples que os utilizados para ASK, pois utilizam um guia de ondas simples cujo índice de refração é controlado aplicando-se uma tensão.

Modulação em frequência (FSK)

O campo óptico para modulação chaveada por deslocamento de frequência (FSK - Frequency Shift Keying) é

$$\begin{aligned} E_s(t) &= |A_s| \cdot \cos[2\pi(f_s \pm \Delta f)t + \varphi_s] \\ &= |A_s| \cdot \cos[2\pi f_s t + (\varphi_s \pm 2\pi\Delta f t)] \end{aligned} \quad (3.13)$$

A informação binária é codificada na portadora óptica deslocando sua frequência em $f_s + \Delta f$ ou $f_s - \Delta f$ dependendo do bit a ser transmitido, 0 ou 1. O termo Δf é chamado desvio de frequência, enquanto que $2\Delta f$ é chamado espaço de tom.

A segunda igualdade na equação (3.13) indica que a modulação FSK pode ser obtida também por um modulador PSK variando a fase da portadora óptica linearmente enquanto durar um bit. Entretanto, uma maneira mais simples de fazer modulação FSK é variar a injeção de corrente aplicada diretamente ao laser semiconductor.

3.3.2 - Esquemas Elétricos de Demodulação e BER

Os esquemas de detecção óptica coerente convertem o sinal óptico em sinal elétrico para posterior processamento, a fim de recuperar a informação original. No caso da detecção homódina, o sinal óptico é convertido diretamente para a banda base e o mesmo circuito elétrico usado nos receptores IM/DD pode ser usado nesse caso para recuperar o sinal.

Já a detecção heteródina fornece um sinal elétrico na forma de uma portadora modulada em RF/microondas cuja frequência central é a frequência intermediária f_{IF} . A demodulação desse sinal pode ser feita de maneira síncrona ou assíncrona.

A BER de um sistema de comunicações depende do formato da modulação usada (ASK, PSK, FSK), do tipo de detecção óptica coerente (homódina, heteródina) e do tipo de demodulação elétrica (síncrona, assíncrona).

Demodulação Síncrona

Nos demoduladores síncronos, a portadora de RF/microondas na frequência intermediária, f_{IF} , é primeiro recuperada e depois, usada na conversão do sinal para a banda base. Um diagrama de blocos esquemático é mostrado na figura 3.3.

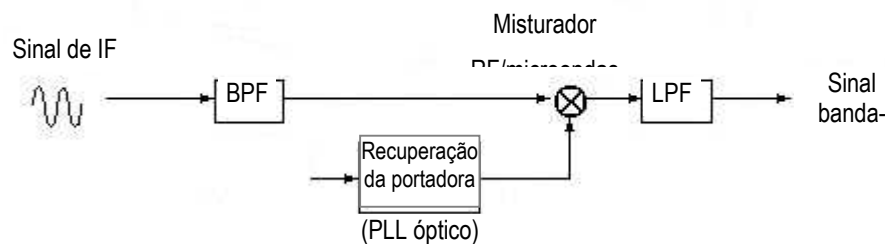


Figura 3.3 – Demodulador síncrono com recuperação de portadora de frequência intermediária f_{IF} . BPF = filtro passa-faixa.

A corrente gerada pelo estágio frontal do receptor é filtrada por um filtro passa-faixa (BPF) centrado em f_{IF} . Assumindo-se estatísticas gaussianas para o ruído filtrado, a corrente filtrada somada com as componentes do ruído é dada por [10]

$$I_f(t) = [I_s(t) \cos \Delta\varphi(t) + i_p] \cos(2\pi f_{IF} t) + [I_s(t) \sin \Delta\varphi(t) + i_\varphi] \sin(2\pi f_{IF} t) \quad (3.14)$$

onde $I_s = 2\Re\sqrt{P_s P_{LO}}$, i_p e i_φ são as componentes do ruído, em fase e em quadratura de fase com média igual a zero, respectivamente, e $\Delta\varphi(t) = \varphi_{LO} - \varphi_s(t)$.

O misturador de RF/microondas mistura a portadora recuperada na frequência f_{IF} com $I_f(t)$ e a saída é filtrada por um LPF para rejeitar as componentes ac de frequência $2f_{IF}$, resultando no sinal banda base dado por

$$I_b(t) = \langle I_f \cos(2\pi f_{IF} t) \rangle = \frac{1}{2} [I_s(t) \cos \Delta\varphi(t) + i_p] \quad (3.15)$$

os colchetes referem-se à média sobre um período $1/f_{IF}$ (isto é, o efeito do LPF).

A equação (3.15) mostra que a componente em quadratura de fase do ruído foi eliminada do sinal banda base, permanecendo somente a componente em fase do ruído que, na média, é a metade do valor do ruído.

A tabela 3.1 mostra a BER obtida com demodulação síncrona para vários formatos de modulação[1], onde η é a eficiência quântica, n_p é o número máximo de fótons por bit e \bar{n}_p , o número médio de fótons por bit.

Tabela 3.1 – BER e sensibilidade de receptores ópticos coerentes para várias combinações de formatos de modulação/detecção óptica/processamento elétrico de sinal.

Demodulação IM/DD		BER	n_p	\bar{n}_p
		$1/2 \cdot \exp(-\eta n_p)$	20	10
Síncrona	ASK heteródina	$1/2 \cdot \operatorname{erfc}(\sqrt{\eta n_p / 4})$	72	36
	ASK homódina	$1/2 \cdot \operatorname{erfc}(\sqrt{\eta n_p / 2})$	36	18
	PSK heteródina	$1/2 \cdot \operatorname{erfc}(\sqrt{\eta n_p})$	18	18
	PSK homódina	$1/2 \cdot \operatorname{erfc}(\sqrt{2\eta n_p})$	9	9
	FSK heteródina	$1/2 \cdot \operatorname{erfc}(\sqrt{\eta n_p / 2})$	36	36
Assíncrona	ASK heteródina	$1/2 \cdot \exp(-\eta n_p / 4)$	80	40
	FSK heteródina	$1/2 \cdot \exp(-\eta n_p / 2)$	40	40
	DPSK heteródina	$1/2 \cdot \exp(-\eta n_p)$	20	20

Demodulação Assíncrona

Esse esquema não necessita recuperar a portadora de RF/microondas. Em vez disso, um detetor de envoltória é usado para converter o sinal filtrado $I_f(t)$ dado pela equação (3.15) para o

sinal banda base, resultando num projeto de receptor muito mais simples. O diagrama de blocos de um demodulador assíncrono para sinais ASK é mostrado na figura 3.4(a). O sinal de saída do detetor de envelope é

$$I_b(t) = |I_f(t)| = \left[\left(I_s \cos \Delta\varphi + i_p \right)^2 + \left(I_s \sin \Delta\varphi + i_\varphi \right)^2 \right]^{1/2} \quad (3.16)$$

A principal diferença comparada ao caso de demodulação síncrona é que o sinal banda base sofre o efeito de ambas as componentes do ruído: em fase e em quadratura de fase.

As figuras 3.4(b,c) mostram receptores heteródinos assíncronos para demodulação FSK e DPSK, respectivamente.

A demodulação FSK é feita através do processo de separação dos bits “0” e “1” cujas portadoras de frequência, e assim as frequências intermediárias, são diferentes. Os LPFs são centrados nas frequências intermediárias correspondendo aos bits “0” e “1”. O demodulador FSK com dois filtros pode ser visto como dois demoduladores ASK em paralelo cujas saídas são combinadas antes de alcançar o estágio de decisão[1].

Para sinais PSK, que têm amplitude constante e frequência de portadora simples, os detetores de envelope ou LPFs são de pouca ajuda para demodular o sinal. Entretanto, o formato PSK diferencial (DPSK) pode ser demodulado de maneira assíncrona usando-se um esquema de demodulação com atraso mostrado na figura 3.4(c). Com o formato DPSK, a informação é codificada na diferença de fase ($\varphi_k - \varphi_{k-1}$) entre bits consecutivos. A demodulação usa o sinal IF como referência, mas com um atraso igual à duração T de um bit no tempo. A saída do sinal do misturador mostrado na figura 3.4(c) tem uma componente da forma $\cos(\varphi_k - \varphi_{k-1})$, que contém todas as informações sobre os dados. Uma vantagem do DPSK é que a estabilidade da fase do laser é requerida somente por uma duração de tempo relativamente pequena (o período de dois bits).

3.4 – Fatores de Degradação da Sensitividade

Na seção 3.2 foram citados alguns fatores, associados aos fotodetetores, que determinam a sensibilidade do receptor. Entretanto, existem outros fatores relacionados com o transmissor, com

o canal e até mesmo com o circuito de decisão, que degradam a sensibilidade do receptor. O efeito de tais degradações deve ser considerado no projeto de um sistema, aumentando-se o balanço de potência do enlace, o que é conhecido como *penalidade de potência*.

Aqui serão falados alguns fatores importantes relacionados aos demais componentes do sistema.

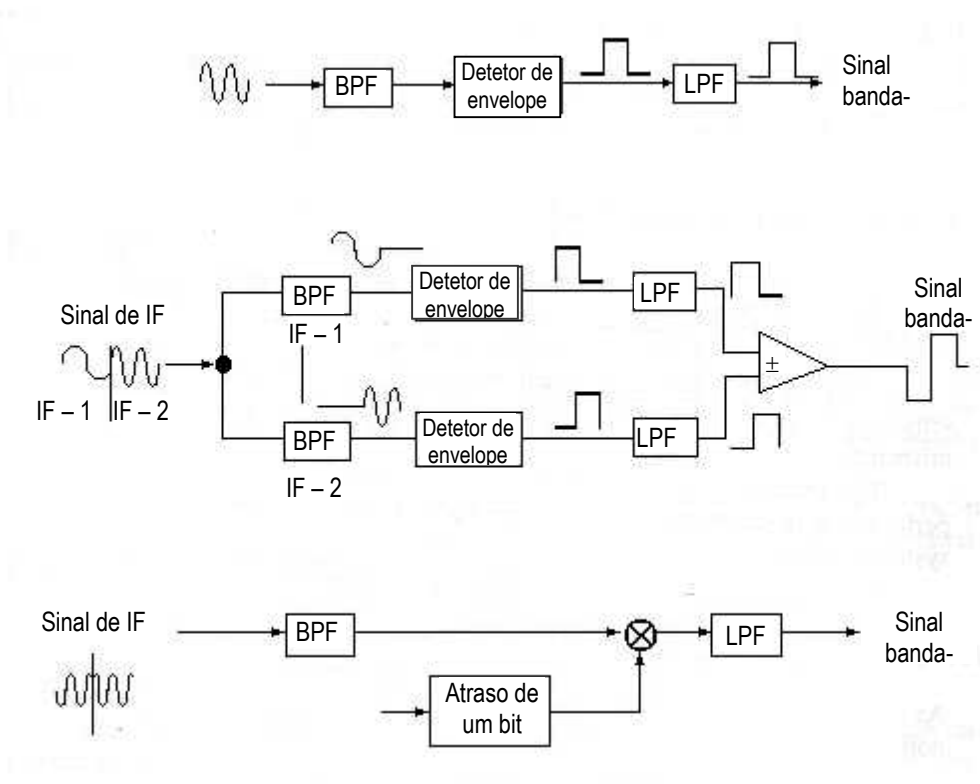


Figura 3.4 – Diagrama de blocos de demoduladores assíncronos heteródinos: (a) ASK, (b) FSK e (c) DPSK.

3.4.1 – Razão de extinção (r)

Com os lasers semicondutores, a potência do estado “zero” depende de valores relativos das correntes de polarização e de limiar de leisamento. Para altas taxas de transmissão, a corrente de polarização é normalmente estabelecida acima do limiar. Juntamente com isso, a fonte luminosa pode ser polarizada fracamente para diminuir o tempo de comutação da fonte. O resultado desses dois fatos é que alguma potência óptica também é emitida durante um pulso zero, com isso os receptores com detecção direta tem sua sensibilidade degradada.

A razão de extinção é a razão entre a potência óptica média transmitida para um bit 0 e a potência óptica média transmitida para um bit 1. Para valores de r diferentes de zero, a sensibilidade de um receptor PIN aumenta com relação a $r = 0$. Nos receptores APD, a penalidade de potência aumenta de um fator 2 comparado com o receptor PIN para um mesmo valor de r .

3.4.2 – “Timing jitter”

A saída do circuito de recuperação do relógio (clock) fornece amostras no tempo utilizadas pelo dispositivo de decisão. Como a recuperação do relógio é feita sobre um sinal degradado pelo ruído, o instante de amostragem varia em torno de um valor médio.

A consequência do “timing jitter” é que as amostras do sinal recebido variam de bit para bit e os valores amostrados variam tanto com o “timing jitter” quanto com a forma de onda do sinal recebido. Essas flutuações indesejadas traduzem-se numa redução da SNR no instante de amostragem e resultam na degradação do desempenho do receptor IM/DD. Em geral, para se ter uma penalidade de potência desprezível, o valor rms do “timing jitter” deve ser abaixo de 10% do período do bit, tanto para receptores PIN quanto APD[1].

3.4.3 – Ruído Modal

O ruído modal é associado às fibras multimodo. A interferência entre os vários modos propagando-se na fibra multimodo cria um padrão descontínuo (speckle pattern) no fotodetector. Esse “padrão” associado a distribuição de intensidade não-uniforme, por si mesmo, não interfere no desempenho do receptor. Entretanto, se ele apresenta flutuações com o tempo que resultam em flutuação na potência do receptor, seu efeito é adicionado ao ruído do receptor provocando uma degradação da SNR. Essas flutuações são chamadas de ruído modal.

O ruído modal pode ocorrer em sistemas ópticos que utilizam fibras monomodo se um modo de ordem maior é excitado numa pequena seção de fibra entre dois conectores ou emendas, instalados durante alguma manutenção ou reparo. Normalmente, porém, sistemas de comunicação com fibra óptica monomodo, se bem projetados, não sofrem com esse problema.

3.4.4 – Ruído de partição modal (MPN)

O ruído de partição modal ocorre nos laser multimodo devido à interferência entre os vários modos longitudinais emitidos pelo laser. Como resultado os modos individuais apresentam uma grande variação na sua intensidade mesmo quando a intensidade total do feixe de luz é constante. Essas variações são nocivas ao sistema por sofrerem dispersão durante a propagação na fibra, devido ao retardo de grupo.

O MPN pode ser evitado utilizando-se lasers semicondutores de modo longitudinal único. Entretanto, mesmo esses lasers podem apresentar esse ruído pois existe a possibilidade de excitação de modos laterais sob condições transientes, como as que ocorrem quando é necessário modular o laser em altas taxas. Por exemplo, se o laser é modulado a uma taxa de bits $B \geq 1\text{Gb/s}$, a probabilidade de excitação de modos laterais acima do valor médio do modo principal é muito maior que o predito teoricamente[1]. De modo a evitar esse problema, foi criado o laser DFB deslocado de um quarto de onda.

3.4.5 – Ruído de reflexão

Nos sistemas de fibras ópticas, as reflexões do sinal luminoso se originam nas discontinuidades do índice de refração causadas por emendas, conectores e pontas de fibras. A realimentação decorrida da reflexão é indesejada porque pode degradar o desempenho tanto do transmissor quanto do receptor. Mesmo uma quantidade muito pequena de realimentação óptica afeta a operação de um laser semicondutor e pode levar ao ruído em excesso na saída do transmissor.

O efeito mais crítico de realimentação é sobre a largura de linha do laser que pode variar várias ordens de magnitude, dependendo da localização da superfície onde a realimentação se origina. Essa sensibilidade é relacionada com o fato de que a fase da luz refletida pode perturbar a fase do laser de maneira significativa mesmo para um nível pequeno de realimentação. Essa mudanças de fase induzidas são muito críticas em sistemas de recepção coerente. Já os sistemas de detecção direta são mais afetados pelo ruído de intensidade do que pelo ruído de fase.

Mesmo quando isoladores são utilizados, o ruído de reflexão pode ser uma problema para os sistemas ópticos. Isso porque as reflexões entre duas superfícies, em qualquer lugar ao longo

da fibra, agem como um interferômetro Fabry-Perot que pode converter ruído de fase em ruído de intensidade[1]. Assim, é necessário empregar conectores e emendas que reduzam a reflexão através de técnicas apropriadas, como o uso de casamento de índices.

3.4.6 – Ruído de fase do laser

A saída de um laser SLM contém ruído de fase, o que implica em importantes conseqüências no desempenho dos sistemas ópticos coerentes. Já que tanto a fase do sinal φ_S quanto a fase do oscilador local φ_{LO} têm que permanecer relativamente estáveis para que o receptor seja capaz de recuperar o sinal original com confiabilidade. Já que o ruído de fase é caracterizado pela largura de linha do laser Δf através de $\langle \varphi^2(t) \rangle = 2\pi \cdot \Delta f \cdot t$ (onde t é o tempo), é normal especificar o valor máximo tolerável de Δf . Em todos os casos, a largura de linha tolerável Δf , freqüentemente definida de forma que a penalidade de potência induzida seja abaixo de 1 dB, pode ser expressa como uma fração da taxa de bits de dados.

A partir de estudos[10] sobre essa relação $\Delta f - B$, pode-se tirar algumas conclusões gerais:

- como o valor tolerável de Δf é proporcional a B , sistemas com alta taxa de transmissão de bits são menos exigentes na pureza espectral do laser.
- os requerimentos da largura do laser são mais difíceis para os receptores homódinos. A combinação PSK/homódino/síncrono leva a uma melhor sensibilidade do receptor, ou seja, requer a menor largura de linha. Os requerimentos de largura de linha são consideravelmente menos rígidos para os receptores heteródinos, especialmente quando os formatos ASK e FSK mais demodulação assíncrona são usados.

Os requerimentos nas larguras de linha do laser (e estabilidade) são um pouco difíceis de serem obtidos (em especial na detecção homódina). Uma alternativa aproximada, conhecida como *diversidade de fase*, torna menos rígido, de modo significativo, esses requerimentos.

3.4.7 – Ruído de intensidade do laser

A potência de saída de qualquer laser semiconductor apresenta, sempre, flutuações aleatórias de amplitude (ruído de intensidade do laser). Este ruído, caracterizado pelo parâmetro RIN, é convertido pelo fotodiodo em flutuações de corrente que se somam ao ruído quântico e ao ruído térmico, reduzindo a SNR na entrada do dispositivo de decisão tanto em receptores IM/DD quanto em receptores coerentes.

Nos receptores IM/DD, o ruído de intensidade pode ser desprezado na maioria dos casos práticos[1], entretanto, o mesmo não acontece com os receptores coerentes.

Uma solução para o problema ruído-intensidade no receptor coerente é oferecida pelo *receptor balanceado*[1]. Essa configuração aumenta a complexidade do receptor e, conseqüentemente, seu custo. Apesar disso, ela é bastante usada nos sistemas ópticos coerentes, pois promove o balanceamento das flutuações de intensidade. Além disso, ambas as potências do sinal e do oscilador local são utilizadas efetivamente, ao contrário dos receptores coerentes a fotodetector único onde metade da potência óptica vinda da segunda porta do acoplador 2×2 é perdida.

3.4.8 – Descasamento de Polarização

As polarizações do sinal recebido e do oscilador local têm que estar alinhadas para produzir uma fotocorrente com intensidade máxima. Se as polarizações são ortogonais, nenhum batimento ocorre e nenhum sinal de corrente é gerado.

A polarização do oscilador local é determinada pelo laser LO e permanece constante no tempo. O estado de polarização do sinal depois da propagação ao longo da rede de fibras, em geral, mudará com o tempo devido à birefringência aleatória da fibra que varia no tempo (seção 2.2.1).

Existem cinco maneiras de se tratar com o problema do descasamento de polarização:

1. *Instalação de fibras especiais com polarização mantida*. Porém, esse tipo de fibra é mais cara e apresenta perdas maiores que as fibras convencionais.
2. *Realimentação de polarização*[10]. Sua principal desvantagem é o tamanho volumoso resultante no receptor.
3. *Mistura de polarização*[10]. Muda rápida e aleatoriamente a polarização dos campos ópticos do sinal recebido e do oscilador local, de forma que os campos nunca sejam ortogonais durante um “bit slot”.
4. *Chaveamento por deslocamento de polarização (POLSK)*: neste esquema, um estado de polarização representa o bit “0” e o estado ortogonal representa o bit “1”. Já que a ortogonalidade permanece durante a propagação do sinal ao longo da fibra, um receptor diferencial independente do estado absoluto de polarização pode ser usado.

5. *Diversidade de polarização*[10]

Vários experimentos com sistemas de comunicação têm sido feitos com todas as possíveis combinações de modulação/técnicas de detecção óptica/processamento de IF mostradas anteriormente com a finalidade de demonstrar a melhora da sensibilidade obtida com receptores coerentes em relação aos receptores DD.

Em geral, esses experimentos mostram que, na prática, pode-se ter a sensibilidade do receptor variando de 3,5 a 7 dB acima do limite quântico. Isso representa uma melhora de mais de 15 a 20 dB comparado com os receptores DD operando sob as mesmas condições de sistema (mesma taxa de bits, comprimento da fibra, etc.).

Apesar disso, os sistemas ópticos coerentes não alcançaram ainda seu estágio comercial, devido, principalmente, ao alto custo de transmissores e receptores ópticos, e também, porque os receptores DD com pré-amplificadores ópticos tem desempenho superior a receptores coerentes.

CAPÍTULO 4 – Componentes Passivos e Amplificadores Ópticos

Os componentes ópticos passivos essenciais, requeridos para a implementação de redes de fibras ópticas de múltiplos acesso, são classificados de acordo com a função que realizam. Uma representação desses dispositivos é mostrada na figura 4.1. Eles são discriminados da seguinte forma:

- divisores de potência ou “taps”: dividem a potência óptica de uma única fibra na entrada para várias (≥ 2) fibras na saída;
- combinadores: combinam a saída de vários transmissores e lançam o resultado numa única fibra de saída;
- acopladores-estrela: combinam os sinais ópticos injetados nas fibras de entrada e dividem cada um deles igualmente entre as fibras de saída;
- multiplexadores por comprimento de onda: combinam canais em comprimentos de onda diferentes lançando-os numa única fibra de saída;
- demultiplexadores por comprimento de onda: separam os sinais de uma única entrada com múltiplos canais para diferentes fibras na saída conforme seu comprimento de onda;
- isoladores ópticos: protegem o transmissor ou qualquer outro dispositivo sensível contra reflexões indesejáveis.

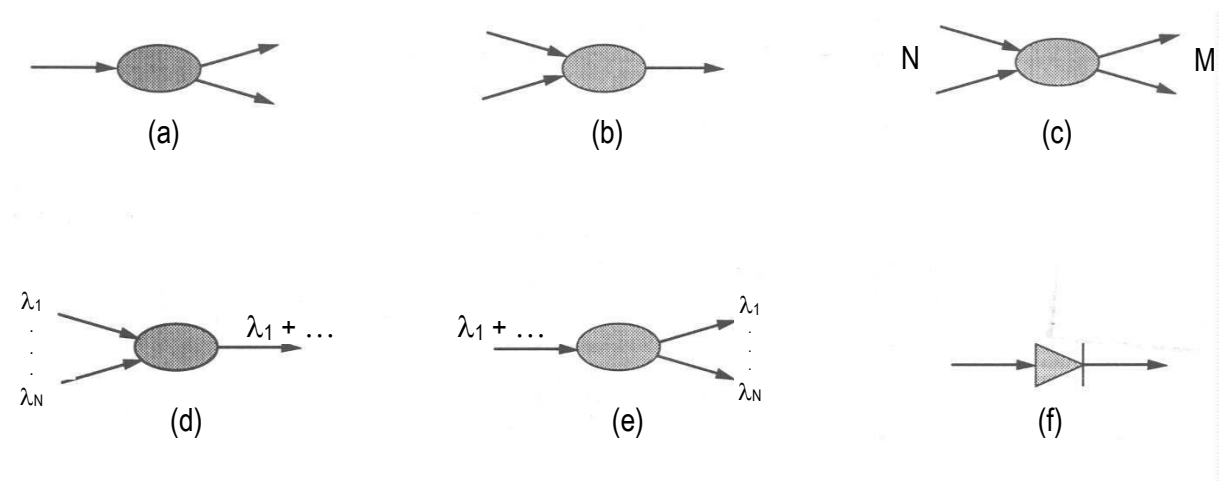


Figura 4.1 – Funções dos dispositivos ópticos passivos: (a) divisor de potência, (b) combinador de potência, (c) acoplador-estrela, (d) multiplexador por comprimento de onda, (e) demultiplexador por comprimento de onda, e (f) isolador óptico.

As tecnologias usadas para fabricar estes dispositivos são: micro-óptica, baseadas em fibra e baseada em óptica integrada.

As técnicas baseadas em micro-óptica são as mais utilizadas. Entretanto, as duas últimas tecnologias chamam a atenção dos projetistas por dois motivos principais: nos dispositivos baseados em fibra óptica a conexão à fibra é mais fácil e a tecnologia de óptica integrada através do processo litográfico possibilita grande redução de custo quando se investe na produção em larga escala.

Neste trabalho, daremos ênfase às técnicas baseadas em fibra e em óptica integrada.

4.1 – *Estudo geral dos dispositivos*

Nesses dispositivos, o acoplamento de potência de uma das entradas para uma das saídas pode variar entre zero e a unidade. Várias propriedades úteis de muitos dispositivos podem ser obtidas analisando-se um acoplador 2×2 (figura 4.2).

Seja uma matriz de espalhamento parcial S , que define a relação entre as intensidades de campo na entrada ($a_1 \dots a_n$) e as intensidades de campo na saída ($b_1 \dots b_n$) [10]. Por definição, tem-se

$$\begin{pmatrix} b_1 \\ b_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix} \quad \text{ou} \quad \mathbf{B} = \mathbf{S} \cdot \mathbf{A} \quad (4.1)$$

onde S_{ij} representa o coeficiente de acoplamento da porta de entrada j para a porta de saída i .

Considerando-se que a operação é monomodo e que o dispositivo é sem perdas, pode-se dizer que a matriz S apresenta reciprocidade e conservação de energia. A condição de reciprocidade é uma consequência de que as equações de Maxwell são invariantes para inversões de tempo, donde se obtém

$$S_{12} = S_{21} \quad (4.2)$$

e, a condição de conservação de energia implica em que a soma das intensidades na saída I_0 é igual à soma das intensidades na entrada I_1 , ou,

$$I_0 = |b_1|^2 + |b_2|^2 = I_1 = |a_1|^2 + |a_2|^2 \quad (4.3)$$

Através de manipulações matemáticas entre as equações (4.1), (4.2) e (4.3), e, assumindo-se que o acoplador foi projetado tal que $S_{11} = \sqrt{1-\alpha}$, onde α é um número real entre 0 e 1, obtém-se

$$S = \begin{pmatrix} \sqrt{1-\alpha} & j\sqrt{\alpha} \\ j\sqrt{\alpha} & \sqrt{1-\alpha} \end{pmatrix} \quad (4.4)$$

Da matriz S , percebe-se que, independentemente de α , $S_{i \neq j}$ tem um deslocamento de fase de $\pi/2$ com relação a S_{ii} ($i, j = 1, 2$), propriedade que é utilizada em detetores coerentes balanceados. Além disso, fica claro que (em um comprimento de onda) o acoplador 2×2 não pode acoplar a potência total de ambas as entradas numa única saída. Observa-se também, que devido à condição de reciprocidade, se as entradas e as saídas forem invertidas, a mesma matriz S ainda se aplica.

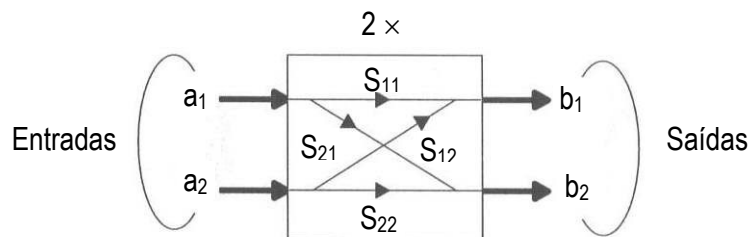


Figura 4.2 – Acoplador 2×2 como uma caixa preta, mostrando os parâmetros da matriz de espalhamento, S .

A equação (4.4) aplica-se a dispositivos sem perdas. Na prática, os dispositivos apresentam várias perdas resultantes de perdas de inserção, perdas intrínsecas ao meio que constitui o acoplador e perdas de acoplamento na saída. Essas perdas são caracterizadas pelo

parâmetro β_p , perdas em excesso, definido como a fração da potência total de entrada que aparece como potência total na saída. Valores típicos de β_p variam de 0,3 a 0,5 dB.

As vantagens de se fabricar esses dispositivos com tecnologia baseada em fibras ópticas são: conexões simples às fibras, excelente diretividade, poucas reflexões, estabilidade em termos de comprimento de onda, e baixo custo material. As desvantagens são as dificuldades para montagem automatizada, alguns problemas de encapsulamento, e baixo potencial para integração.

4.2 - Acopladores-Estrela

Os acopladores-estrela podem ser classificados como: acopladores totalmente estrela $N \times M$ e combinadores/divisores $1 \times M$ (caso especial quando $N = 1$), mostrados na figura 4.1 (a-c). A função dos acopladores-estrela é combinar sinais ópticos injetados nas portas de entrada e dividi-los igualmente entre as portas de saída. Um exemplo particular é o acoplador de 3 dB, que distribui a metade da potência óptica de cada entrada para cada saída.

Uma técnica utilizada na fabricação desses acopladores é a de fibra fundida. Deve-se ressaltar, entretanto, que acopladores com uma grande quantidade de portas são de difícil fabricação devido aos efeitos de acoplamento entre as diversas fibras, os quais têm que ser controlados durante os processos de fusão. Além disso, como o acoplamento entre fibras diferentes depende do comprimento de onda, também é difícil, tecnologicamente, fabricar acopladores *acromáticos* ou *com banda larga*, que têm bom desempenho tanto na 2ª quanto na 3ª janela. Assim, uma alternativa mais atraente consiste em se ligar, em cascata, acopladores de 3 dB, como exemplifica a figura 4.3, para o caso de um acoplador 8×8 [10].

Observa-se que o número de acopladores de 3 dB necessário para formar um acoplador totalmente estrela $N \times N$ é

$$N_c = \frac{N}{2} \log_2 N \quad (4.6)$$

e que uma fração $1/N$ da potência lançada em cada entrada aparece efetivamente em todas as portas de saída. Se β_p ($0 \leq \beta_p \leq 1$) são as perdas em excesso de cada acoplador, então a perda sofrida por um sinal que passa através do acoplador-estrela $N \times N$ é dada (em dB) por

$$Loss[dB] = -10 \log \left[\frac{\beta_p^{\log_2 N}}{N} \right] \cong 10(1 - 3,3 \log \beta) \cdot \log N \quad (4.7)$$

Assim, a perda em dB cresce logarithmicamente com N . Esse fato é importante, principalmente quando se compara as topologias de rede em estrela e em barramento.

Outro fato importante resultado da cascata de acopladores de 3 dB é que N é um múltiplo de 2. Isto afeta a modularidade da rede porque quando somente um nó adicional tem que ser conectado à rede estrela $N \times N$ já existente, o acoplador-estrela $N \times N$ tem que ser trocado por um acoplador $2N \times 2N$, deixando $2(N - 1)$ portas sem uso. Ou, então, utiliza-se um acoplador adicional de 3 dB para esse nó extra.

A técnica de cascata pode também ser aplicada a dispositivos baseados em óptica integrada e esta é a tendência atual principalmente pela redução de custo quando da produção em larga escala.

Outro tipo de acoplador baseado em óptica integrada é o chamado acoplador-estrela tipo lentes planas. Ele consiste de um arranjo de guias de onda planar na entrada acoplado à região plana (lentes planares), a qual distribui a potência de entrada uniformemente entre os guias de onda da saída[10].

Um fator importante que distingue a tecnologia de óptica integrada da de fibra fundida é que guias de onda em forma de Y podem ser implementados com óptica integrada tão facilmente quanto acopladores 2×2 . Isto é explorado por combinadores/divisores $1 \times M$, que são inerentemente acromáticos porque, ao contrário do acoplador 2×2 , a razão combinação/divisão sofrida por um sinal que atravessa um guia de onda uniforme em Y é por natureza independente do comprimento de onda. Em [58], um divisor de potência 1×128 , baseado em óptica integrada, foi testado e apresentou perdas em excesso de 2,3 dB e um desvio padrão de 0,63 dB.

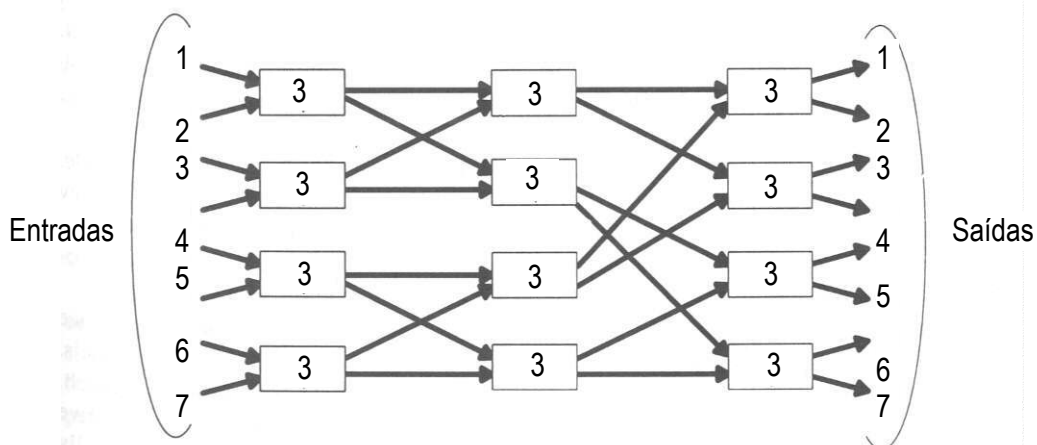


Figura 4.3 – Acoplador-estrela 8×8 formado pela interconexão de acopladores de 3dB.

