



**PUC**  
**RIO**

**Claiton Pereira Colvero**

**Estudo da Dispersão Cromática e Efeitos Não  
Lineares em Fibras de Dispersão Deslocada**

Dissertação de Mestrado

Departamento de Engenharia Elétrica

Rio de Janeiro, Março de 2001.

PONTIFÍCIA UNIVERSIDADE CATÓLICA  
DO RIO DE JANEIRO

Rua Marquês de São Vicente, 225 - Gávea  
CEP 22453-900 Rio de Janeiro RJ Brasil  
<http://www.puc-rio.br>

**Claiton Pereira Colvero**

**Estudo da Dispersão Cromática e Efeitos Não  
Lineares em Fibras de Dispersão Deslocada**

Dissertação apresentada ao Departamento de Engenharia Elétrica da Pontifícia Universidade Católica do Rio de Janeiro como parte dos requisitos para a obtenção do título de Mestre em ciências em Engenharia Elétrica.

Orientador: Prof. Jean Pierre von der Weid

Departamento de Engenharia Elétrica

Pontifícia Universidade Católica do Rio de Janeiro

Rio de Janeiro, Março de 2001.

## **Agradecimentos**

Ao Professor e Orientador Jean Pierre von der Weid, pelo apoio técnico-científico para a execução deste trabalho e pelos ensinamentos pessoais e profissionais compartilhados no decorrer deste período.

A minha esposa Eliana e meu filho Gabriel, pela compreensão, apoio e amor dedicados até hoje para a conquista de nossos ideais.

Aos meus pais Amauri e Teresinha, pelo apoio neste período e pelos alicerces de minha vida pessoal e profissional.

Aos meus irmãos Anderson e Fabrício, pela amizade e colaboração.

Ao Professor Nelson Schuch, pelo incentivo e auxílio em buscar meu aperfeiçoamento profissional.

Aos Professores Manuel Reinbold e Mário Agert, pelo incentivo e ensinamentos.

Aos Professores do CETUC – PUC e MEC – PUC, pelos ensinamentos profissionais.

Ao colega Luis Carlos, pelo apoio técnico, ensinamentos e companheirismo.

Aos Amigos Alexandre e Ana Cristina, pela amizade e dedicação.

Aos colegas do laboratório de Optoeletrônica, pelo companheirismo e amizade.

Aos funcionários do Departamento de Engenharia Elétrica e do CETUC em especial.

A PETROBRAS pela oportunidade de realizarmos nossos experimentos práticos deste trabalho nos enlaces ópticos da Bacia de Campos.

A Agência Nacional do Petróleo e ao Professor Arthur (MEC-PUC) pelo suporte financeiro neste período.

A todos aqueles que de um modo geral tenham colaborado para alcançar este objetivo.

## **Resumo**

Neste trabalho é apresentado um estudo sobre a determinação matemática dos valores da dispersão cromática total, do zero de dispersão distribuído e efeitos não lineares em fibras ópticas de dispersão deslocada (DS).

Uma metodologia para caracterização das dispersões cromáticas e para os zeros de dispersão local das fibras estudadas é elaborada com a utilização do modelo de fibra degrau equivalente e da semelhança entre as fibras ópticas dos enlaces trabalhados.

A relação entre o diâmetro do campo modal e o zero de dispersão cromática distribuído segundo A. Rossaro [6] é discutida e comprovada através da realização de uma série de medidas práticas para a determinação dos efeitos não lineares das fibras de dispersão deslocada dos enlaces da Petrobras Imbetiba – Pargo e Imbetiba – Pampo na Bacia de Campos.

## **Abstract**

This work presents a study on the mathematical determination of the total chromatic dispersion, zero dispersion wavelength and nonlinear optical effects in dispersion shifted (DS) fiber optic system.

A methodology to determine the chromatic dispersion and zero dispersion wavelength is proposed using the equivalent step index model and the similarity of the total chromatic dispersion measured in fibers of the links under study.

The relationship between the mode field diameter and the zero dispersion wavelength according to A. Rossaro [6] is discussed and proven with a series of practical measurements for the determination of the nonlinear effects of the dispersion shifted optical fibers of Petrobras links Imbetiba – Pargo and Imbetiba – Pampo of the Campos Basin.

## Sumário

|  |           |
|--|-----------|
| Lista de Símbolos .....                                      | v         |
| Lista de Abreviaturas ou Siglas .....                        | viii      |
| Lista de Ilustrações .....                                   | ix        |
| <b>1. Introdução .....</b>                                   | <b>1</b>  |
| <b>2. Efeitos Não Lineares .....</b>                         | <b>4</b>  |
| <b>2.1. Importância dos Efeitos Não Lineares .....</b>       | <b>5</b>  |
| <b>2.2. Refração Não linear .....</b>                        | <b>6</b>  |
| <b>2.3. Modulação Cruzada de Fase .....</b>                  | <b>9</b>  |
| <b>2.4. Espalhamento Estimulado da Luz .....</b>             | <b>10</b> |
| <b>2.5. Espalhamento Raman Estimulado .....</b>              | <b>13</b> |
| <b>2.6. Espalhamento Brillouin Estimulado .....</b>          | <b>17</b> |
| <b>2.7. Four Wave Mixing – Mistura de Quatro Ondas .....</b> | <b>18</b> |
| <b>3. Dispersão Cromática: .....</b>                         | <b>22</b> |
| <b>3.1. Fibras com Índice Degrau .....</b>                   | <b>23</b> |
| <b>3.2. Diâmetro do Campo Modal (MFD) .....</b>              | <b>26</b> |
| <b>3.3. Dispersão em Fibras Monomodo .....</b>               | <b>27</b> |
| <b>3.3.1. Dispersão da Velocidade de Grupo .....</b>         | <b>27</b> |
| <b>3.3.2. Dispersão do Material .....</b>                    | <b>30</b> |
| <b>3.3.3. Dispersão do Guia de Onda .....</b>                | <b>30</b> |
| <b>3.3.4. Dispersão de mais Alta Ordem .....</b>             | <b>33</b> |

|   |    |
|---|----|
| 3.3.5. Dispersão de Polarização.....  | 34 |
| 3.4. Distorção Induzida por Alargamento de Pulso.....   | 35 |
| 4. Metodologia Aplicada: .....  | 38 |
| 4.1. Demonstração da Utilização do Modelo de Fibra Degrau Equivalente (ESI) para as Fibras de Dispersão Deslocada (DS)..... | 38 |
| 4.2. Discussão sobre a relação MFD X Lambda Zero Distribuído.....   | 44 |
| 4.3. Discussão sobre o artigo publicado por A. Rossaro M. Schiano: .....  | 47 |
| 5. Resultados Experimentais:.....   | 54 |
| 5.1. Medida da Dispersão Cromática de Pargo e Pampo .....   | 54 |
| 5.1.1. Determinação da Dispersão Cromática de Pargo Através de Pampo.....   | 57 |
| 5.2. Determinação do Diâmetro do Campo Modal (MFD) .....  | 65 |
| 5.3. Determinação do Lambda Zero Distribuído a partir do MFD .....  | 74 |
| 5.4. Sentido da Distribuição de $\lambda_0$ em Função dos Efeitos Não Lineares.....   | 77 |
| 6. Conclusão.....   | 86 |
| 7. Referências Bibliográficas: .....  | 89 |

## Lista de Símbolos

$\lambda$  - Comprimento de onda da luz;

$\lambda_0$  - Comprimento de onda com zero de dispersão cromática;

$c$  - Velocidade da luz;

$P$  - Polarização induzida dos dipolos elétricos;

$\epsilon_0$  - Permeabilidade do vácuo;

$x^{(j)}$  -  $j$ -ésima ordem de susceptibilidade;

$n_1$  - Índice de refração do núcleo da fibra;

$n_2$  - Índice de refração da casca da fibra;

$n_c$  - Coeficiente não linear  $x^{(3)}$ ;

$E$  - Campo elétrico;

$w_0$  - Spot size da fibra;

$I$  - Intensidade óptica da luz;

$L_{eff}$  - Comprimento efetivo da região de interação dos efeitos não lineares;

$A_{eff}$  - Área efetiva da seção transversal do núcleo;

$a$  - Raio do núcleo da fibra;

$L, z$  - Comprimento da fibra óptica;

$\alpha$  - Coeficiente de atenuação;

$n(w)$  - Região linear da Sellmeier da dispersão cromática;

$\bar{n}'$  - Coeficiente de índice não linear;

$\bar{n}_g$  - Índice de grupo;

$\beta'$  - Constante de propagação;

$\phi_{NL}$  - Deslocamento de fase não linear;

$P_{in}$  - Potência de entrada;

$P_{th}$  – Nível de potência de limiar para SBS e SRS;

$g_R$  – Coeficiente de ganho Raman;

$g_B$  – Coeficiente de ganho Brillouin;

$g_{BO}$  – Coeficiente não saturado de ganho Brillouin;

$d$  – Diâmetro do campo modal;

$d_0$  – Valor do diâmetro do campo modal do primeiro segmento da fibra;

$\omega_p$  – Frequência de bombeio;

$\omega_n$  – Frequência óptica;

$\Delta k$  – Casamento de fase;

$\nu_B$  – Frequência deslocada;

$\nu_A$  – Velocidade acústica de vibração de um fóton;

$\nu_l$  – Velocidade de grupo de  $\lambda_l$ ;

$\Delta\nu_{pump}$  – Largura de linha da frequência de entrada;

$p_{12}$  – Coeficiente longitudinal opto-elástico;

$\rho$  - Densidade do material;

$\gamma$  - Coeficiente de não linearidade;

$\beta(\lambda)$  – Dispersão da velocidade de grupo;

$A_l$  – Campo óptico propagante;

$D_M$  – Dispersão do material;

$D_W$  – Dispersão do guia de onda;

$D_P$  – Dispersão do perfil;

$\theta_i$  – Ângulo de incidência da luz na fibra óptica;

$\theta_r$  – Ângulo de guiamento da luz dentro da fibra óptica;

$\theta_c$  – Ângulo crítico de incidência;

$\theta$  – Ângulo de reflexão da luz na casca da fibra óptica;  
 $NA$  – Abertura numérica;  
 $\Delta$  - Índice fracional de troca na interface núcleo-casca da fibra óptica;  
 $\Delta T$  – Tempo de retardo de um pulso transmitido na fibra;  
 $B$  – Taxa de bits transmitidos;  
 $v_g^{-1}$  – Velocidade de grupo;  
 $\Delta\omega$  - Largura espectral de um pulso óptico;  
 $D$  – Dispersão cromática total;  
 $\tau$  – Tempo de vôo em uma fibra óptica;  
 $S$  – Dispersão de rampa (*Slope*);  
 $\hat{e}$  – Vetor unitário de polarização;  
 $\tilde{E}(r, \omega)$  – Componente de frequência do campo óptico;  
 $\tilde{G}(0, \omega)$  – Amplitude inicial da frequência do campo óptico;  
 $V$  – Frequência normalizada;  
 $\alpha_s$  – Coeficiente de retroespalhamento;  
 $S(z)$  – Fator de recaptura da luz;  
 $\Lambda$  - Constante;  
 $L_{(n)ppo}$  – Comprimento do enlace Porto de Imbetiba-Pampo;  
 $L_{(n)pgo}$  – Comprimento do enlace Porto de Imbetiba-Pargo;  
 $L_{(n)ppo(corr)}$  – Comprimento do enlace Porto de Imbetiba-Pampo corrigido;  
 $L_{(n)pgo(corr)}$  – Comprimento do enlace Porto de Imbetiba-Pargo corrigido;  
 $L_{seg}$  – Comprimento do segmento de uma fibra óptica;  
 $\%L_{seg}$  – Comprimento do segmento multiplicado pela razão do anterior com o próprio MFD;  
 $P_1, P_2$  e  $P_3$  – Termos de ajuste da Sellmeier.

## Lista de Abreviaturas ou Siglas

- SRS – Espalhamento Raman estimulado;
- SBS – Espalhamento Brillouin estimulado;
- SPM – Auto-modulação de fase;
- XPM – Modulação cruzada de fase;
- SI – Fibra óptica com perfil de índice degrau;
- DS – Fibras ópticas de dispersão deslocada;
- ESI – Modelo de fibra degrau equivalente;
- WDM – Sistemas de multiplexação em divisão de comprimento de onda;
- FWM – Efeito não linear da mistura de quatro ondas;
- MFD – Diâmetro do Campo Modal;
- ZDW – Comprimento de onda do zero de dispersão cromática ( $\lambda_0$ );
- GVD – Dispersão da velocidade de grupo;
- CD – Dispersão cromática;
- $D_M$  – Dispersão do material;
- $D_W$  – Dispersão do guia de onda;
- $D_P$  – Dispersão do perfil;
- DGO – Distribuidor geral óptico;
- OTDR – Equipamento de medição de reflectometria óptica no domínio do tempo;
- Slope* – Inclinação da rampa;
- Spot size* – Raio a  $1/e$  da distribuição de campo;
- Cut-off* – Comprimento de onda de corte;
- OH- – Hidroxila originária da umidade no processo de fabricação;
- OSA – Analisador de espectro óptico.

## Lista de Ilustrações

|   |    |
|---|----|
| Figura 2.1: (a) Processo Raman para uma molécula no estado fundamental e (b) processo Raman para uma molécula no estado vibracional excitado.....   | 14 |
| Figura 2.2. Mistura de quatro ondas em uma fibra com canais $\omega_1$ e $\omega_2$ . .....   | 19 |
| Figura 3.1 – Confinamento da luz através da reflexão interna total nas fibras com índice degrau. O raio colidido é refratado para fora do núcleo quando $\phi < \phi_c$ , onde $\phi_c$ é o ângulo crítico. ....  | 23 |
| Figura 3.2 – Dispersão total $D$ e contribuição relativa da dispersão do material $D_M$ e da dispersão do guia de onda $D_W$ para uma fibra convencional monomodo. O comprimento de onda do zero de dispersão é deslocado para um valor mais alto por causa da contribuição do guia de onda. .... | 32 |
| Figura 3.3 – Típica dependência do parâmetro de dispersão $D$ para fibras standard, dispersão deslocada e plana. ....   | 33 |
| Figura 4.1. Dispersão do material para a sílica.....  | 40 |
| Figura 4.2. Curva da dispersão do guia de onda para modelo de fibra degrau equivalente. ....  | 41 |
| Figura 4.3. demonstração dos quatro casos de equivalência com <i>step index</i> . ....  | 44 |
| Figura 4.4. Exemplo de determinação da curva de ajuste linear entre a dispersão cromática total e o diâmetro do campo modal para um mesmo comprimento de onda. ....   | 45 |
| Figura 4.5. Distribuição de MFD e do $\lambda_0$ nos segmentos de uma mesma fibra.....  | 46 |
| Figura 4.6. Demonstração gráfica da técnica descrita por A. Rossaro. ....   | 51 |
| Figura 4.7.(a). Medida do diâmetro do campo modal em fibras DS [4].....   | 52 |
| Figura 4.7.(b). Medida do zero de dispersão distribuído em fibras DS [4]. ....  | 52 |

|   |    |
|---|----|
| Figura 4.8.(a). Medida da distribuição do diâmetro do campo modal com 1550 nm em um cabo de fibras DS instalado. ....   | 53 |
| Figura 4.8.(b). Medida da distribuição do zero de dispersão cromática distribuído em um cabo de fibras DS instalado. ....   | 53 |
| Figura 5.1. Demonstração dos tempos de vôo a partir de três comprimentos de onda diferentes para uma fibra de cada um dos enlaces de Imbetiba-Pampo e Imbetiba-Pargo.....                                   | 56 |
| Figura 5.2. Ajuste polinomial de 2° ordem traçado a partir de três valores obtidos com o OTDR de dispersão cromática para os comprimentos de onda de 1410, 1550 e 1625 nm. ....                             | 58 |
| Figura 5.3. Demonstração gráfica dos valores obtidos de tempo de vôo para o enlace de Pargo através da aproximação utilizando o valor médio das inclinações de Pampo. ....                                  | 62 |
| Figura 5.4. Exemplo da apresentação de eventos em uma fibra óptica medidas em um equipamento de reflectometria óptica no domínio do tempo (OTDR). ....  | 66 |
| Figura 5.5. Exemplo de uma medida real com o OTDR na fibra A do enlace discutido. ....  | 66 |
| Figura 5.6. Relação entre a dispersão cromática total em função do diâmetro do campo modal para um mesmo comprimento de onda e curva de ajuste linear para determinação do valor de $d_0$ desta fibra. .... | 71 |
| Figura 5.7. Curva característica do MFD para cada segmento da fibra.....  | 74 |
| Figura 5.8. Demonstração gráfica da variação de $\lambda_0$ em uma fibra. ....  | 77 |
| Figura 5.9. Configuração utilizada para medidas de efeitos não lineares.....  | 79 |
| Figura 5.10. Medida dos efeitos não lineares na fibra A do enlace de Pargo com 4 lasers.....  | 80 |
| Figura 5.11. Distribuição dos zeros de dispersão cromática distribuído na fibra A. ....   | 82 |
| Figura 5.12. Medida de efeitos não lineares na fibra B do enlace de Pargo com 4 lasers.....   | 83 |
| Figura 5.13. Distribuição dos zeros de dispersão cromática distribuídos na fibra B.....   | 85 |

# 1. Introdução

Em um enlace de longa distância e taxa de transmissão elevada devemos nos preocupar com o que acontece com o sinal a medida em que ele se propaga na fibra. Existem dois parâmetros fundamentais nesse aspecto que são a atenuação e a dispersão. O primeiro deles afeta a potência do sinal óptico ao longo do meio, limitando o alcance do enlace pela potência da fonte e a sensibilidade do detetor enquanto o segundo afeta a forma do sinal, introduzindo por exemplo alargamentos de pulsos e limitações na banda passante. Embora a atenuação do enlace também seja causadora de problemas na transmissão dos sinais, neste trabalho vamos utilizá-la como ferramenta para um estudo mais detalhado e a determinação das dispersões das fibras em questão.

Devemos lembrar que embora a adição de amplificadores ópticos para vencer a atenuação não nos garante que um sinal de informação seja recebido se estiver distorcido, ainda que a energia luminosa chegue à extremidade da Fibra com potência suficiente para excitar o detetor. Muito embora o problema da dispersão modal tenha sido eliminado com a condição de operação monomodo, restam ainda a dispersão cromática e os demais efeitos não lineares [1].

A resposta de qualquer dielétrico à luz torna-se não linear para campos eletromagnéticos intensos, e as fibras ópticas não são exceção. Embora a sílica não seja um material altamente não linear, a geometria do guia de onda que confina a luz em uma pequena seção transversal ao longo do comprimento da fibra torna o fenômeno da não-linearidade importante, devido ao grande comprimento de interação oferecido pelas fibras ópticas.

O espalhamento Rayleigh [1] é um exemplo de espalhamento elástico no qual a frequência (ou a energia do fóton) da luz espalhada permanece inalterada. Em contraste, a

freqüência da luz espalhada é deslocada para baixo durante o espalhamento inelástico. Dois exemplos do espalhamento inelástico são o espalhamento Raman e o espalhamento Brillouin. Ambos podem ser entendidos como o espalhamento de um fóton de pouca energia tal que a diferença de energia apareça na forma de um fonon. A principal diferença entre os dois é que os fonons são ópticos no espalhamento Raman, e no espalhamento Brillouin são fonons acústicos. Ambos processos de espalhamento resultam em uma perda ou ganho (depende de ter o fonon absorvido ou emitido) de energia na freqüência incidente e constituem um mecanismo de perdas em fibras ópticas. Porém o espalhamento em seções transversais é suficientemente pequeno quando operando em níveis de potência baixos.

Em altos níveis de potência o fenômeno de não-linearidade do espalhamento Raman estimulado (SRS) e do espalhamento Brillouin estimulado (SBS) [2] [3] podem levar a uma perda considerável na fibra. A intensidade de luz espalhada em ambos os casos cresce exponencialmente, uma vez que a potência exceda o valor de limiar. Embora tanto o SRS quanto o SBS sejam bastante parecidos em sua origem, diferentes relações de dispersão para fonons acústicos e ópticos levam a algumas diferenças básicas entre ambos. Uma diferença fundamental é que o SBS em fibras monomodo ocorre somente na direção para trás, enquanto o SRS domina na direção para frente.

Tendo em vista todas as dispersões e efeitos não lineares descritos acima notamos a importância da caracterização precisa do sistema óptico para determinar o *upgrade* adequado.

Neste caso em especial, as fibras utilizadas no enlace óptico da Petrobras eram fibras de dispersão deslocada (DS), as quais oferecem uma menor dispersão cromática na região de 1550 nm, porém, devido às altas potências concentradas lançadas pelo amplificador e suas características construtivas apresentam um grande problema para a transmissão de mais de um canal de informação em torno deste comprimento de onda através de sistemas de multiplexação em divisão de comprimento de onda (WDM). A principal limitação dos

sistemas WDM é determinada pelo efeito da mistura de quatro ondas (FWM) decorrente da interação dos diversos comprimentos de onda transmitidos ao longo da fibra originando novos sinais de diferentes comprimentos de onda.

Este trabalho tem como objetivos analisar os efeitos ocorridos em um sistema de transmissão de sinais ópticos em cabos submarinos como atenuação espectral, determinação do  $\lambda_0$  distribuído, testes de transmissão com taxa de 2.5 Gb/s e os efeitos não lineares, como o Espalhamento Raman estimulado (SRS), Espalhamento Brillouin estimulado (SBS), Auto-modulação de fase (SPM), Modulação cruzada de fase (XPM) e mistura de quatro ondas (FWM) através da realização de uma série de medidas práticas em campo das fibras de dispersão deslocada dos cabos submarinos da Petrobrás entre o Porto de Imbetiba e as plataformas de Pargo I e Pampo I na Bacia de Campos, analisando os resultados obtidos e simulando em laboratório as condições reais das medidas realizando um estudo com base nos experimentos a fim de determinar os procedimentos mais adequados para medidas específicas nestes cabos.

Em uma segunda parte, faremos uma análise crítica sobre o artigo de A. Rossaro M. Schiano, M. Dainese e F. Lovisolo, *Measurement of the Spatial Distribution of the Zero-Dispersion Wavelength in DS Fibers by Bidirectional Linear Reflectometry* [4] sobre uma nova técnica de determinação dos valores de lambda zero distribuído através dos valores do diâmetro do campo modal de cada segmento das fibras de dispersão deslocada, estes últimos determinados através de medida de reflectometria óptica no domínio do tempo.

Este artigo nos levou a realizar estas mesmas medidas e testar o método tecnicamente simples nos enlaces caracterizados na Bacia de Campos, porém a solução proposta por A. Rossaro não é consistente e não apresenta resultados satisfatórios conforme demonstraremos nas simulações.

## 2. Efeitos Não Lineares

A resposta de um dielétrico como as fibras ópticas à luz torna-se não linear para campos eletromagnéticos intensos. Em um primeiro momento, a origem dos efeitos não lineares é relacionada com o movimento desarmônico dos saltos dos elétrons sob influência do sinal aplicado. Como resultado, a polarização induzida  $P$  dos dipolos elétricos não é linear no campo elétrico  $E$ , mas satisfaz a mais geral relação [2]:

$$P = \epsilon_0 [x^{(1)} \cdot E + x^{(2)} : EE + x^{(3)} : EEE + \dots] \quad (2.1)$$

Onde  $\epsilon_0$  é a permeabilidade do vácuo e  $x^{(j)}$  ( $j=1,2,\dots$ ) é a  $j$ -ésima ordem de susceptibilidade. Considerando os efeitos da polarização da luz,  $x^{(j)}$  é um termo de grau  $j+1$ . A susceptibilidade linear  $x^{(1)}$  representa a contribuição dominante para  $P$ . Estes efeitos são incluídos pelo índice de refração  $n$  e o coeficiente de atenuação  $\alpha$ . A susceptibilidade de segunda ordem  $x^{(2)}$  é responsável pelos efeitos não lineares tais como a geração de segunda harmônica e a geração de uma frequência de soma. Normalmente fibras ópticas não apresentam efeitos não lineares de segunda ordem. No entanto, o momento quadrupolo elétrico e o dipolo magnético podem gerar fracos efeitos não lineares de segunda ordem. Defeitos ou centros de cor dentro do núcleo da fibra podem também contribuir para a geração de segunda harmônica se sujeito a certas condições específicas.

## 2.1. Importância dos Efeitos Não Lineares

Recentes medidas de coeficientes de índices não lineares  $n_c$  em fibras de sílica apresentou rendimentos em torno de  $2,2$  à  $3,4 \times 10^{-16} \text{ cm}^2/\text{W}$  dependendo da composição do núcleo e se a polarização da entrada é preservada dentro da fibra ou não. Esses valores são pequenos se comparados à maioria dos outros efeitos não lineares por pelo menos duas ordens de magnitude. Da mesma forma, as medidas dos coeficientes de ganho de Raman e Brillouin em fibras de sílica mostram que seus valores são pequenos em duas ordens de grandeza ou mais se comparados com outros efeitos não lineares. Os efeitos não lineares podem ser observados em fibras ópticas também com uma potência relativamente não tão alta. Isto é possível por causa de duas importantes características das fibras monomodo, que são um pequeno *spot size* ( $\sim 2$  à  $4 \mu\text{m}$ ) e perda extremamente baixa ( $< 1 \text{ dB/Km}$ ) [2].

