

Relatório final de F809 – Instrumentação para Ensino

Lucas Monteiro Duarte RA 002013
Henrique de Carvalho, M.Sc. Telecom (FEEC),
DEQ/IFGW (orientador)

Objetivo

Este projeto tem como objetivo o desenvolvimento de um material didático de apoio ao ensino de óptica, no caso uma apostila. Mais especificamente, iremos abordar alguns princípios físicos relevantes em comunicações ópticas.

Em comunicações via fibras ópticas, certos fenômenos físicos têm influência limitante na transmissão de informações. Eles são divididos em efeitos lineares e não-lineares. Apenas os efeitos lineares serão estudados nesse projeto.

Resumo

O estudo do tema terá duas partes: a teórica e a experimental. Na primeira abordaremos os elementos teóricos referentes à atenuação óptica e sua influência em comunicações ópticas. Na segunda, usaremos o instrumento conhecido como OTDR (Optical Time Domain Reflectometer), ou Refletômetro Óptico no Domínio do Tempo, para fazer medidas de atenuação óptica, refletância, perda por retorno e espalhamento Rayleigh em fibras monomodo. Serão mostrados os resultados das medidas e como esses parâmetros influenciam na capacidade de transmissão de informações das fibras ópticas.

História da fibra óptica

Em 1870, John Tyndall, usando um feixe de luz e um jato de água que fluía de um recipiente para outro, demonstrou que a luz propagava-se por dentro do jato a partir do princípio de reflexão interna total. Esse experimento simples marcou o início da pesquisa em transmissão guiada de luz.

Em 1880, Alexander Graham Bell desenvolveu um sistema óptico de transmissão de voz que ele chamou de fotofone (photophone), em que a luz provinha do Sol e usava o espaço livre para transmitir a voz humana numa distância de até duzentos metros. Bell acreditava que esse invento era superior ao telefone, pois não precisava de fios para conectar o transmissor ao receptor. Hoje, equipamentos com o mesmo princípio do fotofone são largamente usados em aplicações metropolitanas.

A tecnologia de fibras ópticas experimentou um fenomenal avanço na segunda metade do século XX. Os primeiros sucessos vieram com o desenvolvimento do fibroscópio, na década de 50. Esse aparelho de transmissão de imagens, que usava a primeira fibra feita apenas de vidro, foi concomitantemente construído por Brian O'Brien na American Optical Company e por Narinder Kapany (que cunhou o termo fibra óptica em 1956) e colegas no Imperial College of Science and Technology em Londres. Todas as primeiras fibras de vidro apresentavam excessiva

perda óptica, que é a perda do sinal de luz conforme este viaja pela fibra, limitando as distâncias de transmissão.

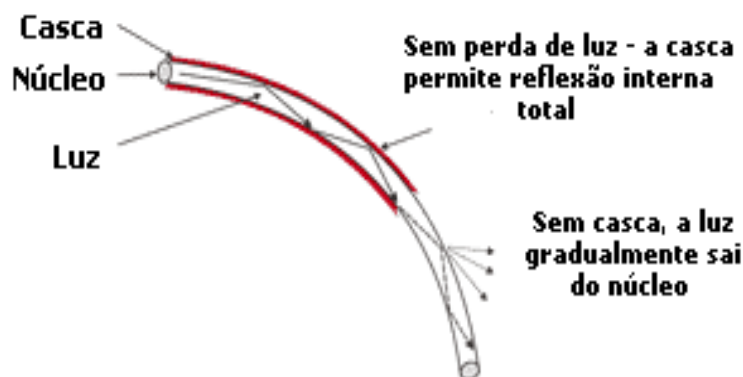


Fig 1 – Fibra óptica com casca

Isso motivou os cientistas a desenvolverem fibras de vidro com uma camada separada de revestimento de vidro. A camada mais interna da fibra, o núcleo, era usada para a transmissão da luz, enquanto a camada externa, ou casca, impedia a luz de escapar da fibra refletindo-a na fronteira do núcleo. Esse fenômeno é explicado pela Lei de Snell, que diz que o ângulo em que a luz é refletida depende do índice de refração dos dois materiais – nesse caso, o núcleo e a casca. O índice de refração da casca, menor que o do núcleo, faz com que a luz seja totalmente refletida de volta para o núcleo, como na figura 1.

O fibroscópio encontrou aplicação na inspeção de soldas em reatores e câmaras de combustão de motor de aviões, assim como no campo da medicina. Essa tecnologia evoluiu com o tempo e fez da cirurgia de laparoscopia um dos grandes avanços médicos do século.

O desenvolvimento da tecnologia de lasers foi o próximo passo no estabelecimento da indústria de fibras ópticas. Apenas o diodo laser (LD) ou o diodo emissor de luz (LED) tinham potência suficiente para gerar grandes quantidades de luz em um ponto suficientemente pequeno para ser útil às fibras ópticas. Lasers semicondutores foram conseguidos em 1962; esses lasers são os mais usados em fibras ópticas ainda hoje.

Devido à sua alta capacidade de modulação de frequência, os lasers não passaram despercebidos como meio de transmitir informações. Pensou-se na transmissão em espaço livre, contudo, as perdas envolvidas eram altas em função do comprimento de onda da época. As fibras ópticas foram então sugeridas como um possível meio de transmissão, desde que sua atenuação não passasse de 20 decibéis por quilômetro (db/km). Na época (1966), as fibras ópticas apresentavam perdas de 1000 db/km ou mais. Os cientistas concluíram, porém, que o problema era com as impurezas no vidro; fibras com atenuação de 20 db/km poderiam ser construídas. Começou então a corrida para a obtenção de vidros com maior grau de pureza. Em 1970, cientistas obtiveram vidro com perdas de menos de 20 db/km. Era o vidro mais puro já construído.

As fibras ópticas se desenvolveram ao longo dos anos numa série de gerações que podem ser intimamente ligadas ao comprimento de onda.

A figura 2 apresenta uma curva típica de atenuação espectral para fibras ópticas.