Para os acopladores discutidos até agora, acopladores transmissivos, são necessários (no mínimo) uma fibra de entrada e uma de saída por nó, para enviar e receber os sinais ópticos. A fim de reduzir a quantidade de fibras, existem os acopladores-estrela refletivos, onde a potência entrando em qualquer uma das N portas é dividida igualmente e refletida, saindo do dispositivo através de todas as portas de saída[10].

4.3 - Multiplexadores/Demultiplexadores por comprimento de onda

Num acoplador 2×2 , o coeficiente de acoplamento de potência α de um guia de onda para outro depende do comprimento de onda de operação λ [10], de forma que a potência transferida de um guia de onda para outro é uma função periódica do comprimento da região de acoplamento, L .

Devido a essa característica, através de um dimensionamento adequado da região de acoplamento, pode-se fabricar um acoplador acromático, bem como, projetá-lo de modo que ele transmita quase toda a potência de um comprimento de onda λ_1 por uma saída e quase toda a potência de outro comprimento de onda λ_2 por outra saída. Tais dispositivos são chamados demultiplexadores por comprimento de onda (demux WDM). Reciprocamente, invertendo-se as funções da entrada e das saídas, obtém-se o multiplexador por comprimento de onda (mux WDM). Assim, pode-se usar acopladores 2×2 para acoplar, numa única saída, potências de entrada com comprimentos de onda diferentes.

Esse fato tem importantes conseqüências para as técnicas de multiacesso em redes ópticas, como será visto no Capítulo 5, devido à restrição de disponibilidade de potência na rede.

Um exemplo de utilização desses dispositivos é mostrado na figura 4.4.

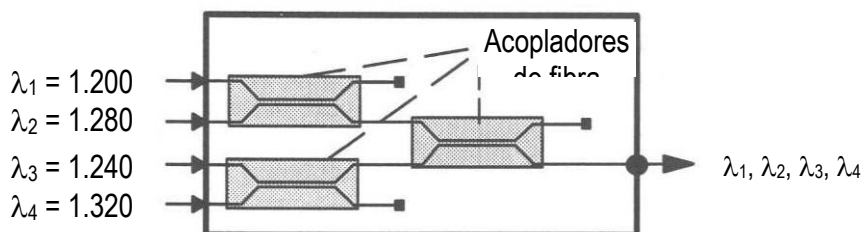


Figura 4.4 – Cascata de acopladores de fibra fundida formando um mux para quatro comprimentos de onda.

Se muitos comprimentos de onda são considerados, pode-se utilizar técnicas alternativas baseadas na característica de dispersão angular de alguns elementos. Um exemplo é a utilização da grade de difração, que reflete a luz em direções específicas de acordo com a periodicidade, o ângulo no qual a luz incide na grade, e o comprimento de onda da luz incidente. Esses dispositivos serão abordados na próxima seção.

4.3.1 – Grades

O termo *grade* é utilizado para descrever quase todos os dispositivos cuja operação envolve interferência entre múltiplos sinais ópticos originados da mesma fonte, mas com deslocamentos relativos de fase diferentes. As grades são usadas há bastante tempo na óptica para separar a luz em seus comprimentos de onda constituintes. Nos sistemas de comunicação WDM, elas são utilizadas como demultiplexadores, filtros, dentre outros dispositivos.

Há vários tipos de grades, como, por exemplo: grades Stimax, grades de Bragg à fibra, grades à fibra de período longo. As grades Stimax têm sido utilizadas em sistemas de transmissão WDM disponíveis comercialmente. Entretanto, esse é um dispositivo volumoso que não facilita a fabricação e por isso se torna caro. Isso leva à utilização de outros tipos de grades que são fabricadas com maior facilidade além de apresentarem perdas menores [12].

Aqui, será falado apenas das grades baseadas em fibra (grades de Bragg e de período longo), pois são dispositivos atrativos para utilização em diversas aplicações, como filtros, funções add/drop, e como compensadores de dispersão. Suas principais vantagens são sua baixa perda, facilidade de acoplamento (a outras fibras), ser insensível à polarização, baixo coeficiente de temperatura e encapsulamento simples, resultando em um dispositivo de baixo custo.

As grades são criadas nas fibras a partir da fotosensitividade de certos tipos de fibras ópticas. Por exemplo, uma fibra de sílica convencional dopada com germânio torna-se bastante fotosensitiva. A partir daí, se a fibra é exposta à luz ultravioleta (UV), haverá uma mudança no índice de refração dentro do núcleo da fibra. Se essa luz for resultado de dois feixes (UV) que, interferindo entre si, geram uma radiação que varia periodicamente, o índice de refração sofrerá uma variação que acompanha a variação do feixe: aumentado quando a intensidade do feixe aumenta e permanecendo inalterado quando a intensidade do feixe diminui. A mudança necessária no índice de refração para produzir grades em fibras é da ordem de 10^{-4} . Além dessa técnica, outras técnicas podem ser utilizadas para produzir grades em fibras.

Grades de Bragg baseadas em fibra

São também chamadas de grades de período curto porque seu período é comparado ao comprimento de onda (cerca de $0,5 \mu\text{m}$). Podem ser fabricadas com perdas extremamente baixas

(0,1 dB), alta precisão em comprimento de onda (consegue-se $\pm 0,05$ nm com facilidade), alta supressão de “crosstalk” para canais adjacentes (40 dB).

O coeficiente de temperatura de uma grade de Bragg à fibra é tipicamente $1,25 \times 10^{-2}$ nm/°C devido à variação do comprimento da fibra com a temperatura. Porém, isso pode ser compensado utilizando-se um encapsulamento com coeficiente de expansão térmico negativo. Essas propriedades das grades de Bragg à fibra a tornam um dispositivo muito útil em aplicações sistêmicas.

A figura 4.5 mostra a utilização de grades de Bragg à fibra em um elemento “drop” óptico simples. Ele consiste de um circulador de três portas com uma grade de Bragg à fibra. O circulador transmite a luz que vem da porta 1 para a porta 2 e transmite a luz que vem da porta 2 para a porta 3. Neste caso, a grade reflete o comprimento de onda desejado (λ_2), que é, então, levado à porta 3. Os comprimentos de onda restantes são transmitidos através da fibra.

O maior problema em projetos que utilizam essas grades é que a reflexão efetuada não é perfeita. Em conseqüência, alguma potência do sinal selecionado é transmitido através da grade provocando “crosstalk” [12].

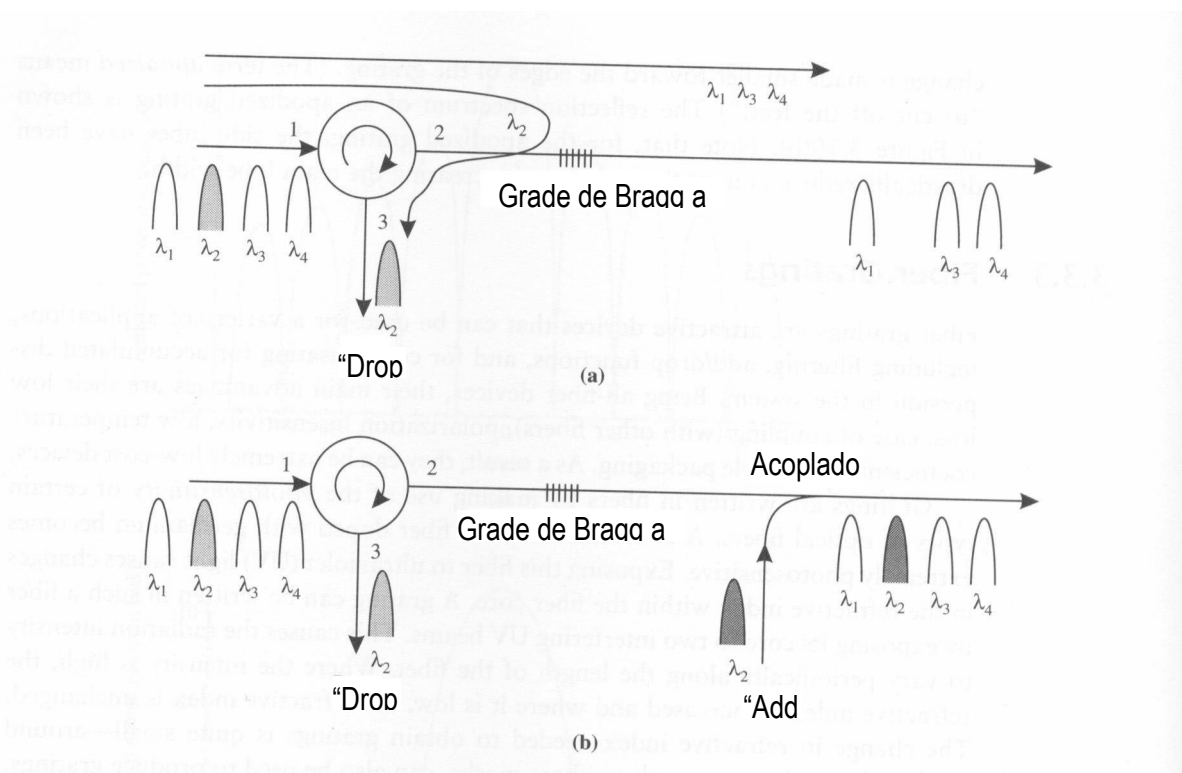


Figura 4.5 - Exemplo de demultiplexador utilizando grades de Bragg.

Grades de período longo baseadas em fibra

São chamadas assim porque seu período é muito maior que o do comprimento de onda, variando de uma poucas centenas de μm a uns poucos nm. São fabricadas da mesma maneira que as grades de Bragg e são utilizadas, hoje, principalmente, como filtros dentro de EDFAs para compensar o espectro do ganho que não é plano. Elas servem como eficientes filtros rejeita-banda, e podem ser adaptadas para fornecer uma equalização quase perfeita do espectro do ganho do EDFA.

Essas grades apresentam todas as atraentes propriedades das grades à fibra e podem se tornar largamente utilizadas em várias aplicações funcionando como filtros.

4.4 - Isoladores Ópticos

O desempenho de certos sistemas de comunicação por fibra óptica pode ser degradado significativamente se parte da potência lançada for refletida na direção do transmissor. Essas reflexões podem originar-se de emendas, conectores, acopladores, filtros, ou até mesmo da própria fibra (backscattering). A fim de evitar tais reflexões indesejadas, isoladores ópticos são colocados logo após os dispositivos sensíveis.

Os isoladores ópticos disponíveis comercialmente fazem uso da natureza não-recíproca do efeito Faraday, que muda o estado de polarização dos campos incidentes na presença de um campo magnético paralelo à direção de propagação[10].

Coefficientes de isolamento em dispositivos disponíveis comercialmente são da ordem de 30 dB.

4.5 - Amplificadores Ópticos

Os amplificadores ópticos são dispositivos importantes não só nos sistemas de comunicação ponto-a-ponto com fibras ópticas em grandes distâncias, mas também em muitas redes multiacesso, nas quais a atenuação é causada pela extração múltipla de sinais da rede ou pela distribuição de um mesmo sinal para vários receptores.

Há, essencialmente, três maneiras distintas de se utilizar um amplificador óptico:

- como amplificador de potência, para amplificar a potência de saída do laser;
- como amplificador de linha, para amplificar o sinal periodicamente ao longo da linha de transmissão para compensar as perdas;
- como pré-amplificador no receptor, para melhorar a sensibilidade do receptor.

Os tipos de amplificadores que podem ser encontrados hoje, no mercado, são os amplificadores semicondutores e os amplificadores de fibra dopada.

4.6 - *Amplificadores Semicondutores*

Esse dispositivo é basicamente um diodo laser operando abaixo do limiar de oscilação. Dois tipos básicos de amplificadores semicondutores são os amplificadores Fabry-Perot (FPAs) e os amplificadores de ondas progressivas (TWAs). Nos FPAs, o sinal de luz incidente é acoplado dentro da cavidade, onde ele é amplificado através de sucessivas reflexões nos espelhos (facetas clivadas) e emitido novamente com intensidade maior.

O amplificador TWA é idêntico ao FPA exceto que as facetas de cada extremidade da cavidade são cobertas com uma camada anti-refletiva (ou, as facetas são clivadas de modo a não serem totalmente paralelas) a fim de evitar a realimentação interna. Assim, o sinal de potência a ser amplificado viaja através do dispositivo somente uma vez, emergindo, amplificado, através da outra face.

4.6.1 - *Amplificador Fabry-Perot*

A figura 4.6 representa um desenho esquemático de um amplificador Fabry-Perot. O campo total de saída, E_t será

$$E_t = E_i e^{-jkL} t_1 t_2 \sum_{m=0}^{\infty} (r_1 r_2 G_s)^m e^{-2mj kL} \quad (4.8)$$

que é uma progressão geométrica com argumento $(r_1 r_2 G_s) e^{-2jkL}$ onde: G_s , é o fator de amplificação de potência para o percurso entre os dois espelhos; $t_{1,2}$, os coeficientes de transmissão de campo dos espelhos nas facetas 1 e 2, respectivamente; E_i , a intensidade de campo

do feixe de luz incidente; $r_{i(1,2)}$, os coeficientes de reflexão de campos espelhos 1 e 2, respectivamente, e $\sqrt{G_s}e^{-jkL}$, o ganho do meio amplificador.

Se $|r_1 r_2 G_s| < 1$, obtém-se, através de manipulações matemáticas com a equação (4.8), a função de transferência de potência, G , do FPA,

$$G = \left| \frac{E_t}{E_i} \right|^2 = \frac{G_s(1-R_1)(1-R_2)}{(1-\sqrt{R_1 R_2} G_s)^2 + 4\sqrt{R_1 R_2} G_s \sin^2 kL} \quad (4.9)$$

onde considera-se $T_i = t_i^2$, $R_i = r_i^2$ e $T_i + R_i = 1$, $i = 1, 2$. Como

$$\sin^2(kL) = \sin^2\left(\frac{2\pi f}{c}L\right) = \sin^2\left[\frac{2\pi(f-f_0)}{c}L\right]$$

sendo c , a velocidade da luz no meio amplificador e f_0 é a frequência do modo de ressonância da cavidade para a qual o ganho é máximo, e considerando as refletividades das facetas nas extremidades do FPA iguais, a equação (4.9) pode ser re-escrita como

$$G(f) = \frac{G_s(1-R)^2}{(1-RG_s)^2 + 4RG_s \sin^2\left[\frac{2\pi(f-f_0)L}{c}\right]} \quad (4.10)$$

A largura de banda de 3 dB (FWHM) é dada por

$$\Delta f_{opt} = \frac{c}{\pi L} \sin^2\left[\frac{1-RG_s}{2\sqrt{RG_s}}\right] \quad (4.11)$$

Das equações (4.10) e (4.11), obtém-se uma importante relação entre o ganho máximo e a largura de banda alcançável. Para $RG_s \rightarrow 1$, tem-se $(1-RG_s)/2\sqrt{RG_s} \ll 1$; assim, $\sin^{-1}\theta = \theta$. Substituindo estas condições na equação (4.11) e combinando-a com a equação (4.10), obtém-se

$$\sqrt{G^{\max}} \cdot \Delta f_{3dB} = \frac{c}{2\pi L} \frac{1-R}{\sqrt{R}} = C^{ste} \quad (4.12)$$

onde $G^{\max} = G(f = f_0) = \frac{G_S(1-R)^2}{(1-RG_S)^2}$.

Da equação (4.12), vê-se que há um compromisso entre a largura de banda e o ganho de um FPA.

O ganho para um percurso simples em um meio amplificador de comprimento L é uma função exponencial do comprimento da cavidade[10]. Entretanto, o ganho G_S não aumenta indefinidamente com o aumento do comprimento do dispositivo, devido à limitação provocada pelo fenômeno de saturação do ganho.

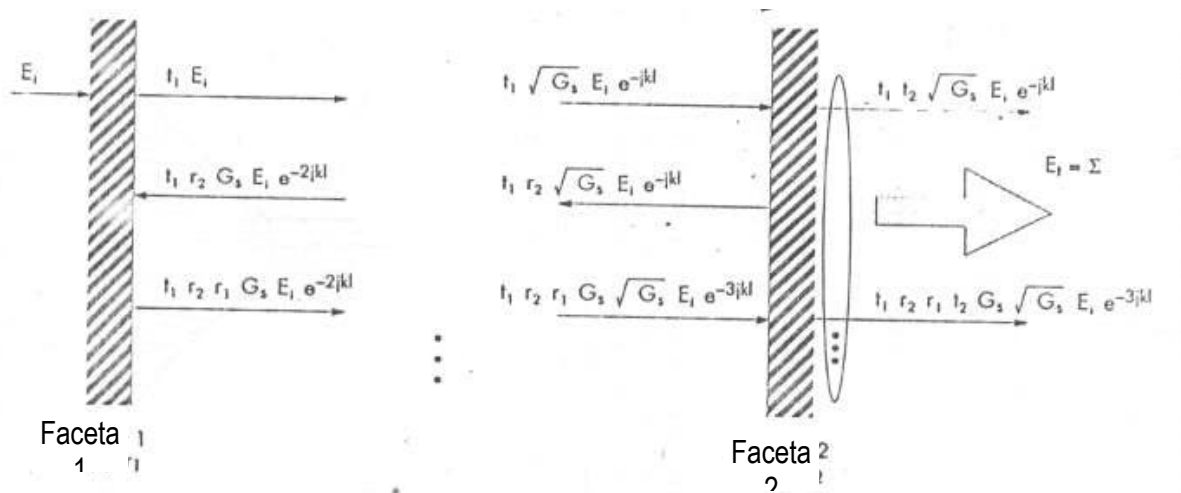


Figura 4.6 – Representação esquemática de um amplificador Fabry-Perot

4.6.2 - Amplificador de ondas progressivas

Um TWA ideal pode ser visto como um FPA no qual as refletividades dos espelhos são iguais a zero. A largura de banda de 3 dB do TWA é determinada pela largura do ganho total do próprio meio amplificador, sem ser filtrada pela cavidade Fabry-Perot, e apresenta magnitude cerca de três vezes maior que a do FPA. Por isso, os TWAs são muito mais atrativos que os FPAs, principalmente em aplicações de rede.

Como foi visto, o produto largura de banda-raiz quadrada do ganho é determinado pelo comprimento da cavidade, L , e pela refletividade da faceta, R . A atual tecnologia possibilita a redução das refletividades residuais das facetas até cerca de 10^{-4} a 10^{-5} , tornando possível obter uma curva de ganho de amplificação muito próxima da curva de ganho do meio amplificador. Entretanto, como no FPA, o ganho máximo disponível para o sinal em um TWA é limitado pela saturação do ganho.

O ganho G_S do TWA em função da potência de entrada $P_m = P_{out}/G_S$ é dado pela equação transcendental[10]

$$G_S = 1 + \frac{P_{sat}}{P_{in}} \ln \left[\frac{G_0}{G_S} \right] \quad (4.13)$$

onde G_0 é o ganho máximo do amplificador, correspondendo ao ganho de um percurso simples na ausência de luz incidindo no dispositivo.

“Crosstalk”

Nesses dispositivos também ocorre a “crosstalk” (interferência cruzada) quando sinais, ou canais, ópticos distintos se sobrepõem no tempo e são amplificados simultaneamente pelo mesmo amplificador. O efeito dessa interferência varia conforme a taxa de entrada de bits.

Já que as taxas de bits da maioria das redes multiacesso com fibras ópticas variam da ordem de megabits por segundo até alguns gigabits por segundo, a “crosstalk” nos amplificadores a diodos laser pode impor limitações ao desempenho da rede.

N canais com chaveamento on-off (OOK), estatisticamente independentes mas sincronizados por bit são simultaneamente amplificados com um ganho G_S (equação (4.13))[10]. Esses canais possuem a mesma potência média, e os bits “0” e “1” têm a mesma probabilidade de ocorrência.

Assumindo que o ruído do receptor seja gaussiano, a taxa de bits de erro (BER) de um canal específico pode ser calculada por [10]

$$BER = \frac{1}{2} \sum_{k=0}^{N-1} \left\{ \text{Prob}(kP_1) \text{erfc}\left(\frac{P_{k,1} - D}{\sqrt{2}\sigma_{k,1}}\right) + \frac{1}{2} \text{erfc}\left(\frac{D}{\sqrt{2}\sigma_0}\right) \right\}$$

onde $\text{Prob}(x)$ é a probabilidade da potência de entrada assumir o valor $x = kP_1$ (k é um inteiro e P_1 é a potência correspondente a um bit “1”), $\text{erfc}(x)$ é a função erro complementar, D é o limiar de decisão, $P_{k,1}$ é a potência do k -ésimo nível “1” e, σ_0 e $\sigma_{k,1}$ são os desvios padrão no receptor para o nível “0” e o k -ésimo nível “1”, respectivamente.

A figura 4.7 mostra o ganho do sistema obtido quando há interferência de 10, 100 e 500 canais, que é de 12,2; 10,1 e 6,5 dB, respectivamente. Vê-se então, que mesmo com a interferência cruzada, o TWA fornece um ganho líquido considerável para o sistema.

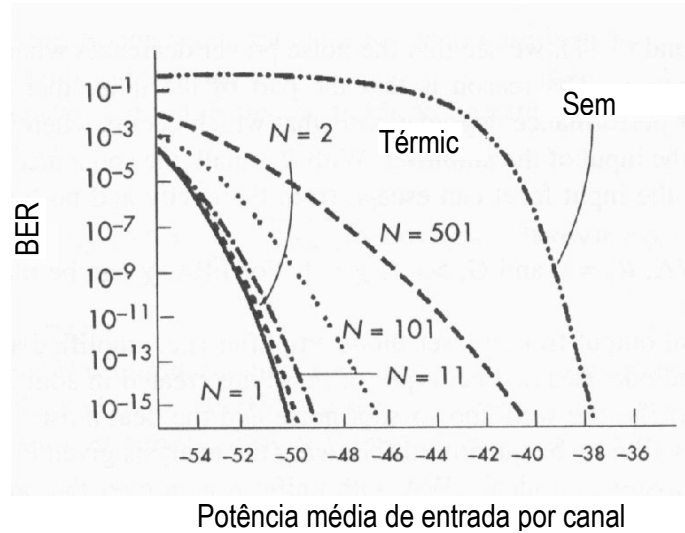


Figura 4.7 – BER *versus* potência de sinal por canal. A taxa do canal é 200 Mbps e a densidade de corrente do ruído térmico é $3,8 pA/\sqrt{Hz}$.

Ruído do Amplificador

Outro limite ao ganho efetivo é o fato de os diodos laser apresentarem ruídos, e o ruído ser amplificado ao longo da transmissão juntamente com o sinal.

O ruído dominante gerado pelo amplificador é a emissão espontânea amplificada (ASE). A potência desse ruído diminui quando a refletividade R_l da face da entrada do amplificador diminui, já que na entrada do amplificador o sinal é mais fraco. Assim, se R_l for pequeno, a ASE que vai em direção à faceta de entrada pode sair da cavidade[10]. Além disso, quando a saída de um amplificador é detectada pelo fotodiodo, são gerados dois tipos distintos de ruído em adição ao ruído (térmico) eletrônico: o ruído quântico e o ruído de batimento sinal-ASE e ASE-ASE.

Assumindo-se um TWA ideal com ganho uniforme sobre a banda óptica Δf_{opt} , a razão sinal-ruído SNR após a detecção de um sinal amplificado é dada por[10]

$$SNR = \frac{(GP_{in})^2}{2hfB_e[GP_{in} + n_{sp}hf(G-1)\Delta f_{opt} + 2n_{sp}P_{in}(G-1)G + n_{sp}^2hf(G-1)^2\Delta f_{ot} + N_{electr}]} \quad (4.14)$$

ou quando G for grande o suficiente,

$$SNR = \frac{P_{in}^2}{2hfB_e(2n_{sp}P_{in} + n_{sp}^2hf\Delta f_{opt})} \quad (4.15)$$

onde B_e denota a largura de banda elétrica do receptor, N_{elctr} é o ruído eletrônico, n_{sp} é o fator de emissão espontânea.

Para um alto ganho G , a potência do ruído de batimento predomina sobre a potência do ruído quântico. O nível total de potência do ruído quântico é cerca de duas ordens de magnitude abaixo do ruído de batimento total. Como o ruído de batimento ASE-ASE não é proporcional à potência do sinal, ele será dominante para baixos níveis de sinal, normalmente abaixo de -40 dBm. Por outro lado, o ruído ASE-sinal se tornará dominante para níveis de sinais de entrada acima de -40 dBm.

A melhor maneira de suprimir esses ruídos é inserindo um filtro com faixa estreita na saída do amplificador. Se a largura de banda do filtro for suficientemente pequena, a equação (4.15) torna-se

$$[SNR]_{BNL} = \frac{P_{in}}{4hfn_{sp}B_e}$$

4.7 - Amplificadores de fibra dopada

A dopagem de fibras ópticas com íons terras-raras, tais como o érbio (Er), neodímio (Nd), ou praseodímio (Pr), altera bastante suas perdas. Por exemplo, fibras dopadas com Er^{+3} podem apresentar perdas tão altas como 1.500 dB/km operando num comprimento de onda de $\lambda_p = 1,48 \mu m$, enquanto que, na ausência de dopagem operando no mesmo comprimento de onda, ela poderia apresentar perdas menores que 0,2 dB/km.

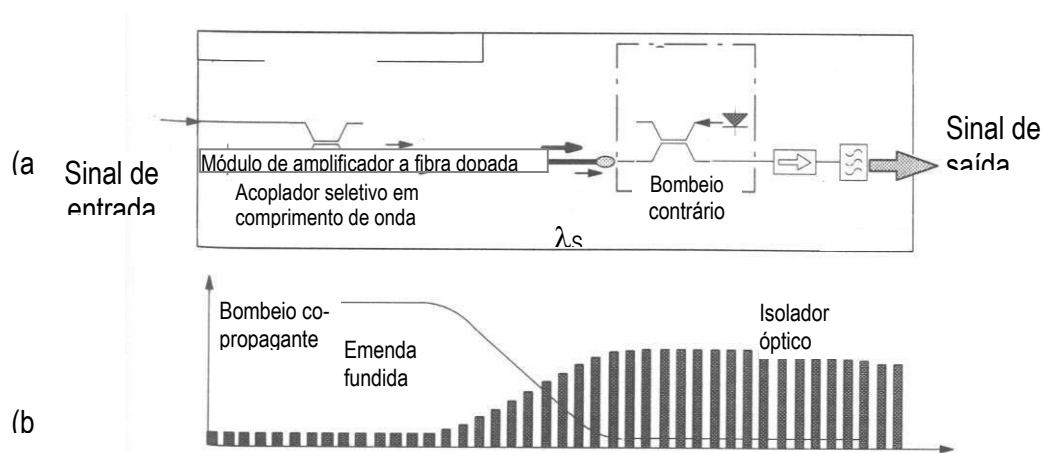
O que acontece em amplificadores de fibras dopadas é que, durante o forte processo de absorção, os fótons com comprimento de onda λ_p são absorvidos por elétrons dos orbitais mais externos nos íons terras-raras e esses elétrons são levados para níveis mais altos de energia. Se um nível de energia intermediário, localizado entre o nível fundamental e o nível de excitação inicial, é preenchido durante essa desexcitação dos níveis mais altos de energia, a desexcitação

adicional desse nível de energia intermediário pode ser estimulada por fótons do sinal, resultando numa amplificação do sinal óptico num comprimento de onda λ_s .

A principal diferença entre os amplificadores de fibra dopada e os amplificadores semicondutores é que o ganho de amplificação dos primeiros é fornecido por bombeio óptico em vez de elétrico.

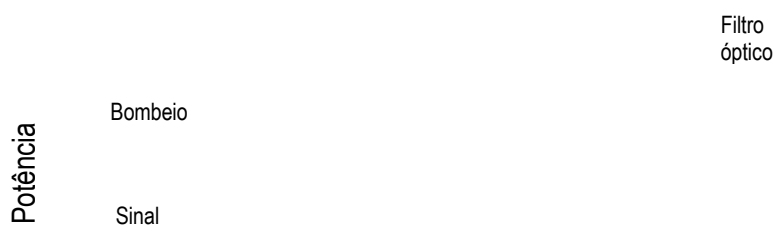
A figura 4.8(a) mostra uma representação esquemática de um módulo do amplificador de fibra dopada com terra-rara. Ele consiste de um laser de bombeio, um acoplador seletivo em comprimento de onda para combinar os comprimentos de onda do sinal e do bombeio (seção 4.3), uma certa extensão utilizável de uma fibra dopada, um isolador óptico e (opcionalmente) um filtro óptico para rejeitar qualquer sinal bombeado indesejavelmente.

A figura 4.8(b) mostra a evolução da potência de bombeio e do sinal quando eles se propagam através do módulo amplificador. Uma potência de bombeio insuficiente ou uma fibra dopada muito longa pode resultar numa porção em declive do amplificador, fornecendo perda em lugar de ganho. Já uma potência de bombeio muito forte ou uma fibra dopada muito curta leva a



um uso ineficiente da potência de bombeio. Dessa forma, existe um comprimento de fibra ótimo, que depende fortemente da potência de bombeio disponível.

Figura 4.8 – (a) Módulo esquemático de um amplificador de fibra dopada e, (b) Evolução da potência e da bomba para um bombeio co-propagante.



4.7.1 – Amplificador de fibra dopada com érbio

A figura 4.9 mostra um diagrama esquemático dos níveis de energia dos íons de érbio. A transição útil, para operação em 1.536 nm, ocorre do nível de energia $^4I_{13/2}$ para o $^4I_{15/2}$. A inversão de população entre esses dois níveis de energia pode ser alcançada através de bombeio óptico num comprimento de onda adequado mais curto que aquele no qual a emissão estimulada é desejada; isto é, menor que 1.536 nm. Hoje, pode-se utilizar para bombeio lasers semicondutores disponíveis comercialmente, que operam em comprimentos de onda de 980 nm ou 1.480 nm, tais como os de AlGaAs/GaAs e os de InGaAsP/InP, respectivamente.

O espectro de emissão de uma fibra dopada com érbio é contínuo e espalhado devido ao espectro de luminescência da fibra dopada não ser em forma de raias. Esse alargamento espectral pode ser aumentado com a inclusão de alumina (Al_2O_3) no núcleo da fibra., pois o co-dopante alumina permite concentrações mais altas de Er^{+3} , resultando num comprimento menor de fibra dopada, que por sua vez permite criar um módulo amplificador de fibra dopada com érbio (EDFA) compacto.

O ganho do EDFA mostrou-se insensível à polarização[10]. Nota-se que para obter um módulo EDFA que seja insensível á polarização do sinal de entrada, devem ser usados também acopladores seletivos de comprimento de onda insensíveis à polarização.

Saturação do ganho

Igualmente aos amplificadores semicondutores, o ganho de um EDFA também satura. A saturação do ganho ocorre quando a potência do sinal amplificado cresce muito e se aproxima da potência de bombeio na fibra, causando uma diminuição substancial da inversão de população.

A potência de saturação na saída é proporcional à potência do diodo de bombeio, sendo limitada somente pela disponibilidade de potentes fontes para bombeio. A fim de minimizar a necessidade de potência na entrada enquanto se maximiza a taxa de bombeio experimentada pelos íons de Er^{+3} , o diâmetro do núcleo da fibra é feito muito menor (normalmente 2,5 μm) que o das fibras monomodo padrão.

Outra consequência da saturação do ganho é a “crosstalk”. Nos EDFAs, os efeitos da “crosstalk” só são significativos para taxas de bits do canal abaixo de 100 Kbps ou nessa faixa,

graças ao longo tempo de vida de fluorescência ($\tau_c = 10$ ms) do estado superior $^4I_{13/2}$ da transição de amplificação[10].

Ruído de amplificador

As contribuições de ruído dos EDFAs vêm principalmente da ASE, semelhantemente aos amplificadores semicondutores.

O desempenho do amplificador com ruído é pior para um bombeio contra-propagante. Isto porque, nesse tipo de configuração, a inversão de população na entrada do amplificador é relativamente baixa levando a um n_{sp} maior e então uma SNR pior. Com um bombeio em 1.480 nm, a figura do ruído é pior porque os comprimentos de onda do sinal e do bombeio estão muito próximos um do outro, e a emissão estimulada pelo bombeio de luz restringe a inversão.

4.7.2 – Amplificadores de fibra dopada para operação em 1,3 μ m

Assim como os EDFAs, existe a procura por amplificadores que operem na 2ª. janela de transmissão, devido à sua importância nos sistemas de comunicação ópticos. Dois materiais dopantes que têm a transição necessária para promover a operação no comprimento de onda de 1,3 μ m são o neodímio (Nd) e o praseodímio (Pr).

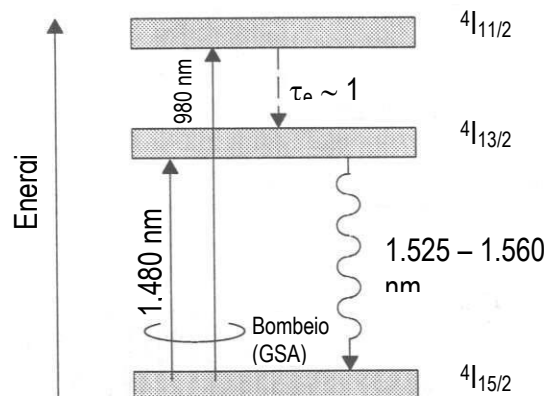


Figura 4.9 – Diagrama esquemático dos níveis de energia dos íons de Er^{+3} , mostrando as linhas básicas do estado de absorção, para o dispositivo operando nos comprimentos de onda de 980 nm e 1480 nm.