O mérito para a eficiência do processo não linear é o produto  $IL_{\text{eff}}$  onde  $I$  é a intensidade óptica e  $L_{\text{eff}}$  é o comprimento efetivo da região de interação. Se a luz é focalizada para um ponto de  $w_o$ , então  $I=P/\pi w_o^2$ , onde  $P$  é a potência óptica incidida e  $w_o$  é o *spot size*. Claramente,  $I$  pode ser aumentado focalizando a luz precisamente para reduzir o  $w_o$ . Porém, este resultado de um menor  $L_{\text{eff}}$  desde o comprimento da região focal diminui com a precisão do foco. Para uma relação Gaussiana  $L_{\text{eff}}=\pi w_o^2/\lambda$ , o produto é independente do *spot size*  $w_o$ .

$$IL_{\text{eff}} = \frac{P}{\pi w_o^2} \frac{\pi w_o^2}{\lambda} = \frac{P}{\lambda} \quad (2.2)$$

Nas fibras monomodo, o *spot size*  $w_o$  é determinado pelo raio do núcleo  $a$ . O mesmo *spot size* deve ser mantido por todo o comprimento da fibra  $L$ . Neste caso o comprimento de

interação  $L_{eff}$  é limitado pela perda da fibra  $\alpha$ . Usando  $I(z)=I_0 \cdot \exp(-\alpha z)$ , onde  $I_0=P/\pi w_o^2$  e  $P$  é a potência óptica dentro da fibra, o produto  $IL_{eff}$  fica:

$$IL_{eff} = \int_0^L \frac{P}{\pi w_o^2} \exp(-\alpha z) dz = \frac{P}{\pi w_o^2} \left[ \frac{1 - \exp(-\alpha L)}{\alpha} \right] \quad (2.3)$$

Uma comparação das duas equações anteriores nos mostra como a eficiência do processo não linear nas fibras ópticas pode ser melhorado por um fator:

$$\frac{(IL_{eff})_{fiber}}{(IL_{eff})_{bulk}} = \frac{\lambda}{\pi w_o^2 \alpha} \quad (2.4)$$

Onde  $\alpha L \gg 1$  foi assumido. Na região visível, para  $\lambda=0,53\mu\text{m}$ ,  $w_o=2\mu\text{m}$  e  $\alpha=2,5 \times 10^5 \text{cm}^{-1}$  (10dB/Km). O fator de amplificação é  $\sim 10^7$ . Este pode ser de  $\sim 10^9$  para a mínima perda por volta do comprimento de onda de  $1.55\mu\text{m}$ , onde  $\alpha=5 \times 10^7 \text{cm}^{-1}$  (0,2dB/Km). É este grande reforço na eficiência do processo não linear que faz para fibras de sílica um meio de não linear satisfatório para a observação de uma variedade larga de efeitos de não linearidade a relativamente baixos níveis de potência.

## 2.2. Refração Não linear

Os efeitos não lineares de mais baixa ordem em fibras ópticas originam da susceptibilidade de terceira ordem  $\chi^{(3)}$  que é responsável pelo fenômeno como a geração da terceira harmônica, mistura de quatro ondas e refração não linear. Porém a menos que sejam

feitos esforços espaciais para alcançar a mistura de fase, o processo não linear envolve a geração de novas frequências (geração de terceira harmônica ou mistura de quatro ondas) não são eficientes em fibras ópticas. A maioria dos efeitos não lineares em fibras ópticas se originam então da refração não linear, um fenômeno que recorre à dependência da intensidade do índice de refração resultando da contribuição de  $x^{(3)}$ . O índice de refração se torna:

$$\bar{n}(w, |E|^2) = n(w) + n_c |E|^2 \quad (2.5)$$

Onde  $n(w)$  é a parte linear dada pela equação da Sellmeier da dispersão cromática,  $|E|^2$  é a intensidade óptica dentro da fibra e  $n_c$  é o coeficiente não linear  $x^{(3)}$  descrito pela equação 2.6:

$$n_c = \frac{3}{8n} \text{Re}(x_{xxxx}^{(3)}) \quad (2.6)$$

Onde  $\text{Re}$  é a parte real e o campo óptico é assumido como polarizado linearmente de forma que só um componente  $x_{xxxx}^{(3)}$  contribua para o tensor de quarta ordem do índice de refração.

O índice de refração da sílica é assumido como sendo independente da potência na discussão dos modos da fibra. Embora isto seja uma boa aproximação em níveis de potência baixos, torna-se necessário incluir a contribuição não linear em potências elevadas:

$$n'_j = n_j + \bar{n}_2 \frac{P}{A_{eff}} \quad \text{com } j = 1 \text{ e } j = 2 \quad (2.7)$$

onde  $n'_1$  e  $n'_2$  são os índices do núcleo e casca e  $\bar{n}'$  é o coeficiente de índice não-linear ( $\bar{n}_2 = 3,2 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2 / \text{W}$ ). Tipicamente a contribuição não-linear para o índice de refração é bastante pequena ( $< 10^{-7}$ ). Se usarmos a teoria das perturbações de primeira ordem para obter os modos da fibra, encontraremos que a constante de propagação torna-se dependente da potência e pode ser escrita como:

$$\beta' = \beta + \bar{\gamma}P \quad (2.8)$$

onde  $\bar{\gamma} = k_0 \bar{n}_2 / A_{eff}$ . Notando que a fase óptica associada com o modo da fibra cresce linearmente com  $z$ , o efeito da refração não-linear produz um deslocamento de fase não-linear dado por [2]:

$$\phi_{NL} = \bar{\gamma}P_{in}L_{eff} \quad (2.9)$$

onde  $P_{in}$  é a potência de entrada, e  $L_{eff}$  é o comprimento efetivo. Porém, a estabilidade de fase torna-se importante para sistemas de comunicação coerente. É necessário que  $\phi_{NL} \ll 1$  para tais sistemas. Pela substituição de  $L_{eff}$  por  $1/\alpha$  para fibras longas, esta condição torna-se:

$$P_{in} \ll \frac{\alpha}{\bar{\gamma}} \quad (2.10)$$

Tipicamente  $\bar{\gamma} = 1mW^{-1}km^1$ . Usando  $\alpha = 0,2dB / km$ , a potência de entrada é limitada a  $P_{in} \ll 45mW$ . Claramente, a dependência da potência com o índice de refração pode ser um fator limitante para sistemas de comunicação coerente [2].

O fenômeno de não linearidade responsável por esta limitação é referido como auto modulação de fase (*self phase modulation* - SPM), desde que o deslocamento de fase  $\phi_{NL}$  seja induzido pelo próprio campo. O SPM leva a um considerável alargamento espectral dos pulsos propagantes dentro da fibra óptica.

A dependência do índice de refração pode também levar a outro fenômeno não-linear conhecido como *cross phase modulation* (XPM) ou modulação cruzada de fase que é quando dois ou mais canais são transmitidos simultaneamente dentro da fibra pelo uso de diferentes frequências portadoras. O deslocamento de fase não-linear para um canal específico depende não somente da potência neste canal, mas também da potência nos outros canais.

### **2.3. Modulação Cruzada de Fase**

Quando temos duas ou mais ondas copropagantes dentro de uma fibra, elas podem interagir entre si através da não linearidade. Em geral, tais interações podem gerar novas ondas em condições apropriadas por uma variedade de fenômenos não lineares como Raman estimulado e espalhamento Brillouin, geração de harmônicas e mistura de quatro ondas. A não linearidade da fibra, porém, também provê uma mistura entre as ondas incidentes tal como o fenômeno da modulação cruzada de fase (XPM) [1]. XPM é sempre acompanhada pela auto modulação de fase (SPM) e ocorre porque o índice refrativo efetivo da onda não depende apenas da intensidade dessa onda, mas também da intensidade de outras ondas copropagantes.

A modulação cruzada de fase induzida entre ondas ópticas nos fornece um elevado número de efeitos não lineares interessantes nas fibras ópticas.

O deslocamento de fase para o canal  $j$  pode ser escrito como:

$$\phi_j^{NL} = \bar{\gamma} L_{eff} (P_j + 2 \sum_{m \neq j}^M P_m) \quad (2.11)$$

onde  $M$  é o número total de canais e  $P_j$  é a potência do canal. O fator 2 indica que o XPM é duas vezes ou mais efetivo do que o SPM para a mesma potência. O deslocamento de fase total agora depende da potência em todos os canais e varia bit a bit dependendo do padrão dos canais vizinhos. Se assumirmos potência igual em todos os canais, o deslocamento de fase no pior caso ocorreria quando todos os canais simultaneamente estivessem carregando bits 1, e neste caso o deslocamento de fase é dado por:

$$\phi_j^{NL} = \frac{\bar{\gamma}}{\alpha} (2M - 1) P_j \quad (2.12)$$

Claramente o XPM pode ser o maior fator limitante da potência.

## 2.4. Espalhamento Estimulado da Luz

Em altos níveis de potência o fenômeno de não-linearidade do espalhamento Raman estimulado (SRS) e do espalhamento Brillouin estimulado (SBS) podem levar a uma perda considerável na fibra. A intensidade de luz espalhada em ambos os casos cresce

exponencialmente, uma vez que a potência exceda o valor de limiar [6]. Embora tanto o SRS quanto o SBS sejam bastante parecidos em sua origem, diferentes relações de dispersão para fonons acústicos e ópticos levam a algumas diferenças básicas entre ambos. Uma diferença fundamental é que o SBS em fibras mono-modo ocorre somente na direção para trás, enquanto o SRS domina na direção para frente.

O nível de potência de limiar para ambos espalhamentos pode ser estimado, considerando como a intensidade da luz espalhada cresce com o ruído. No caso do SRS, a potência de limiar  $P_{th}$ , definida como potência incidente na qual metade é perdida em SRS na saída final da fibra de comprimento  $L$ , é estimada de:

$$\frac{g_R P_{th} L_{eff}}{A_{eff}} \approx 16 \quad (2.13)$$

onde  $g_R$  é o valor de pico do ganho Raman,  $A_{eff}$  é o modo efetivo da seção transversal, freqüentemente referido como área efetiva de núcleo, e  $L_{eff}$  é o comprimento de interação efetivo definido por:

$$L_{eff} = \frac{1 - e^{-\alpha L}}{\alpha} \quad (2.14)$$

onde  $\alpha$  é o coeficiente de atenuação da fibra. Para sistemas de comunicações ópticas a fibra é suficientemente longa de modo que  $L_{eff}$  pode ser aproximado por  $1/\alpha$ . Se substituirmos  $A_{eff}$  por  $\pi \cdot d^2$ , onde  $d$  é o diâmetro modal,  $P_{th}$  é dado por:

$$P_{th} \approx 16\alpha \frac{\pi d^2}{g_R} \quad (2.15)$$

Desde que a potência lançada em um sistema óptico é tipicamente abaixo de 10 mW, o SRS geralmente não contribui nas perdas da fibra.

A situação é um pouco diferente para o caso de SBS, mas a potência de limiar pode ser estimada usando um procedimento similar ao do caso do SRS e é dada por:

$$\frac{g_B P_{th} L_{eff}}{A_{eff}} \approx 21 \quad (2.16)$$

onde  $g_B$  é o coeficiente de ganho Brillouin. Como antes, pode-se substituir  $L_{eff}$  por  $1/\alpha$  e  $A_{eff}$  por  $\pi \cdot d^2$ , logo a potência de limiar será:

$$P_{th} \approx 21\alpha \frac{\pi d^2}{g_B} \quad (2.17)$$

Porém, comparando os valores típicos entre os dois coeficientes de ganho ( $g_R \approx 1 \cdot 10^{-13} m/W$ ) e  $g_B \approx 5 \cdot 10^{-11} m/W$ , nota-se que o coeficiente de ganho Brillouin é um valor bem maior em magnitude se comparado com o coeficiente de ganho Raman. Como resultado,  $P_{th}$  pode ser tão baixo quanto 1 mW, particularmente próximo de 1,55  $\mu m$ , onde a perda na fibra é mínima. Claramente o SBS pode limitar consideravelmente a potência lançada na fibra por causa do baixo limiar. A estimativa sobre o limiar de potência despreza os efeitos da largura espectral associada com a luz incidente [2].

Tanto o SRS quanto o SBS podem ser usados para vantagem no desenvolvimento de sistemas de comunicações ópticas, desde que eles possam amplificar o campo óptico pela transferência de energia de uma bomba de campo com comprimento de onda apropriadamente escolhido. O SRS é particularmente usual por causa de largura de faixa extremamente larga (~10 THz) associado com o perfil de ganho Raman da fibra. Para este uso foi proposta uma amplificação por solitons. Isto pode ser usado para fazer amplificadores Raman, sendo que estes podem ser usados como pré-amplificadores em receptores ópticos ou como amplificadores para sistemas de comunicação multicanal. O SBS pode ser usado para fazer amplificadores Brillouin, embora tais amplificadores tenham largura de faixa relativamente estreita estes todavia são usados para melhorar a sensibilidade dos receptores.

## 2.5. Espalhamento Raman Estimulado

O espalhamento Raman estimulado (SRS) é um importante processo não linear podendo transformar fibras ópticas em amplificadores Raman banda larga e lasers Raman sintonizáveis. Ele também pode limitar severamente a performance de sistemas de comunicações ópticos multicanais por transferência de energia de um canal para os canais vizinhos.

Se uma molécula está no estado fundamental quando uma luz incidente passante é colocada, a situação da figura 2.1.(a) pode acontecer (com uma pequena probabilidade). Aqui, o fonon sairia de seu estado fundamental e passaria para o estado excitado e  $v_{out} = hv_{in} - hv_{fonon}$ . O fonon espalhado tem baixa energia e frequência e é chamado de fonon Stokes [5]. No caso mostrado na figura 2.1.(b), a molécula já está no estado de vibração excitado e pode se render

ao interagir com o fóton incidente. Nós temos um fóton de alta energia (e alta frequência) existindo o processo (onde  $\nu_{out} = \nu_{in} + \nu_{fonon}$ ). Este é o chamado fonon anti-Stokes. No equilíbrio térmico há muito mais moléculas no estado fundamental em lugar de estados excitados, assim, normalmente a emissão Stokes domina a emissão anti-Stokes.

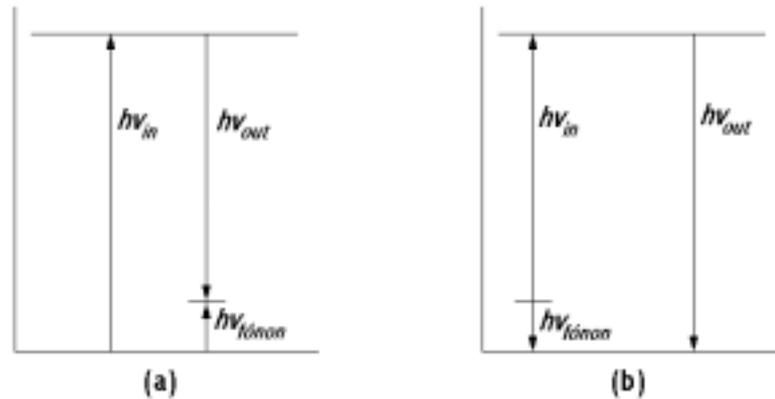


Figura 2.1: (a) Processo Raman para uma molécula no estado fundamental e (b) processo Raman para uma molécula no estado vibracional excitado.

Notamos que o processo Raman sempre acontece quando passamos a luz pelos materiais. Usualmente, porém, o efeito é muito fraco para ser notado. Em enlaces ópticos com grandes distâncias podem ser observados esses efeitos mais devido à densidade de potência mais alta em pequenos núcleos de fibra e pelo comprimento da fibra envolvida.

Se a interação ocorrer espontânea, a emissão de luz é incoerente e é emitido em direções aleatórias. Na presença de um campo forte as emissões são coerentes e existe a possibilidade de fazer um amplificador de Raman para fibras ópticas. Nos dias de hoje, amplificadores Raman deixaram de ser apenas de interesse de laboratório e já possuem seu espaço comercial, pois exigem um bombeio concentrado de menor intensidade que os amplificadores dopados de Érbio, o que diminui muito os efeitos não lineares decorrentes da potência muito alta [6].

Uma vez que o campo estimulado começar, ele irá crescer exponencialmente até a estimulação de ganho da fonte ser saturada. Assim, ele pode retirar energia do comprimento de onda da entrada para gerar incremento no campo de outros comprimentos de onda. A geração destes outros comprimentos de onda também pode ter o efeito de aumentar o  $\Delta\lambda$  efetivo da fonte (e assim aumentar a dispersão do material e do guia de onda). O crescimento da intensidade da onda Stokes,  $I_2$ , com a distância é dada por:

$$dI_2 = g_R I_1 I_2 dz \quad (2.18)$$

Onde  $g_R$  é o ganho Raman ( $g_R=0,9 \times 10^{-13}$  m/W na sílica para  $\lambda=0,694\mu\text{m}$ ), e  $I_1$  é a intensidade da onda estimulante (chamado de bombeio). A escala de valores do ganho Raman é inversa ao quadrado do comprimento de onda.

O efeito não linear da mistura de quatro ondas irá ser discutido mais adiante, mas é conhecido por afetar o SRS dentro qualquer meio. Seu impacto no processo do SRS em fibras ópticas tem sido estudado extensivamente e será brevemente discutido a seguir.

Para entender como a mistura de quatro ondas pode causar influência no SRS devemos reconsiderar o tópico visto anteriormente. Em termos de mecânica quântica, o espalhamento Raman pode ser pensado na conversão para baixo de um fóton de bombeio em baixa frequência em um fonon associado com um modo vibracional de moléculas. No processo de conversão para cima no qual um fonon é combinado com um fóton de bombeio para gerar um fóton de frequência mais alta também é possível, mas raramente ocorre porque é requerida a presença de um fonon de energia e momento altos. A onda óptica associada com o fonon de alta frequência é chamada de anti-Stokes e é gerada para a frequência  $\omega_a = \omega_p + \Omega$  para uma onda Stokes de frequência  $\omega_s = \omega_p - \Omega$ , onde  $\omega_p$  é a frequência do bombeio. Desde então  $2\omega_p = \omega_a + \omega_s$  na mistura de quatro ondas, onde dois fótons de bombeio se aniquilam para

produzir fótons Stokes e anti-Stokes que podem acontecer contanto que o impulso total seja conservado. A conservação do momento exige a condição de casamento de fase  $\Delta k = 2k_p - k_a - k_s = 0$ , isto deve ser satisfeito para a mistura de quatro ondas acontecer.

A condição de casamento de fase não é facilmente satisfeita nas fibras monomodo para  $\Omega \sim 10$  THz. Por essa razão, a onda anti-Stokes é raramente observada durante SRS. A condição de casamento de fase quase pode ser satisfeita quando a dispersão da velocidade de grupo não é muito grande. O ganho Raman  $g_R$  depende de  $\Delta k$ , e pode aumentar ou diminuir seu valor por essa função. Em particular,  $g_R$  é pequeno quando  $\Delta k=0$ , indicando que a mistura de quatro ondas pode suprimir o SRS sob condições apropriadas. A supressão parcial do SRS foi realmente observada em um experimento em que o ganho de Raman estava reduzido por um fator de 2 quando a potência  $P_o$  de bombeio era grande o bastante para fazer  $|\Delta k| < 3g_R P_o$ . Um componente espectral de frequência anti-Stokes também foi observada na experiência.

Para a propagação dos pulsos de bombeio no regime anômalo da GVD das fibras ópticas, devemos considerar a instabilidade da modulação e o SRS entre outros. A instabilidade da modulação pode ser pensada como um processo de mistura de quatro ondas que se desestabiliza por ação da auto modulação de fase (SPM). Estas novas ondas são geradas à frequências  $\omega_p + \Omega_m$  e  $\omega_p - \Omega_m$ , onde  $\Omega_m$  depende da potência do bombeio e é geralmente diferente quando o Raman desloca o  $\Omega$ . Assim, em uma análise unificada devemos considerar cinco ondas de frequências  $\omega_p$ ,  $\omega_p \pm \Omega_m$  e  $\omega_p \pm \Omega$ . Cada uma destas cinco ondas pode ter duas componentes ortogonalmente polarizadas, resultando em um conjunto de dez equações de amplitudes relacionadas. A análise fica mais simples para pequenos lasers de bombeio cujo espectro é tão largo que as frequências  $\Omega_m$  e  $\Omega$  caem dentro de sua largura de banda.

## 2.6. Espalhamento Brillouin Estimulado

O espalhamento Brillouin estimulado (SBS) também é um processo não linear e pode acontecer em fibras ópticas com níveis de potência da entrada muito mais baixo que esses precisariam para o processo de espalhamento Raman estimulado (SRS). O SBS se manifesta pela geração de uma onda Stokes propagante para trás e isto leva uma grande parte da energia da entrada, uma vez o limiar de Brillouin é alcançado. Este processo pode ser prejudicial aos sistemas de comunicações ópticas e ao mesmo tempo pode ser útil para lasers Brillouin e amplificadores.

O SBS é causado pela interação do sinal óptico da entrada (fótons do bombeio) e as variações dos índices causadas por vibrações dentro do material. O espalhamento da luz se comporta como se fosse refletido da onda e resulta em uma frequência deslocada:

$$\nu_B = \frac{2n\nu_A}{\lambda} \quad (2.19)$$

Onde  $\nu_A$  é a velocidade acústica da vibração. Para este caso onde a largura de linha da frequência da luz de entrada,  $\Delta\nu_{pump}$  é estreita comparada a largura de linha da frequência do espalhamento Brillouin, o coeficiente não saturado do ganho Brillouin,  $g_{BO}$ , é dado por [2]:

$$g_{BO} = \frac{2\pi n^7 p_{12}^2}{c\lambda^2 \rho V_s \Delta\nu_B} \quad (2.20)$$

Onde  $p_{12}$  é o coeficiente elasto-óptico do material,  $\rho$  é a densidade do material e  $\Delta\nu_B$  é a largura de linha da frequência de Brillouin (~135 MHz na sílica). Para  $\lambda = 1 \mu\text{m}$ ,  $g_{BO} = 4,5 \times 10^{-9} \text{ cm/W}$ . Se a largura de linha do bombeio  $\Delta\nu_{pump}$  for maior que o ganho, então:

$$g_B \approx g_{bo} \frac{\Delta\nu_B}{\Delta\nu_{pump}} \quad (2.21)$$

O espalhamento Brillouin está principalmente na direção inversa, luz é retirada do sinal propagante e colocada no espalhamento Brillouin. Nós podemos notar que para pulsos curtos,  $\Delta\nu_B$  também é alargado e reduz o espalhamento Brillouin. O nível de potência crítico para evitar muito impacto do SBS é:

$$P = \frac{21A_{eff}}{g_B L_{eff}} \quad (2.22)$$

Para taxas de transmissão que excedem algumas centenas de Mb/s o nível de potência é razoavelmente alto e o espalhamento Brillouin não é o maior problema. O SBS começa com menor valor de potência de qualquer um dos efeitos não lineares.

## **2.7. Four Wave Mixing – Mistura de Quatro Ondas**

A dependência de intensidade do índice de refração tem sua origem na susceptibilidade não-linear de terceira ordem denotada por  $X^{(3)}$ . Outro fenômeno não-linear

conhecido como *four wave mixing* ou mistura de quatro ondas [2] [7] também origina-se dos valores não nulos de  $X^{(3)}$  para fibras de sílica. Se três campos ópticos com frequências de portadora  $\omega_1$ ,  $\omega_2$  e  $\omega_3$  se propagam dentro da fibra simultaneamente,  $X^{(3)}$  gera um quarto campo com frequência  $\omega_4$  relacionado com as outras frequências pela relação da equação:

$$\omega_4 = \omega_1 \pm \omega_2 \pm \omega_3 \quad (2.23)$$

Várias frequências são correspondentes aos vários + e -, pois várias combinações são possíveis. Na prática, a maioria destas combinações não podem ser construídas por causa dos requerimentos de sintonia de fase para qualquer processo de mistura de quatro ondas. A combinação de frequências da forma  $\omega_1 + \omega_2 - \omega_3$  é a mais problemática para comunicações multicanal, especialmente quando o espaçamento entre canais é relativamente pequeno (0,8 nm). A condição de sintonia de fase é aproximadamente satisfeita neste caso, e uma significativa parte da potência do canal pode ser transferida para novas ondas ópticas geradas pelo processo de mistura. Tal energia transferida não resulta somente em perda de potência em um canal específico, mas também causa intermodulação entre canais, degradando a performance.

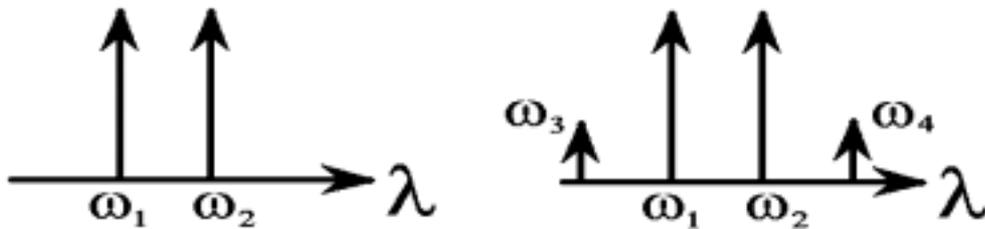


Figura 2.2. Mistura de quatro ondas em uma fibra com canais  $\omega_1$  e  $\omega_2$ .