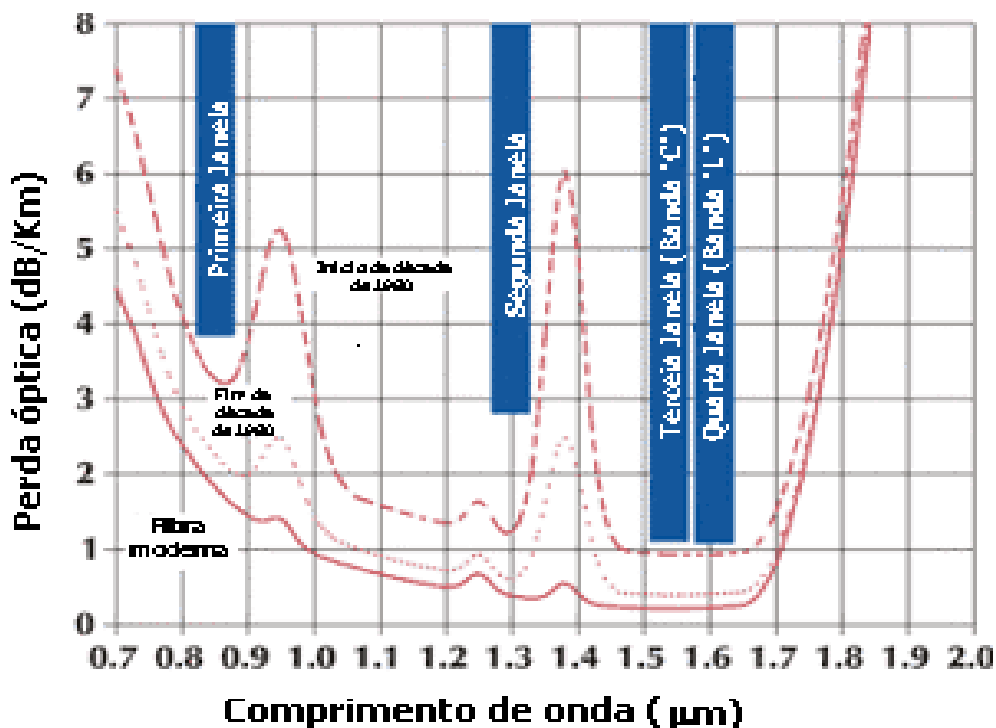


Fig 2 – Quatro janelas de transparência em fibras ópticas

A curva do alto corresponde à fibra do começo dos anos 80; a do meio, pontilhada, corresponde à fibra do fim dos anos 80; e a de baixo, sólida, corresponde às fibras ópticas modernas.

As primeiras fibras foram desenvolvidas num comprimento de onda de cerca de 850 nm, que corresponde à chamada **primeira janela**. Essa região oferece baixa perda óptica. Tal janela foi inicialmente atraente porque a tecnologia para emissores de luz já tinha sido desenvolvida nesse comprimento de onda (LEDs). Detectores de silício baratos também podiam ser usados. Com o avanço da tecnologia, essa região passou a ser menos interessante.

Muitas empresas desenvolveram novas fontes de luz para a **segunda janela**, ou seja, em 1310 nm, onde a atenuação é mais baixa (cerca de 0,5 db/km). Em 1977, a Nippon Telegraph and Telephone (NTT) desenvolveu outras fontes para a **terceira janela**, em 1550 nm, que oferece a perda óptica teórica mínima para fibras de sílica (cerca de 0,2 db/km).

Hoje todas as janelas são exploradas. Cada comprimento de onda tem sua vantagem. Comprimentos mais altos oferecem maior performance, mas são mais caros. Uma mais nova janela, por volta de 1625 nm, está sendo utilizada para canais de serviços em comunicações ópticas.

OTDR

O método comercial de maior sucesso na avaliação e manutenção das redes de fibras ópticas é o da Refletometria Óptica no Domínio do Tempo (Optical Time Domain Reflectometry, ou OTDR), o qual nos fornece resultados diretos e confiáveis de uma maneira simples. Através

dessa técnica, podemos realizar medições in situ de vários parâmetros da fibra, tais como: atenuação óptica, comprimento, perdas por inserção em emendas, conectores ou por curvaturas excessivas, localização e tipo de falhas ocorridas durante a fabricação, homogeneidade das características da fibra.



Fig 3 – Aparelho de OTDR

É essa técnica que utilizaremos para estudar os conceitos de atenuação óptica e dispersão cromática (a parte de dispersão será tratada pela aluna Mariana Pinheiro Pasquetto) em fibras monomodo e entender como esses fenômenos influenciam a capacidade de transmissão de informação. Antes de tudo, vejamos alguns conceitos básicos de óptica.

Conceitos Básicos

A velocidade da luz em um meio com índice de refração n é igual a

$$v = \frac{c}{n} \quad (1)$$

em que c é a velocidade da luz no vácuo. A figura abaixo ilustra uma interface de dois meios com índices de refração diferentes.

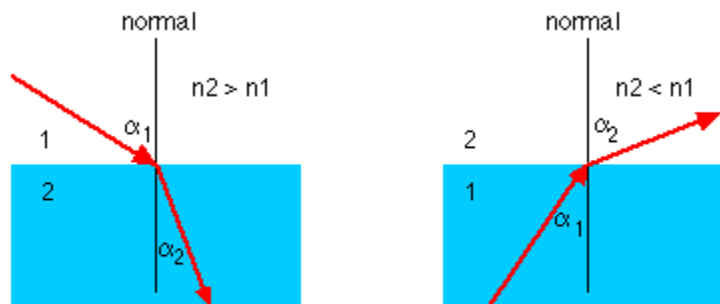


Fig. 4 - Lei da refração

Nesse caso, temos:

$$n_1 \cdot \text{sen } \alpha_1 = n_2 \cdot \text{sen } \alpha_2 \quad (2)$$

Essa relação é chamada lei da refração ou lei de Snell (pois foi descoberta experimentalmente por Willebrord Snell em 1621).