Para os amplificadores de fibras fluoradas dopadas com Nd^{+3} (NDFAs), há registros de ganho de 10 dB em um comprimento de onda de $1.343 \mu\text{m}$ com uma fonte de bombeio de 17 dBm fornecida por um diodo laser comercial de AlGaAs operando em $0,82 \mu\text{m}$ [1]. Entretanto, devido ao baixo desempenho desses amplificadores, passou-se a trabalhar com fibras ZBLAN dopadas com Pr^{+3} , ou fibras fluoradas. Para esses amplificadores de fibras fluoradas dopadas com Pr^{+3} (PDFAs), um ganho de 38,2 dB em um comprimento de onda de $1,31 \mu\text{m}$ foi obtido para uma potência de bombeio de 24,8 dBm operando em $1,05 \mu\text{m}$ [10].

Capítulo 5 - Topologias de rede

As topologias básicas para redes multiacesso de fibras ópticas são as topologias estrela, barramento, e anel, mostradas na figura 5.1 (a-c). A partir dessas topologias básicas, outras topologias podem ser construídas, como as mostradas na figura 5.1 (d-f). Cada uma delas apresenta vantagens e desvantagens, entretanto, as topologias estrela e barramento são as mais usuais, sendo que a rede estrela possibilita a diminuição de algumas restrições tecnológicas.

Uma importante restrição nas redes multiacesso é a limitação da disponibilidade de potência, devido às perdas de potência no canal (fibra e dispositivos ópticos passivos). Aqui, essa deficiência da rede será analisada considerando-se as topologias estrela (figura 5.1(a)) e barramento (ou barramento duplo, mostrada na figura 5.1(b)).

Na rede estrela $N \times N$, a saída de todos os transmissores é combinada por um acoplador-estrela passivo sendo igualmente distribuída para todos os receptores. Todos os canais estão disponíveis em cada receptor, e um canal específico pode ser selecionado usando um esquema de sintonia de acordo com o método de multiplexação usado na rede.

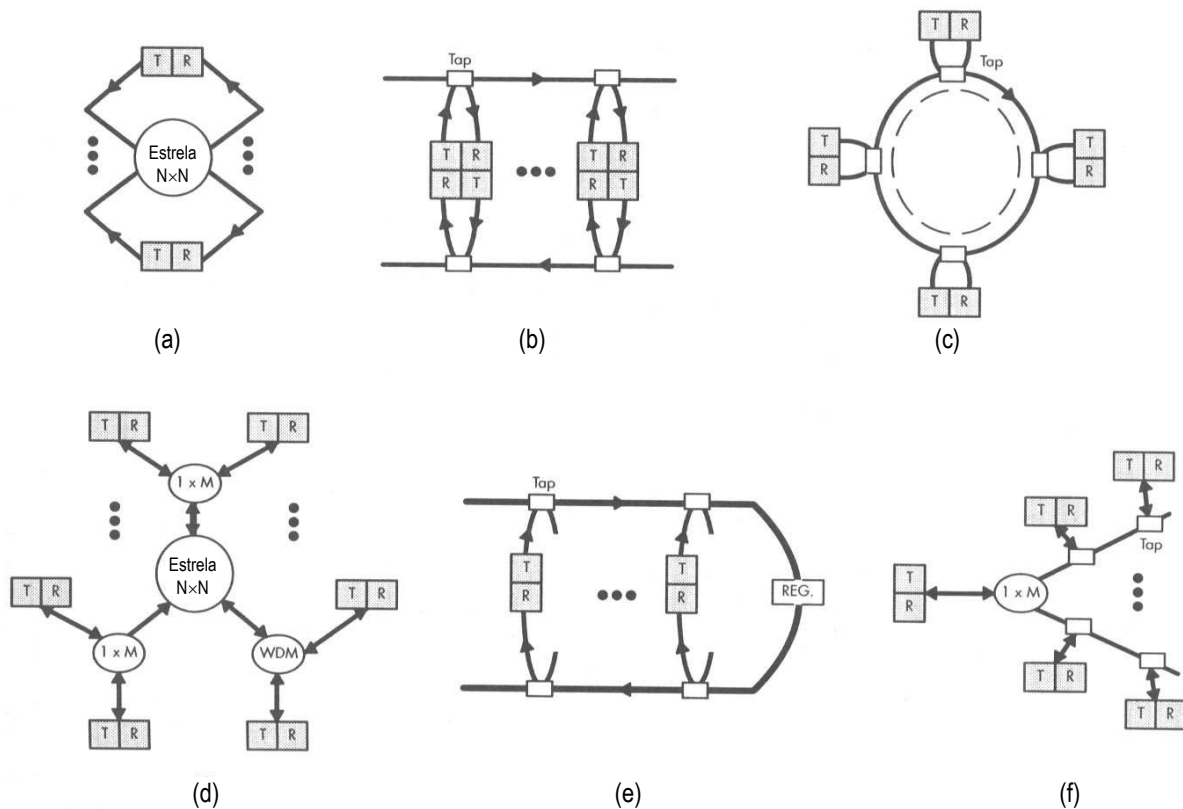


Figura 5.1 – Alguns exemplos de topologias de rede multiacesso: (a) estrela, (b) barramento (ou barramento duplo), (c) anel, (d) estrela múltipla, (e) barramento “dobrado”, e (f) árvore-estrela.

Na rede em barramento, cada nó transmite pelo barramento superior, para nós à direita, ou pelo barramento inferior, para nós à esquerda. Nesta arquitetura, os canais são seleccionados em cada receptor utilizando-se um esquema de sintonia adequado. A desvantagem dessa rede é que ela requer duas vezes mais transmissores e receptores por nó que a rede estrela.

Desprezando-se as perdas nas fibras e nos acoplamentos, a atenuação (em dB) de um sinal numa rede estrela (figura 5.1(a)) é dada pela equação (4.7) e a perda (em dB) cresce logarithmicamente com N .

Para a rede em barramento, supondo-se que os “taps” são iguais para todos os nós e, desprezando-se as perdas nas fibras e acoplamentos, a atenuação de um sinal pode ser dada por[10]

$$Loss_{Bus}[dB] \cong 2.7 + 10 \log N^2 - 10N \cdot \log \beta_p \quad (5.1)$$

Assim, ao contrário da topologia estrela, a perda em dB para a topologia barramento cresce logarithmicamente com N^2 . Além disso, pela equação (5.1), o efeito das perdas em excesso no “tap” é maior que na rede estrela, pois a perda (em dB) cresce linearmente com N em vez de logarithmicamente. A figura 5.2 mostra a diferença de perdas na rede para as topologias estrela e barramento, resultante das equações (4.7) e (5.1), respectivamente.

Por exemplo, se os canais ópticos na rede podem suportar uma perda máxima, no link, de 40 dB, o número máximo de nós que podem ser conectados a rede em barramento é limitado a 22, assumindo-se $\beta_p = 0,5$ dB. Por comparação, a rede estrela com a mesma perda de 40 dB no link (e $\beta_p = 0,5$ dB) pode suportar acima de 3.000 nós.

A vantagem da rede estrela pode ser ressaltada, também, considerando-se a capacidade da rede, definida como o produto da taxa de bits nos nós vezes o número de nós ($C = B \cdot N$).

Se \bar{P}_r for a potência média transmitida, assumindo-se que seja igual para todos os nós, a capacidade das redes estrela e em barramento será dada por[10]

$$C_{Star} = (B \cdot N)_{Star} = \left(\frac{\bar{P}_r}{\bar{n}_r \cdot hf} \right) \cdot \beta_p^{\log_2 N} \quad (5.2)$$

e

$$C_{Bus} = (B \cdot N)_{Bus} \xrightarrow{N \text{ grande}} = \left(\frac{\bar{P}_T}{\bar{n}_p \cdot hf} \right) \cdot \frac{4}{e^2} \cdot \frac{\beta_p^N}{N} \quad (5.3)$$

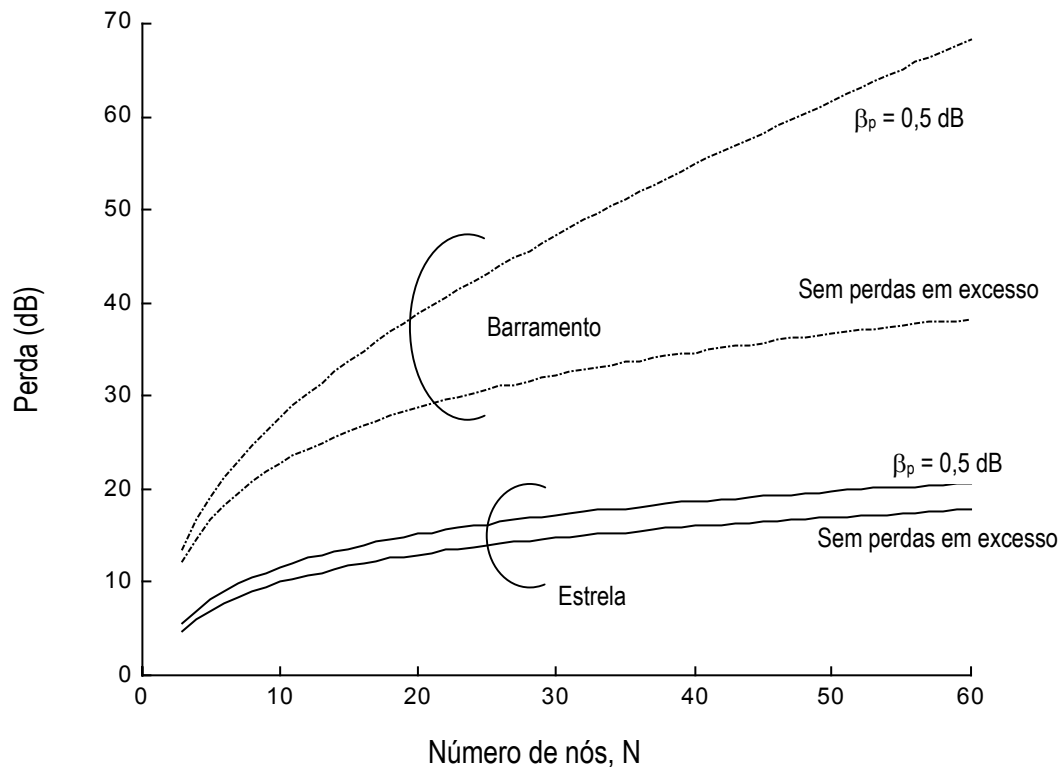


Figura 5.2 – Perdas na rede para topologias estrela e barramento como função do número de nós. Para ambas as topologias são mostradas curvas para o caso sem perdas e para o caso de $\beta_p = 0,5$ dB.

A figura 5.3(a,b) representa o produto $B \cdot N$ para redes estrela e em barramento calculado para casos sem perdas e para $\beta_p = 0,2$ dB e 0,5 dB. Na figura, $\bar{n}_p = 1.000$ (receptores DD), a potência transmitida $\bar{P}_T = 1$ mW e assume-se que os sistemas operem na janela de $1,55 \mu\text{m}$ ($hf = 0,8$ eV).

Uma rede estrela sem perdas tem capacidade máxima $C = 7,8$ Tbps, independente de N . Este valor aumenta para 78 Tbps se a detecção coerente ($\bar{n}_p = 100$) é utilizada em vez da detecção direta. Para acopladores com perdas, C diminui lentamente com o aumento de N , como se vê na

figura 5.3 para $\beta_p = 0,2$ dB. Capacidades de rede extremamente altas só podem ser alcançadas com um grande número de canais porque a taxa de bits por canal é limitada pelos dispositivos eletrônicos nos nós. As retas crescentes correspondem a taxas de bits constantes e a capacidade da rede segue o seguinte caminho: para pequenos valores de N , a capacidade aumenta linearmente com N até o limite de disponibilidade de potência. Para altos valores de N , a taxa de bits por nó tem que ser reduzida, resultando numa degradação de C .

A sensibilidade do receptor diminui bastante para taxas de bits maiores. Assim, na prática, a capacidade alcançável é bem menor, a menos que se utilize amplificadores ópticos.

Pela figura 5.3(b) vê-se que a rede em barramento apresenta uma resposta pior. Mesmo sem considerar as perdas na transmissão e nos “taps”, o limite de disponibilidade de potência é alcançado para $N \approx 30$ com $B = 5$ Gbps, resultando em $C \approx 0,15$ Tbps. Para valores reais de perdas em “taps” e perdas de transmissão (incluindo perdas em conectores e emendas), a capacidade máxima é mais reduzida. Com $\beta_p = 0,2$ dB e $B = 5$ Gbps, o número máximo de nós que podem ser conectados ao barramento é somente $N \approx 20$, resultando em $C \leq 0,1$ Tbps. Para aumentar a capacidade da rede seria necessário um aumento na disponibilidade de potência da rede. Isso será discutido na próxima seção.

5.1 - Aumento da disponibilidade de potência da rede

As opções para se aumentar a disponibilidade de potência na rede são: aumentar a potência transmitida, melhorar a sensibilidade do receptor, ou acrescentar uma rede de interconexões sem perdas utilizando amplificadores ópticos. Dentre essas opções, a melhor é utilizar amplificadores ópticos tanto em redes estrela quanto em redes barramento.

5.1.1 - Rede estrela amplificada

Na figura 5.1(a), considera-se que são utilizados receptores DD. Assim, pode-se dispor amplificadores ópticos nos seguintes pontos: (1) dentro do acoplador-estrela, ou (2) na frente do receptor, como um pré-amplificador.

A primeira opção pode ser implementada, colocando-se o amplificador na entrada, dentro ou na saída do acoplador-estrela. O melhor modo de implementação é colocar o amplificador

dentro do acoplador, formando um acoplador-estrela ativo. A figura 5.4 ilustra o esquema básico desse dispositivo.

Vê-se que somente $k = N/M$ lasers são requeridos para bombeio. Se M for alto, k pode ser reduzido. Entretanto, M não pode ser tão alto, pois somente $1/M$ da potência do laser é injetada em cada amplificador de fibra, e essa fração de potência tem que ser alta o suficiente

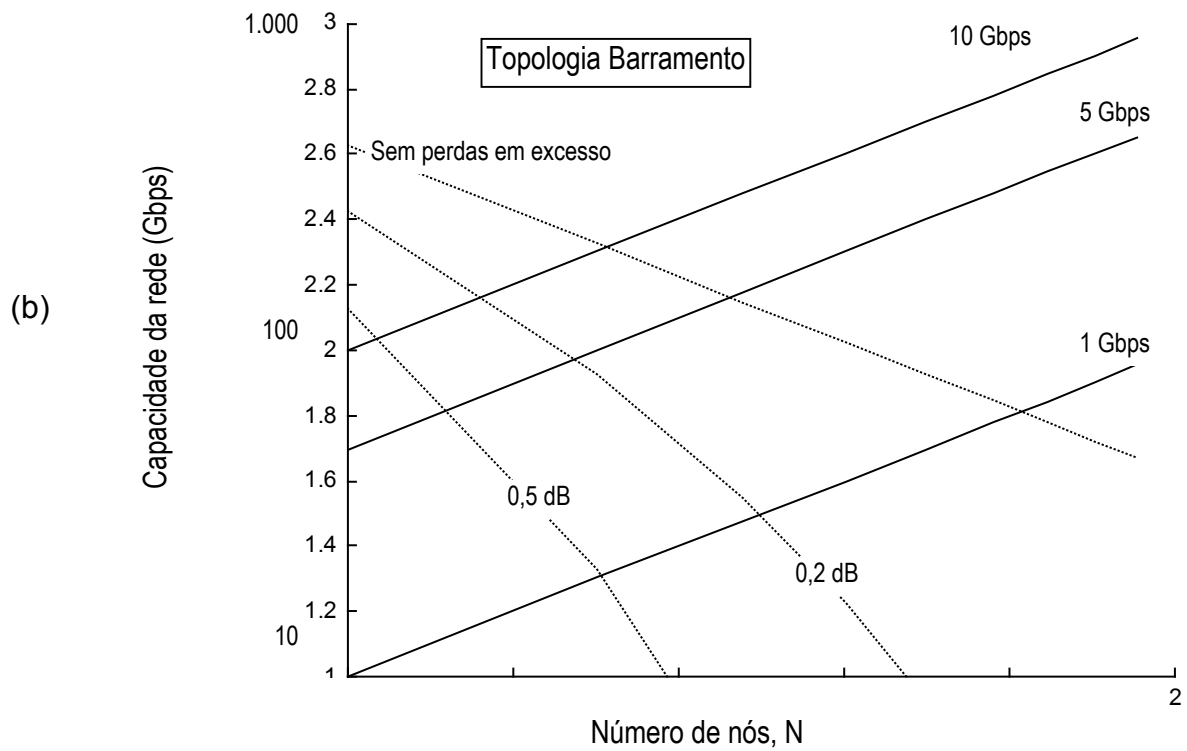
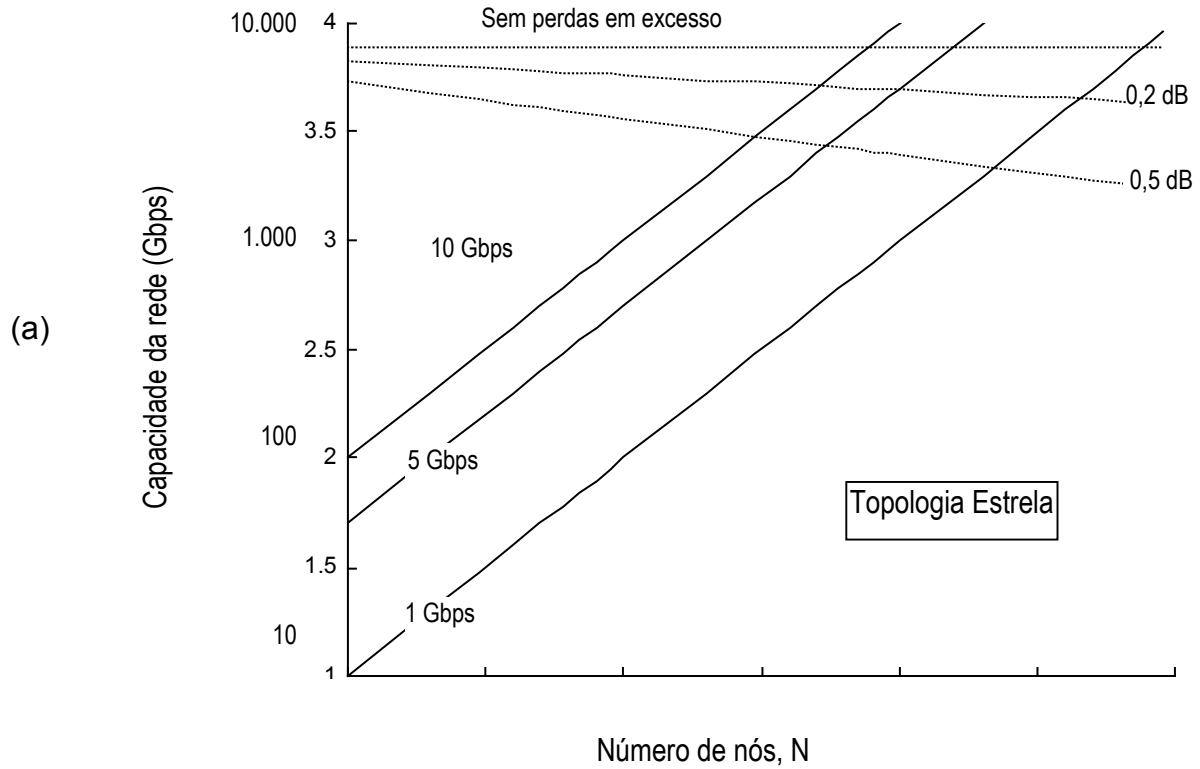


Figura 5.3 – Capacidade da rede C como função do número de nós N para (a) topologia de rede estrela e (b) topologia de rede barramento. Para o cálculo das curvas, assumiu-se uma potência transmitida $\bar{P}_T = 1$

mW e sensibilidade do receptor de 1.000 fótons/bit para $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$. As retas crescentes correspondem às taxas de bits constantes. As curvas decrescentes ilustram o efeito do excesso de perdas $\beta_p = 0,2$ e $0,5$ dB.

para que o ganho do sistema supere as perdas de acoplamento. Assim, há um compromisso entre M e a potência do laser de bombeio. A solução ótima dependerá de vários fatores, como: disponibilidade de acopladores-estrela e lasers de bombeio, além de considerações relativas ao custo.

A disposição de um amplificador óptico na frente de cada receptor (opção 2) tornaria possível reduzir a potência requerida P_{rec} , resultando numa disponibilidade de potência melhorada[10]. A melhoria resultante dependerá do mecanismo de detecção usado. Considerando-se a detecção direta, e assumindo-se perdas de acoplamento nulas e eficiência do fotodiodo unitária, a sensibilidade do receptor é obtida por

$$P_{in} = hf \cdot F \cdot B_e \left[Q^2 + Q \sqrt{Q^2 + \left(\frac{\Delta f_{opt}}{2B_e} \right)^2} \right] \quad (5.4)$$

com $Q = \sqrt{SNR}$, F é um fator, referido como figura de ruído do amplificador, introduzido nos cálculos para contabilizar o efeito do ruído em um amplificador específico, B_e representa a banda elétrica do receptor e Δf_{opt} , a largura de banda óptica.

Da equação (5.4), vê-se que amplificadores ópticos com baixos valores de figura de ruído F têm que ser usados. Vê-se também que filtros ópticos podem melhorar a sensibilidade do receptor se, $\Delta f_{opt} = B_e$ (filtro casado).

Se a sensibilidade do receptor for escrita em termos do número médio de fótons por bit \bar{n}_p , usando $P_{in}/2 = \bar{n}_p \cdot hf \cdot B$, onde B é a taxa de bits, e tomando-se $\Delta f_{opt} = B_e = B/2$ como um valor típico da largura de banda do receptor, tem-se

$$\bar{n}_p = \frac{F}{2} \cdot Q^2 \quad (5.5)$$

O valor mínimo de F para um amplificador ideal é 2. Deste modo, usando $Q = 6$ para um BER de 10^{-9} , o valor mínimo de \bar{n}_p é 36, que é exatamente a mesma sensibilidade em receptores heteródinos ASK coerentes[10]. Assim, a combinação de pré-amplificador óptico e recepção com

detecção direta fornece um maneira simples para superar o ruído térmico do receptor DD e, então, chegar ao limite da capacidade por disponibilidade de potência na rede.

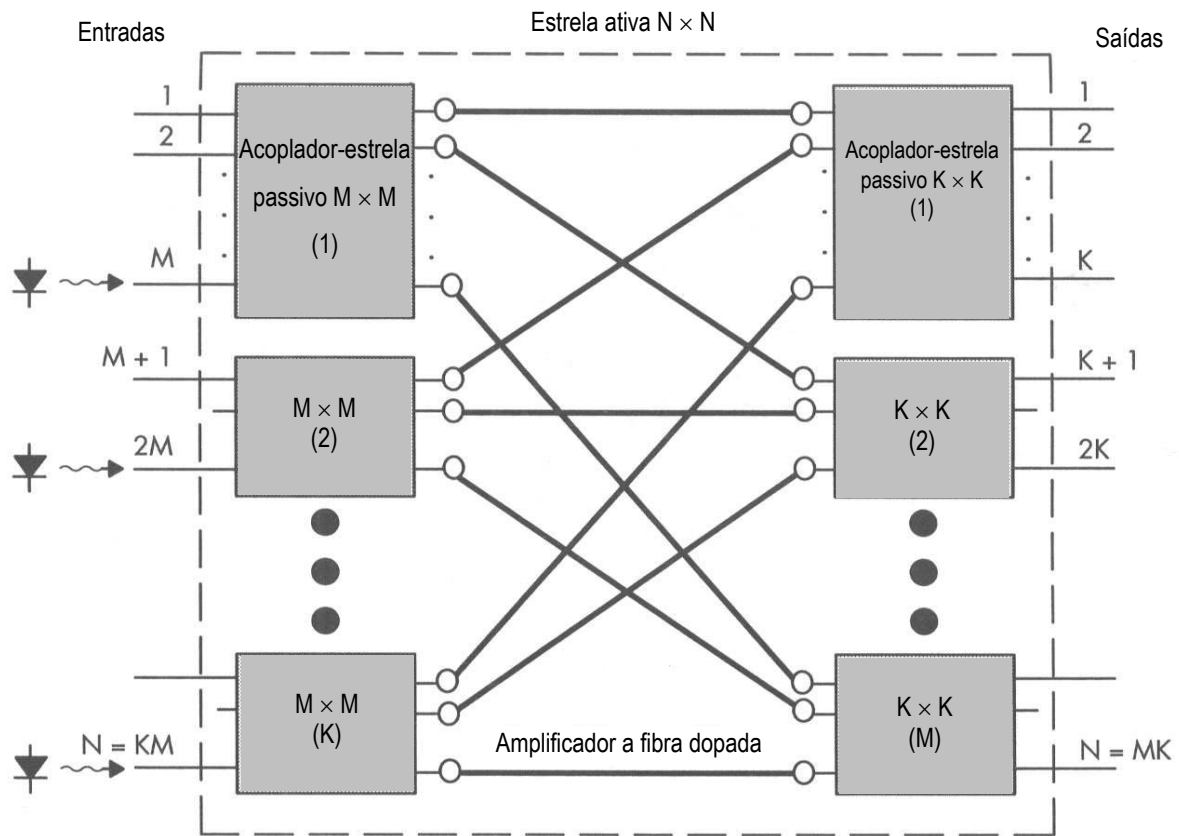


Figura 5.4 – Acoplador-estrela $N \times N$ sem perdas implementado usando $K(M \times M)$ acopladores de entrada, N linhas de amplificadores de fibra dopada bombeado com K lasers de bombeio e $M(K \times K)$ acopladores de saída, $N = KM$.

A análise acima pode ser estendida aos receptores coerentes usando-se a equação (4.15), desde que sejam considerados o ruído do receptor e as contribuições do ruído quântico e do ruído de batimento espontâneo no oscilador local[10].

5.1.2 - Rede barramento amplificada

No caso de redes multiacesso tipo barramento, amplificadores ópticos podem ser inseridos periodicamente ao longo do barramento. Mas esse número é limitado devido a acumulação de ruído do amplificador, que produz uma degradação na SNR, e ao fenômeno da saturação do ganho óptico, provocado pela soma das potências amplificadas ao longo do barramento. A

saturação do ganho é o efeito que provoca maior limitação no número de amplificadores na rede[10].

As limitações por saturação do ganho são discutidas aqui em duas situações: o canal simples, onde os canais ópticos não se sobrepõem no tempo; e, o canal múltiplo, onde os nós podem estar ativos em qualquer lugar do barramento em todos os instantes de tempo. No primeiro caso, é usado o esquema multiacesso por divisão de tempo (TDMA), no segundo, o esquema usado pode ser WDMA, SCMA ou CDMA.

A figura 5.5 mostra a estrutura global da rede que consiste de um número de sub-barramentos, cada um acomodando M nós conectados juntos através de amplificadores ópticos. Considerando-se “taps” idênticos com coeficiente α ($|S_{12}|^2 = \alpha$) e perdas em excesso β_p , a perda sofrida por um sinal propagando-se em um sub-barramento entre os amplificadores é dado por

$$\Lambda_0 = (1 - \alpha)^M \cdot \beta_p^M \quad (5.6)$$

Assume-se que cada amplificador tem um ganho suficiente, G_s , para compensar a perda sofrida desde o amplificador anterior, ou seja, $G_s \cdot \Lambda_0 = 1$. Assume-se, também, que os amplificadores são ideais com fator de excesso de perdas $\chi = 1$ [10], um fator de emissão espontânea $\bar{n}_p = 1$ e perdas por acoplamento nulas.

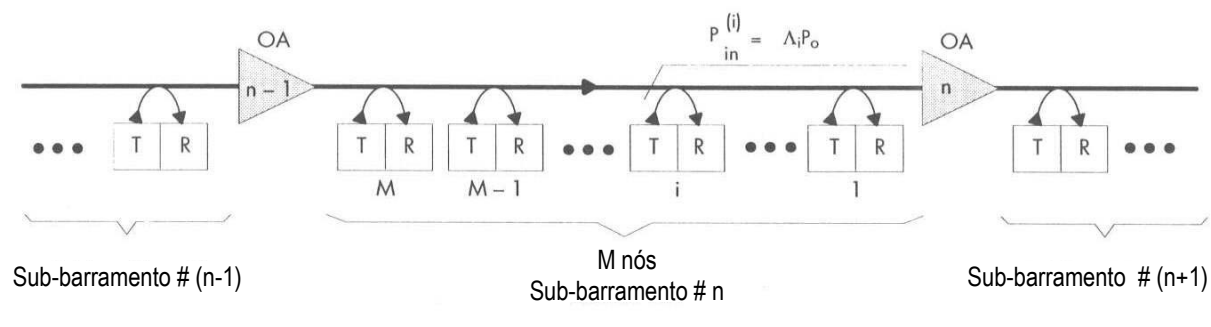


Figura 5.5 – Rede barramento empregando amplificadores ópticos, com M “taps” idênticos entre cada amplificador.

Sistema de canal simples

O pior caso para um barramento de canal simples é para a potência emitida pelo nó anterior ao amplificador somada à potência ASE acumulada dos amplificadores anteriores. A

potência do nó anterior ao amplificador é $\alpha\beta_p P_0$, onde P_0 é a potência lançada pelo nó. Como cada amplificador adiciona uma potência de ruído[10] na entrada do próximo amplificador, a potência de saída do n -ésimo amplificador é dada por

$$P_{out}^{(n)} \cong G_s [\alpha\beta_p \cdot P_0 + n \cdot hf \cdot \Delta f_{opt}] \quad (5.8)$$

onde G_s é o ganho do amplificador e Δf_{opt} é a largura de banda do amplificador óptico.

O limite superior em n é obtido da condição $P_{out}^{(n)} \leq P_{sat}$, onde P_{sat} é a potência de saída do amplificador na saturação. Daí tem-se

$$n \leq (P_{sat} - \alpha\beta_p G_s P_0) \cdot (G_s \cdot hf \cdot \Delta f_{opt})^{-1} \quad (5.9)$$

Como exemplo, considerando os seguintes valores representativos: $\alpha = 0,2$, $\beta_p = 0,89$ (0,5 dB), $G_s = 15$ (30 dB), $hf = 0,9$ eV ($\lambda = 1,55$ μm), $\Delta f_{opt} = 3,7$ THz, $P_{sat} = +5$ dBm e $P_0 = -10$ dBm, a equação (5.9) fornece um $n \leq 75$, resultando no número máximo de nós $N = [1 + \text{int}(n)]M \cong 750$, onde $\text{int}(n)$ é a parte inteira de n e $M = 2/\alpha$, correspondendo ao número ótimo de nós em cada sub-barramento[10].

Este exemplo mostra que uma melhora significativa na disponibilidade de potência de uma rede barramento TDMA com canal simples pode ser alcançada com ajuda de amplificadores ópticos. O número máximo de nós pode ser aumentado cerca de 10 a 100 vezes em relação ao de redes com barramento passivo.

Outra maneira de aumentar N é limitando-se a largura de banda óptica dos amplificadores. Isso pode ser visto de (5.9), que mostra que o limite superior de n é inversamente proporcional a Δf_{opt} . Colocando-se filtros ópticos na frente de cada amplificador, pode-se diminuir Δf_{opt} , aumentando assim o valor de N . Por exemplo, se $\Delta f_{opt} = 1$ THz ($\Delta\lambda = 8$ nm), e usando os mesmos valores que aqueles do exemplo acima, tem-se $N \approx 2.800$.

Sistema multicanal

Nesse sistema, a situação é complicada pois, na rede, todos os nós têm permissão para transmitir simultaneamente através do barramento. A potência total na frente do primeiro amplificador é a soma da potência emitida P_0 de cada nó balanceado com um fator de atenuação correspondente. Assim, a atenuação total no sub-barramento é

$$\sum_{i=1}^M \Lambda_i = \Lambda = \alpha \beta_p \frac{1 - (1 - \alpha)^M \beta_p^M}{(1 - \beta_p + \alpha \beta_p)}$$

onde M é o número de “taps” entre cada amplificador. Já que cada sub-barramento adiciona a mesma quantidade de potência à potência total, a potência de saída do amplificador n é dada então por

$$P_{out}^{(n)} \cong n \cdot G_s [\Lambda P_0 + h\nu \cdot \Delta v_{opt}] \quad (5.11)$$

impondo-se $P_{out}^{(n)} \leq P_{sat}$, tem-se

$$n \leq \frac{P_{sat}}{G_s \cdot \Lambda \cdot P_0} \quad (5.12)$$

Com os mesmos valores representativos usados para o caso do canal simples, a equação (5.12) reduz-se a $n \leq 565 P_{sat}$. Assim, para se obter valores aceitáveis de n , a potência de saída de saturação do amplificador aplicável ao barramento com canal múltiplo tem que ser muito maior que no barramento de canal simples.

5.1.3 - Roteamento por comprimento de onda

Outras topologias de rede, nas quais os nós são interligados por dispositivos WDM foram sugeridas em [10]. Uma vantagem dos acopladores WDMs sobre os acopladores convencionais insensíveis ao comprimento de onda é que eles evitam a perda nas divisões do sinal, já que um sinal óptico de entrada num dado comprimento de onda é direcionado somente a uma única porta de saída em vez de ser direcionado a todas as portas de saída.

Essas topologias oferecem a possibilidade de reutilização do comprimento de onda, reduzindo significativamente o número de comprimentos de onda diferentes requerido. Uma das condições exigidas por essa configuração é que os comprimentos de onda dos lasers, dos transmissores e/ou os receptores devem corresponder aos dos dispositivos WDMs. Essa mesma estrutura foi proposta para redes ópticas de múltiplos saltos[10], e também mostrou aumento na capacidade e na flexibilidade de roteamento nos sistemas baseados em fibra[10].