Uma característica importante da mistura de quatro ondas é que ela ocorre quando dois ou mais canais estão localizados próximos ao comprimento de onda do zero de dispersão da fibra e quando o espaçamento entre estes canais é relativamente pequeno. Estas condições permitem que os dois ou mais sinais tenham mantido um certo casamento de fase requerido. O efeito menos crítico do FWM é aquele que dois canais originais sofrem uma perda de potência quando transferem energia para os novos canais gerados, porém, o problema mais crítico ocorre quando existem três ou mais canais originais de WDM produzindo vários outros canais misturados, pois é bastante provável que algum dos sinais aparecerá no mesmo comprimento de onda de um dos canais originais.

A propagação de sinais ópticos pela fibra não linear pode ser definida completamente resolvendo a equação não linear de Schrödinger [8] para um canal individual dado um total de quatro canais de WDM pela equação 2.24 [2] [9].

$$\frac{\partial A_1}{\partial z} + \frac{1}{v_1} \frac{\partial A_1}{\partial t} + \frac{i}{2} \beta(\lambda_1) \frac{\partial A_1}{\partial t^2} + \frac{1}{2} \alpha A_1 = i\gamma_1 (|A_1|^2 + 2|A_2|^2 + 2|A_3|^2 + 2|A_4|^2) A_1 + \left[ \frac{g_{12}}{2} |A_2|^2 + \frac{g_{13}}{2} |A_3|^2 + \frac{g_{14}}{2} |A_4|^2 \right] A_1 \quad (2.24)$$

Onde (para o canal 1)  $\lambda_1$  é o comprimento de onda,  $A_1$  é campo óptico propagante,  $v_1$  é a velocidade de grupo de  $\lambda_1$ ,  $\beta(\lambda_1)$  é a dispersão da velocidade de grupo dado por  $-\lambda_1^2 D / 2\pi c$ ,  $\alpha$  é o coeficiente de perda da fibra, o qual nós assumimos para um comprimento de onda independente,  $\gamma$  é o coeficiente de não linearidade  $\approx n_2 w / c A_{\text{eff}}$ , onde  $A_{\text{eff}}$  é a área efetiva do núcleo e  $g_{12}$ ,  $g_{13}$  e  $g_{14}$  são os coeficientes de ganho Raman entre o canal 1 e os canais 2, 3 e 4. Desta forma, teremos a partir do lado esquerdo a equação, as seis condições principais que ela representa, sendo cada termo respectivamente descrito a seguir:

Termos da Equação 2.24 no sentido da esquerda para a direita:

- 1 – A evolução do campo óptico com a distância de propagação na fibra;
- 2 – A mudança do campo com o tempo;
- 3 – A dispersão dependente do comprimento de onda;
- 4 – A perda na fibra independente do comprimento de onda;
- 5 – A modulação cruzada de fase e a auto-modulação de fase do campo da fibra;
- 6 – O Ganho Raman para um determinado canal.

No caso de pulsos ópticos de fentossegundos a mistura de quatro ondas pode ser descrita considerando um conjunto de quatro equações não lineares de Schrödinger generalizadas. Tal aproximação tem sido recentemente aplicada, ela permite um tratamento unificado da mistura de quatro ondas com instabilidades de modulação e não só inclui a dispersão da velocidade de grupo, a auto-modulação de fase e a modulação cruzada de fase mas também o espalhamento Raman estimulado.

### 3. Dispersão Cromática:

Quando uma fonte de luz policromática é usada para gerar um sinal em uma fibra óptica, cada comprimento de onda propaga-se com uma velocidade diferente pelo meio, e este fenômeno é conhecido como dispersão cromática (CD). A dispersão cromática aparece por causa do efeito da dispersão do material e por causa do efeito da dispersão do guia de onda. A dispersão do material ( $D_M$ ) é definida pela variação do índice de refração da sílica, material de que é feita a fibra, com o comprimento de onda da luz. A dispersão do guia de onda ( $D_W$ ) representa a contribuição gerada pela variação das condições de guiamento da luz em função do seu comprimento de onda [10].

Quando estamos próximo do comprimento de onda de corte, o modo fundamental concentra-se mais na região do núcleo do que quando o comprimento de onda é bem superior ao de corte, assim podemos ter variações da dispersão cromática de uma fibra óptica dependendo do perfil de índice da mesma. Para uma fibra monomodo simples com perfil de índice degrau, o zero de dispersão cromática total passa pela região entre 1290 nm e 1320 nm, dependendo do exato perfil de índice. Com um perfil de índice mais refinado, como com o uso de anéis de dopagem, pode-se deslocar o zero de dispersão para uma região em torno do 1550 nm, chamadas de fibras de dispersão deslocadas (DS).

Este modelo de fibra DS é o que foi utilizado nos enlaces da Petrobras na Bacia de Campos e embora ofereça uma dispersão cromática menor na região do comprimento de onda de interesse, acaba penalizando o sistema quando se trata de transmitir mais de um canal de informação pela mesma fibra, devido à maior susceptibilidade aos efeitos não lineares como a mistura de quatro ondas anteriormente discutida.

### 3.1. Fibras com Índice Degrau

Conforme foi comentado anteriormente, embora as fibras DS possuam um perfil de índice mais sofisticado que as fibras de índice degrau, as definições sobre estas fibras SI foram muito importantes no desenvolvimento deste trabalho, pois serviram de referência na elaboração de um método de aproximação matemático para caracterização das fibras DS do enlace óptico da Petrobras.

Considere a figura 3.1 onde um raio fazendo ângulo  $\theta_i$  com o eixo da fibra é incidente no centro do núcleo. Devido a refração entre a interface fibra-ar, os raios inclinam-se na direção da normal. O ângulo dos raios refratados é dado por:

$$n_0 \text{ sen } \theta_i = n_1 \text{ sen } \theta_r \quad (3.1)$$

onde  $n_1$  e  $n_0$  são os índices de refração no núcleo da fibra e no ar, respectivamente. Os raios refratados colidem na interface núcleo-casca e são refratados novamente.

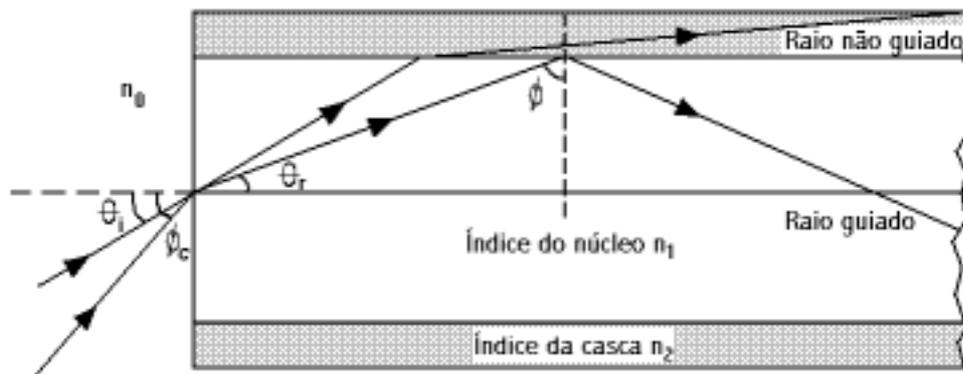


Figura 3.1 – Confinamento da luz através da reflexão interna total nas fibras com índice degrau. O raio colidido é refratado para fora do núcleo quando  $\phi < \phi_c$ , onde  $\phi_c$  é o ângulo crítico.

Porém, a refração só é possível para um ângulo de incidência  $\phi$  no qual  $\text{sen } \phi < n_2 / n_1$ . Para ângulos maiores que o ângulo crítico  $\phi_c$ , definido por:

$$\text{sen } \phi_c = \frac{n_2}{n_1} \quad (3.2)$$

onde  $n_2$  é o índice da casca, que garante reflexão total na interface núcleo-casca. Desde que algumas reflexões ocorram fora do comprimento da fibra, todos os raios com  $\phi < \phi_c$  estão confinados no núcleo da fibra. Este é o mecanismo básico da luz confinada em uma fibra óptica [1].

Usando as equações 3.1 e 3.2 pode-se encontrar o máximo ângulo que os raios incidentes devem fazer com o eixo da fibra para garantir que estes estejam confinados dentro do núcleo. Notando que  $\theta_r = \pi / 2 - \phi_c$  para raios semelhantes temos:

$$n_0 \text{ sen } \theta_i = n_1 \text{ sen } \phi_c = \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad (3.3)$$

Em analogia com as lentes,  $n_0 \text{ sen } \theta_i$  é conhecido como abertura numérica (NA) da fibra. Isto representa a luz colhendo capacidade em uma fibra óptica. Para  $n_1 \cong n_2$ , a NA pode ser aproximada por:

$$NA = n_1 \sqrt{2\Delta} \quad (3.4)$$

Onde:

$$\Delta = \frac{n_1 - n_2}{n_1} \quad (3.5)$$

sendo  $\Delta$  o índice fracional de troca na interface núcleo casca. Pode-se querer fazer  $\Delta$  o maior possível para acoplar a máxima luz na fibra. Isto as vezes não é usual para fibras de comunicação óptica por causa do fenômeno da dispersão multi-percurso, também chamado dispersão intermodal. Isto é resultado de raios dispersos no tempo na saída da fibra sempre que estes sejam coincidentes na entrada e viagem na mesma velocidade dentro da fibra. Um pequeno pulso pode ter seu resultado alargado pela dispersão multi-percurso. Pode-se estimar o alargamento de pulso simplesmente considerando o caminho menor e o caminho maior a ser percorrido pelo raio. O menor caminho ocorre para  $\theta_i = 0$  e este é igual ao comprimento da fibra. O mais longo caminho ocorre quando  $\theta_i$  é dado pela equação 3 e tem comprimento  $L / \text{sen } \phi_c$ . Pegando como velocidade de propagação  $v = c / n_1$ , o tempo de retardo é dado por:

$$\Delta T = \frac{n_1}{c} \left( \frac{L}{\text{sen } \phi_c} - L \right) = \frac{L^2}{c} \frac{n_1^2}{n_2} \Delta \quad (3.6)$$

O tempo de retardo entre dois raios pegando o do caminho mais curto e do mais longo é medido pelo alargamento do pulso lançado na entrada da fibra. Pode-se relatar  $\Delta T$  através da capacidade informação carregada na fibra medindo a taxa de bits ( $B$ ). A relação precisa entre  $B$  e  $\Delta T$  depende de muitos detalhes como a forma do pulso, sendo claro que  $\Delta T$  deve ser menor que o *bit slot* alocado. Então em ordem de magnitude pode-se estimar a taxa de bits obtida da condição  $B \cdot \Delta T < 1$ . Através da equação temos:

$$B \cdot L < \frac{n_2 \cdot c}{n_1^2 \Delta} \quad (3.7)$$

Esta condição permite uma estimativa da limitação fundamental do índice degrau em fibras como raio muito maior que o comprimento de onda.

### 3.2. Diâmetro do Campo Modal (MFD)

Uma característica muito importante do modo de propagação em uma fibra é o diâmetro do campo modal, onde a distribuição radial da intensidade de campo em uma fibra pode ser aproximada por uma gaussiana. O diâmetro desta distribuição, considerado o valor de  $e^{-2}$  da intensidade máxima é chamado de diâmetro do campo modal ( $d$ ) [11]. Este parâmetro é importante por influir em vários aspectos de um sistema de comunicações ópticas, entre os quais as perdas em conexões, perdas por micro-curvaturas na fibra e na dispersão. A potência óptica transmitida por uma emenda entre duas fibras diferentes depende do fator de recobrimento dos campos ópticos nas duas fibras. Se os dois modos forem idênticos, isto é, se tiverem o mesmo MFD, a transmissão será integral. As perdas da emenda entre duas fibras de diâmetros  $d_1$  e  $d_2$  pode ser escrita pela equação [1]:

$$a(dB) = -20 \log \left[ \frac{2 \cdot d_1 \cdot d_2}{d_1^2 + d_2^2} \right] \quad (3.8)$$

Podemos observar que uma variação de 10% no diâmetro do campo modal gera uma perda de 0,05 dB em uma emenda. No próximo capítulo discutiremos uma técnica para

determinação do valor do diâmetro do campo modal em cada segmento de vários enlaces ópticos através da técnica de reflectometria óptica e a utilização destes valores obtidos para determinação dos valores de lambda zero distribuído em cada fibra.

### **3.3. Dispersão em Fibras Monomodo**

Na óptica geométrica o alargamento do pulso é atribuído aos diferentes caminhos seguidos pelos diferentes raios de luz. Na descrição modal isto está relacionado com os diferentes índices de modo (ou velocidades de grupo) associados com diferentes modos [10]. A principal vantagem das fibras monomodo é que a dispersão intermodal é ausente simplesmente porque a energia do pulso injetado é transportada por um único modo. Porém, o alargamento do pulso não desaparece completamente. A velocidade de grupo associada ao modo fundamental é dependente da frequência por causa da dispersão cromática. Como resultado as diferentes componentes espectrais do pulso viajam com velocidades de grupo ligeiramente diferentes. Este fenômeno é referido como dispersão da velocidade de grupo (*GVD – group-velocity dispersion*), dispersão intermodal, ou simplesmente dispersão na fibra. A dispersão intermodal tem duas contribuições conhecidas como dispersão do material e dispersão de guia de onda.

#### **3.3.1. Dispersão da Velocidade de Grupo**

A dependência da frequência da velocidade de grupo (*GVD*) leva ao alargamento do pulso que se dá por causa das diferentes componentes espectrais dispersas durante a

propagação, tornando a saída da fibra dessincronizada [12]. A velocidade de grupo é definida como [1]:

$$v_g^{-1} = \frac{d\beta}{d\omega} \quad (3.9)$$

onde  $\omega$  é a frequência e usando  $\beta = \bar{n}k_0 = \bar{n}\omega/c$  pode-se mostrar que  $v_g = c/\bar{n}_g$ , onde  $\bar{n}_g$  é o índice de grupo definido como:

$$\bar{n}_g = \bar{n} + \omega \left( \frac{d\bar{n}}{d\omega} \right) \quad (3.10)$$

Se  $\Delta\omega$  é a largura espectral do pulso, a extensão do alargamento do pulso é definida por:

$$\Delta T = \frac{dT}{d\omega} \Delta\omega = L \frac{d}{d\omega} \left( \frac{1}{v_g} \right) = L \frac{d^2\beta}{d\omega^2} \Delta\omega = L\beta_2 \Delta\omega \quad (3.11)$$

O parâmetro  $\beta_2 = d^2\beta/d\omega^2$  é conhecido como parâmetro de dispersão da velocidade de grupo (GVD). Ele determina quando do pulso foi alargado na propagação dentro da fibra.

Como:

$$\omega = \frac{2\pi c}{\lambda} \text{ e } \Delta\omega = \left( -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \right) \Delta\lambda \quad (3.12)$$

temos:

$$\Delta T = L \frac{d}{d\lambda} \left( \frac{1}{v_g} \right) \Delta\lambda = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \beta_2 L \Delta\lambda = DL \Delta\lambda \quad (3.13)$$

onde:

$$D = \frac{d}{d\lambda} \left( \frac{1}{v_g} \right) = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \beta_2 \quad (3.14)$$

$D$  é chamado de parâmetro de dispersão e é expresso em ps/(Km.nm). O efeito da dispersão na taxa de bits pode ser estimado usando o critério  $B\Delta T < 1$  e empregando o  $\Delta T$  da equação 3.13 temos:

$$BL|D|\Delta\lambda < 1 \quad (3.15)$$

O parâmetro de dispersão pode variar consideravelmente quando o comprimento de onda de operação é deslocado de 1,3  $\mu\text{m}$ , próximo do qual tem valor mínimo. A dependência do comprimento de onda com  $D$  é governada pela dependência da frequência com o índice de modo.  $D$  pode ser escrito como a soma de dois termos:

$$D = D_M + D_W \quad (3.16)$$

onde  $D_M$  é a dispersão do material e  $D_W$  é a dispersão do guia de onda.

### 3.3.2. Dispersão do Material

A dispersão do material ocorre devido ao índice de refração da sílica, ao material usado na fabricação da fibra, e troca com a frequência óptica  $\omega$ . No nível fundamental, a origem da dispersão do material esta relacionada com as características da frequência de ressonância na qual o material absorve a radiação eletromagnética através das oscilações dos saltos de elétrons [1].

Nos comprimentos de onda na escala de 1,25 – 1,66  $\mu\text{m}$  podemos aproximar através de uma relação empírica a dispersão na material por:

$$D_M \cong 122 \left( 1 - \frac{\lambda_0}{\lambda} \right) \quad (3.17)$$

onde deveria ser acentuado que  $\lambda_0 = 1,276 \mu\text{m}$  somente para a sílica pura. Isto pode variar de 1,27 – 1,29  $\mu\text{m}$  para fibras ópticas nas quais o núcleo e a casca sejam dopados para variar o índice de refração. O zero de dispersão no comprimento de onda das fibras ópticas também depende do raio do núcleo e do índice de grau através do qual o guia de onda dá sua contribuição para a dispersão total.

### 3.3.3. Dispersão do Guia de Onda

A dispersão do guia de onda,  $D_w$ , representa a contribuição gerada pela variação das condições de guiamento da luz em função do comprimento de onda, dado que o núcleo é dopado, a dispersão é diferente da dispersão do material da casca, em geral, de sílica.

A figura 3.2 mostra  $D_M$ ,  $D_W$  e sua soma  $D_M + D_W$ , para fibras monomodo típicas. O principal efeito da dispersão do guia de onda é o deslocamento  $\lambda_0$  de 30 – 40 nm, então a dispersão total é zero próxima de 1,31  $\mu\text{m}$ .

Como a perda da fibra de índice degrau é mínima próximo de 1,31  $\mu\text{m}$ , altos valores de  $D$  podem limitar a performance do sistema em 1,55  $\mu\text{m}$ .

Quando estamos próximos ao comprimento de onda de corte o modo fundamental concentra-se mais na região do núcleo do que quando o comprimento de onda é bem superior ao de corte, desta forma, podemos ter variações da dispersão cromática de uma fibra óptica dependendo do perfil de índice da mesma.

Desde que a contribuição de  $D_W$  depende dos parâmetros da fibra como o raio  $a$ , diferença entre os índices  $\Delta$ , é possível desenvolver uma fibra tal que  $\lambda_0$  seja deslocado na vizinhança de 1,55  $\mu\text{m}$ . Tais fibras são chamadas de fibras de dispersão deslocada. O desenvolvimento de fibras com dispersão deslocada envolve o uso de múltiplas camadas de casca e uma fusão dos perfis de índice de refração.

No projeto destas fibras há que se considerar cuidadosamente todos os parâmetros da fibra, pois um diâmetro do campo modal menor é interessante do ponto de vista da atenuação, porém o zero de dispersão tende aos comprimentos de onda mais altos. Este problema de projeto de uma fibra é, portanto, um problema de muitas variáveis, que se interferem umas nas outras. Valores típicos de dispersão cromática na região de 1300 nm em fibras normais são inferiores a 5 ps/nm.Km. Estes números significam que um sinal provindo de uma fonte de 1 nm de largura espectral alarga-se de cerca de 5 ps ao percorrer 1 Km da fibra. Uma fonte de 4 nm de largura espectral percorrendo 50 Km geraria um sinal que se alargaria de 1 ns, ou seja, um sinal senoidal de 1 GHz já seria fortemente atenuado. Nesta mesma fibra, um sinal

em 1550 nm já sofreria uma dispersão de aproximadamente 18 ps/nm.Km, o que significaria que o alargamento subiria para 3,6 ns, diminuindo muito a banda passante desta fibra [20].

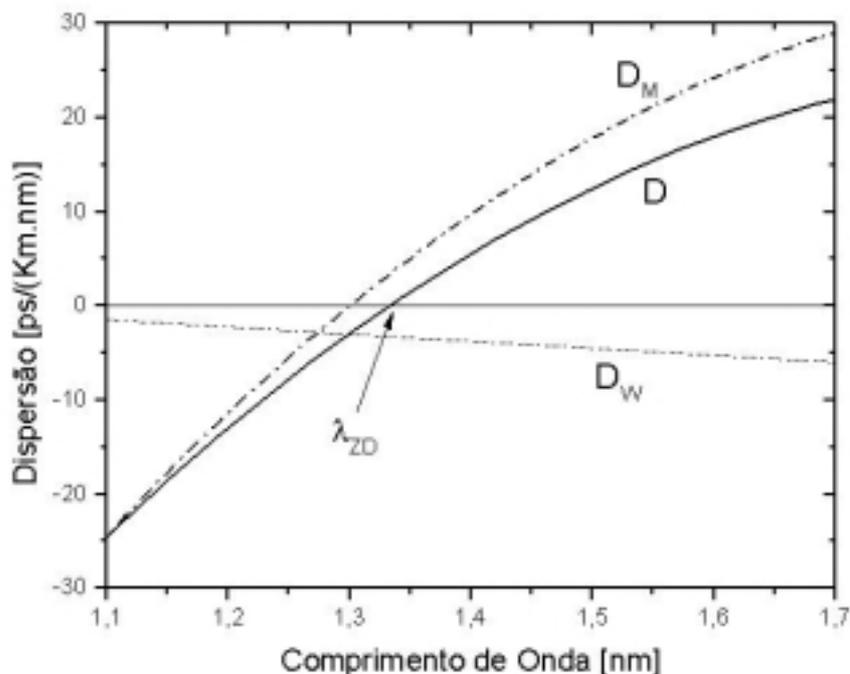


Figura 3.2 – Dispersão total  $D$  e contribuição relativa da dispersão do material  $D_M$  e da dispersão do guia de onda  $D_W$  para uma fibra convencional monomodo. O comprimento de onda do zero de dispersão é deslocado para um valor mais alto por causa da contribuição do guia de onda.

Se com um perfil de índice mais sofisticado pode-se deslocar o zero de dispersão para a região de 1550 nm, combinando-se assim o mínimo absoluto de atenuação com o zero de dispersão, com um perfil ainda mais elaborado consegue-se gerar um duplo zero de dispersão, ou uma chamada fibra de dispersão plana, conforme podemos observar na figura 3.3. Neste caso é possível explorar duas janelas de transmissão simultânea em sistemas simples, aumentando muito a capacidade de transmissão da fibra [21].

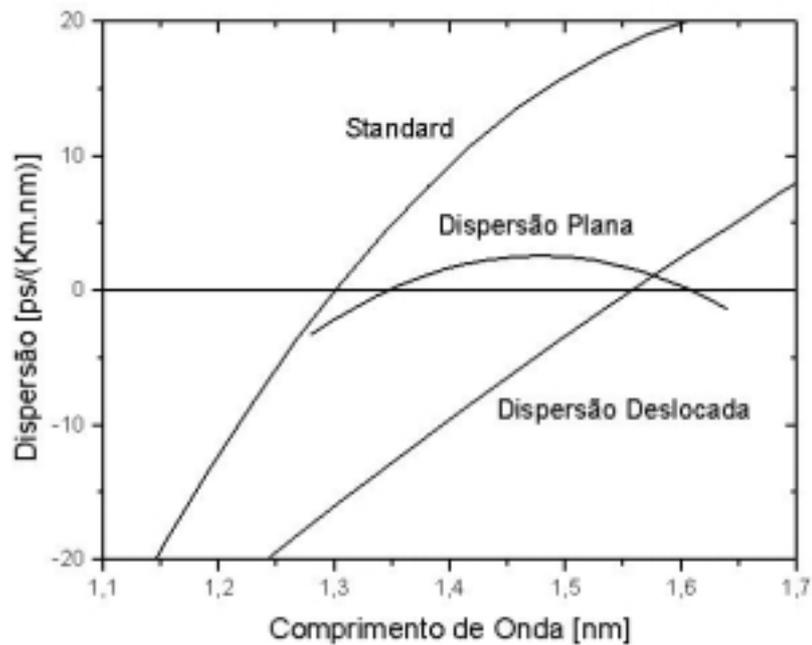


Figura 3.3 – Típica dependência do parâmetro de dispersão  $D$  para fibras standard, dispersão deslocada e plana.

