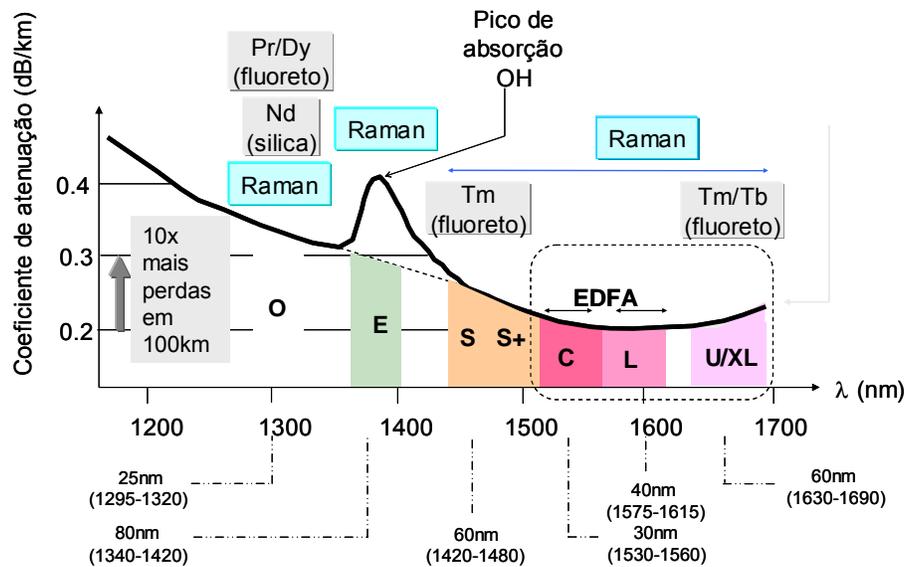


Introdução

Na última década a evolução dos meios de comunicação, e o interesse da população na troca de informações têm crescido de maneira significativa, principalmente com o advento da telefonia celular e da Internet. Porém esta evolução propõe aos pesquisadores basicamente dois grandes desafios: a transmissão de cada vez mais informações, o que requer um aumento de banda, e a transmissão destas informações em distâncias cada vez maiores. Isso sem dúvida nos leva ao estudo das comunicações ópticas por possuir exatamente tais características, principalmente no que se diz respeito a altas taxas de transmissão de dados.

Dentro das comunicações ópticas o surgimento dos amplificadores ópticos causou um grande impacto, pois este dispositivo viabilizou o uso da multiplexação por comprimento de onda (*Wavelength Domain Multiplexer – WDM*) o que por sua vez possibilita cada vez mais o aumento na capacidade de transmissão dos sistemas.

Tema de muitos estudos, o desenvolvimento dos amplificadores ópticos é sem dúvida um dos pontos chave nas comunicações ópticas. Dentre os diversos tipos de amplificação óptica, destaca-se a amplificação Raman. Este tipo de amplificação, já é conhecida há vários anos, porém somente agora com o desenvolvimento da tecnologia na fabricação de LASERs de bombeio com potências suficientes e conseqüentemente uma redução significativa no preço destes dispositivos, torna-se cada vez mais viável a utilização da amplificação Raman em enlaces ópticos comerciais. Algumas vantagens como a utilização em uma grande faixa do espectro óptico (Figura 1), ou seja, atende uma maior banda óptica S, C e L, a eliminação de amplificadores ópticos discretos no meio do enlace podendo atingir distâncias maiores entre pontos de amplificação, eliminando custos de sites e viabilizando ainda mais as transmissões por cabo submarino de longas distâncias, aumentam o interesse na exploração da amplificação Raman.



© J.Wiley & Sons, Inc., 2004

Figura 1 – Espectro óptico normalmente estudado na transmissão de dados e os possíveis amplificadores para cada faixa

Uma técnica de metrologia muito conhecida de todos aqueles que estudam e trabalham com comunicações ópticas é a reflectometria óptica no domínio do tempo, em particular o reflectômetro óptico no domínio do tempo OTDR (*optical time domain reflectometer*). A utilização do OTDR na análise de enlaces ópticos é bastante conhecida, e até corriqueira para as empresas de telecomunicações. Porém a prática desta técnica para a investigação da amplificação Raman ainda é pouco utilizada mesmo nos ambientes de pesquisa acadêmica, talvez por ainda não ser um meio trivial, mas sem dúvida esta metodologia mostra ser de grande importância no auxílio de estudos em enlaces com amplificação distribuída.

Em amplificadores ópticos com fibras dopadas a érbio é comum fazer uso da técnica de reflectometria óptica no domínio da frequência - OFDR (Optical Time Domain Reflectometry) para a análise do ganho distribuído na fibra e evitar desperdício de fibra dopada. Seria muito interessante que se pudesse fazer o mesmo para amplificadores Raman. Porém o sistema de OFDR tem suas limitações quanto a distância, o que nos levou a pensar neste trabalho.

O que vamos apresentar nessa dissertação é um novo esquema de OTDR sintonizável para a análise da amplificação Raman distribuída em diversos comprimentos de onda. A montagem desenvolvida permitiu alcançar um

recorde em distância na observação de comprimentos de onda sintonizáveis da amplificação Raman distribuída, a observação da depleção de ganho distribuída utilizando o OTDR e por fim o estudo de alguns casos especiais como a observação dos duplos e triplos retroespalhamentos da luz que causam ruído no sinal transmitido.

1

Aspectos Teóricos

1.1. A amplificação óptica

Um dos grandes passos nas comunicações ópticas foi sem dúvida o advento dos amplificadores ópticos. No início das comunicações ópticas eram mais utilizados os regeneradores amplificadores de sinal elétricos, ou seja, fotodetectores seguidos de amplificadores elétricos onde estes sinais eram tratados, passavam por um decisor de bit, e novamente transformados em sinais ópticos e emitidos na fibra. Porém era necessário um regenerador para tratar cada canal o que faz o custo deste tipo de sistema ser praticamente inviável pelo lado econômico, e extremamente espaçoso fisicamente.