5.2 - Limitação do canal de controle

Um outro fator que também podem afetar a capacidade da rede está relacionado ao controle de acesso ao meio (MAC) e é aplicável à maioria dos esquemas multiacesso[10]. Por exemplo, seja uma rede estrela “broadcasting-and-select” com múltiplos comprimentos de onda na qual N lasers, sintonizados cada um a um único comprimento de onda fixo, são interconectados com N receptores sintonizáveis através de um acoplador-estrela $N \times N$ (figura 5.6). Nessas redes, uma conexão é feita sintonizando-se um dos receptores a um dos comprimentos de onda dos lasers. Se os receptores conseguem sintonizar todo o intervalo de comprimentos de onda dos transmissores, todos os nós podem comunicar-se uns com os outros. Assim, é necessário um canal de controle para levar aos receptores informações sobre a sintonia. Mesmo que o tempo necessário de processamento para resolver a contenção da rede seja desprezível, a largura de banda limitada do canal de controle pode restringir a capacidade da rede.

Supondo que os transmissores sejam sintonizados e enviem pacotes de mesmo tamanho (P bits), uma conexão é estabelecida entre um par transmissor/receptor quando o receptor é informado, pelo canal de controle, de qual comprimento de onda deve sintonizar. A palavra de endereço tem, no mínimo, $\log_2 N$ bits e, como a rede é formada de N pares entrada/saída, o canal de controle tem que transportar no mínimo $N \log_2 N$ bits de sinalização para estabelecer todas as conexões dentro da rede. A resolução da contenção pode ser centralizada (figura 5.6) ou individualmente em cada porta de saída seguindo um protocolo distribuído específico.

A configuração da rede pode mudar a cada ciclo, que é definido como o tempo de duração de uma seção. Se T_{ciclo} , é o tempo de duração de um ciclo, assumido na prática como $T_{ciclo} = m \cdot T_p$, onde m é um inteiro positivo e T_p é o tempo de duração do pacote de tamanho P

bits que flui dentro da rede, e assumindo-se que cada transmissor opera com um taxa de bits B , a capacidade C_c requerida pelo canal de controle é dada por

$$C_c = \frac{N \log_2 N}{T_{\text{ciclo}}} \cdot B = \frac{\log_2 N}{m \cdot P} \cdot C \quad (5.13)$$

onde C é a capacidade da rede definida na Seção 5.1.

Assumindo-se que, k é a largura do barramento do canal de controle e B_c , a taxa de bits de um dos links do barramento, então $C_c = k \cdot B_c$ e

$$C = B \cdot N = k \cdot \frac{mP}{\log_2 N} \cdot B_c \quad (5.14)$$

A equação (5.14) expressa a capacidade da rede como função dos parâmetros do canal de controle. Dois casos especiais desta equação são quando $k = 1$ (canal de controle serial) e, quando $k = \log_2 N$ (canal de controle paralelo).

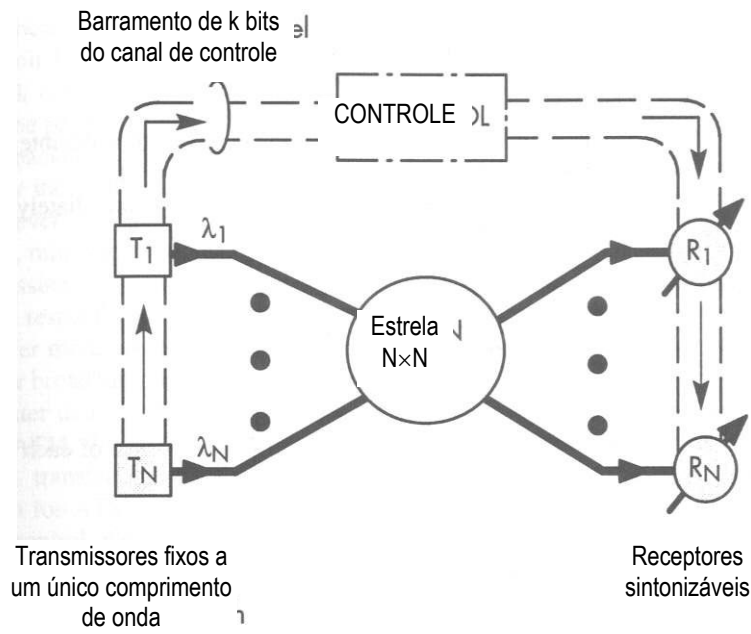


Figura 5.6 – Rede estrela “broadcast-and-select” com múltiplos comprimentos de ondas mostrando o canal de controle

Dois parâmetros críticos em ambos os casos são o tempo de duração da seção, caracterizado por m , e o produto do comprimento dos pacotes vezes a taxa de bits do canal de controle, $P \cdot B_c$. O tempo de duração da seção varia de acordo com a função da rede. Por exemplo, se a rede é utilizada para interconexões, normalmente os valores de m são muito altos. Neste caso, a disponibilidade de potência é o fator determinante sobre a máxima capacidade de rede que se pode alcançar. Quando a rede é utilizada para comutação de pacotes ou para redes locais, m é pequeno e o limite da capacidade da rede é totalmente determinado pelo produto $P \cdot B_c$. Este produto pode ser tão grande quanto possível, aumentando-se o tamanho do pacote ou a taxa de bits do canal de controle.

O tamanho dos pacotes, normalmente, é estabelecido por quesitos como latência e eficiência da rede, bem como os quesitos padrões. Dois casos são de especial interesse: pacotes para modo de transferência assíncrono (ATM) e pacotes de computador para transferência de dados (DATA).

Para ATM, o comprimento do pacote (célula) padronizado pelo ITU é $P = 424$ bits (53 bytes). Para transferência de dados, o comprimento de um pacote varia; aqui, assume-se $P = 16.000$ bits (2.000 bytes).

A taxa de bits do canal de controle é ditado por considerações práticas como a escolha da tecnologia e a complexidade da implementação, além do custo. Para $B_c = 1$ Gbps, tem-se:

$$\text{ATM: } P \cdot B_c = 424 \text{ Gb/s}$$

$$\text{DATA: } P \cdot B_c = 16 \text{ Tb/s}$$

A figura 5.7 mostra o limite da capacidade da rede para pacotes ATM e DATA usando canal de controle serial ou paralelo. Para o caso ATM, a capacidade da rede aumenta linearmente com N , segundo o produto $C = B \cdot N$, quando os valores de N são relativamente pequenos. Para um grande número de nós, C diminui logaritmicamente com N . A capacidade da rede para ambas as situações no caso ATM é restrita pelo limite de disponibilidade da rede. Neste caso, um melhoramento significativo pode ser alcançado com um canal de controle de barramento paralelo.

Para o caso DATA, o limite de um canal de controle serial é encontrado para $N \approx 375$ ($B = 5$ Gbps) e $N \approx 1.515$ ($B = 1$ Gbps), acima dos quais a capacidade da rede decresce

logaritmicamente com N . Se o objetivo é uma rede de grande tamanho, a implementação do canal de controle deve seguir a indicação de um barramento paralelo.

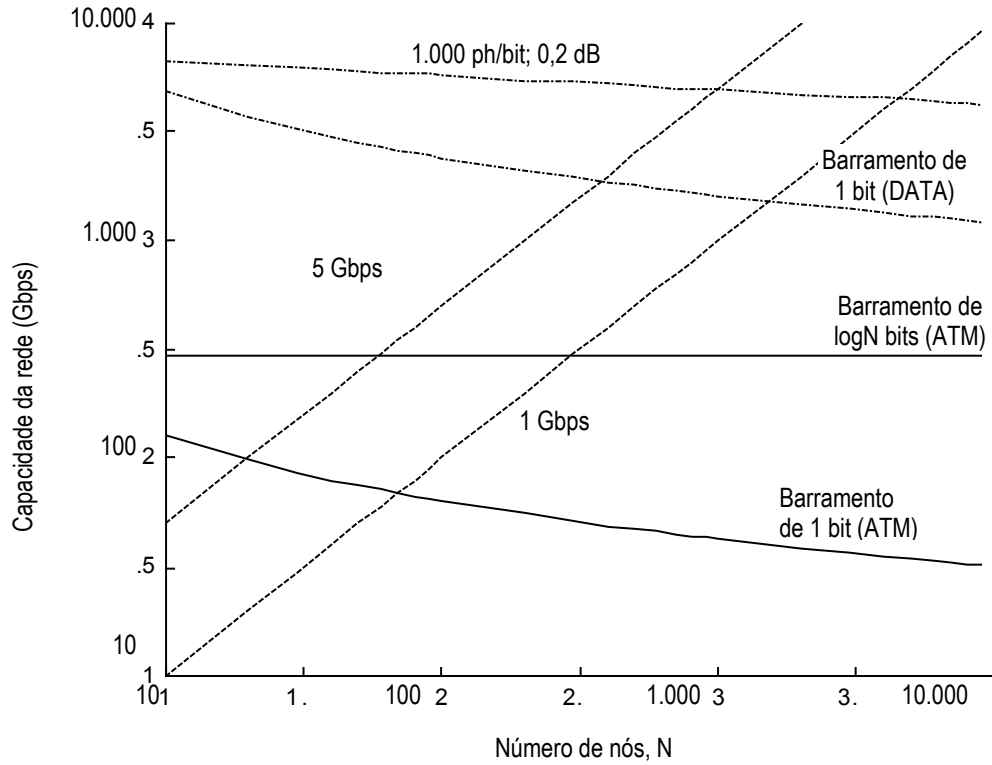


Figura 5.7 – Limites da capacidade da rede devido à limitação da capacidade do canal de controle para as redes ATM (424 bits) e rede DATA (16.000)

CAPÍTULO 6 - Redes de Múltiplo Acesso por Divisão de Comprimento de Onda

A tecnologia óptica oferece novas alternativas para funções de rede como multiplexação, roteamento e comutação. As redes de múltiplo acesso por divisão de comprimento de onda (*Wavelength Division MultiAccess* – WDMA) usam o comprimento de onda como uma grande liberdade adicional na operação em diferentes porções do espectro óptico acessível, de 1,3 a 1,6 μm , dentro da rede de fibras ópticas. Cada comprimento de onda suporta um canal de rede que opera a uma velocidade de cerca de alguns gigabits por segundo (velocidade máxima suportada por um processamento eletrônico). Com várias centenas ou até milhares de comprimentos de onda, tais redes apresentam capacidades de até terabits por segundo.

A implementação de redes WDMA requer componentes ópticos sintonizáveis por comprimento de onda, tais como lasers e filtros ópticos sintonizáveis. Esses componentes ópticos sintonizáveis constituem o transceptor, que é incorporado dentro de cada nó da rede.

Em redes WDMA de salto único (ou totalmente ópticas), o fluxo de dados, em forma de feixe de luz, alcança seu destino final sem nenhuma conversão opto-eletrônica no enlace. Para que haja a transmissão de um pacote, o laser transmissor e o receptor óptico têm que estar sintonizados ao mesmo comprimento de onda durante toda a transmissão do pacote.

Em redes de circuitos comutados, a velocidade de sintonia requerida do transceptor é pequena, já em redes de pacotes comutados a velocidade de sintonia deve ser bem alta, a fim de que o envio e recebimento de pacotes ocorra numa rápida sucessão. Nas redes WDMA de salto único, também é necessário desenvolver protocolos para coordenar eficientemente as conexões, em diferentes comprimentos de onda, dentro da rede.

As redes WDMA de saltos múltiplos contornam esse problema utilizando um transceptor com sintonia fixa. Cada nó tem um pequeno número (dois, por exemplo) de transmissores e receptores ópticos com sintonia pré-fixada. Cada transmissor é sintonizado a um comprimento de onda diferente. A conexão direta entre nós só é possível se um dos receptores do nó de destino está sintonizado ao comprimento de onda do nó transmissor. A conectividade entre outros pares de nós é feita através do roteamento entre nós intermediários, onde o canal óptico é convertido para a forma elétrica, o endereço de destino do pacote é lido e o pacote é, então, comutado eletronicamente e retransmitido num comprimento de onda apropriado para o seu destino ou para um outro nó intermediário para um novo roteamento.

Do ponto de vista do desempenho, ambas as redes WDMA, de salto único e de saltos múltiplos, são atrativas, pois exploram bem duas tecnologias: a óptica, com alta velocidade para transporte e roteamento, e a eletrônica, para funções lógica e de memória.

Nas comunicações ópticas, há duas categorias de redes WDMA indicando a escala do comprimento de onda e a complexidade dos processos de seleção e controle:

1. redes WDMA densas, onde o espaçamento entre diferentes comprimentos de onda é da ordem de 1 nm. Nessas redes são utilizados transceptores IM/DD.
2. redes de múltiplo acesso por divisão de frequência (*Frequency Division MultiAccess - FDMA*), onde o espaçamento entre os comprimentos de onda é da mesma ordem de grandeza da largura de banda do sinal ou da taxa de bits. Normalmente, essas redes utilizam transceptores coerentes.

6.1 - Redes WDMA de salto único

As redes WDMA de salto único podem ser divididas em: redes “broadcasting-and-select” (redes de difusão e seleção) e redes de roteamento por comprimento de onda. Um exemplo dessas redes é mostrado nas figuras 6.1 e 6.2, respectivamente.

6.1.1 - Redes WDMA “broadcasting-and-select”

No exemplo mostrado (figura 6.1), todos os canais transmitidos, cada um operando em um comprimento de onda diferente, são combinados num acoplador-estrela $N \times N$ e distribuídos para todos os nós receptores. Existem várias possibilidades funcionais dependendo se os transmissores e os receptores são ou não sintonizáveis. Assumindo-se que há somente um transmissor e um receptor para cada nó, tem-se os seguintes casos:

1. Redes WDMA de salto único TT-FR (transmissores sintonizáveis e receptores com sintonia fixa, em diferentes comprimentos de onda). Nessas redes, a conexão é estabelecida sintonizando o transmissor a um comprimento de onda que pode ser acessado pelo receptor endereçado. Podem ocorrer colisões já que dois ou mais pacotes com o mesmo destino podem ocorrer simultaneamente em diferentes nós de entrada, por isso é necessário um protocolo de rede que coordene as contenções dentro da rede.

Redes WDMA de salto único na configuração TT-FR são restritas a conexões ponto-a-ponto. Outros tipos de conexões são possíveis, porém o custo aumenta devido ao circuito adicional e a um protocolo de controle mais complexo.

2. Redes WDMA FT-TR (transmissores com sintonia fixa e receptores sintonizáveis). Além da capacidade de conexões ponto-a-ponto, têm a capacidade inerente de possibilitar conexões “multicasting”. Conexões de vários pontos de transmissão com um de recepção também são possíveis se os nós da rede tiverem mais que um receptor sintonizável. Nessa rede, as colisões são evitadas automaticamente já que cada canal usa um comprimento de onda diferente. Entretanto, a perda de pacotes pode ocorrer se os receptores só puderem sintonizar um comprimento de onda por vez, podendo haver degradação do desempenho da rede devido ao canal de controle requerido nessa situação.
3. Redes WDMA TT-TR (transmissor e receptor sintonizáveis). Essas redes podem suportar conexões ponto-a-ponto, vários pontos de transmissão para um de recepção, e conexões “multicasting”, por isso são mais flexíveis. Entretanto, o protocolo de controle requerido é mais complicado já que os transmissores e receptores têm que ser controlados para coordenar o fluxo na rede.

Para analisar o funcionamento das redes WDMA, assume-se que o número de comprimentos de onda usados (W) é igual ao número de nós da rede (N), embora, na prática, $W < N$.

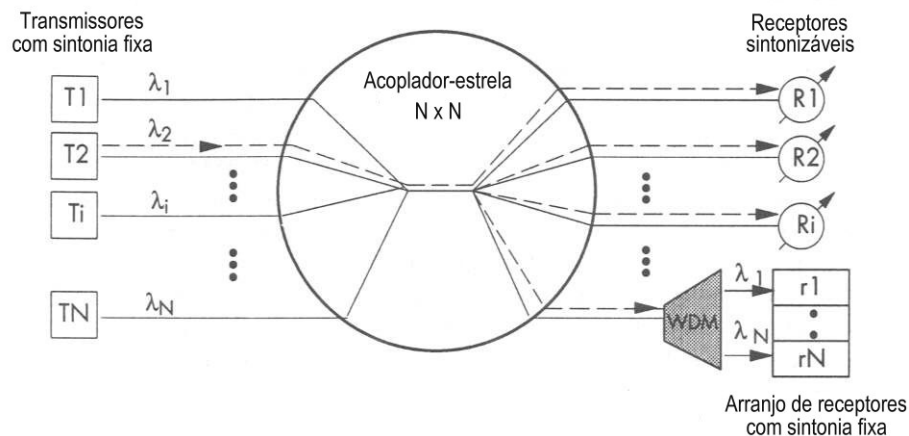
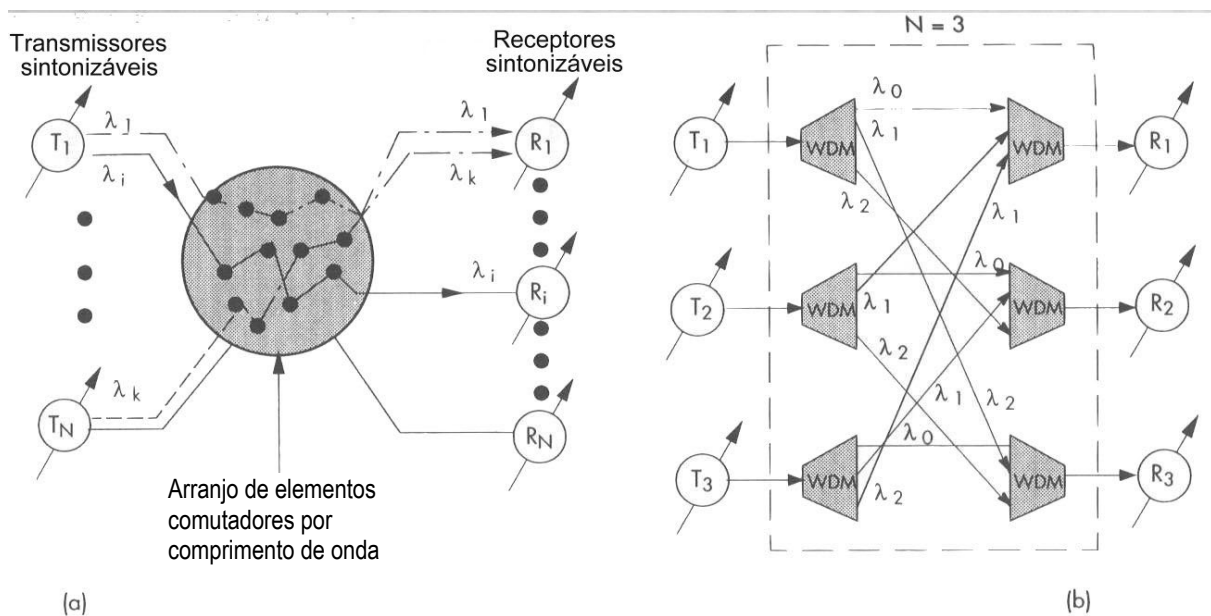


Figura 6.1 – Rede estrela WDMA de salto único “broadcast-and-select”

A capacidade de rede muda de forma fundamental de acordo com a sintonia feita na rede: se pelo transmissor, pelo receptor, ou por ambos. A figura 6.3 mostra quatro nós interconectados através de um acoplador-estrela 4×4, que é independente do comprimento de onda. Cada nó é equipado com um único transmissor e um único receptor. Assim, há três casos a considerar:

- *Caso a* (figura 6.3(a)): transmissor sintonizável em λ_1 e λ_2 , e, receptores com sintonia fixa em λ_1 (receptores #1 e #2) ou λ_2 (receptores #3 e #4).
- *Caso b* (figura 6.3(b)): transmissores com sintonia fixa em λ_1 (transmissores #1 e #2) ou λ_2 (transmissores #3 e #4), e, receptores sintonizáveis em λ_1 e λ_2 .
- *Caso c* (figura 6.3(c)): transmissores e receptores sintonizáveis em λ_1 e λ_2 .

Nos três casos, cada nó é composto de uma porta de entrada e uma porta de saída e $W < N$ ($W = 2$ enquanto $N = 4$).



Entradas	Saídas		
	R ₁	R ₂	R ₃
T ₁	λ_0	λ_2	λ_1
T ₂	λ_1	λ_0	λ_2
T ₃	λ_2	λ_1	λ_0

Figura 6.2 – (a) Princípio de redes WDMA de salto único com roteamento por comprimento de onda, (b) exemplo de implementação para $N = 3$ nó usando dispositivos passivos.

No caso *a* (TT-FR), a transmissão ocorre da porta de entrada #1 para a porta de saída #1 quando o transmissor #1 é sintonizado a λ_1 . A transmissão da porta de entrada #2 para a porta de saída #2 não é possível simultaneamente, já que o transmissor #2 deveria sintonizar λ_1 que já está ocupado na transmissão do canal 1.

No caso *b* (FT-TR), a transmissão da porta de entrada #1 para a porta de saída #1 é feita quando o receptor #1 é sintonizado a λ_1 . Pela mesma razão que no caso *a*, a conexão da entrada #2 para a saída #2 é bloqueada já que o transmissor #2 tem sintonia fixa a λ_1 , que já está sendo utilizado.

No caso *c* (TT-TR), a conexão da entrada #1 para a saída #1 é realizada sintonizando ambos, transmissor #1 e receptor #1, a λ_1 . Nesse meio tempo, uma conexão entre a entrada #2 e a saída #2 pode ser estabelecida sintonizando o transmissor #2 e o receptor #2 a λ_2 que está livre.

Esses exemplos mostram que a configuração TT-TR permite um potencial de utilização maior dos W comprimentos de onda.

O comportamento dinâmico de uma rede estrela “broadcasting” pode ser analisado usando-se um diagrama de transição de estados, mostrado na figura 6.4(a, b).

O número de nós ligados à rede é igual a N e o número de comprimentos de onda disponíveis é igual a W , com $W < N$. Um pacote chegando num nó i é endereçado ao nó j com probabilidade $1/N$ independente de i e j . O comprimento do pacote é exponencialmente distribuído com média $1/\mu$ (em segundos/pacotes) e é a mesma para todos os nós. A chegada dos pacotes em cada nó obedece uma distribuição de Poisson com uma taxa média de λ pacotes/segundo. A carga média de cada “link” de entrada é, então, igual a $\rho = \lambda/\mu$.

A figura 6.4(a) corresponde aos casos de redes TT-FR e FT-TR (casos *a* e *b* do exemplo anterior), enquanto a figura 6.4(b) corresponde à rede TT-TR (caso *c*).

Para todos os casos no diagrama, uma transição de estado para a esquerda resulta da liberação de um comprimento de onda após uma conexão bem sucedida. Para um dado estado no qual w comprimentos de onda estão ocupados, a probabilidade de transição de estado para a esquerda (por unidade de tempo) é igual a

$$\sigma_{w \rightarrow w-1} = w\mu \quad (6.1)$$

A probabilidade de transição de estado para a direita corresponde à utilização de um comprimento de onda adicional e depende de onde a sintonia está localizada. Quando a rede é do tipo TT-FR, uma transição pode ocorrer somente se: (1) uma solicitação de conexão é gerada em um dos $(N - W)$ transmissores livres, e (2) esta conexão é endereçada a um dos receptores com sintonia fixa que estejam livres.

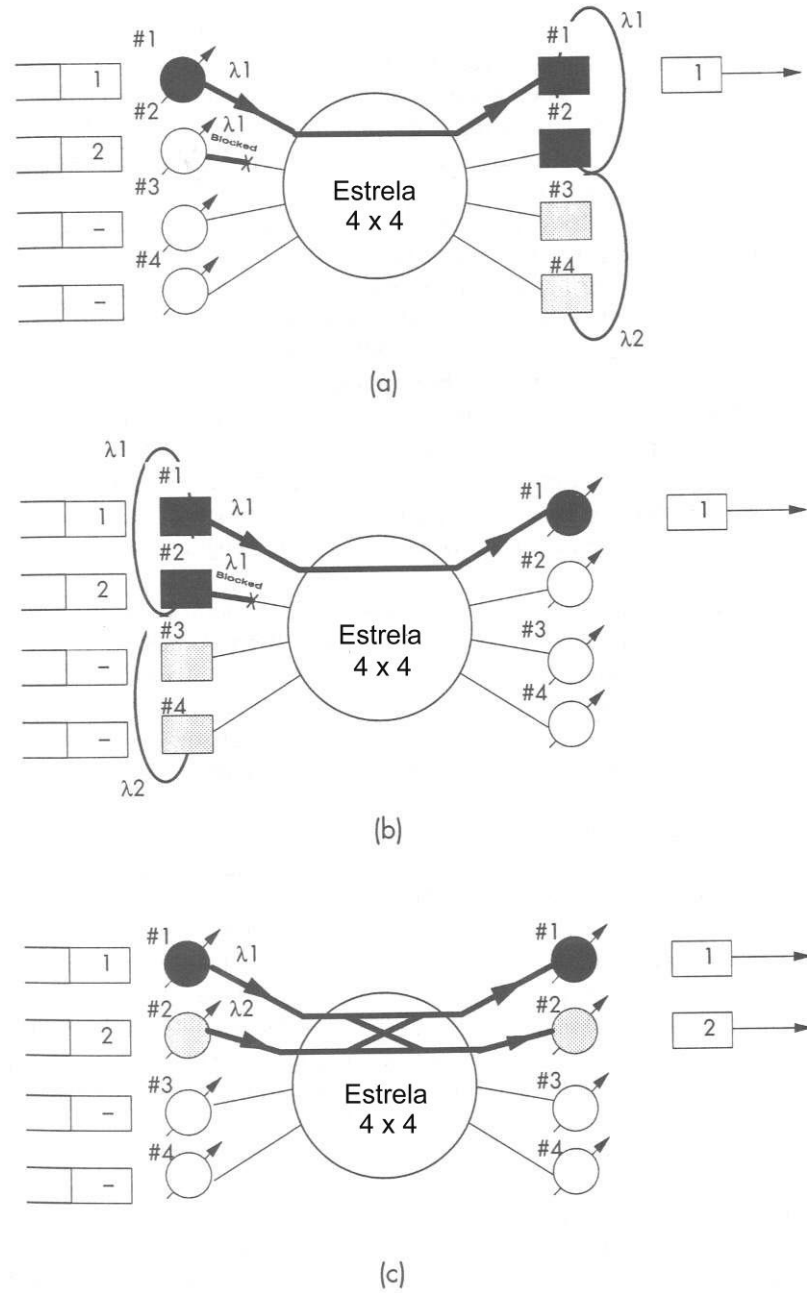


Figura 6.3 – Ilustração das diferenças na capacidade da rede quando transmissores e/ou receptores são fixos ou sintonizáveis.

A probabilidade de ocorrer transição do estado w para o estado $w+1$ é

$$\sigma_{w \rightarrow w+1} = \lambda(N-w) \left(1 - \frac{w}{W}\right) \quad (6.2)$$

Quando a rede é FT-TR, uma transição de estado para a direita só pode ocorrer se: (1) uma conexão é solicitada por um transmissor com sintonia fixa cujo comprimento de onda não esteja sendo utilizado, e (2) a solicitação é endereçada a um dos $(N-w)$ receptores sintonizáveis que estão livres. A probabilidade de transição de estado é igual ao do caso anterior e dada pela equação (6.2).

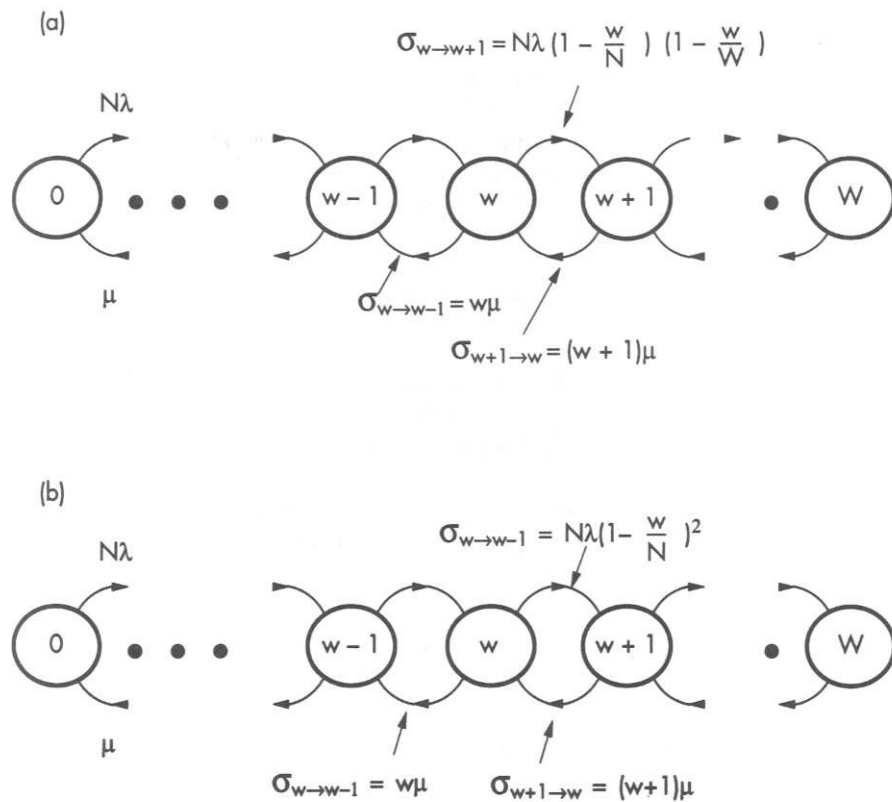


Figura 6.4 – Diagrama de transição de estados associado ao número de comprimentos de onda em uso: (a) redes TT-FR ou FT/TR, (b) redes TT-TR.

Daí pode-se ver que os casos onde a sintonia é fornecida somente em um dos lados (transmissores ou receptores) têm probabilidades idênticas de transição de estado. Para o caso de

redes TT-TR, a probabilidade de transição de estado para a direita é maior já que ambos os lados são sintonizáveis. Assim, tem-se

$$\sigma_{w \rightarrow w+1} = \lambda(N-w) \left(1 - \frac{w}{N}\right) \quad (6.3)$$

Com as equações (6.1), (6.2) e (6.3) pode-se determinar a probabilidade do estado estacionário p_w a partir do estado w (isto é, w comprimentos de onda ocupados). Essa probabilidade pode ser obtida aplicando-se técnicas normalmente usadas em cadeias de Markov[10].

Já que o número médio de pacotes transmitidos com sucesso por unidade de tempo é igual ao número médio de comprimentos de onda ocupados no sistema, pode-se definir a capacidade normalizada da rede, S , como

$$S = \langle w \rangle = \sum_{w=0}^W p_w w \quad (6.4)$$

A capacidade real da rede é obtida multiplicando S pela taxa de bits de cada link de entrada vezes a carga ρ (assumida igual para todos os nós).

A figura 6.5 mostra S como uma função da carga média ρ para $W = 25, 50$ e 125 quando $N = 250$. Observa-se que, exceto para cargas muito baixas ($\rho \leq 0,1$), a rede TT-TR possibilita sempre uma utilização maior dos comprimentos de onda, e assim uma capacidade de rede maior que a das rede TT-FR e FT-TR.

Para pequenos valores de W ($W = 25$ e 50) na figura 6.5, S satura quando ρ aumenta. Para grandes valores de W ($W = 125$), o número médio de comprimentos de onda ocupados é sempre menor que W , mesmo com ρ se aproximando da unidade. Deve-se notar que o máximo valor de $\langle w \rangle$ depende das estatísticas de tráfego assumidas para o modelo.

Foi mostrado que um pequeno número de transmissores e receptores sintonizáveis em cada nó é suficiente para a rede ter desempenho próximo ao do limite superior onde $W = N$ [10].

Na verdade, supõe-se que todos os pacotes que chegam numa entrada de nó são independentes e igualmente prováveis de serem destinados a cada um dos N nós da rede. Com

carga, ρ , igual para todos os feixes de entrada no nó, a probabilidade p_k de que k pacotes sejam destinados simultaneamente ao mesmo nó é distribuída binomialmente tal que

$$p_k = C_N^k \left(\frac{\rho}{N}\right)^k \left(1 - \frac{\rho}{N}\right)^{N-k} \quad k = 0, 1, \dots, N \quad (6.5)$$

Esta propriedade é utilizada no comutador fotônico de “knockout” (Seção 6.5).

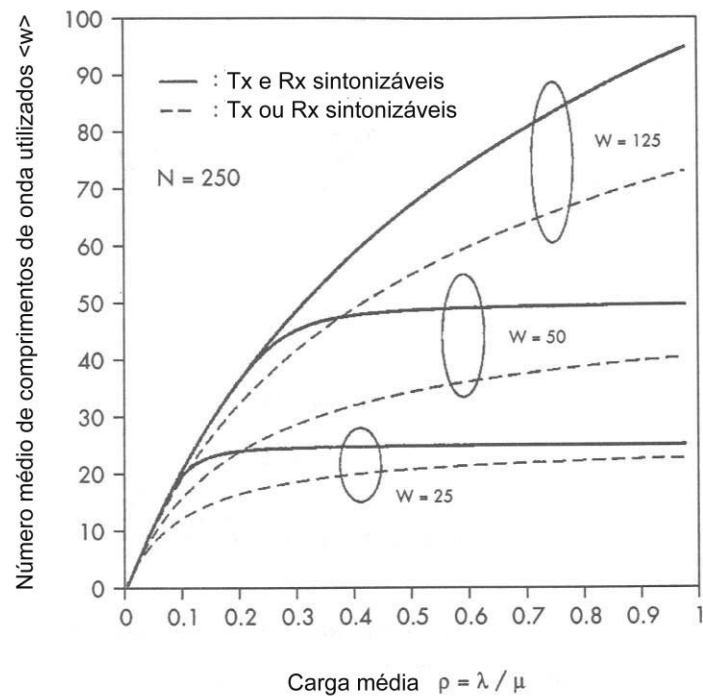


Figura 6.5 – O número médio de comprimentos de onda em uso como função da carga média do “link” para vários valores de número máximo de comprimentos de onda disponíveis, W [10].