Seja então $n_1 > n_2$. Conforme aumentamos α_1 , chegaremos a um valor crítico $\alpha_1 = \alpha_c$ (ângulo crítico) para o qual

$$\alpha_2 = \frac{\pi}{2}.$$

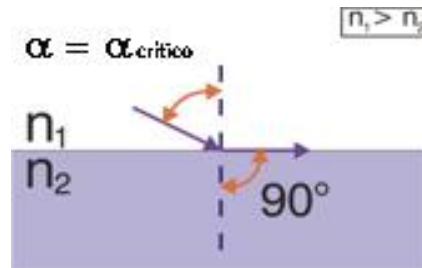


Fig 5 – Ângulo crítico

Da lei de Snell teremos então

$$n_1 \cdot \text{sen } \alpha_c = n_2 \quad (3)$$

Para $\alpha_1 > \alpha_c$ o raio de luz é completamente refletido de volta para a região de índice n_1 . Este fenômeno é conhecido por reflexão interna total. É dessa forma que a luz é mantida confinada dentro da fibra óptica.

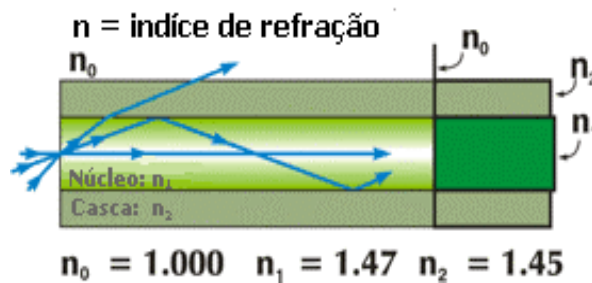


Fig. 6 – Reflexão interna total

Fibra óptica

Uma fibra óptica é um guia-de-onda dielétrico e cilíndrico, constituído de um meio de propagação chamado de núcleo (“core”), o qual está envolto por um outro meio (casca – “cladding”).

A propagação da luz se dá principalmente no núcleo. A casca, que possui um índice de refração menor que o do núcleo, tem a função de confinar a luz dentro dele. Uma fibra pode ser feita de qualquer material óptico transparente como vidro ou plástico. Suas propriedades de transmissão dependem das propriedades do núcleo e da casca.

As fibras ópticas podem ser divididas em fibras monomodo e multimodo, ou ainda em fibras de índice degrau e índice gradual. A primeira classificação se refere aos modos de propagação da luz na fibra. Cada modo é uma solução da equação de onda

$$\nabla^2 \vec{E} + n^2(\omega)k_0^2 \vec{E} = 0 \quad (4)$$

em que \vec{E} é o campo elétrico, ω é a frequência e k_0 é o número de onda de espaço livre definido como $k_0 = \frac{\omega}{c} = \frac{2\pi}{\lambda}$, e λ é o comprimento de onda no vácuo do campo óptico oscilando na frequência ω . As fibras monomodo permitem a propagação apenas do primeiro modo, conhecido como modo fundamental.



Fig 7 – Fibra monomodo

Já as fibras multimodo têm um núcleo grande o suficiente para a propagação de mais de um modo de luz.

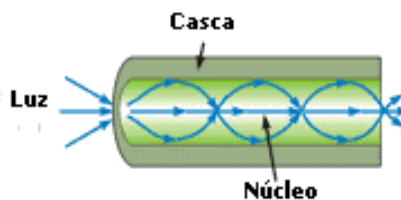


Fig 8 – Fibra multimodo

A dimensão do núcleo se situa tipicamente entre 5-15 μm para as chamadas fibras monomodos e entre 50-200 μm para as fibras multimodo. A casca tem uma espessura entre 100-400 μm .

Em uma fibra de índice degrau, o núcleo e a casca são feitos de materiais homogêneos. O núcleo tem um índice de refração n_1 constante, que muda abruptamente para n_2 na casca.

Aplicando a lei de Snell na extremidade (interface vidro-ar) de uma fibra, temos:

$$1 \cdot \text{sen } \gamma = n_1 \cdot \text{sen } \beta \quad (5)$$

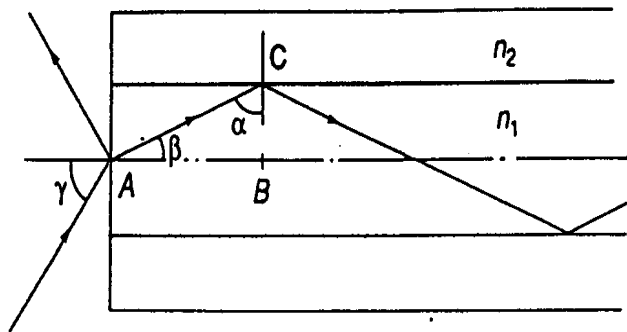


Fig. 9 - Raios meridianais em uma fibra de índice-degrau

O valor de γ para o qual $\alpha = \alpha_c$ é obtido da seguinte forma

$$\begin{aligned} \text{sen } \beta &= \cos \alpha = \sqrt{1 - \text{sen}^2 \alpha} \\ \text{sen } \gamma_c &= n_1 \cdot \sqrt{1 - \text{sen}^2 \alpha_c} \\ &= \sqrt{n_1^2 - n_2^2} = n_A \quad (6) \end{aligned}$$

em que n_A é a abertura numérica da fibra, quantidade que representa a capacidade de recolher luz da fibra. Todos os raios com ângulos $\gamma < \gamma_c$ satisfazem a condição de reflexão interna total dentro da fibra. Para uma fibra guiar a luz, devemos ter $n_1 > n_2$.

É conveniente introduzir a quantidade

$$\Delta = \frac{n_1^2 - n_2^2}{2n_1^2}$$

Na prática a diferença entre n_1 e n_2 é pequena, de maneira que

$$\Delta = \frac{(n_1 - n_2) \cdot (n_1 + n_2)}{2n_1^2} \approx \frac{(n_1 - n_2) \cdot (2n_1)}{2n_1^2} = \frac{n_1 - n_2}{n_1}$$

Vemos que Δ é aproximadamente igual à diferença relativa dos índices. Assim

$$n_A = \text{sen } \gamma_c = n_1 \cdot \sqrt{2\Delta} \quad (8)$$

Para uma fibra com $n_1 = 1,5$ e $n_2 = 1,48$ temos $\Delta = 0,0132$, $n_A = 0,244$ e $\gamma_c = 14,1^\circ$.