### 3.3.4. Dispersão de mais Alta Ordem

Os efeitos dispersivos não desaparecem no entanto, completamente, em  $\lambda = \lambda_0$ . Pulsos ópticos ainda experimentam alargamento por causa dos efeitos de dispersão de mais alta ordem. Isto pode ser entendido notando que  $D$  não pode ser zero em todos os comprimentos de onda contidos dentro do espectro do pulso centrado em  $\lambda_0$ . A dispersão de mais alta ordem é governada pela dispersão de rampa (*slope*)  $S = dD / d\lambda$  [1]. O parâmetro  $S$  é também chamado dispersão diferencial ou parâmetro de dispersão de segunda ordem. Logo:

$$S = \left( \frac{2\pi c}{\lambda^2} \right)^2 \beta_3 + \frac{4\pi c}{\lambda^3} \beta_2 \quad (3.18)$$

onde  $\beta_3 = d\beta_2 / d\omega = d^3\beta / d\omega^3$ . Em  $\lambda = \lambda_0$ ,  $\beta_2 = 0$  e  $S$  é proporcional a  $\beta_3$ . Para uma fonte espectral com  $\Delta\lambda$ , o valor do parâmetro de dispersão torna-se  $D = S\Delta\lambda$ . O limite do produto taxa de bits versus distância pode ser estimado por:

$$BL|S|(\Delta\lambda)^2 < 1 \quad (3.19)$$

### 3.3.5. Dispersão de Polarização

Uma fonte possível de alargamento do pulso esta relacionada com a birrefringência da fibra. Pequenas imperfeições na simetria cilíndrica levam a birrefringência por causa dos diferentes índices de modo associados com as componentes ortogonalmente polarizadas do modo fundamental da fibra. Se o pulso de entrada excita ambas componentes de polarização isto provoca alargamento na saída da fibra, pois as duas componentes se dispersam ao longo da fibra devido as suas diferentes velocidades de grupo. Este fenômeno é referido como dispersão de polarização. O tempo de retardo na fibra para o comprimento  $L$  é dado por:

$$\Delta T = \left| \frac{L}{v_{g_x}} - \frac{L}{v_{g_y}} \right| = L \left| \frac{d\beta_x}{d\omega} - \frac{d\beta_y}{d\omega} \right| \quad (3.20)$$

onde os sub-índices  $x$  e  $y$  descrevem as direções de polarização linear. Os valores para fibras monomodo convencionais são tipicamente abaixo de 0,1 ps/km e é desprezível se

comparado com a GVD. Desta maneira valores pequenos resultam do acoplamento entre dois modos induzidos por perturbações aleatórias ao longo da fibra. O acoplamento tende a equalizar o tempo de propagação para duas componentes de polarização. A dispersão de polarização não é uma limitação prática para as fibras até que os efeitos da GVD tornem-se desprezíveis.

### 3.4. Distorção Induzida por Alargamento de Pulso

O alargamento de pulso é baseado em uma aproximação fenomenológica intuitiva. Isto provê a estimativa de primeira ordem para pulsos nos quais a largura espectral é dominada pelo espectro de fonte óptica do espectro de Fourier do pulso. Em geral, a extensão do alargamento do pulso depende da largura e da forma da equação de onda.

A discussão dos modos da fibra mostra que cada componente de frequência do campo óptico propaga-se em uma fibra monomodo como uma onda plana que pode ser escrita como:

$$\tilde{E}(r, \omega) = \hat{e}F(x, y)\tilde{G}(0, \omega)e^{i\beta \cdot z} \quad (3.21)$$

onde  $\hat{e}$  é o vetor unitário de polarização,  $\tilde{G}(0, \omega)$  é a amplitude inicial e  $\beta$  é a constante de propagação.  $F(x, y)$  é a distribuição do campo para o modo fundamental da fibra que pode ser frequentemente aproximada por uma distribuição Gaussiana. Em geral,  $F(x, y)$  também depende de  $\omega$ , mas esta dependência pode ser ignorada para pulsos nos quais a largura espectral  $\Delta\omega \ll \omega_0$ , uma condição geralmente satisfeita na prática. Aqui  $\omega_0$  é a frequência na qual o espectro do pulso é centrado; isto é referido como frequência central ou frequência

da portadora. Componentes espectrais diferentes propagam-se dentro da fibra de acordo com a relação:

$$\tilde{G}(z, t) = \tilde{G}(0, \omega) e^{i\beta \cdot z} \quad (3.22)$$

A amplitude no domínio do tempo pode ser obtida pegando o inverso da transformada de Fourier. A amplitude espectral inicial  $\tilde{G}(0, \omega)$  é somente a transformada de Fourier da amplitude do pulso de entrada  $G(0, t)$ .

O alargamento do pulso resulta da dependência de frequência com  $\beta$ . Para pulsos quase monocromáticos com  $\Delta\omega \ll \omega_0$ , é usual expandir  $\beta(\omega)$  em uma série de Taylor em torno da frequência da portadora  $\omega_0$  e truncar para termos acima da terceira ordem, que é:

$$\beta(\omega) = \bar{n}(\omega) \frac{\omega}{c} \approx \beta_0 + \frac{1}{2} \beta_2 (\Delta\omega)^2 + \frac{1}{6} \beta_3 (\Delta\omega)^3 \quad (3.23)$$

onde  $\Delta\omega = \omega - \omega_0$  e  $\beta_m = \left( d^m / d\omega^m \right)_{\omega=\omega_0}$ . Temos  $\beta_1 = 1/v_g$ , onde  $v_g$  é a velocidade de grupo. O coeficiente de GVD  $\beta_2$  está relacionado como o parâmetro de dispersão  $D$ , onde  $\beta_3$  está relacionado como a curva de dispersão  $S$ :

$$G(z, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{G}(z, \omega) e^{-i\omega t} d\omega = A(z, t) e^{[i(\beta_0 z - \omega_0 t)]} \quad (3.24)$$

onde  $\tilde{A}(z, t) = \tilde{G}(0, \omega - \omega_0)$  é a transformada de Fourier de  $A(0, t)$ . A equação 3.24 pode ser escrita no domínio do tempo como:

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \beta_1 \frac{\partial A}{\partial t} + \frac{i}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} - \frac{1}{6} \beta_3 \frac{\partial^3 A}{\partial t^3} = 0 \quad (3.25)$$

A equação acima é a equação de propagação básica que governa a evolução do pulso dentro de uma fibra dispersiva. No caso de ausência de dispersão ( $\beta_2 = \beta_3 = 0$ ) o pulso se propaga sem mudanças em sua forma.

## **4. Metodologia Aplicada:**

Neste capítulo vamos descrever a metodologia utilizada para a determinação dos valores de zero de dispersão cromática distribuído nas fibras ópticas dos enlaces ópticos da Petrobras na Bacia de Campos.

É importante salientar que embora os resultados obtidos sejam totalmente satisfatórios para estes enlaces, não devem ser tomados como um método para determinação do lambda zero distribuído sem que haja uma análise das fibras anteriormente, pois neste caso em especial foram utilizadas uma série de aproximações e equivalências que somente foram possíveis devido às características específicas e idênticas das fibras dos enlaces medidos.

Segundo A. Rossaro M. Schiano podemos utilizar um modelo de fibra degrau equivalente para determinar a dispersão cromática de uma fibra óptica através de uma medida de reflectometria óptica no domínio do tempo em um comprimento de onda [13], e através dos valores do diâmetro do campo modal calculados para cada segmento desta fibra podemos determinar os valores do zero de dispersão cromática distribuído do enlace. Neste desenvolvimento também vamos discutir onde divergimos em relação às técnicas apresentadas por A. Rossaro.

### **4.1. Demonstração da Utilização do Modelo de Fibra Degrau Equivalente (ESI) para as Fibras de Dispersão Deslocada (DS).**

Conforme foi definido anteriormente no capítulo 3 a dispersão cromática em uma fibra óptica pode ser considerada como a soma de diferentes contribuições:

$$D_{Tot} = D_M + D_W + D_P \quad (4.1)$$

Onde  $D_{tot}$  é a dispersão cromática total do enlace,  $D_M$  é a dispersão do material,  $D_W$  é a dispersão do guia de onda e  $D_P$  é a dispersão do perfil, a qual tem sido considerada desprezível em uma primeira aproximação.

Como não foi possível medir a dispersão cromática do enlace de Pargo devido a quantidade de OH- apresentada nas fibras, de mesma proporção à encontrada nos enlaces de Pampo, porém com extensão maior das fibras, o que devido à atenuação não foi possível transmitir os comprimentos de onda mais baixos (1310 e 1410 nm) do equipamento, usaremos as definições para o trecho Imbetiba-Pampo a fim de comprovar a eficiência destas técnicas com os valores obtidos previamente e após, analogamente iremos aplicar estes procedimentos para o enlace de Pargo.

O cálculo da dispersão do material segundo o modelo de fibra degrau equivalente (ESI) é dado pela equação 4.2 para a sílica [14]:

$$D_M \cong 2,66 \times 10^{-2} \cdot \lambda - \frac{6,985 \times 10^{10}}{\lambda^3} \quad [ps/nm.Km] \quad (4.2)$$

Onde  $\lambda$  é o comprimento de onda e as constantes estão relacionadas com os valores em ps, nm e Km. Para esta equação obtivemos a primeira curva para a determinação da dispersão cromática total conforme a figura 4.1.

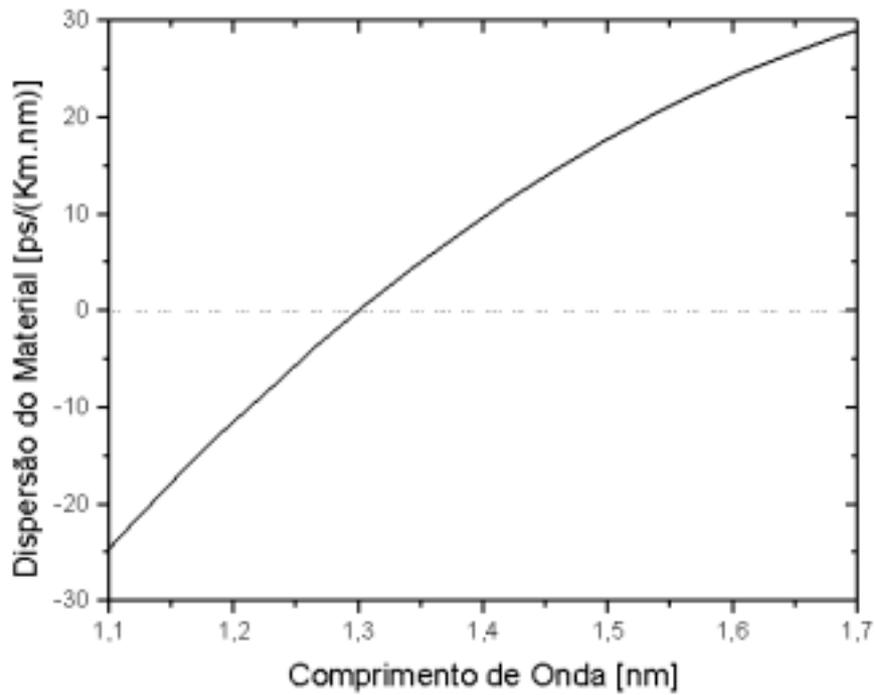


Figura 4.1. Dispersão do material para a sílica.

Para determinação dos valores da dispersão do guia de onda também iremos utilizar um modelo de fibra degrau equivalente [14], conforme a equação 4.3:

$$D_w = -\left(0,08 + 0,549\left(2,834 - V^2\left(\frac{n_1 - n_2}{c \cdot \lambda}\right)\right)\right) \quad (4.3)$$

Onde  $D_w$  é a dispersão do guia de onda,  $V$  é a frequência normalizada,  $c$  é a velocidade da luz,  $\lambda$  é o comprimento de onda e  $n_1$  e  $n_2$  são os índices de refração do núcleo e da casca da fibra, respectivamente. Com esta equação obtivemos uma curva com as seguintes características:

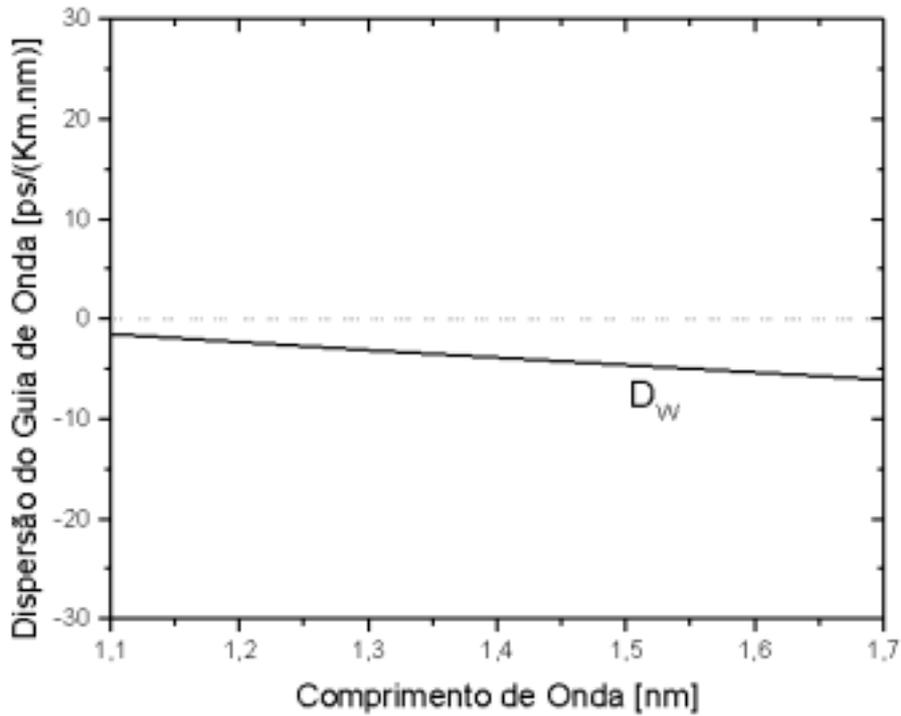


Figura 4.2. Curva da dispersão do guia de onda para modelo de fibra degrau equivalente.

Para ajustarmos os valores da dispersão do guia de onda do modelo de fibra degrau equivalente para as fibras de dispersão deslocada devemos fazer algumas modificações nos parâmetros envolvidos para a determinação de  $V$  da equação 4.3 em relação ao sistema para fibras SI. Com o desenvolvimento em laboratório foram realizados quatro diferentes ajustes desta equação para as fibras DS, conforme serão mostradas a seguir.

No primeiro caso, vamos realizar a variação do valor do raio  $a$  e do índice de refração do núcleo  $n_1$ , permanecendo o valor do *cut-off* fixo. Para definir a frequência normalizada  $V$  utilizaremos a equação 4.4:

$$V = \frac{2\pi \cdot a}{\lambda} \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad (4.4)$$

Onde  $V$  é a frequência normalizada,  $\lambda$  é o comprimento de onda,  $n_2$  é o índice de refração da casca,  $n_1$  é o índice de refração do núcleo e  $a$  é o valor do raio que irá variar independentemente de um valor de 2 à 2,25  $\mu\text{m}$ .

No segundo caso, vamos variar  $n_1$  independentemente e manter o valor do raio  $a$  e do *cut-off* fixos.

Neste terceiro caso, vamos fazer com que apenas o raio  $a$  sofra uma variação, permanecendo o valor de  $n_1$  e do *cut-off* fixos.

No quarto caso, também vamos admitir para os valores do raio  $a$  uma variação de 2 à 2,25  $\mu\text{m}$ . Porém, para determinar o valor do índice de refração  $n_1$  da fibra vamos definir que ele será dependente do comprimento de onda de corte  $\lambda_c$  (*cut-off*), e este também será dependente da variação do raio  $a$ .

Para a determinação dos valores de  $n_1$  neste caso em especial em que vamos realizar uma variação dos termos dependentes, usaremos a equação 4.5 [1]:

$$n_1 = \sqrt{n_2^2 + \left(2,405 \frac{(2,25 - 0,6.a)}{2\pi.a}\right)^2} \quad (4.5)$$

Onde  $n_1$  é o índice de refração do núcleo,  $n_2$  é o índices de refração da casca,  $a$  é o raio e o termo  $(2,25-0,6.a)$  é a variação do valor do comprimento de onda de corte em  $\mu\text{m}$  em função da variação dos valores de  $a$ .

Para a frequência normalizada  $V$  vamos utilizar a mesma equação 4.4 em função da variação do raio  $a$  e do índice de refração  $n_1$  para todos os casos.

Para a determinação do valor da dispersão cromática usaremos soma das equações da dispersão do material 4.2 e do guia de onda 4.3 definidas anteriormente [15]:

$$D = -\left(0,08 + 0,549(2,834 - V^2)\left(\frac{n_1 - n_2}{c \cdot \lambda}\right)\right) + 2,66 \cdot 10^{-2} \cdot \lambda - \frac{6,985 \cdot 10^{10}}{\lambda^3} \quad (4.6)$$

Onde  $D$  é a dispersão cromática total do enlace. Para o cálculo do MFD usaremos a variação do raio  $a$  e da frequência normalizada  $V$  na equação 4.7 [14].

$$d = 2 \cdot a \cdot \left(0,65 + 1,619(V^{-3/2}) + 2,879(V^{-6})\right) \quad (4.7)$$

Onde  $d$  é o diâmetro do campo modal. Na figura 4.3 podemos observar as diferentes inclinações que podemos obter com a variação destes parâmetros anteriores para os quatro casos apresentados, e também podemos verificar que teremos que utilizar o primeiro caso, onde possuímos a correção da inclinação da curva para um valor satisfatório de dispersão cromática para os respectivos diâmetros do campo modal que nos interessam através da variação do raio  $a$  e do valor do índice de refração  $n_1$  do núcleo da fibra.

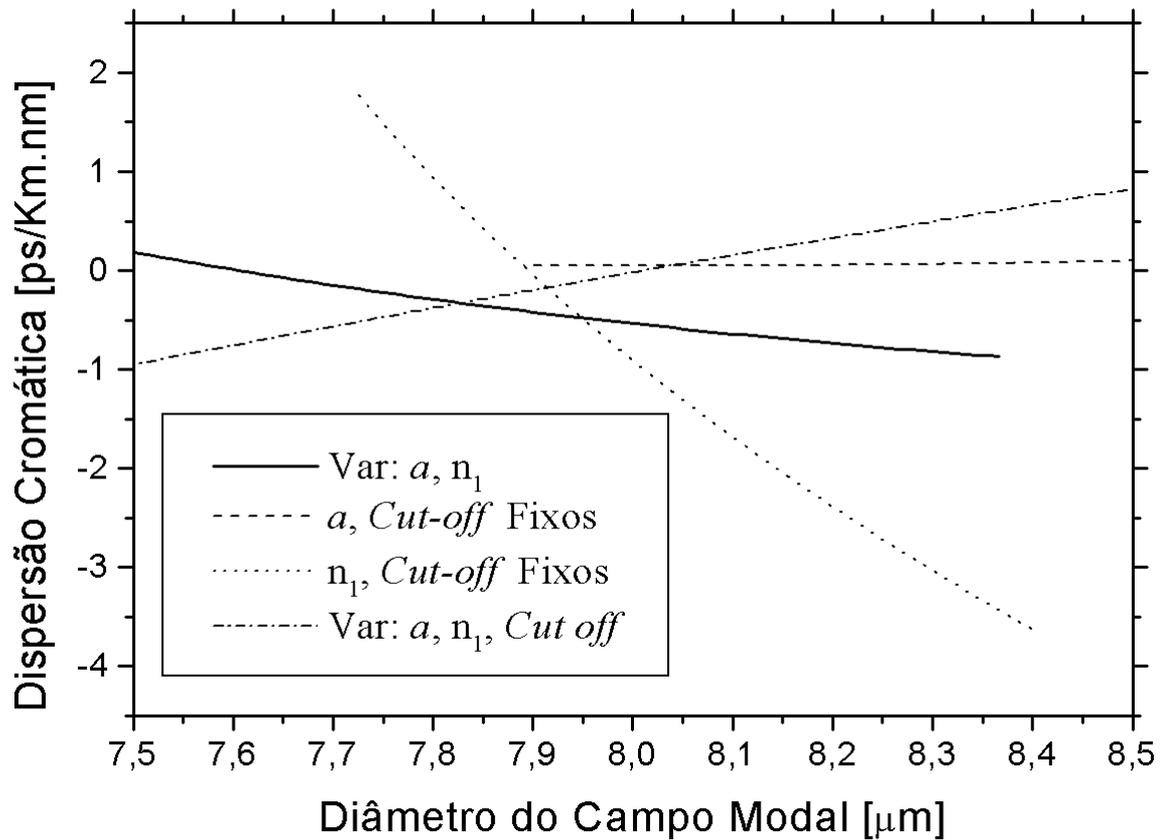


Figura 4.3. demonstração dos quatro casos de equivalência com *step index*.

#### 4.2. Discussão sobre a relação MFD X Lambda Zero Distribuído

Segundo A. Rossaro M. Schiano que terá seu artigo *Measurement of the Spatial Distribution of the Zero-Dispersion Wavelength in DS Fibers by Bidirectional Linear Reflectometry* [4] discutido no próximo item, os comprimentos de onda do zero de dispersão cromática distribuído de uma fibra DS podem ser determinados com a aproximação do modelo de fibra degrau equivalente em função dos valores do diâmetro do campo modal desta fibra. Como A. Rossaro M. Schiano não apresenta este procedimento com detalhes, determinamos esta relação através de um procedimento que começa com uma expressão de ajuste linear para a curva entre sua dispersão cromática total e o diâmetro do campo modal

com a variação do raio  $a$  e do índice de refração  $n_1$  escolhida anteriormente para um mesmo comprimento de onda.

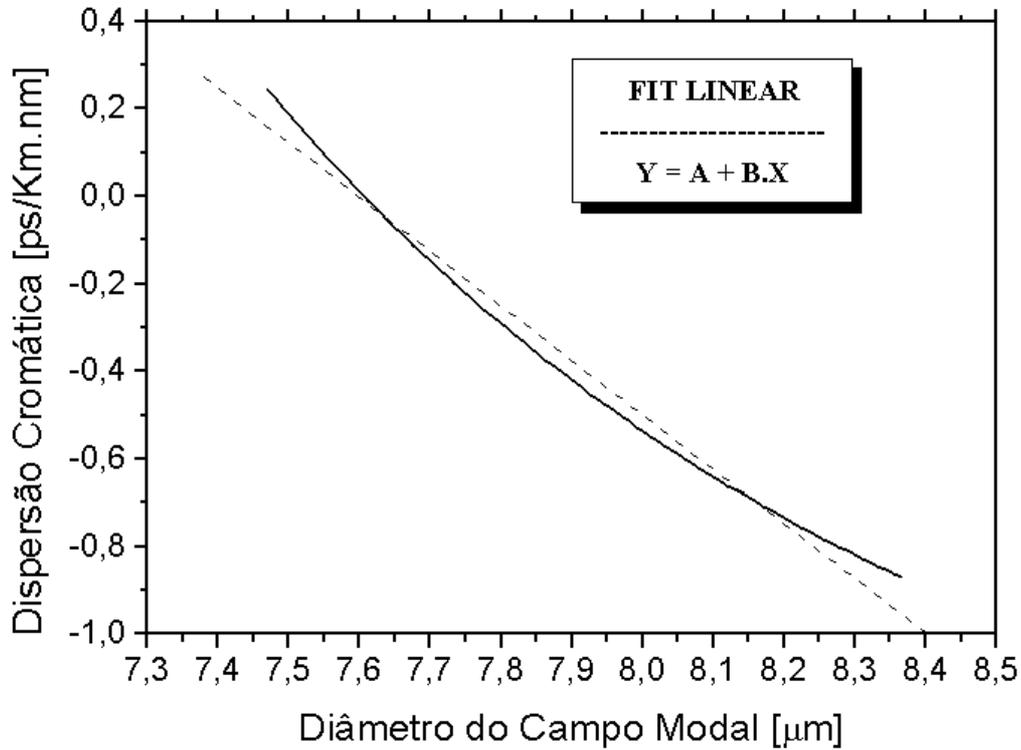


Figura 4.4. Exemplo de determinação da curva de ajuste linear entre a dispersão cromática total e o diâmetro do campo modal para um mesmo comprimento de onda.

A partir desta equação de ajuste linear substituiremos os valores dos diâmetros do campo modal obtidos para cada segmento a fim de calcular o valor da dispersão cromática de cada intervalos destes através da equação 4.8, onde  $d_0$  é o diâmetro do campo modal do primeiro segmento da fibra e A e B são os termos do ajuste linear da curva anterior:

$$D = B \left( d_0 - \frac{B}{A} \right) \tag{4.8}$$

Com os valores de dispersão cromática para cada segmento, podemos determinar uma relação com o valor do *slope* médio do enlace obtido derivando as expressões de dispersão cromática total. Através da equação da dispersão cromática em função da inclinação, do  $\lambda$  e do  $\lambda_0$  podemos determinar a relação entre o diâmetro do campo modal de cada segmento com o valor do zero de dispersão cromática distribuído na equação 4.9.

$$D = S(\lambda - \lambda_0) \Rightarrow \lambda_0 = \frac{S \cdot \lambda - D}{S} \quad (4.9)$$

Na figura 4.5 podemos notar a relação entre a distribuição dos MFD e dos  $\lambda_0$  em um enlace de fibra óptica segundo o procedimento de cálculo anterior. Como poderemos notar, as duas figuras estão graficamente no mesmo sentido na sua distribuição em função da distância. Este procedimento foi adotado por A. Rossaro, que realizou medidas práticas com as fibras DS concatenadas e verificou estas variações. Neste trabalho será considerada esta configuração em uma primeira aproximação, depois será certificada através de várias medidas de efeitos não lineares para determinar o comportamento destas dispersões.