6.1.2 - Redes WDMA com roteamento por comprimento de onda

Um exemplo de redes com roteamento por comprimento de onda foi mostrado na figura 6.2. A rede é composta de elementos seletivos de comprimento de onda e uma conexão é unicamente estabelecida pelo comprimento de onda do sinal transmitido e pelo nó através do qual o sinal é injetado na rede.

Por exemplo, uma rede com roteamento por comprimento de onda pode ser formada com elementos WDM interconectados com N^2 fibras, como mostrado na figura 6.2(b) ($N = 3$). Cada

nó é equipado com um transmissor e com um receptor, ambos sintonizáveis. Sintonizando o transmissor ao comprimento de onda selecionado, o sinal injetado é roteado passivamente ao receptor endereçado, que também está sintonizado ao mesmo comprimento de onda para efetuar a recepção. Vê-se, então, que $N \times N$ interconexões são possíveis com N comprimentos de onda diferentes e que cada receptor pode ser acessado por qualquer transmissor sem interferências.

A vantagem das redes com roteamento por comprimento de onda sobre as redes “broadcasting-and-select” é que elas evitam perdas durante a distribuição do sinal, pois não utilizam “taps” ou acopladores não-sintonizáveis. Sua principal desvantagem, entretanto, quando são usados elementos de roteamento passivo, é que cada nó tem que possuir transmissores e receptores sintonizáveis (ou arranjos de elementos com sintonia fixa) de modo a possibilitar o múltiplo acesso.

Entretanto, apesar dessa desvantagem, as redes com roteamento por comprimento de onda possibilitam mudar dinamicamente a estrutura interna de roteamento de acordo com o padrão do tráfego dentro da rede. Isso é interessante em casos de tráfego desbalanceado entre os nós conectados à rede. Essa mudança dinâmica do padrão de roteamento pode ser feita de duas maneiras:

1. Usando chaves seletivas de comprimento de onda no espaço, as quais comutam os sinais dinamicamente de um para outro caminho através de mudanças no roteamento WDM dentro da rede; ou,
2. Usando conversores de comprimento de onda, que transferem o sinal de um comprimento de onda para outro.

A figura 6.6 representa uma rede com roteamento por comprimento de onda usando chaves seletivas de comprimento de onda no espaço. Tais chaves, descritas na Seção 6.2.4, podem ser vistas como dispositivos de três portas que têm a capacidade de direcionar qualquer comprimento de onda em uma porta de entrada para uma das duas portas de saída.

O segundo método de mudar a estrutura interna de roteamento consiste em usar conversores de comprimento de onda cuja função básica é representada na figura 6.7(a). Uma maneira óbvia de fazer essa conversão de comprimento de onda é mostrada na figura 6.7(b). O sinal de entrada é primeiramente convertido para a forma eletrônica através de um receptor óptico sintonizável e a fotocorrente regenerada é então usada para modular um diodo laser sintonizável no comprimento de onda desejável na saída. Vários tipos de dispositivos conversores de

comprimento de onda baseado em diferentes técnicas foram estudados em diversas pesquisas[3, 6, 14]. Um exemplo de uma estrutura baseada em DBR é mostrada na figura 6.7(c).

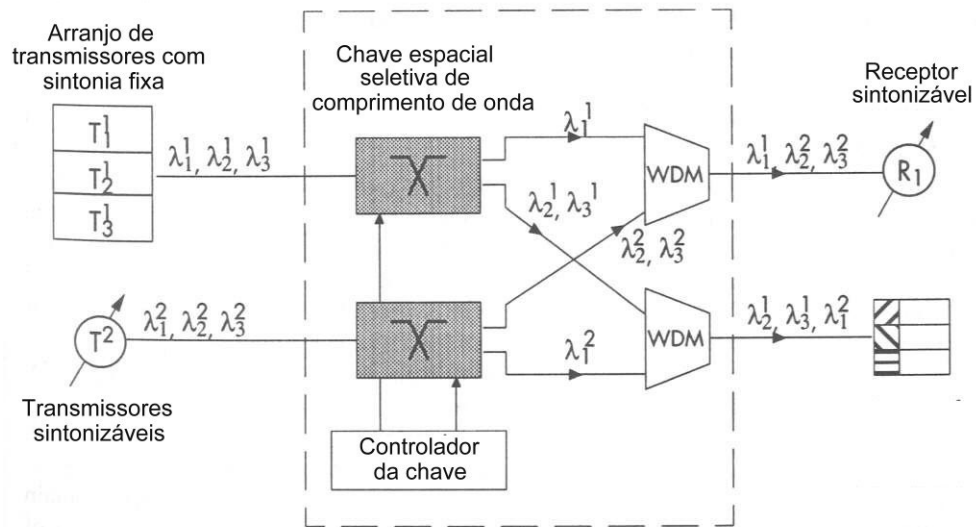


Figura 6.6 – Exemplo de uma rede com roteamento por comprimento de onda com dois nós usando comutadores espaciais seletivos em comprimento de onda.

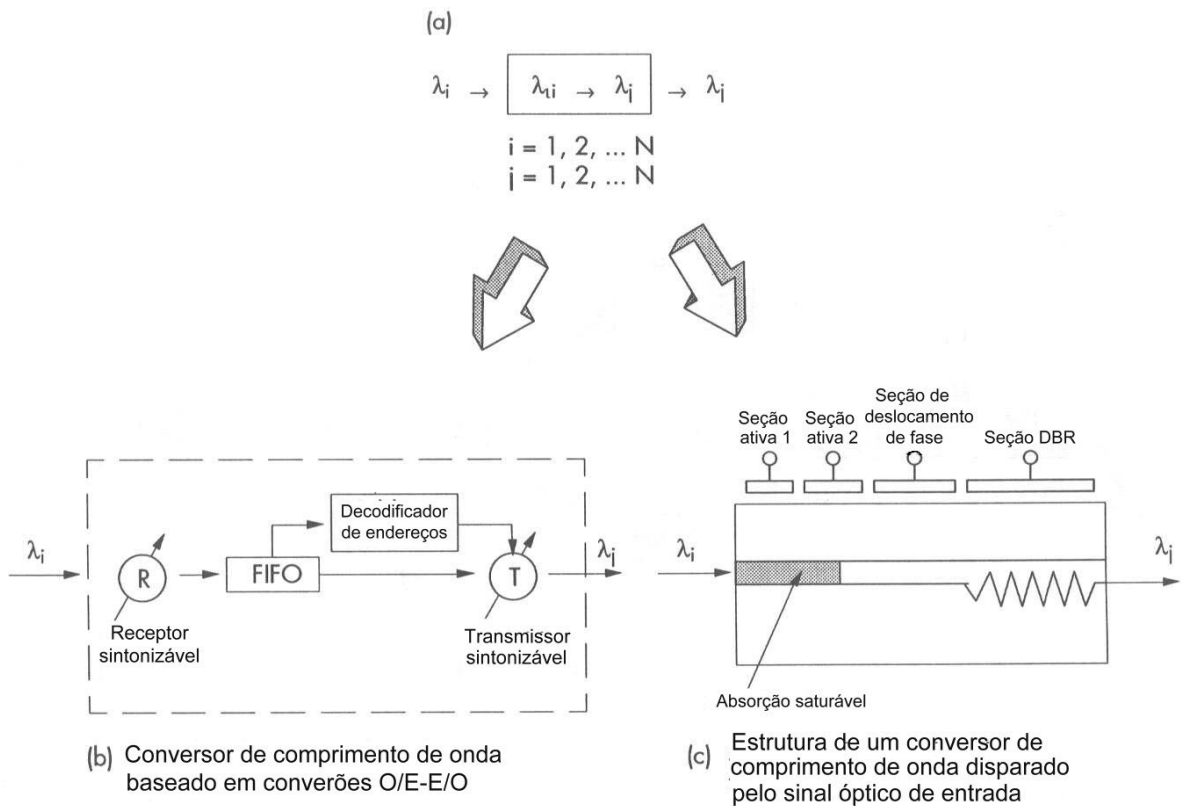


Figura 6.7 – (a) Representação funcional de um conversor de comprimento de onda, (b) um conversor λ usando receptor sintonizável e transmissor fixo, (c) um conversor λ usando uma estrutura laser tipo DBR multiseção.

Um outro tipo de redes com roteamento por comprimento de onda, a rede linear de ondas ópticas (LLN - *Linear Lightwave Network*), foi proposta para tráfego de circuitos comutados[10]. O princípio básico das LLNs é mostrado na figura 6.8. Nela, os nós são interconectados através de acopladores 2x2 insensíveis ao comprimento de onda, cujos coeficientes de acoplamento α_i podem assumir valores reais entre 0 e 1. Cada nó da rede usa um comprimento de onda distinto para estabelecer a conexão desejada. Por exemplo, a conexão do nó 1 para o nó 1* é estabelecida em λ_1 através do caminho *A-B-C-F-G*. Nesse meio tempo, a conexão do nó 2 para o nó 2* pode acontecer em λ_2 através do caminho *H-B-C*. O fato de os coeficientes de acoplamento não serem restritos somente aos valores 0 e 1 torna isso possível. Caso fossem usadas chaves no lugar dos acopladores variáveis, o caminho *H-B-C* não poderia ser utilizado na segunda conexão, pois a chave *B* já estaria sendo utilizada, enviando ao nó *C* toda a potência do nó *A* ($\alpha_B = 1$ para a conexão de 1 para 1*), e, dessa forma, toda a potência do nó *H* seria enviada ao nó *D* (mas não a *C*).

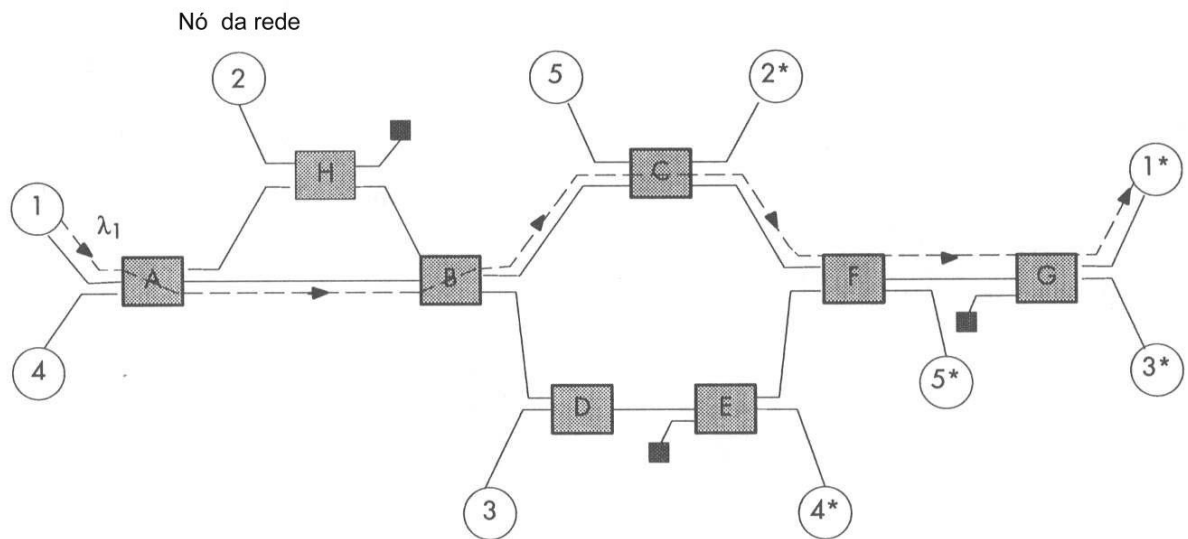


Figura 6.8 – Esquema de uma rede linear de ondas ópticas

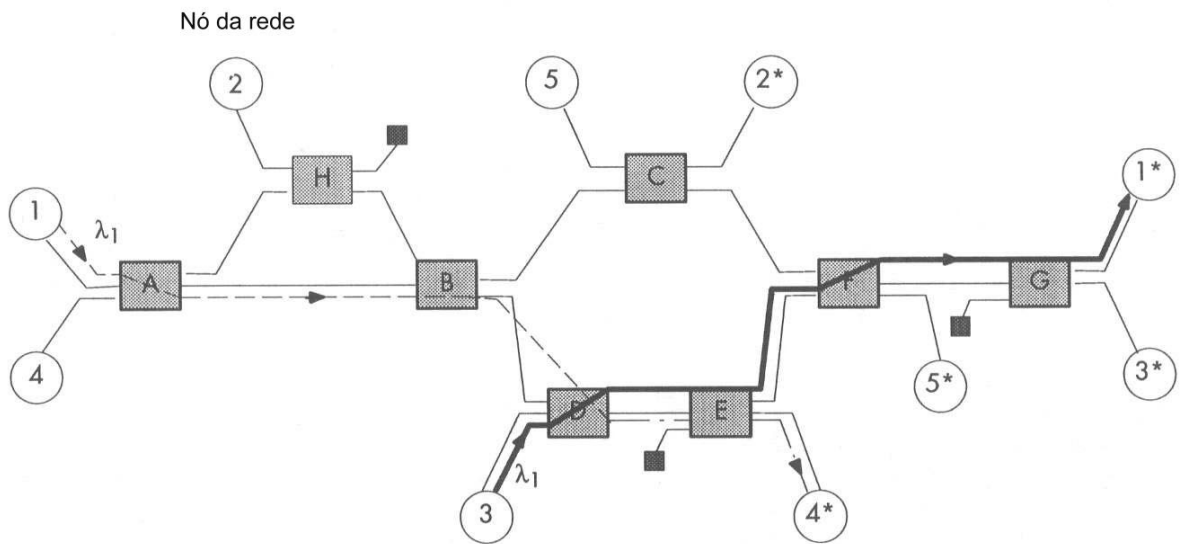
Com comprimentos de onda adicionais, outras conexões podem acontecer ao mesmo tempo contanto que valores adequados de α_i sejam escolhidos. Os valores desses coeficientes α_i podem ser controlados por um controlador central ou usando-se um protocolo de controle distribuído. Em cada caso, cada coeficiente de acoplamento depende da configuração de todos os

outros acopladores, de modo que, as LLNs são apropriadas como redes de circuitos comutados, mas não como redes de pacotes comutados.

Para evitar a reconvergência dos múltiplos caminhos do mesmo nó de origem, os caminhos distintos estariam numa topologia árvore. Observando-se a figura 6.8, a reconvergência de múltiplos caminhos existe nos acopladores *B* e *F* para a conexão do nó 1 para o nó 1*. Outros caminhos que o sinal em λ_1 poderá tomar além de *A-B-C-F-G* serão *A-H-B-C-F-G*, *A-H-B-D-E-F-G* e *A-B-D-E-F-G*. Dessa forma, o trecho entre *F* e *G* conterà quatro cópias do feixe de bits do nó 1 deslocadas no tempo, o que degradará a qualidade da conexão devido à interferência intersimbólica. Essas condições devem ser evitadas através de algoritmos de roteamento. Vários algoritmos têm sido projetados com essa finalidade[10].

Embora a perda sofrida pelos sinais dentro das LLNs seja maior que nas redes com roteamento por comprimento de onda que usam acopladores WDMs ou chaves, as redes LLNs possuem a característica atrativa de reutilização de comprimento de onda. Isso é possível se, depois de passar por vários acopladores, o sinal num comprimento de onda específico estiver tão atenuado ao ponto de poder ser utilizado ao mesmo tempo para outras conexões na rede. Isso é ilustrado na figura 6.9.

A complexidade adicional de roteamento somada às perdas de combinações e divisões nos



nós não permite ainda que a LLN se torne prática.

Figura 6.9 – Reutilização de comprimento de onda numa LLN. As conexões do nó 1 para o nó 4*, e do nó 3 para o nó 1* podem ocorrer simultaneamente utilizando λ_1 .

6.2 - *Filtros Ópticos Sintonizáveis*

Um componente chave nas redes WDMA é o receptor sintonizável que pode selecionar um canal desejado de um conjunto de canais multiplexados por comprimento de onda. A seleção de canais, normalmente, requer um filtro óptico sintonizável, cuja função básica é representada na figura 6.10. Muitos canais diferentes em muitos comprimentos de onda diferentes aparecem na entrada do receptor, mas somente um canal num determinado comprimento de onda aparece na saída.

Os filtros ópticos sintonizáveis podem ter diferentes formas dependendo da tecnologia usada. Para todos os filtros descritos, os efeitos de interferência óptica são estudados a fim de aplicá-los no desenvolvimento de dispositivos seletivos de comprimento de onda.

Os pontos críticos envolvendo os filtros ópticos sintonizáveis são:

- *o intervalo de sintonia*: como mostrado na figura 6.10, o intervalo de sintonia do filtro $\Delta\lambda$ é definido como a diferença entre o mais longo e o mais curto comprimentos de onda que podem ser sintonizados pelo filtro.
- *o número máximo de canais sintonizáveis*: é a razão entre a faixa de sintonia e o espaçamento mínimo requerido para garantir uma degradação mínima por “crosstalk”. Será visto na Seção 6.3.2 que o espaçamento entre canais da ordem de 3 a 10 vezes a largura de banda do canal garante uma penalidade por “crosstalk” menor que 0,5 dB, dependendo do esquema de modulação e da função de transferência do filtro óptico.
- *a velocidade de sintonia*: é a velocidade com a qual o filtro óptico sintonizável pode mudar de um para outro comprimento de onda dentro do intervalo de sintonia. Para algumas aplicações em circuitos comutados, é necessário um tempo de sintonia da ordem de milissegundos, enquanto que as aplicações com pacotes comutados, geralmente, requerem tempos de sintonia em torno de microssegundos. Por exemplo, para uma taxa de canal de 1 Gbps, o tempo para transmitir um pacote de 1.000 bits é somente 1 μ s.
- *a atenuação*: a atenuação normalmente ocorre no sinal óptico selecionado por causa das perdas internas nos filtros e perdas por inserção. Essas perdas têm que ser

minimizadas a fim de não reduzir significativamente a já limitada disponibilidade de potência da rede.

- *a dependência de polarização*: o filtro deveria funcionar independente da polarização. Na prática, isso é quase uma condição necessária.
- *a estabilidade*: fatores térmicos e mecânicos não devem causar desvios na função de transferência do filtro mais do que uma pequena porcentagem da largura de banda do canal.
- *o tamanho*: filtros ópticos sintonizáveis e seus circuitos de controle têm que ser os mais compactos possíveis para atenderem os requerimentos dos usuários.

6.2.1 - O Filtro sintonizável Fabry-Perot (FPF)

O mecanismo básico do filtro interferométrico Fabry-Perot foi introduzido na Seção 1.2.3. Na Seção 4.6.1 foram discutidas suas principais características externas. A função de transferência do FPF é dada por

$$T_{FPF}(f) = \frac{A(1-R)^2}{(1-AR)^2 + 4AR \operatorname{sen}^2 \left[\frac{2\pi(f-f_0)L}{c} \right]} \quad (6.6)$$

que é a mesma equação (4.10) apenas trocando o ganho pela perda A , que é a perda interna da cavidade.

Esta função é representada na figura 6.11 para três valores da refletividade da faceta, R , e $A = 1$ (ou seja, sem perdas).

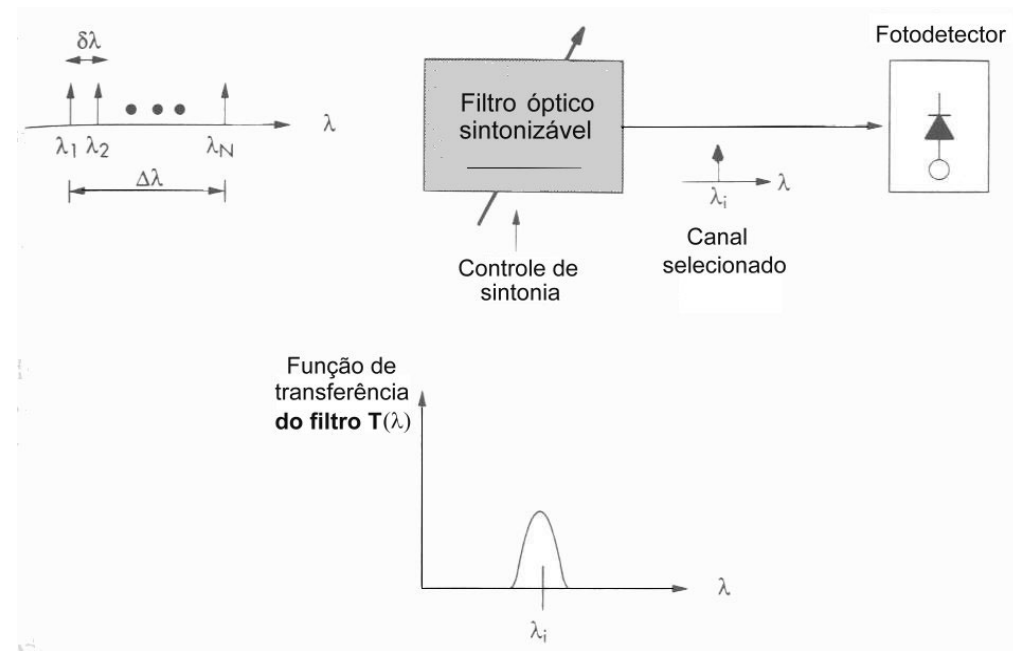


Figura 6.10 – Diagrama de blocos mostrando a função básica de um filtro óptico sintonizável.

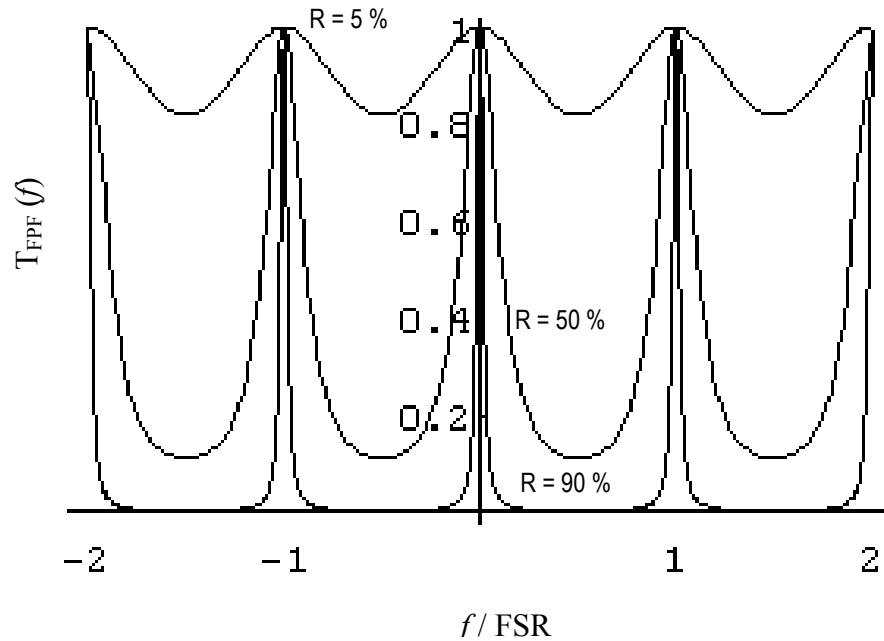


Figura 6.11 – Função de transferência de um filtro Fabry-Perot para vários valores de refletividades das facetas.

Vê-se que $T_{FPF}(\nu)$ é periódica com um período, chamado largura de faixa espectral (free spectral range – FSR), dado por

$$FSR = \frac{c}{2nL} \quad (6.7)$$

O FSR é o intervalo de frequência que pode ser sintonizado livremente sem sobreposição devido a interferência de modos. Se Δf_{ch} é a largura de banda de cada um dos N canais multiplexados em comprimento de onda, o FSR tem que ser maior que a largura de banda agregada dos canais múltiplos; isto é, maior que $N \cdot \Delta f_{ch}$. A largura de banda de 3 dB do FPF é dada por

$$\Delta f_{ch} = \frac{c}{2nL} \frac{1-R}{\sqrt{R}} \quad (6.8)$$

O cálculo de quantos canais podem ser selecionados pelo filtro é dada pela razão entre o FSR e Δf_{FWHM} , conhecida como “finesse”, F , do filtro Fabry-Perot e é dada por

$$F = \frac{FSR}{\Delta f_{FWHM}} = \frac{\pi\sqrt{R}}{1-R} \quad (6.9)$$

Valores típicos de F variam de 20 a 100.

O número máximo de canais sintonizáveis é determinado de acordo com o nível de penalidade por interferência cruzada. A “crosstalk” depende da forma da função de transferência do filtro. Assim, o máximo número de canais que pode ser selecionado pelo FPF é

$$N_{\max} < \frac{F}{3} = \frac{\pi\sqrt{R}}{3(1-R)} \quad (6.10)$$

Para $F = 100$, $N_{\max} < 33$.

Para sintonizar o filtro de um canal para outro, a condição de ressonância do FPF tem que ser mudada. Isto pode ser feito através de um ajuste fino no comprimento L da cavidade Fabry-Perot: o comprimento precisa ser alterado somente de metade do comprimento de onda de operação para sintonizar o filtro sobre um FSR completo.

Das opções de projeto estudadas, provavelmente o mais bem sucedido até hoje é o filtro Fabry-Perot sintonizável de fibra[10]. Ele é formado por um pequeno “gap” entre as duas faces das extremidades da fibra, que são cobertas com películas altamente refletivas para criar a cavidade ressonante. A vantagem dos FPFs de fibra é que eles podem ser integrados dentro do sistema de fibra sem incorrer em perdas significativas por acoplamento. Eles estão disponíveis comercialmente com uma “finesse” maior que 150 e uma perda por inserção de 1 a 2 dB. O dispositivo é sintonizado através de um controle piezo-elétrico na configuração mostrada na figura 6.12.

A velocidade de sintonia é nitidamente pequena (tempo de sintonia ≥ 1 ms). Dessa forma, o filtro é apropriado para aplicações em circuitos comutados.

Para acomodar mais canais, a “finesse” do filtro tem que ser melhorada. Uma solução útil é usar dois FPFs em cascata com um isolador entre eles; isso aumenta a “finesse” para $F \cong$

1.000[10]. Com $F = 1.000$, mais de 600 canais WDM podem ser suportados com baixa “crosstalk”. Entretanto, a perda é maior que no filtro de estágio simples devido ao isolamento entre os estágios e a sintonia é mais difícil de controlar.

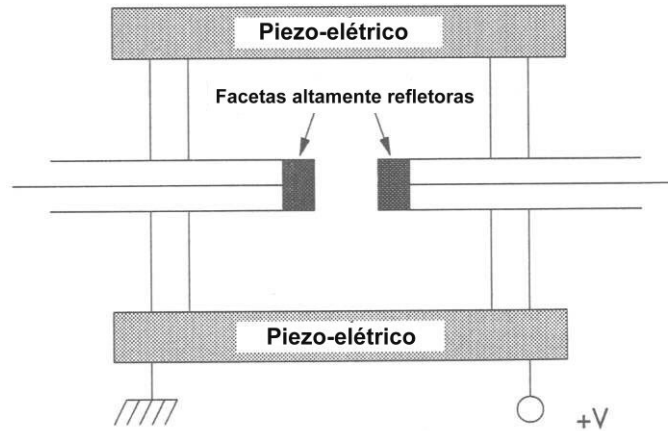


Figura 6.12 – Filtro Fabry-Perot sintonizável a fibra

6.2.2 - O Filtro Sintonizável de Mach-Zehnder (MZF)

O filtro interferométrico de Mach-Zehnder é outro candidato em potencial para atuar como filtro sintonizável nas redes de múltiplo acesso. Um interferômetro de Mach-Zehnder é representado na figura 6.13.

O sinal de entrada do canal é dividido em duas partes iguais por um acoplador de 3dB. As duas versões do mesmo sinal atravessam caminhos de comprimentos levemente diferentes e surgem juntos na saída em outro acoplador de 3 dB.

A função de transferência geral $T_{MZF}(f)$ do filtro de Mach-Zehnder é obtida multiplicando-se a matriz de espalhamento associada aos acopladores de 3 dB com as associadas aos dois caminhos diferentes de propagação[10] e a função de transferência da potência é dada por

$$\begin{pmatrix} |T_{11}(f)|^2 & |T_{12}(f)|^2 \\ |T_{21}(f)|^2 & |T_{22}(f)|^2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos^2(\pi f\tau) & \sin^2(\pi f\tau) \\ \sin^2(\pi f\tau) & \cos^2(\pi f\tau) \end{pmatrix} \quad (6.11)$$

Normalmente, o sinal é injetado somente em uma das entradas do MZF e a equação (6.14) fica

$$\begin{pmatrix} |T_{11}(f)|^2 \\ |T_{21}(f)|^2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos^2(\pi f\tau) \\ \sin^2(\pi f\tau) \end{pmatrix} \quad (6.12)$$

A equação (6.12) mostra que a função de transferência da potência do MZF é periódica em frequência com período de $1/\tau$. Assim, este filtro é chamado, às vezes, filtro periódico. Como exemplo, supõe-se a operação de um filtro MZF de estágio único com quatro canais de entrada espaçados em frequência por $\delta f = 1/2\tau$. Se a condição ressonante do MZF é obtida em f_1 tal que $\cos^2(\pi f_1\tau) = 1$, então os canais com frequência f_1 e f_3 aparecerão na saída #1, enquanto os canais com frequência f_2 e f_4 aparecerão na saída #2.

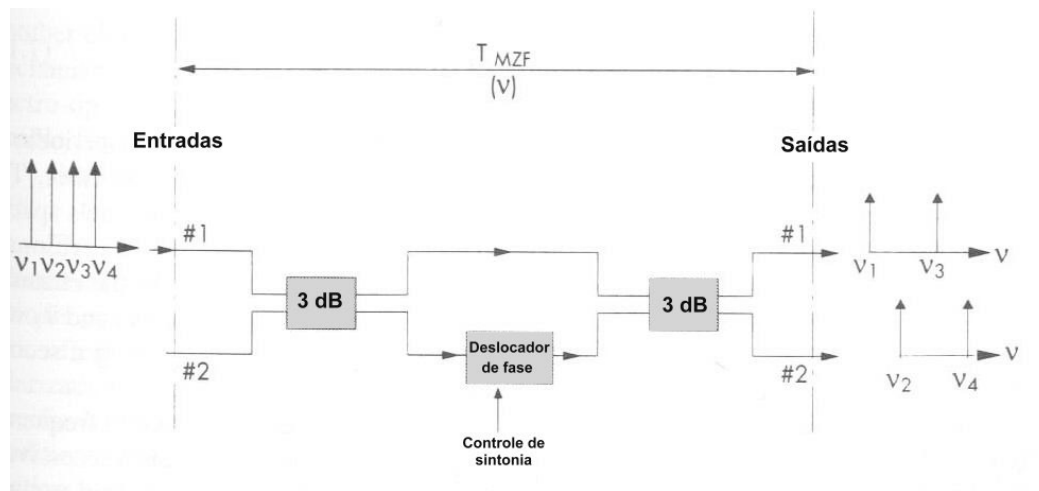


Figura 6.13 – Estrutura de um filtro interferométrico Mach-Zehnder

Normalmente, a seleção de um dos $N = 2^M - 1$ canais igualmente espaçados em frequência por $\delta f = 1/2\tau$ é alcançada por uma cascata de MZFs. Isso requer que o atraso introduzido nos sucessivos estágios de MZFs seja determinado de acordo com

$$\tau_m = \frac{1}{2^m \delta f} \quad (6.13)$$

A figura 6.14 mostra uma cascata de quatro estágios de MZF que pode demultiplexar 16 canais WDM. A função de transferência da potência total da cascata de M MZFs é

$$T_{MZF}^M(f) = \prod_{m=1}^M \cos^2(\lambda f \tau_m) = \left[\frac{\text{sen}\left(\frac{\pi f}{\delta f}\right)}{(N+1) + \text{sen}\left(\frac{\pi f}{(N+1)\delta f}\right)} \right]^2 \quad (6.14)$$

A sintonia é alcançada pela variação térmica da diferença do comprimento do caminho em cada estágio MZF.

A vantagem das cascatas de MZFs é que o filtro pode ser realizado usando tecnologia litográfica, levando a baixos custos de fabricação. Além disso, projetando-se uma seção transversal quadrada, esses filtros podem ser feitos insensíveis à polarização. Entretanto, eles apresentam duas desvantagens que são a baixa velocidade de sintonia devido à inércia térmica (uns poucos milissegundos) e a complexidade do controle de sintonia do estágio múltiplo.

6.2.3 - O Filtro Sintonizável Eletro-óptico (EOTF)

Outra classe de filtros sintonizáveis são baseados em mecanismos de acoplamento que usam os efeitos eletro-óptico ou acusto-óptico para selecionarem os comprimentos de onda desejados. O mecanismo de funcionamento pode ser entendido pela figura 6.15.

Os múltiplos canais na entrada, com estado de polarização arbitrária, são divididos em dois estados de polarização, ortogonais entre si, pelo divisor de polarização da entrada. No conversor de modos TE/TM, uma perturbação periódica (uma grade induzida) é criada através do efeito eletro-óptico ou do acusto-óptico, dependendo do material específico usado. Essas perturbações mudam o estado de polarização dos modos de entrada TE ou TM. Essa mudança, porém, só ocorre em determinados comprimentos de onda para os quais a condição de casamento de fase (como a condição de Bragg) é satisfeita. Para esses canais específicos, uma rotação de 90° entre os planos de polarização de entrada e de saída pode ser alcançada. Os outros canais de comprimentos de onda que não satisfazem a condição de casamento de fase emergem da região de perturbação com os estados de polarização inalterados. O divisor de polarização da saída separa os estados de polarização, resultando na filtragem do comprimento de onda.