Já nas fibras de índice gradual, o índice de refração do núcleo não é constante, mas diminui gradativamente de seu valor máximo n_1 no centro do núcleo para seu valor mínimo n_2 na interface núcleo-casca. A maioria das fibras de índice gradual são construídas de forma que tenham um decaimento aproximadamente quadrático e são analisadas usando-se o perfil α , dado por

$$n(\rho) = \begin{cases} n_1 \left[1 - \Delta \cdot \left(\frac{\rho}{a} \right)^\alpha \right], & \rho < a \\ n_1 (1 - \Delta) = n_2, & \rho \geq a \end{cases} \quad (9)$$

em que a é o raio do núcleo. O parâmetro α determina o perfil de índice. Uma fibra de índice parabólico corresponde a $\alpha = 2$. A figura a seguir mostra esquematicamente o caminho para dois diferentes raios dentro da fibra.

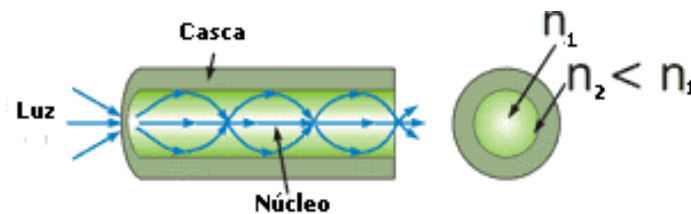


Fig. 10 - Trajetória de raios de luz em fibra de índice-gradual

Assim como no caso de fibra de índice degrau, o caminho é mais longo para raios mais oblíquos. No entanto, a velocidade dos raios muda através do caminho devido às variações no índice de refração. O raio viajando ao longo do eixo da fibra atravessa o menor caminho, mas viaja mais lentamente, já que o índice de refração é maior nesse caminho. Raios oblíquos têm a maior parte de seus caminhos em um meio de menor índice de refração, onde eles se propagam

com velocidade maior. Portanto, é possível que todos os raios cheguem juntos se escolhermos o perfil de índice adequado.

Atenuação óptica

Perda na fibra

Perda na fibra é uma das mais importantes propriedades. Absorção, espalhamento e curvatura são os três principais mecanismos de perdas nas fibras de SiO₂. A absorção intrínseca é extraordinariamente baixa na janela de comprimentos de onda entre o ultravioleta e o infravermelho e na região de pequenos comprimentos de onda é desprezível comparada à perda por espalhamento. O principal fator extrínseco de absorção é a presença de impurezas no material da fibra, por exemplo, íons metálicos ou íons de hidroxila (OH⁻). Alguns harmônicos do comprimento de onda fundamental de absorção da água em 2,7 μm residem perto das regiões de comprimentos de onda de interesse comercial, como 1383 nm, 1250 nm, ou 950 nm, por exemplo. As linhas de absorção cobrem largas espectrais muito estreitas. Nos primeiros anos de construção de fibras ópticas, a localização e a magnitude desses picos de absorção foram a principal razão para as três grandes janelas de transmissão em 0,85 μm, 1,3 μm e 1,55 μm. A terceira janela de transmissão em 1,55 μm apresenta a atenuação mínima em fibras, de aproximadamente 0,2 dB/Km ou até menos.

Espalhamento Rayleigh

Perdas por espalhamento em fibras de vidro surgem devido à interação da luz com flutuações de densidade na fibra. Variações na densidade do material e flutuações na sua composição ocorridas durante a manufatura da fibra criam heterogeneidades aleatórias que dão origem a variações do índice de refração. Esse fenômeno isotrópico é chamado de Espalhamento Rayleigh se o tamanho do defeito é menor que um décimo do comprimento de onda da luz incidente.

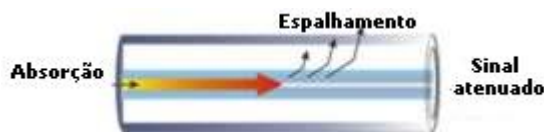


Fig 11 – Espalhamento Rayleigh

O mecanismo não causa eliminação ou conversão da energia óptica, apenas força uma parte da onda a escapar do guia de onda. A intensidade do espalhamento é proporcional a $1/\lambda^4$, de maneira que maiores comprimentos de onda exibem atenuação menor que comprimentos de onda pequenos. A equação abaixo mostra uma relação empírica simples entre a perda por espalhamento Rayleigh α_s e o comprimento de onda λ em fibras de silício dopadas com germânio:

$$\alpha_s = \frac{(0,76 + 0,51 \cdot \Delta n)}{\left(\frac{\lambda}{\mu m}\right)^4} \cdot \left[\frac{dB}{Km}\right] \quad (10)$$

em que Δn é a diferença entre o índice de refração do núcleo da fibra e o da casca. Uma outra simplificação substituiria o denominador pela constante 0,8. Essa é uma fórmula suficientemente precisa na maioria dos casos e fácil de memorizar.

Micro e macro-curvatura

Curvaturas excessivas são outra causa de perdas na fibra. Microcurvaturas ocorrem devido a minúsculas imperfeições na geometria da fibra, causadas pelo processo de fabricação ou por estresse mecânico (pressão, tensão, balanço).

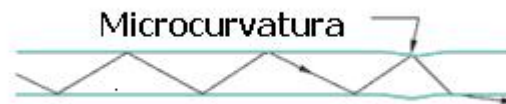


Fig 12 - Microcurvatura

Macrocurvatura, por outro lado, ocorre quando a fibra é dobrada com uma curvatura da ordem de centímetros. Nesse caso, não ocorre reflexão interna total na interface núcleo-casca e parte da luz deixa o núcleo.