Com o amplificador óptico este grande problema foi resolvido, hoje se amplificam diversos canais ópticos com apenas um dispositivo, isto porque a luz não necessita ser transformada em sinal elétrico e passar pelo processo descrito anteriormente. Uma fonte de luz que vamos chamar de bombeio é acoplada à fibra e esta transfere parte da energia de sua luz para que a luz de sinal que já vem trafegando pela fibra seja amplificada (ganhando mais fótons), e isso acontece semelhantemente para cada canal óptico dependendo das características do amplificador utilizado, a descrição da fenomenologia dos diversos amplificadores ópticos podem ser encontradas na literatura atual, porém não é o foco do nosso estudo aqui. Vamos apenas citar os amplificadores ópticos mais utilizados até o momento:

Amplificadores Raman a fibra;

Amplificadores ópticos de semicondutores;

Amplificadores a fibra dopada (Érbio, Túlio e outros) EDFA e TDFA.

Amplificadores paramétricos

Amplificadores híbridos

1.2. O espalhamento Raman estimulado

O espalhamento Raman estimulado é um efeito não linear que pode limitar a performance de sistemas de comunicações ópticas. Porém este mesmo efeito pode ser aplicado para a amplificação do sinal óptico no meio. Vamos então entender de maneira não muito aprofundada este efeito.

Quando uma molécula está no seu estado fundamental e uma luz é incidida sobre a mesma, a situação representada na Figura 2a tem uma pequena probabilidade de acontecer. Neste caso o fônon sai do seu estado fundamental e passa para o estado excitado com $V_{out} = h\nu_{in} - h\nu_{fônon}$. O fônon espalhado tem baixa energia e frequência e é chamado de fônon Stokes [6].

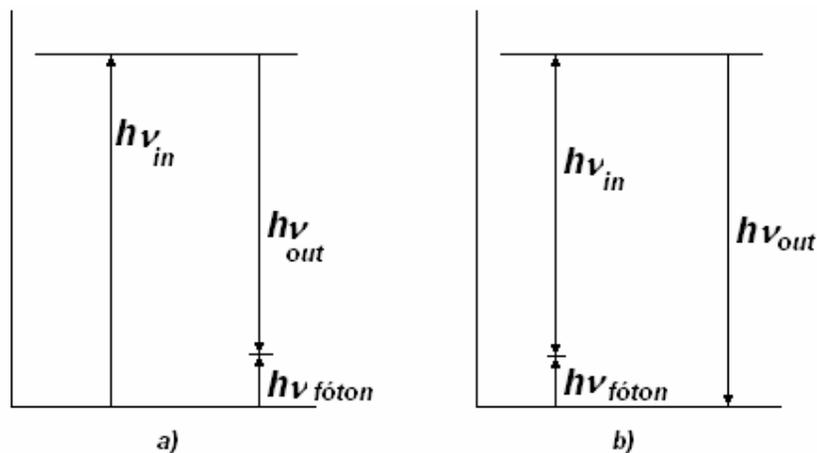


Figura 2 – (a) Processo Raman para uma molécula no estado fundamental e (b) processo Raman para uma molécula no estado vibracional excitado.

No caso representado pela figura 2b, a molécula já está no seu estado de vibração excitado e pode responder à interação com o fóton incidente. Assim teremos um fóton de alta energia com uma frequência mais elevada resultando num processo onde $V_{out} = h\nu_{in} + h\nu_{fônon}$, este então é o chamado anti-Stokes. No equilíbrio térmico do meio há muito mais moléculas no estado fundamental ao contrário das moléculas em estados excitados, o que denota que a emissão Stokes domina a emissão anti-Stokes.

Quando passamos luz através de um material sempre acontece o efeito Raman, porém em níveis muito baixos. Aplicando se uma densidade de potência relativamente alta em um meio por uma longa distância estes efeitos podem ser

mais facilmente observados. Se a interação ocorrer espontaneamente, a luz emitida é incoerente e segue para direções aleatórias. Na presença de uma densidade de potência alta, ou seja, um campo forte, as emissões são coerentes levando nos a possibilidade de amplificarmos um sinal trafegante por uma fibra, por exemplo. Uma vez que o campo estimulado aparecer, ele irá crescer exponencialmente até a estimulação de ganho da fonte ser saturada. Assim ele pode transferir energia do comprimento de onda do bombeio para incrementar mais fótons nos outros comprimentos de onda maiores como veremos posteriormente.

1.3. A amplificação Raman

O espalhamento Raman pode ser usado para amplificar sinais ópticos desde que se propaguem em uma fibra junto com um bombeio de potência relativamente alta e que a diferença entre as frequências dos sinais esteja dentro do espectro de Ganho Raman. O bombeio é a luz LASER de alta potência que será espalhado inelasticamente para produzir fótons na frequência Stokes, que é a frequência do sinal que se deseja amplificar. Como o sinal se propaga na mesma fibra que o bombeio, ele estimula a emissão de fótons na mesma frequência e na mesma modulação que ele. O espalhamento Raman espontâneo pode ocorrer e gerar ruído no sistema, porém, como o espalhamento Raman estimulado ocorre a taxas muito mais altas, os amplificadores Raman apresentam baixa figura de ruído, o que é uma das grandes vantagens deste sistema de amplificação em comparação com os demais.

Para que ocorra a amplificação Raman é necessário que a potência de bombeio exceda o limiar Raman o que faz com que o espalhamento Raman estimulado comece a converter a maior parte da intensidade da onda do bombeio em ondas na frequência Stokes e amplifique o sinal co-propagante na fibra.

As principais vantagens da amplificação Raman são: seu alto ganho, baixo ruído e larga banda. O espectro de ganho Raman possui uma largura de 40THz e pode facilmente ser usado em sistemas WDM, onde os sinais se propagam sob uma larga faixa de frequências. Para aumentar o espectro de ganho Raman ainda mais, pode-se colocar múltiplos comprimentos de onda de bombeio, como veremos posteriormente. Outra grande vantagem do amplificador Raman é que ele não requer nenhum tipo especial de fibra, ou seja, pode ser implementado

em qualquer fibra de sílica, o que é relevante é o diâmetro do núcleo da fibra, pois com diâmetro menor temos uma maior densidade de potência gerando um efeito não linear com menores potências de bombeio inseridas.