A função de transferência da potência nesses dispositivos é dada por

$$|T(f)|^2 = \frac{\text{sen}^2\left(\pi \cdot \Delta n \cdot L \cdot \frac{f}{c}\right)}{\left(\pi \cdot \Delta n \cdot L \cdot \frac{f}{c}\right)^2} \quad (6.15)$$

onde L é o comprimento da região de perturbação (ou seja, da grade induzida) e Δn é a variação do índice de refração induzido pelo efeito eletro-óptico ou acusto-óptico. A equação (6.15) mostra que a largura de banda do filtro Δf_{FWHM} depende do produto $L \cdot \Delta n$. A Δf_{FWHM} é dada pela expressão aproximada[10]

$$\frac{f}{\Delta f_{FWHM}} \cong \frac{L}{\Lambda} \quad (6.16)$$

onde Λ é o período da perturbação sofrida pelo sinal de entrada.

Fisicamente, a equação (6.16) diz que quanto maior a razão L/Λ , mais estreita é a largura de banda do filtro. Um grande valor para L/Λ significa que há um grande número de corrugações no comprimento da grade L , cada uma delas agindo como um centro de espalhamento. Para os comprimentos de onda em casamento de fase, as ondas espalhadas de todas as corrugações interferirão umas nas outras de forma construtiva, e a onda de saída terá uma grande amplitude. Já para as ondas que não estão em casamento de fase, a interferência entre elas provocará a anulação das ondas espalhadas.

Num EOTF fabricado com guias de onda de titânio (Ti) difundido no substrato de LiNbO_3 , finos eletrodos litografados na superfície do dispositivo são usados para formar a grade periódica do índice de refração através do efeito eletro-óptico. A sintonia é obtida mudando-se a voltagem aplicada aos eletrodos (~ 100 V), que altera o período da grade visto pelo sinal de entrada.

A velocidade de sintonia do EOTF é muito alta (o tempo de sintonia é em torno de ns). O intervalo de sintonia, entretanto, é limitado em cerca de 10 nm devido ao pequeno efeito eletro-óptico.

Foi conseguido uma largura de banda de 3 dB de 1 nm, porém o número de comprimentos de onda sintonizados foi limitado a 10[10]. Uma região de perturbação maior melhoraria a largura de banda do filtro e conseqüentemente o número de canais sintonizáveis, mas isso aumentaria a atenuação.

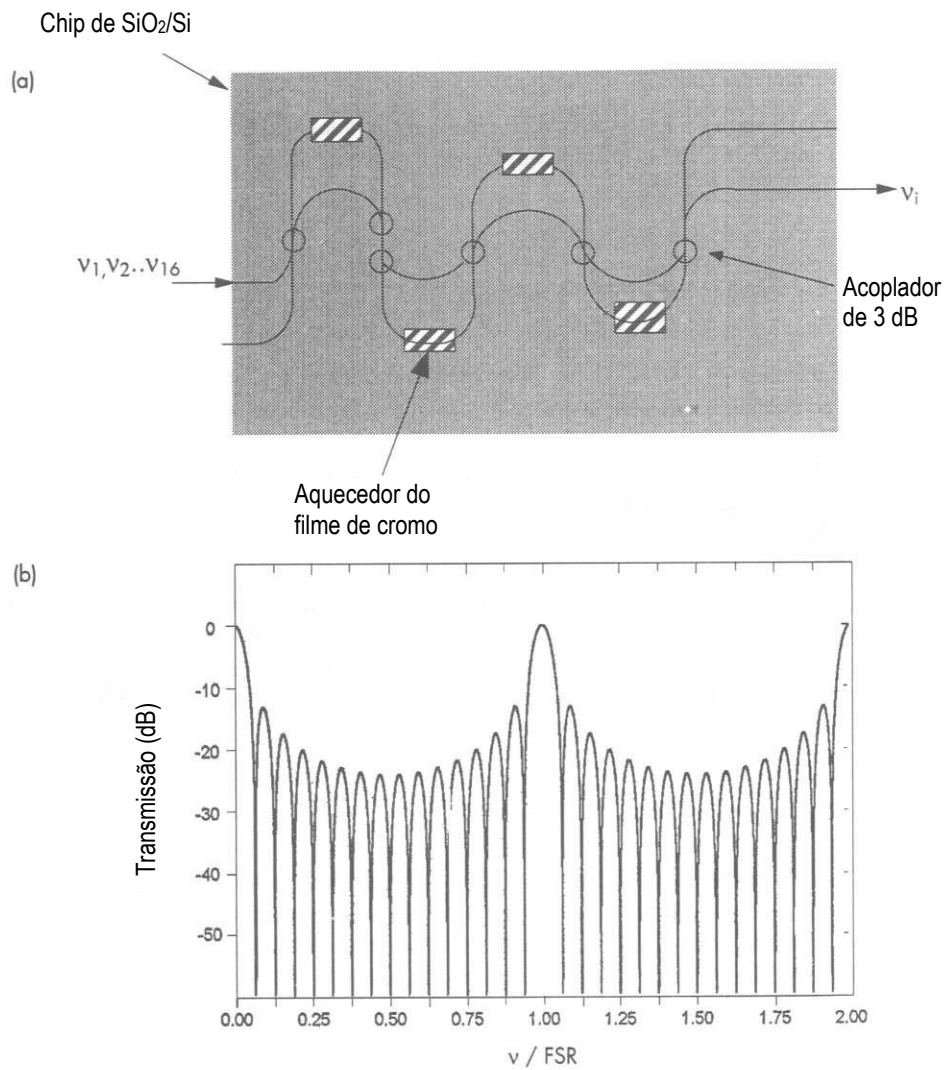


Figura 6.14 – (a) Cascata de quatro filtros Mach-Zehnder, que selecionam um dentre os 16 canais multiplexados por comprimento de onda, e (b) a característica de transmissão como função da razão f / FSR para $M = 4$ [10].

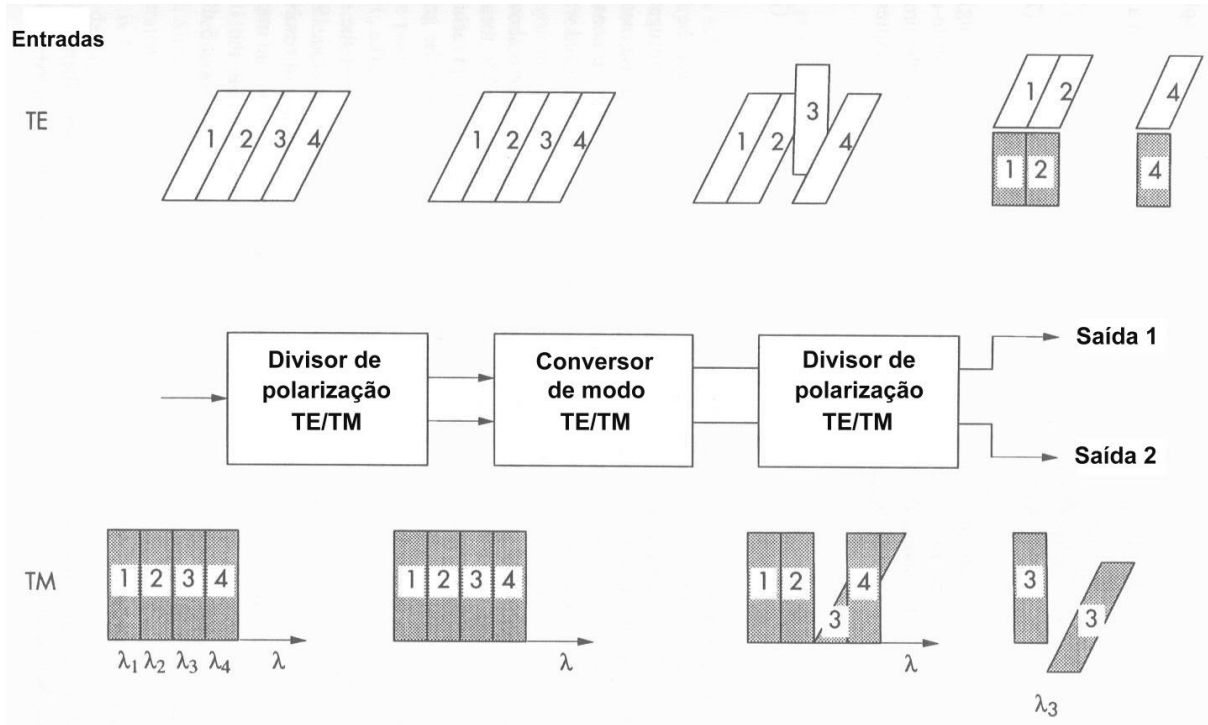


Figura 6.15 – Representação esquemática do mecanismo de filtragem utilizado no EOTF e no AOTF. A figura ilustra a separação do terceiro canal, em λ_3 , dentre os quatro canais multiplexados por comprimento de onda.

6.2.4 - O Filtro Sintonizável Acusto-óptico (AOTF)

O princípio básico do EOTF pode ser aplicado aos filtros sintonizáveis acusto-ópticos (AOTF) que, como o nome indica, usa o efeito acusto-óptico em vez do eletro-óptico. Apesar de haver semelhanças físicas entre a aparência do EOTF e do AOTF, o segundo tem muitas características diferentes.

Primeira: a grade difração é formada por ondas acústicas de superfície (SAWs). A sintonia do comprimento de onda é feita variando as frequências das SAWs (normalmente entre várias dezenas e várias centenas de megahertz). A perturbação periódica induzida pelo efeito acusto-óptico pode ser vista como uma grade dinâmica com um período igual ao comprimento de onda acústico no material de interesse. O intervalo de sintonia do AOTF, então, pode ser mais largo que o do EOTF. Realmente, a faixa de 1,3-1,6 μm pode ser coberta pelo AOTF[10].

Note-se primeiramente que já que a velocidade da luz é cerca de 5 ordens de magnitude maior que a do som no meio, a grade criada acusticamente permanece essencialmente na mesma posição embora a luz interaja com ela (ou seja, não há deslocamento Doppler da luz difratada).

Segunda: o tempo de sintonia do AOTF é limitado pelo tempo que a onda acústica leva para preencher a região de interação, normalmente um intervalo de μs .

Terceira: o AOTF tem a característica única e de grande potencial de selecionar vários canais de diferentes comprimentos de onda simultaneamente. Isto é possível graças à fraca interação entre as ondas acústicas. Assim, quando múltiplas ondas acústicas estão presentes na região de interação, múltiplos canais ópticos podem ser selecionados simultaneamente de forma independente. A seleção simultânea de até cinco comprimentos de onda separados por 2,2 nm foi demonstrada[10]. O número de canais que podem ser selecionados simultaneamente é limitado pela máxima potência do “drive” de RF que o transdutor pode suportar sem danos. Com AOTF integrado, uns poucos miliwatts de potência do “drive” são necessários para selecionar esses canais.

A largura de banda de 3 dB do AOTF é semelhante à do EOTF (ou seja, ~ 1 nm), como também a perda por inserção (ou seja, ~ 5 dB).

6.2.5 - *Filtros Sintonizáveis Semicondutores*

Estruturas de amplificadores e lasers semicondutores podem também ser explorados como filtros de comprimentos de onda. Lasers SLM têm grades internas (lasers DBR e DFB) para prover a seleção de uma única frequência óptica. Quando polarizados abaixo do limiar, eles podem operar como amplificadores ressonantes que amplificam somente aqueles canais de entrada cuja frequência óptica coincide com a da estrutura do amplificador semicondutor.

A sintonia de comprimento de onda é conseguida variando-se a frequência de ressonância através da injeção de corrente ou da variação da temperatura, mas esta última opção apresenta velocidade de sintonia muito pequena.

Com a injeção de corrente, a sintonia aleatória entre quaisquer duas frequências dentro da banda passante do amplificador/laser pode ser alcançada em poucos nanossegundos.

Os amplificadores laser DFB com múltiplos eletrodos com seção de controle de fase têm atraído atenção[10]. Eles são os lasers semicondutores de múltiplas seções (discutidos na Seção

2.2) cujas refletividades das facetas das extremidades são tornadas desprezíveis pela utilização de coberturas anti-refletivas.

A sintonia é alcançada através de injeção de corrente na seção de controle de fase enquanto que, simultaneamente, o ganho é obtido injetando corrente na seção de ganho ativa. O intervalo de sintonia de tais filtros é limitado a cerca de 5 nm em sua maioria, enquanto que a largura de banda do canal normalmente varia de 0,05 a 0,25 nm. O número de canais WDM suportados é, dessa forma, limitado a umas poucas dezenas.

A principal vantagem desses filtros é que eles podem ser integrados monoliticamente dentro do receptor.

Além do limitado intervalo de sintonia, esses filtros são fortemente dependentes da polarização ou de técnicas de polarização diversificada, citadas no Capítulo 3.

Um seletor de canais por comprimento de onda baseado na combinação de demultiplexador de comprimento de onda e um conjunto de amplificadores ópticos semicondutores usados como chave óptica *on-off* foi proposto e demonstrado[10]. Este dispositivo, que pode ser referido como um demultiplexador comutado por comprimento de onda, é capaz de demultiplexar até 16 canais espaçados por 0,6 nm com tempo de chaveamento abaixo de nanossegundos, podendo ser utilizado em aplicações de comutação de pacotes de redes WDMA densas de alta velocidade.

6.2.6 - O Filtro Sintonizável Brillouin de fibra

Os processos não-lineares, na sua maioria, apresentam efeitos prejudiciais às redes de fibras ópticas de múltiplo acesso. Entretanto, o espalhamento estimulado de Brillouin (SBS) pode, em fibras monomodo, ser usado como um mecanismo de amplificação seletivo para a filtragem através de sintonia de comprimentos de onda[10].

Para usar a amplificação SBS como um filtro sintonizável, um sinal óptico de bombeio não-modulado é injetado, pela entrada do receptor, na fibra óptica em direção contrária a dos canais WDM que estão chegando. A amplificação seletiva de um dos canais WDM é alcançada pelo processo SBS, desde que a potência de bombeio (>10 mW) e o comprimento da região de interação (vários quilômetros de fibra) sejam suficientes.

A frequência do canal selecionado e a frequência de bombeio têm que estar separados exatamente pelo deslocamento Brillouin (~ 11 GHz em $1,5 \mu\text{m}$). A sintonia é obtida pela utilização de um laser de bombeio sintonizável. A largura de banda do filtro é limitada pela largura de banda do ganho SBS, que é cerca de 100 MHz para um bombeio de largura de banda estreita não-modulada. A largura de banda do filtro pode ser aumentada até várias centenas de megahertz alargando-se o espectro do bombeio (ou seja, modulando-se o bombeio).

O tempo de chaveamento é determinado pelo tempo requerido para o sinal de bombeio preencher a fibra. Para 10 km de fibra, o tempo é cerca de $5 \mu\text{s}$.

A tabela 6.1 resume os parâmetros de sistema mais importantes das tecnologias de filtros sintonizáveis de comprimento de onda descritos nesta seção.

Tabela 6.1 – Características dos filtros sintonizáveis[10]

Tecnologia	Intervalo de sintonia (nm)	Largura de banda de 3 dB (nm)	Número de canais sintonizáveis	Perda (dB)	Velocidad e de sintonia	Aplicações
FPF de estágio único	50	0,5	10	2	ms	Comutação de circuitos
FPF Tandem	50	0,01	100	5	ms	Comutação de circuitos
Mach-Zehnder	5 – 10	0,01	100	5	ms	Comutação de circuitos
Eletro-óptico (EOTF)	10	1	10	≈ 5	ns	Comutação de pacotes
Acusto-óptico (AOTF)	400	1	10	≈ 5	μs	Comutação de circuitos e pacotes grandes
Fibra-Brillouin	10	$<0,01$	100	0 (possível ganho)	μs	Comutação de circuitos e pacotes grandes
Semicondutores ativos	1 – 5	0,05	10	0 (possível ganho)	ns	Comutação de circuitos e pacotes

6.2.7 - Receptores comutados por múltiplos comprimentos de onda

Receptores sintonizáveis por comprimento de onda que não necessitam de nenhum filtro óptico sintonizável foram propostos em literatura por [10]. A idéia básica consiste de usar um arranjo monolítico linear de N fotodetetores mais uma grade de difração que separa os canais WDM que chegam e os dirige aos diferentes fotodetetores. A seleção de canal é realizada através de uma matriz de comutação espacial, como mostrado na figura 6.16.

Tal projeto pode ser referido como um *receptor comutado por múltiplos comprimentos de onda* (esse mesmo circuito pode ser estendido aos *transmissores comutados por múltiplos comprimentos de onda*). Diferente da maioria dos receptores sintonizáveis que utilizam filtros

ópticos sintonizáveis, o receptor comutado por múltiplos comprimentos de onda tem a capacidade de selecionar vários comprimentos de onda simultaneamente.

Um projeto adequado permitirá que todos os componentes sejam incorporados em módulos não muito maiores que os módulos de receptores híbridos para canal único.

6.3 - Projetos de redes e Análise de desempenho

Juntamente com as restrições tecnológicas impostas pelo limitado intervalo de sintonia dos transmissores e receptores, há vários outros fatores que afetam o desempenho de redes WDMA de salto único. Esses fatores incluem o protocolo que coordena o fluxo de dados dentro da rede, a localização dos “buffers” de dados necessários para evitar a perda de pacotes, o nível de “crosstalk” entre os canais WDM, e a estabilidade do comprimento de onda.

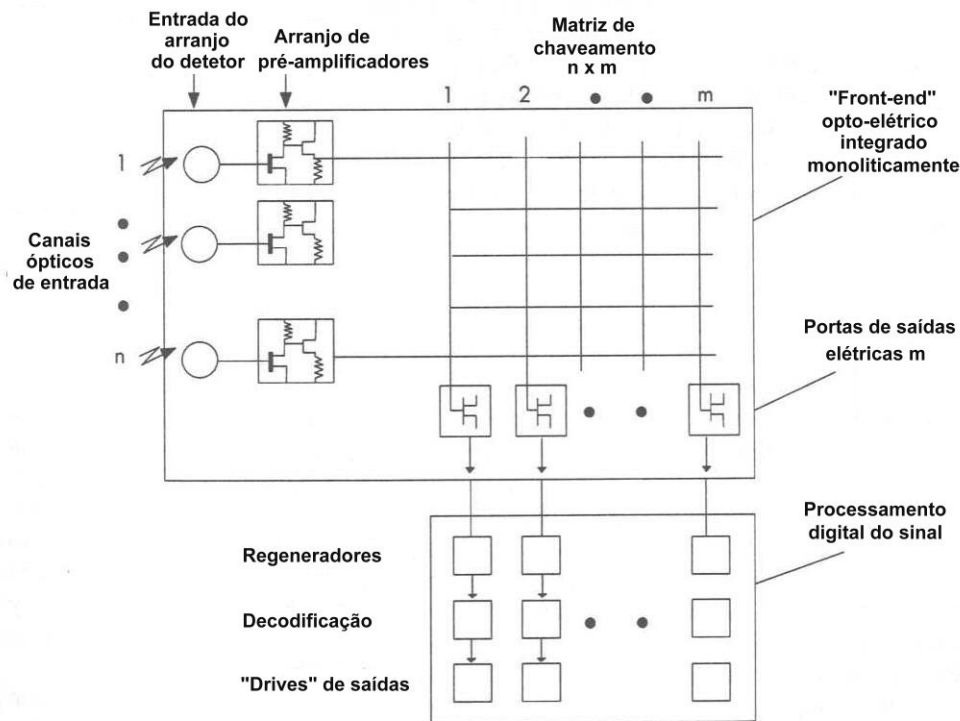


Figura 6.16 – Representação esquemática do processamento eletrônico para selecionar m sinais dentre n sinais[10].

6.3.1 - Enfileiramento na Entrada versus Enfileiramento na Saída

Em geral, com o tráfego arbitrário dentro da rede, o conflito de pacotes múltiplos simultâneos (até N) destinados para um mesmo nó é inevitável. Os pacotes conflitantes podem ser descartados ou enfileirados para a próxima transmissão. Se forem descartados, serão perdidos totalmente. Como essa situação não deve acontecer, “buffers” de pacotes, normalmente, são necessários para evitar a perda de dados.

Em redes de pacotes WDMA de salto único, os “buffers” podem ser colocados nas entradas (ou seja, transmissores) ou nas saídas (ou seja, nos receptores) do sistema.

Assumindo “buffers” do tipo FIFO (First-In First-Out) em cada nó, foi mostrado que a capacidade de um sistema com enfileiramento na entrada (com $N \geq 20$) é cerca de 58% da capacidade de um sistema com enfileiramento na saída. A redução da capacidade em sistemas com enfileiramento na entrada é provocada pelo fenômeno conhecido como bloqueamento de topo de linha (Head Of Line, HOL): de todos os pacotes destinados à mesma saída, somente um tem acesso à rede enquanto os outros ficam bloqueados nos “buffers” (assumindo que os transmissores dos nós podem enviar somente um pacote por vez).

Um possível modo de reduzir o bloqueamento HOL é conseguido fornecendo para o sistema a habilidade de extrair um pacote, que tenha acesso à rede, dentre os primeiros w pacotes enfileirados ($w > 1$). Foi mostrado que isto aumenta efetivamente a capacidade da rede enquanto preserva todas as seqüências de pacotes nas entradas e saídas[10]. Entretanto, o algoritmo de controle se torna mais complexo.

Em sistemas com enfileiramento na saída, o bloqueamento HOL não ocorre já que todos os pacotes no topo das FIFOs (ou seja, nos transmissores) podem ser roteados para seus nós de destino, onde podem ser armazenados nas FIFOs dos receptores.

Além de desejar-se alta capacidade de rede, é também desejável um atraso mínimo juntamente com a preservação da seqüência de pacotes da FIFO. A figura 6.17 mostra o tempo de espera médio como função da carga do “link” de entrada para sistemas com enfileiramento na entrada e enfileiramento na saída.

6.3.2 - Interferência Cruzada

Como discutido anteriormente, uma importante exigência no desempenho das redes WDMA é o nível de “crosstalk” entre os canais multiplexados por comprimento de onda. A “crosstalk” entre canais pode ter várias origens classificadas em duas categorias distintas:

- “crosstalk” linear, que é essencialmente induzida pelas características não ideais do mecanismo de seleção de canal;
- “crosstalk” não-linear, que ocorre devido aos efeitos não-lineares nas fibras ópticas ou devido aos efeitos de saturação do ganho nos amplificadores ópticos semicondutores.

Os efeitos não-lineares nas fibras, normalmente, são percebidos somente para sinais propagando-se em fibras longas (cerca de 20km ou mais). Assim, a “crosstalk” não-linear induzida na fibra tem que ser considerada para redes WDMA que cobrem uma grande extensão geográfica (tais como as MANs).

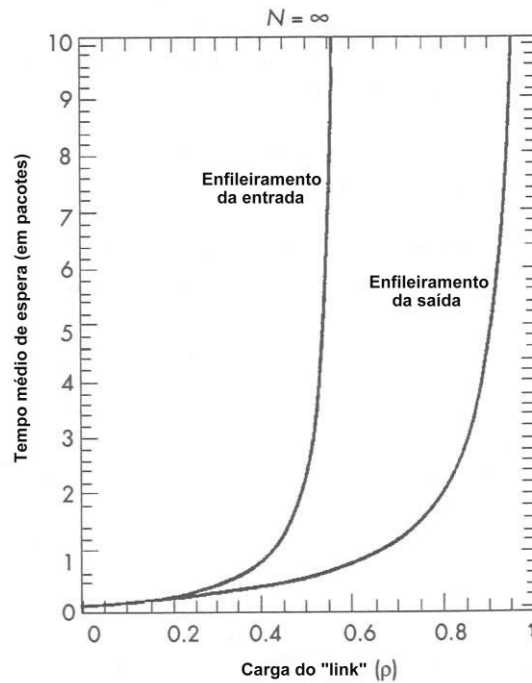


Figura 6.17 – Tempo de espera médio em unidades de pacotes como uma função da carga do link para redes com enfileiramento na entrada e na saída[10].

“Crosstalk” Linear

A seleção de canal em redes WDMA pode ser alcançada usando um filtro óptico (sintonizável) com receptores DD ou um laser (sintonizável) com oscilador local e um filtro elétrico passa-banda (BPF) em receptores de detecção coerente.

A “crosstalk” linear depende essencialmente do tipo de dispositivo de seleção de canal escolhido e também do espaçamento entre canais. As características de “crosstalk” dos filtros ópticos sintonizáveis foram discutidas na Seção 6.2.

No caso de redes WDMA de detecção coerente, a seleção de canal é conseguida sintonizando o comprimento de onda do laser do oscilador local na vizinhança do canal selecionado e passando o sinal elétrico detectado através de um BPF elétrico com sintonia fixa

centrado na frequência intermediária (IF). A “crosstalk” linear é determinada pela largura de linha de IF (isto é, $\Delta f = \Delta f_s + \Delta f_{LO}$, onde Δf_s e Δf_{LO} são as larguras de linha do laser transmissor e do oscilador local, respectivamente) e pela função de transferência do BPF elétrico. A “crosstalk” induzida pela largura de linha de IF pode tornar-se desprezível se $\Delta f/B \leq 0,1$ (B é a taxa de bits do sinal). A “crosstalk” induzida pelo BPF depende do formato escolhido para a modulação do sinal.

Como mostra figura 6.18, o espaçamento do canal no domínio elétrico normalmente é não-uniforme mesmo para canais ópticos igualmente espaçados. Normalmente, o canal não selecionado que está mais próximo da frequência do oscilador local ν_{LO} gera a

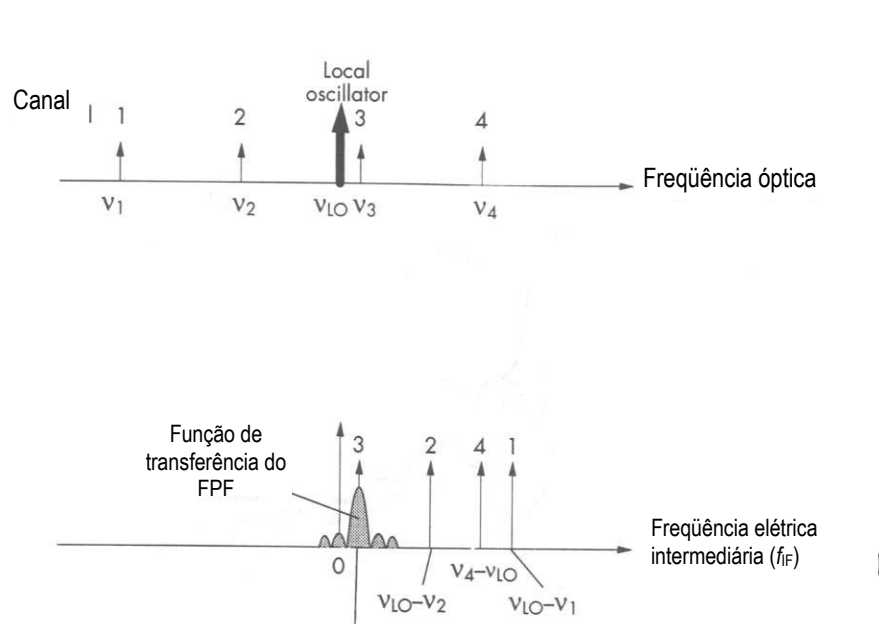


Figura 6.18 – Seleção de canal numa rede coerente de múltiplos comprimentos de onda.

fonte dominante da interferência cruzada. Se a frequência central do canal não selecionado está dentro da largura de banda do BPF, sua potência infiltrada na banda aparecerá como ruído e aumentará assim o BER do canal selecionado. Um determinado BER pode ser mantido aumentando-se a potência do sinal. Esse aumento é referido como *penalidade de potência induzida pela “crosstalk” linear*.

A figura 6.19 mostra a penalidade de potência como função do espaçamento do canal normalizado, $\Delta f/B$ (onde Δf é a largura de banda de 3dB do BPF casado), para os formatos de

modulação ASK, PSK e FSK. O pior caso é obtido com o formato ASK, enquanto que a penalidade de potência mais baixa é conseguida quando o formato FSK é usado (assumiu-se modulação FSK com espaçamento de luz igual a largura de banda do sinal). De acordo com a figura 6.19, obtém-se uma penalidade de potência menor que 0,5 dB desde que $\Delta f/B \cong 5$. com $B = 10$ Gbps, $\Delta f = 50$ GHz e a largura de banda óptica disponível de 150 nm (isto é, 20 THz) em torno do comprimento de onda de 1,5 μm tem o potencial de suportar 400 canais.

“Crosstalk” não-linear

Os efeitos não-lineares limitam a potência por canal numa fibra comum onde todos os canais estão presentes simultaneamente. O método de multiplexação de canal terá assim um importante impacto nos efeitos de “crosstalk” não-linear. Quando um acoplador-estrela $N \times N$ é usado para multiplexação óptica passiva, a potência por canal injetada em cada saída da fibra (ou seja, fibras comuns) é reduzida de um fator N assumindo perdas em excesso nulas para o acoplador-estrela. Ao contrário, com multiplexadores seletivos de comprimento de onda, a potência de cada canal injetada dentro da fibra comum é independente do número de canais. Assim, esses sistemas serão mais susceptíveis à degradação devido às não-linearidades ópticas da fibra.

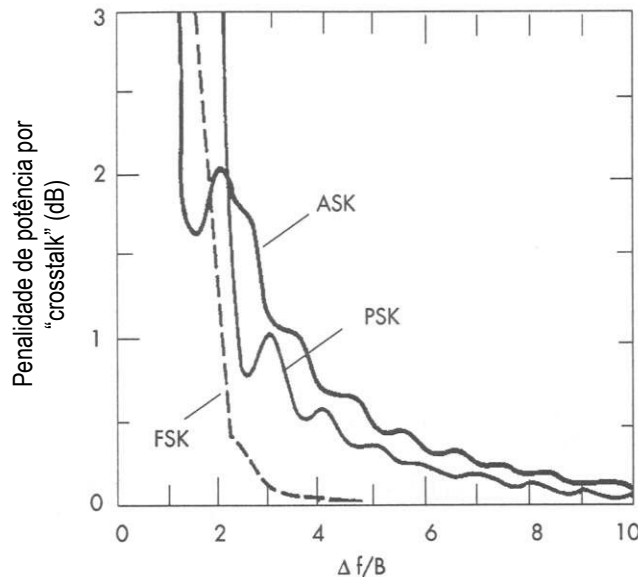


Figura 6.19 – Penalidade de potência por crosstalk em detectores ópticos coerentes para os formatos de modulação ASK, FSK, e PSK[10].

Modulação de fase cruzada

A não-linearidade de índice de refração de uma fibra óptica é responsável por auto-modulação de fase (SPM) e modulação de fase cruzada (XPM), que afetam a fase das ondas luminosas propagantes. A SPM afeta o desempenho de cada canal individualmente. Já em redes WDM com muitos canais, a XPM normalmente é dominante sobre a SPM. A XPM converte as

flutuações de potência óptica de um canal específico em flutuações de fase em outros canais e assim, dá origem a uma “crosstalk” não-linear.

Como a “crosstalk” induzida pela XPM afeta somente a fase dos sinais, ela degrada somente os sistemas que têm detecção sensível à fase (receptores coerentes). Uma exceção é quando um sinal óptico modulado em fase é detectado por um receptor DD. Por exemplo, um sinal óptico FSK pode ser convertido em um sinal IM usando um filtro óptico e, então, detectado por um receptor DD[10].

O deslocamento de fase induzido pela XPM para o i -ésimo canal é dado por[10]

$$\Delta\Phi_i^{XPM} = 2\gamma L_{eff} \sum_{j \neq i}^N P_j \quad (6.17)$$

No caso de modulação em amplitude (ASK), para o qual P_j assume um dos dois valores $P_j(0) = 0$ ou $P_j(1) = 2\bar{P}$ (\bar{P} é a potência óptica média do sinal) para representar um dado lógico “0” ou “1”, respectivamente. Da equação (6.17), o deslocamento de fase $\Delta\Phi_i^{XPM}$ irá variar de bit a bit dependendo do padrão de bits dos canais adjacentes. No pior caso, o deslocamento de fase do canal i induzido pela XPM torna-se

$$\Delta\Phi_i^{XPM} = 4\gamma L_{eff} (N - 1) \bar{P}$$

Fazendo-se $\Delta\Phi_i^{XPM} \leq 0.1$ rad, para tornar o efeito da XPM desprezível, a equação anterior restringe a potência média por canal a

$$\bar{P} \leq \frac{0.025}{\gamma L_{eff} (N - 1)}$$

Com um valor típico para γ de $1 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$ e $L_{eff} = 22 \text{ km}$ ($L = 30 \text{ km}$), implica em $\bar{P} \leq 0,1 \text{ mW}$ mesmo para N tão pequeno como $N = 20$.

O impacto da XPM nas redes WDMA coerentes é menos severo para sinais modulados em fase já que a potência do sinal permanece constante para todos os bits. A limitação

fundamental para tais sistemas vêm das flutuações de intensidade associadas com os transmissores dos lasers (ou seja, a RIN). Assumindo potência média igual para cada canal, as flutuações de fase rms induzidas em um canal específico, devido às variações nos demais canais, são dadas por

$$\sigma_{\Phi}^{XPM} = 2\gamma L_{eff} \sigma_P \sqrt{N-1} \quad (6.18)$$

onde σ_P é a flutuação de potência rms dos transmissores dos lasers, que normalmente é menor que $5 \cdot 10^{-3} \bar{P}$, assumindo um modulador externo PSK ou FSK. Para $\bar{P} = 1$ mW, ($L_{eff} = 22$ km) e $\Phi_i^{XPM} \leq 0,1$ rad, a equação (6.18) mostra que o efeito da XPM no desempenho do sistema é desprezível mesmo para um grande número de canais.

Valores muito grandes de σ_P são gerados quando os transmissores dos lasers semicondutores são modulados diretamente. Este é normalmente o caso quando se utiliza modulação FSK. A fim de limitar a penalidade de potência induzida pela XPM a menos de 1 dB, a potência (em miliwatts por canal) tem que satisfazer

$$\bar{P} \leq \frac{21}{N} \quad (6.19)$$

Para $\bar{P} = 1$ mW, $N \leq 20$.