Fig 13 - Macrocurvatura

Refletometria Óptica no Domínio do Tempo – OTDR

Princípio de operação

O aparelho de OTDR emite pulsos de luz de curta duração (entre 5 ns e 10 μ s) em uma fibra e então mede, como função do tempo após a emissão, o sinal óptico que volta ao instrumento. Conforme os pulsos ópticos se propagam ao longo da fibra, eles encontram locais de reflexão e espalhamento, resultando em uma fração do sinal sendo refletida de volta na direção oposta. Espalhamento Rayleigh e reflexão de Fresnel são as causas físicas desses comportamentos. Medindo o tempo de chegada da luz que retorna para o receptor do instrumento, pode-se determinar a localização e a magnitude das falhas e a fibra pode ser caracterizada.

Na Fig.14 é mostrado um diagrama em bloco de um OTDR genérico:

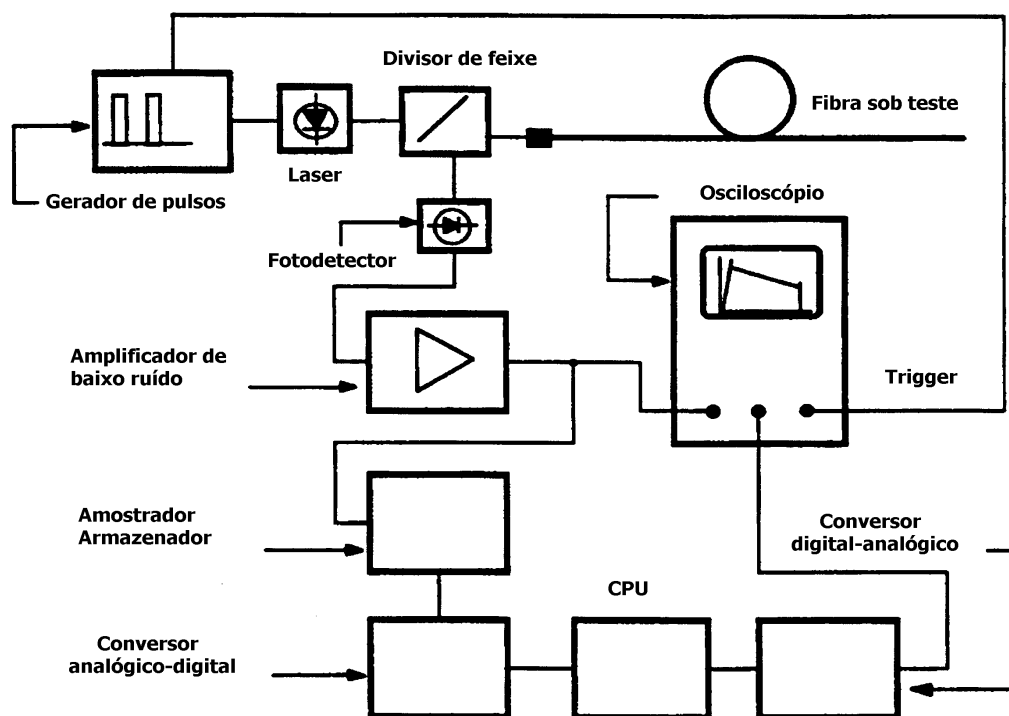


Fig. 14 - Diagrama em bloco de OTDR de pulso único

O principal objetivo de uma medição de OTDR é determinar a resposta de impulso do espalhamento da fibra em teste. Os pulsos do OTDR se aproximam de uma função delta, mas não podem ser considerados ideais. A resposta da fibra é resultado de uma convolução com um pulso de largura finita, levando a uma versão suavizada da resposta de impulso.

A Fig.15 ilustra a tela típica de uma medição usando o OTDR. A escala vertical é o nível de sinal refletido em escala logarítmica (em dB). O eixo horizontal corresponde à distância (em quilômetros) entre o instrumento e um local da fibra em teste.

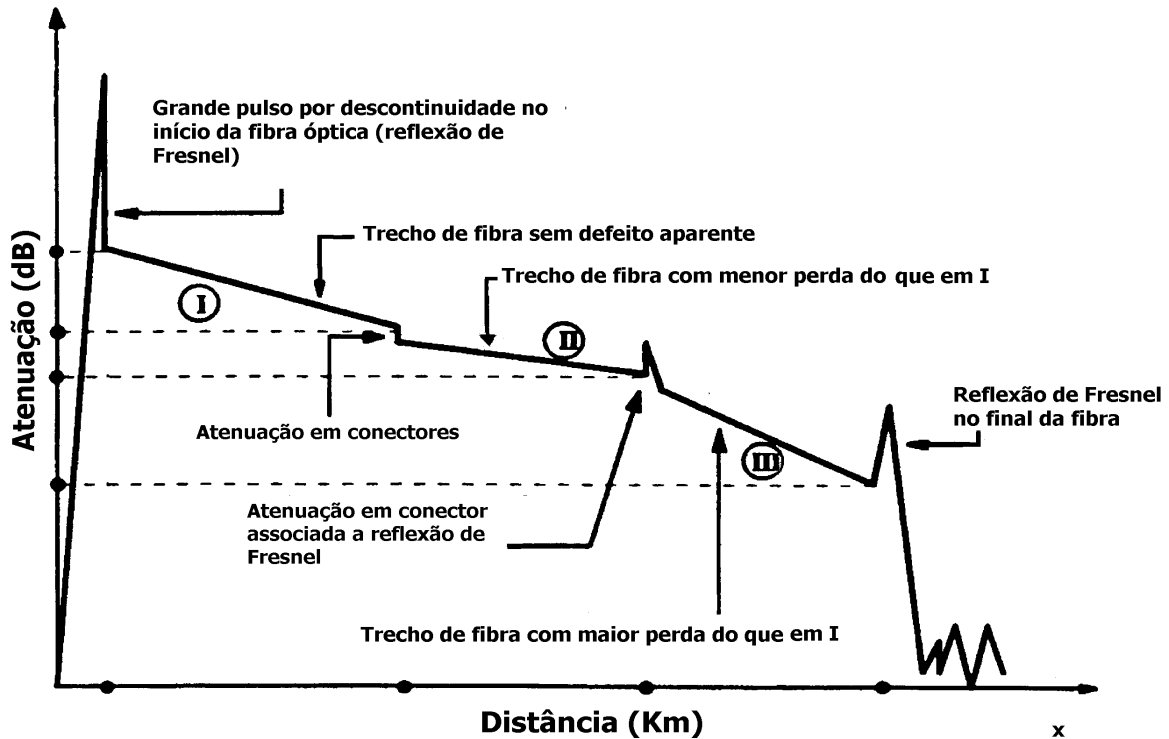


Fig. 15 -Traçado típico de OTDR exibindo os diferentes eventos à medida que a luz se propaga ao longo da fibra.