Até bem recentemente, os amplificadores Raman tinham como principal desvantagem a alta potência requerida pelos lasers de bombeio para se atingir o limiar Raman. Tipicamente algo em torno de 200mW já é suficiente para observamos claramente o efeito da amplificação em fibras de dispersão deslocada. Porém apenas recentemente é que os lasers semicondutores de alta potência começaram à ser comercializados a preços viáveis e isso se tornou uma solução para o uso de amplificadores Raman no lugar de EDFA's. Na figura 3 é mostrado um diagrama geral de um amplificador Raman e posteriormente, será mostrado a montagem realizada na prática. Um laser de bombeio de alta potência está acoplado a fibra de transmissão. O espalhamento Raman estimulado então amplifica o sinal. Por fim, a luz passa através de um filtro, que permite apenas a transmissão da frequência do sinal, todos os demais componentes de frequência são eliminados.

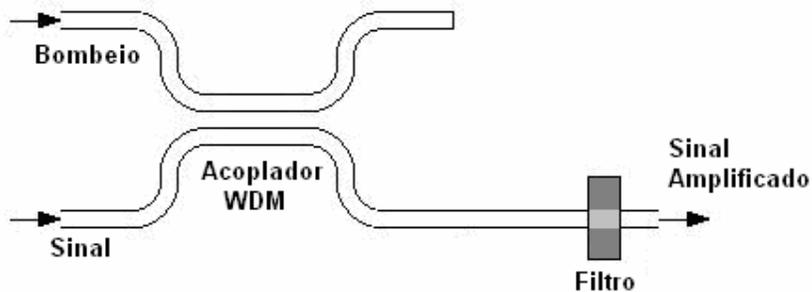


Figura 3 – Esquema básico de um amplificador Raman.

Os amplificadores Raman podem ser classificados em: discretos ou distribuídos. Na amplificação Raman distribuída o bombeio é transmitido na fibra junto com o sinal. Já os amplificadores Raman discretos são independentes dos demais componentes instalados no sistema e têm como único objetivo a amplificação do sinal a ser transmitido, estes amplificadores possuem em cada terminação da fibra um (ou mais) laser(s) de bombeio de alta potência. Tais amplificadores podem dar um ganho de até 40dB e apresentam uma baixa figura de ruído.

1.4. Espectro do ganho Raman

Considerando ondas contínuas ou quase contínuas, o crescimento inicial das ondas Stokes pode ser descrito por:

$$\frac{dI_S}{dz} = g_R I_P I_S \quad (1.4.1)$$

Onde I_P é a intensidade do bombeio, I_S é a intensidade Stokes e g_R é o coeficiente de ganho Raman.

O espectro de Ganho Raman, $g_R = g(\Omega)$, onde Ω representa a diferença entre a frequência de bombeio e a frequência Stokes, é o parâmetro mais importante para a descrição do Espalhamento Raman Estimulado (SRS - Stimulated Raman Scattering).

A figura 4 [1] mostrada ilustra g_R em função do deslocamento de frequência para uma fibra de sílica fundida sendo bombeada em $\lambda_P = 1\mu\text{m}$. Uma das principais características do ganho Raman em fibras de sílica é que g_R ocupa uma banda larga (até 40 THz) e possui um pico largo em 13 THz. Esse comportamento se dá devido à sua natureza não cristalina. Em materiais amorfos, tais como a sílica fundida, as frequências vibracionais das moléculas se espalham e se sobrepõe criando um contínuo, em consequência disso, o ganho Raman ocorre em uma vasta banda dentro das fibras de sílica. Conforme será visto, as fibras podem ser utilizadas como amplificadores ópticos graças a essa característica.

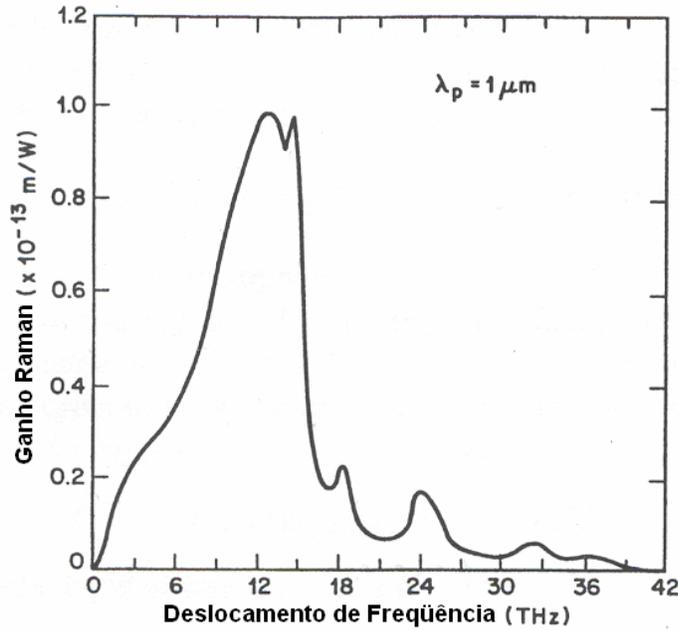


Figura 4 - Espectro de ganho Raman para fibra de sílica fundida com um bombeio localizado em $\lambda_p = 1\mu\text{m}$.

Para ver como se desenvolve o processo de Espalhamento Raman Estimulado (SRS), considere um feixe de bombeio de onda contínua na freqüência óptica de ω_p se propagando na fibra. Se, forem lançados na entrada da fibra, um sinal de prova na freqüência de ω_s e um feixe de bombeio em ω_p , o sinal será amplificado por causa do ganho Raman (desde que a diferença $\Omega = \omega_p - \omega_s$ esteja dentro do espectro Raman mostrado). Se na entrada da fibra for lançado apenas o feixe de bombeio, o efeito Raman espontâneo vai atuar como feixe de prova e será amplificado ao longo da fibra. Como o Espalhamento Raman gera fótons em toda a banda, todos os componentes da freqüência são amplificados. No entanto, os componentes da freqüência para o qual g_R é máximo crescem mais rapidamente. A Sílica, por exemplo, apresenta $g_R(\Omega)$ máximo para $\Omega = 13,2$ THz aproximadamente. Quando a potência de bombeio excede um determinado limiar, essa componente cresce exponencialmente. Deste modo, o efeito Raman estimulado gera ondas Stokes cuja freqüência é determinada pelo pico de ganho Raman. O deslocamento em freqüência correspondente é chamado de *Raman shift* ou *Stokes shift*.