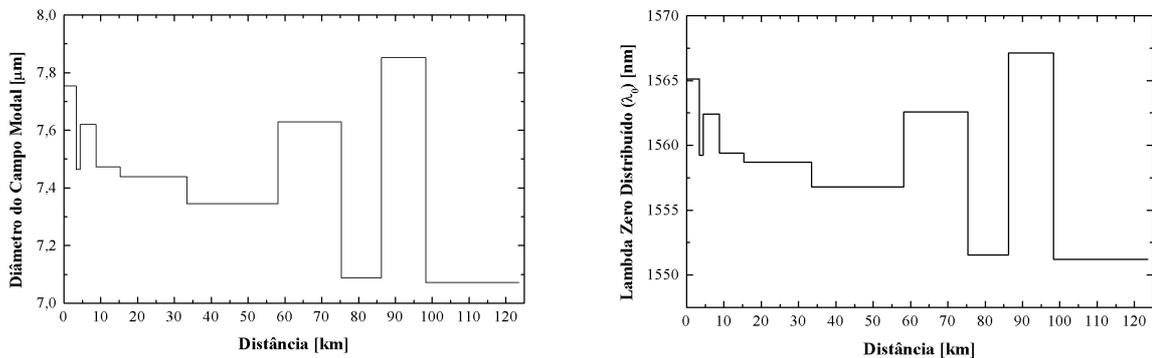


Figura 4.5. Distribuição de MFD e do  $\lambda_0$  nos segmentos de uma mesma fibra.

Este procedimento de determinação dos valores de zero de dispersão cromática distribuído através dos valores do diâmetro do campo modal de cada segmento da fibra em um enlace está detalhadamente demonstrado de forma prática no capítulo 5, inclusive com a certificação dos valores obtidos através das medidas efetuadas para observação dos efeitos não lineares.

#### **4.3. Discussão sobre o artigo publicado por A. Rossaro M. Schiano:**

Neste tópico vamos fazer uma discussão sobre o artigo de A. Rossaro M. Schiano, M. Dainese e F. Lovisolo, *Measurement of the Spatial Distribution of the Zero-Dispersion Wavelength in DS Fibers by Bidirectional Linear Reflectometry* [4] sobre uma técnica de determinação dos valores de lambda zero distribuído através dos valores do diâmetro do campo modal de cada segmento das fibras de dispersão deslocada.

O autor nos relata que seu trabalho reproduz os resultados de medidas de zero de dispersão cromática distribuída executadas em fibras DS em laboratório e instaladas através da técnica de reflectometria óptica bidirecional. Esta técnica teria sido escolhida especialmente para a medida em fibras de dispersão deslocada. Segundo A. Rossaro a reflectometria bidirecional tem demonstrado bastante precisão para uma completa caracterização de uma fibra em termos do diâmetro do campo modal, na dispersão cromática e no zero de dispersão cromática distribuído. Os resultados indicariam isto, pelo menos considerando na instalação, a concatenização de diferentes fibras apontam para grandes flutuações de zero de dispersão cromática distribuída ao longo do comprimento da fibra.

A. Rossaro descreve sucintamente as técnicas para a determinação de seus resultados obtidos. Começaremos através da expressão da potência óptica do retroespalhamento:

$$P(z) = P_0 \alpha_s(z) S(z) \cdot 10^{-\frac{2}{10} \int_0^z \alpha(x) dx} \quad (4.10)$$

Onde será utilizado mais adiante para a determinação da meia soma do traço bidirecional do OTDR .

$$I(z) = \frac{10 \text{Log}_{10} P_1(z) + 10 \text{Log}_{10} P_2(L-z)}{2} = 10 \text{Log}_{10} [\alpha_s(z) S(z)] + \Lambda, \quad (4.11)$$

Onde  $\alpha_s$  é o coeficiente de retroespalhamento,  $S(z)$  é o fator de recaptura e  $\Lambda$  é uma constante. Para fibras de índice degrau  $S(z)$  pode ser expresso em função do MFD  $d(z)$  pela Definição de Petermann II [16]:

$$S(z) = \frac{6}{\left(\frac{d(z)}{a}\right)^2 V^2} \frac{n_1^2 - n_2^2}{n_1^2} \quad (4.12)$$

Se a fibra de referência é inserida antes da fibra de teste abaixo com um MFD conhecido em local  $z_0$ , e desprezarmos as variações longitudinais de  $\alpha_s$ , O MFD em função da distância pode ser facilmente calculado:

$$I'(z) = I(z) - I(z_0) = 20 \text{Log}_{10} \frac{d(z_0)}{d(z)} \Rightarrow d(z, \lambda) = d(z_0, \lambda) \cdot 10^{\frac{I'(z, \lambda)}{20}} \quad (4.13)$$

Segundo o autor, embora as relações anteriores sejam previamente para o modelo de fibra degrau equivalente, a validade delas se estendem também para as fibras DS com erros desprezíveis [17].

Dando continuidade ao desenvolvimento, são apresentadas as equações 4.14 e 4.15 para a determinação da dispersão do material  $D_M$  e do guia de onda  $D_w$ , respectivamente.

$$D_M = -\frac{\lambda}{c} \frac{d^2 n}{d\lambda^2} \Rightarrow \text{Dispersão do Material} \quad (4.14)$$

$$D_w(z, \lambda) = \frac{2\lambda}{\pi^2 c n_1 d^2(z)} \left[ 1 - \frac{\lambda}{2d(z)} \frac{\partial d}{\partial \lambda} \right] \Rightarrow \text{Dispersão do Guia de onda} \quad (4.15)$$

O autor comenta: “Nota-se que a contribuição do guia de onda para a dispersão cromática pode ser facilmente expressa derivando o diâmetro do campo modal em função do comprimento de onda. Desse ponto a análise do modelo de fibra degrau equivalente (*Equivalent Step Index* - ESI) e dispersão deslocada (DS) serão executados separadamente. Para as fibras SI a expressão analítica do comprimento de onda dependendo do MFD pode ser derivada, enquanto que para as fibras DS, com a aplicação dos métodos de aproximação, tal como o modelo de fibra degrau equivalente, não produzem bons resultados. O comportamento do MFD em função do comprimento de onda a uma determinada posição  $z$ , foi considerado linear nas medidas entre os valores de 1310 e 1550 nm e a derivada correspondente foi usada para o cálculo da dispersão local do guia de onda. Esta técnica tem o nome de interpolação linear local (*Local Linear Interpolation*). Finalmente, assumindo uma dependência linear da dispersão cromática total para um comprimento de onda é fácil para calcular a distribuição

espacial do  $\lambda_0$ , da dispersão cromática avaliando duas ou mais medidas de comprimento de onda”.

Com base nestas informações anteriores tentamos aplicar este método nas medidas efetuadas nos enlaces da Petrobras para determinar o zero de dispersão cromática distribuído de cada fibra. No parágrafo anterior é afirmado que a o comportamento do diâmetro do campo modal em função do comprimento de onda a uma determinada posição  $z$  pode ser considerado linear nas medidas entre os valores de 1310 e 1550 nm. Nossos resultados mostraram que esta aproximação não é possível para uma largura  $\Delta\lambda$  tão grande, como foi demonstrado no item 4.1 deste trabalho, onde foram testados quatro modelos diferentes de resolução, e notou-se ser obrigatória a utilização do primeiro modelo descrito de acordo com a inclinação das curvas apresentadas na figura 4.3. Desta forma, além da resolução perder a aparente “simplicidade” apontada pelo autor ainda nos leva a uma solução não unívoca, pois estaremos inserindo diversas variáveis no método de determinação para uma única solução de zero de dispersão cromática distribuído.

A seguir apresentaremos as curvas obtidas para determinar a dispersão cromática utilizando as técnicas apresentadas por A. Rossaro, o que não representa o comportamento real das dispersões dos enlaces, como podemos observar na figura 4.6.

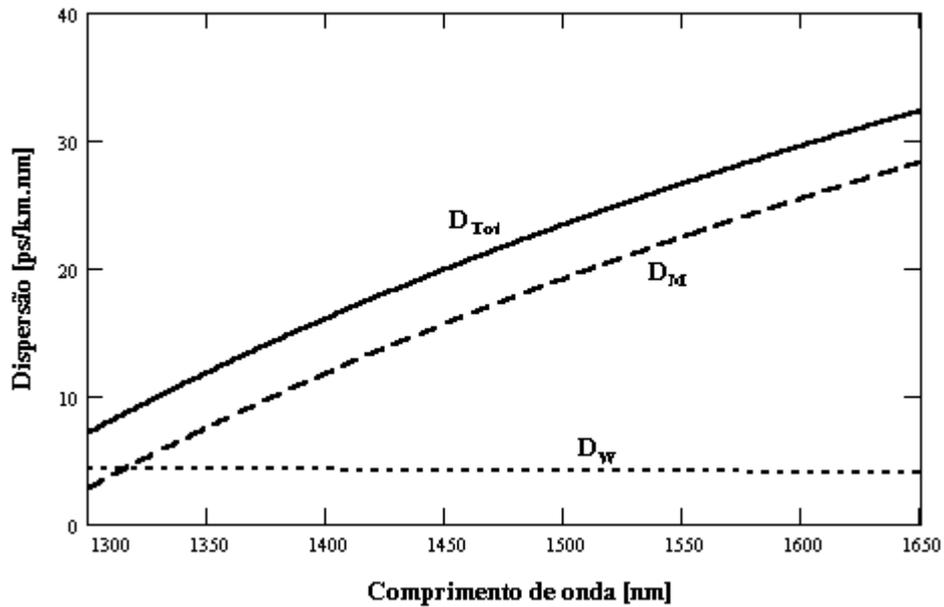


Figura 4.6. Demonstração gráfica da técnica descrita por A. Rossaro.

A seguir apresentaremos alguns resultados práticos que o autor demonstra ter obtido através da utilização de seus métodos, podemos observar dois exemplos de avaliação do MFD e do zero de dispersão no comprimento de onda. No primeiro caso as medidas foram executadas em laboratório em uma concatenação de bobinas de fibras DS (duas fibras com 1Km cada e uma fibra com 10Km), exatamente escolhidas por possuírem uma boa uniformidade longitudinal. No segundo caso, as medidas foram executadas em fibras instaladas em cabos subterrâneos urbanos, com 46Km de extensão, Para o primeiro caso apresentamos as figuras 4.7.(a) e 4.7.(b).

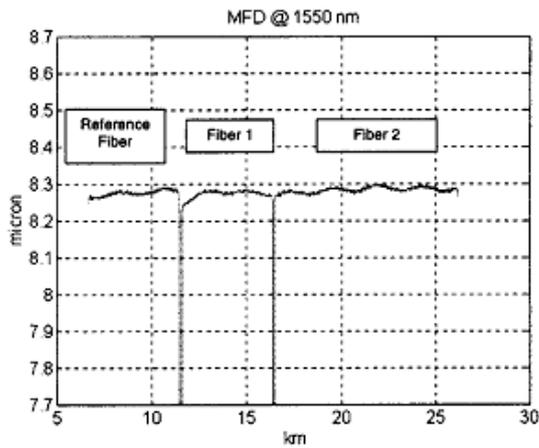


Figura 4.7.(a). Medida do diâmetro do campo modal em fibras DS [4].

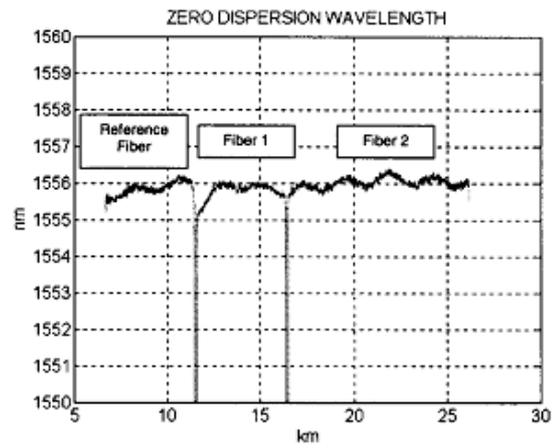


Figura 4.7.(b). Medida do zero de dispersão distribuído em fibras DS [4].

Segundo o autor, os resultados obtidos de MFD e ZDW são muito bons de acordo com as medidas executadas com outros métodos de teste pelo fabricante. Uma demonstração encontra-se a seguir na tabela 4.1:

| Técnicas usadas Fibras | MFD pelo fabricante (VAFF technique) | MFD pelo OTDR Medida bidirecional | ZDW ( $\lambda_0$ ) pelo fabricante (Phase Shift technique) | ZDW ( $\lambda_0$ ) pelo OTDR Medida bidirecional |
|------------------------|--------------------------------------|-----------------------------------|---|---|
| Fibra Referência       | 8,3                                  | 8,28                              | 1556  | 1555,8  |
| Fibra 1                | 8,4                                  | 8,27                              | 1556  | 1555,8  |
| Fibra 2                | 8,4                                  | 8,28                              | 1556  | 1556,0  |

Tabela 4.1. Demonstração dos resultados práticos obtidos por A. Rossaro M. Schiano.

No segundo caso, a técnica do OTDR bidirecional foi usada na medida das fibras de um cabo instalado conforme as figuras 4.8.(a) e 4.8.(b).

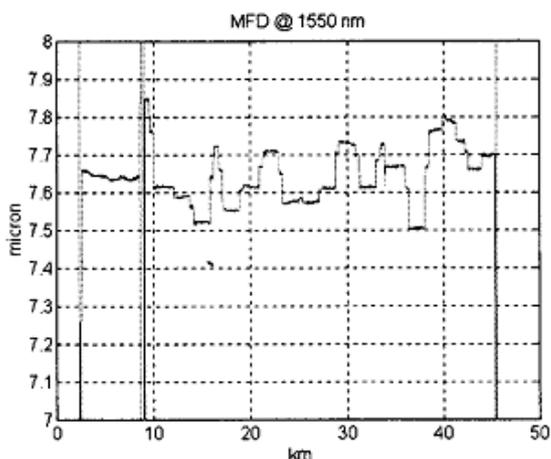


Figura 4.8.(a). Medida da distribuição do diâmetro do campo modal com 1550 nm em um cabo de fibras DS instalado.

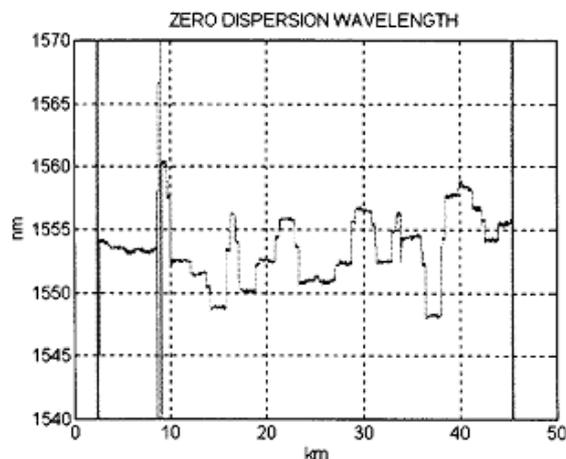


Figura 4.8.(b). Medida da distribuição do zero de dispersão cromática distribuído em um cabo de fibras DS instalado.

Também neste caso os resultados apresentados demonstram bons resultados sendo avaliada a média dos zeros de dispersão cromática pelo OTDR bidirecional (1553,6 nm) e sendo muito próximo os valores medidos pelo instrumento de desvio de fase (1553,9 nm).

Podemos notar que foi assumida uma distribuição dos valores de zero de dispersão cromática em função do comprimento do enlace nestas últimas figuras, porém a relação para determinar os valores numéricos e o sentido do gráfico não foram demonstrados por A. Rossaro. As técnicas e justificativas na determinação destes parâmetros estão apresentadas detalhadamente no capítulo 5, onde também efetuamos uma certificação desta distribuição através de uma segunda série de medidas de efeitos não lineares nas mesmas fibras dos enlaces [18].

## 5. Resultados Experimentais:

Neste capítulo, serão apresentados os resultados obtidos nas medidas efetuadas no enlace óptico da Petrobras na Bacia de Campos, entre o Porto de Imbetiba, em Macaé (RJ), e as plataformas de extração de petróleo de Pargo I (PPG-I) e de Pampo I (PPM-I).

O enlace de Imbetiba-Pargo possui em torno de 154 Km de extensão e o enlace de Imbetiba-Pampo possui em torno de 123 Km no total. Ambos os sistemas são constituídos de cabos submarinos com 12 fibras de dispersão deslocada em cada um deles.

Embora para a melhor caracterização das possibilidades de *upgrade* destes sistemas de comunicações ópticas as várias medidas executadas nos enlaces acima, como atenuação espectral, dispersão dos modos de polarização, taxa de erro de bits à 2,5 Gb/s, reflectometria óptica no domínio do tempo, dispersão cromática total e efeitos não lineares tenham sido importantes, neste desenvolvimento iremos abranger mais as três últimas, que foram utilizadas para a determinação dos valores de zero de dispersão distribuída em cada trecho para a caracterização das especificações do sistema WDM à ser utilizado [19].

### 5.1. Medida da Dispersão Cromática de Pargo e Pampo

Para as medidas de dispersão cromática total nos enlaces ópticos da Petrobras foi utilizado um equipamento de reflectometria óptica no domínio do tempo (OTDR) [13] Anritsu modelo MW9076D, com módulo óptico modelo MW0976D01 com o qual a dispersão cromática total foi medida apenas no segmento Imbetiba-Pampo, que é mais curto, com os tempos de vôo em três comprimentos de onda, 1410 nm, 1550 nm e 1625 nm. Já no segmento Imbetiba-Pargo a quantidade de OH- nas fibras tornou impossível a medida no comprimento de onda de 1410 nm. Desta forma, o terceiro comprimento de onda usado foi

1562 nm, com um OTDR independente Anritsu modelo MW9070B, com módulo óptico modelo MW0972C. Este último valor de tempo de vôo foi normalizado em função das curvas obtidas com o OTDR de dispersão cromática para o enlace de Pampo, utilizando o valor de 1562 nm adquirido graficamente, com o ajuste dos valores de Pampo de 123 Km para 154 Km com a equação 5.1:

$$L_{(n)Ppo(Corr)} = \frac{\sum_{n=1}^8 L_{(n)Pgo}}{\sum_{n=1}^{12} L_{(n)Ppo}} * L_{(n)Ppo} \quad (5.1)$$

Onde  $L_{(n)Ppo(Corr)}$  é o valor obtido na medida de Pampo com 123 Km corrigido para 154 Km através da média da marcação dos valores do enlace de Pargo  $L_{(n)Pgo}$  pela média da marcação dos valores de Pampo  $L_{(n)Ppo}$ . Desta forma podemos normalizar o enlace de Pargo através de Pampo com a equação 5.2:

$$L_{(n)Pgo(Corr)} = L_{(n)Pgo} * \frac{\sum_{n=1}^{12} L_{(n)Ppo(Corr)}}{\sum_{n=1}^8 L_{(n)Pgo}} \quad (5.2)$$

Onde  $L_{(n)Pgo(Corr)}$  é a distância obtida com o OTDR de 1562 nm corrigido através da média dos valores medidos em Pampo convertidos para 154 Km com o OTDR de dispersão cromática pela média dos valores adquiridos em Pargo. Esta aproximação anterior nos levou a valores para 1562 nm dentro da média esperada, porém sua utilização não foi possível devido

à proximidade com a outra medida em 1550 nm, que induzia a grandes erros com pequenas imprecisões na marcação da distância da reflexão final medida, como podemos observar nos gráficos da figura 5.1 de uma fibra de Pampo e de uma de Pargo.

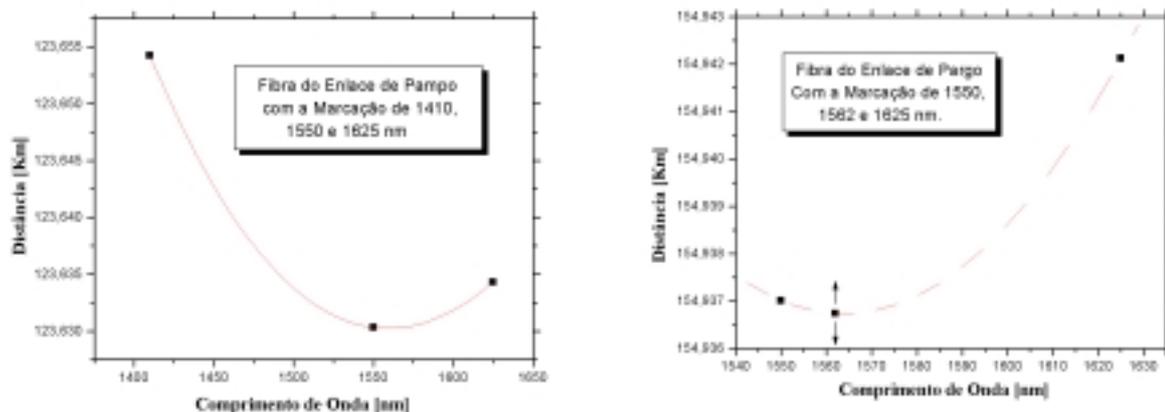


Figura 5.1. Demonstração dos tempos de vôo a partir de três comprimentos de onda diferentes para uma fibra de cada um dos enlaces de Imbetiba-Pampo e Imbetiba-Pargo.

Como podemos notar nos gráficos da figura 5.1 para o enlace de Imbetiba-Pampo os três pontos adquiridos possuem um grande espaçamento em comprimento de onda, o que nos leva a uma maior precisão no traçado da Sellmeier [1] para determinação da dispersão cromática entre estes comprimentos de onda, já no caso do enlace de Imbetiba-Pargo, o problema se agrava devido à primeira aproximação pela média com base nos dados de Pampo e depois pela imprecisão na marcação da distância medida pelo OTDR, onde uma pequena variação da distância nos reflete em uma grande variação em comprimento de onda do zero de dispersão cromática com o traçado da Sellmeier. Este efeito pode ser facilmente notado no gráfico obtido para Pargo, onde o zero de dispersão está atualmente em torno de 1565 nm,

mas com uma variação de 0,5 m na marcação do ponto para o tempo de vôo de 1562 nm este valor da dispersão cromática irá para algo em torno de 1550 nm.

A seguir demonstraremos outra técnica utilizada para a determinação das curvas de dispersão cromática e do zero de dispersão cromática distribuída que nos levou a resultados mais satisfatórios para Pargo através dos dados de Pampo.

### **5.1.1. Determinação da Dispersão Cromática de Pargo Através de Pampo**

Com base em informações adicionais do fabricante das fibras instaladas, que foi o mesmo para os dois enlaces, e após uma cuidadosa análise das medidas de atenuação espectral, dispersão dos modos de polarização e reflectometria óptica executadas nas fibras de Pampo e Pargo concluimos que as fibras destes dois segmentos possuem características idênticas de fabricação e comportamento após instaladas, o que nos levou a uma certa liberdade de fazer algumas aproximações em Pargo através das medidas de dispersão cromática efetuadas em Pampo sem que comprometêssemos os resultados obtidos.

Vamos começar a análise pelo enlace de Imbetiba-Pampo, o qual conseguimos realizar a medição com os três comprimentos de onda do OTDR de dispersão cromática, sendo em 1410, 1550 e 1625 nm, respectivamente.

Com a utilização destes três pontos de cada uma das fibras de Pampo vamos traçar a curva de tempo de vôo através de um ajuste polinomial de 2º ordem que nos fornecerá através da derivada de cada curva a informação do zero de dispersão cromática destas fibras conforme a figura 5.2.

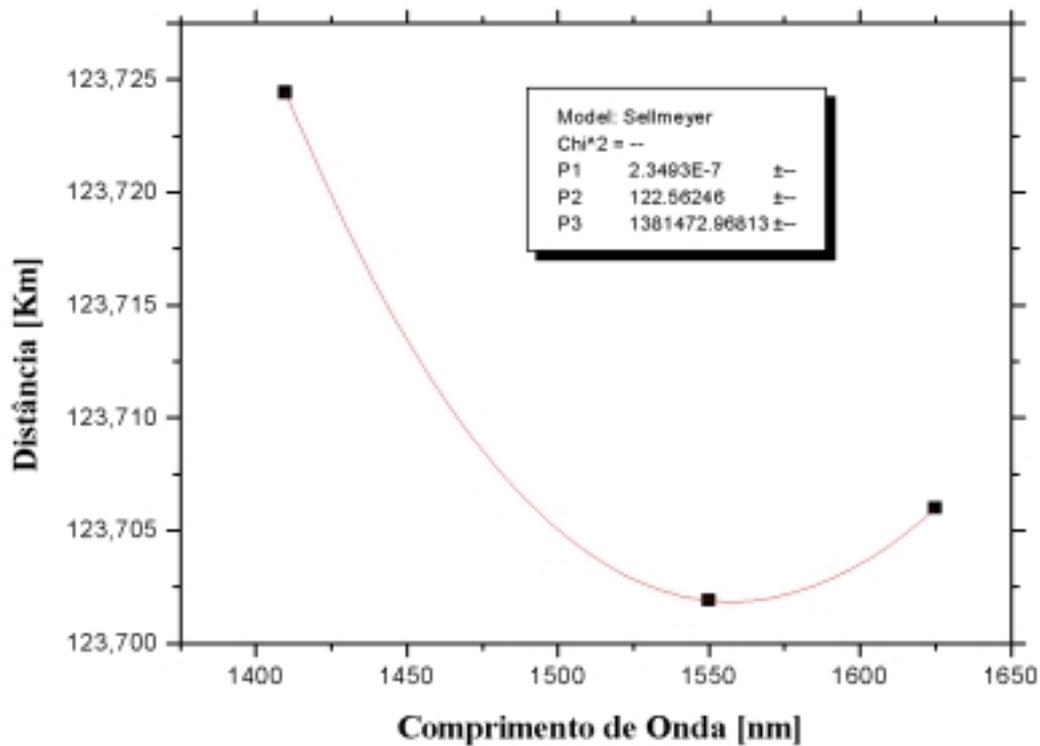


Figura 5.2. Ajuste polinomial de 2º ordem traçado a partir de três valores obtidos com o OTDR de dispersão cromática para os comprimentos de onda de 1410, 1550 e 1625 nm.