Análise do sinal de espalhamento

Como resultado dos efeitos de atenuação, a luz viajando através de uma fibra exibe um nível de potência exponencialmente decrescente. A relação de transmissão de potência entre a luz incidente P_0 e a potência transmitida $P(z)$ a uma distância z é

$$P(z) = P_0 \cdot e^{-\alpha \cdot z} \quad (11)$$

com o coeficiente de atenuação α medido em km^{-1} . Como perdas no sistema geralmente são expressas em decibéis (dB), é mais conveniente usar o coeficiente de atenuação α_{dB} em dB/km para cálculos de perdas. Então

$$P(z) = P_0 \cdot 10^{-\frac{\alpha_{\text{dB}} \cdot z}{10}} \quad (12)$$

com

$$\alpha_{db} = \frac{10}{\ln 10} \cdot \alpha = 4,34\alpha \quad (13)$$

Para simplificar as coisas, o coeficiente de atenuação total α costuma ser dividido em um coeficiente de absorção α_a e um coeficiente de espalhamento α_s , de forma que

$$\alpha = \alpha_a + \alpha_s \quad (14)$$

É óbvio que o limite mínimo de atenuação é próximo de α_s , já que $0 \leq \alpha_a \ll \alpha_s$. Concentremo-nos agora no efeito do espalhamento e consideremos um pulso de laser em uma fibra com duração temporal τ . Conforme o pulso se propaga, a luz é espalhada em um elemento de fibra de comprimento W , com

$$W = \tau \cdot v_g = \tau \cdot \frac{c}{n_g} \quad (15)$$

em que v_g é a velocidade de grupo, c é a velocidade da luz no vácuo e n_g o índice de grupo do vidro (conceitos definidos no relatório da aluna Mariana Pinheiro Pasquetto).

A potência espalhada dp_s na posição z dentro de um intervalo infinitesimal dz é proporcional à potência do pulso $P(z)$:

$$dp_s = k \cdot P(z) dz \quad (16)$$

com $k = S \cdot \alpha_s$ e $\alpha_s =$ coeficiente de espalhamento $\approx \frac{1}{\lambda^4}$. S é a fração da luz espalhada em todas as direções que é capturada pelo núcleo da fibra e guiada de volta ao OTDR. O coeficiente de captura de retroespalhamento S é dado por

$$S = \left(\frac{NA}{n_0} \right)^2 \cdot \frac{1}{m} \quad (17)$$

em que NA é a abertura numérica da fibra, n_0 é o índice de refração do centro do núcleo e m depende do perfil de índice refrativo. Para fibras monomodo um valor típico de m é 4,55.

Para determinar a resposta de retroespalhamento causada por um pulso retangular, primeiro assumimos que a ponta do pulso está numa posição $L = T \cdot v_g$. A luz espalhada de volta dessa exata distância chegará no instante $t = 2T$ no OTDR. Depois de um tempo, $t = T + \frac{\tau}{2}$, a

ponta de trás do pulso alcança o ponto $L - \frac{W}{2}$. A luz espalhada dessa posição precisa de um tempo $t = T - \frac{\tau}{2}$ para viajar de volta ao começo, resultando no mesmo tempo $t = 2T$ de antes. Podemos generalizar a condição para a luz que retorna após $t = 2T$. Olhemos um pequeno intervalo ΔW que está $2\Delta z$ atrás da ponta do pulso em $t = T + \Delta t$. A luz que viaja de volta desse ponto chega após $t = T - \Delta t$ fornecendo de novo o tempo $t = 2T$. Essa análise cuidadosa revela o importante fato de que a potência retroespalhada vista pelo OTDR em um tempo $t = 2T$ é na verdade a soma integral do retroespalhamento desde os pontos $z = L - \frac{W}{2}$ até $z = L$ quando viaja pela fibra um pulso de largura W .

Resumindo, a potência de luz espalhada de intervalos infinitesimais dz do pulso inteiro e levando em conta a atenuação da fibra, a uma distância L , nos dá

$$\begin{aligned} P_S(L) &= \int_0^W S \cdot \alpha_S \cdot P_0 \cdot \exp\left(-2\alpha\left(L + \frac{z}{2}\right)\right) dz \\ &= S \cdot \frac{\alpha_S}{\alpha} \cdot P_0 \cdot e^{-2\alpha L} \cdot (1 - e^{-\alpha W}) \quad L \geq \frac{W}{2} \end{aligned} \quad (18)$$

Essa equação é válida somente para $t \geq \frac{\tau}{2}$. Para distâncias menores que $\frac{W}{2}$, o limite inferior da integral deve ser substituído por $W - 2L$. Temos então

$$\begin{aligned} P_S(L) &= \int_{W-2L}^W S \cdot \alpha_S \cdot P_0 \cdot \exp\left(-2\alpha\left(L + \frac{z}{2}\right)\right) dz \\ &= S \cdot \frac{\alpha_S}{\alpha} \cdot P_0 \cdot e^{-\alpha W} \cdot (1 - e^{-2\alpha L}) \quad 0 \leq L \leq \frac{W}{2} \end{aligned} \quad (19)$$