1.5. Limiar Raman

Para determinar o limiar Raman, deve-se levar em consideração as interações não lineares entre o bombeio e as ondas Stokes. Considerando ondas contínuas, essa interação pode ser descrita pelas seguintes equações:

$$\frac{dI_S}{dz} = g_R I_P I_S - \alpha_S I_S \quad (1.5.1)$$

$$\frac{dI_P}{dz} = \frac{\omega_P}{\omega_S} g_R I_P I_S - \alpha_P I_P \quad (1.5.2)$$

Onde I_S e I_P são as intensidades do sinal e do bombeio respectivamente, $g_R(\Omega)$ é o coeficiente de ganho Raman, α_S e α_P são perdas na fibra nas frequências ω_S (Stokes) e ω_P (Bombeio). Em geral, $g_R(\Omega)$ depende da composição do núcleo da fibra e pode variar muito de acordo com o dopante colocado na estrutura do núcleo da fibra.

Na ausência de perdas, pode-se considerar:

$$\frac{d}{dz} \left(\frac{I_S}{\omega_S} - \frac{I_P}{\omega_P} \right) = 0 \quad (1.5.3)$$

Fisicamente essa equação mostra que o número de fótons no bombeio e na radiação Stokes se mantêm constante durante o espalhamento Raman estimulado. Porém para uma descrição completa deste efeito, deve ser levado em consideração o efeito da depleção, porém, para se estimar o limiar Raman ele pode ser ignorado [7]. A equação (1.5.2) pode ser facilmente resolvida se o primeiro termo do lado direito da equação que representa depleção do bombeio for anulado. Substituindo a solução dessa equação na (1.5.1), temos:

$$\frac{dI_S}{dz} = g_R I_0 \exp(-\alpha_P z) I_S - \alpha_S I_S \quad (1.5.4)$$

Onde, I_0 é a intensidade do bombeio incidente em $z = 0$. A solução da equação (1.5.4) é:

$$I_S(L) = I_S(0) \exp(g_R I_0 L_{\text{eff}} - \alpha_S L) \quad (1.5.5)$$

L é o comprimento total da fibra e L_{eff} seu comprimento efetivo que é dado por:

$$L_{\text{eff}} = [1 - \exp(-\alpha_P L)] / \alpha_P \quad (1.5.6)$$

A solução dada pela equação (1.5.5) mostra que devido à absorção do bombeio, que o comprimento efetivo é menor do que o comprimento L da fibra.

Para se utilizar a equação (1.5.5) é preciso uma intensidade $I_S(0)$ de entrada (em $z = 0$). Na prática o espalhamento Raman estimulado aumenta com o espalhamento Raman espontâneo ao longo da fibra. Isso equivale a injetar um fóton fictício por modo na entrada da fibra [7].

Para se calcular a potência Stokes (assumindo que a fibra transmite apenas um modo) deve-se considerar a amplificação de cada componente da frequência (de energia $h\omega$) de acordo com a equação (1.5.5), e integrar em todo o espectro de ganho Raman, que é,

$$P_S(S) = \int_{-\infty}^{\infty} h\omega \exp[g_R(\omega_p - \omega)I_0 L_{\text{eff}} - \alpha_S L] \quad (1.5.7)$$

A maior contribuição ocorre para os valores de pico do gráfico de $G(\Omega)$. Fazendo $\omega = \omega_S$, temos:

$$P_S(L) = P_{S_0}^{\text{eff}} \exp[g_R(\Omega_R)I_0 L_{\text{eff}} - \alpha_S L] \quad (1.5.8)$$

onde na entrada, quando $z = 0$,

$$P_{S_0}^{\text{eff}} = h\omega_S B_{\text{eff}}$$

$$B_{\text{eff}} = \left(\frac{2\pi}{I_0 L_{\text{eff}}} \right)^{1/2} \left| \frac{\partial^2 g_R}{\partial \omega^2} \right|_{\omega=\omega_S}^{-1/2} \quad (1.5.9)$$

Fisicamente B_{eff} é o comprimento de banda efetivo da radiação Stokes centrada próximo do pico de ganho em $\Omega = \omega_P - \omega_S$. Embora B_{eff} dependa da intensidade do bombeio e do comprimento da fibra, a largura espectral do pico dominante no gráfico de $g(\Omega)$ representa uma boa aproximação para isso.

O limiar Raman é definido como sendo a potência de bombeio na entrada da fibra à qual, a potência Stokes se torna igual na saída da fibra ou,

$$P_S(L) = P_P(L) \equiv P_0 \exp(-\alpha_P L) \quad (1.5.10)$$

onde $P_0 = I_0 A_{\text{eff}}$ é a potência de bombeio na entrada e A_{eff} é a área efetiva do núcleo.

Usando a equação (1.5.8) na (1.5.10) e assumindo $\alpha_S \approx \alpha_P$, o limiar passa a ser,

$$P_{s_0}^{\text{eff}} \exp(g_R P_0 L_{\text{eff}} / A_{\text{eff}}) = P_0 \quad (1.5.11)$$

Onde $P_{s_0}^{\text{eff}}$ também depende de P_0 através da relação dada pela equação (1.5.9). A solução da equação (1.5.10) fornece a potência de bombeio crítica requerida para obter o limiar Raman. Considerando que o espectro de ganho Raman é da forma Lorentziana, uma boa aproximação para a potência de bombeio crítica é dada por [7]:

$$\frac{g_R P_0^{\text{CR}} L_{\text{eff}}}{A_{\text{eff}}} \approx 16 \quad (1.5.11)$$

Pode se fazer uma análise semelhante para o caso do espalhamento Raman estimulado reverso, porém, neste caso o fator 16 é substituído por 20. Para fibras longas tal que $\alpha_P L \gg 1$, $L_{\text{eff}} = 1 / \alpha_P$. Para um bombeio em $\lambda_P = 1,55 \mu\text{m}$ (comprimento no qual as perdas são mínimas, aproximadamente 0,19 dB/Km), com $L_{\text{eff}} \approx 20 \text{Km}$ e usando o valor típico de $A_{\text{eff}} = 50 \mu\text{m}^2$ o limiar Raman previsto é de $P_0^{\text{Cr}} = 600 \text{mW}$. Como o nível de potência dentro da fibra é geralmente abaixo de 10mW, o espalhamento Raman estimulado não é muito provável de ocorrer em sistemas de transmissões ópticas monocal. Com o amplificador

óptico, a potência de entrada pode chegar a 100nW o que é bem abaixo do limiar para estas condições em fibras *standard*.