A partir do exemplo apresentado anteriormente para as curvas do enlace de Pampo, vamos determinar o valor do zero de dispersão cromática total de cada uma das fibras utilizando os termos  $P_1$ ,  $P_2$  e  $P_3$  da equação do ajuste polinomial.

Para uma simplificação na apresentação do cálculo,  $P_1$ ,  $P_2$  e  $P_3$ , que são os termos da Sellmeier que nos demonstram o tempo de vôo, serão substituídos por  $a$ ,  $b$  e  $c$ , respectivamente, ficando:

$$\tau = a.\lambda^2 + b + \frac{c}{\lambda^2} \quad (5.3)$$

Onde  $\tau$  é o tempo de vôo definido pela Sellmeier acima. Sabemos que derivando esta equação obtemos o valor da dispersão cromática em função do comprimento de onda:

$$D = 2.a.\lambda - \frac{2.c}{\lambda^3} \quad (5.4)$$

Onde D é a dispersão cromática para cada comprimento de onda. Derivando novamente esta equação 5.4, obtemos o valor da inclinação da curva.

$$S = 2.a + \frac{6.c}{\lambda^4} \quad (5.5)$$

Onde S é o valor do *slope* da curva. Para a determinação do valor do zero de dispersão ( $\lambda_0$ ) devemos isolar o comprimento de onda na equação 5.4:

$$\lambda_0 = \sqrt[4]{\frac{c}{a}} \quad (5.6)$$

A seguir apresentamos a tabela 5.1 com os valores obtidos matematicamente para Pampo com as 12 fibras do enlace, onde temos os valores de  $P_1$ ,  $P_2$  e  $P_3$  obtidos graficamente, os valores do zero de dispersão total e as inclinações calculadas pelas fórmulas definidas anteriormente.

| <b>Fibras</b> | <b>P1</b>            | <b>P2</b> | <b>P3</b>            | <b>Lambda Zero</b> | <b>Slope</b> | <b>Slope 1550</b> |
|---------------|----------------------|-----------|----------------------|--------------------|--------------|-------------------|
| <b>C1</b>     | 2,35E <sup>-07</sup> | 122,5651  | 1,38E <sup>+06</sup> | 1557,224           | 0,00146      | 0,00148           |
| <b>C2</b>     | 2,39E <sup>-07</sup> | 122,5163  | 1,41E <sup>+06</sup> | 1557,79            | 0,00149      | 0,00151           |
| <b>C3</b>     | 2,27E <sup>-07</sup> | 122,588   | 1,33E <sup>+06</sup> | 1556,211           | 0,00142      | 0,00143           |
| <b>C4</b>     | 2,53E <sup>-07</sup> | 122,4627  | 1,50E <sup>+06</sup> | 1559,408           | 0,00158      | 0,00161           |
| <b>C5</b>     | 2,36E <sup>-07</sup> | 122,547   | 1,40E <sup>+06</sup> | 1560,301           | 0,00147      | 0,0015            |
| <b>C6</b>     | 2,32E <sup>-07</sup> | 122,5695  | 1,36E <sup>+06</sup> | 1556,817           | 0,00144      | 0,00146           |
| <b>D1</b>     | 2,35E <sup>-07</sup> | 122,5625  | 1,38E <sup>+06</sup> | 1557,224           | 0,00146      | 0,00148           |
| <b>D2</b>     | 2,36E <sup>-07</sup> | 122,5483  | 1,41E <sup>+06</sup> | 1564,889           | 0,00148      | 0,00152           |
| <b>D3</b>     | 2,42E <sup>-07</sup> | 122,5069  | 1,43E <sup>+06</sup> | 1558,171           | 0,00151      | 0,00154           |
| <b>D4</b>     | 2,53E <sup>-07</sup> | 122,4627  | 1,50E <sup>+06</sup> | 1559,408           | 0,00158      | 0,00161           |
| <b>D5</b>     | 2,48E <sup>-07</sup> | 122,4712  | 1,47E <sup>+06</sup> | 1561,634           | 0,00155      | 0,00158           |
| <b>D6</b>     | 2,20E <sup>-07</sup> | 122,6258  | 1,30E <sup>+06</sup> | 1558,475           | 0,00137      | 0,0014            |

Tabela 5.1. Tabela com valores de P<sub>1</sub>, P<sub>2</sub> e P<sub>3</sub> obtidos graficamente, os valores do zero de dispersão total e os *slopes*.

Para determinar se o método utilizado anteriormente nos proporcionou um resultado satisfatório em relação às medidas de campo com o OTDR de dispersão cromática podemos confrontar os dois valores do zero de dispersão cromática obtidos para cada uma das fibras na tabela 5.2.

| <b>Fibra</b> | <b>Valores de <math>\lambda_0</math> medidos e calculados pelo OTDR</b> | <b>Valores de <math>\lambda_0</math> calculados</b> |
|--------------|---|---|
| <b>C1</b>    | 1557,8  | 1557,22   |
| <b>C2</b>    | 1558,4  | 1557,79   |
| <b>C3</b>    | 1556,8  | 1556,21   |
| <b>C4</b>    | 1560,0  | 1559,41   |
| <b>C5</b>    | 1560,9  | 1560,31   |
| <b>C6</b>    | 1557,4  | 1556,82   |
| <b>D1</b>    | 1557,8  | 1557,22   |
| <b>D2</b>    | 1565,4  | 1564,89   |
| <b>D3</b>    | 1558,8  | 1558,17   |
| <b>D4</b>    | 1560,0  | 1559,41   |
| <b>D5</b>    | 1562,2  | 1561,63   |
| <b>D6</b>    | 1559,1  | 1558,48   |

Tabela 5.2. Tabela com os valores do zero de dispersão obtidos através do OTDR de dispersão cromática e através do cálculo a partir do tempo de vôo.

Com os valores para Pampo certificando o método, iremos agora fazer uma aproximação para pargo em função do valor médio da inclinação da curva de Pampo, ou seja, vamos utilizar o “modelo da concavidade” da curva do tempo de vôo obtido em Pampo e fazer um ajuste de curva não linear (*non-linear curve fit*) para aproximar ela o melhor possível em dois e em três pontos obtidos para Pargo conforme a demonstração anterior. Já definimos que a inclinação da curva pode ser escrita como a equação 5.5, onde podemos isolar o valor do termo  $a$  e deixá-lo em função da inclinação média das curvas [14]:

$$a = \frac{1}{2} \left( S - \frac{6 \cdot c}{\lambda^4} \right) \quad (5.7)$$

E finalmente substituindo na equação 5.3 do tempo de vôo temos:

$$\tau = \frac{1}{2} \left( S - \frac{6 \cdot c}{\lambda^4} \right) \cdot x^2 + a + \frac{b}{x^2} \quad (5.8)$$

Desta forma podemos obter as curvas de dispersão cromática para as fibras do enlace de Pargo através dos valores medidos em Pampo e também obter os valores de zero de dispersão em cada fibra. Os resultados estão demonstrados na figura 5.3 em uma fibra para a aproximação da curva de ajuste não linear em dois e três pontos.

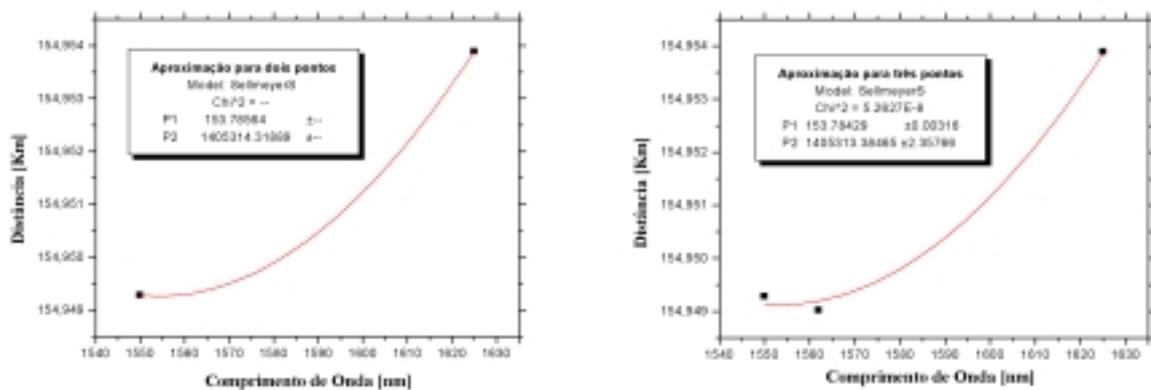


Figura 5.3. Demonstração gráfica dos valores obtidos de tempo de vôo para o enlace de Pargo através da aproximação utilizando o valor médio das inclinações de Pampo.

Os valores do zero de dispersão cromática obtidos por este método para Pargo ficaram dentro da média esperada para cada fibra. Nas tabelas 5.3 e 5.4 podemos ver os valores obtidos de  $P_1$ ,  $P_2$  e  $P_3$  e o valor de  $\lambda_0$  total para dois e três pontos, respectivamente:

| <b>Fibra</b> | <b>P1</b>            | <b>P2</b> | <b>P3</b>            | <b>Lambda Zero</b> |
|--------------|----------------------|-----------|----------------------|--------------------|
| <b>A1</b>    | 2,43E <sup>-07</sup> | 153,7745  | 1,41E <sup>+06</sup> | 1550,871           |
| <b>A2</b>    | 2,43E <sup>-07</sup> | 153,7908  | 1,41E <sup>+06</sup> | 1550,791           |
| <b>A3</b>    | 2,45E <sup>-07</sup> | 153,7822  | 1,41E <sup>+06</sup> | 1548,055           |
| <b>A4</b>    | 2,43E <sup>-07</sup> | 153,7704  | 1,41E <sup>+06</sup> | 1550,791           |
| <b>B3</b>    | 2,43E <sup>-07</sup> | 153,7683  | 1,41E <sup>+06</sup> | 1550,791           |
| <b>B4</b>    | 2,41E <sup>-07</sup> | 153,7856  | 1,41E <sup>+06</sup> | 1554,159           |
| <b>B5</b>    | 2,43E <sup>-07</sup> | 153,8082  | 1,41E <sup>+06</sup> | 1550,791           |
| <b>B6</b>    | 2,43E <sup>-07</sup> | 153,7821  | 1,41E <sup>+06</sup> | 1551,651           |

Tabela 5.3. Valores obtidos de Pargo para  $P_1$ ,  $P_2$  e  $P_3$  e para o valor de  $\lambda_0$  total utilizando a aproximação por dois pontos da Sellmeier.

| <b>Fibra</b> | <b>P1</b>            | <b>P2</b> | <b>P3</b>            | <b>Lambda Zero</b> |
|--------------|----------------------|-----------|----------------------|--------------------|
| <b>A1</b>    | 2,44E <sup>-07</sup> | 153,7727  | 1,41E <sup>+06</sup> | 1549,584           |
| <b>A2</b>    | 2,43E <sup>-07</sup> | 153,7914  | 1,41E <sup>+06</sup> | 1551,107           |
| <b>A3</b>    | 2,45E <sup>-07</sup> | 153,782   | 1,41E <sup>+06</sup> | 1547,937           |
| <b>A4</b>    | 2,44E <sup>-07</sup> | 153,7686  | 1,41E <sup>+06</sup> | 1549,757           |
| <b>B3</b>    | 2,44E <sup>-07</sup> | 153,7666  | 1,41E <sup>+06</sup> | 1549,757           |
| <b>B4</b>    | 2,41E <sup>-07</sup> | 153,7843  | 1,41E <sup>+06</sup> | 1553,351           |
| <b>B5</b>    | 2,43E <sup>-07</sup> | 153,8088  | 1,41E <sup>+06</sup> | 1551,107           |
| <b>B6</b>    | 2,44E <sup>-07</sup> | 153,7804  | 1,41E <sup>+06</sup> | 1550,621           |

Tabela 5.4. Valores obtidos de Pargo para  $P_1$ ,  $P_2$  e  $P_3$  e para o valor de  $\lambda_0$  total utilizando a aproximação por três pontos da Sellmeier.

Na tabela 5.5 podemos notar que os valores de zero de dispersão para cada fibra do enlace Imbetiba-Pargo são muito semelhantes nos dois métodos utilizados, porém no caso da Sellmeier de dois pontos podemos verificar que representa ter uma melhor caracterização por não possuímos um terceiro ponto para deslocar a posição da curva utilizando o método de ajuste de curva não linear, assim ele não pode induzir um erro pela proximidade dos comprimentos de 1550 e 1562 nm.

| <b>Fibra</b> | <b><math>\lambda_0</math> para Sellmeier com dois pontos</b> | <b><math>\lambda_0</math> para Sellmeier com três pontos</b> |
|--------------|--|--|
| <b>A1</b>    | 1550,871   | 1549,584   |
| <b>A2</b>    | 1550,791   | 1551,107   |
| <b>A3</b>    | 1548,055   | 1547,937   |
| <b>A4</b>    | 1550,791   | 1549,757   |
| <b>B3</b>    | 1550,791   | 1549,757   |
| <b>B4</b>    | 1554,159   | 1553,351   |
| <b>B5</b>    | 1550,791   | 1551,107   |
| <b>B6</b>    | 1551,651   | 1550,621   |

Tabela 5.5. Comparação entre os valores obtidos para  $\lambda_0$  para Sellmeier com dois pontos e  $\lambda_0$  para Sellmeier com três pontos.

Com estes valores de zero de dispersão cromática total para cada uma das fibras dos dois enlaces podemos desenvolver a segunda etapa para a determinação do lambda zero distribuído para cada segmento das fibras de Pampo e Pargo.

## 5.2. Determinação do Diâmetro do Campo Modal (MFD)

Neste caso em especial em que as fibras ópticas dos enlaces já se encontram emendadas e instaladas a determinação do valor do diâmetro do campo modal de cada um dos segmentos que compõem uma fibra torna-se um pouco mais complicado, principalmente por não ter nenhuma informação do valor do MFD destas fibras pelo fabricante.

Outro agravante que vem a se somar na determinação deste parâmetro será a utilização de um modelo de fibra degrau equivalente (*Equivalent Step index* - ESI) [14] com algumas aproximações e correções que serão descritas no decorrer de sua utilização.

Começaremos a determinar os valores dos MFD em relação ao primeiro segmento que terá um valor  $d_0$ , medido com um OTDR em 1562 nm, para a caracterização dos eventos nas emendas da fibra. Para facilitar o desenvolvimento e apresentação deste procedimento, iremos utilizar uma mesma fibra dos enlaces até a determinação do valor final, depois analogamente utilizaremos este mesmo procedimento para todas as outras.

Com o OTDR medindo no mesmo comprimento de onda pelas duas extremidades do enlace e depois cruzando as curvas de atenuação obtidas para fazer a média da subtração dos eventos por cada um dos lados obtemos os valores chamados de *spot size* e a média referenciada ao evento anterior [11]. Na figura 5.4 podemos observar o comportamento de uma curva típica obtida por um OTDR em um determinado comprimento de onda em uma medida de atenuação ao longo de uma fibra óptica e verificar os degraus decorrentes dos diferentes *spot sizes* entre cada segmento desta fibra.

Na figura 5.5 podemos observar como um exemplo a curva de OTDR obtida na fibra A medida a partir de Imbetiba até Pargo, onde na coordenada vertical observamos os valores de atenuação em escala de 10 dB/Div e na horizontal possuímos a escala de 20,45454 Km/Div.

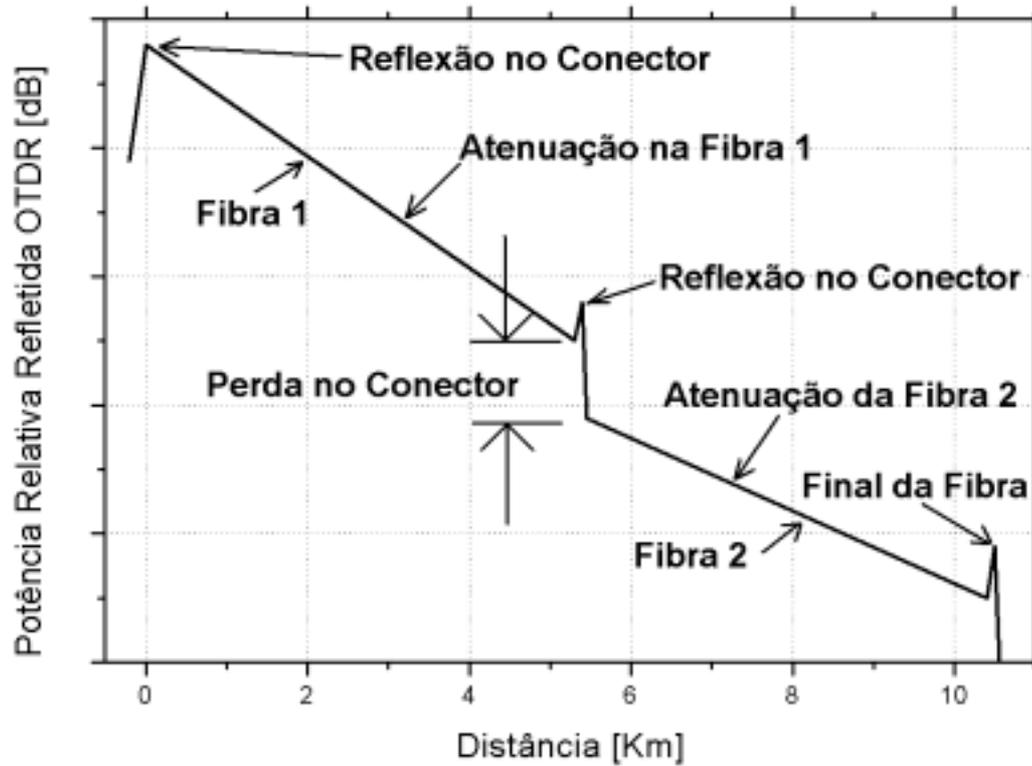


Figura 5.4. Exemplo da apresentação de eventos em uma fibra óptica medidas em um equipamento de reflectometria óptica no domínio do tempo (OTDR).

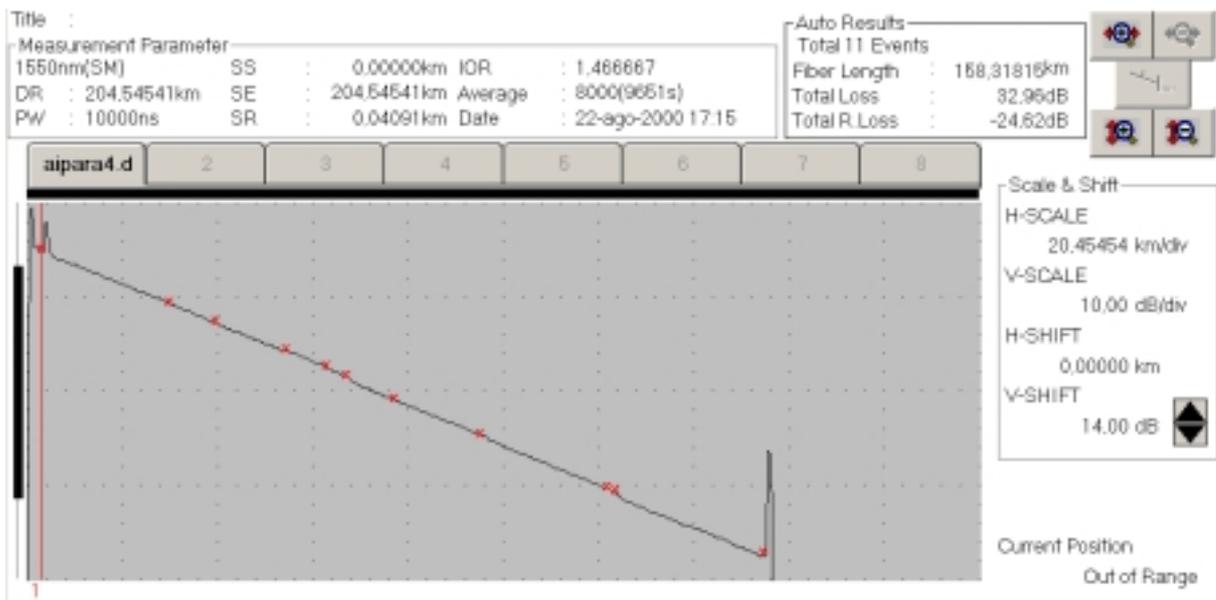


Figura 5.5. Exemplo de uma medida real com o OTDR na fibra A do enlace discutido.

Através desta técnica chegamos a estes valores para esta fibra na tabela 5.6.

| <b>Comprimento do enlace [Km]</b> | <b>Média das subtrações</b> | <b>Média Referenciada</b> |
|-----------------------------------|-----------------------------|---------------------------|
| 9,100807                          | 0,035                       | 0,035                     |
| 27,77132                          | 0,045                       | 0,08                      |
| 53,05526                          | 0,03                        | 0,11                      |
| 60,76779                          | 0,005                       | 0,115                     |
| 65,15171                          | 0,19                        | 0,305                     |
| 76,86125                          | -0,145                      | 0,16                      |
| 94,31068                          | 0,03                        | 0,19                      |
| 97,00897                          | 0,08                        | 0,27                      |
| 121,1726                          | 0,15                        | 0,42                      |
| 122,7418                          | 0,04                        | 0,46                      |
| 127,0635                          | -0,14                       | 0,32                      |
| 140,1481                          | -0,035                      | 0,285                     |
| 154,8995                          | End                         | End                       |

Tabela 5.6. Marcação das distâncias dos eventos medidos em uma fibra com OTDR em 1562 nm, cálculo da média da subtração das medidas pelos dois lados do enlace e média referenciada do MFD em relação ao evento anterior.

Com base na tabela 5.6 podemos observar que possuímos a relação entre os diferentes valores do diâmetro do campo modal para cada segmento desta fibra, e a partir destas informações vamos determinar o valor para o MFD do primeiro intervalo da fibra ( $d_o$ ), assim posteriormente resolvendo todo o sistema.

Como o valor utilizado para a média do MFD está expresso em dB, faremos a conversão para determinar o valor percentual da diferença deles em cada segmento da fibra através da equação 5.9.

$$\%MFD = 10^{\left(\frac{MFD_{Rel}}{10}\right)} \quad (5.9)$$

Os valores obtidos estão apresentados na tabela 5.7. Nesta mesma tabela colocaremos o comprimento de cada segmento ( $L_{seg}$ ) da fibra e o valor deste comprimento multiplicado pela razão entre cada valor de MFD ( $\%L_{seg}$ ).

| <b>Distância</b> | <b>MFD<sub>Relativo</sub></b> | <b>% MFD</b> | <b>L<sub>seg</sub></b> | <b>%L<sub>seg</sub></b> |
|------------------|-------------------------------|--------------|------------------------|-------------------------|
| 0,000000         | 0,00                          | 1            | 9,10081                | 9,10081                 |
| 9,100807         | 0,035                         | 0,99197      | 18,67051               | 18,52059                |
| 27,77132         | 0,08                          | 0,98175      | 25,28394               | 24,82251                |
| 53,05526         | 0,11                          | 0,97499      | 7,71253                | 7,51964                 |
| 60,76779         | 0,115                         | 0,97387      | 4,38392                | 4,269368                |
| 65,15171         | 0,305                         | 0,93218      | 11,70954               | 10,9154                 |
| 76,86125         | 0,16                          | 0,96383      | 17,44943               | 16,81828                |
| 94,31068         | 0,19                          | 0,95719      | 2,69829                | 2,582776                |
| 97,00897         | 0,27                          | 0,93972      | 24,16363               | 22,70705                |
| 121,1726         | 0,42                          | 0,90782      | 1,5692                 | 1,424551                |
| 122,7418         | 0,46                          | 0,8995       | 4,3217                 | 3,887369                |
| 127,0635         | 0,32                          | 0,92897      | 13,0846                | 12,1552                 |
| 140,1481         | 0,285                         | 0,93648      | 14,7514                | 13,81439                |
| 154,8995         | End                           | End          | $\Sigma_1=154,8995$    | $\Sigma_2=148,5379$     |

Tabela 5.7. Resultados de MFD obtidos para uma fibra do enlace.

Para a determinação do valor do diâmetro do campo modal de cada segmento das fibras vamos utilizar a técnica do modelo de fibra degrau equivalente discutida no capítulo 4 onde possuímos uma variação dos valores do raio  $a$  e do valor do índice de refração do núcleo  $n_1$  para a correção na inclinação da curva em função da dispersão cromática e do diâmetro do campo modal.