A condição (6.19) é plotada na figura 6.20 juntamente com as limitações de potência impostas pela mistura de quatro ondas (FPM), espalhamento estimulado de Raman (SRS) e espalhamento estimulado de Brillouin (SBS).

FPM (Mistura de quatro ondas)

Quanto à FPM, seu efeito numa rede WDMA de N canais é gerar novas ondas luminosas nas frequências $f_{ijk} = f_i + f_j - f_k$, onde i, j e k podem variar de 1 a N .

Para canais igualmente espaçados, essas novas frequências geradas às custas da potência útil do canal coincidem com as frequências do canal e levam à interferência cruzada.

Para canais com espaçamento desigual, as novas frequências geradas pela FPM podem se localizar dentro da largura de banda de um canal modulado e aparecerão como ruído de interferência durante o processo de detecção.

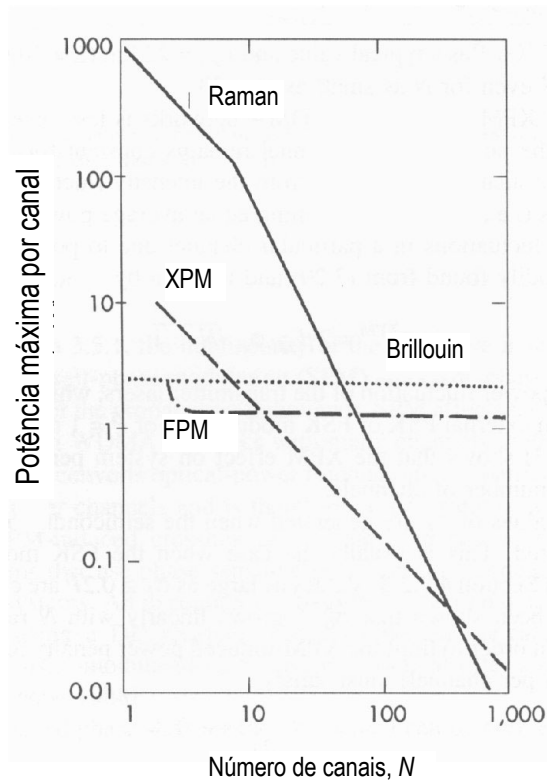


Figura 6.20 – Limites máximos da potência por canal como função do número de canais para os quatro principais efeitos não-lineares em redes ópticas WDMA[10].

A FPM degrada o desempenho do sistema pelas perdas em excesso na potência óptica ou perdas em excesso por interferência cruzada.

A eficiência da FPM cresce com P^3 se é assumida potência igual por canal. A potência P em cada canal tem que estar abaixo de um certo nível para tornar desprezível a “crosstalk” induzida pela FPM [10].

A eficiência da FPM, entretanto, depende também do espaçamento entre as frequências dos canais e da dispersão da fibra através da condição de casamento de fase. Devido à dispersão da fibra, a coerência de fase entre as ondas luminosas geradas que interagem entre si é destruída, resultando na redução de potência provocada pelas ondas com novas frequências. Quanto maior a dispersão ou o espaçamento de canal, mais baixa será a eficiência da FPM. A FPM torna-se importante para sistemas cujo comprimento de onda de operação está próximo ao comprimento de onda de dispersão zero na fibra. Para fazer a FPM desprezível em redes WDMA em 1,5 μm com fibra óptica monomodo padrão, o espaçamento canais tem que ser maior que 20 GHz,

enquanto que para fibras com dispersão deslocada, nesta mesma condição, o espaçamento entre canais é de 50 GHz.

A figura 6.20 mostra a potência máxima por canal numa fibra monomodo padrão para um espaçamento de canal de 10 GHz. Vê-se pela figura que a FPM é o fenômeno não-linear que mais impõe limitações para um número pequeno de canais ($N \leq 10$). Essa limitação pode ser evitada na prática se o espaçamento de canal for maior que 100 GHz.

SRS

Outro fenômeno importante, o SRS, geralmente não é um efeito não-linear de limitação nos sistemas ópticos de canal único já que a potência necessária para produzir a degradação do sistema é acima de 500 mW.

Já em redes WDMA com muitos canais, o SRS torna-se muito mais importante porque ele age como um amplificador óptico: os comprimentos de onda mais longos são amplificados às custas dos canais de comprimentos de onda mais curtos, tanto quanto a diferença de comprimento de onda que está dentro da largura de banda do ganho Raman. Como o ganho Raman tem cerca de 200 nm de largura (30 THz), o efeito SRS será notado em redes WDMA densas ou comuns bem como em redes FDMA. A amplificação de canal às custas da potência de outros canais ocorre somente onde há potência em todos os canais envolvidos no processo. Em outras palavras, a amplificação será dependente do formato de modulação escolhido (ASK, PSK ou FSK), já que com ASK, um bit “0” corresponderá à ausência de luz enquanto que para FSK ou PSK, há sempre potência luminosa, independente do conteúdo do padrão de dados. A amplificação resultante dependente do sinal produzirá flutuações de potência em cada canal e assim degradará o desempenho do sistema.

Um modelo simples para explicar a “crosstalk” induzida pelo SRS foi desenvolvido em [10]. Assumiu-se que o perfil do ganho Raman aumenta linearmente com a diferença entre o comprimento de onda mais curto e os ($N - 1$) canais restantes até o máximo de 120 nm. Como resultado, a penalidade de potência devido à “crosstalk” induzida pelo SRS pode ser mantida abaixo de 1 dB contanto que a potência do canal esteja de acordo com [10].

$$P < \frac{500[\text{GHz} \cdot \text{W}]}{N(N-1)\Delta\nu} \quad (6.20)$$

O limite imposto pela equação (6.20) é plotado na figura 6.20 para um espaçamento de canal de $\Delta f = 10$ GHz. Vê-se que o SRS torna-se o maior fator de limitação para um grande número de canais ($N \geq 500$).

SBS

Um efeito similar ao SRS é o SBS, descrito na seção 2.5.3; isto é, canais com comprimento de onda curto transferem parte de sua energia a canais com comprimento de onda longo. Embora o limiar do SBS[1] seja muito mais baixo que o do SRS, a “crosstalk” não-linear induzida pelo SBS pode ser evitada em redes WDMA através de um projeto adequado, pelas seguintes razões:

1. a “crosstalk” do SBS não ocorre quando todos os canais se propagam na mesma direção ao longo da fibra;
2. a largura de banda do ganho SBS é extremamente estreita (~10-100 MHz): assim, para o SBS ser eficiente, o espaçamento do canal tem que ser quase que exatamente igual ao deslocamento Brillouin, que é 11 GHz para um comprimento de onda de operação de 1,55 μm .

A condição (1) é automaticamente evitada em “links” de comunicação simplex. A condição (2) é facilmente evitada pela escolha adequada de uma alocação de comprimento de onda de canal.

A eficiência do SBS diminui proporcionalmente a $\Delta f_B / \Delta f_{\text{Laser}}$, onde Δf_B é a largura de banda do ganho Brillouin (~10-100 Mhz) e Δf_{Laser} , a largura de linha do laser. Assim, percebe-se que o efeito do SBS é desprezível.

6.3.3 - Controle e Estabilidade do comprimento de onda

Em redes WDMA, a separação entre comprimentos de onda de canais adjacentes tem que ser estável a fim de evitar a degradação da sensibilidade do receptor como um resultado da

“crosstalk” entre canais[90]. Além disso, para uma separação entre comprimentos de onda estável, os componentes usados para demultiplexação de canais, tais como filtros ópticos, têm que ser estáveis pela mesma razão.

Infelizmente, nem diodos laser nem filtros ópticos têm estabilidade suficiente para serem usados em redes WDMA ou FDMA densas. Deste modo, torna-se necessário estabilizar a operação em comprimento de onda desses dispositivos.

Para os diodos laser, as principais fontes de flutuações dos comprimentos de onda emitidos são relacionados às variações da corrente injetada (100 MHz/mA a 1 GHz/mA) e da temperatura (~ 10 GHz/°C). A fim de estabilizar a temperatura em menos que 0,1°C, muitos diodos laser disponíveis comercialmente têm dentro de seu encapsulamento um resfriador termo-elétrico controlado a termistor, além de um circuito de realimentação. Isso também torna possível manter a corrente de polarização em cerca de 0,1 mA. Esse método simples mantém a frequência da portadora óptica em algumas centenas de megahertz em torno da frequência central.

Para os filtros ópticos, o principal fator que entra em questão é a temperatura. A dependência da temperatura apresentada pelas características do filtro é uma função do material usado na construção do dispositivo. Materiais particularmente atrativos são o silício (para MZFs e filtros com grade) e o vidro (FPFs)[10]. O LiNbO_3 usado, por exemplo, para EOTFs e AOTFs tem um coeficiente de variação de temperatura muito maior e o mesmo método de estabilização usado para diodos laser pode ser aplicado.

Juntamente com a questão de estabilização absoluta, tem que ser feita também a estabilização relativa do comprimento de onda. De fato, as portadoras ópticas podem se ajuntar em grupos tão grandes que qualquer deslocamento que sofram faz com que uma interfira nas outras. Vários métodos para fixar a separação do comprimento de onda foram demonstrados[10]. Em geral, esses métodos são simples de implementar e levam a uma redução de custo significativa[10].

6.4 - Exemplos de redes WDMA de salto único

Muitos projetos de redes WDMA de salto único com grande potencial têm sido propostas e demonstradas em vários laboratórios de pesquisa. Como o domínio das aplicações varia desde a melhora de sistemas, já existentes, de enlace óptico para assinantes até fabricação de comutadores

de pacotes de alta velocidade[10], esta seção se propõe a apresentar uma rápida visão de algumas redes WDMA que foram pesquisadas até agora, mostrando suas principais características e fazendo uma rápida discussão de sua aplicabilidade.

6.4.1 - *A Lambdanet*

A Lambdanet[10, 12], da Bellcore, é uma rede estrela “broadcasting” FT-FR^N. Cada um dos $N = 18$ nós é equipado com um laser DFB emitindo um único comprimento de onda no intervalo de 1.527 a 1.561 nm com espaçamento de, aproximadamente, 2 nm entre os canais de comprimentos de onda adjacentes. Cada um dos comprimentos de onda é distribuído para todos os receptores através de um acoplador-estrela $N \times N$ construído com uma cascata de acopladores de 3 dB com resposta plana, como mostrado na seção 4.3. Em cada receptor do nó, um demultiplexador separa os canais de diferentes comprimentos de onda, que são, assim, convertidos para a forma elétrica por um fotodiodo dedicado.

Para cada nó se comunicar simultaneamente com outro nó, os dados em cada comprimento de onda formam um quadro (frame) multiplexado por divisão do tempo (TDM). Esse quadro contém 18 divisões (*slots*, sendo um para sincronismo no final), cada um alocado a um nó de destino pré-determinado. Assim, a i -ésima divisão do quadro TDM transmitido em λ_j contém o feixe de bits do nó j destinado ao nó i .

Assim, cada nó pode receber e processar, assincronamente e em paralelo, a transmissão de todos os outros nós. Devido a esta arquitetura híbrida tempo-comprimento de onda, as colisões são automaticamente evitadas. Além disso, a Lambdanet é uma rede com enfileiramento na saída, e essa capacidade é essencialmente determinada pelo número de canais de comprimento de onda e pela taxa de bits de cada canal dentro da rede. Uma capacidade de rede potencial de 27 Gbps foi mostrada com 18 canais WDM, cada um operando em 1,5 μm .

A conectividade total na Lambdanet é obtida através de utilização de conversores optoeletrônicos de alta velocidade e processamento eletrônico, que são necessários para operar em N vezes a taxa de bits de uma conexão simples.

6.4.2 - *O Comutador Fotônico de “knockout”*

O princípio “knockout” para comutação de pacotes foi introduzido em 1987 nos laboratórios da AT&T Bell e foi, subsequentemente, proposto para a construção do comutador fotônico de pacotes[10].

O comutador “knockout” é baseado na observação de que a probabilidade p_k de que k pacotes sejam simultaneamente destinados ao mesmo nó de uma rede de N nós decresce rapidamente com o aumento de k . Esta propriedade pode ser utilizada na construção de comutadores fotônicos de pacotes com enfileiramento na saída, nos quais o número necessário de receptores ópticos por nó é minimizado enquanto a probabilidade de perda de pacotes é mantida abaixo de um determinado nível.

O comutador fotônico de “knockout” é uma rede FT-TR^L na qual cada receptor do nó contém até L receptores ópticos sintonizáveis, com $L < N$.

Se k pacotes ($k > L$) são destinados simultaneamente ao mesmo nó, então somente L pacotes do total k serão recebidos com sucesso enquanto os $(k - L)$ pacotes restantes serão perdidos.

Da equação (6.5), tem-se que, para tráfego uniforme, a probabilidade de um pacote ser perdido num receptor do nó é dada por

$$\text{Prob[perda de pacote]} = \frac{1}{\rho} \sum_{k=L+1}^N (k-L) C_N^k \left(\frac{\rho}{N}\right)^k \left(1 - \frac{\rho}{N}\right)^{N-k} \quad (6.21)$$

Daí, vê-se que a probabilidade de perda de pacotes não é muito sensível à dimensão N do comutador, mas é bastante influenciada pela número de filtros sintonizáveis, L .

Reconhecendo-se que a perda de pacotes é inevitável em qualquer rede (devido a erros na transmissão, sobrecarga no “buffer”, etc.), o valor de L pode ser escolhido para o projeto de modo que a probabilidade de perda de pacotes associada seja substancialmente menor que aquela vinda da contribuição de outros fatores.

Os receptores dos nós, no comutador “knockout”, têm que ser informados dos comprimentos de onda nos quais os receptores ópticos têm que ser sintonizados. Isto é feito através do canal de controle C e de um controle de contenção de “knockout”.

O canal de controle C é definido para cada nó transmissor e é direcionado para o controlador de contenção de “knockout”. O canal C pode ser composto de um pacote de controle

de 2 bytes onde o primeiro bit é um bit de atividade indicando a presença ou ausência de um pacote de dados válido, os próximos sete bits designam o endereço do nó de destino, e os sete bits seguintes designam o endereço da fonte (separados por um bit de reserva). Neste caso, a dimensão máxima do comutador é 128×128 .

Com pacotes ATM (53 bytes de comprimento) e taxa de canal $D = 5$ Gbps, um pacote de dados é transmitido em 85 ns, tal que o pacote de controle de 16 bits tem que ser transmitido e processado no controlador de contenção a uma taxa de 200 Mbps. Essa taxa pode ser alcançada utilizando-se circuitos VLSI.

A contenção do comutador é resolvida dentro do controlador de contenção de “knockout” do qual as instruções são enviadas a cada receptor do nó.

6.4.3 - A Rede Fotônica Passiva (PPL)

A rede fotônica passiva (*Passive Photonic Loop, PPL*) foi proposta por Bellcore em 1988[10]. O sistema é dirigido para aplicações de laço de assinantes, onde o compartilhamento do cabo de fibra é conseguido através da chamada topologia estrela dupla. Cada assinante (ou nó) possui uma ligação bidirecional dedicada com um terminal remoto passivo (RT), enquanto a fibra que liga o RT ao nó central (CO), é compartilhada por todos os assinantes. Cada assinante tem dois únicos comprimentos de onda, um para receber dados do nó central e um para transmitir dados para o nó central.

Para a transmissão no sentido “downstream” (sentido nó central-assinante), os sinais destinados aos diferentes assinantes são modulados sobre seus comprimentos de onda de recepção e multiplexados sobre um alimentador comum. No RT, os canais de comprimentos de onda são passivamente demultiplexados para distribuição apropriada na fibra através de um dispositivo WDM.

Da mesma forma, para a transmissão “upstream” (sentido assinante-nó central), os diferentes assinantes transmitem em seus comprimentos de onda assinalados para transmissão, os quais são multiplexados no RT, transmitidos pelo alimentador comum, e demultiplexados no CO.

Como cada assinante transmite e recebe somente em seus próprios comprimentos de onda, a rede preserva intrinsecamente a privacidade e a segurança, que são características particularmente atrativas para aplicações de rede de assinantes.

A arquitetura PPL foi demonstrada experimentalmente utilizando vários tipos de fontes de luz. Num esquema onde lasers DFB com comprimento de onda estável foram usados, operando em 600 Mbps e 1,2 Gbps, os dispositivos WDM realizaram a multiplexação/demultiplexação de 20 canais na banda de 1.500 nm com espaçamento entre canais de 2 nm.

Num arranjo de custo mais efetivo, fontes de luz de LED foram utilizadas para transmissão “upstream”. O uso do LED em redes WDMA densas é possível devido ao conceito de *divisão do espectro*[10]. O largo espectro dos LEDs elimina a necessidade de estabilização precisa da temperatura e permite que todos os assinantes usem fontes de luz idênticas. O preço pago por isto é a redução da disponibilidade de potência da rede já que somente uma pequena porção da potência de cada LED passa através do WDM no RT. Esta redução na disponibilidade de potência limita a taxa de operação do canal a menos que 2 Mbps caso se utilizem LEDs padrão e fibras monomodo.

Para superar esta limitação, diodos SLDs foram usados para demonstrar a possibilidade de fatiar um espectro de banda larga. Foram feitos experimentos de transmissão a 150 Mbps/canal para 10 canais WDM, ou 50 Mbps/canal para 16 canais WDM usando SLDS com espectro dividido[10].

6.4.4 - *As redes FOX/Hypass/BHypass*

A FOX (*fast optical cross-connect*)[10] foi originalmente proposta para aplicações nos computadores de processamento paralelo, mas podem também ser aplicadas na comutação de pacotes ópticos nas telecomunicações.

O sistema usa duas redes estrela $N \times N$ interconectadas: uma para transporte de pacotes de dados e uma para transporte de informações de controle. Ambas as redes de interconexão utilizam transmissores ópticos sintonizáveis e receptores com sintonia fixa. Como o comutador fotônico de “knockout”, a FOX baseia-se no fato de que para um tráfego uniforme há somente uma pequena probabilidade de que mais de um pacote seja destinado à mesma porta de saída ao mesmo tempo. Se ocorre colisões na porta de saída, então os pacotes são retransmitidos seguindo um algoritmo específico até que eles sejam recebidos com sucesso.

O sistema FOX foi a primeira proposta que necessitou de diodos laser sintonizáveis de alta velocidade (sintonia em poucas dezenas de nanossegundos) a fim de possibilitar redes com

comutação de pacotes. Seu limitado fluxo de dados, devido essencialmente às retransmissões necessárias quando há colisões nas portas de saída, restringem aplicações como a FOX para as quais o acesso às portas de saída é relativamente baixo.

O sistema de comutação de pacotes de alto desempenho (HYPASS) é uma extensão do sistema FOX já que ele usa tanto lasers sintonizáveis de alta velocidade como receptores sintonizáveis[10]. Novamente, há duas redes estrela $N \times N$ interconectadas, uma para transporte de pacotes de dados e uma para transporte de informação de controle.

A rede de transporte de pacotes de dados utiliza transmissores sintonizáveis e receptores com sintonia fixa. Já a rede de controle, ao contrário, utiliza transmissores com sintonia fixa e receptores sintonizáveis.

A operação da HYPASS é baseada numa decisão de enfileiramento na entrada controlado pela saída. Em outras palavras, as portas de saída controlam quando as portas de entrada podem transmitir. Os pacotes chegando na porta de entrada são primeiro convertidos em sinal e temporariamente armazenados num “buffer” de entrada. O cabeçalho do pacote contendo o endereço de destino é decodificado e o transmissor sintonizável na porta de entrada da rede de dados é sintonizado no comprimento de onda correspondente ao endereço da porta de saída. O pacote armazenado fica guardado no “buffer” de entrada até que um sinal de “solicitação de envio” (isto é, um “poll”) emitido pela porta de saída desejada seja recebida naquela porta de entrada. Os “polls” de todas as portas de saída são distribuídos, através da rede de controle, a todas as portas de entrada. Para reconhecer um “poll” da porta de saída desejada, o receptor, nas portas de entrada, é sintonizado no mesmo comprimento de onda no qual está sintonizado o transmissor da porta de saída endereçada. Uma vez recebido um “poll” da porta de saída desejada, o pacote armazenado é transmitido através da rede de dados no comprimento de onda do endereço de destino. Simultaneamente, os pacotes de outras portas de entrada estão sendo transmitidos em diferentes comprimentos de onda para outras portas de saída utilizando a mesma rede de dados.

Uma variedade de protocolos para geração de “polls” podem ser aplicados à rede HYPASS. O protocolo escolhido pode ser fortemente dependente de um tipo de tráfego dentro da rede. Uma proposta para protocolo de controle, para comutação de pacotes, baseado em um algoritmo de três “pollings” é baseada em protocolos de árvore dinâmica[10], onde é assumido que o número de portas é uma potência de 2, ou seja, $N = 2^k$.

Embora a HYPASS apresente desempenho melhorado comparado ao da FOX, o custo para alcançar esse desempenho é uma maior complexidade do circuito já que são utilizados transmissores e receptores com sintonia livre (não fixa). Para superar esta limitação, uma modificação da HYPASS, conhecida como BHYPASS foi proposta. Ao contrário da primeira, a BHYPASS utiliza um controle de entrada com um circuito eletrônico Batcher-Banyan para resolução de contenção. Este circuito processa somente o cabeçalho dos pacotes e sua velocidade de operação é, assim, muito maior que se o pacote inteiro tivesse sido comutado através dele, como no caso dos sistemas eletrônicos atuais para comutação de pacotes.

Nenhuma das redes descritas acima, FOX, HYPASS ou BHYPASS, foi montada experimentalmente em campo.

6.4.5 - *A rede Anel-Estrela*

Com a utilização receptores sintonizáveis em uma rede para transporte de dados, como falado na Seção 6.1, existe a vantagem da natureza de distribuição inerente da rede estrela óptica com múltiplos comprimentos de onda. Esta é a idéia básica por trás da rede anel-estrela[10].

Esta rede (usada com um sistema de comutação centralizado) é formada por duas redes distintas interconectadas, uma rede óptica estrela para a transmissão de dados e um anel para controle eletrônico (o “track”) circundando a rede estrela e conectando seqüencialmente as portas de entrada e as portas de saída. A rede de dados utiliza transmissores com sintonia fixa e receptores sintonizáveis (ou seja, é uma rede FT-TR).

O anel de controle utiliza um “token” consistindo de um “subtoken” para cada uma das N portas de saída. Uma reserva para determinada porta de saída é feita escrevendo o endereço da porta de entrada no campo de “subtoken” correspondente, caso ele esteja vazio. Se não estiver vazio, a porta de entrada tem que esperar até o próximo ciclo de controle. Esquemas de prioridade para alguns tráfegos reservados podem também ser implementados.

Cada porta de saída examina seu próprio campo de “subtoken” e sintoniza seu receptor ao comprimento de onda apropriado da porta de entrada. Os ciclos de transmissão dos pacotes de dados e de controle são realizados de forma que o ciclo de transmissão de pacotes é executado durante o próximo ciclo de controle.

Uma desvantagem em potencial dessa rede anel-estrela é que o esquema para reserva no anel é seqüencial, de modo que o “token” tem que ser processado em cada porta, quer haja um pacote para ser comutado ou não. Essa velocidade limitada do processamento eletrônico do anel de controle pode determinar o número máximo de portas de comutação como uma função do comprimento de onda do pacote e a taxa de bits do link de entrada.

As aplicações da rede anel-estrela estão principalmente confinadas a sistemas de comutação de pacotes centralizados porque, além dos fatores mencionados acima, os protocolos baseados em anel “token” são ineficientes quando grandes atrasos na propagação estão envolvidos.

Vê-se que as redes de comutação centralizadas baseadas em WDMA oferecem várias vantagens práticas sobre as descentralizadas:

- arranjos de lasers e fotodetetores podem ser usados, causando uma sensível redução no custo.
- todos os componentes opto-eletrônicos estão num meio de temperatura homogênea, desse modo, simplificando o problema da estabilização do comprimento de onda.

O protocolo WDMA de tempo dinâmico (DT-WDMA) foi proposto para superar as limitações dos protocolos de anel “token”[10]. Esse protocolo utiliza um comprimento de onda separado, comum a todos os nós, para o canal de controle, que é distribuído através de um acoplador-estrela $N \times N$. O acesso ao canal de controle é baseado em TDMA[10]. Cada quadro TDMA contém N “minislots”, um para cada nó. Os nós escrevem, no seu “minislot”, uma solicitação para transmitir, contendo o endereço da fonte, o endereço do destino, e um campo adicional para sinalização de prioridade de transmissão. Uma vez recebido o quadro TDMA, cada nó determina qual comprimento de onda seu receptor tem que sintonizar. Se mais de um nó quer transmitir seu pacote para o mesmo nó de destino ao mesmo tempo, o nó endereçado checka os campos de prioridade dos “minislots” correspondentes do quadro TDMA e seleciona o de maior prioridade.

Se todos os nós seguem o mesmo protocolo de decisão, cada nó pode aprender sobre o estado da transmissão de pacotes de dados dentro da rede e pode, então, monitorar sua própria transmissão.

A principal vantagem do DT-WDMA é que alguns pacotes sofrem um atraso muito pequeno para alcançar seu destino, a saber, cerca de um tempo de propagação através da rede

devido ao mecanismo “tell-and-go”. Suas duas principais desvantagens, entretanto, são que eles têm uma capacidade de expansão limitada porque o número máximo de nós N é estabelecido pelo número de “minislots” determinado no quadro TDMA. E, que cada nó tem que ser equipado com dois transmissores e dois receptores.

6.4.6 - O comutador fotônico OASIS

OASIS (comutador ATM óptico) é um sistema de células ATM com rede WDMA centralizada de salto único que foi montado como protótipo nos seus componentes essenciais pela Alcatel Alsthom Recherches em 1993[10]. Esse sistema é composto de quatro unidades funcionais diferentes:

- *o codificador de células ATM*, localizado em cada uma das N entradas, que realiza a conversão de comprimento de onda;
- *a unidade de comutação no tempo e armazenamento de células* baseada em portas ópticas *on-off* e fibras como linhas de atraso;
- *o demultiplexador*, localizado em cada uma das N saídas, baseada em filtros ópticos com sintonia fixa;
- *o dispositivo de controle eletrônico*, que controla as duas primeiras unidades.

Sua operação essencial pode ser entendida da seguinte maneira: supõe-se que todos os feixes de dados na entrada estão sincronizados de modo que as células ATM chegam em fase a cada uma das N entradas. Um “tap” em cada “link” de entrada extrai uma certa quantidade de potência para utilizá-la na conversão para a forma eletrônica enquanto a potência restante é lançada no dispositivo conversor de comprimento de onda.

O dispositivo de controle eletrônico processa o cabeçalho das células e elimina a contenção emitindo parâmetros de controle para os conversores de comprimento de onda.

As colisões entre as células síncronas destinadas à mesma saída (isto é, células tendo o mesmo comprimento de onda) são evitadas através da unidade de armazenamento e comutação no tempo.

O acesso a uma linha de atraso é comandada pelas portas ópticas. O dispositivo de controle assegura que as células com o mesmo comprimento de onda não entrem na mesma linha

de atraso ao mesmo tempo. Em outras palavras, as células destinadas à mesma saída são mantidas em linhas de atraso diferentes como se elas fossem enfileiradas numa FIFO de saída.

Foi feita a implementação de uma matriz OASIS 4×4 com “links” de entrada operando em 2,5 Gbps[10]. Foram utilizados também[10] conversores de comprimento de onda que podem chavear entre quatro comprimentos de onda espaçados de 0,6 nm em torno de 1.548 μm com um tempo máximo de reconfiguração de 9 ns. As portas são insensíveis à polarização dos amplificadores ópticos semicondutores fornecendo um ganho de 12 dB (fibra-a-fibra) com tempo de resposta menor que 200 ps.

Pesquisas teóricas mostraram que o tamanho da matriz de comutação estaria limitada a $N = 16$ devido à acumulação da emissão espontânea amplificada (ASE) dentro das portas ópticas e à degradação correspondente da razão de extinção[10].

6.4.7 - A rede RAINBOW II

A Rainbow-II é uma rede óptica para áreas metropolitanas (MAN), desenvolvida pela IBM[134]. É uma rede FT-TR numa arquitetura estrela “broadcast”, que utiliza a técnica WDM. A rede é implementada na forma de nós ópticos de rede (ONN), cada um ligado a um nó de acesso através de uma interface de alto desempenho.

A Rainbow-II é uma versão melhorada da Rainbow-I[11]. A rede suporta até 32 nós, cada um com 1 Gbit/s de “throughput”, num enlace de 10 a 20 km. Um esquema básico é mostrado na figura 6.21. Ela utiliza a tecnologia IM/DD com lasers DFB operando em $1,5\mu\text{m}$, filtros Fabry-Perot de fibra sintonizáveis com controle piezo-elétrico e, receptores baseados em APD. O filtro FP tem uma FSR de 32 nm e pode sintonizar de um comprimento de onda para outro em 25 ms. Essa velocidade de sintonia do filtro restringe a rede a serviços de pacotes comutados e limita as aplicações de circuitos comutados.

Ela foi desenvolvida tendo como um de seus objetivos permitir um “throughput” de 1 Gbit/s para todo o tipo de camada de aplicação. Como os protocolos não eram projetados e implementados para permitir a um nó realizar “throughputs” da ordem de Gbit/s numa rede de Gbit/s por nó, foi necessário projetar um protocolo de transporte que superasse essas deficiências. Assim, a rede foi implementada utilizando um protocolo de transporte óptico chamado OTP[11], implementado totalmente em hardware.

Essencialmente, esse protocolo funciona da seguinte maneira: se um nó A deseja estabelecer uma conexão com um nó B , ele transmite continuamente, em seu comprimento de onda determinado, uma solicitação para transmitir, a qual é distribuída através da rede. Simultaneamente, o nó sintoniza seu receptor no comprimento de onda do nó B .

Se o nó de destino ainda não tem uma conexão com outro nó, ele sintoniza seu filtro óptico percorrendo o intervalo inteiro dos comprimentos de onda do transmissor até que a solicitação de conexão seja detectada. Uma vez detectada essa solicitação, o filtro óptico é fixado em λ_A e uma mensagem de “conexão aceita” é enviada repetidamente em λ_B . A conexão “full-duplex” entre os nós A e B é, então, estabelecida já que ambos os nós têm seus filtros sintonizados aos comprimentos de onda corretos. A conexão é desfeita, por exemplo, quando nenhum dado é recebido durante um determinado período de tempo.

Esse protocolo tem um potencial de alto desempenho e é de simples implementação. Ele utiliza cabeçalhos fixos de pacotes e é capaz de usar tamanhos grandes de pacotes. Embora a recuperação de erros do protocolo não seja muito eficiente, é de fácil implementação e apresenta bom desempenho porque os “links” ópticos tem uma taxa de erros muito baixa e não há perdas de pacotes por sobrecarga no “buffer” devido a característica do hardware de controlar o fluxo; normalmente utilizado um mecanismo de “window sliding”[11].

Um teste de campo com a Rainbow-II foi feito com as seguintes características: três estações de trabalho conectadas, cada uma, a um nó de acesso (ONN). Dois nós eram os servidores de dados (imagens) e o terceiro nó podia estabelecer conexão com qualquer um dos outros dois através da rede. Cada imagem era de 5 MB e cerca de 12 imagens foram transmitidas por segundo em uma conexão com pacotes de 1 MB, resultando num “throughput” de 60 Mbit/s, limitado principalmente pela velocidade de operação das estações de trabalho.

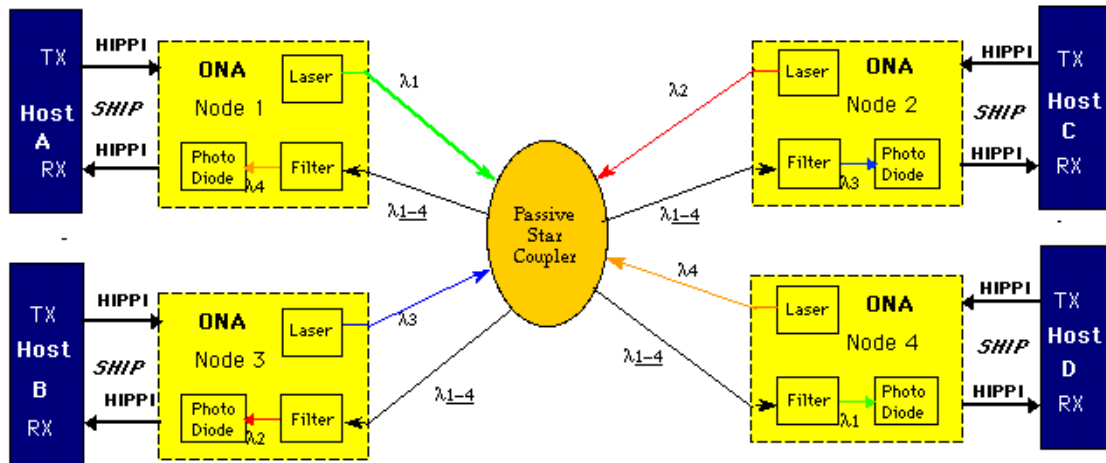
Em testes de laboratório, aumentando-se o tamanho do pacote, conseguiu-se taxas médias de dados de até 30 a 35 Mbit/s.

A necessidade de comutação de pacotes é a maior limitação de redes totalmente ópticas. Mesmo para conexões dedicadas entre dois pontos, como as chamadas telefônicas, há a necessidade de se comutar pacotes nos dois sentidos milhões de vezes por segundo. Nem os lasers atuais nem os filtros podem sintonizar de um pacote para outro mais que milhares de vezes por segundo. A comutação de pacotes em banda larga de multi-gigabit/s é necessária para fornecer flexibilidade e maior “throughput” de rede.