Na prática o espalhamento Raman estimulado só é observado quando se usam LASERs de alta potência. Na região visível, A_{eff} é tipicamente $10\Omega\text{m}^2$ nas fibras monomodo. Usando a equação (1.5.11) obtém-se $P_o^{\text{Cr}} = 10\text{W}$ para uma fibra de 10m de comprimento.

Mesmo diante de tantas simplificações e não considerando a depleção do laser, a equação (1.5.11) é bem próxima do valor exato. Uma vez alcançado o limiar Raman a potência de bombeio é rapidamente transferida para a radiação Stokes. Teoricamente essa transferência é total, porém, na prática, a onda Stokes serve de bombeio para gerar ondas Stokes de segunda ordem [caso sua potência se torne grande o suficiente tal que satisfaça a equação (1.5.11)]. O número de ondas Stokes geradas em cascata pelo processo de Espalhamento Raman Estimulado depende da potência de bombeio na entrada.

1.6. Amplificador Raman

Os Amplificadores Raman foram fabricados pela primeira vez em 1976 e começaram a ser desenvolvidos para redes de transmissões ópticas nos anos 80, porém somente agora estão sendo mais aplicados comercialmente.

Conforme já mencionado, as fibras ópticas de sílica podem ser usadas como amplificadores de sinal óptico se o sinal for transmitido junto com uma onda de bombeio de alta potência e a diferença de frequências entre os dois sinais esteja dentro do espectro de ganho Raman. Como o espalhamento Raman estimulado é o fenômeno físico responsável pelo mecanismo de amplificação, o nome dado a este sistema de amplificação é “Amplificador Raman”.

Em geral eles podem ser classificados em: distribuídos ou discretos. Embora ambos se utilizem da fibra de sílica como meio de ganho, eles se diferem de duas maneiras: (1) tipo e comprimento de fibra; (2) disposição geométrica do bombeio. Em amplificadores Raman discretos a figura de ruído quântica pode ser 3dB em temperatura ambiente, porém, para os comprimentos de onda menores, a figura de ruído pode ser entre 5 e 6dB pois como o comprimento de onda do sinal está mais próximo do comprimento de onda do bombeio, há um aumento da emissão espontânea. No entanto, em

amplificadores Raman distribuídos é possível se obter figuras de ruído muito baixas.

O Ganho obtido com os amplificadores Raman operando com ondas contínuas ou quase contínuas, pode ser obtido a partir das fórmulas (1.5.1) e (1.5.2) [2]. Se a intensidade do sinal for significativamente menor que a intensidade do bombeio, pode-se ignorar o efeito da depleção, porém caso isso não ocorra a depleção irá ocorrer como será mostrado neste trabalho. A intensidade do sinal na saída do amplificador, em $z = L$ é dada pela equação (1.5.5). Como $I_s(L) = I(0)\exp(-\alpha_s L)$ na ausência de bombeio, o fator de amplificação é dado por:

$$G_A = \exp(g_R P_0 L_{eff} / A_{eff}) \quad (1.6.1)$$

onde $P_0 = I_0 A_{eff}$ é a potência de bombeio na entrada do amplificador e L_{eff} é dado pela equação (1.5.6).

Usando valores típicos $g_R = 1 \times 10^{-3} \text{m/W}$, $L_{eff} = 100\text{m}$ e $A_{eff} = 10\mu\text{m}^2$, o sinal é amplificado consideravelmente para $P_0 > 1\text{W}$ [2]. A figura 5 ilustra a variação de G_A com P_0 em uma fibra de 1,3 Km usada para amplificar um sinal em $1,064\mu\text{m}$ usando um bombeio em $\lambda_p = 1,017\mu\text{m}$ [8].

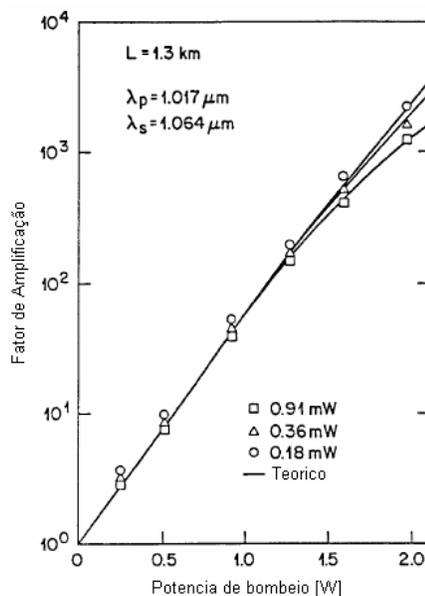


Figura 5 - Variação do fator de amplificação em função da potência de bombeio, retirada de [1].

Inicialmente o fator de amplificação GA aumenta exponencialmente com P_0 , porém, começa a desviar quando $P_0 > 1W$. Isso ocorre devido à depleção do bombeio. As linhas sólidas figura 5 são obtidas resolvendo as equações (1.5.1) e (1.5.2) numericamente para incluir a depleção do bombeio, veremos isso com maiores detalhes quando tratarmos da depleção Raman.