Para a frequência normalizada  $V$  vamos utilizar a equação 5.10 em função da variação do raio  $a$  e do índice de refração  $n_1$ .

$$V = \frac{2\pi \cdot a}{\lambda} \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad (5.10)$$

Onde  $V$  é a frequência normalizada,  $\lambda$  é o comprimento de onda de 1562 nm do OTDR e para o índice de refração  $n_2$  foi assumido o valor de 1,44. Com estes dados calculados e dispostos em uma tabela podemos traçar uma curva em que determinaremos os valores que o diâmetro do campo modal poderá assumir em função dos valores da dispersão cromática desta fibra [14]. Para o cálculo do MFD usaremos a variação do raio  $a$  e da frequência normalizada  $V$  na equação 5.11.

$$d = 2 \cdot a \cdot \left( 0,65 + 1,619 \left( V^{-3/2} \right) + 2,879 \left( V^{-6} \right) \right) \quad (5.11)$$

Onde  $d$  é o diâmetro do campo modal. A seguir iremos determinar o valor da dispersão cromática neste comprimento de onda de 1562 nm para a variação de  $V$  e de  $n_1$  através da soma das equações 4.2 e 4.3 para o perfil de índice degrau para a dispersão do material ( $D_M$ ) e para a dispersão do guia de onda ( $D_W$ ), respectivamente.

$$D = - \overbrace{\left( 0,08 + 0,549(2,834 - V^2) \left( \frac{n_1 - n_2}{c \cdot \lambda} \right) \right)}^{D_W} + \overbrace{2,66 \cdot 10^{-2} \cdot \lambda - \frac{6,985 \cdot 10^{10}}{\lambda^3}}^{D_M} \quad (5.12)$$

Onde D é a dispersão cromática total do enlace. Na tabela 5.8 podemos observar alguns valores dos cálculos anteriores para esta fibra.

| $\lambda_{(1562)}$ | $V$     | $D$     | $D$      | $a$    | $n_1$   |
|--------------------|---------|---------|----------|--------|---------|
| 1562               | 1,41412 | 8,36658 | -0,87015 | 2,1205 | 1,44951 |
| 1562               | 1,42762 | 8,24548 | -0,77325 | 2,126  | 1,44964 |
| 1562               | 1,44233 | 8,12046 | -0,65941 | 2,132  | 1,44979 |
| 1562               | 1,45703 | 8,00231 | -0,53728 | 2,138  | 1,44993 |
| 1562               | 1,47171 | 7,89054 | -0,40705 | 2,144  | 1,45008 |
| 1562               | 1,48637 | 7,78469 | -0,26892 | 2,15   | 1,45022 |
| 1562               | 1,50102 | 7,68437 | -0,12308 | 2,156  | 1,45036 |
| 1562               | 1,51566 | 7,58919 | 0,03029  | 2,162  | 1,45051 |
| 1562               | 1,53028 | 7,49881 | 0,19098  | 2,168  | 1,45065 |
| 1562               | 1,53515 | 7,4697  | 0,24614  | 2,17   | 1,4507  |

Tabela 5.8. Tabela com resultados obtidos da frequência normalizada  $V$ , do diâmetro do campo modal  $d$ , da dispersão cromática  $D$ , do raio  $a$  e do índice de refração  $n_1$  para o mesmo comprimento de onda de 1562 nm.

Desta forma, com os valores do diâmetro do campo modal e da dispersão cromática total para o comprimento de onda de 1562 nm em função da variação do raio  $a$  e do índice de refração  $n_1$  podemos traçar uma curva para determinação dos valores de MFD para esta fibra. A figura 5.6 mostra a curva da dispersão cromática total em função do diâmetro do campo modal para esta fibra em 1562 nm e nos apresenta a curva de ajuste linear traçada a partir desta relação, onde estaremos interessados apenas em uma variação do valor do diâmetro do campo modal de 7,8 à 8,5  $\mu\text{m}$ , embora como tolerância admitamos uma pequena variação destes limites tanto inferior como superior.

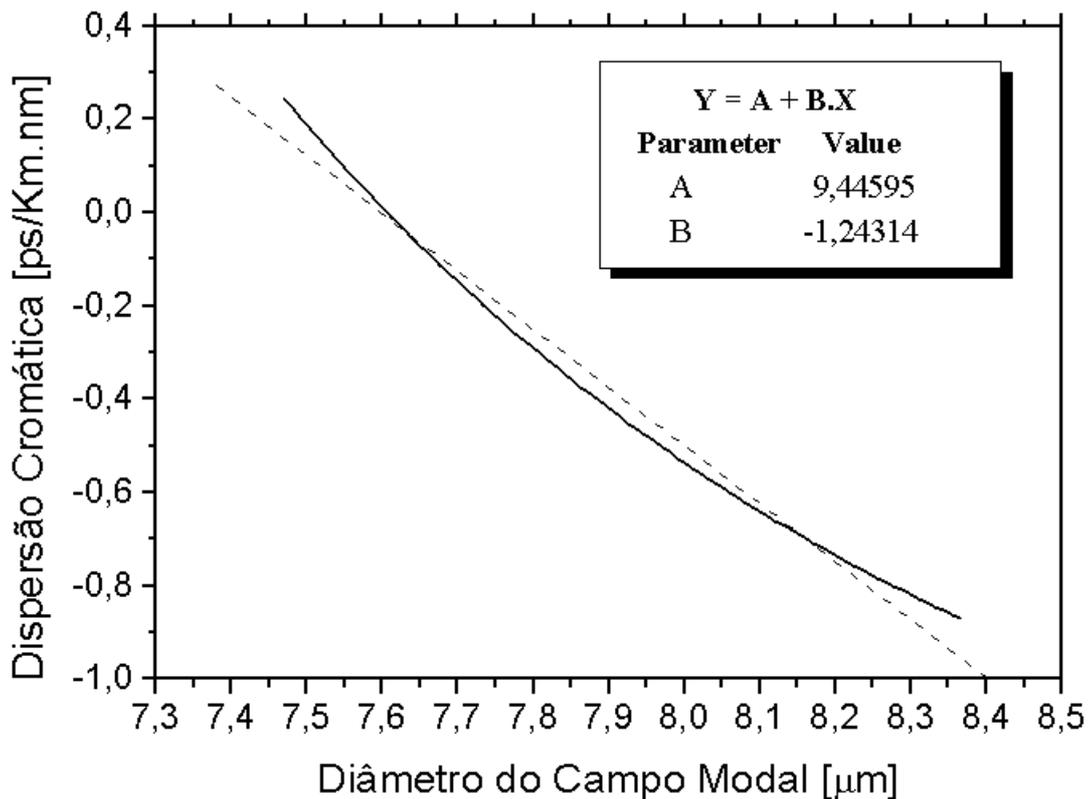


Figura 5.6. Relação entre a dispersão cromática total em função do diâmetro do campo modal para um mesmo comprimento de onda e curva de ajuste linear para determinação do valor de  $d_0$  desta fibra.

Podemos ver que o ajuste linear para esta curva nos forneceu a expressão da inclinação desta reta  $Y= 9,44595-1,24314.X$ . Com o valor da dispersão cromática obtido anteriormente para o comprimento de onda de 1562 nm e os valores calculados para  $L_{Seg}$  e  $\%L_{Seg}$  podemos determinar o valor do diâmetro do campo modal do primeiro segmento desta fibra ( $d_0$ ) através da equação da dispersão cromática manipulada.

$$d_0 = \frac{D - A}{B \cdot \left( \frac{\%L_{Seg}}{L_{Seg}} \right)} \quad (5.13)$$

Onde  $d_0$  é o diâmetro do campo modal do primeiro segmento,  $D$  é a dispersão cromática nesta fibra para o comprimento de onda de 1562 nm,  $A$  e  $B$  são os termos da equação da inclinação da reta de ajuste da curva da figura 5.6,  $L_{Seg}$  é o comprimento total do enlace e  $\%L_{Seg}$  é o somatório das multiplicações do comprimento de cada segmento por sua razão em relação ao valor inicial  $d_0$ .

Na tabela 5.9 apresentamos os valores do diâmetro do campo modal de cada segmento que compõem esta fibra através da multiplicação da porcentagem de MFD pelo valor calculado de  $d_0$ .

| <b>Distância (Km)</b> | <b>% MFD</b> | <b>MFD<sub>Seg</sub></b> |
|-----------------------|--------------|--------------------------|
| 0                     | 1            | 8,78862                  |
| 9,10081               | 0,99197      | 8,71807                  |
| 27,77132              | 0,98175      | 8,62821                  |
| 53,05526              | 0,97499      | 8,56881                  |
| 60,76779              | 0,97387      | 8,55895                  |
| 65,15171              | 0,93218      | 8,19258                  |
| 76,86125              | 0,96383      | 8,47072                  |
| 94,31068              | 0,95719      | 8,41241                  |
| 97,00897              | 0,93972      | 8,25887                  |
| 121,1726              | 0,90782      | 7,97849                  |
| 122,7418              | 0,8995       | 7,90534                  |
| 127,0635              | 0,92897      | 8,16433                  |
| 140,1481              | 0,93648      | 8,23039                  |
| 154,8995              | 0,93648      | 8,23039                  |

Tabela 5.9. Valor do MFD para cada segmento da fibra.

Podemos observar o comportamento da variação do diâmetro do campo modal de cada segmento da fibra através do gráfico 5.7.

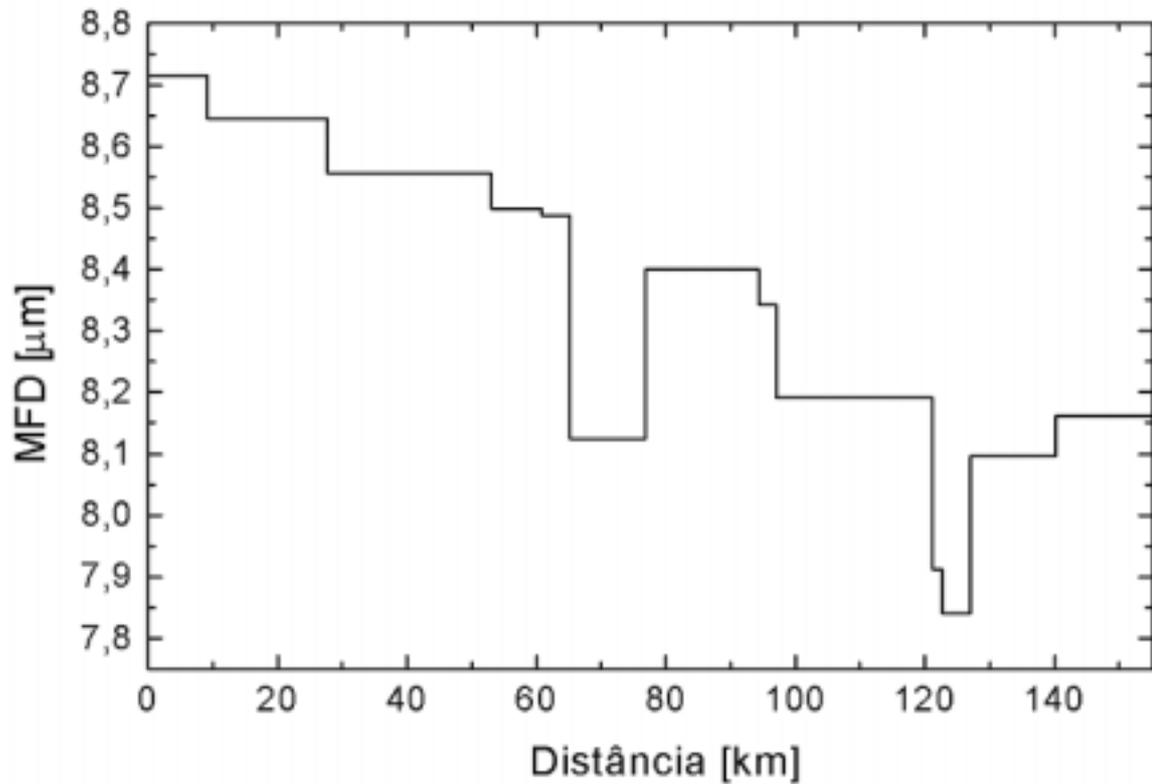


Figura 5.7. Curva característica do MFD para cada segmento da fibra.

Com estes dados sobre o diâmetro do campo modal de cada segmento para cada fibra vamos passar para a terceira etapa do nosso trabalho a fim de se determinar o zero de dispersão cromática distribuído.

### 5.3. Determinação do Lambda Zero Distribuído a partir do MFD

Os comprimentos de onda do zero de dispersão cromática distribuído para cada fibra serão determinados com a aproximação do modelo de fibra degrau equivalente em função dos valores do diâmetro do campo modal obtidos anteriormente, através da expressão de ajuste linear para a curva entre a dispersão cromática total e o diâmetro do campo modal em um

mesmo comprimento de onda com a variação do valor do raio  $a$  e do índice de refração  $n_1$ .

Esta equação de ajuste linear foi definida anteriormente como:

$$Y = 9,44595 - 1,24314.X \quad (5.14)$$

A partir desta equação substituiremos os valores de  $A$  e  $B$  e os diâmetros do campo modal obtidos na segunda etapa de cálculos para calcular o valor da dispersão cromática de cada segmento com a expressão 5.15:

$$D = B \cdot \left( d_0 - \frac{A}{B} \right) \quad (5.15)$$

Considerando que a dispersão cromática local está ligada ao diâmetro de campo modal local, e as fibras apresentam fortes flutuações de MFD, podemos verificar que teremos grandes variações nos valores de zero de dispersão cromática distribuído. Esta não homogeneidade poderá ser favorável para a diminuição dos efeitos não lineares.

Para a determinação do zero de dispersão cromática distribuído ( $\lambda_0$ ) usaremos o valor do *slope* médio do enlace de Pampo como última aproximação na equação 5.16.

$$D = S(\lambda - \lambda_0) \Rightarrow \lambda_0 = \frac{S \cdot \lambda - D}{S} \quad (5.16)$$

Conforme a tabela 5.10 e a figura 5.8 podemos observar os valores do zero de dispersão cromática distribuído em cada segmento desta fibra. Estes resultados comprovam nossas expectativas de grandes variações nos valores de  $\lambda_0$  e demonstram que a dispersão

cromática dos enlaces encontra-se dentro dos valores esperados e definidos pela norma ITU-653.

| <b>Distância (Km)</b> | <b>Comprimento (Km)</b> | <b>Zero de Dispersão Cromática (nm)</b> |
|-----------------------|-------------------------|---|
| 0                     | 9,10081                 | 1557,13                                 |
| 9,10081               | 18,67051                | 1555,93                                 |
| 27,77132              | 25,28394                | 1554,39                                 |
| 53,05526              | 7,71253                 | 1553,38                                 |
| 60,76779              | 4,38392                 | 1553,21                                 |
| 65,15171              | 11,70954                | 1546,96                                 |
| 76,86125              | 17,44943                | 1551,70                                 |
| 94,31068              | 2,69829                 | 1550,71                                 |
| 97,00897              | 24,16363                | 1548,09                                 |
| 121,1726              | 1,5692                  | 1543,30                                 |
| 122,7418              | 4,3217                  | 1542,05                                 |
| 127,0635              | 13,0846                 | 1546,47                                 |
| 140,1481              | 14,7514                 | 1547,60                                 |
| 154,8995              | END                     | END                                     |

Tabela 5.10. Zero de dispersão cromática em cada segmento da fibra.

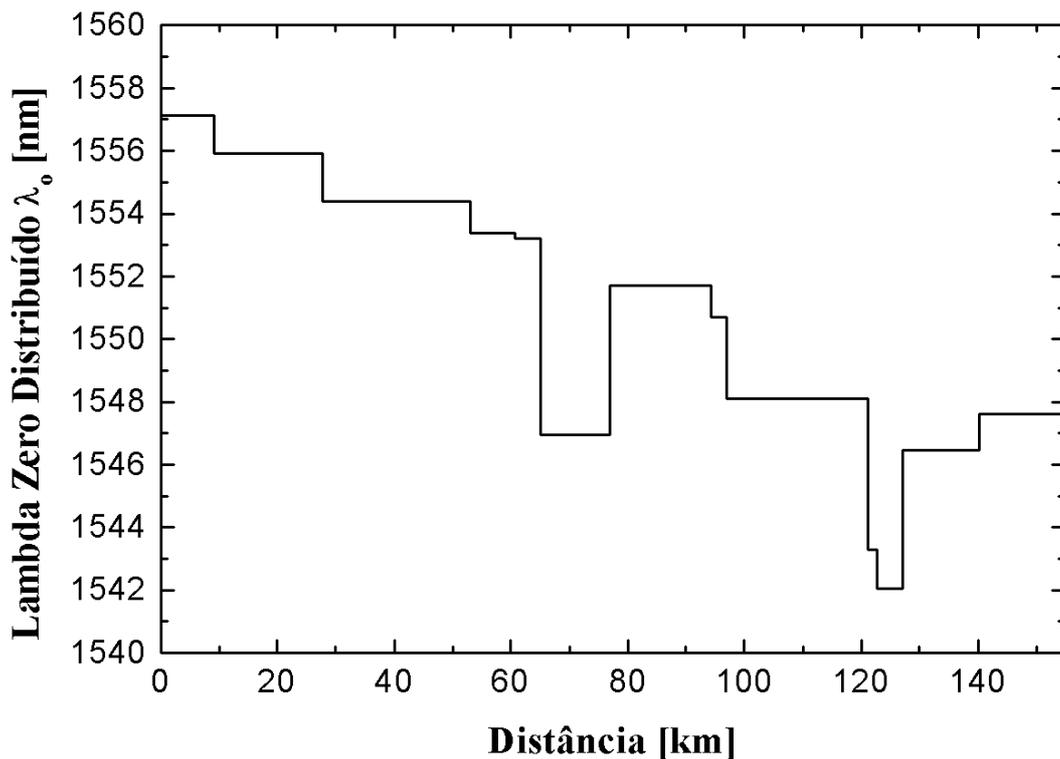


Figura 5.8. Demonstração gráfica da variação de  $\lambda_0$  em uma fibra.

No próximo item apresentaremos o último passo onde poderemos verificar a eficiência deste método utilizado na determinação dos resultados anteriores através das medidas de efeitos não lineares realizados em campo neste enlace.

#### 5.4. Sentido da Distribuição de $\lambda_0$ em Função dos Efeitos Não Lineares

Embora estes métodos desenvolvidos anteriormente nos apresentem uma boa aproximação nos valores obtidos para o zero de dispersão cromática distribuída na fibra, precisávamos resolver uma indefinição que havia aparecido nos cálculos. Com o

procedimento para a determinação dos valores dos diâmetros do campo modal obtivemos uma relação em percentual dos valores de MFD em relação à  $d_0$  que nos serviu para determinar o restante dos segmentos. A partir desta distribuição, precisamos determinar o sentido dos valores de lambda zero em função do MFD. Segundo a proposta de A. Rossaro M. Schiano [4] discutida no capítulo 4 optamos por definir que a distribuição dos valores do zero de dispersão por segmento teria graficamente o mesmo sentido da distribuição dos valores de MFD em uma primeira aproximação.

Conforme discutido no capítulo anterior, o artigo possui algumas informações que não representam corresponder aos fenômenos físicos discutidos, observados e calculados em campo e em laboratório. Desta maneira, tornamos necessária a análise dos dados obtidos em medidas para verificar os efeitos não lineares nestes enlaces a fim de determinar com mais segurança o sentido em que a distribuição dos valores de lambda zero serão apresentados.

Com a utilização de fibras de dispersão deslocada nestes enlaces, o zero de dispersão cromática se encontra na média em torno de 1550 à 1560 nm, o que significa que sofrerá uma maior interação dos efeitos não lineares nesta janela. Por outro lado, a grande variação dos valores de lambda zero em cada fibra do enlace pode acabar contribuindo para a diminuição destes efeitos.

Na medida dos efeitos não lineares nestes enlaces foi utilizado um amplificador óptico com fibra dopada de Érbio com potência de saída de +20 dBm. Com esta potência podemos avaliar o aparecimento dos efeitos não lineares até os 30 ou 40 primeiros km de cada enlace, que nos fornecerá um conjunto de dados importante para a certificação do sentido do zero de dispersão cromática no início de cada fibra. A configuração utilizada para medir estes efeitos está demonstrada na figura 5.9.

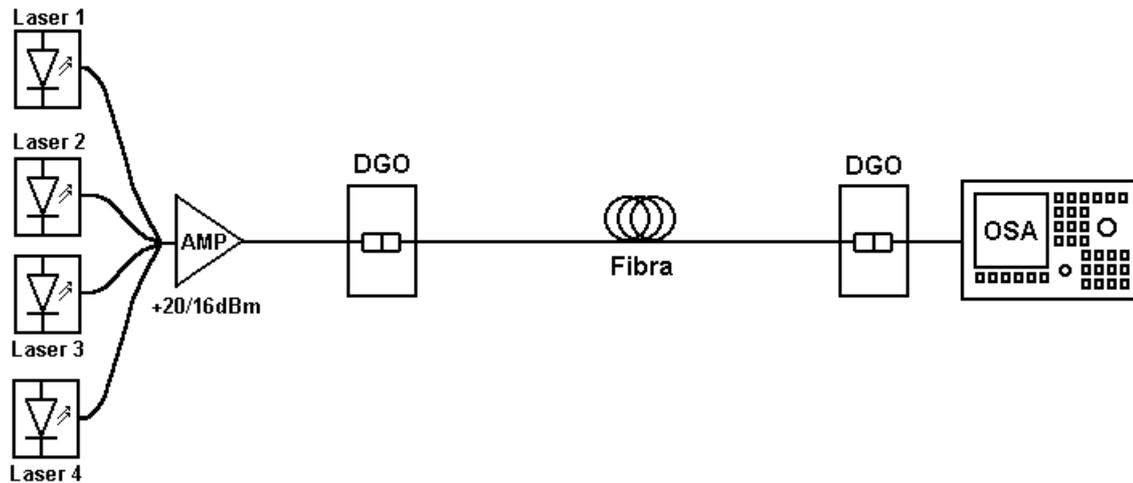


Figura 5.9. Configuração utilizada para medidas de efeitos não lineares.

Para estas medidas foram utilizadas quatro fontes de lasers com comprimentos de onda no modo fundamental em 1544,08; 1546,8; 1553,84 e 1557,2 nm, conforme pode ser observado na figura 5.10.

Com base nas informações adquiridas na medida dos efeitos não lineares, podemos observar nas figuras 5.10 e 5.12 a intensidade destes efeitos, como a mistura de quatro ondas (FWM) em duas fibras do mesmo enlace com comportamentos iniciais diferentes.

Começaremos a discussão com uma fibra qualquer do enlace de Pargo que chamaremos de fibra A, logo a seguir, faremos a mesma análise com outra fibra, chamada de fibra B com comportamento diferente da distribuição dos lambda zero distribuído. Na figura 5.10 podemos observar a medida dos efeitos não lineares da fibra A com o analisador de espectro óptico e os quatro lasers da transmissão com a mesma potência óptica.

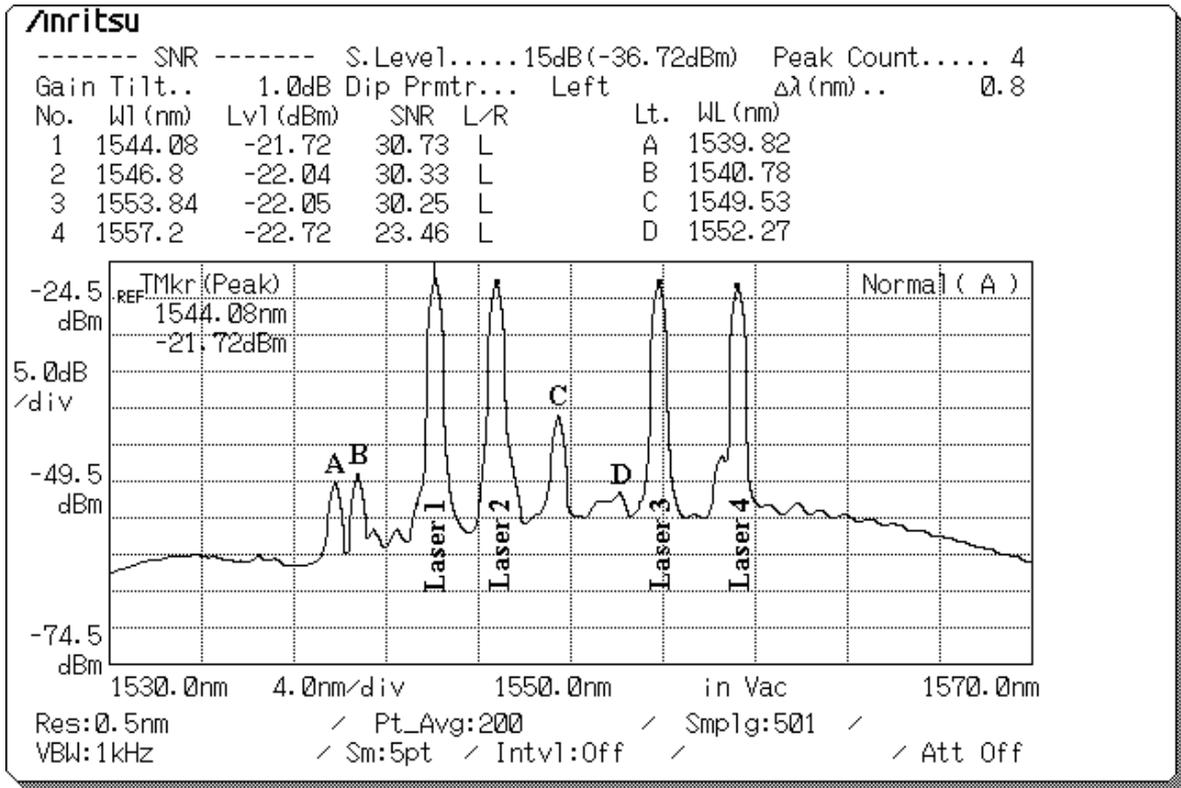


Figura 5.10. Medida dos efeitos não lineares na fibra A do enlace de Pargo com 4 lasers.