Uma aproximação para o valor inicial da potência retroespalhada P_{in} pode ser obtida para $L = \frac{W}{2}$ da equação anterior ao expandir a função exponencial em polinômios:

$$P_{in} = P_S \cdot \left(\frac{W}{2}\right) = S \cdot \alpha_S \cdot P_0 \cdot W \quad (20)$$

Para pequenas larguras de pulso, $\alpha W \ll 1$, a última expressão em parênteses na equação 18 pode ser simplificada para

$$\frac{1 - e^{-\alpha W}}{\alpha} = \frac{1}{\alpha} \cdot (1 - 1 + \alpha W) = W \quad (21)$$

A equação 18 muda então para

$$P_S(L) = S \cdot \alpha_S \cdot W \cdot P_0 \cdot e^{-2\alpha L} \quad (22)$$

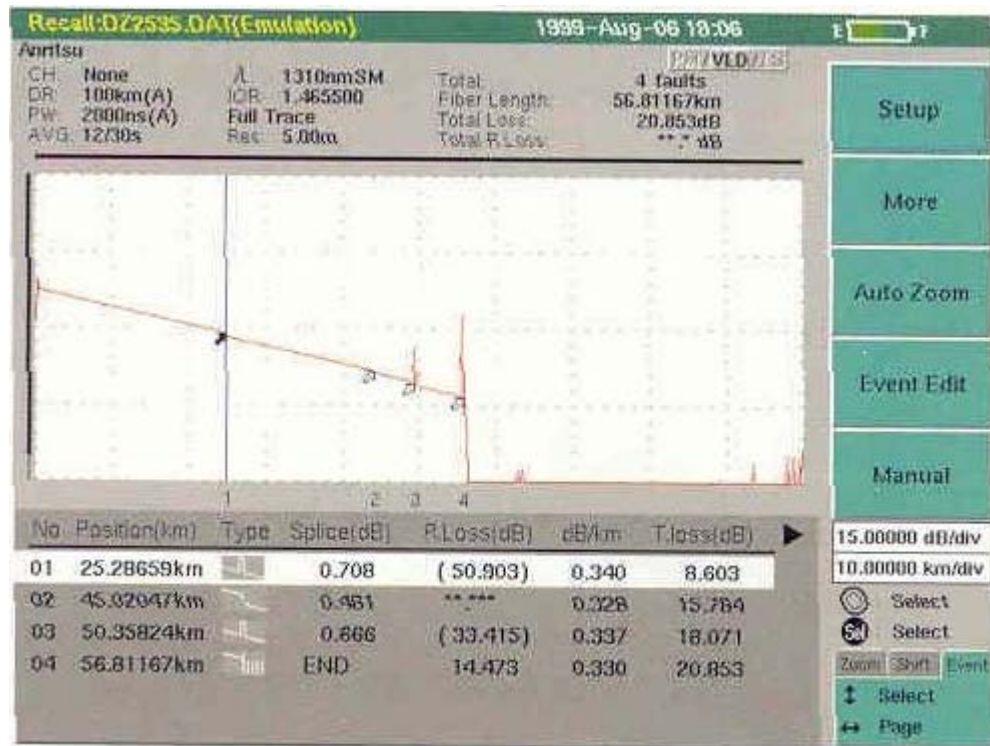


Fig 16 – Display de OTDR (medida de atenuação óptica)

Perdas em emendas e conectores

Emendas, macrocurvaturas, variações físicas e geométricas de fibras e os conectores causam perdas por inserção que se somam à perda total da fibra. O OTDR pode ser usado para medir a perda desses eventos.

Perda em emendas

Como ilustrado na Fig.17, a perda em emendas é definida como a distância vertical entre duas linhas L_1 e L_2 representando o sinal de retroespalhamento da fibra antes e depois do evento.

É comum aplicar o método dos quadrados mínimos para determinar a inclinação e a posição das duas linhas auxiliares L_1 e L_2 .

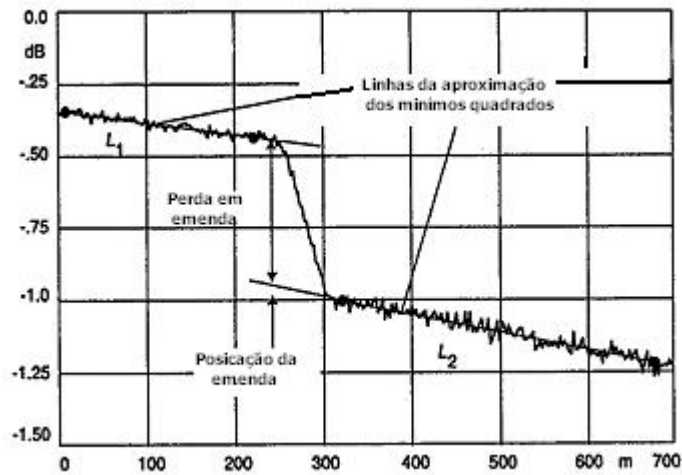


Fig.17 - Evento não-refletivo como, por exemplo, uma junção de duas fibras diferentes

Fibras diferentes

Diferentes inclinações de L_1 e L_2 ocorrem se fibras com diferentes coeficientes de atenuação são colocadas juntas. Se o retroespalhamento após o evento de perda é maior que antes do evento, um “ganho” (fictício) ocorrerá. O OTDR calcula perdas a partir de diferenças em sinais de retroespalhamento e não do valor absoluto na fibra. Variações nos coeficientes de espalhamento α_S e nos coeficientes de captura de retroespalhamento S (diferenças no diâmetro de modo em cada lado de uma emenda) afetam o sinal do OTDR e podem levar a ambigüidades na interpretação dos dados. Se α_S e S de ambas as fibras 1 e 2 são conhecidos, a verdadeira perda em emenda α_{emenda} pode ser calculada através da equação

$$\alpha_{emenda} = 5 \cdot \log \frac{P_1}{P_2} - \alpha_2 \cdot \frac{W}{2} - 5 \cdot \log \frac{S_1 \cdot \alpha_1}{S_2 \cdot \alpha_2} \quad (23)$$

Nessa equação P_1 e P_2 são os níveis de sinal retroespalhado do lado esquerdo e direito, α_2 é o coeficiente de atenuação da fibra 2 e W é a largura do pulso.