Uma expressão aproximada do ganho saturado nos amplificadores Raman pode ser obtida resolvendo as equações (1.5.1) e (1.5.2) analiticamente e assumindo que $\alpha_s = \alpha_p \equiv \alpha$. Fazendo a transformação $I_j = \omega_j F_j \exp(-\alpha z)$ com $j = s$, obtém-se duas equações:

$$\begin{aligned} \frac{dF_s}{dz} &= \omega_p g_R F_p F_s \\ \frac{dF_p}{dz} &= -\omega_p g_R F_p F_s \end{aligned} \quad (1.6.2)$$

Como $F_s(z) + F_p(z) = C$, onde C é uma constante, a equação diferencial para F_s pode ser integrada sobre todo o comprimento L do amplificador e obtém-se:

$$G_s = \frac{F_s(L)}{F_s(0)} = \left(\frac{C - F_s(L)}{C - F_s(0)} \right) \exp(\omega_p g_R C L_{eff}) \quad (1.6.3)$$

Fazendo $F_s(0) + F_p(0) = C$ e substituindo na equação (1.6.3), tem-se a seguinte expressão para o ganho saturado:

$$G_s = \frac{1 + r_0}{r_0 + G_A} \quad (1.6.4)$$

onde r_0 está relacionado com a relação Sinal / Bombeio de potência na entrada da fibra da seguinte forma:

$$r_0 = \frac{F_s(0)}{F_p(0)} = \frac{\omega_p P_s(0)}{\omega_s P_0} \quad (1.6.5)$$

e $G_A = \exp(g_R P_0 L_{eff} / A_{eff})$ é o ganho de sinal de baixa potência (insaturado).

A figura 5 mostra as características de saturação fazendo o gráfico de G_S / G_A como função de $G_A r_0$ para alguns valores de G_A . O ganho saturado é reduzido por um fator de dois quando $G_A r_0 \approx 1$. Essa condição é satisfeita quando a potência do sinal amplificado começa a se aproximar da potência de bombeio na entrada (P_0). De fato, P_0 é uma boa estimativa da potência de saturação dos amplificadores Raman. Como P_0 é tipicamente $P_0 \sim 1W$, a potência de saturação dos amplificadores Raman é muito maior se comparada com a de outros amplificadores ópticos.

Conforme ilustra a figura 5, os amplificadores Raman podem amplificar facilmente um sinal de entrada por um fator de 1000 (30dB de ganho) com uma potência de bombeio de 1W [2]. Em um experimento realizado em 1983, foi obtido um ganho de 45dB com um sinal em $\lambda = 1,24\mu m$ de um laser semiconductor em uma fibra de 2,4Km [2]. Tal experimento utilizou um tipo de bombeamento chamado *forward-pumping* ou co-propagante, que tem a mesma direção do sinal.

Para otimizar a performance do Amplificador Raman, a diferença entre as frequências do sinal e do bombeio deve corresponder ao pico do ganho Raman mostrado na figura 4. Na região próxima ao infra-vermelho, a fonte mais prática é a o LASER de Nd:YAG operando em $\lambda = 1,06\mu m$ ou $\lambda = 1,32\mu m$. Para esse laser o ganho é máximo quando o comprimento de onda do sinal está próximo de $\lambda = 1,12\mu m$ e $\lambda = 1,40\mu m$, respectivamente. No entanto os comprimentos de onda de maior interesse para as transmissões ópticas estão próximos de $\lambda = 1,3\mu m$ e $\lambda = 1,5\mu m$. Um laser Nd:YAG pode ser usado se uma onda Stokes de ordem superior for usada como o bombeio. Por exemplo, uma onda Stokes de terceira ordem, em $\lambda = 1,24\mu m$ de um laser operando em $\lambda = 1,06\mu m$ pode atuar como bombeio para amplificar os sinais em $\lambda = 1,3\mu m$. De maneira similar uma onda Stokes de primeira ordem, em $\lambda = 1,4\mu m$, de um laser operando em $\lambda = 1,32\mu m$, pode ser usada como bombeio para amplificar sinais próximos à $\lambda = 1,5\mu m$. Em meados de 1984, esses esquemas foram muito usados para fornecer até 20 dB de ganho [9]-[11]. Esses experimentos também mostraram a importância do alinhamento das direções de polarização das ondas de bombeio e de prova, pois o efeito Raman estimulado praticamente cessa no caso de polarizações ortogonais.

Uma possível aplicação dos amplificadores Raman é como um pré-amplificador antes do sinal ser detectado no receptor de um sistema de comunicações ópticas [12]. Medidas experimentais mostram que a relação sinal ruído (SRS) no receptor é determinada pelo espalhamento Raman espontâneo que inevitavelmente acompanha o processo de amplificação [13]. Deste modo, a saída consiste não apenas do sinal desejado, mas também do ruído espontâneo amplificado que se estende por um largo espectro de frequências (aproximadamente 10 THz). É possível obter uma expressão analítica para a potência de ruído dentro de uma aproximação que não leve em consideração o efeito da depleção no bombeio [7].

Uma das vantagens do amplificador Raman é a sua faixa espectral (aproximadamente 5THz). Ele pode ser usado para amplificar simultaneamente alguns canais de um sistema WDM ou vários de DWDM. Essa característica foi demonstrada em um experimento [14] realizado em 1987, no qual sinais de três lasers operando na faixa de $\lambda = 1,57\mu\text{m}$ a $1,58\mu\text{m}$ foram amplificados simultaneamente usando um bombeio localizado em $\lambda = 1,47\mu\text{m}$. Foi obtido um ganho de 5dB com a potência de bombeio de apenas 60mW.

Uma das principais desvantagens do Amplificador Raman é que ele requer um laser de bombeio de muita potência, porém tais LASERs já estão sendo comercializados a custos mais viáveis para aplicações em soluções de transmissão óptica. Experimentos realizados na região próxima de $\lambda = 1,550\mu\text{m}$, geralmente utiliza para o bombeio lasers sintonizáveis de centro de cor (LASERs muito volumosos na época para aplicações em telecomunicações). Com o surgimento do amplificador óptico EDFA em 1989, os amplificadores Raman foram pouco usados na região de $\lambda = 1,55\mu\text{m}$. Essa situação mudou a partir da disponibilidade de semicondutores compactos de alta potência e os lasers em fibra. Pode-se dizer que durante os anos 90 os amplificadores Raman passaram por um “ressurgimento”. Em meados de 1992, os amplificadores Raman eram bombeados usando um laser semicondutor cuja saída era amplificada usando-se um EDFA [15]. Os pulsos de bombeio tinham duração de 140ns, potência de pico de 1,4W, taxa de repetição de 1KHz e eram capazes de amplificar mais de 23dB sinais de $\lambda = 1,66\mu\text{m}$ em uma fibra de dispersão deslocada de 20Km de comprimento. A potência de pico de 200mW resultante dos pulsos de $\lambda = 1,66\mu\text{m}$ eram largos o suficiente para serem usados em medidas de reflexão óptica no domínio do tempo, uma técnica comumente utilizada para a supervisão

e manutenção de redes de fibra óptica [16] e como veremos em detalhes mais adiante.