Conforme podemos observar na figura 5.10, a fibra A sofre uma maior ação dos efeitos não lineares abaixo de 1550 nm. Esta informação poderá ser melhor compreendida com o cálculo dos efeitos da mistura de quatro ondas do sistema, onde três campos ópticos com frequência de portadora  $\omega_1$ ,  $\omega_2$  e  $\omega_3$  se propagam dentro da fibra A simultaneamente, onde a susceptibilidade não linear de terceira ordem gera um quarto campo com frequência  $\omega_4$  relacionado com as outras frequências pela relação da equação [2]:

$$\omega_4 = \omega_1 \pm \omega_2 \pm \omega_3 \quad (5.17)$$

Conforme a equação 5.17 determinamos as combinações necessárias para o aparecimento dos efeitos não lineares medidos pelo analisador de espectro óptico demonstrados na figura 5.10 e apresentados na tabela 5.11.

| $\lambda_{\text{Fundamental}}$ | Frequência             | Combinações  | $\omega_{FWM}$         | $\lambda_{FWM}$       |
|--------------------------------|------------------------|--|------------------------|-----------------------|
| $\lambda_1=1544,08$            | $\omega_1=0,000647635$ | $\omega_A=2 \cdot \omega_2 - \omega_3$   | $\omega_A=0,000649425$ | $\lambda_A=1539,8235$ |
| $\lambda_2=1546,8$             | $\omega_2=0,000646496$ | $\omega_B=\omega_1 + \omega_3 - \omega_4$  | $\omega_B=0,000649023$ | $\lambda_B=1540,7763$ |
| $\lambda_3=1553,84$            | $\omega_3=0,000643567$ | $\omega_C=2 \cdot \omega_2 - \omega_1$   | $\omega_C=0,000645357$ | $\lambda_C=1549,5296$ |
| $\lambda_4=1557,2$             | $\omega_4=0,000642178$ | $\left\{ \begin{array}{l} \omega_D=\omega_2 + \omega_C - \omega_1 \\ \omega_D=2 \cdot \omega_C - \omega_2 \end{array} \right.$ | $\omega_D=0,000644218$ | $\lambda_D=1552,2692$ |
| $\lambda_C=1549,53$            | $\omega_C=0,000645357$ |  |                        |                       |

Tabela 5.11. Valores da contribuição da mistura de quatro ondas na fibra A.

Observamos que esta fibra A possui um comportamento interessante no que diz respeito à mistura de quatro ondas, onde a maior contribuição está realmente nos comprimentos de onda mais baixos, pois podemos verificar que inclusive o  $\lambda_D$  foi gerado com a contribuição do pulso  $\lambda_C$  proveniente dos efeitos não lineares da combinação das frequências fundamentais de  $\lambda_1$  e  $\lambda_2$ . Também podemos observar que existe uma contribuição menor dos comprimentos de onda mais altos, mas estas contribuições também possuem grandes intensidades nos pulsos gerados. Com base nestas informações podemos deduzir que o comportamento da distribuição dos zeros de dispersão cromática desta fibra até os primeiros 40 Km de extensão possuem uma distância menor acima dos 1550 nm e uma maior parte está abaixo do 1550nm.

A seguir poderemos analisar a figura 5.11 com a distribuição dos zeros de dispersão cromática distribuídos para esta mesma fibra A.

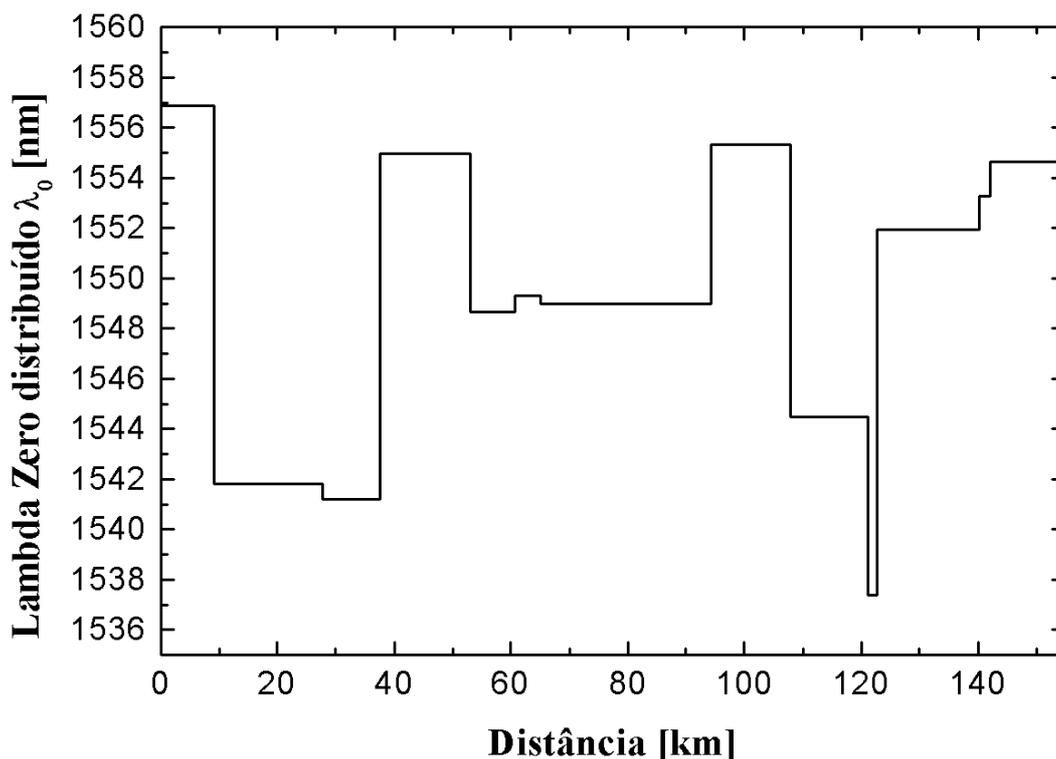


Figura 5.11. Distribuição dos zeros de dispersão cromática distribuído na fibra A.

Como podemos notar na distribuição, esta possui um segmento de 9 Km onde o zero de dispersão cromática está acima de 1550 nm e este segmento está com a maior potência do amplificador, já no caso do segmento de 30 Km que se encontra logo a seguir deste primeiro, o zero de dispersão fica abaixo dos 1550 nm, gerando uma maior interação com os comprimentos de onda mais baixos, e assim, embora a potência seja menor, o aparecimento dos efeitos da mistura de quatro ondas é expressivo devido ao comprimento de fibra disposto à interação.

Para uma melhor definição, vamos analisar o caso da Fibra B, que tem um comportamento diferente em relação ao aparecimento da mistura de quatro ondas nas medidas

executadas com analisador de espectro óptico conforme a figura 5.12 para o mesmo sistema de medição com quatro lasers com a mesma potência óptica.

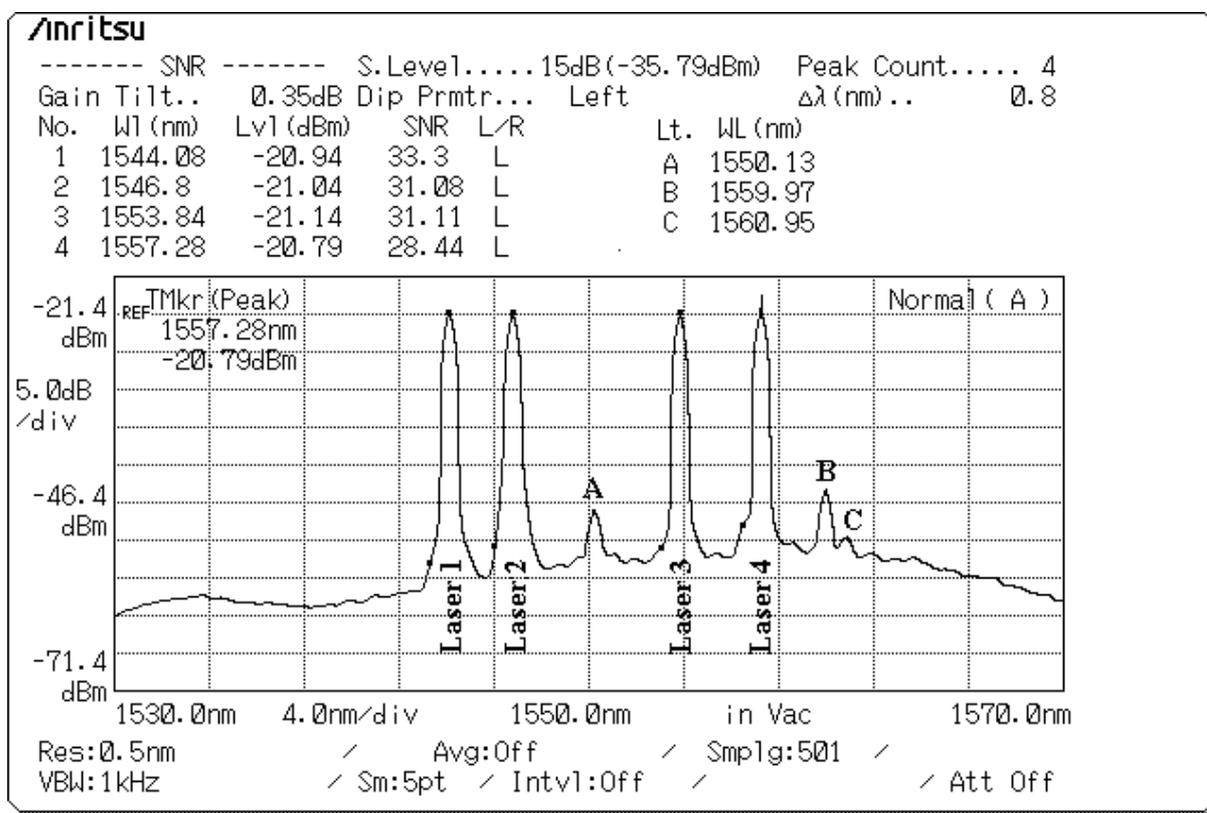


Figura 5.12. Medida de efeitos não lineares na fibra B do enlace de Pargo com 4 lasers.

Neste caso da fibra B podemos observar que existe uma maior susceptibilidade ao aparecimento dos efeitos da mistura de quatro ondas nos comprimentos de onda mais altos, que poderemos verificar matematicamente conforme a equação 5.17 para determinarmos as combinações necessárias para o aparecimento dos efeitos não lineares medidos pelo analisador de espectro óptico em campo e demonstrados na figura 5.12. Os valores determinados para essas combinações estão apresentados na tabela 5.12.

| $\lambda_{\text{Fundamental}}$ | Frequência             | Combinações                           | $\omega_{FWM}$         | $\lambda_{FWM}$       |
|--------------------------------|------------------------|---------------------------------------|------------------------|-----------------------|
| $\lambda_1=1544,08$            | $\omega_1=0,000647635$ | $\omega_A=\omega_2+\omega_4-\omega_3$ | $\omega_A=0,000645107$ | $\lambda_A=1550,1295$ |
| $\lambda_2=1546,8$             | $\omega_2=0,000646496$ | $\omega_B=\omega_2+\omega_4-\omega_1$ | $\omega_B=0,000641039$ | $\lambda_B=1559,9664$ |
| $\lambda_3=1553,84$            | $\omega_3=0,000643567$ | $\omega_C=2.\omega_3-\omega_2$        | $\omega_C=0,000640638$ | $\lambda_C=1560,9443$ |
| $\lambda_4=1557,2$             | $\omega_4=0,000642178$ |                                       |                        |                       |

Tabela 5.12. Valores da contribuição da mistura de quatro ondas na fibra B.

No caso da fibra B, observamos um comportamento oposto ao verificado na fibra A em relação ao aparecimento dos efeitos da mistura de quatro ondas, onde podemos verificar que na região até os primeiros 40 km existe uma contribuição muito maior dos comprimentos de onda mais altos, o que nos permite deduzir que a tendência da maioria dos valores de zero de dispersão cromática deste segmento é de se apresentar acima dos 1550 nm.

A seguir poderemos analisar a figura 5.13 com a distribuição dos zeros de dispersão cromática distribuídos para esta mesma fibra B.

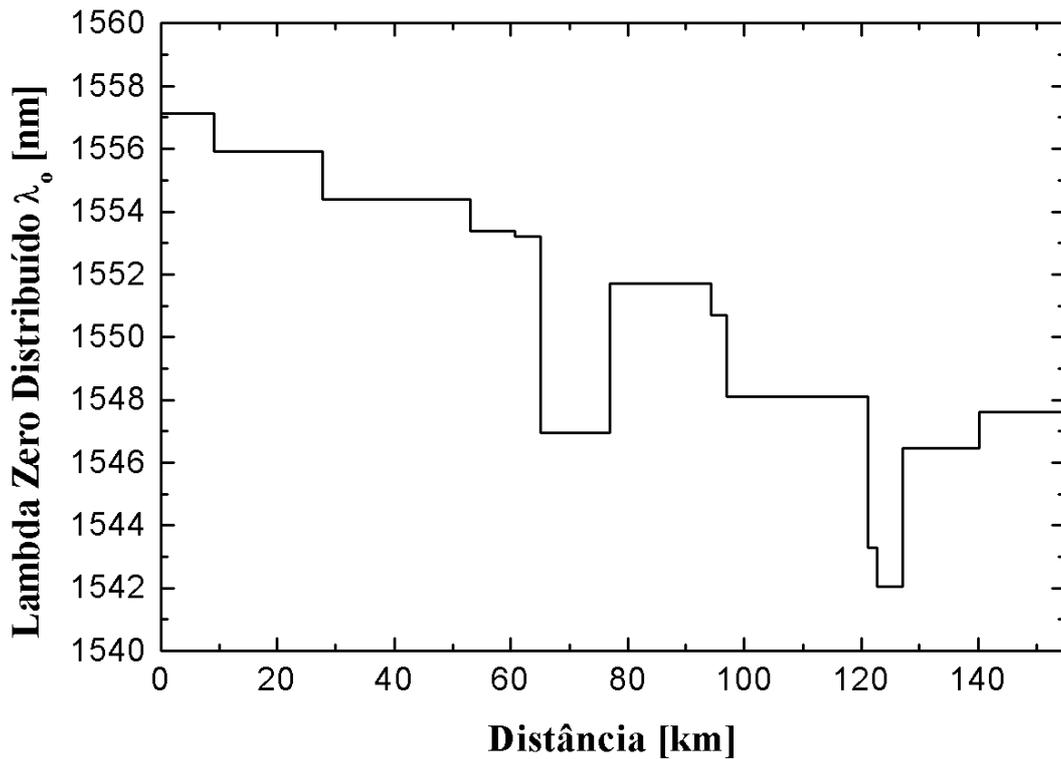


Figura 5.13. Distribuição dos zeros de dispersão cromática distribuídos na fibra B.

A distribuição dos valores de lambda zero desta fibra B nos demonstra que realmente existia uma contribuição maior para a mistura de quatro ondas dos comprimentos de onda mais altos nos primeiros segmentos desta fibra.

Desta forma, podemos concluir que o procedimento para a determinação da distribuição dos valores de zero de dispersão cromática distribuído através dos valores do diâmetro do campo modal local está satisfatório para estes enlaces e que desta forma podemos caracterizar os mesmos para a futura utilização de um sistema multicanais de alta velocidade de transmissão, como um sistema WDM [15].

## 6. Conclusão

Neste trabalho foi apresentado um estudo sobre os problemas que podem prejudicar a transmissão de sinais de alta velocidade em um enlace de longa distância com fibras ópticas de dispersão deslocada no que diz respeito à dispersão cromática e efeitos não lineares.

A estrutura de apresentação deste estudo foi distribuída em quatro unidades, sendo um estudo sobre os efeitos não lineares e um sobre as diversas dispersões em uma fibra óptica, uma descrição sobre os métodos de resolução utilizados para determinação dos valores de lambda zero das fibras de um enlace e um desenvolvimento experimental deste método para caracterização das fibras de dispersão deslocada dos enlaces ópticos da Petrobras na Bacia de Campos entre Imbetiba-Pargo e Imbetiba-Pampo.

No estudo sobre os efeitos não lineares foram apresentados a refração não linear, modulação cruzada de fase, espalhamentos estimulados da luz, como o espalhamento Raman estimulado e o espalhamento Brillouin estimulado e a mistura de quatro ondas.

Na unidade sobre as dispersões foram estudadas as teorias sobre as fibras de índice degrau, muito importantes para realizarmos as equivalências com as fibras de dispersão deslocada, o diâmetro do campo modal para a determinação do zero de dispersão cromática distribuído, as dispersões nas fibras monomodo, como a dispersão da velocidade de grupo, a dispersão do material e do guia de onda para a determinação da dispersão cromática total e as dispersões de mais alta ordem.

Na descrição dos métodos utilizados discutimos as técnicas aplicadas como o modelo de fibra degrau equivalente para as fibras de dispersão deslocada [14], a relação entre o diâmetro do campo modal e o zero de dispersão cromática distribuído e também foi discutido o artigo de A. Rossaro M. Schiano sobre a determinação dos valores de lambda zero das

fibras DS. A utilização do modelo de fibra degrau equivalente para a determinação dos parâmetros de dispersão das fibras de dispersão deslocada foi muito importante para a determinação do zero de dispersão cromática total e distribuída das fibras ópticas com resultados satisfatórios através de algumas aproximações e ajustes. Na discussão sobre a relação entre o diâmetro do campo modal com o lambda zero local foram desenvolvidas algumas técnicas de aproximação que também renderam bons resultados finais. Embora este procedimento de cálculo tenha apresentado resultados dentro do esperado, não pode ser considerado como um método de determinação para lambda zero local de qualquer fibra de dispersão deslocada, algumas das aproximações e ajustes foram efetuados com a avaliação das características particulares destas fibras em que estávamos trabalhando através de outras medidas e comparações com as demais fibras do enlace, por serem do mesmo fabricante e todas possuírem as mesmas características mesmo depois de instaladas. Também neste capítulo fizemos a discussão sobre o artigo de A. Rossaro [4] sobre uma proposta para a determinação dos valores da dispersão cromática em fibras DS através da medida de reflectometria óptica, onde utilizando sua metodologia apresentamos os resultados não satisfatórios obtidos, porém os resultados práticos medidos por A. Rossaro foram de grande valia para a determinação de nosso modelo de cálculo em uma primeira aproximação, e após foram certificados por nossas medidas de efeitos não lineares em campo.

Nos resultados experimentais foram apresentadas as aproximações através da equivalência do enlace de Imbetiba-Pargo com o enlace de Imbetiba-Pampo e também foram desenvolvidas as análises das medidas dos efeitos não lineares destes enlaces. Como não foi possível utilizar o comprimento de onda de 1410 nm do OTDR de dispersão cromática no enlace de Imbetiba-Pargo, tivemos que fazer uma caracterização das curvas de dispersão cromática destas fibras através das curvas obtidas das medidas em Imbetiba-Pampo, onde

devido à semelhança entre elas utilizamos o formato da curva de Pampo para traçar as curvas de Pargo, resultando em uma boa aproximação na determinação da dispersão cromática total.

Com a análise dos resultados obtidos nas medidas dos efeitos não lineares nos enlaces da Bacia de Campos conseguimos determinar com mais segurança o sentido da distribuição dos valores de  $\lambda$  zero local de cada fibra, resultando na confirmação da metodologia proposta para esta resolução.

## 7. Referências Bibliográficas:

- [1]. Agrawal, Govind P., “*Fiber Optic Communications Systems*”, The Institute of Optics University of Rochester, Rochester, Willey Series, USA, 1976, pp. 39, pp. 59, pp. 61.
- [2]. Agrawal, Govind P., “*Nonlinear Fiber Optics*”, The Institute of Optics University of Rochester, Rochester, New York, 2<sup>nd</sup> ed., 1995, pp. 15, pp. 316, pp. 370, pp. 404.
- [3]. Kao, Charles K., “*Optical fibre*”, British Library Cataloguing in Publication Data, London, 1988, pp. 107.
- [4]. Schiano, A. Rossaro M., “*Measurement of the spatial distribution of the zero-dispersion wavelength in DS fibers by bidirectional linear reflectometry*”, NIST, Technical digest symposium on fiber measurements, NIST special publication 930, 1998, pp. 159.
- [5]. Powers, John P., “*An introduction to fiber optic systems*”, 2<sup>nd</sup> ed., Irwin/McGraw-Hill, 1997, pp. 14, pp. 64.
- [6]. Andonovic, Ivan, “*Principles of modern optical systems*”, Artech House, Inc., Norwood, Mass., 1989, pp. 161.
- [7]. Sauter, E. G., “*Nonlinear Optics*”, Wiley Series in Microwave and Optical Engineering, New York, 1996, pp. 107.

- [8]. Kazovsky, Leonid G., “*Optical fiber communication systems*”, 1996, Library of Congress Cataloguing in Publication Data, pp. 587.
- [9]. Hill, K. D.; Johnson, D. C.; Kawasaki, B. S.; and McDonald, R. I., “*Four wave mixing products between two waves*”, *Journal Applied Physics*, Vol. 49, pp. 5098.
- [10]. Baker, Donald G., “*Monomode fiber-optic design*”, Van Nostrand Reinhold Company, New York, 1987, pp. 26.
- [11]. Anderson, William T., “*Spot size measurements for a single mode fibers – A comparison of four techniques*”, *Journal of Lightwave Technology*, vol. LT-1, N° 1, March 1983, pp. 20.
- [12]. Guenther, Robert D., “*Modern Optics*”, John Wiley e Sons, New York, 1990, pp. 255.
- [13]. Cancellieri, Giovanni, “*Measurements of optical fibers and device: Theory and experiments*”, Artech House, Inc., Washington, pp. 69.
- [14]. Jeunhomme, Luc B., “*Single-mode fiber optics – Principles and applications*”, Marcel Dekkar, New York, 1983.
- [15]. Buck, John A., “*Fundamentals of optical fiber*”, Wiley, Interscience Publication, 1995, pp. 118, pp. 223.
- [16]. Pask, C., “*Physical interpretation of Peterman's strange spot size for single mode fibers*”, *Electronics Letters*, 2<sup>nd</sup> February 1984, Vol. 20, N° 3, pp. 144.

- [17]. Ohashi, K. Nakajima M., “*Comments on an alternative test method for mode field diameter*”, 1998 ITU-T Geneva '98 D.157 (WP4/15).
- [18]. Dianov, E. M., “*Nonlinear effects in optical fibers*”, Harwood Academic Publisher, 1989, pp. 7.
- [19]. Chraplyvy, A. R., “*Limitations on lightwave communications imposed by optical fiber nonlinearities*”, IEEE/OSA, Journal of Lightwave Tech., Vol. 8, 1990, pp. 1548.
- [20]. Li, Y. W.; Hussey, C. D.; and Birks, T. A., “*Triple-clad single mode fibers for dispersion shifting*”, IEEE, Journal of Lightwave Technology, 1993, pp. 1812.
- [21]. Jones, W. B., “*Introduction to optical fiber communication systems*”, Chapman & Hall, Winston, New York, distributed by Oxford University Press, 1998. pp. 75.

**ESTUDO DA DISPERSÃO CROMÁTICA E EFEITOS NÃO LINEARES  
EM FIBRAS DE DISPERSÃO DESLOCADA**

Dissertação de Mestrado apresentada por *Claiton Pereira Colvero* em 13 de março de 2001 ao Departamento de Engenharia Elétrica da PUC-Rio e aprovada pela Comissão Julgadora, formada pelos seguintes membros:



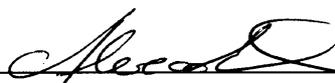
---

**Prof. Jean Pierre von der Weid**  
CETUC/PUC-Rio (Orientador)



---

**Prof. Rogério Passy**  
CETUC/PUC-Rio



---

**Prof. Alexandre de Oliveira Dal Forno**  
UERJ

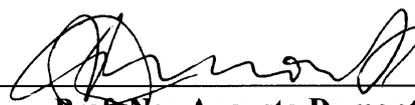


---

**Prof. Luiz Carlos Guedes Valente**  
MEC/PUC-Rio

Visto e permitida a impressão

Rio de Janeiro, 19/03/2001



---

**Prof. Ney Augusto Dumont**  
Coordenador dos Programas de Pós-Graduação e  
Pesquisa do Centro Técnico Científico