O comportamento diferente do retroespalhamento de fibras com emendas fazem com que as medidas de perda em emendas do OTDR sejam direcionais. Em geral, tais medidas dependem da direção do OTDR. Uma maneira de eliminar esse problema é medir a perda de cada fim de emenda e fazer a média dos resultados.

Perda por inserção de eventos refletivos

Uma fibra óptica pode ser perturbada por pequenas mudanças do índice de refração. A lacuna de ar de uma pequena rachadura, uma emenda mecânica ou um conector são exemplos de tais eventos reflexivos.

Na Fig.18 é mostrada a medida de um conector de baixa refletância e uma perda por inserção de cerca de 0,4 db. O teto levemente inclinado do pulso indica que o formato é a soma do sinal retangular refletido e a transição do sinal retroespalhado (devido a perda por inserção).

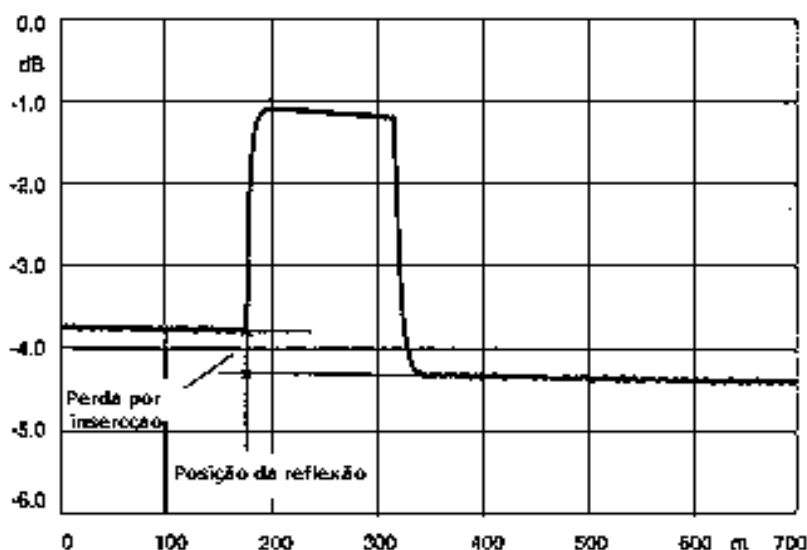


Fig.18 - Evento refletivo (por exemplo, um conector) com perda por inserção

Perda por curvatura

Perdas por curvatura mostram uma forte dependência do comprimento de onda. Conforme o comprimento de onda aumenta (ex.: de 1310 para 1550 nm), o modo fica menos confinado ao núcleo mais dopado. O confinamento mais baixo pode levar a maiores perdas por radiação para

curvaturas induzidas na fibra. Uma importante aplicação da sensibilidade da fibra da luz à curvatura é a criação de uma terminação não-reflexiva. Enrolando uma fibra diversas vezes em volta de um eixo atenua efetivamente a luz na ordem de 20 a 40 dB.

Perda por retorno e refletância

Na interface de dois meios com índices de refração diferentes ocorre reflexão da luz. A refletividade que resulta de uma súbita mudança de meio pode ser facilmente calculada. O fator de reflexão de potência, r^2 , em incidência normal é

$$r^2 = \frac{P_{refl}}{P_{inc}} = \left(\frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right)^2 \leq 1 \quad (24)$$

Em uma fronteira entre vidro ($n_1 = 1,5$) e ar ($n_2 = 1$), por exemplo, $r^2 = 0,04$, de maneira que 4% da luz é refletida. Esse fato é comumente conhecido por reflexão de Fresnel.

Fontes usuais de reflexão são interfaces vidro-ar em fins de fibra abertos, emendas mecânicas, quebras, conectores sujos e às vezes conectores com polimento em superfície plana. Reflexões não apenas fazem com que a luz retorne à fonte, mas também causam perda de potência óptica na transmissão.

Reflexões numa fibra óptica podem levar a degradação em sistemas de alta velocidade. Como toda reflexão forma uma imagem fraca do pulso transmitido, esses padrões “fantasma” retornam ao transmissor. No caso de reflexões múltiplas, esses ecos se somam ao sinal como ruído.

Medidas de perda por retorno

Existem dois métodos básicos de medir a presença de reflexões: teste de perda por retorno e teste de refletância. Perda óptica por retorno (Optical Return Loss - ORL) fornece a razão entre a luz incidente e a luz refletida total de uma fibra inteira.

$$ORL(db) = 10 \log \left(\frac{P_{inc}}{P_{refl}} \right) \geq 0 \quad (25)$$

A ORL se aplica a uma série de componentes incluindo a fibra e combina os efeitos de todos os eventos refletivos num sistema de transmissão. É usualmente expressa como um valor positivo em dB e descreve um sistema óptico como um todo.

Uma atenuação de 10 dB significa que a potência P(L) numa fibra após a distância L (em Km) é apenas 10% da potência incidente no começo da fibra; com 3 dB de atenuação a potência ainda é 50% e 1 dB significa que ela é aproximadamente 80%.

Medidas de refletância

Quando o conhecimento da magnitude individual e localização da reflexão é necessária, medidas de refletância são adequadas. Refletância é o termo preferido para componentes individuais e é a razão entre a luz refletida em um certo ponto e a luz incidente naquele ponto. Só pode ser medida por OTDR se o evento estiver longe o suficiente do transmissor. A refletância de um componente é dada pela relação

$$refl = 10 \log \left(\frac{P_{refl}}{P_{inc}} \right) \leq 0 \quad (26)$$

Bibliografia

1. GOWIND, Gowind, *Fiber Optic Communication Systems*.
2. EINARSSON, Goran, *Principles of Lightwave Communications*.
3. DERICKSON, Dennis, *Fiber Optic Test and Measurement*, 1989, HP.
4. <http://www.fiber-optics.info/default.htm>