Uma segunda aplicação para os amplificadores Raman é aumentar a largura de banda dos sistemas ópticos WDM operando na região 1,55 μ m [19]-[22]. Os EDFA's que geralmente são os mais usados nesses sistemas (WDM), têm uma largura de banda inferior a 35nm. Além disso, como o ganho fornecido pelo EDFA não é plano, é necessário se aplicar um mecanismo de equalização do ganho em toda a banda. Os sistemas WDM necessitam de amplificadores ópticos capazes de prover um ganho uniforme ao longo de uma faixa de 70-80nm. Já se desenvolveram sistemas híbridos combinando EDFA's e amplificadores Raman com esse objetivo. Uma implementação desse sistema [22], com largura de banda de 80nm foi realizado combinando um EDFA com dois amplificadores Raman bombeados simultaneamente em três comprimentos de onda (1471, 1498 e 1503nm) com potências de até 150mW. O laser de bombeio do EDFA alcançava 62mW de potência em 1466,5nm. O esquema combinado obteve 30dB de ganho aproximadamente uniforme ao longo da faixa de 1,53 a 1,61 μ m.

1.7. O OTDR e o espalhamento Rayleigh

A reflectometria óptica no domínio do tempo é uma técnica metrológica largamente utilizada nas comunicações ópticas, principalmente para medidas de comprimento, atenuação na fibra, fusões ou conexões ópticas. Porém esta é uma técnica poderosa, onde com um pouco mais de recursos, podemos fazer o uso para diversas aplicações como, por exemplo, observarmos o ganho Raman distribuído em uma fibra, medirmos a dispersão cromática e até localizarmos trechos com dispersão dos modos de polarização (PMD – *Polarization Mode Dispersion*) elevadas, entre outras.

Vamos então observar rapidamente como funciona um OTDR comercial. Os fabricantes de fibra óptica alcançam cada vez mais um alto nível de pureza e homogeneidade nas preformas, porém como tudo na natureza a fibra não é um meio totalmente ideal, há não homogeneidade no material, como a presença de pequenas bolhas e impurezas. Estas impurezas promovem o espalhamento da luz na fibra, porém somente uma pequena parte da luz é retroespalhada, ou refletida. Baseado na detecção da luz retroespalhada é que consiste à base do

funcionamento do OTDR. Alguma semelhança com os sonares e radares? Sim, o princípio de funcionamento é realmente muito parecido.

Um processador de sinais dispara um gerador de pulsos elétricos e ao mesmo tempo dispara seu cronômetro interno, o pulso elétrico modula o LASER do OTDR onde este emite a luz que é lançada na fibra através de um circulador óptico. Como vimos anteriormente, parte da luz que viaja pela fibra é retroespalhada (figura 6 e 7) e as conexões refletem ainda uma quantidade maior de luz (figura 7). Estes sinais são direcionados ao detector do OTDR pelo circulador óptico e têm suas intensidades detectadas, estas por sua vez são anexadas ao seu tempo de voo.

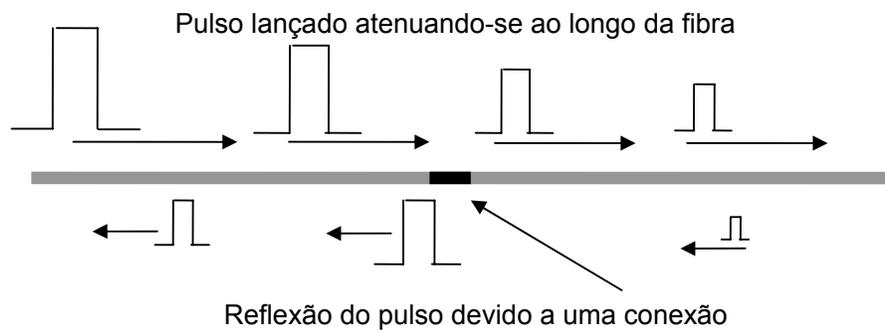


Figura 6 – Ilustração da reflexão do pulso lançado pelo OTDR em um conector.

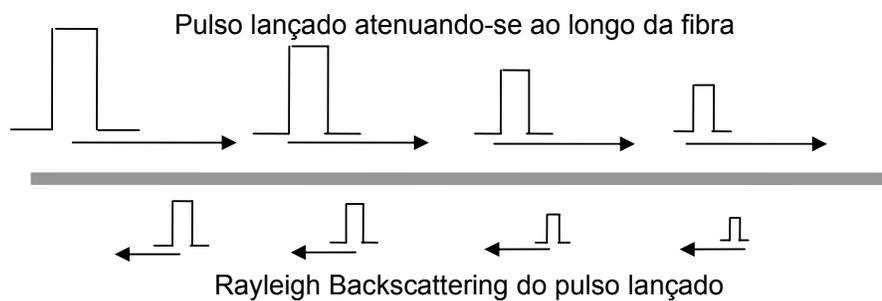


Figura 7 – Ilustração do retroespalhamento do pulso lançado na fibra.

Sabendo-se a velocidade da luz no meio através do índice de refração que pode ser ajustado no próprio equipamento, o OTDR calcula a que distância encontra-se cada evento refletor ou atenuador em uma fibra e devido a sua alta sensibilidade também calcula a perda intrínseca distribuída na fibra ao longo do enlace conforme ilustrado na figura 9.