Atualmente, está em desenvolvimento, no LANL (Los Alamos National Laboratory), a próxima geração da rede óptica de comutação de pacotes em gigabits – Rainbow-III. A rede deverá explorar os componentes necessários para obter comutação de pacotes em taxas compatíveis com transferências de dados a Gbit/s. Um novo protocolo de acesso ao meio está sendo desenvolvido a fim de minimizar o tempo de sintonia. Como os filtros sintonizáveis de rápida comutação são os componentes mais necessários para se conseguir a comutação óptica em maior velocidade, o LANL, em conjunto com outras empresa está desenvolvendo um filtro capaz de sintonizar a velocidades de três ordens de magnitude maior que os filtros atuais.

Além desses exemplos, pode-se citar outras redes WDMA de salto único que foram estudadas[10]: UCOL (ultrawideband coherent optical LAN), a rede PAC (protection against collision), a Symfonet, Orion and Eros e as redes anéis de múltiplos comprimentos de onda.

Rainbow II - Optical Gigabit Network Fabric



Copyright © 2004, Morgan Kaufmann Publishers, Inc.

Figura 6.21 – Representação esquemática da rede Rainbow-II [15, 16]

6.5 - Redes WDMA de saltos múltiplos

As redes ópticas com saltos múltiplos foram propostas primeiramente por Acampora em 1987 para eliminar a necessidade de se ter transmissores e receptores sintonizáveis em redes WDMA.

Nesta seção será visto o conceito básico das redes WDMA com saltos múltiplos (*shufflenet*), bem como uma pequena análise de seu desempenho; e, após, serão apresentados dois sistemas ópticos com saltos múltiplos.

6.5.1 - Conceito Básico

A idéia básica por trás das redes ópticas com saltos múltiplos pode ser ressaltada fazendo-se referência à figura 6.22, que mostra uma rede estrela com oito nós, cada um deles tendo dois transmissores e dois receptores, todos com sintonia fixa. O uso da topologia estrela é a título de ilustração, podendo ser utilizadas outras topologias, barramento ou árvore.

Os dois comprimentos de onda para transmissão em cada nó podem ser recebidos por outros dois nós. Em outras palavras, embora todos os canais nos diferentes comprimentos de onda sejam distribuídos, somente as conexões nó-a-nó previamente fixadas (fixadas pelos comprimentos de onda de transmissão e recepção dos nós) podem ser suportadas dentro da rede.

Entretanto, já que cada transmissor de nó é conectado ao receptor de outro nó diferente, uma conexão de um dado nó para qualquer outro nó pode ser alcançada através de retransmissões através de um ou mais nós intermediários.

Na figura 6.22, supõe-se que o nó 2 tem um pacote destinado ao nó 7. O nó 2 pode transmitir tanto em λ_3 quanto em λ_4 . Como há uma conexão direta (ou seja, um único salto) do nó 2 para o nó 7 em λ_3 , o nó 2 usará λ_3 para transmitir seu pacote, utilizando um único salto, para o nó 7. A decisão de em qual comprimento de onda transmitir é baseada num mapeamento de endereços de destino para portas de saída, que pode ser implementado ou como uma tabela de procura em *hardware* ou como um circuito lógico executando um determinado algoritmo de roteamento[10].

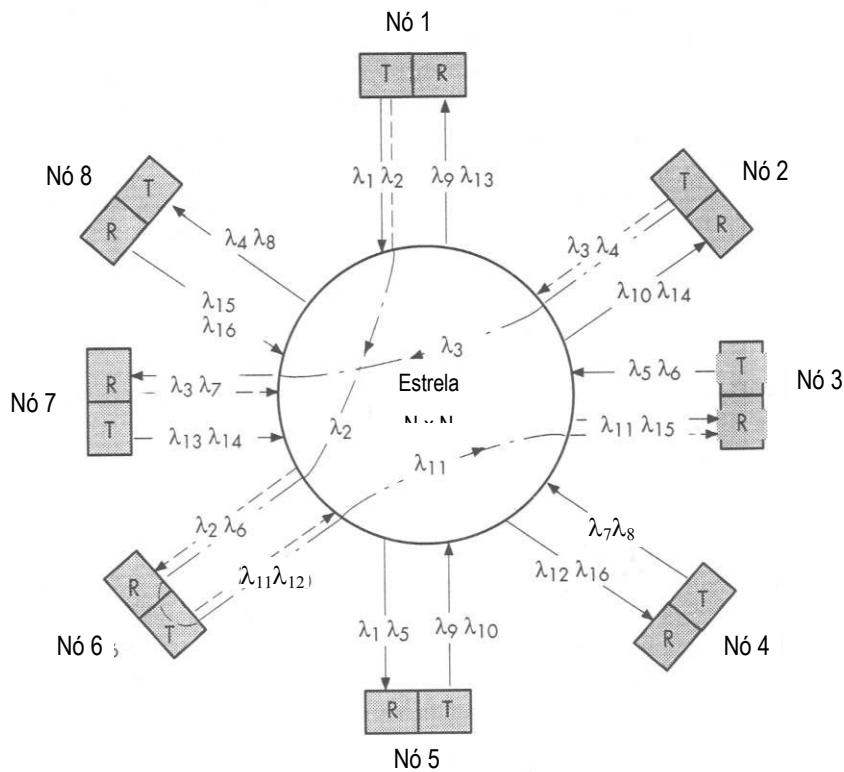


Figura 6.22 – Exemplo de uma rede estrela WDMA de saltos múltiplos com 8 nós.

Supõe-se agora que o nó 1 deseja enviar um pacote para o nó 3. Como não há uma conexão direta entre os nós 1 e 3, o pacote tem que ser retransmitido por um ou mais nós intermediários. Por exemplo, o nó 1 pode transmitir no comprimento de onda λ_2 para recepção no nó 6, que retransmite o pacote no comprimento de onda λ_1 para a recepção final pelo nó de destino desejado, o nó 3. Há, dessa forma, um caminho com dois trechos do nó 1 para o nó 3. Percebe-se que caso o nó 1 utilizasse λ_1 em vez de λ_2 , o pacote precisaria percorrer quatro trechos para alcançar seu destino final (ou seja, nó 1 $\xrightarrow{\lambda_1}$ nó 5 $\xrightarrow{\lambda_{10}}$ nó 2 $\xrightarrow{\lambda_4}$ nó 8 $\xrightarrow{\lambda_{15}}$ nó 3). Embora números maiores levem a atrasos de rede maiores e eficiência do “link” mais baixa (próximo tópico), a multiplicidade dos caminhos de roteamento em potencial pode ser explorada para rotear pacotes através de caminhos menos congestionados ou em caso de falha na rede (falha de “link” ou de nó).

Outra característica desejável é que um canal de controle não é mais necessário, pois cada nó da rede atua como um repetidor ativo e decide se o pacote recebido é dirigido a ele ou tem que ser transmitido para outro nó.

6.5.2 - Análise do Desempenho

A conectividade total entre os nós nas redes ópticas de saltos múltiplos pode ser alcançada através de diferentes maneiras. O padrão de conectividade pode ser representado por um gráfico dirigido no qual setas de cada nó transmitido num comprimento de onda específico são dirigidas a todos os nós que recebem aquele comprimento de onda. A figura 6.23 mostra o gráfico dirigido associado à rede de saltos múltiplos da figura 6.22.

Dado p , o número de transmissores/receptores com sintonia fixa, e algumas exigências para o número de trechos de qualquer nó de origem dado para qualquer nó de destino dado, o gráfico dirigido de saltos múltiplos ideal de grau p maximizaria o número de nós que podem estar conectados dentro da rede. Para esse tipo de rede óptica ideal com saltos múltiplos, cada nó estaria à distância de um salto dos p nós, que por sua vez estariam à distância de um salto de outros p nós, e assim por diante, até que todos os nós sejam alcançados sem que houvesse retorno a algum nó já alcançado anteriormente.

Se $h_{máx}$ representa o número máximo de saltos de um nó de origem para um nó de destino ($h_{máx}$ é, às vezes, chamado de diâmetro do gráfico dirigido), então a seguinte desigualdade é sempre verificada

$$N \leq 1 + p + p^2 + \dots + p^{h_{máx}} = \frac{p^{h_{máx}} - 1}{p - 1} \quad (p \geq 2) \quad (6.22)$$

A igualdade na equação (6.22) corresponde ao *limite de Moore* e representa o limite superior do número máximo de nós da rede, $N_{máx}$, para um dado diâmetro $h_{máx}$ (que está associado ao máximo atraso que um pacote pode experimentar). Entretanto, o limite de Moore não pode ser realizado, exceto para o caso extremo $p = N - 1$ [10].

Juntamente com esta impossibilidade, dois gráficos dirigidos altamente regulares foram sugeridos para redes ópticas com saltos múltiplos: o gráfico “shufflenet”[10] e o gráfico deBruijn[10]. Aqui será falado, um pouco, apenas sobre o gráfico “shufflenet”.

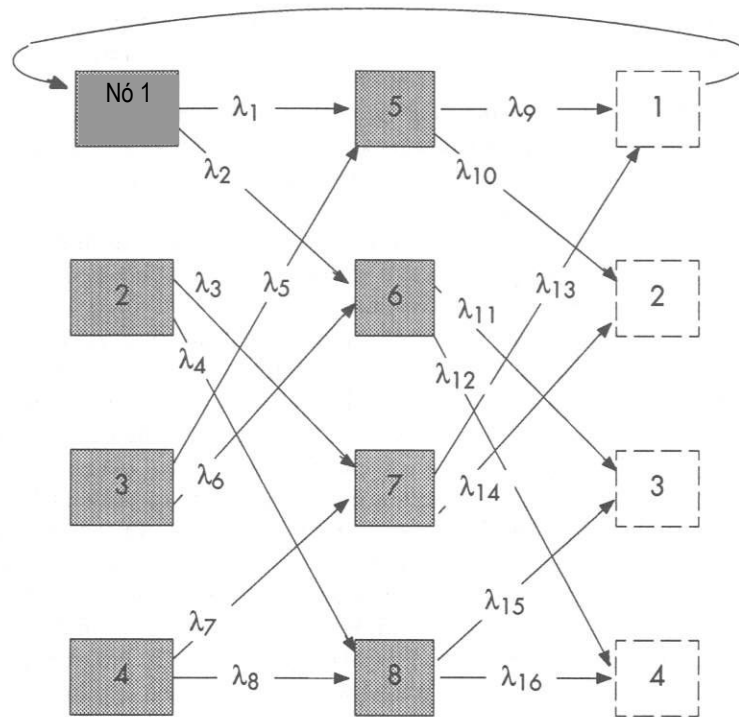


Figura 6.23 – Gráfico direcionado associado a uma rede WDMA de saltos múltiplos “shufflenet” com $N = 8$.

O gráfico dirigido de um “shufflenet” p é construído pelo arranjo de $N = kp^k$ ($k = 1, 2, \dots$) nós em k colunas de p^k nós cada, com a última coluna interligada à primeira numa forma cilíndrica. A figura 6.23 é um exemplo de um gráfico “shufflenet” $p = k = 2$, que pode ser visto como a alternância de dois níveis de cartões (daí o nome dado a essas redes). Outro exemplo é mostrado na figura 6.24 e corresponde a uma “shufflenet” de 18 nós com $p = 3$ e $k = 2$.

A figura mostra também que o gráfico dirigido da “shufflenet” de 8 nós (figura 6.23) aparece dentro dos gráficos dirigidos para uma rede de 18 nós. Na verdade, pode-se mostrar que uma “shufflenet” (p, k) está contido numa “shufflenet” $(p + 1, k)$. Esta é uma propriedade que pode ser explorada para um crescimento modular de N pequenos incrementos[10].

Para o gráfico dirigido da “shufflenet” (p, k) genérica, há p arcos saindo de cada nó e p arcos chegando em cada nó. No total, há kp^{k+1} arcos e, assim, esse mesmo número de comprimentos de onda diferentes utilizados dentro da rede. De qualquer nó em qualquer coluna, p nós podem ser alcançados através de um único salto, p^2 nós adicionais podem ser alcançados

através de dois saltos e assim por diante, até que os $p^k - 1$ nós restantes das colunas originais sejam alcançados.

Para o primeiro salto no segundo passo, haverá $(p^k - p)$ nós adicionais que podem ser alcançados já que p nós da segunda coluna já foram visitados durante o primeiro passo. Continuando no mesmo raciocínio, o número de nós que estão h saltos distantes de qualquer nó de origem é indicado na tabela 6.2.

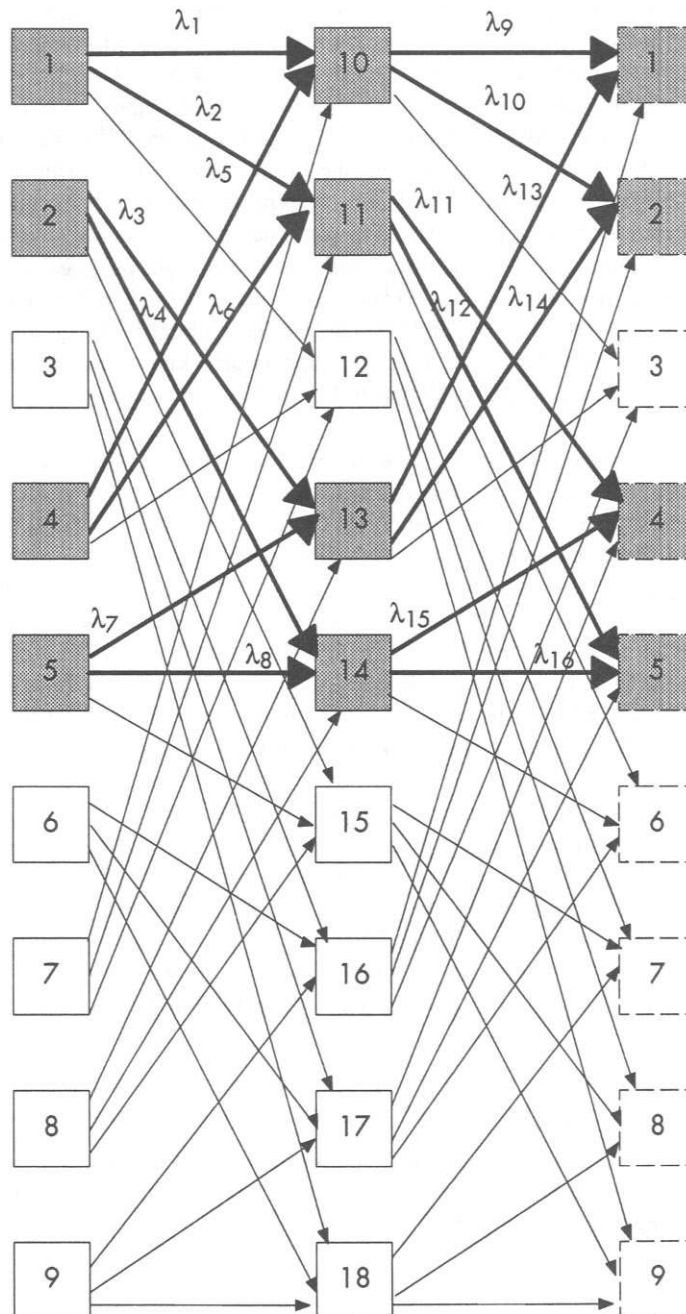


Figura 6.24 – Gráfico dirigido de uma “shufflenet” ($p = 3, k = 2$) contendo 8 nós.

Tabela 6.2 - Número de nós que estão h saltos distantes de qualquer nó fonte dado para uma “shufflenet” (p, k) [10]

Número de saltos h	1	2	...	$k - 1$	k	$k + 1$	$k + 2$...	$2k - 1$
Número de nós a h saltos da fonte do nó	p	p^2	...	p^{k-1}	$p^k - 1$	$p^k - p$	$p^k - p^2$...	$p^k - p^{k-1}$

Vê-se que o número máximo de saltos é limitado a $h_{\max} = 2k - 1$. O número máximo de nós em uma “shufflenet” (p, k) , então, pode ser expresso como

$$N_{\max} = \frac{1}{2}(h_{\max} + 1)\sqrt{p^{h_{\max} + 1}} \quad (6.23)$$

Um parâmetro importante na avaliação do desempenho de uma “shufflenet” (p, k) é o atraso médio sofrido por um pacote que flui através da rede. Este atraso médio, \bar{D} , é relacionado ao número médio de saltos \bar{h} através da relação

$$\bar{D} = \bar{h} \cdot \frac{L}{f} \quad (6.24)$$

onde L é a distância média entre os nós e v é a velocidade de propagação dentro da fibra ($= c/n$).

Da tabela 6.2, o número médio de saltos entre dois nós selecionados aleatoriamente é dado por

$$\bar{h} = \frac{1}{N - 1} \left[\sum_{j=1}^{K-1} j p^j + \sum_{j=0}^{k-1} (k + j)(p^k - p^j) \right] \quad (6.25)$$

com $N = kp^k$.

A tabela 6.3 fornece alguns parâmetros representativos de “shufflenets” (p, k) e também indica o limite de Moore.

Tabela 6.3 – Parâmetros representativos de “shufflenets” (p, k) [10]

p	$h_{m\acute{a}x}$	Limite de Moore $N_{m\acute{a}x}$	k	“Shufflenet” N	\bar{h}
2	3	15	2	8	2.0
3	3	40	2	18	2.2
2	5	63	3	24	3.3
3	5	364	3	81	3.6
4	5	1365	3	192	3.7
6	5	9131	3	684	3.8
8	5	37449	3	1536	3.9

Devido aos saltos múltiplos, somente uma fração da capacidade B do “link” é, na verdade, utilizada para conduzir o tráfego de primeira ordem (isto é, o tráfego recém-chegado), enquanto a porção restante da capacidade do “link” é utilizada para o tráfego atrasado. Em outras palavras, cada salto consome uma certa porção da taxa de dados total da rede, que é igual ao produto do número de canais WDM (kp^{k+1}) vezes a taxa de bits por canal (B).

Considerando-se um padrão de tráfego uniforme e um algoritmo de roteamento que equilibra a carga de tráfego nos canais WDM, o “throughput” da rede é dado simplesmente por

$$S = \frac{kp^{k+1} \cdot B}{\bar{h}} \quad (6.26)$$

A equação (6.25) mostra que, mesmo que possa haver até kp^{k+1} pacotes fluindo através da rede, na média, somente $1/\bar{h}$ deles constitui tráfego de primeira ordem.

Assim, o máximo “throughput” por nó é obtido por

$$\frac{S}{N} = \frac{2p(p-1)(kp^k - 1) \cdot B}{kp^p(p-1)(3k-1) - 2k(p^k - 1)} \quad (6.27)$$

A figura 6.25 mostra o “throughput” máximo que se pode alcançar por nó para vários valores de p , obtido da equação (6.27). Por exemplo, com $N = 1000$, $B = 1$ Gbps e $p = 2$, um

fluxo de dados de rede agregado de cerca de 200 Gbps com cada nó suportando 200 Mbps de tráfego de primeira ordem pode ser obtido.

Dependendo do algoritmo de roteamento utilizado, foi mostrado que o “throughput” por nó sob tráfego não-uniforme é reduzido por um fator que está entre 0,3 e 0,5 com relação ao obtido com um padrão de tráfego uniforme[10].

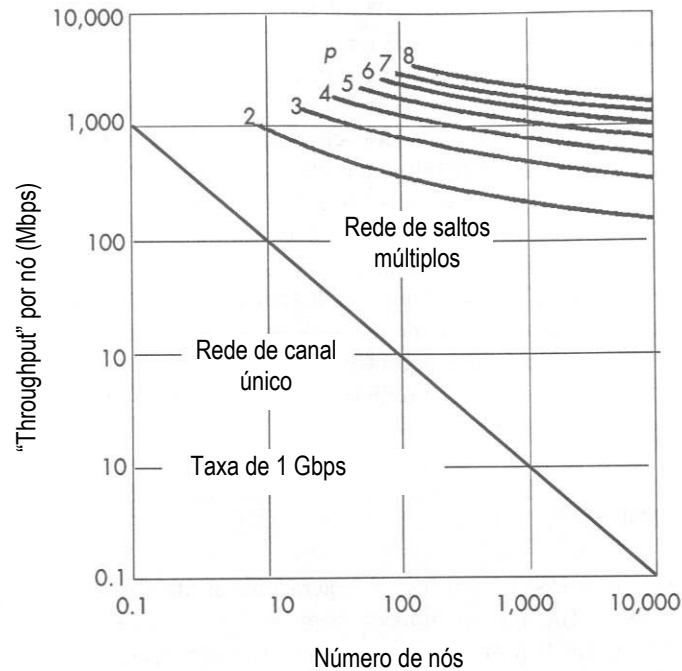


Figura 6.25 – “Throughput” por nó *versus* N para redes “shufflenet” WDMA com p transmissores/receptores em cada nó

A proposta de saltos múltiplos não é restrita ao domínio do comprimento de onda. Por exemplo, em vez de comprimentos de onda distintos, p fibras de transmissão separadas e p fibras de recepção separadas por nó conectadas a um painel de sinais central podem ser utilizadas. Nesta implementação, o painel, que substitui um acoplador-estrela, é utilizado para fazer todas as conexões cruzadas de acordo com o gráfico dirigido da “shufflenet”.

6.5.3 - A Teranet

A Teranet é uma “shufflenet” ($p = 2$, $k = 2$) experimental desenvolvida na Universidade Columbia para demonstrar a comutação de células ATM a 1 Gbps ou circuitos comutados de 1

Gbps baseados no princípio de múltiplos trechos[10]. Seu gráfico de conectividade é idêntico ao da figura 6.23.

Os transmissores ópticos são lasers DFB com sintonia fixa enquanto os receptores são sintonizáveis através de um filtro Fabry-Perot sintonizável colocado na frente de cada fotodiodo. Os canais de comprimento de onda são espaçados em 1,5 nm.

A rede utiliza um esquema híbrido de multiplexação que combina WDM com SCM para resolver o problema do controle de acesso e da sinalização[7].

6.5.4 - A STARNET

A Starnet é uma LAN WDMA coerente implementada na Universidade Stanford[7, 10]. Baseada em uma topologia estrela passiva, a Starnet oferece aos usuários duas sub-redes lógicas: uma, sub-rede reconfigurável suportando o tráfego de pacotes comutados em alta velocidade e outra, sub-rede de controle de pacotes comutados de velocidade moderada. Para a implementação dessa duas sub-redes foram utilizadas duas técnicas: modulação combinada e multiplexação de múltiplos canais por sub-portadora (MSCM). Com modulação combinada ASK/DPSK, já se conseguiu sensibilidades do receptor melhores que -32 dBm[11].

A primeira versão da Starnet utilizou a técnica de modulação combinada; a segunda versão foi projetada para utilizar a MSCM. A comutação de pacotes é usada para uma utilização mais eficiente da largura de banda do canal. A sub-rede de maior velocidade opera em taxas até 2,5 Gbps por nó e a sub-rede de menor velocidade é compatível com FDDI e opera a uma taxa de “link” de 125 Mbps. A sub-rede de menor velocidade fornece conectividade total entre todos os nós e suporta a transmissão da informação de controle que gerencia a reconfiguração da sub-rede de alta velocidade.

Como a rede tem uma topologia estrela passiva, a potência óptica é distribuída igualmente através da rede, via acoplador-estrela. Cada nó contém um único transmissor, que opera fixo num único comprimento de onda, e dois receptores: o receptor principal e o auxiliar, que são sintonizáveis independentemente.

Foi feita a implementação de uma interface de alta velocidade para interligar o computador às redes Starnet. Essa interface permite transferências de/para o computador com alto “throughput”, comutação com baixa latência, priorização do tráfego e capacidade de ligações

“multicasting” e “broadcasting”. O “throughput” médio alcançado nos testes com as redes Starnet alcançou, para transmissão e recepção respectivamente, 685 Mb/s e 571 Mb/s, sem considerar o “throughput” teórico máximo para o barramento do computador que é de 800Mb/s.

A Starnet-I utiliza transceptores DPSK/ASK baseados em lasers Nd:YAG, que por sua pequena largura de linha, é apropriado para modulação em fase. Esse tipo de laser também é utilizado no oscilador local do receptor. O modulador é de LiNbO₃. A Starnet-II utiliza transceptores ópticos de detecção direta para diminuir o custo.

Como a Starnet-I utiliza detecção coerente enquanto que a Starnet-II utiliza detecção direta, ela fornece uma melhor sensibilidade. Além disso, como a Starnet-I utiliza modulação combinada, ela utiliza o espectro óptico com maior eficiência que a Starnet-II, podendo incorporar mais nós que a Starnet-II.

O tamanho da rede Starnet-I é limitado pelo intervalo de sintonia dos lasers, com uma relação de 80 nós para um intervalo de sintonia de 10 nm. Se o intervalo de sintonia é aumentado, a rede é limitada por disponibilidade de potência a 300 nós, mesmo se forem utilizados EDFAs[138]. Já a Starnet-II é limitada por disponibilidade de potência a 23 nós, sem o uso de EDFAs. Com a utilização de amplificadores nos nós, a rede é limitada a 30 nós pela largura de banda do fotodetector. Se a taxa de bits for reduzida é possível aumentar o número de nós para 90, e a limitação maior será devido a largura de banda do amplificador óptico.

A estabilização da rede é inerente na Starnet-I enquanto que na Starnet-II, ela precisa ser feita por circuitos externos. Com esses resultados, pode-se dizer que a Starnet é bem utilizável para aplicações de rede com multimídia de alta velocidade. Um diagrama esquemático da Starnet é mostrado na figura 6.26.

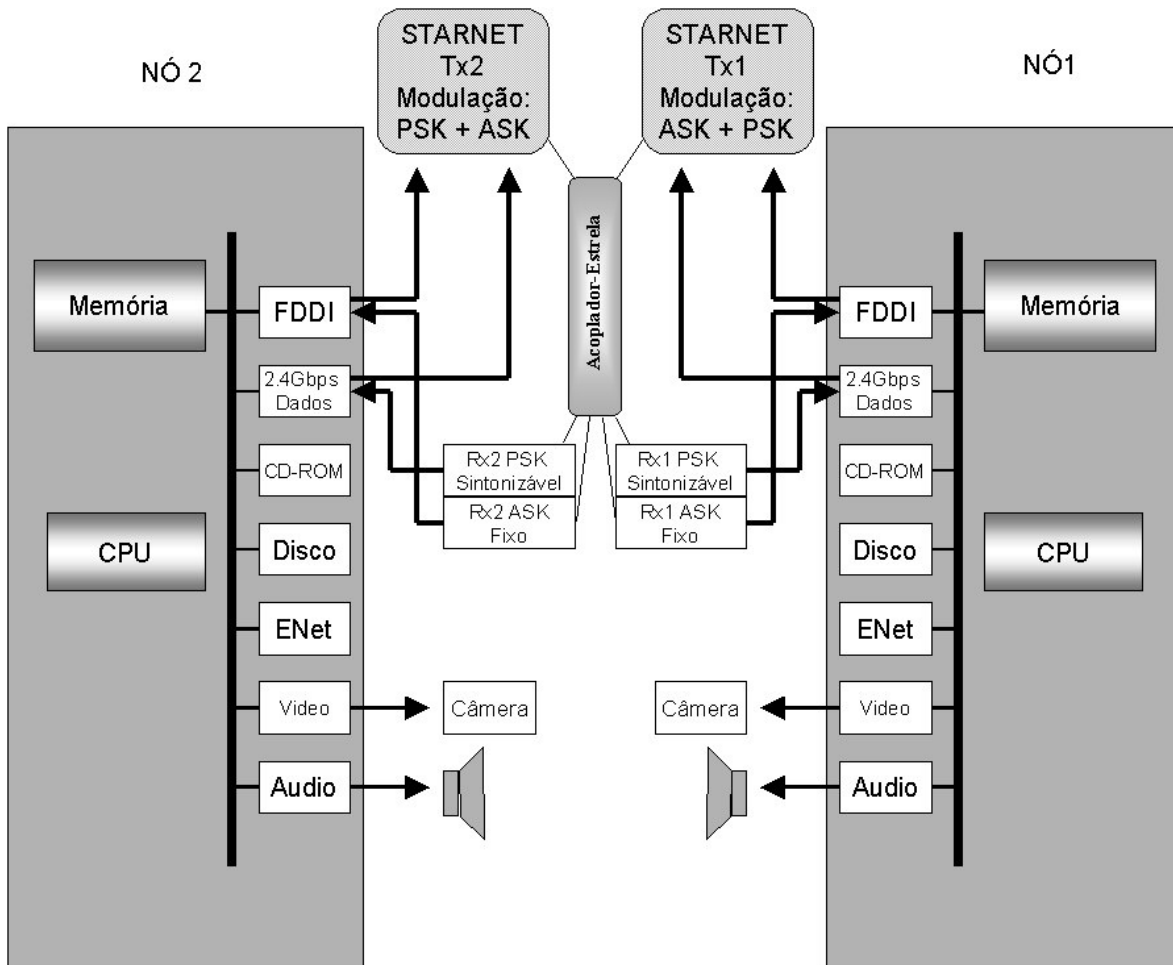


Figura 6.26 – Esquema representativo da rede Starnet[15]

CONCLUSÃO

A crescente necessidade por sistemas de alta capacidade levou ao estudo de redes de múltiplo acesso, as quais permitiriam o compartilhamento da capacidade de transmissão da fibra óptica. Essas redes permitiram contornar o problema do estrangulamento do fluxo nos dispositivos eletrônicos utilizando algumas propriedades oferecidas pela fibra óptica, como transporte, roteamento, multiplexação/demultiplexação totalmente ópticos.

Uma das técnicas que resultaram desses estudos foi o múltiplo acesso por divisão de comprimento de onda (WDMA), na qual uma grande quantidade de canais é multiplexada, permitindo, assim, o compartilhamento do mesmo recurso. Com as redes utilizando a técnica WDMA, iniciaram-se novas pesquisas para estudar as redes totalmente ópticas, ou seja, entre o ponto de transmissão e o ponto de recepção, o sinal transmitido não precisa de conversão optoeletrônica para ser comutado ou amplificado.

Basicamente, as redes WDMA apresentam-se sob duas formas: redes de salto único e redes de salto múltiplo. Nas redes de salto único são necessários transmissores e/ou receptores sintonizáveis para permitir a transmissão de vários comprimentos de onda, bem como a necessidade de um controle para a transmissão, a fim de que os nós possam estabelecer uma conexão de forma apropriada. Já nas redes de saltos múltiplos, não são necessários transmissores e/ou receptores sintonizáveis e também, um canal de controle, já que cada nó atua como roteador do sinal.

Os estudos dessas redes mostraram uma melhora no desempenho, principalmente com o desenvolvimento de dispositivos que permitiram aumentar o “throughput” da rede. Elas se mostraram eficientes para aplicações de alta velocidade como aplicações de multimídia e aplicações entre supercomputadores.

Algumas limitações apresentadas por essas redes foram devido a disponibilidade de potência, largura de banda dos amplificadores ópticos, largura de banda do fotodetector, e velocidade de sintonia dos dispositivos: fontes e filtros.

Dessa forma, existem várias possibilidades para a continuação desse trabalho, tais como: simulação de modelos de redes, pesquisas sobre dispositivos sintonizáveis de alta velocidade, estudos sobre amplificadores ópticos, pesquisas sobre interfaces de alta velocidade. Além disso,

pode-se sugerir, também, o estudo de outras técnicas de multiacesso, como TDMA, SCMA e CDMA, visto que ainda existe um grande potencial oferecido pelas fibras ópticas podendo ser utilizado.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] Agrawal, G. P. *Fiber-Optic Communication Systems*, New York, NY: Wiley & Sons., 1992.
- [2] Bala, K., et al. "Routing in a linear lightwave network," *IEEE/ACM Transactions on Networking*, Vol. 3, No. 4, Ago. 1995, pp. 459-469.
- [3] Durhuus, T., et al. "All optical wavelength conversion by semiconductor optical amplifiers," *IEEE/OSA JLT/JSAC Special Issue on Multiwavelength Optical Technology and Networks*, Vol. 14, No. 6, Junho 1996, pp. 942-954.
- [4] Giozza, W. F. *Fibras ópticas: Tecnologia e Projeto de Sistemas*, São Paulo, SP: Makron/McGraw-Hill, 1991
- [5] Green, P. E. *Fiber Optics Networks*, Englewood Cliffs, NJ: Prentice Hall, 1991
- [6] Iannone, E., et al. "All optical wavelength conversion in optical multicarrier networks," *IEEE Transactions on Communications*, Vol. 44, No. 6, Junho 1996, pp. 716-724.
- [7] Kazovsky, L.G., et al. "Implementation of *Starnet*: a WDM Computer Communications Network," *IEEE J. Selected Areas in Communications*, Vol. 14, No. 5, Junho 1996, pp. 824-839
- [8] Keiser, G. *Optical Fiber Communications*, New York, NY: McGraw-Hill, 1992
- [9] Pontes, M. J., Apostila do Curso *Amplificadores Ópticos e Dispositivos para Altas Taxas de Transmissão*, DEE, CEFET-PR, 1998.
- [10] Mestdagh, D. J. G. *Fundamentals of multiaccess optical fiber networks*, Norwood, MA: Artech House, 1995.
- [11] Ramaswami, R., et al. "The Rainbow-II Gigabit Optical Network," *IEEE J. Selected Areas in Communications*, Vol. 14, Junho 1996, pp. 814-823.
- [12] Ramaswami, R. and Sivarajan, K. N. *Optical Networks: a Practical Perspective*, San Francisco, CA: Morgan Kaufmann Publishers, 1998.

- [13] Senior, J. M. *Optical Fiber Communications: Principles and Practice*, Series Editor P. J. Dean, London, England: Prentice-Hall, 1985.
- [14] Yoo, S. J. B., "Wavelength conversion techniques for WDM network applications," *IEEE/OSA JLT/JSAC Special Issue on Multiwavelength Optical Technology and Networks*, Vol. 14, No. 6, Junho 1996, pp. 955-966.
- [15] <http://nocone.lanl.gov/lanp/optical-nets.html>
- [16] <http://www.research.ibm.com/wdm/>