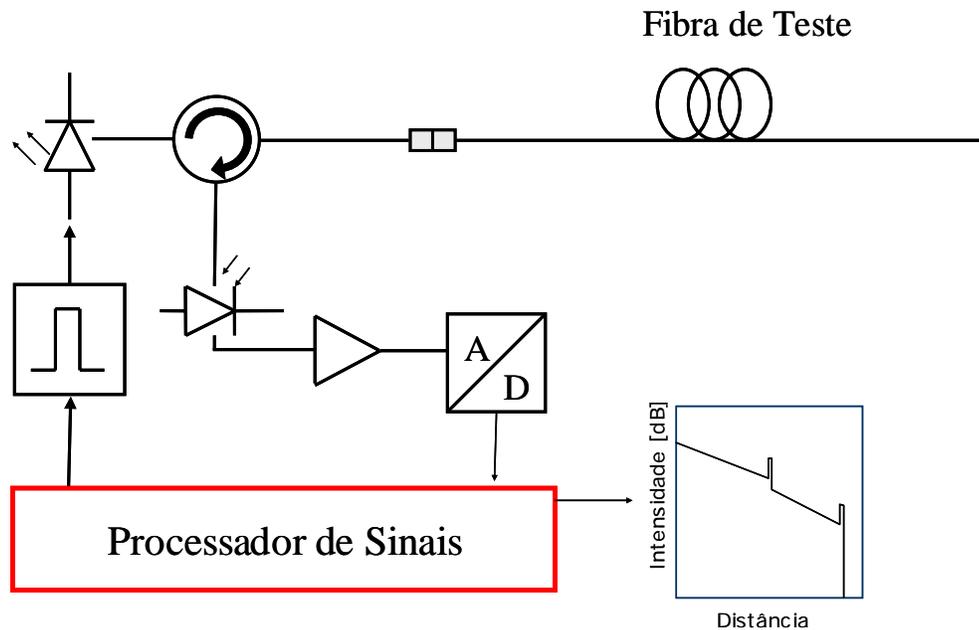


Figura 8 – Esquema de um OTDR comercial

A duração t do pulso é responsável pela resolução do equipamento, quanto menor o pulso em termos temporais, maior a resolução do aparelho, ou seja, conseguiremos observar as distâncias com maior precisão. O raciocínio físico é simples: quanto menor o tempo de um pulso, menor será o tamanho espacial ocupado por ele na fibra resultando em uma maior resolução no aparelho.

Na figura 9 temos uma ilustração para exemplificar a leitura de um OTDR, podemos observar a atenuação da fibra devido à potência do espalhamento Rayleigh na direção oposta à transmissão (1.7.1).

$$P_{BS} = 0,5 \cdot P_0 \cdot \alpha_s \cdot S \cdot \left(\frac{1 - \exp(-D \cdot \alpha)}{\alpha} \right) \quad (1.7.1)$$

Onde P_{BS} é a potência de *backscattering*, P_0 a potência lançada, α_s o coeficiente de perda devido ao backscattering, α o coeficiente de perda total e D a largura do pulso, o fator 0,5 é devido à viagem de ida e volta da luz na fibra.

As perdas de retorno dadas em conectores são uma relação entre a potência de retorno P_r e a potência incidente P_i , equação (1.7.2).

$$R_{loss} = -10 \text{Log} \left(\frac{P_r}{P_i} \right) \quad (1.7.2)$$

A perda em uma conexão nada mais é que a diferença entre a potência da luz antes e depois da conexão, seja ela uma fusão ou conector. Porém um cuidado especial deve ser tomado para todas estas medidas, pois as fibras podem ter diferentes diâmetros de campo modal onde o campo modal é a distribuição radial da intensidade de campo numa fibra aproximada por uma gaussiana [23]. Com isso, por exemplo, quando temos uma fibra com um certo diâmetro de campo modal fundida a uma outra fibra de maior ou menor diâmetro de campo modal, teremos mais ou menos luz sendo refletida na direção do OTDR, assim em alguns casos podemos pensar erroneamente que existe um “ganho” de potência óptica em uma emenda, ou que há uma perda maior do que a real, porém o fato dá-se a estas diferenças supra citadas. O correto então é sempre fazermos a média da perda medida pelo lado A em direção ao lado B com perda medida pelo lado B em direção ao lado A, (1.7.3).

$$Loss = \frac{L_{AB} + L_{BA}}{2} \quad (1.7.3)$$

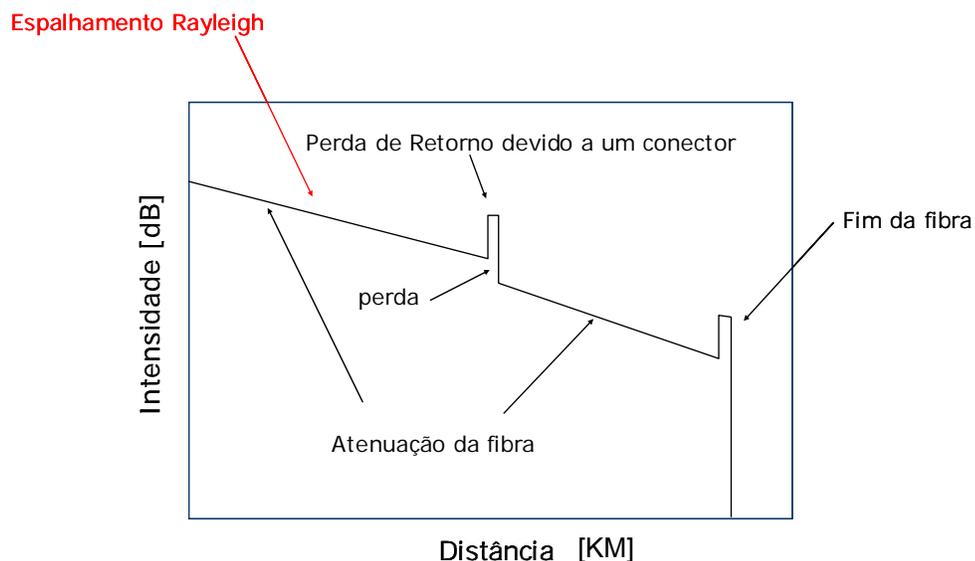


Figura 9 – Ilustração de um exemplo de medida feito por OTDR

Um outro cuidado que se deve tomar ao fazer a medição em um enlace óptico é com o tamanho da zona morta, a zona morta é o nome que é dado aos primeiros metros ou quilômetros não mostrados pelo OTDR devido à saturação no detector e ao atraso na no processamento do sinal. Uma fibra então é colocada antes do enlace de acordo com a largura do pulso a ser utilizada para que a zona morta esteja dentro do comprimento desta, podendo assim observar o enlace por completo. Porém temos ainda o inconveniente da zona morta devido a grandes reflexões de conectores ao longo do enlace, mesmo com a utilização de algumas técnicas [3] temos uma pequena limitação espacial após esta reflexão devido à alta diferença de potência recebida pelo detector.